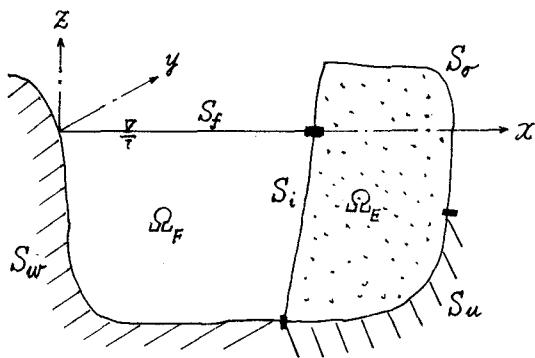


川崎重工業(株) 正員 坂井 藤一

流力弹性振動は液体と弹性体構造物が接触し、相互に影響を及ぼしながら運動する現象である。流力弹性振動は大別して空力弹性学と水力弹性学を含むものである。ここで取扱うのは、主として前者の問題であり、水理・海洋構造物や貯液タンクなどの土木構造物、あるいは船体・化學プラント・ロケット燃料タンクなどの設計上重要な位置を占めるものである。一般に流力弹性振動は、その複雑さの故に特別な場合を除いて厳密解を得るとは難かしい。したがって、変分原理の適用によって近似的に解析を行なうことが非常に有効である。その意味で変分原理の確立は重要である。

流体力学に対する変分原理は、固体力学のそれに比べてかなり遅れて展開された。Navier-Stokes方程式の変分原理が論じられたのは、極めて近年のことである。本研究では、完全流体の変分原理を先に著者の示した停留二乗変分原理[1]の立場から統一的に展開できるることを示し、その延長として流力弹性振動の変分原理を説明する。後述する変分原理はその一部であるが、従来部分的に適用されてきたエネルギー原理などよりも一般性があるので、より広範な問題に有用である。なお、応用については、各自の発表に譲る。



たとえば、上図のような弹性体 S_E と流体 S_F の振動問題を考える（微小運動で線形化可能とする）。

弹性体については、

$$\ddot{\sigma}_{ij,i} + \bar{X}_i = m \ddot{u}_i \quad \text{in } S_E \quad (1)$$

$$\dot{\epsilon}_{ij} = \frac{1}{2} (\dot{u}_{i,j} + \dot{u}_{j,i}) \quad \text{in } S_E \quad (2)$$

$$\bar{\sigma} = A \cdot \epsilon \quad \text{in } S_E \quad (3)$$

$$n_i \bar{\sigma}_{ij} = \bar{T}_i \quad \text{on } S_o \quad (4)$$

$$u_i = \bar{u}_i \quad \text{on } S_u \quad (5)$$

流体（非圧縮性、非回転）については、

$$\nabla^2 \phi = 0 \quad \text{in } S_F \quad (6)$$

$$\phi_{,n} = 0 \quad \text{on } S_w \quad (7)$$

$$\dot{\phi} + g \phi_{,z} = 0 \quad \text{on } S_f \quad (8)$$

流体-弹性体の境界においては、

$$\phi_{,n} = n_i \dot{u}_i \quad \text{on } S_i \quad (9)$$

$$\rho \dot{\phi} = n_i n_j \dot{\sigma}_{ij} \quad \text{on } S_i \quad (10)$$

これに対して次の変分則が存在する。

$$J = \int_{t_0}^{t_1} (T - V) dt \quad (11)$$

$$T = -\frac{\rho}{2} \int_{S_F} (\nabla \phi)^2 dS + \frac{\rho}{2g} \int_{S_F} \phi^2 dS + \rho \int_{S_i} n_i \dot{u}_i \phi dS + \frac{1}{2} \int_{S_E} m_i \dot{u}_i \dot{u}_i dS \quad (12)$$

$$V = \frac{1}{2} \int_{S_E} \epsilon^t A \epsilon dS \quad (13)$$

このような汎関数 J に対して Hamilton原理が成立する。この場合流体は Lagrange 流の取扱いがなされたり、その基礎的な考え方には Herivel [2] によって確立されたのである。

著者は、上記の原理を貯液タンクの振動や薄板の振動の解析に適用して良い結果を得ている。

[1] 坂井藤一：力学における変分原理の一般化について、土木学会論文報告集、第249号、1976-5

[2] Herivel, J. W.: The Derivation of the Equations of Motion of an Ideal Fluid by Hamilton Principle, Proc. Camb. Phil. Soc., 51, 344 (1955)