

3. 通常管に対するサブクール沸騰限界熱流束^{(46),(55-57)}

3.1 目的

本章では、低熱流束域における高熱負荷除熱に焦点を絞り、高質量速度条件に対する圧力のCHFへの依存性を検討するために、管内径を3mmと固定し、管出口圧力を1.0MPaまで上げた場合の水によるサブクール沸騰CHF実験を実施する。また、高圧用に提案されたTong⁽⁵⁹⁾式中のパラメータを広い範囲に渡って適用できるように修正を行い、通常管に対する新しいCHF実験式を提案すると共に、核融合炉機器の実際への適用が考えられる圧力0.1~4.0MPaの範囲において信頼性のある相関式を推薦するために、種々の相関式について評価を行う。さらに、CHFメカニズムを物性値の面から明らかにするための検討を行う。

3.2 実験装置、および実験方法

高圧用実験装置

図3-1に、実験装置の系統図を示した。本装置は、水槽、高圧循環ポンプ（吐出圧2MPaで100L/min）、オリフィス流量計、試験部、熱交換器、および低電圧大電流直流電源（定格出力45kW）からなる。計測点は、試験部出入口に取り付けたブルドン管式圧力計の直接読み取り、およびパーソナルコンピュータに取り込まれる試験部出入口と水槽の水の温度（CA熱電対）、テスト管への印加電圧と印加電流、ならびにオリフィス流量計からの差圧信号のの8点である。試験部出口の圧力調整は、試験部出口のグローブ弁を絞り込むことによって行われる。

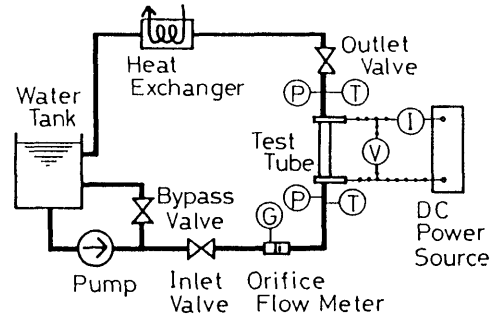


図3-1 高圧用実験装置系統図

図3-2に、試験部の概略図を示す。用いたテスト管は、管内径3mm、管外径4mmのステンレス管（SUS304）で、上下はコンプレッション・フィッティングによって絶縁用テフロン継ぎ手に垂直に固定されている。テスト管の上下加熱端外周には、銅電極がネジで固定されており、加熱長さは100mmである。

実験は、下記条件の幾つかの組み合わせについて実施した。

実験条件

管出口圧力	$P = 0.3 \sim 1.0 \text{ MPa}$
質量速度	$G = 5.5 \sim 30 \text{ Mg/m}^2\text{s}$
入口水温	$T_{in} = 25 \sim 75 \text{ }^\circ\text{C}$

3.3 実験結果

図3-3に、全実験結果を管出口平衡クオリティに対して示した。但し、図中の管出口圧力 $P=1.0\text{MPa}$ 、質量速度 $G=30\text{Mg/m}^2\text{s}$ の条件の記号◆で記したデータは、電力不足のためバーンアウトに至らなかったものであるが、CHF値はわずかに大きいぐらいと考えられる。圧力 $P=0.35 \sim 1.0\text{MPa}$ の範囲では、 $G=30\text{Mg/m}^2\text{s}$ で約 $40 \sim 50\text{MW/m}^2$ という高CHFが得られることが分か

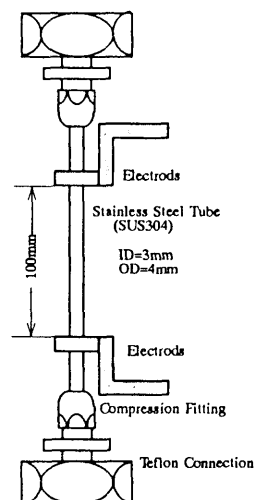


図3-2 高圧用限界熱流束試験部

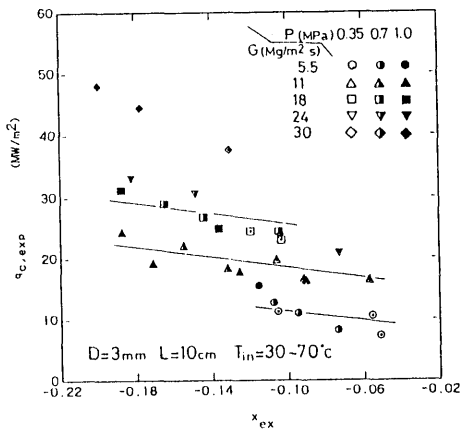


図3-3 平衡クオリティに対する実験結果

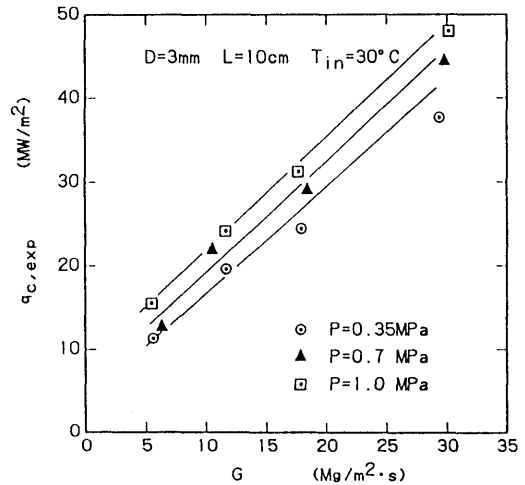


図3-4 質量速度に対する実験結果

る。また、 $G=5.5, 11, 18 \text{ Mg/m}^2\text{s}$ のデータを見ると、 x_{ex} に対して示した場合、本圧力範囲ではCHFは圧力に殆ど依存せず、質量速度と管出口平衡クオリティの2つのパラメータで代表されることが分かる。 $G=24, 30 \text{ Mg/m}^2\text{s}$ では、データ不足のため現時点ではCHFが2つのパラメータだけで決まるかどうかは断定できない。

図3-4には、入口水温 $T_{in} \sim 30^\circ\text{C}$ の実験結果を管出口圧力 P をパラメータとして質量速度 G に対して示した。CHFは、圧力0.35から1.0MPaの増大に対しては約40%ぐらいしか増大しないのに対し、 G が5.5から30 $\text{Mg/m}^2\text{s}$ と増大すると約3倍も増大し、流量に対する依存性が大きいことが分かる。

3.4 通常管に対する新しい実験相関式の提案

2.3.4節で、内径1~3mm管のCHFデータがTongの境界層剥離モデルに基づく実験式で良く整理できることを示した。ここに再度TongのCHF実験式を示す。

$$\frac{q_c}{H_{fg}} = C \frac{G^{0.4} \mu_f^{0.6}}{D^{0.6}} \tag{3-1}$$

$$C = 1.76 - 7.433x_{ex} + 12.222x_{ex}^2 \tag{3-2}$$

ここで、 q_c は限界熱流束、 H_{fg} は水の蒸発潜熱、 G は質量速度、 μ_f は飽和水の粘度、 D は管内径、 x_{ex} は管出口の平衡クオリティである。

しかし、この実験式は、圧力7.0~14MPaの軽水炉条件で導かれたものであり、大気圧に適用した場合には、図2-15に示したようになり大きな値を予測する。図3-5は、圧力0.1~5.3MPaにおける他の研究者、および本実験の低熱流束域CHFデータから、式(3-1)を用いて逆にパラメータ C を求め、平衡クオリティ x_{ex} に対してプロットしたものである。図中、■が大気圧における低熱流束域の本実験データ、●が圧力0.2 MPaのBergles⁽⁷⁾のデータ、○、△、□がそれぞれ圧力0.2、0.4、0.7MPaのKnoebel⁽⁵¹⁾のデータ、▽は圧力3.5MPaのThompson-Macbeth⁽⁵⁸⁾のデータ、◇は圧力5.3MPaのGriffel⁽⁵²⁾のデータを示している。また図中の破線は、式(3-2)のTongが与えた7~14MPaに対する C と x_{ex} の関係を示している。実験データより求められる C の値は、同じ圧力に対してかなりばらつきを持つが、圧力が増大するほど C の値は大きくなる傾向を示す。この図より、圧力の C への影響が次式のように関係づけられた。

$$\frac{C}{C_{Tong}} = 1 - \frac{52.3 + 80x_{ex} - 50x_{ex}^2}{60.5 + (Px \cdot 10^{-5})^{1.4}} \quad (3-3)$$

ここで、 C_{Tong} は式(3-2)のTongが与えるパラメータCの値であり、Pは管出口圧力である。図3-5中の各実線は、各圧力に対する式(3-3)の関係を示している。CHF予測値は、式(3-3)で求められるCの値を、式(3-1)に代入することによって計算される。この式(3-3)によって低圧にも適用できるように拡張されたTongの実験式を修正Tong式 (Modified Tong Correlation) と呼ぶことにする。

図3-6は、式(3-3)の与える C/C_{Tong} の値を圧力に対して示したものである。図中、実線が平衡クオリティ $x_{ex} = -0.02$ の、破線が $x_{ex} = -0.10$ の関係を示している。また図中の各記号は、各研究者のデータから求められる値を示しているが、ばらつきがあるので範囲を持って示してある。 C/C_{Tong} の値は、圧力とともに増大していくが、クオリティ x_{ex} に対する依存性は小さいことを示している。このように、Tongの提案した気泡境界層剥離の概念が、低圧から高圧に渡るCHFデータに対してもまとまった形で適用できることは、Tongの提案した概念の正当性を示唆するものである。

3.5 各限界熱流束相関式の評価

これまでに数多くのサブクール沸騰CHF相関式が提案されてきたが、大気圧から高圧までを適用範囲とする式は殆どない。唯一ごく最近ではあるが、甲藤^{(35),(36)}は中圧～高圧を適用範囲とするCHF理論モデルを提案し、大気圧まで適用できるように拡張した。一般に、核融合炉機器の除熱では、0.1～4.0MPaといった低～中圧力範囲が適用上有利とされる。よって本節では、低圧から中圧を適用範囲とする4つのCHF実験式、比較対象としてよく引用される3つの高圧用CHF実験式、および最近提案された3つの理論モデルを取り上げ評価を行う。

3.5.1 各限界熱流束相関式

Gunther⁽⁵⁰⁾

実験式:

$$q_c = 71987 V^{0.5} \Delta T_{sub,ex} \quad (3-4)$$

[適用圧力範囲: P=0.1～1.13MPa]

ここで、 q_c は限界熱流束、Vは水の流速、 ΔT_{sub} は管出口の水のサブクール度である。

Knoebel⁽⁵¹⁾

実験式:

$$q_c = 484608 (1 + 0.169V) (1 + 0.1242 \Delta T_{sub,ex}) \quad (3-5)$$

[適用圧力範囲: P=0.2～0.74MPa]

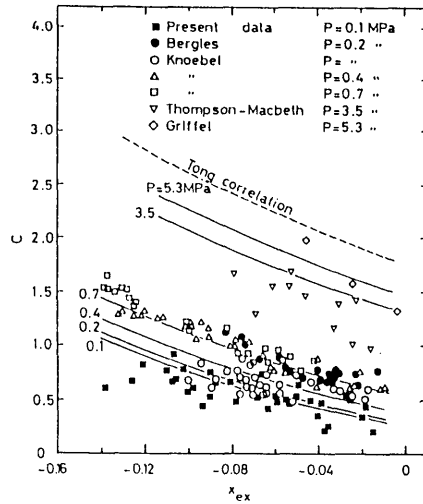


図3-5 種々の圧力データから求められたパラメータCと平衡クオリティの関係

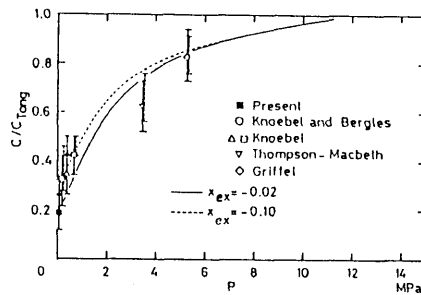


図3-6 修正したパラメータの圧力依存性

Griffel⁽⁵²⁾

実験式:

$$q_c = (128.7G + 1.21 \times 10^6) (8 + 1.8 \Delta T_{sub,ex})^{0.27} \quad (3-6)$$

[適用圧力範囲: P=0.4~13.8]

ここで、Gは質量速度である。

修正Tong

実験式: (3.4節で提案した式)

$$q_c = C \frac{G^{0.4} \mu_f^{0.6}}{D^{0.6}} \quad (3-7)$$

$$\frac{C}{C_{Tong}} = 1 - \frac{52.3 + 80x_{ex} - 50x_{ex}^2}{60.5 + (P \times 10^{-5})^{1.4}} \quad (3-8)$$

$$C_{Tong} = 1.76 - 7.433x_{ex} + 12.222x_{ex}^2 \quad (3-9)$$

ここで、 H_{fg} は水の蒸発潜熱、 μ_f は飽和水の粘度、 D は管内径、 x_{ex} は管出口平衡クオリティ、 P は管出口圧力である。

W-3⁽⁵⁹⁾

実験式:

$$q_c = 3.155 \times 10^6 [(2.022 - 6.24 \times 10^{-8} P) + (0.1722 - 1.427 \times 10^{-8} P) \times \exp((18.177 - 5.989 \times 10^{-7} P)x_{ex})] \times$$

$$[(0.1094 - 1.177x_{ex} + 0.1275x_{ex}|x_{ex}|)G \times 10^{-3} + 1.037][1.157 - 0.869x_{ex}] \times$$

$$[0.2664 + 0.8357 \exp(-124.1D)][0.8258 + 0.3414 \times 10^{-6} (H_f - H_{in})] \quad (3-10)$$

[適用圧力範囲: P=6.9~15.9MPa]

ここで、 H_f 、 H_{in} はそれぞれ水の飽和エンタルピおよび入口エンタルピである。W-2⁽⁶⁰⁾

実験式:

$$q_c = 3.155 (0.23 \times 10^6 + 69.32G) (3.0 + 0.018 \Delta T_{sub,ex}) \times [0.435 + 1.23 \exp(-0.0093L/D)][1.71 - 1.4 \exp(-\psi)] \quad (3-11)$$

$$\psi = 0.532 \left(\frac{H_f - H_{in}}{H_{fg}} \right)^{\frac{3}{4}} \left(\frac{\rho_v}{\rho_f} \right)^{-\frac{1}{3}} \quad (3-12)$$

[適用圧力範囲: P=5.5~19.0MPa]

ここで、 ρ_v 、 ρ_f はそれぞれ蒸気および飽和水の密度である。Tong-75⁽⁶¹⁾

実験式:

$$q_c = 0.23 f G H_{fg} (1 + 0.00216 P_*^{1.8} R_*^{0.5} J_a) \quad (3-13)$$

$$P_* = P/P_c \quad (3-14)$$

$$R_* = GD/\mu_f \quad (3-15)$$

$$J_a = -x_{ex} \rho_f / \rho_v \quad (3-16)$$

$$f = 8 R_*^{-0.6} (D/D_c)^{0.32} \quad (3-17)$$

[適用圧力範囲: P=6.9~13.8 MPa]

ここで、 f は管摩擦係数、 P は換算圧力、 Re_0 はレイノルズ数、 J_0 はヤコブ数、 P_c は臨界圧力、 D_0 は基準内径 (=0.0127m) である。

Weisman-Pei⁽³²⁾

理論モデル:

$$\frac{q_c}{H_{lg}} \frac{H_l - H_{ld}}{H_l - H_{ld}} = (x_2 - x_1) G_r \quad (3-18)$$

[適用圧力範囲: $P=2.0\sim 20.5\text{MPa}$]

ここで、 H_l は水のエンタルピ、 H_{ld} は気泡離脱開始点位置の水のエンタルピ、 x_1 、 x_2 はそれぞれコア領域と気泡層内の平均乾き度、 G_r はコアから気泡層内へ入り込む質量速度である。本式の右辺の x_1 、 x_2 、 G_r は q_c の関数となり、その表現の詳細は文献(32)を参照されたし。

Weisman-Ileslamlou⁽³³⁾

理論モデル:

$$q_c = G_r [H_l(1 - x_2) + H_g x_2 - H_l] \quad (3-19)$$

[適用圧力範囲: $P=6.8\sim 19.0\text{MPa}$]

本式の右辺はWeisman-Peiモデルと同様 q_c の関数となり、詳細は文献(33)を参照されたし。また、本モデルは、Weisman-Peiモデルを $x_{ex} < -0.12$ の高サブクール域に拡張したものである。

甲藤^{(35),(36)}

理論モデル:

$$q_c = \frac{\delta \rho_l H_{lg}}{L_B U_B} \quad (3-20)$$

[適用圧力範囲: $P=0.1\sim 19.6\text{MPa}$]

ここで、 δ は薄液膜の厚さ、 L_B は蒸気スラグの長さ、 U_B は蒸気スラグの流速であるが、本式も右辺は q_c の関数となり、その詳細は文献(35)、(36)を参照されたし。

3.5.2 評価方法: DSMとHBM

CHFの実験パラメータとして、管内径 D 、加熱管長 L 、水の質量速度 G (あるいは流速 V)、圧力 P 、水の管入口エンタルピ H_{in} (あるいは入口平衡クオリティ x_{in} 、入口サブクール度 $\Delta T_{sub,in}$)、水の管出口エンタルピ H_{ex} (あるいは平衡クオリティ x_{ex} 、サブクール度 $\Delta T_{sub,ex}$)の6つが考えられる。しかし熱流束 q が均一の場合には、水の入口および出口エンタルピの間には次の熱バランス式が成り立つ。

$$H_{ex} - H_{in} = \frac{4Lq}{DG} \quad (3-21-a)$$

$$\text{or} \quad x_{ex} = \frac{1}{H_{lg}} \left(\frac{4Lq}{DG} - H_l + H_{in} \right) \quad (3-21-b)$$

よって実験における独立変数は5つとなり、CHFは次式で表される。

$$q_c = \text{func}(G, H_{in}, P, D, L) \quad (3-22)$$

サブクール沸騰の場合、限界状態は一般に管出口付近で生じるので、管出口の水の状態を用い、式(3-22)の代わりに次式の形を用いることができる。

$$q_c = \text{func}(G, x_{ex}, P, D, L) \quad (3-23)$$

式(3-22)、(3-23)の形は、*system parameters concept*と呼ばれるものである。もし、限界状態の発生が主に管出口の条件で決まり、管長の影響も小さいとするなら、式(3-23)は次式のように近似できる。

$$q_c = \text{func}(G, x_{ex}, P, D) \quad (3-24)$$

式(3-24)の形は、*local conditions concept*と呼ばれるものであり、データを整理するのに便利なのでしばしば用いられる。

しかしながら、限界熱流束における局所のサブクール流れは、非平衡状態が強いので少なからず上流の影響を

受けるものと考えられる。これまでに式(3-23)や(3-24)のような多くのCHF実験式が提案されてきたが、これらを適用する場合、ほとんどの研究者は管出口条件をそのまま式に代入することによりCHF予測値を求めている。本節では、与えられた相関式から予測値を求める方法として、直接管出口の条件を式に代入する方法 (*direct substitution method*: DSM) と、系の熱バランスを考慮して求める方法 (*heat balance condition method*: HBM) の2つを用いた場合の予測結果の違いについて先ず検討を行う。

図3-7は、熱流束と平衡クオリティにおける予測CHF曲線と熱バランス(HB)曲線のスケッチを示したものである。HB曲線は、熱流束0の時の水の入口クオリティ x_{in} を出発点として、熱流束の増大とともにクオリティは増大するので、右上がりの直線となる。また、CHFは一般にクオリティが小さくなるほど増大するので、CHF曲線は図に見るように左上がりの曲線で示せるものとする。HB曲線上で熱流束が増大していき、図中の○で記した点でCHFが発生したとし、その時のCHF値を $q_{c,exp}$ 、クオリティを $x_{ex,exp}$ とする。

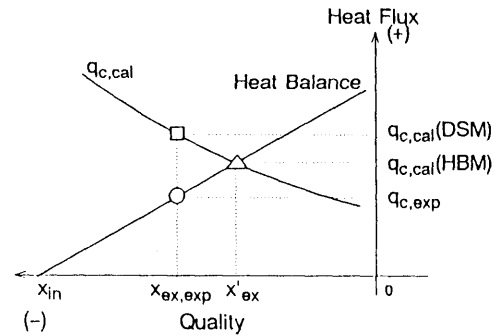


図3-7 CHF-HB曲線におけるDSMとHBMの関係

・直接代入法 (DSM)

実験値のクオリティ $x_{ex,exp}$ を式(3-23)あるいは(3-24)に直接代入することにより予測値が求められる。求められるCHF値 $q_{c,cal}(DSM)$ は、図中CHF曲線上の $x_{ex,exp}$ に対応する□印となる。

・熱バランス法 (HBM)

入口条件の実験値 H_{in} が用いられ、式(3-21-b)と式(3-22)、あるいは式(3-21-b)と式(3-23)を連立させて解くことにより、 x_{ex} は消去される。求められるCHF値 $q_{c,cal}(HBM)$ は、図中△印で記したCHF曲線とHB曲線の交点となる。

DSMとHBMによるCHFの予測値は、○印の実験値がCHF曲線とHB曲線の交点上にない限り異なる出口条件に対して求められることになる。実験値が交点上に位置するか、CHF曲線のクオリティに対する傾きが非常に小さいなら、DSMとHBMによる違いは殆どなくなることになる。

図3-8に、*system parameters concept*に基づくW-2式のCHF曲線とHB曲線の平衡クオリティ x_{ex} に対する関係を示した。計算された条件は、Celata⁽¹³⁾の内径 $D=2.5\text{mm}$ 、加熱管長 $L=100\text{mm}$ の実験条件が選ばれた。図中には、4つのCHF曲線(左上がり)とHB曲線(右上がり)の組み合わせが、それぞれ4つの実験条件に対して描かれている。太い実線の組み合わせは、管出口圧力 $P=2.56\text{MPa}$ 、質量速度 $G=20\text{Mg/m}^2\text{s}$ 、入口水温 $T_{in}=30^\circ\text{C}$ の実験条件に対するものである。この実験条件を基準とし、細い実線の組み合わせ(CHF曲線は、 $T_{in}=30^\circ\text{C}$ の太い実線と殆ど重なっている)は、 T_{in} のみを 41°C に上げた場合、一点鎖線の組み合わせは P のみを 0.8MPa に下げた場合、点線の組み合わせは G のみを $40\text{Mg/m}^2\text{s}$ に上げた場合を示している。W-2式は、高圧、低質量速度条件で導かれたものであり、 $P=0.8\text{MPa}$ と $G=40\text{Mg/m}^2\text{s}$ の実験データに対しては余り良い予測を示さないが、図に見るように、HBMによる予測値の方がDSMによる予測よ

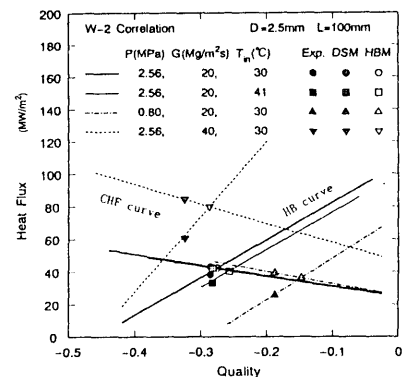


図3-8 Celataデータに対するW-2式のDSMとHBMの違い

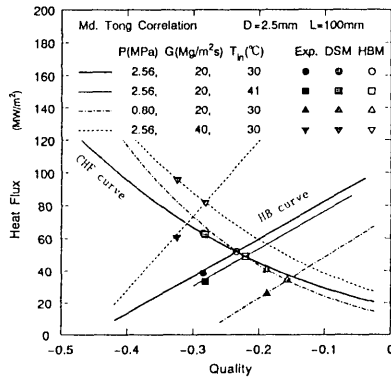


図3-9 Celataデータに対する修正Tong式の
DSMとHBMの違い

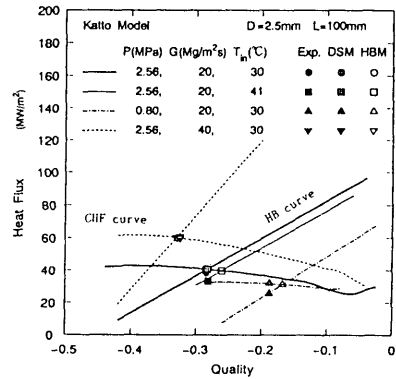


図3-10 Celataデータに対する甲藤モデルの
DSMとHBMの違い

りも実験値に対する予測精度がより良いことが分かる。 $W-2$ 式は *system parameters concept* に基づく式であるが、熱バランスの関係を完全に含んでいるだけでなく、HBMによって上流の影響を考慮する方が妥当であることを示している。

図3-9には、*local conditions concept* に基づく修正Tong式のCHF曲線とHB曲線の関係を示した。計算条件は、図3-8と同様である。修正Tongは、 H_{in} をパラメータとして含んでいないので、 $T_{in}=41^{\circ}\text{C}$ に対するCHF曲線は、 $T_{in}=30^{\circ}\text{C}$ の太い実線のCHF曲線と同じになる。本式は、後で述べるようにCelataのデータに対し良い予測を与えないが、図に見るように、実験値に対しHBMの方がDSMよりかなり良い予測を与えることが分かる。本式のように、加熱管長をパラメータとして含んでいない *local conditions concept* に基づく式では、DSMの場合CHF曲線の一点上にLと T_{in} の組み合わせが数多く存在する。HBMを用いることにより、Lと T_{in} の組み合わせが1つに固定されることになる。

図3-10に、甲藤の理論モデルによるCHF曲線とHB曲線の関係を示した。本モデルは、基本的には *local conditions concept* に基づくものであるが、CHF曲線のクオリティに対する傾きが小さいので、DSMとHBMによる解の差は殆どない。また、Celataデータに対する本モデルの予測精度はかなり良いが、HBMによる解の方が実験値に対しより良い予測を与えることが分かる。

System parameters concept、ならびに *local conditions concept* に基づく各実験相関式は、いずれにしてもある基本となるCHFデータベースから導き出されている。Gunther式のように等価水力直径ならびに加熱管長が固定されたデータベースから導き出された式もあるが、一般に各実験式はあるパラメータ範囲を持つデータベースから導き出されている。各データベースの熱バランスは殆ど誤差がないのは当然であり、導き出されたデータベースに対して各実験式のDSMとHBMの相違を比較するなら、その差は余り大きくないものと思われる。図3-7で言うなら、もともと各実験式は、CHF曲線上の口の位置が実験値の○に近いように導き出されているからである。しかしながら、各データベースをもとに実験式を導き出すにしても、データの分散は少なからず存在すると考えられること、第二にあるパラメータ範囲のデータベースといえども全てのパラメータの組み合わせをカバーしているとは言えないこと、さらにはパラメータ範囲から外れたパラメータ条件に対する予測を考えると、各実験式は少なからず予測誤差を持ち、かつ全ての実験条件に対し熱バランスを完全に正しく反映しているわけではない。このように考えると、図3-8から図3-10のDSMとHBMの違いが示すように、各相関式を適用するに当たっては、HBMにより熱バランスを考慮する方が実験体系により近い条件で解が求められるので予測精度がより向上することを示している。次節ではさらに、種々のデータを用い、11個の相関式に対するDSMとHBMの違いを比較し、このことを確かめる。

3.5.3 各相関式の予測結果

本報告では、核融合炉機器への適用として有利とされる圧力0.1~4.0MPaのCHFデータに対し、3.5.1節で上げた10個の相関式のDSMとHBMによる評価を行う。CHFデータ^(5-6,8-9,11-13,51,55,62-65)は、表3-1に示したように、高いCHF値を持つもの、およびデータ点数の多いデータベースが選ばれた。実験データ総数は、892点である。

図3-11から図3-20までの10個の図に、各相関式のDSMとHBMによる予測結果を順に示した。但し、各相関式のうち、Weisman-Peiモデルだけは熱バランス式をモデル自体に含んでいるので、オリジナルがHBMによる解法であり、DSMの方は実験値の出口条件を固定し、入口条件を変化させることにより求めた。甲藤モデルは、モデル中で計算されるボイド率が0.7以下のデータに対してのみ推薦されているので、ボイド率が0.7以上になるデータは削除された。よって求められたデータ点数は、他の相関式よりもかなり小さくなっている。また、DSMとHBMでは異なる出口条件で解が求められるので、甲藤モデルの場合は、DSMとHBMでもデータ点数は異なっている。各図の縦軸には、予測値 $q_{c,cal}$ と実験値 $q_{c,exp}$ との比 R がとっており、図中の $\psi(R)$ は全データに対する R の平均値を、 $\sigma(R)$ は R の標準偏差値を示している。

Gunther式(図3-11)は、明らかにDSMよりHBMの方が予測精度が向上するのが分かる。HBMでは、圧力0.15~0.3MPaのCelataデータに対しては-40%ぐらいの小さい値を予測し、圧力3.0MPaのMayersakデータに対しては+60%程度大きい値を予測するのを除き、 R の平均値±標準偏差値で $1.01 \pm 14\%$ とかなり良い予測を与えることが分かる。Knoebel式(図3-12)も、明らかにHBMの方が予測精度は向上しており、HBMでは、Gunther式と同様に0.2MPa近傍でCelataのデータに対し小さい予測を、Mayersakのデータに対しては+75%程度大きい値を予測するが、 $0.95 \pm 12\%$ と全体に良い予測を与える。Griffel式(図3-13)の場合は、HBMの方がDSMに比べて少し予測精度は良くなるが、圧力0.12~3.0MPaにかけての高CHFデータに対し-25~-70%程度小さい値を予測することが分かる。修正Tong式(図3-14)の場合も、明らかにHBMの方が予測精度は向上している。HBMでは、圧力0.2~0.7MPaにかけてのCelataおよびDP-725のデータに対し-30%程度小さい値を、圧力0.8~2.5MPaのCelataのデータに対し+50%程度大きい値を予測するのを除き、 $0.94 \pm 15\%$ と良い予測を与えることが分かる。W-3式(図3-15)も、HBMの方が明らかに予測精度は向上するが、HBMでも全体にかなり大きい値を予測する。W-2式(図3-16)は、HBMの方が少し予測精度は良くなり、圧力2.0MPa以下では大気圧に近づくほどより大きい値を予測する傾向を持つが、圧力2.0MPa以上ではMayersakと一部のCelataデータを除き、良い予測を与えることが分かる。Tong-75式(図3-17)も、明らかにHBMの方が予測精度は向上する。HBMによる予測では、圧力0.9MPa以下では大気圧に近づくほどより大きい値を予測するが、圧力0.9MPa以上では

表3-1 相関式の評価に用いたストレート流限界熱流束データ

Sources (Ref.)	No. of Data Points	P [MPa]	D_e [mm]	L/ D_e	G [Mg/m ² s]	x_{cx}	$q_{c,exp}$ [MW/m ²]
Celata et al. (12),(13)	121	0.1~2.6	2.5, 4, 5	20~40	2.2~40.0	-0.355~-0.056	4.0~60.6
Gambill et al. (6)	22	0.1~0.5	4.6~7.8	6.6~26.6	11.7~53.0	-0.241~-0.117	7.0~54.4
Schaefer et al. (8)	3	1.3~1.6	3.05	6.25, 22.9	46.9~61.5	-0.374~-0.352	90.9~130.
Mayersak et al. (9)	1	3.0	11.7	50	45.2	-0.408	42.9
Boyd (11)	5	0.8	3	96	26.9~40.4	-0.119~-0.010	6.4~41.5
Inasaka et al. (55)	30	0.3~1.1	3	33	10.5~30.2	-0.201~-0.073	4.6~48.0
ORNL-3079 (5)	7	1.1~3.9	2.1~2.6	128~191	7.8~23.1	-0.134~-0.040	9.6~23.2
DP-355 (62)	64	0.2~6.0	6~12	41~96	1.6~12.6	-0.144~-0.012	3.2~10.0
DP-725 (63)	52	0.4~4.0	6.4~25	24~96	2.4~11.8	-0.254~-0.052	5.2~11.8
EUR-2432 (64)	135	1.1~3.1	10	35	0.9~3.8	-0.234~-0.002	5.1~12.2
Knoebel (51)	391	0.2~0.7	9.5	64	3.9~13.7	-0.157~-0.011	3.3~11.4
Thorgerson (65)	61	0.44	7.8, 8.4	72, 78	4.3~13.4	-0.158~-0.046	4.2~12.4

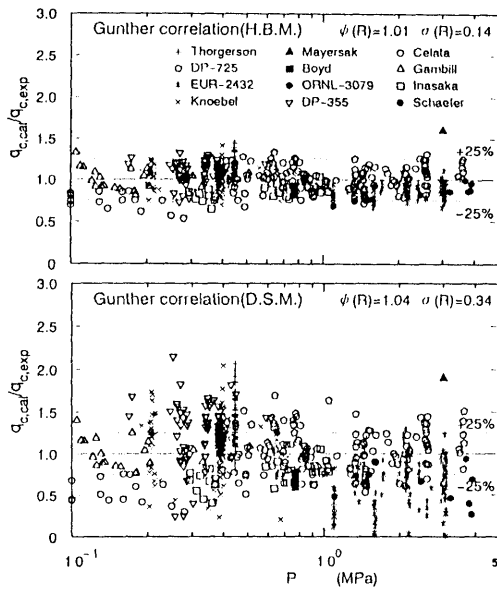


図3-11 Gunther式のDSMとHBMによる予測結果

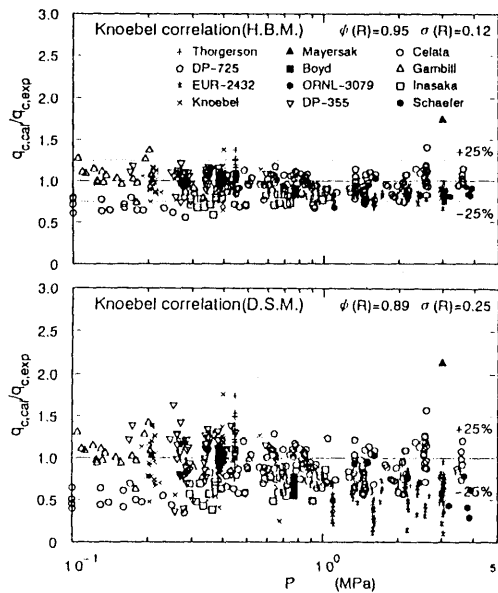


図3-12 Knoebel式のDSMとHBMによる予測結果

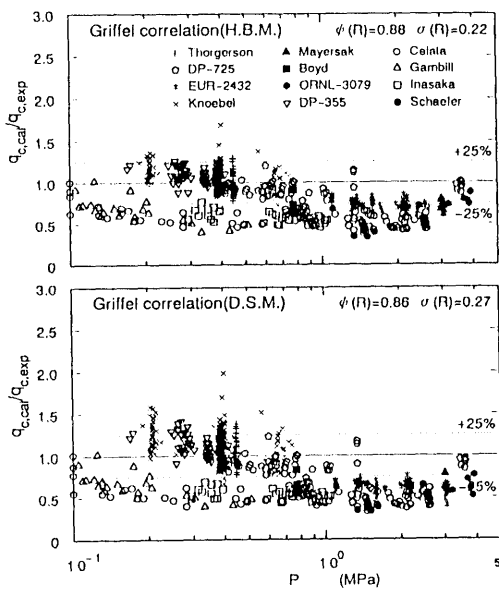


図3-13 Griffel式のDSMとHBMによる予測結果

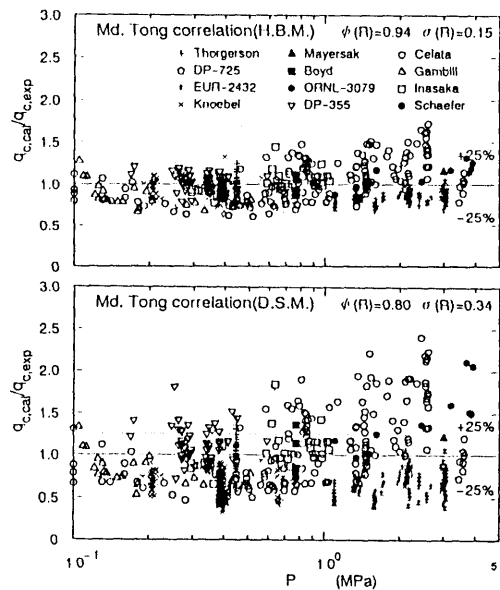


図3-14 修正Tong式のDSMとHBMによる予測結果

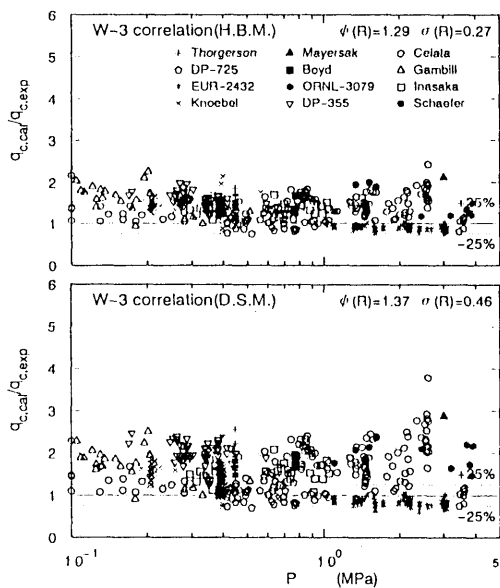


図3-15 W-3式のDSMとHBMによる予測結果

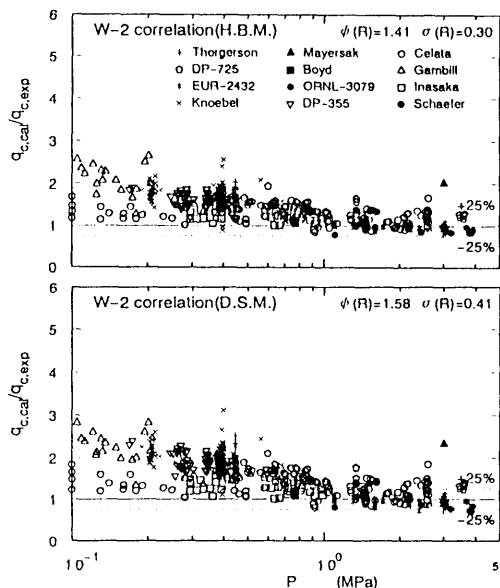


図3-16 W-2式のDSMとHBMによる予測結果

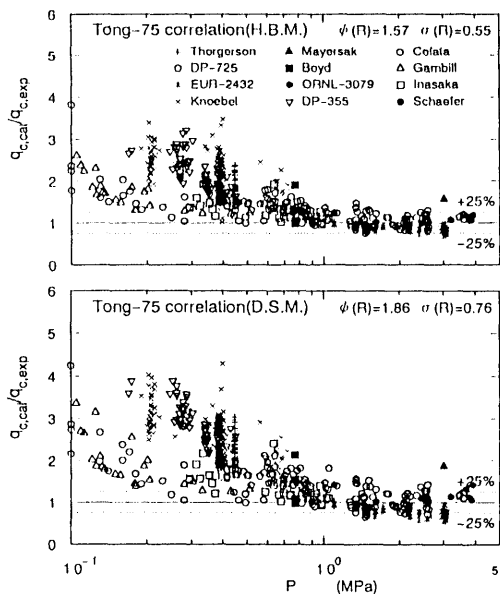


図3-17 Tong-75式のDSMとHBMによる
予測結果

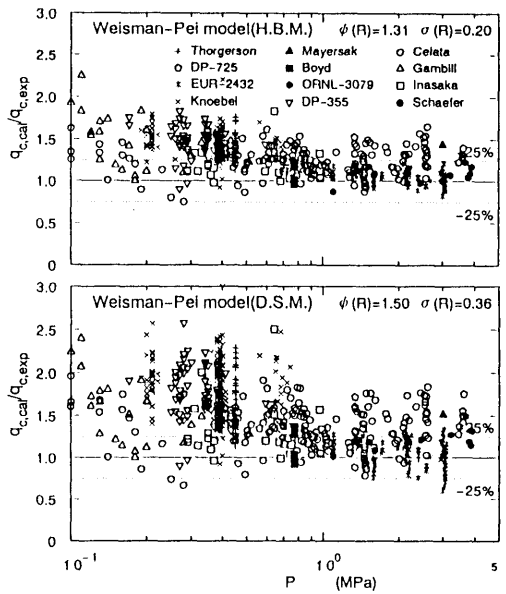


図3-18 Weisman-Peiモデルの
DSMとHBMによる予測結果

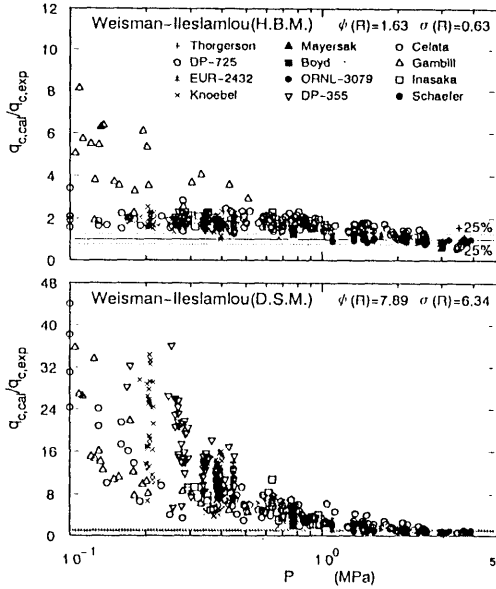


図3-19 Weisman-Ileslamlouモデルの DSMとHBMによる予測結果

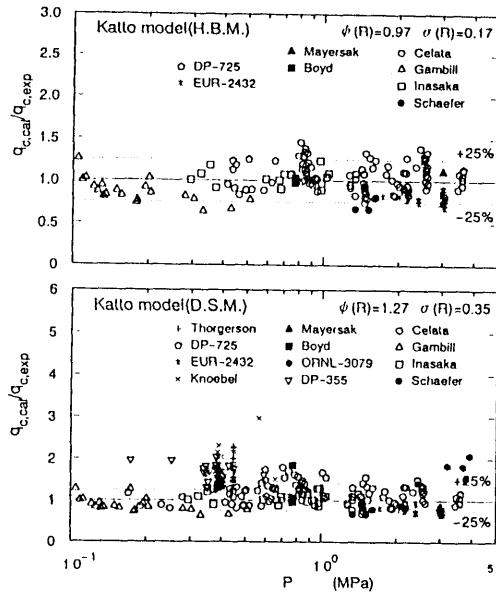


図3-20 甲藤モデルのDSMとHBMによる 予測結果

Mayersakのデータを除き妥当な予測を与えることが分かる。Weisman-Peiモデル(図3-18)も、明らかにHBMの方が予測精度は向上し、HBMでは、圧力1.0MPa以下では大気圧に近づくほど予測精度は悪くなるが、圧力1.0MPa以上では一部のCelataデータおよびMayersakデータを除き、ほぼ良い予測を与えることが分かる。Weisman-Ileslamlouモデル(図3-19)は、Weisman-Peiモデルを $x_{s,s} < -0.12$ の高サブクール領域に拡張したものであるが、明らかにHBMの方が予測精度は向上する。圧力2.0MPa以下では大気圧に近づくほど大きな値を予測するが、圧力2.0MPa以上ではほぼ良い予測を与えることが分かる。甲藤モデル(図3-20)は、同じデータに対するDSMとHBMによる違いは殆どない。これは、図3-10に示したように、甲藤モデルのCHF予測曲線の管出口平衡クオリティに対する傾きが小さいためである。DSMではボイド率が0.7以下に入る比較的低サブクルールのデータが増え、これらに対しては+80%程度大きい値を予測するが、HBMでは全体に予測データ点数はかなり少なくなるが、 $0.97 \pm 17\%$ と妥当な予測を与えることが分かる。

これらの各相関式による総合評価を、表3-2に示した。管内径が小さくなったり、加熱管長が小さくなり、質量速度も大きくなると、CHFの特性も変わると考えられるので、表中、HBMによるデータは低熱流束域(Low heat flux region)と高熱流束域(High heat flux region)の2つのグループに分けられている。圧力を上げた場合の両者の境界は、現時点では明確に定義されていないので、本報告ではこの境界が管内径 $D=3\text{mm}$ で水の流速 $V=10\text{m/s}$ 、あるいは $L/D=50$ で $V=20\text{m/s}$ であると仮定した。実験データのうち、全てのSchaefer⁽⁸⁾、およびMayersak⁽⁹⁾、Celata^{(12),(13)}の75%、Gambill⁽⁶⁾の73%、ORNL-3079⁽⁵⁾の71%、Inasaka(圧力を上げた場合の本実験データ)の23%のデータが高熱流束域に入る。

HBMによる評価

Gunther式とKnoebel式は、共に似かよった予測結果を与える。低熱流束域では、前者は $1.02 \pm 13\%$ (Rの平均値±標準偏差)、後者は $0.95 \pm 12\%$ と妥当な予測を与えるのに対し、高熱流束域では両者とも少し低い値を予

表3-2 圧力0.1~4.0MPaにおける各相関式の総合評価結果

Method Correlation	by HBM 769 data points Low Heat Flux Region ($D \geq 3\text{mm}$ or $V \leq 10\text{m/s}$) and ($L/D \geq 50$ or $V \leq 20\text{m/s}$)	by HBM 123 data points High Heat Flux Region ($D < 3\text{mm}$ and $V > 10\text{m/s}$) or ($L/D \leq 50$ and $V > 20\text{m/s}$)	by DSM 892 data points
Gunther	good $1.02 \pm 13\%^*$	good $0.94 \pm 17\%$ except for Mayersak data, but $0.77 \pm 15\%$ for Celata & Inasaka data at $P < 0.6\text{MPa}$	$1.04 \pm 34\%$ HBM is better
Knoebel	good $0.95 \pm 12\%$	good $0.94 \pm 16\%$ except for Mayersak data, but $0.75 \pm 11\%$ for Celata & Inasaka data at $P < 0.6\text{MPa}$	$0.96 \pm 25\%$ HBM is better
Griffel	good $0.93 \pm 19\%$	too low $0.56 \pm 11\%$	$0.86 \pm 27\%$ HBM is much better
Md. Tong	good $0.91 \pm 11\%$, but $0.88 \pm 11\%$ at $P \sim 0.3\text{MPa}$ & $1.11 \pm 8\%$ at $P \sim 2\text{MPa}$	high $1.12 \pm 23\%$, ($0.87 \pm 17\%$ at $P = 0.2 \sim 0.6\text{MPa}$ and $1.21 \pm 21\%$ at $P = 1.0 \sim 4.0\text{MPa}$)	$0.84 \pm 34\%$ HBM is better
W-3	high $1.25 \pm 24\%$, but $0.91 \pm 13\%$ at $P > 1.5\text{MPa}$	too high $1.56 \pm 25\%$	$1.37 \pm 46\%$ HBM is better
W-2	too high $1.54 \pm 39\%$, but $1.01 \pm 12\%$ at $P > 1.0\text{MPa}$	high $1.35 \pm 37\%$, but $1.16 \pm 20\%$ at $P > 1.0\text{MPa}$ except for Mayersak data	$1.58 \pm 41\%$ HBM is much better
Tong-75	too high $1.64 \pm 55\%$, but $0.94 \pm 14\%$ at $P > 0.9\text{MPa}$	high $1.20 \pm 33\%$, but $1.01 \pm 15\%$ at $P > 0.9\text{MPa}$ except for Mayersak data	$1.86 \pm 76\%$ HBM is much better
Weisman- Pei	high $1.32 \pm 19\%$, but $1.08 \pm 14\%$ at $P > 1.0\text{MPa}$ and $x_{ex} > -0.12$	high $1.23 \pm 25\%$, but $1.03 \pm 11\%$ at $P > 1.0\text{MPa}$ and $x_{ex} > -0.12$	$1.50 \pm 36\%$ HBM is much better
Weisman- Ileslamlou	too high $1.61 \pm 38\%$, but $0.98 \pm 18\%$ at $P > 2.0\text{MPa}$ and $x_{ex} < -0.12$	too high $1.89 \pm 132\%$, but $1.04 \pm 20\%$ at $P > 2.0\text{MPa}$ and $x_{ex} < -0.12$	$7.89 \pm 534\%$ HBM is better
Katto	good $0.90 \pm 14\%$ (94 points)**	good $1.02 \pm 20\%$, but $0.86 \pm 14\%$ for $L/D < 30$ (103 points)**	$1.27 \pm 35\%$ (499 points)*** HBM is much better

* average $\psi(R)$ and standard deviation $\sigma(R)$ of $q_{c,cal}/q_{c,exp}$ ** data of calculated void fraction higher than 0.7 omitted.
*** number of data points is greater than HBM due to difference in outlet conditions.

測する。

Griffel式は、低熱流束域に対しては $0.93 \pm 19\%$ とほぼ良い予測を与えるが、高熱流束域に対してはかなり低い値を予測する。

本報告で提案した修正Tong式は、低熱流束域に対しては全体として $0.91 \pm 11\%$ と妥当な予測を与えるが、式(3-8)で示すように単純な形で低圧から高圧にかけての圧力補正を行ったため、 $P = 0.3\text{MPa}$ 近傍で若干低く、 $P = 2.0\text{MPa}$ 近傍で若干大きめの値を予測する。また本式は、高熱流束域に対しては $1.12 \pm 23\%$ と予測精度が少し悪くなるのが分かる。

W-3式は、 $P > 7.0\text{MPa}$ 、 $-0.15 < x_{ex} < 0.15$ の範囲で推薦されたもので、低熱流束域では圧力 1.5MPa 以上のデータに対して $0.91 \pm 13\%$ と妥当な予測を与えるが、 1.5MPa 以下のデータに対しては大きい値を、また高熱流束域ではかなり大きい値を予測する。

W-2式とTong-75式は、共に高圧領域で推薦される式であるが似かよった予測を与える。低熱流束域、高熱流束域を問わず、圧力 1.0MPa 以上のデータに対して、前者はほぼ $1.01 \pm 12\%$ 、後者はほぼ $0.94 \pm 14\%$ と妥当な予測を与えるが、 1.0MPa 以下のデータに対しては、両者ともかなり大きい値を予測する。

Weisman-PeiとWeisman-Ileslamlouの各モデルは、低熱流束域、高熱流束域のデータに対し、各々 $P > 1.0\text{MPa}$ で $x_{ex} > -0.12$ 、 $P > 2.0\text{MPa}$ で $x_{ex} < -0.12$ と、ほぼ式が導き出されたパラメータ範囲において妥当な予測を与える。

甲藤モデルは、低熱流束域、高熱流束域を問わず妥当な予測を与えるが、低圧領域の低-中位のサブクールデータは、ボイド率が 0.7 以上となってしまう、多くのデータが適用除外となる。本モデルは、管内径が $2.5 \sim 5.0\text{mm}$ と比較的細く、かつ質量速度が $2.2 \sim 41\text{Mg/m}^2\text{s}$ と比較的大きいBoyd、Celata、Inasakaのデータのみを基に低圧用に拡張されたもので、低圧領域では高サブクール域のみに適用できるものと考えられる。

DSMによる評価

甲藤モデルの場合、同じデータに対するDSMとHBMの違いは殆どないが、DSMではボイド率が0.7以上に入るデータが増え、図3-20を見て分かるように、DSMでは増えた分のデータに対する予測精度が悪くなる。ここで取り上げた11個の相関式を比較する限り、DSMを用いた場合には実験データに対する予測精度はより悪くなるのが分かる。

図および表から分かるように、*local conditions concept*に基づく実験式はもとより、*system parameters concept*に基づく実験式や理論モデルを含めて、HBMを用いる方が妥当であると結論できる。また、HBMを用いた場合、低熱流束域で妥当な予測を与える相関式として、次の各式が推薦される。

- Gunther, Knoebel, 修正Tong, 甲藤モデル for $P=0.1\sim 4.0\text{MPa}$
- Tong-75, W-2 for $P=1.0\sim 4.0\text{MPa}$

3.6 限界熱流束メカニズムに関する考察

図3-21に、圧力 $P=0.1\sim 20\text{MPa}$ に対するGunther⁽⁵⁰⁾、修正Tong、Tong⁽⁵³⁾の各実験式とWeisman-Peiモデル⁽³²⁾のCHF予測曲線を示した。各相関式は、管内径 $D=3\text{mm}$ 、加熱管長 $L=100\text{mm}$ 、質量速度 $G=20\text{Mg/m}^2\text{s}$ 、管出口平衡クオリティ $x_{e,0}=-0.1$ の条件に対して計算された。図中、各CHF曲線の実線部分がその相関式の導き出された圧力範囲を意味している。低圧を対象とするGunther式は、式(3-4)に見るように、流体の物性値は含まず、流速とサブクール度の2つのパラメータしか含んでいないにも拘らず、3.5.3節で示したように、低圧領域では妥当な予測を与える。一方、高圧を対象とする式(3-1)、(3-2)で示されるTong式を低圧に適用した場合には、かなり大きい値を予測する。Gunther式が示すように、低熱流束域では物性値は殆どCHFに影響を与えないものと考えられ、修正Tong式の低圧領域に対するパラメータの修正は、物性値に対する圧力補正を意味している。Weisman-Peiや甲藤のメカニスティック・モデル、および現象論に基づくTong式やTong-75式においては、気液密度比、および液（または均質流体）の粘度で表されるレイノルズ数は、CHFを支配する重要なパラメータとなっている。気液密度比は、気液二相流のすべり速度比やボイド率を決定する重要な物性値であり、液の気泡に対する凝縮効果といった液と蒸気間の熱のやりとりを実質的に決定する。また粘度で表されるレイノルズ数は、気液の攪乱効果を決定する重要な物性値で、加熱面への液の供給のし易さと密接な関係を持つ。気液密度比および粘度比は、大気圧では液の方が極端に大きく、圧力が増大するにつれその比は指数的に小さくなり、圧力 2.0MPa 近傍以上では殆どゆっくりと減少していく。低圧では水の密度や粘度は蒸気と比べて極端に大きいために、物性値が殆どCHFに影響を与えず、管内径、加熱管長の影響がないとするなら、CHFは主に液の流速とサブクール度だけに支配されるものと考えられる。現にこれまでに提案されているサブクール沸騰CHF相関式は、Griffel式と甲藤モデルを除き、 $1.0\sim 2.0\text{MPa}$ を境に、低圧用か高圧用の2種類に分類される。甲藤モデルは、大気圧から高圧まで適用可能なモデルを提案しているが、水の場合で $1.0\sim 2.0\text{MPa}$ の間にCHF特性の変化があることを指摘し、高圧用とは異なる実験パラメータを提案している。またGriffel式は、Gunther式と同じパラメータを用い、圧力 $0.4\sim 13.8\text{MPa}$ に対して導き出されてはいるが、全圧力に対する予測精度は余り良くなく、高圧に対しては少し無理があると考えられる。

逆に、Gunther式を高圧に適用した場合には、物性値が含まれていないためにかなり小さい値を予測する。修正Tong式が低圧から高圧の低熱流束域のデータに対し妥当な予測を与えるのは、圧力変化に対する物性値の変化が正しく考慮されているためと考えられる。Weisman-Peiモデルは、熱バランスおよび物性値からなる2つの実験パラメータを含んで

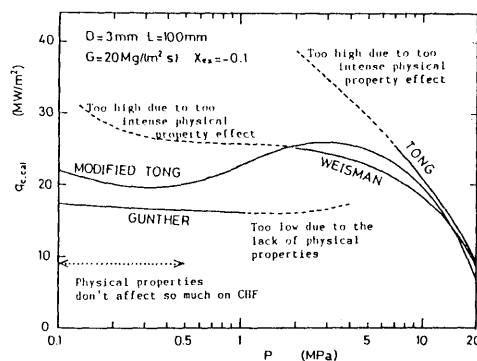


図3-21 各相関式の圧力に対する予測結果

いるが、大気圧近傍に適用した場合に大きい予測を与えるのは、低圧の物性値変化による急激なCHFの増加を補正できないためと考えられる。

3.7 まとめ

管内径3mmの通常管を対象とし、圧力を上げた場合のサブクール沸騰限界熱流束の実験的研究、および限界熱流束相関式を実験データに対して評価する方法として2つの方法を取り上げ、10個の限界熱流束相関式を対象とした評価結果、ならびに圧力変化に対する熱物性値の限界熱流束への影響の検討を通じ、以下のことを明らかにした。

- (1) CHFに対する圧力の影響は、質量速度のCHFへの影響ほど大きくないが、圧力1.0MPaまでの範囲では圧力の増大とともにCHFは増大し、管内径3mmの低熱流束域でも、質量速度を30Mg/m²sまで上げると50 MW/m² 近くのCHFが得られる。
- (2) 高圧用に提案された気泡境界層剥離機構に基づくTongの限界熱流束実験式中のパラメータを、種々の圧力に対する低熱流束域の実験データを用いて修正し、大気圧から高圧まで適用できる修正Tong式を提案した。
- (3) *Local conditions concept*に基づく実験式はもとより、*system parameters concept*に基づく実験式や理論モデルを含め、HBMを用いる方が妥当である。
- (4) 圧力0.1~4.0MPaの範囲の低熱流束域限界熱流束データに対しては、Gunther、Knebel、修正Tongの各実験式と甲藤モデルが最も妥当な予測を与える。また、圧力1.0~4.0MPaに対しては、Tong-75、W-2の各実験式も妥当な予測を与える。
- (5) 圧力2MPa近傍以上では、気液の密度比および粘度の物性値が限界熱流束のメカニズムと密接な関係を持つと考えられるが、低圧ではこれらの物性値は殆ど限界熱流束には影響を与えず、主に水の流速とサブクール度だけで決まる。

4. 振りテープ挿入管のサブクール沸騰限界熱流束⁽⁶⁶⁻⁶⁸⁾

4.1 目的

本章では、テープ振り比、および圧力のCHF促進効果への影響を系統的に明らかにするために、管内径6mmのステンレス管内にジルコニア製の振りテープを挿入した旋回流管に対するサブクール沸騰実験を実施するとともに、妥当な旋回流CHFを予測する実験式について検討を行う。

4.2 実験装置と実験方法

実験には図2-1に示した大気圧用実験装置と、図3-1に示した高圧用実験装置を使用した。図4-1には、用いた振りテープ挿入管の概略断面図を示した。内径6mm、肉厚0.25mmのSUS304製のステンレス管内に、振りテープが挿入されている。振りテープは、管を直接通電加熱するため、通電性のないセラミクス（ジルコニア）製で、幅約5.4mm、厚さが約1.2mmであるが、水の冷却効果減少を防ぐためにテープの四隅は約1mm程度面取りしてある。テープの振り比は、180度振りピッチ/管内径で定義される。テープの管内取付は、テープ両端の平板部分に小さな穴をあけ、0.2mmのワイヤによって引っ張り、そのワイヤを接着剤で管の両端に固定している。しかしながら、ジルコニアテープの製作上、振りテープの写影外径を精度良く均一に作る事が難しく、管内壁面との隙間（平均隙間約0.3mm）は、位置によりかなりばらつきがあるものと考えられる。水はこの管内を垂直上向きに流れ、ステンレス管は、直流電源によって直接ジュール加熱される。

実験は、先ずテープ振り比の影響を系統的に調べるために、管出口を大気圧とし、以下について行った。

実験条件

水の質量速度	$G = 6.5 \sim 17.3 \text{ Mg/m}^2\text{s}$
入口水温	$T_{in} = 40 \text{ }^\circ\text{C}$
テープ振り比	$\gamma \sim 2.7, 4.0, 9.0, \infty$ (平板)

さらに、高圧用実験装置を用い、振りテープ挿入によるCHF促進効果の圧力の影響を系統的に調べるために管出

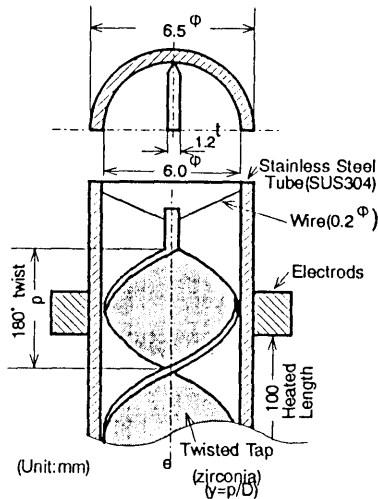


図4-1 振りテープ挿入管の概略断面図

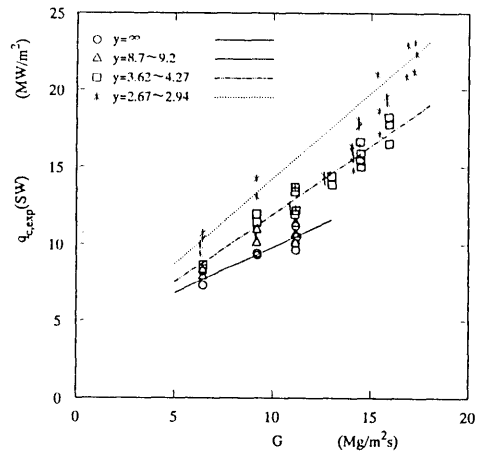


図4-2 質量速度に対する旋回流CHF 実験値 (P=0.1MPa)

口圧力を1.5MPaまで上げた場合の実験を実施した。

4.3 実験結果

4.3.1 テープ振り比の影響

図4-2は、得られた全実験データ $q_{c,exp(SW)}$ をテープ振り比 y をパラメータとして質量速度 G に対して示したものである。図中、*が $y \sim 2.7$ 、□が $y \sim 4.0$ 、△が $y \sim 9.0$ 、○が $y = \infty$ のデータをそれぞれ示している。振りテープ挿入管による旋回流CHFは、 G とともに増大するが、データ全体として少しばらつきがあることが分かる。特に*の $y \sim 2.7$ のデータについてはかなり小さいと考えられるデータが多い。これは前節で述べたように、振りテープの写影外径が均一でなく、管内平面との隙間も一定でないためと考えられ、テープの製作と取付法によってはCHFが約20%も小さくなるケースが生じ易いことを指摘しておきたい。振りテープのCHFへの影響を系統的に検討するに当たっては、このような特に低いデータは無視して考えると、△の $y \sim 9.0$ のデータはスワールによるCHF促進効果は殆ど見られず、○の $y = \infty$ （平板）のデータと同じ G に対しては殆ど同じで、 G の増大にほぼ正比例して大きくなることが分かる。また、□の $y \sim 4.0$ 、*の $y \sim 2.7$ とテープ振り比が小さくなるほど同じ G に対してCHFは大きくなり、かつ G に対する増大率も大きくなることが分かる。

図4-3には、実験データを質量速度 G をパラメータとしてテープ振り比の逆数である (y^{-1}) に対して示した。 (y^{-1}) が約0.1以下では、そのCHFは $(y^{-1})=0$ の平板のそれと殆ど変わらないが、 (y^{-1}) が0.1以上になると、旋回流CHFは図中の実線で示すように (y^{-1}) の1/3乗に比例して増大するのが分かる。Driziusら⁽³⁸⁾は、旋回流CHFが (y^{-1}) の0.1乗に比例する式(4-9)を与えているが、この違いは用いた管内径の違いによるものと考えられる。彼らの用いた管は内径が1.6mmと極めて細いため、サブクールコアの発生気泡に対する凝縮効果もともと強く、比較的内径が大きい場合の旋回流による気泡をつぶす効果ほど効かないためと考えられる。

4.3.2 大気圧近傍における旋回流限界熱流束相関式の提案

本研究では、振りテープによって発生する水の半径方向の慣性力が流体を攪乱し、発生気泡をつぶしたり、加熱面への液の供給を促進するためにCHFを高めるものと仮定し、Jensen⁽⁶⁹⁾が用いたものと同様の管内壁面における水の半径方向の無次元遠心加速度 θ をパラメータとして考える。

$$\theta = \frac{a_t}{g} \quad (4-1)$$

$$a_t = \frac{\pi^2 V^2}{2Dy^2} \quad (4-2)$$

ここで、 a_t は式(4-2)で与えられる壁面における水の半径方向の遠心加速度、 g は標準重力加速度、 V は軸方向流速、 D は管内径である。

次に、ストレート流CHFに対する旋回流CHFの促進効果を検討するため、旋回流CHF: $q_{c,SW}$ とストレート流CHF: $q_{c,ST}$ の比 γ を考える。

$$\gamma = \frac{q_{c,SW}}{q_{c,ST}} \quad (4-3)$$

図4-4は、 $q_{c,SW}$ として旋回流CHF実験値を、 $q_{c,ST}$ として本報告で提案したストレート流に対する修正Tong式による計算値を取った場合の γ を、無次元遠心加速度 θ に対してプロットしたものである。図中、○が本実験データ、△が圧力1MPa以下のGambilli⁽⁶⁾のデータを示している。また、■はArakiら⁽⁷⁰⁾が得た外部フィンを持つ管の

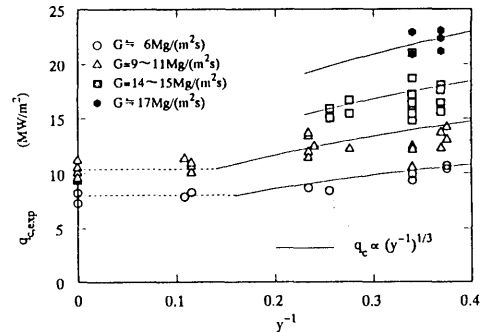


図4-3 旋回流CHFに対するテープ振り比の影響($P=0.1\text{MPa}$)

旋回流とストレート流実験値と比をそのままプロットしたものである。図に見るように、ストレート流に対する旋回流CHFの促進効果を示す γ は、水の半径方向の慣性力をパラメータとして考えることによりうまく説明でき、 γ は θ に対して次式で関係づけることができる。

$$\gamma = (1 + 0.01\theta)^{\frac{1}{6}} \quad (4-4)$$

図4-4中の実線は、式(4-4)の関係を示しており、本式は θ が大きいときに γ がテーブ振り比の逆数(γ^{-1})、あるいは管内壁面における水の半径方向の流速 $V_r = \pi V / (2y)$ の1/3乗に比例することを表している。

ところで門出は、衝突噴流CHFの系統的な実験研究を行い、そのCHFが大気圧条件下で衝突噴流速度 u の1/3乗に (r^3) 、後に広い圧力範囲に適用できるものとして u の0.314乗に (r^2) 比例する整理式を与えている。また勝田ら (r^3) は、バーンアウト形式の衝突噴流CHFが u の0.5乗に比例する式を与えている。門出の整理式は、 $u=0.3\sim 60\text{m/s}$ を範囲とする飽和沸騰およびサブクール沸騰条件に、勝田らの式は、 $u=0.5\sim 3.84\text{m/s}$ を範囲とする主に飽和沸騰条件に適用できるものである。いずれにしても旋回流CHFとストレート流CHFとの比 γ の管内壁面における半径方向の水の流速 V_r に対する比例指数1/3と、衝突噴流CHFの衝突速度 u に対する比例指数は非常に近い値であり、振りテーブ挿入によるCHF促進効果のメカニズムが、衝突噴流沸騰系のそれと非常に似かよっていることを推定させる。

図4-5は、旋回流実験値と式(4-4)による予測値とを比較したものである。○が本実験データ、△が圧力1.0MPa以下のGambillデータ、■はKoskiら (r^4) の非均一加熱条件下で得られた圧力1.14MPa、 $\gamma=2$ のデータである。Koskiらのデータを除き、提案した旋回流CHF実験式が、大気圧近傍のデータに対しほぼ±20%の予測精度を持つことが分かる。Koskiデータに対しては、-50~-24%小さい値を予測するが、これは円周方向の片側非均一加熱のため、加熱されていない側の冷たい水の影響が強いためと考えられる。

4.3.3 圧力の影響と実験式の補正

Gambill (r^6) は、圧力0.1~3.8MPaを範囲とする振りテーブ挿入管のCHF実験を実施したが、Gambillの圧力1.0MPa以上のデータに対しては、提案した式(4-4)の実験式はかなり大きい値を予測し、良い相関を示さなかった。そこでさらに、圧力を1.5MPaまで上げた場合の実験を行い、圧力の影響を系統的に検討した。

図4-6は、質量速度 $G=6.3\text{Mg/m}^2\text{s}$ 、入口水温 $T_{in}=37^\circ\text{C}$ の場合の旋回流CHF実験値を、テーブ振り比 γ をパラメータとして管出口圧力 P に対して示したものである。図中、○、△、□、▽の各記号がそれぞれ $\gamma=\infty$ 、9.0、4.0、2.7の実験値を示しており、実線は前節で提案した大気圧近傍でのみ成り立つ式(4-4)の予測値を、一点鎖線はストレート流に対する修正Tong式の予測値をそれぞれ示している。質量速度や入口水温が若干異なるので同じ P と γ に対する実験値には少しばらつきがあるが、圧力0.6MPa近傍以下では、 γ が小さくなるほどCHFは大きくなり、そのCHFは圧力の増大と共に大きくなるが、0.6MPa近傍以上では γ の依存性もなくなり、ストレート流CHF予測

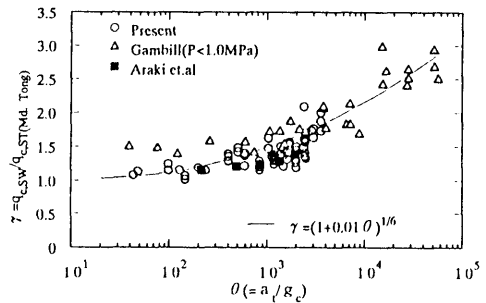


図4-4 半径方向の無次元加速度 θ で整理した旋回流実験値とストレート流計算値の比 γ

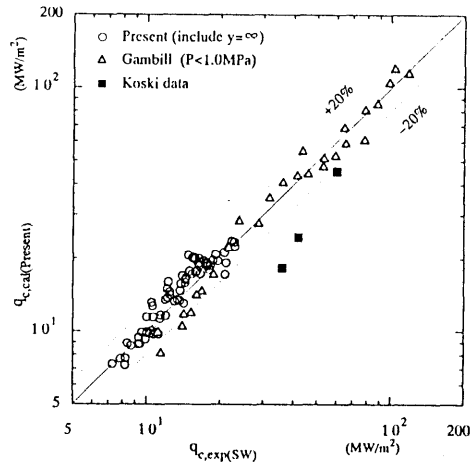


図4-5 大気圧近傍で成り立つ実験式と実験データとの比較

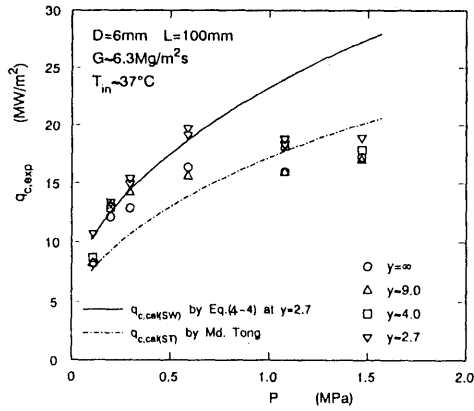


図4-6 圧力変化に対する旋回流CHF実験結果例

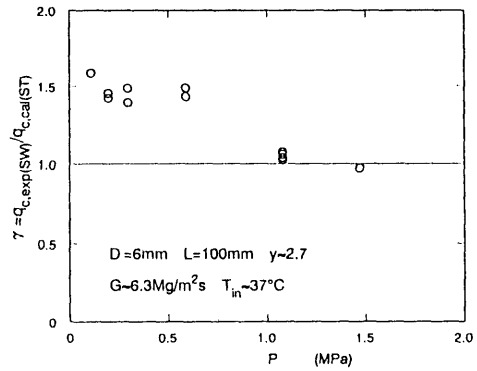


図4-7 圧力のCHF促進効果γに及ぼす影響

値に近づいていくのが分かる。

図4-7は、図4-6の実験データの中から $\gamma=2.7$ だけを選び、同条件に対する修正Tong式のスレート流CHF予測値で除した値 γ を出口圧力 P に対して示したものである。 $\gamma=1$ は、振りテープによるCHF促進効果が全くないことを意味しているが、図に見るように、圧力0.6MPa近傍以下では γ はほぼ1.5ぐらいの値をとるが、圧力が1.0MPa以上ではほぼ1の値をとり、CHFの促進効果が殆ど消滅してしまうことが分かる。この圧力の影響は無次元遠心加速度 θ のパラメータとなるが、本実験データおよびGambillデータの全てを用いて整理することにより、前節で提案した大気圧近傍にのみ成り立つ実験式を、次式のように圧力補正できる。

$$\gamma = \frac{q_{c,SW}}{q_{c,ST}} = [1 + 0.01\theta \exp\{-(P \times 10^{-6})^2\}]^{\frac{1}{6}} \quad (4-5)$$

図4-8は、本実験データおよびGambillデータによる γ を、無次元遠心加速度 θ をパラメータとして管出口圧力 P に対してプロットしたものである。図中の実線は、各々 $\theta=0, 10^2, 10^3, 10^4, 10^5$ に対する式(4-5)の関係を示

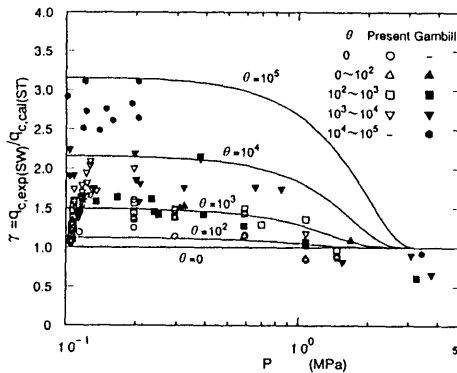


図4-8 Gambillデータ及び本実験データのCHF促進効果の圧力依存性

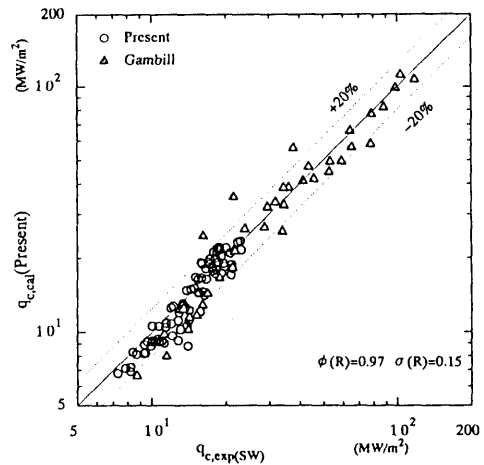


図4-9 圧力の影響を考慮した実験式とデータとの比較

している。図中、白抜き各記号が本実験データ、黒塗りの各記号がGambillデータであり、各々○、△、□、▽、◇の各記号がそれぞれ $\theta=0$ 、 $0\sim 10^2$ 、 $10^2\sim 10^3$ 、 $10^3\sim 10^4$ 、 $10^4\sim 10^5$ のデータを示している。図に見るよう
に、実験データの γ の値は、 θ のパラメータとなり、圧力0.6MPa近傍以下では θ が大きくなるほどCHFの促進
効果は大きくなるが、0.6MPa以上では次第に小さくなり、圧力1.5MPa以上では殆ど消滅してしまう。また、こ
れらの実験データに対する圧力の影響が、式(4-5)で比較的良く関係づけられていることが分かる。

図4-9に、提案したCHF実験式(4-5)と、実験データを比較した結果を示す。図中、○が圧力0.1~1.5MPaの本
実験データ、△が圧力0.1~3.8MPaのGambillのデータを示している。また、図中の $\phi(R)$ および $\sigma(R)$ は、それ
ぞれ全データに対する予測値と実験値の比 R の平均値および標準偏差値を示している。本報告で提案した旋回流
CHF実験式が、圧力0.1~4.0MPaのデータに対し、 R の平均値0.97、標準偏差15%と妥当な予測を与えることが
分かる。

4.4 旋回流限界熱流束相関式の評価

4.4.1 限界熱流束促進効果の因子と相関式

これまでねじりテープ挿入によるCHF促進効果の因子として、旋回流による管内平面での流速の増加、振り
テープ挿入による管摩擦係数の増加、テープ振り比、および旋回流による遠心加速度の4つが考えられており、
それぞれ次のような5つ(①~⑤)の旋回流CHF実験式が提案されている。

(1) 流速の修正

① Gambill式⁽⁶⁾

$$\frac{(q_{c,sw})_{\min}}{10^6} = 4.17 \frac{V_r}{\left(\frac{L}{D}\right)^{\frac{1}{3}}} \quad (4-6)$$

$$V_r = \frac{V}{2y} \sqrt{(4y^2 + \pi^2)} \quad (4-7)$$

推薦範囲: $P=0.1\sim 3.8\text{MPa}$ 、 $D=3.45\sim 10.2\text{mm}$ 、 $y=2.08\sim 12.03$ 、 $V=4.5\sim 47.5\text{m/s}$

ここで、添字minは、設計に対して最小条件を与えることを意味し、 V_r は壁面実質流速、 y は振りテープ比、 V は
軸方向流速である。

② Tong-75-I式

Schlosser⁽⁶⁹⁾が適用したように、ストレート流に対するTong-75式⁽⁶¹⁾中の軸方向流速 V の代わ
りに式(4-7)の壁面実質流速 V_r を用いる予測法である。

(2) 管摩擦係数の修正

③ Tong-75-II式

Koski⁽⁴⁰⁾が適用したように、Tong-75式中のストレート流管摩擦係数 f の代わりに、式(4-8)で表
される振りテープ挿入管摩擦係数 f_{sw} を用いる。

$$f_{sw} = 2.75fy^{-0.406} \quad (4-8)$$

式(4-8)は、Lopina-Bergles⁽⁷⁴⁾によって提案されたものである。

(3) テープ振り比

④ Drizius式⁽³⁸⁾

$$\frac{q_{c,sw}}{(2y)^{-0.1} G} = \frac{1.75 \times 10^5}{\xi} + \frac{17.3\xi}{4^{0.01\xi}} \quad (4-9)$$

$$\xi = \frac{L}{D_o} \quad (4-10)$$

推薦範囲: P=0.4~1.4MPa, D=1.6mm, y=1~5,

V=4~25m/s

ここで, Gは質量速度, D_oは水力等価直径である。

(4) 遠心加速度

⑤ Nariai-Inasaka式 (本報告4.3.3節で提案した式)

$$\frac{q_{c,sw}}{q_{c,ST}} = [1 + 0.019 \exp\{-(P \times 10^{-6})^2\}]^{\frac{1}{6}} \quad (4-11)$$

$$\theta = \frac{\pi^2 V^2}{2g y^2 D} \quad (4-12)$$

推薦範囲: P=0.1~3.8MPa, D=3.45~10.2mm,

y=2.08~∞, V=4.5~47.5m/s

4.4.2 各相関式の予測結果

非均一加熱条件で得られたデータも数少ないが、これまで均一加熱条件で得られた振りテープ挿入管のサブクール沸騰CHFデータは、本実験データ、およびGambill⁽⁶⁾、Drizius⁽³⁸⁾のデータしか報告されていない。しかしながら、Driziusのデータは、内径1.6mmと極めて細い管で得られた特殊条件のデータなので、本節では本実験データおよびGambillデータを各相関式の検証用として用いる。

図4-10に、各旋回流相関式による実験データの予測結果を管出口圧力Pに対して示した。縦軸は、相関式による予測値 $q_{c,cal}$ と実験値 $q_{c,exp}$ の比であり、上から順にGambill、Tong-75-I、Tong-75-II、Drizius、Nariai-Inasakaの各相関式による予測結果を示す。図中、○が本実験データ、△がGambillのデータを示している。

Gambill式は、最小条件を与えるので実験データに対し少し低めの予測を与えるが、本式は圧力パラメータを含んでいないので、圧力0.6~2.0MPa範囲において-40%程度小さい値を与える。

Tong-75式は、もともと圧力6.9~13.8MPaのデータに対して導かれたストレート流に対する相関式なので、Tong-

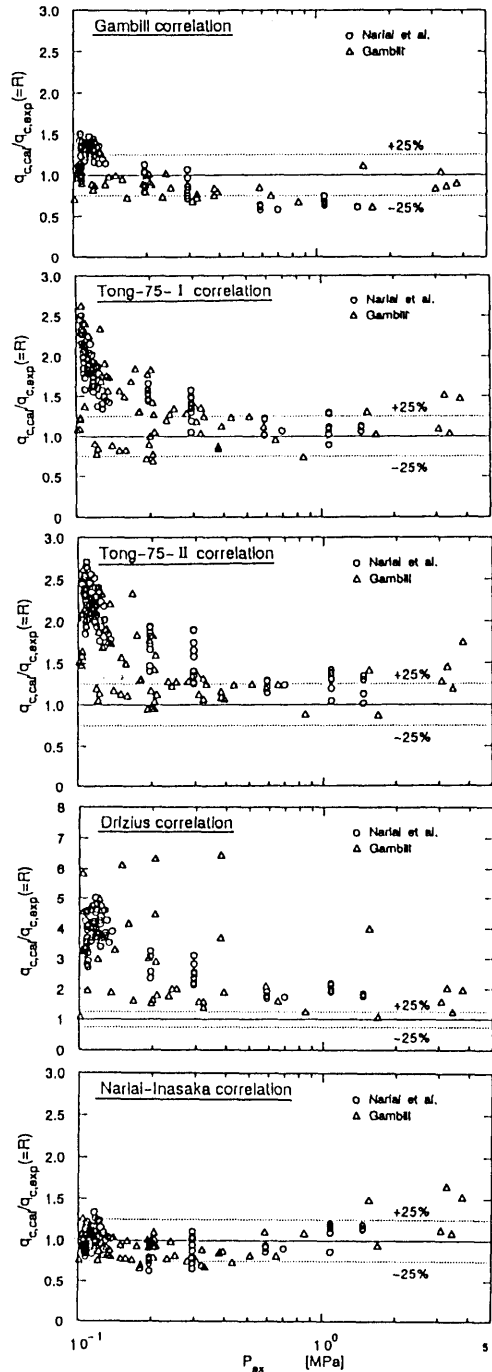


図4-10 各相関式による予測結果

75-1式の場合、圧力0.4MPa以上のデータに対しては-15~+25%とほぼ良い予測を与えるが、圧力0.4MPa以下の低圧に対しては、圧力が小さくなるほど大きな値を予測する。Tong-75-II式は、Tong-75-1と同じような予測傾向を持つが、圧力0.4MPa以上のデータに対しては、-5~+35%と、全体にTong-75-1式よりも少し大きい値を予測する。

Nariai-Inasaka式は、圧力 $P=0.1\sim 4.0\text{MPa}$ の実験データに対しほぼ良い予測を与えるが、 $P=0.25\text{MPa}$ 近傍で-20%程度小さい値を、 $P=3.0\text{MPa}$ 近傍で+25%程度大きい値を予測する。これは、本式で用いられる修正Tong式の予測精度がそのまま反映されているためである。

4.5 限界熱流束促進効果に関する考察

圧力が大きくなると振りテープ挿入によるCHF促進効果が小さくなるのは、低圧では気液密度比が大きいので振りテープ挿入によって発生する旋回流による発生気泡をつぶす効果が大きいのに対し、圧力が大きくなるほど気液密度比は指数的に小さくなるので、旋回流による効果も小さくなるものと考えられる。

Gambilliら⁽⁶⁾は、旋回流CHFが圧力に依存しない式(4-6)、(4-7)で表される実験式を提案している。図4-11は、Gambilli式と実験データを比較したものである。平均値0.97、標準偏差24%とほぼ良い予測を与えるように見えるが、圧力近傍0.6MPaのデータに対しては-40%程度小さい予測を与える。Gambilliは、旋回流CHFへの圧力の依存性を調べるために、大気圧近傍と比較的高い圧力とのデータ比較を5組(うち2組は管出口状態がクオリティ域)行っている。その結果、高い方の圧力が1.7MPaの場合の1組は約18% CHFが増大したが、高い方の圧力が3.1~3.8MPaの他の4組のCHFは殆ど差がなかったことを報告している。他の

パラメータが固定されていないのでGambilliデータから圧力の影響を系統的に調べるのは難しいが、図4-12は、Gambilliデータの中から $\gamma=2.4$ 、 $T_{in}=20^\circ\text{C}$ の条件を満たす9点を、縦軸に $q_c(L/D)^{1/3}/G$ を取り、圧力に対して示したものである。図中の実線は大気圧近傍にのみ成り立つ式(4-4)による旋回流CHF予測値を、一点鎖線は式(4-6)、(4-7)によるGambilli式の旋回流予測値を、また点線および破線はそれぞれストレート流に対する修正Tong式とGunther式の予測値を示している。Gambilliの旋回流式は最小条件を与えるので、データに対し少し小さい値を予測するが、圧力に対し一定の値を与える。図に見るように、Gambilliデータも圧力1MPa以下では増大する傾向を示しているが、圧力3MPa以上のデータは大気圧近傍のデータと殆ど変わらず、ストレート流予測値に近いことを示している。Gambilliは、圧力1MPa近傍の圧力依存性を系統的に比較しなかったことと、式が実験データの最小値を与えるものであったために、結果としてたまたま旋回流式は圧力に依存しなかったものと考えられる。

また、Drizius⁽³⁹⁾もCHFが圧力に依存しない式(4-9)による旋回流実験式を提案しているが、これは細い管ではスワール効果が小さいことと、データが取られた圧力範囲がちょうどスワール効果が小さくなり始める領域であったためと考えられる。

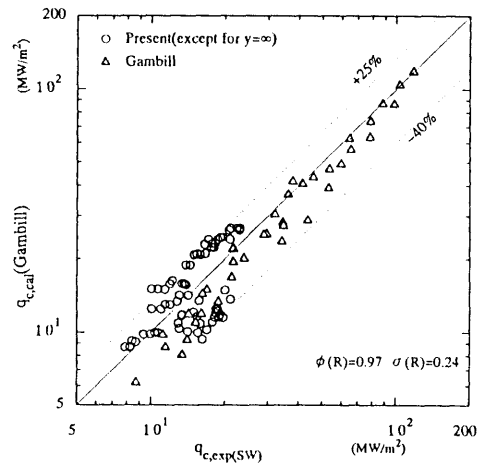


図4-11 Gambilli式と実験データとの比較

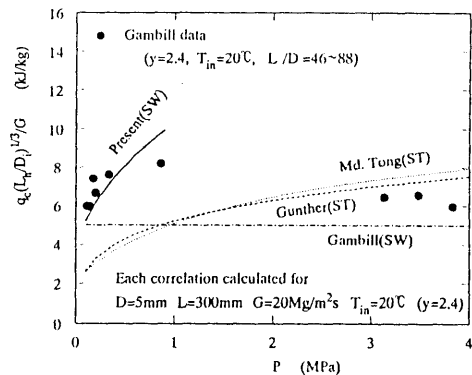


図4-12 Gambilliデータの圧力依存性と各相関式の比較

4.6 まとめ

振りテープ挿入管限界熱流束の実験的研究を通じ、以下のことを明らかにした。

- (1)振りテープ挿入による旋回流限界熱流束は、質量速度の増大と共にほぼ正比例して増大するが、その増大率はテープの振り比が小さくなるほど大きくなる。
- (2)旋回流限界熱流束は、テープ振り比の逆数が約0.1以上では逆数の1/3乗に比例して増大する。
- (3)ストレート管に対する旋回流限界熱流束の促進効果は、管内壁面における水の半径方向の慣性力によって良く整理でき、慣性力が大きい場合には、半径方向の無次元遠心加速度の1/6乗に、あるいは半径方向の流速の1/3乗に比例して増大する。
- (4)振りテープ挿入による限界熱流束促進効果は、圧力0.6MPa近傍以下では顕著であるが、0.6MPa以上になると次第に弱まり、圧力2.0MPa近傍で殆ど消滅する。
- (5)振りテープ挿入によって発生する半径方向の水の無次元遠心加速度をパラメータとし、圧力に対する限界熱流束の促進効果を考慮した旋回流限界熱流束実験式を提案した。
- (6)本実験データおよびGambillの振りテープ挿入管限界熱流束データに対し、圧力0.1~4.0MPaの範囲では本報告で提案した旋回流限界熱流束実験式が、また圧力0.4~4.0MPaの範囲ではTong-75-1式が最も妥当な予測を与える。

5. 核融合炉機器への適用^(55,57)

ITER計画におけるダイバータは、振りテープ挿入管による除熱構造が考えられており、流速10m/s、入口水温50℃、管出口圧力2.6MPa、管内径15mm、テープ振り比2、表面ピーク平均熱流束15MW/m²の熱流動パラメータが想定されている⁽⁷⁵⁾。本章では、ITERのダイバータが受ける平均熱流束に対し、細管、通常管および振りテープ挿入管を利用した除熱構造を用いた場合にどのくらいの熱的設計余裕があるかを、本研究で提案した各実験式を適用することにより均一加熱条件での検討を行う。

5.1 細管による高熱流束除熱

狭い流路では、単相流時の圧力損失が極めて大きくなるので、ポンプの吐出能力の面を考慮すると長い流路を用いることは適用上有利ではない。しかし、核融合炉機器は片側からのみ熱照射されるので、照射側のみに短い狭い流路を用いる除熱構造が考えられる。図5-1は、Moirら⁽⁴⁾が報告しているビームダンプの除熱構造概念設計例である。熱照射を受ける片側だけが最小ギャップ0.5mmと狭い流路を適用することにより、圧力損失をなるべく小さくし、高熱負荷に耐えるように設計されている。本報告では、ITERのダイバータ除熱構造として狭い流路部の等価水力直径が1mm、加熱部長さが1cmと仮定した場合について検討を行う。図5-2は、管内径1mm、加熱管長1cm、入口水温30℃の条件に対し、2章で提案した高熱流束域に対する実験式を用いてCHFを予測した結果である。図中、HIGH-IとHIGH-IIは、それぞれ式(2-10)と(2-11)による予測結果であり、計算されたCHF予測値とダイバータのチャンネル平均熱流束との比であるCHFマージンが流速に対して示してある。但し、本予測式は大気圧条件のみに適用できるので、予測は大気圧条件に対して計算されている。また、ダイバータの表面熱流束とチャンネル熱流束の比は、Koski⁽⁷⁵⁾が適用したように1.2とし、後者の熱流束を12.5MW/m²としてCHFマージンを計算している。HIGH-IとIIの式は、2章の図2-15に見るように、流量に対して連続してつながっていないので、図5-2に見るように流速13m/sの点で分離しているが、流速10m/sの条件では、本式を適用する限り大気圧条件でもCHFマージンが約2.8とかなり高く、狭い流路の利用が高熱流束除熱に対してかなり有効なことが分かる。

5.2 通常管による高熱流束除熱

図5-3は、内径3mmの通常管を利用した除熱構造に対して、3章で提案した修正Tong式を用いてCHFを予測した結果である。加熱管長は10cm、入口水温50℃、管出口圧力2.6MPaの条件で計算されている。図に見るように、3mmの通常管を用いた場合には、流速10m/sでCHFマージンはほぼ2.4ぐらいとなること分かる。

図5-4には、管内径D=3mm、加熱管長L=100mm、入口水温 $T_{in}=30^{\circ}\text{C}$ の条件で、10~40MW/m²のCHFを得

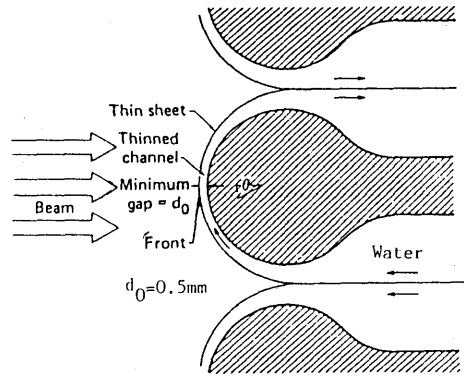


図5-1 狭い流路を利用した除熱構造例

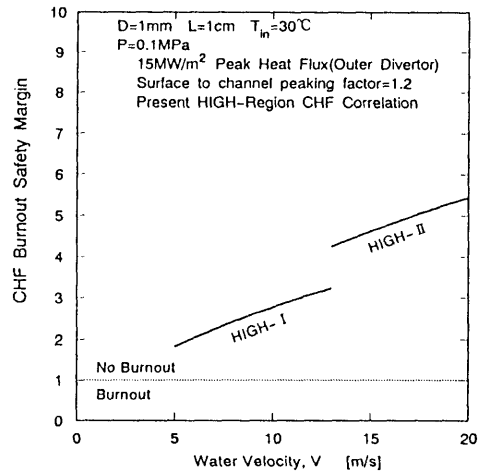


図5-2 内径1mmを用いた場合のダイバータのCHFマージン

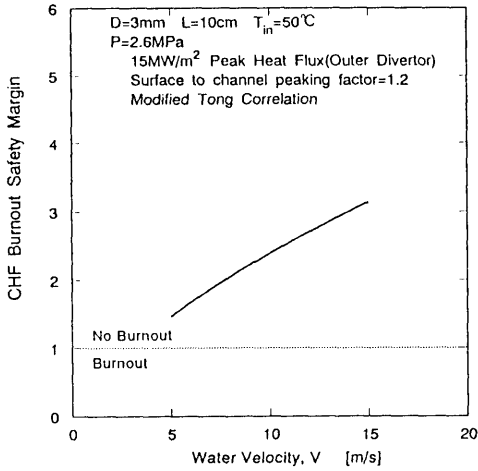


図5-3 内径3mmの通常管を用いた
場合のダイバータのCHFマージン

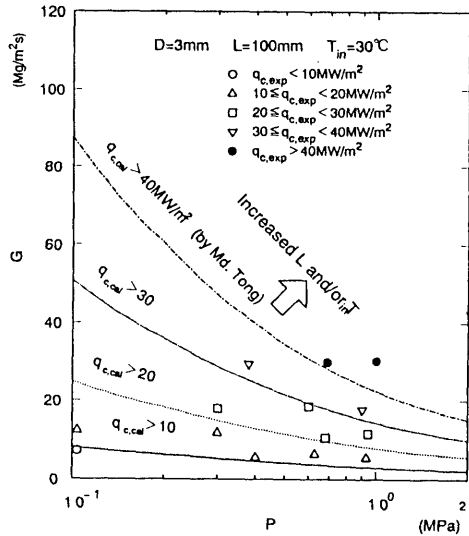


図5-4 通常管を用いた場合の10~
40MW/m²のCHFを得るための冷却水条件

るための圧力Pと質量速度Gの冷却水条件を、修正Tong式を用いて予測したものである。図中、実線、点線、二点鎖線、一点鎖線がそれぞれ修正Tong式から求められた10、20、30、40MW/m²の境界を示している。各境界よりもPあるいはGが大きい領域が所定の値よりもCHFが大きくなる流体条件の領域である。図中の記号は、第3章で得られたCHF実験値に対する流体条件を示しており、そのCHF値は領域に分けて各記号で記してあるが、修正Tong式による予測領域に対しても妥当な関係にあることが分かる。図にみるように、この圧力条件範囲では、圧力が高くなるほどより小さな質量速度で所定のCHFを得ることができ、かつより大きいCHFを得るための条件は、圧力が高くなるほど質量速度にあまり依存しなくなり、より小さな質量速度でより大きいCHFを得ることができる。例えば、40MW/m²を得るためには、P=1.0MPaで質量速度は20数Mg/m²s程度でよいが、より低圧でより大きいCHFを得るためには、質量速度が指数的に増大することが分かる。10MW/m²以上を得るには、圧力の違いによる質量速度条件はあまり変わらず、質量速度が8Mg/m²s以上あればよいことが分かる。

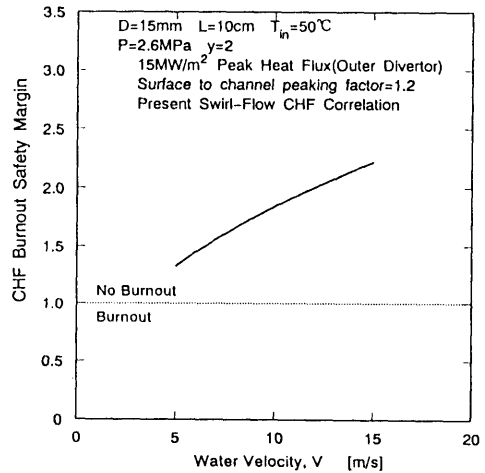


図5-5 振りテープ挿入管を用いた
場合のダイバータのCHFマージン

5.3 振りテープ挿入管による高熱流束除熱

図5-5は、ITERのダイバータ条件に対し、4章で提案した旋回流式による予測結果を示したものである。流速10m/sではCHFマージンが約1.8と、細管あるいは通常管を利用した除熱構造と比べて一番低いことが分かる。但しこの結果には、4章で述べたように、圧力2.6MPaでは振りテープによるCHF促進効果は殆どなくなり、本予

測結果は、ほぼストレート管の予測値とほぼ等しくなっているということが大きく影響している。

図5-6には、管内径 $D=15\text{mm}$ 、加熱管長 $L=100\text{mm}$ 、入口水温 $T_{in}=50^\circ\text{C}$ 、テーブ振り比 $y=2$ の条件で、 $10\sim 40\text{MW/m}^2$ のCHFを得るための圧力 P と流速 V の冷却水条件を本報告で提案した旋回流CHF実験式を用いて予測したものである。圧力 1.0MPa 近傍以上では振りテーブ挿入によるCHF促進効果が殆どなくなるので、図に見るように、圧力 1.0MPa 以下では圧力が大きくなるほどより小さな流速で所定のCHFを得ることができるが、 $20\sim 40\text{MW/m}^2$ 以上のCHFを得るためには、圧力 1.0MPa 以上では圧力が大きくなるほど逆により大きな流速が必要となることが分かる。CHFが 10MW/m^2 の境界線が圧力 1.0MPa 以上の領域においても単調減少になっているのは、流速が低いので圧力 1.0MPa 近傍でのCHF促進効果が顕著でないためである。また、振りテーブ挿入によるCHF促進効果の圧力依存性を考慮すると、均一加熱条件下で議論する限り、圧力が 1.0MPa 近傍において振りテーブ挿入管を利用するのが最も有利であることを示している。

しかしながら実際の核融合炉機器は、片側だけから熱照射を受ける非均一加熱条件である。振りテーブ挿入によるCHF促進効果は、旋回流によって発生する半径方向の水の慣性力が発生気泡を潰したり、水の加熱面への供給を容易にするためと考えられるが、核融合炉機器の冷却水流路断面において、熱照射を受ける反対側の面は未沸騰であり、そのCHF特性は均一加熱条件とかなり異なるものと考えられる。次節で述べるように、非均一加熱に対する振りテーブ挿入管のCHF特性については、さらなる実験的研究が必要と考える。

5.4 非均一加熱条件に関する考察

核融合炉機器は、実際には照射熱により片側からの強い非均一加熱を受ける。図5-7は、Koski⁽⁴²⁾が電子ビーム照射装置を用いて得た非均一加熱条件下の振りテーブ挿入管のCHFデータと、各相関式を比較したものである。図中、

●は管内径 7.62mm 、加熱管長 40mm 、管出口圧力 1.14MPa 、入口水温 30°C 、テーブ振り比 2 のKoskiのデータを示している。また、点線はGambill式、一点鎖線はTong-75-I式、二点鎖線はTong-75-II式、実線はNariai-Inasaka式による予測をそれぞれ示している。図に見るように、各相関式による予測値は、いずれも実験データより低く、例えば流速 $V=10\text{m/s}$ の場合をとると、Tong-75-II、Nariai-Inasaka、Tong-75-IおよびGambillの各式は、実験データよりもそれぞれ -22 、 -38 、 -43 、 -48% 小さい値を予測する。均一加熱条件の圧力 1.0MPa 近傍では、Tong-75-IとNariai-Inasaka式が最も良い予測を与えるはずであるが、実験データは、 $+35\%$ 程度大きい予測を与えるTong-75-II式による予測値よりもさらに大きい。このように、円周方向に強い非均一加熱を受ける場合の限界熱流束は、ストレート流を含めて均一加熱条件と異なる特性を持つものと考えられる。非均一加熱の場合には、管断面内では局所的に沸騰が生じており、均一加熱条件よりもさらに強い非平衡状態と考え

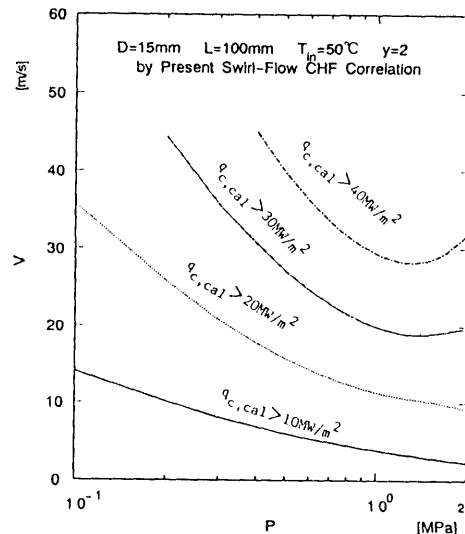


図5-6 振りテーブ挿入管を用いた場合の $10\sim 40\text{MW/m}^2$ のCHFを得るための冷却水条件

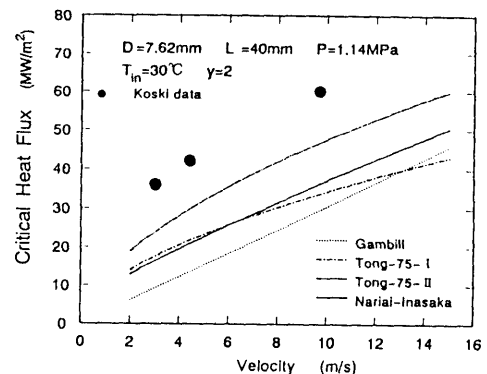


図5-7 Koskiの非均一加熱データに対する各相関式の予測結果

られ、今後、非均一加熱の条件下の限界熱流束特性をさらに明らかにしていく必要がある。

5.5 まとめ

本報告で提案した各CHF実験式を適用して、ITERのダイバータ条件に対するCHFマージンを均一加熱条件を仮定して検討した結果、次のことを明らかにした。

内径1mmの細管、内径3mmの通常管、および内径15mmの振りテープ挿入管を利用した除熱構造を想定した場合、細管を利用した方が最もCHFマージンは大きくなり、最も有効であると考えられるが、振りテープ挿入管に対する限界熱流束特性は非均一加熱条件では変わるものと考えられるので、非均一加熱を受ける核融合炉機器への振りテープ挿入管の利用については、さらなる実験的研究が必要とされる。