

曲円管内の沸騰熱伝達の実験研究

(サブクール沸騰熱伝達とバーンアウト熱流束)

塚原茂司* 一色尚次**

An Experimental Study on Heat Transfer in Curved Pipes

Boiling Heat Transfer and Burnout Experiments in the Region of Liquid
Subcooling and Low Steam Quality

By

Shigeji Tsukahara and Naotsugu Isshiki

The purpose of the present investigation is to study on the boiling heat transfer and burnout characteristics of water flow in horizontal curved pipes and horizontal straight pipes under subcooled or low quality conditions.

This experimental works were done at Ship Research Institute, using electrically heated test sections in the low pressure loop with 275-kilowatt D.C. power supply and with a main circulation pump having an exit pressure of 6.0 kg/cm²G and maximum flow rate of 0.2 m³/min.

Two groups of herical curved pipes and some straight pipes of 347 stainless steel, all with the same total length of 800 mm and O.D. 13.0 mm×I.D. 10.0 mm, were used as the test sections of this study. The pitch diameters of the herical curved pipes were either 200 mm or 400 mm, the formers are bent in 360 deg. and latters are bent in 180 deg.

The conditions of the experiment of subcooled boiling heat transfer of the curved pepes were as follows:

Loop pressure nearly atmospheric.

Inlet velocity of water was varied from 1.5 to 3.0 m/sec.

Local liquid subcool temperature was varied from 0 to 12 deg.

Heat flux was varied from 2×10^5 to 10^6 kcal/m²hr.

With above conditions the heat transfer coefficients in various points of the test section were measured by the thermocouples attached on the pipe walls.

In the case of burnout experiments, these conditions were as follows:

Loop pressure was varied from 2.0 to 5.0 kg/cm²abs.

Mass flow rate of water was varied from 1.0×10^6 to 7.3×10^6 kg/m²hr.

Test section inlet liquid subcool temperature was varied from 29 to 63 deg.

Exit steam quality was varied from 10 to 45%

With above conditions burnout experiments were conducted.

The results obtained from these experiments can be summerized as follows:

(1) The heat transfer coefficient in subcooled boiling region increases, as the pitch diameter is decreased. These effects might be explained as a influence of the secondary flow induced in the curved pipe.

* 機関開発部第二部 ** 東京工業大学
原稿受付 昭和45年2月13日

(2) The heat transfer coefficient on the outer surface, h_0 is greater than that on the inner surface h_i . In the experiments of the curved pipe of 200 mm pitch diameter of helix, the ratio h_0/h_i is between 1.5 and 2.0, while in the case of 400 mm pitch diameter, h_0/h_i is between 1.2 and 1.5.

(3) The effect of change in pitch diameter of helix to the value of burnout heat flux q_{Bo} are not so remarkable as anticipated, but the position of the burnout initiation depends on whether in curved pipes or straight pipes. In the case of the curved pipes, the position of burnout initiation exists on the inner side of curve, while in the straight pipes, they exist on the upper side. The reason of this could be explained by the eccentric concentration of the steam void.

(4) Experimental values of the burnout heat flux can be correlated fairly well with the pressure drop between inlet chamber and outlet chamber.

目	次
記号.....	16
1. 序論.....	17
2. 曲円管のサブクール沸騰熱伝達.....	19
2.1 序.....	19
2.1.1 従来の研究.....	19
2.1.1.1 単相流の場合	
2.1.1.2 超臨界圧流体の場合	
2.1.1.3 二相流の場合	
2.2 本報告の実験条件.....	24
2.2.1 実験条件.....	24
2.2.2 実験装置とテストセクション.....	24
2.3 計測とデータ整理法.....	26
2.4 予備実験.....	27
2.5 実験結果と考察.....	28
2.5.1 流れ方向の熱伝達率の変化.....	28
2.5.2 流速による熱伝達率の変化.....	31
2.5.3 熱流束による影響.....	31
2.5.4 流体サブクーリングの影響.....	33
2.5.5 曲率半径による影響.....	34
3. バーンアウト実験.....	36
3.1 序.....	36
3.2 実験装置とテストセクション.....	38
3.3 計測とデータ整理法.....	39
3.4 実験結果と考察.....	40
3.4.1 テストセクションの形状の影響.....	40
3.4.2 データの整理.....	40
3.4.2.1 入口サブクーリング, 流量の効果	
3.4.2.2 入口, 出口間圧力差による影響	
3.4.2.3 バーンアウト位置までの	
熱平衡に関する考察	
3.4.2.4 Zenkevich の整理式による整理	
3.4.3 バーンアウト時の観察による考察	
3.4.4 バーンアウト発生以後の現象.....	46
4. 結論.....	52
4.1 サブクール沸騰熱伝達.....	52
4.2 バーンアウト.....	52
[参考文献].....	53
付録A 局所熱流束の計算方法.....	54
付録B 管壁の温度降下計算方法.....	54
付録C テストセクションの製作誤差.....	55
付録D データ整理.....	55

[記号]

A : 定数
 a : 温度伝導率 [m^2/hr]
 B : 定数
 b : "
 C : "
 c : 比熱 [$\text{kcal}/\text{kg deg}$]
 D : 曲円管軸の曲率直径 $D=2R$ [m]

d : 管内径 [m]
 G : 流量 [kg/min] or [$\text{kg}/\text{m}^2 \text{hr}$]
 h : 熱伝達率 [$\text{kcal}/\text{m}^2 \text{hr}$]
 I : 電流 [Amps]
 i : エンタルピ [kcal/kg]
 K : Dean 数 $= Re \sqrt{d/D}$
 Ki : Zenkevich の整理無次元数
 L : 蒸発の潜熱 [kcal/kg]

l : テストセクション発熱部長さ [m]
 Nu : Nusselt 数
 p : 圧力 [kg/cm²]
 Pr : Prandtl 数
 q : 熱流束 [kcal/m² hr]
 R : 曲円管の曲率半径 [m], 抵抗 [Ω]
 r : 曲円管の半径 [m]
 Re : Reynolds 数
 S : 気液すべり比
 T : 温度 [°C]
 ΔT : 温度差 [deg]
 u : 速度 [m/sec]
 v : " "
 V : 電圧 [volts]
 x : 位置
 α : ボイド率
 γ : 比重量 [kg/m³]
 σ : 表面張力 [kg/m]
 λ : 熱伝導率 [kcal/m hr deg]
 μ : 粘性係数 [poise]
 ν : 動粘性係数 [m²/hr]
 ρ : 密度 [kg hr²/m⁴], 比抵抗 [Ω -cm]
 τ : 剪断応力 [kg/cm²]
 χ : 蒸気含有率 (クオリティ)

[Suffix]

b : バルク・混合平均
 BO or bo : パーンアウト
 c : 曲管
 $exit$: 出口
 i : 管内壁
 in : 入口
 m : 平均値
 o : 管外壁
 out : 出口
 s : 直管
 sat : 飽和
 sub : サブクール
 w : 壁
 x : 管長さ方向
 ϕ : 管断面の円周方向

1. 序 論

沸騰現象はたとえば日常生活では湯わかしの中で自

然界では泉源等に、そして工業的には各種熱交換器や材料の焼入れ時等に非常によくみられる現象であり、特に船舶に限って考えると各形式のボイラや原子炉用熱交換器内にその現象がみられる。

本報告はそのうちとくに実際の機器にみられることの多い曲管の沸騰現象について取り扱ったもので、以下この章では沸騰一般につき解説し、さらに曲管伝熱に影響を与える要素につき推察する。また2では2.1において従来の研究についてふれ、2.2から2.5で曲円管のサブクール沸騰伝熱について行なった本実験結果を考察する。

3では曲管のパーンアウトを3.1において概要、従来の研究についてふれ、3.2以下で本実験結果について考察する。さらに4でこの報告のまとめをすることにした。

そもそも沸騰現象を歴史的にみると、沸騰曲線に存在する極大、極小熱負荷点(Fig. 1.1のBおよびD点)の観察は1756年 Leidenfrost¹⁾により、また1888年 Lang²⁾によって行なわれていたが、その定量的観察は1934年わが国の抜山³⁾によってはじめて行なわれた。この1930年代には主にボイラの蒸発率改善を目的とした研究が盛んであったが、第二次世界大戦後原子力の出現によりその核分裂エネルギーを熱エネルギーに変えて利用するため、それまでよりさらに高い熱負荷における沸騰熱伝達の研究が必要となつて、世界的に(主にアメリカ合衆国においてだが)密度の濃い研究が実施されてきた。

最近では沸騰現象の生じている系にさらに他の条件、たとえば重力の加速度が周期的に変化する場合、系に遠心力が働らく場合あるいは電場のある中の沸騰等の研究も行なわれている。

しかしながら、沸騰熱伝達はもともとその現象がきわめて複雑であるため、系に働らく各力を考慮した理論的解明は現段階ではまだ確立されておらず、すべての実験データを説明し得る理論は呈出されていない。これらを困難にしている最大の原因は気泡の発生、成長、消滅とそれに伴う伝熱の機構が複雑であるためであつて、それによって単相流の伝熱問題より沸騰熱伝達の定量的表現はより不正確になっている。

さて、すでに承知のごとく、沸騰現象は数種の明瞭な形態を見せて変化する。Fig. 1.1には、対数目盛りで描いた飽和沸騰の $q-\Delta T_{sat}$ 曲線の標準的な形が示されているが、それは温度差 $\Delta T_{sat}(\equiv T_w - T_{sat})$ の低い方から順に非沸騰域(対流伝熱域)、核沸騰域、遷移

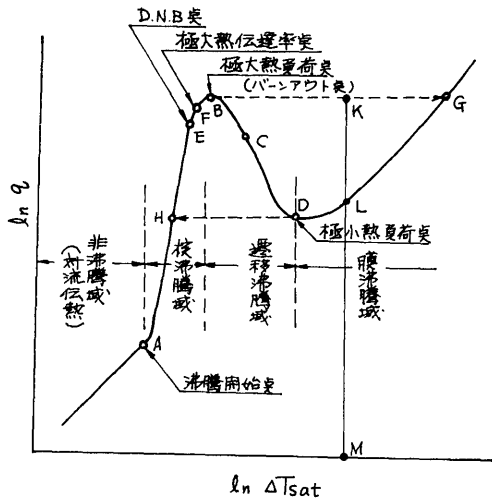


Fig. 1.1 沸騰曲線の形状と諸領域の定性図

沸騰域、膜沸騰域に分けられている。図から、核沸騰域では熱伝達率が非常に高いことがみられ、さらに遷移沸騰域では伝熱面温度の上昇に伴って逆に熱負荷 q が減少するというまったく特異な性質を示している。Fig. 1.1 の曲線は伝熱面の温度を制御しながら流体と熱交換するようなシステムにおいて得られるが、伝熱体が原子炉の燃料棒や電気加熱のように熱流束を制御するような系では図中の B 点からわずかに熱流束を増大させると現象の平衡点は G 点に移行する。普通伝熱面として使用される材料の融点はこの $B-G$ 間にあるので、 B 点を過ぎて G 点に到達する前に伝熱面が赤熱し焼損が発生する。この焼損は物理的なバーンアウト現象であるが、普通は B 点における極大熱流束をバーンアウト熱流束あるいは B 点をバーンアウト点と呼ぶ。

以上は現象的な沸騰の形態であるが、流体が飽和温度か、あるいはそれ以下であるかによって飽和沸騰かサブクール沸騰か区別され、さらに流体が流動しているかしていないかによって(強制)対流沸騰とプールの沸騰に区分される。

この報告に述べる曲管流路内の伝熱とバーンアウトには上述の因子にさらに加熱系に曲りのための遠心力が効果をおよぼすと考えられ、このため直管と異なった特性があらわれるであろう。

単相流が曲管内を流れる場合、その遠心力によって主流に外側に向う成分を持った二次流れが生じる。それは Dean 数 $K \equiv Re \sqrt{d/D}$ の大小によって強さが異

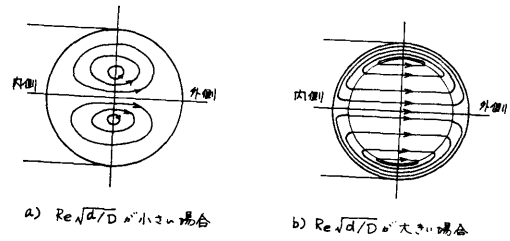


Fig. 1.2 曲管内単相流

なり、 K が小さい場合には Fig. 1.2 a) に示すように渦形の中心が中央に存在するが、 K が大きくなると同図 b) のようにその中心が上下側に偏在し、主流に外側に向う二次流れが強く影響していることがわかる。そしてその効果によって熱伝達率も流動抵抗も直管に比較して大きくなっている。

一方、曲管内を沸騰二相流が流れるような場合はどうかであろうか。たとえば簡単のために環状流(流れ中心部は主に気相が占め液相はほとんど壁面について流れその中で沸騰が起っているような場合)を考えると Fig. 1.3 a) に示すように主流中では気相中に二次流れが誘起されると考えられるから、その流れによって壁面の液膜ひいては沸騰によって生じた気泡にも影響を与えるであろう。外側に向かう二次流れによって外側の壁についている液膜はうすくなり、内側は厚くなるのが考えられ、したがって液膜の厚さ、液内の圧力、乱れ等の違いから管断面の円周方向で熱伝達率にある分布が生じることが予想される。

それに対して流体が飽和温度に達していないサブク

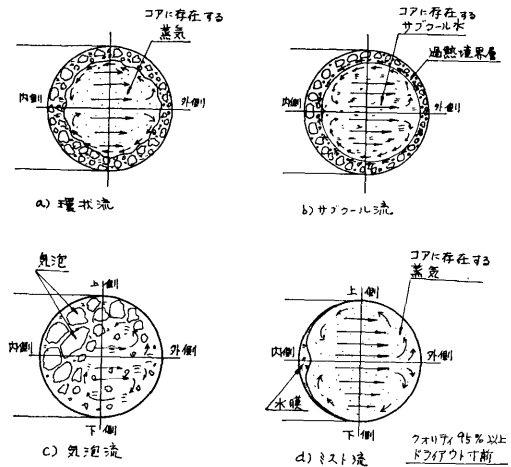


Fig. 1.3 曲管内沸騰二相流 (仮想図)

ール水の場合には Fig. 1.3 b) に示すように主流には単相流の延長としての二次流れが存続し、壁に発生した気泡は主流で消滅するか壁に沿って移動するかであるから、主流の二次流れによる力関係を考慮すれば管断面の円周方向の気泡分布は内側へ行くほど大きくなるであろう。これを伝熱上の効果として考えると、外側では主流の二次流れによる壁面への積極的な乱れによって熱伝達が促進され、内側では外側よりややサブクーリングが小さいと考えられるから沸騰による効果が熱伝達率を改善すると考えられる。したがって本報告の場合のように流体がサブクールされている時には伝熱上におよぼす沸騰と乱れの効果を比較して考えるようにしなければならないだろう。

もちろん、低流速、中間気泡流域では同図 (c) のように気泡は内側上部に集中する。当然管断面上下部の熱伝達率は上部が良くなるであろう。

またドライアウトが生じる噴霧流領域の曲管断面内流動形態は同じく (d) のようになるであろう。すなわちこの領域ではクオリティ 95% 以上において考えると管内コア部では蒸気の粒を含んだ気相部が存在し、それに遠心力のために外側へ向かう二次流れが生じて、外側は気相内蒸気粒の衝突によって冷却される。一方水膜は内側にのみ存在し、この領域では内側の熱伝達率が相当高くなることが予想される。そして逆にドライアウトの順序を考えると、これは管内流速によるが、まず重力の効果により上側そして下側、外側最後に内側がドライアウトすると考えられる。

さらに、沸騰熱伝達の独特な現象である極大熱流束が発熱部が曲管であるためにどのように影響を受けるかを定性的に考察してみる。一般的にバーンアウトの発生機構に関してはまだ確立されていないが、壁面の気液交換量が連続でなくなって、流体の壁への接近が気泡により阻止される時間がある値以上になった時にバーンアウトが生じるものと考えたと曲管のバーンアウトは次のように推察できる。

管断面を局部的に考えると、流体がサブクールされている状態においては、二次流れが流れる方向にある外側では、サブクール水の過熱液層および気泡への衝突とそれによる気泡の除去作用のために伝熱面での気液交換は相当大きな熱流束までもスムーズに行なわれるであろう。一方、主流の二次流れによって Fig. 1.3 b) のように、内側へ移動するサブクール水の流れがあり、それと管壁に生じている過熱境界層との間の剪断力によって過熱境界層とその中に発生している気泡も

内側へまわされることになる。したがって内側は局部的に流体のサブクーリングも小さくなり、また遠心力の効果によって内側伝熱面上に最も気泡がたまりやすく流体の壁への接近は他の位置よりはばまれやすいため、内側は最も早くバーンアウトが生じるであろう。

以上は定性的に曲管の沸騰熱とバーンアウトについて推論したものである。

2. 曲管のサブクール沸騰熱伝達

2.1 序

曲管の沸騰熱伝達はその応用面において、たとえばボイラの節炭器あるいは水管部、また原子炉の熱交換器などのように大型、小型とその種類を問わず広くみることができる。このように、その応用面において古くから広く使用されているにもかかわらず、曲管の沸騰熱伝達に関する研究報告は非常に少ない。その原因としては、曲管のためにさらに加えられるパラメータがあって直管より解析が複雑になるためと、また直管を基準として見積ってもそう大きな誤差はないであろうとの見かたがあったためと思われる。しかしながら壁面を通る熱流束がより低い値であった数十年前にくらべ、最近の高性能過給ボイラや原子炉熱交換器内の伝熱量のようにそのオーダーが 10^6 kcal/m² hr 程度を問題にする場合には蒸発量の見積りあるいは管壁温度の算出にかなりの誤差が生じやすく、またバーンアウト熱流束も曲率のために直管の場合と異なることが予想されることなどから、曲管内の沸騰二相流あるいは熱交換のない気液二相流などの研究が必要になった。

2.1.1 従来の研究

2.1.1.1 単相流の場合

過去において単相流の曲管の問題を扱った研究は比較的多い。

まず最初に理論的にこの問題を取り扱ったのは Dean^{4), 5)} であろう。Dean は Navier-Stokes の方程式を Re 数が非常に小さい場合について解いた。そして管断面に一对のうずより成る二次流れが発生することを見出した。一方 Adler⁶⁾ は管壁に沿って流れる境界層を仮定し曲管の層流について解析を行ない、実験的に層流と乱流の場合の速度分布を測定してそれが直管の場合と非常に異なっていることを認めた。

曲管の流動抵抗係数に関して伊藤⁷⁾ は Re 数によ

て次の二式を提出した。

$0.034 < Re(d/D)^2 < 300$ に対しては

$$f_c \left(\frac{D}{d} \right)^{1/2} = 0.029 + 0.304 [Re(d/D)^2]^{-1/4} \quad (2.1)$$

また $Re(d/D)^2 > 6$ では

$$(f_c/f_B) = [(Re)(d/D)^2]^{0.05} \quad (2.2)$$

ただし f_B は Blasius による直管の実験式で

$$f_B = 0.3164 Re^{-1/4} \quad (2.3)$$

また曲管における層流と乱流の遷移 Reynolds 数を実験的に次のように定めた。

$15 < D/d < 8.6 \times 10^2$ の範囲で

$$Re_{crit} = 2 \times 10^4 \left[\frac{d}{D} \right]^{0.32} \quad (2.4)$$

一方、曲管の層流、乱流域における伝熱問題の解析は森、中山⁹⁾によって詳しく求められた。彼らは管壁に沿う境界層を考え、壁温勾配一定で十分発達した流れの条件のもとで流れを取り扱った。

その結果層流に関して、流動抵抗係数は

$$(f_c/f_s) = 0.108 K^{1/2} / (1 - 3.2527 K^{-1/2}) \quad (2.5)$$

ただし $f_s = 64/Re$, $K = Re \sqrt{d/D}$

伝熱の表示式は Prandtl 数を二つの領域に分け

$Pr \geq 1$ に対し

$$\frac{Nuc}{Nus} = \left(\frac{Nuc}{Nus} \right)_I \times 1 \left[1 + \frac{37.0488}{\zeta} \left\{ \frac{1}{40} - \frac{17}{120} \zeta \right. \right. \\ \left. \left. + \left(\frac{1}{10\zeta} + \frac{13}{30} \right) \frac{1}{10Pr} \right\} K^{-1/2} \right] \quad (2.6)$$

$Pr \leq 1$ に対し

$$\frac{Nuc}{Nus} = \left(\frac{Nuc}{Nus} \right)_I \times 1 \left[1 - \frac{37.0488}{\zeta} \left\{ \frac{\zeta^2}{12} + \frac{1}{24} \right. \right. \\ \left. \left. - \frac{1}{120\zeta} \left(\frac{4}{3} \zeta - \frac{1}{3\zeta} + \frac{1}{15\zeta^2} \right) \right\} \frac{1}{20Pr} \right] K^{-1/2} \quad (2.7)$$

ただし $(Nuc/Nus)_I = 0.1979 K^{1/2} / \zeta$

または

$$Pr \geq 1 \text{ の場合 } \zeta = \frac{2}{11} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{77}{4} \frac{1}{Pr^2}} \right)$$

$$Pr \leq 1 \text{ の場合 } \zeta = \frac{1}{5} \left(2 + \sqrt{\frac{10}{Pr^2} - 1} \right)$$

乱流の場合流動抵抗係数は

$$f_c \sqrt{\frac{D}{d}} = \frac{0.300}{\left\{ Re \left(\frac{d}{D} \right)^2 \right\}^{1/5}} \left[\frac{0.112}{\left\{ Re \left(\frac{d}{D} \right)^2 \right\}^{1/5}} \right] \quad (2.8)$$

熱伝達について通常水などに用いられる形に対し

$$Nuc \cdot Pr^{-0.4} = \frac{1}{41.0} Re^{5/8} \left(\frac{d}{D} \right)^{1/12}$$

$$\times \left[1 + \frac{0.061}{\left\{ Re \left(\frac{d}{D} \right)^{2.5} \right\}^{1/6}} \right] \quad (2.9)$$

と表示した。

その他 Seban ら⁹⁾による層流(油)と乱流(水)の熱伝達の実験、Rogers ら¹⁰⁾による乱流の場合の熱伝達と圧力損失の実験などがある、それぞれ実験公式を發表している。

2.1.1.2 超臨界圧流体の場合

超臨界圧流体が単相流とその取り扱いにおいて異なるのは、熱力学的および輸送の物性値が流体の擬臨界温度(比熱 C_p が最大値をとる温度)をはさんで大きく変化するためであって、物性値一定の仮定は成り立たないことにある。たとえば比重量の変化は擬臨界点前後において数倍にも変化するが、曲管の場合のように流体に遠心力が作用するようになると、密度の違いによって流れに変化が生じ、それらによって曲管の伝熱および流動抵抗が大きく影響されると解することができる。

超臨界圧流体の伝熱に関する報告は数件みられる。

McCarthy¹¹⁾らは二種類の曲管(曲率半径 1.5 in と 3.0 in. 管径はどちらも 0.21 in)を使用し、試験流体には四酸化窒素 N_2O_4 を用い、熱流束は直接発熱法(電気加熱)により与えた。 N_2O_4 は伝熱面に接触すると解離を起こし、その際の吸熱反応で熱伝達率が大きくなっている。実験結果は 1) 曲率の外側と内側の熱伝達率の比 h_o/h_i は D/d が 28.6 の場合 1.5~2.0, D/d が 14.3 の場合は 1.2~1.6 程度である。この場合 h_o/h_i は Re 数にはあまり影響されない。2) 直管と比較すると曲管の熱伝達率は Re 数が大きいと直管より大きくなってゆく。 $Re = 3 \times 10^5$ で約 1.7 倍, $Re = 10^6$ で約 1.7 倍程度である。3) $Nuc = 0.00025 Re^{1.2} Pr^{0.4} \phi$ なる実験式を提出した。 ϕ は解離による係数

一方、Hendricks ら¹²⁾はロケット燃料用の水素 H_2 を流体として使用し、熱伝達の実験を行ない、次のように結論している。1) h_o/h_i は流体条件、曲率、管内径、軸方向位置によって影響されるが、実験値は 1.5 から場合によっては 3 を越す時もあった。2) 擬臨界点近傍において h_o/h_i に極小値が存在するが、これはその点近傍において h_i に大きな改善がみられたためである。3) 可視装置の実験では、超臨界圧流体には二次流れと遠心力効果がみられる。

その他超臨界圧流体に関する報告は二、三みられる

が、いずれも h_0/h_i は 1 以上の値を有し、直管に比較して良い熱伝達率が得られたと報告されている。

2.1.1.3 二相流の場合

二相流は单相流、超臨界圧流体と比較するときさらに現象が複雑である。物性値の異なるものが流体内に存在していることは前記超臨界圧流体と似ているが、それらが前者では連続的な変化であったのに対し、二相流においては階段的に変化するためである。また流れ方向の現象もいわゆる発達した流れは達成されず、軸方向に流れの様相 (flow pattern) が異なる。したがって二相流の問題の討論の場合には討論すべき領域を区別して行なう必要がある。

曲管を使用して二相流を取り扱った研究は数編みられる。

空気-水の熱交換のない二相流を取り扱った例に Banerjee ら¹³⁾ による研究がある。彼らは三種類の曲管 (アクリル製) を使用し実験的に液膜の内側への移行点を求め、簡単な解析を行なってある流量比で良く合うことを確かめた。解析は液膜と気相に動らく単純な力の平衡を使って行ない、次式を導びいた。

$$\rho_l v_l^2 = \rho_g' v_g'^2 - \tan(\theta - \phi) r g \rho_l \quad (2.10)$$

各文字の説明は Fig. 2.1 に示すとおりで、結果は Fig. 2.2 に整理されている。Data は 12 点であるが、そのうち 9 点は $\pm 9\%$ 内で理論曲線に合い、右上 3 点に合わないものがある。これら 3 点は気液両相の速度が最も高い場合であって管内が mist flow のような場合のために、理論値を出した場合のモデルとは異なるためであるといっている。

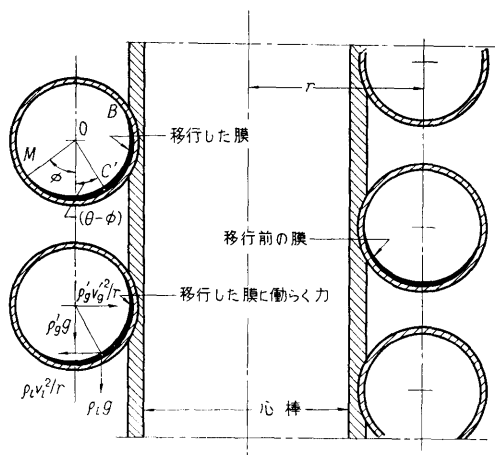


Fig. 2.1 曲管内の膜の移行状態と力関係

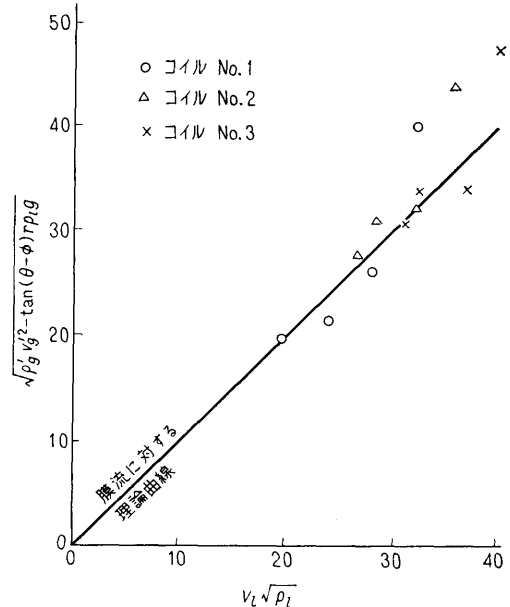


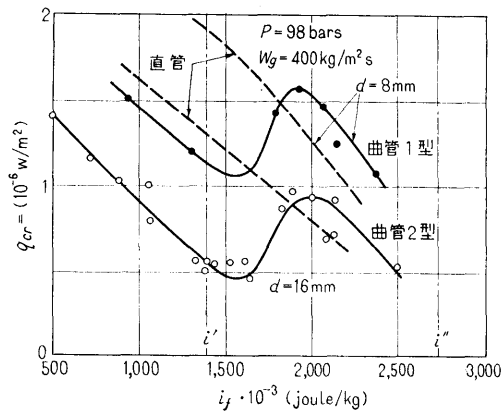
Fig. 2.2 曲管内の膜移行条件の理論と実験の比較

次に熱伝達のある二相流について三つの論文を参照としたのでそれらについて概要を述べる。

Miropolskiy ら¹⁴⁾ は 5 種類の曲管について伝熱と最大熱流束の実験をした。その結果をみると、1) 熱伝達率は一般に外側の方が内側より高く、それらの差は流体エンタルピーが高くなるほど (クオリティが高くなるほど) 小さくなっている。2) 最大熱流束は同じディメンションを持つ直管と比較すると Fig. 2.3 にみるように、直管が流体のエンタルピー上昇に伴って単調減少するのに対し、曲管ではその値に極小値と極大値が存在する。3) 圧力が高くなるほど最大熱流束の値は下がり、流量が多くなるほど最大熱流束は上昇する。(この論文については 3.1 序において再びふれたい。)

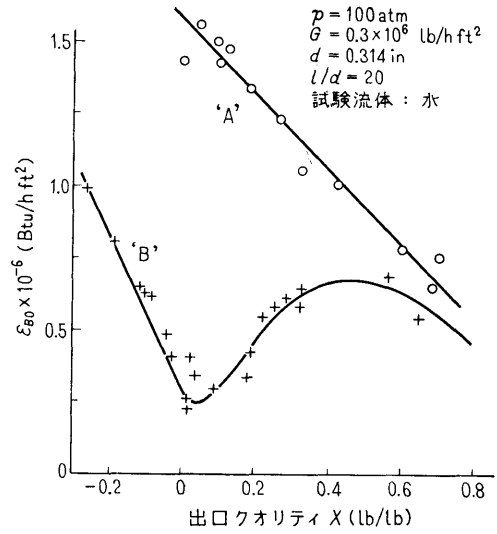
Owhadi ら¹⁵⁾ は二種の曲管 ($D/d=20.0, 41.7$ でどちらも $d=0.492$ in) を用い、熱流束ほぼ一定の条件で出口クオリティ 1.4% vapor から 10 deg superheat までの実験をしている。彼らの実験の一例を Fig 2.4 に示したが、次のように結論している。

1) 曲管の入口付近では、熱伝達率は 90° の位置 (管の内側) が最も高く、 270° の位置 (管の外側) が最も低い。これは 90° の位置で管内壁と流体の温度差が大きく、核沸騰の効果が大きいためである。ある点を過ぎると 270° の位置の熱伝達率が最も高く、 90° の位



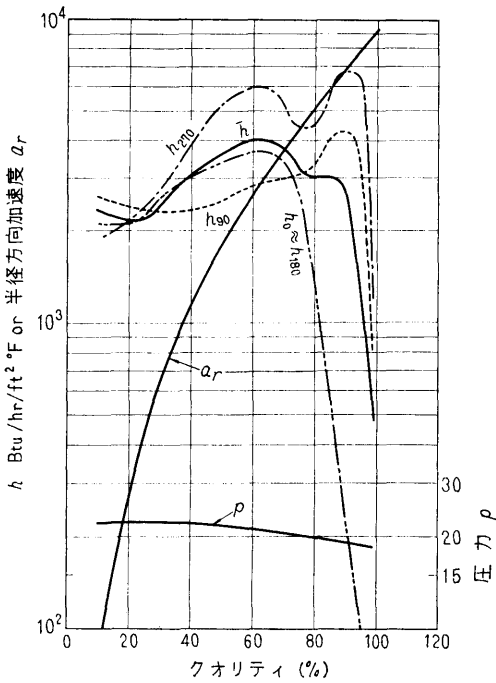
i_j'' —飽和水と飽和蒸気のエンタルピー

a) 極大熱流束と流体エンタルピーの関係(曲管1,2型) (Miropolskiy による)



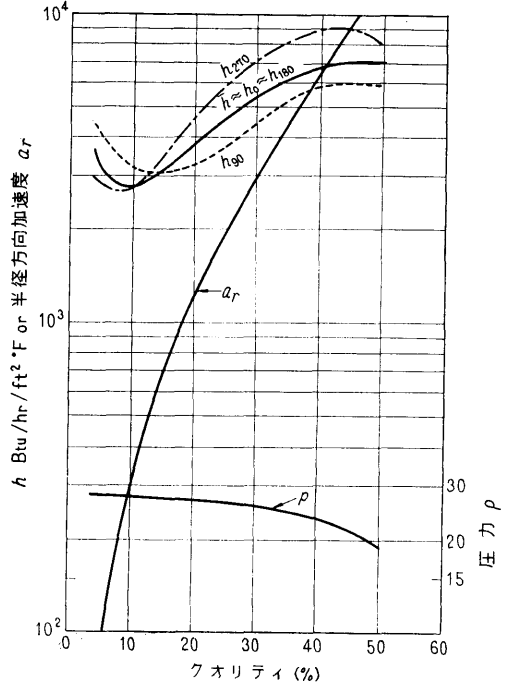
b) 定常流(A)と非定常流(B)のバーンアウト熱流束の比較 (Aladyev による)

Fig. 2.3 バーンアウト熱流束



$G=196\text{ lb/hr}$
 $q_{\text{mean}}=8.1 \times 10^4\text{ Btu/hrft}^2$
 $X_{\text{out}}=52\%$
 $v_{\text{out}}=439\text{ ft/s}$
 曲率直径=9.86 m

a) 出口条件が二相流の場合の実験結果例



$G=77.6\text{ lb/hr}$
 $q_{\text{mean}}=6.4 \times 10^4\text{ Btu/hr ft}^2$
 $T_{\text{out}}=50^\circ\text{F}$ (過熱蒸気)
 $v_{\text{out}}=352\text{ ft/s}$
 曲率直径=9.86 in

b) 出口条件が過熱の場合の実験結果例

Fig. 2.4 曲管熱伝達実験結果例 (Owhadi らによる)

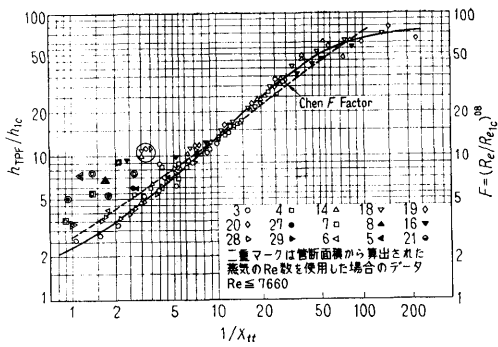


Fig. 2.5 二相流熱伝達データの関連性

置が最も低い。2) 0° と 180° の位置ではクオリティ 85~90% でドライアウトが始まり, 90°, 270° と次々にドライアウトが発生する。一般に直管の場合 $G=240 \text{ lb/hr}$ ではクオリティ 80% 程度でドライアウトが生じるとされているが, 上述の傾向は曲管の特徴であろう。3) 平均熱伝達率を Martinelli パラメータ X_{ft} で整理しているが (Fig. 2.5) Cheng の理論と比較的良好に合う。4) 圧力損失は小さい方の曲管で行なったが Lockhart-Martinelli の関係式で見積ることができる。

上記の Owhadi らによる報告と比較的似た実験が昭和42年度日本造船研究協会の NSR-4 部会¹⁵⁾で行なわれた。その実験では $D/d=40.5$, $d=15.5 \text{ mm}$ の2巻のテストセクションを用い管内熱伝達率, ドライアウト状況, 圧力損失について詳しく調べた。その結果をほぼ次のようにまとめている。

1) 二相流熱伝達は広いクオリティ範囲にわたりほぼ一定値をとり (Fig. 2.6), 流量, 圧力等の影響もあまり受けない。これは直管でいわれる強制対流的伝熱

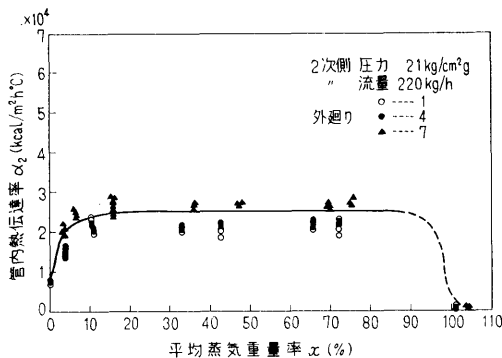


Fig. 2.6 管内熱伝達率と平均蒸気重量率

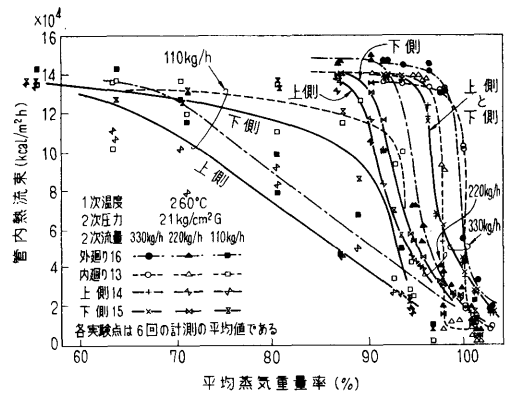


Fig. 2.7 ドライアウト点と平均蒸気重量率

モデルとは異なる伝熱形態であることを示している。2) 内まわり, 外まわり, 上側, 下側の熱伝達率の差はあまり顕著でない。3) ドライアウトは曲り管の影響を強くうけ流量が大になるほどクオリティの大きな方へ移る。また内まわりより外まわりの方がクオリティの小さいところでドライアウトを起こす。これは曲り管による強い二次流れがドライアウトを支配していることを示している。(Fig. 2.7) 4) 摩擦損失は流速の小さな領域では Martinelli の実験式によく合うが, 流速が大きくなると Martinelli の値より大きくなった (Fig. 2.8) これは流速が大きくなるほど曲り管の影響が強くなるためと考えられる。

以上の結論で 3) は前述の Banerjee の観察を参照すればうなずける現象で, 定性的にはさきの Owhadi らによる実験と合っている。この場合の実験は熱流束は管外壁に流れる蒸気で与えられているが 2) の熱伝達率の局所的均一化の考慮すべき条件である。なおこの報告は船用炉として現在最も有望視されている内装

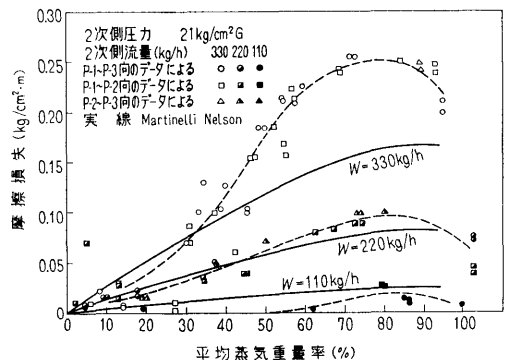


Fig. 2.8 摩擦による圧力損失と蒸気重量率の関係

貫流型加圧軽水炉を対称として行なわれた実験のうちの一部である。

以上が曲管の特性に関して現在までに報告されている主なものであるが、沸騰のある曲管の伝熱問題は従来の直管の場合にさらに遠心力の効果、二次流れの効果等を加えて考察しなければならないことを強調している。この効果は管内を流れる流動様式によっても異なってくるであろう。たとえばバブル流では管断面を占める液相の割合が多いから発生した気泡は遠心力の効果により内側にたまりやすいであろうし、またクオリティの高い領域では逆に気相の割合が多くなり、液相は気相の二次流れにより管壁についている状態になって内側にたまりやすくなることが推察される。したがって曲管内の流動様式によっても熱伝達率が支配されることが考察される。

2.2 本報告の実験条件

2.2.1 実験条件

今までの報告によって、曲管内の二相流伝熱問題に関与する主な因子は、流体組成、流量、サブクーリングあるいはクオリティ、ボイド率、熱流束そして曲管の形状、寸法であることがわかった。これらの因子による影響を考慮しながら本報告では流体にサブクーリングのある場合の伝熱の問題を取り扱った。

従来、曲管の沸騰二相流の伝熱問題は熱流束の変化による実験結果についてふれていない。熱流束の変化により沸騰曲線に変化が生じることは直管の場合すでに報告されている²²⁾が、曲管についてはさらに管内各部に何らかの変化がみられる可能性がある。本報告では他のパラメータの影響にさらに熱流束の効果についてもふれている。

テストセクションは材質として sus 27 を使用し、 $D/d=20.0$ (360 度ベント)、400 (180 度ベント) (どちらも $d=10.0$ mm) の二種類の曲管を用いた。

実験条件は次の範囲である。

熱流束 $2 \times 10^5 \sim 10^6$ kcal/m² hr

圧力ほぼ大気圧

流量 7.15~13.5 kg/min,

(入口水単相流々速 1.5~3.0 m/sec)

流体サブクーリング 0~12.0 deg.

2.2.2 実験装置とテストセクション

実験装置の全体の写真を Photo 1 に概略図を Fig. 2.9 に、テストセクションの詳細図を Fig. 2.10 に示

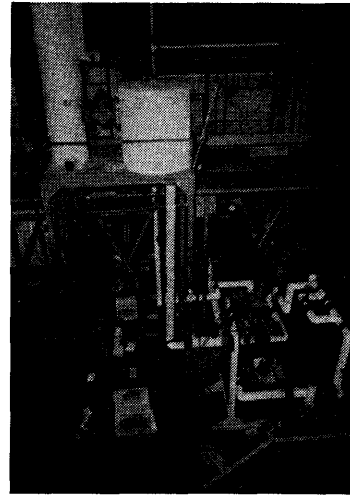


Photo. 1 装置全体図

した。また3種のテストセクションの壁温測定位置を Fig. 2.11 に図示した。

給水タンクより、まずループ内に定量水を入れる。主ループは Fig. 2.8 の太線で示してあるように、①主循環ポンプ、②オリフィス流量計、③プレヒータ、④入口室、⑤試験部、⑥出口室、⑦気水分離器、⑧熱交換器、⑨ストレーナより成っている。①の主循環ポンプは遠心式で、ポンプ出口水頭 60 m 最大流量 0.2 m³/min、の容量を持つものである。サブクール沸騰熱伝達の実験でテストセクションの最大圧力降下は約 2.0 kg/cm² 程度であり、流量も最大約 14 l/min. であるのでポンプ出力は十分に余裕がある。

②はオリフィス流量計で、これは口径 11.1 mm. の薄刃オリフィスであって、試験前に水で検定済みのも

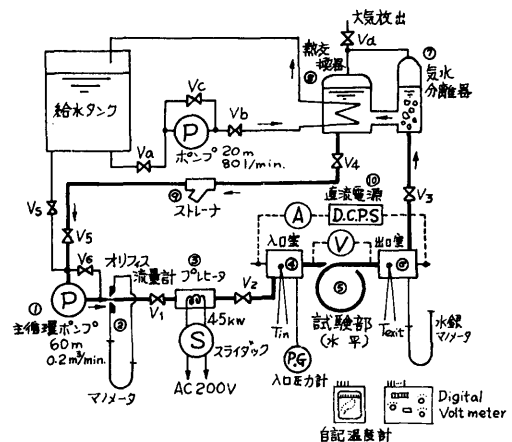


Fig. 2.9 ループ概略図

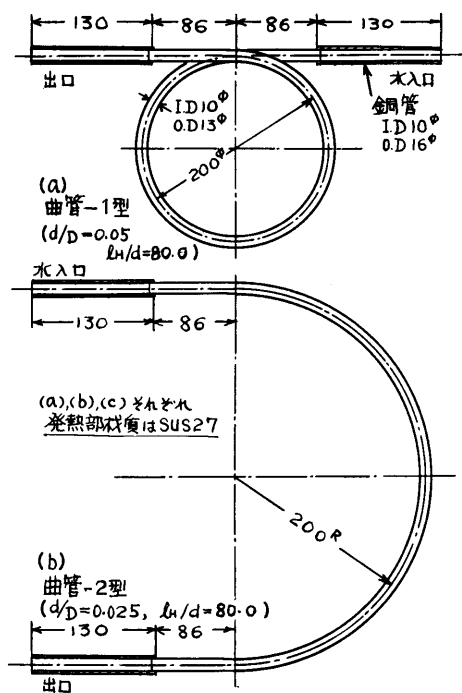


Fig. 2.10 テストセクション

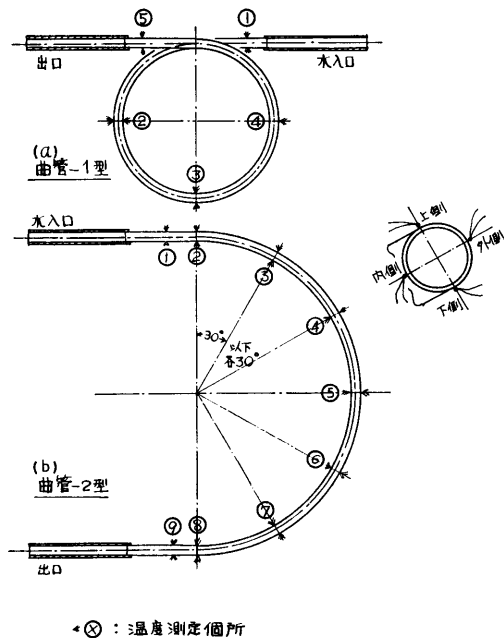


Fig. 2.11 壁温度測定位置

のである。差圧はマノメータを使用して読み、マノメータの流体は弗化油(商品名ダイフロイル, 比重 1.93)

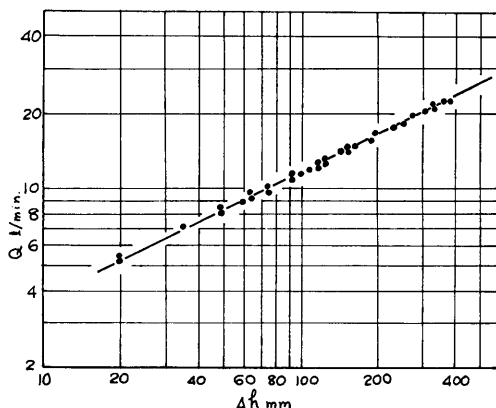


Fig. 2.12 流量計検定曲線

を使用した。この流量計の検定曲線は Fig. 2.12 に示すとおりである。

③ プレヒータは 100 V, 4.5 kW で 200 V, 50 A 用スライダックを使用して電圧を制御した。

④ および ⑥ は試験部前後につけられた入口室, 出口室で, ここで入口温度, 入口圧力, 出口温度, 出口圧力を読んだ。温度は水銀温度計を使用し, 圧力は入口にはブルドン管圧力計を出口には水銀マノメータを使用した。

⑤ は試験部で各テストセクションは ④ と ⑥ の間に水平に置かれている。テストセクションは Fig. 2.10 に示すように, 発熱部はいずれもステンレス SUS 27 鋼で内径 10 mm, 肉厚 1.5 mm, 発熱部長さ 800 mm. である。形状, 寸法は同図のようになって, それぞれ曲管-1 型, 曲管-2 型と称する。

曲管-1 型は $D/d=20.0$ の 360 度ベント管で, 曲管入口, 出口部にそれぞれ 130 mm の非加熱部(銅管)と 86 mm の加熱部直管がついている。非加熱部は入口室, 出口室に電氣的に接触し発熱部の電氣的端子となっている。水は入口から上巻の方向へ流れるが, この巻ピッチは約 25 mm 程度であって, ほとんど水平流と見なせる。

曲管-2 型は $D/d=40.0$ の 180 度ベント管で, 曲管の出入口部の条件は曲管-1 型とまったく同じである。この場合テストセクションは完全に水平である。

これらのテストセクションは⑩の直流電源により直接加熱される。この直流電源は最大容量 25 V, 12000 A で誘導電圧調整器により電圧制御を行なっている。

流量の制御は ③ プレヒータと ④ 入口室の間のゲート弁 V_2 の開度を調節して行なった。

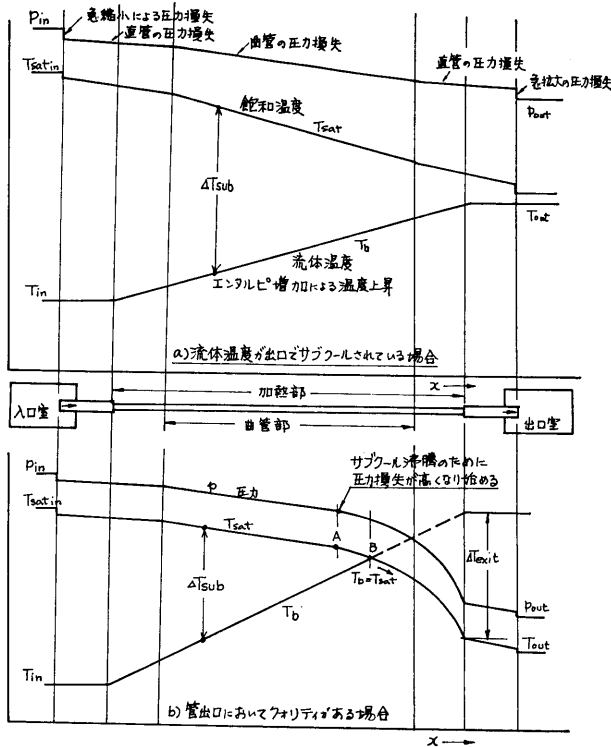


Fig. 2.13 実際の管内圧力と流体温度

2.3 計測とデータ整理法

2.2 において述べたような実験装置を用いてサブクール熱伝達の実験を実施したが、その場合において設定すべき条件は、流量、熱流束そして入口温度である。

流量は弁 V_2 の開度を調節して流量計のマノメータの高さを所定の値に設定して得られる。しかし熱流束、入口温度の変更によってテストセクション内の流動抵抗が変化するので、その都度所定の値を得るように調節する。

熱流束は管の寸法とテストセクションへの電気的入力によって決定される。管の寸法は製作公称値を用いたが、実際の値については試験後測定して巻末付録Cにのせた。したがって熱流束算出のために必要な測定はテストセクションの電圧降下と電流である。管壁内を直接電流を通じて発熱させると軸方向熱流束一定の条件になるが壁温一定にはならず下流にゆくに従って壁温上昇となる。しかし、管の途中において沸騰が生じると沸騰熱伝達率の高いことから壁温は下がる。

管壁の温度分布によっては局所的に電気抵抗が異な

るはずであるから、テストセクション両端の電位差と電流から熱流束を算出するのはやや危険であるが、実験値から軸方向の最大電気抵抗偏差は 1.5% 程度であったので、電気抵抗の軸方向分布はないものとして取り扱った。(管断面の円周方向には当然分布が考えられるが、それについては付録Aに記した)

電圧は Fig. 2.9, ⑩ の電圧計Vで、また電流は回路に挿入された分流器の両端の電位差で求めた。

軸方向の局所的飽和温度は各位置の圧力から知るわけであるが、そのため Fig. 2.9 ④ および ⑥ に圧力タップを設けて圧力を測定し、それを基準として算出した。入口室には $4.0 \text{ kg/cm}^2 \text{ G}$ までの範囲のブルドン管型圧力計 (最小目盛 0.1 kg/cm^2) を、出口室には水銀マノメータを接続してある。

入口、出口室の温度は、あらかじめ注意して選定した水銀棒状温度計 (200°C 最小目盛 0.5°C) を装備し、それによって測定した。

熱伝達率の算出には管内壁の温度を知らねばならない。管内壁の直接測定は熱流束が直接発熱法によっているためと測定位置の正確

な値が困難であることから、管外壁の温度を測定して内壁を求める方法を取った。温度は管外壁に 0.1 mm . 厚さの雲母板を巻き、その上に銅-コンスタンタン熱電対 (径 0.3 mm) をつけてその外側を絶縁テープで巻き、さらにグラスウールを厚さ 2 cm 程度に巻いて保温し、測定した。熱電対で生じた起電力はデジタルボルトメータ (60 点/分, 横河電機製) により測定し、同一実験条件で二度ずつ記録させた。

以上のごとく各測定を行ない曲管のサブクール沸騰熱伝達の実験を行なったが、流体温度の求め方や飽和温度のとり方がやや特異な点もあるので、各パラメータを次のように定義してデータの整理をした。

流体の飽和温度はテストセクション内の流れに沿って、実際には Fig. 2.13 a), b) のようになると考えられる。a) は管出口においてまだサブクール状態であり、この場合は流体温度 T_b は次式で定まるとしてよいであろう。すなわち

$$T_b = T_{in} + (\Delta i_x / C_p)$$

ただし Δi_x は入口より x 位置までのエンタルピ上昇分、また、この場合の飽和温度 T_{sat} は各点における圧力に対し定まり管内各位置の圧力は単相流の圧力

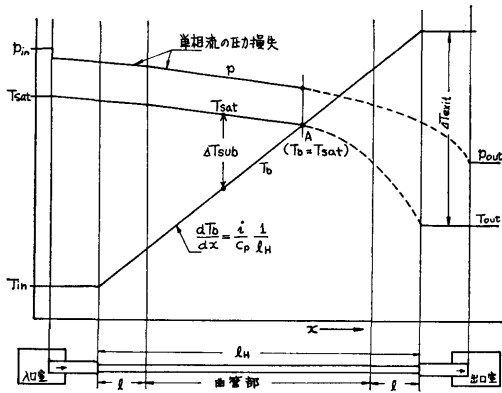


Fig. 2.14 本報告で定義される各因子

損失によって見積ることができる。(たとえば (2.1), (2.2), (2.5), (2.8) 式)

一方, 同図 b) のごとく, 管出口にクォリティがある場合, 管内の圧力はある点からは単相流としては扱えない。流体にサブクーリング $\Delta T_{sub,x}$ がある場合でも, $\Delta T_{sub,x}$ が小さくなるに従いがい, 気泡発生率 (ボイド率 α) は増加し, 管内の圧力降下は単相流より大きくなる。圧力の降下に従って T_{sat} も図のようになり, T_b はある点において飽和温度となり, 以後 $T_B = T_{sat}$ となる。なお, 流体の任意の位置における $\Delta T_{sub,x}$ や χ_x はそれぞれ図示のごとくなる。

今回の実験においては, Fig. 2.13 b) に示した A および B の位置, すなわち曲管のサブクール沸騰時の二相流圧力損失が未知であるため, 実験データの整理には Fig. 2.14 のごとく定義された各パラメータを用いる。

まず, 管内の圧力は T_B が単相流の場合の T_{sat} と交差するまでは単相流の圧力降下に従うものとする。すなわち, この場合にはサブクール沸騰による圧力損失は無視している。流体温度 T_B も T_{in} にその位置までのエンタルピー増大による温度上昇分を加えたものが使われる。サブクール温度 $\Delta T_{sub,x}$ や出口クォリティ χ_{exit} は Fig. 2.14 に示した ΔT_{exit} , p_{out} で算出される。

整理に使用したパラメータは次のようである。

$$T_{b,x} = T_{in} + (i/C_p)(x/L_H) \quad (2.11)$$

$$\Delta T_{sub,x} = \{ T_{sat} - T_b \}_x \quad (2.12)$$

$$\Delta T_{sat,x} = \{ T_{wi\phi} - T_{sat} \}_x \quad (2.13)$$

$$\chi_{exit} = C_p \cdot \Delta T_{exit} / L \quad (2.14)$$

$$h = \{ q_\phi / (T_{wi\phi} - T_b) \}_x \quad (2.15)$$

なお, テストセクションの熱伝導率の計算は SUS 27 として次式により行なった。この式は文献 (16) を参照して導びいた。

$$\lambda = 0.01105T + 13.115 \quad (2.16)$$

また, 曲管のため断面内で熱流束分布があり, そのため壁の内外の温度差も分布があるが, これらの算出は付録 A, B に示した方法によった。

2.4 予備実験

沸騰実験を始める前に, テストセクションの性質, 実験装置の精度等確かめるために予備実験として水による単相流の伝熱と簡単な流動抵抗の実験を行なった。流動抵抗の実験は, 流体の飽和温度を算出するのに必要でもある。

曲管の圧力損失は曲管-1 型を使用し, 実験条件は単相流, 熱交換のない場合について行なった。圧力タップの取り出しは, 曲管の影響が少ないと思われる管の下部から取り出した。差圧は水銀マンオメータで読み, 結果の 1 例は Fig. 2.15, Fig. 2.16 に示したとおりで, 実験結果は前述の森, 中山の (2.7) 式と比較し良い一致を示している。したがって, サブクール沸騰の実験の整理に使用する圧力損失には, 曲管 1-2 型を含めて, (2.7) 式を使用することにした。

次に単相流の熱伝達の実験をしたのでこれについてふれる。

Fig. 2.9, と Fig. 2.10 に示した実験装置とテスト

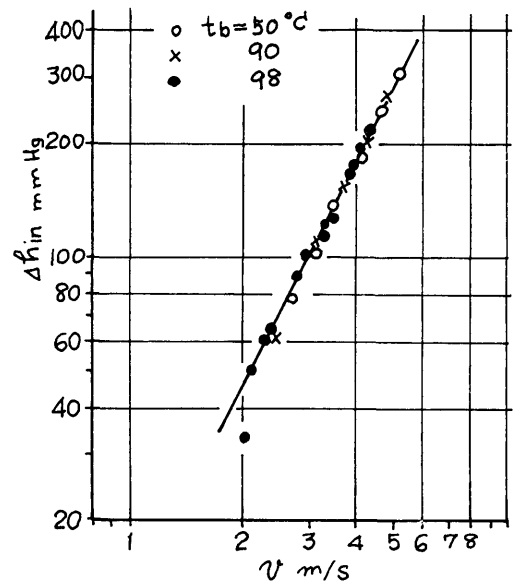


Fig. 2.15 入口圧力損失

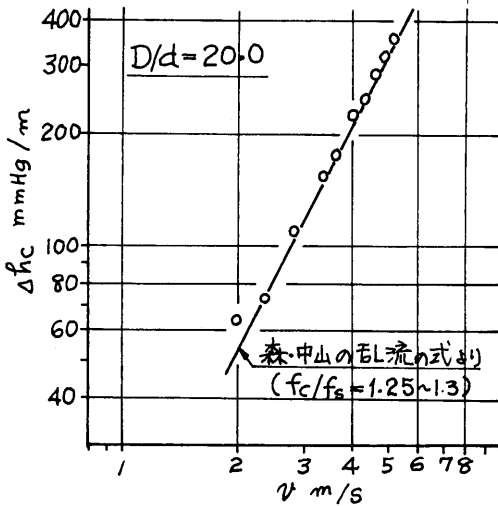


Fig. 2.16 曲管流路圧力損失

セクションを使用し、実験条件は、熱流束が $1.45 \sim 3.00 \times 10^6$ kcal/m² hr とし流体温度と流速を変化させて Re 数を $10^4 \sim 10^5$ の範囲に設定した。

結果は Fig. 2.17 に示したように (2.8) 式と比較すると非常に良い一致をみた。

ただし同図内の直管の式としては、乱流状態の水などに良く用いられる下記の Dittus-Boelter の式¹⁸⁾を用いた。

$$Nus = 0.023 Re^{0.8} Pr^{0.4} \quad (2.17)$$

なお Fig. 2.17 に示したデータはいずれも曲管の上下における測定データである。

出口、入口室の水銀温度計による温度差を、発生熱量と流量から求められるエンタルピ上昇分による温度上昇と比較してみると、試験部からの外部への熱の逃げはほぼ 0.3% であることがわかり、無視できる値で

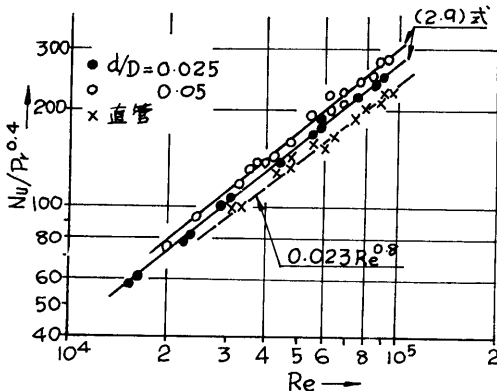


Fig. 2.17 単相流による実験結果

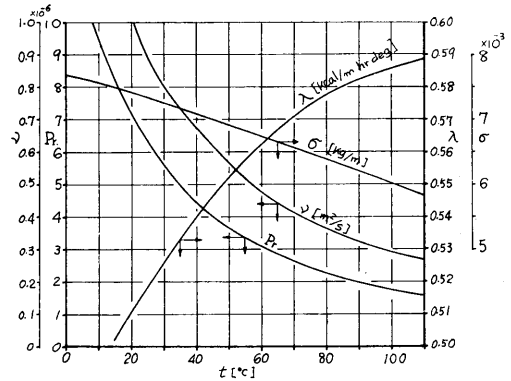


Fig. 2.18 水の各物性値

あった。

以上の予備実験結果から、実験装置、計装などには大きな誤差が含まれないことが確認された。

なお上記のデータの整理には Fig. 2.18 の物性値を使用し、各物性値は流体混合平均温度 T_B で見積った。

2.5 実験結果と考察

曲管—1型および曲管—2型によるサブクール沸騰の実験結果を Fig. 2.20~Fig. 2.29, Fig. 2.31~Fig. 2.35 にグラフとして整理し示した。以下それらの結果について熱伝達率におよぼす各パラメータの効果を考察する。

なお、本実験の実験範囲は 2.2.1 においてふれてあるが次の範囲である。

熱流束 $2 \times 10^5 \sim 10^6$ kcal/m² hr

圧力 ほぼ大気圧

流量 $7.15 \sim 13.5$ l/min.

(入口水単相流速 $1.5 \sim 3.0$ m/sec)

流体サブクーリング $0 \sim 12.0$ deg

2.5.1 流れ方向の熱伝達率の変化

テストセクション内の流体の流動方向に沿った熱伝達率の変化を Fig. 2.19 から Fig. 2.22 までに示した。

曲管—1 型に関しては、実験条件として、平均熱流束 $q_s = 8.74 \times 10^5$ kcal/m² hr. 入口水流速 $v = 2.50$ m/sec であり、曲管—2 型では $q_s = 1.01 \times 10^6$ kcal/m² hr, $v = 2.60$ m/sec. である。

結果は Fig. 2.19 から Fig. 2.22 に示した。特に Fig. 2.19 には横軸に管入口からの長さを取り、たて軸に熱伝達率をとって管断面の局所位置の熱伝達率の

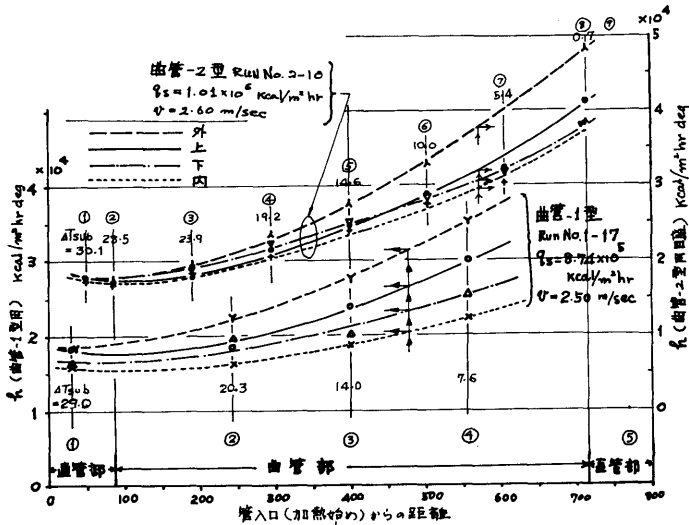


Fig. 2.19 流れ方向の熱伝達率の変化

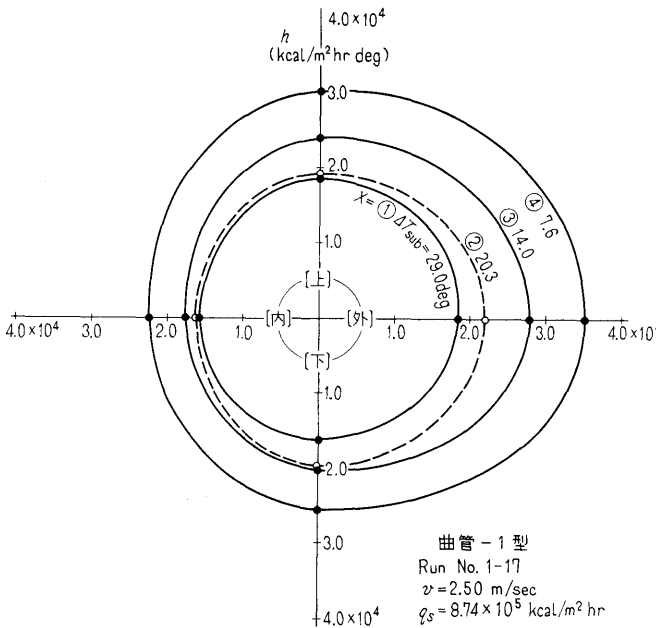


Fig. 2.20 管内各部の熱伝達率分布 (曲管-1型)

変化を示した。図から下流に向かって大きく熱伝達率が上昇していることがみられ、また曲管-1型、2型とも入口から約 300 mm 程度までは入口部の影響がみられる。

流体の温度は下流にゆくに従って増大し、局所サブクーリングが小さくなる。また物性値の変化の影響も考慮するとサブクーリングの小さくなる効果とそれによるボイド率増大のための流速増加分とを合わせて下

流に向って熱伝達率は増大する。(ただし物性値の効果は後二者に比較すると非常に小さいであろう。)

一方、入口部の影響はいわゆる単相流の場合の助走区間とはやや異なる。単相流の場合、発達した流れが形成されるまでがいわゆる助走区間と称されるが、今回のサブクーリングのある流れの場合には、流れ方向のサブクーリングの減少に伴って流れの形は変化するため発達した形の流れは形成されない。したがって明確にどこからが入口効果のない領域かを定めることはできないが、Fig. 2.19の入口より 300 mm 程度の位置から熱伝達率が上昇しているので、一応そこまでは入口効果のある領域と考えられる。ただしこの場合、入口部に直管 86 mm があるので曲管部入口からの長さは約 200 mm 程度であり、管内径の 20 倍程度となって乱流状態の単相流の場合よりやや長い。

一方、局所的に熱伝達率の分布をみると、全体的に外まわり側の熱伝達率が高く、内まわり側が低い。傾向として下流に行くほど外側の熱伝達率が上昇してくるが、これはサブクーリング減少によるボイド率増大のため、流速の増大が効果的に二次流れとなって沸騰の効果とともに外側の熱伝達率の改善に寄与しているものと思われる。上下方向をみると、上側の方が良いが、これは局所的にサブクーリングが小さいためである。

Fig. 2.20から測定位置 $X=①$ と $②$ の分布はほぼ円形に近いが $X=③$ と $④$ の分布は外側が大きく内側が小さいことがわかる。また同様に Fig. 2.21 に対しても $X=①②③$ は曲管の特徴がはっきりしていないが、それ以外では外側が高く分布形も Fig. 2.20 に似ている。したがって曲管-1型では測定位置 $③$ と $④$ を、また曲管-2型では $④$ 以上が沸騰二相流の発達した流れ

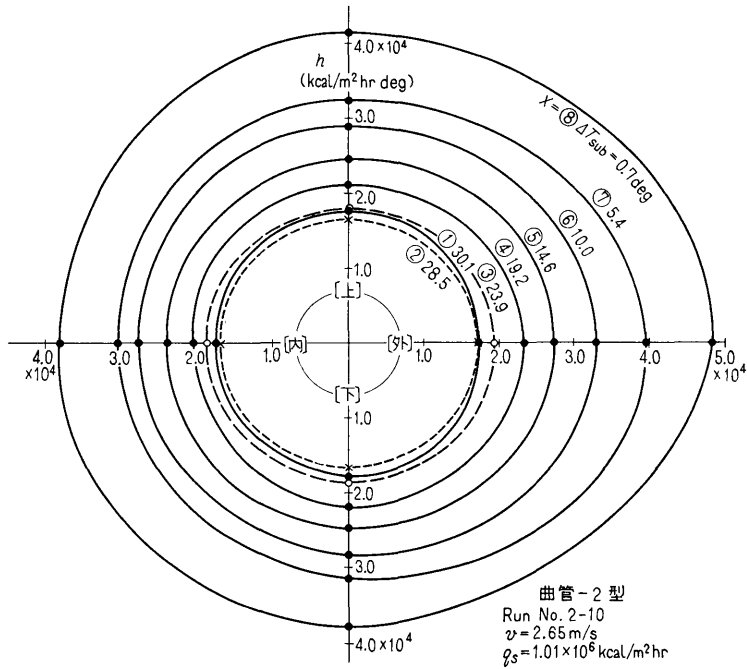


Fig. 2.21 管内各部の熱伝達率分布 (曲管-2 型)

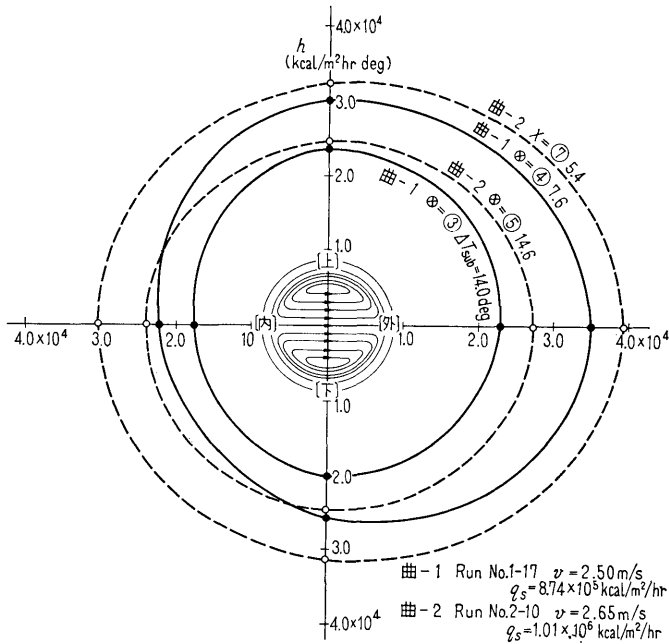


Fig. 2.22 管内各部の熱伝達率分布 (曲管-1 型と 2 型の比較)

として扱える位置であると解せる。

Fig. 2.22 は曲管-1 型と 2 型の同様な位置における熱伝達率分布を同時に示した。曲管-2 型は 1 型にくら

べ熱流束が大きいため熱伝達率は高くでているが、分布は同様な型をしている。

2.5.2 流速による熱伝達率の変化

テストセクション内の流速の変化が熱伝達率にどのように影響するかを示したのが Fig. 2.23 と 2.24 である。

単相流の場合、流速の影響は Re 数にあらわれるが Re 数の増加によって熱伝達率は増大する。それはたとえば乱流の場合には壁面近傍の乱れによる熱交換の改善が大きく効いてくるためであるが、沸騰現象が壁面にあらわれると流速の影響は小さくなり、それは壁

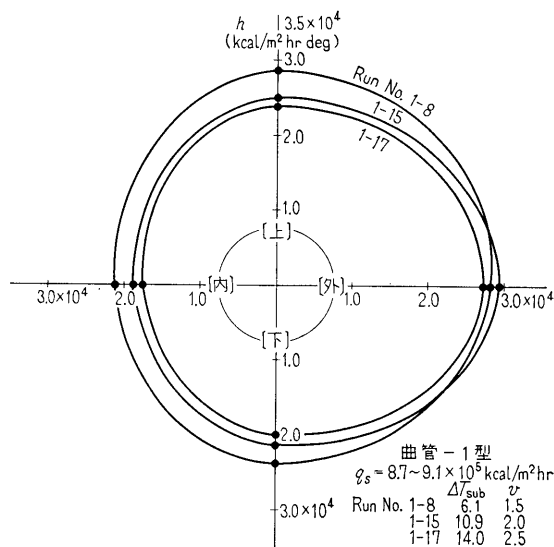


Fig. 2.23 流速による熱伝達率分布の影響(曲管-1型)

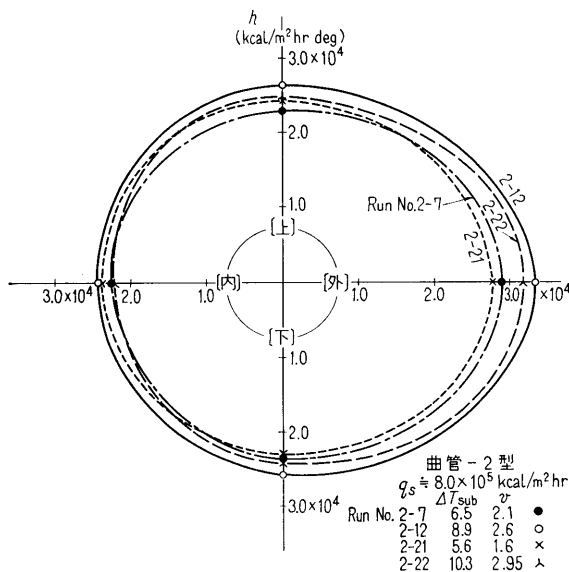


Fig. 2.24 流速による熱伝達率分布の影響(曲管-2型)

面での気泡による乱れの増大と気泡による熱輸送が大きくなるためである。

Fig. 2.23 は曲管-1型の場合で流速(入口単相流速)を 1.5, 2.0, 2.5 m/sec と変えた場合の熱伝達率分布を示したが、1.5 m/sec の場合に外側の熱伝達率がやや小さいが、全体的に形としては変わったところも認められないし、熱伝達率もそう変わっていない。

Fig. 2.24 は曲管-2型の場合で流速を 1.6, 2.1, 2.6, 2.95 m/sec. に変えた場合で、この場合にも流速による分布形状、熱伝達率の変化はみられない。細かくみると流速が大きくなるに従って外側の熱伝達率が改善されているが、流速の増大によって管内の二次流れが強くなるために外側の熱伝達率が良くなると解釈される。

2.5.3 熱流束による影響

熱流束による変化を Fig. 2.25 から 2.28 に示した。Fig. 2.25 と 2.26 は横軸に熱流束、たて軸に熱伝達率と流体サブクーリングをとって整理したものである。

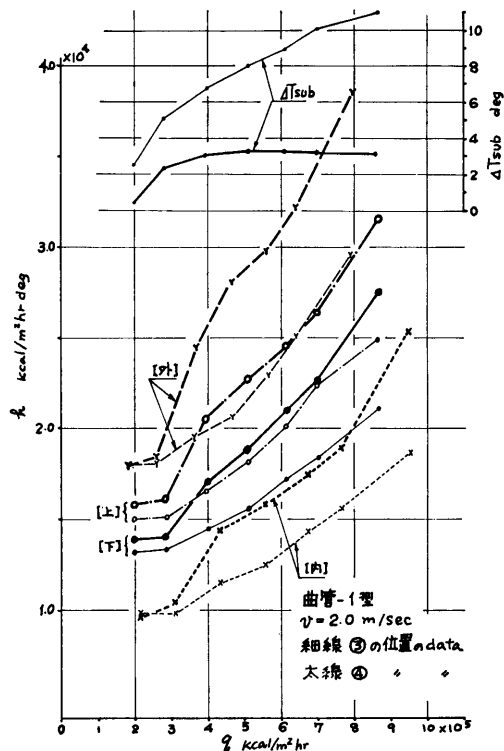


Fig. 2.25 熱流束による熱伝達率の変化(曲管-1型)

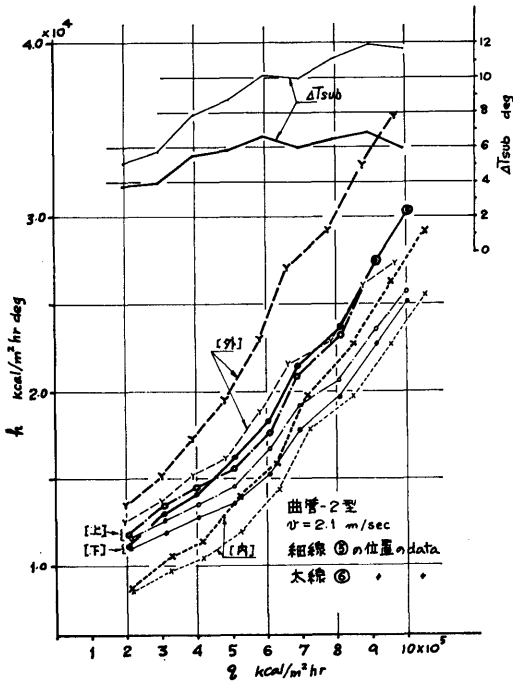


Fig. 2.26 熱流束による熱伝達率の変化 (曲管-2型)

一般に管内の流れが強制流動である場合は、熱流束が小さいと熱伝達率は強制対流熱伝達率で与えられる

が、ある熱流束になると管壁に沸騰が生じて熱伝達率が改善されることは良く知られている。(Fig. 1.1)

Fig. 2.25 は曲管-1 型の $v=2.0$ m/sec の場合における $X=③, ④$ の位置の熱伝達率である。④ の位置は ③ に対し下流にあり、流体のサブクーリングが小さいので全体として熱伝達率は高く、熱流束の増加に対する熱伝達率の上昇率も大きい。また熱流束が大きくなると外側の熱伝達率が大きく改善されているが、これも熱流束増大に従ってボイド率が大きくなり気相、液相の速度が大きくなって管内の外側への二次流れが強くなり沸騰効果による改善とともに積極的に外側の熱伝達率を改善しているためと考えられる。

一方、内側の熱伝達率も熱流束の増加に従って大きくなっているが、これは内側の壁近傍の流体サブクーリングが小さくなって沸騰による効果が徐々に強くなって改善されているためと思われる。

また熱流束による熱伝達率の改善度は $q=4 \times 10^5$ kcal/m²hr 程度を境として、それ以上では良くなっているが、これらの傾向は後述の Fig. 2.31 でも明白である。

Fig. 2.26 は曲管-2 型により $v=2.1$ m/sec の場合の結果で $X=⑤$ と ⑥ の位置の熱伝達率を示した。傾向としては Fig. 2.25 の場合と同様である。

Fig. 2.27 と 2.28 は上述の熱流束の影響を断面の

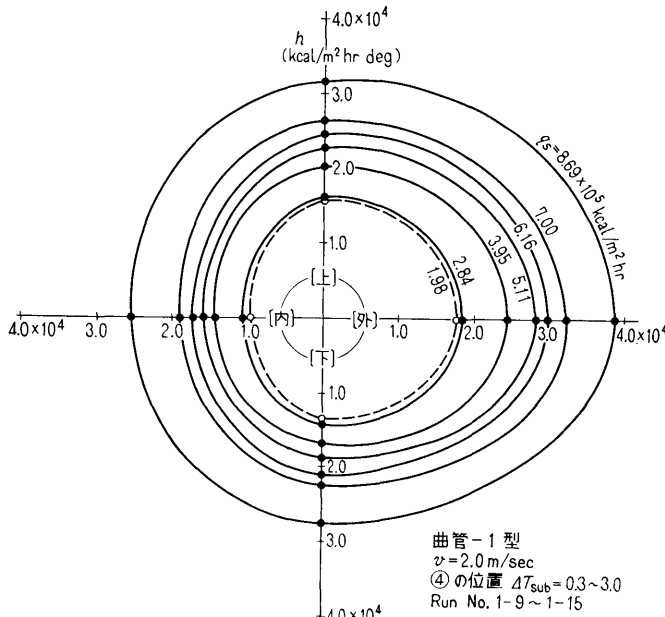


Fig. 2.27 熱流束の熱伝達率分布への影響 (曲管-1 型)

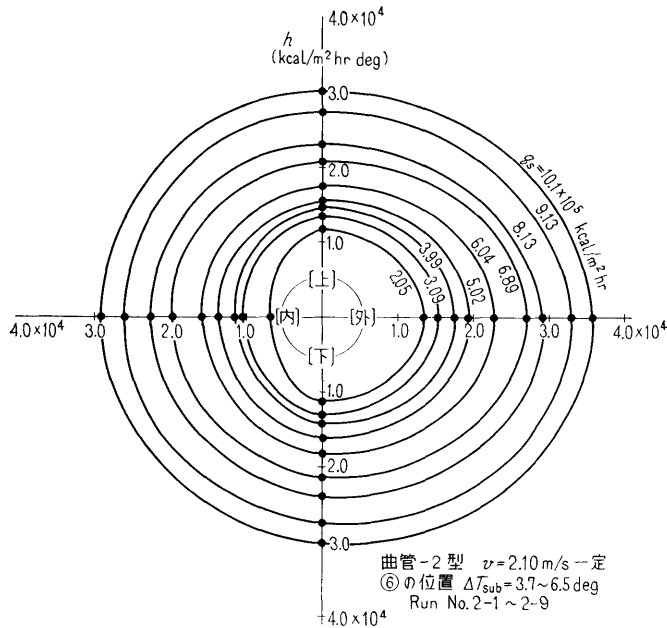


Fig. 2.28 熱流束の熱伝達率分布への影響 (曲管-2 型)

円周方向の分布として書き変えてみたもので、上述の傾向が理解できる。

2.5.4 流体サブクーリングの影響

流体サブクーリングの影響を一般的に考えると、たとえば Fig. 2.29 にあらわしたように、流速一定の場合にはサブクーリングが大きいと壁面の沸騰による効果より流速による効果が大きくほぼ単相流強制対流熱伝達率で見積ることができるが、サブクーリングが小さくなって流体温度が飽和温度に近づいてくると沸騰

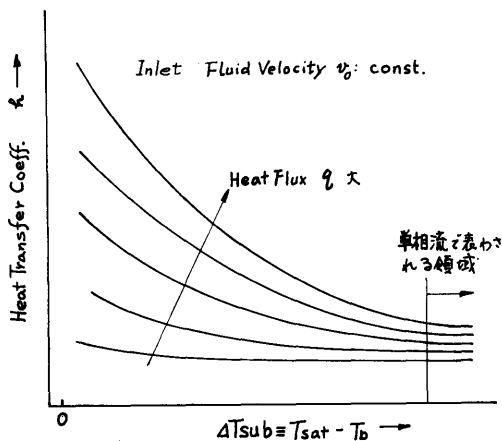


Fig. 2.29 ΔT_{sub} と q の h に及ぼす一般的影響

の効果が強くなって熱伝達率は単相流の場合より改善されてくる。また熱流束が高いと前 2.5.3 と関連して、過熱境界層が発達し沸騰が盛となって熱伝達率は改善される。

Fig. 2.30 は曲管-2型を用いて整理したものである。

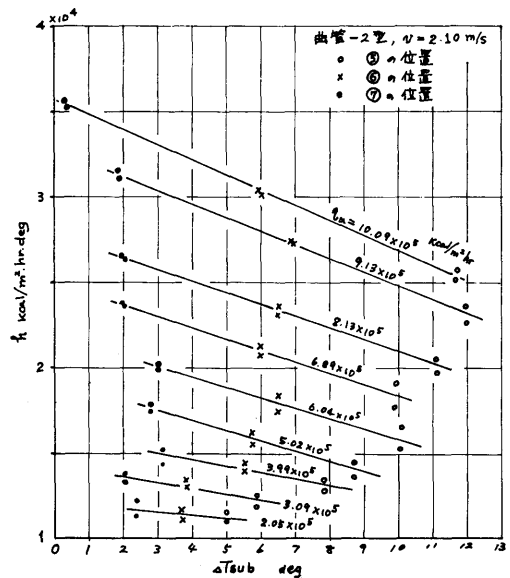
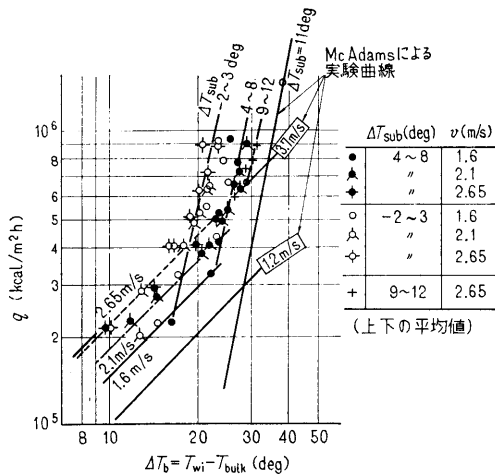
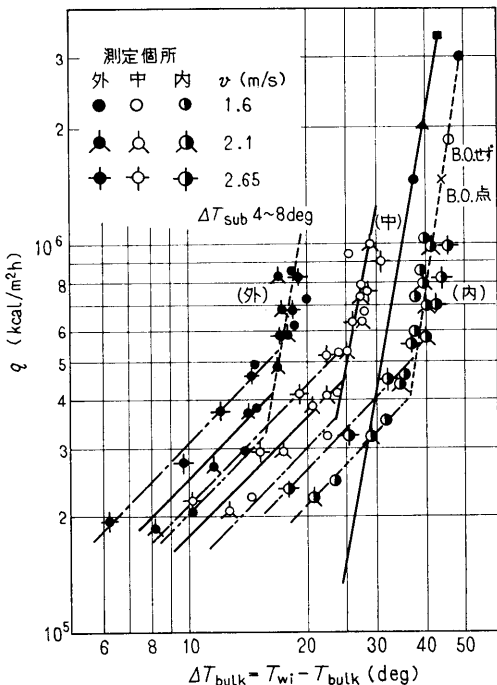


Fig. 2.30 ΔT_{sub} と q_s の影響 (曲管-2 型)

熱流束をパラメータとし $X=⑤, ⑥, ⑦$ の位置のデータをプロットした。⑤, ⑥, ⑦ の位置は Fig. 2.19 で説明したように一応発達した流れ（沸騰二相流として）と考えられるから、それらの点での熱伝達率は主にサブクーリングのみで決まると考えられる。したがって Fig. 2.30 のように $v=2.10$ m/sec 一定で熱流束一定の線を取ると、熱伝達率の傾向は熱流束とサブク



(a) 水平曲管の上下の位置のサブクール沸騰熱伝達



(b) 曲管断面の位置による伝熱特性の変化

Fig. 2.31 沸騰曲線（曲管-1型）

ーリングによって決められる。Fig. 2.30 の定性的傾向は Fig. 2.29 とまったく同様の傾向を示している。

なお、これらの傾斜には当然の事ながらボイド率変化による局所的流速の変化と物性値の変化による影響が入ってくるが、それらの効果を $Nu=f(Re^{0.8}, Pr^{0.4})$ で評価できるとして考察するとそれらの影響はサブクーリングによる効果と比較すると小さい。

一方、曲管-1型による実験結果を Fig. 2.31 のごとくまとめると実験データが強制対流で決定されるものとサブクーリングによって決定されるものとに分けられることがわかる。たとえば、Fig. 2.31 a) で $v=2.1$ m/sec で $\Delta T_{sub}=4\sim 8$ deg の場合には、 $\Delta T_b=25$ deg, $q=3.3 \times 10^5$ kcal/m² hr. にその境があり、それより ΔT_b あるいは q の小さいところでは強制対流伝熱が支配的であり、それより大きいところでは沸騰伝熱が支配的であるといえる。この境界点も v が大きいと $q, \Delta T$ の高い方へ、 ΔT_{sub} が小さいと低い方へ移る。しかし沸騰伝熱が支配的でも詳細にみると流速の影響はみられ Fig. 2.31 から流速が大きいとやや熱伝達率の大きい方にずれていることがわかる。同図 b) には曲管断面の各位置の伝熱特性が示されているが、各位置の特性は a) 図とほとんど同じである。Fig. 2.31 a), b) 両図には McAdams ら²²⁾ による立て型直管の場合の実験線 ($\Delta T_{sub}=11$ deg) が入っているが、沸騰効果による熱伝達率の改善度（線の傾斜）は曲管-1型も立て型直管の場合も一致している。

2.5.5 曲率半径による影響

曲率半径による影響は、単相流では序において述べたように、 d/D と Re 数によって熱伝達率が求められることから (Pr 数はそう変わらないとする)、 Re 数一定の場合には d/D に大きく依存している。沸騰二相流においても同様に d/D の影響は大きいと推測される。たとえばサブクーリングのある流体では主流はほとんど液体と考えられるから Fig. 1.3 b) のように主流に外側に向かう二次流れが存在し、それによる乱れのために管壁に発生する気泡は壁より離脱しやすく、したがって d/D が大きいほどそれらの効果は大きくなると考えられる。

Fig. 2.32 は横軸に d/D をとり、たて軸に h をとって q をパラメータとして整理した。 d/D の効果のみをみるためには流速、サブクーリング、熱流束を一定にしなければならぬが、実験技術的にそれらを完全に合致させるのは困難で、データは同図上に記した表

のようになった。

データはそれぞれ上下位置の平均値である。

結果は前述の考察のとおり d/D に影響され、 d/D が大きいと熱伝達率が良くなっている。

Fig. 2.33 は Fig. 2.32 のデータを再整理したもので、a) は外側の熱伝達率 h_o と内側の熱伝達率 h_i の比をとって比較している。 d/D が大きいと h_o/h_i は大きくなっており、また熱流束が大きいほどその比は小さくなっていく。 d/D が大きいとそのため生ずる

Run No.	1-9	2-1	1-14	2-6	1-15	2-9	1-23	2-18	1-18	2-19	1-17	2-11
ν	2.00	2.12	2.00	2.11	2.00	2.16	2.52	2.61	2.48	2.60	2.50	2.85
Δt_{sub}	2.46	2.42	10.02	9.91	3.06	6.88	4.36	4.61	7.07	9.00	7.57	9.13
$q \times 10^3$	1.98	2.05	7.00	6.89	8.69	9.13	2.06	2.12	7.20	7.03	8.74	9.10
Symb.	○	●	△	▲	◇	◆	☆	★	▲	▲	◇	▲

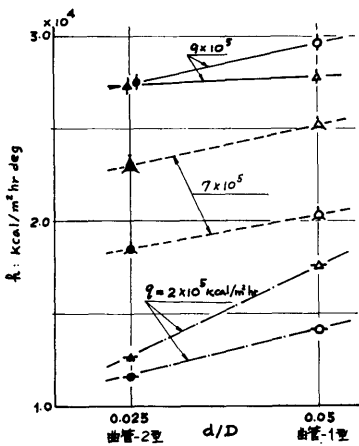


Fig. 2.32 熱伝達率におよぼす曲率半径の影響

主流の二次流れが大きくなるため h_o/h_i は大きくなるが、直管を $d/D=0$ と考えると h_o/h_i は 1 になるべきで、 d/D が小さいと h_o/h_i も小さくなることは自然と考えられる。また熱流束が大きいほど h_o/h_i が小さくなるのは Fig. 2.33 b) からわかるように外側の熱伝達率にくらべて内側の熱伝達率がより改善されているためである。

また同図 b) から d/D が小さくなると h_o および h_i は h_m に近づくことがわかる。

一方、これらのデータをすでに発表されている他の研究者による結果と比較してみると Fig. 2.34 に示すとおりであって、McCarthy らの左下がりの傾向を除くと Hendricks や Seban らの傾向と合う。ただしこの場合には他のデータは単相流々体や超臨界圧流体で

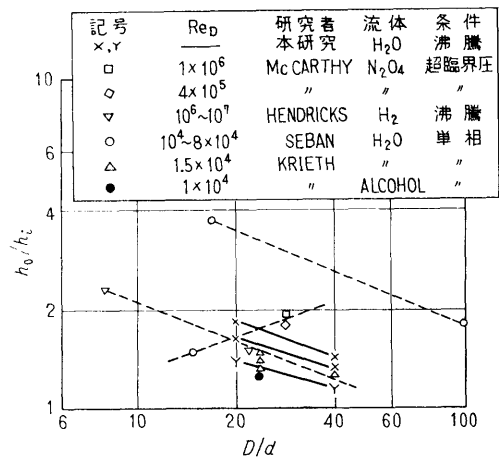
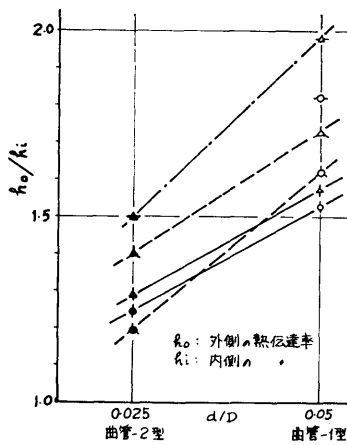
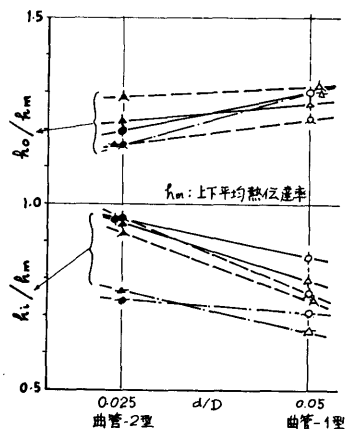


Fig. 2.34 曲管熱伝達率の他の研究者との比較



a) h_o/h_i に対する d/D の影響



b) $h_o/h_m, h_i/h_m$ に対する d/D の影響

Fig. 2.33 各部熱伝達率に与える曲率半径の影響

あって沸騰二相流のデータは少ないが、それらと h_0/h_i を比較するとほぼ同程度の値をとっていることから、 h_0/h_i は流体の状態(单相流, 二相流, 超臨界圧流等)によらずほぼ同様であると推察される。

3. パーンアウト実験

3.1 序

2.1 序において述べたように、曲円管内の沸騰熱伝達はその応用面において広範囲にわたり、さらに最近では原子炉あるいはボイラ等の高熱負荷伝熱面への適用が考えられるようになって、当然の事ながら沸騰伝熱の熱的限界といわれる曲管のパーンアウトについて知識を得ることが重要となってきた。

とくに熱中性子原子炉、高速炉の Na-水熱交換器あるいは過給ボイラのような高性能ボイラにおいては、曲管の使用が多く、熱損壊防止の点から曲管のパーンアウト熱流束を知ることは重要である。

一方、直管の単一棒あるいは管群のパーンアウト実験は原子炉の製作とその発展にもなっており非常に数多く行なわれているが、このような流れのある場合のパーンアウト現象について理解がまだ確かでないことと、パーンアウト熱流束が流体の性質のみによって定まるのではなく、発熱体の寸法、材質それにループの特性によっても左右されるように多数の因子によって影響されるため、現段階においては解析的にこれを明らかにすることは不可能に近い。

このようにループの構成要素によってまでパーンアウト熱流束が左右されるため、ある形式の原子炉のパーンアウト熱流束を求めようとすると、その形式を可能な限りそっくり作って実験を実施しなければならず、したがって直管のパーンアウト実験が沢山おこなわれる結果となり、現象的に十分把握された整理式がみつかるまでは従来の整理法によるデータのばらつきはいかんともしがたい。

直管のパーンアウトに対し曲管の場合は前述のパラメータにさらに曲管のためのパラメータが入ってくる。この影響のために直管の場合と現象的に異なると考えられるのは、管内の流体が遠心力によって直管の場合と異なった流れになり、それが管壁に発生している気泡に少なからぬ影響を与えることである。さらにそれらの影響は流体がサブクールされた状態かあるいは飽和状態かによっても異なるであろう。

たとえば Fig. 1.3 b)のごとく管内の流体がサブクールされている場合には、主流には気泡がなく重い流

体があるため外側の過熱境界層は遠心力(あるいはそれにより生じる二次の流れ)によって薄くなっていると考えられるから定性的には外側にくらべ内側がパーンアウトしやすくなるであろう。またサブクーリングが大きいほどパーンアウト熱流束は大きいことから考えても管断面の局所的サブクーリングは外側が大きく、内側が小さいと考えられるから前の理由と相俟って内側がパーンアウトしやすくなる。

一方クオリティ領域すなわち主流が蒸気によって占められるような場合は、さきの序2において述べた Banerjee らの実験にみるように (Fig. 2.1, 2.2) 管の内側に液膜がたまりやすく、したがってドライアウトによるパーンアウトは外側において生じるであろう。Banerjee らの実験は断熱条件であるが、加熱条件ではこれらの傾向は Owahdi ら (Fig. 2.4) あるいは NSR-4 部会の結果 (Fig. 2.7) からみられる。しかし双方の報告ではドライアウト現象(沸騰現象が終了して連続した乾き蒸気が存在する現象でパーンアウト時に起こる不連続的なドライアウトとは異なる)は最後に内側で生じていることを示しているが、いわゆる高クオリティ領域のパーンアウトにまでは言及していない。

さて直管のパーンアウト実験が多数発表されていることはさきに述べたとおりであるが、曲管のパーンアウト実験結果は非常に少ない。

その理由としては、直管の場合のように直接原子炉の燃料棒としては使用しなかったこと、それと曲管を使用する場所の熱流束がパーンアウトが問題になるほど高い値ではなかったこと等が考えられる。しかし、伝熱面を通過する熱流束をどんどん高い値まで採用するようになってくると、当然最大熱流束(パーンアウト熱流束)が問題になってきて、曲率半径の影響がどうなるか理解する必要にせまられる。

この曲管の最大熱流束について Miropolskiy らが行なった実験があるのでそれを紹介する。

Table 3.1 Miropolskiy の使用したテストセクション

Pipe No.	Bend Position	Bend Angle	Mean Bend Rad. Rmm.	Pipe Dia mm. / dout din	
1	Horizontal	90	56	10	8
2	"	"	62	20	16
3	Vertical	360	90	10	8
4	"	"	43	"	"
5	"	"	260	"	"

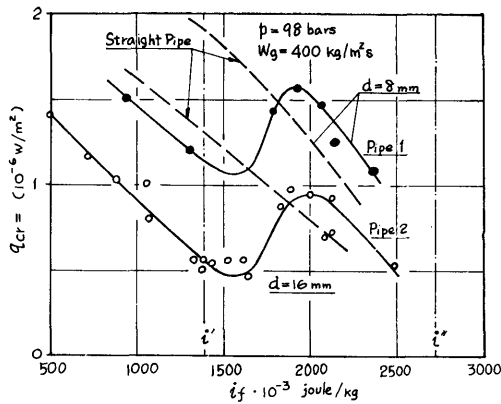


Fig. 3.1 流体エンタルピと極大熱流束の関係

彼らは Table 3.1 に示したような5種類の曲管（うち水平 2, 垂直 3）を使って最大熱流束を求める実験を行ない、直管と比較しながら考察している。それによると

1. 最大熱流束 q_{cr} は、直管ではエンタルピが増大

するにつれて単調減少するが、曲管では q_{cr} は流体のエンタルピが飽和水のエンタルピ i' に近いところで極小になり、それ以上の領域で極大になる。(Fig. 3.1)

2. pipe-1 を使用し圧力 p と質量流速 Wg を変化させた場合 (Fig. 3.2), 直管と比較すると $i=1450 \sim 1950$ joule/kg の範囲では曲管が低い q_{cr} を持ち、それ以上では曲管の方が高い。 $d=16$ mm の曲管は $d=8$ mm のものより 30% 低い。
3. 立型曲管 (pipe 3.4 & 5) では大体においてバーンアウトは断面の下側で生じているが、これは遠心力と重力の vector の方向が一致するところである。
4. Fig. 3.3 に示したように、質量流速 Wg の高いところ ($Wg=2000$ kg/m²s) では曲率半径を小さくすると q_{cr} の最小値は減少し、最大値は上る。また、この実験範囲では Wg が小さいと曲率半径

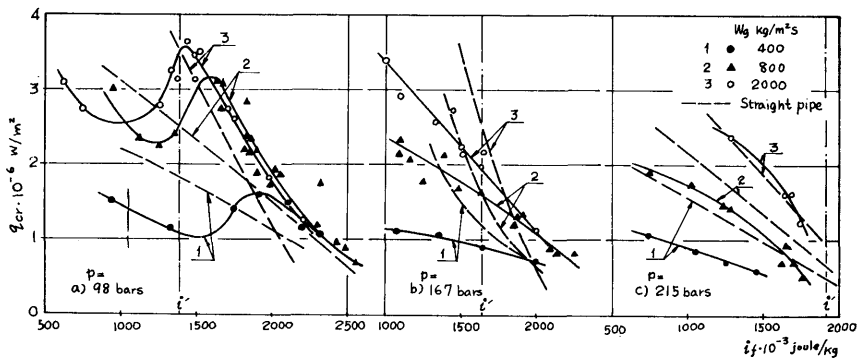


Fig. 3.2 極大熱流束におよぼす圧力と流量の影響

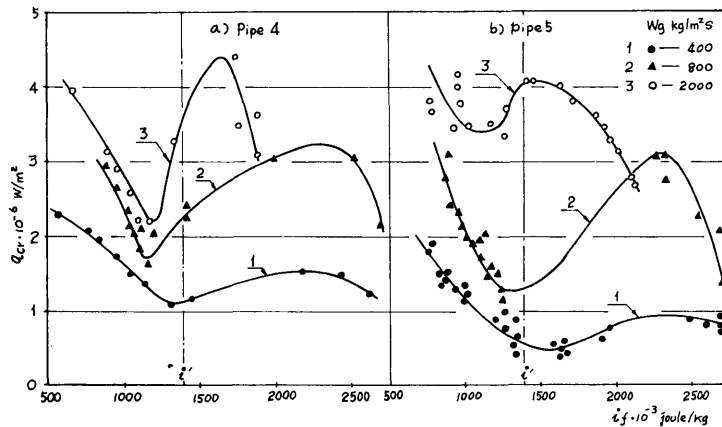


Fig. 3.3 極大熱流束におよぼす管形状の影響

が小さくなるにつれては増加する。

5. pipe 1 (Fig. 3.1 水平管) と pipe 4 (Fig. 3.3 立て型管) のデータを比較すると、立て型管の場合は水平曲管の値を全体的に高いエンタルピーの方へ引きのばしたような形をとり、そして最小の値は水平管の方が低い。しかしこの最小値に関しては、 Wg が小さいほど差がなくなって $Wg=400 \text{ kg/m}^2 \text{ s}$ ではその差は無視できるほどである。

以上の5つの特徴は彼らの結言によるものであるが、1 について考えてみると、管内に振動がある場合の直管の q_{cr} の値は、Fig. 2.3 b) に示すようにやはり最小値と最大値がある。もし彼らの実験に管内の流動振動が存在しないならば、それは曲管の特徴であろうが、その点について詳しいことはわからない。

3 の立て型管のバーンアウト位置は断面の下側で生じているとしているが、遠心力の方向に合致するならばバーンアウトは外側で生じたことになり、立て型管の特徴であるといえよう。ただしこの点についても実験した状態やその生じる確率等について何も述べてはいない。しかしこの問題は、特に興味ある問題と思われる。

以上が Miropolskiy らによる実験結果である。

われわれは、後に述べる3種類のテストセクション(2種類の曲管と水平管)により、バーンアウト実験を行なったが、Miropolskiy らのようにエンタルピーの広範囲な実験はせず、サブクール領域あるいは低クォリティ領域のバーンアウトをテストセクションあるいは他のパラメータを変えた効果について調べた。

バーンアウトの実験条件は、曲管-1型では、流路内流量 $G=1.4\sim 11.0 \text{ kg/min}$ 、入口サブクーリング $\Delta T_{\text{sub in}}=29.0\sim 56.0 \text{ deg}$ 、曲管-2型では、 $G=2.9\sim 5.8 \text{ kg/min}$ 、 $\Delta T_{\text{sub in}}=31.5\sim 62.5 \text{ deg}$ 。そして直管では $G=3.6\sim 7.6 \text{ kg/min}$ 、 $\Delta T_{\text{sub in}}=42.0\sim 72.5 \text{ deg}$ である。

3.2 実験装置とテストセクション

バーンアウト実験に使用した装置はさきの第2章 2.2 において述べた曲管の熱伝達の実験に使用した装置と同じで概略図は Fig. 3.4 にある。装置の操作法も前章 2.2 に記した通りであり、重複するのでここでは省く。しかし計装については若干の相異があり後の 3.3 においてくわしくふれる。

バーンアウト熱流束を求めるためのテストセクションには Fig. 3.5 (a), (b) に示すような2種類の曲管を (66)

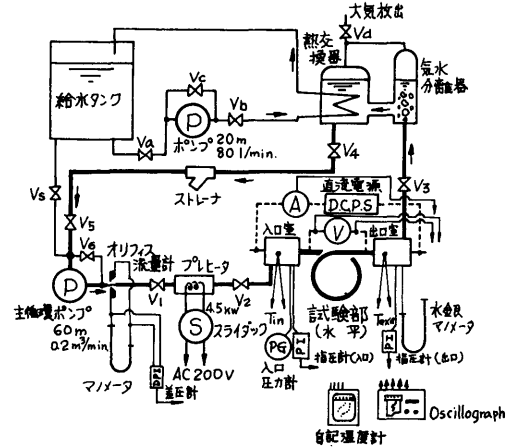


Fig. 3.4 ループ概略と計装図

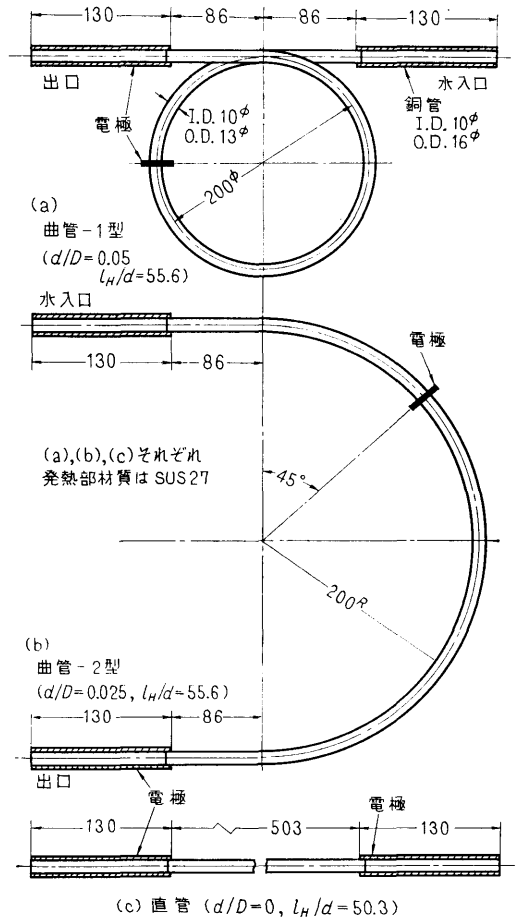


Fig. 3.5 バーンアウト実験に使用した各テストセクションの形状と寸法

採用し、比較のため曲管と発熱部の管の内外径、材質が同じ直管 (Fig. 3.5 (c)) を使用した。

(a) は曲管-1 型で、1 巻の通路を持ち、管の曲率半径 $D/2=100$ mm、 $d/D=0.05$ であり、電源電圧の関係から加熱を管の途中で行なう場合もある。加熱長さは $l_H=800$ mm と 556 mm である。

(b) は曲管-2 型で、1/2 巻の流路を持ち、管の曲率半径 $D/2=200$ mm、 $d/D=0.025$ で曲管-1 型の 2 倍の曲率半径を持っており、 $l_H=556$ mm である。

(c) は比較のための直管で、 $d/D=0$ 、 $l_H=503$ である。

また、発熱部の管の内外径は (a), (b), (c) とともに $d=10$ φ mm、 $d_0=13$ φ mm である。

なお、このテストセクションは第二章 2.2 のテストセクションと形状は同じである。ただ加熱長さが異なっているため、流れが発達してから加熱が始まる形式になっている。

3.3 計測とデータ整理法

計測方法については 2.3 の場合と異なる点が多い。熱伝達の実験では、いわゆる静的平衡におけるデータ

を取ることが多いので、測定計器も指針型やマンメータなどで十分であった。しかしバーンアウトの実験では、静的平衡条件でデータをとるにしても、バーンアウト近傍では流体にわずかな変動があり、またバーンアウトの発生自体も動的なものであるからそれをとらえるためには、現象を時間的に記録しなければならない。

したがって、必要なデータはすべて電気的信号に変えてビジグラフあるいは自記記録計にいった。

この実験で自記記録をした計測は ① 流量測定のためのオリフィス前後の差圧、② 入口室圧力、③ 出口室圧力、④ 入口室温度、そして ⑤ 出口室温度である。④ と ⑤ の温度計は 0.3 mm の直径の銅コンスタタン熱電対を使用した。主な測定器、計器類については Table 3.2 に示しておいた。

なおバーンアウト熱流束を求めるのに必要なテストセクション両端の電位差とそこを流れる電流も 1 kΩ のボリュームで調整してヴィジグラフに入れ圧力、差圧と同時に記録した。

Fig. 3.5 (a)(b)(c) に示す三種類のテストセクションを使ってバーンアウト熱流束を求める実験をしたが、得られたデータは入口サブクーリング、流量、出口クォ

Table 3.2 バーン・アウト実験に使用した計器

計器名	仕様	メーカー	備考
(1) 差圧計	Type PD-500GA 測定範囲 0~0.5 kg/cm ² 最高ライン圧力 30 kg/cm ²	共和電業	流量計オリフィス差圧の測定に使用
(2) 圧力計	Type PG-20KA 測定範囲 0~20.0 kg/cm ²	共和電業	入口圧力計
(3) 圧力計	Type PB-10 測定範囲 0~10.0 kg/cm ²	東洋測器	出口圧力計
(i) ヴィジグラフ	Type FR-301 6 チャンネル 感光紙送り速度 0.4~100 cm/s 使用ガルバノメータ G-100c	三栄測器	差圧、入出口圧力 テストセクションの電流、電圧を記録
(ii) ひずみ計	Type DM-6H 6 チャンネル 測定範囲 60×10^{-6} Strain	共和電業	差圧計、圧力計に使用
(iii) 打点式電位差計	電子管式自動平衡電位差計 打点数 6 測定範囲 0~10 mV 6 打点/分	横河電機	入、出口温度測定用

リティ、入口と出口の圧力差そしてその圧力差をテストセクションが熱長さで割った値を使ってそれぞれ整理した。一方曲率がバーンアウトに与える効果を見るため管内径と三種類の曲管の曲率半径との比をとって入口サブクーリングと流量を一定にして比較した。入口サブクーリングは入口圧力より飽和温度をとり入口温度との差をとって求めた。

また Zenkevich の整理法による整理も行なって、各形状のデータを一緒に比較した。

さらにバーンアウト位置までのエンタルピで整理できると考え、流量と入口サブクーリングで整理してみた。

なおバーンアウト熱流束は、最初に赤熱した位置の熱流束をとっているが、バーンアウト現象が局所的なものと考えられる以上 Miropolskiy らの実験データのように管断面の平均熱流束をとることより、局所的熱流束をとる方が妥当ではないかと考え、それにより各整理を行なった。

3.4 実験結果と考察

得られた実験データを管形状別に整理した表を Table 3.3 (a), (b), (c) に載せておいた。以後は結果を曲線にしたものについてそれぞれ傾向を述べるが、詳しいデータが必要な場合には上記各表を参照されたい。

3.4.1 テストセクションの形状の影響

Fig. 3.5 に示した各テストセクションを使って実験し、テストセクションの曲率半径をそれぞれ $R=100$ mm, 200 mm, ∞ (直線は曲率半径無限大と考える) とした場合のバーンアウト熱流束に与える影響について調べた。バーンアウト熱流束に及ぼす因子に流体のサブクーリング (あるいはクォリティ) と流量が主に挙げられるので、ここでは形状が変化した場合に熱流束がどう変わるかを上の二つの条件を一定にして比較し、結論とした。なお本実験の場合には熱流束は、テストセクションが曲管で直接電氣的に与えられるため、曲管の断面の周方向にある分布をする。3.1 の序において記した Miropolskiy らの data は熱流束として断面内の平均熱流束を取っているが、ここではバーンアウト現象は局所的条件によって生ずると考えて、バーンアウトが生じた位置の熱流束をもってバーンアウト熱流束 q_{BO} とした。

Fig. 3.6 には $G=5.88 \times 10^6$ kg/m² hr, $\Delta T_{sub\ in}=55$ deg の場合 3.66×10^6 kg/m² hr, 55 deg の場合そして

(68)

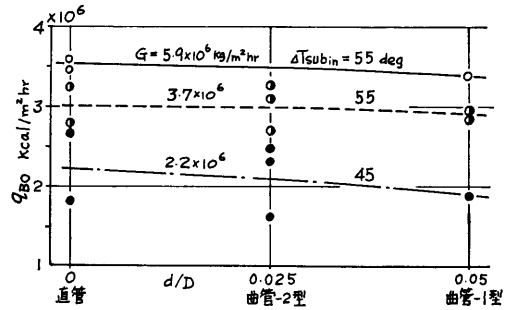


Fig. 3.6 q_{BO} (局所) に対する d/D の影響

2.21×10^6 kg/m² hr, 45 deg の場合の 3 ケースについて示した。図中の 3 種類の曲線は上記 3 ケースの q_{BO} の平均的傾向を示してある。この曲線からみれば d/D の増加に対し q_{BO} はやや減少しているように思えるが、 q_{BO} の値のばらつきが通常 $\pm 30\%$ もあることを考慮すれば d/D の変化に対し明瞭にその傾向はみられず、この実験範囲内では曲管と直管の q_{BO} はあまり変わらないという結論に達する。ただし、Miropolskiy らのように管断面の平均熱流束 \bar{q}_{BO} をとって表示すれば d/D が大きくなるにしたがって q_{BO} が減少する傾向を示し、サブクール領域あるいは低クォリティ領域における Miropolskiy らの傾向と一致している。(Fig. 3.7)

以上は流量と入口サブクーリングを一定とした場合、 d/D の変化に対し q_{BO} は変わらないとした理由であるが、バーンアウトの発生を観察によって調べると特徴があり、これについては後述する。また形状の変化により q_{BO} がどうなるかという結論は各整理法を示した後にもそれぞれふれる。

3.4.2 データの整理

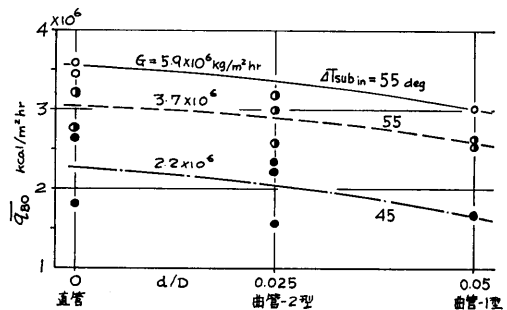


Fig. 3.7 \bar{q}_{BO} (平均) に対する d/D の影響

Table 3.3 a) 曲管-1 型バーンアウト実験データ

実験番号	曲 1-1	曲 1-2	曲 1-3	曲 1-4	曲 1-5	曲 1-6	曲 1-7	曲 1-8	曲 1-9	曲 1-10	曲 1-11	曲 1-12	曲 1-13	曲 1-14	曲 1-15	曲 1-16	曲 1-17	曲 1-18
入口室圧力 p_{in} kg/cm ² G	3.2	2.1	1.8	2.7	2.7	3.3	1.5	1.65	3.92	3.8	2.8	3.0	3.0	3.55	2.4	1.15	0.82	1.85
出口室圧力 p_{exit} kg/cm ² G	0.25	0.25	0.25	0.25	0.13	0.13	0.16	0.19	0.30	0.51	0.18	0.24	0.22	0.24	0.16	0.12	0.12	0.16
差 圧 $p_{in}-p_{exit}$ kg/cm ²	2.95	1.85	1.55	2.45	2.57	3.17	1.34	1.46	3.62	3.29	2.62	2.76	2.78	3.31	2.24	1.03	0.70	1.69
入口室温度 T_{in} °C	99.8	99.8	98.0	96.0	93.0	90.0	97.5	97.5	96.0	99.8	97.0	98.5	95.0	101.0	80.5	88.0	83.5	87.0
出口室温度 T_{exit} °C	飽和	飽和	飽和	飽和	105.0	106.5	105.0	104.0	106.5	108.5	104.5	105.0	106.0	108.5	102.0	103.0	103.5	104.5
流 量 Q l/min	9.8	1.3	7.6	3.0	7.5	6.6	8.5	8.0	8.5	11.0	6.6	5.0	5.5	7.5	4.4	5.1	5.3	7.3
重 量 速 度 $G \times 10^{-6}$ kg/m ² hr	7.25	1.04	5.56	2.21	5.53	4.84	6.21	5.88	6.21	8.05	4.84	3.66	4.15	5.53	3.21	3.73	3.87	5.35
入口流速 v m/sec	2.10	0.30	1.61	0.64	1.60	1.40	1.80	1.70	1.80	2.33	1.40	1.06	1.2	1.60	0.93	1.08	1.12	1.55
入口サブクーリング ΔT_{subin} deg	45.2	34.2	32.5	44.0	47.0	55.7	29.3	31.1	54.3	49.7	44.0	44.5	48.0	46.5	57.5	34.0	33.5	44.0
出口クオリティ X_{exit} %	9.46	86.5	10.8	41.0	25.4	19.8	10.6	12.5	17.9	13.8	13.7	28.0	24.5	19.2	25.3	13.7	12.0	11.0
バーンアウト熱流速 $q_{BO} \times 10^{-6}$ kcal/m ² hr	1.50	1.64	1.19	1.87	3.00	2.98	2.08	2.23	3.40	BOせず 3.3 以上	2.67	2.96	2.97	3.10	2.63	1.70	1.70	2.16
バーンアウト位置 (加熱始めより) l_{BO} mm	295	760	510	700	170	150	450	262	150	—	150	90	90	180	100	400	310	250
バーンアウト位置 (管断面位置)	内側	出口直部	出口曲 部内側	内側	内側	内側	内側	内側	内側	—	内側	内側	内側	内側	内側	内側	内側	内側
備 考	加熱長 さ $l_H =$ 800.0 mm	同左	同左	同左	$l_H =$ 556.0 mm 曲 1-5~ 曲1-18 まで l_H は同じ													

Table 3.3 b) 曲管-2 型バーンアウト実験データ

実験番号	曲 2-1	曲 2-2	曲 2-3	曲 2-4	曲 2-5	曲 2-6	曲 2-7	曲 2-8	曲 2-9	曲 2-10	曲 2-11	曲 2-12	
入口室圧力 p_{in} kg/cm ² G	1.15	2.17	2.06	2.00	2.70	2.15	3.50	2.55	3.60	3.10		3.20	
出口室圧力 p_{exit} kg/cm ² G	0.14	0.20	0.15	0.15	0.21	0.16	0.24	0.16	0.23	0.20		0.23	
差圧 $p_{in}-p_{exit}$ kg/cm ²	1.01	1.97	1.91	1.85	2.49	1.99	3.26	2.39	3.37	2.90		2.97	
入口室温度 T_{in} °C	81.5	89.0	89.0	101.5	85.0	77.0	91.5	100.5	97.0	77.0	87.5	87.5	
出口室温度 T_{exit} °C	101.5	105.0	102.0	102.5	104.5	102.5	109.5	105.5	109.0	107.0	109.0	106.0	出口室温度はすべて飽和温度
流量 Q l/min	3.20	3.20	3.00	3.00	5.80	3.00	5.10	2.90	5.20	5.80		5.40	
重量速度 $G \times 10^{-6}$ kg/cm ² hr	2.45	2.45	2.21	2.21	4.20	2.21	3.73	2.14	3.80	4.19		3.98	
入口流速 v m/sec	0.68	0.68	0.64	0.64	1.21	0.64	1.08	0.62	1.10	1.21		1.15	
入口サブクーリング ΔT_{subin} deg	40.5	45.5	44.5	31.5	55.0	57.5	56.0	38.0	51.0	62.5		57.5	
出口クォリティ χ_{exit} %	22.3	37.1	38.4	34.4	20.5	35.9	28.2	45.7	30.4	19.8		25.3	
バーンアウト熱流速 $q_{BO} \times 10^{-6}$ kcal/m ² hr	1.61	2.48	2.36	2.23	2.71	2.36	3.11	2.62	3.29	2.84		3.00	
バーンアウト位置 l_{BO}	300→	350→	80	470→	100→	110	110→	500	110 500	150→		160	上流加熱開始点よりの長さ
バーンアウト位置 (管断面位置)	内側→ 出口直 管部	内側 出口直 管部	内側	出口直 管部	内側→ 出口直 管部	内側	内側→ 出口直 管部	出口直 管部	内側 出口直 管部	内側→ 局所全 周		内側→ 局所全 周	
備考													

Table 3.3 c) 直管バーンアウト実験データ

実験番号	直-1	直-2	直-3	直-4	直-5	直-6	直-7	直-8	直-9	直-10	
入口室圧力 p_{in} kg/cm ² G	3.50	3.60	2.75	2.85	3.60	4.00	2.65	1.40	1.20	4.25	
出口室圧力 p_{exit} kg/cm ² G	0.20	0.20	0.14	0.20	0.25	0.29	0.15	0.12	0.12	0.28	
差圧 $p_{in}-p_{exit}$ kg/cm ²	3.30	3.40	2.61	2.65	3.35	3.71	2.50	1.28	1.08	3.97	
入口室温度 T_{in} °C	88.5	90.5	93.0	91.0	92.0	97.0	98.0	83.5	50.0	98.0	
出口室温度 T_{exit} °C	108.0	107.0	105.5	108.0	107.0	111.0	104.0	101.5	101.0	105.5	出口室温度はすべて飽和温度
流量 Q l/min	6.40	5.30	4.60	5.50	7.60	7.00	3.60	3.90	3.60	6.75	
重量速度 $G \times 10^{-6}$ kg/m ² hr	4.70	3.90	3.39	4.05	5.56	5.15	2.66	2.87	2.66	4.95	
入口流速 v m/sec	1.46	1.13	0.98	1.17	1.61	1.49	0.77	0.83	0.77	1.43	
入口サブクーリング ΔT_{subin} deg	59.0	57.5	47.5	50.6	56.0	54.0	42.5	41.8	72.5	54.5	
出口クオリティ χ_{exit} %	19.7	27.0	26.4	22.4	19.6	21.9	36.0	19.6	16.8	24.2	
バーンアウト熱流速 $q_{BO} \times 10^{-6}$ kcal/m ² hr	3.04	3.27	2.67	2.86	3.47	3.48	2.73	1.83	1.92	3.51	
バーンアウト位置 l_{BO} (mm)	130	125	100	180	75	470	490	460			上流側加熱開始点よりの長さ
バーンアウト位置 (管断面位置)	上	上	上	上	上	上	上	上			
備考											

3.4.2.1 入口サブクーリング、流量の効果

Fig. 3.8 には $q_{BO}-\Delta T_{subin}$ の関係を流量をパラメー

タとして示した。データの傾向として入口サブクーリング ΔT_{subin} の増加に対しバーンアウト熱流速 q_{BO} は上昇している。流量別にみると加熱長さ $l_H=503, 556$

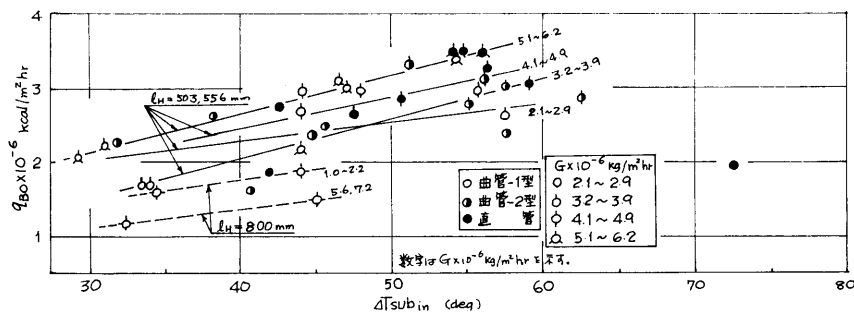


Fig. 3.8 ΔT_{subin} の q_{BO} に対する影響

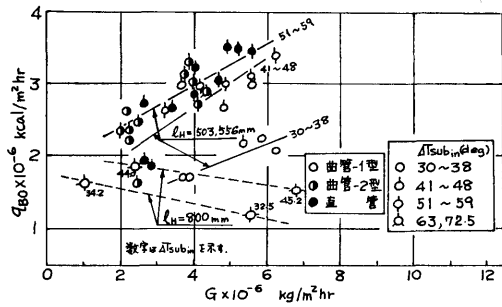


Fig. 3.9 G の q_{BO} に対する影響

mm の場合には $G=3.2\sim 3.9\times 10^6$ kg/m² hr の傾向がやや異なっているが、 $\Delta T_{subin}=55$ deg では q_{BO} が約 3×10^6 kcal/m² hr であるのが、30 deg になると $q_{BO}=2\times 10^6$ kcal/m² hr 程度に低下している。一方 $l_H=800$ mm (曲管-1型のみデータの) の場合は傾向は同じでも全体的に $l_H=503, 556$ mm のものに比較して q_{BO} が約 50% 低い値になっている。

また傾向として G が大きくなる程 ΔT_{subin} による影響が大きくなっていくが、これは流量が多くなると入口出口間のエンタルピ上昇 Δh が小さくなり、 ΔT_{subin} による影響が出口まで効果的であるためである。逆に G が小さいと Δh が大きくなり、入口から出口までにサブクールの状態からクォリティ領域までの範囲が存在し、バーンアウト発生条件が合う点が存在するため、 ΔT_{subin} にそれ程大きい依存性が示されない。

Fig. 3.9 は Fig. 3.8 を書き変えたもので流量 G の増加に対し q_{BO} の増大がみられる。

Fig. 3.8, Fig. 3.9 からみてもわかる様に詳細にみれば形状による差を検討できそうであるが、4.1 でも述べたようにバーンアウト熱負荷のばらつきが±30%もあることから考えると形状別に結論が出せるほど大きな差はみられない。

なお Fig. 3.9 の $l_H=800$ mm の傾向が他の l_H のものと比較すると異なっているが、実験装置および実験方法に差があるのでこの様になった。その主な原因は主循環ポンプの吐出圧力が 2 kg/cm² G と小さいことにあると推察される。

結局入口サブクーリング、流量がバーンアウトにおよぼす影響は、一般的に云われているように ΔT_{subin} , G の増大に対し q_{BO} の増加となってあらわれている。

3.4.2.2 入口、出口間圧力差による整理

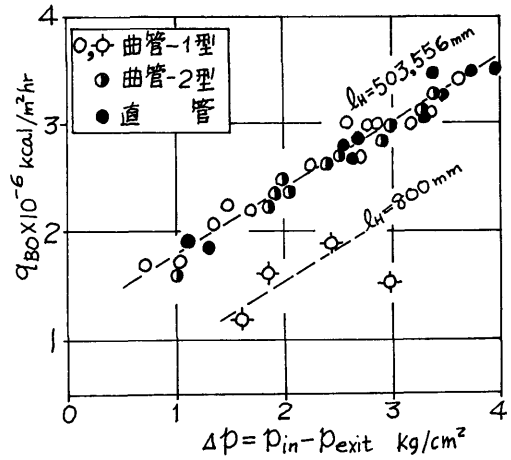


Fig. 3.10 Δp による整理

Fig. 3.10 は入口、出口間圧力差 Δp に対する q_{BO} の変化を取ったもので、このようにまとめるとテストセクション形状、入口サブクーリング、流量の効果は Δp に含まれほぼ一直線上にのっている。

流動抵抗を考慮した鳥飼の強制対流バーンアウト理論¹⁹⁾は沸騰による流体の拡散も含めた乱流拡散により主に伝熱面上の気液交換が行なわれるとして次式を導びいている。

$$q_{BO} = Lu_m P_i \frac{k_\lambda}{8} (1 - \alpha_{vm}) \quad \dots\dots (3.1)$$

但し L = 蒸発の潜熱, u_m = 管内入口平均流速, k_λ = 流体摩擦係数, α_{vm} = 蒸気ボイド

この式は強制対流時の q_{BO} は抵抗および入口流速に比例し、またバルクボイド率が低くなる程高くなるという一般的傾向をあらわしている。(3.1) 式は上述したごとく沸騰による乱れも含めた大きな乱流拡散を仮定しているため水平管にも拡張され得るであろう。

いま(3.1)式において直径 d の円管を考えると

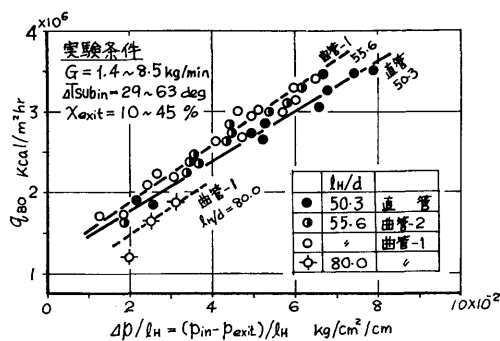
$$F_r = k_\lambda \frac{u_m^2}{8} \rho \quad \dots\dots (3.2)$$

$$\frac{dp}{dx} = \frac{4}{d} F_r \quad \dots\dots (3.3)$$

$$\rho u_m = \rho u_m \quad \dots\dots (3.4)$$

但し u_m = 流体平均流速, ρ = 流体の密度
したがって(3.1)式は(3.2)~(3.4)式を代入して

$$q_{BO} = \frac{d}{4} \cdot L \cdot \frac{(1 - \alpha_{vm})}{u_m} \frac{dp}{dx}$$

Fig. 3.11 $\Delta p/l_H$ による整理

$$\text{あるいは } q_{BO} = \frac{d \cdot \rho}{4} \cdot L \frac{(1 - \alpha_{vm})}{G} \cdot \frac{dp}{dx} \quad \dots (3.5)$$

(3.5) 式において dp/dx は局所的な値をとるのであるが、仮に $dp/dx = A(P_{in} - P_{exit})/l$ であらわされるとすると(3.5)式は次のようになる。

$$q_{BO} = A \frac{d \cdot \rho}{4 \cdot l} \cdot L \frac{(1 - \alpha_{vm})}{G} (P_{in} - P_{exit}) \quad \dots (3.6)$$

但し A は定数である (Δp , 形状により定められる) q_{BO} が局所的値に左右される場合 $\Delta p = (P_{in} - P_{exit})$ のような平均値でそれを表現することは妥当ではないかもしれないが、傾向としてみることはできると考えられる。そうすると Fig. 3.10 にみられるように q_{BO} は Δp に対し直線的に変化していることが理解される。(ただしこの場合には定数 ($d \cdot l$) 以外の $A \cdot \rho \cdot L (1 - \alpha_{vm}) / G$ がある一定の値をとっていると考える。)

(3.6) 式において l を加熱長さ l_H とし $\Delta p/l_H$ で整

理してみると Fig. 3.11 に示す通りで形状により異なるが、 $\Delta p/l_H$ は平均的な値で dp/dx とは異なるため積極的に形状の変化をあらわしているとも考えられない。

3.4.2.3 パーンアウト位置までの熱平衡に関する考察

加熱始めからパーンアウト位置までの熱平衡を考えると

i) サブクール領域では

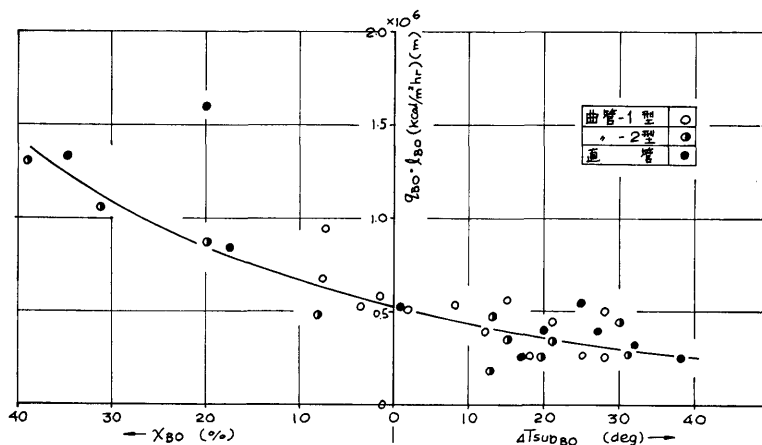
$$\begin{aligned} q_{BO} &= \frac{d \cdot G}{4l_{BO}} C_p (T_{BO} - T_{in}) \\ &= \frac{d \cdot G}{4l_{BO}} C_p (\Delta T_{subin} - \Delta T_{subBO}) \quad \dots (3.6) \end{aligned}$$

ii) クオリティ領域では

$$\begin{aligned} q_{BO} &= \frac{d \cdot G}{4l_{BO}} \{C_p (T_{sat} - T_{in}) + X_{BO} \cdot L\} \\ &= \frac{d \cdot G}{4l_{BO}} \{C_p \Delta T_{subin} + X_{BO} \cdot L\} \quad \dots (3.7) \end{aligned}$$

(3.6), (3.7) 式から l_{BO} , ΔT_{subBO} , X_{BO} が分れば q_{BO} が得られることになる。これらに沿って実験データをまとめると Fig. 3.12 に示すとおりで、 $l_{BO} \cdot q_{BO}$ の値はパーンアウト位置における流体の熱的条件 χ_{BO} , ΔT_{subBO} に対し一定ではなく、 ΔT_{subBO} が大きい程 $l_{BO} \cdot q_{BO}$ は小さくなり、 χ_{BO} が大きい程大きくなる。

Fig. 3.13 は入口サブクーリングと流量の組み合わせによってパーンアウト位置がサブクール領域かクオリティ領域かを判断して示したもので、流量が大きいと入口サブクーリングの低いところまでサブクール領

Fig. 3.12 $q_{BO} \cdot l_{BO}$ と χ_{BO} , ΔT_{subBO} の関係

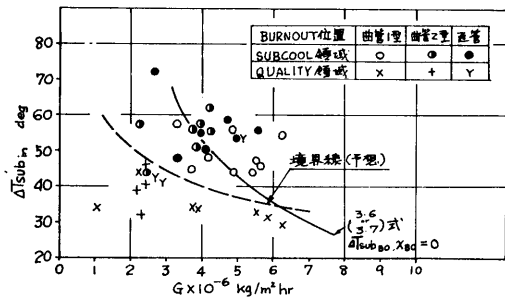


Fig. 3.13 サブクール領域あるいはクオリティ領域でのバーンアウト条件

域のバーンアウトをおこし、流量が小さいと主にクオリティ領域のバーンアウトが生じる。また同図にはデータから判断される $\Delta T_{sub,BO} = X_{BO} = 0$ の線と (3.6) あるいは (3.7) 式から得られる線を示したが、双方の線に差がある。これはバーンアウトの本質的問題か実験誤差が明らかではない。

3.4.2.4 Zenkevich²⁰⁾ の整理式による整理

Zenkevich は膜沸騰モデルを考え、力学的平衡、熱的平衡、および質量平衡から次元解析的に諸因子を導びいて無次元式を導出し、実験データをもとに次のようなバーンアウト整理式を呈出した。

(a) $p = 35 \sim 210$ atm に対し

$$q_{BO} = L \sqrt{\sigma g G / \nu} K_1^{0.65} (95 + 420 K_2) \times [1 + 0.32 \times 10^6 R^{-(1.1+2.6 K_1 + 0.9 K_2)}] \times 10^{-5} \dots (3.8)$$

(b) $p = 15$ atm 以下に対しては

$$q_{BO} = L \sqrt{\sigma g G / \nu} (2.5 + 184 K_2) \times 10^{-5} \dots (3.9)$$

但し $K_1 = \gamma_v / \gamma_l$, $K_2 = (i_s - i_l) / L$, $R = G \sqrt{\sigma / (\gamma_s - \gamma_v)} / \nu \gamma_l$
 今回の実験は $p = 1 \sim 5$ ata であるので (3.9) 式によ

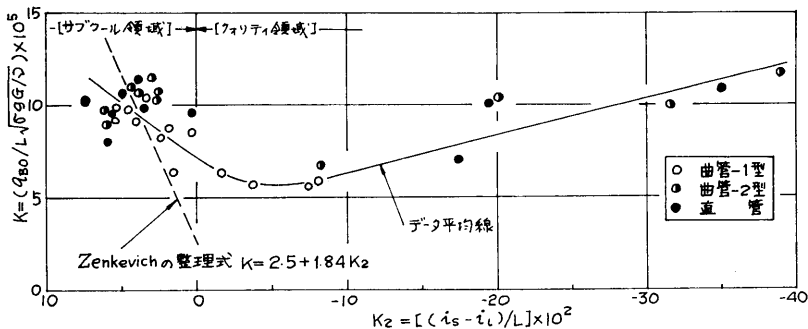


Fig. 3.14 Zenkevich の整理法による実験データの整理

って与えられると考えられる。しかし (3.9) 式の適応範囲は流体がサブクール領域 ($10 \sim 40$ deg) であるため横軸に K_2 をとり、たて軸に $K \equiv q_{BO} / L \sqrt{\sigma g G / \nu}$ をとって整理しクオリティ領域まで拡大した。

結果は Fig. 3.14 に示すとおりでサブクール領域とクオリティ領域で傾向が異なる。(3.9) 式はサブクール領域におけるデータの平均位置を通っているが、データには大きなばらつきがみられる。しかしこの整理法によっても形状の差はみられない。

また、Fig. 3.14 は流量一定の場合には Miropolskiy らの data (Fig. 3.1~3.3) と比較できる。但し彼らの data は高圧においてとられたもので直接比較はできないが流体温度が飽和になる点附近においてバーンアウト熱流束に極小値があり、本実験範囲内では定性的に Miropolskiy らの結果と合っていることを示している。

3.4.3 バーンアウト時の観察による考察

Fig. 3.15~3.26 にバーンアウト時の管の状態のスケッチとスケッチに対応するバーンアウト時のヴィジグラフによる記録例を示しておいた。Photo 2, 3, 4, 5 はバーンアウト時およびバーンアウト後のテストセクションの状況を撮影したものである。

Fig 3.15, 3.16 は曲管-1型で実験した結果で、管の途中の内側において焼損しており、焼損状態も1孔だけではなく内側の軸方向に数孔みられた。

Fig. 3.15 は加熱開始点より約 130 度まわった位置で曲管内側において赤熱部が発生し次いで管出口まで赤熱した。しかし管の内側で赤熱しているのに対し外側では赤熱せず、波状の非赤熱部が存在した。出口直管部において赤熱より破断が生じたが、この時にはその発生位置は先ず出口直管部の、曲管断面の内側と同軸の位置に赤熱が生じ、次第に全体に拡がって行ったことが観察された。このことから出口直管部におい

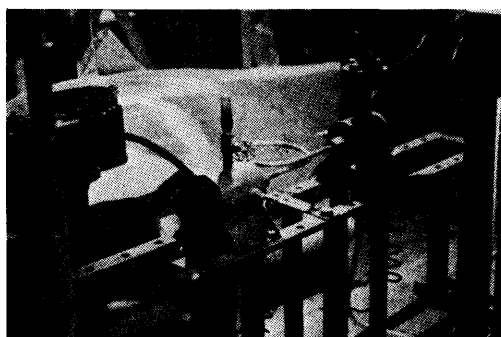


Photo 2 試験部



Photo 4 パーンアウトによる損焼孔の1例



Photo 3 パーンアウト時の1例

Case No.	入口圧力 (kg/cm ²)	出口圧力 (kg/cm ²)	熱流束 (kg/m ² hr)
1-1	4.75	4.0	3.04
1-2	4.40	3.5	3.27
1-3	3.38	4.75	2.67
1-4	4.05	5.6	2.86
1-5	3.56	5.0	3.47
1-6	3.15	5.4	3.44
1-7	2.66	4.75	2.73
1-8	2.87	4.18	1.83
1-9	2.66	7.25	1.92
1-10	4.05	5.45	3.51

Photo 5

ても曲管の影響を受け、曲管内側に集中したボイドが出口部でもある程度その方向に集中し、その位置から赤熱が発生したものと解せられる。

これは前に説明した曲管外側の非赤熱部分の冷却効果が、流体の二次流れ的力によって強くできていると考えられることと相俟って、外側よりも内側がパーンアウトし易いことの説明にもなる。

Fig. 3.16 は Fig. 3.15 と同様であるが、前図と大きく異なるところは、局所的にパーンアウトを起こして

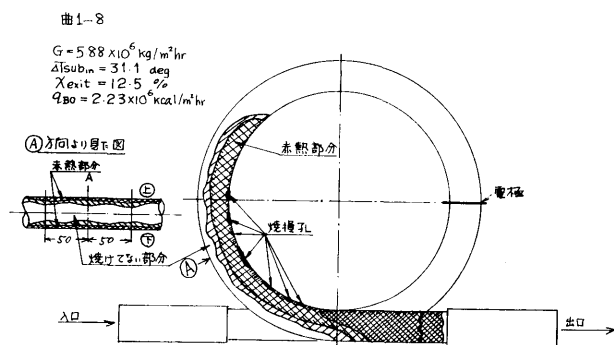


Fig. 3.15 パーンアウト時のスケッチ (1) (曲管-1 型)

いることで、前図のように下流まで赤熱部分がない。またこの場合はパーンアウト熱流束が高いこともあって曲管外側まで赤熱しているが、赤熱部始めと終りの点で、外側に非赤熱部が存在し、外側の冷却の良いことがわかる。

この Fig. 3.15 と Fig. 3.16 に対応するヴィジグラフ記録例は Fig. 3.17 と Fig. 3.18 であって、両者に大きな違いがみられる。即ち Fig. 3.15 のものは Fig. 3.17 の A 点において流体に振動が生じ、入口圧力、出口圧力にそれがでている。そして振動が生じたと同時に入口圧力は熱流束の増大にもかかわらず、やや低下きみで、B という点でパーンアウトを起こした。このように大きな振動が生じたのでパーンアウト熱流束もそれ程上らなかったのであろう。

一方 Fig. 18 は Fig. 3.16 のスケッチ例の記録であり、入口圧力、出口圧力に流動がみられず安定した流れを示している。この場合には Fig. 3.17 に比較して大きなパーンアウト熱流束が測定された。

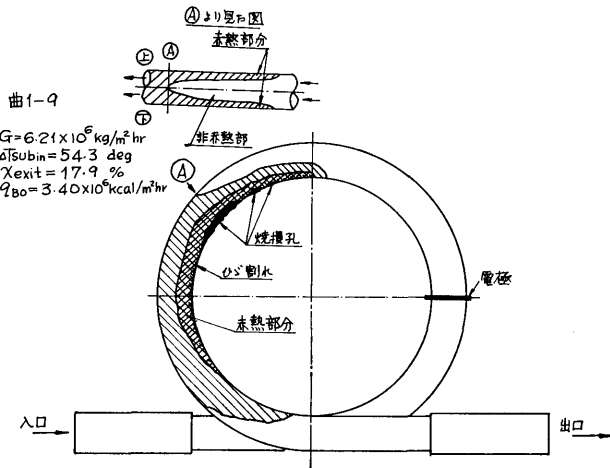


Fig. 3.16 パーンアウト時のスケッチ (2) (曲管-1 型)

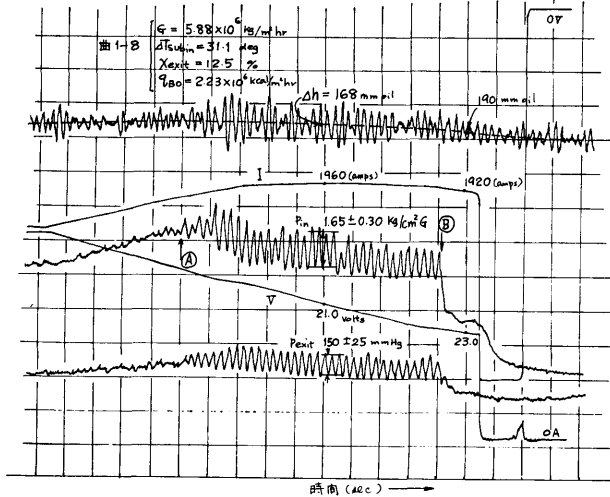


Fig. 3.17 Fig. 3.15 の場合のオシログラフ

Fig. 3.19 は曲管-2型のスケッチ例である。内廻り側で焼損が生じ、赤熱部分は出口直管部へと広がっているが、この場合も曲管の途中において強い赤熱部分がみられた。この場合には流量の小さいことと、曲率半径の大きいこともあって、管内に発生した気泡への力は重力により生ずる力と遠心力により生ずる力が比較できるオーダとなったため同図に示すように焼損孔(AA'断面)は中心より約30度上側に生じた。したがってこの場合も気泡の運動が大きくバーンアウトに影響していることが認められた。

この Fig. 19 に対応するヴィジグラフ記録は Fig. 3.21 であって、流体はほぼ安定した流れとなっている。Fig. 3.20 は同じく曲管-2型により取ったものである

が、流体の条件が Fig 3.21 より更に振動が少なく、流量、入口サブクーリングがともに小さいにもかかわらず、大きなバーンアウト熱流束を示した。

更に Fig. 3.22 と Fig. 3.23 は水平直管の場合のスケッチ例でともに上から見た図と側面から見た図が示してあり、それに対応する記録は Fig. 3.24, Fig. 3.25 である。Fig. 3.22は上流においてバーンアウトしている例で、この場合にはスローバーンアウトが生じ管に破損が生ずる前に入力を断った。それに対して Fig. 3.23 は下流の出口部でバーンアウトを起こした例で赤熱から焼損による切断が生じている。どちらの図からも分る通り、水平加熱の場合には先ず管上側でバーンアウトが発生し、下流側へ広がっているが、明らかに気泡による影響と認められる。

Fig. 3.24 は Fig. 3.25 に比較すると流体は振動が小さくなって安定しているが、流量入口サブクーリングともに Fig. 3.25 の方が大きいため、バーンアウト熱流束も大きくなっている。

Fig. 3.26 に示した記録例は、今回のとは異なる実験装置で得た例であるが、使用したテストセクションは曲管-1型で加熱長さ $l_H = 800$ mm の場合である。図中には加熱開始点から約 640 mm (曲管入口部から測定して約 315 度) の位置の管の内廻り側および外廻り側の管外壁の温度を同時に測定している。

この場合、ループの主循環ポンプの吐出圧力は 2.0 kg/cm^2 、吐出量 $80 \text{ (l/min) H}_2\text{O}$ であるが、入口圧力が 1.9 kg/cm^2 、程度に達すると管内の流量が振動を始め、入口圧力で平均振幅 $\pm 0.7 \text{ kg/cm}^2$ ($0.7/2.95=0.25$, 25%) という大きな圧力変動が生じ、流量の振幅も大きく、ある場合には負の流量さえ生じている。この現象が始まると管壁温度も振動を始め (無限厚みの平板として管内壁振動温度を計算すると約 $T_{wi} \pm 15^\circ\text{C}$ になる)、ついに内側において管壁温度の excursion が生じバーンアウトが起こる。一方、温度の excursion が内廻り側で生じているのに対し外側の管壁温度はやや振動はしているもののバーンアウトへ移行するような温度の excursion は認められなかった。またバーンアウトが生ずると電圧は上昇しているのに対し、電流が下って来ており、これは温度の上

昇とともに管内の電気抵抗が増大するため、ヴィジグラフ記録の大部分にわたって認められ、今回のバーンアウト熱流束はこの電流が下り始める前を取って計算している。

3.4.4 バーンアウト発生以後の現象

今回のバーンアウト実験では、計測は主にヴィジグラフを使用し、解析したがこの解析を行なって興味ある現象に気がついたので記したい。

それは管の赤熱による流動抵抗の減少であって、その典型的な例が Fig. 3.24 にあらわれている。Fig. 3.24 は Fig. 3.22 の場合の記録であるが、このテストセクションは外部的に破損箇所はなくバーンアウト発生後も流体は外に洩れない。しかし、Fig. 3.24 の記録には、A 点で電流 I が急激に減少してくると入口圧力は A 点より B 点まで降下し、降下圧力は約 2.0 kg/cm² にもおよぶ。出口圧力の減少はわずか 0.10 kg/cm² であるので、それが原因でないことは明白である。

従ってこの入口圧力の降下の原因は、サブクール核沸騰熱伝達からバーンアウトへの移行のために、膜沸騰が生じ、管壁に蒸気膜が存在するため水がスリップして管摩擦が小さくなったことにあると考えられる。

このような例は Fig. 3.25 にもみられるが、この場合には入口圧力差は 0.3 kg/cm² と前例程大きくはない。

バーンアウトが発生すると入口圧力が減少するという現象は曲管-1 型の Fig. 3.26 においても見られる。すなわち図中の入口圧力の減少点をもってバーンアウト点とするとこの場合には内側温度が上昇直前であっ

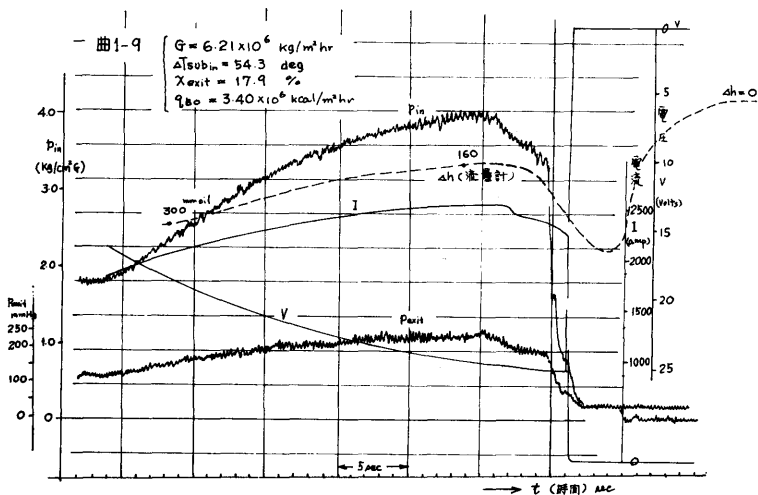


Fig. 3.18 Fig. 3.16 の場合のオシログラフ

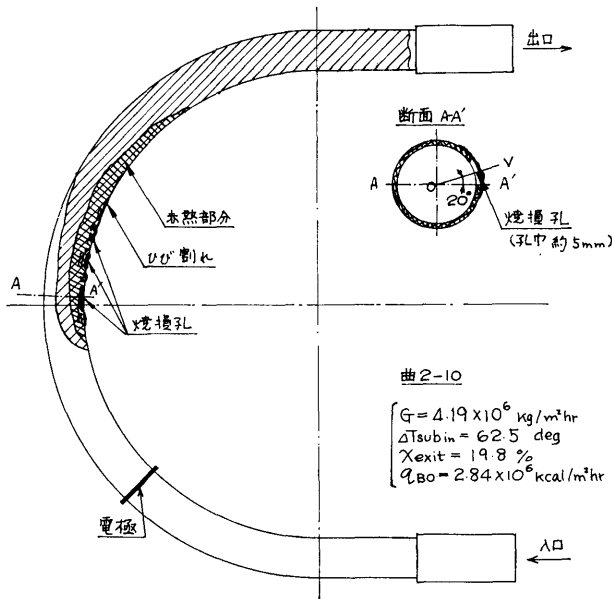


Fig. 3.19 バーンアウト時のスケッチ(3) (曲管-2型)

てまだ焼損していない。但し温度測定は外壁上にて行なっていることを考慮すれば内壁においては膜沸騰が発生していると考えられ、この膜沸騰によって管摩擦が小さくなったと推察される。

また入口圧力の降下の大小は Fig. 3.22 と Fig. 3.23 から分るように赤熱部分の長さの差が大きく影響し、したがってこれからも管摩擦減少が入口圧力の降下に寄与していると考えられる。

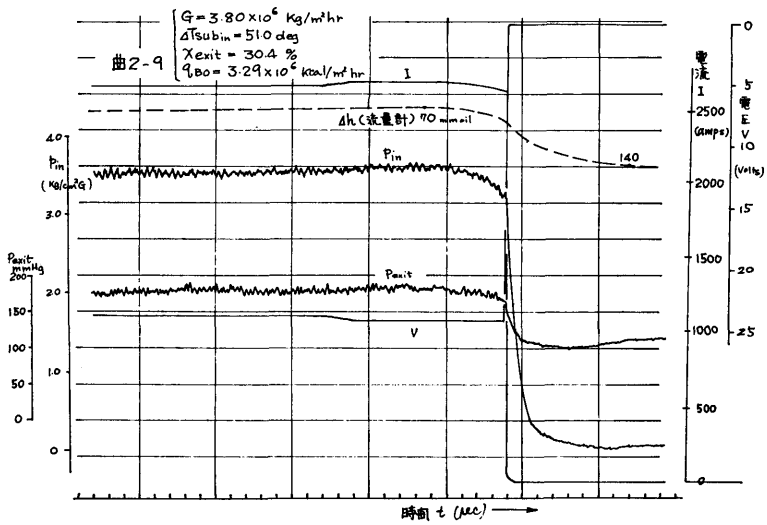


Fig. 3.20 オシログラフ記録例 (曲管-2 型)

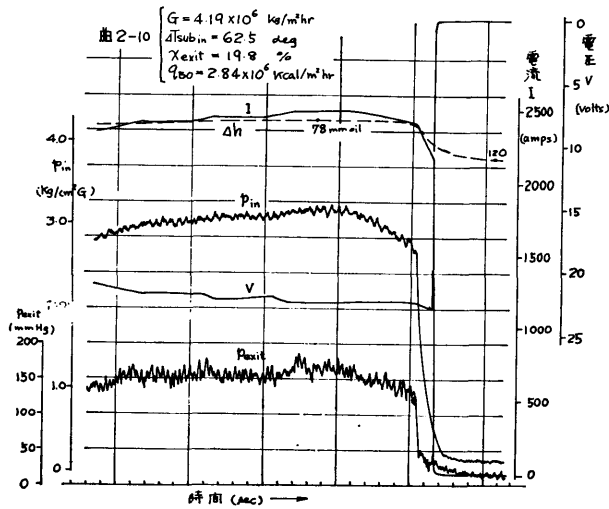


Fig. 3.21 Fig. 3.19 の場合のオシログラフ

直-4 (焼挿孔あるいは切斷口がない)

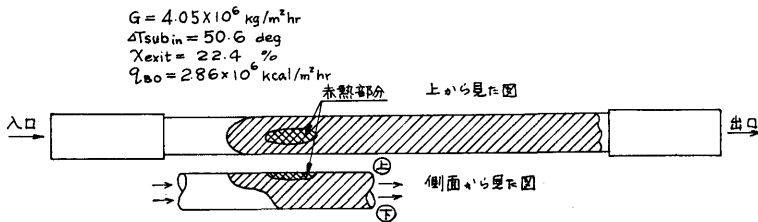


Fig. 3.22 パーンアウト時のスケッチ (4) (直管)

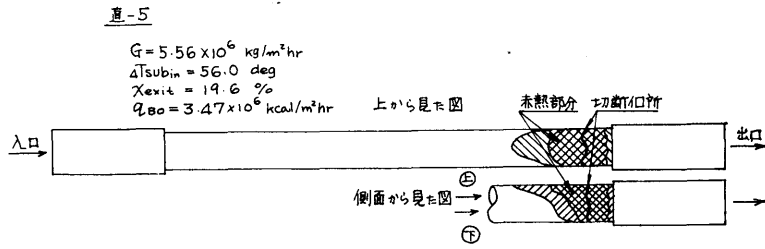


Fig. 3.23 バーンアウト時のスケッチ (5) (直管)

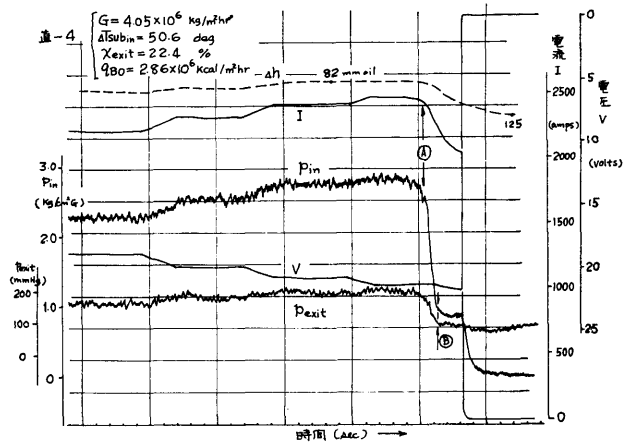


Fig. 3.24 Fig. 3.22 の場合のオシログラフ

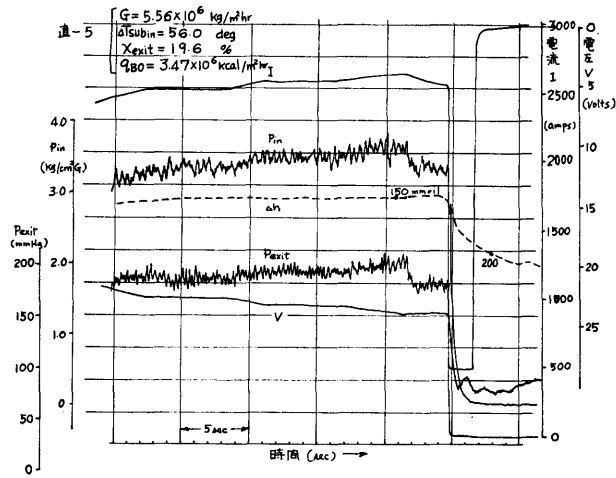


Fig. 3.25 Fig. 3.23 の場合のオシログラフ

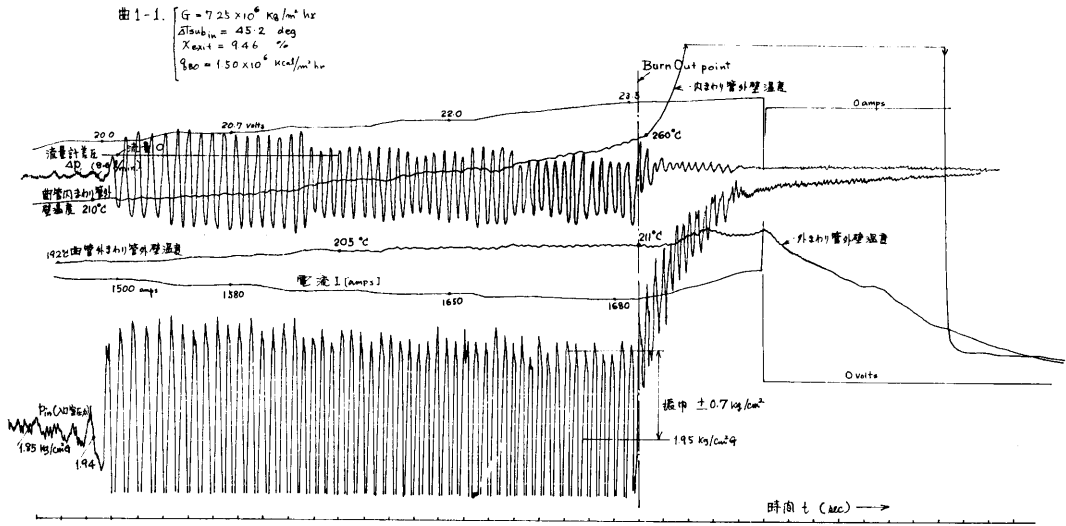


Fig. 3.26 バーンアウト時のオシログラフ (曲管 1 型)

4. 結論

本実験研究は現在および近い将来船舶用として考えられる高性能ボイラ (たとえば過給ボイラ) や熱中性子原子炉あるいは高速炉の Na-水熱交換器などに使用される熱流束の高い曲管伝熱面におけるサブクール沸騰熱伝達とサブクールあるいは低クォリティのバーンアウトの特性について調べたもので次の様な興味ある結論を得た。

4.1 サブクール沸騰熱伝達

テストセクションに電圧をかけ、管壁内の電気抵抗によって直接発熱させるような実験方法により、種々の結論を得た。なおサブクール沸騰熱伝達の実験範囲は、熱流束 $q = 2 \times 10^5 \sim 10^6 \text{ kcal/m}^2 \text{ hr}$ 、管入口水単相流速 $v = 1.5 \sim 3.0 \text{ m/sec}$ 、サブクーリング $\Delta T_{\text{sub}} = 0 \sim 12 \text{ deg}$ である。

1. 流れ方向の熱伝達率の変化

熱伝達率は下流にゆくに従って大きくなり、特に管の外廻り側の熱伝達率の改善度が良い。

2. 流速による熱伝達率の変化

曲管-1 型および曲管-2 型ともに ΔT_{sub} がある値以下で流速による影響はでているが、 ΔT_{sub} が小さくなってくると沸騰の効果が強くなって流速による影響はあまり顕著ではない。

3. 熱流束の影響

熱流束の増大は各部の熱伝達率を増加させるが、

増加率は外廻り側と、内廻り側で顕著である。

4. サブクーリングの影響

サブクーリングが小さくなる程沸騰による熱伝達率の改善が良くなる。

5. 曲率半径の影響

管内径と曲率直径の比 d/D が大きい程平均熱伝達率は良くなる。また d/D が小さくなると外側と内側の熱伝達率の比 h_o/h_i は小さくなる。

4.2 バーンアウト

3 種類のテストセクションを使用してバーンアウト実験を行ない次の事が結論される。ただしバーンアウトの実験範囲は、重量速度 $G = 1.0 \sim 6.2 \times 10^6 \text{ kg/m}^2 \text{ hr}$ 入口サブクーリング $\Delta T_{\text{sub, in}} = 30 \sim 63 \text{ deg}$ である。

1. テストセクションの形状の影響

3 種類のテストセクションを使用し本実験範囲において得られた結果からはテストセクションの形状による効果は明瞭にみられない。

2. 入口サブクーリング 流量の効果

$\Delta T_{\text{sub, in}}, G$ の効果はバーンアウトの一般的傾向、すなわち $\Delta T_{\text{sub, in}}, G$ とそれぞれ大きくなるにしたがってバーンアウト熱流束は上昇する。

3. バーンアウト熱流束の整理法

q_{BO} を Δp で整理するとこの実験範囲では形状、流速、入口サブクーリングを区別することなしに良くまとまる。

また, Zenkevich による整理法でも, 形状によらず, 割合良くまとめられる。

4. 気泡の影響

水平曲管および水平直管の管内流バーンアウトには気泡の管断面内分布が大きく影響し, ボイドのたまり易いところでバーンアウトが生じ易い。

5. バーンアウト現象の観察結果から実際への応用

- a) たとえば, 内廻り側から加熱されるボイラ燃焼室のコイル水管のような場合は, 直管の場合とほぼ同様の q_{BO} を考えてよい。
- b) 反対に外側から加熱されるコイル水管については, 以上の結果だけではわからないが, q_{BO} が増加する可能性がある。
- c) 水平管は下から加熱される場合の方が上から加熱される場合より安全である。

以上はほぼ大気圧下における実験結果で, 曲管の熱伝達とバーンアウト熱流束について多くの資料を得た。しかし, これだけでは不完全であって今後高圧への適用についてまた高・クォリティ領域で検討を行なう必要がある。

終りにのぞみ本研究を全般的に指導下さった当所機関開発部第2部高田部長, ならびに機関性能部玉木ボイラ研究室長に深く感謝致します。

また実験に際し, 始終協力して下さいました機関開発部第2部川俣技官, 機関性能部涌坂技官, 長内技官, 内田技官に厚く御礼申し上げます。

なおデータ処理には当所供用計算機 FACOM 270-20を使用した。関係者に厚く御礼申し上げます。

参 考 文 献

- 1) Leidenfrost, J. G.: De aquae communis non-nulis qualitatibus tractatus, Duisburg, 1756
- 2) Lang, C.: Trans. Inst. Engrs. Shipbuilders, Scot., 32, 1888, 279~295
- 3) 抜山四郎: 金属面と沸騰水との間の伝達熱の極大値ならびに極小値決定の実験, 機械学会誌 37巻, 206号 1934
- 4) Dean, W. R.: Note on the Motion of Fluid in a Curved Pipe. Philosophical Magazine, 4, 208~223, 1927
- 5) Dean, W. R.: The Stream-Line Motion of Fluid in a Curved Pipe. Philosophical Magazine, 5, 673~695, 1928
- 6) Adler: Z. AMM, 14, 257, 1934
- 7) Ito, H.: Friction Factors for Turbulent Flow in Curved Pipes, Journal of Basic Engineering 81 123~134, 1959
- 8) a) 森康夫, 中山恒: 曲円管内強制対流熱伝達に関する研究, (第1報 層流域) 日機論 30巻 216号 977~988 (昭39-8)
- 8) b) 森康夫, 中山恒: 曲円管内強制対流熱伝達に関する研究 (第2報 乱流域) 日機論 31巻 230号 1521~1532 (昭40-10)
- 9) Seban, R. A. et al.: Heat Transfer in Tube Coils with Laminar and Turbulent Flow, Inter. J. of Heat and Mass Transfer 6, 387~395, 1963
- 10) Rogers, G. F. C. and McLaulin, E. F.: Heat Transfer and Pressure Loss in Helically Coiled Tubes with Turbulent Flow, Inter. J. of Heat and Mass Transfer, 7, 1207~1216, 1964
- 11) McCarthy, J. R. et al.: Heat Transfer to Supercritical Nitrogen Tetroxide at High Heat Fluxes and in Axially Curved Flow Passages, 67-HT-59 ASME Paper
- 12) Bernerjee, S. et al.: Film Inversion of Cocurrent Two-Phase Flow in Helical Coils, A. I. Ch. E. Journal Vol. 13, No. 1, 189~191, 1967
- 13) Miropolskiy, Z. L. et al.: Regimes of Deteriorated Heat Transfer at Forced Flow of Fluids in Curvilinear Channels, Proc. of the Third Inter. Heat Trans. Conf. Vol. 2 95~101 A.I. Ch.E. New York 1966
- 14) Owhadi A. et al.: Forced Convection Boiling Inside Helically-Coiled Tubes, Inter. J. of Heat and Mass Transfer Vol. 11, 1779, 1968
- 15) 日本造船研究協会 NSR-4: 軽水船用炉用内装貫流式蒸気発生器に関する試験研究, (昭43-8)
- 16) Kaye, G. W. C. and Laby, T. H.: Tables of Physical and Chemical Constants, John Willey
- 17) Blasius, H.: 機械工学便覧, 日本機械学会改訂第5版
- 18) Dittus and Boelter: 機械工学便覧, 日本機械学会改訂第5版
- 19) 鳥飼欣一: 沸騰熱伝達, 日本機械学会, 207~211, 1965
- 20) Zenkevich, B. A.: 同上 196~199
- 21) Kirschbaum, E. et al.: Wärmeübergang am senkrechten Verdampferrohr, V.D.I. Forsch.-Heft Nr. 375, S1/8 Berlin 1935
- 22) McAdams, W. H.: Heat Transmission, 3rd Ed., McGraw Hill, New York

附 録

A: 局所熱流束の計算方法

管壁に電流を通じて直接発熱させるような実験方法では、発熱部が曲管である場合には管の曲率半径のために曲管断面の管壁内に生ずる熱流束は円周方向にある分布を持ってあらわれる。本実験ではこの熱流束分布を次の仮定のもとに算出した。

〔仮定〕 (Fig. A-1, Fig. A-2 参照)

- 電流は管軸方向 ($R\theta$ 軸) の一次元流で、円周方向、半径方向の流れはない。したがって管の等電位面は曲率の中心点 O から管に向って引いた $A-A'$ (任意断面) 面内にある。
- 管軸方向の熱移動は無視できる。
- 管軸方向の電気抵抗分布はほぼ一定である。

上の仮定のもとに熱流束の計算をする。Fig. A-2 の ΔS は

$$\Delta S = \frac{r_2^2 - r_1^2}{2} \Delta\phi \quad \dots\dots (A \cdot 1)$$

ΔS の位置 $R\theta$ の方向の長さ $\widehat{A''B''} = \Delta L(\phi)$ は

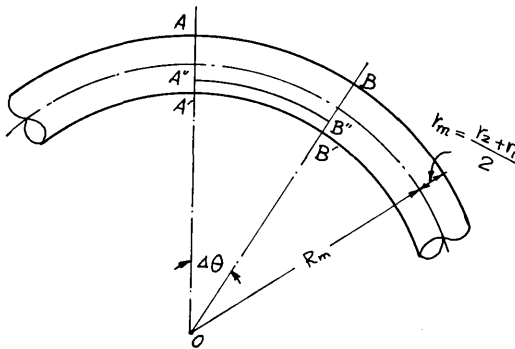
$$\Delta L(\phi) = (R_m - r_m \cos \phi) \Delta\theta \quad \dots\dots (A \cdot 2)$$


Fig. A-1. 管軸方向の記号

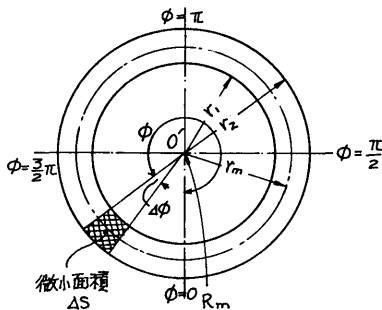


Fig. A-2. 管断面の記号

したがって ρ_t を温度 t における発熱部の比抵抗とすると、 $\Delta L(\phi)$ の間の電気抵抗 $\Delta R_{\phi \Delta\theta}$ は

$$\Delta R_{\phi \Delta\theta} = \rho_t \frac{\Delta L(\phi)}{\Delta S} \quad \dots\dots (A \cdot 3)$$

ここに発生するジュール熱 $\Delta Q_{\phi \Delta\theta}$ は両端の電位差を ΔV とすると

$$\Delta Q_{\phi \Delta\theta} = 0.86 \frac{\Delta V^2}{\Delta R_{\phi \Delta\theta}} \quad \dots\dots (A \cdot 4)$$

管外壁が断熱されている場合には流体への熱流束は

$$q''_{\phi \Delta\theta} = \frac{\Delta Q_{\phi \Delta\theta}}{\Delta A} = \frac{\Delta Q_{\phi \Delta\theta}}{r_1 \Delta\phi \Delta L(\phi)}$$

$$= \frac{0.86}{2\rho_t} \cdot \frac{(r_2^2 - r_1^2)}{r_1 (R_m - r_m \cos \phi)^2} \frac{\Delta V^2}{\Delta\theta^2} \quad \dots\dots (A \cdot 5)$$

仮定により $\Delta V/\Delta\theta$ は一定で、これは $\Delta\theta \rightarrow 2\pi$ で $\Delta V \rightarrow V$ とすると $V/2\pi$ となり、(A・5) 式は

$$q''_{\phi} = \frac{0.86 V^2}{2\rho_t} \cdot \frac{r_1^2 \left\{ \left(\frac{r_2}{r_1} \right)^2 - 1 \right\}}{L_0^2 (1 - b \cos \phi)^2} \quad \dots\dots (A \cdot 6)$$

但し $L_0 = 2\pi R_m$, $b = r_m/R_m$

$\phi = \pi/2, (3/2)\pi$ の位置の熱流束は平均値をあらわすからこれを q''_m とすると

$$q''_m = \frac{0.86 V^2}{2\rho_t} \frac{r_1^2 \left\{ \left(\frac{r_2}{r_1} \right)^2 - 1 \right\}}{L_0^2} \quad \dots\dots (A \cdot 7)$$

故に $q''_{\phi} = q''_m / (1 - b \cos \phi)^2$ …(A・8)

実際には q''_m は電圧 V 、電流 I の測定値から得られるから、それを基にして q''_{ϕ} を求めている。

但し本実験では入口、出口部に直管発熱部があるので、それらを考慮し実際には次式で q''_m を算出している。

$$q''_m = \frac{0.215}{\pi r_1 (l + \pi R)} \cdot V_{\text{tot}} \cdot I \quad \dots\dots (A \cdot 9)$$

但し l = 両端に接続している直管発熱部長さ

B: 管壁の温度降下計算法

外壁温度を測定して内壁温度を求めるには軸方向の熱移動を無視できるとしても次の定常二次元微分方程式を解かねばならない。

$$\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 T}{\partial \phi^2} + \frac{q''_{r\phi}}{\lambda(T)} = 0 \quad \dots\dots (B \cdot 1)$$

ここで λ = 発熱管の熱伝導率

$q''_{r\phi}$ = 単位体積当りの熱発生率

(B・1)は境界条件の不足等からそのまま解けないの

で近似的に次の仮定を置いて求めた。

〔仮定〕

a) 管断面の円周方向に熱流束分布、温度分布はあるが、 ϕ 方向の熱流は無視できる。

b) 熱伝導率や熱発生率は ϕ 方向に分布するが、 r 方向では平均値であらわせる。

上の a), b) の仮定から次式が成り立つ。

$$\frac{d^2 T}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dT}{dr} + K = 0 \quad \dots\dots (B.2)$$

但し $K = q'(\phi)'/\lambda \dots\dots$ 定数

$$\text{境界条件は } r=r_2 \text{ で } T=T_2 \quad \dots\dots (B.3)$$

$$r=r_2 \text{ で } dT/dr=0 \quad \dots\dots (B.4)$$

これから次の解を得る。

$$\Delta T = T_2 - T_1 = \frac{r_2^2 q'(\phi)'}{4\lambda} \left[2 \ln \left(\frac{r_2}{r_1} \right) - 1 + \left(\frac{r_1}{r_2} \right)^2 \right] \quad \dots\dots (B.5)$$

さらに $q'(\phi)' = \frac{2r_1}{r_2^2 - r_1^2} q'(\phi)$ であるから (B.5) 式

は

$$\Delta T = T_2 - T_1 = \frac{\left[2 \ln \left(\frac{r_2}{r_1} \right) - 1 + \left(\frac{r_1}{r_2} \right)^2 \right] q'(\phi)}{2r_1 \left[1 - \left(\frac{r_1}{r_2} \right)^2 \right] \lambda} \quad \dots\dots (B.6)$$

$q'(\phi)$ は (A.8) 式より得られる。

したがって本実験では (B.6) 式より ΔT を算出した。

C: テストセクションの製作誤差

実験終了後、曲管-1 型および 2 型を切断し、寸法を測定した結果次の値が得られた。

i) 曲管-1 型

管内径は上下直径で平均 $d_v = 9.997$ mm.

水平直径で平均 $d_h = 9.488$ mm.

ややだ円気味である。

また肉厚は水平方向外側で平均 $t_{ho} = 1.654$ mm.

内側で平均 $t_{hi} = 1.712$ mm.

上下方向の肉厚はほとんど $t_o = 1.638$ mm.

これらの値は公称肉厚に対しおよそ 9~11% 大きく各部熱伝達率はやや良くなる。また公称内径に対しては -5.1~0% であった。

ii) 曲管-2 型に対しては

直管部では $t_{ho} = 1.554$ mm

$t_{hi} = 1.565$ mm

$t_{vu} = 1.584$ mm

$t_{va} = 1.555$ mm

$d_v = 9.877$ mm

$d_h = 9.793$ mm

曲管部では $t_{ho} = 1.551$ mm

$t_{hi} = 1.558$ mm

$t_{vu} = 1.575$ mm

$t_{va} = 1.551$ mm

$d_v = 9.846$ mm

$d_h = 9.824$ mm

各測定値より、曲管-2 型は全体として円形であり、公称肉厚に対し、+3.3~5.7%，公称内径に対しては -2.1~(-1.2)% 程度の誤差であった。

D: データ整理

データ整理には次式を使用した。

(A.8) 式の代りに

$$q_s'' = \frac{0.215 V \cdot I}{\pi r_1 (l + \pi R)} \quad \dots\dots (A.8')$$

$$q_\phi'' = \frac{q_s''}{(1 - b \cos \phi)^2} \quad \dots\dots (A.9)$$

但し $b = (r_1 + r_2)/2R$, $l =$ 曲管端部に接続している直管部長さ、

$$\Delta T_\phi = T_{2\phi} - T_{1\phi} = \frac{r_2^2 q'(\phi)'}{4\lambda r} \left[2 \ln \left(\frac{r_2}{r_1} \right) - \left(1 - \left(\frac{r_1}{r_2} \right)^2 \right) \right] \dots (B.5)$$

$$\text{or } = \frac{r_1}{1 - \left(\frac{r_1}{r_2} \right)^2} \left[\ln \left(\frac{r_2}{r_1} \right) - \frac{1 - \left(\frac{r_1}{r_2} \right)^2}{2} \right] \frac{q_\phi''}{\lambda r} \quad (B.5')$$

$$\lambda r = 0.011105 T + 13.115 \quad \dots\dots (2.16)$$

$$T_{b_x} = T_{in} + \left(\frac{i}{C_p} \right) \left(\frac{x}{l_H} \right) \quad \dots\dots (2.11)$$

$$T_{sat_x} = f(p_x) \quad \dots\dots (D.1)$$

$f(p_x)$ は $p - T_{sat}$ 曲線に合う様に計算式を作っている。

$$h_{\phi_x} = \frac{q_\phi''}{(T_{1\phi} - T_{B_x})} \quad \dots\dots (2.15)$$

この計算に必要な入力は次のとおりである。

$r_1 \dots\dots$ 内半径 (mm)

$r_2 \dots\dots$ 外半径 (mm)

$V \dots\dots$ 電圧 (volts)

$I \dots\dots$ 電流 (amps)

$G \dots\dots$ 流量 (kg/min)

$P_{in} \dots\dots$ 入口圧力 (kg/cm² abs)

$T_{in} \dots\dots$ 入口温度 (°C)

$T_{2\phi} \dots\dots$ 管外壁温度 (°C)

また出力は次の各因子をタイプさせた。

$T_{2\phi}$管外壁温度 (°C)

ΔT_{ϕ}管壁内温度降下 (deg)

$T_{1\phi}$管内壁温度 (°C)

T_{b_x}流体温度 (°C)

ΔT_b $T_{1\phi} - T_{b_x}$ (deg)

T_{sat_x}流体飽和温度 (°C)

ΔT_{sub} $T_{sat_x} - T_{b_x}$ (deg)

ΔT_{sat} $T_{1\phi} - T_{sat_x}$ (deg)

h熱伝達率 (kcal/m² hr deg)

以上のデータ整理には当所供用計算機 FACOM 270
-20 を使用した。