

令和2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

令和3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. 緒言	4
2. ボイド率発展メカニズムに関する実験的検討	6
2.1 実験装置	6
2.2 実験方法	8
2.3 実験条件	10
2.4 実験結果	11
2.5 気泡挙動の分類	15
2.6 正味の蒸気生成開始メカニズム	21
3. 正味の蒸気生成開始条件に関する解析的検討	24
3.1 二流体モデルにおけるボイド率の軸方向発展	24
3.2 気泡径の過渡変化	26
3.3 OSV 条件のモデル化方策	29
4. 気泡生成周期に及ぼす気泡核間干渉の影響	31
4.1 発泡頻度に関する基礎的知見	31
4.2 発泡頻度及び気泡径計測	32
4.3 気泡径と発泡頻度の関係に関する既存相関式	32
4.4 気泡伝熱領域	34
4.5 無干渉発泡核	34
4.6 有干渉発泡核	38
4.7 有干渉発泡核における気泡生成頻度	43
4.8 発泡核間干渉の定量化	43
5. DNB の発生メカニズムに関する実験的検討	46
5.1 実験装置及び方法	46
5.2 実験条件	46
5.3 実験結果	47
6. 国際会議等における研究発表及び情報収集	51
7. 結言	52

1. 緒言

強制対流サブクール沸騰は、加熱壁における蒸気生成とサブクール液中における蒸気凝縮が同時進行するきわめて非平衡性の強い熱流動現象であり、かつ、軽水炉の安全性にも多大な影響を及ぼす。このため、数多くの実験的及び解析的研究が行われてきている[1]。しかしながら、原子炉の定格運転条件である高圧条件を主な解析対象としてモデル開発が実施されてきており、事故時に重要となり得る低圧条件における既存相関式の適用性は十分に明らかではない。一般に、実験情報が十分に蓄積されていない条件においても数値解析結果の信頼性を担保するには、経験式を極力排して、物理現象の理解に基づく機構論的な相関式を用いて数値解析モデルを構築するアプローチが有効である。しかしながら、強制対流サブクール沸騰現象においては、機構論的モデリングを行う上で必要不可欠となる素過程の理解が十分に進んでおらず、数値解析的評価では、多くの経験則を使用せざるを得ない状況にある。

強制対流サブクール沸騰における最大の未解明事象の一つとして、正味の蒸気生成開始メカニズムがあげられる。すなわち、強制対流サブクール沸騰中では、熱平衡クオリティが徐々に増加して核沸騰を開始しても、核沸騰開始点から下流の一定の区間では、ボイド率がきわめて低い値に保たれる。そして、熱平衡クオリティが十分大きい値になると、ボイド率の急増を開始することが知られており、この現象は正味の蒸気生成開始（OSV：Onset of Significant Void）の名で呼ばれている。サブクール沸騰域のボイド率は、原子燃料の反応度や二相流の流動安定性に影響を及ぼす他、壁面熱伝達を機構論的に評価する上でも必須の物理量である。しかしながら、OSVを開始するメカニズムが未解明のため、正味の蒸気生成を開始する条件は現在でも Saha 等が 1974 年に開発した経験式[2]を用いて行われることが多い。このため、経験式の開発に用いられた実験データベースの条件範囲外、特に低圧条件や過渡条件では、数値解析結果の信頼性の低下が懸念される状況にある。

既存研究では、強制対流サブクール沸騰中ボイド率の計測結果に基づく OSV 条件の特定は広く行われているものの、OSVを生じるメカニズムに関する検討は少ない。そこで、本研究では、強制対流サブクール沸騰中のボイド率計測に加えて、加熱壁面上で生成される蒸気泡の挙動を詳細に観察することで、OSVを生じるメカニズムについて検討する。なお、強制対流サブクール沸騰中ボイド率の軸方向発展は、蒸気生成量と蒸気凝縮量のバランスにより決定される。すなわち、ボイド率は、蒸気生成量の方が大きければ増加、蒸気凝縮量の方が大きければ減少、両者が等しければ変化しない。このため、原子炉安全解析コードで強制対流サブクール沸騰域における熱流動現象をより機構論的かつ高い信頼性で評価可能とすることを目的として、蒸気生成量と蒸気凝縮量の観点で可視化実験における気泡の振る舞いを検討し、OSV条件の機構論的モデリング手法について検討する。

前述の通り、強制対流サブクール沸騰中のボイド率予測では、蒸気生成量と蒸気凝縮量の正確な評価が重要である。このうち、蒸気生成量は、壁面上で蒸気泡を生成する発泡核の密度、気泡生成頻度、生成気泡の体積に比例する。主に OSV メカニズムの解明を目的とする実験を実施する中で、気泡生成頻度を決定する基本的な物理メカニズムについて興味深い結果が得られたため、これについても報告する。

強制対流サブクール沸騰熱伝達は、単相冷却と沸騰冷却が混在する高効率の熱伝達機構であるが、壁面熱流束が過大となると、熱伝達率が瞬時に低下して壁面温度が急上昇し、限界熱流束状態に至る。この現象を DNB（Departure from Nucleate Boiling）と呼び、PWR の熱設計では、DNBを生じないことを最も重要な要求事項としている。DNBについても、DNB発生条件を特定するための実験や実験データの

整理結果に基づく経験式の開発が行われている。また、機構論的な DNB 相関式の開発も行われてはいるが、その多くは思考実験に基づくもので、モデルに基づく物理的な描像について十分な実験検証をしていない。これは、DNB に至る瞬間の熱流動構造に関する実験情報の抽出が、技術的に困難であることに主に起因していると考えられる。そこで、本研究では、気泡挙動可視化実験と同様の装置を用いて熱流束を徐々に増加させ、DNB に至るときの気泡挙動と伝熱面温度分布の変化を調査した結果についても述べる。

第 1 章の参考文献

- [1] 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.
- [2] 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. ボイド率発展メカニズムに関する実験的検討

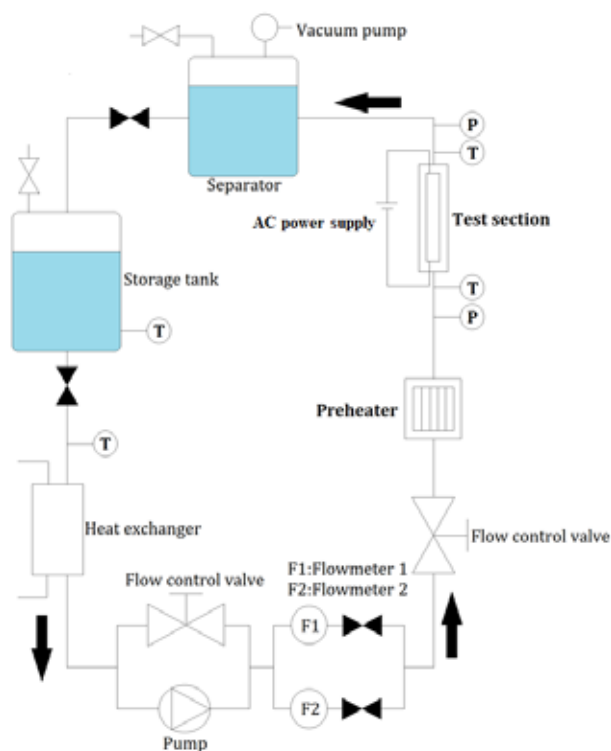
強制対流サブクール沸騰中で正味の蒸気生成を開始するメカニズムを解明するため、ボイド率計測と気泡挙動観察を実施した。以下では、実験装置、実験方法、実験条件を説明した後、ボイド率計測結果に基づく OSV 条件の特定と、OSV の前後における気泡挙動の観察結果を述べる。また、気泡挙動の観察結果より、OSV を生じるメカニズムに関して検討した結果を述べる。

2.1 実験装置

実験装置の全景と系統図を図 2-1(a), (b)に各々示す。試験流体はイオン交換樹脂を通した水道水であり、実験前に貯水タンク内に設置したヒーターを用いて加熱脱気を行った上で、ループを真空脱気して生じる圧力差により実験ループに供給し、その後、ギアポンプにより循環させた。ここで、実験中における溶存気体量の増加を抑えるため、貯水タンク内における加熱脱気は実験中も継続した。質量流束は、図 2-1(b)に示すようにメインライン及びバイパスラインに設けた二つのバルブの開度により調整し、タービン式流量計により計測を行った。流量計のレンジは 0.4 ~ 10l/min、計測精度は $\pm 0.1\%$ F. S.である。流体温度は、予熱器の出力を PID 制御することにより行った。流体温度は試験体の入口と出口で K 型熱電対により計測し、圧力は流路入口で圧力センサーにより計測した。温度と圧力の計測誤差は各々 ± 0.04 K、 ± 5 kPa である。試験体を出た流体は大気開放された気液分離器に流入し、気体は大気開放、液体は貯水タンクを經由して熱交換器で十分に温度低下させてから循環ポンプに戻した。



(a) 全景

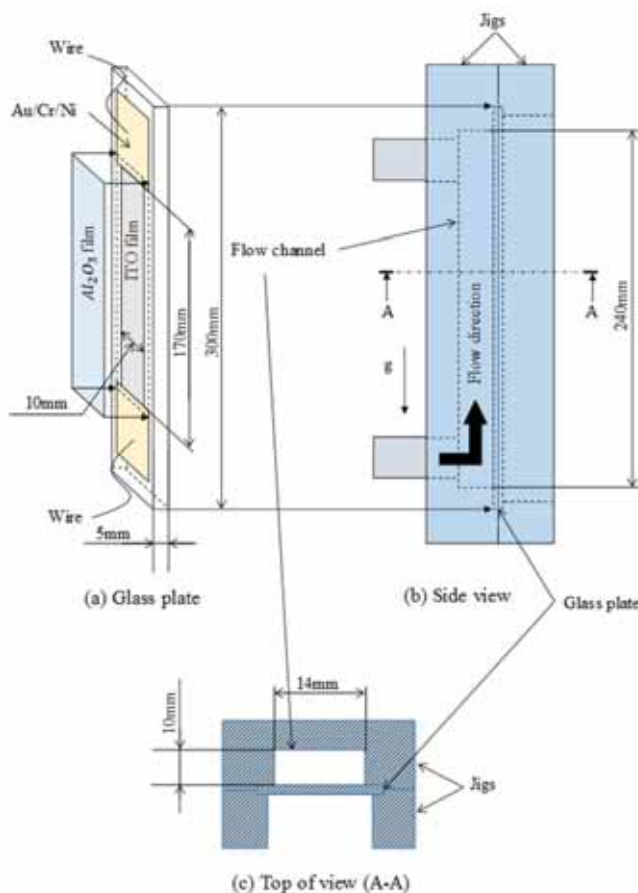


(b) 系統図

図 2-1 沸騰ループ

試験部の詳細を図 2-2 に示す。試験流体の加熱は、図 2-2(c) に示すサファイアガラスの表面に成膜した導電性の ITO 膜に高周波数の交流電流を通電することで行った。このため、厚さ 5 mm のサファイアガラス上の幅 10 mm の領域に、厚さ $0.26\ \mu\text{m}$ の ITO 膜を成膜した。また、ITO 膜の両端には、電極膜として厚さ $0.91\ \mu\text{m}$ の Au/Cr/Ni 合金膜を成膜した。加熱長となる電極間の距離は 170 mm であり、ITO 膜の電気抵抗値は $88\text{--}102\ \Omega$ であった。さらに、ITO 膜を保護するため、ITO 膜に被せて厚さ $1.09\ \mu\text{m}$ の Al_2O_3 膜を成膜した。この結果、伝熱面の接触角は $28\pm 1^\circ$ となった。

試験流路は、図 2-2(a), (b) に示すように、上記で説明したサファイアガラス板を、流路を形成したポリカーボネート製の治具で挟むことで構成した。流路の断面形状は、幅 14 mm、高さ 10 mm の矩形であり、幅 14 mm の面の中央に幅 10 mm の伝熱面を配置した。流路の全長は 240 mm であり、この試験流路内に垂直上昇流を形成するとともに、長さ 170 mm の伝熱面を通電加熱することによりサブクール沸騰を生じさせ、各種計測を行った。



(a) 試験部の構成



(b) 流路の外観



(c) 成膜を施したサファイアガラス板

図 2-2 試験部の概略

2.2 実験方法

主要な計測項目は、OSV 条件を特定するためのボイド率計測と OSV のメカニズム解明を目的とする気泡挙動の可視化観察である。いずれの場合でも、質量流束と試験部入口温度を調整して、両者が所定の値で定常となったことを確認してから ITO 膜に通電した。実験中における温度、圧力、流量に関するデータは、データロガー（江藤電気 CADAC3）を用いて 1 秒毎に記録した。熱流束は、交流電源を PC に接続し、電源に付属する専用ソフトのロガー機能を用いて電流と電圧を 1 秒毎に記録し、ITO 膜の電気抵抗から算出した。以下に、ボイド率計測と気泡の挙動の可視化観察の方法を詳述する。

(1) ボイド率計測

ボイド率計測には、図 2-3 に示すガンマ線密度計（PH-1000AE, Nano Gray）と図 2-4 に示すレーザー式ボイドプローブを用いた。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の時間平均値より、流路内における時間・空間平均ボイド率を計測する。一方、プローブ計測では、流路内における局所の時間平均ボイド率を計測する。なお、プローブ計測では、プローブを伝熱面と垂直の方向にトラバースすることで、伝熱面からの距離の関数として局所・時間平均ボイド率の空間分布を計測する。ガンマ線密度計による計測を行う高さ方向の位置は、伝熱面下端から 140 mm であり、計測時間は 30 秒とした。レーザー式ボイドプローブにより計測では、プローブの先端が気相と液相のいずれに接しているかの情報を 100 μ s 毎に記録した。なお、ガンマ線密度計によるボイド率計測結果は、流路の全断面におけるボイド率が計測されるために正味の蒸気生成開始条件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、流路断面内におけるボイド率分布に関する情報が得られることからボイド率発展の詳細構造を検討する上で有利となる。

(2) 気泡挙動の可視化観察

気泡挙動の可視化観察は、図 2-5 に示す LED 照明及び高速度カメラを用いて行った。気泡挙動の観察例を図 2-6(a), (b) に示す。伝熱面で生成された蒸気泡が、画像解析を行うのに十分クリアにとらえられていることがわかる。なお、本図に示すように、撮影は伝熱面裏面と側面の二方向から実施した。裏面からの観察では気泡の重なりが低減されるため、流路内における気泡径の分布を把握する上で有利となる。一方、側面からの観察では、各気泡と伝熱面の相対的な位置関係が把握できるため、各々の気泡の運動状況を詳細に検討することができる。

光学系配置の上面図を図 2-7(a), (b) に示す。側面からの撮影では、水漏れ防止用の O リングが干渉するために真横からの撮影はできない。このため、図 2-7(b) に示すように、伝熱面から約 15° の角度で撮影を行った。裏面撮影における撮影範囲は横方向 15.5 mm、縦方向 67.1 mm であり、その中心は伝熱面下端から 140 mm に配置した。フレームレートは 8000fps、シャッタースピードは 0.125 ms、空間分解能は 52.4 μ m/pixel であり、撮影時間は 1 秒とした。側面からの撮影における撮影範囲は、横方向 8.7 mm、縦方向 37.6 mm であり、その中心は、底面からの撮影と同様に伝熱面下端から 140 mm とした。フレームレートは 8000fps、シャッタースピードは 0.125 ms、空間分解能は 29.4 μ m/pixel とした。



(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 2-3 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) レーザー式ボイドプローブ

図 2-4 レーザー式ボイドプローブ



(a) LED 照明 (IDT, LED120E)



(b) 高速度カメラ (Photron, Fastcam Mini)

図 2-5 気泡挙動観察用測定器具

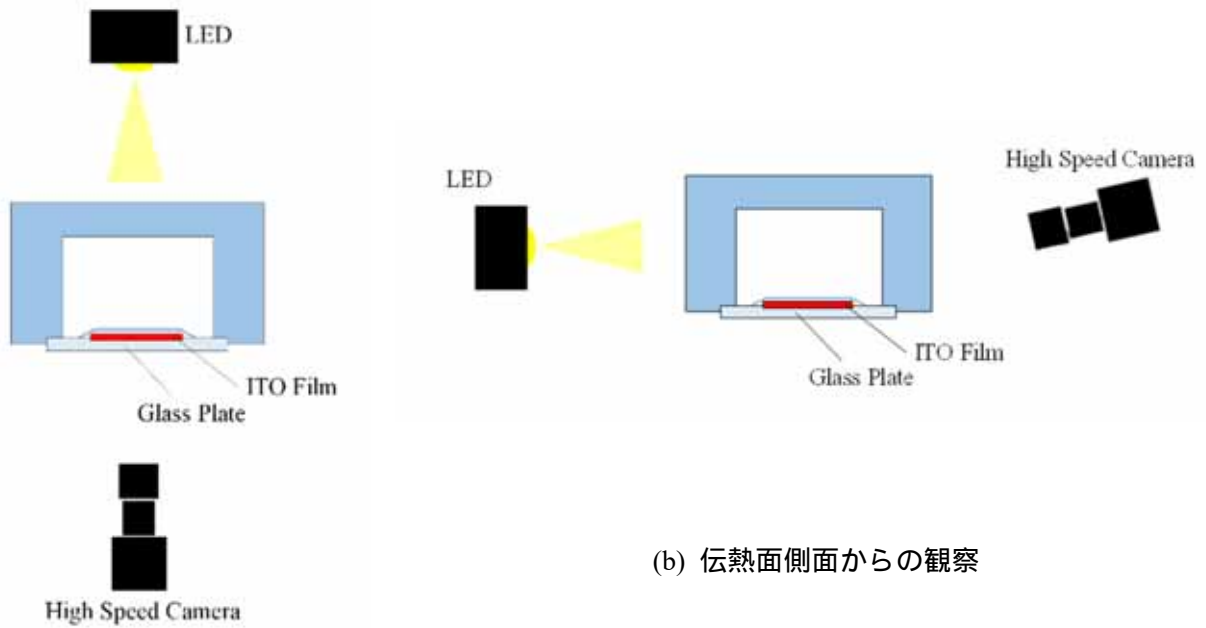


(a) 伝熱面底面からの観察



(b) 伝熱面側面からの観察

図 2-6 気泡挙動の観察例



(a) 伝熱面底面からの観察

(b) 伝熱面側面からの観察

図 2-7 気泡挙動の観察方向及び器具の配置

2.3 実験条件

主な実験条件を表 2-1 に示す。熱流束は 1MW/m^2 程度として、質量流束は低流量と高流量に設定した。既存研究では、OSV を生じる上で、ペクレ Pe 数が重要とされており、 $Pe=70000$ 程度で OSV を生じるメカニズムが切り替わるとされている[1]。このため、実験は、 Pe は低ペクレ数条件である $Pe=22000$ と高ペクレ数条件である $Pe=86000$ で行った。各条件で流量と熱流束を設定した後、予熱器出力を調整して入口サブクール度を徐々に低下させ、ボイド率計測と気泡挙動観察を実施した。

表 2-1 主な実験条件

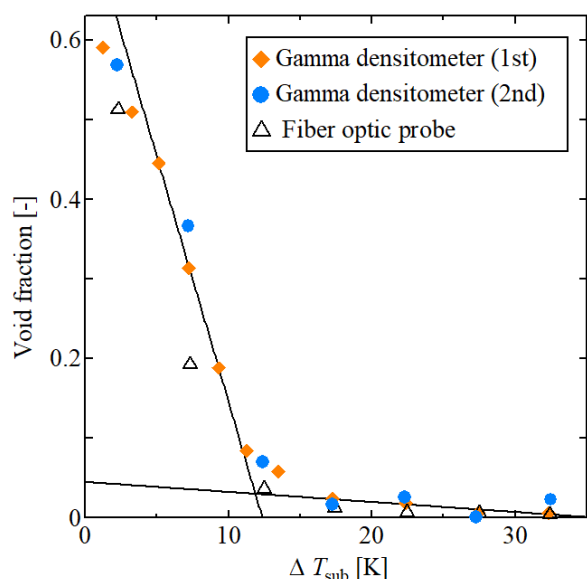
Mass flux, G	300 kg/m ² s, 1160 kg/m ² s
Heat flux, q_w	1000 kW/m ² , 930 kW/m ²
Inlet subcooling, $\Delta T_{sub,in}$	10-40 K
Peclet number, Pe	22000, 86000

2.4 実験結果

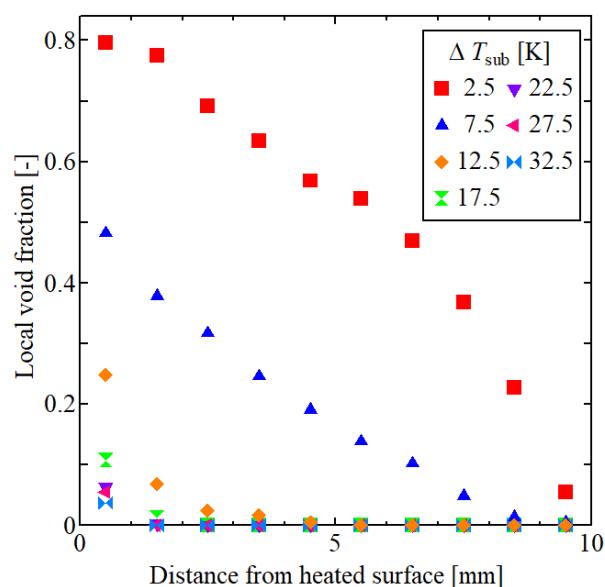
(1) ボイド率

質量流束 $G = 300 \text{ kg/m}^2\text{s}$ 、熱流束 $q_w = 1000 \text{ kW/m}^2$ の条件で、ガンマ線密度計及びボイドプローブにより計測した流路断面内平均ボイド率を図 2-8(a)に、ボイドプローブによるボイド率分布計測結果を図 2-8(b)に示す。なお、図 2-8(a)に示すボイドプローブによる断面平均ボイド率は、図 2-8(b)に示す局所ボイド率の分布より算出した。また、両図におけるサブクール度 ΔT_{sub} は、ボイド率計測位置における計算値である。

図 2-8(a)に示すように、ガンマ線密度計によるボイド率計測は 2 回実施し、十分な再現性を有することを確認した。また、ガンマ線密度計とボイドプローブによる計測結果は、OSV を生じるときの ΔT_{sub} の値も含めてよく一致しており、両手法によるボイド率計測結果の信頼性を示す結果と言える。また、 ΔT_{sub} が十分に大きい領域でのボイド率の増加は無視できる程度であるが、 ΔT_{sub} が 12 ~ 13K 程度以下となると、 ΔT_{sub} の低下とともにボイド率が急激に増加し、OSV を生じることがわかる。図 2-8(a)に示すように、本実験における OSV 時の ΔT_{sub} は、OSV 前と OSV 後のボイド率計測結果を各々直線でフィッティングし、その交点より 12.8K と定めた。



(a)ガンマ線密度計、ボイドプローブの積算による空間平均ボイド率



(b)ボイドプローブによる局所ボイド率

図 2-8 ボイド率の計測結果

次に、図 2-8(b)で読み取れる特徴的な結果として、OSV の以前では、壁面の近傍のみでボイドが計測されているが、OSV 条件に近い $\Delta T_{\text{sub}} = 12.5\text{K}$ で壁面近くにおける局所ボイド率が 20%を超過すると、 ΔT_{sub} の低下とともに、伝熱面から離れた領域でもボイドが計測されるとともに、各位置におけるボイド率が急速に増加することがわかる。

なお、Saha らの相関式[1]によると、本実験条件で OSV を生じるときの ΔT_{sub} は 38K と計算され、さらに Saha らの論文で示されている $\pm 25\%$ の誤差を考慮すると 28 ~ 47K の範囲となる。また、質量流束 $G = 1160 \text{ kg/m}^2\text{s}$ 、熱流束 $q_w = 930\text{kW/m}^2$ の条件では、Saha らの相関式による ΔT_{sub} の計算値が 30K となるのに対して、 ΔT_{sub} を 21K としても OSV には至らなかった。これより、本実験装置では、OSV が低サブクール度側に遅れる傾向があるといえる。これは、図 2-2(a)に示すように、試験流体が伝熱面に対して垂直の方から流入する構造であるため、流速分布及び温度分布が十分に発達せず、温度境界層が薄くなるため、凝縮の効果が強く、ボイドを生成しにくい条件となったことが主な原因と考えられる。したがって、OSV を生じるときのサブクール度は、助走区間が十分に長い場合と比較して低下する傾向にあるが、サブクール度の低下に伴うボイド率の変化傾向は、図 2-8(a)に示すように十分に長い助走区間を有する場合と同様であり、OSV を生じるメカニズムは共通と考えられる。

(2) 気泡挙動

$G = 300 \text{ kg/m}^2\text{s}$ 、 $q_w = 1000\text{kW/m}^2$ の条件で、 ΔT_{sub} の変化に伴う流路内の流動状況の変化を調べた結果を図 2-9 と図 2-10 に示す。これらの図は、各サブクール度条件で高速度カメラにより得られた任意の 3 時刻におけるスナップショットで、図 2-9 は伝熱面底部から撮影した画像、図 2-10 は伝熱面の側面からの画像である。まず、図 2-9 に示す伝熱面底部からの画像より、OSV を生じる以前では、比較的サイズの小さい気泡のみが存在しているのに対し、OSV を超過すると、伝熱面を覆いつくすような巨大気泡が形成されていることがわかる。なお、図 2-9(e), (f)の右のスナップショットを見ると、大気泡の底部に複数の小気泡が存在していることがわかる。これらは、発泡核で形成された直後の気泡であり、大気泡と合体してその内部に取り込まれる様子が観察された。次に、図 2-10 に示す側面映像からは、OSV の以前では気泡が伝熱面の近傍に存在するのみであるが、OSV を超過すると、大気泡の形成によりボイドの存在領域が伝熱面から離れた領域を含む流路全体に広がっており、図 2-8(b)に示したボイドプローブによる計測結果とよく対応する観察結果と言える。

Levy [2]は、気泡の発泡核離脱を OSV の起因事象と仮定して、OSV を機構論的に予測するモデルを開発しており、この考え方は Saha らによっても支持されている[1]。気泡が小さく、かつ発泡核に付着している場合、ボイド率は伝熱面の近傍のみで計測されるはずである。一方、気泡が発泡核から離脱すると、液中におけるランダムな運動により伝熱面から離れた位置に移動して、この結果、流路全体でボイドが計測されるようになるとの考察も可能であり、これは、図 2-8(b)に示したボイド率分布の計測結果を定性的に説明する。しかしながら、図 2-10 に示す観察結果によれば、OSV 後に伝熱面から離れた位置でボイドが計測されるのは、流路を覆うような大気泡が形成されるためであり、多くの研究者によって支持されているように、気泡の発泡核あるいは伝熱面からの離脱によるものではない。実際、本実験では、後で図 2-12 に示すように、OSV の以前から気泡の発泡核及び伝熱面からの離脱は盛んに生じていた。ただし、離脱気泡は、サブクール液との熱交換によってきわめて短時間で消滅するため、伝熱面から離れた位置で計測されることはなかった。

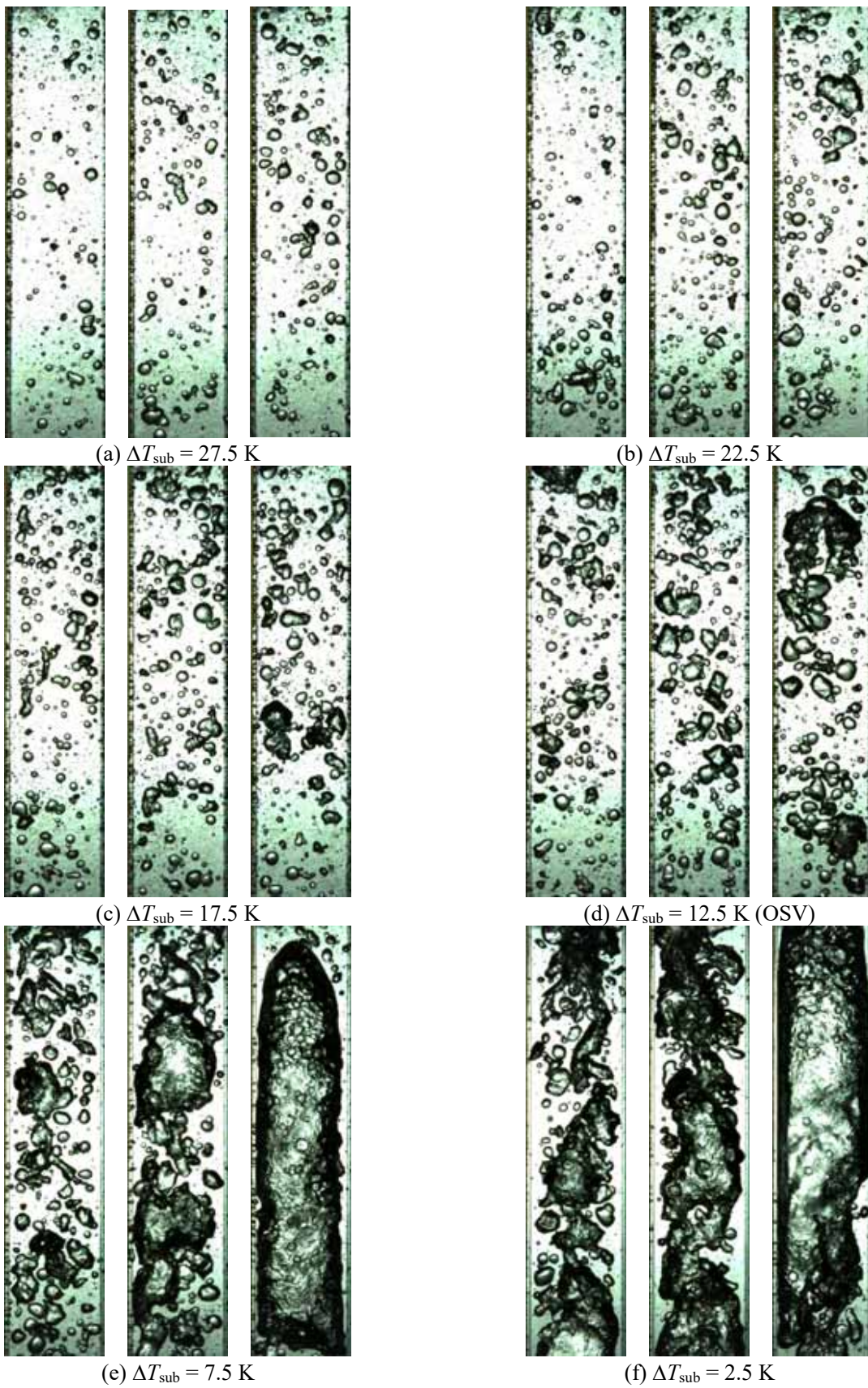


図 2-9 正面からの可視化画像($G = 300 \text{ kg/m}^2\text{s}$)

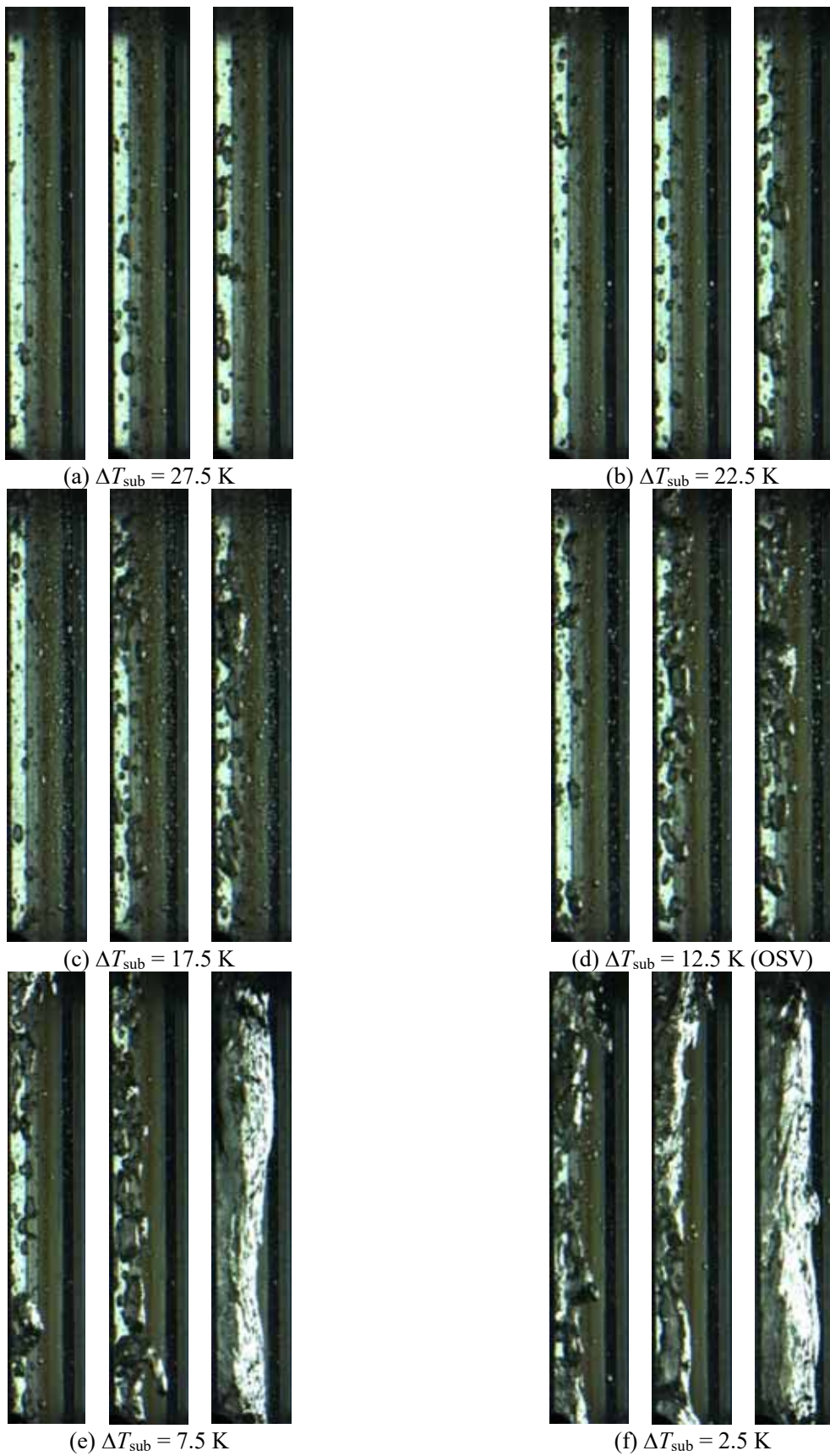


図 2-10 側面からの可視化画像($G = 300 \text{ kg/m}^2\text{s}$)

(3) 気泡径分布

OSV の前後で流路内に存在する気泡のサイズが大きく変化することから、各気泡の投影面積を底面映像から計測し、気泡数と気泡面積に関するヒストグラムを作成した。結果を図 2-11(a), (b)に各々示す。図 2-11(a)より、OSV の前後において、大多数の気泡は投影面積が 1mm^2 に満たない小気泡であるが、 ΔT_{sub} の低下とともに、投影面積が 10mm^2 を超える大気泡の数が増加し、図 2-11(b)を見ると、全気泡の投影面積の大部分を投影面積が 10mm^2 を超過する大気泡が占めるようになることがわかる。

伝熱面の裏面からの映像では、気泡の奥行方向のサイズが不明のため、体積比は不明だが、投影面積が大きい気泡ほど奥行方向のサイズも大きい傾向であることは明らかのため、全気泡体積に占める大気泡の体積の割合は図 2-11(b)に示されるよりもさらに顕著となる。すなわち、OSV が生じるメカニズムを解明するためには、大気泡の形成プロセスについて理解する必要があると言える。

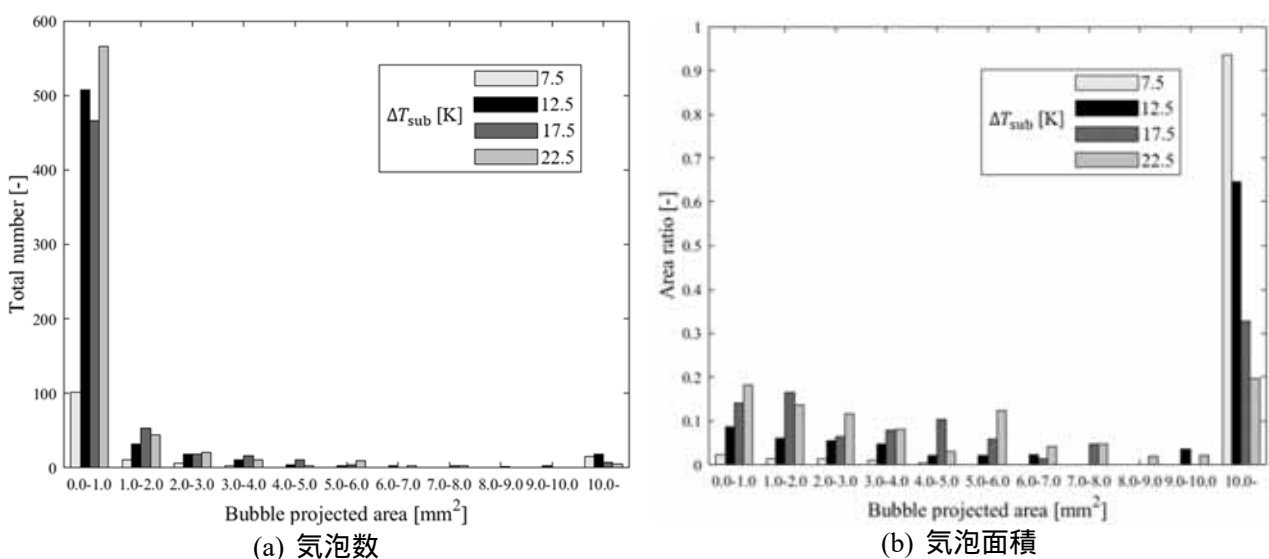


図 2-11 気泡数及び気泡面積の分布 ($G = 300 \text{ kg/m}^2\text{s}$)

2.5 気泡挙動の分類

大気泡の形成メカニズムに関する検討に先立って、気泡挙動の分類を行う。本研究で観察された気泡挙動は、下記の 3 種類に分類できた。

- (1) NCB (Non-Coalescence bubble)
- (2) CBG (Coalescence Bubble during Growth period)
- (3) CBS (Coalescence Bubble during Sliding stage)

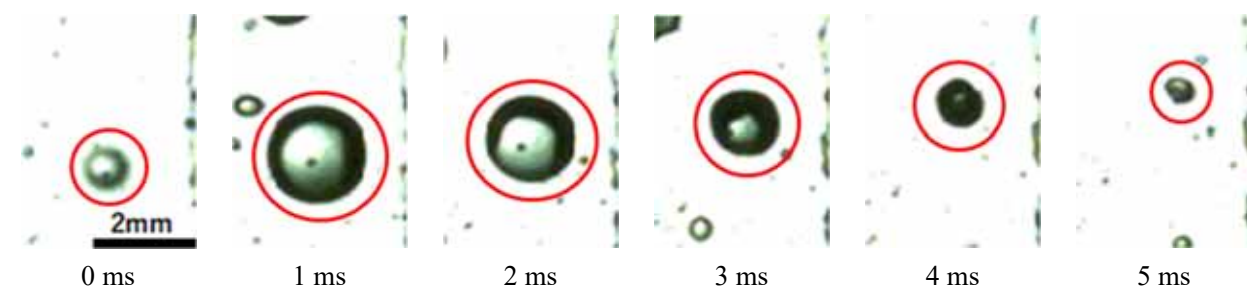
以下、上記に示す各気泡挙動の特徴を示す。

(1) NCB (Non-Coalescence bubble)

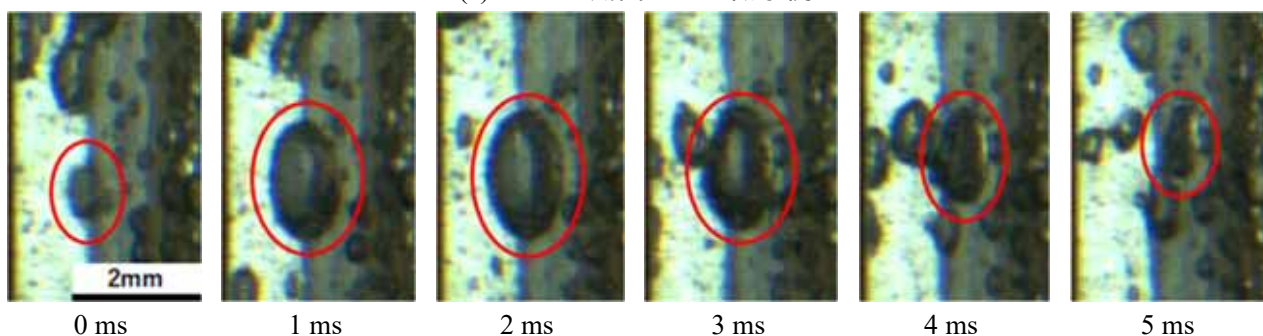
NCB は、他気泡との合体を経験しない気泡であり、典型的な観察結果を図 2-12 に示す。伝熱面上の発泡核で形成された後、伝熱面との接触を維持して急速に成長して体積が増加するが、ある程度体積が増加すると、気泡の頂部がサブクール状態にあるバルク液に晒されるため、気泡体積は減少に転じる。その後、気泡の伝熱面離脱により伝熱面との接触が断られると、気泡体積は急速に減少して、数 ms 程度の短時間のうちに凝縮により消滅する。合体を経験しない気泡は、ほぼすべてがこのプロセスを経た

ため、存在時間はきわめて短かった。気泡が急速に成長するとき、気泡の周囲には伝熱面からバルク液中に向かう局所的な液流が形成される。したがって、ほぼすべての NCB が伝熱面を離脱する原因は、不規則な運動に起因するものではなく、気泡の成長に伴って形成される局所的な液流の慣性力によるものと考えられる。

Levy は、気泡の発泡核あるいは伝熱面離脱を OSV の起因事象と仮定したが[2]、本実験の観察結果によれば、気泡が伝熱面を離脱すれば、きわめて短時間で消滅してしまう。したがって、Levy の仮定は広く支持されており、OSV をよく予測する場合があるものの、物理的な観点で合理的とは思われない。むしろ、OSV を生じるためには、何らかの要因によって局所液流の影響に打ち勝ち、生成直後の伝熱面離脱を免れる必要があると考えられる。



(a) NCB の底面からの観察例



(b) NCB の側面からの観察例

図 2-12 NCB の連続写真

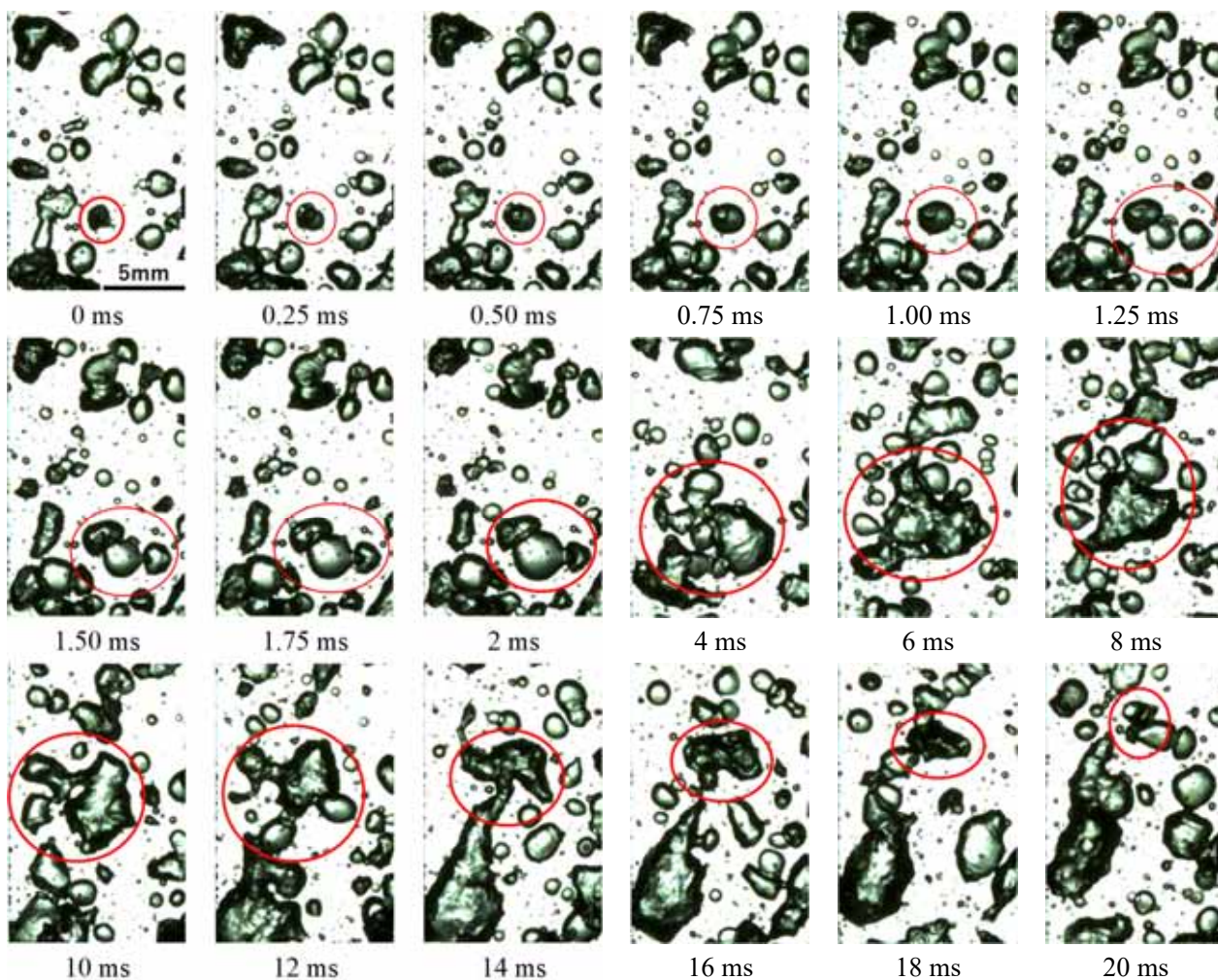
(2) CBG (Coalescence Bubble during Growth period)

CBG の典型的な挙動を図 2-13 に示す。CBG は、発泡核上での成長期間中に、近隣の発泡核で生成された他気泡との合体を経験する。気泡合体によって気泡体積が増加するが、伝熱面からバルク液中への移動が継続するため、NCB と同様にサブクール液との熱交換により消滅する気泡である。気泡合体により存在時間がやや長期化するものの、気泡のサイズおよび存在時間は NCB と同じオーダーであり、ボイド率に多大な影響を及ぼすような大気泡に成長することはない。

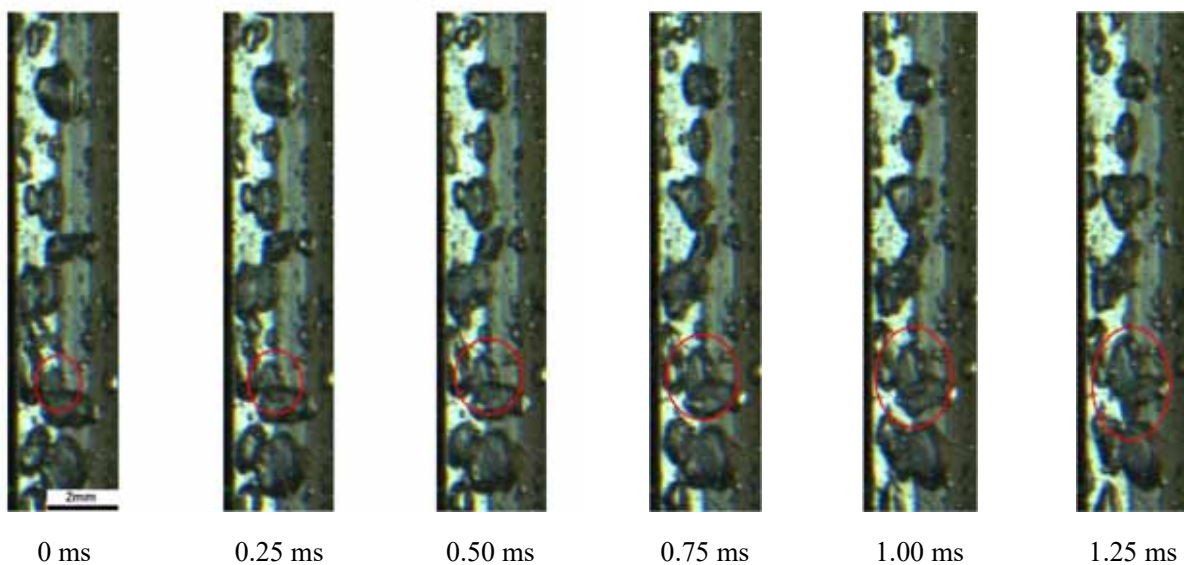
(3) CBS (Coalescence Bubble during Sliding stage)

図 2-14 に CBS の代表例を示す。CBS は、CBG と同様に発泡核における成長途中に他気泡と合体して、生成直後の局所液流による消滅を回避する。その後、おそらくせん断揚力の影響を受けて鉛直伝熱面をスライド上昇するが、スライド期間中にも他気泡との合体を継続して、図 2-14(b)に見られるような

大気泡へと成長した。大気泡に成長した後は、図 2-9(e)の右図からも推察されるように、サブクール液中を流動しているにもかかわらず、気泡の体積は安定しており、凝縮により消滅する様子はなかった。



(a) CBG の底面からの観察例

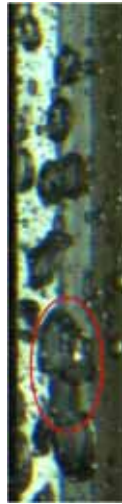




1.50 ms



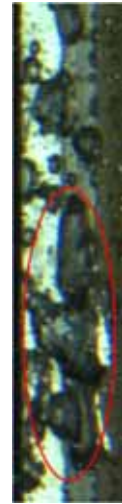
1.75 ms



2 ms



4 ms



6 ms



8 ms



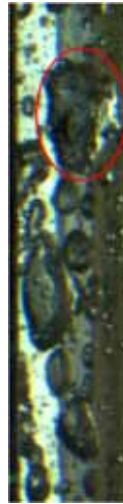
10 ms



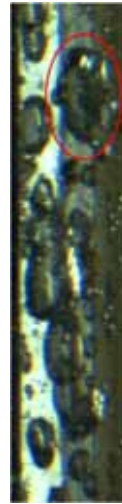
12 ms



14 ms



16 ms



18 ms



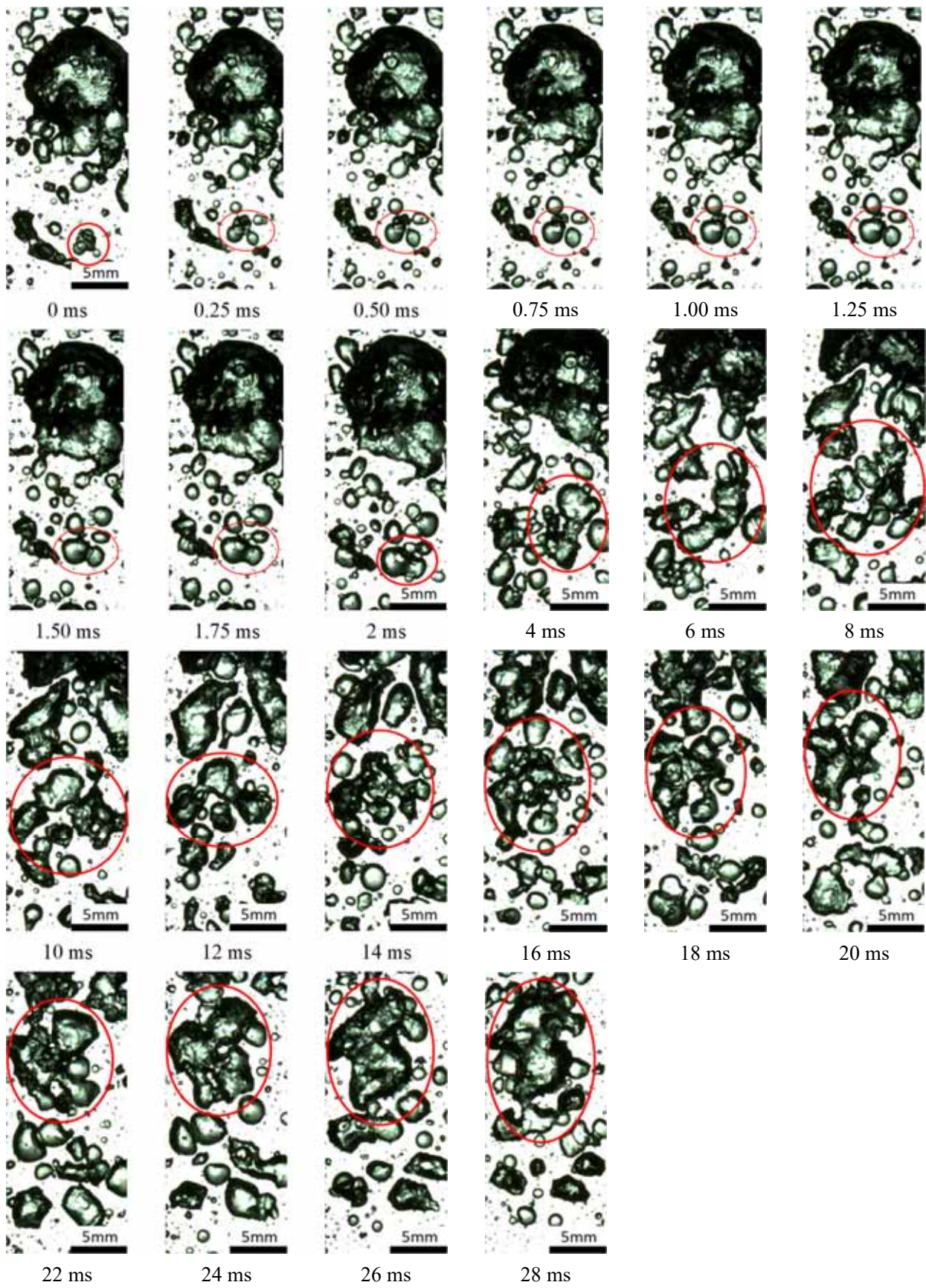
20 ms



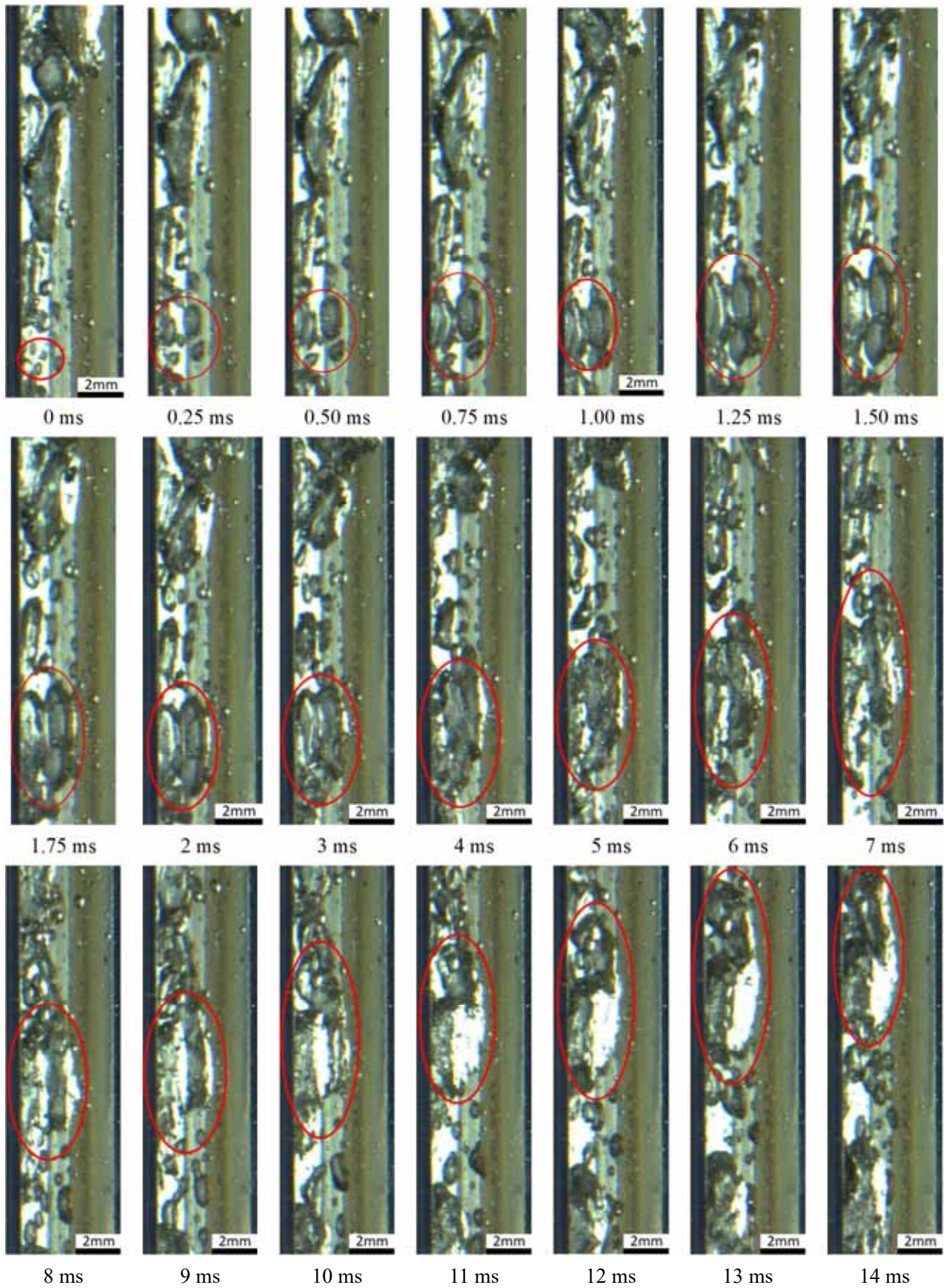
22 ms

(b) CBG の側面からの観察例

図 2-13 CBG の連続写真



(a) CBS の底面からの観察例



(b) CBS の側面からの観察例

図 2-14 CBS の連続写真

2.6 正味の蒸気生成開始メカニズム

図 2-15 に、NCB、CBG、CBS の投影面積の時間変化を示す。赤色のシンボルは、他気泡との合体が生じた時間を示している。まず、NCB は、発泡核における成長の後に伝熱面を離脱してバルク液中で凝縮により消滅した。このため、気泡サイズは小さくかつ存在時間は短く、気泡サイズの時間変化は規則的であった。次に、CBG では、成長中における気泡合体により体積が増加し、生成直後の消滅を回避している。その後、気泡合体により一時的に気泡サイズが増加する場面があるが、凝縮の方が優勢であり、20ms 程度で消滅している。最後に、CBS では、定性的な傾向は CBG と同様であるものの、気泡合体による体積増加が凝縮による体積減少を上回り、体積の安定した大気泡へと成長している。すなわち、気泡がスライド上昇する過程で気泡の体積を減少させる主な要因としてはサブクール液との熱交換による凝縮、増大させる主な要因としては他気泡との合体が考えられる。すなわち、サブクール度の低下とともに凝縮が抑制されるとともに、伝熱面上における気泡生成の活発化及び伝熱面近くにおける気泡密度の増大により気泡合体が促進されることで、スライド上昇中における気泡体積が増加傾向に転じると、大気泡が形成されて OSV を生じるものと解釈できる。

図 2-16 に、気泡追跡法による数値解析で、ポイド率が急増した OSV 条件で、大気泡に成長した気泡の体積の時間変化を示す。図 2-15 と同様に、赤のシンボルは他気泡との合体時刻を示している。図 2-15 に見られる CBGS や CBS と同様、サブクール液との熱交換により気泡体積は減少する傾向であるが、気泡合体による体積増加により、気泡体積が維持されることが確認できる。これより、気泡合体を考慮した気泡追跡計算を行うことで、OSV 点における正味のポイド率の増加開始を、OSV に関する経験則を用いずに、機構論的に予測することが可能と考えられる。

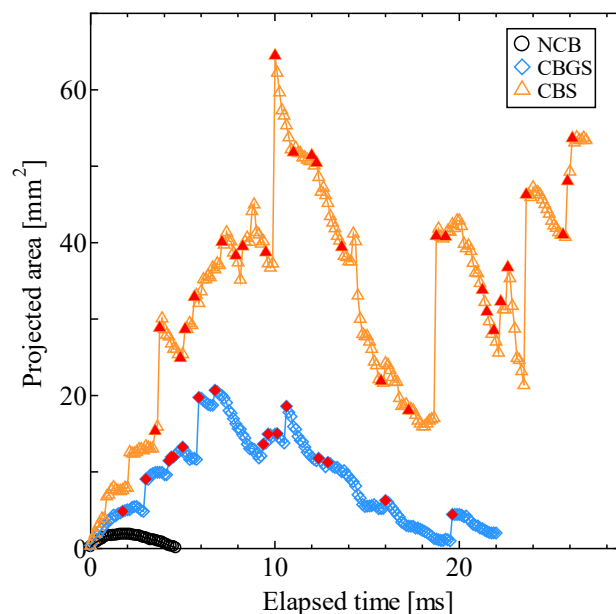


図 2-15 各種気泡に対する投影面積の時間変化（赤色のシンボルは他気泡との合体を表す）

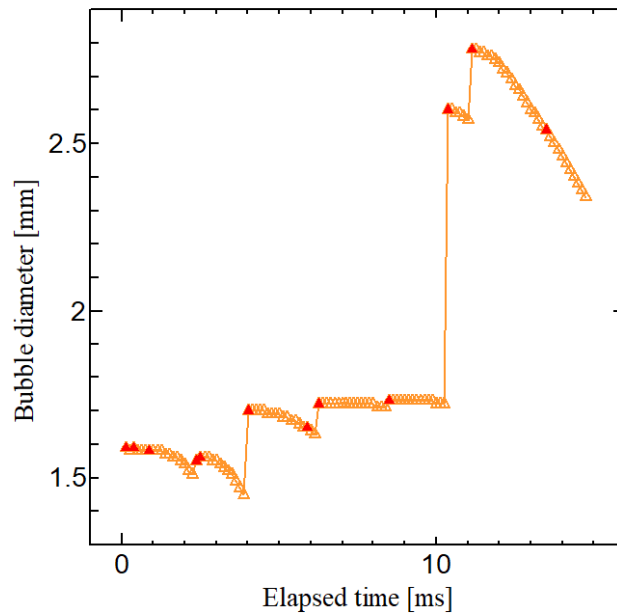


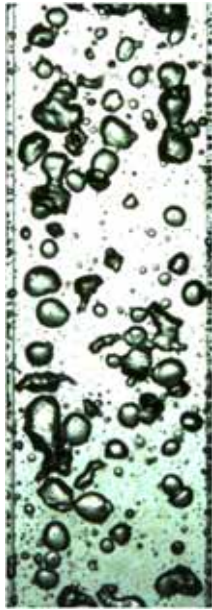
図 2-16 数値解析における気泡径の時間変化（赤色のシンボルは他気泡との合体を表す）

図 2-17(a)に示す瞬時画像の上流側半分領域に含まれる 30 個の気泡について、その後の生存時間を画像解析した。解析結果を図 2-16(b)に示す。気泡は、(a) 凝縮によって消滅するもの、(b) より大きい気泡に取り込まれて消滅するもの、(c) 小気泡を取り込んで大気泡に成長し、可視化領域の上部から流出するものの 3 種類に分類できた。

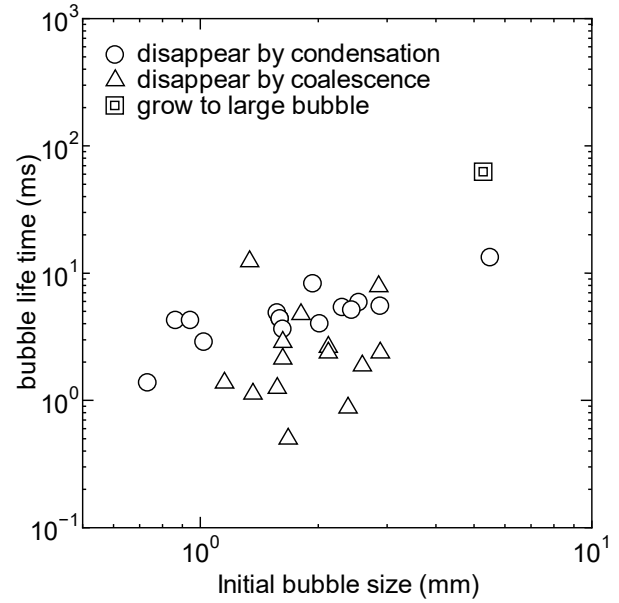
まず、凝縮により消滅する気泡は、初期気泡径の増加とともに生存時間も長期化する傾向が認められる。気泡はサブクール水中に存在しているため、基本的には体積が減少傾向にある。したがって、初期気泡径が大きいほど消滅するまでにはより長い時間が必要になることから、自然な結果と言える。

次に、より大きいサイズの気泡に取り込まれることにより消滅する気泡の生存時間は、初期気泡径に対して明確な依存性は見られない。他気泡との合体は、初期の気泡配置や発泡核における気泡生成の影響を受けるランダム性の高い事象であるため、これも自然な結果と言える。

最後に、初期気泡径の大きい気泡の一つが、大気泡に成長して、可視化領域の上部より流出するに至った。これより、ある程度のサイズに成長すると、ポイド率の増加に多大な影響を及ぼし、OSV の主要因となる大気泡に成長しやすいことが示唆される。



(a) 初期画像



(b) 各気泡の生存時間

図 2-17 初期気泡径と生存時間の関係

第 2 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. OSV 発生条件のモデル化

第2章での検討により、気泡追跡法に基づく数値計算を実施すれば、OSV を機構論的に予測できると考えられることを示した。ただし、気泡追跡法では、数多くの気泡の挙動を Lagrange 座標上で個別に解析する必要があるため、原子炉のシステム解析に用いることは計算資源の観点で得策ではない。このため、本章では、原子炉安全解析で通常用いられる二次元二流体モデルで、OSV を機構論的に評価するための方策について検討する。

3.1 二流体モデルにおけるボイド率の軸方向発展

二次元二流体モデルの蒸気相に対する質量保存式は次で与えられる。

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha\rho_v) + \frac{\partial}{\partial z}(\alpha\rho_v u_v) = \Gamma_v - \Gamma_c \quad (3-1)$$

定常かつ蒸気相の密度 ρ_v と速度 u_v は一定とすると、上式は次のように簡単化できる。

$$\frac{\partial \alpha}{\partial z} = \frac{\Gamma_v - \Gamma_c}{\rho_v u_v} \quad (3-2)$$

ここで、蒸気相密度の空間勾配は、温度及び圧力の変化がきわめて急峻とならない限り大きな値をとることはなく、 ρ_v 一定の仮定は多くの場合許容できるものと考えられる。また、蒸気速度 u_v は、液速度 u_l と気液間相対速度 u_r の和として表現されるが、サブクール沸騰域で u_l が大きく変化することは少なく u_r も気泡径に依存するものの 0.2m/s 程度の値である。このため、 u_r 一定の仮定も十分に許容できるものと考えられる。式(3-2)より、蒸発量 Γ_v が凝縮量 Γ_c よりも大きければボイド率は増加、小さければ減少することが確認できる。OSV 点の上流では $\partial\alpha/\partial z \approx 0$ 、下流では $\partial\alpha/\partial z \gg 0$ であることから、これと同様に、OSV 点の上流では $\Gamma_v - \Gamma_c \approx 0$ 、下流では $\Gamma_v - \Gamma_c \gg 0$ が成立するものと考えられる。

次に、蒸発量 Γ_v の評価法について考える。蒸発率壁面熱伝達率の評価式として、次の Chen による相関式[1]が広く使用されている。

$$q_w = q_l + q_b = Fh_l\Delta T_{sub} + Sh_b\Delta T_w \quad (3-3)$$

ここで、右辺第1項は強制対流熱伝達、第2項は核沸騰熱伝達を表す。係数 F は単相伝熱の促進係数だが、サブクール沸騰では $F = 1$ である。 h_l は周知の単相強制対流熱伝達率であり、次式で与えられる。

$$h_l = 0.023 \frac{k_f}{D} Re_l^{0.8} Pr_l^{0.4} \quad (3-4)$$

S は強制対流による核沸騰抑制係数、 h_b は核沸騰熱伝達率であり、各々次式で計算される。

$$S = \frac{1}{1 + 2.53 \times 10^{-6} Re_l^{1.17}} \quad (3-5)$$

$$h_b = \frac{0.00122k^{0.79}c^{0.45}\rho^{0.49}\Delta T_w^{0.24}\Delta p_w^{0.75}}{\sigma^{0.5}\mu^{0.29}(\Delta h_v\rho_g)^{0.24}} \quad (3-6)$$

Chen の相関式は、壁面から流体への総伝熱量を予測することを主眼としており、蒸気生成量を予測することを主目的とするものではないが、式(3-3)中の q_b は、核沸騰による伝熱量、すなわち、サブクール液を飽和温度とするのに消費される伝熱量 q_{pump} と飽和液より蒸気を生成するのに消費される伝熱量 q_{evap} の和で表されると考えられる。

$$q_b = q_{\text{pump}} + q_{\text{evap}} \quad (3-7)$$

式(3-2)中の Γ_v と q_{evap} は次の関係で結ばれる。

$$\Gamma_v A \Delta z = \frac{q_{\text{evap}} w_h \Delta z}{\Delta h_v} \quad (3-8)$$

さらに、単純な仮定として、沸騰を生じるために飽和温度に加熱されるサブクール液の質量は生成気泡の質量と比例関係にあると仮定すれば、

$$q_b = q_{\text{pump}} + q_{\text{evap}} = \frac{\Gamma_v A}{w_h} (\varepsilon c_{\text{pl}} \Delta T_{\text{sub}} + \Delta h_v) \quad (3-9)$$

ここで、上式中の ε はモデル定数であり、沸騰を生じるために飽和温度に加熱されるサブクール液と生成気泡の質量が等しいとき、 $\varepsilon = 1$ となる。上式より、 Γ_v は q_b を用いて次のように表される。

$$\Gamma_v = \frac{q_b w_h}{(\varepsilon c_{\text{pl}} \Delta T_{\text{sub}} + \Delta h_v) A} \quad (3-10)$$

式(3-3), (3-5), (3-6)を上式に代入すれば、 Γ_v は次式で評価される。

$$\Gamma_v = \frac{w_h}{(\varepsilon c_{\text{pl}} \Delta T_{\text{sub}} + \Delta h_v) A} \frac{1}{1 + 2.53 \times 10^{-6} (GD / \mu)^{1.17}} \frac{0.00122k^{0.79}c^{0.45}\rho^{0.49}\Delta T_w^{0.24}\Delta p_w^{0.75}}{\sigma^{0.5}\mu^{0.29}(\Delta h_v\rho_g)^{0.24}} \Delta T_w \quad (3-11)$$

上式中に含まれる因子は、流路径 D や伝熱面幅 w_h 等の試験体形状に関するもの、気液の物性値、及びサブクール度 ΔT_{sub} と過熱度 ΔT_w であり、いずれも一定あるいは流路軸方向に沿って連続的に変化する量である。したがって、OSV 点近傍で Γ_v が急峻に変化することは考えにくい。

次に、凝縮量 Γ_c は、一般に次式で評価される。

$$\Gamma_c = \frac{h_c \Delta T_{\text{sub}} a_i}{\Delta h_v} \quad (3-12)$$

ここで、 a_i は界面積濃度であり、気泡を球形と仮定すれば、ボイド率 α と気泡径 d_b を用いて次式で評価できる。

$$a_i = \frac{6\alpha}{d_b} \quad (3-13)$$

また、式(3-11)中の凝縮熱伝達率 h_c は、次の Ranz-Marshall の式により評価できる。

$$h_c = (2 + 0.6Re_b^{0.5}Pr_1^{0.33}) \frac{k_1}{d_b} = \left[2 + 0.6 \left(\frac{\rho_1 u_r d_b}{\mu_1} \right)^{0.5} \left(\frac{\mu_1 c_1}{k_1} \right)^{0.33} \right] \frac{k_1}{d_b} \quad (3-14)$$

式(3-13), (3-14)を式(3-12)に代入すれば、次式を得る。

$$\Gamma_c = \frac{\Delta T_{sub}}{\Delta h_v} \left[2 + 0.6 \left(\frac{\rho_1 u_r d_b}{\mu_1} \right)^{0.5} \left(\frac{\mu_1 c_1}{k_1} \right)^{0.33} \right] \frac{k_1}{d_b} \frac{6\alpha}{d_b} \quad (3-15)$$

上式中に含まれる因子のうち、気液の物性値、サブクール度 ΔT_{sub} 、気液間相対速度 u_r は OSV 点近傍で急峻に変化することは考えにくい。また、ポイド率 α は、OSV の定義より OSV 点を境にして変化傾向が変化するが、本研究ではこれを引き起こす要因を解明することを目的としているため、本検討からは除外する。最後に残る因子は気泡径 d_b であり、式(3-15)より、 Γ_c は d_b の 1.5 ~ 2 乗に反比例して、 d_b の増加とともに減少することがわかる。

図 2-9 より、本研究で実施した可視化実験においても、OSV を境として、気泡径が顕著に増大していることがわかる。すなわち、気泡径の増大によって引き起こされる Γ_c の減少により、正味の蒸気生成量である $\Gamma_v - \Gamma_c$ が増大し、式(3-2)を通じてポイド率の急増を開始するものと解釈できる。

3.2 気泡径の過渡変化

前節の考察では、OSV を生じる上で気泡径が重要な役割を果たしている可能性が明らかとなった。このため、気泡径の過渡変化の決定メカニズムについて考察する。気泡は、発泡核で形成された後に急速に成長するが、図 2-15 によれば、OSV の主要因となる大気泡の径は、他気泡との合体による増大とサブクール水との熱交換による減少のバランスにより決定されると考えられる。

まず、サブクール沸騰中における各気泡の単位表面積当たりの凝縮量 γ_{con} は、次式で計算される。

$$\gamma_{con} = \frac{h_c \Delta T_{sub}}{\Delta h_v} \quad (3-16)$$

凝縮熱伝達率 h_c は、式(3-14)で評価できる。次に、気泡合体を生じる相手としては、気泡底部の伝熱面で形成された気泡との合体及び周囲気泡との合体が考えられるが、簡単のため、前者のみを考慮することにする。式(3-3)中の q_b がすべて蒸気生成に消費され、当該気泡の投影面積 πd_b^2 に等しい面積の伝熱面で生成された気泡が当該気泡に吸収されると仮定すると、気泡の単位表面積当たりの合体量 γ_{coa} は、次式で計算される。

$$\gamma_{coa} = \frac{q_b \pi d_b^2}{\Delta h_v \pi d_b^2 / 4} = \frac{4q_b}{\Delta h_v} = \frac{4Sh_b \Delta T_w}{\Delta h_v} \quad (3-17)$$

上式による γ_{con} と γ_{coa} の計算結果を、気泡径 d_b に対してプロットした結果を図 3-1 に示す。計算条件は、 $P = 0.1013 \text{ MPa}$, $D = 10 \text{ mm}$, $G = 300 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $q_w = 500 \text{ kW/m}^2$ とし、 ΔT_{sub} は Saha 等の相関式[2]で OSV 条件となる 16 K とした。当該気泡の径は、壁面における蒸気生成量には影響を及ぼさない。当該気泡に合体により吸収される気泡は、当該気泡の体積増加とともに増加するが、当該気泡の単位表面積当たりで見れば一定となる。このため、 γ_{coa} は d_b に依存せず一定となる。一方、式(3-14)に示すように、 h_c は d_b に関する減少関数である。このため、 γ_{con} は d_b の増加とともに単調に減少している。この結果、 $d_b = 5.7 \text{ mm}$ で $\gamma_{con} = \gamma_{coa}$ となった。 $d_b < 5.7 \text{ mm}$ の小気泡では、 $\gamma_{con} > \gamma_{coa}$ となるため、体積が徐々に減少して消滅するが、 $d_b > 5.7 \text{ mm}$ の大気泡は $\gamma_{con} < \gamma_{coa}$ となるため、永続的に存在できる。

図 2-17 では、小気泡の大多数が凝縮により消滅するのに対し、少数の大気泡は他気泡との合体を繰り返して OSV の起因事象となるような大気泡に成長することを示した。図 3-1 の結果は、大気泡はよりそのサイズを増加しやすいことを示しており、図 2-17 に示す実験結果を定性的に説明する。

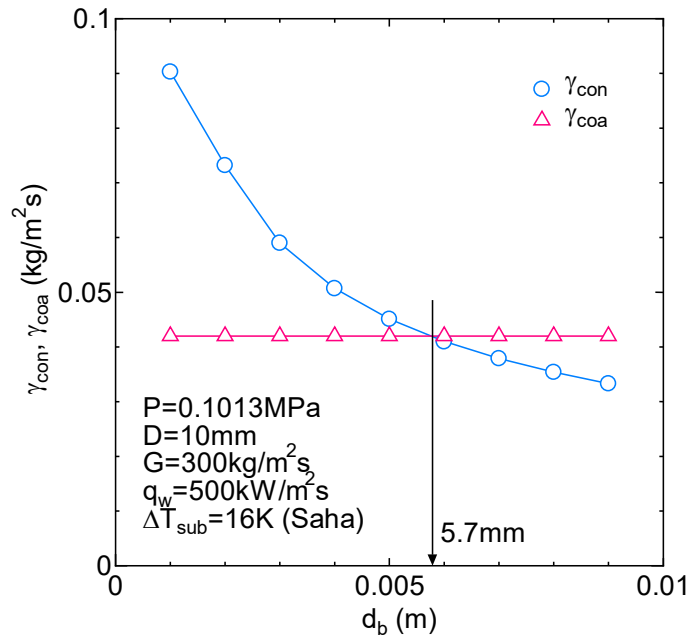


図 3-1 気泡の凝縮及び合体による質量変化の気泡径依存性

気泡径の時間変化が減少傾向から増加傾向になるときの臨界気泡径 $d_{b,crit}$ は、 $\gamma_{con} = \gamma_{coa}$ より、次式で計算される。

$$d_{b,crit} \approx d_{b1} d_{b2} d_{b3} \quad (3-18)$$

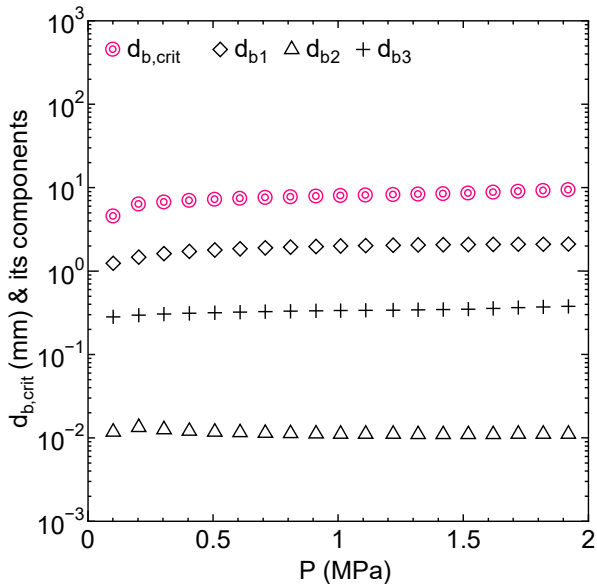
$$d_{b1} = \frac{\mu^{0.24} \rho^{0.02} \sigma \Delta h_v^{0.48} \rho_g^{0.48}}{k^{0.24} c^{0.24}} \quad (3-19)$$

$$d_{b2} = \frac{3.87 \times 10^6 \Delta T_{sub}^2}{\Delta T_w^{2.48} \Delta p_w^{1.5}} \quad (3-20)$$

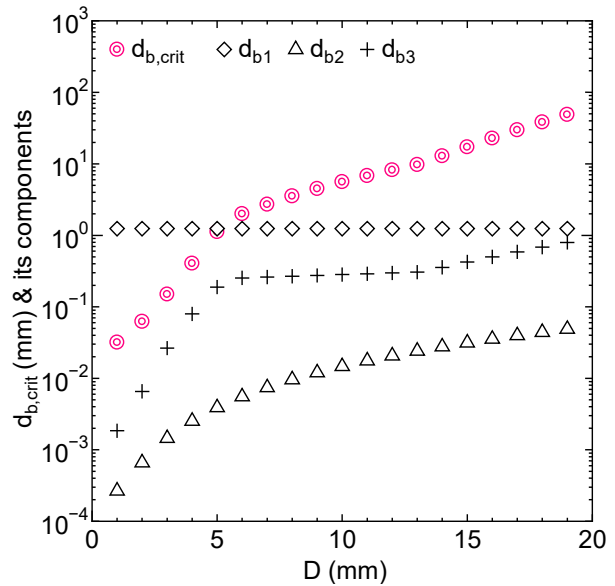
$$d_{b3} = u_b (1 + 2.53 \times 10^{-6} Re_l^{1.17})^2 \quad (3-21)$$

ここで、簡単のため、式(3-14)で熱伝導の寄与を表す括弧内第1項の定数2を無視した。

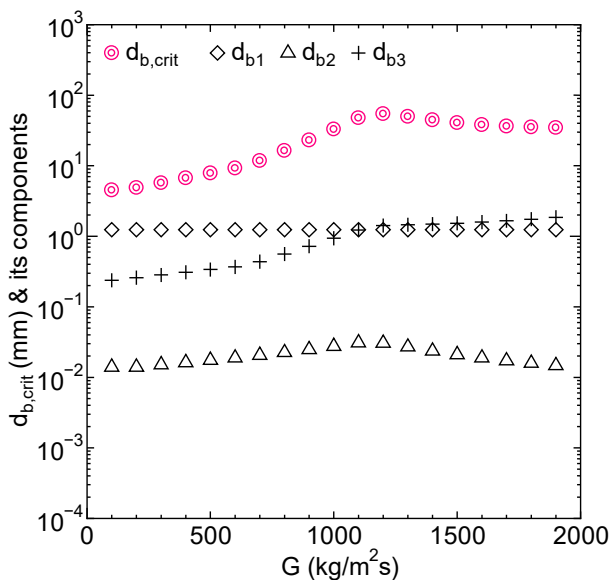
$d_{b,crit}$ 及びその構成要素である d_{b1} , d_{b2} , d_{b3} のパラメータ依存性を図 3-2(a) ~ (d) に示す。ここで、依存性を調べるパラメータ以外は図 3-1 の計算を行った場合と同じ値とし、サブクール度は各条件で Saha 等の式により評価した。本図より、 $d_{b,crit}$ は流路サイズと質量流束の増加とともに増大傾向であるが、圧力と熱流束の影響は比較的小さいことがわかる。なお、流路サイズと質量流束の増加にともなう $d_{b,crit}$ の増加は、主に d_{b3} に起因しており、式(3-21)及び(3-5)より、 Re_l の増加とともに核沸騰が抑制されるため、OSV を生じる上でよりサイズの大きい気泡が生成される必要があることを示唆している。



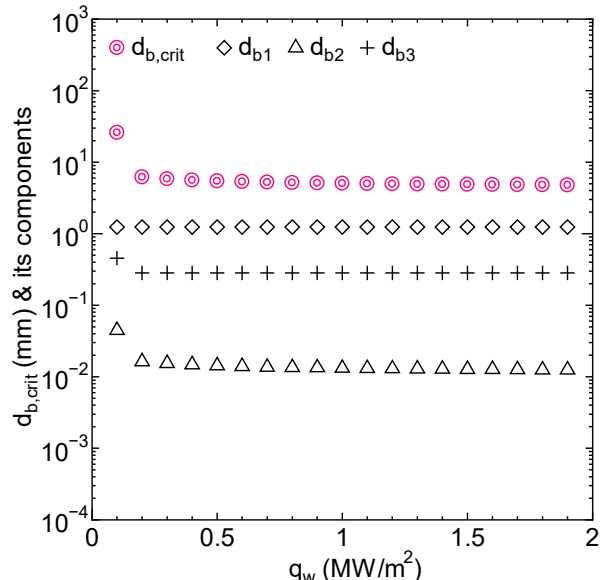
(a) 圧力依存性



(b) 流路サイズ依存性



(c) 質量流束依存性



(d) 熱流束依存性

図 3-2 臨界気泡径のパラメータ依存性

3.3 OSV 条件のモデル化方策

前節では、臨界気泡径 $d_{b,crit}$ を超過する気泡が存在すると、これは他気泡との合体によりさらに成長してボイド率を上昇させ、OSV に至ると考えられることを示した。したがって、臨界気泡径 $d_{b,crit}$ と強制対流サブクール沸騰中の各軸方向位置における最大気泡径 $d_{b,max}$ を比較し、判定条件として $d_{b,max} = d_{b,crit}$ を用いれば、OSV 条件を機構論的に予測することが可能となる。しかし、 $d_{b,max}$ と $d_{b,crit}$ を十分正確に予測することは容易ではないため、気泡追跡法のような詳細二相流解析が必要になり、原子炉安全解析における OSV の評価法として適当ではないと予想される。このため、本節では、より現実的な OSV 条件のモデル化方策について考察する。

図 2-9 では、OSV 条件を満足すると、気泡合体が急速に進んで、巨大な気泡が形成されることを示した。これは、気液二相流における気泡流からスラグ流への流動様式遷移と深く関係する現象と考えられる。Mishima 等[3]は、流路断面内に直径 d_b の球形気泡が正方配列しており、気泡間のギャップが d_b よりも小さくなると、気泡合体によるスラグ流遷移が生じると仮定して、流動様式遷移が生じる臨界ボイド率を次式で計算した。

$$\alpha_{crit} \approx \frac{\pi d_b^2 / 4}{(2d_b)^2} \approx 0.2 \quad (3-22)$$

Mishima 等は、非加熱系二相流のデータを用いて流動様式遷移条件を定めており、ボイドは流路断面の全体に分布することを想定している。一方、OSV 以前の強制対流サブクール沸騰では、図 2-8(b)に示すように、流路中央では急速な凝縮により蒸気が存在することはできず、ボイドは加熱壁の近くのみ存在する。したがって、加熱壁近くにおける局所ボイド率が一定値を超過すると、気泡合体により気泡径が急増して OSV を生じると仮定することで、OSV の機構論的な予測が可能になる。なお、図 2-8(b)に示す計測結果でも、 $\Delta T_{sub} = 12.5$ K で壁面近くのボイド率が 20%を超えると、その後、 ΔT_{sub} の低下とともにボイド率が急増しており、上記の考察と一致する結果となっている。

ただし、非加熱系二相流の場合、気液各相の体積流量より、ボイド率を比較的容易に計算できるが、強制対流サブクール沸騰では、蒸気生成と蒸気凝縮が同一の流路断面内で同時進行するため、ボイド率の予測はより複雑となる。まず、OSV を生じる直前において、ボイド率の軸方向変化は顕著ではない。したがって、式(3-2)で $\partial\alpha / \partial z \approx 0$ とすれば、次の関係式が導かれる。

$$\Gamma_v - \Gamma_c = 0 \quad (3-23)$$

図 3-3 に示すように、伝熱面の近傍に気泡層が存在し、伝熱面では気泡生成、気泡層のサブクール液側では凝縮が生じるものと仮定する。Chen の壁面熱伝達率相関式を用いれば、3.1 節で述べたように Γ_v は次式で評価できる。

$$\Gamma_v = \frac{W_h}{(\varepsilon c_{pl} \Delta T_{sub} + \Delta h_v) A} Sh_b \Delta T_w \quad (3-24)$$

気泡層のボイド率 α_{bl} は、蒸気泡によって覆われている伝熱面の面積割合に等しいとすれば、 Γ_c は次式で評価できる。

$$\Gamma_c = \frac{h_c \Delta T_{\text{sub}} \alpha_{\text{bl}} w_h}{A} \quad (3-25)$$

式(3-24)と式(3-25)を式(3-23)に代入してについて解けば次式を得る。

$$\alpha_{\text{bl}} = \frac{Sh_b \Delta T_w}{(\varepsilon c_{\text{pl}} \Delta T_{\text{sub}} + \Delta h_v) h_c \Delta T_{\text{sub}}} \quad (3-26)$$

上式により計算される α_{bl} は、 ΔT_{sub} の減少とともに増加するので、 $\alpha_{\text{bl}} = 0.2$ 程度で顕著な気泡合体が生じて OSV に至ると仮定することで、OSV 条件を機構論的評価が可能となる。今後、実績のある Saha 等の相関式等との比較を通して、本モデルの妥当性を検討する必要がある。

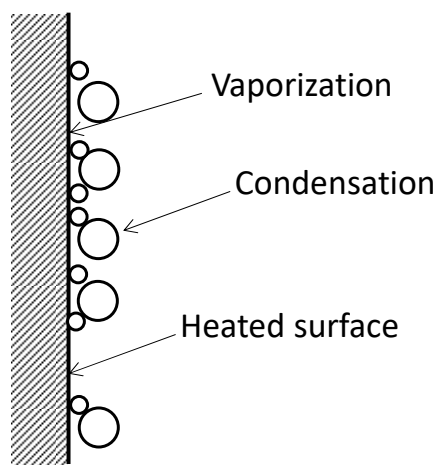


図 3-3 OSV のモデル化で想定する気泡層の模式図

第 3 章の参考文献

- [1] J. C. Chen, A correlation for boiling heat transfer to saturated fluids in convective flow, Ind. Eng. Chem. Process Des. Dev. 5(3), 322-329 (1966).
- [2] 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.
- [3] K. Mishima, M. Ishii, Flow regime transition criteria for upward two-phase flow in vertical tubes, Int. J. Heat Mass Transf., Vol. 27(5), 723-737 (1984).

4. 気泡生成周期に及ぼす気泡核間干渉の影響

気泡追跡法に基づく強制対流サブクール沸騰の解析では、伝熱面で蒸気泡を生成するために、発泡核密度 n_s 、気泡の発泡頻度 f 、生成気泡の径 d に関する相関式が必要である。一般に、 f は d の増加とともに減少する傾向があるため、既存相関式では、 $fd^n = \text{const}$ の関係を仮定し、 f を d のみの関数として評価するケースが多い。本研究で、伝熱面温度分布の時間変化を調べる過程で、 f は d の増加とともに減少する傾向があるが、さらに発泡核密度にも依存することが明らかとなった。これは、沸騰熱伝達の基礎的知見としてきわめて重要な発見であり、その内容を以下に示す。

4.1 発泡頻度に関する基礎的知見

気泡が発泡核で発生する時、発泡核付近の伝熱面から熱が奪われ、伝熱面温度が一時的に低下する。このため、気泡が離脱した後、再び気泡が生成されるためには、発泡核の温度が十分に上昇する必要がある。気泡離脱から次の気泡の生成に要する時間を気泡休止時間 t_w と呼ぶ。また、初期気泡が生成されてから成長して離脱するまでの時間を成長時間 t_g と呼ぶ。一つの気泡が離脱して休止期間に入り、その後、次の気泡が生成されて離脱するまでのプロセスを気泡サイクルという。発泡頻度 f は、ある発泡核で単位時間あたりに生成される気泡数であり、次式で与えられる。

$$f = \frac{1}{t_w + t_g} \quad (4-1)$$

また、多くの実験データから、気泡径 d と発泡頻度 f の間に、次の関係があることが知られている。

$$fd^n = \text{const.} \quad (4-2)$$

上式は、大気泡を生成するためにはより長い期間が必要であることを示しており、自然な関係といえる。具体的な相関式として、Zuber [1]は、Peebles と Garber [2]がプール沸騰の単一気泡の上昇速度に対して与えた次の相関式

$$u_b = 1.18 \left[\frac{\sigma g (\rho_l - \rho_g)}{\rho_l^2} \right]^{1/4} \quad (4-3)$$

を用いて、 f と d の間に次の関係が成り立つとしている。

$$fd = \frac{1.18}{2} \left[\frac{\sigma g (\rho_l - \rho_g)}{\rho_l^2} \right]^{1/4} \quad (4-4)$$

一方、Cole [3]は、プール沸騰実験で得られたデータ及び抗力と浮力のバランスから、次の関係式を提案している。

$$f d^{1/2} = g^{1/2} \sqrt{4(\rho_l - \rho_g)/(3\rho_l)} \quad (4-5)$$

しかしながら、これらの気泡径と発泡頻度の関係式は、強制対流サブクール沸騰条件ではきわめて大きい誤差が生じる場合のあることが報告されている[4]。

4.2 発泡頻度及び気泡径計測

図 4-1 に、発泡核付近における局所的な温度の時間変化を、赤外線カメラ（IR）で計測した結果の一例を示す。気泡が成長する t_g の期間に温度が低下し、気泡の離脱から次の初期気泡が形成されるまでの待ち時間 t_w の間に温度上昇が生じている。このため、IR カメラによる温度分布計測結果より、発泡核の位置を特定するとともに、発泡頻度 f を算出することが可能である。

生成気泡の径 d を決定するため、図 4-2(a)に示すように、伝熱面温度が極小となるときの時刻より気泡の離脱時刻を特定する。次に、同期撮影を行っている高速度カメラの同時刻の気泡画像（図 4-2(b)）より気泡の輪郭を抽出して（図 4-2(c)）気泡投影面積 A_p を計測し、気泡離脱径 d を次式で計算する。

$$d = \sqrt{\frac{4A_p}{\pi}} \quad (4-6)$$

4.3 気泡径と発泡頻度の関係に関する既存相関式

図 4-3 に、サブクール度 45K の条件で、撮影領域内に存在する十数個の発泡核について、 d と f の関係を調べた結果を示す。図中には、Cole 及び Zuber による相関式も示した。紫のシンボルは、代表的な一つの発泡核で 600 フレーム内に生成されたすべての気泡の各々に対する d と f の関係、緑は、撮影領域内に存在するすべての発泡核に対して 600 フレーム内における d と f の平均値、青は、代表的な発泡核に対してより長い 2000 フレーム内における d と f の平均値を計測した結果を示す。既存相関式は d の増加に伴う f の減少を定性的に再現しているが、本実験条件では、 f を過小評価する傾向となっている。

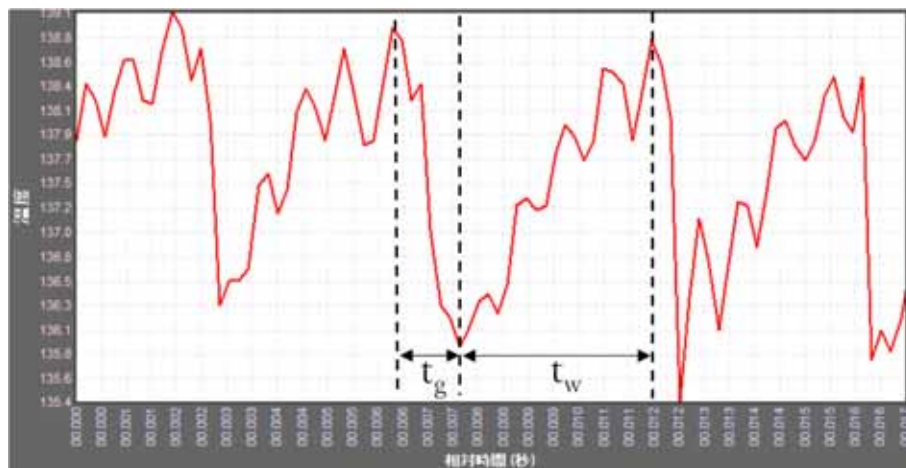
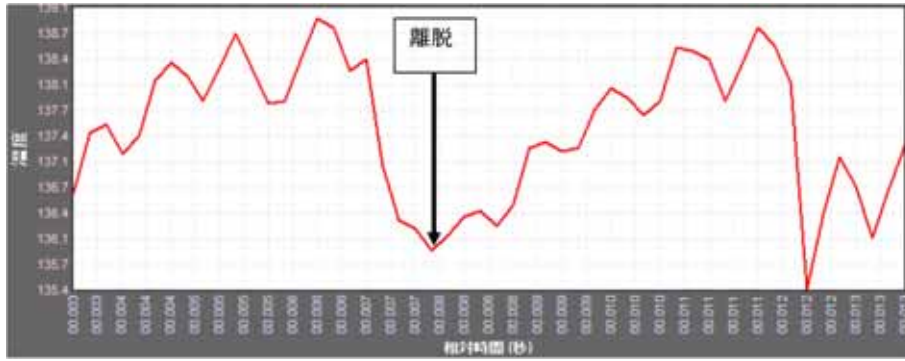
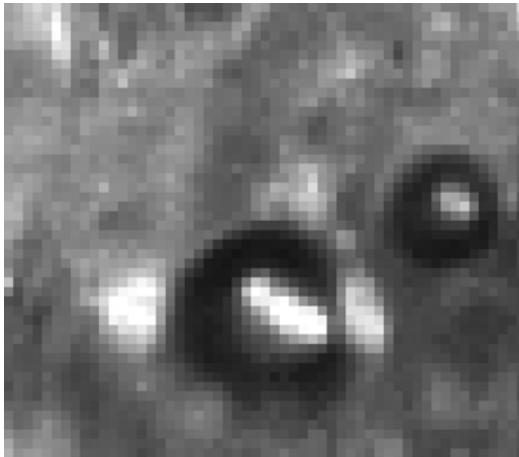


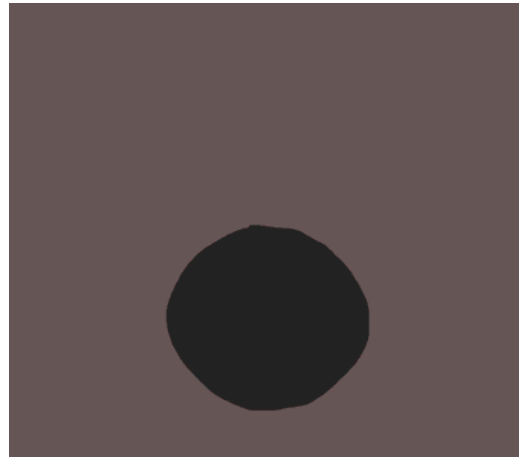
図 4-1 発泡核付近における温度変化の計測例



(a) 気泡離脱タイミング



(b) 高速度カメラの瞬時画像



(c) 気泡投影面積

図 4-2 気泡径測定

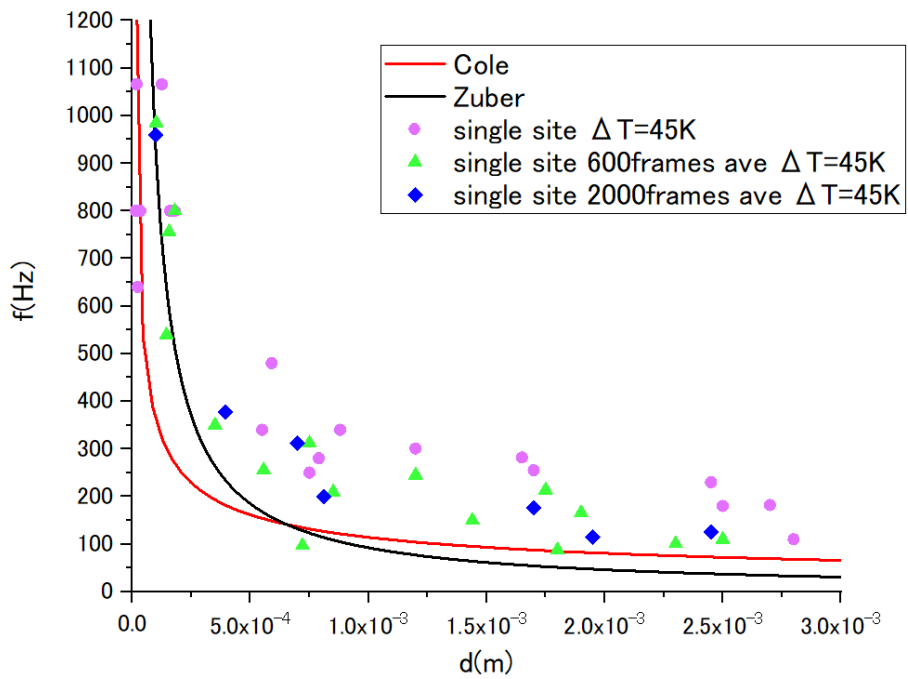
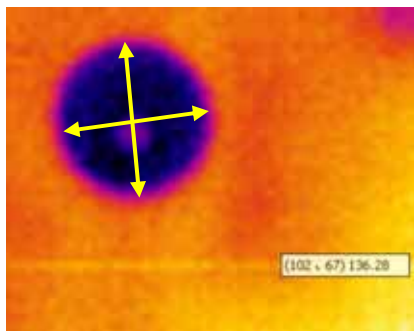


図 4-3 実験値と既存式との比較

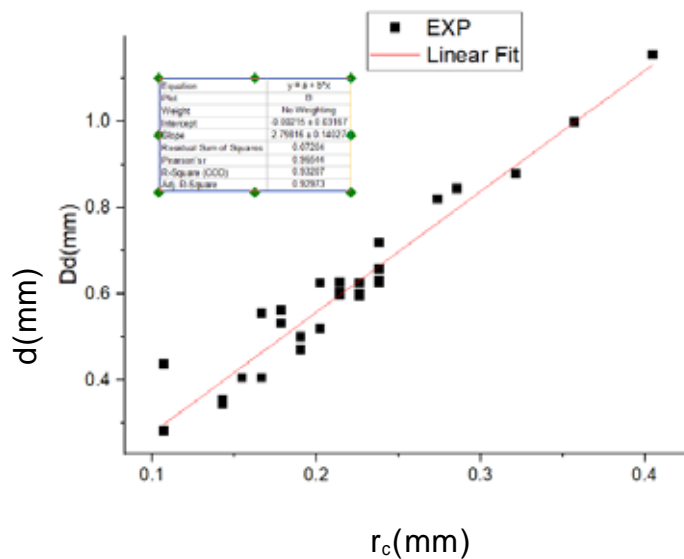
4.4 気泡伝熱領域

発泡核で気泡が生成すると、図 4-4(a)に示すように、その周囲で伝熱面温度が低下する。本図に示すように、温度低下が生じる領域はかなり明瞭であり、これを気泡伝熱領域と呼ぶことにする。気泡伝熱領域は、気泡の成長とともに拡大して気泡離脱の直前に最大となり、その後、に消滅する。気泡伝熱領域が最大となるときの半径を r_c で表す。 r_c と気泡離脱径 d の関係を図 4-4(b)に示す。予想される通り、気泡伝熱領域のサイズは生成される気泡の径に比例し、次式で関連できることがわかる。

$$d = 2.798r_c \quad (4-7)$$



(a) 伝熱領域半径計測



(b) 線形フィッティング

図 4-4 伝熱領域半径と気泡径の関係

4.5 無干渉発泡核

本研究では、近接する発泡核間で気泡生成の干渉が生じる場合が観察されたが、これに先立ち、干渉の無い無干渉発泡核のペアについて説明する。図 4-5(a), (b)は、各々、近接する発泡核 A 及び B で気泡伝熱領域が最大になったときの伝熱面温度分布を示す。発泡核 A と B は近接しているが、気泡生成によって温度低下が生じた領域が他方の発泡核までは及ばないことがわかる。そこで、発泡核間で生じ得る干渉の強さを表すための尺度として、次式で定義される無次元伝熱領域半径 R_c を導入する。

$$R_c = r_{c,max}/L = d_{max}/2.798L \quad (4-8)$$

ここで、 $r_{c,max}$ は気泡伝熱領域の最大半径、 d_{max} はそのときの気泡径、 L は発泡核間距離である。 $R_c < 1$ のとき当該発泡核は近隣発泡核の気泡伝熱領域に含まれないため無干渉発泡核となるが、 $R_c > 1$ の場合、当該発泡核の温度は近隣発泡核における気泡生成の影響を受けるため、気泡生成頻度において他の発泡核の影響を受けやすいと予想される。

図 4-6 に、図 4-5 に示した二つの発泡核 A, B における温度の過渡変化を示す。また、図 4-7 は、IR カ

メラと可視光カメラによる伝熱面温度分布と気泡挙動の同期撮影結果の連続写真である。これらの図より、AとBいずれの発泡核においても、待ち時間中における温度上昇と成長期間中における温度低下を概ね規則的に繰り返しており、もう一方の発泡核における気泡生成の影響を受けている様子は見受けられない。

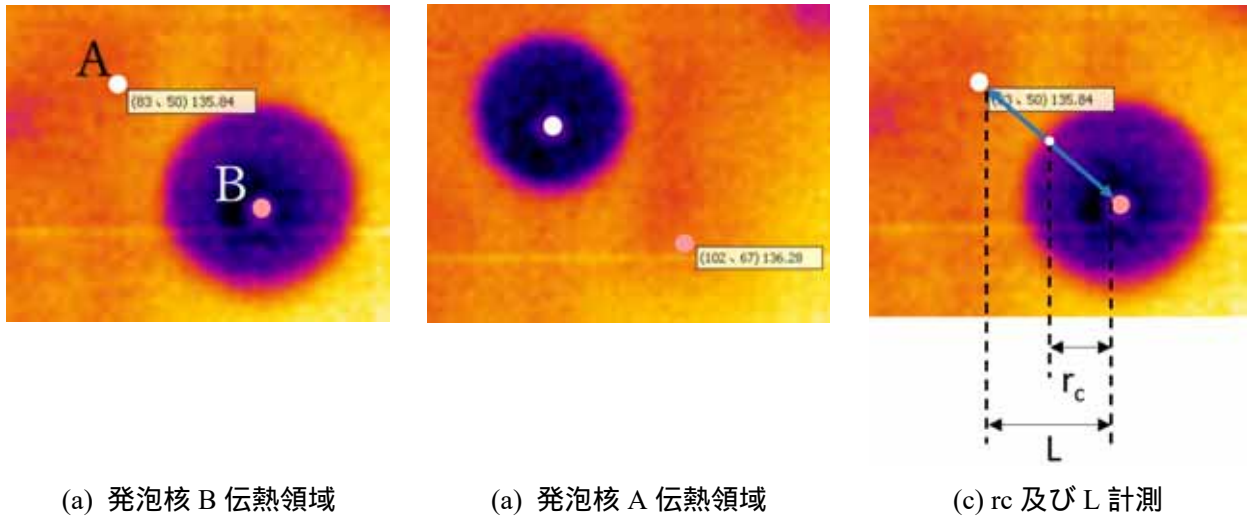


図 4-5 無干渉発泡核



図 4-6 無干渉発泡核 A 及び B の付近における温度変化

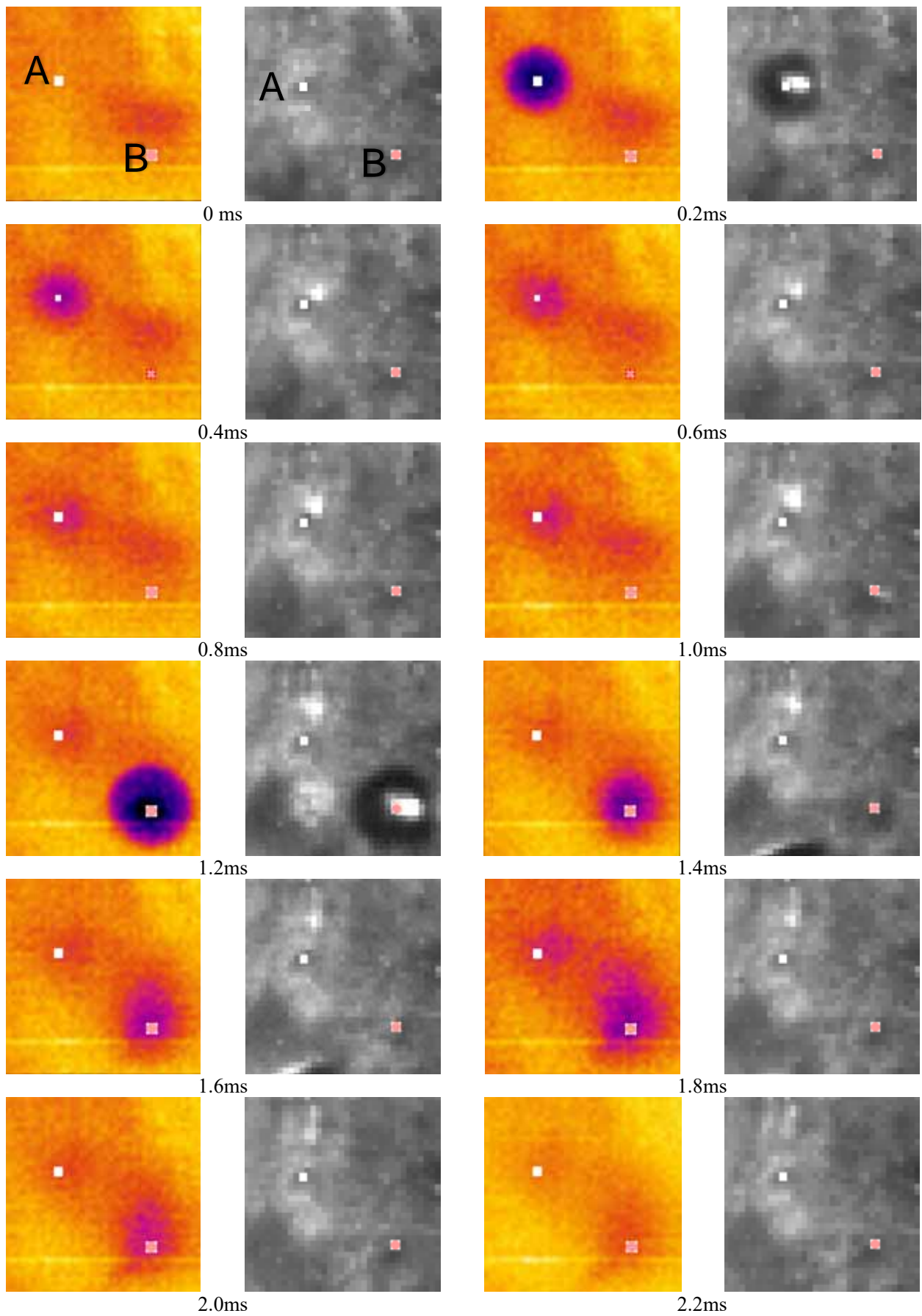


図 4-7 無干渉発泡核 A と B における温度分布と気泡挙動の同期連続写真 (1/3)

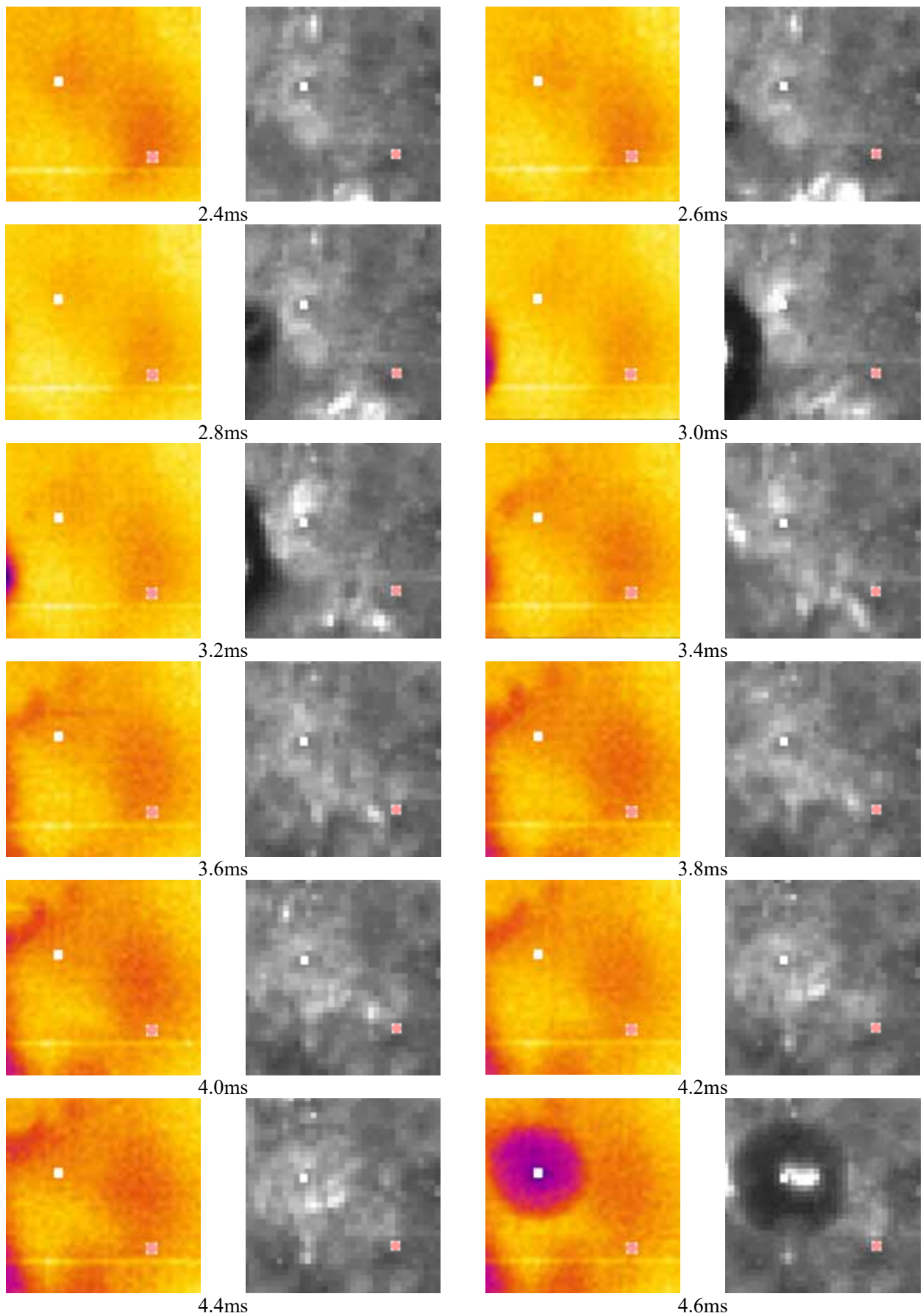


図 4-7 無干渉発泡核 A と B における温度分布と気泡挙動の同期連続写真 (2/3)

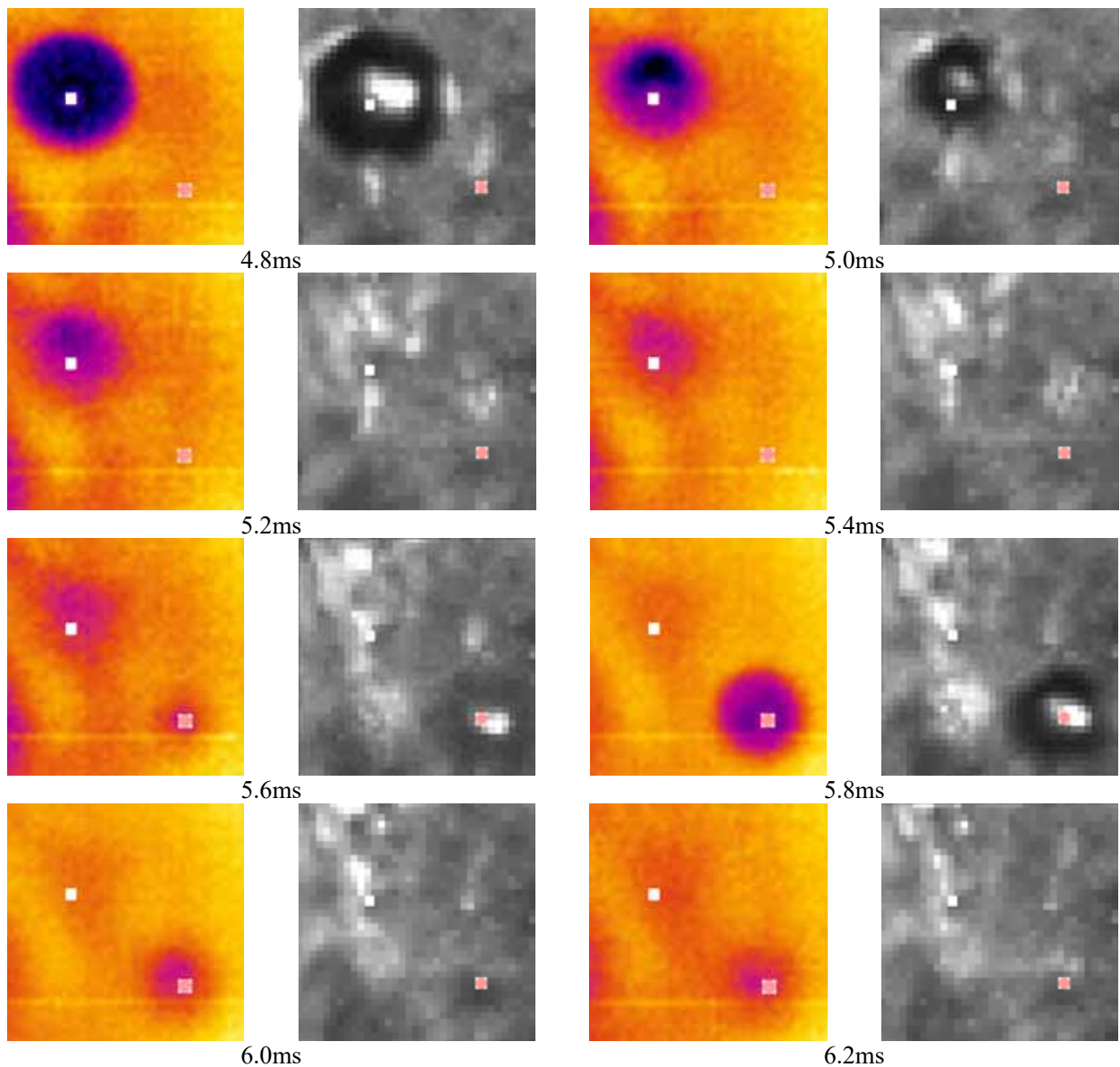
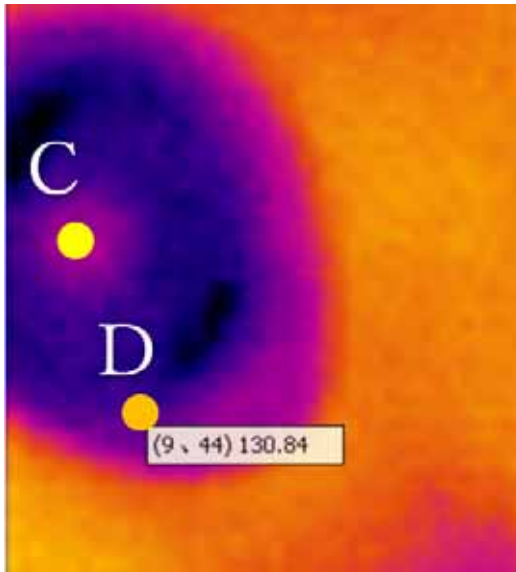


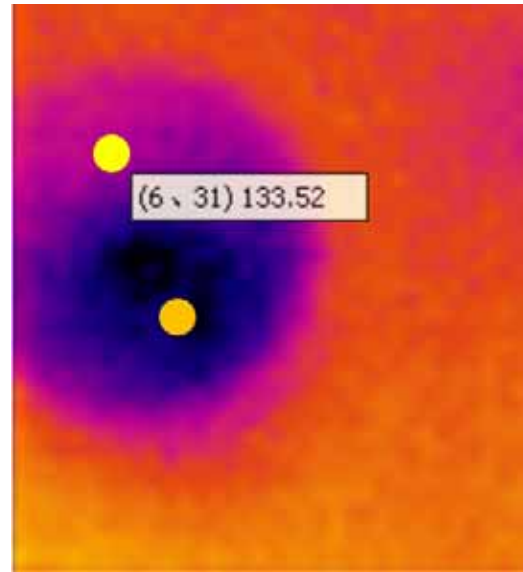
図 4-7 無干渉発泡核 A と B における温度分布と気泡挙動の同期連続写真 (3/3)

4.6 有干渉発泡核

有干渉発泡核における気泡生成時の伝熱面温度分布を図 4-8 に示す。発泡核 C で気泡が生成されるとその気泡伝熱領域が近隣発泡核 D にまで及び、逆に発泡核 D の気泡伝熱領域が発泡核 C にまで及んでいるため、 $R_c > 1$ となることがわかる。有干渉発泡核 C, D の近傍における伝熱面温度の時間変化を図 4-9 に示す。発泡核 D で気泡生成が連続する結果、発泡核 C の温度が十分に上昇せず、点線で囲んだ機関において、発泡核 C における気泡生成が一時的に休止していることがわかる。図 4-10 には、IR カメラと可視光カメラの同期撮影により得られた伝熱面温度分布と気泡生成状況の観察結果を示す。0.2ms に発泡核 C で気泡が生成されているが、その後は発泡核 D における気泡生成が 3 回連続し、この間、発泡核 C では気泡生成が生じていない。時刻 4.8ms では、発泡核 D での気泡生成による気泡伝熱領域が発泡核 C にまで及んでおり、発泡核 C における温度上昇及び気泡生成を阻害していることがわかる。



(a) 発泡核 C 伝熱領域



(a) 発泡核 D 伝熱領域

図 4-8 有干涉発泡核

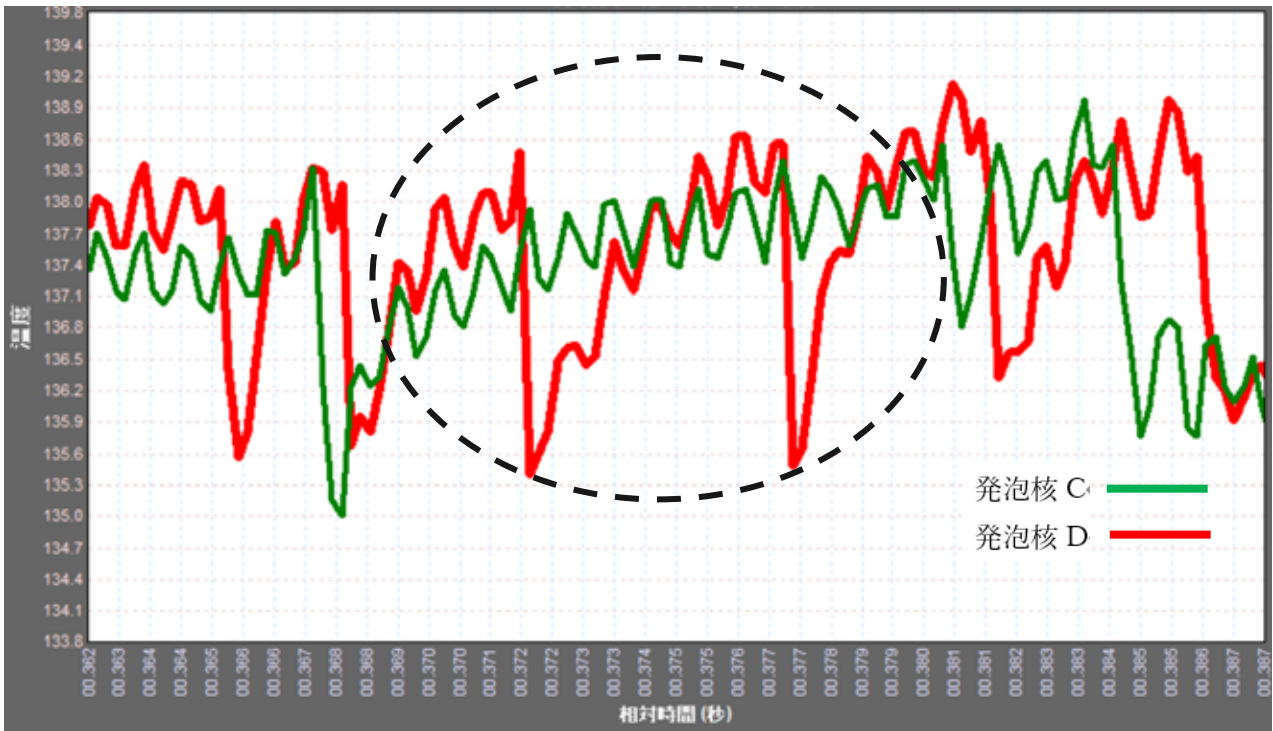


図 4-9 有干涉発泡核 C 及び D の付近における温度変化

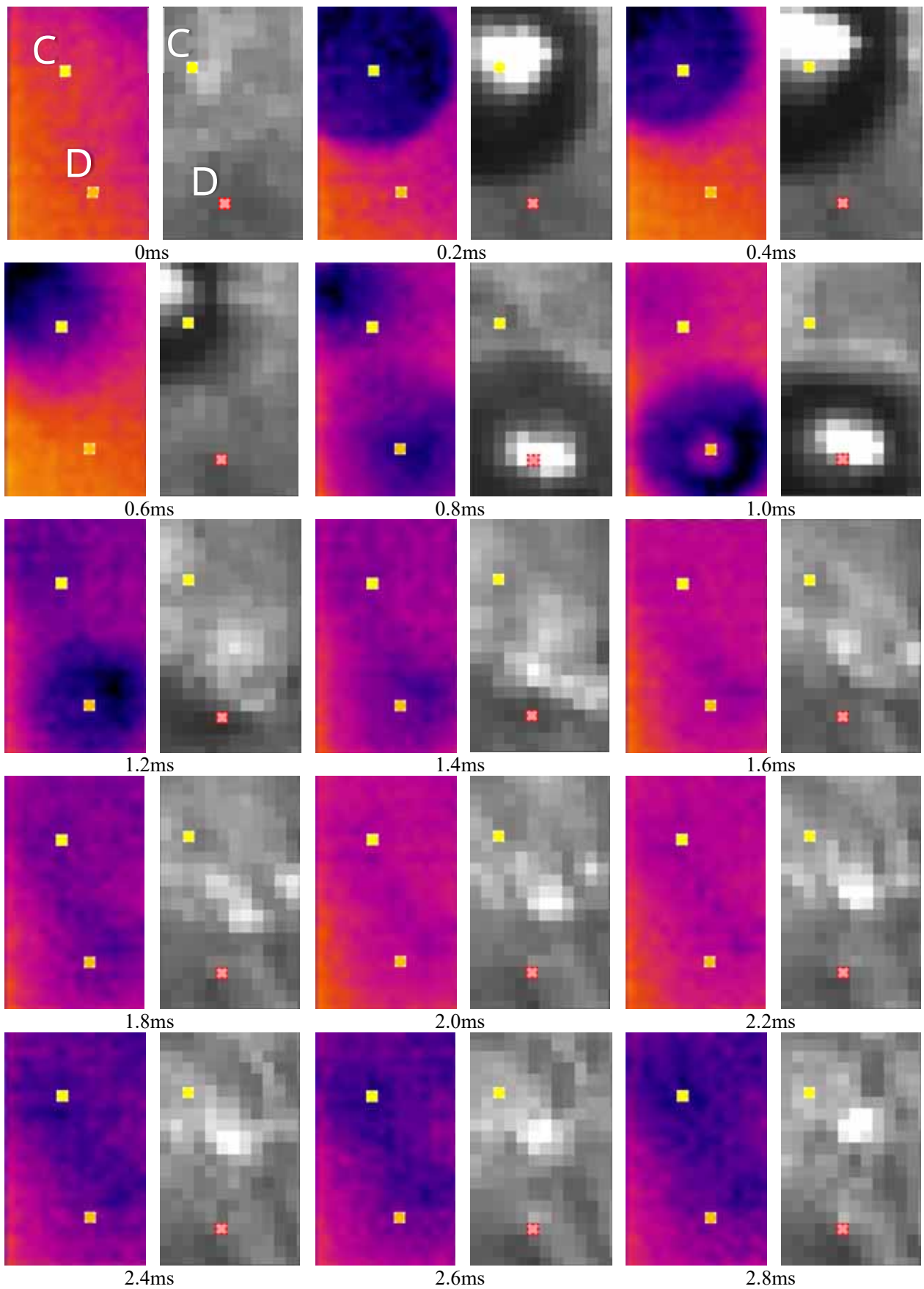


図 4-10 有干涉発泡核 C と D における伝熱面温度分布と気泡挙動の同期連続写真 (1/3)

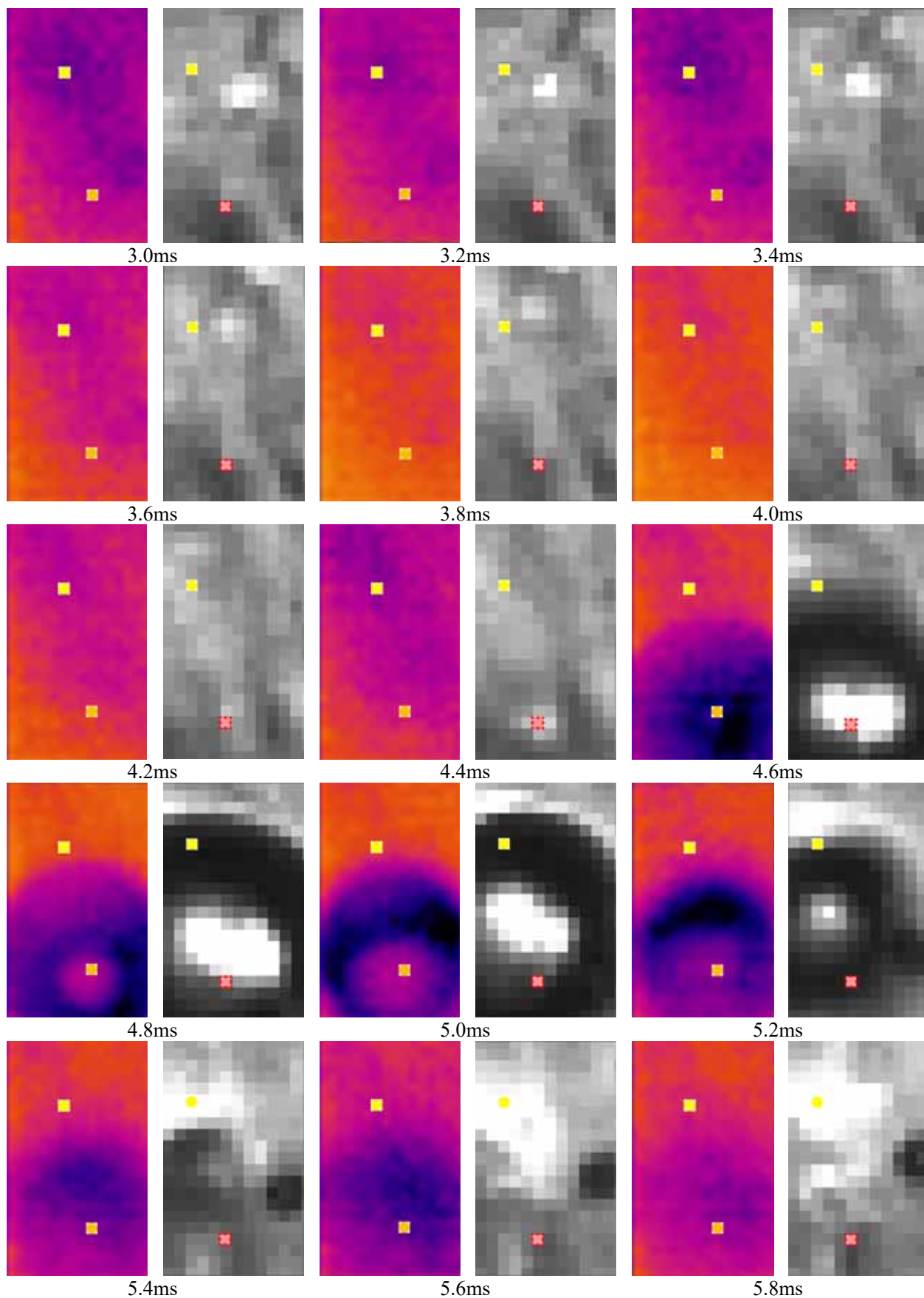


図 4-10 有干涉発泡核 C と D における伝熱面温度分布と気泡挙動の同期連続写真 (2/3)

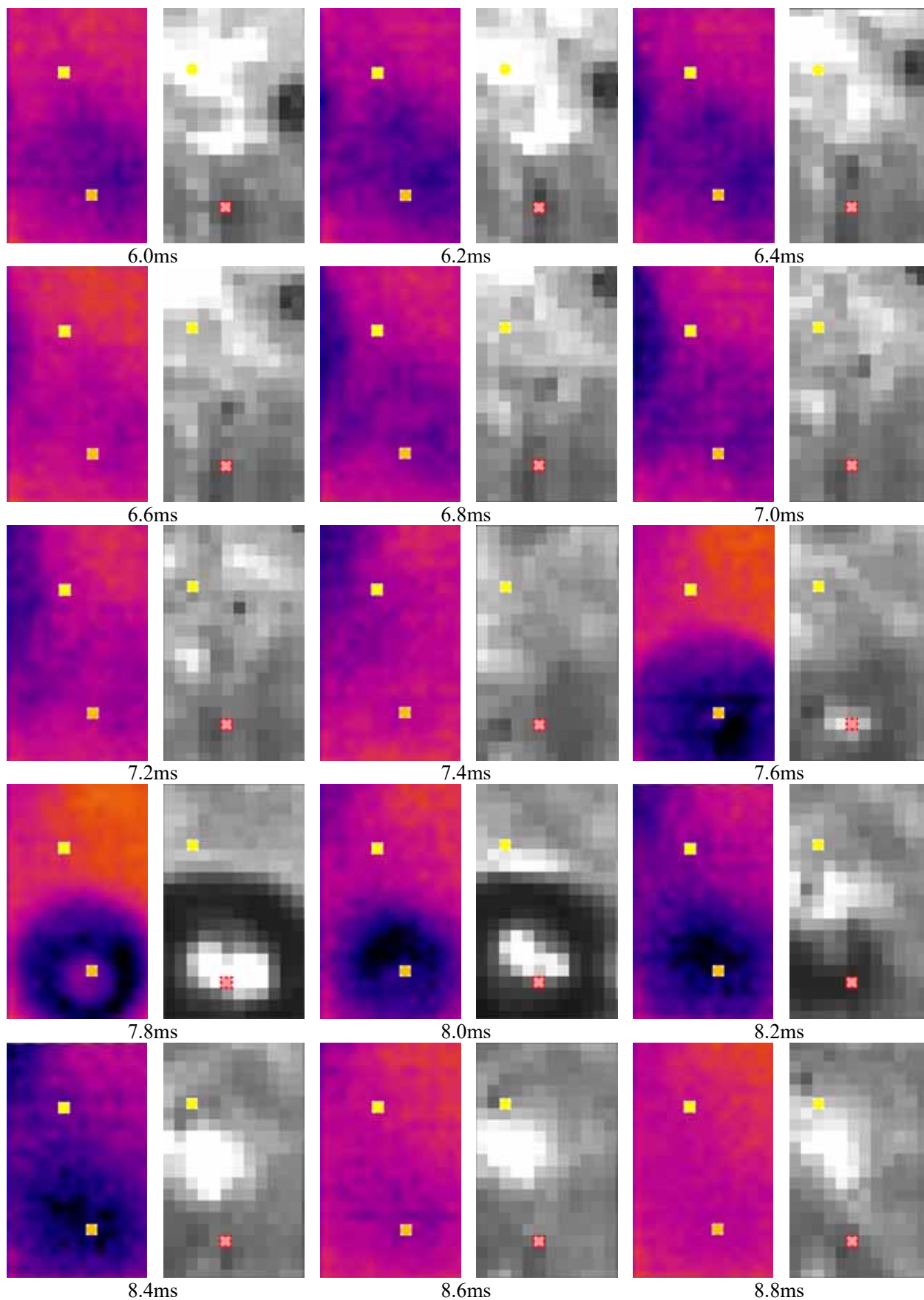


図 4-10 有干涉発泡核 C と D における伝熱面温度分布と気泡挙動の同期連続写真 (3/3)

4.7 有干渉発泡核における気泡生成頻度

前節で検討対象とした有干渉発泡核 C と D で、待ち時間と成長時間の和で表される気泡サイクル $t = 1/f$ と生成気泡の径 d の関係を調べた結果を図 4-11 に示す。同図には、Zuber の相関式も示した。本図より、同じサイズの気泡を生成するのに、発泡核 C は発泡核 D よりも長い時間を要していることがわかる。前節では、発泡核 D における気泡生成により発泡核 C の温度が低下し、このために発泡核 C における気泡生成が阻害されていることを説明した。図 4-11 に示す結果はこれと整合しており、発泡核 C では、発泡核 D から受ける干渉により、気泡生成により長い時間が必要で、この結果、気泡生成頻度は低下することがわかる。

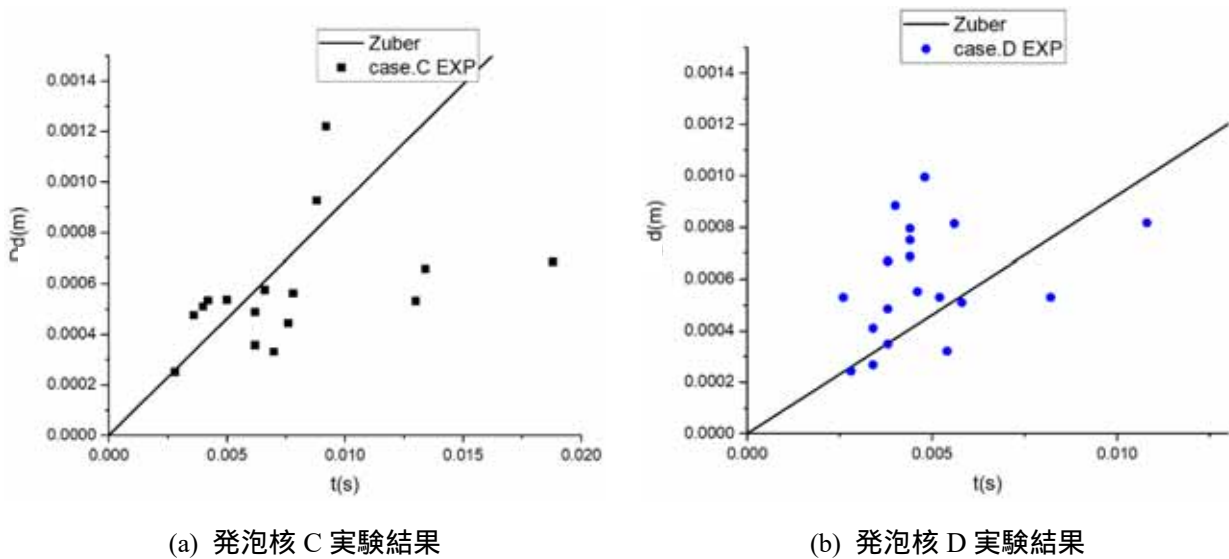


図 4-11 実験結果と Zuber 式比較

4.8 発泡核間干渉の定量化

発泡核 C と D の間隔は $L = 0.316 \text{ mm}$ であった。また、離脱時気泡径は発泡核 D の方が大きく、その平均値は発泡核 C では $d = 0.569 \text{ mm}$ 、発泡核 D では $d = 0.635 \text{ mm}$ であった。近隣発泡核による干渉の影響は、近隣発泡核における生成気泡のサイズの増加とともに顕著となり、発泡核間距離の増加とともに緩和されるため、干渉係数 d/L を用いて相関できると期待される。発泡核 C と D について干渉係数を計算すれば、発泡核 C では $d/L = 2.01$ 、発泡核 D では $d/L = 1.80$ であり、図 4-11 に示す結果は、干渉係数のより大きい発泡核 C で、気泡生成頻度が低下していると解釈できる。

4.1 節で述べた通り、既存相関式では、 f と d の関係を次式で表す。

$$fd^n = 1/B \tag{4-9}$$

ここで、 B は定数である。 $t = 1/f$ の関係を用いれば、

$$t = B \cdot d^n \tag{4-10}$$

両辺で対数を取ると

$$\log t = n \cdot \log d + \log B \quad (4-11)$$

これより、 $\log(t)$ と $\log(d)$ の間には線形の関係が期待される。実験で観察された各々の発泡核に対して、離脱時気泡径と気泡サイクルの平均値を求め、両者の関係を調べた。結果を図 4-12 に示す。図中では、無干渉発泡核と有干渉発泡核に対して異なる色のシンボルを用いた。本図より、特に大気泡を生成する発泡核で、有干渉発泡核の方が無干渉発泡核よりも気泡生成に長時間を要していることがわかる。なお、Zuber の相関式は、気泡間干渉を陽には考慮していないが、無干渉発泡核よりもむしろ有干渉発泡核のデータとよりよく一致していることは興味深い。

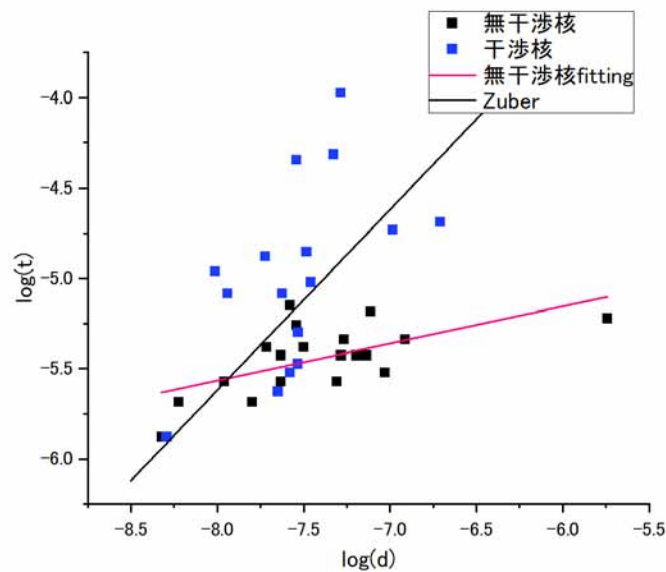


図 4-12 無干渉発泡核および有干渉発泡核における気泡生成時間の比較

図 4-12 より、発泡核間干渉は気泡生成頻度に多大な影響を及ぼすことが明らかとなったが、この効果を陽に考慮する気泡生成頻度相関式はこれまで開発されていない。このため、発泡核間干渉の影響を取り込んだ気泡生成頻度相関式を開発するためのベースとして、図 4-12 に示す無干渉発泡のデータを用いて、 t と d の関係をフィッティングし、次式を得た。

$$\log t = 0.206 \cdot \log d - 4.99 \quad (4-12)$$

これより、指数 n の値は 0.206 で一定と仮定し、各発泡核で得られた実験データより B の値を定めた。干渉係数 d/L と B の関係を図 4-13 に示す。式(4-10)より、気泡生成に長時間を要する発泡核ほど B の値は大きくなる。本図より、 d/L の値が小さい無干渉発泡核では $B=0.005$ 程度で一定であるが、 d/L が 2 程度以上となると近隣発泡核の影響により B の値が急激に増加している。これより、干渉係数 d/L を用いることで、気泡生成頻度を機構論的かつより正確に評価することが可能になると期待できる。ただし、 $d/L=2$ 程度の発泡核では、 d/L の値が同程度であるにもかかわらず、 B の値に大きさ無さが生じている。これは、近隣発泡核の干渉の影響が d/L のみでは表現できないことを示唆する結果であり、さらなるデータの拡充が求められる。

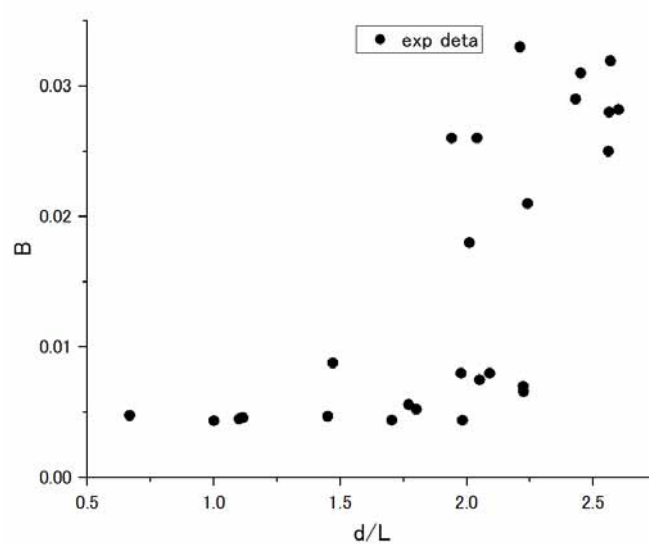


図 4-13 干渉係数 d/L と定数 B の関係

第 4 章の参考文献

- [1] N. Zuber, Nucleate boiling. the region of isolated bubbles and the similarity with natural convection, Int. J. Heat Mass Transfer 6 (1963) 53-78.
- [2] F. N. Peebles, H. J. Garber, Studies on the motion of gas bubbles in liquids, Chem. Engng. Progr. 49, 88 (1953).
- [3] R. Cole, A photographic study of pool boiling in the region of the critical heat flux, AIChE J. 6 (1960) 533–542.
- [4] A. Richenderfer, A. Kossolapov, J. H. Seong, G. Saccone, E. Demarly, R. Kommajosyula, E. Baglietto, J. Buongiorno, M. Bucci, Investigation of subcooled flow boiling and CHF using high-resolution diagnostics, Experimental Thermal and Fluid Science (2018) 35-58.

5. DNB の発生メカニズムに関する実験的検討

本研究では、サブクール沸騰域におけるボイド率発展メカニズムについて主に検討を実施したが、熱流束をさらに増大させると、核沸騰状態からの離脱 (DNB, Departure from Nucleate Boiling) を生じて伝熱面温度が急上昇する。DNB を生じないことは、PWR の安全設計の根幹となる重要な事象であるが、DNB の発生メカニズムの実験的解明は、主に実験技術の困難さに起因して手つかずの状況にある。

本研究で使用した実験装置では、サブクール沸騰中における気泡挙動と伝熱面温度分布を高時間分解能で観察及び計測できる構成であるため、壁面熱流束をさらに増加させて DNB を起こし、その際の気泡挙動と伝熱面温度分布を調べることで、DNB の起因事象に関する予備検討を実施した。以下、得られた結果を述べる。

5.1 実験装置及び方法

2.1.1 節で説明した実験装置を用いて、質量流束及び入口サブクール度一定の下で壁面熱流束を徐々に増加させ、DNB を生じる瞬間における気泡挙動と伝熱面温度分布を、各々、可視光カメラと IR カメラにより高速度撮影する。ただし、DNB を生じる高熱流束条件とするため、図 5-1 に示すように、サファイアガラスの表面に成膜する ITO 膜の寸法を幅 10 mm、長さ 170 mm から幅 10 mm、長さ 70 mm に短尺化した。

DNB のメカニズムを解明するためには、伝熱面温度の急上昇と気泡挙動を関連付けることが重要である。このため、可視光の高速度カメラ (Photron, Fastcam Mini) 2 台と高速度の IR カメラ (FLIR X6901sc MWIR) 及び LED 照明を図 5-2 のように配置して、気泡挙動と伝熱面温度分布の同期計測を実施した。図に示すように、IR カメラの撮影方向は伝熱面の裏側からであり、高速度カメラの撮影方向は伝熱面の正面及び側面方向からとした。側面からの撮影は、2.1.2 節における説明と同様に、伝熱面から約 15° の角度をつけて実施した。IR カメラの撮影領域は幅 10.4 mm、長さ 4.9 mm であり、その中心は伝熱面下端から 62 mm の高さに配置した。フレームレートは 2500 fps、空間分解能は 25.1 $\mu\text{m}/\text{pixel}$ である。高速度カメラによる撮影領域は、IR カメラの撮影領域を包含する形とし、フレームレートは IR カメラと同期するために 2500fps、空間分解能は正面撮影では 49.3 $\mu\text{m}/\text{pixel}$ 、側面撮影では 36.5 $\mu\text{m}/\text{pixel}$ とした。

5.2 実験条件

主な実験条件を表 5-1 に示す。本実験では質量流束を $G = 300 \text{ kg/m}^2\text{s}$ 、入口サブクール度 $\Delta T_{\text{sub,in}} = 40\text{K}$ で一定とし、壁面熱流束 q_w を壁温が急上昇するまで徐々に上昇させた。

表 5-1 DNB 実験の主な実験条件

Mass flux, G	300 $\text{kg/m}^2\text{s}$
Heat flux, q_w	1.15–3.19 MW/m^2
Inlet subcooling, $\Delta T_{\text{sub,in}}$	40 K



図 5-1 DNB 実験で使用した伝熱面

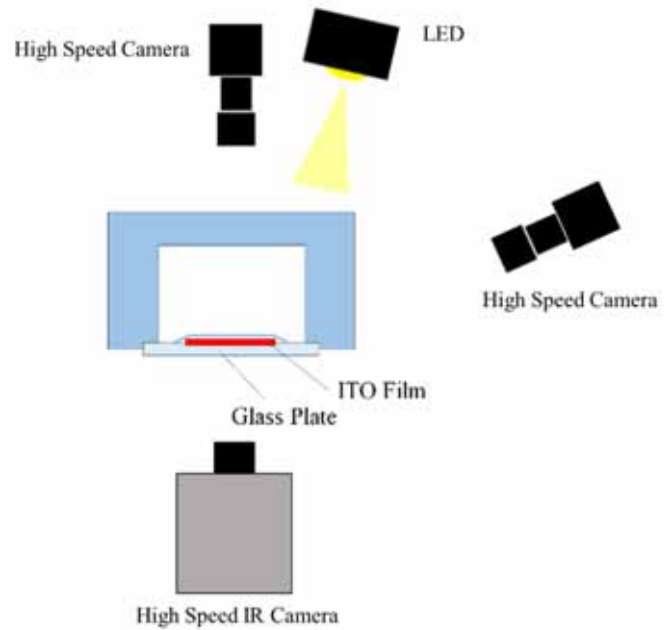
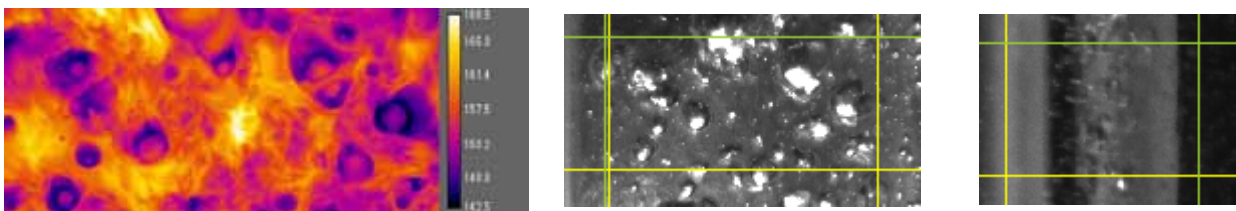


図 5-2 測定器具の配置

5.3 実験結果

本実験では、 $q_w = 3.19 \text{ MW/m}^2$ で DNB に至り、壁面温度が急上昇した。DNB の直前 ($q_w = 2.94 \text{ MW/m}^2$) における IR カメラと高速度カメラの映像を図 5-3 に、壁温が急上昇した瞬間 ($q_w = 3.19 \text{ MW/m}^2$) の映像を図 5-4 に示す。これらの図において、高速度カメラのスナップショット上にある黄色と緑色の線で囲まれた領域は、IR カメラの撮影範囲に対応する。図 5-3 に示す画像で示唆されるように、DNB の以前では、熱流束の増加とともに、気泡数と気泡径が増大し、平均的な壁面温度も徐々に上昇した。ただし、いずれの気泡も、伝熱面上で発泡した後に伝熱面を離脱し、サブクール水中で消滅するという挙動をとり、定性的な観点では熱流束により気泡挙動は変化しなかった。

次に、図 5-4 の IR カメラによる映像では、時刻 0 ms では目立った温度上昇はないが、その後、数十 ms のうちに壁面温度が激しく上昇し、40ms では局所的に 200 を超過していることがわかる。IR カメラと高速度カメラの映像を詳細に調査したところ、壁温の急上昇に至るプロセスは次のようであった。まず、多数の気泡が IR カメラの撮影領域の上流で集中的に発泡するとともに合体することで、巨大気泡が形成された (図 5-4(a))。その後、巨大気泡が IR カメラによる撮影領域に到達すると、伝熱面温度の上昇を開始した (図 5-4(b))。そして、巨大気泡が伝熱面に沿って上昇する間に、伝熱面上の高温領

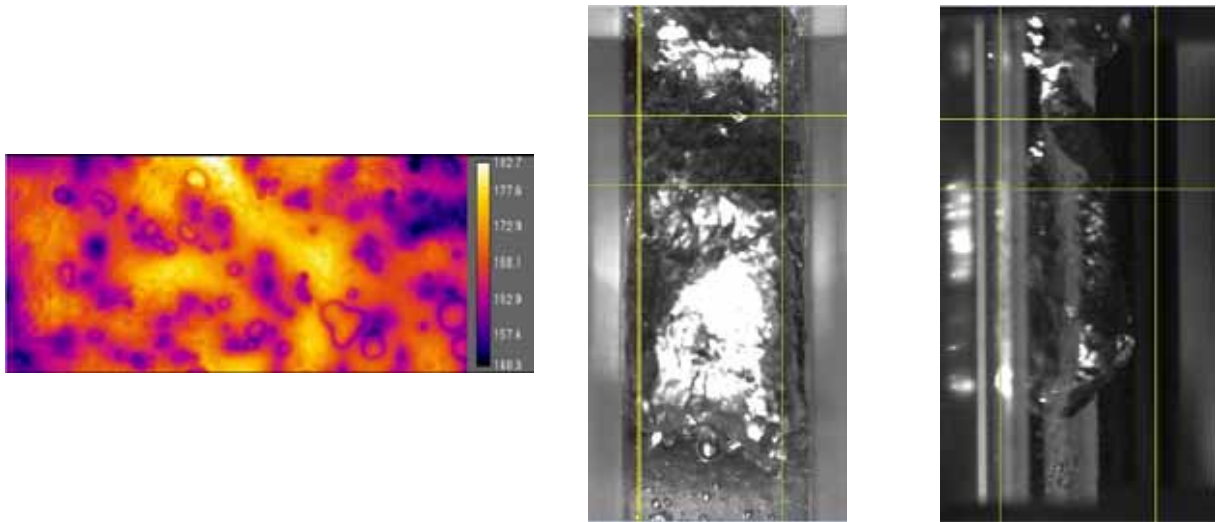


(a) IR カメラによる伝熱面裏面の画像

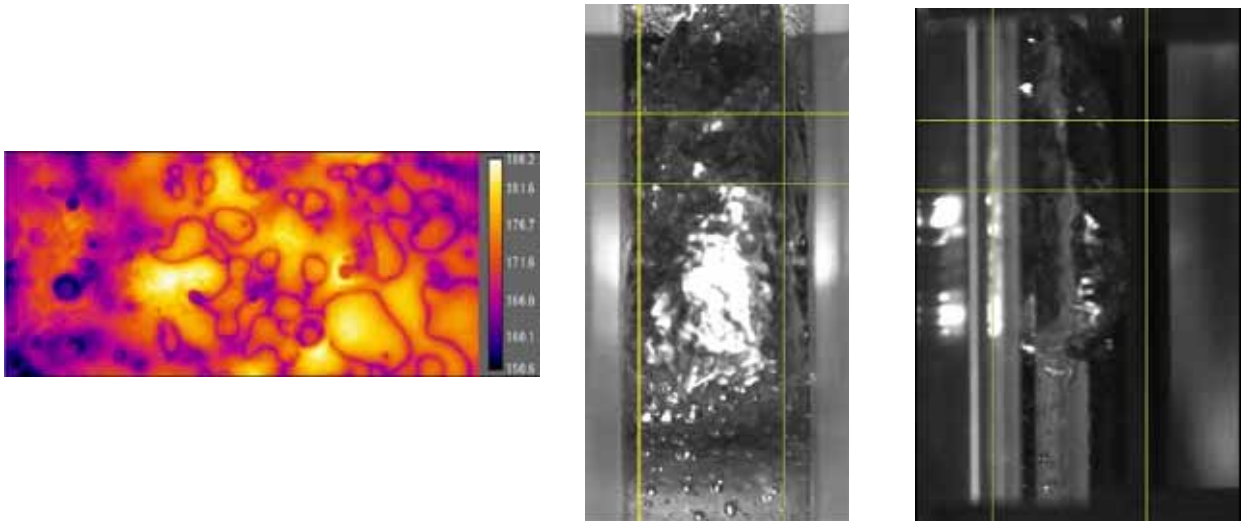
(b) 正面画像

(c) 側面画像

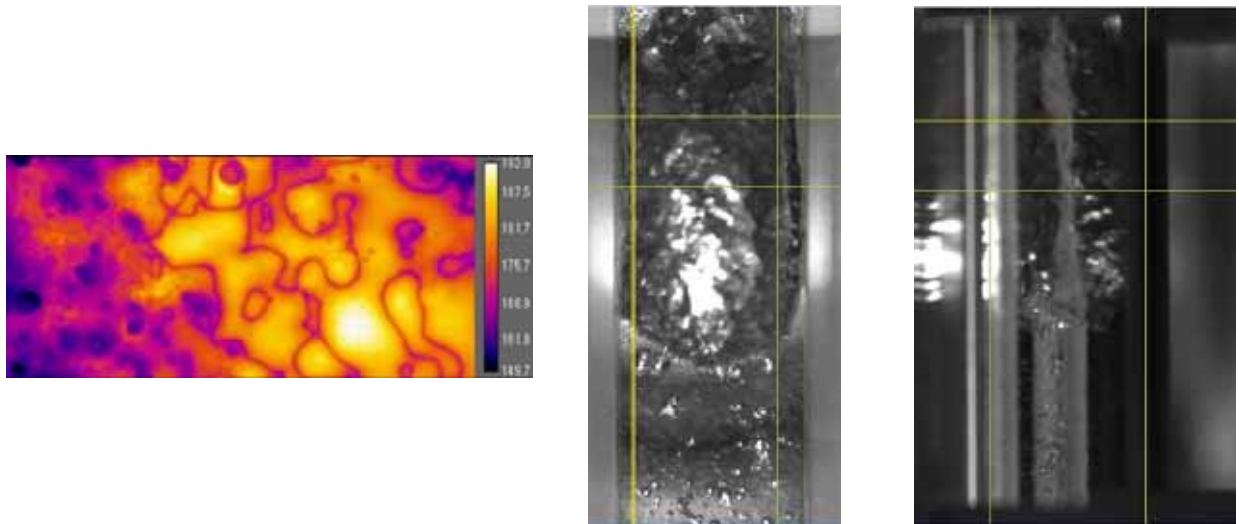
図 5-3 壁温が急上昇する直前の条件 ($q_w = 2.94 \text{ MW/m}^2$) におけるスナップショット



(a) 時刻 $t = 0$ ms における IR カメラ、高速度カメラ（正面、側面）の画像

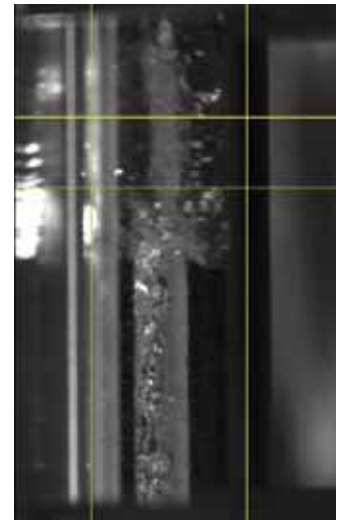
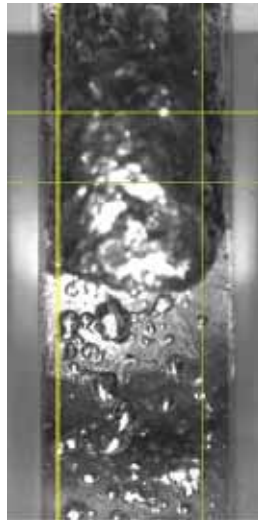
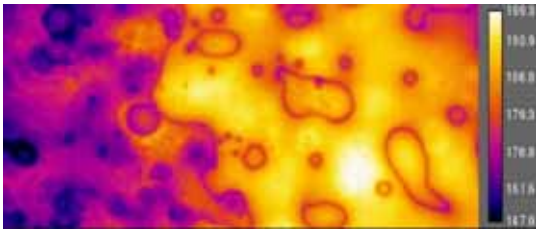


(b) 時刻 $t = 10$ ms における IR カメラ、高速度カメラ（正面、側面）の画像

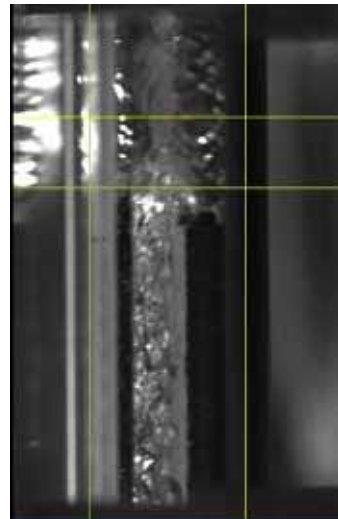
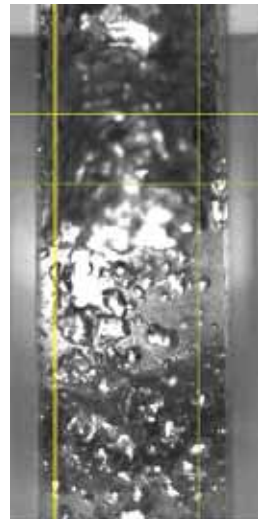
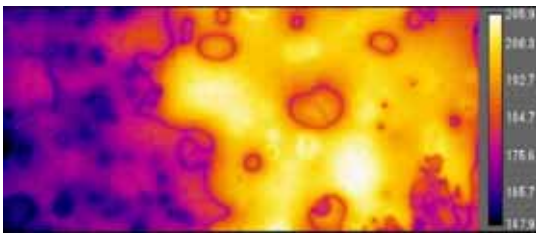


(c) 時刻 $t = 20$ ms における IR カメラ、高速度カメラ（正面、側面）の画像

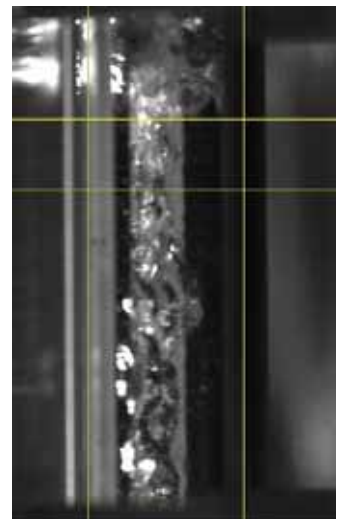
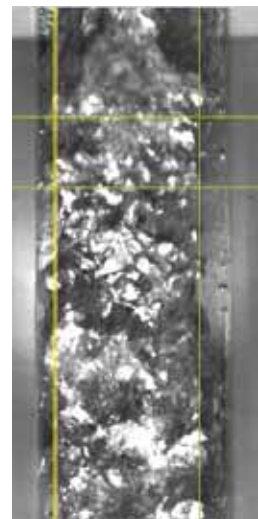
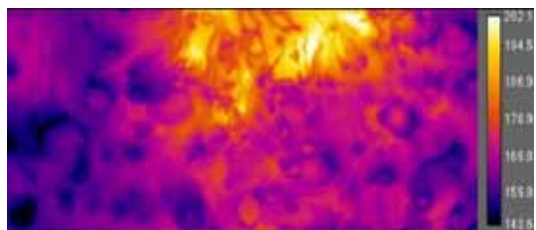
図 5-4 壁温が急上昇した瞬間($q_w = 3.19 \text{ MW/m}^2$)の 10 ms 毎の温度分布及び気泡挙動の変化 (1/2)



(d) 時刻 $t = 30 \text{ ms}$ における IR カメラ、高速度カメラ（正面、側面）の画像



(e) 時刻 $t = 40 \text{ ms}$ における IR カメラ、高速度カメラ（正面、側面）の画像



(f) 時刻 $t = 50 \text{ ms}$ における IR カメラ、高速度カメラ（正面、側面）の画像

図 5-4 壁温が急上昇した瞬間($q_w = 3.19 \text{ MW/m}^2$)の 10 ms 毎の温度分布及び気泡挙動の変化 (2/2)

が拡大するとともにピーク温度も上昇した（図 5-4(c)～(e)）。そして大気泡が IR カメラの撮影領域を通過する、壁温が急降下した（図 5-4(f)）。この場合には、巨大気泡の通過により温度低下しているため、明確な DNB ではないが、さらに熱流束を増加させれば、壁面温度が降下せず、明確な DNB を迎えると考えられる。なお、本実験では、図 5-4(b)～(e)に見られる急速な壁面温度の上昇をもって DNB が発生したと判断し、実験装置の破壊を避けるために、伝熱面への電力供給を即座に停止した。以上の観察結果より、気泡合体による巨大気泡の形成により伝熱面への冷却液の供給が遮断されて、伝熱面上に乾き域が形成され、この結果、壁温の急上昇が生じたものと考えられる。これは、Celata 等[1]が思考実験により提示した Liquid Sublayer Dryout モデル(LSDM)とよく合致しており、今後、実験条件を拡大して DNB の発生機構をより詳細に調べるとともに、LSDM で重要とされる巨大気泡の長さ上昇速度及び巨大気泡下に形成される液膜の厚さに関する実験情報を蓄積することで、機構論的かつ信頼性の高い DNB 予測モデルを構築できるものと考えられる。

第 5 章の参考文献

- [1] G. P. Celata, M. Cumo, A. Mariani, M. Simoncini, G. Zummo, Rationalization of existing mechanistic models for the prediction of water subcooled flow boiling critical heat flux, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 37 (1994) 347-360.

6. 国際会議等における研究発表及び情報収集

学術的な観点で国際的に優秀な技術水準を確保するため、国内外の学術的会合において、下記に示す研究発表を実施した。

- (1) Tomio Okawa, Yuya Endo, Hongji Li, and Hideki Takahashi, Photographic Study on the Onset of Significant Void in Water Subcooled Flow Boiling at Low Pressure, 3rd International E-Conference on Advances in Engineering Technology and Management (ICETM 2020), ICETM-20-116, 2020/09/27.
- (2) 遠藤祐哉, 李洪吉, 高橋英生, 大川富雄, 強制対流サブクール沸騰における合体気泡の離脱直径, 日本原子力学会秋の大会, 3G07, 2020/09/18.
- (3) 大川富雄, 大堀浩輝, 李洪吉, 遠藤祐哉, 強制対流サブクール沸騰中における気泡合体とボイド率発展に及ぼす影響, 日本機械学会年次大会, S08116, 2020/09/14.

上記は、本報告書における主に第2章と関連する内容であり、強制対流サブクール沸騰中で OSV を生じるメカニズムについて実験的に検討した結果について述べている。各発表において、実験データの信頼性及びボイド率発展メカニズムに関する討論を行い、実験方法の改良や本実験で得られた成果を一次元二流体モデルの高度化に反映するための検討を行う上での参考とした。

7. 結言

本研究で得られた主な成果を以下に要約する。

- OSV のプロセスを可視化実験によって詳細に観察することにより、ボイド率の急増を開始するメカニズムについて検討した。この結果、OSV を発生した後、流路内に存在する気泡のサイズが顕著に増大することがわかった。強制対流サブクール沸騰中におけるボイド率の軸方向変化は、壁面における蒸発量とサブクール液中における凝縮量のバランスにより決定される。ここで、蒸発量は気泡径に依存しないのに対し、凝縮量は気泡径の増加とともに減少する。したがって、OSV は、気泡径の増大による凝縮の抑制を主要因として引き起こされると考えられることを示した。なお、既存研究では、 $Pe = 70000$ で OSV を生じるメカニズムが切り替わる可能性が指摘されている。このため、実験は $Pe < 70000$ の低流量条件と $Pe > 70000$ の高流量条件で実施したが、OSV を生じる条件が予想よりも低サブクール度側にシフトしたため、高流量条件では、本実験装置では OSV を得るに至らなかった。このため、高流量条件におけるボイド率発展も前述の OSV メカニズムに従うかどうかを確認することは今後の課題である。
- OSV を引き起こす気泡サイズの増大を生じる主要因は、気泡合体である。一方、気泡追跡法では、各気泡の位置が個別に解析されるため、気泡の重なりが生じることをもって気泡合体を自然に解析に含めることができる。このため、気泡追跡法に基づく数値解析を実施することで、OSV を含めた強制対流サブクール沸騰域のボイド率変化を機構論的に予測できる可能性があることを示した。
- 強制対流サブクール沸騰で液中を流動する気泡は、他気泡との合体により体積を増加させ、サブクール液との熱交換により体積を減少させる。小気泡では凝縮が優位、大気泡では合体が優位となるため、小気泡は短時間で消滅するのに対し、臨界気泡径を超過した大気泡はさらにサイズの大きい巨大気泡に成長することを示した。
- 気液二相流におけるスラグ流への流動様式遷移に関する知見をベースとして、原子炉安全解析に組み込み可能な機構論的 OSV 評価モデルの枠組みを作成した。
- 発泡核間の干渉により気泡生成頻度が低下することを実験的に見出した。また、発泡核間の距離と発泡核離脱時気泡径より定義される干渉係数を導入することで、気泡生成頻度に及ぼす発泡核間干渉の影響を定量化できる可能性を示した。
- DNB 発生時における伝熱面温度分布と気泡挙動の同期撮影に成功した。この結果、DNB 時の壁面温度上昇は、気泡合体により生成される巨大気泡の下部で、薄液膜が消失することにより生じており、Liquid Sublayer Dryout モデルで想定する状況に近いことが判明した。今後、実験条件を拡大して、DNB を生じるメカニズムをより詳細に検討する必要がある。