638. 加速のない垂直気液二相流の摩擦エネルギー消散

安達 公道*, 岡崎 元昭*

(1975年 3月28日 受理)

(1976年 5月13日 再受理)

Frictional Energy Dissipation in Two Phase Flow

By Hiromichi ADACHI and Motoaki OKAZAKI

In non-accelerated upward two phase flow, irreversible energy dissipation is caused by wall friction and interphase friction between gas and liquid due to slip. These two components of energy dissipation are deduced from two different methods; one is from equations of force and energy balance and the other from analysis of gedanken-experiment on the gravitational head of two phase flow.

Frictional force due to wall must have same magnitude per unit volume in both liquid and gas. Moreover, the characteristics of energy dissipation were investigated in a circular pipe and in nuclear fuel assemblies using the data of pressure loss. It is found that these characteristics show strong dependence on flow pattern and rod bundle arrangement.

KEYWORDS: two phase flow, energy losses dissipation, slip, interphase friction, nuclear fuel assemblies, wall friction, gas, liquid

I. 緒 言

BWR 炉心のような複雑な形状の流路の二相流摩擦損失を、円管や二重管での実験結果を用いて推定することが多いが、二相流の摩擦損失特性は流路の形状、寸法などによって一般に異なるものである。このことをより詳しく検討するための足がかりの一つとして、気相と液相のすべりによって生ずる非可逆エネルギー消散の問題をとりあげる。

单相流においては、管壁に対して流体が移動することに基づく壁面摩擦力と流体の平均移動速度との積に相当する非可逆エネルギー消散を生ずる。ここに、壁面摩擦力は流路に生ずる摩擦圧力損失から求められる。非可逆エネルギー消散そのものを微視的に見れば、粘性や渦のために流体内部で発生するものであるが、その粘性や渦による運動量交換に基づくせん断力が最終的に壁面に伝えられるので、巨視的には上記の形で算出できるのである。

さて、二相流においては、一般に気液の密度差のためにすべりを生ずるので、壁と流体との相対運動に基

づく非可逆エネルギー消散のほかに、気液のすべりに基づく非可逆エネルギー消散を生ずる。これを相間摩擦エネルギー消散と名づけ、これに対して壁と流体との相対運動に基づく方を、壁摩擦エネルギー消散と名づける。二相流の全摩擦エネルギー消散はこの2つの和である。なお、相間摩擦エネルギー消散と壁摩擦エネルギー消散とは、微視的にエネルギー消散の生ずる場所で分類した概念ではない。

相間摩擦エネルギー消散と壁摩擦エネルギー消散とを、実験によって分離して求めることは一般にきわめて困難である。本報では、加速による圧力降下が無視できるような、相変化のない垂直気液二相流の相間摩擦消散と壁摩擦消散とを、圧力降下、ボイド率などの実測値を用いてそれぞれ算出する方法について、2つの異なる考え方から出発して、両者が一致して求められることを報告する。そして、この計算式に円管流路および2, 3の管束型原子炉燃料体流路における圧力損失測定データを使用して壁摩擦消散と相間摩擦消散

* 日本原子力研究所 (Japan At. Energy Res. Inst.)

とを求めたところ、流動様式あるいは流路特性によって、これらのエネルギー消散の特性が非常に異なることがわかった。

また、二相流の気液各相に作用する壁面摩擦力は、気相も液相も単位体積当り、それぞれ等しい力で分配されることが証明できた。

II. 理 論

二相流における、流れに沿う状態量の変化について数種類の考察を行い、全非可逆エネルギー消散、壁摩擦エネルギー消散、相間摩擦エネルギー消散などが、それぞれどのように表現されるかを明らかにする。

なお、以下の議論はすべて、垂直接路を流れる相変化のない二相流に関するものであり、かつ流体の加速が無視できる場合を取り扱っている。

1. 全非可逆エネルギー消散

(1) 力学的エネルギーの収支式

dZ 区間に存在する気相単位体積に関する力のつり合いを考える。力はすべて上向きを正とし、図の矢印は垂直上昇流の場合の力の向きを示す(第1図参照)。

第1図 管路の微小区間 dZ における力のつり合い

圧力差に基づく力、重力、液相から受ける相間摩擦力および壁摩擦力がつり合うから、

$$\frac{dP}{dZ} + \gamma_G - F_{IG} - F_{GW} = 0 \quad (1)$$

同様に、液相単位体積に関する力のつり合いから

$$\frac{dP}{dZ} + \gamma_L - F_{LG} - F_{LW} = 0 \quad (2)$$

(1), (2)式にそれぞれ Q_G/A および Q_L/A を乗じて辺々加え合わせれば、二相流路単位体積当り、単位時間当りの力学的エネルギーの収支式が得られる。すなわち

$$\frac{Q_G + Q_L}{A} \cdot \frac{dP}{dZ} + \frac{\gamma_G Q_G + \gamma_L Q_L}{A} - \frac{F_{IG} Q_G + F_{LG} Q_L}{A} - \frac{F_{GW} Q_G + F_{LW} Q_L}{A} = 0 \quad (3)$$

ここに、(3)式左辺の第3, 第4項は、それぞれ相間摩擦および壁摩擦力に抗してなした仕事量であり、これらの摩擦によって非可逆的に熱エネルギーに変化した量を表わす。これは、二相流路単位体積当り、単位時間当りの全非可逆エネルギー消散 E_T と考えることができるから、

$$E_T = - \frac{F_{IG} Q_G + F_{LG} Q_L}{A} - \frac{F_{GW} Q_G + F_{LW} Q_L}{A} \quad (4)$$

で表わされ、(3)式に代入して変形すれば、

$$(Q_G + Q_L) dP + (\gamma_G Q_G + \gamma_L Q_L) dZ + A E_T dZ = 0 \quad (5)$$

よって、(5)式より E_T は次のように表わされる。

$$E_T = - \frac{Q_G + Q_L}{A} \cdot \frac{dP}{dZ} - \frac{\gamma_G Q_G + \gamma_L Q_L}{A} \quad (6)$$

$Q_G, Q_L, dP/dZ$ などを実測することにより、(6)式を用いて E_T を求めることができる。

(2) 全エネルギー保存の式

熱エネルギーと力学的エネルギー(ここでは位置エネルギー)との和が dZ 区間で保存されていることにより、

$$Jd(\gamma_G Q_G h_G + \gamma_L Q_L h_L) + (\gamma_G Q_G + \gamma_L Q_L) dZ = 0 \quad (7)$$

が成り立つ。これに熱力学の一般関係式

$$v dP + J T dS = J dh$$

を二相流の気液各相について立て、加え合わせると、

$$(Q_G + Q_L) dP + J T d(\gamma_G Q_G S_G + \gamma_L Q_L S_L) = J d(\gamma_G Q_G h_G + \gamma_L Q_L h_L) \quad (8)$$

これを(7)式に代入して、(5)式と辺々比較すれば、

$$A E_T dZ = J T d(\gamma_G Q_G S_G + \gamma_L Q_L S_L) \quad (9)$$

を得る。壁を通じての熱エネルギーの授受がないことを考慮すれば、摩擦力に抗してなした仕事は、すべて熱エネルギーとして流体に吸収されることがわかる。

2. 壁摩擦エネルギー消散

(1), (2)式にそれぞれ α および $(1-\alpha)$ を乗じて辺々加え合わせ、さらに 作用=反作用の法則

$$\alpha F_{G_L} + (1-\alpha) F_{L_G} = 0 \quad (10)$$

および壁摩擦力の定義式

$$\alpha F_{G_W} + (1-\alpha) F_{L_W} = F_W \quad (11)$$

を用いて整理すれば、

$$\frac{dP}{dZ} + \{\alpha \gamma_G + (1-\alpha) \gamma_L\} - F_W = 0 \quad (12)$$

が得られる。(12)式は全圧力降下がヘッド差と壁摩擦力との和とつり合うことを示す。ここで、ヘッド差は、二検査断面間に存在する流体に作用する重力により生ずる差圧である。

ところで、(1)、(2)式で表わされるように流路断面の一部分、例えば液相部分だけ、あるいは気相部分だけについて考えれば重力、相間摩擦力、壁摩擦力の総和が差圧とつり合うのである。(12)式では相間摩擦力が消去された形になっているが、実際にはそれは作用しているのであって、相間摩擦力の存在が(12)式の表現形式そのものを可能にしている点に注意しなければならない。

さらに、(12)式の両辺に $(Q_G + Q_L)/A$ を乗じて

$$\frac{dP_f}{dZ} = F_W \quad (13)$$

とおけば、

$$\begin{aligned} \frac{Q_G + Q_L}{A} \cdot \frac{dP}{dZ} + \frac{Q_G + Q_L}{A} \{\alpha \gamma_G + (1-\alpha) \gamma_L\} \\ - \frac{Q_G + Q_L}{A} \cdot \frac{dP_f}{dZ} = 0 \end{aligned} \quad (14)$$

(14)式の第1項は(3)式の第1項と同じである。第2項は上に述べた理由によりヘッド差、すなわち重力および相間摩擦力に抗して気液二相流体が流れる際になす仕事量である。第2項が単に重力に抗して流れる際になす仕事量((3)式の第2項)ではなくて、相間摩擦エネルギー消散項((3)式の第3項)をも含んでいる点に注意しなければならない。

したがって、(3)式との比較から(14)式第3項は、(3)式の第4項で表わされるところの二相流体が壁摩擦力に抗して毎秒なす仕事量に等しくなければならない。よって

$$E_W = - \frac{Q_G + Q_L}{A} \cdot \frac{dP_f}{dZ} \quad (15)$$

は二相流路単位体積当り、単位時間当りの壁摩擦エネルギー消散と考えることができる。

(15)式を用いれば、(14)式は

$$(Q_G + Q_L) dP + (Q_G + Q_L) \{\alpha \gamma_G + (1-\alpha) \gamma_L\} dZ + A E_W dZ = 0 \quad (16)$$

(16)式より

$$E_W = - \frac{Q_G + Q_L}{A} \cdot \frac{dP}{dZ} - \frac{Q_G + Q_L}{A} \{\alpha \gamma_G + (1-\alpha) \gamma_L\} \quad (17)$$

よって、 $Q_G, Q_L, \alpha, dP/dZ$ を実測することにより、(17)式から壁摩擦エネルギー消散 E_W を求めることができる。

(13)式では、壁面から流体に作用して壁摩擦力を流体に体積比例形の力を及ぼす圧力勾配に置き換えているが、この置換えの意味については第II-4節で詳述する。

3. 相間摩擦エネルギー消散

(1) 第1法 (E_T, E_W からの間接導出)

第II-1節で求めた全非可逆エネルギー消散 E_T は(3)式、(4)式で示されるとおり、第II-2節で求めた壁摩擦エネルギー消散 E_W と相間摩擦エネルギー消散 E_I との和と考えられる。ただし、 E_I は dZ 区間の二相流路単位体積当り、単位時間当りの相間摩擦によるエネルギー消散である。したがって(6)、(17)式を用いて整理すれば、

$$\begin{aligned} E_I = E_T - E_W &= \frac{1}{A} (\gamma_L - \gamma_G) \{ (1-\alpha) Q_G - \alpha Q_L \} \\ &= \alpha (1-\alpha) (\gamma_L - \gamma_G) (V_G - V_L) \end{aligned} \quad (18)$$

(2) 第2法(思考実験による直接導出)

(12)式の左辺第2項は位置水頭の項であるが、単位高さ当りの位置水頭差がどのように表現される意味を思考実験で解明してみる

いま、気泡流のように、液相が連続相で、気相が分散相であり、かつ連続相が静止している二相流を考えてみよう。思考実験として、第2図に示すように、すべての気泡を重さのない針金で管壁に固定したとしよう。この時、気泡に作用する浮力は、針金の弾性応力を介して管壁に伝えられる。この時の単位高さ当りの位置水頭差は、よく知られた連通管の問題であって、 γ_L で表わされる。

次に、気泡を固定した重さのない針金を切断してみよう。今度は針金から伝えられる力がないか

管路内の位置水頭
に関する思考実験
第2図

ら、浮力によって気泡が上昇し始める。その結果、気液間の相対速度は、気泡に働く浮力と流体力学的な抗力とがつり合うまで増加する。この抗力により水の重量の一部が支えられるので、位置水頭差は γ_L より抗力の分だけ小さくなる。その結果がよく知られているように $\alpha\gamma_G + (1-\alpha)\gamma_L$ なのであるから、液相単位体積当りに作用する抗力、すなわち相間摩擦力 F_{Lo} は、

$$F_{Lo} = \gamma_L - \{\alpha\gamma_G + (1-\alpha)\gamma_L\} \\ = \alpha(\gamma_L - \gamma_G) \quad (19)$$

作用=反作用の法則(10)式を用いれば、気相について

$$F_{Go} = \gamma_G - \{\alpha\gamma_G + (1-\alpha)\gamma_L\} \\ = -(1-\alpha)(\gamma_L - \gamma_G) \quad (20)$$

ゆえに、相間摩擦力に抗して気相がなす仕事は、二相流路単位体積当り、単位時間当り

$$E_{Go} = \frac{Q_G}{A} (1-\alpha)(\gamma_L - \gamma_G) \quad (21)$$

同様に、液相のなす仕事は

$$E_{Lo} = -\frac{Q_L}{A} \alpha(\gamma_L - \gamma_G) \quad (22)$$

ゆえに、 E_I は

$$E_I = E_{Go} + E_{Lo} = \frac{1}{A} \alpha(1-\alpha)(\gamma_L - \gamma_G) \left(\frac{Q_G}{\alpha} - \frac{Q_L}{1-\alpha} \right) \\ = \alpha(1-\alpha)(\gamma_L - \gamma_G)(V_G - V_L) \quad (23)$$

(23)式は(18)式と全く一致している。

以上の思考実験は、気相が連続相で液相が分散相であっても、また一般に連続相が流れている場合でも全く同様に成立するものと考えられる。なお、前節の理論は二相流の流動様式に無関係に成立する。

4. 壁摩擦力の分配

本節では、壁摩擦力が気液それぞれにどのように分配されて作用するかについて検討する。

第II-1(1)項で述べたように(3)式の第4項は気液二相流体が壁摩擦力に抗して流れる時の仕事量であり、換言すれば、壁摩擦エネルギー消散である。また、第II-2節で述べたように(14)式の第3項もまた同じく壁摩擦エネルギー消散であるから両者は等しくなければならぬ。よって

$$F_{Gw}Q_G + F_{Lw}Q_L = (Q_G + Q_L)F_w \quad (24)$$

両辺を $(Q_G + Q_L)$ で除して $Q_G/(Q_G + Q_L) \equiv \beta$ とすると、

$$\beta F_{Gw} + (1-\beta)F_{Lw} = F_w \quad (25)$$

一方、(11)式より

$$\alpha F_{Gw} + (1-\alpha)F_{Lw} = F_w \quad (11)$$

の両式は、 $\alpha = \beta$ (これは気液のスリップ比が1であることを意味する)である場合を除いて、 α, β の値のいかにかわらず常に成立しなければならない。その

ための条件は

$$F_{Gw} = F_{Lw} = F_w \quad (26)$$

である。これは、気液それぞれが管壁から受ける摩擦力は、気液が管壁に接触する面積割合などには関係なく、単位体積当りでは相等しいことを意味する。換言すれば、“壁摩擦力は気液の体積割合 $\alpha:(1-\alpha)$ と同じ割合で気液それぞれに分配される”。

このことは、相間摩擦力に関する(19), (20)式と並んで、加速のない垂直二相流に関するきわめて重要な法則といえよう。

(13)式で、壁面で作用する壁摩擦力を流体に体積比例形の力を及ぼす圧力勾配に置き換えたことは、壁摩擦力の分配に関する上述の法則が前提とされているのである。

さらに、 F_{Lo}, F_{Go} は思考実験によらないでも次のようにして求められることをつけ加えておく。すなわち、(3)式と(14)式より

$$(\gamma_G Q_G + \gamma_L Q_L) - (F_{Go} Q_G + F_{Lo} Q_L) \\ - (F_{Gw} Q_G + F_{Lw} Q_L) \\ = (Q_G + Q_L) \{\alpha\gamma_G + (1-\alpha)\gamma_L\} - (Q_G + Q_L)F_w = 0$$

これに(24)式を代入し、 F_{Go} と F_{Lo} の間に(10)式の関係があることを入れて F_{Go}, F_{Lo} を求めると、(19), (20)式と同じ結果が得られる。

III. 適用例および考察

1. 円管流路の場合

前章で述べた理論を実際の二相流に適用するためには、圧力損失とボイド率が同時に測定されている必要がある。本節では垂直におかれた円管流路を上向きに流れる大気圧の空気-水二相流について、斯波らの実験データ⁽¹⁾⁽²⁾を用いて検討してみる。本実験は、内径24.5mm、軸長1,350mmのテスト部について行われたもので、テスト区間の平均ボイド率は、連動する2個の急速遮断弁によりボイドをテスト管内に閉じ込めて測定したものである。流動様式は肉眼観察により判断している。なお、本実験は大気圧下で行われているため、テスト管内の圧力降下に基づく空気の比体積の増加の影響を無視することはできない。本報で採用したデータについて、この比体積の増加は最大14%程度と見込まれる。このことにより相間摩擦エネルギー消散に生ずる誤差はきわめて小さいが、壁摩擦および全非可逆エネルギー消散については、加速仕事分を含むので実際より大きめに算出する傾向があり、とくに水流量、空気流量がともに大きい所で、その影響が大きいものと考えられる。

第3図は、 E_T を気液の平均流速 $\bar{V}=(Q_G+Q_L)/A$ に対してプロットしたもので、世古口の結果⁽³⁾と大差ないものである。これによれば、平均流速が1.5 m/sec 以下では、水流量が小さいほど非可逆エネルギー消散が大きいのにに対して、平均流速が3.0 m/sec 以上ではこの関係が逆転している。また、水流量が0.166 kg/sec(管の単位断面積当り 355 kg/m²・sec)以下では、 $\bar{V}$ が1 m/sec 以下で曲線が膨らむ傾向を見せている。

第3図 円管流路における水流量をパラメータとした、全非可逆エネルギー消散量と気液の平均流速との関係

第4図は前図の E_T を E_I と E_W に分離したものである。図中 B, S, A, T の略記号は流動様式を示し、Bは気泡流、Sはスラグ流、Aは環状流、Tは乱れ流を意味している。これによれば、水流量が0.916 kg/sec(管の単位断面積当り1,950 kg/m²・sec)以上では、 E_W の増大とともに E_I はどこまでも増大しているが、水流量が0.166 kg/sec 以下では E_I は極大点を過ぎれば、 E_W の増大とともに減少する傾向を示すことがわかる。この時の流動様式の変化を見ると、前者では気泡流から Turbulent flow(以下これを乱れ流と呼ぶ)に移移するのに対して、後者ではスラグ流から環状流に移移する。水流量が0.458 kg/sec(管の単位断面積当り979 kg/m²・sec)の例では、非可逆エネルギー消散の分配特性は上記の2者の中間に位置し、流動様式もスラグ流から乱れ流に移移している。

次に、 E_I はスラグ流のような、水流量も空気流量も

第4図 円管流路における、水流量をパラメータとした、管壁摩擦エネルギー消散と相間摩擦エネルギー消散との関係

ともに小さい場合には E_W の値をしばしば上回るが、環状流や乱れ流のように空気流量が大きい場合には E_W の値に比べてかなり小さくなるのがわかる。このことから、高速二相流については、非可逆エネルギー消散の大部分が管壁摩擦エネルギー消散であると考えてもおそらく大きな間違いはないと思われる。

第5図は、前図の空気低流量範囲のみを平等目盛で示したものである。スラグ流のデータの中には管壁摩擦エネルギー消散が負のものが多数見られる。もし、実際に E_W が負になるとすれば、(2)式で $dP_f > 0$ 、すなわち(1)式で $F_{w,d}Z > 0$ なることを意味し、管壁付近で流れが下向きになっていることを示すものである。このことについては今後さらに検討する必要がある。なお、これらのデータは、それぞれの点が同一流量条件下での7回の測定結果の平均値であって、かなり信頼のおけるものであることを付記する。

第5図 第4図の空気流量が少ない場合の関係

第6図は、 E_w を水の線速度 $V_L (=Q_L/A(1-\alpha))$ に対してプロットしたものである。この場合も、水流量が 0.166 kg/sec 以下では他と違った特性が見られる。図中の破線は Blasius の式による E_w の計算値を示す。環状流のごく一部のデータを除けば、二相流の管壁摩擦エネルギー消散の方が同一線速度の水単相流のそれよりも最大で15倍も大きいことがわかる。

2. 管束型原子炉燃料体の場合

流れ方向の圧力勾配によるボイド率変化の影響をなるべく小さくする目的で、約 $4 \text{ kg/cm}^2 \cdot \text{g}$ に加圧された空気-水二相流による JPDR-II および ATR 用軽水沸騰型原子炉燃料要素内の実験⁽⁴⁾⁻⁽⁶⁾がある。JPDR-II および ATR の各燃料体流路断面図を第7図と第8図に示す。図中 A_b は流路断面積、 d_M は水力直径を示す。JPDR-II の場合は燃料棒の長さ約 $1,630 \text{ mm}$ の間に燃料棒整列用スペーサーが間隔約 540 mm で2段入っている。ATR の場合は燃料棒の長さ約 $4,100 \text{ mm}$ の間にスペーサーが間隔約 410 mm で9段入っている。ATR (2次設計) は流路断面については1次設計と燃料棒径および配列の仕方は同じであるが、圧力管内径が 117.8 から 118.0 mm になったこと、直径 5 mm のスペーサー

第6図 円管流路における、水流量をパラメータとした水の線速度と管壁摩擦エネルギー消散との関係

第7図 JPDR-II および ATR 用燃料要素の流路断面図

タイロッドの位置が同心円の1列目と2列目の間に4本あったものが、2列目と3列目の間に4本おくことになったことの2点の変更がなされた。これらの管束流路での結果を円管の場合と同様にプロットしたものを第9～13図に示す。

なお、流動状態は、これらの管束流路のように水力直径*は小さいが流路断面積は大きい流路ではスラグ

流や環状流になりやすく、これらの実験範囲ではすべての流量でボイド率が約60%まですべて気泡流であった。

第8図は、JPDR-II の場合の E_I と E_w の関係であ

* 水力直径 d_M は $d_M = (\text{流路断面積} \times 4) / (\text{流路のぬれ縁長さ})$ で表わされるものである。

第8図 JPDR-IIの場合の壁摩擦エネルギー消散と相間摩擦エネルギー消散との関係

り、円管と同じ単位面積当りの水流量で比較すると、気泡流では E_W の増大に伴う E_I の増大の割合は円管の方が大きい、円管の場合はボイド率の増加によって乱れ流あるいは環状流になりやすく、そのためこの勾配は非常に緩やかになる。しかし、管束流路ではボイド率が增大しても流動状態は気泡流の状態を保つので、 E_I の E_W に対する勾配は緩やかにならない。したがって、ボイド率の低い所では同じ単位面積当りの水流量と同じ E_W に対しては円管の場合の方が E_I は

少し大きい、ボイド率が増加し、円管の流動状態が変化して勾配が緩やかになるとある所で逆に管束流路の方が大きくなる。しかし、同じ管束流路でもATRの場合は、1次設計(第9図(a))でも2次設計(第9図(b))でも E_I の E_W に対する勾配はJPDRの場合に比べてやや急であるが、 E_I の大きさと E_I の E_W に対する割合は本実験範囲においては小さい。

第9図(a)と(b)を比較すると、(b)の2次設計のものの方が勾配がやや急である。

以上の3つの管束流路には水力直径の差異のほか燃料棒の配列状態やスパーサー形式の相違などがあって一概にはいえないが、大よその傾向として、水力直径が小さくなると E_I の E_W に対する割合が小さくなっている。

次に、JPDR-IIの場合(第10図)とATR 1次設計の場合(第11図)での、二相流の液相速度 V_L に対する E_W の関係を示す。

第10図では、円管での環状流を除いた場合とほぼ同じ傾向を示し、Blasiusの式より求められる E_W の値よりも大きい値となっている。これに反して、第11図ではBlasiusの式とほぼ等しい値になっている。この理由として、次の2つが考えられる。

第1に、(15)式で明らかなように、 E_W の値は気液

(a) 1次設計燃料要素

(b) 2次設計燃料要素

第9図 ATR燃料要素における壁摩擦エネルギー消散と相間摩擦エネルギー消散との関係

第10図 JPDR-II の場合の二相流の液相速度と壁摩擦エネルギー消散との関係

の平均流速 $(Q_g + Q_L)/A$ と壁摩擦圧力降下 dP_f/dZ とに比例するが、第10図の JPDR-II の例では気液のすべりが大きい $(Q_g + Q_L)/A$ が液相速度 V_L に比べてかなり大であるのに、第11図の ATR の例では、気液のすべりが小さいためこれらがあまり変わらない値をとることである。

第2に、ATR の例では dP_f/dZ の値が Blasius の式に比べて小さいことである。第12図に、ATR の場合の液相基準のレイノルズ数 Re_L と摩擦係数 λ との関係を示す。図はいくつかの水流量について空気流量を増加させていき、それに伴って増加する Re_L に対して λ をプロットしたものである。第12図によると、単相流では Blasius の式に一致するものが、二相流になると空気流量がごく小さい所では空気流量の増大とともに λ は急激に増大するが、空気流量がさらに大きくなるとこの上昇率は段々小さくなり、ついには Blasius の式よりも小さい λ となる。この傾向は水流量の大きい所でとくに著しく、わずかの空気流量の増大によってすぐに Blasius の式より小さな λ となってしまう。

第11図 ATR の1次設計燃料要素における二相流の液相速度と壁摩擦エネルギー消散との関係

このように、ATR 燃料の場合に λ の値が Blasius の式に比べて小さくなる理由として考えられることは

- (1) ATR 燃料体では水力直径が小さいため、管壁近くの比較的速度勾配が急なところにも気泡が入り込んでくると予想されること。
- (2) ATR 燃料体では燃料棒配列が多少不規則で、棒間隙の広い所と狭い所とがあり、いわゆるサブチャンネル効果があると考えられる。すなわち、サブチャンネル相互間で流速やボイド率ならびにすべり比などに差があると予想されること。
- (3) これらの結果として、二相流では全ぬれ縁が等しい流れのせん断力を受けると仮定して求められる水力直径を使用することに無理があると考えられる。とくに、サブチャンネル効果のある ATR 燃料体のような場合には、通常的水力直径をその

第12図 ATRの1次設計燃料要素における液相速度基準のレイノルズ数と摩擦係数の関係

まま導入することに問題がある。などのことが挙げられる。これらの点については今後さらに検討を加える必要がある。

IV. 結 論

相変化のない垂直二相流の全非可逆エネルギー、壁摩擦エネルギーおよび相間摩擦エネルギーの消散を求める関係式(6), (17), (18)を導いた。相間摩擦エネルギー消散の式については、二相流の位置水頭の意味を思考実験によって分析することにより直接導かれることを示した。また、加速のない気液二相流の各相に加えられる管壁からの摩擦力は、気相も液相もそれぞれ単位体積当りには等しい力で分配されねばならないことが理論的に導かれた。

これらの式を用いて実験値を整理することにより、円管管路については以下のことが明らかになった。

- (1) 水流量を一定に保ったまま空気流量を増加させた時、気泡流から乱れ流に変化する流れ(1,950 kg/m²・sec以上)では、管壁摩擦エネルギー消散の増大とともに相間摩擦エネルギー消散もどこまでも増大する。

また、スラグ流から環状流に移移する流れ(355

kg/m²・sec以下)では、管壁摩擦エネルギー消散の増大とともにある極大点に達し、それ以後は減少する傾向を示す。

そして、スラグ流から乱れ流に移移する流れは上記2者の中間の水流量の場合に起り、管壁摩擦エネルギー消散の増加に伴う相間摩擦エネルギー消散の変化の仕方も上記2者の中間に位置する。

- (2) 水流量も空気流量もともに小さく、流動様式がスラグ流になるような二相流では、管壁摩擦エネルギー消散は非常に少なく、相間摩擦エネルギー消散の方が多い領域が存在するが、高速二相流では非可逆エネルギー消散の大部分を管壁摩擦エネルギー消散が占める。

- (3) 同一平均液流速の単相流と二相流のそれぞれにおける管壁摩擦エネルギー消散を比較すると、二相流の方が水単相流のそれよりもずっと大きく、最大で約15倍も大きいことがある。ただし、これは管壁における摩擦力が15倍大きいことを意味するのではなく、(15)式に示されるように、気液の平均体積流量あるいは二相流の気液のすべりの大きさに関係している。

また、管束管路については次のことが明らかとなった。

- (4) 相間摩擦エネルギー消散も管壁摩擦エネルギー消散とともに円管の場合の環状流以外の傾向と同じ傾向を示すが、水力直径が小さくなるか、管束の配置の状態が不均一で管束管路内に大小のサブチャンネルが形成されるような管路では、管壁摩擦に比較して相間摩擦によるエネルギー消散は少なくなる。

〔記 号〕

- A : 管路断面積
 E : 二相管路単位体積当り、単位時間当りに生ずる摩擦エネルギー消散量、または流体が摩擦力に抗してなす仕事量
 F : 単位体積の流体に作用する摩擦力
 h : エンタルピー, J : 熱の仕事当量
 P : 圧力, Q : 体積流量, S : エントロピー
 V : 流断面における平均流速, v : 比容積
 Z : 流れに沿った軸(距離), α : ボイド率
 γ : 比重
 (添字)
 G : 気体, GL : 気体が液体から受ける
 L : 液体, LG : 液体が気体から受ける

I: 二相の境界面, W: 管 壁

— 参 考 文 献 —

本研究に際して圧力損失およびボイド率についての生データをお貸しいただいた日本原子力研究所安全工学第一研究室長斯波正誼氏, ならびに本報をまとめるに当り有益なご討論とご助言を頂いた, 安全工学部次長山崎弥三郎氏に深く感謝いたします。

- (1) 斯波正誼, 山崎弥三郎: 機械学会論文集, 32-240, p 1231 (1966).
- (2) YAMAZAKI, Y., SHIBA, M.: "Cocurrent Gas-Liquid Flow", (1969), Plenum Press.
- (3) 世古口言彦, 他: 第3回日本伝熱シンポジウム前刷集, (1966).
- (4) 岡崎元昭, 山崎弥三郎, 新妻 泰: JAERI-memo 3882, (1969), (未公開).
- (5) 同 上: JAERI-memo 4318, (1971), (未公開).
- (6) 岡崎元昭, 山崎弥三郎: JPDR-II Progress Rep. No. 13, (1969).

◇「原子力安全」調査専門委員会だより◇(1976. 7. 22. 第8回委員会の講演要旨)

原子力発電所にかかわる技術基準等について

資源エネルギー庁 広瀬 研吉

I. 原子力工学試験センターの設立および信頼性実証試験。(略)

II. 軽水炉の改良標準化について。(略)

III. 技術基準改正の概要について。

発電用核燃料物質に関する技術基準としては, これを定める省令は昭和40年に制定されたもので, またわが国で初めて商業炉として東海ガス炉が運転開始されてから約10年も経過しているの, 改正する必要がある。また最近軽水炉の燃料に関してもボウイング, コラプス(圧損), ピンホール等のトラブルが起きており, 種々の検討が必要であるということ, 日本電気協会の部会で約1年半の審議が行われ, 50年11月に答申を受けた。現在まで省内で検討してきたが, もう正式な省令として出す一歩手前のところまで来ている。

改正の概要では, わが国の発電炉はガス炉, 軽水炉, 新型転換炉に分けられるが, (1)ガス炉については現基準による検査で充分であると考え, とくに今回の改正で変更はしない, (2)軽水炉については, ボウイング, コラプス, ピンホールの事象が起きており, 種々な対策がなされているが完べきな対策はできていないということで, 今回の改正は, 軽水炉を中心に UO_2 燃料ペレット, Zr合金燃料被覆管, 燃料要素等に関する規定について所要の検討を行なった。思想的には従来定性的になっていたものを定量的に表現しようという姿勢で作業をしている。近い将来, この基準に適合しないスペックや方法の

出てくるのが当然考えられるので, 特殊な設計による燃料体の条をおこし, この設計認可を受けた場合は改正案によらないで設計し, 加工ができることとした。

発電用原子力設備に関する技術基準の一部改正については, 発電用原子力設備に関する技術基準という省令と, 発電用原子力設備の構造等に関する技術基準という告示と2種類のことが一緒に書いている。改正の理由は, やはり昭和40年に制定されて以来今回が4回目の改正であるが, その後の技術革新がめざましいということで, 省令の方は Physical Protection 等を含めて改正した。省令の改正の主な内容は, 次のとおりである。

①火災防止—米国で起きた Browns Ferry の火災を考えた, ②Physical Protection—最近問題になっている, ③安全設備—これまで明確な規定がなかったので明確にした, ④ECCS 系統—原子力委員会が指針を出したので, それを参考にした, ⑤制御系統—制御室外で制御ができるように規定した, ⑥廃棄物処理系統—液体廃棄物の漏洩事故が東電福島で起きたことに鑑み, 処理系統の充実強化をうたった, ⑦格納施設等—いままでも明確でなかったので, 今回明確にした。

告示の改正であるが, わが国の構造等の技術基準を定める告示は, 大体 ASME のこととされており, 現在の告示 501 号は 1968 年の ASME の Publication Sec. II に基づいて作ったものである。ASME は3年ごとにPublicationが出されるが,

1974年の ASME Publication が出た段階で全面的な改正を行なった。主な改正の内容は, 次のとおりである。

(1) ASME に合わせて, 現在の技術基準の対象である容器, 管および安全弁に, ポンプ, バルブ支持構造物および炉心支持構造物を加えた。

(2) 機器等のクラス分けは, NRC Regulatory Guide 1.26, ASME等を参考にして全体を6種に分類。

(3) これも ASME に導入された考え方であるが, 運転条件をプラント状態I~IVおよび試験状態として第1, 2種容器, 第1種管などに採用。

その他の関連事項であるが, 発電用新型炉等実用化調査ということで, ①軽水炉への Pu 利用の実証性調査, ②新型炉技術基準等確立のための調査, ③発電用新型炉等の長期利用ビジョン確立調査, を行なっている。データバンクについては, ラスムッセン報告が出されてから, 信頼度評価方式を確立する必要があるということで, 通産省では49年度はフォールト・ツリーによる手法, 50年度はマルコフ手法による信頼度解析, 51年度はマルコフとフォールト・ツリーを合わせたような形のプレブキットコードを用いた信頼度評価法を確立していく作業をしている。しかし残念ながら, 手法が確立しても, それに入れるデータが全然ない。事故や故障という法律に基づいて報告される大きなものはあるが, 米国で abnormal occurrence と呼ばれている小さなものについてのデータが入手できていないので, 信頼度評価を完全に行うためにデータバンクを作る必要があるということで現在科技厅と一緒に作業を進めている段階である。(文責・加藤尚武)