水工学論文集,第51巻,2007年2月

3次元流体中を移動する任意形状物体の数値解析手法

NUMERICAL PREDICTION METHOD FOR ARBITRARILY-SHAPED BODIES MOVING IN THREE-DIMENSIONAL FLUIDS

牛島 省[1]・福谷 彰[2]・藤岡 奨[3]・禰津 家久[4]
Satoru USHIJIMA, Akira FUKUTANI, Susumu FUJIOKA and Iehisa NEZU

[1] 正会員 工博 京都大学大学院助教授 社会基盤工学専攻 (〒 615-8540 京都市西京区京都大学桂 C クラスタ)
[2] 学生員 京都大学工学部 社会基盤工学専攻 修士課程 (〒 615-8540 京都市西京区京都大学桂 C クラスタ)
[3] 正会員 独立行政法人 水資源機構 (〒 501-0801 岐阜県揖斐郡揖斐川町鶴見字下平 639)
[4] フェロー会員 工博 京都大学大学院教授 社会基盤工学専攻 (〒 615-8540 京都市西京区京都大学桂 C クラスタ)

A computational method has been proposed to predict the movements of arbitrarily-shaped solid bodies in a viscous incompressible fluid. This method is based on the 3D MICS, a computational method for incompressible multiphase fields. In this paper, the numerical procedures of solid-body movements are improved by introducing the quaternion that enables us to evaluate the rotating motions of solid bodies more accurately than the time-integration method. The proposed method has been applied to the assembly of tetrahedrons and it was shown that the fluid-body interactions are suitably treated. In addition, as a result of the computation of a falling rectangular body in water, it was confirmed that the position of the body and the falling speed are adequately predicted with the present method.

KeyWords : *3D MICS, tetrahedron element, quaternion, rigid bodies*

1．はじめに

氾濫流による漂流物の輸送や，出水時における流木や大粒径土砂の移動などの問題では，流れ場に比較的スケールの大きい物体が含まれることになり，物体運動と流動現象の相互関係が重要となる．実際に自然界で観察されるこれらの現象には，流れ場の境界条件や物体の変形，相互干渉など，取り扱いが難しい複雑な要因が数多く含まれている．このため，実現象を直接評価する手法には経験的な要素が含まれることは避けられないが，その一方で各要因を可能な限り正確に再現できるような数値解法を構築していくことも重要な課題であると考えられる．本報では，流体中を移動する任意形状の物体の運動と周囲の流れ場に着目し，両者を適切に扱う数値解法について検討を加える．

このような現象に対する水工学分野の計算例としては，流砂場や水中沈降粒子，流木を扱う計算など多くの検討例がある[1),2),3)]．その１つに，多相場のモデルを利用して自由水面流れと物体運動を扱う手法 (MICS) があり，これまでに３次元波動流れにおける基本的な物体運動が再現されることなどが確認されている[4)]．MICS の１つの特徴は，物体に作用する流体力を抗力係数等の経験定数を用いずに評価できる点にある．

水工学分野における物体を含む流れ場の計算例では，扱われる物体の形状は球形に限定されたり，あるいは球体を連結したものとする場合が多い．これには，剛体運動を考えるときの取り扱いやすさ，抗力係数が経験的に得られていること，また物体が接触する際にその判定が容易であることなど，いくつかの理由がある．MICS を用いた計算例でも，波動流れを受ける球体の運動が扱われており[4),5)]，球体を連結することにより物体形状を模擬する試みも行われている[6)]．しかしながら，前報[6)]で指摘されたように，球体を組み合わせる方法では形状の表現力に限界があり，また球体の重なりにより慣性テンソルを正確に求めることが困難となるという問題点がある．このため，著者らは物体を四面体要素の集合体として表現する方法の検討を進めており，周囲流体が存在しない条件における物体運動の取り扱いについて考察を加えている[7)]．

本報では，四面体要素から構成される任意形状物体の運動方程式に対する計算精度を向上させる方法を提案するとともに，基本的な検証を行って既往の手法と計算誤差に関する定量的な比較を行った．さらに，この物体運動の計算手法を MICS と組み合わせることにより，流動現象と物体運動の双方を取り扱えるものとした．ただし，物体間の接触力算定にはいくつかの課題があるため[7)]，本報では物体間の接触は扱わない．提案された手法により，基本計算と実験結果を対象とする計算を行い，有効性を確認する．

2．数値解析手法

(1) 混合体に対する基礎式

本報で扱う3次元多相場の解法(3D MICS)では，スケールの比較的大きい物体を含む流体などの多相場を，**図–1** に概略的に示すように，物性が異なる混ざり合わない非圧縮性流体の混合体として扱う[4)]．このような多相場の取り扱いは，一流体モデル[8)]として知られるものであり，例えば**図–1** の領域 Ω に対する Euler 表記された質量保存則は次式のように表される．

$$\sum_k \int_{\Omega_k} \left[\frac{\partial \rho_k}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho_k u_{k,j}) \right] d\Omega = 0 \tag{1}$$

この領域 Ω が十分小さく，Ω 内の各流体の変数 $\phi_k'(t,\boldsymbol{x})$ が，領域内の空間的な代表値 $\phi_k(t)$ で近似できる場合には，次の仮定が成り立つ．

$$\int_{\Omega_k} \phi_k'(t,\boldsymbol{x})\ d\Omega \approx \int_{\Omega_k} \phi_k(t)\ d\Omega = \Omega_k \phi_k(t) \tag{2}$$

この関係を用いれば，式(1)は次のように表される．

$$\sum_k \Omega_k \frac{\partial \rho_k}{\partial t} + \sum_k \Omega_k \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho_k u_{k,j}) = 0 \tag{3}$$

ここで，ρ と u_i を次式で定義される Ω 内の体積平均密度と質量平均速度成分とする．

$$\rho = \frac{\sum_k \Omega_k \rho_k}{\Omega} \tag{4}$$

$$u_i = \frac{\sum_k \Omega_k \rho_k u_{k,i}}{\Omega \rho} \tag{5}$$

これらを用いると，式(3)は次式のように表される．

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j) = 0 \tag{6}$$

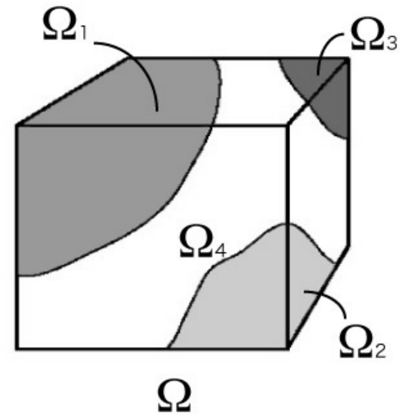
ここで Ω_k に対する微分は0であると近似した．

上記のような操作を Lagrange 表記された質量保存則と運動方程式に用いれば，以下の非圧縮条件と保存形表示された運動方程式が得られる[4)]．

$$\frac{\partial u_j}{\partial x_j} = 0 \tag{7}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(u_i u_j) &= f_i - \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x_i} \\ &+ \frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial x_j}\left[\frac{\partial}{\partial x_j}(\mu u_i) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\mu u_j) \right] \end{aligned} \tag{8}$$

ここで，質量平均速度と各流体の速度差に起因する項は無視できると仮定している．また，流体間の界面張力は無視している．本報の解法では，上記の基礎式とともに，任意形状物体の運動方程式を計算する．



図–1　混ざり合わない非圧縮性流体の混合体

(2) 任意形状物体の運動方程式

3D MICS では，上記の基礎式を用いて，流体とともに格子スケールより十分大きい物体の運動を扱う．その際に，物体は剛体であると仮定し，物体の運動方程式に式(8)から得られる流体力を外力として考慮する．また，後述するように，任意形状の物体は，慣性テンソルの算出や流体計算セルに含有される体積の算出等が容易に行えるように，複数の四面体要素から構成されるものとする．

並進運動の運動方程式は次式のように表される．

$$M\dot{\boldsymbol{v}} = \boldsymbol{F} \tag{9}$$

ここに，M は物体の質量，$\boldsymbol{v}$ は物体の重心点の並進速度ベクトル，$\boldsymbol{F}$ は外力ベクトルである．また，上付のドットは時間による微分を表す．

一方，回転運動は次の Euler の運動方程式により表される．

$$\dot{\boldsymbol{L}} = \boldsymbol{N} \tag{10}$$

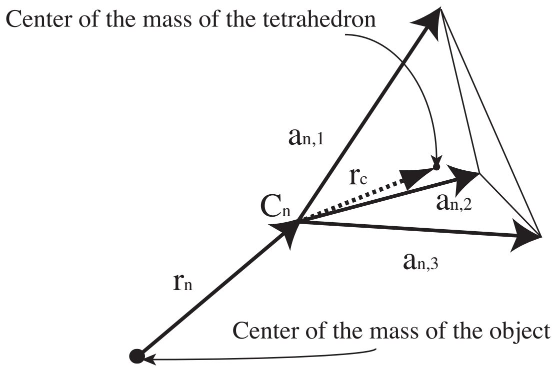
$\boldsymbol{N}$ は物体に作用するトルクである．現在のある姿勢に対する角運動量ベクトル $\boldsymbol{L}$ は次のように表される．

$$\boldsymbol{L} = R\boldsymbol{I}\boldsymbol{\omega} \tag{11}$$

ここに，R は基本姿勢から現在の姿勢への変換を表す回転行列，$\boldsymbol{\omega}$ は物体の基本姿勢からみた角速度ベクトル，$\boldsymbol{I}$ は基本姿勢における慣性テンソルを表す．基本姿勢とは，慣性テンソルを算出しやすいように剛体に対する Euler 角が適当に設定された状態を表す．

式(11)を時間微分すると，次の関係が得られる．

$$\dot{\boldsymbol{L}} = \dot{R}\boldsymbol{I}\boldsymbol{\omega} + R\boldsymbol{I}\dot{\boldsymbol{\omega}} \tag{12}$$



図–2　四面体と重心点の関係

式 (12) 中の $\dot{R}$ は次のように表される．

$$\dot{R} = RQ(\boldsymbol{\omega}) \tag{13}$$

ここに，$Q(\boldsymbol{\omega})$ は角速度ベクトル $\boldsymbol{\omega}$ の i 成分 ω_i $(i = 1, 2, 3)$ を用いて，以下のように定義される．

$$Q(\boldsymbol{\omega}) = \begin{bmatrix} 0 & -\omega_3 & \omega_2 \\ \omega_3 & 0 & -\omega_1 \\ -\omega_2 & \omega_1 & 0 \end{bmatrix} \tag{14}$$

この $Q(\boldsymbol{\omega})$ を用いると，$Q(\boldsymbol{\omega})\boldsymbol{I}\boldsymbol{\omega} = \boldsymbol{\omega} \times \boldsymbol{I}\boldsymbol{\omega}$ という関係が成り立つので，結局式 (10) は次のように表される．

$$R(\boldsymbol{\omega} \times \boldsymbol{I}\boldsymbol{\omega} + \boldsymbol{I}\dot{\boldsymbol{\omega}}) = \boldsymbol{N} \tag{15}$$

(3) 慣性テンソルの設定

有限要素法による固体解析などの例に見られるように，任意形状の物体は，複数の四面体を用いることにより，その境界形状を近似的に表現することができる．このため，本報では物体は四面体要素から構成されるものとする．

物体を構成する四面体要素の慣性テンソルは以下の手順によって求められる．まず，**図–2** のように，物体全体の重心点から n 番の四面体要素の 1 つの頂点 C_n までのベクトルを $\boldsymbol{r}_n$ とする．また，頂点 C_n を基準として，その四面体を構成する他の 3 つの頂点までのベクトルを $\boldsymbol{a}_{n,1}$，$\boldsymbol{a}_{n,2}$，$\boldsymbol{a}_{n,3}$ とする．すると，頂点 C_n を中心とする四面体の慣性テンソル $\boldsymbol{I}_n$ の成分 $I_{n,i,j}$ は次式で得られる．

$$I_{n,j,k} = A^n_{i,i}\delta_{jk} - A^n_{j,k} \tag{16}$$

ここで，δ_{jk} はクロネッカーのデルタであり，スカラー $A^n_{j,k}$ は次式で与えられる．

$$\begin{aligned} A^n_{j,k} &= \rho_n \int\int\int x_j x_k dx_1 dx_2 dx_3 \\ &= 6M_n \int_0^1 \int_0^{1-\alpha_1} \int_0^{1-\alpha_1-\alpha_2} \\ &\left(\sum_{s=1}^{3} \alpha_s a_{n,s,j}\right) \cdot \left(\sum_{t=1}^{3} \alpha_t a_{n,t,k}\right) d\alpha_1 d\alpha_2 d\alpha_3 \\ &= \frac{M_n}{20} \sum_{s,t=1}^{3} a_j^{n,s} a_k^{n,t} (1 + \delta_{st}) \end{aligned} \tag{17}$$

ここに，ρ_n と M_n はそれぞれ四面体要素の密度と質量であり，$a_{n,i,j}$ $(i, j = 1, 2, 3)$ はベクトル $\boldsymbol{a}_{n,i}$ の成分である．以上より，頂点 C_n から四面体の重心までのベクトルを $\boldsymbol{r}_c$ とすると，四面体要素の重心点を基準とする慣性テンソル $\boldsymbol{I}_{tn}$ は次式のように表される．

$$\boldsymbol{I}_{tn} = \boldsymbol{I}_n - M_n \boldsymbol{F}(\boldsymbol{r}_c) \tag{18}$$

ここで，$\boldsymbol{F}(\boldsymbol{r})$ は，ベクトル $\boldsymbol{r}$ の成分 r_i から構成される以下のようなテンソルである．

$$\boldsymbol{F}(\boldsymbol{r}) = \begin{bmatrix} r_2^2 + r_3^2 & -r_1 r_2 & -r_1 r_3 \\ -r_2 r_1 & r_1^2 + r_3^2 & -r_2 r_3 \\ -r_3 r_1 & -r_3 r_2 & r_1^2 + r_2^2 \end{bmatrix} \tag{19}$$

さらに，物体の重心点を基準とする慣性テンソル $\boldsymbol{I}_{0n}$ は次のように求められる．

$$\boldsymbol{I}_{0n} = \boldsymbol{I}_{tn} + M_n \boldsymbol{F}(\boldsymbol{r}_c + \boldsymbol{r}_n) \tag{20}$$

これより，物体の慣性テンソルは四面体要素数が N であるとすれば，次式から計算される．

$$\boldsymbol{I} = \sum_{n=1}^{N} \boldsymbol{I}_{0n} \tag{21}$$

(4) 四元数を用いる Euler の運動方程式の表記

式 (15) より，角加速度 $\dot{\boldsymbol{\omega}}$ は，次式のように表される．

$$\dot{\boldsymbol{\omega}} = \boldsymbol{I}^{-1}\left[R^{-1}\boldsymbol{N} - \boldsymbol{\omega} \times \boldsymbol{I}\boldsymbol{\omega}\right] \tag{22}$$

上式右辺に含まれるベクトル $R^{-1}\boldsymbol{N}$ を四元数を用いて表記する．四元数は，回転軸方向に向かう単位ベクトル $\boldsymbol{n} = (n_1, n_2, n_3)$ と回転角 θ が与えられたとき，次のように定義される．

$$\boldsymbol{q}(\theta, \boldsymbol{n}) = \left(\cos\frac{\theta}{2}, n_1 \sin\frac{\theta}{2}, n_2 \sin\frac{\theta}{2}, n_3 \sin\frac{\theta}{2}\right) \tag{23}$$

$R^{-1}\boldsymbol{N}$ は，四元数 $\boldsymbol{p}$ を用いて次のように表される．

$$R^{-1}\boldsymbol{N} = H(\boldsymbol{p}) \tag{24}$$

ここに，H は四元数から 3 次元ベクトルへの変換を表す．四元数 $\boldsymbol{p}$ の成分が (a, b, c, d) で与えられるとき，

$\boldsymbol{w} = H(\boldsymbol{p})$ により，ベクトル $\boldsymbol{w}$ の成分は (b, c, d) と定められる．式 (24) の四元数 $\boldsymbol{p}$ は次式から計算される．

$$\boldsymbol{p} = \overline{\boldsymbol{q}}(\alpha, \boldsymbol{s})\ \boldsymbol{N}_q\ \boldsymbol{q}(\alpha, \boldsymbol{s}) \tag{25}$$

ここで，添字 q はベクトルを四元数としたものを表し，$\boldsymbol{N} = (N_1, N_2, N_3)$ に対して $\boldsymbol{N}_q$ は $(0, N_1, N_2, N_3)$ で与えられる．また，α と $\boldsymbol{s}$ は初期姿勢から現在の姿勢までの回転角と回転軸方向の単位ベクトルである．式 (25) の $\overline{\boldsymbol{q}}(\theta, \boldsymbol{n})$ は，$\boldsymbol{q}(\theta, \boldsymbol{n})$ の共役四元数を表す．以上より，Euler の運動方程式として，式 (22) の別の表記である次式を利用することができる．

$$\dot{\boldsymbol{\omega}} = \boldsymbol{I}^{-1}\Big[H(\boldsymbol{p}) - \boldsymbol{\omega} \times \boldsymbol{I}\boldsymbol{\omega}\Big] \tag{26}$$

(5) 物体の運動方程式の計算方法

物体の運動方程式のうち，特に Euler の運動方程式の計算方法に着目すると，上記の式 (22) あるいは式 (26) を用いる 2 つの解法が考えられる．ここでは前者を計算法 A，後者を計算法 B と呼ぶこととする．

計算法 A では，次のような手順で計算が行われる [7]．まず，角加速度の定義式を離散化することにより，$n+1$ ステップの角速度を求める．

$$\boldsymbol{\omega}^{n+1} = \boldsymbol{\omega}^n + \dot{\boldsymbol{\omega}}^n \Delta t \tag{27}$$

離散化方法としては，各種の高精度の手法があるが，ここでは簡単のため Euler 陽解法を用いて記述している．式 (27) の上付の n は，時間方向のステップ番号，Δt は 1 ステップの時間増分を表す．次に，次式から $n+1$ ステップの角加速度を計算する．

$$\dot{\boldsymbol{\omega}}^{n+1} = \boldsymbol{I}^{-1} \cdot \Big[(R^{n+1})^{-1}\boldsymbol{N}^{n+1} - \boldsymbol{\omega}^{n+1} \times \big(\boldsymbol{I}\boldsymbol{\omega}^{n+1}\big)\Big] \tag{28}$$

ここで，回転行列 R^{n+1} は，式 (13) を用いて，次式から計算する．

$$R^{n+1} = R^n + R^n Q(\boldsymbol{\omega}^{n+1})\Delta t \tag{29}$$

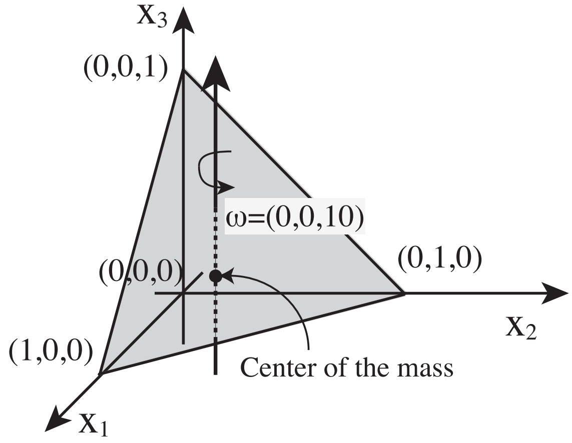
以上の演算を繰り返して時間進行計算を行うのが計算法 A である．

一方，計算法 B においても，最初に式 (27) により $\boldsymbol{\omega}^{n+1}$ を計算する．次に，計算法 B では式 (26) を用いるので，回転行列 R^{n+1} を次式から求める．

$$(R^{n+1})^{-1}\boldsymbol{N}^{n+1} = H(\boldsymbol{p}^{n+1}) \tag{30}$$

この $\boldsymbol{p}^{n+1}$ は以下のようにして求める．微小時間 Δt の間の回転角 θ と回転軸方向の単位ベクトル $\boldsymbol{n}$ は次式で計算される．

$$\theta = |\boldsymbol{\omega}_s{}^{n+1}|\ \Delta t \tag{31}$$



図–3 計算誤差の比較 (時間と誤算の関係)

$$\boldsymbol{n} = (n_1, n_2, n_3) = \frac{\boldsymbol{\omega}_s^{n+1}}{|\boldsymbol{\omega}_s^{n+1}|} \tag{32}$$

ここで，$\boldsymbol{\omega}_s$ は実空間座標における物体の角速度であり, 以下のようにして求められる．

$$\boldsymbol{w}_s^{n+1} = H(\boldsymbol{q}(\alpha^n, \boldsymbol{s}^n)\ \boldsymbol{\omega}_q^{n+1}\ \overline{\boldsymbol{q}}(\alpha^n, \boldsymbol{s}^n)) \tag{33}$$

この θ と $\boldsymbol{n}$ から構成される四元数 $\boldsymbol{q}(\theta, \boldsymbol{n})$ を用いれば，初期姿勢から $n+1$ ステップの姿勢までの回転を表す四元数 $\boldsymbol{q}(\alpha^{n+1}, \boldsymbol{s}^{n+1})$ は，次式のように表される．

$$\boldsymbol{q}(\alpha^{n+1}, \boldsymbol{s}^{n+1}) = \boldsymbol{q}(\theta, \boldsymbol{n})\ \boldsymbol{q}(\alpha^n, \boldsymbol{s}^n) \tag{34}$$

このようにして得られる四元数を用いて，$\boldsymbol{p}^{n+1}$ は次式から計算される．

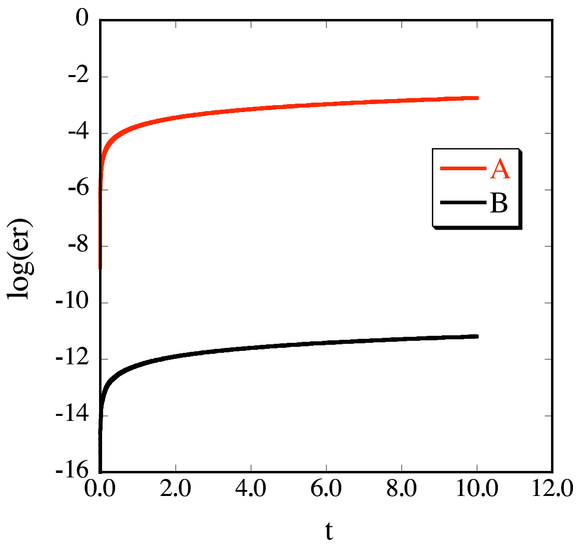
$$\boldsymbol{p}^{n+1} = \overline{\boldsymbol{q}}(\alpha^{n+1}, \boldsymbol{s}^{n+1})\ \boldsymbol{N}_q^{n+1}\ \boldsymbol{q}(\alpha^{n+1}, \boldsymbol{s}^{n+1}) \tag{35}$$

以上が計算法 B の計算手順である．

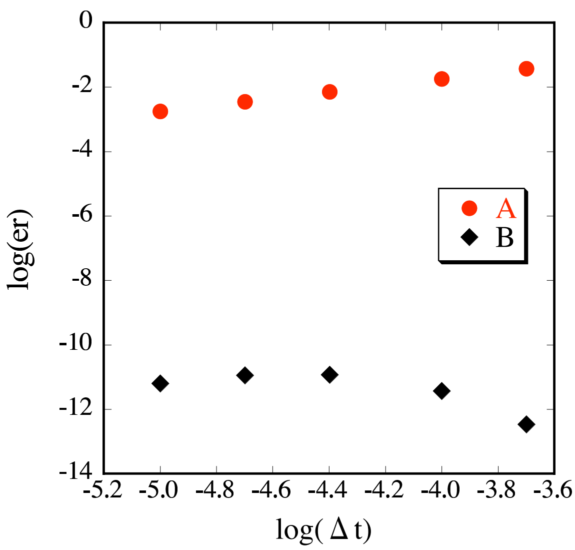
上記の 2 つの計算法の相違は，計算法 A では式 (29) の計算において離散化誤差が入り込み，回転行列の直交条件が成り立たなくなる可能性があるのに対し，計算法 B では離散化が行われていないので，計算精度が比較的高いと考えられる点である．後述部分では，2 つの計算法における計算精度の比較を行う．

3．計算例と結果に関する考察

上記の計算法 A と計算法 B の精度の比較を行う．**図–3** に示される四面体に一定の角速度を与えて計算を行った．この計算では，物理量は無次元化されているものとして扱う．**図–3** において原点に位置する四面体の頂点に着目し，座標 3 成分の理論値と計算値との差の二乗和を求め，その平方根を計算誤差 er とした．

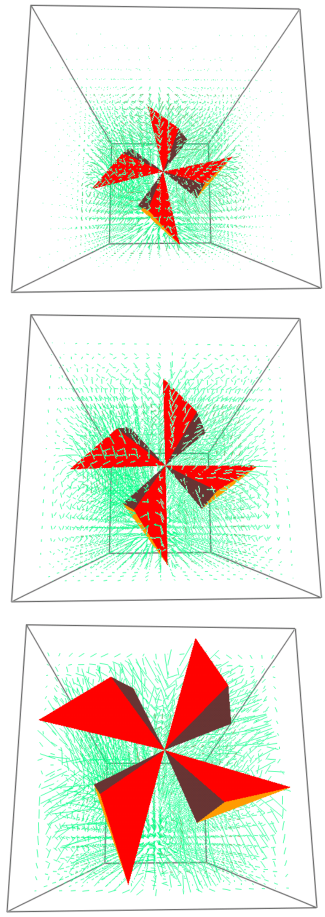


図–4　計算誤差の比較 (Δt と誤算の関係)



図–5　四面体の回転運動

図–4 は角速度 $\omega = 10$，時間増分 $\Delta t = 10^{-5}$ の場合の各計算法の誤差を示している．**図–4** に示されるように，計算法 A では 10^{-3} 程度と誤差が大きいが，計算法 B の誤差は丸め誤差程度であることがわかる．次に，**図–5** は角速度を $\omega = 10$ という一定の値とし，時刻 $t = 10$ における誤差と Δt の関係を示したものである．**図–5** に見られるように，計算法 A では Δt を大きくとると急激に誤差が増加するのに対して，計算法 A では Δt を大きくしても誤差が増加せず，計算精度の点で優れていることが確認できる．本報の以下の計算では，計算法 B を用いている．



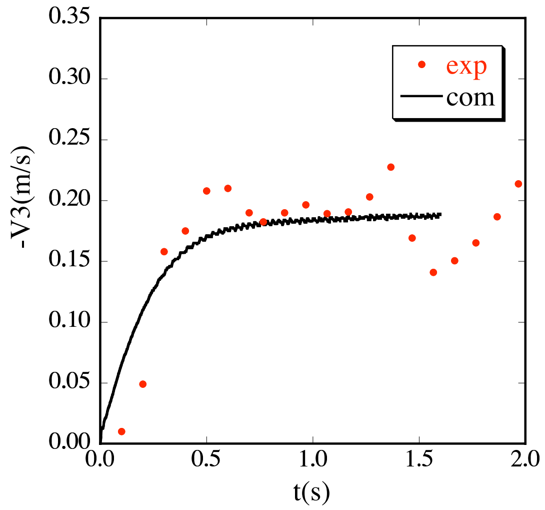
図–6　流体中を回転を伴いながら浮上する 4 つの四面体要素から構成される物体

4．解法の適用性に関する基本的な検討

(1) 回転浮上する物体

4 個の四面体から構成される物体が流体中を浮上する場合の計算を行った．四面体はいずれも同一の形状と物性値を有し，これらは原点で結合されていて，相互の位置関係は変化しない．原点から四面体最遠点までの長さは 0.15 m であり，比重は 0.7 である．周囲の流体は比重 1，動粘性係数 1.0×10^{-6} $\mathrm{m^2/s}$ としている．この流体が満たされた断面の縦横が 0.4 m であるダクト内において，上記の物体を底面付近に静止する状態から解放したときの物体運動と周囲流体の計算を行った．重力加速度は 9.8 $\mathrm{m/s^2}$ としている．

計算結果を**図–6** に示す．これらは，上から順に運動開始から 0.6，0.8，1.0 秒後の結果である．上方から見ると四面体の 3 面は非対称な形状であるため，各面付近の流速が異なり，圧力分布が生じる．その結果，物体は回転運動を伴いながら浮上する．このように，物体周囲の流れに起因する流体力が考慮された，回転を伴う物体運動が計算可能であることが確認された．



図–7　沈降する直方体の鉛直方向速度

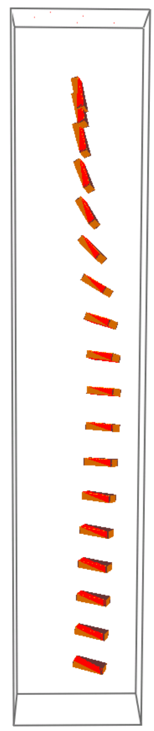
(2) 流体中を沈降する直方体

各辺の長さが 48 mm × 18.5 mm × 10.8 mm，比重が 1.25 である直方体が水中を沈降する現象を対象とした実験と数値計算を行った．直方体は 6 つの四面体要素から構成される．実験では，内寸が 90 mm × 180 mm のダクト内において，直方体の最も大きい面がほぼ水平となる初期状態から自由落下させた．

図–7 に直方体の鉛直方向速度 v_3 の実験値と計算値を比較した結果を示す．実験ではダクト長の制限のため，$t \approx 2.0$ (s) までの値が得られている．実験では直方体のビデオ画像から速度を算出しているため，ばらつきが大きいが，落下開始から約 0.5 秒後に約 0.18 m/s のほぼ一定の沈降速度を示す．その後，直方体の姿勢が変化するため，速度の変動が見られる．

数値計算では，直方体の初期姿勢は完全な水平状態とした．計算による直方体の姿勢は，$t \approx 1.5$ (s) まではほとんど変化せず，終端速度を保ちながら沈降した．この終端速度は実験結果とほぼ一致している．一方，沈降過程後半の直方体の挙動に相違が見られたが，これは実験では初期姿勢が完全に水平ではないこと，また計算セル分割数が $20 \times 20 \times 40$ と物体のスケールと比較して粗いため，体積評価の際に微小な姿勢変化が十分に捉えられなかったことなどが原因と考えられる．なお，計算時間は，Pentium III (2GHz) を CPU とする一般的な PC で約 40 分であった．

図–8 は，直方体の初期姿勢を大きく傾けて沈降させた場合の計算結果を 0.225 秒ごとに重ねて表示したものである．初期姿勢を変化させると，この結果のように，実験における直方体の沈降過程後半で観察された変動が再現される．



図–8　水中を沈降する直方体

5．おわりに

本報では，任意形状物体を四面体要素を用いて表現し，物体に対する Euler の運動方程式を精度良く計算する方法を提案した．この解法を 3D MICS に導入し，いくつかの計算例と実験結果を用いた検証を行った．

謝辞：実験にご協力頂きました牧野統師氏 (社会基盤工学専攻修士課程) に謝意を表します．

参考文献

1) 清水義彦, 岩井明彦, 長田健吾. 個別要素法と流れの数値解析を組み合わせた高濃度平衡流砂場の数値計算. 水工学論文集, Vol. 47, pp. 559–564, 2003.
2) 重松孝昌, 小田一紀, 田野雅彦, 廣瀬真由. 個別要素法による水中沈降粒子群の 3 次元挙動に関する研究. 海岸工学論文集, Vol. 47, pp. 996–1000, 2000.
3) 五十里洋行, 後藤仁志, 角哲也. 自然調節型洪水吐きの流木による閉塞機構に関する計算水理学的研究. 水工学論文集, Vol. 50, p. 133, 2006.
4) 牛島 省, 山田 修三, 藤岡 奨, 禰津 家久. 3 次元自由水面流れによる物体輸送の数値解法 (3D MICS) の提案と適用性の検討. 土木学会論文集, Vol. 810/II-74, pp. 79–89, 2006.
5) 牛島省, 牧野統師, 禰津家久. 水路を遡上する波動流れと物体輸送に対する 3 次元多相場の数値解法 (3D MICS) の適用性. 応用力学論文集, Vol. 9, pp. 933–940, 2006.
6) 藤岡奨, 牛島省.　運動する任意形状物体を含む流れ場の mics による数値計算法. 水工学論文集, Vol. 50, pp. 751–756, 2006.
7) 藤岡奨, 牛島省, 福谷彰.　四面体要素を用いた接触を伴う剛体運動の数値計算法. 応用力学論文集, Vol. 9, pp. 141–150, 2006.
8) 森岡茂樹. 気体力学. 朝倉書店, 1982.

(2006.9.30 **受付**)