

平成 29 年度原子力規制庁委託成果報告書

## 低圧時サブクール沸騰挙動解明試験

電気通信大学  
平成 30 年 3 月

本報告書は、原子力規制委員会原子力規制庁からの委託により実施した業務の成果をとりまとめたものです。

本報告書に関する問い合わせは、原子力規制庁までお願いします。

## 目 次

1. はじめに .....	1-1
第 1 章の参考文献 .....	1-2
2. サブクール沸騰挙動解明試験 .....	2-1
2.1 実験装置 .....	2-1
2.2 実験方法 .....	2-6
2.3 実験条件 .....	2-7
2.4 ボイド率 .....	2-10
2.5 液温分布及び壁面過熱度 .....	2-12
2.6 気泡挙動（可視化実験） .....	2-14
2.7 金属伝熱面を用いた実験 .....	2-19
第 2 章の参考文献 .....	2-31
3. 強制対流サブクール沸騰のボイド率解析 .....	3-1
3.1 解析条件 .....	3-1
3.2 解析結果 .....	3-9
3.3 試験流路内における液速度と液温の解析 .....	3-13
3.4 一次元モデルに基づくサブクール沸騰の解析方針 .....	3-15
第 3 章の参考文献 .....	3-17
4. まとめと今後の課題 .....	4-1

## 記号表

$A_H$	heated area ( $m^2$ )
$C_D$	drag coefficient
$C_L$	lift coefficient
$C_{VM}$	virtual mass coefficient
$c_p$	specific heat at constant pressure ( $J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$ )
$D$	hydraulic diameter (m)
$d_b$	bubble size (m)
$Eo$	Eötvös number
$f_b$	bubble release frequency (Hz) or pipe friction coefficient
$f_D$	drag force (N)
$f_L$	shear lift force (N)
$f_{VM}$	virtual mass force (N)
$G$	mass flux ( $kg \cdot m^{-2} \cdot s^{-1}$ )
$g$	gravitational acceleration ( $kg \cdot m/s^2$ )
$h$	heat transfer coefficient ( $W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}$ )
$Ja$	Jakob number
$k$	thermal conductivity ( $W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$ )
$N_a$	active nucleation site density ( $sites \cdot cm^{-2}$ )
$p$	pressure (Pa)
$Pr$	Prandtl number
$q_w$	heat flux ( $W \cdot m^{-2}$ )
$Re$	Reynolds number
$T$	temperature (K)
$t$	time (s)
$u$	velocity (m/s)
$V$	volume ( $m^3$ )
$x$	thermal-equilibrium quality

## *Greek symbols*

$\alpha$	void fraction
$\Gamma$	phase change rate
$\Delta h_v$	latent heat of vaporization ( $J \cdot kg^{-1}$ )
$\Delta T_w$	wall superheat (K)
$\Delta T_{sub}$	liquid subcooling (K)
$\delta$	superheated liquid layer thickness (m)

$\eta$	thermal diffusivity ( $\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ )
$\Theta$	dimensionless subcooling
$\theta$	contact angle ( $^\circ$ )
$\mu$	viscosity (Pa·s)
$\nu$	kinetic viscosity ( $\text{m}^2/\text{s}$ )
$\rho$	density ( $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$ )
$\sigma$	surface tension (N/m)

*Subscripts*

b	bubble
CNT	control volume
c	convection
g	gas phase
l	liquid phase
nb	nucleate boiling
sat	saturation
w	wall
y	y direction
z	z direction

## 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用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。このため、従来の経験則に基づくモデル[1-3]に代わって、サブクール沸騰現象を構成する素過程の理解に基づくより機構論的なモデルの開発が試みられている[4]。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、さらに実験的知見を拡充する必要がある。

以上の状況を鑑み、平成 25 年度には、大気圧下の水のサブクール沸騰における気泡の生成状況を詳細に観察可能な実験装置を構築するとともに、沸騰核密度、気泡径、気泡生成周期、凝縮熱伝達率などの基本パラメーターを、画像解析によって、きわめて高精度に計測可能であることを示した。また、既存のサブクール沸騰モデルについて調査し、気泡径分布がまったく考慮されていない等の課題を抽出した。さらに、二圧力化することによって支配方程式の数学適切性を回復することで、二流体モデルの数値的安定性を向上できることも示した[5]。引き続き平成 26 年度には、様々な条件下で可視化実験を実施して、特に発泡核ごとに生成される気泡のサイズが大きく異なることを示すとともに、生成気泡の平均径を経験的に予測する相関式を作成した。また、発泡核における生成の後、ほとんどの気泡は伝熱面を離脱 (lift-off) したが、この挙動は既存の force balance model では説明できないことを指摘した。このため、気泡の離脱挙動に関する詳細な観察結果に基づいて、気泡成長力が気泡の伝熱面離脱を引き起こす主要因の一つと考えられることを示した[6]。さらに 27 年度には、発泡核で生成される気泡径の分布など、サブクール沸騰の詳細解析を行う上で必要となる相関式を開発するとともに、時間平均局所ボイド率の計測と気泡追跡法に基づくサブクール沸騰中のボイド率解析を実施した[7]。引き続き平成 28 年度には、サブクール沸騰中における離脱時気泡径分布のばらつきを現象論的に把握するため、各発泡核における平均気泡径の分布と、同一発泡核で生成される気泡径の分布を調べ、各々を評価可能な相関式を作成した。また、ガンマ線密度計及びレーザープローブを用いたボイド率計測により、ボイド率の発展状況について調査した。さらに、伝熱面を離脱するときの気泡挙動を観察結果に基づいてモデル化するとともに、気泡追跡計算を実施し、開発したモデルによって、伝熱面を離脱してからサブクール水中で凝縮によって消滅するまでの気泡挙動を再現できることを確認した。また、同じく気泡追跡型の数値計算を実施し、気泡径分布や離脱時気泡挙動が、ボイド率の解析結果に多大な影響を及ぼし得ることを定量的に示した。

本研究では、まず、NVG (Net Vapor Generation) あるいは OSV (Onset of Significant Void) を超過する高ボイド率条件も含めて、ガンマ線密度計及びレーザー式ボイドプローブを用いたボイド率計測、高速カメラによる気泡挙動観察、IR カメラを用いた伝熱面温度計測、熱電対による流体温度分布計測を実施し、サブクール沸騰中のボイド率発展を決定する上できわめて重要な、NVG の発生機構について実験的に検討する。また、昨年度までに実施した研究では、伝熱面で生成される気泡のサイズが発泡核毎に大きく異なり、これがボイド率の解析結果に多大な影響を及ぼし得ることを示している。このため、レーザー顕微鏡を用いて発泡核の形状を調べ、発泡核によって気泡径が大きく異なる物理メカニズムを調査する。なお、詳細は本報告書の第 2 章で述べるが、本研究で実施した実験の結果によれば、NVG

を生じる上で、発泡核における生成又は発泡核から離脱の直後で生じる気泡合体が重要な役割を果たす。このため、気泡合体の考慮の有無によって、気泡追跡型数値解析で計算されるボイド率がどのように変化するかを調べる。さらに、この結果を受けて、原子炉安全解析で用いられる一次元モデルにおいて、サブクール沸騰域のボイド率を正確に評価するため、本領域における蒸気生成量と凝縮量のモデル化方策について議論する。

## 第 1 章の参考文献

- [1] P. Saha, N. Zuber, 1974. Point of net vapor generation and vapor void fraction in subcooled boiling, Proceedings of International Heat Transfer Conference, Vol. 4, pp. 175-179.
- [2] S. Levy, 1967. Forced convection subcooled boiling—prediction of vapor volumetric fraction. International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 10, No. 7, pp. 951-965.
- [3] R. T. Lahey, 1978. A mechanistic subcooled boiling model, Proceedings of the 6th International Heat Transfer Conference, Vol. 1, pp. 293-297.
- [4] G. H. Yeoh, S. C. P. Cheung, J. Y. Tu, M. K. M. Ho, 2008. Fundamental consideration of wall heat partition of vertical subcooled boiling flows, International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 51, pp. 3840-3853.
- [5] 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] 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、国立大学法人電気通信大学、平成 27 年 3 月。
- [7] 平成 27 年度低圧時サブクール沸騰挙動解明試験、成果報告書、国立大学法人電気通信大学、平成 28 年 3 月。
- [8] 平成 28 年度低圧時サブクール沸騰挙動解明試験、成果報告書、国立大学法人電気通信大学、平成 29 年 3 月。

## 2. サブクール沸騰挙動解明試験

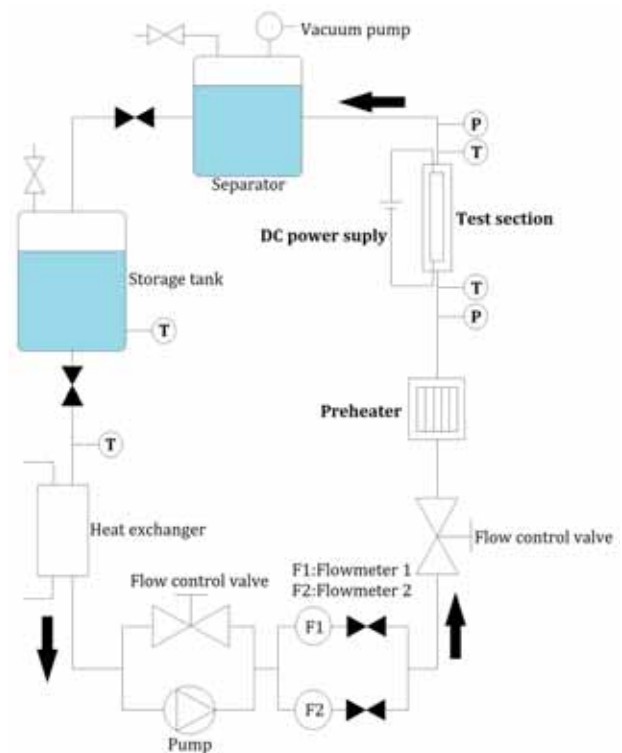
### 2.1 実験装置

実験に用いた沸騰ループの全景と系統図を図 2-1 に示す。試験流体は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用いており、貯水タンクに供給した後にタンク内に内蔵したヒーターで加熱脱気を行う。その後、流路内を真空ポンプで真空引きし、大気圧解放した貯水タンクとの圧力差によって流路内に試験流体を満たす。ギアポンプを用いて流体を循環させるとともに、流量調節弁とタービン流量計を用いて、流量を所定値に制御する。流量計測は、流量範囲に応じて、ポンプの下流に並行に設置したタービン流量計 F1, F2 の何れかを用いた。各流量計の計測範囲と測定誤差は、大流量用の F1 については 0.4-10 l/min 及び $\pm 0.1\%$  F.S.、小流量用の F2 については 0-1.5 l/min 及び $\pm 0.8\%$  F.S.である。入口流体温度の調節は、予熱器の PID フィードバック制御により行う。温度計測は試験部出入り口で K 型熱電対を用いて計測しており、計測誤差は $\pm 2.5$  K である。また、圧力も同様に試験部出入り口付近で計測しており、計測誤差は $\pm 5$  kPa である。試験流体は試験部を出た後、上部タンクに流入し、蒸気相は系外へ、液相は流路に戻り循環する。液相はそのまま貯水タンク及び熱交換器へと流入し、ギアポンプに戻る。貯水タンクでは、実験中も加熱脱気を継続して、空気の溶解を防止した。熱交換器では、流体をポンプに戻す前に水道水との熱交換により冷却した。

図 2-2 に、試験部の概略を示す。図 2-2(a), (c)に示すように、基板であるサファイアガラス上に、膜厚 260 nm の ITO 膜を成膜し、ここに直流通電することにより流体の加熱を行った。このため、ITO 膜の両



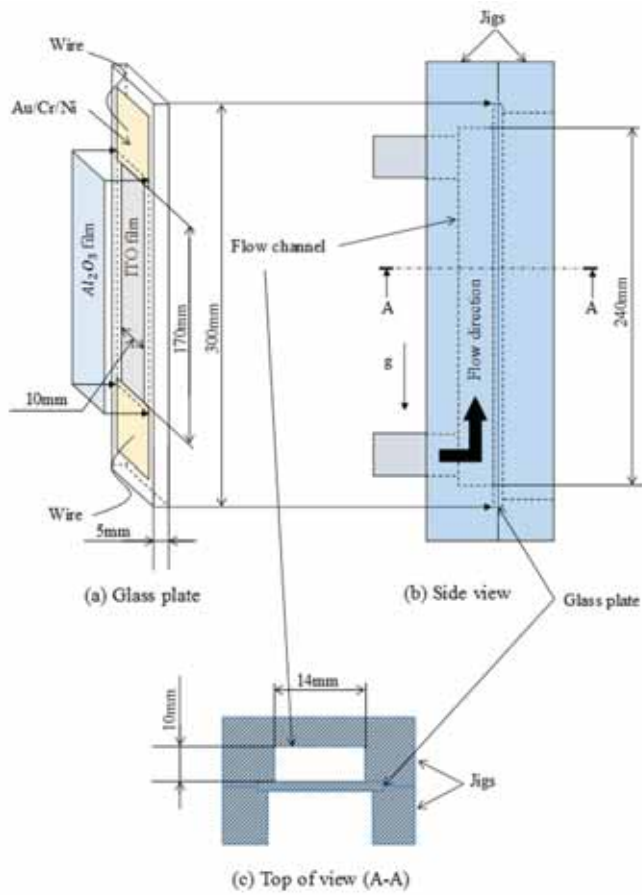
(a) 全景



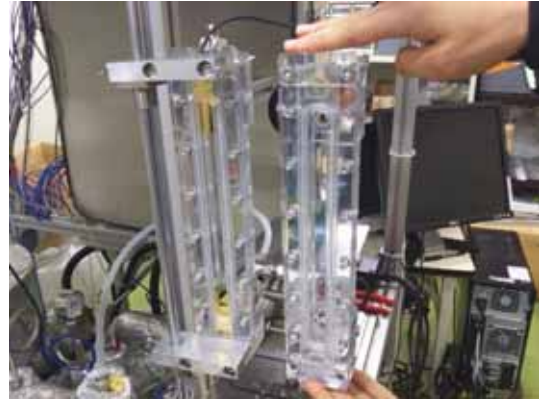
(b) 系統図

図 2-1 沸騰ループ





(a) 試験部の構成



(b) 試験部の外観



(c) 成膜を施したサファイアガラス板

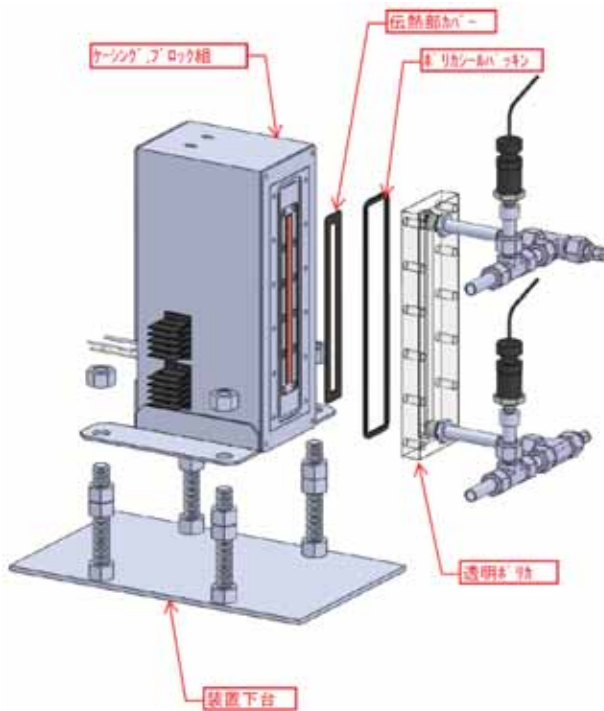


図 2-3 試験部の概略 (カートリッジヒーター内臓銅ブロック)

端に、電極として厚さ 910 nm の Au/Cr/Ni 膜を成膜するとともに、保護膜として、膜厚 1090 nm の  $\text{Al}_2\text{O}_3$  膜を、ITO 膜全体を覆うように成膜した。したがって、発熱体は ITO 膜であるが、試験流体である水と直接接触するのは  $\text{Al}_2\text{O}_3$  膜となる。なお、ITO 膜は幅 10 mm、長さ 170 mm で、電気抵抗は 88-102  $\Omega$ 、 $\text{Al}_2\text{O}_3$  膜表面での試験流体との接触角  $\theta$  は  $13.8 \pm 1^\circ$  であった。図 2-2(a), (b) に示すように、上記の成膜を施したサファイアガラス板を 2 つのポリカーボネート製ジグで挟み、ITO 膜状に幅 14 mm、長さ 240 mm の矩形流路を構成した。

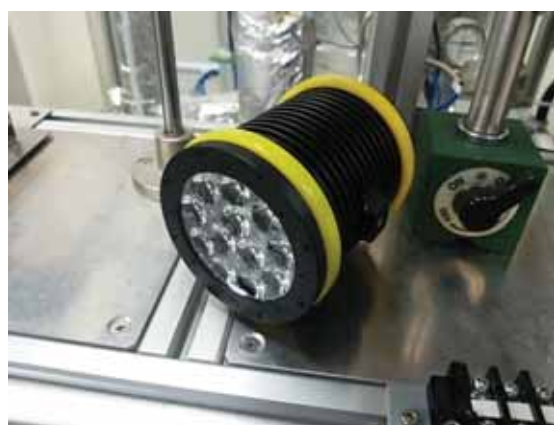
サファイアガラスを基板とする伝熱面は、透明であるため、気泡挙動の観察には有利であるが、通常の金属性伝熱面とは気泡挙動が異なる可能性がある。このため、カートリッジヒーターを内蔵した銅ブロックの端面を伝熱面とする試験部も製作した。本試験部の概略を図 2-3 に示す。伝熱面サイズは幅 10 mm、高さ 170 mm、流路サイズは幅 14 mm、高さ 10 mm、長さ 240 mm で、いずれもサファイア伝熱面と共通とした。なお、レーザー顕微鏡を用いた伝熱面表面性状の観察を行うため、伝熱面は、銅ブロック本体から取り外し可能な構造とした。

本実験における計測項目は多岐にわたる。以下、各計測項目の計測手法について説明する。

### (1) 気泡挙動の可視化

サブクール沸騰域におけるボイド率の発展挙動を機構論的又は現象論的に予測するためには、伝熱面上における気泡の生成状況とサブクール水中における気泡の凝縮挙動を詳細に把握する必要がある。このため、サファイア基板を用いた透明伝熱面を用いて、強制対流サブクール沸騰中における気泡挙動を詳細に観察した。このため、図 2-4 に示す LED 照明及び高速度カメラを用いて、気泡挙動の可視化観察を行った。計測位置は、伝熱面の下端より 115~145 mm の 30 mm の区間である。撮影条件は、フレームレート 8000 FPS、シャッタースピード 0.125 ms、撮影時間 0.75 s とした。解像度と空間分解能は、伝熱面底面からの撮影では各々  $303 \times 895$  ピクセル、 $49.3 \mu\text{m}/\text{pixel}$ 、伝熱面側面からの撮影では各々  $303 \times 895$  ピクセル、 $31.25 \mu\text{m}/\text{pixel}$  とした。

気泡挙動の観察例を図 2-5 に示す。本図に示すように、気泡挙動の観察は、伝熱面の底面側及び側面側から行った。底面側からの観察では、気泡の重なりが避けられるため、発泡核の数や場所、核発泡核における気泡生成頻度、各気泡のサイズ等を、画像解析により正確に測定可能である。一方、側面から



(a) LED 照明 (IDT, LED120E)

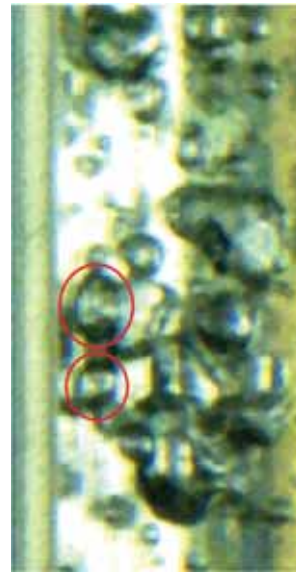


(b) 高速度カメラ (Photron, Fastcam Mini)

図 2-4 気泡挙動観察用測定器具



(a) 伝熱面底面からの観察



(b) 伝熱面側面からの観察

図 2-5 気泡挙動の観察例

の観察では、伝熱面と気泡の距離がわかるため、他気泡によって遮られていない気泡については、その挙動をより詳細に把握できる。このため、後で述べるように、各気泡の詳細な挙動を検討する場合には側面からの映像を、すべての気泡に関する全体的な挙動を検討する場合には、底面からの映像を主に使用した。

## (2) ボイド率計測及び液温計測

ボイド率の計測には、図 2-6 に示すガンマ線密度計と、図 2-7 に示すレーザー式ボイドプローブを使用した。ガンマ線密度計では、試験部を透過したときのガンマ線の強度低下より、流路断面内平均ボイド率を計測するのに対し、プローブ計測では、プローブを伝熱面と垂直方向にトラバースすることで、流路断面内における局所時間平均ボイド率の空間分布が計測される。このため、ガンマ線密度計によるボイド率計測結果は、正味の蒸気生成開始条件である NVG (Net Vapor Generation) あるいは OSV (Onset of Significant Void) 点を特定するのに有利であり、プローブによるボイド率計測結果は、ボイド率発展の詳細構造を検討する上で有利となる。また、レーザーボイドプローブを K 型熱電対に置き換えることにより、流路断面内における液温分布の計測も実施した。蒸気泡が伝熱面を離脱すると、サブクール状態にあるバルク液との熱交換により凝縮し、急速にその体積を減じることになる。したがって、流路断面内における液温分布を把握しておくことは、気泡追跡計算に基づくボイド率計算を行う上で、きわめて重要な情報となる。

## (3) 壁面温度計測

伝熱面温度は、ボイド率と並んで、サブクール沸騰現象を特徴付ける重要な物理量であると同時に、発泡核密度等を通して、ボイド率にも影響を及ぼす。本研究では、サファイア伝熱面では、高速度の赤外線 (IR) カメラを用いたサーモグラフィー計測により、銅製伝熱面では、銅ブロックの内部に設置した K 型熱電対による温度計測結果より、壁面温度を算出した。IR カメラの外観を図 2-8(a)に、沸騰中の

伝熱面を撮影した映像例を図 2-8(b)に示す。発泡核では、気泡生成により局所的な温度低下が生じていることが明確に捉えられている。



(a) センサー及び信号処理装置



(b) 試験部取り付け時の様子

図 2-6 ガンマ線密度計 (Nano Gray, PH-1000AE)



(a) センサー及び信号処理装置

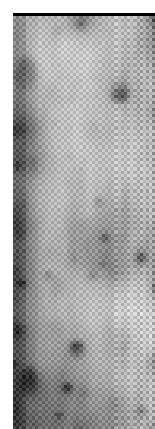


(b) L型プローブ

図 2-7 レーザー式ボイドプローブ



(a) IR カメラ (Xenics, Onca-MWIR-InSb-320-460Hz)

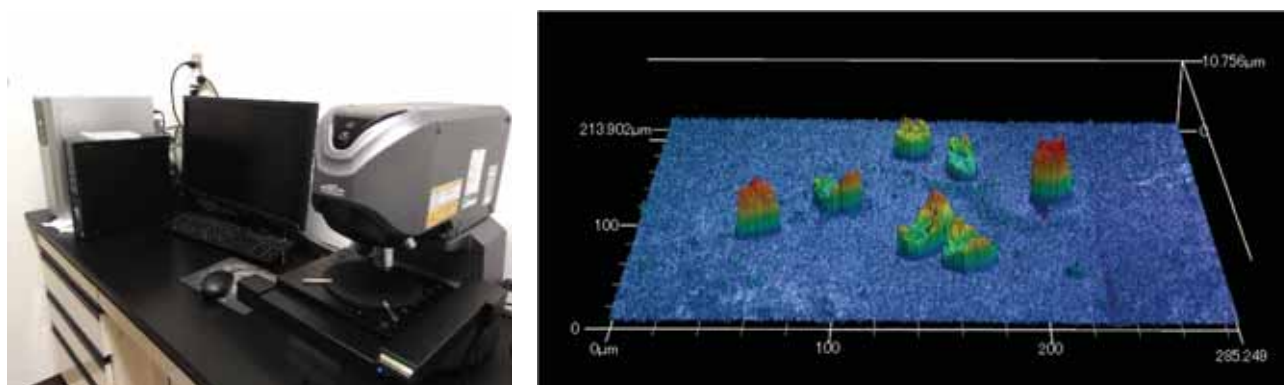


(b) IR カメラによる画像例

図 2-8 サーモグラフィー用 IR カメラ

#### (4) 伝熱面表面性状計測

昨年度までの研究で、発泡核で生成される気泡のサイズは、発泡核ごとに大きく異なることを明らかにした。このため、発泡核ごとの気泡径分布を予測する相関式を開発したが、発泡核により気泡径が大きく異なる物理的要因は明らかではない。このため、発泡核の形状を詳細に把握することを目的として、図 2-9(a)に示すレーザー顕微鏡を導入した。本実験では、可視化実験によって気泡生成が行われる発泡核の場所を特定した後、その位置をレーザー顕微鏡で集中的に観察し、発泡核の形状特定を行った。発泡点近くの伝熱面表面形状を計測した結果の一例を図 2-9(b)に示す。なお、計測対象は、銅製の伝熱面である。通常考えられているようなキャビティ（くぼみ）ではなく、いくつかの突起物が存在していることがわかる。



(a) 装置外観

(b) 表面形状の計測例

図 2-9 レーザー顕微鏡 (Keyence, VK-X200)

## 2.2 実験方法

実験手順は、概ね次に示す通りである。

- 試験流体である水を、2 段のフィルターとイオン交換樹脂に通した後、沸騰ループの貯水タンクに供給する。
- 貯水タンクに配置したヒーターを用いて数時間加熱脱気を行う。脱気は、貯水タンクを大気開放した状態で行うが、Dimroth 型凝縮器取り付けられているため、この間における試験流体の減少は低く抑えられる。
- 真空ポンプを用いて沸騰ループを真空引きするとともに、給水タンクと沸騰ループをつなぐ配管に取り付けられた弁を開放し、給水タンクより沸騰ループへ給水を行う。
- ギアポンプと予熱器を作動させる。流量調節弁の開度と温度調節器の設定を行い、試験流体の流量と試験部入口温度を所定値に設定する。
- 定常状態が達成されたことを確認した後、試験部に投入する電力を所定の値に設定する。実際の設定量は、サファイア伝熱面では、直流電源（松定プレジジョン、PR650-7.7）からの投入電力であり、銅ブロック伝熱面の場合には、銅ブロックに内蔵されたカートリッジヒーターに供給する交流電力である。
- 温度調節器を用いて、試験部入口温度を段階的に上昇させ、いくつかのサブクール度条件で、実験

データの収集を行った。計測量は、(1) 伝熱面下部からの可視化、(2) 伝熱面側面からの可視化、(3) ガンマ線密度計によるボイド率計測、(4) レーザープローブによるボイド率分布計測、(5) K 型熱電対による流体温度分布計測、(6) IR カメラによる壁面温度計測の 6 種類である。

### 2.3 実験条件

主な実験条件を表 2-1 に示す。壁面熱流束  $q_w$  は  $500 \text{ kW/m}^2$  で一定とし、質量流束  $G$  は  $300$  及び  $600 \text{ kg/m}^2\text{s}$  の 2 条件とした。各質量流束条件で入口サブクール度  $\Delta T_{\text{sub,in}}$  を  $10\sim 40 \text{ K}$  の範囲で段階的に低下させ、実験データの収集を行った。

表 2-1 主な実験条件

Mass flux, $G$	300, 600 $\text{kg/m}^2\text{s}$
Heat flux, $q_w$	500 $\text{kW/m}^2$
Inlet subcooling, $\Delta T_{\text{sub,in}}$	10-40 $\text{K}$
Peclet number, $Pe$	21779, 43558
$\Delta T_{\text{sub,SZ}}$	19 $\text{K}$

均一加熱流路にサブクール水が流入するときの、強制対流サブクール沸騰の模式図を図 2-10 に示す。本図に示すように、ボイド率  $\alpha = 0$  の液単相区間では、流路壁からの入熱によって、バルクの液温  $T_l$  は線形的に上昇する。核沸騰が開始する A 点を、ONB (Onset of Nucleate Boiling) 点と呼ぶ。A 点の下流では、液体はサブクール状態にあるものの、加熱壁の近くでは、局所的に液温が飽和温度以上となり、沸騰が生じる。このため、壁面熱流束の一部が蒸気生成に消費されるため、 $T_l$  の上昇はやや緩慢となる。ただし、NVG (Net Vapor Generation) あるいは OSV (Onset of Significant Void) 点と呼ばれる B 点の上流、すなわち、区間 A~B では、ボイド率は無視できるほど小さい。このため、 $T_l$  の上昇は概ね線形に近い。ただし、気泡生成に起因する液体の混合促進により、熱伝達率が向上し、伝熱面温度の上昇は緩和される。B 点の下流では、実質的なボイド率の上昇が生じる。このため、ボイド率の空間勾配は、B 点で不連続的となる。以上の理由により、サブクール沸騰域のボイド率及び熱伝達率を正確に評価する上では、ONB 点と OSV 点を正確に予測することがきわめて重要なステップとなる。

ONB 点を予測するモデルとしては、Sato らによるモデル[1]が有名である。本モデルでは、発泡核に付着する半球形の蒸気泡を考え、気泡の頂部における液温が飽和温度以上となるときに、気泡の成長が可能となり、ONB が生じると仮定する。Laplace の法則より、小気泡では気泡の内圧が高いため、飽和温度が高くなる。一方、液温は伝熱面からの距離とともに低下するから、大気泡では気泡頂部の液温が低下する。このため、大気圧の水では、直径  $1 \mu\text{m}$  程度の発泡核が最も気泡生成しやすいという結果が導かれる。さらに、流れが乱流であり、かつ伝熱面上に任意のサイズのキャビティが存在するとき、ONB 点におけるサブクール度は次式を満足する。

$$q_w = \frac{k_l \Delta h_v}{8\sigma T_{\text{sat}} (v_g - v_l)} \left( \frac{D^{0.2} v_l^{0.8} q_w}{0.023 Pr^{0.4} k_l \mu_l^{0.8}} - \Delta T_{\text{sub}} \right)^2 \quad (2-1)$$

ただし、ONB 条件は、伝熱面表面性状、特に接触角によって大きく変化する可能性がある。

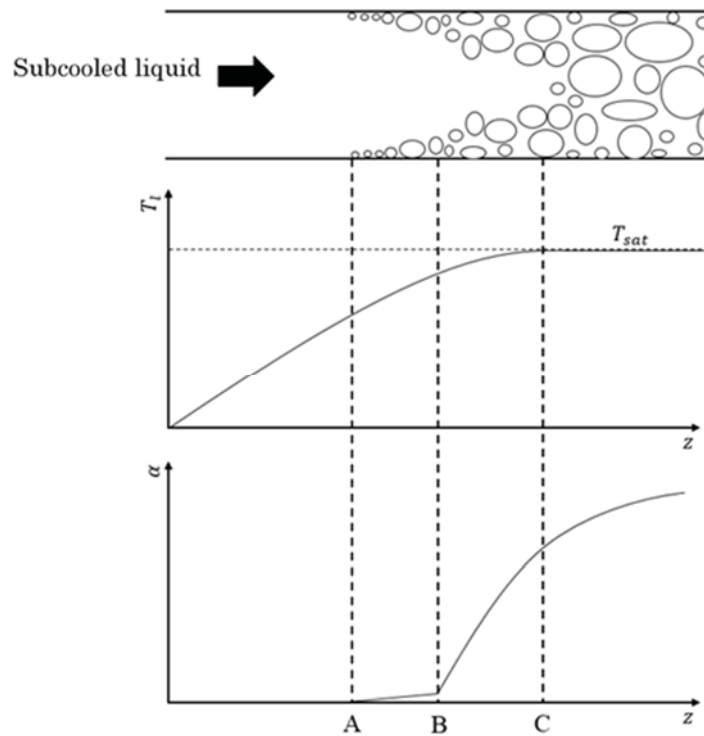


図 2-10 強制対流サブクール沸騰の模式図

次に、サブクール沸騰域のボイド率予測を行う上で特に重要となる OSV 条件としては、Levy によるモデル[2]と Saha らのモデル[3]が広く使用される。Levy モデル[2]の概念を図 2-11 に示す。本モデルでは、気泡は最初、伝熱面に付着した状態にあり、気泡の離脱が生じたときに正味の蒸気生成が開始すると仮定する。この真意は文献[2]中では明確に説明されていないが、次のような物理的意味をもつと推察される。すなわち、気泡が伝熱面に付着した状態とは、厳密には、発泡核に付着した状態と考えられる。このとき、発泡核で連続的な気泡生成はできないため、蒸気生成量は 0 となる。一方、気泡が発泡核を離脱すれば、後続の気泡が生成可能となり、蒸気生成量は正の値をとる。そして、離脱気泡の凝縮量に比べて蒸気生成量が大きければ、ボイド率は増加することが可能となる。ここで、気泡は、伝熱面を離脱すると急速に凝縮して短時間で消滅するから、Levy のモデルでは、気泡は、発泡核を離脱した後、伝熱面の近くに止まり、急速な凝縮を免れることが陰に仮定されているものと考えられる。これより、気泡の発泡核離脱開始とともに、実質的なボイド率の上昇、すなわち、OSV 条件が満足すると仮定できる。図 2-11 に示すように、Levy は、気泡を発泡核に止める因子として、表面張力  $F_S$  を、気泡を鉛直伝熱面に沿って移動させる因子として浮力  $F_B$  と流体力  $F_F$  を考慮している。各項のオーダー評価の結果に基づいて、 $F_B$  を無視し、次式を OSV 条件与える式としている。

$$F_F = F_S \tag{2-2}$$

$F_S$  は気泡径に比例するのに対し、 $F_F$  は気泡径の 2 乗に比例する。このため、発泡核に付着した気泡の径

が十分に大きくなると、気泡は発泡核を離脱して、OSVを生じることになる。しかしながら、以上の概念を昨年度までに実施した実験の結果[4-7]と比較すると、矛盾が生じる。まず、これらの実験では、OSVを生じるよりも以前の低ボイド率条件においても、気泡は発泡核を速やかに離脱する様子が観察された。したがって、Levy のモデルで仮定されているように、気泡の伝熱面離脱が OSV の起因事象であるとは考えにくい。また、気泡は発泡核を離脱した後、きわめて短時間のうちに、伝熱面を離脱してサブクール水との熱交換により消滅した。この結果、気泡の離脱はむしろボイド率を低下させる効果があったと考えられる。なお、これらの研究で観察された気泡挙動は、本実験装置に特有なものではなく、作動流体に水を用いた多くの低圧実験で共通した結果である[8-10]。

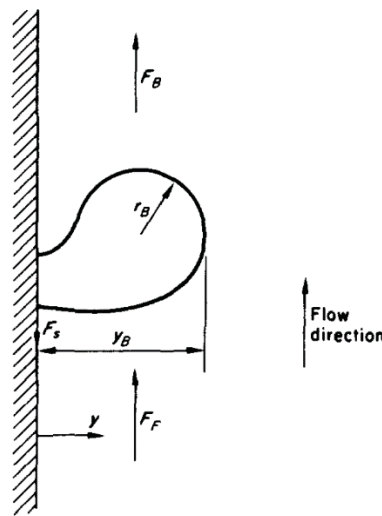


図 2-11 Levy モデルで想定する OSV 条件 [2]

次に、Saha らのモデル[3]は、経験則に基づく無次元整理式であり、物理的な解釈が行われてはいるが、OSV を生じる原因について明確なコンセプトに基づいて開発されたものではない。Saha らのモデルは次式で与えられる。

$$\left\{ \begin{array}{l} Nu = \frac{q_w D}{k_f \Delta T_{sub}} = 455 \quad \text{if } Pe \leq 70000 \\ St = \frac{q_w}{Gc_{pl} \Delta T_{sub}} = 0.0065 \quad \text{if } Pe > 70000 \end{array} \right. \quad (2-3)$$

ここで、 $Pe$  は Peclet 数であり、次式で定義される。

$$Pe = \frac{GDc_{pl}}{k_f} \quad (2-4)$$

図 2-12 に示すように、上式は、様々な条件で取得された OSV に関する実験データを概ね $\pm 25\%$ の精度で予測可能である。式(2-3)からわかるように、 $Pe < 70000$  の低流量域では、OSV 条件は質量流束  $G$  に依存



せず、 $Pe > 70000$  の高流量域では、 $G$  の増加とともに OSV が生じにくくなることになっている。このため、Saha らは、 $Pe < 70000$  を熱的な要因、具体的には凝縮が十分に緩和されることで OSV を生じる Thermally-controlled region、 $Pe > 70000$  を、流体力学的な要因、具体的には Levy と同様に気泡の離脱により OSV が開始する Hydrodynamically-controlled region と称している。

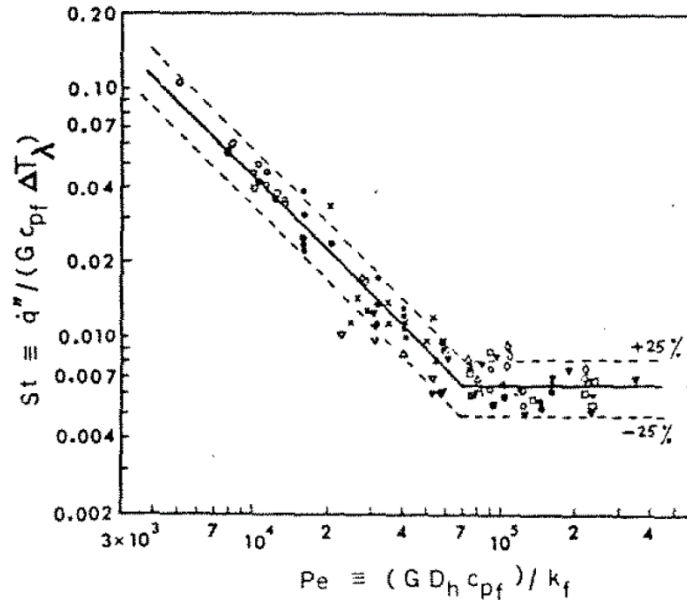


図 2-12 Saha らのモデルによる予測結果と OSV に関する実験データの比較 [3]

表 2-1 に示すように、本実験における  $Pe$  は 21779~43558 であり、Saha らの分類に基づけば Thermally-controlled region に分類される。また、同じく表 2-1 に示したように、OSV を生じるときのサブクール度  $\Delta T_{sub,SZ}$  は、19 K 程度と予想され、本実験条件の範囲内で、OSV を生じる要因を十分に検討可能と考えられる。

## 2.4 ボイド率

ガンマ線密度計によるボイド率の計測結果を、ボイド率計測位置における局所サブクール度に対してプロットした結果を、図 2-13 に示す。なお、これらの条件では、気泡の生成が生じることを、目視観察により確認している。本図より、 $G = 300$  及び  $600 \text{ kg/m}^2\text{s}$  の何れの条件においても、高サブクール度条件では、サブクール度の低下に伴うボイド率の上昇は無視できるほどであるが、サブクール度が十分に低下すると、サブクール度の低下とともにボイド率が急上昇していることがわかる。これより、本実験により、OSV を再現できたといえる。OSV を生じるときのサブクール度は、 $G = 300 \text{ kg/m}^2\text{s}$  では 15 K 程度、 $G = 600 \text{ kg/m}^2\text{s}$  では 10 K 程度と見積られる。表 2-1 に示したように、Saha らの相関式による予測値は 19 K であり、 $\pm 25\%$  の誤差を考慮すると、15~25 K 程度のサブクール度で OSV を生じると予想される。これより、本実験では、特に  $G = 600 \text{ kg/m}^2\text{s}$  の条件で、OSV の発生が遅れている。これは、通常の実験に比して加熱部の長さが短いため、温度境界層が十分に発達していないことなどが原因と考えられる。

レーザー式ボイドプローブを用いたボイド率分布の計測は、 $G = 300 \text{ kg/m}^2\text{s}$  の条件で実施した。計測結果を図 2-14 に示す。本図より、OSV を生じる以前のサブクール度  $20 \text{ K}$  以上の条件では、流路の何れの場所においてもボイド率はほぼ  $0$  であるが、OSV 条件近くの  $\Delta T_{\text{sub}} = 16 \text{ K}$  では、伝熱面近くで局所ボイド率の増加が認められる。この後、 $\Delta T_{\text{sub}}$  の低下とともに、壁近くにおけるボイド率の最大値が増加するとともに、ボイドの存在する領域が、より壁から遠くにまで広がっていることがわかる。特に、飽和沸騰に近い  $\Delta T_{\text{sub}} = 0.2 \text{ K}$  では、流路全体に気泡の存在が認められる。ただし、この場合においても、最大ボイド率は伝熱面に最も近い計測点である  $y = 1 \text{ mm}$  で得られている。

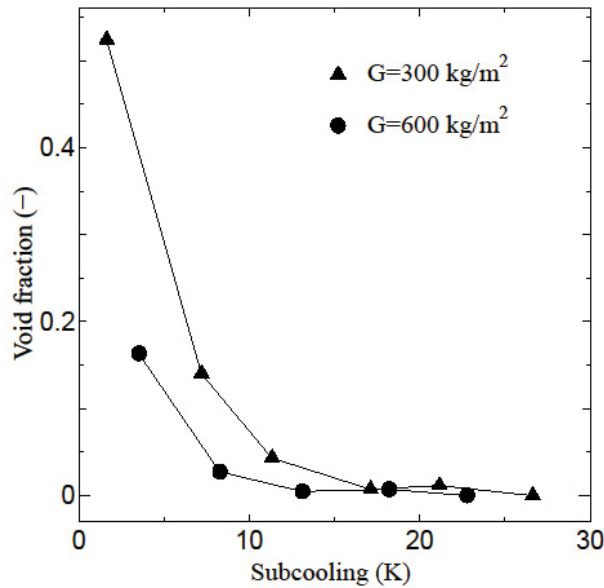


図 2-13 ガンマ線密度計によるボイド率の計測結果

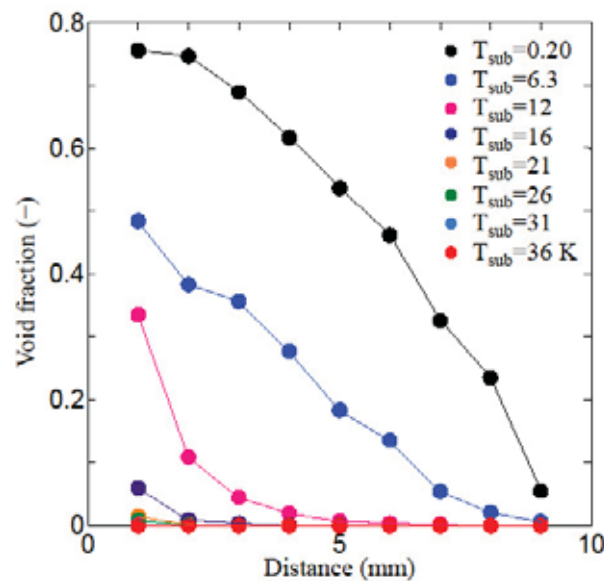


図 2-14 レーザープローブによるボイド率分布の計測結果 ( $G = 300 \text{ kg/m}^2\text{s}$ )

プローブデータを積分して得られる平均ボイド率を、ガンマ線密度計による計測結果と比較した結果を図 2-15 に示す。ほとんどの条件で両者はよく一致しており、ボイド率計測が妥当に行われたことが確認できる。なお、最もサブクール度が小さい高ボイド率の条件では、プローブによる計測結果の積分値は、ガンマ線密度計による計測結果よりも小さくなっている。ここで、プローブによる計測結果を積分する際には、ITO 膜が成膜されていない両側各 2 mm の領域でのボイド率を 0 と仮定した。しかし、高ボイド率条件では、この領域にもボイドが侵入していると考えられる。ITO 膜の幅は 10 mm、流路幅は 14 mm であるため、仮に、非加熱領域におけるボイド率も図 2-14 に示す中心部でのボイド率に等しいと仮定すると、図 2-15 に示すプローブデータの積分値には、1.4 を乗じる必要がある。この場合、概ね飽和条件で計測されたボイド率は 0.35 から 0.49 に上昇するため、ガンマ線密度計による計測値 0.52 に近い値となる。したがって、高ボイド率条件で、プローブとガンマ線密度計によるボイド率の計測結果に差が生じた主な原因は、流路両端の非加熱部にも、ボイドが侵入したためと考えられる。

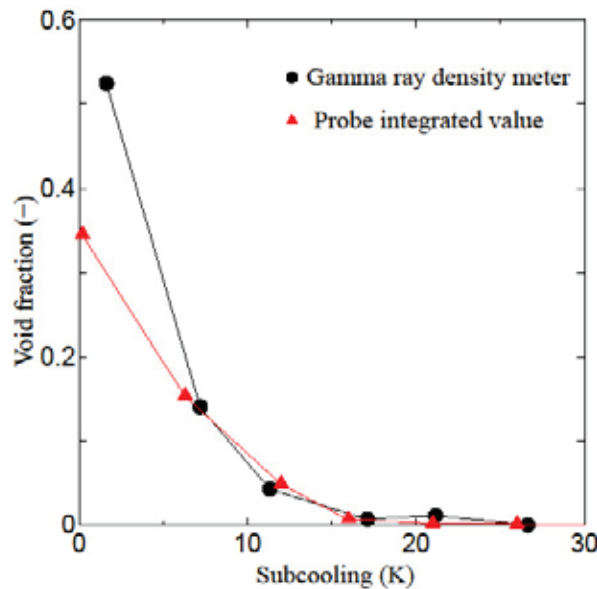


図 2-15 ガンマ線密度計及びレーザープローブによるボイド率計測結果の比較 ( $G = 300 \text{ kg/m}^2\text{s}$ )

## 2.5 液温分布及び壁面過熱度

$G = 300$  及び  $600 \text{ kg/m}^2\text{s}$  における壁面温度及び液温分布の計測結果を図 2-16(a), (b) に各々示す。ここで、壁面からの距離が 0 におけるデータは IR カメラによって計測した壁面温度、その他は熱電対をトラバースして計測した液温分布の計測結果である。熱電対を伝熱面に近づけることが困難なため、液温の計測は  $y = 1 \sim 9 \text{ mm}$  の範囲で実施したが、この領域において、壁近くでやや液温が高いものの、概ね平坦な分布であることがわかる。液温分布の計測結果を、次に示す Sekoguchi らの相関式[12]と比較した結果を図 2-17 に示す。

$$\frac{T_w - T_l(y)}{T_w - T_{l,\min}} = \left( \frac{y}{b/2} \right)^{1/7} \quad \text{for } y < \frac{b}{2} \quad (2-5)$$

$$\frac{T_w - T_l(y)}{T_w - T_{l,\min}} = 1 \quad \text{for} \quad y \geq \frac{b}{2} \quad (2-6)$$

ここで、 $b$ は流路の高さ（本実験では 10 mm）を表す。今後、温度境界層内における温度分布をより高い空間分解能で計測して、その妥当性を確認することが望ましいが、本実験で計測した液温分布は、上記相関式と矛盾のない結果となっていることがわかる。

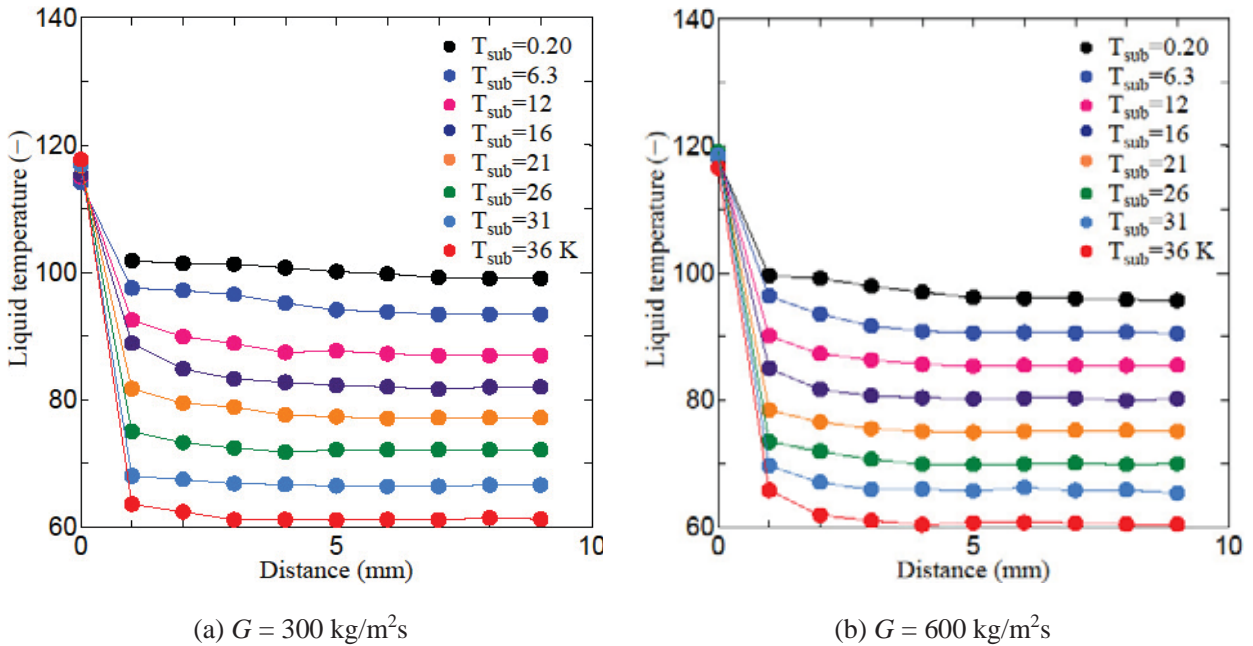


図 2-16 壁面温度及び液温分布の計測結果

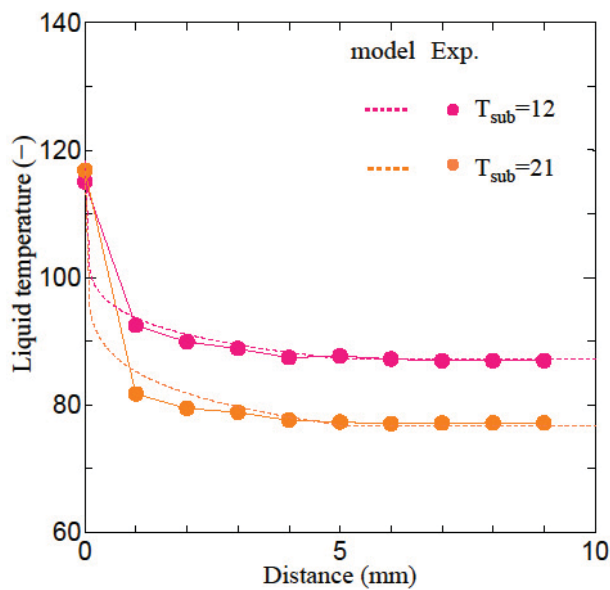


図 2-17 Sekoguchi らのモデル[12]による液温分布の予測値と実験結果の比較 ( $G = 300 \text{ kg/m}^2\text{s}$ )

## 2.6 気泡挙動（可視化実験）

質量流束  $G = 300$  および  $600 \text{ kg/m}^2\text{s}$  の条件で、サブクール度  $\Delta T_{\text{sub}}$  の低下に伴う気泡挙動の変化を、高速カメラにより調べた結果を、各々図 2-18 及び 2-19 に示す。なお、これらの図では、同一サブクール度において、任意の 3 時刻における瞬時画像を並列して示している。まず、OSV を迎える以前の状態を撮影した図 2-18(a)~(c) と図 2-19(a)~(d) では、サイズの小さい気泡のみが存在している。このため、サブクール度低下に伴って、気泡数がやや増加している傾向は認められるが、ボイド率の観点では、図 2-13 に示したように、無視できる程度であることが確認できる。しかしながら、OSV 条件を超過すると、大気泡が形成されるとともに、サブクール度の低下とともに、大気泡のサイズがさらに大きくなることがわかる。なお、小気泡は、発泡核で生成した後、伝熱面を離脱するため、サブクール水との熱交換により、10 ms 程度のきわめて短時間で凝縮・消滅した。一方、大気泡は、小気泡と同様に凝縮を生じていると考えられるものの、他気泡との合体を繰り返す結果、その体積が維持された。この結果、大気泡の多くは、100 ms 以上の長時間、残存した。また、大気泡と同時に多数の小気泡も存在しているものの、ボイド率の大部分は大気泡の寄与であることが、画像より確認できる。このことを定量的に示すため、直径 3 mm 以上の気泡を大気泡と定義し、全気泡体積のうち、大気泡が占める割合を、画像解析により調べた。画像解析の結果を図 2-20 に示す。本図より、OSV に至った  $\Delta T_{\text{sub}}$  が 11 K 以下の条件では、全気泡体積の 70% 以上を大気泡が占めていることがわかる。Levy のモデル[2]等で見られるように、既存のサブクール沸騰モデルでは、気泡の発泡核あるいは伝熱面離脱を OSV の起因事象と考える場合が多い。しかしながら、少なくとも本実験の条件下においては、OSV の以前から気泡の発泡核及び伝熱面離脱は生じている。また、上記の観察結果より、本実験条件化における OSV の起因事象は、大気泡の生成であると結論できる。

OSV を生じる上で、大気泡の形成が重要であることから、OSV 直後の  $G = 300 \text{ kg/m}^2\text{s}$ ,  $\Delta T_{\text{sub}} = 11 \text{ K}$  の条件で得られた画像データより、大気泡の形成プロセスを調べた。本条件で観察された典型的な 3 種類の気泡挙動を、図 2-21~23 に示す。まず、図 2-21 に示すように、多くの気泡は、発泡核で形成された後に急速に成長するが、その後、伝熱面をわずかにスライド上昇した後に、伝熱面を離脱し、サブクール水中で凝縮・消滅した。ところが、図 2-22 に示すように、一部の気泡は、発泡直後の成長期間中に、近隣の発泡核で生成された気泡と合体した。合体により、壁面からバルク液中に向かう気泡の速度成分が減じられ、合体泡は伝熱面の近くを上向きに移動した。この間に、下流の発泡核で生成される気泡との合体を繰り返し、図 2-18(d) に示すような大気泡に成長した。大気泡の多くは、消滅することなく撮影範囲から出て行ったため、存在時間は明確ではないが、少なくとも 100 ms 以上の長期間、流路内に存在した。以上より、大気泡を生じるためには、発泡核における生成の直後に他気泡と合体して不規則な速度成分を得ることで、発泡直後の凝縮・消滅を免れる必要があることがわかった。なお、図 2-23 に示すように、合体を生じて短時間で凝縮・消滅する場合もあった。この場合には、発泡後、わずかにスライド上昇した時点でより小さい気泡との合体が生じているが、伝熱面を離脱する方向の運動は十分に抑制されないため、そのままサブクール状態にあるバルク液方向に移動し、凝縮・消滅している。図 2-23 の場合、合体する気泡のサイズが大きく異なるため、壁から遠ざかろうとする大気泡の基本的な運動が、合体によっては十分に抑えられず、合体がない場合と同様にバルク液中への移動が生じたと解釈できる。この後、より定量的な評価が必要であるが、大気泡への成長が実現するためには、およそ次の 2 条件が

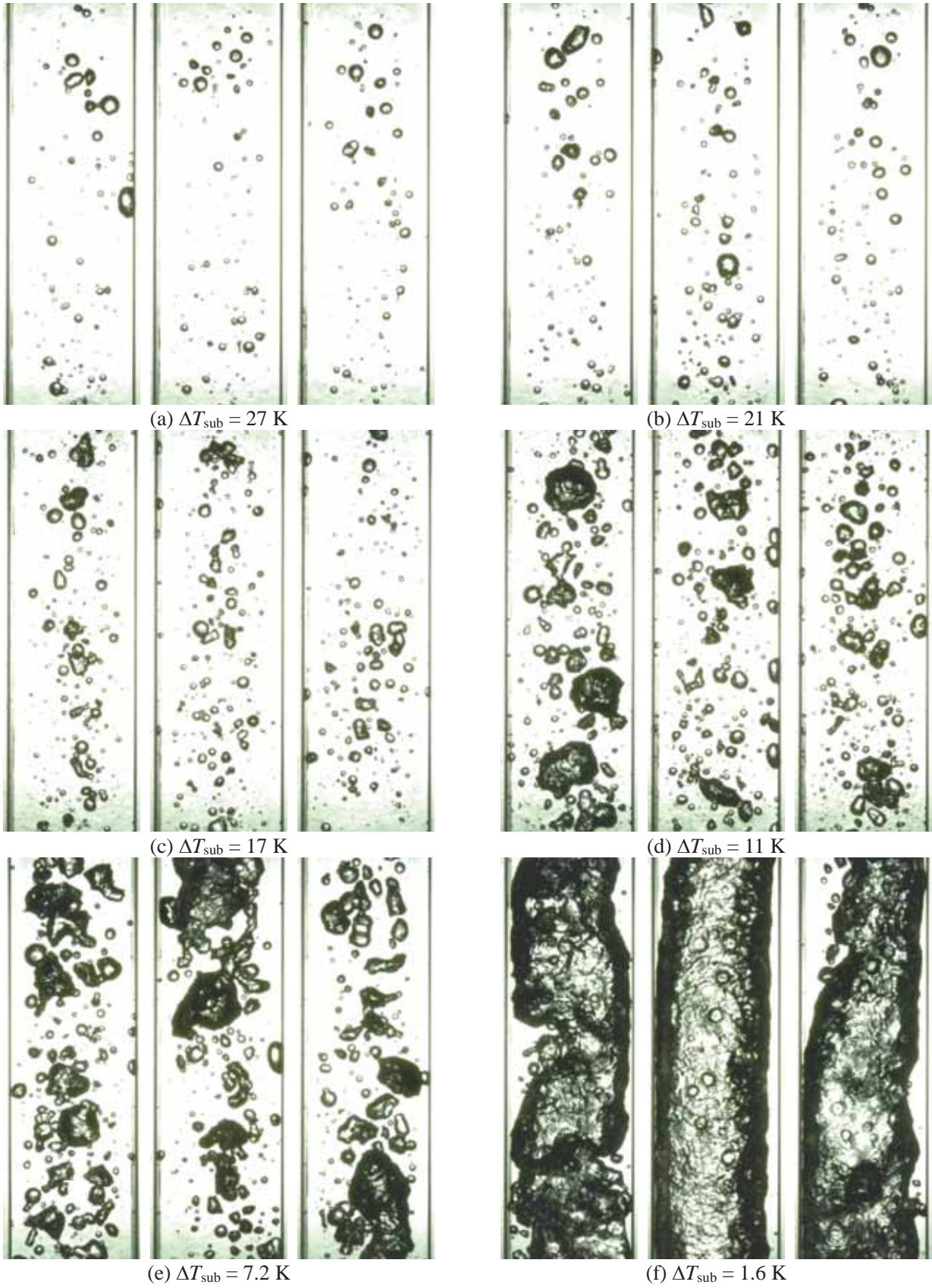


図 2-18 サブクール度 $\Delta T_{\text{sub}}$ の減少に伴う気泡挙動の変化 ( $G = 300 \text{ kg/m}^2\text{s}$ )

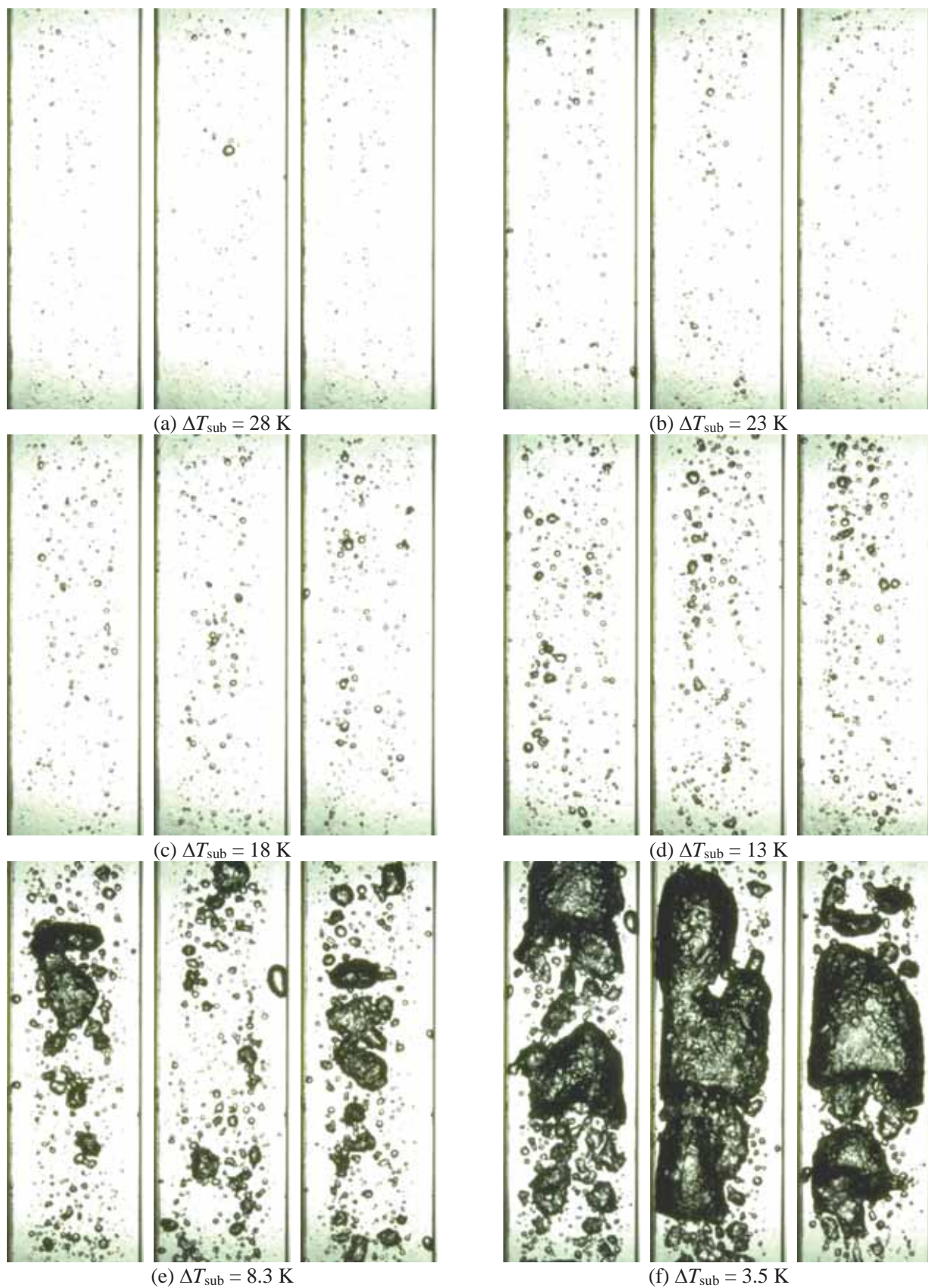


図 2-19 サブクール度 $\Delta T_{\text{sub}}$ の減少に伴う気泡挙動の変化 ( $G = 600 \text{ kg/m}^2\text{s}$ )

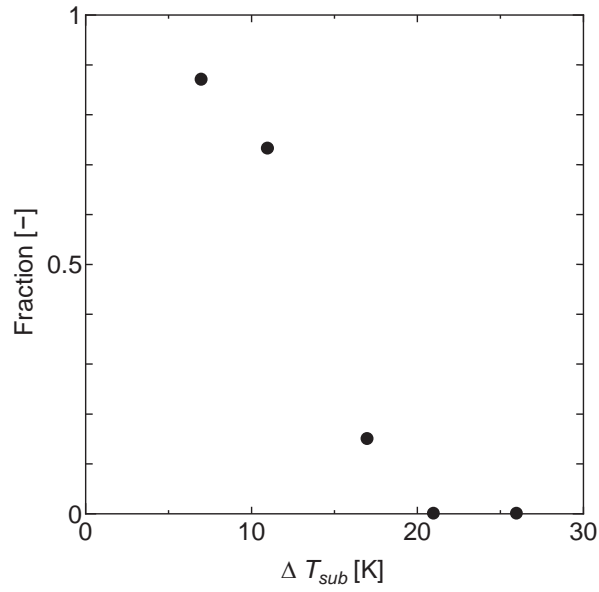


図 2-20 全気泡に対する大気泡の体積割合 ( $G = 300 \text{ kg/m}^2\text{s}$ )

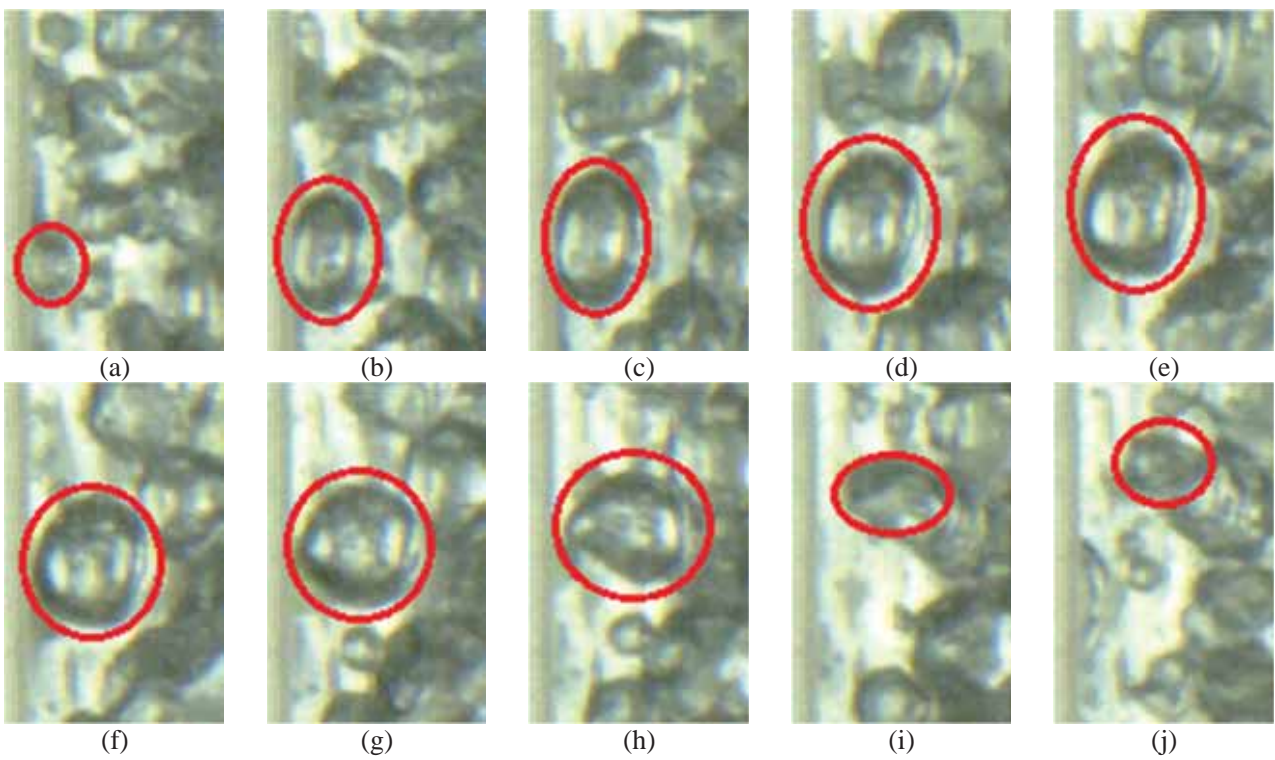


図 2-21 発泡核における生成直後の気泡凝縮・消滅 ( $G = 300 \text{ kg/m}^2\text{s}$ ,  $\Delta T_{sub} = 11 \text{ K}$ )



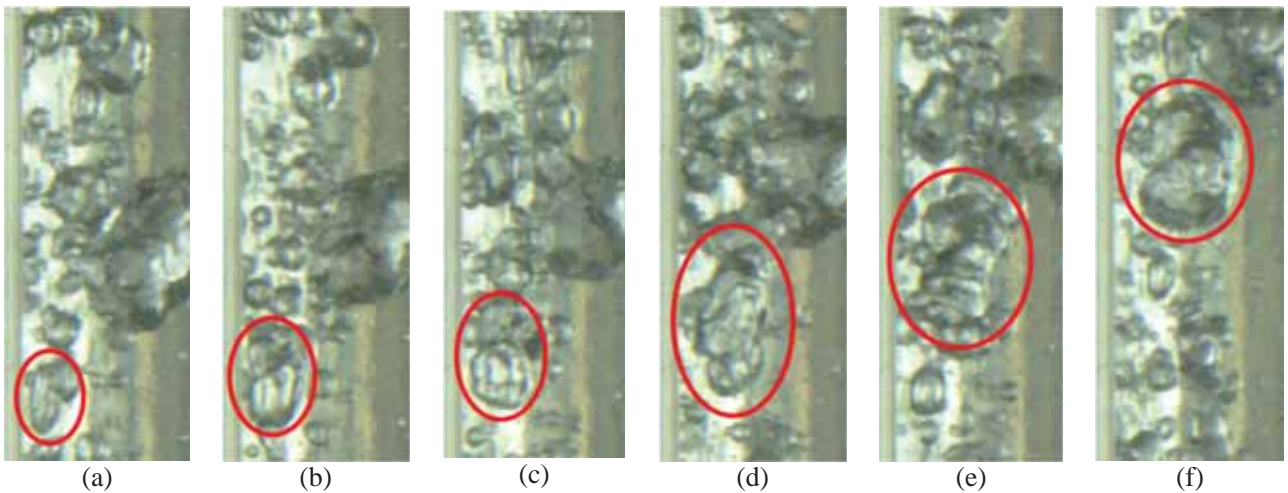


図 2-22 大気泡の生成プロセス ( $G = 300 \text{ kg/m}^2\text{s}$ ,  $\Delta T_{\text{sub}} = 11 \text{ K}$ )

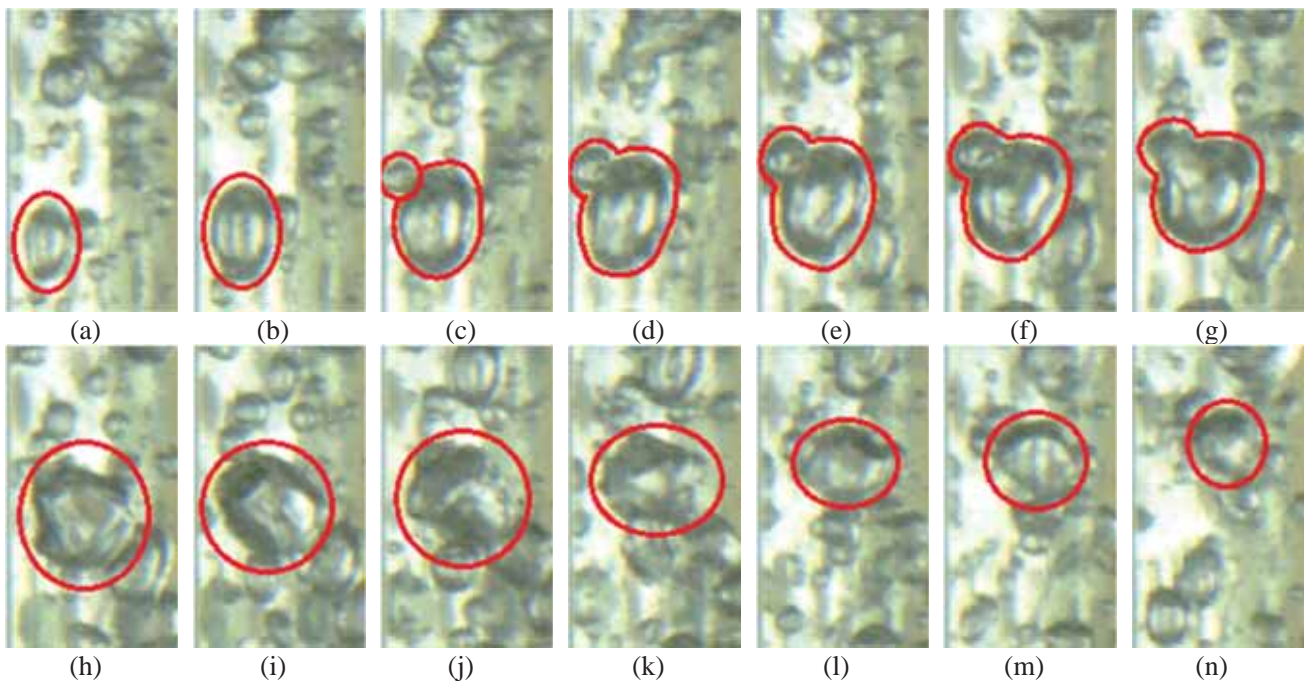


図 2-23 気泡合体を生じても大気泡に成長しない場合 ( $G = 300 \text{ kg/m}^2\text{s}$ ,  $\Delta T_{\text{sub}} = 11 \text{ K}$ )

満足される必要があった。

- 図 2-22 に示すように、共に発泡直後で伝熱面上に存在する同程度のサイズの合体することにより、加熱壁からサブクール状態にあるバルク液方向への気泡運動が十分に緩和され、発泡直後の急速な凝縮・消滅を免れる。
- その後、合体泡は、概ね鉛直上向きに上昇するが、伝熱面からやや離れようとする傾向があり、その体積は徐々に減少した。このため、下流にある発泡核で生成される気泡との合体を繰り返し、凝縮による体積減少を補償する。

なお、本研究では、サブクール度 40 K 以上で実験を行い、何れの実験条件でも、気泡は速やかに伝熱面を離脱する傾向が認められた。ただし、より高いサブクール度条件では、Levy のモデルで想定され

ているように、気泡が発泡核に付着する様子が観察された。 $G = 300 \text{ kg/m}^2\text{s}$ ,  $\Delta T_{\text{sub}} = 81 \text{ K}$  で撮影した試験部の様子を図 2-24 に示す。多数の気泡が発泡核に付着した状態が実現していることがわかる。なお、より低サブクール度の図 2-18(a) ( $\Delta T_{\text{sub}} = 27 \text{ K}$ ) と比較すると、 $\Delta T_{\text{sub}} = 81 \text{ K}$  の場合の方がむしろボイド率が高いことがわかる。これは、 $\Delta T_{\text{sub}} = 81 \text{ K}$  では、気泡が発泡核に付着状態にあるため、凝縮による消滅を免れているためである。したがって、本実験条件では、気泡の発泡核又は伝熱面離脱は、ボイド率をむしろ低下させる効果があることがわかる。



図 2-24 ONB 条件の近くで観測された気泡の発泡核付着 ( $G = 300 \text{ kg/m}^2\text{s}$ ,  $\Delta T_{\text{sub}} = 81 \text{ K}$ )

## 2.7 金属伝熱面を用いた実験

サファイア伝熱面で観察された気泡挙動が、通常の金属伝熱面における気泡挙動と同様であるか否かを検討するため、銅ブロック伝熱面を用いて、同様の実験を実施した。銅ブロックを用いた実験の実験条件を表 2-2 に示す。本実験では、銅ブロックに内蔵したカートリッジヒーターの温度が設定値になるように、ヒーター出力を制御し、銅ブロックの内部に設置した熱電対による温度計測値より、Fourier の法則を用いて熱流束を算出した。表 2-2 に示すように、熱流束はおよそ  $245 \sim 453 \text{ kW/m}^2$  の 3 段階とし、サブクール度は  $0 \sim 40 \text{ K}$  の間で設定した。質量流束は、 $G = 300 \text{ kg/m}^2\text{s}$  で一定とした。 $\Delta T_{\text{sub}}$  の低下に伴う試験流路内部における気泡状態の変化を、図 2-25~27 に示す。まず、 $q_w = 245 \text{ kW/m}^2$  の結果を示す図 2-25 を見ると、 $\Delta T_{\text{sub}} = 38 \sim 33 \text{ K}$  の高サブクール度条件では、気泡は発泡核に付着した状態にあるが、 $\Delta T_{\text{sub}} = 28 \sim 18 \text{ K}$  では、気泡の伝熱面離脱によってボイド率が一旦低下し、 $\Delta T_{\text{sub}} = 13 \sim 3.1 \text{ K}$  では、大気泡が形成されてサブクール度の低下とともにボイド率が急上昇する傾向が認められる。図 2-26, 27 では、熱流束が大きいため、気泡が伝熱面に付着する様子は図中には示されていないが、高サブクール度条件で流路内に存在する気泡は、ほぼすべてが小気泡であり、サブクール度の低下に伴うボイド率の増加は無視できるほどである。一方、図 2-26 では  $\Delta T_{\text{sub}} = 13 \text{ K}$ 、図 2-27 では  $\Delta T_{\text{sub}} = 15 \text{ K}$  までサブクール度が低下すると、大気泡が形成され始め、この後、サブクール度の低下とともにボイド率が急上昇する様子が観察される。これは、前節までに述べたサファイア伝熱面の場合と同様の結果である。また、大気泡形成の起因事象も、サファイア伝熱面の場合と同様に、発泡核における生成直後の気泡合体であった。参考のため、サファイア伝熱面で観察された気泡挙動を図 2-28 に再掲する。ほぼ同様の実験条件で撮影された図 2-27 の結果と比較すると、いずれもおおよそ  $\Delta T_{\text{sub}} = 12 \text{ K}$  で大気泡の形成が開始しており、定量的な観点でも、サファイア伝熱面と銅ブロック伝熱面で得られた結果は同等といえる。

次に、銅ブロック伝熱面で、発泡核における伝熱面の表面形状を、レーザー顕微鏡を用いて観察した結果を、図 2-29 に示す。高速度カメラで観察された発泡核の一つ（発泡核 1）を図 2-29(a)では青丸で、

レーザー顕微鏡で撮影した画像で青丸の発泡核に対応する場所を図 2-29(b)では赤丸で示している。図 2-29(b)からわかるように、発泡核 1 の近辺は、やや盛り上がった形状であった。これより、気泡生成によって、おそらくは試験流体中の不純物が発泡核の周囲に付着したものと推察される。盛り上がった部分は概ね平坦であったが、その内部に、直径 10  $\mu\text{m}$  程度、高さ 5  $\mu\text{m}$  程度の突起状の構造物が発見された。本構造物の形状を詳細に観察した結果を図 2-30 に示す。構造物のサイズは前述の通りであるが、その頂部には、激しい凹凸の存在が認められる。通常の核沸騰理論では、発泡核として、伝熱面上のくぼみ（キャビティ）を想定する。しかしながら、図 2-30 に示す構造は、逆に突き出した形状をしており、実際の沸騰核の形状は、通常考えられている形状とは大きく異なっていることが示唆される。既存理論との整合性を考えれば、突起物の頂部にある凹凸がキャビティとして作用し、気泡の生成を生じた可能性もあるが、今後さらなる検討が必要である。

なお、図 2-30 に示す突起状の構造物は、発泡核 1 に特有なものではなく、本研究で観察を行った範囲では、すべての発泡核に対して類似した形状の構造物が発見された。一例として発泡核 2 の形状を調べた結果を図 2-31 に示す。本図より、直径は 30  $\mu\text{m}$  で、図 2-30 に示したものよりも大きい。きわめて類似した構造物が存在することがわかる。図 2-32 は、また別の発泡核付近で、伝熱面の表面形状を調べた結果である。図 2-30, 31 に示したものと類似の構造物が、7 個も密集して配置されていることがわかる。以上より、銅ブロック伝熱面上における発泡核の形状は、突起状であり、既存理論で想定されているものとは大きく異なる可能性が示された。今後、突起物の構成物質や、突起物の大きさ・形状と生成される気泡のサイズ・生成頻度等を比較検討することにより、発泡核の物理的描像を明確化することが重要と考えられる。

サファイア伝熱面についても、銅ブロック伝熱面と同様の表面形状観察を行った結果を図 2-33～36 に示す。まず、図 2-33, 34 に示すように、サファイア伝熱面の場合には、直径 500  $\mu\text{m}$ 、高さ 3  $\mu\text{m}$  程度の円形の丘状の表面構造があり、その上部には 1  $\mu\text{m}$  のオーダーで細かい凹凸が存在した。また、図 2-33 に示すように、丘の中に、陥没部が観察される場合もあった。さらに、図 2-35 に示すように、銅ブロック伝熱面の場合と同様に、直径 10  $\mu\text{m}$ 、高さ 5  $\mu\text{m}$  のオーダーの突起状の表面形状も発見された。これについても、銅ブロック伝熱面の場合と同様に、構造物の材質や生成気泡サイズ等との関係を明らかにすることが重要である。図 2-36 は、サファイア伝熱面で、発泡を生じていないと考えられる場所での観察結果である。気泡生成を生じていない場所においても、伝熱面の表面には、複雑な構造が形成されていることがわかる。

表 2-2 銅ブロック実験における実験条件

ヒーター温度	入口液温 [°C]	局所サブクール度 [K]	熱流束 [kW/m <sup>2</sup> ]
160	60	38	239
	65	33	249
	70	28	248
	75	23	236
	80	18	240
	85	13	255
	89	9.2	238
	95	3.1	253
180	59	38	348
	65	32	353
	71	27	336
	75	22	372
	81	16	357
	85	13	358
	90	7.8	350
	94	3.5	348
200	60	36	463
	66	31	441
	70	27	443
	75	21	473
	82	15	450
	84	12	476
	90	6.8	433
	95	1.7	447

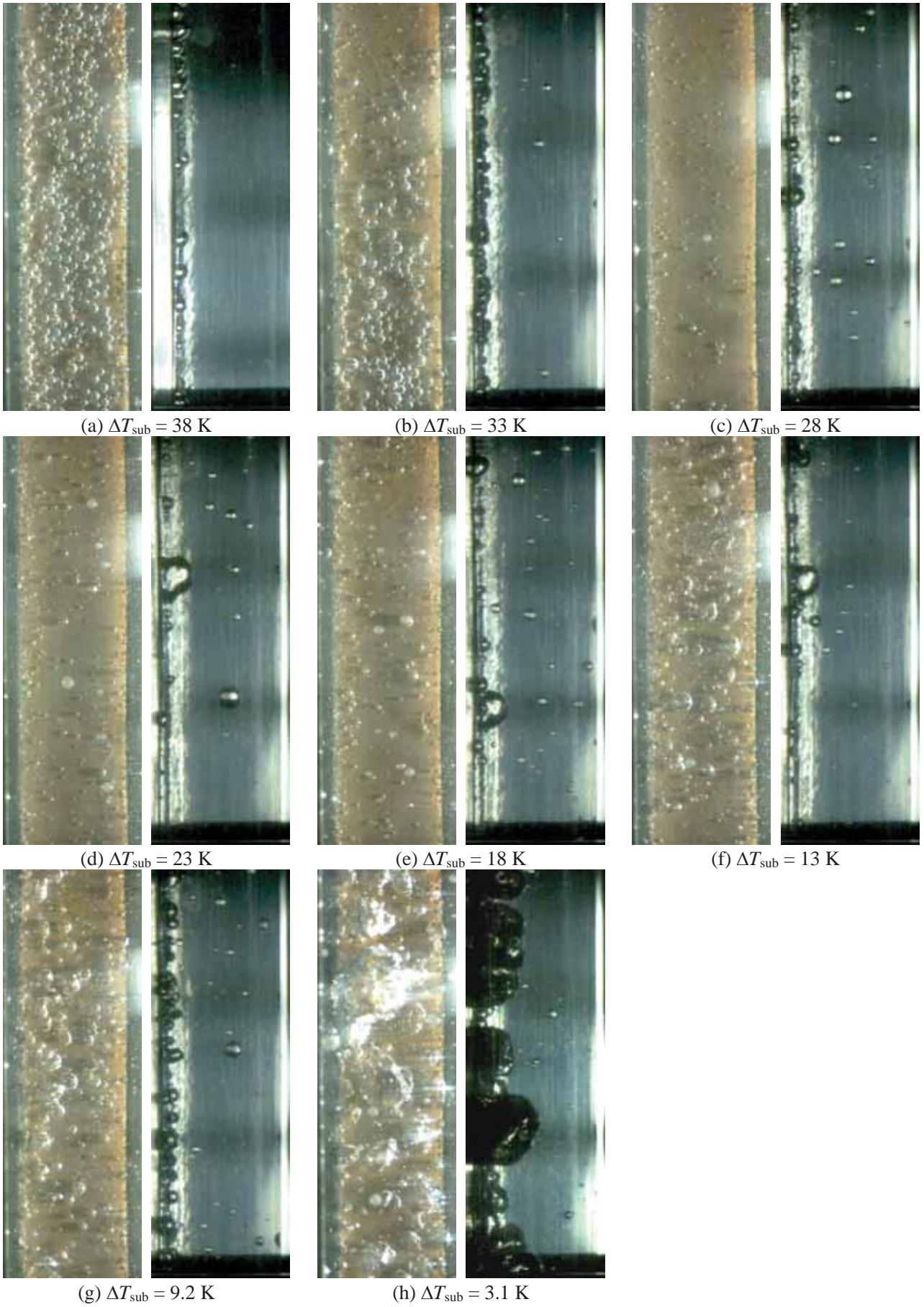


図 2-25 試験部における気泡生成状況 ( $q_w = 245 \text{ kW/m}^2$ )

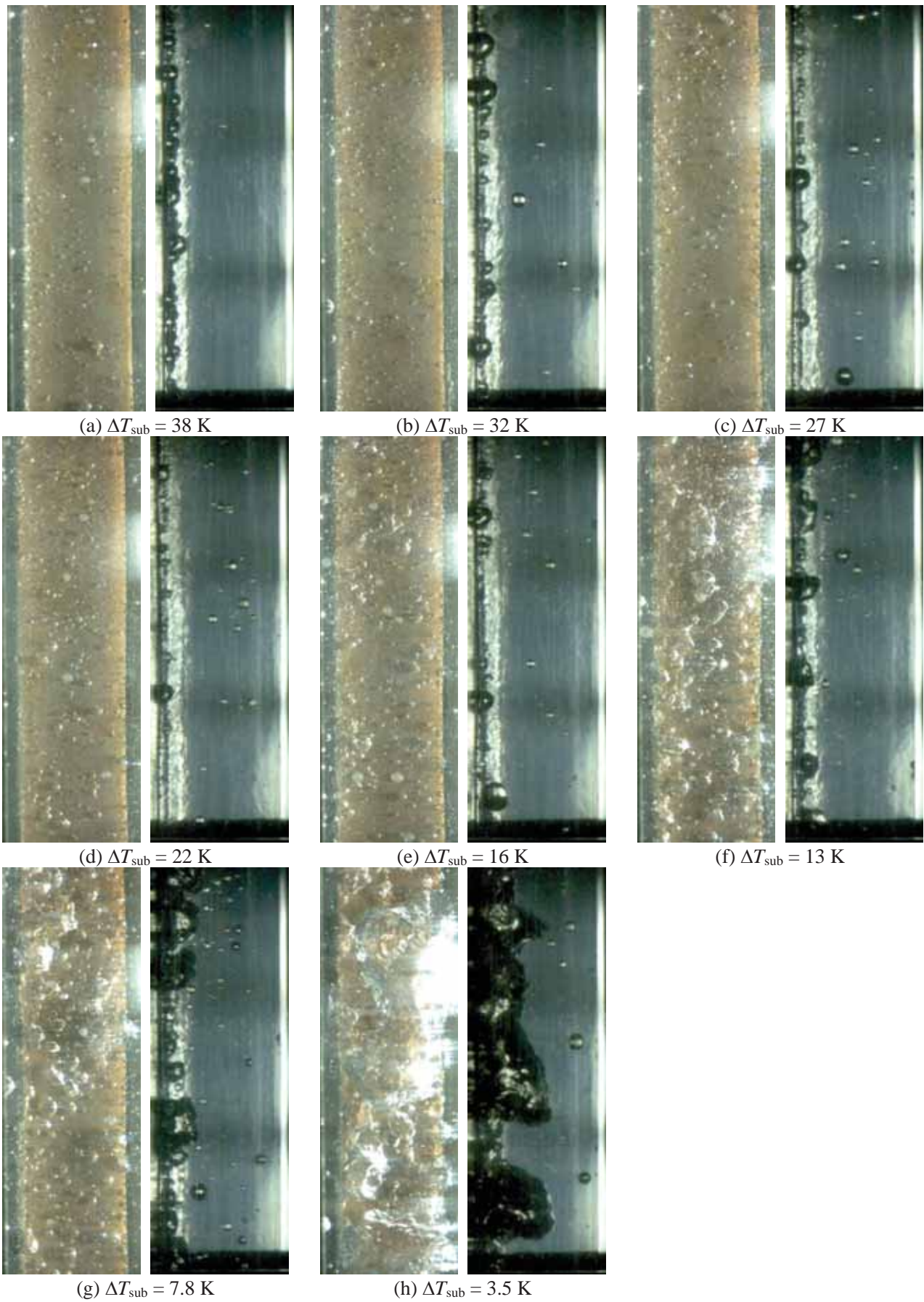


図 2-26 試験部における気泡生成状況 ( $q_w = 353 \text{ kW/m}^2$ )

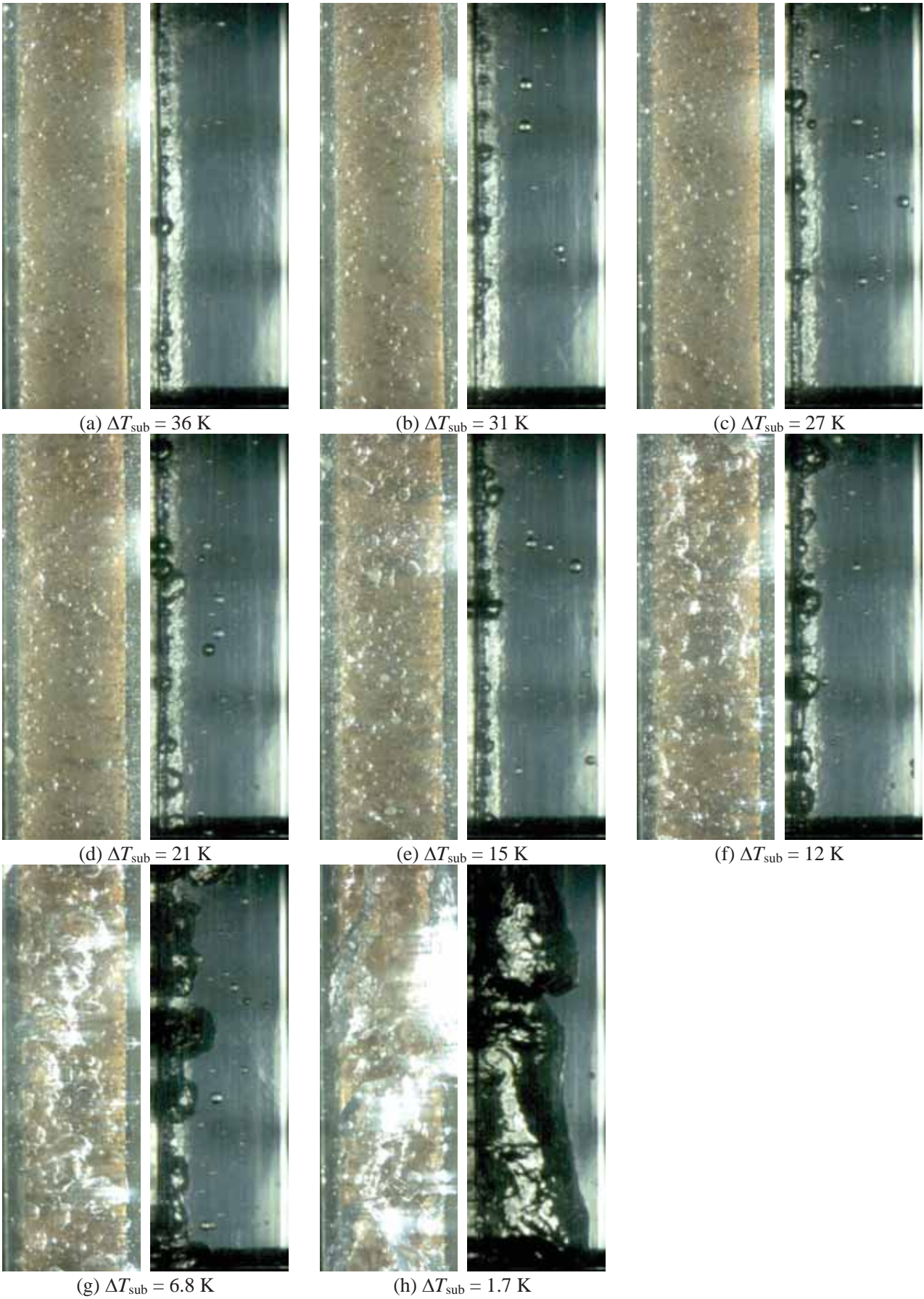
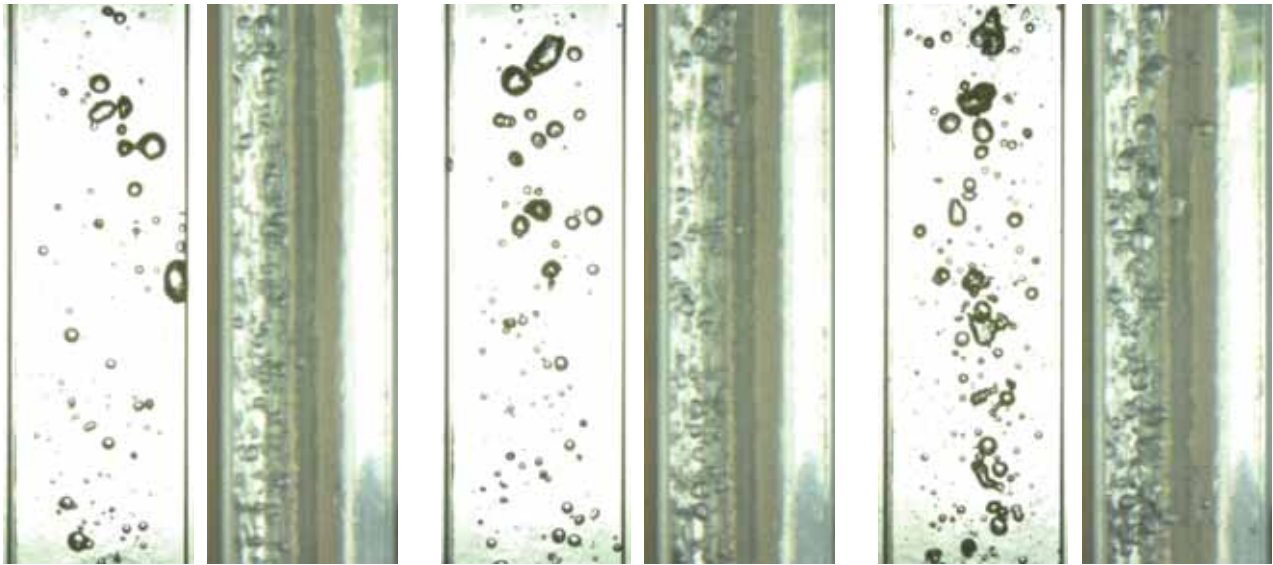


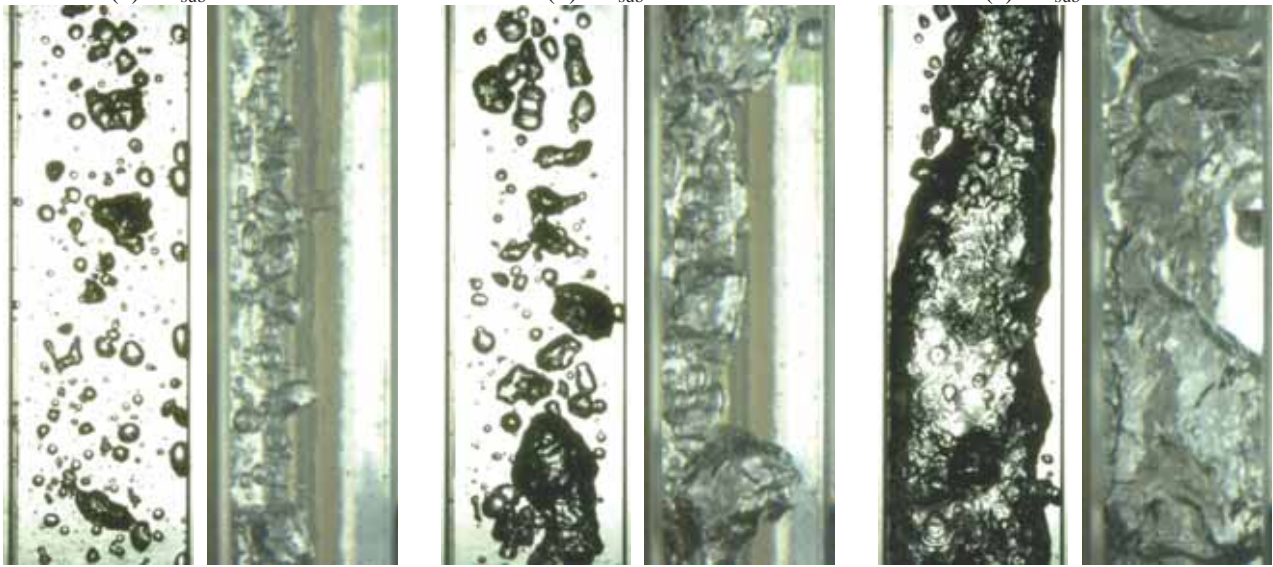
図 2-27 試験部における気泡生成状況 ( $q_w = 453 \text{ kW/m}^2$ )



(a)  $\Delta T_{\text{sub}} = 26 \text{ K}$

(b)  $\Delta T_{\text{sub}} = 22 \text{ K}$

(c)  $\Delta T_{\text{sub}} = 16 \text{ K}$



(d)  $\Delta T_{\text{sub}} = 12 \text{ K}$

(e)  $\Delta T_{\text{sub}} = 6.3 \text{ K}$

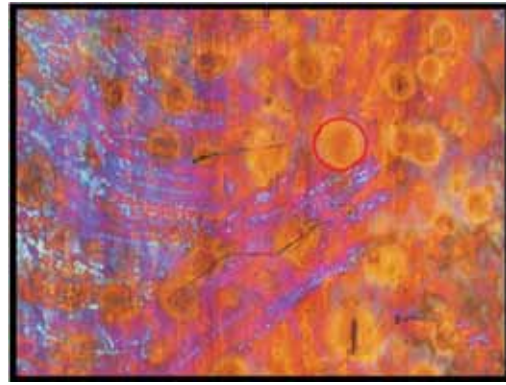
(f)  $\Delta T_{\text{sub}} = 0.2 \text{ K}$

図 2-28 試験部 (サファイヤ伝熱面) における気泡生成状況 ( $q_w = 500 \text{ kW/m}^2$ )





(a) 高速度カメラ画像

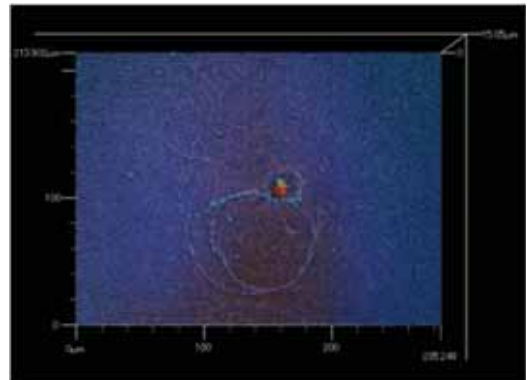


(b) レーザー顕微鏡画像 (倍率: 10倍)

図 2-29 高速度カメラ画像とレーザー顕微鏡画像の比較 (銅ブロック伝熱面)



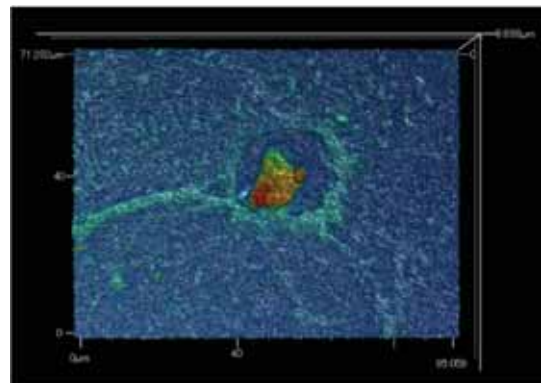
(a) 写真 (倍率: 50倍)



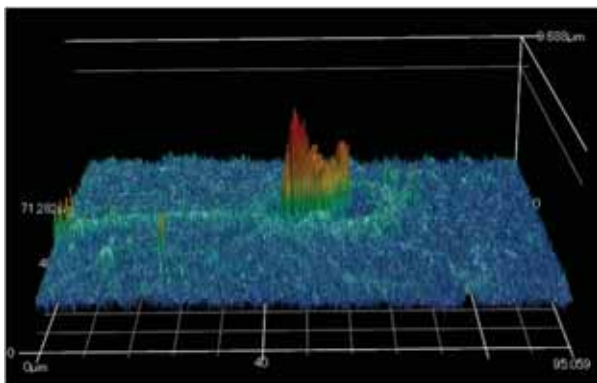
(b) レーザー画像 (倍率: 50倍)



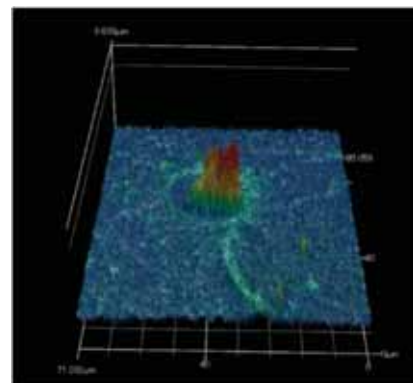
(c) 写真 (倍率: 150倍)



(d) レーザー画像 (倍率: 150倍)



(e) 正面からのレーザー画像 (倍率: 150倍)



(f) 側面からのレーザー画像 (倍率: 150倍)

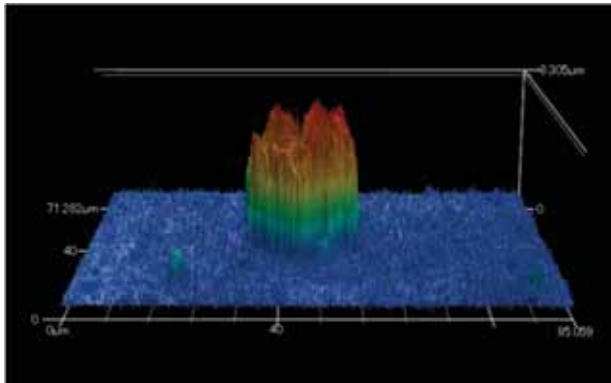
図 2-30 レーザー顕微鏡による発泡核 1 の観察結果 (銅ブロック伝熱面)



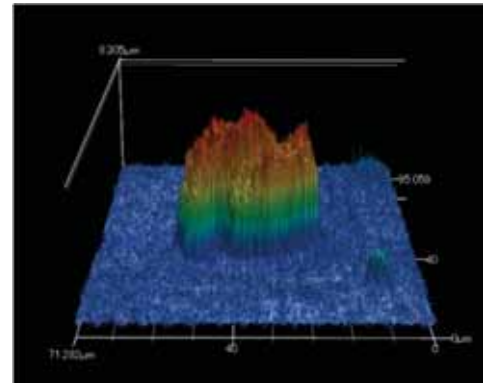
(a) 高速度カメラ画像



(b) 写真 (倍率: 150 倍)



(c) 正面からのレーザー画像 (倍率: 150 倍)



(d) 側面からのレーザー画像 (倍率: 150 倍)

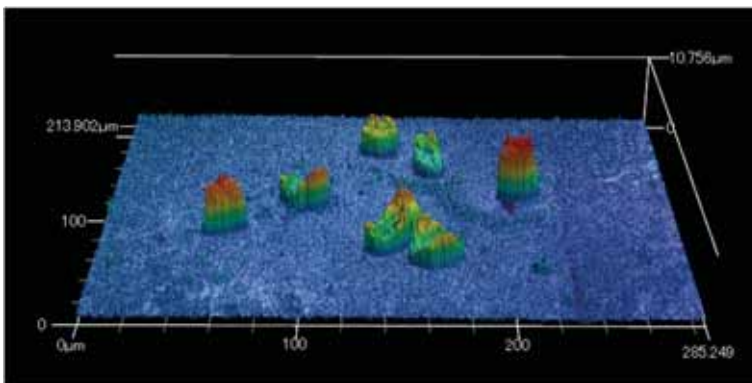
図 2-31 レーザー顕微鏡による発泡核 2 の観察結果 (銅ブロック伝熱面)



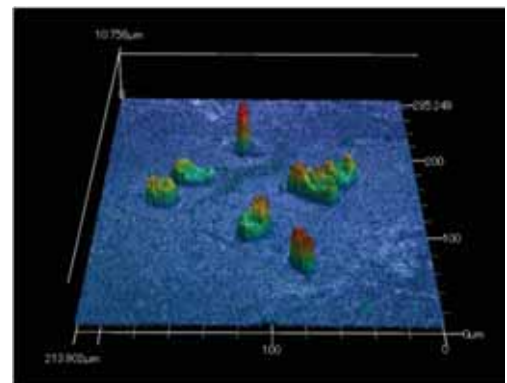
(a) 高速度カメラ画像



(b) 写真 (倍率: 50 倍)

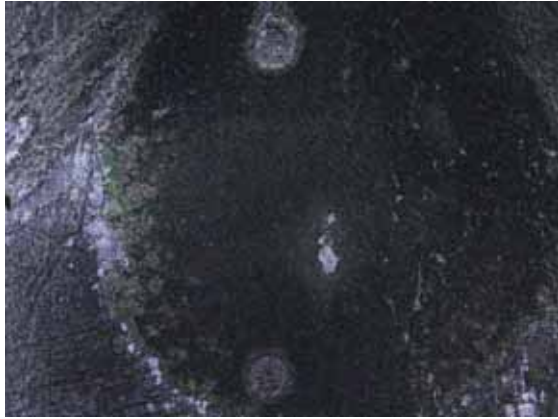


(c) レーザー画像 (正面、倍率: 50 倍)

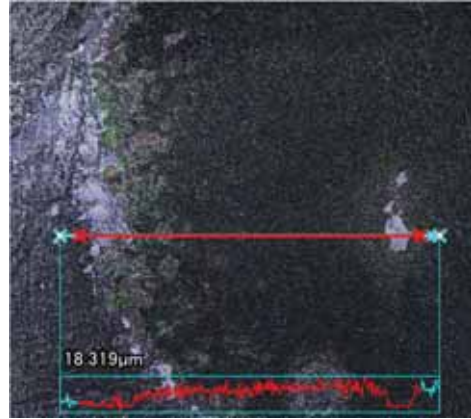


(d) レーザー画像 (側面、倍率: 50 倍)

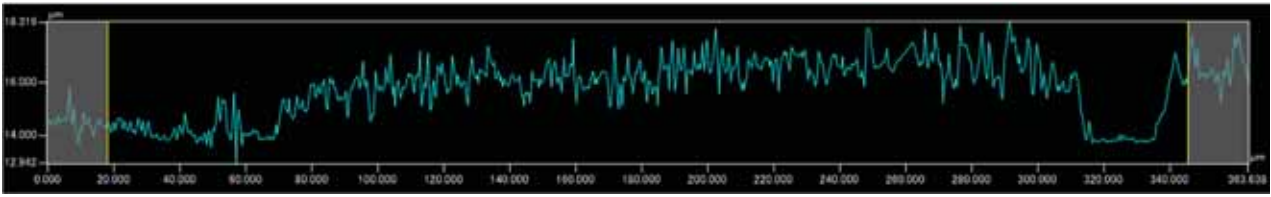
図 2-32 レーザー顕微鏡による発泡核 3 の観察結果 (銅ブロック伝熱面)



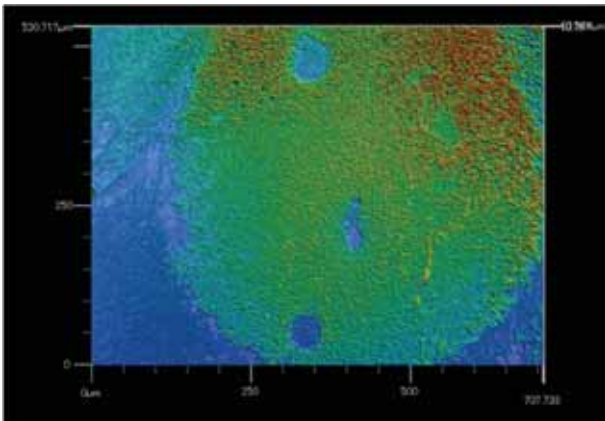
(a) 写真



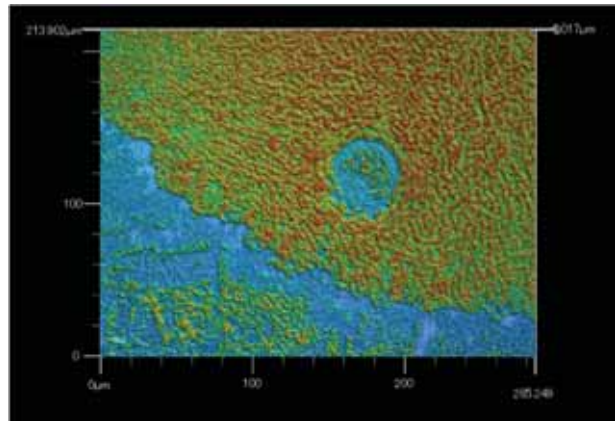
(b) 形状解析結果



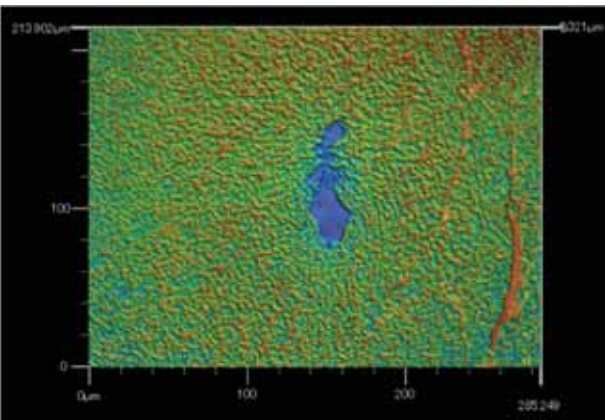
(c) 形状解析結果の拡大図



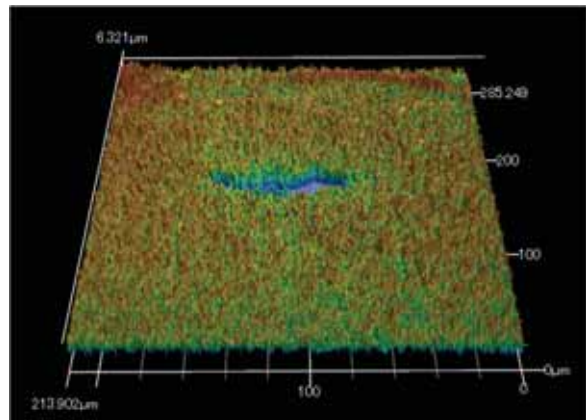
(d) レーザー画像 (倍率: 20 倍)



(e) レーザー画像 (倍率: 50 倍)



(f) レーザー画像 (倍率: 50 倍)

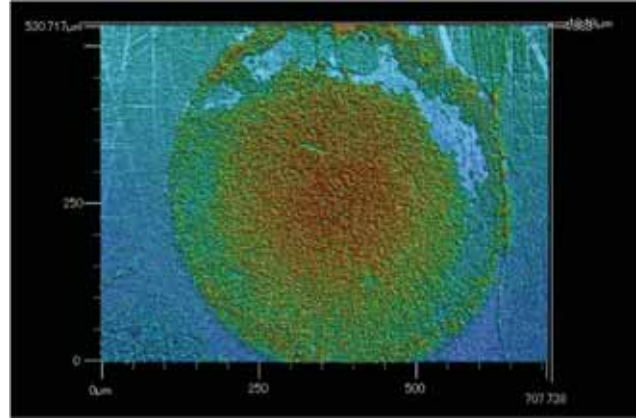


(g) レーザー画像 (倍率: 50 倍)

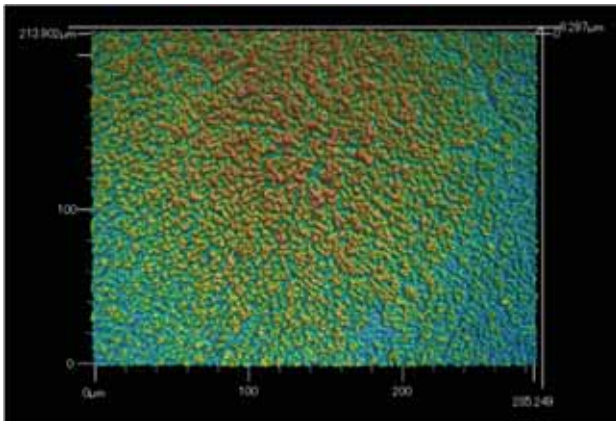
図 2-33 レーザー顕微鏡による発泡核 1 の観察結果 (サファイア伝熱面)



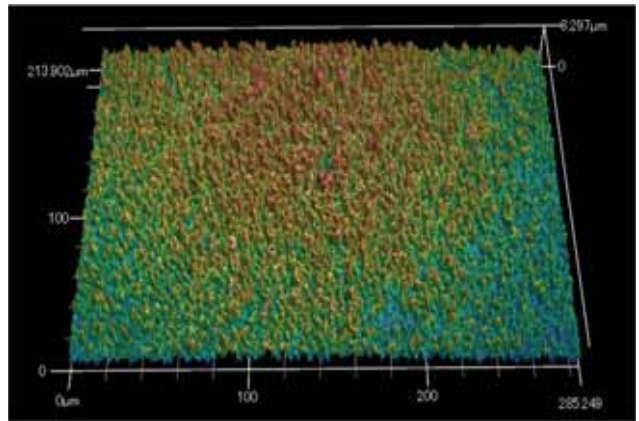
(a) 写真



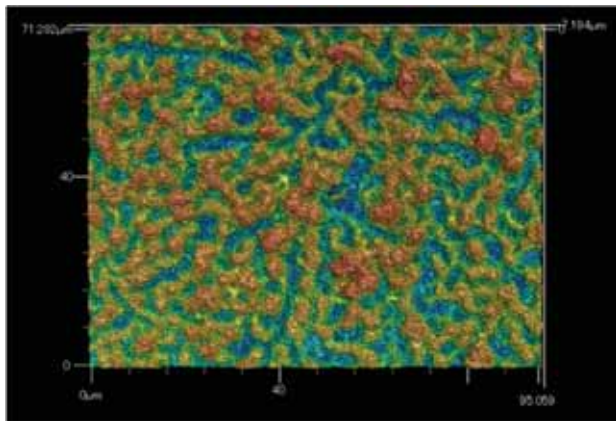
(b) レーザー画像 (倍率: 20 倍)



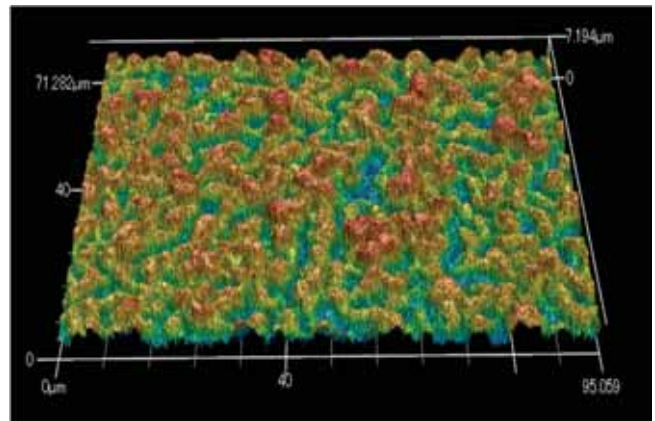
(c) レーザー画像 (倍率: 50 倍)



(d) レーザー画像 (倍率: 50 倍)

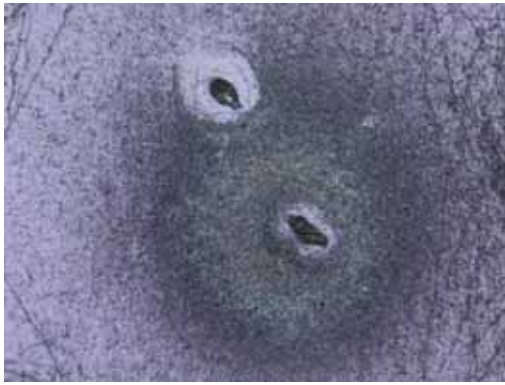


(e) レーザー画像 (倍率: 150 倍)

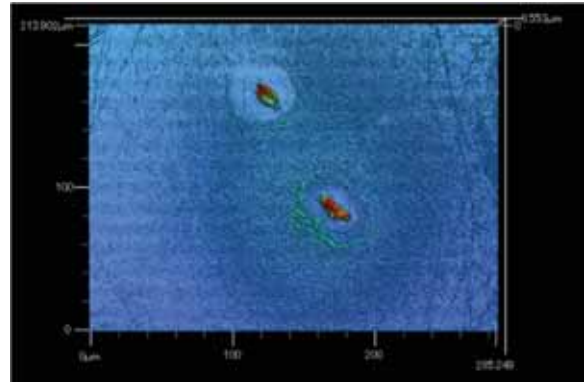


(f) レーザー画像 (倍率: 150 倍)

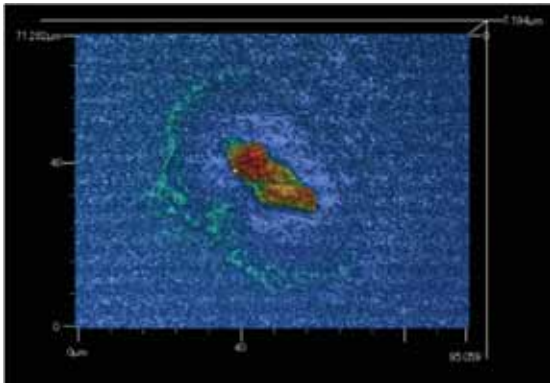
図 2-34 レーザー顕微鏡による発泡核 2 の観察結果 (サファイア伝熱面)



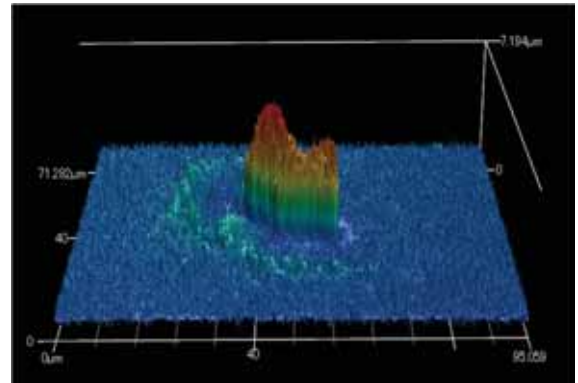
(a) 写真 (倍率: 50 倍)



(b) レーザー画像 (倍率: 50 倍)

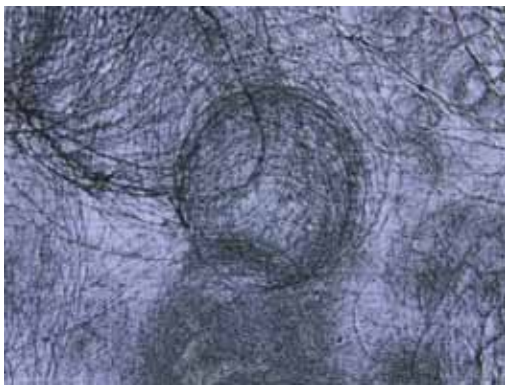


(c) レーザー画像 (倍率: 150 倍)

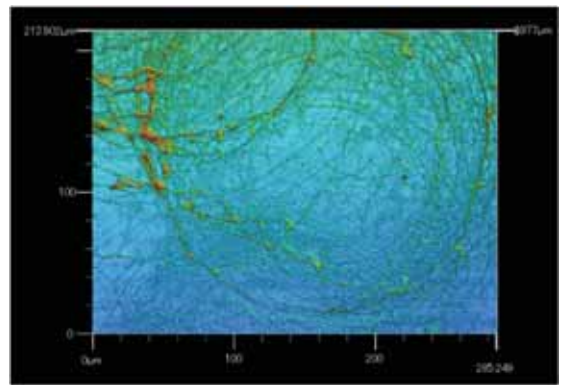


(d) レーザー画像 (倍率: 150 倍)

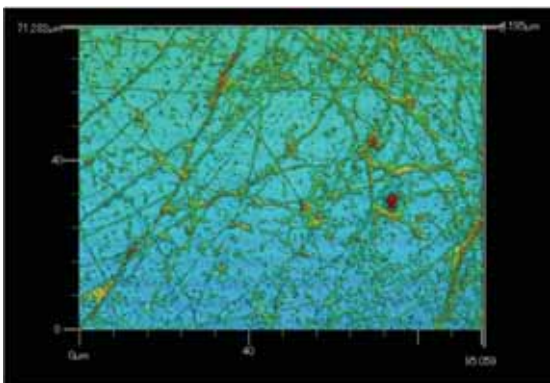
図 2-35 レーザー顕微鏡による発泡核 3 の観察結果 (サファイア伝熱面)



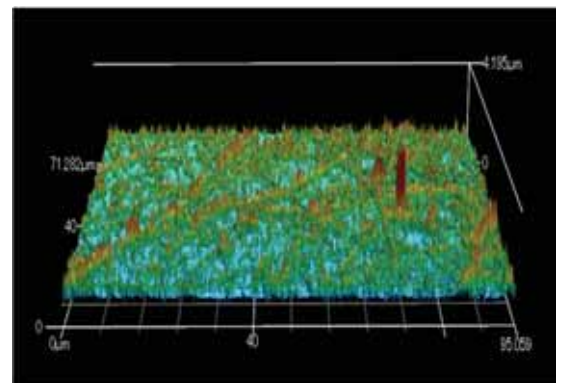
(a) 写真 (倍率: 20 倍)



(b) レーザー画像 (倍率: 50 倍)



(c) レーザー画像 (倍率: 150 倍)



(d) レーザー画像 (倍率: 150 倍)

図 2-36 レーザー顕微鏡による伝熱面の観察結果 (サファイア伝熱面)

## 第2章の参考文献

- [1] T. Sato, H. Matsumura, 1964. On the conditions of incipient subcooled-boiling with forced convection, *Bulletin of JSME*, Vol. 7, No. 26, pp. 392-398.
- [2] S. Levy, 1967. Forced convection subcooled boiling—prediction of vapor volumetric fraction. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 10, No. 7, pp. 951-965.
- [3] P. Saha, N. Zuber, 1974. Point of net vapor generation and vapor void fraction in subcooled boiling, *Proceedings of International Heat Transfer Conference*, Vol. 4, pp. 175-179.
- [4] 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。
- [5] 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、国立大学法人電気通信大学、平成 27 年 3 月。
- [6] 平成 27 年度低圧時サブクール沸騰挙動解明試験、成果報告書、国立大学法人電気通信大学、平成 28 年 3 月。
- [7] 平成 28 年度低圧時サブクール沸騰挙動解明試験、成果報告書、国立大学法人電気通信大学、平成 29 年 3 月。
- [8] E. L. Bibeau, M. Salcudean, 1994. A study of bubble ebullition in forced-convective subcooled nucleate boiling at low pressures, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 37, pp. 2245–2259.
- [9] O. Zeitoun, M. Shoukri, 1996. Bubble behavior and mean diameter in subcooled flow boiling, *J. Heat Transfer*, Vol. 118, pp. 110–116.
- [10] R. Situ, Y. Mi, M. Ishii, M. Mori, 2004. Photographic study of bubble behaviors in forced convection subcooled boiling, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 47, pp. 3659–3667.
- [11] R. Ahmadi, T. Ueno, T. Okawa, 2012. Bubble dynamics at boiling incipience in subcooled upward flow boiling, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 55, pp. 488–497.
- [12] K. Sekoguchi, O. Tanaka, S. Esaki, K. Noriaki, M. Nakasatomi, 1981. Prediction method of flow patterns in subcooled and low quality boiling regions, *Bull. JSME*, Vol. 24, No. 191, pp. 834–841.

### 3. 強制対流サブクール沸騰のボイド率解析

#### 3.1 解析条件

##### (1) 解析体系

実験体系を図 3-1 に示す。流路は矩形で、幅 14 mm、高さ 10 mm、長さ 230 mm である。実験では、幅 14 mm の流路壁の中央の幅 10 mm、長さ 170 mm の領域を伝熱面として、均一熱流束を与えた。ただし、本解析では、特に低サブクール度条件では多数の気泡が生成されるため、計算時間がきわめて長くなる。このため、解析は、流路長さを 60 mm (入口から 10 mm の区間は非加熱部) に短縮して実施した。

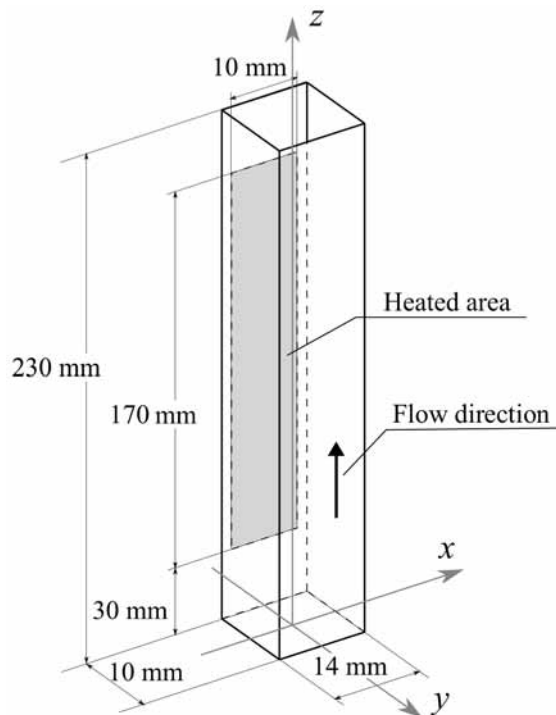


図 3-1 強制対流サブクール沸騰の解析体系

##### (2) 発泡核の配置

気泡生成を行うにあたり、伝熱面上に発泡核を配置する必要がある。昨年度までの研究で、本実験体系における発泡核密度を定性的によく再現することが確認されていることから、発泡核密度  $N_a$  は次に示す Basu らの式[1]により評価した。

$$N_a = \begin{cases} 3.4 \times 10^3 (1 - \cos \theta) \Delta T_w^2 & \text{for } \Delta T_{w,ONB} < \Delta T_w < 15\text{K} \\ 0.34 (1 - \cos \theta) \Delta T_w^{5.3} & \text{for } \Delta T_w \geq 15\text{K} \end{cases} \quad (3-1)$$

ここで、伝熱面の接触角  $\theta$  は、サファイア伝熱面に対する実測値 (14 度) とした。また、ONB 時の伝熱面過熱度  $\Delta T_{w,ONB}$  は、次に示す Sato らの式[2]を用いて評価した。

$$q_w = \frac{k_l \Delta h_v}{8\sigma T_{sat} (v_g - v_l)} \left( \frac{D^{0.2} v_l^{0.8} q_w}{0.023 Pr^{0.4} k_l \mu_l^{0.8}} - \Delta T_{sub} \right)^2 \quad (3-2)$$

壁面過熱度 $\Delta T_w$ は、次に示す Chen による熱伝達率相関式[3]を用いて評価した。

$$q_w = h_c (\Delta T_w + \Delta T_{sub}) + h_{nb} \Delta T_w \quad (3-3)$$

上式に示すように、Chen の式では、壁面熱伝達が強制対流による寄与と核沸騰による寄与の線形和として記述できることを仮定している。各々に対する熱伝達率の評価式は以下に示す通りである。

$$h_c = F \times 0.023 \frac{k_l}{D} \left[ \frac{G(1-x)D}{\mu_l} \right]^{0.8} Pr^{0.4} \quad (3-4)$$

$$h_{nb} = S \times 0.00122 \left[ \frac{k_l^{0.79} c_{pl}^{0.45} \rho_l^{0.49}}{\sigma^{0.5} \mu_l^{0.29} \Delta h_v^{0.24} \rho_g^{0.24}} \right] \Delta T_w^{0.24} \Delta p_{w,sat}^{0.75} \quad (3-5)$$

式(3-5)中の $\Delta p_{w,sat}$ は壁面温度に相当する飽和蒸気圧と実際の圧力の差を表す。上式中の $F$ と $S$ は経験的に定められるパラメーターであり、各々の評価式は以下に示す通りである。

$$F = \max \left[ 1, 2.35 (X_{TT}^{-1} + 0.213)^{0.736} \right] \quad (3-6)$$

$$S = \frac{1}{1 + 2.53 \times 10^{-6} Re_{TP}^{1.17}} \quad (3-8)$$

ここで、 $X_{TT}$ は Lockhart-Martinelli パラメーター、 $Re_{TP}$ は二相流の Reynolds 数であり、各々次式で計算される。

$$X_{TT}^{-1} = \left( \frac{x}{1-x} \right)^{0.9} \left( \frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{0.5} \left( \frac{\mu_g}{\mu_l} \right)^{0.1} \quad (3-7)$$

$$Re_{TP} = \left[ \frac{G(1-x)D}{\mu_l} \right] F^{1.25} \quad (3-9)$$



式(3-1)～(3-9)を用いて計算される発泡核密度  $N_a$  より、伝熱面上に配置すべき発泡核数を算出した。伝熱面上における発泡核の配置はランダムであるとして、擬似乱数を用いて実際の配置場所を決定した。

### (3) 気泡径と気泡生成頻度

各発泡核における平均気泡径  $d_{b,ave,i}$  の分布は、昨年度の研究成果[4]より、ガンマ分布に従うものと仮定し、その平均値  $d_{b,ave}$  と標準偏差  $\sigma_b$  は、次式で評価した。

$$\frac{d_{b,ave}}{\delta_{sl}} = 4.89 \times 10^3 Ja^{0.475} Re^{-0.676} \Theta^{-0.925} \quad (3-10)$$

$$\frac{\sigma_b}{d_{b,ave}} = 0.0065 Ja \quad (3-11)$$

ここで、 $d_{b,ave}$  は、過熱液相厚さ  $\delta_{sl}$  ( $= k_l \Delta T_w / q_w$ ) で除することにより無次元化している。また、 $Ja$  ( $= \rho_l c_{pl} \Delta T_w / \rho_g \Delta h_v$ ) は Jakob 数、 $Re$  ( $= GD / \mu_l$ ) は Reynolds 数、 $\Theta$  ( $= (\Delta T_w + \Delta T_{sub}) / \Delta T_w$ ) は無次元サブクール度である。式(3-11)より、発泡核による平均気泡径のばらつきは、 $Ja$  の増加とともに拡大する傾向となっている。これは、 $\Delta T_w$  の増加とともに気泡を生成する発泡核の数が増加し、様々なサイズの気泡が生成されることを反映している。

次に、同一の発泡核で生成される気泡のサイズも均一ではない。このため、各発泡核で生成される気泡の径分布もガンマ分布で近似できるものとし、標準偏差  $\sigma_{b,i}$  を次式で評価した。

$$\frac{\sigma_{b,i}}{d_{b,ave,i}} = 0.454 \quad (3-12)$$

上式より、各発泡核における気泡径分布の標準偏差は、平均気泡径の半分程度 (0.454) であることがわかる。

解析では、伝熱面上に配置した各発泡核に対して、式(3-10)、(3-11)に従うようにランダムに平均気泡径を分配した後、各発泡核では、式(3-12)に従うように、同じくランダムに様々なサイズの気泡を生成させた。

気泡生成頻度は、Malenkov の相関式[5]に基づいて、次式で評価した。

$$t_{nucl} = \frac{2\pi d}{\left[ \frac{gd(\rho_l - \rho_g)}{2(\rho_l + \rho_g)} + \frac{2g\sigma}{d(\rho_l + \rho_g)} \right]^{1/2}} \quad (3-13)$$

ここで、 $t_{nucl}$  は直径  $d$  の気泡が生成されてから、次の気泡が生成されるまでの時間間隔を表す。すなわち、上式では、大きい気泡が生成された後は、次の気泡が生成されるまでにより長い時間を要する効果を考慮している。

(4) 発泡核離脱時における気泡速度

発泡核を離脱するときの気泡速度については、昨年度に相関式開発を行ったが、気泡径の影響を考慮するために、ラプラス長さをを用いて気泡径を無次元化した。この取り扱いを物理的な観点で見直し、相関式の高度化を試みた。まず、昨年度と同様に、伝熱面離脱時における気泡の横方向速度  $u_{b,y}$  は、気泡の成長速度と関連があると仮定する。ここで、気泡の成長速度は時間とともに変化するため、気泡径が最大となったときの成長速度を Zuber による次式[6]により評価し、 $u_{b,y}$  との関係調べた。

$$r(t) = \frac{2b}{\sqrt{\pi}} Ja \sqrt{\eta_l t} \tag{3-14}$$

ここで、モデル定数の  $b$  は 0.62 とした。比較結果を図 3-2 に示す。両者には、概ね比例関係が認められる。そこで、気泡径が最大となるときの成長速度で  $u_{b,y}$  を無次元化するとともに、 $Ja$  との関係調べた。結果を図 3-3 に示す。本図より、気泡の横方向無次元離脱速度  $u_{b,y}^+$  は、 $Ja$  の増加とともに減少する傾向であり、次式で相関できることがわかる。

$$u_{b,y}^+ = \frac{u_{b,y}}{\dot{r}(t_{\max})} = 1.04 \times 10^2 Ja^{-1.37} \tag{3-15}$$

次に、気泡の縦方向離脱速度は、液相速度と密接な関係にあると考えられる。そこで、気泡の中心位置で評価される局所液速度  $u_l$  と、縦方向離脱速度  $u_{b,z}$  の関係を調べた。結果を図 3-4 に示す。本図より、 $u_l$  と  $u_{b,z}$  の間には、比例関係が認められる。そこで、 $u_{b,z}$  を  $u_l$  で除することで、縦方向無次元離脱速度  $u_{b,z}^+$  を定義した。また、 $u_l$  と  $u_{b,z}$  の関係は、気泡周りにおける液相の速度分布の影響を受けると考えられることから、単相乱流の対数分布則で用いられる無次元長さ  $y^+$  ( $= U_\tau r_b / \nu_l$ ) との関係調べた。結果を図 3-5 に示す。本図より、 $y^+$  の増加とともに  $u_{b,z}^+$  も増加する傾向であり、次式で相関できることがわかる。

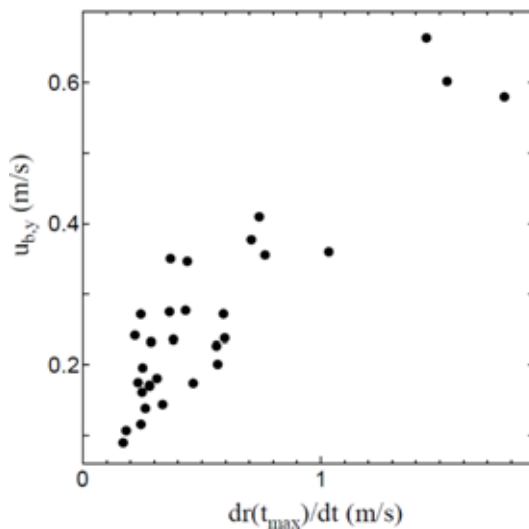


図 3-2 気泡の成長速度と横方向離脱速度の関係

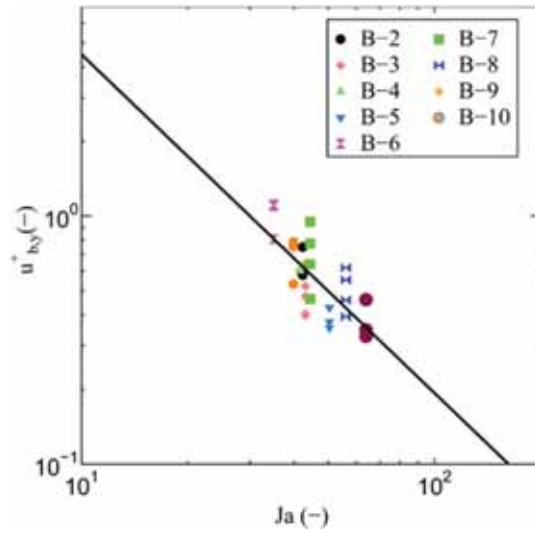


図 3-3 気泡の横方向無次元離脱速度と  $Ja$  の関係

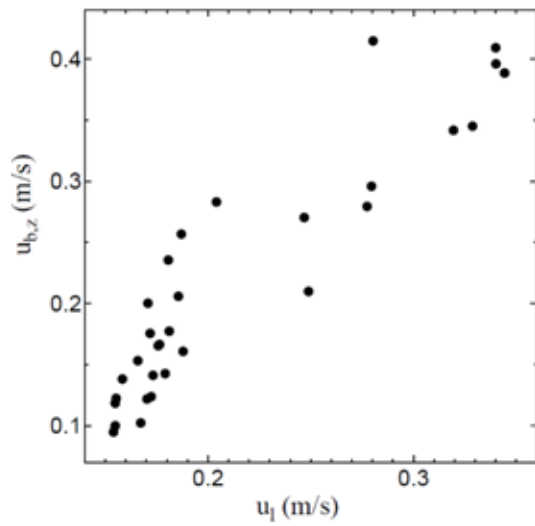


図 3-4 気泡の中心位置で評価される局所液速度と縦方向離脱速度の関係

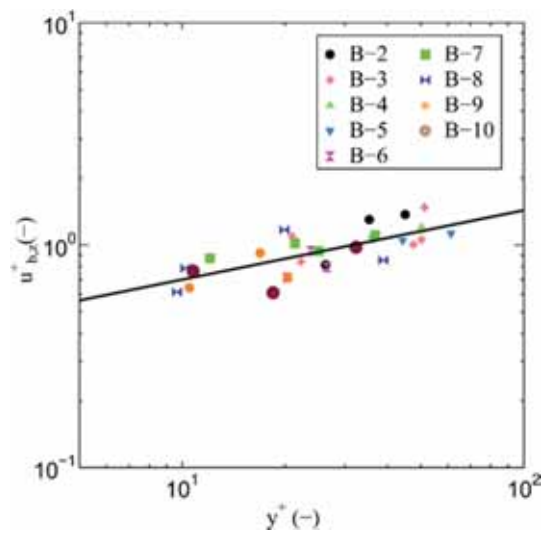


図 3-5 気泡の縦方向無次元離脱速度と  $y^+$  の関係

$$u_{b,z}^+ = \frac{u_{b,z}}{u_l(r_b)} = 0.331(y^+)^{0.322} \quad (3-16)$$

気泡径が小さいとき、気泡は壁の影響をより強く受けると考えられるから、 $y^+$ の現象とともに  $u_{b,z}^+$  も減少する傾向は、物理的にも妥当と考えられる。

#### (5) 伝熱面離脱後の気泡挙動

伝熱面離脱後の気泡挙動は、昨年度と同様に、気泡を粒子に見立てて、下記の運動方程式を解くことにより解析した。

$$\rho_g \frac{d\mathbf{u}_b}{dt} = -\nabla p - \mathbf{f}_D - \mathbf{f}_L - \mathbf{f}_{VM} + \rho_g \mathbf{g} \quad (3-17)$$

ここで、 $\mathbf{f}_D$ は抗力、 $\mathbf{f}_L$ は揚力、 $\mathbf{f}_{VM}$ は仮想質量力で、各々、次式で計算される。

$$\mathbf{f}_D = \frac{3C_D\rho_l}{4d_b} |\mathbf{u}_b - \mathbf{u}_l| (\mathbf{u}_b - \mathbf{u}_l) \quad (3-18)$$

$$\mathbf{f}_L = C_L\rho_l (\mathbf{u}_b - \mathbf{u}_l) \times \text{rot } \mathbf{u}_l \quad (3-19)$$

$$\mathbf{f}_{VM} = C_{VM}\rho_l \left( \frac{d\mathbf{u}_b}{dt} - \frac{d\mathbf{u}_l}{dt} \right) \quad (3-20)$$

抗力係数  $C_D$  と揚力係数  $C_L$  は、Tomiyama らの式[7]をベースに、次式で評価した。

$$C_D = \max \left[ \min \left\{ \frac{16}{Re_b} (1 + 0.15Re_b^{0.687}), \frac{48}{Re_b} \right\}, \frac{8}{3} \frac{Eo}{Eo + 4} \right] \quad (3-21)$$

$$C_L = 0.288 \tanh(0.121Re_b) \quad (3-22)$$

ここで、 $Re_b (= \rho_l |\mathbf{u}_b - \mathbf{u}_l| d_b / \mu_l)$  は気泡 Reynolds 数、 $Eo (= g(\rho_l - \rho_g) d_b^2 / \sigma)$  は Eötvös 数である。仮想質量力係数  $C_{VM}$  は、球形気泡に対する解析値 0.5 に等しいものとした。

また、液相中に形成される乱流渦との相互作用により、気泡には不規則な運動が誘起される。この効果を考慮するため、式(3-17)より計算される  $\mathbf{u}_b$  を用いて気泡の位置を更新する際、 $\mathbf{u}_b$  にせん断誘起乱れに起因する速度変動  $\mathbf{u}_{l,turb}$  を加えた。

$$\mathbf{x}_b(t + \Delta t) = \mathbf{x}_b(t) + (\mathbf{u}_b + \mathbf{u}_{l,turb}) \Delta t \quad (3-23)$$

ここで、 $\mathbf{u}_{l,turb}$  は、摩擦速度  $U_\tau$  と同じオーダーであると仮定するとともに、壁面近くにおける乱れの減衰を考慮し、その大きさを次式で計算した[8]。

$$|\mathbf{u}_{l,turb}| = \left[ 1 - \exp\left(-\frac{y^+}{A^+}\right) \right] U_\tau \times \min\left(1, \frac{l_e}{d_b}\right) \quad (3-24)$$

ここで、 $A^+$  は定数 (= 16) である。また、乱流渦のサイズ  $l_e$  が気泡サイズ  $d_b$  よりも小さい場合には、乱流渦が気泡運動に及ぼす効果が限定的になることを、簡易的に考慮している。 $l_e$  は、Nikuradse の実験相関式[9]に基づいて、次式で算出した。

$$l_e = \min\left[\frac{a}{2}\left\{0.14 - 0.08\left(\frac{2x_b}{a}\right)^2 - 0.06\left(\frac{2x_b}{a}\right)^4\right\}, \frac{b}{2}\left\{0.14 - 0.08\left(\frac{2y_b}{b}\right)^2 - 0.06\left(\frac{2y_b}{b}\right)^4\right\}\right] \quad (3-25)$$

ここで、 $a, b$  は矩形流路の幅と高さ、 $x_b$  と  $y_b$  は各流路壁面からの気泡の距離である。 $\mathbf{u}_{l,turb}$  は、渦の存在時間と気泡が渦を通過する時間のうち、短い方の時間  $t_e$  の間は一定とした[8]。 $t_e$  の評価式は、次に示す通りである。

$$t_e = \min\left[\frac{l_e}{|\mathbf{u}_{l,turb}|}, \frac{l_e}{|\mathbf{u}_b - \mathbf{u}_l|}\right] \quad (3-26)$$

$t_e$  が経過した後は、別の渦に取り込まれると仮定し、そのときの気泡の存在位置より、式(3-24)を用いて  $\mathbf{u}_{l,turb}$  の大きさを求めるとともに、方向は、乱数を用いてランダムに与えた。

伝熱面を離脱した後、気泡はサブクール水と熱交換するため、凝縮により、そのサイズを徐々に減じる。したがって、凝縮熱伝達率を  $h_c$  とすれば、気泡の質量保存式は、次式で与えられる。

$$\frac{d}{dt}\left(\rho_g \frac{\pi d_d^3}{6}\right) = -\frac{h_c(T_{sat} - T_{l,b})\pi d_d^2}{\Delta h_v} \quad (3-27)$$

ここで、 $T_{l,b}$  は、気泡の中心位置における液相温度である。 $h_c$  は、次に示す Chen らの式[10]により評価した。

$$\frac{h_c d_b}{k_l} = 0.185 Re_b^{0.7} Pr_l^{0.5} \quad (3-28)$$

## (6) 衝突時の気泡挙動

気泡が、流路壁や他気泡と衝突した場合には、特別な取り扱いが必要である。まず、気泡が流路壁と衝突した場合には、反発係数  $e$  を用いて、衝突後の速度を次式で評価した。

$$\mathbf{u}_b(t + \Delta t) = -e\mathbf{u}_b(t) \quad (3-29)$$

ここで、反発係数  $e$  は、最も単純なモデルとして、完全弾性衝突を仮定した ( $e = 1$ )。

次に、計算の途中で、気泡同士の重なりが検出された場合には、気泡は瞬時に合体するものとした。水・空気系二相流の場合には、表面張力が大きいため、衝突後に気泡が反発することがよくあるが、水・蒸気二相流では、表面張力が小さいため、気泡が接触した場合にはほとんど場合に合体に至る。これは、本実験における観察でも同様であった。したがって、気泡が接触した場合に合体すると考えることは、妥当な仮定と考えられる。また、二流体モデルなどでは、気泡合体の発生確率を考えるためには、複雑なモデルを導入する必要があるが、気泡追跡法では、前述のように、気泡の接触を気泡合体が生じる条件とすることができるため、この点では有利となる。また、気泡径分布や発泡核の相対位置の関係を自然に考慮しつつ、気泡合体を取り扱えることも、サブクール沸騰域のボイド率予測を行う上で、優れた特性といえる。合体後における気泡のサイズ、位置、速度は、各々次式により評価した。

$$d_b(t + \Delta t) = \left[ \sum d_{b,i}^3(t) \right]^{1/3} \quad (3-30)$$

$$\mathbf{x}_b(t + \Delta t) = \frac{\sum d_{b,i}^3(t) \mathbf{x}_b(t)}{\sum d_{b,i}^3(t)} \quad (3-31)$$

$$\mathbf{u}_b(t + \Delta t) = \frac{\sum d_{b,i}^3(t) \mathbf{u}_b(t)}{\sum d_{b,i}^3(t)} \quad (3-32)$$

すなわち、合体後の気泡体積は、合体前における各気泡の体積の和に等しく、位置と速度は体積加重平均で与えられるものとした。

#### (7) 液相の速度と温度の分布

気泡に作用する抗力や揚力の評価では、気泡位置における液相速度や速度勾配が、気泡凝縮速度の評価では、同じく気泡位置における液温が必要となる。まず、液相の速度分布は、矩形流路の幅が 14 mm、高さが 10 mm であることを考慮して、べき乗則を用いて、次式により計算した。

$$u_1 = \begin{cases} u_{1,\max} \left( 1 - \frac{|x|}{7} \right)^{\frac{1}{n}} & |y| \leq \frac{5}{7}|x| \\ u_{1,\max} \left( 1 - \frac{|y|}{5} \right)^{\frac{1}{n}} & |y| \geq \frac{5}{7}|x| \end{cases} \quad (3-33)$$

ここで、 $x, y$  は流路中心軸を原点としたときの気泡の位置 (単位: mm) であり、上式中の指数  $n$  は次に

示す Nunner の式[11]により評価した。

$$\frac{1}{n} = 2\sqrt{f_w} \quad (3-34)$$

ここで、 $f_w$ は単相乱流の管摩擦係数であり、次式により評価した。

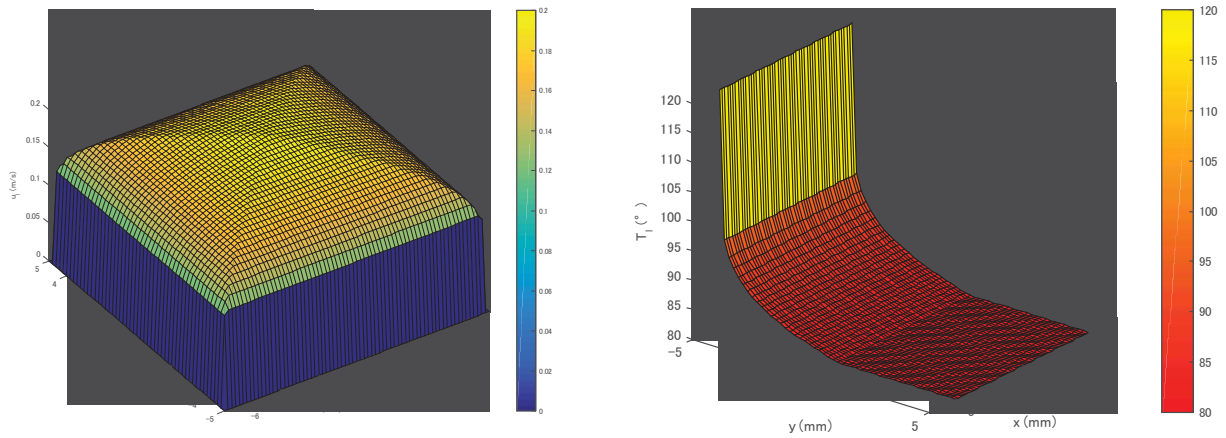
$$f_w = \max(0.079Re_1^{-0.25}, 0.046Re_1^{-0.20}) \quad (3-35)$$

本手法により計算される液相速度分布を図 3-6(a)に示す。

次に、液相の温度分布の評価には、Sekoguchi ら[12]による次式を用いた。

$$\begin{cases} \frac{T_w - T_{l,b}(y)}{T_w - T_{l,\min}} = \left(\frac{y+5}{5}\right) \frac{1}{m} & -5 \leq y \leq 0 \\ T_{l,b}(y) = T_{l,\min} & 0 \leq y \leq 5 \end{cases} \quad (3-36)$$

上式より計算される液温分布を図 3-6(b)に示す。



(a) 速度分布

(b) 温度分布

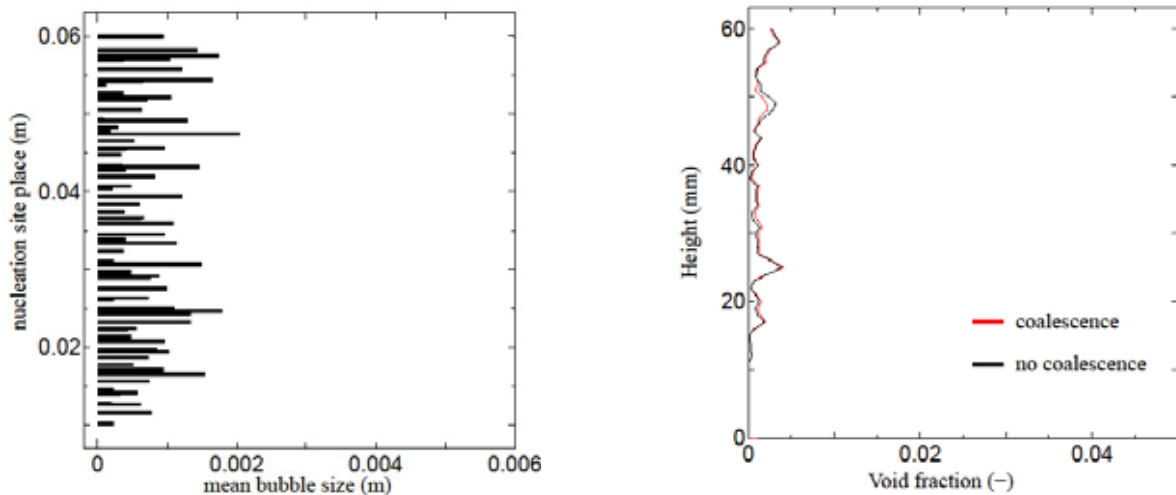
図 3-6 気泡追跡計算で想定する液相の速度分布と温度分布

### 3.2 解析結果

質量流束を  $G = 300 \text{ kg/m}^2\text{s}$ 、壁面熱流束を  $q_w = 500 \text{ kW/m}^2$  として、入口サブクール度  $\Delta T_{\text{sub}}$  を  $20 \text{ K}$  から  $2 \text{ K}$  まで徐々に減少させて、計算されるボイド率の変化を調べた。各サブクール度条件における解析結果を図 3-7~13 に示す。これらの図では、発泡核の鉛直方向位置と各発泡核における平均気泡径を左図に、断面平均ボイド率の鉛直方向分布を右図に示している。まず、左図の発泡核数と平均気泡径を比較

すると、 $\Delta T_{\text{sub}}$ の低下とともに壁面過熱度が上昇するため、発泡核数が増加するとともに、発泡核ごとの気泡径分布が拡大する傾向となっている。この結果、 $\Delta T_{\text{sub}} = 20 \text{ K}$ の結果を示した図 3-7(a)では、発泡核ごとの平均気泡径は、およそ  $0.1 \sim 2 \text{ mm}$  程度の範囲にあるが、飽和沸騰に近い $\Delta T_{\text{sub}} = 2 \text{ K}$  (図 3-13(a))では、最大径が  $6 \text{ mm}$  近くに及んでいる。

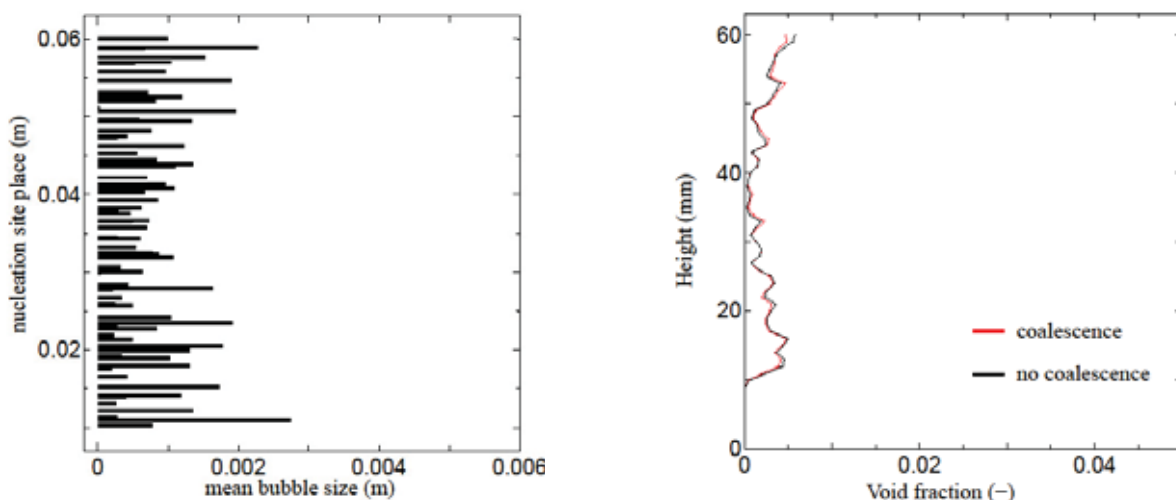
次に、ボイド率の解析結果を見ると、 $\Delta T_{\text{sub}} \geq 10 \text{ K}$  程度の高サブクール度条件 (図 3-7~9) では、軸方向にボイド率は概ね一定である。これは、サブクール度が大きいために、発泡核で生成された気泡が発泡核近くで速やかに消滅するため、下流のボイド率にあまり影響していないことが原因である。一方、 $\Delta T_{\text{sub}} \leq 5 \text{ K}$  の低サブクール度条件 (図 3-10~13) では、下流に行くにしたがって、ボイド率が概ね単調に増加する傾向が認められる。これは、サブクール度の低下に伴って、気泡の存在時間が長くなるため、ある発泡核で生成された気泡が、発泡核の近辺だけでなく、下流域におけるボイド率の増加も引き起こしていることに起因している。



(a) 発泡核の位置と平均気泡径

(b) 軸方向ボイド率分布

図 3-7 発泡核の位置と軸方向ボイド率分布 ( $\Delta T_{\text{sub}} = 20 \text{ K}$ )

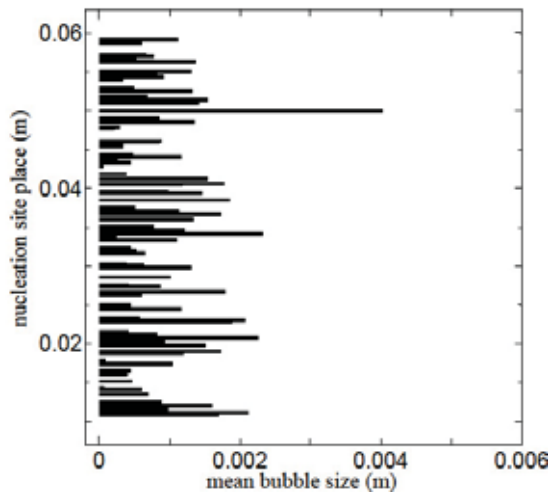


(a) 発泡核の位置と平均気泡径

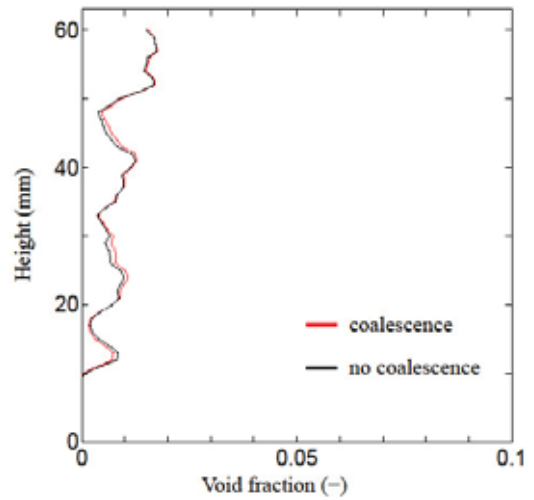
(b) 軸方向ボイド率分布

図 3-8 発泡核の位置と軸方向ボイド率分布 ( $\Delta T_{\text{sub}} = 15 \text{ K}$ )



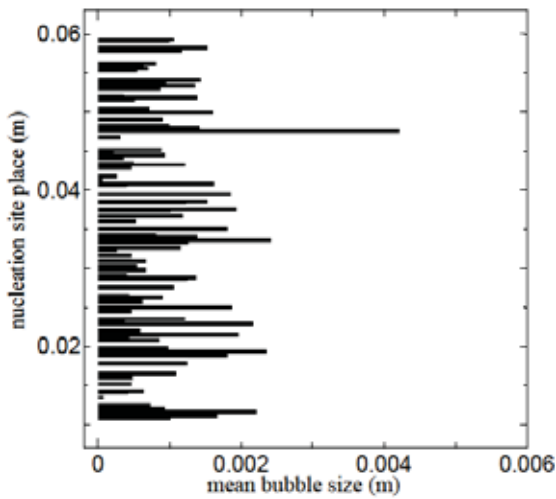


(a) 発泡核の位置と平均気泡径

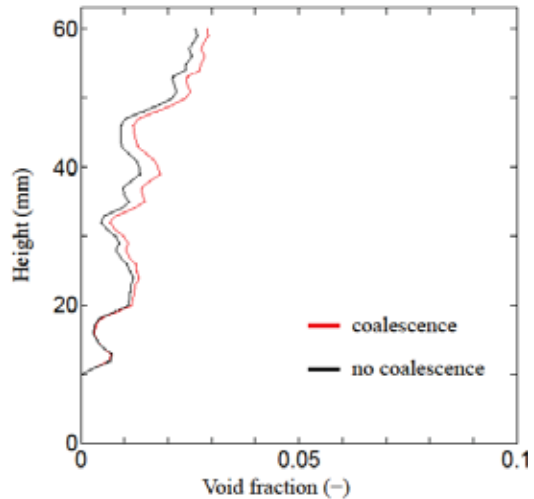


(b) 軸方向ボイド率分布

図 3-9 発泡核の位置と軸方向ボイド率分布 ( $\Delta T_{\text{sub}} = 10 \text{ K}$ )

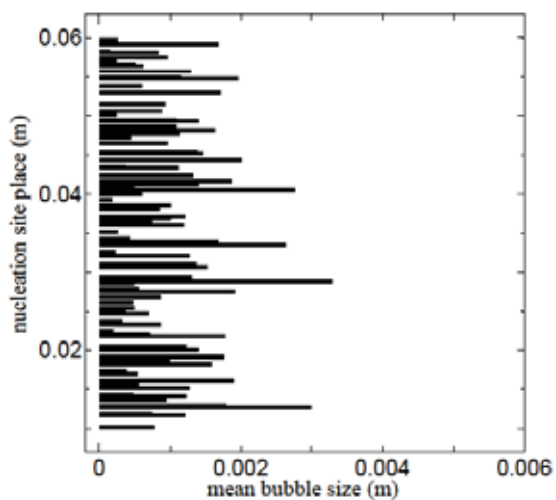


(a) 発泡核の位置と平均気泡径

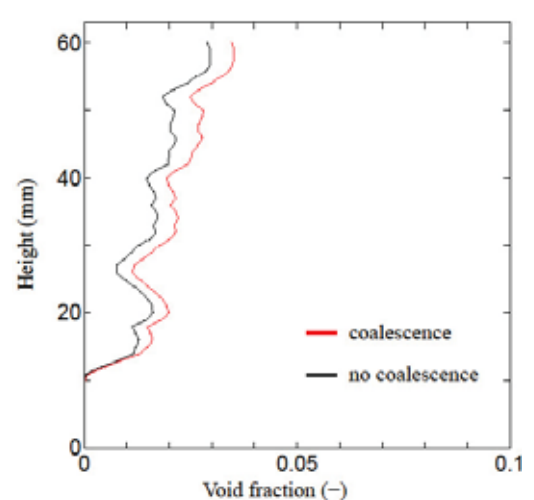


(b) 軸方向ボイド率分布

図 3-10 発泡核の位置と軸方向ボイド率分布 ( $\Delta T_{\text{sub}} = 5 \text{ K}$ )

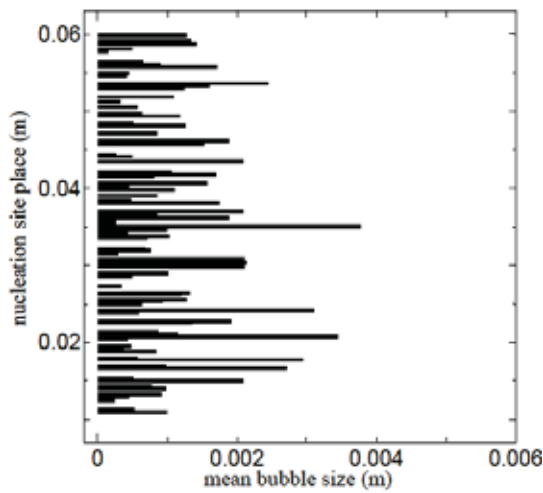


(a) 発泡核の位置と平均気泡径

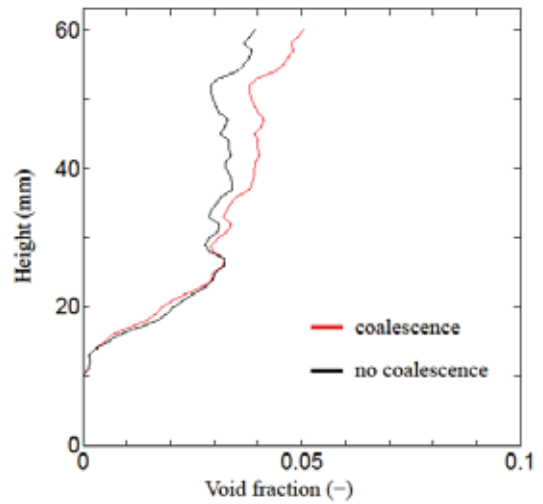


(b) 軸方向ボイド率分布

図 3-11 発泡核の位置と軸方向ボイド率分布 ( $\Delta T_{\text{sub}} = 4 \text{ K}$ )

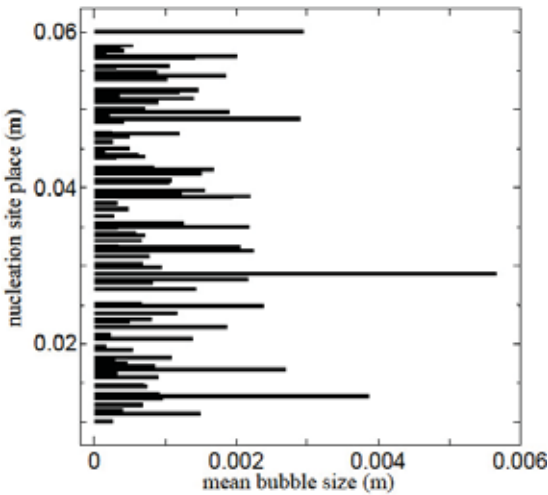


(a) 発泡核の位置と平均気泡径

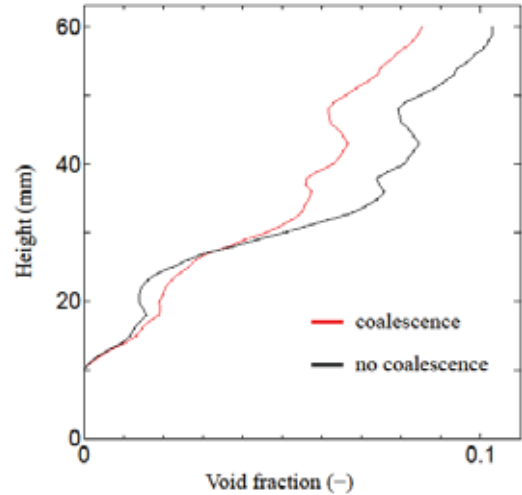


(b) 軸方向ボイド率分布

図 3-12 発泡核の位置と軸方向ボイド率分布 ( $\Delta T_{\text{sub}} = 3 \text{ K}$ )



(a) 発泡核の位置と平均気泡径



(b) 軸方向ボイド率分布

図 3-13 発泡核の位置と軸方向ボイド率分布 ( $\Delta T_{\text{sub}} = 2 \text{ K}$ )

図 3-7~13 の右図には、気泡の合体を考慮した場合としない場合の解析結果を併記した。 $\Delta T_{\text{sub}} \geq 10 \text{ K}$  の高サブクール度条件では、発泡核密度が低いために発泡核同士の間隔が大きく、かつ気泡の存在時間が短いために、気泡の接触がほとんど生じない。このため、気泡合体の有無により、ボイド率の解析結果はほとんど変化していない。次に、 $\Delta T_{\text{sub}} \leq 5 \text{ K}$  の低サブクール度条件では、気泡合体の影響により、やや高いボイド率が計算されている。これは、気泡合体によって、単位体積あたりの気泡表面積が低下したことが、主な原因と考えられる。ただし、飽和沸騰に近い図 3-13(b)では、合体を考慮しない場合により高いボイド率が計算されている。これは、気泡の凝縮があまり生じない条件のため、揚力の影響によって、小気泡が液速度の小さい壁面近くに集まり、かつ相対速度も小さいため、気泡サイズが小さい合体なしの条件で、より高いボイド率が計算されたものと考えられる。

ただし、図 3-7~13(b)の結果を見ると、気泡合体の有無がボイド率の解析結果に及ぼす影響は限定的である。一方、第 2 章で述べた可視化実験の結果では、気泡合体によって存在時間のきわめて長い大気

泡が形成され、ボイド率は大きく上昇した。可視化実験の結果では、存在時間の長い大気泡が形成されるためには、生成直後に気泡合体が生じることに加えて、合体によって誘起される不規則な速度変動により、伝熱面から遠ざかる方向の気泡運動が抑制される必要があった。一方、本解析では、式(3-32)に示したように、合体泡の初期速度は、合体前における気泡速度の体積加重平均に等しいと仮定している。したがって、さらに実験情報を収集するとともに、適切なモデル化を行うことで、合体後の気泡の初期速度をより現実に即した形で評価できる手法を開発することが、OSV を機構論的かつ正確に評価する上で、重要な作業と考えられる。

解析体系中における平均ボイド率と出口ボイド率を算出した結果を図 3-14(a)に、これらを実験データと比較した結果を図 3-14(b)に示す。図 3-14 より、気泡合体の考慮の有無によって、計算されるボイド率の値に大きな変化はないこと、特に低サブクール度条件では、出口に向かってボイド率が単調増加する傾向のため、流路全体に対する体積平均ボイド率よりも、流路出口における断面平均ボイド率の方が大きい値になることが確認できる。実験で取得したボイド率データと比較した図 3-14(b)より、本解析で計算されるボイド率は、実験値を過小評価していることがわかる。加熱部の長さが、実験では 170 mm であるのに対し、解析では 50 mm のため、加熱部長さの差が過小評価の一因である。しかし、加熱長を実験と同じにただけでは、良い一致が得られるとは考えにくく、図 3-14 に示す結果からも、合体後の気泡速度をより現実的に評価可能なモデルの開発が強く求められる。

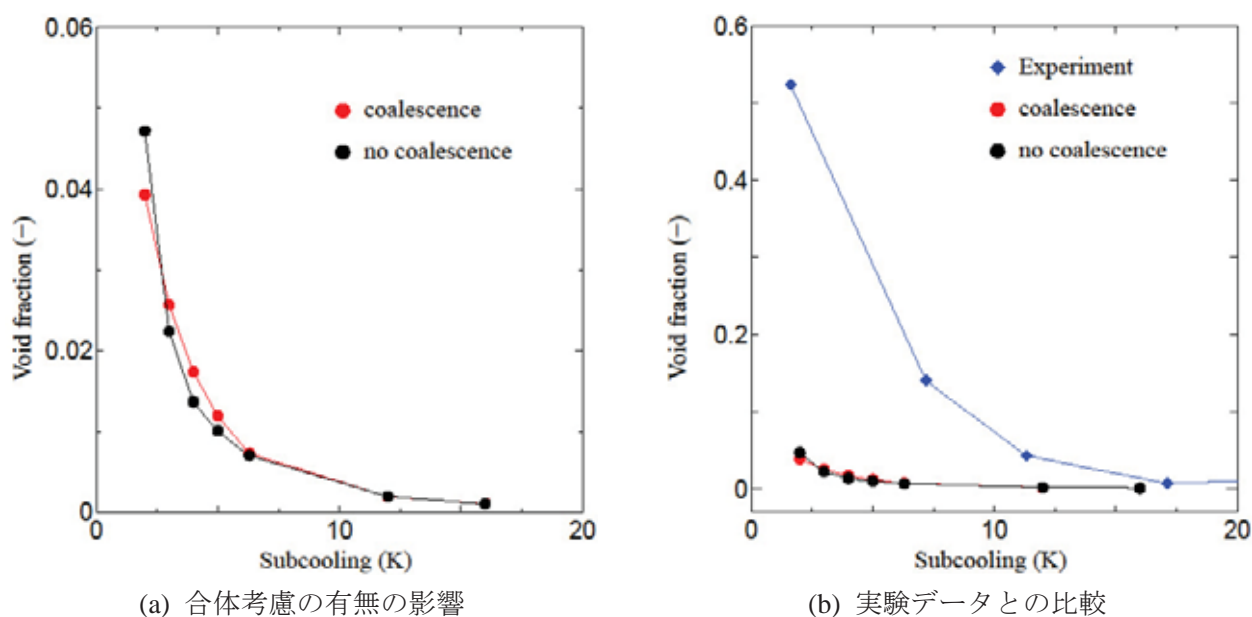


図 3-14 ボイド率解析結果

### 3.3 試験流路内における液速度と液温の解析

気泡追跡計算における液速度と液温の式(3-33), (3-36)に示すように、十分に発達した熱流動場に対する相関式を用いた。しかし、本研究で実施した可視化実験では、矩形流路に垂直に接続した円管より、試験流体を供給する構造のため、十分に発達した熱流動場を仮定することの妥当性を検討しておく必要がある。このため、商用の熱流動解析コードの一つである ANSYS 社の FLUENT を用いて、液速度と液

温の分布を解析した。解析体系を図 3-15 に示す。試験部は、実験と同様に幅 14 mm、高さ 10 mm の矩形断面を有し、流路長さは 230 mm である。ここに、実験体系と同様に、直径 6.6 mm の円管を 2 本設置した。下側は入口流路、上側は出口流路に対応する。入口長さの影響を排除するため、入口管の長さは 100 mm（流路直径の約 15 倍）とした。出口配管の長さが解析結果に及ぼす影響は限定的と考えられるため、これは 50 mm とした。入口より、温度 70°C の温水を質量流束 300 kg/m<sup>2</sup>s で均一に流入させ、出口は大気圧で圧力一定とした。流路壁はすべて滑りなしの壁とし、図に示すように流路壁の一部の幅 10 mm、長さ 170 mm の領域を熱流束 139 kW/m<sup>2</sup>s で均一に加熱した。なお、これと同じ条件で実験したところ、ONB が生じる限界条件となったため、解析結果と実験で得られた温度データを比較することで、解析結果の妥当性を検討できる。また、乱流モデルには、標準の k-εモデルを用いた。

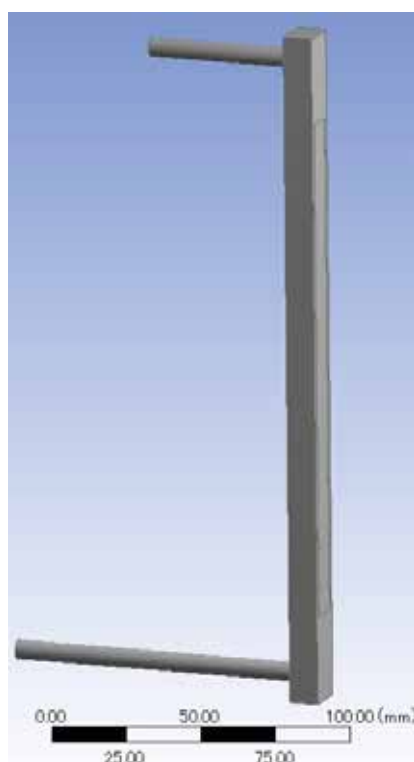


図 3-15 FLUENT による解析体系

矩形流路内で、高さ 30～200 mm における速度分布と温度分布の解析結果を、各々図 3-17(a), (b) に示す。各図において、横軸は、加熱面からの距離を表す。まず、流体は、加熱面の対面側より供給されるため、比較的底部に近い  $z = 30$  mm では、加熱面の近くで液速度が極大となっている。しかし、流れ場は急速に発達し、 $z \geq 50$  mm では、流速分布の方よりは完全には解消されないものの、気泡追跡計算で仮定したベキ乗則に近い流れ場が実現している。一方、液温分布は、温度境界層が徐々に発達するが、温度境界層厚さは、流路出口でも 2～3 mm 程度であり、流路の大部分では均一な温度場となっている。図 3-17(b) には、解析と同条件の、気泡生成が生じない条件で、 $z = 160$  mm の位置で温度計測を行った結果も示している。これと近い値である  $z = 130, 180$  mm における解析結果は、実測値と近い値となっており、FLUENT が信頼できる解析結果を与えていることが確認できる。

図 3-17 に示した結果より、気泡追跡計算で採用した、ベキ乗則に基づいて液速度と液温を評価する手

法は、実際の液温度場と液速度場を、一定の精度で再現できるといえる。ただし、特に入口近くの液速度場は、垂直に流入する実験条件の影響を強く受けるため、図 3-17 に示すような単相流解析の結果を用いて液速度場と液温度場を評価することにより、より高精度のボイド率計算を実施することが可能と考えられる。

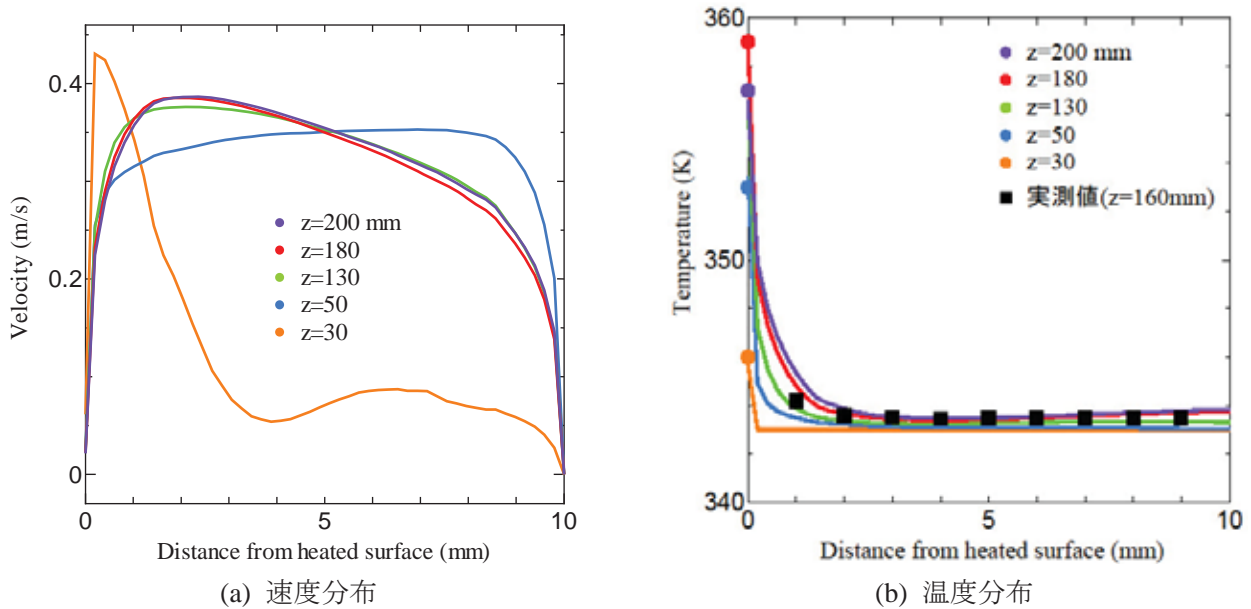


図 3-17 解析結果

### 3.4 一次元モデルに基づくサブクール沸騰の解析方針

本研究では、個々の気泡に対して個別に運動方程式と質量保存式をたてて解析する気泡追跡法によってボイド率解析を行ったが、原子炉安全解析では、通常、一次元二流体モデルに基づく熱流動解析コードが使用される。このため、本研究で得られた知見を、一次元コードで利用するための方策について考察する。一次元解析におけるボイド率は、主に次の質量保存則に基づいて計算が行われる。

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + \frac{\partial (\alpha u_g)}{\partial z} = \Gamma_{vap} - \Gamma_{cond} \quad (3-37)$$

ここで、 $\alpha$ は断面平均ボイド率、 $u_g$ は蒸気相の平均速度、 $\Gamma_{vap}$ は蒸気生成率、 $\Gamma_{cond}$ は凝縮率である。Sahaらの経験則[13]等を用いずに OSV を機構論的あるいは現象論的に予測するためには、OSV 点の上流と下流で、気泡挙動が不連続的に変化することを、式(3-37)中で考慮する必要がある。

まず、蒸気生成率は、 $\Gamma_{vap}$ は、発泡核密度  $N_a$ 、気泡生成周期  $f_b$ 、気泡径  $d_b$ を用いて、次式のように表現できる。

$$\Gamma_{vap} = \rho_g N_a f_b \frac{\pi d_b^3}{6} \frac{A_H}{V_{CNT}} \quad (3-38)$$

ここで、 $V_{CNT}$ は解析で用いるコントロールボリュームの体積、 $A_H$ は $V_{CNT}$ に含まれる伝熱面の面積である。Levyが想定したように、気泡の発泡核離脱によってOSVが生じるとすれば[14]、OSVの以前では気泡が発泡核に付着しているので $f_b = 0$ 、気泡の離脱開始によって連続した気泡生成が許容されるので $f_b > 0$ となり、OSVを機構論的にモデル化できる可能性がある。しかし、本研究における観察結果によれば、OSV点の上流から既に気泡の発泡核離脱は開始しており、また、式(3-38)中に現れる $N_a$ 、 $f_b$ 、 $d_b$ が、OSV点の上流と下流で大きく変化する様子も観察されなかった。これより、少なくとも本実験における熱流動体系では、OSVの機構論的モデル化は、 $\Gamma_{cond}$ の相関式内で考慮すべきと考えられる。 $\Gamma_{cond}$ の評価式は、一般に、次で与えられる。

$$\Gamma_{cond} = \frac{h_c(T_{sat} - T_l^b) 6\alpha}{\rho_g \Delta h_v d_b} \quad (3-39)$$

ここで、 $T_l^b$ は、気泡凝縮率を評価する際の液相の参照速度である。本研究で実施した実験の結果によれば、OSVを生じる以前では、伝熱面上の発泡核で生成された気泡は、伝熱面を速やかに離脱して、サブクール状態にあるバルク液中に移動する。したがって、第一近似として、ほとんどの気泡はバルク液中に存在すると仮定できるので、 $T_l^b$ はバルク温度に等しいと考えることができる。一方、OSVに至った後では、発泡直後に気泡合体が生じ、一部の気泡は伝熱面近くに止まる。さらに、合体気泡が伝熱面近くを上昇する際に、下流の発泡核で生成した気泡を取り込み、さらに大気泡へと成長する。このとき、上流から移動してきた合体泡に取り込まれた気泡も、伝熱面近くに止まることになるから、急速な凝縮・消滅を免れることになる。以上の過程を考慮すると、一次元解析のコントロールボリューム中に存在する気泡は、バルク液中に存在する気泡と、伝熱面近くに存在するために、凝縮を免れる気泡に分類できると考えられる。全気泡のうち、バルク液中に存在する気泡の体積割合を $H_0$ とすれば、OSV後の凝縮率は、式(3-39)の右辺に $H_0$ を乗じて、次式で評価できる。

$$\Gamma_{cond} = \frac{h_c(T_{sat} - T_l^b) 6\alpha}{\rho_g \Delta h_v d_b} \times H_0 \quad (3-40)$$

気泡追跡計算では、各気泡の存在位置が個別に計算されるから、 $H_0$ の評価法として、一次元解析と並行して気泡追跡計算を行うことで、バルク液中に存在する気泡の体積割合を算出することも考えられる。ただし、気泡追跡計算では、一般に、一次元モデルよりもきわめて長い計算時間を必要とするから、計算効率の観点では、本手法は不利となる。

このため、より簡易的な $H_0$ の評価手法について考察する。伝熱面近くに止まる気泡が生成される一義的な原因は、発泡核における生成の直後に生じる気泡の合体である。このため、生成直後の気泡同士が合体する確率の関数として、 $H_0$ の相関式を構築できることが期待できる。気泡は発泡核に付着した状態で成長すると仮定すると、前述の意味での気泡合体が生じるためには、発泡核の間隔 $l_{ns}$ が気泡径 $d_b$ よりも短いことが必要である。 $l_{ns}$ と $d_b$ の両方とも、均一ではなく、分布を有しているから、厳密には統計的な取り扱いが必要であるが、第一近似としては、 $H_0$ は $l_{ns}/d_b$ の関数として表現できると期待できる。

$$H_0 = H_0(l_{ns} / d_b) \quad (3-41)$$

発泡核密度を  $N_a$  とすると、伝熱面上で一つの発泡核が占める領域の平均面積は  $1/N_a$  で与えられるから、 $l_{ns}/d_b$  は、 $N_a$  を用いて次のように表現できる。

$$\frac{l_{ns}}{d_b} = \frac{2}{d_b(\pi N_a)^{1/2}} \quad (3-42)$$

$d_b$  と  $N_a$  については、相関式が存在するから、上式を用いて  $l_{ns}/d_b$  を評価することは可能である。次に、式(3-41)の関数径を定めるためには、2つのオプションが考えられる。1つ目は、実験的な手法であり、OSVの前後におけるボイド率の計測結果を対象に、一次元二流体モデルを用いた実験解析を実施し、ボイド率の計測値をよく再現する関数形を探索する手法である。2つ目は、気泡追跡計算を実施して、バルク液中に存在する気泡の体積割合を算出し、 $l_{ns}/d_b$  との相関を調べることで、 $H_0$  の関数形を定める手法である。実際には、OSV近傍でのボイド率の断面内ボイド率分布の計測結果なども加えて、総合的に関数形を定めることが最良の方法と考えられる。何れの方法を採用した場合でも、 $H_0$  と  $l_{ns}/d_b$  の間に強い相関関係があることは明らかだから、気泡合体による気泡の伝熱面離脱の緩和がOSVの起因事象である限り、本手法により、機構論的かつ高精度のボイド率予測が行えるものと考えられる。

### 第3章の参考文献

- [1] N. Basu, G. R. Warriar, V. K. Dhir, 2002. Onset of nucleate boiling and active nucleation site density during subcooled flow boiling, *J. Heat Transfer*, Vol. 124, No. 4, pp. 717-728.
- [2] T. Sato, H. Matsumura, 1964. On the conditions of incipient subcooled-boiling with forced convection, *Bulletin of JSME*, Vol. 7, No. 26, pp. 392-398.
- [3] J. C. Chen, 1966. Correlation for boiling heat transfer to saturated fluids in convective flow, *Ind. Eng. Chem. Process Des. Dev.*, Vol. 5, No. 3, pp. 322-329.
- [4] 平成 28 年度低圧時サブクール沸騰挙動解明試験、成果報告書、国立大学法人電気通信大学、平成 29 年 3 月。
- [5] L. G. Malenkov, 1972. The frequency of vapor bubbles separation as a function of bubble size, *Fluid Mechanics Soviet Research*, Vol. 1, pp. 36-41.
- [6] N. Zuber, 1961. The dynamics of vapor bubbles in nonuniform temperature fields, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 2, pp. 83-98.
- [7] A. Tomiyama, K. Miyoshi, H Tamai, I. Zun, T. Sakaguchi, 1998. A bubble tracking method for the prediction of spatial-evolution of bubble flow in a vertical pipe, *3rd Int. Conf. Multiph. Flow*, pp. 1-8.
- [8] T. Okawa, I. Kataoka, M. Mori, 2002. Numerical simulation of lateral phase distribution in turbulent upward bubbly two-phase flows, *Nucl. Eng. Des.*, Vol. 213, Issue 2-3, pp. 183-197.
- [9] H. Schlichting, 1979. *Boundary-Layer Theory*, 7th ed., McGraw-Hill, New York.
- [10] Y. M. Chen, F. Mayinger, 1992. Measurement of Heat transfer at the phase interface of condensing bubbles,

Int. J. Multiphase Flow, Vol. 18, No. 6, pp. 877–890.

- [11] J. O. Hinze, 1975. Turbulance, McGraw-Hill, New York.
- [12] K. Sekoguchi, O. Tanaka, S. Esaki, K. Noriaki, M. Nakasatomi, 1981. Prediction method of flow patterns in subcooled and low quality boiling regions, Bull. JSME, Vol. 24, No. 191, pp. 834-841.
- [13] P. Saha, N. Zuber, 1974. Point of net vapor generation and vapor void fraction in subcooled boiling, Proceedings of International Heat Transfer Conference, Vol. 4, pp. 175-179.
- [14] S. Levy, 1967. Forced convection subcooled boiling—prediction of vapor volumetric fraction. International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 10, No. 7, pp. 951-965.



#### 4. まとめと今後の課題

本研究では、OSV を超過した高ボイド率条件も含めて、強制対流サブクール沸騰中におけるボイド率の決定メカニズムを実験的及び数値解析的に調べた。得られた主な成果を以下に示す。

- 高速度カメラを用いた気泡挙動観察の結果、ONB の直後では気泡が伝熱面に付着した状態が観察されたものの、OSV に至る前の高サブクール度条件において、既に発泡核で生成された気泡は速やかに伝熱面を離脱し、サブクール水中で急速に凝縮・消滅した。このとき、気泡の存在時間は 10ms 程度ときわめて短く、ボイド率が顕著に増大することはなかった。したがって、少なくとも本実験の条件下において、既存モデルでよく想定される気泡の発泡核あるいは伝熱面離脱は、OSV の起回事象とは考えられない。一方、OSV 後では、試験流路内に多数の大気泡が生成された。大気泡は、サイズが大きいことに加えて、上昇中に伝熱面で生成された気泡と合体を繰り返すため、消滅しにくく、存在時間は 100ms 以上と大きく増大した。このため、OSV 後のボイド率の大部分は、大気泡により占められた。したがって、本研究における実験条件では、存在時間がきわめて長い大気泡の形成が、OSV の起回事象と考えられることを示した。
- 上記の観察結果を受けて、大気泡が生成されるプロセスを調べた。この結果、発泡核で生成された気泡が大気泡に成長するためには、生成の直後に、他気泡と合体する必要があることがわかった。ただし、発泡直後に合体が生じて、通常の気泡と同様に、バルク液中に移動して、凝縮・消滅する場合もあった。これより、発泡直後に気泡合体が生じることに加えて、合体の際に誘起される不規則な運動により、合体泡が伝熱面近くに止まることで、発泡直後の凝縮を免れる必要があると考えられることを示した。なお、以上の観察は、主に透明なサファイア伝熱面を用いて行ったが、銅ブロックを用いた実験でも、定性的に同様の傾向が認められた。
- 発泡核ごとに、生成される気泡のサイズが大きく異なる原因を探るため、レーザー顕微鏡を用いて、発泡核の形状を詳細に調べた。通常、気泡の生成は、伝熱面上のくぼみ（キャビティ）で生じると考えられているが、銅製伝熱面では、発泡核の近辺に目立ったくぼみは観察されず、逆に、高さが 1~10 $\mu\text{m}$  程度の突起状の表面構造が観察された。これより、これまでの知見とは大きく異なり、突起物が気泡生成点になっているものと考えられる。核沸騰の描像を明らかにするため、今後、突起物の構成物質や突起物形状と生成気泡サイズの関係等を詳細に調べる必要があると考えられる。一方、サファイア伝熱面では、銅製伝熱面と同様の突起物のほか、堆積物が丘状に堆積している様子が観察された。堆積物の表面には、多数の凹凸があり、また、局所的に陥没した箇所もあった。これらについても、堆積物の構成物質や生成気泡サイズとの関係を解明する必要がある。
- OSV を生じる上で、気泡合体が重要な役割を果たすことから、気泡合体を考慮した気泡追跡計算により、強制対流サブクール沸騰中のボイド率予測を行った。しかしながら、サブクール度の減少とともにボイド率が増加する傾向は再現できたものの、計算されたボイド率は実験値よりも低く、また、気泡合体の考慮の有無によるボイド率の差も僅かであった。これは、合体後の気泡速度を、合体前の各々の気泡の速度の体積の重み付け平均としたことに主な原因があると考えられる。すなわち、合体の際には気泡にはランダムな運動が誘起され、合体泡の一部は伝熱面近くに止まる。しか

しながら、気泡速度を合体前の速度の平均とした場合、気泡がサブクール状態にあるバルク液中に向かって移動する傾向は、合体を生じない場合と同様であるため、合体泡は早期の凝縮・消滅を免れない。したがって、気泡合体の開始に伴うボイド率の急上昇を再現するためには、合体後に誘起される不規則な気泡運動を適切にモデル化する必要があると考えられることを示した。

- 本研究における気泡挙動の観察結果を基に、一次元モデルにより、サブクール沸騰域のボイド率を機構論的あるいは現象論的かつ正確に予測するためのモデル化方策について考察した。発泡核における生成直後に合体を生じる確率は、主に、発泡核密度、気泡サイズ、気泡生成周期の影響を複雑に受けると考えられる。発泡核で生成される気泡のサイズや生成頻度には、ばらつきがあるため、厳密には、気泡追跡計算におけるのと同様に、統計的に気泡を生成して、合体頻度を算出する方法が考えられる。より簡易的な手法としては、発泡核密度の増加によって、発泡核の間隔が気泡サイズ程度以下となったときに、凝縮を制限することで、ボイド率の機構論的予測を行う手法を提示した。

上記に示すように、本研究では、作動流体に水を用いた低圧・低流量実験により、OSVの発生メカニズムを明らかにするとともに、発泡核が通常考えられているものとは異なる形状を呈していることを示した。今後の課題として、まず、OSVを生じる機構が明らかになったことから、これに基づいて現象のモデリングを行い、原子炉安全解析でサブクール沸騰域におけるボイド率の機構論的予測を可能とすることが重要である。次に、本実験が低圧・低流条件で実施されたことから、高圧条件や高流量条件で実験を行い、OSV発生メカニズムがどのように変化するかを解明する必要がある。また、発泡核の形状が、生成気泡のサイズや生成頻度に及ぼす影響についても検討することで、伝熱面性状の影響を考慮可能な、汎用的なサブクール沸騰モデルの開発が期待できる。