

平成 26 年度  
低圧時サブクール沸騰挙動解明試験

成果報告書

平成 27 年 3 月

国立大学法人 電気通信大学

## 目 次

1. はじめに .....	1-1
第 1 章の参考文献 .....	1-2
2. 実験装置 .....	2-1
2.1. 沸騰ループ .....	2-1
2.2. 試験部 .....	2-3
2.3. 気泡挙動および伝熱面温度の撮影条件 .....	2-5
2.4. 伝熱面の表面性状 .....	2-6
2.5. 実験手順及び計測項目 .....	2-7
2.6. 主な実験機器 .....	2-9
第 2 章の参考文献 .....	2-34
3. 気泡挙動 .....	3-1
3.1. 実験条件 .....	3-1
3.2. 基本的な気泡挙動 .....	3-3
3.3. 気泡径分布 .....	3-6
3.4. 沸騰核毎の蒸気生成量 .....	3-14
3.5. 平均気泡径のパラメーター依存性 .....	3-15
3.6. Force balance モデルに基づく気泡径予測式の評価 .....	3-24
第 3 章の参考文献 .....	3-29
4. 沸騰核密度 .....	4-1
4.1. 実験条件 .....	4-1
4.2. 気泡径と気泡生成周期の関係 .....	4-2
4.3. 発泡核の分類と既存の沸騰核密度相関式との比較 .....	4-3
4.4. 各沸騰核グループの蒸気生成量 .....	4-4
4.5. 発泡核密度の相関 .....	4-7
第 4 章の参考文献 .....	4-14
5. プール沸騰実験に基づく気泡の伝熱面離脱メカニズムの検討 .....	5-1
5.1. 実験方法 .....	5-1
5.2. Lift-off メカニズム .....	5-2
5.3. Lift-off 気泡径 .....	5-3
5.4. Lift-off 速度 .....	5-5

第5章の参考文献	5-8
6. 低圧時強制対流サブクール沸騰伝熱モデルの検討	6-1
6.1. 壁面熱伝達モデル	6-1
6.2. 壁面熱伝達サブモデル	6-2
6.3. 壁面熱伝達モデルの課題と高度化方策の検討	6-6
6.4. 壁面熱伝達サブモデルの評価	6-7
6.5. 壁面熱伝達以外の物理現象に関するモデル	6-9
第6章の参考文献	6-11
7. まとめと今後の課題	7-1
第7章の参考文献	7-2

## 1. はじめに

低圧時の強制対流サブクール沸騰熱伝達機構については、近年、実験データ及び数値計算モデルの検討が進み、高圧時のモデルがそのまま適用できないことが明らかになってきている。一方で、規制上必要となる実験データのない状態量の領域に数値計算による予測を外挿するには、実現象の素過程の解明に基づく機構論的又は現象論的なモデルを構築する必要がある。しかし、既往の実験及び技術的知見では、素過程にかかわる一部のメカニズムの解明が不十分であり、有効なモデルの開発には不十分である[1-1]。

以上の状況を鑑み、本研究では、試験流体に水を用いるとともに、大気圧近傍の低圧力条件で、ONB (Onset of Nucleate Boiling) から OSV (Onset of Significant Void) 初生近傍までの強制対流サブクール沸騰について、可視化観察並びに伝熱面温度の計測に基づき伝熱機構を解明するための実験を実施し、伝熱機構に関する機構論的又は現象論的モデルを作成するための基礎データの取得を取得することを目的とする。

## 第 1 章の参考文献

- [1-1] 平成 25 年度システムコードの 2 圧力化及びサブクール沸騰モデルの開発、業務報告書、国立大学法人電気通信大学、平成 26 年 3 月.

## 2. 実験装置

### 2.1. 沸騰ループ

実験に用いた沸騰ループは、H25 年度システムコードの 2 圧力化及びサブクール沸騰モデルの開発事業[2-1]で製作したものであり、その全景、鳥瞰図およびフロー図を、各々図 2-1～図 2-3 に示す。試験流体は水道水であり、2 段のフィルターとイオン交換樹脂を通った後、給水タンク(water supply tank)に送られる。給水タンクは試験流体の脱気用に、5 kW のヒーターを内蔵している。圧力差を利用して給水タンクから沸騰ループへの給水するため、沸騰ループは真空ポンプと連結されている。流体の循環は、最大流量 12.5 LPM、揚程 0.4 MPa のギアポンプにより行う。流体は、ポンプを出た後、タービン流量計における流量計測と 5 kW のヒーターを内蔵した予熱器による温度調整を経て、試験部に流入する構造である。流量制御は、ポンプ部に設けたバイパスラインと流量計出口に設けた各々ボール弁とニードル弁の開度を調節することにより行う。また、流量計測ラインは、小流量用（最大流量 0～1.5 LPM、精度 0.1% RD）と大流量用（流量 0.4～10 LPM、精度 0.8% RD）として 2 系統を設けた。予熱器におけるヒーター出力は、温調器を介して試験部入口温度計測用の熱電対と接続されており、入口温度を自動制御する構成とした。試験部を出た後、流体は上部タンクに流入し、ここで気液分離した後、気相である蒸気は系外に排出、液相は循環のため、熱交換器に送った。熱交換器は、プレート型熱交換器であり、水道水との熱交換により冷却した後、ポンプに再流入させることとした。



図 2-1 沸騰ループの全景

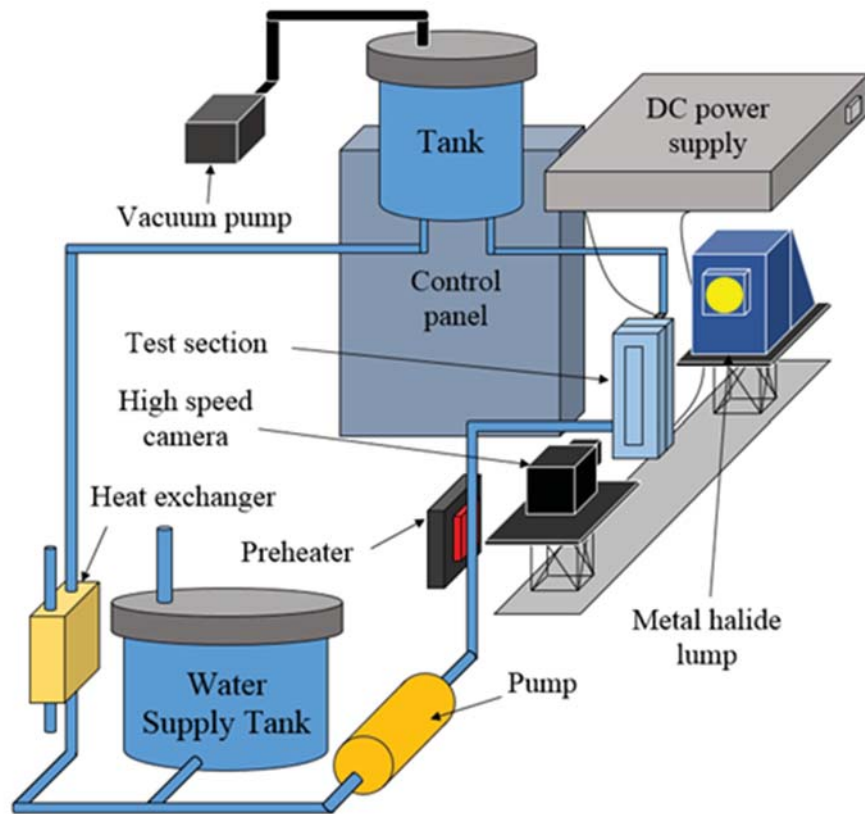


図 2-2 沸騰ループの鳥瞰図

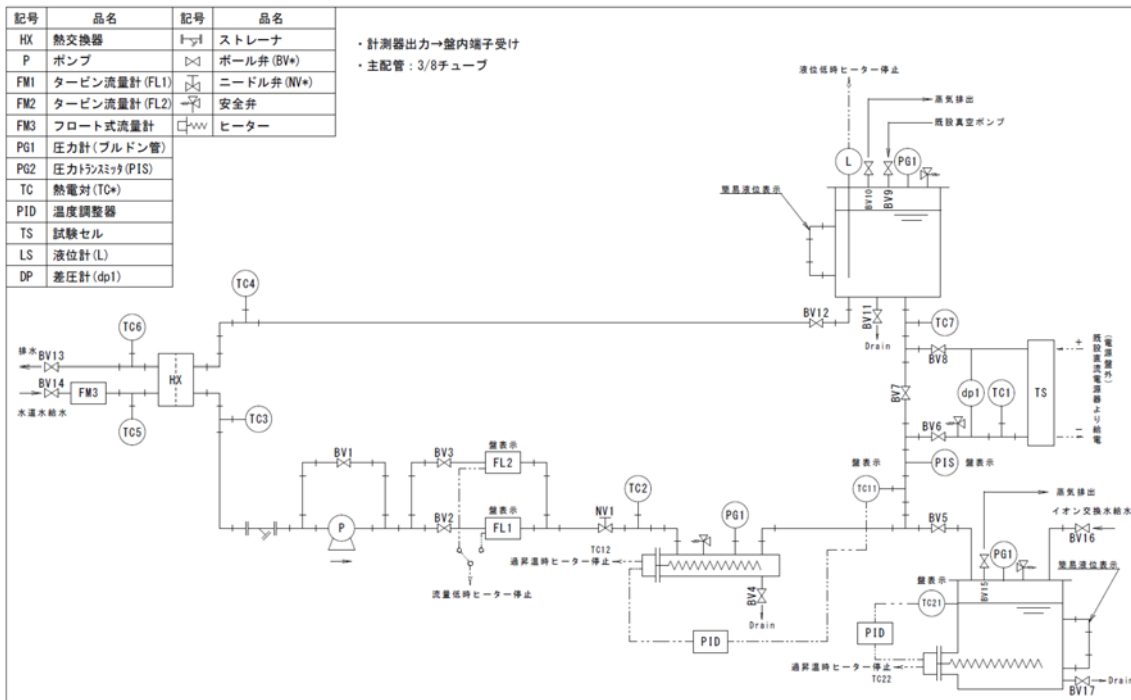
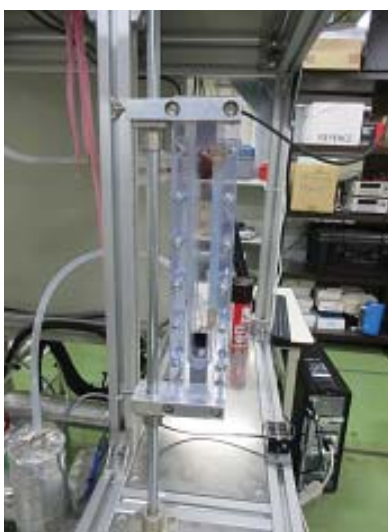


図 2-3 沸騰ループのフロー図

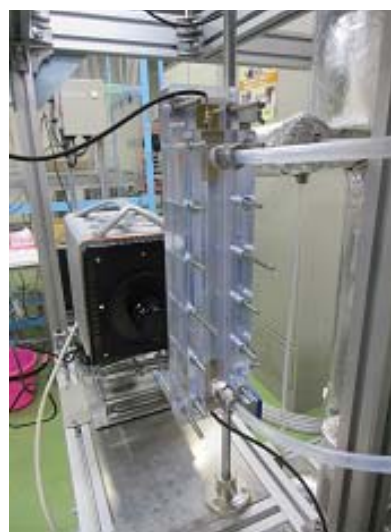
## 2.2. 試験部

試験部の全景、構成および透明ヒーターの詳細を、各々図 2-4～図 2-6 に示す。図 2-5 に示すように、試験部は、主に、透明ガラス板にジュール加熱用の ITO 膜を成膜した透明ヒーターと、これを挟み込んで流路を構成するポリカーボネート製の 2 つのジグによって構成される。透明ヒーターの構成を、図 2-6 に示す。透明ヒーターの基板は、幅 34 mm、長さ 300 mm、厚さ 5 mm の透明ガラス板である。ガラス板中央の 290×10mm の領域にジュール加熱用の ITO 透明薄膜を成膜し、中央部 170mm の領域を残して、両端に電極として Au/Ni/Cr 膜を成膜した。また、ITO 膜が水に直接接触する条件では、高電圧を印加すると電気分解とともに電極が損傷する場合があった。このため、ITO 膜上にさらに透明の Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 膜をコーティングして、ITO 膜が水に直接接触しない構造とした。なお、図 2-6 で点線により囲った部分は、リード線をハンダ付けするための領域である。ITO 膜への通電は、最大電圧 650V、最大電流 7.7A、最大電力 5kW の直流電源を用いて行った (図 2-2 参照)。図 2-5 に示すように、透明ヒーターをポリカーボネート製ジグで挟み込み、幅 14 mm、高さ 10 mm の矩形流路を構成した。図 2-4 に示すように、可視化実験では、流路側よりメタルハライドランプ (協和) または LED ライト (IDT ジャパン、LED 120) で照明するとともに、高速度カメラ (Photron、Fastcam Max または Fastcam Mini) により、ガラス板を通して伝熱面の裏側から気泡挙動の観察を行った。このため、発泡核密度や気泡生成周期の計測において、気泡の重なりによる計測精度の低下を大幅に抑えることができる。中赤外線カメラ (Xenics, Onca-MWIR-InSb) を用いた伝熱面温度のサーモグラフィー計測も、高速度カメラと同方向から行った。

ガラス板の材質は、可視化実験では石英ガラスとし、サーモグラフィー計測では、図 2-7 に示すように、波長 4 μm 程度の中赤外線領域で 85% 程度の高い光透過率を有するサファイヤガラスとした。



(a) 伝熱面側 (カメラ側) より



(b) 流路側 (照明側) より

図 2-4 試験部の全景



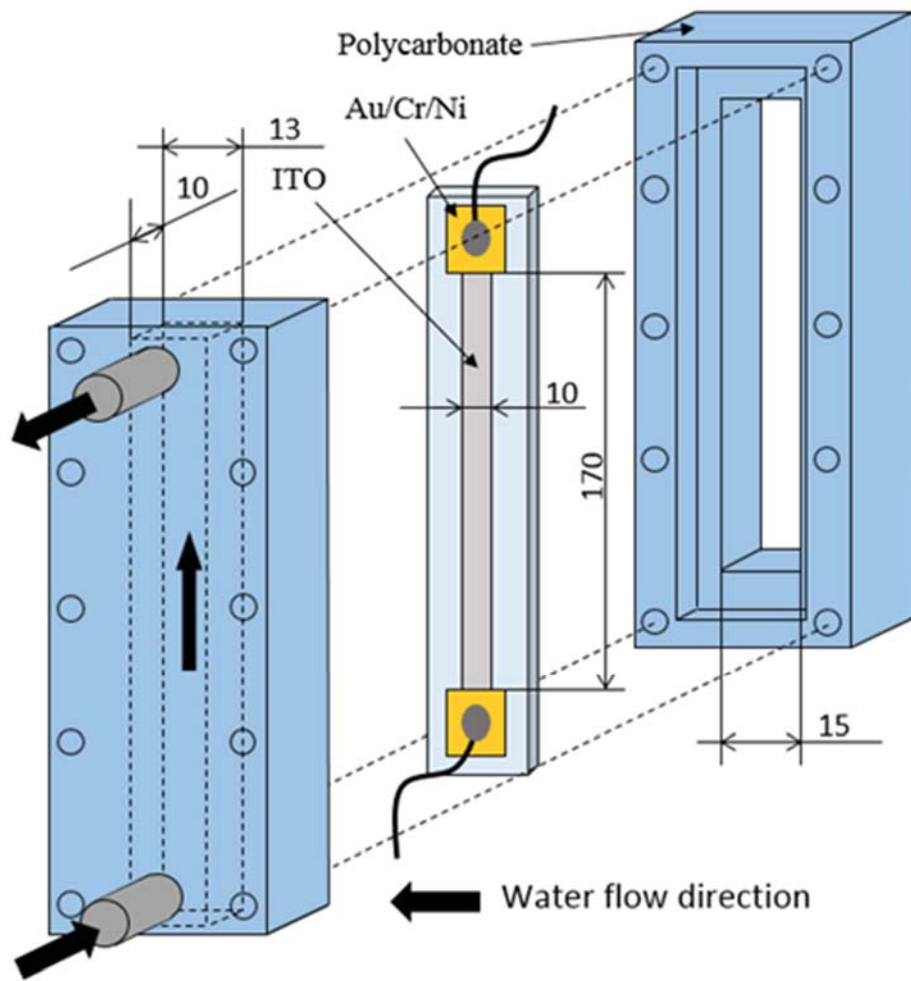


図 2-5 試験部の構成

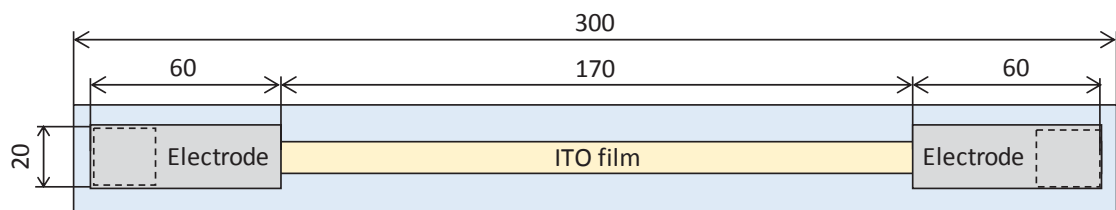


図 2-6 透明ヒーターの構成と写真

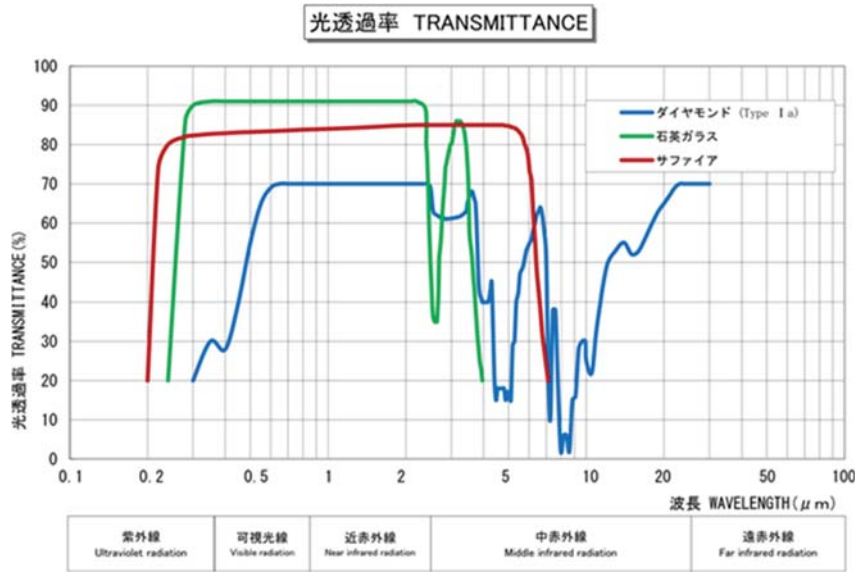


図 2-7 各種ガラスの光透過率 [2-2]

### 2.3. 気泡挙動および伝熱面温度の撮影条件

高速度カメラを用いた気泡挙動の撮影方法は、図 2-4 に示すように、バックライト方式とし、照明用光源を高速度カメラの対面に配置した。なお、拡散光を得るため、光源と試験部間にトレーシングペーパーを設置した。撮影条件は、フレームレート 3000 fps、シャッター速度 0.25 ms、空間分解能 30  $\mu\text{m}/\text{pixel}$  である。撮影は、ITO 膜の最下流で行った。非加熱条件で撮影した流路の画像を図 2-8 に示す。本図において、2 本の縦線が ITO 膜の両端部、左右両端の黒色の部分がポリカーボネート製のジグであり、矩形流路の端面に相当する。また、右側には、画像校正に用いた定規の一部が見える。

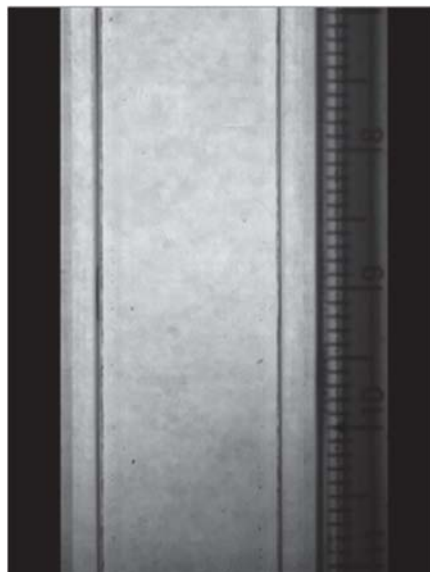
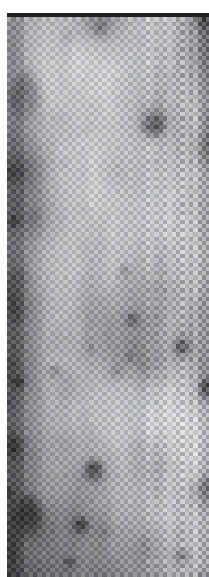
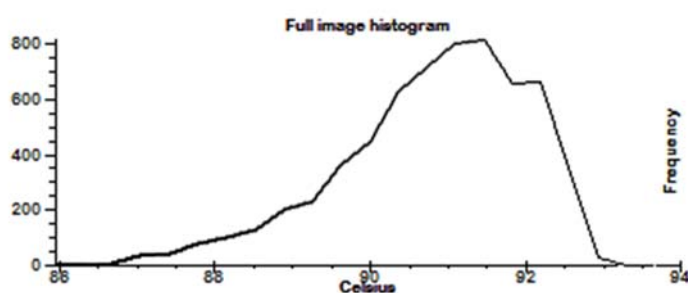


図 2-8 非加熱時における流路画像

中赤外線カメラを用いた伝熱面温度の計測画像例を図 2-9 に示す。本計測における計測領域は横約 10 mm、縦 30 mm で、空間解像度は約 200  $\mu\text{m}/\text{pixel}$ 、撮影速度は 1680 fps とした。また、撮影に用いた赤外線波長域は 3.6~4.9  $\mu\text{m}$  である。図 2-9(a)に示すように、ITO 膜上のいくつかの箇所で、周囲より輝度が低く（温度が低く）なっている。これは、発泡核における気泡生成により、伝熱面温度が局所的に低下したためである。したがって、高速度カメラによる撮影に比して空間解像度がやや低いものの、核沸騰に伴う伝熱面温度の空間分布および時間変化を捉えられていることが確認できる。図 2-9(b)は、温度分布のヒストグラムである。気泡生成のない高温部は 90~93°C 程度であるのに対し、最低温部の温度はおよそ 88°C となっており、気泡生成による温度低下は、2~5 K 程度であることがわかる。



(a) 画像データ



(b) 局所温度のヒストグラム

図 2-9 中赤外線カメラによる伝熱面温度分布の計測例

#### 2.4. 伝熱面の表面性状

沸騰実験後の伝熱面をマイクロスコープ (Keyence, VH-5500) により観察した結果を図 2-10 に示す。本実験では、イオンプレーティング法により ITO および  $\text{Al}_2\text{O}_3$  の成膜を行って

いるが、本図に示すように、伝熱面上には多くの凹凸が形成されている。これより、これらが核沸騰を生じる発泡核となったものと推察される。

伝熱面の表面性状を表す指標として、接触角計（Fibro, PG-X+）を用いて、濡れ性の計測を実施した。なお、発泡核密度をはじめとする各種相関式では、接触角をパラメーターに含むものも多いため、既存の相関式との比較を行う上でも接触角の計測は重要である。伝熱面上に滴下した微小液滴の形状を図 2-11 に示す。画像解析の結果、伝熱面接触角は 20~30 度程度であり、本研究で使用する伝熱面は比較的濡れが良いといえる。なお、ITO 膜上にコーティングを行わない条件でも可視化実験を実施した。この場合、接触角は約 72 度であった。

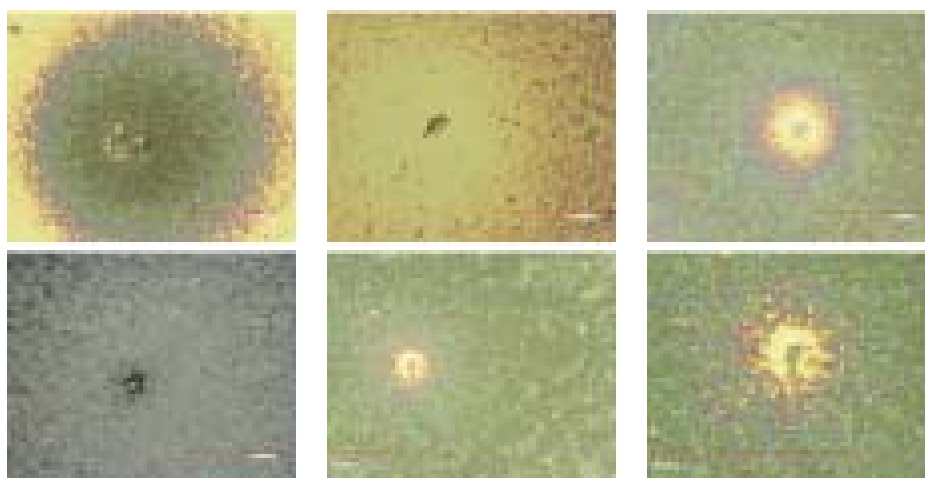


図 2-10 マイクロスコープによる伝熱面表面の観察例



図 2-11 伝熱面上に滴下した液滴の形状

## 2.5. 実験手順及び計測項目

実験手順の概要を以下に整理しておく。

- (1) 二段のフィルター及びイオン交換樹脂を通した水道水を給水タンクに供給する。

- (2) タンク内蔵のヒーターによって 20 分ほど加熱し脱気する。
- (3) 接触角計を用いて透明ヒーター上の伝熱面の接触角を測定する。
- (4) 透明ヒーターをポリカーボネート製治具で挟み込む。
- (5) 試験部を実験ループ内に取り付ける。
- (6) 高速度カメラ、照明、サーモグラフィカメラ等の配置やピントを調整する。
- (7) 循環ポンプを作動させ、流体を循環させる。
- (8) 温度、流量等の計測を開始する。
- (9) 予熱ヒーターに電力供給し、試験部入口温度を所定値に調節する。
- (10) メインライン及びバイパスラインに設置したバルブの開度を調整し、流量設定を行う。
- (11) 沸騰の様子、データロガーの値に注意しつつ、直流電源装置を操作し、伝熱面 (ITO 膜) への供給電力を徐々に増加させる。電流値を約 0.2 A 増加させる毎に撮影を行う。
- (12) 撮影終了後、電源装置の電流を徐々に下げる。
- (13) 流量及び入口温度の条件を変更して、(9)～(12)を繰り返す。
- (14) 予熱器、循環ポンプ等を停止し、実験を終了する。

なお、流量、温度等の記録には、データロガーを使用し、2 秒毎に PC 上に記録した。計測した物理量は下記に示す 18 個である。

- 流体温度 (給水タンク)
- 流体温度 (予熱器入口)
- 流体温度 (予熱器出口)
- 流体温度 (試験部入口)
- 流体温度 (試験部出口)
- 流体温度 (熱交換器入口)
- 流体温度 (熱交換器出口)
- ヒーター温度 (給水タンク)
- ヒーター温度 (予熱器)
- 冷却水温度 (熱交換器入口)
- 冷却水温度 (熱交換器出口)
- 圧力 (試験部入口)
- 差圧 (試験部出入口間)
- 上部タンク内液位
- 流量 (小流量用流量計)
- 流量 (大流量用流量計)
- 直流電源出力電流
- 直流電源出力電圧

ここで、流体温度、ヒーター温度、冷却水温度の計測は、K型熱電対により行った。圧力トランスミッタの計測レンジと誤差は各々0~0.6 MPa 及び 0.25% F.S.、差圧トランスミッタの計測レンジと誤差は各々0~2 kPa 及び 1% F.S.である。上部タンク内液位の計測は、ガイドパルス式レベルセンサーによった。流量計測は、タービン流量計により行い、計測レンジと測定精度は、0~1.5 LPM および 0.1% R.D. (小流量用)、0.4~10 LPM、0.8% R.D. (大流量用) である。

## 2.6. 主な実験機器

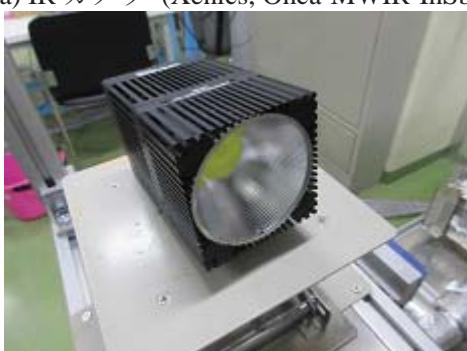
本年度に導入した主な実験機器の外観を図 2-12 に示す。



(a) IR カメラ (Xenics, Onca-MWIR-InSb)



(b) 高速度カメラ (Photron, Fastcam Mini)



(c) LED 照明 (IDT LED 120)



(d) データロガー (江藤電気、CADAC 3)



(e) 接触角計 (Fibro, PG-X+)



(f) マイクロスコープ (Keyence, VH-5500)

図 2-12 2014 年度に導入した主な実験機器

## 第 2 章の参考文献

- [2-1] 平成 25 年度システムコードの 2 圧力化及びサブクール沸騰モデルの開発、電気通信  
大学業務報告書（原子力安全基盤機構／原子力規制庁受託研究）(2014).
- [2-2] オグラ宝石精機工業株式会社ホームページ、<http://www.ogura-indus.co.jp/material/>

### 3. 気泡挙動

#### 3.1. 実験条件

各発泡核で形成される気泡の挙動及び気泡径、生成周期等の基本的なパラメーターについて、画像解析に基づいて計測を実施した。主な実験条件を表 3-1 に示す。圧力  $P$  は大気圧近く (108~149 kPa)、質量流束  $G$  は 280~700 kg/m<sup>2</sup>s の範囲とした。熱流束  $q_w$  及び入口サブクール度  $\Delta T_{sub}$  は試験部内における沸騰状況を観察しつつ、各々、 $q_w = 8 \sim 760$  kW/m<sup>2</sup>,  $\Delta T_{sub} = 9 \sim 40$  K の範囲で設定した。なお、気泡の離脱状況を把握するため、一部の実験 (RUN 81~87) では、伝熱面に沿う方向から気泡挙動を観察した。生成気泡のおよその大きさを示すため、表 3-1 において、気泡が発泡核を離脱するときの直径  $d_{departure}$  を記載している。なお、 $d_{departure}$  は、後でより詳細に述べるように、同一の発泡核で気泡については概ね一様であったが、発泡核ごとに大きく異なる値となった。このため、観察された全気泡に対する体積平均径を示している。表 3-1 からわかるように、実験条件により気泡径は変化するが、平均値としては概ね 1 mm 前後の気泡が生成されたことがわかる。

表 3-1 気泡挙動観察実験における主な実験条件

RUN	$P$ (kPa)	$G$ (kg/m <sup>2</sup> s)	$q_w$ (kW/m <sup>2</sup> )	$\Delta T_{sub}$ (K)	$d_{departure}$ (mm)	$\theta$ (deg)	Camera*
1	120	424	335	9.3	1.04	20	A
2	120	419	456	9.0	1.20	20	A
3	120	416	582	8.9	1.21	20	A
4	120	423	333	14.0	0.92	20	A
5	120	423	455	14.2	1.11	20	A
6	121	424	580	14.2	1.12	20	A
7	120	427	334	19.0	0.84	20	A
8	120	424	456	19.1	1.04	20	A
9	120	426	583	19.1	0.99	20	A
10	120	428	333	28.7	0.48	20	A
11	121	430	455	28.8	0.75	20	A
12	120	427	583	28.1	0.75	20	A
13	121	431	455	39.9	0.53	20	A
14	121	433	581	39.6	0.62	20	A
15	146	709	328	9.1	0.41	20	A
16	146	715	449	8.9	0.61	20	A
17	146	712	577	9.1	0.79	20	A
18	146	709	448	14.2	0.59	20	A
19	146	709	450	18.7	0.44	20	A
20	147	713	577	18.6	0.70	20	A
21	147	716	450	28.5	0.24	20	A
22	147	716	580	29.4	0.40	20	A
23	149	720	580	39.2	0.28	20	A
24	132	568	327	9.4	0.78	20	A
25	132	564	447	9.2	0.98	20	A



26	132	566	572	9.4	0.96	20	A
27	132	564	327	14.4	0.47	20	A
28	133	569	443	13.7	0.97	20	A
29	133	575	327	19.3	0.54	20	A
30	133	570	448	19.2	0.73	20	A
31	133	571	574	19.1	0.83	20	A
32	133	577	449	29.4	0.52	20	A
33	133	575	572	29.1	0.74	20	A
34	135	578	448	39.7	0.26	20	A
35	134	575	573	38.9	0.35	20	A
36	112	278	130	9.5	0.41	20	A
37	112	280	204	9.8	0.84	20	A
38	112	276	326	9.7	1.37	20	A
39	112	280	447	9.5	1.52	20	A
40	113	286	555	9.7	1.42	20	A
41	115	296	172	15.7	0.78	20	A
42	115	293	199	15.8	0.88	20	A
43	115	291	271	15.9	1.30	20	A
44	115	290	320	15.6	1.17	20	A
45	116	281	380	15.5	1.47	20	A
46	116	287	441	15.6	1.29	20	A
47	114	280	505	16.6	1.45	20	A
48	114	282	196	20.4	0.44	20	A
49	115	282	262	20.1	1.61	20	A
50	114	282	314	20.1	1.48	20	A
51	115	282	368	20.3	1.35	20	A
52	114	283	426	20.2	1.22	20	A
53	115	282	488	20.2	1.16	20	A
54	115	284	554	20.2	1.19	20	A
55	115	284	626	20.2	1.13	20	A
56	115	286	279	29.4	0.44	20	A
57	114	286	334	29.4	1.00	20	A
58	115	287	391	29.3	1.16	20	A
59	114	283	451	29.3	1.33	20	A
60	115	285	515	29.5	1.19	20	A
61	115	286	587	29.2	1.15	20	A
62	115	287	663	29.1	1.07	20	A
63	115	285	740	29.4	1.14	20	A
64	113	288	324	40.0	0.59	20	A
65	113	286	444	39.5	0.89	20	A
66	112	287	577	39.2	0.92	20	A
67	111	328	215	20.8	3.11	30	A
68	111	329	262	20.6	2.70	30	A
69	111	329	317	20.7	1.66	30	A
70	111	330	373	20.6	1.15	30	A
71	111	330	436	20.6	1.11	30	A
72	111	331	504	20.4	1.00	30	A
73	108	313	161	20.6	0.34	72	A

74	109	315	246	20.7	1.09	72	A
75	108	317	318	20.2	1.90	72	A
76	109	319	398	20.4	1.71	72	A
77	109	324	471	20.4	1.71	72	A
78	109	324	576	19.5	1.62	72	A
79	108	315	652	18	1.50	72	A
80	109	313	760	20.5	1.43	72	A
81	110	325	7.91	21.5	-	30	B
82	110	324	62.1	21.6	-	30	B
83	110	325	179	21.7	-	30	B
84	110	327	224	21.8	-	30	B
85	110	329	275	21.6	-	30	B
86	110	328	332	21.6	-	30	B
87	110	329	391	21.2	-	30	B

\*Camera was set (A) perpendicular to the heated surface, and (B) Parallel to the heated surface

### 3.2. 基本的な気泡挙動

鉛直上向きの強制対流サブクール沸騰中における典型的な気泡挙動として、気泡が長期間気泡核に付着した状態を計測する Attach、気泡が発泡核を離脱した後伝熱面上を滑りつつ上昇する Slide、気泡が生成直後に伝熱面から離れてバルク液中に移動する Lift-off などが知られている[3-1]。本実験では、確率的に現れるごく少数の Slide 気泡を除いて、気泡挙動は Lift-off であった。Lift-off 気泡の観察例を図 3-1 に示す。まず、0.33 ms で気泡生成が確認される。その後、3 ms までは気泡中央に白く見える領域があり、気泡が伝熱面に接触していることが伺われる。3.33~3.67 ms で白い円状の領域がほぼ消失し、Lift-off が生じたことがわかる[3-2]。この後、気泡は伝熱面から熱を得ることができず、かつ、サブクール状態にあるバルク液と熱交換するため、気泡サイズが急速に減じている。また、発泡高さを表す図中の赤線と気泡の相対関係に注意すると、気泡は、発泡した位置からわずかに上に移動してから Lift-off をしていることがわかる。すなわち、Lift-off に先立って、気泡は伝熱面に沿って Slide 上昇するといえる。しかしながら、その距離は気泡径の半分程度であり、きわめて小さい。図 3-1 中では、着目気泡以外にもいくつかの気泡が生成されているが、これらについても同様の傾向となっている。なお、本実験で実施したすべての条件において、単一気泡としての基本的な気泡挙動は図 3-1 と同様であった。これより、本実験で調べた範囲内において、Lift-off 前における気泡のスライド上昇距離は小さく、気泡は発泡核より直接 Lift-off するとしても大きな誤差要因とはならないと考えられる。

ただし、試みに、 $\Delta T_{sub}$  を 5 K 程度と小さい値に設定した場合には、典型的な気泡挙動が Slide となる場合があった。Slide 気泡の観察例を図 3-2 に示す。後で述べるように、Lift-off の発生には、気泡サイズの変化に伴って気泡に作用する成長力 (Growth Force) が大きく関係していると考えられる。成長力は、気泡の成長速度が大きく変化する場合に顕著となる。このため、壁面過熱度が低い条件で発泡が可能な低 $\Delta T_{sub}$  条件では、成長力がせん断揚力に打ち勝つことができず、Lift-off が生じにくくなったものと解釈できる。

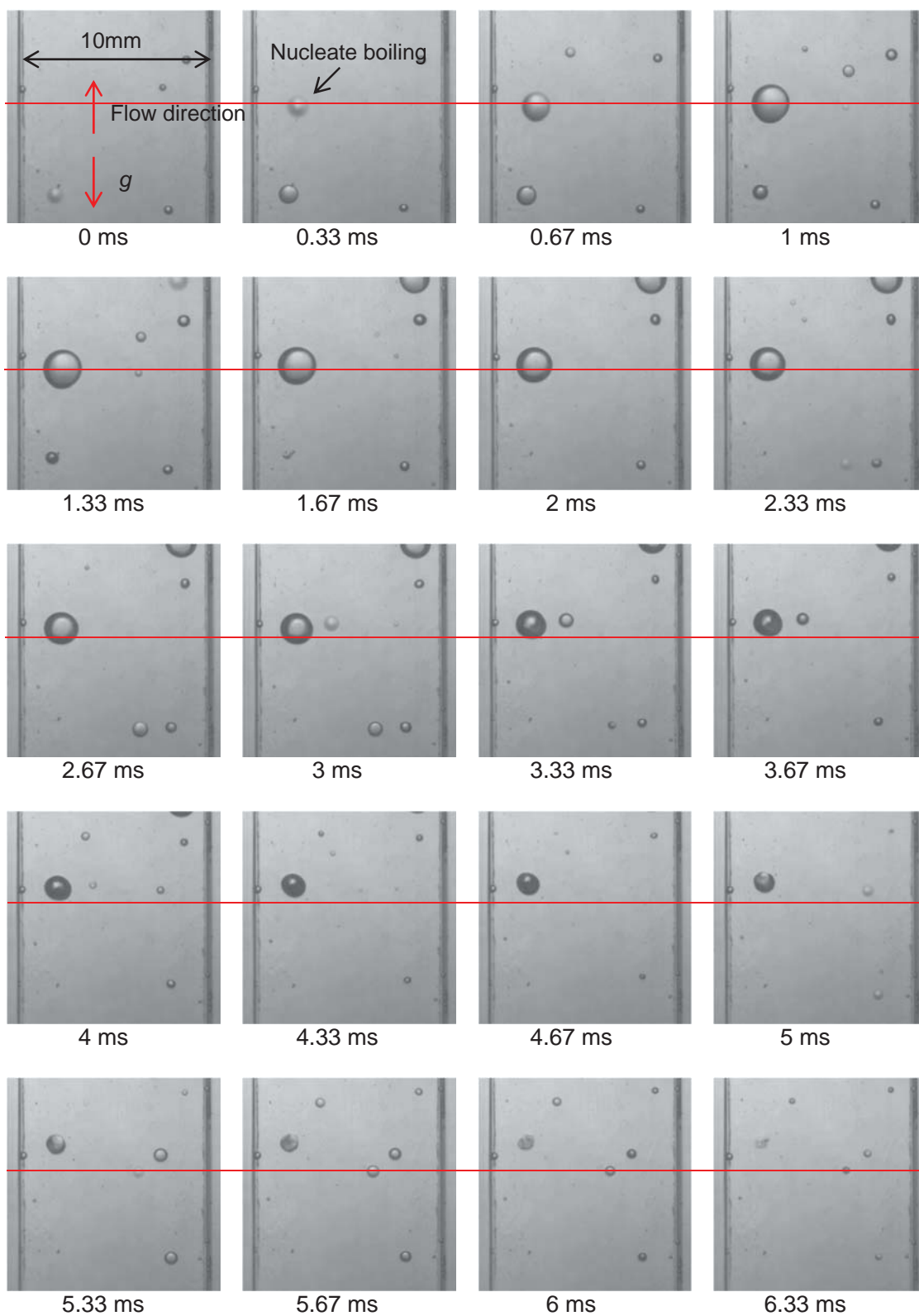


図 3-1 Lift-off 気泡の観察例（赤色の横線は着目する気泡の発泡高さを示す）

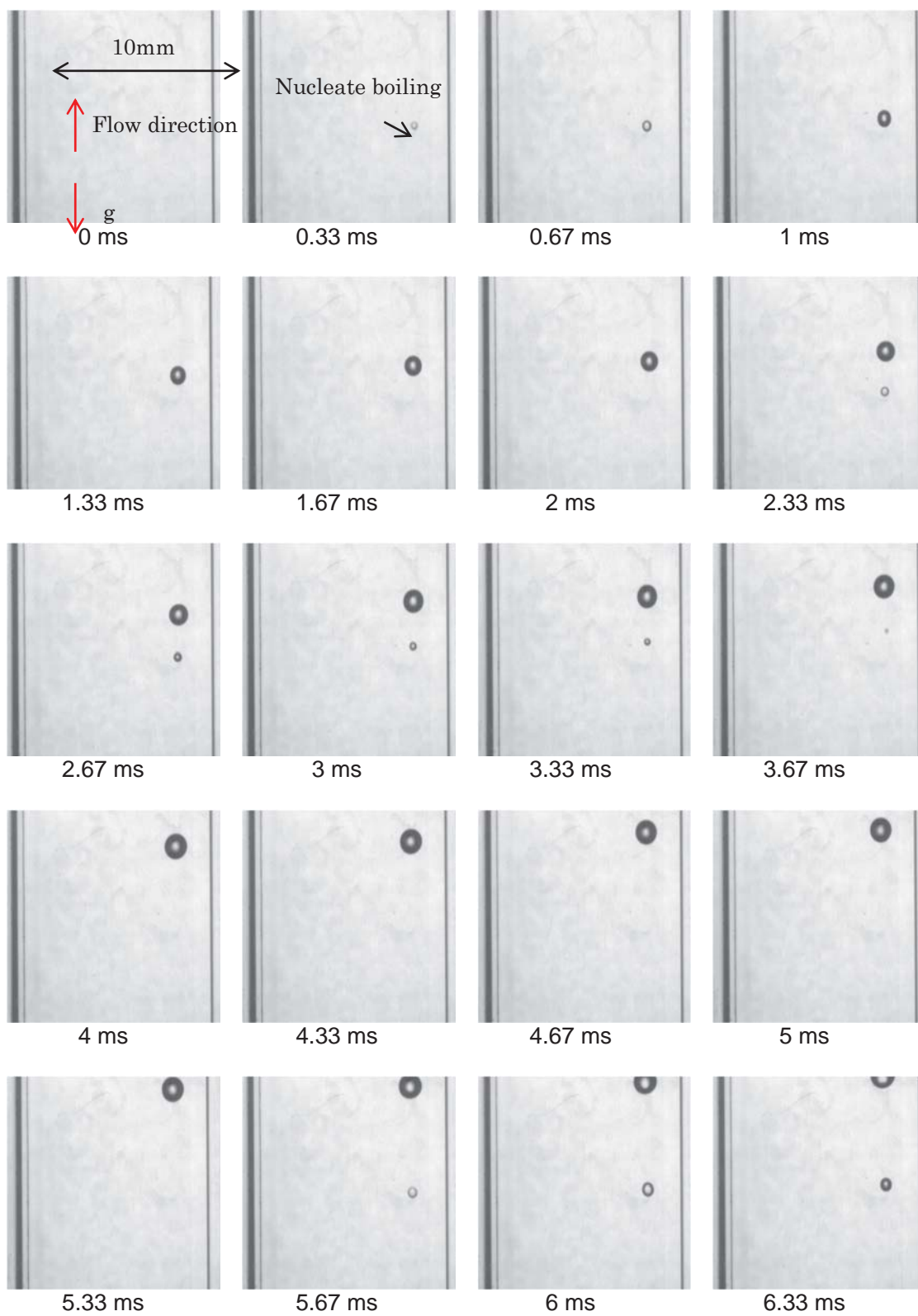


図 3-2 Slide 気泡の観察例

### 3.3. 気泡径分布

図3-3に、2つの発泡核で生成された気泡のサイズのヒストグラムを示す。本図より、赤色で示した発泡核では0.15~0.35 mm、黒色で示した発泡核では0.9~1.3 mmの範囲の気泡を生成している。すなわち、各発泡核で生成される気泡のサイズは概ね均一であるが、発泡核毎に気泡径は大きく異なることを示している。なお、気泡の直径で3~4倍程度の相違であるので、体積で見れば27~64倍程度の差が生じていることになる。

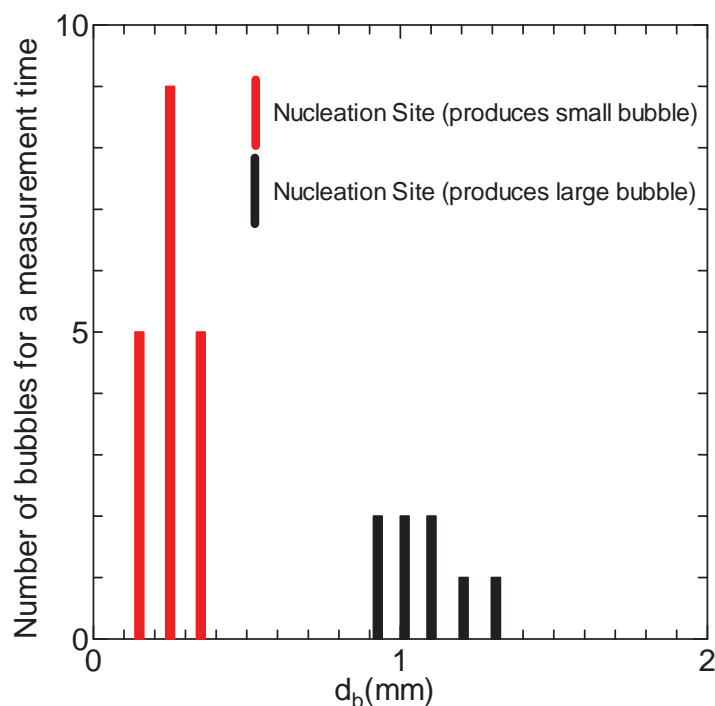
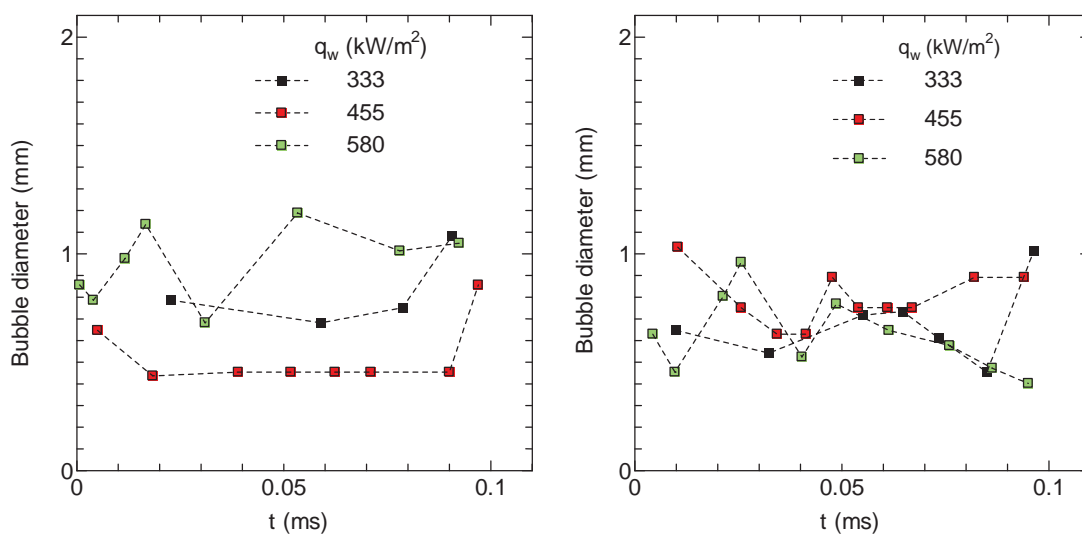
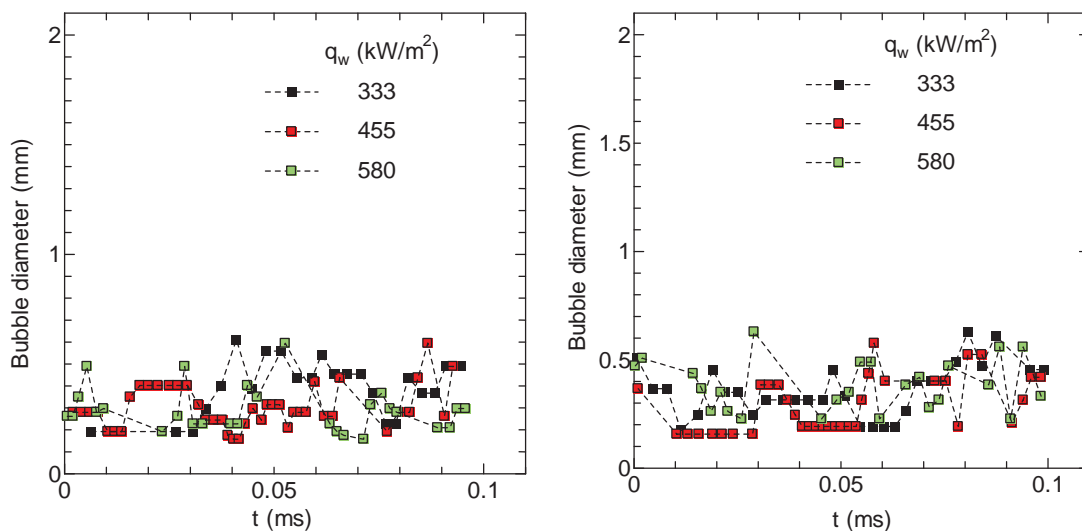


図3-3 2つの発泡核で生成された気泡サイズのヒストグラム

次に、いくつかの沸騰核に着目して、各々で生成される気泡のサイズを調べる。図3-4は、 $\Delta T_{sub} = 14.0 \sim 14.2$  K,  $G = 423 \sim 424$  kg/m<sup>2</sup>sの実験条件の下、4つの異なる沸騰核で生成される気泡サイズを時系列データとして示している。したがって、気泡生成頻度が高いほど、プロットの間隔は短くなる。なお、気泡径には沸騰核からDepartureした時の大きさを採用した。比較的気泡生成頻度が低い発泡核のデータを(a)に、頻度が高い発泡核のデータを(b)に示した。これらの図より、(a)の発泡核では低頻度で大気泡を、(b)では高頻度で小気泡を生成していることがわかる。また、熱流束をパラメーターとしているが、熱流束を変化させても、大気泡を生成する発泡核は大気泡を、小気泡を生成する核は小気泡を常に生成している。実際、熱流速の増加あるいは減少に伴って、ある発泡核で生成される気泡のサイズが急激に変化するという事象は、本実験では観察されなかった。これより、図2-10に示すような発泡核の形状など、発泡核に固有の性質が、生成される気泡のサイズに決定的な影響を及ぼしているものと考えられる。



(a) 気泡生成頻度の低い発泡核



(b) 気泡生成頻度の高い発泡核

図 3-4 個別の発泡核で生成される気泡の径の時系列データ  
 $(\Delta T_{sub} = 14.0 \sim 14.2 \text{ K}, G = 423 \sim 424 \text{ kg/m}^2 \text{ s})$

次に、 $\Delta T_{sub} = 14.2 \text{ K}$ 、 $G = 423 \text{ kg/m}^2 \text{ s}$ 、 $q_w = 455 \text{ kW/m}^2$  の条件で、各発泡核で生成される気泡の算術平均径を、気泡生成のあったすべての核について求めた。本解析の結果をヒストグラムとして整理したものを図 3-5 に示す。本図より、平均気泡径が  $0.9 \text{ mm}$  の発泡核が最多で 10 ヶ所となっている。一方、算術平均径の最小値は  $0.3 \text{ mm}$ 、最大値は  $2.2 \text{ mm}$  であり、きわめて広い範囲に分布することがわかる。なお、図中の実線は、正規分布でフィッティングした結果であり、平均値が  $0.95 \text{ mm}$  に対して標準偏差が  $0.40 \text{ mm}$  であり、気泡径分布がブロードであることが確認できる。

気泡径に及ぼす発泡核形状の影響に関連する研究として、Shojiら[3-3]は、人工キャビティより生成される気泡について詳細に調査している。この結果、円錐型キャビティでは大

きな温度変動を伴う間欠的な気泡生成が行われ、発泡を維持するのに高い過熱度が必要であったのに対して、リエントラント型キャビティでは、より低い過熱度で安定に発泡が生じたことを報告している。また、離脱気泡径には特にキャビティの深さが関係しており、深さの大きいキャビティでは、離脱時気泡径が増加するとともに離脱周期が長くなると述べている。通常伝熱面における気泡径分布を理解する上で、重要な実験情報と考えられる。

図3-6に、RUN 1~66で得られたヒストグラムを示す。いずれの条件においても気泡サイズのレンジはきわめて幅広く、サブクール沸騰の解析において、初期気泡径として単一の値を使用するのは合理的でなく、気泡径分布を考慮することの重要性が理解できる。

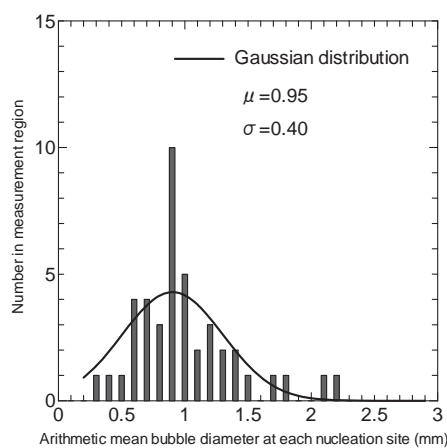
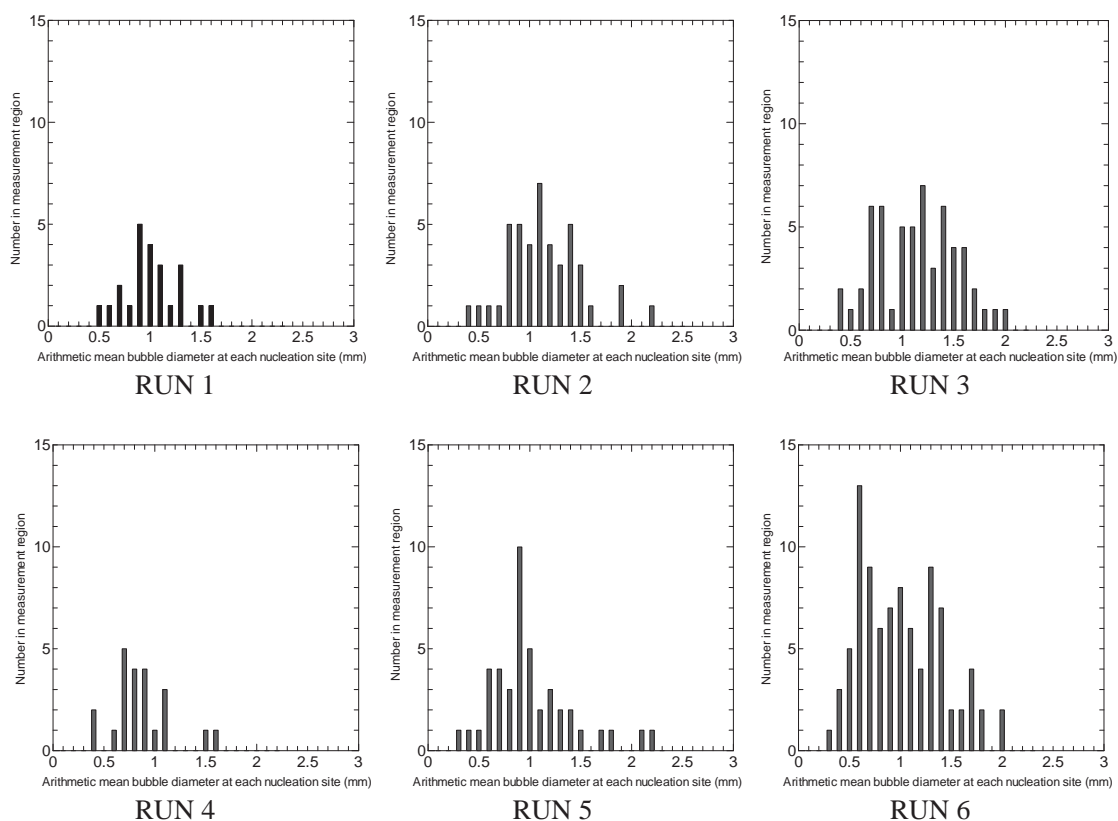
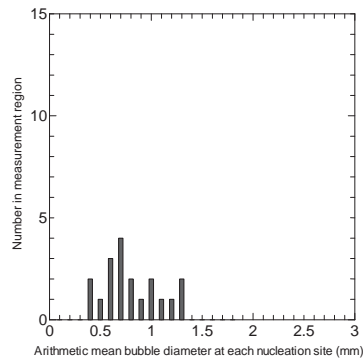
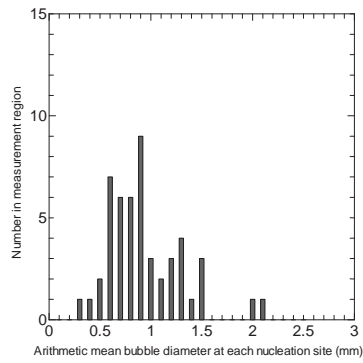


図3-5 発泡核毎の平均気泡径ヒストグラム ( $\Delta T_{sub} = 14.2$  K,  $G = 423$  kg/m<sup>2</sup>s,  $q_w = 455$  kW/m<sup>2</sup>)

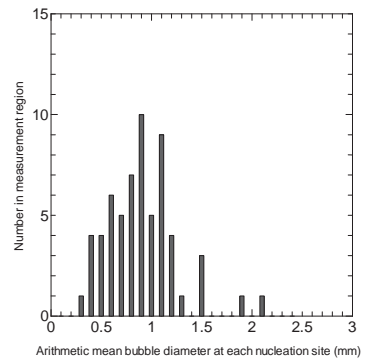




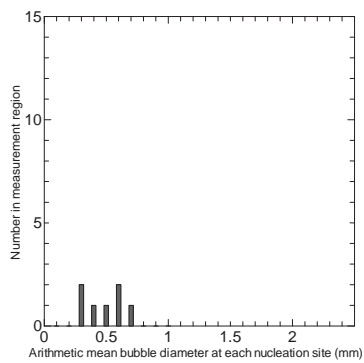
RUN 7



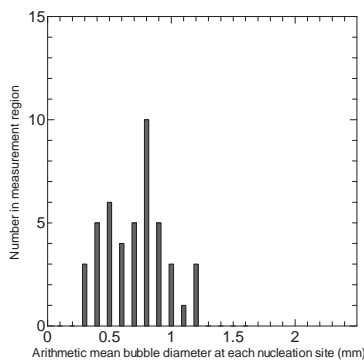
RUN 8



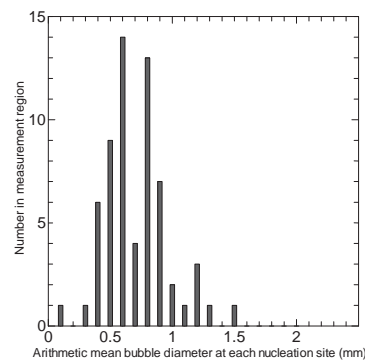
RUN 9



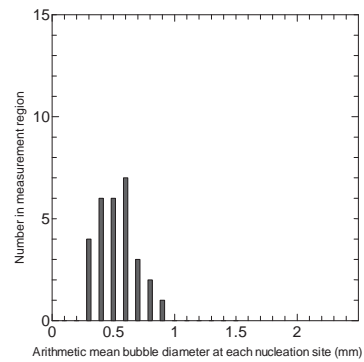
RUN 10



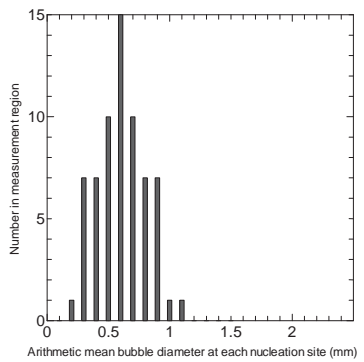
RUN 11



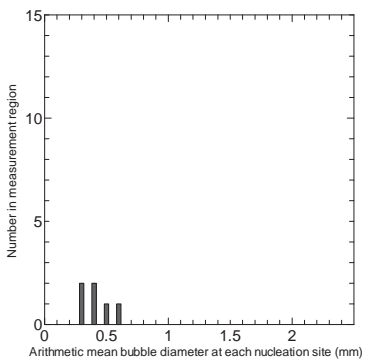
RUN 12



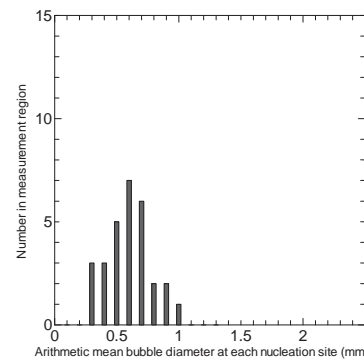
RUN 13



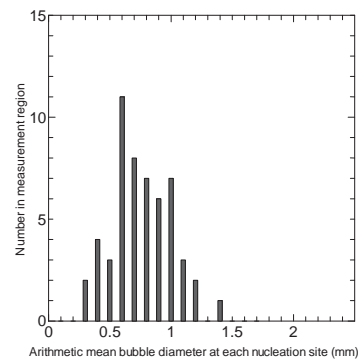
RUN 14



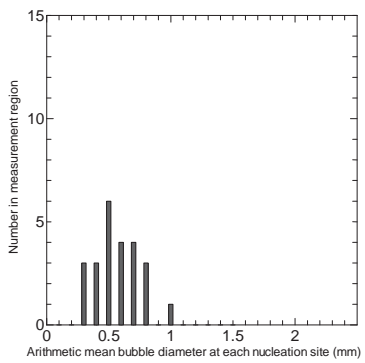
RUN 15



RUN 16

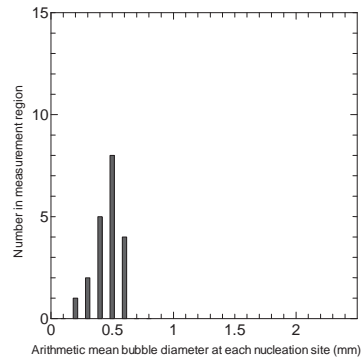


RUN 17

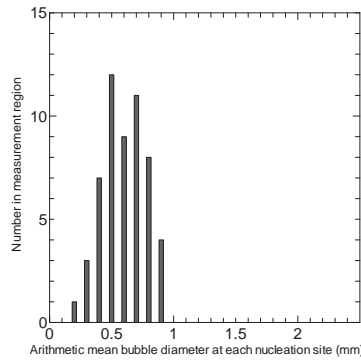


RUN 18

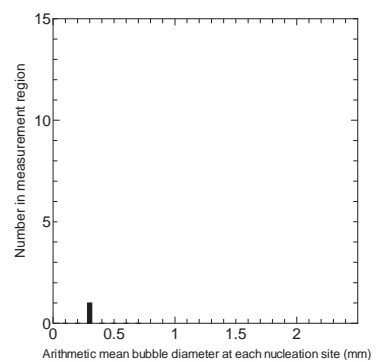




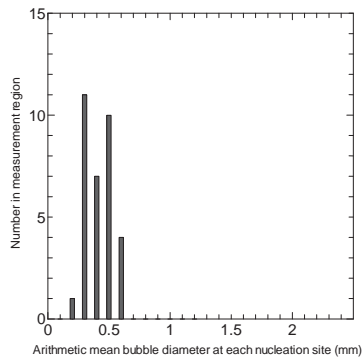
RUN 19



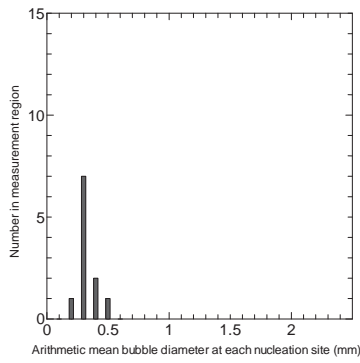
RUN 20



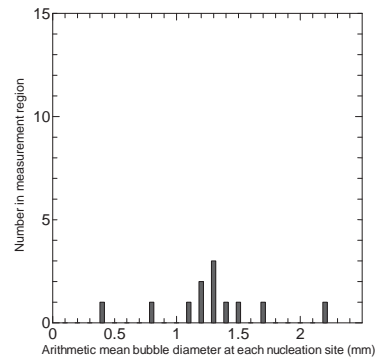
RUN 21



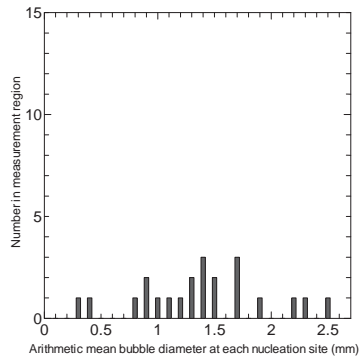
RUN 22



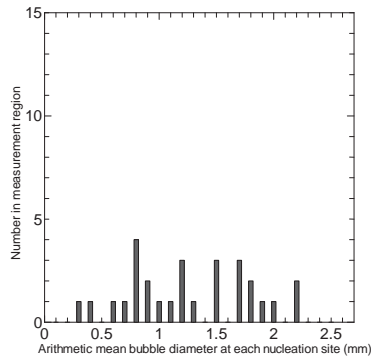
RUN 23



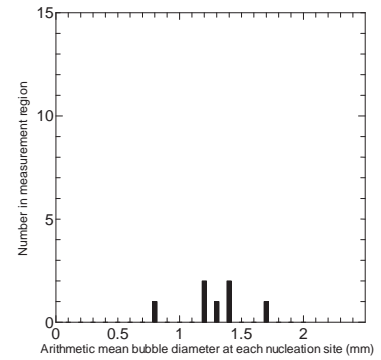
RUN 24



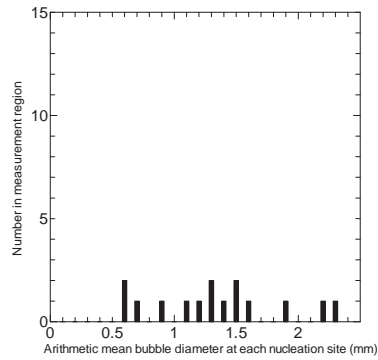
RUN 25



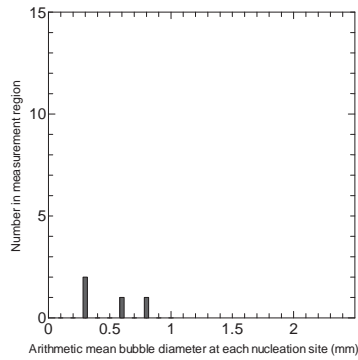
RUN 26



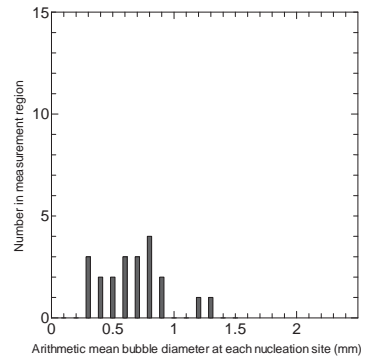
RUN 27



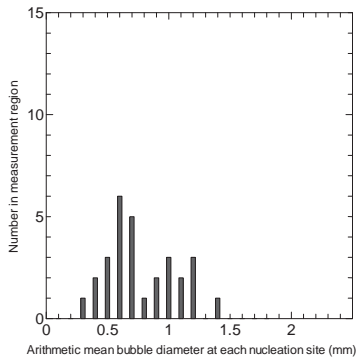
RUN 28



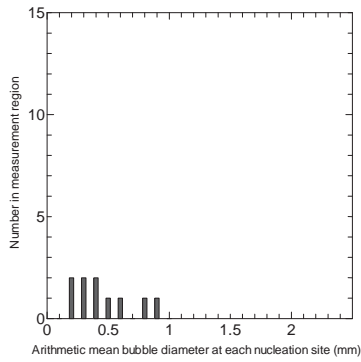
RUN 29



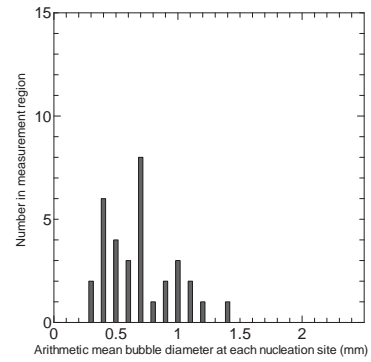
RUN 30



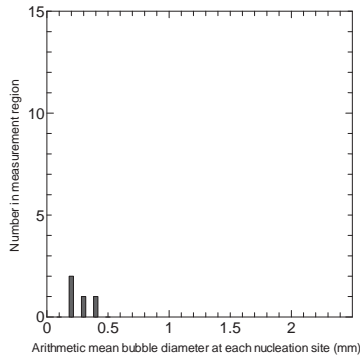
RUN 31



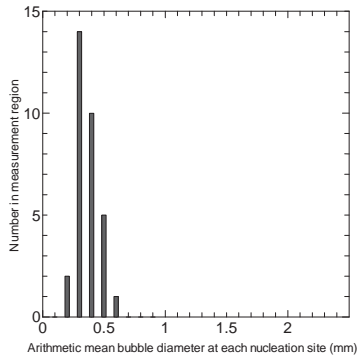
RUN 32



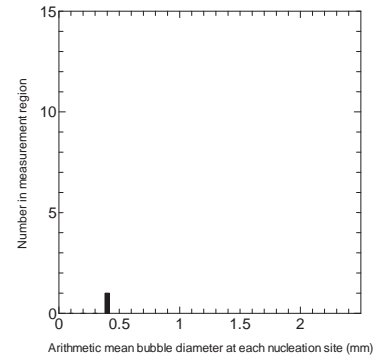
RUN 33



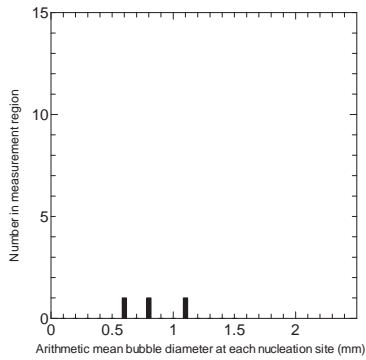
RUN 34



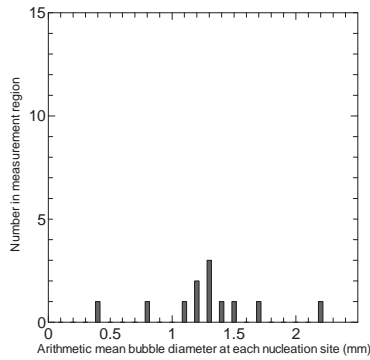
RUN 35



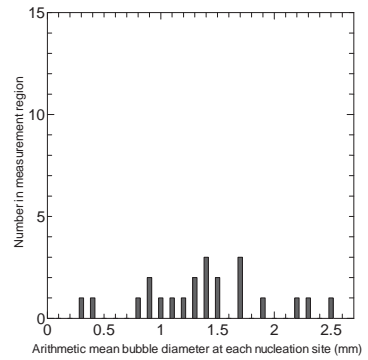
RUN 36



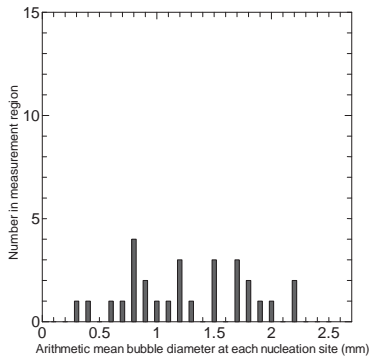
RUN 37



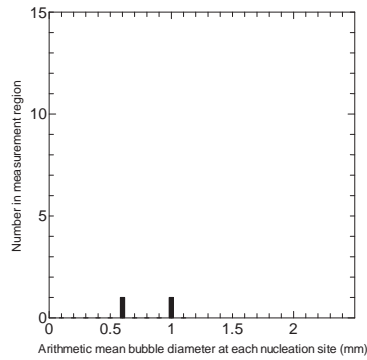
RUN 38



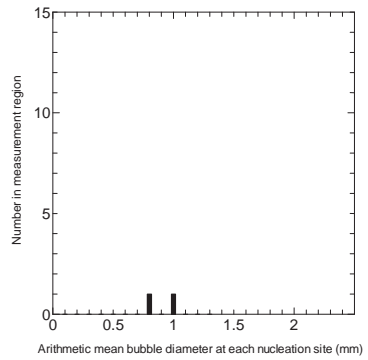
RUN 39



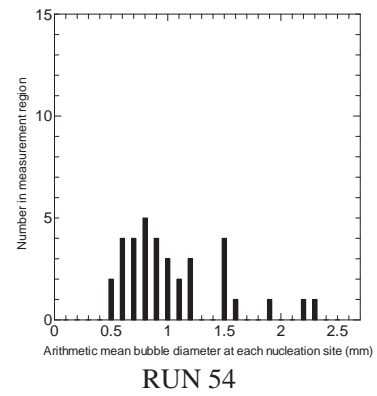
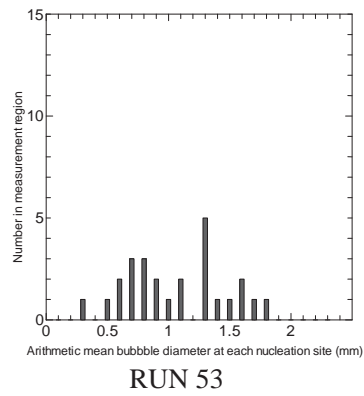
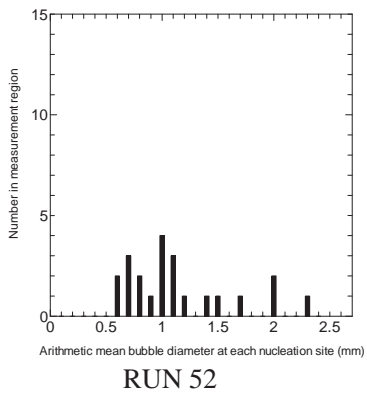
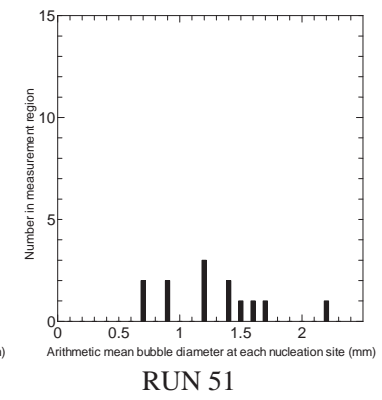
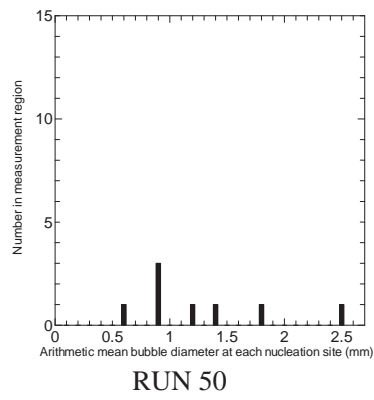
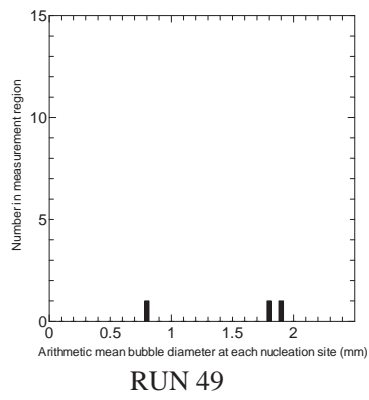
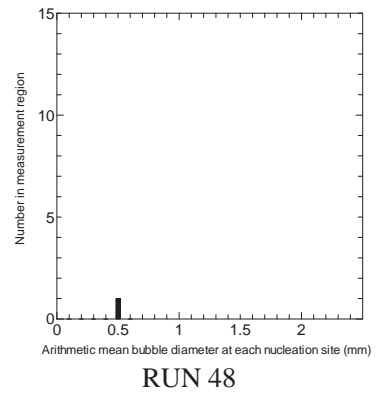
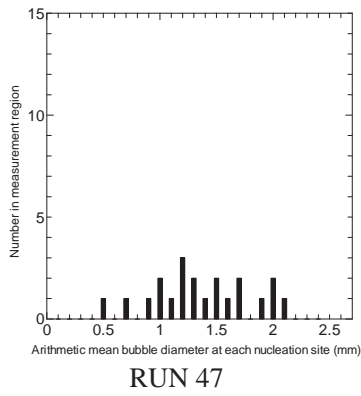
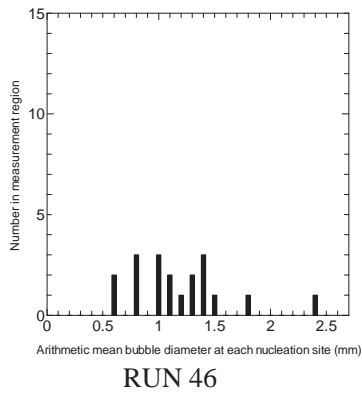
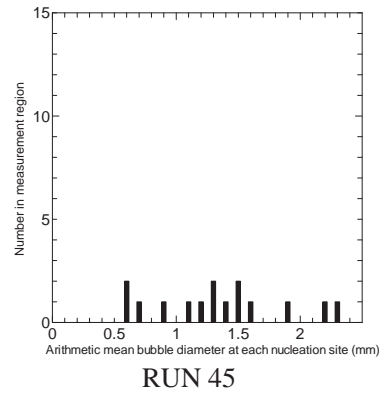
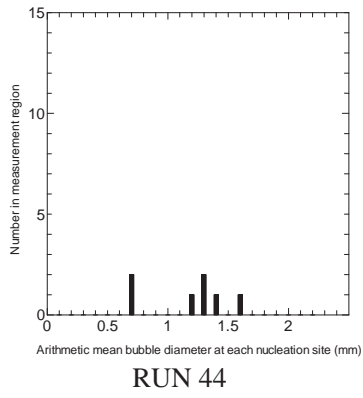
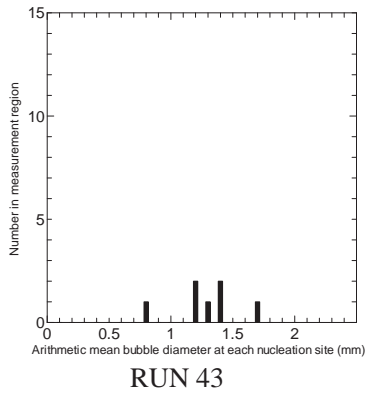
RUN 40



RUN 41



RUN 42



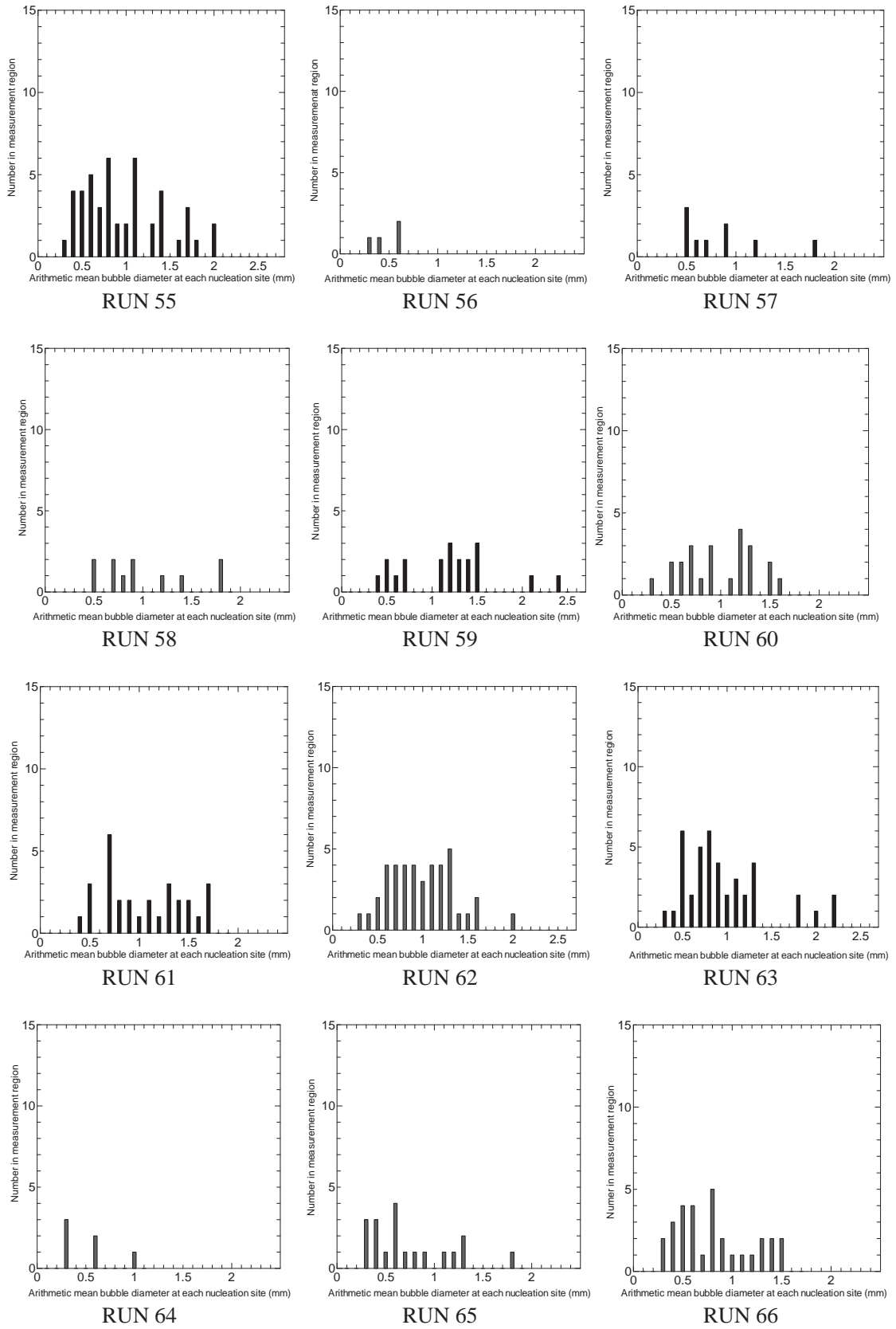


図3-5 発泡核毎の平均気泡径ヒストグラム (RUN 1~66)

### 3.4. 沸騰核毎の蒸気生成量

前節では、沸騰核毎に気泡径が大きく異なることを述べた。一方、サブクール沸騰解析におけるボイド率予測では、蒸気生成量を予測することがまず重要である。そこで、蒸気生成量の観点で、沸騰核の重みの違いを考察する。核沸騰核における蒸気生成量 $\gamma_b$ は、次式で計算できる。

$$\gamma_b = \frac{\pi}{6} d_b^3 f_b \rho_b \quad (3-1)$$

ここで、 $d_b$ は気泡径、 $f_b$ は気泡生成周期、 $\rho_b$ は蒸気の密度である。図 3-6 に、 $\gamma_b$ の(a)気泡径、及び(b)気泡生成周期に対する依存性を示す。本図より、沸騰核毎の蒸気生成量は最大で 2 オーダー程度異なること、低周期で大気泡を生成する沸騰核の方がより多量の蒸気を生成することがわかる。

ただし、図 3-5 でもわかるように、大気泡を生成する沸騰核の数は相対的に多くはない。そこで、次式で定義される全蒸気生成量 $\Gamma_b$ において、いずれの大きさの気泡が重要であるかを調べるため、 $\Gamma_b$ の  $d_b$ に対する累積分布関数(CDF)を求めた。

$$\Gamma_b = \sum_{i=1}^{N_s} \gamma_{b,i} \quad (3-2)$$

ここで、 $N_s$ は沸騰核の総数である。得られた CDF を図 3-7 に示す。CDF の勾配より、直径 1 mm 程度の気泡が蒸気生成量に最も寄与していることがわかる。また、図 3-6 より、直径 1 mm 以上の気泡を生成する気泡核は全気泡核の約 30%であるが、図 3-7 より、これらの気泡核における蒸気生成量は $\Gamma_b$ の 60%を占めている。特に、直径 2 mm の最も大きい気泡を生成する沸騰核では、単独で $\Gamma_b$ の 14%にあたる蒸気が生成されている。これより、蒸気生成量の観点から見ても、発泡核の重要性は大きく異なっており、活性化されたすべての気泡核を同等に扱う既存のサブクール沸騰モデルでは、ボイド率や熱伝達率の予測において、多大な誤差を生じる可能性があると考えられる。

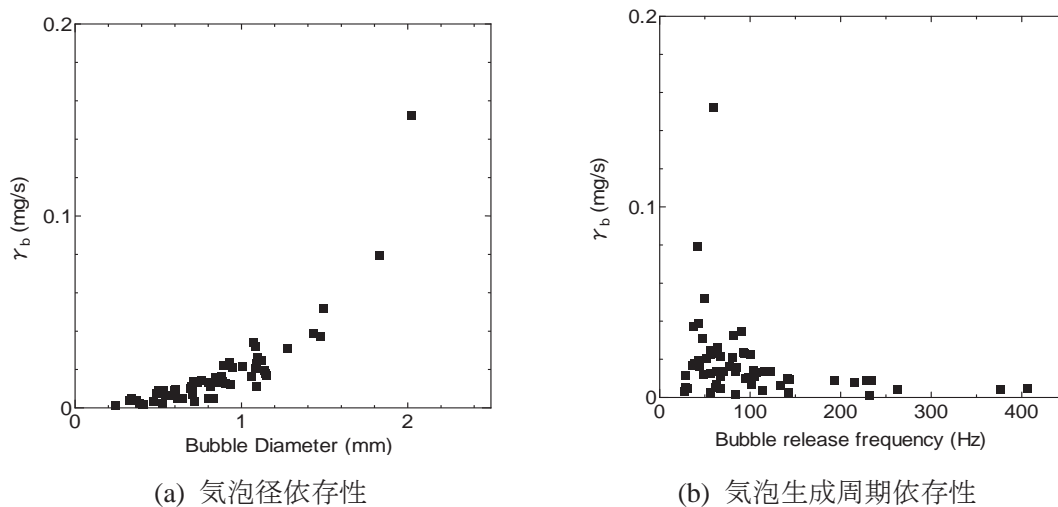


図 3-6 沸騰核毎の蒸気生成量 ( $\Delta T_{sub} = 19.1$  K,  $G = 426$  kg/m<sup>2</sup>s,  $q_w = 583$  kW/m<sup>2</sup>)

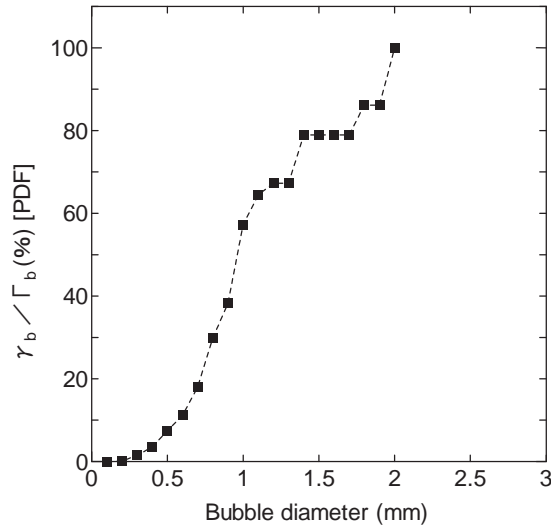


図 3-7 蒸気生成量の気泡径に対する累積分布関数  
( $\Delta T_{sub} = 19.1$  K,  $G = 426$  kg/m<sup>2</sup>s,  $q_w = 583$  kW/m<sup>2</sup>)

### 3.5. 平均気泡径のパラメーター依存性

発泡核により生成される気泡のサイズが大きく異なることが明らかとなったが、サブクール沸騰解析を行う上では、まず平均気泡径を正しく評価することが重要である。このため、各実験条件における平均気泡径のパラメーター依存性を調べる。ここで、サブクール沸騰解析では、蒸気生成量の評価が最も重要であることから、平均気泡径としては、体積平均径を採用する。蒸気生成量 $\Gamma_V$ と体積平均気泡径 $d_b$ の関係は以下の書式に示す通りである。

$$\Gamma_V = \frac{\pi\rho_b A_H}{6V_0 A_m t_m} \sum_{i=1}^{N_{site}} \sum_{j=1}^{N_{b,i}} d_{b,ij}^3 = \frac{\pi\rho_b A_H}{6V_0} \frac{N_{site}}{A_m} \frac{\sum_{i=1}^{N_{site}} N_{b,i} \sum_{j=1}^{N_{b,i}} d_{b,ij}^3}{N_{site} t_m \sum_{i=1}^{N_{site}} N_{b,i}} = \frac{\pi\rho_b A_H}{6V_0} N_s f_b d_b^3 \quad (3-3)$$

ここで、 $V_0$ は検査体積、 $A_H$ は $V_0$ 内における伝熱面の面積、 $t_m$ は計測時間、 $N_{site}$ は観測された発泡核の数、 $A_m$ は計測領域の面積、 $N_b$ は各発泡核で生成された気泡の数、 $i$ は発泡核の番号、 $j$ は各発泡核で生成された気泡の番号である。上式より、 $\Gamma_V$ の評価の観点では、発泡核密度 $N_s$ 、平均気泡生成周期 $f_b$ 、平均気泡径 $d_b$ は次のように定義すべきであることがわかる。

$$N_s = \frac{N_{site}}{A_m} \quad (3-4)$$

$$f_b = \frac{\sum_{i=1}^{N_{site}} N_{b,i}}{N_{site} t_m} = \frac{\sum_{i=1}^{N_{site}} f_{b,i}}{N_{site}} \quad (3-5)$$

$$d_b = \left( \frac{\sum_{i=1}^{N_{site}} \sum_{j=1}^{N_{b,i}} d_{b,ij}^3}{\sum_{i=1}^{N_{site}} N_{b,i}} \right)^{1/3} \quad (3-6)$$

式(3-6)が以下に示す平均気泡径の算出に用いた定義式である。ただし、同一の発泡核で生成される気泡のサイズは概ね均一であったため、各発泡核における平均気泡径は図3-5に示す算術平均径で代用した。

### (1) 質量流束の影響

質量流束の変化に伴う平均気泡径及び流路内状況の変化の様子を各々図 3-8、図 3-9 に示す。サブクール度をおよそ 10, 15, 20, 30, 40 K の 5 パターン、壁面熱流束をおよそ 328, 448, 576 kW/m<sup>2</sup> の 3 パターンに固定した上で、質量流束をおよそ 285, 425, 571, 714 kg/m<sup>2</sup>s の最大で 4 通りの値に設定している。これらの図より、他の条件が同じである場合、平均気泡径は質量流束及びサブクール度の増加とともに減少する傾向であることがわかる。

図 3-10 に、沸騰核密度と伝熱面過熱度 $\Delta T_w$ の関係を示す。ここで、 $\Delta T_w$ は、Liu らの相関式[3-4]を用いて算出している。本解析は、サブクール度 20 K、質量流束は 282~284 kg/m<sup>2</sup>s とそのおよそ 2 倍の値の 571~575kg/m<sup>2</sup>s の場合について行った。本図より、沸騰核密度は過熱度が増加するにつれて急増しているが、質量流束には依存しておらず、Basu ら[3-5]と同様の傾向となっている。

### (2) サブクール度の影響

平均気泡径に及ぼすサブクール度の影響を図 3-11 に、流路内状況の変化を図 3-12 に示す。ここでは、質量流束をおよそ 285, 425, 571, 714 kg/m<sup>2</sup>s の 4 パターン、壁面熱流束をおよそ 202, 328, 380, 448, 576 kW/m<sup>2</sup> の 5 パターンに固定し、サブクール度をおよそ 10, 15, 20, 30, 40 K の最大 5 パターン変化させた。図 3-8 から予想されるように、サブクール度が増加するにつれて、気泡径は小さくなることを確認できる。図 3-13 に、サブクール度と伝熱面近傍に形成される過熱液層の厚さ $\delta$ の関係を示す。ここで、伝熱面近傍では、液温分布が伝熱面からの距離の増加とともに線形に低下するものと仮定して、次式により $\delta$ を推算した。

$$\delta = \frac{k_l \Delta T_w}{q_w} \quad (3-7)$$

ここで、 $k_l$ は液相の熱伝導率である。本図より、平均気泡径と同様に、過熱液層厚さもサブクール度の増加とともに減少する傾向であることがわかる。したがって、過熱液相厚さの減少が、平均気泡径減少の一因となっている可能性がある。

### (3) 壁面熱流束の影響

平均気泡径に及ぼす壁面熱流束の影響を図 3-14 に、流路内の状況を図 3-15 に示す。実験パラメーターは、質量流束をおよそ 285, 425, 571, 714 kg/m<sup>2</sup>s の 4 パターン、サブクール度をおよそ 10, 15, 20, 30, 40 K の 5 パターンとし、壁面熱流束を徐々に変化させた。これらの図より、熱流束が小さいうちは、平均気泡径は熱流束の増加とともに増加するが、熱流束がある程度大きくなると、平均気泡径はほぼ一定か、むしろ減少に転じることがわかる。

これは、熱流束が大きくなると、増加分が個々の気泡のサイズの増加よりも、発泡核数の増大に消費され、新たに活性化された発泡核では小さいサイズの気泡を生成する傾向があることを反映している。なお、図 3-15(a)の  $555 \text{ kW/m}^2$  では、気泡の合体が生じているが、本解析では合体気泡は解析に含めていない。気泡合体は、式(3-3)で計算される蒸気生成量には直接関係しないが、サブクール沸騰中の界面積濃度及び凝縮率に多大な影響を及ぼす可能性があるため、今後の検討課題と位置づけられる。なお、サブクール沸騰中の気泡径に関する既存研究では、Prodanovic ら[3-6]は、熱流束の増加に伴って最大気泡径は減少する傾向だが、低熱流束域ではこの傾向が顕著であるのに対し、高熱流束域では気泡径はほぼ一定であるとしている。一方、Situ ら[3-7]は、気泡離脱径は熱流束の増加とともに大きくなると述べており、気泡径に及ぼす熱流束の影響はさらに検討の必要がある。

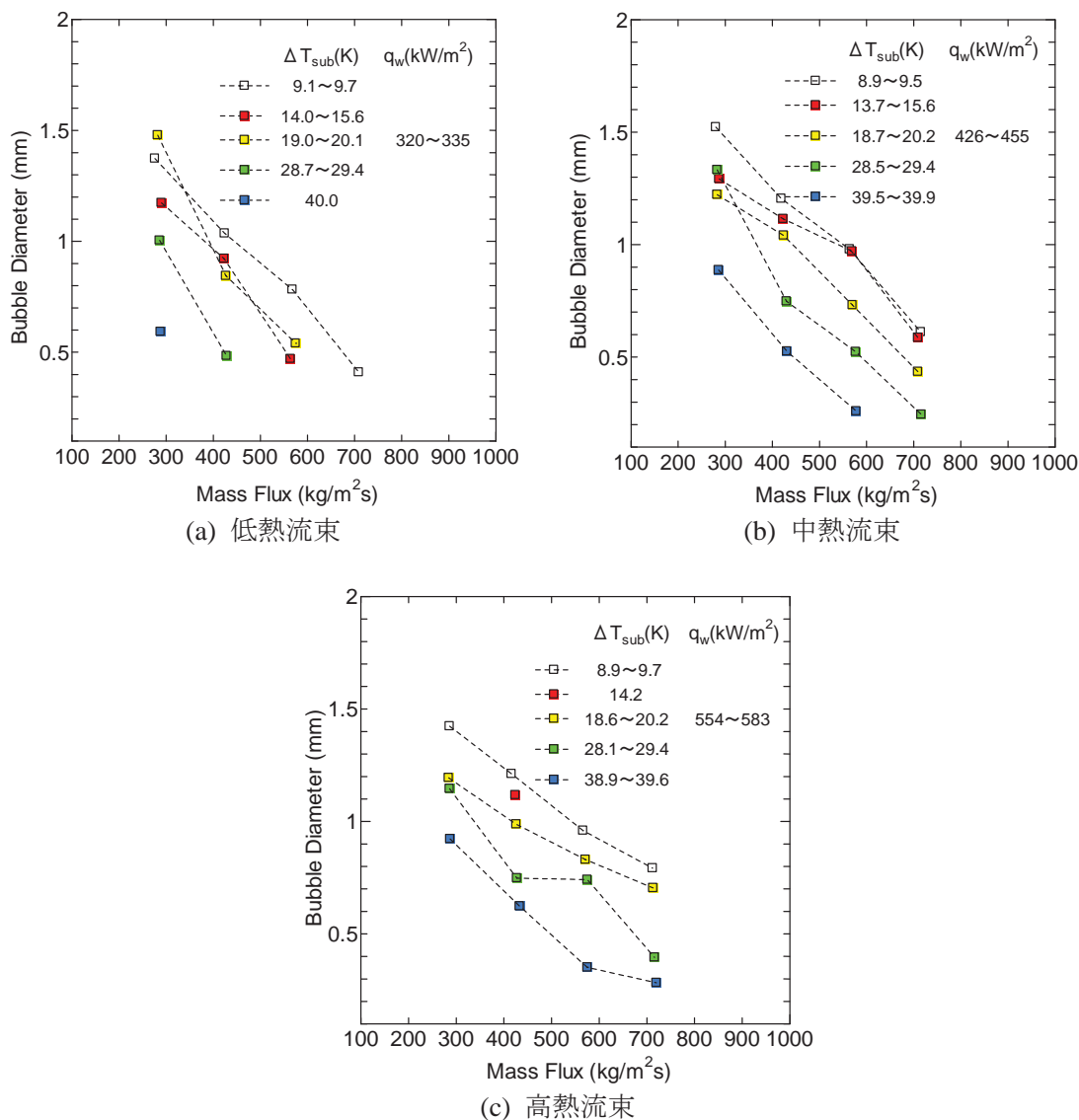
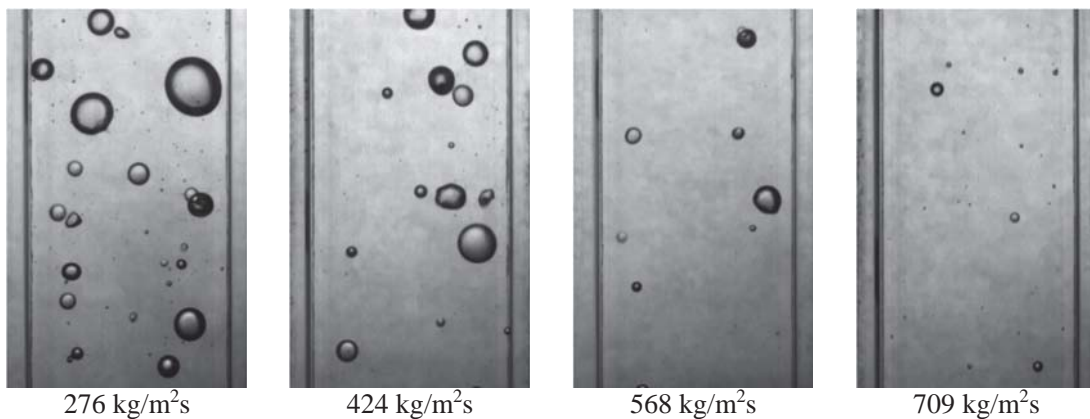
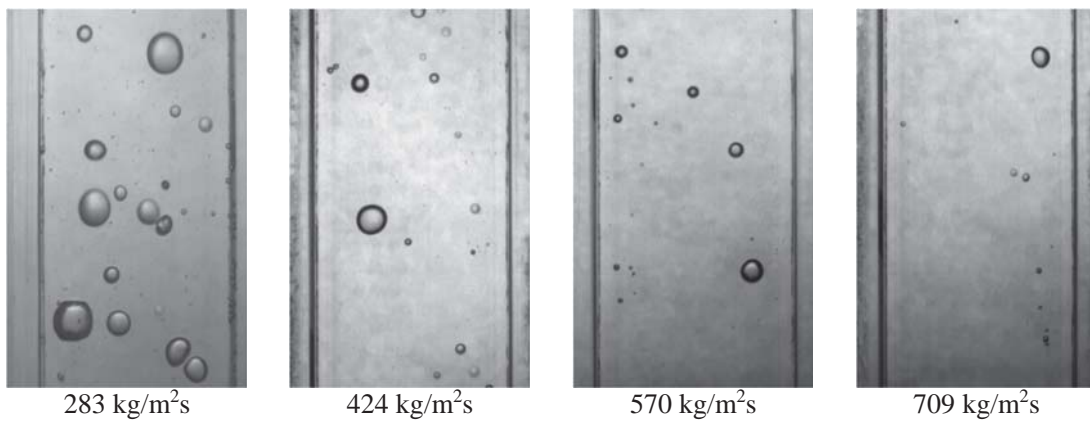


図 3-8 平均気泡径に及ぼす質量流束の影響

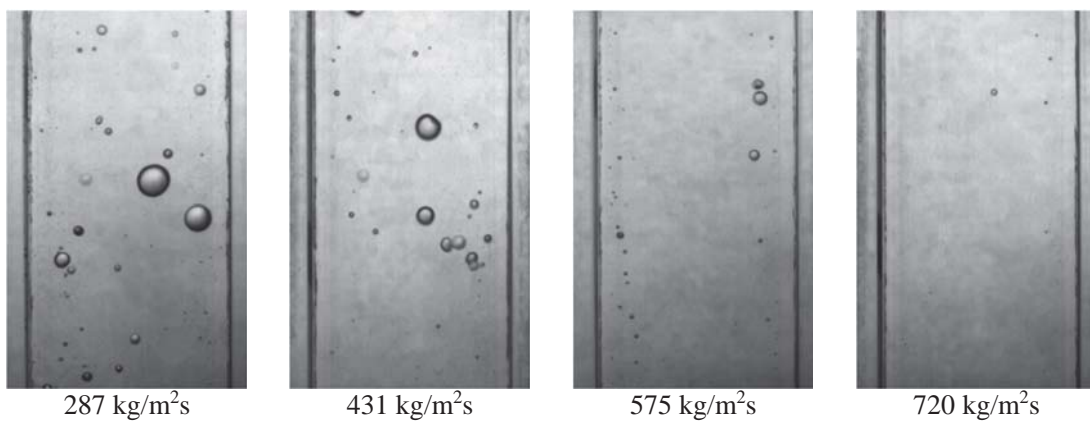




(a)  $\Delta T_{sub}=9.1\sim 9.7\text{K}$ ,  $q_w=320\sim 335\text{kW/m}^2$



(b)  $\Delta T_{sub}=18.7\sim 20.2\text{K}$ ,  $q_w=426\sim 455\text{kW/m}^2$



(c)  $\Delta T_{sub}=38.9\sim 39.6\text{K}$ ,  $q_w=554\sim 583\text{kW/m}^2$

図 3-9 質量流束の増加に伴う流路内状況の変化

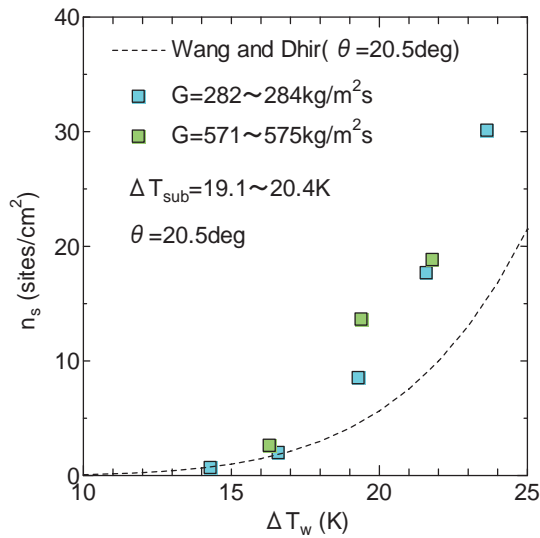


図 3-10 異なる質量流束条件における沸騰核密度と伝熱面過熱度の関係

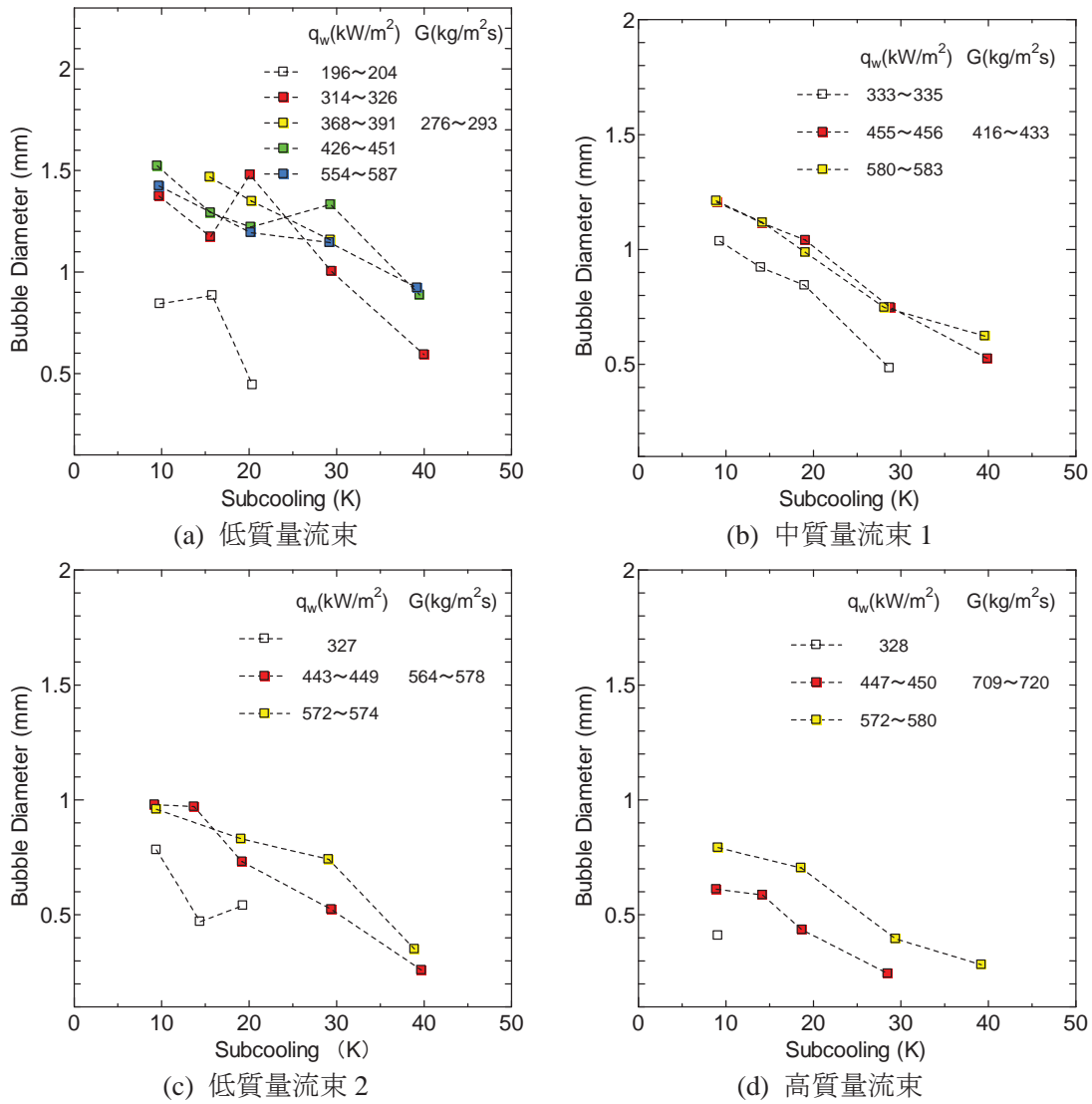


図 3-11 平均気泡径に及ぼすサブクール度の影響

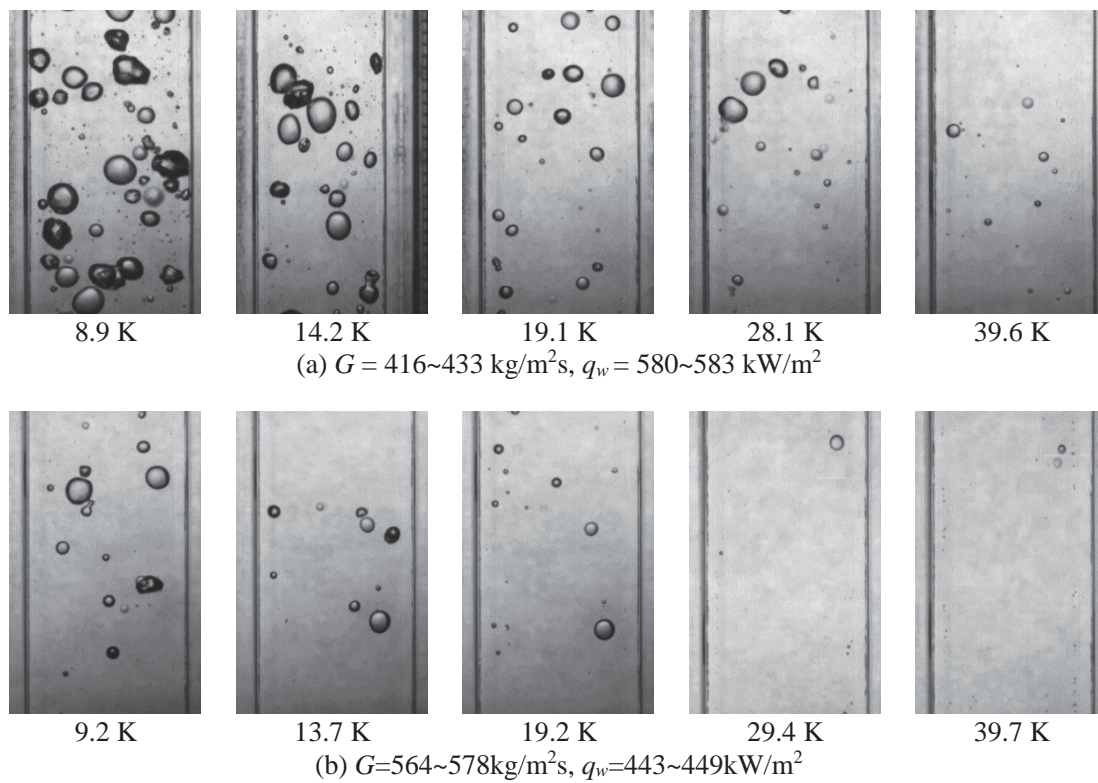
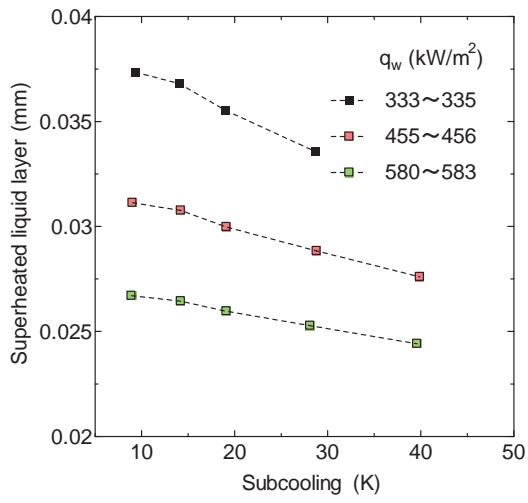
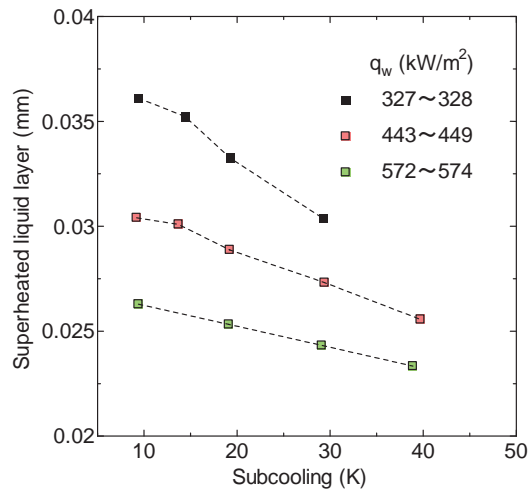


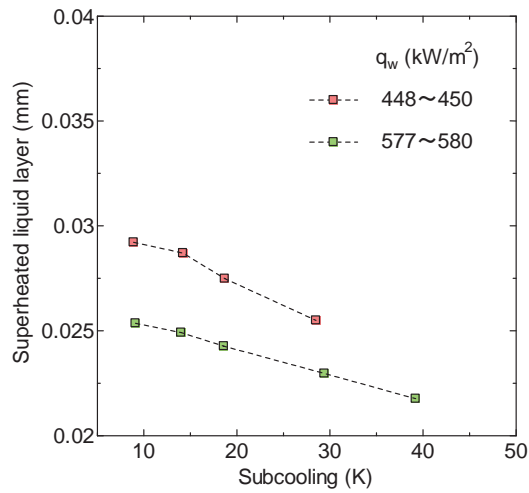
図 3-12 サブクール度の増加に伴う流路内状況の変化



(a)  $G = 416 \sim 433 \text{ kg/m}^2\text{s}$

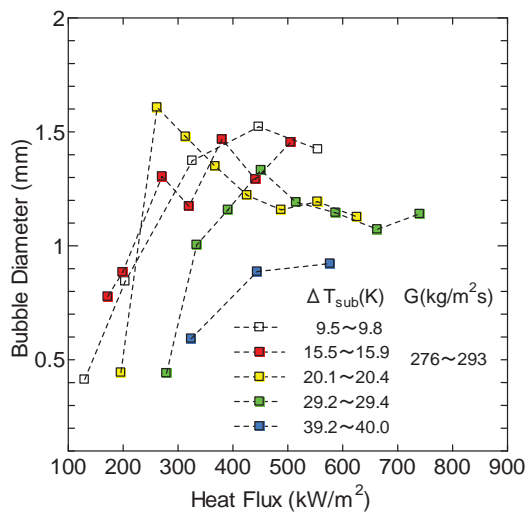


(b)  $G = 564 \sim 578 \text{ kg/m}^2\text{s}$

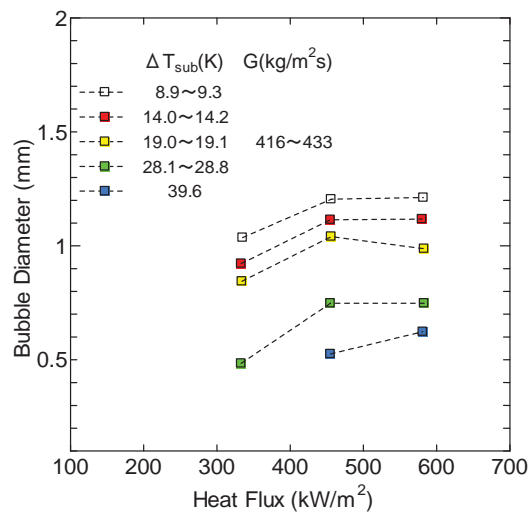


(c)  $G = 709 \sim 720 \text{ kg/m}^2\text{s}$

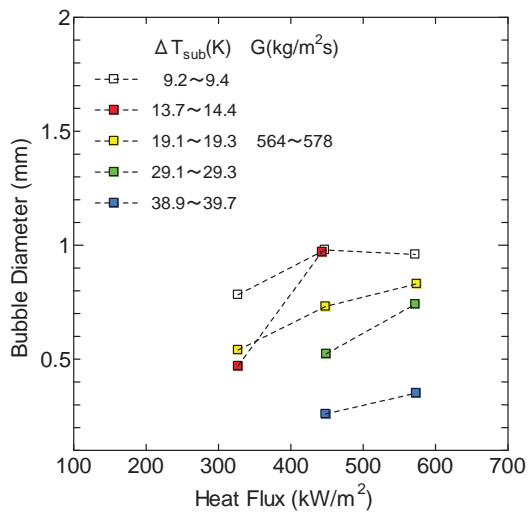
図 3-13 サブクール度と過熱液層厚さの関係



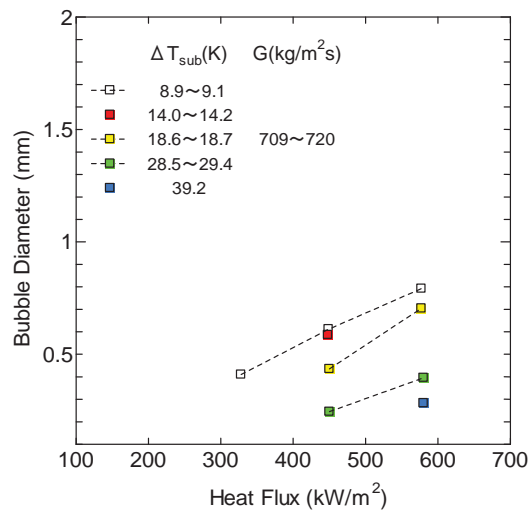
(a) 低質量流束



(b) 中質量流束 1



(c) 低質量流束 2



(d) 高質量流束

図 3-14 平均気泡径に及ぼす熱流束の影響

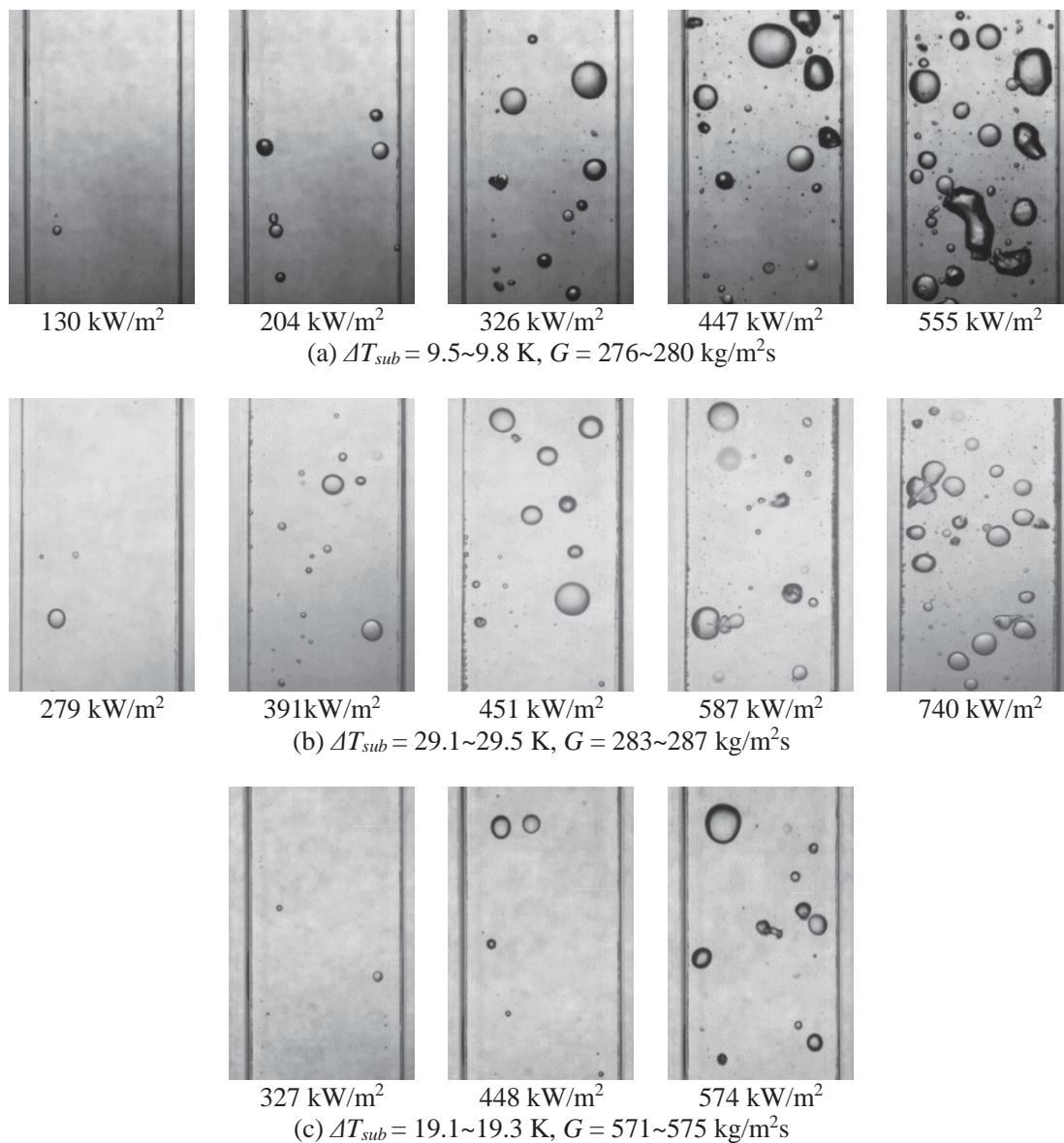


図 3-15 熱流束の増加に伴う流路内状況の変化

### 3.6. Force balanceモデルに基づく気泡径予測式の評価

強制対流サブクール沸騰中の気泡径を対象とする機構論的評価法として、Force balanceモデルがある。原理的には、伝熱面に沿う方向のForce balanceより気泡が沸騰核を離れるときの径 (departure diameter)、伝熱面と垂直方向のForce balanceより気泡が伝熱面から離れるときの径 (lift-off diameter) が計算される。しかし、本実験の条件に通常のForce balanceモデルを適用した場合、気泡に働く正味の力が伝熱面から引き離す方向に向かうことはなく、気泡は伝熱面を離脱することはない (lift-off diameterは定義できない) という評価結果になり、可視化実験の結果と矛盾する。これは、伝熱面と垂直の方向に作用する力の評価が困難であるためであり、既存のForce balanceモデルが不完全であることを反映した結果である。しかし、departure diameterについては、本実験の計測結果と同程度の気泡径が計算される。図3-1で述べたように、本実験では、沸騰核を離脱した後、きわめて短時間のうちに気泡の伝熱面離脱 (lift-off) が生じる。このため、departure diameterとlift-off diameterはほぼ同程度の値であるため、lift-off diameterはdeparture diameterで代用できると仮定し、伝熱面に沿う方向 (鉛直方向) のForce balanceより計算される気泡径と実験データの比較を行う。

#### (1) 気泡の Departure 径

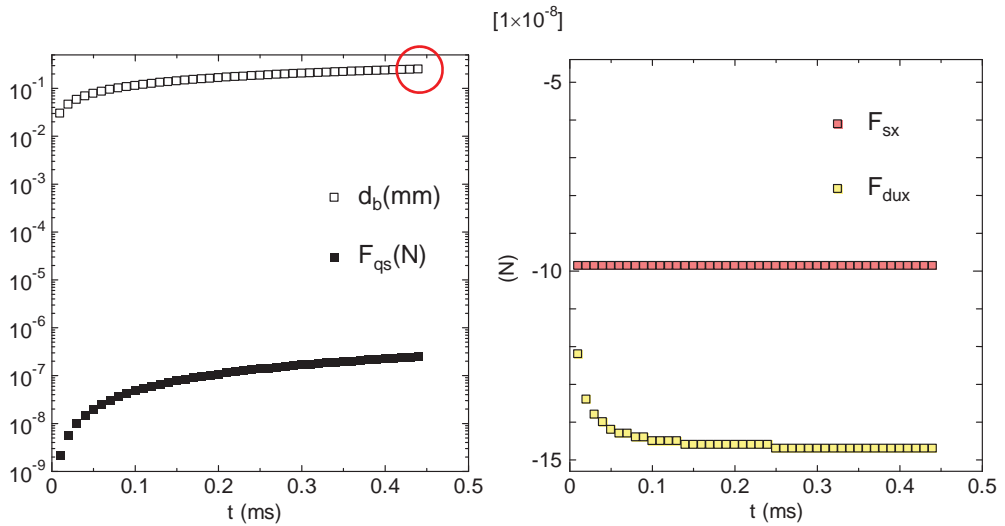
代表的な Force balance モデルとして、Klausner ら[3-8]及び Yun ら[3-9]のモデルを評価対象とした。気泡に作用する力の評価は微妙な問題を含むため、評価に先立って、Klausner らの解析結果を用いて再現確認計算を行った。主な実験及び計算条件を表 3-2 に示す。なお、Klausner らの実験は、試験流体として R113 を用いており、流動方向は水平流である。

表 3-2 Klausner らの実施したサブクール沸騰実験の主な条件

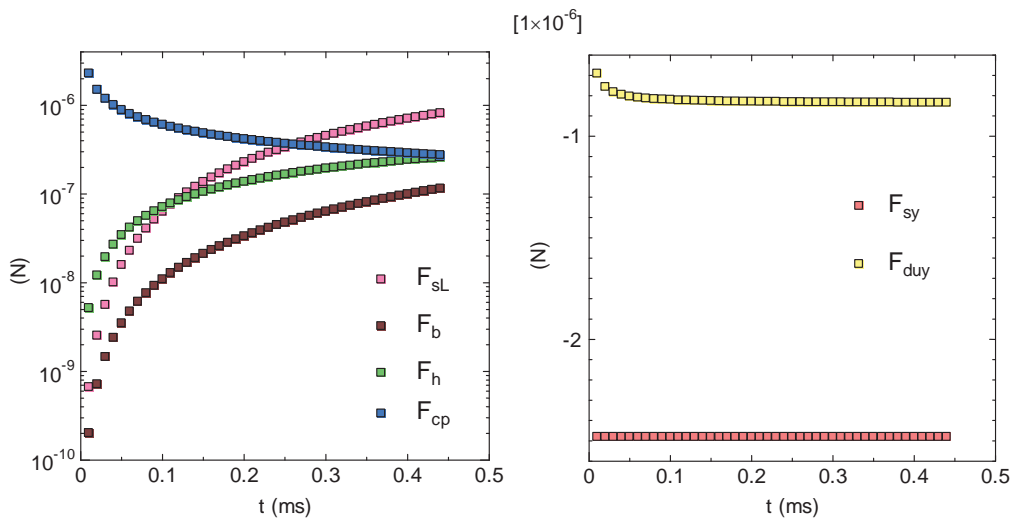
Parameter	Experimental range
$G$ [kg/m <sup>2</sup> s]	223
$q_w$ [kW/m <sup>2</sup> ]	23.6
$d_w$ [mm]	0.09
$\alpha$ [rad]	$\pi/4$
$\beta$ [rad]	$\pi/5$
$\delta$ [mm]	6.5
$\Delta T_{sat}$ [deg]	15.8
$X$ [-]	0.106
$T_{sat}$ [deg]	60
$\sigma$ [N/m]	0.0135
$\rho_l$ [kg/m <sup>3</sup> ]	1479
$\rho_v$ [kg/m <sup>3</sup> ]	10.7
$\nu_l$ [m <sup>2</sup> /s]	2.91E-7

表 3-3 気泡に作用する力の成分に関する Klausner らの結果と確認計算結果の比較

Direction	Force	Klausner et al.	Present Calculation
x	$F_{sx}$ [N]	-9.90E-08	-9.86E-08
	$F_{qs}$ [N]	2.80E-07	2.48E-07
	$F_{dux}$ [N]	-1.80E-07	-1.47E-07
y	$F_{sy}$ [N]	-2.50E-06	-2.48E-06
	$F_{duy}$ [N]	-1.00E-06	-8.34E-07
	$F_{sL}$ [N]	1.30E-06	8.19E-07
	$F_b$ [N]	1.00E-07	1.16E-07
	$F_h$ [N]	2.70E-07	2.60E-07
	$F_{cp}$ [N]	1.70E-07	2.76E-07



(a) 気泡径および水平方向成分



(b) 鉛直方向成分

図 3-16 気泡径及び気泡に働く力の成分の時間変化



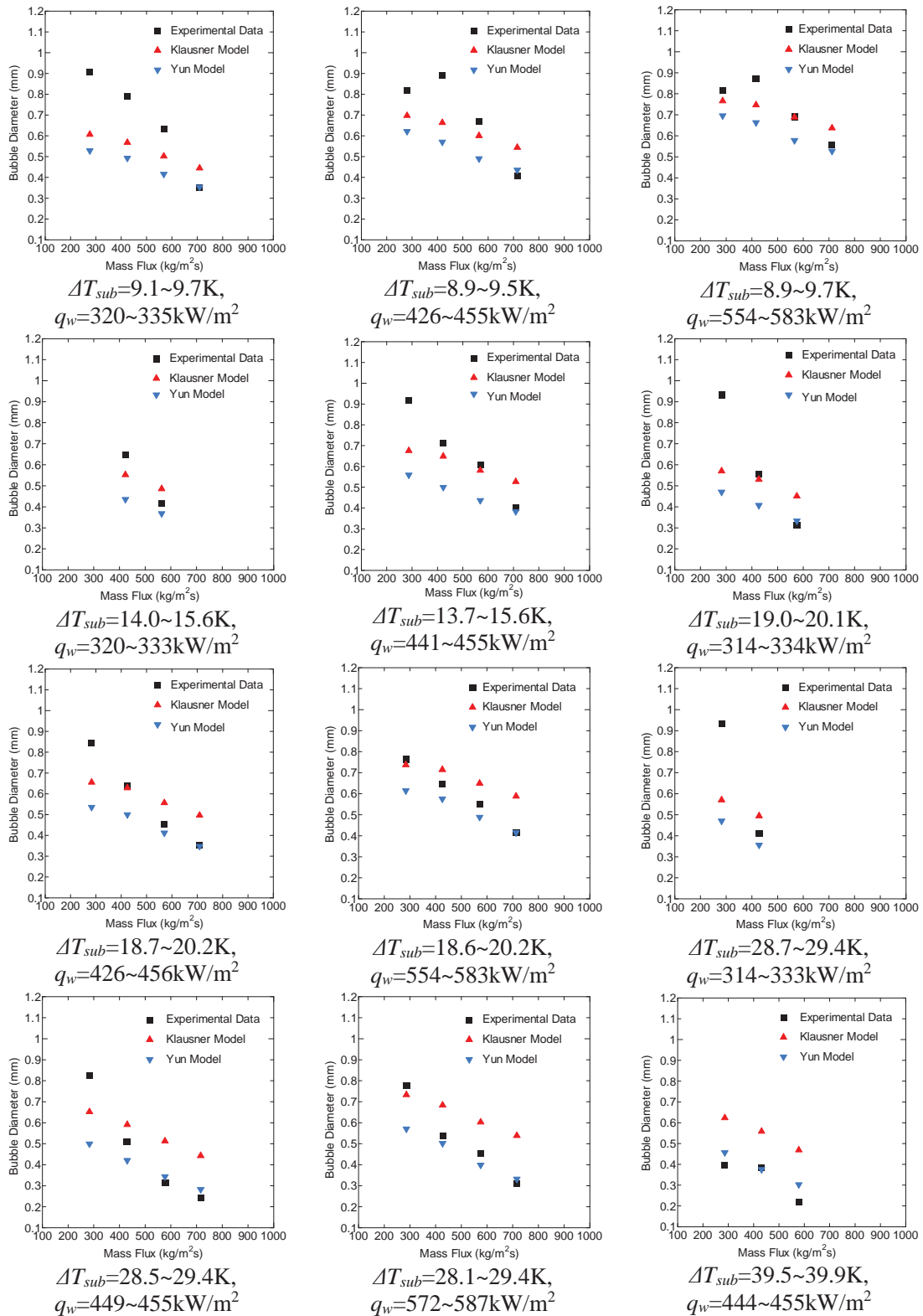


図 3-17 Klausner 及び Yun モデルによる departure diameter の計算結果と実験結果の比較

Klausner らの論文に示されている結果と確認計算の結果の比較を表 3-3 に示す。ここで、 $x$  は水平方向、 $y$  は鉛直方向である。確認計算の結果は、いずれの力の成分についても Klausner らの結果と同オーダーで、 $F_{sx}$  は 99.6%、 $F_{qs}$  は 88.6%、 $F_{dux}$  は 81.7%、 $F_{sy}$  は 99.1%、 $F_{duy}$  は 83.4%、 $F_{sL}$  は 63.0%、 $F_b$  は 118.5%、 $F_h$  は 98.0%、 $F_{cp}$  は 162.3% であった。 $F_{sL}$  と  $F_{cp}$  の誤差が多少大きいのが、概ね妥当な結果が得られていると考えられる。

気泡径及び表面張力の水平方向成分  $F_{sx}$  等の気泡に作用する力成分の時間変化を図 3-16 に示す。なお、図中の赤丸は、departure が生じたことを表す。水平方向成分を見ると、表面張力  $F_{sx}$  はほぼ一定、非定常抗力  $F_{dux}$  は最初その絶対値が増加するが、0.1 s 以降はほぼ一定である。一方、気泡径が徐々に増加するにしたがって、定常抗力  $F_{qs}$  が増大し、時刻 0.44 s で気泡に働く力の水平方向成分の合計が 0 となり、departure を生じる結果となっている。このときの気泡径は 0.25 mm であり、Klausner らの結果である 0.26 mm に近い。

次に、Klausner ら及び Yun らのモデルを用いて本実験条件における departure diameter を計算し、実験データと比較した。ここで、Yun モデルは Klausner モデルの改良版であり、その主な変更点として、Zuber の気泡成長モデルにサブクール水による気泡の凝縮を考慮した項を取り入れている。したがって、サブクールの影響による気泡成長速度の低下を考慮している。図 3-17 に、比較結果を示す。本図より、本実験で計測された気泡径は、Klausner モデル及び Yun モデルとオーダーは一致しており、特に、Yun モデルとよく一致する。ただし、低熱流束条件や低質量流束条件で、比較的大きな気泡が生成される条件で、Yun モデルは気泡径を過小評価する傾向が見られる。参考までに、今回計算した条件で気泡径予測結果の平均誤差を調べたところ、Klausner モデルで 30.2%、Yun モデルで 22.5% であった。なお、平均誤差の算出に恥じ式を用いた。

$$Err = \frac{|d_{b,cal} - d_{b,exp}|}{d_{b,exp}} \times 100 \quad (3-8)$$

## (2) 気泡の Lift-off 径

Departure 後の気泡速度に計測値を用いて、Force balance モデルにより Lift-off 径の予測を試みた。ここで、Situ らは、Departure 後の気泡速度は気泡中心における液体流速の半分程度であり、相対速度は負であると報告している[3-7]。この結果生じる負のせん断揚力を Lift-off の主要因としている。しかし、本研究では、Departure 後の気泡の上昇速度は気泡中心における局所液速度よりも速く、Lift-off の主要因を負の揚力と考えるのは合理的ではないことが判明した。この結果、Klausner モデル及び Yun モデルのいずれにおいても、気泡を伝熱面から離脱させる方向に力が働くことはなく、気泡離脱は生じない結果となった。

Force balance モデルが Lift-off の発生を予測しないことから、本実験で得られたデータを用いて、気泡径の経験式を作成する。3.5 節に示した気泡径のパラメーター依存性を考慮して、以下に示す気泡径の予測式を経験的に求めた。

$$d_b = \frac{1}{3} Ja^{0.5} T^* \frac{\eta_l \rho_l}{u_l \rho_g} \quad (3-9)$$

ここで、

$$T^* = \frac{T_w - T_{sat}}{T_w - T_l} \quad (3-10)$$

ここで、 $Ja$  はヤコブ数、 $T_w$  は壁面温度、 $T_{sat}$  は飽和温度、 $T_l$  は液体温度、 $\eta_l$  は液体の温度伝導率、 $u_l$  は液体の流速、 $\rho_l$  は液体の密度、 $\rho_g$  は蒸気の密度である。式(3-9)による計算結果と実験データの比較を図 3-18 に示す。両者は概ねよく一致することがわかる。式(3-9)は経験式であるため、流体や圧力を変更して実験を行う等して、その適用可能範囲を明確化する必要がある。しかし、大小様々なすべての気泡についての平均径データに基づいて開発されている点で、既存の経験式よりも優れているといえる。

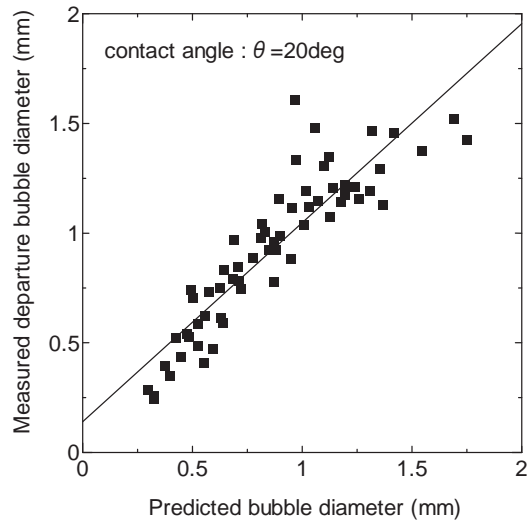


図 3-18 式(3-9)による気泡径の計算結果と実験データの比較

### 第3章の参考文献

- [3-1] Rouhollah Ahmadi, Tatsuya Ueno, Tomio Okawa, Bubble dynamics at boiling incipience in subcooled upward flow boiling, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Volume 55, Issues 1-3, 15 January 2012, Pages 488-497.
- [3-2] Tomio Okawa, Tatsuhiro Ishida, Isao Kataoka, Michitsugu Mori, Bubble rise characteristics after the departure from a nucleation site in vertical upflow boiling of subcooled water, *Nuclear Engineering and Design* 05/2005; 235:1149-1161.
- [3-3] Shoji, M., Takagi, Y., “Bubbling Features from a single artificial cavity”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 44, pp.2763-2776, 2001.
- [3-4] Liu, Z. and Winterton, R.H.S. 1989. A general correlation for saturated and subcooled flow boiling in tubes and annuli, based on a nucleate pool boiling equation. *Int. J. Heat Mass Transfer* 34:2759-2766.
- [3-5] Basu, N., Warriar, G.R., Dhir, V.K., 2002. Onset of nucleate boiling and active nucleation site density during subcooled flow boiling. *ASME. J. Heat Mass Transfer* 124, 717–728.
- [3-6] V. Prodanovic, D. Fraser, M. Salcudean, Bubble behavior in subcooled flow boiling of water at low pressures and low flow rates, *Int. J. Multiphase Flow*, 28, 1-19 (2002).
- [3-7] R. Situ, T. Hibiki, M. Ishii, M. Mori, Bubble lift-off size in forced convective subcooled boiling flow, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 48, 5536–5548 (2005).
- [3-8] J.F. Klausner, R. Mei, D.M. Bernhard, L.Z. Zeng, Vapor bubble departure in forced convection boiling, *Int. J. Heat Mass Transfer* 36 (1993) 651–662.
- [3-9] B.J. Yun, A. Splawski, S. Lo, C.-H. Song. 2012. Prediction of a subcooled boiling flow with advanced two-phase flow models, *Nuclear Engineering and Design*. Volume 253, Pages 351–359.

#### 4. 沸騰核密度

本実験では、気泡の生成状況を伝熱面の裏側から観察できるため、沸騰核における気泡の生成状況をきわめて詳細に観察可能である。このため、沸騰核密度の計測を実施するとともに、収集したデータを用いて、既存相関式の妥当性及び高度化に関する検討を行う。

##### 4.1. 実験条件

沸騰核密度の計測を実施した実験条件を表 4-1 に示す。主なパラメータは、入口サブクール度と熱流束であり、図 3-10 でその影響は顕著でなかったことから、質量流束は  $290 \text{ kg/m}^2\text{s}$  程度とした。サブクール度は  $10\sim 40 \text{ K}$  の範囲で 5 つの条件で変化させ、それぞれのサブクール度において熱流束を徐々に上昇させた。圧力は大気圧近傍、接触角は約  $20^\circ$  とした。

表 4-1 沸騰核密度計測の実験条件

Run	P kPa	G kg/m <sup>2</sup> s	$q_w$ kW/m <sup>2</sup>	$\Delta T_{sub}$ K	Run	P kPa	G kg/m <sup>2</sup> s	$q_w$ kW/m <sup>2</sup>	$\Delta T_{sub}$ K
101	112	285	65	9.5	308	116	282	488	20.2
102	112	280	110	9.6	309	114	284	554	20.2
103	112	278	130	9.5	310	114	284	626	20.2
104	112	280	176	9.8	401	115	285	130	29.3
105	112	280	204	9.8	402	114	286	175	29.3
106	112	276	276	9.7	403	114	284	207	29.4
107	112	276	326	9.7	404	115	286	279	29.4
108	112	280	386	9.7	405	114	286	334	29.4
109	112	280	447	9.5	406	115	287	391	29.3
110	113	288	510	9.6	407	114	283	451	29.3
111	113	286	555	9.7	408	115	285	515	29.5
201	115	289	107	15.7	409	115	286	587	29.2
202	115	297	127	15.6	410	115	287	663	29.1
203	116	296	172	15.7	411	115	285	740	29.4
204	115	293	199	15.8	412	115	285	832	29.4
205	115	291	271	15.9	501	113	287	132	39.2
206	115	290	320	15.6	502	113	288	173	33.2
207	115	281	380	15.5	503	113	289	204	39.2
208	115	287	441	15.6	504	113	288	274	40.0
209	115	280	505	16.6	505	113	288	324	40.0
210	115	280	555	16.5	506	113	285	383	39.5
301	115	281	121	20.5	507	113	286	444	39.5
302	115	281	165	20.2	508	113	287	507	39.0
303	115	282	196	20.4	509	112	287	577	39.2
304	115	282	262	20.1	510	113	287	637	39.6
305	115	282	314	20.1	511	114	287	744	39.2
306	115	282	368	20.3	512	114	287	839	38.7
307	116	283	426	20.2	513	112	289	1010	37.0

## 4.2. 気泡径と気泡生成周期の関係

気泡生成が確認された発泡核毎に、気泡径  $d_b$  と気泡生成周期  $f_b$  の関係を調べた結果を図 4-1 に示す。同図には Zuber [4-1] 及び Malenkov [4-2] による相関式も示している。また、図中で水平に分布しているデータは、撮影時間 0.1 s の間に 1 度だけ気泡生成が観測された発泡核のデータである。これらの発泡核では、発泡回数が 1 度のため、 $f_b$  を評価できない。このため、0.1 s 毎に気泡生成するものとして ( $f_b = 10$  Hz) 図中にプロットした。

本図より、発泡核は、Zuber や Malenkov の相関式に従って、 $d_b$  の増加とともに  $f_b$  が減少する通常核と、これらに比して  $f_b$  が大幅に小さい値をとる核の 2 種類に分類できることがわかる。まず、通常核の  $f_b$  は、Zuber 及び Malenkov の相関式と概ねよく一致するが、幾分傾向が異なっている。本実験のデータを用いてフィッティングを行ったのが図中に黄色で示した直線であり、関数形は以下で与えられる。

$$\ln f_b = -1.27 \ln d_b + 4.21 \Leftrightarrow f_b = \exp(4.21) d_b^{-1.27} \quad (4.2)$$

図 4-1 には、熱流束及びサブクール度が異なる条件で収集したデータがプロットされているが、これらの影響を含めずに、 $f_b$  を  $d_b$  のみの関数として上式により相関できることがわかる。なお、Zuber 及び Malenkov による相関式は、元来、飽和プール沸騰を対象としている。本実験では、強制対流サブクール沸騰条件で  $f_b$  及び  $d_b$  の計測を行っているため、サブクール度の影響により気泡成長が阻害され、 $d_b$  が飽和プール沸騰の場合よりもやや小さい値になったことなどが、Zuber 及び Malenkov による相関式と若干の相違を生じた原因として考えられる。

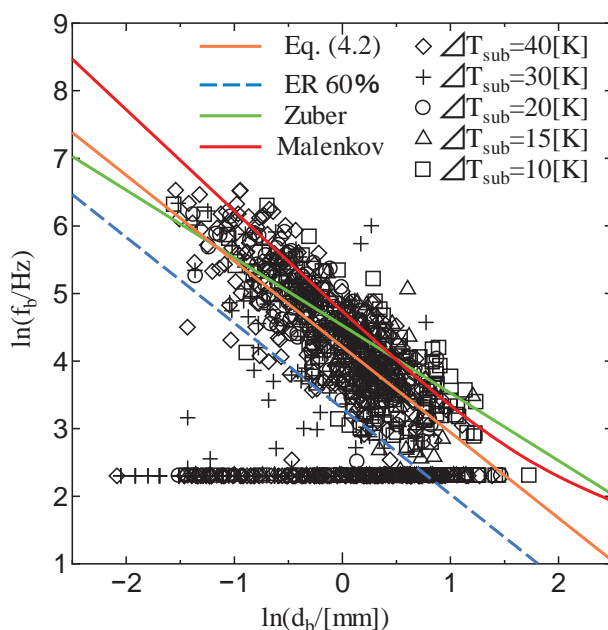


図 4-1 各発泡核における気泡径と気泡生成周期の関係

### 4.3. 発泡核の分類と既存の沸騰核密度相関式との比較

図 4-1 より、発泡核は、 $d_b$  と  $f_b$  の関係が概ね式(4.2)に従う核と、気泡生成が不安定で、 $f_b$  が式(4.2)を大きく下回る核の 2 種類に分類できることがわかる。一方、各発泡核における蒸気生成量  $\gamma_b$  は、次式で表せる。

$$\gamma_b = \frac{1}{t_m} \sum_{j=1}^{n_b} \frac{\pi}{6} \rho_b d_{b,j}^3 = \frac{n_b}{t_m} \frac{\pi}{6} \rho_b d_b^3 = \frac{\pi}{6} \rho_b f_b d_b^3 \quad (4.3)$$

2 種類の発泡核では、 $d_b$  が同程度でも  $f_b$  が大きく異なるため、 $\gamma_b$  も大きく異なる。さらに、気泡の生成状況も大きく異なることから、蒸気生成量を正確に評価する上で、両者は別個に取り扱うべきと考えられる。そこで、図 4-1 におけるデータの分布状況から、 $f_b$  が式(4.2)による予測値の 40%以上の生成周期を持つ発泡核を Group A、40%未満の発泡核を Group B として、各グループに対して相関式開発を行うこととする。

まず、すべての発泡核についての発泡核密度を伝熱過熱度  $\Delta T_w$  に対してプロットするとともに、典型的な沸騰核密度相関式として、Basu ら[4-3]、Wang-Dhir [4-4]、Hibiki-Ishii [4-5] の相関式と比較した結果を図 4-2 に示す。伝熱面の接触角は約  $20^\circ$ であったが、図中には接触角  $\theta$  を  $20^\circ$  および  $30^\circ$  とした場合について相関式を示している。 $\theta = 20^\circ$  とした場合は、Wang-Dhir の式が本実験の結果と最もよく一致する。Basu ら及び Hibiki-Ishii の式は、 $N_a$  を過小評価しているが、 $\Delta T_w$  に対する依存性は概ね良く再現できている。ただし、 $\Delta T_w$  が低い値となる ONB 条件の近傍では、 $N_a$  を過大評価する傾向となっており、特に改良の余地が認められる。

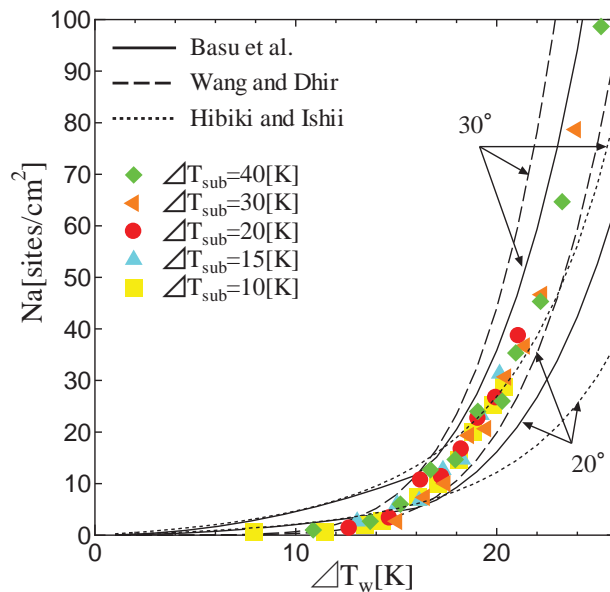


図 4-2 全発泡核に対する発泡核密度と既存相関式との比較

次に、グループ A とグループ B の発泡核を図 4-2 と同様に  $\Delta T_w$  に対してプロットし、相関式との比較を行った。結果を各々図 4-3(a), (b) に示す。グループ A については、3 種類の相関式による予測結果の中程度に実験データが位置しており、図 4-2 よりもむしろ全体的な一致は良好であり、Basu らの式と最も良い一致を示している。これは、これらの相関式開発の基礎データを取得する際に、気泡生成頻度の低いグループ B の発泡核について数え落としが生じたことも一因ではないかと推定される。また、過熱度の低い ONB 近傍で発泡核密度を過大評価する傾向があることは図 4-2 の場合と同様である。グループ B の発泡核密度も、 $\Delta T_w$  とともに増加する傾向であるが、 $\Delta T_w$  に対する依存性はグループ A とやや異なっている。グループ A の発泡核数は、ONB までは当然 0 であるが、ONB 過熱度を超過すると  $\Delta T_w$  とともに徐々に増加していく。一方、グループ B は、ONB の後、 $\Delta T_w$  がある程度の値（図 4-3(b) に示す条件では 18 K 程度）に達するまでは、発泡核数がほとんど増加せず、その後  $\Delta T_w$  とともに急速に増大する。このため、全発泡核の内訳は、 $\Delta T_w = 18$  K ではグループ A が大部分を占めるが、 $\Delta T_w = 25$  K ではグループ A とグループ B が同程度となっている。グループ B については、 $N_a$  の  $\Delta T_w$  に対する依存性が異なることもあり、既存相関式とは一致していない。なお、発泡が開始するごく初期の ONB 近傍では、ほとんどの発泡核がまだ不安定であり、グループ B に分類される。このため、 $\Delta T_w = 10$  K 程度では、まだグループ A の発泡核が存在しておらず、グループ B が主体的となることを注意しておく。

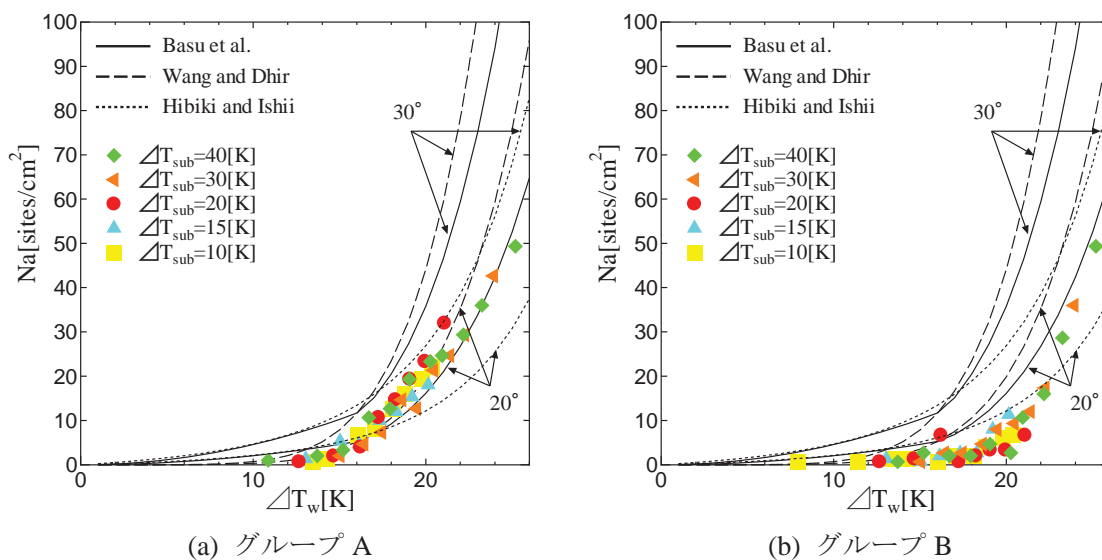


図 4-3 グループごとの発泡核密度と既存相関式との比較

#### 4.4. 各沸騰核グループの蒸気生成量

図 4-3 より、発泡核の数は、ONB 近傍ではグループ B が主体的であり、高過熱度域では、グループ A とグループ B が同程度である。すなわち、発泡核数の観点では、グループ B の存在は無視できない。しかし、グループ B で生成される蒸気量が十分に小さければ、サブ



クール沸騰解析ではグループ B の存在を無視しても良いであろう。この考えの下、各グループの発泡核で生成される蒸気量を計測した。グループ B 発泡核の蒸気生成量 $\Gamma_B$ とグループ A もあわせた全蒸気生成量に対するグループ B 蒸気生成量の割合 $\Gamma_B^*$ の計測結果を図 4-4 に示す。まず、 $\Gamma_B$ を見ると、図 4-3(b)でグループ B の発泡核数の増加がほとんどない過熱度領域があったのに対して、 $\Gamma_B$ は $\Delta T_w$ とともに速やかに増加している。これは、グループ B の各発泡核で気泡径及び気泡生成頻度が増加したことに起因している。また、図 4-3(b)で $\Delta T_w = 18 \text{ K}$ あたりより、沸騰核数が急増したことに伴って、 $\Gamma_B$ の増加もやや顕著になっている。次に、 $\Gamma_B^*$ に目を向けると、 $\Delta T_w = 10 \sim 15 \text{ K}$ 程度の低加熱度条件では、トータルの蒸気生成量は少ないものの、20~100%程度の大きい比率を、気泡生成が不安定なグループ B が担っていることがわかる。一方、 $\Delta T_w > 20 \text{ K}$ の高過熱度域では、グループ B の発泡核数は $\Delta T_w$ とともに急増するものの、 $\Gamma_B^*$ はおよそ 10%程度で一定となる傾向が認められる。

以上の計測結果より、サブクール沸騰中の蒸気生成量をモデル化方針について次の結論が導かれる。まず、モデル化の方針として、グループ B 発泡核における蒸気生成量を無視する高効率モデルとグループ B についても正確な予測を志向する高精度モデルがあり得る。高効率型モデルと高精度モデルの特徴を以下に纏める。

#### (1) 高効率モデル

グループ B 発泡核における蒸気生成量の割合が大きい低加熱度域では、トータルの蒸気生成量が少ないことから、蒸気生成量の予測精度が大幅に低下することを許容する。また、グループ B における蒸気生成割合がほぼ一定となる高過熱度域では、10%程度の蒸気生成量の過小評価を許容する。これら 2 つの誤差を許容する見返りとして、気泡生成過程が不安定なグループ B 発泡核の発泡核密度、気泡生成周期、気泡径等をモデル化する必要がなくなる。なお、発泡核密度等の相関式開発に用いる実験データの収集では、グループ B のデータの混入を極力避けるべきである。

#### (2) 高精度モデル

グループ A, B の両方について、個別に、発泡核密度、気泡生成周期、気泡径等をモデル化する。グループ B では、発泡核ごとに気泡生成周期が大きく異なるとともに、確率的な側面があるため、データのばらつきが大きく、相関式の開発が容易でないことが予想されるが、低過熱度から高過熱度域にわたって、原理的に蒸気生成量を正確に評価できる。

#### (3) 折衷モデル

グループ A については、発泡核密度、気泡生成周期、気泡径等の蒸気生成量の構成要素に関する相関式を与えるが、グループ B については、蒸気生成割合を直接モデル化する。具体的には、グループ A の発泡核密度、気泡生成周期、気泡径より蒸気生成量を計算した後、グループ B の影響を考慮するための補正係数を乗じて最終的な蒸気生成量とする。グループ B の発泡核における気泡の生成状況は、個別に見れば確率的な性格が強いが、図 4-4 では高過熱度域におけるグループ B の蒸気生成割合が 10%程度で共通している。したがって、グループ B の詳細に立ち入らないことにより、高精度予測の可能性がある。

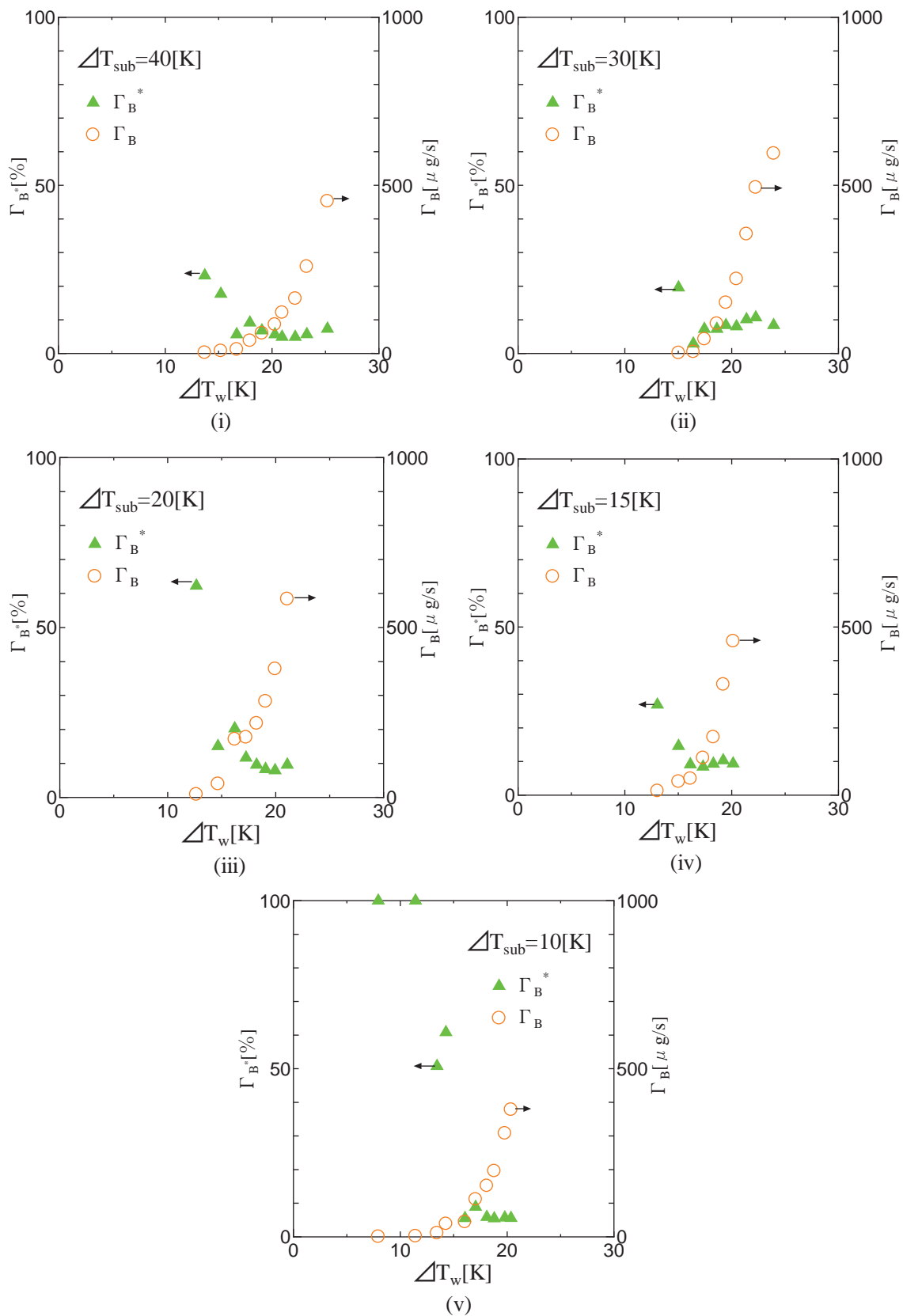


図 4-4 グループ B 発泡核の蒸気生成量 $\Gamma_B$ と蒸気生成割合 $\Gamma_B^*$

#### 4.5. 発泡核密度の相関

グループ B の扱いによらず、その性質を把握しておくことはサブクール沸騰解析で重要である。このため、グループ B について発泡核密度に関する相関式開発を試みる。また、グループ A についても相関式の高度化を図る。

グループ A, B の発泡核密度を $\Delta T_w$ に対してプロットした結果を図 4-5 に示す。図 4-3(b) に関する考察でも述べたように、各実験条件において、 $\Delta T_w$ がある値を超過すると発泡核密度が急増することがわかる。そこで、グループ B 発泡核の急増が開始する点をスプリットポイント (SP) と名づける。図 4-5 中には、SP と判定した過熱度を縦線で示している。図 4-6 に、SP におけるヤコブ数  $Ja_{SP}$  を無次元サブクール度  $Sub$  に対してプロットした結果を示す。ここで、 $Ja_{SP}$  と  $Sub$  の計算式は各々以下で与えられる。

$$Ja_{SP} = \frac{\rho_l c_{pl} \Delta T_{w,SP}}{\rho_g h_{fg}} \quad (4.4)$$

$$Sub = \frac{\Delta T_{sub} c_{pl}}{h_{fg}} \quad (4.5)$$

図 4-6 より、 $Ja_{SP}$  は  $Sub$  によらず次式で与えられることがわかる。

$$Ja_{SP} = 57 \quad (4.6)$$

沸騰核密度は、多くの場合、次の関数形で相関が行われる。

$$N_a = C \Delta T_w^n \quad (4.7)$$

上式は、 $\Delta T_w > 0$  で  $N_a > 0$  となるが、実際の強制対流サブクール沸騰では、ONB 条件を満足するまで  $N_a = 0$  のため、式(4.7)と合致せず、図 4-2 の低過熱度域で発泡核密度を過大評価する一因となっている。Okawa ら[4-6]は、ONB に至るまで発泡核密度は 0 であることをより自然に相関式中に組み込むため、次の有効過熱度 $\Delta T_{w,eff}$ を定義している。

$$\Delta T_{w,eff} = \Delta T_w - \Delta T_{w,ONB} \quad (4.8)$$

本研究でも、 $\Delta T_{w,eff}$  を用いてグループ A の発泡核密度の相関を試みる。ONB 条件における過熱度の算出には、次の Davis-Anderson の式[4-7]を用いる。

$$q_w = \frac{k_l H_{lg}}{8\sigma(1 + \cos \theta) T_{sat} v_g} \Delta T_w^2 \quad (4.9)$$

ONB 以前は液単相流のため、Dittus-Bölder による熱伝達相関式を上式と連立して解くことにより ONB 時の $\Delta T_{w,ONB}$ が定められる。ONB を超過した後の $\Delta T_w$ の評価方法は下記の通りである。まず、壁面熱流束を強制対流熱伝達と核沸騰の寄与に分割する。

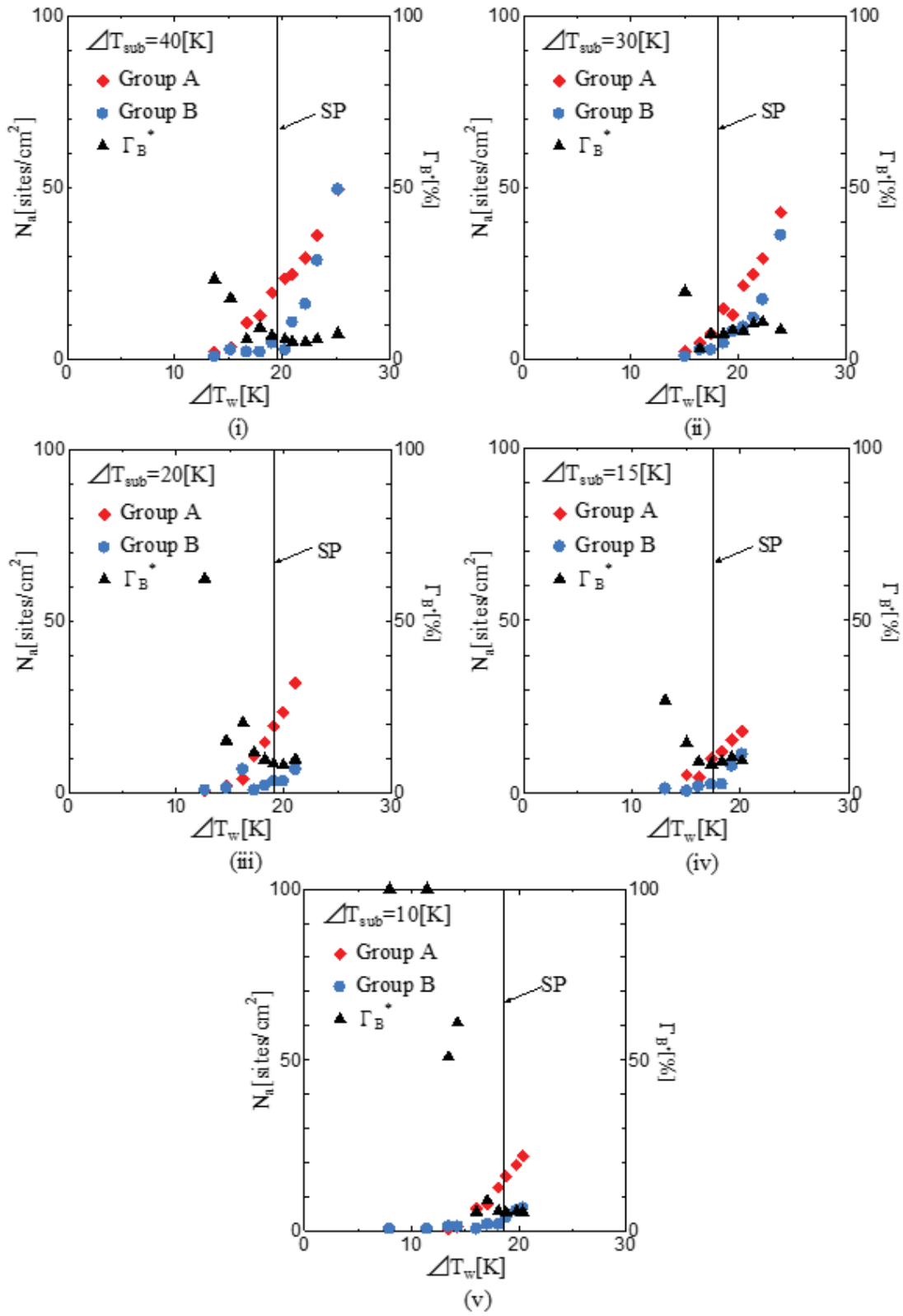


図 4-5 グループ A, B の発泡核密度と  $\Gamma_B^*$

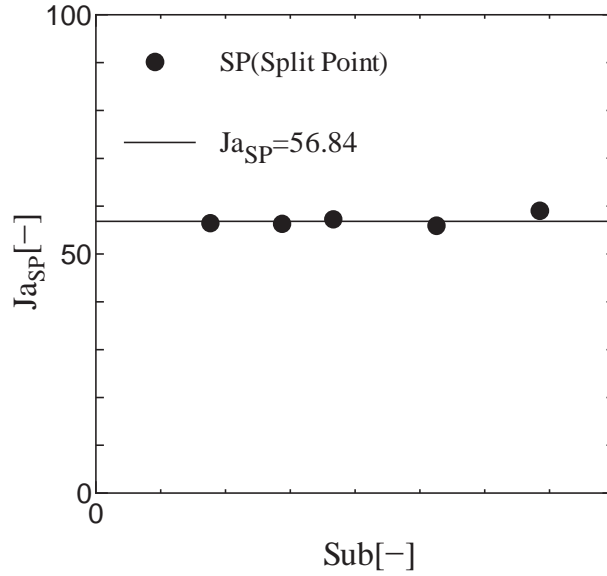


図 4-6 スプリットポイントにおけるヤコブ数と無次元サブクール度の関係

$$q_w = q_L + q_B \quad (4.10)$$

ここで、 $q_L$ は強制対流熱伝達の寄与、 $q_B$ は核沸騰の寄与を表す。 $q_L$ は次の Dittus-Bölder 式により、

$$q_L = 0.023 \text{Re}^{0.8} \text{Pr}^{0.4} \left( \frac{k_l}{D} \right) (T_w - T_l) \quad (4.11)$$

$q_B$ は次の Kutateladze の式により評価する。

$$\frac{q_B}{T_w - T_s} \frac{l_1}{\lambda_L} = 14.5 \times 10^{-4} \left[ \frac{(q_B / L \rho_V) l_1}{\nu_L} \right]^{0.65} \times \text{Pr}^{1/3} \left( \frac{p}{\sqrt{\sigma g_0 (\rho_L - \rho_V)}} \right)^{0.7} \quad (4.12)$$

ここで、ラプラス長さ  $l_1$  は次式で定義される。

$$l_1 = \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_g)}} \quad (4.13)$$

式(4.8)～(4.13)を用いて有効過熱度  $\Delta T_{w,ONB}$  を算出し、グループ A の発泡核密度  $N_{a,A}$  との関係調べた。結果を図 4-7 に示す。本図に示すように、 $N_{a,A}$  は、 $\Delta T_{w,ONB}$  の関数として次式によりよく相関できることがわかる。

$$N_{a,A} = 0.11 \Delta T_{w,eff}^{2.22} \quad (\Delta T_{w,eff} \geq 0) \quad (4.14)$$

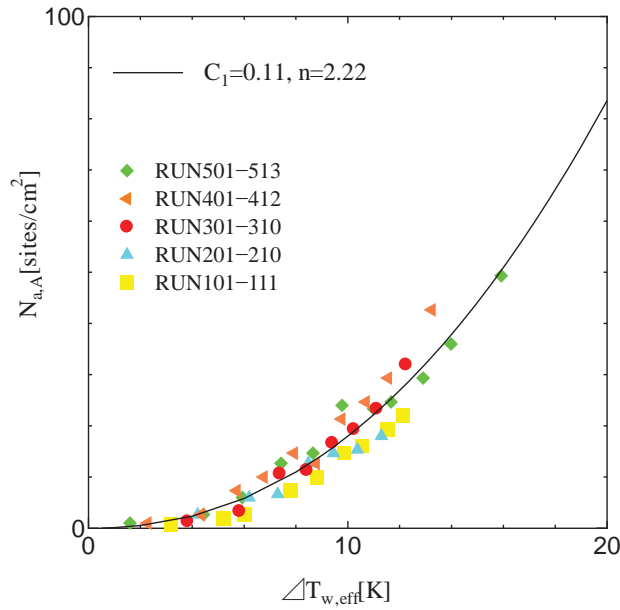


図 4-7 有効過熱度 $\Delta T_{w,ONB}$ とグループ A の発泡核密度  $N_{a,A}$  との関係

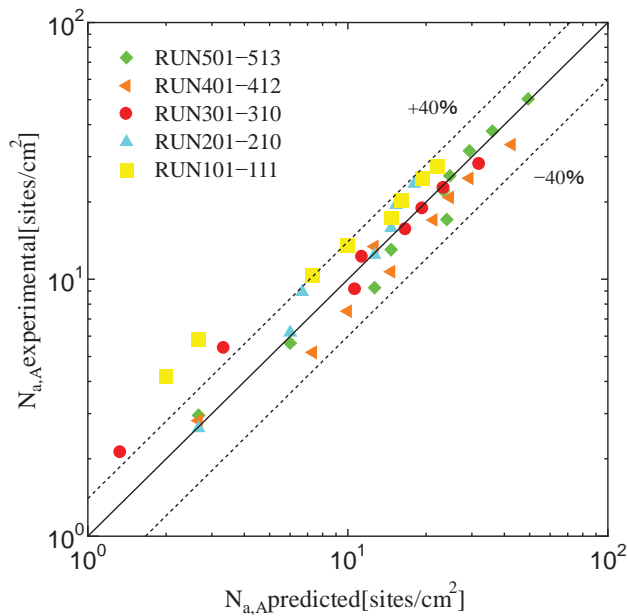


図 4-8 式(4.14)によるグループ A 発泡核密度の予測性能

上式の予測性能を確認するため、 $N_{a,A}$  の計算結果と実験データの比較を対数グラフ上で行った。結果を図 4-8 に示す。本図に示すように、 $\pm 40\%$  程度の誤差範囲で、本研究で収集したグループ A の発泡核密度を予測可能であることがわかる。

式(4.14)の適用範囲を検討するため、既存の実験データベースとの比較を行う。図 4-2 に示すように、発泡核密度は、伝熱面の接触角に対する感度が高い。そこで、伝熱面の接触角をパラメータとしている Basu らのデータ[4-3]を検討対象として選定した。比較結果を

図 4-9 に示す。本図より、式(4-9)は、低接触角の場合には実験データとよく一致するが、接触角が大きい場合には、 $\Delta T_w$  に対する発泡核密度を定性的には再現するものの、過小評価の傾向があることがわかる。式(4.14)では、 $\Delta T_{w,ONB}$  の評価式を介して、有効過熱度  $\Delta T_{w,eff}$  の評価のみで接触角の影響を考慮している。 $N_{a,A}$  の  $\Delta T_w$  に対する依存性が定性的に表現できていることから、式(4.14)は有効と考えられるが、 $\theta$  の影響をより正確に相関式の中にも含める必要がある。

低接触角条件では径の大きいキャビティは水没（フラッディング）により、沸騰開始に必要な過熱度が大きくなる。一方、接触角が大きい場合には、水没するキャビティは少ないため、過熱度の上昇に伴う発泡核の増加は接触角の小さい場合よりも大きいと考えられる。ここで、Hibiki-Isii [4-5]は、Yang-Kim [4-8]がステンレス表面におけるキャビティ径を計測するとともに、その径分布が  $\chi^2$  分布に従うとした結果に基づいて、キャビティ径分布を次式で与えている。

$$n_c^r = 14.5 \exp(-0.980r) \quad (4.15)$$

ここで、 $n_c^r$  は半径  $r$  のキャビティの数である。Wnag-Dhir [4-4]にしたがって、活性しうるキャビティの最小直径  $D_c$  を

$$D_c = \frac{4\sigma T_{sat}}{\rho_g H_{lg} \Delta T_w} \quad (4.16)$$

とし、また、ONB 時に発泡を生じるキャビティの径を  $r_{ONB}$  とすると、 $r_{ONB}$  より径の小さいキャビティの数は

$$N_c^r = \int_0^{r_{ONB}} n_c^r dr = 14.5 \left[ 1 - \exp\left(-0.980 \frac{2\sigma T_{sat}}{\rho_g H_{lg} \Delta T_{w,ONB}}\right) \right] \quad (4.17)$$

と計算される。ONB を超過した後、発泡核密度は式(4.17)に漸近すると仮定すると仮定し、この傾向を指数関数を用いて以下のように表現する。

$$N_a = C_1 \Delta T_{w,eff}^{C_2} + C_3 N_c^r [1 - 0.35 \exp(\Delta T_{w,eff})] \quad (4.18)$$

ここで、モデル定数  $C_1, C_2, C_3$  は、接触角のみの関数であり、フィッティングによって以下のように決定した。

$$C_1 = 0.3111x^2 + 0.03968x + 0.0287 \quad (4.19)$$

$$C_2 = 2.93 - 0.0107x \quad (4.20)$$

$$C_3 = 0.363x^{2/3} + 0.338 \quad (4.21)$$

ここで、

$$x = (1 - \cos \theta)^{3/2} \quad (4.22)$$

式(4.18)を用いた図 4-9 と同様の比較結果を図 4-10 に示す。本図より、接触角が異なる伝熱面を用いて取得された沸騰核密度の実験データを低過熱度条件も含めてよく再現することがわかる。

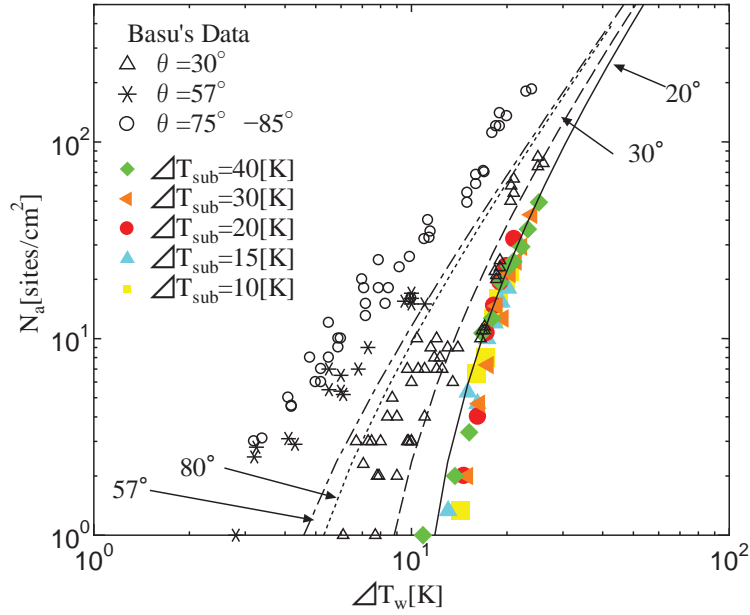


図 4-9 本実験データと Basu データ[4-3]の式(4.14)との比較

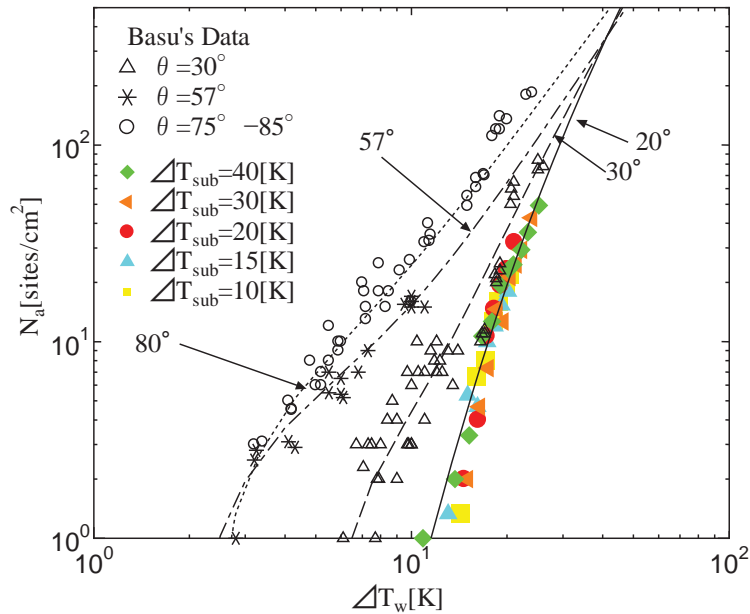


図 4-10 本実験データと Basu データ[4-3]の式(4.18)との比較



次に、グループ B の沸騰核密度  $N_{a,B}$  の相関を考える。 $N_{a,B}$  を伝熱面過熱度  $\Delta T_w$  に対してプロットした結果を図 4-11 に示す。既に述べたように、 $N_{a,B}$  は、SP を超過すると  $\Delta T_w$  の増加とともに急速に増加する。SP を超過した後の  $\Delta T_w$  に対する依存性は概ね線形化かつサブクルドの影響を受けず、図 4-11 中に示すように次式でよく相関できる。

$$N_{a,B} = 6.63(\Delta T_w - \Delta T_{w,SP}) \quad \Delta T_w \geq \Delta T_{w,SP} \quad (4.23)$$

ただし、上式における係数や指数は  $N_{a,A}$  と同様に、接触角の影響を行ける可能性があるため、今後特に  $\theta$  の影響についてデータの拡充が必要である。SP 前の  $\Delta T_{w,ONB} < \Delta T_w < \Delta T_{w,SP}$  の条件では、グループ B 沸騰核の数は少なくかつ確率的な側面があるので、一定値とするなどの扱いが現実的と考えられる。

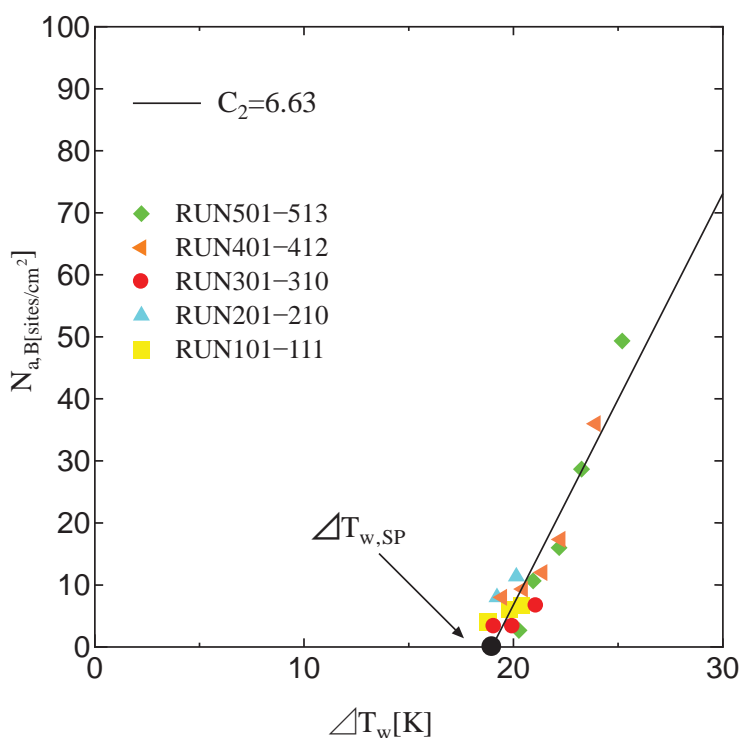


図 4-11 スプリットポイント超過後におけるグループ B 発泡核の相関

#### 第4章の参考文献

- [4-1] N. Zuber, Nucleate Boiling. The region of isolated bubbles and the similarity with natural convection, *Int. J. Heat Mass Transf.* Vol. 6. (1963), pp. 53-78.
- [4-2] I. G. Malenkov, The frequency of vapor bubbles separation as a function of bubble size, *Fluid Mechanics Soviet Research* 1. (1972), pp. 36-41.
- [4-3] N. Basu, G. R. Warrier, V. K. Dhir, Onset of nucleate boiling and active nucleation site density during subcooled flow boiling, *J. Heat Transf.*, Vol. 124, (2002), pp. 717–728.
- [4-4] C. H. Wang, and V. K. Dhir, Effect of surface wettability on active nucleation site density during pool boiling of water on a vertical surface, *ASME J. Heat Transf.*, Vol. 115. (1993), pp. 659–669.
- [4-5] T. Hibiki, M. Ishii, Active nucleation site density in boiling systems, *Int. J. Heat Mass Transf.*, Vol. 46, (2003), pp. 2587–2601.
- [4-6] T. Okawa, H. Kubota, T. Ishida, Simultaneous measurement of void fraction and fundamental bubble parameters in subcooled flow boiling, *Nuclear Engineering and Design* 237(2007), pp.1016-1024
- [4-7] E. J. Davis, G. H. Anderson : The incipience of nucleate boiling in forced convection flow, *AIChE Journal*, 12, (1966), pp. 774-780.
- [4-8] Yang, S. R., Kim, R. H., A mathematical model of pool boiling nucleation site density in terms of surface characteristics, *Int. J. Heat Mass Transf.*, Vol. 31, (1988), pp. 1127–1135.

## 5. プール沸騰実験に基づく気泡の伝熱面離脱メカニズムの検討

第3章では、Lift-off 気泡径の相関について考察した。しかしながら、通常の Force balance モデルでは、気泡に作用する正味の力が気泡離脱を生じる方向に働くことはなく、Lift-off のメカニズムは不明であった。このため、気泡挙動をより詳細に観察可能なプール沸騰体系で、鉛直伝熱面を離脱する気泡挙動の可視化実験を行い、Lift-off を生じる要因について考察する。

### 5.1. 実験方法

カートリッジヒータを内蔵した銅ブロックの直径 20 mm の円形端面を伝熱面として用いた。伝熱面は、直径 20 mm の穴をあけたより面積の大きいステンレス板に、伝熱面と板面が同一平面となるように組み込み、鉛直姿勢で配置した。銅ブロックとステンレス板の結合部は電子ビーム溶接によって滑らかに接合し、接合部において特異な沸騰が生じることはないように配慮した。サブクール沸騰実験を実施するため、伝熱面と平行に冷却面を配置した。伝熱面と冷却面の距離は 20 mm で、その中央（両面から 10 mm の位置）に K 型熱電対を配置し、ここでの液温によりサブクール度を定義した。試験流体は蒸留水、圧力条件は大気圧である。圧力条件は大気圧である。試験容器はステンレス製であるが、ポリカーボネート窓を設け、伝熱面に沿う方向より、高速度カメラを用いた気泡挙動観察を実施した。主な気泡挙動は Lift-off であった。なお、本実験はプール沸騰体系で実施しているため、Lift-off の主要因は、Situ ら[5-1]が想定する負のせん断揚力ではないと考えられる。

### 5.2. Lift-off メカニズム

Force balance モデルの本体系への適用性について考察する。既存の Force balance モデルでは、サブクール度に関する補正を行う場合もあるものの[5-2]、気泡の成長速度を、過熱状態にある等温の液中における気泡成長速度を対象とする Mikic らの解析結果[5-3]に基づいて与える場合が多い[5-4]。しかし、時間とともに複雑に変化する気泡の成長速度を正確に評価することは困難であり、また、気泡成長速度をはじめとする気泡に働く力の要素は気泡成長速度に強く依存する。このため、本実験では、気泡径の時間変化を計測するとともに、気泡径の実験データを用いて、気泡に働く力の評価を行う。

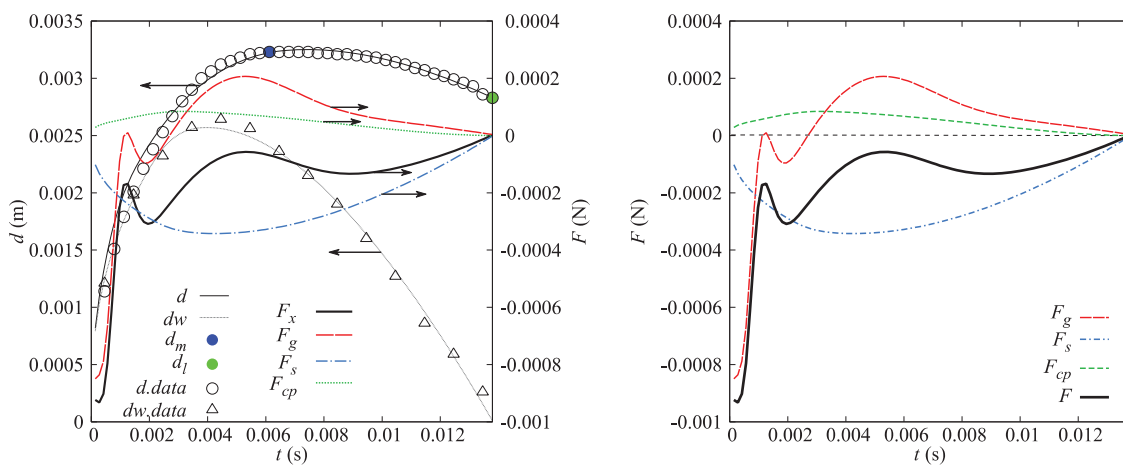
低サブクール度条件（ケース 1）と高サブクール度条件（ケース 2）の 2 条件について、解析結果の詳細を示す。各ケースのより具体的な実験条件は下記の通りである。

$$\text{ケース 1 : } q_w = 58.0 \text{ kW/m}^2, \Delta T_{sub} = 5.5 \text{ K}, \theta_{av} = 76.8^\circ$$

$$\text{ケース 2 : } q_w = 115.9 \text{ kW/m}^2, \Delta T_{sub} = 20.6 \text{ K}, \theta_{av} = 80.3^\circ$$

上記 2 ケースにおける気泡径  $d$  と気泡が伝熱面に接している円状の部分の直径  $d_w$  の時間変化の計測結果と、これらの実験データを Force balance モデルに代入して得られる力を図 5-1

と 5-2 に示す。図中において、青丸は気泡の最大径  $d_m$ 、緑丸は Lift-off 径  $d_l$  である。気泡に働く力を評価する際、実験データを直接用いると、わずかな計測誤差に起因して力の評価結果が大きくばらつく。このため、 $d$  と  $d_w$  の計測結果を多項式でフィッティングし、これより  $d$  の時間に関する 1, 2 階微分等を計算した。図中で黒色の実線及び破線は、各々  $d$  と  $d_w$  のフィッティング式を示す。本解析では、Lift-off メカニズムの解明を主目的としているため、気泡に働く力の解析は水平方向成分  $F_x$  のみ行っている。また、プール沸騰体系でバルク流速が 0 のため、その構成要素は、成長力  $F_g$ 、表面張力  $F_s$ 、接触圧力  $F_{cp}$  の 3 種類である。

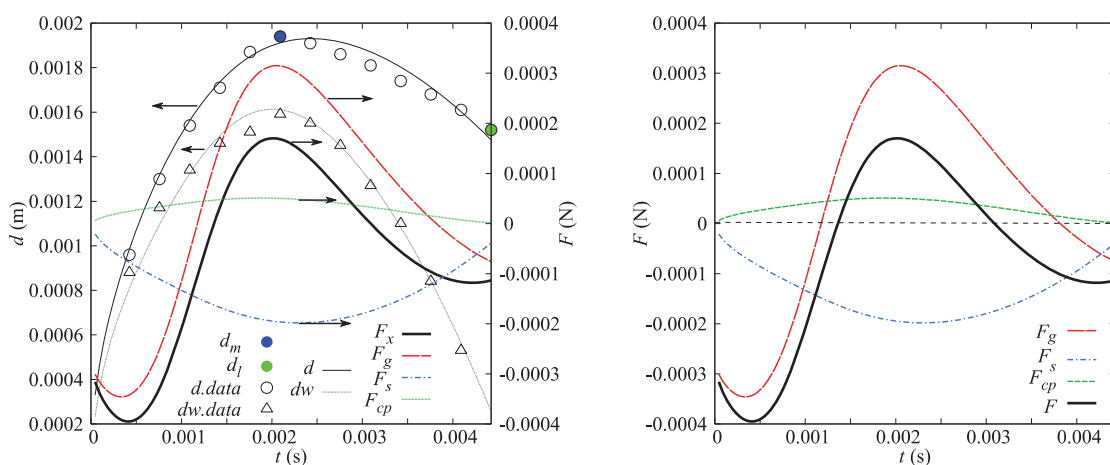


(a) 気泡サイズ

(b) 気泡に働く力の評価

図 5-1 気泡径時間変化の計測結果と気泡に働く力の解析結果

(ケース 1 :  $q_w = 58.0 \text{ kW/m}^2$ ,  $\Delta T_{sub} = 5.5 \text{ K}$ ,  $\theta_{av} = 76.8^\circ$ )



(a) 気泡サイズ

(b) 気泡に働く力の評価

図 5-2 気泡径時間変化の計測結果と気泡に働く力の解析結果

(ケース 2 :  $q_w = 115.9 \text{ kW/m}^2$ ,  $\Delta T_{sub} = 20.6 \text{ K}$ ,  $\theta_{av} = 80.3^\circ$ )

$F_{cp}$  は常に Lift-off を促進する方向、 $F_s$  は常に Lift-off を妨げる方向に作用するが、 $F_{cp}$  は  $F_s$  よりも常に小さい。これに対して、 $F_g$  は、気泡径の時間変化に起因して複雑に変化する。Mikic ら[5-3]が解析したように、等温過熱液相中で気泡が成長する場合、気泡成長速度は  $t^{0.5}$  に比例する。すなわち、成長速度は徐々に減じられるものの、気泡は成長を継続する。しかし、等温過熱液相は解析を容易にするための理想的な仮定であり、飽和沸騰やサブクール沸騰などの現実の沸騰現象では、気泡の成長に伴って、気泡はより低温のバルク液と熱交換する。この結果、気泡成長速度は  $t^{0.5}$  よりも急速に低下することとなる。実際、図 5-1, 5-2 では、Lift-off を生じる以前から、気泡成長は減少に転じている。気泡成長速度が急速に減じられるため、 $F_g$  はより複雑に変化し、特にケース 2 では、発泡後約 13 ms で、作用方向が逆転し、気泡離脱を促進する方向に作用している。

図 5-3 は、成長力と気泡アスペクト比 ( $d_x/d_y$ ) の時間変化である。発泡直後は  $d_x/d_y < 1$  であり、気泡は伝熱面に沿って扁平形状をしている。これは、発泡直後に気泡に働く力は、気泡を伝熱面に押しえつける方向に作用することを反映していると考えられる。発泡後の数 ms の期間は、アスペクト比はほぼ一定で推移するが、成長力が正の方向（気泡離脱を促進する方向）に逆転すると、アスペクト比は徐々に増加し始め、その暫くしてから Lift-off を生じている。成長力の解析では、気泡変形の効果を考慮していない等の課題はあるが、気泡成長力が気泡離脱を引き起こす主要因であることを強く示唆する結果といえる。

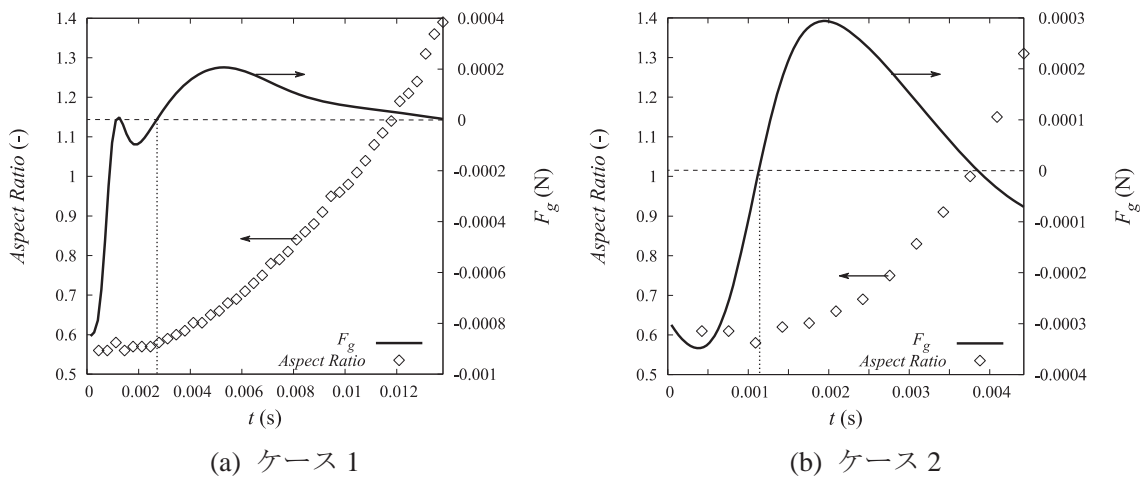


図 5-3 成長力と気泡アスペクト比の時間変化

### 5.3. Lift-off 気泡径

気泡の鉛直伝熱面からの Lift-off には、成長力が大きく関与していると考えられるが、これを正確に評価するためには、液温が複雑に変化する強制対流場における気泡径の時間変化を知るとともに、気泡変形の効果を考慮しなければならず、困難を伴う。このため、ここではより簡便な手法を提案する。サブクール沸騰で Lift-off が生じる場合、気泡成長速

度が徐々に減少して気泡径が極大になった後、気泡径が減少に転じて暫くしてから Lift-off を迎える。ここで、図 5-1(a), 5-2(a)からわかるように、気泡径が最大となったときに成長力もほぼ最大となる。したがって、気泡の最大径をベースとして、Lift-off 径を相関できる可能性がある。そこで、気泡径が極大となる時、気泡周囲における蒸発量  $Q_w$  と凝縮量  $Q_c$  は等しいことを利用して、Lift-off 径相関式を開発する。まず、 $Q_w$  は気泡投影面積に印加される熱量のオーダーであるとして、次式で評価する。

$$Q_w = q_w \frac{\pi d_b^2}{4} \quad (5-1)$$

$Q_c$  は、次式により評価する。

$$Q_c = h_c \Delta T_{sub} \pi d_b^2 C_f \quad (5-2)$$

ここで、 $C_f$  は、気泡が伝熱面に付着した状態にあるため、気泡の全面で凝縮は生じ得ないことを考慮するためのファクターである。ここでは、伝熱面近傍に形成される厚さ  $\delta$  の過熱液相中では凝縮が生じないとして、 $C_f$  を次式で評価する。

$$C_f = \frac{d_b - \delta}{d_b} \quad (5-3)$$

$Q_w \sim Q_c$  に式(5-1)～(5-3)を代入すれば、Lift-off 径  $d_{liff}$  は次式で与えられる。

$$\frac{d_{liff}}{\delta} = \frac{1}{1 - \frac{q_w}{h_c \Delta T_{sub}}} \quad (5-4)$$

簡単のため、過熱液相中の液温分布は線形であるとして、 $\delta$  は次式で計算する。

$$\delta = \frac{k \Delta T_w}{q_w} \quad (5-5)$$

凝縮熱伝達率  $h_c$  は、その定義より、気泡径の時間微分を用いて次式で表せる。

$$h_c = -\frac{1}{2} \frac{\rho_g H_{gl}}{\Delta T_{sub}} \frac{dd_b}{dt} \quad (5-6)$$

ここでは、Lift-off の後、気泡径が  $d_{liff}$  から  $d_{liff}/2$  になるまでの経過時間を気泡挙動の動画より、 $dd_b/dt$  を算出する。以上の考察に基づき、プール沸騰実験における  $d_{liff}/\delta$  と  $q_w/h_c \Delta T_w$  の関係を調べた。結果を図 5-4 に示す。本図より、関数形は式(5-4)と異なるものの、 $d_{liff}/\delta$  は  $q_w/h_c \Delta T_w$  の関数として、次式でよく相関できることがわかる。

$$\frac{d_{lift}}{\delta} = 26.8 \left( \frac{q_w}{h_c \Delta T_{sub}} \right)^{0.37} \quad (5-8)$$

本図からわかるように、上式は±30%の誤差範囲内で、本実験で計測された Lift-off 径と一致している。Force balance model と比較すると、複雑な計算を必要しない点で有利である。

ただし、図中で緑色のデータは、式(5.8)により大きく過大評価となっている。その他のデータでは、気泡生成周期がほぼ一定であったのに対し、緑色のデータでは気泡生成過程が不安定であった。これより、気泡生成周期が不規則な不安定な沸騰の場合、Lift-off 径は安定な場合と異なる傾向を示すものと推察される。

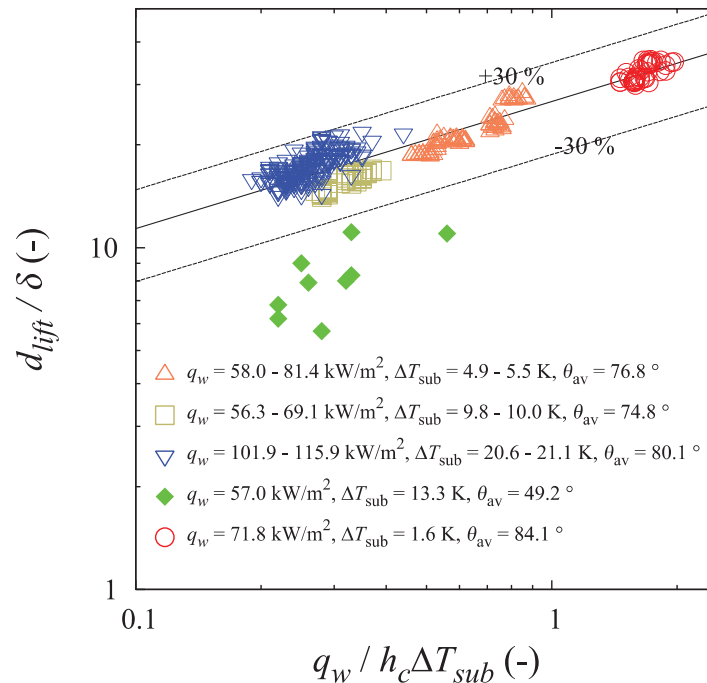
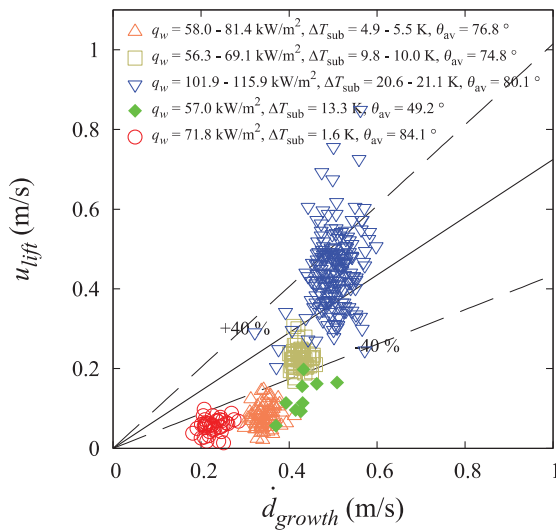


図 5-4 気泡の Lift-off 径の相関

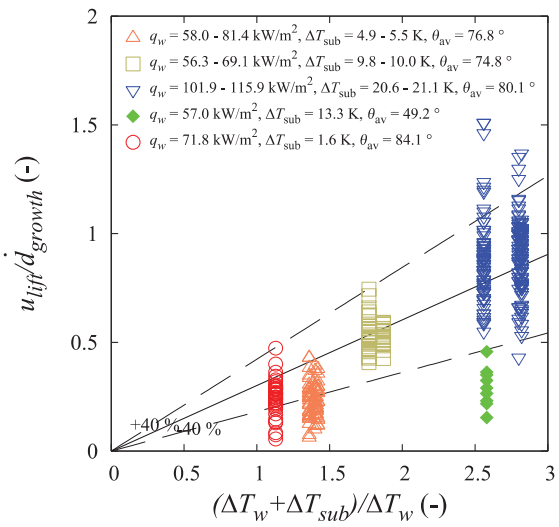
#### 5.4. Lift-off 速度

Lift-off が生じるとき、気泡が伝熱面から遠ざかる速度（Lift-off 速度）が速ければ、気泡はサブクール状態にあるバルク液中に速やかに移動する。したがって、Lift-off 速度は、既存のサブクール沸騰モデルでは十分な注意が払われていないものの、気泡の凝縮特性に多大な影響を及ぼす。

Lift-off には、気泡成長速度の低下に起因する成長力が大きく関与していると考えられることを論じた。したがって、初期の成長速度が大きい、あるいは Lift-off 直前における凝縮速度が速いときに、成長力が大きくなり、Lift-off 速度も速くなるものと考えられる。このため、本実験で観測された Lift-off 速度と気泡の成長及び凝縮速度との関係を調べる。

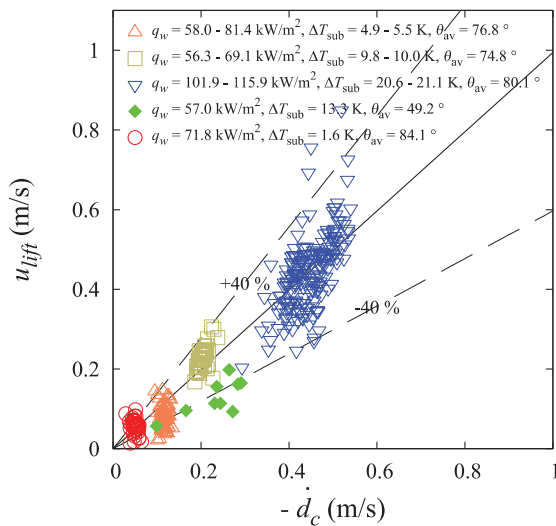


(a) 気泡成長速度との関係

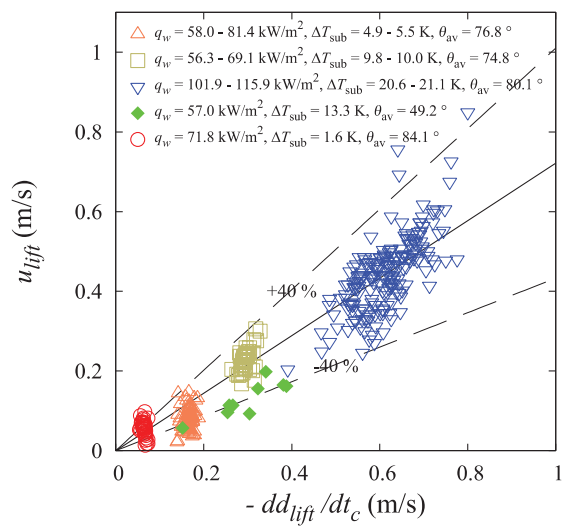


(b) サブクール度の影響

図 5-3 Lift-off 速度の相関 (気泡成長速度ベース)



(a) Lift-off 後の凝縮速度



(b) Lift-off 時の凝縮速度

図 5-3 Lift-off 速度の相関 (凝縮速度ベース)

Mikic ら[5-3]が示したように、発泡後の初期段階における気泡成長速度は、液相のサブクール度の影響を強く受けないため、次式で表せる。

$$d = A_0 \sqrt{t} \quad (5-9)$$

これより、気泡成長速度は、

$$\dot{d} = \frac{A_0}{2\sqrt{t}} \quad (5-10)$$

気泡成長速度は時間とともに徐々に緩慢になるが、特徴的な時刻として、気泡径が最大値



$d_{max}$  となる時の時刻  $t_{max}$  を用いることにすれば、

$$\dot{d} = \frac{A_0}{2\sqrt{t_{max}}} \quad (5-11)$$

凝縮速度は、Lift-off 気泡径の相関を考えた場合と同様に、気泡径が  $d_{lift}$  から  $d_{lift}/2$  になるまでの経過時間より算出する。

気泡成長速度  $\dot{d}_{Growth}$  とリフトオフ速度  $u_{lift}$  の関係を図 5-3(a)に示す。 $u_{lift}$  は  $\dot{d}_{Growth}$  の増加とともに増加する傾向であるが、青色のシンボルで示した実験では、 $\dot{d}_{Growth}$  が 0.5 m/s 程度であるのに対して、 $u_{lift}$  は 0.3~0.6 m/s 程度の領域に分布しており、ばらつきが大きい。 $\dot{d}_{Growth}$  の評価ではサブクール度に起因する気泡成長の減速の効果が考慮されていないため、 $u_{lift}$  を  $\dot{d}_{Growth}$  でスケーリングするとともに、サブクール度の影響を考慮するための指標として無次元サブクール度  $\Delta T_{sub}^* = (\Delta T_w + \Delta T_{sub}) / \Delta T_w$  に対してプロットした。結果を図 5-3(b)に示す。 $u_{lift} / \dot{d}_{Growth}$  は  $\Delta T_{sub}^*$  の増加とともに増加する傾向であり、凝縮による気泡成長速度の急速な低下を反映したものと考えられる。ばらつきはやや大きいものの、本実験で得られたデータは、沸騰状況が不安定であった緑色のプロットを除いて、概ね次式で相関できる。

$$u_{lift} = 0.30 \dot{d}_{Growth} \frac{\Delta T_w + \Delta T_{sub}}{\Delta T_w} \quad (5-12)$$

次に、凝縮速度と  $u_{lift}$  の関係を調べる。凝縮速度としては、前述のように Lift-off 後の気泡径の減少速度から求める方法と、図 5-1, 5-2 に示した気泡径時間変化のフィッティング式より計算される離脱時における凝縮速度を用いた。各々の方法で計算される凝縮速度と  $u_{lift}$  の関係を、図 5-4 (a), (b)に示す。成長速度の場合と同様に、緑色のプロットでは、他の実験条件と比較して  $u_{lift}$  が小さい値をとるものの、凝縮速度と  $u_{lift}$  の間には強い相関があり、各々次式で表される。

$$u_{lift} = -0.99 \left[ \frac{dd}{dt} \right]_{after\ lift-off} \quad (5-13)$$

$$u_{lift} = -0.72 \left[ \frac{dd}{dt} \right]_{at\ lift-off} \quad (5-14)$$

本研究で想定した気泡離脱メカニズムから予想される通り、 $u_{lift}$  は、気泡の成長及び凝縮速度と正の相関を示した。このため、 $u_{lift}$  に関する相関式開発では、成長力の影響を適切に取り込むことが重要と考えられる。

## 第 5 章の参考文献

- [5-1] R. Situ, T. Hibiki, M. Ishii, M. Mori, Bubble lift-off size in forced convective subcooled boiling flow, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 48, 5536–5548 (2005).
- [5-2] B.J. Yun, A. Splawski, S. Lo, C.-H. Song. 2012. Prediction of a subcooled boiling flow with advanced two-phase flow models, *Nuclear Engineering and Design*. Volume 253, Pages 351-359.
- [5-3] Mikic, B.B., Rohsenow, W.M., and Griffith, P., On Bubble Growth Rates, *Int. J. Heat and Mass Transfer*, Vol. 13, pp. 657-666, 1970.
- [5-4] J.F. Klausner, R. Mei, D.M. Bernhard, L.Z. Zeng, Vapor bubble departure in forced convection boiling, *Int. J. Heat Mass Transfer* 36 (1993) 651-662.

## 6. 低圧時強制対流サブクール沸騰伝熱モデルの検討

本研究で得られた知見をベースとして、低圧時強制対流サブクール沸騰を対象とする既存の伝熱モデルの課題について検討する。検討対象は、機構論的な現象モデリングを志向するとともに、実験データとの良い一致が報告されている Yeoh らのモデル[6-1]とする。

### 6.1. 壁面熱伝達モデル

Yeoh らのモデルでは、伝熱面から流体への熱伝達  $Q_w$  は、(1) 気泡生成に伴う非定常熱伝導  $Q_{tc}$ 、(2) 気泡のスライド挙動に伴う非定常熱伝導  $Q_{tcsl}$ 、(3) 強制対流熱伝達  $Q_c$ 、(4) 気泡生成による熱伝達  $Q_e$  の和で表されると仮定する。

$$Q_w = Q_{tc} + Q_{tcsl} + Q_c + Q_e \quad (6-1)$$

$Q_{tc}$  は、発泡核での気泡生成により液相に輸送される熱量で、次式で評価する。

$$Q_{tc} = 2\sqrt{\frac{k_l \rho_l C_{pl}}{\pi t_{wait}}} (T_w - T_l) R_f N_a \left[ \left( K \frac{\pi D_d^2}{4} \right) t_{wait} f + \left( \frac{\pi D_d^2}{4} \right) (1 - t_{wait} f) \right] \quad (6-2)$$

ここで、右辺第1項は waiting time 中、右辺第2項は気泡生成から離脱までの growth period 中における伝熱量である。 $Q_{tcsl}$  の評価式は、次のようである。

$$Q_{tcsl} = 2\sqrt{\frac{k_l \rho_l C_{pl}}{\pi t_{wait}}} (T_w - T_l) R_f N_a \left[ l_s K D t_{wait} f + f t_{sl} \left( \frac{\pi D^2}{4} \right) (1 - t_{wait} f) \right] \quad (6-3)$$

上式中で、 $D_d$  は気泡が発泡核を離れるときの気泡径 (departure diameter)、 $D$  は  $D_d$  と Lift-off 径  $D_l$  の算術平均としている。 $K$  は、departure の後に気泡に代わって低温の液体で満たされる領域の面積の気泡断面積に対する比で、一定値 1.8 を用いる。 $R_f$  は、発泡核間の距離  $s$  と気泡のスライド距離  $l_s$  を用いて、次式  $R_f = \max[1, s/l_s]$  で計算される量で、スライド距離が長いと、他の発泡核で生成した気泡と合体するために、気泡の Lift-off が阻害されることを考慮するための因子である。

$$R_f = \min[1, s/l_s] \quad (6-4)$$

ここで、 $s$  は  $s = N_a^{-0.5}$  で評価し、 $l_s$  の評価には force balance モデルを用いる。発泡核密度  $N_a$  の評価式は、Končar らによる次式である。

$$N_a = [185(T_s - T_{sat})]^{1.805} \quad (6-5)$$

$Q_c$  は、スタントン数  $St$  を用いて、次式で評価する。

$$Q_c = St \rho_l C_{pl} u_l (1 - A_q) (T_s - T_l) \quad (6-6)$$

ここで、 $u_l$  は adjacent liquid velocity と説明されており、液相の断面平均速度に類する量と考えられるが、詳細は不明である。また、伝熱面の気泡占有率  $A_q$  を用いて、気泡が存在する場所では、強制対流熱伝達は生じないこととしている。最後に、 $Q_e$  の評価式は次である。

$$Q_e = R_f N_a f \left( \frac{\pi D_l^3}{6} \right) \rho_g h_{fg} \quad (6-7)$$

$R_f$ を乗ずることで、スライド気泡との合体により気泡生成が抑制されると仮定している。なお、本モデルで特徴的なことは、スライド気泡の影響を考慮する点で、スライド気泡を無視すれば、機構論的サブクール沸騰モデルの草分けである、Kurulらのモデル[6-2]に近いモデルとなると著者等が論じている。

## 6.2. 壁面熱伝達サブモデル

前節で説明した壁面熱伝達モデルには未知量が含まれており、伝熱量を計算するにあたっていくつかのサブモデルが必要である。

### (1) 気泡待ち時間

気泡が departure した後、発泡核周りは温度  $T_l$  の低温液体で満たされ、壁面からの入熱で温度境界層が徐々に発達すると仮定する。この間、壁面温度  $T_w$  は一定と仮定すると、半径  $r_c$  のキャビティで気泡生成条件が満足されるまでに要する時間[6-3]より、気泡待ち時間  $t_{wait}$  を次式で評価する。

$$t_{wait} = \frac{1}{\pi \eta} \left[ \frac{(T_s - T_l) \{ (1 + \cos \theta) / \sin \theta \} r_c}{(T_w - T_{sat}) - 2\sigma T_{sat} \sin \theta / \rho_g h_{fg} r_c} \right]^2 \quad (6-8)$$

$r_c$  は、キャビティにより異なるが、伝熱面上に存在するキャビティのサイズを知ることは容易ではない。このため、ONB 評価で使用される最も気泡を生成しやすいキャビティ径で代用し、キャビティサイズの分布も考慮しない。Basu らの式を用いて伝熱面接触角の影響を考慮し、 $r_c$  の評価には次式を用いる。

$$r_c = \left( \frac{\sin^2 \theta}{1 + \cos \theta} \frac{2\sigma T_{sat} k_l}{\rho_g h_{fg} Q_w} \right)^{1/2} \quad (6-9)$$

### (2) Force balance モデル

Yeoh らの想定する Force balance モデルの模式図を図 6-1 に示す。気泡に働く力として考慮する構成要素は、表面張力  $F_s$ 、非定常抗力  $F_{du}$ 、せん断揚力  $F_{sL}$ 、流体力学的圧力  $F_h$ 、接触圧力  $F_{cp}$ 、準定常抗力  $F_{qs}$ 、浮力  $F_b$  である。図に示すように、水平方向を  $x$ 、鉛直方向を  $y$  として、気泡に働く力は次式で表される。

$$F_x = F_{sx} + F_{dux} + F_{sL} + F_h + F_{cp} \quad (6-10)$$

$$F_y = F_{sy} + F_{duy} + F_{qs} + F_b \quad (6-11)$$

各構成要素の標識は以下の通りである。

$$F_{xx} = -d_w \sigma \frac{\pi}{\alpha - \beta} (\cos \beta - \cos \alpha) \quad (6-12)$$

$$F_{dux} = -F_{du} \cos \theta \quad (6-13)$$

$$F_{sL} = \frac{1}{2} C_L \rho_l \Delta U^2 \pi r^2 \quad (6-14)$$

$$F_h = \frac{9}{4} \rho_l \Delta U^2 \frac{\pi d_w^2}{4} \quad (6-15)$$

$$F_{cp} = \frac{\pi d_w^2}{4} \frac{2\sigma}{r_r} \quad (6-16)$$

$$F_{sy} = -d_w \sigma \frac{\pi(\alpha - \beta)}{\pi^2 - (\alpha - \beta)^2} (\sin \alpha + \sin \beta) \quad (6-17)$$

$$F_{dwy} = -F_{du} \sin \theta \quad (6-18)$$

$$F_{qs} = 6C_D \mu_l \Delta U \pi r \quad (6-19)$$

$$F_b = \frac{4}{3} \pi r^3 (\rho_l - \rho_g) g \quad (6-20)$$

式(6-12)～(6-20)には、評価の容易でない物理量が多く含まれる。式(6-16)中の  $r_r$  は壁面側における気泡の参照局率半径で、Klausner ら[6-5]に従って、

$$r_r = 5r \quad (6-21)$$

とする。抗力係数  $C_D$  と揚力係数  $C_L$  の評価にも Klausner らの式を用いる。

$$C_D = \frac{2}{3} + \left[ \left( \frac{12}{Re} \right)^{0.65} + 0.796 \right]^{-1/0.65} \quad (6-22)$$

$$C_L = 3.877 G_s^{-1/2} \left[ \frac{1}{Re^2} + 0.014 G_s^2 \right]^{1/4} \quad (6-23)$$

ここで、 $Re$  は摩擦速度に基づく Reynolds 数、 $G_s$  は気泡半径及び気液間相対速度  $\Delta U$  を基準とする無次元せん断である。

$$Re = \frac{\rho_l u_\tau x}{\mu_l} \quad (6-24)$$

$$G_s = \frac{dU}{dx} \frac{r}{\Delta U} \quad (6-25)$$

式(6-25)中の速度勾配は、乱流の一般速度分布を用いて評価する。

$$\frac{U}{u_\tau} = 2.5 \ln(9.8x^+) = 2.5 \ln \left[ 9.8 \frac{\rho_l \Delta U d}{\mu_l} \right] \quad (6-26)$$

式(6-13), (6-18)中の  $F_{du}$  の評価には、Zeng ら[6-6]の式を用いる。

$$F_{du} = \rho_l \pi r^2 [10\dot{r} + \ddot{r}] \quad (6-27)$$

第5章で議論したように、 $F_{du}$  の値は気泡径の時間変化の評価法により大きく変化する。気泡径は発泡の瞬間からの経過時間  $t$  の 1/2 乗に比例するとして、次式により評価する。

$$r(t) = \frac{0.42}{\sqrt{\pi}} \frac{\rho_l C_{pl} \Delta T_{sat}}{\rho_g h_{fg}} \sqrt{\frac{k_l}{\rho_l C_{pl}}} t \quad (6-28)$$

以上の諸式より、壁面熱伝達モデルで必要となる諸量が計算できる。式(6-28)を用いて気泡径を徐々に増加させていき、 $F_y = 0$  となったときに気泡が上向きに移動し始めると仮定し、このときの気泡径を departure diameter  $D_d$ 、経過時間を growth period  $t_{grow}$  とする。その後、気泡を上向きに移動させつつ  $F_x = 0$  となったときに気泡が伝熱面を離脱するとし、このときの気泡径を lift-off diameter  $D_l$  とする。Lift-off が生じる位置と時間より、式(6-3)中のスライド距離  $l_s$  とスライド時間  $t_{sl}$  は直ちに求められる。しかし、Yeoh らは、 $l_s$  の評価に Maity らによる次の実験相関式を用いることとしている。

$$l_s = \frac{2}{3} (3.2u_l + 1) t_{sl}^{3/2} \quad (6-29)$$

Lift-off を生じるまでの経過時間  $t_{lift}$  を用いて、スライド時間  $t_{sl}$  は次式計算される。

$$t_{sl} = t_{lift} - t_{grow} \quad (6-30)$$

$l_s$  を、force balance モデルではなく、実験相関式に基づいて評価する理由は明記されていないが、 $F_x$  及び  $F_y$  の評価において、気泡は発泡核に付着している、すなわち気泡の上昇速度を 0 として計算が行なわれているものと考えられる。しかし、Yeoh らの論文にある模式図 (図 6-2) でも明確に示されているように、lift-off の前に気泡は鉛直伝熱面に沿ってスライド上昇する。したがって、lift-off 時において気泡に働く力を評価する際に気泡の上昇速度を 0 とすることは現実に即していない。

この他、気泡の伝熱面接触領域直径  $d_w$  は、Maity のデータに基づいて次式で評価する。

$$\frac{d_w}{d} = 1 - \exp(-2\theta^{0.6}) \quad (6-31)$$

前進接触角  $\alpha$  と後退接触角  $\beta$  の正確な評価は困難なため、次式を用いる。

$$\alpha = \theta + 4.5^\circ; \quad \beta = \theta - 4.5^\circ \quad (6-32)$$

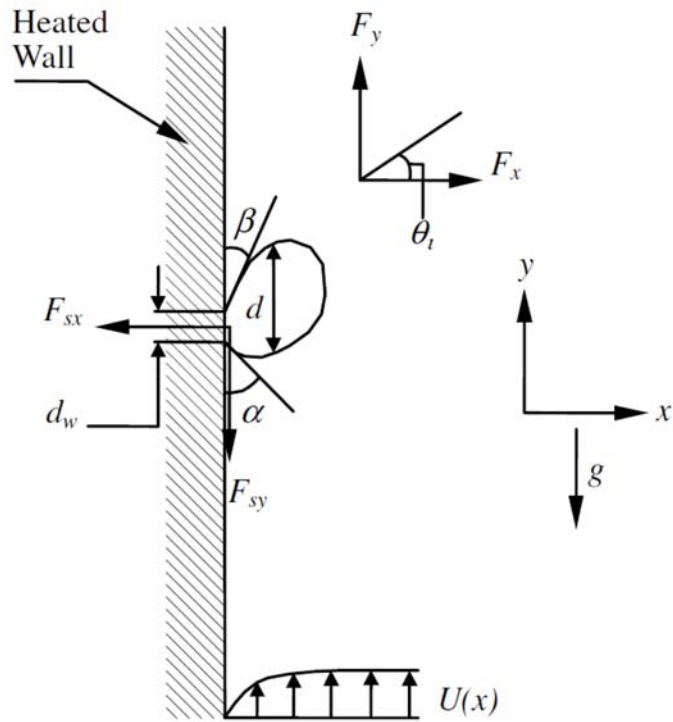


図 6-1 Force balance モデルの様式図 [6-1]

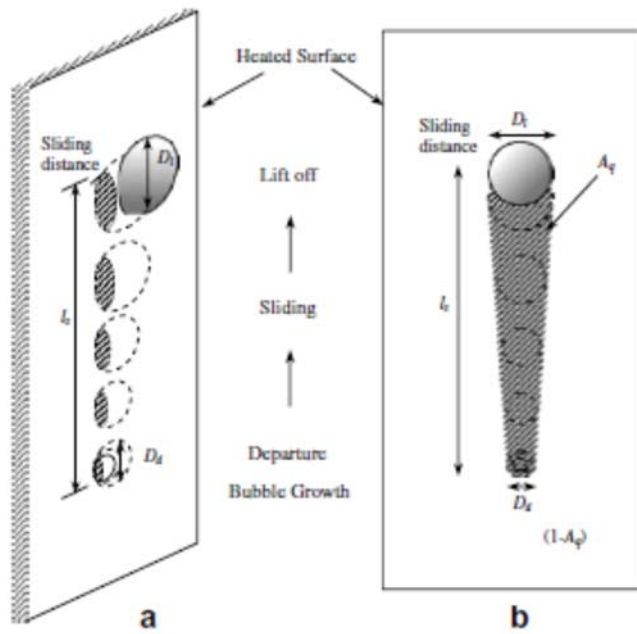


図 6-2 サブクール沸騰中における気泡挙動の様式図 [6-1]

### 6.3. 壁面熱伝達モデルの課題と高度化方策の検討

前節までに述べた壁面熱伝達評価手法は、物理現象を機構論的にモデル化しようとした意欲的なモデルといえるが、いくつかの課題がある。

#### (1) Lift-off メカニズム

Lift-off を引き起こす水平方向の力の評価において、気泡の上昇速度を無視するとともに、気泡の成長速度が  $t^{1/2}$  に比例すると仮定している。したがって、式(6-12)～(6-16)を見れば、 $F_{dix}$  が正になることはなく、 $F_{sL}$  または  $F_h$  が Lift-off を引き起こす主要な力になっていると考えられる。本研究で実施した流動実験では、Lift-off 時における気泡上昇速度は気泡中心で評価される局所液速度よりも速かった。また、 $F_{sL}$  と  $F_h$  が 0 となるプール沸騰実験でも Lift-off が生じ、その原因が気泡成長の急速な減速に起因する  $F_{dix}$  の符号の逆転であると考えられることを示した。したがって、Yeoh のモデルでは、現実とは異なる要因で Lift-off を予測している可能性が高く、Lift-off 径  $D_l$  の予測値は信頼性が高いとはいえない。また、最も特徴的であるとしているスライド距離  $l_s$  は経験式に基づいて評価しており、機構論的な評価とはなっていない。Departure は、Yeoh らが想定する通り、気泡が発泡核に付着し、かつ気泡成長速度が  $t^{1/2}$  に比例するという仮定が概ね妥当な条件で生じるため、 $D_d$  については信頼に足る予測が可能である。一方、Lift-off は、これらの想定が成立しない条件で生じる。したがって、Force balance に基づいて評価するのであれば、気泡の上昇速度とサブクール液の影響による気泡成長の減速の効果を取り入れる必要がある。もしくは、第 5 章でサブクール沸騰条件を対象に論じたように、蒸発量と凝縮量のバランスから  $D_l$  を評価する等、より簡便な方法を採用するアプローチもあり得る。

#### (2) 沸騰核の特性

$D_d$ ,  $D_l$  等の気泡径や気泡生成周期  $f$  は、気泡核によって大きく異なり得るが、これを一定としてモデリングしている点は、現実と異なる。これは、二つの観点で問題となる可能性がある。第 3, 4 章では、沸騰核毎に気泡径と気泡生成周期を計測しており、核気泡核で生成される蒸気量を正確に評価可能である。一方、既存の多くの実験では、沸騰核、気泡径、気泡生成周期の計測は、個別に行われている場合が多い。また、気泡の重なりが顕著な中で計測を実施するため、例えば気泡径の計測において、計測の容易な大気泡に過度な重みが課される可能性も否定できない。一方、沸騰核については、小気泡を形成する気泡核も正確にカウントしたとすれば、これは全蒸気生成量の過大評価を引き起こす。したがって、第一に、気泡径や気泡生成周期を一定とすることは、何らかの意味での平均量を用いていることになるが、各物理量の平均化の方法が合理的でないため、これを組み合わせて得られる蒸気生成量が正確に予測できていない可能性がある。この場合、 $Q_e$  は勿論、 $Q_{tc}$  についても正確な評価は期待できない。第二に、何らかの意味で合理的な平均量になっていたとしても、分散が大きい場合、Yeoh のモデルでは正確な予測ができない可能性がある。例えば、生成される気泡の体積が実験データと等しくなるように平均気泡径を定義した場合、簡単のため気泡径を一定とすると、式(6-2), (6-3)で必要となる気泡断面積は過大評価となる。



また、式(6-2), (6-3), (6-7)で気泡間相互作用を考慮するための係数  $R_f$  も、気泡径が一定の場合と図 3-5 に示したように分布をもつ場合では、値が異なるはずである。したがって、サブクール沸騰現象を機構論的に評価するためには、気泡核によって気泡径等の沸騰特性が大きく異なるという事実を取り込むことが望ましいと考えられる。

#### 6.4. 壁面熱伝達サブモデルの評価

壁面熱伝達サブモデルのうち、特に重要と思われるものについて評価する。

##### (1) 沸騰核密度

式(6-5)では、接触角の影響を考慮していない。沸騰核密度が伝熱面の濡れ性の影響を強く受けることは、Basu らによっても指摘されており[6-4]、接触角の影響を含む相関式によって評価を行うべきである。なお、4章では、沸騰核が安定に気泡を生成するグループ A と気泡生成が不安定なグループ B に分類できることを示した。グループ A とグループ B では、気泡生成状況が大きく異なるため、沸騰核密度は、グループごとに評価することが望ましい。簡易的な手法としては、グループ A のみを評価し、補正係数を乗じてグループ B の影響を考慮する等の方策も考えられる。

##### (2) 離脱気泡径

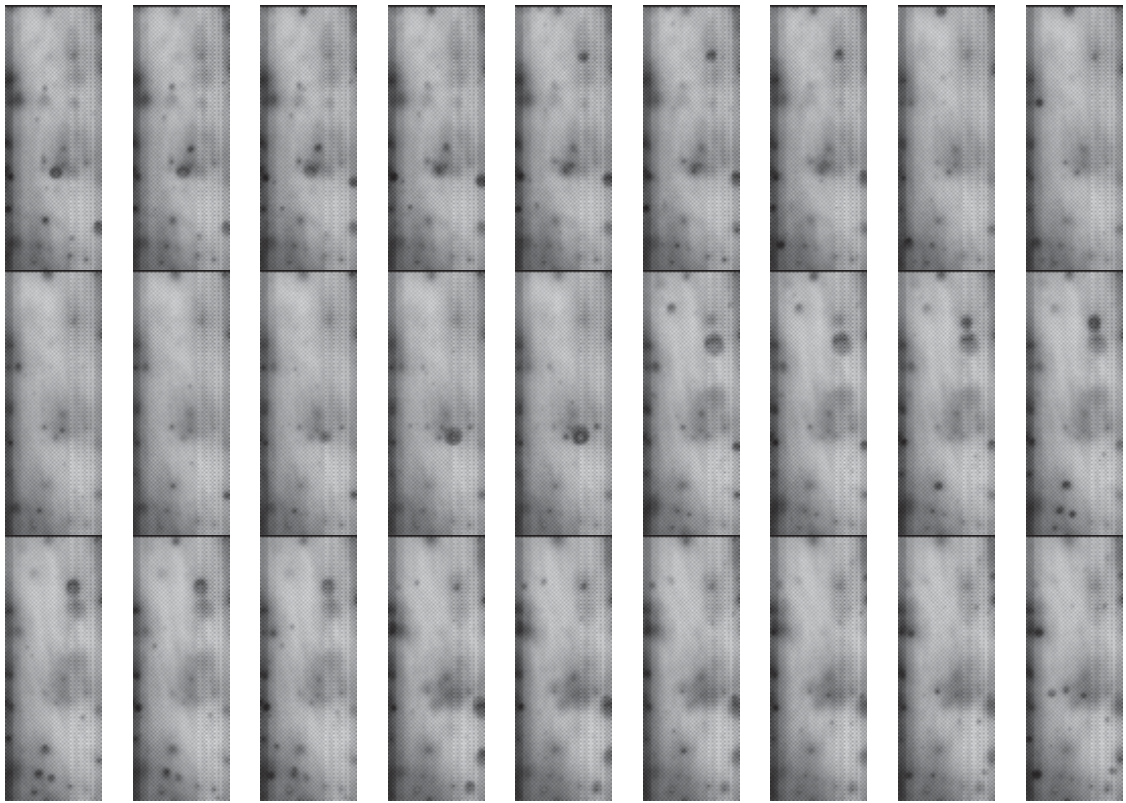
離脱気泡径を予測するモデルは数多く提案されているが、現実に即したものは見当たらない。Force balance に基づいて予測するのであれば、サブクール液による気泡成長の減速効果と気泡上昇による気液間相対速度の変化の影響を考慮に入れることは必須である。これを行った上で、気泡変形の影響をどの程度正確に取り込めるかが、モデルの成否を決定すると考えられる。気泡成長の減速に伴う非定常抗力 (growth force) が気泡離脱の主要因である場合、気泡周囲における蒸発量と凝縮量のバランスを基礎とするなど、より簡易的な手法の導入もあり得る。

##### (3) 気泡離脱周波数及び気泡待ち時間

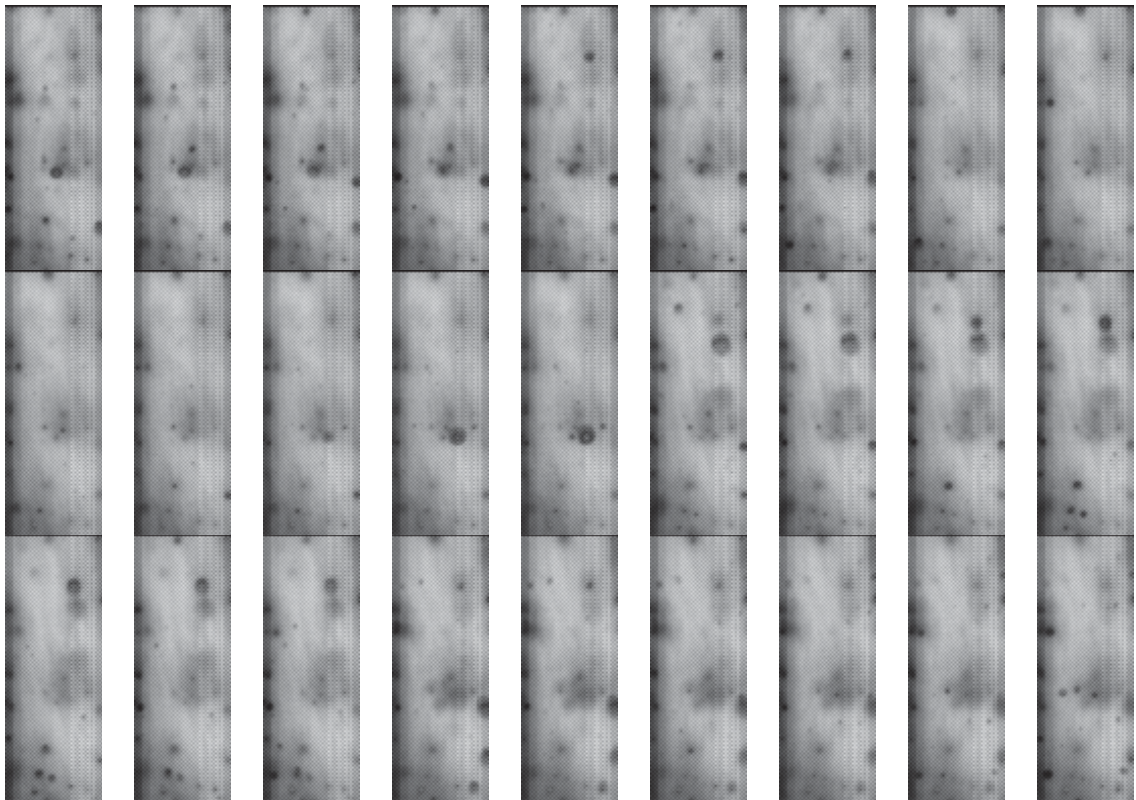
Yeoh の採用するモデルは機構論の観点で優れたモデルと考えられる。ただし、沸騰核による違いが考慮されていないため、この点については改良のよりが多くある。なお、気泡生成周期は気泡径と強い相関があり、図 4-1 に示すように、本実験では、サブクール度の影響も顕著ではなかった。したがって、気泡径の相関が合理的に行えるのであれば、簡易的に気泡径の関数とする方法も検討に含めてよいと考えられる。式(6-8)でも、合理的な評価が困難なキャビティ径  $r_c$  を含むので、気泡径に基づく簡易手法が必ずしも精度が悪いという結果にはならないと考えられる。

##### (4) スライド気泡パラメーター (スライド距離及び沸騰核間平均距離)

スライド距離の評価は、次元の整合性も低い実験相関式によって行われており、高度化が必須と考えられる。スライド距離を考える上で重要な情報が、IR カメラを用いた伝熱面温度分布計測の結果得られた。計測結果を図 6-3 に示す。撮影領域は横 10 mm、縦 23 mm、撮影時間間隔は 595  $\mu$ s である。サブクール度 20 K で 2 つの熱流束条件で撮影を実施した。



(a) 低熱流束



(b) 中熱流束

図 6-3 IR カメラによる伝熱面温度分布の高速計測結果

図中で黒い部分は、気泡生成により、瞬時局所的に伝熱面から熱が奪われたことを示すと考えられる。同一時刻の画像内において、温度差は最大で 5 K 程度である。本画像では、温度低下は沸騰核と思われる位置のみでしか認められない。したがって、スライド気泡の熱伝達への寄与は無できるほどと考えられる。これは、3.2 節で述べた気泡挙動の観察結果と整合している。ただし、Ahmadi ら[6-8]は、低圧条件では気泡のスライドは顕著ではないが、圧力の増加とともにスライド気泡の割合が増加する観察結果を示している。これより、スライド距離の評価に当たっては、圧力の影響を正しく含めることが重要である。沸騰核間平均距離については、沸騰核による気泡生成特性の影響を無視する限り、Yeoh らの方法は合理的と考えられる。しかしながら、沸騰核による違いを含めて気泡間相互作用を考慮するためには、式(6-4)に類する相関式を開発することは困難と考えられる。気泡挙動を個別に解析する手法[6-9]への移行などが方策として考えられる。

#### (5) 限界キャビティ径

式(6-8)で使用するキャビティ径  $r_c$  は、実際のキャビティ径とすべきであるが、ONB に関する知見に基づいて、最も気泡を生成しやすいキャビティ径を用いる式(6-9)は現実的かつ妥当な手法といえる。今後、キャビティ径と気泡待ち時間の関係を調べる等して、相関式の高度化の可能性はあり得るが、キャビティの形状なども影響すると考えられ、困難を伴うと予想される。

### 6.5. 壁面熱伝達以外の物理現象に関するモデル

サブクール沸騰の解析では、壁面熱伝達以外にも適切にモデル化が必要な現象が存在する。そこで、特に重要と考えられる現象のモデル化について、Yeoh の方法[6-1]を参照しながら考察を実施する。

#### (1) 気泡凝縮率

気泡は、Lift-off の後（より正確には Lift-off の少し以前から）サブクール水との熱交換により体積を徐々に減少させる。凝縮率  $q_c$  は、一般に次式で評価される[6-10]。

$$q_c = h_c a_i (T_g - T_l) \quad (6-33)$$

ここで、凝縮熱伝達率  $h_c$  は、以下に示す Ranz-Marshall の式[6-11]等、一様流中におかれた球周りの熱伝達に関する式を用いて概ね妥当な評価が可能と考えられる。

$$Nu_c = \frac{h_c d}{k_l} = 2 + 0.6 Re_b^{0.5} Pr_l^{0.3} \quad (6-34)$$

問題となるのは、気泡径、気泡速度、液相参照温度の評価である。本実験では、気泡は伝熱面を離脱した後、凝縮によって急速に体積を現実場合が多かった。したがって、気泡径と気泡速度は、伝熱面を離脱するときの径及び速度と関連付けるべきであろう。また、離脱時における気泡の横方向速度が速ければ、気泡はバルク液中深くに進入しやすいため、気泡はより低温の液体と熱交換することになる。一方、横方向の離脱速度が小さい場合、

気泡は伝熱面近くにとどまり、消滅するまでに長い期間を要すると考えられる。しかしながら、Yeoh らのモデル[6-1, 6-10]では、気泡径は Lift-off 径とは切り離して、相関式あるいは気泡の合体分裂を考慮する population balance model で評価することとしている。また、気泡の離脱速度については、特段の配慮は行われていない。機構論的かつ高信頼性で気泡凝縮率を評価するためには、まず気泡の Lift-off 状況を適切にモデル化すること、続いて、気泡合体による気液界面積の減少効果などを取り込むことが重要と考えられる。

## (2) 正味の蒸気生成 (NVG) 開始条件

強制対流サブクール沸騰では、蒸気クオリティの増加とともにボイド率変化が突如として急峻になる場合があるが、Yeoh のモデルではこの傾向を十分には捉えられていない[6-1, 6-10]。これまで、NVG 開始のメカニズムとして、気泡の発泡核離脱をはじめとして様々な仮説が提案されているが、十分な実験検証がなされていない[6-12, 6-13]。Lift-off 気泡と Slide 気泡を比較すると、Slide 気泡の方が格段に長い寿命を有するため、ボイド率の増加に対するインパクトが大きい。したがって、漫然とボイド率を計測して NVG 条件を特定するだけでなく、ボイド率計測結果を、Slide 気泡の発生等の特異なボイド率変化を生じる原因と関連付けることが重要であり、本研究で実施した可視化実験はこのための有効な手法になり得ると考えられる。

## (3) 2 圧力化の効果に関する影響

二相流解析でよく使用される二流体モデルは、その支配方程式が数学的な観点で不適切であるために、数値的不安定を生じやすい。強制対流サブクール沸騰における主要な流動様式である気泡流では、液相に対して相対運動する気泡周囲での圧力の局所的な減少を表す界面圧力項を考慮することで、数学的な適切性及び数値的安定性を改善できる[6-14, 6-15]。本研究では、サブクール沸騰モデルの様々な改良の可能性について言及したが、一次元二流体モデルでは、蒸発量や凝縮量など、主に質量保存式におけるソースタームの変更となる。したがって、二流体モデルの不適切さの程度は変化するものの[6-16, 6-17]、界面圧力項による数値的安定化の効果は大きくは変化しないと考えられる。ただし、Yeoh らのように多次元二流体モデルに組み込む場合、気泡の伝熱面離脱速度を考慮すれば、これは壁面における気相速度の境界条件の変更となる。この場合でも界面圧力項が数値的安定性に及ぼす影響は大きく変化しないと予想されるが、二流体モデルの数値的安定性が減じられる可能性があり、注意が必要である。

## 第 6 章の参考文献

- [6-1] G. H. Yeoh, Sherman C. P. Cheung, J. Y. Tu, Mark K. M. Ho, Fundamental consideration of wall heat partition of vertical subcooled boiling flows, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Volume 51, Issues 15–16, 15 July 2008, Pages 3840–3853.
- [6-2] N. Kurul, M. Z. Podowski, Multidimensional effects in forced convection subcooled boiling, in: *Proceedings of the 6th International Heat Transfer Conference*, Toronto, Hemisphere Publishing Corporation, Washington, 1978, pp. 115–120.
- [6-3] Y. Y. Hsu, R. W. Graham, *Transport process in boiling and two-phase systems*, Hemisphere, Washington, 1976.
- [6-4] N. Basu, G. R. Warriar, V. K. Dhir, Onset of nucleate boiling and active nucleation site density during subcooled flow boiling, *ASME J. Heat Transfer* 124 (2002) 717–728.
- [6-5] J. F. Klausner, R. Mei, D. M. Bernhard, L. Z. Zeng, Vapor bubble departure in forced convection boiling, *Int. J. Heat Mass Transfer* 36 (1993) 651–662.
- [6-6] L. Z. Zeng, J. F. Klausner, D. M. Bernhard, R. Mei, A unified model for the prediction of bubble detachment diameters in boiling systems- II. Flow boiling, *Int. J. Heat Mass Transfer* 36 (1993) 2271–2279.
- [6-7] S. Maity, Effect of velocity and gravity on bubble dynamics, MS Thesis, University of California, Los Angeles, 2000.
- [6-8] R. Ahmadi, T. Ueno, T. Okawa, Bubble dynamics at boiling incipience in subcooled upward flow boiling, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 2012; 55: 488–497.
- [6-9] J. A. Trapp, G. A. Mortensen, A Discrete Particle Model for Bubble-Slug Two-Phase Flows, *Journal of Computational Physics*, Volume 107, Issue 2, August 1993, Pages 367–377.
- [6-10] J. Y. Tu, G. H. Yeoh, On numerical modelling of low-pressure subcooled boiling flows, *Int. J. Heat Mass Transfer* 45 (2002) 1197–1209.
- [6-11] W. E. Ranz, W. R. Marshall, *Chem. Eng. Prog.* 48 (1952) 141–148.
- [6-12] R. Ahmadi, T. Ueno, T. Okawa, Experimental identification of the phenomenon triggering the net vapor generation in upward subcooled flow boiling of water at low pressure, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 10/2012; 55(21–22):6067–6076.
- [6-13] R. Ahmadi, T. Ueno, T. Okawa, Visualization study on the mechanisms of net vapor generation in water subcooled flow boiling under moderate pressure conditions, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 03/2014; 70:137–151.
- [6-14] 平成 25 年度システムコードの 2 圧力化及びサブクール沸騰モデルの開発、業務報告書、国立大学法人電気通信大学、平成 26 年 3 月。
- [6-15] 大川富雄, 片岡勲、気泡流条件における二流体モデルの数学的適切性、*日本機械学会論文集 B 編*、Vol. 66 (2000) No. 646, 1281-1287.
- [6-16] 大川富雄、富山明男、生成項および仮想質量力が二流体モデルの数学的性質に及ぼす

影響：第 1 報, 重力項の影響、日本機械学会論文集 B 編、Vol. 64 (1998) No. 624, 2472-2477.

[6-17] 大川富雄, 富山明男、生成項および仮想質量力が二流体モデルの数学的性質に及ぼす影響：第 2 報, 数学的性質の評価、日本機械学会論文集 B 編、Vol. 65 (1999) No. 629, 86-91.

## 7. まとめと今後の課題

低圧力下の強制対流サブクール沸騰について、特に伝熱機構を解明するため、可視光及び中赤外線に対して透明な伝熱面を用いて実験を実施した。主な計測手法は、高速度カメラを用いた気泡挙動計測と IR カメラを用いた伝熱面の温度分布計測である。この結果、(1)気泡核によって生成される気泡の径と生成周期は大きく異なること、(2)様々なサイズの気泡が全蒸気生成量に決定に相応の寄与をしていること、(3)気泡核は気泡径に応じた周期で気泡生成する安定核と気泡生成周期がきわめて長い不安定核に分類できること、(4)低圧下において気泡は発泡核近くで Lift-off するためスライドによる目立った伝熱促進は認められないこと、(5)気泡の Lift-off には成長速度の急速な低下に伴う負の成長力が強く関係していると考えられることなどを示すとともに、機構論的または経験的相関式を提示した。また、現状で最も進んだサブクール沸騰モデルを対象に、本実験で得られた知見に基づいて、既存モデルの課題と高度化方策を検討した。

サブクール沸騰モデルのさらなる高度化を図るには、(1)気泡挙動、(2)伝熱面温度分布、(3)ボイド率の計測を系統的に実施して、ボイド率変化の原因を気泡挙動のレベルで理解するとともに、実験事実に基づいて壁面熱伝達モデルを構成する必要がある。本実験では、気泡挙動と伝熱面温度分布を詳細に計測したが、ボイド率計測を実施していない。このため、実験データの価値を高めるには、さらにボイド率計測の実施が望まれる。沸騰核密度、気泡径、気泡生成周期、伝熱面温度分布の時間変化等に関する詳細な実験データに基づいて開発された各種相関式の妥当性は、解析コードに組み込むとともに、ボイド率及び壁面熱伝達率に関する実験データとの比較を通して最終確認を行うことになる。ここで、本実験では、気泡径及び気泡生成周期が沸騰核によって大きく異なり、これがボイド率発展や壁面熱伝達に多大な影響を及ぼす可能性を指摘した。二相流解析には、比較的計算負荷の少ない二流体モデルを使用する機会が多いが、二流体モデルで気泡径分布を考慮するためには、population balance model [7-1]等の相当に複雑かつ恣意性の高いモデルを導入する必要がある。システム解析を行う上では、最終的には一次元二流体モデルといった Euler-Euler 型の二相流モデルに落とし込む必要があるが、その中間段階として、気泡径分布を自然に考慮可能な粒子追跡型のモデル[7-2]に組み込んで相関式群としての妥当性を確認した上で、二流体モデルでの使用方法を考察することで、サブクール沸騰解析手法の高度化をより確実に実施できると考えられる。

第7章の参考文献

- [7-1] G. H. Yeoh, Sherman C. P. Cheung, J. Y. Tu, Mark K. M. Ho, Fundamental consideration of wall heat partition of vertical subcooled boiling flows, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Volume 51, Issues 15–16, 15 July 2008, Pages 3840–3853.
- [7-2] J. A. Trapp, G. A. Mortensen, A Discrete Particle Model for Bubble-Slug Two-Phase Flows, *Journal of Computational Physics*, Volume 107, Issue 2, August 1993, Pages 367–377.