

沸騰開始実験のむずかしさ*

Difficulties in Boiling Inception Experiments

水 上 紘 一**

Koichi MIZUKAMI**

Abstract: This article provides description of basic knowledge of boiling inception, research history, state of the art, requirements for experimental apparatus and difficulties in experiments. After the boiling inception is defined, explained are the boiling inception mechanism, incipient boiling hysteresis, presuppression, mechanical models and thermal models, and factors affecting boiling inception condition. Further unreality of thermal models is pointed out. It is extremely difficult for researchers to obtain numerous data with the same invariable test surface.

Key Words: Boiling inception, Basic knowledge, Research history, State of the art, Difficulties in experiments

1. 緒 言

論文や学会発表で整然とした実験結果を見せられると、感心する一方で、情けないがつい下司の勘ぐりをしたくなる。筆者は30年以上沸騰開始の研究を行ってきたが、実験結果の再現性に自信をもてたことはほとんどなく、実験のむずかしさを痛感するばかりであった。一口で言えば、その原因はぬれの程度とキャビティの形という2つの因子の定量化が困難なことに帰せられる。実験のむずかしさを具体的に語ることは、いわば舞台裏を見せるようなもので、基調講演には馴染まない感がある。そこで、沸騰開始に関する基礎知識と研究の現状や歴史などにも触れて、少し恰好をつけるとともに、沸騰開始実験を企図する方々に便宜を供しようと思う。

2. 基礎知識と用語

2.1 沸騰開始の定義

沸騰開始という言葉が意味する現象としては、次の3つが挙げられよう。

- ① 非沸騰状態から沸騰状態へ移行する過渡的過程における初気泡の出現 (boiling inception or boiling incipience)
- ② 流動沸騰における気泡出現位置 (onset of boiling)
- ③ 連続的に発泡している発泡点における気泡成長開始 (initiation of bubble growth)

筆者が研究の対象としてきたのは①である。

2.2 沸騰開始のメカニズム

蒸気核が試験体表面のキャビティ (微小孔) 内に残存していれば、その蒸気核の成長によって沸騰

* 第42回日本伝熱シンポジウム「沸騰伝熱フォーラム」における基調講演 (2005年)

** 松山市文京町3 愛媛大学工学部機械工学科

** Department of Mechanical Engineering, Ehime University, Matsuyama, Japan. E-mail: mizukami@eng.ehieme-u.ac.jp
原稿受理 平成17年11月7日

が始まるであろう。もし、蒸気核が存在しなければ、自発核生成によって成長可能な蒸気核が創られるまで待たなければならない。自発核生成 (spontaneous nucleation) とは、多くの液体分子が運動しているうちに偶然分子が疎な微小空間すなわち蒸気核が生まれる現象である。これらの蒸気核は温度が低いうちは次の瞬間には消滅してしまうが、温度が高くなると成長を始めるものが現れる。

自発核生成は均質 (homogeneous) と不均質 (heterogeneous) に分けられる。均質自発核生成とは、容器の壁から十分離れた一様温度の液体中で起きるものであり、不均質核生成とは、液体と接した固体表面あるいは別種の液体との界面で起きるものである。

歴史的には、1920年代には均質自発核生成の理論はできていた^[1]。これは古典的分子運動論の成果と言えよう。1930年代になって沸騰熱伝達の研究が始まるが^{[2][4]}、その頃は水の沸騰があまりにも容易に起き、自発核生成では説明できないことが研究者を悩ませていた。この問題は1940年代から研究され、1950年代の終りには伝熱面上のキャビティ内に残存する蒸気 (または、たとえば空気のような非凝縮性気体) が核となって沸騰が起きるとい説が確立し、核沸騰という言葉が定着した^[5]。その立証には、発泡点の観察の他に、予圧縮の影響の有無を調べる手法が採られた。予圧縮については後述する。

蒸気核起因沸騰開始説の立証の過程で、水を用いて多くの実験が行われた。その結果は、水の沸騰は予圧縮が強いほど起きにくいことを示していた。蒸気核が小さいほど発泡しにくいので、これは小さい蒸気核ほど潰れにくいことを意味する。液体論では水は特異な液体であるが、一方我々にはきわめて親密な液体であるために、我々は普通その特異性を意識しない。このような事情から、その立証以後、研究者はどの液体でも小さい蒸気核は潰れにくいと信じ込んだ。このことは、たとえば、Bar-Cohen & Simon^[6]の次の記述からも伺える。「絶縁性液体はぬれ性が高いため蒸気核は生き残らないか、または小さい蒸気核がわずかに生き残るだけである。そのため沸騰開始過熱度が大きくなる」。

1970年頃になると、電子機器の冷却などに沸騰を利用しようとする動きが出てきて、上記のように、冷却材の候補である絶縁性液体のぬれ性が高いことから、再び自発核生成が注目されるようになった。今では、液体が伝熱面をよくぬらす場合には、小さい蒸気核のほうが潰れやすい可能性が高く、その場合、沸騰開始は自発核生成によるという説が出されている^{[7],[8]}。その説を導いた実験では再び、沸騰開始条件の予圧縮依存性の有無を調べる手法が用いられた。

2.3 初期沸騰のヒステリシス

発泡点が少なく穏やかで弱い核沸騰を初期沸騰 (incipient boiling) という。初期沸騰の伝熱特性は、熱流束を上げるときと下げるときでは違う。沸騰曲線の経路が違うこの現象を初期沸騰のヒステリシス (incipient boiling hysteresis) と呼ぶ。これは昔から知られている基礎知識であるが、なぜか日本の書物は無視している (Fig.1 参照)。筆者らが白金線発熱体を用いて得た FC-72 の初期沸騰のヒステリシスを Fig.2 に示す。

ヒステリシスの原因は非沸騰時に蒸気核の一部または全部が消滅することにある。初期沸騰の意味を考えれば、初期沸騰過熱度 (incipient boiling

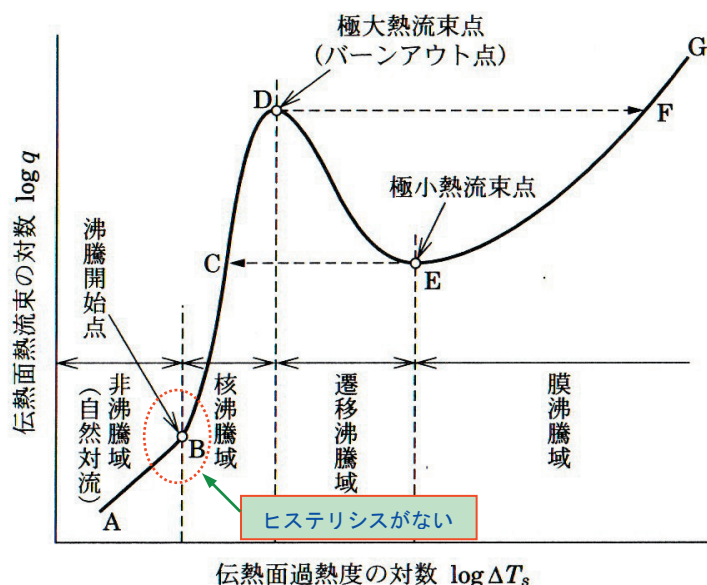


Fig.1. Boiling curve often found in Japanese books.

superheat) と言われても何のことかよく解らないが、この言葉を沸騰開始過熱度の意味で用いている論文は少なくない。沸騰終息過熱度の意味で用いているものさえある。沸騰開始 (boiling inception) と沸騰終息 (boiling termination) とはきちんと区別しなければならない。

2.4 予圧縮

非沸騰時に液体が加圧されると、蒸気核は収縮し、一部あるいは全部が消滅する。そのときの最大の加圧を予加圧 (prepressurization) という。液温を下げると蒸気圧が下がるので、やはり蒸気核は圧縮される。したがって、蒸気核が生き残れるか否かは、非沸騰期間に経験する圧力・温度履歴における最も厳しい圧縮に耐えられるか否かによる。この最厳圧縮を予圧縮 (precompression) という。

沸騰開始条件に予圧縮の効果があれば、蒸気核が残存している証拠になる。逆に効果がなければ、残存していない。したがって、既述のように、予圧縮の効果の有無を調べることは、沸騰開始のメカニズムを検証する有力な手段になる。

予圧縮の程度を表すには、伝熱面サブクーリングを用いてもよい。ただし、複数のデータを比較する場合、予圧縮時圧力が同じでなければならない。それが異なるデータを比較する場合には、力学的平衡の式から計算される蒸気核半径

$$r^* = \frac{2\sigma^*}{(p_l - p_v)^*} \quad (1)$$

を用いればよい。ここで、 p_l は液体圧力、 p_v は蒸気圧、 σ は表面張力で、記号*は予圧縮時を意味する。 r^* はいわば逆予圧縮で、その逆数が予圧縮の強さになる。 r^* は予圧縮時蒸気核半径と呼ばれるが、蒸気核が存在しなくても定義できる。

2.5 沸騰開始条件の表わし方

沸騰開始条件を表すには大抵過熱度が用いられる。おそらく、沸騰開始条件という言葉自体に違和感がある人の方が多いと思われる。しかし、自発核生成による沸騰開始では、温度そのものを用いても不合理ではない。また、圧力が異なる実験で得られたデータを過熱度で比較することは無意味である。そのような場合には、力学的平衡の式から計算される沸騰開始時蒸気核半径

$$r^+ = \frac{2\sigma^+}{(p_v - p_l)^+} \quad (2)$$

を用いればよい。ただし、記号+は沸騰開始時を意味する。

2.6 力学モデルと熱モデル

沸騰が残存蒸気を核として起きるとする物理モデルには、力学モデルと熱モデルがある。

力学モデルでは、キャビティ内部に存在する気液界面に働く力 (蒸気圧 p_v 、液体圧力 p_l 、表面張力 $2\sigma/r$) の釣り合いが崩れたとき、すなわち力学的不安定が生じたとき、蒸気核が成長を始めて発泡する^[8,10]。このモデルにはキャビティの形状に関する知識とキャビティの蒸気保持メカニズムとが必要で、予圧縮に耐えて生き残った蒸気核のうち最も沸騰を起こしやすいもの、換言すれば、最も好ましい形をもつキャビティを決めることにより沸騰開始条件が導かれる。その予測は伝熱面熱流束を因子として含まないが、予圧縮を介して間接的に影響される。液体金属の沸騰開始過熱度の予測にはもっぱら力学モデルが用いられた。

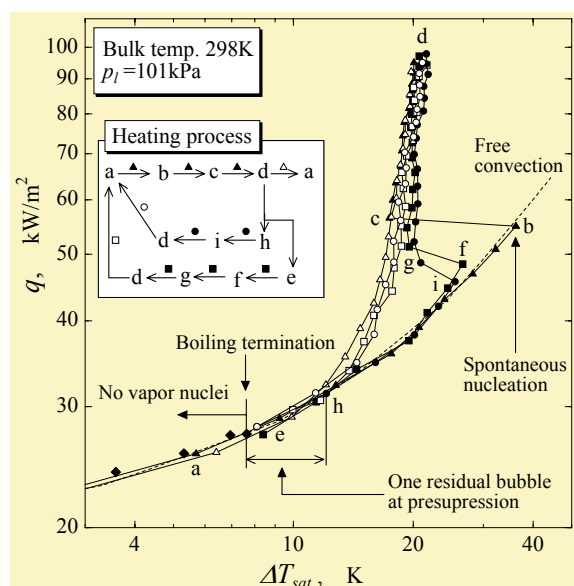


Fig.2. An example of incipient boiling hysteresis.

Fig.3は、リエントラントキャビティののどで支えられている気液界面とそこに働く力が釣り合っている様子を示している。

Fig.3(a)は液体がサブクールされている場合で、蒸気圧は当然液体圧力より小さいが、表面張力圧 $2\sigma/r$ がそれを補っている。気液界面は蒸気側に凸になっているが、それは前進接触角がある程度大きい、すなわ

ち液体のぬれ性が低いゆえに可能である。この場合、表面張力圧は気液界面半径が小さいほど大きいので、小さい蒸気核ほど潰れにくい。水はこの場合に該当する。

一方、Fig.3(b)は液体が過熱されている場合で、気液界面は液体側に凸である。この場合には、表面張力圧は蒸気圧と逆向きに働き、液体圧力と協力して蒸気核を潰そうとする。つまり、気液界面が蒸気側に凸になれないときには、蒸気核は表面張力圧によって潰されるのである。しかも、表面張力圧は気液界面半径が小さいほど大きいから、小さい蒸気核ほど潰れやすいことになる。この現象は、キャビティの形にもよるが、液体のぬれ性が高く前進接触角が小さい場合に起きる。Fig.4に示したエタノールの沸騰開始実験の結果⁹⁾は、沸騰終息後に伝熱面温度を下げると、蒸気核は小さいものから潰れてきて、最後に最大の蒸気核が潰れると最早蒸気核は存在しないと考えると説明できる。

熱モデルでは、伝熱面上のキャビティの口元に蒸気核が坐っていることを前提とする。このとき、蒸気冠は温度境界層の中にあるので、その底部から蒸発によって熱が流入し、頂部から凝縮によって熱が流出する (Fig.5 参照)。その熱収支が崩れたとき、気泡の成長が始まる。熱モデルの魅力的なところは、沸騰開始過熱度の熱流束依存性が定式化されることである。ただし、蒸気冠がなぜキャビティの口元に存在するのかは問わな

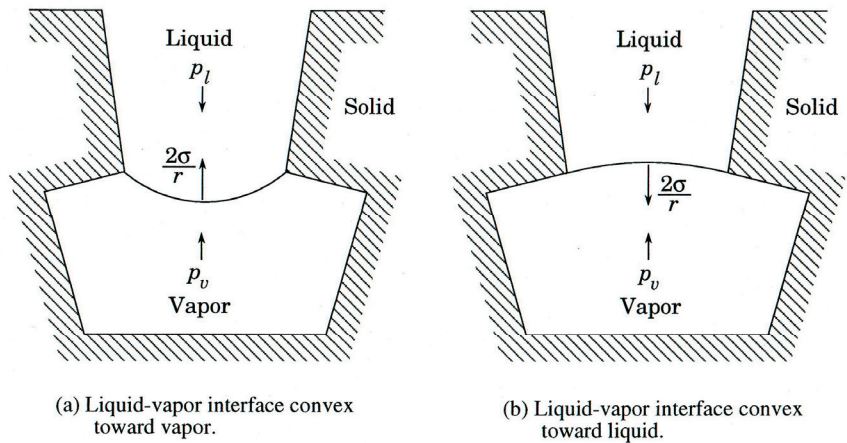


Fig.3. Forces acting on liquid-vapor interface in reentrant cavity.

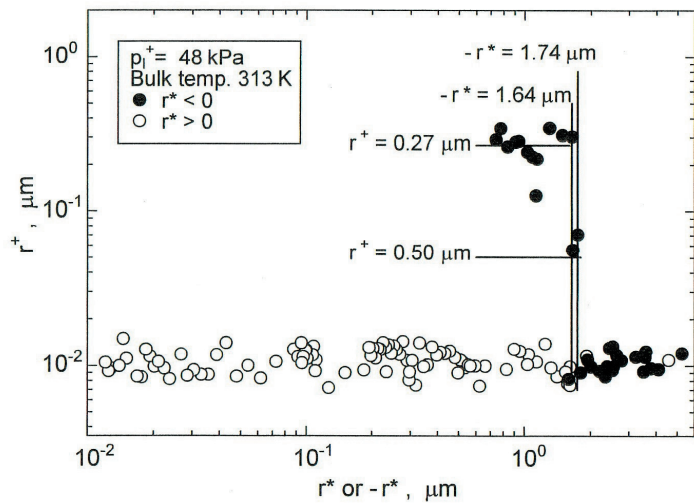


Fig.4. Experimental results of boiling inception with ethanol.

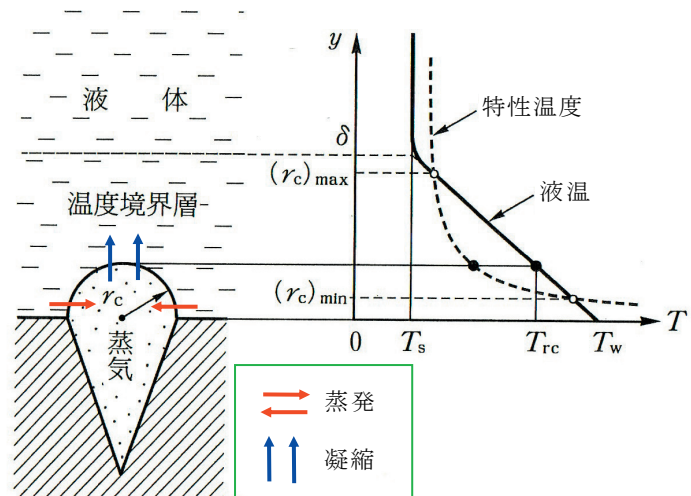


Fig.5. Thermal model of boiling inception.

いので、予圧縮の出る幕はない。

熱モデルは数多くあり、複雑なものもあるが、2つのパラメータ a, b を用いて簡単に表わしてみよう^[10]。すなわち、口半径 r_c のキャビティの口元に半径 $r_{bc}=br_c$ の蒸気冠が坐っている。加熱面から ar_{bc} 離れた位置の液体の過熱度が特性過熱度 $2\sigma T_{sat}/(L\rho_v r_{bc})$ を超えると、熱平衡が失われて蒸気核は急激に成長を始め、沸騰が始まるものとする。ただし、 T_{sat} は飽和温度、 L は蒸発潜熱、 ρ_v は蒸気密度である。加熱面近傍の温度分布が熱伝導によって決まるものとする、このキャビティから沸騰が始まる表面過熱度は

$$\Delta T_{sat} = \frac{abr_c}{k} q_w + \frac{2\sigma T_{sat}}{bL\rho_v r_c} \quad (3)$$

となる。ただし、 k は液体の熱伝導率、 q_w は表面熱流束である。もし、加熱面上にあらゆる寸法のキャビティがあると仮定すると、沸騰開始時の熱流束と表面過熱度の関係は次のようになる。

$$q_w = \frac{kL\rho_v}{8a\sigma T_{sat}} (T_w - T_{sat})^2 \quad (4)$$

3. 熱モデルは現実的か？

初歩的な教科書を除けば、どの本にも熱モデルが紹介されていると言っても過言ではなからう。仮定を受け入れれば、熱モデルの論理は合理的である。しかし、合理的であることと、現実的であることとは別である。

熱モデルが提案される発端は1960年に発表された Griffith & Wallis^[11] の論文にまで遡る。彼らは蓄音機針で試験体表面上に円錐形のキャビティを作り、沸騰実験を行った。そして、試験体を加熱しない場合の沸騰終息過熱度はキャビティ口の半径（臨界半径）から予測される 3°F と合致すること、しかし、加熱する場合には意外にも、沸騰を持続させるのにずっと大きい 20°F の過熱度が必要であることを見出した。Hsu^[12] は1962年に、その相違の原因を、試験体が加熱される場合にその周りに存在する温度境界層に帰した。かくして熱モデルが誕生した。おそらく、熱モデルでは数学的解析が可能だからであろう、以後その変形が次々と提案された。そして、それが教科書にも載るようになると、その現実性に関する疑問は雲散霧消してしまった。

ところが、Griffith & Wallis は論文中で、円錐形キャビティは蒸気保持能力が低いこと、したがって蒸気核が口元に存在し難いことを指摘しており、キャビティ内部の蒸気核が沸騰開始条件を決めている可能性も考えていたのである。彼らは壺形キャビティ (reservoir cavity, Fig.6) は蒸気保持力が強いと述べているが、それは今ではリエントラントキャビティ (reentrant cavity) と呼ばれている (Fig.3 参照)。本質をおろそかにして、できることをしたことが研究の方向を誤らせたのだと言わざるをえない。

既述のように、初期沸騰のヒステリシスは非沸騰時に一部あるいは全部の蒸気核が潰れるために起きる。また、蒸気冠がキャビティの口元に坐って平衡できるなら、それは見えるはずではないか。

しかし筆者は、見たという報告に接したこともないし、話を聞いたこともない。さらに言えば、1970年の国際伝熱会議には、熱モデルを検証しようとした研究論文が数編発表されているが、どれも成功していない。それどころか、そのうちの1論文^[13] の実験データが示す傾向は、熱モデルが予測する傾向とは逆で、沸騰開始条件を決める蒸気核がキャビティ内部にあると考えれば理解できるのである^[10]。さらに、前章で説明したように、ぬれ性

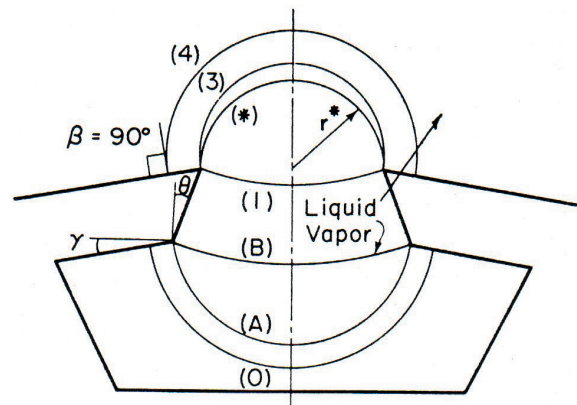


Fig.6. Reservoir cavity. (β is the contact angle.)

の高い液体の沸騰開始実験の結果は、キャビティ内部の蒸気核がどのように消滅するかを考えなければ理解できない。

以上のことから、熱モデルは現実的でないことが解るであろう。キャビティ内部の蒸気核が成長を始める（その条件は力学モデルから推測しなければならない）とき、大抵の場合、キャビティの口元に達した気液界面は最早平衡できないのである。ただし、急速な過渡沸騰では伝熱面近傍の温度勾配がきわめて急になるので、例外になりうる。

4. 実験装置に求められること

上の説明から明らかなように、沸騰開始実験では、予圧縮を設定あるいは把握する必要がある。それには広い範囲で圧力を設定し、測定しなければならない。筆者の経験では、市販の白金表面からの水の沸騰開始では、ほぼ 2MPa を超える予加圧に対しては予圧縮効果がなくなる可能性がある^[7]ので、それを確認するためにも、10MPa 以上の圧力に耐えられる装置が望ましい。筆者の実験装置（系統概略図を Fig.7 に、外観を Photo に示す）では実験槽と圧力調整槽は別になっていて、予圧縮設定のための加圧は、実験槽を密閉して液体を熱膨張させることにより行なっている。この予加圧法は簡単でかつ安全である。もちろん、液体加圧機を用いてもよい。こうすると、加圧の間、圧力調整槽は低圧のまま保つことができる。また、実験槽内の液温は圧力とは無関係に設定できるので、サブクール沸騰の実験が可能である。圧力計としては、絶対圧が測定でき、しかも低圧では数 kPa の精度があり、10MPa 以上の高圧も測定できるものが必要である。この要求を満たす圧力計はあるが、安価ではない。

液体に溶存している空気は実験の邪魔になるので除去しなければならない。筆者は、圧力調整槽の自由空間に出てくる空気を真空ポンプで排出している（蒸気も少々排出される）。もちろん、真空ポンプには装置内を汚さないものを選ぶ。溶存空気の影響を調べる実験では、当然溶存空気濃度の測定器が必要になる。

以上のことから判るように、実験装置には耐圧性と気密性が要求される。

自発核生成は統計的現象である。したがって、沸騰開始が自発核生成による場合には、ある単位温度内で沸騰が始まる確率は伝熱面温度がその温度範囲にある時間に比例する。すなわち、伝熱面温度上昇速度が沸騰開始条件を左右する 1 因子となる。実験装置の計画に際しては、このことへ配慮が必要であろう。もし、温度変化が速い場合には測定量の電子的記録が必要になる。

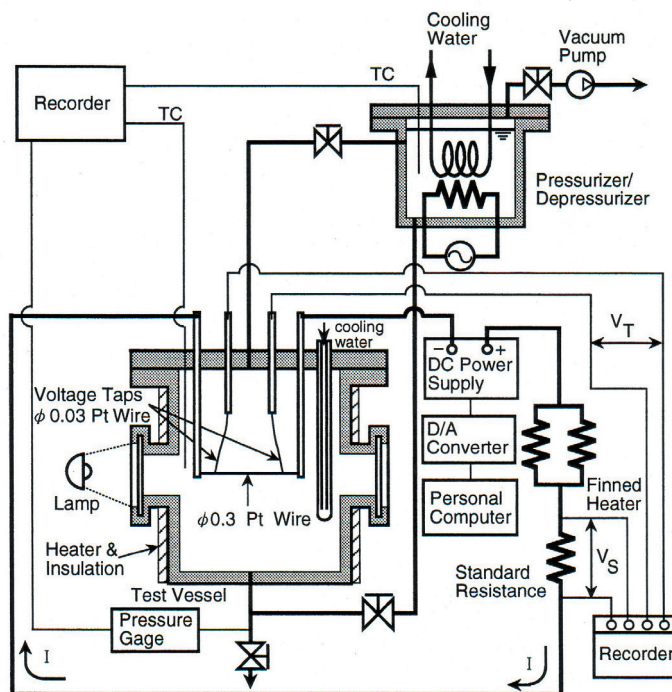


Fig.7. A schematic diagram of our experimental apparatus.



Photo. Our experimental apparatus.

筆者の実験では、試験体である白金線を流れる電流と試験部の電圧を測定し、抵抗温度計の原理から試験体温度を求めている。いわゆる“電流電圧法”である。かつてはブリッジ法を用いないと精度の良い測定はできないと考えられていた。しかし、今では計測器の精度が格段に向上しているので、電流電圧法で十分である、というより簡便であるだけにむしろその方が好ましい。それは、非沸騰時の自然対流熱伝達について測定値と理論値を比較すれば実感できる (Fig.2 参照)。

5. 沸騰開始実験のむずかしさ

沸騰開始のメカニズムを明らかにするには、予圧縮の効果を調べなければならないが、それには多くの実験データが必要である。特に、沸騰開始が自発核生成の場合には、現象が統計的であるために、非常に多くのデータを得ないとメカニズムも沸騰開始条件も決められないことがある。このことは、エタノールおよびFC-72を用いた沸騰開始実験の結果の一例をそれぞれ示した Fig.4 と Fig.8 を見れば理解できるであろう。

沸騰開始に影響する因子としては、既に挙げた予圧縮、沸騰開始時圧力、伝熱面温度上昇速度および溶存空気量の他に、液体サブクーリング、試験体材料および試験液体がある。これらの因子の影響をすべて調べようと思えば、膨大な数の実験が必要になる。問題は、それを同じ試験体を用いて同じ表面状態のもとで、しかも液体も変質させることなく完遂したいということである。筆者はエタノールおよびFC-72を用いた実験で、その難しさを痛感した。Fig.9 は、2005年5月に得られたFC-72の自発核生成による沸騰開始過熱度の圧力依存性を示している。図中に点線で描かれた2つの長方形は、2003年12月に圧力50kPaと101kPaに対して得られたデータ^[14]の分布範囲を示している。2004年5月の実験では、結果が大きく変わってしまっているが、その原因は不明である。なお、Fig.9 から分かるように、自発核生成によるFC-72の沸騰開始過熱度は圧力とともに小さくなるが、沸騰開始時蒸気核半径はFig.10に示すように圧力に依存しないようである^[15]。また、Fig.11に示すように、エタノールについても同様な傾向が見られる^[16]。

対策を施し、注意を払っていても、試験体の表面状態の変化や液体の変質が検知できるとは限らないから、故意でなくても、誤ったデータを公表する可能性はある。今後、論文にはトラブルも重要な情報として記載することが必要ではなかろうか。

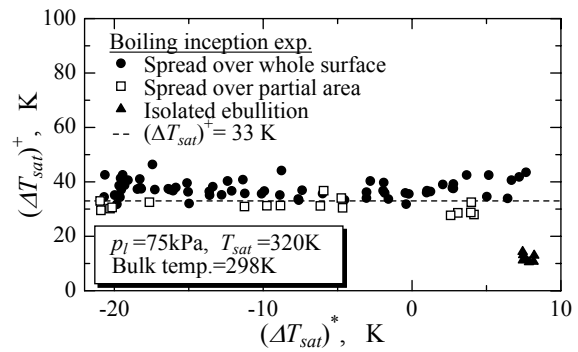


Fig.8. Boiling inception on platinum surface in FC-72.

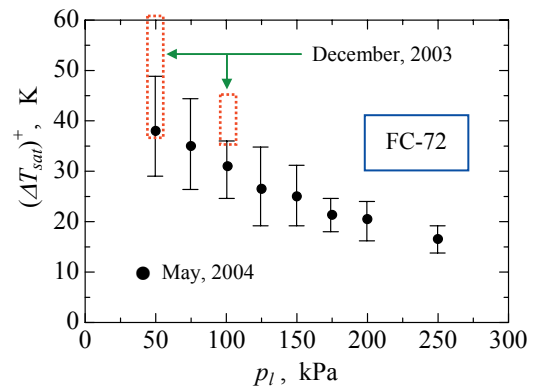


Fig.9. Dependence of surface superheat at boiling inception in FC-72 due to spontaneous nucleation on pressure.

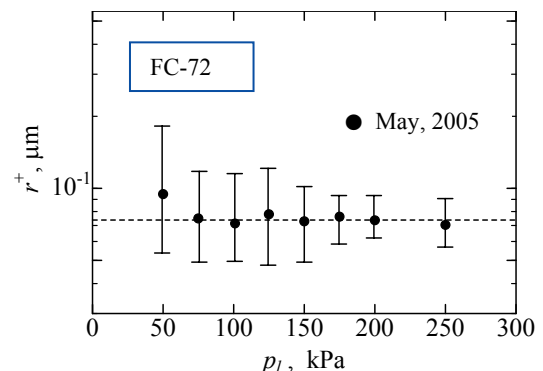


Fig.10. Size of vapor nucleus at boiling inception in FC-72 due to spontaneous nucleation.

6. もし実験が続けられるなら (結言)

筆者はまもなく定年を迎えるが、やり残したことがいくつもある。最後に、それらを以下に項目別に挙げ、少し注釈もつけて後進への餞とする。

(I) 水の沸騰開始

(I-1) 予圧縮依存性の明確化

(I-1-1) 力学モデルの精密化

現在のモデル^[17]は定性的の域を出ない。

(I-1-1) 白金以外の試験体材料を用いた実験

(I-2) 加圧 2MPa 以上の強予圧縮域での精密な実験

前々章で説明したように、この予圧縮域では自発核生成の可能性がある。

(I-3) 試験体の赤熱の影響

赤熱によって試験体表面の汚れが除去できれば、結果は変わるだろうか？

(I-4) 系圧力 (沸騰開始時圧力) の影響

系圧力が上がると飽和温度が上がり、沸騰開始温度も上がる。それに伴いぬれ性 (後退接触角) が変化する。それを検出できないか？

(II) ぬれ性の高い液体の沸騰開始

(II-1) 系圧力 (沸騰開始時圧力) の影響 (1) (遷移予圧縮)

白金表面上のエタノールの沸騰開始では、ある予圧縮を境に沸騰開始条件が不連続的に大きく変わる (Fig.4 参照)。この現象は沸騰開始のメカニズムが変わるために起きる。それゆえ、この予圧縮を遷移予圧縮 (transition presuppression) と呼ぶ。Fig.4 において、遷移予圧縮は $r^* = -1.74\mu\text{m}$ である。つまり、沸騰開始のメカニズムの遷移は白金線表面が過熱しているうちに生じる。Fig.8 によれば、圧力 75kPa 下の FC-72 では約 7K の予圧縮時過熱度を境に沸騰開始のメカニズムが変わる。系圧力を変えると、飽和温度が変わり、遷移予圧縮時試験体表面温度が変わる。それに伴いぬれ性 (前進接触角) も変わる。このことに注目すると、次の可能性が生じる^[9]。

(II-1-1) ぬれの影響の定量的評価の可能性

(II-1-2) キャビティの形状についての情報が得られる可能性

(II-2) 系圧力 (沸騰開始時圧力) の影響 (2) (沸騰開始条件)

(II-2-1) 沸騰開始時蒸気核半径の圧力依存性の明確化

前章で説明したように、エタノールについても、FC-72 についても、自発核生成による沸騰開始条件を沸騰開始時蒸気核半径で表わすと、系圧力によらずほぼ一定になる。このことから非均質自発核生成条件の実験的定量化への道が開けるかもしれない。

(II-3) エタノール水溶液の濃度を変えた実験

濃度を変えるとぬれ性 (接触角) が変わる^[18]。

(II-4) Honda & Wei^[19]の実験結果をどう説明するか

彼らの実験では、シリコン表面からの FC-72 の沸騰は容易に起きるといふ。当然、Fig.2 に示したような初期沸騰のヒステリシスは存在しない。

なお、本稿では筆者らの論文を多く引用している。それは筆者の主張を述べたからであり、また沸騰開始のメカニズムの研究者が稀だからでもある。

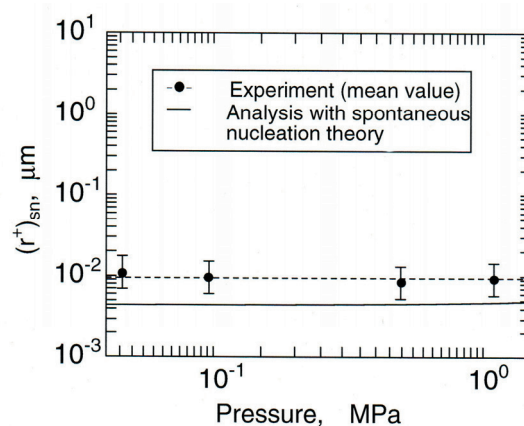


Fig.11. Boiling inception conditions due to spontaneous nucleation for ethanol as a function of pressure.

6. 引用文献

- [1] R. Cole: Boiling Nucleation, *Advances in Heat Transfer* (T.F. Irvine Jr. and J.P. Hartnett, ed.), Vol.10, pp.85-166, Academic Press, 1974.
- [2] S. van Stralen and R. Cole (ed.): *Boiling Phenomena*, Vol.1, pp.17-19, Hemisphere Publishing Co., 1979.
- [3] 西川兼康, 藤田恭伸: 核沸騰, 伝熱工学の進展, Vol.2, pp.2-3, 1974.
- [4] 日本機械学会編: 沸騰熱伝達と凝縮, pp.4-5, 日本機械学会, 1989.
- [5] S. van Stralen and R. Cole (ed.): *Boiling Phenomena*, Vol.1, pp.119-121, Hemisphere Publishing Co., 1979.
- [6] A. Bar-Cohen and T.W. Simon: *Heat Transfer Engineering*, **9**, 3, pp.19-31, 1988.
- [7] K. Mizukami, H. Furutani, F. Abe and S. Mukasa: *Heat Transfer 1998*, Vol.2, pp.461-466, 1998.
- [8] K. Mizukami: *Thermal Sci. Eng.*, **10**, 6, pp.15-22, 2002.
- [9] K. Mizukami, X-C. Zhuo and S. Mukasa: *Proc. of 5th World Conf. on Exp. Heat Transfer, Fluid Mech. and Thermodynamics*, Vol.1, pp.361-366, 2001.
- [10] K. Mizukami, *Letters Heat Mass Transfer*, **2**, 3, pp.279-284, 1975.
- [11] P. Griffith and J.D. Wallis, *Chemical Engineering Symposium Series*, **56**, 30, pp.49-63, 1960.
- [12] Y.Y. Hsu: *J. Heat Transfer*, **84**, 3, pp.207-216, 1962.
- [13] E.S. Gaddis and W.B. Hall: *Heat Transfer 1970*, Vol.V, B4.4 (9 pages), 1970.
- [14] 水上紘一, ノル アフィファ ヤハヤ, 向笠忍, 阿部文明: 第41回日本伝熱シンポジウム講演論文集, Vol.I, pp.33-34, 2004.
- [15] 水上紘一, 原一貴, 向笠忍, 阿部文明: 第42回日本伝熱シンポジウム講演論文集, Vol.II, pp.279-280, 2005.
- [16] 水上紘一, 卓孝伝, 向笠忍: 第37回日本伝熱シンポジウム講演論文集, Vol.III, pp.733-734, 2000.
- [17] K. Mizukami, F. Abe and K. Futagami: *Heat Transfer 1990*, Vol.2, pp.117-122, 1990.
- [18] R.I. Eddington and D.B.R. Kenning: *Int. J. Heat Mass Transfer*, **22**, 8, pp.1231-1236, 1979.
- [19] H. Honda and J.J. Wei: *Proc. of 6th ASME-JSME Thermal Eng. Joint Conf.*, TED-AJ03-KN8, 10 pages, 2003.