

壁面に接近する渦輪と固体粒子の相互作用の渦法シミュレーション

Vortex Simulation of the Interactions between Solid Particles and a Vortex Ring Approaching a Wall

○ 青笹功, 名大院, 名古屋市千種区不老町, E-mail : aozasa.isao@k.mbox.nagoya-u.ac.jp

内山知実, 名大, 名古屋市千種区不老町, E-mail : uchiyama@is.nagoya-u.ac.jp

Isao Aozasa, Nagoya University, Furo-cho, Chikusa-ku, Nagoya 464-8601, Japan

Tomomi Uchiyama, Nagoya University, Furo-cho, Chikusa-ku, Nagoya 464-8601, Japan

The interactions between solid particles and a vortex ring near a horizontal wall in the air are analyzed by a vortex method proposed by the authors. A vortex ring is launched vertically downward toward the particles, initially arranged in layers above the wall. The Reynolds number of the vortex ring is 1146. When the Stokes number St is 0.1, the particles initially arranged around the central axis of the vortex ring are driven toward the wall while moving in the radial direction. They distribute circularly along the outer edge of their layers. The particles near the layer edges are whirled up. Three-dimensional vortex structures, including the secondary and thirdly vortex rings, are produced around the particles. When $St=1$, the vortical flows induced around the particles appear in the broader region. They reduce rapidly due to the particle motion against the wall (collision and rebound). As the particles create the drag force, they lower the strength of the vortex ring and suppress the approach of the vortex ring toward the wall.

1. 緒言

長年にわたり, 壁面近傍における渦の挙動が関心を集め, 閉じた渦糸から構成される単純な形状をもつ渦輪を対象として, 多くの研究が実施されている. 平板に向かって垂直方向から接近する渦輪について実験 [1] と数値解析 [2-4] が行われ, 平板上に発生する二次的および三次的な渦輪の様子や渦輪接近速度の変化など, 渦輪が平板上に誘起する流れや渦輪の挙動に関する貴重な知見が蓄積されている.

水中堆積物の再懸濁 (浮遊) への渦輪の適用 [5] や火星におけるクレータ形成の理解 [6] などに関連して, 壁面上の粒子層に向けて垂直に射出された渦輪の挙動と粒子の運動が実験的手法で探られている. Munro ら [7] は, 渦輪による粒子層の浸食, 堆積および再懸濁を調べた. Masuda ら [8] は, 渦輪の Reynolds 数がある値よりも大きい場合には, 渦輪の接近により粒子層が変形し, 渦輪強度が低下することなどを明らかにした. しかし, 渦輪の接近に伴う粒子運動と平板近傍の流れの変化など, 粒子と渦輪の相互作用は十分には調べられていない.

一方, 渦輪と同様に単純な形状をもつ渦として, 回転方向が異なる 2 本の渦管から構成される渦対がある. 固体境界近傍における挙動を明らかにすることは, 離着陸時の航空機の後流の理解と安全な航空機間隔の決定などに関連して重要である [9-11]. 固体境界近傍の粒子層と渦対の相互作用も調査すべき現象であり, 得られる知見は粒子層と渦輪の相互作用の理解にも有用である. 著者らは既報 [12] において, 壁面近傍における固体粒子と渦対の相互作用を数値解析した. 壁面近傍に規則的に配置された球形の粒子に向けて, 回転方向が異なる 2 本の渦管が接近する現象を解析し, 渦管の挙動と粒子の運動を調べた. 渦管の循環に基づく Reynolds 数は 1000, 渦管の特性時間に対する粒子の速度応答時間の比である Stokes 数は 1 とした. 解析には, 著者 [13] が提案した固気二相流に対する Vortex in Cell (VIC) 法を用いた. 渦度に着目した解法であり, 渦度場を渦要素で離散化して流れの時間発展を計算する渦法に分類される. 解析の結果, 渦対による粒子の舞い上げ, 粒子による渦度場の生成, 粒子に起因する渦対の強度と挙動の変化などを解明でき, 粒子数すなわち初期時刻の粒子層の高さの影響も明らかにできた.

本研究では, 水平な壁面に向けて垂直に自己推進する渦輪と壁面近傍に配置された固体粒子群の相互作用を数値解析した. 解法には, 上述の VIC 法を用いた. 渦輪の Reynolds 数は 1146, Stokes 数は 0.1 と 1 とした. その結果, 渦輪が誘起する粒子の運動, 粒子による渦度の発生と渦輪の挙動の変化などが明らかになった.

2. 基礎式と数値解法

2.1 気相と粒子の支配方程式

気相が非圧縮性であるものとすれば, その質量および運動量の保存式は次式で表される.

$$\nabla \cdot \mathbf{u}_g = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}_g}{\partial t} + (\mathbf{u}_g \cdot \nabla) \mathbf{u}_g = -\frac{1}{\rho_g} \nabla p + \nu \nabla^2 \mathbf{u}_g - \frac{1}{\rho_g} \mathbf{F}_D \quad (2)$$

ここで, \mathbf{F}_D は単位体積の気相が粒子から受ける力を表す. 式 (2) の回転をとり式 (1) を代入して整理すれば, つぎの渦度方程式が得られる.

$$\frac{\partial \boldsymbol{\omega}}{\partial t} + \nabla \cdot (\boldsymbol{\omega} \mathbf{u}_g) = \nabla \cdot (\mathbf{u}_g \boldsymbol{\omega}) + \nu \nabla^2 \boldsymbol{\omega} - \frac{1}{\rho_g} \nabla \times \mathbf{F}_D \quad (3)$$

ここで, $\boldsymbol{\omega}$ は渦度 ($=\nabla \times \mathbf{u}_g$) である.

一方, 粒子 (直径 d , 密度 ρ_p , 速度 \mathbf{u}_p) は微小であり, 粒子に作用する支配的な力は流動抗力と重力であり, 仮想質量力, 揚力, Basset 力および圧力勾配力は無視できるものとする. この場合, 粒子の加速度は次式で表される.

$$\frac{d\mathbf{u}_p}{dt} = \frac{f}{\tau_p} (\mathbf{u}_g - \mathbf{u}_p) + \left(1 - \frac{\rho_g}{\rho_p}\right) \mathbf{g} \quad (4)$$

ここで, \mathbf{g} は重力加速度, τ_p は速度応答時間 ($=\rho_p d^2 / (18\rho_g \nu)$) である. f は Stokes 抵抗補正因子であり, 抵抗係数 C_D と粒子 Reynolds 数 Re_p ($=d|\mathbf{u}_g - \mathbf{u}_p|/\nu$) を用いた次式で定義される.

$$f = C_D Re_p / 24 \quad (5)$$

Schiller-Naumann [14] によれば, $Re_p \leq 800$ における f は次式で与えられる.

$$f = 1 + 0.15 Re_p^{0.687} \quad (6)$$

式 (4) を考慮すれば, 式 (2) および (3) における F_D は次式で表される .

$$F_D = \alpha_p \rho_p \frac{f}{\tau_p} (\mathbf{u}_g - \mathbf{u}_p) \quad (7)$$

ここで, α_p は粒子の体積率である .

2.2 速度場の直交分解と渦度場の離散化

Helmholtz の定理によれば, 任意のベクトル場はスカラーポテンシャル ϕ の勾配とベクトルポテンシャル ψ の回転の和として表されることから, 気相速度 \mathbf{u}_g は次式のように記述できる .

$$\mathbf{u}_g = \nabla \phi + \nabla \times \psi \quad (8)$$

ψ はスカラー関数の勾配を加えても結果が不変である . この任意性を取り除き, ψ を一意的に定めるため, ψ はソレノイダルであるとする . すなわち,

$$\nabla \cdot \psi = 0 \quad (9)$$

式 (8) の回転をとったのち式 (9) を代入すれば, ψ に関するベクトル Poisson 方程式を得る .

$$\nabla^2 \psi = -\omega \quad (10)$$

一方, 式 (8) を式 (1) に代入し, 恒等式 $\nabla \cdot (\nabla \times \psi) = 0$ を用いて変形すれば, ϕ に関する Laplace 方程式を得る .

$$\nabla^2 \phi = 0 \quad (11)$$

式 (10) と (11) を与えられた境界条件のもとで解き, 得られた ψ と ϕ を式 (8) に代入すれば, 速度 \mathbf{u}_g が計算される . この際, 式 (10) の渦度 ω は式 (3) から定められる . Vortex in Cell 法 (VIC 法) に基づく本解法では, 渦度場を渦要素で離散化し, 個々の渦要素の移流を追跡して ω の分布を計算する .

渦要素 v の位置ベクトルを $\mathbf{x}_v (= (x_v, y_v, z_v))$, 渦度を ω_v とすれば, 渦度方程式 [式 (3)] はつぎの Lagrange 形式で記述される .

$$\frac{d\mathbf{x}_v}{dt} = \mathbf{u}(\mathbf{x}_v) \quad (12)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\omega_v}{dt} = & \nabla \cdot (\mathbf{u}(\mathbf{x}_v) \omega(\mathbf{x}_v)) \\ & + \nu \nabla^2 \omega(\mathbf{x}_v) - \frac{1}{\rho_g} \nabla \times \mathbf{F}_D \end{aligned} \quad (13)$$

時刻 $t=t$ において渦要素の位置と渦度が既知ならば, $t=t+\Delta t$ における値は式 (12) と (13) の解析から求められる . VIC 法では, 流れ場が計算格子に分割され, ψ , ϕ および ω が格子で定義される . ω が定義される位置を $\mathbf{x}_k (= (x_k, y_k, z_k))$ とすれば, 次式で表される渦度 ω が \mathbf{x}_k に付与される . すなわち, ω をもつ渦要素が格子に再配置される .

$$\begin{aligned} \omega(\mathbf{x}_k) \\ = \sum_v^{N_v} \omega_v W \left(\frac{x_k - x_v}{\Delta x} \right) W \left(\frac{y_k - y_v}{\Delta y} \right) W \left(\frac{z_k - z_v}{\Delta z} \right) \end{aligned} \quad (14)$$

ここで, N_v は渦要素の個数, Δx , Δy および Δz は格子幅である . また, W は再配置関数であり次式 [15] で与えられる .

$$W(\varepsilon) = \begin{cases} 1 - 2.5\varepsilon^2 + 1.5|\varepsilon|^3 & |\varepsilon| < 1 \\ 0.5(2 - |\varepsilon|)^2(1 - |\varepsilon|) & 1 \leq |\varepsilon| \leq 2 \\ 0 & |\varepsilon| > 2 \end{cases} \quad (15)$$

2.3 粒子体積率の計算

粒子体積率 α_p の計算にも上述の格子を利用する [13] . 位置 $\mathbf{x}_p (= (x_p, y_p, z_p))$ に体積 v_p の粒子が存在する場合, 格子点 q (位置ベクトル $\mathbf{x}_q = (x_q, y_q, z_q)$) の α_p を次式で計算する .

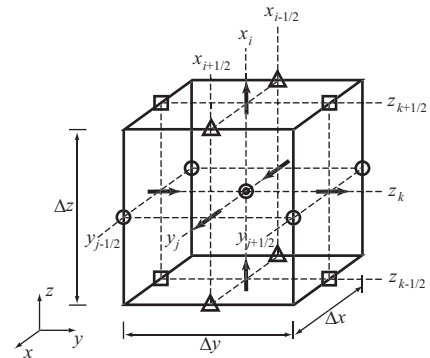
$$\begin{aligned} \alpha_p(\mathbf{x}_q) = & \sum_r^{N_p} \frac{v_p}{\Delta x \Delta y \Delta z} \\ & \times W_\alpha \left(\frac{x_q - x_p}{\Delta x} \right) W_\alpha \left(\frac{y_q - y_p}{\Delta y} \right) W_\alpha \left(\frac{z_q - z_p}{\Delta z} \right) \end{aligned} \quad (16)$$

ここで, N_p は粒子の個数であり, 関数 W_α には渦度の再配置関数として提案されている次式 [15] を用いる .

$$W_\alpha(\varepsilon) = \begin{cases} 0.5(|\varepsilon| + 1.5)^2 - 1.5(|\varepsilon| + 0.5)^2 & |\varepsilon| \leq 0.5 \\ 0.5(-|\varepsilon| + 1.5)^2 & 0.5 \leq |\varepsilon| \leq 1.5 \\ 0 & |\varepsilon| > 1.5 \end{cases} \quad (17)$$

2.4 スタッガード格子を用いた離散化と渦度の修正

式 (10) と (11) の解析に際し, 離散化式の整合性を確保し, かつ解の不自然な振動を抑止するため, スタッガード格子 [12,13] を用いる . 図 1 に格子を示す . 格子の中央にスカラーポテンシャル ϕ と粒子体積率 α_p , 側面に速度 \mathbf{u} , 縁に渦度 ω とベクトルポテンシャル ψ を配置する .



Gas velocity	$\nearrow u_g$	$\rightarrow v_g$	$\uparrow w_g$
Gas vorticity	$\square \omega_x, \Psi_x$	$\triangle \omega_y, \Psi_y$	$\circ \omega_z, \Psi_z$
Scalar potential	$\odot \phi, \alpha_p$		
Particle volume fraction			

Fig.1 Computational grid and computed variables

VIC 法では, 渦度場が渦要素で離散化され, 式 (14) で表されるように, 各渦要素による渦度分布の重ね合わせで表現される . このため, 式 (14) から得られる渦度場を ω_r とすれば, ω_r はソレノイダル条件を必ずしも満たさ

ない．著者らは， ω_r から求められる速度の回転をとれば，ソレノイダル条件を満たす渦度を再計算できることを示し [16]，回転平行平板間乱流 [17] および噴流 [18] の DNS に適用した．この渦度修正法を本解析でも用いる．

2.5 解析手順

時刻 t における流れ場が既知ならば，時刻 $t+\Delta t$ の流動が以下の手順で得られる．

- (1) 粒子の運動を式 (4) により計算する．
- (2) 格子点において， ω の時間変化を式 (13) により計算する．
- (3) 渦要素の移流を式 (12) により計算する．
- (4) ω を式 (14) により計算する．
- (5) ψ を式 (10) により計算する．
- (6) ϕ を式 (11) により計算する．
- (7) u_g を式 (8) により計算する．
- (8) 渦度を修正する．すなわち， u_g の回転を計算し，これを修正後の渦度とする．

3. 解析条件

初期時刻 ($t=0$) において，図 2 に示すように，水平の壁面から鉛直上方に D_0 だけ離れた位置に直径 D_0 の渦輪が置かれている．渦核中心を含む平面は壁面に平行である．壁面と渦輪中心軸の交点を座標原点とし，水平方向に x 軸と y 軸，鉛直方向に z 軸をとる． $t>0$ において，渦輪は壁面方向 ($-z$ 方向) に自己推進する．解析領域は $5D_0 \times 5D_0 \times 3D_0$ とし， $200 \times 200 \times 80$ の計算格子に分割する．壁面 ($z/D_0=0$) ではすべりなし条件を与え，その他の境界ではすべり条件を課す．

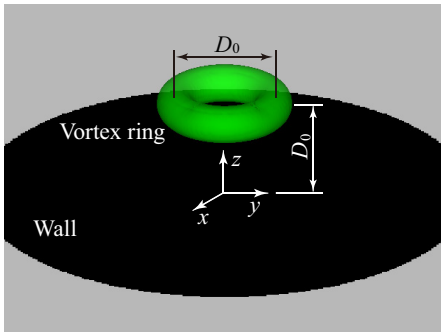


Fig.2 Vortex ring near wall at initial time

初期時刻における渦輪は，渦核断面に垂直方向の渦度 ω_φ を与えることにより表現する．本解析では ω_φ を次式で定める．

$$\omega_\varphi = \frac{\Gamma_0}{\pi a_0^2} \exp(-s^2/a_0^2) \quad (18)$$

ここで， Γ_0 は循環， a_0 は渦核半径， s は渦核中心からの距離である．

初期時刻において，図 3 に示すように，球形の固体粒子 (直径 d ，密度 ρ_p) が渦輪直下の壁面近傍の円筒領域 (直径 $2D_0$ ，高さ $0.409D_0 - 0.5d$) の内部に配置されている．粒子は，鉛直方向に間隔 δ で並ぶ 10 層の水平面 ($x-y$ 平面) においてランダムに配置されている．一つの水平面の粒子数は 1264 である．最下層の粒子は壁面から $0.5d + \delta$ だけ離れている．

渦輪中心軸を通過する $y-z$ 断面における渦度の分布と粒子の配置を図 4 に示す．ただし，上半分の粒子を赤色で表示してある．

空気中の砂粒子の運動を想定し， $\rho_p=2500 \text{ kg/m}^3$ ， $D_0=20 \text{ mm}$ ， $a=0.091D_0$ ，Reynolds 数 ($=\Gamma_0/\nu$) は 1146 とする．流れ場の特性時間 $\tau_g (=2\pi D_0^2/\Gamma_0)$ に対する粒子の速度応答時間 τ_p の比である Stokes 数 $St (= \tau_p/\tau_g)$ が 0.1 と 1 の場合を解析する． St が 0.1 および 1 のとき，粒子直径 d はそれぞれ $43.6 \mu\text{m}$ および $138 \mu\text{m}$ である．壁面と粒子の間には完全弾性衝突を仮定し，動摩擦係数は 0.3 とする．ただし，粒子間衝突は無視する．時間刻み幅 Δt は，Courant 数が 0.2 となるように定める．

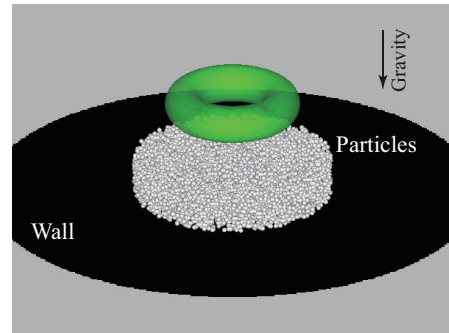


Fig.3 Initial configuration of vortex ring and particles

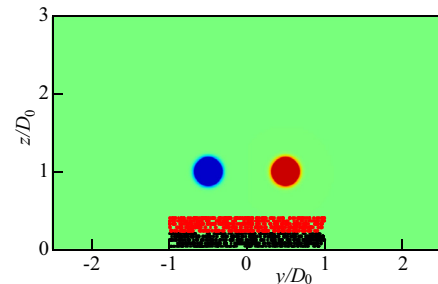


Fig.4 Initial arrangement of vortex ring and particles on $y-z$ plane

粒子に作用する抗力に対する Basset 力の比 R_{BS} は，時間スケールを t_i とすれば，次式 [19] で与えられる．

$$R_{BS} = \left(\frac{18 \rho_g \tau_p}{\pi \rho_p t_i} \right)^{1/2} \quad (19)$$

流れの特性時間 τ_g を t_i に用いた場合， R_{BS} は $St=0.1$ のとき 0.017，および $St=1$ のとき 0.054 であり，Basset 力の影響は小さい．したがって，Basset 力の無視は妥当である．

4. 解析結果と考察

4.1 粒子がないときの渦輪の挙動

渦輪中心軸 (z 軸) を通過する鉛直断面 ($y-z$ 断面) における渦度分布の時間変化を図 5 に示す．ただし，8 つの時刻 $t^* (=t/\tau_g)$ における渦度成分 ω_x^* ($=\omega_x/(\Gamma_0/2\pi D_0^2)$) が表示してある． $t^*=0.03$ において，渦輪直下の壁面上に渦輪とは逆の符号をもつ渦度が層状に生起している．この渦層は， $t^*=0.06$ において壁面に接近する渦輪により

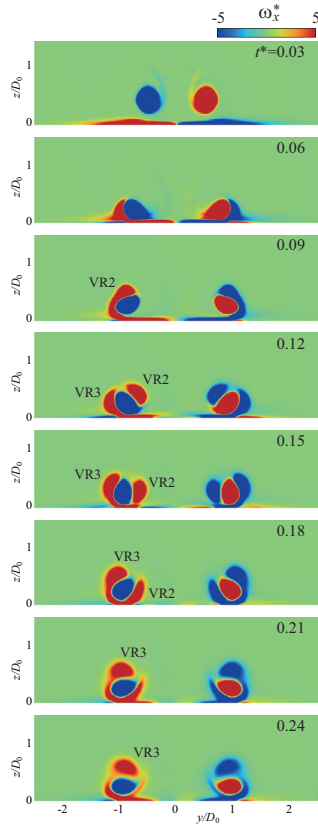


Fig.5 Temporal evolution of vorticity ω_x^* under particle-free condition

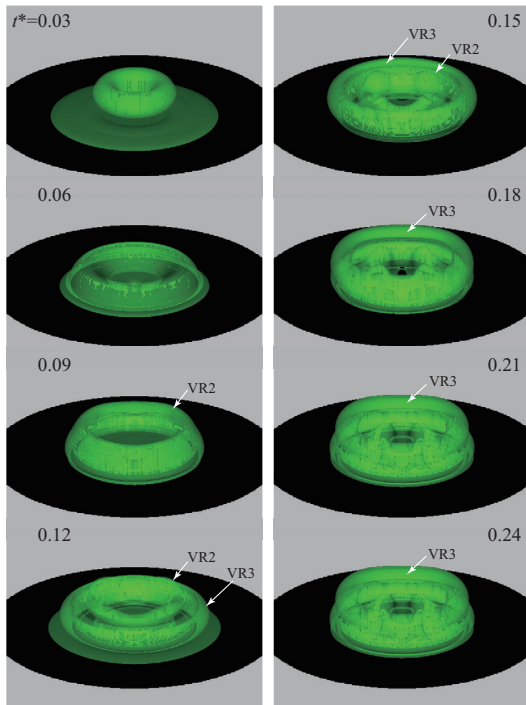


Fig.6 Temporal evolution of surface of vorticity $\omega_\varphi^*=4$ under particle-free condition

渦輪外側に沿って巻上げられ、 $t^*=0.09$ において渦輪の上端で二次的渦輪 VR2 へと成長する。 $t^*=0.09$ でも壁面からの渦層の巻上げは継続しており、 $t^*=0.12$ では渦輪

外側に二次的渦輪 VR2 が現れている。 $t^*\geq 0.12$ において、二次的および二次的渦輪は渦輪本体の渦核に沿って回転する。 $t^*\geq 0.21$ では、二次的渦輪は渦輪と壁面の隙間に潜り込んで渦層と合体し、二次的渦輪は渦輪から上方(+z方向)へ離れていく。

渦核断面に垂直方向の渦度すなわち周方向渦度 ω_φ ($=(\omega_x^2 + \omega_y^2)^{1/2}$) の分布の時間変化を図 6 に示す。ただし、図 5 と同時刻における無次元渦度 ω_φ^* ($=\omega_\varphi / (\Gamma_0 / 2\pi D_0^2)$) の等値面 ($\omega_\varphi^*=4$) が表示してある。図 5 で示した壁面上の渦層の発生 ($t^*=0.03$) と巻上げ ($t^*=0.06$)、二次的および二次的渦輪の発生 ($t^*=0.09, 0.12$) と回転 ($t^*\geq 0.12$)、および $t^*\geq 0.21$ における二次的渦輪の渦層との合体と二次的渦輪の上方への浮上を確認できる。

鉛直断面 ($y-z$ 平面) における渦核の軌跡を図 7 に示す。ただし、 $y\geq 0$ の渦核に対する結果であり、図 5 と 6 に示した 8 つの時刻の位置が \circ 印で併記してある。位置 $(0.5D_0, D_0)$ から出発する渦核は、時間の経過につれて壁面に接近する。しかし、 $t^*\geq 0.06$ では、二次的および二次的渦輪の影響を受け、離脱と接近を繰り返す。壁面との間に存在する渦層に起因して、渦核は時間の経過とともに $+y$ 方向に移流する。

図 8 は、渦輪の循環 Γ の時間変化を示す。ただし、渦核の周囲に正方形領域 ($0.4D_0 \times 0.4D_0$) を設定して Γ を求め、初期値 Γ_0 に対する比 Γ/Γ_0 を示した結果である。 Γ/Γ_0 は、 $t^*=0.044$ において大きく低下する。壁面への接近と渦層の巻上げによる。

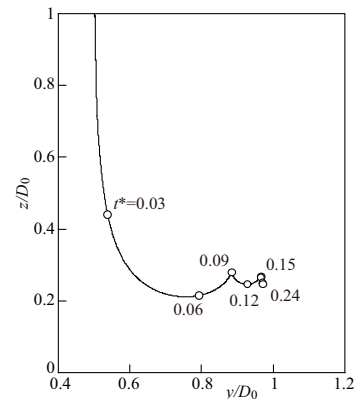


Fig.7 Trajectory of vortex core under particle-free condition

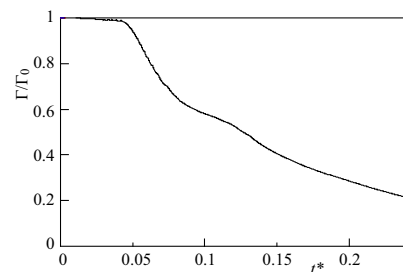


Fig.8 Temporal variation in circulation of vortex ring under particle-free condition

4.2 $St=0.1$ のときの粒子の運動と渦輪の挙動

Stokes 数 St が 0.1 のときの粒子分布の時間変化を図 9 に示す。ただし、8 つの時刻における結果が表示して

ある． $0.06 \leq t^* \leq 0.12$ では，時間の経過につれて渦輪の中心軸の周囲の粒子が半径方向に移動し，粒子群の外周に沿って粒子が円環状に密集する．円環密集領域の外縁では，壁面から離れて存在する粒子がある． $t^* = 0.15$ において，ほぼ全ての粒子が壁面上に落下する． $t^* \geq 0.18$ では粒子が静止状態に達する．

図 10 は，周方向渦度 ω_φ の分布の時間変化を示す．ただし，図 9 と同時刻における等値面 ($\omega_\varphi^* = 4$) が表示してある． $t^* = 0.03$ において，粒子がないときと同様，壁面上に渦層が誘起されている．しかし，渦輪と渦層の間に離散的な渦度が発生している．粒子周りの渦度であり，気相と粒子の速度差に起因する． $0.06 \leq t^* \leq 0.12$ では，渦層の巻き上がりによる二次的および三次的渦輪が現れる．これらは非軸対称である． $t^* \geq 0.15$ において，渦度分布の三次元性が顕著になり，渦輪本体ばかりではなく，二次的および三次的渦輪も急速に崩壊していく．

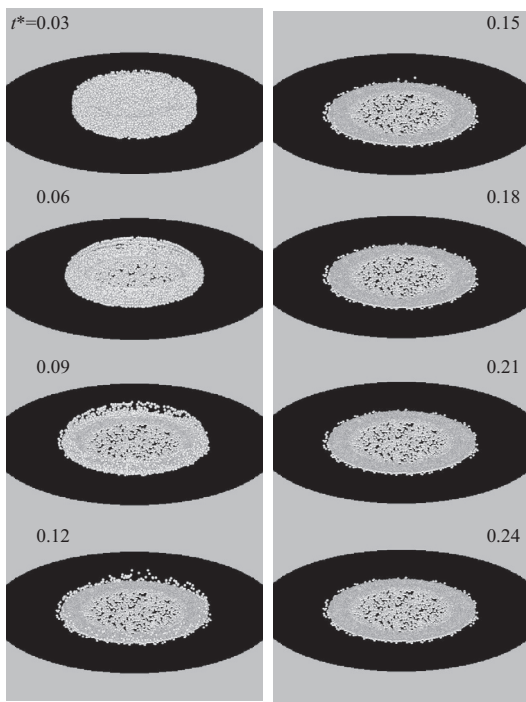


Fig.9 Temporal evolution of particle distribution at St=0.1

渦輪中心軸 (z 軸) の方向の渦度成分 ω_z の時間変化を図 11 に示す．ただし，無次元渦度 $\omega_z^* (= \omega_z / (\Gamma_0 / 2\pi D_0^2))$ の等値面 ($\omega_z^* = \pm 1$) が示してある． $t^* = 0.03$ において，粒子の周囲で ω_z^* が現れており，流れ場が三次元化している．その後， ω_z^* が広範囲に広がる．正負の ω_z^* をもつ渦管が絡み合う大規模な三次元流れ場へと発展していく．

鉛直中央断面 ($y-z$ 断面) における渦度成分 ω_x^* の分布および x 軸と直交する幅 $0.125D_0$ のスリット領域 ($-0.0625 \leq x/D \leq 0.0625$) の粒子分布を図 12 に示す．ただし，初期時刻に上層部に配置された粒子を赤，下層部の粒子を黒で表示してある． $t^* = 0.03$ において，中心軸の周囲の粒子が壁面方向に大きく駆動されている．渦輪が誘起する下降気流による． $t^* = 0.06$ では，粒子群の外縁に位置する上層の粒子 (赤色で表示) が渦輪により巻き上げられている．その後の $0.06 \leq t^* \leq 0.12$ において，渦輪の巻き上げの効果は継続するが， $t^* = 0.15$ において多くの

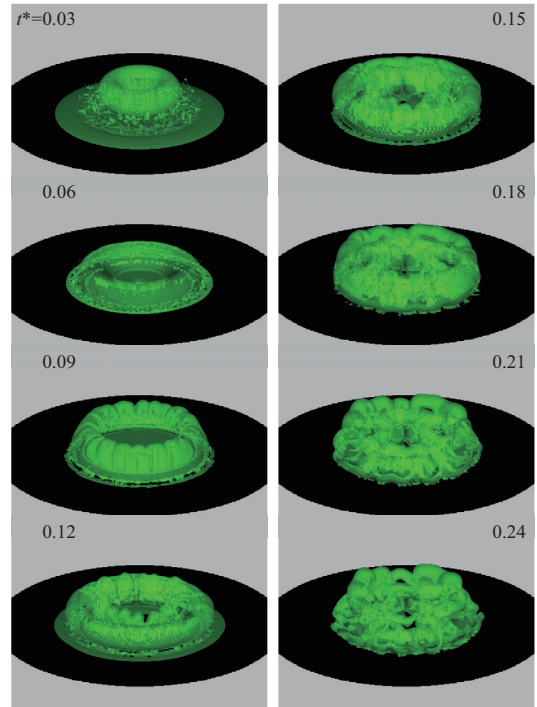


Fig.10 Temporal evolution of surface of vorticity $\omega_\varphi^* = 4$ at St=0.1

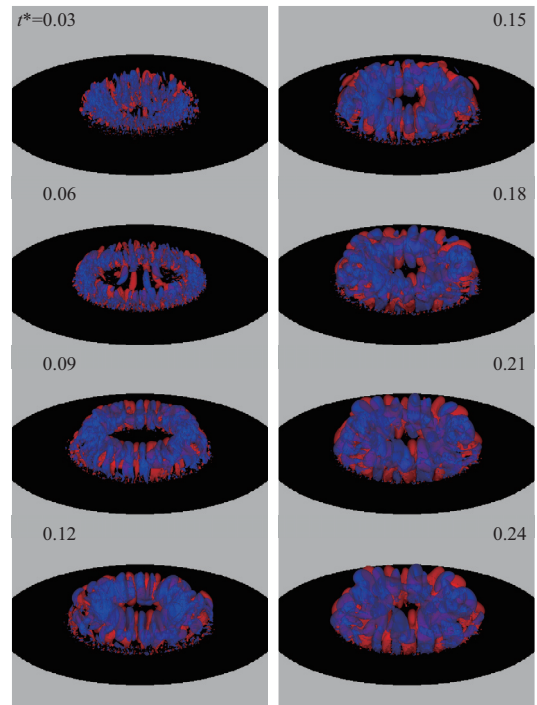


Fig.11 Temporal evolution of surfaces of vorticity $\omega_z^* = \pm 1$ at St=0.1

粒子が壁面上に落下する． $t^* \geq 0.18$ では，粒子は壁面上で静止したままである．一方，図 5 に示した粒子がない場合と同様， $t^* = 0.03$ において，壁面に接近する渦輪が壁面上に渦層を誘起する．また，粒子群の内部と外縁で離散的に渦度が発生している．上述のように気相と粒子の速度差に起因する． $t^* \geq 0.06$ では，渦層は渦輪による巻き上げにより二次的および三次的渦輪へと成長する．

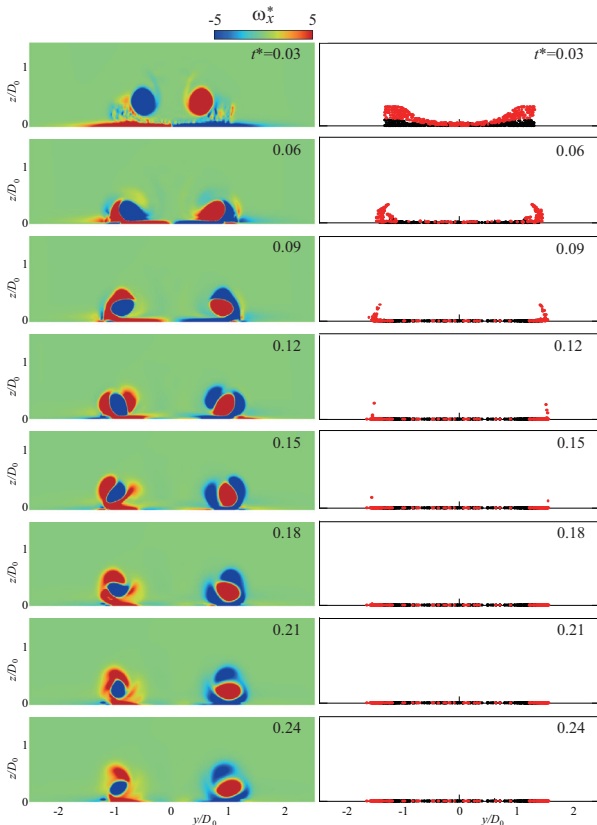


Fig.12 Temporal evolution of vorticity ω_x^* and particle distribution at $St=0.1$

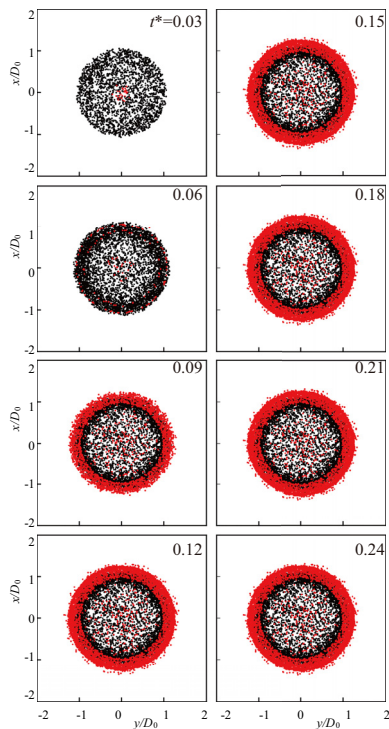


Fig.13 Temporal evolution of particle distribution projected onto $x - y$ plane at $St=0.1$

これらの強度は粒子がないときよりも低く、時間の経過とともに減衰していく。

壁面近傍領域 ($0 \leq z/D_0 \leq 0.01$) に存在する粒子の水平面 ($x-y$ 平面) における分布を図 13 に示す。ただし、8つの時刻における結果である。すべての時刻において、粒子は円形領域内に分布している。分布は、 $t^* \geq 0.12$ ではほぼ不変である。なお、初期時刻に上層部に配置された粒子 (赤色で表示) は、領域外縁で円環状に分布する。渦輪の渦運動により外縁へ駆動されるからである。円環の幅は $t^* \geq 0.12$ ではほぼ一定であり、 $0.29D$ である。また、円形領域内部において、粒子数が少ないことも再確認できる。

4.3 $St=1$ のときの粒子の運動と渦輪の挙動

図 14 は、Stokes 数 St が 1 のときの粒子分布の時間変化を示す。 $St=0.1$ の場合 (図 9) と同じ 8 つの時刻における結果が表示してある。 $0.03 \leq t^* \leq 0.21$ では、 $St=0.1$ の結果と同様、渦輪中心軸の周囲の粒子が半径方向に移動し、粒子群の外周に沿って円環状に粒子が密集する。渦輪が誘起する気流による。ただし、空気中に分布する粒子もある。粒子の慣性力が大きいため、壁面との衝突および跳ね返りを繰り返すからである。 $t^*=0.24$ では、全ての粒子が壁面上に落下し、静止状態に至る。

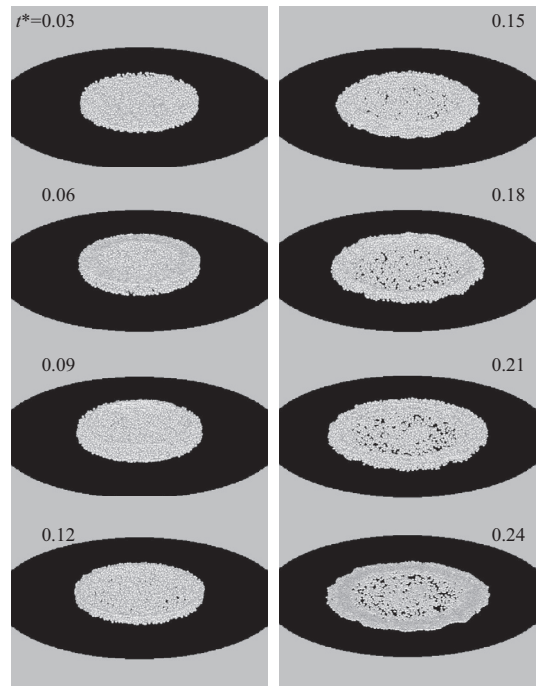


Fig.14 Temporal evolution of particle distribution at $St=1$

図 15 は、周方向渦度 ω_ϕ^* の分布の時間変化を示す。 $t^*=0.03$ では、壁面上に渦層が誘起されている。粒子周りの離散的な渦度は $St=0.1$ の場合よりも広範囲で生じており、渦度場の三次元化が著しい。 $t^*=0.09$ では、渦層の巻き上がりによる二次的渦輪が現れる。しかし、渦輪本体と同様に非軸対称である。 $0.09 < t^* \leq 0.15$ では、二次的渦輪が巻き上げられる。 $t^* \geq 0.18$ において、時間の経過とともに渦構造の鉛直高さが低下する。 $t^*=0.24$ では、渦輪中心軸の周囲で渦度場が消滅する。このような渦構造の縮退は、壁面近傍で鉛直方向に落下と跳ね返りを繰り返す粒子群により気流が流動抵抗を受け、渦輪が有するエネルギーが散逸するためである。

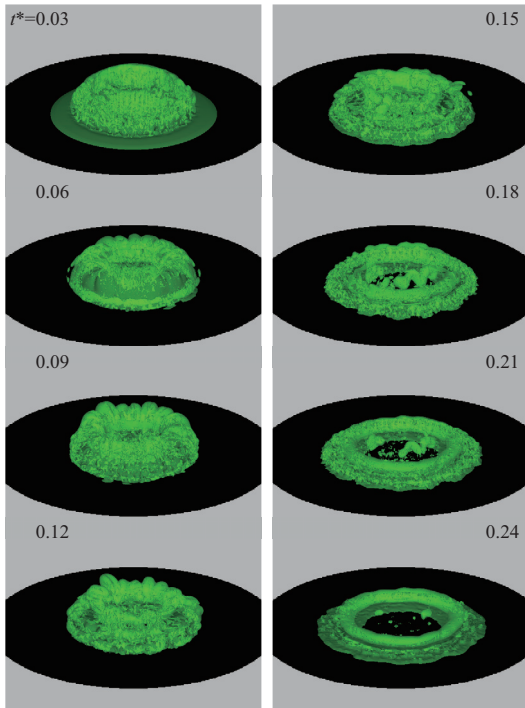


Fig.15 Temporal evolution of surface of vorticity $\omega_{\phi}^*=4$ at $St=1$

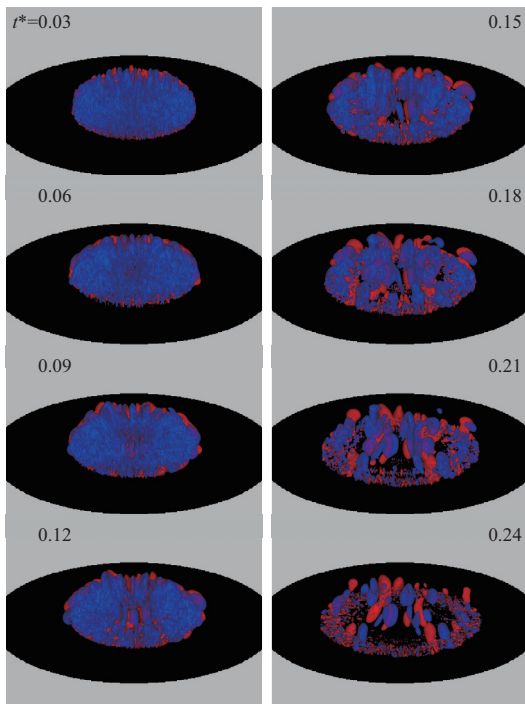


Fig.16 Temporal evolution of surfaces of vorticity $\omega_z^* \pm 1$ at $St=1$

渦輪中心軸の方向の渦度成分 ω_z^* の時間変化を図 16 に示す。 $St=0.1$ の結果 (図 11) と比較した場合、 $t^* \leq 0.18$ において広範囲で ω_z^* が発生している。壁面近傍で上下運動を繰り返す粒子の周囲に渦度が生起しており、流れの三次元化が著しいことを再確認できる。ただし、 ω_z^* は $t^* \geq 0.18$ で大きく減衰する。

鉛直中央断面 ($y-z$ 断面) における渦度成分 ω_x^* の分布およびスリット領域 ($-0.0625 \leq x/D \leq 0.0625$) の粒子分布を図 17 に示す。ただし、初期時刻に上層部に配置された粒子を赤、下層部の粒子を黒で表示してある。 $0.03 \leq t^* \leq 0.21$ において、粒子が壁面との衝突と跳ね返りを繰り返す現象を確認できる。 $t^*=0.24$ では、粒子が壁面上に落下し、静止する。 $t^*=0.09$ と 0.15 において、粒子群外縁の粒子が渦輪渦運動により壁面から巻上げられる。このような渦による粒子の巻上げは、渦対が壁面に接近する場合にも発生することが著者ら [12] のシミュレーションにより明らかにされている。一方、すべての時刻において、粒子群の内部と周囲で離散的な渦度場が発生しており、壁面上の渦層の成長を阻害している。 $t^* \geq 0.09$ では、二次的渦輪が発生し、渦輪の周囲を回転している。しかし、その強度は粒子がないときよりも小さく、減衰も大きい。渦層の発達に阻害されることに起因して、三次的渦輪は発生しない。

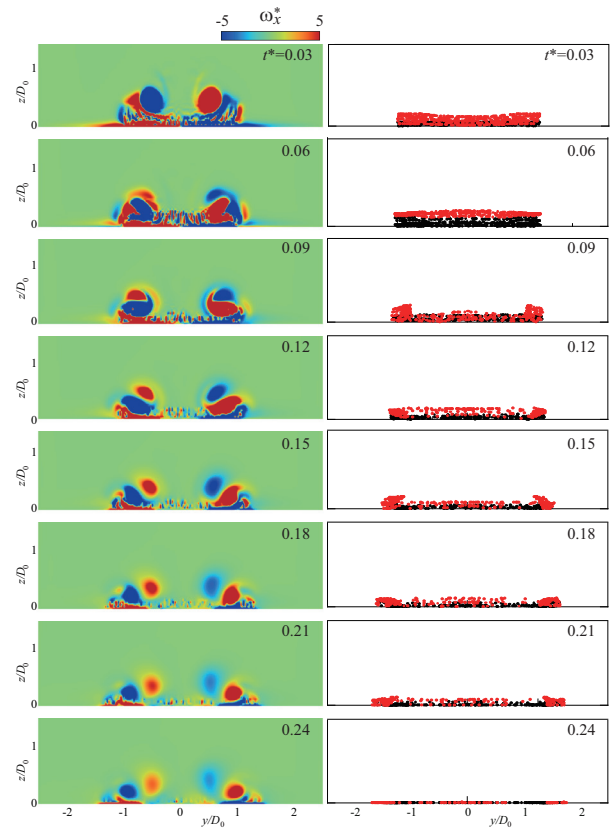


Fig.17 Temporal evolution of vorticity ω_x^* and particle distribution at $St=1$

大規模な渦構造と粒子運動の関係は、Stokes 数 St に応じて分類できることが知られている [20]。後流 [21] やせん断層 [22,23] における粒子運動の解析によれば、 $St \simeq 1$ では粒子が大規模渦の周囲に層状に集中して分布する。上述の渦輪による粒子の巻上げは選択的分布に相当する。

壁面近傍領域 ($0 < z/D \leq 0.01$) の粒子の水平面 ($x-y$ 平面) における分布の時間変化を図 18 に示す。 $t^*=0.03$ において、初期時刻に下層部に配置された粒子 (黒色で表示) が円環状に分布し、 $t^*=0.06$ では円形領域内にほぼ一様に分布する。 $t^*=0.09$ では上層部に配置された粒子 (赤色で表示) のみが分布し、 $t^*=0.12$ では下層部の粒子

のみが存在する．粒子の壁面との衝突と跳ね返りを確認できる． $t^* \geq 0.15$ では，時間の経過につれて壁面近傍における粒子数が増大し，初期時刻に上層に配置された粒子が円形領域外縁に沿って分布する．

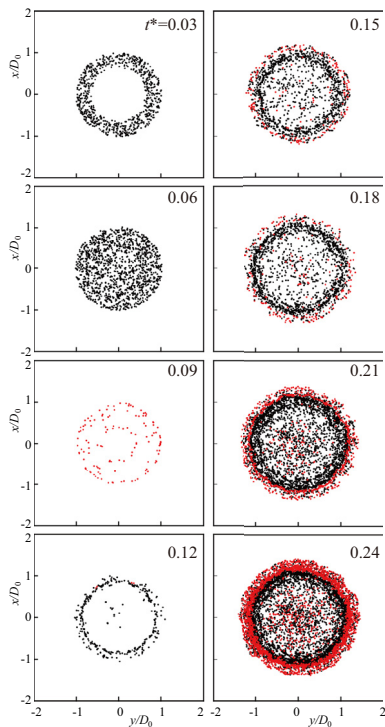


Fig.18 Temporal evolution of particle distribution projected onto $x - y$ plane at $St=1$

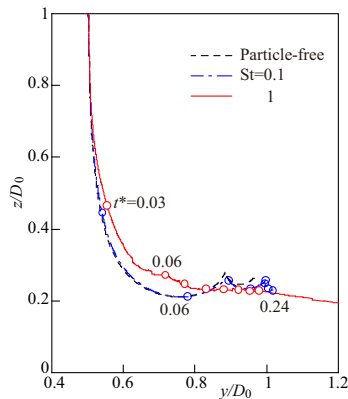


Fig.19 Effect of particle on trajectory of vortex core

4.4 渦輪の軌跡と循環

鉛直中央断面における渦核の軌跡を図 19 に示す．ただし， $y > 0$ の渦核に対する結果であり，8 つの時刻の位置が \circ 印で示してある． $St=0.1$ の場合には，粒子がないときの結果とほぼ一致しており，軌跡に及ぼす粒子の影響は軽微である．一方， $St=1$ の場合には， $t^* \leq 0.12$ では壁面への接近が粒子により阻害されている．図 15 と 16 に示したように，渦構造が著しく三次元化し，渦輪強度が低下したことに起因する．このような粒子の効果は，壁面に接近する渦対の挙動のシミュレーション [12] におい

ても求められている． $t^* \geq 0.12$ では，粒子がない場合よりも壁面に漸近する．二次的渦輪の強度が低く，その影響を受けないからである．

渦輪の循環 Γ の時間変化を図 20 に示す． $St=0.1$ の場合の Γ は， $t^* < 0.083$ では粒子がない場合と等しい． $t^* \geq 0.083$ では低くなるが，その差は小さい． $St=1$ の場合には， $t^* = 0.04$ で急低下し，粒子の影響が著しく現れている．

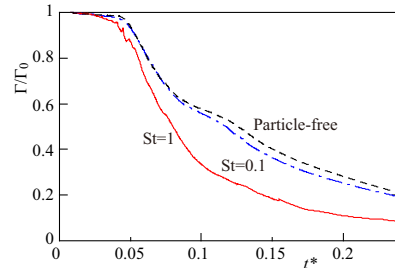


Fig.20 Effect of particle on temporal variation in circulation of vortex ring

5. 結論

壁面近傍で多重の層を形成する球形の固体粒子群に向けて渦輪を垂直に接近させた場合について，粒子の運動と渦輪の挙動を数値解析した．解析には，著者らが提案した固気二相流に対する Vortex in Cell 法を用いた．渦輪の Reynolds 数は 1146 であり，Stokes 数 St が 0.1 と 1 の場合を解析した．その結果，以下の結論が得られた．

- (1) $St=0.1$ の場合，渦輪中心軸の周囲の粒子は壁方向に運動しながら半径方向に移動する．粒子層外縁に配置された粒子は舞い上がる．その結果，粒子層外縁において円環状の分布を形成する．粒子がないときと同様，壁面上に渦層が生起し，渦輪により巻上げられて二次的および三次的渦輪へ変化する．粒子の周囲には離散的な渦度が発生する．渦度場は三次元的であり，粒子がないときよりも渦輪の崩壊が速い．
- (2) $St=1$ の場合， $St=0.1$ のときと同様，渦輪中心軸の周囲の粒子は半径方向に移動して粒子層外縁において円環状の分布を形成する．粒子は慣性力が大きいいため，壁面との衝突と跳ね返りを繰り返す．粒子周りの離散的な渦度は， $St=0.1$ の場合よりも広範囲で生じており，分布の三次元性が顕著である．粒子が壁面と衝突と跳ね返りを繰り返すことに起因して， $St=1$ の場合よりも渦度場が速く減衰する．なお，三次的渦輪は発生しない．
- (3) $St=0.1$ の場合の鉛直断面内の渦核の軌跡は，粒子がないときとほぼ同じである． $St=1$ の場合には，初期位置から壁面への渦輪の接近が粒子により阻害される．
- (4) 渦輪の循環は粒子により低下する．粒子に起因する渦度場が広範囲で生じる $St=1$ の場合には，低下量はより大きい．

参考文献

- [1] Walker, J. D. A, Smith, C. R., Cerra, A. W., Doligalski, T. L., The impact of a vortex ring on a wall, *J. Fluid Mech.*, Vol.181(1987), pp.99-140.

- [2] Orlandi, P. and Verzicco, R., Vortex rings impinging on walls; axisymmetric and three-dimensional simulations, *J. Fluid Mech.*, Vol.256(1993), pp.615-646.
- [3] Swearingen, J. D., Crouch, J. D., Handler, R. A., Dynamics and stability of a vortex ring impacting a solid boundary, *J. Fluid Mech.*, Vol.297(1995), pp.1-28.
- [4] Liu, C. H., A three-dimensional vortex particle-in-cell method for vortex motions in the vicinity of a wall, *Int. J. Numer. Meth. Fluids*, Vol.37(2001), pp.501-523.
- [5] Sutherland, A., Proposed mechanism for sediment entrainment by turbulent flows, *J. Geophysical Research*, Vol.72(1967), pp.6183-6194.
- [6] Suzuki, A., Kumagai, I., Nagata, Y., Kurita, K., Barnouin-Jha, O. S., Modes of ejecta emplacement at Martian craters from laboratory experiments of an expanding vortex ring interacting with a particle layer, *Geophysical Research Letters*, Vol.34(2007), L05203.
- [7] Munro, R. J., Bethke, N., Dalziel, S. B., Sediment resuspension and erosion by vortex rings, *Phys. Fluids*, Vol.21(2009), 046601.
- [8] Masuda, N., Yoshida, J., Ito, B., Furuya, T., Sano, O., Collision of a vortex ring on granular material, Part I. Interaction of the vortex ring with the granular layer, *Fluid Dyn. Res.*, Vol.44(2012), 015501.
- [9] Winckelmens, G., Cocle, R., Dufresne, L., Capart, R., Vortex methods and their application to trailing vortex simulations, *C. R. Physique*, Vol.6(2005), pp.467-486.
- [10] Cocle, R., Winckelmens, G., Daeninck, G., Combining the vortex-in-cell and parallel fast multipole methods for efficient domain decomposition simulations, *J. Comput. Phys.*, Vol.227(2008), pp.9091-9120.
- [11] Chatelain, P., Curioni, A., Bergdorf, M., Rossinelli, D., Andreoni, W. and Koumoutsakos, P., Billion vortex particle direct numerical simulations of aircraft wakes, *Comput. Methods Appl. Mech. Engrg.*, Vol.197(2008), pp.1296-1304.
- [12] Uchiyama, T. and Shimada, S., Numerical simulation of the interactions between a vortex pair and solid particles near a wall, *Powder Technol.*, Vol.257(2014), pp.55-67.
- [13] Uchiyama, T., Numerical simulation of particle-laden gas flow by vortex in cell method, *Powder Technol.*, Vol.235(2012), pp.376-385.
- [14] Schiller, L. and Naumann, A. Z., Über die grundlegenden Berechnungen bei der Schwerkraftaufbereitung, *Z. Vereines Deutscher Inge.*, Vol.77(1933), pp.318-321.
- [15] Cottet, G.-H. and Koumoutsakos, P. D., *Vortex Methods: Theory and Practice*, Cambridge University Press, (2000).
- [16] Uchiyama, T., Yoshii, Y. and Hamada, H., Direct numerical simulation of a turbulent channel flow by an improved vortex in cell method, *Int. J. Numerical Methods for Heat and Fluid Flow*, Vol.24(2014), pp.103-123.
- [17] Uchiyama, T., Hamada, H. and Degawa, T., Numerical simulation of rotating turbulent channel flow by vortex in cell method, *The Open Transport Phenomena J.*, Vol.5(2013), pp.30-41.
- [18] Uchiyama, T., Kobayashi, M., Iio, S., Ikeda, T. and Yoshii Y., Numerical simulation of a rectangular jet by the vortex in cell method, *Int. J. Transport Phenomena*, Vol.13(2014), pp.245-255.
- [19] Rudinger, G., *Fundamentals of gas-particle flow*, (1980), Elsevier.
- [20] Crowe, C., Sommerfeld, M. and Tsuji, Y., *Multiphase flow with droplets and particles*, (1992), CRC Press.
- [21] Tang, L., Wen, F., Crowe, C. T., Chung, J. N., Troutt, T. R., Self-organizing particle dispersion mechanism in a plane wake, *Phys. Fluids, A*, Vol.4(1992), pp.2244-2251.
- [22] Wen, F., Kamalu, N., Chung, J. N., Crowe, C. T. and Troutt, T. R., Particle dispersion by vortex structures in plane mixing layers, *Trans. ASME, J. Fluid Eng.*, Vol.114(1992), pp.657-666.
- [23] Yang, X., Rielly, C., Li, L., Li, G., Chen, B., Huang, X., Modelling of heavy and buoyant particle dispersion in a two-dimensional turbulent mixing layer, *Powder Technol.*, Vol.178(2007), pp.151-1656.