109 粒子法によるフルイディクス内非定常流れの数値シミュレーション Numerical Simulation of an Unsteady Flow Inside Fluidics using a Particle Method

○ 学 金子 正樹 (東北大・学) 正 茂田 正哉 (東北大・工)

正 伊澤 精一郎 (東北大・工) 正 福西 祐 (東北大・工)

Masaki KANEKO, Masaya SHIGETA, Seiichiro IZAWA, Yu FUKUNISHI

Tohoku University, 6-6-01 Aramaki-Aoba, Aoba-ku, Sendai 980-8579, JAPAN

Key Words: SPH, incompressible flow, fluidic oscillator

1 緒言

粒子法の一つである SPH(Smoothed Particle Hydrodynamics) 法は、連続体である流体を粒子の集合として離散化し、粒子を計算点とした Lagrange 法である。差分法のように格子形成の必要がないため、複雑形状をした流路内の流れの解析に有力な手法と考えられている。SPH 法はもともと圧縮性流体の解析手法であるが、我々のグループでは独自に考案した密度均一化アルゴリズムを導入することで非圧縮性流れに拡張し、様々なアルゴリズムを組み込んで、移動境界や二重拡散、相変化を伴う流れなどへの適用を進めている^{(1),(2),(3)}。本研究では、計算対象としてフルイディクス⁽⁴⁾を取りあげ、自励振動を起こす非定常な流れを SPH 法で計算することを試みた。また、密度均一化アルゴリズムに起因する数値粘性の影響についても検討した。

2 計算方法

2.1 SPH 法による計算方法

i 番目の粒子位置 $\mathbf{r}_i$ における密度 ρ は個々の粒子の持つ質量 m_j の重ね合わせとして Kernel 関数 W を用いて次式で与えられる。

$$\rho(\mathbf{r}_i) = \sum_j m_j W_{ij} \quad (1)$$

ここで、Kernel 関数には M-4 spline 関数を用いた。このとき、粘性を考慮した運動方程式は次式によって与えられる。

$$\frac{d\mathbf{v}_i}{dt} = \sum_j m_j \frac{m_j(\mu_i + \mu_j)\mathbf{v}_{ij}}{\rho_i \rho_j} \left(\frac{1}{|\mathbf{r}_{ij}|} \frac{\partial W_{ij}}{\partial \mathbf{r}_i} \right) - \sum_j m_j \left(\frac{p_j}{\rho_j^2} + \frac{p_i}{\rho_i^2} \right) \nabla_i W_{ij} \quad (2)$$

ここで、 μ と p はそれぞれ粘性係数と圧力であり、 $\mathbf{v}_{ij}$ と $\mathbf{r}_{ij}$ はそれぞれ粒子 i に対する粒子 j の相対速度と相対位置を示している。

2.2 密度均一化アルゴリズム

非圧縮性の流れ場では密度は至る所で一様である。しかし、粒子が個々の速度で移動すると、始めは均一であった密度場も粒子分布にむらが出来れば局所的に不均一になる。そこで、各タイムステップ毎に時間を止め、密度場が均一になる方向に粒子位置を補正する操作を 2 または 20 回繰り返した。全粒子の密度が平均密度の上下 1% 以内に収まることを目安としている。本計算では、仮想ステップの結果得られた最終的な粒子位置と 1 つ前のタイムステップにおける粒子位置から粒子の速度ベクトルを定義した。

2.3 圧力場の計算方法

圧力場の計算方法として、密度均一化アルゴリズム中における各粒子の移動量より圧力勾配を求め、式 (3), (4), (5) を繰り返し演算することで圧力場を求める。ここで k は繰り返しステップである。

$$\frac{\partial p_{ij}}{\partial x} = \frac{\frac{\partial p_i}{\partial x}^{k+1} + \frac{\partial p_j}{\partial x}^{k+1}}{2}, \quad \frac{\partial p_{ij}}{\partial y} = \frac{\frac{\partial p_i}{\partial y}^{k+1} + \frac{\partial p_j}{\partial y}^{k+1}}{2} \quad (3)$$

$$\Delta p_{ij}^{k+1} = p_j^k - p_i^k + \frac{\partial p_{ij}}{\partial x} dx_{ij} + \frac{\partial p_{ij}}{\partial y} dy_{ij} \quad (4)$$

$$p_i^{k+1} = p_i^k + \frac{1}{\sum_j W_{ij}} \sum_j \Delta p_{ij}^{k+1} W_{ij} \quad (5)$$

3 フルイディクス内流れの計算

図 1 に計算結果を示す。(a), (b), (c) はそれぞれ $t = 12.6, 14.0, 15.4$ 秒における結果である。このとき、密度の補正ループ数 k は 2 回で、密度場のばらつきは、平均密度は約 999.34 kg/m^3 であり、二乗平均平方根は約 1.98 kg/m^3 程度であった。流れの方向が見やすいようにノズル中心部の粒子を黒く着色してある。図 1(a) に示すようにフルイディクスは帰還ループ、ディフューザ部、ノズルから構成されている。流れは左から右へ流れ、境界条件は流入および流出量を一定にし、流出レイノルズ数は 4220、粒子数は 54600 個となっている。(a) と (b) で流れの方向が異なることからフルイディクスが自励振動していることが分かる。その周期は約 10 秒であった。図 2 に図 1(b) の時刻における圧力場の様子を示す。流れがぶつかる下流側の帰還ループ入口で圧力が高く、またノズル出口では、同じく下側のループ出口の方が上側に比べて圧力が高くなっていることが分かる。これにより、帰還ループ入口で高くなった圧力によってループ内の流体が押され、ノズル出口からディフューザ部へ噴き出す流れを作り出している。密度補正ループ数 k を 20 にしたところ、平均密度は約 1000.01 kg/m^3 となり、二乗平均平方根は約 1.00 kg/m^3 となった。このとき、噴流はまっすぐに流れるだけで、振動しなかった。そこで密度の補正の数 k の大小が流れ場に及ぼす影響について調べるため自由せん断流の計算を行った。

Fig. 1 The flow field in fluidic oscillator when $k = 2$

Fig. 2 Pressure field at $t = 14\text{s}$ when $k = 2$

4 自由せん断流における仮想ステップ回数 k の影響

対向流の境界に生じる自由せん断流における渦の巻き上がり現象を対象として、仮想ステップの回数 k が及ぼす影響について調べた。左右境界は周期境界、上下壁はスリップ壁となっている。速度は 0.375m/s となっている。図 3(a), (b) に仮想ステップの回数 k をそれぞれ 2, 30 回としたときの計算結果を示す。二つの図から k を多くすると、渦の巻き上がり方が小さくなっていくのがわかる。このことから k を多くするにつれて数値粘性が増加することが考えられる。

Fig. 3 Free shear flows with different virtual time step numbers, at $t = 0.8$

5 結言

SPH 法で数値粘性の影響を小さくすることにより、フルイデックス内非定常流れを再現できた。密度の補正回数 k を大きくすると数値粘性が大きくなっていくことが分かった。

参考文献

- (1) Tomoya Sano, et al. Transactions of the 83rd Fluids Engineering Conference of the Japan Society of Mechanical Engineers "第 83 期日本機械学会流体工学部門講演会論文集", (2005).
- (2) Toshimasa Miura, et al. Proceedings of 41st meeting of the JSME Tohoku Branch "日本機械学会東北支部第 41 期総会・講演会講演論文集", (2006).
- (3) Takahiro Watanabe, et al. Proceedings of annual meeting of the Japan Society of Mechanical Engineers in 2006 "日本機械学会 2006 年度年次大会講演論文集", (2006).
- (4) Ganesh Raman, Suyra Raghu, Timothy J. Bencic 5th Aeroacoustics Conference NASA/TM-1999-209074, (1999).