停滯水条件における矩形およびバンドル流路のボイド率*

刑部真弘*¹, 後藤博樹*²

Pool Void Fraction in Rectangular and Bundle Passages

Masahiro OSAKABE and Hiroki GOTO

Predictions of pool void fraction in bundle passages are important in the estimation of dryout elevations in a core or a steam generator during a loss-of-coolant accident (LOCA) of a nuclear reactor. Many studies on the void fraction in circular pipes and rectangular channels have been performed; however data on pool void fractions in the bundle passages is scarce. The void fractions in four bundles of different geometries and a rectangular channel are measured by using an X-ray CT scanner in the present air/water experiment. The effect of bundle geometries on the pool void fraction is studied compared with data on the rectangular channel without bundles.

Key Words: Multiphase Flow, Bundle, Pool Void Fraction, Air/Water, X-ray CT Scanner
Different Geometries, Rectangular Channel

1. 序

原子炉の燃料集合体(炉心)や蒸気発生器チューブバンドルは、原子炉の冷却材喪失事故(LOCA)時に、ほぼ水が停滯したとみなせるような低質量流量条件下において蒸気中に露出(ドライアウト)する事が想定される⁽¹⁾。この現象において、ドライアウト点の下のボイド率は、ドライアウト点の位置の予測のために重要である。停滯水条件における円管または矩形流路中のボイド率については、Wilsonら⁽²⁾、Sudo⁽³⁾およびKataoka-Ishii⁽⁴⁾が、相関式を提案している。これらの相関式では、ボイド率が流路の等価直径に依存し、等価直径が大きい程、同じみかけ気相流速の条件で小さなボイド率を与える。Kataoka-Ishiiによれば、停滯水中では、気相と液相との相対速度の大きい比較的大きな気泡が存在できるとされている。その気泡の安定な最大径以下の流路では、気泡が流路によって変形されるので、流路が小さい程気相と液相との相対速度が抑制されるとされている。また、最大径以上の流路では相対速度は一定値になると説明されている。

バンドル流路に関しては、Cunningham-Yeh⁽⁵⁾が0.1~2.8 MPaの圧力条件下でのボイルオフ実験よりボイド率に関する経験式を示している。この相関式は0.1~0.4 MPaの再冠水実験⁽⁶⁾および3.6

~8.1 MPaのボイルオフ実験⁽⁷⁾においても良い予測を与えることが報告されている。しかし、この相関式は等価直径等の流路の形状パラメーターを含まず、どのようなバンドル形状に適用可能であるか明確ではない。また、相関式が与えるボイド率は、比較的低圧条件においては、上述した円管または矩形流路中のボイド率よりもかなり小さい。比較的气相流速が小さい範囲で、Osakabeら⁽⁸⁾は、矩形流路中にバンドルを組み込んだ場合のボイド率と、取り外した場合のボイド率を比較してバンドルの方が小さなボイド率が得られることを示しているが、その物理的考察は行われていないのが現状である。一方、比較的高質量流量条件におけるバンドル内ボイド率は、従来の円管または矩形流路で求められたドリフトフラックスモデルでほぼ表せるとされており⁽⁹⁾、バンドル内ボイド率に関する統一的理解が必要となっている。

停滯水条件におけるバンドル流路では、等価直径以上の安定気泡が存在できる可能性もあり、バンドル内二相流の代表長さを検討することは重要である。このため、正方形流路に4種類の異なる形状のバンドルを装着し、停滯水条件でバンドル下方より空気をノズルより吹き込み、X線CT(computed tomography)スキャナーによりボイド率を測定し、バンドルボイド率に関するバンドル形状効果について検討を行った。また、従来停滯水条件では、摩擦損失等が小さく無視できるとして、流路流れ方向の差圧よりボイド率を計測する方法が多くとられてきたが、CTスキャナーのデータを用いて、その妥当性を検討した。

* 原稿受付 平成元年8月28日。

*¹ 正員、東京商船大学(〒135 東京都江東区越中島2-1-6)。

*² 正員、住友重機(株)(〒188 田無市谷戸町2-1-1)。

記号

A: 流路面積
 C_D : 分布定数
 CT: C T 値
 D: 等価直径
 g : 重力加速度
 J : みかけ流速
 Ku : 修正クタラーゼ数
 Ku_{GJ} : 無次元ドリフト速度
 V_{GJ} : ドリフト速度
 α : ボイド率
 β : 矩形流路中のロッドの面積割合
 γ : X線線吸収係数
 μ : 粘性係数
 ρ : 密度
 σ : 表面張力
 添字 G: 気相 L: 液相 R: ロッド

2. 従来の停滞水条件でのボイド相関式

低質量流量でのバンドル内のボイド率に関しては、Cunningham-Yeh⁽⁵⁾の相関式がある。原式を修正クタラーゼ数 Ku をもちいて書き直すと、

$$\alpha = a \left(\rho_G / \rho_L \right)^{0.24} (Ku_G)^b \times \{ Ku_G / (Ku_G + Ku_L) \}^{0.6} \quad (1)$$

で表される。ただし、

$$a = 0.70 \quad b = 0.67 \quad (Ku_G < 1.53),$$

$$a = 0.76 \quad b = 0.47 \quad (Ku_G \geq 1.53)$$

$$Ku_i = J_i / \{ \sigma g (\rho_L - \rho_G) / \rho_L^2 \}^{0.25}$$

$$(i = G \text{ or } L)$$

ボイド率の関係式を表す解析モデルの一つに次のドリフトフラックスモデルがある⁽¹⁰⁾。

$$J_G / \alpha = C_D (J_G + J_L) + V_{GJ} \quad (2)$$

モデルを Ku 数で表すと、

$$Ku_G / \alpha = C_D (Ku_G + Ku_L) + Ku_{GJ} \quad (3)$$

Kataoka-Ishii⁽⁴⁾は、停滞水中の矩形流路及び円管内の分布定数 C_D 及び、無次元ドリフト速度 Ku_{GJ} に関して、次の相関式を提案している。

$$C_D = 1.2 - 0.2 (\rho_G / \rho_L)^{0.5} \quad (\text{円管})$$

$$C_D = 1.35 - 0.35 (\rho_G / \rho_L)^{0.5} \quad (\text{矩形流路})$$

$$Ku_{GJ} = 0.030 (\rho_G / \rho_L)^{-0.157} N \mu_L^{-0.562}$$

$$(D^* \geq 30)$$

$$Ku_{GJ} = 0.0019 (\rho_G / \rho_L)^{-0.157} N \mu_L^{-0.562} (D^*)^{0.889}$$

$$(D^* \leq 30)$$

図1. 実験装置概要

ただし $D^* = D / \{ \sigma / g (\rho_L - \rho_G) \}^{0.5}$

$$N \mu_L = \mu_L / [\rho_L \sigma \{ \sigma / g (\rho_L - \rho_G) \}^{0.5}]^{0.5}$$

Kataokaらの無次元ドリフト速度 Ku_{GJ} は、流路の無次元等価直径 D^* が30以下では、 D^* に依存するが、それ以上では依存しない。 $D^* = 30$ は、安定な気泡の最大径に相当し、大気圧の水-空気二相流では8 cm程の直径に相当する。

3. 実験装置および方法

実験装置の概略を図1に示す。実験装置は、上部ブレナム、バンドルテスト部、下部ブレナムより構成され、外部からの観察が可能なように透明アクリル材で製作した。バンドルテスト部は、上下のフランジごと交換可能となっている。空気は、6 mm径の孔12個を各々もつ3本の串状注入ノズルより下部ブレナムに注入し、均一な気泡をつくるようにした。上部ブレナムではセパレーターを介して気水分離を行い空気は大気開放される。空気流量は、オリフィス流量計を用いて、水流量は面積式流量計により計測可能となっている。

テスト部は全長1000 mmで162.5 × 162.5 mmの正方形断面の矩形チャンネルに、図2に全体または一部分を示したバンドルを垂直に固定した。バンドルのロッド材質は、CTスキャナーによるボイド率の計測誤差をできるだけ小さくするため、水の線吸

図2. バンドル断面

収係数と同程度またはそれ以下が望ましく、本研究では可視観察も考え、水と線吸収係数の近い透明アクリル材とした。また、バンドル内流動損失をできるだけ小さくするため、ロッドは上下端から各々100 mm以内の範囲で、 $\phi 1 \sim 2$ mmのステンレス棒を串差しにして固定した。このステンレス棒による流路面積の縮小は無視できるほど小さい。バンドルType 1は、加圧水型原子炉(PWR)の蒸気発生器チューブバンドル、Type 4はPWRの燃料集合体、Type 8は三角格子バンドルであり、現在概念設計中の高転換形PWRの燃料集合体に各々相当する。Type 2は、Type 1と4の中間のバンドルである。この他に、バンドルを取り除いた矩形チャンネルのテスト部も用意した。図3に示したのは、本研究および従来の研究におけるバンドルのロッド径とピッチの関係を示したものである。従来のバンドル内ボイド率の研究がごく狭い範囲のバンドル形状で行われていたのに対し、本研究は大きな範囲をカバーしていることがわかる。

実験は、水流量 $J_L = 0$ の条件下で空気流量を段階的に加え、テスト部の差圧DP1、DP2、DP3およびDP4を測定範囲0~1 m水頭の差圧伝送器で計測すると共に、高速ビデオカメラ(200 f/s)で流動の観測を行った。差圧伝送器自体の測定誤差は、 ± 2 mm水頭であった。実験では、DP1、DP2、DP3の指示値の時間平均は、ほぼ同じ値を示し、流れ方向に変化はみられなかった。また、テスト部中央部に設置したCTスキャナーによりボイド率を計測した。CTスキャナーは、X線管と512チャンネルの検出器が同時に回転するR-R (rotate-rotate)方式の産業用CTスキャナーTOSCANNER 3200⁽¹¹⁾を使用した。飯塚ら⁽¹²⁾は本研究と同様のCTスキャナ

図3. 従来の研究とのバンドル形状の比較

ーを水平バンドルで用い、インピーダンスプローブによる測定結果と比較した結果、両者によって求めた局所ボイド率は1.6%程度で一致することを報告している。

4. ボイド率測定方法の比較

本研究で用いたCTスキャナーにおいては、X線管と512チャンネルの検出器が、9秒でバンドルテスト部の回りを1回転し、画像再構成アルゴリズムによって、線吸収係数 γ (cm^{-1})の分布を計算する。この際、得られた線吸収係数は、次のCT値に変換される。

$$CT = 1000 \frac{\gamma - \gamma_L}{\gamma_L} \quad (4)$$

ここで、 γ_L は常温の水の線吸収係数である。空気は線吸収係数は、ほぼ0であるので、CT値は水は0、空気は-1000となり、その間は1000段階に線形に等分割される。よって、水-空気二相流の場合ボイド率は

$$\alpha = -CT/1000 \quad (5)$$

で示される。矩形チャンネル内のロッドも含めた、面積平均線吸収係数は、流路におけるロッドの面積割合を β として、面積平均を $\langle \gamma \rangle$ で表すと、

$$\langle \gamma \rangle = (1-\beta)\langle \gamma_L \rangle + \beta \gamma_R \quad (6)$$

また、式(4)よりCT値のチャンネル内平均値は

$$\langle CT \rangle = 1000 \frac{\langle \gamma \rangle - \gamma_L}{\gamma_L} \quad (7)$$

よって流路平均ボイド率 $\langle \alpha \rangle$ = 1のときのチャンネル内CT平均値は、

図4. CTスキャナーによる流路平均ボイド率の変動

$$\langle CT \rangle_{\langle \alpha \rangle=1} = 1000 \frac{\beta \gamma_R - \gamma_L}{\gamma_L} \quad (8)$$

式(7)(8)を式(6)に代入し、平均ボイド率 $\langle \alpha \rangle$ について整理すると、

$$\langle \alpha \rangle = 1 - \frac{\langle CT \rangle - \langle CT \rangle_{\langle \alpha \rangle=1}}{1000(1-\beta)} \quad (9)$$

平均ボイド率 $\langle \alpha \rangle$ が1のときの矩形チャンネル平均CT値をバンドルごとに予め求めておき、式(9)によりボイド率 $\langle \alpha \rangle$ を求めた。

局所ボイド率が時間的に変動する気液二相流のボイド率をCTスキャナーで計測する場合、定常ボイド分布を求めるためには、得られる画像データを複数回平均する必要がある⁽¹¹⁾⁽¹²⁾。図4に示したのは、各バンドルにおけるCTスキャナーによる流路平均ボイド率 $\langle \alpha \rangle$ のスキャンごとの変動を示したものである。なお、本研究においては、CTスキャナーの撮影条件は、スキャン時間9秒、撮影断面の幅(スライス幅)10mmとしている。図4よりスキャンごとの変動が数%以内の比較的安定した平均ボイド率が得られていることがわかる。このため、この4回のスキャンによる平均を流路平均ボイド率として定義した。

一方、停滞水条件においては摩擦損失等が小さいとして、流路の差圧よりボイド率を求めることが従来行われてきた⁽³⁾⁽⁵⁾⁽⁷⁾⁽¹³⁾。すなわち、差圧より求めたボイド率 α_D は、

$$\alpha_D = 1 - \beta P \quad (\rho, L, g) \quad (10)$$

ここで、 L は差圧計測スパン長さである。図5に示したのは、差圧DP4により求めた α_D とCTスキャナーによる $\langle \alpha \rangle$ との比較である。 $\langle \alpha \rangle$ に比べて α_D が小さいのは、気泡を吹き込むことにより生じるバンドル内の3次元的な流動による摩擦損失によると考えら

図5. 差圧より求めたボイド率との比較

れる。ボイド率 0.65 以下程度であれば、何れのバンドルでも $\langle \alpha \rangle$ と α_D は、誤差 20% 以内で一致することがわかる。特に、Type 4 を除けば、10% 以内で一致している。これは、通常行っている給水の断たれた蒸気発生器や炉心の保有水量の概略値を差圧計から算出することが、ほぼ妥当であることを示している。

5. 実験結果および考察

5.1 矩形流路 実験では、流路中央部では上昇気泡流またはチャーン流、壁面近傍ではときおり逆流を起こすボイド率が低い領域が見られた。本実験の比較的大きな流路では、Sudo⁽³⁾ が指摘するように、小口径の流路で観察される理想的なスラグ気泡はみられず、大きく変形した気泡の流れであるチャーン流が観察された。図 6 に矩形流路の CT 写真を示す。写真は、

図 6. 矩形流路の CT 断面

図 7. 矩形流路における実気相速度

$J_g = 0.5 \text{ m/s}$ 、 $\langle \alpha \rangle = 0.43$ の条件のものである。写真中のグラフの縦軸は、CT 値で、テスト部中央を横切っている直線部分の CT 値が、その下の折れ線グラフで示されている。式 (5) より、流路内の局所ボイド率を求めてみると、壁面近傍では $\alpha = 0$ 近くまであがり、流路中央部では $\alpha = 0.75$ 程度となっていることがわかる。図 7 に示したのは、ドリフトフラックスモデルに基づき、気相実速度 J_g / α とみかけ流速 J_g の関係を示したものである。図中の差圧による測定値は、DPA の差圧計により求めた。実験データは、Cunningham-Yeh の相関式よりも小さな実気相速度 $J_g / \langle \alpha \rangle$ を示し、Kataoka-Ishii の相関式とよく一致することがわかる。なお、矩形流路の無次元等価直径 D^* は、59.7 であり上述したように、Kataoka-Ishii の相関式が D^* に依存しない領域であった。

5.2 バンドル流路 質量流量が小さい本実験では、どの測定状態においてもバンドル中心部で上昇気泡流またはチャーン流、流路壁面でときおり逆流を示すボイド率の低い領域を観測した。一般的に、バンドルの方が矩形流路に比べて、壁面近傍のボイド率の低い領域の乱れは小さく、特に Type 4 のバンドルでは、流路壁面近傍で安定した強い逆流が観察された。

図 8 にバンドル Type 1 の CT 写真を示す。写真は、 $J_g = 0.52 \text{ m/s}$ 、 $\langle \alpha \rangle = 0.41$ の条件のものである。ボイド率の分布をみると、矩形流路の場合と同様に、壁面近くで低く流路中央部で高いことがわかる。特に、中央部サブチャンネルの中心では、ボイド率が 1 近くにもなり、この領域を気相が吹抜けていることがわかる。この中央部サブチャンネルの平均ボイド率は、0.75 程度であり、バンドル全体の平均ボイド率 0.41 より $(0.75 - 0.41) / 0.41 \times 100 = 83\%$ の偏差があることがわかる。

図 8. バンドル Type 1 の CT 断面

図9. テスト部中央部を横切る一列のサブチャンネル群の中心ボイド率

図10. バンドルにおける実気相速度

図8の様なテスト部中央を横切る線上のCT値分布より求めた、テスト部中央の一列のサブチャンネル群の中心ボイド率を図9に示す。図中 y は、矩形チャンネルの一つの壁面からの距離である。バンドルType 2及び4においても、図8で示したType 1と同様に、テスト部中央部サブチャンネル中心のボイド率は1近くに達し、少なくともスキャン時間である9秒間は、この領域を気相が安定して吹き抜けていることを示している。この吹き抜けは、三角格子バンドルであるType 8においても同様に観察された。

図10に示したのは、 $J_G / \langle \alpha \rangle$ と J_G の関係であり、ボ

イド率はCTスキャナーにより求めたものである。データは破線で示したCunningham-Yehと実線のKataoka-Ishiiの相関式の中間の値を示している。ただし、Kataoka-Ishiiの式においては、流路の等価直径として、バンドルが無い場合とおなじ矩形流路の等価直径を用いている。すなわち、気泡径はバンドル等価直径で規定されないと仮定した。各バンドル内の実気相速度は、バンドルを取り除いた矩形流路における実気相速度をよく表すKataoka-Ishiiの式よりも大きく、無次元ドリフト速度を2倍にしたKataoka-Ishiiの式とはほぼ一致する。これは、上述したようにロッドの存在により流路中心部を気相が吹き抜けやすくなるためと考えられる。別の言い方をすれば、ロッドによって気泡の横方向の運動が抑制され、結果として気相の上昇速度が増大したと考えられる。

本研究で用いたバンドルの無次元等価直径 D^* は、1.3、7～1.32の範囲にあり、この値を使うとKataoka-Ishiiの相関式は図10の斜線の範囲内になり、実験結果よりもかなり小さな実気相速度 $J_G / \langle \alpha \rangle$ を与え、バンドル体系では等価直径を用いた当該相関式が適応できないことを示している。また、図8のCT写真で、ボイド分布がサブチャンネル1つ1つに対してのみならず、それらを包含する矩形流路に対しても大きく生じ、ボイド率に矩形流路のサイズを考慮することが必要であることを示している。Venkateswararao⁽¹⁴⁾は、停滞水中を上昇する大きな気泡は、複数のサブチャンネルにまたがり、単一のサブチャンネルに規定されないことを示したが、本研究でも高速ビデオで観察したチャン流の大きく変形した気泡は、複数のサブチャンネルにまたがって上昇していた。これらの事実は、停滞水条件におけるバンドル内ボイド率を記述するには、サブチャンネル等価直径の概念は適当なものとはいえないことを示唆していると考えられる。

一方、師岡ら⁽¹²⁾は、圧力0.49及び0.98 MPaの条件で、ピッチ16.2 mm、ロッド径12.3 mmの加熱が可能な4×4本正方格子バンドルを用いて、本研究と同様なCTスキャナーにより沸騰時のボイド率を計測している。この実験は、比較的大きな質量流量 $3 \sim 5 \times 10^6 \text{ kg} / (\text{m}^2 \text{ h})$ で行われた。みかけ流速 $J_G + J_L$ が5 m/s以下のデータは、Zuber-Findlay⁽¹⁰⁾による分布定数 $C_0 = 1.13$ 、無次元ドリフト速度 $Ku_{GJ} = 1.41$ を用いたドリフトフラックスモデルで表せるとしている。図10中にこのZuber-Findlayのモデルを示すが、本実験結果よりもかなり小さな実気相速度 $J_G / \langle \alpha \rangle$ を与えることがわかる。師岡らの実験では、流路壁面に近いサブチャンネルの

ボイド率と流路平均ボイド率との偏差は、最大でも25%程度であり、流路全体にわたり比較的均一なボイド分布が得られ、本実験で観測されたような中央部での吹抜けはみられない。これは、この実験ではバンドルを構成する各ロッドから沸騰により気相がまんべんなく発生しているという気相注入方式の違いに加え、大きな質量流量のためサブチャンネル間のボイド拡散率が大きくなり⁽¹⁵⁾、本実験のような大きなサブチャンネル間ボイド分布がみられないことを示すと考えられる。ただし、図10の $J_G/\langle\alpha\rangle$ の測定値が、低質量流量の沸騰実験⁽⁶⁾⁽⁷⁾で α_D をよく予測するとされるCunningham-Yeh式と、本研究程度の α_D と $\langle\alpha\rangle$ の相違を考慮すれば、気相注入方式の違いにもかかわらずほぼ一致することは注目値する。また、さらに師岡らの実験では大きな質量流量のためKataoka-Ishiiが指摘した比較的大きな気泡は流れ場の大きなせん断力のために存在できないと考えられる。すなわち、近似的に、この場合には二相流をサブチャンネル単位の流れとして扱え、基本的にはサブチャンネル等価直径と同程度の径の単管に対して求められたZuber-Findlay式と一致したと考えられる。

6. 結論

正方形流路に4種類の異なる形状のバンドルを装着し、停滞水条件でバンドル下方より空気をノズルより吹き込み、X線CTスキャナーによりボイド率を測定した。この結果、次のことが明らかになった。

- (1) 差圧計によって計測したボイド率とCTスキャナーによるボイド率は、ボイド率0.65以下の範囲で20%以内で一致した。
- (2) バンドル内での実気相速度は、バンドルを取り除いた矩形流路における実気相速度よりも大きい。これは、ロッドの存在により流路中心部を気相が吹抜けやすくなるためと考えられた。
- (3) バンドルのCT写真は、ボイド分布がサブチャンネル1つ1つに対してのみならず、それらを包含する矩形流路に対しても大きく生じ、ボイド率に矩形流路のサイズを考慮する必要があることを示していた。また、高速ビデオで観察し

たチャーン流の大きく変形した気泡は、複数のサブチャンネルにまたがって上昇していた。これらの事実は、停滞水条件におけるバンドル内ボイド率を記述するには、サブチャンネル等価直径の概念が適用できない場合があることを示唆している。

終わりに、本研究に対し貴重なコメントを頂いた日本原子力研究所田坂完二氏及び工学院大学小泉安郎助教授に感謝いたします。

文献

- (1) Osakabe, M., ほか2名, J. Nucl. Sci. Technol., 24-8 (1987), 621
- (2) Wilson, J. F., ほか2名, Trans. ANS, 5 (1962), 152
- (3) Sudo, Y., J. Nucl. Sci. Technol., 17-1, (1980), 1
- (4) Kataoka, I. and Ishii, M., J. Heat Mass Transfer, 30-9 (1987), 1927
- (5) Cunningham, J. P. and Yeh, H. C., Trans. ANS., 17 (1973), 369
- (6) Iguchi, T., J. Nucl. Sci. Technol., 18-12 (1981), 957
- (7) Ankla, T. M., ほか2名, NUREG/CR-2456 (1982)
- (8) Osakabe, M., ほか2名, J. Nucl. Sci. Technol., 21-11 (1984)
- (9) 師岡ほか3名, 日本原子力学会誌, 30-10 (1988), 925
- (10) Zuber, N. and Findlay, J. A., J. Heat Transfer, 87 (1965), 453
- (11) 小泉ほか4名, 流れの可視化, 8-29 (1988), 42
- (12) 飯塚ほか4名, 日本原子力学会誌, 26-5 (1984), 421
- (13) 後藤ほか3名, 日本機械学会日立地方講演会論文集, (1988), 166
- (14) Venkateswararao, P., ほか2名, Int. J. Multiphase Flow, 8-5 (1982), 509
- (15) Shoukri, M., ほか2名, Int. J. Multiphase Flow, 10-3 (1984), 357