研究論文

衝突噴流熱伝達特性の実験的解明と JSNS 用モデレータ設計への応用

麻生 智一^{1,*}, 門出 政則², 佐藤 博^{1,†},
日野 竜太郎¹, 達本 衡輝¹, 加藤 崇¹

Experimental Investigation of Characteristics of Impinging Jet Heat Transfer and Application to JSNS Moderator Design

Tomokazu ASO^{1,*}, Masanori MONDE², Hiroshi SATO^{1,†}, Ryutaro HINO¹, Hideki TATSUMOTO¹ and Takashi KATO¹

¹Japan Atomic Energy Agency, 2-4 Shirane, Shirakata, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki 319-1195, Japan

²Saga University, 1 Honiyo-cho, Saga-shi, Saga 840-8502, Japan

(Received July 26, 2005 and accepted in revised form April 20, 2006)

The hydrogen moderator of 1 MW pulse spallation neutron source (JSNS) in J-PARC must be designed to get effective coolability with liquid hydrogen under such severe conditions as compact vessel size and high heat load deposited with high neutron flux irradiation. To solve this problem and to clarify the heat transfer characteristics of the impinging jet in a limited narrow space, heat transfer experiments have been carried out using an actual-scale simulation test vessel under water flowing condition. And, an evaluation method of the heat transfer coefficient from a heat conduction equation was established. From the experimental results and the evaluated heat transfer coefficients, the heat transfer characteristics of the bottom surface of moderator vessel were clarified. The operating flowing condition of the hydrogen moderator was determined from the predicted heat transfer curve for hydrogen based on those results.

KEYWORDS: *impinging jet, heat transfer, spallation neutron source, J-PARC, hydrogen moderator, heat conduction*

I. 緒 言

生命科学, 物性物理, 核物理等の広範囲な分野で先端的研究を行うため, 日本原子力研究開発機構(原子力機構)と高エネルギー加速器研究機構(KEK)は共同で大強度陽子加速器(J-PARC: Japan Proton Accelerator Research Complex)計画を推進している^{1,2)}。本計画で建設中の物質・生命科学実験施設内には, 中性子散乱実験用の1 MW 核破砕中性子源(JSNS: Japan Spallation Neutron Source)を設置し, 物質科学, 生命科学等の様々な実験を行うユーザーに中性子を供給する³⁾。Fig. 1に世界最高の中性子強度を目指したJSNSの中心部を示す。3 GeV, 1 MWの陽子加速器から極短パルス陽子ビームを液体重金属の水銀ターゲットに入射して, 核破砕反応を起こし, 大強度の中性子を発生させる。発生した中性子を, 中性子散乱実験の使用目的に応じたエネルギーに減速する装置が液体または超臨界水素を用いたモデレータで, その端部の容器(結合型, 非結合型, ポイズン付き非結合型の3基)内でこの減速が行われる。Fig. 2にモデレータ容器の構造を示す。減速された中性子は, モデレータ容器中央部の中性子取出し面からビームラインを通してユーザーに供給さ

れる。

1 MW JSNSは, 現在の世界最高出力である160 kW 英国ISIS施設と比べて中性子出力(強度)が7倍となるため, モデレータにおける核発熱も比例して増加し, その熱除去はモデレータ設計のひとつの重要な課題であった。すなわち, 発熱により水素が沸騰すると大きな水素密度低下が生じ, 中性子減速性能が大きく変化して安定した中性子ビームにならない。また, ユーザーから, 中性子取出し面を投影した領域にある水素の局所的な温度上昇を3 K以内に抑えてモデレータ容器内の温度分布を可能な限り均一にし, 均一な中性子強度が要求されている。そこで, 上記の条件を満たすために, 水素の入口管を最も発熱が高くなるモデレータ容器底面まで延ばして, 衝突噴流を発生させ, 効率的な冷却を行い, その随伴流によって局所的な温度上昇を抑制できるような構造を提案した⁴⁾。3基のモデレータのうち, 円筒型の結合型モデレータは容積が最も大きく, 容器壁厚が厚いため表面平均熱流束が約 1.4×10^4 W/m²と最も大きい⁵⁾。

衝突噴流は衝突岐点付近で高い熱伝達率を実現することがよく知られており, 物体表面の加熱や冷却, 乾燥などを行う高効率な手段として用いられている。例えば, ガラス, 製紙, 繊維, 製鉄工業などにおける加熱, 冷却, 乾燥などのプロセスへの利用やガスタービン翼や電子機器の冷却など工業的に幅広く用いられている。衝突噴流に関する研究は, このような工業的な必要性だけでなく, 流体力学

¹ 日本原子力研究開発機構

² 佐賀大学

* Corresponding author, E-mail: aso.tomokazu@jaea.go.jp

† 現在, サンデン㈱(Sanden Corp.)

Fig. 1 Outline of the JSNS (Japan Spallation Neutron Source)

Fig. 2 Design of the moderator vessels

的にも多くの実験的研究や数値シミュレーションが行われてきた^{6~11)}。しかし、その大半は衝突対象が平板で、モデレータ容器のように容器壁で囲まれた閉空間で、なおかつ周囲を液体で満たされた条件での実験的研究はほとんど行われていない。そこで本研究では、モデレータ容器のような閉空間における衝突噴流熱伝達特性を明らかにすることを目的に、結合型モデレータ容器を模擬した試験体を用い、水を作動流体として、発熱体とした容器底面の内部温度測定から噴流衝突表面温度を評価して熱伝達率を求めた。噴流衝突表面温度は、非定常熱伝導の逆問題解法を応用して定常問題に置き換えて評価した。また、実験結果が

ら、衝突噴流ヌセルト数 Nu をレイノルズ数 Re とプラントル数 Pr の相関式で求め、実機の水素条件に適用して、中性子性能の低下を防ぐために水素を沸騰させない JSNS モデレータ設計に係る運転条件を決定した。本結果を受け、熱流動解析コードによる衝突噴流熱伝達特性の検証を行い、中性子取出し面を投影した領域における水素の温度分布について次段階で確認する。

II. 実験装置および実験方法

実験装置の概要を Fig. 3 に示す。実験装置は、タンク、ポンプ、電磁流量計からなる水ループに、試験体を接

Fig. 3 Experimental apparatus with PIV system

Fig. 4 Experimental model

続した構成である。主管は $\phi 25$ mmの塩化ビニルやアクリル管で全長が約10 m、水流量は約 $1.75 \times 10^{-4} \sim 1.75 \times 10^{-3} \text{ m}^3/\text{s}$ の範囲、つまり主管内平均流速と主管直径で定義した噴流レイノルズ数(以下、噴流 Re 数)は $10^4 \sim 10^5$ の範囲の流動が可能である⁴⁾。実機水素モデレータの噴流 Re 数は $2 \sim 3 \times 10^5$ 程度を想定しているが、循環ポンプからの入熱や運転制御性を考えて、低流量化した運転条件を目指している。

試験体の概要をFig. 4に示す。3基のモデレータのうち、最も表面熱流束が高い円筒型の結合型モデレータ容器を対象とした。試験体は、結合型モデレータ容器を模擬したアクリル製の容器(内径 $\phi 140$ mm、高さ100 mm)と、その容器の底面を形成する銅ブロック($\phi 140$ mm、高さ100 mm)で構成される。アクリル容器内部は水で満たされ、噴出ノズルである水の流入管からの噴流が容器底面の銅ブロックに噴き付けられる。このノズルの高さ H (容器底面とのギャップ)は数mmから約50 mmまで変えることができる。銅ブロックは半径70 mm、高さ100 mmの円柱形状で、内部に熱電対が取り付けられている。熱電対は容器底面から2 mmと20 mm深さの位置に、おののおの径方向に向かって9 mm間隔で8個(2列で計16個)設置さ

Table 1 Experimental parameters

Coolant	Water
Pressure	0.1 MPa
Nozzle diameter, d	25 mm
Nozzle height, H	5, 8.75, 10, 15, 25, 50 mm
Flow rate	$1.75 \times 10^{-4} \sim 1.75 \times 10^{-3} \text{ m}^3/\text{s}$
Reynolds number	$10^4 \sim 10^5$
Heater power	0.98~1.74 kW

れている。銅ブロックの下部には電気ヒータを設置し、銅ブロックの下面を一様に加熱する。銅ブロックの上面から40 mmの高さには、ブロック側面および側面から20 mm深さの位置に熱電対を設置し、両者の温度差が出ないようにブロック周りに巻いた補償用ヒータの作動と断熱材の充填によって断熱条件を実現した。

容器部分をアクリルで製作したことによって流れ場の測定も可能とした。流れ場の測定には、レーザーシートとCCDカメラを組み合わせたParticle Image Velocimetry (PIV)システムを使用した。モデレータ容器内の流動状況を同時計測することで熱伝達特性への流れ場の影響を調査した。

実験は大気圧(約0.1 MPa)、室温($25 \pm 2.5^\circ\text{C}$)条件下で、ノズル高さ H を5, 8.8, 10, 15, 25, 50 mmとしたときに流量を変えて実施した。各パラメータをTable 1に示す。ノズル高さ、流量を設定した後、銅ブロックと試験体入口温度差が 5°C 以上となるように、銅ブロック下部の電気ヒータを直流電源で加熱し、温度が定常となるまで状態を保った。ヒータの発熱量は最大1.74 kWとなり、熱流束で $1.1 \times 10^5 \text{ W}/\text{m}^2$ となった。前述の実機モデレータとの相違は無次元化した Nu 数で一般化し、実機運転条件について評価、検討を行った。

温度測定誤差は熱伝達率の評価に大きく影響するが、様々な要因が絡むためにその定量的な評価は困難である。測定精度に影響する主な事項を以下に挙げておく。

(1) 熱電対の設置状況

熱電対挿入孔の直径: 1 mm、精度は ± 0.1 mm以下であった。

熱電対外径: 0.6 mm、挿入孔の先端に達することを治具にて確認している。

熱電対挿入方向: Fig. 4のように水平方向から挿入することで垂直方向の熱の流れを妨げないようにした。

熱電対設置位置の寸法: 深さ2 mmと20 mm、ピッチ間隔9 mmの寸法精度は ± 0.1 mm以下であった。

(2) 測定値を時間平均で求めた際の統計誤差

温度が安定した状態で5分間のデータを時間平均した際の統計誤差はほとんど $\pm 0.1^\circ\text{C}$ 以下で、最大 $+0.12^\circ\text{C}$ であった。

(3) 温度差(銅ブロックとバルク水温、深さ2 mmと20 mmの測定値)

銅ブロックとバルク水温はできるだけ温度差を大きくすることで熱伝達率の評価精度を上げることができる。前述のように、5℃以上となるようにヒータを加熱した。また、深さ2 mmと20 mmの熱電対位置における温度差の範囲は3.0～5.7℃であった。

III. 熱伝達率の評価方法

模擬容器底面の衝突噴流による熱伝達特性を評価するために、熱伝導方程式の逆問題解を適用して、試験体の銅ブロック内部温度から銅ブロック表面、つまり容器底面の表面温度および表面熱流束を求めた。逆問題解については、門出らは衝突噴流による高温円柱面の非定常冷却特性を評価するために、2次元非定常熱伝導の逆問題解を円筒座標系に適用し、その妥当性と測定された温度から表面温度や熱流束を精度よく評価できることを報告している¹²⁾。ここでは定常状態の体系を取り扱うため、この逆問題解法を応用して2次元定常熱伝導問題に置き換えて解を導入した。

1. 2次元定常熱伝導の一般解と表面温度および表面熱流束

物性値(等方性)一定の円柱内の2次元定常熱伝導方程式は、径方向の温度分布が中心軸に対して対称として次式で表される。

$$\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{d^2 T}{dz^2} = 0 \quad (1)$$

ここで、 r は円柱銅ブロックの半径、 T は温度、 z は容器底表面からの深さである。

このとき境界条件は、Fig. 5に示すように、銅ブロックの側面は断熱、容器底面に当たる銅ブロック上面は衝突噴流による熱伝達、銅ブロック底面はヒータによる熱流束の条件となり、以下のとおりである。

① $r=a$, $0 < z < L$ で、 $\partial T / \partial r = 0$ (側面は断熱)

② $z=z_1$, $0 < r < a$ のとき、 $T(r, z) = f_1(r)$

Fig. 5 Illustration of the boundary conditions

③ $z=z_2$, $0 < r < a$ のとき、 $T(r, z) = f_2(r)$

④ T は有界($0 < r < a$, $0 < z < L$)

ここで、 a は銅ブロックの半径、 L は銅ブロックの高さ、 z_1 , z_2 は容器底表面からの深さ2 mm, 20 mmである。 $f_1(r)$, $f_2(r)$ はBessel関数で近似した温度分布で、

$$f_n(r) = \sum_{i=1}^{\infty} C_{n,i} J_0(m_i r)$$

($n=1, 2$, $C_{n,i}$ は測定温度から求まる係数)

で表される。 J_0 はBessel関数、 m_i は $J_1(m_i a) = 0$ の根である。

境界条件①から(1)式の一般解は、

$$T(r, z) = \sum_{i=0}^{\infty} J_0(m_i r) [A_i \sinh \{m_i(z_1 - z)\} + B_i \sinh \{m_i(z_2 - z)\}] \quad (2)$$

となる。ここで、 A_i , B_i は $C_{n,i}$ から求まる係数である。

境界条件②および③、(2)式より、表面温度 $T_w(r)$ は、

$$T_w(r) = \sum_{i=0}^{\infty} J_0(m_i r) \times \left[\frac{C_{1,i} \sinh(m_i z_2) - C_{2,i} \sinh(m_i z_1)}{\sinh \{m_i(z_2 - z_1)\}} \right] \quad (3)$$

また、表面熱流束 $q_w(r)$ は次式で与えられる。 λ は熱伝導率である。

$$q_w(r) = \lambda \left. \frac{dT}{dz} \right|_{z=0} = \lambda \sum_{i=1}^{\infty} m_i J_0(m_i r) \times \frac{\{C_{1,i} \cosh(m_i z_2) - C_{2,i} \cosh(m_i z_1)\}}{\sinh \{m_i(z_2 - z_1)\}} \quad (4)$$

2. 熱伝達率の評価手順

以上の計算式を用いて銅ブロック内の温度測定結果から熱伝達率を求めるまでの手順を以下に示す。

- (1) 各 z 位置における温度測定データ(8点)を3次のスプライン関数で補間し、30点程度のデータ点数を増やす。これは、(3)式の項数は $z=z_n$ 面上で測定された r 方向の温度分布をベッセル関数で級数展開したものであるから、一般に項数(固有値の数)を増加すればするほどその温度分布に一樣に収束する。一方、固有関数の項数の増加は、最小二乗法で $f_n(r)$ の係数 $C_{n,i}$ を決定するとき、この項数以上の温度測定点が必要となり、上述のように、8点程度の測定点数を補間して30点としたデータによる逆問題解でも十分な精度の解が得られることが報告されている¹²⁾。
- (2) $J_1(m_i r_0) = 0$ の固有値を計算する。固有値の数は、既知の温度分布を与えて試験的に計算した際、温度誤差が ± 0.01 K以内に収まり、表面熱流束の解が安定して得られた9とした。
- (3) 前述のように、30点の温度データを用いて最小二乗法により近似式の係数 $C_{n,i}$ を決定する。

- (4) (3), (4)式を用いて, $T_w(r)$, $q_w(r)$ を計算する。
 (5) $T_w(r)$, $q_w(r)$ から次式を用いて熱伝達率 $h_w(r)$ を計算する。

$$h_w(r) = \frac{q_w(r)}{T_w(r) - T_B} \quad (5)$$

ここで, T_B は試験体出入口の平均温度である。

IV. 実験結果および考察

1. 熱伝達率分布の評価結果

銅ブロック内の温度測定結果から, 前章の評価方法に従

って求めた熱伝達率の半径方向の分布をFig. 6に示す。噴流 Re 数が 10^4 , 2×10^4 , 3.5×10^4 , 6×10^4 , 10^5 のとき, ノズル高さ H をそれぞれ5, 8.8, 10, 15, 25, 50 mmとした場合の結果を示している。

噴流 Re 数が 10^4 の場合, いずれのノズル高さに対しても $z=z_1$ の温度分布が容器中心の $r=0$ mmで最小温度を示し, $z=z_2$ の温度分布との温度差も最小となったため, 熱伝達率は最大値を示した。これは, これまで報告^{6~10)}されている一般的な平板への衝突噴流の特徴と同様で, 衝突岐点で $r=0$ から離れたところよりも大きな冷却効果を

Fig. 6 Distributions of heat transfer coefficient, h

示している。また、 $H=8.8\text{ mm}$ 以上では径方向に沿って徐々に熱伝達率は下がっているのに対し、ノズルが衝突面に近い $H=5\text{ mm}$ では $r=30\sim 40\text{ mm}$ の周囲で第2の極大値を持っている。第2極大値についても平板の衝突噴流の熱伝達特性として知られている。Fig. 7はBaughnらによる平板への衝突噴流の局所ヌセルト数分布の実験結果で¹⁰⁾、 H/d つまりノズルが衝突面に近いほど第2極大値が顕著になる。衝突噴流は衝突岐点近傍の衝突領域と衝突底面に沿って流れが発達する壁噴流(Wall Jet)領域に分けることができるが、第2極大値はその遷移域で生じるものと考えられる。最近、服部、長野は平面衝突噴流の直接数値シミュレーションから、ノズル高さが低くなると第2極大値付近で大きな速度乱れが生じ、その影響により壁面垂直方向乱流熱流束が増大することを明らかにしている¹³⁾。

Fig. 7 Distribution of local Nusselt number for free impinging jet ($Re=23,750$)¹⁰⁾

(a) $Re=10^4$

(b) $H=10$

Fig. 8 Relationships between turbulence strength and radius, r

今回の実験結果から、容器底面の r に対する速度乱れ強さの関係を、Fig. 8の(a)は噴流 Re 数が 10^4 でノズル高さ H をパラメータとし、(b)は $H=10$ で噴流 Re 数をパラメータとして示す。ここで、速度乱れ強さは z および r 方向の変動速度 RMS 値の2乗平均として定義した。ノズル高さ H が低くなると速度乱れが大きくなることがわかり、 $H=5\text{ mm}$ で著しい乱れが生じていることと、Fig. 6の第2極大値が特に $H=5\text{ mm}$ で顕著になることと対応がとれ、実験的にも速度乱れの影響が証明できた。また、第2極大値は噴流 Re 数の増加によっても表れ、Fig. 6において噴流 Re 数の増加により $H=8.8\text{ mm}$ 以上の場合においても次第に第2極大値が明確になることがわかる。このことは、Fig. 8(b)で噴流 Re 数の増加に伴って、乱れ強さが増加しているためであることが説明できる。第2極大値の位置の相関については、噴流 Re 数の増加に伴って乱れ強さのピークが $r=30\text{ mm}$ から $r=40\text{ mm}$ に移行していく傾向にあるが、容器内の狭い領域のため明らかな相関性を断定できる顕著な差はなかった。

Fig. 6で噴流 Re 数が 2×10^4 、 3.5×10^4 の場合、 10^4 のときと同様の傾向を示すが、径方向の r の増加に対する熱伝達率の減少傾向が収まっていき、ついには噴流 Re 数 6×10^4 、 10^5 の場合には衝突岐点と同等もしくは衝突岐点よりも高い値を示した。これは、これまでの報告には見られない現象で、容器壁で限定された空間である本実験体系ゆえのものといえる。つまり、これまでの衝突平板の水平方向に容器のような壁のない体系では、衝突噴流熱伝達率分布は衝突岐点から径方向に向かって減少するのに対し、容器壁で限定された空間では噴流 Re 数が増加するにつれて容器壁周辺の熱伝達率が徐々に増加している。これは、容器壁に達した流れが再度衝突噴流と同じ効果を示し、容器壁に沿った壁噴流が発達する際にこの周辺に大きな乱れを生じさせたことによるものと考えられる。

Fig. 9 Experimental results of turbulence strength distributions at $H=10$

Fig. 9 は $H=10$ mm, 噴流 Re 数が 10^4 , 3.5×10^4 , 10^5 において容器内の速度乱れ強さを可視化した図である。この図から、上述のように噴流 Re 数が増加するにつれて RMS 値も全体的に増加し、図中矢印のように容器壁手前に生じた乱れが顕著になることがわかる。壁面乱流が流れ方向にある壁面に衝突する場合として、Stanewich らによる前方ステップ流れの実験があり、この実験においても衝突壁付近で熱伝達率の増加が観察されている¹⁴⁾。また、Fig. 10 に示すように、時間平均した容器内部の流動状況は全体的に大きな再循環流を形成しており、この再度循環して容器底面に達する流れによっても熱伝達率を促進する乱れが生じていることが考えられる。

2. 衝突岐点ヌセルト数 Nu_0 と極小ヌセルト数 $Nu_{\min}$

Fig. 11 は Fig. 6 の結果をノズル高さ H ごとに整理したものである。縦軸をヌセルト数 $Nu (= h_a d / \lambda, d$: 代表長さ = ノズル径), 横軸は半径 r を d で除した無次元距離 r/d とした。噴流 Re 数の増加に伴って、ヌセルト数が増

加すること、容器壁の影響が顕著になることがよくわかる。

ここで、 $r=0$ の衝突岐点ヌセルト数 Nu_0 を噴流 Re 数で整理したグラフを Fig. 12 に示す。本実験結果をノズル高さごとに示し、実線は 3 次元軸対称円形噴流に対する Lienhard らの実験式¹⁵⁾で、次式で表される。

$$Nu_0 = 1.24 Re^{1/2} Pr^{1/3} \quad (6)$$

今回のノズル高さの条件 ($H=5 \sim 50$ mm) における実験値は、いずれも (6) 式よりも 25% 以上高い値となっている。これは、Lienhard らの実験が空気中に水を放出する自由表面噴流と呼ばれる噴出流体と周囲流体が異なる体系であるのに対し、本実験では噴出流体と周囲流体が同一であるために、周囲流体の巻き込みが生じて熱の移動が促されたことが要因と考えられる。

次に、モデレータ容器内領域である $r=0 \sim 70$ mm の範囲における極小ヌセルト数 $Nu_{\min}$ を噴流 Re 数で整理したグラフを Fig. 13 に示す。本実験結果をノズル高さごとに示し、実線は円管内の発達した乱流熱伝達式で一般に知られている Dittus-Boelter の式

$$Nu = 0.023 Re^{0.8} Pr^{0.4} \quad (7)$$

Fig. 10 Experimental results of flow visualizations at $Re = 10^5$

である。ここで、 Nu 数の代表長さは d 、代表流速は流入管からの噴流流速とした。冒頭でも述べたように、衝突噴流は衝突岐点で高い熱伝達率を与え、そこから離れたところでは徐々に熱伝達率は低下する。本実験では前節で述べたようにこの熱伝達率の低下は抑制され、モデルタ容器内の $r=0 \sim 70$ mm の範囲で極小ヌセルト数 $Nu_{\min}$ は (7) 式を常に上回った。(7) 式を基に $Nu_{\min}$ と Re の相関を求

めると、

$$Nu_{\min} = 0.023 Re^{0.8} Pr^{0.4} \times 1.41 e^{0.112 \cdot d/H} \quad (8)$$

となり、約20%以内に実験値が収まる。 H/d の適用範囲は0.2~2.0である。現状のモデルタ設計におけるノズル高さの条件 ($H=10$ mm, $H/d=0.4$) では、(8) 式の係数が (7) 式の1.9倍となり、衝突噴流による効率的な冷却効果を示している。

Fig. 11 Relationship between Nu and r/d

V. 水素モデレータの運転条件の検討

陽子ビーム出力1 MWの運転時において、3基のモデレータのうち、円筒型の結合型モデレータが最も表面熱流束が大きく、約 $1.4 \times 10^4 \text{ W/m}^2$ である。加速器からの陽

子ビームは通常パルス的に入射されるため、モデレータに掛かる熱負荷もパルス的に生じるが、ここでは最大熱負荷が定常的にモデレータに付加して熱負荷の時間変動がない条件で計算された熱流束の値を用いることで、安全側の設計を図る。本極低温の水素循環システムの水素循環流量は

Fig. 12 Relationship between Nu_0 and Re Fig. 13 Relationship between Nu_{min} and Re

(a) 0.1 MPa

(b) 0.6 MPa

Fig. 14 Heat transfer curve for subcooled liquid hydrogen, 0.1, 0.6 MPa (19 K)

162 g/s で、3 基のモデレータ容器に並列に供給され、結合型モデレータには 68 g/s (約 2 m/s) の流量が供給される。達本らによると、一般的な熱伝達表示式を用いてモデレータ容器内極低温水素の熱伝達を評価し、水素循環システムの運転条件を検討した結果、系内 0.6 MPa 以下のサブクール状態では結合型モデレータ容器内で核沸騰が発生する可能性が高く、中性子性能や液体水素の強制循環に影響を及ぼすと報告されている⁵⁾。このときの大気圧および圧力 0.6 MPa における、液温 19 K のサブクール液体水素の熱伝達予想曲線を Fig. 14 に示す。以下のように、核沸騰領域は水素やヘリウム等の実験データを基に修正された Kutateladze の式¹⁶⁾、非沸騰領域における強制熱伝達は管内流を想定して、極低温ヘリウムの実験データを基に修正された Girattano らによって修正された Dittus-Boelter の式¹⁷⁾で流速 2 m/s の場合を代表として示した。

Kutateladze の式；

$$q = 4.87 \times 10^{-11} \left(\frac{Cp_l}{L\rho_v} \right)^{1.5} \left(\frac{\lambda_l \rho_l^{1.282} P^{1.75}}{\sigma^{0.906} \mu^{0.626}} \right) (T_w - T_{sat})^{2.5} \quad (9)$$

ここで、 q は熱流束、 Cp は定圧比熱、 L は蒸発潜熱、 ρ は密度、 λ は液体の熱伝導率、 P は圧力、 σ は表面張力、 μ は粘性係数、 T_w は伝熱面表面温度、 T_{sat} は飽和温度、 v と l の添え字は気体と液体を意味している。

Girattano らによって修正された Dittus-Boelter の式；

$$Nu = 0.023 Re^{0.8} Pr^{0.4} (T_w / T_B)^{-0.716} \quad (10)$$

ここで、 T_B はバルク温度、Fig. 14 の T_c は超臨界温度を意味する。この図で、飽和温度以上、臨界温度以下、強制対流ゆえプール核沸騰より高い領域で、かつ強制対流熱伝達領域以上で沸騰する可能性があるという指標の下で、結合型モデレータの運転条件である流速 2 m/s の場合、(9) 式と (10) 式の交点を沸騰開始熱流束の目安としている。つまり、管内流の Dittus-Boelter の式で評価すると、大気圧下および圧力 0.6 MPa における液体水素の沸騰開始熱流束はそれぞれ 3.8×10^3 W/m²、 1.6×10^4 W/m² である。モデレータ容器表面の熱流束が 1.4×10^4 W/m² なので、大気圧下では沸騰が生じており、圧力 0.6 MPa では沸騰開始熱流束と容器表面熱流束がほぼ同じであるため、流速や圧力のわずかな変動で沸騰が発生する可能性があ

る。このことから本極低温水素循環システムは、中性子性能やモデレータ容器保護の観点から 0.6 MPa 以上の運転圧力による強制循環が必要であるが、最も望ましいのは超臨界圧における運転条件であるといわれている⁵⁾。

一方、前節の結果から、モデレータ容器底面の熱伝達は衝突噴流を適用することにより(10)式を

$$Nu = 0.023 Re^{0.8} Pr^{0.4} (T_w/T_B)^{-0.716} \times 1.41 e^{0.112 \cdot d/H} \quad (11)$$

と修正すると、現状のノズル高さ設計($H=10$)において、Dittus-Boelter の式の1.9倍となる。したがって、Fig. 13のように、流速 2 m/s の場合の熱伝達曲線が1.9倍となって上方へ移行する。この結果、大気圧下および圧力 0.6 MPa における液体水素の沸騰開始熱流束はそれぞれ $8.5 \times 10^3 \text{ W/m}^2$, $3.3 \times 10^4 \text{ W/m}^2$ となる。したがって、大気圧下では依然沸騰が生じるが、圧力 0.6 MPa では容器表面熱流束よりも沸騰開始熱流束が上回り、沸騰は生じず、熱流束に約 2 倍の裕度を持っていることがわかった。このように、衝突噴流の冷却効果を考慮すると、現行のモデレータ容器設計、流量条件において、超臨界圧から 0.6 MPa 程度のサブクール液体水素で沸騰が抑えられ、中性子性能や液体水素の強制循環に影響を及ぼさないような運転が可能である。また、表面熱流束の裕度は流量(流速)の裕度でもあり、ループの制御範囲の裕度にもつながり、運転操作のしやすいシステムとなる。

VI. 結 論

容器壁のある閉空間における衝突噴流による熱伝達特性を評価するために、2次元定常熱伝導の逆問題解を用いた熱伝達率を求める手法を導入し、JSNS モデレータの円筒型容器を模擬した試験体による実験結果から、

- (1) 衝突噴流の熱伝達特性で特徴的な第2極大値は、ノズル高さや噴流 Re 数による速度乱れの増加によって生じることを実験的に明らかにした。
- (2) 熱伝達率分布は、一般的な壁のない水平平板に対する衝突噴流のものと異なり、容器壁の影響によって噴流 Re 数の増加に伴い容器壁周辺の熱伝達率が増加することが新たにわかった。
- (3) モデレータ容器底面 $r=0 \sim 70 \text{ mm}$ の範囲における極小ヌセルト数 $Nu_{\min}$ は、ノズル高さ $H/d < 0.4$ の場合、管内強制対流熱伝達の Dittus-Boelter の式の1.9倍以上となった。

以上をもとに実機水素モデレータの運転条件を検討した結果、陽子ビーム 1 MW の定格運転時でも超臨界圧から 0.6 MPa 程度のサブクール液体水素での循環によって沸騰を抑えられ、中性子性能や液体水素の強制循環に影響を及ぼさない安定な運転が達成できることを確認した。

今後、実験体系で解析評価を行い、熱流動解析コードの検証を行うとともに、その解析コードを用いて実機水素モデレータの温度分布を評価して、局所的な温度上昇の抑制

効果を確認する予定である。

衝突噴流熱伝達率の評価手法を検討し、プログラミングを行うに当たり、佐賀大学理工学部機械システム工学科助教 光武雄一氏には多大なる支援・協力をいただいた。本報を締めくくるに当たり、深く感謝の意を表します。

一参考文献一

- 1) 日本原子力研究所・高エネルギー加速器研究機構共同推進チーム、大強度陽子加速器計画, JAERI-Tech 2000-003, KEK Report 99-5, JHF-99-4, (2000).
- 2) <http://jkj.tokai.jaeri.go.jp/>
- 3) 日野竜太郎, 横溝英明, 山崎良成, 他, “小特集 陽子加速器を用いた新しい中性子源とその利用,” 日本機械学会誌, **107**[1032], 851-883 (2004).
- 4) 麻生智一, 神永雅紀, 寺田敦彦, 他, “核破砕中性子源用冷減速材容器の設計開発; 流動分布の測定および熱流動解析評価,” 日本原子力学会誌, **43**[11] 1149-1158 (2001).
- 5) 達本衛輝, 加藤 崇, 麻生智一, 他, 1 MW 陽子ビーム出力時におけるモデレータ容器内の極低温水素への熱伝達評価, JAERI-Tech 投稿中.
- 6) 熊田雅弥, 仲戸川哲人, 平田 賢, “衝突噴流による熱および物質伝達について,” 日本機械学会誌, **76**[655], 822-830 (1973).
- 7) R. Viskanta, “Heat transfer to impinging isothermal gas and flame jets,” *Exp. Thermal Fluid Sci.*, **6**, 111-134 (1993).
- 8) K. Jambunathan, E. Lai, M. A. Moss, B. L. Button, “A review of heat transfer data for single circular jet impingement,” *Int. J. Heat Fluid Flow*, **13**[2], 106-115 (1992).
- 9) D. Lytle, B. Webb, “Air jet impingement heat transfer at low nozzle-plate spacings,” *Int. Heat Mass Transfer*, **36**[12], 1687-1697 (1994).
- 10) J. W. Baughn, S. Shimizu, “Heat transfer measurements from a surface with uniform heat flux and an impinging jet,” *J. Heat Transfer*, **111**, 1096-1098 (1989).
- 11) M. Behnia, S. Parneix, P. A. Durbin, “Prediction of heat transfer in an axisymmetric turbulent jet impinging on a flat plate,” *Int. Heat Mass Transfer*, **41**[12], 1845-1855 (1998).
- 12) 門出政則, J. A. Hammad, 有馬博史, 他, “ラプラス変換を用いた2次元非定常熱伝導の逆問題解の応用,” 日本機械学会論文集(B編), **68**[674], 2811-2817 (2002).
- 13) H. Hattori, Y. Nagano, “Direct numerical simulation of turbulent heat transfer in plane impinging jet,” *Int. J. Heat Fluid Flow*, **25**, 759-758 (2004).
- 14) H. H. Cho, R. J. Goldstein, “An improved low-Reynolds-number $k-\epsilon$ turbulence model for recirculating flows,” *Int. J. Heat Mass Transfer*, **37**[10], 1495-1508 (1994).
- 15) J. H. Lienhard, X. Liu, L. A. Gabour, “Splattering and heat transfer during impingement of a turbulent liquid jet,” *Trans. ASME*, **114**, 362-372 (1992).
- 16) E. G. Brentari, R. V. Smith, “Nuclear and film pool boiling design correlations for O_2 , N_2 , H_2 and He,” *Int. Adv. Cryog. Eng.*, **10**, 325-341 (1965).
- 17) P. J. Giarrano, V. D. Arp, R. V. Smith, “Forced convection heat transfer to supercritical helium,” *Cryogenics*, **11**, 385 (1971).