

平底円筒貯槽の浮上り挙動への陽解法の適用性に関する基礎的研究

A basic study of applicability of explicit FE-Analyses to uplift motion of flat-bottom cylindrical shell tanks

中島 照浩*・安藤 嘉紀**・谷口 朋代***

Teruhiro Nakashima, Yoshinori Ando and Tomoyo Taniguchi

*正会員 修士(工学) JIP テクノサイエンス(株) (〒532-0011 大阪市淀川区西中島 2-12-11)

**修士(工学) 研究当時 鳥取大学大学院 工学研究科 (〒680-8552 鳥取県鳥取市湖山南 4-101)

***正会員 博士(工学) 鳥取大学大学院准教授 工学研究科社会基盤工学専攻 (〒680-8552 鳥取県鳥取市湖山南 4-101)

The uplift of the flat-bottom cylindrical shell tank has been considered to contribute to the various damage of the tanks. The motion of the free surface and the fluid pressure characterize dynamical effects of the fluid on the tank induced by the uplift motion. Therefore, to properly evaluate the seismic-resistance performance of the tank, account must be made of these behaviors mathematically and numerically. The present paper examines the applicability of the explicit FE-Analysis to numerically compute these behaviors. As we shortly see, the explicit FE-Analysis accurately predicts the motion of the free surface observed during the free rocking test of the tank and the fluid pressure on the tank mathematically derived based on Laplace equation and associate boundary conditions.

Key Words: *Rocking Motion, Explicit Analysis, Oil storage tank, fluid pressure, free surface*

1. はじめに

石油タンク（以下、タンクと呼ぶ）に見られる直接基礎上に設置された平底円筒タンクは、大規模地震に伴う転倒モーメントが、ロッキング振動を引き起こし、底板に部分的な浮上りを生じさせる場合がある¹⁾。これにより、底板と側板の結合部近傍に局所的な変形や応力が生じ、タンクのさまざまな損傷の原因となることが考えられる。タンクの浮上りに伴う被害は、アラスカ地震（1964 年 3 月）、サンフェルナンド地震（1971 年 2 月）、宮城県沖地震（1978 年 7 月）などで確認されており、サンフェルナンド地震では、上下動によりアンカーボルトがコンクリート面から約 46cm 抜き上がるといった、タンクの底板に浮上りの痕跡を示す報告がなされている¹⁾。タンクの浮上り応答は、振動台を用いた加振実験²⁾³⁾、タンクを静的に傾斜させ擬似的に浮上りを生じさせる傾斜実験やその状態を静的に解析する検討などが行われてきた⁴⁾⁷⁾。また、タンクの浮上りに起因する動液圧に着目した検討もあるが⁸⁾、浮上り応答に寄与する内容液や底板の変形に伴う動液圧の変化などに注意が払われていないなど、系統的な検討は数少ないように思われる。特に数値解析分野での検討例は少なく、構造-流体連成問題を取り扱い、液体の変動を時刻歴で追跡する必要があること、地面と構造物の接触問題を取り扱うことから、離散化モデルによるシミュレーションには、大規模な計算が必要

であったことなどが要因であったと考えられる。

一方、ロッキング振動におけるタンクの底板および側板に作用する全液圧は、静液圧の他、タンク本体と内容液が一体となって運動する短周期的応答のバルジング振動による衝撃圧、タンクの下端に浮上り角加速度が作用することによる衝撃圧（以下、角加速度の作用による衝撃圧と呼ぶ）の和として与えられると予想される。バルジング振動による衝撃圧は、既往の研究¹⁰⁾¹¹⁾によって明らかにされているが、平底円筒タンクのロッキング振動について、その力学的特性を考慮した解法はいくつか提案されているものの⁹⁾、角加速度の作用による衝撃圧は明らかにされていないのが現状である。

近年、計算機性能の向上により、大規模問題に対して有限要素法を用いた解析が数多くなされてきている。著者らは、液体を含む容器のロッキング振動解析への基礎的な数値計算的アプローチとして、容器の底板を弾性体とし側板を剛体として、2 次元平面モデルによる自由落下によるロッキング（以下、自由ロッキングと呼ぶ）運動の解析を行ってきた。そしてロッキング振動による浮上りの問題について、衝突や落下解析に広く用いられている動的陽解法（以下、陽解法と呼ぶ）の適用を試みた。さらに、液体を充填した矩形タンクの下端に、浮上り角加速度が作用することによる衝撃圧の理論解を導き、陽解法による数値計算を行い、その妥当性を検討する基礎的な研究を行ってきた¹²⁾¹³⁾。

本論文では、これまでの成果を基礎として、三次元の円筒タンクを対象に、陽解法のタンクの浮上り挙動への適用性と、実構造物の耐震性照査に適用することを目的に、角加速度の作用による衝撃圧に関する理論解を誘導し検証を行った。検討の手順を以下に示す。

(1) タンクの自由ロッキング振動について、傾斜させた三次元円筒タンクの自由ロッキング運動に関する模型実験を行った。浮上り変位量や自由水面の動きについて、実験結果と FEM モデルによる解析結果とを比較して、陽解法の解の安定性と解析精度の検証を行った。

(2) タンクのロッキング振動に伴い生じる衝撃圧について、三次元円筒タンクに作用する衝撃圧を速度ポテンシャル論に基づき誘導した。理論解は、先に解析安定性と精度の検証を行った陽解法を用い、角加速度の作用による衝撃圧を求めるためのモデルを作成し解析することによって、本手法の有効性を検証した。

なお、本解析には、運動方程式の解法に陽解法を用いた汎用の構造・流体解析プログラムである LS-DYNA¹⁴⁾を用いた。

2. 液体を充填した容器の自由ロッキング運動

図-1 に示すように、傾斜させた液体を含むタンクの形状を FEM モデルに離散化を行い、地面との接触を考慮した自由ロッキング運動に対して、陽解法を用いて動的解析を行った。そして、模型タンクによる実験結果との比較から、計算の安定性と解析パラメータの設定の妥当性について検証を行った。ここでは、自由液面を有する流動性の高い問題であることから、FEM 解析に ALE 機能(Arbitrary Lagrangian Eulerian)の一部である Euler 要素を用いる。すなわち、流体にはメッシュを解析空間に固定させた Euler 要素、構造体には Lagrange 要素を用いた。

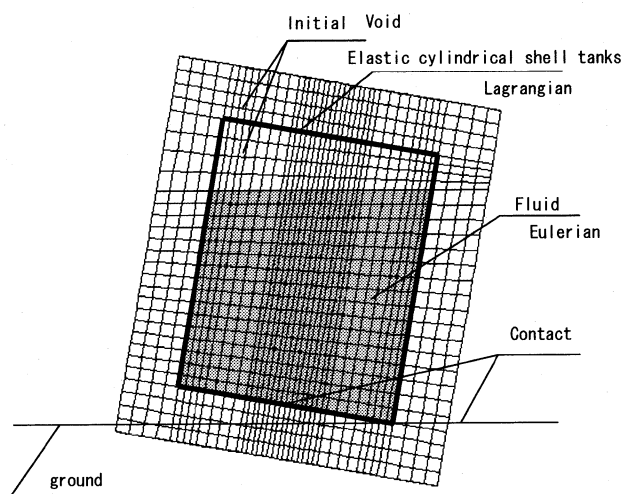


図-1 FEM モデルの概要

2.1 水を充填した容器の自由ロッキング実験

傾斜させた模型タンクによる自由ロッキング実験には、写真-1 に示す直径 400mm、高さ 500mm、水深 400 mm のアクリル製容器を用いた。自由ロッキング実験は、水を充填した容器を剛基盤上に設置した後に、容器の下端の方(図-1 では左下端)を 70mm 持上げ水面を安定させた後、自由落下させることで行った。また、この実験では、容器が落下時に極力滑動することなく剛基盤上でロッキング振動を続けるために、容器と剛基盤との間の摩擦に注意を払っている。また、計測には高速度カメラを用い、容器の浮上りの状態や自由水面の様子を撮影した。高速度カメラで撮影した画像をパソコンに取り込み、画像処理をすることにより、底板の浮上り変位を測定した。

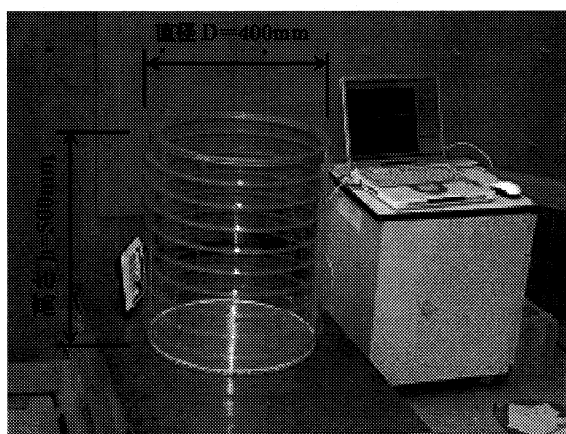


写真-1 実験モデル

2.2 自由ロッキング解析における初期状態の設定

対称性を考慮した FEM モデルの形状を図-2 に示す。本 FEM モデルの容器および地盤には SHELL 要素、水と空気層には SOLID 要素を用い、容器と地盤の間に接触要素を用いた。そして容器は弾性体として扱い、各部材の要素特性および物性値は、計測値ならびに材料の公称値から表-1 のように、液体の物性値は表-2 のように設定した。また、本 FEM モデルの節点数は 18384 点、容器の SHELL 要素数は 2304 要素、液体の SOLID 要素数は(空気層を含む) 14336 要素であった。解析手順は、はじめに、初期状態を求めるための自重解析を行った。自重解析は図-2 に示すように、斜めに傾けた落下側の一部の鉛直水平成分の変位を拘束し、地盤と容器の接触には滑動の条件を与えた。自重解析の収束状況は、底板中央部の時刻歴応答速度(図-3)ならびに時刻歴応答変位(図-4, 5)を用いて確認した。また、図-4 の時刻歴応答変位から自重解析における底板のたわみの収束値は 2.0mm であった。これは容器に水を充填し、傾斜させて水面が静止した後に観測された底板の変形量とほぼ一致している。尚、自重解析の継続時間は 1.0 秒とした。

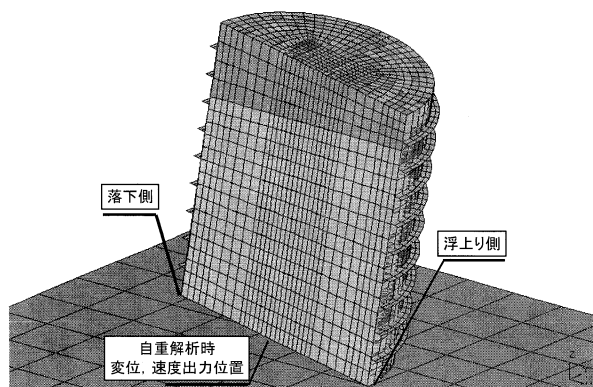


図-2 容器のモデル化

表-1 容器の物性値

	板厚 (mm)	比重	ヤング係数 (N/mm ²)	備考
底板	10	1.45	2500	塩化ビニル
側板	1	0.94	1350	ポリプロピレン
ふた	10	1.45	2500	塩化ビニル
地面	300	77.00	200000	

表-2 液体の物性値

	質量 (ton/mm ³)	粘性係数 (MPa・s)	備考
水	1.0×10^{-9}	1.0×10^{-9}	状態方程式: GRUNEISEN ¹⁵⁾ の多項式

2.3 時間積分間隔の設定

本解析に用いた中間差分による陽解法は、条件安定な解法であり、時間積分間隔が解の数値安定性に対して非常に重要である。ここでは、クーランの条件により制限される Δt_c を用いて、時間間隔 Δt は次式のように設定した。

$$\Delta t = \alpha \Delta t_c \quad (0 < \alpha < 1) \quad (1)$$

ここに、係数 α は 0.8 程度が標準的な値とされるが、これまでに行った平面モデルによる検討結果から¹³⁾、自由ロッキング解析には、容器と地面の衝突と瞬時の反発を伴うことや衝撃を受ける内容液を含むことなどから、時間刻みにかかる係数 α に 0.2 を採用した。

2.4 水を充填した容器の自由ロッキング解析

自由ロッキング解析は、自重解析の状態を引き継ぎ、落下側の支持条件を取り除き、容器と地面の接触条件を変更することで行った。時間積分の計算については、前述のように、中間差分による陽解法を用いると、時間刻みによる解の数値安定性が極めて重要となる。ここでの時間刻みは、クーラン条件から $\Delta t = 8.57E-07(\text{sec})$ とした。また、自由ロッキング解析の継続時間は 0.3 秒とした。

本解析における計算時間は、標準的なシングル CPU のパソコンを用いて、自重解析における初期状態の設定を含め 3 日程度要した。

図-6 及び図-7 は、全く同時刻ではないが着地前後 1.14 秒付近における自由表面の実験時の画像と陽解法で得られた変形図を示す。両者の画像から、自由表面における図示の箇所で、その動きに類似の傾向が見られる。一方、図-8 は、タンク下端の浮上り変位の時刻歴の解

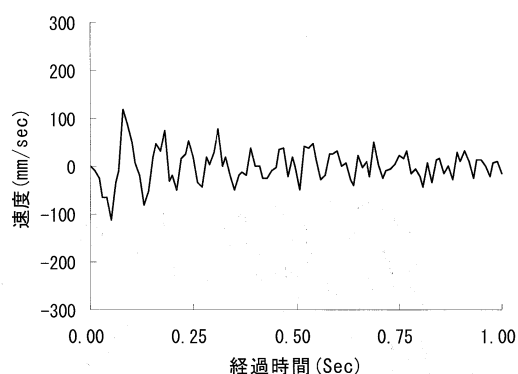


図-3 自重解析における底版中央の速度

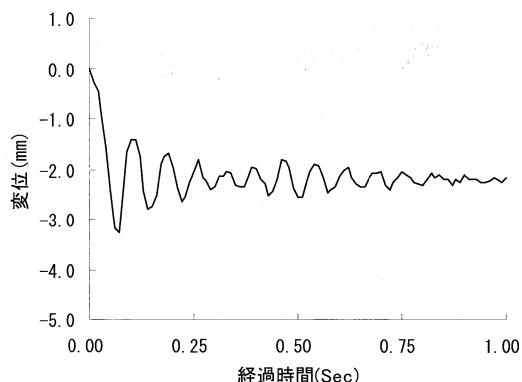


図-4 自重解析における底版中央の鉛直方向変位

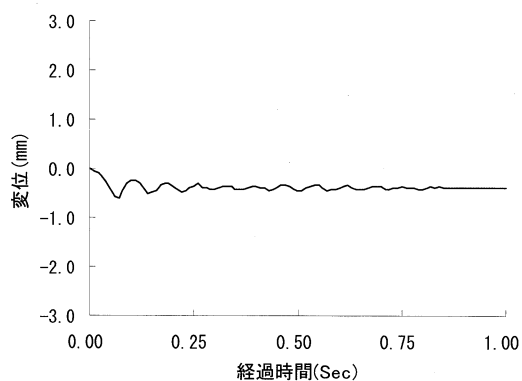


図-5 自重解析における底版中央の水平方向変位

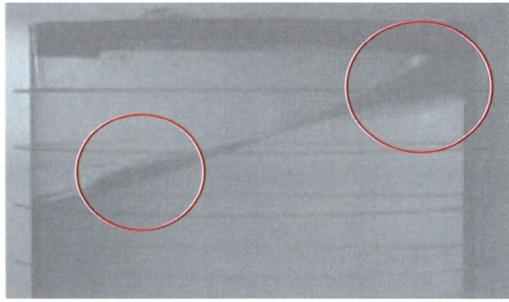


図-6(a) 着地直前における自由液面の実験画像

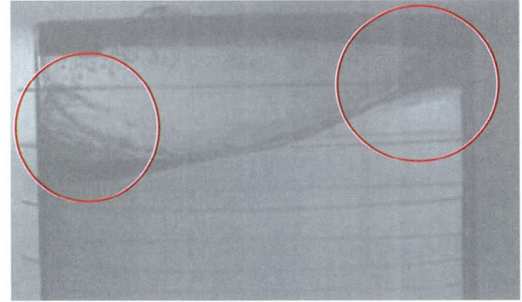


図-6(b) 着地直後における自由液面の実験画像

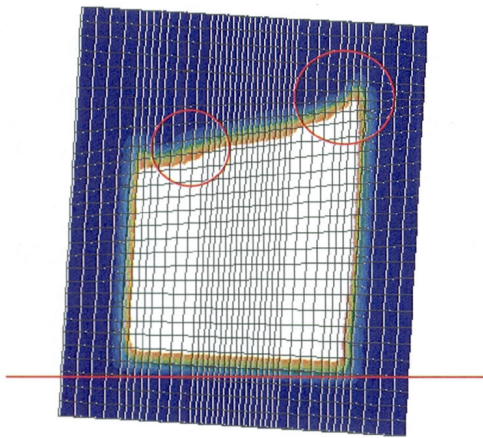


図-7(a) 着地直前の変形図

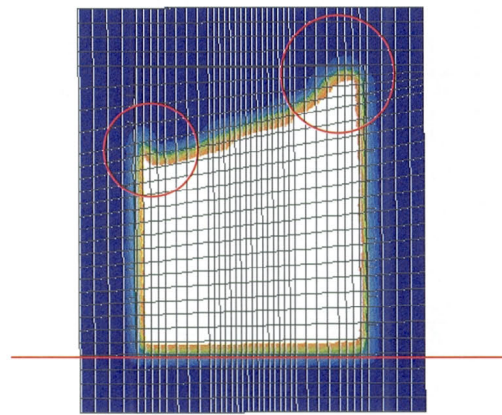


図-7(b) 着地直後の変形図

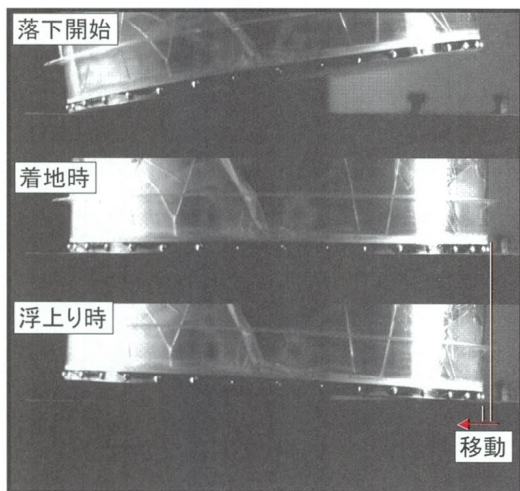


写真-2 実験における底版の画像

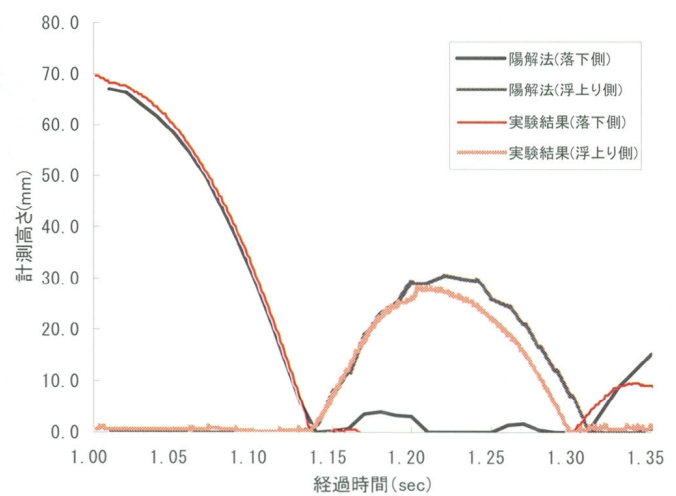


図-8 時刻歴変位図

析値と計測値を示す。両者の結果を比較すると、1回目の着地時刻ならびに浮上り変位が精度良く追跡できていることが分かる。容器と剛基盤間の反発係数を図-8から読み取ると、実験結果が0.40であるのに対して解析結果が0.43となり、解析結果の方が若干大きい値を示す結果となった。これは、写真-2に示すように、実験では、着地直後に左右へのわずかな滑動が生じていることが映像で確認できたが、解析ではその現象を追跡せず、容器と剛基盤との間の摩擦係数を変更しなかったことが影響を与えたものと考えられる。

3. タンクの浮上りによる衝撃圧

タンクの浮上り挙動に伴い、タンク本体に衝撃圧が作用することが容易に想像される。タンクの浮上りに伴う衝撃圧を適切に算定することは、タンクの耐震安全性を確保するためには重要である。ここでは、剛な容器を対象に、タンク下端に与えられた角加速度の作用により、容器全体に生じる衝撃圧の理論解を支配方程式と境界条件から Fourier-Bessel 展開を用いて誘導する。円筒座標系における境界値問題については、全ての境界条件が、図-9に示す円筒座標系の原点に対して対称性を有するように与える必要がある。しかしながら、タンクの浮上り挙動のように O 点を通る y 軸に平行な軸回りに角加速度が作用した場合には、図-10に示すように、底板の境界条件は円筒座標系の原点に対して対称でない境界条件となるため、円筒座標系上でこの境界条件を記述することは容易ではない。そこで、Laplace の方程式は線形偏微分方程式であり、解の重ね合わせができることに着目し、底板の境界条件（図-10）を、円筒座標系の原点に角加速度が作用する場合（図-11(a)）とタンク底板に一樣鉛直方向の加速度が作用する場合（図-11(b)）の和として与えることとした。それぞれの境界条件の場合の衝撃圧を求めた後に、それらの解を重ね合わせて、 O 点を通る y 軸に平行な軸回りに角加速度が作用する場合の衝撃圧を誘導した。

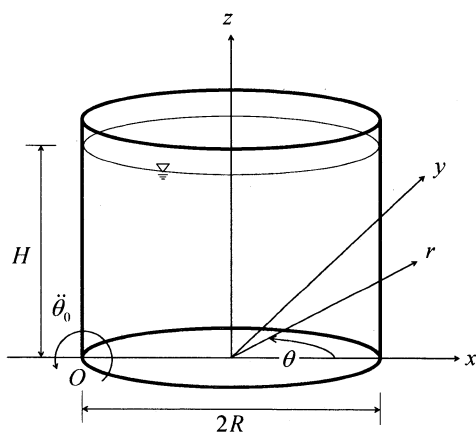


図-9 角加速度が作用する円筒タンクモデル

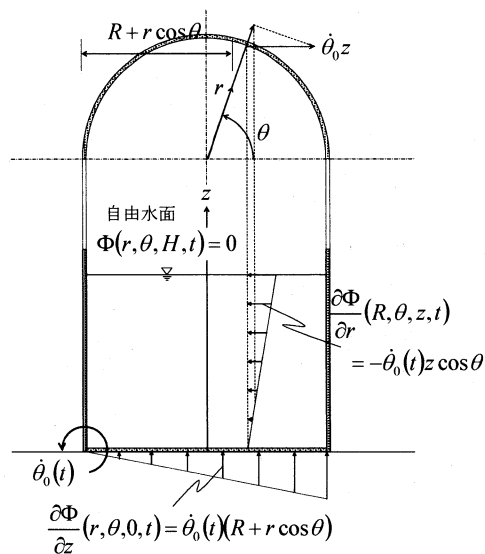


図-10 角加速度が作用する円筒タンクの境界条件

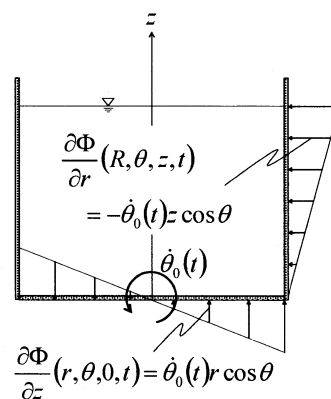


図-11(a) 原点に角加速度が作用する衝撃圧

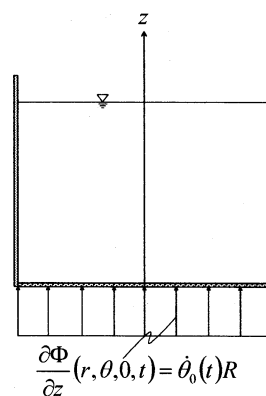


図-11(b) 底板に一樣加速度が作用する衝撃圧

3.1 支配方程式と境界条件

図-11(a)に示す境界条件を用いて衝撃圧を求めるために必要な支配方程式を考える。非圧縮、渦無し流れを仮定すると、流体の支配方程式は連続の条件から、速

度ポテンシャル $\Phi(r, \theta, z, t)$ を用いて円筒座標系の Laplace の方程式で表される。

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \Phi(r, \theta, z, t) = 0 \quad (2)$$

一方、タンク本体に接する水粒子速度の法線成分が、タンク本体の速度の法線成分と等しいこと、タンクの浮上り挙動に伴う液面動揺は無視できるほど小さいことから⁹⁾、図-11(a)に示す境界条件を次のように与えることができる。

$$\frac{\partial \Phi}{\partial r}(R, \theta, z, t) = -\dot{\theta}_0(t) z \cos \theta \quad (3)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial z}(r, \theta, 0, t) = \dot{\theta}_0(t) r \cos \theta \quad (4)$$

$$\Phi(r, \theta, H, t) = 0 \quad (5)$$

ここで、式(3)は側板、式(4)は底板、そして式(5)は自由表面の境界条件である。また、速度ポテンシャル $\Phi(r, \theta, z, t)$ が、次式のように変数分離できるとする。

$$\Phi(r, \theta, z, t) = \phi(r, z) \Theta(\theta) \dot{\theta}_0 \quad (6)$$

式(3)および(4)から、 $\Theta(\theta) = \cos \theta$ と表すことができることを用いて、連続条件式ならびに境界条件式を、次式のように書き直す。

$$\frac{\partial^2 \phi(r, z)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \phi(r, z)}{\partial r} - \frac{1}{r^2} \phi(r, z) + \frac{\partial^2 \phi(r, z)}{\partial z^2} = 0 \quad (7)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial r}(R, z) = -z \quad (8)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial z}(r, 0) = r \quad (9)$$

$$\phi(r, H) = 0 \quad (10)$$

3.2 角加速度の作用による衝撃圧の誘導

式(7)に $\lambda^2 \phi$ を加減する操作を行うことで、Bessel の微分方程式が得られる。その式が固有値 λ_i 次数1の Bessel 関数 $J_1(\lambda_i r)$ を解に持つことから、 ϕ を Fourier-Bessel 変換する。

$$\tilde{\phi}_i(z) = \int_0^R r J_1(\lambda_i r) \phi(r, z) dr \quad (11)$$

式(11)を用いて、 $\tilde{\phi}_i(z)$ に関する常微分方程式を得る。

$$\left(\frac{d^2}{dz^2} - \lambda_i^2 \right) \tilde{\phi}_i(z) = - \left[J_1(\lambda_i R) r \frac{\partial \phi(r, z)}{\partial r} - \frac{\partial J_1(\lambda_i r)}{\partial r} r \phi(r, z) \right]_0^R \quad (12)$$

ここで、固有値 $\lambda_i = \eta_i / R$ は、 $J_1'(\eta_i) = 0$ を満たす。このときの正根 η_i を表-3に示す。また、底板と自由表面の境界条件から、速度ポテンシャルの Fourier-Bessel 係数 $\tilde{\phi}_i(z)$ は、次式となる。

$$\begin{aligned} \tilde{\phi}_i(z) = & \frac{R^4}{\eta_i^2} \left\{ \frac{J_1(\eta_i)}{\eta_i} + J_0(\eta_i) \right\} \sinh \frac{\eta_i z}{R} - \frac{R^3}{\eta_i^2} J_1(\eta_i) z \\ & + \frac{R^3}{\eta_i^2} \left\{ \frac{J_1(\eta_i) H}{\cosh \frac{\eta_i H}{R}} - R \left(\frac{J_1(\eta_i)}{\eta_i} + J_0(\eta_i) \right) \tanh \frac{\eta_i H}{R} \right\} \cosh \frac{\eta_i z}{R} \end{aligned} \quad (13)$$

表-3 Bessel 関数における正根 η_i

i	η_i
1	1.8412
2	5.3314
3	8.5363
4	11.706
5	14.8636
6	18.0155
7	21.1644
8	24.3113
9	27.4571
10	30.6019

式(13)を逆 Fourier-Bessel 展開して、速度ポテンシャルの最終形 $\phi(r, z)$ が得られる。

$$\phi(r, z) = 2 \sum_{i=1}^{\infty} \frac{R \frac{\eta_i^2}{R^3} \tilde{\phi}_i(z) J_1\left(\frac{\eta_i r}{R}\right)}{\{J_1(\eta_i)\}^2 \{\eta_i^2 - 1\}} \quad (14)$$

一方、速度ポテンシャルと圧力の関係は、良く知られた次式で与えられる。

$$p(r, \theta, z, t) = -\rho \frac{\partial \Phi(r, \theta, z, t)}{\partial t} = -\rho \dot{\theta}_0 \phi(r, z) \cos \theta \quad (15)$$

また、図-11(b)の境界条件より与えられる衝撃圧は、次式となる。

$$p_w''(R, \theta, z, t) = \rho \ddot{\theta}_0 R (H - z) \quad (16a)$$

$$p_b''(r, \theta, 0, t) = \rho \ddot{\theta}_0 R H \quad (16b)$$

ここで、式(16a)は、一様な上昇加速度 $\ddot{\theta}_0 R$ によって任意の側板高 z の位置に生じる圧力を示し、式(16b)は、底板上の任意の位置に生じる圧力を示している。

式(15)、(16)より、タンク下端に作用する角加速度により生じる衝撃圧を求めることができる。側板に作用する圧力分布は、式(15)で $r = R$ として次式で与えられる。

$$p_w''(R, \theta, z, t) = \rho \ddot{\theta}_0 R \left[H - z - 2 \sum_{i=1}^{\infty} \frac{\cos \theta}{\eta_i^2 - 1} \left\{ R \left(\frac{1}{\eta_i} + \frac{J_0(\eta_i)}{J_1(\eta_i)} \right) \sinh \frac{\eta_i z}{R} \right. \right. \\ \left. \left. + \left(\frac{H}{\cosh \frac{\eta_i H}{R}} - R \left(\frac{1}{\eta_i} + \frac{J_0(\eta_i)}{J_1(\eta_i)} \right) \tanh \frac{\eta_i H}{R} \right) \cosh \frac{\eta_i z}{R} - z \right\} \right] \quad (17)$$

また、底板上に作用する圧力分布は、式(15)で $z = 0$ とすることより、

$$p_b''(r, \theta, 0, t) = \rho \ddot{\theta}_0 R \left[H - 2 \sum_{i=1}^{\infty} \frac{J_1\left(\frac{\eta_i r}{R}\right) \cos \theta}{J_1(\eta_i) (\eta_i^2 - 1)} \right. \\ \left. \times \left\{ \frac{H}{\cosh \frac{\eta_i H}{R}} - R \left(\frac{1}{\eta_i} + \frac{J_0(\eta_i)}{J_1(\eta_i)} \right) \tanh \frac{\eta_i H}{R} \right\} \right] \quad (18)$$

のように求めることができる。

3.3 数値計算例

三次元円筒タンクの下端に角加速度が作用した場合に生じる衝撃圧について、速度ポテンシャル論に基づく理論解の計算例を示す。計算に用いたタンクの形状は、直径と高さがそれぞれ400mmであり、内溶液は水とした。水の物性は、表-2の通りとし、容器は剛体とした。なお、作用させた角加速度は、単位角加速度 (1.0 rad/sec^2) とした。一方で、タンクを水平にした FEM モデルを作成し、前章の数値解析に用いた FEM モデルと同様の解析パラメータの設定を行い陽解法による解析を行った。そして、流体-構造間の圧力の伝達について理論解の妥当性を検証した。その結果を図-12～14に示す。図-12は底板上に生じる動液圧、図-13は図-9で

$x=200\text{mm}$ の位置にある側板に生じる動液圧、同じく図-14は $x=-200\text{mm}$ の位置にある側板に生じる動液圧を示している。図-12より、底板上に生じる動液圧は、側板の近傍を除いて精度良く解析できていることが分かる。陽解法では、底板と側板の結合部の圧力に乱れが生じている。これは、それぞれのグラフの値が結合部において同値を示すことから、出力時の平均化による影響が現れたと考える。また、図-13に示す数値解析結果では、静水面の位置より高い位置から側板に動液圧が表れている部分がある。これは、数値解析では角加速度により自由水面に偏りが生じたことを示している。しかし、理論解ではそのような効果を考慮しておらず自由表面の位置は変わらないためこのような差となった。図-14では、理論解が、高さ $z=220\text{mm}$ 近傍から負圧となる部分が存在し陽解法と一致しない部分があるが、これは、FEM 解析では液体が側板から剥離することで圧力0を示すことが原因と考えられる。以上のことから、ここで誘導した角加速度の作用による衝撃圧は、回転中心側の側壁の $z=0\text{mm} \sim 220\text{mm}$ の部分、浮上り側の側板、底板において適切に計算できたと考えられる。

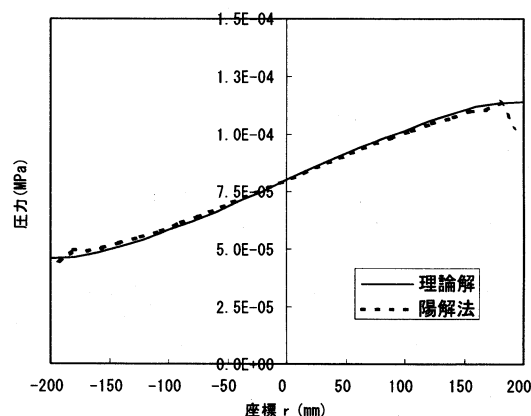


図-12 底板上に作用する衝撃圧

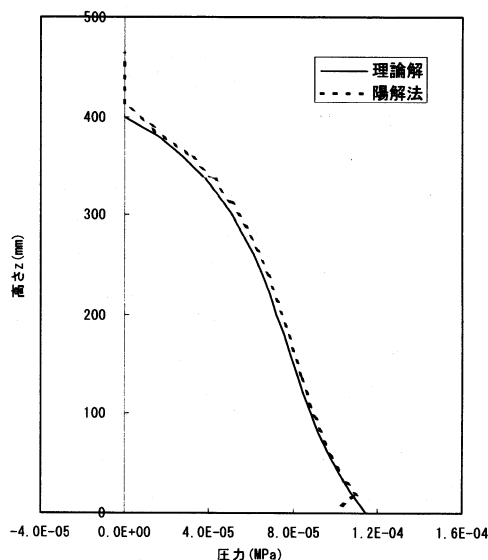


図-13 側板に作用する衝撃圧 ($\theta = 0^\circ$)

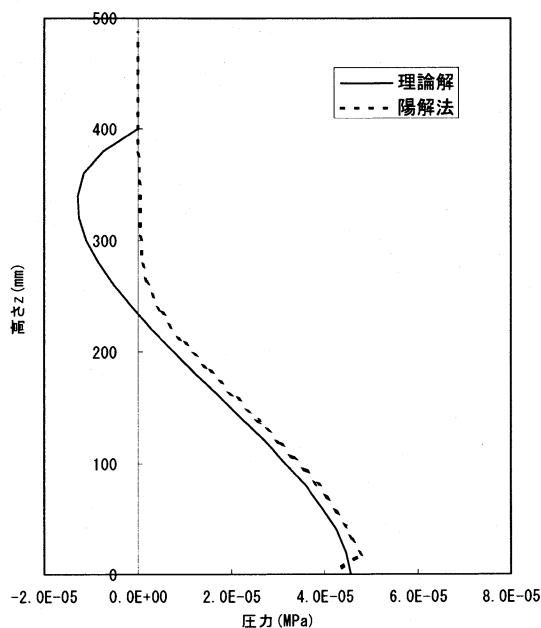


図-1 4 側板に作用する衝撃圧($\theta = 180^\circ$)

4. おわりに

本論文では、アンカーのない平底円筒貯槽の地震時転倒モーメントによる底板の浮上り挙動について、陽解法の適用性とタンクの浮上りに伴う衝撃圧に関する理論解を誘導し妥当性の検証を行った。以下に、その結果をまとめる。

(1)運動方程式の解法に陽解法を用いた FEM 解析において、構造体の中に自由水面を有する液体を含む問題、容器と地面の接触、反発、衝撃を伴う問題や構造-流体連成問題を同時に取り扱った。タンクの自由ロッキング振動では、反発係数に若干の誤差があるものの、適切な解析パラメータの設定によって、自由表面の形状やタンク底板の浮上り量を時刻歴で、比較的精度良く追跡することができた。このような動的問題に対し全体系の動きを検証したところ、陽解法は安定的に解析できたと考えられる。

(2)タンクの底板の浮上りを伴うロッキング振動における基礎的研究として、三次元円筒タンクに浮上り角加速度が作用した場合の衝撃圧を速度ポテンシャル論に基づき誘導した。そして理論解による数値計算例では、陽解法による離散化手法との比較にとどまるが、両者の衝撃圧の分布をみると、それぞれの解の特徴を含みながらも同様な傾向を示した。また、実務設計においては、合理的に計算できる方法が有効と考えられる。ここで提案する三次元円筒タンクの浮上り角加速度の作用による衝撃圧の理論解は、実務設計における耐震安全性照査について有効な方法と考える。

参考文献

- 1) 土木学会耐震工学委員会：サンフェルナンド地震(1971年2月)の震害について、土木学会論文報告集、第195号・1971。
- 2) Clough, D. P. : Experimental evaluation of seismic design methods for broad cylindrical tanks,UCB/EERC-77/10, PB-272 280, 1977.
- 3) Niwa, A. : Seismic behavior of tall liquid storage tanks, UCB/EERC-78/04, PB-284 017, 1978.
- 4) Cambra, F. J. : Earthquake response considerations of broad liquid storage tanks,UCB/EERC-82/25, PB83-251 215, 1982.
- 5) Manos, G. C., and Clough, R. W. : Further study of the earthquake response of a broad cylindrical liquid-storage tank model,UCB/EERC-82/07, PB83-147 744, 1982.
- 6) Clough, R. W., and Niwa, A. : Static tilt tests of a tall cylindrical liquid storage tank,UCB/EERC-79/06, PB-301 167, 1979.
- 7) 磯江暁：地上式平底円筒タンクの地震時における浮き上がりおよび滑り挙動に関する研究，東京大学学位論文，1994。
- 8) Veletsos, A. S., and Tang Y. : Rocking response of liquid storage tanks,ASCE J. Eng. Mech.,113(11), pp. 1774-1792, 1987.
- 9) T.Taniguchi : Rocking dynamics of unanchored model flat-bottom cylindrical shell tanks subjected to harmonic excitation, Journal of Pressure Vessel Technologies, ASME Vol 127 No.4,pp373-386,2005.
- 10)Housner. G. W. : Dynamic Pressures on Accelerated Fluid Containers,Bull. Seism. Soc. Am.,Vol.47, pp119-127,1957.
- 11)土木学会：水理公式集，pp.293-297，社团法人土木学会，1999。
- 12)T.Taniguchi, T.Nakashima, Y.Ando:Numerical investigation into significant reduction in coefficient of restitution for fluid-container combined systems, 2006 ASME Pressure Vessels and Piping Division Conference, PVP2006-ICPVT-11, 2006.
- 13)中島照浩，安藤嘉紀，谷口朋代：液体を充填した容器のロッキング振動への陽解法の適用性の検討，計算工学講演会論文集，Vol.12,pp739-742,2007.
- 14)Nonlinear Dynamic Analysis of Structures LS-DYNA Version 971 (株)日本総研ソリューションズ
- 15)永山邦仁：Gruneisen 型状態方程式と衝撃波，高圧力の科学と技術 Vol.4, No.2,1995.
- 16)安藤嘉紀：タンクの浮き上がり挙動に関する研究，鳥取大学大学院修士論文，平成 19 年 3 月
(2008 年 4 月 14 日 受付)