高速炉容器の水平加振応答*

近 藤 尚 夫^{*1}Response of a Vessel of LMFBR
Subjected to Horizontal Excitations

Hisao KONDO

Coupled liquid-structure oscillations of a container of pool-type LMFBR (liquid metal fast breeder reactor) subjected to horizontal excitations are studied for small motions. First, a variational principle is introduced for a perfect fluid and a linear elastic solid. Ignoring pumps and IHX's (intermediate heat exchangers), the container is treated as an axisymmetric structure containing liquid sodium considered as a perfect fluid. Discretized equations of motion are derived from the variational principle, using FEM for axisymmetric shell and BEM for liquid sodium. Free vibration analysis is worked to obtain natural frequencies and modes. Then, a modal analysis method is applied to give time history of the liquid-structure system subject to horizontal excitations resonant to the first bulging mode. Characteristic features of resonance are observed in deformations of an inner oblique wall.

Key Words: Vibration, Liquid-structure Interaction, Variational Principle, FEM, BEM, Free Vibration, Response, Reactor Vessel

1. 緒 言

タンク形高速増殖炉の主容器（以下で炉容器と略称する）は数種類の殻が接合された複雑な構造物であり、ポンプや中間熱交換器などの機器類を内蔵し、内部の流体は複連結となっている。炉容器が地震をうけるときの流力弾性振動は理論解析が容易でないが、安全設計上重要であり、近年、世界的に努力が傾注されている。この問題に対する研究の趨勢は2年ごとに開催される SMiRT 国際会議で知ることができる。内蔵する機器類を無視して炉容器を軸対称容器とみなした二次元の自由振動解析⁽¹⁾、機器類を算入した三次元有限要素による自由振動解析⁽²⁾⁽³⁾、模型実験⁽⁴⁾、模型実験とその自由振動解析⁽⁵⁾⁽⁶⁾などが発表されている。

三次元有限要素を用いて炉容器の流力弾性振動を精度よく解析するのは、現在のコンピュータの能力では容易でなく、今後には俟つことになる。現状では、軸対称要素を用いて二次元的に能率よく解析することはそれなりに意義があると考えられ、将来三次元有限要素を用いて精度よく解析できた場合に、内蔵する機器類の

三次元的効果を比較検討する資料を提供できよう。

本研究では変分原理⁽⁷⁾より出発し、内蔵する機器類を無視して殻に軸対称要素⁽⁸⁾を用い、流体に境界要素法⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾を用いて、流力弾性振動に対する離散化方程式を組立てる。得られる離散化方程式は対称行列をもち、境界面上に未知量をもつので過大でなくて、数値計算上扱いやすい。最初に炉容器の自由振動解析を行い、次に、モーダル解析により水平加振時の過渡応答解析を行う。

2. 定 式 化

流力弾性振動の汎関数 L を次式で与える⁽⁷⁾。

$$L = \int_{V_s} \left(\frac{1}{2} \rho_s \dot{u}_i \dot{u}_i - \frac{1}{2} E_{ijkl} \epsilon_{kl} \epsilon_{ij} + f_i u_i \right) dV \\ + \int_{S_\sigma} T_i u_i dS - \int_{V_l} \frac{1}{2} \rho \phi_{,i} \phi_{,i} dV \\ + \int_{S_p} S_p \left(-\frac{1}{2} \rho g n_g \zeta^2 + \rho \zeta \phi \right) dS \dots \dots (1)$$

ここで、

$$\epsilon_{ij} = (u_{i,j} + u_{j,i})/2 \quad \text{in } V_s \dots \dots \dots (2)$$

$$\sigma_{ij} = E_{ijkl} \epsilon_{kl} \quad \text{in } V_s \dots \dots \dots (3)$$

$$u_i = \bar{u}_i \quad \text{on } S_u \dots \dots \dots (4)$$

$$\zeta = u_i n_i^{(l)} \quad \text{on } S_p \dots \dots \dots (5)$$

* 平成元年3月10日 東海支部第38期総会講演会において講演、原稿受付 昭和63年8月12日。

*¹ 正員、石川島播磨重工業(株)技術研究所 (〒135 東京都江東区豊洲3-1-15)。

$$t=t_1, t_2 \text{ のとき } \delta u_i = \delta \zeta = \delta \phi = 0 \quad \cdots \cdots (6)$$

図1を参照して、 V_s は固体の占める領域、 V_l は流体の占める領域、 S_f は自由表面、 V_s と V_l が接触して流体の圧力の作用する境界を S_p 、 S_p 以外の V_s の境界で応力の規定される境界を S_σ 、変位の規定される境界を S_u とする。 $\mathbf{n}^{(l)}$ は流体の外向き法線、 $\mathbf{n}^{(s)}$ は固体の外向き法線であり、領域の境界上で外向きにとられ、 $\mathbf{n}^{(s)} = -\mathbf{n}^{(l)}$ である。 $O-x_1x_2x_3$ はデカルト直交座標である。式(1)では慣用のテンソル記法に従っている。 ρ_s は固体の密度、 u_i は変位、 E_{ijkl} は弾性係数、 ε_{ij} はひずみ、 f_i は単位体積当たりの物体力、 T_i は S_σ 上で規定された表面力、 ρ は流体の密度、 g は重力加速度、 n_θ は流体の境界における外向き法線方向と重力の作用方向の方向余弦、 ζ は $\mathbf{n}$ 方向の流体の変位、 ϕ は速度ポテンシャル、 σ_{ij} は固体の応力、 $\bar{u}_i$ は S_u 上で規定された変位である。

式(2)～(5)は式(1)に対する束縛条件である。式(2)は変位ひずみ関係式、式(3)は応力ひずみ関係式、式(4)は S_u 上における u_i の境界条件、式(5)は流体の変位と固体の変位 u_i の運動学的適合条件、式(6)は考えている時間領域 $t_1 \leq t \leq t_2$ の両端で変分の満たすべき条件である。

汎関数 L の変関数は u_i 、 S_f 上の ζ と ϕ である。式(1)にハミルトンの原理を適用すれば次式を得る。

$$-\rho_s \ddot{u}_i + \sigma_{ij,j} + f_i = 0 \quad \text{in } V_s \quad \cdots \cdots (7)$$

$$-\sigma_{ij} n_j + T_i = 0 \quad \text{on } S_\sigma \quad \cdots \cdots (8)$$

$$\phi_{,ii} = 0 \quad \text{in } V_l \quad \cdots \cdots (9)$$

$$-n_i \phi_{,i} + \zeta = 0 \quad \text{on } S_f^u S_p \quad \cdots \cdots (10)$$

$$g n_\theta \zeta + \dot{\phi} = 0 \quad \text{on } S_f \quad \cdots \cdots (11)$$

$$-\sigma_{ij} n_j - n_i \rho (g n_\theta \zeta + \dot{\phi}) = 0 \quad \text{on } S_p \quad \cdots \cdots (12)$$

式(7)は固体の運動方程式、式(8)は S_σ 上での応力の境界条件、式(9)は ϕ が調和関数であること、式

(10)は $S_f^u S_p$ 上の運動学的適合条件、式(11)は S_f 上の圧力方程式、式(12)は S_p 上の応力の境界条件を示す。式(1)の汎関数 L は自然条件として式(7)～(12)を与えるので適切である。

後述のように、境界要素法を用いて、 ζ を既知とみなして式(9)、(10)を満足するように ϕ を積分すれば、 ϕ は $S_f^u S_p$ 上の ζ で表される。これにより式(9)、(10)を束縛条件とすることになるので、汎関数 L は式(1)の代わりに次式を用いればよいことになる。

$$\begin{aligned} L = & \int_{V_s} \left(\frac{1}{2} \rho_s \dot{u}_i \dot{u}_i - \frac{1}{2} E_{ijkl} \varepsilon_{kl} \varepsilon_{ij} + f_i u_i \right) dV \\ & + \int_{S_\sigma} T_i u_i dS + \int_{S_f^u S_p} \left(-\frac{1}{2} \rho g n_\theta \zeta^2 \right. \\ & \left. + \frac{1}{2} \rho n_i \phi_{,i} \phi \right) dS \end{aligned} \quad \cdots \cdots (13)$$

式(13)を導くとき式(10)の下で下記の等式が成り立つことを用いた。

$$\begin{aligned} & - \int_{V_l} \frac{1}{2} \rho \phi_{,i} \phi_{,i} dV + \int_{S_f^u S_p} \rho \zeta \dot{\phi} dS \\ & = \int_{S_f^u S_p} \frac{1}{2} \rho n_i \phi_{,i} \phi dS \end{aligned} \quad \cdots \cdots (14)$$

式(13)の汎関数 L が式(10)のもとで式(11)、(12)を満足することを以下で確かめる。 S_f 上で $\sigma_{ij} \equiv 0$ とみなして式(11)を式(12)に含めて考えることにし、式(12)に n_i を乗じて縮約する。

$$-p - \rho (g n_\theta \zeta + \dot{\phi}) = 0 \quad \cdots \cdots (15)$$

ここで、

$$p = \sigma_{ij} n_j n_i^{(s)(l)}$$

D^{-1} で $\partial/\partial t$ の逆演算を定義し、式(10)より得られる等式 $\delta \zeta (= \delta D^{-1} \phi_{,n})$ 、ここで $\phi_{,n} = n_i \phi_{,i}$ を式(15)に乗ずる。一方、式(15)の変分より得られる等式 $\delta D^{-1}(p + \rho g n_\theta \zeta) [= \delta(-\rho \dot{\phi})]$ を式(10)に乗じて両者を加える。

$$\begin{aligned} 0 = & \{ -p - \rho (g n_\theta \zeta + \dot{\phi}) \} \delta \zeta \\ & + (-\phi_{,n} + \dot{\zeta}) \delta D^{-1}(p + \rho g n_\theta \zeta) \\ = & -(p + \rho g n_\theta \zeta) \delta \zeta - \rho \dot{\phi} \delta (D^{-1} \phi_{,n}) - \phi_{,n} \delta (-\rho \dot{\phi}) \\ & + \dot{\zeta} \delta D^{-1}(p + \rho g n_\theta \zeta) \\ = & -\delta \{ (p + \rho g n_\theta \zeta) \zeta \} + \delta \{ \rho (\phi_{,n} \dot{\phi}) \} \end{aligned} \quad \cdots \cdots (16)$$

式(16)の最後の右辺を得るとき、 $\partial/\partial t \{ \}$ の形の発散項はハミルトンの原理を適用するときに消失するので省略した。式(16)は汎関数(13)の $S_f^u S_p$ 上の項の変分に対応している。汎関数(13)の L は式(10)のもとで式(11)、(12)を満足させることができることを示している。汎関数より離散化方程式を得るには式(13)

図1 流力弾性振動系

を用いる。式(13)の $S_f^u S_p$ 上の積分は最初の項が付加剛性を表し、後の項が付加質量を表す。

さて、式(9)、(10)において ξ を既知とみなして ϕ を積分するのに、ポテンシャル論を援用する⁽¹¹⁾。境界上に未知の湧き出し σ を分布させて、下記の式：

$$\phi(P) = \int S_f^u S_p \frac{\sigma(Q)}{r(P, Q)} dS_Q \quad \cdots (17)$$

により ϕ を定める。 P は V_i の内部の点または $S_f^u S_p$ 上の点であり、 Q は $S_f^u S_p$ 上において積分を行う点である。 $r(P, Q)$ は P と Q の距離である。式(17)の両辺を $n_i(P)$ の方向に微分してコーシーの主値をとれば、

$$\begin{aligned} n_i(P) \phi_{,i}(P) &= 2\pi\sigma(P) \\ &+ \int S_f^u S_p \sigma(Q) n_i(P) \left(\frac{1}{r(P, Q)} \right)_{,i} dS_Q \quad \cdots (18) \end{aligned}$$

ただし、 $P \in S_f^u S_p$

を得る。式(18)の左辺を ξ と等置すれば、 ξ と σ が関係づけられて間接的に ξ と ϕ とが関係づけられる。 $1/r(P, Q)$ が P に関して調和関数であることと式(10)が満足されたことより、式(17)、(18)の ϕ が求むるものである。

離散化方程式を得るために、内挿関数より成る行列 $[N_u]$, $[N_\xi]$, $[N_\phi]$, $[N_n]$, $[N_\sigma]$ を用いて

$$\{n_i\} = [N_u]\{u\} \quad \cdots (19)$$

$$\xi = [N_\xi]\{\xi\} \quad \cdots (20)$$

$$\phi = [N_\phi]\{\phi\} \quad \cdots (21)$$

$$\phi_n = [N_n]\{\phi_n\}, (\text{ただし}, \phi_n = n_i \phi_{,i}) \quad \cdots (22)$$

$$\sigma = [N_\sigma]\{\sigma\} \quad \cdots (23)$$

とおく。 $\{u\}$, $\{\xi\}$, $\{\phi\}$, $\{\phi_n\}$, $\{\sigma\}$ は節点ベクトルである。

まず、式(17)、(18)へ式(21)～(23)を代入して

$$\{\phi\} = [B]\{\sigma\} \quad \cdots (24)$$

$$\{\phi_n\} = [C]\{\sigma\} \quad \cdots (25)$$

を得る。 $[N_\phi]$, $[N_n]$, $[N_\sigma]$ に一定要素を用いるとき、 $[B]$, $[C]$ は次のように与えられる⁽⁹⁾。

$$[B] = [N_\phi(P)]^{-1} \int S_f^u S_p \frac{1}{r(P, Q)} [N_\sigma(Q)] dS_Q \quad \cdots (26)$$

$$\begin{aligned} [C] &= [N_n(P)]^{-1} \left\{ 2\pi [N_\sigma(P)] \right. \\ &\quad \left. + \int S_f^u S_p \frac{n_i(P)}{r(P, Q)_{,i}} [N_\sigma(Q)] dS_Q \right\} \quad \cdots (27) \end{aligned}$$

式(26)、(27)で P は行に対応し、 Q は列に対応する。

式(24)、(25)より $\{\phi\}$ を $\{\xi\}$ で表すことができる。

$$\{\phi\} = [B][C]^{-1}\{\xi\} \quad \cdots (28)$$

ただし、 $\{\phi_n\} = \{\xi\}$

以上の準備のもとで式(13)の $S_f^u S_p$ 上の積分を行列の形に表すことができる。

$$\int S_f^u S_p \frac{1}{2} \rho n_i \phi_{,i} \phi dS = \frac{1}{2} \{\xi\}^T [M_\phi] \{\xi\} \quad \cdots (29)$$

$$\text{ただし}, [M_\phi] = [B][C]^{-1} \int S_f^u S_p \rho [N_n]^T [N_\phi] dS \quad \cdots (30)$$

$[M_\phi]$ が対称行列であることは間接的に証明することができ、数値的にも確かめることができる。

式(13)へ式(19)、(20)を代入し行列の形に表し、式(29)を用いれば、次式のように離散化されたラグランジャンを得る。

$$\begin{aligned} L &= \frac{1}{2} \{\dot{u}\}^T [M_s] \{\dot{u}\} - \frac{1}{2} \{u\}^T [K_s] \{u\} \\ &\quad + \{u\}^T \{f\} + \{u_\sigma\}^T \{T_\sigma\} \\ &\quad - \frac{1}{2} \{\xi\}^T [K_\phi] \{\xi\} + \frac{1}{2} \{\xi\}^T [M_\phi] \{\xi\} \quad \cdots (31) \end{aligned}$$

ここに、 $[M_s]$, $[K_s]$ は固体の質量行列と剛性行列、 $\{f\}$ は物体力より成る節点力ベクトル、 $\{u_\sigma\}$ は S_σ 上に属する $\{u\}$ の部分ベクトル、 $\{T_\sigma\}$ は S_σ 上の表面力の節点力ベクトル、 $[K_\phi]$ は重力による付加剛性行列、 $[M_\phi]$ は流体による付加質量行列である。 $[M_s]$, $[K_s]$, $[K_\phi]$ は対称行列であり、その導き方は標準的である⁽⁹⁾。

式(31)にハミルトンの原理を適用して次式を得る。

$$\begin{aligned} & - \{\delta u\}^T [M_s] \{\ddot{u}\} - \{\delta u\}^T [K_s] \{u\} + \{\delta u\}^T \{f\} \\ & + \{\delta u_\sigma\}^T \{T_\sigma\} \\ & - \{\delta \xi\}^T [K_\phi] \{\xi\} - \{\delta \xi\}^T [M_\phi] \{\ddot{\xi}\} = 0 \quad \cdots (32) \end{aligned}$$

式(32)において独立な変関数は $\{u\}$ と S_f に属する $\{\xi\}$ の部分ベクトル $\{\xi_f\}$ である。 S_p に属する $\{\xi\}$ の部分ベクトル $\{\xi_p\}$ は式(5)により $\{u\}$ で表される。すなわち、

$$\{\xi\} = \begin{Bmatrix} \xi_p \\ \xi_f \end{Bmatrix} \quad \cdots (33)$$

$$\{\xi_p\} = [N]\{u\} \quad \cdots (34)$$

式(33)、(34)を用いて式(31)で $[M_\phi]$ を含む項を書き直す。

$$\begin{aligned} \{\delta \xi\}^T [M_\phi] \{\ddot{\xi}\} &= \begin{Bmatrix} \delta \xi_p \\ \delta \xi_f \end{Bmatrix}^T \begin{bmatrix} M_{pp} & M_{pf} \\ M_{fp} & M_{ff} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \ddot{\xi}_p \\ \ddot{\xi}_f \end{Bmatrix} \\ &= \{\delta u\}^T [M^*] \{\ddot{u}\} + \{\delta u\}^T [N]^T [M_{pf}] \{\ddot{\xi}_f\} \\ &\quad + \{\delta \xi_f\}^T [M_{fp}] [N] \{\ddot{u}\} + \{\delta \xi_f\}^T [M_{ff}] \{\ddot{\xi}_f\} \quad \cdots (35) \end{aligned}$$

ただし、 $[M^*] = [N]^T [M_{pp}] [N]$

上記で $[M_{pf}] = [M_{fp}]^T$ である。式(31)で $[K_\phi]$ を含む項も同様に書き直せるので、式(31)は次のようになる。

図 3 1次～3次の
スロッピングモード

図 4 4 次と 5 次の
スロッシングモード

$$\begin{aligned}
& - \begin{Bmatrix} \delta u \\ \delta \xi_f \end{Bmatrix}^T \begin{bmatrix} M_s + M_l^* & N^T M_{pf} \\ M_{fp} N & M_{ff} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \ddot{u} \\ \ddot{\xi}_f \end{Bmatrix} \\
& - \begin{Bmatrix} \delta u \\ \delta \xi_f \end{Bmatrix}^T \begin{bmatrix} K_s + K_l^* & N^T K_{pf} \\ K_{fp} N & K_{ff} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} u \\ \xi_f \end{Bmatrix} \\
& + \{\delta u\}^T \{f\} + \{\delta u_\sigma\}^T \{T_\sigma\} = 0 \quad \cdots \cdots \cdots (36)
\end{aligned}$$

ただし, $[K_l^*] = [N]^T [K_{pp}] [N]$

$[M_i^*], [K_i^*]$ は狭義の意味で流体の付加質量行列, 付加剛性行列である。

式(20)の行列 $[N_i]$ を適当に選べば $[K_\theta]$ を対角行列にすることができる。このとき、式(36)に現れる小行列 $[K_{pf}]$, $[K_{fp}]$ は零になり、固体と流体との相互作用が慣性を通して行われることになる。

地震応答を解析するために、式(36)において $\{f\}$ と $\{T\sigma\}$ を零とおく。そして $\{u\}$, $\{\xi\}$ を分解して、地震動による剛体移動を表す部分に $-(\text{bar})$ をつけ、誘起されるものに $\sim$ (tilde) をつけて

$$\{u\} = \{\vec{u}\} + \{\tilde{u}\} \dots\dots\dots(37)$$

$$\{\zeta_j\} = \{\bar{\zeta}_j\} + \{\tilde{\zeta}_j\} \dots\dots\dots(38)$$

とおけば，式(36)より次式を得る．

$$\begin{aligned} & \begin{bmatrix} M_s + M_l^* & N^T M_{pf} \\ M_{fp} N & M_{ff} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \ddot{\tilde{u}} \\ \dot{\tilde{\zeta}}_f \end{Bmatrix} \\ & + \begin{bmatrix} K_s + K_l^* & N^T K_{pf} \\ K_{fp} N & K_{ff} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \tilde{u} \\ \tilde{\zeta}_f \end{Bmatrix} \\ & = - \begin{bmatrix} M_s + M_l^* & N^T M_{pf} \\ M_{fp} N & M_{ff} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \ddot{u} \\ \dot{\zeta}_f \end{Bmatrix} \end{aligned}$$

$$-\begin{bmatrix} K_l^* & N^T K_{pf} \\ K_{fp} N & K_{ff} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \bar{u} \\ \bar{\xi}_f \end{Bmatrix} \dots\dots\dots(39)$$

式(39)が地震動による流力弾性振動の離散化方程式である。含まれる行列は対称であり、節点変位ベクトル $\{\vec{u}\}$, $\{\vec{\xi}_f\}$ は境界面に属するのでその自由度は過大にならない。式(39)の右辺は外力とみなされ、主に慣性力より成る。式(39)の右辺を零として自由振動の式を得、数値的に解いて固有振動数とモードが求めれば、その結果を利用して式(39)をモーダル解析法で解くことができる。

上下地震動と水平地震動に対して $\{\bar{u}\}$ と $\{\bar{\xi}\}$ を具体的に表そう。円筒座標 (r, θ, z) を使い u_1, u_2, u_3 で r, θ, z 方向の変位成分を表す。上下地震動を変位の時刻歴 $z(t)$ で与えるとき⁽⁷⁾,

$$\{\vec{u}\} = \begin{Bmatrix} \vec{u}_1 \\ \vec{u}_2 \\ \vec{u}_3 \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} 0 \\ 0 \\ Z(t) \end{Bmatrix} \dots\dots\dots (40)$$

$$\bar{\xi}_f = Z(t) \dots\dots\dots(41)$$

水平地震動を変位の時刻 $R(t)$ で与えるとき、

$$\{\vec{u}\} = \begin{Bmatrix} \vec{u}_1 \\ \vec{u}_2 \\ \vec{u}_3 \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} R(t) \cos \theta \\ -R(t) \sin \theta \\ 0 \end{Bmatrix} \dots\dots\dots(42)$$

$$\bar{\xi}_f = 0 \dots\dots\dots (43)$$

である。

なお、地震動による流体の平行流を表す速度ポテンシャル $\phi^{(7)}$ は上下地震動に対して

$$\bar{\phi} = -g \int^t Z(\tau) d\tau - \dot{Z}(t)(d-z) \dots \dots \dots (44)$$

と与えられる。 d は静止時の自由表面の z 座標であ

る。水平地震動に対して $\bar{\phi}$ は

$$\bar{\phi} = \dot{R}(t)r \cos \theta \quad \cdots \cdots (45)$$

と与えられる。式(41)の $\bar{\xi}_r$ と式(44)の $\bar{\phi}$ は式(11)を満足するが、式(43)の $\bar{\xi}_r$ と式(45)の $\bar{\phi}$ は式(11)を満足しない。したがって、上下スロッシング加振に対しては共振現象を示さないが、水平スロッシングが加振に対しては共振現象を示すことになる。このとき、式(39)の右边は上下スロッシング加振に対しては $\bar{\xi}_r$ は外力項を生じないが、水平スロッシング加振に対しては $\bar{\xi}_r$ は外力項を生ずる。

3. 数 値 計 算

以上で展開した理論に基づいて電算プログラムを作成し、数値計算を行った。

入力データはスーパーフェニックスをモデル化したものであり、図2に主要寸法と節点番号を示す。炉容

器の壁は鋼製とし、内容液は水とした。液体は中心部分にある炉心と半径:2150の燃料棒出入口を除いてすべての区画に満たされている。自由表面は節点番号27, 76~89, 65を持つ。

炉容器が水平方向に加振される場合を考える。自由振動解析の結果、低振動数領域でスロッシングモードが現れる。図3に1から3次までの固有振動モードを示し、図4に4次と5次の固有振動モードを示す。固有振動数は1次より5次まで順に、0.177 Hz, 0.343 Hz, 0.453 Hz, 0.545 Hz, 0.624 Hzである。スロッシングモードを求めるときには炉容器の変位を拘束した。振動数が高くなるとバルジングモードが現れる。図5~図9に1次から5次までのバルジングの固有振動モードを示す。固有振動数は1次より5次まで順に、3.61 Hz, 5.85 Hz, 8.16 Hz, 10.9 Hz, 11.8 Hzである。1次のバルジングモードで節点番号45~48, 24をもつ斜隔

図5 1次のバルジングモード

図6 2次のバルジングモード

図7 3次のバルジングモード

図8 4次のバルジングモード

図9 5次のバルジングモード

図10 3波加振後の変位

図 11 節点番号 48 の点の変位の時刻歴変化

壁の変位が大きい。この傾向は 3 次のバルジングモードを除いて認められる。3 次のバルジングモードでは、斜隔壁はほとんど動いていなくて、燃料棒出入口とルーフスラブの変位が大である。

自由振動解析の結果を利用してモーダル解析法により、水平加振される炉容器の時刻歴応答を解析した。地震波として、単位の変位振幅をもち 1 次のバルジングモードに共振する正弦波を採用した。3 波加振後の断面の変位を図 10 に示す。前述の斜隔壁の変位が大きいことが認められる。正弦波を 4 波入力するときの斜隔壁上の節点番号 48 の点における変位の時刻歴を図 11 に示す。共振の特徴がよく現れている。

4. 結 言

以上の結果をまとめると次のようになる。

(1) 線形弾性固体と完全流体が連成して流力弾性振動をする場合の汎関数を導入し、完全流体に境界要

素法を用いるのに適する形に汎関数を修正した。この汎関数が所要の性質をもつことを確かめた。

(2) 線形弾性固体に軸対称殻の有限要素を用い、完全流体に境界要素法を用いて、上記の汎関数より離散化した流力弾性振動の運動方程式を得た。

(3) 複雑な構造をもつ炉容器の地震応答解析にこの運動方程式を適用し、水平加振に対する自由振動と過渡応答を明らかにすることができた。

終わりにあたり、本研究に対して有益なご討論をいただいた東京大学の柴田碧教授に厚く感謝の意を表す。

文 献

- (1) Dostal, M., ほか 3 名, *Trans. 7 th SMiRT*, vol. B, B 8/6 (1983), 491.
- (2) Brabant, F., ほか 2 名, *Trans. 8 th SMiRT*, vol. E, EK 1/1 (1985), 303.
- (3) Chang, Y. W., ほか 5 名, *Trans. 9 th SMiRT*, vol. E (1987), 453.
- (4) Sakurai, A., ほか 4 名, 文献(3)の 447 ページ.
- (5) Fujimoto, S., ほか 6 名, *Trans. 8 th SMiRT*, vol. E, EK 1/4 (1985), 315.
- (6) Fujita, K., ほか 4 名, 文献(3)の 485 ページ.
- (7) 近藤, 機論, 51-468, C (1985), 1914.
- (8) Zienkiewicz, O. C., *Finite Element Methods in Engineering Science*, (1971), Chap. 12, McGraw-Hill.
- (9) 小松, 機論, 45-391, C (1979), 295.
- (10) Komatsu, K., (Brebbia, C. A. 編), *Progress in Boundary Element Methods*, (1983), chap. 7, Pentech Press.
- (11) Jaswon, M. A. and Symm, G. T., *Integral Equation Methods in Potential Theory and Elastostatics*, (1977), Chap. 1, Academic Press.

討 論

〔質問〕 藤田 勝久・伊藤 智博

(三菱重工(株)高砂研究所)

(1) 冒頭に FEM 解析の精度について言及されているが、FEM コードによる軸対称解析と比較されれば、計算時間、精度につきお教え願いたい。

(2) 一定要素を用いて解析しておられるが、一次要素などのさらに高次の要素と比べて、精度はいかがか。

(3) 図 10 において、用いられたモード数はどれぐらいか。また、炉容器内には中間熱交換器やポンプが非軸対称的に林立している。図 2 の数値計算例にも将来この点を考慮に入れていく必要があるのではないか。その場合、三次元解析への展開が必要となる。なお、著者らも、FBR の三次元流体-構造物連成振動解析コ

ードの開発について文献(付1)に報告しているので、せんえつながら参考にさせていただければ幸いである。

(4) 図 11 にて減衰の取扱いはどうのようにされているか。

〔回答〕 (1) 当社の設計部門で開発した軸対称 FEM 解析コードにより自由振動解析を行い、著者の解析コードの結果と比較したところ、境界面上の節点を一致させれば、低次のバルジングモードの固有振動数は数%の差で一致した。FACOM380R による cpu タイムは両者ともに約 100 s で差なかった。

(2) 解析コードの開発に着手した時点では、二次

(付1) 藤田・ほか, 高速増殖炉の炉容器用三次元流体-構造物連成振動解析コードの開発, 三菱重工技報, 26-1 (1989), 45-50.

元ポテンシャル問題を境界要素法で解析するには、一次要素よりも一次要素のほうがよい結果を出すことが知られていた。現時点では軸対称問題に対しては一次要素のほうが殻との連成をよく表現するという人がある。近い将来、両者の比較を行う予定である。

(3) スロッシングモードとバルジングモードを低次より5個ずつとった。

ポンプなどを考慮した三次元解析が重要であることはご指摘と同意見である。質問者の論文を早速読ませていただいた。将来、三次元解析を行うときに参考にさせていただきたい。

(4) 各モードとも減衰比を0.2にとりモード重畳法を用いた。