

原子力規制庁

令和3年度原子力施設等防災対策委託費事業

低圧時サブクール沸騰挙動解明試験
成果報告書

電気通信大学

令和4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. 実験データの拡充	4
2.1 実験装置及び方法	4
2.1.1 実験ループ	4
2.1.2 試験部	4
2.1.3 計測方法（低熱流束実験）	5
2.1.4 計測方法（高熱流束実験）	8
2.1.5 実験条件	8
2.2 実験結果と考察	9
2.2.1 低熱流束実験	9
2.2.2 高熱流束実験	18
2.2.3 気泡生成周期に対する発泡核間干渉の影響	31
3. ボイド率予測モデルの高度化	34
3.1 基本概念	34
3.2 機構論的 OSV モデルの開発	36
3.3 妥当性検討	37
4. 国際会議等における研究発表及び情報収集	38
5. 結言	39
参考文献	39

1. 緒言

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の数学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、実験データのない条件での状態を数値計算により予測するには、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ことが望ましい。しかし、既往の知見では、素過程に関する一部のメカニズムの解明が不足し、有効なモデルの解明には不十分である。

そこで、本事業では、大気圧の ONB (Onset of Nucleate Boiling) から OSV (Onset of Significant Void) 以降の強制対流サブクール沸騰挙動について、気泡挙動の可視化観察、ボイド率、水温、伝熱面温度などの計測を実施し、ボイド率発展及び壁面熱伝達機構を機構論的又は現象論的に予測するための基礎データを取得し、モデル化の検討を行う。

2. 実験データの拡充

2.1. 実験装置及び方法

2.1.1. 実験ループ

実験には、過年度事業で整備した、大気圧時の強制対流サブクール沸騰条件下でのサブクール沸騰中におけるボイド率発展と沸騰伝熱機構を高精度で測定可能な装置を用いた。実験装置の全景と系統図を図 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 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。

2.1.2. 試験部

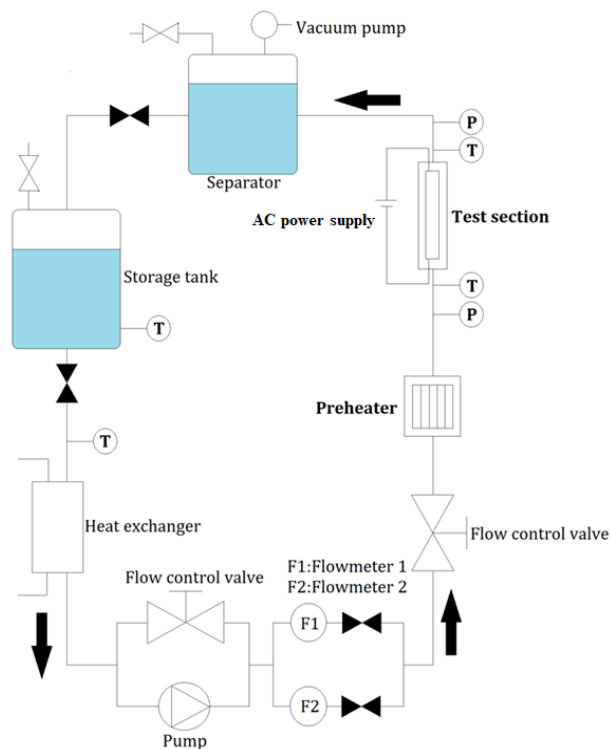
試験部の詳細を図 2 に示す。試験流体の加熱は、図 2(c)に示すサファイアガラスの表面に成膜した導電性の ITO 膜に高周波数の交流電流を通電することで行った。このため、厚さ 5 mm のサファイアガラス上の幅 10 mm の領域に、厚さ 0.26 μm の ITO 膜を成膜した。また、ITO 膜の両端には、電極膜として厚さ 0.91 μm の Au/Cr/Ni 合金膜を成膜した。加熱長となる電極間の距離は 170mm を基準とした。ただし、高熱流束実験では、交流電源の容量が不足するため、電極間距離を 70mm または 40mm に減じて実

験を実施した。ITO 膜の電気抵抗値は $520\text{-}600\Omega/\text{m}$ 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 $14\ \text{mm}$ 、高さ $10\ \text{mm}$ の矩形であり、幅 $14\ \text{mm}$ の面の中央に幅 $10\ \text{mm}$ の伝熱面を配置した。流路の全長は 240mm 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、伝熱面である ITO 薄膜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) 全景

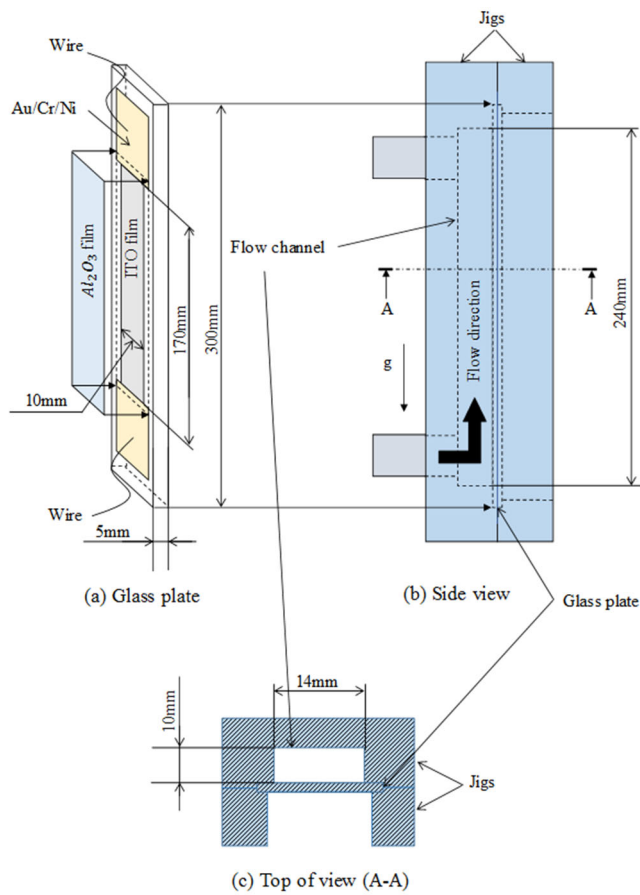


(b) 系統図

図 1 沸騰ループ

2.1.3. 計測方法（低熱流束実験）

伝熱面温度の急上昇を伴わない低熱流束実験は、加熱長が 170mm の試験体を用いて行った。試験流路内における時間・空間平均ボイド率の計測には、図 3 に示すガンマ線密度計 (PH-1000AE, Nano Gray) を用いた。ガンマ線密度計により、ガンマ線源から放出されるガンマ線がセンサーに到達する量を計測することで、ガンマ線とセンサー間の流体の密度を計測することができる。図 3(b)に示すように、ガンマ線源とセンサーの間に流路を挟み、この間の平均密度を計測した。計測窓の高さは 40mm で、その中心は伝熱面下端から $130\ \text{mm}$ の位置であり、計測時間は 30s とした。ボイド率の計算には、水のみ、水蒸気のみでの密度計測結果が必要となるが、本実験装置では水蒸気で流路を満たした状態を作り出すことができないため、流路を水及び空気を満たした際の密度を計測して代用した。空気及び水蒸気に対して水の密度は十分に大きいため、空気の水蒸気の密度差に起因する計測誤差は無視できる程度である。



(a) 試験部の構成



(b) 流路の外観

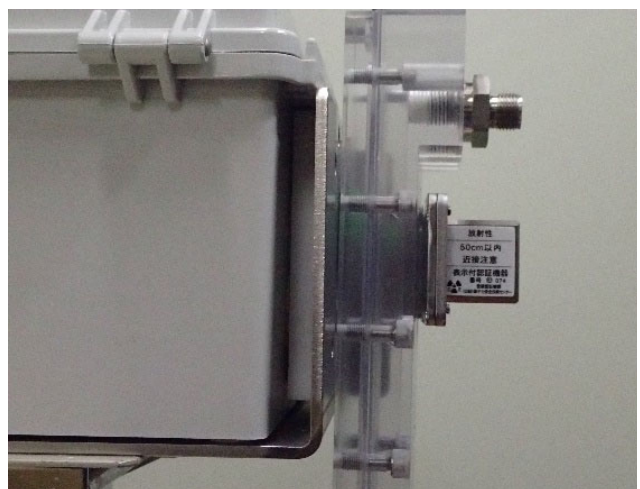


(c) 成膜を施したサファイアガラス板

図2 試験部の概略



(a) センサー及び信号処理装置

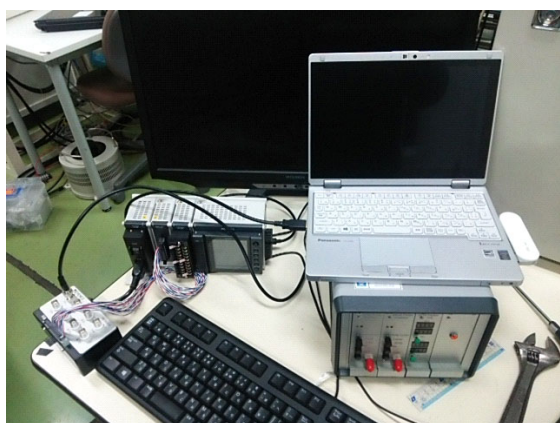


(b) 試験部取り付け時の様子

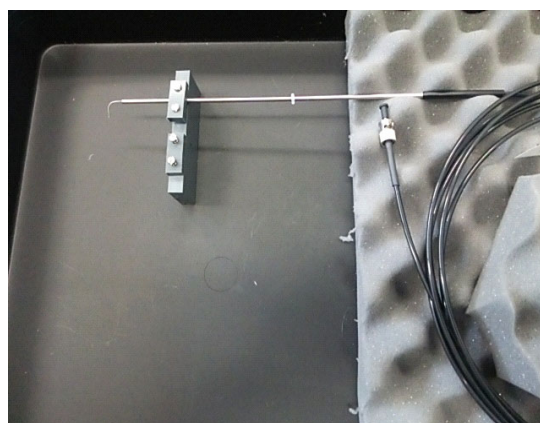
図3 ガンマ線密度計 (Nano Gray, PH-1000AE)

局所の時間平均ボイド率の計測には、図4に示すL型の光学式ボイドプローブ（RBI instrumentation）を用いた。計測原理は被覆を剥がした光ファイバーの先端が水又は空気中にある場合で、先端から反射して戻り光の強度が異なることによる。プローブの挿入用に伝熱面の反対側の面に穴を開けた流路を作成し、プローブを挿入してプローブ先端が伝熱面と平行になるように設置した。プローブ先端は直径40 μm であり、計測位置は伝熱面下端から130 mmの位置である。マイクロメータを用い伝熱面法線方向に沿ってプローブを移動し、伝熱面法線方向のボイド率分布を計測した。プローブは専用アンプで信号を増幅し、同軸ケーブルを介して高速のデータロガー（NR-600, KEYENCE）で記録を行った。計測は100 μs 毎に10秒間、伝熱面からの距離が0.5 mmから9.5 mmの範囲で1 mm毎に10点行った。

気泡挙動の観察は、試験体をLEDランプで照らし、伝熱面の底面及び側面から高速度カメラ（Fastcam Mini UX50, Photron, Ltd.）で撮影した。LED及びカメラの配置は図5に示す通りにした。側面方向に関して、真横から撮影するとガラスヒーターとポリカーボネート治具の間にあるOリングが妨げとなるため、図5(b)に示すように撮影角度を試験体の真横から15°傾けた。撮影領域は、底面映像は幅15.5 mm、高さ67.1 mm、側面映像は幅7.1 mm、高さ32.0 mmであり、撮影位置の中心は伝熱面下端から130 mmに位置している。撮影速度は8000 frame/sで、シャッタースピードは0.125 ms、計測時間は1秒である。空間分解能は、底面映像は52.4 $\mu\text{m}/\text{pixel}$ 、側面映像は31.7 $\mu\text{m}/\text{pixel}$ とした。

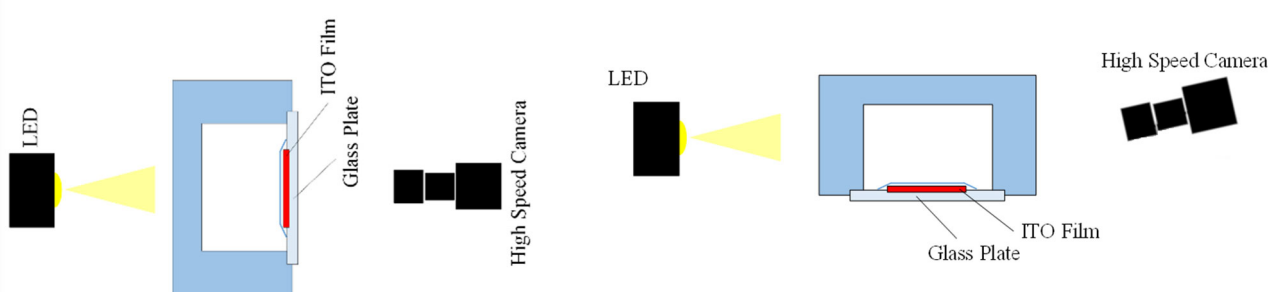


(a) センサー及び信号処理装置



(b) レーザー式ボイドプローブ

図4 レーザー式ボイドプローブ



(a) 伝熱面底面からの観察

(b) 伝熱面側面からの観察

図5 気泡挙動の観察方向及び器具の配置（低熱流束実験）

2.1.4. 計測方法（高熱流束実験）

高熱流束実験では、壁温の急上昇を生じるまで熱流束を増加させ、特にボイド率発展と壁面熱伝達機構の関係に着目した。このため、試験体を LED ランプで照らし、気泡挙動を伝熱面の正面及び側面から 2 台の高速カメラ（Fastcam Mini UX50, Photron, Ltd.）で観察するとともに、伝熱面温度分布を伝熱面の底面から高速 IR カメラ（FLIR X6901sc MWIR）を用いて計測した。高速カメラ、照明、IR カメラの配置は図 6 に示す通りとした。側面方向の撮影は、低熱流束実験と同様、真横から 15°傾けて撮影した。IR カメラの撮影領域は幅 10.4 mm、高さ 4.9 mm であり、その中心は、加熱長 70mm の場合には伝熱面下端から 62 mm、加熱長 40mm の場合には伝熱面下端から 32 mm の位置とした。高速カメラによる正面および側面撮影は、IR カメラによる撮影範囲の上流と下流を含めて撮影した。高速カメラと IR カメラによる同期撮影のため、撮影速度は全て 2500 frame/s であり、空間分解能はそれぞれ IR カメラでは 25.1 $\mu\text{m}/\text{pixel}$ 、正面映像では 49.3 $\mu\text{m}/\text{pixel}$ 、側面は 36.5 $\mu\text{m}/\text{pixel}$ とした。

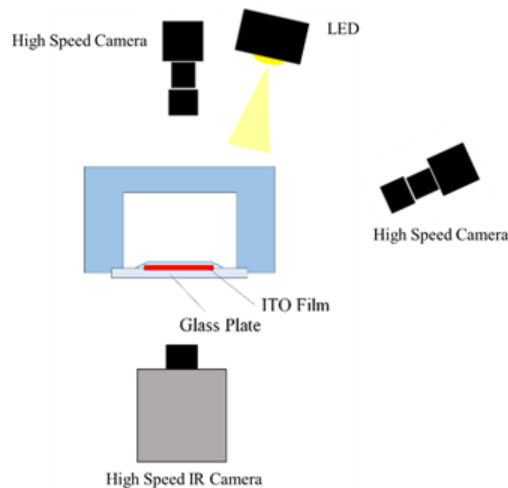


図 6 高速カメラと IR カメラの配置（高熱流束実験）

2.1.5. 実験条件

実験は、表 1 に示す 9 通りの条件で実施した。No. 1 は低熱流束実験であり、質量流束 G と熱流束 q_w を固定した上で、入口サブクール度 $\Delta T_{\text{sub,in}}$ を徐々に減少させ、ボイド率の急上昇を開始する OSV 条件について詳細に検討した。No. 2-9 は高熱流束実験であり、 G と $\Delta T_{\text{sub,in}}$ を固定して q_w を壁面温度の急上昇を生じるまで段階的に上昇させた。高熱流束実験では、壁温の急上昇を開始する熱流束値を実現するため、低質量流束である No. 2-5 では加熱長 L_h を 70mm とし、高質量流束である No. 6-9 では加熱長 L_h を 40mm とした。なお、Saha ら[1]は、 $Pe = 70000$ で OSV を生じる物理機構が切り替わると論じており、 $Pe < 70000$ を熱的制御領域、 $Pe > 70000$ を流体力学的制御領域と称している。表 1 に示すように、本研究における実験条件は、No. 1-7 が熱的制御領域、No. 8, 9 が流体力学的制御領域に属する。なお、表 1 中の No. 9 に示すように、本研究における最大熱流束は 7.33MW/m² であり、透明伝熱面を使用しつつ、きわめて高い熱流束を実現していることがわかる。

表 1 実験条件

No.	G [kg/m ² s]	q_w [MW/m ²]	Pe	$\Delta T_{sub,in}$ [K]	L_h [mm]
1	300	1.0	21800	48-13	170
2	300	1.22-2.74	21800	30	70
3	300	2.16-4.39	21800	60	70
4	500	1.57-3.20	36300	30	70
5	500	3.20-4.92	36300	60	70
6	750	2.54-4.07	54400	30	40
7	750	3.45-6.23	54400	60	40
8	1000	2.54-4.30	72600	30	40
9	1000	4.51-7.33	72600	60	40

2.2. 実験結果と考察

2.2.1. 低熱流束条件

(1) ボイド率計測による OSV 発生の特定

ガンマ線密度計及びボイドプローブによるボイド率の計測結果を図 7 に示す。ここで、図中のサブクール度は伝熱面下端から 130 mm の位置における計算値である。図 7(a)には、ガンマ線密度計による計測結果に加えて、ボイドプローブによる計測値を積分して得られた断面平均ボイド率の計算結果も示している。なお、再現性を確認するため、ガンマ線密度計によるボイド率の計測は 2 回行った。図 7(a)から、ガンマ線密度計の 2 回の計測値およびボイドプローブによる積算値はおおよそ一致しており、本実験におけるボイド率計測の信頼性が確認できる。

図 7(a)より、サブクール度 ΔT_{sub} を徐々に減少させていくと、高サブクール域ではボイド率が低い値に維持されるが、十分にサブクール度が低下すると、ボイド率が急上昇に転じており、OSV が本実験において確かに発生していることが確認できる。次に、OSV 点を特定する。このため、高サブクール度域と低サブクール度域の各々で個別に近似直線を作り、それら 2 本の近似直線の交点を OSV 点とした。本手法により、図 7(a)に示すとおり、低熱流束条件である No. 1 の実験条件における OSV 時のサブクール度は 19.9 K と特定された。ここで、Saha らによる相関式で、25%の誤差を考慮すると、OSV 時のサブクール度は 30~50 K と計算され、本実験における OSV 時のサブクール度より高い値となる。この原因としては、Saha らの式が主に高压条件で取得された実験データに基づく経験式であること、本実験では助走区間が短いことなどがあげられる。なお、図 7(a)に示すように、明確に OSV が生じたことから、本実験の目的である強制対流サブクール沸騰中で OSV を生じるメカニズムの解明は、本実験装置を用いて実施可能であることが確認できた。

図 7(b)に、ボイドプローブによる局所ボイド率分布の計測結果を示す。サブクール度を減少させていったとき、OSV 点である $\Delta T_{sub} = 19.9$ K 以前では、壁面付近の局所ボイド率は徐々に増加しているものの、ボイドの存在は伝熱面の近傍のみで計測されている。一方、OSV 条件以後においては、バルク液領域のボイド率が伝熱面近傍領域と同様に急上昇した。特に、OSV 直前の $\Delta T_{sub} = 20.5$ K の条件において壁面近傍での局所ボイド率が 0.3 程度となっている。Mishima ら[2]は、気液二相流における気泡流から

スラグ流へ遷移はボイド率が 0.3 程度で生じる仮定している。これより、サブクール沸騰における OSV 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関係していることが示唆される。

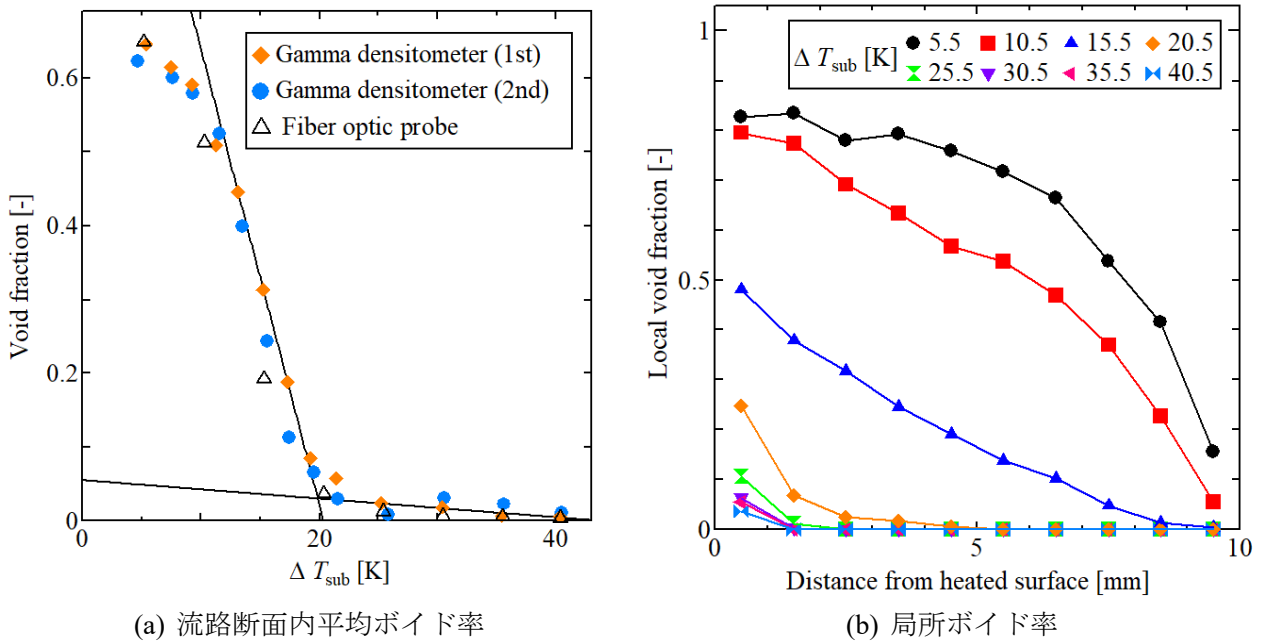


図 7 ガンマ線密度計及びボイドプローブによるボイド率の計測結果

(2) 気泡挙動の観察結果

図 8 と図 9 に、正面（伝熱面裏側）および側面から気泡挙動を観察した結果を示す。サブクール度が特に低い領域においては、試験体内の様相が劇的に変化したため、3 つの代表的なスナップショットを各液温で示した。OSV 条件が満たされる以前（図 8(a)~(d)及び図 9(a)~(d)）では、多くの気泡が管路内に存在するが、そのサイズはいずれも小さく、概ね均一であった。そして OSV 条件近傍（図 8(e)及び図 9(e)）になると、明らかに大きな気泡が形成され始めた。さらに OSV 以後（図 8(f)~(h)及び図 9(f)~(h)）になると、大気泡のサイズは顕著に大きくなり、結果として数少ない大気泡が全蒸気体積の大部分を占めるようになった。OSV 条件以後の側面映像から、サブクール液が存在するにもかかわらず、大気泡は伝熱面から離れたバルク領域にまで拡大していることがわかる。したがって、図 7 に示されている、OSV 以後のバルク領域でのボイド率の上昇は、大気泡の形成に起因していると考えられる。すなわち、壁面近くにおける局所ボイド率が 0.3 程度となると、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類似の現象が起こり、これに応じて急速に大気泡の形成が進んだものと解釈できる。大気泡形成前後で試験部内における流動状況が大きく異なることから、OSV の発生には、大気泡の形成が関与しているものと示唆される。

気泡サイズ分布に関する定量的情報の取得のため、底面映像のスナップショットを用い、気泡投影面積 A_{bp} を計測し、各気泡の直径を $d = (4A_{bp}/\pi)^{1/2}$ で推定した。ここで、幅 10 mm、高さ 40 mm の中央領域を測定窓として設定し、領域内に含まれるすべての気泡について測定を行った。図 8 に示す各条件で、各々 4 枚のスナップショットを使用して計測した。ただし、気泡の多重計測を避けるため、4 枚の各スナップショットの間隔は観測領域内の気泡が全て入れ替わると推定される 150 ms とした。

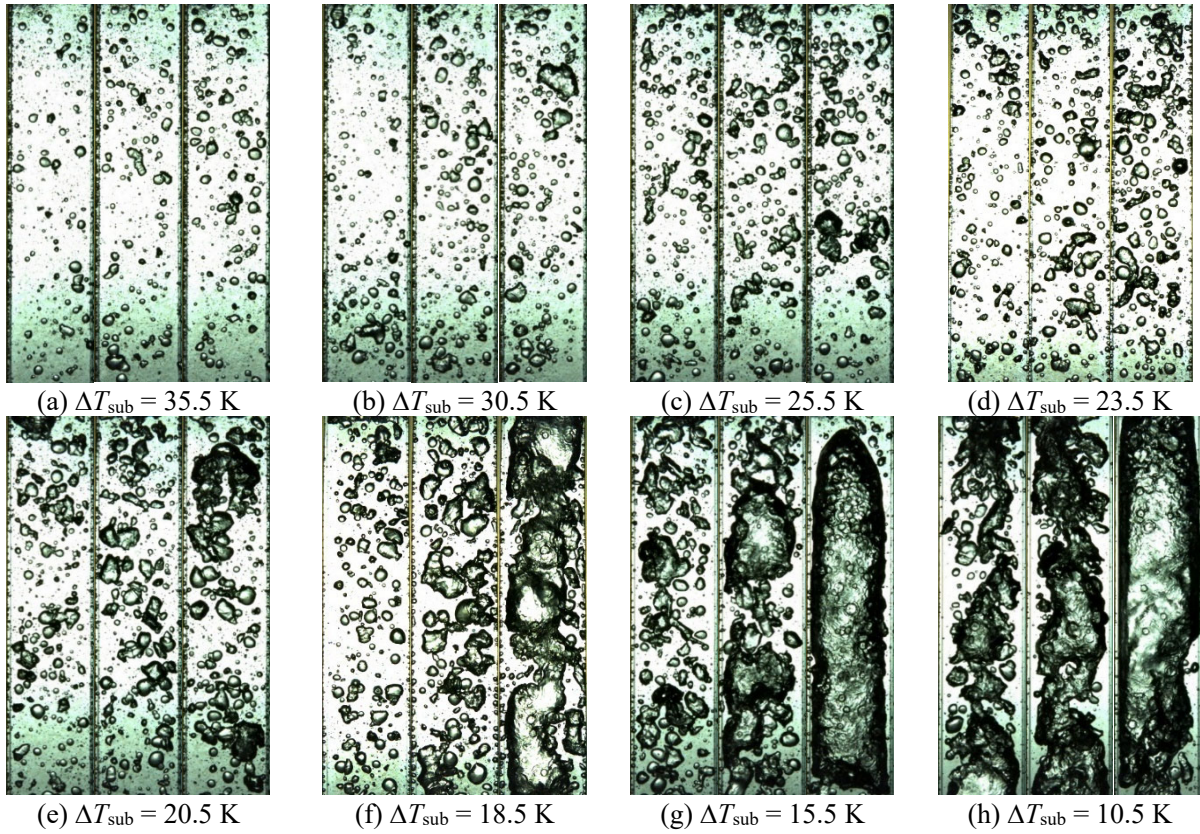


図8 気泡挙動の観察結果 (正面)

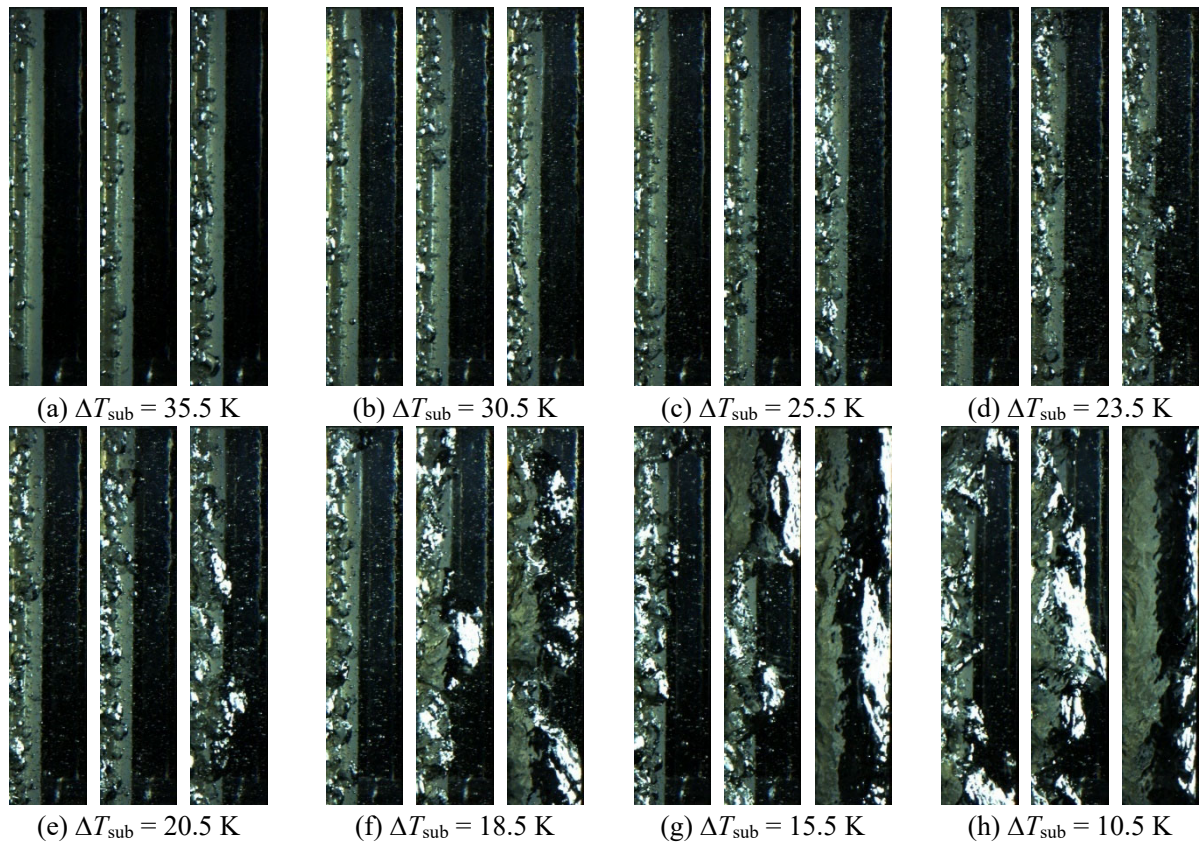
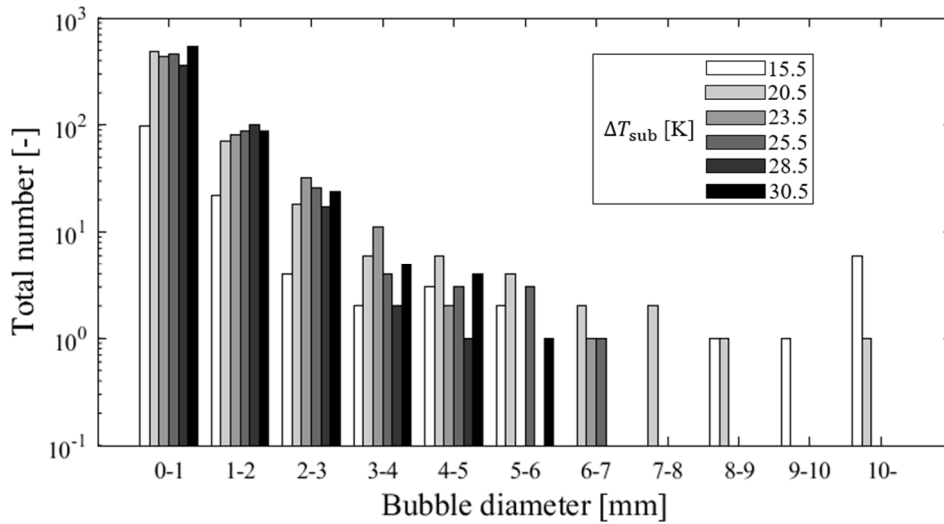


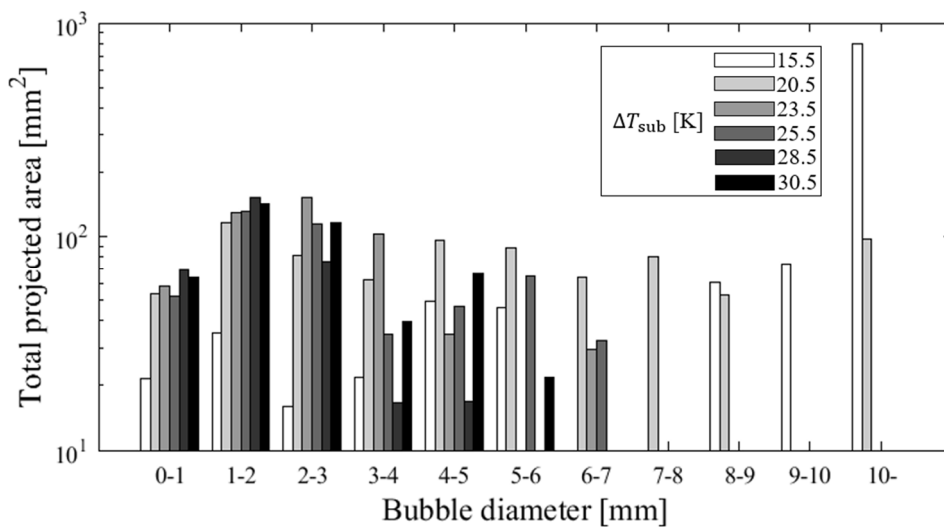
図9 気泡挙動の観察結果 (側面)

気泡径 1 mm 毎の気泡数及び投影面積をそれぞれ図 10(a), (b)に示す。図 10(a)から、OSV 以前には気泡径 7 mm を超える大気泡が形成されず、OSV 及び OSV 後に 10 mm を超過する大気泡が形成されることがわかる。ここで気泡数に着目すると、一番低いサブクール度である $\Delta T_{\text{sub}} = 15.5 \text{ K}$ でさえ、気泡径 1 mm 未満の小気泡の数は 98 で、10 mm を超過する大気泡の数は 6 であり、小気泡の数は大気泡の数よりも非常に多い。しかし、図 10(b)に着目すると、 $\Delta T_{\text{sub}} = 15.5 \text{ K}$ において気泡径 10 mm を超過する大気泡の合計投影面積は 793.9 mm^2 であり、これは同液温における全ての気泡投影面積の 70.9% に相当する。図 8(e)のような気泡の側面画像からわかるように、投影面積の大きな気泡は壁に垂直な方向にも深く蒸気が進出しており、全蒸気体積に対する大気泡の体積比はさらに大きいはずである。

本実験で OSV 条件に達した後、ボイド率は急速に増加し、蒸気体積の大部分は明らかに大きな気泡が占めていたことになる。したがって、OSV 以後のボイド率の急激な増加の原因は、非常に大きな気泡の形成に起因する可能性が高いといえる。



(a) 気泡サイズごとの気泡数



(b) 気泡径ごとの気泡投影面積

図 10 各気泡径範囲における気泡数と気泡投影面積

(3) OSV 前後における凝縮率の変化

図 8～10 に示す結果より、OSV 以前に形成される気泡は小さく、サイズも均一であるが、OSV 以後には非常に大きな気泡が形成され、またそれはボイド率の大部分を占めることがわかった。そこで、気泡径の変化に伴う凝縮率 Γ_{CON} の変化を推算する。凝縮率は、1 秒間の底面映像内で出現した全ての気泡について、次式により個別に凝縮率を計算し、その総和とした。

$$\Gamma_{\text{CON}} = \sum_i \frac{h_{\text{CON}} \Delta T_{\text{SUB}} \pi d_{\text{b},i}^2}{\Delta h_{\text{VAP}} A l} \quad (1)$$

ここで、 $d_{\text{b},i}$ は気泡径、 A, l はそれぞれ流路の断面積と観測窓長さ（底面映像長さ）である。気泡径は底面映像から算出した。まず 1 秒間、つまり 8000 枚の底面画像の全てを二値化して、画像 1 枚毎に気泡の投影面積を計測した。そして 8000 fps と高速撮影しているために、あるフレームと次のフレームで気泡のサイズ・位置が大きく変化しないことに着目して気泡サイズの時間変化を取得した。式(1)の凝縮熱伝達率 h_{CON} は球の熱伝達率の相関式である Ranz-Marshall 式を使用した。

$$\frac{h_{\text{CON}} d_{\text{b},i}}{k_1} = 2 + 0.6 Re_b^{0.5} Pr_1^{0.33} \quad (2)$$

k_1 は熱伝導率、 Re_b は気泡レイノルズ数で、 $Re_b = \rho_l u_R d_b / \mu_l$ として計算した。ただし、気泡の代表速度 u_R は抗力係数 C_D を用いて計算した。

$$u_R = \sqrt{\frac{4 \Delta \rho g d_b}{3 C_D \rho_l}} \quad (3)$$

$\Delta \rho$ は密度差 ($= \rho_l - \rho_v$) である。 C_D は Ishii-Chawla の式から推定した。

$$C_D = \max \left[\frac{24}{Re_b} (1 + 0.1 Re_b^{0.75}), \min \left\{ \frac{2}{3} \sqrt{Eo}, \frac{8}{3} \right\} \right] \quad (4)$$

Eo はエトベス数で、 $Eo = g(\rho_l \Delta \rho d_b^2 / \sigma)$ である。なお、 C_D の算出に u_R を使用するため、繰返し計算が必要となる。また、式(2)から、凝縮熱伝達率は気泡径の変化に伴い変化することに留意し、気泡毎に非定常計算を行った。

$$\Gamma_{\text{CON}} = \sum_i \left(\int_0^{d_{\text{b},i}} \frac{h_{\text{CON}} \Delta T_{\text{SUB}} \pi d'^2}{\Delta h_{\text{VAP}} A l} dd' \right) \quad (5)$$

凝縮率の計算結果を図 11 に示す。本図より、サブクール度を減少させたとき、OSV 点である $\Delta T_{\text{sub}} = 19.9$ K までは、ボイド率の増加とともに凝縮率が増加しているが、それ以降はボイド率の急上昇にも関わらず凝縮率が急減していることがわかる。これは、大気泡の形成に伴う単位体積あたりの気泡表面積、つまり界面積濃度の減少によるものである。すなわち、OSV 点以前では蒸発率と凝縮率が釣り合うためにボイド率は低く維持されるが、OSV 点以降では大気泡が形成されることで凝縮率が急減し、正味の蒸気生成率 $\Gamma_{\text{VAP}} - \Gamma_{\text{CON}}$ が急増したと推定される。

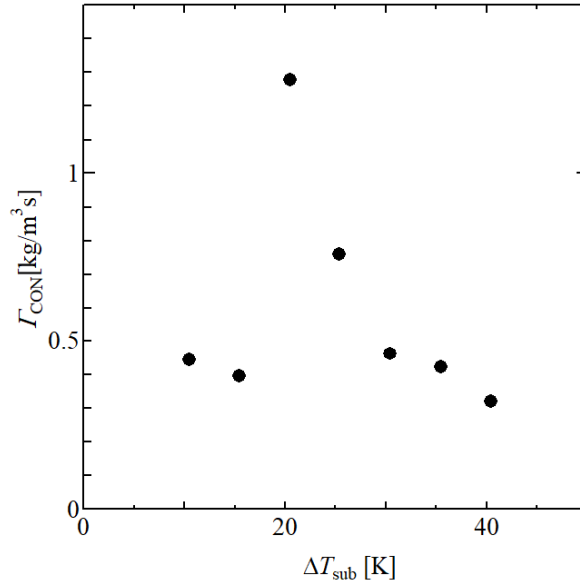


図 11 サブクール度の変化に伴う凝縮率変化の推算結果

(4) OSV 前後における蒸発率の変化

壁面における蒸発率はサブクール度の減少に伴い、徐々に増加すると考えられる。そこで、蒸発率 Γ_{VAP} を以下の式のように概算した。

$$\Gamma_{VAP} = \frac{\rho_v N A_h f_b \left(\frac{\pi d_b^3}{6} \right)}{Al} \quad (6)$$

ここで、 N は沸騰核密度、 A_h は伝熱面積 (= 観察窓長さ × 幅 10 mm)、 f_b は気泡生成頻度、 d_b は平均気泡径である。 N の評価には Basu の式を用いた。

$$N = \begin{cases} 3.4 \times 10^3 (1 - \cos\theta) \Delta T_w^{2.0} & \text{for } \Delta T_{w,ONB} < \Delta T_w < 15 \text{ K} \\ 0.34(1 - \cos\theta) \Delta T_w^{5.3} & \text{for } 15 \text{ K} \leq \Delta T_w \end{cases} \quad (7)$$

θ は接触角、 ΔT_w は壁面過熱度であり、Chen の熱伝達モデルにより算出した。

$$q_w = h_c(T_w - T_l) + h_{nb}(T_w - T_{sat}) \quad (8)$$

$\Delta T_{w,ONB}$ は ONB 時の過熱度で、Sato らの式により計算した。

$$\Delta T_{w,ONB} = \sqrt{\frac{8\sigma T_{sat} q_w}{\rho_v \Delta h_{VAP} k_l}} \quad (9)$$

f_b は Malenkov の式を用いた。気液密度、表面張力といった流体の物性から生成頻度が求まるシンプルな式である。

$$f_b = \frac{1}{\pi d_b} \sqrt{\frac{d_b g (\rho_l - \rho_v)}{2(\rho_l + \rho_v)} + \frac{2\sigma}{d_b (\rho_l + \rho_v)}} \quad (10)$$

気泡径 d_b については、本実験体系と同一の体系で作成された Kaiho の式を用いた。気泡径には全気泡内での分布と沸騰核毎の分布があり、そのどちらの分布もガンマ分布にて再現できるというものである。

$$d_b^+ = \frac{d_b}{y^*} = 5.07 \times 10^3 Ja^{0.040} Re^{-0.540} \Theta^{-0.751} \quad (11)$$

y^* は過熱液層厚さであり、Sato と Matsumura の式を用いて $y^* = k_1 \Delta T_w / q_w$ として求めた。 Ja はヤコブ数 ($= \rho_l c_{pl} \Delta T_w / \rho_v \Delta h_{VAP}$)、 Θ は無次元サブクール度 ($= (\Delta T_w + \Delta T_{sub}) / \Delta T_w$) である。図 12(a) に、上の方法で算出した蒸発率及び前節に示した方法で推算した凝縮率を示す。蒸発率はサブクール度の減少に伴い徐々に増加することがわかる。ただし、ボイド率の計測結果によれば、OSV を生じる以前では蒸発率と凝縮率が概ね釣り合うはずである。このため、以下に示す形式により蒸発率を補正した。

$$\Gamma_{VAP}' = C_1 (\Gamma_{VAP})^{C_2} \quad (12)$$

上式による補正結果を図 12(b) に示す。OSV を生じる以前では、蒸発率と凝縮率が概ね釣り合うが、OSV を生じた後は凝縮率の低下により蒸発率が優勢になることがわかる。

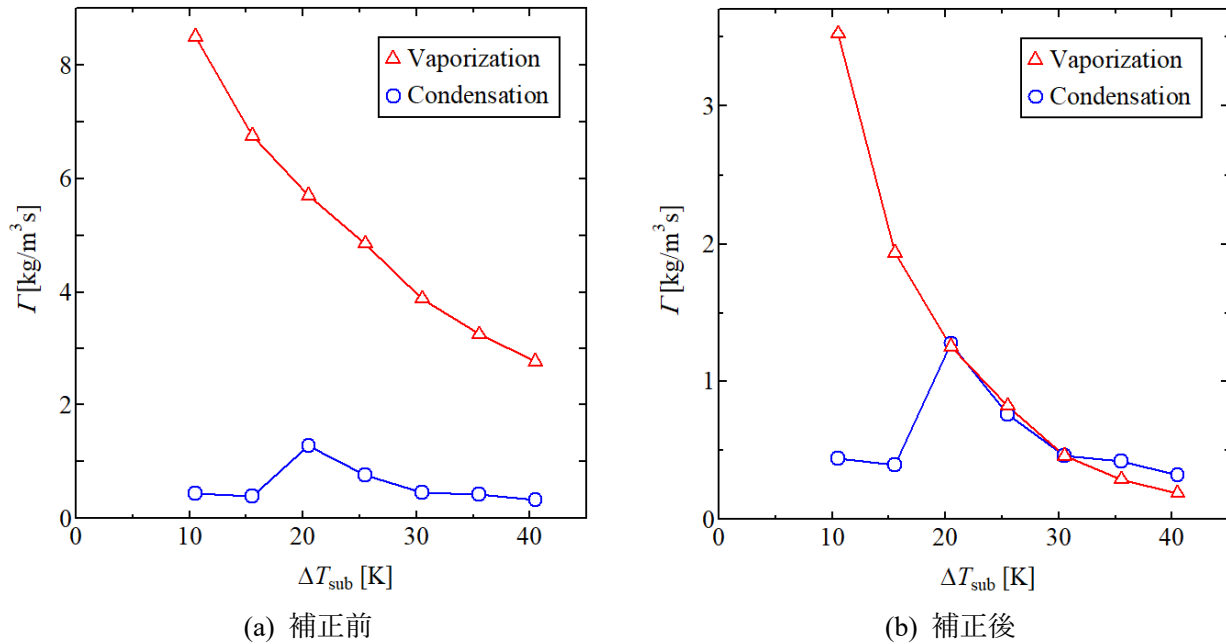


図 12 サブクール度の変化に伴う蒸発率及び凝縮率の変化の推算結果

(5) ボイド率解析

定常状態を仮定すると、一次元二流体モデルに基づく蒸気相と液相の質量保存式は以下で与えられる。

$$\frac{d}{dz} (\alpha \rho_v u_v) = \Gamma_{VAP} - \Gamma_{CON} \quad (13)$$

$$\frac{d}{dz} \{(1 - \alpha) \rho_l u_l\} = -(\Gamma_{VAP} - \Gamma_{CON}) \quad (14)$$

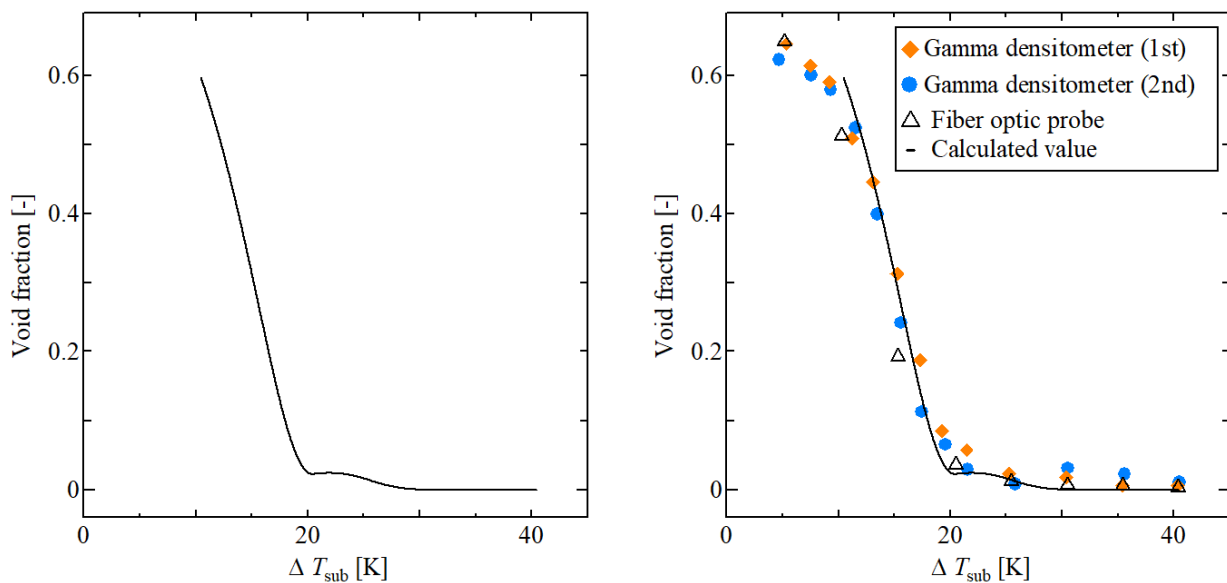
式(13), (14)を辺々加えれば次式を得る。

$$\frac{d}{dz}\{\alpha\rho_v u_v + (1-\alpha)\rho_l u_l\} = 0 \quad (15)$$

上式を流れ方向に積分するとともに均質流モデルを仮定して $u = u_l = u_v$ とすれば、

$$u = u_v = u_l = \frac{G}{\alpha\rho_v + (1-\alpha)\rho_l} \approx \frac{G}{(1-\alpha)\rho_l} \quad (16)$$

を得る。式(16)を式(13)に代入するとともに、液体と液体の密度は既知として、さらに図 12(b)に示す蒸発率と凝縮率を用いれば、未知数はボイド率 α のみとなる。したがって、 $\alpha=0$ を境界条件として積分すれば、 ΔT_{sub} の低下に伴う α の増加を計算することができる。 α の計算結果を図 13(a)に、図 7(a)に示したボイド率計測結果との比較を図 13(b)に示す。本図に示すように、OSV 条件を満足するとボイド率の急上昇を開始するとともに、ボイド率の増加は実験結果と定量的によく一致することがわかる。なお、 ΔT_{sub} が 10K 以下で α の増加が緩慢になる様子は再現されていないが、これは均質流モデルの仮定から逸脱したことが主な原因である。したがって、図 12(b)に示した計算結果と実験結果のきわめてよい一致から、強制対流サブクール沸騰における OSV は、スラグ流への流動様式変化に類似した気泡合体に起因する凝縮率の急低下により引き起こされるものと結論できる。



(a) ボイド率変化の計算結果

(b) ボイド率計測結果との比較

図 13 質量保存則を用いたボイド率の軸方向発展の計算結果と実験値との比較

2.2.2. 高熱流束条件

(1) 基準条件 ($G = 300 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $\Delta T_{\text{sub,in}} = 60 \text{ K}$) における観察結果

高熱流束条件では、表 1 の No. 1~9 に示すように、 $G = 300 \sim 1000 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $\Delta T_{\text{sub,in}} = 30 \sim 60 \text{ K}$ の条件で実験を実施したが、 q_w の増加に伴う気泡挙動の変化はすべての条件で定性的に共通であった。このため、No. 3 ($G = 300 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $\Delta T_{\text{sub,in}} = 60 \text{ K}$) の場合を例に説明する。まず、 q_w が OSV 時の熱流束よりも十分に小さいとき、IR カメラにより捉えた壁面温度分布と 2 台の高速度カメラにより捉えた気泡挙動のスナップショットを図 14 に示す。IR カメラによる撮影領域は高速度カメラによる撮影領域よりも狭く、図 14(b), (c) 中で赤枠内の領域に対応する。熱流束が低い場合、全ての気泡は発泡核で生成・成長後、即座に伝熱面を離脱・消滅した。生成気泡が即座に離脱・消滅することから、式(13)で見れば蒸発率と凝縮率が釣り合っていることとなり、OSV 前にボイド率が低いままで維持される理由が理解できる。また、気泡同士が合体することはほとんどなく、大気泡が発生することもなかった。IR カメラによる伝熱面の温度分布では、沸騰による気泡の発生時に局所的な温度低下が生じたが、特段の温度上昇は認められず、伝熱面から作動流体への熱移動は良好に行われていた。

q_w を増加させると、気泡同士が成長中に合体する頻度が目に見えて多くなった。そして、図 15 に示すように、時刻 0ms でやや大きい気泡が生じるとともに、他気泡との合体を繰り返して、20ms の画像に見られるように、流路幅の半分程度を占める大気泡が 1 秒間に数回程度形成された。これらの気泡は合体後に急速に大きさを増していった。観測された気泡サイズより、これがボイド率の急速な上昇の開始に対応していると考えられ、OSV の起因事象が気泡合体であることが確認できる。ただし、大気泡形成時においても、伝熱面温度分布の状況は十分低熱流束の図 14 と大差なく、良好な壁面熱伝達が維持された。特に、時刻 20ms の同期画像を見ると、大気泡の底部においても核沸騰が継続しており、壁面からの熱伝達メカニズムは、大気泡の生成により定性的に変化していないことがわかる。

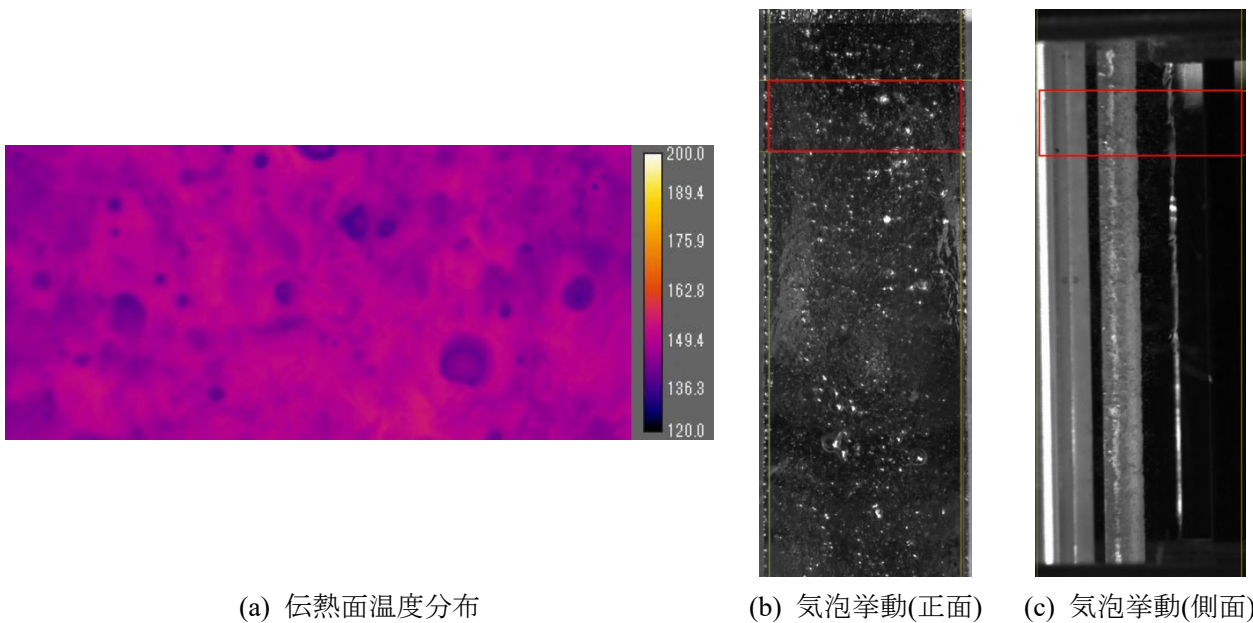


図 14 OSV よりも十分に低い熱流束における伝熱面温度分布と気泡挙動

$$(G = 300 \text{ kg/m}^2\text{s}, \Delta T_{\text{sub,in}} = 60 \text{ K}, q_w = 2.16 \text{ MW/m}^2)$$

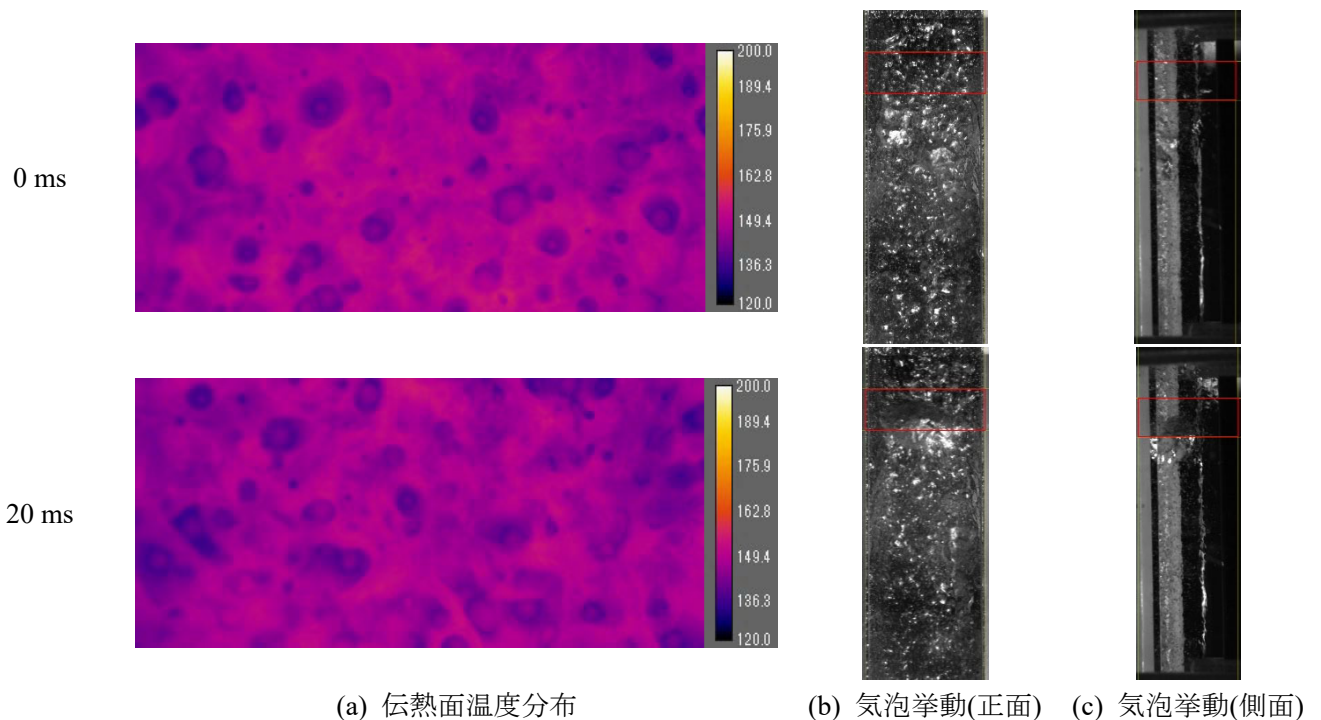


図 15 OSV の近傍における伝熱面温度分布と気泡挙動

$$(G = 300 \text{ kg/m}^2\text{s}, \Delta T_{\text{sub,in}} = 60 \text{ K}, q_w = 3.11 \text{ MW/m}^2)$$

q_w をさらに増加させると、図 16 に示すように、気泡の合体頻度が増加し、気泡長さが流路の幅を超過する程の非常に大きな気泡が観測されるようになった。したがって、熱流束の増加とともに気泡退席が増加し、ボイド率の急上昇を引き起こすことがわかる。次に、壁面温度分布を見ると、大気泡のサイズが図 15 の場合よりも増加しているものの、大気泡の底部で核沸騰による蒸気泡の生成は維持されており、この部分での壁面温度低下が顕著であることから、主に核沸騰熱伝達による良好な熱移動が継続していることがわかる。また、核沸騰が生じていることから、大気泡の伝熱面の間には液膜が存在していることも確認できる。ただし、特に核沸騰が生じていない領域における壁面温度は図 14, 15 と比較してやや上昇しており、高熱流束の影響が認められる。

実験条件 No. 3 での最大熱流束時における壁面温度分布及び気泡挙動を図 17 に示す。気泡合体により、短時間で流路を覆う程の大気泡が出現することは図 16 と同様であるが、大気泡が IR カメラによる撮影領域に到達する 8ms から通過を完了する 50ms までの伝熱面温度分布を見ると、大気泡の到達直後の 18~28ms では壁面温度の上昇は顕著ではなく、核沸騰も一応は維持されているが、38ms で壁温の急上昇を開始し、48ms では高温部分の領域が大きく拡大していることがわかる。高温の壁面部分では、核沸騰が生じておらず、ここでは液膜が消失しているものと考えられる。なお、高温部分でやや温度の低い領域が見られるが、これは壁面に残存した液滴の蒸発によるものと考えられる。なお、時刻 38ms では、IR カメラによる撮影領域の全面が大気泡により覆われているが、温度上昇は IR カメラによる撮影領域の下部から開始して、時刻 48ms では高温領域が上部に拡大していることは興味深い。Celata ら[3] は、強制対流サブクール沸騰で壁温の急上昇を生じるメカニズムとして、薄液膜ドライアウトモデルを提唱した。本モデルでは、大気泡と加熱壁の間に薄液膜が存在しており、大気泡の上昇の間、薄液膜は外界から隔離されて壁面熱流束により蒸発する。そして、隔離期間中に液膜が消失すると、壁面からの

除熱が失われて壁面温度が急上昇すると考える。図 17 に示すように、大気泡は IR カメラによる撮影領域の下部から侵入するので、大気泡による隔離期間は下部の方が長い。したがって、壁温の急上昇が大気泡の底部で生じていること、さらに温度上昇が IR カメラによる撮影領域の下部から開始して上部に拡大していることから、図 17 に示す観察結果は、薄液膜ドライアウトモデルの仮定する描像ときわめてよく合致していると言える。

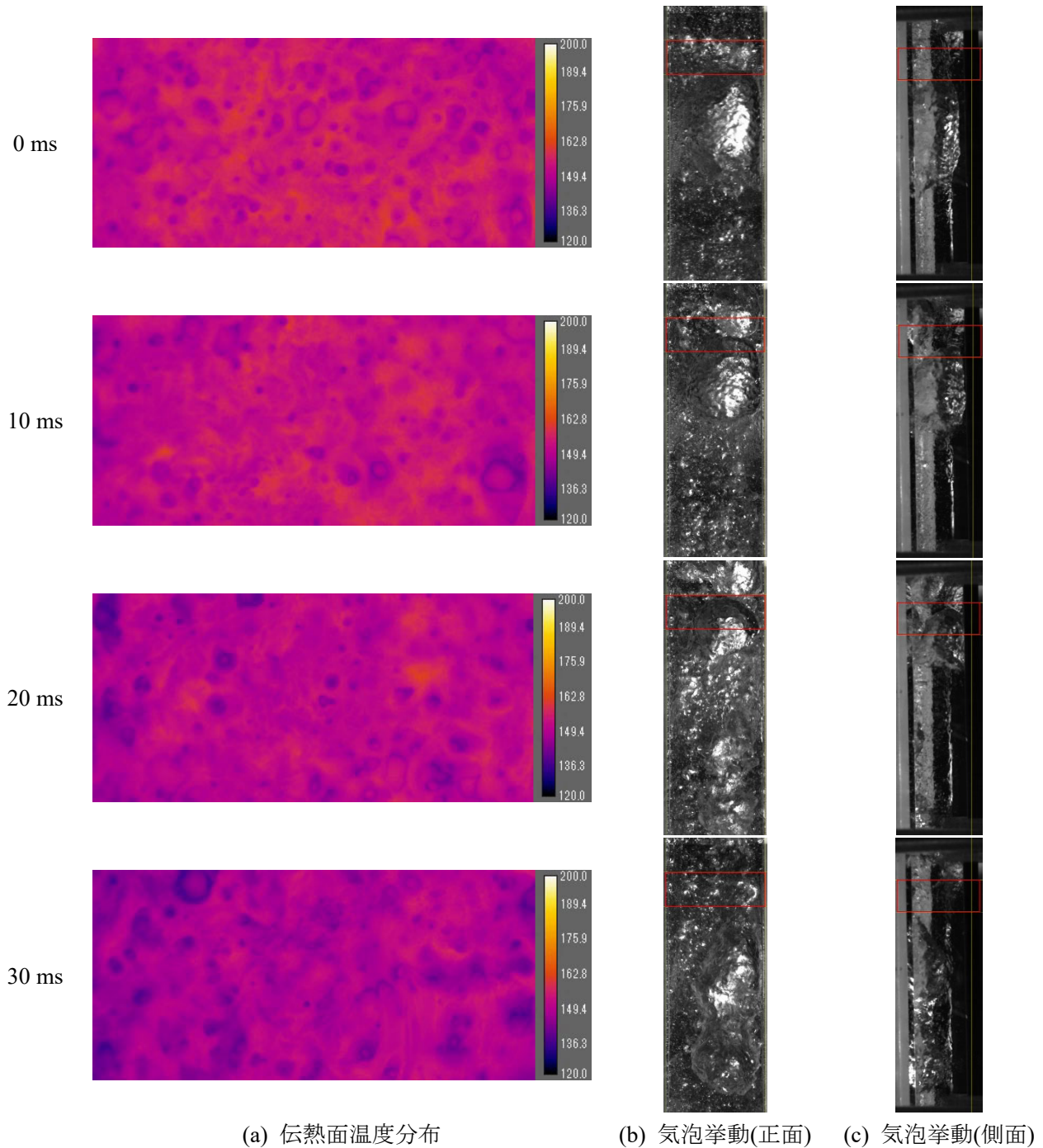


図 16 OSV よりも十分に高い熱流束における伝熱面温度分布と気泡挙動
 $(G = 300 \text{ kg/m}^2\text{s}, \Delta T_{\text{sub,in}} = 60 \text{ K}, q_w = 3.80 \text{ MW/m}^2)$

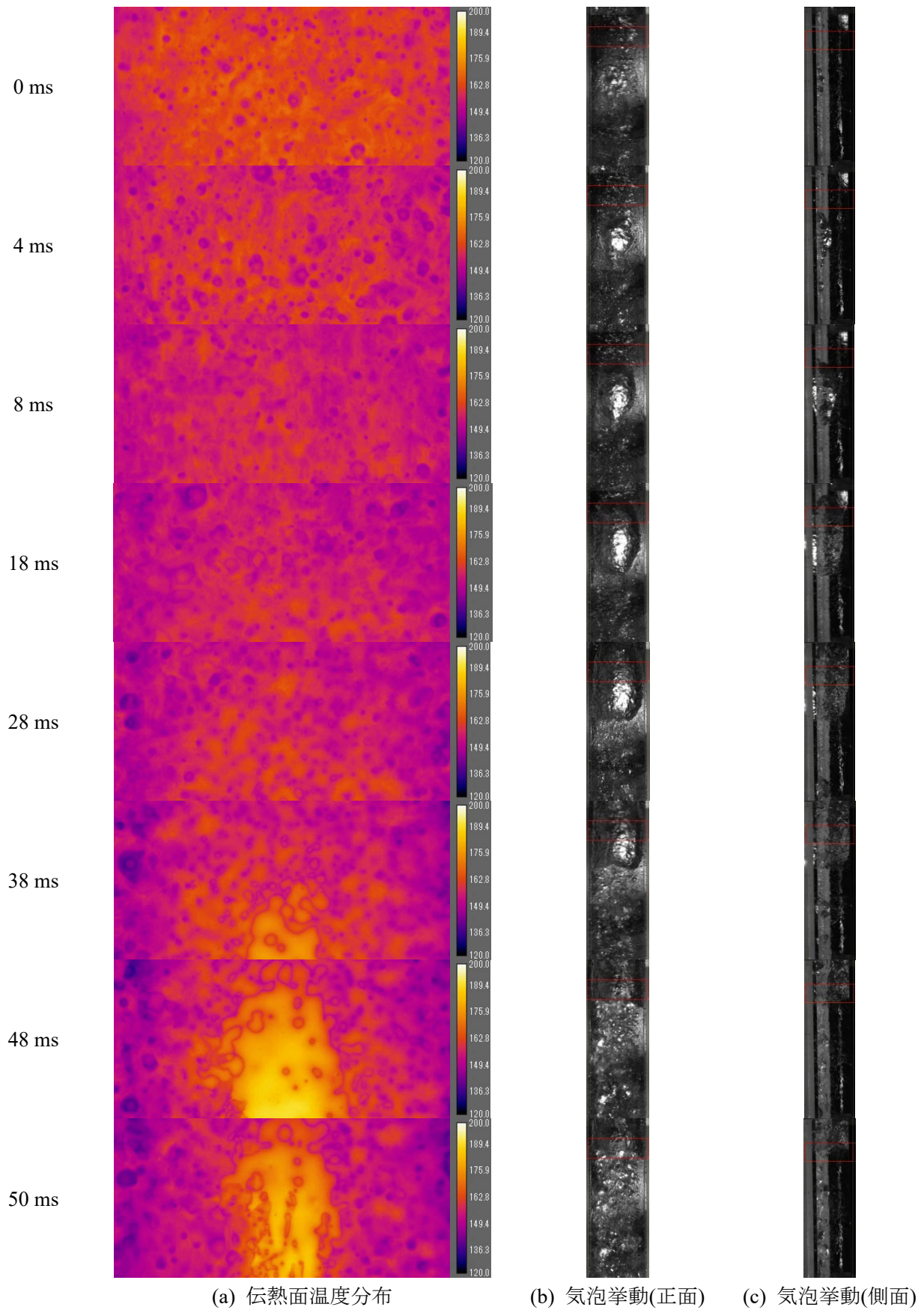


図 17 壁面温度の急上昇を生じる熱流束における伝熱面温度分布と気泡挙動

$$(G = 300 \text{ kg/m}^2\text{s}, \Delta T_{\text{sub,in}} = 60 \text{ K}, q_w = 4.39 \text{ MW/m}^2)$$

(2) 低サブクール度 ($G = 300 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $\Delta T_{\text{sub,in}} = 30 \text{ K}$) における観察結果

基準条件と同様の観察を、 $\Delta T_{\text{sub,in}} = 30 \text{ K}$ の低サブクール度条件で行った結果を図 18~21 に示す。定性的な傾向は基準条件の場合と同様である。すなわち、OSV を生じる前、核沸騰により生成された気泡は即座に伝熱面を離脱するとともにサブクール液中で凝縮・消滅した (図 18)。ただし、生成気泡のサイズは基準条件よりもやや大きく、これはサブクール度の低下により加熱壁面上に形成される温度境界層の厚さが増加したためと考えられる。次に、気泡合体に引き続いて大気泡を形成し、OSV を生じるが、気泡下では核沸騰が継続しており、顕著な壁面温度の上昇は認められない (図 19)。熱流束をさらに増加させると気泡サイズが大きくなり、ボイド率が急速に増大するが、気泡の底部では依然として核沸騰による良好な熱伝達が維持される (図 20)。さらに壁面熱流束を増大させると、大気泡の通過期間中に液膜が消失して核沸騰が停止し、壁面温度の急上昇を開始する (図 21)。ただし、図 21 を見ると、CHF 時の状況は、流路全体を大気泡が占めており、環状流に類似の流動様式であった。また、低熱流束で CHF に至るため、大気泡による隔離開始から壁面温度急上昇までの期間が約 30ms から 150ms に長期化した。

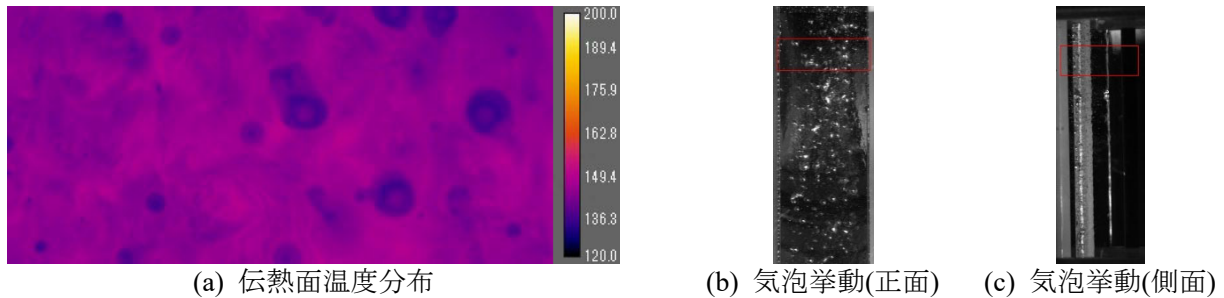


図 18 OSV よりも十分に低い熱流束における伝熱面温度分布と気泡挙動 ($G = 300 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $\Delta T_{\text{sub,in}} = 30 \text{ K}$, $q_w = 1.22 \text{ MW/m}^2$)

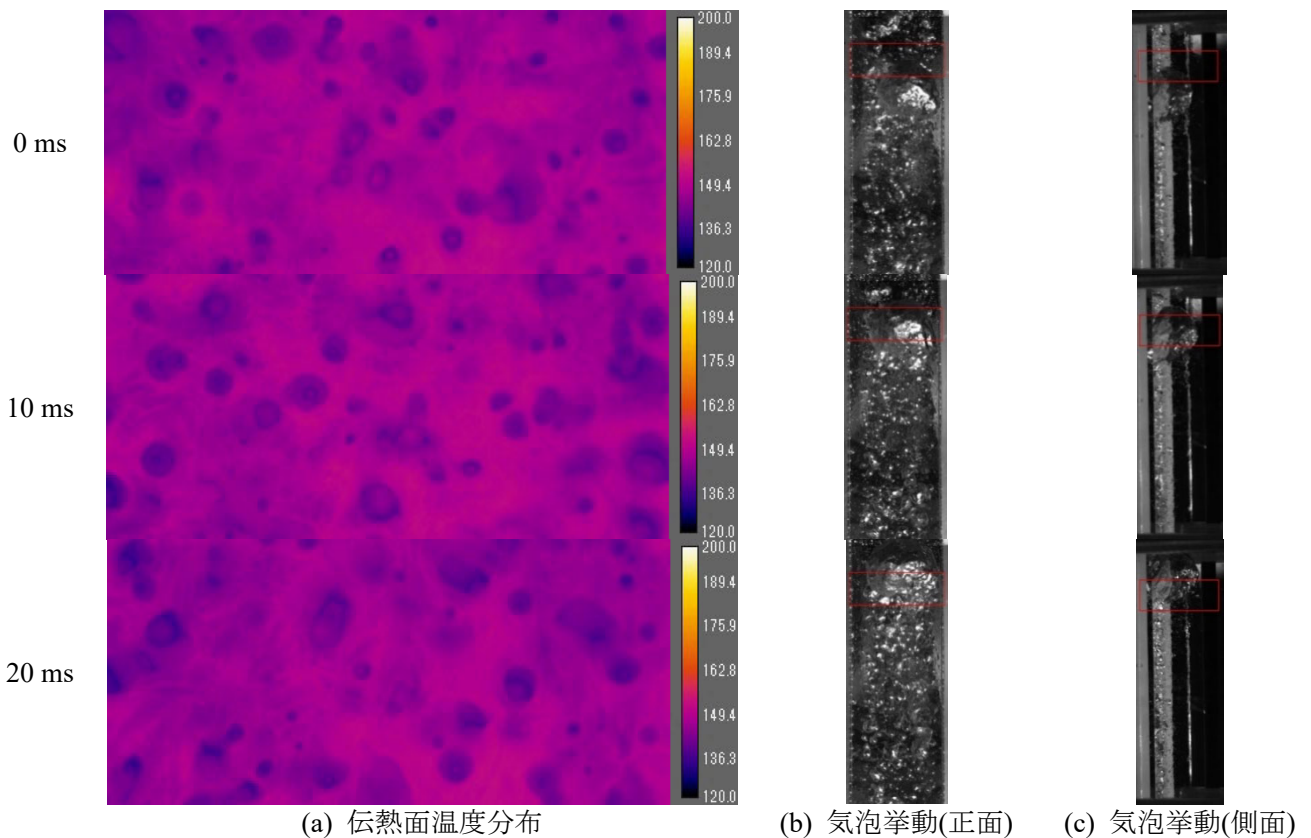
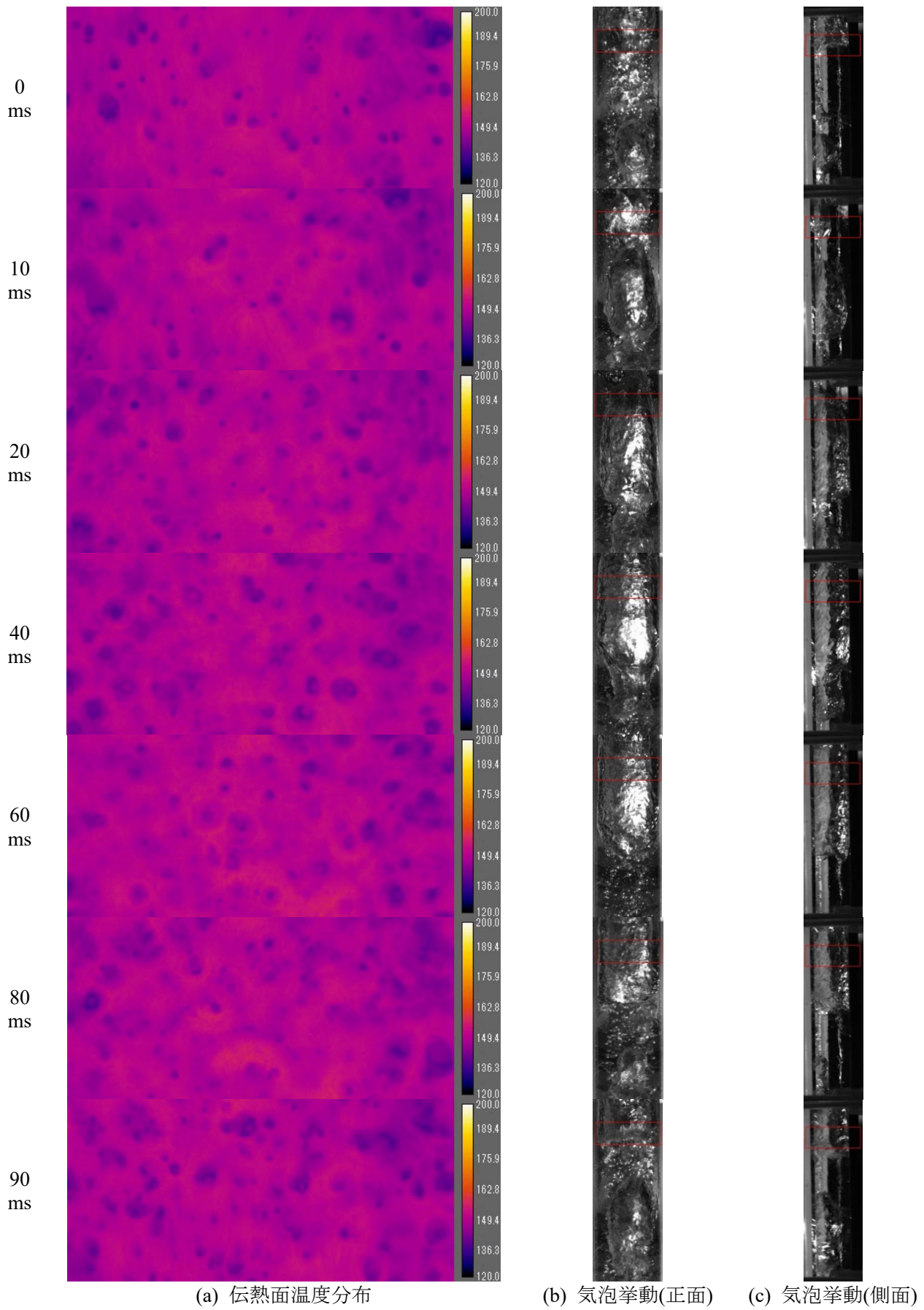
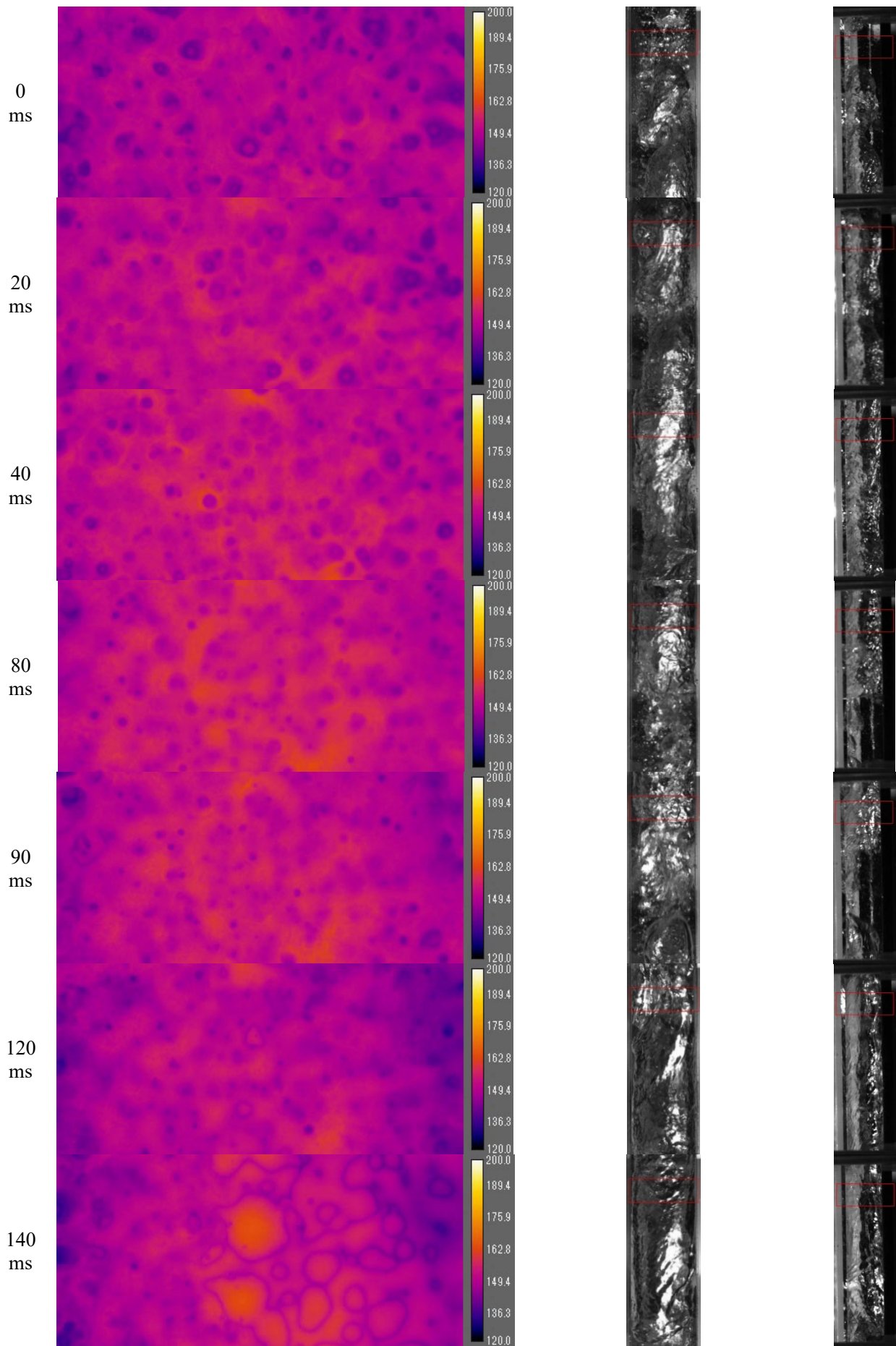
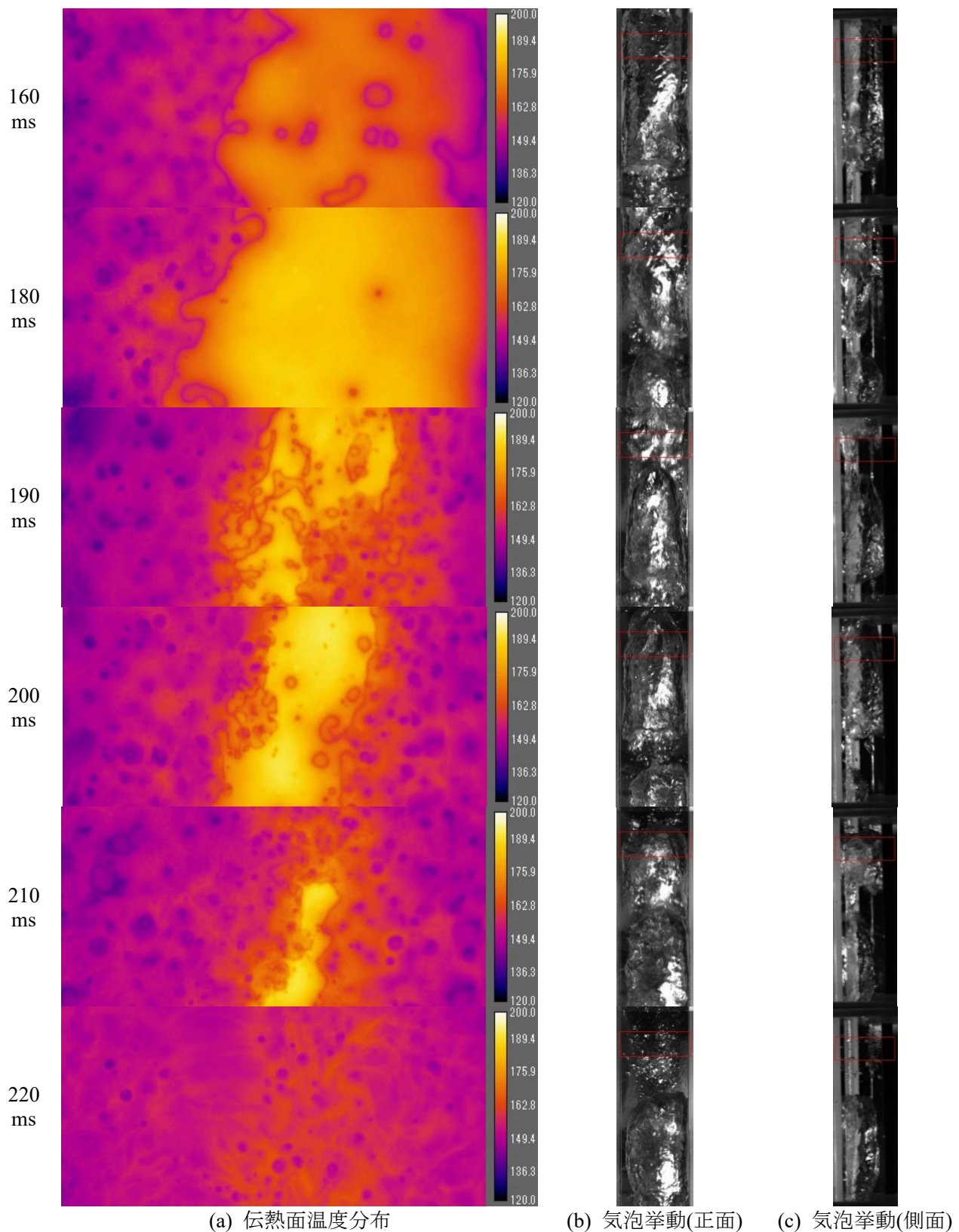


図 19 OSV の近傍における伝熱面温度分布と気泡挙動 ($G = 300 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $\Delta T_{\text{sub,in}} = 30 \text{ K}$, $q_w = 1.75 \text{ MW/m}^2$)



(a) 伝熱面温度分布 (b) 気泡挙動(正面) (c) 気泡挙動(側面)
 図 20 OSV よりも十分に高い熱流束における伝熱面温度分布と気泡挙動
 ($G = 300 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $\Delta T_{\text{sub,in}} = 30 \text{ K}$, $q_w = 2.27 \text{ MW/m}^2$)





(a) 伝熱面温度分布 (b) 気泡挙動(正面) (c) 気泡挙動(側面)
 図 21 壁面温度の急上昇を生じる熱流束における伝熱面温度分布と気泡挙動
 ($G = 300 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $\Delta T_{\text{sub,in}} = 30 \text{ K}$, $q_w = 2.74 \text{ MW/m}^2$)

(3) 高質量流束 ($G = 1000 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $\Delta T_{\text{sub,in}} = 60 \text{ K}$) における観察結果

$G = 1000 \text{ kg/m}^2\text{s}$ の高質量流束条件で取得した画像データを図 22~25 に示す。定性的な傾向は基準条件及び低サブクール度条件の場合と同様である。すなわち、OSV を生じる前、核沸騰により生成された気泡は即座に伝熱面を離脱するとともにサブクール液中で凝縮・消滅したため、試験部には小気泡のみが存在した (図 22)。次に、気泡合体に引き続いて大気泡を形成し、OSV を生じるが、気泡下では核沸騰が継続しており、顕著な壁面温度の上昇は認められない (図 23)。ただし、高熱流束に起因して、OSV の時点で既に若干の温度上昇が認められる (4ms)。熱流束をさらに増加させると気泡サイズが大きくなり、ボイド率が急速に増大するが、気泡の底部では依然として核沸騰による良好な熱伝達が維持される (図 24)。ただし、特に大気泡の底部で温度揺らぎが拡大している状況も観察される (12ms)。さらに壁面熱流束を増大させると、大気泡の通過期間中に液膜が消失して核沸騰が停止し、壁面温度の急上昇を開始する (図 25)。ただし、CHF 時の高熱流束に起因して、急速な温度上昇を生じるための気泡は小さくてよく、隔離開始から温度上昇を開始するまでの時間も 10ms 程度に短縮している。

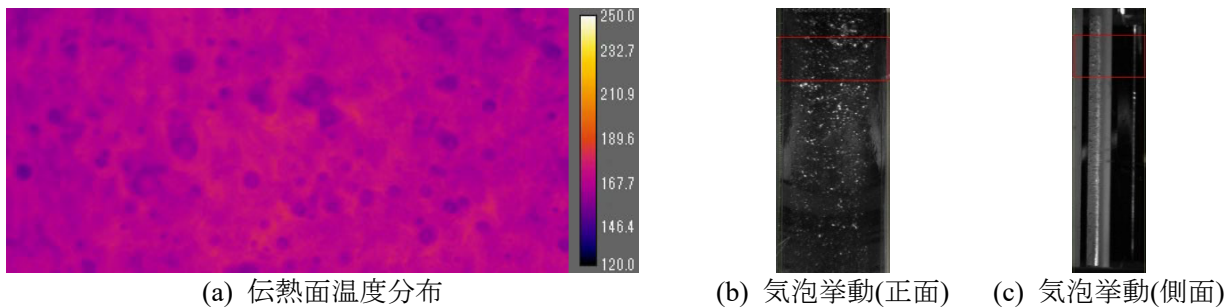


図 22 OSV よりも十分に低い熱流束における伝熱面温度分布と気泡挙動
($G = 1000 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $\Delta T_{\text{sub,in}} = 60 \text{ K}$, $q_w = 4.51 \text{ MW/m}^2$)

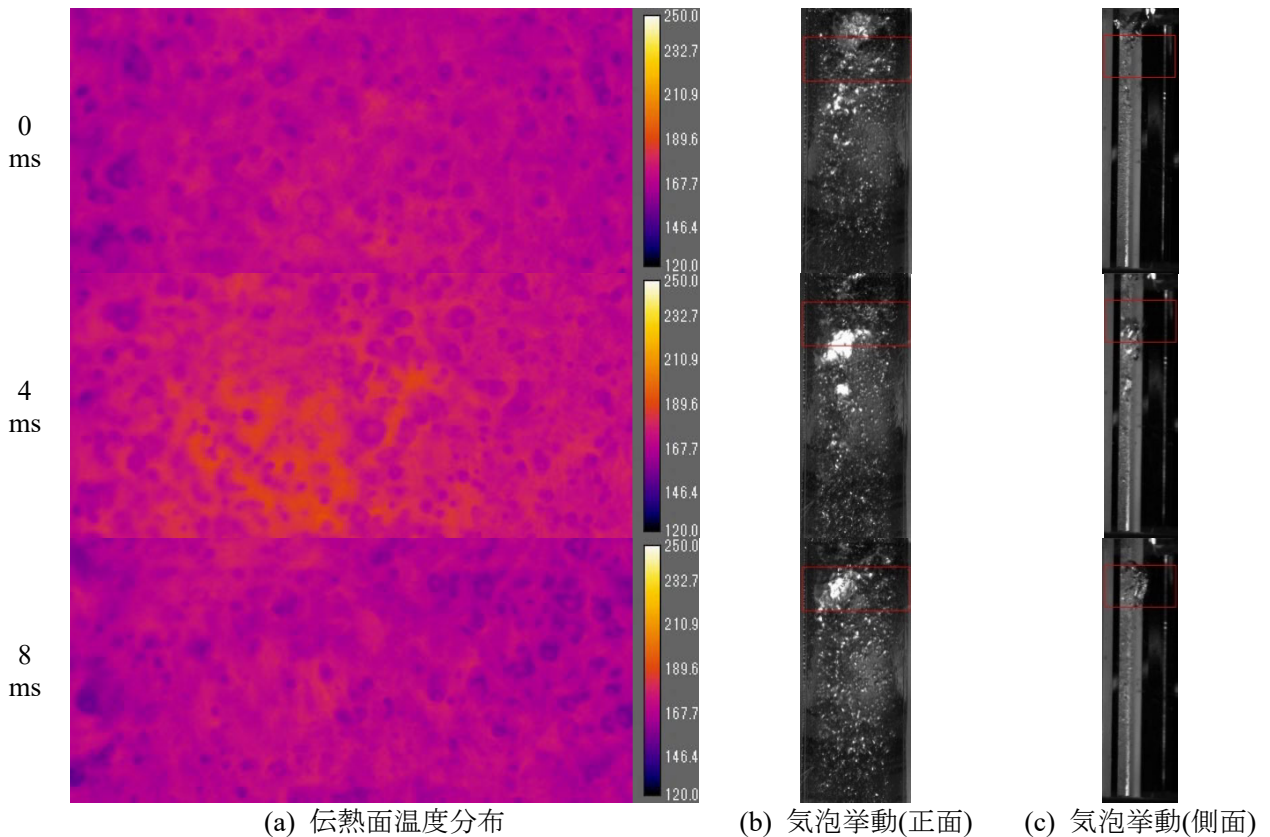
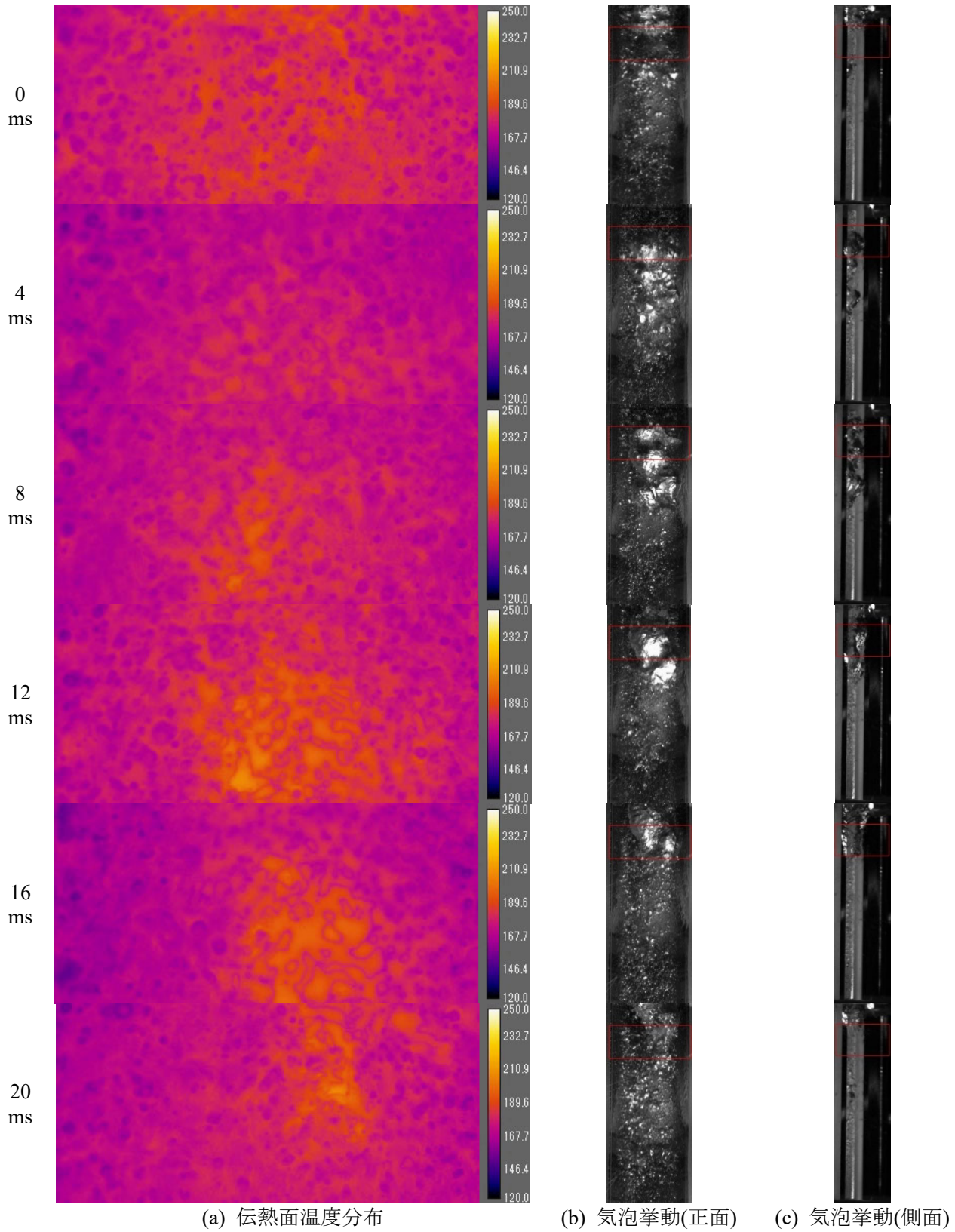
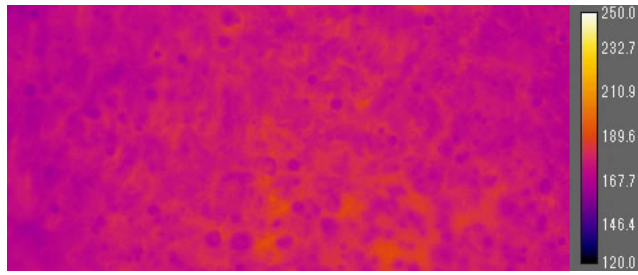


図 23 OSV の近傍における伝熱面温度分布と気泡挙動 ($G = 1000 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $\Delta T_{\text{sub,in}} = 60 \text{ K}$, $q_w = 5.96 \text{ MW/m}^2$)

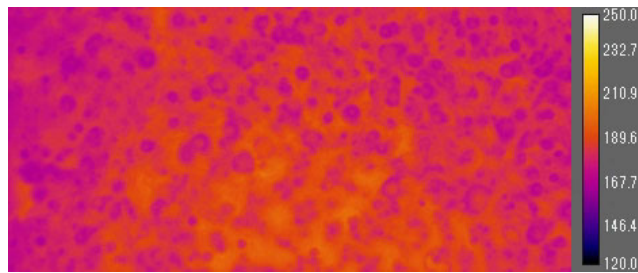


(a) 伝熱面温度分布 (b) 気泡挙動(正面) (c) 気泡挙動(側面)
 図 24 OSV よりも十分に高い熱流束における伝熱面温度分布と気泡挙動
 ($G = 1000 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $\Delta T_{\text{sub,in}} = 60 \text{ K}$, $q_w = 6.77 \text{ MW/m}^2$)

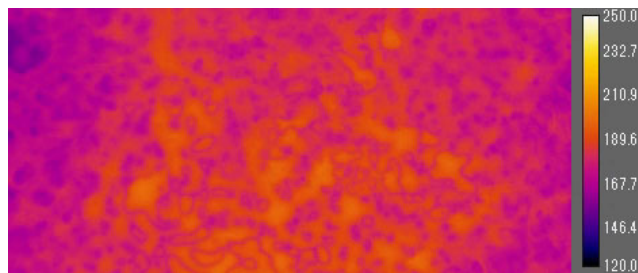
0
ms



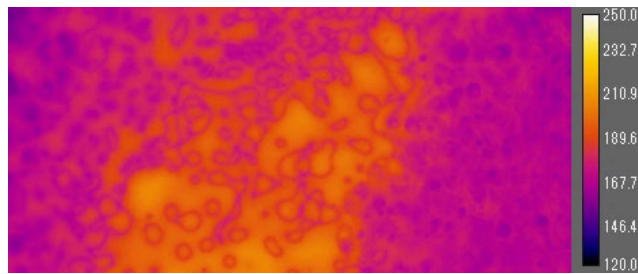
4
ms



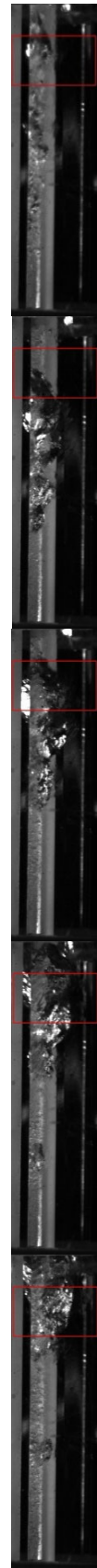
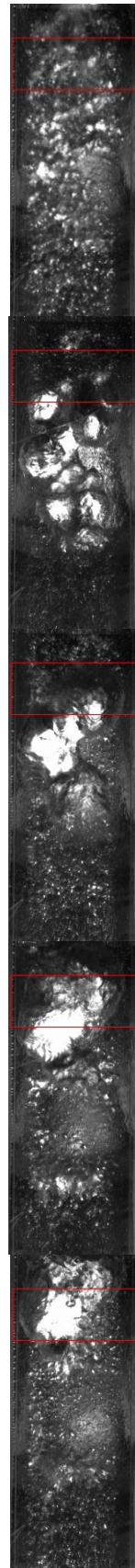
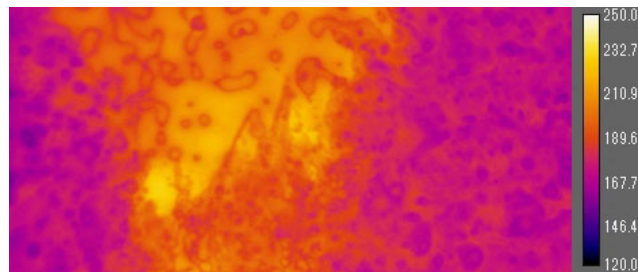
8
ms

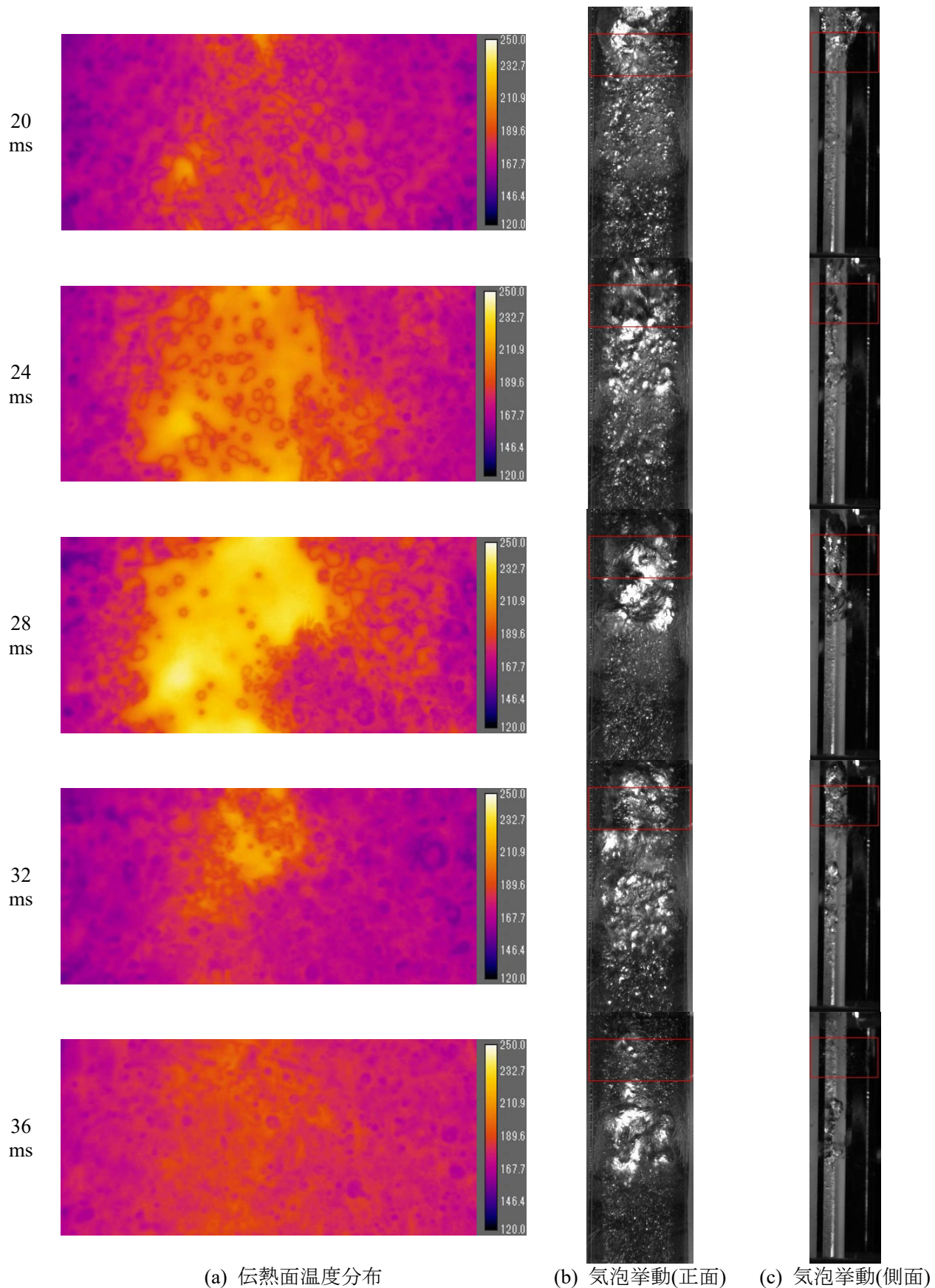


12
ms



16
ms





(a) 伝熱面温度分布 (b) 気泡挙動(正面) (c) 気泡挙動(側面)
 図 25 壁面温度の急上昇を生じる熱流束における伝熱面温度分布と気泡挙動
 ($G = 1000 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $\Delta T_{\text{sub,in}} = 60 \text{ K}$, $q_w = 7.33 \text{ MW/m}^2$)

(4) OSV 熱流束と CHF 熱流束の関係

2.2.1 節では、気泡合体に引き続く大気泡の形成が OSV の起因事象であることを示し、2.2.2 節では、質量流束、サブクール度、壁面熱流束等の条件が異なっても同様のメカニズムによって OSV が誘起されることを示した。また、OSV が生じた後、質量流束の低下、サブクール度の低下、壁面熱流束の上昇等によって気泡サイズが大きくなると、大気泡の通過中に大気泡下の液膜が消失して CHF を生じることを示した。したがって、OSV と DNB 型の CHF の間には強い相関関係があることが示唆される。

上記の考察に基づき、2.2.2 節で検討した 3 条件における OSV 時熱流束 q_{OSV} と CHF 時熱流束 q_{CHF} の関係を調べた。結果を図 26 に示す。図 26(a) より、 q_{OSV} と q_{CHF} の間には強い正の相関関係があることがわかる。これは、OSV 時に形成された大気泡が巨大化して CHF を生じることから、容易に理解できる結果と言える。次に、図 26(b) に、2 つの熱流束の比 q_{CHF}/q_{OSV} を q_{OSV} に対してプロットした。本図より、低熱流束で OSV を生じる場合には、 q_{CHF} は q_{OSV} よりも 50% 以上大きいのが、高熱流束で OSV を生じるときにはその差が 20% 程度にまで低下していることがわかる。

OSV 時に形成される大気泡のサイズは気液二相流におけるスラグ流への流動様式遷移に類似して流体力学的に決定されるのに対して、CHF 時の気泡サイズは薄液膜の蒸発に要する伝熱面の隔離期間より、言わば熱的な条件により決定される。したがって、OSV 時と CHF 時における気泡サイズの決定メカニズムは独立であるから、OSV 時に形成される大気泡のサイズが CHF を生じるのに必要な気泡サイズを超過することも十分に考えられる。この場合、OSV を生じるやいなや壁面温度の急上昇を開始することとなる。図 26(b) において、 q_{OSV} の増加とともに q_{CHF}/q_{OSV} は 1 に漸近しており、この結果は、OSV 時熱流束の増加に伴って、CHF 時気泡サイズが OSV 時気泡サイズに近づいていることを意味していると解釈できる。

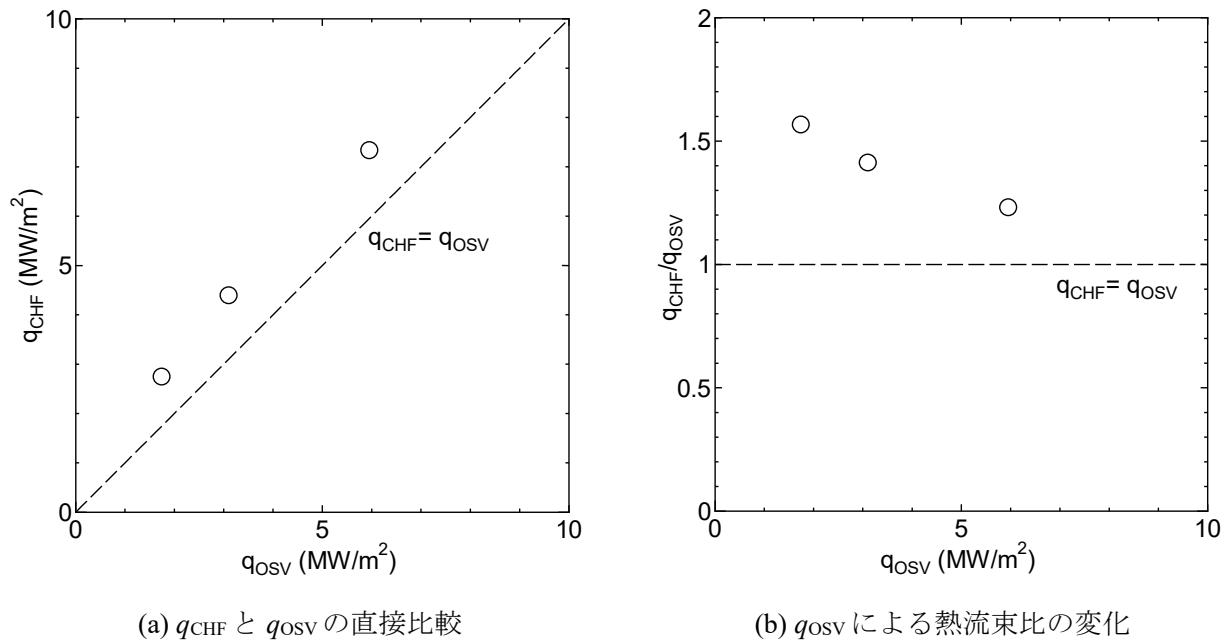
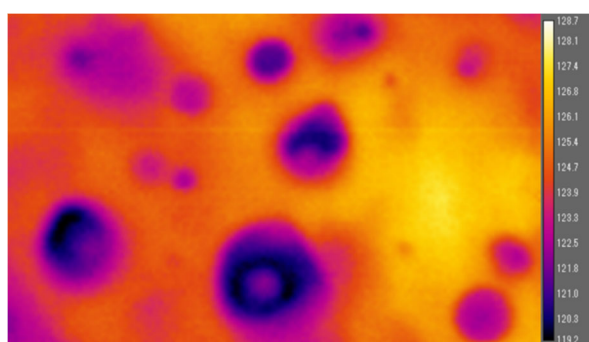


図 26 OSV 時熱流束と CHF 熱流束の関係

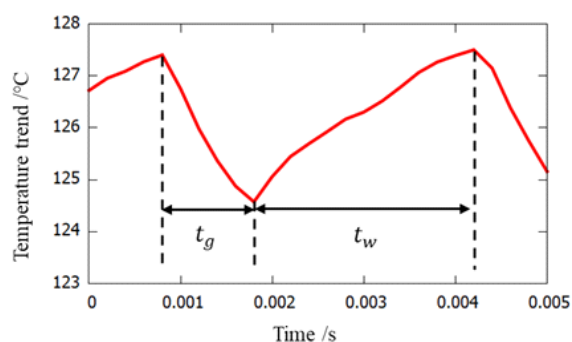
2.2.3. 気泡生成周期に対する発泡核間干渉の影響

強制対流サブクール沸騰において気泡生成を開始してから CHF に至るまでの期間において、核沸騰は壁面からの最も重要な熱伝達機構の一つである。また、OSV や CHF の発生において中心的な役割を果たす大気泡は、発泡核で生成された小気泡の合体を経て生成される。したがって、各発泡核における気泡生成頻度は、強制対流サブクール沸騰中における壁面熱伝達特性、ボイド率の軸方向空間発展、限界熱流束値に影響を及ぼす重要な現象素過程である。

伝熱面における瞬時の温度分布とある発泡核における温度過渡の計測結果の一例を図 27 に示す。発泡核で蒸気泡が生成されると、蒸気泡と伝熱面の間に薄液膜が形成されるため、発泡核付近では伝熱面から流体への熱移動が促進されて、図 27(a)に示されるように、壁面温度が局所的に低下する。一方、発泡核で蒸気泡を生成するためには、周知の Laplace の法則により、気泡内部は周囲よりも高压であることから、一定の過熱度が必要である。このため、発泡核における局所温度は、図 27(b)に示すように、気泡成長期間 t_g の間に急速に低下した後、待ち時間 t_w の間に徐々に上昇して、十分な過熱度となるとまた気泡を生成して急速に温度低下するというサイクルを繰り返す。



(a) 瞬時の伝熱面温度分布



(b) 発泡核における局所温度の時間変化

図 27 発泡核における気泡生成メカニズム

ここで、以上の説明は、発泡核が単独で存在する場合を想定していることに注意する必要がある。実際の強制対流サブクール沸騰の状況では、図 27(a)に示すように、多数の発泡核で気泡が生成されているから、隣接発泡核における気泡生成の影響を受けて温度低下が生じる可能性を考慮する必要がある。IR カメラによる伝熱面温度分布と高速度カメラによる気泡生成状況の同期観察結果の一例を図 28 に示す。本図では、二つの発泡核 B, C で気泡生成が生じているが、時刻 4.2ms では発泡核 C での気泡生成による温度低下領域が発泡核 B の近隣にまで及んでいるのに対し、時刻 29.8ms では、発泡核 B での気泡生成による温度低下領域に発泡核 C が完全に取り込まれていることがわかる。したがって、発泡核 C では、気泡を生成していないにもかかわらず温度が低下するため、気泡生成に必要な温度に回復するためにより長い時間が必要になる。したがって、発泡核 C における気泡生成頻度は、近隣発泡核 B の影響を受けて低下するものと予想される。

Zuber[4]によれば、大気泡を生成するためにはより長い待ち時間が必要であるため、気泡径 d と気泡生成時間 t の間には概ね比例関係が成立する。このため、近隣発泡核の影響を受けた場合と受けなかった場合に分けて、 d と t の関係を調べた。結果を図 29 に示す。本図に示すように、実験は複数の質量流

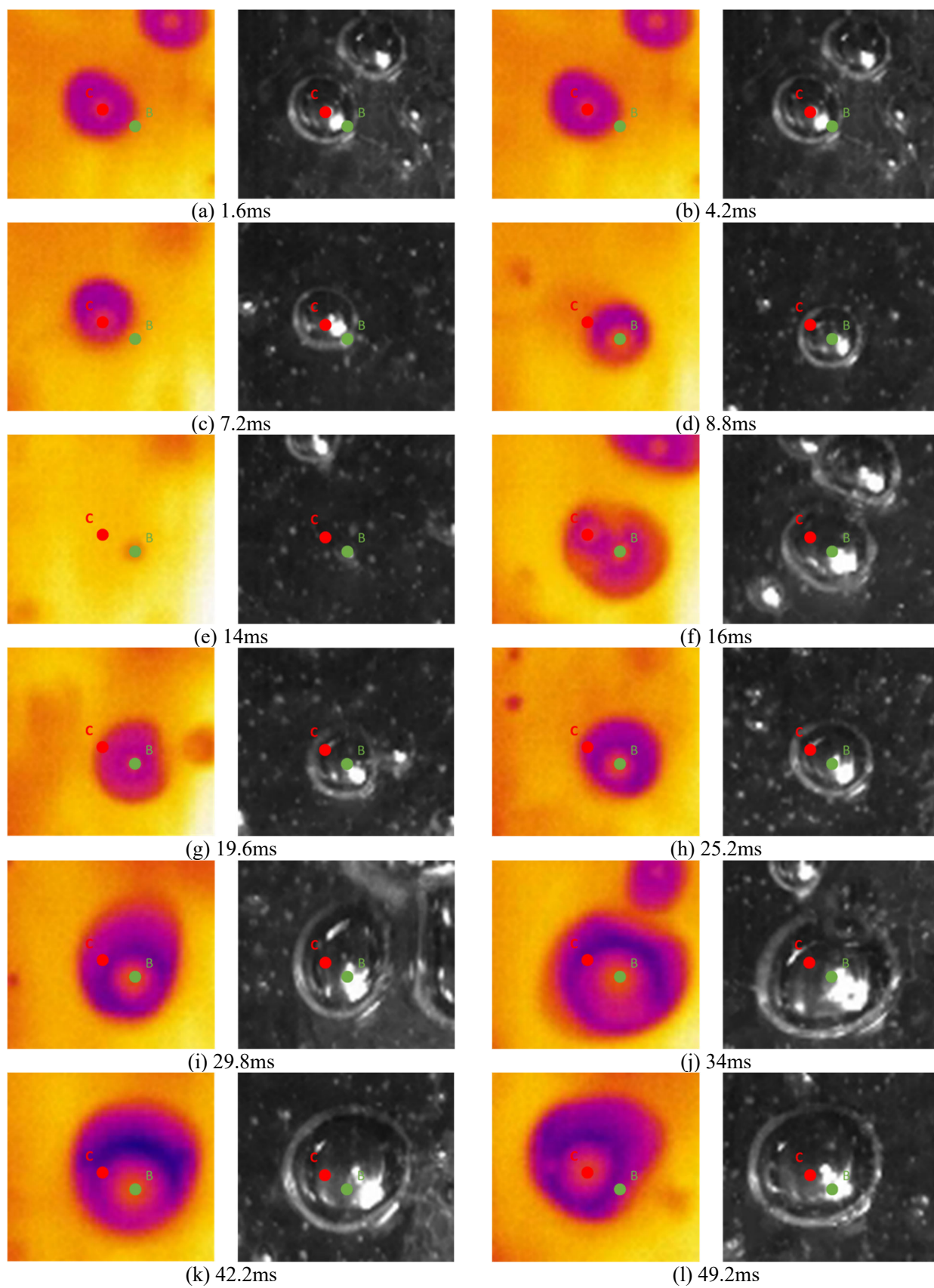
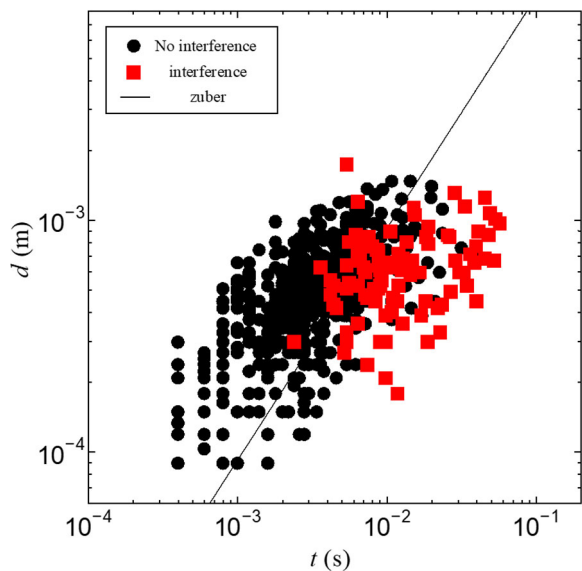
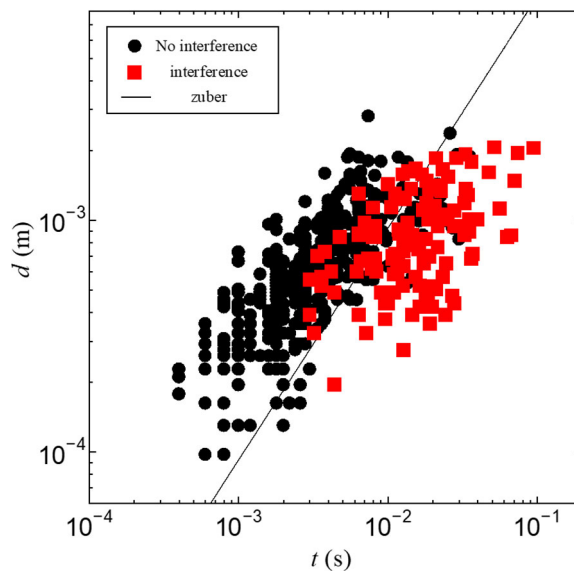


図 28 隣接発泡核間における相互干渉

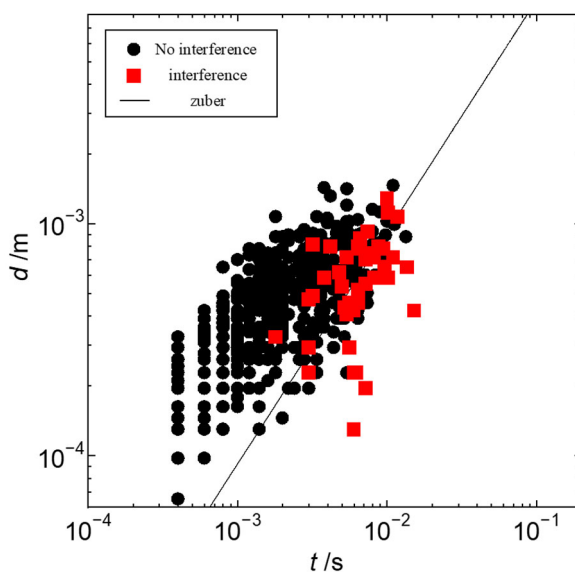
束及び熱流束で実施したが、いずれの実験条件においても、隣接発泡核による干渉あったデータが図の右側にプロットされている。このことから、当初予想した通り、近隣発泡核の影響を受けると、気泡生成により長い時間を必要とすることがわかる。



(a) $G = 300 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $q_w = 1000 \text{ kW/m}^2$



(b) $G = 300 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $q_w = 1200 \text{ kW/m}^2$



(c) $G = 600 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $q_w = 1200 \text{ kW/m}^2$

図 29 気泡径と気泡生成時間の関係に及ぼす発泡核間干渉の影響

各発泡核における平均気泡径 d と気泡生成周期 f の間に $fd = C$ の関係を仮定すると、隣接発泡核の干渉を受ける発泡核では、気泡生成頻度が低下するから、 C の値が低下すると予想される。そこで、各発泡核において、隣接発泡核の干渉を受けずに生成された気泡に関するデータより計算される C の値を C_{NI} 、すべての気泡に関するデータより計算される C の値を C とし、発泡核間干渉による気泡生成頻

度の低下率を C/C_{NI} で定義した。したがって、 C/C_{NI} は、隣接発泡核の影響を受けた気泡が存在しない場合には 1、隣接発泡核の影響により気泡生成がまったく生じない場合には 0 となる。また、発泡核干渉の程度を示す指標として、計測時間 t_{total} の間に隣接発泡核の影響により温度低下が生じていた時間 $t_{I,total}$ の割合 $t_{I,total}/t_{total}$ を用いることにして、 C/C_{NI} と $t_{I,total}/t_{total}$ の関係を調べた。結果を図 30 に示す。想定した通り、 C/C_{NI} は $t_{I,total}/t_{total}$ の増加とともに減少する傾向であり、隣接発泡核の影響を強く受ける発泡核は気泡生成頻度が低下する傾向であることがわかる。

強制対流サブクール沸騰中における気泡生成頻度の予測精度を向上させるためには、今後、発泡核間干渉の程度を予測する手法を開発するとともに、発泡核間干渉の程度と気泡生成頻度の低下割合の間に成立する関係を明らかにする必要がある。

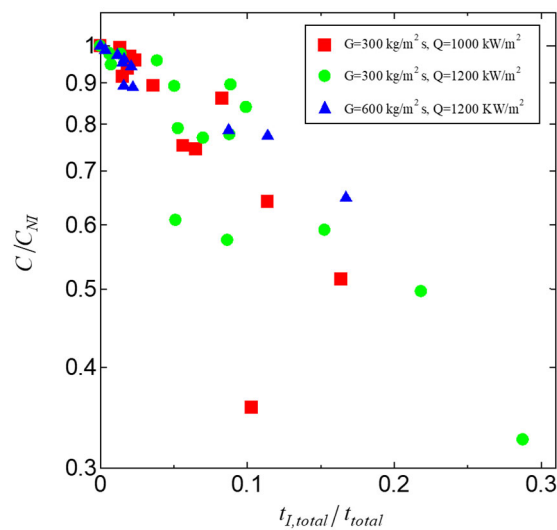


図 30 気泡間相互干渉による気泡生成頻度の低下

3. ボイド率予測モデルの高度化

3.1. 基本概念

前節での実験により、OSV は気泡合体による界面積濃度及びこれに引き続く凝縮率の低下により引き起こされることが明らかとなった。そこで、この知見に基づいて、機構論に基づく OSV 予測モデルを開発する。まず、一次元二流体モデルに基づく蒸気相の質量保存式は以下で与えられる。

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha\rho_V) + \frac{\partial}{\partial z}(\alpha\rho_V u_V) = \Gamma_{VAP} - \Gamma_{CON} \quad (17)$$

ここで、 t は時間、 z は軸方向空間座標、 α は流路断面平均ボイド率、 ρ は密度、 u は速度、 Γ は相変化率、下付き添え字の V は蒸気相、VAP は蒸気生成、CON は凝縮を表す。簡単のため、定常状態かつ流体の密度変化は無視できるものとする、

$$\rho_V \frac{d}{dz}(\alpha u_V) = \Gamma_{\text{VAP}} - \Gamma_{\text{CON}} \quad (18)$$

また、定常状態における質量保存則より、

$$G = \alpha \rho_V u_V + (1 - \alpha) \rho_L u_L = \{\alpha \rho_V + (1 - \alpha) \rho_L\} u \quad (19)$$

ここで、気液間の相対速度を無視した。式(19)を式(18)に代入すれば、

$$\rho_V \frac{d}{dz} \left[\frac{\alpha G}{\alpha \rho_V + (1 - \alpha) \rho_L} \right] \approx \frac{\rho_V G}{\rho_L} \frac{d}{dz} \left[\frac{\alpha}{1 - \alpha} \right] = \Gamma_{\text{VAP}} - \Gamma_{\text{CON}} \quad (20)$$

ここで、 $\alpha \rho_V \ll (1 - \alpha) \rho_L$ を仮定した。上式左辺の微分を実行すれば、

$$\frac{\rho_V G}{\rho_L} \frac{1}{(1 - \alpha)^2} \left[(1 - \alpha) \frac{d\alpha}{dz} - \alpha \frac{d(1 - \alpha)}{dz} \right] = \frac{\rho_V G}{\rho_L (1 - \alpha)^2} \frac{d\alpha}{dz} = \Gamma_{\text{VAP}} - \Gamma_{\text{CON}} \quad (21)$$

OSV 点の近傍ではボイド率は小さいから、

$$\frac{d\alpha}{dz} = \frac{\rho_L}{\rho_V G} (\Gamma_{\text{VAP}} - \Gamma_{\text{CON}}) \quad (22)$$

上式より、純粹に数学的な考察の結果として、

- OSV点の上流では da/dz は無視できるほど小さいから、 Γ_{VAP} と Γ_{CON} の差も無視できるほど小さい。
- OSV点では、ボイド率 α が急速な増加を開始する。このためには、 da/dz の値が急速に正の値をとる必要がある。これを実現するためには、 Γ_{VAP} が急速に増加を開始するか、または Γ_{CON} が急速に減少を開始する必要がある。

OSV の起因事象として、気泡の伝熱面離脱を想定する場合があるが[4]、気泡が伝熱面を離脱すると、気泡はより低温のバルク液中に移動するため、凝縮率 Γ_{CON} がむしろ増加する。したがって、気泡の伝熱面離脱は、OSV の起因事象としては、上記の考察と矛盾する。本研究における実験では、OSV を生じる以前、気泡は発泡核における生成直後から伝熱面を離脱してサブクール状態にあるバルク液中に移動して、急速に凝縮・消滅した。したがって、生成の直後に消滅することから、式(22)より考察すれば、 Γ_{VAP} と Γ_{CON} が釣り合った状態にあることを意味しており、気泡生成が行われているにもかかわらずボイド率の増加が低く抑えられる原因を数学的な観点で理解できる。

一方、気液二相流の分野で広く認められている知見として、流路内のボイド率が 0.3 程度になると、気泡の配置が最密充填に近い状態になり、気泡流からスラグ流への流動様式遷移が生じる[2]。強制対流サブクール沸騰の場合、OSV 生じる直前までは、気泡は伝熱面の近傍に形成される気泡層の内部のみに存在している。したがって、スラグ流への流動様式遷移に関する知見を準用すれば、気泡層内部の局所的なボイド率が 0.3 に達すれば、気泡合体が生じて Γ_{CON} が急速に減少して OSV を生じると仮定できる。したがって、気泡層ボイド率が 0.3 になる熱流動条件を機構論的に導くことができれば、世界初の機構論に基づく OSV モデルを構築できる可能性がある。

3.2. 機構論的 OSV モデルの開発

OSV を生じる前、ボイド率は小さいから、次式が成立する。

$$\Gamma_{\text{VAP}} = \Gamma_{\text{CON}} \quad (23)$$

蒸発率 Γ_{VAP} と凝縮率 Γ_{CON} は、一般に次式で評価できる。

$$\Gamma_{\text{VAP}} = \frac{q_{\text{VAP}} P_{\text{H}}}{\Delta h_{\text{VAP}} A} \quad (24)$$

$$\Gamma_{\text{CON}} = \frac{C_1 \alpha_{\text{BL}} h_{\text{CON}} \Delta T_{\text{SUB,BL}} P_{\text{H}}}{\Delta h_{\text{VAP}} A} \quad (25)$$

ここで、 q_{VAP} は蒸気生成に消費される熱流束、 P_{H} は加熱部の濡れ縁長さ、 Δh_{VAP} は蒸発潜熱、 A は流路断面積、 α_{BL} は気泡層ボイド率、 h_{CON} は凝縮熱伝達率、 $\Delta T_{\text{SUB,BL}}$ は気泡層のサブクール度、 C_1 は気泡層内の気液界面構造の影響を考慮するためのモデル定数である。式(24), (25)を式(23)に代入するとともに、気泡層ボイド率 α_{BL} を 0.3 とすれば、OSV 点で成立する関係式として、次式を得る。

$$\alpha_{\text{BL}} = \frac{q_{\text{VAP}}}{C_1 C_2 h_{\text{CON}} \Delta T_{\text{SUB}}} = 0.3 \quad (26)$$

ここで、 C_2 はバルク液のサブクール度 ΔT_{SUB} と気泡層のサブクール度 $\Delta T_{\text{SUB,BL}}$ の関係を示すモデル定数である ($\Delta T_{\text{SUB,BL}} = C_2 \Delta T_{\text{SUB}}$)。

式(26)より、 q_{VAP} と h_{CON} の評価式があれば、OSV を生じるときのサブクール度 ΔT_{SUB} が計算可能となる。飽和沸騰であれば、壁面熱流束がすべて蒸気生成に消費されると仮定できるため、 q_{VAP} の評価は容易だが、強制対流サブクール沸騰の場合、壁面熱流束は蒸気生成の他にサブクール液の温度上昇にも消費されるため、 q_{VAP} の評価は一意ではない。本研究では、最も実績のある手法として、Chen により提案された手法[6]を用いて q_{VAP} を評価する。本手法では、壁面熱流束 q_{W} を、単相の強制対流熱伝達の寄与分 q_{FC} と核沸騰熱伝達の寄与分 q_{NB} の和で表現する。

$$q_{\text{W}} = q_{\text{FC}} + q_{\text{NB}} \quad (27)$$

q_{FC} と q_{NB} の評価式は、

$$q_{\text{FC}} = F h_{\text{FC}} (\Delta T_{\text{W}} + \Delta T_{\text{SUB}}) \quad (28)$$

$$q_{\text{NB}} = S h_{\text{NB}} \Delta T_{\text{W}} \quad (29)$$

ここで、単相強制対流熱伝達の熱伝達率 h_{FC} は、周知の Dittus と Boelter による相関式、核沸騰熱伝達に関する熱伝達率 h_{NB} は著名な Foster と Zuber による相関式により評価する。Chen の方法は、元来は飽和の強制対流沸騰条件を対象に開発されており、強制対流サブクール沸騰に適用する場合には、 F と S を次式により評価する。

$$F = 1 \quad (30)$$

$$S = \frac{1}{1 + 2.53 \times 10^{-6} Re_L^{1.17}} \quad (31)$$

ここで、 Re_L はすべての流体が飽和液として流動するとした場合の Reynolds 数である。

発泡核で蒸気泡が生成されると、気泡の周囲に気泡径スケールの流れが生じて、加熱壁から液相への熱伝達が促進され、これは気泡によるポンプ効果として知られている。このため、核沸騰寄与分である q_{NB} は、すべてが蒸気生成に消費されるのではなく、蒸気生成の寄与分とポンプ効果の寄与分の輪として次のように書ける。

$$q_{NB} = q_{VAP} + q_{PUMP} \quad (32)$$

ここで、 q_{PUMP} はポンプ効果の寄与分により、液温の上昇に消費される熱流束である。ここで、ポンプ効果によって伝熱面に運ばれるサブクール液の体積は、生成気泡の体積と比例関係にあり、伝熱面に運ばれたサブクール液は飽和温度まで昇温されると仮定すると、 q_{VAP} と q_{PUMP} の間に次の関係が成立する。

$$\frac{q_{PUMP}}{\rho_L c_{pL} \Delta T_{SUB}} = C_3 \frac{q_{VAP}}{\rho_V \Delta h_{VAP}} \quad (33)$$

ここで、 C_3 は輸送される液体と気泡の体積比に関するモデル定数である。式(32), (33)を用いて q_{PUMP} を消去すれば、

$$q_{VAP} = \frac{q_{NB}}{1 + C_3 \rho^* \Delta \theta_{SUB}} \quad (34)$$

ここで、 ρ^* は気液密度比 ($=\rho_L/\rho_V$)、 $\Delta \theta_{SUB}$ は無次元サブクール度 ($=c_{pL} \Delta T_{SUB}/\Delta h_{VAP}$) である。式(29)と式(34)を式(26)に代入すれば、OSV 点のサブクール度に関する計算式として次式を得る。

$$\frac{h^* \Delta \theta_W}{C_1 C_2 \Delta \theta_{SUB} (1 + C_3 \rho^* \Delta \theta_{SUB})} = 0.3 \quad (35)$$

ここで、 $\Delta \theta_W$ は無次元壁面過熱度 ($=c_{pL} \Delta T_W/\Delta h_{VAP}$)、 h^* は熱伝達率比 ($=Sh_{NB}/h_{CON}$) である。二次方程式の解の公式を用いて上式を $\Delta \theta_{SUB}$ について解けば、

$$\Delta \theta_{SUB} = -\frac{1}{2C_3 \rho^*} + \sqrt{\left(\frac{1}{2C_3 \rho^*}\right)^2 + \frac{h^* \Delta \theta_W}{\alpha_C C_1 C_2 C_3 \rho^*}} \quad (36)$$

なお、上式中の ΔT_W は Chen の式(27)~(31)を用いて計算するため、 $\Delta \theta_{SUB}$ の計算にあたっては繰り返し計算が必要となる。

h_{CON} の評価式としては、球周りの熱伝達率を与える次の Ranz と Marshall による式を利用する。

$$h_{CON} = 2 + 0.6 Re_B^{0.5} Pr_L^{0.33} \frac{k_L}{d_B} \quad (37)$$

ここで、 Re_B は気泡 Reynolds 数 ($=\rho_L u_R d_B/\mu_L$)、 d_B は気泡径、 u_R は気液間相対速度である。もっとも単

純な気泡径評価手法として、Bond 数 ($= g\Delta\rho d_B^2/\sigma$) を一定とする。

$$d_B = C_4 \sqrt{\frac{\sigma}{g\Delta\rho}} \quad (38)$$

ここで、 C_4 は Bond 数と気泡径の比を与えるモデル定数、 $\Delta\rho$ は気液の密度差 ($= \rho_L - \rho_V$) である。抗力係数 C_D を用いれば、 u_R は次式で評価できる。

$$u_R = \sqrt{\frac{4\Delta\rho g d_B}{3C_D \rho_L}} \quad (39)$$

抗力係数の評価には、次の Ishii と Chawla の式を用いる。

$$C_D = \max \left[\frac{24}{Re_B} (1 + 0.1 Re_B^{0.75}), \min \left\{ \frac{2}{3} \sqrt{Eo}, \frac{8}{3} \right\} \right] \quad (40)$$

ここで、 Eo は Eötvös 数である ($= g\Delta\rho d_B^2/\sigma$)。

3.3. 妥当性検討

式(36)に示す機構論的 OSV モデルの妥当性を検討する。このための比較対象として、実験データを用いることも可能だが、この場合には個別の実験データベースが有する誤差の影響に注意する必要がある。一方、Saha ら[1]は、OSV 条件を予測する経験式として、次の無次元相関式を与えている。

$$St = \max \left[\frac{455}{Pe}, 0.0065 \right] \quad (41)$$

ここで、 St は Stanton 数 ($= q_w/Gc_{pL}\Delta T_{SUB}$)、 Pe は Peclet 数 ($Pe = GDc_{pL}/k_L$) である。1974 年に発表された相関式で、既に約 50 年が経過しているが、既存の手法としては OSV 条件を最も高精度で予測する式として、現在でも広く使用されている。このため、式(36)による OSV 条件の計算結果を Saha らの経験式と比較することで、本研究で開発した機構論的モデルの妥当性を検討する。低圧時も含めて BWR で発生し得る運転条件として、流体は水、圧力範囲は 1–15 MPa、流路の水力等価直径は 10–25 mm、壁面熱流束は 250–1000 kW/m²、質量流束は 100–1900 kg/m²s の範囲で変化させ、合計 2432 通りの条件で OSV を生じるときのサブクール度を計算した。本機構論的モデルは 4 種類のモデル定数を含むが、最も標準的な値としてすべて 1 として計算を実施した。したがって、本計算において、実験データとの比較による調整は全く行われておらず、この意味で経験則への依存を排した OSV モデルと言える。Saha らの相関式と比較するため、計算結果を St と Pe の関係としてプロットした結果を図 31 に示す。本図より、本機構論的モデルは、 Pe の増加とともに St が減少し、 Pe が 10⁵ 程度以上となると St が概ね一定になるとする Saha らの経験式の傾向を、きわめてよく再現することがわかる。

図 31 に示す結果より、本モデルが想定する OSV を生じるメカニズムは、実現象をよく表現していると考えられる。したがって、OSV 条件を経験式よりも正確に予測できると期待でき、これについては計算結果と実験データの比較を通して今後検討する必要がある。この際、既存式の精度検証が不十分な低

圧条件での予測精度に特に留意する必要がある。また、機構論的に開発を行っていることから、急激な過渡変化中や複雑形状流路の場合も含めて、OSVを生じるメカニズムが共通である限り、OSVの発生条件を顕著な精度の低下を伴わずに予測可能と期待できる。加えて、熱流動条件が標準的な条件から逸脱する場合、OSVの発生条件が変化する可能性がある。例えば、本研究で実施した実験では、助走区間が短いために温度境界層が薄く、この結果、OSVを生じるためには通常よりもサブクール度を低下させる必要があった可能性がある。経験則では、多数の実験データを収集してモデル定数の調整等をやり直す必要があるが、機構論的相関式では、モデル定数の物理的意味が明確であるため、例えば、温度境界層が薄くなるために気泡径が減少する効果を考慮して、式(38)中の C_4 を調整すれば、予測精度の低下を最小限に抑えられると期待できる。

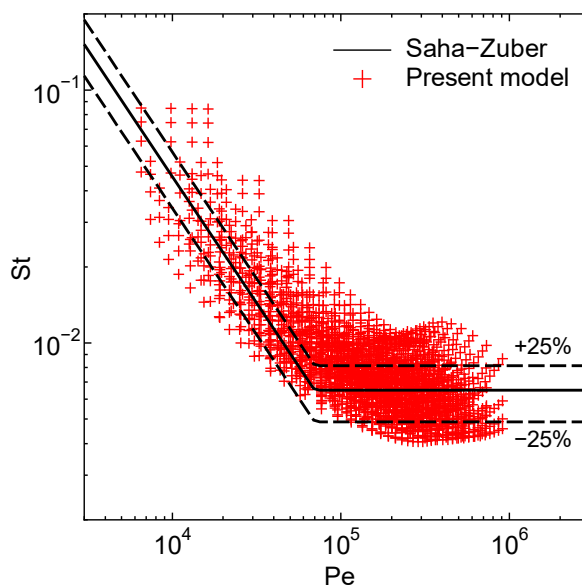


図 31 Saha らの相関式との比較による機構論的 OSV モデルの妥当性検討

4. 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、学術誌及び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, On the mechanism of onset of significant void in subcooled flow boiling, International Journal of Heat and Mass Transfer 181, 121835, 2021/12/1.
- (2) Tomio Okawa, A mechanistic modeling of OSV in subcooled flow boiling, Proceedings of 2nd Asian Conference on Thermal Sciences, Paper No. 50221, 2021/10/7.
- (3) Tomio Okawa, Yuya Endo, and Ryoma Tsujimura, Visualization study for the mechanisms to cause OSV and DNB in subcooled flow boiling, 19th International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics, Paper No. 36360, 2022/3/9.

- (4) 辻村玲摩, 大川富雄, 遠藤祐哉, 強制対流サブクール沸騰における発泡核間干渉による気泡生成頻度の変化, 熱工学電気通信大学コンファレンス, B112, 2021/10/09.
- (5) 大川富雄, 遠藤祐哉, 辻村玲摩, 強制対流サブクール沸騰中での CHF 状態移行時における壁面温度分布と気泡挙動の同期観察, 熱工学コンファレンス, B111, 2021/10/09.
- (6) 大川富雄, 強制対流サブクール沸騰における OSV 条件のモデル化に関する一考察, 日本機械学会 2021 年度年次大会, S081-02, 2021/09/06.

上記により、委託事業で得られた成果について研究発表するとともに、国内外の専門家との意見交換及び関連する研究情報を収集し、本研究を遂行する上での参考とした。

5. 結言

本研究で得られた主な成果を以下に要約する。

- 作動流体として水を用いる強制サブクール沸騰の実験を実施した。質量流束、壁面熱流束、入口サブクール度を系統的に変更して、ボイド率、伝熱面温度分布、気泡挙動等の計測を実施した。この結果、OSV は、従来言われているように、気泡伝熱面離脱により生じるのではなく、気泡流からスラグ流への流動様式遷移と類似した機構で大気泡が形成される結果、気液界面面積濃度及び凝縮率が急速に減少して蒸発率とのアンバランスを生じることが原因であることを明らかにした。
- 大気泡の形成により OSV を生じてからさらに壁面熱流束を増加させたところ、気泡サイズが徐々に増加した。したがって、大気泡の形成後、ボイド率は急速に増加することを確認した。また、大気泡の底部には液膜が存在していて核沸騰による除熱が継続するが、熱流束が限界値を超過すると、液膜が消失して壁面温度の急上昇を生じることを実験的に示した。したがって、大気泡の形成は OSV に加えて CHF を生じる上でも最重要の現象素過程であることを示した。
- 強制対流サブクール沸騰中における OSV は、大気泡の形成により引き起こされるとの実験的知見に基づいて、機構論的 OSV モデルを開発した。本モデルは、モデル定数の調整を一切行うこと無しに、Saha らの経験式による OSV の変化傾向を良好に再現することを示した。したがって、低圧時や過渡状態を含めて広い熱流動条件における OSV 予測の信頼性向上に貢献するものと考えられる。
- 強制対流サブクール沸騰中における伝熱特性、OSV、CHF 等の評価で重要となる発泡核における気泡生成頻度について実験的に検討を実施した。この結果、隣接発泡核での気泡生成による温度低下の影響が顕著な発泡核では、気泡生成頻度が半分程度以下に減少することを示した。気泡生成頻度に多大な影響を及ぼすにもかかわらず、発泡核間干渉の影響は既存の相関式では全く考慮されていない。したがって、発泡核間干渉の影響の定式化を早急に行う必要がある。

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] K. Mishima, M. Ishii, Flow regime transition criteria for upward two-phase flow in vertical tubes, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 27(5) (1984) 723-737.
- [3] 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, *Int. J. Heat Mass Transf.* 37 (1994) 347-360 no. Supplement 1.
- [4] N. Zuber, Nucleate boiling. the region of isolated bubbles and the similarity with natural convection, *Int. J. Heat Mass Transfer* 6 (1963) pp. 53-78.
- [5] S. Levy, Forced convection subcooled boiling—prediction of vapor volumetric fraction. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 10, No. 7, pp. 951-965 (1967).
- [6] J.C. Chen, Correlation for boiling heat transfer to saturated fluids in convective flow, *Industrial and Engineering Chemistry Process Design and Development*, 5(3), pp. 322-329 (1966).