2成分気体の拡散と自然循環に関する研究*

(第1報, 逆U字管における自然循環)

武田 哲明^{*1}, 菱田 誠^{*1}

Study on Diffusion and Natural Circulation of Two Component Gases (1st Report, Experiment and Analysis with a Reverse U-Shaped Pipe)

Tetsuaki TAKEDA and Makoto HISHIDA

When a primary coolant pipe of a high temperature gas-cooled reactor (HTGR) ruptures, air is expected to ingress into the reactor core from the broken part by natural circulation and diffusion. In order to study the basic features of the air ingress during the early stage of the primary pipe rupture accident in a high temperature gas-cooled reactor, the conjugate problem of natural circulation and diffusion of the He-N₂ two-component gas was studied experimentally and analytically. The study was performed on the phenomenon in a reverse U-shaped round pipe with one pipe heated and the other cooled. The analytical and experimental results were in good agreement on gas concentration change in the tube and initiation time of natural circulation of N₂ single component gas.

Key Words: Thermal Engineering, HTGR, Natural Circulation, Binary Diffusion, U-shaped Pipe, Numerical Analysis

1. 緒 言

高温ガス炉の設計ベース事故の一つに一次冷却系配管破断事故がある。すなわち、一次冷却系の配管が破断した場合にも、十分な炉心冷却が行われるとともに炉心の著しい損傷が起らず、放射性生成物の環境への放出量が十分少なくなるように原子炉システムを設計する必要がある。もし仮に、一次冷却系の配管が破断する事態が生じた場合には、炉内のヘリウムガスが格納容器内に噴出し、炉内と格納容器内の圧力が均圧した後、破断口から空気が浸入するものと予想される。このとき、炉内の流路には比較的高温の部分(炉心部流路)と比較的低温の部分(炉心と圧力容器の間の環状流路)とが存在するので、空気はまずヘリウムガス中への拡散と炉内流路の温度分布および濃度分布によって生じる自然循環により炉内に浸入するものと考えられる。そして、炉内の空気濃度が十分高くなった後初めて、炉内流路の温度分布による空気の単成分気体の自然循環(実際には空気とヘリウムガスとの混合気体による自然循環)が発生するものと考えられる。そこ

で、このような配管破断事故後の比較的初期段階に生じる自然循環の基本的な特性を調べるため、高温流路と低温流路で構成される逆U字管試験装置を用いて、ヘリウムガスと窒素ガスからなる2成分気体の拡散と自然循環に関する解析と実験を行った。第1報では、ヘリウムガスで満たされた逆U字管内への窒素ガスの浸入過程について、実験と解析の比較検討を行った。

2. 主 な 記 号

C : モル密度
 D : 成分 b 中における成分 a の相互拡散係数
 D_e : 等価直径
 f : Blasius の摩擦係数
 g : 重力の加速度
 K : 流路の出入口損失係数
 M : 成分気体の分子量
 P_0 : 炉外圧力(大気圧)
 P_i : 炉内各部の圧力
 Pe : セルベクレン数
 R_0 : 気体定数
 T : 混合気体の平均温度
 t : 時間

* 昭和63年6月3日 第25回日本伝熱シンポジウムにおいて講演、原稿受付 昭和63年12月23日。

^{*1} 正員、日本原子力研究所(〒319-11 茨城県那珂郡東海村白方白根2-4)。

U : 局所質量平均速度

U^* : 局所モル平均速度

V : 1 モルの成分気体の体積

x : 鉛直上向きを正とする軸方向距離

X_a : a 成分のモル分率

η : 粘性係数

ν : 動粘性係数

ρ : 密度

ω_a : a 成分の質量分率

添 字

a : a 成分気体(窒素ガス)

b : b 成分気体(ヘリウムガス)

i : 節点の番号

j : 接合面の番号

k : 領域の番号

m : 各領域の出入口節点番号($m=1,2$)

3. 数 値 解 析

2成分気体の物質、運動量およびエネルギーの輸送過程を求めるためには、一般に混合気体および成分気体の質量保存の式、運動量およびエネルギーの保存式ならびに流体の状態方程式が必要である。運動量保存式の中に現れる浮力項の密度は、温度および混合気体の組成によって変化するため、これらの方程式を連成して解かねばならない。しかしながら、本研究では壁温を境界条件として与え、しかも混合気体の流速が遅く流体の温度と壁温はほとんど等しくなるため、エネルギー保存の式を連立させて解く必要はない。

本研究で対象とした系は図1に示すような逆U字管流路である。この流路を九つの領域に分割し、③～⑥が高温部、①、②、⑦～⑨を低温部とした。流路の断面積は一定である。解析に当たっては、以下の仮定を設けた。

- (1) 流路内の流れは、ピストン流れとして取扱える。
- (2) 拡散係数 D は温度および圧力のみ関数で、濃度によらず一定値である。
- (3) ヘリウムガスおよび窒素ガスは完全気体の状態方程式に従う。
- (4) 局所質量平均速度 U は局所モル平均速度 U^* にほぼ等しく、運動量保存の式においては局所質量平均速度の代わりに局所モル平均速度が使用できる。
- (5) 各領域内の温度は時間の経過に対し一定値である。
- (6) 各領域内における混合気体のモル密度 C は、

それぞれの領域内では一定値である。

以上の仮定の下で、基礎式、初期条件、境界条件は以下になる。

混合気体の質量保存の式：

$$\frac{\partial(CU^*)}{\partial x} = 0 \quad \dots\dots\dots (1)$$

A 成分の質量保存の式(拡散の式)：

$$\frac{\partial X_a}{\partial t} + U^* \frac{\partial X_a}{\partial x} = D \frac{\partial^2 X_a}{\partial x^2} \quad \dots\dots\dots (2)$$

運動量保存の式：

$$\rho \frac{\partial U^*}{\partial t} = -\frac{\partial P}{\partial x} - \rho g - \frac{1}{2} \rho U^* |U^*| \left(\frac{f}{D_e} + K \right) \quad \dots\dots\dots (3)$$

式(1)と仮定(6)より各領域内では $U^* = \text{一定}$ となるので、図1に示す各領域内で式(3)を積分すると次式が得られる。

$$\frac{dU^*}{dt} \int \rho dx = - \int dP - g \int \rho dx - \frac{1}{2} \left(\int \rho \frac{f}{D_e} dx - \sum_m \rho_m K_m \right) U^* |U^*| \quad \dots\dots\dots (4)$$

ρ と X_a には次の関係がある。

$$\rho = C \{ X_a M_a + (1 - X_a) M_b \} \quad \dots\dots\dots (5)$$

混合気体の状態方程式：

$$C = \frac{P_0}{R_0 T} \quad \dots\dots\dots (6)$$

初期条件：

$$1 < x < K \text{ で, } P = P_0, X_a = 1, T = T_1$$

$$L < x < M \text{ で, } P = P_0, X_a = 1, T = T_9$$

$$K \leq x \leq L \text{ で, } P = P_0, X_a = 0, T = T_2 \sim T_8 \quad \dots\dots\dots (7)$$

境界条件：

図1 解析モデル

$x=1, x=M$ で, $P=P_0, X_a=1$ (8)
各領域の接合面において,

$$\left. \begin{aligned} X_{a,j-} &= X_{a,j+} \\ C_k U_k^* &= C_{k+1} U_{k+1}^* \\ D_k \frac{C_k dX_{a,j-}}{dx} &= D_{k+1} \frac{C_{k+1} dX_{a,j+}}{dx} \end{aligned} \right\} \text{..... (9)}$$

U^*, P_j, X_a は式(2), (4)を連立して解くことによって求めることができる。式(2)の差分化は、オイラーの陰解法で行った。

本解析では、拡散支配の領域から対流支配の領域までを計算する必要がある。また非定常計算であるため、時間ステップは可能な限り大きくとりたい。式(2)の移流項に中心差分を適用すると、セルペクレ数を次のように定義するとき

$$Pe = U^* \cdot \Delta x / D$$

$Pe > 2$ のとき解が振動して収束しなかった。そこで、 $Pe \geq 2$ となった時点で風上差分に切換えて計算を継続した。

式(4)の差分化は文献⁽¹⁾と同様の方法で行った。差分式は Gauss-Jordan 法で解いた。時間ステップ Δt 間の U^* および P_j 増分, $\Delta U^*, \Delta P_j$ が一定値に収束するまで繰返し計算を行った後、時間ステップを進めた。収束判定条件は、 $|U^*_{i,n+1} - U^*_{i,n}| / |U^*_{i,n}| \leq 10^{-5}$ とした。

混合気体の物性値は次のように求めた。まず各時間ステップにおける純粋気体の物性値を求め、計算されたモル分率より混合気体の物性値を求めた。ここで、密度は Soave-Redlich-Kwong 式、粘性は Wilke の近似式、拡散係数については、2成分気体の拡散理論から導かれる理論式を用いた⁽²⁾。

4. 実験装置と実験方法

実験装置の概略図を図2に示す。本装置は逆U字管の両端を、窒素を充てんした容器に接続したものである。U字管の一方が加熱部、もう一方は冷却部で、ともに内径52.7 mm、長さ1,000 mmの円管である。これらの直管を内径52.7 mm、長さ300 mmの水平管および曲管で連結した。水平管部にもヒータを巻き付けて加熱した。加熱部の最高表面温度は450°Cである。冷却部(図の①, ②, ③に相当するところ)の外側には、銅管を巻き付けて水冷した。U字管内の各部における窒素ガスのモル分率は、混合気体中の音速を測定することによって求めた。すなわち、U字管流路中の混合気体をポンプによって直径40 mm、長さ100 mmの円筒形の測定容器内に吸引し、この容器内で測定し

た音速から、混合気体は完全ガスの状態方程式に従うと仮定して、窒素ガスのモル分率を求めた⁽²⁾⁽³⁾。音速は超音波パルスの伝搬速度を測定することによって求めた。また音速は、混合気体の温度および圧力によって変化するので、測定容器に流入する混合気体の温度および圧力を実験期間中一定値に保った。図2に示す位置(13箇所)でU字管中の窒素ガス濃度を測定した。測定ガスを吸引することによって、U字管内の流れを乱さないように吸引流量はできるだけ少なくするとともに(約1 000 cm³/h以下)、測定を終えたガスは吸引孔付近に戻した。U字管の温度分布を17本のC-A熱電対で測定した。なお、加熱管内10点におけるガス温度をC-A熱電対で測定し、流路管の温度とガス温度は同じであることを確かめた。窒素ガスのみによる単成分気体の自時循環流が発生する時刻を知るために、入口部に熱線風速計を挿入した。

実験は以下のような手順で行った。まず出入口管と窒素容器間のボールバルブを閉じて、U字管内をヘリウムガスに真空置換する。次に加熱部の壁温、およびガス温度が所定の温度に達するまで加熱する。加熱中は出入口管に設けた均圧弁を開いて、U字管内を大気圧に保持する。U字管の壁温および、ガス温度などが定常状態に達した後、出入口管のボールバルブを同時

図2 実験装置

に開いて実験を開始する。その後も、ヒータの出力を自動制御して、U字管各部の温度を一定値に保持した。また、加熱部の壁温度が鉛直方向にできる限り均一になるよう留意した。実験は窒素ガスによる(単成分気体の)自然循環流が発生するまで行った。

5. 実験結果と解析結果

逆U字管全体の温度を室温($T_{1-9}=20^{\circ}\text{C}$)に保って行った実験結果および解析結果を図3に示す。横軸はバルブ開放後の経過時間、縦軸は窒素ガスのモル分率である。図3中の記号が実験値で、実線が計算値である。この実験では、各部の温度が一樣であるため、2本の流路管内における窒素ガスの濃度分布も全く同じとなり自然循環は生じない。実験結果は、 $U^*=0$ として式(2)を解いて求めた結果に良く一致している。なお、試みに式(2)の代わりに質量基準で表した拡散の式

$$\frac{\partial \omega_a}{\partial t} + U^* \frac{\partial \omega_a}{\partial x} = D^* \frac{\partial^2 \omega_a}{\partial x^2} \quad \dots\dots\dots (10)$$

で、 $U=0$ として求めた計算結果を図3の破線で示すが、実験結果との一致はあまり良くなかった。すなわ

図3 窒素モル分率の時間変化($T_3=20^{\circ}\text{C}$)

図4 窒素モル分率の時間変化($T_3=256^{\circ}\text{C}$)

ち、式(10)を用いる場合は分子拡散に伴い発生する局所質量平均速度を無視することはできないものと思われる。

加熱管を 256°C まで加熱して行った実験結果を図4、5の記号で示し、解析結果を実線および破線で示す。また加熱管を 348°C まで加熱した場合を図6に示す。図4、5の場合の各領域の平均温度を表1のAに、図6の場合の平均温度をBに示す。

実線は式(2)と式(4)を連立して解いた結果であり、破線は $U^*=0$ として式(2)のみを解いて求めた結果である。図4中の(Δ), ($\circ$)は、U字管の下端から600 mmの位置における加熱部⑪、冷却部③のモル分率の変化であるが、図3の場合と異なり両者の値は

表1 各領域の平均温度

	$T_{1,2}$	T_3	T_4	T_5	T_6	T_7	$T_{8,9}$
A	19.3	256.	154.	124.	59.	26.3	17.7
B	20.8	348.	245.	207.	96.2	32.4	19.5

図5 窒素モル分率の時間変化($T_3=256^{\circ}\text{C}$)

図6 窒素モル分率の時間変化($T_3=348^{\circ}\text{C}$)

同じではなく、加熱管側の窒素ガス濃度のほうが冷却管側より高い値となっている。しかも $U^*=0$ として求めた結果と異なっている。すなわち、この場合には実験開始後のごく初期段階から自然循環による混合ガスの移動量を無視できないことがわかる。 $T_3=256^\circ\text{C}$ の実験では、実験開始後約 210 min 頃から各部のモル分率は急激に増加し、約 215 min 後に窒素ガスの(単成分気体の)自然循環の発生に至っている。また、 $T_3=348^\circ\text{C}$ の場合は約 175 min 後に自然循環が発生している。加熱量を増加すると自然循環発生時刻は早くなる。いずれの場合も、本解析はこの急激なモル分率の増加過程を忠実に再現している。

図4～6に示すように、窒素ガスの濃度変化および窒素ガスの(単成分気体の)自然循環発生時刻については、計算結果と実験結果は良く一致している。計算と実験の間の若干の差違は、主として計算で使用した各領域の混合気体の温度が実験値と全く同じでないことに起因するものと考えられる。

6. 結 論

ヘリウムガスと窒素ガスを用いた逆U字管における2成分気体の拡散と自然循環に関する実験と解析を行い、窒素濃度の時間的变化などを調べた。本実験のような系では、拡散と非常に微弱な自然循環流によって窒素ガスは逆U字管内に浸入し、徐々に管内の混合気体の密度が大きくなって、ついには窒素ガスのみの自然循環流の発生に至ることがわかった。また窒素ガスの濃度変化と窒素ガスのみの自然循環流発生時刻について、本解析は実験結果と良く一致し、実験を十分再現できることがわかった。

文 献

- (1) Takeda, T., ほか2名, *Nucl. Eng. Des.*, **104**-2, (1987), 153.
- (2) Reid, R. C., ほか2名, *The Properties of Gases and Liquids*, 3rd ed., (1977), 73, 411, 544, McGraw-Hill.
- (3) Hirschfelder, J. O., ほか2名, *Molecular Theory of Gases and Liquids*, (1954), 232, John Wiley & Sons.