660. 燃料集合体内の冷却材流れによる燃料棒の振動

岡崎 元昭*, 山崎 弥三郎*

(1977年 6月17日 受理)

Fuel Rod Vibration Induced by Coolant Flow in Rod Assembly

By Motoaki OKAZAKI and Yasaburo YAMAZAKI

Fuel rod vibration induced by coolant flow is subjected to not only the rod characteristics such as specific gravity, flexural rigidity and supporting condition at the spacer grid but also the flow conditions influenced by the geometry of flow path.

This paper presents the experimental results of fuel rod vibration induced by water and air-water two phase flow in JPDR-II type and Advanced Thermal Reactor (FUGEN) type fuel assembly, using model fuel rod which has the same characteristics to the actual fuel rod assemblies.

It was revealed that the correlations presented by Burgreen, Paidoussis and Reavis were insufficient to estimate the actual fuel rod vibrations because of differences in the fuel rod and flow characteristics on fuel rod vibration phenomena.

KEYWORDS: fuel rod, vibration, coolant flow, water, air-water two phase flow, fuel rod assemblies

I. 序 論

燃料棒を規則的に配列した原子炉燃料集合体では、核・熱設計上の必要から燃料棒の配列ピッチ間隔が定められ、それを維持するためスパーサーが設けられる。スパーサーは一般に狭い棒間隙に設けなければならないので、スパーサーが流れの断面積の中に占める割合は大きい。その結果、冷却材流れにより燃料集合体内で発生する圧力損失のうち、スパーサーで生ずる分の占める割合はかなり大きい。また、中性子吸収もここで生ずるので、スパーサーの設置間隔をなるべく大きくして設置個数を少なくすることが要求される。

しかし、燃料被覆管は製造過程である程度の曲りが生ずる上に、照射によっても曲りが生ずる。さらに、冷却材流れによる燃料棒の曲げ振動も発生する。したがって、これらの影響による燃料棒間隙の狭小化が起っても、燃料棒間に定められた必要最小間隔が維持されるようにスパーサーの設置間隔が定められなければ

ならない。また、燃料棒の振動はスパーサーによる支持部で被覆管との間に細かい摩擦を生じさせ、フレットニング腐食 (fretting corrosion) と呼ばれる被覆管の腐食を引き起こすことが知られている。フレットニング腐食はスパーサーによる保持状態と燃料棒の振動数に関係するといわれており、原子炉の安全確保上大きな問題の一つである**。

以上の諸点から、冷却材流れによる燃料棒の振動数および振幅に関する知見を得ることは、スパーサーの設置間隔を定める上にも、原子炉の安全確保上にも重要である。

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

** 著者らは燃料棒の振動問題について研究を進めるうちに、従来のスパーサーは振動によるフレットニング腐食の発生に対して、より耐性のある構造であるべきことの必要を痛感した。そこで、振動が起っても被覆管表面ではフレットニング腐食が起らない構造を有すると同時に、構造が簡単で流動抵抗の少ないホールディング・スパーサーと呼ぶものを考案して報告した⁽¹⁾。

Table 1 Range of experiments of various investigators

Item	Experimenter					This paper	
	Paidoussis ⁽⁵⁾	Sogréah ⁽³⁾	Quinn ⁽²⁾	Burgreen ⁽¹⁾	Pavlica ⁽⁴⁾	JPDR-II	ATR
Diameter of pipe for fluid flow(mm)	100	300	16, 31, 7, 41, 4	160	~60	119 [□]	117, 8
Number of rods	1	1	36(water flow) 1(two-phase flow)	1, 13, 37	16	49	28
Diameter of rod (mm)	15.7~19.3	12.0	9.86	12.7, 15.9	11.1	12.23	16.81
Specific gravity of rod	0.55~3.23	3.42(stainless steel)	6% lighter than actual fuel rod	0.9~2.7 (Al pipe)	9.15	9.4	9.34
Supported length (mm)	518.2~924.6	1,200	1,874.5	~1,200	~1,800	540	400, 800
Hydraulic diameter (mm)	47.5~86.4	288	6.1, 21.8, 31.5	142(1 rod) 60(13 rods) 21.4(37 rods)	~13.6	14.06	9.83
Fluid velocity (m/sec)	1.2~12	—	0.84~11.4	1.8~6.5	3~12	0.667 ~2.34	1.83 ~3.67
Two-phase flow	None	None	Pressure: 70 ata Quality: 0.02, 0.05, 0.15	None	None	Void ratio: 0~0.60 at atmospheric pressure	
Condition of fluid flow	Horizontal test section circulated by pump Room temp.	Horizontal test section flowing by gravity from head tank Room temp.	Vertical test section circulated by pump Temp.: 25, 93, 260°C	Vertical test section circulated by pump Room temp. (14~36°C)	Vertical test section circulated by pump Temp.: 21, 65°C	Vertical test section circulated by pump Room temp. (25°C)	

Ⅰ. 従来の研究とその問題点

流れに平行に置かれた棒の振動に関するこれまでの研究には、Burgreen⁽¹⁾、Quinn⁽²⁾、Sogréah⁽³⁾、Pavlica⁽⁴⁾、Paidoussis⁽⁵⁾、Reavis⁽⁶⁾その他のものがあり、この中で、流れによる棒の振動振幅の実験式を導いているものには Burgreen、Paidoussis ならびに Reavis のものがある。Table 1 にこれらの実験のパラメータを示す。Burgreen および Reavis の各実験式は水単相流のみに対するものであり、Paidoussis のもののみが水単相流および気液二相流に共用できるものである。

これらの実験式を導くに当って採用された実験データは、振動棒としては実際の燃料棒より軽い材質の管または丸棒によるものばかりである。また、流路としては、水単相流に対しては円管内に単一の振動棒が置かれている場合と、管束流路内に振動棒が置かれている場合との両方が採用されているが、気液二相流に対して作成された Paidoussis の実験式は、Quinn の行なった直径40mm程度の円管内に単一の振動棒が置かれている場合の実験データのみしか採用していない。しかし、実際の沸騰水炉の燃料集合体内では、このように小さな直径の円管内での二相流動状態とは大きく

異なり、非常に大きな乱れを有する流れである。それは、実規模の燃料集合体内における二相流は、ボイド率がかなり大きくなっても流動様式が気泡流であるという事実⁽⁷⁾からも裏付けられる。さらに、実験式を作成するに当って採用されたデータは、振動棒の剛性、支持間隔ならびに単位長さ当りの重量が実炉の場合と大きく異なる。

したがって、これらの実験式が実炉における燃料棒の振動振幅をどれほど正確に予測するものであるかについては不明である。そこで、著者らは実炉における燃料集合体と同一形状、同一重量、同一剛性を有する燃料集合体ならびに模擬棒を用いて水単相流と常圧の空気-水二相流とによる実験を行い、振動数と振幅に関する特性を調べた。対象とした燃料集合体は JPDR-II ならびに新型転換炉(ATR) 2次設計によるものである。

その結果、実炉における燃料棒の振動振幅は、従来の実験式によって計算される値よりもずっと大きいこと、特に二相流の場合は1桁以上も大きく、かつその特性も実験式の示す傾向とは全く異なることが明らかとなった。

III. 実験装置

1. 実験ループ

テストループとしては常圧燃料体流動試験装置⁽⁸⁾を用いた。これは実規模の燃料集合体の流動試験装置で最大 $10 \text{ kg/cm}^2 \cdot \text{g}$ の空気-水二相流による流動試験が行える。テスト部長さは5 mあり、テスト部出口後少しの助走区間を経て気水分離タンクがある。ここで気水分離された水はポンプによって再びテスト部入口に送られる。テスト部入口には、小さな穴が数多くあけられたバーナー型ミキサーが設けられており、ここより圧空が吹き込まれて空気-水二相流が作られる。テスト部内のボイド率はテスト部出入口に設けられた2個の急速遮断弁によって測定される。また、テスト部へ送られる水流量は面積式流量計、空気流量は絞り流量計によって測定した。

2. 試験用燃料集合体

テスト部として用いた燃料集合体は JPDR-II 用のもの⁽⁹⁾と ATR 2次設計用のもの⁽¹⁰⁾とである。これらは両者ともジルカロイ-2製の被覆管が使われている。

JPDR-II燃料集合体では、外径12.23 mm、内径10.83 mmの被覆管が7×7の格子状にピッチ 16.6 mmで配列されている。被覆管内には外径10.71 mm、長さ20 mmの UO_2 ペレットが封入されており、燃料棒単位長さ当りの質量は $0.1126 \text{ kg} \cdot \text{sec}^2/\text{m}^2$ である。また、被覆管の曲げ剛性 EI はジルカロイ-2のヤング率を $E = 10^4 \text{ kg/mm}^2$ として $EI = 4.23 \text{ kg} \cdot \text{m}^2$ である。スペーサーにはたわみワイヤ・スペーサー⁽⁹⁾が使われており、540 mm間隔で設置されている。

次節で述べる振動測定用模擬棒は7×7配列の中央に取り付けた。

ATR 2次設計燃料集合体では、外径16.81 mm、内径15.09 mmの被覆管が内径117.8 mmの圧力管内に3層の同心円上に全部で28本配列されている。被覆管内には外径14.80 mm、長さ20 mmの UO_2 ペレットが封入されており、燃料棒単位長さ当りの質量は $0.2115 \text{ kg} \cdot \text{sec}^2/\text{m}^2$ である。また、被覆管の曲げ剛性 EI は $10.5 \text{ kg} \cdot \text{m}^2$ である。スペーサーにはリング型スペーサー⁽¹⁰⁾が使われており、412 mmの間隔で設置されている。

振動測定用模擬棒は、3層の同心円上に配置されて

名 称	スペーサー 設置 間隔 (mm)
第1層(中心部) a	412
第2層 b	824
第3層(管壁部) c	412

いる燃料棒の各層から1本ずつを取り、前表のように定めた。

3. 振動測定用模擬棒

ATR の場合は、実物のジルカロイ-2製被覆管を用いた。JPDR の場合は冷間引抜きによる脱酸銅製被覆管を用いたが、肉厚を0.5 mmとしたので $EI = 4.14 \sim 4.27 \text{ kg} \cdot \text{m}^2$ となり、前節で述べたジルカロイ-2製の被覆管における $4.23 \text{ kg} \cdot \text{m}^2$ とほぼ同じとなっている。

被覆管内には UO_2 ペレットと同重量、同寸法の鉛ペレットを封入して単位長さ当りの重量を同じにしてある。ただし、 UO_2 ペレットの比重が10.41に対し、鉛(アンチモンを微量含んだ硬化鉛を用いた)の比重は11.3なので、鉛ペレットの中心には小さな穴があけられている。この穴は後述するように歪測定用の半導体ゲージのリード線を貫通する穴として使っている。

振動の測定は、スペーサーによる支持間隔の中央位置の被覆管内面に貼付された半導体ゲージによって行なった。半導体ゲージは管内面の円周上に90°間隔で4枚貼付し、対向する2枚のゲージが1対となって2ゲージ法による測定を行うように内部で結線されている。したがって、直角方向の歪がそれぞれ分離して動歪計により測定される。

半導体ゲージを被覆管内面に貼付する手順は次のようである。まず、貼付すべき位置付近で被覆管を切断し、その部分を機械加工して止まりばめ程度の嵌合構造にする。次に、管端面から治具を差し込んでゲージを貼付すべき位置に90°間隔で管軸に平行に4枚の半導体ゲージを貼付する。半導体ゲージを貼付した部分の鉛ブロックはゲージが当たらないように溝を切り、そこからゲージから出ているリード線の通り道を、鉛ブロックの中央に設けた穴まで作る。ゲージ上に位置する鉛ペレットは1 mmφのまわり止め用ピンで被覆管上に固定される。次に、嵌合部を接続するために、定盤の上にVブロックを1直線上に置き、その上に被覆管を嵌合部をつき合わせて乗せておく。そして、嵌合部に強力瞬間接着剤を塗布してVブロック上で被覆管を素早くすばらせて接続する。接着後の固定強度を確実にするため円周上の2方向から1 mmφのピン止めをした。リード線は鉛ペレットの中央穴を通して燃料棒上部端栓より取り出され、さらに圧力管のノズルから洩れ止め機構を通して圧力管の外へ取り出される。

4. 振動計測記録装置

これらの装置のブロック図をFig. 1に示す。以下に

Fig. 1 Block diagram of instrumentation

主要機器の主要仕様を記す。動歪計は周波数応答特性が DC~2,000Hz, 最大感度の $100 \times 10^{-6}/1V/10k\Omega$ のとき入力換算で 4×10^{-6} 歪みの雑音を含むものである。半導体ゲージは長さ 8mm, 幅 0.6mm, 厚さ 0.03mm の大きさで, 抵抗値 120 Ω , ゲージ・ファクターは -90~-120, 許容歪量 $3,000 \times 10^{-6}$ を有する。パワー・スペクトラム・アナライザはバンド・パス・フィルタによる実時間分析方式のものをを用いた。

さらに, 振動計測用模擬棒の健全性を調べ, 剛性率を検定するための検定装置を別に製作した。これは模擬棒を全く曲げ応力が加えられていない両端固定状態で垂直に立てた後, 中央で適当な集中荷重を加えることにより, そこでの棒の変位と半導体ゲージで検出された歪量との関係を求める装置である。棒中央での微小変位は 0.001mm の最小目盛を有する測微鏡を用いた。また, 検定装置に装荷された状態における棒の固有振動数を計測することにより, 前述の検定結果と合わせて棒の剛性率ならびに模擬棒に貼付された状態における半導体ゲージのゲージ・ファクターを求める。

次に, 模擬棒が燃料集合体の中に組み込まれた状態でのスペーサー支持による棒の固有振動数を求める。それは燃料集合体を吊り下げた状態で, スペーサー部を軽く叩いて振動させることにより達せられる。

IV. 実験結果と考察

1. 模擬棒の検定結果

JPDR-II 用模擬棒の場合, 最大感度を有する 2 つの方向の曲げに対し, それぞれの曲げ剛性 EI は $EI_1 = 4.14 \text{ kg} \cdot \text{m}^2$, $EI_2 = 4.27 \text{ kg} \cdot \text{m}^2$ であった。

燃料集合体の中に装荷された状態でのたわみワイヤ型スペーサー支持による模擬棒の固有振動数は 44, 54, 75Hz の 3 種類の周波数成分が測定された。これはたわみワイヤ型スペーサーの支持状態を考えると, ワイヤが模擬棒を押している方向とそうでない方向と

で大きく異なる 2 つの振動数成分が存在すること, また, その中間で振動しやすい方向のあるためと考えられる。

一方, ATR 用模擬棒の場合は a, b, c すべての模擬棒でおおよそ $EI = 10.5 \text{ kg} \cdot \text{m}^2$ であった。そして, 燃料集合体の中に装荷された状態でのリング型スペーサー支持による模擬棒の固有振動数は a と c では 102.5 Hz, b では 19.6 Hz であった。そのほか a, b, c に共通に現れた固有振動数成分 32.5 Hz が存在したが, これはベースを支点とした集合体全体の固有振動数と考えられる。

2. 流体中での振動実験結果

実験は, 水单相流の場合流速約 1~3.7 m/sec の範囲で行い, 空気-水二相流の場合最大約 60% のボイド率まで行なった。温度, 圧力はそれぞれ常温, 常圧である。なお, これまで行われた他の研究者の実験条件との比較表は Table 1 に示してある。

(1) 振動数

JPDR-II 用模擬棒の場合, 水单相流ならびに空気-水二相流の両方の流動条件を通じて, たわみワイヤ型ス

Fig. 2 Power spectral density (PSD) of dynamic strain by rod vibration in JPDR-II assembly

ペーサー支持間の棒の固有振動数である44, 54, 75 Hzの成分と、燃料集合体全体としての固有振動成分とみられる12 Hzの成分とがある。これらの振動数成分のうち最も大きいパワー・スペクトラム密度を示すのは44 Hz成分であり、54, 75 Hzの成分はこれに比較して半分以下である。12 Hzの成分はこれらに比べてもずっと小さい。代表例として水流量50 t/hr(水流速1.67 m/sec)の単相流の場合の周波数分析結果をFig. 2(a)に、水流量50 t/hr, ボイド率60%の場合のそれをFig. 2(b)に示す。

ATR用模擬棒の場合、リング型スペーサー支持間隔が412 mmであるa, cの模擬棒の場合と、スペーサー支持間隔が824 mmであるbの場合とで振動数の現れ方が異なる。Fig. 3

Power spectral densities (PSD) of dynamic strain by rod vibration induced by water flow in ATR assembly

Fig. 3

Fig. 3に60 t/hr水単相流(水流速2 m/sec)の場合のa, b, c各模擬棒における周波数分析結果を示す。aとcでは水単相流の場合100 Hzと28~35 Hzの2つの卓越成分が存在するが、これらは空気中でのスペーサー支持による固有振動数である102.5 Hzとベースを支点とした燃料集合体全体の固有振動数である32.5 Hzにそれぞれ相当するものと考えられる。流水中であるためそれぞれの成分が僅かずつ変化しているものと

見られる。bでは水単相流の場合100, 85, 50 Hzの成分が存在する。85 Hz成分は空気中でのスペーサー支持による固有振動数である約20 Hzの第3次モードの振動数と考えられるが、50, 100 Hzの成分は電源ノイズを拾ったものではないかと考えられる。

以上のことから、スペーサー支持間隔が小さな場合は流水中の模擬棒の振動は1次モードであるが、スペーサー支持間隔が大きくなると1次モードの定常的振動は現れにくくなり、ランダムな振動になる傾向にあることが認められる。このことは、流水中の模擬棒の振動は流水中の乱れによる広い周波数成分を含む変動圧力が棒に対する励振力となっていることを暗示させる。これは二相流中での模擬棒の振動がa, b, cでボイ

ド率の増加とともにどのように変化するかを調べることによってさらに明らかになる。

Fig. 4(a)に水流量30 t/hr, ボイド率10.5%の場合、Fig. 4(b)に水流量30 t/hr, ボイド率52%の場合の各模擬棒における周波数分析結果を示す。

Fig. 4 Power spectral density (PSD) of dynamic strain by rod vibration induced airwater two-phase flow in ATR assembly

Fig. 4(a), (b)から、bでは二相流中のボイド率の増加とともに振動による歪みのパワー・スペクトル密度はフラットな分布を示すようになることがわかる。また、aとcでは1次モードの振動数成分にはピークが現れなくなり、集合体全体の固有振動数付近にピークが現れる。このことは模擬棒a, b, cがボイド率の増大とともに乱流中の圧力変動による模擬棒への励振力が強くなるため、模擬棒の固有振動からランダム振動に移行していることを示していると考えられる。ここでいうランダム振動の意味は、振動数がランダムであるという意味はもちろん、模擬棒の振動による変形状態がsine状ではなく、複雑な変形曲線を描いているという意味をも含んでいる。

(2) 振 幅

前節での流水中における模擬棒の周波数分析結果から、流水中の乱れによる変動圧力が大きくなると、振動数がランダムになるばかりでなく、模擬棒の変形状態も複雑な形になることが予想された。しかし、振幅の計算に当たって、ここでは計測された歪量から予想される最も大きな変位を考えて計算することにする。

一般に、棒の曲げによる歪 ε と変位 δ の関係は、材料力学の公式から

$$\frac{\delta}{\varepsilon} = K_0 \frac{l^3}{t} \quad (1)$$

ここで、振動する棒の変形状態での K_0 の値は文献(1)より

$$K_0 = \frac{1 - \frac{\cosh \beta l/2}{\cos \beta l/2}}{2 \left(\frac{\beta l}{2} \right)^2 \left(1 + \frac{\cosh \beta l/2}{\cos \beta l/2} \right)} \quad (2)$$

$$\text{ここで、 } \beta l = \sqrt{\rho A \omega_n^2 / EI} \quad (3)$$

l : 棒の固定間距離

ρ : 棒の密度

A : 棒の断面積

ω_n : 固有の角周波数

EI : 曲げ剛性

t : 被覆管の内半径

この時 δ は中立軸よりの変位になる。 K_0 はIV-1節で求められた固有振動数と曲げ剛性から、JPDR-IIの被覆管に対して0.139, ATRのそれに対してaとcでは0.161, bでは0.19と計算された。

Fig. 5(a)にJPDR-II燃料集合体における水単相流による振幅のRMS値を水流量に対してプロットしたものを示す。Fig. 5(b)にATR燃料集合体の場合について同様にプロットしたものを示す。

次に、常温・常圧の空気-水二相流での実験結果から、Fig. 6(a)にJPDR-IIの場合について水流量をパラメータとしてボイド率に対する振幅値を示す。Fig. 6(b)にATR燃料集合体の場合について同様の関係をプロットしたものを示す。Fig. 5~6に示すように、両模擬棒とも二相流になると模擬棒の振幅は急激に増大する。そして、二相流による振幅は水流量にほとんど無関係でボイド率のみに依存しており、ボイド率が0から30~40%の間はボイド率の増大によって振幅が大きく増加するが、それ以上のボイド率になると振幅の増加の割合は減少してゆく。

ここで、ATR燃料集合体での結果から、棒の支持間隔の大きさが模擬棒の振幅値に与える影響を見てみる。単相流の場合、流量の低い所ではbの振幅はaあるいはcの約4倍になっており、(1)式で示されるように曲げによる歪 ε が同じときの理論上求められる値にはほぼ近い。しかし、流量の増大につれてこの倍率は低くなる傾向が見られる。これは模擬棒の長さが長くなればなるほど、また流速が大きくなればなるほど流れの乱れによる棒への励振力が棒全長への合成値とし

(a) JPDR-II assembly

(b) ATR assembly

Fig. 5 Amplitude of rod vibration in water flow

Fig. 6 Amplitude of rod vibration in two-phase flow

て、その大きさが小さくなるためであると考えられる。この傾向は二相流の場合、流れの乱れが大きいため顕著である。ここでいう乱れとは流路内で流れが無秩序に攪乱している現象を意味し、これが棒の横方向への空間的、時間的にランダムな荷重となっている。

なお、単相流の場合、燃料集合体中央に位置する **a** と最外周に位置する **c** では、**c** の方が少し大きな振幅値が測定されているが、これは圧力管の振動を受けやすい位置に **c** があるためであるか、模擬棒の曲りが大きいためであるか原因は不明である。いずれにせよ、二相流の場合は乱れの大きさが支配的となるためか、**a** も **c** もほとんど同じ振幅値が得られた。

テスト部架台あるいは配管の振動が、流れによる模擬棒の振動振幅にどの程度影響していたかについて検討しておく。二相流の場合の実験結果では、測定された振幅値が水流量に無関係でボイド率によってほぼ定まっているが、このことは測定された振幅が架台あるいは配管の振動の影響よりも、燃料体内の二相流動特性によって支配されたものであることを示していると判断される。すなわち、もし架台あるいは配管の振動が大きく影響しているとするならば、これらの振動量は当然、水流量に最も大きく作用されると考えられる。事実は、模擬棒の振動振幅が水流量にほとんど無関係で、ほぼボイド率のみによって定まっている訳であるから、架台あるいは配管の振動の影響よりも、ボイド率の増大に伴う流路内の乱れが模擬棒の振動に支配的であったと判断される。

(3) 流れによる棒の定常的な曲り

変位量としては小さかったが、流水中で振動する模擬棒は定常的な変位量を有し、その変位値を中心として振動していることが計測された。模擬棒中央における歪量からその点において予測される最大の変位量を与える条件として、スパーサー支点到曲げモーメントのみが加えられたと仮定した場合の棒中央における変位量を計算した。

この結果によると、ATR 燃料集合体における単相流の場合、Fig. 5 (b) に示されるように **a**, **b**, **c** の各模擬棒ともオーダとして同程度の曲りによる定常的な変位が考えられる。しかし、二相流では振動による振幅が大幅に増加するのに対し、定常的な曲りはほとんど増加せず、振動振幅値に比べて 1 桁以上小さい。定常的な曲り量は振動振幅値に比べて無視しうほど小さいとみなせるので、Fig. 6 (b) にはこれを省略した。

V. 従来の実験式との比較

Burgreen⁽¹⁾, Paidoussis⁽⁵⁾ および Reavis⁽⁶⁾ がそれぞれ提出した実験式を用いて、本報における実験条件での水単相流ならびに空気-水二相流における模擬棒の振動振幅を計算し、その結果を実験値とともに Fig. 5 (a), (b) ~ 6 (a), (b) に示した。これらの図に示されるように、前

述の実験式によって計算される振動振幅は本報における実験結果と比べて、ATR用模擬棒**b**の単相流の場合を除いて1桁以上も小さい値となった。この原因はこれらの実験式を導くに当たって採用したデータの実験条件が本報におけるものと大きく異なる点があること、また各実験式中で考慮されている影響因子が不充分あるいは不適当であることによると考えられる。

以下に、各実験式についてその原因を述べる。

まず、3つの実験式に共通の記号を示す。

d : 棒の直径, d_h : 流路の水力直径

EI : 棒の剛性, L : 棒の長さ

u : 流路内の水の平均流速

δ : 棒中央における棒の変位量

ρ_w : 流体の密度, ω : 棒の自然角周波数

ρ_r : 棒の密度, A : 棒の断面積

ν : 流体の動粘性係数

1. Burgreen の式の場合

これは単相流中における棒の振幅に対する実験式であり、次のように表わされる。

$$\left(\frac{\delta}{d}\right)^{1.8} = 0.83 \times 10^{-10} K_1 \Gamma^{1/2} \Omega$$

ここで, K_1 : Load deflection end-fixity factor

$$= (10 + \alpha L) / (2 + \alpha L)$$

Γ : 棒の横振動に関する無次元パラメータ

$$= \rho_w u^2 L^4 / EI$$

Ω : 棒の横振動に関する無次元パラメータ

$$= \rho_w u^2 / \mu \omega$$

μ : 水の粘性係数

αL : End-fixity (棒支持部の変形に対して

$y'' = \alpha y'$ で定義される棒の端末における固定度)

Burgreenがこの実験式を導く際に採用したデータの実験条件は本報におけるものと次の2点において異なっている。

- (1) 振動計測用棒が Al の丸棒あるいは中空棒であるため、棒の単位長さ当りの重量が実際の燃料棒に比べて非常に小さい。
- (2) 模擬棒のスペーサーによる支持間隔が1,200 mm であり、本報の場合の392mmに比べてずっと大きい。

以上の2項目が流水中の棒の振動現象にどのように関係するかについて考察する。

項目(1)について: 棒が水中を振動する時に水から受ける加速抵抗力は、棒を横切る流れをポテンシャル流れとして考えると $\rho_w A$ に比例している。一方、 $\rho_r A$

は棒の慣性力に比例するから、水中を振動する棒が減衰する割合は ρ_w / ρ_r が関係する。ところが、Burgreenの式では水の粘性による抵抗は考慮されていても加速抵抗は考慮されていない。

したがって、非常に軽量の模擬棒を用いたBurgreenの実験では、重い棒の場合に比べて水の加速抵抗による減衰力が大きく作用しており、このようなデータを基にして作られた実験式では重い棒に対して実際よりも小さな振幅値を計算することになる。

さらに、棒が水から与えられる加速度については次項で考察する。

項目(2)について: 振動する棒が流水中で受ける外力、すなわち振動を励起し持続させる力として流水中の乱れを考えると、棒の支持間隔 L が棒全体に加えられる励振力に関係する。すなわち、流水中の乱れは空間的にある大きさの範囲を持って、空間的にも強度的にもランダムに変化していると考えられるので、支持間隔 L が大きいほど、ある瞬間に L の全外表面に加えられている外力の合成値は小さくなると考えられる。事実、本報における実験結果でも実験値はBurgreenの式による計算値よりも全体に大きかったが、 $L=392$ mm の場合よりも804 mm の場合の方が振幅値は小さく計算値により近かった。

Burgreenの式において考慮されている外力は、流体の流れ方向の運動エネルギーに比例する力を考えているのみであって、上述のような乱れの特性についての配慮はなされていない。

2. Paidoussis の式の場合

単相流中ならびに気液二相流中における棒の振幅に対する実験式であり、次のように表わされる。

$$\frac{\delta}{d} = \alpha_1^{-4} \left[\frac{U^{1.6} \epsilon^{1.5} N_R^{0.25}}{1 + U^2} \right] \left[\left(\frac{d_h}{d} \right)^{0.4} \right] \cdot \left[\frac{\beta^{2/3}}{1 + 4\beta} \right] [5 \times 10^{-4} K]$$

ここで、

α_1 : 棒の1次モードの振動における

固有値 $\alpha_1^2 = \{(m+M)L^4/EI\}^{1/2} \omega_1$

ω_1 : 静止流体中の棒の自然角周波数

m : 棒の単位長さ当りの質量

M : 棒の振動時、単位長さ当りに付加される

流体の質量 $= 1/4 \pi d^2 \rho_w$

U : 無次元流速 $= (M/EI)^{1/2} uL$

ϵ : L/d

β : $M/(M+m)$

N_R : レイノルズ数 $u d_h / \nu$

K: 静かな整流状態では1, 乱流中では

5とする。

Paidoussis がこの実験式を導く際に採用したデータの実験条件が本報におけるものと次の2点において異なっている。

- (1) 円管流路に単一模擬棒が置かれた場合の実験データが主である。Burgreen のデータも使っている。
- (2) 二相流によるデータは Quinn のものを使っているが、このデータは小口径(最大41.4mm)の円管流路での単一模擬棒による実験結果である。

以上の2項目について前項と同様に考察する。

項目(1)について: 実際の燃料集合体では多数の燃料棒が大きな圧力管径の中に配置されており、したがって、水力直径は小さいけれども流路断面積は大きい。そのため、流路内の乱れは小口径の円管流路に比べてかなり大きいと考えられる。このことは項目(2)で述べるように二相流の場合顕著である。水単相流の場合には、管束流路では水を介して隣接する燃料棒の振動を受けやすいことが考えられる。

項目(2)について: 常温・常圧の空気-水二相流の観察結果によると、実際の燃料集合体においては二相流動状態は内径50mm以下の円管流路における流動状態と大いに異なり、ボイド率が60%程度となっても気泡流であるという事実⁽⁹⁾を認識する必要がある。この事実は、燃料体のような水力直径は小さくとも流路断面積が大きい流路では、流れに乱れが大きいためボイド率が增大しても気泡流の状態からスラグ流や環状流に遷移しにくいことを示唆している。すなわち、気泡が合体してスラグ状の大きな気泡が流路内の一部に発生すると、大気泡の周囲との間に生ずる比重差ならびに流路断面積が大きいこと周囲に乱れを生じやすくなっていることなどのために、直ちにその大気泡を壊すような力が発生するであろう。つまり、このような二相流では気泡群それ自身が流れの乱れを発生させる要因となっていると考えられる。

本報における二相流中で模擬棒の振動振幅データが水流量に無関係でボイド率のみによって定まることを示しているのは、以上の流れ機構を裏付ける一つの事実と考えられる。

3. Reavis の式の場合

単相流中における棒の振幅に対する半理論式であり、次のように表わされる。

$$WVI = c\eta_d\eta_{da}\eta_L \frac{dLN^{0.5}}{Wf_n^{1.5}\zeta^{0.5}} u\rho_w\nu^{0.5}$$

ここで、

WVI: 棒中央における最大変位量

c: 補正係数(文献(6)の Fig. 3 に示される)

η_d : 棒直径によって定まる係数(文献(6)の Fig. 1)

η_{da} : 流路の水力直径によって定まる係数(同上)

η_L : 棒の長さによって定まる係数(同上)

f_n : 棒の自然振動数(Hz) $f_n = \omega_n/2\pi$

N: 棒の本数

W: N本の棒の重量

ζ : 減衰係数 ($\omega_d = \sqrt{1 - \zeta^2}\omega_n$)

ω_d : 流水中の棒の角周波数

[筆者註] ①Nの指数0.5は1の誤りと思われる。

実際の計算では W を $N=1$ の時の重量にとれば同じ。②Wの単位は重量となっているが、質量でないと WVI の次元が長さにならない。質量の誤りと思われるが、原論文では重量とした場合の c が求められており、この場合の c は質量とした場合の正しい c の g (重力加速度)倍の値となっていることに注意する必要がある。なお、原論文では $g = 386 \text{ in./sec}^2$ が用いられている。

Reavis の式は、不規則外力が構造物に加えられる時の振幅の RMS 応答に関する振動理論を基にして導かれた、乱流中に置かれた棒の RMS 応答振幅の式である。この方法によると、棒の支持間隔に加えられる不規則外力に関する正確な情報が与えられるならば、振動の運動方程式の解として RMS 振幅値が理論的に求まるので、かなり正確な表示式となるはずである。

しかしながら、実際の燃料集合体のような管束流路内の圧力変動の分布を測定したデータが見当たらないので、Reavis は Corcos⁽¹¹⁾, Baroudi ら⁽¹²⁾ならびに Bakewell⁽¹³⁾によって求められた、空気が流れる円管の内表面の圧力変動に関するデータを使っている。そして、振幅値については Burgreen, Quinn, Sogréah および Pavlica らによって求められた単一ならびに複数本振動棒を有する流路での実験結果と比較し、理論式に(水力直径)/(棒の長さ)の関数によって与えられる補正係数 c を乗ずることによって実験値と一致するようになるとしている。

補正係数 c は種々の大きさの水力直径を含むデータから求められているが、Pavlica のものを除いて、全部円管流路に単一の振動棒が置かれている場合の実験データである。Pavlica のものは振動棒の重量に関しては実炉の場合に近いが、棒の長さが大きく、また1辺が60mmの正方形流路内に16本の振動棒が置かれた場合

のものであるので、実際の燃料集合体と比べると流路断面積が小さい。その結果、本実験式からも Burgreen ならびに Paidoussis の式による計算値とほぼ同じ大きさの計算結果しか得られなかった。

なお、Reavis は不規則外力による構造物の RMS 応答振幅の式から、乱流中の棒の RMS 応答振幅値を求める式を導くに当って次の仮定あるいは近似を行っている。実際に適用する場合、これらの条件に大きく反しないかどうかを前もって検討する必要がある。

- (1) 流路内における圧力変動特性として、空気流と水流の相違ならびに円管流路壁面と燃料集合体流路内の燃料棒表面の相違を無視している。
- (2) 燃料体内にあるスペーサーが流れの乱れに及ぼす影響ならびに燃料棒の振動が圧力変動に及ぼす影響を無視している。
- (3) 燃料棒の振動モードは両端支持状態の 1 次モードとしている。
- (4) 棒の固有振動数付近で棒表面の任意の 2 点間における圧力変動のクロス・パワースペクトル分布を一様としている。
- (5) 燃料棒の平均密度に比べて流体の密度を 2 次の微小項として無視している。

Ⅶ. 結 論

JPDR-I 用燃料集合体ならびに ATR 用燃料集合体における冷却材流れによる燃料棒の振動を常温・常圧の水単相流ならびに空気-水二相流中で実験した結果から、水力直径は小さいが流路断面積は大きい、上記のような実規模燃料集合体内では、次のような振動特性を示すことが明らかにされた。

- (1) 実規模燃料集合体内における燃料棒の振動振幅は、二相流の場合単相流に比べて約 1 桁大きくなる。
- (2) 二相流における燃料棒の振動振幅は、水流量にはほとんど無関係でボイド率のみによって定まる。
- (3) 二相流における燃料棒の振動数は、その周波数分析結果によると、ボイド率の低い時は燃料棒の固有振動数成分がはっきりと卓越していることが認められるが、ボイド率の増大とともにその卓越性は薄れて来てフラットな分布に近づく。この傾向はスペーサーによる支持間隔が大きいほど顕著である。
- (4) 流れによる棒の振動は、流れの乱れに起因する流路内のランダムな圧力変動が棒表面に加えら

れ、そのうちの固有振動数成分に応答して棒が振動する場合と、ランダムな強い圧力変動にそのまま応答して振動する場合があることが示唆された。従来の実験式と本報の実験値との比較を行い、両者の相違が生ずる原因について考察した結果、次の結論を得た。

- (5) 従来の実験式が作られるに当って採用されたデータの試験条件が実際の燃料集合体中における燃料棒の振動条件と大きく異なっており、それが実験式の中で充分考慮されていないこと。具体的には模擬棒の単位長さ当りの重量、模擬棒の支持間隔ならびに流路の形状・寸法などの相違が流れによる棒の振動に関係しており、それらが実験式の中に充分考慮されていないことである。
- (6) 水力直径は小さいが、流路断面積は大きい実際の燃料集合体流路と振動実験用に作られた小さな流路(特に円管流路に単一振動棒が置かれた流路)内における流れの乱れの相違が全く考慮されていない。

本研究を行うに当り実験を手伝っていただいた安全工学第 2 研究室新妻 泰氏、JPDR-II 燃料体に関する種類の情報を提供していただいた当時燃料安全第 1 研究室長、現安全工学部次長森島淳好氏ならびに同室員の方々、ATR の振動計測用模擬棒の製作にご尽力いただいた原子燃料工業小林行雄氏を初めとする担当者の方々、そして本報を発表するに当りいろいろお世話になった安全工学第 1 研究室長斯波正誼氏に深く感謝の意を表します。

終りに、本研究は動力炉・核燃料開発事業団の委託により行われたものを一部分含んでいることを付記します。

— 参 考 文 献 —

- (1) BURGEEEN, D., *et al.*: *Trans. ASME*, **80**, 991~1003 (1958).
- (2) QUINN, E.P.: *GEAP-4059*, (1962).
- (3) SOGRÉAH: *Special Rep. No. 3, EURAEC-288*, (1962).
- (4) PAVLICA, R.T., MARSHALL, R.C.: *Trans. Amer. Nucl. Soc.*, **8**, 599 (1965).
- (5) PAIDOUSSIS, M.P.: *Nucl. Sci. Eng.*, **35**, 127~138 (1969).
- (6) REAVIS, J.R.: *ibid.*, **38**, 63~69 (1969).
- (7) 岡崎元昭: *JAERI-M* 4758, (1972).
- (8) 岡崎元昭, 他: 本会昭 46 年会要旨集, **A6**, (1971).
- (9) 岡崎元昭, 山崎弥三郎: *JAERI-M* 5478, (1973).
- (10) 同上: *JAERI-M* 5885, (1974).
- (11) CORCOS, G.M.: *Inst. Eng. Res.*, Ser. No. 193, Issue No. 2, p. 65~66 (1962).
- (12) BAROUDI, M.Y., *et al.*: *AGARD-465*, (1963).
- (13) BAKWELL, H.P., Jr.: *J. Acoust. Soc. Amer.*, **36** [1], 146 (1964).