B105

固体粒子群と衝突する渦輪の挙動の数値シミュレーション,

八神 寿徳[○] ((株) 三重ティーエルオー), 内山 知実 (名古屋大学)

Numerical Simulation for the Behavior of a Vortex Ring Colliding with Solid Particles

Hisnaori YAGAMI and Tomomi UCHIYAMA

ABSTRACT

This study simulates the collision between a vortex ring and an ensemble of small glass particles. The vortex ring, convecting with the self-induced velocity in a quiescent air, collides with the particles. The Reynolds number for the vortex ring is 2600, and the particle diameters are 50 and 200 μm . The Stokes number St for the 50 μm particle is 0.74, while the St value for the 200 μm particle is 11.4. The simulation reveals the particle motion depending on the Stokes number. It also highlights the effect of the Stokes number on the behavior of the vortex ring.

Keywords: Vortex Ring, Vortical Structure, Vortex Method, Numerical Simulation

1. 緒言

渦輪は、自己誘起速度による移流に伴って、物質および運動量を輸送することができる。その効率的な輸送能力に注目が寄せられ、工業装置への応用が試みられている。Chahine-Genoux[1]は、キャビテーション気泡を伴う渦輪の挙動を数値解析し、気泡の崩壊現象が水中における岩盤掘削に有効に適用できることを示した。Domon[2]は、渦輪を水中に射出する際、多数のポリスチレン粒子を渦輪に導入した実験を行い、渦輪の移流による粒子輸送の可能性を探った。以上のように、渦輪による分散性粒子の輸送に関する研究例がいくつか報告されている。しかし、渦輪近傍の粒子の運動や渦輪の挙動に及ぼす粒子の影響など、渦輪と粒子の干渉の詳細は調査されていないのが現状のようである。

本研究では、渦輪と固体粒子の干渉を調べるため、静止空气中に置かれた渦輪が自己誘起速度により併進運動し、微小なガラス粒子群と衝突する現象を数値解析した。ただし、直径 50 μm および 200 μm の粒子を解析の対象とした。渦輪の時間スケールに対する粒子緩和時間の比である Stokes 数は、50 μm 粒子は 0.74, 200 μm 粒子は 11.9 である。解法には著者ら[3]の三次元渦法を適用した。解析により、Stokes 数による粒子運動を明らかにするとともに、渦輪の挙動に及ぼす Stokes 数の影響も明らかにした。

2. 数値解法

気相の流れに非圧縮性を仮定すれば、渦度方程式は次式で表される。

$$\frac{D\omega}{Dt} = (\omega \cdot \nabla) \mathbf{u}_g + \nu_g \nabla^2 \omega - \frac{1}{\rho_g} \nabla \times F_D \quad (1)$$

ここで、 F_D は単位体積の気相が粒子から受ける力である。

粒子(質量 m)の運動方程式は次式で表される。

$$m \frac{d\mathbf{u}_p}{dt} = \mathbf{f}_D + m\mathbf{g} \quad (2)$$

ここで、流体抗力 $\mathbf{f}_D$ は次式で与えられる。

$$\mathbf{f}_D = (\pi d^2 \rho_g / 8) C_D |\mathbf{u}_g - \mathbf{u}_p| (\mathbf{u}_g - \mathbf{u}_p) \quad (3)$$

ただし、 d は粒子直径であり、抗力係数 C_D は次式で定められる。

$$C_D = (24/\text{Re}_p)(1 + 0.15 \text{Re}_p^{0.687}) \quad (4)$$

ここで、 $\text{Re}_p = d|\mathbf{u}_g - \mathbf{u}_p|/\nu_g$ である。

一方、速度 $\mathbf{u}_g$ は Biot-Savart の式で与えられる。

$$\mathbf{u}_g(\mathbf{x}) = -\frac{1}{4\pi} \int \frac{(\mathbf{x} - \mathbf{x}') \times \omega(\mathbf{x}')}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|^3} d\mathbf{x}' \quad (5)$$

渦度場をコア構造をもつ渦要素により離散化する。渦要素 α のコア半径を σ_α 、位置ベクトルを $\mathbf{x}^\alpha$ とすれば、要素 α による位置 $\mathbf{x}$ における渦度は次式で表される。

$$\omega^\alpha(\mathbf{x}) = \frac{\gamma^\alpha}{\sigma_\alpha^3} f\left(\frac{|\mathbf{x} - \mathbf{x}^\alpha|}{\sigma_\alpha}\right) \quad (6)$$

ここで、 $f(\epsilon)$ は渦度の分布関数、 γ^α は渦強度である。 $f(\epsilon)$ には単相流解析で提案されている次式を準用する。

$$f(\epsilon) = \frac{15}{8\pi(\epsilon^2 + 1)^{7/2}} \quad (7)$$

式(1)を Lagrange 座標系で記述すれば、渦要素の渦度は渦度ベクトル方向への伸縮、粘性拡散および粒子から受ける力により時間変化することが知れる。粘性拡散の計算には、渦強度の再配置に基づく PSE 法を適用する。粒子項は、流れ場を計算格子に分割し、 γ の時間変化率として計算する[3]。すなわち

$$\frac{D\gamma}{Dt} = -\frac{1}{\rho_g} \int (\nabla \times F_D) dV = -\frac{1}{\rho_g} \int (\mathbf{n} \times F_D) dS \quad (8)$$

ここで、 $\mathbf{n}$ は外向き単位法線ベクトルである。

3. 解析結果

初期時刻 ($t^*=0$) における渦輪と固体粒子の配置を Fig.1 に示す。座標原点に置かれた直径 D_0 (=64mm) の渦輪が、静止空气中を z 方向に自己誘起速度で併進運動する。 $z=2.99D_0$ および $3D_0$ の 2 つの xy 平面内において一辺の長さ $2D_0$ の正方形領域に球形ガラス粒子(密度 2590 kg/m³)が一様に配置されている。粒子直径の違い

Fig. 1 Initial arrangement for vortex ring and ensemble of particle

Fig. 2 Distributions of 50 μ m particles and vorticity component in z - y section

Fig. 3 Distributions of 200 μ m particles and vorticity component in z - y section

による渦輪への影響を調べるため、直径 $d=50\mu\text{m}$ および $200\mu\text{m}$ 粒子を解析対象とした。粒子の全質量は 0.036g とした。粒子数は、 $50\mu\text{m}$ 粒子の場合 215168 個、 $200\mu\text{m}$ の場合 3362 個である。渦輪と粒子の干渉を調べるため重力は無視した。解析領域は $3D_0 \times 3D_0 \times 8D_0$ とし、 $41 \times 41 \times 108$ の矩形計算格子に分割して式(8)を適用した。渦輪を $50\mu\text{m}$ 粒子と衝突させたときの渦度 ω_x の分布を Fig. 2 に示す。ただし、 $y < 0$ には $x=0$ の断面近傍 ($-0.1 < x/D_0 < 0.1$ の領域)の結果が示してある。渦輪が粒子

に接近する $t^*=2.5$ では、渦輪の誘起速度により粒子が軸方向にやや移動する。渦輪と衝突後の $t^*=4$ および 5 では、粒子は渦輪を取り囲むようにドーム状に分布する。渦核の内部に粒子は存在しない。 $t^* \leq 5$ では渦度 ω_x すなわち渦輪強度には顕著な変化が見られない。渦核と粒子の直接接触がないからである。 $t^* \geq 6$ では渦輪が粒子群から抜け出し、ドーム状に分布した粒子は渦輪の誘起速度により中心軸へ向かって移動しながら、渦輪後方に留まる。 y 方向への粒子の飛散は極めて小さい。 $50\mu\text{m}$ 粒子の Stokes 数 St は 0.74 である。二次元後流の数値計算や実験、二次元混合層の実験において、 $St \approx 1$ の粒子は大規模渦の周囲に層状に分布することが報告されている。本解析によれば、そのような粒子の選択的分布が渦輪周囲でも発生することがわかる。

渦輪を $200\mu\text{m}$ 粒子と衝突させたときの渦度 ω_x の分布を Fig. 3 に示す。渦輪との衝突直後 ($t^*=4$)、粒子は渦核内部に存在する。 $200\mu\text{m}$ 粒子は慣性力が大きいので渦輪からの加速度を受けにくく、渦核内部に取り込まれる。渦核内部の粒子は、時間の経過とともに遠心力の影響を受け、渦輪遠方に分布する。 $200\mu\text{m}$ 粒子の Stokes 数は 11.8 である。二次元後流の数値計算によれば、 $St=10$ の粒子は、遠心力により大規模渦の外部に分布することが報告されている。本解析でも、そのような粒子に作用する遠心力の影響が渦輪内部において捉えられていることがわかる。また、 $t^*=4, 5$ における ω_x の値は、Fig. 2 において示した $50\mu\text{m}$ の場合よりも小さいことがわかる。粒子が渦核内部に巻き込まれ、渦輪渦要素の強度が減衰するからである。しかし、 $t^* \geq 6$ における ω_x の値は $50\mu\text{m}$ 粒子の場合よりもやや大きい。 $200\mu\text{m}$ 粒子の場合は粒子数が少なく、渦輪に及ぼす影響が小さいからである。

4. 結 言

渦輪と固体粒子の干渉を調べるため、渦輪と微小なガラス粒子群と衝突する現象を数値解析した。粒子直径は $50\mu\text{m}$ および $200\mu\text{m}$ を解析対象とした。粒子の Stokes 数 St は $50\mu\text{m}$ 粒子の場合 0.74 であり、 $200\mu\text{m}$ 粒子の場合 11.9 である。解析の結果、以下の結論が得られた。

- (1) $50\mu\text{m}$ 粒子は、渦輪と衝突した直後、渦輪を取り囲むようにドーム状に分布する。この分布は従来の研究で明らかにされている、 $St \approx 1$ の場合に自由乱流の大規模渦の周囲に現れる、粒子の選択的分布に相当している。
- (2) 渦輪との衝突により、 $200\mu\text{m}$ 粒子は $50\mu\text{m}$ 粒子よりも広い範囲に飛散する。これは大規模渦がもつ遠心力の影響に起因している。このような影響は二次元後流における $St=10$ の粒子運動の数値解析でも報告されている。
- (3) $200\mu\text{m}$ 粒子よりも $50\mu\text{m}$ 粒子の場合のほうが渦輪に大きな影響を及ぼす。これは、粒子の全質量が同じであり、 $50\mu\text{m}$ 粒子の場合、粒子数が多いためである。

参 考 文 献

- 1) Chahine, G. L., Genoux, Ph. F.: Collapse of a cavitating vortex ring, Trans. ASME, J. Fluid Eng., Vol. 105, No. 4 (1983) pp. 400-405.
- 2) Domon, K., et al.: Mass transport by a vortex ring, J. Phys. Soc. Japan, Vol. 69, No. 1 (2000) pp. 120-123.
- 3) Uchiyama, T., Fukase, A.: Three-dimensional vortex method for gas-particle two-phase compound round jet, Trans. ASME, J. Fluid Eng., Vol. 127, No. 1 (2005) pp. 32-40.