修士論文 人工キャビティを用いた機能性沸騰面の創製 <u>1-70ページ完</u> <u>平成14年2月15日提出</u> 指導教官 庄司 正弘 教授 06175 横田 正憲

第1	5 序論	5
1	1 研究の背景	5
1	2 従来の研究	5
1	3 本研究の目的	7
1	4 本論文の構成	7
第 2	『実験装置・製作	9
2	1 実験装置	9
	2.1.1 実験装置概要	9
	2.1.2 沸騰装置	9
	2.1.3 光学系	10
	2.1.4 測定装置	11
2	2 人工キャビティ	12
	2.2.1 キャビティの構造	12
	2.2.2 加工方法	12
	2.2.3 マスクパターン	14
	2.2.4 マルチキャビティ	15
第 3 :	〔理論	19
	1 キャビティ直下の温度変動	19
	2 YAG レーザのエネルギー分布	20
	3 加熱面温度のシミュレーション	21
	3.3.1 コントロールボリューム法	21
	3.3.2 レーザ熱入力と熱の逃げ	22
c t	4 一次元逆問題	23
	5 放射温度計データ解析	24
	6 画像解析手法	25
	7 キャビティ間相互干渉	26
第 4	〔実験結果	29
	1 時系列変動	29
-	4.1.1 飽和温度時	 29
	4.1.2 サブクール時	32

4 人工キャビティを用いた機能性沸騰面の創製

	4.1.3	Twin Ca	avity			•			•	•						•			•			. 33
	4.1.4	分岐図				•			•	•						•			•			. 35
4.2	気泡の	挙動.				•			•	•					•	•	•	•	•			. 35
	4.2.1	離脱周	期と离	催脱気	〔泡衫	圣.			•		•	•				•		•	•	•		. 36
	4.2.2	離脱体	積と複	票準偏	ī差.		•		•	•	•	•				•	•	•	•			. 37
	4.2.3	遅れ時	間			•	•		•	•	•	•				•		•	•	•		. 38
	4.2.4	離脱気	泡の貧	首動.		•	•		•	•	•	•				•		•	•	•		. 42
	4.2.5	リター	ンマッ	ップ.		•	•		•	•	•	•				•		•	•	•		. 43
4.3	伝熱面	温度 .					•		•	•	•	•			•	•	•	•	•	•	•	. 45
	4.3.1	温度影	響範囲	目			•		•	•	•	•			•	•	•	•	•	•	•	. 45
	4.3.2	熱伝達	特性曲	由線.		•	•		•	•	•	•				•	•	•	•	•	•	. 46
4.4	伝熱の	割合.				•			•	•	•	•		•	•	•	•	•	•	•		. 48
	4.4.1	相変化	による	5除素	点量.	•	•		•	•	•	•		•	•	•	•	•	•		•	. 48
	4.4.2	対流伝	熱にし	にる防	熱量	<u></u> 	•		•	•	•	•				•	•	•	•	•	•	. 49
4.5	相関係	数				•	•		•	•	•	•		•	•	•	•	•	•	•	•	. 50
4.6	マルチ	キャビラ	テイ・			•	•		•	•	•	•			•	•	•	•	•	•	•	. 50
	4.6.1	S1 (S=	1 mm)	にお	ける	赤沸	騰	挙重	勆.	•	•	•				•	•	•	•	•		. 51
	4.6.2	S2 (S=	2 mm)	にお	ける	沸	騰	挙重	勆.	•	•	•		•	•	•	•	•	•	•	•	. 53
	4.6.3	沸騰曲	線			•	•		•	•	•	•		•	•	•	•	•	•	•	•	. 54
第5章	結論 .								•									•	•			. 57
5.1	結論.								•													. 57
5.2	今後の	課題.							•	•						•		•	•			. 58
<u> </u>																						60
沙勺 入叭·	• • •	•••	•••	•••	•••	•	•	•••	•	•	•	•	•••	•	•	•	•	•	•	•	•	. 00
付録 A: 製	作プロー	セス.		• •		•	•	• •	•	•	•	•		•	•	•	•	•	•	•	•	. 62
付録 B: リ	ターン・	マップ				•			•	•	•	•			•	•			•			. 64
謝辞									•							•			•			. 68

第1章序論

1.1 研究の背景

沸騰現象は非常に身近に存在する現象であ り,過去何十年にわたり様々な研究が行なわれ てきた.従来の沸騰の研究では,通常横軸に過 熱度,縦軸に熱流束をとった沸騰曲線など時空 間的平均をとった特性について議論されること が多く,一定の成果があげられてきた.しかし, 沸騰現象は,相変化,気泡の運動や変形,流体 運動,熱干渉,気泡の相互干渉,加熱面の複雑 さなどさまざまな複雑な要素が絡み合った非常 に難しい現象である.よって,平均値の議論以 外での解析は容易ではなく,そのため気泡の動 的メカニズムにまで踏み込んでいる研究は多い とはいえない.

また、沸騰現象における相変化は加熱面上の 微細な傷(キャビティ)を気泡核として起こる ことが知られている.近年の MEMS (Micro Electro Mechanical Systems) 技術の発達により、微細 加工によって人工的にキャビティを設けること が可能になった.これにより、発泡点がランダム になる従来の自然沸騰面に比べ、表面構造が単純 化されるとともに、任意の位置で発泡させるこ とができるようになった.そこで、このような 特性のよく分かった表面を用いて、沸騰面での 気泡のメカニズムに迫る研究が行なわれて始め ている. また,実際の応用へ向けた研究領域において,コ ンピュータチップの発熱密度がが増大していること から,効率の高い伝熱特性をもつ沸騰冷却が注目さ れている.そこで,キャビティの配置や径などを変 えることにより,伝熱効率の高い沸騰面をつくる研 究など応用へ向けた研究が行なわれている.

1.2 従来の研究

本研究に関連する従来の研究について紹介する.

Judd et al. の研究^[1-4]

キャビティ間距離を変えたときの、相互干渉 について研究している.自然沸騰面を用いて、通 電加熱しランダムに沸騰挙動が起こる中で支配 的に沸騰が起こるキャビティに注目し、そのま わりに近接しているキャビティに対して、離脱 周期の遅れ時間をとった.その分布に対してガ ンマ分布をフィッティングさせたときのパラ メータ(Shape paramter, v)と、キャビティ間距 離を離脱気泡径で割った無次元数*S/D*で議論を 行なっている.結論としては、*S/D*<1のときに、 キャビティはお互い"Promotive"であり、それ は Seeding Effect によるものであると述べてい る. Seeding Effect とは、ある連続的に発泡して いるキャビティが,まわりの不活性なキャビ ティ内に気泡核を与えることで活性化し,発泡 を促進するということである.また, 1<*S/D*<3のときには,"inhibitive"であると述 べている.これは,逆に,連続的に発泡してい るキャビティがまわりのキャビティからの発泡 を抑制している状態である.最後に*S/D*>3のと きには,"independent"であると述べている.そ れぞれのキャビティは独立に発泡していて干渉 の影響はないという状態である.

Dhir et.al の研究^[5-6]

自然沸騰面で、活性になるキャビティの大き さについて議論するとともに、Active Nucleation Site Density, N_a に着目し、あるキャビティから、 ある距離離れたところにアクティブなキャビ ティがある確率を示した.これにより、活性化 するキャビティにはカットオフディスタンスが 存在し、その距離以内には他の活性化キャビ ティが存在しないということがわかった.また、 その距離は N_a に依存することを示した.

また, 直径 10 μm で深さが 100 mm, Si の厚さ が 1 mm の主に Single Cavity の人工キャビティ 面を用いて通電加熱により沸騰させることで, 詳細なシミュレーションの結果と気泡の形状な どがよく一致することを示した.

Kenning et al. の研究^[7]

厚さ 0.13 mm のステンレス加熱面を通電過熱 し、加熱面裏面の液晶の色の変化の画像を解析 することで、ミクロ液膜の厚さや分布を計測し た.不規則な温度変動より、干渉の影響を示し ている.

Bhavnani et.al の研究^[8-9]

Si チップ上にS/Dを1,2,3と変えて配置した マルチキャビティ面を用いて実験を行なった. 使用液体はFC-72で通電加熱を用いている.キャ ビティの Spacing を離すほど(S/D>3)気泡が よく発生し、潜熱による除熱の影響が大きい.し かし、気泡による除熱量は、全体の16%程度で それほど重要な伝熱量ではなくほとんどが気泡 による対流伝熱による除熱の効果である. そこ で、全体の熱入力に対して潜熱による除熱の値 が小さいほど,対流伝熱項の影響が相対的に大 くなるため面全体としての熱効率はよくなると いうことを述べている.よって,潜熱による除 熱の割合を熱効率の指標として使えるのではな いかという可能性を示している.また,S/Dが小 さいほど離脱気泡径が小さくなるということも 示している. Spacingによる変化の起こる範囲は, およそS/D<3程度であり、この程度の Spacing をとれば何らかの結論が導き出せると思われ る.

本田 et al. の研究^[10-11]

Si ウエハ上にリエントラント型キャビティを 非常に密につくりキャビティ間距離 S=0.1 mm, S=1 mm,キャビティ径 D=1.6 µm,3.1 µm の4表 面のマルチキャビティ面を用いて通電過熱する ことでそれぞれの沸騰特性を計測した.試験流 体には FC-72 を用いている.沸騰曲線で議論し, 最密に配置しかつ径が大きい表面がもっとも効 率がよいという結果を得た.また,沸騰開始温 度は溶存空気濃度に強く依存し,キャビティ径 にはよらないことを示した.

J.Bonjour et al. の研究^[12]

3 つのキャビティを人工的に加工した面を用 いて,主に合体の影響について考察している.合 体が起こることにより,離脱周期が遅くなる熱 流束領域が存在する.また,それ以下と以上の 熱流束では熱流束をあげると周期は速くなる. 左右の気泡の合体により, ミクロ液膜蒸発が生 じる領域が拡大し,熱特性がよくなる場合があ るが,熱流束をあげると,気泡が合体しないよ うなキャビティ間距離で最も効率がよくなる. これは、気泡による影響範囲(気泡径の2倍か ら3倍)で説明できる.すなわち、影響領域が キャビティ間で重なりが大きい場合や全く重 なってない場合は、影響領域が重なっている場 合に比べ熱特性が悪くなる.よって,熱特性を 考慮する場合に、最適なキャビティ配置が存在 する可能性を示している.

高木 et al. の研究^[13]

厚さ 0.1 mm の銅板に機械加工により円錐型, 円筒型, リエントラント型の 3 つのキャビティ 形状を製作し, この表面をレーザ加熱すること で各キャビティにおける発泡挙動について実験 をおこなった.キャビティ径は 100 μm である. 温度変動を非線形解析するなどにより,円筒型, リエントラント型のキャビティは安定に発泡す るが,円錐型は間欠的な挙動を示すという知見 を得た.

1.3 本研究の目的

本研究では、沸騰面の伝熱制御の観点から、 効率のよいキャビティ配置を求め、今後人工沸 騰面を作るときのdesignを考える際の指標とな るような値を示すことを目的としている. その ためにまず,気泡の相互干渉による影響を調べ ることを行なった.干渉の起こるもっとも単純 な構造である Twin Cavity,すなわち,加熱面 上に二つだけキャビティを配置した沸騰面を 用いて実験を行ない,各キャビティにおける発 泡挙動と加熱面温度変動を用いて沸騰現象の メカニズムを調べるとともに,相互干渉の影響 を観察した.

また、マルチキャビティの実験において、実際の沸騰面における発泡挙動を観察した.

1.4 本論文の構成

本論文の構成は以下の通りである.

第1章では、人工沸騰面を用いた研究の背景 とその意義、また従来行われてきた研究などを 紹介する中で、本研究の目的を示した。

第2章では,実験装置について解説を行ない, 製作した人工沸騰面について説明を行なった.

第3章では,熱の逃げの値の計算やシミュレー ション,解析手法について説明を行なった.

第4章では,キャビティ間距離Sを変えた人工 沸騰面を用いて実験を行なった結果についてま とめた.また,マルチキャビティ沸騰面による 実験についても考察を行なった.

第5章では実験の結果についてまとめを行ない、今後の課題について述べる.

第 2 章 実験装置·製作

2.1 実験装置

2.1.1 実験装置概要

Fig. 2.1 に,実験装置の概略図を示す. 試験表 面として人工キャビティを配置した Si の加熱面 を用いた.加熱には、従来用いられている通電 加熱ではなく Nd-YAG レーザによる加熱法をも ちいた. 測定は、放射温度計と高速度ビデオカ メラを用いて行なった. 放射温度計からのトリ ガー信号により,ビデオとの同期をとることが できる.試験流体は蒸留水をもちいた.実験条 件としては、大気圧下のプール沸騰である.補 助ヒータにより沸騰容器内を沸騰させることに より,液温を飽和状態~サブクール状態に設定 することがができる.また、容器内に入れた熱 電対により、液温を測定することができ、温度 制御装置を用いて,自動で補助ヒータの ON/OFF をすることである程度は液温を指定した温度に 保つことができる.以下,各装置について詳し く述べる.

2.1.2 沸騰装置

Fig. 2. 2 に沸騰容器の写真を示す. キャビティ を加工した Si ウエハは,まず **Fig. 2. 3** に示す加 熱面アダプタにアラルダイド(エポキシ系強力 接着剤,12時間ゆっくり硬化タイプ,AR-S30,ニ





チバン(株))を用いて接着した.接着する際に は、ウエハの表面を傷つけないよう気をつける とともに、はみでたアラルダイドを除去するこ とで、アラルダイドからの発泡を抑制すること ができ、またビデオ撮影の際に影ができるのを 防ぐことができる.また、加熱面アダプタの概 略図を Fig. 2.4 に示す.加熱面裏面は、レーザ の反射を防ぐためつや消し黒スプレーで黒染め してある.あまり厚く塗りすぎたり気泡がまじ る状態で塗ると空気が断熱材の役目をして測定 温度が実際の Si の液体側の表面温度よりもかな り高い値で計測されることがあるので注意が必 要である.沸騰容器内の試験液体は、補助ヒー タにより沸騰させることができる.また沸騰容



Fig. 2. 2 Boiling cell.



Fig. 2. 3 Adapter of heated surface.



Fig. 2. 4 Schematic of adapter .

器内の熱電対から Digital Thermo Controller (SR60, シマデン(株))に接続され,補助ヒー タを制御して液温を一定に保つことができる. ただし,実験中は,まわりからの気泡が Video に 映りこむためヒータを切り,十分まわりの対流 の影響が落ち着くまで待ってからビデオ撮影を おこなった.また,実験前に 30 分間程度脱気を 行ない,凝縮器により蒸気を液体に戻して循環 させることで十分に溶存空気を取り除いてから 実験を行なった.

<u>2.1.3 光学系</u>

試験表面の加熱にはNd-YAGレーザを用いた. 従来,沸騰の研究でよく使われている加熱方法 は通電加熱(ジュール加熱)である.通電加熱 を用いた場合には,加熱部以外の部分からの発 泡,たとえば加熱面の縁の部分などからの発泡 が多くなるため,少ない数の気泡の離脱を追う 際には非常に邪魔になる.ただし,レーザ加熱 と違って比較的安全であり,電流値を上げれば 高熱流束領域まで加熱することが可能である.

しかし、本実験でレーザ加熱を用いた理由と しては、単気泡または対気泡を追うため、ほか の部分からの発泡が極力抑えられ、局所的に高 い熱流束が出せる加熱方法が非常に有効であっ たということが挙げられる.また、レーザの照 射径を変えることでレーザ強度分布を変えた り、照射位置を変えることで、活性化させるキャ ビティの位置を変えることも可能である.ただ し、レーザは、強度が半径方向にガウス分布を 示すため、そのまま照射したのでは、照射部分 の真中と端でかなりのエネルギー差がでてきて しまう.そのため本実験では、光学系を用いて レーザ強度分布強度を緩和した.Fig. 2.5 に光学 系の写真を、Fig. 2.6 に概略図を示す.

本実験でもちいたレーザは、YAG レーザ (FYL-M1 富士写真光機製) である. 波長は 1.06



Fig. 2. 5 Optical apparatus.



Fig. 2. 6 Schematic of optical apparatus.

μm である. もともと医学用に開発されたもの で,最大出力は 100 W までとなっているが,出 カランプの性能劣化により20 W程度までの出力 が出せる. また,レーザ出力はリモートコント ローラのつまみで変えることができる.

レーザ光は、レーザ装置から光ファイバーで 沸騰容器まで導かれている.ファイバーから出 た光は広がった後,平凸レンズで平行光にされ, 次にアパーチャーを介することで、ガウス分布 の端の部分のエネルギーが低い部分を除くこと ができる.アパーチャーの開口径は $\phi 8 \text{ mm}$ で あるが、最終的にミラーで反射して試験表面に 照射される径は、 $\phi 12 \text{ mm}$ になる.実験の際に は、照射径はすべてこの値で一定にして用いた.

レーザの出力は, 起動してから 15 分ほどたっ て冷却水の水温が安定になると, 時間的変化は あまりなくなる. 精度をあげるため実験の際に は, パワーメータを用いて実験前にアパーチャ をはさんで最終的に照射している形でレーザ出 力をはかり, 実験後も同様に測定する. また, ア パーチャーをはずした状態でもパワーメータを 用いて測定する. これによりレーザ出力のガウ ス分布を描くことを可能にしている.

<u>2.1.4 測定装置</u>

本実験では加熱面裏側の温度分布を放射温度 計を用いて測定し,同時に高速度ビデオカメラ を用いて気泡の離脱挙動を沸騰容器前面の窓か ら撮影している.放射温度計と高速度ビデオカ メラは放射温度計からのトリガー信号によって 同期している.



Fig. 2. 7 Radiation thermometer.

放射温度計(NEC 三栄製,型番 TH3102MR) の図を Fig. 2.7 に示す.スターリングクーラー 内臓の赤外線放射温度計であり,加熱面裏面の 赤外放射を赤外域用のミラーで反射させて計測 している.1次元でのスキャンと2次元でのス キャンが可能である.ただし,2次元スキャン (面スキャン)では,面の温度データを一枚取得 するのに0.7 sec ほどかかるため動的挙動を追う 際には,1次元のスキャン(ラインスキャン)を 用いる.この場合3msec/lineで計測することが できる.仕様を以下に示す.

測定波長 8~13 µm スキャン速度 3 msec/line スキャン速度 0.75 sec/page 最小検知温度 0.08 ℃ 空間解像度 0.6 mm(5 倍ズーム時 120 µm) 取得データ 縦 239 pixels, 横 255 pixels



Fig. 2.8 High speed video camera.

高速度ビデオカメラ(フォトロン(株) 製, FASTCAM-Net Max)の図を Fig. 2.8 に示す. 放 射温度計の同期信号により撮影を開始する.本 実験では,撮影画像は 254 × 240 pixels で,1000 frames/sec で撮影した.最大 8 sec 間のあいだの ビデオが取れるが,データ容量の関係上 2 sec の 間の映像を S-VHS テープに保存した.撮影条件 により解像度は変わるが,おおよそ 24 pixels/mm 程度である

2.2 人工キャビティ

<u>2.2.1 キャビティの構造</u>

一般の自然沸騰面で存在しているといわれて

いる構造としては、大きく分けて、以下の 3 つ に分類される.

(1) 円錐型キャビティ
 (2) リエントラント型キャビティ
 (3) 円筒型キャビティ

円錐型の場合,気相捕捉能力が低く気相の容 積減少が進展して気泡核機能喪失に至りやす い.また,リエントラント型の場合相当なサブ クール下でも蒸気相を凝縮で失うことがなく有 効な気泡核になっているといわれている.当研 究室の高木ら^[13]は,円筒型,リエントラント 型のキャビティは安定に発泡するが,円錐型は 発泡が間欠的になるとの報告をしている.また, 本田ら(九大機能研)の研究^[10-11]では,リエ ントラント型のキャビティを用いた沸騰面をも ちいて実験を行なっている.

ここで、本実験では人工キャビティの構造と して円筒型キャビティを採用した.理由として は、キャビティの構造ではなく、キャビティか ら発生した気泡の挙動を追うことに着目点をお いているため、安定に発泡させる必要があるこ とが挙げられる.また、加工の問題から円筒型 のキャビティはMEMS技術を用いて加工する際 にプロセスの数がほかのものに比べて格段に簡 単になり製作が容易であるということが挙げら れる.逆に、リエントラント型の場合製作に時 間がかかってしまうため、非常に発泡挙動が安 定したキャビティではあるが採用しなかった. それぞれのキャビティについての加工法案につ いては付録に載せてある.

<u>2.2.2</u>加工方法

人工的にキャビティを加工するには、いくつ かの方法がある.たとえば機械加工技術の中で、 放電加工をつかったり、レーザを使ったりする などの方法が考えられる.しかし、表面粗さの 問題などから、キャビティが有効に働くかどう かが疑問である.ここで、MEMS (Micro Electro Mechanical Systems)の手法を用いた加工方法を 用いることが考えられる.以下この方法につい て説明する.

MEMS における加工は、基本的にフォトリソ グラフィの技術を用いて加工を行なう.マスク パターンを転写したフォトレジスト膜などを エッチングマスクに用い,その下の材料を選択 的に溶解除去する加工法である.パターンの精 度は、マスクを製作する際のビームの波長程度 が最小値であり,本実験で用いたマスクではサ ブミクロン以下の加工精度が期待できる.これ は,機械加工に比べて非常に精度が高いので,微 細な構造を作るのに非常に適している加工法で ある. また、Si の鏡面に対して加工を行なうた め、表面荒さの精度が、0.1 nm 程度であり、も ともとの表面がもっているキャビティはほとん ど気泡核として成立しない領域である.よって、 通常の金属面に機械加工した表面に比べ、より 人工キャビティからの沸騰の挙動が追いやすい といえる. ただし, 加工は3次元に加工するこ とが難しく、面での加工が主になる.本実験で は Si のエッチングの方法として, RIE (Reactive Ion Etching) を用いた.これは、加速したイオン を表面に照射してドライエッチングする方法で ある. Si の結晶方向を無視してイオンの進行方 向(表面から垂直な方向)に異方性エッチング することができる.とくに、今回使用した装置 は、DeepRIE(産業技術総合研究所、つくば)で あり, Si に関しては通常の RIE 装置に比べかな りアスペクト比の高い構造を製作することがで きる.

Fig. 2.9 に,本実験で行なった人工キャビティ



Fig. 2.9 Fabrication process.

の製作プロセスを示す.また, DeepRIE 装置の写 真と実際に 2 inch ウエハを 4 inch ウエハに装着 した図を Fig. 2.10 に示す.製作プロセスに関し ては付録でさらに詳しい説明を行なった.

DeepRIE 装置の特徴を挙げると,

- (1) エッチングの選択比が非常に高いという こと.
- (2)マスクとして金属ではなくフォトレジス トを用いることがで加工できるため、プ ロセスが非常に簡単になる.
- (3) レジストは有機溶媒により簡単に除去で き、金属マスクと違ってウエハに対して 影響をほとんど与えないため、表面粗さ



Fig. 2. 10 (a)Deep RIE, (b)Wafer.

がほとんどピュアウエハと同じぐらいで 加工できる.

(4) エッチングレートがはやく 3 μm/min 程度
 でありキャビティの壁面を保護しながら
 エッチングするためアスペクト比が非常
 に高い.

などの点が挙げられる.

DeepRIE で加工するまでの 2 inch ウエハの準 備と加工後のカッティングについては東京大学 工学系研究科下山・神崎・松本研究室のクリーン ルームで作業を行なった.また,ガラスマスク については VDEC (東京大学大規模集積システ ム設計教育センター) で製作を行なった.

<u>2.2.3 マスクパターン</u>

本実験ではキャビティの直径を 10 µm, 深さ を80 µmに統一してマスクパターンを製作した. 従来,自然沸騰面における気泡核として成立す るキャビティの直径は 1~10 µm であるといわれ



Fig. 2. 11 Mask patterns for single, twin cavities.

ている^[12]. また,製作上の精度としては,最大 ±1 μ m 程度であるため,自然面におけるキャビ ティの最大径である ϕ 10 μ m に定めた.また,深 さに関しては, Dhir らによると ϕ 10 μ m, 深さ 100 μ m のキャビティを用いて十分安定に発泡し ているとの報告があるので,できるだけ深いほうが安定すると考えられる.また,DeepRIEの 装置使用可能時間の問題から,30分程度のエッ チング時間が限界であったため,30分エッチン グして得られる80 µm の値に定めた.本実験で 製作したマスクパターンを Fig. 2.11 に示す.本 実験で使用したシリコンの特性を表にすると Table 2.1 のようになる.製作した表面はすべて このシリコンウエハを用いた.

Table 2.1 Characteristic of silicon wafer.

Material	Silicon, 2 inch,
Thickness	200 µm
Size	15×15 mm
_	両面研磨

Table 2. 2 Specification of single cavity.

Diameter	<i>φ</i> 10 μm
Depth	80 µm
Stracture	Conical

Table 2.3 Specification of Twin cavity.

Cavity Spacing, S	1, 2, 3, 4, 6, 8 mm
Diameter	<i>φ</i> 10 μm
Depth	80 µm

また、上記のマスクの中で本実験で使用した、 基準となる Single Cavity の特性表を Table 2.2 に、Twin Cavity を Table 2.3 に示す.

基準として ϕ 10 μ m の Single Cavity を用いた. また, Twin Cavity として表に示すキャビティ間 距離 *S* をあけたものを用いて実験を行なった.

実験における試験表面の概略図を **Fig. 2. 12** に 示す. レーザの照射径は *ϕ* 12 mm である.

実際に製作したキャビティの写真を Fig. 2.14 に示す. (c)の図で,キャビティの壁面が段々の



Fig. 2. 12 Schematic of test chip.

溝状になっているがこれは, DeepRIE の加工特 有のもので,壁を保護しなから少しずつ削って いく加工法によるものである. 直径の誤差は 1 μm 程度であるが,これを決める最も大きな要因 はレジストの現像の段階でどの程度の時間現像 するかである. また,レジストとして厚めのも のを用いたため精度が低くなっているとも考え られる.

<u>2.2.4 マルチキャビティ</u>

次に、Single, Twin の結果をふまえて製作した マルチキャビティについて述べる. Single Cavity は、径、深さの影響を見るため、Twin Cavity は 干渉の影響を見るために実験をおこなった.マ ルチキャビティでは、実際の応用を目指してつ くるという点でも非常に興味深いが、上記二つ の場合と同様に、それぞれのキャビティからの 離脱気泡を追うことでマルチにした場合の特性 を見ることを目的とした.よって、キャビティ のSpacingは本田らの実験などで使われた表面の ように^[10-11]、間隔を非常に短くしてキャビティ をたくさん敷き詰めるのではなく、S=1 mm、2





mm など Twin Cavity で特性を検証したものを製 作した. Fig. 2. 14 に製作したマスクパターンを 示す.

製作したマルチキャビティは,

- (1) キャビティ間隔S=1 mm,格子状に11×11個 配置.
- (2) キャビティ間隔 S=2 mm, 格子状に 7×7 個



Multiple Cavilies

Fig. 2. 14 Mask of multiple cavities.

配置.

- (3) キャビティ間隔 S=4 mm, 正六角形の頂点 とその中心に7 個配置 (Honycomb 構造).
- (4) キャビティ間隔 S=20 µm,格子状に 201×201 個配置.

の4表面である. キャビティの大きさはSingle, Twin と同じ直径を 10 μm, 深さを 80 μm に設定 してある. 実際に加工したウエハの図を Fig. 2. 15 に示す. 写真は (4) の表面を拡大した ものである. (b) は SEM により拡大して撮影し たものである. 表面を一枚犠牲にして斜めにダ イシングすることで,側面からの写真をとるこ とを可能にした. (c) はさらに拡大したもので, これにより深さが 80 μm 程度であるということ が分かる.



Fig. 2. 15 Muitiple cavities.

18人工キャビティを用いた機能性沸騰面の創製

第3章理論

3.1 キャビティ直下の温度変動

気泡離脱とキャビティ直下の加熱面温度変動の関係に関して述べる. Fig. 3.1 は, Cooper and Lloyd et al.^[14]の研究結果である.測定点がネック部(気泡と固体の接触部の直径)の内側にある場合(inner)とない場合(outer)での気泡離脱時の加熱面温度変動の違いを示している.

まず,1(inner)の場合についてみると,以下の 順番で温度変動が起こる.

- (1) 気泡発生時にミクロ液膜蒸発がおこり加 熱面温度が下がる.
- (2) 気泡が成長し、ネック部の内側が dry
 patch になり加熱面温度が上昇する.
- (3) 気泡離脱時にバルク流体が流れ込み,加 熱面温度が急激に減少する.
- (4) Waiting time の間, 温度境界層が回復し, 加熱面温度がまた上昇を始める.

しかし, Outer の場合には測定点がネック部の 外側にあるためミクロ液膜蒸発が十分におこら ず (2), (3) の現象が起こらない.よって,温度 変動がキャビティの中心から離れるごとにどん どんずれていくことになる.

大気圧,水の場合,伝熱面離脱時の気泡直径 d₀は次の式で表される.^[15-16]



(a) Shape (from cine film)

- (b) Wall temperatures at four thermometers
- (c) Deduced heat fluxes at four thermometers

(d) Subdivision into stages, for themometer no.2

Fig. 3.1 Relation between bubble behaviors and surface temperature fluctuation.

$$d_0 = 0.0209 \psi \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_L - \rho_V)}}$$
 (3.1)

ここで、 σ は液体の表面張力、 ρ_L および ρ_V は液体および蒸気の密度、gは重力加速度、 ψ は接

触角で平均として $\psi = 50^{\circ}$ をとれば普通の場合 正確に出る.実際に計算すると d_0 は2.6 mmとな る.実験による観察の結果によると気泡径はお およそ 2.4 mm 程度になり計算とよくあう,ま た,ネック幅はだいたい0.8 mmである.放射温 度計の解像度はおよそ 120 μ m/pixel であり,測 定の際の誤差から考えてもたかだか±1,2 pixel ずれる程度であることから測定ラインはネック の内側に入っている可能性が高いと考えられ る.

3.2 YAG レーザのエネルギー分布

本実験では、人工表面の加熱に YAG レーザを 使用した.使用した光ファイバーの開口径 NA は 0.2 である.NA は式 (3.2) で表される値であ る.n はガラスの屈折率である.

$$NA = n\sin\theta \tag{3.2}$$



Fig. 3. 2 Schematic of fiber.

光ファイバーからでたレーザ光は、ガウス分 布をもち放射状に対照に広がる.ガウス分布の 強度分布 I(r) はの式で表される.rは中心からの 距離である. w_0 は強度が軸上強度の $1/e^2$ となる 点までの半径である.また、半径 r内に含まれ るパワー P(r) は 0 から r までの強度分布を積分 することによって得られる.また、 $P(\infty)$ と I(0) の間には、式 (3.5) と式 (3.6) が成り立つ.

$$I(r) = I(0) exp(-2r^2/w_o^2)$$
(3.3)

$$P(r) = P(\infty)[1 - exp(-2r^2/w_0^2))]$$
 (3.4)

$$P(\infty) = I(0)[\pi(w_0^2/2)]$$
 (3.5)

$$I(0) = P(\infty)[2/\pi w_0^2]$$
 (3.6)

実験を行なう前とあとに、アパーチャで遮っ たあとのレーザエネルギ $P(r_0)$ を測定し、実験後 にアパーチャを介さないレーザ全体のエネルギ $P(\infty)$ を測定することを行なう.よって、以上の 式から w_0^2 を求めることで加熱面裏面に当たっ ているレーザ強度分布を求めることができる. ここで r_0 は、レーザ照射径 12 mm を用いた.レー ザの照射径は実験時にデジタルカメラにより加 熱面裏面にあたっている赤外のガイド光の径を 測定することで求めた.実験の際には同じ径で 照射するよう光学系を調整を行なった.

実際にパワーメータで測定した YAG レーザの エネルギを Fig. 3.3 (a) に示すとともに、中心か らのレーザ強度のガウス分布を Fig. 3.3 (b) に示 す. また,回転対称のため半径方向で記述して いる. レーザのエネルギは制御装置のつまみで 抵抗値を変えることで制御することができる. (a)の図より、抵抗値とレーザエネルギはほぼ線 形になっていることが分かる.また,アパーチャ をはさんだ場合,26%程度にエネルギがカット されていることが分かる.また,(b)よりレーザ 全体を熱入力として与えるよりも、照射面内で のエネルギ密度差が少なくなっていることがわ かり、アパーチャーが機能していることがわか る. 径をさらに広げてエネルギ密度差を緩和す ることも可能ではあるが、レーザの最大出力の 問題とSiウエハの大きさ(15mm)からレーザ径 は Ø12 mm を選び,以後レーザ径はこの値を用 いる.



3.3 加熱面温度のシミュレーション

レーザの強度分布に関してはレーザを用いた 実験の場合避けられない問題である.本実験で は加熱面厚さが 200 µm と非常に薄く,かつ Si の熱伝導率は 148 W/mK と比較的高いため加熱 面表面での温度分布は少ないと考えられる.次 に,ガウス分布を与えた際の表面温度のシミュ レーションの方法とその結果を示す.

<u>3.3.1 コントロールボリューム法</u>

数値計算により熱伝導方程式を解く方法とし て,差分法をもちいた.差分法とは計算領域を 矩形要素に分割し各要素の中心点(格子点)に 要素の代表温度を定義する.次に各要素に対し その要素と隣接要素の代表温度を用いて熱伝導 方程式と境界条件を差分表示するという手法で ある.また,差分表示の方法としてコントロー ルボリューム法を用いた.これは,各要素に熱 量保存則を直接適用するものである.



Fig. 3. 4 Control volume method.

計算に用いる差分表示の定義を **Fig. 3. 4** に示 す. 実験で用いた Si ウエハは厚さが 200 µm と 薄いため, 1 次元でメッシュを仮定した. また, 回転対称であるため円筒座標系を用いた

i番目の要素について差分表示を行なうと次のようになる.

$$\rho c \frac{T_i^{K+1} - T_i^K}{\Delta t} 2\pi r_i dr dy =$$
(3.7)

 $q_1 + q_2 + q_3 + q_4 + wrdr$

各変数はそれぞれ,次式であらわされる.

$$q_{1} = -\lambda \frac{T_{i}^{K} - T_{i-1}^{K}}{dr} 2\pi r_{i} dy \qquad (3.8)$$

$$q_{2} = -\lambda \frac{T_{i}^{K} - T_{i+1}^{K}}{dr} 2\pi r_{i} dy \qquad (3.9)$$

$$q_{3} = q_{4} = h(T_{f} - T_{i}^{K})2\pi r_{i}dr \qquad (3.10)$$

wrdr = q2\pi r_{i}dr (3.11)

 $wrdr = q2\pi r_i dr$ (3.1) ここで, r_i , q_i は次の式であらわされる.

$$r_i = \frac{R_{i-1} + R_i}{2} \tag{3.12}$$

$$q_i = \frac{Q_{i-1} + Q_i}{2} \tag{3.13}$$

実験結果とあわせるため、境界条件である真 鍮領域のメッシュの数と温度を変えてシミュ レーションを行なった.



Fig. 3. 5 Simulation result.

自然対流熱伝達時, すなわちキャビティから 気泡が出ていないときの表面温度分布とシミュ レーションの結果を **Fig. 3.5** に示す. (a) は Q_{laser} が 2.1 W のときの結果で, (b) は Q_{laser} が 3.3 W のときの結果である. これより, シミュレーショ ンと実験結果がよく一致することが分かる. 境界条件をさまざまに変える中で,温度分布 の表面における分布に対して以下の知見を得 た.

- (1) 温度分布は、中心部分で最も高くなり、
 レーザ照射部分端との差としては最大10
 ℃程度の温度差が生じる.
- (2) 温度分布が生じる要因としてレーザ強度 のガウス分布によるところも大きいが, さらに大きな要因として真鍮部分への熱 の逃げが非常に大きいためである.
- (3) (a), (b) それぞれの場合でレーザ熱入力に 対する熱の逃げを計算すると、それぞれ
 60.4%, 58.4%になり、実に5割以上の 熱が逃げていることになる。

<u>3.3.2 レーザ熱入力と熱の逃げ</u>

本実験では、加熱面裏面は黒染めしてあり、反 射はほとんどないものとして考えている.しか し、全章で見たように非常に熱の逃げの値が大 きいことがわかった.ここでは、熱の逃げの見 積もりを行なう.

熱の逃げの見積もりは、レーザ半径 ϕ 12 mm の端面から、中心に向かってに ± 0.5 mm 離れた 点の温度を用いて、次式により計算した.

$$Q_{loss} = \lambda \frac{|T_{left} - T_{right}|}{dx}$$
(3.14)

Fig. 3.5 に示す自然対流熱伝達時の温度分布 から熱の逃げを計算して、レーザ熱入力の値で 割ったものが **Fig. 3.6** である.

これより,熱流束を変えていってもほとんど 与えた熱量に対する熱の逃げの比は変わらない ということがいえる.また Single Cavity, Twin Cavity の場合において同様の計算をしたときの 図が Fig. 3.6 (b) である.キャビティ間隔 S をが



Fig. 3. 6 Ratio of heat loss.

変わると表面の温度分布の平均値が変わるため、逃げの値がそれぞれ異なってくる、今後、熱の逃げを用いる場合は上記の値を用いて、熱入力の値を $Q_{laser} - Q_{loss}$ として考えることとする、

3.4 一次元逆問題

今まで見てきたようにレーザからの熱入力は ガウス分布するともに真鍮部分への熱の逃げが 非常に大きいことが分かった.ここでは、以上 の結果を踏まえて計測した裏面の温度分布から 表面における熱流束の値を計算する方法につい て述べる.

放射温度計をもちいて,キャビティ直下を通 るラインについて3msec/line で加熱面裏面の温 度データを取得することができる.これより一 次元逆問題を解くことができる.簡単のため水 平方向の熱移動は考慮しない.



Fig. 3. 7 Shematic of IHCP.

Fig. 3. 7 に示すように記号をおき,温度を T, 加熱面である Si のの温度伝導率を α, 熱伝導率 を λ, 密度を ρ, 比熱を c とし,時刻のインデッ クスを i,時間刻みを Δt とすると点 B では次の 式が成立する.

$$\rho c \frac{\delta}{2} \frac{T_B^{i+1} - T_B^{i}}{\Delta t} = q_{laser, b}^{i} - \lambda \frac{T_B^{i} - T_S^{i}}{\delta} \quad (3.15)$$

また, 点Sでは次の式が成立する.

$$\rho c \frac{\delta}{2} \frac{T_{S}^{i+1} - T_{S}^{i}}{\Delta t} = \lambda \frac{T_{B}^{i} - T_{S}^{i}}{\delta} - q_{S}^{i} \qquad (3.16)$$

これより, $T_S^i \ge q_S^i$ で整理すると,

$$T_{S}^{i} = T_{B}^{i} + \frac{\rho c \delta^{2}}{2\lambda} \frac{T_{B}^{i+1} - T_{B}^{i}}{\Delta t} - \frac{\delta}{\lambda} q_{laser, B}^{i} \quad (3.17)$$

$$q_{S}^{i} = \lambda \frac{T_{B}^{i} - T_{S}^{i}}{\Delta t} - \frac{\rho c \delta}{2} \frac{T_{B}^{i+1} - T_{B}^{i}}{\Delta t}$$
(3.18)

となり,表面温度と熱流束を計算することが できる.また逆問題を解く場合安定限界を考慮 する必要があるが,安定限界は次式で表される.

$$\Delta \tau = \frac{\alpha \Delta t}{\delta^2} \ge 0.3 \tag{3.19}$$

本実験において, α は 88 mm2/s であり, Δt は, 3 msec である. また Si ウエハの厚さ δ は, 0.2 mm であるので,計算すると $\Delta \tau = 0.67 \ge 0.3$ となり結果は安定していると考えられる.

Single Cavity の場合と Twin Cavity の場合について,それぞれ計算した結果を Fig. 3.8 に示す.



Fig. 3. 8 Results of IHCLP.

(a) は Sinle Cavity(ϕ 10 µm) の場合の結果であ る.また,(b) は Twin Cavity で S=4 mm の結果 である.いずれも気泡により除熱されている典 型的な最も典型的な温度分布から計算したもの である.これより加熱面裏面温度と表面温度に はほとんど差がなく,若干 T_b(裏面温度)が T_s (表面温度)よりも低い程度である.これは加熱 面の厚さが薄いためすぐに熱が伝わるためであ ると考えられる.よって,これ以後温度分布は 加熱面裏面温度,つまり放射温度計のデータを そのままもちいることにする.熱流束について は,気泡離脱により非常に大きくなっているこ とが分かるが、これについては実験結果のほう で詳しく述べる.また、放射温度計の誤差が計 算により拡大されてしまうため、表示の際に近 接平均(中心から3点分)をとることでその影 響を緩和している.

3.5 放射温度計データ解析

放射温度計の 2 次元スキャンを用いて加熱面 裏面の温度を計測したものを Fig. 3.9 に示す.ま た, Single Cavity の場合についてラインスキャン したものを Fig. 3.10 に示す.



Fig. 3.9 Temperature profile of heated surface.

Fig. 3.9 は、沸騰容器内は飽和温度の状態で、 かつレーザを当てていない状態での裏面温度を 計測したものである. Si 部分の温度の平均が 97 ℃程度と低く計測されてしまっているが、これ は放射温度計がまわりからの反射などの影響を 受けるため、正確に裏面温度を計測できていな い可能性を示している.よって温度の絶対値は あまり正確に計測できているとはいえないが、 相対値や大まかな傾向ついては正しいというこ とができる.

面スキャンを用いて,沸騰曲線用の加熱面温



Fig. 3. 10 Temperature profile with single cavity.

度を取得した. ウエハ部分の温度をすべて平均 し, さらにそれを 3 page 分の平均を取ることに より計測を行なった. また, Fig. 3.9 における Scan line 上 (Si ウエハの真中を通るライン)に キャビティは存在するので, このラインでのラ インスキャンをすることによりキャビティ直下 の温度変動を計測することができる.

Fig. 3. 10 では、縦軸が時間であり横軸が Scan line 方向である.放射温度計データに、Video 画 像と裏面のレーザの照射範囲を同時に示してあ る.このそれぞれの点における時系列データを 用いて解析を行なった.また熱伝達特性曲線プ ロットする際に用いる温度としてはラインス キャンで Si ウエハの温度部分(13 mm)の温度 を平均して求めた.



の温度の時間変動を計測する際にどこがキャビ ティ位置を判断する必要があるが,その手法を 示す.

それぞれの点における時系列変動の値を用い て,自己相関関数と標準偏差の値を示したもの が Fig. 3. 11 である. S=1 mm, S=3 mm に関して



Fig. 3. 11 Autocorreration and standard deviation of surface temperature.

は自己相関関数, S=6 mm に関しては標準偏差を 用いた.実際にシリコンと真鍮の境目を温度分 布から判断してキャビティ位置を求めるだけで なく判定の精度をあげるために上記 2 つの判断 法を用いた.

3.6 画像解析手法

Video 出力から画像解析するプログラムは山 ロ康隆氏の協力により作成した.これにより,ビ デオの各時間 (1 msec) ごとに気泡の半径を出力

することができる.また、その気泡の半径デー タを用いて,気泡の離脱時間,それぞれの時間 における気泡の半径,体積,ネック部の長さ,ア スペクト比,重心位置などさまざまな値を計測 するプログラムを製作した.計測時の一例を Fig. 3.12 に示す. Twin Cavity の場合, 先行気泡 との合体が頻繁に起こる.そこで、合体時の体 積は,気泡のくびれ部を検出し,その y 座標ま での半径データを用いて、中心軸(キャビティ を通る軸)に対して回転対称であると仮定して 体積を求めた. 図より, 体積が合体による体積 増加の影響を除去して追えていることがわか る. また、ネック部の幅から、離脱を計測して いる.離脱体積は、離脱時間近辺におけるもっ とも体積の高い値を用いた. 図では白丸が離脱 体積,黒丸が離脱時刻を示している.



Fig. 3. 12 Video analysis.

問題点をあげると以下のようになる.

- Twin Cavity の場合によく発生する気泡の 引き込み(縦の合体).
- (2) キャビティ間隔が小さいときに起こる横 方向の合体.

(1) に関しては引き込み現象が発生したとき に、くびれ部分を検知して、そこより上の部分 の気泡体積は除去するというプログラムを用い て対応している.ただし、すべて同じ条件で体 積を計算できないため、誤差が非常に大きい.

(2)に関しては計算が非常に難しく,この領域 では精度の問題から計算は不可能であった.ま た,人の判断が入ってくるため,その部分での 誤差が非常に大きいと思われる.これに関して は,同じ実験について,複数人で結果を照会し てみた結果,絶対値には信頼性は低いといわっ ざるを得ないが,相対値としては大体正確に一 致していた.よって現象を理解するには問題な いレベルにあるとして,これを計測手法として 用いることにする.

3.7 キャビティ間相互干渉

キャビティ間の相互干渉について考察する際 に、よく使われるパラメータとして*S*/*D*がある. ここで、*S*はキャビティ間距離(Spacing)であり、 *D*は離脱気泡直径である.Judd et al. によると、 自然沸騰面を用いた実験において、キャビティ 間の相互干渉は*S*/*D*によって、*S*/*D*<1と 1<*S*/*D*<3、3<*S*/*D*の3つの領域に分類され、 それぞれの場合で以下のような形で干渉が起こ るということを報告している.

S/D<1のとき、お互いに発泡を促進する. (promotable)

- (2) 1 < *S*/*D* < 3 のとき互いに発泡を抑制している. (inhibitable)
- (3) 3 < S/Dのとき, 独立. (independent)

しかし、この場合の"促進"とはキャビティの 上に気泡が来ることでそのキャビティが活性化 され (Seeding Effect)発泡が促進されるというこ とを意味している.また、逆に抑制とは、片方 から気泡が出たときにもう片方から気泡がでる ことを抑える効果があるという意味である.最 後に、独立であるとは、まわりに気泡がない場 合、つまりSingle Cavityと同じ発泡挙動を示すと いうこと意味している.これは直感的に分かり やすい.

本実験においては、製作したキャビティから 常に発泡がはじまり、ほかのところからの発泡 はほとんど見ることができなかった.よって、人 エキャビティが機能していることがわかる.ま た、熱流束の非常に低い領域以外では、休止期 間(Waiting Time)がなく、次の気泡がすぐに発生 する.これより、Judd et al.のように Seeding Effect によりキャビティの活性不活性を論じることは 非常に難しい.ただし、S/Dはキャビティの Spacingによる発泡挙動を見る上で非常に有用な 無次元数であるため、実験結果の項では、この 値を用いて干渉についての議論を行なうことに する.

ここで,離脱気泡径は平均するとおよそ 2.4 mm 程度であるため,本実験系で使用した Cavity Spacing を分類すると

- (1) S/D < 1 : S=1 mm, 2mm
- (2) 1 < S/D < 3 : S=3 mm, 4 mm, 6 mm
- (3) 3 < S/D : S=8 mm

となり, すべての領域で実験を行なった. また, 本実験条件の中で考えられうる干渉を 挙げると以下のようになる.

- (1) 気泡離脱による流体の干渉
- (2) 加熱面の温度変動による干渉
- (3) 各キャビティにおける,縦方向の引き込 みによる気泡合体による干渉
- (4) キャビティ間隔が狭いときの左右のキャ ビティ間での気泡の左右の合体による干 渉.

の5つが考えられる.これらをすべて分類し てどの干渉の影響が強いのかを調べるのは非常 に難しい.よって,基本的な観察されるパラメー タからすべての影響を含んだ干渉の強さを測る 必要がある.

28 人工キャビティを用いた機能性沸騰面の創製

第4章 実験結果

4.1 時系列変動

4.1.1 飽和温度時

まず,キャビティ直下の温度と体積の時系列 変動について述べる.まず,キャビティ位置は, 理論で述べた方法により求め,その1pixelの温 度変動を用いた.また,体積は高速度ビデオカ メラの画像からもとめた.

まず,ビデオ画像から計測可能な気泡におけるさまざまな値を Fig. 4.1 のように定める.



Fig. 4.1 Definition of bubble parameter.

キャビティを通る垂直な軸をY軸とし、水平 な方向をX軸とする. ビデオ解析したあとの出 力は、Y軸からの距離、つまり半径の値がy軸 の各点(40 μ m/pixels)について左右別々に出力 される. これを $r_{\text{left}} \ge r_{\text{right}}$ とする. 気泡の最大 径 D_{max} は $r_{\text{left}} \ge r_{\text{right}}$ の径の和が最大になる値 をとる.また,気泡とSiウエハの界面,つまり 固気接触面積の径をネック幅と呼ぶことにす る.この長さによりミクロ液膜の大きさを予測 することができる.最大気泡高さ Y_{max} は, r_{left} と r_{right} が両方とも0になった値をとった.重心位 置は,y軸上にあるとし,上下のモーメントが等 しくなるような点を重心とした.体積は,気泡 はY軸に対して r_{left} と r_{right} の平均を半径とする 円になると仮定して,各yについて積分するこ とによって求めた.

温度測定範囲は、ネック幅が約 1 mm なのに 対して、0.12 mm の幅が最小測定範囲である.数 ピクセルずれる可能性があることを考えても、 図の位置程度を測定していると考えられる.

まず Single Cavity (*ϕ* 10 mm) における時系列変 動について述べる. 飽和温度時の典型的な時間 変動を **Fig. 4. 2** に示す.

 Q_{laser} は、3.76 W である.また、同時にそれ ぞれの段階のときの気泡の形を一緒に示してあ る.各段階について説明する.

- (1)前の気泡が離脱した状態.離脱後,温度 境界層が回復しはじめ,だんだん表面温 度が上がりつつある.
- (2) ほとんど待ち時間なしで次の気泡が発生 する.発生してからすぐにネック幅が急 激に拡大する.(1)から(2)までは x 軸方 向に拡大する.測定点上はネック幅内に





あり, dry area になっているため温度が 上昇する.

(3) ネック幅が最大になっている. ここか

ら,気泡は y 軸方向に成長しはじめ,

ネック幅がゆるやかに減少を始める.同 時に測定点上にバルク流体が流れ込み温 度が減少し始める.

(4) 測定点上がすべてバルク液体になり、温

度が最低点に達する.

- (5) 体積が最大になり、ネックが狭まり離脱 する直前の状態である.このときにはす でに測定点上に温度境界層が形成されつ つある.
- (6) 気泡が離脱した状態である.

以上の6つの状態が繰り返し起こっている.測 定点が正確にキャビティ直下ではないものの, ネック幅が大きいのですぐにdry area内に測定点 が入ってしまうため,温度変動と体積は上記の ような変動をとることがわかった.ここで,測 定点と気泡の Bubble contact area (固気界面)の 模式図を Fig. 4.3 に示す.



Fig. 4. 3 Bubble contact area, measured point.

上で説明した状況では、Q_{high}の段階にあり、 気泡が発生してすぐにネックの内側に入ってし まういう状態にあたる.また、熱流束が低い場 合やサブクール度が高くなって、気泡径が小さ いときには別の挙動を示す.これについては後 述する.

次に,同じ条件でのネック幅とアスペクト比, 重心位置を **Fig. 4. 4** に示す.ネック幅は最大径 で割って無次元化したもの用いた.またアスペ クト比は, D_{max}/Y_{max} の値を用いた.

これより分かることをまとめると,



Fig. 4. 4 Timeseries of neck width, aspect ratio, position of center mass.

- (1) アスペクト比をみることにより, Fig. 4.2 における③の場合に,x軸方向への成長 から,y軸方向への成長へと切り替わっ ているということがわかる.つまり③よ り前の段階では「横長」であり,③より あとの段階では「縦長」になっている.
- (2) ネックに関しては、気泡発生時にもっと も大きくなり、それ以後漸減しているこ とがわかる.
- (3)重心に関しては、飽和温度のときには気 泡離脱まで常に上に上がりつづける

ということがわかる.次に,熱流束を変えた ときの時系列変動の変化について述べる.

Fig. 4.5は, *Q*_{laser}が 2.44 W のときの時系列変動, **Fig. 4.6**は*Q*_{laser}が 5.7 W のときの時系列変動である.見易さを考慮して,温度変動だけグラフのレンジを変えてある.



Fig. 4. 5 Timeseries at $Q_{laser} = 2.44$ W.

一つのピークについてそれぞれみてみると, *Q*_{laser}が高いときには、低いときに比べて温度が 最大点に来る状態(③)になるのが早い.つま り、横への成長から縦への成長に変わるときが 早いということが分かる.アスペクト比を見る と明らかである.*Q*_{laser}が低いときには、だらだ らとあがっていくのにたいして、高いときには 一度変極点を迎えたあと急激に y 方向へ成長し ている.この変極点で温度が最大になっている ことが分かる.考えられる理由としては、与え ている熱量が高いため気泡径が大きくなるの で、浮力が大きくなるため、上への上昇力が高 くなるということが挙げられる.



Fig. 4. 6 Timeseries at Q_{laser} = 5.7 W.

<u>4.1.2 サブクール時</u>

次に, Q_{laser} が同じ時に、サブクール度を変えてたときの時系列変動について示す.

Fig. 4.7は, Q_{laser} は 3.76 W で, サブクール度 を 3 ℃にして実験したものである.サブクール 度が高くなると,気泡は振動してから離脱する ようになる.この場合,一回振動してから離脱 する.飽和温度のときと同様に各段階について 説明する.

- 気泡が発生した状態.ネック幅が広がる ことにより、ミクロ液膜蒸発が起こり、 温度が下がる.
- (2) までネック幅が広がりきったところ. 温





(3) Y 軸方向へ伸びきったところ.これ以降 また横方向に伸びはじめる.またミクロ 液膜部分が広がるため,温度が下がり始 める.

- (4) 再度,横に広がりきったところ.また, Y 軸方向に成長し始める.同時に,dry area になり,温度が上昇し始める.
- (5) 温度が最高点になり、体積も最大値をと る.
- (6)離脱して、バルク流体が流れ込み温度が 下がり始める.

以上のように、ネックが広がることで温度が 下がるという、ミクロ液膜蒸発が測定できてい ることがわかった.これは、サブクール度が高 くなると気泡径が小さくなると同時にネック幅 が小さくなるため、測定点が、ネックの外側で かつミクロ液膜蒸発がおこる範囲に存在できる ためであると考えられる.逆に、飽和温度時に は、ネック幅が広いため、測定点がネックの内 側に入ってしまい、すぐに dry area になってしま うと考えることができる.

同様にしてサブクール度を上げたときの時系 列変動を示す. Fig. 4.8 は, *Q*_{laser} は 3.76 W で, サブクール度を3℃にして実験したものである. Fig. 4.9は同様にサブクール度を3℃にして実験 したものである. これより,サブクール度を上 げていくと振動する回数が増えることがわか る.およそ,サブクール度が3℃のときは1回 振動,4℃のときは4回振動,5℃のときは6回 振動,6℃で7回,7℃で8回という現象がみら れた. また,表面温度は気泡の離脱だけにより 減少するのではなく,気泡の振動によっても減 少することがわかる.また,振動時には,気泡 の体積,ネック幅が変わらずアスペクト比,温 度だけが変わっている.

これより,振動しているときには,気泡部分のみが振動していることがわかる.このとき気泡への熱入力と凝縮による熱出力のつりあいの中で,たとえばバネマス系などでモデル化でき



Fig. 4.8 Time series at ΔT_{sub} =4 °C.

る可能性を示している. この二つのサブクール 度における重心位置の振動を **Fig. 4. 10** に示す.

これより重心は,振動しながらだんだん Y 軸 方向に成長しているということがわかる.

<u>4.1.3 Twin Cavity</u>

Twin Caviy についても同様に温度変動と体積 の時間変動をおうことができる.しかし,それ ぞれ Single Cavity で追った変動と同じである.各 キャビティ間隔 S について述べると,

- (1) S=1 mm の場合, 左右のキャビティでの横 方向の合体が頻発するため, ビデオ解析 することができない.
- (2) S=2,3 mm の場合には,振動の周期が速 すぎて放射温度計の測定では,一気泡あ



Fig. 4. 9 Time series at ΔT_{sub} =5 °C .



Fig. 4. 10 Center mass position at ΔT_{sub} =4, 5 °C

たり2,3点になってしまい評価が非常に 難しい.

- (3) S=4 mm の場合には、左右のキャビティ で、Single と同じような挙動が見られた.
- (4) 6,8 mmの場合には、レーザ強度ガウス 分布の端にあたる部分でもあり、温度変 動の値が小さく判断が難しいが、基本的 に Single と同じ挙動を示す.

となる.

ここで、Single Cavity では見られなかった、待 ち時間がある場合についてのみ示すと Fig. 4. 11 ようになる.これは、S=2 mm における低熱流束 のときの時系列である.そのほかの S や熱流束 では、Single Cavity のときと同様に待ち時間はほ とんど見られず気泡離脱後すぐに次の気泡が成 長しはじめるという現象が見られた.



Fig. 4. 11 Time series at S=2mm, Q_{laser}=1.87W.

待ち時間の間に温度が上昇し、気泡が発生す るとミクロ液膜蒸発により温度が下がる、とい う理論で示した通りの結果を示した.

<u>4.1.4 分岐図</u>

サブクールに関してのみ分岐図をとった.実 験としては、飽和状態でレーザをあてて発泡さ せる.その状態のまま自然冷却により沸騰容器 内の温度が下がることを利用した.15分ほどま っと、飽和温度からサブクール度6℃下がる.こ のときの温度データのみを取得し、キャビティ 直下の温度の時系列変動を用いて分岐図をかい た.

Fig. 4. 12 に Single Cavity で, *Q*_{laser} が, 4.4 W のときの分岐図を示す.



Fig. 4. 12 Bifurcation of single cavity.

これより, サブクール度をあげていくと 99 ℃ あたりから基本周波数が 2 分岐していることが わかる. さらにサブクール度をあげたときの周 波数は, 振動の周波数に変わっていると思われ るが, 温度変動の周期としてはあまり変わらな いということができる. また, Twin Cavity の場 合 に つい て も 同様の こ と を お こ な っ た. Fig. 4. 13 は, S=4 mm, Q_{laser} が 4.45 W のときの



Fig. 4. 13 Bifurcation of Twin cavity, S=4 mm.

結果である.

95 ℃の以降, 発泡がとまっている. また, Signle のときと同様に周波数が上がっていく現 象がみられた. 干渉の影響により温度変動がす くないため, Single ほどはっきりした分岐は確 認することができない. いづれにせよ, Video を 同時にとることができないため, 詳しく現象に ついて調べるのは難しいので, さらなる実験が 必要である.

4.2 気泡の挙動

今まで、一つのキャビティに注目して時系列 変動について考察してきた.ここでは、Twin Cavityにおける気泡の挙動について述べる.

<u>4.2.1 離脱周期と離脱気泡径</u>

Twin Cavity において,左右から出る気泡の挙 動はかなり異なる.しかし,ここではキャビティ 間隔 S による違いに着目するため,すべての平 均を取って議論を行なう.高速度ビデオカメラ の映像の1 sec 間内において,まず,左右それぞ れのキャビティについて,離脱時間,離脱気泡 の最大径を計測し,平均をとる.さらに左右の キャビティにおける値の平均をとることで各 S の離脱周期と離脱気泡径を求めた.パラメータ として,熱流束を変えて実験を行なった.ただ し,S=1 mmの場合は,左右の合体が低熱流束で も発生し,画像解析の精度が悪いためデータを 省いてある.

Fig. 4. 14 に,上記の方法で求めた平均気泡離 脱径と平均離脱周期を示す.比較のために Single Cavity の実験のデータを載せてある.

まず、平均離脱気泡径についてみてみると一 般に Single Cavity の場合に比べ, Twin Cavity の 方が気泡径が小さくなるということがいえる. この理由の一つとしては、レーザ強度がガウス 分布しているため、中心の熱流束がどうしても 高くなってしまう. そのため Sigle Cavity の場合, 最も熱量の高い中心にキャビティがあるため気 泡径が大きくなっているという見方ができる. しかし, Single Cavity であたっている熱量と同じ 熱量が Twin Cavity の左右のキャビティにあたっ ているときで比較してみても、気泡径は明らか に Single Cavity のほうが大きいので、単純に熱 量の問題ではないことがわかる.次に考えられ る理由としては, Twin Cavity の場合, 気泡離脱, すなわち潜熱による熱除去以外に,対流の影響 が非常に大きく効いてくる. このため, Single Cavity の場合に比べ同じ熱量でも加熱面温度が 下がり、気泡径が小さくなると考えられる.



Fig. 4. 14 (a)Mean bubble departure diameter, (b)Mean departure frequency.

次に各Sについて考察を行なう.3<S/DであるS=8mmは, Single Cavity に近い値を示している.これは、干渉が少ないということを示している.Single Cavity の場合と同じように、上下の引き込み現象はほとんど発生していないので、径が同じような値になる.また、S/D<1であるS=2mmで気泡径が最も小さくなっているのは、上下の引き込みに加え左右の合体も起こるため、非常に体積が小さい段階で離脱するためで

ある.1<*S/D*<3である S=3,4,6 mm では,上下 の引き込みのみおこるため,径の大きさは中間 になる.この範囲内での気泡径の大小は計算に より換わる可能性があり絶対値に関しては信頼 がおけない.ただし,傾向は変わらないといえ る.

次に周期に関して述べる.離脱周期は Single CavityよりもTwin Cavityで全体的に非常に早く なっているということが分かる.S/Dにおける 大小関係は,先ほどの離脱気泡径と同様に縦方 向と横方向の引き込み現象によって説明でき る. また, Heat Flux を上げていくと, 3.3 W あ たりまでは順調に離脱周期は早くなるが、3.3W を超えると離脱周期は安定領域にはいる. ビデ オ画像と比較してみると、3.3Wまでは孤立気泡 域であり、気泡の引き込みは起こっていない. そ れ以降では縦方向の合体がおこり、気泡が成長 してすぐに前気泡と合体してしまうため、離脱 周期が安定した値をとる. ということがわかっ た.この,合体により周期が遅くなるという現 象は, J. Bonjour et al. の論文 [12] でも同じ現象 について記載されている. このため現象の理解 として正しいのではないかと思われる.また,離 脱径と同様に1<S/D<3の領域での大小につ いて比較するのは難しいが、S=4 mmの場合に離 脱速度が比較的遅いということができる.

Fig. 4. 15 は,離脱径と周期を*S*/*D*によってまとめたものである.

Spacing と気泡径,離脱周期が線形の関係になると仮定すると,S=6 mm の場合だけ大きくずれていることが分かる.これは,干渉において,ただキャビティ間距離を近づければ離脱周期が早くなるというように単純にはいかずに,なんらかの別の働きがあるものと考えることができる.

以上よりわかったこととしては、



Fig. 4. 15 Mean bubble diameter and departure frequency for each cavity spacing.

- (1)離脱気泡径,周期に関してはS/Dによって3つの領域に考えることができ,それは合体(縦,横)によって決まる.
- (2) Sと離脱周期,気泡径は単純に線形な関係とは一概にはいえず何らかの別の効果がある.

<u>4.2.2 離脱体積と標準偏差</u>

次に、気泡の離脱体積について述べる. Fig. 4. 16 (a)に熱流束をパラメータとした気泡離 脱体積を示す.離脱気泡径,離脱周期と同様に 1 sec 間の平均をとった.また,(b)に体積の標準 偏差をとったものを示す.

基本的に、傾向は離脱径と周期の傾向と同じ であり、Single Cavity の場合 Twin Cavity に比べ たときの大きさの差が拡大している. Spacing に よる違いとしては、2,6,3,4,8 mm の順に大きく なっている.ことがわかる.また、S=2 mm は, ほかのものと異なり、熱量を上げていっても気 泡体積はあまり変化しない.これは、合体によ り最も大きくなれる体積が確定してしまってい て、その体積を超えると(最大半径が 2 mm を



Fig. 4. 16 Mean bubble departure volume.

超えると)すぐに合体してしまうためであると 考えられる.また,標準偏差についてみてみる とそれぞれ熱流束をあげるごとにばらつきの度 合いが上がっていることがわかる.3.3 W 以上の あたりから,引き込み現象がおこるため急激に ばらつきが拡大している.

Fig. 4. 17に*S/D*をパラメータとした離脱気泡 体積を示す. S=2 mm の場合, 平均体積が 2.7 mm³ であるのに対して, 標準偏差が 3 程度ある ため, 引き込みによる体積のばらつきは非常に 大きいということがいえる.



Fig. 4. 17 Bubble volume for each S/D.

<u>4.2.3 遅れ時間</u>

左右のキャビティからの離脱時間を用いて, 遅れ時間を計測した. *Q*_{laser}=2.5 W のときを Fig. 4. 18 に, *Q*_{laser}=2.5 W のときを Fig. 4. 19 に 示す.

遅れ時間とは、片方のキャビティから気泡が 離脱したあと、もう片方のキャビティから気泡 が出るまでの時間である.左右のキャビティに ついて遅れ時間をとって数の分布を取ることに より、左右のキャビティでの偏りや、周期など がわかる.グラフでは、+側に右側のキャビティ から見た遅れ時間、- 側に左側のキャビティか らみた遅れ時間をプロットした.

まず, Fig. 4. 18 について説明する. このとき, すべての S について, 合体せずに沸騰している 孤立気泡域である. これより, キャビティの Spacing を離すほど, 分布がなだらかになってい ることがわかる. つまり, 干渉の影響が少なく なっているということが分かる. また, S=6 mm と S=8 mm の場合には, 右側に偏っている. す なわち, 右から出る気泡の数のほうが多いとい うことになる. ほかの熱流束における遅れ時間



Fig. 4. 18 Time delay at Q_{laser} = 2.4 W.



Fig. 4. 19 Time delay at Q_{laser} = 3.3 W.

をとってみても,孤立気泡域では,左右からの 発泡の数に差があることが多い.また,S=2mm では左右均等に分布してかつ,遅れ時間が短い ことが分かる.互いに干渉しあう力が非常に強 いためであると考えられる.

次に, Fig. 4. 19 について説明する. この熱流 束では, すべての S について縦方向の合体が始 まる領域である. そのため, すべての S につい て内側に偏っていることが傾向としていえる. また, 合体が始まりだすと遅れ時間は左右対称 になることが分かる. すなわち, 左右での離脱 気泡数差が少なくなるということである.

Judd et al. はこの遅れ時間差からガンマ分布で フィッティングして形状係数 (Shape parameter) を計算して相互干渉の影響を分類した.本実験 系では、わずか 1 sec (1000 frame) のデータの解 析のみのためデータ点数が少なく、フィッティ ングカーブの精度が低い可能性があるが、ガン マ分布でのフィッティングをかけることを試み た. 先述した遅れ時間のグラフにおいて左右の 和をとりその分布から、平均、分散を計算しガ ンマ分布を計算した.

それぞれ式は次のようになる.

$$\bar{x} = \frac{\sum xy}{\sum y} = \frac{\alpha}{\lambda} \tag{4.1}$$

$$\sigma^{2} = \frac{\sum y(x-\bar{x})^{2}}{\sum y} = \frac{\alpha}{\lambda^{2}}$$
(4.2)

$$f(x) = \frac{\lambda^{\alpha}}{\Gamma(\alpha)} x^{\alpha - 1} e^{-\lambda x}$$
(4.3)

ここで, \bar{x} は,重みつき平均であり, σ^2 は分散 である.また,式 (4.3) はガンマ分布の式であ る.また, $\Gamma(\alpha)$ はガンマ関数を示している.

以上の式より,遅れ時間をガンマ分布で

フィッティングすることを行なった.Judd et al. のいう Shape parameter, $\alpha \geq S/D$ のグラフを Fig. 4. 20 に示す.また, Fig. 4. 21 は, $Q_{laser} = 2.5$ W のときの遅れ時間とガンマ分布フィッティン グカーブであり, Fig. 4. 22 は, $Q_{laser} = 3.3$ W の ときのものを表している.



形状係数のグラフは1<*S*/*D*<3で,α<1に ならないという点以外はJudd et al. らの研究報告 と同じような形を示した.すなわち,*S*/*D*<1に おいてα>1になる.つまり,ガンマ分布のカー ブが「とがる」ということになる.また, *S*/*D*>3では,αは1に近づく.結果が異なる点 である1<*S*/*D*<3の領域に関して,Judd et al.の いう"inhibitive"の領域がないということになる. これは,自然沸騰面と人工加工面の違いであり, 本実験で用いた表面では待ち時間がなく発泡す るなど,条件が違うということが理由としてあ げられる.自然沸騰面の場合,比較しているキャ ビティ以外からも発泡するが,人工加工面では, 2つのキャビティからしか発泡が起こらない.こ のため,キャビティが独立に発泡するといった



Fig. 4. 21 Gamma fitting curve at Q_{laser} =2.5 W.



Fig. 4. 22 Gamma fitting curve at Q_{laser}=3.3 W.

場合に,自然沸騰面ではキャビティ間にたくさ ん気泡が存在しているのに対し,人工面では,純 粋に二つの気泡の干渉を測定することができる という点に注意する必要がある.

<u>4.2.4 離脱気泡の挙動</u>

高速度ビデオカメラの画像を観察することに より,各Sについて離脱気泡の挙動に特徴があ ることがわかった.以下にそれぞれのSについ ての図を示す.



Fig. 4. 23 Behavior of detached bubbles, 1 mm.



Fig. 4. 24 Behavior of detached bubbles, 2 mm.



Fig. 4. 25 Behavior of detached bubbles, 3 mm.



Fig. 4. 26 Behavior of detached bubbles, 3 mm.



Fig. 4. 27 Behavior of detached bubbles, 4 mm.



Fig. 4. 28 Behavior of detached bubbles, 6 mm.



Fig. 4. 29 Behavior of detached bubbles, 8 mm.

各Sについて説明を行なう.

- (1) S=1 mm の場合,気泡は成長してすぐに合体し、合体した気泡はそのまま上に上昇する.
- (2) S=2 mmの場合、低熱流束時には孤立気 泡領域である.このとき、気泡は離脱後 左右に分かれて上昇する.高熱流束の場 合、気泡は左右で合体する.
- (3) S=3 mmの場合、2 mmのときと同様に左右に分かれて上昇する場合がある.とくに気泡が交互にでるときにこのような挙動を示す
- (4) S=3 mm の場合,一度真中に両気泡が近

づいた後,反発して左右に分かれる.こ れは,同時に気泡がでるときにこのよう な挙動を示す.

- (5) S=4 mm の場合, (4) の場合と同様の挙動 を示す.
- (6) S=6,8 mm の場合,気泡は Single のとき のように,まっすぐ上に上昇していく.

以上のように、キャビティ間隔 S により離脱 後の気泡の挙動が異なることがわかった.これ より、表面近くの流れの予測の端緒が得られた ということができる.詳しくは可視化するなど の方法が必要ではあるが、気泡の挙動を観察す ることでも何らかの手がかりになるということ が分かる.

<u>4.2.5 リターンマップ</u>

気泡の離脱間隔のデータを用いて, リターン マップを構成することをおこなった. 通常での リターンマップとは時刻tでの計測値とt+τでの 計測値の関係を表し, その系が周期的であるの か,2値関数系であるのかなど系の構造を見るこ とができる.

ここでは、x 軸に n 番目の気泡の離脱間隔、y 軸に n+1 番目の気泡の離脱間隔をとり、系の構 造を見ることを試みる.ただし、離脱間隔を解 析した時間が 1 sec 間だけであり、発泡点数が少 ないため厳密なことはいえない.ここでは、熱 流束一定 (Q_{laser} =3.3 W)におけるそれぞれのリ ターンマップのみを示し、各 S について熱流束 を変えたものは付録に示す.

Fig. 4. 30 に, Single Cavity におけるリターン マップを示す. Single Cavity の場合熱流束をあげ ていっても引き込み現象はほとんどおこらず, リターンマップは一点になる. すなわち非常に 周期的な挙動を示すということができる.



Fig. 4. 30 Return map, single cavity.

次に, **Fig. 4. 31** に Spacing を変えたときのリ ターンマップを示す.上から順番に 8, 6, 4, 3, 2 mm の場合である.

周期的であるのは、S=8 mm の左側だけで、そ れ以外は点が広がっているということが分か る. この熱流束の領域では上下の引き込み現象 が起こるというのはさきほど述べたとおりであ る. たとえば 6mm, Right などで低い値に固まっ て点が出ている領域と, 平均離脱周波数である 40 msec 近辺の 2 つの領域に分けることができ る. このとき、低い領域にかたまっている部分 の各点は引き込みによって生じる点である.ま た, 左右のキャビティでのリターンマップは非 常に異なった形をしていることが分かる.周期 や気泡径など、それぞれの時間の差に加え左右 の差も非常に大きいため、平均的な違いを追っ てきたが, 各時間における変動を解析すること で何らかの知見が得られる可能性があるが、本 実験ではそこまでは踏み込んでいない.

各 S についてリターンマップを用いて説明す ると次のようになる.

(1) S = 8 mm, 周期的であるキャビティと離脱



Fig. 4. 31 Return Map, twin cavity.

がばらつく場合に分かれることが多い. これは、レーザの照射径と強度分布の関 係上、エネルギが弱い領域にキャビティ があることになり、実験の精度からしょ うがない部分もあるが、ほかの*S*との比 較により,傾向としては,あまり干渉の 影響がないといえる.

- (2) S=6 mm 低熱流束領域以外では 20 msec 以 内の領域にほとんどの点がばらつき安定 して周期が早くなっている.
- (3) S=4 mm 最も周期がばらつきを見せる. どの熱流束領域でも点が固まる領域がな く分布して存在する.ばらつきを干渉の 指標とするならば,最も影響が大きい距 離であるといえる.
- (4) S=3 mm,引き込み現象により周期は一定 以上にあがらず、20 msec 以内の領域に 大体かたまって分布するようになる.
- (5) S=2 mm の場合, S=3 mm のときよりもば らつきが少なく 20 msec 以内の領域にか たまって分布している.

Single Cavity $\Delta T_{sub}=0$ °C, $Q_{laser}=3.3$ W 109 Bubble Contact Area 108 107 107 107 106 -2 0 2 Radius, r [mm]

Fig. 4. 32 Temperature distribution of single cavity at Q_{laser} = 3.3 W.

ΔT_{sub} =0 °C, Q_{laser}=3.3 W Natural Convection 108 8 mm Surface Temperature, T_w [°C] Single Cavity 6 mm 4 mm 104 3 mm 2 mm 10 S = 1 mm-5 0 5 Radius, r [mm]

Fig. 4. 33 Temperature distribution for each S.

こで,熱流束が一定 (*Q*_{laser}=3.3 W) の条件で, 各*S*でのキャビティ直下を通る Scan line 上の温 度分布を Fig. 4. 33 に示す.比較のために,気泡 の発生していない領域,すなわち自然対流熱伝 達のみで除熱が起こっている場合の加熱面裏面 データを載せてある.この自然対流熱伝達のみ

4.3 伝熱面温度

今まで,おもに流体側の気泡挙動を見てきた. ここでは加熱面温度分布からの考察を述べる.

<u>4.3.1 温度影響範囲</u>

まず, Single Cavitry の場合について,気泡発 生により温度の減少する様子を示す.

各時間による温度を3つを同時に表示してあ る.また、気泡の図とはスケールがあうように 設定してある.ネック幅が、1.2mm程度で気泡 径が3.6mm程度である.これより、Single Cavity の場合気泡発生による温度減少は、ほぼ気泡径 と同じぐらいの領域でのみ発生するということ ができる.つまり、ミクロ液膜蒸発が起こる領 域のみ温度が減少するということである.

次に、各*S*について、気泡が発生することで どれだけ表面温度に差が生じるのかを見る.こ



Fig. 4. 34 Differential temperature distribution.

の状態に比べて温度が減少している領域が、気 泡発生による温度減少が起こっている領域であ る. それぞれの S における温度変化は, もっと も温度が減少している場合(時間)のデータを ピックアップしてきたものであり、変化を分か りやすくしてある.全体として中心付近が高く, 端のほう(r=±5 mm あたり)では温度が低く なっている.これは、理論の項でもみたように レーザのガウス分布の影響があるともに、それ 以上に熱の逃げが大きく効いているため真鍮に 近い部分では温度が下がってしまう. そこで, 純 粋に気泡発生による温度減少の効果のみを見る ために、それぞれの r における温度から自然対 流熱伝達時の温度 T_{NC} を引くということを行 なった. 温度減少量でグラフをプロットした図 を Fig. 4. 34 に示す.

これより、Sを小さくすればするほど、温度減 少量は大きくなるということができる.また、 Single Cavity の場合、温度が減少している領域は ネック幅程度であったが、Twin Cavity の場合、 かなりひろい領域(±5 mm 程度)で減少している ということがわかる. この傾向が, レーザ強度 分布の影響ではないことは, レーザ強度がほと んど同じ Single の場合と S=1 mm の場合を比べ たときに, 温度減少量の差に歴然とした差があ ることからいえる.

Twin Cavity にすることで、気泡離脱によりま わりの液体がかき乱され、バルク流体が加熱面 上に流れ込むため温度減少量が大きいというこ とができる.また、4.2.4 章でみたように、S を 変えることで、気泡の離脱後の挙動が異なるこ とから、気泡離脱によって対流が促進されてい るということが考えられる.また、その効果は S を近づけるほど大きくなるということができ る.

<u>4.3.2 熱伝達特性曲線</u>

次に,熱伝達特性曲線について示す.表面温 度は、ラインスキャンによって得られた温度分 布を空間的(1 line)、時間的(3.5 sec)に平均し て求めた.また,熱流束は、アパーチャを通し たあとのレーザのエネルギを用いている.これ は、従来の沸騰曲線の形をとっているが、面の 平均温度ではなく、キャビティを含むライン上 のみの平均温度のため、性質の異なるものであ る.つまり、Sによる変化に注目するため特異な 領域での平均をとって差を拡大して比較を行 なっていることに注意する必要がある.

熱伝達特性曲線を Fig. 4.35 に示す.

本実験での熱流束による実験領域は核沸騰領 域だけであり、従来のように CHF については実 験することは行なっていない.

これより,*S*を小さくするごとに曲線が左にシ フトしていることから,熱伝達特性がよくなっ ているということができる.だいたい,順番の 逆転は起こらず,Spacingの順に効率がよくなっ



Fig. 4. 35 Heat transfer characteristic curve.





ている.また,比較のために自然対流熱伝達の みのときの熱伝達特性曲線も併記しているが, Single Cavity のときにはほとんど自然対流と同 じであるということができる.Twin Cavity で効 率がよくなっているのは,気泡による対流促の 効果によるものである.また,

$$h = Q_{\text{laser}} / (T_{\text{w}} - T_{\text{sat}})$$
(4.4)

の式により, 熱伝達率を計測したものが, **Fig. 4. 36** である. ここで, *T*_{sat} は水の飽和温度で ある. これより, 自然対流熱伝達の熱伝達との 差だけ, Spacing を変えることで熱伝達特性が向 上したということができる.



Fig. 4. 37 Heat transfer characteristic curve and Heat transfer coefficient, Q_{laser}-Q_{loss}.

今までの場合,熱流束には,レーザの出力を そのまま用いたが,本実験系の場合平均6割が 熱の逃げとして真鍮部分へ流れている.よって この熱の逃げを考慮してグラフを書き換えたも のつまり,縦軸の値を,Q_{laser}-Q_{loss} にしたグラ フをを Fig. 4. 37 に示す. Fig. 4. 35 の場合に比べ て傾向はほとんど変わらない.しかし,Spacing による並びの順番が異なり,S=3 mm の場合が最 も高効率であり,次に S=4 mm, 6 mm,2 mm が 同じぐらいの効率になっている.実験の精度の 問題から効率の大小を議論するには,さらに実 験が必要だと思われる.ただし,Q_{loss}を考慮し て熱伝達率を考える場合,必ずしもキャビティ 間隔 S を小さくすれば効率がよくなるというわ けではなく,最適な配置間隔が存在する可能性 は示すことができたといえる.

4.4 伝熱の割合

Twin Cavity にすることで、気泡による対流促進が起こっていることが分かったが、ここでは、相変化による伝熱とと対流による伝熱の比について考察する.

<u>4.4.1 相変化による除熱量</u>

与えた熱量が保存されるとして、レーザ熱入 力がどこに奪われていくかを模式的に表した図 が Fig. 4. 38 である.



Fig. 4. 38 Schematic of heat conduction.

レーザ熱入力は、気泡による伝熱、つまり相 変化による伝熱 Q_{bubble} と、対流による伝熱 Q_{conv} 、 熱の逃げ Q_{loss} に大まかに分けられる.また、ミ クロ液膜蒸発による伝熱もあるが、分類するの が難しいため Q_{conv} の中にいれて考えることに する.式で表すと次のようになる.

$$Q_{\text{laser}} = Q_{\text{bubble}} + Q_{\text{conv}} + Q_{\text{loss}}$$
(4.5)

$$Q_{\rm conv} = Q_{\rm microconv} + Q_{\rm enhancedconv}$$
 (4. 6)

まず,相変化による伝熱の項を計算する.気 泡の体積を計算することで相変化の伝熱量を求 める.計算には次式を用いた.

$$Q_{\text{bubble}} = \sum V_b h_{fg} \rho_v \qquad (4.7)$$

ここで、 V_b は個々の気泡の体積、 h_{fg} は蒸発熱、 ρ_g は蒸気の密度である.計測時間は 1 sec 間である.

上記の式を用いて、 Q_{loss} を考慮して Q_{bubble} を 計算した結果を**Fig. 4. 39**に示す.また、 Q_{bubble} の値を Q_{bubble} - Q_{loss} で割ることにより、割合で表 した図を**Fig. 4. 40**に示す.このとき、残りの伝 熱量は対流による熱伝達である.**S**=1 mm の場合 は、計算の精度に問題があるため載せていない.



Fig. 4. 39 Heat transfer with bubble.

これより,熱流束をあげると基本的に相変化 による伝熱量の割合が増えることが分かる.S=2



Fig. 4. 40 Ratio of heat transfer with bubble.

mm の場合のみ,この実験における高熱流束領 域において熱流束を高くしてもQbubbleが大きく ならない.これは,左右の合体が起こる領域と 合致している.つまり,気泡が大きくなりきる 前に合体してしまうため,気泡の体積が与えて いる熱量に比して大きくならないからであると いうことができる.ただし,左右の合体が起こ る領域では,体積の計算プログラムの問題上背 精度がその他の孤立気泡や縦方向の合体時にく らべ落ちるため,注意が必要である.そのほか のSでは,すべての熱流束領域でほとんど同じ 値,傾向をしめすことがわかる.また,正味の 熱入力に対する割合では,8,4,3,6 mmの順に上 からQbubbleの割合が多いことがわかる.

<u>4.4.2 対流伝熱による除熱量</u>

また, つぎに, 対流伝熱について述べる. Fig. 4. 41 に, Q_{conv}の図と, *S/D*をパラメータに して記述した図を示す.

これより,対流熱伝達も熱流束をあげるごと に値があがり,割合としては S を小さくするご とに対流伝熱促進の割合が大きくなっていくと



Fig. 4. 41 Heat transfer with convection.

いうことができる.よって,近づけていくと気 泡によって流れがかき乱される影響が強くなっ ていくという傾向があることがわかった.また, 左右の合体が起こる場合,合体しているときに, 合体泡のしたの領域で,ミクロ液膜蒸発がおこ り,通常の単気泡に比べのミクロ液膜がおこる 面積が広がって,伝熱量が拡大する^[12]という 研究もあるが,この結果からは詳しいことはい うことはできない.ただし,S=2 mmの場合に, Q_{bubble}は,気泡径と Spacing の関係からある一 定量より大きくなることができないが,対流熱 伝達の量は他の S と同じように増加しているた め,なんらかの関係があるのではないかとも考 えられる.

4.5 相関係数

体積と温度変動の時系列データを用いて、そ れぞれについて、キャビティ間における相互相 関係数を計測した.

相関係数の定義として,次の式を用いた.

$$r_{xy} = \frac{\sum (x_i - \bar{x})(y_i - \bar{y})}{\sqrt{\sum (x_i - \bar{x})^2} \sqrt{\sum (y_i - \bar{y})^2}}$$
(4.8)

 $-1 \le r_{xy} \le 1 \tag{4.9}$

ここで、データは $(x_1, y_1), (x_2, y_2) \cdots (x_n, y_n)$ となっている.

本実験では、データとして、左右のキャビティ 直下の温度(T_{left} , T_{right})のデータ列と、体積の (V_{left} , V_{right})のデータ列をもちいて、それぞれに ついて相互相関係数を計算した.



Fig. 4. 42 Mutual correlation between two cavities, T_{left}-T_{right} and V_{left}-V_{right}.

Fig. 4. 42 に計算結果を示す. 横軸には *S/D* を とってある.

各点は熱流束を変えたものにあたる.また,各 熱流束において気泡径が異なるため,求めた平 均気泡径を用いて *S/D* の値を決めた.

これより,温度変動の相互相関係数に関して はSを小さくするごとに相関が高くなっていく ことが分かる.S/D<1においては,気泡は合体 により左右同時に離脱する頻度が高いため,温 度の相関が高くなると考えられる.また,体積 に関しては,1<S/D<3のときに相関が負の値 をとる.これは,左右で交互に離脱することが 多いためであると考えられる.また,S/D>3の ときには,干渉の影響がどちらもほとんどない ので,左右が独立に発泡しているということが わかる.

ただし,体積の時間的分解能が1msecであり, 温度変動の分解能は3msecであるため精度とし て体積のほうがいいはずであるが,体積の場合, 計算の誤差が含まれるため,絶対値で比較する のは難しい.また,温度のほうも,放射温度計 の分解能3msecに対して,気泡の離脱間隔が20 msecであるため,精度が悪い可能性がある.以 上のことにより,相関に関しては,さらに実験 を重ねる必要があると思われる.

4.6 マルチキャビティ

今まで Twin Cavity においてキャビティ間隔 *S* を変えることにより気泡挙動や加熱面温度変動 における差異をみてきた.ここでは実際の沸騰 面として,今まで検証してきた *S* の値を用いて マルチキャビティを製作して沸騰挙動を観察す ることにより,実際の人工沸騰面をデザインす る際に何らかの指標を与えることを目的として いる. 2.2.4 章に示すマルチキャビティ人工面を用い て, Twin Cavity と同じ実験装置で実験を行なっ た.ただし,熱入力として YAG レーザではなく 半導体レーザを用いているが,基本的な性質は 同じである.

実験を行なった表面について説明を行なう. 実験には以下の4つの表面を用いた.

- キャビティ間隔S=1 mm,格子状に11×11個 配置.
- (2) キャビティ間隔 S=2 mm, 格子状に 7×7 個 配置.
- (3) キャビティ間隔 S=4 mm, 正六角形の頂点 とその中心に7 個配置 (Honycomb 構造).
- (4) キャビティ間隔 S=20 μm, 格子状に201×201 個配置.

キャビティ間距離 S を用いて, それぞれ, 名称を S1, S2, HC, S20 と呼ぶことにする.

実験においては、沸騰曲線を描くために放射 温度計で加熱面裏面の面スキャンをするととも に、高速度ビデオカメラで、角度をつけて加熱 面をできるだけ高い位置から撮影した.高速度 ビデオカメラの画像から、Single, Twin Cavity の 場合のように気泡の体積や離脱周期を画像解析 して計測することは困難なため、ビデオ画像か ら、一コマーコマ各キャビティからの気泡離脱 時間を追うことを行なった.この方法で、S1、S2 の低熱流束領域でのみ離脱時間の計測が可能で あった.

これらの計測方法を用いて行なった実験につ いて,各表面ごとに考察を行なう.ここでの議 論において,キャビテイが活性化しているとは, 気泡発生量が多いという意味で用いている.

<u>4.6.1 S1 (S=1 mm) における沸騰挙動</u>

Twin Cavity のときにみたように, 通常 S=1 mm

の場合,隣り合ったキャビティから気泡が出る 場合必ず合体が起こってしまう.まず,計測で きた範囲の熱流束において,各キャビティから の2 sec間における離脱気泡数の分布をFig. 4.43 に示す.

現象をみた上での傾向を列挙すると以下のよ うになる.

- (1) レーザ強度のガウス分布により、中心付近の熱流束が最も高い値を示すと考えられるが、どの熱流束においても真中のキャビティからはほとんど気泡離脱が発生せず不活性になっている.
- (2) カットオフディスタンス*l*ⁿが存在する可能性がある.カットオフディスタンスとは、ある活性の高いキャビティから、ある距離*l*ⁿまでに存在するキャビティにおいて活性化しているキャビティ数が少ないという距離のことである.この場合、最も近い距離(1 mm)のキャビティの活性度が低いことが分かった.
- (3) 気泡離脱数の多いキャビティは、ある間隔をもって分布している.観察の結果、ある活性の高い(気泡離脱数の多い)キャビティから、およそ S=√5 mm 程度の間隔離れた位置のキャビティの活性度が高いことがわかった.
- (4) 熱流束をあげると、通常の考え方では、 気泡離脱数が増えると考えられるが、実際には、高熱流束で離脱気泡数が減少するキャビティが存在した。

また,離脱気泡が計測できる範囲でもっとも 熱流束の高いとき (Q_{laser}=3.8 W, (d)) について, さらに解析を行なった.

もっとも気泡離脱数の多いキャビティ(2-S5)



Fig. 4. 43 Distribution of bubble departure number at S=1 mm, S1.

を基準に取り、そこから S 離れた位置での平均 気泡離脱数を計測した. 複数キャビティがある 場合、平均を取ってキャビティあたりの気泡脱 数をとった. 図を Fig. 4. 44 に示す. 離脱気泡径 は、画像から平均的に求めた 2 mm の値を用い た.



Fig. 4. 44 Mean number of departure bubbles.

これより, *S/D*が 1.1 ($l_n = \sqrt{5}$ mm) のときもっ とも平均気泡離脱数が多かった.それより近い 場合離脱数は少なくなる. Twin Cavity の実験よ り, *S/D*>3 のとき,キャビティは独立であった ことを考えると, *S/D*=3 あたりでのピークに関 して,影響を与えている可能性は低いといえる. これより,キャビティはあまり近づけすぎると 気泡発生能力が低下することがわかる.そのた め適度な距離を離すことで相互に活性化するよ うなキャビティ配置の存在の可能性が示され た.つまり,ただ密にキャビティを配置すれば いいというものではないということである.

また,これより真中の熱流束が最も大きい領 域から気泡がでない理由として,最適なキャビ ティ間隔分離れた位置で活性化キャビティが存 在すると仮定したとき,たとえば真中に活性化 キャビティがあるとすると、対の活性化キャビ ティをとるときにレーザ半径(6 mm)の限定条件 から最適なキャビティ間隔をとるための距離が 足りない.そのため真中に活性化キャビティが 存在できないという可能性がある.また、真中 から気泡が出ないという現象はS20 (S=20 µm)の 沸騰面でもみられたため、現象として確実に存 在する.キャビティが活性化する際に、何らか の安定状態になって真中から出ないという活性 化キャビティ配置状態になったと考えられる.

他に考えられる理由としては,低熱流束時に 気泡がまわりから出始めた場合,中心部分では 気泡離脱により流れがかき乱されて温度がさが りキャビティが活性化できないという可能性も ある.しかし,本実験では,S1の実験時に低熱 流束状態を観察しなかったため,どのような推 移で周りから発泡が始まったのかを調べること ができなかった.これは今後の課題である.

<u>4.6.2 S2 (S=2 mm) における沸騰挙動</u>

次に、S2の表面を用いた実験について述べる. S1のときと同様に離脱気泡数分布をとった図 を Fig. 4. 45 に示す.

これより,熱流束を上げると活性化するキャ ビティ数が増えるとともに,それぞれのキャビ ティからの発泡数も増えることが分かる.また, S1 の場合と異なり,真中からも気泡発生が起 こっていることが分かる.また,それぞれのキャ ビティで不活性なものはなくみな均等に気泡が 出ているということがわかる.

次に,各熱流束においてすべての気泡発生数 の和をとったグラフを示す.

これより,離脱気泡の総数は S2 (S=2 mm)の ほうが S1 (S=1 mm)よりも多いことが分かる.こ れは,合体により離脱周期が抑えられるためだ



Fig. 4. 45 Distribution of bubble departure number at S=2 mm, S2.



Fig. 4. 46 Total bubble departure number.

と思われる.よって、本実験での熱流束領域に おいて、気泡をできるだけ多く出したいといっ た場合、S2のほうが適したデザインであるとい うことができる.

4.6.3 沸騰曲線

Twin Cavity の実験と異なり,通常の沸騰の研 究で用いられる沸騰曲線を描くことができる. ここでは,キャビティ配置による伝熱特性の差 を明らかにすることを試みた.

加熱面裏面温度を,放射温度計により面ス キャンすることで計測し,Si部分のみの温度の 平均をとることで平均表面温度を計測した.ま た,平均は3 page分(約2.1 sec)の温度データ を用いて計測した.通常,過熱度は加熱面温度 から飽和温度を引いて求める.しかし,本実験 系において放射温度計の測定誤差の問題がある ため,同様の方法で過熱度を求めた場合,かな り低い値になってしまう.たとえば,加熱面上 面が飽和温度の場合でも,レーザを当てていな いときの加熱面裏面温度は97℃程度と出力され てしまい,100℃以下で沸騰しているなど,普通 ならばありえない値を示す.この原因としては, 放射温度計は、周りの環境からの反射を入力/ イズとして拾ってしまうとともに、加熱面にお ける熱の逃げが非常に大きいためであると考え られる.そこで、レーザを当てていないときの 加熱面裏面温度を基準にとって沸騰曲線を描く ことを試みた.よって横軸の絶対値には信頼性 が低いといわざるを得ないが、相対値としては 正しいといえる.また、同じ計算方法により沸 騰曲線を描いているため、各人工表面における 沸騰曲線の比較から得られる結果は正しいと考 えられる.

本実験で計測した表面の沸騰曲線を Fig. 4. 47 に示す.



Fig. 4. 47 Boiling cueve.

理論値は,西川一藤田の固体 - 水系の核沸騰 熱伝達整理式式 (4.10)によった.

$$q = 34.8\Delta T^{2} \tag{4.10}$$

また,比較のために自然対流熱伝達のみで気 泡が発生していないときの曲線も併記してあ る.

これより分かることを列挙する.

- (1) S2 とハニカムは計測した熱流束領域にお いて勾配がほぼ等しい.
- (2) S1 は他の 2 つの曲線よりも勾配が急であり、伝熱特性がよいといえる.
- (3) 計測領域において、ハニカムよりも S1、S2 のほうが熱伝達性能が高い.
- (4) 熱流束が 60 kW/m² のあたりで,S1 と S2
 は交わり,60 kW/m² 以下では S2 のほう
 が熱効率が高いが,60 kW/m² 以上では
 S1 のほうが伝熱特性が良くなる.
- (5) すべてのキャビティ配置面は,水一固体 系の理論式,自然対流熱伝達の曲線より も大幅に伝熱特性が向上している.

以上のことが得られた.

S1とS2で沸騰曲線が交差するという現象は、 同じ実験装置において、2回同じ現象がみられた ため、再現性がある現象であるということがで きる.この交差点付近での気泡の挙動は周期が 早すぎて追うのが不可能なため,厳密な議論は 難しい. ただし, 熱流束が同じ状態 (Q_{laser} = 3.6 W)のときに、キャビティ活性率A/NをとるとS1 が22%, S2が38%であった.ここで、キャビ ティ活性率とは、レーザ径の中に存在するキャ ビティ数で、活性化しているキャビティ数を 割った値である. 高熱流束領域(60 kW/m² 以上) では、S1 と S2 のキャビティ活性率が同じぐら いか逆転しているということが考えられる. キャビティの数は圧倒的にS1のほうが多いため 高熱流束領域でS1のほうが性能が高くなるとい うのは、従来の人工キャビティを用いた研究の 結果とよく合う.しかし、低熱流束ではS2のほ うが効率がいいという現象は非常に面白い.

この事実に関しては, Bonjour et al^{-[12]} が説明 を試みている. 気泡離脱による温度影響範囲(気 泡径の2倍程度の径)が,重なりすぎても離れ すぎてもいけない. ちょうど接するぐらいで キャビティ間隔をあけると最もよい熱効率が得 られる.また横方向の合体泡ができることによ りミクロ液膜蒸発面積が拡大するということを 述べている.

本実験では、キャビティ間隔が近すぎる場合 が S1 であり、遠すぎる場合がハニカムである.

以上の事実により,必要な熱流束の値によっ て,多くキャビティを敷き詰めたほうがいいの か,それとも最適な配置間隔で敷き詰めたほう がいいのかが変わるという可能性を示すことが できたといえる.

マルチキャビティ面における今後の課題とし ては、現在の人間の手によって離脱挙動を追う 方式には限界があり、低熱流束領域でのみしか 現象を見ることができないので、新たな手法を 確立する必要があるといえる.

56 人工キャビティを用いた機能性沸騰面の創製

第5章結論

5.1 結論

シリコンウエハ上に MEMS 技術を用いて人工 的に直径 10 µm, 深さ 80 µm のキャビティを製 作し、キャビティの配置位置により、Signle Cavty, Twin Cavity (Cavity Spacing S = 1, 2, 3, 4, 6, 8 mm) の7 つの表面を用いて実験を行なった. 実 験条件は大気圧,蒸留水で,加熱方法として YAG レーザを用い, 高速度ビデオカメラと放射温度 計を同期させて計測を行なった. キャビティ間 隔を変えることで,離脱周期,気泡径などの気 泡側の挙動,温度分布などの加熱面温度の挙動 を調べることでキャビティ間の干渉の強さ、伝 熱特性を調べた.ここで、キャビティ間隔 S を 離脱気泡径 D で割った無次元数S/Dを用いて 3 つの領域に分けて議論を行なう. すなわち, S/D < 1 (S=1, 2 mm), 1 < S/D < 3 (S=3, 4, 6 mm), 3 < S/D (S=8 mm) の3つの領域である. 実験により、以下の知見が得られた.

(1)温度と体積の時間変化により時系列変動 に関して物理的考察を行なった.まず気 泡発生時に固気界面の面積が広がり気泡 成長する領域でミクロ液膜蒸発が起こっ て表面温度が下がり,表面上が乾くとと もに温度が上昇する.また,固気界面の 面積が狭まり離脱領域に入るとともに周 囲流体が流れ込み温度が下がり,その後 温度境界層が回復するとともに温度が上 昇する.

- (2) サブクール時に、気泡は加熱面上で振動 してから離脱する.また、その振動数は サブクール度が高くなるとともに多く なっていく.
- (3) サブクール度が高くなると気泡の離脱周期は長くなるが、気泡の振動数があがっていくため、温度変動の振動数自体はあまり変化しない.
- (4) 離脱気泡径は、熱流束を上げると大きく なり、Twin Cavity の場合 Single Cavity に 比べて総じて小さくなる.また、熱流束 を上げると径は大きくなる.3<S/Dでは Single に近い大きな値をとり、S/D<1で は上下、左右で合体が起こるためもっと も小さな値をとる.1<S/D<3では、先 行気泡との合体が起こり、その中間の値 となる.気泡径が小さくなることに関し ては、Twin Cavity の場合加熱平均温度が 低くなるためともいえる.
- (5) 離脱周期は、Twin Cavity の場合 Single Cavity に比べて総じて速くなる.また、 気泡径と同様に、S/D<1、1<S/D<3、 3<S/Dの領域に分けて議論することが でき、周期の違いは合体によって説明で きる.また、熱流束を上げても各Sで安

定する周期が存在した.

- (6) 左右のキャビティにおいて,離脱気泡数 や気泡径,離脱周期はかなり異なった分 布を示すが, Sが小さいと均等な発泡に 近くなる.
- (7)離脱後の気泡の挙動は S の値よってかな り異なる.
- (8) 気泡発生による加熱面温度減少領域は、
 Single Cavity の場合気泡径程度だが、
 Twin Cavity の場合、広域に渡って減少する.また、Sが小さいほど減少量は大きく、熱伝達特性も良くなる.
- (9) 正味の熱入力に対して, Single Cavity の場合に比べ Twin Cavity は,対流伝熱による伝熱の効果が大きい.また,その割合は S が小さくなるほど大きくなる.
- (10) 相関係数をとると、S/Dにより相関の強 さが変わることがわかった.S/D<1で は、温度が正の相関になり、3<S/Dでは 相関は見られない、1<S/D<3では、そ の中間である.
- (11) マルチキャビティの実験により、キャ ビティを活性化するためには適切な間隔 が必要になる可能性がある.
- (12) 必ずしも密にキャビティを敷き詰めれ ば伝熱特性が上がるというものではな く,熱流束や気泡径により適切な配置が 存在する可能性を示した.

5.2 今後の課題

今後の課題について列挙する.

本実験では,Si部分から真鍮部分への熱の逃 げがおよそ5割程度発生し,沸騰させていない 状態でも加熱面に温度分布が生じてしまう.こ れを改良するために,加熱面アダプタを熱伝導 率が低い物質(断熱材)を使うなどの処置や,Si の加熱面自体を広くしてSiとアダプタとの境界 を遠ざけるなどのことが考えられる.

また,キャビティ形状として円柱のみを用い たが,MEMS加工により様々なキャビティ形状 を製作できる可能性がある.機械加工による キャビティ形状の製作に比べ,より加工精度が 高いキャビティが期待されるため,これを用い て実験をすることも考えられる.

レーザを使う以上,出力が空間的に均一にな らないことは避けられない問題であるため、こ れをなんとか緩和する必要がある.本実験では アパーチャを用いたが、今後さらに高エネルギ 出力が可能な半導体レーザモジュールを用いる ことでさらにレーザ径を広げて、アパーチャで カットすることができる.しかし,緩和の程度 が大きくなるだけで根本的な解決法にならない ところが難点である.よって、もうひとつの解 決策としては、通電加熱法を用いるということ が挙げられる. Si 裏面にたとえば Cu をスパッタ して銅電極を作成し、これを用いて加熱面を ジュール加熱するということは、現在の方法で も可能である.ただし、加工プロセスが増え時 間がかかることから現実的ではないため採用を 見送ったが検討する価値はある.また、同様の 方法で、銅電極を作る位置をパターニングして、 その直上にキャビティを配することで、たとえば 任意の位置を加熱して、その上のキャビティから 発泡させるということなども可能であると思わ れる.現在のキャビティ配置による伝熱促進は, passive な制御である.しかし、上記の方法を用 いると active に伝熱面を制御できる可能性があ ることを付け加えておく.

また,容器内の温度を熱電対により測定して いるが,実験中にヒータを切るため自然冷却に より容器内温度が下がってしまう.この冷却速 度が意外と速く,ヒータを切ったあと対流が収 まるまで待ったあと計測を開始しているが,そ のときすでに 0.1~0.2 ℃のサブクール度になっ ている.これに対して,たとえば整流装置など を用いて実験中もヒータをつけておくことを試 みたが整流装置内の温度が上がりきらない.つ まり飽和温度にならないか,なるまでに非常に 時間がかかるため,実験として現実ではなかっ た.また,ヒータをつけていても対流の影響は あった.これに対しては,沸騰容器自体を,恒 温曹につけて環境温度自体を一定にするという 方法が考えられるが,実験装置自体を大幅に変 更する必要がある.

レーザの光学装置に関して、現状では毎回 レーザ径が変わる可能性がある.実験への熟練 度があがると大体精度良く同じ径にすることが できるが、実験装置自体を変えて、毎回同じ条 件で実験を行なえるようにするほうが好まし い.

また,放射温度計で測定している温度が,実際の温度と合っているのかを検定する必要がある.本実験において,加熱面上の水が飽和沸騰している状態でも放射温度計で測定すると97℃あたりの値が計測されてしまう.ウエハの厚さが薄いため加熱面裏面温度は加熱面上面と計算上ほとんど同じ温度であるはずだが,現実は異なる.よって,どこかに熱電対など絶対値に信頼をおけるものを用いて計測時に同時取得することで放射温度計の出力の絶対値を校正することができる.

本実験で用いた体積計算プログラムの精度 が,引き込みによる合体(縦方向)に関しては かなり正確に計算できているが,横方向の合体 が起こる領域では精度がかなり落ちる.よって, さらにプログラムを改良していく必要がある.

参考文献

- R. L. Judd, and A. Chopra, "Interaction of the Nucleation Procces occuring at Adjacent Nucleation Sites," Journal of Heat Transfer, vol. 115, , pp. 955-962, 1993.
- [2] M. Sultan, and R. L. Judd, "Interaction of the Nucleation Phenomena at Adjacent Sites in Nucleate Boiling," Journal of Heat Transfer, vol. 105, pp. 3-9, 1983.
- [3] R. L. Judd, "On Nucleation Site Interaction," Journal of Heat Transfer, vol. 110, pp. 475-478, 1988.
- [4] R. Mallozzi, R. L. Judd, and N. Balakrishnan, "Investigation of Randamness, Overlap and the Interaction of Bubbles Forming at adjacent Nucleation Sites in Pool Boiling," Int. Journal of Heat Mass Transfer, vol. 43, , pp. 3317-3330, 2000.
- [5] C. H. Wang, and V. K. Dhir, "Effect of Surface Wettability on Active Pool Boiling of Site Density During Pool Boiling of Water on a Vertical Surface," Journal of Heat Transfer, Vol. 115, pp. 659-669, 1993.
- [6] V. K. Dhir, "Numerical Simulations of Pool Boiling Heat Transfer," AIChE Journal, Vol. 47,No. 4, pp. 813-834, 2001.
- [7] D. B. R. Kenning and YOU YON YAN, "Pool Boiling Heat Transfer on a Thin Plate : Features Revealed by Liquid Crystal Thermography," Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 39, No. 15, pp. 3117-3137, 1996.
- [8] C. S. Baldwin, S. H. Bhavnani, and R. C. Jaeger, "Toward Optimizing Enhanced Surfaces For Passive Immersion Cooled Heat Sinks," Transactions on Components and Packaging Technologies, vol. 23, No.1, pp. 70-79, 2000.
- [9] S. H. Bhavnani, G. Fournelle, and R. C. Jaeger, "Immersion-Cooled Heat Sinks for Electronics:Insight from High-Speed Photography," Transactions on Components and Packaging Technologies, vol. 24, No.2, pp. 166-176, 2001.
- [10] H. Kubo, H. Takamatsu, and H. Honda, "Effects of Size and Number Density of Micro-reentrant

Cavities on Boiling Heat Transfer from a Silivon Chip Immersed in Degassed and Gas-dissolved FC-72, "Enhanced Heat Transfer, Vol.6, pp. 151-160, 1999.

- [11] 高松洋, 久保秀雄, 本田博司, "リエントラント型人工くぼみを有する模擬チップの浸漬 沸騰冷却,"日本機械学会論文集, B編, Vol. 64, No. 621, 1998-5.
- [12] J. Bonjour, M. Clausse, and M. Lallemand "Experimental Study of the Coalescence Phenomena During Nucleate Pool Boiling," Experimentak Thermal and Fluid Science, Vol.20, pp. 180-187, 2000.
- [13] 高木裕登,"単一キャビティにおける沸騰核 生成挙動,"東京大学工学部修士論文,1998.
- [14] M.G. Cooper, and A. J. P. Lloyd "The miicrolayer in nucleate pool boiling," Int. J. Heat Mass Transfer, Vol2, pp. 895-913, 1969.
- [15] H.B. Clark, P.S. Strenge, and J.W. Westwater, "Active sites for Nucleate boiling," Chem. Eng. Progr. Symp. Series Heat Transfer, 55, 29, pp.103-110, 1959.
- [16] N. Zuber, "Nucleate Boiling. The Region of Isolated Bubbles And The Similarity with Natural Convection," Int. J. Heat Mass Transfer, Vol.6, pp. 53-78, 1963.
- [17] 庄司正弘," 伝熱工学,"東京大学出版会, 1997.

付録 A: 製作プロセス

自然沸騰面で存在しているといわれている構造としては、大きく分けて、以下の3つに分類される.

(1)円錐型キャビティ

(2) リエントラント型キャビティ

(3) 円筒型キャビティ

MEMS 技術を用いればいずれの構造も製作可 能である.円錐型の場合には結晶異方性エッチ ングを用いれば加工できる.リエントラント型 の場合には,等方性エッチング後,Siのスパッ タなどをすれば加工できる.円筒型については, 本実験で加工したとおりである.

それぞれのキャビティ形状についてのイメー ジ図を **Fig. A.1** に示す.

リエントラント型キャビティを作る場合,あ らかじめした穴をあけておく必要があるため, DeepRIEなどの加工装置を使う必要があるが,そ れ以外の方法だと,ガラスマスクさえあれば,プ ロセスの数は増えるものの,通常のクリーン ルーム(東京大学知能機械情報工学科,下山・ 神崎・松本研)で作ることが可能である.

本実験で行なった円筒型キャビティの製作プロセスについて, Fig. A.2 に詳細を記す.

(1)から(3)までのプロセスは下山研クリーン ルームで作業を行なった.ここで、ウエハを要 した後、(4)から(6)までのプロセスは産業技術 総合研究所(つくば)の DeepRIE 加工装置を用 いて加工を行なった.それぞれの段階について 説明をする.また、この前段階として、ガラス マスクを製作する必要がある.ガラスマスクは VDEC (VLSI Design and Education Center)にて製 作をおこなった.また、マスクデータは CAD の 一種である L-Edit というソフトウエアを用いて 製図を行なった.これを VDEC のマシンで EB 装置(電子ビーム露光装置)に転送してデータ変



換することで,ガラスマスクを製作することが できる.

<u>(1) パターニング</u>

(1) レジストには OFPR 100cp を用いた.ま ず,防爆冷蔵庫からだして霜をとるため



- (2) Pribake (110 $^{\circ}$ C, 2 min)
- (3) スピンコータでレジストを塗布する.(8sec, 30sec)
- (4) Bake (110 °C, 2 min)

(2) パターニング (露光)

マスクアライナにガラスマスクを装着し, 2.4 sec 露光を行なう.

<u>(3) 現像</u>

NMD3 で現像を行なう. (90 sec) 水洗い (1 次洗浄→ 2 次洗浄) Post bake (140 ℃, 5 min)

(4) DeepRIE 加工準備

- 4 inch ウエハにレジストを塗布後,下 山研で用意した 2 inch ウエハをくっつ ける.
- (2) Bake (20 min 程度)

<u>(5) DeepRIE による加工</u>

手順はほとんど自動である. ASE プロセスで 任意の時間, 掘る. 大体の掘れるスピードは 3 μm/min 程度である.

<u>(6) 後処理</u>

4 inch ウエハとレジストをアセトンにつけて 超音波洗浄することにより除去する.

<u>(7) ダイシング</u>

下山研クリーンルームにて,まず加工後のウ エハを,まずジメチルスルホキシドで超音波洗 浄しその後,アセトン,エタノールにつけてア ルコール洗浄したのち,乾かす.

ダイシングソーで, 15 mm × 15 mm にカット する.

以上が、人工表面加工プロセスである.非常 に単純な工程であるが、その日の気温や湿度、レ ジストの劣化具合など、様々な要素がからみ あって同じ条件で作っても出来具合が異なるこ とが多い.クリーンでの作業も非線形な現象で あるといえる.

付録 B: リターンマップ

キャビティ間距離を変えたときの、リターン マップをそれぞれ参考として載せておく.



Fig. B. 3 Return map, single cavity.



Fig. B. 4 Return map, S=8 mm.



Fig. B. 5 Return map, S=6 mm.



Fig. B. 6 Return map, S=4 mm.







Fig. B. 8 Return map, S=2 mm.

謝辞

本研究を進めていく過程で、多くの方々の御 指導、御鞭撻を頂きました.

庄司正弘教授は,普段は非常にざっくばらん に気さくに話すことができる先生で,こと研究 に関して質問したときのすばらしい解答には感 服されられること度々でした.先生の経験と直 感からくる鋭いアドバイスや力添えがなければ 研究は遅々として進んでいなかったはずです. 研究室が非常にすごしやすい環境だったのも先 生のすばらしい人柄のおかげだと思います.

丸山茂夫助教授には,研究会のときの発表への指摘には非常に助けられました.

渡辺誠技官には,実験装置の作成やさまざま な備品の発注のときなどで非常にお世話になり ました.また,実験に関しての経験から来るア ドバイスは,機械情報から機械工学科へきた僕 にとって,非常に参考になりました.井上満助 手には,研究内容から生活全般までいろいろ面 倒をみていただきました.秘書の渡辺美和子さ んには,事務的な面で色々と御協力頂きました.

庄司・丸山研の先輩にあたる産業技術総合研 究所の松本壮平氏には, DeepRIE 装置を使って ウエハを加工する際に非常にお世話になりまし た.お忙しい中時間を私たちに割いていただい て,長いときは一日中面倒をみていただいたり と,つくばでの時間的に制約の多い加工作業の 中非常に助かりました.

庄司研の日本学術振興会博士研究員の山口康 隆氏には、もう本当に何から何までお世話にな りっぱなしでした.山さんがいなければおそら く修士、卒論生全員に関して論文内容のクオリ ティが数割は落ちていたことでしょう.たまた ま、僕らの修論の提出年が山さんの日本滞在年 と同時期で本当に幸運でした.今後とも何卒よ ろしくお願い致します.

博士課程 2 年の伊藤浩二氏には, 庄司研にお ける数少ない日本人学生の頼れるリーダーとし て生活全般から研究まで様々なことについてご 指導いただきました.家庭と研究を両立させる という事実に驚かされると共に, ひとたび画面 に向かったときのものすごい集中力は非常にう らやましく思います. どうもありがとうござい ました.

博士課程2年で中国人留学生である張麗氏に は、共同研究者ということもあり議論をする機 会が非常に多かったですが、こちらが至らない ばかりに教えてもらうことがばかりした. 議論 のたびごとに様々な知見を得たり、発見があっ たりと研究というものの本質、おもしろさ、難 しさを感じることができました. これからも博 士課程最終年で、人工キャビティ班の総大将と してよい結果を出されることを期待していま す. どうもありがとうございました.

修士3年の安井康二氏には、同じ実験装置を 使って、一緒に実験をすることも多く.また、お 互いがお互いを補完しあう研究内容でもあるた め、一番研究の上での苦楽を共にしてきました. 安井さんの明るい性格やフランス帰りのウイッ トに富んだ会話などで、楽しく実験、研究する ことができました.論文のラストスパートのと きに研究室に泊り込んで論文を書くのも、安井 さんがいてくれたおかげで、なんとかくじけず やってこれたと思います.

4年生の対馬将示君には,共同研究者というこ ともあり, CAD 図面や加工室での作業など丸投 げして頼むことも多かったですが,頼むたびご とにすばらしい「作品」が作られていくのには 感服しました.また,几帳面な性格なのか結果 がきれいにかかれている実験結果は非常に参考 になりました.マルチキャビティの実験が始

謝辞 69

まったのが非常に遅く研究では迷惑をかけまし たが、そのなかで思った以上の結果が出せたと 思います. どうもありがとうございました.

修士2年の坂田さん,小島君,吉野君には同 期ということもあり,2年間ともに楽しく過ごす ことができました.3人ともそれぞれ味があり, 僕は同期に非常に恵まれたと思っています.卒 業後の各々の進路は異なりますが,これからも それぞれの分野でお互いに努力し,刺激しあっ ていけたらと思います.数年後にあって飲むの を楽しみにしています.とくに小島君の将来は いろんな意味で楽しみです.

また、本研究に関しては研究室外の多くの 方々ご指導ご鞭撻をいただきました.

とくに東京大学大学院情報理工学研究科の下 山・神崎・松本研究室の方々には、シリコンの加工 などでお世話になることが非常に多く、本当に お世話になりました.もともと学部時に所属し ていた研究室ではありますが、研究を進める上 でさまざまな意見をいただくことができまし た.いくら感謝しても足りないぐらいです.ど うもありがとうございました.

ここには挙げられませんでしたが、本研究を 進めていく過程で、更に多くの方々にお世話に なりました.この場をお借りして厚く御礼申し 上げます.

有難うございました.

以上 <u>1-70 ページ完</u> 修士論文 <u> 平成 14 年 2 月 15 日提出</u> 06175 横田 正憲

70