

修士論文

単一人工キャビティからの沸騰特性

通し番号 1-67 完

平成 14 年 2 月 15 日提出

指導教官 庄司 正弘

96179 安井 康二

目次

1. 序論	
1.1. 背景.....	4
1.2. 過去の研究例.....	5
1.3. 目的.....	6
2. 実験・解析	
2.1. 実験概要.....	8
2.2. 実験装置.....	9
2.3. 解析方法.....	13
2.3.1. 温度データの処理.....	13
2.3.2. 一次元逆問題.....	13
2.3.3. 画像解析.....	14
3. 理論	
3.1. 気泡核生成理論	
3.1.1. 気泡核生成.....	16
3.1.2. 気泡核の安定性について.....	17
3.2. 非線形解析	
3.2.1. FFT スペクトル.....	18
3.2.2. 相関次元.....	18
4. 実験結果および考察	
4.1. キャビティ径の影響	
4.1.1. 発泡挙動.....	20
4.1.2. キャビティ径に関する考察.....	32
4.2. キャビティ深さの影響	
4.2.1. $\phi 10\mu\text{m}$	37
4.2.2. $\phi 50\mu\text{m}$	40
4.2.3. キャビティ深さに関する考察.....	43
4.3. サブクールの影響	
4.3.1. スペクトログラム.....	56
4.3.2. 平均的な離脱気泡径, 周期.....	59
5. 結論.....	62
参考文献.....	64
謝辞.....	65

1. 序論

— *Introduction*

1.1 背景

熱エネルギーを有効に利用するためには、熱伝達を行う物質間の温度差を極力低く抑える必要がある。温度差が増すと、熱伝達過程においてエントロピーが増大し、熱伝達効率が劇的に下がってしまうからである。沸騰現象は相変化を伴うため、単相流体の熱伝達と比較して格段に効率の良い熱交換を行うことができ、伝熱面と流体の温度差も比較的低く抑えることができる。このため工業的には特に冷却を目的として各種工業用プラントやボイラを用いた発電設備、鉄鋼の製造プロセスや電子デバイスの冷却など、応用は多岐にわたっている。この高い熱伝達効率は古くから注目され、現在では沸騰現象に関する膨大な数の実験、経験式、理論モデルが報告されており、50 年近くにわたる長い沸騰研究の歴史を経て、今では応用を目指した研究は一段落しつつある。しかしこれほどの膨大な研究がなされてきたにも関わらず、沸騰現象そのものの機構については未だ解明されていない部分が多い。これは、沸騰現象が相変化を伴い、さらに気泡と流体の運動、それらの干渉など非常に多くのパラメータが複雑に絡み合った非線形現象であるからと思われる。さて、沸騰現象の相変化は加熱面の微細な傷、キャビティにおいて起こると考えられている[1]。またキャビティからの発泡挙動はその形状に依存するとも言われており[2]、高木らによりキャビティ形状と発泡挙動の関係が明らかにされたが[3]、キャビティサイズによって発泡核の安定性の違いがあるのか、またどのように違うのかは明確ではない。キャビティ形状、サイズ、伝熱面の性状などと発泡挙動の関係が具に明らかにされれば、沸騰現象の解明に一步近づくことになり、また常に安定な発泡を行うキャビティ条件を把握することができれば、それをたとえば微細加工技術によって伝熱面に積極的に設けることにより熱伝達効率の促進につながる可能性がある。

1.2 過去の研究例

単一気泡を扱った研究は多くはないが特に興味深いものを紹介する.

■ 庄司・高木ら(1999)

キャビティ形状による発泡特性の違いを調べるため, 3 種の形状の人工キャビティを加工, 沸騰実験を行っている. 円錐型キャビティが大きい温度変動を伴った間欠的発泡挙動を見せ, 発泡を維持するのに高い過熱度を要したのに対し, 円筒型およびリエントラント型は低い過熱度から安定した連続的な発泡を見せることが観察された.

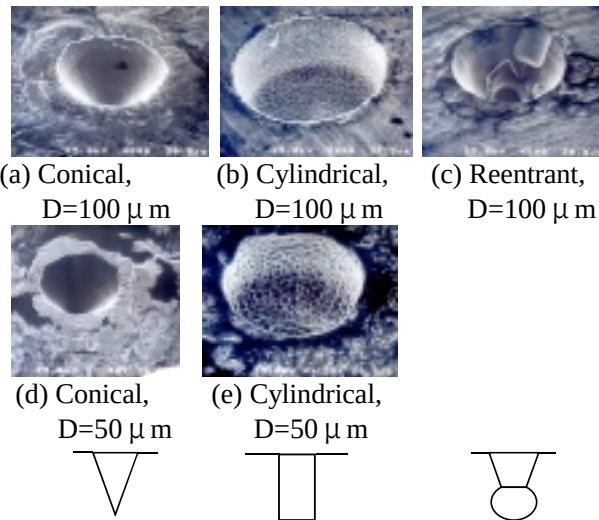


Fig.1.1 Variation of Artificial Cavities

- この研究により 3 種類のキャビティ形状の発泡特性が定性的に明らかになったが, キャビティ径や深さの影響は考察されていない.

■ D.M. Qiu, V.K. Dhir[4]

シリコンウエハ上に単一人工キャビティを加工し低重力条件下において単一気泡の挙動を調べている. 液体は KC-135 である. キャビティ形状は円筒型, サイズは直径 $10\mu\text{m}$, 深さ $100\mu\text{m}$ である. 飽和, サブクール状態での気泡の成長速度の違いや温度境界層は重力が小さくなると厚くなることが明らかになっている.

- キャビティになぜこのサイズを採用したのかは不明である. これは本実験でも検証するキャビティサイズであるので興味深い. なお宇宙空間での熱交換器やその他熱機関の有効利用を目指し, 近年では低重力下での沸騰の研究が盛んになってきている.

■ E.A. Ibrahim, R.L. Judd(1985)[5]

銅加熱面において発泡待ち時間と成長時間に対するサブクールの影響を調べている. 流体は水である. サブクール度は $0\sim 15^\circ\text{C}$, 熱流束は $166, 288, 291\text{kW/m}^2$ で実験を行っている. 気泡成長のデータと Mikic, Rohsenow, Griffith らによる気泡成長理論と Staniszewski による離脱気泡の関係式を組み合わせたモデルとを比較し, 一致したことを報告している. しかし発泡待ち時間に関しては Han, Griffith による理論と, 低サブクール域では一致したものの, 高サブクール域では一致しないことがわかった. このため気泡核生成は古典論だけでは説明がつかず, 離脱気泡の後流の影響など他のメカニズムの存在を突き止める必要があると結論付けている.

- 基本的には単一気泡を追っているが伝熱面は磨いた銅版であり, 実際沸騰面に近い. 待ち時間のある発泡が観察されたのはこのためであると思われる. キャビティ形状の影響も無視できないはずであり, 人工キャビティ面での実験が望まれる.

1.3 研究の目的

単一気泡の生成挙動に関する研究は多くなされているが、それらは主に水-空気系や通常加熱面における発泡挙動に注目したものであり、沸騰核として作用するキャビティに直接着目した研究は多くはない。またキャビティ形状からくる発泡挙動の特性については報告があるが、キャビティサイズの影響は考慮されていない。そこで本研究では、キャビティサイズに起因する沸騰特性を調べるため、他気泡との干渉などの複雑さを生み出すパラメータを排除する目的で平滑面であるシリコンウエハを加熱面として用い、その上に異なる直径、深さを持つ円筒型単一人工キャビティを加工し、レーザー加熱を行うことによりキャビティからの沸騰挙動を特に加熱面温度変動、気泡の発泡挙動に注目し観察、解析を行う。そしてキャビティの径、深さの違いの影響による発泡特性の相違を明らかにする。

2. 実験・解析方法

— *Expérience et Analyse*

2.1. 実験概要

Fig.2.1 に実験装置の概略図を示す．単一キャビティを加工したシリコンウエハを加熱部に取り付け，沸騰容器を蒸留水で満たす．液温は熱電対によってモニターされ，温度調節は補助ヒーターで行う．容器内の圧力は大気解放によって常に大気圧に保たれている．加熱は Nd:YAG レーザーによって下面から行っている．

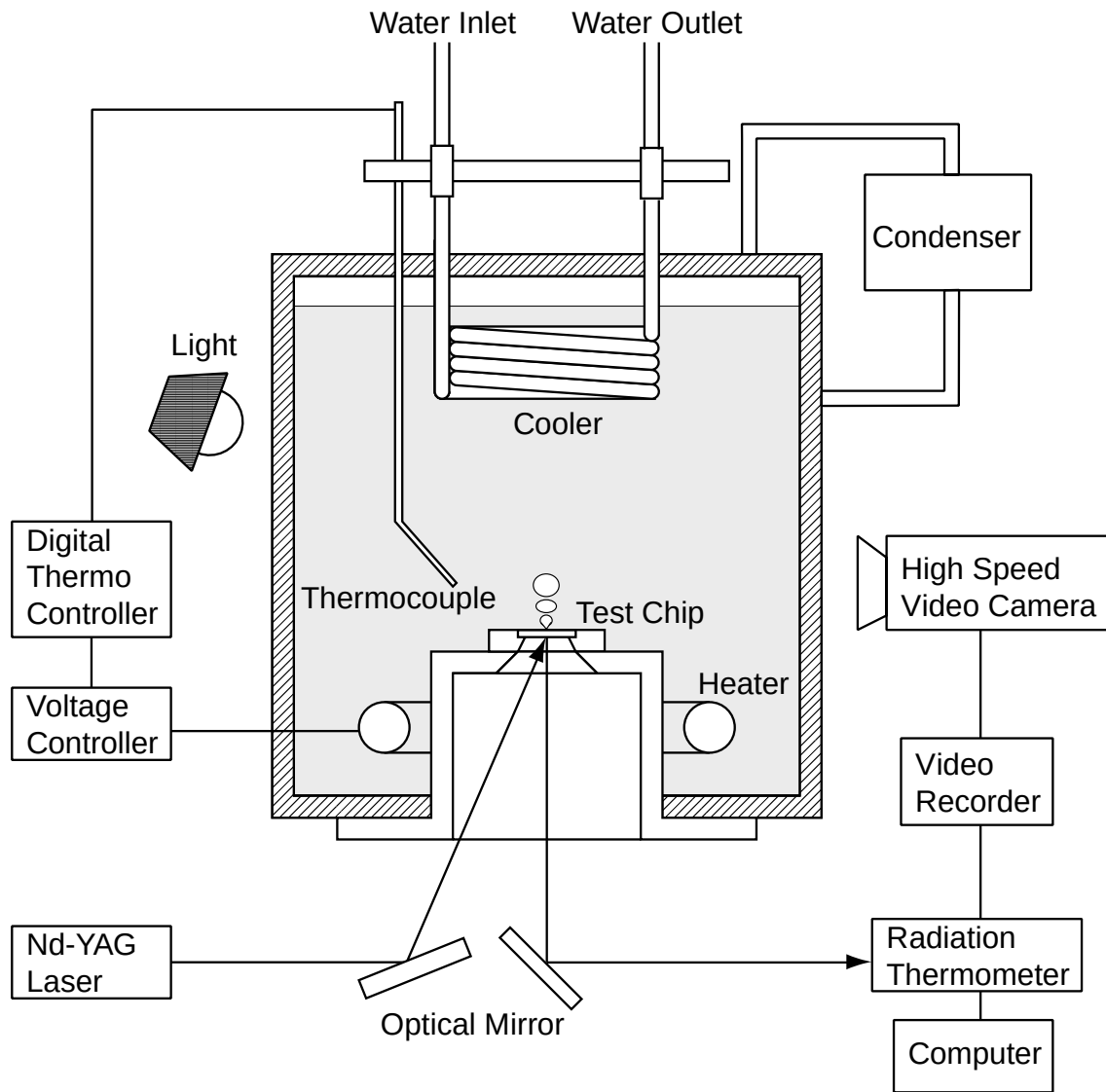


Fig.2.1 Experimental apparatus

2.2 実験装置

以下に実験装置の具体的な説明をする。

■ 試験部

キャビティを加工した一辺 15mm の正方形シリコンウエハをアラルダイドで直径 60mm の真鍮アダプターに接着する。アダプターの中心は直径 13mm の円形窓になっており、ウエハが暴露している。この暴露部にアクリルラッカーつや消し黒で黒染し、レーザーパワーを吸収するようにしている。Fig.2.2 に外観を示す。

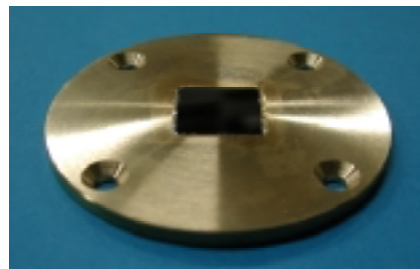


Fig.2.2 Heated surface.



Fig.2.3 Boiling cell.

■ 沸騰容器

試験部をさらに大きな真鍮のアダプターにネジ止めし、沸騰容器下面に取り付ける。沸騰容器は真鍮製で内部には液温を飽和状態に保つための補助ヒーターが取り付けられており、液温は熱電対によってモニターされる。また蒸気を液体に戻すための凝縮器が取り付けられている。容器内圧力は上部バルブを解放することにより、大気圧に保っている。Fig.2.3 に沸騰容器の外観を示す。

■ 光学系

レーザー光は Nd:YAG レーザー発振装置本体から光ファイバーを用い、光学系を介して沸騰容器本体まで導いている。レーザー強度はガウス分布を持つため、直接加熱面照射するとその強度分布が加熱面に反映されてしまう恐れがある。そこで強度分布の少ない、なるべくフラットな部分を照射するため、ファイバ出口で広がったレーザーを平凸レンズで一度平行光にした後、アパーチャーを介することによって端面のパワーをカットし、

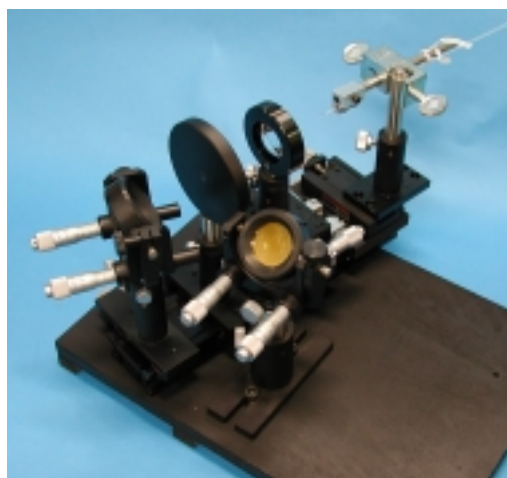


Fig.2.4 Optical system.



Fig.2.5 Power meter.

ミラーで反射させて加熱面に照射する．加熱面裏面のレーザースポット径は約 12mm である．

■ レーザー発振装置

富士写真工機製，FYL-M1.もともとは医学用に開発された YAG レーザーで 100W までの大出力を手元のコントローラーでマニュアル調節して出すことができる．レーザーパワーは実験前後に Fig.2.5 に示すパワーメータによって測定した．本実験で使用したパワーはアパーチャーを介した値で 0.3～7.2W ほどの領域である．

■ 放射温度計

NEC 三栄製，TH3102MR. スターリングクーラー内臓の赤外線放射温度計．加熱面裏面の赤外線放射を赤外域用のミラーで反射させて計測している．2 次元のスキャンも可能であるが，本実験ではおもに 1 次元ラインスキャンを利用している．計測開始と同時に同期信号が出力できる．測定波長 8～12 μm ，最高スキャン速度約 3.00msec/line(1 次元スキャン)，空間解像度 0.6mm. Fig.2.6 に放射温度計の外観図を示す．



Fig.2.6 Radiation thermometer.



Fig.2.7 Highspeed video camera.

■ 高速度ビデオカメラ

Photoron 製，FASTCAM-Net Max. 放射温度計からの同期信号を受け，撮影を開始する．本実験では画面サイズ 254×240pixel，フレームレート 1000Frame/sec で撮影した．撮影映像は S-VHS ビデオテープに録画し，画像解析に用いた．また光源としてメタルハイドライドランプを使用した．

■ 加熱面

加熱面として一辺 15mm の正方形, 厚さ $200\mu\text{m}$ のシリコンウエハを用い, その面に円筒型のキャビティを DRIE (Deep Reactive Ion Etching) によって加工した.

Fig.2.7 に示すのが産業技術研究所で借用した DRIE 装置にシリコンウエハを挿入する際の写真である. マスクに様々な直径を持つ円を描き, DRIE 装置に任意の時間かけることによって円筒型キャビティが完成する. 直径は $5\mu\text{m}$ ~ $100\mu\text{m}$, 深さは DRIE でのビーム照射時間によっ

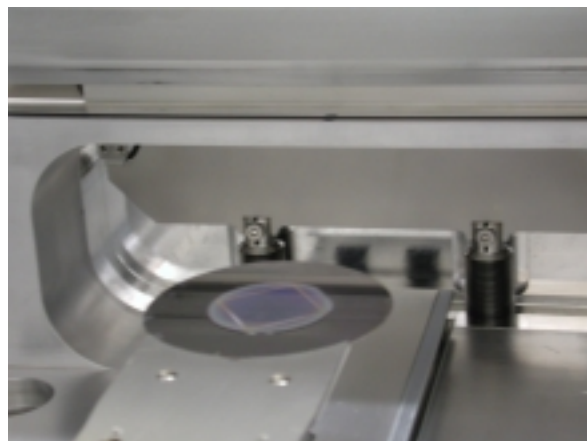


Fig.2.8 Insertion of silicon wafer to DRIE system.

てコントロールする. レーザー変位計で測定した結果, ビーム照射時間とキャビティ深さの関係は Fig.2.9 のようになった. 7.5 分で約 $20\mu\text{m}$, 15 分で約 $40\mu\text{m}$ そして 30 分で約 $80\mu\text{m}$ である. キャビティ直径の影響を調べる実験には一様に深さ $80\mu\text{m}$ のキャビティを, 深さの影響を調べるためにキャビティ直径 $10\mu\text{m}$, $50\mu\text{m}$ について $20\mu\text{m}$, $40\mu\text{m}$, $80\mu\text{m}$ 3 種類の深さのキャビティを用意し実験を行った. Table. 2.1 に本実験で用いたキャビティサイズの表を, Fig.2.10 から 2.12 にレーザー変位計を備えた光学顕微鏡写真で撮影した深さの異なる直径 $50\mu\text{m}$ のキャビティを, そして Fig.2.13 に直径 $10\mu\text{m}$ のキャビティの SEM 画像を示す. 光学顕微鏡の写真において白線で示されるのがキャビティ断面である. 凹凸激しいものがあるが, これはキャビティ底面で光が乱反射している影響と考えられ, キャビティの底面の形状そのものをあらわしているわけではない.

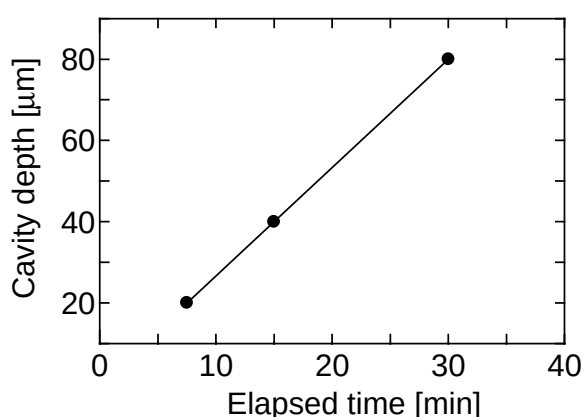


Fig.2.9 Relation between elapsed time of DRIE process and cavity depth.

Table2.1 Cavity size

Cavity diameter (μm)	Cavity depth (μm)
5	80
10	20, 40, 80
20	80
50	20, 40, 80
100	80

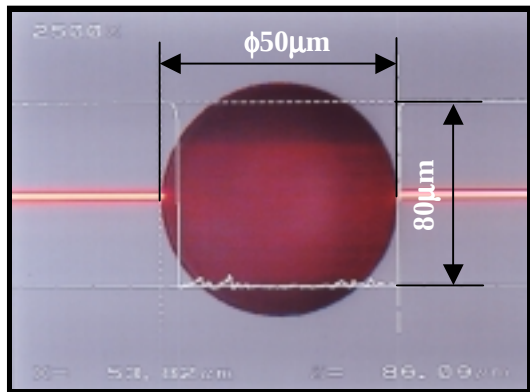


Fig.2.10 Image of single cavity ($\phi 50\mu\text{m}$, 80 μm in depth).

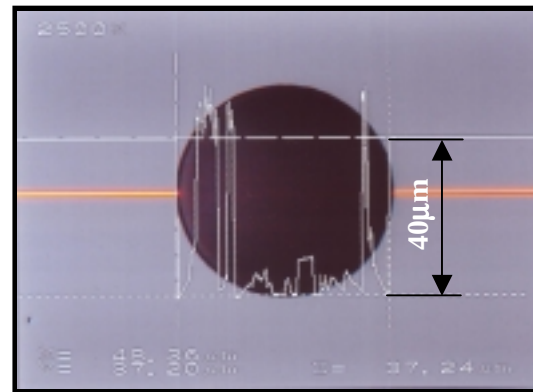


Fig.2.11 Image of single cavity ($\phi 50\mu\text{m}$, 40 μm in depth).

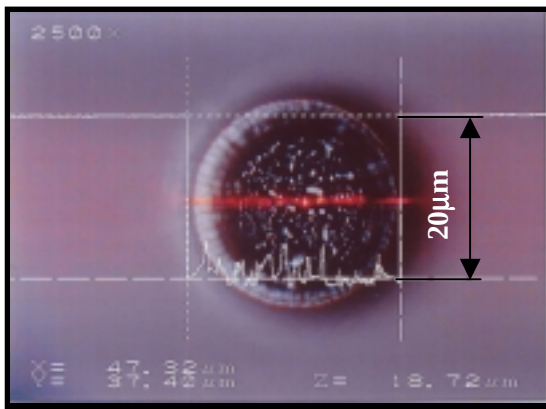


Fig.2.12 Image of single cavity ($\phi 50\mu\text{m}$, 20 μm in depth).

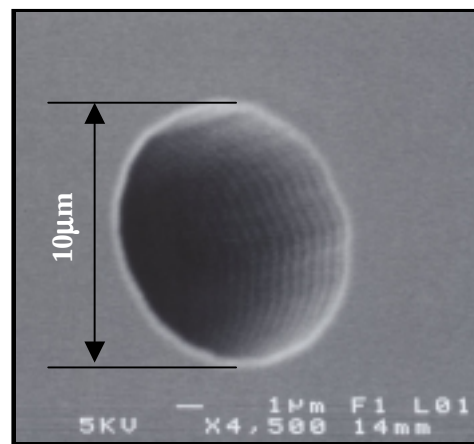


Fig.2.13 SEM Image of single cavity ($\phi 10\mu\text{m}$).

2.3 解析方法

2.3.1 温度データの処理

放射温度計から得られるのは Fig.2.14 に示されるような加熱面裏面の 1 次元温度分布である．横軸は空間座標であり，255pixel，縦軸は 239 ラインあり，1 ライン約 3.125msec である．濃紺色の部分は加熱面裏面の真鍮アダプター部であり，およそ 22mm，そして黄色の円で示されるのがおよそそのレーザースポットであり直径 12mm である．この二つの数値をもとに鎖線で示されるキャビティ直下のピクセルの温度データを抜き出し，一次元逆問題を解いて加熱面表面の温度とした．

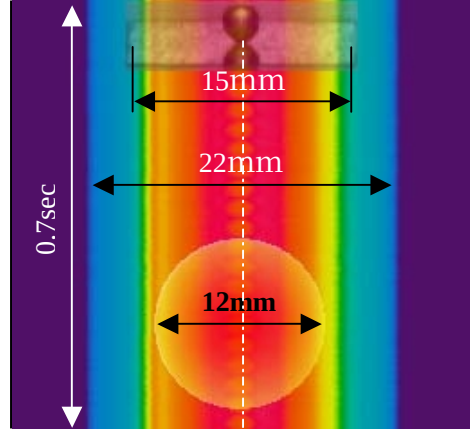


Fig.2.14 Temperature pattern from radiation thermometer

2.3.2 一次元逆問題

放射温度計から得られた温度データは加熱面裏面の温度であるので一次元逆問題を解いて加熱面表面の温度を求める必要がある．本来ならば水平方向の熱移動も扱うべきであるが，本研究では厳密な熱問題を扱うことは少なく，簡略化のため考慮しない．

加熱面に垂直な方向を x とし，温度を T ，加熱面の温度伝導率を α とすると，熱伝導支配方程式は

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \alpha \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \quad (2.1)$$

と表される．これを Fig.2.15 に示すように，加熱面裏の点 B，表の点 S で時間的，空間的に離散化することを考える．シリコンウエハ内では温度分布はリニアであると仮定し，時刻のインデックスを i ，時間刻みを Δt とすると，点 B では

$$\rho c \frac{\delta}{2} \frac{T_B^{i+1} - T_B^i}{\Delta t} = q_{laser}^i - k \frac{T_B^i - T_S^i}{\delta} \quad (2.2)$$

となる．また点 S では

$$\rho c \frac{\delta}{2} \frac{T_S^{i+1} - T_S^i}{\Delta t} = k \frac{T_B^i - T_S^i}{\delta} - q_s^i \quad (2.3)$$

となる．ここで ρ はシリコンの密度， c はシリコンの比熱， k はシリコンの熱伝導率である．これらを未知数である T_S^i ， q_s^i で整理すると，

$$T_S^i = T_B^i + \frac{\rho c \delta^2}{2k} \frac{T_B^{i+1} - T_B^i}{\Delta t} - \frac{\delta}{k} q_{laser}^i \quad (2.4)$$

$$q_s^i = k \frac{T_B^i - T_S^i}{\delta} - \rho c \frac{\delta}{2} \frac{T_S^{i+1} - T_S^i}{\Delta t} \quad (2.5)$$

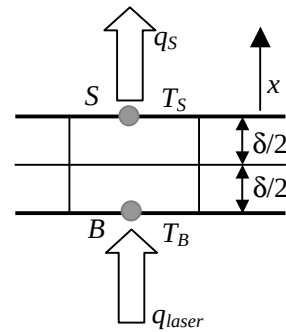


Fig.2.15 Schematic of IHCP.

となり，陽的に加熱面表面および熱流束が求まる．逆問題では不安定性を避けるために無次元時間刻みが満たすべき条件があり，

$$\Delta\tau = \frac{\alpha\Delta t}{\delta^2} \geq 0.3 \quad (2.6)$$

が推奨されている．加熱面厚さは 0.2mm なので，シリコンの物性値を用いて条件を出すと

$$\Delta t \geq 1.35 \times 10^{-5} \text{ s} \quad (2.7)$$

となり，放射温度計のサンプリング時間 3msec を考えると十分長いことがわかる．

2.3.3 画像解析

高速度ビデオカメラで撮影した発泡挙動の画像から離脱気泡径や周期を求めるために，画像解析プログラムを用いた．気泡映像のビデオデータをビットマップシーケンスに変換した後プログラムで読み込んだ画像が Fig.2.16 である．まず両側境界線（青，緑線）と下限（緑線）を目視で決定する．シーケンスを進めていき，加熱面から気泡があらわれた時点，あらかじめ設定された基準値以上のグレースケールを検出した時点で走査を開始し，その位置情報をテキストデータで出力する．これをもとに気泡径を抽出する．また常に加熱面と気泡，液体の三相境界線をもとに走査するようになっており，この境界線のデータは気泡ネックのデータとして気泡離脱周期を求める際に利用する．

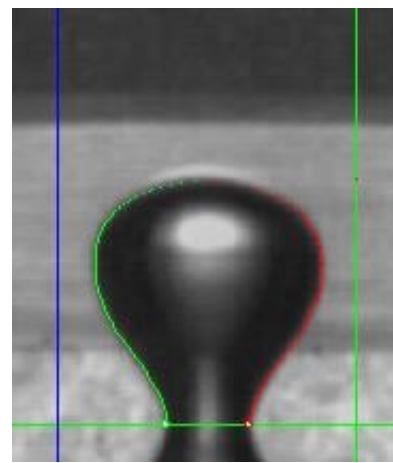


Fig.2.16 Image analysis.

3. 理論

— *Théories*

3.1 気泡核生成理論

3.1.1 気泡核生成

キャビティの開口部付近での気液の力学的平衡を考えることによって気泡の発泡条件を考える．キャビティは円筒型を仮定，気泡の表面形状は曲率半径 R の球状とする．表面張力と圧力の関係から力学的に平衡になるためには気相の圧力を P_v ，液相の圧力を P_l ，液体の表面張力を σ とすれば Young-Laplace の式により

$$P_v - P_l = 2\sigma / R \quad (3.1)$$

が成り立つ．また二相平衡における圧力と温度の関係から Clausius-Clapeyron の式から

$$\frac{h_{fg}}{v_{fg} T_{sat}} = \frac{dP}{dT} \quad (3.2)$$

となる．ここで h_{fg} は液体の潜熱， v_{fg} は流体の比体積差， T_{sat} は流体の飽和温度である．これらを一定として(3.2)式を積分すると

$$P_v - P_l = \frac{h_{fg}}{v_{fg}} (T_v - T_{sat}) \quad (3.3)$$

となる． T_v は気相の温度である．(3.1)式とあわせて、

$$T_v - T_{sat} = \frac{2T_{sat} v_{fg} \sigma}{h_{fg} R} \quad (3.4)$$

となる． R について解くと

$$R = \frac{2T_{sat} v_{fg} \sigma}{h_{fg} (T_v - T_{sat})} \quad (3.5)$$

この式から，気相温度が上がるにつれ，気泡の曲率半径が小さくならないと力学的平衡が保てないことがわかる．また，(3.4)の R をキャビティの開口半径 R_c と仮定した場合、

$$T_v = \frac{2T_{sat} v_{fg} \sigma}{h_{fg} R_c} + T_{sat} \quad (3.6)$$

となり，これがあるキャビティ半径における発泡開始温度となる．キャビティ径が大きいほど低い温度で発泡が起こることがわかる．

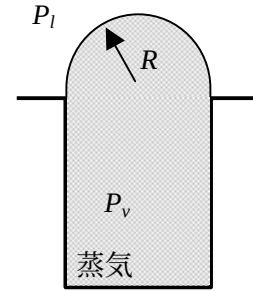


Fig.3.1 Cylindrical cavity.

3.1.2 気泡核の安定性について

加熱面上のすべてのキャビティから発泡が起こるわけではなく、気泡発生に対して不活性なものも存在する。キャビティが安定な気泡核として作用するためには蒸気をキャビティに取り込むのに必要な条件と取り込んだ蒸気を核として気泡が発生するための条件を満足する必要がある。ここで、本実験に用いた円筒型キャビティについてこれらの条件[]を考えてみる。気泡の離脱直後、気液界面はFig.3.1 に示すようにキャビティ内へ進入し、蒸気の一部が排除され、残りの蒸気がキャビティ内に取り込まれる。キャビティ半径を R_c 、深さを D_c とし、気液界面の曲率半径を R 、蒸気の圧力を P_v 、液相の圧力を P_l 、液体の表面張力を σ とすれば

$$R = R_c / \cos \theta \quad (3.7)$$

$$P_v - P_l = 2\sigma / R \quad (3.8)$$

が成り立つはずである。またキャビティ内の液体の初期温度を T_l とすれば、飽和状態においては

$$T_l = T_s + A_l(T_w - T_s) \quad (3.9)$$

が成り立つ。ここで T_s は飽和温度、 T_w は伝熱面温度、 A_l は 0~1 の値をとる定数である。キャビティ内に取り込まれた蒸気は、液体の温度より低ければ凝縮し、気液界面はキャビティの奥へと進行する。しかし凝縮が進むにつれて潜熱によって加熱されるため、液温は次第に上昇し、凝縮量は少なくなる。キャビティが十分深ければ、ある位置で液温と蒸気温度は平行に達し、それ以降はキャビティ壁からの伝熱のために液温の方が高くなり、蒸発が生じ気液界面はキャビティ開口部へと後退を始める。この場合キャビティは安定な気泡核として作用する。一方キャビティの深さが十分でない場合には取り込まれた蒸気は完全に凝縮し、キャビティは不活性となる。

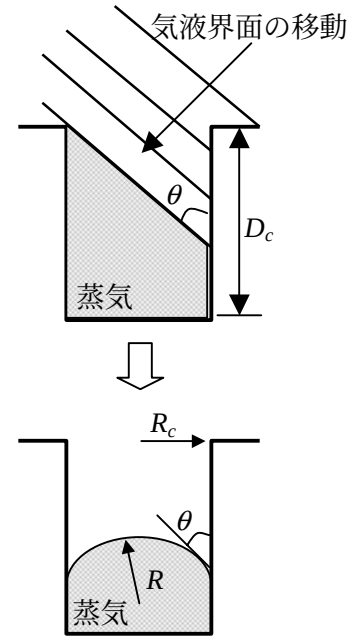


Fig.3.2 Mechanism of vapor trapping to cylindrical cavity.

3.2 非線形解析

3.2.1 FFT スペクトル

時系列データの周期性を調べるためには FFT 解析が有効である. Fig.3.3 左に示すのは時系列データ, 右側に示すのが FFT スペクトルである. 時系列が周期性を失うにつれて, つまりカオス状態に近づくにつれ FFT スペクトルはピークを失っていき, 広帯域にわたる連続スペクトル分布となる. 本実験系では温度時系列データに対してこの FFT 解析を用いた.

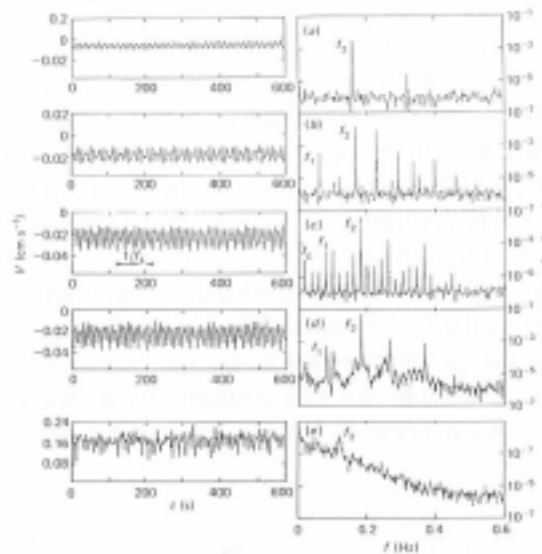


Fig.3.3 Time-series data and FFT power spectrum.

3.2.2 相関次元

多くのデータが位相空間内で一つの集合にわたって散在しているとする. もしその集合の次元が高ければある与えられた集合上の点近傍の点の数はその点からの距離に応じて急激に変化する. このとき相関次元 d は

$$C^{(m)}(R) = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N(N-1)} \sum_{\substack{i,j=1 \\ i \neq j}}^N H(R - |x_i - x_j|) \quad (3.10)$$

で定義される相関関数 $C^{(m)}(R)$ から求められる. ここで x_i, x_j はアトラクタ上の点を表し, $H(x)$ はヘビサイドのステップ関数, N はデータ点全体からランダムに選んだ点の数である. ヘビサイド関数によって x_i で表された点の周りの半径 R 以内にある点の数を数えているのであり, $C^{(m)}(R)$ は R 以内の点の平均的な割合を与える. 相関次元は $C^{(m)}(R)$ の R による変化として

$$C^{(m)}(R) \propto R^d \quad (R \rightarrow 0) \quad (3.11)$$

として求められる. 具体的には埋め込み次元 m を上げながら $\log(C^{(m)}(R))$ 対 $\log(R)$ のグラフの適当な R の範囲内の直線の傾き $d(m)$ を順次計算する. m の増加に伴い $d(m)$ が飽和して漸近していく値が相関次元 d となる. Fig.3.4, 3.5 に次元解析の例を示す.

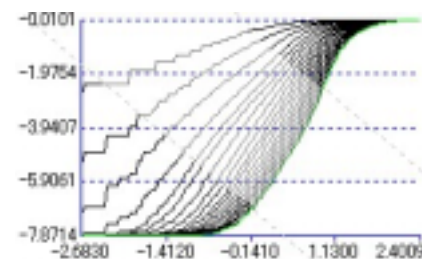


Fig.3.4 $\log(R)$ - $\log C(R)$.

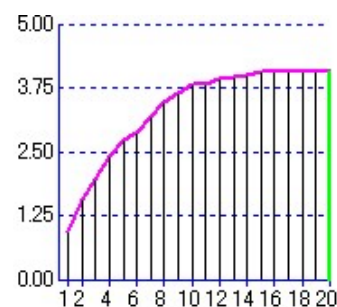


Fig.3.5 Correlation dimension.

4. 実験結果および考察

— *Résultats et Discussion*

4.1. キャビティ径の影響

この節では、キャビティ径をパラメータとして変化させた場合の発泡挙動を追っていくことにする。既に述べたようにキャビティ径は直径 5,10,20,50,100 μm の円筒型である。なお、深さはほぼ一様に 80 μm である。

4.1.1 発泡挙動

Fig.4.1～4.10 に各キャビティにおける発泡による加熱面温度、熱流束変動と気泡径の時間推移を示す。横軸は時間、上段のグラフ縦軸左側は実線で描かれる温度変動に、縦軸右側は点線で描かれている熱流束変動にそれぞれ対応する。また下段のグラフは気泡半径の時間推移である。

■ $\phi 5\mu\text{m}$

このキャビティは本実験で最も微小な直径のキャビティである。実際の伝熱面の微小な傷のサイズはおおよそ 5～10 μm という報告があり、実際の加熱面を限りなくシンプルにした加熱面ということができる。グラフが示すとおり、3.35W 以下の比較的低入力熱量では待ち時間のある発泡挙動となっている。これは $\phi 5\mu\text{m}$ のキャビティでのみ観察される特徴的な挙動である。入力熱量 4.05W ほどで待ち時間は観測できなくなり、連続した安定な発泡挙動となる。低入力熱量における待ち時間のある発泡挙動に注目する。Fig.4.2.に(a)2.69W と (d)4.74W での気泡生成の様子ビデオ画像とその時の気泡半径、気泡と加熱面、周辺液体の 3 相の境界線幅（以下ネック）、そして気泡の頭頂部の高さの時間推移示す。図からわかるように、待ち時間のある発泡によって気泡は、ほぼ倍の速度で急激に成長していることがわかる。気泡がこのような爆発的に成長するのは円錐型キャビティの典型的な挙動であるが、円錐型のように 2 つ目の気泡が前気泡に引き込まれるような挙動は全く観察されず、発泡そのものは非常に安定している。円錐型のキャビティの場合はキャビティの形状によって蒸気が安定にトラップされにくく、少々複雑な挙動を示すが、円筒型の場合は常にキャビティの中に蒸気が存在しているため、発泡自体は安定していると考えられる。待ち時間の理由としては、気泡核生成理論に則って考えれば、このサイズのキャビティ径では発泡開始温度が高めであるので、気泡が成長するのに必要な十分な熱量が加わるまで発泡が起こらず、ある一定の熱量に達すると一気に相変化がおこり気泡が爆発的に成長するためであると考えられる。

■ $\phi 10\mu\text{m}$

このサイズも実際の沸騰面における微細な傷のサイズ領域に属する。グラフからわかるように各入力熱量において、離脱気泡径、周期ともに安定した発泡挙動である。Fig.4.3(b)において気泡径の小さいものが見られるが、これは前気泡による引き込みが起こったことを示している。

■ $\phi 20\mu\text{m}$

Fig.4.5(c)3.98W において一旦離脱周期が長くなっていることがわかるが、全体的には引き込みのない非常に安定した発泡挙動であるといえる。

■ $\phi 50\mu\text{m}$

Fig.4.7 に示すように、低入力熱量では周期の長い発泡をし、その後熱量を上げていくに連れ周期の短い発泡となり、ふたたび周期の長い発泡挙動となることがわかる。離脱気泡半径、周期ともに、前述のキャビティよりも多少ばらつきのある発泡をする。

■ $\phi 100\mu\text{m}$

本実験中最も大きい直径のキャビティである。気泡核生成理論によれば発泡開始点は低いため、非常に発泡しやすいキャビティサイズであると思われる。Fig.4.9 が示すように、全入力熱量域において離脱気泡径は一定であり、周期のばらつきも少ない安定な発泡であることがわかる。

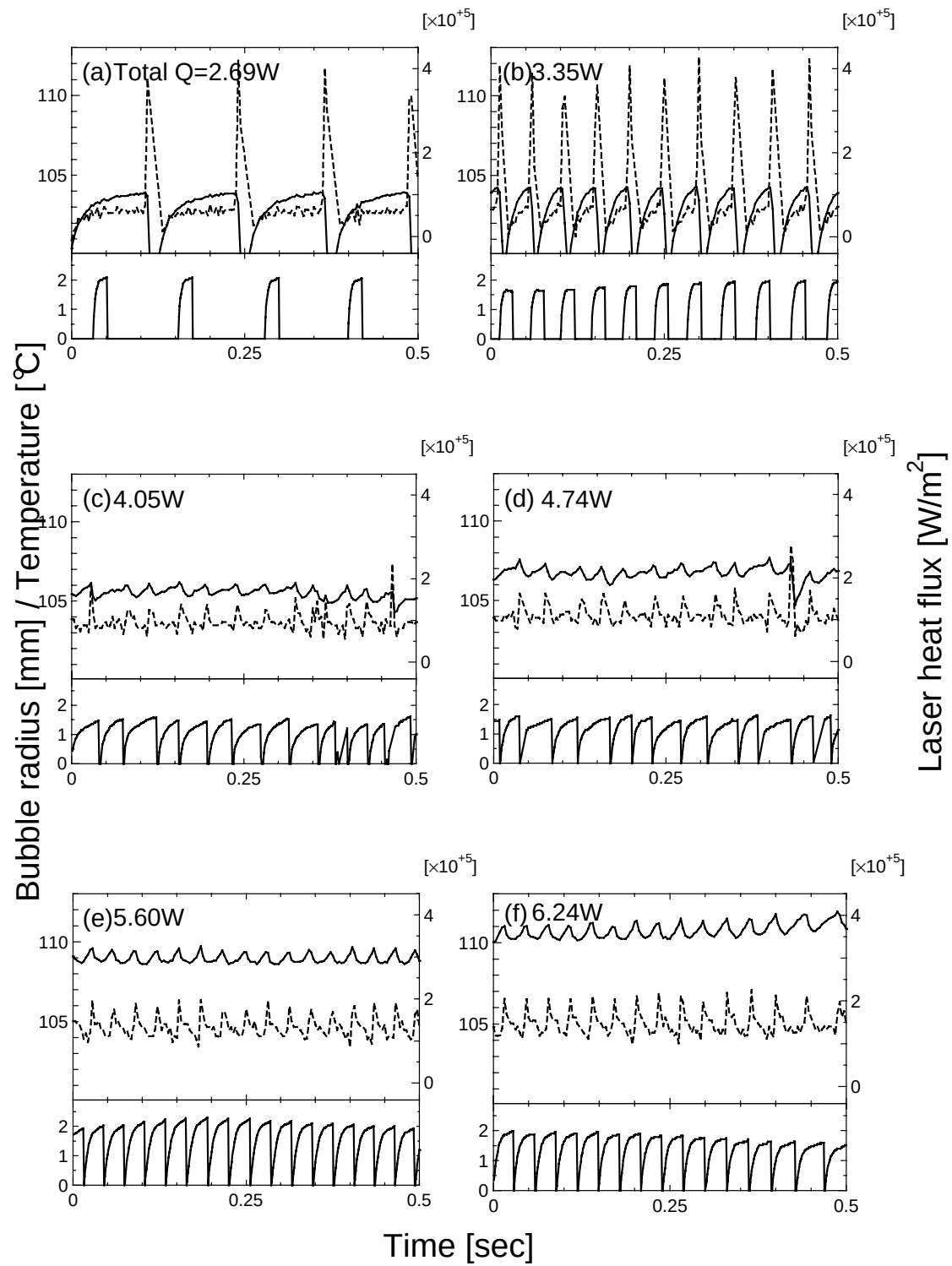


Fig.4.1 Temperature, heat flux fluctuations and bubble radius transition from the cavity of $5\mu m$ in diameter. Solid and dotted line indicate temperature and heat flux respectively.

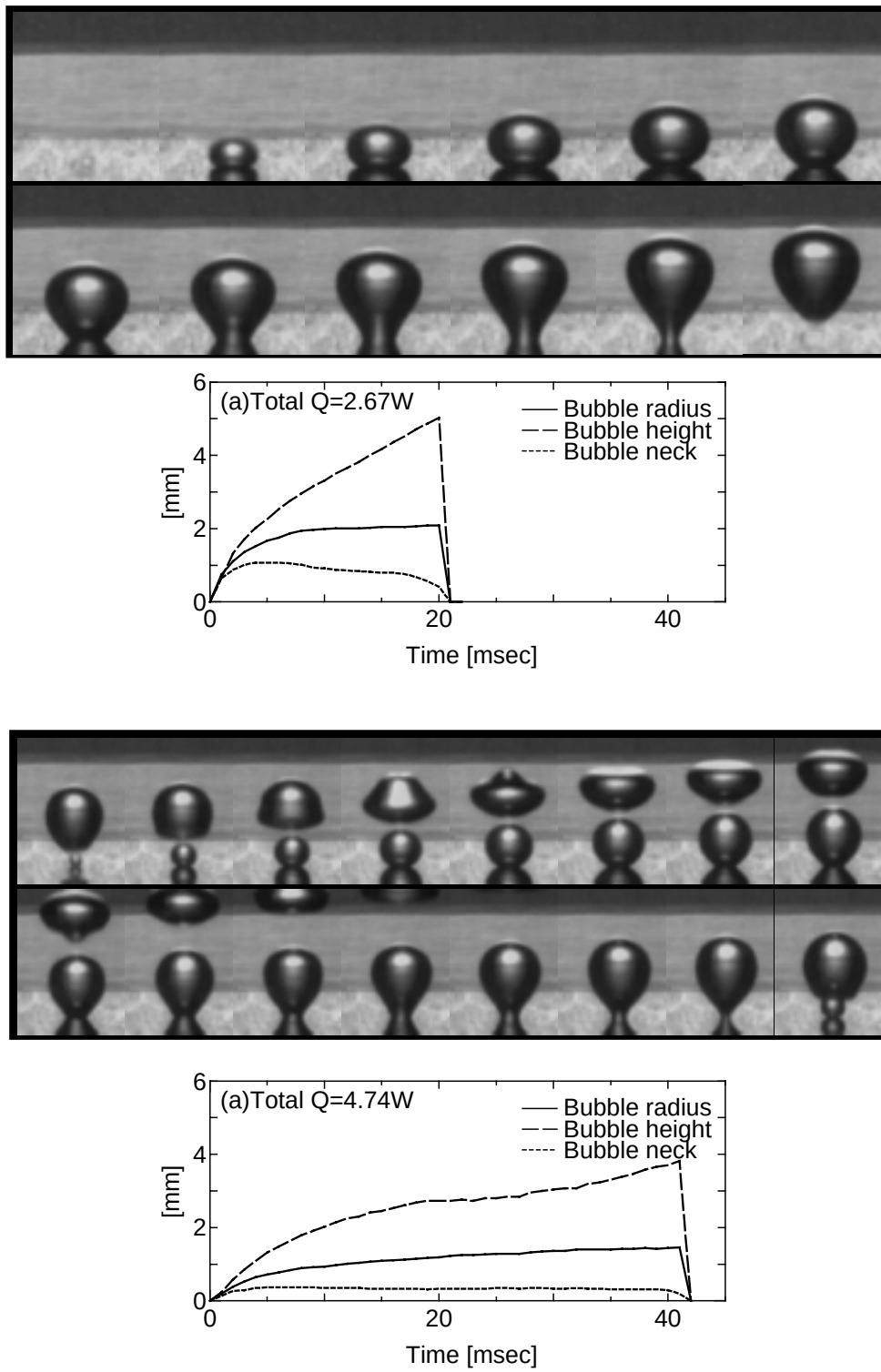


Fig.4.2 Bubbling behavior at different heat input (picture: every 2msec).

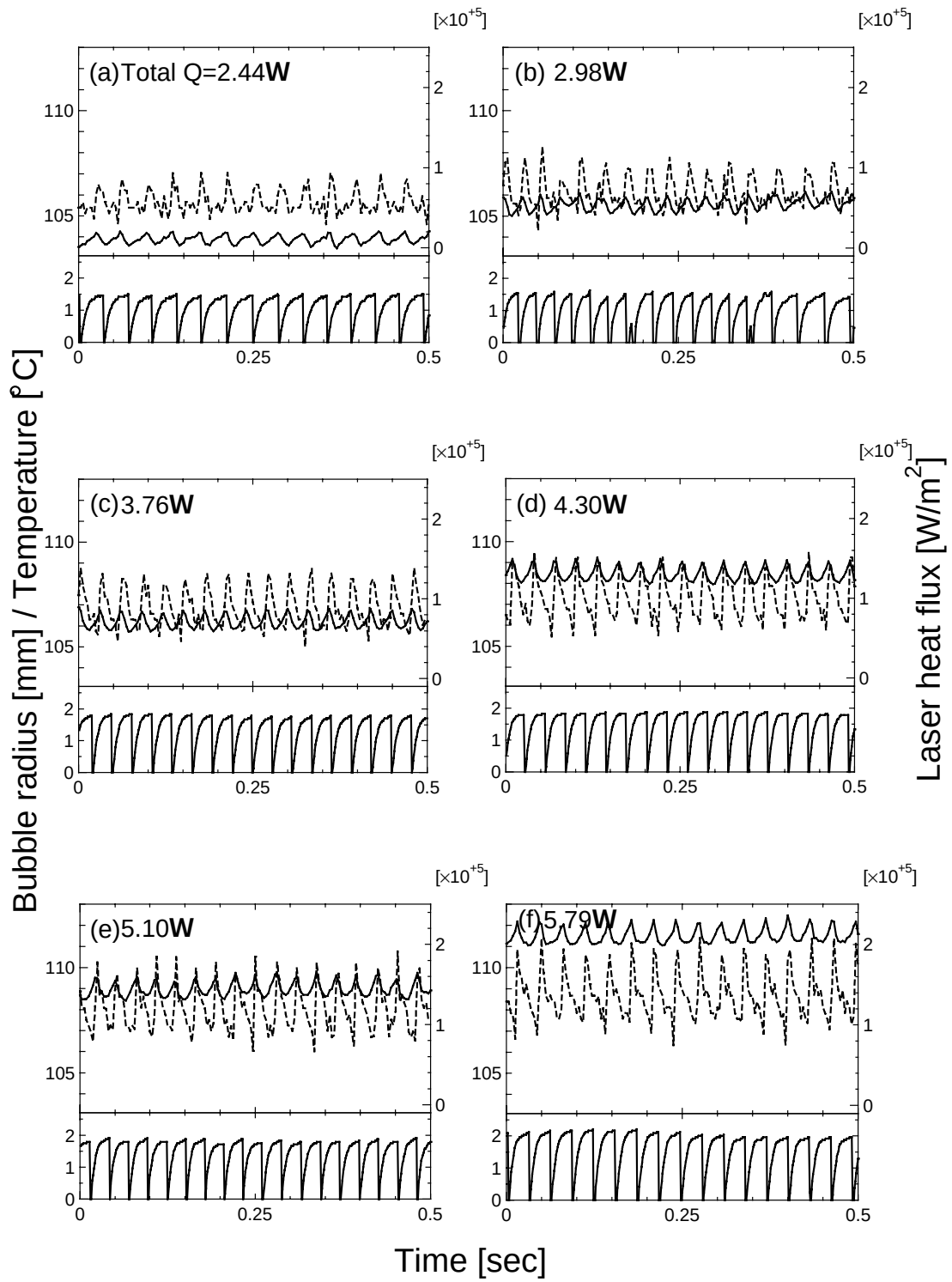


Fig.4.3 Temperature, heat flux fluctuations and bubble radius transition from the cavity of $10\mu\text{m}$ in diameter. Solid and dotted lines indicate temperature and heat flux respectively.

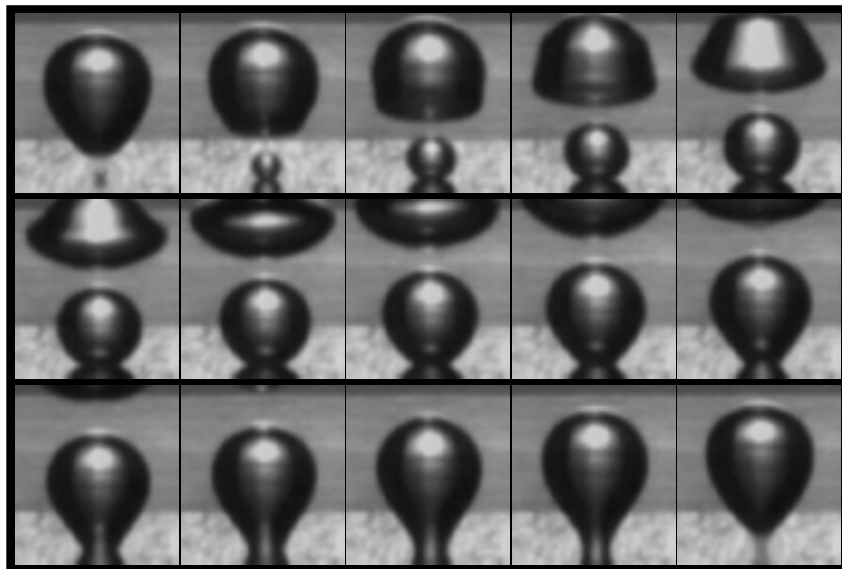


Fig.4.4 Bubbling from the cavity of $10\mu\text{m}$ in diameter at $Q_{\text{total}}=3.76\text{W}$ (every 2msec).

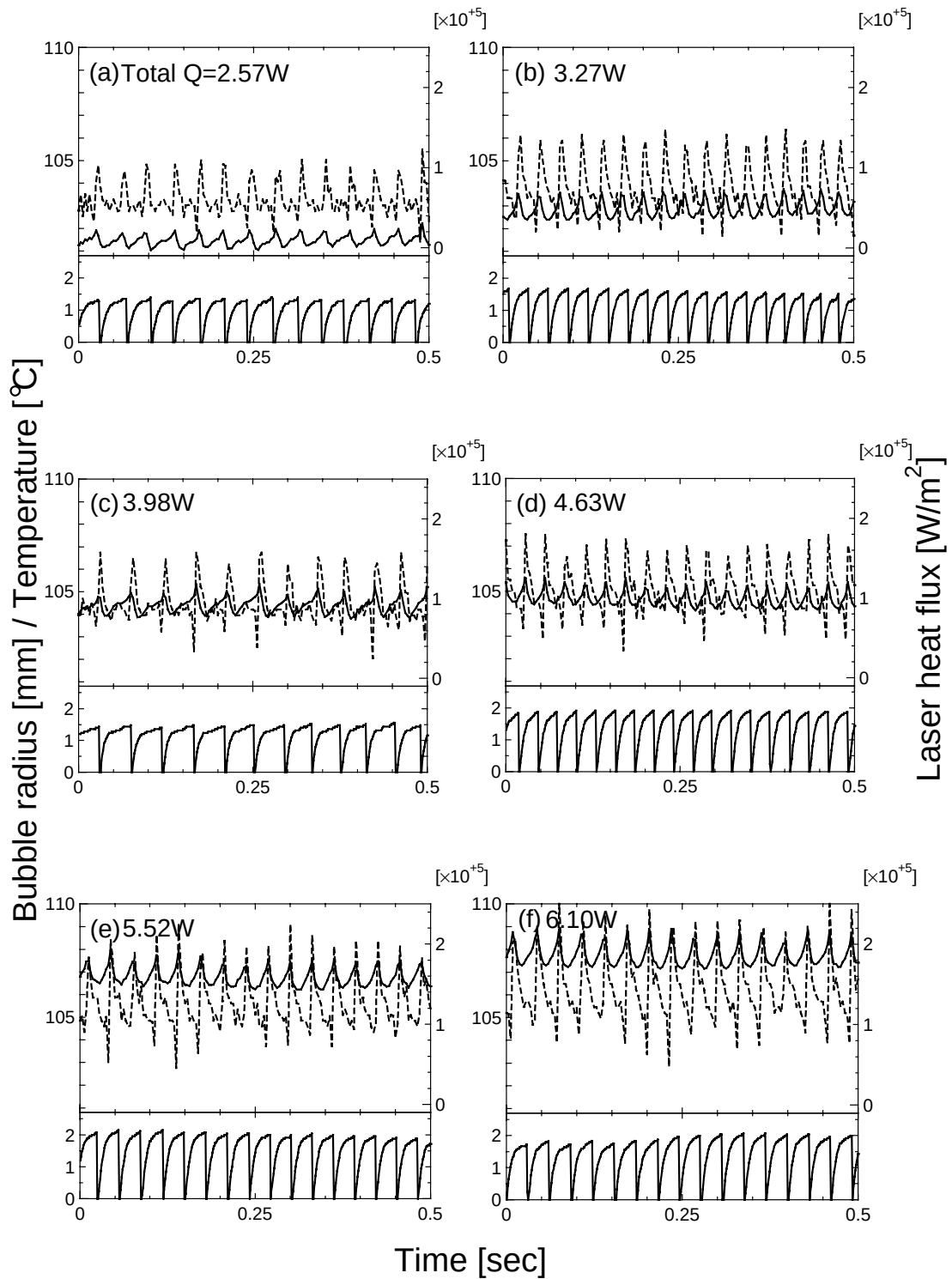


Fig.4.5 Temperature, heat flux fluctuations and bubble radius transition from the cavity of 20 μ m in diameter. Solid and dotted lines indicate temperature and heat flux respectively.

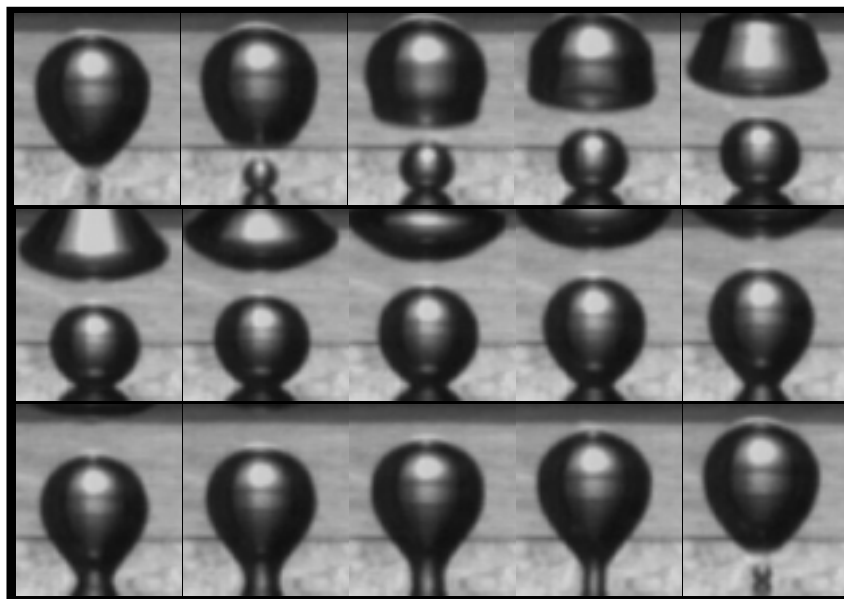


Fig.4.6 Bubbling from the cavity of 20μm in diameter at $Q_{total}=4.63W$ (every 2msec).

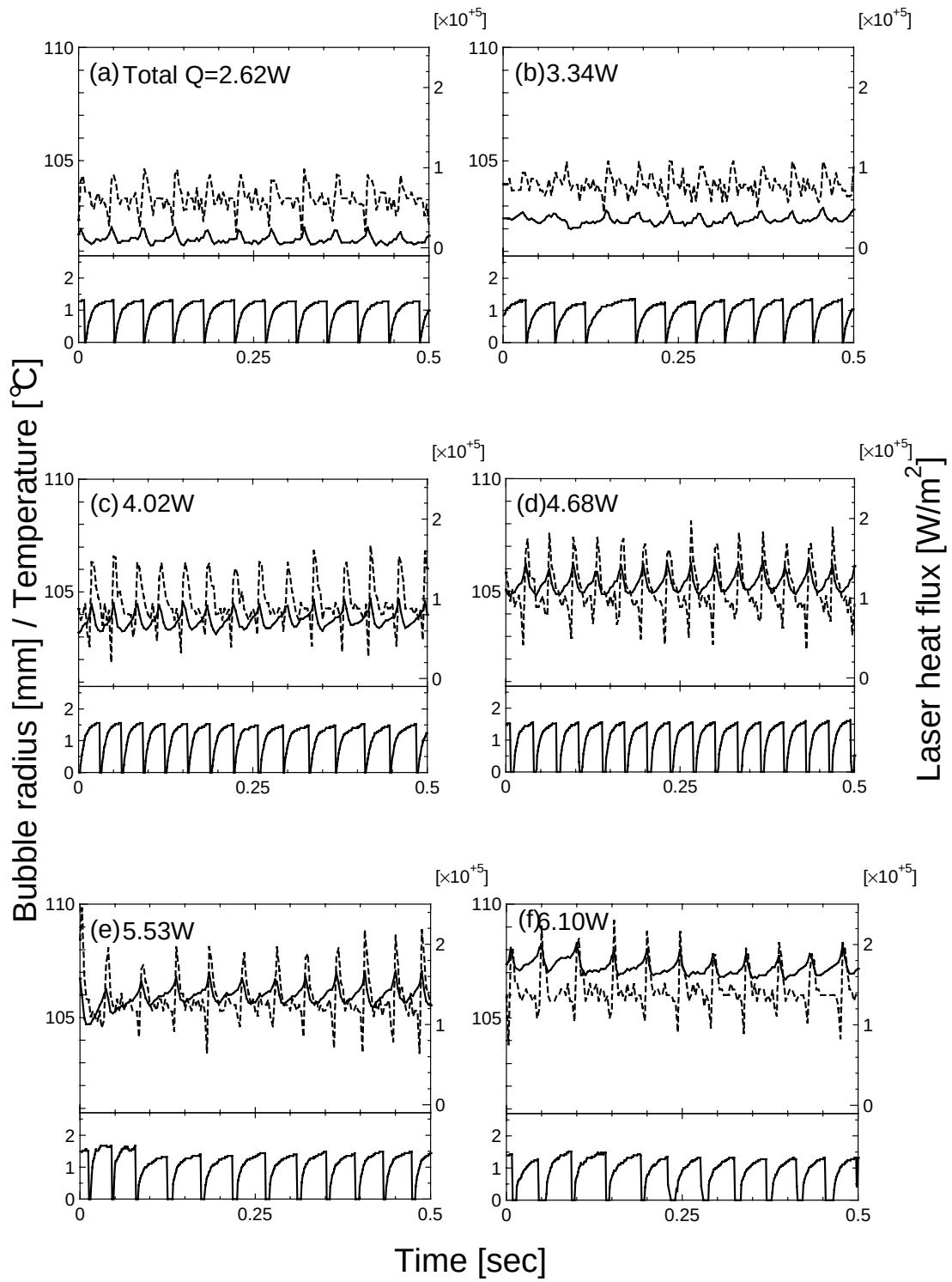


Fig.4.7 Temperature, heat flux fluctuations and bubble radius transition from the cavity of 50 μ m in diameter. Solid and dotted lines indicate temperature and heat flux respectively.

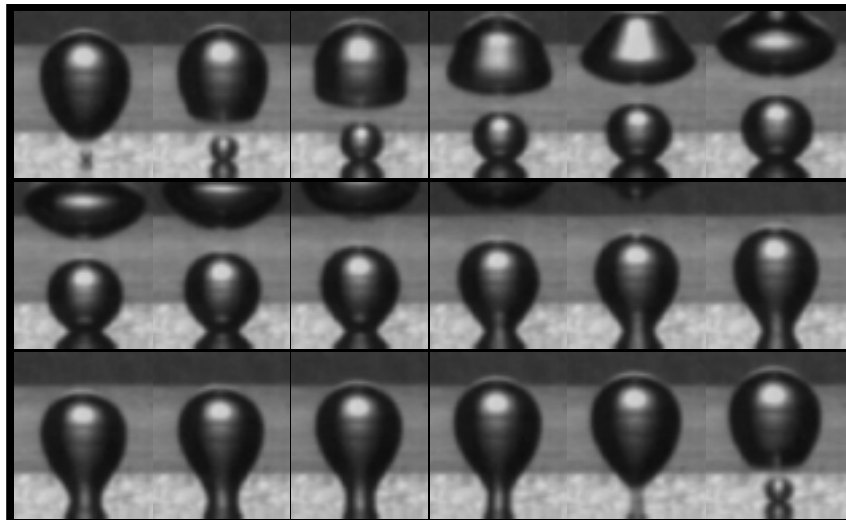


Fig.4.8 Bubbling from the cavity of 50 μ m in diameter at $Q_{total}=4.68W$ (every 2msec).

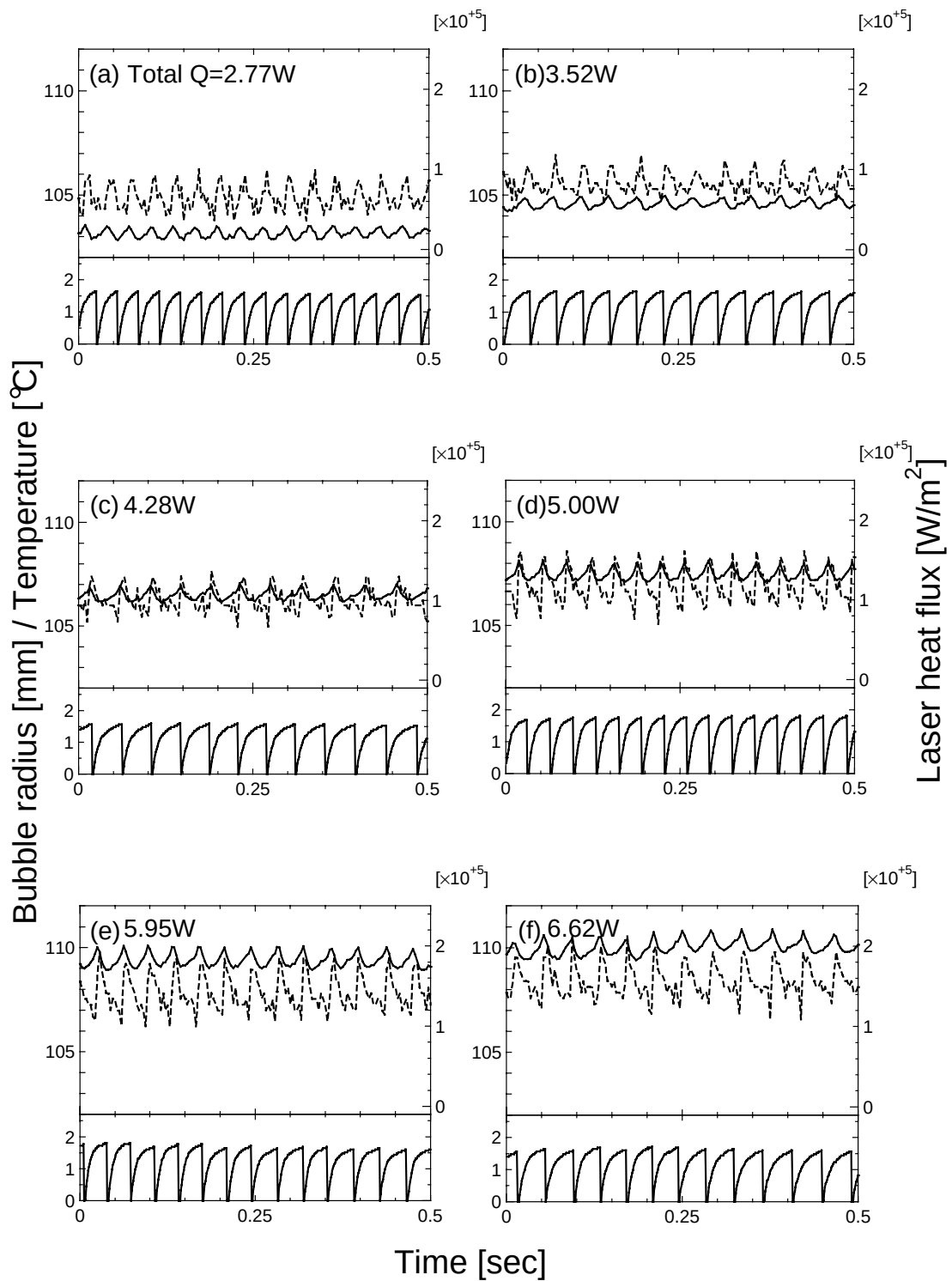


Fig.4.9 Temperature, heat flux fluctuations and bubble radius transition from the cavity of 100 μ m in diameter. Solid and dotted lines indicate temperature and heat flux respectively.

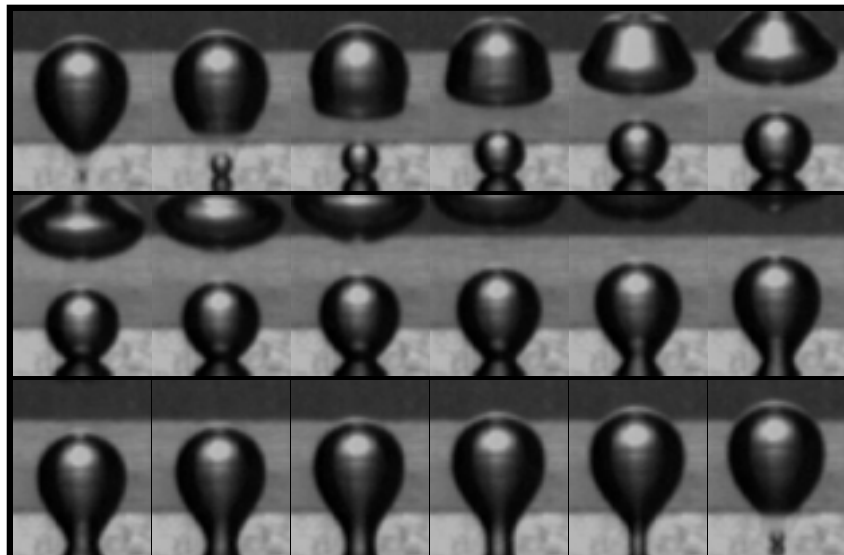


Fig.4.10 Bubbling from the cavity of 100μm in diameter at $Q_{total}=5.00W$ (every 2msec).

4.1.2. キャビティ径に関する考察

ここまでそれぞれのキャビティ径について動的な変動を観察してきたが、どれも一見安定した発泡挙動をしているため、特に明確な差異を認めることはできなかった。そこで平均的な議論によってキャビティ径の違いによる特性を明らかにしていく。

まず、それぞれのキャビティにおいて、入力熱量を変化させた場合の平均離脱気泡半径と平均離脱周波数の推移を Fig.4.11 に示す。φ5μm のキャビティでは、低熱流束では待ち時間のある発泡によって大きめの気泡が成長していき、熱量を上げていくにつれ待ち時間のない連続的な発泡挙動となるため気泡径も小さくなる。そして 4W 以上で再び気泡径は大きくなっていくことがわかる。離脱周波数は入力熱量に応じて大きくなっていく。

φ10μm のキャビティのグラフを見ると、離脱気泡半径は入力熱量を上げていくにつれほぼ線形的に大きくなっていくことがわかる。沸騰熱伝達効果を考えると、入力熱量が高いほど多くの熱を潜熱によって奪う必要があるわけで、それに応じた大きさを持つ気泡の離脱を伴うことになる。また離脱周波数に関しても、熱量が上がるにつれ高くなる傾向があり、入力熱量に合った発泡を示している。よってφ10μm のキャビティは、例えば微細キャビティの配置による伝熱促進などへの応用が十分考えられるサイズであるといえる。

φ20, 50μm については、低熱量ではφ10μm のように気泡径が入力熱量に比例するが高入力熱量では気泡サイズが熱量に追従せず、特にレスポンスのいいキャビティということはいえない。

φ100μm のグラフを見ると、逆に離脱気泡半径、周波数ともに熱量にあまり左右されない発泡挙動であることがわかる。

次に、発泡の時間的な安定度を調べるために、様々な入力熱量における離脱気泡半径、周期の標準偏差を各キャビティサイズについて示したものを Fig.4.12 に示す。

φ5, 20, 50 に関してはばらつきが比較的大きいことがわかる。φ10μm に関しては、離脱周期が熱量 4.5W 以上では非常に安定している。離脱気泡半径に関しては多少のばらつきがあるものの、前記の平均離脱気泡半径、周波数での結果とあわせると、入力熱量に応じた安定な発泡を行うキャビティであるといえる。φ100μm のグラフを見ると、入力熱量によらず、離脱気泡半径、周期とも終止非常に安定した発泡を行っていることがわかる。以上の結果をまとめると、φ10μm とφ100μm が安定した発泡挙動を示すキャビティサイズといえる。特にφ10μm は伝熱特性として有用な挙動を示すキャビティサイズであるといえる。

Fig.4.13 は様々な入力熱流束に対する伝熱面過熱度を各キャビティ径についてプロットした沸騰特性曲線である。通常このグラフは沸騰曲線と呼ばれ、拔山四郎が提示して以来、核沸騰熱伝達を議論する際必ず用いられる、いわば伝熱特性を最もよく表すグラフである。しかしグラフに示す通り、核沸騰域は伝熱面過熱度約 10°C、熱流束約 10⁵ kW/m² の領域に属し、本実験の単一気泡の発泡においてはすべてのキャビティからの沸騰特性は自然対流域に属する。点線太字で示されるのが本実験系において発泡のない状態、つまり自然対流の

領域である． $\phi 10\mu\text{m}$ の特性はほぼこれに一致することがわかるが，このグラフによって沸騰熱伝達を議論することは難しい．

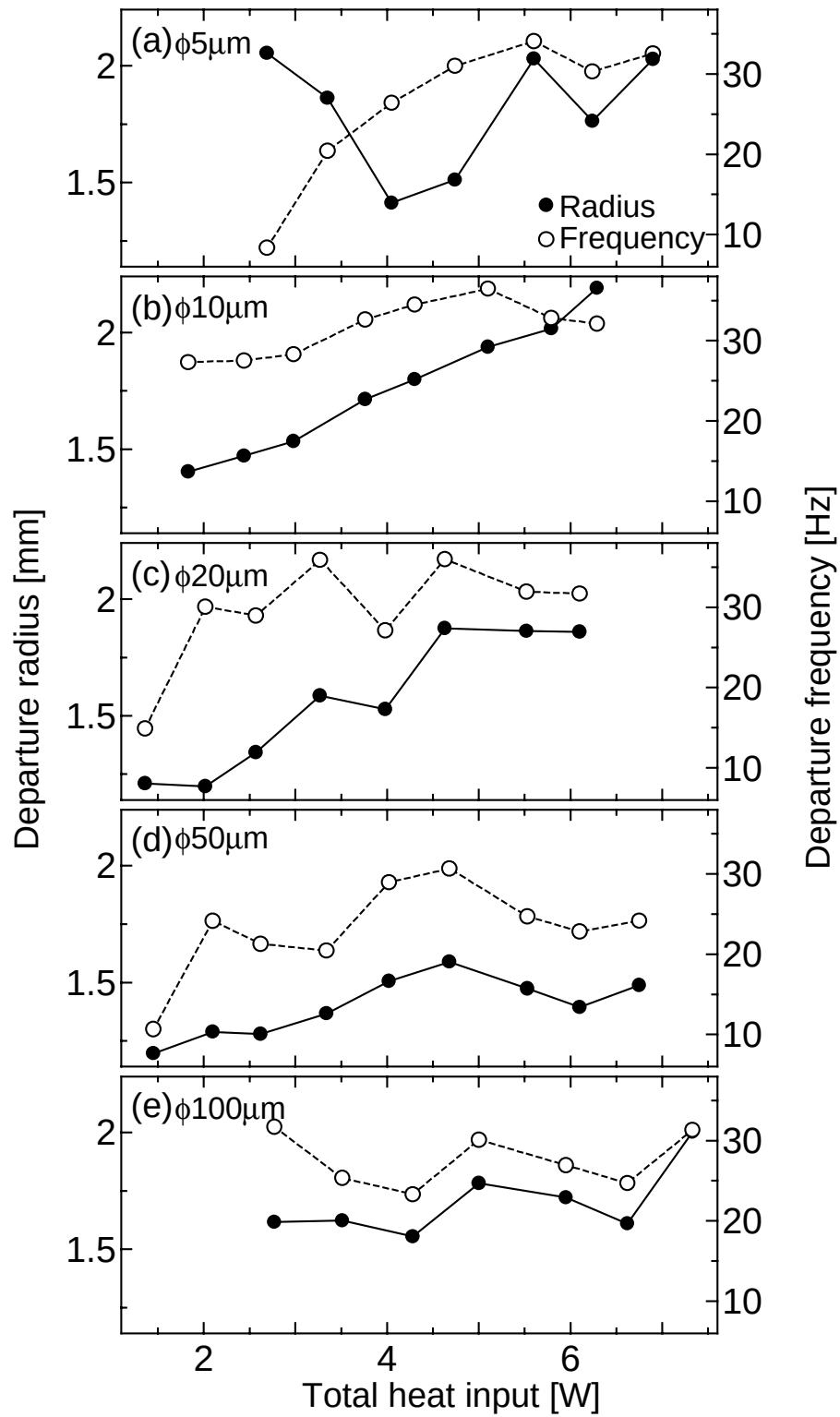


Fig.4.11 Averaged bubble departure radius and frequency against total heat input at different cavity diameter.

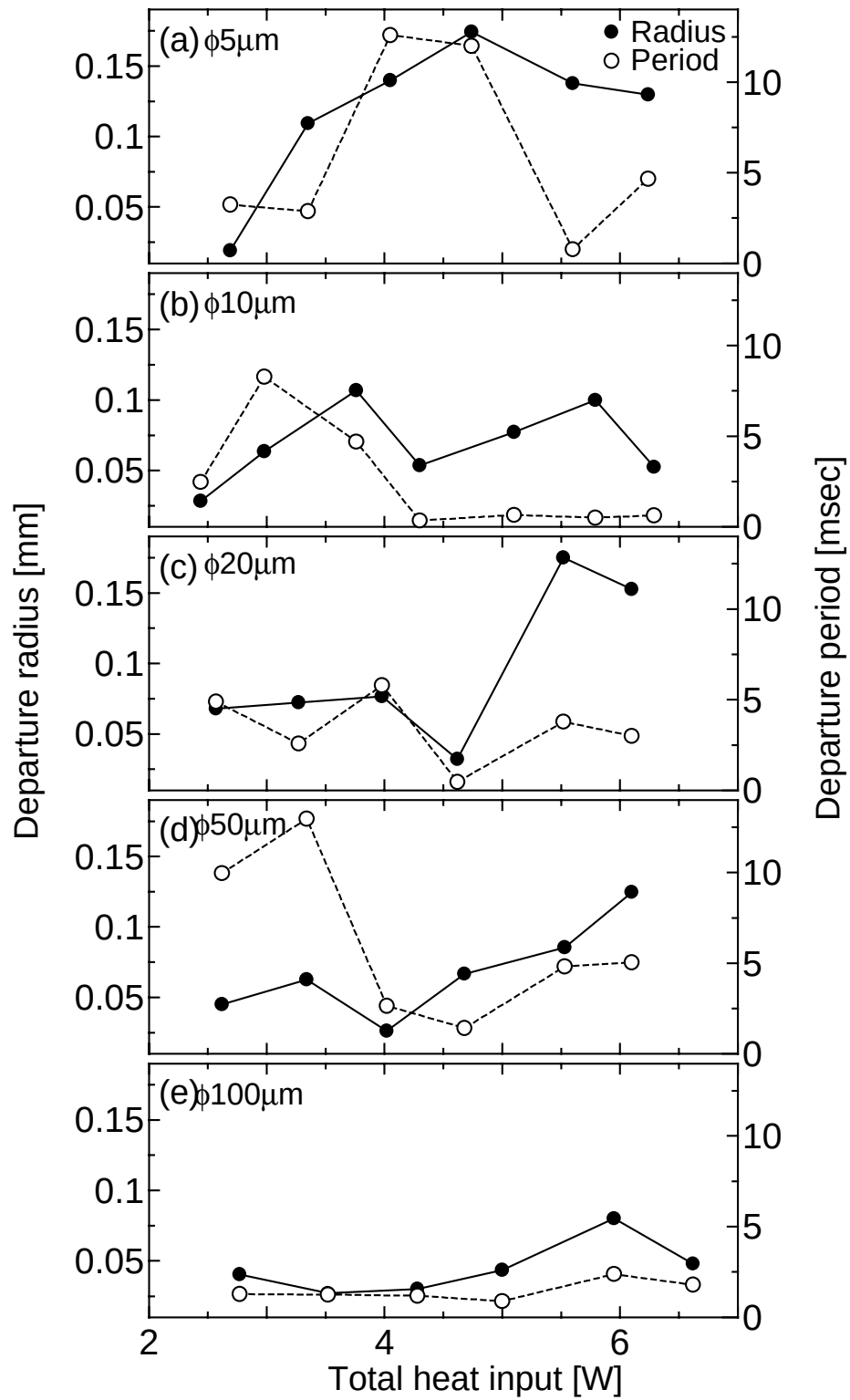


Fig.4.12 Standard deviation of the departure bubble radius and period from different cavity.

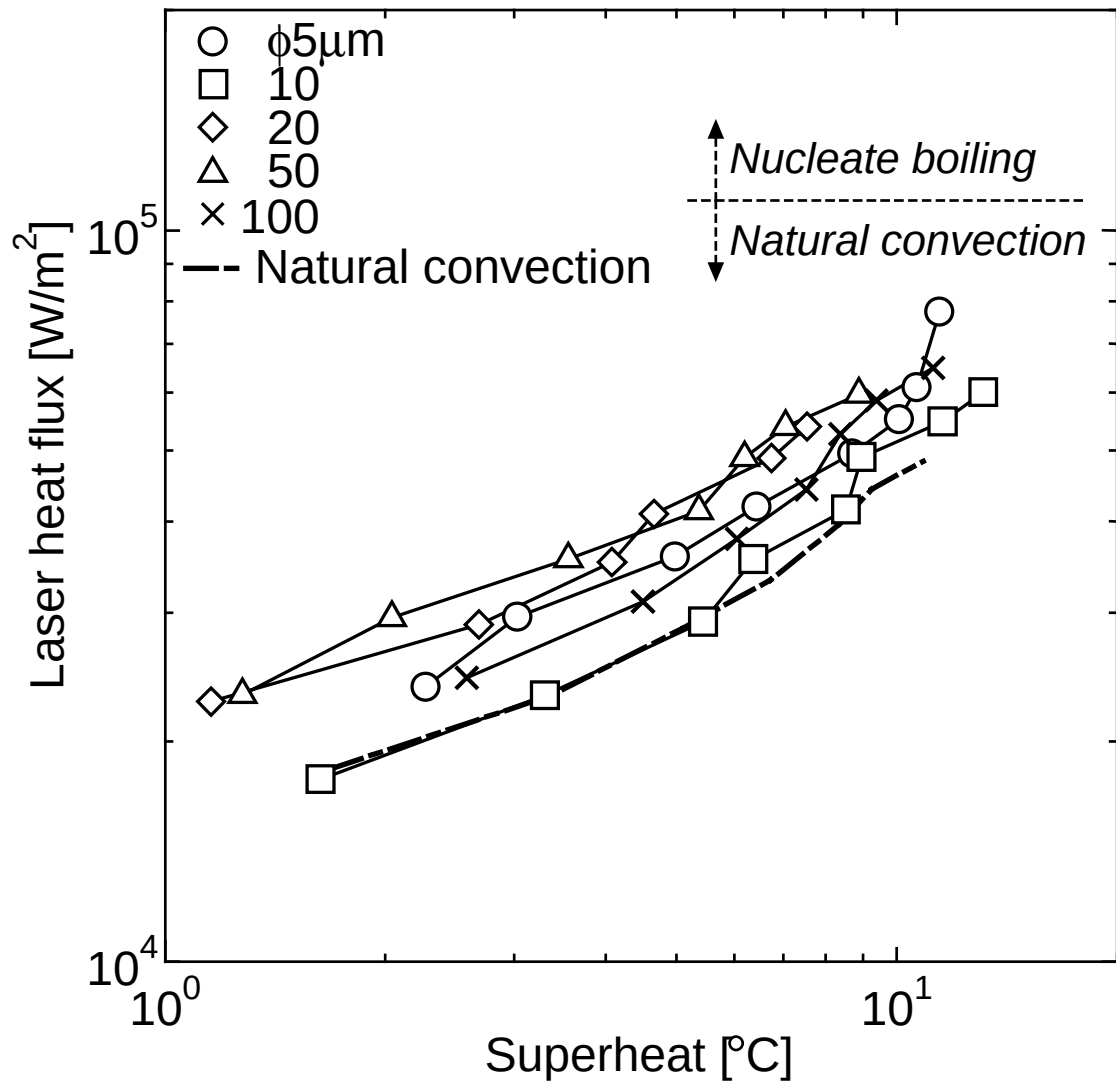


Fig.4.13 Relation between surface superheat and laser heat flux.

4.2 キャビティ深さの影響

直径 10 μ m と 50 μ m の 2 つのキャビティについて、DRIE 装置で 7.5 分、15 分エッチングしたキャビティを用いて行った実験結果を示す。前述の通り、レーザー変位計の測定結果により、DRIE 7.5 分で約 20 μ m、15 分で約 40 μ m の深さを得られることがわかっている。深さを浅くしたキャビティでは、100 μ m とはまったく異なる発泡挙動が観察されたため、ここでは主に離脱気泡半径と周期に注目していく。

4.2.1 ϕ 10 μ m (深さ 20 μ m, 40 μ m)

まず Fig.4.14 に 20 μ m の深さを持つキャビティからの離脱気泡半径、離脱周期の時系列と代表的な発泡挙動の画像を示す。時系列のグラフにおいて横軸は時間、縦軸左側は実線で描かれる離脱気泡半径に、同右側が点線の離脱周期に対応する。20 μ m は本実験で最も浅いキャビティである。低入力熱流束時には画像で見られるような前気泡への引き込み・合体は気泡が一つ離脱する度に起こり、それに伴い離脱周期も非常に不安定となる。熱流束を徐々に上げていくにつれ、引き込みの少ない発泡挙動となっていくが、図からもわかるとおり、引き込みが起これなくても気泡径は一定ではなく、100 μ m の深さのような安定した発泡挙動は見られなかった。

次に、40 μ m の深さのキャビティでの離脱気泡半径、離脱周期、主な発泡挙動の画像を Fig.4.15 に示す。この深さでは低入力熱流束から高熱流束までほぼ同じような発泡挙動が観察された。引き込みも 20 μ m の場合ほど頻繁には起こらない。ただ、離脱気泡径はやはり 100 μ m のように終止安定しているようなことはなく、多少のばらつきがある。

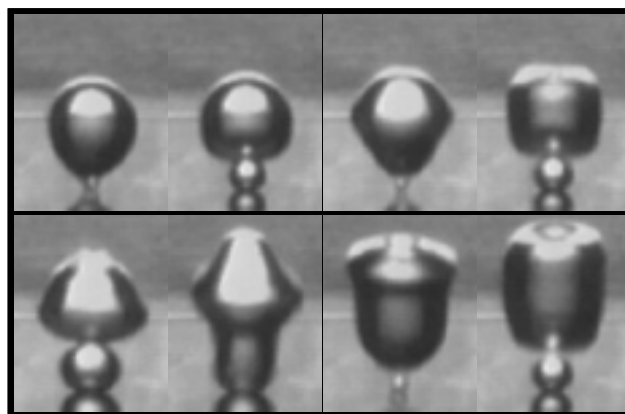
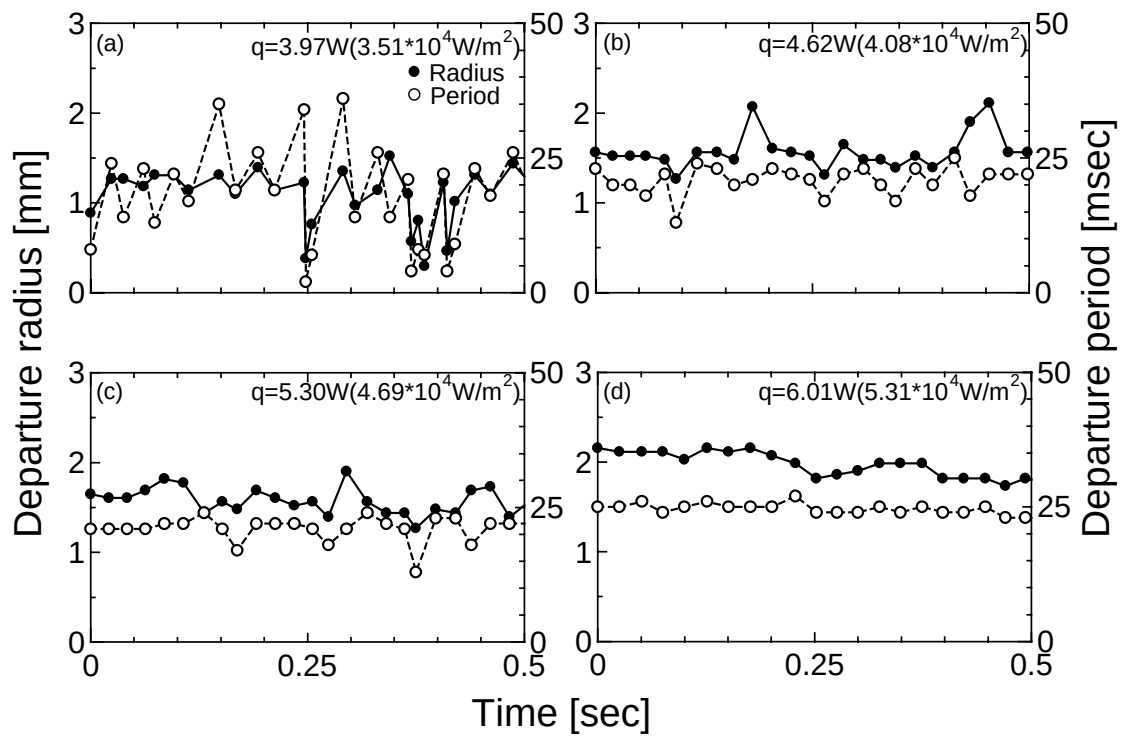


Fig.4.14 Upper: bubble departure radius and period ($\phi 10\mu m$, $20\mu m$ in depth). Lower: bubbling at $Q_{total}=3.97W$ (every 2msec).

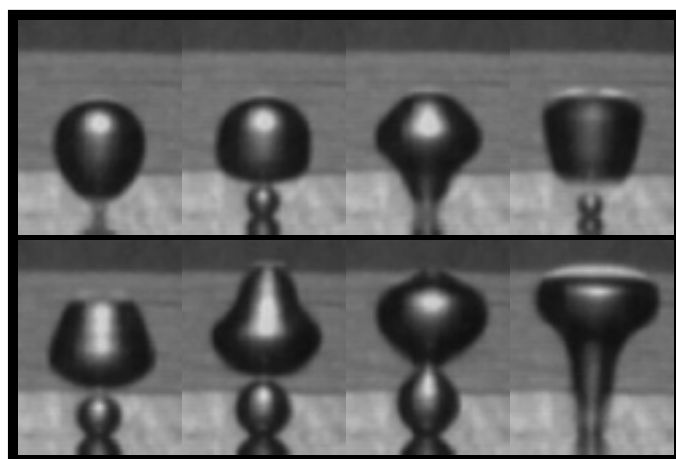
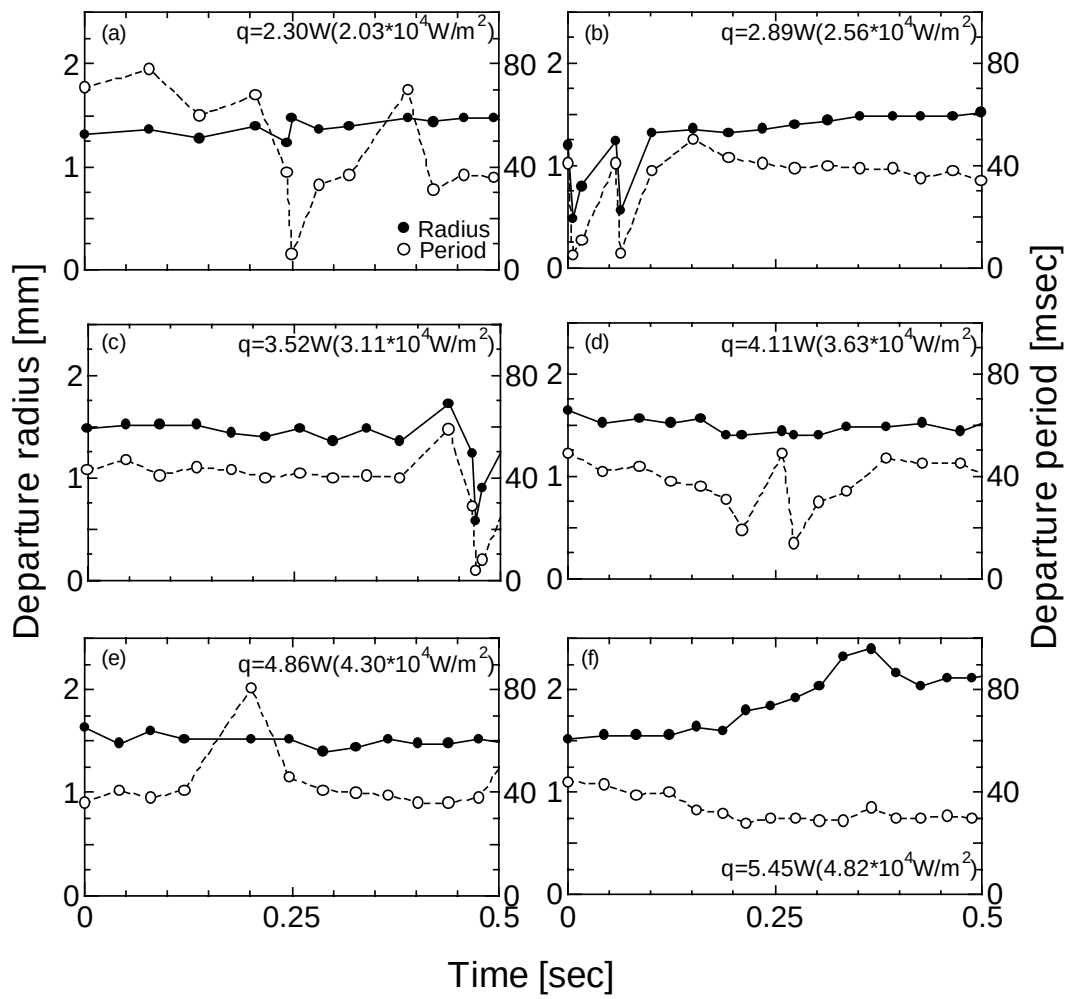


Fig.4.15 Upper: bubble departure radius and period ($\phi 10\mu m$, $40\mu m$ in depth). Lower: bubbling at $Q_{total}=2.89W$ (every 2msec).

4.2.2 $\phi 50\mu\text{m}$ (深さ $20\mu\text{m}$, $40\mu\text{m}$)

Fig.4.16 に直径 $50\mu\text{m}$, 深さ $20\mu\text{m}$ のキャビティからの発泡による離脱気泡半径, 離脱周期の時間推移と代表的な発泡挙動の画像を示す. 入力熱量が低い場合, (a)では, 半径 1mm の気泡の後に半径 0.5mm 以下の気泡が引き込まれる様子が観察できる. 離脱気泡径も交互に大小を繰り返し, 離脱周期も当然のことながら長短を繰り返す. (b)の領域においても同様の挙動を示し, (c)の 3.63W の領域まで同様な発泡挙動が観察される. そして熱量を上げていくと徐々に引き込みが少なくなり(d), 入力熱量 5.03W では, 離脱気泡径, 周期共にほぼ一定の非常に安定した発泡挙動となる(e). さらに熱量を上げると少々挙動は不安定になり, 離脱気泡径と周期に多少のばらつきが生じるようになる(f).

Fig.4.17 に示すのは $40\mu\text{m}$ の深さのキャビティにおける発泡時の離脱気泡径, 周期と代表的な発泡の画像である. 発泡挙動はやはり非常に不安定であり, 発泡, 引き込みを交互に繰り返していることがわかる. 3 つとも低熱入力域であるため, 発泡が不安定になりやすいと考えられるが, $80\mu\text{m}$ の深さのキャビティにおいてはこれほどの低入力熱量においても非常に安定した発泡を行うことを考慮すると, 深さが発泡挙動に深く影響していることを示すに足るグラフであると言える.

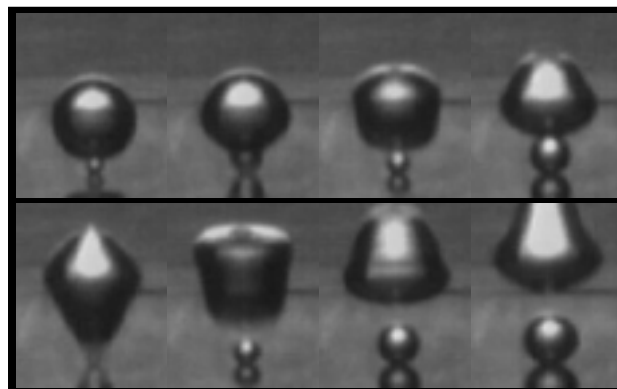
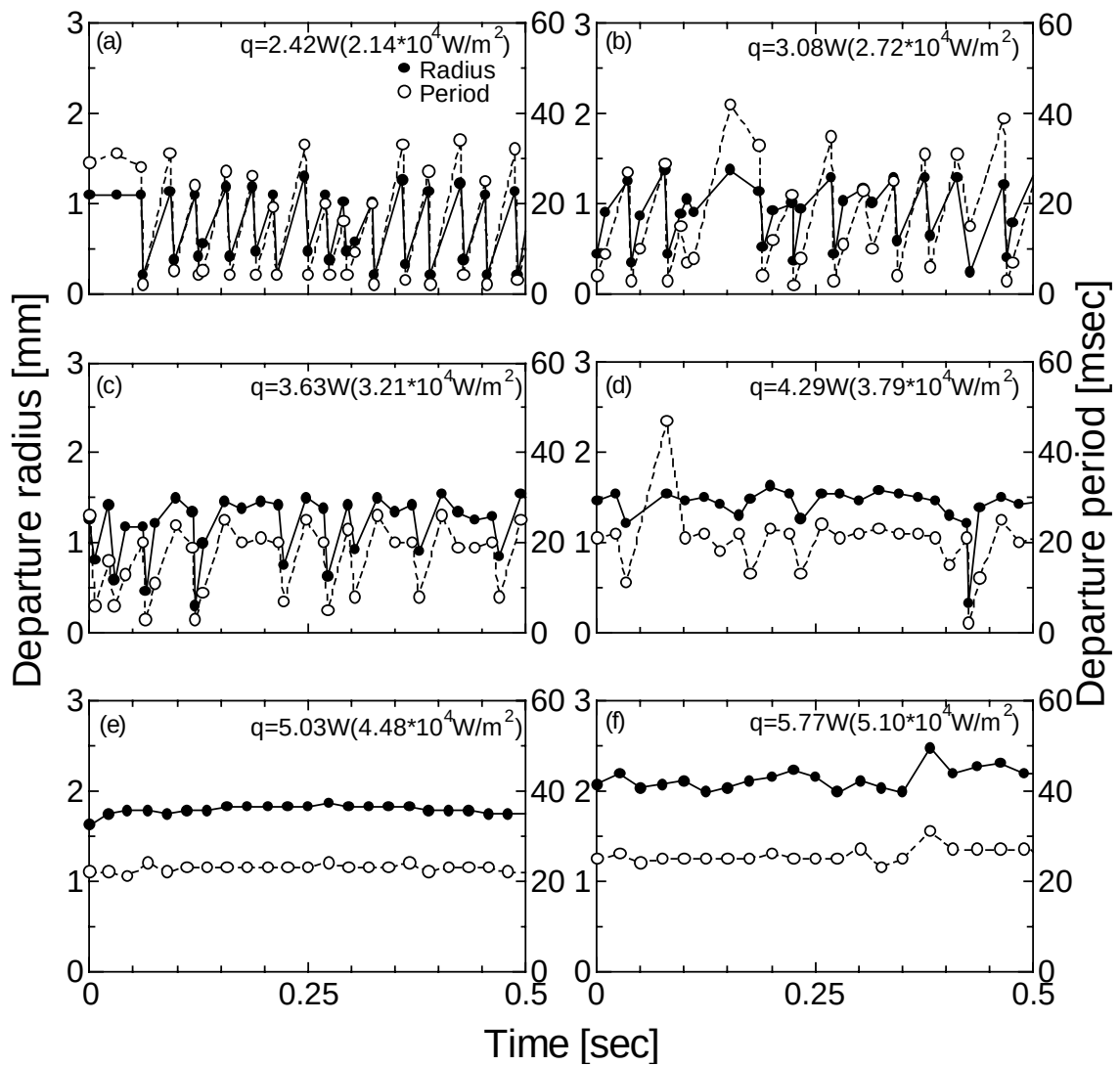


Fig.4.16 Upper: bubble departure radius and period ($\phi 50\mu m$, $20\mu m$ in depth). Lower: bubbling at $Q_{total}=2.42W$ (every 2msec).

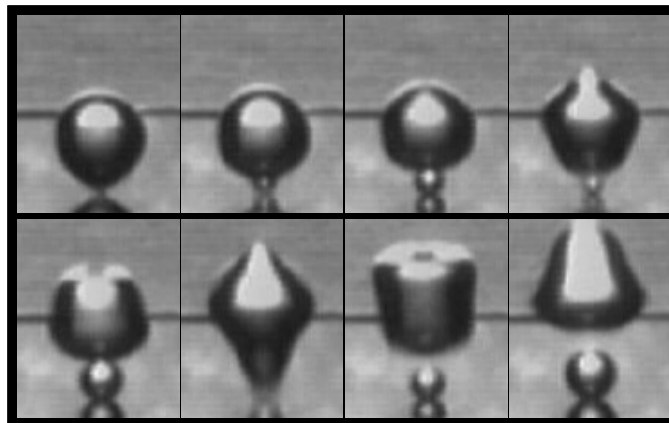
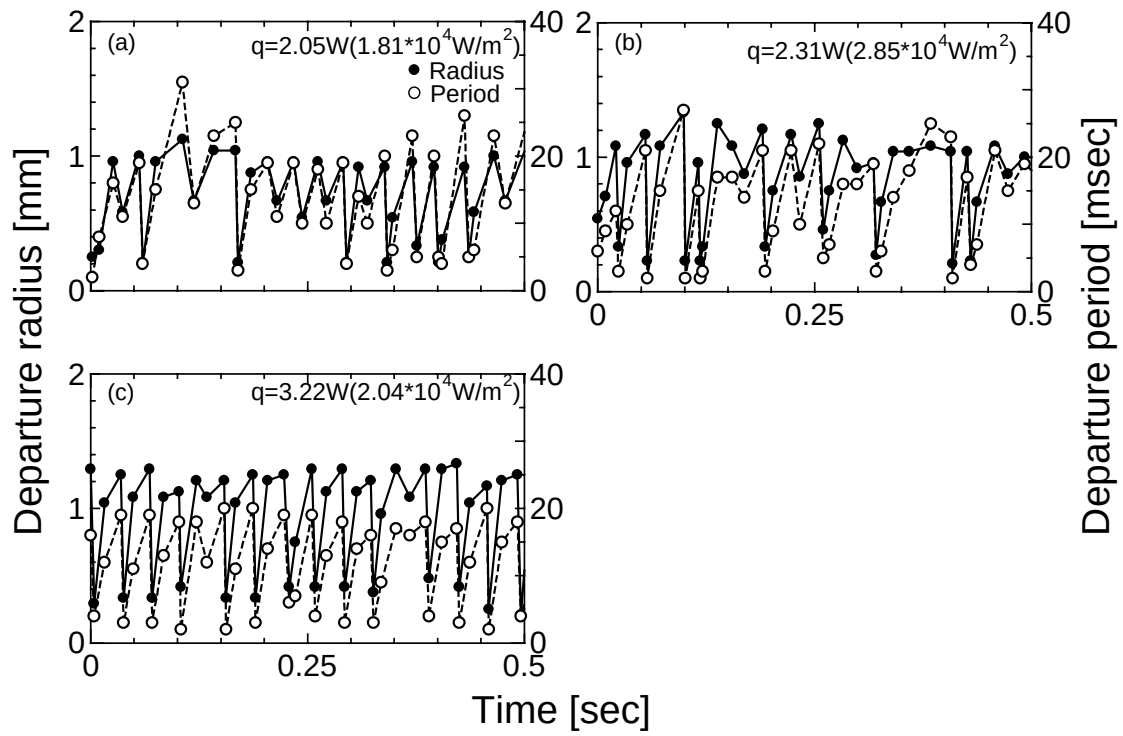


Fig.4.17 Upper: bubble departure radius and period ($\phi 50\mu m$, $40\mu m$ in depth). Lower: bubbling at $Q_{total}=2.05W$ (every 2msec).

4.2.3 キャビティ深さに関する考察

キャビティの深さが発泡挙動に何らかの影響を与えていることは以上の結果より明白である。同じ熱入力で比べた場合、キャビティが浅くなればなるほど発泡挙動の複雑さが増すということが定性的にわかるが、物理的なパラメータとして何の関係しているのかを定量的に表すのは困難である。特に本実験のような沸騰現象の場合、周辺流体の影響等が挙動に関わってくるので非線形性の非常に強いものとなる。そこで非線形解析の手法を用い、キャビティの深さに対する複雑さの度合いを調べることにする。具体的には離脱気泡半径と周期にリターンマップを、加熱面温度の時系列データにパワースペクトル、相関次元を用いて入力熱流束に対して、またキャビティ深さに対して複雑さがどのように変化するかを調べた。

■ リターンマップ

リターンマップ手法は周期的な運動が単周期から周期倍分岐を経てカオスに至る過程を図の構造から容易に観察できるため、非線形解析では一般的に用いられる手法である。しかし本実験ではカオス現象を議論することが直接の目的ではないことに加え、マップ作成に用いるデータ点数も非常に少ないため、リターンマップ手法の本来の使用目的からは少々逸脱する可能性があるが、非線形的な複雑さを有する現象の理解を図るという目的において使用する意味においては有益であると思われる。Fig.4.18～4.20 に $\phi 10\mu\text{m}$ 、Fig.4.21～4.23 に $50\mu\text{m}$ 、深さ 20, 40, $80\mu\text{m}$ の計 6 個のキャビティそれぞれについて入力熱量を変化させた場合の離脱気泡半径と周期を用いて作成したリターンマップを示す。なお考察のしやすさを考え、深さ $80\mu\text{m}$ から順に示している。全体的に見ると、離脱周期のばらつきが目立つ。また $80\mu\text{m}$ のキャビティに関しては入力熱流束を上げていくと、離脱周期に多少構造的な違いが見受けられるが基本的には安定な発泡挙動であることがわかる。これはキャビティ径の影響に関する考察の部分で述べた通りである。興味深いのはそれよりも浅い二つのキャビティである。低熱流束～高熱流束側に移るにつれ、安定な分布へと移っていくことがわかる。特に $\phi 10\mu\text{m}$ においてその傾向は確認しやすい。本実験と過去に行われた水 - 空気系での単一気泡の発泡挙動に関する研究とのアナロジーを考えるならば、本実験における入力熱量が水 - 空気系での空気流量に対応する。野上ら[6]によるオリフィスからの単一気泡の発泡挙動に関する研究においては、空気流量を上げていくと発泡周期は単周期から周期倍分岐を経て単周期から徐々にカオス状態へと変化していく様子が見られたが、本実験系、特に浅いキャビティからの発泡に関しては逆の結果となった。この結果を深く検証するためにはさらに広い範囲の熱量で、しかも連続的に熱量を変化させた実験を行うことが有効であると考えられるが、本実験では熱量の調節はマニュアル式であり、レーザー装置の性能上ある一定の範囲の熱量しか加えられないため、これ以上の考察は不可能である。しかし今後のテーマとしては非常に興味深い。

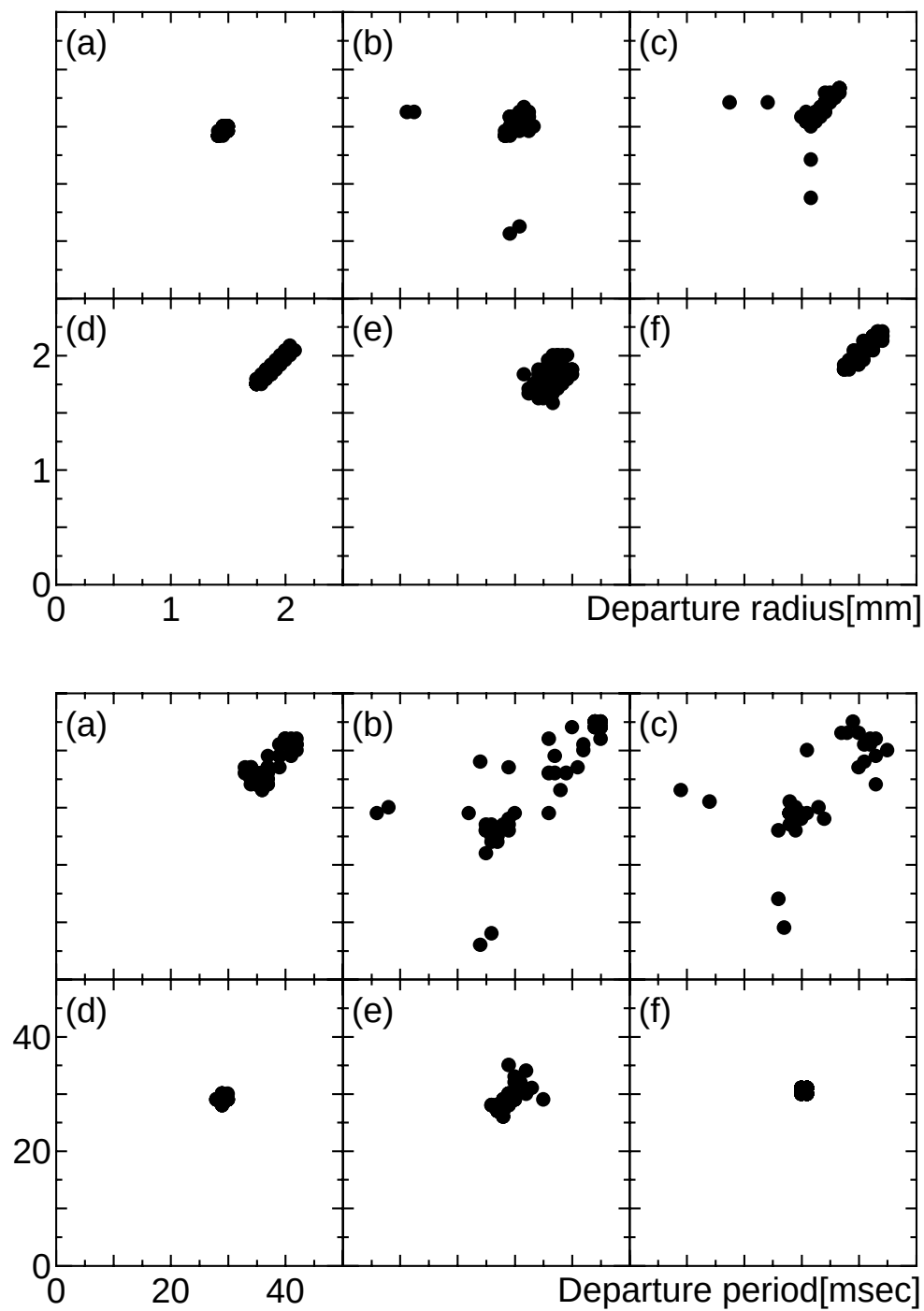


Fig.4.18 Return maps ($\phi 10\mu\text{m}$, $80\mu\text{m}$ in depth). Upper: departure bubble radius. Lower: departure period. $Q_{\text{total}}=(\text{a})2.44\text{W};(\text{b})2.98\text{W};(\text{c})3.76\text{W};(\text{d})4.30\text{W};(\text{e})5.10\text{W};(\text{f})5.78\text{W}$.

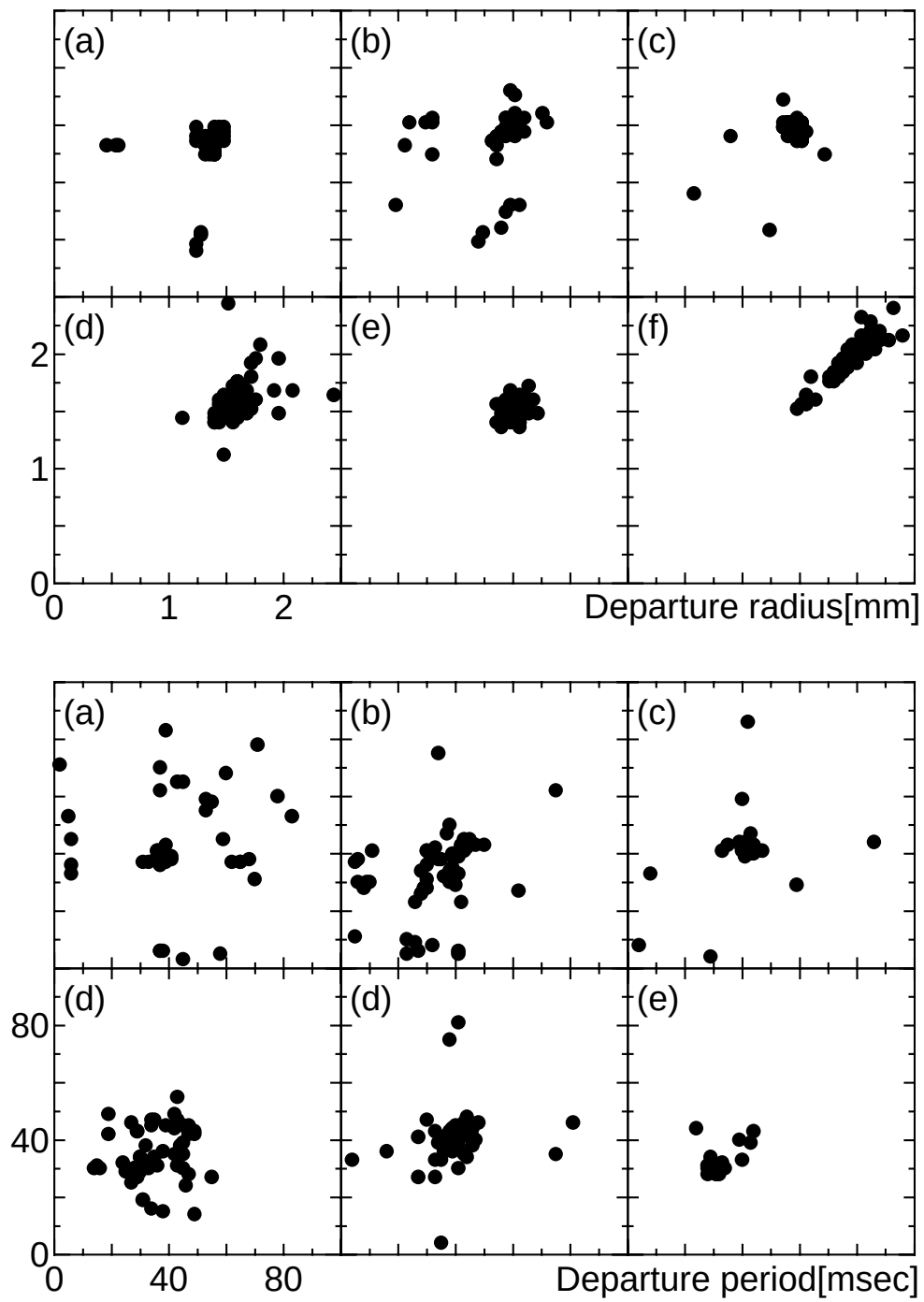


Fig.4.19 Return maps ($\phi 10\mu\text{m}$, $40\mu\text{m}$ in depth). Upper: departure bubble radius. Lower: departure period. $Q_{\text{total}}=(\text{a})2.30\text{W}; (\text{b})2.89\text{W}; (\text{c})3.52\text{W}; (\text{d})4.11\text{W}; (\text{e})4.88\text{W}; (\text{f})5.45\text{W}$.

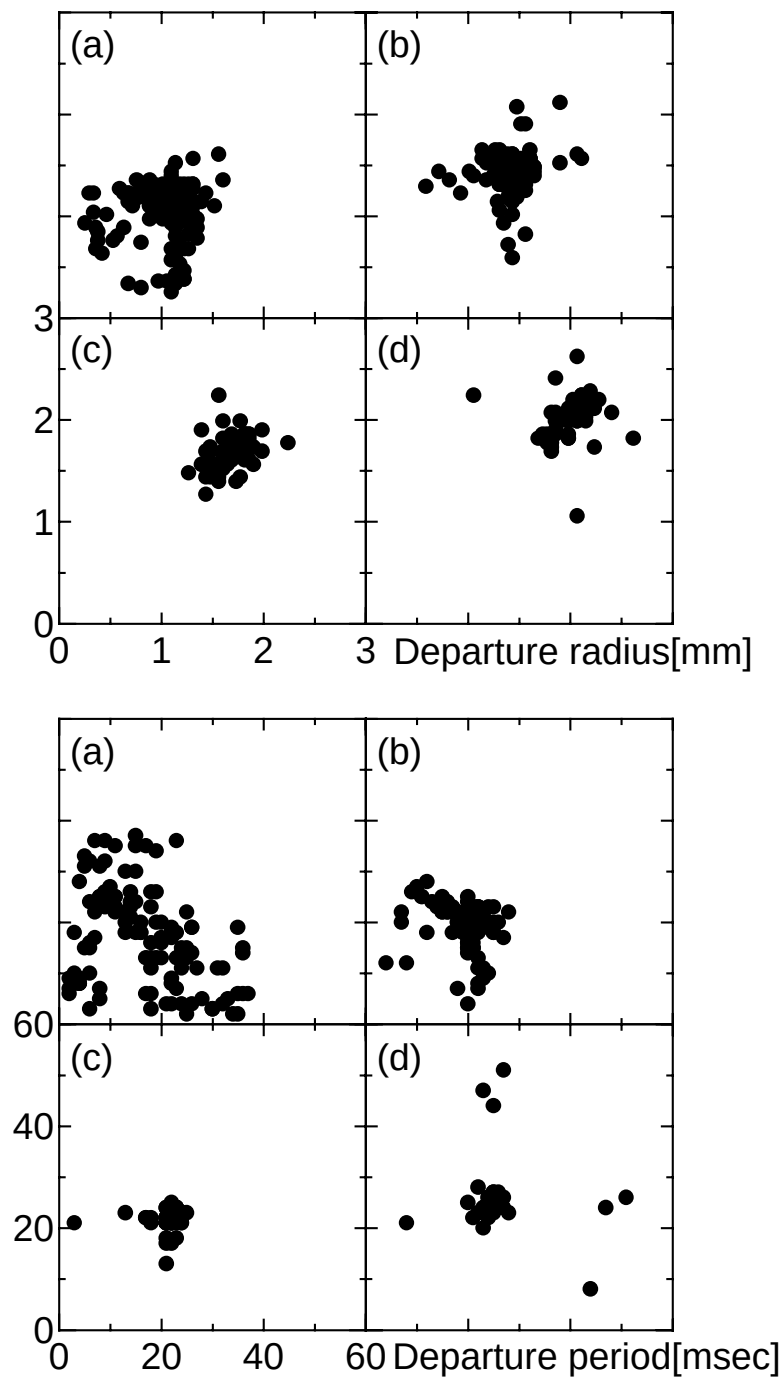


Fig.4.20 Return maps ($\phi 10\mu\text{m}$, $20\mu\text{m}$ in depth). Upper: departure bubble radius. Lower: departure period. $Q_{\text{total}}=(\text{a})3.97\text{W};(\text{b})4.62\text{W};(\text{c})5.30\text{W};(\text{d})6.01\text{W}$.

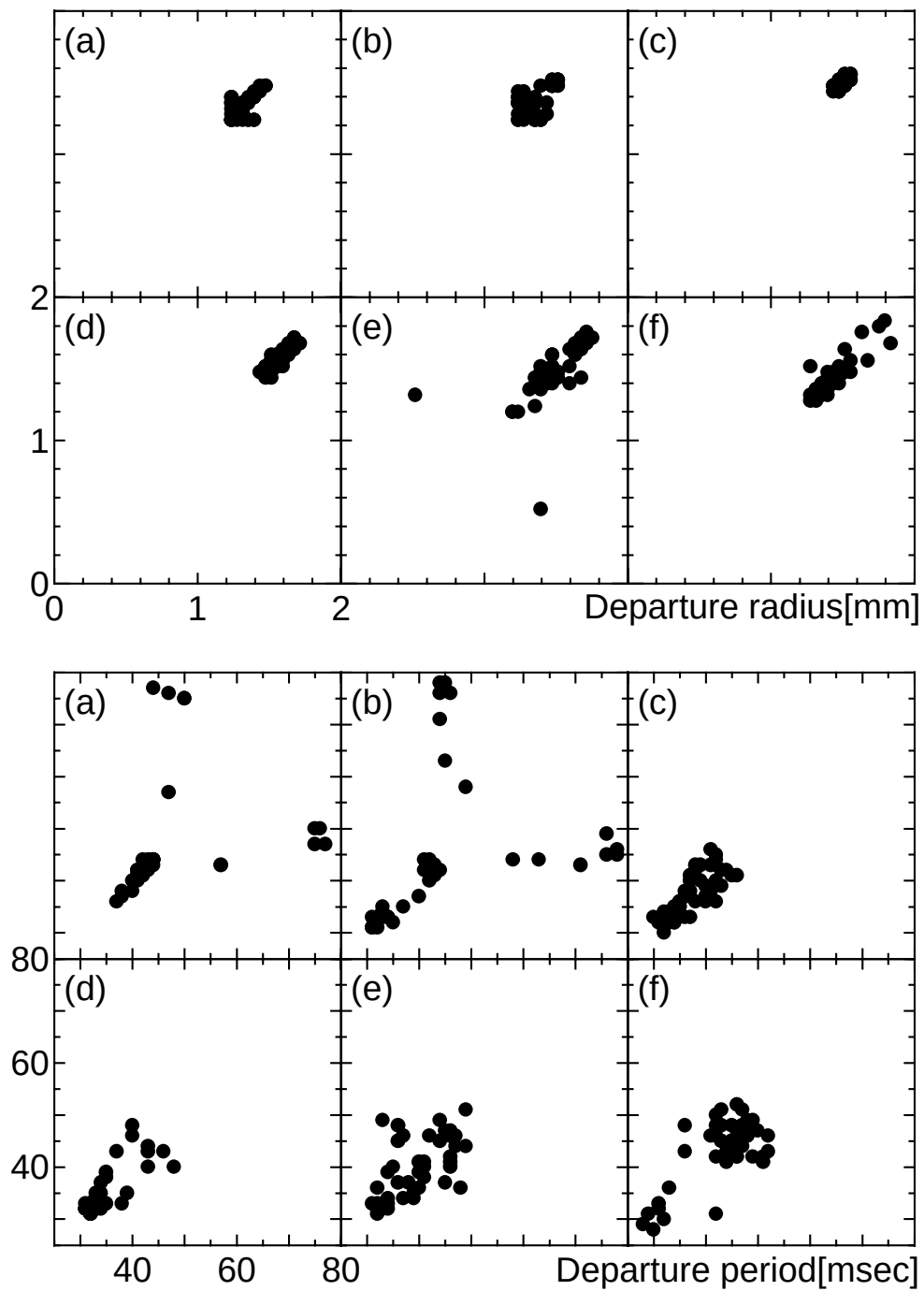


Fig.4.21 Return maps ($\phi 50\mu m$, $80\mu m$ in depth). Upper: departure bubble radius. Lower: departure period. $Q_{total}=(a)2.62W$; (b) $3.34W$; (c) $4.62W$; (d) $4.68W$; (e) $5.53W$; (f) $6.10W$.

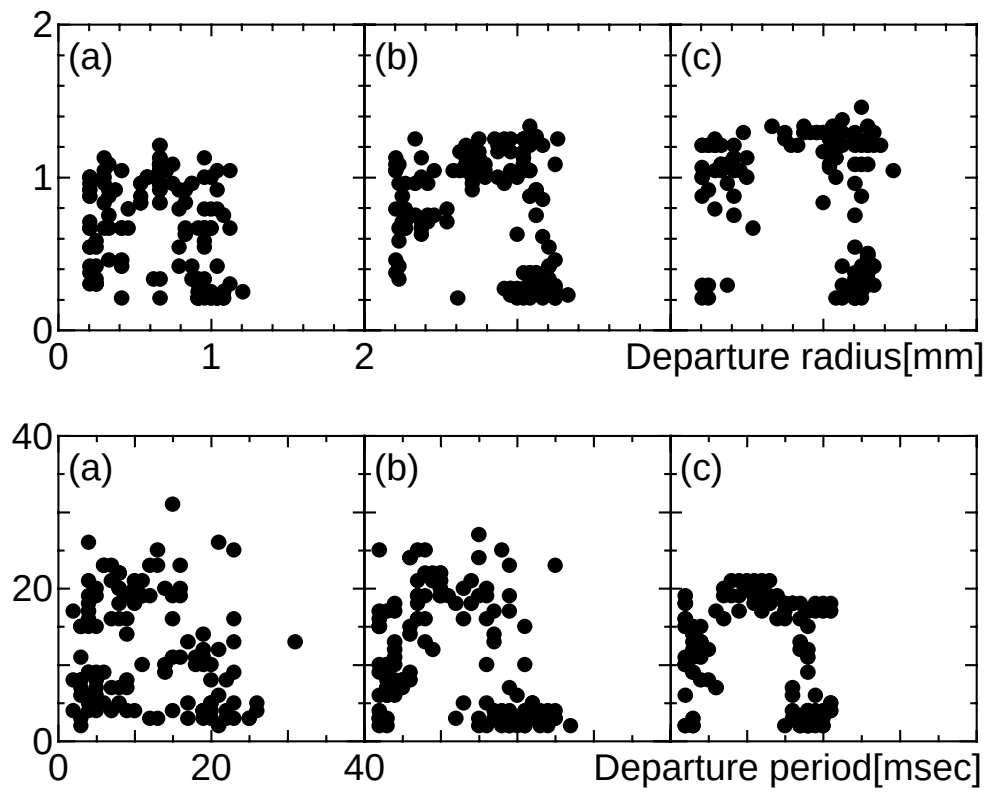


Fig.4.22 Return maps ($\phi 50\mu\text{m}$, $40\mu\text{m}$ in depth). Upper: departure bubble radius. Lower: departure period. $Q_{\text{total}}=(\text{a})2.05\text{W};(\text{b})2.31\text{W};(\text{c})3.22\text{W}$.

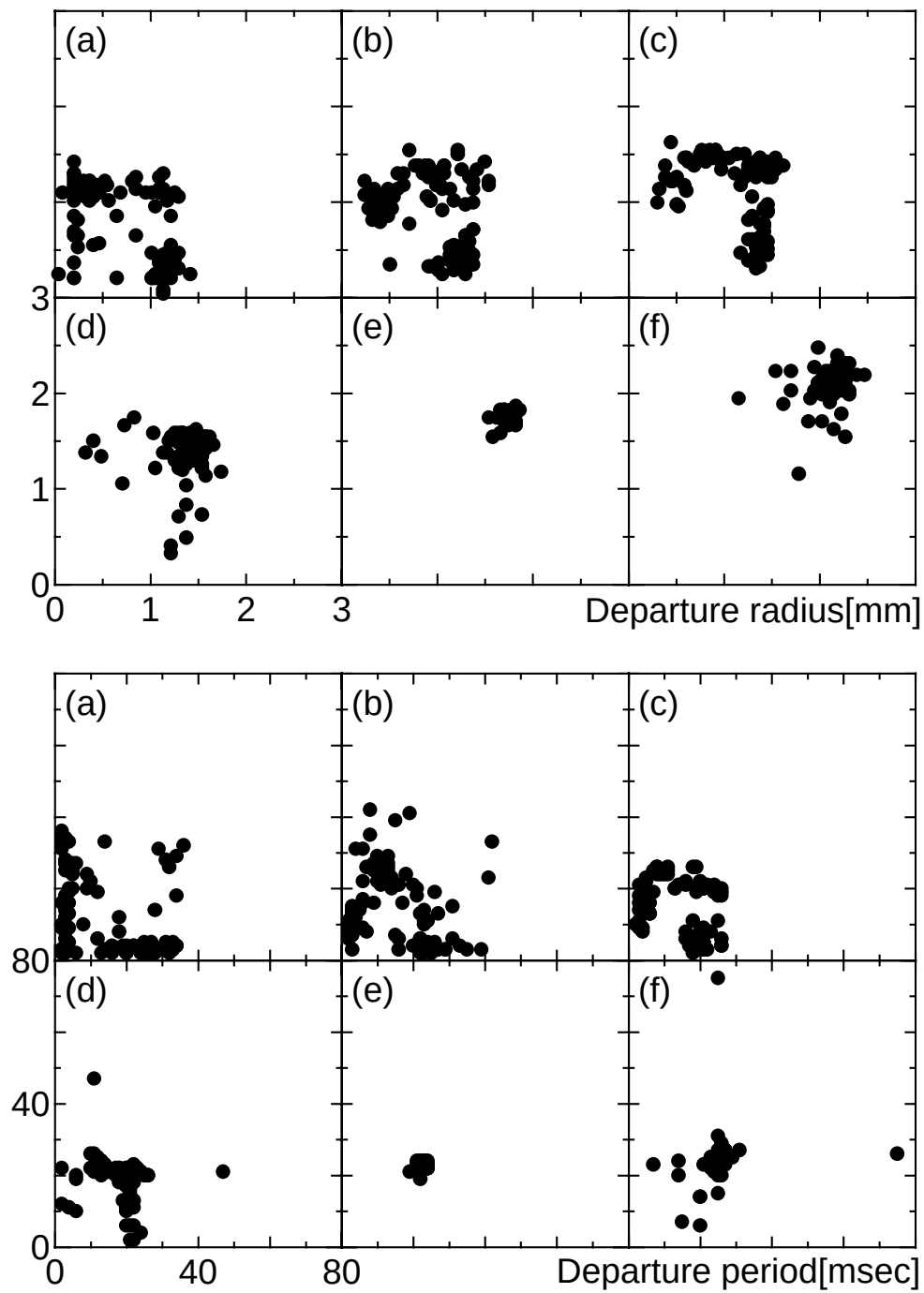


Fig.4.23 Return maps ($\phi 50\mu\text{m}$, $20\mu\text{m}$ in depth). Upper: departure bubble radius. Lower: departure period. $Q_{\text{total}}=(\text{a})2.42\text{W};(\text{b})3.08\text{W};(\text{c})3.63\text{W};(\text{d})4.29\text{W};(\text{e})5.03\text{W};(\text{f})5.77\text{W}$.

■ パワースペクトル

深さの違いが加熱面温度にどう影響するかを調べるために、 $\phi 10\mu\text{m}$ で深さの異なるキャビティからの発泡による加熱面温度時系列のパワースペクトルを比較した。本来ならば同入力熱量での比較を行うべきであるが、実験の、特にレーザー装置の都合上、実験毎に多少入力熱量にばらつきが生じるので、ここではなるべくそれぞれなるべく近い熱量を深さの違うキャビティに加えたときの温度データをもとに解析を行った。Fig.4.24 にパワースペクトルと、もともになる温度データの時系列を示す。(a)から深さ 80, 40, $20\mu\text{m}$ である。 $80\mu\text{m}$ のキャビティでは温度データを見ると周期的な振動を繰り返しているもので、スペクトルも 28Hz 付近で強いピークが見られる。これは気泡離脱周波数に対応すると思われる。ちなみに高帯域にあらわれている数本のピークは高調波であり、直接現象による波形ではない。 $40\mu\text{m}$ の温度データを見ると、やや不安定さが増し、それに応じてパワースペクトルのピークは多少 28Hz 付近に残っているものの、やや低周波側に分布は移っていることがわかる。そして $20\mu\text{m}$ ではスペクトル分布は低周波側に移り、ピークは消えている。温度データはもはや周期的とはいえない波形になっている。Fig.4.25 は Fig.4.24 より入力熱量が大きいものを比較したものである。やはり深さ $80\mu\text{m}$ では強いピークがあらわれ(d), 次に深さ $40\mu\text{m}$ ではピークは残りつつ分布は低周波側へ移動し、深さ $20\mu\text{m}$ では低周波側の分布が支配的となる。また、Fig.4.25(c)では確認できないスペクトルのピークが Fig.4.25(f)で確認できることは、浅いキャビティにおいては熱量が上がると発泡の周期性が増すことを示す重要な証拠であると言える。

パワースペクトルのグラフから、キャビティが浅いほうがスペクトル分布は低周波側に移動していくことがわかった。これは、キャビティが浅くなるにつれ内部での相変化が周辺流体の影響を受けやすくなり、気泡離脱による周辺流体の乱れが温度変動に直接影響するようになり、その結果低周波成分にノイズのような形であらわれていると思われる。

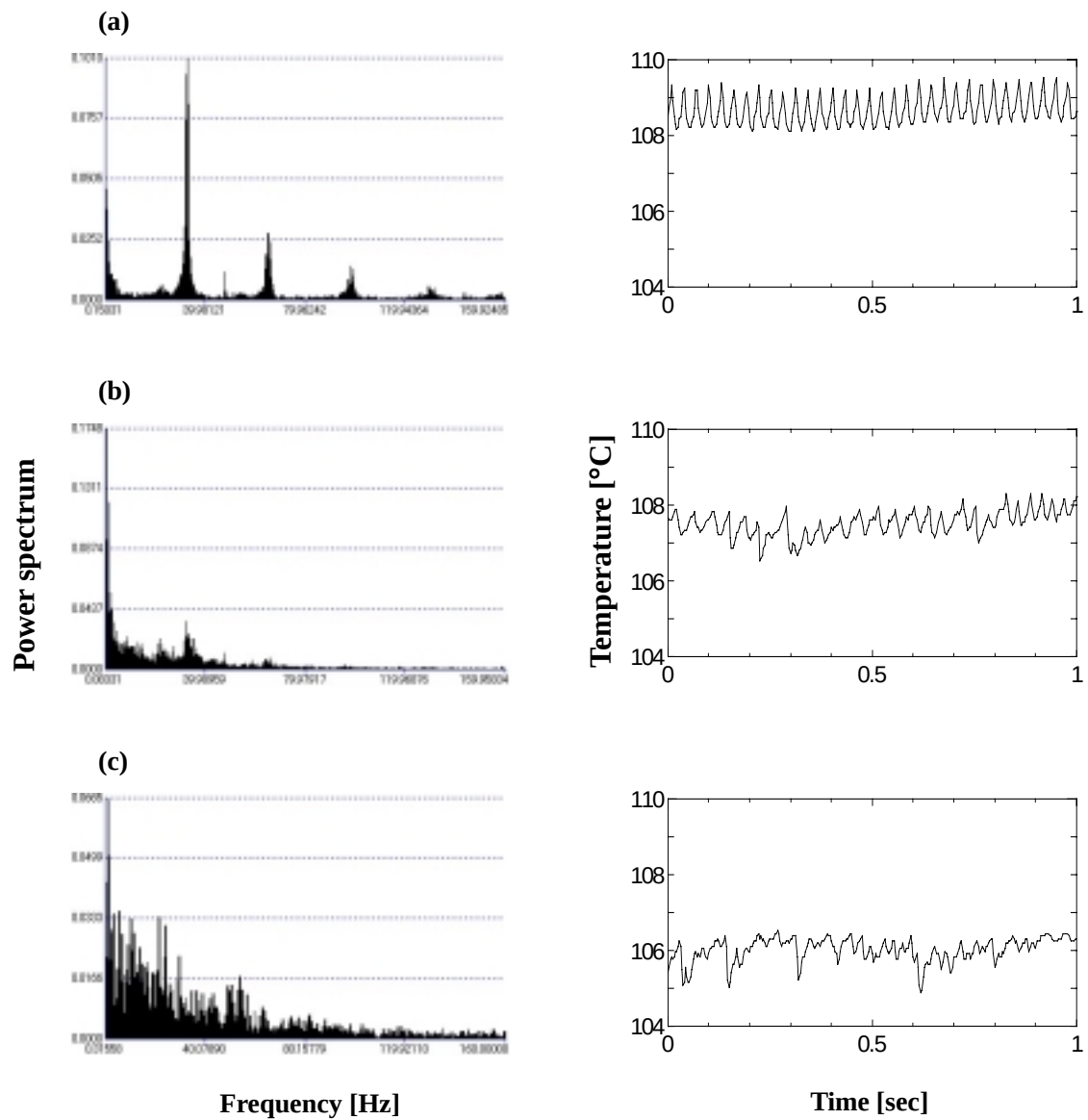


Fig.4.24 Power spectrum and temperature fluctuation($\phi 10\mu\text{m}$). (a)Depth80 μm , $Q_{\text{total}}=4.30\text{W}$; (b) 40 μm , 4.11W; (c) 20 μm , 3.97W.

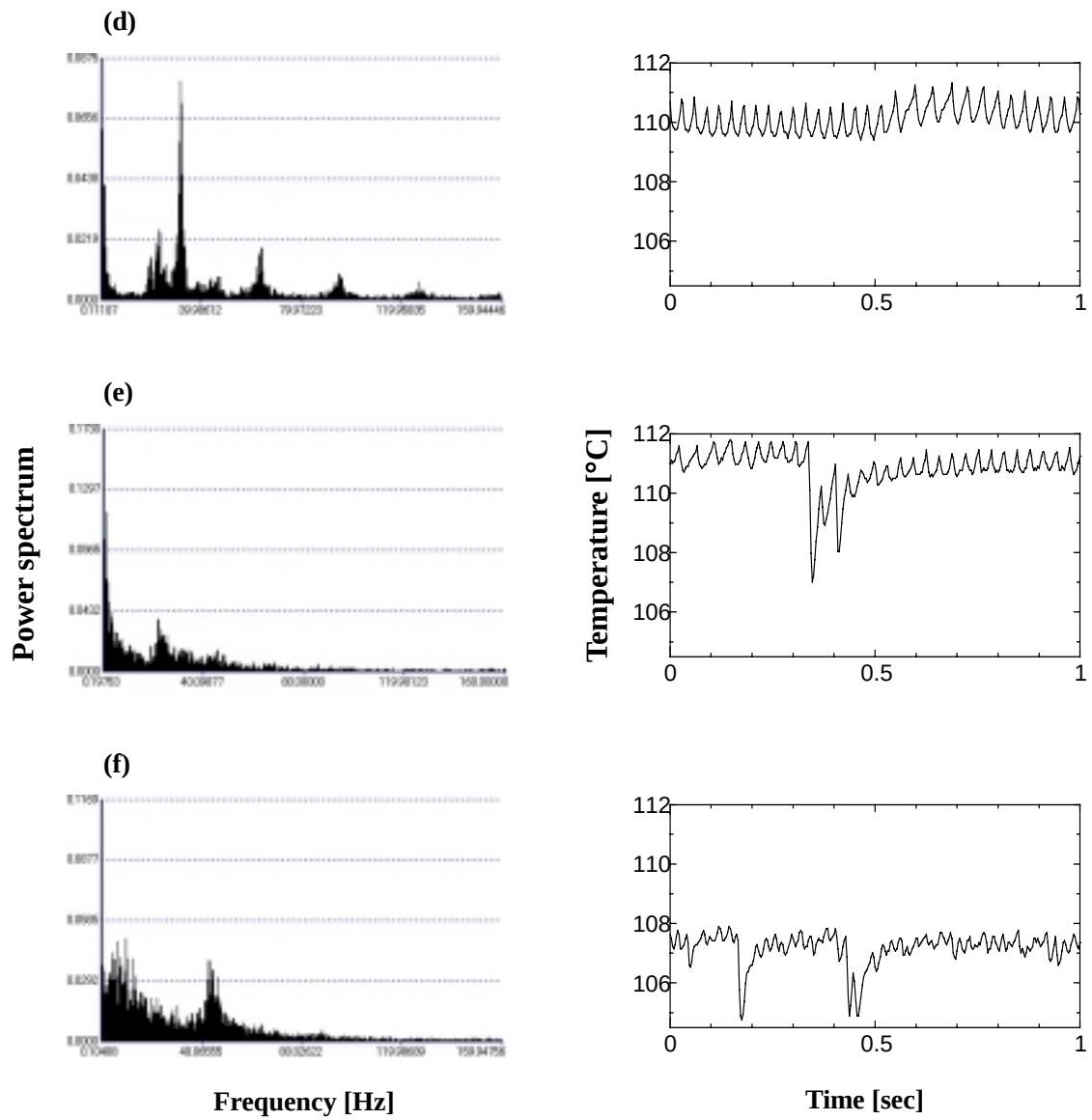


Fig.4.25 Power spectrum and temperature fluctuation($\phi 10\mu\text{m}$). (d)Depth80 μm , $Q_{\text{total}}=5.10\text{W}$; (e)40 μm ,4.88W; (f)20 μm ,4.62W.

■ 相関次元

Fig.4.26 に示すのは前節における $\phi 10\mu\text{m}$ の温度データから計算した相関次元の収束の様子である。埋め込み次元は 20 次元までをとった。たとえば(a)は $\phi 10\mu\text{m}$ 、深さ $80\mu\text{m}$ の相関次元の埋め込み次元に対する推移である。この場合、埋め込み次元 20 次元において相関次元が収束したとみなすと、相関次元は約 3 ということになる。この相関次元を各キャビティ深さについて求め、入力熱量を横軸にとってプロットしたものが Fig.4.27 である。各キャビティ深さにおいて入力熱量が増えるにつれ次元が低くなることがわかる。これは十分な熱量を加えると発泡は安定なものへと近づいていくことを示している。またある熱量で各深さの次元を比較すると、キャビティが浅くなると次元が高くなることがわかる。これはキャビティが浅くなるほど複雑な発泡挙動になるということを明確に示している。高入力熱量側を見ると、相関次元はキャビティの深いものから順に 3, 4, 4.5 次元あたりに落ち着くことがわかる。相関次元の数は減少を支配するパラメータの数と一致することが一般的に知られており、本実験においてもこの領域では加熱面温度が同程度の数のパラメータであらわしうること示唆している。本実験系では、パワースペクトルの結果を踏まえると、周辺流体の気泡核生成に対する効果がキャビティを浅くした場合の現象の支配的なパラメータの一つとして加わることが推測される。しかし次元の絶対値そのものを信用しうるのは相当程度のデータ点数が必要になるため、厳密な評価は困難である。それゆえ本実験系では、深さに関する相対的な傾向をつかむことにとどめておく。

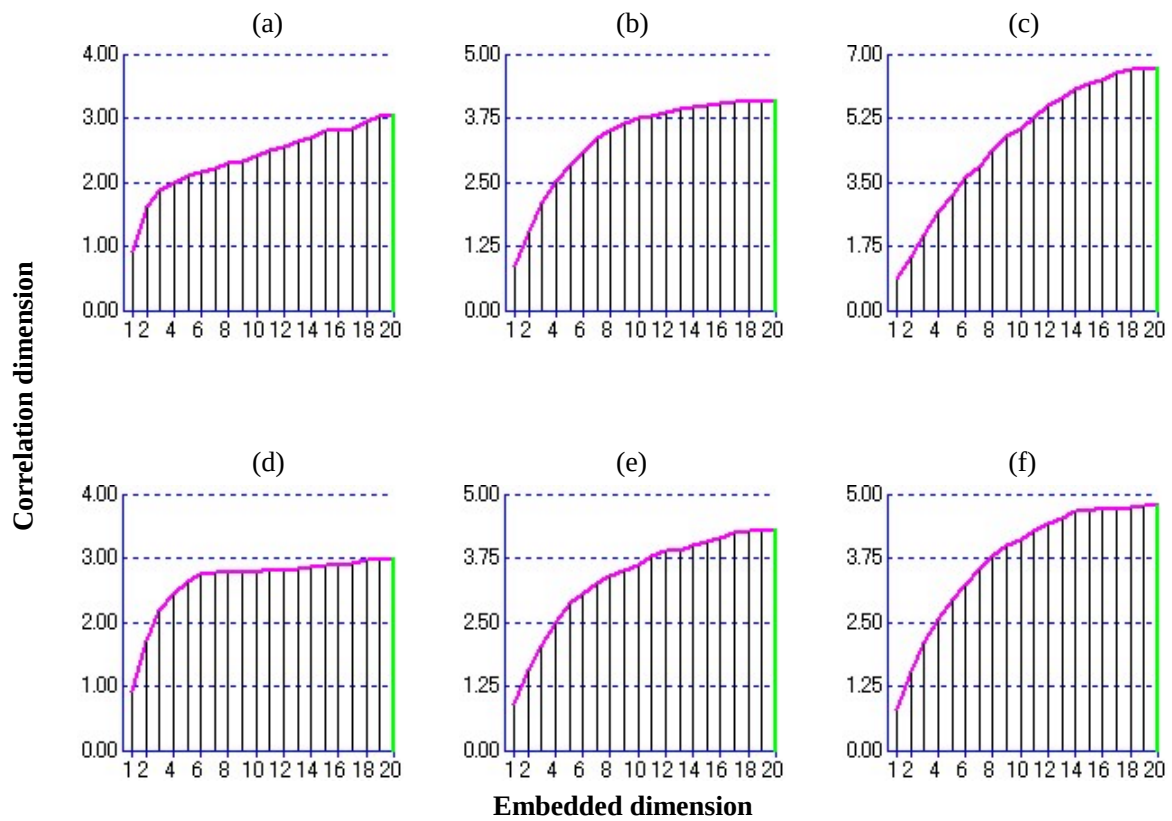


Fig.4.26 Correlation dimension against embedded dimension ($\phi 10\mu\text{m}$). (a)~(f) correspond to those in Figs.4.24 and 4.25.

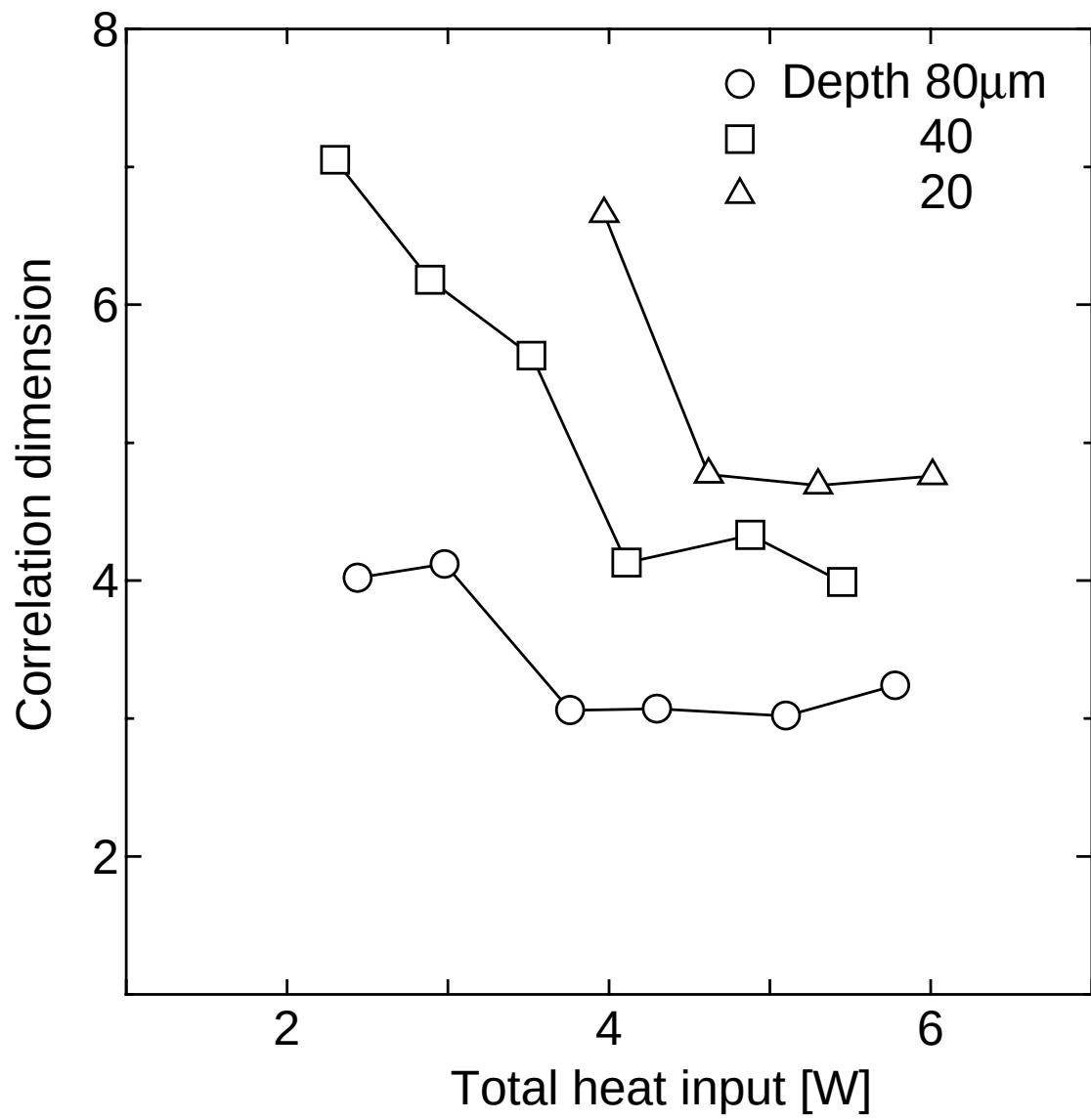


Fig.4.27 Correlation dimension against total heat input at different cavity depth.

4.3 サブクールの影響

4.3.1 スペクトログラム

Fig.4.28, 4.29 はそれぞれ深さ 80 μm , 20 μm のキャビティ ($\phi 50\mu\text{m}$) 面に一定入力熱流束を与えつづけ、サブクール度を上げていったときのスペクトログラムとそれに対応するサブクール度 1, 3, 5 $^{\circ}\text{C}$ 時の加熱面温度変動と気泡の頂点、気泡ネック部の時間推移のグラフである。スペクトログラムは連続的なデータの周波数特性の推移を把握するのに非常に有効な解析手法である。この場合、サブクール度約 8 $^{\circ}\text{C}$ まで加熱面温度時系列を連続的に測定、そのデータと発泡挙動を対応させることによってキャビティ深さの影響を見る。

まず Fig.4.28 に示す深さ 80 μm の温度変動、気泡頂点とネックの動きを見ていく。縦軸左側が温度に、同右側が気泡の高さ、ネック半径に対応する。気泡頂点のグラフの立下りが気泡離脱に対応する。サブクール 1 $^{\circ}\text{C}$ では気泡離脱によって温度が周期的に変動し(a)、サブクール 3 $^{\circ}\text{C}$ では数回振動を繰り返した後離脱するようになり(b)、サブクール 5 $^{\circ}\text{C}$ では離脱前の振動数がさらに増し、なかなか離脱しなくなる(c)。サブクール度が上がるにつれ気泡離脱周期自体は長くなることがわかる。ここでスペクトログラムとの対応を考えていく。サブクール度約 4 $^{\circ}\text{C}$ までは周波数が徐々に低くなっていくが、加熱面温度変動が気泡離脱に対応していることを示している。しかしサブクール度がさらに上がると、逆に周波数が上がっていくことがわかる。気泡離脱周波数はサブクール度が上がるにつれ低くなるにもかかわらず、温度変動の周波数は高くなる理由は、加熱面温度変動は気泡離脱だけではなく、気泡振動からも強く影響を受けているからである。Fig.4.28(c)を見ると離脱前の気泡の振動がそのまま温度変動に対応していることがわかる。さらにこの気泡振動の周波数は約 30Hz であり、スペクトログラムにおけるサブクール 5 度付近の周波数とほぼ一致する。つまり、飽和状態からサブクール度を増していくと、最初、加熱面温度変動は主に気泡離脱に依り、次に気泡離脱と気泡振動の両方が温度変動に影響しはじめ、そして最後には気泡振動が主な温度変動要因となることが言える。

一方 Fig.4.29 に示す深さ 20 μm のキャビティでは、全く違った傾向が表れている。スペクトログラムをみると、サブクール 3 $^{\circ}\text{C}$ ほどまで基本周波数が徐々に増加してき、その後スペクトル分布は広帯域にわたるようになる。温度変動、気泡の挙動と対応させて考えると、まずサブクール 1 $^{\circ}\text{C}$ ほどでは非常に安定な発泡により周期的に温度が変動し(a)、同 3 $^{\circ}\text{C}$ ほどで気泡の引き込み、合体の影響によりやや不安定な挙動になり(b)、同 5 $^{\circ}\text{C}$ ではさらに引き込みなどの影響が強くなりさらに不安定となる。

以上の結果を踏まえ、気泡ネック部分の挙動に注目してみると深さ 80 μm ではネックが常に安定に存在し、特にサブクール 1 $^{\circ}\text{C}$ の気泡振動の際には半径 1mm ほどまで成長し、相変化を促しているのに対し、深さ 20 μm では、サブクールが増すにつれネックが不安定になり、サブクール 5 $^{\circ}\text{C}$ では非常に小さいネック半径で気泡を支えていることがわかる。ネックの径は表面張力の強さに関係するので、ネック幅が小さいと気泡が離脱しやすくなることになる。以上の結果から、ネック径とキャビティ深さに何かしらの関係があることは明らかである。

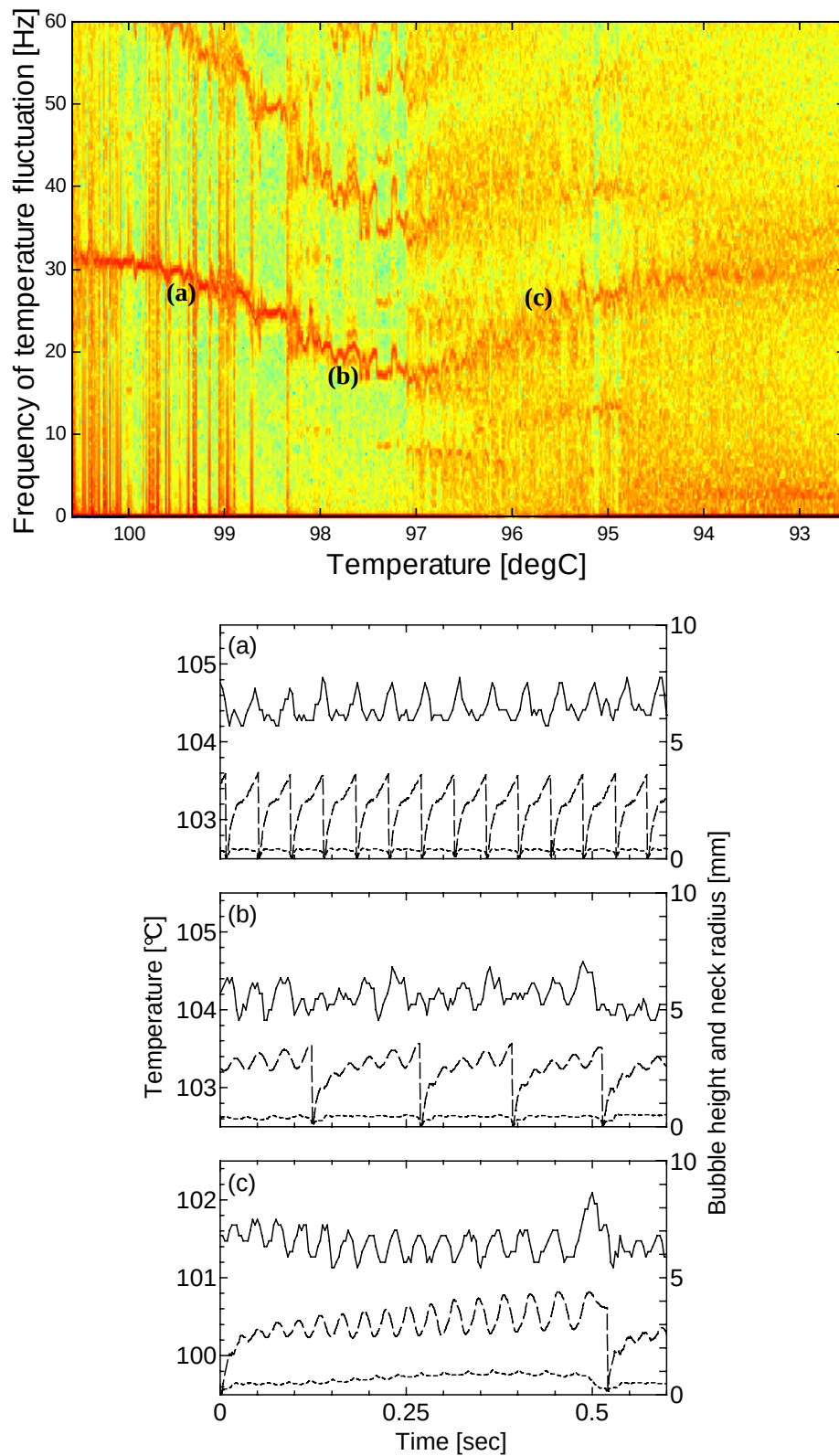


Fig.4.28 Spectrogram, temperature fluctuation and bubble radius transition under subcooled condition ($\phi 50\mu\text{m}$, $80\mu\text{m}$ in depth). (a) $\Delta T_{sub}=1^\circ\text{C}$; (a) $\Delta T_{sub}=3^\circ\text{C}$; (a) $\Delta T_{sub}=5^\circ\text{C}$.

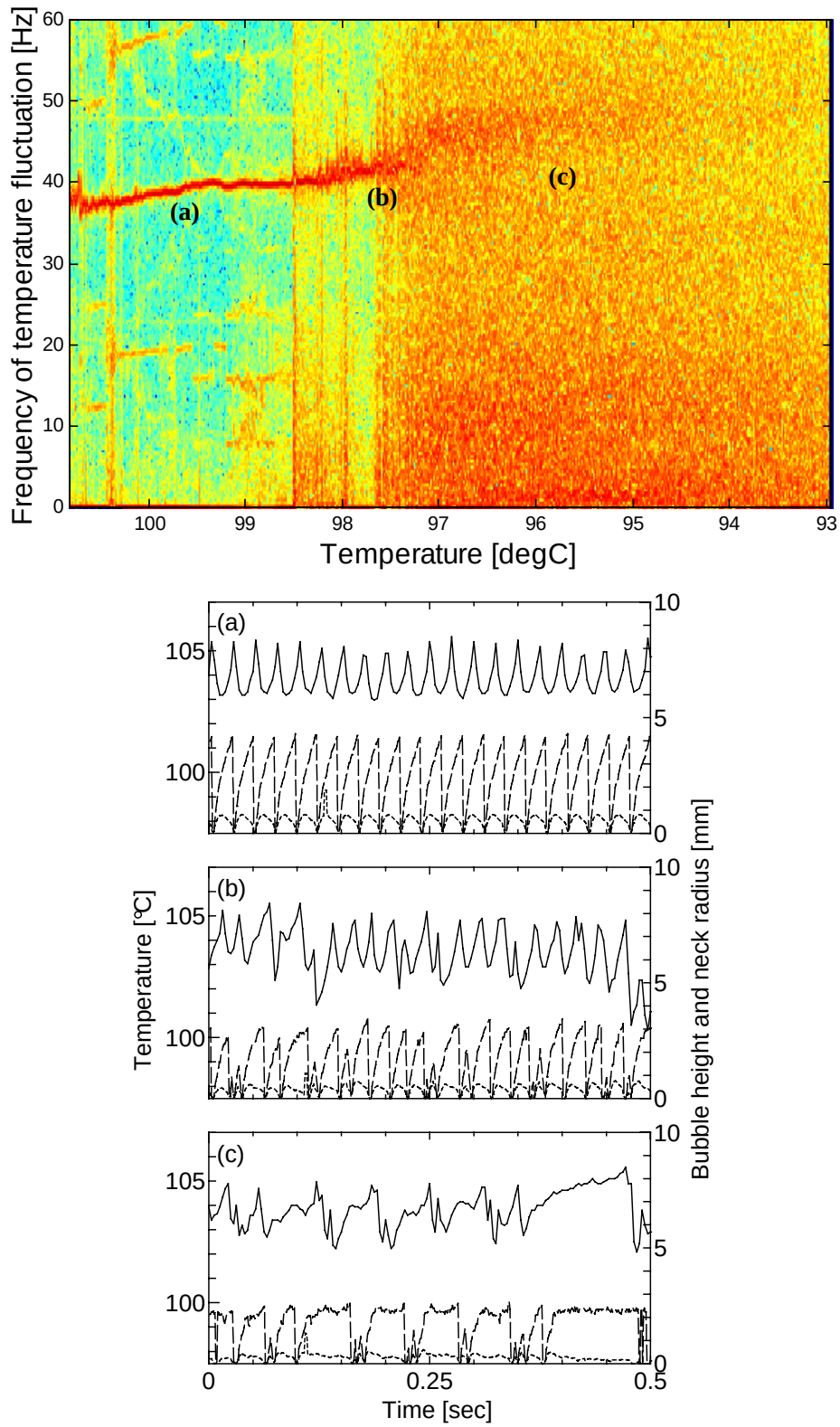


Fig.4. 29. Spectrogram, temperature fluctuation and bubble radius transition under subcooled condition ($\phi 50\mu\text{m}$, $20\mu\text{m}$ in depth). (a) $\Delta T_{sub} = 1^\circ\text{C}$; (a) $\Delta T_{sub} = 3^\circ\text{C}$; (a) $\Delta T_{sub} = 5^\circ\text{C}$.

4.3.2 平均的な離脱気泡径，周期

前節では発泡挙動に関連した加熱面温度の動的変動に注目したが，ここでは平均的な離脱気泡半径と周期に着目する．Fig.4.30 は各サブクール度における平均離脱気泡半径，離脱周波数をプロットしたものである．どの深さのキャビティにおいても平均離脱気泡径はサブクール度が増すにつれ，小さくなっていくことがわかる．これは熱入力に対して気泡が成長するために必要な温度境界層がサブクール条件下では十分に発達しないためであると推測される．一方平均離脱周波数を見ると，80 μm の深いキャビティにおいてはサブクール度が上がるに伴い気泡離脱周波数が下がるが，それよりも浅いふたつのキャビティでは逆に離脱周波数が上がっていくのがわかる．これはやはり先行気泡への引き込みの影響と考えられる．前節とほぼ同じ結果となっているが，これは深さの浅いキャビティの興味深い特徴の一つといえる．

Fig.4.30 では深さ20 μm と40 μm はサブクール3 $^{\circ}\text{C}$,4 $^{\circ}\text{C}$ までしかプロットされていないが，これはその時点で気泡発生が停止したことを示す．サブクール度を上げていくとある時点で気泡成長が完全に停止するのはすべてのキャビティに共通しているが，成長停止時の気泡の挙動に特徴が見られた．特に80 μm の深さのキャビティでは前述のように気泡が伝熱面に付着したまま振動を繰り返し離脱しなくなるに対し，それよりも浅いキャビティではある程度のサブクール度に達するとそこで突然気泡が発生しなくなる．そこで Fig.4.31 に，様々な入力熱流束，キャビティ深さに対してどれくらいのサブクール度に達すると気泡発生が停止するのかをプロットした．グラフの左側ほど気泡が消滅しにくいことを意味する．一般に気泡核生成については入力熱流束を上げていった場合の飽和状態での発泡開始温度を計測することが多いが，本実験ではレーザーパワーはマニュアル操作である上，発泡開始に至るまでにある程度のサブクール状態に達してしまう恐れがあるため，発泡開始温度計測は行わなかった．しかし，気泡発生停止サブクール度でも同様にキャビティ内での蒸気保持能力を表しうるはずである．なお80 μm の深さにおいてはほぼ必ず気泡振動を伴った成長停止であるのであえてプロットしていない．グラフからキャビティが深いほど気泡が消滅しにくいことがわかる．これはキャビティが深いほどしっかりと内部に気泡核が保持され，ある程度高いサブクール度においても入力熱流束に応じて成長し，発泡することを示している．

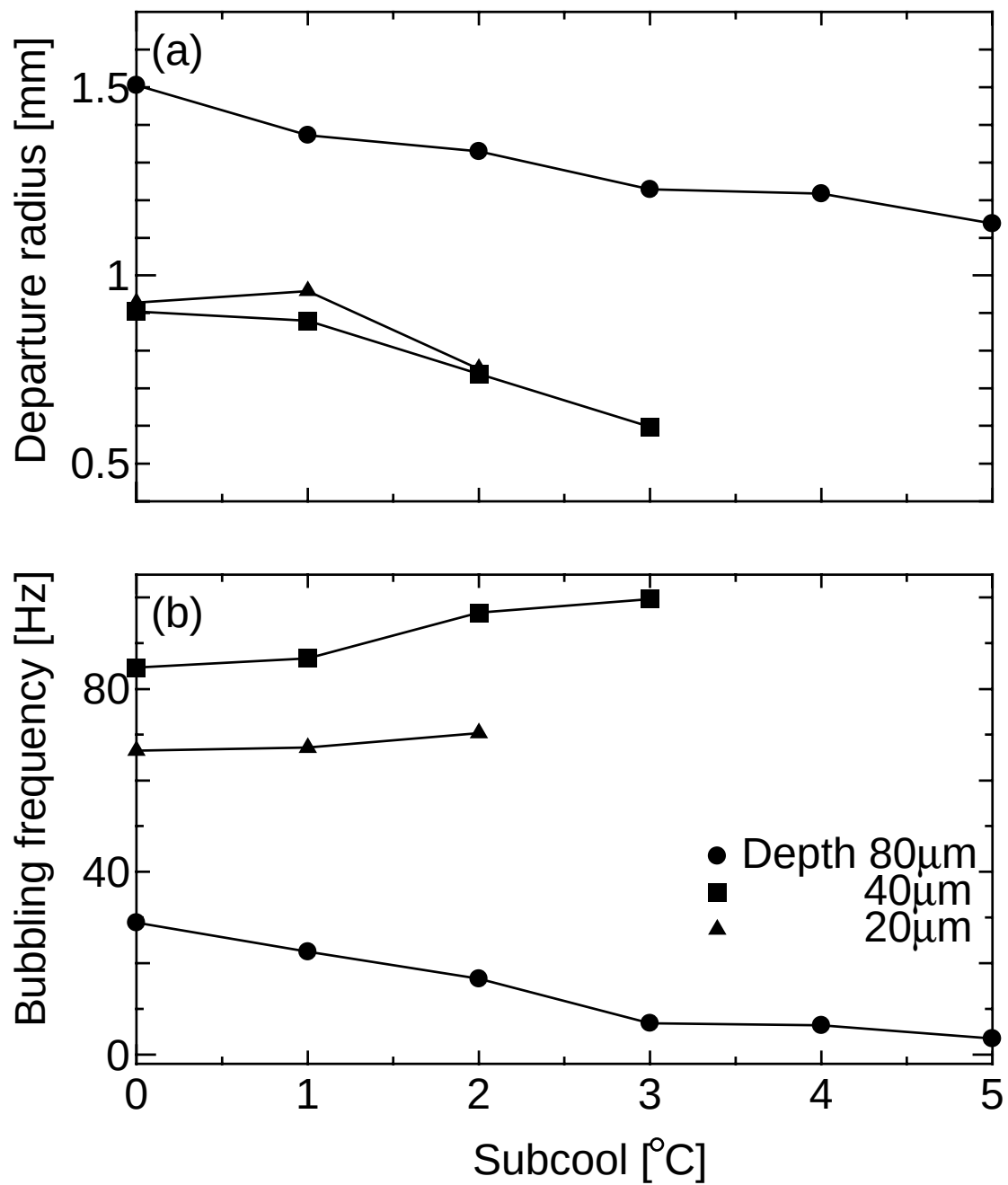


Fig.4.30 Departure radius and bubbling frequency against subcool ($\phi 50\mu\text{m}$).

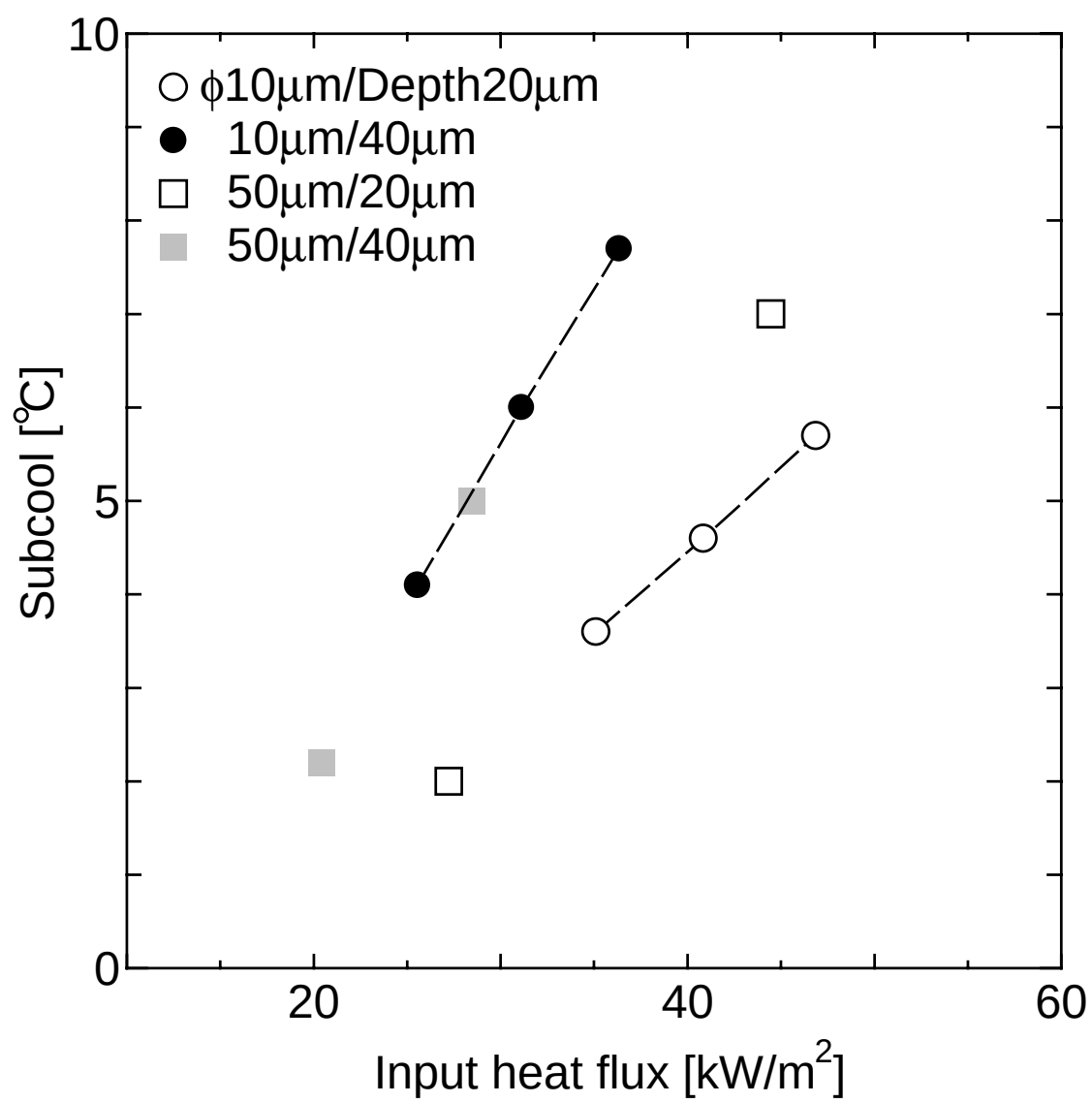


Fig.4.31 Subcool and heat flux at the limit of bubble generation.

5. 結論

— *Conclusion*

平滑なシリコンウエハ上にミクロンオーダーの径を持つ単一キャビティを人工的に加工し、沸騰実験を行うことにより、以下のことが明らかになった。

- 直径 10 μm のキャビティからの発泡は、入力熱流束に応じて気泡径と離脱周期が変化する。
- 直径 100 μm のキャビティからの発泡は、本研究の入力熱流束域では気泡径、離脱周期ともに大きな変化はない。
- 全般的に、入力熱流束を上げていくとキャビティからの発泡挙動は安定になっていく。
- サブクール条件下での気泡の振動は加熱面温度に強く影響する。
- キャビティが浅くなるにつれて気泡保持能力が下がるため発泡は起こりにくくなり、また挙動は複雑となる。
- サブクール度を上げると、深いキャビティでは気泡離脱周期は長くなるのに対し、浅いキャビティでは周期は短くなる。この時離脱気泡径はサブクール度の上昇に伴い小さくなっていく。

参考文献

- [1] Carey, V.P., “Liquid-Vapor Phase-Change Phenomena”, *Hemisphere Publishing Corporation*, 1992.
- [2] Kenning, D.B.R., “Wall Temperature Variations and the Modeling of Bubble Nucleation Sites”, *Pool and External Flow Boiling*, ASME, pp.105-110, 1992.
- [3] Shoji, M., Takagi, Y., “Bubbling Features from a single artificial cavity”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 44, pp.2763-2776, 2001.
- [4] Qiu, D.M., Dhir, V.K., “Single Bubble Dynamics during Nucleate Boiling under Low Gravity Conditions”, *Microgravity Fluid Physics Program NASA*.
- [5] Ibrahim, E.A., Judd, R.L., “An Experimental Investigation of the Effect of Subcooling on Bubble Growth and Waiting Time in Nucleate Boiling”, *Transactions of the ASME*, 107, pp.168-174, 1985.
- [6] 野上重利, “気泡の生成と周辺流体の挙動”, 東京大学大学院工学系研究科 修士論文, 2001.

謝辞

沸騰現象は人間社会に例えることができます。ひとつの“社会”という伝熱面上に無数のキャビティ，“人”が存在しています。キャビティの形状は円筒型，円錐型，リエントラント型など様々であり，それら形状によって挙動を特徴づけることができますが，人間も同じこと。丸い人や円錐な人，引きこもりがちなりエントラント型人間など多種多様であり，行動も様々であります。間欠的なひと，連続的な人，活性化しやすい人もいれば不活性な人もおり，活性化している人と不活性な人が接した場合，不活性な人が突然活性化したり，逆に活性な人同士が集まると，誰かが不活性になったりすることも，気泡核の性質と類似していると言えます。そしてそれらひとりひとりが干渉を繰り返し，社会を形成しているのです。様々な要素が干渉し合うと，長期予測不可能な非線形系となります。人間社会も沸騰現象と同様まさに非線形系であり，予測不可能なことが日常多く起こります。しかしそれらのできごととは単なる一定なアトラクタ内の点に過ぎず，アトラクタの外から見ればほとんど同じ軌道上を周っているだけで，同じようなことを繰り返しているだけなのです。このことを庄司研究室で学んだときはまさに晴天の霹靂でした。今後自分に何かとんでもない災難が降りかかっても，落ち着いて，「ああ，アトラクタアトラクタ」と自制心を取り戻す自信ができました。このように沸騰現象と人間社会が同じ観点から論じられるということはすなわち，誤解を恐れず言うならば，理不尽で不条理なことが多い人間社会を解明する鍵は沸騰現象の解明にあり，ということになります。このような重要な現象の解明に迫る研究を行えたことはまさに誇りであります。現象の徹底解明については今後の研究に期待したいと思います。

多少は予測可能であった学生から社会人になるわけであり，多少の不安が伴いますが，“人生は沸騰也”

これを座右の銘として，予測不可能な社会に堂々と足を突っ込んでいきたいと思います。

最後になりましたが，本論文を作成するに当たり，また修士課程 2 年間ご指導を頂いた庄司正弘教授に心から敬意と感謝の意を表したいと思います。特に修士 2 年時におけるフランスへの留学により貴重な体験をすることができ，幅広い知見を得たことは留学を快く認めて頂いた教授のおかげです。今後のご健勝と，研究に限らず多方面でのご活躍をお祈りいたします。

東京大学工学系研究科，丸山茂夫助教授には学部でお世話になって以来ご指導を受ける機会が減りましたが助教授の鋭いご意見，自由な発想は研究を進める上で大きな指針となりました。ありがとうございました。

同大学工学系研究科の井上満助手，渡辺誠技官には公私にわたりお世話になりました。実験室の支配人とも言える渡辺技官は問題が生じた際に常に解決の方向へと的確に導いていただき感謝しております。

日本学術振興会博士研究員山口康隆氏，山さんには返しきれないほどの恩を感じており

ます。学部生の時からお付き合い、ご指導いただいてきましたが、ご本人の国際感覚に加えユーモアを交えながらの鬼のディスカッションなどは研究のみならず、私の世界観にも強く影響を与えました。ここに感謝致します。今後の益々のご活躍を期待しております。

博士課程 2 年伊藤浩二氏は本当の意味で公私にわたりお世話になった良き先輩であります。研究に対する真摯で厳しい姿勢、ご自身の豊富な経験、話題はすべてが私にとって刺激になっております。ここに感謝致します。

修士課程 2 年横田正憲君は貴重な沸騰研究パートナーであり、彼なしでは本論文の作成は困難であったろうことは間違いありません。彼の行動力、洞察力、問題解決能力には目を見張るものがあり、常に積極的に研究をリードしていくその姿勢から学ぶことは多く、また研究に限らず、常に新しい話題を提供してくれました。本当に感謝しています。その能力を生かし、これからも取り締まりに注意しながらがんばってください。

同 2 年坂田晶子さんは、決して表には見せませんが、彼女の筋の通ったものの考え方、すべて自分から行動を起こし完成させる能力は、私にとって手本となりました。これからもそのパワーで日本の社会を支えていってください。いろいろありがとうございました。

同期の連君、庄司研究室所属の柴氏、姜氏、王さん、張さん、Surapong 氏、研究が忙しく、異文化交流としてのお付き合いがほとんどできなかったのは少々残念ですが、日本で得た経験をこれからも生かし、大いに世界で活躍してください。ありがとうございました。

修士一年ドルフ宮崎君、メガネが西部警察な山神君、先輩らしいアドバイスは全くできなかったのは残念です。君達の空気で庄司研をリードしてってください。

学部 4 年生対馬君は実験パートナーであり、疲れきった体にキムチは効きました。どこか刹那的な石川君、上田君、橋本君、芝浦工業大学お戸松君、これからも庄司研で培った経験を生かして活躍することを期待しています。

丸山研究室のみなさんには長い間お付き合いいただきありがとうございました。特に博士課程 1 年渋谷氏、修士過程 2 年吉野君、小島君、大変お世話になりました。

以上

通し番号 1-67 完

修士論文

平成 14 年 2 月 15 日 提出

96179 安井 康二