

JAERI - M  
88-075

垂直矩形流路における  
共存対流熱伝達に関する実験的研究  
(第2報, 流路ギャップ2.5mmの場合)

1988年3月

薄井 徹\*・神永 雅紀・数土 幸夫

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, 1988

編集兼発行 日本原子力研究所  
印刷 いばらき印刷㈱

垂直矩形流路における共存対流熱伝達に関する実験的研究  
(第2報, 流路ギャップ 2.5 mm の場合)

日本原子力研究所東海研究所研究炉管理部  
薄井 徹\*・神永雅紀・数土幸夫†

(1988年3月1日受理)

JRR-3 改造炉の安全評価で想定した異常な過渡変化および事故時には、強制対流による下向流の流速が低下し、流速零を経過した後、自然循環による上昇流となる場合がある。このような流れの逆転が生じるときのように強制対流の流速が小さい場合、自由対流と強制対流とが共存する、いわゆる共存対流場が出現する。このような条件下の燃料板からの除熱量を適切に評価するためには、燃料要素のサブチャンネルのような狭い流路内での共存対流熱伝達特性の把握が不可欠となる。

そこで垂直矩形流路の流路ギャップを、JRR-3 改造炉の標準型燃料要素のサブチャンネルの流路ギャップ (2.28 mm) に極めて近い 2.5 mm として伝熱実験を行った。実験結果に基づき自由対流領域、共存対流領域および強制対流領域にわたって狭い垂直矩形流路に適用することのできる熱伝達相関式を導出するとともに、無次元数  $Gr_x / Re_x^{21/8} Pr^{1/2}$  を用いて共存対流領域の範囲を定めた。とくに狭い流路中の共存対流場においては、平板に沿う流れの共存対流場と比較すると、境界層の発達に起因する主流の加速による伝熱促進効果の方が浮力の効果より大きいことが明らかとなった。

Experimental Study of Mixed Convective Heat Transfer  
in Narrow Vertical Rectangular Channel  
(Second Report, with water gap of 2.5 mm)

Tohru USUI\*, Masanori KAMINAGA and Yukio SUDO<sup>+</sup>

Department of Research Reactor Operation  
Tokai Research Establishment  
Japan Atomic Energy Research Institute  
Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken

(Received March 1, 1988)

During some anticipated operational occurrences and accident conditions, which were postulated in the JRR-3 safety assessment, there is a case that core flow decreases from steady-state downward forced convective flow to zero flow and at last becomes upward flow due to the natural circulation induced between the core and the reactor pool, that is, core flow reversal occurs. During the core flow reversal, the mixed convective heat transfer becomes significant. In this case it is important to understand the heat transfer characteristics of the mixed convection to evaluate the heat transfer of the fuel plates.

To investigate the heat transfer characteristics of the mixed convection, heat transfer experiments were carried out using a vertical rectangular channel with water gap of 2.5 mm, which was nearly equal to that of the subchannels of the standard fuel elements of the upgraded JRR-3. In conclusion the heat transfer correlations which can be applied for a narrow vertical channel in free, mixed and forced convections were obtained. The range of the mixed convection region was identified by the non dimensional parameter  $Gr_x/Re_x^{21/8}Pr^{1/2}$ . It was confirmed that in the mixed convection in a narrow channel, the influence of the acceleration of the main flow owing to the development of the boundary layer played a important part in the promotion of the heat transfer, compared with the case along a flat plate or in a wide channel.

---

<sup>+</sup> Department of Power Reactor Projects

\* On leave from NIPPON KOKAN K.K.

Keywords: Combined Convection (mixed convection), Natural Convection (free convection), Forced Convection, Research Reactor, JRR-3, Rectangular Channel, Heat Transfer, Safety Analysis

## 目 次

1. 序 .....	1
2. 実験装置および方法 .....	2
2.1 実験装置 .....	2
2.2 実験方法および条件 .....	3
2.3 諸数値の算出 .....	3
3. 実験データの整理 .....	9
3.1 $Nu_x$ vs. $Re_x$ .....	9
3.2 $Nu_x$ vs. $Ra_x^*$ .....	9
3.3 無次元整理法 .....	10
3.4 $Nu/Nu_{ft}$ vs. $Gr/Re^{21/8} Pr^{1/2}$ .....	11
3.5 $Nu_x/Nu_{x,ft}$ vs. $Gr_x/Re_x^{21/8} Pr^{1/2}$ .....	11
3.6 $Nu_x/Nu_{x,nt}$ vs. $Gr_x/Re_x^{21/8} Pr^{1/2}$ .....	12
4. 実験結果の検討 .....	19
4.1 強制対流領域の熱伝達 .....	19
4.2 自由対流領域の熱伝達 .....	20
4.3 遷移領域の熱伝達 .....	21
4.4 遷移領域と共存対流領域 .....	22
4.5 共存対流から自由対流への移行 .....	22
4.6 従来の実験結果との比較 .....	23
5. 結 論 .....	38
謝 辞 .....	38
参考文献 .....	39

## Contents

1. Introduction .....	1
2. Apparatus and Procedures of Experiment .....	2
2.1 Apparatus .....	2
2.2 Procedures and Conditions of Experiment .....	3
2.3 Calculation of Values .....	3
3. Correlation of Data .....	9
3.1 $Nu_x$ vs. $Re_x$ .....	9
3.2 $Nu_x$ vs. $Ra_x^*$ .....	9
3.3 Heat Transfer Correlations .....	10
3.4 $Nu/Nu_{ft}$ vs. $Gr/Re^{21/8} Pr^{1/2}$ .....	11
3.5 $Nu_x/Nu_{x,ft}$ vs. $Gr_x/Re_x^{21/8} Pr^{1/2}$ .....	11
3.6 $Nu_x/Nu_{x,nt}$ vs. $Gr_x/Re_x^{21/8} Pr^{1/2}$ .....	12
4. Discussions .....	19
4.1 Heat Transfer Characteristics in Forced Convection Region .	19
4.2 Heat Transfer Characteristics in Free Convection Region ..	20
4.3 Heat Transfer Characteristics in Transition Region .....	21
4.4 Transition Region and Combined Forced and Free Convection Region .....	22
4.5 Boundary between Combined Forced and Free Convection Region and Free Convection Region .....	22
4.6 Comparison with Previous Works .....	23
5. Conclusions .....	38
Acknowledgement .....	38
References .....	39

## 1. 序

JRR-3 改造炉の安全評価で想定した異常な過渡変化および事故時には、炉心内の冷却材の流れに関して、強制対流による定常の下向流から流速が低下し、流速零を経過した後、自然循環による上昇流となる場合<sup>(1)</sup>がある。すなわち、流れの向きの逆転が生じ、この過程において強制対流による流速が低下し、自由対流と強制対流とが共存する、いわゆる共存対流場があらわれる。

共存対流場の対流熱伝達に関しては、Eckert ら<sup>(2)</sup>、Kenning ら<sup>(3)</sup>、Jackson ら<sup>(4)</sup>および北村ら<sup>(5)(6)</sup>の実験がある。Eckert らの実験は内径 590 mm の円管、Kenning らの実験は内径 33.1 mm の円管、Jackson らの実験は内径 98.4 mm の円管についてそれぞれ行われている。一方北村らの実験は 300 mm × 300 mm の矩形断面流路について行われている。このように彼らの実験は、研究炉の安全解析で対象とする流路と比較して、その断面形状が著しく異なり、また寸法も比較的大きな流路について行われている。そこで比較的狭い流路における共存対流場の熱伝達特性（熱伝達相関式および上昇流・下向流の相違）を実験的に明らかにするのが、本研究の目的である。

筆者らは既報<sup>(7)(14)</sup>において、従来の研究で対象とされてきた流路と比較して、その断面（流路幅 50 mm、流路ギャップ 18 mm）が狭い矩形流路を用いて行った実験結果を報告した。本報においては、その矩形流路の流路ギャップをさらに狭め、JRR-3 改造炉に用いられる標準型燃料要素のサブチャンネルの流路ギャップ 2.28 mm に近い 2.5 mm に設定して行った実験結果を報告する。



## 2. 実験装置および方法

### 2.1 実験装置

本実験に使用した実験装置は、JRR-3 モックアップ試験建屋内に設置されている対向燃料板間熱流動試験装置である。ループの系統図を Fig. 2.1 に示す。装置は図に示す試験部と配管のほか、電源設備および計測系とから構成されている。

試験部は JRR-3 改造炉の標準型燃料要素のサブチャンネルを模擬した垂直で矩形断面をもつ試験流路、上部プレナムおよび下部プレナムから構成されている。試験流路には発熱体を取り付けられており、直接通電することにより、流路内を流れる冷却材を加熱できる。

配管系はタンク、循環ポンプ、流量調整用バルブ、浮子式流量計および上昇流・下向流切り換えバルブ（以下切り換えバルブと略す）から構成されている。冷却材は循環ポンプにより循環され、切り換えバルブの操作により試験流路を冷却材が上向きあるいは下向きに流れるような設定が可能である。Fig. 2.1 には、それぞれの設定時の冷却材の流れる経路を矢印で示している。

電源設備は試験流路に取り付けた発熱体に直流電流を供給する。

計測系により発熱体、上・下プレナムおよびタンクに取り付けられた熱電対の熱起電力を、デジタルボルトメータを介してパーソナルコンピュータにより自動計測する。

試験部の詳細を Fig. 2.2 に示す。左はその全体図、右はその試験流路部分の断面図である。流路の断面形状は、流路幅 50mm、流路ギャップ 2.5mm と極めて細長い矩形である。流路長さは 750mm である。

流路の長辺 2 面に取り付けられた発熱体の寸法は幅 40mm、厚さ 1mm、長さ 750mm、でその材質はインコネル 600 である。発熱体の裏側には外径 0.5mm の非接地型シーす熱電対 (K 熱電対) が 30 本ろう付けされており、発熱体の流れ方向の温度分布が計測できる。これらの熱電対は温度分布の測定のほかに、加熱面温度のモニタにも使用した。熱電対は下部プレナムの熱電対取出口から試験部を出て、熱電対中継ボックス、氷点式基準接点を経てデジタルボルトメータに接続されている。さらに上・下プレナムには冷却材出入口温度計測用の熱電対がそう入されている。一方流路の短辺 2 面はポリカーボネイト製の観察窓により構成されており、流動状況の観測や、沸騰開始の確認ができる。

試験部発熱体、上・下プレナムおよびタンクに装着された熱電対の熱起電力は、2 台のデジタルボルトメータで AD 変換されたのちパーソナルコンピュータに取り込まれる。これにもとづき加熱面温度や局所熱伝達係数などがただちに算出される。モニタ用の熱電対はペンレコーダに接続され、加熱面温度の監視および定常状態の判定に使用している。

## 2.2 実験方法および条件

本実験において計測を行なった項目を以下に示す。

- i) タンクにおける冷却材温度
- ii) 上部プレナムにおける冷却材温度（流路入口または出口冷却材温度）
- iii) 下部プレナムにおける冷却材温度（流路入口または出口冷却材温度）
- iv) 発熱体温度
- v) 発熱体に供給された電力（発熱体熱流束）
- vi) 冷却材の容積流量（冷却材流速）

所定の冷却材流速および発熱体熱流束を設定したのち、試験装置各部温度が定常となったことを確認して以上の計測を行った。流路入口および出口冷却材温度の測定に基づく冷却材の流路出入口間における温度差と、投入電力と冷却材流速から算出したそれとの間に10%以上のひらきがある場合、そのデータは熱バランスが取れていないもの、あるいは大気への放熱の影響が大きいものとして、採用しないこととした。

本実験の実験条件を Table 2.1 にまとめて示す。試験流路の寸法は前述の通りである。加熱方法は、2枚の発熱体いずれも通電加熱する両面加熱を行っている。冷却材には軽水を使用した。圧力は大気圧、試験流路入口温度は約20℃である。試験流路の流れの向きは、上昇流および下向流について実験を行っている。質量速度および熱流束範囲は Table 2.1 に示す通りである。

本実験の各々のデータの条件設定を、縦軸に熱流束  $q$  ( $W/m^2$ ) 横軸に試験流路入口冷却材流速  $u_1$  ( $m/s$ ) をとったグラフ上に表わしたものが Fig. 2.3 である。条件設定の限界は主に以下に挙げる条件により決定される。

- i) 熱流束の減少あるいは冷却材流速の増加に伴う加熱面温度の低下による温度測定精度の低下
- ii) 核沸騰の開始

## 2.3 諸数値の算出

発熱体は均一に発熱するものと考え、次式によって算出される値  $q$  を各発熱体の熱流束とした。

$$q = \frac{1000 Q}{\ell b'} \quad (W/m^2) \quad (2.1)$$

ただし、 $Q$  は各発熱体に供給される熱量 (kW)、 $\ell$  は発熱体長さ (m) および  $b'$  は発熱体幅 (m) である。

バルク温度  $T_{Bx}$  および膜温度  $T_{Fx}$  は、それぞれ次に示すように定義した。

$$T_{Bx} = T_1 + \frac{x(T_2 - T_1)}{\ell} \quad (K) \quad (2.2)$$

$$T_{Fx} = \frac{T_{wx} + T_{Bx}}{2} \quad (K) \quad (2.3)$$

ただし、 $T_1$  は冷却材入口温度 (K)、 $T_2$  は同出口温度 (K)、 $x$  は流路入口からの距離 (m) および  $T_{wx}$  は  $x$  の位置における発熱体表面温度 (K) である。

以下の検討で用いた局所熱伝達係数は、次式で定義される。

$$h_x = \frac{q}{T_{wx} - T_{Bx}} \quad (\text{W/m}^2\text{k}) \quad (2.4)$$

冷却材流速  $u_1$  は次式で算出した。

$$u_1 = \frac{V}{b \delta} \quad (\text{m/s}) \quad (2.5)$$

ただし、 $V$  は冷却材容積流量 ( $\text{m}^3/\text{s}$ )、 $\delta$  は流路ギャップ (m) および  $b$  は流路幅 (m) である。以上で得られた諸量から、各種無次元数を次に挙げるように計算した。

$$\text{レイノルズ数: } Re = \frac{u_1 de}{\nu}$$

$$\text{局所レイノルズ数: } Re_x = \frac{u_1 x}{\nu}$$

$$\text{グラスホフ数: } Gr_x = \frac{g \beta (T_w - T_B) x^3}{\nu^2}$$

$$\text{修正グラスホフ数: } Gr_x^* = \frac{g \beta q x^4}{\lambda \nu^2}$$

$$\text{修正レイレイ数: } Ra_x^* = Gr_x^* \cdot Pr$$

$$\text{ヌセルト数: } Nu = \frac{h de}{\lambda}$$

$$\text{局所ヌセルト数: } Nu_x = \frac{h x}{\lambda}$$

ただし、 $de$  は流路の等価水力直径 (m)、 $\nu$  は動粘性係数 ( $\text{m}^2/\text{s}$ )、 $g$  は重力加速度 ( $\text{m}/\text{s}^2$ )、 $\beta$  は体膨脹係数 ( $1/\text{K}$ )、 $\lambda$  は熱伝導率 ( $\text{W}/\text{mK}$ )、 $Pr$  はプラントル数 (-) である。

物性値<sup>(8)</sup>の  $\beta$ 、 $\nu$ 、 $\lambda$  および  $Pr$  についてはバルク温度  $T_{Bx}$  における値を用いて評価した。

Table 2.1 Experimental Conditions

Flow Channel	750mm long $\times$ 50mm wide $\times$ 2.5mm gap
Heating plate	750mm long $\times$ 40mm wide $\times$ 1mm thick
Heating Mode	Heated from both sides
Coolant	Water
Pressure	0.1MPa
Flow Direction	Upward and Downward forced convective flows
Mass Flux	$1.2 \times 10^1 \sim 6.0 \times 10^3$ kg/m <sup>2</sup> s
Heat Flux	$1.6 \times 10^3 \sim 4.7 \times 10^5$ W/m <sup>2</sup>
Inlet Water Temperature	283~303K

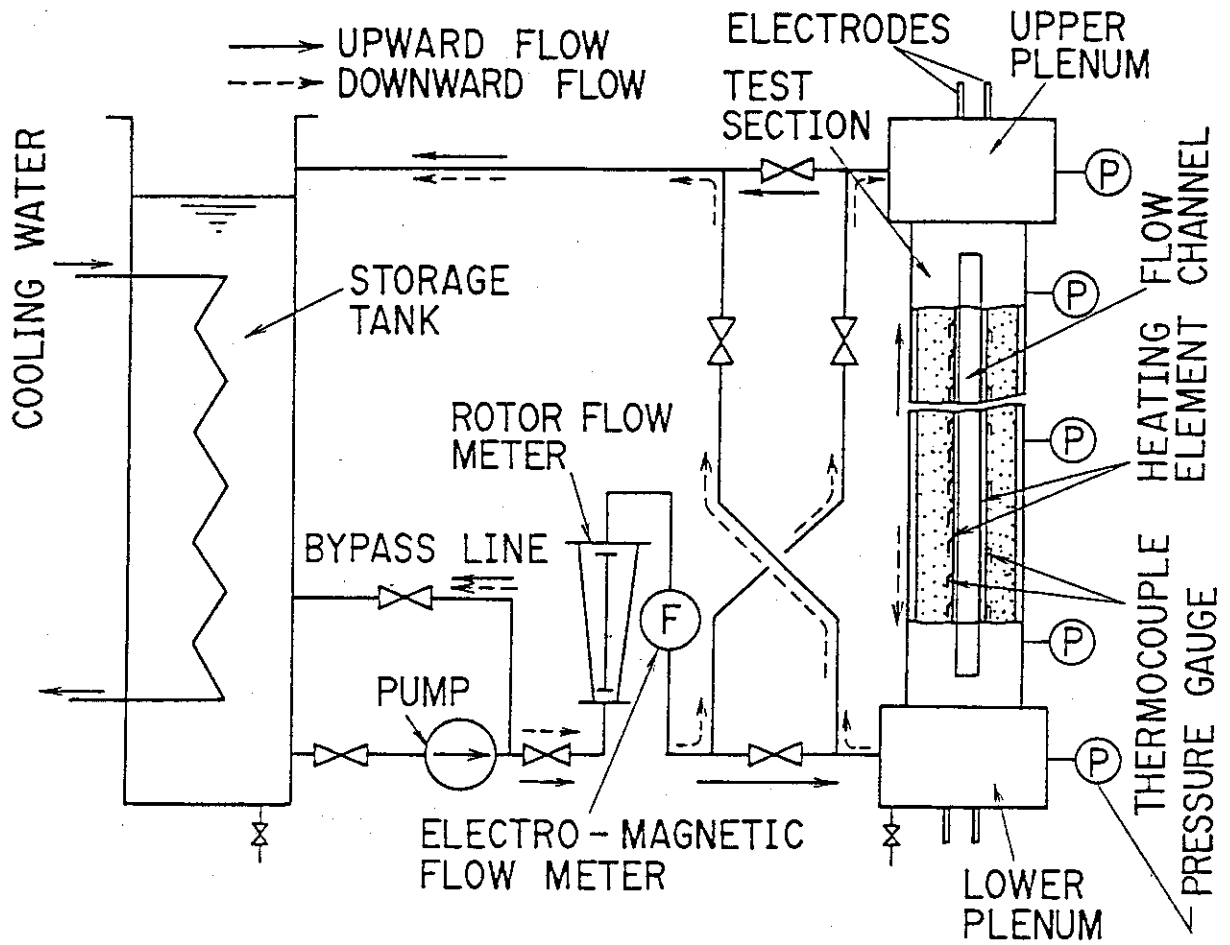


Fig. 2.1 Schematic diagram of test rig

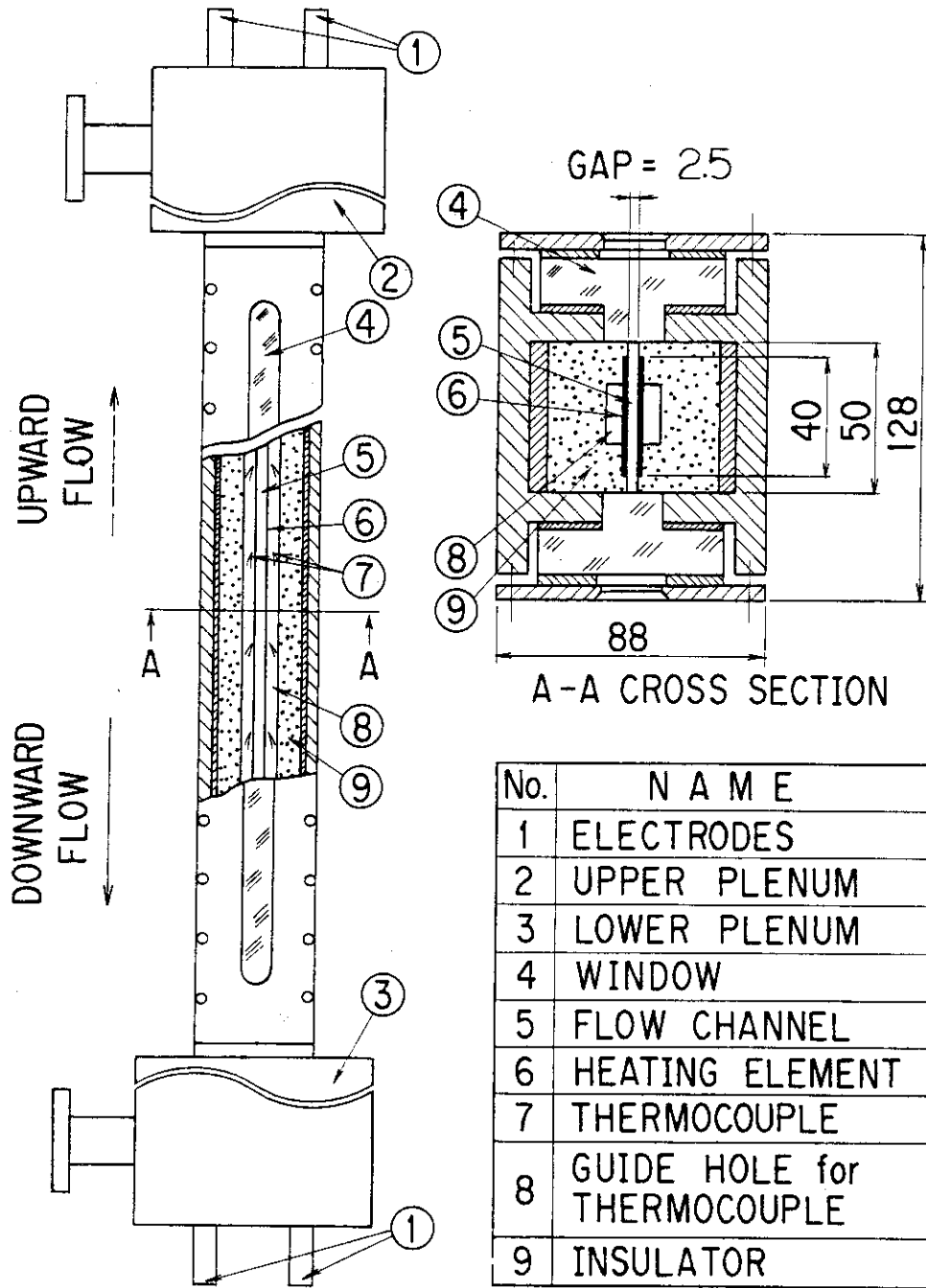


Fig. 2.2 Test section

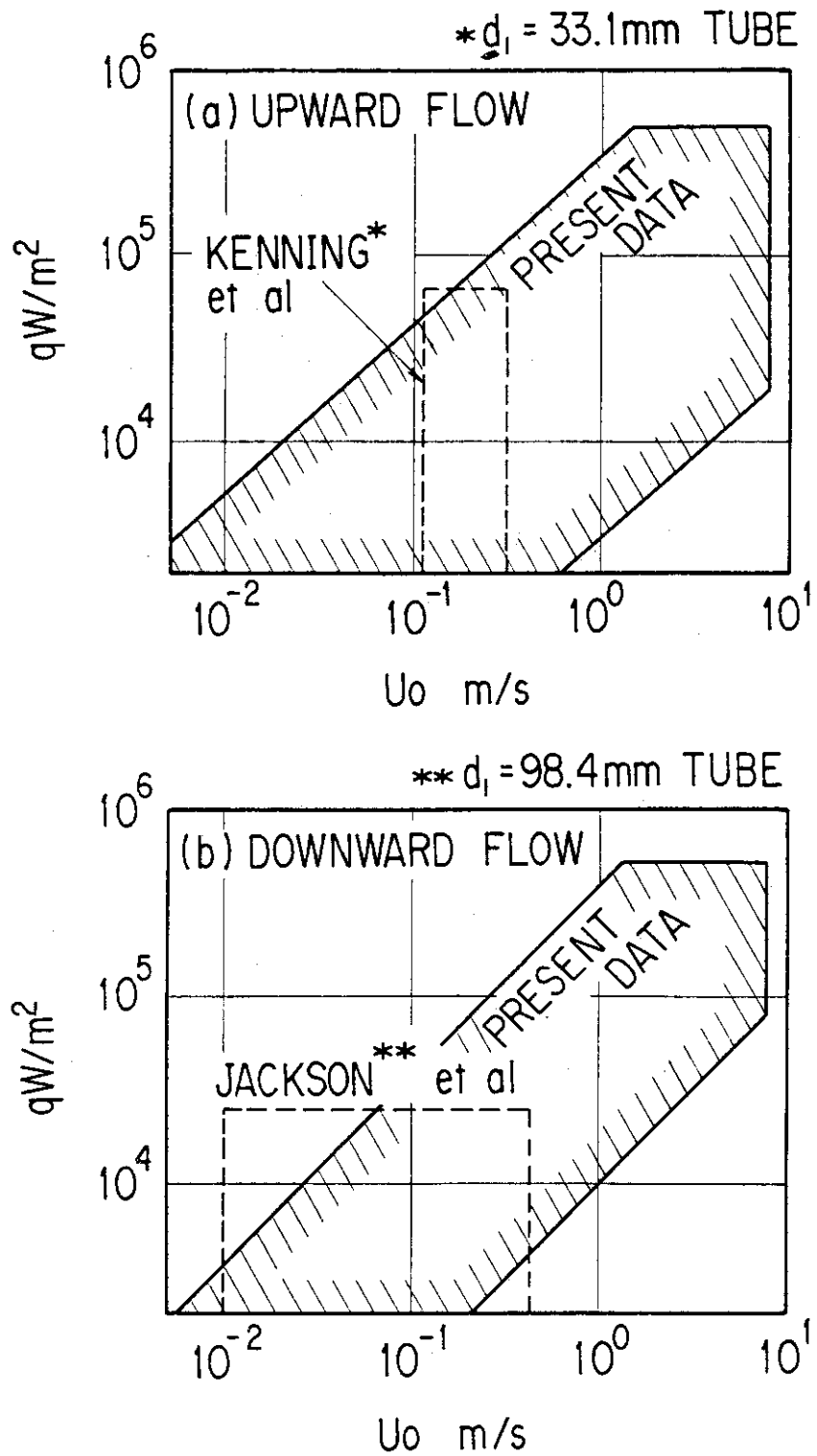


Fig. 2.3 Range of present experiment

### 3. 実験データの整理

#### 3.1 $Nu_x$ vs. $Re_x$

Fig. 3.1 は、強制対流が上昇流の場合の実験データを、縦軸に  $Nu_x$ 、横軸に  $Re_x$  をとり示したものである。データは、ほぼ同一の  $Ra_x^*$  ごとに、異なったシンボルを用いて示した。比較のため、以下に示す従来提案された熱伝達相関式による評価値を加えてある。

(平板に沿う強制対流乱流熱伝達に関して)<sup>(9)</sup>

$$Nu_x = 0.0296 Re_x^{0.8} Pr / \left\{ 1 + 1.54 Pr^{-1/4} Re_x^{-0.1} (Pr - 1) \right\} \quad (3.1)$$

(平板に沿う強制対流層流熱伝達に関して)<sup>(9)</sup>

$$Nu_x = 0.458 Re_x^{1/2} Pr^{1/3} \quad (3.2)$$

(垂直平板に沿う自由対流乱流熱伝達に関して)<sup>(10)</sup>

$$Nu_x = 0.568 Ra_x^{*0.22} \quad (3.3)$$

実験データは、 $Re_x$  が増加するにつれ、 $Ra_x^*$  の影響が減少してゆき、乱流強制対流熱伝達相関式(式(3.1))で評価された  $Nu_x$  に収束して行く傾向を示す。一方  $Re_x$  が減少するにつれ、 $Ra_x^*$  の影響があらわれ、それぞれの  $Ra_x^*$  から、乱流自由対流熱伝達相関式(式(3.3))で評価された  $Nu_x$  に近づいて行く傾向を示す。

Fig. 3.2 は、強制対流が下向流の場合の実験データを、Fig. 3.1 と同様に示したものである。同図からわかるように下向流の実験データも、上昇流のものと同じ傾向を示す。

#### 3.2 $Nu_x$ vs. $Ra_x^*$

Fig. 3.3 は、強制対流が上昇流の場合の実験データを、縦軸に  $Nu_x$ 、横軸に  $Ra_x^*$  をとり示したものである。データは、ほぼ同一の  $Re_x$  ごとに、異なったシンボルを用いて示した。比較のため式(3.1)、式(3.3)および以下に示す従来の熱伝達相関式による評価値を加えてある。

(垂直平板に沿う自由対流層流熱伝達に関して)<sup>(11)</sup>

$$Nu_x = 0.587 Ra_x^{*0.2} \quad (3.4)$$

実験データは、 $Ra_x^*$  が増加するにつれ、 $Re_x$  の影響が減少してゆき、乱流自由対流熱伝達相関式(式(3.3))で評価された  $Nu_x$  に収束してゆく傾向を示す。一方  $Ra_x^*$  が減少するにつれ、 $Re_x$  の影響があらわれ、それぞれの局所レイノルズ数  $Re_x$  から乱流強制対流熱伝達相関式(式(3.1))で評価された  $Nu_x$  に近づいてゆく傾向を示す。

Fig. 3.4 は、強制対流が下向流の場合の実験データを、Fig. 3.3 と同様に示したものである。同図からわかるように下向流の実験データも、上昇流のものと同じ傾向を示す。



### 3.3 無次元整理法

共存対流領域での実験データを整理するため提案された整理方法としては、Jackson らの方法<sup>(4)</sup> および数土らの方法<sup>(7)</sup>がある。

Jackson ら<sup>(4)</sup>は、内径 98.4 mm および全長 7000 mm の垂直加熱円管を用いて、水を下向流として行った熱伝達実験の結果にもとづき、共存対流領域の熱伝達相関式として次式を提案した。

$$\text{Nu}/\text{Nu}_{ft} = \{ 1 + 4500 \text{Gr}/(\text{Re}^{21/8} \text{Pr}^{1/2}) \}^{0.3} \quad (3.5)$$

ただし左辺分母の  $\text{Nu}_{ft}$  は充分発達した乱流強制対流に関する熱伝達相関式により評価されるヌセルト数で、Jackson らは以下に示す Petukhov-Kirrilov の式<sup>(4)</sup>を用いた。

$$\begin{aligned} \text{Nu}_{ft} &= (f/2) \text{Re} \text{Pr} / \{ 1.07 + 12.7 \sqrt{f/2} (\text{Pr}^{2/3} - 1) \} \\ f &= (3.64 \log_{10} \text{Re} - 3.28)^{-2} \end{aligned} \quad (3.6)$$

式 (3.5) により、強制対流領域、共存対流領域および自由対流領域にわたる広範囲な実験データを整理することができる。

数土ら<sup>(7)</sup>は、流路断面が 18 mm × 50 mm および全長 750 mm の垂直加熱矩形流路を用いて、水を上昇流および下向流とした場合の熱伝達実験を行なった。彼らの流路は、Jackson らのものと比べて等価水力直径が小さい。彼らはそこで得られた実験データを整理するために、式 (3.5) を修正した次式を提案した。

$$\text{Nu}_x/\text{Nu}_{x,ft} = \{ 1 + 4500 \text{Gr}_x/(\text{Re}_x^{21/8} \text{Pr}^{1/2}) \}^{0.3} \quad (3.7)$$

式 (3.5) との相違は、無次元数の中に現われる代表寸法として、等価水力直径  $d_e$  の代わりに流路入口からの距離  $x$  を採用した点と、これに伴い、左辺分母の  $\text{Nu}_{x,ft}$  を評価する熱伝達相関式として、式 (3.1) を用いるようにした点である。

また彼らは、自由対流の観点からも彼らの実験データの整理を試み、熱伝達相関式として式 (3.5) の他に次式を提案した。

$$\text{Nu}_x/\text{Nu}_{x,nt} = \{ 1 + 0.002 / (\text{Gr}_x / \text{Re}_x^{21/8} \text{Pr}^{1/2}) \}^{0.3} \quad (3.8)$$

代表寸法のとり方は、式 (3.7) と同じであるが、左辺分母の  $\text{Nu}_{x,nt}$  を評価する熱伝達相関式として式 (3.3) を用いる。

Fig. 3.5 は、式 (3.7) および式 (3.8) を、縦軸に  $\text{Nu}_x/\text{Nu}_{x,ft}$  あるいは  $\text{Nu}_x/\text{Nu}_{x,nt}$ 、横軸に  $\text{Gr}_x/\text{Re}_x^{21/8} \text{Pr}^{1/2}$  をそれぞれとり示したものである。ここで横軸にとった無次元パラメータは、浮力の効果 ( $\text{Gr}_x$ ) と強制対流の効果 ( $\text{Re}_x^{21/8} \text{Pr}^{1/2}$ ) の比であり、この値が大きいほど浮力の効果が相対的に大きく、一方小さいほど強制対流の効果が相対的に大きいことをあらわす。

式 (3.7) については、 $\text{Gr}_x/\text{Re}_x^{21/8} \text{Pr}^{1/2}$  が比較的小さい場合、 $\text{Nu}_x/\text{Nu}_{x,ft}$  はほぼ 1 である。 $\text{Gr}_x/\text{Re}_x^{21/8} \text{Pr}^{1/2}$  が  $10^{-4}$  をこえると、 $\text{Nu}_x/\text{Nu}_{x,ft}$  は 1 より大きくなり、 $\text{Gr}_x/\text{Re}_x^{21/8} \text{Pr}^{1/2}$  が増加するにつれその値は単調に増加する傾向を示す。

一方式 (3.8) については、 $\text{Gr}_x/\text{Re}_x^{21/8} \text{Pr}^{1/2}$  が比較的小さい場合  $\text{Nu}_x/\text{Nu}_{x,nt}$  は 1 より大きく、その値は  $\text{Gr}_x/\text{Re}_x^{21/8} \text{Pr}^{1/2}$  の増加に伴い単調に減少する。そして  $\text{Gr}_x/\text{Re}_x^{21/8} \text{Pr}^{1/2}$

が $10^{-2}$ をこえると、 $Nu_x / Nu_{x,nt}$  はほぼ1に漸近している。

以上の傾向から考えて、 $Gr_x / Re_x^{21/8} Pr^{1/2}$  が $10^{-4}$ 以下の領域では、その局所ヌセルト数が乱流強制対流熱伝達相関式で表わされることから強制対流の効果が顕著にあらわれ、一方 $10^{-2}$ をこえる領域では、それらが乱流自由対流熱伝達相関式で表わされることから自由対流の効果が顕著にあらわれているものと推察される。さらに、 $Gr_x / Re_x^{21/8} Pr^{1/2}$  が $10^{-4}$ をこえ、 $10^{-2}$ 以下で示される領域は、上で述べた強制対流が顕著な領域と、自由対流が顕著な領域との中間的な性質を示す一種の遷移領域となっている。

### 3.4 $Nu / Nu_{ft}$ vs. $Gr / Re^{21/8} Pr^{1/2}$

Fig. 3.6に、強制対流が上昇流の場合の実験データを、縦軸に $Nu / Nu_{ft}$ 、横軸に $Gr / Re^{21/8} Pr^{1/2}$ をとり示す。同図中には、比較のため式(3.5)による評価値もあわせて載せている。ただし、式(3.5)左辺分母の $Nu_{ft}$ は式(3.6)のかわりに次式で評価した。

$$Nu_{ft} = 0.023 Re^{0.8} Pr^{0.4} \quad (3.9)$$

各実験データは、その $Re$ により区分され、 $Re$ が $2 \times 10^3$ 以下のものは $\Delta$ で、 $Re$ が $2 \times 10^3$ をこえ $3 \times 10^3$ 以下のものを $\square$ で、また $Re$ が $3 \times 10^3$ をこえるものは $\circ$ で示されている。以上の区分は、強制対流における層流域、遷移域および乱流域にそれぞれ相当するが、本データには自由対流の効果が支配的な領域のものも含まれるため、ここではそれぞれの領域が層流域、遷移域および乱流域に対応するとは、必ずしも言うことはできない。

図によると、一般的に $Re$ が $2 \times 10^3$ 以下のデータは、 $Gr / Re^{21/8} Pr^{1/2}$ が比較的大きい領域に現われ、 $Re$ が $3 \times 10^3$ をこえるものは $Gr / Re^{21/8} Pr^{1/2}$ が比較的小さい領域に現われる傾向がみられる。 $Re$ が $2 \times 10^3$ 以下のデータは、本整理法においてはばらつきが比較的大きく、式(3.5)からも大きく外れている。このばらつきの原因は、本整理法において、局所熱伝達係数の流れ方向の変化が考慮されていないためと思われる。

一方 $Re$ が $3 \times 10^3$ をこえるデータは、ばらつきが比較的小さく、式(3.5)ともよく一致している。また $Re$ が $2 \times 10^3$ をこえ $3 \times 10^3$ 以下のデータは、式(3.5)を大きく下まわる傾向を示す。

Fig. 3.7はFig. 3.6と同じ整理法により、下向流のデータを示すものである。データの傾向はFig. 3.6で上昇流について述べたものと同じである。

以上、本整理方法では $Re$ が比較的大きく、 $Gr / Re^{21/8} Pr^{1/2}$ が比較的小さいデータを除くと、ばらつきが比較的大きい。

### 3.5 $Nu_x / Nu_{x,ft}$ vs. $Gr_x / Re_x^{21/8} Pr^{1/2}$

Fig. 3.8に、強制対流が上昇流の場合の実験データを、縦軸に $Nu_x / Nu_{x,ft}$ 、横軸に $Gr_x / Re_x^{21/8} Pr^{1/2}$ をとり示す。同図中には、比較のため式(3.7)による評価値もあわせて載せている。また各データの区分はFig. 3.6およびFig. 3.7のものと同じである。

本図においても、Fig. 3.6 および Fig. 3.7 と同様に、一般的に  $Re$  が  $2 \times 10^3$  以下のデータは  $Gr_x / Re_x^{21/8} Pr^{1/2}$  が比較的大きな領域にあらわれ、 $Re$  が  $3 \times 10^3$  以上のものは  $Gr_x / Re_x^{21/8} Pr^{1/2}$  が比較的小さい領域にあらわれる傾向がみられる。また本図においては、Fig. 3.6 の場合と比較して、データのばらつきは比較的小さく、式 (3.7) によってデータの傾向が大まかにあらわされている。これは本整理法においては、局所熱伝達係数の流れ方向の変化が若干考慮されているためと思われる。ただし逆に  $Re$  が  $3 \times 10^3$  以上のデータに関していえば、 $Nu_x / Nu_{x,t}$  の値は、式 (3.7) による評価値をやや上まわる傾向にある。また  $Re$  が  $2 \times 10^3$  をこえ  $3 \times 10^3$  以下のデータについては、Fig. 3.6 の場合と同じく式 (3.7) による評価値を下まわる傾向にある。

Fig. 3.9 は Fig. 3.8 と同じ方法により、下向流のデータを示したものである。データの傾向は Fig. 3.8 において上昇流について述べた傾向と同じである。

以上、本整理法により、本実験データの傾向を大まかに示すことができた。このことは、本実験のように流路ギャップが 2.5 mm と極めて狭い流路においても、3.3 節で述べたように、局所ヌセルト数が乱流強制対流熱伝達相関式で与えられるのは、 $Gr_x / Re_x^{21/8} Pr^{1/2}$  が  $10^{-4}$  以下の領域においてであることを示す。本報においては以降この領域を、強制対流領域と呼ぶ。

### 3.6 $Nu_x / Nu_{x,nt}$ vs. $Gr_x / Re_x^{21/8} Pr^{1/2}$

Fig. 3.10 に、強制対流が上昇流の場合の実験データを、縦軸に  $Nu_x / Nu_{x,nt}$ 、横軸に  $Gr_x / Re_x^{21/8} Pr^{1/2}$  をとり示す。同図中には、比較のため式 (3.8) による推定値もあわせて載せてある。各データの区分は Fig. 3.6 ~ Fig. 3.9 のものと同じである。

本図においては、Fig. 3.8 の場合と同様に、Fig. 3.6 の場合と比較して、データのばらつきが比較的小さく、式 (3.8) によりデータの傾向が大まかに示されている。

$Re$  が  $2 \times 10^3$  をこえ  $3 \times 10^3$  以下のデータについては、Fig. 3.6 ~ Fig. 3.9 の場合と同じく式 (3.8) による評価値を下まわる傾向を示す。

Fig. 3.11 は Fig. 3.10 と同じ方法により、下向流のデータを示したものである。データの傾向は Fig. 3.10 において上昇流について述べた傾向と同じである。

以上、Fig. 3.8 および Fig. 3.9 に示した整理法によるものと同様に、本整理法によっても、本実験データの傾向を大まかに示すことができた。このことは、本実験のように流路ギャップが 2.5 mm と極めて狭い流路においても、3.3 節で述べたように、局所ヌセルト数が乱流自由対流熱伝達相関式で与えられるのは、 $Gr_x / Re_x^{21/8} Pr^{1/2}$  が  $10^{-2}$  をこえる領域においてであることを示す。本報においては以降この領域を自由対流領域と呼ぶ。さらに、 $Gr_x / Re_x^{21/8} Pr^{1/2}$  が  $10^{-4}$  をこえ  $10^{-2}$  以下の領域においては、その局所ヌセルト数は、乱流強制対流熱伝達相関式および乱流自由対流熱伝達相関式のいずれで与えられるものよりも高い。本報においては以降この領域を遷移領域と呼ぶ。

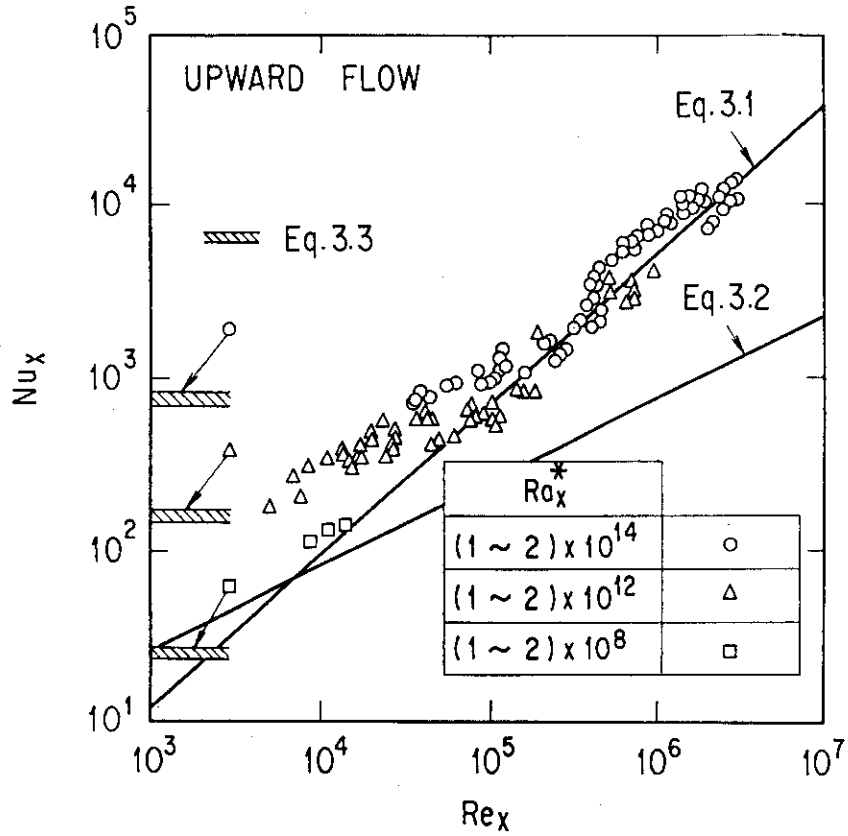


Fig. 3.1  $Nu_x$  vs.  $Re_x$  (Upward flow)

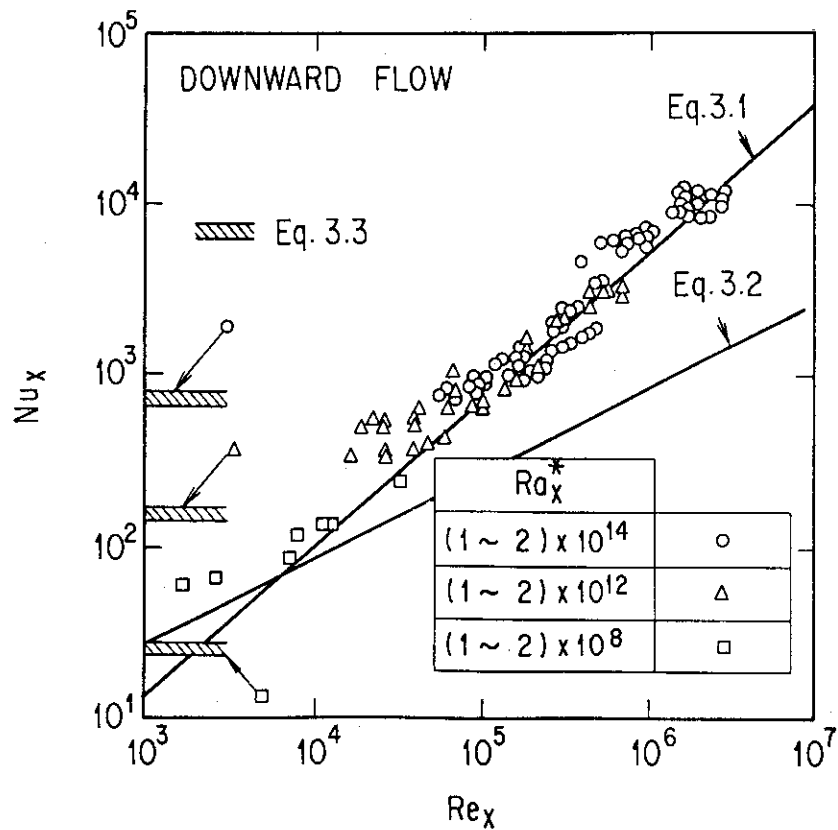


Fig. 3.2  $Nu_x$  vs.  $Re_x$  (Downward flow)

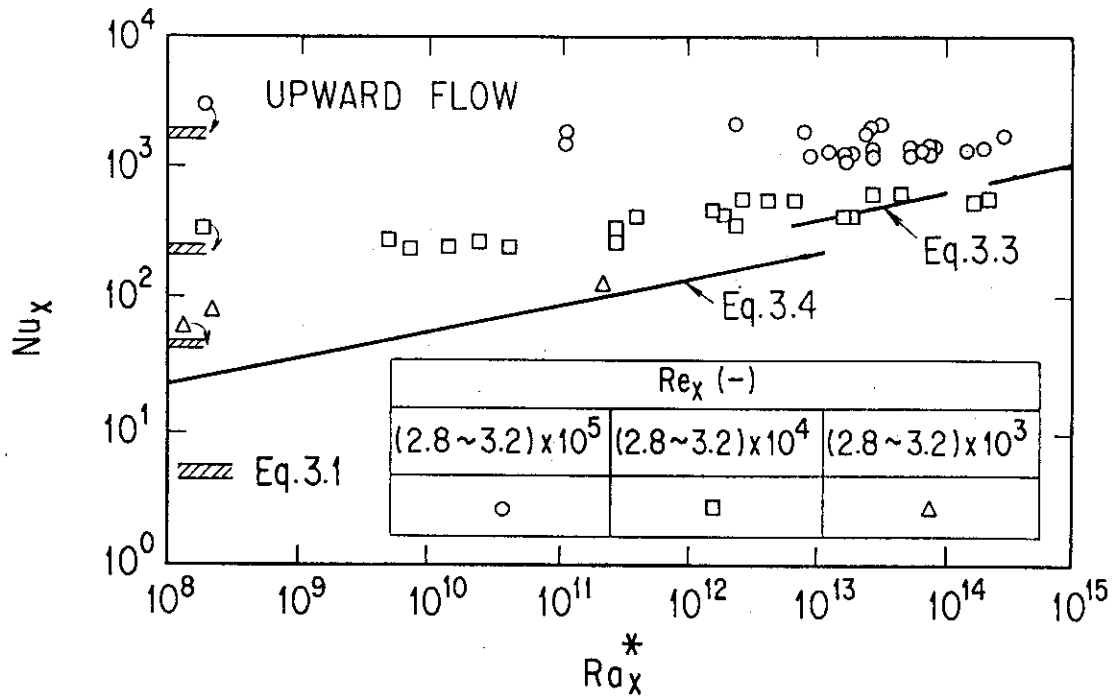


Fig. 3.3  $Nu_x$  vs.  $Ra_x^*$  (Upward flow)

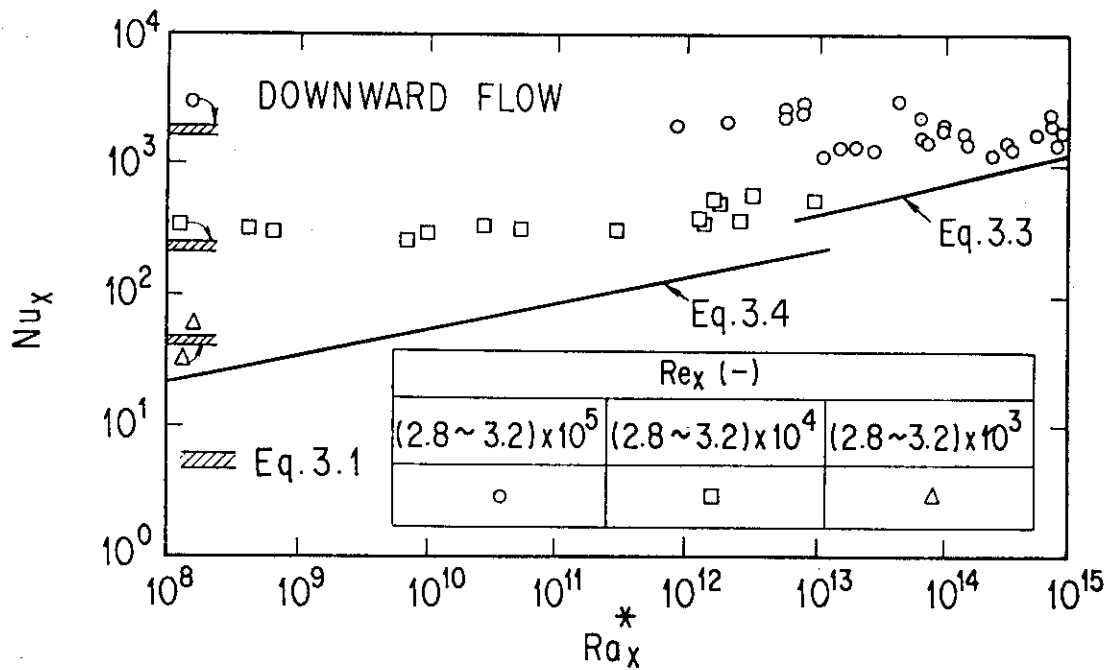


Fig. 3.4  $Nu_x$  vs.  $Ra_x^*$  (Downward flow)

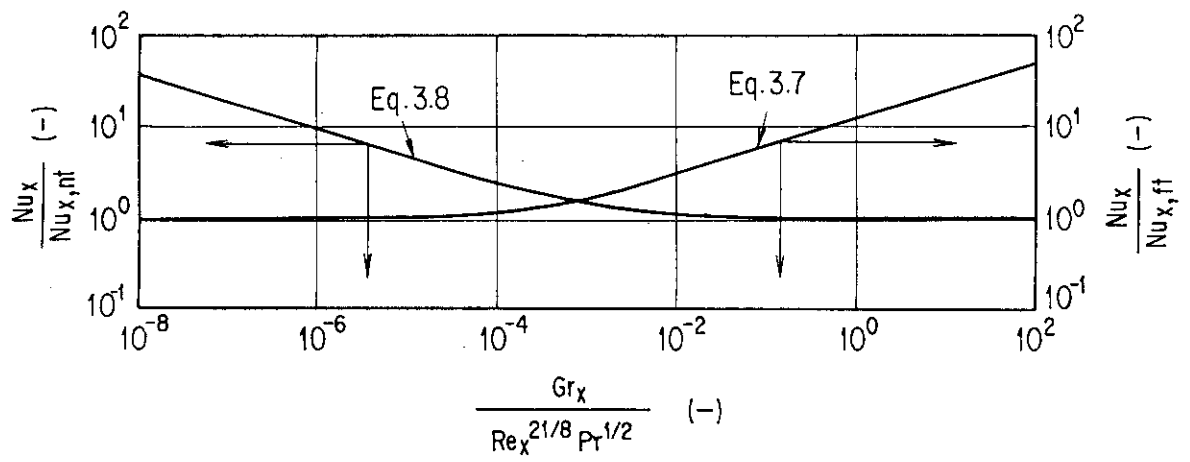


Fig. 3.5 Heat transfer correlations presented by Sudo et al.<sup>(7)</sup>

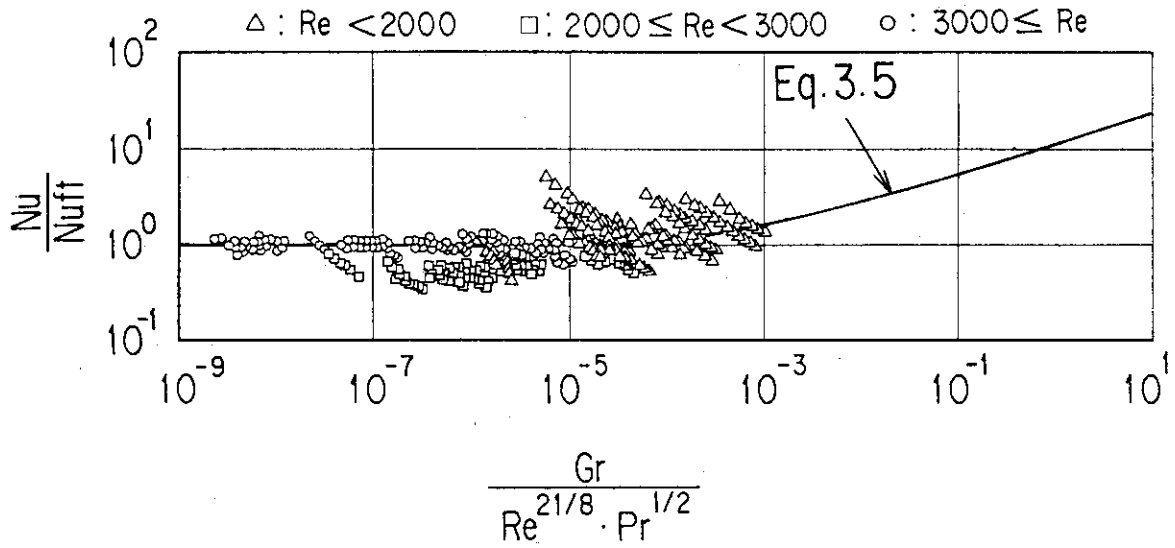


Fig. 3.6  $Nu/Nu_{ft}$  vs.  $Gr/Re^{21/8}Pr^{1/2}$  (Upward flow)

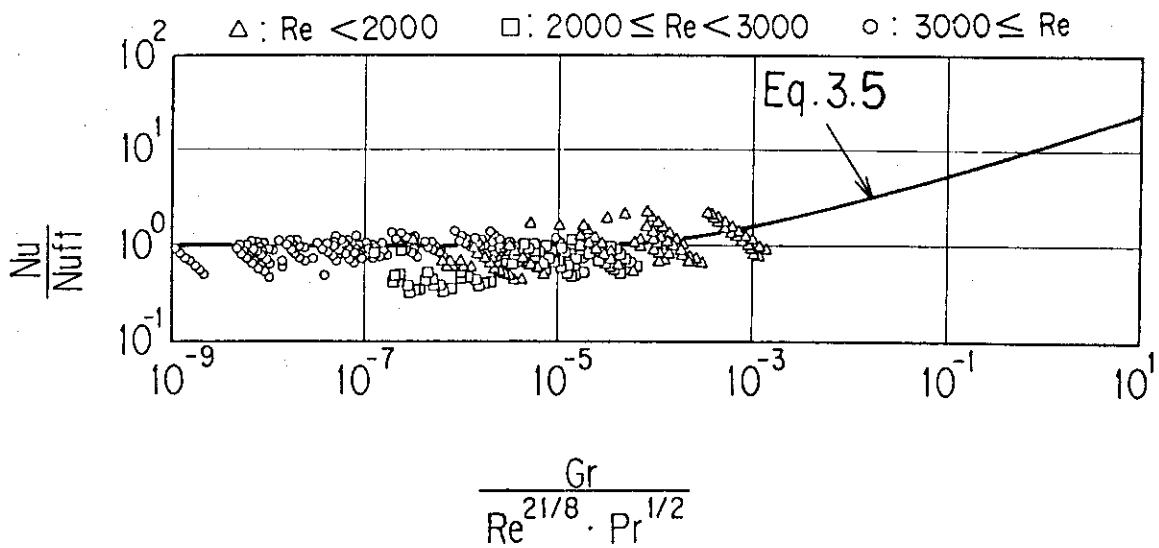


Fig. 3.7  $Nu/Nu_{ft}$  vs.  $Gr/Re^{21/8}Pr^{1/2}$  (Downward flow)

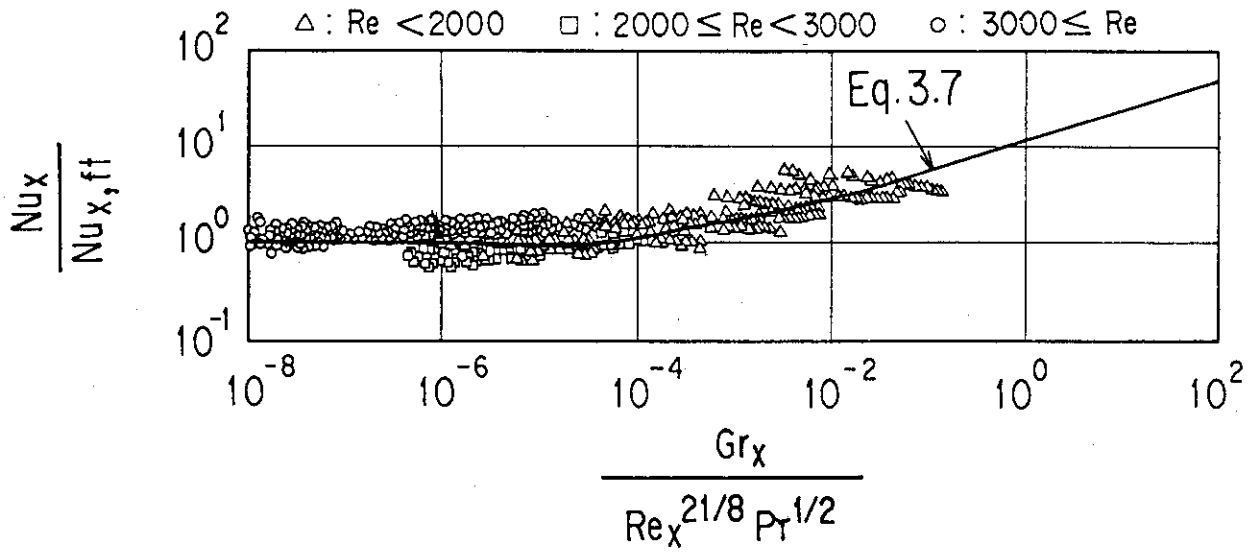


Fig. 3.8  $Nu_x/Nu_{x,ft}$  vs.  $Gr_x/Re_x^{21/8}Pr^{1/2}$  (Upward flow)

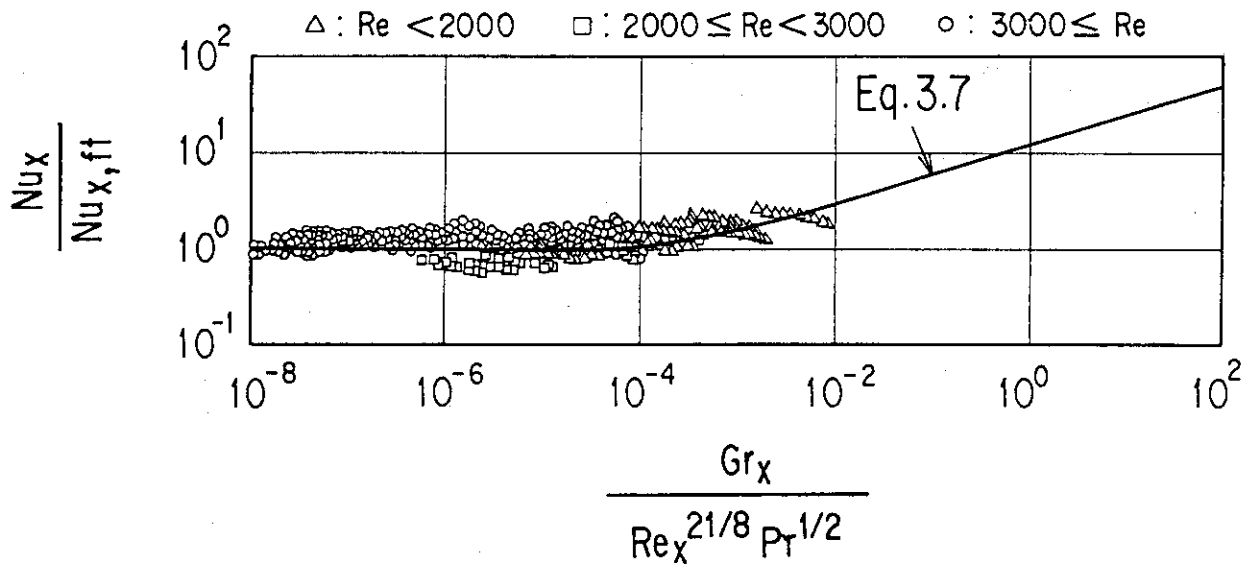


Fig. 3.9  $Nu_x/Nu_{x,ft}$  vs.  $Gr_x/Re_x^{21/8}Pr^{1/2}$  (Downward flow)



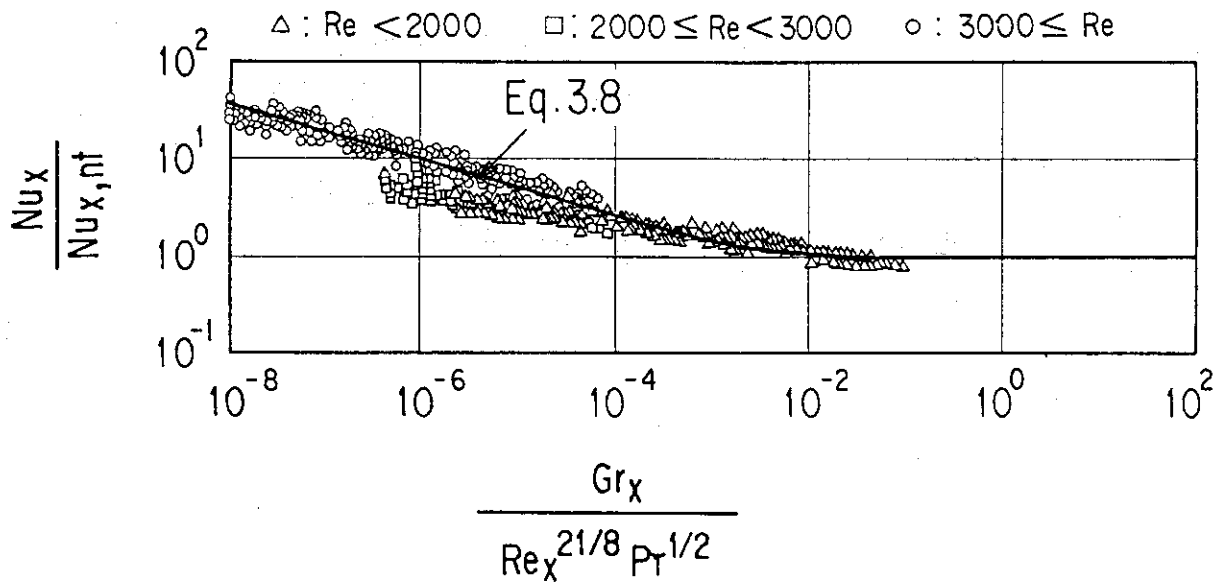


Fig. 3.10  $Nu_x/Nu_{x,nt}$  vs.  $Gr_x/Re_x^{21/8}Pr^{1/2}$  (Upward flow)

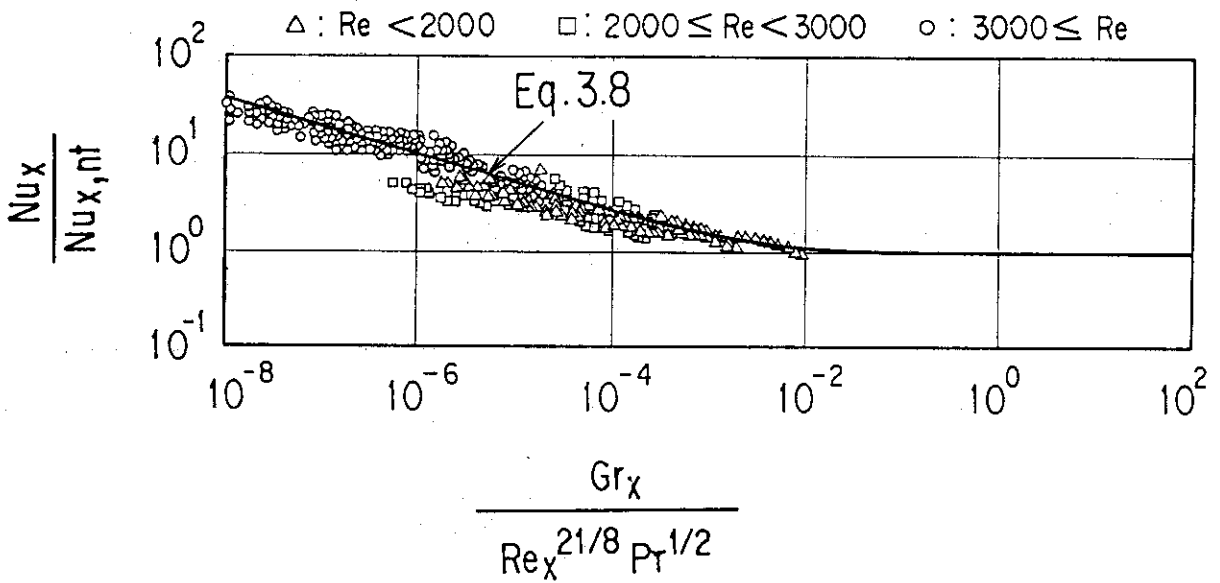


Fig. 3.11  $Nu_x/Nu_{x,nt}$  vs.  $Gr_x/Re_x^{21/8}Pr^{1/2}$  (Downward flow)

## 4. 実験結果の検討

### 4.1 強制対流領域の熱伝達

Fig. 4.1に、本実験において得られた加熱面表面温度およびバルク水温度の流れ方向分布の上昇流についての測定例を示す。縦軸には温度  $T_w$ ,  $T_B$ , 横軸には流路入口からの距離  $x$  をとっている。同図中、実線は加熱面表面温度、破線はバルク水温度をあらわしている。さらに、各データの  $Re$  および  $Gr_x/Re_x^{21/8} Pr^{1/2}$  の範囲もあわせて示してある。

本図に示したデータの  $Gr_x/Re_x^{21/8} Pr^{1/2}$  の値は、それらの大部分の測定点において  $10^{-4}$  より小さく、ゆえにおおむね強制対流領域に属するとみてよい。これらのうち、(b)のデータにおいて流路入口から  $x = 0.3$  m 付近に至る区間に、加熱面表面温度の極大値がみられる。一般に、強制対流においては、 $Re$  の値により流れが層流か乱流かを示すことができる。これによれば、(a)、 $Re$  が  $4.3 \times 10^3 \sim 5.5 \times 10^3$  のデータにおいては流れは乱流、(b)、 $Re$  が  $2.2 \times 10^3 \sim 3.4 \times 10^3$  のものにおいては、流れは層流から乱流への遷移流、および(c)、 $Re$  が  $1.7 \times 10^3 \sim 2.8 \times 10^3$  のものにおいては流れは層流の状態をそれぞれ示すことになる。(b)のデータの、加熱面温度上の極大値の発生は、その  $Re$  の値から考えて、このように流れの遷移の結果生じたものと推定される。これは流れに遷移が生じる場合、流路入口付近の層流部分の熱伝達係数は、流路出口側の乱流部分のそれより相対的に低下するからである。

Fig. 4.2は、Fig. 4.1に示したデータの局所熱伝達係数を、横軸に  $x$  をとり示したものである。層流のデータ(c)は流路入口において局所熱伝達係数は最大となり、 $x$  の増加とともにその値は単調に減少する傾向を示している。これは流れが助走区間で占められていることを示している。途中で層流から乱流への遷移が発生しているデータ(b)は、流路入口付近の層流部分 ( $x < 0.3$  m) においては(c)とほぼ同様の傾向を示す。しかし層流から乱流への遷移が発生した点 ( $x = 0.3$  m) においては、局所熱伝達係数が増大し、その下流側の乱流部分 ( $x > 0.3$  m) においては局所熱伝達係数は  $x$  と無関係に一定となっている。乱流のデータ(a)については、局所熱伝達係数と  $x$  との間の系統的な関係はみられず、平均値で考えると流路全長にわたってほぼ一定である。これは流れがほぼ充分発達していることをあらわしている。

以上述べたように、一般的に本実験の強制対流領域のデータに関していえば、流れが層流の場合は ( $Re < 2.0 \times 10^3$ ) 流路全域にわたって助走区間がみられ、一方乱流の場合は ( $Re > 3.0 \times 10^3$ )、流路全域にわたって充分発達した流れがみられる。以上の事実から、Fig. 3.6 および Fig. 3.7 において、強制対流領域で乱流のデータ ( $Gr_x/Re_x^{21/8} Pr^{1/2} < 10^{-4}$  かつ  $Re > 3 \times 10^3$ ) に比べて層流のデータ ( $Gr_x/Re_x^{21/8} Pr^{1/2} < 10^{-4}$  かつ  $Re < 2 \times 10^3$ ) がばらつきが大きいということの理由が流れの発達状態の乱流と層流とにおける相違にあるという推察が成立する。

次に強制対流領域の局所熱伝達係数をより系統的に検討してゆくこととする。式(3.1), 式(3.2) および式(3.3)のほかに、Hwang らによる解析結果<sup>(12)</sup>を用いて、実験データを検討した。

Hwang らの解析は、相対する2枚の無限平板の間を二次元的に流れる層流に対して行われたも

のである。2枚の無限平板の間の流れを式(3.1)で扱われているような一枚の無限平板に沿う流れと比較すると、前者においては助走区間での速度境界層の発達に伴い、主流の速度が増加する。Hwangらの解析における局所熱伝達係数の評価は、この主流の加速によりもたらされる熱伝達の促進効果を考慮した点が、式(3.1)による評価と異なる。

Fig. 4.3はHwangらの解析結果を、縦軸にNu、横軸に $x/de \cdot Re$ をとり、 $Pr = 3$ および6の場合について示したものである。本報においては $Pr = 6$ の場合について、次に示す近似式を作成して以降の評価に使用した。

$$Nu = 8 + 0.345 (1 - X)^{10} X^{-0.62} \quad (4.1)$$

ただし、

$$X \equiv x / (de \cdot Re)$$

である。

Fig. 4.4(a), (b)は上昇流における $Nu_x$ を横軸に $Re_x$ をとり示したものである。各図中には、 $Gr_x / Re_x^{21/8} Pr^{1/2}$ および $Re$ の範囲があわせて記入してある。また前述のように比較のため式(3.1)、式(3.2)、式(3.3)および式(4.1)を各図中に載せてある。本図のデータは、 $Gr_x / Re_x^{21/8} Pr^{1/2}$ の値が $10^{-4}$ と比較していずれも小さく、従って強制対流領域にある。

Fig. 4.4(a)の $Re$ は $3.2 \times 10^3 \sim 5.5 \times 10^3$ で、臨界レイノルズ数 $Re_{cr}$ ( $\approx 2.3 \times 10^3$ )と比較して大きく、流れは乱流状態にあると推察されるが、実際に測定された局所熱伝達係数も、乱流強制対流熱伝達相関式(式(3.1))による値に最もよく一致しており、この推察をデータのうえから裏づけている。一方Fig. 4.4(b)の $Re$ は $1.3 \times 10^3 \sim 1.4 \times 10^3$ で、上と同様に判断すれば、流れは層流状態にあると推察される。実測値はFig. 4.4(a)と同じく乱流強制対流熱伝達に関する式(3.1)に近いが、本図においては層流強制対流熱伝達に関する式(4.1)も式(3.1)に極めて近い値を与えているため、データのばらつきを考慮すると、いずれの式に合致しているかは断定できない。本領域のデータはおおむね以上の傾向を示すがこれは流れが実際に層流であれ、乱流であれ、少なくともFig. 3.8の強制対流領域の $Nu_x / Nu_{x,ft}$ が結果的にほぼ1に近くなるという事実を説明するものである。

Fig. 4.5(a), (b)は下向流における局所ヌセルト数をFig. 4.4(a), (b)と同様に示したものである。本図のデータも、 $Gr_x / Re_x^{21/8} Pr^{1/2}$ の値から考えると、すべて強制対流領域に属する。さらに $Re$ の値から考えると、Fig. 4.5(a)は流れが乱流、Fig. 4.5(b)は流れが層流と推察されるものである。下向流においても、各領域のデータについて、上昇流と同じ傾向が見られる。以上の検討からわかるように、少なくとも本領域においては、熱伝達特性は強制対流で一般的に知られている性質をよく示し、また上昇流と下向流との熱伝達特性上の相異はない。

## 4.2 自由対流領域の熱伝達

Fig. 4.6に、本実験において、自由対流領域のデータの加熱面表面温度およびバルク水温度の流れ方向分布の上昇流についての測定例を、Fig. 4.1と同様に示す。同図に示すデータのうち、(a)は $Gr_x / Re_x^{21/8} Pr^{1/2}$ が $1.6 \times 10^{-3} \sim 1.8 \times 10^{-2}$ であり、遷移領域と自由対流領域にまたがっている。

一方(b)は  $Gr_x/Re_x^{21/8}Pr^{1/2}$  が  $9.7 \times 10^{-3} \sim 1.4 \times 10^{-1}$  であり、ほぼ完全に自由対流領域のデータである。各データについて Fig. 4.1 と同様に  $Re$  の値も記入しているが、この値は、自由対流領域においては強制対流領域におけるほど大きな影響は持たないと考えられる。本図からわかるように、本実験で得られた自由対流領域におけるデータにおいては、Fig. 4.1 (b) のような、加熱面表面温度分布上の極大値はみられない。

Fig. 4.7 は Fig. 4.6 に示したデータの局所熱伝達係数を、Fig. 4.2 と同様に示したものである。いずれの局所熱伝達係数分布も、流路入口付近で最大となり、 $x$  の増加とともにその値は単調に減少する傾向を示している。この図からわかるように、本実験の自由対流領域のデータにおいては、層流強制対流の場合と同じく、流路の大部分が助走区間により占められている。

Fig. 4.8 は、自由対流領域に属する上昇流のデータにおける局所ヌセルト数分布を Fig. 4.4 と同じ無次元表示を用いて示したものである。データは乱流自由対流熱伝達相関式(式(3.3))に最も接近している。ただし、前出の Fig. 4.7 は、熱流束を一定として、入口流速を変化させたデータを比較するようになっているが、そこには明らかな、局所熱伝達係数の入口流速に対する依存性がみられる。そして本実験装置においては、装置の制約上 Fig. 4.7 および Fig. 4.8 に示すよりも入口流速をさらに低下させたデータを得ることは不可能で、ゆえに本実験においては、定性的に完全に自由対流場にあると確認できるデータは得ることはできなかった。しかし前にも述べたように局所熱伝達係数の値のうえからは、更に流速を低下させてゆけば、自由対流場により近づいてゆくものと推察される。なお、下向流については、自由対流領域のデータは得られなかった。

### 4.3 遷移領域の熱伝達

Fig. 4.9 に、本実験において、強制対流と自由対流との中間的な性質を示す遷移領域の上昇流のデータにおける加熱面表面温度およびバルク水温度の流れ方向の分布の測定例を、Fig. 4.1 および Fig. 4.6 と同様に示す。同図に載せたデータは、 $Gr_x/Re_x^{21/8}Pr^{1/2}$  が  $6.5 \times 10^{-4} \sim 6.5 \times 10^{-3}$  であり、遷移領域にある。

本実験で得られた遷移領域に属するデータにおいては、本図からわかるように、加熱面表面温度分布上には、自由対流領域のものと同様に、極大値はみられない。これは下向流についても同様である。

Fig. 4.10 は Fig. 4.9 に示したデータの局所熱伝達係数を Fig. 4.2 および Fig. 4.7 と同様に示したものである。定性的な傾向は自由対流領域におけるものと同じである。

Fig. 4.11 は、本実験において遷移領域に属する上昇流のデータの局所ヌセルト数分布を Fig. 4.4 および Fig. 4.8 と同じ無次元表示をしたものである。得られた局所熱伝達係数は層流強制対流熱伝達に関する式(4.1)とよく一致している。

Fig. 4.12 は、Fig. 4.11 に載せたものと条件が異なる共存対流領域のデータを、Fig. 4.11 と同様に示したものである。流路入口側 ( $Re_x < 9 \times 10^4$ ) の局所熱伝達係数は層流強制対流熱伝達に関する式(4.1)とよく一致しているが、流路出口側 ( $Re_x > 9 \times 10^4$ ) のものは、同式を下まわり乱流自由対流熱伝達に関する式(3.3)に近づく傾向を示す。

以上 Fig. 4.11 および Fig. 4.12 でみてきたように、遷移領域においては本実験で得られた局所

ヌセルト数分布は層流強制対流熱伝達に関する式(4.1)によりよく表わされるが、データによっては出口側で、式(4.1)を下まわる傾向が現われる場合がある。

#### 4.4 遷移領域と共存対流領域

3章においては、式(3.1)および式(3.3)との比較において、データを強制対流領域、自由対流領域およびそれらの中間的性質を示す遷移領域に分類した。更に本章1～3節においては上述の3領域のうち強制対流領域については、局所熱伝達係数の分布から推定した流れ場の検討からも強制対流場であることが明らかになった。自由対流領域については、完全に自由対流場であることは明らかにできなかったが、自由対流場に近づく傾向を確認することができた。

遷移領域においては、前節に述べたように、その熱伝達特性はおおむね助走区間における層流強制対流熱伝達の性質を示す。この領域において、Fig. 3.8に示されるように、 $Nu_x/Nu_{x,fl}$ の値が1を上まわるようになるのは、浮力の効果によるためではなく、速度境界層の発達に伴う主流の加速の効果によるものである(Fig. 4.11参照)。しかしこの領域においては、一部のデータにおいて流路出口付近で局所熱伝達係数の値が、層流強制対流熱伝達に関するHwangらの解と比較して低下する傾向がみられる。これは、浮力の効果以外には考えられない。そして共存対流場を強制対流場に浮力の効果が現われる対流場とすれば、この局所熱伝達係数が強制対流熱伝達のそれと比べて低下するのは、共存場の特徴の一つと考えられる。

Fig. 4.13は、Fig. 3.8のデータ整理結果の中で、とくに(a) Fig. 4.11のように層流強制対流に関するHwangらの解と一致し、完全に強制対流の観点で説明されるデータと、(b) Fig. 4.12のように、出口付近の局所的な熱伝達の強制対流場と比較した場合の低下がみられるデータをそれぞれ指摘したものである。(a)のデータおよび(b)のデータは、 $Gr_x/Re_x^{21/8} Pr^{1/2}$ が $10^{-4}$ をこえ、 $10^{-2}$ 以下で示される遷移領域におおむね存在するが、両者は同領域中で混在している。このことから、本実験においては、共存対流領域は、ほぼ遷移領域と一致するが、 $Gr_x/Re_x^{21/8} Pr^{1/2}$ を増大させていった場合の本領域での強制対流領域から自由対流領域への移行は、 $Gr_x/Re_x^{21/8} Pr^{1/2}$ の値で一意的に説明できないことがわかる。

結論として、本実験における共存対流領域の範囲は、以下の式で与えられる。

$$10^{-4} < Gr_x / Re_x^{21/8} Pr^{1/2} < 10^{-2} \quad (4.2)$$

ただしこの領域における熱伝達係数の乱流強制対流時の値と比較した場合の増加は、発達中の流れの境界層の発達による主流の加速の寄与である。

#### 4.5 共存対流から自由対流への移行

Fig. 4.14はHolman<sup>(13)</sup>により作成された共存対流領域を示すフローマップで、縦軸には $Re$ 、横軸には $Gr \cdot Pr \frac{de}{l}$ をとっている。同図中に、本実験において(a)強制対流領域に属するFig. 4.4(a)に示したデータ、(b)遷移領域(共存対流領域)に属するFig. 4.11に示したデータおよび(c)自由対流領域に属するFig. 4.8に示したデータを示す。Holmanのマップによれば(a)のデー

タは乱流強制対流領域、(b)および(c)のデータは層流強制対流領域に分類されている。

一方 4.1 節および 4.3 節においてすでに(a)は乱流強制対流状態、(b)は層流強制対流状態にあることが確認されており、この2つのデータについては、Holman の判別法は、本報の結果と一致している。

さらに(c)は、本実験においては、完全な自由対流場にあることは確認できなかったが、Holman のマップにおいても上述のように強制対流領域に分類されている。いずれにせよ、(c)のデータは式(4.2)から考えるかぎりにおいては自由対流領域に属するが、強制対流の効果がまだ残っていると考えるべきである。すなわち式(4.2)について、 $Gr_x/Re_x^{21/8} Pr^{1/2} > 10^{-2}$  の領域においてもその下限( $10^{-2}$ )附近(少くとも本実験データが得られている $10^{-1}$ 附近までは、強制対流の影響が残ると考えられる。 $10^{-1}$ 附近では Fig. 3.10 からわかるように、少くとも見掛け上は乱流自由対流熱伝達に関する式(3.3)で与えられる局所熱伝達係数は、実験で得られた熱伝達係数に近い値を与えている。

#### 4.6 従来の実験結果との比較

主として共存対流領域に関して従来行われてきた熱伝達実験とその概要を、Table 4.1 に示す。とくに流路断面の寸法に着目すると、本実験で用いた試験流路は、従来実験が行われてきた流路に比べ、その等価水力直径が極めて小さい(本実験では4.8mm)のが特徴である。また従来の実験においては Re の値から考えて層流領域( $Re < 2300$ )のデータは少ない。

Eckert ら<sup>(2)</sup>の実験結果を Fig. 3.8 および Fig. 3.9 と同じ整理方法でプロットしたものが Fig. 4.15(a), (b)である。上昇流のデータは Fig. 4.15(a)に、下向流のデータは Fig. 4.16(b) に示している。ハッチングを施した部分は、本実験データの範囲を表わす。

まず Eckert らの実験範囲は、 $Gr_x/Re_x^{21/8} Pr^{1/2}$  であらわせば、上昇流で  $2 \times 10^{-5} \sim 5 \times 10^{-2}$  下向流で  $2 \times 10^{-5} \sim 1.5 \times 10^{-2}$  程度であり、本報で使用してきた判別法に従えば、強制対流領域から遷移領域にかけて行われている。

つぎに、 $Nu_x/Nu_{x,ft}$  の平均値で判断すると、本実験結果では上昇流と下向流の差はなくデータは式(3.7)でよく表わされるが、Eckert らの結果では上昇流と下向流の差がみられる。すなわち上昇流については、本報で定義した共存対流領域において、データは式(3.7)により過大評価される傾向を示すが、下向流については同領域においてほぼよく評価されている。しかしいずれにしても、共存対流領域において  $Nu_x/Nu_{x,ft}$  は 1 を下廻ることはない。

Kenning ら<sup>(3)</sup>の実験結果を Fig. 4.15 と同様に示したものが Fig. 4.16 である。彼らの実験は上昇流についてのみ行われている。

Kenning らの実験範囲は、 $Gr_x/Re_x^{21/8} Pr^{1/2}$  で表わすと  $10^{-4} \sim 4 \times 10^{-3}$  であり、本報で定める強制対流領域と共存対流領域にまたがっている。 $Nu_x/Nu_{x,ft}$  の平均値で判断すると、データは式(3.7)を常に下まわり、とくに  $Gr_x/Re_x^{21/8} Pr^{1/2}$  が  $10^{-3}$  より大きい場合のデータの  $Nu_x/Nu_{x,ft}$  については 1 を下まわる傾向がある。

Kenning らは、このような、乱流強制対流熱伝達と比較した場合の局所熱伝達の劣化は、共存対流領域に特徴的にみられるもので、浮力の効果により乱流境界層内の乱れが抑制されるため

あるとしている。彼らの実験で得られた加熱面表面温度およびバルク水温度の流れ方向の分布の例を Fig. 4.1 等と同様に示したものが Fig. 4.17 である。  $Gr_x/Re_x^{21/8} Pr^{1/2}$  が大きくなり、共存対流領域に近づくにつれ、部分的な熱伝達の劣化に伴われる温度分布上の極大値が発生している。文献で得られる彼らのデータから判断する限り Kenning らが、共存対流下にあるとしているデータは、  $Gr_x/Re_x^{21/8} Pr^{1/2}$  で表わせば、おおむね  $2 \times 10^{-4} \sim 2 \times 10^{-3}$  の範囲にある。

Jackson ら<sup>(4)</sup>の実験結果を Fig. 4.15 および Fig. 4.16 と同様に示したものが Fig. 4.18 である。彼らの実験は下向流についてのみ行われている。

本図には、彼らがその壁面温度分布を公表しているデータのみ載せた。式 (4.2) から考えると、図に載せたデータは本報で定めた強制対流領域から共存対流領域をふくんで自由対流領域にまで及ぶ。また  $Nu_x/Nu_{x,ft}$  の平均値で判断すると、データは式 (3.7) とよく一致している。

Fig. 4.19 は、彼らの実験で得られた加熱面表面温度およびバルク水温度の流れ方向の分布を、彼らが共存対流領域に属すると主張するデータについて、Fig. 4.17 と同様に示したものである。

Fig. 4.19 においては、Fig. 4.17 に見られるような極大値の発生はみられない。また Jackson らが共存対流下にあると明言しているデータは、  $Gr_x/Re_x^{21/8} Pr^{1/2}$  で表わせば、おおむね  $4 \times 10^{-4} \sim 7 \times 10^{-3}$  の範囲にある。

北村らの実験<sup>(5),(6)</sup>は強制対流領域から共存対流領域をふくめて、自由対流領域まで行われている。とくに本報で定義した共存対流領域における熱伝達特性が上昇流と下向流とで大きく異なっている。すなわち、上昇流においては、共存対流領域の熱伝達係数は、乱流強制対流のそれより低くなっているが、下向流については高くなっている。

数土らの実験結果<sup>(7)</sup>を Fig. 4.15 等と同様に示したものが Fig. 4.20(a), (b) である。上昇流のデータは Fig. 4.20(a) に、下向流のデータは Fig. 4.20(b) に示している。

数土らの実験は、式 (4.2) から考えると、強制対流から共存対流領域をふくんで、自由対流領域まで及んでいる。また  $Nu_x/Nu_{x,ft}$  の平均値で判断すると、本実験と同様に、上昇流と下向流の差はなくデータは式 (3.7) でよくあらわされている。彼らは共存対流領域を、  $Gr_x/Re_x^{21/8} Pr^{1/2}$  の範囲で  $2.5 \times 10^{-4} \sim 1.8 \times 10^{-3}$  と表わした。

本節でみてきたように、無次元数  $Gr_x/Re_x^{21/8} Pr^{1/2}$  を用いた式 (4.2) により、従来行われてきた比較的広い流路についても、また本実験におけるような極めて狭い流路についても、その共存対流場が生ずる条件をほぼ決定することができる。つぎに、比較的広い流路の上昇流については、共存対流領域の熱伝達は、充分発達した乱流強制対流のものよりも低下することが、Kenning ら<sup>(3)</sup>あるいは北村ら<sup>(5)</sup>によって報告されているが、一方本実験においては逆に Fig. 3.8 からわかるように、充分発達した乱流強制対流のものよりも上昇している。これが、浮力の効果を大きくうわまわる境界層の発達に伴う主流の加速の効果によるものであることはすでに 4.4 節で述べたが、このように助走区間の影響が大きくあらわれるのが、極めて狭い流路を用いた本実験データの特徴である。

また従来報告された広い流路においては、上昇流と下向流との間に、熱伝達特性のうえで差がみられるが、少なくとも本実験においては大きな差はみられなかった。

Table 4.1 Comparison of Experimental Conditions

Researcher	Item	Coolant	Pressure (MPa)	Configuration	Flow Channel (mm)	L/d (-)	Flow Direction	Re <sub>d,e</sub> (-)
Eckert et al. <sup>(2)</sup> (1954)		air	0.1 ~0.88	tube	∅590 × L-4150	7.03	upward downward	3.6 × 10 <sup>4</sup> ~ 3.8 × 10 <sup>5</sup>
Kenning et al. <sup>(3)</sup> (1974)		water	0.5	tube	∅33.1 × L-3750	113	upward	6.0 × 10 <sup>3</sup> ~ 2.4 × 10 <sup>4</sup>
Jackson et al. <sup>(4)</sup> (1977)		water	0.1	tube	∅98.4 × L-7000	71.1	downward	1.0 × 10 <sup>3</sup> ~ 4.0 × 10 <sup>4</sup>
Kitamura et al. <sup>(5), (6)</sup> (1985~6)		water	0.1	rectangular channel	300 × 300 × L-1760	5.87	upward downward	6.0 × 10 <sup>3</sup> ~ 6.8 × 10 <sup>4</sup>
Sudo et al. <sup>(7)</sup> (1987)		water	0.1	rectangular channel	50 × 18 × L-750	28.3	upward downward	1.2 × 10 <sup>2</sup> ~ 1.5 × 10 <sup>4</sup>



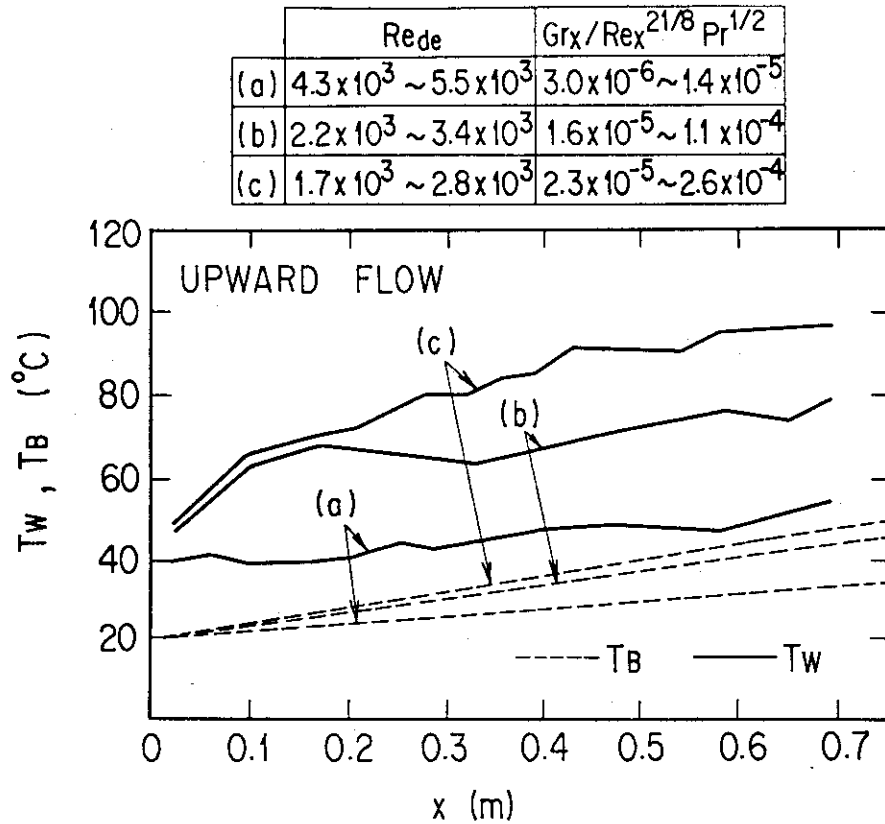


Fig. 4.1 Distributions of temperature along the flow channel in forced convection region (Upward flow)

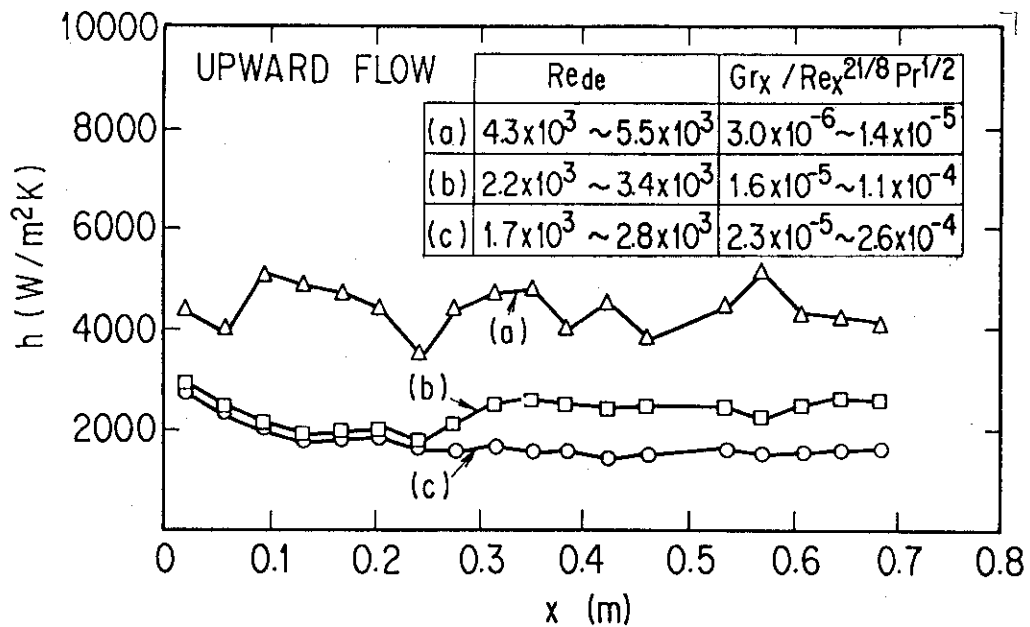


Fig. 4.2 Distributions of local heat transfer coefficient along the flow channel in forced convection region (Upward flow)

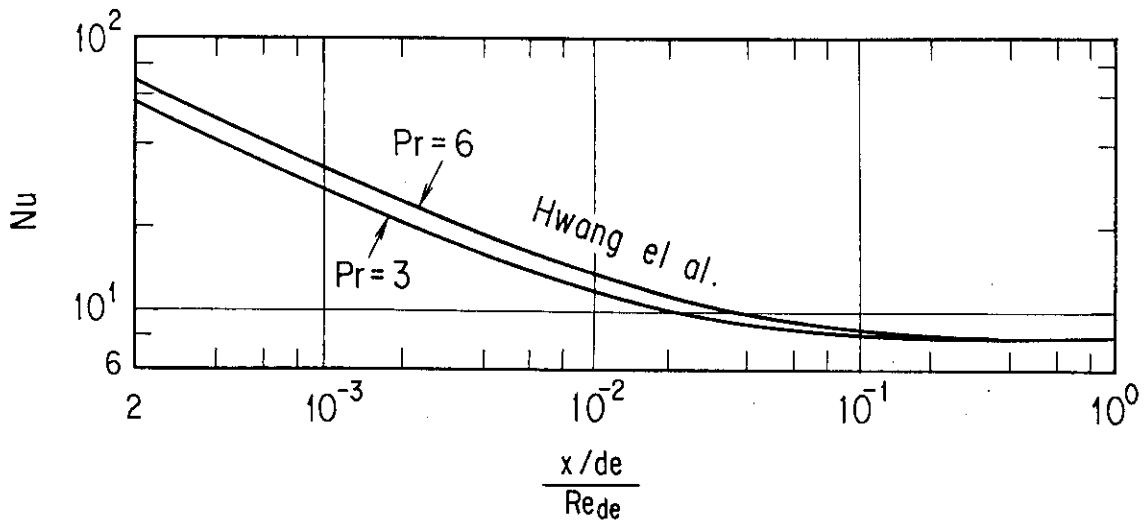
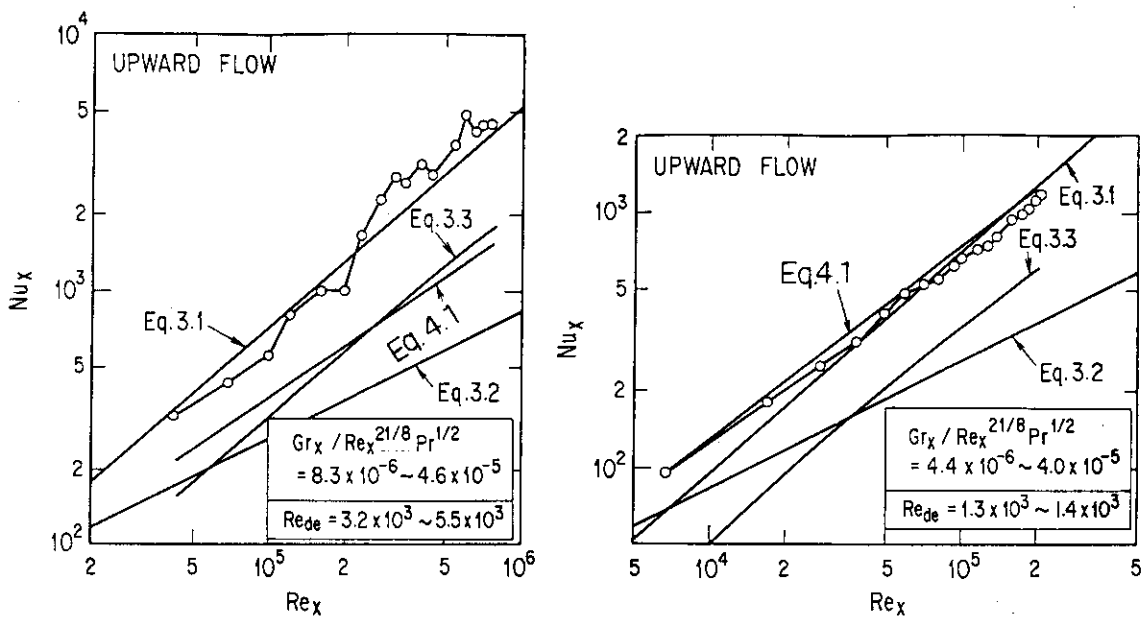


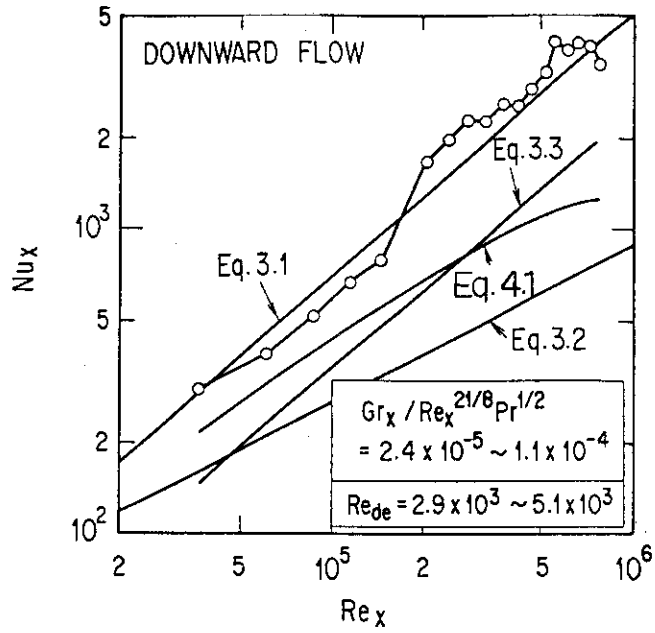
Fig. 4.3 Solution by Hwang et al. (12)



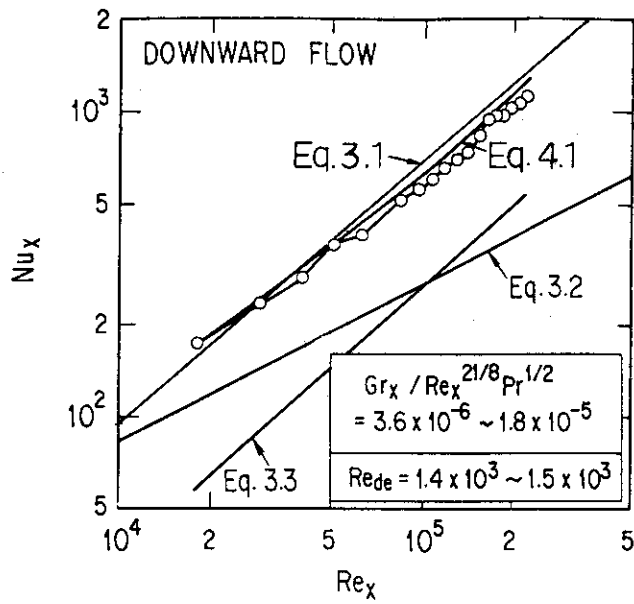
(a) Turbulent flow

(b) Laminar flow

Fig. 4.4  $Nu_x$  vs.  $Re_x$  of forced convection flow (Upward flow)



(a) Turbulent flow



(b) Laminar flow

Fig. 4.5  $Nu_x$  vs.  $Re_x$  of forced convection flow (Downward flow)

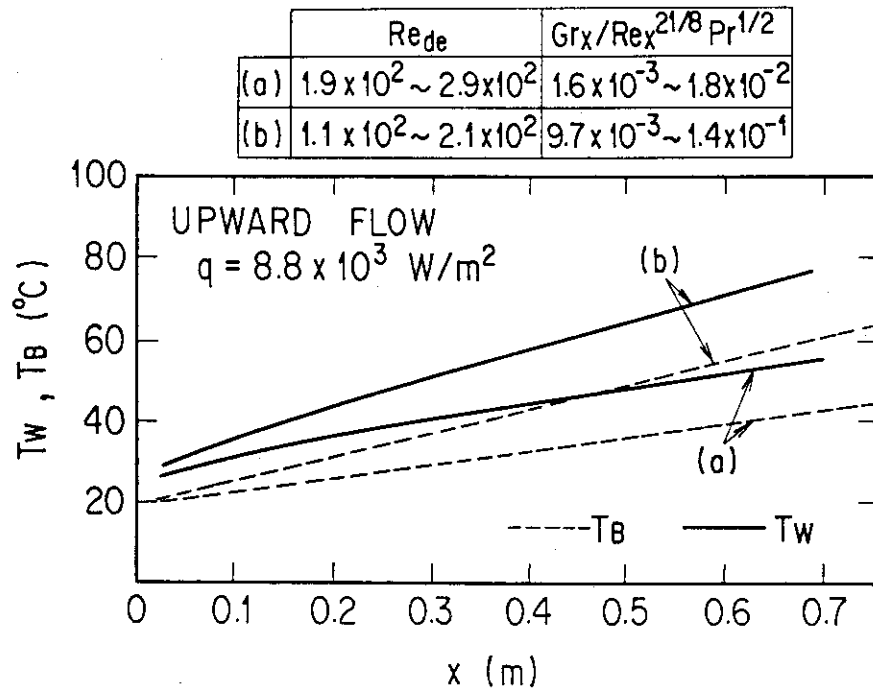


Fig. 4.6 Distributions of temperature along the flow channel in free convection region (Upward flow)

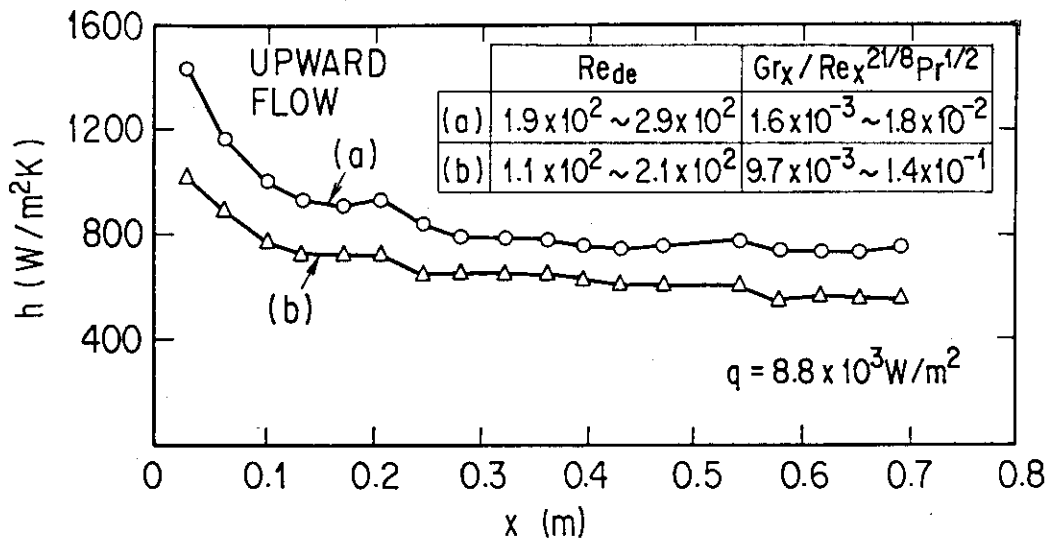


Fig. 4.7 Distributions of local heat transfer coefficient along the flow channel in free convection region (Upward flow)

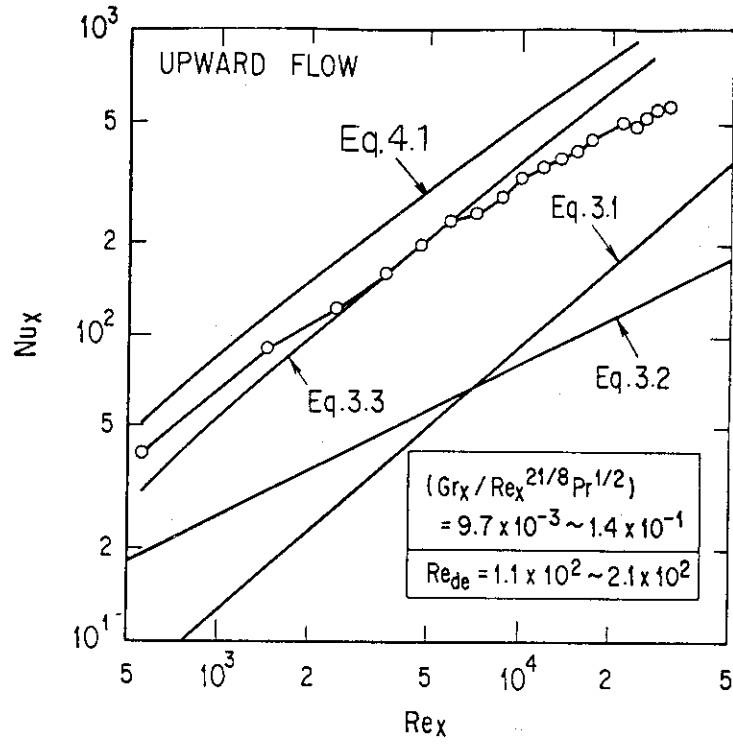


Fig. 4.8  $Nu_x$  vs.  $Re_x$  in free convection region (Upward flow)

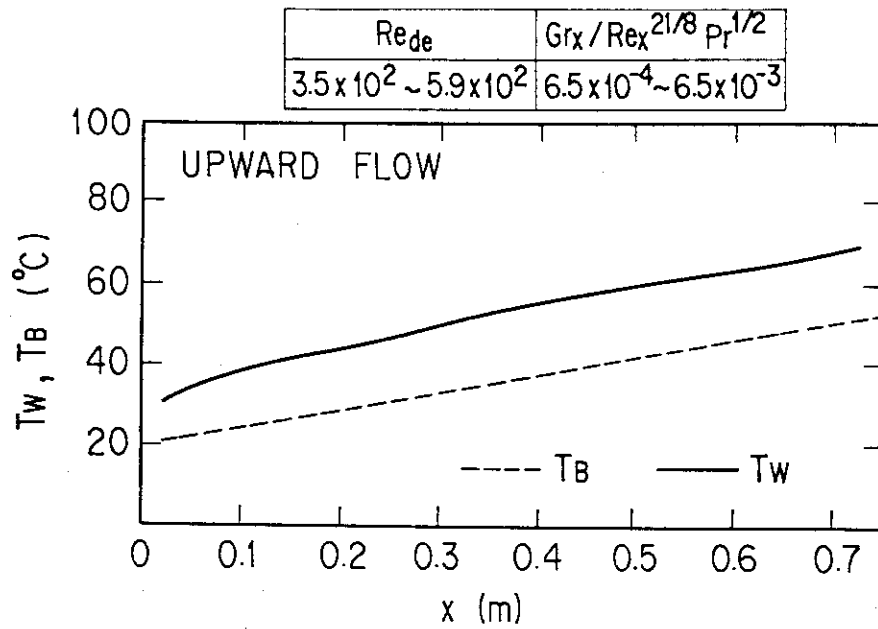


Fig. 4.9 A distribution of temperature along the flow channel in transition region (Upward flow)

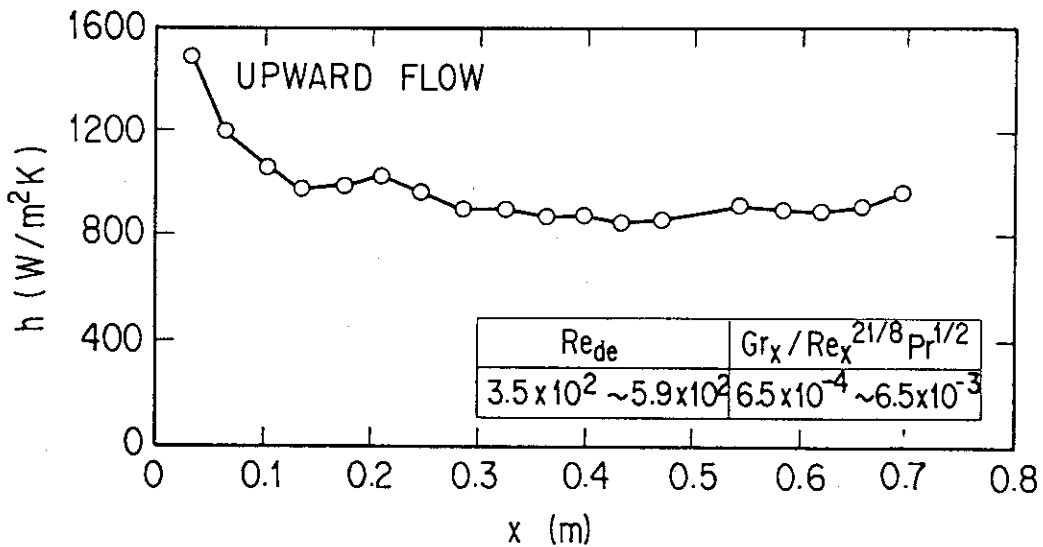


Fig. 4.10 A distribution of local heat transfer coefficient along the flow channel in transition region (Upward flow)

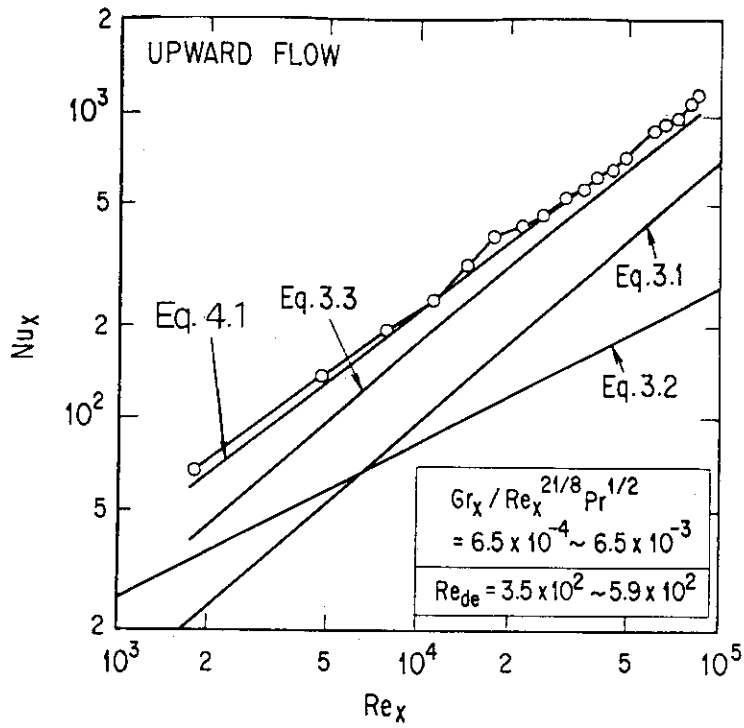


Fig. 4.11  $Nu_x$  vs.  $Re_x$  in transition region (Upward flow I)

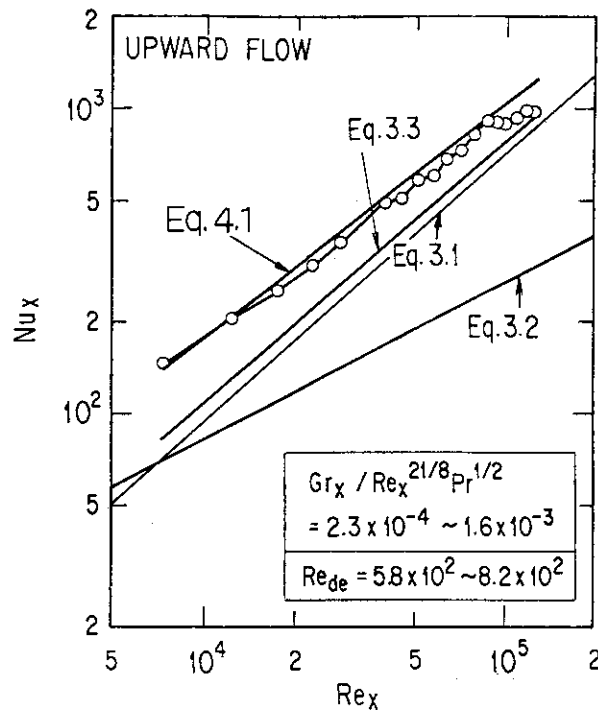


Fig. 4.12  $Nu_x$  vs.  $Re_x$  in transition region (Upward flow II)

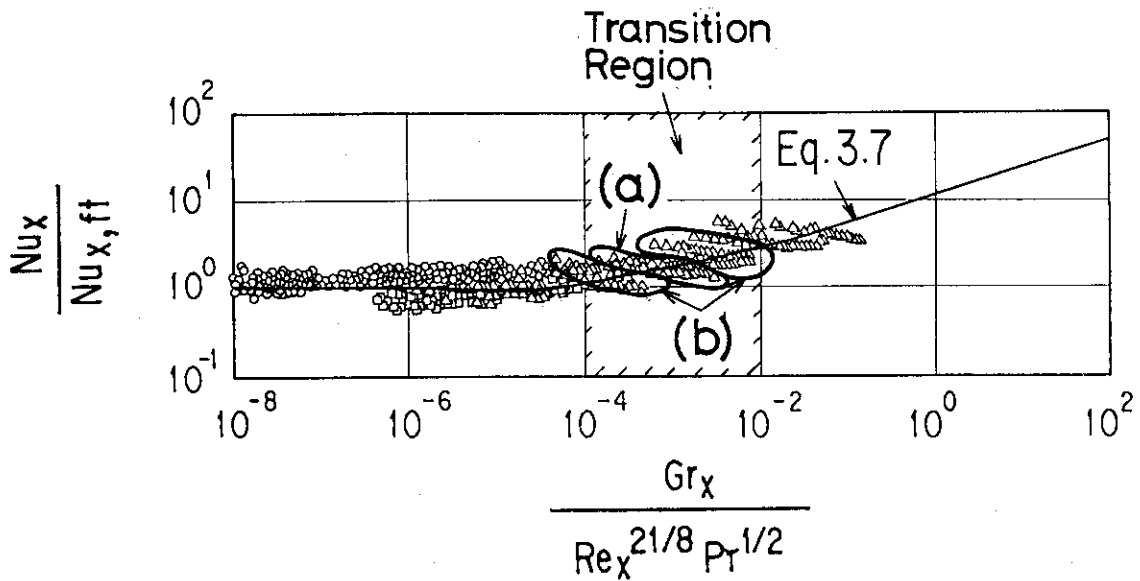


Fig. 4.13 Data where local deterioration of heat transfer appears

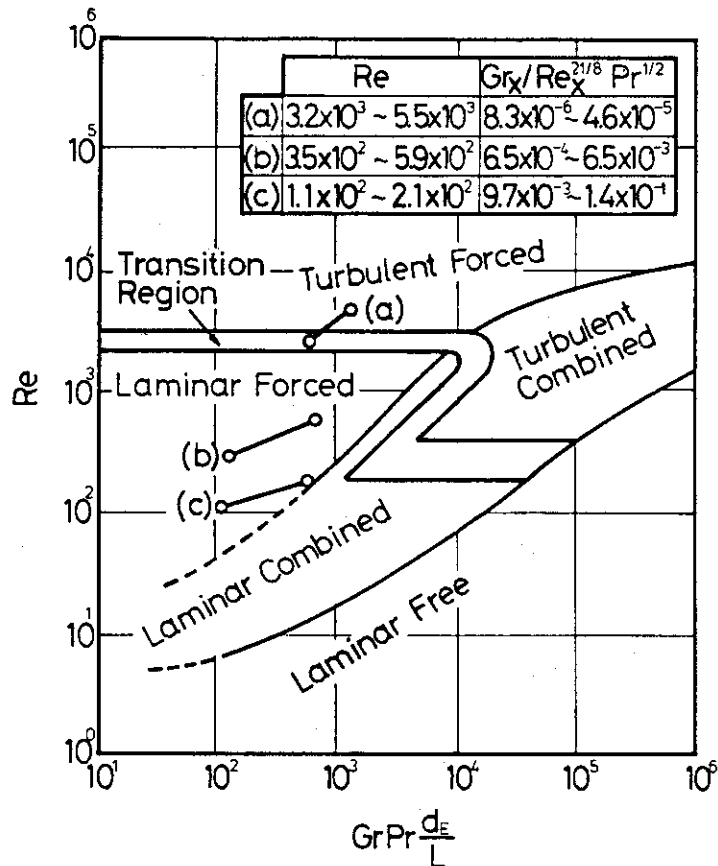


Fig. 4.14 Flow map of combined forced and free convection region by Hallman<sup>(13)</sup>



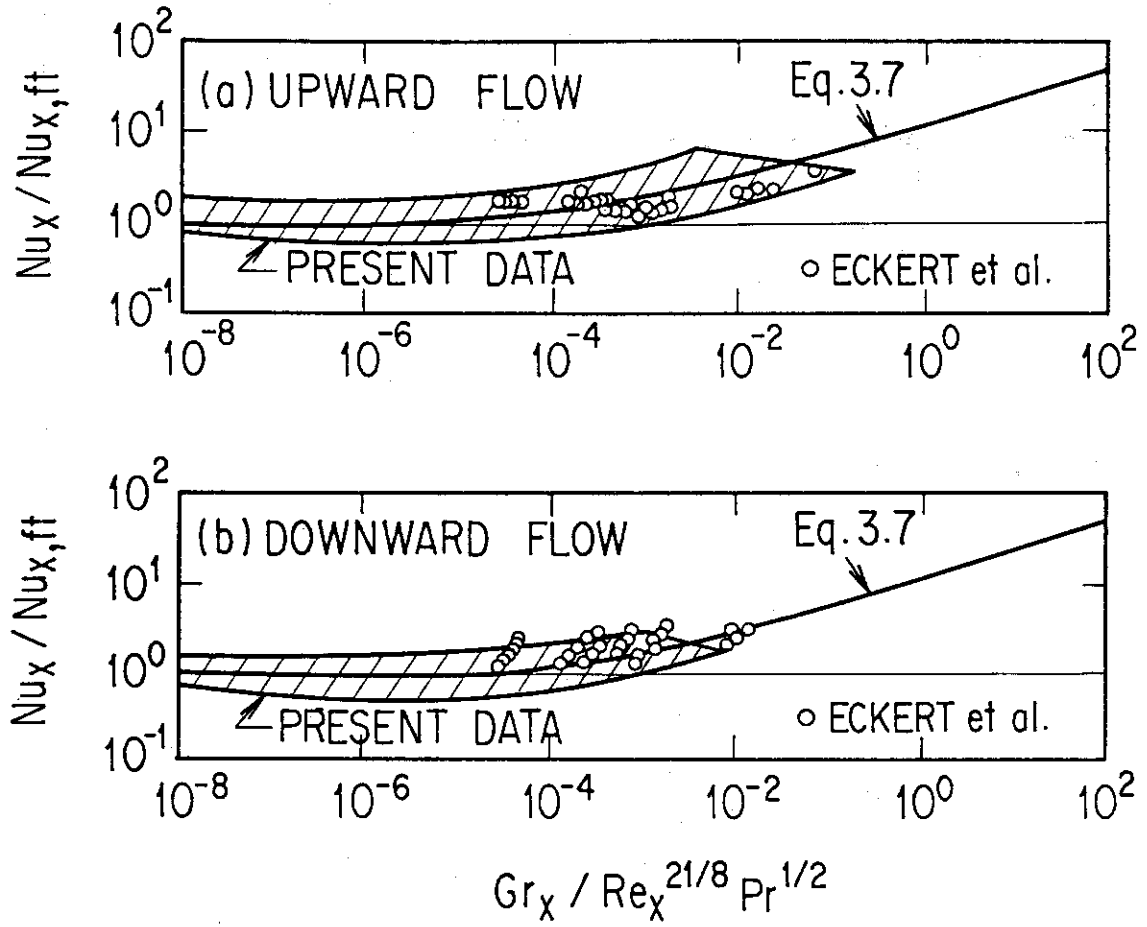


Fig. 4.15 Data presented by Eckert et al. (2)

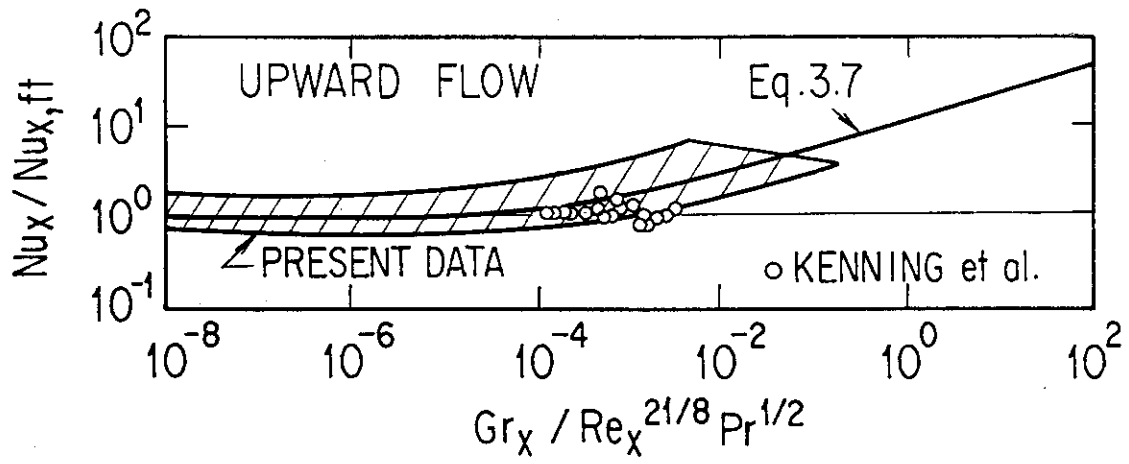


Fig. 4.16 Data presented by Kenning et al. (3)

	Re <sub>d</sub>	$Gr_x / Re_x^{21/8} Pr^{1/2}$
(a)	1.6 × 10 <sup>4</sup>	8.6 × 10 <sup>-4</sup> ~ 2.9 × 10 <sup>-3</sup>
(b)		4.2 × 10 <sup>-4</sup> ~ 1.5 × 10 <sup>-3</sup>
(c)		1.8 × 10 <sup>-4</sup> ~ 4.1 × 10 <sup>-3</sup>

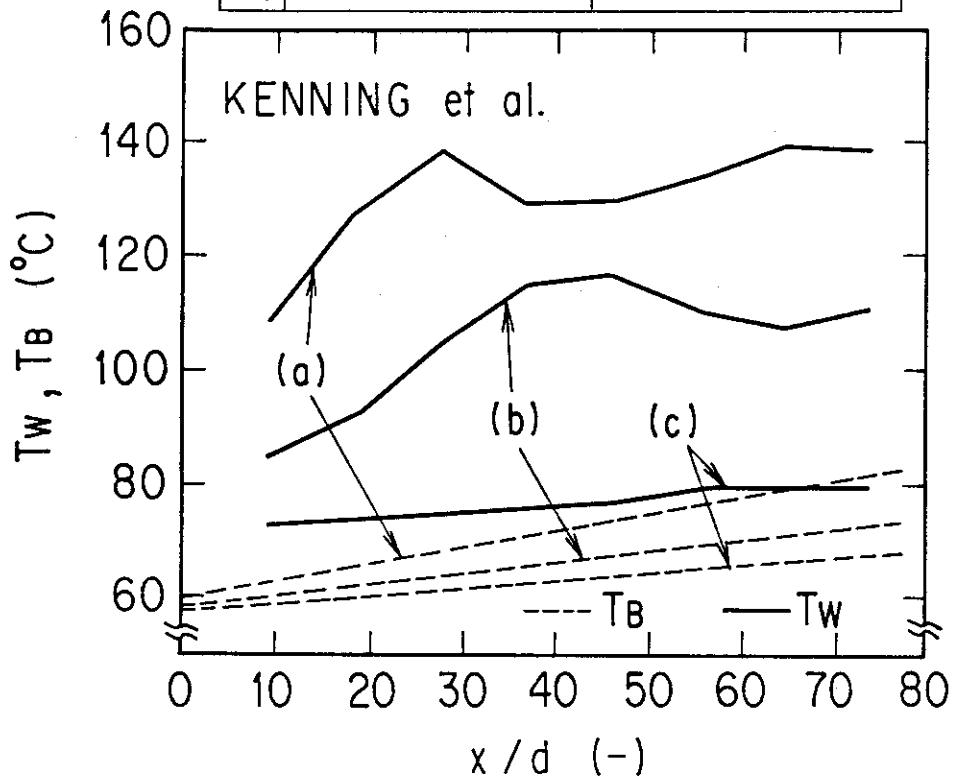


Fig. 4.17 Distributions of temperature along the tube in the experiment by Kenning et al. (3)

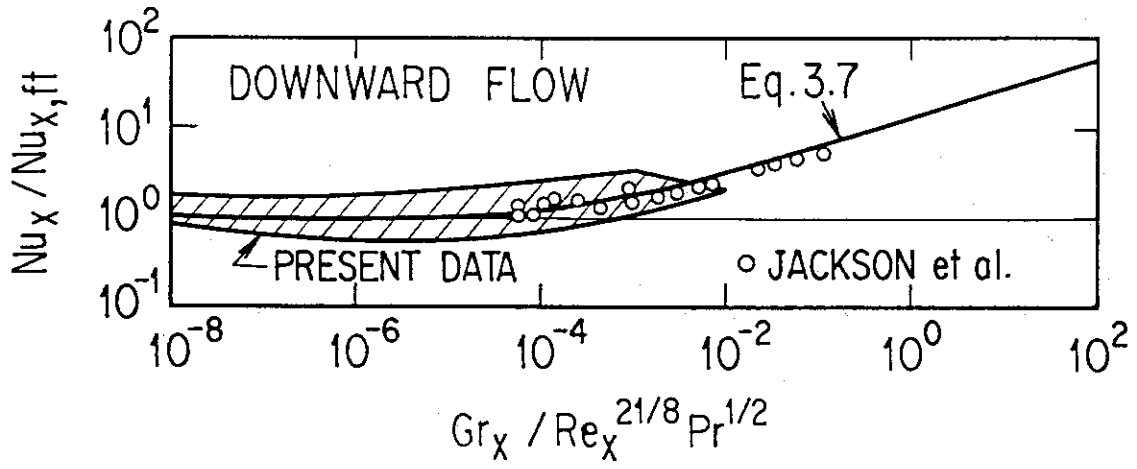


Fig. 4.18 Data presented by Jackson et al. (4)

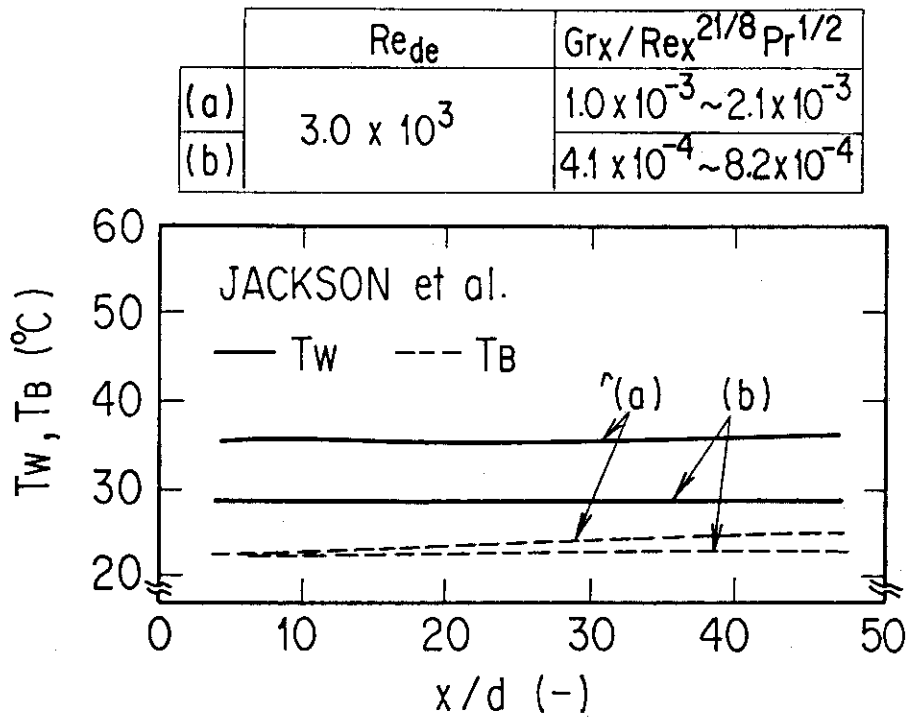


Fig. 4.19 Distributions of temperature along the tube in the experiment by Jackson et al. (4)

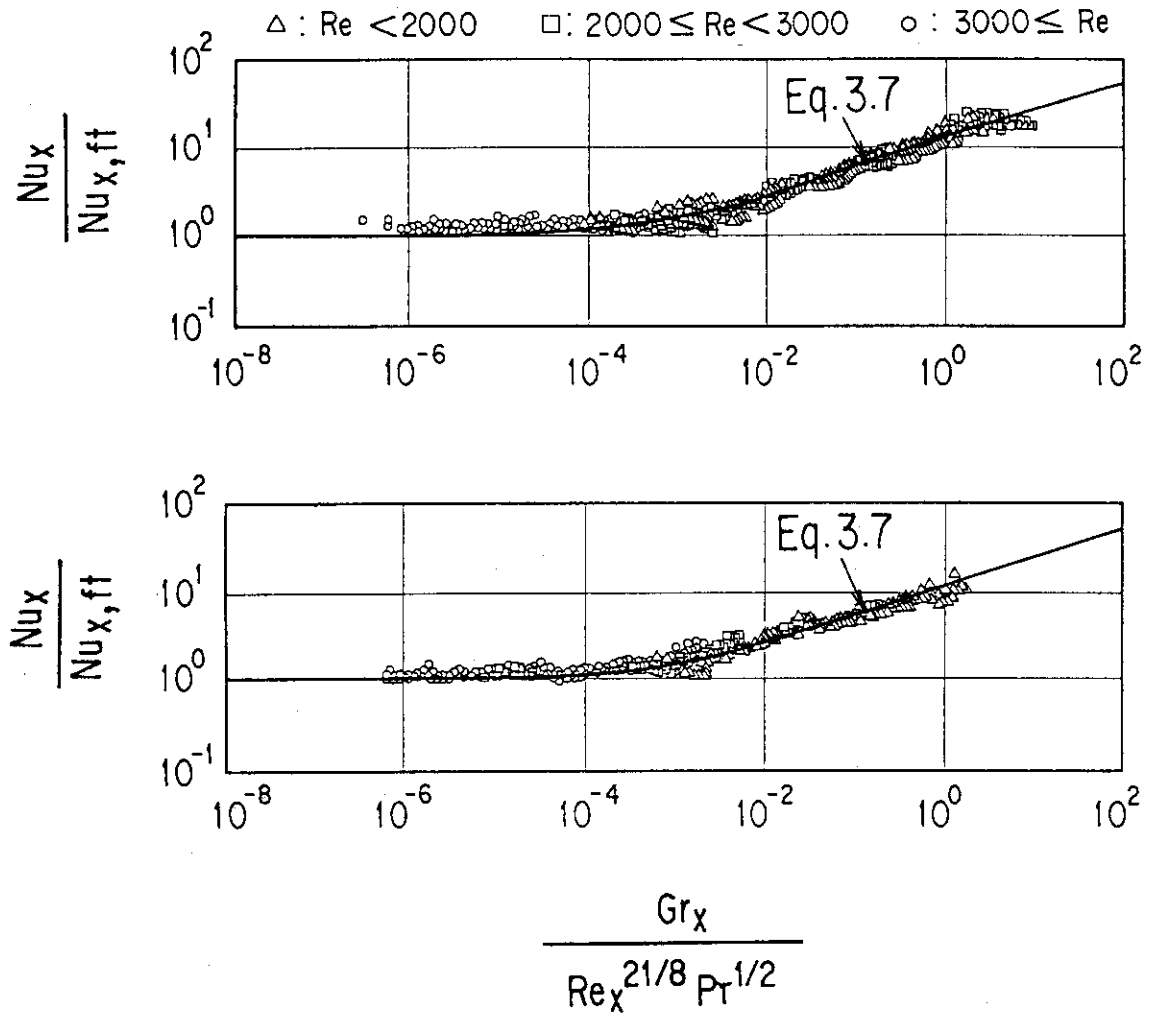


Fig. 4.20 Data presented by Sudo et al. (7)

## 5. 結 論

JRR-3の標準型燃料要素のサブチャンネルを模擬した、流路ギャップ2.5mm、流路幅50mmおよび流路長さ750mmの垂直加熱流路における対流熱伝達に関する実験を行った。冷却材としては水を使用し、ほぼ大気圧下で実験を行った。以上で得られたデータから、比較的狭い矩形流路における対流熱伝達に関し、以下の知見が得られた。

- (1) 無次元パラメータ  $Gr_x / Re_x^{21/8} Pr^{1/2}$  を用いることにより、乱流強制対流熱伝達相関式でその熱伝達係数がほぼ評価できる強制対流領域 ( $Gr_x / Re_x^{21/8} Pr^{1/2} < 10^{-4}$ )、乱流自由対流熱伝達相関式でその熱伝達係数がほぼ評価できる自由対流領域 ( $Gr_x / Re_x^{21/8} Pr^{1/2} > 10^{-2}$ ) およびそのいずれの相関式で評価されるよりも、その熱伝達係数が大きくなる遷移領域 ( $10^{-4} < Gr_x / Re_x^{21/8} Pr^{1/2} < 10^{-2}$ ) を区別することができた。遷移領域は共存対流領域とほぼ一致する。
- (2) (1)で述べた各領域のデータは、式(3.7)あるいは、式(3.8)により、よく整理することができた。ただし、強制対流領域において流れの層流から乱流への遷移が生じる場合、式(3.7)あるいは式(3.8)はデータに対し熱伝達係数を過大評価する傾向にある。この条件は  $Re \approx 2 \times 10^3 \sim 3 \times 10^3$  である。
- (3) 遷移領域のデータの熱伝達係数は、乱流強制対流熱伝達相関式による評価値よりも大きくなるが、これは主として、速度境界層の発達にともなう主流の加速により熱伝達が促進されるためである。従来、比較的広い流路の上昇流について報告された、浮力の効果による熱伝達の劣化は本実験のように狭い流路においては上述の効果に比べて小さい。
- (4) (1)において定義した自由対流領域のデータにおいても、本実験では完全な自由対流場は得られず、多少強制対流の影響がみられた。
- (5) 共存対流領域を強制対流中に浮力の効果が現われる領域と考えた場合、その領域は(1)で述べた遷移領域とほぼ一致する。またこの領域は、従来広い流路を対象とした研究において得られた共存対流の範囲ともよく一致する。
- (6) 本実験においては、上昇流および下向流の間の熱伝達特性上の差異はない。

## 謝 辞

本研究の遂行に当り、研究炉開発室大西信秋室長および安藤弘栄安全性・特性解析グループリーダーには終始御指導・御鞭撻を戴いた。ここに記し深甚なる謝意を表す。

## 5. 結 論

JRR-3の標準型燃料要素のサブチャンネルを模擬した、流路ギャップ2.5mm、流路幅50mmおよび流路長さ750mmの垂直加熱流路における対流熱伝達に関する実験を行った。冷却材としては水を使用し、ほぼ大気圧下で実験を行った。以上で得られたデータから、比較的狭い矩形流路における対流熱伝達に関し、以下の知見が得られた。

- (1) 無次元パラメータ  $Gr_x / Re_x^{21/8} Pr^{1/2}$  を用いることにより、乱流強制対流熱伝達相関式でその熱伝達係数がほぼ評価できる強制対流領域 ( $Gr_x / Re_x^{21/8} Pr^{1/2} < 10^{-4}$ )、乱流自由対流熱伝達相関式でその熱伝達係数がほぼ評価できる自由対流領域 ( $Gr_x / Re_x^{21/8} Pr^{1/2} > 10^{-2}$ ) およびそのいずれの相関式で評価されるよりも、その熱伝達係数が大きくなる遷移領域 ( $10^{-4} < Gr_x / Re_x^{21/8} Pr^{1/2} < 10^{-2}$ ) を区別することができた。遷移領域は共存対流領域とほぼ一致する。
- (2) (1)で述べた各領域のデータは、式(3.7)あるいは、式(3.8)により、よく整理することができた。ただし、強制対流領域において流れの層流から乱流への遷移が生じる場合、式(3.7)あるいは式(3.8)はデータに対し熱伝達係数を過大評価する傾向にある。この条件は  $Re \approx 2 \times 10^3 \sim 3 \times 10^3$  である。
- (3) 遷移領域のデータの熱伝達係数は、乱流強制対流熱伝達相関式による評価値よりも大きくなるが、これは主として、速度境界層の発達にともなう主流の加速により熱伝達が促進されるためである。従来、比較的広い流路の上昇流について報告された、浮力の効果による熱伝達の劣化は本実験のように狭い流路においては上述の効果に比べて小さい。
- (4) (1)において定義した自由対流領域のデータにおいても、本実験では完全な自由対流場は得られず、多少強制対流の影響がみられた。
- (5) 共存対流領域を強制対流中に浮力の効果が現われる領域と考えた場合、その領域は(1)で述べた遷移領域とほぼ一致する。またこの領域は、従来広い流路を対象とした研究において得られた共存対流の範囲ともよく一致する。
- (6) 本実験においては、上昇流および下向流の間の熱伝達特性上の差異はない。

## 謝 辞

本研究の遂行に当り、研究炉開発室大西信秋室長および安藤弘栄安全性・特性解析グループリーダーには終始御指導・御鞭撻を戴いた。ここに記し深甚なる謝意を表す。

## 参 考 文 献

- (1) HIRANO, M., SUDO, Y. : Analytical study on thermal-hydraulic behavior of transient from forced circulation to natural circulation in JRR-3, J. Nucl. Sci. Technol., 23 (4), (1986) 352
- (2) ECKERT, E.R. and DIAGUILA, A.J. : Convective heat transfer for mixed, free, and forced flow through tubes. Trans ASME., 76-4 (1954), 497
- (3) KENNING, D.B.R., SHOCK, R.A.W., POON, J.Y.M. : Local reduction in heat transfer due to buoyancy effects in upward turbulent flow, Proc. 5th Int. Heat Trans. Conf., 139 (1974)
- (4) JACKSON, J.D., FEWSTER, J. : Enhancement of turbulent heat transfer due to buoyancy for downward flow of water in vertical tubes, Heat Transfer and Turbulent Buoyant convection, D.B. Spalding ed. Hemisphere Pub. Corp., 759 (1977)
- (5) 北村健三, 稲垣照美 : 自然対流と強制対流が共存する乱流境界層の熱伝達, 第22回日本伝熱シンポジウム講演論文集, (1985), 145
- (6) 稲垣照美, 北村健三 : 自然対流と強制対流が共存する乱流境界層流の熱伝達, 第23回日本伝熱シンポジウム講演論文集, (1986), 412
- (7) 数土幸夫, 神永雅紀, 井川博雅 : 垂直矩形流路における共存対流熱伝達の実験的研究, 第23回日本伝熱シンポジウム講演論文集, (1986), 415
- (8) 伝熱工学資料改訂第3版, 日本機械学会, (1975)
- (9) 甲藤好郎 : 伝熱概論, 養賢堂, (1964)
- (10) VLIET, G.C. and LIN, C.K., Trans ASME., C-91 (1969), 517
- (11) FUJII, T., et al., Int. J. Heat Mass Transfer, 13 (1970), 753
- (12) HWANG, C.L., FAN, L.T. : Finite difference analysis of forced-convection heat transfer in entrance region of a flat rectangular duct, Appl. Sci. Res., Section A, 13, 401 (1964)
- (13) HOLMAN, J.P., 平田賢監訳 : 伝熱工学(上), ブレイン図書出版, (1982)
- (14) 神永雅紀, 数土幸夫, 井川博雅, 薄井 徹 : 垂直矩形流路における共存対流熱伝達に関する実験的研究(第1報, 流路ギャップ18mmの場合), JAERI-M 88-073