HOKKAIDO UNIVERSITY

Title	高速炉用崩壊熱除去システムにおける液体Naの伝熱特性に関する基礎的研究
Author(s)	杉山，憲一郎；馬，英；石黒，亮二
Citation	北海道大學工學部研究報告，139，125-132
Issue Date	1988-02-20
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/42068
Type	departmental bulletin paper
File Information	139_125-132.pdf

Hokkaido University Collection of Scholarly and Academic Papers : HUSCAP

北海道大学工学部研究報告
第139号（昭和63年）

Bulletin of the Faculty of Engineering,
Hokkaido University. No. 139 (1988)

高速炉用崩壊熱除去システムにおける液体Naの伝熱特性に関する基礎的研究

杉山憲一郎　馬　英　石黒亮二

（昭和62年9月30日受理）

A Basic Study on Heat Transfer Characteristics of Liquid Na in a Decay-Heat Removal System of LMFBR

Ken-ichiro SUGIYAMA, Ying MA and Ryoji ISHIGURO

(Received September 30, 1987)

Abstract

A numerical analysis is performed to clarify the heat transfer characteristics of combined convection around the tubes which form a single row perpendicularly arranged to a forced flow in the direction of gravity. A boundary-fitted coordinate transformation technique is adopted to solve the governing equations numerically. It is found in the case of liquid sodium that gravity-induced flow gives no substantial effect to heat transfer augmentation in a low Reynolds number region while it can be sufficiently expected in the ordinary fluids in the same Reynolds number region. This means that such heat transfer augmentation as expected in ordinary fluids can not be realized when crossflow-type heat exchangers installed for decay-heat removal operates in a low Reynolds number region.

1. 緒　　言

水平管群をよぎる液体ナトリウムの強制対流と自然対流の共存伝熱は，高速増殖炉の崩壊熱除去システムの熱交換器などの設計に関連して重要な問題である。著者らは，このような伝熱系の最も基本となる単一管の自然対流の伝熱特性を正確に予測すること[1]から出発し，この系に対して系統的に研究していくことを計画している。

単管まわりの共存対流の伝熱特性は，通常流体では一般にGr/Re^2のみの関数でまとめることができるが，管群の場合には，管相互の位置によって共存対流の流れ場と温度場が大きく変わり，熱伝達率はGr/Re^2の値だけでなく，ピッチにも強く依存する。このため，管群での正確な伝熱特性の把握はコンピューターによる数値解析に頼らざるを得ない。しかし，その一般的手法は確立しておらず，原子炉安全解析および設計上からこの種のシステムでの予測手法の開発と伝熱特性の理解が強く求められている。本研究では，管群における共存対流の基本的特性を理解することと本数値解析の管群の系への適用性を検討することを目的として，流れと直角方向に配列された

原子工学科原子力安全工学講座

1列管群系の伝熱特性を検討する。

物理モデルはFig. 1に示した簡単な系であるが，一般的な管群における流れと直角方向のピッチの効果が定性的に把握できると共に，流れ方向への温度場および流れ場の様相から，管群の第2列以降の伝熱特性も定性的に推定でき，管群での基本的特性を理解しようとする目的には合致した系となっている。

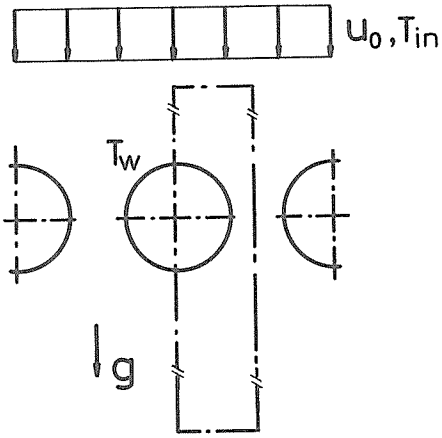

Fig. 1 Physical Model

安全解析上からの共存対流に対する興味は，自然対流が加わることにより，崩壊熱除去系の熱除去能力がどれほど向上するかということである。しかし，低プラントル数流体である液体ナトリウムでは，Re数とGr数の組合せによっては通常流体より伝熱特性の向上が期待できないことも想像される。本解析の系はこの点についても定性的な検討が可能である。

2. 解 析 方 法

2.1 座 標 系

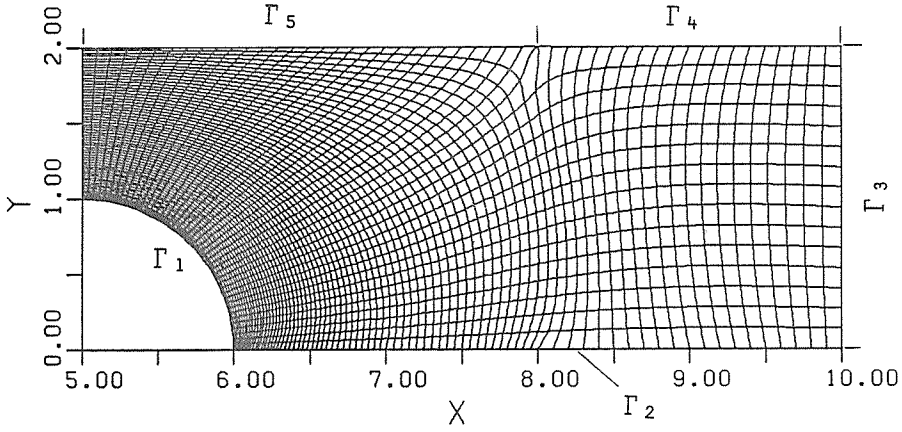

Fig. 2 Boundary-Fitted Coordinate System

Fig. 1のような系に対して，従来の解析では円柱座標と直交座標を併用している。この場合，円柱近傍で座標間の内挿が必要となり，数値解析上の取扱が面倒である。本研究では，この欠点を除くため，ポアソン方程式によるBoundary-Fit曲線座標系を採用した。この座標系は，境界形状の正確な取り扱いと座標系の一本化が同時にでき，また，管群のようなより複雑な形状にも容易に拡張できるなどの利点がある。一例として，本計算で用いられたp/d=2の物理平面での格子系をFig. 2に，これに対応する写像平面のそれをFig. 3に示した。なお，この格子系では左右両側に直接通常の直交座標の格子が接続で

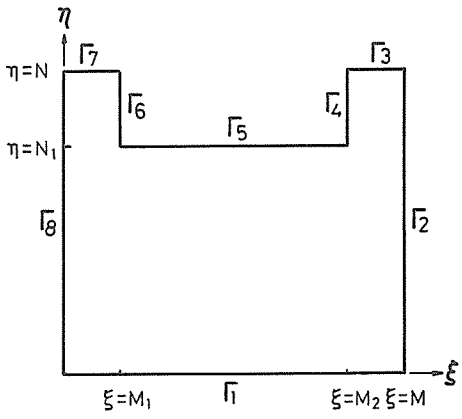

Fig. 3 Transformed Plane

きるように工夫されている。

写像平面上の正方格子点(ξ, η)は，(1)式のポアソン方程式により，物理平面上の曲線座標格子点(x, y)に1対1に対応づけることができる。

$$\xi_{xx}+\xi_{yy}=P(\xi, \eta) \tag{1a}$$

$$\eta_{xx}+\eta_{yy}=Q(\xi, \eta) \tag{1b}$$

流れ場と温度場を記述する偏微分方程式は，写像平面上で解くため，(1)式のポアソン方程式の独立変数(x, y)と従属変数(ξ, η)を入れ換えると，下記の楕円型偏微分方程式が得られる。

$$\alpha x_{\xi\xi}-2\beta x_{\xi\eta}+\gamma x_{\eta\eta}=-J^2(x_\xi P+x_\eta Q) \tag{2a}$$

$$\alpha y_{\xi\xi}-2\beta y_{\xi\eta}+\gamma y_{\eta\eta}=-J^2(y_\xi P+y_\eta Q) \tag{2b}$$

ここで，

$$\alpha=x_\eta^2+y_\eta^2,\quad \beta=x_\xi x_\eta+y_\xi y_\eta$$

$$\gamma=x_\xi^2+y_\xi^2,\quad J=x_\xi y_\eta-x_\eta y_\xi$$

(2)式は(1)式に比べて関数形が複雑になるが，境界条件を直線Γ_1～Γ_8上で設定することができ，更に写像上の格子間隔を単位長さに採ることができるという利点がある。なお，上式中の関数P，Qは格子間隔の粗密を制御するコントロール関数である。[2]

2. 2　基礎式および数値解法

本解析では，強制対流と自然対流が同方向である平行流のみを取り上げる。無次元された(x, y)座標系での渦度方程式，流れ関数方程式およびエネルギー方程式は次式で与えられる。

$$(\psi_y\omega)_x-(\psi_x\omega)_y=2(\omega_{xx}+\omega_{yy})/Re+(Gr/Re^2)\theta_y/2 \tag{3}$$

$$-\omega=\psi_{xx}+\psi_{yy} \tag{4}$$

$$(\psi_y\theta)_x-(\psi_x\theta)_y=2(\theta_{xx}+\theta_{yy})/Pe \tag{5}$$

(ξ, η)座標系では(3)，(4)と(5)式は次のように変換される。

$$[(\psi_\eta\omega)_\xi-(\psi_\xi\omega)_\eta]/J=2[(\alpha\omega_{\xi\xi}-2\beta\omega_{\xi\eta}+\gamma\omega_{\eta\eta})/J^2+P\omega_\xi+Q\omega_\eta]/Re+(Gr/Re^2)(-x_\eta\theta_\xi+x_\xi\theta_\eta)/J/2 \tag{6}$$

$$-\omega=(\alpha\psi_{\xi\xi}-2\beta\psi_{\xi\eta}+\gamma\psi_{\eta\eta})/J^2+P\psi_\xi+Q\psi_\eta \tag{7}$$

$$[(\psi_\eta\theta)_\xi-(\psi_\xi\theta)_\eta]/J=2[(\alpha\theta_{\xi\xi}-2\beta\theta_{\xi\eta}+\gamma\theta_{\eta\eta})/J^2+P\theta_\xi+Q\theta_\eta]/Pe \tag{8}$$

等温一様流速の流体が上方より流入し，円柱によって冷却され，下方から流出する状況では，境界条件は次のように設定できる。ただし，充分下流まで計算領域とするため$x=10$より下流には通常の直交座標を採用している。

$$\left.\begin{aligned}
&\eta=N, \xi=1, M_1: \quad \omega=0,\ \psi=y,\ \theta=0\\
&\eta=1: \quad \omega=-\gamma\psi_{\eta\eta}/J^2,\ \psi=0,\ \theta=-1\\
&\xi=1 \text{ および } \xi=M: \quad \omega=0,\ \psi=0,\ x_\eta\theta_\xi-x_\xi\theta_\eta=0\\
&\xi=M_1 \text{ および } M_2, \eta=N_1, N: \quad \omega=0,\ \psi=p/d,\ x_\eta\theta_\xi-x_\xi\theta_\eta=0\\
&\eta=N_1, \xi=M_1, M_2: \quad \omega=0,\ \psi=p/d,\ x_\eta\theta_\xi-x_\xi\theta_\eta=0
\end{aligned}\right\} \tag{9}$$

$$\left.\begin{aligned}
&y=0: \quad \omega=0, \psi=0, \theta_y=0\\
&y=p/d: \quad \omega=0, \psi=p/d, \theta_y=0\\
&x=x_{max}: \quad \omega_x=0, \psi_x=0, \theta_x=0,
\end{aligned}\right\} \tag{10}$$

数値解法にはGosmanら[3]の方法を用いた。収束条件は主にNu数で判断し，Nu数が小数点以下二桁まで変動しなくなるまで計算を続行した。

3. 計算結果と検討

3. 1 流れ場と温度場の特徴

計算はピッチ対直径比 p/d=1.5,2.0 と 2.5 の 3 つの流路に対し，Pr=0.005 に固定して Re 数および Gr 数を変えて行った。

Fig. 4 に強制対流のみの一例として，p/d=2.0，Re=2000 の場合の流れ場と温度場を示した。流れ場は Re 数が比較的大きいため，円柱の背面に大きな剝離領域が生じており，その剝離領域は

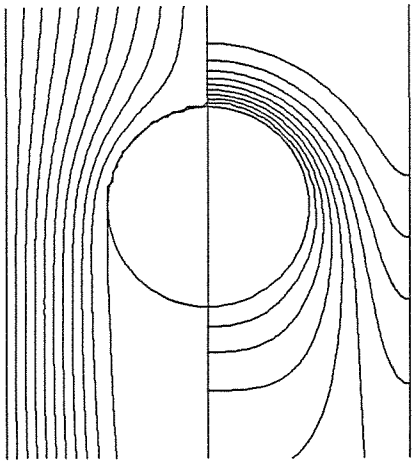

Fig. 4 Stream Lines and Isotherms for Re=2000 and Gr=0

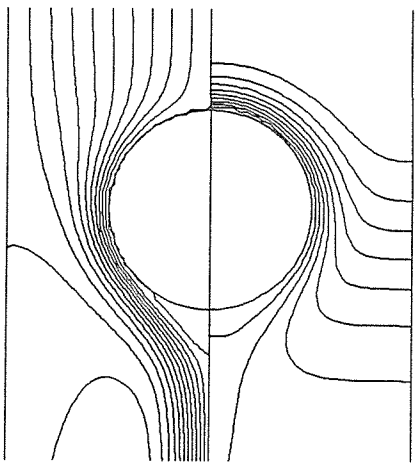

Fig. 5 Stream Lines and Isotherms for Re=2000 and Gr=2×10^8

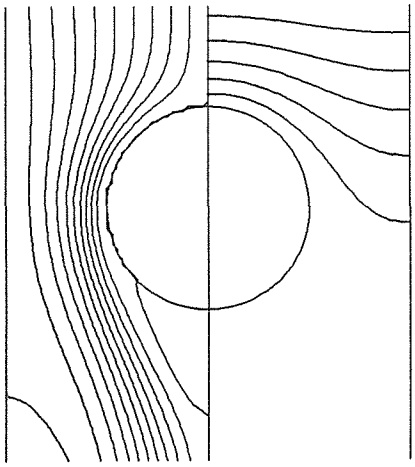

Fig. 6 Stream Lines and Isotherms for Re=200 and Gr=2×10^6

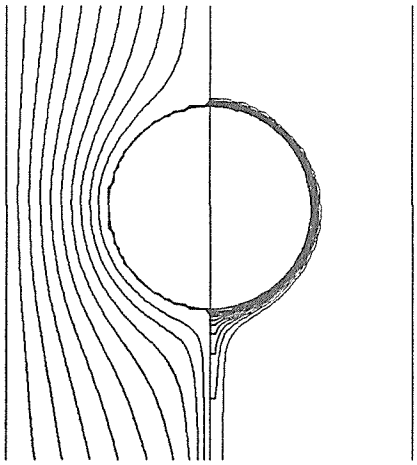

Fig. 7 Stream Lines and Isotherms of Water (Pr=5) for Re=200 and Gr=2×10^6

計算領域下端まで広がっている。温度場の特徴としては，流路が限定されているため，無限空間における温度場と異なり，流路方向に急激に温度降下が生じることを挙げることができる。

Fig. 5 に Fig. 4 の条件に相対的に強い自然対流($Gr=2\times10^8$)が加わった場合の流れ場と温度場を示した。流れは重力によって円柱近傍に引き寄せられるため，円柱近傍の流線の幅は Fig. 4 のそれより狭く，流速がより大きくなることが分かる。引き寄せられた流体は $x=6.5$ 以降ほぼ同じ速度を保って円柱背面の狭い幅の領域を下流へ流れていく。このため，下流の残りの領域には弱い逆流が出現している。この流れ場に対応する温度場は，円柱近傍の流速が速いため等温線の幅が狭く，Fig. 4 と比べると伝熱特性が相当向上していることが分かる。

Fig. 6 に $p/d=2.0$，$Re=200$，$Gr=2\times10^6$ の流れ場と温度場を示した。流れ場は自然対流支配となっているが，その特徴は Fig. 5 ほど明瞭ではない。温度場は，Re 数が小さく，熱伝導支配であるため，Fig. 5 と全く異なる様相を示している。$p/d=2.0$，$Re=200$ の強制対流のみの場合の流れ場と温度場を示していないが，その温度場は Fig. 6 と実質的に同じである。このことから，液体ナトリウムでは，Re 数が小さい場合，流れ場は自然対流が加わることにより幾分変わるが，温度場は実質的に変化しないという特徴があることが分かる。

Fig. 6 に示した低 Re 数での特徴は低 Pr 数流体であるため現れる。通常流体との相違を明らかにするため，Fig. 7 に高 Pr 数流体である水の場合の結果を示す。$Pr=5$ とし，p/d, Re および Gr は Fig. 6 と同一である。図から分かるように，Pr 数が高い場合も，重力によって円柱近傍の流体が円柱の近くに引き寄せられる。しかし，温度境界層が大変薄く粘性力が強いため，円柱から少し離れた領域での流れは，低プラントル数流体程重力に直接影響されない。従って，全体的に見れば，重力による流れ場の変化は小さく，Fig. 6 のような逆流領域も出現していない。しかし，温度場は強制対流の場合と大きく異なり，熱伝達率は自然対流の影響により大きく向上する方向に推移する。

3. 2　平均 Nu 数の結果

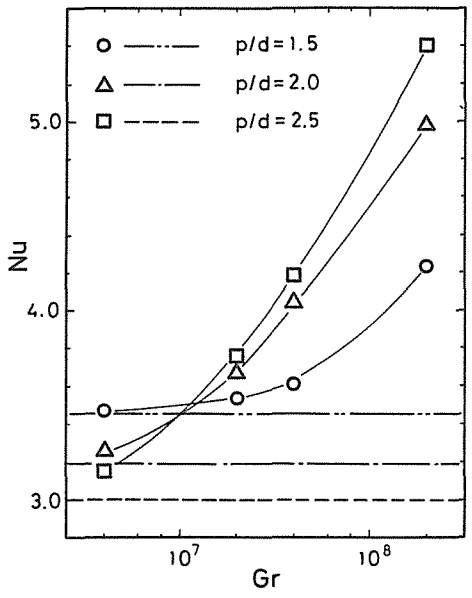

Fig. 8　Nusselt Number for Re=2000

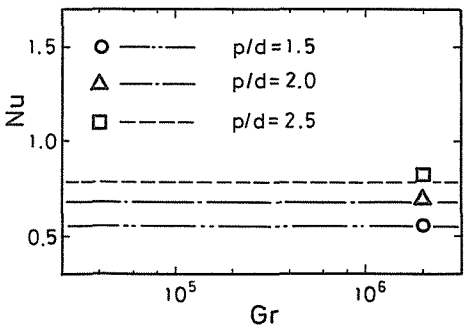

Fig. 9　Nusselt Number for Re=200

上述の流れ場と温度場の特徴を平均 Nu 数の観点から検討する。

代表例として, Fig. 8 に Re＝2000, Fig. 9 に Re＝200 の場合の平均 Nu 数の計算結果を示した。横軸に Gr 数を取っており, p/d をパラメータにしている。図中の水平線は強制対流のみの場合の平均 Nu 数を示したものである。Re＝2000 と 200 では傾向が逆転していることが分かる。Re＝2000 の場合には, 対流が支配的で, p/d が小さい方が, 円柱近傍の流体の速度が速くなるため, 熱伝達が良くなる。一方, Re＝200 の場合は, 流速が遅いため, 限定された流路の中の流量が相対的に小さく, 温度場は熱伝導支配となる。このため, 流路幅が広く, 放熱面が大きくなる程伝熱特性が良くなる。

自然対流が加わった場では, Re＝2000 の場合には, Gr 数の増加に伴って, p/d が大きい程流量が多く, 重力により円柱近傍の流れが卓越し易いため, 伝熱特性が良くなって行くことが分かる。一方, Re＝200 の場合は, 限定された流路の中の流量が相対的に小さく温度場が伝導支配であるため, Gr 数の値が相当大きくなっても, 熱伝達に対する円柱近傍の流速変化の寄与度は小さく, 実質的にどの p/d においても伝熱特性は強制対流の場合と異ならない。先に述べたようにこの点はプラントル数が大きい通常流体の特性と異なっている。Pr＝5, p/d＝2, Re＝200 に対し, Gr＝

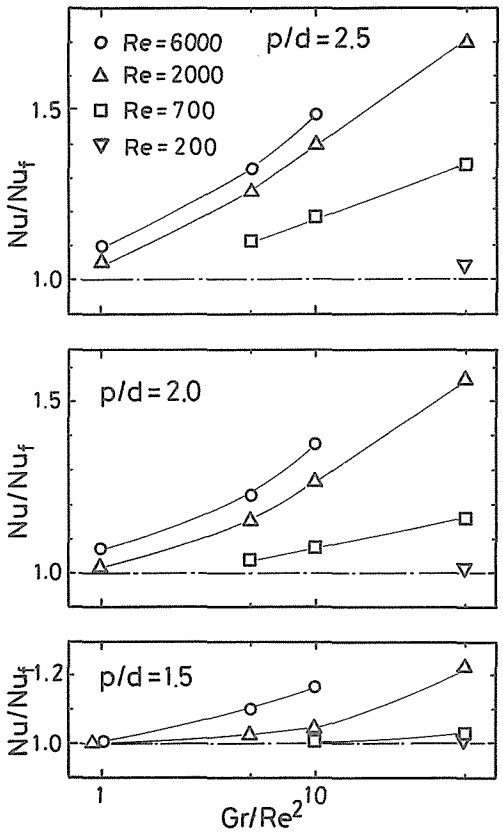

Fig. 10　Nusselt Number Ratio of Combined Convection to Forced Convection

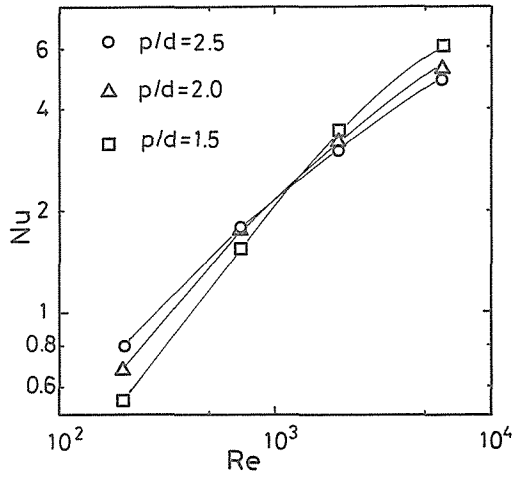

Fig. 11　Nusselt Number for Forced Convection

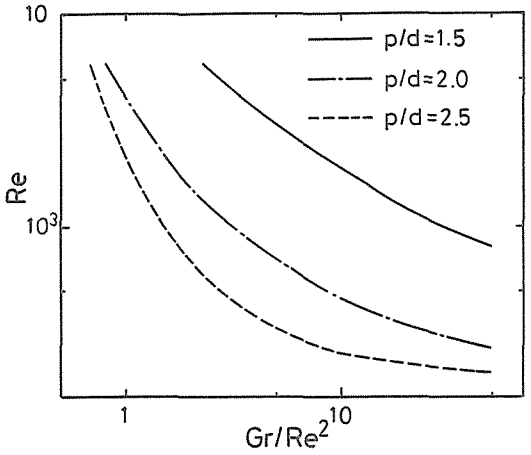

Fig. 12　Region of $Nu/Nu_f < 1.05$

0 および $Gr=2\times10^6$ で計算された平均 Nu 数の値はそれぞれ 19.77 および 30.22 で，その比は 1.5 倍である。同じ低 Re 数であっても，Pr 数が高い場合は，対流による伝熱が支配的であり，熱伝達に対する自然対流の寄与が大変顕著である。

Fig. 10 には，共存対流での伝熱特性を系統的に示すため，$p/d=1.5, 2.0, 2.5$ それぞれに対して，自然対流が加わることによる伝熱特性の向上を Nu/Nu_f の結果として示した。横軸に Gr/Re^2 を取り，Re 数をパラメータにしている。なお，Fig. 11 に強制対流のみの場合の平均 Nu 数（Nu_f）の結果を示した。各 p/d での Re 数に対する平均 Nu 数の傾向が分かる。Fig. 10 から分かるように，Re 数が大きい場合には，p/d が大きい程 Gr/Re^2 の増加に伴って伝熱特性が向上して行く。この傾向は既に述べたように，自然対流の効果により容易に冷却材が円筒近傍に接近し，この領域の流速を大きくし，熱伝達率を向上させるためである。Re 数が小さい時には，伝導支配でこの効果が期待できないため，熱伝達率はほとんど向上しないことが分かる。

自然対流の効果が顕著になる領域を明らかにするため，Fig. 12 に $Nu/Nu_f<1.05$ の範囲を示した。横軸に Gr/Re^2 を取り，縦軸に Re 数を取っている。各線の左側が $Nu/Nu_f<1.05$ の領域である。図から分かるように，p/d が小さい程 $Nu/Nu_f<1.05$ の領域が大きい。

一般の管群の場合には，管の位置により特性が異なるので，Fig. 12 の結果はそのまま管群に適用できる訳ではない。しかし，定性的な特性はこの図により把握できる。

4. 結　　論

高速増殖炉の崩壊熱除去システムなどの熱交換器に関する基礎データを得る目的で，流れと直角方向に配置された 1 列管の液体 Na の共存対流伝熱の特性を数値解析により検討した。その結果から次の結論を得た。

(1) Re 数が大きな系では，対流支配であるため，自然対流の効果が大きい程伝熱特性は向上するが，その向上の割合は p/d が大きい程大きい。これは p/d が大きい程円柱近傍の流れが容易に卓越できるからである。

(2) Re 数が小さい系では，伝導支配となるため，自然対流が加わって流れ場が変化しても温度場には大きな変化が現れない。このため伝熱特性自体は実質的に向上しない。

(3) 高 Pr 数流体では，低 Re 数の流れ場の領域においても温度境界層が薄く対流支配であるため，自然対流が加わると伝熱特性は大きく向上する。従って，この領域では Re 数と Gr 数が同一であっても，低 Pr 数流体と高 Pr 数流体の伝熱挙動は大きく異なる。この事実は，異なる流体によりナトリウムの共存流の特性を把握することは困難であることを意味する。

本計算には北海道大学大型計算センターの S-810 を使用した。また，本研究費の一部は電力中央研究所より御援助頂いた。ここに付記して感謝の意を表する。

〔記　　号〕

a：温度伝導率 $=\lambda/\rho C_p$
C_p：比　　熱
d：円柱直径（代表長さ）
g：重力加速度
Gr：Grashof 数（$=g\alpha\Delta Td^3/\nu^2$）
h：熱伝達率（$=q_m/\Delta T$）
Nu：平均 Nusselt 数（hd/λ）
Nu_f：強制対流の平均 Nusselt 数
p：ピ　ッ　チ
Pe：Peclet 数（$=RePr$）

Pr：Prandtl 数（$=\nu/a$）
q_m：円柱表面の平均熱流束
Re：Reynolds 数（$=u_o d/\nu$）
T：温　　度
To：基準温度（$=(T_w+T_{in})/2$）
T_w：壁面温度
T_{in}：上流の流体温度
ΔT：代表温度差（$=T_{in}-T_w$）
u：流　　速
u_o：上流での流速
x, y：無次元座標
η, ξ：写像平面での無次元座標
θ：無次元温度（$=(T-T_{in})/\Delta T$）
λ：熱伝導率
μ：粘性係数
ν：動粘性係数（$=\mu/\rho$）
ρ：密　　度
ψ：無次元流れ関数
ω：無次元渦度

参考文献

1) 杉山憲一郎・ほか2名：日本原子力学会誌, vol. 30 (1988), No. 1, pp. 71-76.
2) Thompson, J. F., *et al.*: NASA CR-2729, (1976).
3) Gosman, A. D., *et al.*: Heat and Hass Transfer in Recirculating Flows, (1969), Academic Press, London.