

JAERI-M
84-201

垂直平行2チャンネル流路における
自然対流および混合対流実験

1984年11月

椎名 保顕・藤村 薫

JAERI-M レポートは、日本原子力研究所が不定期に公刊している研究報告書です。

入手の問い合わせは、日本原子力研究所技術情報部情報資料課（〒319-11 茨城県那珂郡東海村）あて、お申しこしてください。なお、このほかに財団法人原子力弘済会資料センター（〒319-11 茨城県那珂郡東海村日本原子力研究所内）で複写による実費頒布をおこなっております。

JAERI-M reports are issued irregularly.

Inquiries about availability of the reports should be addressed to Information Division, Department of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken 319-11, Japan.

© Japan Atomic Energy Research Institute, 1984

編集兼発行 日本原子力研究所
印 刷 山 田 軽 印 刷 所

垂直平行2チャンネル流路における自然対流および混合対流実験

日本原子力研究所東海研究所高温工学部

椎名 保顕・藤村 薫

(1984年10月16日受理)

多目的高温ガス炉の強制対流冷却系失事故時の炉心内伝熱流動特性を模擬する目的で炉心内逆流実験を行った。および混合対流時の壁温分布、循環流量、流体内温度分布等の測定を行った。その結果、自然対流による循環流量はグラスホフ数に比例すること、混合対流の場合には壁温と流量の間にヒステリシスを生ずること等が観察された。

Natural and Mixed Convections in Two Parallel Channels

Yasuaki SHIINA and Kaoru FUJIMURA

Department of High Temperature Engineering
Tokai Research Establishment, JAERI

(Received October 16, 1984)

Reactor core reverse flow experiments were made to observe heat transfer and fluid characteristics of forced cooling failure accident of HTGR reactor core. Two channels (heated and cooled) were used in this experiment to simulate HTGR multi-channel core. Wall temperature, flow rate and temperature distribution in fluid were measured for natural and mixed convections. The results show that natural convection flow rate is proportional to Grashof number and that hysteresis between wall temperature and flow rate is observed for mixed convection.

Keywords: HTGR, Coolant Flow, Natural Convection,
Forced Cooling Failure, Mixed Convection, Vertical
Channels, Pipe Flow

目 次

1. はじめに	1
2. 強制対流冷却そう失事故時の炉心の熱流体的特性	1
3. 実験装置および実験手順	2
4. 実験結果整理式	3
4.1 加熱を伴う壁面まさつ応力の計算	3
5. 実験結果と考察	5
5.1 自然対流実験	5
5.1.1 壁温分布および壁温昇温速度	5
5.1.2 自然対流による循環流量	6
5.1.3 流路断面内流体温度分布	7
5.2 混合対流実験結果	8
6. 結論	9

Contents

1. Introduction	1
2. Thermo-fluid characteristics in HTGR reactor core during forced cooling failure accidents	1
3. Experimental apparatus and procedure	2
4. Data arrangement	3
4.1. Calculation of wall shear stress in a highly heated pipe ..	3
5. Results and Discussion	5
5.1. Natural convection experiment	5
5.1.1. Profile and increasing rate of wall temperature	5
5.1.2. Flow rate induced by natural convection	6
5.1.3. Fluid temperature profile in the normal direction of flow	7
5.2. Mixed convection experiment	8
6. Conclusions	9

NOMENCLATURE

D	Channel inner diameter.
Ein	Heat input
F	Friction coefficient defined by equation (5-5)
g	Acceleration of gravity
Gr	Grashof number $g\beta\Delta T D^3/\nu^2$
L	Length of test channel
p	Pressure
Δp	Pressure drop
Δp_f	Pressure drop induced by friction
R	Channel radius
Re	Reynolds number
S	Cross section

Greek symbols

β	Coefficient of expansion of ideal gas
λ	Thermal conductivity
ν	kinematic viscosity
ρ	density
τ_w	surface stress

Suffix

c	Cooled section
h	Heated section

1. はじめに

多目的高温ガス炉は定常運転時において入口ガス温度 400℃、出口ガス温度 950℃で設計されている。原子炉の健全性が保たれるためには耐圧力、および耐荷重箇所が所定温度以下に冷却されていることが必要である。炉内構造物の冷却という点からみると、多目的高温ガス炉は必ずしも楽な温度条件下におかれているとはいえない。中でも特に重要なのは、炉心拘束機構、および上鏡部を設計温度以下に冷却することである。これらの箇所を冷却すること、または設計温度以下に冷却することは定常運転時においても厳しい条件下におかれている。事故時においては、さらに苛酷な条件にさらされることになる。

強制対流冷却そう失事故が発生した場合の炉心の熱、流体特性は、さまざまな流れが組み合わされた複雑な現象になることが考えられる。強制対流冷却そう失の原因により起りうる結果は異なるが、多チャンネル間の自然対流の相互作用により、炉心拘束機構、および上部プレナム部の温度が設計温度を越える可能性も十分に考えられる。

強制対流冷却そう失事故時の炉心における熱、流体特性は多チャンネル間の自然対流の相互作用により規定される。そこで、本実験では、多チャンネルを2本のチャンネルで模擬した炉内逆流実験装置を用いて、2チャンネル間の自然対流および混合対流の相互作用について調べた。

2. 強制対流冷却そう失事故時の炉心の熱流体的特性

Fig. 1 に定常運転状態における多目的高温ガス炉炉心の冷却材流れを示す。冷却材は、原子炉圧力容器下部の冷却材出口管外管から炉内にはいり、圧力容器外側、サポートプレート、炉心拘束機構などを冷却しながら、コアパレル外側、側部遮へい体内外流路を通して上昇し上部プレナムにいたる。冷却材はその後、炉心を通して下降し出口管内管を通して熱交換器にいたる流れを形成している。

何らかの原因により冷却材流れに異常が生じ、原子炉がスクラムされた場合、炉内には自然対流による循環流れが生ずる。炉心においては多チャンネル流路に出力分布があるため上昇流および下向流が生ずるであろう。また、炉心外側の側部遮へい体内外流路、コアパレル外側流路間における循環流れも生ずることが十分予想される。さらに、主配管が破断された場合には、炉心で生じた高温ガスが炉心外側流路を通して下降し、炉心拘束機構、上部プレナム、およびサポートプレートなどが高温にさらされるという可能性も想定される。高温ガス炉の設計では、上記各部を基準温度以下に冷却することが安全上最も重要とされており、炉心、およびその外側流路の間の自然対流は強制対流冷却そう失事故としては最もきびしい温度条件をもたらすと考えられる。

もっとも、設計では、主循環機がトリップした場合には5分以内に補助循環機が起動し、定

格時の10名の流量を確保することになっている。この場合には強制対流流量が小のために、強制対流と自然対流が相互に影響し合う混合対流の発生が考えられる。

以上述べた現象は多目的高温ガス炉の安全設計上、きわめて重要ではあるが、現象が複雑なために解析が困難である。そこで、強制対流冷却そう失事故時の炉内自然対流の一つの知見を得るために、平行2チャンネル流路を用いた自然対流、および混合対流実験を行った。

3. 実験装置および実験手順

Fig. 2 に平行2チャンネル間の自然対流、および混合対流実験を行った炉内逆流実験装置の概略図を示す。

装置は入口フィルタ、ブロアー、流量調節弁、入口冷却器、セトリングチャンバー、上部断熱管、テストチャンネル下部整流筒、出口冷却器などにより構成されている。テストチャンネルは、加熱テストチャンネル、冷却テストチャンネルの2本の平行流路で構成されている。ブロアの定格運転時にはフィルタを経て大気からとり込まれた空気は入口冷却器で常温に冷却され、セトリングチャンバーで脈動をとり除かれた後、地上約8mの位置におかれた上部断熱管に送り込まれる。その後、空気は2本の平行テスト流路を下降して、出口冷却器で常温近くまで冷却された後、大気に放出される。空気流量は主配管(セトリングチャンバーと上部断熱管の間)と冷却テストチャンネル下流におかれた2本の層流型流量計により測定された。ブロア運転時の加熱テストチャンネル内空気流量は上記2つの流量の差により求められる。

加熱テストチャンネルの概要をFig. 3に示す。チャンネルは外径56φ、内径32φ、長さ6000mmのSUS 304チューブに15箇所の静圧測定用端子、および、3箇所の熱電対トラヴァース端子がとりつけられている。SUSチューブの表面には深さ5mmの溝がらせん状に掘られ、その中にフィリップス社製ZEZシースヒーターが4分割されて埋め込まれている。テストチャンネルの外側は125mmの厚さで断熱材が巻かれ、その外側に直径250mmの2つ割れ円筒にシースヒーターを巻いた補しようヒーター10個が置かれている。補しようヒーター外側にはさらに100mmの厚さの断熱材が置かれている。

冷却用テストチャンネルは、同じ寸法のSUS 304チューブに外径10φの水冷銅管を埋め込んだものである。圧力損失を少なくするために銅管は2分割して取付けられている。冷却チャンネルには10箇所の静圧測定孔と3箇所の熱電対トラヴァース用端子がとりつけられている。

実験手順および内容は次の様である。

i) 定常流実験

加熱チャンネルヒータ入力一定とし、一定流量のまま定常状態まで放置し、熱伝達、まさつ抵抗を測定する。

ii) 自然対流実験

強制対流冷却そう失事故の炉内伝熱流動特性を模擬するために、強制対流により生じた定常壁温分布が、ブロア停止後の自然対流発生によりどの様に変化するかを調べる。同時に、自然対流により生ずる流量の測定も行う。

iii) 混合対流実験

補助冷却器が作動している場合の様に、強制対流冷却流量が減少した場合には、強制対流に自然対流の影響があらわれる可能性がある。そこで、ブローアにより微少流量の空気をテスト部に送り込み、自然対流の影響を調べる。

今回報告する主な実験は上記手順、内容で行なわれた結果である。ブローア作動時のテストチャンネル間の流量配分は冷却チャンネル下流に取付けられたバルブにより調節ができるように設計されたが、流量測定用に冷却チャンネル下流側に取付けられた層流型流量計の圧力損失が非常に大きく、実際にはこのバルブは全開にして実験を行った。平行2チャンネル間の流量配分は流量により異なるが、加熱管の方が冷却管より約20倍流量が多くなっている。

4. 実験結果整理式

4.1 加熱を伴う壁面まわりの力の計算

流量低下時、および自然対流のみ存在する場合にはチャンネル内の差圧測定において、流体の浮力の影響がでてくることが考えられる。特に自然対流下のまわりの力測定の場合には大気温度（計器のおかれている雰囲気温度）と流体温度の差に基く浮力により測定値がかわってくる。まず、単管の場合について考察しよう。

粘性係数の温度依存も考慮し、連続の式および運動方程式を積分し圧力以外の項のx依存性は小さいとして無視すると

$$\frac{\partial}{\partial x} \int_0^R \rho u^2 r dr = -\frac{1}{2} \rho R^2 g - \frac{1}{2} R^2 \frac{\partial p}{\partial x} - R \tau_w \quad (4-1)$$

とかける。ここで

$$\tau_w = \eta \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)_r$$

である。Rは円管チャンネルの内径であらわす。圧力から重力項を差引くために、Fig. 4のすい直円管まわりの座標を考える。

$$p_{\infty, x} = p_{\infty, 0} + \rho_{\infty} \cdot g \cdot x \quad \text{とかける。}$$

$$p'_x = p - p_{\infty, x} \quad \text{とすると}$$

$$\frac{\partial p'_x}{\partial x} = \frac{\partial p}{\partial x} - \rho_{\infty} \cdot g \quad \text{となり}$$

$$\tau_w = \frac{1}{2} R g (\rho_{\infty} - \rho) - \frac{1}{2} R \frac{\partial p'_x}{\partial x} - \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial x} \int_0^R \rho u^2 r dr \quad (4-2)$$

が導かれる。

Fig. 4 のすい直円管内の流体温度を $T^{\circ}\text{C}$, 周辺流体温度を $T_{\infty}^{\circ}\text{C}$ とすると, 密度差による流体の駆動力は

$$(\rho_{\infty} - \rho_h) gL$$

となる。この駆動力により流れが定常に達したとき, (4-2) 式で $\frac{\partial p'_x}{\partial x} = 0$ となるから

$$\tau_w = \frac{1}{2} R g (\rho_{\infty} - \rho_h) \quad (4-3)$$

が得られる。

流速および密度が半径方向に余り変化しない場合には

$$\int_0^R \rho u^2 r dr \doteq \frac{1}{2} \rho u^2 R^2$$

とかける。したがって (4-2) 式から

$$\tau_w = \frac{1}{2} R g (\rho_{\infty} - \rho) - \frac{1}{2} \frac{\partial p'_x}{\partial x} - \frac{1}{2} R \frac{\partial}{\partial x} (\rho u^2) \quad (4-4)$$

が得られる。

(4-2) 式または (4-3) 式より

上向流で, 上向き強制対流が存在しない場合

$$0 < \tau_w \leq \frac{1}{2} R (\rho_{\infty} - \rho_h) g$$

(等号はまさつ抵抗のみの場合)

上向き強制対流が存在する場合には

$$\tau_w > \frac{1}{2} R (\rho_{\infty} - \rho_h) g$$

下向流の場合には

$$\tau_w = \frac{1}{2} R \frac{\partial p'_x}{\partial x} - \frac{1}{2} R (\rho_{\infty} - \rho_h) g$$

とかける。

次に, 平行 2 チャンネル間の圧力と浮力の関係について考察してみよう。Fig. 5 に平行 2 チャンネルの閉じたループの概念図を示す。左側を加熱チャンネル, 右側を冷却チャンネルとし, 図に示す様に上部静圧を p_1, p_4 , 下部静圧を p_2, p_3 とする。加熱および冷却チャンネルの流体密度をそれぞれ ρ_h, ρ_c とすると流体の駆動力は単管の場合と同様に

$$\Delta p = (\rho_c - \rho_h) gL$$

とあらわされる。

この駆動力により流体が循環し, 流れが定常状態に達したとき左チャンネルおよび右チャン

ネルの差圧は次の様になる。

$$\begin{cases} p_2 - p_1 = \rho_c g L - \Delta p_{fc} - \Delta p_c \\ p_3 - p_4 = \rho_h g L + \Delta p_{fc} - \Delta p_h \end{cases} \quad (4-5)$$

ここで Δp_{fc} はまさつによる圧力損失を、 Δp_c および Δp_h はそれぞれ冷却管及び加熱管のまさつ以外の圧力損失を示す。水平部の長さは高さ方向の長さ L に比べて小さいので無視すると

$$p_2 = p_3$$

となるところで流れは定常に達する。従って

$$\Delta p_{fc} + \Delta p_{fh} + \Delta p_c + \Delta p_h = (\rho_c - \rho_h) g L \quad (4-6)$$

が成り立つ。

5. 実験結果と考察

5.1 自然対流実験

5.1.1 壁温分布および壁温昇温速度

前に記した様に実験は、定常下降流の存在下で一定の電気入力を加え定常に達したのち、ブローアを停止し、自然対流による温度、流量変化を測定して行った。電気入力32Wの場合の時間経過と壁温分布をFig. 6に示す。 t はブローア停止時からの経過時間を示し、単位は秒である。横軸 x はテスト部下端からの距離を示している。 $t=0$ のブローアオフの直前には強制対流により流れは上から下に流れており、そのときのレイノルズ数は4700である。強制対流冷却時は上部から下部の方向に温度が高くなるが、ブローアオフの後、時間の経過と共に壁温は上昇し、また、下部から上部にむかって温度が高くなるのがわかる。上下端において温度が低いのは、熱伝導による熱の漏洩のためである。

ブローア停止直後のエネルギー平衡を考える。断熱材と補しようヒーターの調整により半径方向には熱の出入りはないと仮定すると、テント部におけるエネルギー平衡は

$$M C_{ps} \frac{\partial T_w}{\partial t} = E_{in} - Q_{axis} - Q_{gas} \quad (5-1)$$

と表わすことができる。

ここで、 M 、 C_{ps} はテストチャンネルの質量、および比熱、 E_{in} 、 Q_{axis} 、 Q_{gas} はそれぞれヒーターからの熱入力、端部からの軸方向に漏洩する熱量、気体に加えられる熱量をあらわす。

後述の様に気体の流速は遅く、熱入力が大ききときには Q_{gas} は無視しうる程小さいと考えられる。

$$Q_{axis} = -\lambda_s \left(\frac{\partial T_w}{\partial x} \right)_{\text{下端}} S - \lambda_s \left(\frac{\partial T_w}{\partial x} \right)_{\text{上端}} S$$

$$\text{これを } Q_{\text{axis}} \doteq -2 \lambda_s \frac{(T_w - T_o)}{\ell} S$$

と仮定する。(λ_s : 熱伝導率, S : 断面積)

すなわち, 両端部の温度勾配が直線の部分を引き伸ばし, 代表壁温に達する長さを ℓ とする。従って, これを (5-1) に代入し, 積分すると

$$T_w - T_o = \frac{E_{in} \ell}{2 \lambda_s S} \left\{ 1 - \exp \left(-\frac{2 \lambda_s \cdot S}{M C_{ps} \ell} t \right) \right\} \quad (5-2)$$

が得られる。

加熱管の最高壁温の時間変化を Fig. 7 に示す。実線は入力がかつて昇温に費されたと仮定したときの昇温曲線を示したものである。Fig. 6 の例をとると $\ell = 40 \text{ cm} \sim 60 \text{ cm}$ となり, $\ell = 40 \text{ (cm)}$ を (5-2) に代入した結果を破線で示す。非常に単純な仮定を用いたにもかかわらず (5-2) 式は実際の温度変化とよく一致する。

ℓ の値は t が小の場合と t が大の場合で多少異なるが (5-2) の左辺の値は測定された ℓ の値にはほとんど依存しない。

5.1.2 自然対流による循環流量

テスト部加熱管および冷却管全長にわたる差圧と入口流速の関係を Fig. 8 に示す。加熱管, 冷却管の長さ L 間の差圧を大気温度中で測定するとき, 上下端の差圧を $h \text{ mm Aq}$ とすると

$$\begin{aligned} \text{加熱管 } \rho_{aq} \cdot hg &= (\rho_w - \rho_h) g L - \Delta p_{rh} - \Delta p_h \\ \text{冷却管 } \rho_{aq} h \cdot g &= (\rho_w - \rho_c) g L + \Delta p_{rc} + \Delta p_c \end{aligned} \quad (5-3)$$

と表わされる。

通常 $\rho_w = \rho_c$ と考えられる。流体によるまさつ抵抗は小さいので (5-3) 式より

$$\Delta p_c \doteq \rho_{aq} h g = (\rho_c - \rho_h) g L \quad (5-4)$$

となる。

Fig. 8 より, 冷却管の差圧は流量 (\approx 流速) に比例する。従って, 次式

$$F = \frac{D \Delta p_c}{4 L} = \frac{1}{2} \rho_c u^2 \quad (5-5)$$

と定義される抵抗係数を導入すると

$$F = C_1 / Re \quad (5-6)$$

と表わされる。

さて, ρ の温度に対する依存性を一次式であらわすとき

$$\rho = \rho_c \{ 1 - \beta (T - T_c) \} \quad (5-7)$$

と表わされる。基準温度としては冷却管側の空気温度をとった。

(5-7)式、(5-5)式を組み合わせると

$$Gr = 2F \cdot Re^2 \quad (5-8)$$

が得られる。ここでGrは

$$Gr = \frac{\beta g \Delta T D^3}{\nu^2}$$

で表わされるグラスホフ数である。

上式に(5-6)式を組み合わせると

$$Gr = 2 C_1 \cdot Re \quad (5-9)$$

が得られ、グラスホフ数はレイノルズ数と比例関係にある。

Fig. 9にグラスホフ数とレイノルズ数の関係を示す。Fig. 8から $U = 1.0 \text{ cm/sec}$ のとき差圧 $= 2.0 \text{ mmAq}$ である。空気温度は常温(20℃)として(5-5)であらわされる抵抗係数を計算すると $F = 448.7$ となる。レイノルズ数は20.5となり、従って(5-9)式の $C_1 = 9200$ が得られ

$$Gr = 18400 \cdot Re \quad (5-10)$$

となる。

Fig. 9の実線は(5-10)式をあらわしている。図から(5-10)式と実験結果はよい一致をみていることがわかる。

Ofi et. al⁽¹⁾ および Novotny⁽²⁾らは、すい直平行流路内のレイノルズ数とグラスホフ数の関係を求めている。それによると、グラスホフ数が小さい場合には、グラスホフ数とレイノルズ数は比例することが示されている。一方、すい直平板間隔が広くなった場合(すなわち、グラスホフ数が大きい場合には $Gr \propto Re^2$ が成り立つ、これは、流路間隔が広い場合には各々のすい直平板による自然対流速度分布に近づくからである。

本実験の様に円管を用いた場合、流体は壁面できり囲まれており、平行平板間の自然対流ほど容易に管路中央で流速に凹ができることはない。

5.1.3 流路断面内流体温度分布

強制対流冷却時、および自然対流時の流路断面内流体温度分布の測定結果をFig. 10～Fig. 12に示す。測定は熱電対チップを先端にとりつけた測定端子栓をそう入して行なわれた。横軸は断面内直径方向で端子栓が対抗壁に接触した位置を $y = 0$ 、引き抜いた壁の位置を $y = 32 \text{ mm}$ とした。Fig. 10は強制対流時の結果を示す。この場合のレイノルズ数 $Re = 11190$ である。温度分布は3ヶ所で測定した。Pos. 1はテストチャンネル下端より10 cm、Pos. 2はテスト部中央(下端より300 cm)、Pos. 3はテスト部上端より10 cmの位置である。強制対流時には、下降

流であるために、入口 (Pos. 3) で流体温度は低く、出口にいくに従って温度は上昇する。また温度分布の形は壁で高く、流路中央で低くなる。図からもわかるように、温度分布は非対称であるが、これは、端子を引き抜いた時に熱伝導による影響がたものと思われる。

Figs. 11, 12は自然対流による循環時の温度分布で $Re_n = 33.9$ (Fig. 11), $Re_n = 30.4$ (Fig. 12) の場合の結果を示す。実線は平均流体温度を、また、破線は流体温度変動の最大、最小値を示す。流体温度は Pos. 2 で高く、Pos. 1, 3 で低い。また、Pos. 3 ではチャンネル中央で壁よりも流体温度が幾らか高くなる。しかし、図から明らかな様に壁温と流体温度はほとんど等しいといえる。流体温度の変動は Pos. 1, 3 で大きく、Pos. 2 では変動はほとんど見られない。また、自然対流流量が増加すると温度変動が大きくなる傾向がみられる。

Pos. 1 と Pos. 3 で顕著にみられる温度変動は流体温度と壁温の差 (図からこの差はそれほど大きくない) に基く不安定によるものと思われる。この場合レイノルズ数は非常に小さい (せいぜい数十のオーダー) が、チャンネル上部では高温気体が低温壁により冷やされる条件になっている。この流れは下向加熱流と同様に不安定であり容易に乱流に移移する。本実験では流速波形の観測は行っていないが、温度の大きな変動が存在することから流れ自身にも変動が存在するものと考えられる。

5.2 混合対流実験

強制対流の流量が減少すると自然対流の影響があらわれ、流速、熱伝達が変化する。強制対流と自然対流が共存する混合対流領域の 2 チャンネル間の干渉を調べるために、流量増加時および、流量減少時の壁温分布、流量特性を求めた。

Fig. 13に B. Metais⁽³⁾ が示した自然対流、混合対流および強制対流の流れ区分と本実験の実験条件を示す。横軸はグラスホフ数とプラントル数の積 $\times D/L$ でたて軸は加熱管レイノルズ数であり、前と同様下向きを正にとってある。文献(3)によるとこの図の適用限界は $10^{-2} < Pr \cdot D/L < 1$ ということ、本実験の $Pr \cdot D/L = 0.004$ はこの範囲外であるが比較のために文献(3)の図を用いた。本実験では自然対流領域から強制対流領域まで変えて実験を行った。

Fig. 14に電気入力 45.8W の壁温分布を示す。実験は流量ゼロから順次流量を増加させ、続いて減少させて行った。図で(A)→(D)は流量増加時、(D)→(G)は流量減少時の壁温分布を示したものである。全体として上向流が存在している場合のグラフはチャンネル上部に温度のピークが存在する。強制循環が増加し全体として下向流が生じた場合でも、流量が少ない場合には壁温のピークはチャンネル上部に存在する。(B, C)は全体としては下向流である。) 流量がさらに増加し、加熱管レイノルズ数が 460 の場合には明らかに、ピークはチャンネル下部に移動し、上流 (チャンネル上部) から下流 (チャンネル下部) に向って壁温は上昇する。

流量を再び減少させていくと、図中の(D)→(G)に示されている様に、(D)に示された下向流の温度分布が保たれている。

同様に電気入力 63W の場合の結果を Fig. 15 に示す。図で(D)と(E)の壁温分布はかなり異なっている。これは、図中に示されていないが(D)の状態から流量をさらに増加させた後に流量を下げた(E)の状態に変えたためである。これらの結果から、同じレイノルズ数でも壁温分布は前の状

態に依存するヒステリシス現象を示すということがいえる。

壁温平均温度を用いたグラスホフ数と加熱管側レイノルズ数の関係をFig. 16に示す。白抜き円は流量増加時、黒塗り円は流量減少時のデータをあらわす。流量増加時は同じレイノルズ数でもグラスホフ数が高い。(すなわち壁温が高い)これは強制対流流量ゼロ時の履歴が残っている事を示している。

混合対流時の流路断面内流体温度分布をFigs. 17~19に示す。Fig. 17は加熱管レイノルズ数 $Re_h = 1073$, Fig. 18, 19はそれぞれ $Re_h = 90$ および -33.2 の場合を示したものである。 $Re_h = -33.2$ の場合にはPos. 3における気体温度の方がPos. 1より高く、また、 $Re_h = 1073$ の場合にはPos. 1の温度の方がPos. 3より高い。これは流れの方向から考えて当然である。しかし、 $Re_h = 1073$ の場合、Pos. 1の気体温度はチャンネル中央の方が高くなっているのがわかる。これを詳しくみるためにPos. 1の気体温度分布とレイノルズ数の関係を示したのがFigs. 20, 21である。電気入力62Wの場合の結果でFig. 20は流量増加時、Fig. 21は流量減少時のグラフである。Fig. 20は(A)→(D)と流量が増加しているが、温度分布は下に凸から上に凸へと変化している。Fig. 10に示された強制対流時のPos. 1の温度分布とは異なる。すなわち、強制対流流量が増えると、Pos. 1の壁温はPos. 2, 3より低いために、チャンネル中央には壁側より高い温度の気体が流れる。Fig. 20で(A)→(C)まではそれがあらわれている。特に(C)では顕著である。(D)の場合に気体温度が全体として大幅に下がり、凸が小さくなっているのは、強制対流の増加により、常温の気体が温度をおし下げたためと思われる。

流量減少時のグラフをFig. 21でみると、Fig. 20と同じ様な経過をたどって自然対流のみの場合の温度分布にもどっていることがわかる。気体温度の場合は壁温度の場合ほどの強いヒステリシスは存在しない。

弱い強制対流が存在するときの加熱管流量と全流量の関係をFig. 22に示す。流量増加時、減少時の壁温分布の違いにもかかわらず、流量は両方の場合ではほぼ同じ値を示すことがわかる。

Fig. 21をレイノルズ数に直したものをFig. 23に示す。図中で破線は非加熱時の Re_h と Re_{total} の関係を示したものである。

6. 結 論

以上の実験結果をまとめると

1. 強制対流冷却停止後の自然対流循環では、チャンネル温度の平均上昇速度は強制対流停止後かなり時間経過にわたって発熱量すべてが昇温に用いられると仮定した値とほぼ一致する。自然対流により循環する流体への伝熱量は少ない。
2. 自然対流による循環流量は系の圧力損失により定まる。流量が小さい場合にはレイノルズ数とグラスホフ数の間には比例関係が成り立つ。比例係数は圧力損失により決まる。
3. 弱い強制対流が存在する場合には、強制対流流量ゼロの定常状態から強制対流流量を増加させた場合と、その後再び流量を減少させた場合とで壁温の分布が異なる。すなわち、流量を増大させる場合には流量大となっても自然対流のみの場合の温度分布が残り、その後流量

を減少させた場合には、流量小となっても強制対流の場合の温度分布が保持される。

4. 弱い強制対流が存在する場合、流量増加時と減少時で壁温分布が異なるが、流量、および気体温度分布はほぼ一致する。

REFERENCES

- (1) O.Ofi et al.: Int. J. Heat Mass Transfer , 20,
1195 (1977)
- (2) J.L.Novotny : Progress in Heat Transfer, 12, 13
(1969)
- (3) B.Metais et al.: J.Heat Trans., 86, 295 (1964)

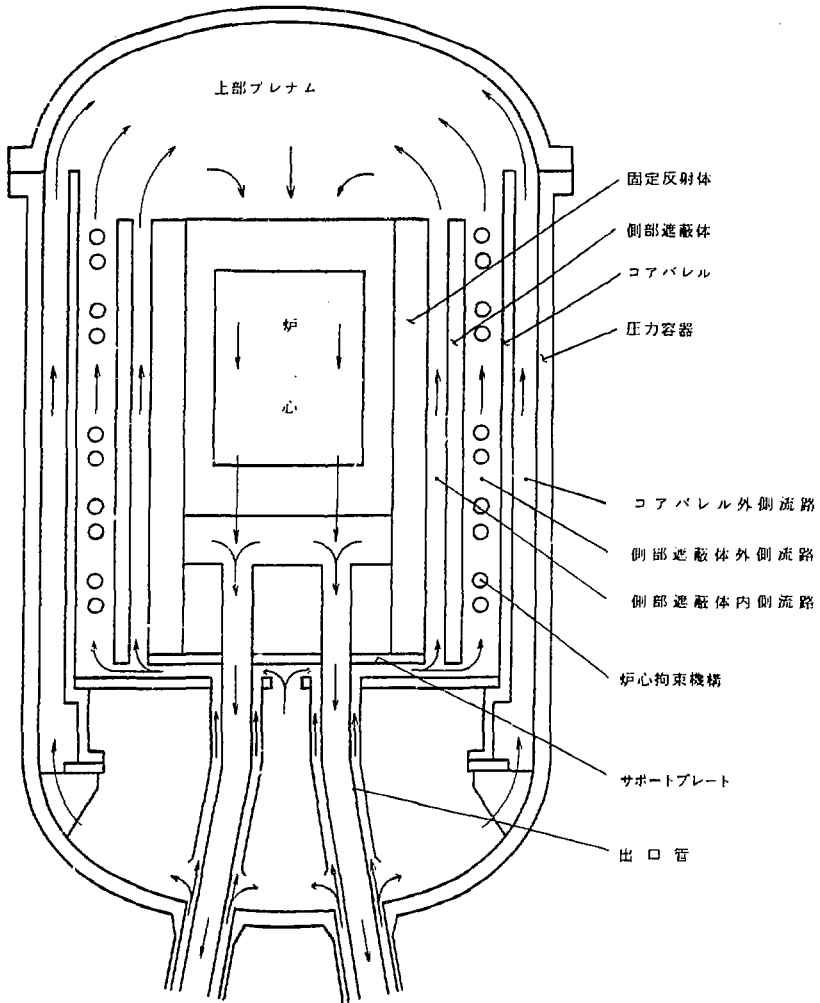


Fig. 1 Coolant flow in HTGR in normal operating condition

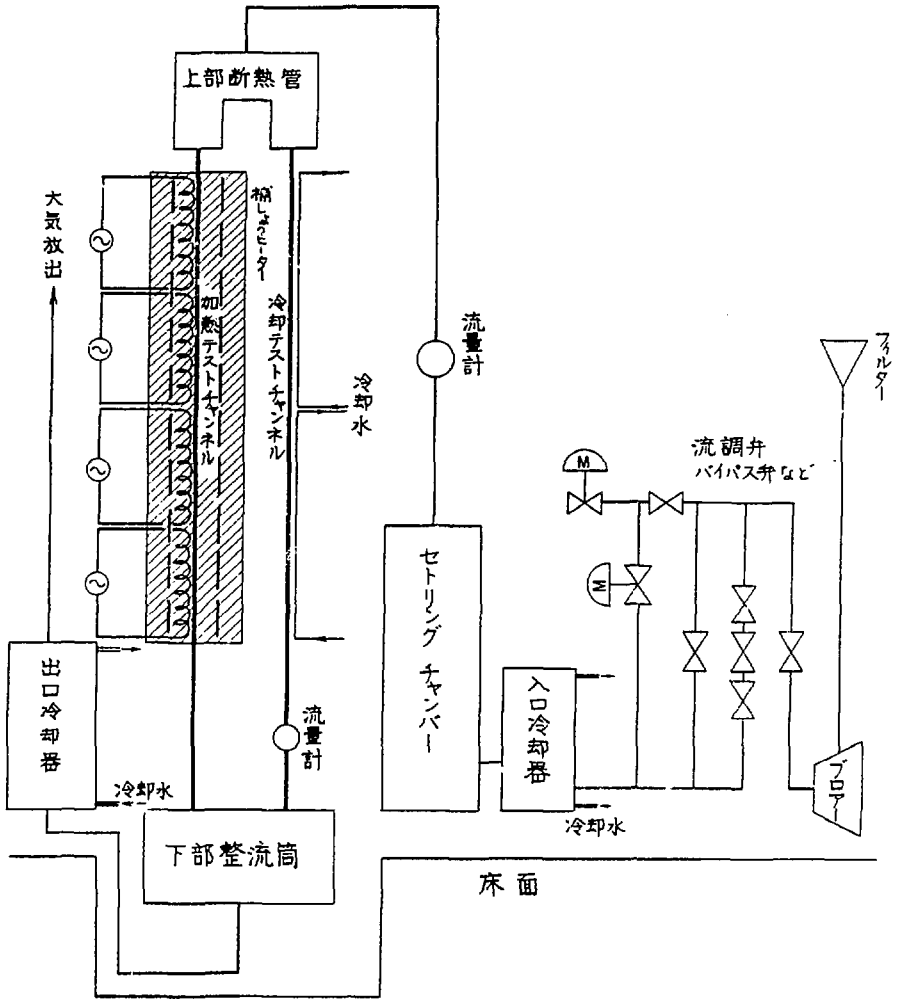
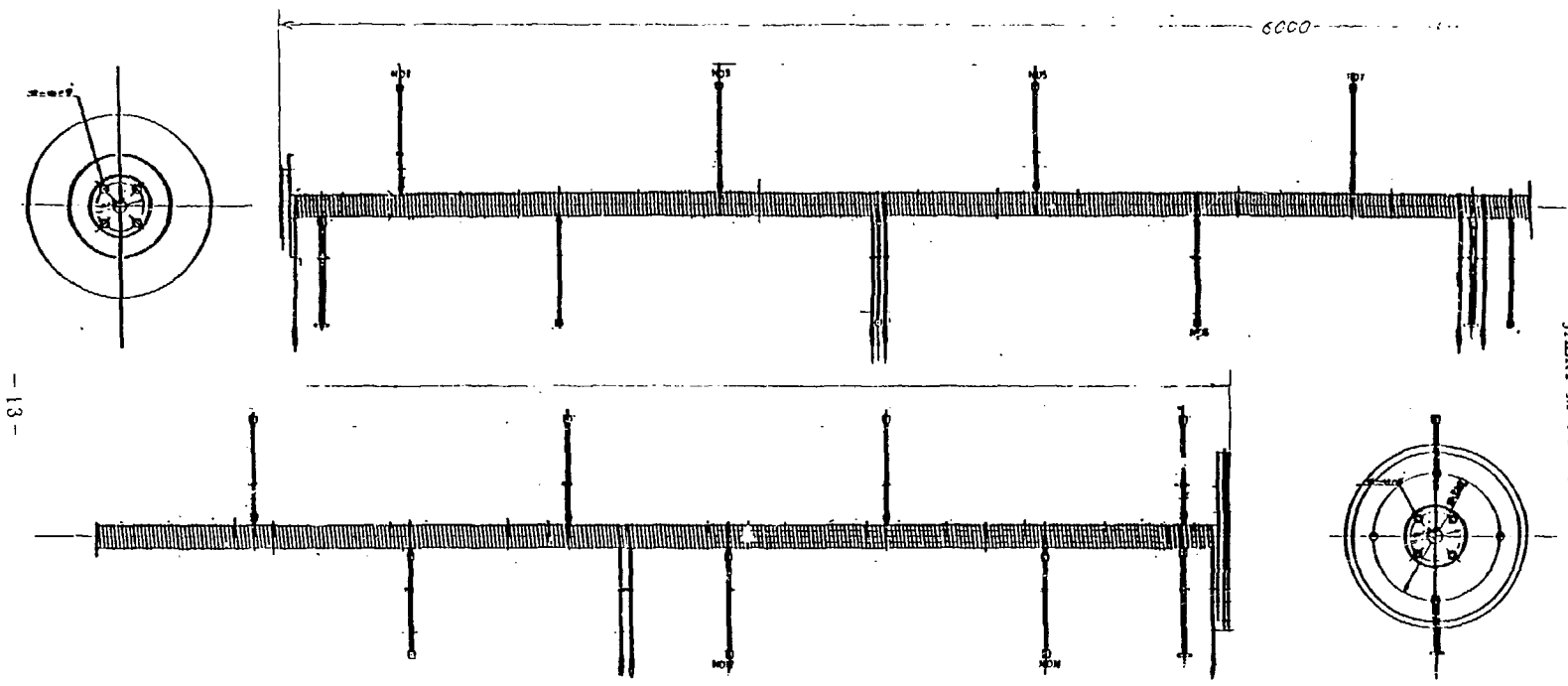


Fig. 2 Schematic diagram of experimental apparatus



- 13 -

Fig. 3 Outline of heated channel

JAERI-M 84-201

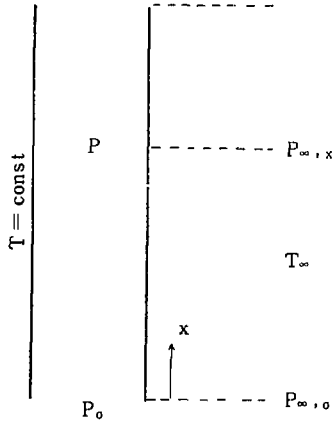


Fig.4 Geometry of vertical cylinder

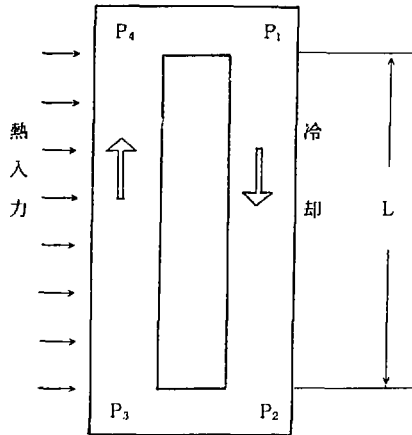


Fig.5 Geometry of vertical closed loop

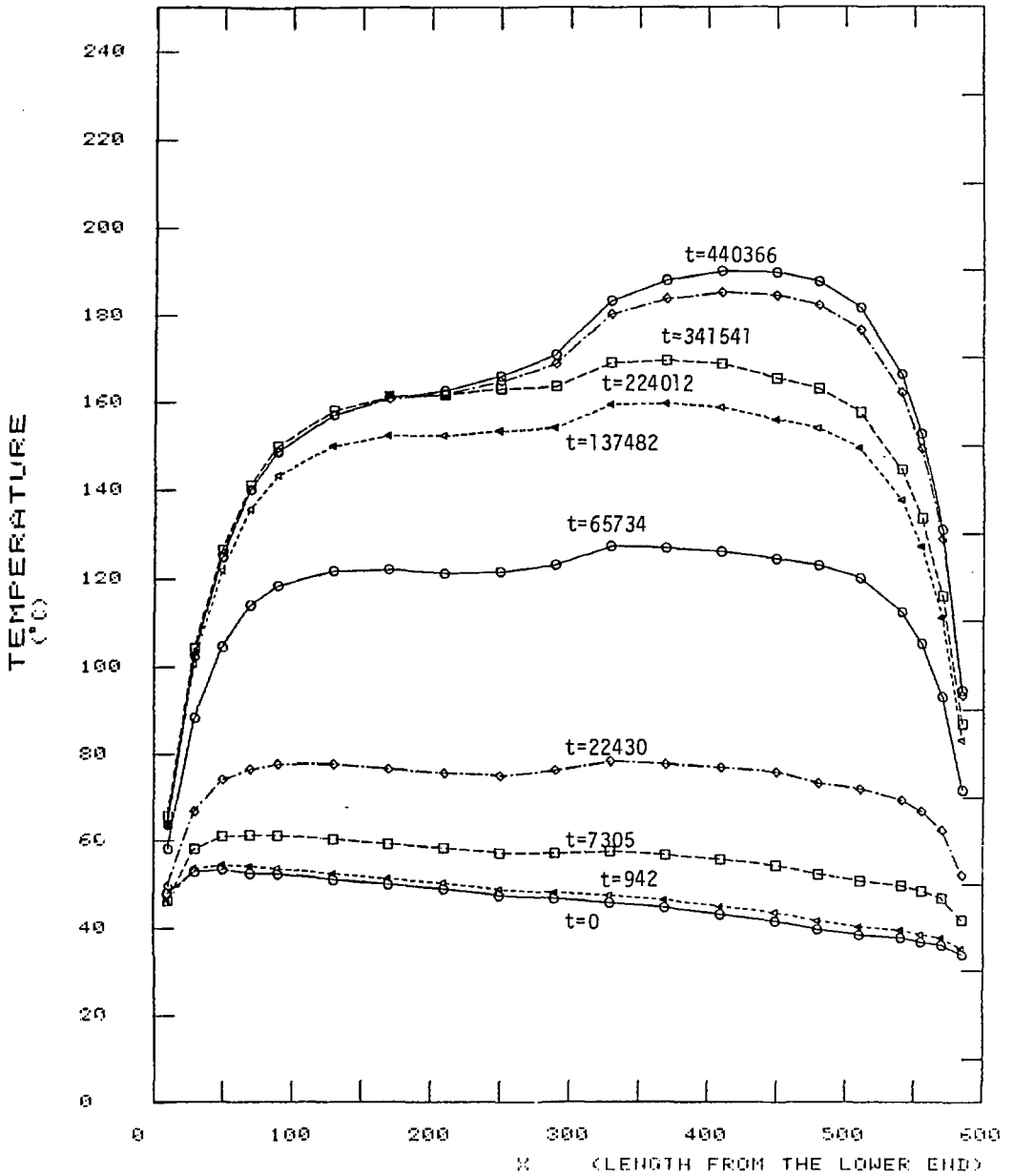


Fig.6 Wall temperature distribution with time as a parameter for case of $\epsilon_{in}=32$ W

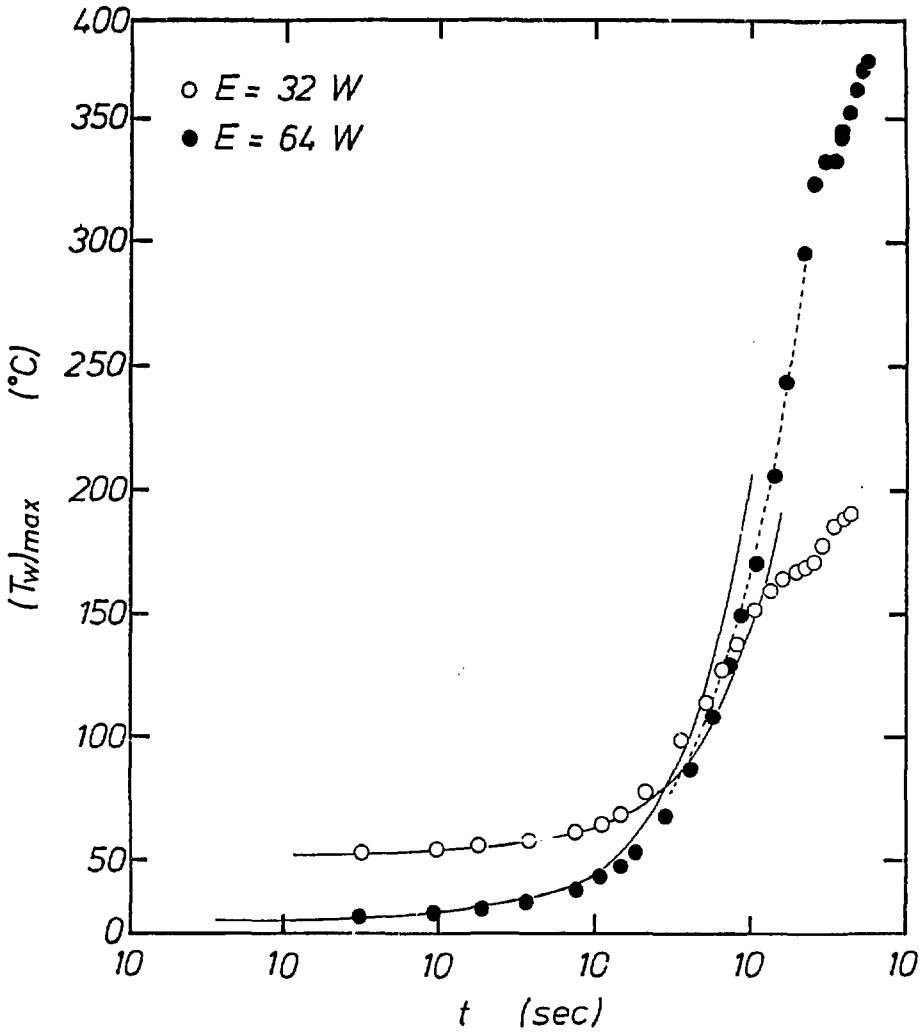


Fig. 7 Plot of maximum wall temperature as a function of time. Solid line represents theoretical curve of adiabatic condition, dotted line represents equation (5-2)

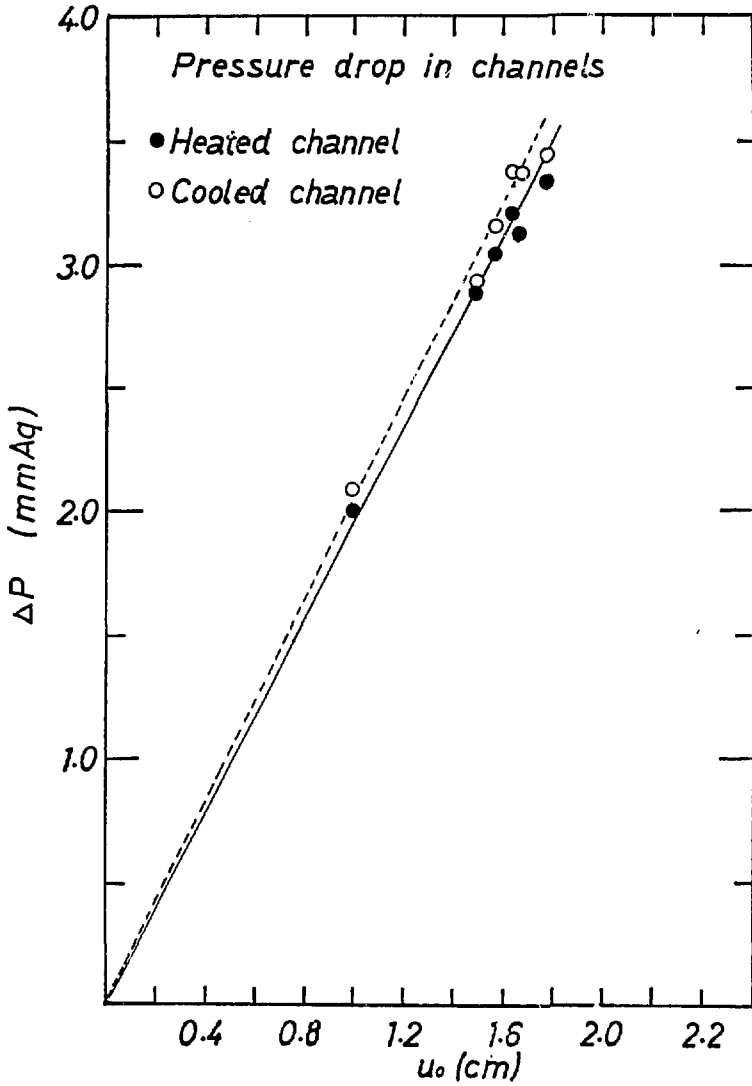


Fig. 8 Plot of overall pressure drop of channels against inlet flow velocity

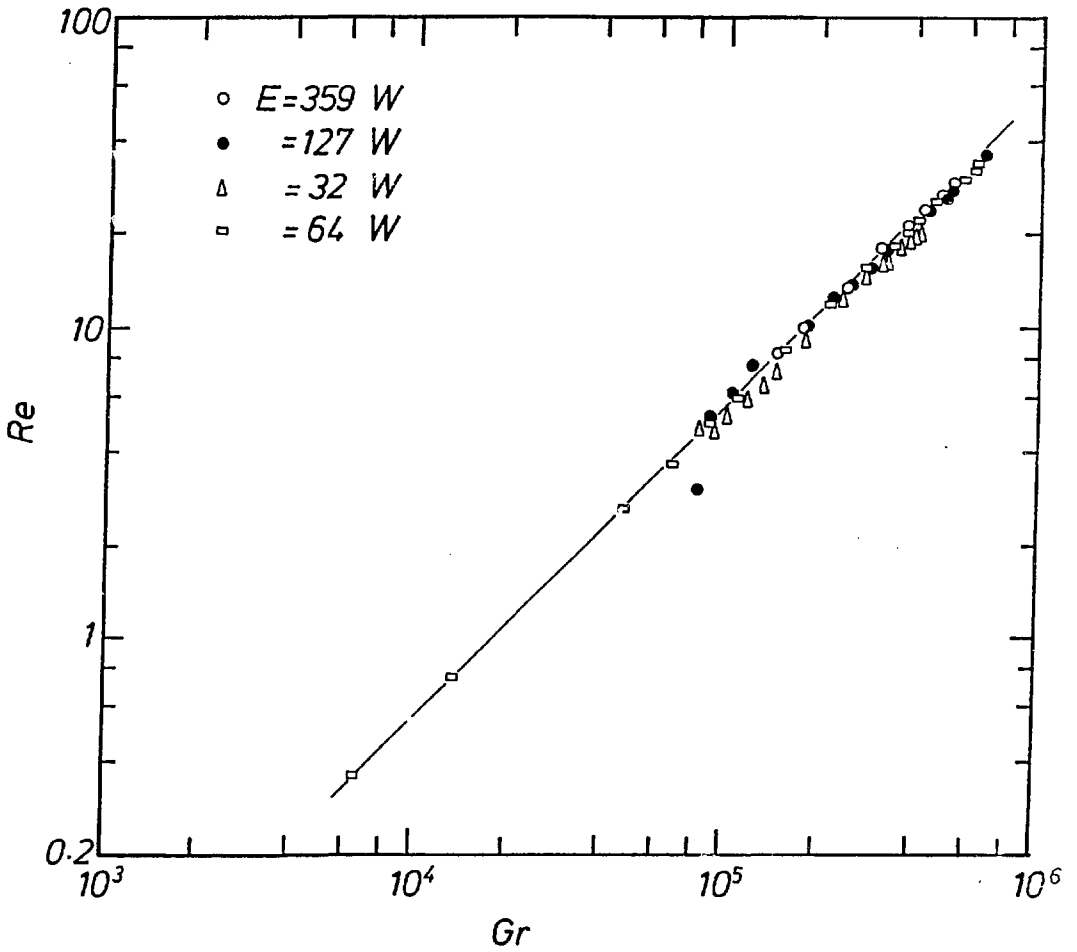


Fig. 9 Plot of Reynolds number against Grashof number for natural convection

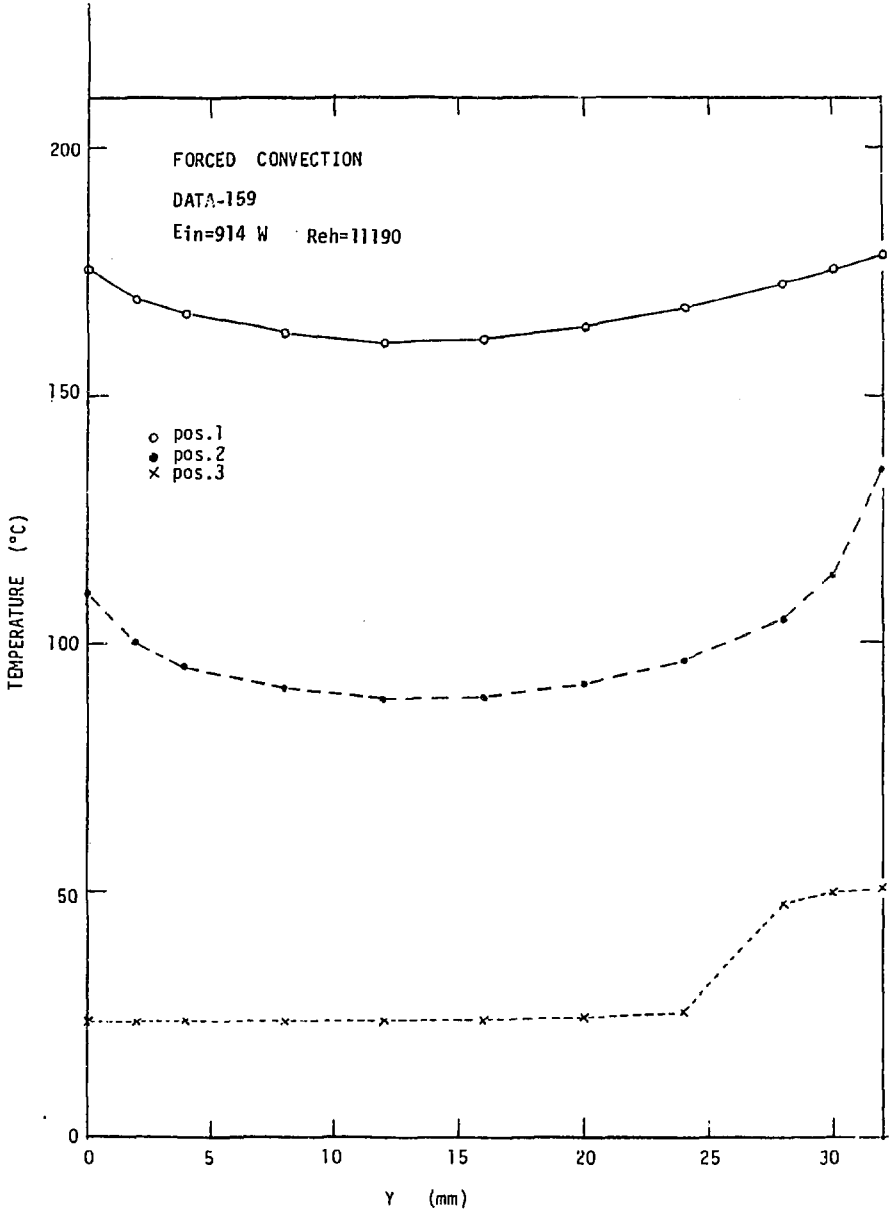


Fig. 10 Fluid temperature distributions across heated channel for case of forced convection (downward flow). $E_{in}=914 \text{ W}$, $Re_H=11190$

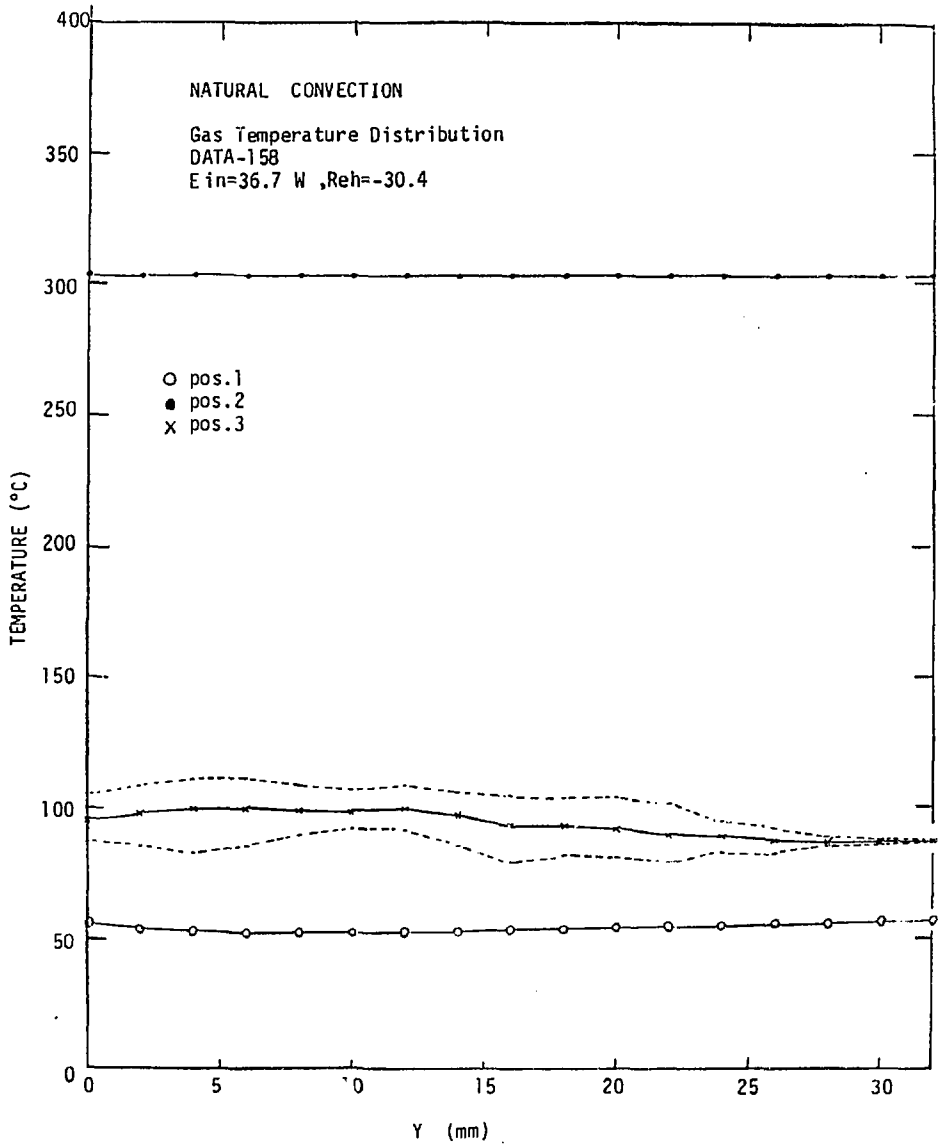


Fig. 11 Fluid temperature distributions across heated channel for case of natural convection (upward flow). $E_{in}=36.7 \text{ W}$, $Re_h=-30.4$

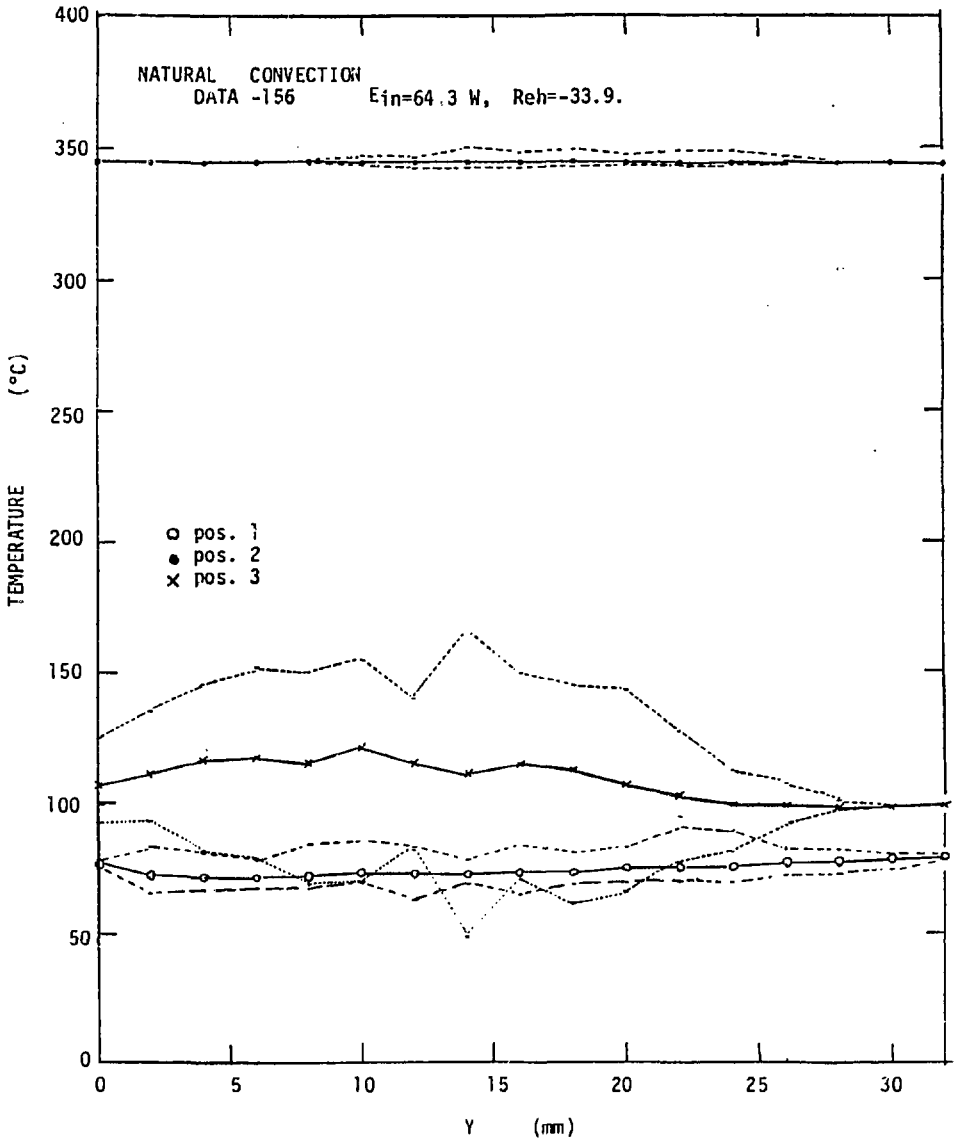


Fig. 12 Fluid temperature distributions across heated channel for case of natural convection (upward flow). $E_{in}=64.3$ W, $Re_H=-33.9$

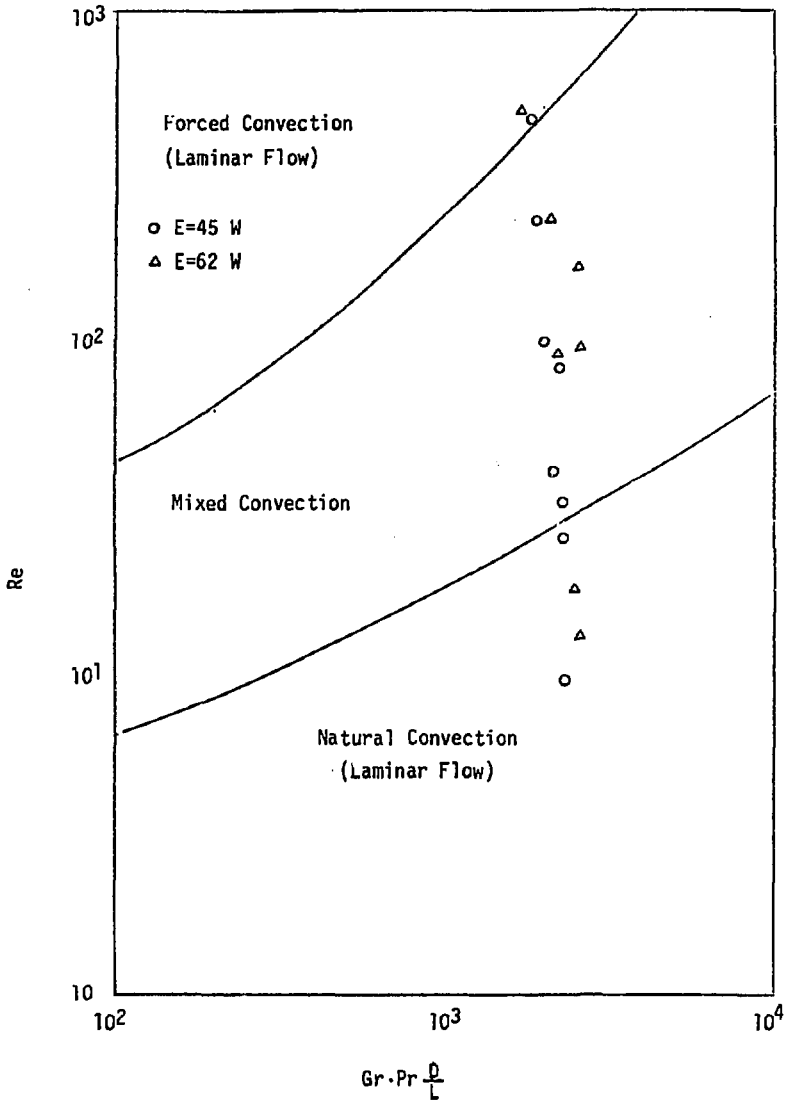


Fig.13 Flow regime map with experimental conditions of the present study

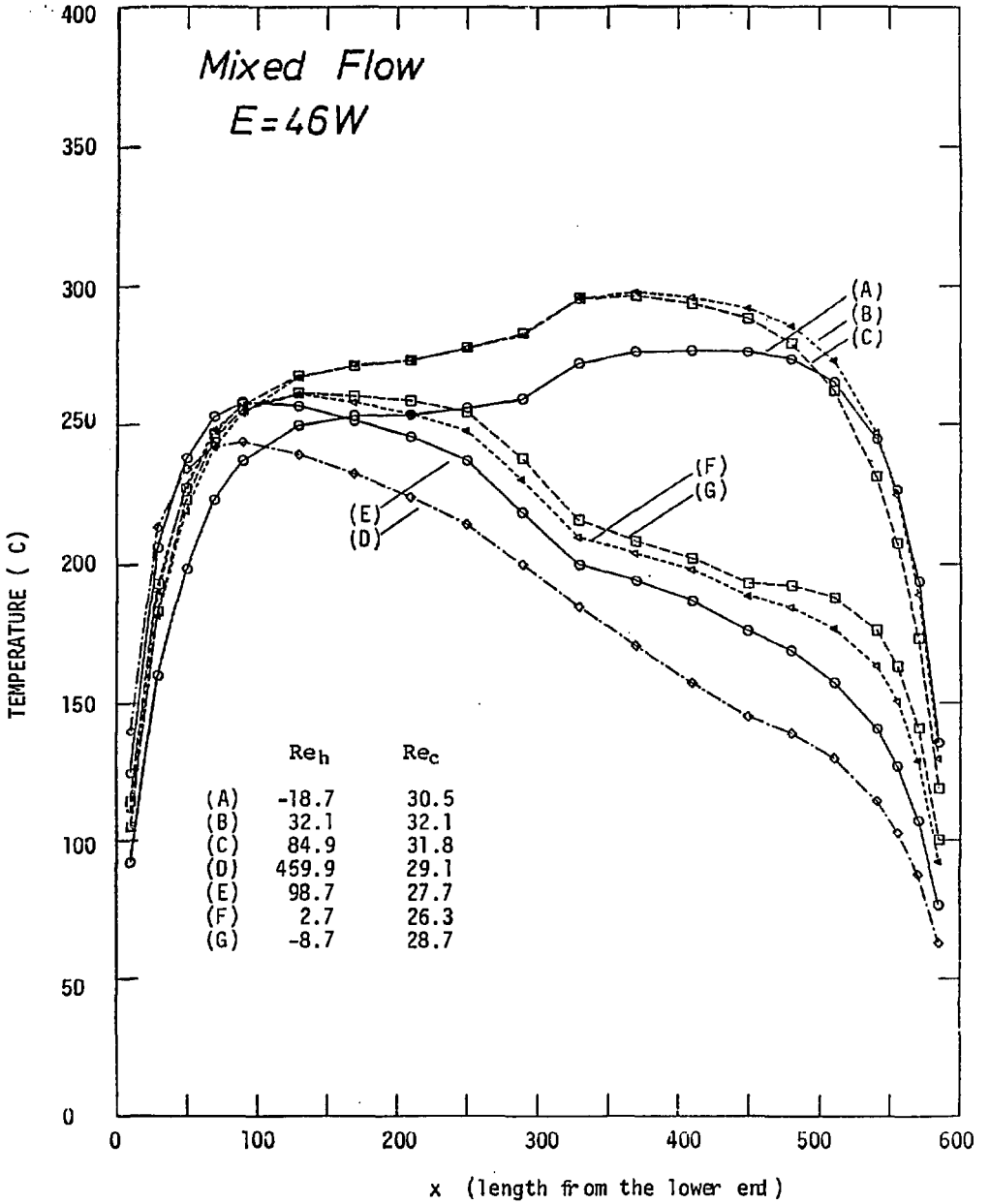


Fig. 14 Wall temperature distributions for mixed convection with $E_{in}=46 W$.
Forced convection flow rate was increased at first, and then decreased

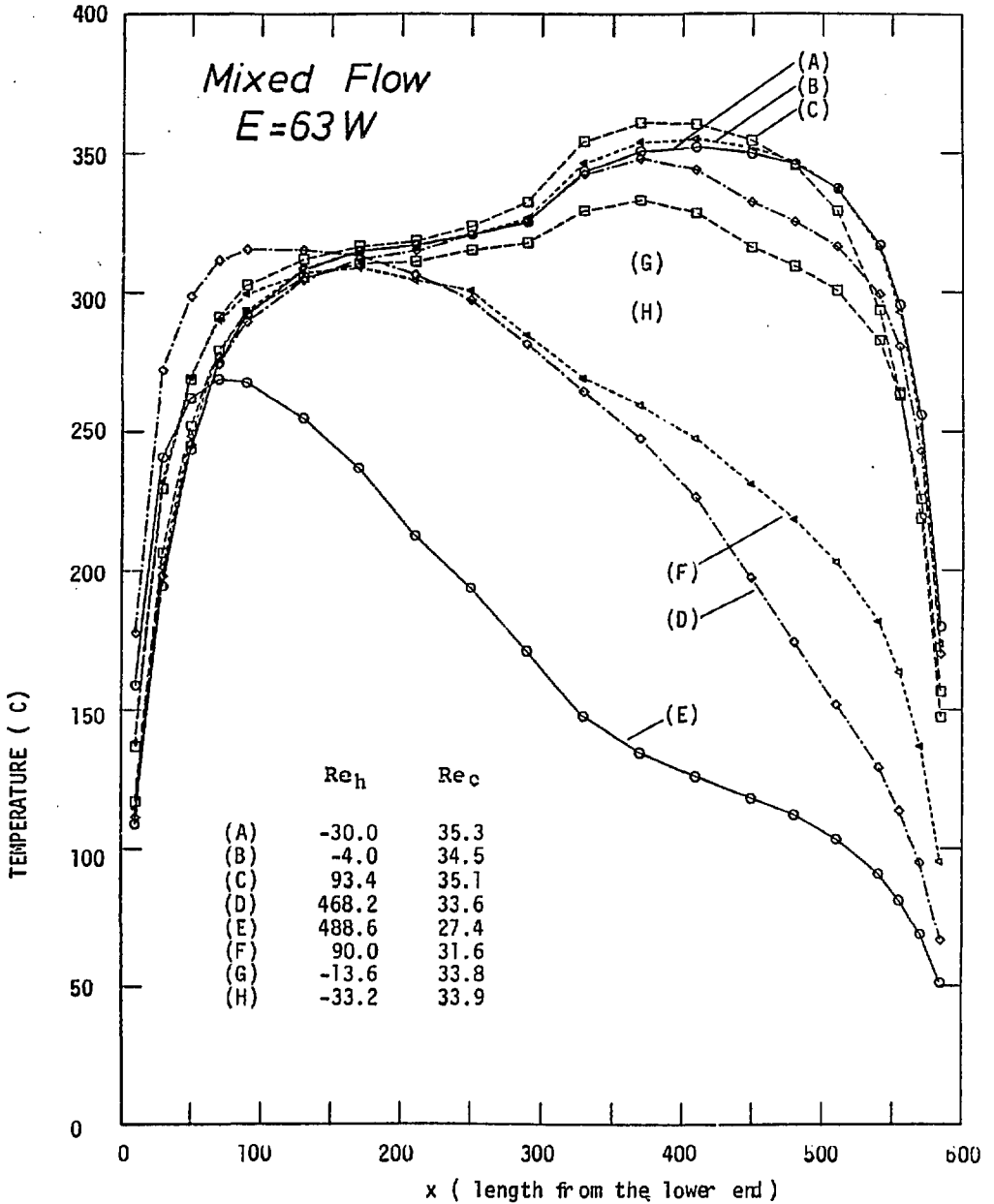


Fig. 15 Wall temperature distributions for mixed flow convection with $E_{in} = 63$ W. Forced convection flow rate was increased at first and then decreased

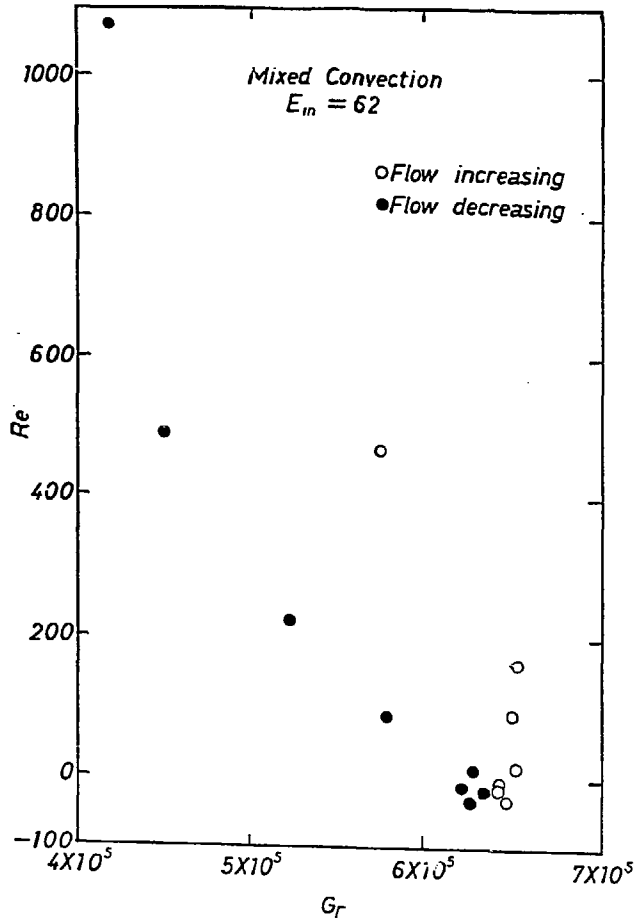


Fig. 16 Relation between Reynolds number Re_h and Grashof number Gr for case of mixed convection with $E_{in}=62.1$ W

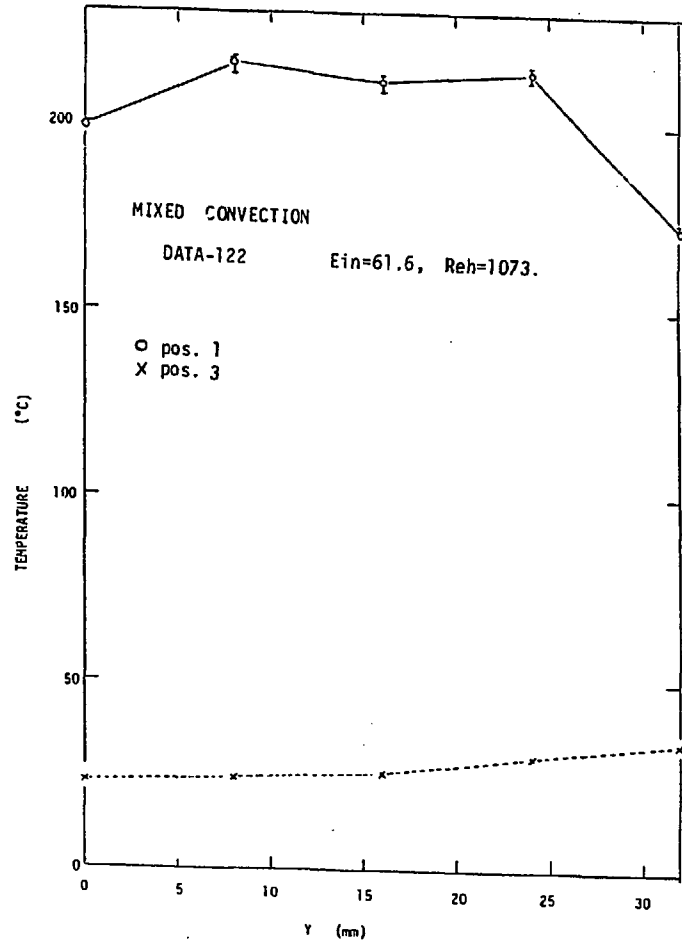


Fig. 17 Fluid temperature distributions across heated channel for mixed convection. $E_{in}=61.6$ W, $Re_h=1073$

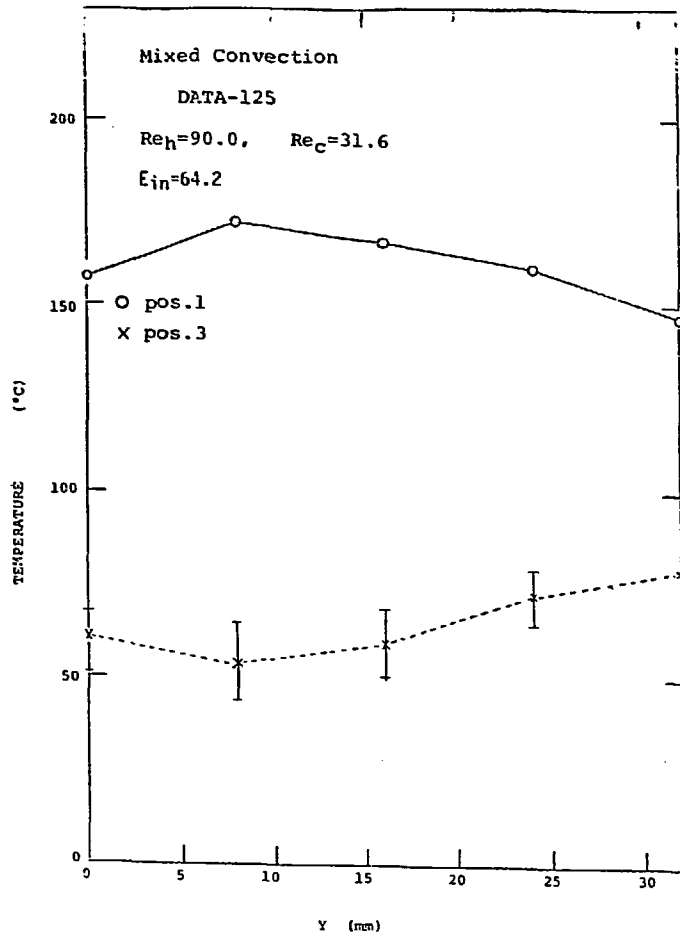


Fig. 18 Fluid temperature distributions across heated channel for mixed convection.
 $E_{in}=64.2$ W, $Re_h=90.0$

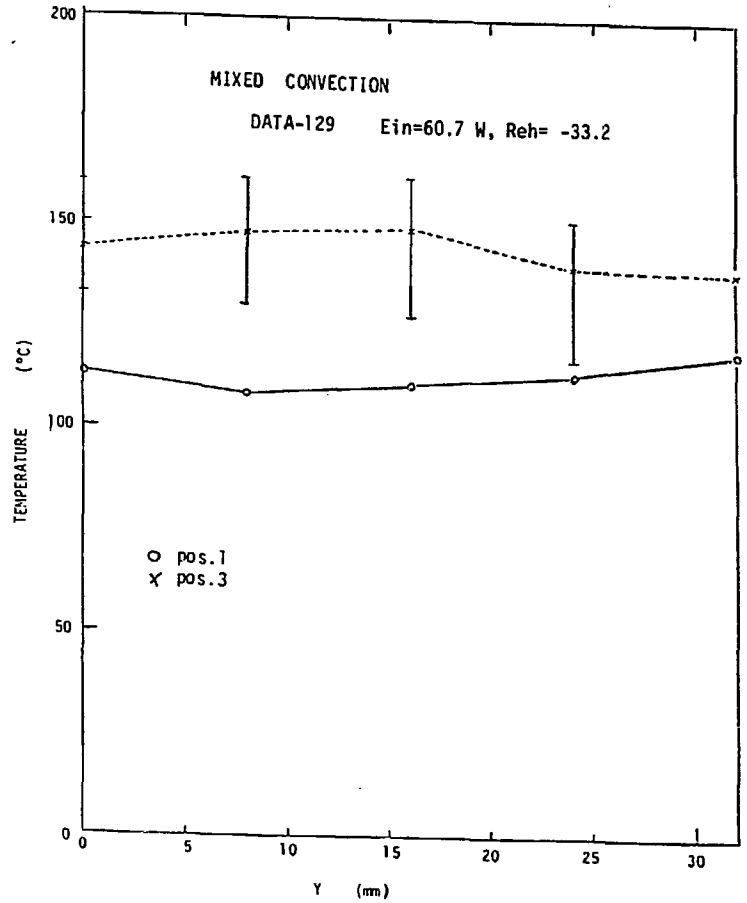


Fig. 19 Fluid temperature distributions across heated channel for mixed convection.
 $E_{in}=60.7$ W, $Re_h=-33.2$.

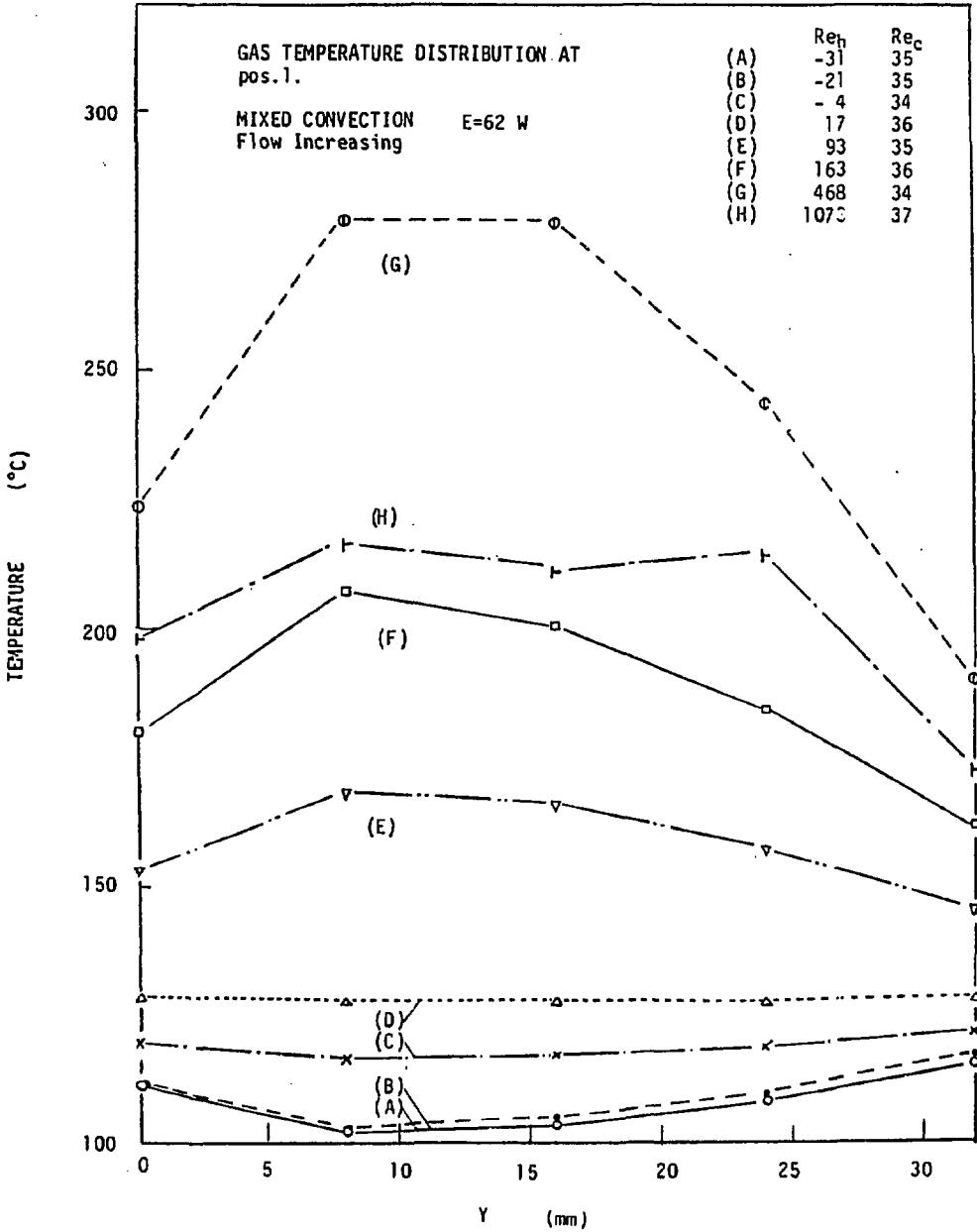


Fig. 20 Fluid temperature distributions across heated channel at position 1 for mixed convection with increasing flow rate at $E_{in}=62 \text{ W}$

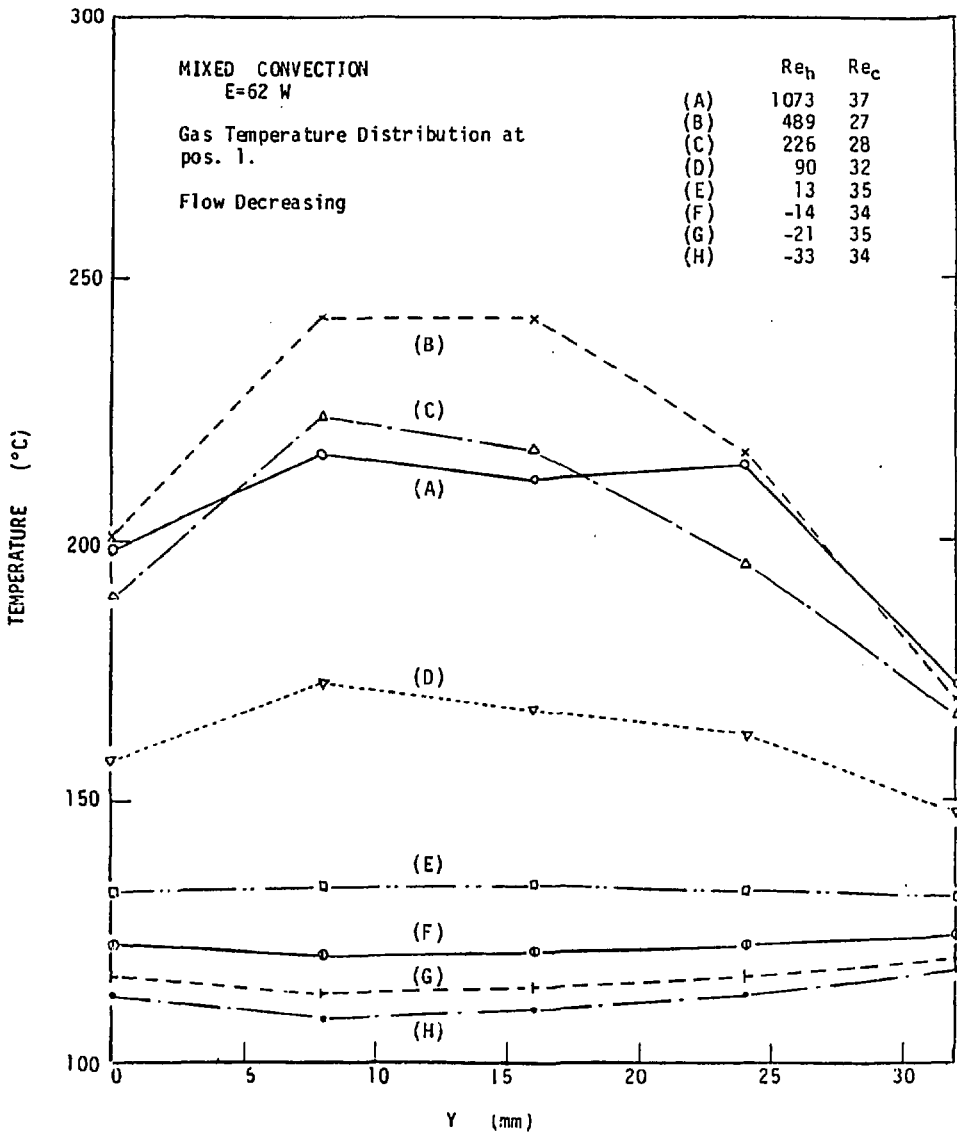


Fig. 21 Fluid temperature distributions across heated channel at position 1 for mixed convection with decreasing flow rate at $E_{in}=62$ W

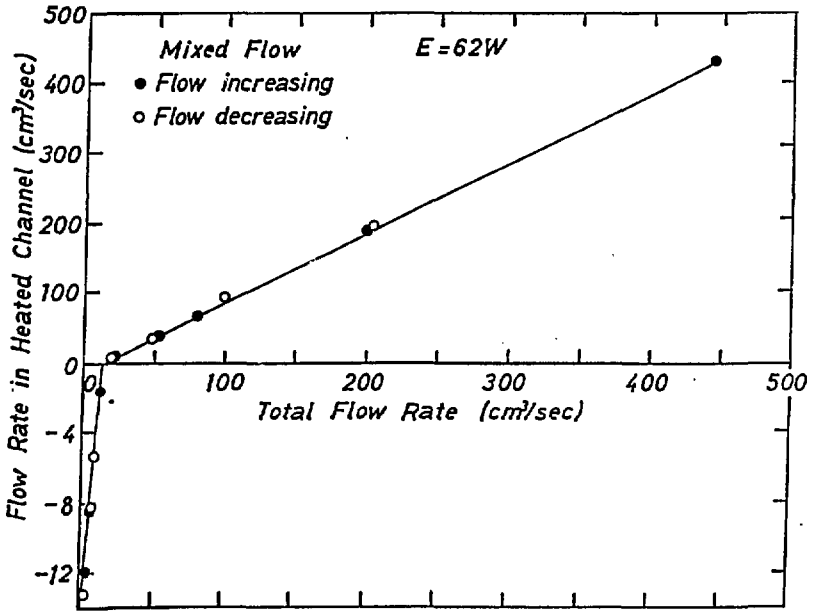


Fig. 22 Relation between total flow rate and flow rate in heated channel in the presence of weak forced convection with $E_{in}=62 W$

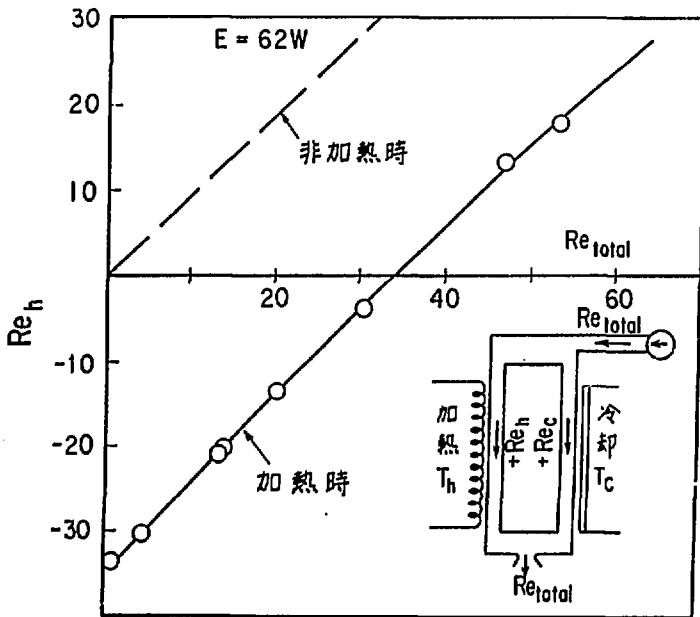


Fig. 23 Re-plot of figure 20 using Reynolds numbers