

論文 / 著書情報  
Article / Book Information

題目(和文)	凝縮する気泡の界面挙動に関する研究
Title(English)	
著者(和文)	因幡徳昭
Author(English)	Noriaki Inaba
出典(和文)	学位:博士(工学), 学位授与機関:東京工業大学, 報告番号:甲第9242号, 授与年月日:2013年6月30日, 学位の種別:課程博士, 審査員:有富 正憲,齊藤 正樹,高橋 実,加藤 之貴,木倉 宏成
Citation(English)	Degree:Doctor (Engineering), Conferring organization: Tokyo Institute of Technology, Report number:甲第9242号, Conferred date:2013/6/30, Degree Type:Course doctor, Examiner:,,,,,
学位種別(和文)	博士論文
Type(English)	Doctoral Thesis

平成25年度 学位論文

# 凝縮する気泡の界面挙動に関する研究

指導教官 有富 正憲 教授

因幡 徳昭



# 目次

<b>1. 緒論</b> .....	<b>10</b>
1.1. 背景 .....	11
1.2. 従来の研究 .....	13
1.2.1. 加熱面の伝熱特性 .....	13
1.2.2. PNVG (the Point of Net Vapor Generation) .....	15
1.2.3. 軸方向断面平均ボイド率 .....	18
1.2.4. サブクール沸騰に関する研究 .....	20
1.2.5. 二流体モデル .....	21
1.2.6. 気泡挙動と形状評価 .....	27
1.2.7. 気泡離脱と気泡挙動 .....	29
1.3. 評価方法 .....	30
1.4. 研究目的 .....	31
1.5. 本論文の構成 .....	32
<b>2. 画像解析を用いた気泡形状と体積測定の評価</b> .....	<b>37</b>
2.1. 研究背景 .....	38
2.2. 実験装置および実験方法 .....	39
2.2.1. 実験装置および実験方法 .....	39
2.2.2. 実験条件 .....	40
2.2.3. 気泡パラメータ算出方法 .....	41
2.2.4. 形状近似方法および体積算出方法 .....	42
2.2.5. 測定誤差 .....	43
2.3. 実験結果 .....	43
2.3.1. 画像より算出した気泡体積結果 .....	43
2.3.2. 気泡界面積の測定 .....	45
2.3.3. 気泡の軌跡 .....	46
2.3.4. 気泡体積予測のための実験相関式 .....	48
2.4. 本章のまとめ .....	51
<b>3. サブクール水中のボイド特性</b> .....	<b>79</b>
3.1. 研究背景 .....	80
3.2. 実験装置および実験方法 .....	81
3.2.1. 実験装置 .....	81
3.2.2. 実験条件 .....	82
3.2.3. 画像解析方法 .....	82

3.2.4.	ボイド率と界面積濃度.....	83
3.2.5.	気泡上昇速度.....	84
3.2.6.	気泡数分布.....	85
3.2.7.	測定誤差.....	85
3.3.	実験結果.....	86
3.3.1.	ボイド率の時間依存性.....	86
3.3.2.	断面平均ボイド率の流動依存性.....	87
3.3.3.	気泡数分布.....	88
3.3.4.	ザウター平均気泡径および面積濃度とボイド率の依存性.....	89
3.3.5.	凝縮による気泡径の減少.....	90
3.4.	本章のまとめ.....	91
<b>4.</b>	<b>サブクール沸騰中における気泡凝縮特性.....</b>	<b>118</b>
4.1.	研究背景.....	119
4.2.	相変化率と界面熱伝達率の算出.....	120
4.2.1.	測定値の導出.....	120
4.2.2.	従来 of 相関式.....	122
4.3.	実験結果.....	123
4.3.1.	気泡崩壊率.....	123
4.3.2.	相変化率.....	125
4.3.3.	界面熱伝達率.....	126
4.4.	本章のまとめ.....	130
<b>5.</b>	<b>結論.....</b>	<b>153</b>
5.1.	各章のまとめ.....	154
5.2.	総括.....	156

## 図目次

図 2.1 実験装置概略図.....	54
図 2.2 カメラと鏡の配置概略図.....	54
図 2.3 カメラと鏡の位置.....	55
図 2.4 気泡形状マップ (Clift).....	55
図 2.5 画像処理方法.....	56
図 2.6 気泡体積算出方法.....	57
図 2.7 長軸回転を用いて算出した気泡体積の時系列結果.....	58
図 2.8 ステレオ撮影を用いて算出した気泡体積.....	59
図 2.9 ステレオ撮影を用いて算出した気泡体積の時系列結果.....	60
図 2.10 長軸回転を用いて算出した気泡体積.....	61
図 2.11 短軸回転を用いて算出した気泡体積.....	62
図 2.12 気泡体積算出方法が算出気泡体積に及ぼす誤差.....	63
図 2.13 界面積の時系列結果.....	63
図 2.14 スパイラル気泡のパラメータ変動.....	65
図 2.15 軌跡がスパイラルを示すときの気泡挙動.....	66
図 2.16 撮影面に対して対角線上で気泡が移動する時のパラメータ変動.....	68
図 2.17 撮影面上に対して平行および垂直に移動する時のパラメータ変動.....	70
図 2.18 軌跡がジグザグを示すときの気泡挙動.....	71
図 2.19 スパイラルで上昇する気泡の発生確率.....	72
図 2.20 気泡径のの評価.....	73
図 2.21 正面に対する側面方向の気泡径の測定誤差.....	74
図 2.22 形状パラメータ $abD_p$ と気泡体積の関係.....	75
図 2.23 形状パラメータ $a \cdot b \cdot P$ を用いて算出した気泡体積.....	76
図 2.24 奥行き長さを長軸と短軸の平均値と見なして算出した気泡体積.....	77
図 3.1 実験装置概略図.....	93
図 3.2 テスト部概略図.....	93
図 3.3 撮影部概略図.....	93
図 3.4 気泡数測定のための気泡画像の変換方法.....	94
図 3.5 二相流パラメータの算出方法と測定誤差.....	95
図 3.6 気泡上昇速度と周期の算出方法.....	96
図 3.7 気泡上昇速度.....	97
図 3.8 テスト部の曲率より生じる誤差.....	98
図 3.9 サブクール度 2K, 流束 $250 \text{ kg/m}^2\text{s}$ および熱流束 $300 \text{ kW/m}^2$ におけるボイド率の時系列結果.....	99
図 3.10 サブクール度 4K, 流束 $250 \text{ kg/m}^2\text{s}$ および熱流束 $300 \text{ kW/m}^2$ におけるボイド率の時系列結果.....	100

図 3.11 サブクール度 6K, 流束 250 kg/m <sup>2</sup> s および熱流束 300 kW/m <sup>2</sup> におけるボイド率の時系列結果 .....	101
図 3.12 サブクール度 8K, 流束 250 kg/m <sup>2</sup> s および熱流束 300 kW/m <sup>2</sup> におけるボイド率の時系列結果 .....	102
図 3.13 流動条件が平均ボイド率に及ぼす影響 .....	104
図 3.14 熱流束の変化が及ぼす気泡数分布の測定値 .....	105
図 3.15 流束の変化が及ぼす気泡数分布の測定値 .....	106
図 3.16 サブクール度の変化が及ぼす気泡数分布の測定値 .....	107
図 3.17 熱流束の変化が及ぼす実験式を用いて算出した気泡数分布 .....	108
図 3.18 流量の変化が及ぼす実験式を用いて算出した気泡数分布 .....	109
図 3.19 サブクール度の変化が及ぼす実験式を用いて算出した気泡数分布 .....	110
図 3.20 実験式を用いて算出した気泡数分布の精度 .....	111
図 3.21 気泡形状を球形と仮定し, 実験式を用いて算出したボイド率の精度 .....	112
図 3.22 気泡数分布を用いて算出して算出したボイド率および相変化率と測定値の比較結果 .....	113
図 3.23 ボイド率とザウター平均気泡径の相関 .....	114
図 3.24 ボイド率と界面積濃度の相関 .....	114
図 3.25 気泡径減少の算出方法 .....	115
図 3.26 サブクール度が及ぼす気泡径の変化 .....	116
図 4.1 気泡の楕円近似 .....	133
図 4.2 サブクール度 2K における気泡崩壊率 .....	134
図 4.3 サブクール度 4K における気泡崩壊率 .....	135
図 4.4 サブクール度 6K における気泡崩壊率 .....	136
図 4.5 サブクール度 8K における気泡崩壊率 .....	137
図 4.6 サブクール度 10K における気泡崩壊率 .....	138
図 4.7 気泡レイノルズ数と凝縮ヌセルト数の関係 .....	139
図 4.8 相変化率の測定と相関式の比較 .....	140
図 4.9 位置 0.1D の気泡数分布と相変化率を用いて算出したボイド率の比較結果 .....	142
図 4.10 サブクール度 2 K における気泡崩壊率 $\beta$ .....	143
図 4.11 サブクール度 4 K における気泡崩壊率 $\beta$ .....	144
図 4.12 1D の気泡数分布と気泡崩壊率より算出したボイド率と測定値の比較結果 .....	145
図 4.13 サブクール度 4K, 流束 250 kg/m <sup>2</sup> s における平均界面熱伝達率 .....	146
図 4.14 流束 250kg/m <sup>2</sup> s, 熱流束 300kW/m <sup>2</sup> における平均界面熱伝達率 .....	147
図 4.15 サブクール度 4K, 熱流束 300kW/m <sup>2</sup> における平均界面熱伝達率 .....	148
図 4.16 サブクール度 6K, 熱流束 300kW/m <sup>2</sup> における平均界面熱伝達率 .....	149
図 4.17 レイノルズ数と凝縮ヌセルト数の関係 .....	150
図 4.18 相関式を用いて算出した凝縮ヌセルト数と測定値の比較結果 .....	151

## 主な記号

$q''$	熱流束	[kW/m <sup>2</sup> ]
$T$	温度	[°C]
$T_{sat}$	飽和温度	[°C]
$T_w$	壁面温度	[°C]
$T_{bl}$	バルク温度	[°C]
$T_{sub}$	サブクール水の温度	[°C]
$h$	熱伝達率	[kW/m <sup>2</sup> K]
$A$	面積	[m <sup>2</sup> ]
$g$	重力加速度	[m/s <sup>2</sup> ]
$r$	半径	[m]
$r_b$	気泡半径	[m]
$V$	体積	[m <sup>3</sup> ]
$V_b$	気泡体積	[m <sup>3</sup> ]
$V_r$	実気泡体積	[m <sup>3</sup> ]
$V_c$	算出気泡体積	[m <sup>3</sup> ]
$D_h$	水力等価直径	[m]
$P$	周長さ	[m]
$z$	位置	[m]
$P$	圧力	[N/m <sup>2</sup> ]
$a_i$	界面積濃度	[1/m]
$N_b$	気泡数	[n]
$n_b$	気泡数分布	[n/m <sup>2</sup> s]
$D_{sm}$	ザウター平均気泡半径	[m]
$h_{fg}$	潜熱	[kJ/kg]
Re	レイノルズ数	[-]
Nu	ヌセルト数	[-]
Pr	プラントル数	[-]
Ja	ヤコブ数	[-]
Fo	フーリエ数	[-]
$l$	長さ	[m]
Eo	エトベス数	[-]
Mo	モルトン数	[-]

$C_D$	抵抗係数	[-]
$a$	長軸長さ	[m]
$b$	短軸長さ	[m]
$c$	奥行き長さ	[m]
$n$	屈折率	[-]
$n_b$	気泡数	[number/m <sup>2</sup> s]
$t$	時間	[s]
$C_p$	定圧比熱	[kJ/kgK]
$x_e$	熱平衡クオリティ	[-]
$x_d$	儀飽和沸騰開始点のクオリティ	[-]
$x_a$	実効クオリティ	[-]
$W$	幅	[m]
$D$	直径	[m]
$H$	高さ	[m]
$G$	質量流束	[kg/m <sup>2</sup> s]

#### ギリシア文字

$\sigma$	表面張力	[N/m]
$\rho$	密度	[kg/m <sup>3</sup> ]
$\alpha$	ボイド率	[-]
$\theta$	角度	[degree]
$\Gamma$	相変化率	[kg/m <sup>3</sup> s]

#### 添え字

$l$	液相
$g$	気相
$i$	界面



## 1. 緒論

## 1.1.背景

エネルギー資源の供給を輸入に頼っているわが国では、エネルギーやエネルギーの供給方法が重要な課題となる。1990年代より総発電力の30%を占め、ベース電源として期待される原子力発電は重要な役割を持ち、さらなる発展が望まれる。今後開発されるであろう次世代原子炉の要求は高効率化、経済性が望まれ、それと同時に適切な安全裕度とその合理性の基に行われなければならない。その安全性保障に必要なことは、周辺環境への影響を抑制するための原子炉建屋や格納容器の健全性と炉心の出力密度や燃焼度を決定する現象の解明がある。

BWRの炉心内現象に着目すれば、炉心出力を決定するためのボイド率やそれに伴う中性子減速、熱伝達といったパラメータの評価が重要となる。炉心内の流動を決定するパラメータであるボイド率は中性子減速に影響を及ぼし、反応度や炉心出力を決定する。その炉心内では二相流現象が支配的であり、これらの相互作用を考慮することで原子炉燃料と減速材との体積比が決定する。炉心内のボイド率と出力の関係で見れば、炉心軸方向に分布を持つことがわかる。つまり、炉心入り口と出口で現象が大きく異なり、それによる反応度に差が生じる。この影響は炉心内の燃料寿命に影響を及ぼし、最終的には経済的な損失を含む問題である。その一般的な対策として、炉心下部に制御棒を挿入することで反応度の高い炉心下部の燃料寿命の制御や、反応度の低い炉心上部の燃料濃縮度を上げ、反応度の高い炉心下部の燃料濃縮度を下げる方法を用いることで余剰反応度の平坦化を図る必要がある。これらよりさらに高度化を図るならば、出力損失の低減を目的とした燃料一本当たりの出力低減、出力ピーク現象と熱的裕度の確保、水-蒸気系における中性子反応度の保障、軸・径方向における局所ピーキングの適切な制御が挙げられる。特に沸騰開始位置前後における核沸騰領域では断面平均ボイド率が急激に上昇する特徴を有するため極端な局所ピーキングが見込まれる。単相流から気泡流への遷移領域であり非熱平衡、非均質の流れを示すサブクール沸騰では界面挙動と液相と気相の相互作用で決定する二相流現象であり、これを明らかにすることでさらなる高燃焼度化、安全性向上が見込まれる。

気液二相流の応用分野は広範囲に渡り、火力発電、原子力発電などのエネルギー関連機器を始めとし、化学プラントが例として挙げられる。近年では宇宙用動力装置、地熱、太陽熱などエネルギー装置の分野にも広がっている。これら機器の設計及び運転方法において気液二相流の流動特性の把握は重要な基本的問題である。特に、沸騰水型原子炉では蒸気存在割合であるボイド率が反応度に影響を及ぼすため、系の初期沸騰領域であるサブクール領域においてボイド率を正確に予測することの必要性が高まった。次世代原子炉における安全性向上と高効率化及びMOX燃料の利用が求められており、より正確に炉心における現象の解明が必要不可欠となっている。

気液二相流の流動解析は古くから行われており、その初期に行われた流量算出計算には管径、気液流量、流路形状に応じて二相流の密度、圧力損失の値が必要になることがわかると同時に現

象の根本である沸騰熱伝達は、それ自体が多く相様を示し気泡の発生機構が極めて複雑で、その特性は物性値や流速、表面状態その他の因子によって複雑に影響を受けることが知られることとなる。ボイラや化学反応塔の等の発達に伴い、より精度の高い解析方法が求められたため、Lakht-Martinielli に代表される気液相間の速度差をスリップ比として、摩擦損失の二相流増倍係数を経験式として考慮するモデルが提唱された。

初期の沸騰型原子炉の開発に当たり、炉心内の気液両相の存在割合であるボイド率は単に流動特性に影響を与えるだけでなく核分裂により発生する高速中性子を減速させる能力の評価に影響を与え、炉心出力を評価する上で重要であることが判明したため、精度の高いボイド率の評価が必要となった。この問題を解消するために Bankoff は気液両相の局所的な流速は等しいが、流速分布及び存在割合分布が各相で異なるため、最終的に流路断面においてスリップ比が生じるモデルを提唱した。しかし後に、このスリップモデルでは軽水炉において異常事象や事故事象に遭遇する液流量が極端に低い場合にはその精度が低下することから、Zuber ら<sup>(1,5)</sup>は局所的に気液両相で気液相の速度差を一定としたドリフト速度が存在する考えを導入したドリフトフラックスモデルを提唱した。

軽水炉の開発および建設が盛んとなる 1970 年代頃から、原子炉燃料に含まれる放射性物質を環境へ放出することを回避することを目的とし、設計上の安全性を評価する研究が活発となる。原子炉システムをモデル化することで、数値解析より事故事象におけるシステムの挙動に関する評価が可能となった。それに伴い、より高精度な二相流モデルが求められることとなり、気液相の物理量を個別に取り扱うことのできる二流体モデルが提唱された。これにより、冷却材喪失事故のような急激な過渡事象に関して評価が可能となり原子炉システムの安全性をより高める契機となった。

二流体モデルは、気相と液相の速度比を一定として取り扱う均質流モデル、スリップモデル及びドリフトフラックスモデル等のこれまで使用されてきたモデルと相違を持つ点は気液相の速度を個別に取り扱っていることが挙げられる。そのため、以前のモデルより正確な流動現象を示すことが期待できる。しかし、構成式に必要な物理パラメータを時間、空間平均して取り扱うため、定常試験の適用に限定されている。故に、サブクール沸騰などの急激に現象が変化する過渡事象では、事象に対して個別の構成式が必要となるため、その精度は構成方程式に依存する傾向がある。そのため、サブクール沸騰に適用する際、気液相の相互作用を正確に評価するには、二流体モデルの相互作用を表す界面積濃度輸送式に必要な巨視的パラメータであるボイド率や界面積濃度、界面熱伝達率等を高精度に測定することが求められる。特に、ボイド率は界面積濃度、界面熱伝達率を表すための基幹となるパラメータであり、単位体積当たりの気泡体積で表わされる。これを考慮すれば、気泡体積を高精度に測定することが重要であることがわかる。しかし、複雑に変化する気泡形状に対し、気泡体積の算出にはその気泡形状を単純に近似した方法が用いられており、その精度に疑問が生じる。この気泡形状を評価するにあたり、よく用いられる方法として画像解析が挙げられる。実際に気泡形状を評価した知見は多く存在しており、静止液中における気泡形状の評価から、沸騰現象における発泡現象の評価まで多岐にわたるが、その一方、気泡体積

と直接関係する研究は多くないのが現状である。

本研究では、次世代原子炉の設計、評価に用いられる二流体モデル適用を考慮し、その高度化のために必要な二相流パラメータのデータ取得を目的とする。二相流特性を明らかにするには、二流体モデルの相互作用を表す界面積濃度輸送式に必要な巨視的パラメータであるボイド率を高精度に測定するための根本となる気泡形状の変化による気泡体積の評価を行うものとする。また、その相互作用を表す界面積濃度輸送式のパラメータである相変化率と界面熱伝達率の評価を行うものとする。実験は気泡形状を評価するためにハイスピードカメラを用い、画像解析を行うことで二相流パラメータの測定を行う。その一方、流れをもつ場合の気泡形状は、気泡に作用する力の特定が困難であるため、同様にその評価が困難であることが予測される。そのため、静止液中における気泡の形状に着目して気泡体積の評価も行うものとする。これら実験は凝縮を伴う急激なボイド率の上昇と減少を含む特徴を考慮し、これら特徴が最も現れる気液の密度差が大きい条件、つまり大気圧にて実験を行うことで達成するものとする。

## 1.2. 従来の研究

単相流から飽和沸騰への遷移事象であるサブクール沸騰は、流路断面内に蒸気とサブクール水が共存する非熱平衡状態であり、管長に沿ったボイド率分布は伝熱と流れが絡んだ複雑な過程で決定する。この流動の大きな特徴の一つとして、核沸騰で加熱面から気液相へ熱が伝わるのが挙げられる。核沸騰時の伝熱特性は加熱面温度と流体の飽和温度の差より決定し、加熱面温度が上昇すると加熱面上に存在する発泡点が増加し、気泡径、発泡頻度は一定に保たれ、存在する気泡は加熱面から離脱せず、表面のみに気泡が付着している状態となり、さらに加熱面の温度が一定以上に上昇すると、発生した気泡同士が干渉しあい、発泡周期が遅くなる状態となる。このように核沸騰では加熱面温度とバルク層の温度差、つまり過熱度で伝熱現象が変化する。また、二つ目の特徴的現象として、気泡が離脱する点以降の領域において急激にボイド率が上昇することが挙げられる。流路内の流体は速度分布を持つため、加熱面とバルク層の間には飽和温度境界層が存在する。加熱面から発生した気泡は飽和温度境界層で凝縮を行うことから、気泡の存在可能領域が過熱液層であり、これらを正確に評価するには気泡径が必要となる。このサブクール沸騰内の微小な流動変化（PNVG: the Point of Net Vapor Generation）を予測するには初期沸騰条件、気泡の成長、気泡離脱等をパラメータとして取り扱い、解析が行われている。

### 1.2.1. 加熱面の伝熱特性

サブクール及び低クオリティ域で、熱伝達が主として伝熱面表面における核沸騰に支配される。過熱流路における熱流束を増加させると、発泡点から気泡が生じ沸騰が開始する。さらに熱流束

を増加させると気泡の発泡は促進され、熱伝達率は増加する。この発達した核沸騰域は流速の大小に関わらず、熱流束 $\propto$ 過熱度の関係を持つ。核沸騰は極めて大きい熱伝達率を取りうるが、これは発達した核沸騰域では気泡の発生と離脱によって生じる壁面近傍の流体、あるいは流れの乱れが、主流の対流より非常に強いためである。

N. Zuber<sup>(1.5)</sup>は核沸騰はその特性から、単相流や膜沸騰と比較して、低い過熱度で多くの熱量を伝える沸騰現象であり、加熱面近傍の極薄い過熱液相がこの現象を決定するものと考えた。加熱面での核沸騰現象は加熱面近傍の気泡レイノルズ数、気泡ヌセルト数が支配的となり、この関係を表したものが次式となる。

$$h = \text{const}(T_w - T_s)^m \quad (1.1)$$

ここで、 $m$  は気相、液相の熱力学的特性を示す。核沸騰は加熱面から液相への熱伝達に加え、気泡から液相への熱伝達加わるため高い熱伝達を示す。つまり、加熱面から発生する気泡が多くなればそれだけ熱伝達が促進することを示している。気泡の発生は発泡点から行われることから、加熱面の気泡数密度が熱伝達に強い影響を及ぼすことはわかる。発泡点が活性化するには壁面温度が増加することが必要であることから、過熱度に対しての気泡数密度と熱伝達率の関係を次式で表すことが出来る。

$$h = \text{const}\left(\frac{n}{A}\right)^a \quad (1.2)$$

ここで、 $a$  は  $1/3 - 0.42$  の値を示す定数である。式(1.1), (1.2)より、核沸騰の熱流束密度は過熱度と気泡数密度が支配的となり、Yamagawa, Nishikawa より次式が導き出された。

$$\frac{\dot{Q}}{A} = \text{const}(T_w - T_s)^b \left(\frac{n}{A}\right)^c \quad (1.3)$$

ここで、 $b, c$  は定数であり、定数  $b$  に関し Zuber は  $3/2$  あるいは  $2$  (修正 : Zuber, 1960), Tien は  $1$  の値を示し、定数  $c$  に関して  $1/4$ , Tien は  $1/2$  の値を各々示している。Zuber は、上記の関係に加え、プール沸騰中の気泡力学と熱伝達過程を熱伝達率、流速変動、ボイド率、気泡間隙、気泡数密度、熱流束密度をパラメータとして解析を行い、気泡の成長過程について知見を得ている。

A. Hasan, R. P. Roy<sup>(1.6)</sup>はサブクール沸騰条件下の熱伝達率は不十分であるため、飽和沸騰の熱伝達率相関式で有名な Chen の実験と同じ条件で、垂直環状流路に R-113 を流入させ、サブクール沸騰流下の熱伝達率の測定を行った。熱伝達率を表す式は次式となる。

$$h = \frac{q_w''}{(T_w - T_{bl})} \quad (1.4)$$

この式より、熱伝達率の算出に必要なパラメータは加熱面の熱流束と加熱面温度である。また、条件としてサブクール度、液相の質量流量、局所圧力である。実験結果は熱流束と過熱度、熱伝達率の相関を取得している。

## 1.2.2. PNVG (the Point of Net Vapor Generation)

沸騰水原子炉において中性子減速を決定する気相、液相の密度差は炉心の出力、安全解析に重要なパラメータとなる。そのため、気液相間の密度差を表す軸方向のボイド率を正確に予測することは重要である。しかし、サブクール沸騰領域では沸騰が開始する位置と急激にボイド率が上昇する領域があり、各領域について解析を行う場合、両者を正確に予測必要がある。また、局所位置の断面についてボイド率を評価する場合には気泡径が支配的となる。これら沸騰過程の研究では、同一または同様の機器に対して可能な限り普遍的な結果が求められる。しかし、初期沸騰位置、気泡離脱位置および、気泡成長、気泡凝縮についてのモデルや実験式、相関式は多数存在する。

N. Koumoutsos<sup>(1.7)</sup>は加熱面における核沸騰の3つの過程をモデルとして組み込んだ

- 1) 初期沸騰条件
- 2) 加熱面に付着している気泡の成長
- 3) 加熱面からの気泡離脱と液相内の気泡挙動

過熱液相内において、気泡内の沸騰で引き起こされる気液界面熱力学的条件により気泡は成長する。また、過熱液相内の気泡成長は、気泡体積に伴って増加する浮力が表面張力より増加し、気泡が離脱するまで続く。この気泡が離脱する条件として Friz の気泡離脱モデルを用いた。

Friz は気泡が離脱する位置では過熱液層が厚くなるに伴い、流路断面を気泡が覆うことが起因してボイド率が急激に上昇するモデルを提唱した。この Friz のモデルは気泡離脱位置において浮力が表面張力より大きくなるものと考え、気泡離脱する時の表面張力と浮力の釣り合いを、ボイド率を用いて表したものである。この関係式を次式に示す。

$$V^{1/3} = \alpha_b \beta \lambda_s \quad (1.5)$$

$$\lambda_s^2 = \frac{2g_0\sigma}{g(\rho_f - \rho_g)} \cong \frac{2g_0\sigma}{g\rho_f}$$

ここで、 $\alpha_b$  は 0.695(条件: 水)、 $\beta$  は接触角を示す。これに Staniszewski の気泡離脱径を考慮すると

次式が得られる.

$$r = r_0 + \alpha \frac{dr}{dt} \quad (1.6)$$

最終的に離脱気泡の体積は次のように表される.

$$V_{\max} = \left[ \frac{0.313 \lambda_d^3 \beta_d^3}{\frac{1-11\rho_f}{24rg_0} (4\dot{r}^2 + r\ddot{r}) \frac{\lambda_d^2}{2\sigma}} \right]_{\text{departure}} \quad (1.7)$$

$$\lambda_d = \lambda_s \left\{ 1 - \frac{11\rho_f}{48(\rho_f - \rho_g)gr} (\dot{r}^2 + r\ddot{r}) \right\}^{-1/2}$$

$$\beta_d = \left( 1 + \frac{\Lambda\rho_f \dot{r}v}{g_0\sigma} \right) \beta$$

以上より, 気泡に作用する力より, 急激にボイド率が上昇する気泡離脱点の予測を行った. しかし, 気泡離脱モデルに用いる気泡に作用する力はモデル作成者によって違いがある. 各モデルで用いられたパラメータを表 1.1 に示す.

表 1.1 気泡に作用する力

	Levy <sup>(1.1)</sup>	Unal <sup>(1.2)</sup>
浮力	$F_B = \frac{C_B r_B^3 (\rho_L - \rho_V) g}{g_c}$	$F_b = \rho g \frac{1}{3} \pi r^3 \{2 + 3 \cos \theta_0 - \cos^3 \theta_0\}$
表面張力	$F_s = C_s r_B \sigma$	$F_s = \frac{1}{2} \pi r \sigma \sin \theta_0 (\cos \theta_r - \cos \theta_a)$
摩擦力	$F_F = C_F \frac{\tau_w - r_B^3}{D_H}$	$F_d = C_d \frac{1}{2} \rho u^2 r^2 \{\pi - \theta_0 + \cos \theta_0 \sin \theta_0\}$
抵抗力		
推進力		
慣性力		

	N. Koumoutsos <sup>(1.3)</sup>	F. W. Staub <sup>(1.4)</sup>
浮力	$F_b = C_b \frac{\pi^3}{3} (1 + \cos \beta)^2 (2 - \cos \beta) \rho_f g / g_0$	$F_b = \frac{\pi d^3 (\rho_f - \rho_g)}{12}$
表面張力	$F_s = C_s 2 \pi r \sigma \sin^2 \beta$	$F_{SE} = \pi d \sigma f(\beta)$
摩擦力		
抵抗力	$F_d = C_d \frac{1}{2 g_0} \rho_f u^2 r^2 (\pi - \beta + \sin \beta \cos \beta)$	$F_d = \frac{\pi v_{fj}^2 \rho_f d^2}{32 g}$
推進力		$F_{LM} = \frac{0.64 \rho_f \pi d^2 (dr/dt)^2}{4 g}$
慣性力		$F_{VT} = \frac{g^2 \pi d^2}{h_{fg}^2 \rho_g g} \quad F_{LI} = \frac{\pi d^3 \rho_f}{24 g}$

H. C. Unal<sup>(1.8)</sup>は加熱流路で急激にボイド率が上昇する点より下流ではボイド率が非常に小さく、サブクール度が高いため気泡は加熱面に付着しているものと考えた。この点は IPNVG (the Initial Point of Net Vapor Generation) に相当し、核沸騰領域におけるボイド率と力学的に安定した沸騰現象を仮定することで気泡挙動を予測することが出来る。初期沸騰を示す IPNVG に関する研究は Griffith, Bowring, Rouhani<sup>(1.9)</sup>, Levy<sup>(1.10)</sup>, Staub<sup>(1.11)</sup>によってなされている。

IPNVG における気泡成長モデルの仮定として、気泡は円形あるいは楕円であること、気泡と加熱面の間は非常に薄い液膜が存在すること、薄い液膜に熱が伝わることで液膜が沸騰して気泡が成長することを設けており、この仮定がその他のモデルと大きく違う特徴である。実験では気泡成長率、最大気泡径、最大気泡成長時間の測定を行い、モデルを用いてボイド率、熱伝達率の算出を行った。

R. A. M. Al-Hayes, R. H. S. Winterton<sup>(1.12)</sup>は加熱面に付着している気泡成長を制御することで、物質伝達の観点より最大気泡径の測定を行った。最大気泡径が確認できる条件は、加熱面の局所において、流れを持つ液相に気泡が流入する前に最大気泡径が確認できるものと考えている。気泡の制御は加熱面の表面条件と液相流量による水力学的条件を用いている。モデルには気泡の浮力、抵抗力、慣性力を用いているが、各モデルにはパラメータに接触角を用いており、実験には接触角をパラメータに用いていることが特徴的である。最終的な実験結果として、実測した表面張力との相関の取得と抵抗力のパラメータである抵抗係数の検証が行われている。

J. T. Rogers<sup>(1.13)</sup>, E. L. Bibeau<sup>(1.14)</sup>は PNVG について原子炉の出力および安全解析を行う場合、ボイド率に対して正確かつ普遍的なモデルを用いることが望ましいが、実際には各機器に対する条件に沿ったボイド率の予測が必要となるものと考えた。そこで両者は低出力、低圧、低速が特徴的な原子炉 SLOWPOKE, MAPLE を対象とした熱伝達、気泡径についての研究を行った。J. T. Rogers は Levy のモデルを用いて限界熱流束、熱流束分布の算出を行った。実験結果には限界熱流束、熱流束分布のモデルに必要な表面張力、抵抗力、浮力の支配因子を示した。E. L. Bibeau は安全解析における炉心反応度の計算に必要なボイド率分布を求める為に、気泡成長、壁面温度（過熱度）を測定した。

R.Situ<sup>(1.15)</sup>は加熱面からの発泡気泡について、気泡が発泡点から離脱したあと気泡がすぐに凝縮するものと、加熱面から離脱せず成長しながら加熱面を滑りながら成長する気泡に分類し、高速カメラを用いて気泡離脱周期、気泡径の時間変化の測定を行った。

### 1.2.3. 軸方向断面平均ボイド率

加熱面に付着している気泡が離脱する条件（PNVG）を、気泡に作用する力のバランスと温度分布とから決定している。気泡径が決定すると、液相内の温度分布を仮定し、気泡先端部（気泡の存在可能領域において  $T_w > T > T_s$ ）での液温が飽和温度に等しいと仮定することで、温度分布及び過冷度が計算可能となる。

S. Levy<sup>(1.10)</sup>は気泡に作用する釣り合いの式より離脱条件下の気泡径の予測を行った。Levy は気泡に作用する力を浮力、推進力、表面張力とし、力の釣り合いより気泡径を次式で算出を行った。

$$r_B = \sqrt{\frac{C_s \sigma}{C_B \frac{g}{g_c} (\rho_L - \rho_V) + C_F \frac{\tau_w}{D_H}}} \quad (1.8)$$

ここで算出した気泡の先端部が飽和温度であるものと考え、気泡径に比例する飽和温度境界層の厚さの算出が可能となる。

$$Y_B = C \left( \frac{\sigma D_H}{\tau_w} \right)^{\frac{1}{2}} \left[ 1 + C' \frac{g}{g_c} \frac{(\rho_L - \rho_V) D_H}{\tau_w} \right]^{-\frac{1}{2}} \quad (1.9)$$

Levy は,  $Y < Y_B$  の領域における液温を飽和温度  $T = T_s$  とし,  $Y > Y_B$  における液温を単相乱流の液温分布を示すものとするこゝで過冷度を導出している. 一方, 半径  $r_B$  の球形気泡が加熱面より発生し, その気泡が加熱面濡れ縁長さ  $P_h$  当たりの気泡数が  $P_h / S$  存在する時のボイド率は次式より与えられる.

$$\alpha_B = \left( \frac{P_h}{S} \right) \left( \frac{4}{3} \pi r_B^3 \right) \left( \frac{1}{AS} \right) = \frac{16}{3} \pi \frac{r_B}{D_e} \left( \frac{r_B}{S} \right)^2 \quad (1.10)$$

また, 熱流束が増加すると発生した気泡は相互干渉 ( $r_B / S = 0.25$ ) が起こり, 伝熱特性を変化させる. これを仮定したボイド率は次式より表される.

$$\alpha_B = \left( \frac{\pi}{3} \right) \left( \frac{r_B}{D_e} \right) \equiv \frac{\pi}{6} \frac{Y_B}{D_e} \quad (1.11)$$

Ahmad<sup>(1.16)</sup> は壁面から加えられた熱の一部は直接液相へ伝わり, 一部の気泡は過冷液部に接触し, 徐々に凝縮し, 残りは気泡へ伝達されるモデルを提唱した. この伝熱過程を考慮したモデルではクオリティの増加分が凝縮率, つまり気泡の生成量と凝縮量の差に相当するものと考えられる. これを考慮したものとして, Bowring は気泡凝縮を無視したモデル, Rouhani は局所過冷度に比例するモデル, 等が挙げられる. Ahmad は管長  $dz$  に対するエネルギーの式を考慮し, クオリティに寄与するエンタルピの増加量に対する気泡の時間当たりの凝縮率  $dm_c$  を用いることで管長に沿った液温分布の算出が可能となる. 但し, 凝縮率  $dm_c$  は式(1.12)で近似を行う.

$$\frac{dm_c}{dz} = K \Delta T_{sub} \sqrt{z} \quad (1.12)$$

$$\Delta T_{sub}^* = \exp \left\{ - \left( C_1 Z^* + C_2 Z^{*3/2} \right) \right\}$$

式(1.12)の液温分布 (局所サブクール度) が決定すれば加熱量から発生蒸気量が決定し, 各相における速度比  $s$  を与えることでボイド率が決定する.

断面平均ボイド率に相当する実効クオリティ  $x_a$  は流体の流量と加熱面からの熱量比を示す熱平衡クオリティ  $x_e$  の関係より表され, 表 2 のように報告されている.

表 2 実効クオリティ  $x_a$  と熱平衡クオリティ  $x_e$  の相関式

S. Levy	$x_a = x_e - x_d \exp\left(\frac{x_e}{x_d} - 1\right)$
P. G. Kroeger, N.Zuber	$x_a = x_e - x_d \exp\left(\frac{x_e - x_d}{x_d}\right)$
S. Y. Ahmad	$x_a = \frac{x_e - x_d \exp(x_e/x_d - 1)}{1 - x_d \exp(x_e/x_d - 1)}$

#### 1.2.4. サブクール沸騰に関する研究

サブクール沸騰を解明する研究は古くから行われており、その解析には現象モデルの構築とその検証が多くなされている。Zuber らは、この領域の流動は核沸騰で加熱面から気液相へ熱が伝わり、その伝熱特性は加熱面温度と流体の飽和温度の差より決定し、加熱面温度が上昇すると加熱面上に存在する発泡点が増加し、また、存在する気泡は加熱面から離脱せず、表面のみに気泡が付着している状態となる。このとき気泡径、発泡頻度は一定に保たれる。さらに加熱面の温度が一定以上に上昇すると、発生した気泡同士が干渉しあい、発泡周期が遅くなる状態となることを示した。このように核沸騰では加熱面温度とバルク層の温度差、つまり過熱度で伝熱現象が変化することがわかった。

その後、この特性を検証するために、Gunther<sup>(1.17)</sup>、Bibeau<sup>(1.14)</sup>、Prodanovic<sup>(1.18)</sup>、Thorncroft, Klausner<sup>(1.19)-(1.20)</sup>、W. Frost<sup>(1.21)</sup>らはサブクール沸騰条件下の気泡挙動を、ハイスピードカメラを用いて示した。

Gunther はサブクール沸騰におけるバーンアウト熱流束の評価のため、加熱面上の気泡成長とサブクール度および流速の関係を示した。最大気泡径は熱流束に依存することと、バーンアウト熱流束と強制対流熱流束の比は流速の-0.3 に依存することを確認した。

Bibeau は強制循環サブクール沸騰における気泡をハイスピードカメラを用いて撮影を行い、気泡挙動を示すパラメータとして気泡成長率、気泡上昇率、気泡上昇距離、加熱面からの気泡厚さについて知見を得た。これより、気泡径が最大を示し、離脱までの期間に、気泡はわずかに平たい形状を示す特徴を示すことと、気泡離脱直後の気泡径は最大気泡径より小さくなり、これが凝縮によって引き起こされるものであると示した。

Thorncroft, Klausner はサブクール沸騰における加熱面上の気泡について、気泡成長率と気泡離脱の算出を行った。流動条件による気泡離脱径を統計的に処理することで、その特性を示した。

このように取得を行う主なパラメータは気泡径，気泡存在時間，気泡成長率をはじめとし，その後，二流体モデルの構成方程式に必要な，ボイド率，界面積濃度，界面熱伝達率などである．その一方，実際の解析コードで用いられるサブクール沸騰の気泡凝縮に関する相関式は，静止液中，単一気泡における実験データより作成されている．そのため，強制循環条件下での解析では，十分な評価が出来ない問題点がある．強制循環条件下の解析結果の精度を上げるためには強制循環条件下の実験条件より得られた界面挙動に関するデータと新たな相関式が必要となるが，そのデータは不足しているというのが現状である．

### 1.2.5. 二流体モデル

現在，二相流の現象解析には二流体モデルが多く使用されている<sup>(5.1.19)</sup>．二流体モデルにおいては気液各相間の保存式と質量，運動量，エネルギーの釣り合いの式によって式(1.13)のように構成される．

Phase continuity equation

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_k \rho_k) + \frac{\partial}{\partial z}(\alpha_k \rho_k u_k) = \Gamma_k$$

Phase momentum equation

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_k \rho_k u_k) + \frac{\partial}{\partial z}(\alpha_k \rho_k u_k^2) + \alpha_k \frac{\partial P}{\partial z} - \alpha_k \rho = -F_{wk} - F_i - F_{ki} \quad (1.13)$$

phase energy equation

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \alpha_k \rho_k \left( h_k + \frac{u_k^2}{2} \right) \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \alpha_k \rho_k u_k \left( h_k + \frac{u_k^2}{2} \right) \right) - \alpha_k \frac{\partial P}{\partial t} - \alpha_k \rho_k u_k g = q_i + q_{wk} + q_{ki}$$

二流体モデルは流体力学の力の釣り合いに加え，気液間の相互作用を表す相関摩擦損失，相関熱伝達より構成されている．二流体モデルを特徴づける界面濃度輸送項である相変化率，運動量変化，界面熱伝達率は界面積と強い関係を持つことが知られている．しかしながら，この界面積を表す補助方程式は質量，運動量，エネルギーの釣り合い，及び流体方程式で表すことは困難であり，界面輸送項の構成方程式から独立したモデルが必要となる．この界面積の輸送を物理的に表すマクロな二相流モデルはボイド率，気泡数密度，界面積濃度，界面形状が存在し，これらを幾何学的に算出する必要がある．

### 1.2.5.1. 界面積濃度

気泡の気泡径分布を用いることが出来れば、加熱沸騰流路内の界面積濃度は決定できる。しかし、その必要な基礎データは甚だ不十分である。従って、気泡の径分布を与えることで十分な算出は出来ないが、二相流の構成に関連した基本的な巨視的気泡パラメータを界面積濃度の代わりに用いる。それらは、ザウター平均気泡径  $r_{sm} \equiv 3V_b/A_b$ 、体積等価径  $r_v \equiv (3V_b/4\pi)^{1/3}$ 、表面積等価径  $r_s \equiv (A_b/4\pi)^{1/2}$  である。これらの径は気泡二相流の長さスケールを持つ。他のパラメータにボイド率  $\alpha$ 、「単位体積当りの気泡数」で定義されている気泡数密度  $N_b$ がある。これら2つのパラメータは互いに  $\alpha = N_b V_b$  と界面積濃度  $a_i$  より、次の関係を持つ。

$$a_i = N_b A_b = \alpha (A_b/V_b) \quad (1.14)$$

ここで、 $A_b$ 、 $V_b$  は気泡の表面積、体積を示す。

式(1.14)より気泡数密度はボイド率と気泡体積より表すことが可能となる。また、上の定義を用いて界面積濃度を示すことが出来る。界面積濃度を巨視的気泡パラメータで表わすと次式の形となる

$$a_i = 3\alpha/r_{sm} = 3(\alpha/r_v)(r_s/r_v)^2 = 3(\alpha/r_v)(r_v/r_{sm}) \quad (1.15)$$

これをさらに変形すると次式の形となる。

$$a_i = 4.84(r_s/r_v)^2 N_b^{1/3} \alpha^{2/3} \quad (1.16)$$

$$r_{sm} = 0.31(r_s/r_v)^{-2} N_b^{-1/3} \alpha^{1/3}$$

であり、ここで  $(r_s/r_v)$  と  $(r_v/r_{sm})$  は相互作用について長さスケールを持つ重要な形状係数である。ここで気泡形状が明らかに球状ならば  $r_s/r_v = r_v/r_{sm} = 1$  である。しかし、気泡の増加に伴うそれら形状係数の変動は重要になる。

G. Kocamustafagulari<sup>(1.22)</sup>らは二相流現象は界面積濃度と界面に作用する駆動力で決定するものと考え、これらパラメータの輸送を考慮した気泡数密度について評価を行った。微小空間の界面積濃度輸送式について気泡数が物理的、力学的、気液相互作用の影響により気泡同士の合体、気泡の崩壊による気泡数の増加が見込まれることと実験的に決定した相互作用によるパラメータの変化を考慮することで、気泡数密度に関するモデル化と平衡式の成立を行った。気泡の崩壊頻度、気泡の合体頻度、衝突頻度を基に提唱した平行式は以下の通りである。

$$\int_{v_{\min}}^{v_{\max}} \frac{df}{dt} dv + \int_{v_{\min}}^{v_{\max}} \nabla \cdot f v_p dv = \sum_{j=1}^4 \int_{v_{\min}}^{v_{\max}} S_j dv + \int_{v_{\min}}^{v_{\max}} S_{ph} dv \quad (1.17)$$

左辺は微小体積内に流入出する気泡数密度，右辺第1項は気泡合体，崩壊による気泡密度の増減を示し，右辺第2項は相変化による気泡の発泡による気泡の発生，凝縮による気泡の消失を示し，実験より取得した相変化による気泡数密度を考慮することで，気泡同士の合体，気泡の崩壊による気泡密度の増減を評価した。

### 1.2.5.2. 界面熱伝達率

界面熱伝達率は二流体モデルのエネルギーの釣り合いを示すために必要なパラメータであり，系が保有するエネルギーが界面にどれだけ寄与するかを表すものである．気泡の凝縮現象は気泡内に含まれた蒸気分子が界面に達することでエネルギー輸送されることを考慮すれば，気泡内に含まれる蒸気量（蒸気体積）と気泡表面積より  $dV_b / A_b ds$  の形で表される．

界面積濃度の算出に用いた気泡の体積，表面積より， $\Delta t$  秒後の体積変化量  $\Delta V (=V_2-V_1)$  の算出を行う．これより算出した体積の時間変化量  $\Delta V / \Delta T$  に蒸気の密度と潜熱を乗じることで凝縮に用いられた熱量が算出可能となる．これに界面積とサブクール度を考慮すれば，最終的に熱伝達率が算出でき，次式の形で表すことが可能となる．

$$h_i = \frac{\rho_g h_{fg} (dV/dt)}{\frac{1}{2} A_b \Delta T}, \quad Nu_c = \frac{h_i D_b}{\lambda} \quad (1.18)$$

Gopinath<sup>(1.23)</sup>らは，サブクール沸騰における界面熱伝達について実験的に評価を行った．離脱後ある瞬間の気泡径  $D_b$  と離脱直後の気泡径  $D_{b0}$  の比で定義される気泡崩壊率  $\beta$  (Bubble collapse rate) をレイノルズ数，プラントル数，ヤコブ数，フーリエ数を用いて以下のようにその関係を示した．

$$\beta^{3/2} = 1 - 1.8 \text{Re}_{b0}^{1/2} \text{Pr}_l^{1/3} \text{Ja} \text{Fo}_0 \left[ 1 - 0.72 \text{Ja}^{9/10} \text{Fo}_0^{2/3} \right] \quad (1.19)$$

同様にヌセルト数について以下の関係を示した．

$$Nu_c = \frac{h_c D_b}{k_l} = 0.6 \text{Re}_b^{1/2} \text{Pr}_l^{1/3} \left[ 1 - 1.20 \text{Ja}^{9/10} \text{Fo}_0^{2/3} \right] \quad (1.20)$$

このように界面を通しての凝縮現象は気泡径と流動条件で決定することを示した．その傾向としてサブクール度が小さい条件で径の大きい気泡の気泡径の減少率は小さく，界面熱伝達率が小さくなる．

Isenberg and Sidemen<sup>(1.24)</sup>は理論的な気泡周りのポテンシャル流れを考慮した以下の相関式の構築とその検証を実験的に行い、良い結果を得た。

$$\beta = \left(1 - 3/\pi^{1/2} Ja Re_{b0}^{1/2} Pr_1^{1/3} Fo_0\right)^{2/3}$$

$$Nu_c = \frac{h_c D_b}{k_l} = 1/\pi^{1/2} Re_b^{1/2} Pr_l^{1/3}$$
(1.21)

Chen and Mayinger<sup>(1.25)</sup>は気泡界面周りの液相温度を光学的な屈折を用いて測定し、以下の気泡崩壊率と凝縮ヌセルト数の実験相関式を得た。適用範囲は  $2 < Pr < 15$ ,  $1 < Ja < 80$ ,  $R_{b0} < 3$  mm である。

$$\beta = \left(1 - 0.56 Re_{b0}^{0.7} Pr_1^{0.5} Ja Fo_0\right)^{0.9}$$

$$Nu_c = \frac{h_c D_b}{k_l} = 0.185 Re_b^{0.7} Pr_l^{1/2}$$
(1.22)

Zeitoun et al. <sup>(1.26)</sup>は、垂直沸騰流路内の気泡を高速度カメラで撮影を行い、ボイド率と気泡崩壊率、凝縮ヌセルト数の関係を示した。取得した相関式はボイド率をパラメータとして含んでおり、ボイド率を測定しない実験結果と比較できないことも挙げられる。

$$\beta = \left(1 - 5.67 Re_{b0}^{0.61} \alpha^{0.328} Ja^{0.629} Fo_0\right)^{0.72}$$

$$Nu_c = \frac{h_c D_b}{k_l} = 2.04 Re_b^{0.61} \alpha^{0.328} Ja^{-0.308}$$
(1.23)

### 1.2.5.3. 界面せん断力

沸騰水原子炉において中性子減速を決定する気相、液相の密度差は炉心の出力、安全解析に重要なパラメータとなる。そのため、気液相間の密度差を表す軸方向のボイド率を正確に予測することは重要である。しかし、サブクール沸騰領域では沸騰が開始する位置と急激にボイド率が上昇する領域があり、各領域について解析を行う場合、両者を正確に予測必要がある。また、局所位置の断面についてボイド率を評価する場合には気泡径が支配的となる。急激にボイド率が上昇する位置を予測するには気泡離脱モデルが用いられ、このモデルについての実験式、相関式は多数存在する。発生した気泡の離脱径の予測に Levy は表面張力と摩擦力を用いており、Unal, Staub らは表面張力と気泡に作用する抵抗力を用いてこれを表している。

現在，気泡に対し，気泡界面に対する接線方向の速度成分に関するデータはほとんど得られておらず，このデータについて取得することは非常に有益である．

変形する自由界面を評価する場合，界面における表面張力効果を正確に考慮する必要がある．そのためには界面曲率を精度よく獲得する必要がある，高精度に界面形状を追跡する必要がある．自由界面を解析するには，界面を一種の膜としてその挙動を境界積分で追跡する手法，計算格子を界面変形に追従させながら解析する有限要素法，質量を持たないマーカー粒子を追跡して界面形状を取得する MAC(marker and cell)法<sup>(1.27)</sup>，非保存形の流体方程式に基づく CIP(cubic interpolated propagation)法<sup>(1.28)(1.29)</sup>により，界面で連続なカラー関数と tangent 変換を導入する手法<sup>(1.30)</sup>，流体の占有率(volume of fluid : VOF)に着目し，その輸送方程式を N-S 方程式と連成させる手法などがある．

ここではまず，一流体モデルに基づく運動方程式の導出を行う． $k$ 種類の混合しない非圧縮性 Newton 流体を考えた場合，質量，運動量一流体モデルの保存則は次式の形で表される．

$$\frac{\partial \hat{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\hat{u}\hat{u}) = \frac{1}{\rho} \nabla P + \frac{1}{\rho} \nabla \cdot \mu (\nabla \hat{u} + \nabla \hat{u}^T) + \hat{B} \quad (1.24)$$

ここで，平均密度  $\rho$  は  $\rho = \sum_k f_k \rho_k^0$  ( $f_k$ ; 流体率)，平均粘性  $\mu$  は  $\mu = \sum_k v_k (f_k, \mu_k, \hat{n}_k, \hat{u})$ ， $\hat{B}$  は重力，表面張力等の体積力で定義される．

一次元モデルの体積力項の表面張力に注目し，気液界面の獲得を行う CSF(continuum surface force)モデル<sup>(1.31)</sup>を例に挙げて追求を行う．2つの連続媒質の境界層を考える場合，その境界層は密度，圧力等の物理現象は薄い遷移層について不連続であるといえる．このことから，形成される界面の前後において，界面に作用する力の釣り合いを考慮すると次式の界面ジャンプ条件が成り立つことが考えられる．

$$\dot{m}_g \vec{u}_g + \dot{m}_l \vec{u}_l - \vec{n}_g \pi_g - \vec{n}_l \pi_l + \frac{d\sigma}{dl} \vec{t} - \frac{\sigma}{R} \vec{n}_g = 0 \quad (1.25)$$

$\dot{m}$  は界面近傍の遷移領域で起こる物質伝達， $\sigma$  は表面張力， $l$  は界面に沿う座標を示す．これより，流体 1，2 について，これらが形成する界面は物質伝達，界面の表面張力が界面の法線方向の力に作用し，界面及び，その遷移領域の移動を促していることを示していることがわかる．ここで，この条件に物質伝達がない場合を考える．界面に対し，幅  $h$  の遷移領域をもつものと考え，これを連続関数  $\tilde{c}(x)$  で近似を行う．二流体の識別を行う特性関数 (内挿関数)  $c(x)$  のジャンプを表す条件は  $c(x) = c_1$  で流体 1， $\bar{c} = (c_1 + c_2)/2$  で遷移領域， $c(x) = c_2$  で流体 2 である．このジャンプ条件の下，界面を含む流体内部の表面張力の影響を考えると圧力境界条件を示す次式が成立する．

$$(p_1 - p_2 + \sigma \kappa) \vec{n}_i = (\tau_{1ik} - \tau_{2ik}) \vec{n}_k + \frac{\partial \sigma}{\partial x_i} \quad (1.26)$$

もし、完全流体を仮定し、表面張力が界面に沿って一定ならば Lapras の式  $P_s \equiv (p_2 - p_1) = \sigma \kappa$  が成り立つ。

まず、式 (9) の下、界面内の任意の位置  $x_s$  に作用する表面張力  $\vec{F}_{sa}$  について考える。物理的な意味から、界面に対して法線方向に作用する力  $|\vec{F}_{sa}^{(n)}|$  の大きさは表面圧力  $P_s (= p_2 - p_1)$  に等しいものと考えることができる。また任意の位置  $x_s$  に作用する力は次式が成立する。

$$\vec{F}_{sa} = \vec{F}_{sa}^{(n)} + \vec{F}_{sa}^{(t)} \quad (1.27)$$

ここで  $\vec{F}_{sa}^{(t)}$  は界面接線方向に作用する力である。

次に式(1.26)の未知数である界面曲率  $\kappa$  について考える。これを考える場合、界面 S 上の任意の位置  $x_s$  における界面曲率ベクトルのスカラー量を考える。界面曲率ベクトルは界面接線方向のベクトル  $\hat{t}$  の二成分について以下の式が成り立つと定義する。

$$\hat{\kappa}_1 \equiv \frac{d\hat{t}_1}{ds_1} = (\hat{t}_1 \cdot \nabla) \hat{t}_1, \quad \hat{\kappa}_2 \equiv \frac{d\hat{t}_2}{ds_2} = (\hat{t}_2 \cdot \nabla) \hat{t}_2 \quad (1.28)$$

これより、界面曲率  $\kappa$  は、各成分についての接線ベクトルに対し、 $\kappa_1 = |\hat{\kappa}_1|$ 、 $\kappa_2 = |\hat{\kappa}_2|$  が成立し、この平均に相当するものとする。

さて、界面での圧力ジャンプは  $P_s (= p_2 - p_1)$  で与えられ、これは両相から働く表面力のバランスが保たれていることを示していることから、流体 1 から流体 2 への不連続を示す関数として有効であると言えない。そこで、界面に作用する表面張力の連続転移で、連続関数  $\tilde{c}(x)$  を表すことを試みる。界面 S 上の任意の位置  $x_s$  で作用する表面力ベクトルを  $\hat{F}_s$  とすると、これを構成する法線方向、接線方向のベクトルを考えると次式が成り立つ。

$$\hat{F}_{sa}(x_s) = \hat{F}_{sa}^{(n)}(x_s) + \hat{F}_{sa}^{(t)}(x_s) \quad (1.29)$$

表面力ベクトルについて、この力が作用する面  $\delta A$  を考えると、表面力は  $\hat{F}_s(x_s) \delta A$  となり、これについて積分を行う。

$$\hat{F}_{sa}(x_s) \delta A = \int_S dA (\hat{n} \times \nabla) \times \hat{n} \sigma \quad (1.30)$$

これに、 $\delta A \rightarrow 0$  の極限を考慮し、表面力ベクトルの法線方向、接線方向の各成分を考慮すると最終的に次式が成立する。

$$\hat{F}_{sa}(x_s) = \hat{F}_{sa}^{(n)}(x_s) + \hat{F}_{sa}^{(t)}(x_s) = \sigma \kappa(x_s) \hat{n}(x_s) \quad (1.31)$$

これに、 $x_s$  から離れた位置の表面力ベクトル  $\hat{F}_{sv}$  ( $= 0$ ) についてのデルタ関数と遷移領域でのみ積分可能な内挿関数  $Q(x)$  を考慮すると最終的に CSF モデルである次式が成立する。

$$\vec{F}_{sv}(x) = \sigma \kappa(x) \frac{\nabla \tilde{c}(x)}{[c]} \quad (1.32)$$

### 1.2.6. 気泡挙動と形状評価

静止液中内の単独気泡の挙動に関する研究は古くからなされており、多くの研究報告がなされている。単独気泡の径より十分広い媒体中を自由に上昇、下降する気泡の形状は球体、楕円回転体および冠球状に大別されている。Clift らはこれら形状を推定するため、レイノルズ数、Eotvos 数、Morton 数を用いて示している。

Reynolds number	$Re = \frac{\rho d_e u}{\mu}$
Eotvos number	$Eo = \frac{g \Delta \rho d_e^2}{\sigma}$
Morton number	$Mo = \frac{g \mu^4 \Delta \rho}{\rho^2 \sigma^3}$

このような気泡形状の変化は気泡の終端速度や抗力係数へ影響を与え、それ以降の気泡の軌跡やさらなる形状の変化を促すことが知られている。ここで重要となる抗力係数に関しては様々なモデルが提案されており、単一気泡に関しては広範囲で適用可能な次式が挙げられる。

$C_D = \max \left\{ \min \left[ \frac{16}{Re} (1 + 0.15 Re^{0.687}), \frac{48}{Re} \right], \frac{8}{3} \frac{Eo}{Eo + 4} \right\}$	高純度系
$C_D = \max \left\{ \min \left[ \frac{24}{Re} (1 + 0.15 Re^{0.687}), \frac{72}{Re} \right], \frac{8}{3} \frac{Eo}{Eo + 4} \right\}$	中程度の汚れ系
$C_D = \max \left[ \frac{24}{Re} (1 + 0.15 Re^{0.687}), \frac{8}{3} \frac{Eo}{Eo + 4} \right]$	汚れ系

ここで示した高純度系は水道水や蒸留処理を行った水で、中程度の汚れ系は高純度系のような特別な処理を行っていない水、汚れ系は水垢やミネラルを多く含んだ水や工業用水である。これらの式を管内気泡に適用する場合、壁面の影響や乱流場の影響を気泡が受けるため、補正が必要となる。この式を基に終端速度を支配する力と表面張力・重力を考慮すると次式の非線形方程式が得られる。

$$\frac{32}{81 A^2} \sqrt{\frac{Eo^3}{Mo}} = \frac{4}{Eo} + 1 \quad A=16 \text{ (高純度系)}, A=24 \text{ (中程度の汚れ系)}$$

この式に常温常圧の水・空気系に適用すると水力等価直径は高純度系で  $d=1.16\text{mm}$ 、中程度の汚れ系で  $d=1.36\text{mm}$  の値を示し、この時、気泡は球形から楕円形へと遷移する。

パラメータの性質として、Eotvos 数が高い場合、浮力が増加、それに伴う気泡速度の増加が見

込まれる。その一方、気泡速度が高い場合、気泡に作用する抗力係数が高くなるため気泡は潰れた形を示す。また、体積の小さい気泡はその形状が球形に近い形で上昇しているため、体積の変化が微少であることがわかる。その一方、体積の大きい気泡では気泡の形状が大きく変化するため、それより取得できる算出気泡体積は大きく変動する。これらを考慮すれば、気泡形状を何かしらの形で定量化し、算出気泡体積へ反映させる必要がある。以下に気泡形状を評価するため、実験的、解析的に行われた知見を記載する。

O. Zeitoun ら<sup>(1.32)</sup>はサブクール沸騰における気泡挙動を明らかにするため、低圧、低流量条件の気泡について可視化計測を行うことで、流路長さに対するボイド率とザウター気泡径の相関式を取得した。画像より得られた気泡について楕円近似を行い、長軸、短軸より気泡体積、ザウター気泡径を算出している。

M. Simiano ら<sup>(1.33)</sup>は気泡塔内、大気泡の水力特性を明らかにするため、PIV (Particle image velocimetry)、二点プローブ法および画像解析を用いて実験を行った。各方法を用いて、気泡の移動速度と瞬時の気泡形状を測定を行い、三次元二相流シミュレーションに必要なデータを取得した。その結果は、弦長分布(Liu)より気泡形状、断面ボイド分布、装置中心の気泡存在率、気泡径分布、水柱の振動の評価を行った。

A. Rinne ら<sup>(1.34)</sup>は拡大管 (40 mm – 90 mm)内の二相流現象において、局所ボイド率、局所気泡速度、気泡弦長、気泡径および界面積濃度をプローブ法と画像解析より取得した。これより気泡径分布に対しての気泡速度ボイド率、ボイド率の振動数、界面積濃度の相関式を導出し、気泡流流動特性について評価を行った。その時、気泡形状を球形( $L \leq 1.8\text{mm}$ )、楕円 1 ( $1.8\text{mm} < L \leq 3.6\text{mm}$ )、楕円 2 ( $3.6\text{mm} \leq L$ )の三種類に分割し、各形状について気泡水平長さ  $L$  に対して気泡径分布、弦長分布を算出した。

J. F. Lu ら<sup>(1.35)</sup>はプール沸騰、サブクール沸騰条件における加熱面上の発泡現象とその気泡の挙動を画像解析を用いて明らかにした。この時、気泡は *leaping*, *sliding* といった挙動を示すため、気泡に作用する抵抗力を温度勾配を考慮してこの現象をモデル化した。このとき用いた気泡形状と気泡挙動パラメータは気泡径、重心距離、移動距離である。また、取得した気泡径よりその形状を球形とみなして、パラメータを近似している。

Y. Chen ら<sup>(1.36)</sup>は気泡形状および気泡作用する圧力を、Young-Laplace の関係式より圧力の釣り合いを用いて近似を行い、気泡発生から気泡離脱までの気泡形状を数値解析することで気泡形状を評価した。評価を行った気泡形状は気泡径、気泡厚さ気泡接触長さ、気泡接触角をパラメータに用いている。

G. P. Celata ら<sup>(1.37)</sup>は流路断面形状を変化させ、サブクール沸騰におけるバーンアウトについて、熱流束、サブクール度を変化させた時の加熱面上の気泡について可視化実験を行った。画像解析より CHF における気泡形状を気泡力学より明らかにした。気泡形状パラメータは気泡厚さと流

れ方向の長さを用い、気泡径（厚さ）に対して温度勾配を考慮したモデルを用いており、加熱面上の気泡形状と温度勾配の関係で示した。

W. Wu ら<sup>(1.38)</sup>はサブクール沸騰中における加熱面からの気泡離脱を力学的に明らかにするため、圧力、サブクール度、流量を変化させ、Klausner の気泡離脱予測式で評価、比較した。この時、気泡は球状とみなし気泡に作用する力の釣り合いを近似している。

H. Y. Wang らは矩形タンク下部に設置したオリフィス（1, 2, 3, 4mm）より気泡を発生させ、気泡に作用する抵抗力、浮力、推進力の力学的釣り合いより気泡の体積を評価を行った。用いた気泡パラメータは面積、気泡径、気泡重心位置、気泡速度、気泡加速度である。

しかし、気泡形状を取り扱った研究が多く存在するのにもかかわらず、気泡近似方法における気泡体積の精度に関しての知見は少なく、その根拠も乏しい。そのため、本研究において実際の気泡体積に対して算出気泡体積が近似方法によってどれだけ影響を受けるかを検証する。実験は既知の体積を持つ気泡を発生させ、画像解析より各近似方法における平均値、標準偏差の算出を行う。さらに、気泡形状が算出気泡体積に与える影響を明らかにするため、気泡の形状評価も行うものとする。

### 1.2.7. 気泡離脱と気泡挙動

気泡が離脱する条件は加熱面上の過熱液層の厚さが増大し、それに伴う気泡成長と気泡に作用する抵抗力や表面張力といった様々な力が作用することでなされており、そのモデルも多く存在する。一般的な沸騰モデルにおいて気泡の成長は、その気泡が加熱面に接触し、液相が沸騰することで気泡内の蒸気分子が増大することでなされると考えられる。離脱後は蒸気分子がエネルギーの低い液相へ向けて移動し界面に達することで凝縮がなされるため、気泡の成長がなく気泡径が小さくなる傾向を示す。

R. Situ はこの離脱後の気泡を CCD カメラを用いて加熱面上を撮影・観察したところ、加熱面から離脱後上昇する気泡が成長する現象を確認した。この現象はある気泡が離脱後、遅れて発生した気泡が先に発生した気泡と合体することで起こるものと、離脱後の気泡が加熱面上を滑るように上昇する際、加熱面から再び熱を受けることで生じる気泡の軌跡が与えるものであることを示した。現象の発生を支配するパラメータとして気泡の発生周期を挙げ、気泡成長つまり気泡径との関係を示し、気泡成長率はサブクール度と液相速度で決定すものとして境界厚さで評価を行った。

T. Okawa<sup>(1.39)</sup>は気泡の上昇特性が断面ボイド分布に影響を及ぼすものと考え、強制循環サブクール沸騰における気泡上昇特性について評価を行った。離脱気泡は離脱後、凝縮により気泡径が小

さくなりながら上昇するものと、加熱面を気泡径が成長しながら滑って上昇するもので分けられることを示した。また、加熱面から断面方向に移動した気泡でも再び加熱面に接触することで気泡が成長することもあることを示した。二台のカメラを用いて気泡径を評価した結果、表面張力によって引き起こされた形状変化勾配は気泡径の 2/3 乗に反比例することを確認し、加熱面上の気泡形状が後の軌跡を決定するモデルを提唱した。そのモデルは、気泡と加熱壁面との間に液相が存在すること、液相の慣性力が気泡の下部に作用して気泡を持ち上げること、表面張力は気泡の曲率半径に反比例することで表され、壁面近傍の局所流速が気泡に影響を及ぼすことを示した。

この滑る気泡の研究的動機を与えた研究として Thorncroft, Klausner ら<sup>(1.40)</sup>の発泡点から離脱後の蒸気泡の上昇特性が熱伝達率に影響を与えると提唱したためである。彼らは気泡を加熱面上で滑らせた時の熱伝達率を測定した。その結果、熱伝達率が上昇した結果を示した。また、Weisman, Pei ら<sup>(1.41)</sup>は低クオリティ条件下の限界熱流束は、加熱面近傍のボイド率と相間を持つことを示した。これを考慮すれば壁面近傍の気泡上昇速度は小さく、壁面を滑る気泡の影響で断面平均ボイド率が上昇する影響であると考えた。

O. Zeitoun<sup>(1.42)</sup>は離脱気泡が加熱壁面を滑らずバルク層へ移動した気泡の挙動を考慮した場合の断面平均ボイド率を示した。気泡がバルク層へ移動した時、断面平均ボイド率は減少する結果を示し、気泡離脱をモデル化した後、熱伝達率と断面平均ボイド率を予測した。このとき用いたザウター気泡径の実験相間式は次の通りである。

$$\frac{D_s}{\sqrt{\sigma/g\Delta\rho}} = \frac{0.0683(\rho_l/\rho_g)^{1.326}}{\text{Re}^{0.324} \left( \text{Ja} + \frac{149.2(\rho_l/\rho_g)}{\text{Bo}^{0.487} \text{Re}^{1.6}} \right)} \quad (1.33)$$

### 1.3. 評価方法

二相流モデルのボイド率と気泡数と気泡数の関係は  $\alpha = N_b V_b$  で示されており、流路内に存在する気泡は全て同じ体積であり、その気泡数といった簡便な関係で表されている。加熱条件では時間変化に伴い、気泡数、気泡径や気泡体積が変化し、最終的にボイド率が増減する。1.2.3 に示すように、加熱面からの沸騰および気泡凝縮よりボイド率が決定するため、発泡によるボイド率の増加と凝縮によるボイド率の減少がサブクール沸騰現象を決定する。発泡現象は従来の研究より過熱度や発泡点密度、気泡径の成長率で決定する報告がされている。その一方、サブクール沸騰における気泡凝縮は 1.2.5.2 に示す Zeitoun などいくつかの報告を除けば、サブクール水に単一の蒸気泡を入射し、気泡径の時間変化を測定する手法が用いられている。実際の沸騰現象では径が異なる気泡が多数存在し、流路内を占める気相の体積を構成する。気泡径および気泡体積の変化はボイド率の変化を示すため、流れ方向の断面平均ボイド率を正確に予測するには気泡数、

気泡径、気泡体積とその変化を表す必要がある。流路内に存在する気泡数は気泡をカメラなどで撮影することで取得することが出来るが、サブクール沸騰条件において測定領域内の気泡は時間経過や流れによって変化するため、その正確さは測定領域に大きく依存する。これを解決するため、流路断面方向と流れ方向で取得できる気泡画像を、断面方向の界面位置と時間の画像に変化し、任意の位置を通過する気泡数と気泡径の測定することで気泡数分布の測定が可能となる。気泡数分布は気泡径に対して-1.6 乗となり、気泡数はボイド率に依存する結果となった。流速を流れ方向で一定であると仮定すると初期気泡径を与えた気泡数は凝縮によって減少する気泡径に対して保存されるため、気泡数を追いかけることで気泡径の変化つまり気泡崩壊率の測定が可能となった。気泡崩壊率より相変化率、界面熱伝達が算出可能となり、初期気泡数分布を与えることでボイド率の予測が可能となる。従来の気泡崩壊率、凝縮ヌセルト数の相関式を用いた相変化率やボイド率と測定したボイド率を比較することでその妥当性について評価を行う。

## 1.4. 研究目的

沸騰水型原子炉を考慮すれば流れ方向に沿った断面平均ボイド率の評価が重要であるため、これらに関するモデル化や実験が行われている。古くから加熱面上の熱伝達の評価式が存在し、改良を加え現在に至っている。ボイド率が急激に上昇する領域を含むサブクール沸騰は加熱面と液相間における核沸騰による伝熱現象が支配的であり、この現象をモデル化したものは多く存在する。沸騰開始から気泡離脱点までを評価する実効クオリティと熱平衡クオリティの関係を評価したものや、急激にボイド率が上昇する気泡離脱点の予測するための実験式などが挙げられる。核沸騰では加熱面から液相の熱伝達は過熱度と加熱面からの熱流束および加熱面周りの流動で評価可能であると考えている。相変化を含む気泡挙動をより高い精度で評価を行うため、それとは独立した気相から液相へのエネルギー輸送を考慮、評価する必要がある。本研究では二相流中における質量・エネルギー輸送を表す界面熱伝達現象を評価するため、画像解析を用いて二相流パラメータを測定した。従来行われている界面熱伝達現象の評価は凝縮で引き起こされる気泡体積や気泡径の減少率を測定することで達成されている。気泡凝縮の基本的なパラメータである気泡径は、気泡形状を回転楕円体と見なして算出した気泡体積から体積等価径として取り扱われている。これを考慮すれば体積等価径つまり測定して算出した気泡体積が凝縮熱伝達の測定精度に依存するため、静止液中、画像解析による気泡体積の測定手法を提案するとともに、その計測精度を明らかにした。また、気泡凝縮を表す気泡崩壊率は単一の気泡の気泡径減少率で評価されているため、沸騰流路の適用には流露内の気泡数分布が必要不可欠であるが、これに関する知見はわずかに存在するが、時間・空間的に変化する気泡数分布を正確に示した報告がないため、今回新たに気泡数分布を測定することで流路内の気泡径およびその体積変化を評価する。これを明らかにすることで気泡凝縮現象を定量的に評価できる界面熱伝達率および凝縮ヌセルト数の測定と評価を行い、凝縮によるボイド率の現象を予測することで、サブクール沸騰中の凝縮現象に関する新たなモデルの構築と従来の相関式の沸騰流路への適用性を明らかにすることを目的とする。

## 1.5. 本論文の構成

強制循環サブクール沸騰条件下において、流量、サブクール度、熱流束といった熱水力学的条件として変化させ、気泡が加熱面を離脱した後、非加熱領域における気泡の凝縮過程について実験を行った。この領域は、熱平衡クオリティゼロ近傍でありボイド率の変化が大きいため、二相流流動現象を明らかにするためには精度の良いモデルが必要である。このモデル構築と凝縮現象を予測する相関式の取得と従来の相関式および測定値との比較を行うことを目的とする。

第2章では画像解析を用いた気泡体積の精度評価のため、体積が既知である気泡を用い、画像測定によって算出した体積の測定誤差の評価を行った。気泡凝縮は気泡径の変化率で表されており、その気泡径は気泡形状を回転楕円体と見なして算出した気泡体積の体積等価径として扱われているため、気泡凝縮パラメータの測定精度は体積測定手法に依存する。

第3章では空間的、時間的に変化するボイド率について、この値を決定する気泡径とその数を測定し、流動条件が及ぼす影響とそれを予測する実験式の構築を目的として結果を取得した。従来の気泡凝縮に関する相関式は気泡径で決定するため、流路内に含まれる気泡径および気泡数分布の測定および評価を行う。

第4章では平均界面熱伝達率を取得することで、気泡凝縮に関する従来の相関式の適用性を明らかにすることを目的とし、従来の実験方法と第2章の体積算出方法を用いた気泡凝縮の評価と第3章で明らかにした気泡数分布から気泡崩壊率、界面熱伝達率の結果と関連づけて評価を行った。これによりサブクール沸騰に適用可能なモデルの構築と新たな相関の提案を行う。

## 〈参考文献〉

- (1.1) S. Levy, Forced convection subcooled boiling – Prediction of vapor volumetric fraction, *Int. J. Heat and Mass Transfer*, Vol.10, (1967), pp.951-965
- (1.2) H. C. Unal, Maximum bubble diameter, Maximum bubble-growth time and bubble-growth rate during the subcooled nucleate flow boiling of water up to 17.7MN/m<sup>2</sup>, *Int. J. Heat and Mass Transfer*, Vol.19, (1976), pp.643-649.
- (1.3) N. Koumoutsos, *et. al.*, A study of bubble departure in forced-convection boiling, *J. of heat Transfer; Trans. ASME*, Vol.90, (1968), pp.223-230.
- (1.4) F. W. Staub, The void fraction in subcooled boiling - prediction of the initial point of net vapor generation, *J. of heat Transfer; Trans. ASME*, Vol.90, (1968), pp.151-157.
- (1.5) N. Zuber, Nucleate boiling. The region of isolated bubbles and the similarity with natural convection, *Int. J. Heat and Mass Transfer*, Vol.6, (1963), pp.53-78.
- (1.6) A. Hasan, R. P. Roy, Experiments on subcooled flow boiling heat transfer in a vertical annular channel, *Int. J. Heat and Mass Transfer*, Vol.33, No.10, (1990), pp.2285-2293.
- (1.7) N. Koumoutsos, *et. al.*, A study of bubble departure in forced-convection boiling, *J. of heat Transfer; Trans. ASME*, Vol.90, (1968), pp.223-230.
- (1.8) H. C. Unal, Maximum bubble diameter, Maximum bubble-growth time and bubble-growth rate during the subcooled nucleate flow boiling of water up to 17.7MN/m<sup>2</sup>, *Int. J. Heat and Mass Transfer*, Vol.19, (1976), pp.643-649.
- (1.9) S. ZIA ROUHANI, Calculation of steam volume fraction in subcooled boiling, *J. of heat Transfer; Trans. ASME*, Vol.90, (1968), pp 158-164
- (1.10) S. Levy, Forced convection subcooled boiling – Prediction of vapor volumetric fraction, *Int. J. Heat and Mass Transfer*, Vol.10, (1967), pp.951-965
- (1.11) F. W. Staub, The void fraction in subcooled boiling - prediction of the initial point of net vapor generation, *J. of heat Transfer; Trans. ASME*, Vol.90, (1968), pp.151-157.
- (1.12) R. A. M. Al-Hayes, R. H. S. Winterton, Bubble diameter on detachment in flowing liquids, *Int. J. Heat and Mass Transfer*, Vol.24, (1981), pp.223-230.
- (1.13) J. T. Rogers, *et. al.*, The onset of significant void in up-flow boiling of water at low pressure and velocities, *Int. J. Heat and Mass Transfer*, Vol.30, No.11, (1987), pp.2247-2260.
- (1.14) E. L. Bibeau, M. Salcudean, Subcooled void growth mechanisms and prediction at low pressure and low velocity, *Int. J. Multiphase Flow*, Vol.20, No.5, (1994), pp837-863.
- (1.15) R. Situ, Y. Mi, M. Ishii, M. Mori, Photographic study of bubble behaviors in forced convection subcooled boiling. *Int. J. Heat and Mass Transfer* , Vol. 47, (2004),

- pp3659-3667.
- (1.16) S. Y. Ahmad, Axial distribution of bulk temperature and void fraction in a heated channel with inlet subcooling, *J. of heat Transfer, Trans. ASME*, Vol.92, (1970), pp595-609
- (1.17) F.C. Gunther, Photographic study of surface-boiling heat transfer to water with forced convection, *Trans. ASME*, Vol.73, (1951) pp115–123.
- (1.18) V. Prodanovic, Bubble behavior in subcooled flow boiling of water at low pressures and low flow rates, *Int. J. multiphase flow*, 28, (2002), 1-19
- (1.19) Thorncroft, Klausner, The Influence of Vapor Bubble Sliding on Forced Convection Boiling Heat Transfer, *Trans. ASME J. Heat Trans.*, Vol.121, (1999), pp.73-79
- (1.20) Thorncroft, J. F. Klausner, R. Mei, An experimental investigation of bubble growth and detachment in vertical upflow and downflow boiling, *Int. J. heat and mass trans.*, 41, (1998), pp3857-3871
- (1.21) W. Frost, C.J. Kippenhan, Bubble growth and heat, transfer mechanisms in the forced convection boiling of water containing a surface active agent, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol.10, (1967) pp931–949.
- (1.22) G. Kocamustafaogullari , M. Ishii, Interfacial area and nucleation site density in boiling system, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 26, No. 9, pp. 1877-1387, (1983)
- (1.23) Gopinath, R. Warriar, Nilanjana Basu, Vijay K. Dhir, Interfacial heat transfer during subcooled flow boiling, *Int. J. Heat Mass Trans.*, Vol.45, pp.3947-3959, (2002)
- (1.24) J. Isenberg, S. Sideman, Direct contact heat transfer with change of phase' bubble condensation in immiscible liquid, *Int. J. Heat Mass Trans.*, Vol.13, pp.997-1011, (1970)
- (1.25) Y. M. Chen, F. Mayinger, Measurement of heat transfer at phase interface of condensing bubbles, *Int. J. Multiphase Flow*, Vol.18, pp.877-890, (1992)
- (1.26) O. Zeitoun, M. Shoukri, V. Chatoorgoon, Interfacial heat transfer between stream bubbles and subcooled water in vertical upward flow, *ASME J. Heat Transfer*, Vol.117, pp.402-407, (1995)
- (1.27) S. T. Revankar, M. Ishii, Local interfacial area measurement in bubbly flow, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol.35, No.4, pp. 913-925, (1992).
- (1.28) H. Takewaki, T. yabe, The cubic-interpolated pseudo particle (CIP) method: application to nonlinear and multi-dimensional hyperbolic equations, *J. Comput Physics*, vol.70, pp.355-372, (1987)
- (1.29) T. Yabe, T. Aoki, A universal solver for hyperbolic equations by cubic-polynomial interpolation I. One-dimensional solver, *Comput. Physics Com.*, Vol.66, pp. 219-232 , (1991).
- (1.30) T. Yabe, F. Xiao, H. Mochizuki, Simulation technique for dynamic evaporation processes, *Nuc. Eng. Des.* , Vol.155, pp.45-53, (1995)

- (1.31) J. U. Brackbill, D. B. Kothe, C. Zemach, A continuum method for modeling surface tension, *J. Comput. Physics*, Vol.100, pp.335-354, (1992)
- (1.32) O. Zeitoun, M. Shoukri, Axial void fraction profile in low pressure subcooled flow boiling, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol.40, (1997), pp. 869–879.
- (1.33) M. Simiano, R. Zboray, F. de Cachard, D. Lakehal, G. Yadigaroglu, Comprehensive experimental investigation of the hydrodynamics of large-scale, 3D, oscillating bubble plumes, *Int. J. multiphase flow*, Vol.32 (2006) , pp.1160-1181
- (1.34) A. Rinne, R. Loth, Development of local two-phase flow parameters for vertical bubbly flow in a pipe with sudden expansion, *Exp. thermal and fluid Science*, Vol.13 (1996), pp.152-166
- (1.35) J. F. Lu, X. F. Peng, Bubble leaping and slipping during subcooled boiling on thin wires, *Int. J. Thermal Science*, Vol.45 (2006), pp.908-916
- (1.36) Y. Chen, M. Groll, Dynamics and shape of bubbles on heating surfaces: A simulation study, *Int. J. of heat and mass transfer*, Vol.49 (2006), pp.1115-1128
- (1.37) G. P. Celata, M. Cumo, D. Gallo, A, Mariani, G. Zummo, A Photographic study of subcooled flow boiling burnout at high heat flux and velocity, *Int. J. of heat and mass transfer*, Vol.50 (2007), pp.283-291
- (1.38) W. Wu, P. Chen, B. G. Jones, T. A. Newell, A study on bubble detachment and the impact of heated surface structure in subcooled nucleate boiling flows, *Nucl. Eng. Des.*, Vol.238 (2008), pp.2693-2698
- (1.39) T. Okawa, T. Ishida, I. Kataoka, M. Mori, Bubble rise characteristics after the departure from a nucleation site in vertical upflow boiling of subcooled water, *Nuc. Eng. Des.*, Vol.235, pp.1149-1161, (2005)
- (1.40) G. E. Thorncroft, J. F. Klausner, The Influence of Vapor Bubble Sliding on Forced Convection Boiling Heat Transfer, *Trans. ASME J. Heat Trans.*, Vol.121, pp.73-79, (1999)
- (1.41) J. Weisman, B. S. Pei, Prediction of critical heat flux in flow boiling at low qualities, *Int. J. of heat and mass transfer*, Vol.26, pp. 1463-1477, (1983)
- (1.42) O. Zeitoun, M. Shoukri, Bubble Behavior and Mean Diameter in Subcooled Flow Boiling, *Trans. ASME J. Heat Trans.*, Vol.118, pp110-116, (1996)



## 2. 画像解析を用いた気泡形状と体積測定の評価

## 2.1. 研究背景

画像解析を用いて気泡挙動を示した研究は数多く存在し、これより気泡体積や気泡に作用する力の釣り合いおよび気泡形状を評価することが可能となる。二相流分野において気泡体積つまりボイド率は流動現象の把握や相変化量また化学変化に寄与する量を評価するために重要なパラメータである。画像解析を用いた体積算出方法は取得した気泡に対して、形状を球形あるいは楕円形として見なして算出する方法が多く用いられる。特に気泡を撮影する際、カメラに対して一方向（一次元：1-way）で撮影したものが多く存在し、その時の気泡形状近似方法として未知の奥行き長さを長軸あるいは短軸を用いて算出方法が用いられる。実際は気泡形状が気泡径に依存するため、作動流体が水で水道水レベルの汚れであればその径が 1.13mm 以下の場合、その径上が球形と見なすことが出来る。それ以上の径をもつ気泡を精度良く体積の評価を行う場合、角度の違う方向（二次元：2-way）でカメラを複数用いたステレオ撮影を用いる研究も存在する。この場合、1-way では未知のパラメータであった奥行き長さが実測可能であるため、比較的精度良く気泡体積の評価が可能となる。ただ、この場合も気泡体積を楕円形と見なすケースが多い。

それとは別に気泡力学的に浮力、抵抗力、表面張力といった気泡に作用する力に釣り合いより、その気泡挙動を評価する研究も存在する。サブクール沸騰では気泡離脱に関して、気泡に作用する力の釣り合いよりその気泡が離脱するか否かを評価する方法が用いられる。断面方向のボイド率評価は気泡が離脱するかが重要な因子となるため、加熱面上の気泡の気泡径とそれに従属する表面張力、抵抗力が評価に必要となる。これを精度良く評価するには気泡形状を表すパラメータが重要となり、例として界面曲率、界面積などが挙げられる。

静止液中における気泡の上昇特性に関する研究は古くから行われており、多くの報告がなされている。気泡形状の変化は気泡の終端速度や抗力係数へ影響を与え、それ以降の気泡の軌跡やさらなる形状の変化を促すことが知られている。気泡に作用する力を考慮すれば当然、浮力や表面張力を表す気泡体積や気泡径が重要なパラメータとなる。また、その軌跡に関して直線的、ジグザグおよび旋回の様を示す気泡に対して評価が重要である。実際の流路に対して断面ボイド率分布を予測するにあたり、先に示した気泡の軌跡が流路断面方向のボイド率分布に影響を及ぼすため、研究が行われている。

画像解析を用いた単一気泡の上昇特性（気泡径、軌跡、終端速度、気泡形状）に関する論文では、以下の報告がされている。Tomityama ら<sup>(2.1)</sup>は、径が 0.5-5mm の気泡の終端速度に関する研究を実施した。終端速度は直線、旋回およびジグザグといった上昇軌跡に依存することを示した。気泡径がおおよそ 1mm 以下の条件で軌跡は直線的に気泡は上昇する。気泡径が 1mm 以上で軌跡はジグザグ、旋回といった軌跡を示し、旋回するの時、相対的に終端速度が大きい値を持つことを見出した。この軌跡は水中に放射されるとき気泡の初期歪みに依存する。その歪みが小さい場合、軌跡はジグザグを示す。評価に用いた代表径は歪みを考慮した楕円近似短軸回転より算出

した気泡体積を，気泡を球体と仮定して求めた等価径を用いている．R. Zenit ら<sup>(2.2)</sup>は，気泡の軌跡の安定性 (Path instability) について，実験と数値シミュレーションより研究した．直径 0.5-5mm の気泡の上昇軌跡は直線 (気泡径 1.5mm 以下)とジグザグ，旋回が現れた．この軌跡はレイノルズ数に依存せず，気泡形状 (アスペクト比) と界面渦度に依存することを非回転機構 (Irrotational mechanisms) より明らかにした．画像解析により気泡の長軸直径と短軸直径を測定し，短軸回転より算出した気泡体積を用いて，等価体積の球体を仮定して代表径としている．C. Brucker<sup>(2.3)</sup>は，直径 4-8mm の気泡の上昇軌跡，旋回，ジグザグ，ロッキングといった軌跡について評価を行った．実験により，この軌跡は気泡の後流と気泡周りの螺旋渦 (Helical vortex) で決定することを示した．回転楕円体を模擬した長軸を気泡の代表径としている．T. Okawa ら<sup>(2.4)</sup>は，高温静止液中における 0.5-3.0mm の気泡について，エトベス数，ウェーバー数，レイノルズ数を用いて気泡の上昇揺動振動 (rise path oscillation) と終端速度を調べた．気泡形状は短軸で対称性をもつ回転楕円体を仮定し，気泡体積を求め，球体近似を行い体積等価径を代表径として用いている．K. Ellingsen ら<sup>(2.5)</sup>は，等価径 2.5mm の気泡について，揺動軌跡を調べた．ジグザグにおける気泡上昇速度と気泡に作用する抵抗力，リジッド・キャップ・アングル (rigid cap angle : 気泡上昇時，気泡先端部から気泡界面形状が変化しない領域) の関係を示している．気泡形状は短軸で対称性をもつ回転楕円体を仮定し，気泡体積を求め，同様に球形近似により代表径を求めている．

このように多くの研究では気泡形状は回転楕円体を仮定し，短軸で対象性がある形状を想定している．短軸に対して対象性がある回転楕円体を示す時，短軸回転法で気泡体積を算出し，その体積等価径 ( $d_e = (a^2b)^{1/3}$ ) を代表径と定義している．しかしながら，いずれのものも気泡体積の精度について述べられていない．サブクール沸騰における気泡界面で起こる凝縮現象をより精度良く評価するには気泡径，気泡体積の測定精度を明らかにする必要がある．そこで本章では，画像解析による気泡体積の測定法を確立するとともに，その計測精度を明らかにすることを目的として，体積が既知である気泡を用いて研究結果を報告する．それと同時に気泡の軌跡がそれらに与える影響を明らかにする．

## 2.2. 実験装置および実験方法

### 2.2.1. 実験装置および実験方法

図 2.1 は実験装置の概略図を示す．この実験装置は既知の体積をもつ気泡を注入し，その気泡を二次元的(2-way)に撮影するために設計された．この実験装置はテスト部，気泡注入系と可視化系より構成されている．テスト部は 1000mm の高さで 150mm の幅を持つアクリル製の正方流路である．テスト部と気泡注入系は作動流体としてイオン交換水を満たした．気泡注入系は気泡を流路内に送り込むシリンジと気泡を一時的に溜める容器および漏斗で構成さ

れている。既知の体積を持つ気泡をシリンジで容器へ一時的に溜める。その容器を外部操作で回転させて、漏斗を通してテスト部で気泡を上昇させる。射出気泡の形状を一定に保つため、漏斗上部に内径 20mm、長さ 100mm のガラス管を設置した。そのガラス管の上部 300mm-400mm の位置を通る気泡を撮影系で画像を取得した。図 2.2 に示すように、撮影系はテスト部の気泡を撮影するため、ハイスピードカメラ(Photron FASTCAM-1024PCI 1KC)、4 枚の鏡を配置し、これに遮光板および光源は配置して気泡の撮影を行った。実験では、ステレオ撮影系で 2 正面同時にテスト部内の気泡画像を取得する。

ステレオ撮影法を行う場合、カメラに向かって左右の測定幅を等しくする必要がある。そのため、図 2.3 に示すようにテスト部内の測定幅を、カメラに入射する測定幅  $l_1$  と  $l_2$  を等しくする。また、テスト部からカメラへの光跡を最短にするため、鏡の幅と位置を決定する必要がある。互いの鏡 2 のなす角度を 90 度とすると、鏡 2 の幅が  $l_3 = l_2 / \cos 45^\circ$  で算出される。テスト部からと鏡 1 への光跡を妨害しないように、鏡 2 の位置は  $l_4 = l_3 / \cos 45^\circ$  より算出、決定される。テスト部 - 鏡 1 - 鏡 2 のなす角は  $45^\circ$  であるため、鏡 1 の設置角はテスト部 - カメラ方向に対して  $27.5^\circ$  となる。鏡 1 の角度が決まれば、鏡 1 の位置は  $l_5, l_6$  となる。これより、カメラと鏡の位置は決定し、遮光板と光源より撮影系は構成されている。

## 2.2.2. 実験条件

本実験における実験条件を表 2.1、撮影条件を表 2.2 に示す。静止液中で上昇する気泡挙動は気泡に作用する抵抗力、慣性力、浮力、表面張力や液相の粘性に依存する。このような気泡の挙動は気泡レイノルズ数、Eotvos 数、Morton 数を用いて評価されている。各パラメータは以下のように定義される。

$$\begin{aligned} \text{Re}_b &= \frac{\rho d_e u}{\mu} \\ E_o &= \frac{g \Delta \rho d_e^2}{\sigma} \\ Mo &= \frac{g \mu^4 \Delta \rho}{\rho^2 \sigma^3} \end{aligned} \quad (2.1)$$

本実験は気泡体積に依存し、測定対象の気泡パラメータを表 2.3 に示す。また、Clift による気泡レイノルズ数、Eotvos 数、Morton 数を用いた気泡形状マップを図 2.4 に示す。実験条件の気泡体積  $0.2 \times 10^{-6} - 2.00 \times 10^{-6} \text{ [m}^3\text{]}$  における体積等価径 (Volume equivalent diameter) は 3.37 - 15.63 mm である。実験より気泡体積  $0.02 \times 10^{-6} \text{ [m}^3\text{]}$  の平均上昇速度は 0.191 m/s、気泡体積  $2.00 \times 10^{-6} \text{ [m}^3\text{]}$  の平均上昇速度は 0.272 m/s で測定された。それより本実験における気泡レイノルズ数は 587-3870、エトベス数は 1.52-32.71、モルトン数は  $3.49 \times 10^{-8}$  となる

表 3.1 実験条件

Test fluid	Water - air
Test pressure	Atmosphere
Temperature	20°C
Real bubble vplume	0.02 – 2.00 × 10 <sup>-6</sup> [m <sup>3</sup> ]

表 2.2 撮影条件

Flame rate	500 fps
Image size	1024 × 1024 pixels
Shutter speed	1/1000 s
Test number	40 times

表 2.3 気泡パラメータ

Volume [m <sup>3</sup> ]	$D_{v,eq.}$ [m]	$v_{ave.}$ [m/s]	$Re_b$	Eo	Mo
2.00 × 10 <sup>-6</sup>	1.56 × 10 <sup>-2</sup>	0.272	3871	32.7	3.49 × 10 <sup>-8</sup>
1.00 × 10 <sup>-6</sup>	1.24 × 10 <sup>-2</sup>	0.257	2911	20.6	3.49 × 10 <sup>-8</sup>
0.60 × 10 <sup>-6</sup>	1.05 × 10 <sup>-2</sup>	0.245	2338	14.7	3.49 × 10 <sup>-8</sup>
0.40 × 10 <sup>-6</sup>	9.14 × 10 <sup>-3</sup>	0.233	1944	11.2	3.49 × 10 <sup>-8</sup>
0.20 × 10 <sup>-6</sup>	7.26 × 10 <sup>-3</sup>	0.219	1447	7.05	3.49 × 10 <sup>-8</sup>
0.10 × 10 <sup>-6</sup>	5.76 × 10 <sup>-3</sup>	0.207	1088	4.44	3.49 × 10 <sup>-8</sup>
0.05 × 10 <sup>-6</sup>	4.57 × 10 <sup>-3</sup>	0.206	860	2.80	3.49 × 10 <sup>-8</sup>
0.02 × 10 <sup>-6</sup>	3.37 × 10 <sup>-3</sup>	0.191	587	1.52	3.49 × 10 <sup>-8</sup>

### 2.2.3. 気泡パラメータ算出方法

図 2.5(a)はフレームレート 500fps, 解像度 1024x1024, 空間分解能 27.7pixels/mm でテスト部を一つのハイスピードカメラでステレオ撮影した気泡画像である。左右の気泡は同じ気泡を違う角度で撮影したものであり, その左右となす角は実験装置より 90 度である。テスト部を撮影したオリジナル画像 (図 2.5 (a)) は, 気泡のほかに解析に必要な情報を含んでいるため, 画像解析するにはこれを除去する必要がある。必要のない画像は気泡を以外の背景画像であり差分に必要な画像としてバックグラウンド画像は図 2.5 (b)である。図 2.5 (c)は気泡のみを抽出した差分画像であり, オリジナル画像とバックグラウンド画像の差分より取得したものである。この差分画像内の気泡の諧調を変化させ, 気泡のみを強く表したものが図 2.5 (d)である。この画像を二値化することにより気泡体積と気泡形状を評価する気泡パラメータを抽出した気泡より取得する (図 2.5 (e))。取得した主なパラメータは短軸, 投影面積, 周長さ, 長軸と鉛直方向とのなす角である。

## 2.2.4. 形状近似方法および体積算出方法

従来の研究では一次元 (1-way) の画像より画像解析を用いて気泡体積を近似した結果が多く確認できる。その際、近似形状は球形や楕円形が用いられるが気泡径に依存して、これらは選択される。気泡径が 1.12mm 以下の場合、気泡形状は球形であると見なすことができるため、気泡体積は球形近似を用いて算出できる。気泡径が 1.12mm 以上の条件では、気泡形状は楕円を示すため、気泡体積は界面は滑らか (凹凸なし) 気泡の形状を対称性があるものと仮定し、回転楕円体と見なして体積  $V_b$  を算出した時、以下の式で算出される。

$$V_b = \frac{1}{6} \pi abc \quad (2.2)$$

ここで  $a$  は長軸直径 (major axis),  $b$  は短軸直径 (minor axis),  $c$  は奥行き長さである。実験結果はステレオ撮影法 (2-way) を用いて ImageL より長軸  $a$ , 短軸  $b$ , ImageR より奥行き  $c$  を測定して取得できる気泡体積を示す。楕円近似を用いて算出できる。気泡を 1-way で撮影した場合、画像の奥行き方向の長さは未知であるため、この奥行き長さの近似方法が重要となる。しばしば、気泡奥行き長さは気泡画像より取得できる短軸、長軸を用いて表される。

本章では、従来通り楕円近似を行い、その奥行きを短軸 (長軸回転) と長軸 (短軸回転) と見なした体積算出方法を用いた算出気泡体積を示す。気泡を 1-way で撮影した場合、対象性を仮定し気泡形状を球形、あるいは楕円形状で近似して算出される。この時、画像の奥行き方向の長さ  $c$  は未知であるため、この奥行き長さを近似して体積を算出する。奥行き長さを短軸直径  $b$  で近似した長軸回転法を用いた算出気泡体積  $V_c$  を式(2.3)、長軸直径  $a$  で近似した短軸回転法を用いて算出した気泡体積を式(2.4)に示す。

$$V_c = \frac{1}{6} \pi ab^2 \quad (2.3)$$

$$V_c = \frac{1}{6} \pi a^2 b \quad (2.4)$$

ステレオ撮影より取得した 2次元 (2-way) の気泡画像は、1-way の気泡画像で未知の値であった奥行き方向の長さを、実際に測定することができる (図 2.6(a))。ステレオ撮影より取得した気泡画像より気泡体積を算出する方法はまず、起点とする気泡画像より (ここでは Image L) 気泡の長軸・短軸の取得を行う。また、もう一方の画像 (Image R) より同じく長軸  $a$ ・短軸  $b$  の取得を行う。気泡の奥行き長さ  $c$  は断面方向における長さであると考え、流れ方向に対する長軸の傾き  $\theta$  を考慮すれば次式よりこれを算出できる。

$$c^2 = \frac{a^2 b^2}{b^2 \cos^2 \theta + a^2 \sin^2 \theta} \quad (2.5)$$

この奥行き長さをを用いれば回転楕円体の体積算出方法よりその体積の値が求められる。これら方

法を用いて気泡体積を測定した。各実験条件で 40 回実験を行った。

## 2.2.5. 測定誤差

実験において、空間分解能は 0.1mm/pixel である。この画像解析法によって生じる誤差を調べるため、3, 4, 5mm の直径を持つ鉄球を撮影し、その直径を測定した。その結果、直径 3, 4, 5mm でそれぞれ 4.9, 4.0, 3.2% の誤差となり、画素誤差は  $e=1.5\text{pixel}$  となる。しかし、この値は気泡上昇速度とシャッタースピードから算出される誤差より小さいため、気泡径の測定誤差は気泡上昇で生じる誤差は気泡上昇速度  $v_b$  に依存する。これより、二値化誤差は体積  $0.02 \times 10^{-6} \text{ m}^3$  で  $\pm 5.7\%$ 、 $0.20 \times 10^{-6} \text{ m}^3$  で  $\pm 3.0\%$ 、 $2.0 \times 10^{-6} \text{ m}^3$  で  $\pm 1.7\%$  となる。また、気泡注入時に生じる誤差を明らかにするため、シリンジ直接メスシリンダに気泡を注入して測定を行った。その結果、気泡体積  $2.00 \times 10^{-6}$ 、 $0.20 \times 10^{-6}$ 、 $0.02 \times 10^{-6} [\text{m}^3]$  でそれぞれ 3.3%, 1.5%, 0.3% となる。

## 2.3. 実験結果

### 2.3.1. 画像より算出した気泡体積結果

図 2.7 に実気泡体積  $2.00 \times 10^{-6} [\text{m}^3]$ 、非加熱、静止液中における気泡形状と楕円近似、長軸回転を用いて算出した気泡体積の時間変化を三例示す。ステレオ撮影より取得した画像の左右に存在する各々の気泡について、その体積を算出している。これより、気泡はその形状を変化させながら上昇する様子が確認できる。この時、算出気泡体積も時間と形状に依存して変化することが確認される。気泡形状が潰れた形を示す場合、算出気泡体積は低い値を示し、形状が膨らんだ形を示す場合、算出気泡体積は大きい値を示すことが確認できる。実気泡体積は全時間で同じであることを考慮すれば、気泡体積が増加することはあり得ないため、潰れた形状を示す時、気泡は奥行き方向に膨らんだ形状を示すことが予測できる。また、気泡の観察方向で気泡形状は変化し、算出気泡体積に影響を及ぼす。

この結果より、画像解析を用いて気泡を楕円近似して算出した気泡体積は形状変化により時間的気泡体積が変化する。この特性を調べるため、測定した気泡体積に対してその確率密度分布で気泡体積を評価した。図 2.8 に式(2.6)および(2.7)より 2-way で取得できる ImageL の長軸長さ  $a$  と短軸長さ  $b$  および ImageR の奥行き長さ  $c$  より算出した気泡体積の確率密度分布 ( $\text{m}^3$ ) を示す。確率密度分布の算出に用いた確率分布のデータ間隔は実気泡体積の 5% であり、破線は実気泡体積を表す。いずれの条件においても、精度よく気泡体積を近似している。各グラフの実線はガンマ分布でフィッティングした結果である。算出に用いたガンマ分布 (Gamma distribution) は次式を用いた。

$$f(x) = \frac{x^{k-1} e^{-x/\theta}}{\Gamma(x)\theta^k} \text{ for } x \geq 0 \quad (2.8)$$

ここで、変数  $x$  は算出気泡体積  $V_b$  を用い  $\Gamma(x)$  はガンマ関数である。また、 $k (> 0)$  は形状パラメータであり、 $\theta (> 0)$  はスケールパラメータを示す。その結果、ステレオ撮影法を用いても気泡形状の変化の影響により気泡体積はばらつきをもつことを示した。その平均値は実気泡体積に良く近似されている。ステレオ撮影を用いて奥行き長さをを用いて体積を算出したとしても一意的に気泡体積が決定するわけではなく、少なからず測定誤差が生じる。時間的な算出気泡体積と気泡形状の変化を比較するため、**図 2.9** に時系列結果を示す。ここで示す結果は**図 2.6** と同条件の気泡である。ここに示した結果は観察方向の変化に関わらず、同じ結果を示す。しかし、時間的に気泡形状は変化し、それに伴い算出気泡体積も変化する。特に気泡が膨らんだ形状を示す時、算出気泡体積は大きくなり、潰れた形状を示す時、算出気泡体積は比較して小さくなる。このように、奥行き方向が測定できるステレオ撮影の結果でも気泡形状を正確に予測することは困難であり、それと同時に気泡形状が算出気泡体積に大きな影響を及ぼすことが確認できた。

1-way の画像 (ImageL) で算出した気泡体積の結果を以下に示す。**図 2.10** は実気泡体積と奥行き方向長さを短軸と見なした長軸回転を用いて算出した気泡体積の確率密度分布 ( $\text{m}^3$ ) を示す。その平均値は実気泡体積に対して算出気泡体積は過小評価する。特に気泡体積が大きい条件において算出気泡体積の平均値は実気泡体積の 40-50% 相当となった。体積を過小評価する結果は長軸回転の特徴として未知の値となる奥行き長さ  $c$  を短軸直径  $b$  と等しいものと仮定しているためである。気泡体積が小さい条件 ( $0.02 \times 10^{-6} \text{m}^3$ ) では実気泡体積に近い値を示す。そのガンマ分布は気泡体積が小さい条件ほど形状パラメータ  $k$  が大きくなり正規分布に近い形状を示す。

**図 2.11** は**式(2.9)**の短軸回転を用いて算出した気泡体積の測定結果を示す。気泡体積が  $0.40 \times 10^{-6} \text{m}^3$  以上の条件では算出気泡体積は実気泡体積より過大評価する傾向を示し、短軸回転で算出した気泡体積の分散は 2-way で算出した気泡体積の分散より大きくなる。  $0.20 \times 10^{-6} \text{m}^3$  以下の条件で算出した気泡体積は実気泡体積に近い値となる。気泡体積が大きい条件において、短軸回転は 1-way で未知の奥行き長さ  $c$  を長軸  $a$  と見なして計算するため、算出気泡体積は大きい値を示す。気泡上方に作用する抵抗力により気泡は水平方向に広がった形状で体積を見積もり易く、従来の研究においても短軸回転が良く用いられている。しかし、旋回、ジグザグといった水平方向への移動が水平方向の形状変化に寄与し、体積測定の誤差に影響を及ぼす。

ここに示したように体積算出方法に正確性 (accuracy) と精度 (precision) が依存する。実気泡体積に対する測定誤差を評価するため、次式に示す平均二乗誤差 (RMSE: Root Mean Square Error) を用いた。

$$Error = RMSE/X, RMSE = \sqrt{\sum_{i=1}^n (X - x_i)^2 / n} \quad (2.10)$$

ここで、 $X$ は実気泡体積である。表 2.4 および図 2.12 に実気泡体積に対する算出気泡体積の測定誤差を示す。実気泡体積が大きくなるに伴い、長軸回転、短軸回転より算出した気泡体積の測定誤差は大きくなる。体積が大きい条件では形状変化が大きい。そのため、気泡形状を回転楕円体と見なした体積算出の誤差は大きい。また、気泡体積  $0.10 \times 10^{-6} \text{m}^3$  以下(体積等価径 5.76mm)以下の気泡について、1-way および 2-way で測定した体積の測定誤差はおおよそ 30%となる。

表 2.4 算出気泡体積の測定誤差

Volume [ $\text{m}^3$ ]	$V_l$ [-]	$V_s$ [-]	$V_{\text{two-way}}$ [-]	$V_{abDp}$ [-]
$2.00 \times 10^{-6}$	0.52	0.55	0.35	0.29
$1.00 \times 10^{-6}$	0.51	0.49	0.36	0.29
$0.60 \times 10^{-6}$	0.47	0.46	0.31	0.25
$0.40 \times 10^{-6}$	0.43	0.43	0.27	0.22
$0.20 \times 10^{-6}$	0.39	0.33	0.34	0.29
$0.10 \times 10^{-6}$	0.35	0.25	0.26	0.24
$0.05 \times 10^{-6}$	0.33	0.31	0.29	0.22
$0.02 \times 10^{-6}$	0.25	0.25	0.24	0.20

### 2.3.2. 気泡界面積の測定

算出気泡体積は気泡形状に依存して変動することを確認した。これと同様に算出する気泡界面積も気泡形状に依存することが予測される。それを確認するために、ステレオ撮影より取得した画像より左右の気泡について各々、以下の従来用いられている近似式を用いて形状の違う同じ気泡についての互いの界面積を算出した。

$$A = 2\pi b^2 + (2\pi a^2 b) / \sqrt{a^2 - b^2} \times \arccos(b/a) \quad (2.11)$$

また同様の画像と次の考えを用いて界面積を算出した。左右の気泡の水平方向における幅を取得することで同位置における楕円柱を模擬し、楕円柱の表面積の総和より気泡の表面積を算出しているものである。楕円柱の表面積を算出には左右の幅を、楕円円周を求める次式に代入して行う。

$$P = \pi \sqrt{2(a^2 + b^2)} - (a - b)^2 / 2.2 \quad (2.12)$$

$0.40 \times 10^{-6} [\text{m}^3]$ における界面積算出方法による比較結果を図 2.13 に示す. 左右の気泡は体積が同じながらも, その形状は異なるものでため, 従来用いられている近似式より算出した界面積はその値が異なる場合があることを確認した. このことから, 界面積も体積同様, 気泡形状に依存していることは明らかである. ステレオ撮影を用いて算出した界面積は左右, 各々の値の平均値, あるいは小さい形状を示す結果に相当する結果となった. しかし, 実験では気泡体積は一定であるが, 界面積においてはその限りではなく, 形状に依存するため真値は未知である.

### 2.3.3. 気泡の軌跡

気泡体積の誤差は気泡形状に依存し, その形状は気泡の上昇軌跡で決定すると考える. 本実験で確認できた軌跡は旋回 (スパイラル) とジグザグであった. ここで確認した気泡の上昇特性はその軌跡が旋回 (スパイラル) あるいはジグザグを示すことをステレオ撮影で撮影した気泡の重心位置をプロットすることで明らかにした.

スパイラルを示す場合の気泡の軌跡を示した結果を図 2.14 に示す. 図 2.14 (a)のように時間経過とともに弧を描きながら気泡は上昇する. この時の気泡形状の変化を図 2.14 (b)に示す. この挙動を特徴付けるパラメータとして断面方向と長軸のなす角度と長軸と短軸のアスペクト比が挙げられ, これの時系列データを用いることでその特性を明らかにする. 角度の時系列データを図 2.14 (c)に示す. この結果より, 角度は周期性を持って変動する. その振幅は左右の画像で同程度の値を示す. また, 大きく特徴付けているものとして左右の位相差がこの場合, 四分の一周期分で遅れている. この位相遅れは気泡の軌跡に依存するため, 同じスパイラルの軌跡を示したとしても, 円の軌跡からずれると位相遅れも変動する. 同様に, アスペクト比の変動を示した結果を図 2.14 (d)に示す. この結果も周期性を持つことと, 左右で位相がずれている. 角度の変動と比較すると, 傾きが 0 つまり長軸が断面方向と平衡であるとき, 気泡のアスペクト比が比較的大きな値をもつ. また, 左右では逆位相を示す. 図 2.15 (a)のように気泡がスパイラル示す時, 実験装置で二台のカメラ A および B を用いて気泡の撮影を行ったものとする. この軌跡上のある点, ①から④までの変動に着目する. カメラ A において, 傾きの変動が角度ゼロから変動していると考えたとアスペクト比は傾きがゼロの時, 比較的大きなアスペクト比が大きい時, アスペクト比は小さくなる(図 2.15 (b)). これら結果から気泡は図 2.15 (c)-A のような気泡挙動を示す. 同様にカメラ B について考えると図 2.15 (c)-B のような気泡挙動を示す. これらより, ここに示す正面①の形状かつその側面の形状が④を示す気泡が, この形状を保持したまま旋回して上昇することを示す. この特性を踏まえた上, 取得した気泡画像について楕円近似を行い, 長軸回転, 短軸回転を用いて気泡体積を算出した結果を示す. 図 2.14 (e)は ImageL の画像の気泡について楕円近似を行い, 体積を算出した結果である. 角度ゼロの時, アスペクト比は大きくなるため, 長軸長さと短軸長さは比較的大きな値を持つ. 短軸回転を用いた場合, 体積の変動は大きくないが全体的に過大評価する傾向がある. 実際に, 短軸長さは長軸長さと比較して大きく変動する傾向があり, この影響でアスペクト比が変動する. 体積算出段階で長軸回転では変動の大きい短軸長さを二乗するため, 算出した気泡体積は大きく変化する. ただし, 角度がゼロの場合, 長軸回

転を行えば実気泡体積に最も近似できる。しかし、気泡形状を考慮すれば、楕円近似を用いて長軸回転したものと図 2.15 で示した①や④のものとの違いがあるため、厳密には正しい気泡体積方法ではないことを表す。図 2.14 (f)に示すように ImageR も同様の傾向を示すが、長軸回転の結果に着目すれば ImageL で比較的高い値を示す時、ImageR では比較的小さい値を示す。この傾向は図 2.15 (c)の特性と同じことを示している。図 2.14 (g)は気泡の上昇速度を示す。気泡の上昇速度は気泡の重心より算出しているため、瞬間的に大きい値と小さい値を示すが一定の速度を持って上昇している。このようにスパイラルを示す場合、気泡の観察方向で特性が変化することと周期性を持ってパラメータが変化することを示した。

気泡の軌跡がジグザグである場合の軌跡と気泡形状を図 2.16 (a), (b), 図 2.17 (a), (b)に示す。それぞれの特性を調べるため、断面方向と長軸方向とのなす角で評価した結果を図 2.16 (c), 図 2.16 (c)に示す。図 2.16 (c)は左右の気泡は同周期で変動しているが、図 2.16 (c)では一方では変動が確認できるがもう一方では変動がなく、ほぼゼロを示す結果となった。図 2.18 (b)は同周期で変動する場合の軌跡を示したものである。周期性がない場合は図 2.18 (c)の結果である。この二つを比較すれば、気泡の軌跡がカメラに対して対角線上で移動するものと一方に対して平行で移動するもので区別することができる。図 2.18 (b)で上昇する場合は、カメラ A, B で同じ気泡を撮影しても同様の挙動を示すように見えるが同一気泡を違う角度より観察しているに過ぎない。この気泡の形状が対称であったとしても、同様の形状を示す根拠は乏しいため、全く同じパラメータをもつわけではない。実際にこの条件で気泡体積を算出した結果を長軸回転より算出した気泡体積の結果を図 2.16 (e)に、短軸回転より算出した気泡体積を図 2.16 (f)に示す。楕円近似方法で体積が変化するが、同じ挙動(角度, アスペクト比)を示す同一気泡が撮影方向を変化させただけで算出した気泡体積が変化する。1-way で撮影した場合では撮影した気泡が気泡の上昇特性のみで評価が困難であることを示唆している。同様の挙動を示す気泡の上昇速度について算出した結果を図 2.16 (g)に示す。気泡の上昇速度は周期性をもって変動し、その傾向はアスペクト比図 2.16 (d)と同じであることがわかる。角度の変化を示す図 2.16 (c)と比較すれば角度が 0、つまり長軸が断面方向に平行であるとき、気泡は潰れた形状を示し、かつ速度が極小値を示す。気泡の軌跡と比較すれば、断面に対する気泡の進行方向が大きく変化するとき、つまり、軌跡の端に達するとき気泡は潰れて、減速する。同じく、気泡挙動がジグザグを示すが、観察する方向を変えた場合の結果を図 2.17 に示す。この時の気泡の軌跡と形状は図 2.17 (a), (b)であり、図 2.18(c)のようにカメラに対して  $0^\circ$  と  $90^\circ$  で上昇する結果より考察を行う。この時の角度とアスペクト比についてまとめた結果を図 2.17 (c), (d)に示す。カメラの撮影面に対して平行に気泡が上昇する場合、その角度は周期的に変動する。その一方、撮影面に対して垂直に軌跡を示す場合の角度は、0 の値を示し、大きな変動も確認できない。だが、アスペクト比において、撮影面に対して垂直な ImageL の結果では周期的変動し、ピークでは気泡軌跡の端であり、断面に対して気泡の進行が大きく変化する瞬間を示す。対して、撮影面に対して軌跡が平行で移動する ImageR ではそのアスペクト比に関連性が確認できないが、角度 0 において比較的低アスペクト比を示す。この時、ImageL と ImageR の算出気泡体積の結果を図 2.17 (e), (f)に示す。撮影面に対して垂直の場合、アスペクト比の影響を受けることを考えれば同様に算出気泡体積も変動する。しかし、気泡体積を正確に予測することは非常に困難であることが伺える。ImageR の場合、全体的に大きく過小評

価される結果となり，角度やアスペクト比のような気泡挙動とも関連が確認できない結果を示した．ImageR から気泡を観察すれば，形状が安定した楕円形の気泡が傾きを変えながら上昇しているように見える．この時の気泡上昇速度を示した結果を図 2.17 (g)に示す．これも図 2.16 (g)と同様に気泡の進行方向が変わるとき，気泡の上昇速度が低くなることを確認できる．

気泡がジグザグに動く代表的な結果を示したが，本実験では気泡の上昇角度を制御することは困難であり，その予測も困難である．多くの場合，図 2.18 (b), (c)のように撮影面は上昇面に対して  $0^\circ$ ， $45^\circ$ ， $90^\circ$  といった状況になるわけではなく，かつ気泡の軌跡は途中で変化することもあるため，ここに示した特性が複雑に絡んだ挙動を示す．気泡体積の予測に関しても正確に予測することは困難であると言える．

本実験では気泡体積は既知であるため，気泡体積と気泡の軌跡について評価を行う．図 2.19 は 40 回行った実験に対して，その上昇気泡がスパイラルであった時の確率を示す．気泡体積が  $0.02 \times 10^{-6} [\text{m}^3]$  の場合，その軌跡は全てジグザグであった． $0.05 \times 10^{-6} [\text{m}^3]$  より，スパイラルを示す気泡が確認でき，それは  $0.40 \times 10^{-6} [\text{m}^3]$  でピークを迎える． $0.40 \times 10^{-6} [\text{m}^3]$  に至ってはその確率が 70% であり，かなり高確率でスパイラルとなる．それ以降ではスパイラルの発生確率が減少することが確認できる．この領域ではジグザグからスパイラルに変化する場合もある．この結果より，気泡体積や気泡径が気泡挙動を決定するパラメータであると言える．実際には液相の温度や気泡注入法に依存することを考えればより複雑になることが予測できる．いずれの条件でも，気泡の形状は変化し，軌跡により形状変化の特性が変化するため，画像解析から気泡体積を算出することは非常に困難である．

### 2.3.4. 気泡体積予測のための実験相関式

これら結果から，上昇軌跡や観察方向で気泡の形状が異なる．この特性が 1-way, 2way に関わらず画像解析で正確な気泡体積の算出を困難にする原因である．気泡の界面が滑らかである（凹凸がない），対象性がある，体積等価径が水力等価径と等しいと言った仮定が成立する理想的な気泡ならば気泡径のみで正確な気泡体積が算出できる．この仮定を満たす理想的な気泡形状であり，長軸直径  $a$ ，短軸直径  $b$  が決定しているものとし，理想的なされる気泡径を用いて統計的に特性を表す．この理想的な気泡径を評価気泡径（estimation diameter）とし，以下の形で表す．

$$D_{\text{estimation}} = \frac{6V_r}{\pi ab} \quad (2.13)$$

実験より，気泡体積  $V_b$  は既知であるため，式(2.1)と測定した長軸直径  $a$ ，短軸直径  $b$  より理想的な奥行き長さを導くものである．評価径と体積算出に用いた長軸直径，短軸直径，奥行き長さと同様に球形近似で用いられる水力等価径の比較を行う．水力等価径は投影面積  $A(\text{projected area})$  および気泡の周長さ  $P$  を用いることで以下の形で表される．

$$D_h = 4A/P \quad (2.14)$$

図 2.20 (a)-(f)に気泡体積が  $1.00 \times 10^{-6} \text{m}^3$  における評価径，長軸直径，短軸直径，水力等価径，奥行き長さおよび比較のため長軸直径と短軸直径の平均値  $D_{\text{ave}}$  の確率密度分布を示す．また，それぞれの平均値と分散を表 5 に示す．

表 2.5 気泡径の平均値と分散

Volume [ $\text{m}^3$ ]	$D_{\text{estimation}}$		$D_{\text{long}}$		$D_{\text{short}}$	
	average	variance	average	variance	average	variance
$2.00 \times 10^{-6}$	$1.95 \times 10^{-2}$	$2.74 \times 10^{-5}$	$2.31 \times 10^{-2}$	$3.64 \times 10^{-6}$	$9.30 \times 10^{-3}$	$1.70 \times 10^{-6}$
$1.00 \times 10^{-6}$	$1.56 \times 10^{-2}$	$1.73 \times 10^{-5}$	$1.76 \times 10^{-2}$	$2.44 \times 10^{-6}$	$7.50 \times 10^{-3}$	$1.12 \times 10^{-6}$
$0.60 \times 10^{-6}$	$1.25 \times 10^{-2}$	$7.54 \times 10^{-6}$	$1.46 \times 10^{-2}$	$1.15 \times 10^{-6}$	$6.74 \times 10^{-3}$	$6.46 \times 10^{-7}$
$0.40 \times 10^{-6}$	$1.05 \times 10^{-2}$	$4.31 \times 10^{-6}$	$1.27 \times 10^{-2}$	$7.25 \times 10^{-7}$	$6.30 \times 10^{-3}$	$4.39 \times 10^{-7}$
$0.20 \times 10^{-6}$	$8.21 \times 10^{-3}$	$3.74 \times 10^{-6}$	$7.94 \times 10^{-3}$	$6.36 \times 10^{-7}$	$5.40 \times 10^{-3}$	$1.94 \times 10^{-7}$
$0.10 \times 10^{-6}$	$7.52 \times 10^{-3}$	$1.42 \times 10^{-6}$	$6.27 \times 10^{-3}$	$1.72 \times 10^{-7}$	$4.50 \times 10^{-3}$	$8.45 \times 10^{-8}$
$0.05 \times 10^{-6}$	$5.41 \times 10^{-3}$	$9.09 \times 10^{-7}$	$5.01 \times 10^{-3}$	$1.68 \times 10^{-7}$	$3.84 \times 10^{-3}$	$6.67 \times 10^{-8}$
$0.02 \times 10^{-6}$	$3.81 \times 10^{-3}$	$3.94 \times 10^{-7}$	$3.60 \times 10^{-3}$	$5.56 \times 10^{-8}$	$3.30 \times 10^{-3}$	$3.08 \times 10^{-8}$

Volume [ $\text{m}^3$ ]	$D_h$		Depth		$D_{\text{ave}}$	
	average	variance	average	variance	average	variance
$2.00 \times 10^{-6}$	$1.23 \times 10^{-2}$	$4.92 \times 10^{-6}$	$2.10 \times 10^{-2}$	$2.08 \times 10^{-5}$	$1.61 \times 10^{-2}$	$3.49 \times 10^{-6}$
$1.00 \times 10^{-6}$	$1.01 \times 10^{-2}$	$2.73 \times 10^{-6}$	$1.57 \times 10^{-2}$	$8.26 \times 10^{-6}$	$1.26 \times 10^{-2}$	$2.28 \times 10^{-6}$
$0.60 \times 10^{-6}$	$8.98 \times 10^{-3}$	$1.50 \times 10^{-6}$	$1.34 \times 10^{-2}$	$5.10 \times 10^{-6}$	$1.07 \times 10^{-2}$	$1.12 \times 10^{-6}$
$0.40 \times 10^{-6}$	$8.08 \times 10^{-3}$	$8.70 \times 10^{-7}$	$1.21 \times 10^{-2}$	$2.51 \times 10^{-6}$	$9.40 \times 10^{-3}$	$6.78 \times 10^{-7}$
$0.20 \times 10^{-6}$	$6.16 \times 10^{-3}$	$5.53 \times 10^{-7}$	$8.40 \times 10^{-3}$	$3.13 \times 10^{-6}$	$7.42 \times 10^{-3}$	$1.19 \times 10^{-6}$
$0.10 \times 10^{-6}$	$5.22 \times 10^{-3}$	$1.63 \times 10^{-7}$	$6.39 \times 10^{-3}$	$6.01 \times 10^{-7}$	$5.32 \times 10^{-3}$	$1.77 \times 10^{-7}$
$0.05 \times 10^{-6}$	$4.45 \times 10^{-3}$	$1.14 \times 10^{-7}$	$4.97 \times 10^{-3}$	$4.20 \times 10^{-7}$	$4.44 \times 10^{-3}$	$1.73 \times 10^{-7}$
$0.02 \times 10^{-6}$	$3.38 \times 10^{-3}$	$7.96 \times 10^{-8}$	$3.68 \times 10^{-3}$	$1.14 \times 10^{-7}$	$3.36 \times 10^{-3}$	$7.55 \times 10^{-8}$

評価径は正規分布を示し，平均値はおおよそ 15mm となり，その分散は大きい．これと比較し，長軸直径，短軸直径は同じように正規分布を示す．しかし，長軸直径は評価径より大きく，短軸直径は評価径より小さい値を示す．この特性が長軸回転，短軸回転より算出した気泡径が実気泡径より過小評価，過大評価する原因である．水力等価径の結果は，短軸直径よりわずかに平均値が高くなるが，評価径より十分に小さく，気泡体積も過小評価する傾向となる．図には破線で体積等価径を示しており，水力等価直径は体積等価径より過小評価する．ステレオ撮影を用いて実測した奥行き長さの場合，その平均値は評価径に近く，その分散は半分となる．式(2.5)を用いて算出した気泡径  $c$  が気泡の大きさとその誤差を決定するものと考え，それぞれの気泡径の差を図 2.21 に示す．気泡体積が大きい条件では正面，側面でその大きさは 40% の誤差が生じる．この傾向が表 2.4 および図 2.12 に示す算出気泡体積の誤差を決定する．

1-way で撮影した場合、その奥行き方向の気泡形状は未知であるため、気泡体積を十分な精度で見積もることは困難である。特に、**図 2.14 (b)** 0.142 sec ImageL の気泡 ( $a=15.8$  mm,  $b=7.2$  mm,  $0.60 \times 10^{-6}$  m<sup>3</sup> real bubble volume), **図 2.16 (b)** 0.066 sec ImageL の気泡 ( $a=15.6$  mm,  $b=7.2$  mm,  $1.00 \times 10^{-6}$  m<sup>3</sup> real bubble volume), **図 2.17 (b)** 0.116 sec ImageL の気泡 ( $a=15.6$  mm,  $b=7.0$  mm,  $0.60 \times 10^{-6}$  m<sup>3</sup> real bubble volume) の気泡はほぼ同じ大きさの気泡であり、その奥行きに相当する ImageR の気泡形状は、**図 2.14 (b)**  $a=15.4$  mm,  $b=7.0$  mm, **図 2.16 (b)**  $a=18.6$  mm,  $b=8.0$  mm, **図 2.17 (b)**  $a=11.3$  mm,  $b=6.0$  mm となる。つまり、1-way で撮影した気泡から一意的に予測することは非常に困難である。**図 2.14**, **図 2.16**, **図 2.17 (e)** および **(f)** に示す算出気泡体積の時系列結果より、気泡の上昇軌跡、気泡の観察方向、気泡形状の近似方法によって、過大評価する、過小評価する、変動が大きい、周期性の有無といった特性があらわれる。

気泡体積が大きい条件では気泡は歪んだ形状を示すため、気泡の周長さ  $P$  は大きくなると考えることが出来る。周長さが大きければ潜在的に大きな気泡であると見積もることができ、その奥行き（側面）の気泡形状も大きくなる。観察した気泡の長軸直径と短軸直径  $a, b$  に、周長さ  $P$  より算出した等価径  $D_p$  を乗じたものを気泡形状パラメータ  $abD_p$  と定義する。この気泡形状パラメータと実気泡体積の関係を示した結果を**図 2.22** に示す。この両者は相関値 0.93 を示し、相関関係がある。この結果を最小二乗法より相関式は  $abD_p = 1.84 \cdot V_r$  となる。実気泡体積と気泡形状パラメータの関係から算出した気泡体積の結果を**図 2.23** に示す。体積が大きい条件であっても、算出気泡体積の平均値は実気泡体積に一致する結果となった。ただし、**図 2.17 (f)** に示すようにジグザグ面に対して側面から観察した場合、気泡が小さく観察されるため、気泡体積を過小評価する傾向がある。相関式より取得した算出気泡体積の誤差を**表 2.4** および**図 2.12** に示す。気泡形状パラメータを定義して算出した気泡体積  $V_{abD_p}$  はその平均値が実気泡体積に近似できること示した。この方法を用いることで、実気泡体積に対しておおよそ 30% 以下の誤差となり、ステレオ撮影 (2-way) で算出した体積の測定誤差（おおよそ 30%）と同等の測定精度をもつ。この手法を用いることで 1-way での体積測定を行ってもステレオ撮影 (2-way) の測定結果と同等の結果を取得することが期待される。

## 2.4.本章のまとめ

凝縮気泡の界面挙動を明らかにするには凝縮熱伝達に関する精度の高いモデル化が必要である。この凝縮熱伝達の評価には凝縮によって減少する気泡径の変化を測定することで行われている。この気泡径の算出には気泡体積を測定し、体積等価径を代表径として取り扱われている。これから、体積等価径つまり測定して算出した気泡体積が凝縮熱伝達の測定精度に依存する。気泡凝縮に関わらず単一気泡の上昇特性の評価にも体積等価径を代表径として、気泡の軌跡、終端速度が表されている。その体積の算出には気泡形状が軸対称、気泡界面は滑らかな楕円球を仮定して算出されている。しかし、実際の気泡が理想的な形状を示すことは稀であるため、これを踏まえた気泡体積の測定精度は必要であるがそれに関する報告はされていない。

本章では静止液中、画像解析による気泡体積の測定手法を提案するとともに、その計測精度を明らかにすることを目的とする。気泡体積が  $2.00 \times 10^{-6} \text{ m}^3$  -  $0.02 \times 10^{-6} \text{ m}^3$  (体積等価径 3.37 mm - 15.6 mm) の条件下で、体積が既知である気泡を用い、画像測定によって算出した体積の測定誤差の評価を行った結果以下の結果を取得した。

- ・従来の近似方法による算出気泡体積の評価

従来用いられている楕円近似方法を用いた長軸回転、短軸回転は測定する体積算出方法は気泡体積に依存して算出気泡体積が変化する。長軸回転を用いた場合、算出気泡体積は実気泡体積に対して過小評価し、ばらつきは小さく、短軸回転を用いた場合、算出気泡体積は過大評価し、そのばらつきが大きくなる。これらは気泡形状や気泡の上昇軌跡が算出気泡体積に影響を及ぼしている。

- ・ステレオ撮影法を用いた気泡体積近似方法に関する結果

ステレオ撮影法を用い、1-way では測定できなかった奥行き長さを実測して気泡対体積を求めた結果、その平均値は実気泡体積とほぼ等しくなったが、気泡形状が起因するばらつきをもつ結果を示した。観察方向を増やしても正確な気泡体積の予測は困難である。

- ・気泡の軌跡に関する結果

ステレオ撮影法を用いても正確な気泡体積を算出することが困難であるため、気泡の上昇特性よりその誤差を生む原因を明らかにした。本実験条件ではスパイラルおよびジグザグで上昇した。軌跡がスパイラルであり、ステレオ撮影法を用いて評価した結果、角度は周期性を持って変動すること、その振幅は観察方向に依存しないことと、位相差は観察角度が  $90^\circ$  の時、四分の一周期分で遅れる。この位相遅れは気泡の軌跡に依存するため、同じスパイラルの軌跡を示したとしても、円の軌跡からずれると位相遅れも変化する。そのため、気泡体積を算出するとき気泡の観察方向で大きさが決定するため、正確な評価が困難である。気泡の軌跡がジグザグである場合も同様に、観察方向で角度、アスペクト比が変化する。ジグザグ面に対して  $45^\circ$  で観察した時、角度、アスペクト比は同周期で変化する。その気泡体積は観察方向で変化する。短軸回転、長軸回転に関わ

らず大きな誤差を生む原因となる。ジグザグ面に対して正面および側面から観察したの時、形状は複雑に変化し、観察方向で算出気泡体積は変化した。

- ・気泡体積の測定誤差

1-way で測定した気泡を楕円とみなし、長軸回転、短軸回転により体積算出を行った場合、実気泡体積が 10 倍増加につれて測定誤差がおおよそ 13%大きくなる。体積の増加により気泡形状が大きく変化するため、体積測定による誤差大きくなる傾向を示す。また、気泡体積  $0.10 \times 10^{-6} \text{m}^3$  (体積等価径 5.76mm) 以下でおおよそ 30%の体積測定誤差となる。本章で提案する体積と等価である気泡形状パラメータを用いた相間式より算出する体積測定手法は実気泡体積に対しておおよそ 30%以下の誤差となり、ステレオ撮影 (2-way) で算出した体積の測定誤差 (おおよそ 30%) と同等の測定精度をもつ。提案したこの手法を用いることで 1-way での体積測定を行ってもステレオ撮影 (2-way) の測定結果と同等の結果を取得することが期待される。

## 〈参考文献〉

- (2.1) A. Tomiyama, G. P. Celeta, S. Hosokawa, S. Yoshida, Terminal velocity of single bubbles in surface tension force dominant regime, *Int. J. Multiphase Flow*, Vol. 28 (2002), pp. 1497-1519.
- (2.2) R. Zenit, J. Magnaudet, Path instability of rising spheroidal air bubbles: a shape-controlled process, *Phys. Fluids*, Vol. 20 (2008), 061702.
- (2.3) C. Brucker, Structure and dynamics of the wake of bubbles and its relevance for bubble interaction, *Phys. Fluids*, Vol. 11 (1999), pp. 1781-1796.
- (2.4) T. Okawa, T. Tanaka, I. Kataoka, M. Mori, Temperature effect on single bubble rise characteristics in stagnant distilled water, *Int. J. Heat Mass Trans.*, Vol. 46 (2002), pp. 903-913.
- (2.5) K. Ellingsen, F. Risso, On the rise of an ellipsoidal bubble in water: oscillatory paths and liquid-induced velocity, *J. Fluid Mech.*, Vol. 440 (2001), pp. 235-268.

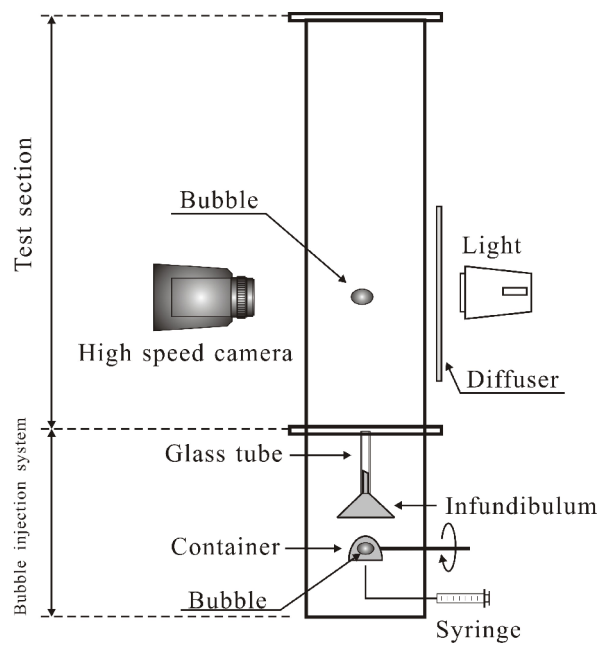


図 2.1 実験装置概略図

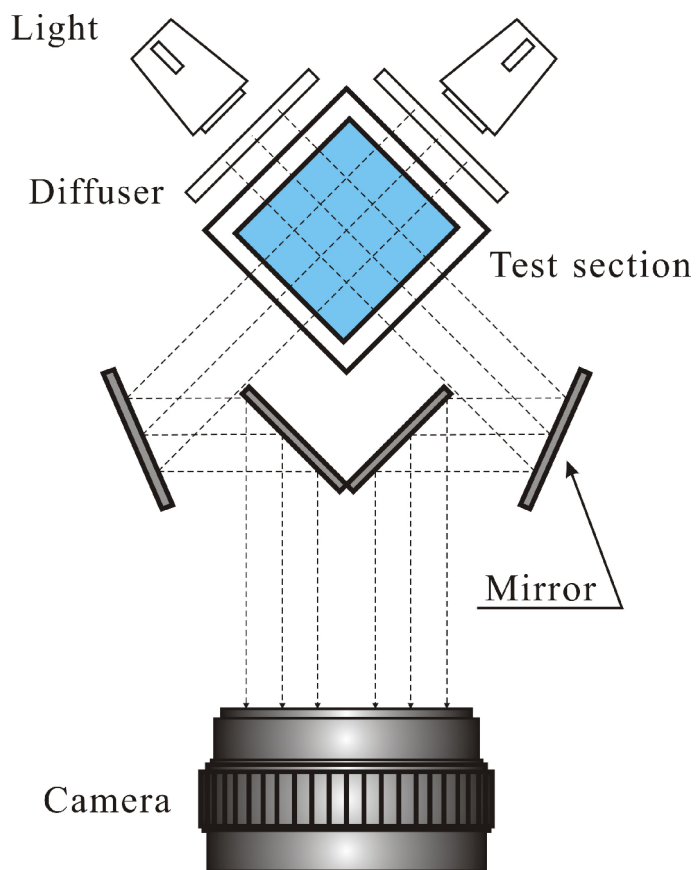


図 2.2 カメラと鏡の配置概略図

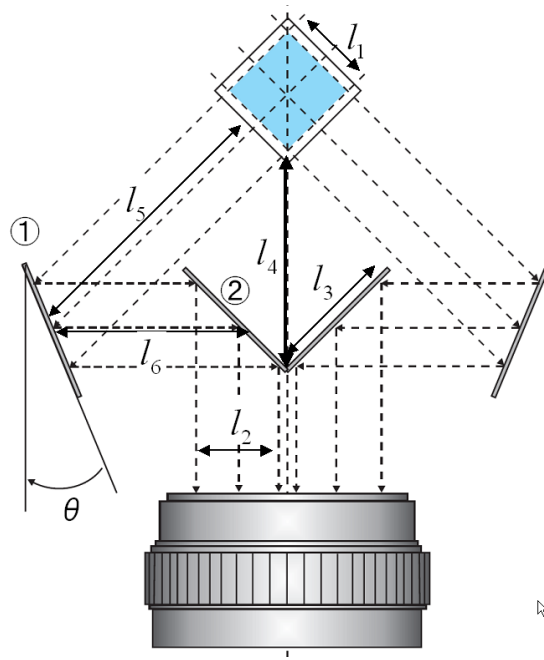


図 2.3 カメラと鏡の位置

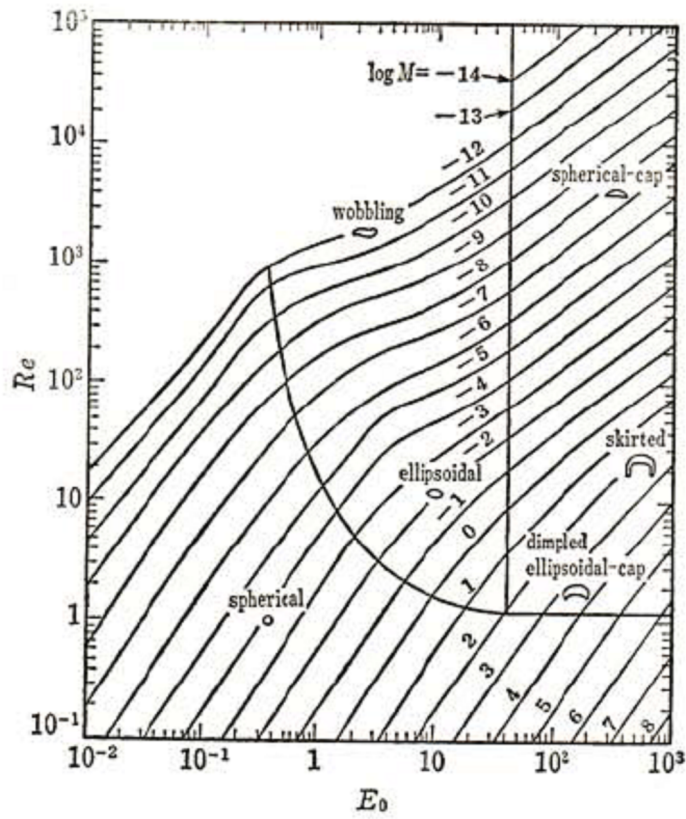
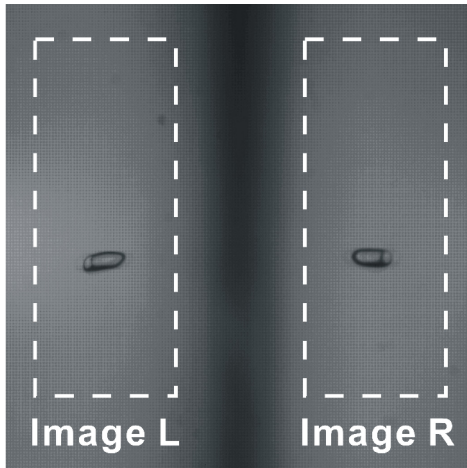
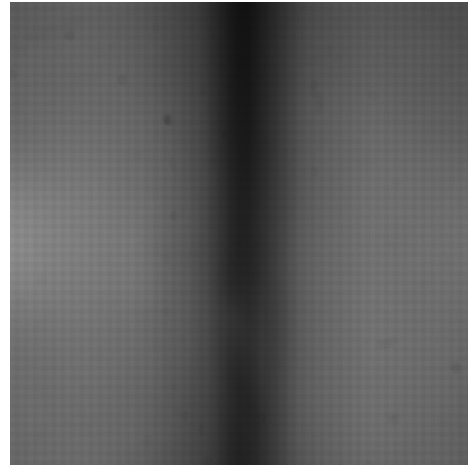


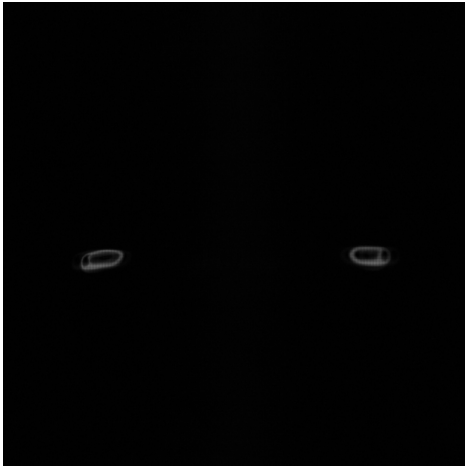
図 2.4 気泡形状マップ (Clift)



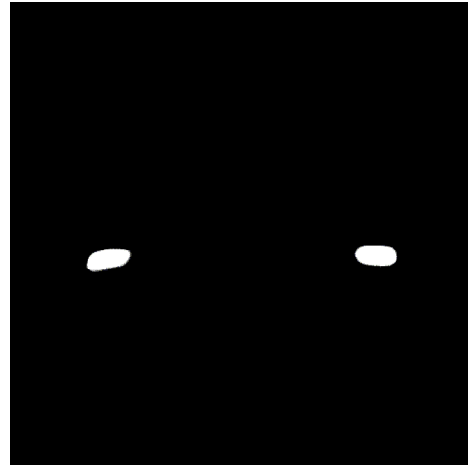
(a)オリジナル画像



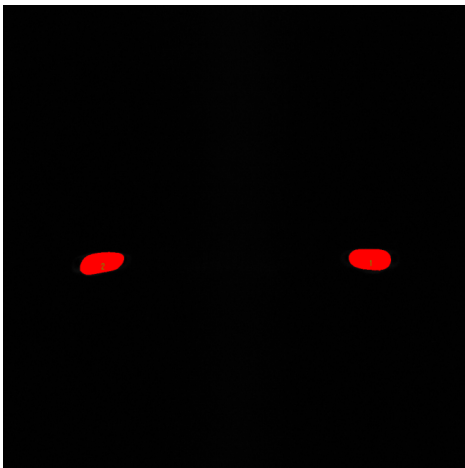
(b)バックグラウンド画像



(c)差分画像



(d)諧調の変化



(e)二値化画像

図 2.5 画像処理方法

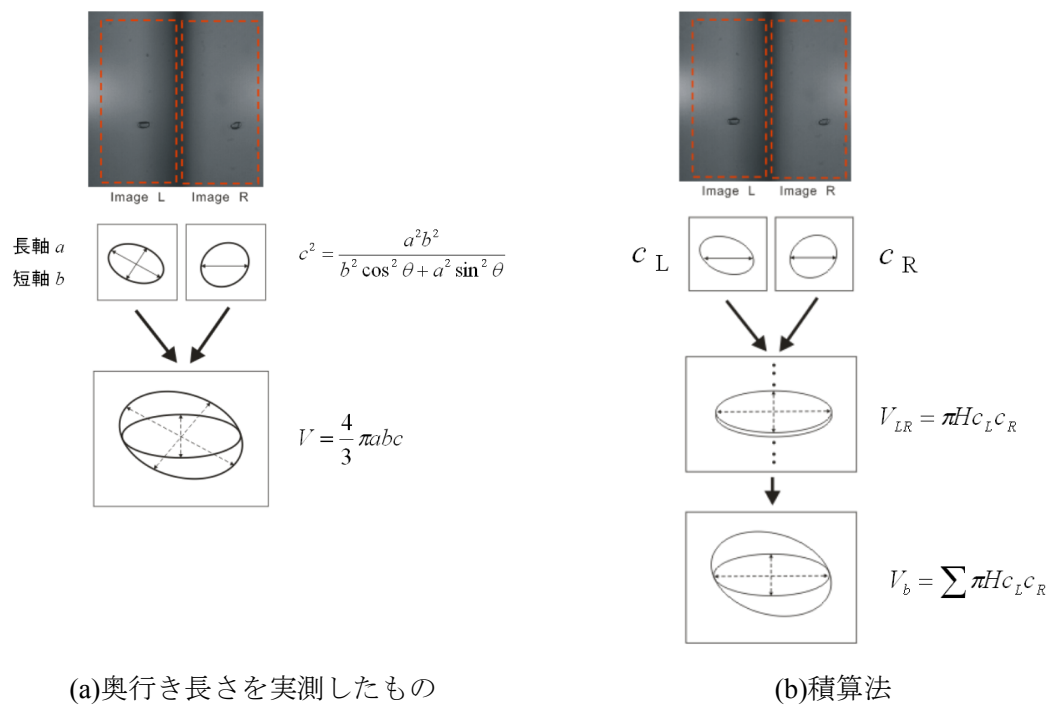
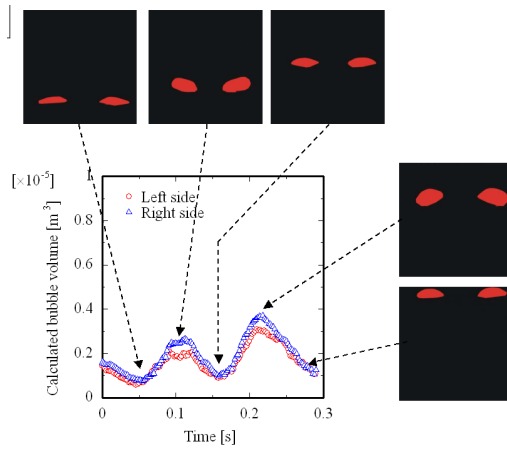
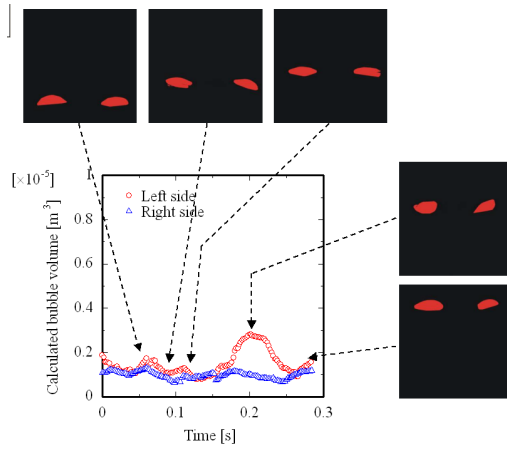


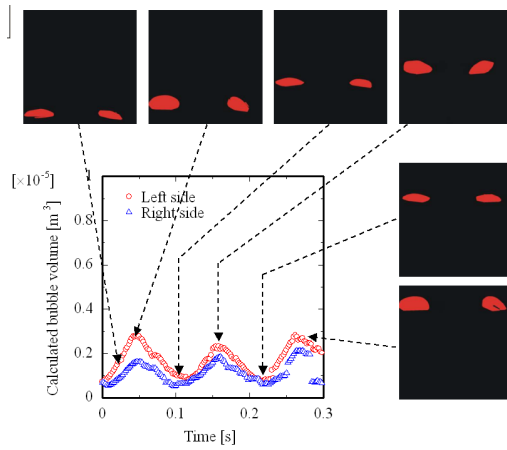
図 2.6 気泡体積算出方法



(a) Case 1

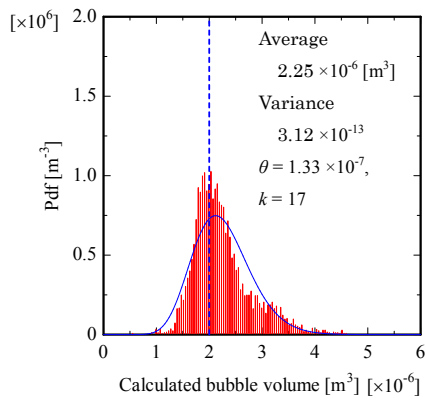


(b) Case 2

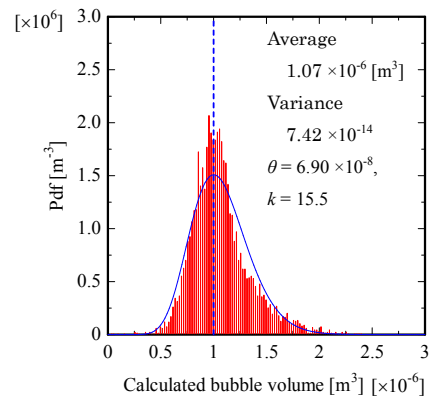


(c) Case 3

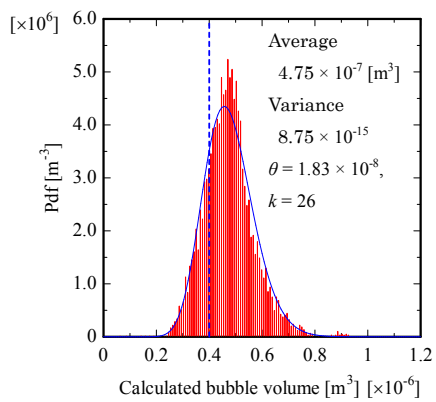
図 2.7 長軸回転を用いて算出した気泡体積の時系列結果



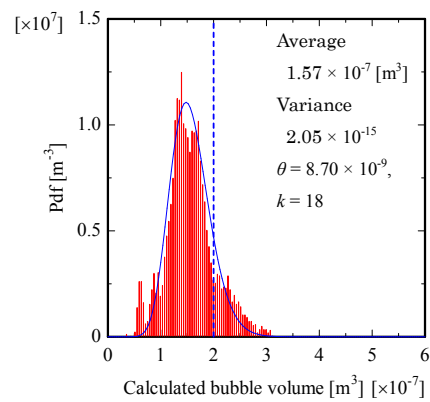
(a)  $2.0 \times 10^{-6} \text{ [m}^3\text{]}$



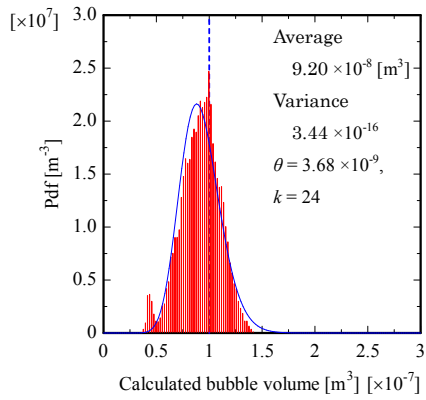
(b)  $1.0 \times 10^{-6} \text{ [m}^3\text{]}$



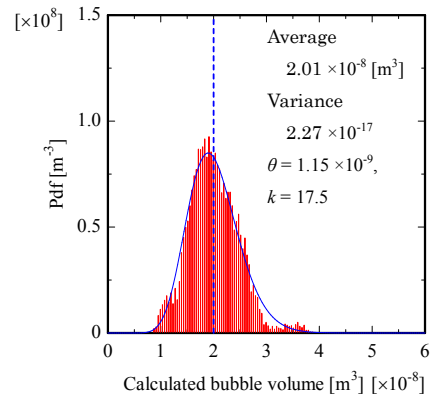
(c)  $4.0 \times 10^{-7} \text{ [m}^3\text{]}$



(d)  $2.0 \times 10^{-7} \text{ [m}^3\text{]}$

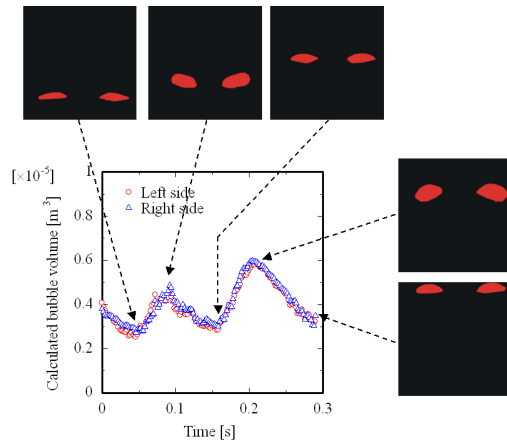


(e)  $1.0 \times 10^{-7} \text{ [m}^3\text{]}$

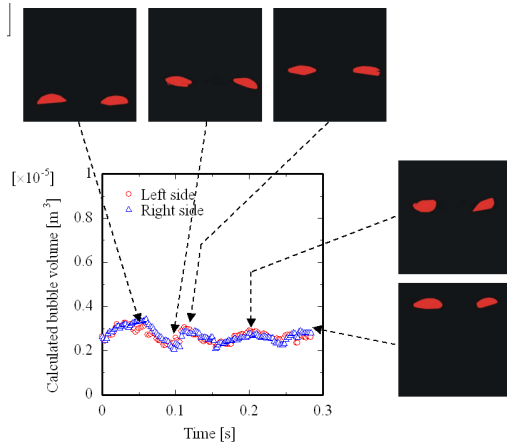


(f)  $2.0 \times 10^{-8} \text{ [m}^3\text{]}$

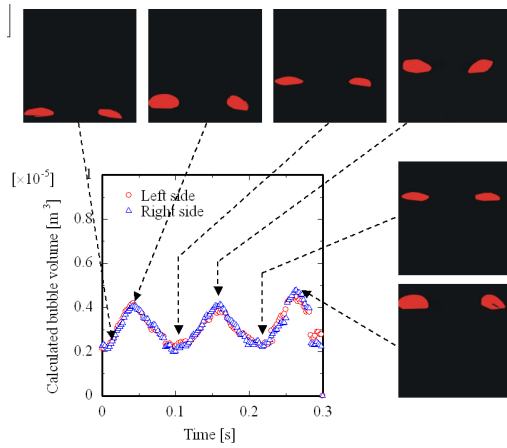
図 2.8 ステレオ撮影を用いて算出した気泡体積



(a) Case 1

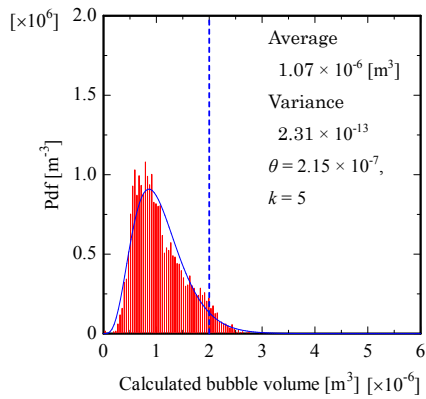


(b) Case 2

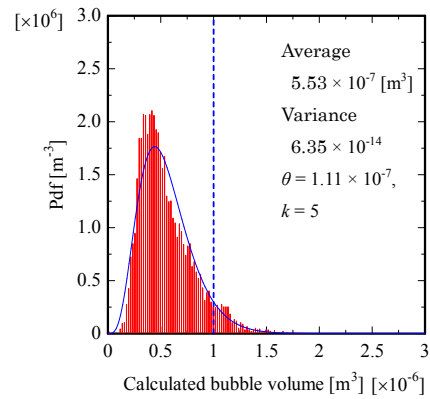


(c) Case 3

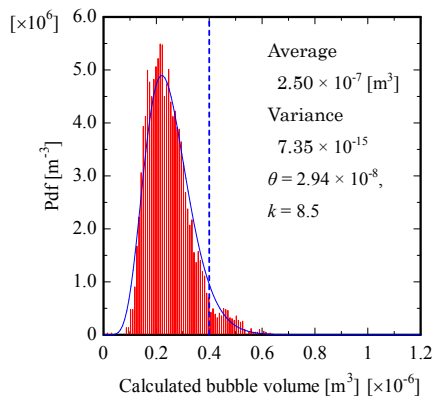
図 2.9 ステレオ撮影を用いて算出した気泡体積の時系列結果



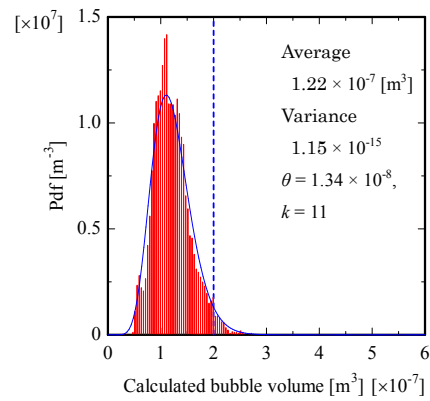
(a)  $2.0 \times 10^{-6} \text{ [m}^3\text{]}$



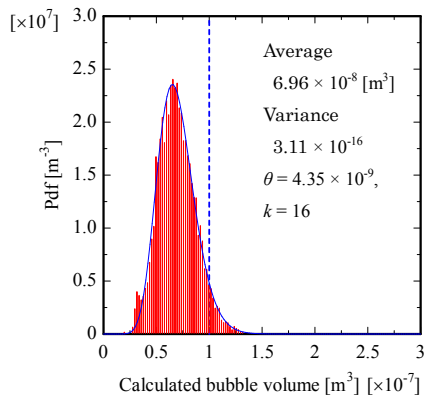
(b)  $1.0 \times 10^{-6} \text{ [m}^3\text{]}$



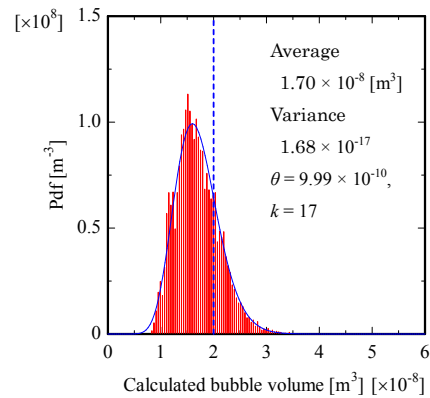
(c)  $4.0 \times 10^{-7} \text{ [m}^3\text{]}$



(d)  $2.0 \times 10^{-7} \text{ [m}^3\text{]}$

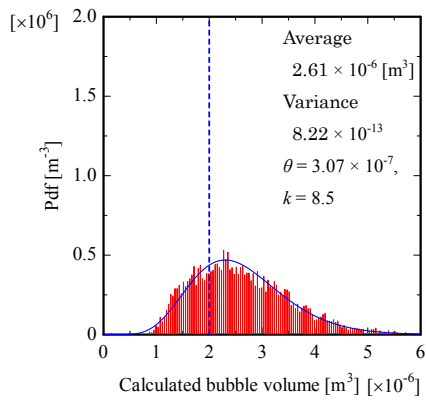


(e)  $1.0 \times 10^{-7} \text{ [m}^3\text{]}$

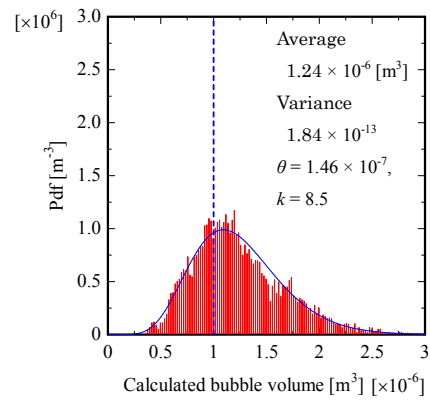


(f)  $2.0 \times 10^{-8} \text{ [m}^3\text{]}$

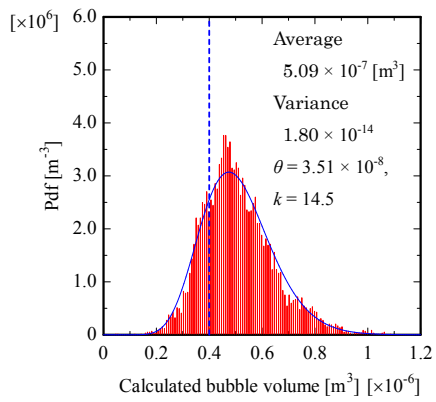
図 2.10 長軸回転を用いて算出した気泡体積



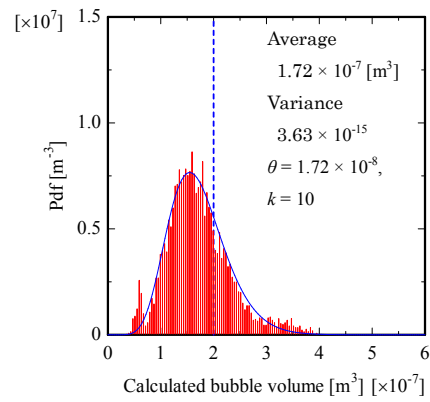
(a)  $2.0 \times 10^{-6} \text{ [m}^3\text{]}$



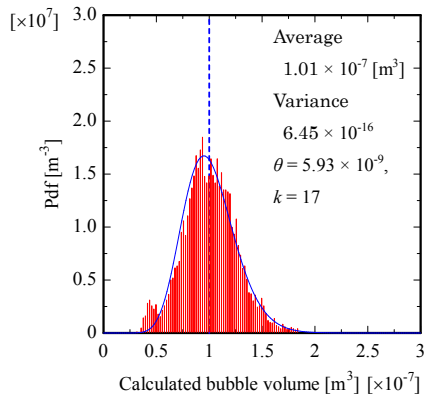
(b)  $1.0 \times 10^{-6} \text{ [m}^3\text{]}$



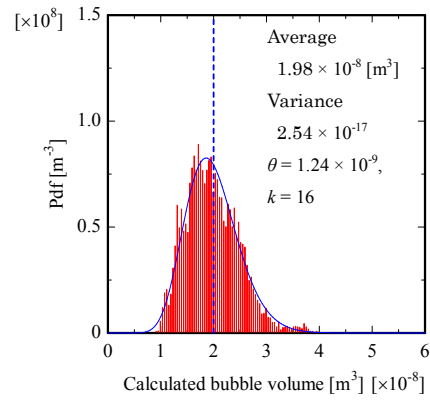
(c)  $4.0 \times 10^{-7} \text{ [m}^3\text{]}$



(d)  $2.0 \times 10^{-7} \text{ [m}^3\text{]}$



(e)  $1.0 \times 10^{-7} \text{ [m}^3\text{]}$



(f)  $2.0 \times 10^{-8} \text{ [m}^3\text{]}$

図 2.11 短軸回転を用いて算出した気泡体積

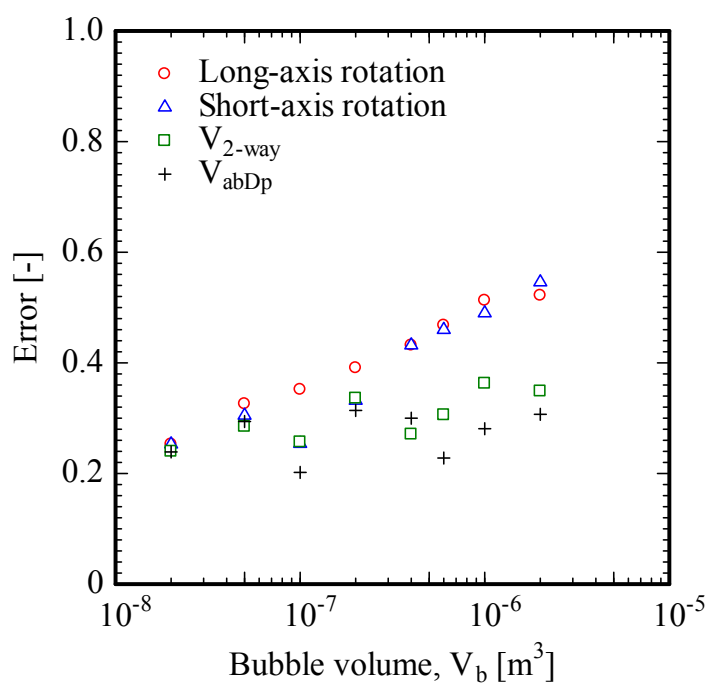


図 2.12 気泡体積算出方法が算出気泡体積に及ぼす誤差

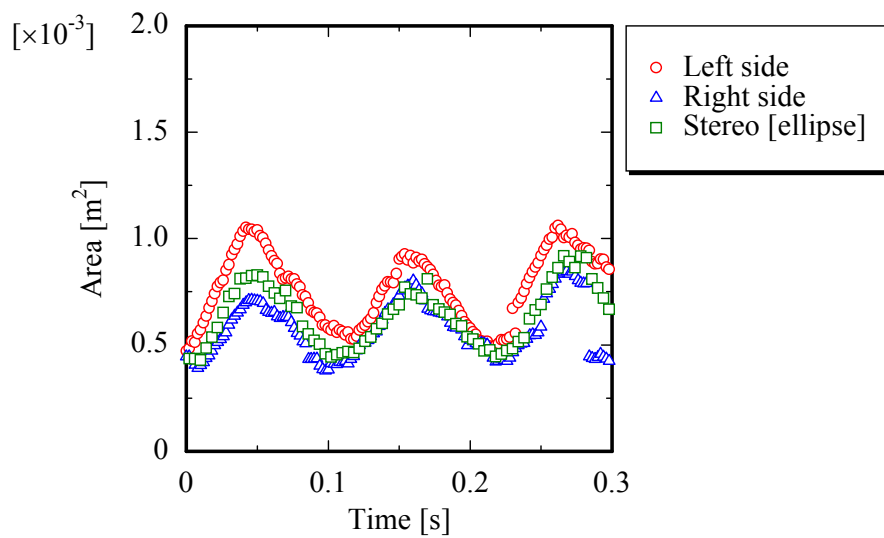
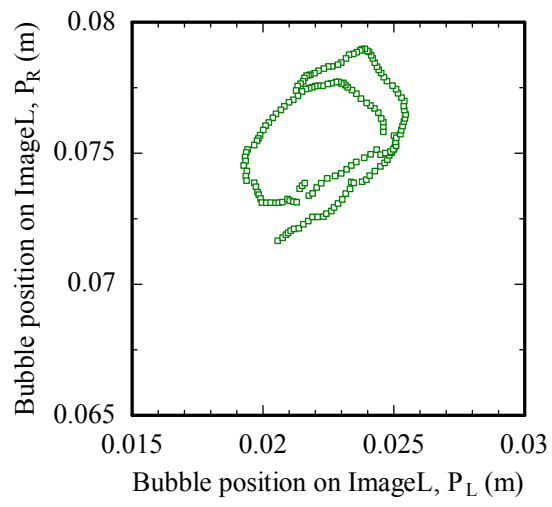
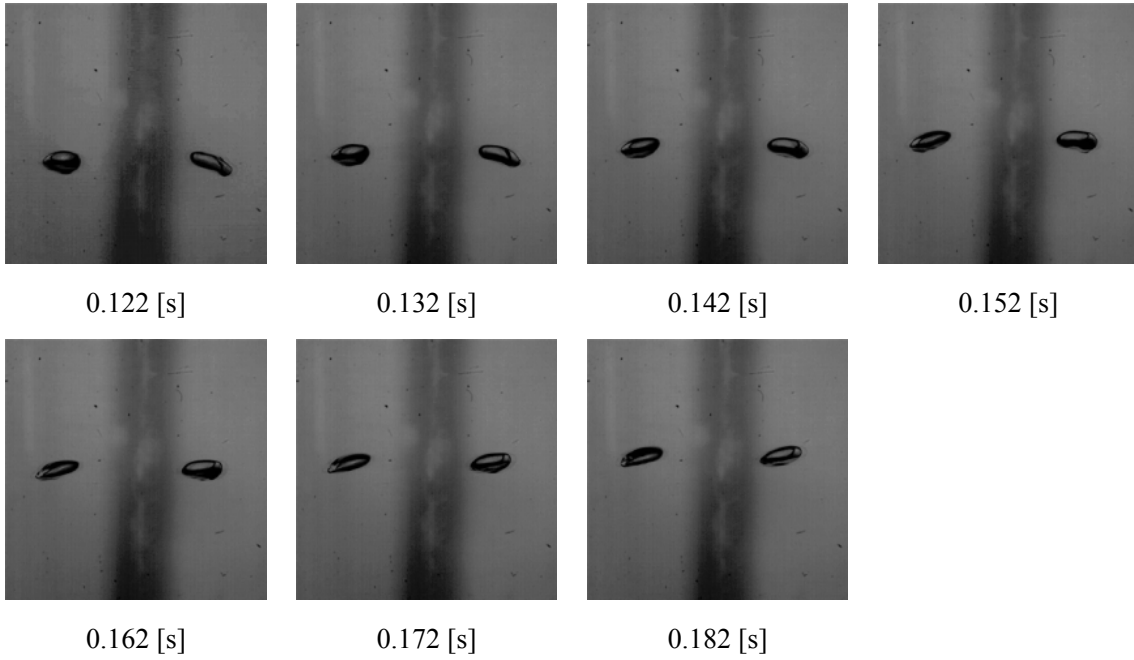


図 2.13 界面積の時系列結果

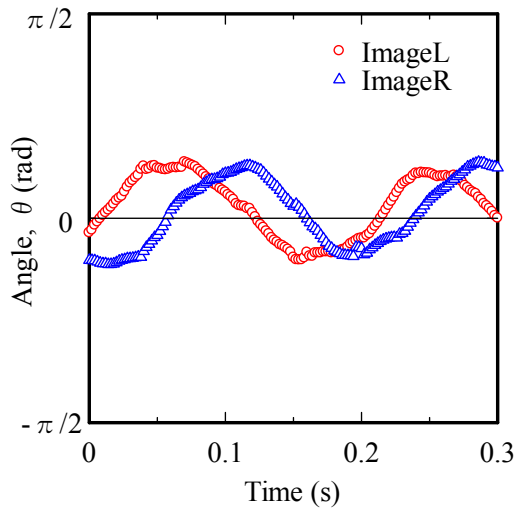


(a) 気泡の軌跡

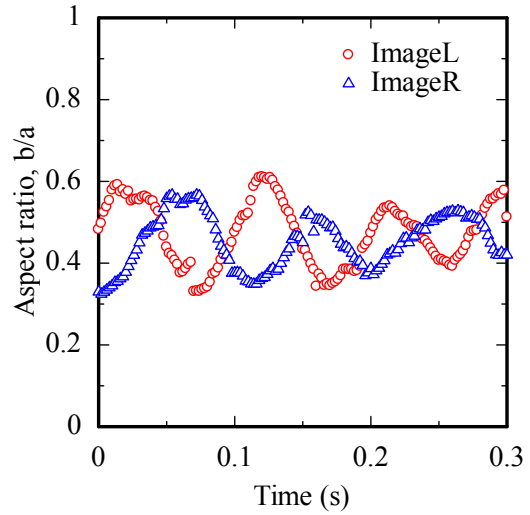


(b) 気泡形状

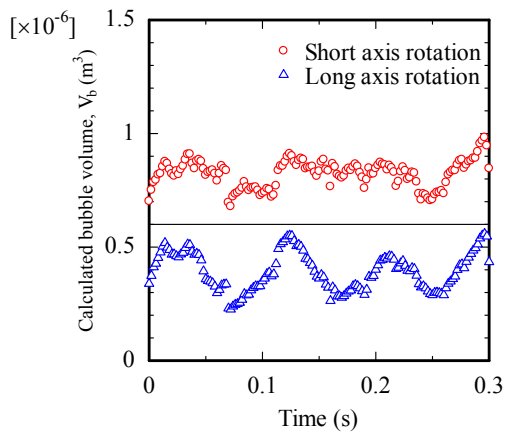
図 2.14 スパイラル気泡のパラメータ変動



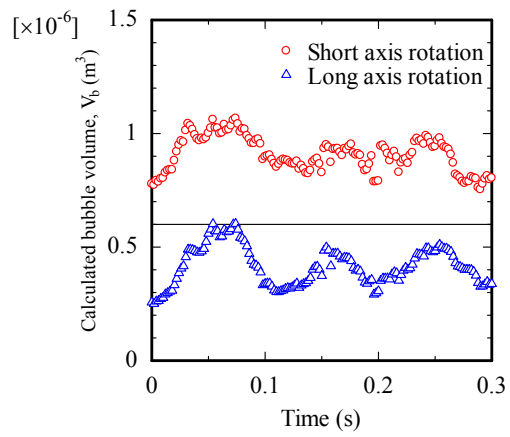
(c) 角度の変動



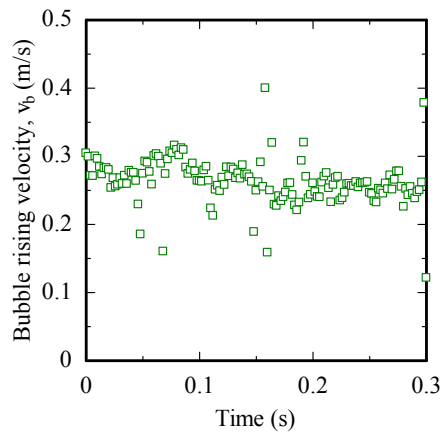
(d) アスペクト比の変動



(e) 算出気泡体積 (ImageL)

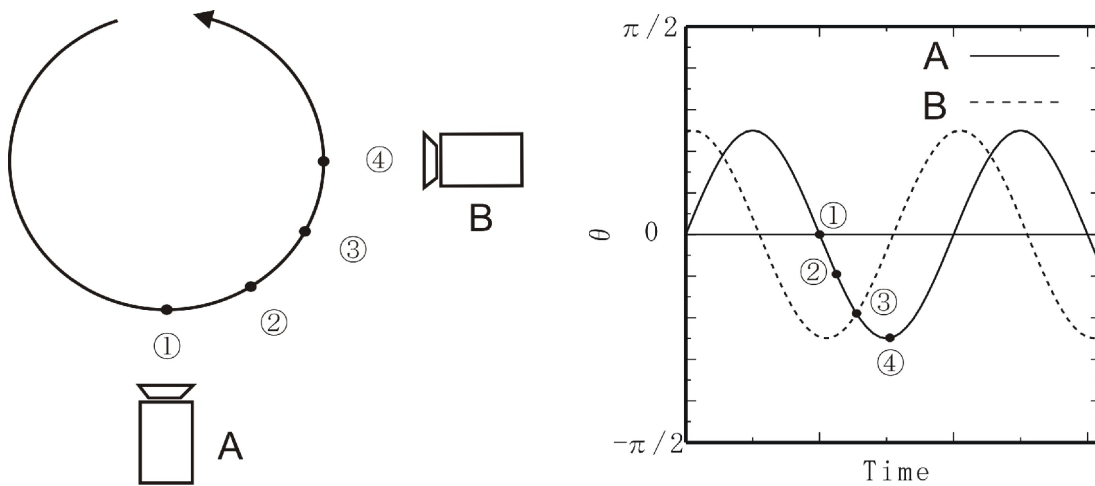


(f) 算出気泡体積 (ImageR)



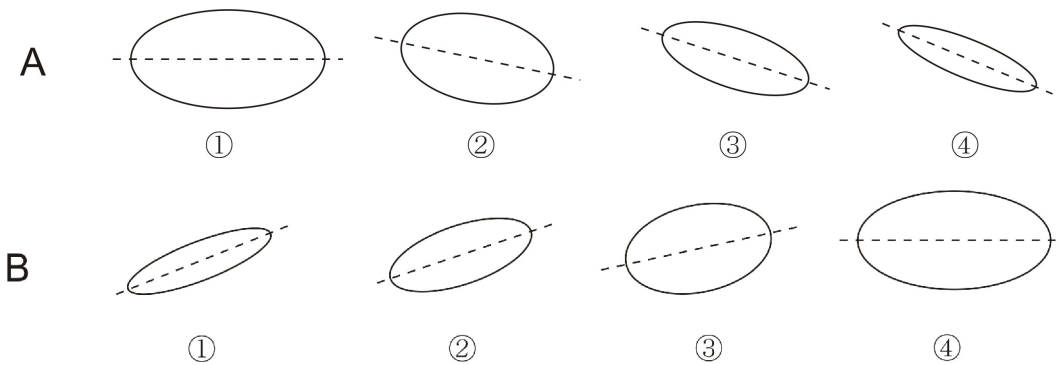
(g) 気泡上昇速度

図 2.14 スパイラル気泡のパラメータ変動



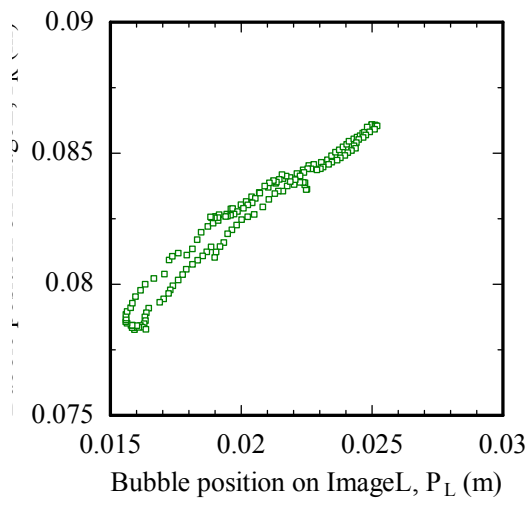
(a) カメラの位置 (90° )

(b) 撮影位置より生じる位相のずれ (角度)

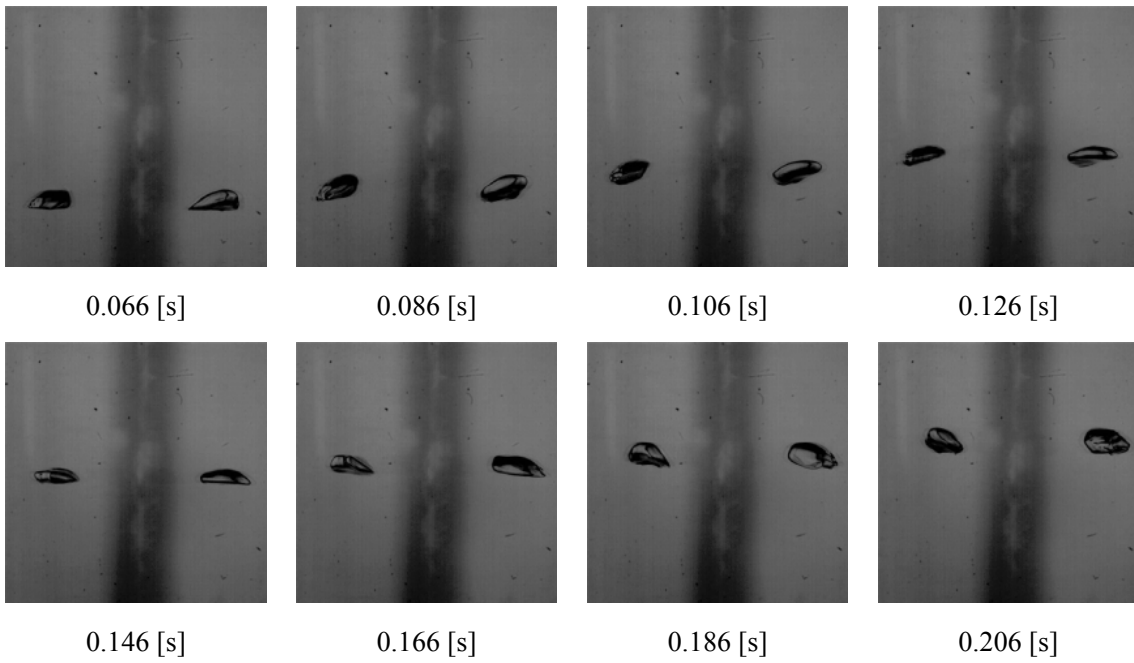


(c) 撮影位置より生じる形状と角度の変化

図 2.15 軌跡がスパイラルを示すときの気泡挙動

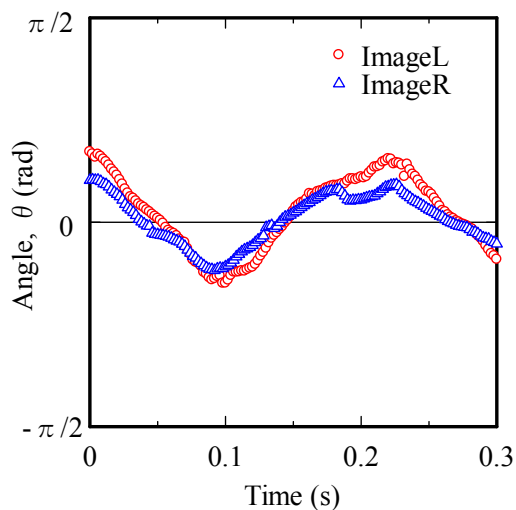


(a) 気泡の軌跡

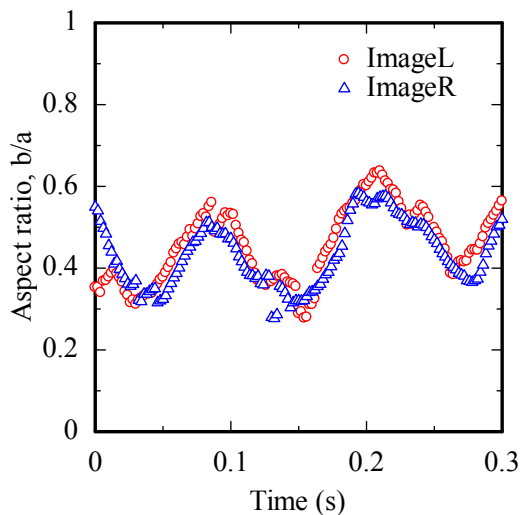


(b) 気泡形状

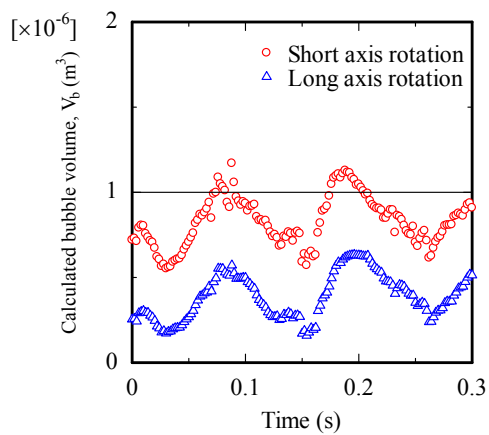
図 2.16 撮影面に対して対角線上で気泡が移動する時のパラメータ変動



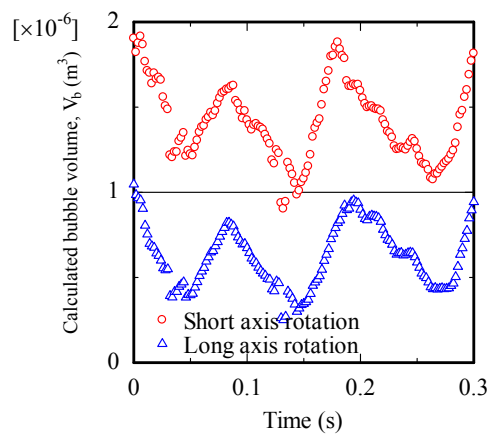
(c) 角度の変動



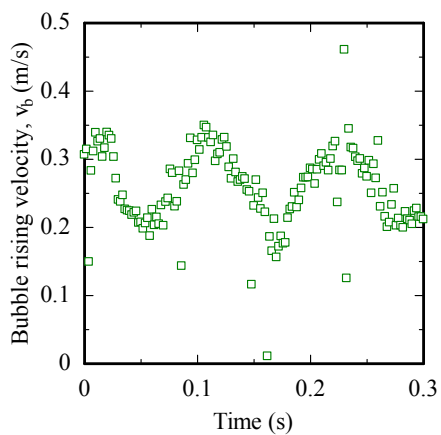
(d) アスペクト比の変動



(e) 算出気泡体積 (ImageL)

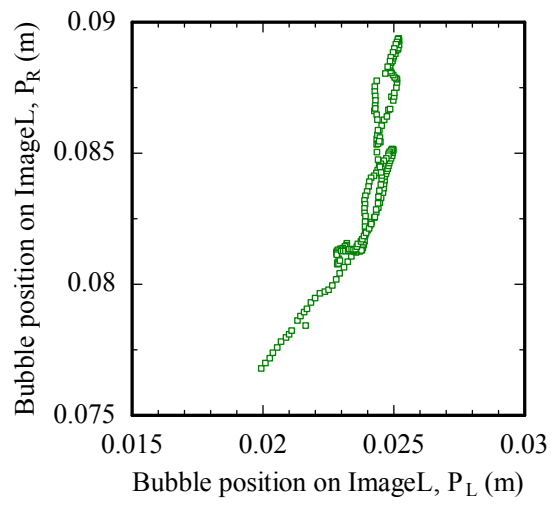


(f) 算出気泡体積 (ImageR)

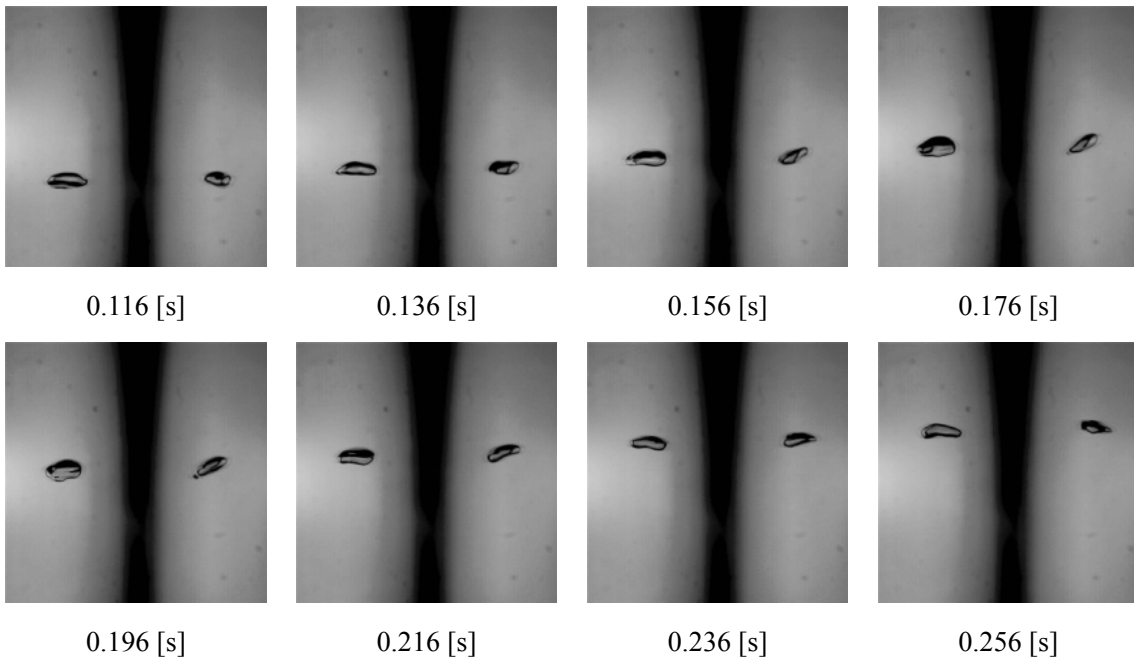


(g) 気泡上昇速度

図 2.16 撮影面に対して対角線上で気泡が移動する時のパラメータ変動

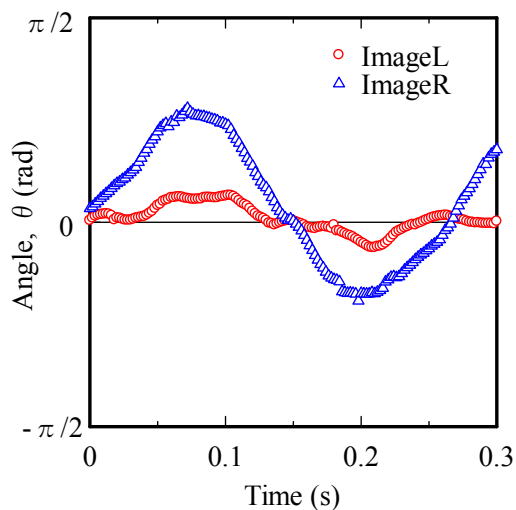


(a) 気泡の軌跡

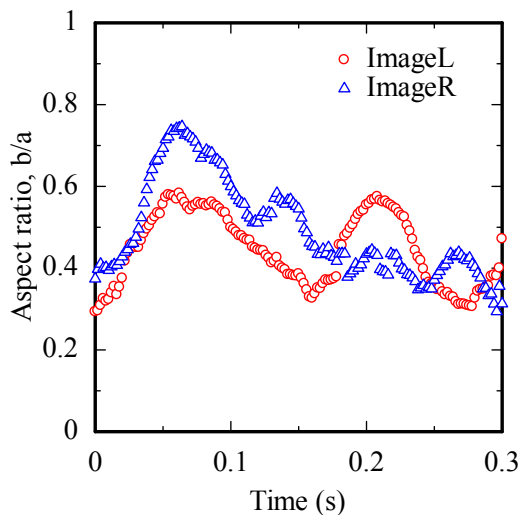


(b) 気泡形状

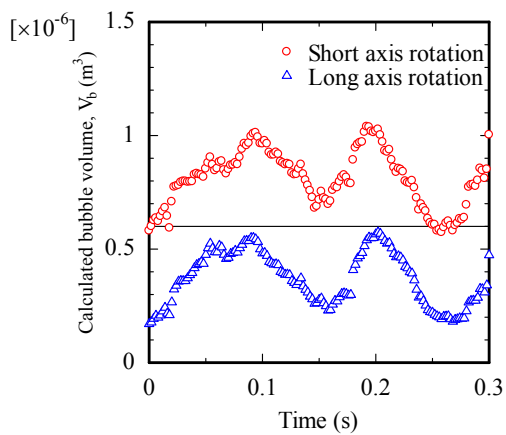
図 2.17 撮影面上に対して平行および垂直に移動する時のパラメータ変動



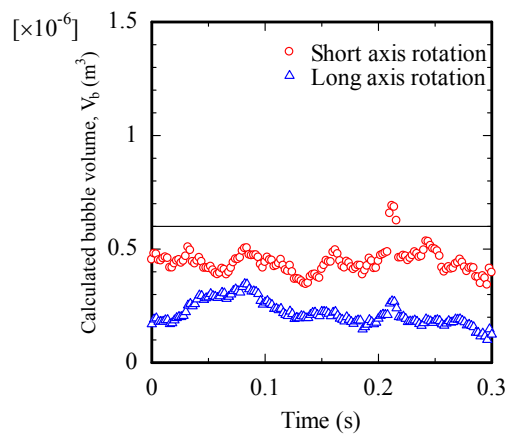
(c) 角度の変動



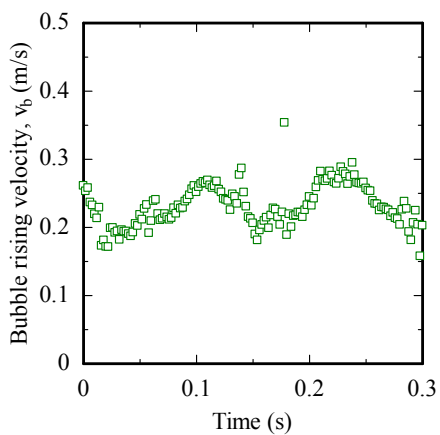
(d) アスペクト比の変動



(e) 算出気泡体積 (ImageL)

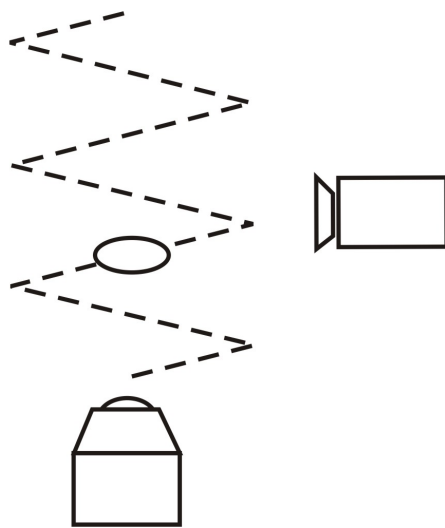


(f) 算出気泡体積 (ImageR)

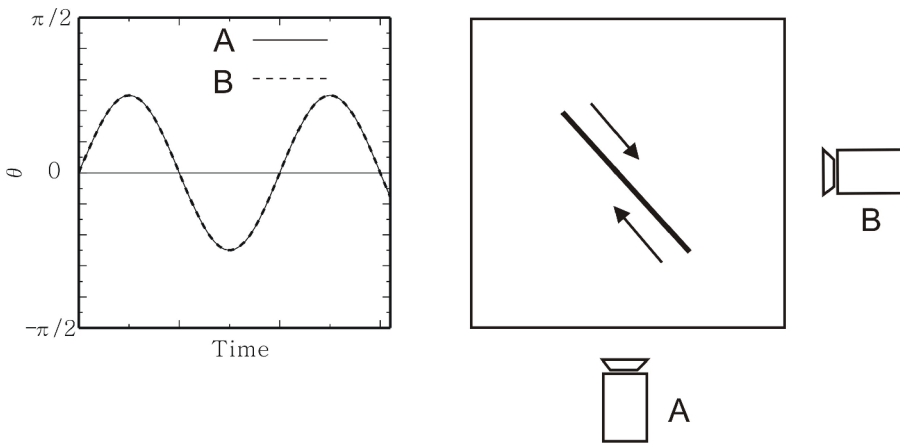


(g) 気泡上昇速度

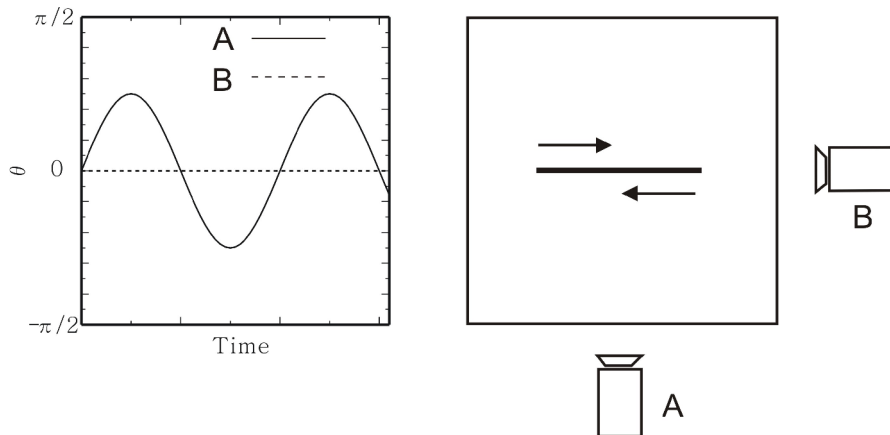
図 2.17 撮影面上に対して平行および垂直に移動する時のパラメータ変動



(a) 気泡上昇の軌跡



(b) 撮影面に対して対角線上で気泡が移動する場合



(c) 撮影面上に対して平行および垂直に移動する場合

図 2.18 軌跡がジグザグを示すときの気泡挙動

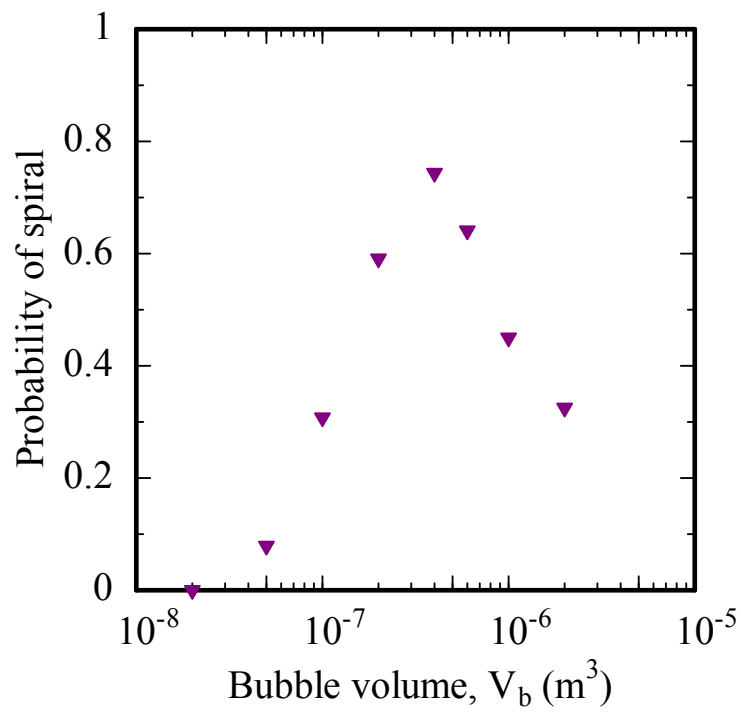
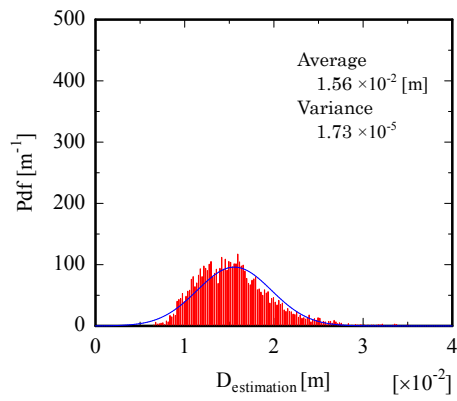
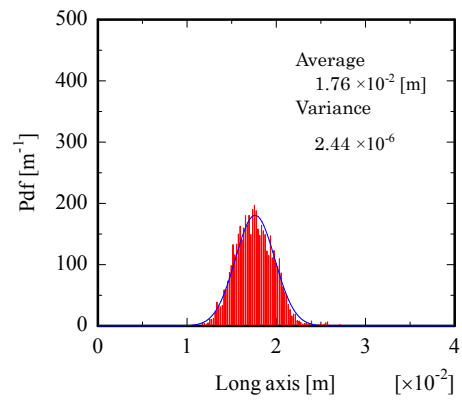


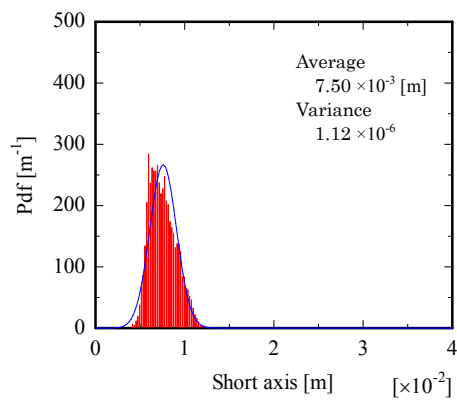
図 2.19 スパイラルで上昇する気泡の発生確率



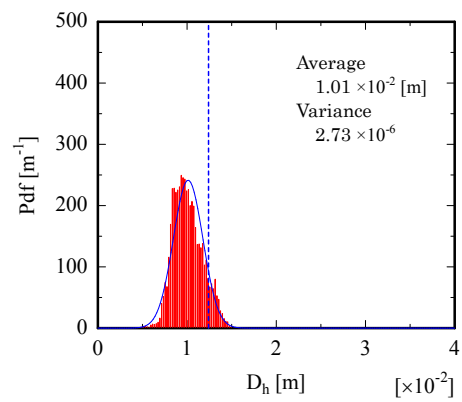
(a) Estimation diameter



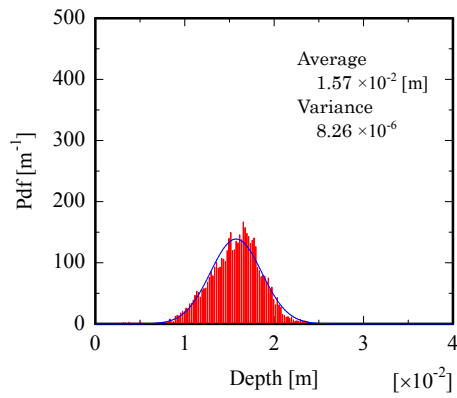
(b) Long-axis diameter



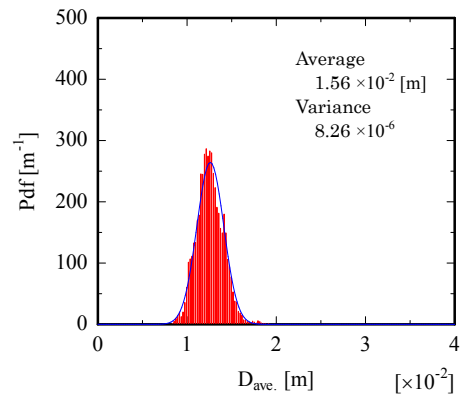
(c) Short-axis diameter



(d) Hydraulic equivalent diameter



(e) Depth



(f) Average of the short-axis diameter and the long-axis diameter

図 2.20 気泡径のの評価

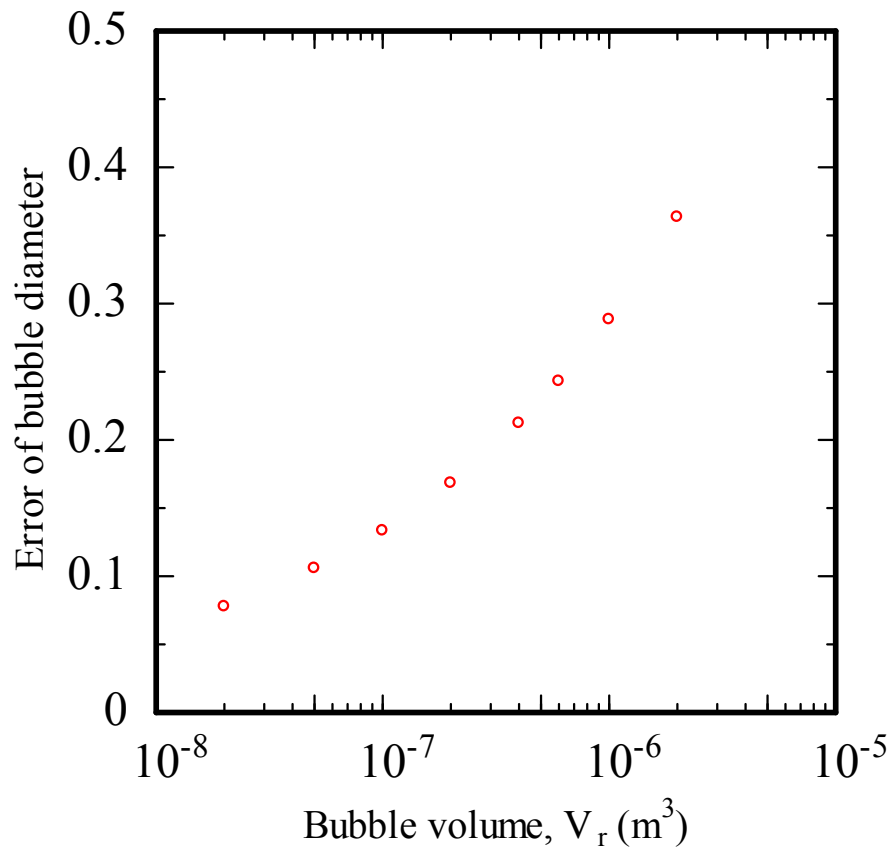


図 2.21 正面に対する側面方向の気泡径の測定誤差

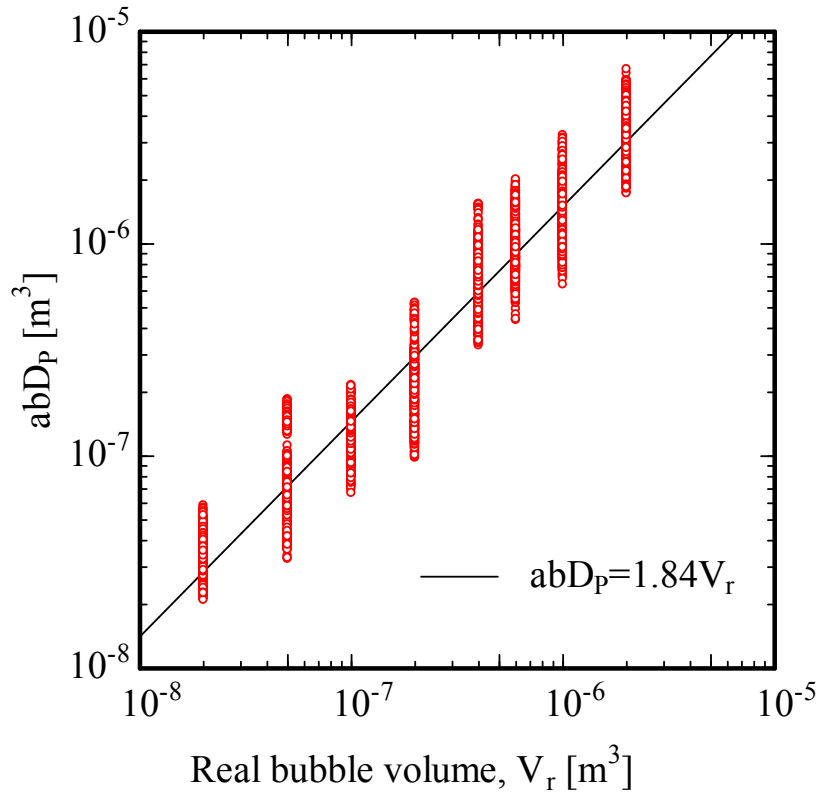
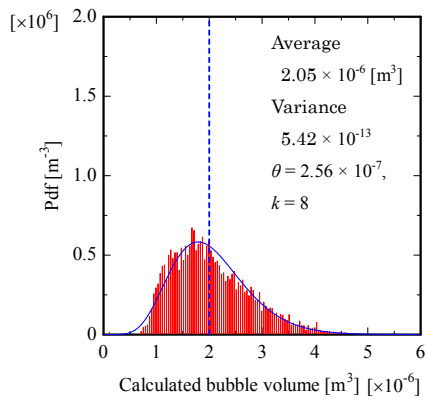
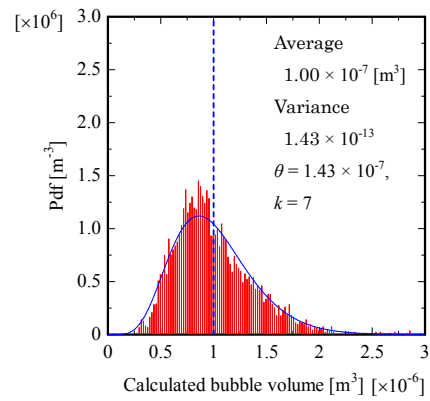


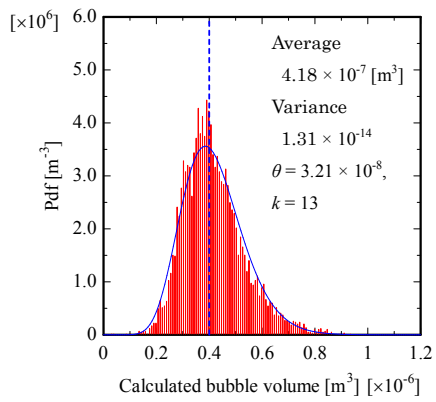
図 2.22 形状パラメータ  $abD_p$  と気泡体積の関係



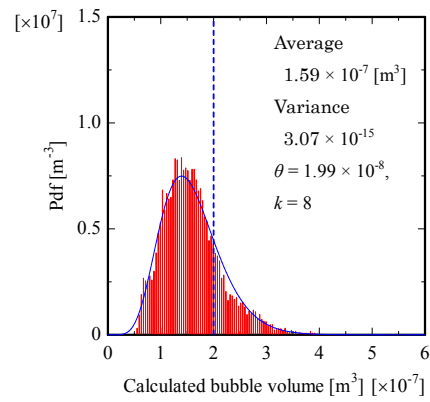
(a)  $2.0 \times 10^{-6} \text{ [m}^3\text{]}$



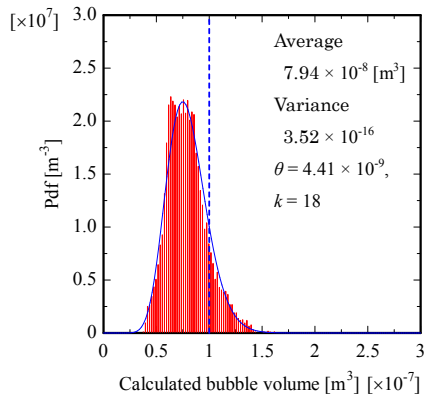
(b)  $1.0 \times 10^{-6} \text{ [m}^3\text{]}$



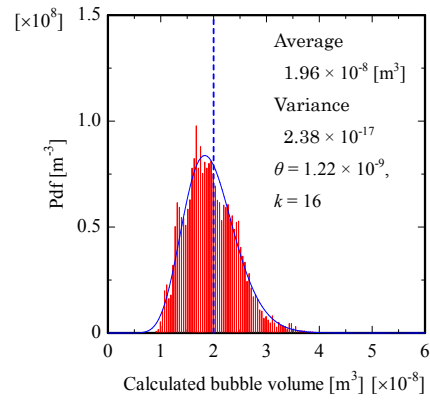
(c)  $4.0 \times 10^{-7} \text{ [m}^3\text{]}$



(d)  $2.0 \times 10^{-7} \text{ [m}^3\text{]}$

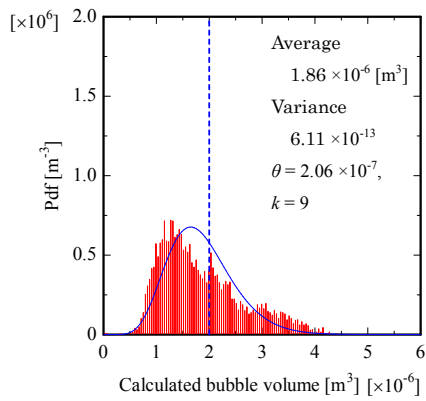


(e)  $1.0 \times 10^{-7} \text{ [m}^3\text{]}$

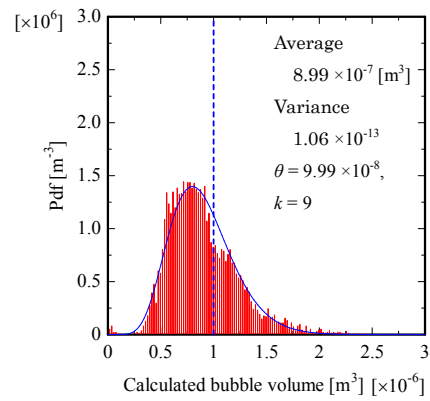


(f)  $2.0 \times 10^{-8} \text{ [m}^3\text{]}$

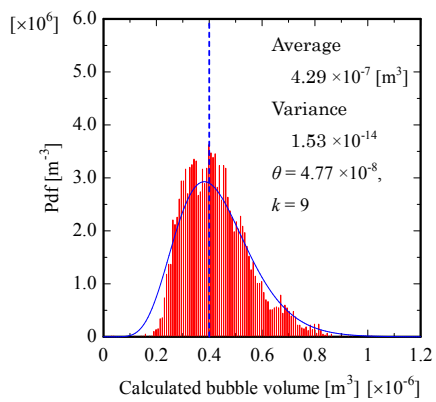
図 2.23 形状パラメータ  $a \cdot b \cdot P$  を用いて算出した気泡体積



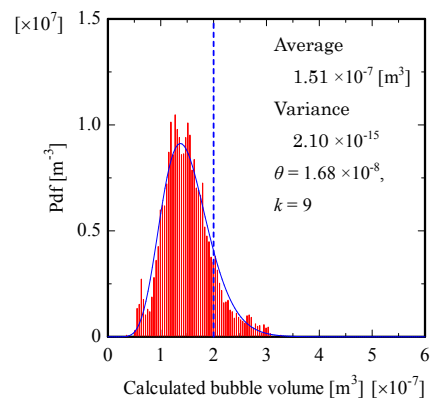
(a)  $2.0 \times 10^{-6} \text{ [m}^3\text{]}$



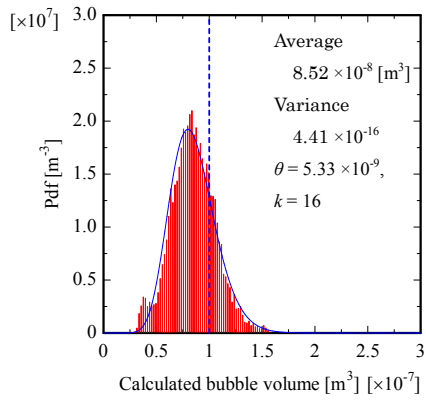
(b)  $1.0 \times 10^{-6} \text{ [m}^3\text{]}$



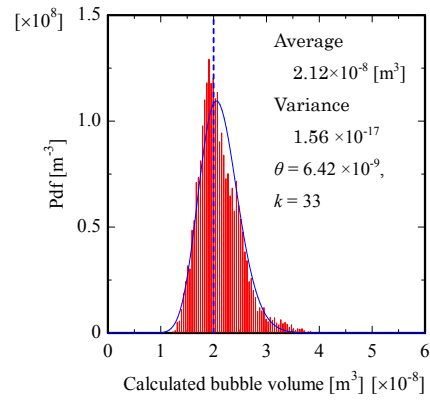
(c)  $4.0 \times 10^{-7} \text{ [m}^3\text{]}$



(d)  $2.0 \times 10^{-7} \text{ [m}^3\text{]}$



(e)  $1.0 \times 10^{-7} \text{ [m}^3\text{]}$



(f)  $2.0 \times 10^{-8} \text{ [m}^3\text{]}$

図 2.24 奥行き長さを長軸と短軸の平均値と見なして算出した気泡体積



### 3. サブクール水中のボイド特性

### 3.1. 研究背景

二相流現象は单相流と違う大きな特徴は、気液相間において境界面が存在することが挙げられる。作動流体に水を用いた二相流現象においても気相が加熱条件によって生じる蒸気か、空気といった凝縮しない気体を用いるかで現象に違いが生じる。気相が加熱で生じた蒸気ならば境界面つまり気液界面を通して界面沸騰・凝縮が生じるため、その相互作用を定量的に表すことが重要である。二相流の伝熱はこの界面を通して行われるため、相互作用によって流動の変化が起こり、また、流動の変化が界面に影響を及ぼす。さらにこの界面は時間と共に変化して、その形態を変化させるため、複雑な現象を示す。二相流を表した現象モデルは、場における質量、運動量、エネルギーの保存式に加え、境界面を通しての相互作用を考慮したものが用いられている。

近年用いられる二流体モデルは気液相の速度を個別に取り扱っていることが特徴として挙げられる。その一方、従来のモデルと共通して存在する課題点として、その構成式に必要な物理パラメータを時間、空間平均して取り扱うため、過渡現象への適用は工夫が必要となる。その精度は構成方程式に依存するため、サブクール沸騰などの急激に現象が変化する過渡事象では、対象とする現象・事象に対して個別に構成式を評価する必要がある。サブクール沸騰は非熱平衡で非均質流れであり、現象を精度良く評価するには構成式に用いられるボイド率や界面積濃度、界面熱伝達率の関係を明らかにする必要がある。

サブクール水中の気泡は気泡周りの液相温度との熱交換により、凝縮による気泡径の減少および気泡消失を経て現象が変化する。この変化は空間的、時間的に変化し、ボイド率や界面積濃度および気泡数に変化する。界面積濃度  $a_i$ 、ボイド率  $\alpha$  および気泡数  $N_b$  の関係は  $a_i = N_b / A_b$  の関係式で与えられる。この関係式は流路内の気泡径は一定であるものと仮定したモデルであり、実際は様々な径をもつ気泡が存在する。また、その気泡数は気泡の消失に伴い、時間的、空間的に気泡数は変化する特徴を有する。従来の気泡径分布の取得方法はプローブ法を用い、気泡の大きさとその数を得ることで評価されている。T. Uga<sup>(3.1)</sup>が示した気泡径分布は $\Gamma$ 分布を示し、気泡径の増加に伴いその存在確率は減少する。また、1mm以下の気泡数は小さい結果となった。プローブ法を用いた場合、気泡のサイズはセンサー部分を通過する流れ方向の気泡の大きさで表される。ボイド率は流路断面積に対する気泡断面積の比で決定するため、気泡径分布の取得には取得した流れ方向の気泡サイズを断面方向に置き換える必要がある。W. Liu<sup>(3.2)</sup>らは気泡サイズとプローブの接触長さである弦長さ (chord-length) の関係について確率分布を用いて表した。また、同様の方法を用いてA. Rinneら<sup>(3.3)</sup>は弦長分布と気泡形状を楕円体であると仮定することで界面積濃度の測定を行った。これら結果は形状パラメータが1以下(指数分布ではない)のガンマ分布の結果を示した。プローブ法を用いた場合、流動条件にも依存するが径の小さい5-10 mm以下の径を持つ気泡の取得確率が低下するため、ガンマ分布を示すものであると考えられる。また、この弦長さの密度分布を用いたサブクール沸騰への適用した結果も確認できない。

気液相間の質量・エネルギー交換は気泡界面を通して行われるため、界面積の大きさは気泡の凝縮量を予測・決定する重要なパラメータである。界面測定の方法は化学変化を用いた方法の他に、物理的な変化を用いて算出する方法がある。物理的な方法は画像解析法、レーザー透過法、プローブ法、超音波測定法および電気抵抗プローブ法<sup>(3.4)</sup>などが挙げられる。界面積濃度は気液混合体積あたりの界面積で定義され、二相流構造に影響を及ぼし、運動量の変化は二相流動場の構成に関連を持っている<sup>(3.5)(3.6)</sup>。液相が過熱状態であるならば界面を通して過熱分子が蒸気へ相変化し、ボイド率が上昇する傾向がある。このようにボイド率、界面積濃度および液相がもつエネルギー量は密接な関係を持つことがわかる。従来、この領域のモデル化には加熱面に沿ったボイド率の変化の算出のため、気泡を介して行われる加熱面からの液相への伝熱で評価されてきた。より詳細な気泡凝縮の評価には界面を通じたエネルギーの輸送を考慮しボイド率の変化量で評価する必要があると考えられる。気泡凝縮による気泡径および気泡体積の減少には気泡崩壊率で表されている<sup>(3.7)(3.8)(3.9)</sup>。この関係よりボイド率の減少率を表すにはある径をもつ気泡径の減少量とその特性をもつ気泡数が必要不可欠である。本実験条件ではボイド率の減少に伴い気泡径は減少し、径の小さい気泡は消滅するため、気泡径の変化、気泡数の減少を評価するためには気泡数分布を明らかにする必要がある。

サブクール沸騰中のボイド率は相変化により時間・空間的に変化するため、流れ方向の気泡径分布の変化を表すことは現象を正確に表すことに繋がる。そのため、本章では従来、精度良く取得できなかった気泡数分布とその変化を画像解析で取得することを目的とし、これを予測する実験式の取得を行う。

## 3.2. 実験装置および実験方法

### 3.2.1. 実験装置

ヒータから離脱した気泡挙動を観察するために設計された実験装置の概略図を図 3.1 に示す。実験装置は循環系、テスト部、測定系より構成される。循環系は3つのタンク、循環ポンプ、流量調節バルブ及びオリフィス流量計 (measurement error  $\pm 4.73\%$ ) より構成される。作動流体には純水器を通した水を用いた。各タンクに設けたヒータとテスト部のヒータを用いて任意の条件のサブクール水をテスト部に流入させる。図 3.2 に示すようにテスト部は内径 20.0mm のパイレックスガラスと外径 10.0mm、流れ方向に 150.0mm の加熱面を持つヒータおよび温度を監視する熱電対 (K-type, 1.00 mm diameter,  $\pm 0.5^{\circ}\text{C}$ ) で構成されている。テスト部に設置したヒータの出力を制御することで、気泡を発生させる。実験条件を表 3.1 に示す。ここに示すサブクール度はヒータ加熱領域から上流の流体温度である。気泡の凝縮過程を評価するため、撮影領域はヒータ上部から 140mm とし、この領域に流入するヒータから離脱した気泡について撮影した。離脱し

た後の気泡を撮影するための撮影系を図 3.3 示す。撮影系はハイスピードカメラ、発光機及びディフューザで構成される。撮影条件を表 3.2 に示す。(Photon FASTCAM-1024PCI 1KC, lens: Ai AF Micro Nikkor, focal length 105 mm, f/2.8)また、テスト部の曲率による光の屈折の影響を防ぐ目的のため、テスト部の周りに矩形流路を設置した。この矩形流路はテスト部に流入する同条件の水を循環させ漏れ熱を防ぐ役割も持つ。

表 3.1 実験条件

Test fluid	Water-vapor
Test pressure	Atmosphere
Mass flux	100–1000 (kg/m <sup>2</sup> s)
Heat flux	0–300 (kW/m <sup>2</sup> )
Inlet subcooling degree	2–10 (K)
Ja number	0.24–27
Re number	7000–70000
Void fraction	0–0.4

表 2.2 撮影条件

Flame rate	500 fps
Image size	256×1024 pixels
Spatial resolutions	5.88 pixels/mm
Shutter speed	1/1000 s

### 3.2.2. 実験条件

本実験では加熱面から離脱後の気泡の凝縮現象に着目するため、加熱面での十分な加熱とわずかな温度変化による現象の変化が重要な要素となる。特に熱平衡クオリティに依存する液相温度は界面凝縮に影響を及ぼすため、サブクール度を 2K 刻みで変化させる。ここで示したサブクール度はテスト部流量時のサブクール水の温度と水頭差を考慮した飽和温度の差であるため、熱平衡クオリティの算出は加熱面を通過し、非加熱部に流入する時のものである。実験条件より、熱平衡クオリティは本実験において-0.0088 から 0.0162 で変化する。熱平衡クオリティが 0.0162 では飽和沸騰の領域であり、気泡流とサブクール沸騰で比較・評価を行うものとする。加熱面の熱流束は 100 - 300kW/m<sup>2</sup> で変化する。この時の線熱流束は約 30 - 92 kW/m に相当する。流量は 100 - 1000 kg/m<sup>2</sup>s は変化する。この時テスト部のレイノルズ数は約 7000 - 70000 に相当する。加熱面では流路中心部にヒータを設置しており、水力等価径は 0.0102m であり、この時流量変化によるレイノルズ数は約 3500 - 35000 に相当する。

### 3.2.3. 画像解析方法

従来の画像解析方法では撮影した気泡を球形および楕円形で近似することで気泡体積，気泡界面積の算出が行われている．本章では界面熱伝達率が及ぼす流れ方向における気泡数分布とボイド率分布の変化を明らかにするための画像解析を行った．この界面熱伝達率がボイド率分布に影響を及ぼす．サブクール沸騰では発生した気泡が凝縮しながら移動するため，ボイド変動の評価には時空間的な推移で評価する必要がある．移動しながら凝縮する気泡を評価するために以下のように気泡画像を変換することで気泡数分布の取得を行う．

凝縮を伴う気泡体積の空間的推移を評価するために図 3.4 のように気泡画像を変換することで気泡体積，気泡界面積，気泡数分布に加え気泡速度の算出を行う．解像度 256x1024 の Original image 内，任意の位置における流路断面に対してセルの高さ 4 ピクセル（おおよそ 0.7mm）の領域のみを抽出する．その抽出したセルを流れ方向の逆方向に時間に対して積み重ねた画像への変換・作成を行う．この画像は横軸（x 軸），断面方向の気泡界面位置を示し，縦軸（y 軸）方向に局所位置を通過する気泡を示したものである．気泡がある程度の大きさを持つ場合，変換した画像上では局所位置を通過する一つの気泡として認識される．加熱面からの位置を条件として同様に変換した画像を複数用意すれば，各位置を通過する気泡径と気泡数の変化を取得することができ，その気泡上昇に相当する遅れ時間と位置間隔より気泡上昇速度が算出可能となるその一方，縦方向の情報は時間をパラメータにしているため，高さ方向の気泡径の情報抽出には気泡上昇速度を用いた処理が必要である．ただし，ボイド率は流路断面積に対する気相断面積の比に相当するため，気泡の示す断面の幅で気泡径分布を求めることは大きな問題にはならない．その他に気泡の上昇速度が十分に速い条件やカメラの測定速度が遅い条件では，測定セルに気泡収まらず通過することがある．さらに，気泡として認識できる気泡の大きさは測定セルの高さに依存し，測定セルより小さい気泡は，その気泡の上昇速度にも依存するが十分に上昇速度が遅い場合，同じ変換画像に複数回認識されるため気泡と認識することは適切でない．

### 3.2.4. ボイド率と界面積濃度

変換した画像の X 軸は対象とする位置の断面方向の流路内の気泡界面位置，Y 軸は時間を表す．そのため，X 軸方向における気泡界面位置が気泡の大きさを表すパラメータとなる．ボイド率は流路内を占める気泡の断面積で定義されるため局所断面を通過する気泡の幅より算出する．図 3.5 に示すように，変換した画像より取得した気泡の幅  $W$  を測定し，その幅  $W$  を直径と見なした円形の面積を気泡断面積として取り扱うことでボイド率を測定した．また，界面積濃度は流路断面積  $A$  に対して，気泡の幅  $W$  を直径と見なして算出した周長さとなる．この関係を以下の式の示す．

Void fraction  $\alpha$ :  $\sum A_b / A$ ,

Bubble cross section area  $A_b$ :  $A_b = 1/4 \cdot \pi W^2$  (3.1)

Interfacial area concentration  $a_i$ :  $\sum P_b / A$ ,

Bubble perimeter  $P_b$ :  $P_b = \pi W$ ,

流路を一方向で撮影したため、気泡の奥行き方向の長さは未知である。この気泡の奥行き方向の長さがボイド率と界面積濃度の測定誤差に影響を及ぼす。この影響を明らかにするため、**図 2.21**に示すように静止液中内の体積が既知の単一気泡について画像解析を行い、正面と側面における断面方向の気泡径の誤差を調べた。これにより、体積等価直径に対する誤差は 15.6±5.8mm (37%), 12.4±3.5mm (29%), 10.5±2.7mm (26%), 9.14±1.97mm (22%), 7.26±1.19mm (16%), 5.76±0.74mm (13%), 4.57±0.53mm (12%), 3.37±0.21mm (6.1%)となった。この関係を**図 3.5 (b)**に示す。(断面平均ボイド率、平均界面積濃度の測定誤差は±28%, ±21%であった。)

流路内の気泡は形状が変化しながら上昇するため、気泡径を瞬間的な気泡径である  $W$  で評価することは望ましくない。**図 3.5 (a)**に示すように変換した画像内における、ひとつの気泡の両端の距離を気泡径  $D_b$  とした。取得した気泡形分布は 1mm 以上の気泡について 0.5mm 間隔(measurement interval)で測定し、各気泡径に対して単位時間・単位断面積あたりに通過する気泡数で評価した。

### 3.2.5. 気泡上昇速度

加熱面からの位置と気泡上昇による気泡の移動について観察を行えば、同一気泡と思われる時間の推移における気泡位置はずれが生じていることが見てわかる。これは当然、気泡上昇に伴う遅れ時間に相当し、 $y$  軸における位相のずれを明らかにすることで気泡上昇による遅れ時間、あるいは気泡上昇速度が算出可能となる。この遅れ時間の算出には相互相関係数を用いることで評価が可能となる。遅れ時間に対する相互相関における相関値の算出を行えば、相関値が最も高くなる位置が存在する。この時の遅れ時間が気泡上昇による 2 点間の移動するためにかかった時間であるため、移動距離を遅れ時間で割ることで気泡上昇速度の算出が可能となる。ただし、気泡上昇と気泡凝縮により、気泡の位置や気泡径が変化するため相関値が 1 を示す可能性は 2 点間の距離に依存する。

**図 3.6 (a)**に示すように、本実験条件において比較的低クオリティ条件では、発生した気泡が凝縮する流れを示す。この周期成分が断面平均ボイド率に影響を及ぼすため、これを測定することは十分である。また、気泡の上昇速度は相変化率や界面熱伝達率などと言った時空間的なパラメータの推移で算出ため、重要なパラメータである。ここではその算出方法として、相互相関法を用いる。変換画像に対して自己相関を行い、沸騰周期に相当する遅れ時間を評価したものが**図 3.6 (b)**である。遅れ時間が 0 時、当然相関値は 0 を示す。この状態から流れ方向に移動すればピークが

立った位置が存在する。これは図 3.6 (a) の A.C. に相当し、沸騰周期に相当するものである。また、任意の位置、2 点間の沸騰に対して相互相関を算出すれば図 3.6 (c) の関係となる。気泡は凝縮しながら上昇するため、相関値の低下と数ミリ秒後にピークが立つ関係を示す。この関係は図 3.6 (a) の C.C. に相当し、任意の 2 点間の通過時間、つまり気泡上昇速度に相当する関係を示すものである。

$$CV = \frac{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})(y_i - \bar{y})}{\sqrt{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2} \sqrt{\sum_{i=1}^n (y_i - \bar{y})^2}} \quad (3.2)$$

この手法を用いて算出した気泡の上昇速度を図 3.7 に示す。気泡上昇速度は流動条件で依存することが確認でき、測定位置でその速度が変化する。特に、ヒータから離脱直後は比較的気泡上昇速度が大きくなる特徴がある。本実験では各条件における気泡上昇速度を平均化して取り扱った。

### 3.2.6. 気泡数分布

相変化を伴う二相流現象において、その相変化は界面を通して行われるため、界面積の大小で変化の度合い、つまり相変化量に変化することが予測できる。界面積の大小は気泡形状や気泡径に依存することを考慮すれば、その分布を評価することは重要である。その気泡径、気泡形状および気泡界面積は気泡同士の合体、凝縮による気泡消滅の影響を受けて気泡数と共に変化することがわかる。本章で算出するボイド率は流路断面において気泡断面積の存在比で表されているため、気泡径分布を算出すれば凝縮気泡の挙動を明らかにすることに繋がる。本実験のように測定範囲が非加熱領域において、気泡径分布の空間的な推移を評価する必要となる。従来の方法では対称となるセルに存在する気泡全てについて測定するため、ある気泡がセルを通過するまでの時間、全てにおいて測定され、特定の気泡のみ過大評価する可能性がある。本章の画像解析方法はその特徴として、ある領域を通過する一つの気泡を一つの気泡で認識できることが挙げられる。ただし、測定した気泡に対して流れ方向（y 軸方向）の長さは通過時間に相当するため、断面方向の長さを気泡径として評価を行う。ボイド率はその定義として流路断面積に対する気相の流路に対する断面積の比で表すことができるので、気泡が占める最大の流路断面長さをを用いて気泡径分布の評価を行う。こちらも界面分布同様、位置および時間的変化を考慮したその推移で評価を行う。

### 3.2.7. 測定誤差

測定で取得した画像の空間分解能 M は 5.88 pixels/mm である。径が既知の物体を撮影体積内に

固定し、これを解析すると二値化誤差  $e$  は 1.4 となった。この値は最大気泡速度（平均気泡上昇速度  $0.32 \pm 0.097 \text{ m/s} - 0.88 \pm 0.089 \text{ m/s}$ ）とシャッタースピードで得られる二値化エラーは 5.2 より小さため、測定精度は  $e=5.2$  の値より算出される。これより測定対象とする最小気泡径 1.0mm から最大気泡径 20.0mm で誤差を算出すれば、気泡径 1.0mm で 88%、2.0mm で 44%、3.0mm で 30%、5.0mm で 18%、10.0mm で 8.8%、15.0mm で 5.9%、20.0mm で 4.4%となる。

テスト部は環状流路であり、撮影面に対して曲率を持つ形状である。そのため、撮影した画像と実際の形状について比較を行えば、屈折による誤差が生じる。実験装置の撮影対象となるテスト部は水、パイレックスガラスで構成されており、これらを介した屈折を図 3.8 のように考慮することで撮影によって生じる誤差が評価可能となる。水、パイレックスガラス、それぞれの屈折率は  $n_1, n_2$  であり、その値は 1.33, 1.47 である。パイレックスガラスの内径  $R$  は 20mm、厚さ  $t$  は 4mm である。流路内、ガラス内、流路外と通過する光の光跡を考慮すれば次の関係が成立する。

$$\begin{aligned} n_1 \sin \theta_1 &= n_2 \sin \theta_2 \\ n_2 \sin \theta_3 &= n_1 \sin \theta_4 \\ \frac{R+t}{\sin(\pi-\theta_2)} &= \frac{R}{\sin \theta_3} = \frac{\Delta l}{\sin(\theta_2-\theta_3)} \\ \Delta x &= \Delta l \sin(\theta_1-\theta_2) \end{aligned} \quad (3.3)$$

$\Delta l$  はガラス内を通過する光跡の長さであり、これを考慮することで撮影面に対する画像のずれが評価でき、最終的に流路内に幅に対しておおよそ 7% の誤差が生じることが確認できる。

### 3.3. 実験結果

#### 3.3.1. ボイド率の時間依存性

図 3.9 - 図 3.12 に画像解析より算出したボイド率の時間依存性を示す。このときの流動条件はサブクール度 2K (図 3.9) , 4K (図 3.10) , 6K (図 3.11) , 8K (図 3.12) , 流束  $250 \text{ kg/m}^2\text{s}$  , 熱流束  $300 \text{ kW/m}^2$  であり、加熱面終端より下流方向へ 0.2D, 0.6D, 1.0D, 1.4D, (4, 12, 20, 28mm) の位置における結果である。図 3.9 にサブクール度 2K, 流束  $250 \text{ kg/m}^2\text{s}$  , 熱流束  $300 \text{ kW/m}^2$  における局所ボイド率の測定結果を示す。この流動は気泡流を示し、液相温度はほぼ飽和状態である。各位置を通過する気泡径は大きく、その数も多いため、局所ボイド率が高い。特にヒータから離脱直後の位置 0.2D では径の大きい気泡が支配的となる流動を示す。気泡の合体、凝縮により気泡数と局所ボイド率は減少する。図 3.10 にサブクール度 4K, 流束  $250 \text{ kg/m}^2\text{s}$  , 熱流束  $300 \text{ kW/m}^2$  の時のボイド率の結果を示す。ヒータから離脱直後の位置 (0.2D) において、連続的な気泡の通過が確認できる。その下流では、気泡の凝縮により、気泡径と気泡数が減少する。大きい気泡の寿命は長く、気泡径が小さくなりながら下流へ流れていく。図 3.11 にサブクール度 6K, 流束  $250 \text{ kg/m}^2\text{s}$  ,

熱流束  $300\text{kW/m}^2$  の時のボイド率の結果を示す。その流動は気泡の流れが周期に発生しており、気泡が存在しない期間が存在する。ヒータから離脱直後では大きな気泡が発生しており、瞬間的に高い局所ボイド率を示す。その下流では、凝縮により気泡は急激に小さくなり、最終的に位置 1.4D において気泡はほとんど消滅する。図 3.12 にサブクール度 8K、流束  $250\text{kg/m}^2\text{s}$ 、熱流束  $300\text{kW/m}^2$  の時の局所ボイド率を示す。局所ボイド率が小さく、発生した気泡は離脱後すぐに凝縮・消滅している。サブクール度が大きければ、発生する気泡が小さく、その寿命も短い。また、この流れは気泡発生が周期的に起こる。以上の結果より発生した気泡が下流へ移動するに従い、凝縮によって気泡径、気泡数が減少し、ボイド率が変化する。これら結果を用いて気泡径分布（気泡数分布）と時間平均ボイド率の算出を行う。

### 3.3.2. 断面平均ボイド率の流動依存性

本実験条件の加熱面では気泡が不連続に発生し、加熱面から離脱後も不連続に気泡が通過する条件を有することが確認できた。これら进行评估するにはその空間的なボイド変動量と周期性の評価が必要である。先に示したボイド率の時系列結果を時間平均することで各位置の時間平均ボイド率は算出される。時間平均ボイド率を算出することで流動条件がボイド率に与える影響を明らかにした。

熱流束を変化させた場合の結果を図 3.13 (a)に示す。サブクール度 4K、流量  $250\text{kg/m}^2\text{s}$  において、加熱面から離れるに従い、ボイド率は界面を通して行われる凝縮のため、減少する。熱流束が  $200\text{kW/m}^2$  以下の条件では加熱面からの気泡発生量が減少するため熱流束を減少させるとボイド率が小さくなる。その減少勾配はいずれも同じ傾向を示し、気泡体積に依存して蒸気の凝縮量が決定することが予測できる。その一方、熱流束が  $250\text{-}300\text{ kW/m}^2$  の条件において大きな変化がないことが確認できる。

入口サブクール度を変化させた結果を図 3.13 (b)に示す。サブクール度がボイド率に影響を及ぼし、加熱面から離脱した後、凝縮しながら上昇することがわかる。サブクール度が 2K の時、図 3.9 に示すように気泡径の大きい気泡が多く存在するため時間平均ボイド率は高い。また、液相温度がほぼ飽和状態であるため時間平均ボイド率の減少勾配は小さい。サブクール度が大きい条件では気泡の発生量が少なく気泡径も小さいため、時間平均ボイド率は小さい。また、液相温度に依存し、時間平均ボイド率の減少勾配に差があることがわかる。

流量を変化させた場合の結果を図 3.13 (c), (d)に示す。サブクール度が 4K の場合、流量  $100\text{ kg/m}^2\text{s}$  において、わずかにボイド率が高い傾向を示すが、流量  $250\text{-}1000\text{kg/m}^2\text{s}$  の場合、同様の傾向を示し、流量に依存しない結果を示した。ボイド率の減少勾配も同様の結果を示す。サブクール度が 6K の場合、流量が小さい時、ボイド率が高く流量増加に伴いボイド率が小さくなる傾向をもつ。流量が高い条件では、テスト部に流入するクオリティが小さいため、ボイド率が小さくなる。

以上より、平均ボイド率は流動条件に依存し、クオリティが高い条件で高いボイド率を示し、わずかなクオリティ減少で大きくボイド率が小さくなる結果となった。また、ボイド率の減少勾配も流動変化に依存し、気泡径と気泡数が変化することが予測できる。

### 3.3.3. 気泡数分布

ボイド率の減少率は気泡界面を通して起こる凝縮で決定する。ボイド率や界面積濃度は流路内に存在する気泡数、気泡体積と気泡界面積で決定するため、気泡径と気泡数を表すことは重要である。ヌセルト数および界面熱伝達率は気泡径に依存する。ボイド率、気泡数とその変化量の関係を明らかにするため、変換画像を用いて気泡数分布の算出を行った。図 3.14、図 3.15 および図 3.16 に気泡数分布と凝縮による分布の変化を評価するため、流量条件を変化させた時の気泡数分布とその推移を示す。気泡数分布  $n_b$  は単位時間・単位断面積を通過する気泡数で定義した。変換画像を用いた気泡径測定限界は抽出したセルの高さで決定し、その高さが 4pixels, 0.0007m (0.7mm) ある。そのため、有効な気泡径の最小値は 0.001m (1.0mm) で測定した。また、そのデータ間隔は 0.0005m (0.5mm) である。熱流束を変化させた場合、図 3.14 に示すように測定位置の増加に伴い気泡数が減少し、径の小さい気泡が最も大きくなる、熱流束が小さい条件では発生する気泡が少ないことが起因し、わずかな測定位置の上昇で気泡は完全に消滅する。熱流束の増加に伴い、気泡数の増加と径の大きな気泡の存在する傾向がある。流量を変化させた場合、図 3.15 に示すように、いずれも結果もその分布に大きな変化はなく平均ボイド率の結果と同様の傾向を示す。サブクール度を変化させた場合、図 3.16 に示すようにサブクール度に依存し、気泡数分布が変化する。サブクール度が小さい場合、気泡数が多く、径の大きな気泡が存在する。径の小さな気泡数は減少するが、径の大きな気泡は下流でも確認できた。サブクール度を増加させれば発生する気泡数が少なくなり、径の大きい気泡は確認できない。これら結果より、気泡数分布は凝縮により気泡径、気泡数ともに減少し、ボイド率に影響を及ぼす。この方法で取得した測定結果を基に、気泡数分布の実験式を導出した。本実験より取得した気泡数  $n_b$  はボイド率に依存するため、ボイド率をパラメータとして取り扱い、以下の形で式を得た。

$$n_b(D_b) = \max(C_1 D_b^{-C_2} - C_3, 0) \quad (3.4)$$

$$C_1 = 33\alpha^{0.75}, C_2 = 1.6, C_3 = (24000 - 20000v_b)\alpha^{0.5}$$

ここで  $v_b$  は気泡の上昇速度を表す。この実験式を用いて流路内の気泡数の予測が可能となる。図 3.17、図 3.18 および図 3.19 にこの実験式を用いて算出した気泡数分布を示す。ボイド率の減少による気泡数の減少と各位置で小さい気泡数が多くなる測定結果と同様の傾向が確認できた。図 3.20 にサブクール度を変化させた位置 0.2D における気泡数分布の測定値と式(3.4)を用いて算出した気泡数分布を示す。図 3.20 (a)において、実験式で取得した径の小さい気泡数は過大評価さ

れた。実験では大きい気泡が確認され、その大きな気泡の存在が径の小さい気泡数を低く見積もったことが原因である。図 3.20 (b)において、実験式で取得した気泡数はわずかに過大評価する。しかしながら、1.0mm の気泡数を近似でき、気泡数の分布を良く再現している。サブクール度が 6K である図 3.20 (c)において径が 10mm 以下の分布では一致する。径の大きい領域の分布は、実験式を用いた場合、14mm 以上の径を持つ気泡は存在しないが測定結果では数は少ないながらもいくつか存在する結果となった。ボイド率が小さいサブクール度 8K における結果の図 3.20 (d)では、10mm 以上の径をもつ気泡が測定されなかったことを相関式で表されており、その気泡数分布は一致する。サブクール度が 10K における結果である図 3.20 (e)では、ボイド率が小さく、径の大きい気泡は測定では観測されず、実験式も同様の結果を示した。この気泡数の差が測定値に及ぼす影響を明らかにするため、式(3.4)の実験式より算出したボイド率と測定したボイド率との比較を行った。気泡形状を球形と見なして気泡体積を算出して比較を行った結果を図 3.22 に示す。実験式を用いて算出したボイド率と測定値は相関値 0.99 でその誤差は±30%である。つまり、流れ方向の気泡数の減少を精度良くあらわすことを示した。同様にボイド率の減少量を表す相変化率を算出した結果、測定値と実験式を用いてもものは相関値 0.97 であった。相変化率はボイド率差より算出されるため、ボイド率の減少量が同じならば同様の傾向を示す。測定値と実験式より取得した相変化率の誤差は±50%であった。このように実験式を用いれば、ボイド率に対する気泡数分布の予測が可能となる。

### 3.3.4. ザウター平均気泡径および面積濃度とボイド率の依存性

気泡の相変化現象は気液界面を通して行われるため、相変化量は気液界面の面積に依存する。単位体積あたりの気泡界面積で定義される界面積濃度は二相流現象を評価するための重要なパラメータである。また、気泡の表面積等価径と体積等価径の関係より表されるザウター平均気泡径 (Sauter mean diameter) は流路内に存在する気泡の大きさを決定する。このザウター平均気泡径および面積濃度とボイド率の関係を図 3.23 と図 3.24 に示す。これより、ボイド率が増加するとザウター平均気泡径および面積濃度は指数関数的に増加する。その上昇勾配は熱流動条件に関わらず、ザウター平均気泡径に対してボイド率の 1/3 乗、界面積濃度はボイド率の 2/3 乗に比例することを確認した。これらの関係は式(3.1), (3.2)に示すようにそれぞれボイド率に依存して変化し、その係数は気泡形状、気泡数で決定する。界面積濃度は以下の従来の実験相関式を用いて比較を行った。

$$\begin{aligned}
 \text{Fukuma (1987)}^{(3.10)} \quad a_i &= 300\alpha \\
 \text{Zeitoun (1994)}^{(3.11)} \quad a_i &= 556.4\alpha^{0.74} \\
 \text{Tabei (1989)}^{(3.12)} \quad a_i &= 2100\alpha^{1.25}(1-\alpha)^{0.75}
 \end{aligned} \tag{3.5}$$

Fukuma の相関式は測定値より過小評価する傾向を示した．この相関式はボイド率に対して界面積濃度が直線的に増加する．Zeitoun の相関式は測定結果の 2 倍に相当する結果を示した．Tabei の相関式は測定値より過大評価する傾向を示した．このように相関式で大きく傾向が異なる原因は気泡形状に依存して界面積が大きく増減することが原因である．気泡形状を単純化して算出した本実験結果も同様の傾向を持つことが予測できる．本実験で取得した界面性濃度に関する実験相関式は以下の形で表される．

$$D_{sm} = 0.023\alpha^{1/3} \quad (3.6)$$

$$a_i = 280\alpha^{2/3} \quad (3.7)$$

### 3.3.5. 凝縮による気泡径の減少

サブクール水中の気泡は凝縮によりその径は減少するため，取得した気泡数分布は気泡上昇に伴いその分布は変化する．実験式(3.4)中に含まれる分布の傾きを決定するパラメータ  $C_2$  は一定であり，気泡上昇速度が変化しないものと仮定すれば，任意の気泡数  $n_b$  は気泡上昇で分布と気泡径が変化してもその数は保存される．図 3.25 に示すように，初期気泡径  $D_{b0}$  に対して変化した気泡数分布内の気泡数  $n_b$  に相当する気泡径  $D_b$  が凝縮で減少した気泡径となる．この方法を用いて算出した気泡径の変化を図 3.26 に示す．いずれの結果も気泡凝縮によりその径が減少する．しかし，サブクール度の変化による気泡径の減少に関して大きな差は確認できなかった．

### 3.4.本章のまとめ

サブクール水中の気泡は気泡周りの液相温度との熱交換により、凝縮による気泡径の減少および気泡消失を経て現象が変化する。この変化は空間的、時間的に変化し、ボイド率や界面積濃度および気泡数が増加する。気泡内の蒸気は気泡界面に達して凝縮し、気泡体積、界面積、気泡径が減少する。気泡径の大きさが気泡径の減少量は決定するため、流路内に存在する気泡の大きさが現象を決定すると言える。しかし、流路内のボイド率や界面積濃度は気泡上昇に伴い変化するため、撮影した画像で直接気泡径を測定すれば気泡上昇、時間経過でそれに対応するボイド率、界面積濃度は当然変化する。この問題を解決するため、気泡画像を界面位置と時間の関係で表す画像に変換することで気泡パラメータと気泡数の測定を行った。

測定したボイド率は時間的、空間的に変化し気泡径が減少しながら上昇する。その平均ボイド率は流動条件に依存して変化する。測定した気泡数分布は平均ボイド率が高い条件で径の大きい気泡は存在し、気泡数分布はボイド率に依存する結果を示した。気泡上昇と気泡凝縮に伴い、気泡数は減少し、径の大きい気泡は径が減少し、径の小さい気泡は消失する。その関係を考慮し、気泡数を予測する実験式を導出した。この実験式はボイド率、気泡上昇速度をパラメータに気泡数分布を予測するものであり、ボイド率が高い条件で径の大きい気泡が存在し、ボイド率が小さくなれば径の小さい気泡が支配的になる測定した気泡数を模擬したものである。測定値および実験式より気泡径が小さい気泡数が最も大きく、気泡径の増加と共に気泡数は指数的に減少する。気泡形状を球形と仮定し、実験式の気泡数を用いてボイド率を算出すれば測定値に対して $\pm 30\%$ で一致した。また、ボイド率の減少量を表す相変化率を算出すれば $\pm 50\%$ で一致した。この結果よりボイド率は径の大きい気泡の体積が流路内のボイド率を決定し、ボイド率の減少量は径の大きい気泡径の減少率が最も影響を及ぼすことがわかった。この気泡径の減少を表すため、気泡速度を一定と仮定すれば気泡数の推移で評価できる。しかし、サブクール度を変化しても有意な差は確認できず、一定の傾向で気泡は凝縮でその径は減少した。

相間の熱交換は気泡界面を通して行われるため、流露内の界面積を表す界面積濃度を変換画像を用いて界面積濃度を測定した。その結果、界面積濃度はボイド率に依存し、ボイド率の  $2/3$  乗で相関を持つことを示した。この結果は従来の相関式である Fukuma の相関式より大きく、Zeitoun の相関式より小さくなる。それぞれの相関式を比較すれば、ボイド率に対して大きく差があり、模擬した気泡形状の精度に依存することがわかる。本実験の測定値は気泡形状を単純に模擬して算出しているため、実際の値より小さい結果であることが予測できる。

## 〈参考文献〉

- (3.1) T. Uga, Determination of bubble-size distribution in a BWR, *Nucl. Eng. Des.*, Vol. 22 (1972), pp. 252-561.
- (3.2) J. F. Lu, X. F. Peng, Bubble leaping and slipping during subcooled boiling on thin wires, *Int. J. Thermal Science*, Vol.45 (2006), pp.908-916
- (3.3) A. Rinne, R. Loth, Development of local two-phase flow parameters for vertical bubbly flow in a pipe with sudden expansion, *Exp. thermal and fluid Science*, Vol.13 (1996), pp.152-166
- (3.4) S. T. Revankar, M. Ishii, Local interfacial area measurement in bubbly flow, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol.35, No.4 (1992)., pp. 913-925.
- (3.5) G. Kocamustafaogullari, G. Kocamustafaogullari , M. Ishii, Interfacial area and nucleation site density in boiling system, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 26-9 (1983), pp. 1877-1387.
- (3.6) G. Kocamustafaogullari, M. Ishii, Foundation of the interfacial area transport equation and its closure relations, *Int. J. Heat Mass Trans.*, vol.38 (1995), pp.481-493.
- (3.7) J. Isenberg, S. Sideman, Direct contact heat transfer with change of phase: bubble condensation in immiscible liquid, *Int. J. Heat Mass Trans.*, Vol. 13, (1970), pp. 997-1011.
- (3.8) Y. M. Chen, F. Mayinger, Measurement of heat transfer at phase interface of condensing bubbles, *Int. J. Multiphase Flow*, Vol. 18, (1992), pp. 877-890.
- (3.9) O. Zeitoun, M. Shoukri, V. Chatoorgoon, Interfacial heat transfer between stream bubbles and subcooled water in vertical upward flow, *Trans. ASME J. Heat Trans.*, Vol. 117, (1995), pp. 402-407.
- (3.10) M. Fukuma, K. Muroyama and A. Yasunishi, Specific gas-liquid interfacial mass transfer coefficient in a slurry bubble column, *J. Chem. Eng.*, Vol. 20 (1987), pp.321-324.
- (3.11) O. Zeitoun, M. Shoukri and V. Chatoorgoon, Measurement of interfacial area concentration in subcooled liquid-vapour flow, *Nucl. Eng. Des.*, Vol. 152 (1994), pp. 243-255.
- (3.12) K. Tabei, M. Hasatani and M. Kuroda, Effective gas-liquid interfacial area in a mobile-bed contactor, *Int. Chem. Eng.*, Vol. 29 (1989), pp. 679-688.

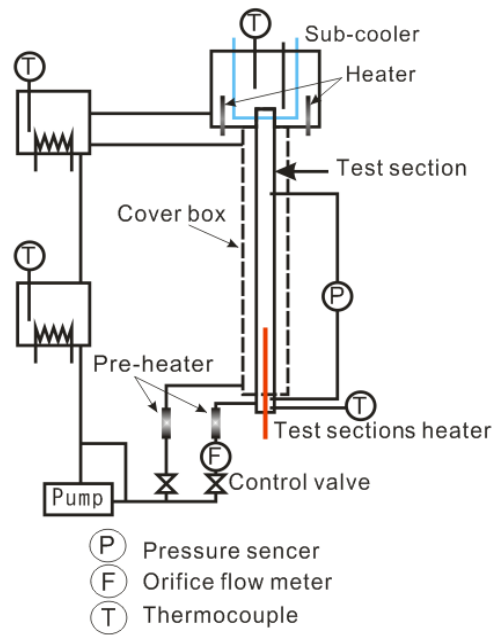


図 3.1 実験装置概略図

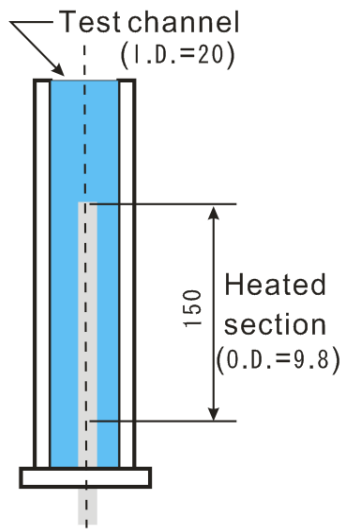


図 3.2 テスト部概略図

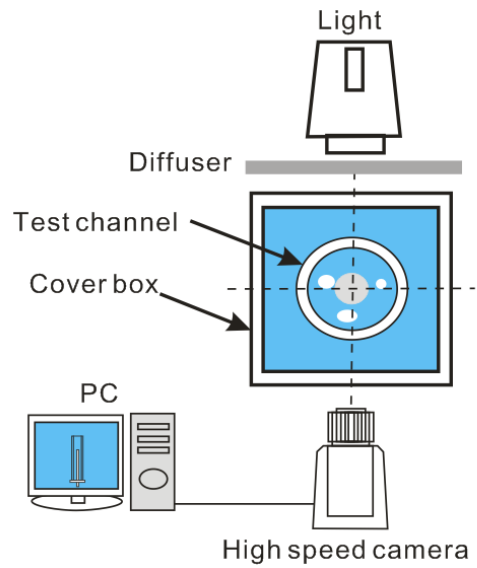


図 3.3 撮影部概略図

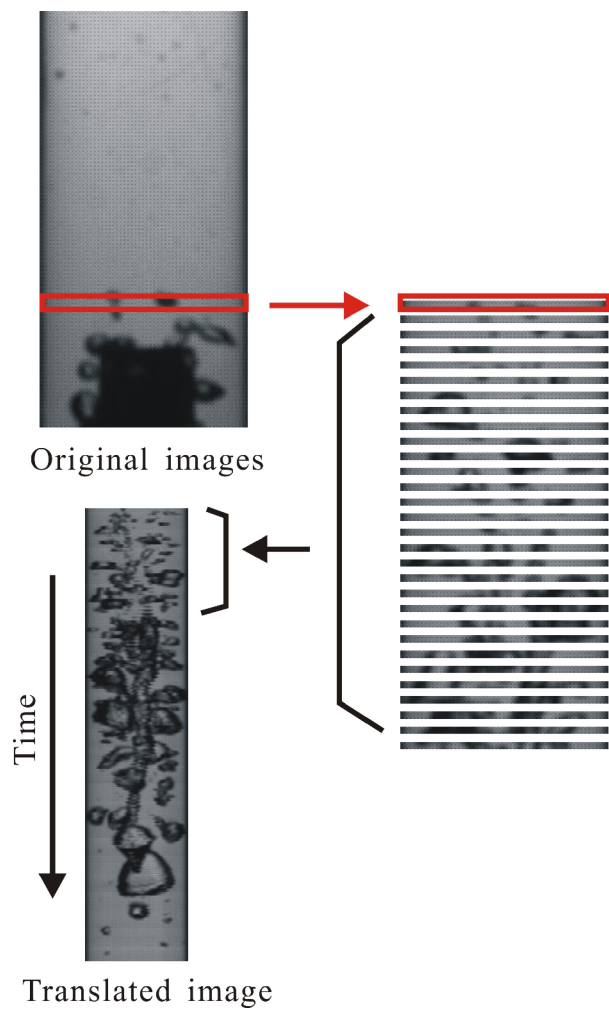
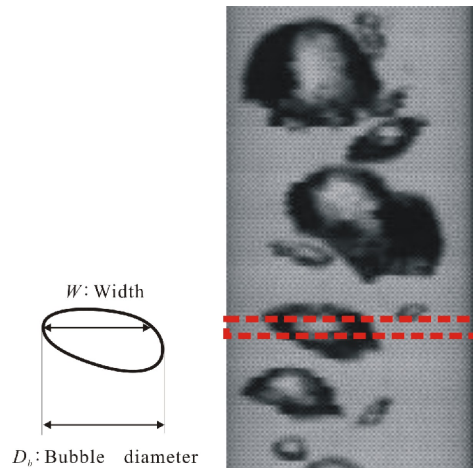
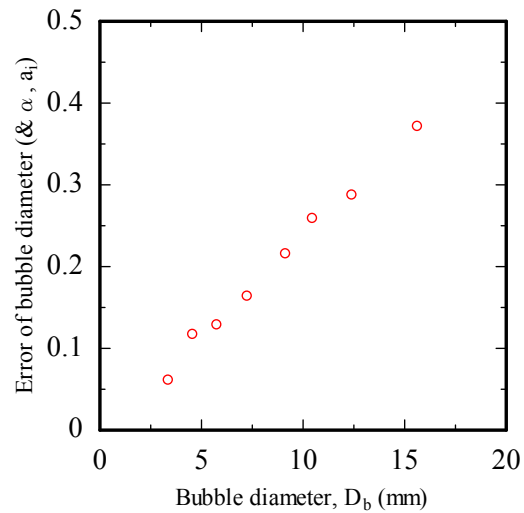


図 3.4 気泡数測定のための気泡画像の変換方法



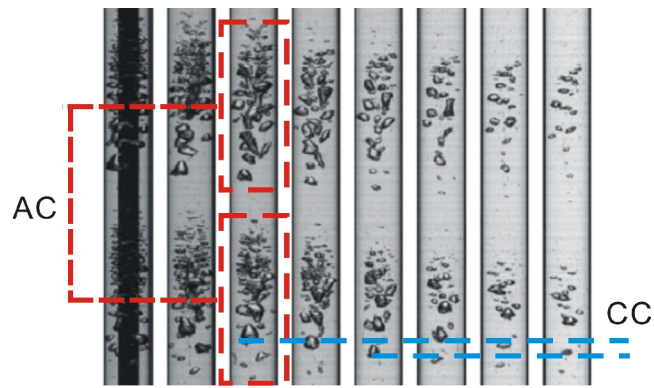
Bubble diameter	: $D_b$
Width	: $W$
Channel diameter	: $D$
Channel area	: $A = 1/4 \cdot \pi D^2$
Bubble cross section area	: $A_b = 1/4 \cdot \pi W^2$
Bubble perimeter	: $P_b = \pi W$
Void fraction	: $\alpha = \Sigma A_b / A$
Interfacial area concentration	: $a_i = \Sigma P_b / A$

(a) Calculation methods of two-phase flow parameters

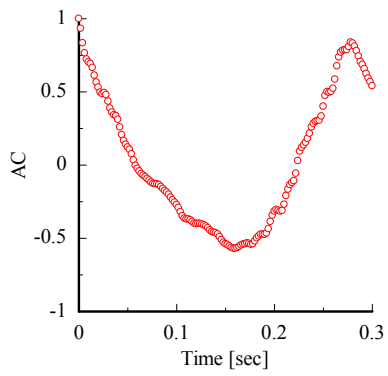


(b) Error of measured bubble diameter, void fraction and interfacial concentration

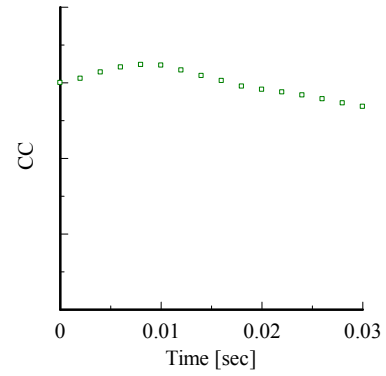
図 3.5 二相流パラメータの算出方法と測定誤差



(a)

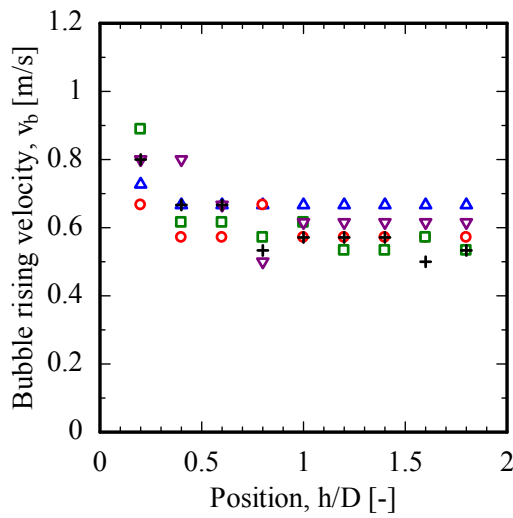


(b)



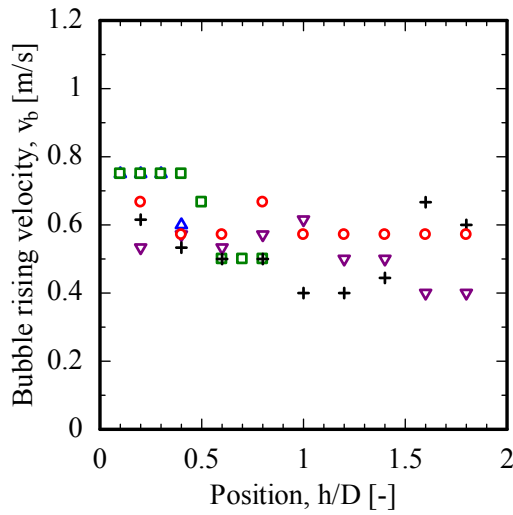
(c)

図 3.6 気泡上昇速度と周期の算出方法



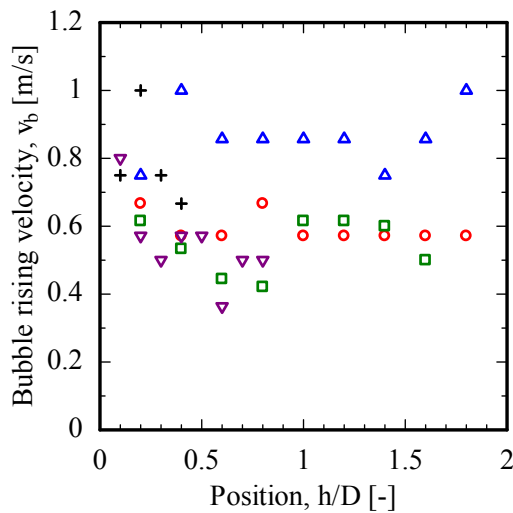
Heat flux  $300 \text{ kW/m}^2$   
Subcooling  $4 \text{ K}$

Mass flux,  $G$  [ $\text{kg/m}^2\text{s}$ ]  
 $\triangle$  100       $\nabla$  750  
 $\circ$  250      + 1000  
 $\square$  500



Mass flux  $250 \text{ kg/m}^2\text{s}$   
Subcooling  $4 \text{ K}$

Heat flux,  $q''$  [ $\text{kW/m}^2$ ]  
 $\triangle$  100      + 250  
 $\square$  150       $\circ$  300  
 $\nabla$  200



Mass flux  $250 \text{ kg/m}^2\text{s}$   
Heat flux  $300 \text{ kW/m}^2$

Subcooling,  $\Delta T$  [K]  
 $\triangle$  2       $\nabla$  8  
 $\circ$  4      + 10  
 $\square$  6

図 3.7 気泡上昇速度

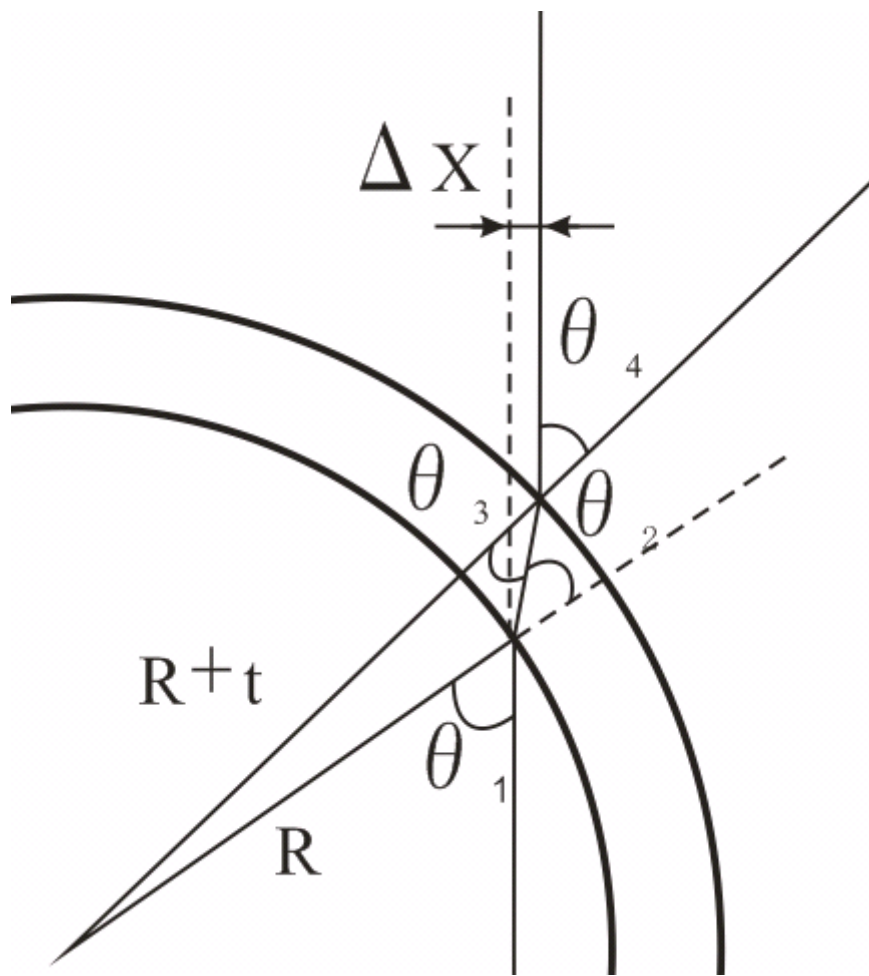


図 3.8 テスト部の曲率より生じる誤差

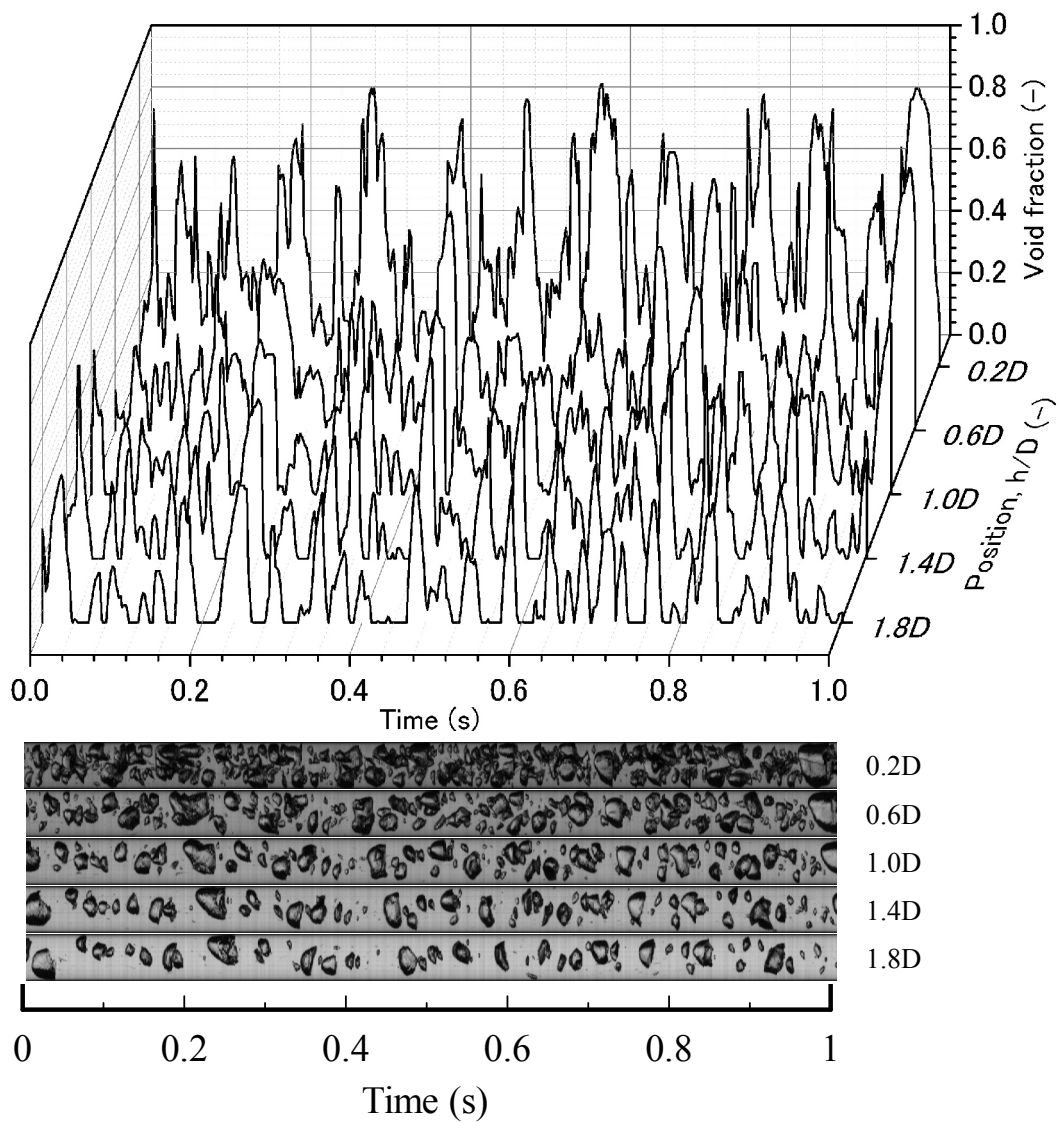


図 3.9 サブクール度 2K, 流束  $250 \text{ kg/m}^2\text{s}$  および熱流束  $300 \text{ kW/m}^2$  におけるボイド率の時系列結果

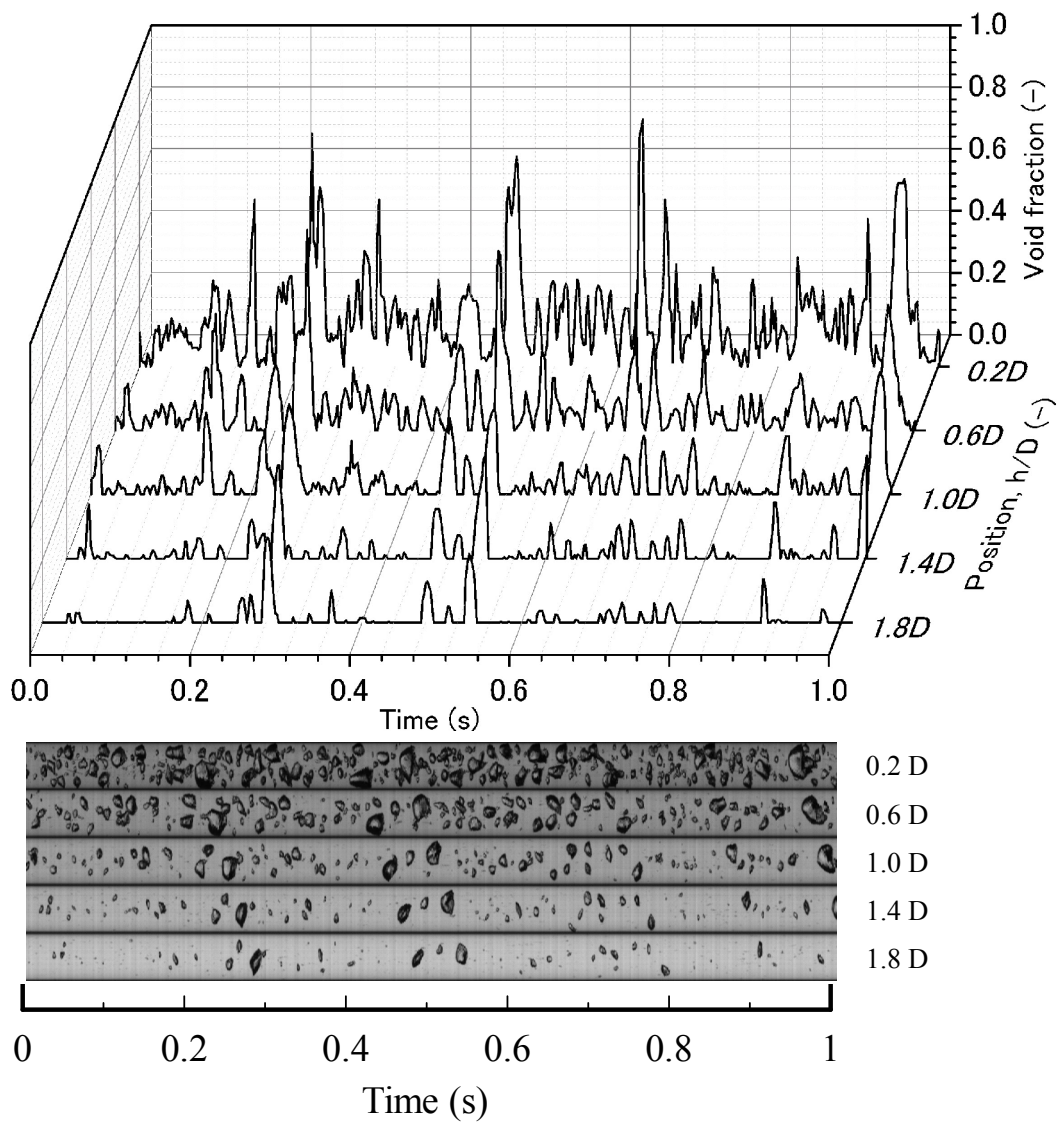


図 3.10 サブクール度 4K, 流束  $250 \text{ kg/m}^2\text{s}$  および熱流束  $300 \text{ kW/m}^2$  におけるボイド率の時系列結果

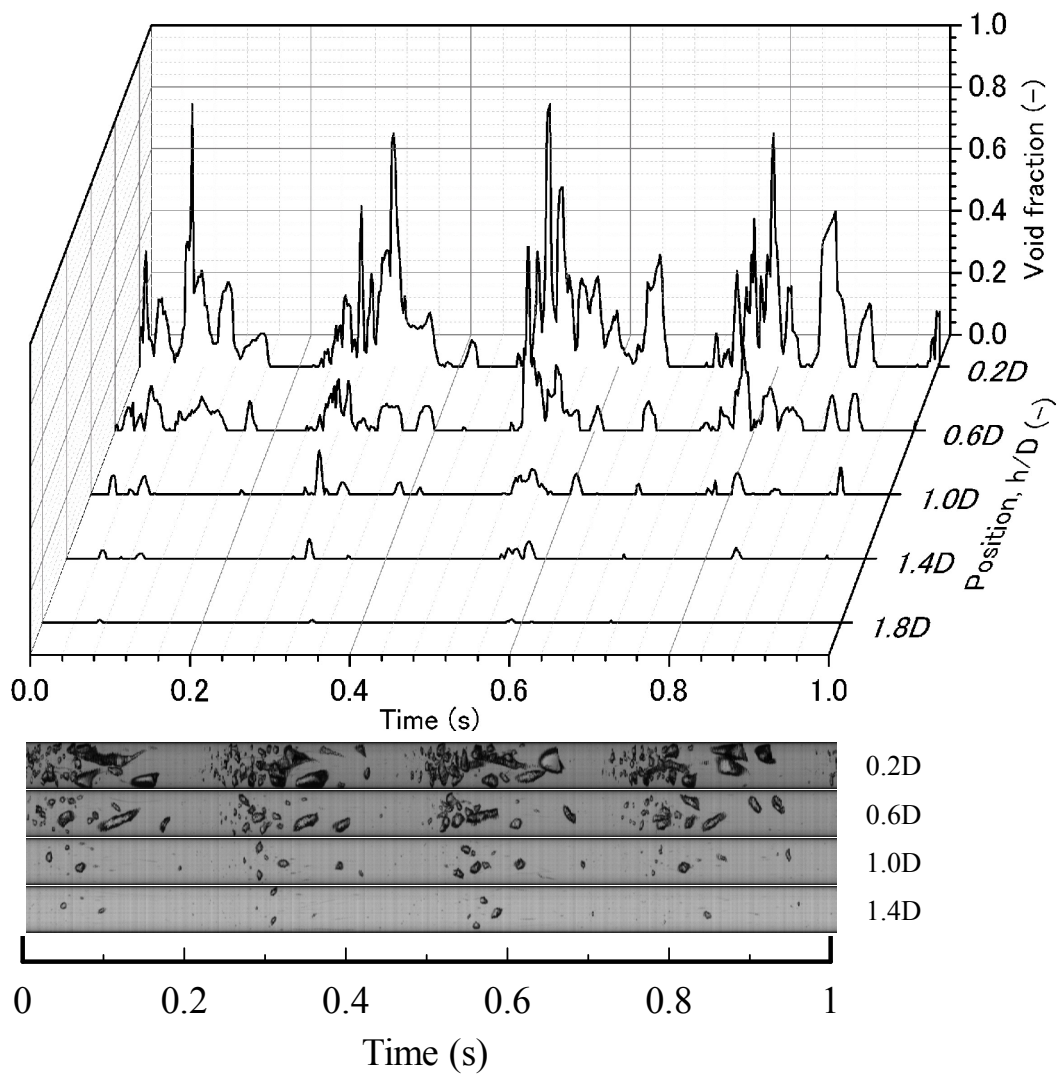


図 3.11 サブクール度 6K, 流束  $250 \text{ kg/m}^2\text{s}$  および熱流束  $300 \text{ kW/m}^2$  におけるボイド率の時系列結果

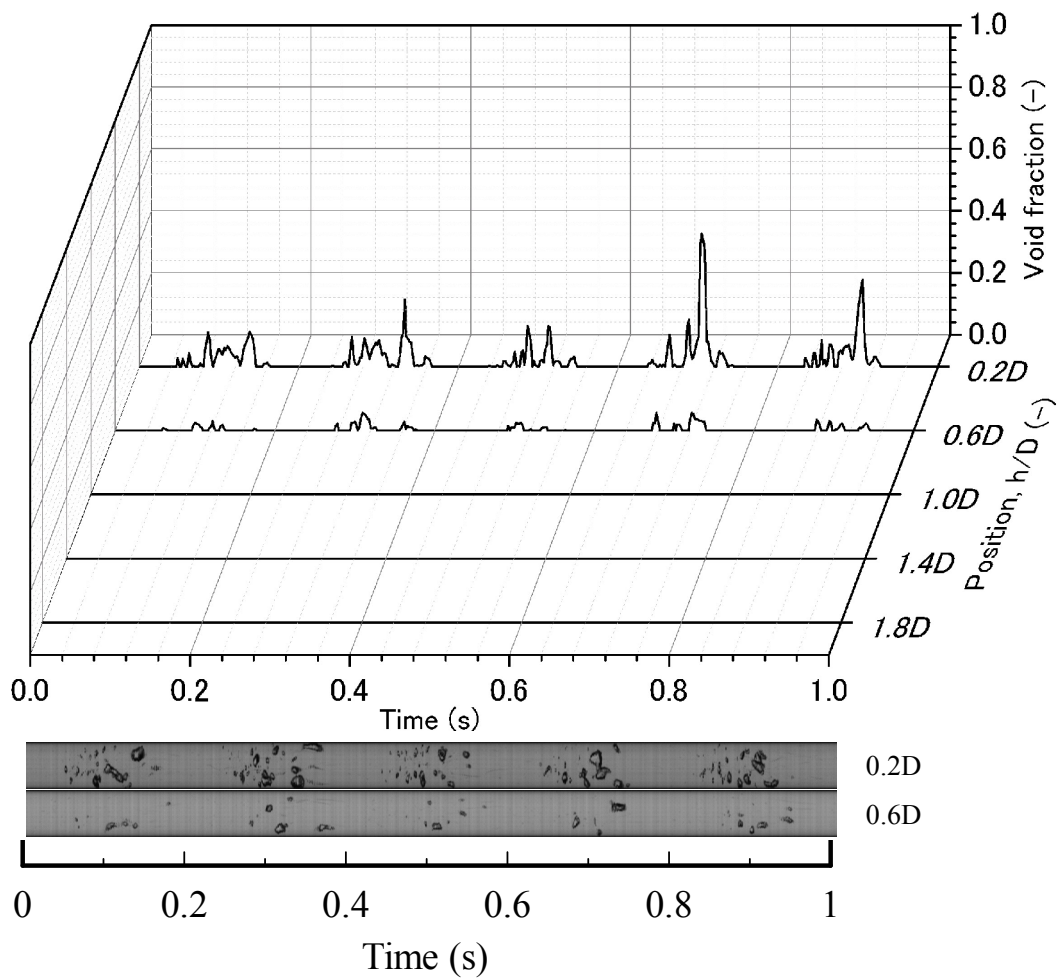
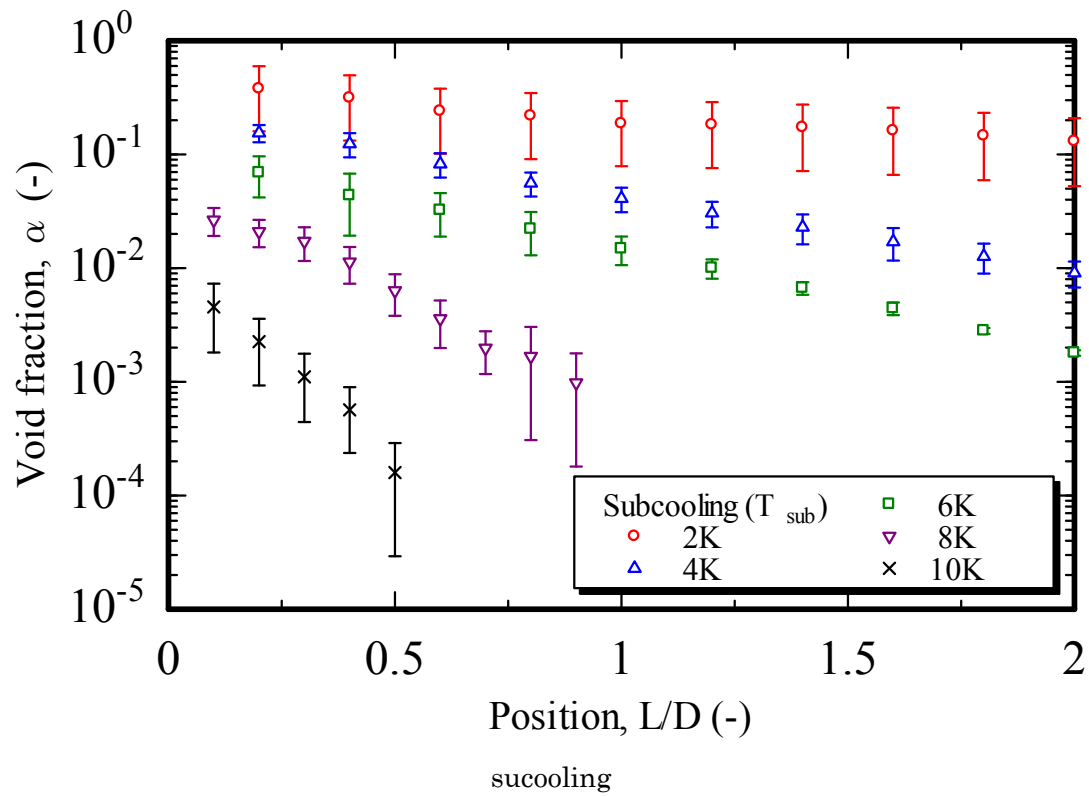
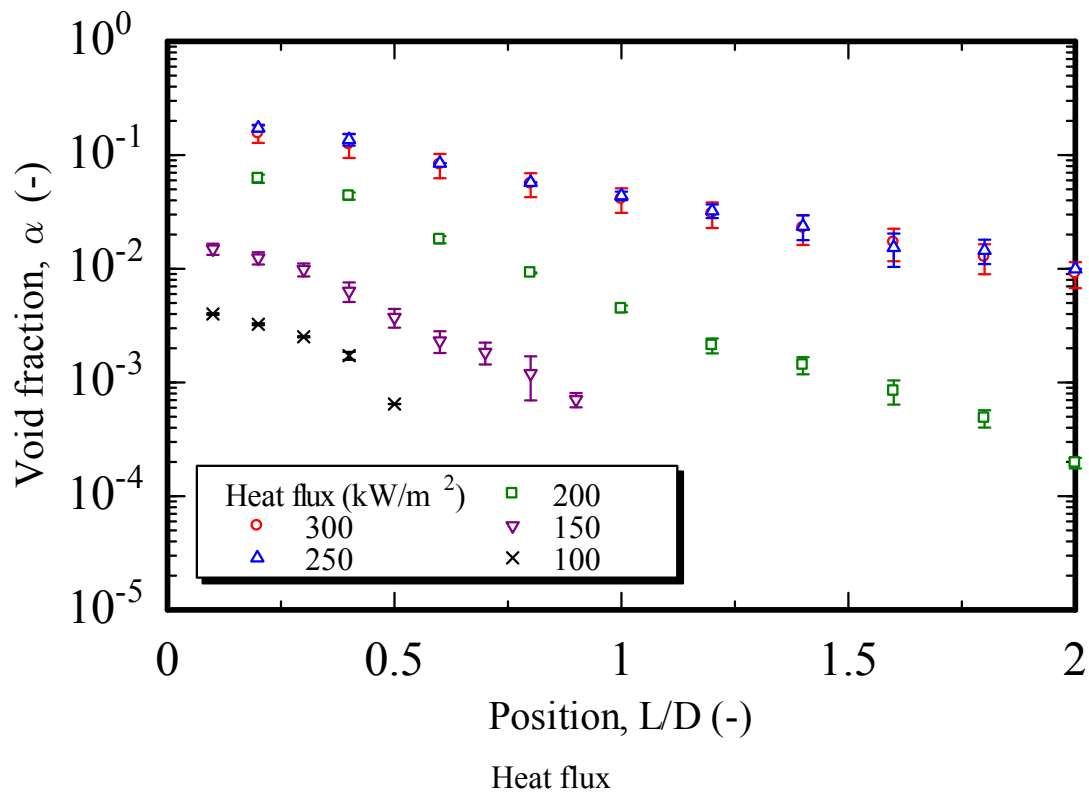


図 3.12 サブクール度 8K, 流束  $250 \text{ kg/m}^2\text{s}$  および熱流束  $300 \text{ kW/m}^2$  におけるボイド率の時系列結果



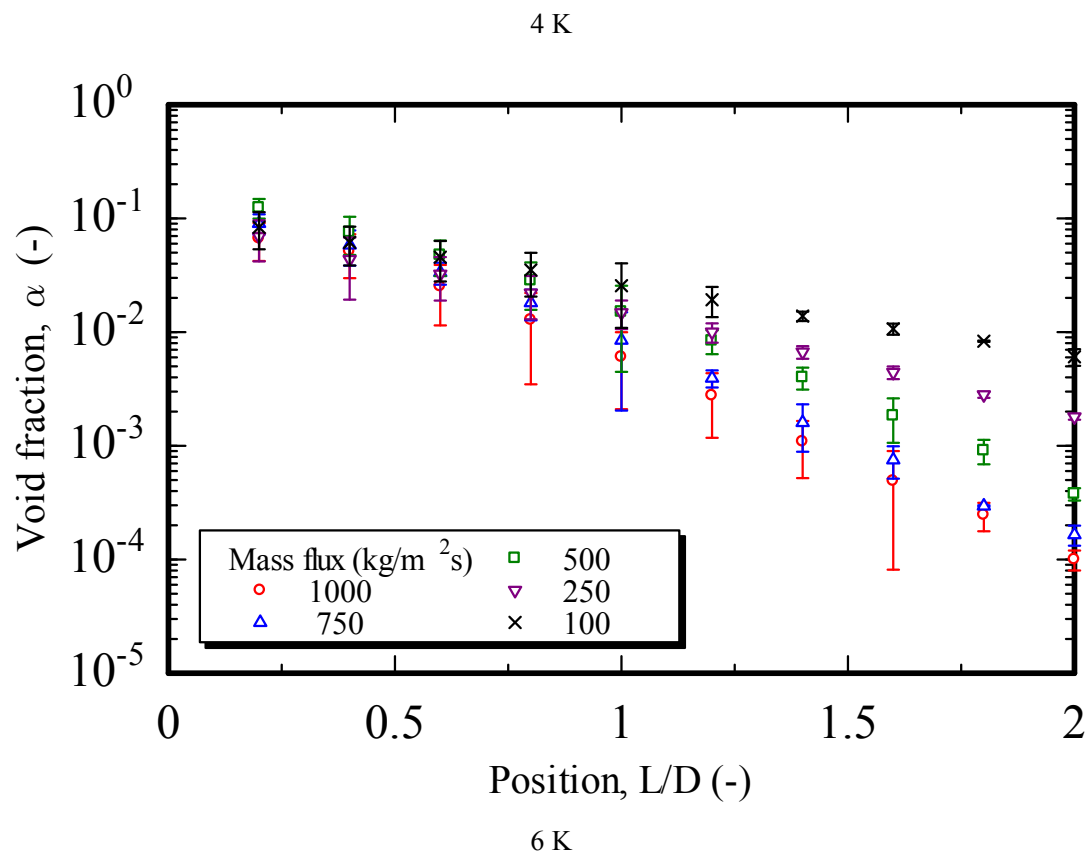
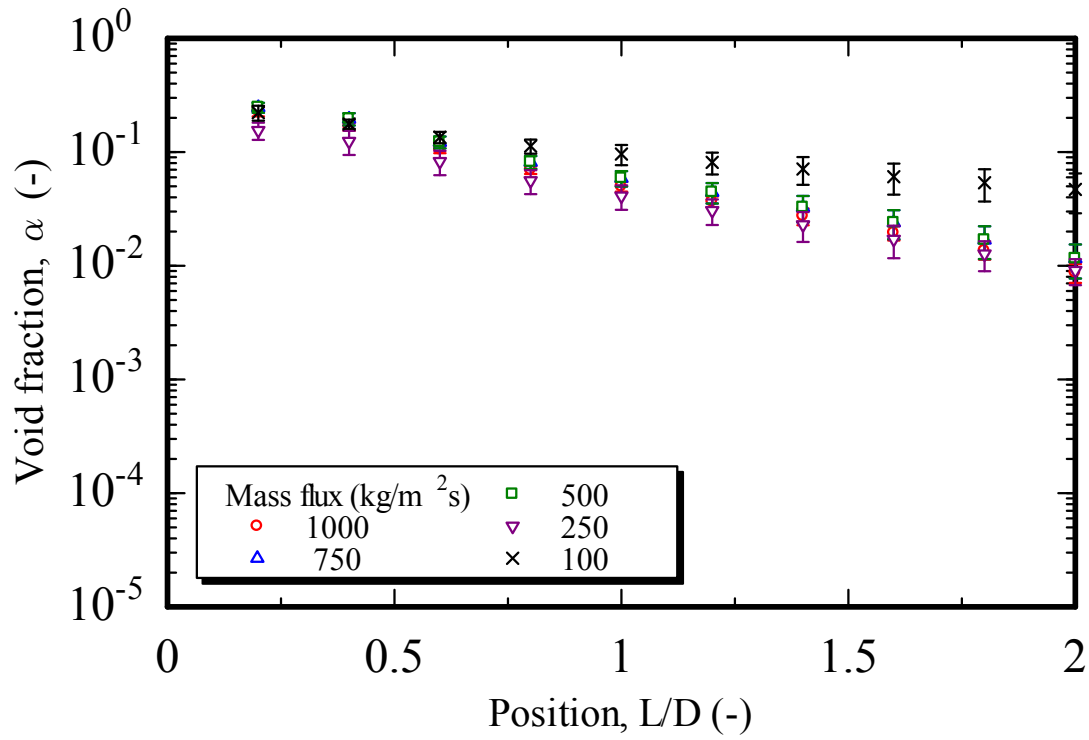
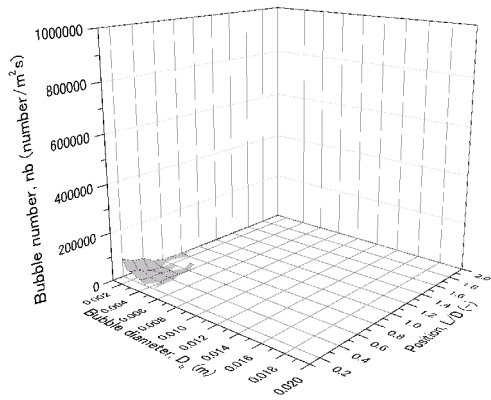
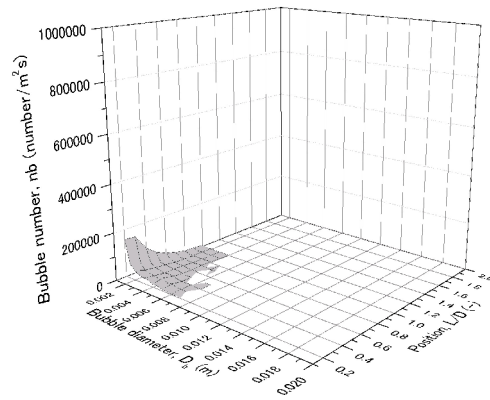


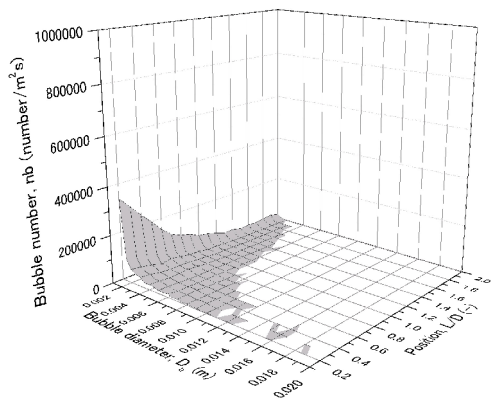
図 3.13 流動条件が平均ボイド率に及ぼす影響



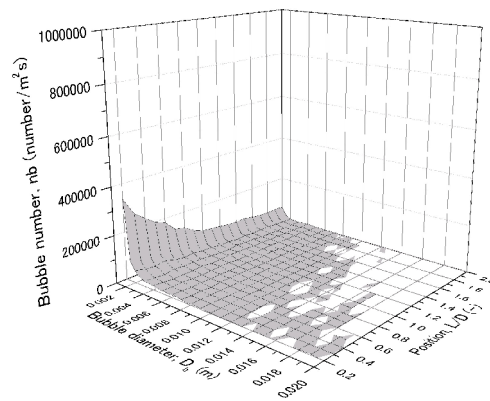
(a) Heat flux of 100 kW/m<sup>2</sup>



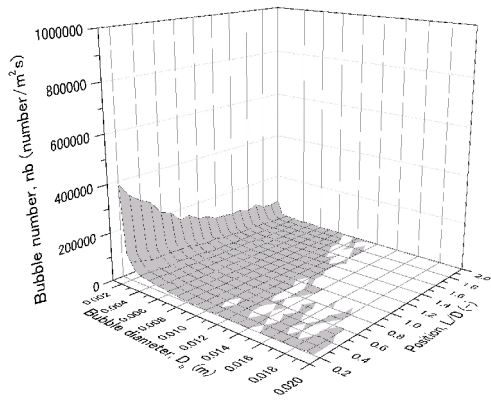
(b) Heat flux of 150 kW/m<sup>2</sup>



(c) Heat flux of 200 kW/m<sup>2</sup>

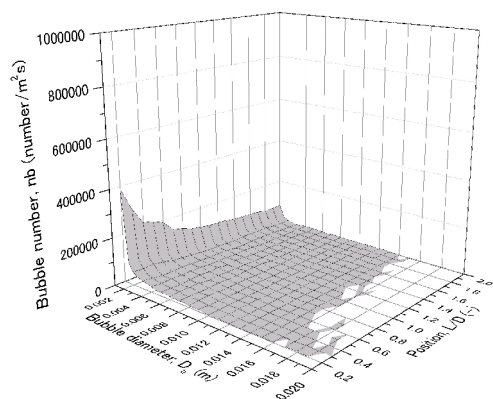


(d) Heat flux of 250 kW/m<sup>2</sup>

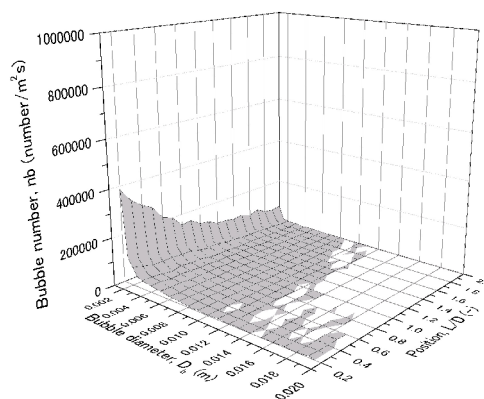


(e) Heat flux of 300 kW/m<sup>2</sup>

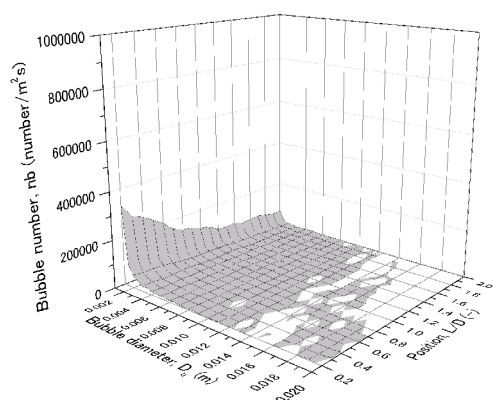
図 3.14 熱流束の変化が及ぼす気泡数分布の測定値



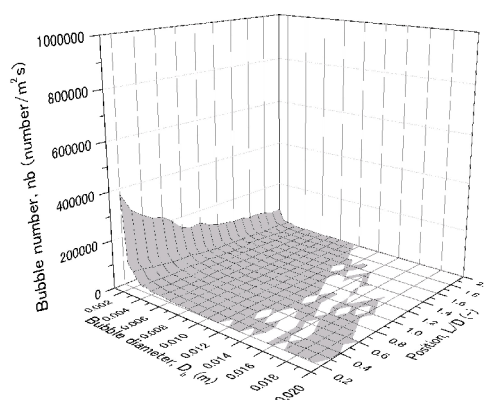
(a) Mass flux of 100 kg/m<sup>2</sup>s



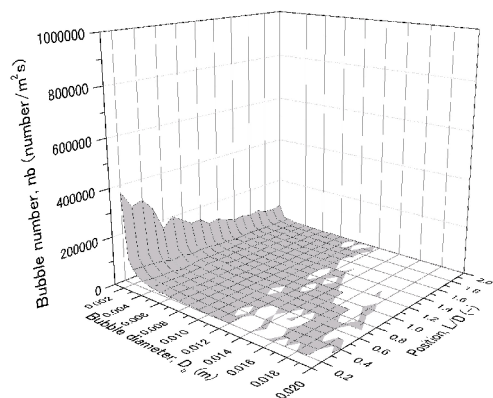
(b) Mass flux of 250 kg/m<sup>2</sup>s



(c) Mass flux of 500 kg/m<sup>2</sup>s

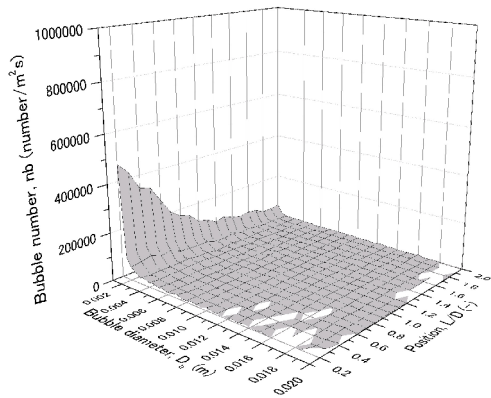


(d) Mass flux of 750 kg/m<sup>2</sup>s

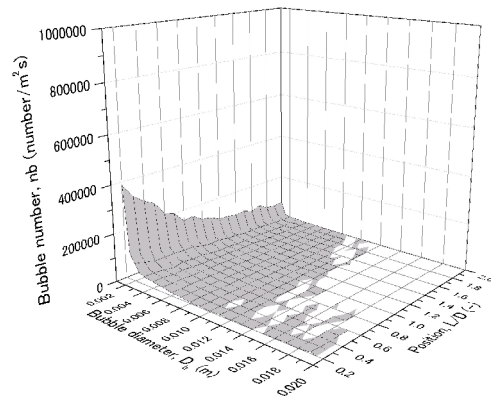


(e) Mass flux of 1000 kg/m<sup>2</sup>s

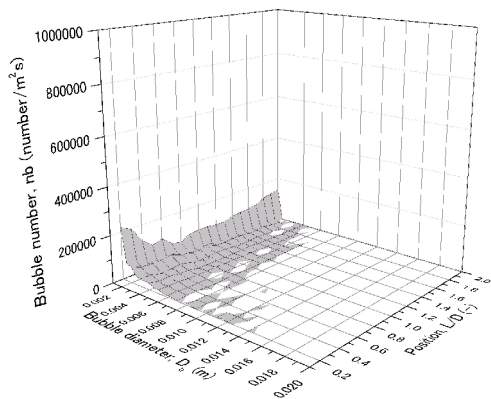
図 3.15 流束の変化が及ぼす気泡数分布の測定値



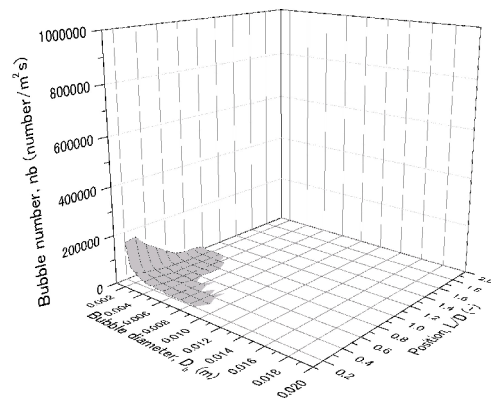
(a) Subcooling of 2 K



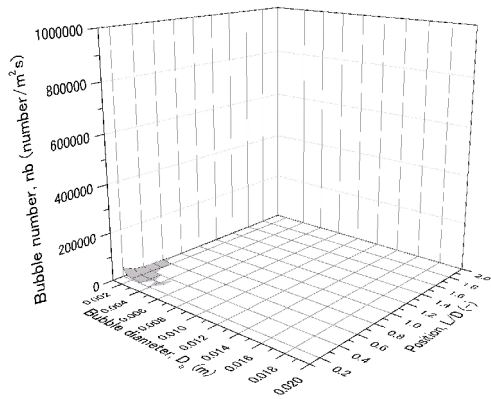
(b) Subcooling of 4 K



(c) Subcooling of 6 K

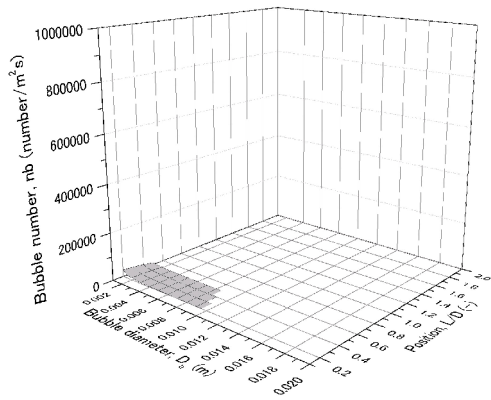


(d) Subcooling of 8 K

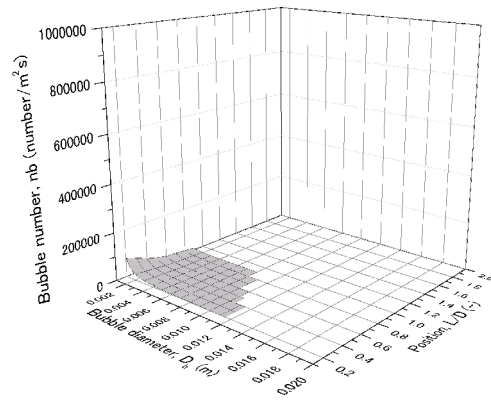


(e) Subcooling of 10 K

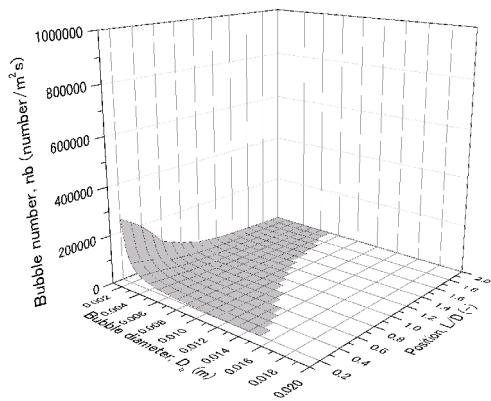
図 3.16 サブクール度の変化が及ぼす気泡数分布の測定値



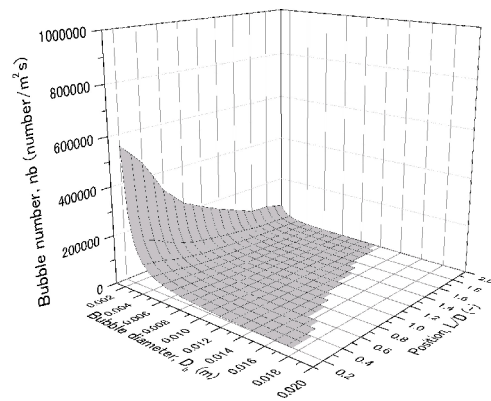
(a) Heat flux of 100 kW/m<sup>2</sup>



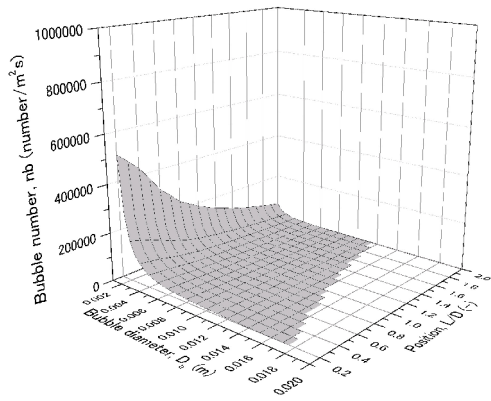
(b) Heat flux of 150 kW/m<sup>2</sup>



(c) Heat flux of 200 kW/m<sup>2</sup>

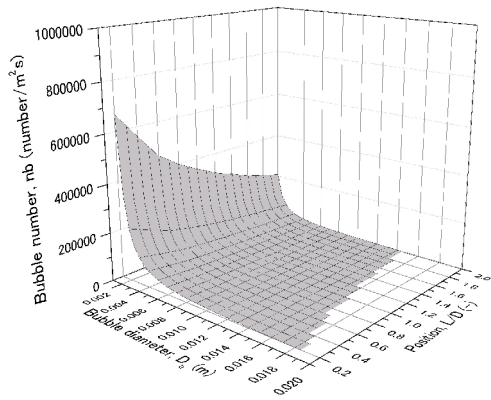


(d) Heat flux of 250 kW/m<sup>2</sup>

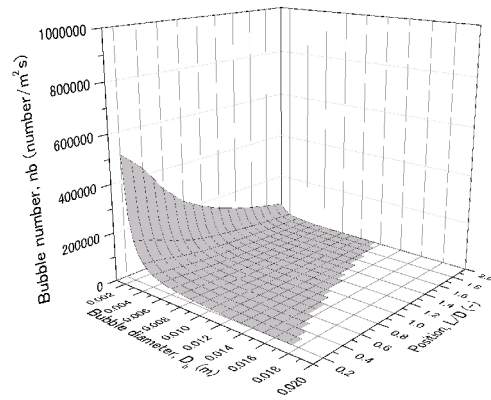


(e) Heat flux of 300 kW/m<sup>2</sup>

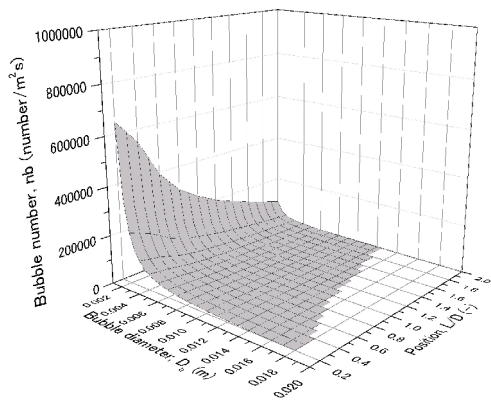
図 3.17 熱流束の変化が及ぼす実験式を用いて算出した気泡数分布



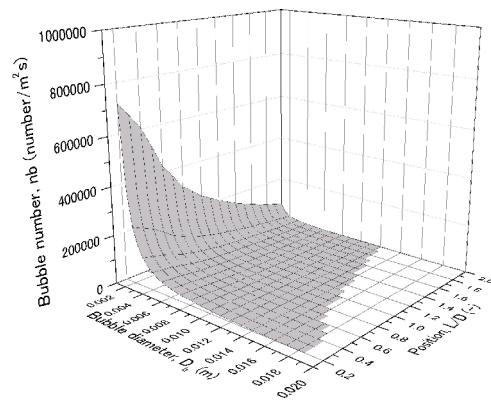
(a) Mass flux of 100 kg/m<sup>2</sup>s



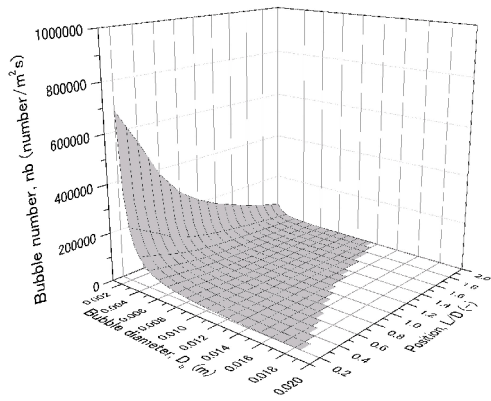
(b) Mass flux of 250 kg/m<sup>2</sup>s



(c) Mass flux of 500 kg/m<sup>2</sup>s

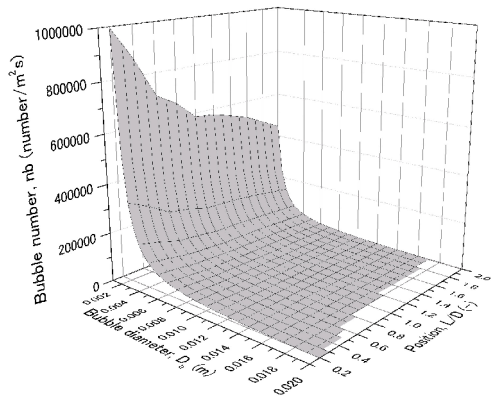


(d) Mass flux of 750 kg/m<sup>2</sup>s

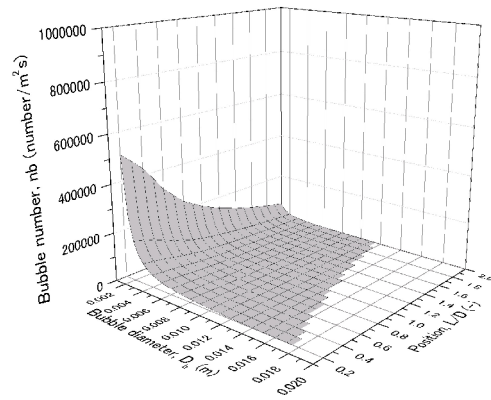


(e) Mass flux of 1000 kg/m<sup>2</sup>s

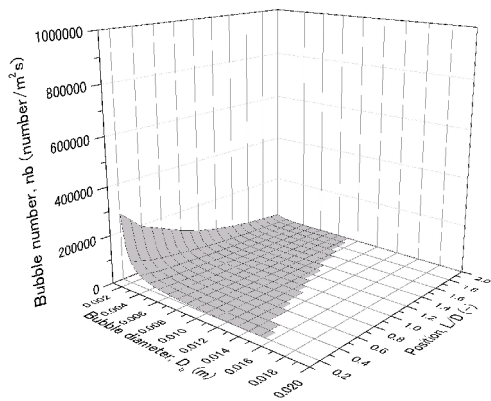
図 3.18 流量の変化が及ぼす実験式を用いて算出した気泡数分布



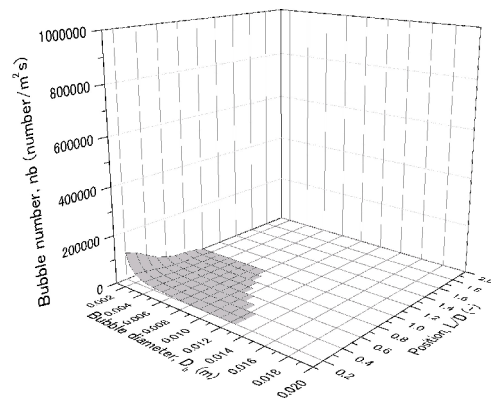
(a) Subcooling of 2 K



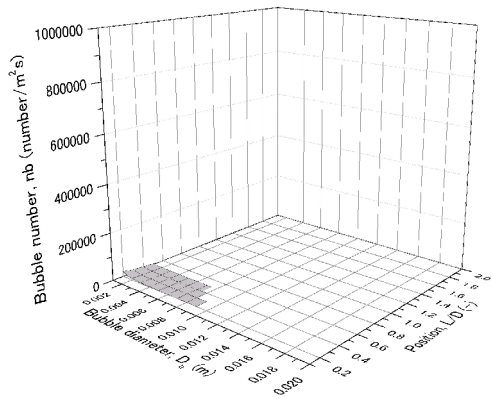
(b) Subcooling of 4 K



(c) Subcooling of 6 K

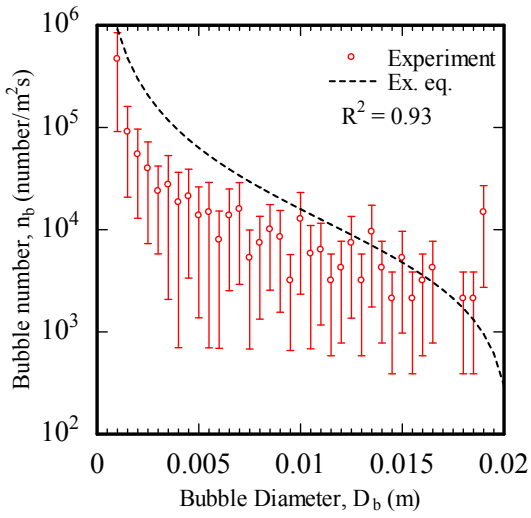


(d) Subcooling of 8 K

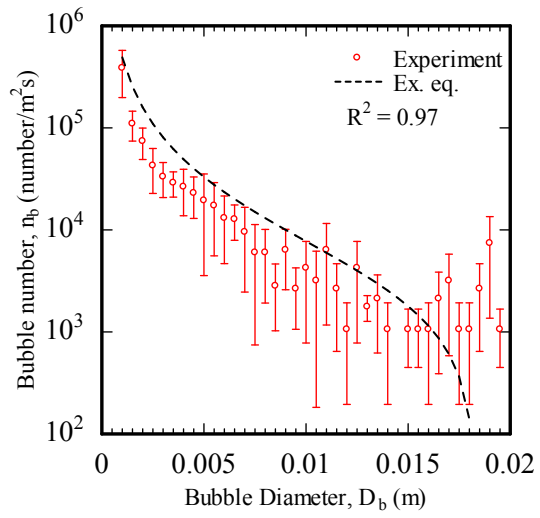


(e) Subcooling of 10 K

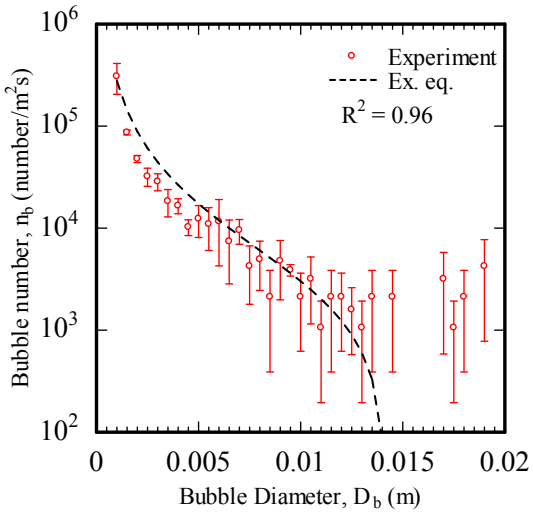
図 3.19 サブクール度の変化が及ぼす実験式を用いて算出した気泡数分布



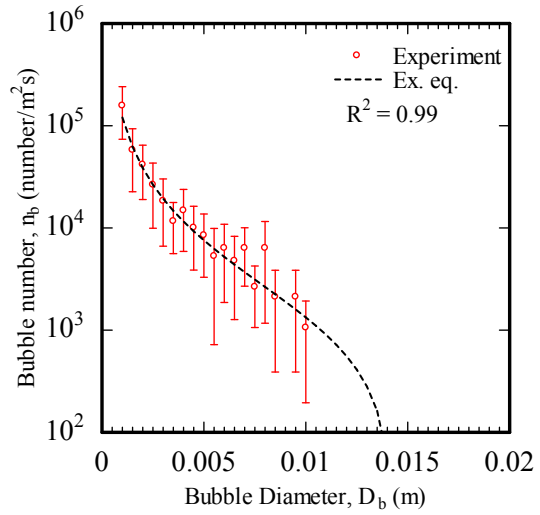
(a) Subcooling of 2 K



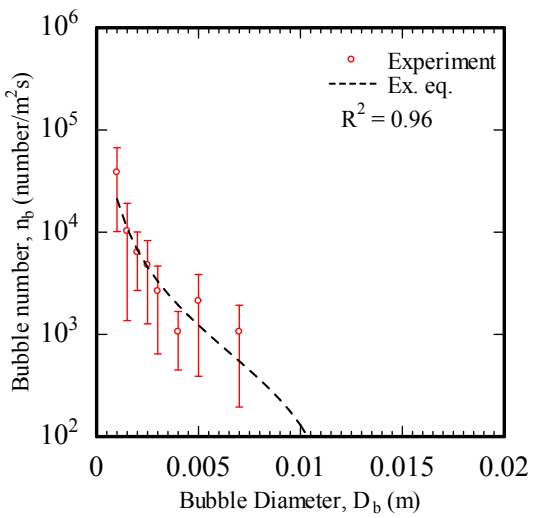
(b) Subcooling of 4 K



(c) Subcooling of 6 K

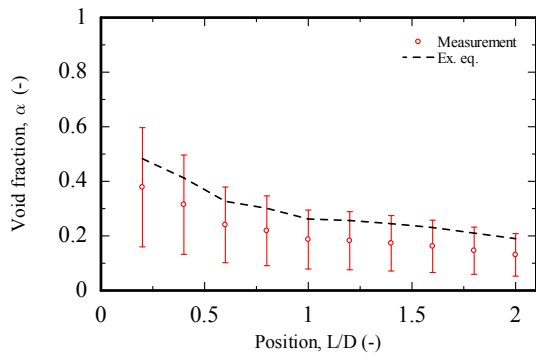


(d) Subcooling of 8 K

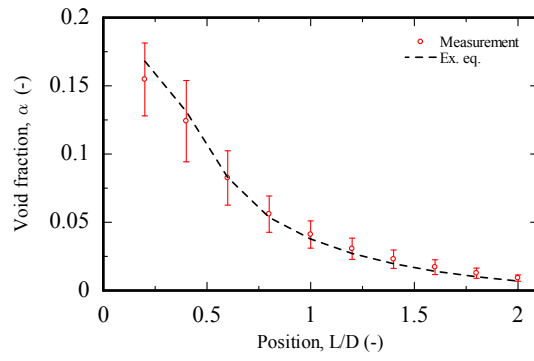


(e) Subcooling of 10 K

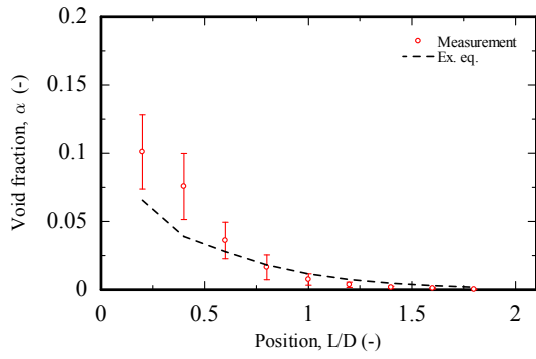
図 3.20 実験式を用いて算出した気泡数分布の精度



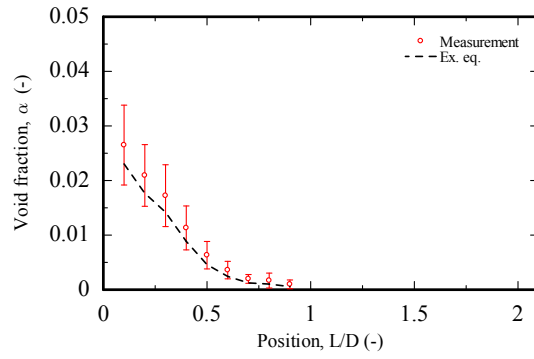
(a) Subcooling of 2 K



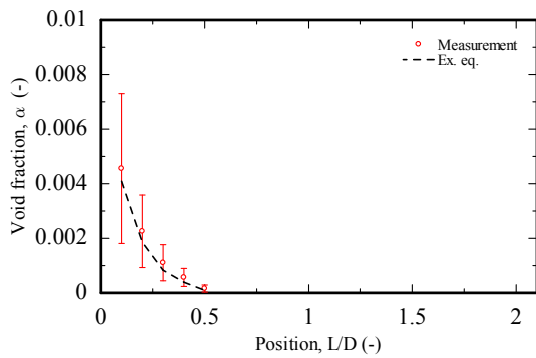
(b) Subcooling of 4 K



(c) Subcooling of 6 K

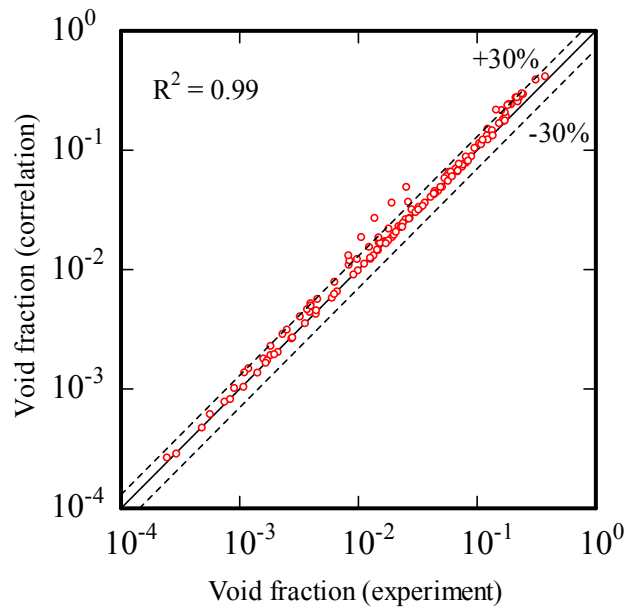


(d) Subcooling of 8 K

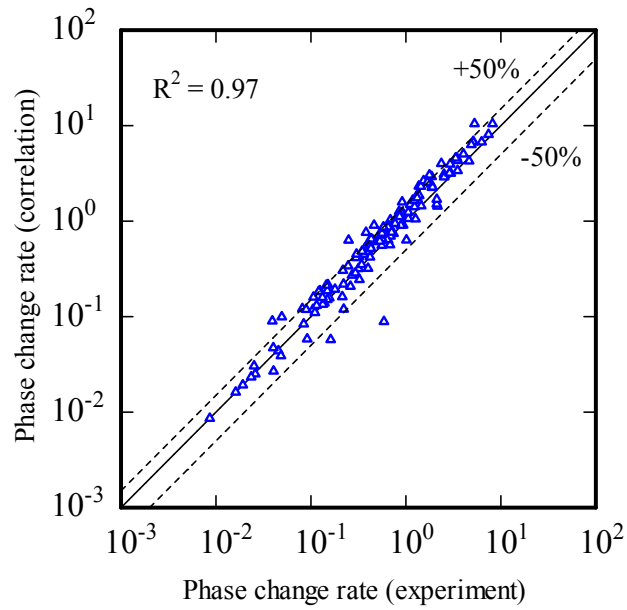


(e) Subcooling of 10 K

図 3.21 気泡形状を球形と仮定し、実験式を用いて算出したボイド率の精度



(a) Void fraction



(b) Phase change rate

図 3.22 気泡数分布を用いて算出して算出したポイド率および相変化率と測定値の比較結果

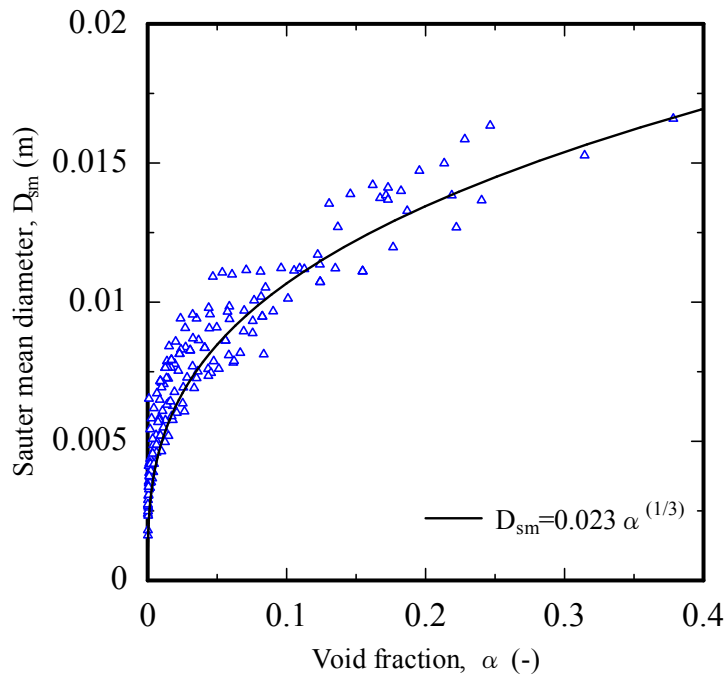


図 3.23 ボイド率とザウター平均気泡径の相関

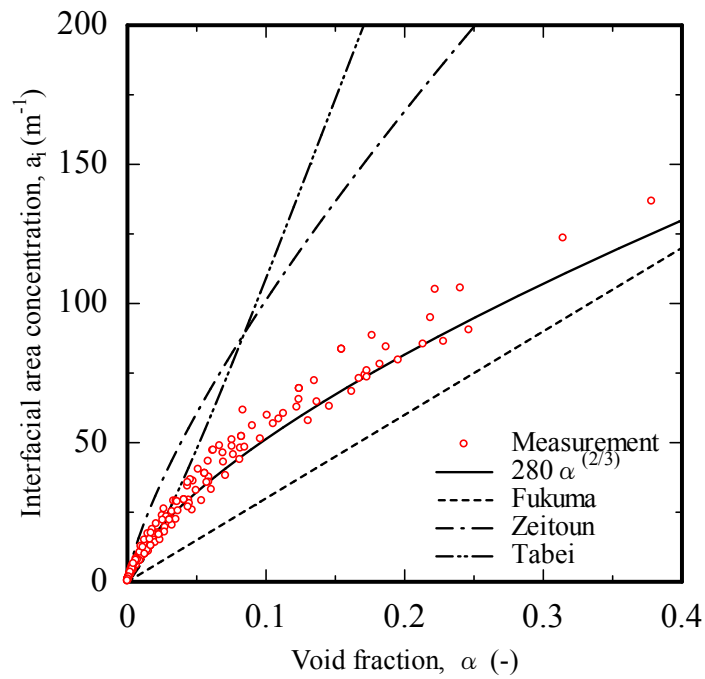


図 3.24 ボイド率と界面積濃度の相関

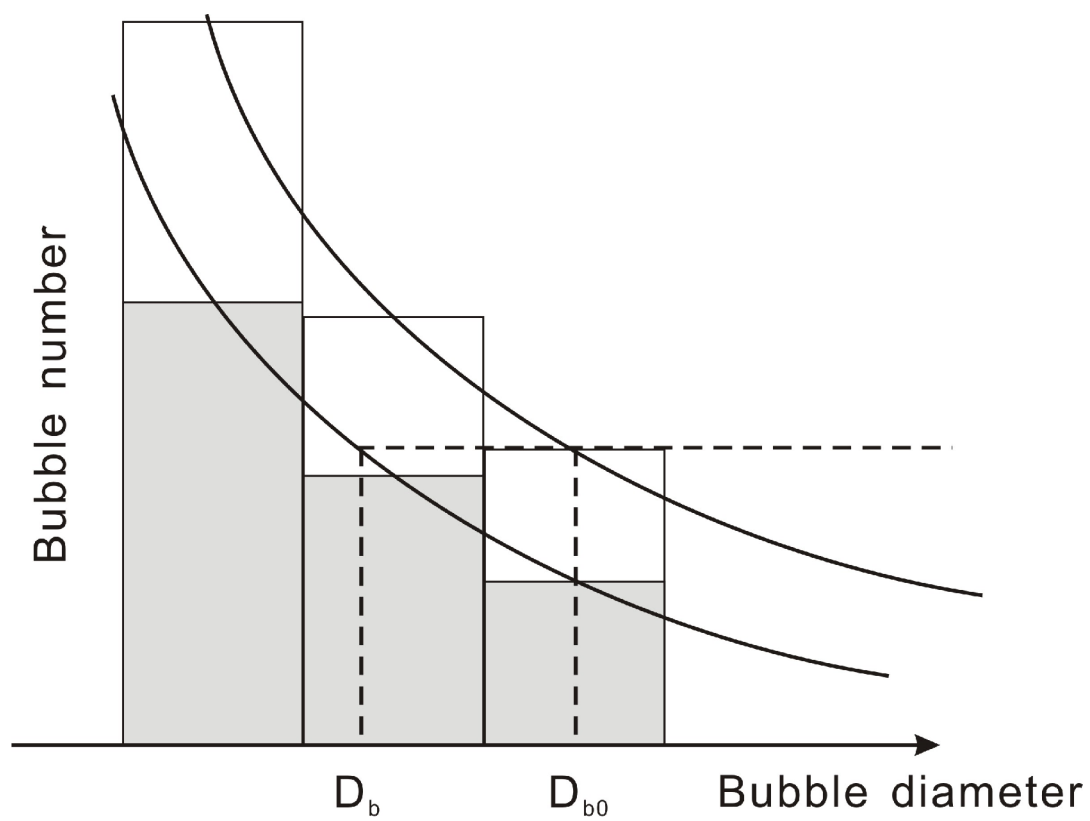
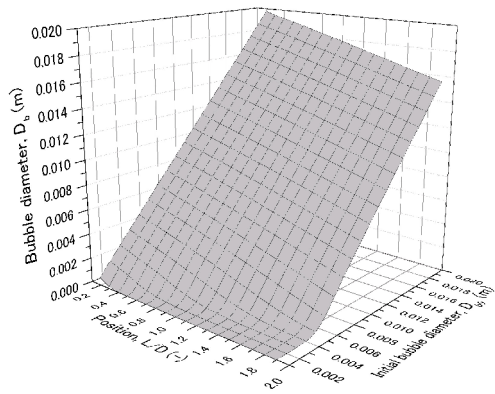
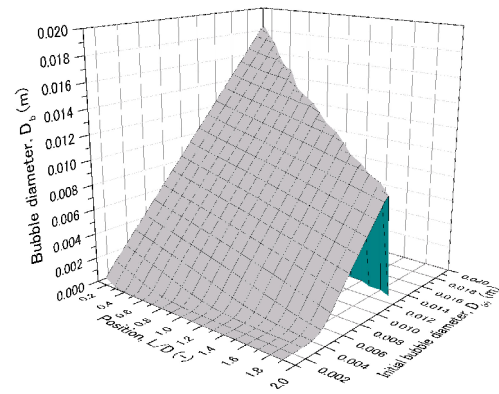


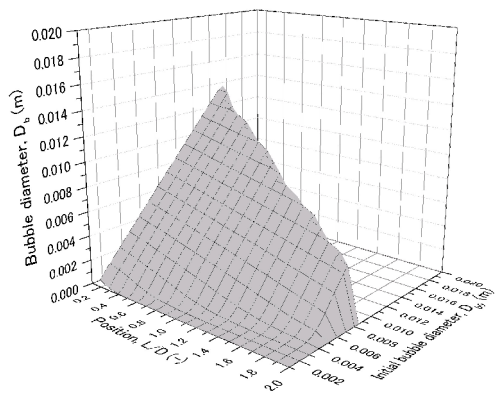
図 3.25 気泡径減少の算出方法



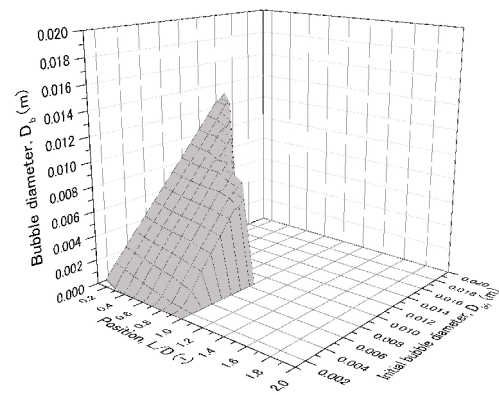
(a) subcooling of 2 K



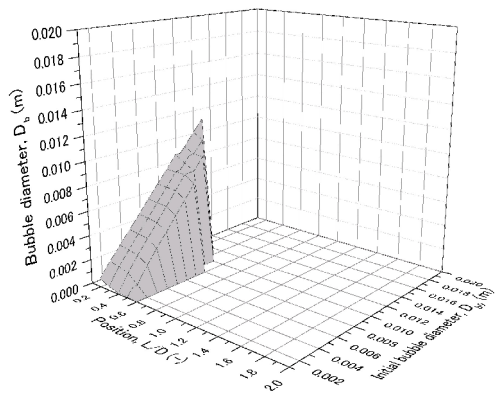
(b) subcooling of 4 K



(c) subcooling of 6 K



(d) subcooling of 8 K



(e) subcooling of 10 K

図 3.26 サブクール度が及ぼす気泡径の変化



#### 4. サブクール沸騰中における気泡凝縮特性

## 4.1. 研究背景

サブクール沸騰中，気泡が加熱面から離脱する領域では，わずかな熱平衡クオリティ上昇で大きくボイド率が急激に上昇する．この領域における蒸気泡-液相間の凝縮界面熱伝達率がボイド率分布に影響を及ぼす重要なパラメータとなる．これは気泡の凝縮は気液界面を通して行われるため，気泡径および気泡界面積の変化が界面熱伝達率に影響を及ぼす．相変化を含む二相流現象を考慮した場合，その相変化は壁面からの加熱現象と気液間で生じる沸騰，凝縮現象が挙げられる．加熱面からの沸騰現象は加熱上の発泡点密度，加熱面近傍の過熱度および過熱液相の厚さ等といったパラメータで表すことができ，熱流束との関係で表される．サブクール沸騰領域では加熱面において核沸騰熱伝達で評価可能であり，熱流束と過熱度の関係である沸騰曲線で表され，加熱壁面から液相への熱伝達率の評価が可能となる．その一方，気液相間で生じる相変化は気泡内の蒸気分子が気液界面に達することで凝縮するため，気泡界面に作用する質量・エネルギーの輸送が現象を支配しているものと考えられる．この界面を通して作用する相変化量が決定すれば現象を予測・評価できると言える．これらを考慮すれば，気液界面積と相変化量は関係を持ち，現象を決定するパラメータである．二流体モデルでは質量，運動量，エネルギーの釣り合いに加え，相変化に寄与する単位体積あたりの質量，運動量，エネルギーの各量で表されている．このモデルでは単位体積あたりの相変化量で現象を表しており，界面積の項が含まれていないため，それとは別に界面熱伝達率を決定する必要がある．単位時間，単位体積あたりにおける相変化に寄与した蒸気質量で定義される相変化率は，凝縮による体積変化量と推移に要する経過時間より算出できる．界面熱伝達率は単位温度差当たりの相変化に寄与する蒸気潜熱量より表すことができる．ひとつの気泡を想定した場合，サブクール水中の蒸気泡は凝縮により気泡径および気泡体積の減少，気泡界面積の変化が起こる．この変化が時間  $dt$  に依存するものと考えれば  $dV_b/(A_b ds) = dD_b/dt$  の形で表される．

従来の研究では，この界面熱伝達率を測定するため，ひとつの蒸気泡の気泡径の変化について研究されている．Isenberg and Sidemen ら<sup>(4.1)</sup>は揮発性有機物 (volatile organic fluids) の単一気泡の熱伝達率を理論的，実験的に取得した．実験は気泡径  $1.5\text{mm} < R_0 < 5\text{mm}$  の気泡(イソペンタン:isopentane)を発生させて行った．気泡径の減少率  $\beta$  (bubble collapse rate) と，凝縮ヌセルト数を測定し，球形と見なした気泡周りの流動が気泡径の変化に影響を与えることを明らかにした．そのヌセルト数および界面熱伝達率はレイノルズ数とプラントル数をパラメータとした相関式で表された．Chen and Mayinger<sup>(4.2)</sup>はホログラフィック・インターフェロメトリー (holographic interferometry) と高速度シネマトグラフィー (high-speed cinematography) を用いて蒸気泡の体積減少率より界面熱伝達率の測定を行った．球形および楕円形と見なして算出した体積と界面積を用いることで気泡径の減少率  $\beta$  についてレイノルズ数，プラントル数，ヤコブ数およびフーリエ数をパラメータとした相関式を得た．また，ヌセルト数ではレイノルズ数とプラントル数を用いて相関式を得た．G. R. Warriar ら<sup>(4.3)</sup>は，サブクール沸騰における界面熱伝達率を測定するため，サブクール度  $7.0-46.5^\circ\text{C}$  における蒸気泡を高速度カメラで撮影し，気泡の長軸，短軸より算出し

た気泡体積を用いて算出された体積等価径の減少率  $\beta$  と界面熱伝達率を測定した。気泡減少率  $\beta$  はレイノルズ数, プラントル数, フーリエ数を用いて表された。ヌセルト数, 界面熱伝達率も気泡離脱からの時間が影響を及ぼすものと考え, レイノルズ数, プラントル数, ヤコブ数に加えフーリエ数を考慮した相関式を提唱した。S. J. Kim<sup>(4.4)</sup>はステレオ撮影で取得した気泡画像から気泡径の時間変化を測定し, 界面熱伝達率を算出した。測定した界面熱伝達率はレイノルズ数, プラントル数およびヤコブ数が用いられている。O. Zeitoun et al.<sup>(4.5)</sup>は水-蒸気系の気泡流について, 高速度カメラを用いて  $\beta$  と, ヌセルト数を測定した。同一空間に存在する 10-20 個の単一気泡を平均化し, ボイド率と界面積濃度から算出されるザウター気泡径 (Sauter mean diameter:  $D_{sm}$ ) の時間的变化より導出した凝縮ヌセルト数および平均界面熱伝達率の相関を示した。測定したヌセルト数はレイノルズ数, ボイド率およびヤコブ数で表された。この結果は流路内の平均気泡径, ボイド率をパラメータとして取り扱っている特徴がある。

サブクール沸騰において気泡離脱点以降の領域でボイド率が急激に上昇し, 様々な径をもつ気泡が存在するため, ボイド率の変化を予測するには, 気泡の凝縮量を決定する界面熱伝達率を精度良く求める必要がある。しかしながら, サブクール沸騰における界面熱伝達率に関する研究の多くは単一気泡における気泡径の時間変化で算出されている。第2章で示したように, 相変化のない体積が既知の単一気泡を画像解析し, 気泡形状の変化で誤差が生じる気泡体積についてその精度を述べた。そこでは, 相変化がない (体積変化がない) 条件においても気泡の形状変化が原因となり, 画像解析で算出した気泡体積は実気泡体積と誤差を述べた。この気泡形状により気泡界面積が変化することが予想され, この界面積をパラメータに含む界面熱伝達率は気泡の形状変化の影響を受けることが考えられるがその影響を考慮しない形状で従来の研究は行われている。単一気泡で取得した実験相関式に対して, O. Zeitoun らはサブクール沸騰流における凝縮ヌセルト数について相関式を示したが, その相関式にボイド率が含まれている。単一の気泡行う実験で Zeitoun の相関式と比較は困難である。数値解析的に局所ボイド率の算出や予測は行われているが, サブクール沸騰におけるボイド率の変化と界面熱伝達率, 相変化率や気泡径分布 (気泡数分布) などの関係を実験的に示した研究はない。本研究では, 強制循環サブクール沸騰条件において, 第3章で取得した気泡数分布を用いることで, ボイド率と相変化率, 界面熱伝達率の関係を示す。測定したボイド率の空間的に平均化した界面熱伝達率で従来の界面熱伝達率の相関式を比較し, その適用性を明らかにする。

## 4.2. 相変化率と界面熱伝達率の算出

### 4.2.1. 測定値の導出

単位時間, 単位体積あたりにおける相変化量で定義される相変化率は, ボイド率の変化量, その変化に要した時間より算出できる。相変化に要した時間はボイド率の時系列結果より, その遅

れ時間より算出できる。蒸気密度  $\rho_g$  と、流路断面積  $A$  および、流れ方向の距離  $\Delta z$  を考慮すれば相変化率  $\Gamma_g$  は以下の形で表すことができる。

$$\Gamma_g = \rho_g \Delta V / (\Delta z A \Delta t) \quad (4.1)$$

(平均) 界面熱伝達率は単位温度差当たりの相変化に寄与する蒸気潜熱量より表すことができる。気泡内の蒸気は気泡界面を通して凝縮することを考慮すれば、交換熱量は気泡界面積で決定する。飽和温度と液相温度の差を考慮すれば、(平均) 界面熱伝達率は次式となる。

$$h_i = H_{fg} \Gamma_g / a_i \Delta T \quad (4.2)$$

ここで、 $H_{fg}$  は潜熱、 $a_i$  は単位体積当たりの界面積で定義される界面積濃度を表す。界面熱伝達率の算出に用いるパラメータである気泡界面積は、凝縮による気泡体積や気泡径といった気泡パラメータと同様に変動するため各位置における界面積濃度を用いての適用が困難である。第 3 章で示したように界面積濃度はボイド率同様、測定位置に対して対数的に変動することを考慮して次のように対数平均を用いることで平均界面積濃度の算出を以下のように表す。

$$a_{i\text{ave}} = (a_{i1} - a_{i2}) / \ln(a_{i1}/a_{i2}) \quad (4.3)$$

ここで添え字の 1, 2 は任意の位置間における入口、出口を示す。同様に、温度差  $\Delta T$  は飽和温度と任意の位置における断面平均温度の差で定義されるため、実験条件である入り口サブクール度が直接適用できない問題がある。直感的に熱平衡クオリティに相当する温度差を用いた場合、クオリティ 0 やその極近傍において界面熱伝達率が極大することや、熱伝達率が負の値を持つ傾向が容易に予測できる。実際の現象を鑑みればわずかにクオリティが正の値を持っても気泡は凝縮し、気泡体積は減少する傾向がある。この問題を解決するため、従来用いられている熱平衡クオリティ  $x_e$  とボイド率に関する相関式を用いるものとする。これら相関式は流路の幾何形状を含むものが多く存在するが、これらの影響を極力受けないものを用いるものとする。実験より算出できる断面平均ボイド率に対して実効クオリティ  $x_a$  の関係式は Levy の相関式より以下の形で表される。

$$\langle \alpha \rangle = \frac{x_a}{\rho_g} \left\{ 1.13 \left[ \frac{x_a}{\rho_g} + \frac{1-x_a}{\rho_l} \right] + \frac{1.18}{G} \left[ \frac{\sigma g (\rho_l - \rho_g)}{\rho_l^2} \right]^{0.25} \right\}^{-1} \quad (4.4)$$

ここで  $\rho_g, \rho_l$  は各々気相、液相の密度を示す。実効クオリティ  $x_a$  は熱平衡クオリティ  $x$  と以下の関係をもつ。

$$x_a = x - x_d \exp\left(\frac{x - x_d}{x_d}\right) \quad (4.5)$$

ここで未知のパラメータである  $x_d$  は擬飽和沸騰開始点のクオリティを示し、入口液相温度と飽和温度の差から算出でき、Levy より以下の形で表される。

$$x_d = -Cp\Delta T/H_{fg} \quad (4.6)$$

測定したボイド率より算出した熱平衡クオリティ  $x$  に相当する温度差  $\Delta T$  を局所温度差として用いた。(相変化率、界面熱伝達率の測定誤差は  $\pm 29\%$ 、 $\pm 24\%$  であった。)

#### 4.2.2. 従来 of 相関式

表 1 に示す従来示された界面熱伝達率の相関式は実験的、理論的に算出されている。その算出には凝縮して径が小さくなる気泡を気泡径  $D_b$  の変化量を用いた。本実験では空間的に算出される平均的された界面熱伝達率  $h_{i,ave}$  に適用するため、気泡径分布（気泡数分布）を用いて以下の形で算出した界面熱伝達率の比較を行った。

$$P(D_b) = \frac{n_b(D_b)}{\sum n_b} \quad (4.7)$$

$$h_{i,ave} = \sum P(D_b) h_{i,D_b}$$

$$D_{b,ave} = \sum P(D_b) D_b$$

各相関式に含まれるレイノルズ数、フーリエ数およびヤコブ数は以下の式で表される。

$$\text{Re}_b = \frac{\rho_l u_b D_b}{\mu_l}, \quad \text{Fo}_0 = \frac{a't}{D_{b0}^2}, \quad \text{Ja} = \frac{\rho_l c_p \Delta T}{\rho_g H_{fg}} \quad (4.8)$$

ここで、 $\rho_l$  は水の密度、 $\rho_g$  は蒸気の密度、 $t$  は時間、 $u_b$  は気泡の上昇速度、 $D_b$  は気泡径 ( $D_{b0}$  は  $t=0$  における初期気泡径)、 $a'$  は熱拡散係数、 $H_{fg}$  は潜熱を表す。

表 1 気泡崩壊率と凝縮ヌセルト数に関する従来の相関式

Isenberg and Sidemen	$\beta = (1 - 3/\sqrt{\pi} Ja Re_{b0}^{1/2} Pr^{1/3} Fo_0)^{2/3}$	$Nu_c = \frac{h_c D_b}{k_f} = 1/\pi^{1/2} Re_b^{1/2} Pr^{1/3}$
Zeitoun et al.	$\beta = (1 - 5.67 Re_b^{0.61} \alpha^{0.328} Ja^{0.692} Fo_0) Pr^{0.72}$	$Nu_c = \frac{h_c D_b}{k_f} = 2.04 Re_b^{0.61} \alpha^{0.328} Ja^{-0.308}$
Chen and Mayinger	$\beta = (1 - 0.56 Re_b^{0.7} Pr^{1/2} Ja Fo_0)^{0.9}$	$Nu_c = \frac{h_c D_b}{k_f} = 0.185 Re_b^{0.7} Pr^{1/2} \beta^{0.3}$
G. R. Warriar et al.	$\beta^{2/3} = 1 - 1.8/Re_b^{1/2} Pr^{1/3} Ja Fo_0 [1 - 0.72 Ja^{9/10} Fo_0^{2/3}]$	$Nu_c = \frac{h_c D_b}{k_f} = 0.6 Re_b^{1/2} Pr^{1/3} [1 - 1.20 Ja^{9/10} Fo_0^{2/3}]$
Akiyama	$\beta = (1 - 1.04 Re_b^{0.6} Pr^{1/3} Ja Fo_0)^{1/4}$	$Nu_c = \frac{h_c D_b}{k_f} = 0.37 Re_b^{0.6} Pr^{1/3}$

## 4.3. 実験結果

### 4.3.1. 気泡崩壊率

気泡の凝縮現象を明らかにするため、取得したオリジナル画像から、従来の測定方法を用いて気泡崩壊率  $\beta$  の測定を行った。気泡崩壊率は初期気泡径  $D_{b0}$  に対し凝縮によって減少する気泡径  $D_b$  の比で表される。気泡パラメータの測定はに図 4.1 示す方法を用い画像解析で取得した。取得パラメータは気泡の長軸、短軸直径および気泡の周長さである。気泡の代表径は第 2 章に示した気泡形状パラメータを定義して算出した気泡体積  $V_{abd_p}$  を用い、体積等価径に等しいものとして取り扱った。エトベス数は最大気泡径が流路径 20mm と仮定すれば 65 となり、対象とする気泡形状は楕円から Wobbling 領域内に相当し、 $\log Mo$  は第 2 章で-8、本章で-10 となることから適用が可能となる。また、測定した気泡崩壊率は表 3 に示す従来の相関式と比較した。

サブクール度を変化させ、時間の無次元数であるフーリエ数と気泡崩壊率の関係で表した結果を図 4.2—図 4.6 に示す。サブクール度が 2K の時の場合 (図 4.2)、初期気泡径  $D_b = 1.1$  mm (a) で気泡崩壊率は Isenberg, Akiyama の相関式に一致する。初期気泡径  $D_b = 1.7$  mm (b) では、気泡の寿命が長く、Akiyama の相関式と一致した。それと大きさに差がない初期気泡径  $D_b = 1.9$  mm (c) では気泡の寿命が短く、Warriar の相関式と一致する結果を示した。初期気泡径  $D_b = 3.7$  mm (d) では、Chen, Warriar の相関式に近い値を示した。それに対し、初期気泡径が等しい(e)では Zeitoun の相関式と同様の傾向を示した。このように、初期気泡径が等しくても気泡凝縮による気泡径の減少過程は異なる。また、ほぼ大きさ等しい初期気泡径  $D_b = 4.1$  mm (f)では気泡径はほぼ変化しない傾向を示した。初期気泡径  $D_b = 8.4$  mm (g)では Chen, Warriar の相関式に近い値を示し、相関式の気泡崩壊率の変化量は小さい値を示す。気泡径が十分の大きい初期気泡径  $D_b = 10.5$  mm (h)および 14.0 mm (i)では相関式の崩壊率の変化量は小さく、測定値はそれより大きい値を示す。この条件

では相関式のヤコブ数  $Ja$  が小さい値を示し、その変化量は非常に小さい値を示す特徴がある。サブクール度が 4K の時の気泡崩壊率を図 4.4 に示す。初期気泡径  $D_b = 1.2$  mm (a)において測定値は Isenberg, Akiyama の相関式に一致した。初期気泡径  $D_b = 2.8$  mm (b)では、測定初期で Zeitoun の相関式に一致するが、その後崩壊率の減少量は鈍化するよう特性が変化した。初期気泡径  $D_b = 4.1$  mm (c)では Warriar の相関式に一致し、初期気泡径  $D_b = 4.5$  mm (d)では Zeitoun, Warriar の相関式に一致、また初期気泡径  $D_b = 6.8$  mm (e)では Chen, Zeitoun の相関式に一致し、従来の相関式で十分な予測は行えなかった。それに加え、初期気泡径  $D_b = 5.4$  mm (f)の結果のように気泡が凝縮せず、気泡体積が減少しないものも存在した。サブクール度が 6K の時の気泡崩壊率を図 4.4 に示す。初期気泡径  $D_b = 3.1$  mm (a)では Chen の相関式に一致した。初期気泡径  $D_b = 4.3$  mm (b)では測定値はほぼ 1 の状態を保つ結果となった。気泡径がほぼ同じである初期気泡径  $D_b = 5.0$  mm (c), 5.0 mm (d), 5.3 mm (e), 5.7 mm (f)では Chen の相関式に一致する結果(c), (d), Warriar の相関式に一致する結果(f), いずれの相関式にも一致しない結果(e)を得た。サブクール度が 8K の時の気泡崩壊率を図 4.5 に示す。この条件では大きな気泡は発生せず、ボイド率は小さい値を示す。初期気泡径  $D_b = 0.5$  mm (a)では測定値はほぼ 1 の値を保ち、寿命が長い結果を示した。相関式は比較的早い期間で気泡は消失する。初期気泡径  $D_b = 1.1$  mm (b)では Isenberg, Akiyama の結果に一致する結果を示した。初期気泡径  $D_b = 2.2$  mm (c)も Isenberg, Akiyama の結果に一致し、初期気泡径  $D_b = 3.4$  mm (d)では Warriar の相関式と一致した。サブクール度が 8K の時の気泡崩壊率を図 4.6 に示す。初期気泡径  $D_b = 3.1$  mm (a), 2.5 mm (b), 2.3 mm (c), 2.1 mm (d)では Isenberg, Akiyama の相関式に一致した。初期気泡径  $D_b = 3.0$  mm (e)では Zeitoun の相関式と一致した。初期気泡径  $D_b = 3.0$  mm (f)では気泡径に変化がなく、いずれの相関式に一致しなかった。これら結果より、いずれも気泡径に依存するわけではなく、気泡径の減少量の予測は困難である。また、大きな気泡の崩壊率は相関式より大きくなり、予測より早く凝縮する。相関式の多くは単一の気泡を発生させ、その凝縮過程より崩壊率を算出されている。そのため、本実験のような流動の変化が大きいような条件では適用が困難である。この傾向をレイノルズ数と凝縮ヌセルト数の関係で表したものを図 4.7 に示す。気泡崩壊率の結果より、気泡凝縮は気泡径や気泡周りの条件で大きく変化するため、凝縮ヌセルト数も変化する。図 4.7 (a)はサブクール度 2K の時の結果を示す。従来の相関式はレイノルズ数に依存し、Chen, Akiyama, Warriar, Isenberg の順に高い値を示した。Zeitoun の相関式はボイド率をパラメータに含んでいるため、レイノルズ数のみならずボイド率で凝縮ヌセルト数が決まる。しかし、測定値と比較すると傾向が異なり、測定値は大きく変化する。この傾向はサブクール度が大きくなるほど抑制される。実際サブクール度が 10K の結果図 4.7 (e)では Chen の相関式より測定値が大きくなる傾向は少なくなる。従来の相関式ではサブクール度が小さい条件で気泡径の減少率が小さくなる傾向をもつ。熱伝達、物質伝達の観点から液相と蒸気温度差が小さいほどエネルギー輸送が小さくなる。その一方、熱平衡クオリティがゼロに近いほどボイド率の変化が大きくなる特徴がある。つまり、わずかな流動変化でボイド率が急激に大きく、あるいは小さくなる。そのため、本実験条件ではわずかな時間で気泡の凝縮が活発化する。実際図 3.13 に示すボイド率の変化を鑑みた場合、熱平衡クオリティがゼロに近い条件（サブクール度 2K）でボイド率の変化量が最も大きくなる。この凝縮による気泡径の減少率を評価するため、ボイド率の減少量を表す相変化率の評価を行った。

### 4.3.2. 相変化率

蒸気泡は凝縮により時間の経過と共にその径および体積が減少する。単位時間当たりの蒸気の凝縮量で定義される相変化率は気泡径の変化率  $\beta$  (collapse rate) やボイド率の減少量で算出される。式(4.1)に表した実験で取得したボイド率の変化量で表される相変化率と気泡径の変化率  $\beta$  と実験で取得した気泡数分布を考慮して算出された相変化率を比較した結果を図 4.8 に示す。それぞれの相間式  $\beta$  には  $Fo_0$  が含まれており加熱面から離脱する時の気泡径  $D_{b0}$  からの時間の無次元数で表されている。本実験では加熱面上の気泡径が未知であるため、 $Fo_0$  は位置 0.1D を通過する時の時間をゼロと仮定した。取得した気泡数分布の実験式を用いて算出した気泡径の減少を表した図 3.26 の結果を用いて導いた気泡崩壊率は以下の式で表される。

$$\beta = 1 - 1.1 \text{Re}_{b0}^{0.86} \text{Pr}^{2/3} \text{Ja}^{0.2} \text{Fo} \quad (4.9)$$

これに加え、実験より取得した位置 0.1D の気泡径分布を基点とすることで相変化率を算出した。その結果、測定値が  $\Gamma > 1$  の領域において Warrier, Isenberg の結果は過小評価する傾向を示した。そのため、測定値に対してそれぞれの相関値は小さく、相関が見られない結果となった。測定した相変化が高い領域は気泡数、ボイド率が高く、界面積濃度が大きい条件であるため、相変化率の測定値は高い値を示す。これに対し、これら相関式は気泡周りの液相温度を考慮したひとつの気泡の径の変化率より求められている。しかしながら、気泡周りの攪拌の影響で形状が変形し、増加する気泡界面積を考慮しない相関式を用いて算出した相変化率は測定値より過小評価した。流路内のボイド率を考慮した Zeitoun の相関式は実験値に比較的一致した。式(3.4)を用いて算出した相変化率は図 3.22 (b)に示したように相関値 0.97 で一致した。また、式(4.9)の相関式を用いて算出した相変化率は相関値 0.76 で従来の相関式より良い傾向を示した。

これら算出した相変化率と 0.1D における気泡数分布の測定値を用いてボイド率を算出した結果を図 4.9 に示す。従来の相関式はサブクール度が小さい条件で崩壊率は変化しないため、ボイド率の変化が大きい条件 ( $T_{sub} = 2\text{K}$ ) でボイド率が変化しない結果を示した。また、径が大きい気泡の崩壊率はほぼ 1 を示すため、ボイド率の減少に寄与しなかった。しかしながら、式(3.4)より算出した相変化率を用いて算出したボイド率は測定値と一致した。新たに提案した相関式式(4.9)は径が大きい気泡の崩壊率を考慮することで測定値に近似することができた。熱平衡クオリティがゼロ近傍において、わずかな流動変化で大きくボイド率が変化するため、大きい気泡の崩壊率が重要である。気泡径で変化する崩壊率を表した結果を図 4.10 ( $T_{sub} = 2\text{K}$ )、図 4.11 ( $T_{sub} = 4\text{K}$ )に示す。サブクール度が 2K の場合 (図 4.10)、Zeitoun (a)、Warrier (b)、Isenberg (c)、Chen (d)において小さい気泡径を除いてほぼ気泡径が変化しない。これは先に述べたように、熱伝達は温度差が小さい条件でエネルギー輸送が小さいため、凝縮は行われなため気泡径が変化しない結果となった。図 3.25 の方法と測定した気泡径分布と実験式(3.4)を用いて気泡崩壊率を求めた場合、大きな気泡も凝縮して径が小さくなる結果を示した。径の小さい気泡数と大きい気泡数では大き

な差があるが、大きな気泡の体積占有率が大きいため、この気泡崩壊率の正確な予測がボイド率の減少率に大きく寄与する。この特性を考慮して算出した気泡崩壊率の相関式(4.9)を用いた場合、図 4.10 (g)に示すような気泡崩壊率となり、現象を良く再現している。他の相関式と異なる点はヤコブ数の乗数による影響を小さいことが挙げられる。サブクール度が 4K の場合 (図 4.11), Zeitoun (a), Warriar (b), Isenberg (c)において大きな気泡もわずかに減少するが、測定値(e)と比較すれば十分に小さい。Chen (d)の相関式では他の相関式と比較して、気泡径の減少率は測定値に近い値を示す。

全実験条件において測定値と相関式を用いて予測したボイド率の関係を表した結果を図 4.12 をに示す。Zeitoun (a) の相関式を用いた場合、ボイド率が高い、つまりサブクール度が小さい時、ボイド率は変化しない。ボイド率が小さい時、ボイド率の減少率は測定値に近い傾向を示すが全体的に過大評価する。Warriar (b)の相関式を用いた場合、径の大きい気泡の崩壊率は変化しないため、ボイド率は変化しない。この傾向はほとんどの条件で現れた。Isenberg (c)の相関式を用いた場合、Warriar (b)の結果と同様にボイド率が変化しない。これも径の大きい気泡の崩壊率が変化しないことが原因である。Chen (d)の相関式を用いた場合、Zeitoun (a) の相関式を用いた結果と同様の傾向を示す。いずれの結果も十分にボイド率の減少を予測することは出来なかった。これは径の大きい気泡の崩壊率の変化は小さいため、ボイド率の減少率も小さい。式(4.9)の相関式を用いた場合(e)、径の大きい気泡の減少率を考慮したため、測定値と一致する結果となった。

この相関式を用いることで沸騰流路内におけるボイド率の予測が可能となる。ここに示した気泡凝縮は気泡界面を通して行われるため、式(4.2)に示すように界面熱伝達率で界面積当たりの凝縮量で評価を行うものとする。

### 4.3.3. 界面熱伝達率

平均界面熱伝達率は相変化率に界面積濃度と飽和温度とバルク層の温度差 (式(4.3)–(4.6)) より算出した。この関係より、平均界面熱伝達率は界面積濃度に依存する。気泡形状を球形、楕円形近似して算出されているため、G. R. Warriar, Isenberg, Chen and Mayinger の界面熱伝達率の相関式には気泡界面積に関するパラメータが含まれていない。Zeitoun の界面積濃度の相関式 ( $a_i = 556.4\alpha^{0.74}$ ) にはボイド率がパラメータとして含まれており<sup>(4.6)</sup>、界面熱伝達率の相関式にもボイド率が含まれている。そのため、潜在的に界面熱伝達率の相関式に界面積濃度が含まれている。これが影響し、空間的な変化およびボイド率の変化による界面熱伝達率が算出できる。この傾向を基に以下のように新たな実験相関式を考えた。ザウター平均気泡径 (Sauter mean diameter) と界面積濃度の関係式  $a_i = \alpha(A_b / V_b) = 6.0 / D_{sm}$  を考える、球形近似した気泡体積  $V_b = 1/6\pi D_b^3$ 、と表面積  $A_b = \pi D_b^2$  を考える。実際、気泡上昇や流動の影響で体積は同じであっても気泡の歪みなどで気泡界面積は増加する。この球形で算出した界面積とそれより増大する気泡界面積の増大率  $\epsilon$  を用いて界面積濃度と気泡径の関係を表せば次の形となる。

$$\varepsilon = \frac{a_i D_b}{6\alpha} \quad (4.10)$$

この関係を用い、測定値の結果を考慮したヌセルト数の実験相間式は以下の形となる。

$$Nu_c = \frac{h_c D_b}{k_l} = 0.75 Re_b^{0.6} \alpha^{0.35} Ja^{-1/5} Pr_l^{1/3} \left( \frac{a_i D_b}{6\alpha_i} \right)^{-1/4} \quad (4.11)$$

測定値、上に示した相関式と従来の相関式を用いて算出した界面熱伝達率を比較した結果を **図 4.13**, **図 4.14**, **図 4.15**, **図 4.16** に示す。従来の相関式を用いる場合、気泡径をパラメータにしたヌセルト数の関係式に実験より取得した気泡数分布を考慮することで**式(4.7)**の形で平均界面熱伝達率を算出した。

**図 4.13** にサブクール度 4 K, 流量 250 kg/m<sup>2</sup>s とし, 熱流束を 100 – 300 kW/m<sup>2</sup> で変化させた時の平均界面熱伝達率の結果を示す。測定値は位置で界面熱伝達率が変化し, 気泡数やボイド率に依存する。界面熱伝達率は相変化率, つまりボイド率の減少量に依存するため, ボイド率分布で変化量が大きいボイド率が高い領域で比較的高くなる。その一方,, 熱流束が 100 および 150 kW/m<sup>2</sup> で高くなる傾向を示した。これはボイド率の減少に伴い, 界面積濃度が減少したため, 界面熱伝達率が増加したことが考えられる。相関式で表した場合, それぞれが違う傾向を示す。いずれの相関式も気泡径が小さいと界面熱伝達率は大きくなる傾向がある。そのため, 平均界面熱伝達率は気泡数の割合で決定する。界面熱伝達率がボイド率, 気泡数, 時間に依存しない Chen, Isenberg の相関式の結果は径の小さい気泡の割合が大きくなる低ボイド率領域でわずかに平均界面熱伝達率は増加する。逆に, 界面熱伝達率がボイド率, 気泡数, 時間の増加に伴い減少する Zeitoun, Warriar および**相関式(4.11)**はその下流で平均界面熱伝達率が変化する。

**図 4.14** に流量 250 kg/m<sup>2</sup>s, 熱流束を 300 kW/m<sup>2</sup> とし, サブクール度を 2 – 10 K で変化させた時の平均界面熱伝達率の結果を示す。測定値はボイド率が高い領域で高い値を示すが, その領域以外では平均界面熱伝達率は 15 – 25 kW/m<sup>2</sup>K に漸近する傾向を示した。平均ボイド率の結果において, サブクール度が低い条件でその減少量が大きくなるため, サブクール度が低い条件で平均界面熱伝達率は高くなる。その一方, ボイド率が低い条件では界面積濃度も小さくなるため, 界面熱伝達率が極端に小さくなることはない。実際, サブクール度が高い条件では大きな気泡は発生せず, 径の小さい気泡が支配的になるため, 第 3 章で示したようにボイド率と界面積濃度は小さい値を示す。ボイド率をパラメータに含む Zeitoun の相関式はボイド率が高い条件で高い界面熱伝達率を示す。そのため, 低サブクール度条件で測定値と同様の傾向を示した。その一方, 高サブクール度条件でボイド率が低い時, 測定値より低くなる結果となった。Zeitoun の相関式以外ではサブクール度に依存することなくそれぞれが一定の値を示した。Chen の相関式は流動条件に関わらずおおよそ 30 kW/m<sup>2</sup>K, Warriar, Isenberg は共に 15 kW/m<sup>2</sup>K 相当の値を示した。

図 4.15 にサブクール度 4 K, 熱流束  $300 \text{ kW/m}^2$  とし, 流束を  $100 - 1000 \text{ kg/m}^2\text{s}$  で変化させた時の結果を示す. この条件の平均ボイド率は流量に大きく依存せず, 同様の傾向でボイド率は減少する. いずれの測定値も平均界面熱伝達率  $40 \text{ kW/m}^2\text{K}$  から  $20 \text{ kW/m}^2\text{K}$  へ遷移し, 気泡上昇に伴い界面熱伝達率は減少する. Zeitoun および**相関式(4.11)**はこれを比較的再現する相関式である. 界面熱伝達率はボイド率の減少量で決定つまり相変化率で変化するため, 相関式にボイド率を含むこの二つの相関式は現象を再現している. その一方, 示した他の相関式は気泡上昇, 流量変化による界面熱伝達率に大きな変化はみられない. 図 4.16 はサブクール度を 6K で流量を変化させた時の結果を示す. 測定値は気泡上昇に伴い, 平均界面熱伝達率  $20 \text{ kW/m}^2\text{K}$  から  $10 \text{ kW/m}^2\text{K}$  へ遷移する. ボイド率をパラメータを含む Zeitoun の相関式は測定値と同様の傾向を示し, **相関式(4.11)**は測定値よりわずかに過大評価する. 高流量条件で Isenberg の相関式は測定値と一致し, Warriar, Chen の相関式は気泡上昇に伴い, 界面熱伝達率はわずかに増加する結果を示した. Isenberg の相関式はフーリエ数がパラメータに含まれており, 時間経過と共に界面熱伝達率は減少する. 気泡数は上昇と共に減少し, 径の大きい気泡の存在確率は減少するため, 径の小さい気泡の界面熱伝達率が支配的になり, その平均値はわずかに大きくなる傾向が Warriar, Chen の相関式を用いた結果の原因である. 以上の結果より, 界面熱伝達率の測定値は位置, 局所ボイド率, 界面積濃度に依存する. 実験条件で適用した界面熱伝達率の相関式に関して次のように考察した.

Zeitoun の相関式はボイド率が考慮されており, ボイド率が高い条件では径の大きい気泡のヌセルト数が大きく, ボイド率の減少と共にそのヌセルト数は小さくなる. 一般的に, 径の小さい気泡の界面熱伝達率は高い値をもつが, ボイド率が高く径の大きい気泡のほうがボイド率の小さく径の小さい気泡より高い界面熱伝達率を示した. このようにボイド率に依存する界面熱伝達率が考慮されており, 本実験では測定値と比較的一致する結果を示した. そのため, 下流へ遷移し, 気泡数, ボイド率が減少すると平均界面熱伝達率も減少する. その一方, ボイド率が小さい条件では測定値より過小評価する特性ももつ. 測定値との誤差は $\pm 55.7\%$ となる.

G. R. Warriar の相関式は Fo 数が含まれており, 時間で界面熱伝達率が変化する特徴をもつ. Fo 数は時間の経過と共に増加し, 特に径の小さい気泡のヌセルト数と界面熱伝達率は減少する. そのため, 時間は経過により下流では小さい気泡数が多くなるため, 平均界面熱伝達率が減少する. ただし, いくつかの条件において算出した平均界面熱伝達率は測定値より過小評価する傾向が確認できた. 測定値との測定誤差は $\pm 68.4\%$ となる.

Isenberg and Sidemen の相関式は気泡速度が考慮されており, 流速の変化でヌセルト数が変化する. 本条件では径の小さい気泡数の割合が多くなる下流で, 平均界面熱伝達率が増加する傾向を示す. その誤差は $\pm 68.4\%$ となる.

Chen and Mayinger の相関式は気泡速度が考慮されており, ボイド率, 界面積濃度などのパラメータが含まれていない. そのため, 時間経過やボイド率の変化に対してヌセルト数, 界面熱伝達率は変化しないため, 平均界面熱伝達率は気泡数分布に依存する. 下流では径の小さい気泡数の割合が大きくなるため, 平均界面熱伝達率はわずかに増加する傾向を示す. 全体的にそのヌセルト

数は Isenberg and Sidemen の相関式のものより大きいため、平均界面熱伝達率は他の結果より大きい傾向を示す。その誤差は測定値に対して $\pm 75.7\%$ となる。

ヌセルト数や界面熱伝達率はボイド率、界面積濃度といったパラメータを考慮する必要がある。本実験で示した実験相関式はこれらパラメータを考慮したものである。相関式(4.11)より取得した平均界面熱伝達率は測定値に対して $\pm 48.9\%$ の誤差となった。

気泡凝縮は気泡周りの液相流れで決定するため、従来の凝縮ヌセルト数の相関式は気泡レイノルズ数が含まれている。この関係を明らかにするため、気泡数分布から算出した平均気泡径を用いて算出した気泡レイノルズ数と凝縮ヌセルト数の関係を図 4.17 に示す。気泡凝縮の凝縮ヌセルト数に関する相関式はいくつか存在するが、それぞれが違う傾向が違う。また、単一の気泡で評価した(ボイド率を考慮しない)実験では凝縮ヌセルト数は気泡レイノルズ数に大きく依存する。この結果は図に示すように Warriar, Isenberg および Chen の相関式は気泡レイノルズ数の増加に伴い、凝縮ヌセルト数は増加する。気泡レイノルズ数は気泡数分布より算出されているため、ボイド率が小さく、径の小さい気泡数が多い時、平均気泡径および気泡レイノルズ数は小さくなる。この領域では熱平衡クオリティが小さく、かつヤコブ数は大きくなり、サブクール度が相対的に大きくなる条件であるため、従来のモデルでは気泡凝縮が促進する条件である。従来の相関式と比較し、Chen の相関式は過大評価するがそれぞれ測定値と同様に、気泡レイノルズ数に依存する傾向を示す。これに対し、気泡レイノルズ数が高い条件、つまり径の大きい気泡が存在するサブクール度が低い条件では、気相と液相の温度差が小さいため、従来のモデルでは気泡凝縮が抑制される。ボイド率測定による熱平衡クオリティ、実効クオリティの関係を示した研究(4.7), (4.8)において、熱平衡クオリティがゼロ近傍でボイド率が急激に増加する結果があり、これを考慮すればわずかな流動変化で大きくボイド率が減少する。ボイド率が高く、径の大きい気泡が存在する高気泡レイノルズ数条件では凝縮ヌセルト数が大きくなる結果が測定値で現れた。同じ現象であっても逆のモデルで表された Chen の相関式は比較的高い界面熱伝達率を示すため測定値の近い値を示すが、Warriar, Isenberg は過小評価する結果となった。これに対し Zeitoun, および相関式(4.11)は気泡レイノルズ数に依存するが、高ボイド率条件であっても測定値と同様の傾向を示す。

ここに表したヌセルト数の正確さを明らかにするため、測定したヌセルト数と相関式で算出したヌセルト数の比較結果を図 4.18 に示す。Zeitoun (a)の相関式は測定値よりわずかに過小評価する傾向があるが、ボイド率に依存するため、ボイド率が高い領域であっても測定値と相関( $R^2 = 0.85$ )が確認できた。Warriar (b), Isenberg (c)の相関式は低レイノルズ数、低ボイド率では一致するが、高レイノルズ率、高ボイド率で過小評価するため Zeitoun の相関値より低い値を示した( $R^2 = 0.65$ )。この結果は平均界面熱伝達率の結果同様に、相関式にボイド率を含んでいないためである。Chen (d)の相関式は他の相関式に対して高いヌセルト数を示す傾向があり、低ボイド率条件で過大評価する。この相関式もボイド率をパラメータに含んでいないため、Zeitoun の相関値より低い値を示した( $R^2 = 0.66$ )。相関式(4.11)の相関式は Zeitoun の相関式同様にボイド率をパラメータに含み、低サブクール度条件でも一致する傾向があるが、測定値で凝縮ヌセルト数が小さい条件で界面熱伝達率を過大評価する傾向( $R^2 = 0.82$ )がある。

## 4.4.本章のまとめ

サブクール沸騰において気泡離脱点以降の領域でボイド率が急激に上昇し、様々な径をもつ気泡が存在するため、ボイド率とその変化を予測するには、気泡の凝縮量を決定する界面熱伝達率を精度良く求める必要がある。この評価に従来、サブクール水中内の単一気泡の気泡体積の変化を気泡崩壊率、界面熱伝達率、凝縮ヌセルト数で評価されている。気泡崩壊率は気泡径が時間に依存してどれだけ体積が減少したかを表すパラメータであり、画像解析を用いた研究が行われている。しかし、その気泡崩壊率を表す相関式は多く存在するが、実験条件が同じであっても用いる相関式でその傾向が違い、大きくばらつく傾向がある。同様に凝縮ヌセルト数、界面熱伝達率に関しても、その相関式で傾向が変わり、広くばらつく傾向がある。それら相関式は作動流体の違いや対象とする気泡の大きさ、気泡周りの流れの有無で決定するため、本研究で対象とするサブクール沸騰条件における適用性を明らかにする必要があるため、従来の実験方法と第2章の体積算出方法を用いた気泡凝縮の評価と第3章で明らかにした気泡数分布から気泡崩壊率、界面熱伝達率の算出を目的とし、以下の結果を得た。

- ・ 従来の実験と同じように、画像で取得した気泡の形状を楕円体と仮定して算出した気泡径の変化より気泡径の変化率を表す気泡崩壊率の測定を行った結果、同じ初期気泡径であってもその気泡ごとに傾向が違い、従来相関式に一致するものやいずれの傾向とも一致しない結果を得た。サブクール沸騰のように局所で流れや温度が変化する流れでは、気泡崩壊率は気泡径に依存するだけでなく、気泡径の減少量の予測は困難である。熱平衡クオリティが高い ( $T_{sub} = 2\text{ K}$ ) ような条件で確認できる径の大きい気泡の崩壊率は相関式より大きくなり、予測より早く凝縮する。従来相関式は単一気泡をサブクール水に入射・発生させる実験であるため、サブクール度が大きい条件で気泡径の減少率が大きくなる傾向を示す。これは熱伝達、物質伝達の観点から液相と蒸気温度差が小さいほどエネルギー輸送が小さくなるためである。その一方、サブクール沸騰では熱平衡クオリティがゼロに近いほどボイド率の変化が大きくなる特徴がある。つまり、わずかな流動変化でボイド率が急激に大きく、あるいは小さくなる。そのため、サブクール沸騰のような流動の変化が大きいような条件では適用が困難である。
- ・ 蒸気泡は凝縮により時間の経過と共にその径および体積が減少する。単位時間当たりの蒸気の凝縮量で定義される相変化率は気泡径の変化率  $\beta$  (collapse rate) やボイド率の減少量で算出される。測定では測定位置に対するボイド率を示したため、この結果を測定値とした。第3章で示した気泡数分布と気泡径の変化を用いて気泡崩壊率の算出を行った。ここに示した気泡崩壊率はフーリエ数、気泡レイノルズ数、プラントル数およびヤコブ数をパラメータとし、特にヤコブ数の変化による影響を小さくしたことが従来相関式と異なる点である。この相関式と従来相関式を比較した結果、サブクール度が小さい条件における径の大きい気泡径の変化率が従来ものより大きくなる傾向がある。サブクール沸騰中熱平衡クオリティがゼロ近傍でボイド率の変化が大きくなることをモデル化した相関式である。位置  $0.1D$  における

気泡数分布とこれを構成する各気泡径に対し、気泡崩壊率で凝縮による気泡径の減少とその時のボイド率を表せば、従来の相関式は径の大きい気泡減少率が小さくボイド率が変化しない結果に対し、提案した相関式は測定値と一致する結果を示した。これより従来の相関式を用いてサブクール沸騰においてボイド率の減少を予測することは困難であり、提案した相関式は適用性があるといえる。

- 本実験で凝縮ヌセルト数や界面熱伝達率の測定値はボイド率の減少から算出された。その一方、従来の相関式において、単一の気泡の凝縮量で表しているため、沸騰流路内の気泡凝縮を表していない。界面熱伝達率の測定値と従来の相関式より算出した値を比較するため、気泡数分布を用いて界面熱伝達率の平均値を算出することで比較を行った。測定値は流動でその値が変化し、ボイド率が高い条件で最も界面熱伝達率が大きくなる。この領域におけるボイド率の減少量が多いことから予測できる。しかし、このボイド率の減少量は界面積濃度が大きいことも原因に挙げられ、界面積が大きいと凝縮量も大きくなる。この関係から、本章で提案した相関式はボイド率と界面積濃
- 度をパラメータに加えて凝縮ヌセルト数を表した。その結果、測定値に対して $\pm 48.9\%$ の精度で一致した。Zeitoun の相関式はボイド率が考慮されており、ボイド率が高い条件では径の大きい気泡のヌセルト数が大きく、ボイド率の減少と共にそのヌセルト数は小さくなる。この傾向は測定値と同様の傾向を示すため $\pm 55.7\%$ の精度をもつが、低ボイド率条件で過小評価する傾向がある。Fo 数を含む G. R. Warrier の相関式は時間で界面熱伝達率が減少する傾向を示すが、測定値より過小評価するため $\pm 68.4\%$ の精度となる。Isenberg, Chen の相関式はボイド率に関わらずほぼ一定の傾向を示ため、気泡数分布に依存して界面熱伝達率が変化した。Chen の相関式は過大評価し、Isenberg の相関式は過小評価するため、ともに $\pm 68.4\%$ の精度となった。

以上に述べたように高サブクール度で高い界面熱伝達率を示す単一気泡の凝縮とボイド率が急激に増加するサブクール沸騰領域の気泡凝縮は現象が異なることから従来の相関式を用いてサブクール沸騰中の気泡凝縮を評価することは困難である。本章では、この領域に最適な気泡崩壊率と凝縮ヌセルト数に関する相関式を提案し、測定値と比較することでその適用性を示した。

## 〈参考文献〉

- (4.1) J. Isenberg, S. Sideman, Direct contact heat transfer with change of phase: bubble condensation in immiscible liquid, *Int. J. Heat Mass Trans.*, Vol. 13, (1970), pp. 997-1011.
- (4.2) Y. M. Chen, F. Mayinger, Measurement of heat transfer at phase interface of condensing bubbles, *Int. J. Multiphase Flow*, Vol. 18, (1992), pp. 877-890.
- (4.3) G. R. Warriar, N. Basu, V. K. Dhir, Interfacial heat transfer during subcooled flow boiling, *Int. J. Heat Mass Trans.*, Vol. 45, (2002), pp. 3947-3959.
- (4.4) S. J. Kim, G. C. Park, Interfacial heat transfer of condensing bubble in subcooled boiling flow at low pressure, *Int. J. Heat Mass Trans.*, Vol. 54, (2011), pp. 2962-2974.
- (4.5) O. Zeitoun, M. Shoukri, V. Chatoorgoon, Interfacial heat transfer between stream bubbles and subcooled water in vertical upward flow, *Trans. ASME J. Heat Trans.*, Vol. 117, (1995), pp. 402-407.
- (4.6) O. Zeitoun, M. Shoukri, V. Chatoorgoon, Measurement of interfacial concentration in subcooled liquid – vapour flow, *Nucl. Eng. Des.*, Vol. 152 (1994), pp. 243-255
- (4.7) S. Levy, Forced convection subcooled boiling – Prediction of vapor volumetric fraction, *Int. J. Heat and Mass Transfer*, Vol.10, (1967), pp.951-965
- (4.8) S. Y. Ahmad, Axial distribution of bulk temperature and void fraction in a heated channel with inlet subcooling, *J. of heat Transfer, Trans. ASME*, Vol.92, (1970), pp595-609

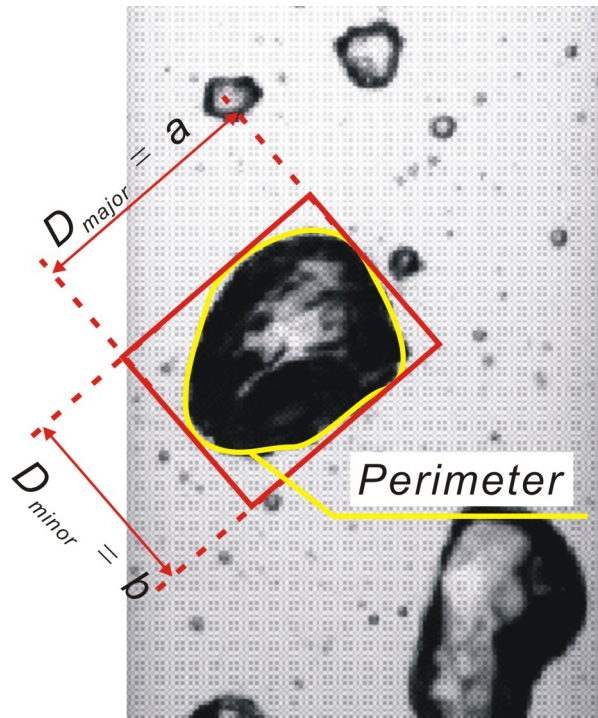


図 4.1 気泡の楕円近似

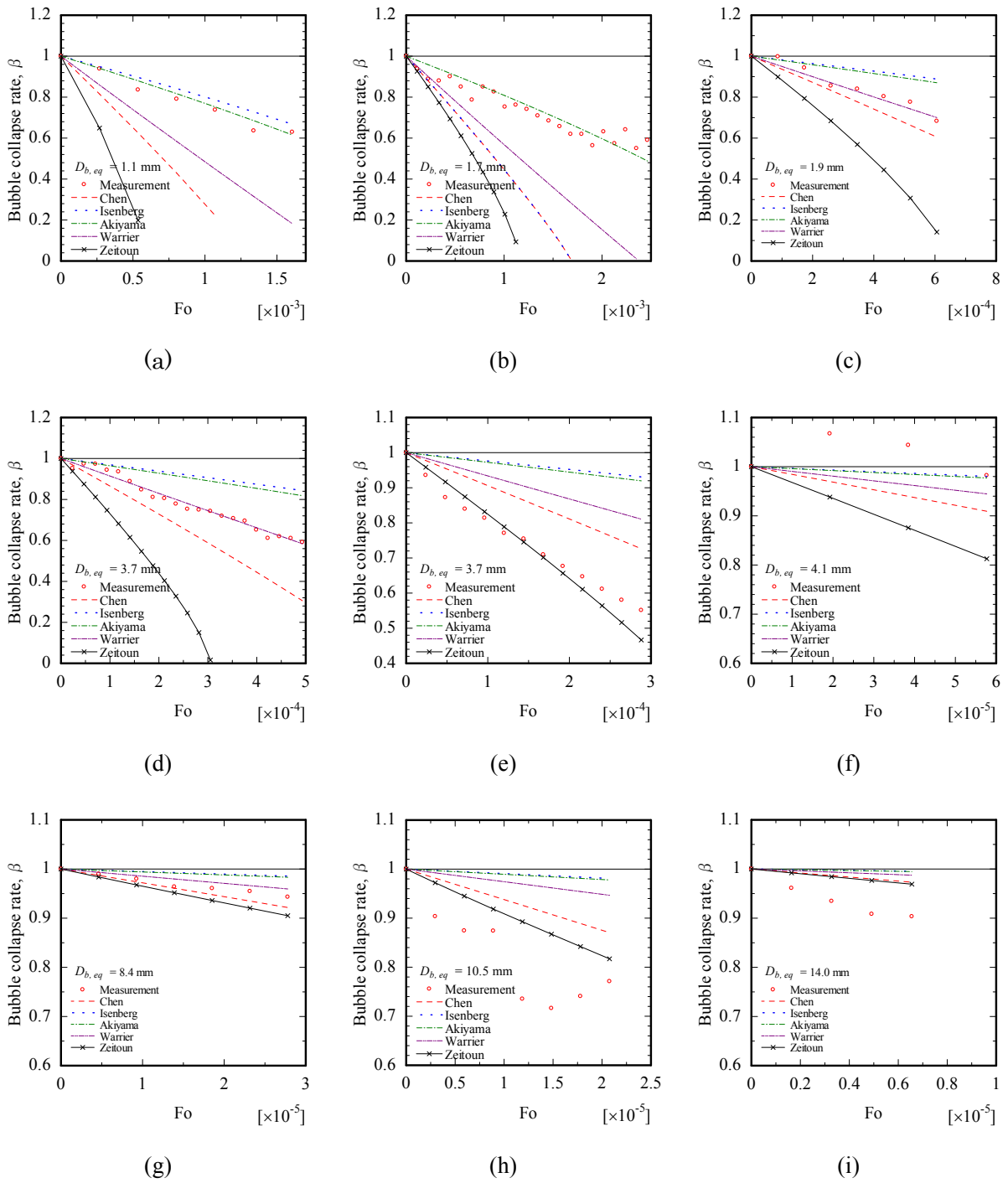
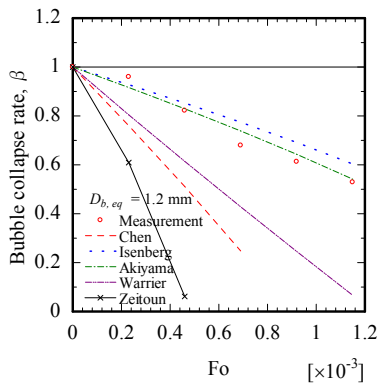
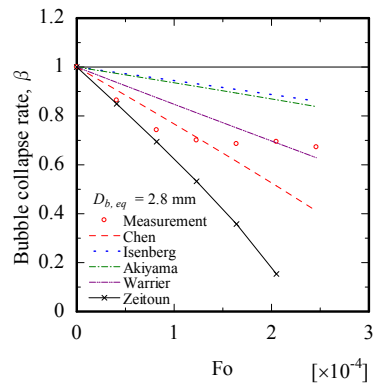


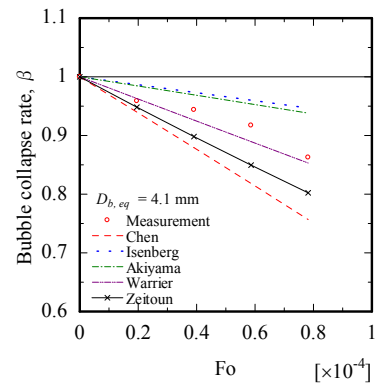
図 4.2 サブクール度 2K における気泡崩壊率



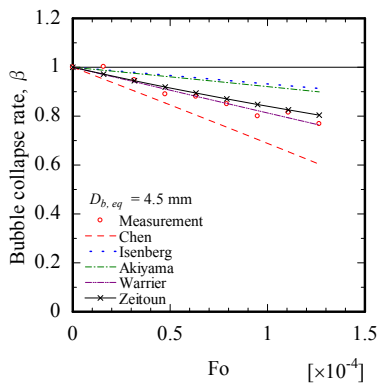
(a)



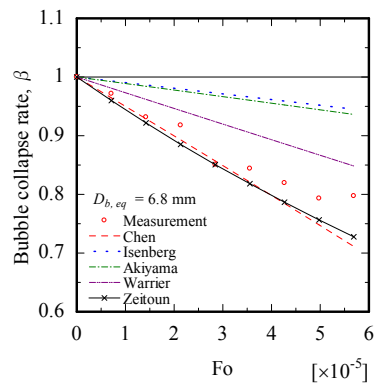
(b)



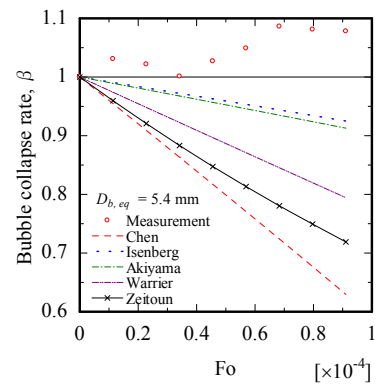
(c)



(d)

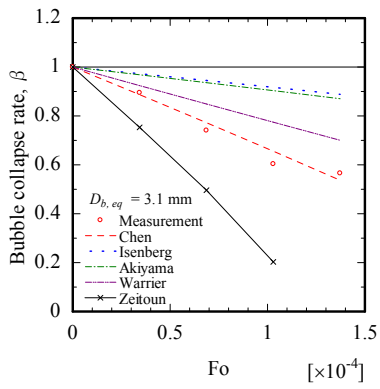


(e)

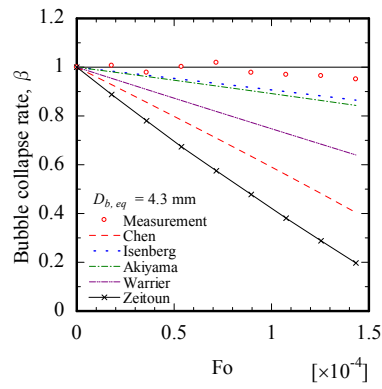


(f)

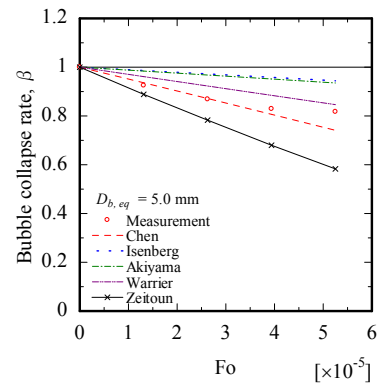
図 4.3 サブクール度 4K における気泡崩壊率



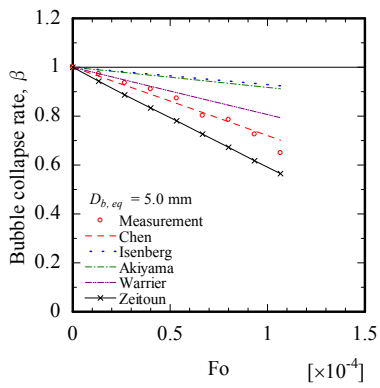
(a)



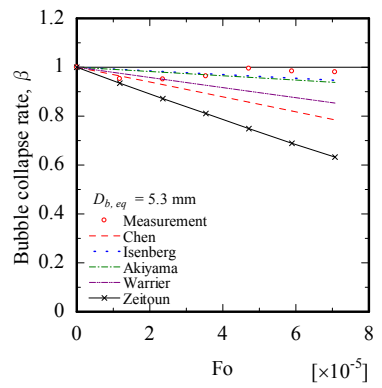
(b)



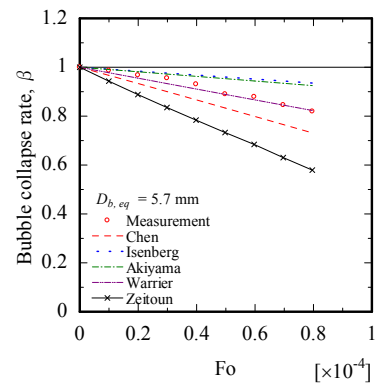
(c)



(d)

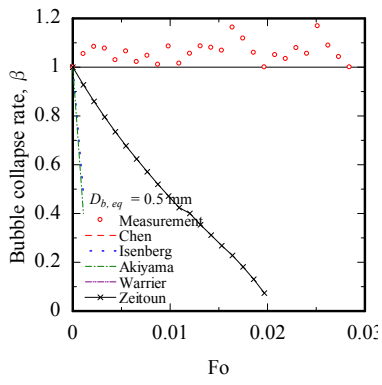


(e)

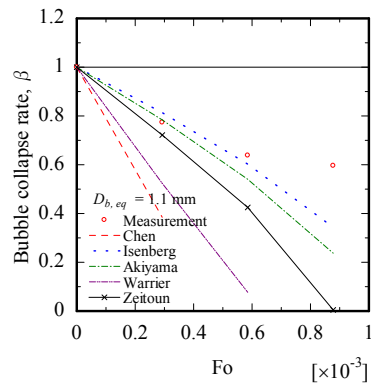


(f)

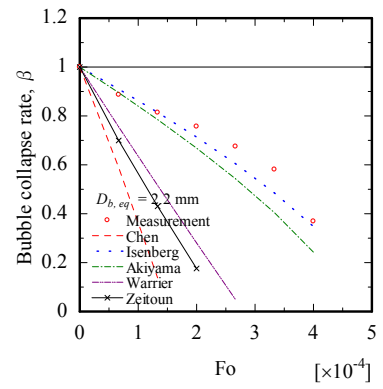
図 4.4 サブクール度 6K における気泡崩壊率



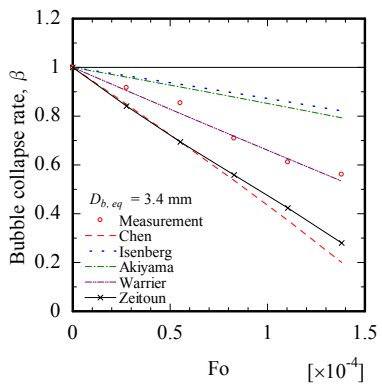
(a)



(b)

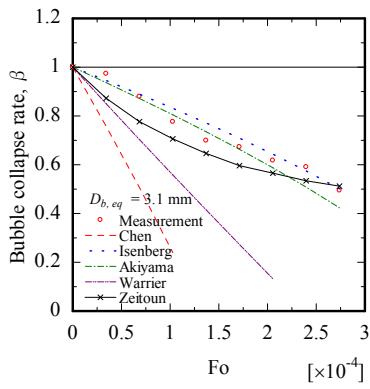


(c)

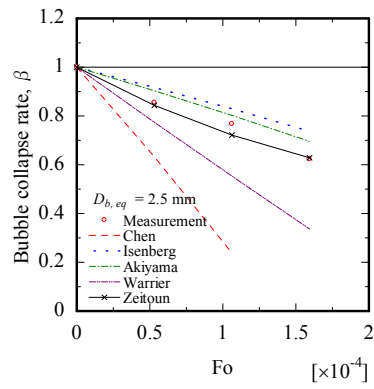


(d)

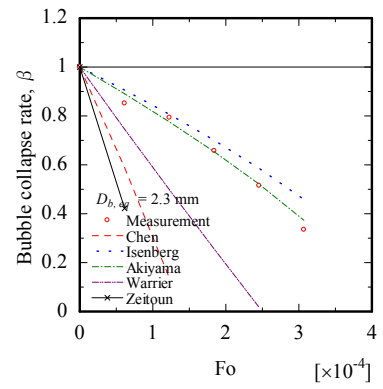
図 4.5 サブクール度 8K における気泡崩壊率



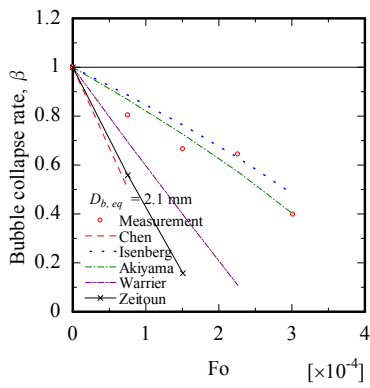
(a)



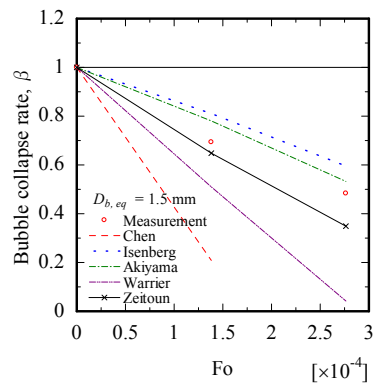
(b)



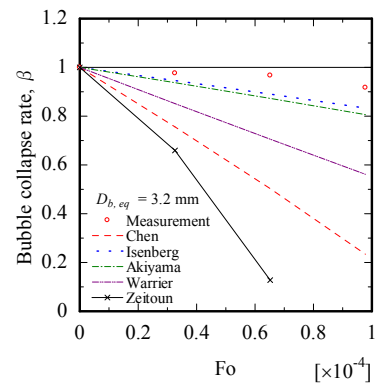
(c)



(d)

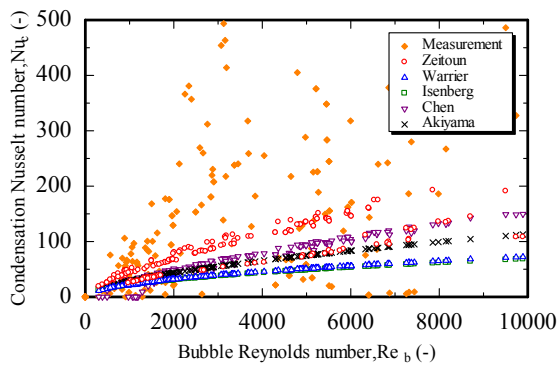


(e)

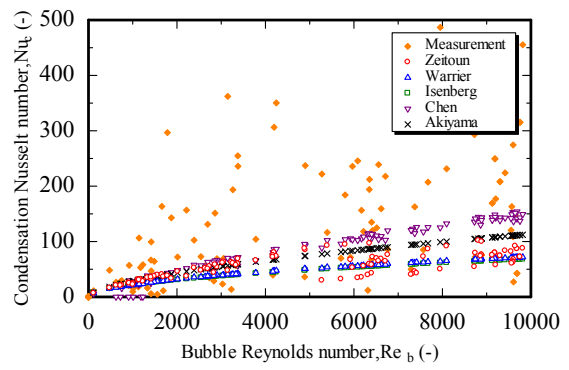


(f)

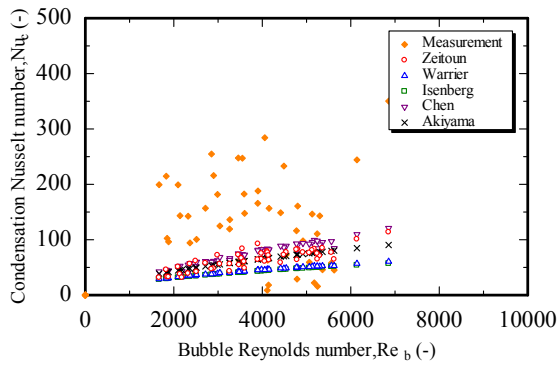
図 4.6 サブクール度 10K における気泡崩壊率



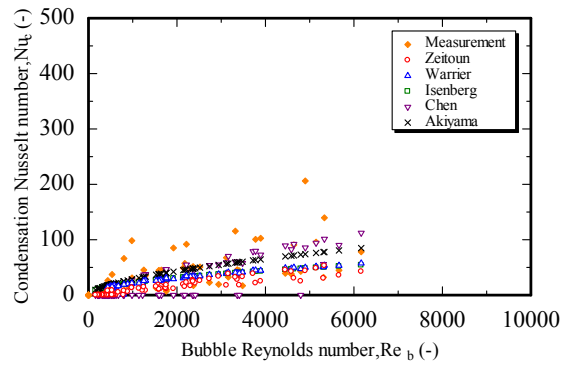
(a) Subcooling of 2 K



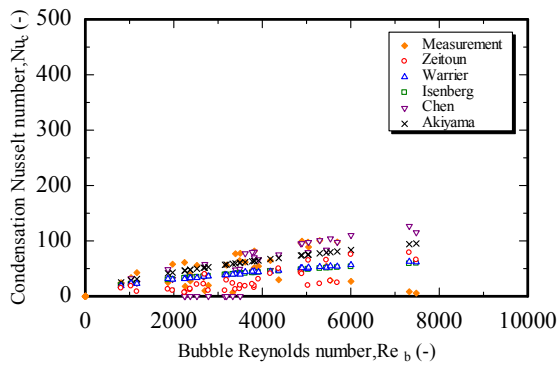
(b) Subcooling of 4 K



(c) Subcooling of 6 K



(d) Subcooling of 8 K



(e) Subcooling of 10 K

図 4.7 気泡レイノルズ数と凝縮ヌセルト数の関係

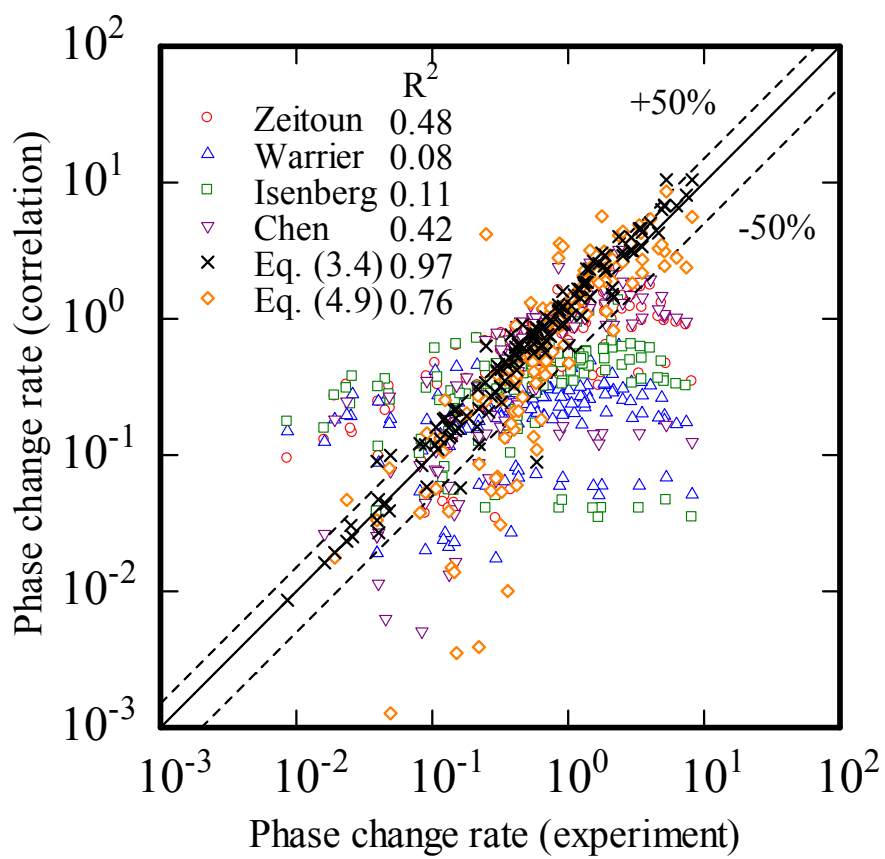
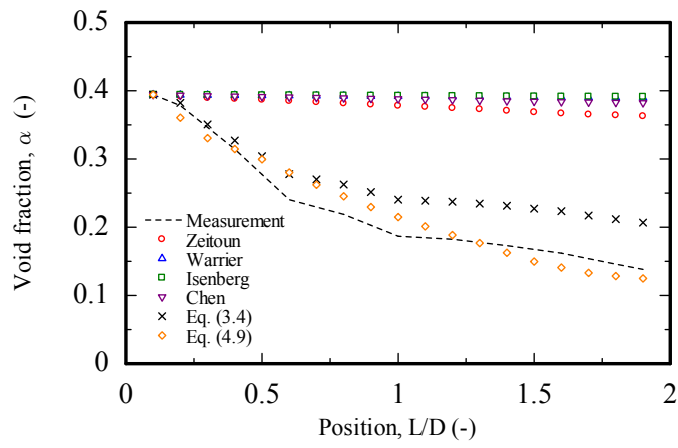
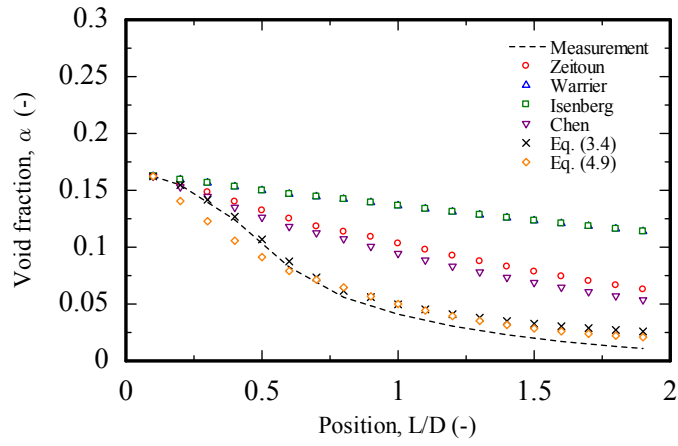


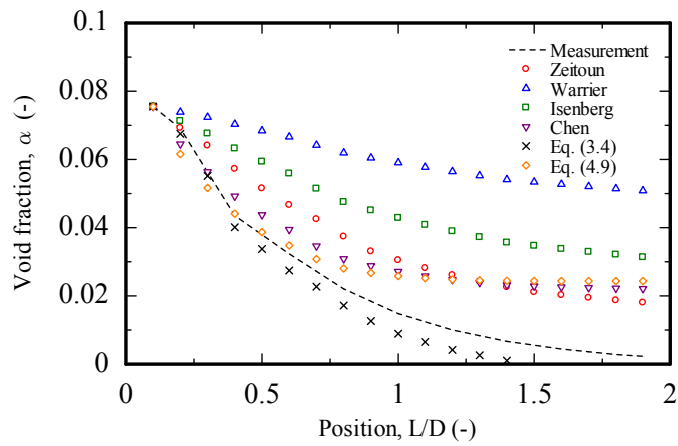
図 4.8 相変化率の測定と相関式の比較



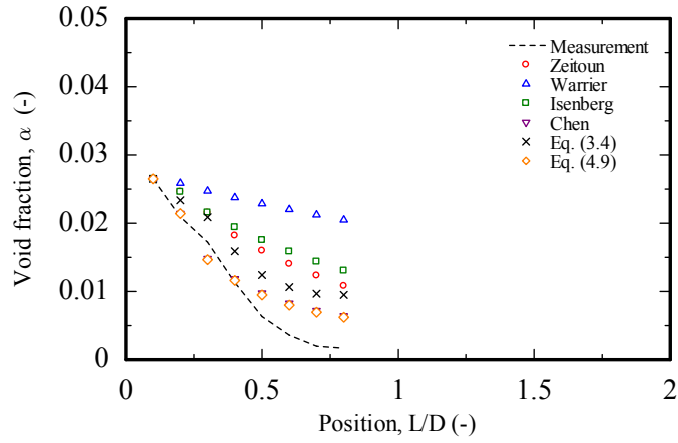
(a) Subcooling of 2 K



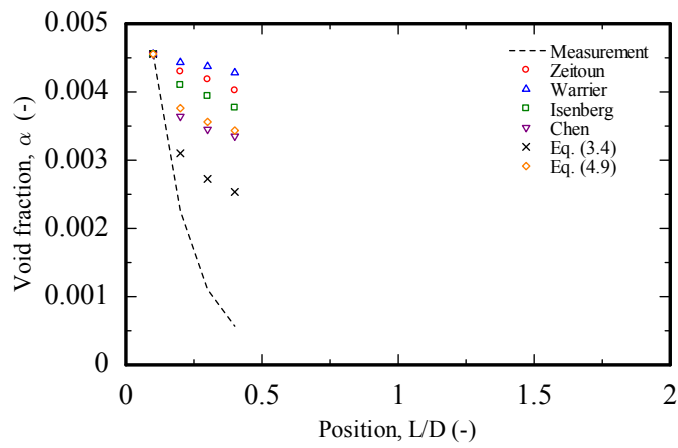
(b) Subcooling of 4 K



(c) Subcooling of 6 K

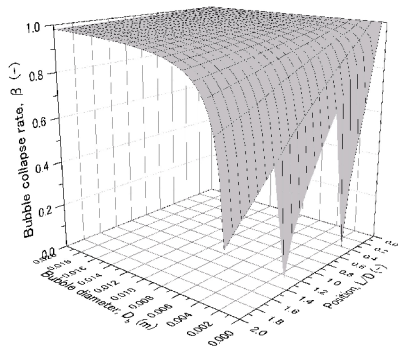


(d) Subcooling of 8 K

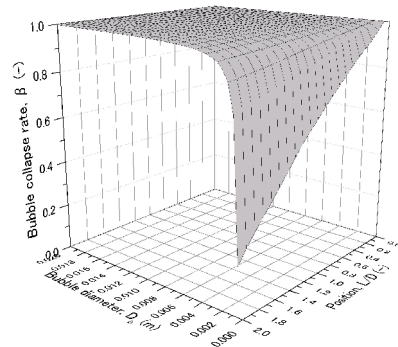


(e) Subcooling of 10 K

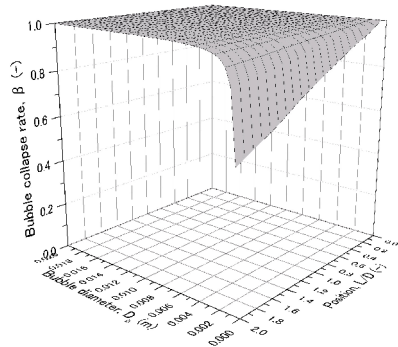
図 4.9 位置 0.1D の気泡数分布と相変化率を用いて算出したボイド率の比較結果



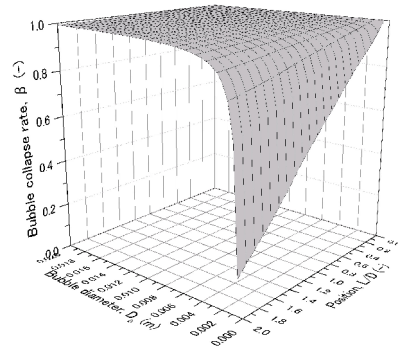
(a) Zeitoun



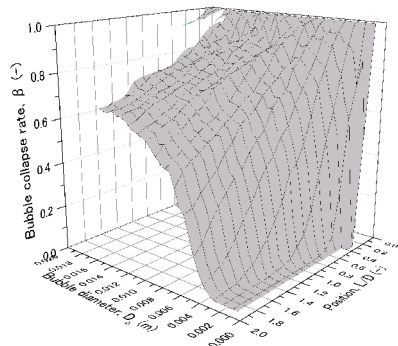
(b) Warrior



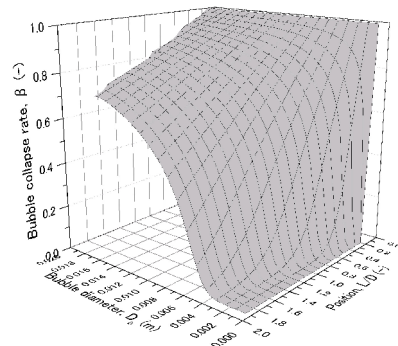
(c) Isenberg



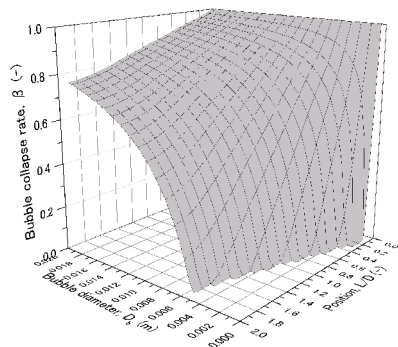
(d) Chen



(e) measurement

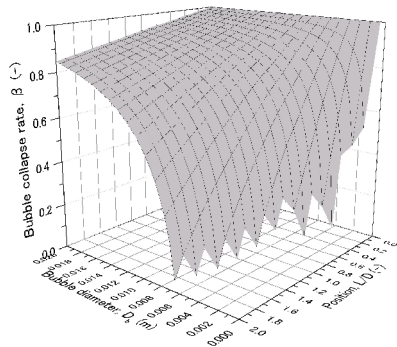


(f) Experimental equation of bubble number

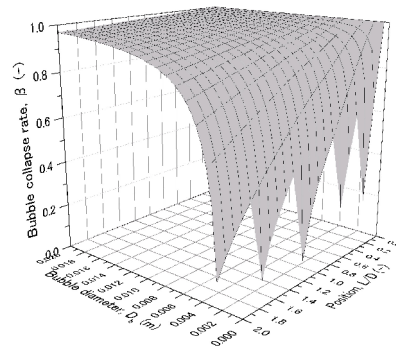


(g) Equation (4.9)

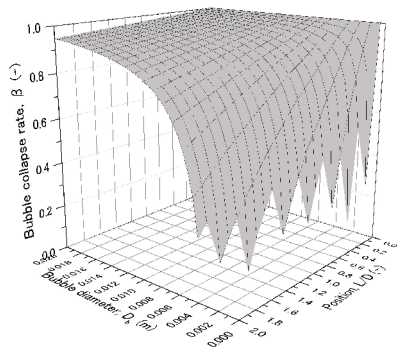
図 4.10 サブクール度 2 K における気泡崩壊率  $\beta$



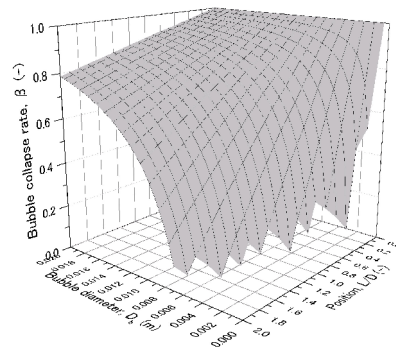
(a) Zeitoun



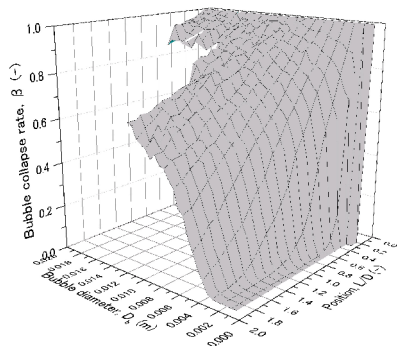
(b) Warrior



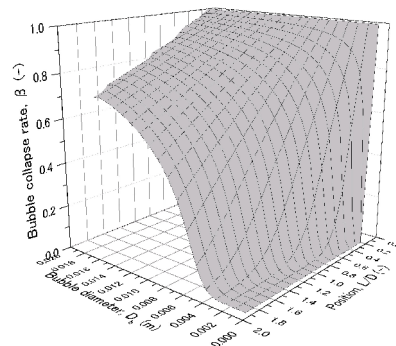
(c) Isenberg



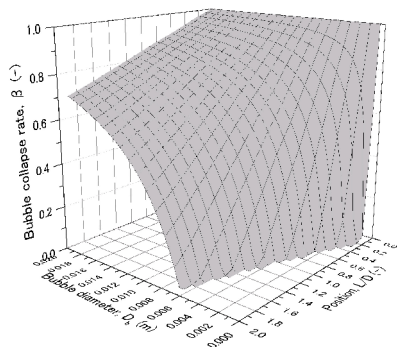
(d) Chen



(e) measurement

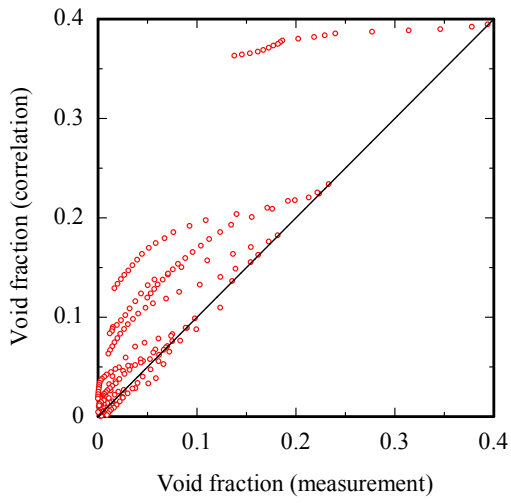


(f) Experimental equation of bubble number

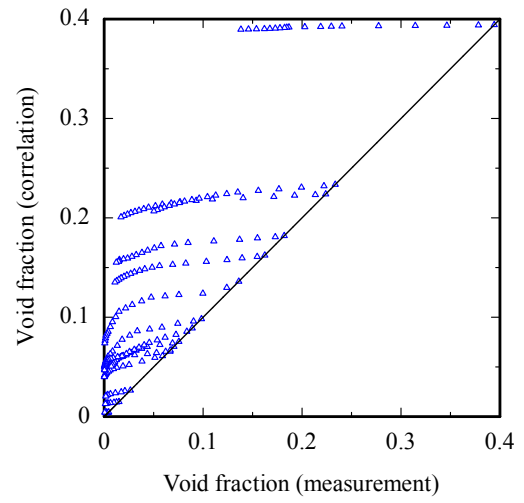


(g) Equation (4.9)

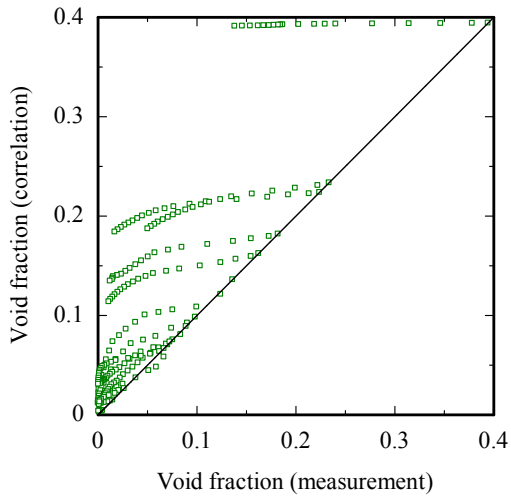
図 4.11 サブクール度 4 K における気泡崩壊率  $\beta$



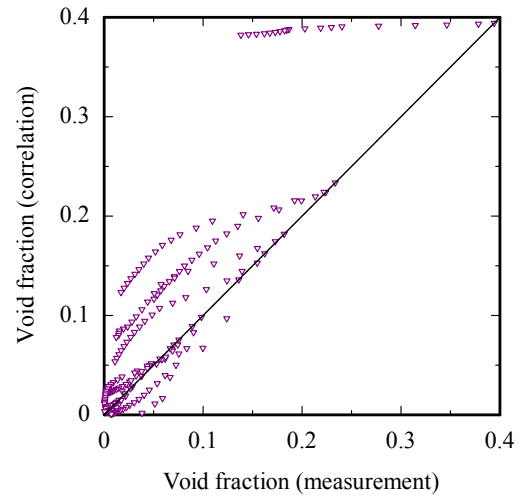
(a) Zeitoun



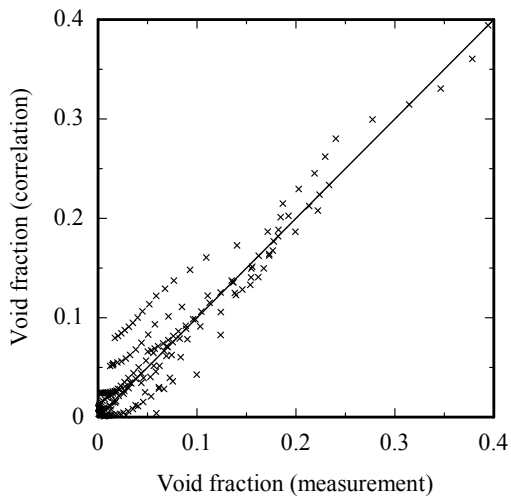
(b) Warrior



(c) Isenberg



(d) Chen



(e) Correlation equation of bubble collapse rate

図 4.12 1D の気泡数分布と気泡崩壊率より算出したボイド率と測定値の比較結果

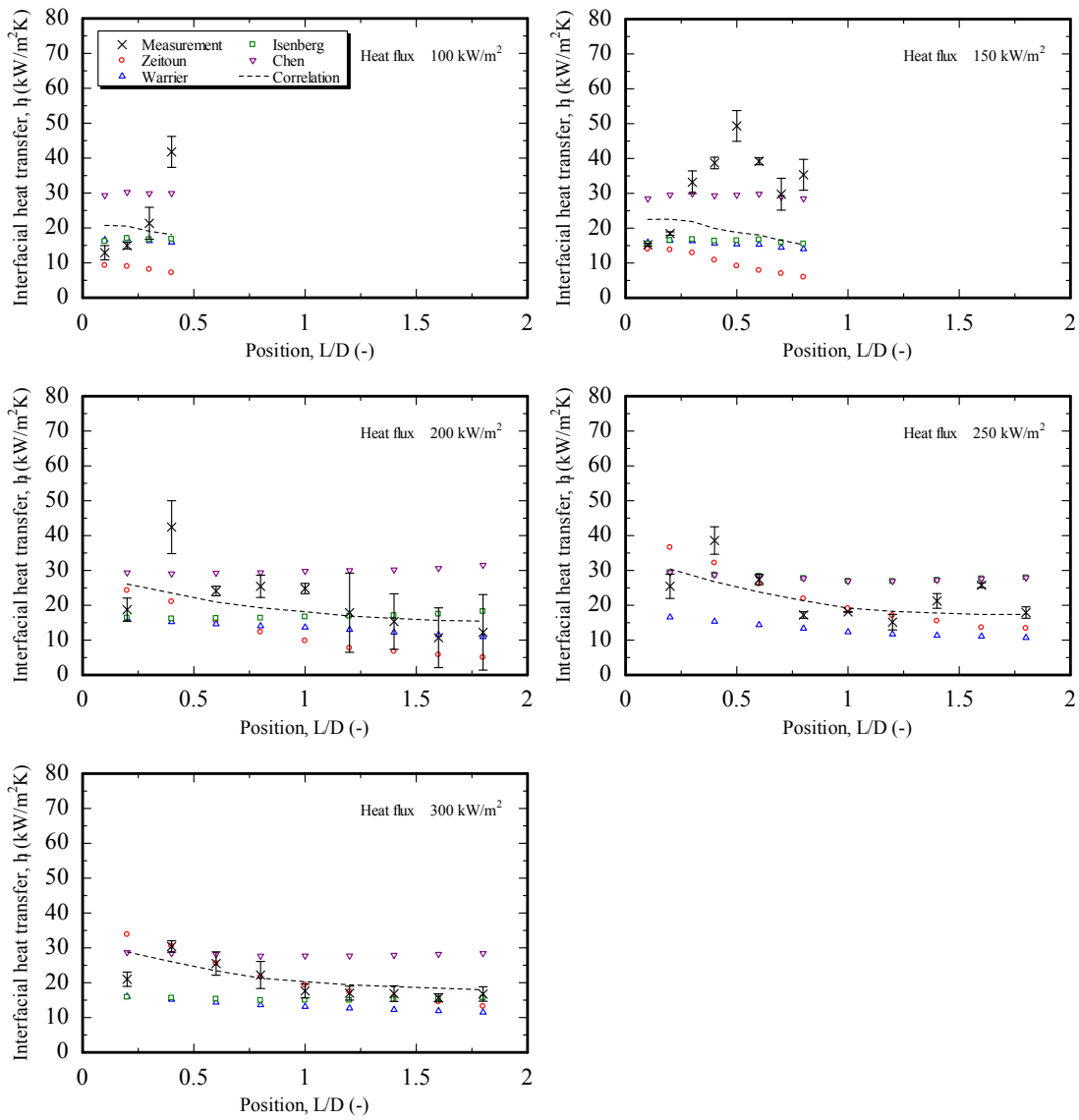


図 4.13 サブクール度 4K, 流速  $250 \text{ kg/m}^2\text{s}$  における平均界面熱伝達率

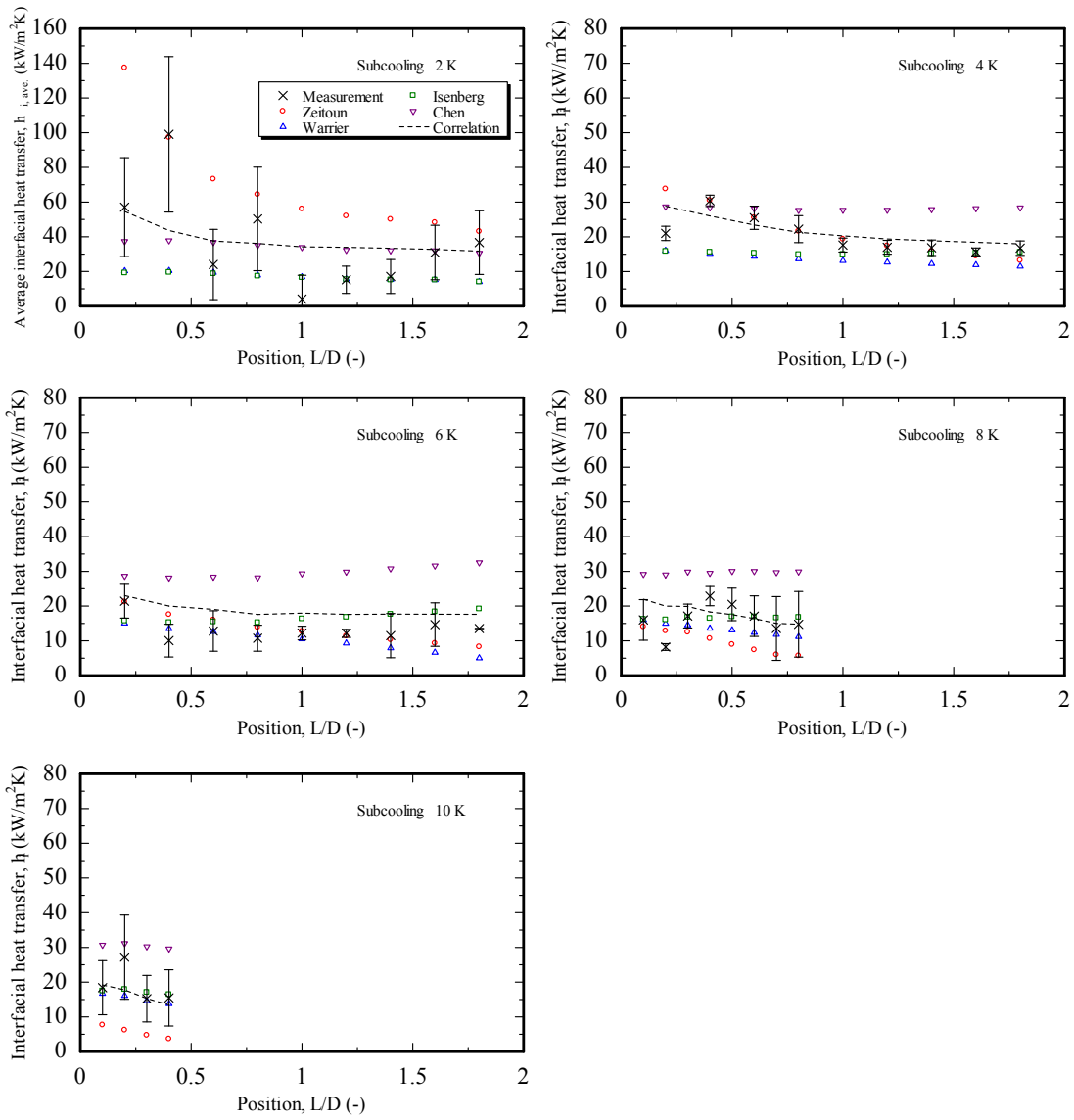


図 4.14 流速 250kg/m<sup>2</sup>s, 熱流束 300kW/m<sup>2</sup>における平均界面熱伝達率

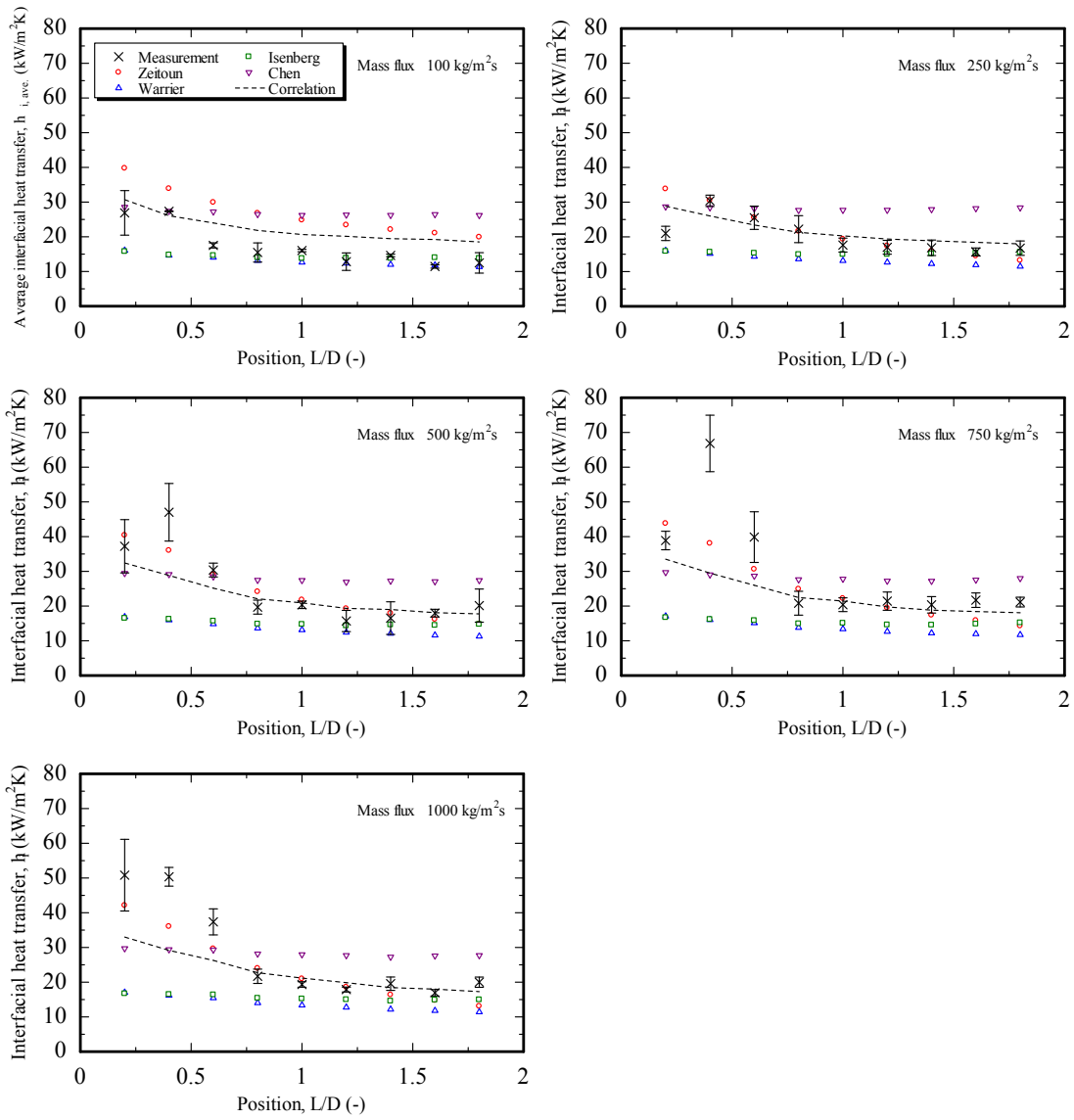


図 4.15 サブクール度 4K, 熱流束 300kW/m<sup>2</sup>における平均界面熱伝達率

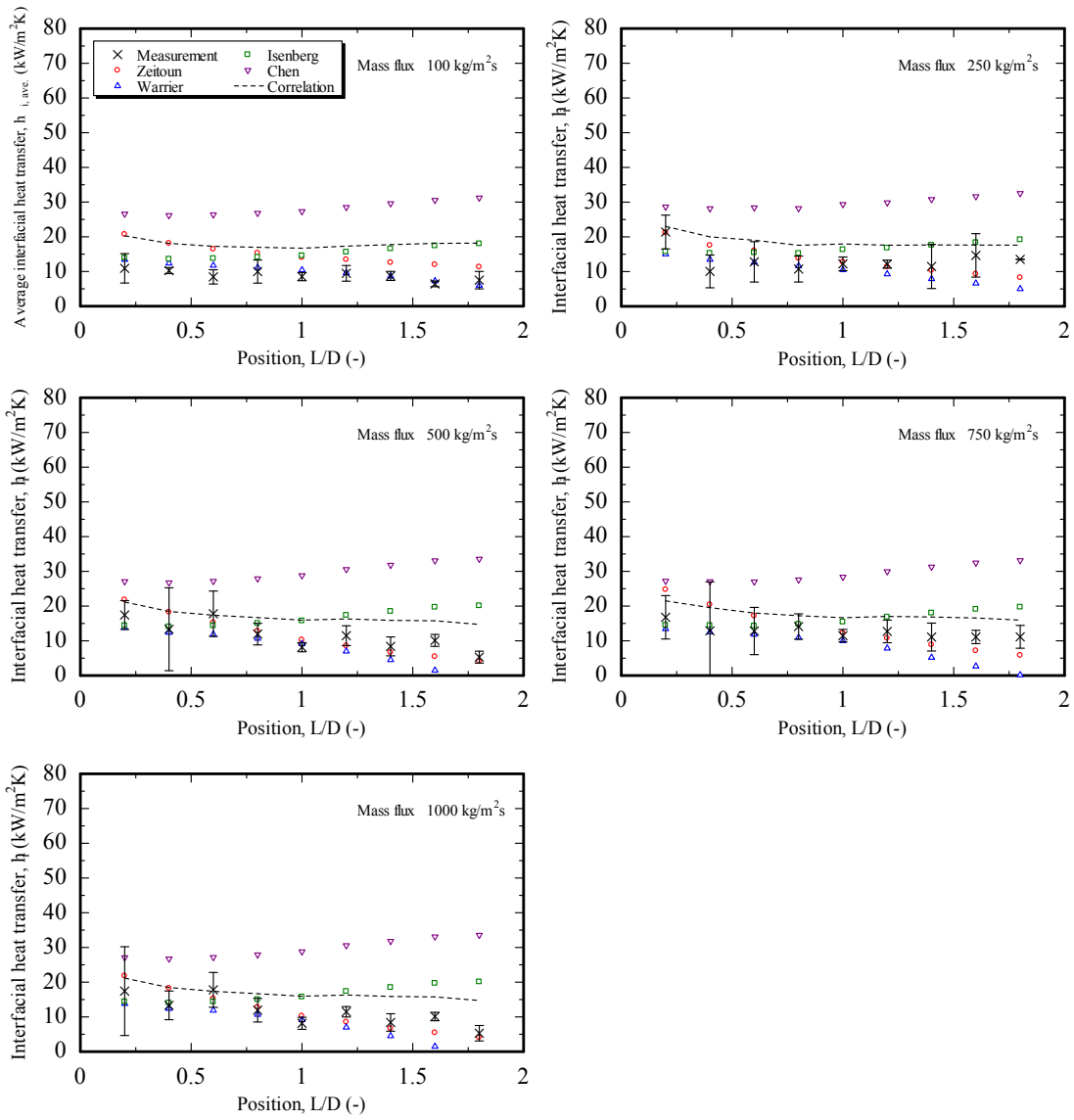


図 4.16 サブクール度 6K, 熱流束 300kW/m<sup>2</sup>における平均界面熱伝達率

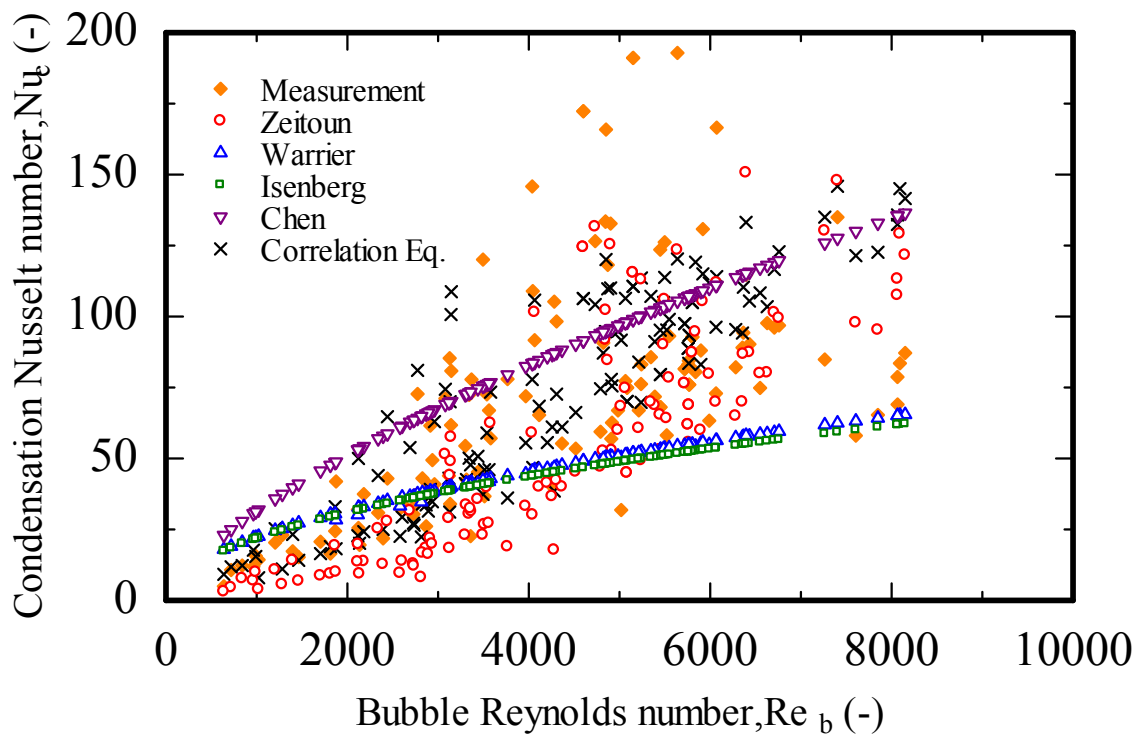
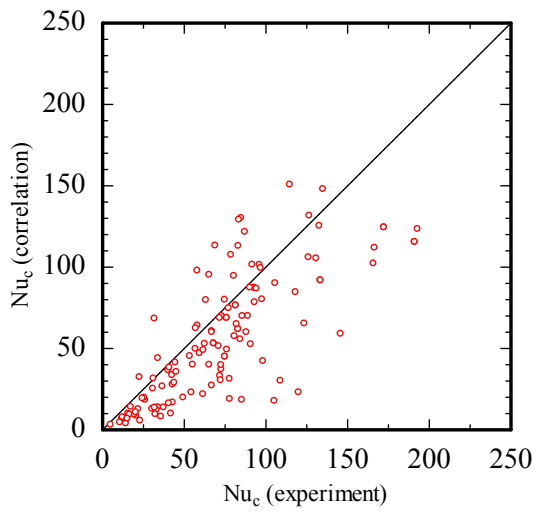
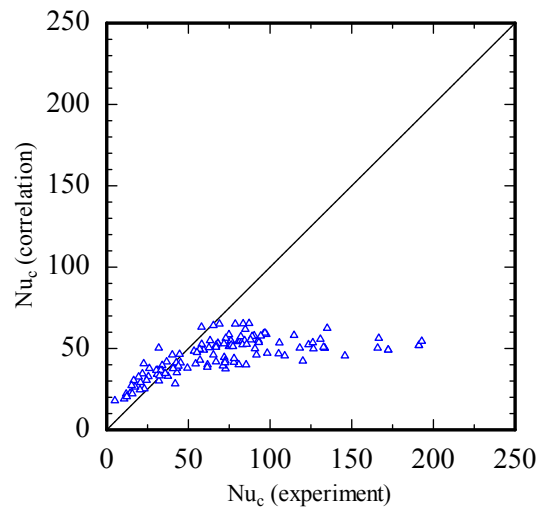


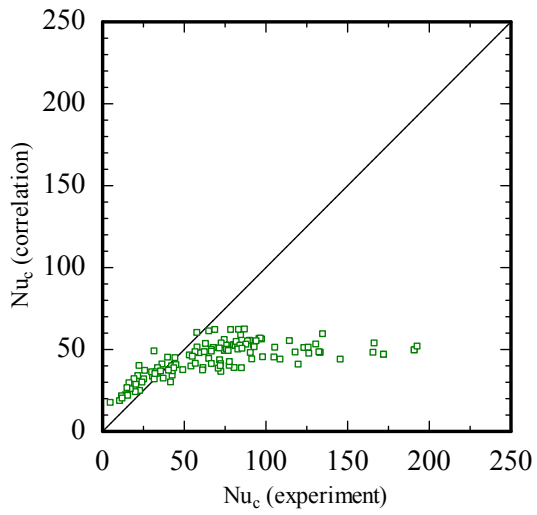
図 4.17 レイノルズ数と凝縮ヌセルト数の関係



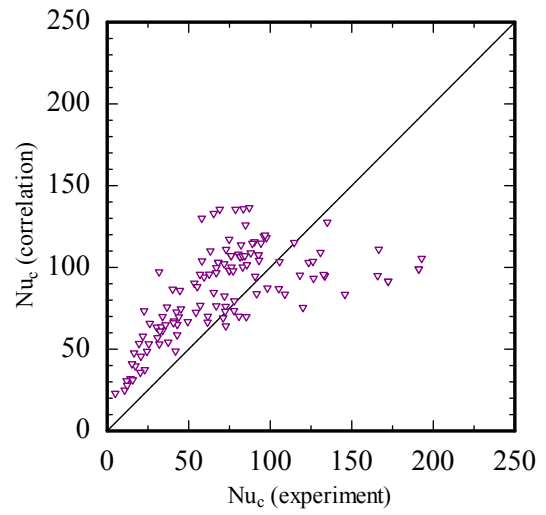
(a) Zeitoun



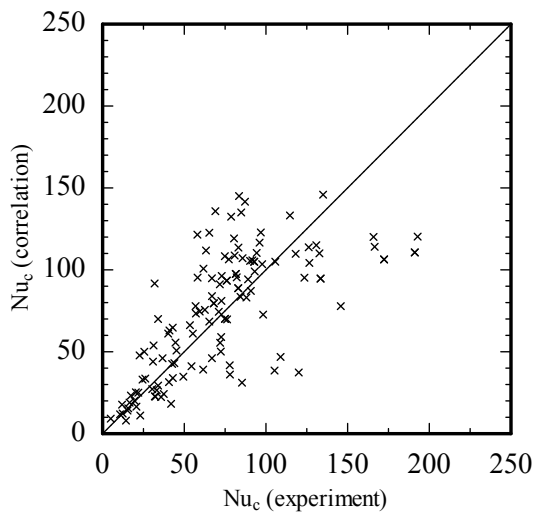
(b) Warrior



(c) Isenberg



(d) Chen



(e) Correlation equation

図 4.18 相関式を用いて算出した凝縮ヌセルト数と測定値の比較結果



## 5. 結論

## 5.1. 各章のまとめ

沸騰水型原子炉を考慮すれば流れ方向に沿った断面平均ボイド率の評価が重要であるため、これらに関するモデル化や実験は従来行われている。このモデル化には沸騰開始から気泡離脱点までを評価する実効クオリティと熱平衡クオリティの関係を評価したものや、急激にボイド率が上昇する気泡離脱点の予測するための実験式などといった、流れ方向、加熱面上に存在する気泡挙動のモデル化と評価がほとんどである。局所的にみれば過熱度と熱平衡クオリティで評価できる液相の沸騰・気化と、蒸気分子が気液界面に接触・エネルギー輸送で行われる蒸気凝縮は独立したものである。また、気泡の大きさを決定する過熱液相の厚さは液相の流動条件で決定することからより複雑になる。このような相変化を含む気泡挙動をより高い精度で評価を行うため、気相から液相への質量・エネルギー輸送を考慮、評価する必要がある。これを達成するため、気泡が加熱面を離脱した後、非加熱領域における気泡について実験を行った。強制循環サブクール水中において、流量、サブクール度、熱流束といった熱水力学的条件として変化させ、画像解析より二相流パラメータの取得を行った。

第2章では静止液中、画像解析による気泡体積の測定手法を提案するとともに、その計測精度を明らかにすることを目的とする。従来の凝縮熱伝達の評価には凝縮によって減少する気泡径の変化を測定することで行われている。この気泡径の算出には気泡体積を測定し、体積等価径を代表径として取り扱われている。しかし、実際の気泡が理想的な形状を示すことは稀であるため、これを踏まえた気泡体積の測定精度は必要であるがそれに関する報告はされていない。これを解決するため気泡体積が  $2.00 \times 10^{-6} \text{ m}^3$  -  $0.02 \times 10^{-6} \text{ m}^3$  (体積等価径 3.37 mm - 15.6 mm) の条件下で、体積が既知である気泡を用い、画像測定によって算出した体積の測定誤差の評価を行った。従来用いられている楕円近似方法を用いた長軸回転、短軸回転は測定する体積算出方法は気泡体積に依存して算出気泡体積が変化する。長軸回転を用いた場合、算出気泡体積は実気泡体積に対して過小評価し、ばらつきは小さく、短軸回転を用いた場合、算出気泡体積は過大評価し、そのばらつきが大きくなる。これらは気泡形状や気泡の上昇軌跡が算出気泡体積に影響を及ぼしている。ステレオ撮影法を用い、1-way では測定できなかった奥行き長さを実測して気泡対体積を求めた結果、その平均値は実気泡体積とほぼ等しくなったが、気泡形状が起因するばらつきをもつ結果を示した。観察方向を増やしても正確な気泡体積の予測は困難である。この体積の測定誤差は気泡形状で引き起こされ、この形状の変化は上昇軌跡に依存する。ここで提案した体積と等価である気泡形状パラメータを用いた相間式より算出する体積測定手法は実気泡体積に対しておおよそ 30%以下の誤差となり、ステレオ撮影 (2-way) で算出した体積の測定誤差 (おおよそ 30%) と同等の測定精度をもつ。提案したこの手法を用いることで 1-way での体積測定を行ってもステレオ撮影 (2-way) の測定結果と同等の結果を取得することが期待される。

第3章では空間的、時間的に変化するボイド率について、この値を決定する気泡径とその数を測定し、流動条件が及ぼす影響とそれを予測する実験式の構築を目的として結果を取得した。測

定したボイド率は時間的、空間的に変化し気泡径が減少しながら上昇する。その平均ボイド率は流動条件に依存して変化する。測定した気泡数分布は平均ボイド率が高い条件で径の大きい気泡は存在し、気泡数分布はボイド率に依存する結果を示した。気泡上昇と気泡凝縮に伴い、気泡数は減少し、径の大きい気泡は径が減少し、径の小さい気泡は消失する。その関係を考慮し、気泡数を予測する実験式を導出した。この実験式はボイド率、気泡上昇速度をパラメータに気泡数分布を予測するものであり、ボイド率が高い条件で径の大きい気泡が存在し、ボイド率が小さくなれば径の小さい気泡が支配的になる測定した気泡数を模擬したものである。気泡形状を球形と仮定し、実験式の気泡数を用いてボイド率を算出すれば測定値に対して $\pm 30\%$ で一致した。この結果よりボイド率は径の大きい気泡の体積が流路内のボイド率を決定し、ボイド率の減少量は径の大きい気泡径の減少率が最も影響を及ぼす結果を得た。

第4章では、平均界面熱伝達率を取得することで、気泡凝縮に関する従来の相関式の適用性を明らかにすることを目的とし、従来の実験方法と第2章の体積算出方法を用いた気泡凝縮の評価と第3章で明らかにした気泡数分布から気泡崩壊率、界面熱伝達率の結果と関連づけて評価を行った。従来の実験と同じように、画像で取得した気泡の形状を楕円体と仮定して算出した気泡径の変化より気泡径の変化率を表す気泡崩壊率の測定を行った結果、同じ初期気泡径であってもその気泡ごとに傾向が違い、従来の相関式に一致するものやいずれの傾向と一致しない結果を得た。熱平衡クオリティが高い ( $T_{sub} = 2\text{ K}$ ) ような条件で確認できる径の大きい気泡の崩壊率は相関式より大きくなり、予測より早く凝縮する。従来の相関式は単一気泡をサブクール水に入射・発生させる実験であるため、サブクール度が大きい条件で気泡径の減少率が大きくなる傾向を示す。これは熱伝達、物質伝達の観点から液相と蒸気温度差が小さいほどエネルギー輸送が小さくなるためである。その一方、サブクール沸騰では熱平衡クオリティがゼロに近いほどボイド率の変化が大きくなる特徴がある。つまり、わずかな流動変化でボイド率が急激に大きく、あるいは小さくなる。そのため、サブクール沸騰のような流動の変化が大きいような条件では適用が困難である。気泡数分布の推移から構築した気泡崩壊率の相関式を用いることでボイド率の予測が可能となった。界面熱伝達率の測定値は流動でその値が変化し、ボイド率が高い条件で最も界面熱伝達率が大きくなる。この領域におけるボイド率の減少量が多いことから予測できる。しかし、このボイド率の減少量は界面積濃度が大きいことも原因に挙げられ、界面積が大きいと凝縮量も大きくなる。この関係から、本章で提案した相関式はボイド率と界面積濃度をパラメータに加えて凝縮ヌセルト数を表した。その結果、測定値に対して $\pm 48.9\%$ の精度で一致した。このように高サブクール度で高い界面熱伝達率を示す単一気泡の凝縮とボイド率が急激に増加するサブクール沸騰領域の気泡凝縮は現象が異なることから従来の相関式を用いてサブクール沸騰中の気泡凝縮を評価することは困難である。本章では、この領域に最適な気泡崩壊率と凝縮ヌセルト数に関する相関式を提案し、測定値と比較することでその適用性を示した。

## 5.2.総括

二相流中における質量・エネルギー輸送を表す界面熱伝達現象を評価するため、画像解析を用いて二相流パラメータを測定した。従来行われている界面熱伝達現象の評価は凝縮で引き起こされる気泡体積や気泡径の減少率を測定することで達成されている。気泡凝縮の基本的なパラメータである気泡径は、気泡形状を回転楕円体と見なして算出した気泡体積から体積等価径として取り扱われている。これを考慮すれば体積等価径つまり測定して算出した気泡体積が凝縮熱伝達の測定精度に依存するため、静止液中、画像解析による気泡体積の測定手法を提案するとともに、その計測精度を明らかにした。この体積測定方法を用いて気泡径の減少率を表す気泡崩壊率を従来の方法で測定を行えば、同じ初期気泡径であってもその気泡ごとに傾向が違い、従来の相関式に一致するものやいずれの傾向と一致しない結果を得た。サブクール沸騰のように局所で流れや温度が変化する流れでは、気泡崩壊率は気泡径に依存するわけではなく、気泡径の減少量の予測は困難である。熱平衡クオリティがゼロ近傍の条件で確認できる径の大きい気泡の崩壊率は相関式より大きくなり、予測より早く凝縮する。従来の相関式は単一気泡をサブクール水に入射・発生させる実験であるため、サブクール度が大きい条件で気泡径の減少率が大きくなる傾向を示す。これは熱伝達、物質伝達の観点から液相と蒸気温度差が小さいほどエネルギー輸送が小さくなるためである。その一方、サブクール沸騰では熱平衡クオリティがゼロに近いほどボイド率の変化が大きくなる特徴がある。つまり、わずかな流動変化でボイド率が急激に大きく、あるいは小さくなる。そのため、サブクール沸騰のような流動の変化が大きいような条件では適用が困難である。サブクール沸騰条件に適用可能な界面熱伝達モデルを構築するため、気泡画像を時間と界面位置を表す画像に変換することで、気泡数、ボイド率、気泡崩壊率の関係を示した。また、界面熱伝達率・凝縮ヌセルト数に関する相関式を構築した。高サブクール度で高い界面熱伝達率を示す単一気泡の凝縮とボイド率が急激に増加するサブクール沸騰領域の気泡凝縮は現象が異なることから従来の相関式を用いてサブクール沸騰中の気泡凝縮を評価することは困難である。このように気泡凝縮モデルが違うため、従来の相関式はサブクール沸騰条件で適用が困難である。本研究では、この領域に最適な気泡崩壊率と凝縮ヌセルト数に関する相関式を提案し、測定値と比較することでその適用性を示した。

## 謝辞

研究を遂行するに当たり長年ご指導，ご鞭撻頂きました，東京工業大学原子炉研究所，有富正憲教授に心から感謝致します。同研究所，松崎充男技官には基本的な実験方法からの確な助言を頂き，厚く御礼申し上げます。学部時代から私事から研究に渡り貴重な議論・意見を頂きました同研究室・渡邊紀志助教に深く感謝致します。

本論分を作成するにあたり，有益なご討論，ご助言を頂いた本原子炉工学研究所，齊藤正樹教授，高橋実准教授，加藤之貴准教授，木倉宏成准教授に対して御礼申し上げます。特に木倉先生には学部時代より様々なことを勉強させて頂き，大変感謝しております。

芝浦工業大学，臼井健介教授には東京工業大学，有富研究室にて研究させて頂く機会を設けて下さったことに，厚く御礼申し上げます。

同研究室の先輩・後輩の皆様には公私にわたり楽しい時間を共有させて頂いたことに感謝致します。

## 本論文に関する研究業績

### 【投稿論文】

1. Noriaki Inaba, Noriyuki Watanabe, Masanori Aritomi, Accuracy Evaluation of Image Processing Method for the Measurement of Rising Bubble Volume in Stagnant Fluid, *Journal of Fluid Science and Technology*. Vol.8, No. 1 (2013), pp. 30-42 第2章
2. Noriaki Inaba, Noriyuki Watanabe, Masanori Aritomi, Interfacial heat transfer of condensation bubble with consideration of bubble number distribution in subcooled flow boiling, *Journal of Thermal Science and Technology*, Vol.8, No. 1 (2013), pp. 74-90 第3,4章

## 口頭論文目録

### 【国際会議発表】

1. Noriaki INABA, Hiroshige KIKURA, Takatoshi TAKEMOTO and Masanori ARITOMI, An Experimental Study of Bubble Behaviors in Subcooled Boiling, International Conference on Advanced technology in Experimental mechanics2007, The Sixth Asian conference on Experimental Mechanics (ACEM6), Fukuoka, Japan, ( 2007-9) , pp.204.
2. N. Inaba, M. Matsuzaki, H. Kikura and M. Aritomi : An experimental study of bubble behaviors and condensation in subcooled flow boiling, Proceedings of the 16th International Conference on Nuclear Engineering (ICONE16), Orlando, USA, CD-ROM Paper No. ICONE16-48695, 1-6(2008-5).

### 【国内口頭発表】

1. 因幡徳昭, 木倉宏成, 有富正憲, サブクール沸騰水中の気泡凝縮過程に関する基礎研究, 日本機械学会 2006 年度年次大会講演論文集、Vol. 3, 熊本、(2006-9), pp.153-154.
2. 因幡徳昭, 木倉宏成, 有富正憲, サブクール沸騰流中の気泡凝縮挙動に関する研究, 日本機械学会第12回動力エネルギー技術シンポジウム講演論文集, 東京, (2007-6), pp107-108.
3. 因幡徳昭, 竹本高敏, 木倉宏成, 有富正憲, サブクール沸騰流中の気泡凝縮と流動に関する基礎研究, 日本原子力学会 2007 年秋の大会予稿集, 北九州, (2007-9), pp.621.
4. 因幡徳昭, 松崎充男, 木倉宏成, 有富正憲, 強制循環サブクール沸騰流中における気泡挙動の可視化, 36th 可視化情報シンポ 2008 予稿集, 東京, (2008-7)

### 【その他の業績】

1. 川久保政洋, 因幡徳昭, 木倉宏成, 有富正憲, 山内豊明, 受動的格納容器冷却システムの冷却特性に関する基礎研究, 日本原子力学会 2004 年春の大会要旨集, 岡山 (2004-3), L44, p.330.
2. Masahiro KAWAKUBO, Noriyuki INABA, Hiroshige KIKURA, Masanori ARITOMI and Toyoaki YAMAUCHI, Basic Research on the Cooling Characteristic of a Passive Containment, 12th International Conference on Nuclear Engineering (ICONE12), Arlington, USA (2004-4), CD-ROM PaperNo. ICONE12-49330, pp. 1-6.

### 【受賞暦】

日本原子力学会熱流動部会優秀講演賞, 2007 年度