

修士論文

加熱面上の時空間沸騰挙動

通し番号 1-71 完

平成 11 年 2 月 12 日 提出

指導教官 庄司 正弘 教授

学生証番号 76171 小林 紀男

目次

第 1 章	序論	4
1.1	はじめに	5
1.2	本研究の目的	6
1.3	従来の研究	7
1.3.1	D.B.R.Kenning & Youyou Yan	7
1.3.2	H. Gjerkes, I. Golobic & B. Gaspersic	8
1.3.3	J.H.Ellepola & D.B.R.Kenning	8
第 2 章	実験	9
2.1	実験装置	10
2.1.1	沸騰装置系	10
2.1.2	温度測定系	11
2.1.3	映像記録系	11
2.2	実験手順	12
2.3	解析手順	12
第 3 章	理論	13
3.1	活性化条件	14
3.2	2 次元逆問題	17
3.3	カオスの特徴	18
3.4	時系列データの非線形解析	19
3.4.1	時系列データ	19
3.4.2	FFT スペクトル	19
3.4.3	位相空間	21
3.4.4	次元	21
3.4.5	位相空間の再合成	22

第 4 章	実験結果	25
4.1	温度変化と気泡の生成，離脱	26
4.2	1 次元，2 次元温度分布と標準偏差	28
4.3	2 次元逆問題	30
4.4	標準偏差	32
4.5	相関係数	37
4.6	気泡の干渉	39
4.7	発泡頻度	44
4.8	沸騰曲線	45
第 5 章	非線形解析	46
5.1	非線形解析	47
5.2	時系列データ	48
5.3	FFT スペクトル	49
5.4	位相空間	54
第 6 章	結論	67
	謝辞	69
	参考文献	70

第1章 序論

1.1 はじめに

1.2 本研究の目的

1.3 従来の研究

1.1 はじめに

沸騰現象は日常生活においても身近であるとともに、工業的にも相変化を伴わない気体や液体単相による熱伝達に比較して格段に高い熱伝達が得られることから、非常に重要なものとして扱われている。その応用例は多方面にわたり、高温の加熱面の冷却を目的とした鉄鋼の製造プロセスや電子デバイスの冷却、ボイラを用いた発電設備、蒸気機関など様々な熱機器がある。

沸騰についての研究は、拔山の研究以来、横軸に壁面と液体の飽和温度との差をとった過熱度、縦軸に単位時間、単位面積あたりの熱移動量である熱流束をとった沸騰曲線を中心に議論されてきた。

この沸騰曲線を用いて過熱度によって非常に様相の異なる核沸騰、遷移沸騰、膜沸騰の3つの領域に分けることができる。

発泡開始から過熱度が急激に上昇するバーンアウトまでの領域は核沸騰域と呼ばれ、この領域では加熱面の微小な気泡核から気泡が発泡すると考えられている。日常でごく一般的に見られる沸騰がこれにあたる。この核沸騰域は比較的熱流束の低い孤立気泡域と、熱流束の高い合体気泡域に分けることができる。孤立気泡域では、気泡が他の気泡と干渉せずに離脱するが、合体気泡域では気泡の発生と離脱が頻繁になり、気泡が合体して激しい沸騰様相を呈する。

過熱度が核沸騰の上限であるバーンアウトを超えると、まったく別の様相に変化する。ひとたびバーンアウトが起こると、過熱度が急激に上昇し、加熱面が薄い蒸気膜に覆われ、直接液体に触れない膜沸騰状態になる。ただし、特別な工夫をした実験では核沸騰と膜沸騰の間に遷移沸騰を実現させることができる。遷移沸騰は過熱度の上昇とともに熱流束が減少する特異な領域で通常の熱流束制御の実験では安定的に実現させることはできない。

工学的には低い過熱度で高い熱流束を実現できる核沸騰域で効率よく沸騰させることが重要である。しかし、バーンアウト点を超え過熱度が急激に上昇すると加熱面や容器の融点を超えることもあり、バーンアウト熱流束の推定には多くの研究がなされてきた。

このように、沸騰現象の変化についての大まかな理解は進んでおり、膨大な実験データから、おのおのの領域での経験式も多く提案されて、熱流束推定の経験式という産業からの工学的要求はほぼ満たしたと言える。

しかし、沸騰現象そのものの本質的な理解については、さまざまな仮定を含んでいたり、熱流束に影響がないという理由から考察がなされていないなど、研究の課題は多く残されている。

1.2 本研究の目的

現在、多くの他の分野では情報処理機器の発達により、より複雑な現象の理解が進んでいる。特に单相の流体の複雑な流れの理解は計算機の発展によるものが大きいと思われる。しかし、沸騰のような相変化を含む多相の熱流体现象の計算機による再現については、極端にモデル化された現象の再現や、スーパーコンピュータにより1つの気泡の挙動が再現される程度で、沸騰現象全体について、基礎的な方程式で再現するには至っていない。その原因に、複雑な界面の動力学、加熱面の幾何学的形状、気泡同士の干渉などの沸騰についての本質的な理解が不足しているということが考えられる。

そこで、本研究では沸騰現象の基礎研究として、水のプール飽和核沸騰域における気泡の干渉を調べる。具体的には、沸騰加熱面の裏面からその温度分布、変動を測定することにより、発泡点の活性化と不活性化、気泡の生成、離脱時の温度の影響範囲、また、干渉のメカニズムについて研究を行う。

1.3 従来の研究

1.3.1 D.B.R.Kenning & Youyou Yan (1996)^[7]

厚さ $130\mu\text{m}$ のステンレス加熱面を蒸留水中で通電加熱し、加熱面の温度分布を測定した。Fig.1 に Kenning らの実験系の概要を示す。加熱面裏面に塗られた液晶の色の变化の画像を解析し、Fig.2 に示すような加熱面の温度分布を得た。こうして得られたデータを解析し、マイクロ液膜（気泡と加熱面の間にできる液膜）の厚さやその分布を推定した。また、Fig.3 のような発泡点付近の温度変動を求め、不規則な温度変動や干渉が起きていることを示した。液晶の時間応答が悪く、温度履歴により誤差も大きいため、解析は温度変動の緩やかな低熱流束条件のみとなっている。

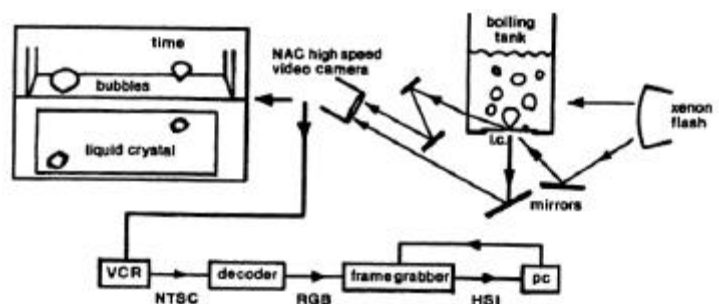


Fig.1 Experiment and analysis system of Kenning et al.

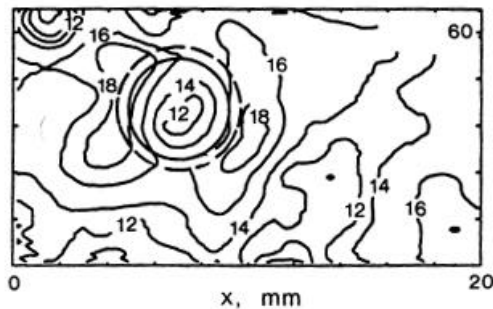


Fig.2 Variations in wall superheat

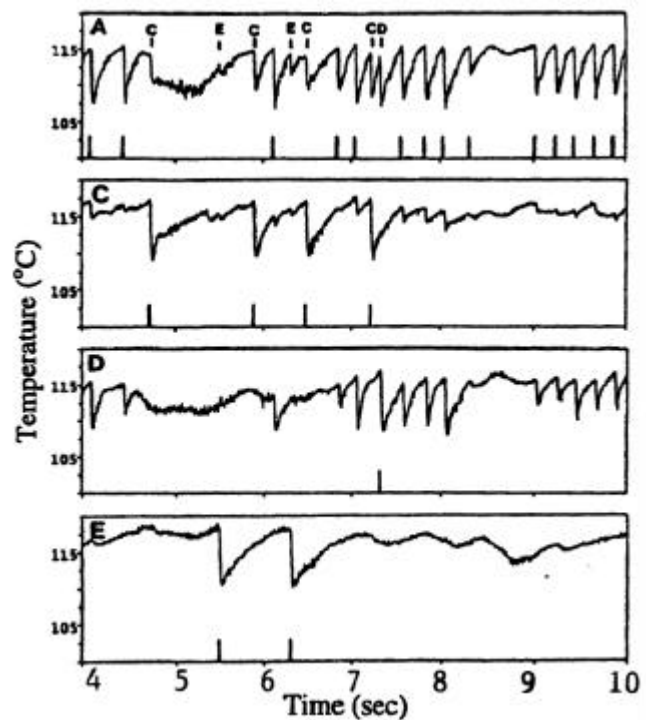


Fig.3 Interactions between sites

A,C,D,E at 50.8kW/m^2

1.3.2 H. Gjerkes, I. Golobic & B. Gaspersic (1997)^[5]

Fig.4 に示すような装置で、厚さ $25\mu\text{m}$ の銅およびチタンの加熱面を4つに分けられた Nd-YAG レーザで加熱し、レーザ出力、照射径を変えたときの発泡点どうしの干渉を観察した。照射径の大きい条件では低熱流束で発泡し、相互の干渉が少なく、照射径の小さい条件では高熱流束で発泡を開始し、隣接する発泡点を不活性にし、対角する照射位置で交互に発泡をするなどの干渉が観測された。

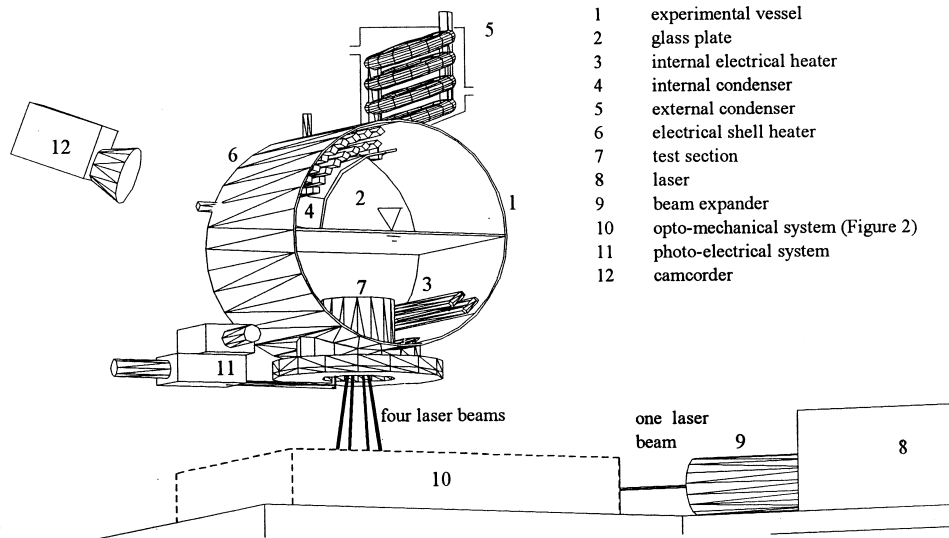


Fig.4 Experiment of Gjerkes et al.

1.3.3 J.H.Ellepola & D.B.R.Kenning (1997)^[4]

厚さ $100\mu\text{m}$ の銅加熱面を Fig.5 に示すような装置で通電加熱し、加熱面裏面に塗られた液晶から加熱面の温度変動を求めた。この温度分布、変動を非線形解析し、数値モデルとの比較を行った。Fig.6 に非線形解析により再合成された attractor を示す。

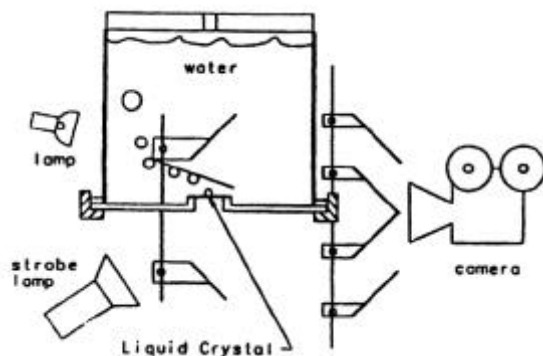


Fig.5 Experiment of Ellepola.

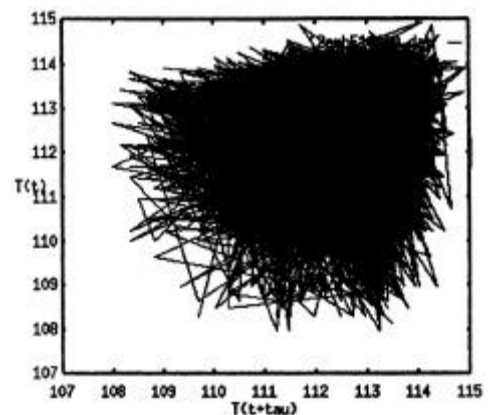


Fig.6 Phase-space embedding of experimental time series

第2章 実験

2.1 実験装置

2.2 実験手順

2.3 解析手順

2.1 実験装置

沸騰加熱面の温度分布を測定するために、ステンレスの薄膜を電気加熱し、その裏面の温度を放射温度計で測定した。また高速度ビデオカメラを用いて気泡の挙動を観察した。実験装置の写真を Fig.7, 概略を Fig.8 に示す。

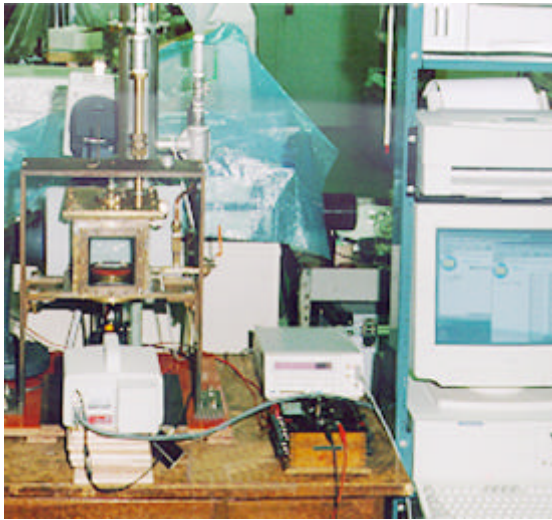


Fig.7 Experimental apparatus

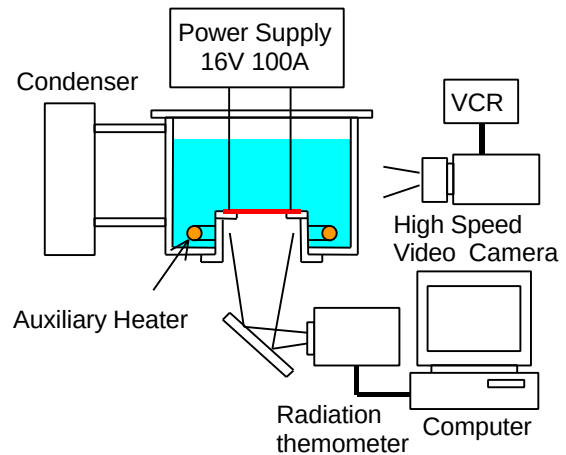


Fig.8 Schematic of Experimental apparatus

2.1.1 沸騰装置系

Fig.9 のような、幅 150×高さ 166×奥行 150mm の真鍮製の容器に深さが約 120mm になるように蒸留水を入れ、水面から約 80mm の位置で沸騰させた。凝縮器、補助ヒータをもちいて、容器の中を飽和条件に保つことができる。加熱面金属として、厚さ 30 μ m のステンレス箔を用い、それを支持するベークライトに固定した (Fig.10)。ステンレス箔の両端に銅の電極をはんだ付けされており、電極間に直流電圧装置で電圧をかけ加熱した。この両端の電圧と電流検出用のシャント抵抗器の電圧をデジタルマルチメータで測定し、熱流束を算出した。

ステンレス箔

厚さ 30 μ m の SUS304 の箔をナイフで切り取ったもの。裏面は放射温度計の感度を上げるため黒染剤で酸化させた。両端に銅の電極をはんだ付けした。シリコンゴム接着剤を用いて加圧してベークライトに接着し、数日間乾燥させた。その後、表面は 0 番(#320)で研磨し、アセトンで脱脂した。

黒染剤（オーデック製 SS4）

ステンレス黒染め用のクロム系酸化剤。

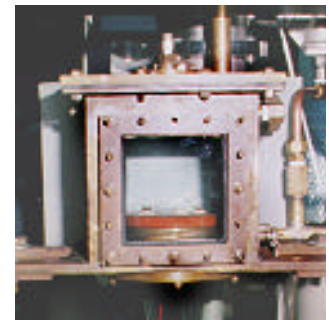


Fig.9 Boiling cell

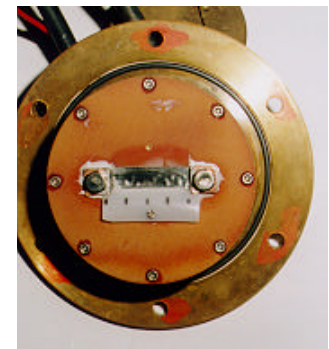


Fig.10 heated surface

シリコンゴム接着剤（信越シリコン製 KE42W）

耐熱性の接着剤。

直流電源装置（菊水電子製 PAD16-100L）

出力電圧 0～16V，出力電流 0～100A，この実験では定電流動作をさせた。内部に電流検出用のシャント抵抗（100A 50mV Class 0.2）が取り付けられており，この抵抗の電圧をデジタルマルチメータで測定し電流値を算出した

デジタルマルチメータ（横河電機製 7562）

電極間の電圧，電流検出用のシャント抵抗の電圧測定に用いた。

2.1.2 温度測定系

加熱面裏面の温度分布を Au 蒸着ミラーを介して放射温度計で測定し PC に取り込んだ。
放射温度計（NEC 三栄製 TH3102MR）

加熱面裏面の温度測定にはスターリングクーラ内蔵型の赤外線放射温度計を用いた。測定波長は 8～13 μm 。水平，垂直方向の 2 次元温度測定もできるが，スキャン速度が 0.8sec/frame と遅いため，3.00msec/line の水平方向の 1 次元温度測定を行った。1 次元温度測定においては，1 ライン（255pixel）の温度測定時間が約 1.25msec，戻り，待機時間は約 1.75msec である。最小検知温度差は 0.08 $^{\circ}\text{C}$ （at 30 $^{\circ}\text{C}$ ），測定精度は $\pm 1^{\circ}\text{C}$ ，空間解像度は 0.6mm である。



Fig. 11 Radiation Thermometer

Au 蒸着ミラー

赤外線の反射率の高いミラー。あおり，回転にマイクロメータを用いたレンズホルダに装着し，マグネットベースで固定した。

PC（Dell 製 OptiPlex GPM5166）

放射温度計付属の拡張ボードを介して放射温度計の制御，データの取り込みを行った。

2.1.3 映像記録系

放射温度計からトリガ信号を受けて高速度ビデオカメラによる記録を開始し，その画像を NTSC として出力し，VHS ビデオカセットレコーダに記録した。光源としてメタルハライドランプを用いた。

高速度ビデオカメラ（Photron 製 HVC-11B）

f1.4，11～70mm ズームレンズ装着の固体撮像素子カメラを用いた。最高速度 2066frame/sec までの 8bit（256 段階）の白黒撮影ができる。内部のメモリの制限から，速度を上げると視野が狭くなる。本実験では加熱面全体を撮影するため，744 frame/sec，シ



Fig. 12 High speed video camera

シャッタースピード 1/1000sec, 絞り 8 で 256×64pixel の撮影を約 1.4 秒間行った。画像はカメラ内部でデジタル情報として記録され, D/A 変換された後, NTSC として出力された。

光源 (Photron 製 HVC-SL)

ショートアークのメタルハライドランプ (ランプ光束 12500lux) を用いた。

2.2 実験手順

1. 沸騰容器に蒸留水をいれる。
2. 補助ヒータに電流を流し, 定常状態になるまで容器内でしばらく沸騰させておく。
3. 放射温度計, ミーラを置きアライメントをする。
4. 飽和状態で放射温度計により放射率の分布を測定する。
5. 高速度ビデオカメラをセッティングする。
6. 直流電源装置を電流制御で目標の電流までゆっくりと上昇させる。
7. 定常状態になるまでしばらく待つ。
8. 2次元温度測定を行い, 測定するラインを決める。
9. 測定するラインを設定し, 1次元の温度測定を行う。
10. 同時に高速ビデオカメラで気泡の挙動を録画する。
11. 電極間の電圧, 電流を計測する。
12. 6～11 を繰り返す。
13. 電源を落とし, 容器内の水を排水する。

2.3 解析手順

1. 飽和条件のデータから加熱面裏面の放射率の分布を計算する。
2. 放射率分布を用いて, それぞれの条件での温度を計算する。
3. それぞれの条件について, 電極間電圧と電流から加熱面の熱流束を計算する。

第3章 理論

- 3.1 活性化条件
- 3.2 2次元逆問題
- 3.3 カオスの特徴
- 3.4 時系列データの非線形解析

3.1 活性化条件

核沸騰域で気泡は加熱面の傷(cavity)にとりのこされた気泡核から発泡する (Bankoff^[2]).

ここでは, cavity 内の気泡核が成長するための条件を考える.

まず, Fig.13 のように半径 R の球状の蒸気泡が液体中に存在すると想定される.

一般的に界面が存在するとき, その曲率に比例する表面張力が働く. そのため, 気泡径がある臨界値よりも大きく, 曲率が小さいときには, 気泡と液体の圧力差が表面張力より大きいので, 気泡は膨張する. すると, 気泡径が大きくなり, さらに表面張力は弱くなるため, 膨張を続ける. また, 気泡径が臨界値よりも小さいと, 気泡と液体の圧力差が表面張力よりも小さくなり, 気泡は押しつぶされる. 気泡径が小さくなると, さらに表面張力が強くなるため, さらに押しつぶされ, 気泡核は消滅する.

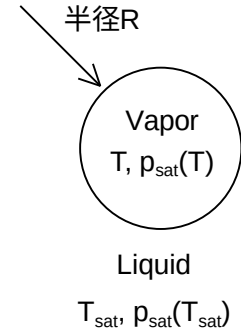


Fig.13 Vapor embryo

周囲の液体が飽和状態($T_{\text{sat}}, p_{\text{sat}}(T_{\text{sat}})$), 蒸気泡の温度, 圧力が($T, p_{\text{sat}}(T)$)のとき, 蒸気を理想気体近似すると, Clausius Clapeyron の式は

$$\left. \frac{dp}{dT} \right|_{\text{sat}} = \frac{h_{fg}}{T_{\text{sat}}(v_v - v_l)} = \frac{\rho_l h_{fg} p_{\text{sat}}}{(\rho_l - \rho_v) R_E T_{\text{sat}}^2} \quad (1)$$

v_v, v_l : 蒸気, 液体の比体積
 ρ_v, ρ_l : 蒸気, 液体の密度
 h_{fg} : 蒸発潜熱, R_E : 気体定数

となり, これを(p_l, p_{sat}), (T_{sat}, T)の間で積分して,

$$p_{\text{sat}}(T) = p_{\text{sat}}(T_{\text{sat}}) \exp \left[\frac{\rho_l h_{fg} p_{\text{sat}}}{(\rho_l - \rho_v) R_E} \left(\frac{1}{T_{\text{sat}}} - \frac{1}{T} \right) \right] \quad (2)$$

を得る. ここで,

$$\Delta T_{\text{sat}} = T - T_{\text{sat}}, \quad \frac{\Delta T_{\text{sat}}}{T_{\text{sat}}} \ll 1$$

として Laplace の式

$$p_{\text{sat}}(T) - p_{\text{sat}}(T_{\text{sat}}) = \frac{2\sigma}{R} \quad \sigma : \text{表面張力} \quad (3)$$

に代入すると, 次式を得る.

$$\Delta T_{\text{sat}} = \frac{2\sigma T_{\text{sat}}}{\rho_v h_{fg} R} \quad (4)$$

気泡の中の蒸気温度がこの過熱度を超えるとき気泡は膨張し, また, この過熱度よりも低いとき, 気泡は収縮する.

この結果を用いて加熱面上の cavity から気泡核が成長する条件を考える。

ここでは cavity が円錐形であると仮定する。気泡の成長は液体の接触角 ϕ と cavity の頂角 2θ の関係によって過程が異なる。

まず、 $\theta < \phi < 90^\circ$ (濡れにくい cavity) のとき (Fig.14) の気泡の成長過程を考える。はじめに 1 の位置に界面があり、気泡が成長すると徐々に曲率を減少させながら 2 の位置まで界面が進む。その後は cavity の縁に接触位置を固定したまま気泡が成長する。2 の位置から水平面との見かけの接触角が 90° になる 3 の位置まで界面が進む間は曲率は増加し、3 の位置から水平面との接触角が ϕ となる 4 の位置、そして接触位置を徐々に広げながら成長していく過程では曲率は減少する。この過程を気泡の体積を横軸、曲率を縦軸としてグラフを描くと Fig.15 のようになる。

このように成長開始時期 1 で活性化の条件である(4)式を満たした気泡核が成長を続けるためには、cavity 半径を曲率半径とした(4)式を満たすことが条件となる。

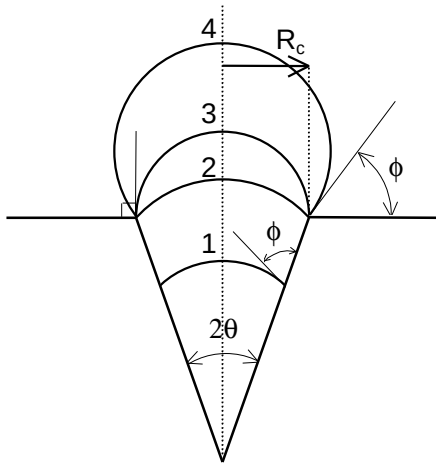


Fig.14 Conical cavity ($\theta < \phi < 90^\circ$)

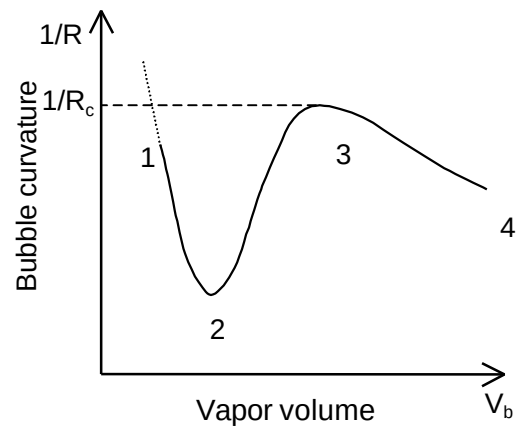


Fig.15 Variation of bubble radius as bubble grows ($\theta < \phi < 90^\circ$)

また、 $\phi < \theta$ (濡れやすい cavity) のとき (Fig.16) には、1 の位置から 2 の位置まで界面が進み、接触位置を固定したまま 3 の位置、さらに接触位置を広げながら気泡が成長するが、このとき、Fig.17 のように曲率の極大値は存在しない。成長開始時期 1 で活性化の条件である(4)式が満たされているときには、気泡核はその後、成長を続けることができる。

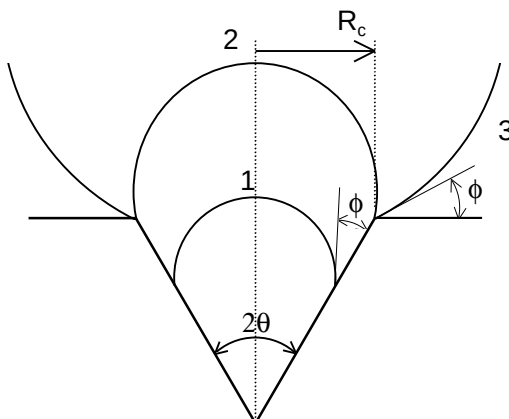


Fig.16 Conical cavity ($\phi < \theta$)

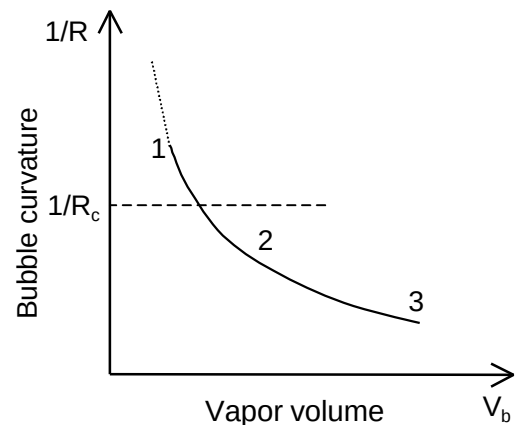


Fig.17 Variation of bubble radius as bubble grows ($\phi < \theta$)

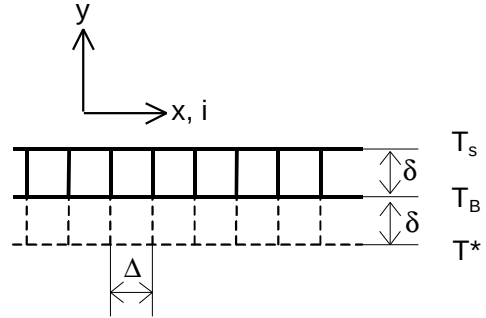
Griffith ら^[6]によれば一般的に普通の状態の面と各種液体との組み合わせによる接触角 ϕ は $30 \sim 60^\circ$ であり、頂角が 60° 以下程度の cavity であれば cavity 半径を気泡の臨界径として、(4)式から必要な過熱度 ΔT_{sat} を求めることができる。

3.2 2次元逆問題

本実験では、加熱面裏面の温度を計測しているが、加熱面裏面の境界条件を決めることで、加熱面内部や加熱面表面の温度を求めることができる。ここでは 1 次元の温度分布を用いて、加熱面に垂直な方向（鉛直上向き方向）と 1 次元の温度の測定方向（横方向）の熱伝導を考慮して逆問題を解く。1 次元の温度分布を用いるため、加熱面に平行で測定方向と垂直な方向（奥行き方向）には同時刻の温度が計測されないため、この方向の熱伝導は考慮しない。加熱面裏面の対流熱伝達は沸騰による熱伝達にくらべて無視できるぐらい小さいので、加熱面裏面の境界条件は断熱として考える。

1 次元の温度の測定方向（横方向）を x 、加熱面に垂直な方向（鉛直上向き方向）を y として、内部発熱を w とした熱伝導方程式

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \alpha \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) + \frac{w}{\rho c} \quad (5)$$



を、Fig.18 のように x 方向を放射温度計測定

間隔 Δ で、 y 方向を加熱面厚さ δ で差分化する。 Fig.18 2D Inverse heat conduction program

また、加熱面裏面は断熱状態にあることから、Laplace 方程式の鏡像法の原理をもちいて、熱伝導方程式は、

$$\frac{dT_{i,B}}{dt} = \alpha \left(\frac{T_{i+1,B} - 2T_{i,B} + T_{i-1,B}}{\Delta^2} + \frac{T_{i,s} - 2T_{i,B} + T_i^*}{\delta^2} \right) + \frac{w}{\rho c} \quad (6)$$

と表せる。ここで、 $T_i^* = T_{i,s}$ として整理すると、加熱面表面の温度は、

$$T_{i,s} = \left(1 + \frac{\delta^2}{\Delta^2} \right) T_{i,B} + \frac{\delta^2}{2\alpha} \frac{dT_{i,B}}{dt} - \frac{\delta^2}{\Delta^2} \left(\frac{T_{i+1,B} + T_{i-1,B}}{2} \right) - \frac{\delta^2 w}{2\alpha \rho c} \quad (7)$$

となる。右辺について、第 1 項の 2 つ目の項を第 3 項に含めて考えると、第 2 項は加熱面の熱容量による項、第 3 項は加熱面内部の熱伝導による項、第 4 項は加熱面内部の発熱項であることがわかる。

また、熱流束については、profile 法を用いて y 方向の温度分布を 2 次の多項式で近似すると、

$$q_{i,s} = -\lambda \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)_{y=0} = -2\lambda \left(\frac{T_{i,s} - T_{i,B}}{\delta} \right) \quad (8)$$

となり、(8)式に(7)式を代入して、整理すると、

$$q_{i,s} = -\frac{\lambda \delta}{\Delta^2} (2T_{i,B} - T_{i+1,B} - T_{i-1,B}) - \rho c \delta \frac{dT_{i,B}}{dt} + \delta w \quad (9)$$

となる。右辺について第 1 項目は加熱面内部の熱伝導による項、第 2 項は加熱面の熱容量による項、第 3 項は内部の発熱項であることがわかる。

3.3 カオスの特徴

カオスはその現象のそのの深さゆえに、未だに数学的に厳密な定義はない。しかし、ながら、多くのカオスが共有するいくつかの基本的な性質は明らかになってきている。その主な性質を整理してみると次のようなものが挙げられる。

- 初期条件敏感性

系がほんのわずかに異なる 2 つの初期条件から時間発展させたときに、その差が指数関数的に増大し、短時間のうちに系の状態が本質的に不明となる。カオス系でない系では、この不確定性は時間とともに線形に大きくなる程度の予測可能な差を導くに過ぎない。そのため、初期条件敏感性はカオス特有の予測不能性を生み出す。

- 非周期性

- 有界性

初期条件敏感性は、系が線形であっても、解が無限に発散するような場合には存在する。重要なのは、非線形効果によって、初期条件に敏感な不安定な解が有界な領域に閉じ込められていることである。

3.4 時系列データの非線形解析

ここでは、時系列データの非線形解析の例として、強制振動の振り子を考えてみたい。振り子の質量を m 、長さを l とし、強制外力の振幅を A とすると運動方程式は、

$$ml \frac{d^2 \theta}{dt^2} + \gamma \frac{d\theta}{dt} + mg \sin \theta = A \cos(\omega_f t) \quad (10)$$

となる。ここで、

$$t = \sqrt{\frac{l}{g}} \tau \quad \gamma = \frac{m\sqrt{gl}}{q} \quad A = mgB \quad \omega_f = \omega_D \sqrt{\frac{g}{l}}$$

とおいて無次元化すると、

$$\frac{d^2 \theta}{d\tau^2} + \frac{1}{q} \frac{d\theta}{d\tau} + \sin \theta = B \cos(\omega_D \tau) \quad (11)$$

と表せる。この方程式は次のように 1 階の連立微分方程式に書き直すことができる。

$$\begin{aligned} \frac{d\theta}{d\tau} &= \omega \\ \frac{d\omega}{d\tau} &= -\frac{1}{q} \omega - \sin \theta + g \cos \phi \\ \frac{d\phi}{d\tau} &= \omega_D \end{aligned} \quad (12)$$

一般的にカオスになるための必要条件が、(a)解曲線の発散、(b)力学変数の位相空間の有限領域への運動の閉じ込め、(c)解曲線の一意性の保証、であることを考えると、1 階の連立微分方程式であらわされる力学系がカオス的な運動をするためには 3 つの変数が必要であり、さらに非線形項を含まなくてはならない。

(12)をみると、変数は 3 つであり、また、 $\sin \theta$ 、 $\cos \phi$ の非線形項も含んでいるため、カオスになるための必要条件は満たされている。

実際に、強制振幅を増加させていくとカオスへ変わる様子を観察することができ、ここでは、粘性係数、強制周波数を $q=2$ 、 $\omega_D=2/3$ に固定し、強制振幅 B を変化させ、次に述べていくような手法で観察を行う。

3.4.1 時系列データ

時系列データを見ることにより、ある程度の規則性を見出すことができる。

$B=0.95$ 、 1.15 のときの θ の時系列を Fig.19 に示す。

この時系列データから $B=0.95$ のときにはほぼ単一周期の振動となっており、非常に規則的である。また、 $B=1.15$ になると、規則性がなくなりカオス的な振動となっている。

3.4.2 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 解析が有用である。FFT 解析により、周波数成分の相対的な強度がわかる。

$B=0.95$ のときには、最初の過渡状態が過ぎて定常状態になると、1つの支配的な周期振動となる。このときの θ の時系列をもとにFFT解析を行うと、Fig.20(a)ようなスペクトルが得られ、この時系列が $\omega_D/2\pi=0.106$ の単一の周波数成分からなることがわかる。

$B=1.15$ のときには1つの定常状態に落ち着かず、不規則な振動となる。このときの θ の時系列におけるパワー・スペクトルはFig.20(b)ようになり、 $\omega_D/2\pi$ のピークが存在するものの、低周波成分にかなりの強度をもつ。このような広帯域のパワースペクトルはカオスの初期条件敏感性を示す特徴的な現象である。広帯域のスペクトルが必ずしも初期条件敏感性を保証するものではないが、カオスであるかどうかの1つの指針を与える。

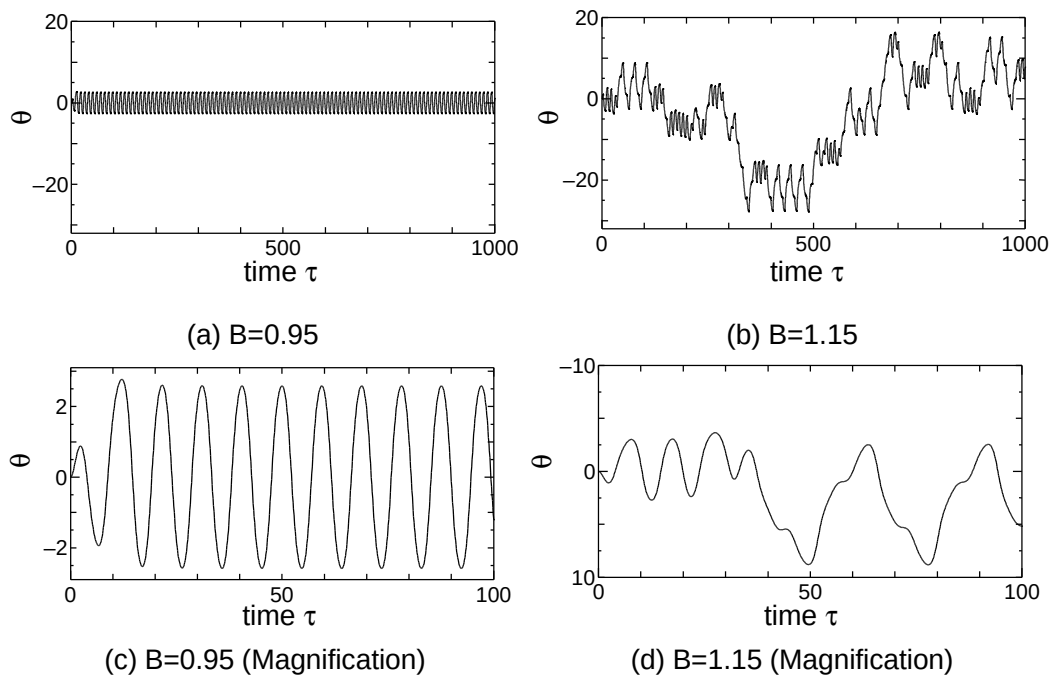


Fig.19 Time series

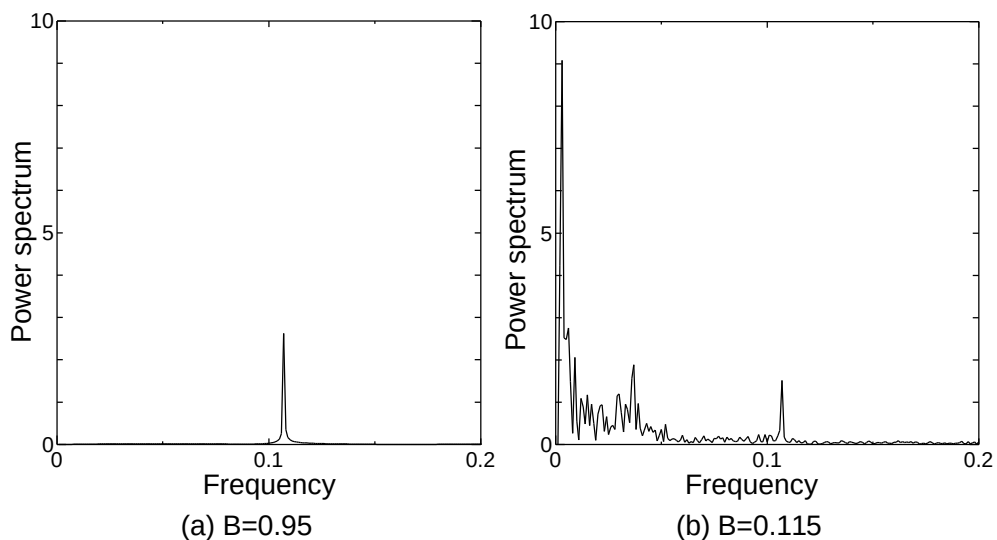


Fig.20 FFT Spectra

3.4.3 位相空間

力学系の位相空間 (phase space)とは、系のある時刻での状態を指定するのに必要な変数のそれぞれを表す直交座標軸からなる数学的空間である。ある状態を表す座標から時間発展をしらべることにより、状態変化を表す位相空間内の軌道を描くことができる。この軌道は位相軌道(phase trajectory)と呼ばれる。この軌道はそれぞれ接近をしても決して交わらないという特徴がある。これは決定論的力学系の過去および未来の状態が与えられた時刻での系の状態によって一義的に規定されるという事実からきている。

保存系(conservative systems)では位相空間の面積（または体積）が保存され、散逸系(dissipative systems)では面積（または体積）が収縮する。この収縮する点をアトラクタ(attractor)という。カオス系では折りたたみと引き伸ばしによりアトラクタが非整数次元を持つフラクタル構造になり、このようなアトラクタはストレンジ・アトラクタ(strange attractor)と呼ばれる。このストレンジ・アトラクタは無数の層からできており、拡大して見た微細構造はもとの粗視構造と類似している。この性質は自己相似性(self-similarity)と呼ばれカオスの重要な特徴のひとつと考えられている

$B=0.95$ のときの位相空間図を Fig.21(a)に示す。定常状態になると、位相空間内で円上を規則的に動くようになる。このような円をリミット・サイクル(Limit cycle)という。

$B=1.15$ のときを Fig.21(b)に示すが、これをみると系が単なるランダムではなく、ある構造をもっているように見える。このときアトラクタがストレンジ・アトラクタになっていると考えられる。

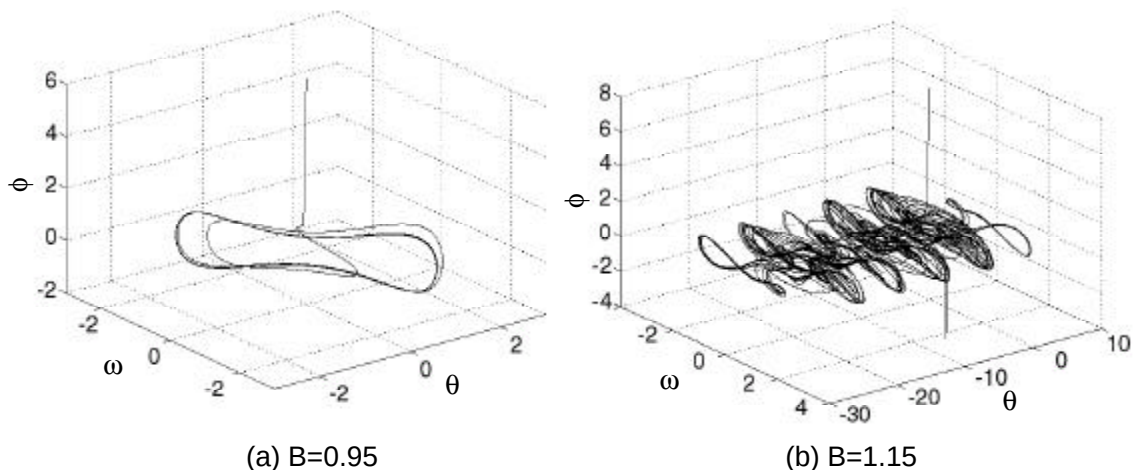


Fig. 21 Phase space

3.4.4 次元

集合の次元を定義する方法は数多くあるが、ここでは時系列データの計算効率のよい容量次元について説明する。

位相空間に系の状態を示す多くの点が散在しているとする。もし、その集合の次元が高ければ、ある与えられた点の近くの点の数は、その点からの距離につれてより急激に変化する。このとき、相関次元は

$$C(R) = \lim_{N \rightarrow \infty} \left\{ \frac{1}{N^2} \sum_{i,j=1}^N H(R - |\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j|) \right\} \quad (13)$$

で定義される相関係数 $C(R)$ から計算される．ここで、 $\mathbf{x}_i, \mathbf{x}_j$ は位相空間上の点を表し、 $H(y)$ はヘビサイド関数、 N はデータ点全体からランダムに選んだ点の数である．相関次元 d_G は $C(R)$ の R による変化として、

$$C(R) \approx R^{d_G} \quad (R \rightarrow 0) \quad (14)$$

によって定義される．したがって、相関次元 d_G は $\log C(R)$ 対 $\log R$ のグラフの傾きから求めることができる．

Fig.22 に振り子の力学系で強制振幅が $B=0.95, 0.115$ のときの (θ, ω, ϕ) の 3 変数の位相空間で求めた相関関数を示す．

実際の計算では過渡状態を考え、最初の 500 ステップを省き、10000 ステップまでのデータを用いている．有限なデータ個数のため、 R の小さい点は点数が少なくなるという理由から、傾きを求めるときには無視している．また R が大きい点は有限領域の折りたたみの影響を考え、これも省いて傾きを求めた．このようにして求めた傾きから $B=0.95$ の次元は 1.03、 $B=1.15$ の次元は 2.44 と求まる．

Fig.21(a)は円周上を動きほぼ 1 次元であると考えられるが、 $B=0.95$ のときの次元 1.03 はとこのような直感的な推測とほぼ一致している．また、 $B=1.15$ の次元 2.44 はそれより複雑な構造で、3 次元よりも低次元な構造であることがわかる．

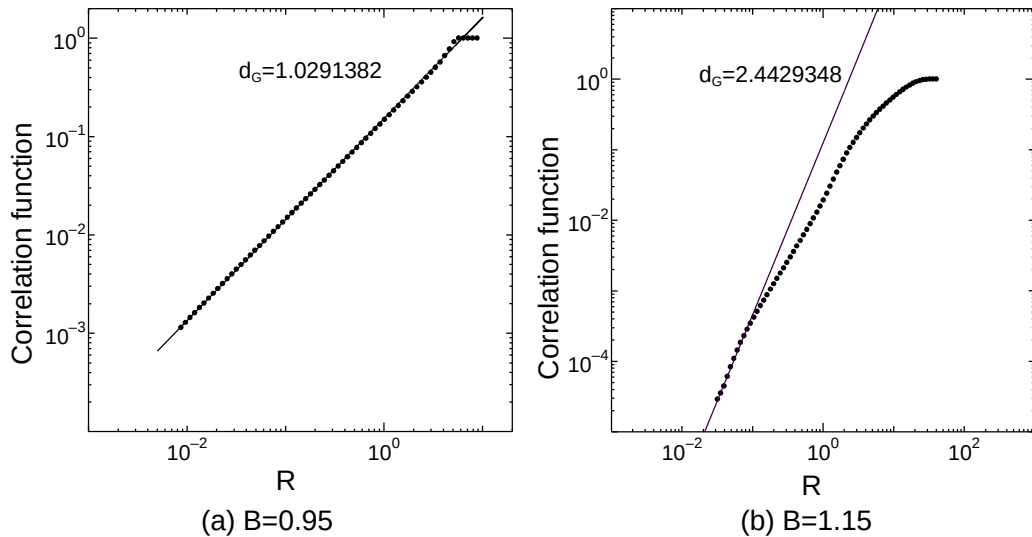


Fig.22 Correlation function

3.4.5 位相空間の再合成

3.4.3, 3.4.4の解析においては、1 階の微分方程式(12)の変数が 3 つとなっているため、 θ, ω, ϕ の 3 変数の位相空間で系を表現することができた．

実際の非線形解析では系の変数の個数を知ることができなかつたり、また、その変数のすべてを計測することができないことが多い．しかし埋め込み定理(embedding theorem)を用いて、1 変数の時系列データから系の構造を示す位相空間を再合成することは可能である．時系列データ $X(t_i)$ と遅れ時間 d を用いて、

$$X(t_i), X(t_i+d), X(t_i+2d), \dots, X(t_i+(m-1)d)$$

を変数とする m 次元位相空間は

$$m \geq 2n+1 \quad (15)$$

のときに, n 個の独立変数の測定値から構成された位相空間と同じ性質を多く持っている.

この遅れ時間 d の決定方法には, 相互情報量(mutual information)が最初に極小値となる時間をとる方法などいくつかあるが, この遅れ時間 d の値そのものは重要ではない.

振り子の角度 θ について, 遅れ時間 $d=1.0$ として, 3 変数 $X(t_i), X(t_i+d), X(t_i+2d)$ から位相空間を再合成すると Fig.23 のようになる.

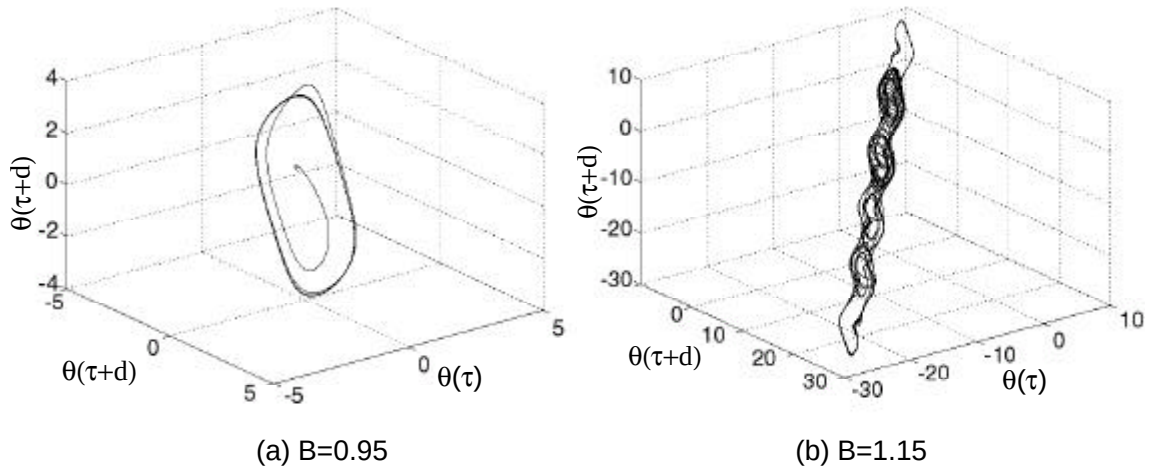


Fig. 23 Phase space embedding in 3D phase space

Fig.21 と比較すると, $B=0.95$ のときにはそのリミット・サイクルへ収束し, $B=1.15$ のときには 6 つの中心を持つ層状の構造がありそのうちの両端の軌跡が少ないこと, などの類似性が多くみられる.

遅れ時間を $d=1.0$ として埋め込み次元を 3, 5, 7, 9 としたときの相関関数を Fig.24 に示す. このときのそれぞれの傾きを Table 1 に示す.

一般的に, 埋め込み次元を上げると相関次元はある値に収束する. その収束した値はもとの相関係数と等しくなる.

Table 1 から $B=0.95$ のときの相関次元は 1.02, $B=1.15$ のときは 2.45 となる. これは, Fig.21 から求めた相関次元とほぼ等しい.

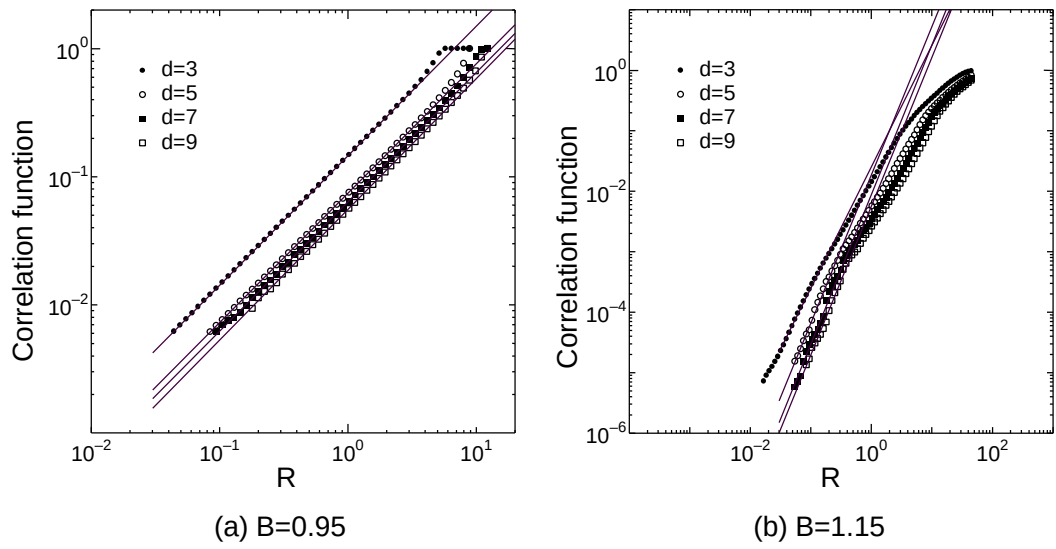


Fig.24 Correlation function of embedded phase space

Table 1 correlation dimension

(a) $B=0.95$		(b) $B=0.115$	
embedded dimension	Correlation dimension	embedded dimension	correlation dimension
3	1.0101	3	2.0102
5	1.0087	5	2.4517
7	1.0092	7	2.4733
9	1.0194	9	2.4611

第4章 実験結果

- 4.1 温度変化と気泡の生成，離脱
- 4.2 1次元，2次元温度分布と標準偏差
- 4.3 2次元逆問題
- 4.4 標準偏差
- 4.5 相関係数
- 4.6 気泡の干渉
- 4.7 発泡頻度
- 4.8 沸騰曲線

4.1 温度変化と気泡の生成，離脱

温度変化と気泡の発泡を対応づけるために，放射温度計と高速度ビデオカメラを同期させ，加熱面裏面の温度変化と気泡の挙動を観察した。

本実験装置では低熱流束のときから，加熱面とベークライトの接着部分の隙間からの発泡が起こる。これらの気泡は，観測部から 5mm 程度離れているので，発泡は観測部にほとんど影響していないと考えられる。しかし，これらの気泡により観測部の観察がしにくくなるため，Fig.25 のようにカメラの視野に入らないように覆いを取りつけている。念のため，この実験以外では覆いの影響も考慮し，外して実験を行っている。

実際は，高熱流束では，発泡個数，頻度が多く，加熱面上で，気泡が入り乱れ，個々の気泡の観察は難しくなる。結局，気泡の観察は発泡開始直後の熱流束 $5 \times 10^4 \text{W/m}^2$ の条件のみで，その他の条件では個々の気泡を認識することができなかった。

そのときの温度変化を Fig.25，気泡の挙動を Fig.26 に示す。高速度ビデオカメラ，放射温度計のコマ数はそれぞれ，744frame/sec，334line/sec である。横軸に放射温度計の測定位置，縦軸に時間を取り，各点の温度変動を色であらわしたものを Fig.25(b)に示す。また，この温度分布から，発泡点に最も近いと考えられる点の温度変化を示すと，Fig.25(a)のようになる。

Fig.25(a)の発泡点の温度変化をみると，608msec 付近で温度が下がり始め，613msec 付近で極小となり，その後，温度が回復する。また，Fig.25(b)の気泡の挙動から 610msec (454frame)前後で気泡が発泡を開始し，637msec 付近で気泡が離脱していることがわかる。本実験の同期の精度は 3msec 程度であることを考えると，気泡が生成する時に温度が急激に降下することが確認された。

後の考察では，気泡の挙動が観察できない高熱流束の条件でも，温度の低下に対応して，気泡が生成していると仮定して考察する。

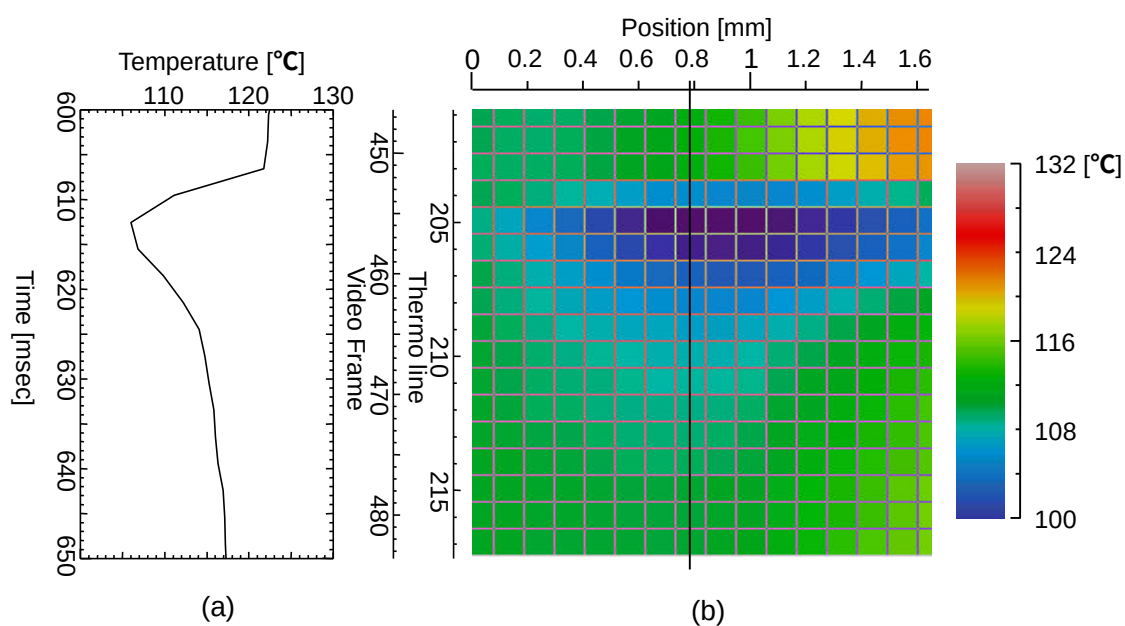


Fig.25 (a) Local temperature of active site
(b) Temperature distribution and time series

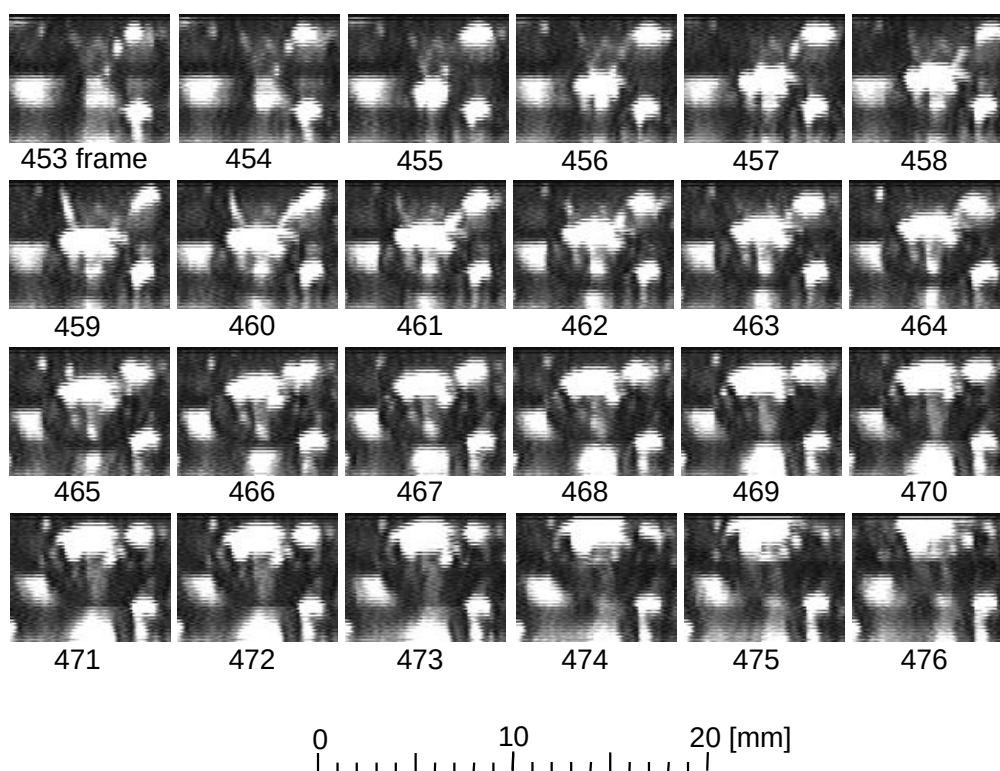


Fig.26 Oblique view of growing bubble

4.2 1次元，2次元温度分布と標準偏差

本実験で用いた放射温度計は，2次元の温度測定と，1次元の温度測定が可能である．2次元の測定のスキャン速度は約 1.2frame/sec と核沸騰の気泡の発泡頻度と比較して遅いため，スキャン速度が 334frame/sec の1次元の測定を，約 7.2 秒間（2390line）行い，この温度分布を解析した．

2次元スキャンから Fig.27 のような温度分布が得られ，この温度分布から1次元の測定位置を決めた．その位置で1次元の測定を行い，横軸に測定位置，縦軸に時間をとって示すと Fig.28(b)のような温度分布となる．このデータからある一点の温度を抽出すると Fig.28(a)の時間変動が得られる．

また，気泡の発泡点を求めるために，1次元の温度分布から時系列の標準偏差を求めると Fig.29 のようになる．発泡点に近いほど，温度の時間変動は大きくなると考えられるので，標準偏差の極大値となる点が発泡点にもっとも近いと考えられる．

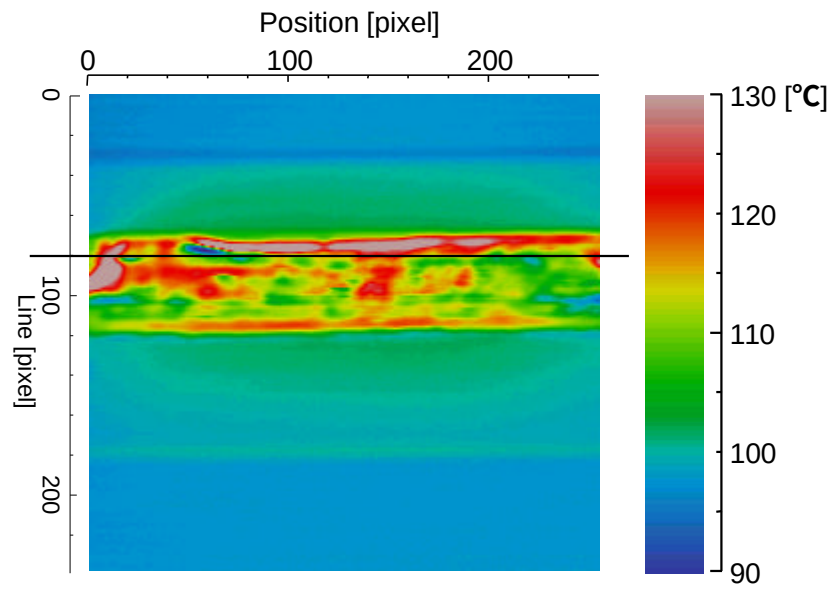


Fig.27 Temperature distribution of 2D mode (1.2frame/sec)

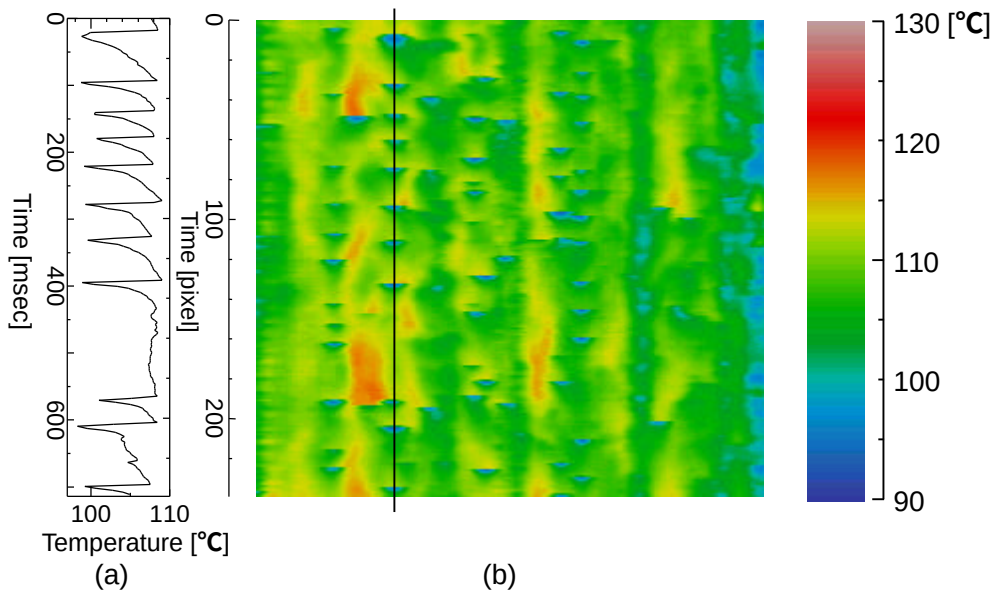


Fig.28 Select scanning line from 2D mode temperature distribution

(a) Local temperature is extracted from 1D temperature.

(b) Temperature distribution and time series of 1D mode

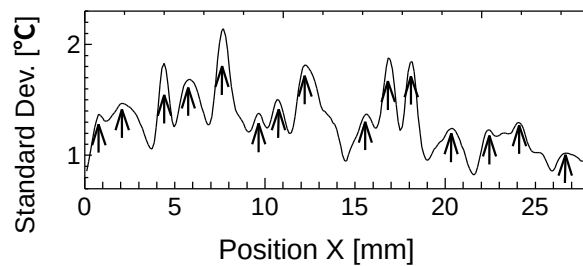


Fig.29 Standard deviation of Temperature fluctuation at each points

Local maximum points may be closer to active points.

4.3 2次元逆問題

3.2 で説明した方法で、加熱面裏面の境界条件を断熱とすることで、加熱面裏面の温度から、加熱面表面の温度分布、熱流束が求まる。

Fig.30(a)に Fig.28(b)と同様の加熱面温度分布を示す。4.2と同様に各点の温度変動から標準偏差を求めると Fig.30(b)が得られる。

Fig.30(a)の温度分布をもとに逆問題を解き、加熱面表面の温度分布、熱流束分布を求めると、それぞれ、Fig.30(c), (d)のようになる。ここで、(a)と(c)の温度分布には、ほとんど違いが見られない。これは、加熱面が薄いために加熱面の厚さ方向に温度差がほとんどないためと考えられる。今後、温度については加熱面裏面の温度分布のみで議論をしていく。

また、Fig.30(d)の熱流束分布を見ると、温度の急激な減少に対応して発泡点付近に鋭い極大値が見られる。これは加熱面裏面の温度の急激な減少により、(9)式の右辺第 2 項が増大したためである。

4.1から、温度の急激な減少は気泡の発泡と考えることができるので、この鋭い極大値の個数を数えることで、発泡頻度を求めることができる。また、熱流束が温度の測定方向について極大となる点を発泡位置として、横軸に発泡点位置、縦軸に気泡の頻度を表すと、Fig.30(e)のようなグラフが得られる。この発泡頻度と標準偏差はどちらも Fig.30(b)の温度分布をもとに計算したもののなので、Fig.30(a)の標準偏差の極大値に対応した位置で Fig.30(d)のように発泡が数えられている。しかし、標準偏差の極大値の大きさと発泡頻度の大きさの関係はほとんど見られない。これは、発泡頻度は温度変化の時間的な変動の激しさから発泡点個数を表しているのに対して、標準偏差は温度変動の大きさに注目しているためと考えられる。

今後の解析では、温度の標準偏差を用いて発泡点位置を調べ、その点の発泡頻度を熱流束から求めた発泡頻度を用いて考察する。

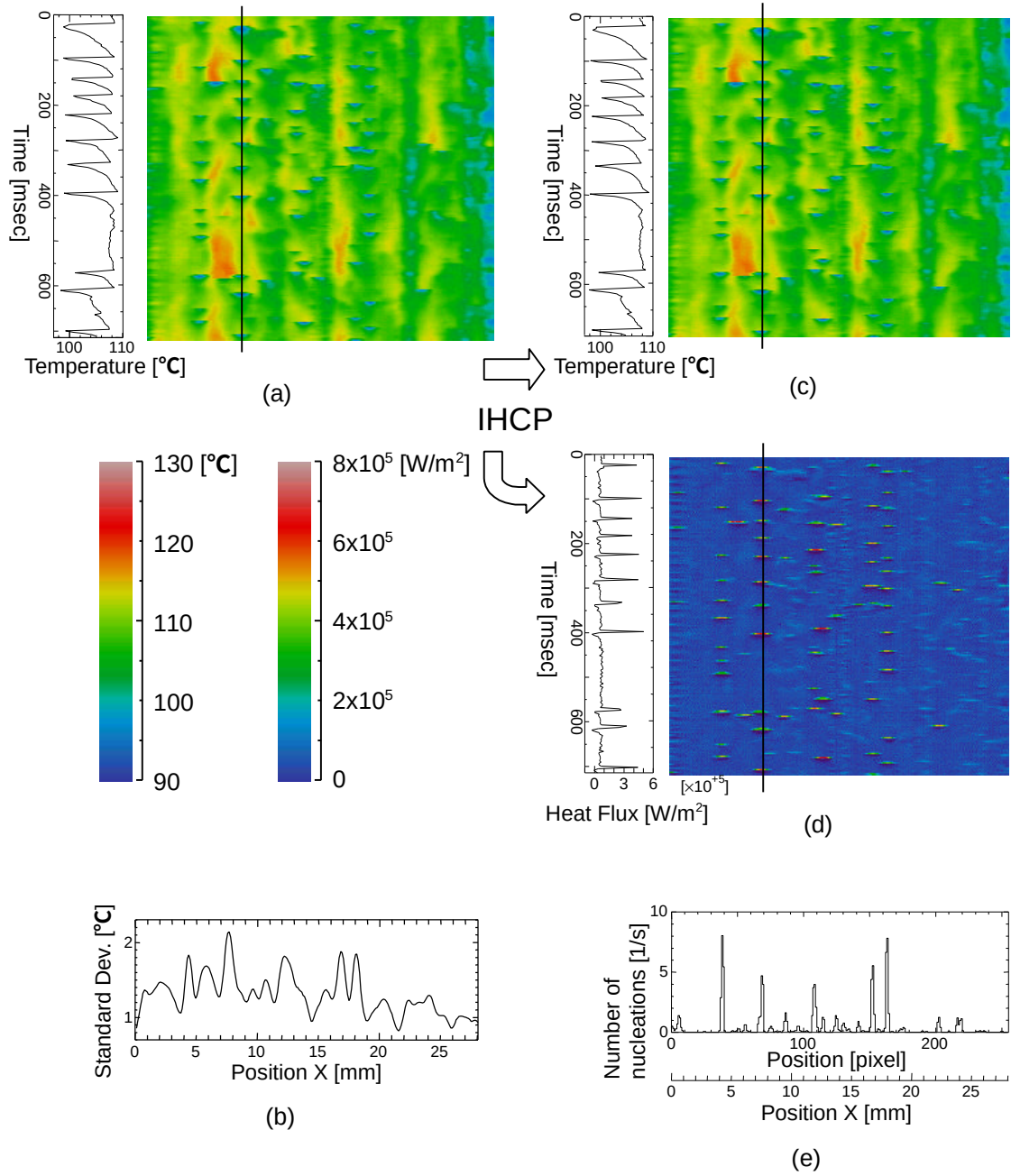


Fig.30 Inverse heat conduction program

- (a) 1D Temperature distribution and time series of back surface
- (b) Standard deviation of back surface temperature
- (c) 1D Temperature distribution and time series of upper surface from IHCP
- (d) 1D Heat flux distribution and time series from IHCP
- (e) Numbers of nucleations from counting the sharp rising of heat flux

4.4 標準偏差

4.2の解析から発泡点付近では温度の変動が激しく、時系列温度の標準偏差の極大となるところが発泡点に近いと考えられる。そこで、1次元の温度分布の測定するラインを 1pixel ずつ変えて測定し、それぞれについて 1 次元の標準偏差の分布を計算し、それを合成して 2 次元の標準偏差の分布を求める。この手順を Fig.31 に示している。まず、2 次元の温度測定を行い、(a)のような温度分布を得る。この温度分布から、測定ラインを決定し、それぞれのラインで 1 次元の温度測定をし、(b)のような 1 次元温度の時間変動を得る。また、それぞれの温度分布について標準偏差を求めると(c)のようになり、それらを合成し縦軸に測定したライン、横軸にライン上の位置を示すと、(d)のような 2 次元の標準偏差の分布の得られる。

ライン上の点は同一時刻の 1 次元温度分布から解析しているが、ラインが異なると測定した時刻が異なる。しかし、標準偏差の分布を見ると、ラインに垂直な方向にも対称性が見られ、これから、発泡に再現性があり、発泡位置がほぼ一定していることがいえる。このような時には、4.2と同様に、標準偏差の極大値から発泡位置を決めることができる。しかし、Fig.31(d)の 200pixel 付近のように対称性が見られない部分もあり、ここでは、複雑に気泡が干渉しているものと考えられる。

熱流束を変化させたときの 2 次元の標準偏差の分布を Fig.32 に示す。また、これらの点をプロットしたものを Fig.34 に示す。

Fig.32 の標準偏差で、測定ライン 95pixel の 50pixel 付近は熱流束による変化がみられ大変興味深い。後の解析をみるとわかるが、ここには 3 つの発泡点がある。発泡開始後から Fig.32 の A 点と C 点付近の温度変動は徐々に増加し、 $1.8 \times 10^5 [\text{W}/\text{m}^2]$ までは同心円状に変動し、干渉はおきない。熱流束が増加し $2.0 \times 10^5 [\text{W}/\text{m}^2]$ になるとこれらは対称性がなくなり、このとき B 点も発泡をはじめ 3 点の気泡が干渉し、対称性のくずれた標準偏差となる。このような点はほかにもいくつか見られる。A,B,C 点の発泡点については4.6でさらに詳しく解析を行う。

一般的には、熱流束の高いときほど、赤く変動の激しい部分が広がっているのがわかる。標準偏差の分布に、変動が小さい青くなっている部分も見られる。このような部分を詳しく見るために、熱流束増加させたときの、標準偏差の変化の割合を調べた。

熱流束に対する標準偏差の増加量を熱流束の増加量で割った標準偏差の平均の増加量を示したのが Fig.33 である。また、これらの点をプロットしたものを Fig.35 に示す。

これらを比較してみると、熱流束が $1.0 \times 10^5 [\text{W}/\text{m}^2]$ 付近では、温度の変動が増加している赤色の部分が多く、変動が減少している青色の部分はほとんど見られない。 1.8×10^5 , $2.0 \times 10^5 [\text{W}/\text{m}^2]$ になると、赤い部分も多く見られるが青い部分もいくつか見られる。これらから、熱流束が低いときには気泡の干渉は少なく一方的に発泡点が増えるのに対して、 $1.5 \sim 2.0 \times 10^5 [\text{W}/\text{m}^2]$ 付近になると気泡が干渉しあって、発泡が抑制されていると考えられる。

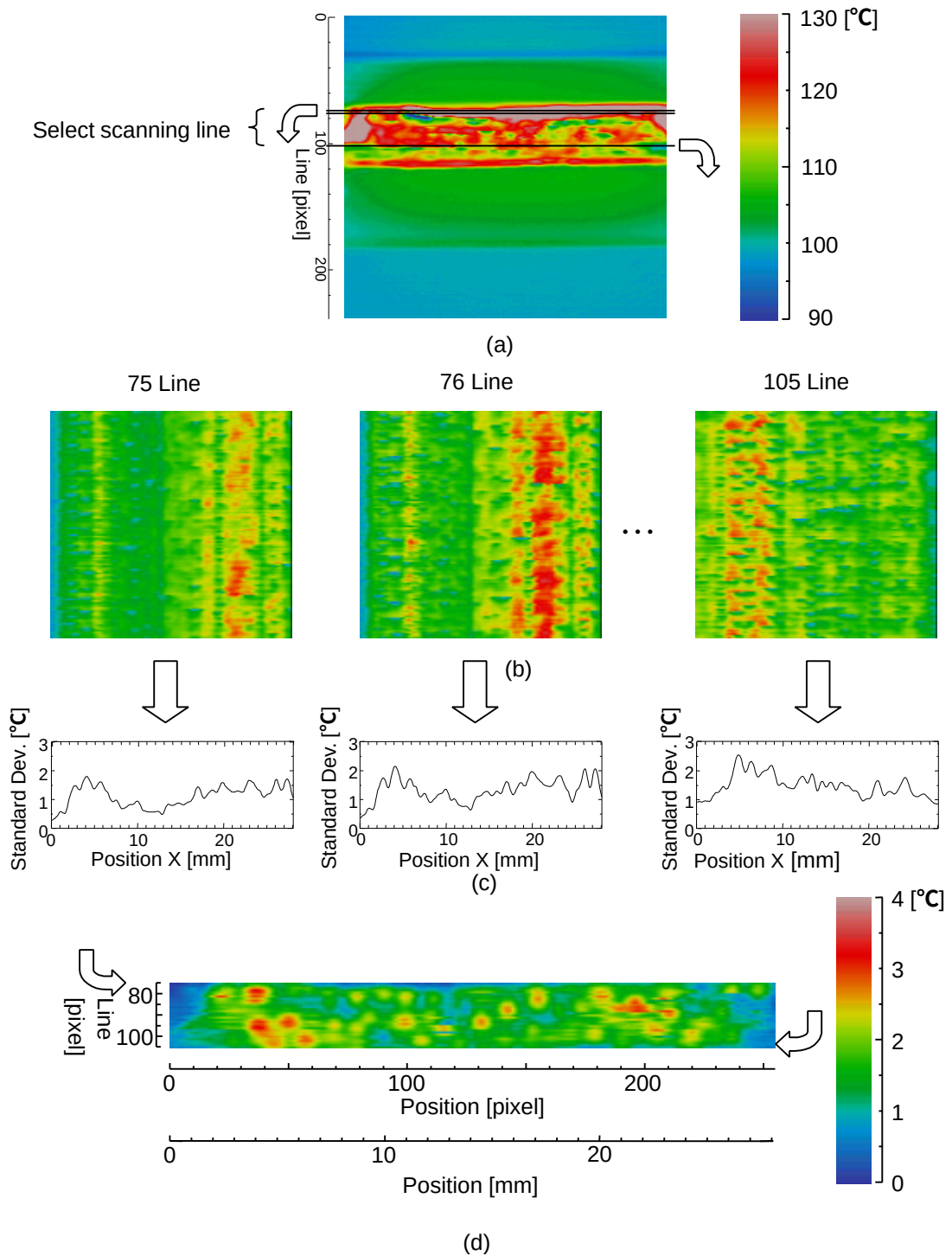


Fig.31 The process of composing 2D standard deviation distribution from 1D temperature distribution ($1.4 \times 10^5 [\text{W/m}^2]$)

- (a) 2D Temperature distribution and select scanning line
- (b) 1D Temperature distribution and time series
- (c) Standard deviation from 1D temperature distribution
- (d) Composition of each 1D standard deviation

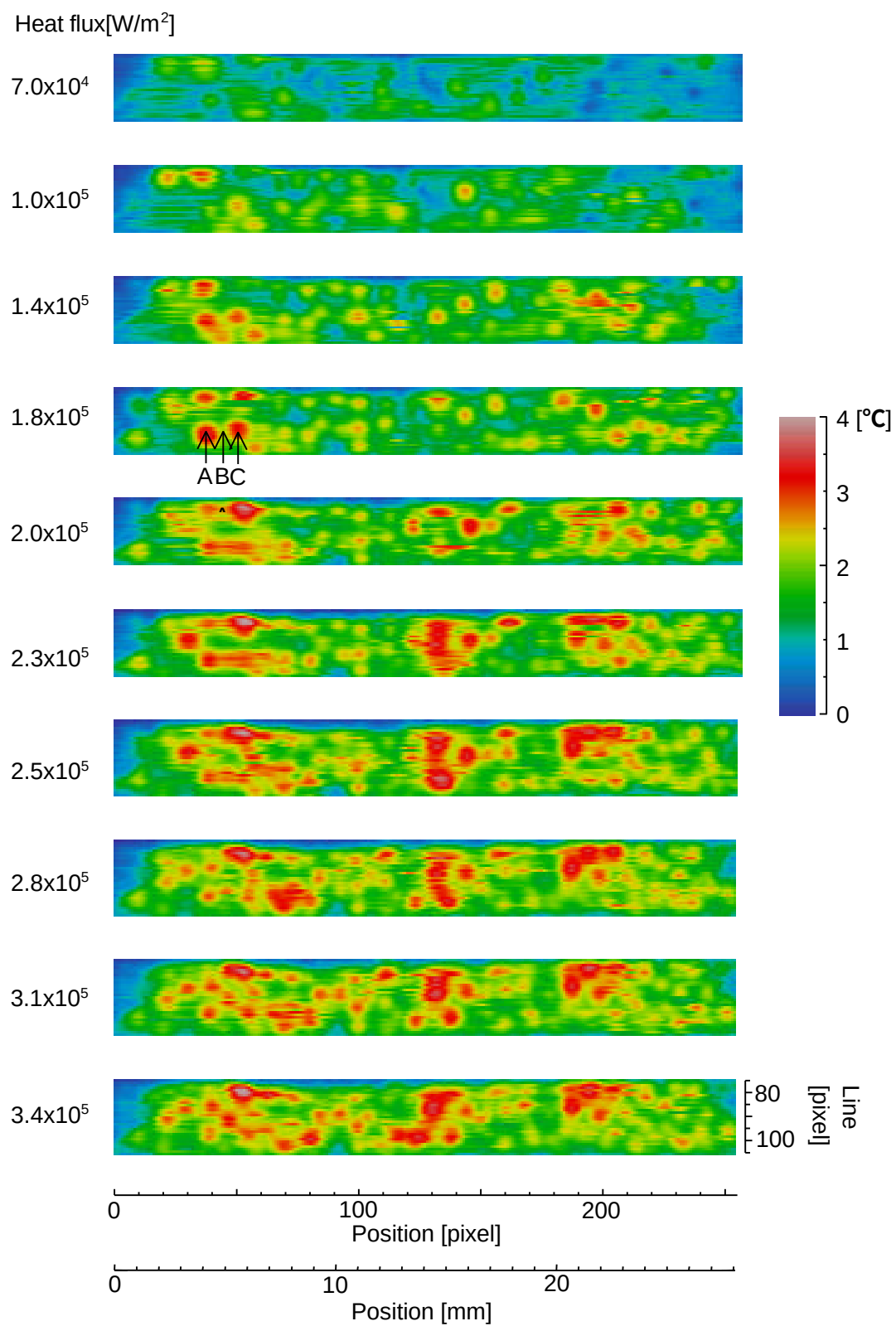


Fig.32 2D distributions of standard deviation as each heat flux

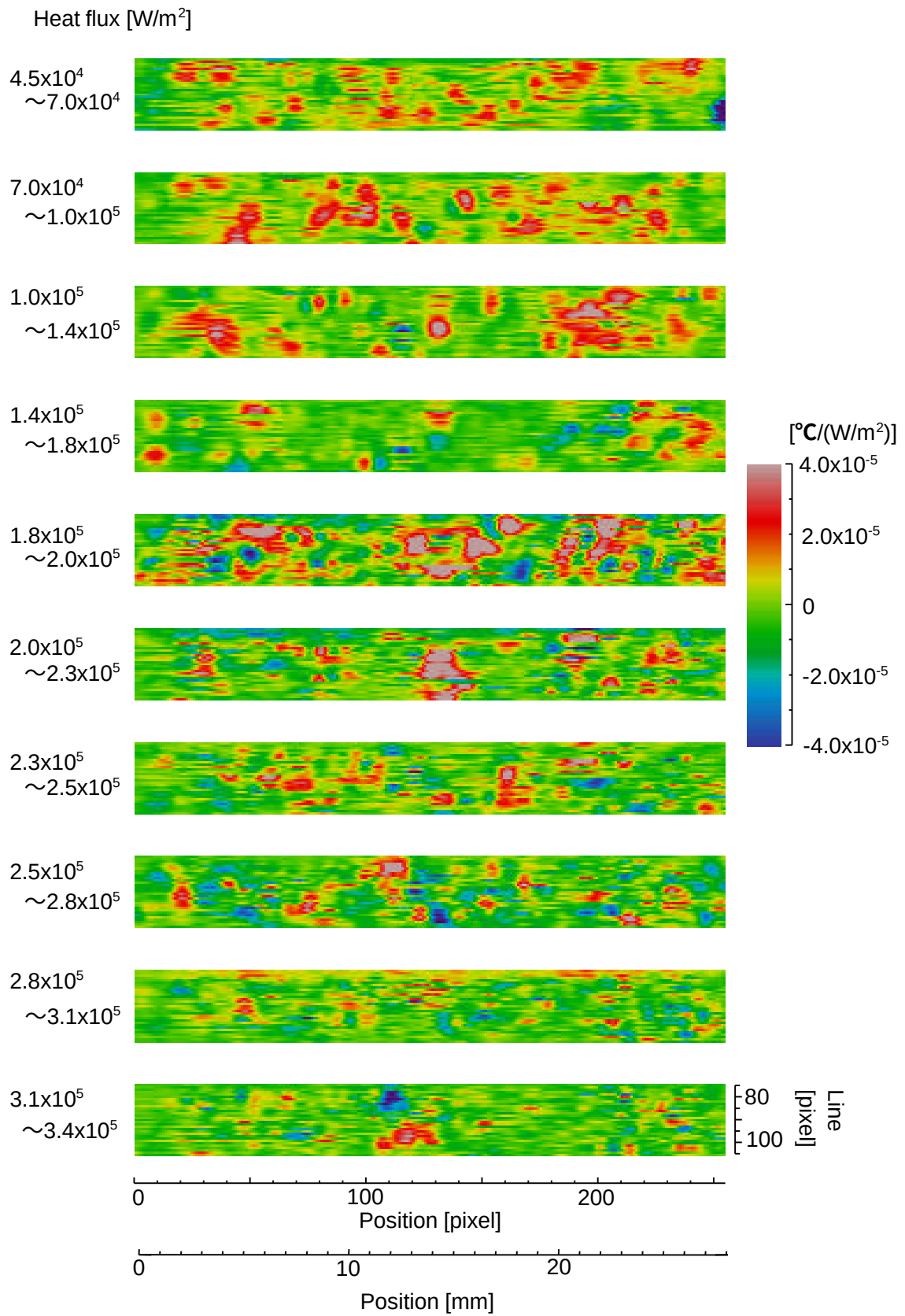


Fig.33 2D distributions of standard deviation increase rate as each heat flux

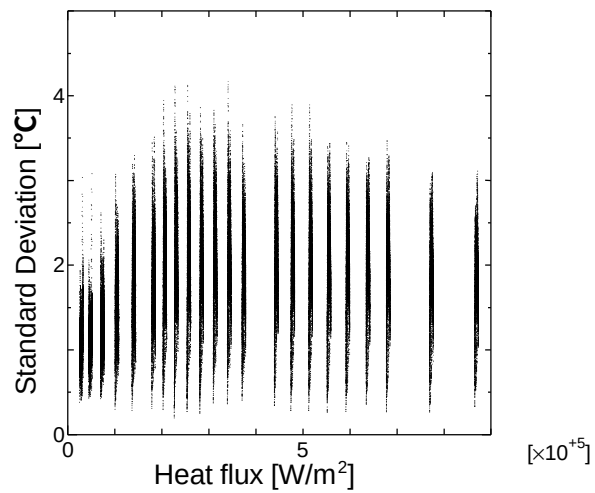


Fig.34 Standard deviation as each heat flux

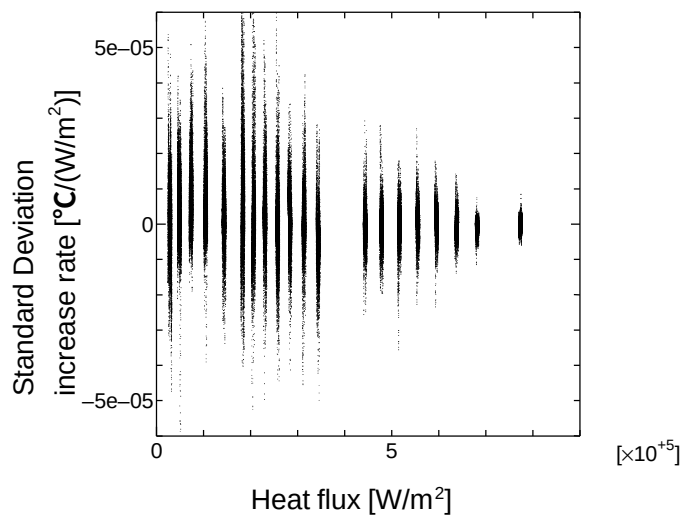


Fig.35 Standard deviation increase rate as each heat flux

4.5 相関係数

気泡が発泡するとき周囲にさまざまな影響を及ぼすと考えられるが、ここでは、その影響範囲を求める。

Fig.36 に Fig.28(b)と同様の 1 次元温度分布を示す。この温度分布から Y の位置に発泡点があると考えられる。もし、Y の位置の発泡が X の位置に（正の）影響を及ぼせば、Y と X の相関は高まり、また、X の位置に影響が及ばなければ相関は 0 に近づく。

Y とある点 X の温度変化について相関係数を求め、X を縦軸の変数として Y との相関係数を求めたのが Fig.36(c)である。この図からわかるように Y に近い点では相関係数が 1 に近く、Y から離れるにしたがって 0 に近づく。この相関係数の広がり程度の範囲に発泡点の影響していると考えられる。

X と同様に Y も変数と考え、横軸に X、縦軸に Y として、相関係数を色であらわすと Fig.36(b)のような分布が得られる。温度分布 Fig.36(a)で発泡点と思われる部分に対応して、相関係数の分布 Fig.36(b)で相関係数の大きい赤色の部分が広く広がっている。これは、発泡点周囲に与える影響が大きいことを示す。

このようにして発泡点とその周辺の間関係を見るとき、発泡点が少なく、その発泡点以外の影響がない時には、相関係数から定量的に発泡点の影響を求めることができる。しかし、他の発泡点の影響が大きいときには、相関係数は正確な値とならない。他の発泡点が発泡点とその周囲の両方に大きく影響する時には、発泡点の影響が変わらなくても、その発泡点と周辺の温度の相関は高まる。また、発泡点と周辺のどちらかのみに影響する時には、相関は低くなる。

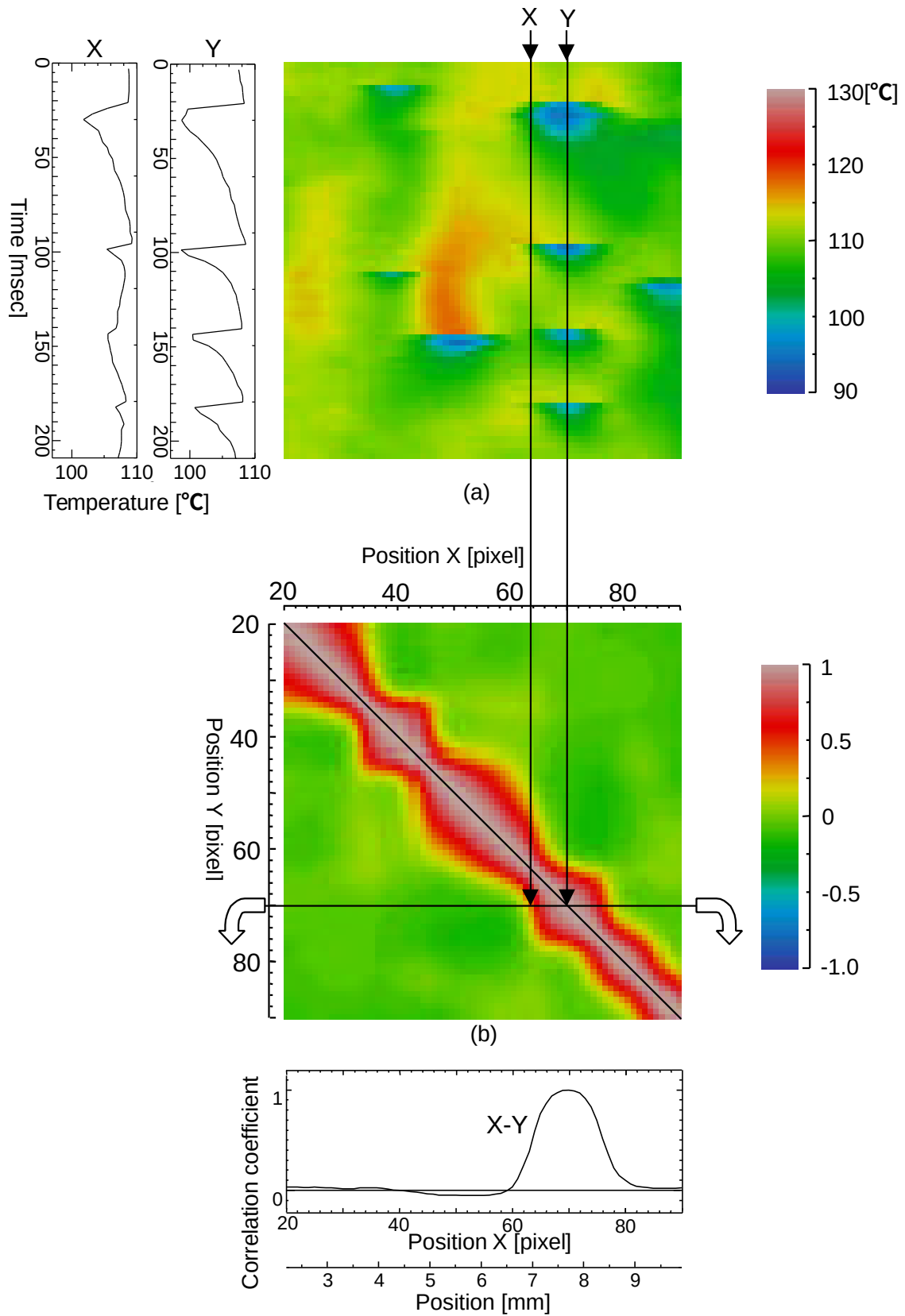


Fig.36 Correlation coefficient of temperature at $7.0 \times 10^4 \text{ [W/m}^2\text{]}$

(a) 1D Temperature distribution and time series

(b) Position-Position distribution of correlation coefficient

(c) Correlation coefficient between temperature X-Y

4.6 気泡の干渉

4.1 から4.5までに述べた解析方法を用いて、熱流束が変化したときの発泡の様子の変化を調べる。4.4でも述べたが、Fig.32 の 50pixel, 95line 付近の標準偏差は大変興味深く、ここでは、この発泡点 A,B,C について詳しく調べてみる。これらの点は、ほぼ一直線上に並んでいるため、同一時刻の温度解析が可能である。

徐々に熱流束を増加させていくと、まず最初に A 点で発泡を開始する。Fig.37 に発泡開始後の温度とその解析を示す。2 次元の標準偏差の分布は(a)のようであるが、発泡頻度が低いため変動は小さく、ここから発泡点位置を認識することができない。後に発泡点が並ぶ 95line の温度分布を時間を縦軸として示したのが(c)である。この温度分布から A,B,C の温度を抽出すると(b)のようになる。これから、A 点での温度の急激な減少が見られる。A 点に近い B 点でも A 点の発泡による温度の減少が見られる。C 点は A 点から遠く、A 点の温度の影響をほとんど受けていないことがわかる。この 95line の約 7.2sec にわたる各点の温度の逆問題と解き、発泡点を数え集計したものが(d)である。これから、A 点の発泡周期は 1s ほどであることがわかる。ここで数えた発泡の場所と時期示すために(b)に●印でその発泡時期を示す。また、95line 上の位置 X の温度と A,B,C 点との相関を求めると(e)のようになる。実際、このように熱流束が小さく、発泡点数の少ない条件で相関係数を求めると、裾がひろがり、影響範囲をみることができない。

また熱流束を増加させると A の発泡が頻繁になり、C 点でも、まれに発泡をするようになる。Fig.38 にそのときの温度と解析を示す。このときも、A 点の発泡による B 点の温度への影響が見られる。しかし、C 点の温度には A 点の発泡の影響はほとんど見られない。同じく、C 点の発泡も B 点に影響を与えているが、A 点の温度に影響は見られない。この時の相関を(e)に示すが、(c)の温度分布で発泡が影響していると思われる範囲と(c)に示す A-X の相関係数の広がりとはほぼ対応していることがわかる。この相関係数の広がりからも、A-C 間では影響を及ぼしていないことがわかる。B-X の相関係数の広がりには A 点と C 点付近に変極点をもつ特徴的な分布となる、これは、B 点が A 点や C 点により影響されているためであり、このような分布は近接する発泡点のそばでよくみられる。

さらに熱流束が増加すると、C 点も頻繁に発泡するようになる。この時の温度とその解析を Fig.39 に示す。このとき、A 点では C 点やほかの点の発泡の影響を受けずに規則的に発泡を繰り返している。C 点でも 300msec 前後で発泡周期が長くなっており、これが A 点の影響とも考えられるが、全体的には、ほぼ規則的な発泡をしている。このときも B 点では A,C の発泡に影響された温度変動となっている。

また、さらに熱流束が増加すると、B 点も発泡を始める。その時の温度とその解析を Fig.40 に示す。A,C 点も B 点の影響と思われる不規則な温度変化と発泡が見られる。また、(d)から A,C の発泡頻度をみると、Fig.39 の発泡頻度よりも減少しているのがわかる。

こうして熱流束の変化により温度分布がどのように変わるかを見てきたが、A-C の距離ではほとんど発泡の影響はなく、A-B, B-C の距離では発泡の影響は大きく、発泡点が距離がこの程度になると複雑な温度変化と発泡を繰り返していることがわかった。

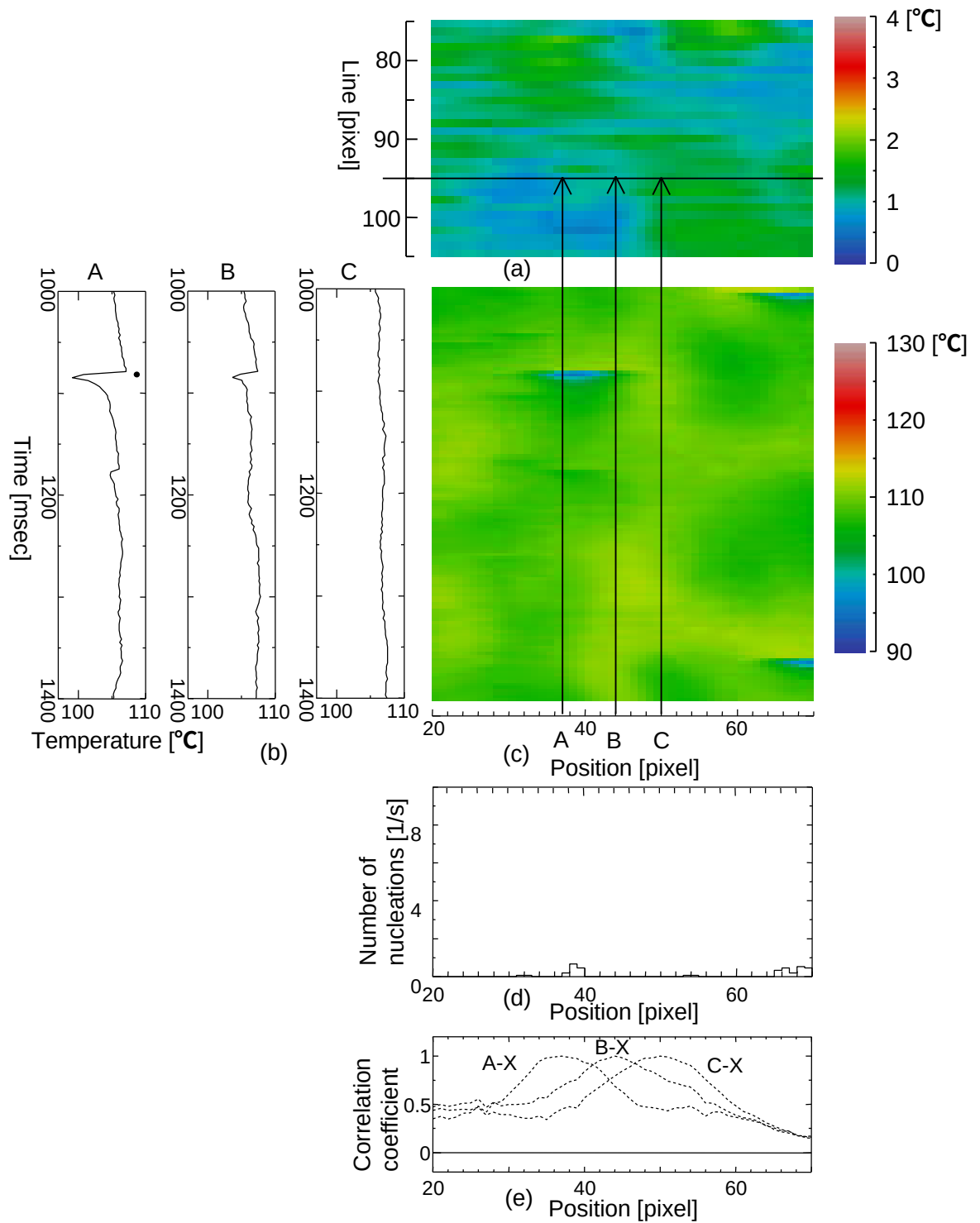


Fig.37 Interactions between sites A, B and C at $4.5 \times 10^4 \text{ [W/m}^2\text{]}$

- (a) 2D distribution of standard deviation
- (b) Local temperature of sites A, B and C
- (c) 1D temperature distribution and time series
- (d) Number of nucleations
- (e) Correlation coefficient between temperature X-Y

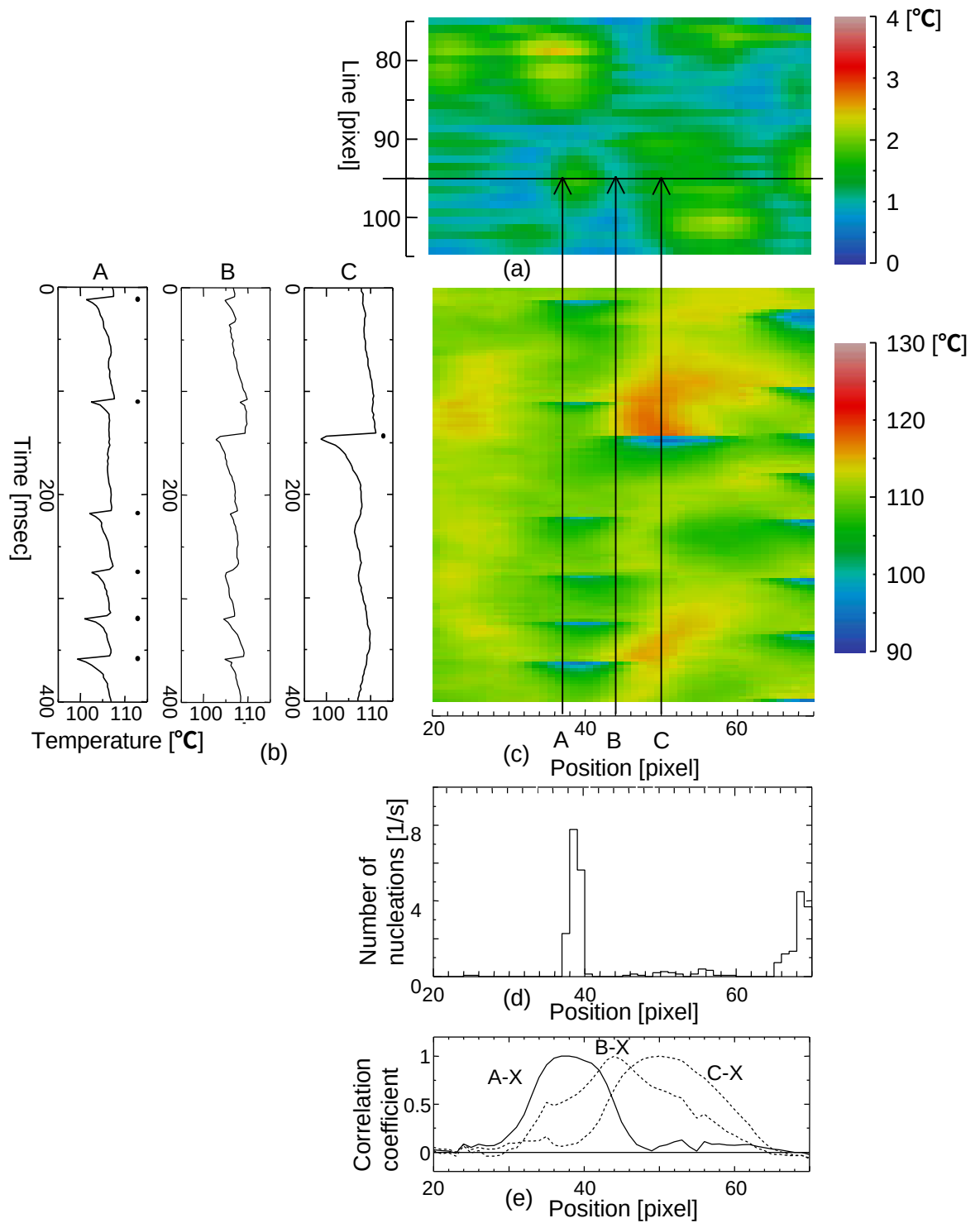


Fig.38 Interactions between sites A, B and C at $7.0 \times 10^4 \text{ [W/m}^2\text{]}$

- (a) 2D distribution of standard deviation
- (b) Local temperature of sites A, B and C
- (c) 1D temperature distribution and time histories
- (d) Number of nucleations
- (e) Correlation coefficient between temperature X-Y

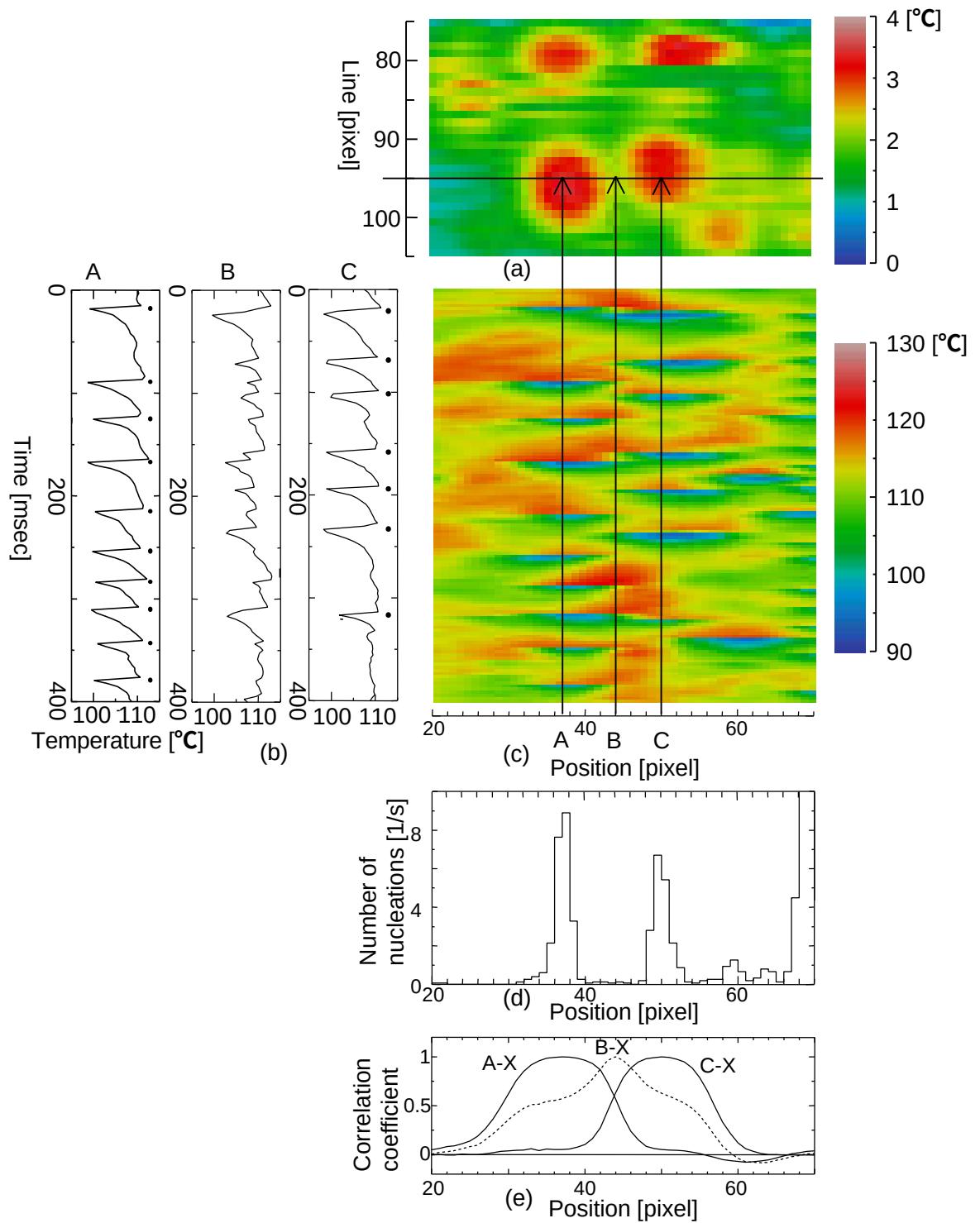


Fig.39 Interactions between sites A, B and C at $1.8 \times 10^5 \text{ [W/m}^2\text{]}$

- (a) 2D distribution of standard deviation
- (b) Local temperature of sites A, B and C
- (c) 1D temperature distribution and time histories
- (d) Number of nucleations
- (e) Correlation coefficient between temperature X-Y

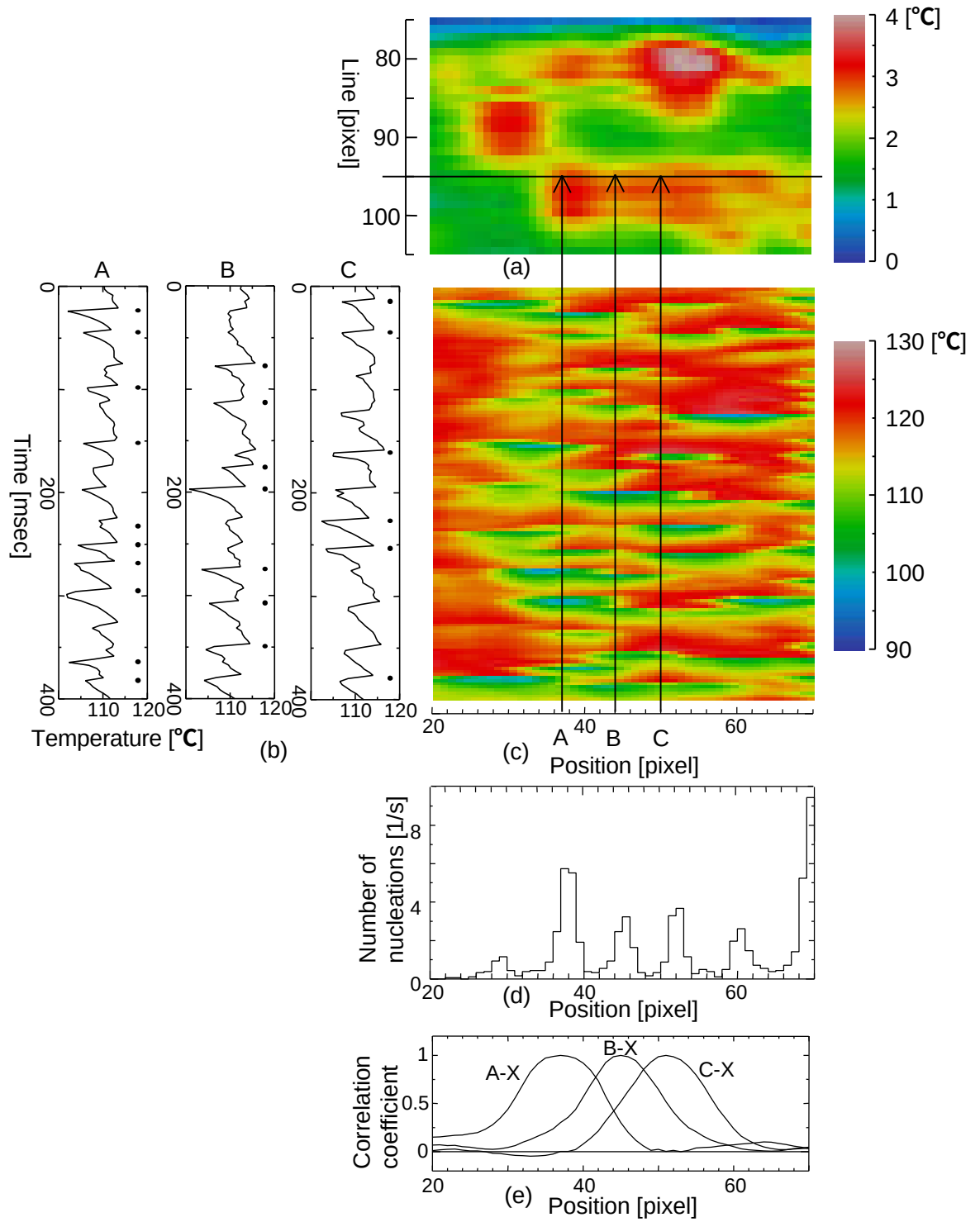


Fig.40 Interactions between sites A, B and C at $2.3 \times 10^5 \text{ [W/m}^2\text{]}$

- (a) 2D distribution of standard deviation
- (b) Local temperature of sites A, B and C
- (c) 1D temperature distribution and time series
- (d) Number of nucleations
- (e) Correlation coefficient between temperature X-Y

4.7 発泡頻度

ここでは、4.6でみた A,B,C の発泡点における発泡頻度を調べた。Fig.41 は熱流束を増加させたときの変化である。4.6で見たように、まず、はじめに A 点で発泡がおこり、その後に C 点で発泡がおきる。そして A,C 点では徐々に発泡頻度が増加するが、B 点ではほとんど発泡がおきない、熱流束がさらに増加し、 $2.0 \times 10^5 [\text{W/m}^2]$ になると B 点の発泡頻度が増加し、A,C 点の発泡頻度は減少する。これは B 点の発泡が A,C 点に影響を及ぼし、発泡頻度が減少していることがわかる。

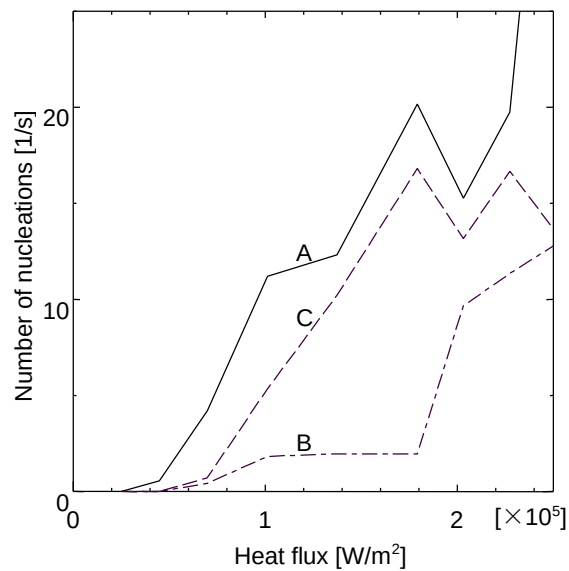


Fig.41 Number of nucleations as heat flux increases

4.8 沸騰曲線

本実験で得られた温度分布をラインごとで、さらにすべてのラインを平均して加熱面温度として、発泡開始付近からバーンアウト直前までの核沸騰のほぼ全域にわたる沸騰曲線を得た。Fig.42 にその沸騰曲線を示す。

発泡開始の数点を除くと、これらの点はほぼ直線上にのっており、この直線の傾きは 2.27 となっている。4.6 で考察したように、近接する発泡点で干渉がおきているにも関わらず、沸騰曲線が直線上に乗っていることから、干渉は決まった過熱度、熱流束でおこるのではなく、低熱流束からバーンアウト付近まで、全般にわたり、近接する発泡点同士が干渉をしているのではないかと考えられる。

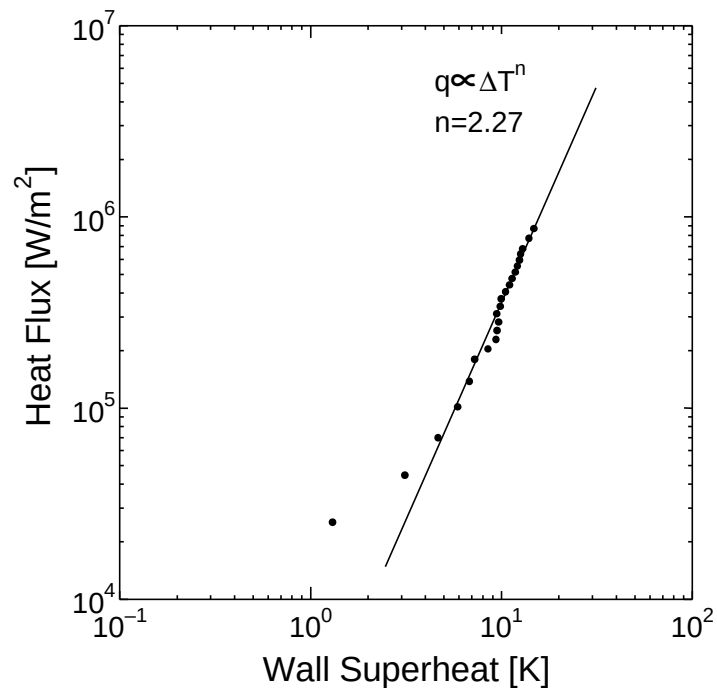


Fig.42 Boiling curve

第5章 非線形解析

- 5.1 非線形解析
- 5.2 時系列データ
- 5.3 FFT スペクトル
- 5.4 位相空間

5.1 非線形解析

4 章の考察から、低熱流束では気泡が干渉せず周期的な発泡となり、高熱流束になると気泡が干渉し不規則な発泡となることがわかった。このことから、熱流束が増加するにつれて系が複雑になると考えられる。

ここでは、近年さまざまな分野で研究、応用が盛んになっている非線形解析（カオス解析）を用いて、4.6 で取り上げた発泡点の周囲の系が、熱流束の増加に対して定量的にどのくらい複雑になっていくのかを調べる。

5.2 時系列データ

4.6 で考察した気泡核 A,B,C の温度の時系列を Fig.43 に示す.

Fig.43(a)に示す発泡開始直後の温度は変化が少なく、まれにおこる発泡で温度が下がるのみである. このような熱流束では、低次元で時間スケールの長い現象が起きていると考えられる.

熱流束が増加し Fig.43(c)のように A,C 点の温度が周期的に変化するとき、系に構造があると考えられる. また気泡の発泡時の温度変化が急激であるため、発泡現象そのものは局所的に高次元の構造となっていると推測される.

熱流束が高くなり気泡の干渉がおこると、温度変化は Fig.43(d)の A,B,C 点などのようになり不規則な温度変化となる. このとき、この系は高次元のカオスもしくはランダムの可能性があるとと言える.

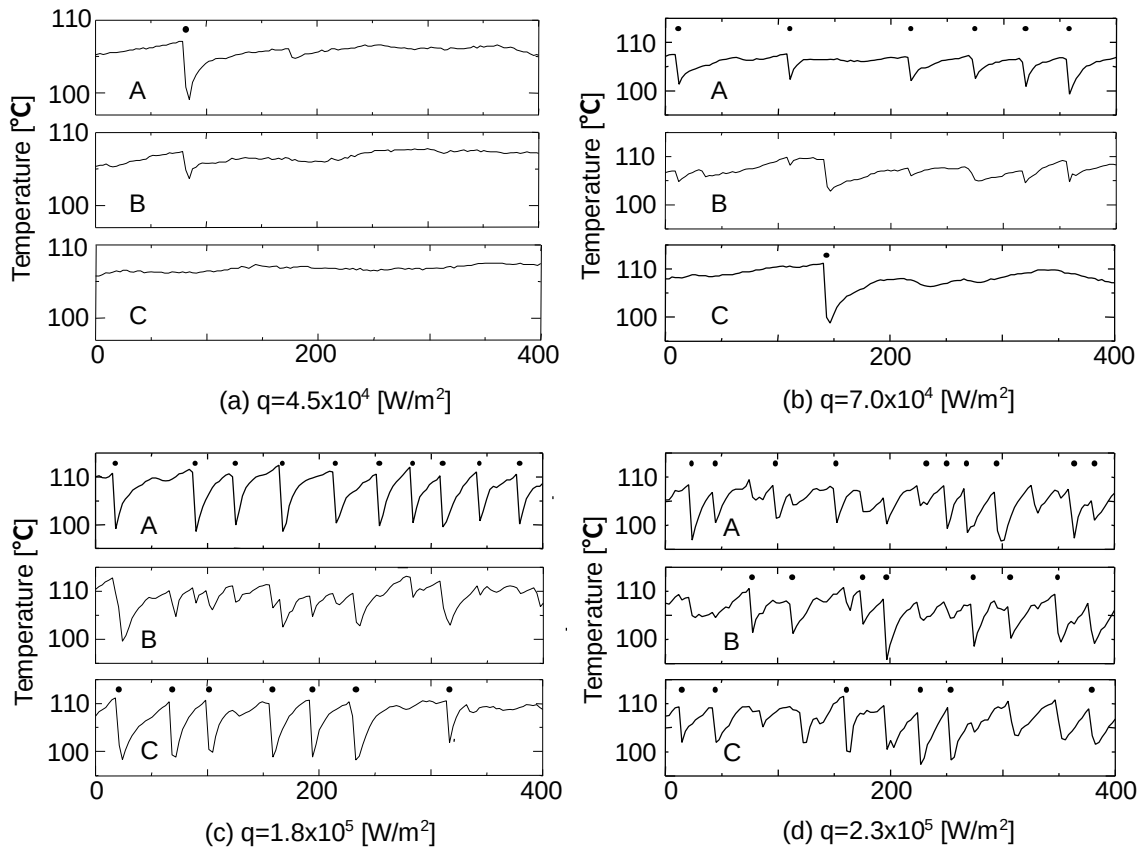


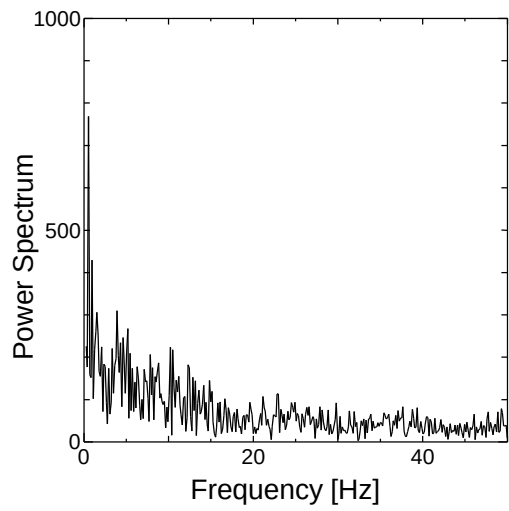
Fig.43 Time series of site A,B,C as heat flux increases

5.3 FFT スペクトル

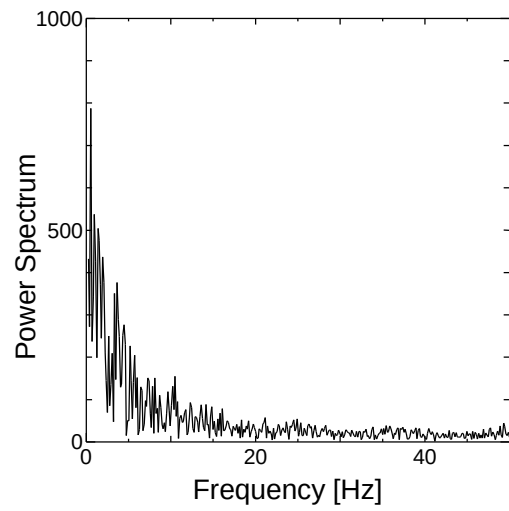
Fig.43 に示した温度データの FFT スペクトルを Fig.44～47 に示す.

熱流束が低く、ほとんど発泡しないときには、Fig.44(a), (b), (c)のように低周波の成分のみで高周波の成分はほとんどない. 熱流束が増加し、発泡が頻繁に起こると、Fig.46(a),(c)のように 20～30Hz 付近の成分が大きくなる. これは A,C 点の発泡頻度に対応している. このとき、A 点と C 点の発泡の影響を受けている B 点では、30Hz 付近にいくらかの成分があるものの、A 点、C 点と比較するとこの付近に大きな成分は見られない. さらに熱流束が増加し A,B,C 点が干渉すると、FFT スペクトルは Fig.47 のようになる. このスペクトルは支配的な成分のない広帯域のスペクトルとなっており、系が複雑になっていることがわかる.

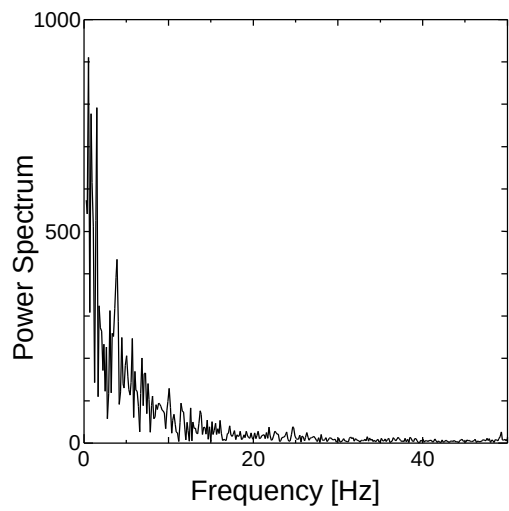
非線型解析という視点からみると Fig.47(a), (b), (c)などはスペクトルの幅が広く、また支配的な成分がないことから、この系が複雑で、高次元のカオスまたはランダムであるといえる. また Fig.46(a), (c)は広帯域に広がっているものの 20～30Hz 付近に大きな成分を持つため、Fig.47(a), (b), (c)と比べると可能性は低いが、系がカオスまたはランダムの可能性がある. Fig.44(a), (b), (c)のスペクトルは高周波のスペクトルが弱いことから、カオスであっても、より低次元であると考えられる.



(a) site A

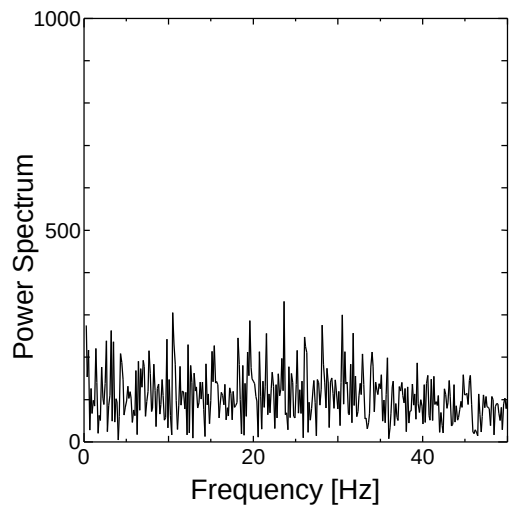


(b) site B

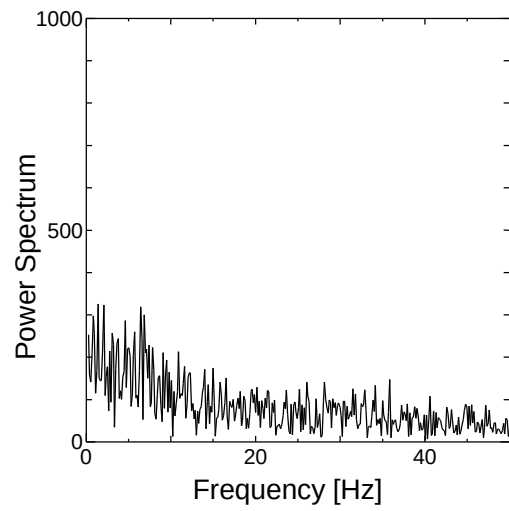


(c) site C

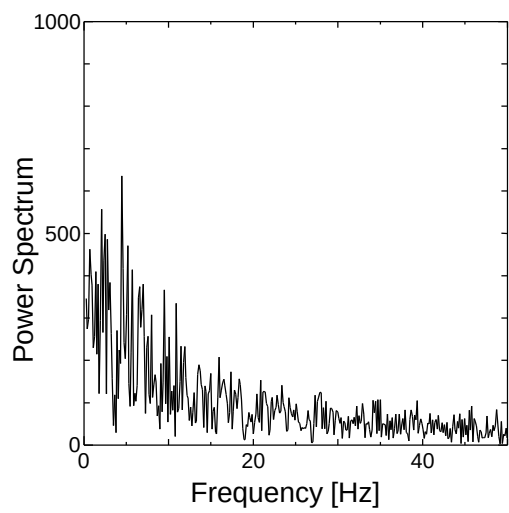
Fig.44 FFT spectrum of temperature at 4.5×10^4 [W/m²]



(a) site A

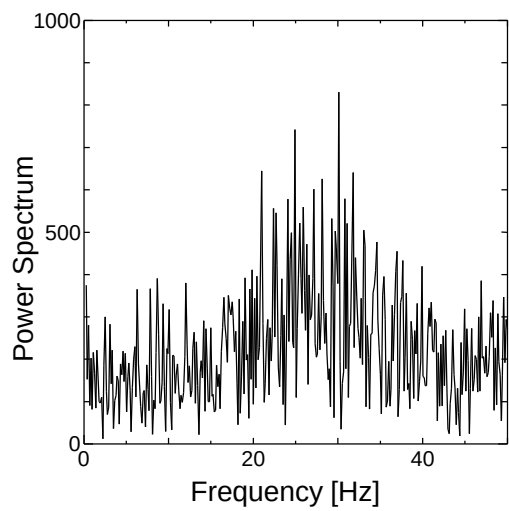


(b) site B

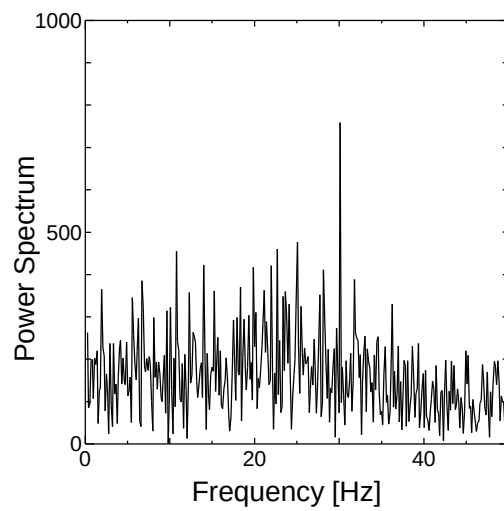


(c) site C

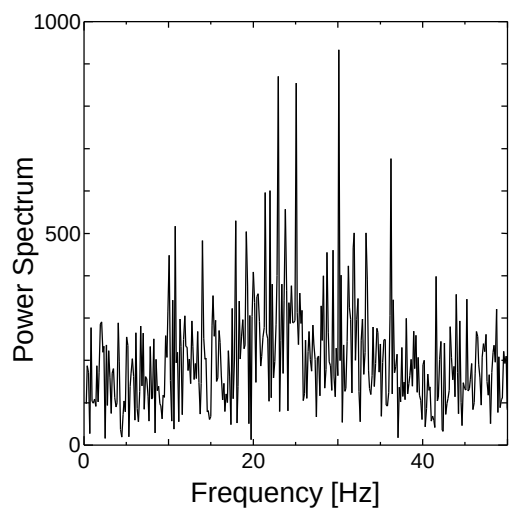
Fig.45 FFT spectrum of temperature at 7.0×10^4 [W/m²]



(a) site A

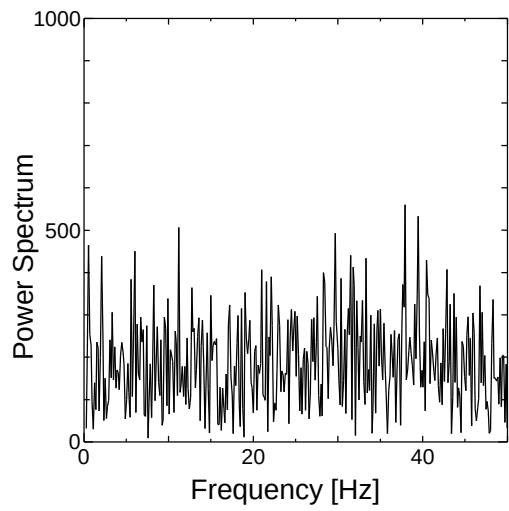


(b) site B

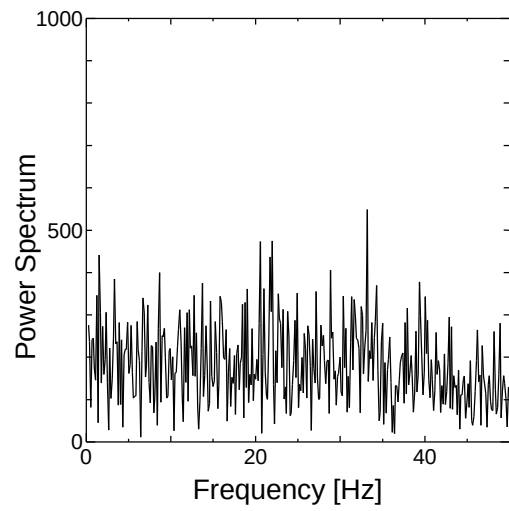


(c) site C

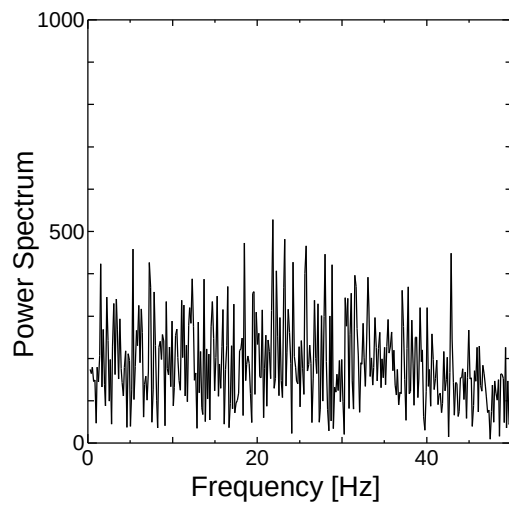
Fig.46 FFT spectrum of temperature at 1.8×10^5 [W/m²]



(a) site A



(b) site B



(c) site C

Fig.47 FFT spectrum of temperature at 2.3×10^5 [W/m²]

5.4 位相空間

遅れ時間 d に放射温度計の時間ステップである 3ms をとり、3次元位相空間に再合成した位相空間を Fig.48(a)～59(a)に示す。

発泡がほとんど起きない Fig.48(a)～50(a)では構造が単純で系が低次元であると推測される。規則的な発泡をする Fig.54(a), Fig.56(a)では軌道が位相空間内に広がっている。さらに熱流束が高く干渉が起こる Fig.57(a)～59(a)では位相空間に広がった軌道が入り乱れ、系の構造が複雑になっていると考えられる。また、この埋め込み次元を 23 次元まで増やし、系の相関次元を求めると Table 2 のようになった。

発泡直後で熱流束が $4.5 \times 10^4 [\text{W/m}^2]$ のときには、1.72, 1.86, 1.77 と次元は低く、このとき系は簡単な構造であるといえる。

熱流束が $7.0 \times 10^4 [\text{W/m}^2]$ になると発泡点 A, C の次元は 2.18, 2.45 となる。これは発泡により温度変動が激しくなり、位相空間内に軌道が広がったためと考えられる。また、B 点の次元が 4.11 と高いことは、A 点と C 点の発泡により温度が干渉し、B 点付近の構造が複雑になっていることを表す。

熱流束が $1.8 \times 10^5 [\text{W/m}^2]$ になると、A, C 点の発泡が頻繁になり次元は高まる。ここでも B 点の次元が 7.63 と A, C 点の次元 5.01, 5.54 よりも高くなっている。

さらに熱流束が増加し $2.3 \times 10^5 [\text{W/m}^2]$ になると、3 点の温度が干渉し、さらに次元が高まり 6.46, 8.05, 8.02 となる。このことから系がさらに複雑になったと言える。

これらの次元は系の変数と関係があり、Table 2 から発泡直後の熱流束 $4.5 \times 10^4 [\text{W/m}^2]$ では 2 つの変数で表される程度の構造があり、規則的な発泡がおこる $1.8 \times 10^5 [\text{W/m}^2]$ では 5 つの変数で表される程度の構造となっていると考えられる。複雑に干渉が起きる $2.3 \times 10^5 [\text{W/m}^2]$ では系は 8 つの変数で表される程度の構造となっていると考えられる。

Table.2 Correlation dimension

Heat flux $[\text{W/m}^2]$	Site A	Site B	Site C
4.5×10^4	1.72	1.86	1.77
7.0×10^4	2.18	4.11	2.45
1.8×10^5	5.02	7.63	5.54
2.3×10^5	6.46	8.05	8.02

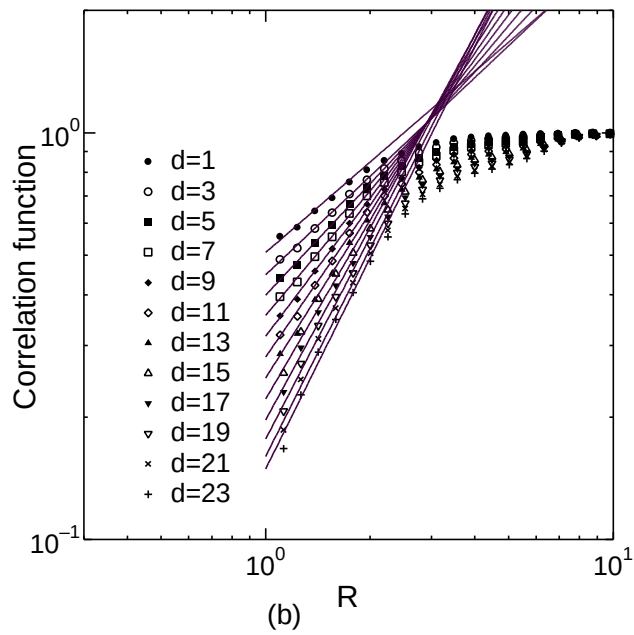
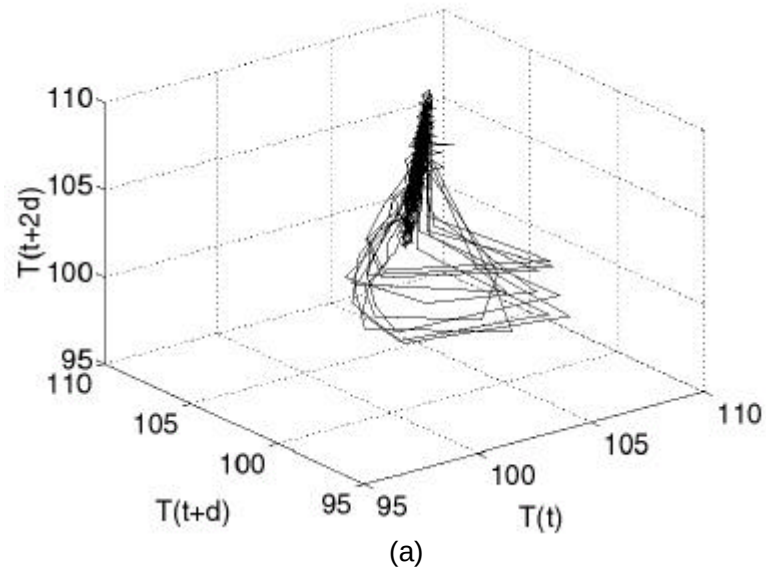


Table 3 Correlation Dimension

embedded dimension	Correlation Dimension
1	0.73945
3	0.80507
5	0.91185
7	1.01970
9	1.13036
11	1.24124
13	1.35283
15	1.46292
17	1.57233
19	1.65227
21	1.69900
23	1.72492

Fig.48 $q=4.5 \times 10^4 [\text{W/m}^2]$, site A

(a) Attractor reconstructed in 3D phase space

(b) Correlation function

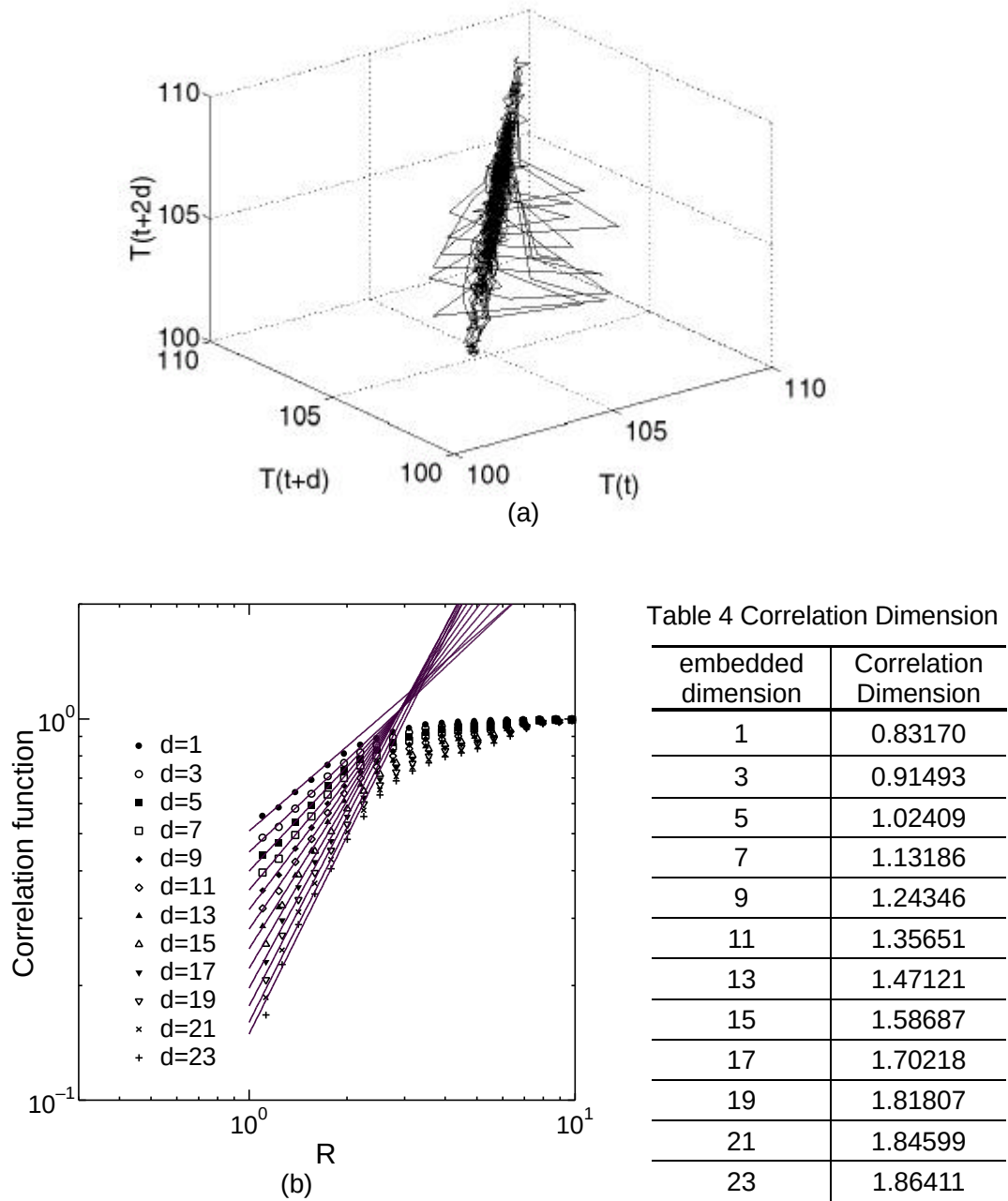


Fig.49 $q=4.5 \times 10^4 [\text{W/m}^2]$, site B

(a) Attractor reconstructed in 3D phase space

(b) Correlation function

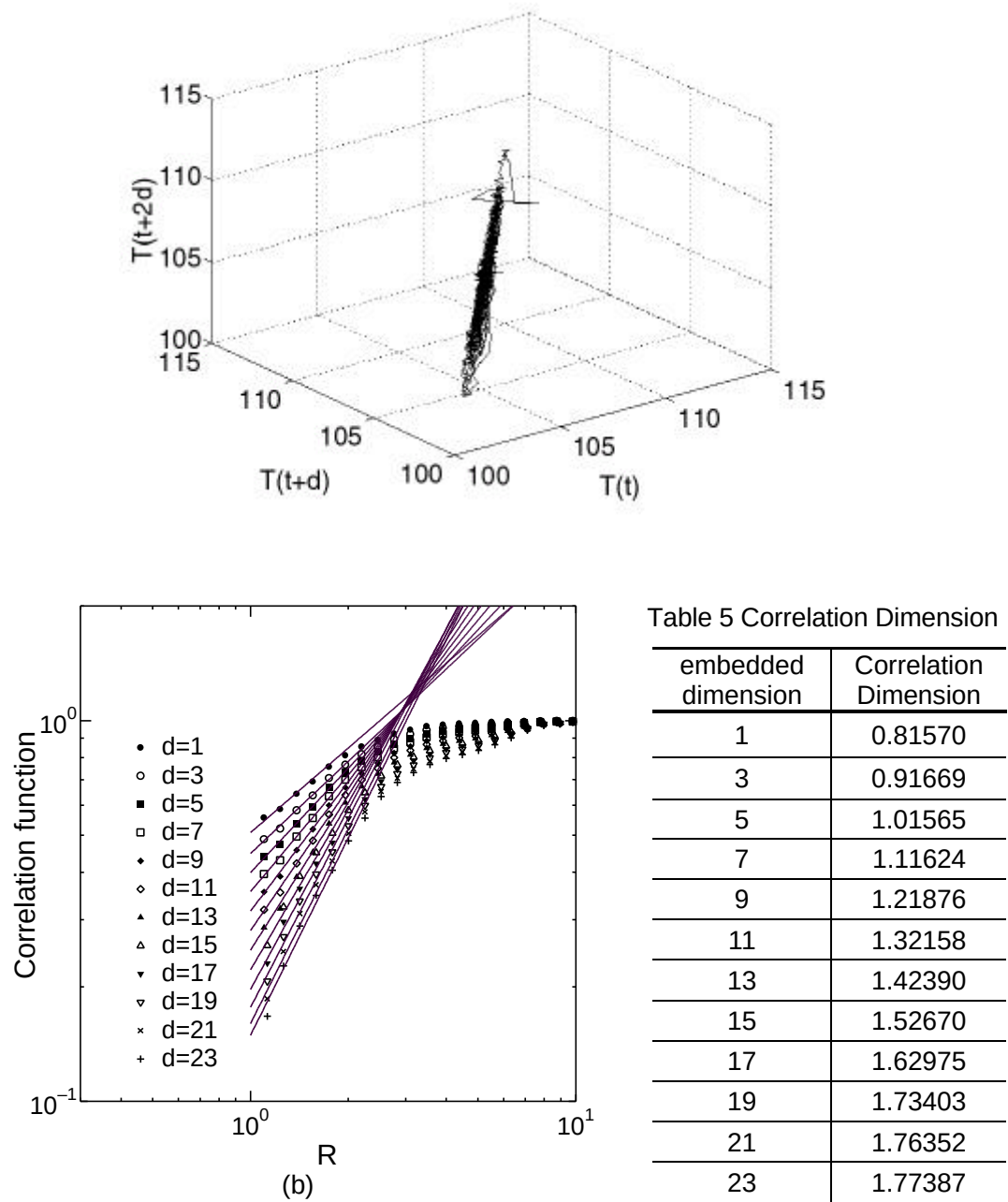


Fig.50 $q=4.5 \times 10^4$ [W/m²], site C

(a) Attractor reconstructed in 3D phase space

(b) Correlation function

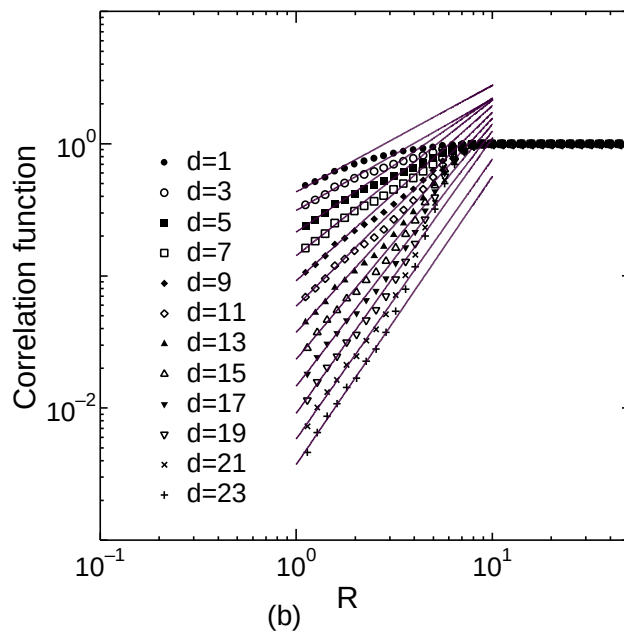
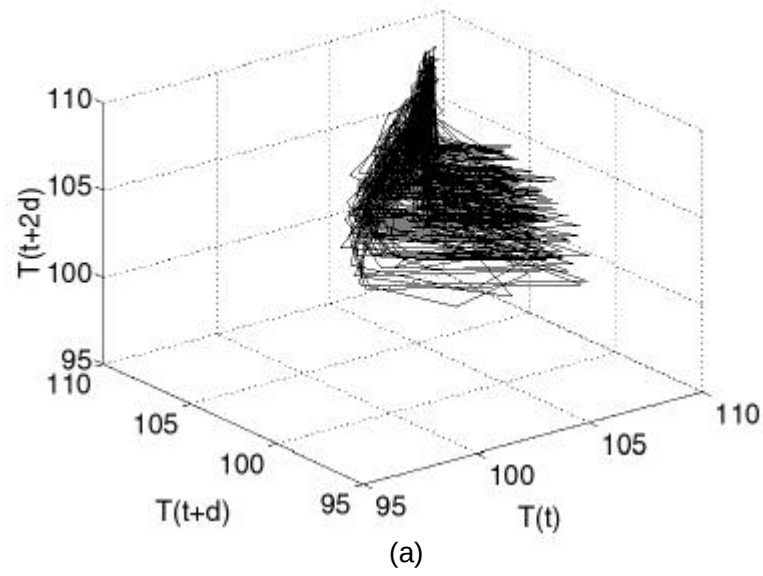


Table 6 Correlation Dimension

embedded dimension	Correlation Dimension
1	0.80709
3	0.84452
5	1.01378
7	1.17850
9	1.32492
11	1.46713
13	1.62145
15	1.78010
17	1.93130
19	2.08329
21	2.11797
23	2.18098

Fig.51 $q=7.0 \times 10^4 [\text{W/m}^2]$, site A

(a) Attractor reconstructed in 3D phase space

(b) Correlation function

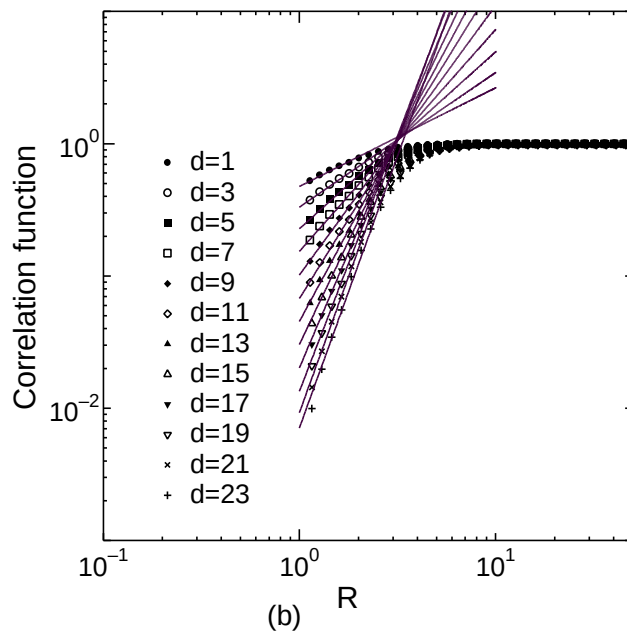
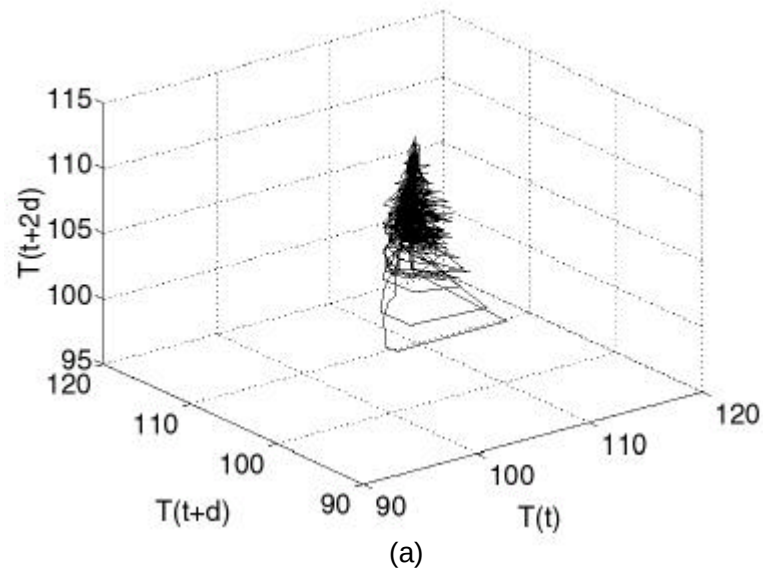


Table 7 Correlation Dimension

embedded dimension	Correlation Dimension
1	0.74758
3	1.01914
5	1.33944
7	1.67944
9	2.03967
11	2.40585
13	2.76018
15	3.12287
17	3.48990
19	3.86545
21	4.10700
23	4.11494

Fig.52 $q=7.0 \times 10^4 [\text{W/m}^2]$, site B

(a) Attractor reconstructed in 3D phase space

(b) Correlation function

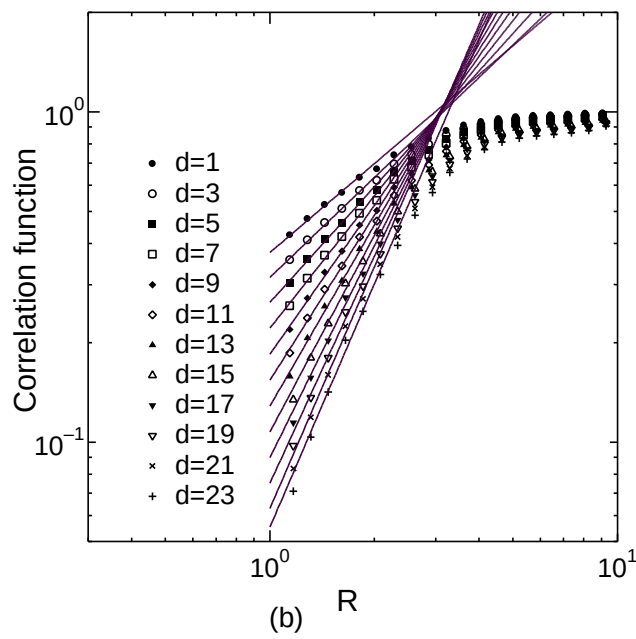
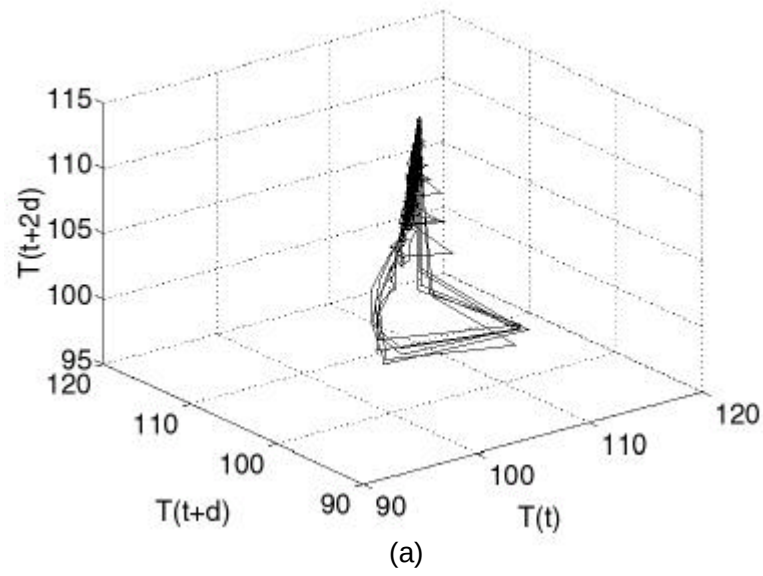


Table 7 Correlation Dimension

embedded dimension	Correlation Dimension
1	0.89520
3	1.00599
5	1.16362
7	1.33118
9	1.49883
11	1.66175
13	1.82164
15	1.97901
17	2.13389
19	2.28473
21	2.43213
23	2.44932

Fig.53 $q=7.0 \times 10^4$ [W/m²], site C

(a) Attractor reconstructed in 3D phase space

(b) Correlation function

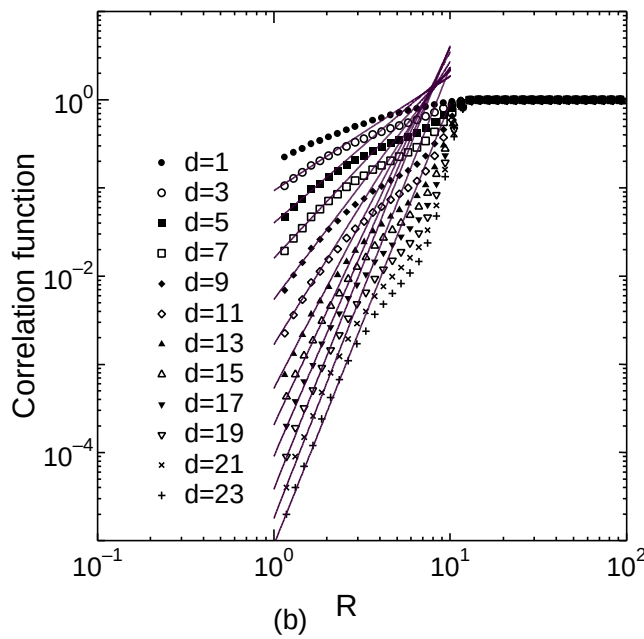
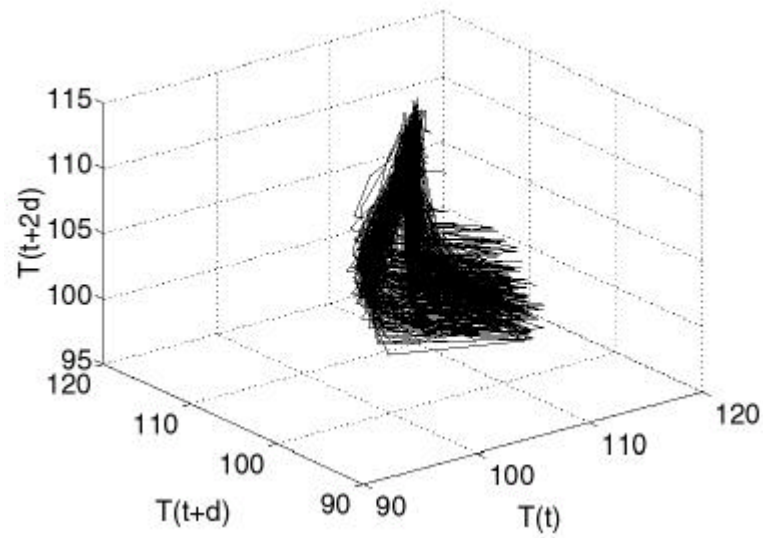


Table 8 Correlation Dimension

embedded dimension	Correlation Dimension
1	0.91415
3	1.29988
5	1.73027
7	2.14088
9	2.63356
11	3.21221
13	3.81970
15	4.28559
17	4.64799
19	5.03160
21	5.11868
23	5.01575

Fig.54 $q=1.8 \times 10^5 [W/m^2]$, site A

(a) Attractor reconstructed in 3D phase space

(b) Correlation function

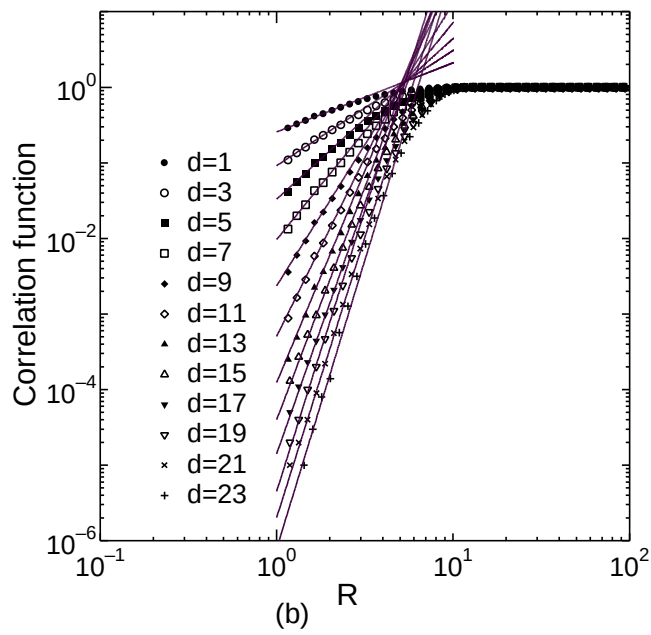
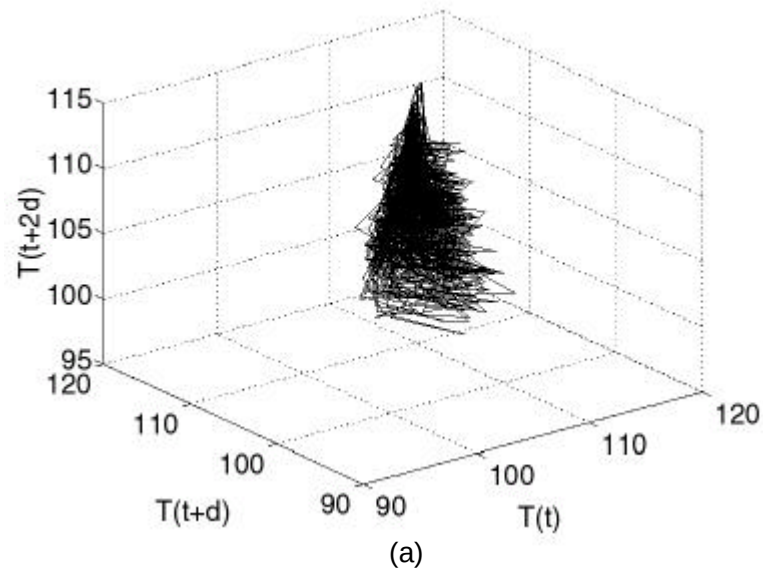


Table 9 Correlation Dimension

embedded dimension	Correlation Dimension
1	0.91540
3	1.52671
5	2.12890
7	2.87295
9	3.73577
11	4.72745
13	5.60290
15	6.15442
17	6.62762
19	7.43715
21	7.42001
23	7.63043

Fig.55 $q=1.8 \times 10^5$ [W/m²], site B

(a) Attractor reconstructed in 3D phase space

(b) Correlation function

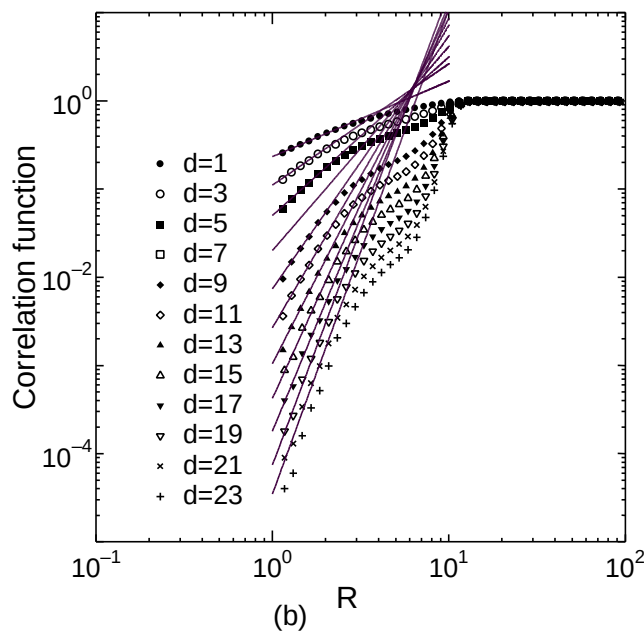
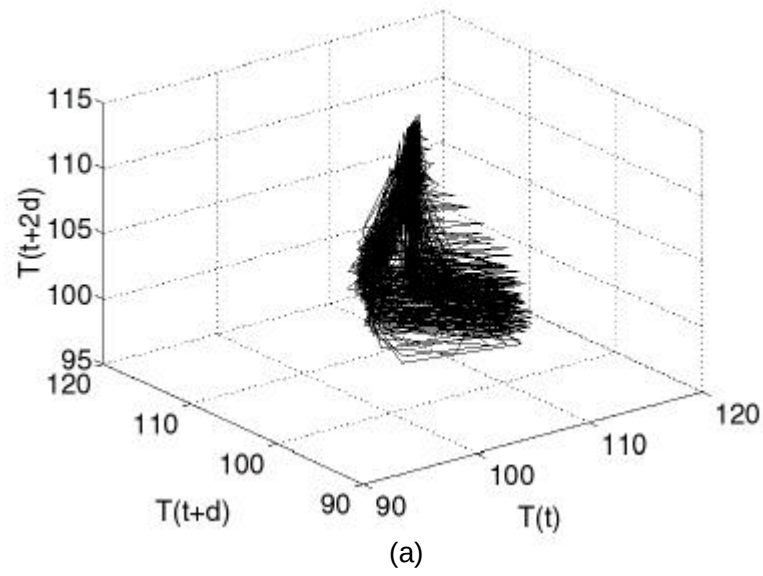


Table 10 Correlation Dimension

embedded dimension	Correlation Dimension
1	0.85738
3	1.37868
5	1.80047
7	2.31932
9	2.87238
11	3.43420
13	3.91979
15	4.40596
17	4.84071
19	5.34965
21	5.49542
23	5.54163

Fig.56 $q=1.8 \times 10^5 [\text{W/m}^2]$, site C

(a) Attractor reconstructed in 3D phase space

(b) Correlation function

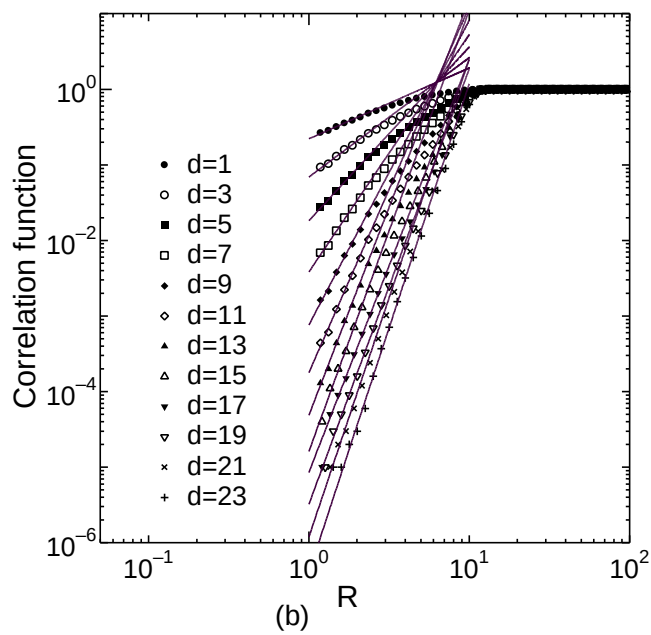
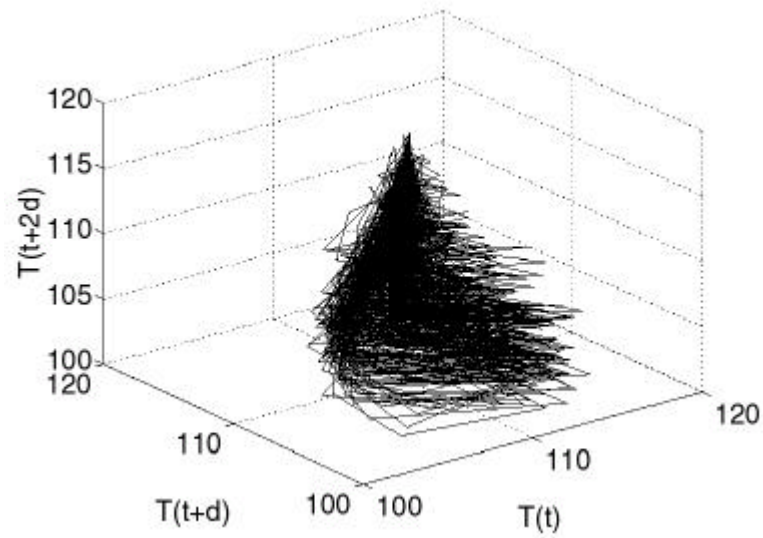


Table 11 Correlation Dimension

embedded dimension	Correlation Dimension
1	0.93893
3	1.58105
5	2.30183
7	3.14250
9	4.03063
11	4.84209
13	5.49632
15	5.83408
17	5.46209
19	5.75766
21	6.31943
23	6.46188

Fig.57 $q=2.3 \times 10^5 [\text{W/m}^2]$, site A

(a) Attractor reconstructed in 3D phase space

(b) Correlation function

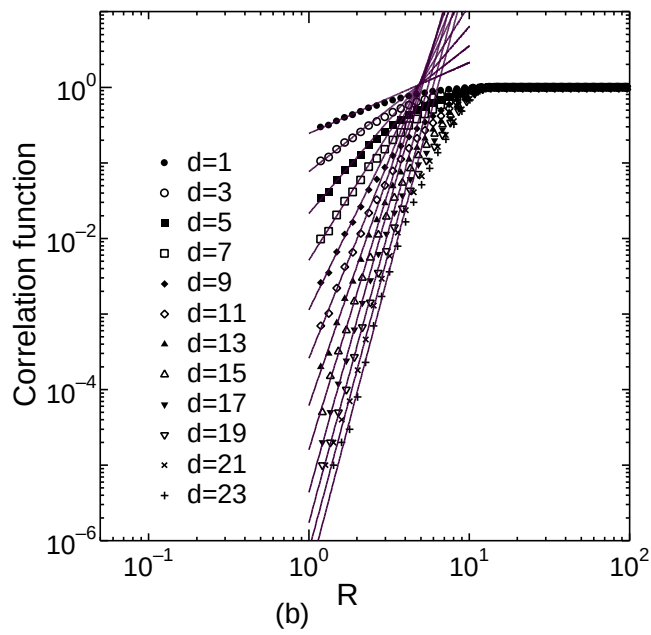
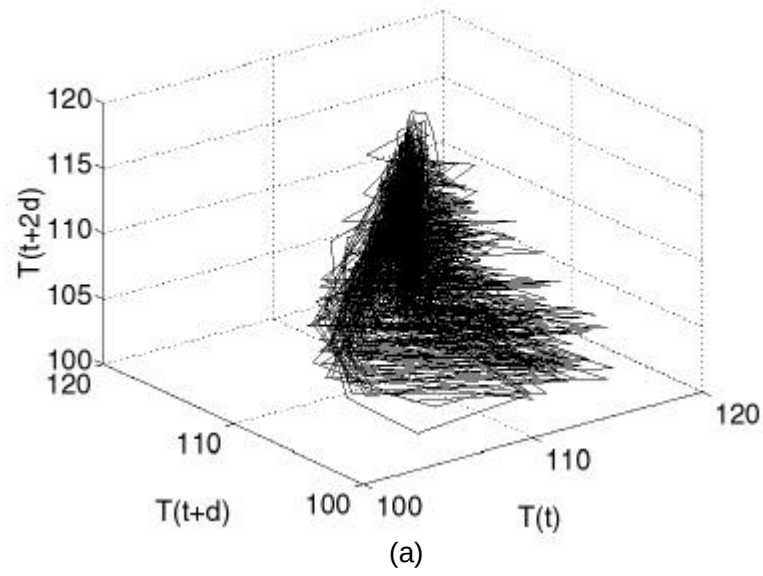


Table 12 Correlation Dimension

embedded dimension	Correlation Dimension
1	0.93941
3	1.66471
5	2.47493
7	3.37676
9	4.34124
11	5.25545
13	6.14306
15	6.89983
17	7.59582
19	7.77173
21	7.92623
23	8.04541

Fig.58 $q=2.3 \times 10^5 [\text{W/m}^2]$, site B

(a) Attractor reconstructed in 3D phase space

(b) Correlation function

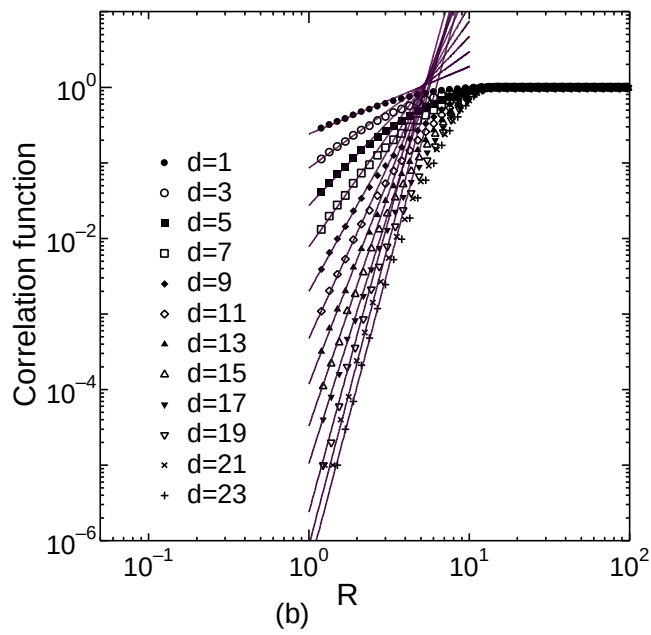
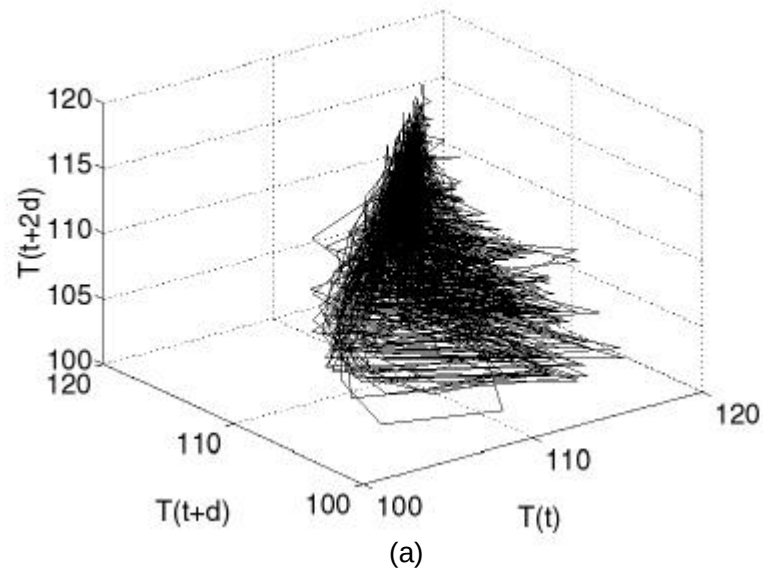


Table 13 Correlation Dimension

embedded dimension	Correlation Dimension
1	0.89281
3	1.53859
5	2.23671
7	2.98830
9	3.78159
11	4.63633
13	5.47025
15	6.17826
17	6.69273
19	7.78182
21	8.04437
23	8.02205

Fig.59 $q=2.3 \times 10^5 [\text{W/m}^2]$, site C

(a) Attractor reconstructed in 3D phase space

(b) Correlation function

第6章 結論

薄膜加熱面の沸騰実験から次のことが明らかとなった。

- ・ 近接する発泡点では干渉がおこり、発泡周期、温度変化が不規則となる。
- ・ 発泡開始直後は 2 次元程度、規則的な発泡は 5 次元程度、干渉が起きたときには 8 次元程度の複雑さとなる。

謝辞

本論文作成にあたり，親切なご指導を頂きました庄司正弘教授に心から感謝致します。

また，貴重なご意見を頂きました丸山茂夫助教授，日頃から多くの面で協力して頂いた横谷定雄助手，井上満助手，渡辺誠技官に感謝致します。

パソコンの操作など不慣れな面で，常にご指導くださった山口先輩，沸騰について詳しくご指導下さった上野先輩，賀先輩，多くの助言を頂いた高木先輩，李先輩に感謝致します。

また，共に学び苦しんだ修士の成瀬君，吉田君，木村君の今後の活躍を期待しています。

参考文献

- [1] G.L.Baker and J.P.Gollub, *Chaotic Dynamics an introduction*, Cambridge University Press, 1990
- [2] S.G. Bankoff, “Entrapment of gas in the spreading of a liquid over a rough surface,” *A.I.Ch.E.J.*, **4**, pp.24-26, 1958
- [3] V.P.Carey, *Liquid-vapor phase-change phenomena*, Taylor and Francis, New York, 1992
- [4] J.H.Ellepola and D.B.R.Kenning, “Nucleation site interactions in pool boiling,” *2nd European Thermal Science and 14th UIT National Heat Transfer Conference*, May 29-31, Rome, 1996
- [5] H.Gjerkas, I.Golobic and B.Gaspersic, “Experimental study of interactions between spatially controlled nucleations sites on a thin flat plate in pool boiling,” *Engineering Foundation Conference on Convective Flow and Pool Boiling*, May 18-23, Irsee Germany, 1997
- [6] P. Griffith and J.D.Wallis, “The role of surface conditions in nucleate boiling,” *Chem. Eng. Prog. Symp. Ser.*, **56(30)**, pp.49-63, 1960
- [7] D.B.R.Kenning and Youyou Yan, “Pool boiling heat transfer on a thin plate: features revealed by liquid crystal thermography,” *Int.J.Heat Mass Transfer*, **39**, pp.3117-3137 1996
- [8] F.C.Moon, *Chaotic and Fractal Dynamics*, John Wiley and Sons, New York, 1992
- [9] 合原一幸, *カオスの数理と技術*, 放送大学教育振興会, 1997
- [10] 庄司正弘, *伝熱工学*, 東京大学出版会, 1995

以上

通し番号 1－71 完

修士論文

平成 11 年 2 月 12 日 提出

学生証番号 76171 小林 紀男