

渦輪の衝突による粒状体表面の パターン形成の研究

東京農工大学工学府
電子情報工学専攻
12834102 吉田 隼也
指導教員：佐野 理 教授

目次

第 1 章	序論	4
1.1	はじめに	4
1.2	背景	6
1.2.1	流体力学における渦	6
1.2.2	渦輪	7
1.2.3	渦輪の不安定性	8
1.2.4	渦輪の固体表面への衝突	9
1.2.5	粒状体	11
1.3	目的	12
第 2 章	実験装置及び方法	13
2.1	実験装置	13
2.1.1	渦輪発生装置	14
2.1.2	粒状体層の設定	15
2.1.3	粒状体層厚測定装置	16
2.2	計測方法	17
2.2.1	渦輪の速度場と渦度場	17
2.2.2	渦輪の軌跡と変形	18
2.2.3	校正曲線の算出	19
第 3 章	自由空間内での渦輪	20
3.1	渦輪の形成過程	20
3.2	渦輪を特徴づける物理量	21
3.3	渦輪並進速度の時間変化	22
3.4	渦輪の不安定化	24
3.5	第 3 章の考察・結論	25
第 4 章	渦輪の変形と衝突痕形成過程	26
4.1	渦輪の軌跡	26
4.2	渦輪の変形	27
4.3	渦輪による衝突痕	28
4.4	衝突痕形成過程	29
4.4.1	<i>circular crater</i> 形成過程	30
4.4.2	<i>dimple</i> 形成過程	31
4.5	第 4 章の考察・結論	32
第 5 章	衝突痕形状の Reynolds 数依存性	34
5.1	Re 数変化による渦輪軌跡の変化	34
5.2	Re 数変化による衝突痕形状の変化	35

5.2.1	衝突痕断面図	36
5.3	<i>dimple</i> の個数	38
5.4	掘削体積	39
5.5	掘削体積の考察	39
5.6	第 5 章の結論	41
第 6 章	衝突痕形状の Reynolds 数, 粒状体粒径依存性	42
6.1	粒径 0.06mm ガラスビーズ層に形成された衝突痕	42
6.2	衝突痕断面図 ($d = 0.06\text{mm}$)	43
6.3	粒径 0.2 mm ガラスビーズ層の衝突痕	44
6.4	衝突痕断面図 ($d = 0.2\text{mm}$)	45
6.5	粒径の変化による衝突痕形状の変化	46
6.5.1	掘削体積の Re 数依存性	47
6.6	理論モデル	48
6.6.1	平板に接近する渦対	48
6.6.2	平板上の応力分布	49
6.6.3	掘削領域	50
6.6.4	臨界応力の粒状体粒径依存性	52
6.7	第 6 章の結論	54
第 7 章	渦輪衝突痕の渦輪 Reynolds 数及び粒状体物性依存性	55
7.1	衝突痕形状の Re 数, 粒状体物性依存性	55
7.2	衝突痕形成の Re, θ 依存性	56
7.3	第 7 章の考察・結論	57
第 8 章	衝突痕の渦輪運動距離依存性	58
8.1	衝突痕形状及び発生条件の変化	58
8.2	<i>groove</i> 形成過程	60
8.3	衝突痕形状	61
8.4	第 8 章の結論	62
第 9 章	結論・展望	63
9.1	結論	63
9.2	展望	65

第1章 序論

1.1 はじめに

流体力学は工学に限らず、農学、医学、地球・惑星科学など、多くの分野に関連し、人類の生活を支える上で欠かすことのできない研究分野である [1]-[8]。産業革命以降、急速な発展を見せた種々の内燃機関や、それらを搭載した鉄道や自動車、航空機、大型船舶はいずれも流体力学と密接な関連を持ち、それらの進化の歴史は流体力学の発展の歴史でもある。また、気象や地球内部のマントル対流のような惑星スケールから、生物の細胞内の流れのような微小スケールまで、あらゆる世界に流体力学は関連しており、長年に渡り多くの研究者を魅了する研究分野でもある。

このような流体力学における重要な要素の一つが、渦運動である。流体力学における渦とは、流体粒子の自転運動であり、流体の持つ粘性や非保存力によって生成される [9]。前者の例としては、粘性によって物体表面に発生した速度勾配から生じるカルマン渦があり、後者の例としては温度差に伴う浮力と地球の自転に伴うコリオリ力によって生成される台風や竜巻がある。流体の運動が自然科学や工学などの様々な研究分野に関連するのと同様に、渦運動も様々な研究分野と関連する [9]-[11]。渦運動は秩序構造の形成や流体運動に非定常性をもたらす、流体運動を複雑で多様なものへと変化させる。また、流体運動の理論的解析手段の一つであるポテンシャル流れの理論では、流体中に存在する物体は湧き出しと渦の組み合わせによって表現され、渦は流体中の物体に力を及ぼす重要な存在となる [1]-[8]。このように、流体力学において渦運動の寄与は非常に大きく、渦は流体力学の腱であり骨格であるとも言われる [12]。

このような渦運動のなかでも、古くから多くの研究がなされてきたものの一つに、渦がトーラス状になった渦輪（次節で詳述）と呼ばれる流体運動がある。渦輪は渦の形成や相互作用、不安定化などといった渦運動に関するすべての現象を内包しており、渦運動の解明にあたり重要な要素であると考えられている [9][20]。渦輪は固有の質量と運動量を保有して運動するという性質がある。また、粘性による拡散を無視すれば、渦の内外では物質の出入りが生じないため、渦輪の内部に閉じ込められた流体は渦輪と共に長距離を移動する。これらの性質により、多くの生物の飛翔や推進、物質輸送に渦輪が利用されており [21]、工業的にも香料の輸送や、火災消火など、多くの応用が期待されている [19]。他方、渦輪と物体の相互作用についても、渦と物体の干渉や渦の生成などの解明を目的として、古くから研究がなされてきた [13]-[44]。しかし、これまでの研究では物体そのものは与えられた形状を保ち、渦輪や流体の流れがどのように影響を受けるかを論じたものがほとんどであり、渦輪が物体の形状を変えるような相互作用を扱った例は極めて稀である。これに対して、強い渦輪の場合には、相互作用によって物体を変形させる可能性がある。前述のように、渦輪は固有の質量や運動量を伴って移動するので「粒子」の衝突と同様の効果が期待される。すなわち、通常の物体がモノポールであるのに対して、渦輪はダイポールとして周囲の流体や固体との相互作用を行うという意味で、力学的にも基本的な重要性を持つ。これらを踏まえ、本研究では、このような渦と物体間の相互作用の一例として、固体と流体の中間

的振る舞いをする粒状体と渦輪の相互作用について研究する。粒状体は、固体と流体の中間的振る舞いをする「柔らかい」物質であり、相互作用の観測や解析にあたり、ミクロな粒子運動とその結果生じるマクロな変化（界面変形）を結び付けるメソスコピックな情報を与えるという点で適切な媒質と考えられるだけでなく、近年になって様々な実用性が着目されているものの1つでもある。

1.2 背景

1.2.1 流体力学における渦

流体中の任意の点 (x, y, z) における速度ベクトルを $v = (u, v, w)$ としたとき,

$$\omega = \text{rot} v \quad (1.1)$$

によって定義される ω を渦度と呼ぶ。渦度は流体粒子の剛体回転を表わしており、同心円状の流線を持つ流れ場であっても渦度を持たない場合がある。他方、平行な流線を持つ流れ場であっても、流れに速度勾配があれば渦度が存在する。

渦度 ω に沿った方向に線を連ねて作られる曲線を渦線 (vortex line)、流体中の閉曲線を通る渦線が作る管状の領域を渦管 (vortex tube) と呼ぶ [1]-[7]。ここで、渦管の外側を取り巻く閉曲線 C に沿った速度の線積分をとると、Stokes の定理により、

$$\Gamma = \int_C v \cdot ds = \int_S \text{rot} v \cdot dS = \int_S \omega \cdot dS \quad (1.2)$$

が得られる。ここで、 S は閉曲線 C によって張られる面であり、 ds は C 上の線要素、 dS は S 上の面要素である。 Γ は循環と呼ばれ、渦管の強さを表わしている。

渦管の表面上では、面ベクトルと渦度ベクトルは直交するので、 $\omega \cdot dS = 0$ となる。ここで、循環の積分経路として図 1.1 のような経路を考えると、経路 $A''B$ と経路 $B''A$ における線積分は連続的な場の中で同じ経路上を互いに逆向きに積分しているので、互いに打ち消し合う。したがって、

$$\int_{AA'A''} v \cdot ds + \int_{BB'B''} v \cdot ds = 0$$

を得る。経路 $AA'A''$ と経路 $B''B'B$ はともに渦管を同じ向きにとり巻く経路上での循環を求めたものなので、「1つの渦管について、これを同方向にとり巻くどのような閉曲線をとっても、それに沿う循環が保存される」という、ヘルムホルツの渦定理が導かれる [1]-[7]。この定理により、渦管は流体中でとぎれることはなく、境界までのびているか、自分自身で閉じて輪を形成する必要がある。後者のようなリング状の渦を渦輪 (vortex ring) と呼ぶ。

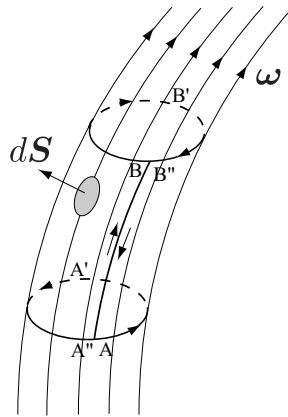


図 1.1: 渦管を取り巻く積分経路

1.2.2 渦輪

流体中で渦管がリング状の閉曲線を形成した渦輪は，自らの生み出す速度場によって，固有の並進速度，運動量，運動エネルギーをもって運動する [1]．渦度が渦輪半径 R に比べ十分に小さい半径 a の領域内に一様に分布している場合（図 1.2 参照），渦輪の並進速度 U は，

$$U \simeq \frac{\Gamma}{4\pi R} \left(\log \frac{8R}{a} - \frac{1}{4} \right) \quad (1.3)$$

と表わされる．この公式は Kelvin の公式と呼ばれている [1]．このとき，渦輪の運動量 P と運動エネルギー K は，近似的に

$$P = \rho\pi R^2\Gamma \quad (1.4)$$

$$K = \frac{\rho\Gamma^2 R}{2} \left(\log \frac{8R}{a} - \frac{7}{4} \right) \quad (1.5)$$

と表わされる．

一方，実在の流体中では，渦度は粘性散逸により，極値となる点の周辺にガウス状に分布する．この場合の渦輪の並進速度は，

$$U \simeq \frac{\Gamma}{4\pi R} \left(\log \frac{8R}{\sqrt{4\nu t}} - 0.558 \right) \quad (1.6)$$

と表わされる（Saffman の公式）[22]．また，Saffman の公式の精度を高めると Fukumoto-Moffatt の公式

$$U \simeq \frac{\Gamma}{4\pi R} \left(\log \frac{8R}{\sqrt{4\nu t}} - 0.5580 - 3.6716 \frac{\nu t}{R^2} \right) \quad (1.7)$$

が得られる [23]．式 (1.6)(1.7) は，粘性によって渦度が分布した領域（渦芯）の半径が増大し，それに伴って渦輪の並進速度が減少していくことを表わしている．なお，粘性流体中では循環 Γ や渦輪半径 R も時間変化するが，それらの変化は渦芯半径の時間変化に比べ小さいと仮定されている [13]．

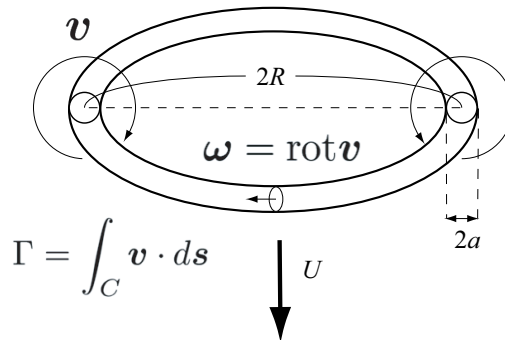


図 1.2: 渦輪の概念図． C は渦管を取り巻く経路とする．

1.2.3 渦輪の不安定性

渦輪は形成直後は円形を維持したまま運動するが、次第に周方向に波状変形が現れる（図 1.3）。渦輪のこのような波状変形は Krutzsch によって報告された後、Widnall らによって理論的研究がなされたことから、Krutzsch Instability もしくは Widnall Instability と呼ばれている [24]-[33]。Widnall らの理論によれば、渦輪の各微小部分の周辺には微小部分自身が発生する速度場と他の部分から誘導される流れ場の重ね合わせにより、歪流れ場 (strain flow field) が形成されている（図 1.4）。この歪流れ場により、渦輪は図 1.4 の矢印が示す方向に圧縮と引き延ばしの力を受けており、外乱によって渦輪に変形が生じると変形が増幅される。このため、渦輪は形成直後は円形であるが、次第に周方向に波状変形が現れる [25][26][27]。

近年、Widnall らによる不安定化のメカニズムとは異なる不安定化の要因として、渦管内部の渦度分布に起因する曲率不安定性 [30] や、渦管近傍の流体が受ける遠心力による遠心力不安定性 [33] についても理論・実験の双方で活発な研究が行われている。

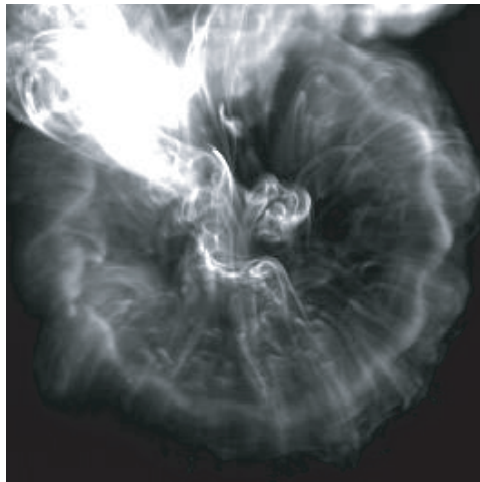


図 1.3: 不安定化した渦輪

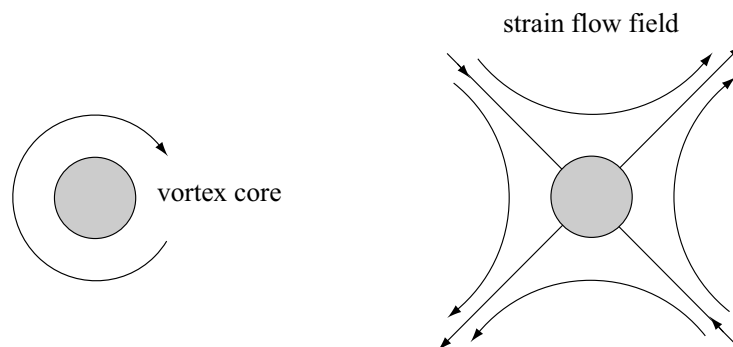


図 1.4: 歪流れ場の概略図

1.2.4 渦輪の固体表面への衝突

渦輪と固体・流体境界との衝突は古くから多くの研究がなされている．Dyson は非粘性流体中の渦輪の固体平板への衝突について理論的研究を行い，渦輪が境界面に近づくにつれて鏡像渦輪との相互作用によって並進速度は減少し，渦輪半径は増大するという結果を得た [14]．他方，粘性のある流体中における渦輪に対する実験的研究によると，渦輪は最初は固体平板に接近するが，その後跳ね上がるような挙動（リバウンド）をすることが報告されている [31][42]．Walker ら [32] はこの現象について可視化実験及び理論解析を行い，流体の粘性によって固体平板上に新たに形成される渦輪がこのような挙動の原因であると報告している．以下にその概略を述べる．なお，以下では，固体平板に接近する渦輪を一次渦輪（primary vortex ring），境界面上で発生する渦輪を順に二次渦輪（secondary vortex ring），三次渦輪（tertiary vortex ring）と呼ぶ．

(i) 一次渦輪が半径を増加させつつ固体平板に接近する．流体の粘性により，固体平板の表面上では流速が0となる．このため，平板の表面近傍に速度勾配が形成される．

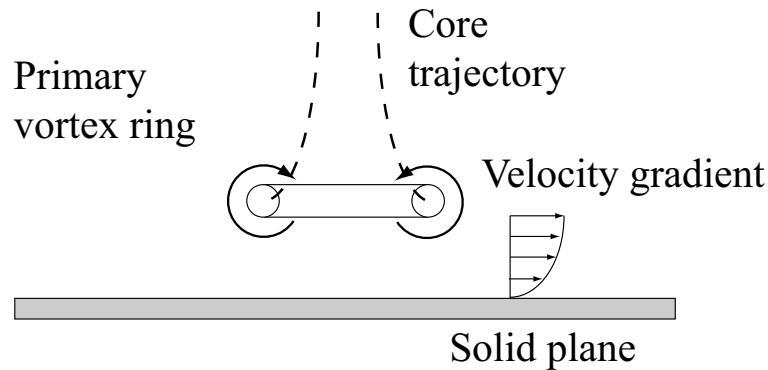


図 1.5: 渦輪の固体平板への衝突

(ii) 平板表面近傍に形成された速度勾配が十分に強い場合には，一次渦輪と逆向きの渦度を持つ二次渦輪が形成される．

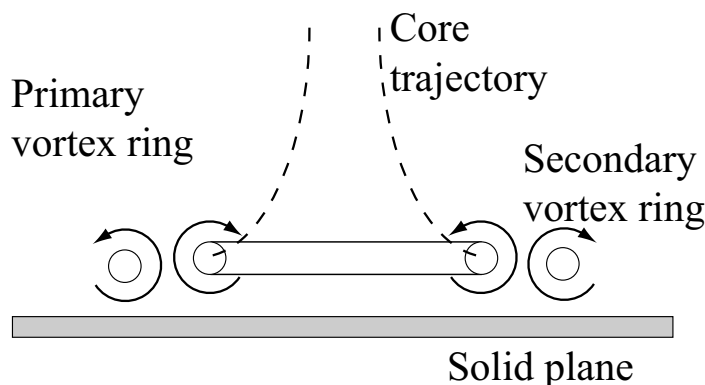


図 1.6: 渦輪の固体平板への衝突

(iii) 二次渦輪は一次渦輪の作る流れ場の影響により，一次渦輪の内部に巻き込まれていく．一方，一次渦輪も二次渦輪の流れ場の影響により，固体平板から跳ね上がるような挙動(リバウンド)の後，再度固体平板に接近する．また，二次渦輪と同様のメカニズムで三次渦輪が形成される．

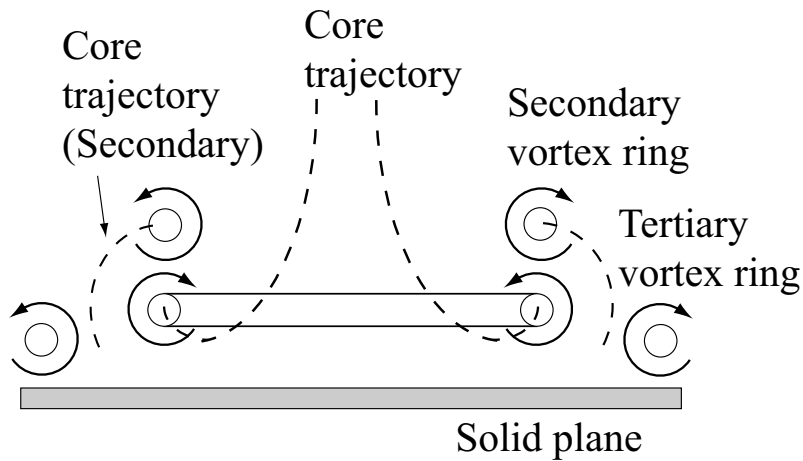


図 1.7: 渦輪の固体平板への衝突

このような平板近傍での渦の発生や渦同士の相互作用は乱流現象のモデルの一つとしても期待されており，理論・実験の双方で活発に研究が行われている [33]-[41]．このような渦輪と境界面との干渉に関する研究としては，固体平板との衝突以外にも，流体境界との衝突 [43] や，多孔質境界との衝突 [44] などもある．いずれの場合も二次渦輪の発生や一次渦輪との干渉が報告されている．また，流体境界への衝突の場合には，渦輪の接近と変形にともなって境界面の変形が生じることが知られている [43]．

1.2.5 粒状体

粒状体とは、大きさが有限の古典粒子の高数密度集合体であり、非凝集的な粒子間相互作用を持ち、弾性衝突や摩擦によるエネルギー散逸を伴うという特徴がある [45]。各粒子の運動は古典力学に支配されており、また、クーロン力のような長距離相互作用は無く、力の伝達は隣接粒子間の接触点を通してのみ生じる。隣接粒子間のミクロな相互作用のみでマクロな秩序構造形成を引き起こすことから、粒状体の運動に関する研究はミクロとマクロをつなぐメゾスコピック系の一つとして注目されている。

粒状体は、充填や貯蔵、混合や偏析、輸送や閉塞（目詰まり）、ダイラタンシーなど、多くの物理的、工学的な課題を内包しているだけでなく、流れや振動により誘導される多くの現象、例えば、振動による対流、波動の形成や伝播、あるいは流れにより誘起される砂丘や砂漣の形成、土砂崩れや流動化などの固液相転移の観点から、近年とくに注目が集まっている [47]-[59]。本研究テーマはとくに後者に関連し、流体中で明確な流れ構造をもつ渦輪が作り出す流れと粒状体との相互作用に着目している。

1.3 目的

近年、渦輪と粒状体境界との衝突に関する研究が行われており、渦輪の強さや粒状体の物性に応じて特徴的な衝突痕が残されることが報告されている [60]-[67]。渦輪によるこのような衝突痕形成過程は、火星表面に残る特徴的なクレーター（ランパート・クレーター）の形成仮説の一つとしても提案されており [70]、また、浅海底・湖床や水槽・炉内の堆積物除去・水質浄化方法としても期待されている [71][72]。

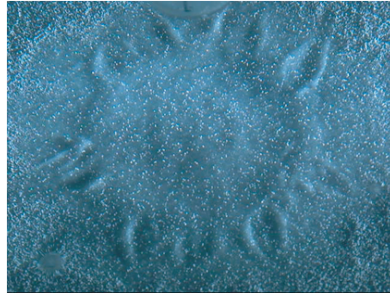


図 1.8: 渦輪による衝突痕の例

Munro ら及び Bethke らは、渦輪が衝突することによって放射状の窪みを持つ衝突痕が形成されると報告している [63][68]。彼らの実験では、渦輪が不安定化していることは報告されているが、渦輪が発生してから粒状体表面に衝突するまでの並進運動距離は固定されており、渦輪がどのような状態で衝突したかについての検証は行われていない。すなわち、渦の不安定化が、渦に内在する不安定性によるものか、あるいは粒状体との相互作用によるものかが不明である。そこで、本研究では、主として渦輪が不安定化する前に粒状体表面に衝突する場合に注目し、渦輪と粒状体界面との相互作用による不安定化と、衝突痕形成過程の解明を目的とする。また、粒状体の粒径や材質が衝突痕形状や形成過程に及ぼす影響を調べるため、粒径や密度の異なる粒状体を使用して衝突痕形成過程及びその形状を観測する。

第2章 実験装置及び方法

本章では，渦輪発生装置，粒状体層の設定，および速度場や層厚の測定方法などについて述べる．

2.1 実験装置

本研究に用いた実験装置を図 2.1 に，座標軸および主要な記号を図 2.2 に示す．本実験装置はテストセクションとなる $500\text{ mm} \times 500\text{ mm} \times 700\text{ mm}$ の水槽と，渦輪発生装置から構成されている．以下では実験装置各部の詳細について述べる．

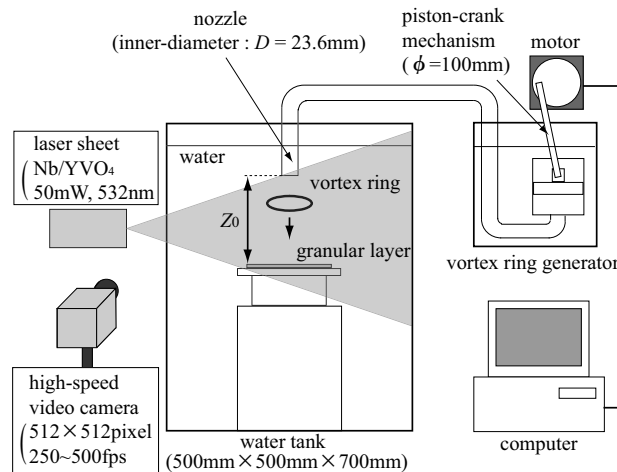


図 2.1: 実験装置

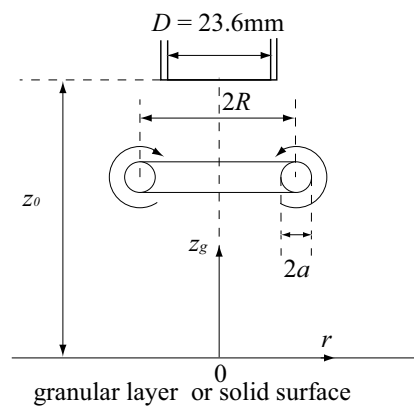


図 2.2: 座標軸

2.1.1 渦輪発生装置

渦輪発生装置の概念図を図 2.3 に示す．コンピューターで制御したモーターによってピストンを動かし，流体（水）に撃力を与えてノズルから押し出して渦輪を発生させる．ノズルから押し出された流体と外部の流体との速度差によってノズル開口部付近に渦層（vortex sheet）が発生し，これが巻き上がって渦輪が形成される．また，渦輪を取り巻くように渦輪と共に動く流体領域（vortex bubble）が形成される（図 2.4）．本研究では，ピストン位置 z_p の移動速度および押し出す流体量を変化させることによってノズル端に発生する渦層の強さを变化させ，形成される渦輪の運動状態を变化させる．ピストンの運動は図 2.5 に示す 5 種類を設定した．

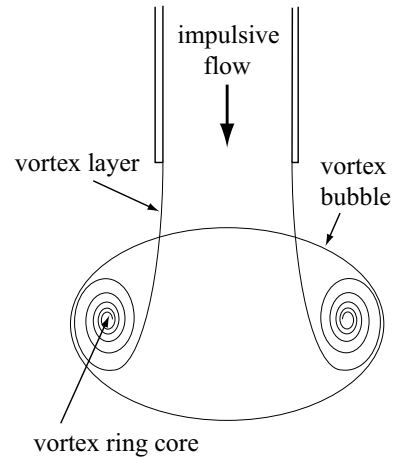
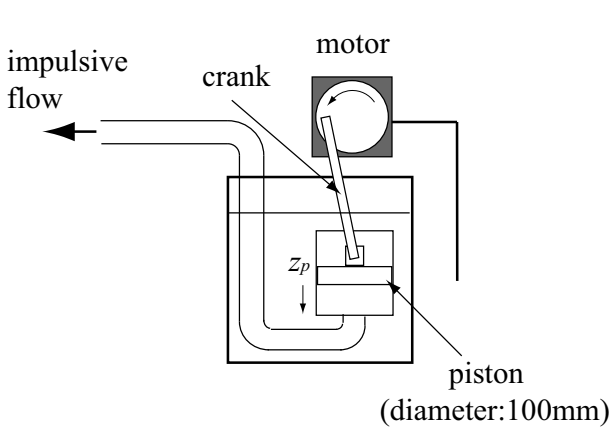


図 2.3: 渦輪発生装置の概略

図 2.4: 渦輪形成の概略図

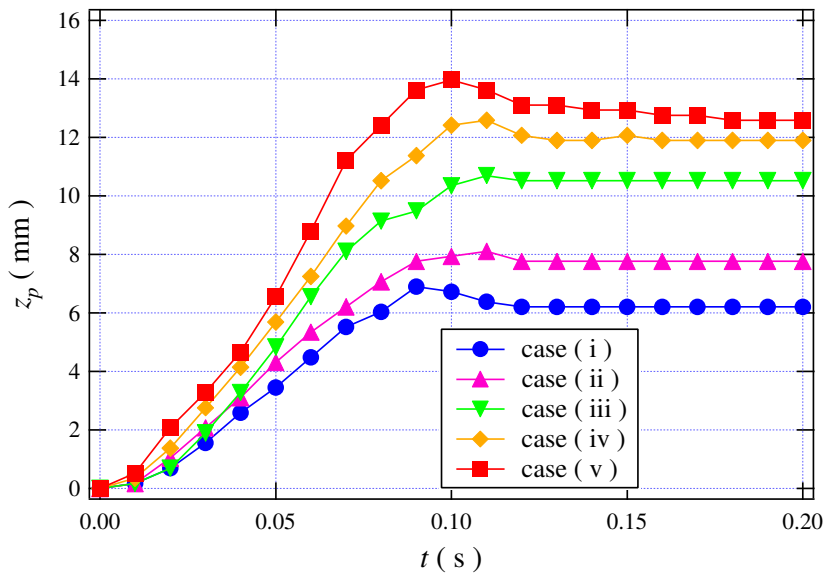


図 2.5: ピストン位置の時間変化

2.1.2 粒状体層の設定

本研究で使用した粒状体を表 1 に示す．いずれの場合も粒状体層厚は 2mm に設定した．

表 1：使用した粒状体

	材質	粒径 $d(\text{mm})$	比重
(a)	glass	0.06	2.40
(b)	glass	0.1	2.40
(c)	glass	0.2	2.40
(d)	nylon	0.16	1.03

層厚を均等にするため，高さ 2mm の枠を持つアクリル製のトレーを作製した (図 2.6)．ガラスビーズを用いた粒状体層設定時には，圧縮等によって粒状体層の堆積状態が変化することを防止するため，トレー内に必要量以上の粒状体を入れた後，枠に乗せたプレートによって余剰分をトレー外に掃き出し均等な厚さの粒状体層を実現した (図 2.7)．ナイロンビーズを用いた粒状体層では，粒子と流体との密度差が小さく，わずかな流れでも粒状体層に変化が生じてしまうため，ナイロンビーズを懸濁させた水をトレー内に流し込み，自然堆積によって粒状体層を設定した (図 2.8)．

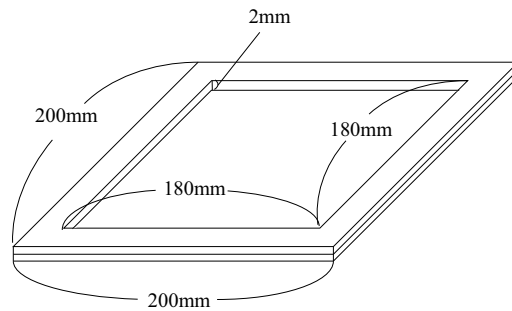


図 2.6: 粒状体設定用トレー

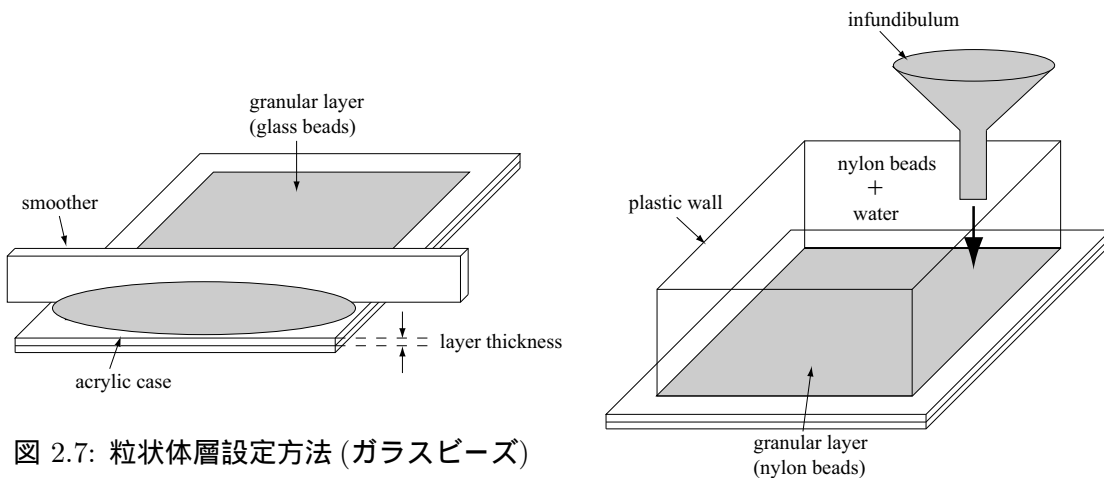


図 2.7: 粒状体層設定方法 (ガラスビーズ)

図 2.8: 粒状体層設定方法 (ナイロンビーズ)

2.1.3 粒状体層厚測定装置

本研究では、透過光強度を用いて粒状体層厚を測定した。測定時には、図 2.9 のように粒状体を入れたトレーの下部に鏡を水平から 45° の角度に設置し、水槽外部に設置した照明装置によって粒状体層を下方から照射し、水槽上部に設置したカメラを用いて透過光強度分布を撮影した。粒状体層厚と透過光強度の関係は、図 2.10 のように底面を傾斜させた容器に粒状体を入れ、層厚が既知の粒状体層の透過光強度分布を計測することによって求めた。

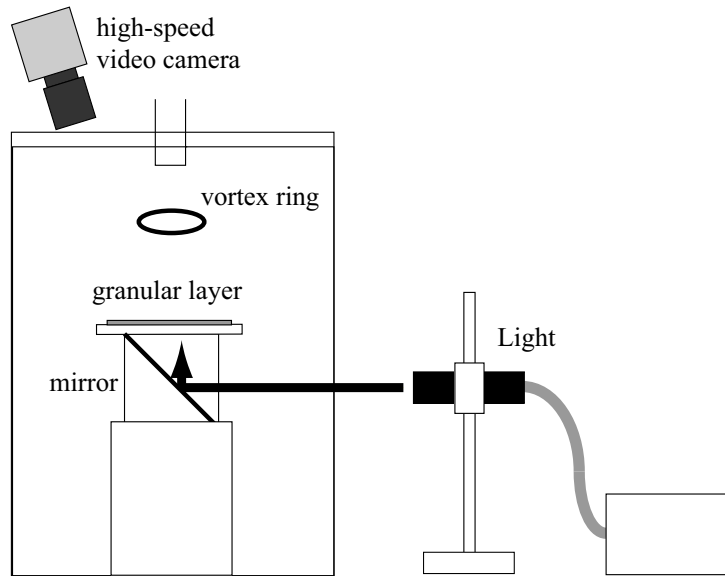


図 2.9: 粒状体層厚測定装置

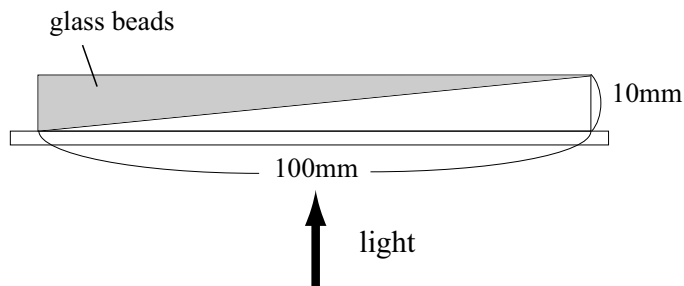


図 2.10: 透過光強度の校正

2.2 計測方法

2.2.1 渦輪の速度場と渦度場

渦輪の速度場及び渦度場は Particle Image Velocimetry (PIV) を用いて計測した。PIV とは、画像解析による流速場計測法であり、流体中に分散させたトレーサー粒子群の変位から速度場を計測するものである。本研究では(株)Library社のFlow-PIVを使用した。トレーサー粒子として直径 $80\ \mu\text{m}$ 、比重 1.03 のナイロン粒子を使用し、渦輪断面内の速度場を計測するため、レーザーシートを照射した(図 2.11, 2.12)。撮影には高速度ビデオカメラ (Photron:FASTCAM-PCI を使用した。本研究では約 $50\text{mm} \times 50\text{mm}$ の領域を $512\text{pixel} \times 512\text{pixel}$ の解像度で撮影し、撮影速度は渦輪の並進速度に応じて $250\ \text{frame/s} \sim 500\ \text{frame/s}$ とした。これにより、位置情報に関する空間分解能は約 0.1mm 、時間分解能は $2\text{ms} \sim 4\text{ms}$ である。PIV によって計測した速度場から渦度場を求め、渦度の面積分によって循環 Γ を計算した。また、渦度が極大値を取る点と極小値を取る点の間の距離から渦輪直径 $2R$ を、これらの点の単位時間当たりの変位から並進速度 U を求めた。

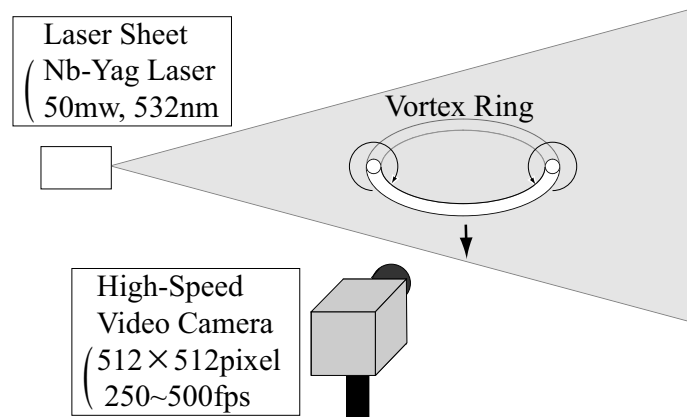


図 2.11: 渦輪速度場の観測

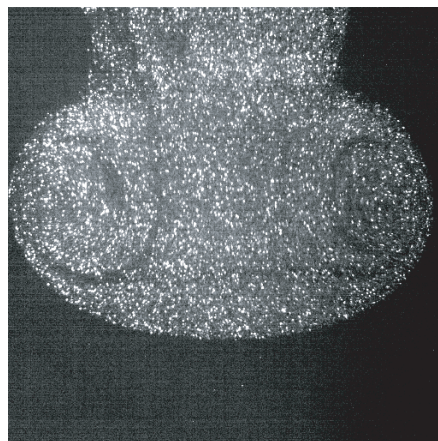


図 2.12: 可視化された渦輪の一例

2.2.2 渦輪の軌跡と変形

渦輪は、蛍光色素(フルオロセインナトリウム)を用いて可視化し、その軌跡や変形過程を観測した。渦輪は形成時に渦芯内部に巻き込んだ流体を保持し続ける性質があることを利用し、ノズル出口に微量の糊を混ぜた蛍光色素を塗布し、渦輪発生時に渦芯に色素を巻き込ませた。渦輪の直径を含む断面内で軌跡を二次元的に観測する場合には、PIV法の場合と同様にレーザーシートを用いて渦輪断面内の渦芯を照射した。

粒状体表面上での二次渦輪の発生や変形の観測にはナイロンビーズを使用した。ナイロンビーズを粒状体表面上に堆積させると、表面上に形成された渦層が二次渦輪を形成する際にナイロンビーズを巻き込むため、二次渦輪およびヘアピン渦を可視化することができる。この手法は、二次渦輪とヘアピン渦のみを可視化することから、二次渦輪の変形過程を詳細に観測する場合において使用した。

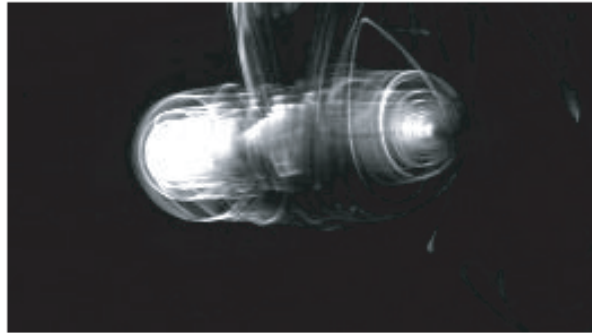


図 2.13: 蛍光色素による可視化の例

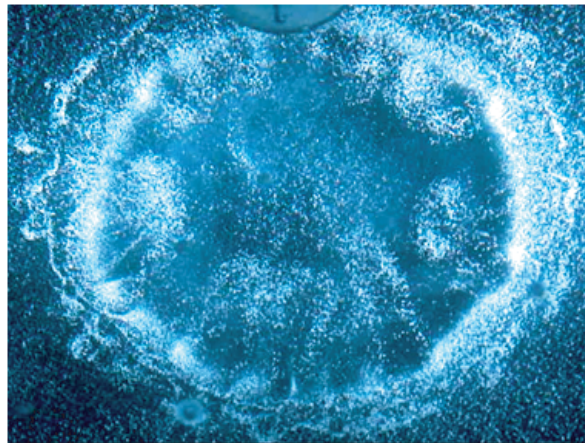


図 2.14: ナイロン粒子による可視化の例

2.2.3 校正曲線の算出

図 2.9 に示した装置によって求めた透過光強度と粒状体層厚の関係を図 2.15 に示す．なお，透過光強度の測定には画像解析ソフト ImageJ を使用した．図 2.15 の実験値を指数関数

$$I = A + B \exp(-Cz) \quad (2.1)$$

(z : 層厚, I : 透過光強度) として近似し, 係数 A, B, C を求めた．式 (2.1) を変形して, 透過光強度と層厚の校正式

$$z = \frac{\log B - \log(I - A)}{C} \quad (2.2)$$

を得る．各粒径について校正式 (2.2) を求め, 衝突痕深さを計測した．

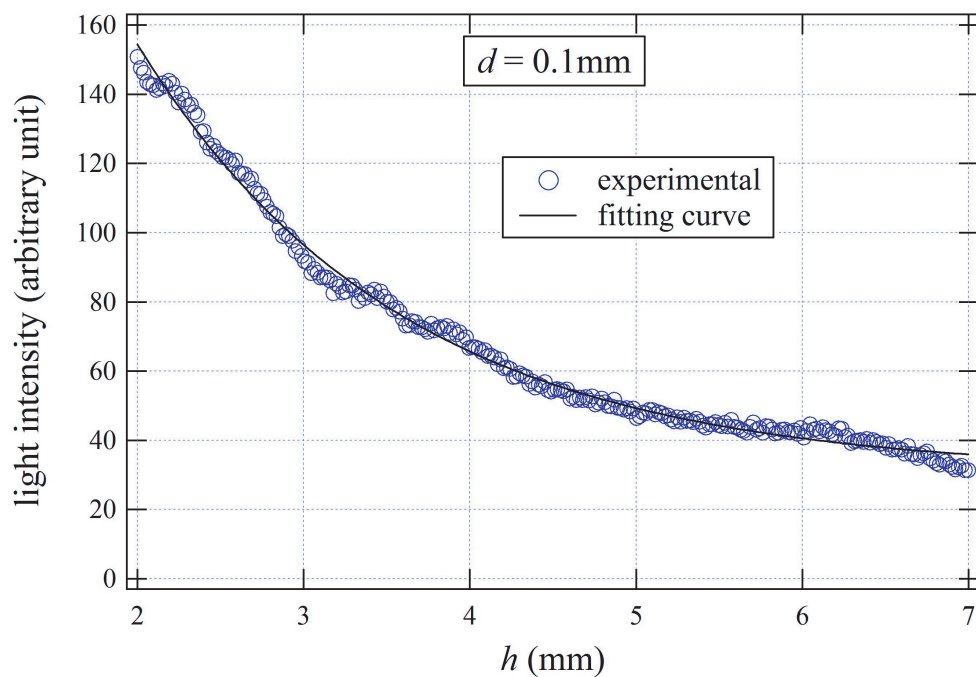


図 2.15: 透過光強度と層厚の関係

第3章 自由空間内での渦輪

本章では、自由空間内において渦輪の持つ物理量の測定結果、並びに渦輪変形過程の観測結果について述べる。これらは渦輪と粒状体表面との相互作用を調べる上での基本量となる。

3.1 渦輪の形成過程

渦輪の形成過程の一例を図 3.1 に、渦輪半径の並進運動距離 z に対する依存性を図 3.2 に示す。図 3.1 より、ノズル出口から放出された渦層が巻き上がり、渦輪を形成していく過程が確認できる。また、図 3.2 より、本実験装置によって発生する渦輪は、ノズル出口から 50 mm 付近までは半径を増大させていき、50 mm ~ 100 mm まではほぼ一定の半径であり、その後は不規則な半径の変化を生じていることが認められる。ノズル出口から 50 mm 付近までの半径増大は、渦輪がノズル内から供給される渦層を巻き込んで成長していく過程であるためと考えられる。そこで、本研究ではノズル出口から 50 mm の地点を渦輪形成完了地点と定義し、この地点での渦輪の循環、半径、並進速度などの物理量を渦輪の特徴量とした。なお、渦輪の形成完了距離そのものは渦輪の半径にも依存するので、のちにはこの長さをノズル径 D で無次元化したものを使う。これを用いると、渦輪形成完了地点は $z/D \simeq 2$ となる。

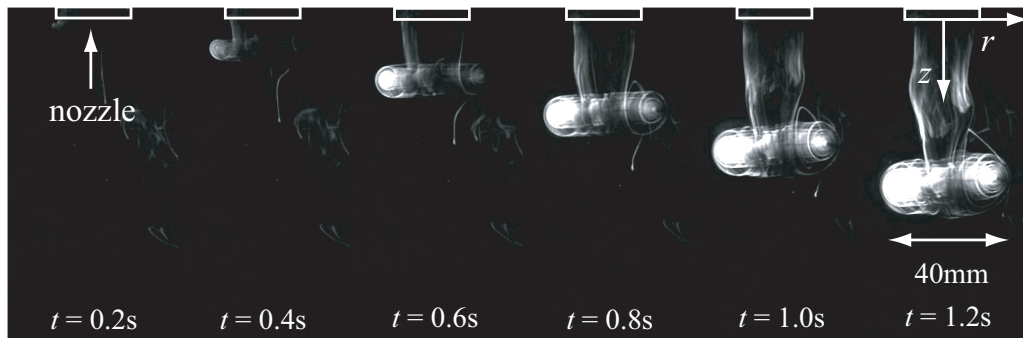


図 3.1: 渦輪の形成過程

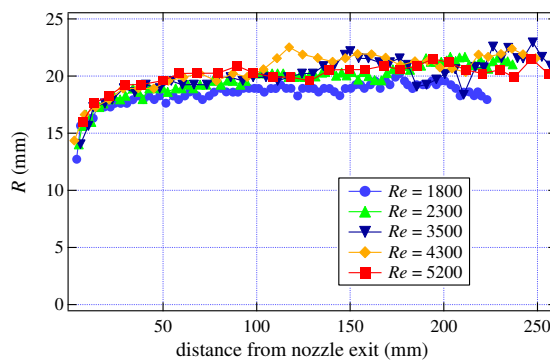


図 3.2: 渦輪半径の変化

3.2 渦輪を特徴づける物理量

図 3.3 は PIV によって計測した渦輪の速度場と渦度場の一例である．なお，速度及び渦度は約 $1\text{mm} \times 1\text{mm}$ ($10\text{pixel} \times 10\text{pixel}$) 毎に表示している．図 3.3 より，渦度は極値を与える点周辺の狭い領域に集中していることが確認できる．以下では，渦度の集中した領域を渦芯 (vortex core) と呼ぶことにする．本研究では，渦度が集中している領域周辺 (図 3.3 の実線内) の渦度を面積分することにより渦輪の循環 Γ を求めた．また，渦芯間の距離から渦輪半径 R を，渦芯の単位時間あたりの変位から渦輪並進速度 U を求め， $Re = 2UR/\nu$ (ν : 水の動粘性率) として渦輪の Reynolds 数 (以下 Re と略記) を定義した．図 3.3 は $Re = 3500$ の場合を示したものである．渦輪発生装置からの流体の押し出し速度を変化させた各場合について，同様に求めた渦輪の特徴量を表 2 に示す．

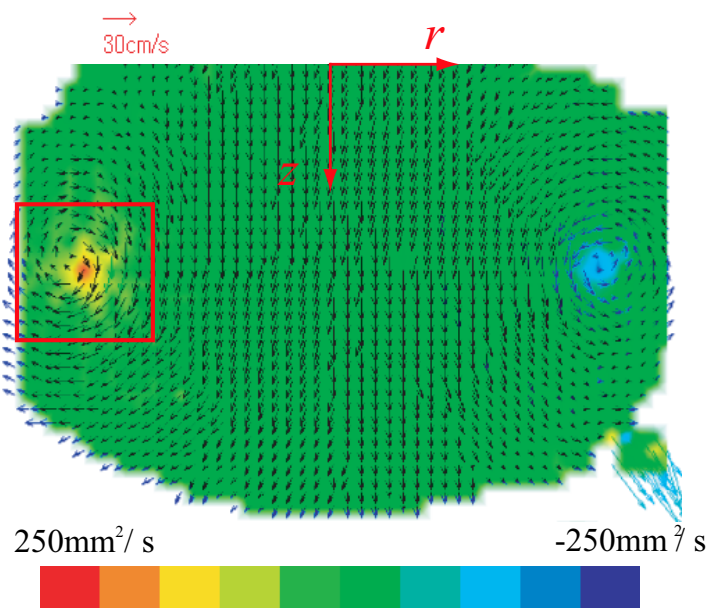


図 3.3: 渦輪の速度場と渦度場. カラーバは渦度の強さを表わす．

表 2 : 渦輪を特徴づける物理量

	(i)	(ii)	(iii)	(iv)	(v)
$\Gamma(\text{mm}^2/\text{s})$	2200 ± 300	2900 ± 300	4700 ± 200	5700 ± 300	6500 ± 300
$R(\text{mm})$	18.1 ± 0.5	17.7 ± 0.7	18.9 ± 0.5	18.3 ± 0.5	18.7 ± 0.6
$U(\text{mm}/\text{s})$	49 ± 4	66 ± 5	92 ± 8	113 ± 9	140 ± 12
$Re(= 2UR/\nu)$	1800	2300	3500	4100	5400

表 2 より，本研究で使用する渦輪は，どの条件でも半径はほぼ等しく，循環の増加と共に並進速度が増加していることが確認できる．また，半径がほぼ同じであることから，Reynolds 数も並進速度とほぼ比例して増加している．

3.3 渦輪並進速度の時間変化

粘性流体中を移動する細い渦輪の並進速度の理論式として，Saffman の公式 [22]

$$U \simeq \frac{\Gamma}{4\pi R} \left(\log \frac{8R}{\sqrt{4\nu t}} - 0.558 \right) \quad (3.1)$$

及び Fukumoto-Moffatt の公式 [23]

$$U \simeq \frac{\Gamma}{4\pi R} \left(\log \frac{8R}{\sqrt{4\nu t}} - 0.5580 - 3.6716 \left(\frac{\nu t}{R^2} \right) \right) \quad (3.2)$$

が知られている．これら 2 式は，粘性により渦度が拡散し，渦輪の並進速度が減少することを表わしている．本研究では，渦輪の形成が完了したと推測されるノズル出口から 50 mm の地点を通過した時刻を $t = 0$ とし，その後の渦輪並進速度の時間変化の実験値と Fukumoto-Moffatt の公式より求めた理論曲線との比較を行った．なお，Fukumoto-Moffatt の公式は， $t = 0$ で渦芯半径を 0 と仮定しているが，本研究で使った渦輪は，形成が完了した時刻 $t = 0$ で有限な渦芯半径を有している．この時点での渦度分布は，図 3.4(a), (b) に示すように，誤差の範囲内でガウス型分布と認められる．そこで， $t = 0$ での渦度分布をガウス分布と仮定し，ガウス関数の半値幅を初期渦芯半径と定義した．この仮定によって求めた初期渦芯半径 a_0 を Fukumoto-Moffatt の公式に代入した

$$U \simeq \frac{\Gamma_0}{4\pi R_0} \left(\log \frac{8R_0}{\sqrt{a_0^2 + 4\nu t}} - 0.5580 - 3.1716 \left(\frac{a_0^2/4 + \nu t}{R_0^2} \right) \right) \quad (3.3)$$

によって理論値を求めた．

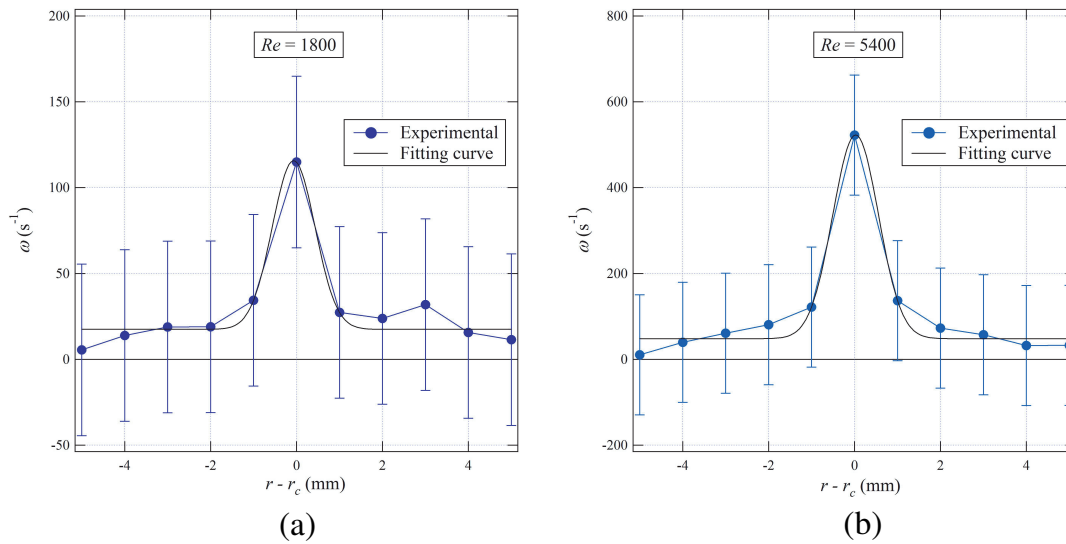


図 3.4: 渦芯周辺部の渦度分布 (a) $Re = 1800$, (b) $Re = 5400$

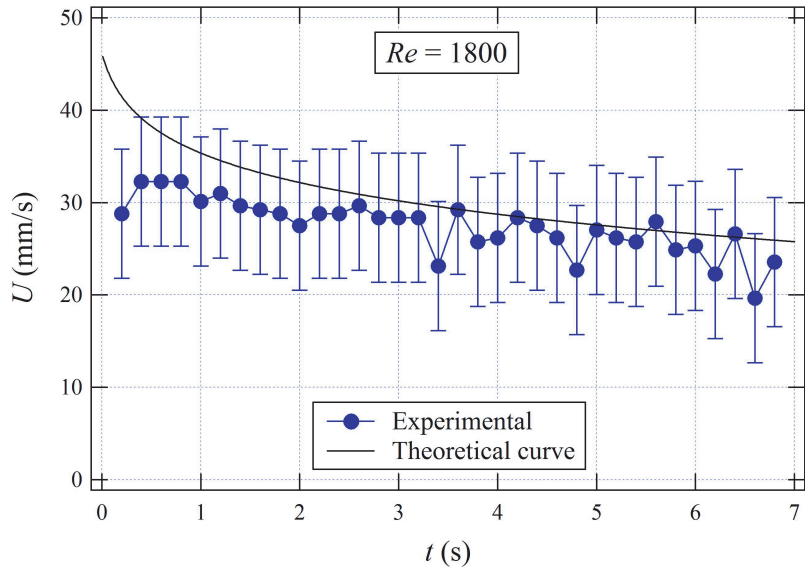


図 3.5: 渦芯並進速度 ($Re = 1800$)

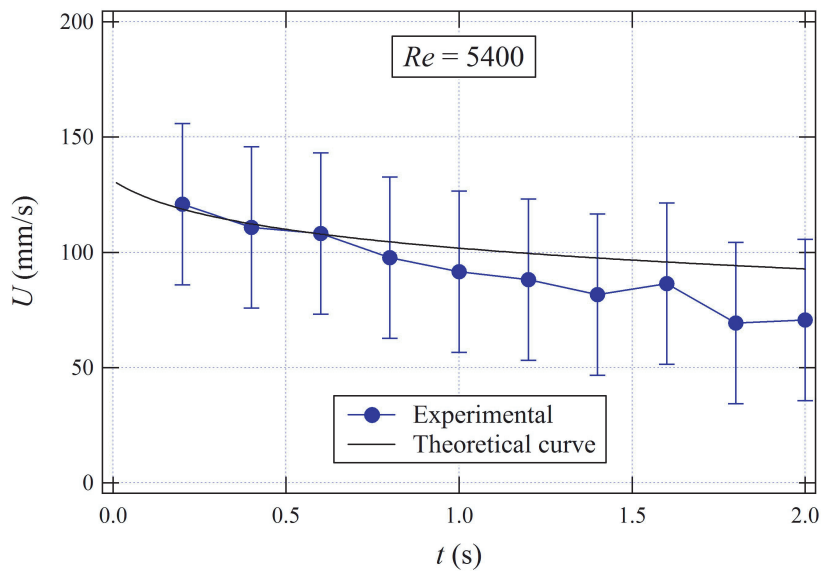


図 3.6: 渦芯並進速度 ($Re = 5400$)

図 3.5, 3.6 に測定値及び理論値(実線)を示す。これより, $Re = 1800$ 及び $Re = 5400$ のどちらの場合も, 実験値は理論値よりも大きな減衰傾向を示している。これは, 渦輪周辺に形成された vortex bubble の影響によるものと推測される。上記の結果より, 本実験で使用する渦輪はおおむね細い渦輪としての振る舞いをしているものの, 渦芯の太さや渦輪周りの流体塊の影響が生じていると推測される。

3.4 渦輪の不安定化

図 3.7~3.9 は、渦輪を蛍光色素で可視化したものである。上方から撮影し、ノズル出口からの距離 z_0 がそれぞれ 100 mm, 200 mm, 300mm の場合について示したものである。図 3.7, 3.8 より、本研究で使用した渦輪は $z_0 = 100\text{mm}$ までは円形を維持しているものの、 $z_0 = 200\text{mm}$ では不安定化して波状変形を生じていることが確認できる。この傾向は異なる Reynolds 数の渦輪でも同様であった。このことから、衝突までの渦輪の並進運動距離が $z_0 = 100\text{ mm}$ の場合、渦輪は円形を維持したまま粒状体表面へと衝突するものの、 $z_0 = 200\text{ mm}$ の場合には、波状変形を起こしつつ粒状体表面に衝突すると推測される。

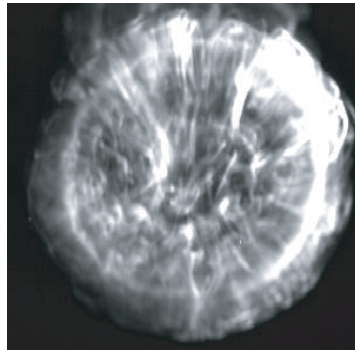


図 3.7: $z_0 = 100\text{mm}$ ($t \simeq 1.0\text{s}$) の渦輪 ($Re = 5200, z_0/D \simeq 4$)

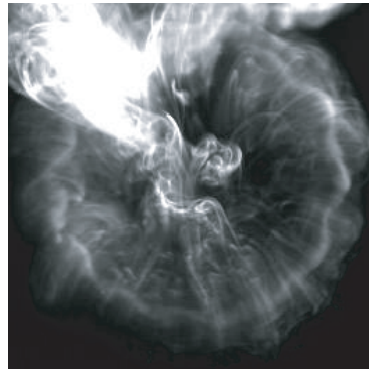


図 3.8: $z_0 = 200\text{ mm}$ ($t \simeq 2.0\text{s}$) の渦輪 ($Re = 5200, z_0/D \simeq 8$)

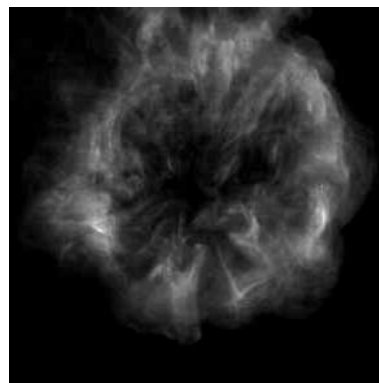


図 3.9: $z_0 = 300\text{mm}$ ($t \simeq 3.0\text{s}$) の渦輪 ($Re = 5200, z_0/D \simeq 12$)

3.5 第3章の考察・結論

本章では，自由空間内において渦輪が持つ物理量の測定及び運動状態や形状の変化の観測結果を示した．

本研究で使用した渦輪は，半径が 18 mm 程度で Re 数によらずほぼ一定であり，並進速度は渦輪の循環の増加にほぼ比例して増加していることが確認された．渦輪の並進速度の理論式である Kelvin の公式や Saffman の公式及び Fukumoto-Moffatt の公式では，半径が一定の場合に並進速度は循環に比例することから，本実験の結果は理論式と比較して妥当であると考えられる．また，形成完了後の渦輪は，ある一定期間は時間経過と共に並進速度が減少し， $z_0/D \simeq 4 \sim 6$ の間で不安定化を生じることが確認された．

第4章 渦輪の変形と衝突痕形成過程

本章では，粒状体の粒径，渦輪の強さ，渦輪が粒状体表面に衝突するまでの並進運動距離などを代表的な値に設定し，衝突痕の形成過程に焦点をあてて詳述する．ただし，衝突までの並進運動距離は渦輪が不安定化を起こす距離よりも小さく，渦輪が円形を保った状態で衝突する場合を扱う．

4.1 渦輪の軌跡

図 4.1 は 0.1mm のガラスビーズからなる粒状体表面に渦輪が衝突する際の渦芯の軌跡である．なお，渦輪の半径は渦輪発生装置のノズルと同程度であるため，ノズルの内半径 $D/2$ によって無次元化し， $r^* \equiv r/(D/2)$ ， $z^* \equiv z_g/(D/2)$ のように*をつけて表わすことにする．図 4.1 より，渦輪は自らの半径と同程度の距離 ($z^* \simeq 1.5$) までは初期半径を維持したまま粒状体表面に接近し，その後，半径が増大していく．本論文ではこの時点を衝突の始まりと定義する．その後， $z^* \simeq 0.5$ で粒状体表面に最接近したのち再び粒状体表面から離れていく (リバウンド)．このような衝突前後の渦輪の挙動は固体表面への衝突の場合と定性的に同じである [32]．このため，渦輪のリバウンドは固体平板の場合と同様に一次渦輪と二次渦輪の相互作用によるものと推測される．

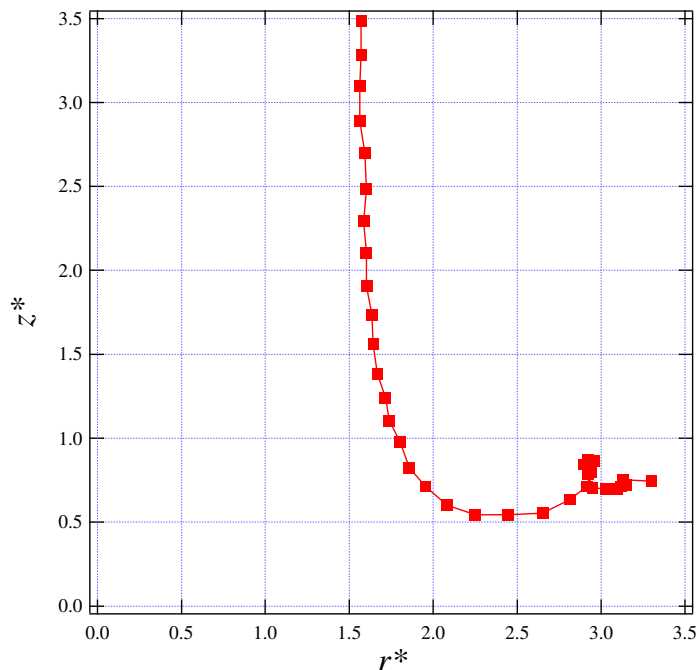


図 4.1: 渦芯の軌跡

4.2 渦輪の変形

図 4.2 は渦輪衝突時における一次渦輪の変形過程を側方から観測した可視化写真である。それぞれの図の下の枠の部分が粒状体表面に対応する。上方から粒状体表面に接近した一次渦輪は、半径を増大させつつ粒状体表面へと接近している。また、その過程で粒状体表面上に二次渦輪が発生し、一次渦輪の内部に巻き込まれていることが確認できる。

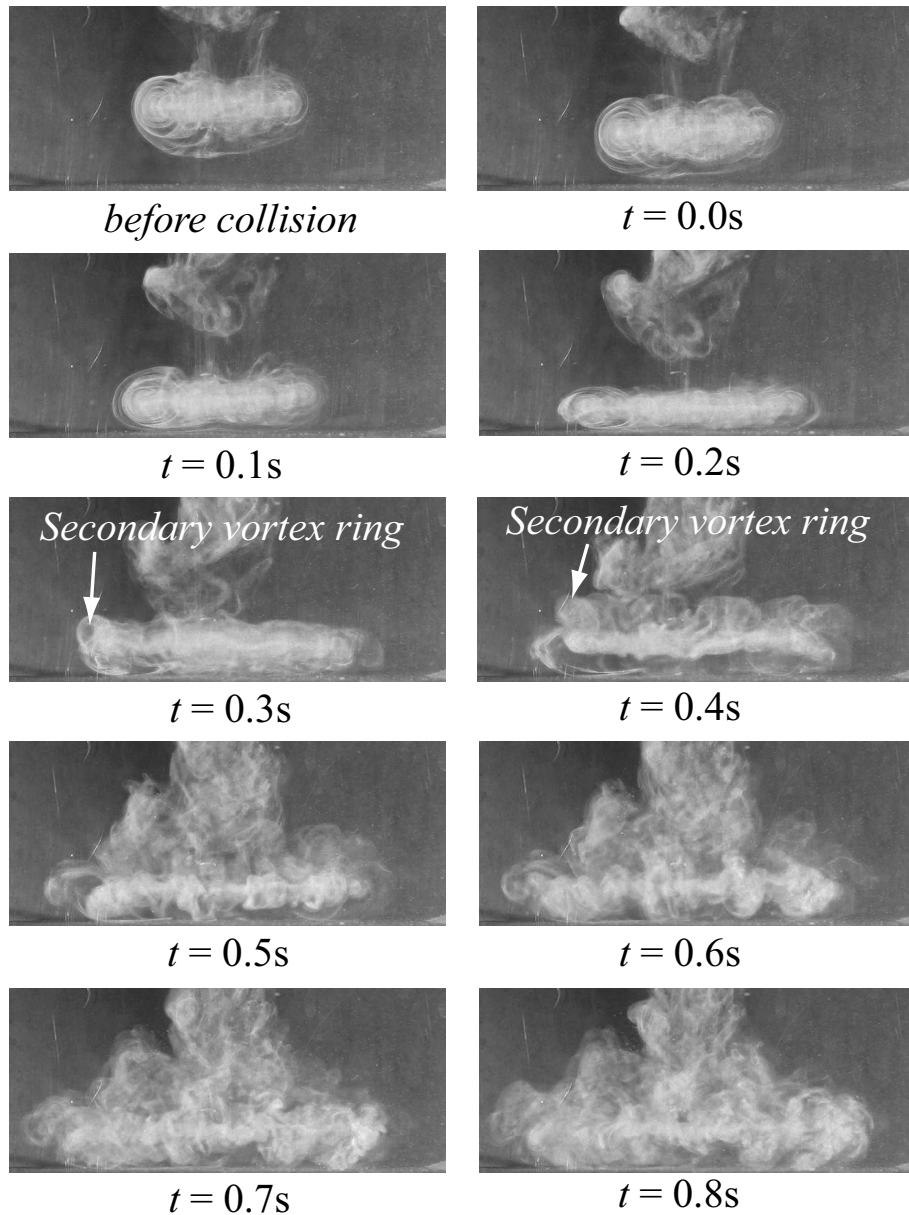


図 4.2: 渦輪の変形過程

4.3 渦輪による衝突痕

図 4.3 は渦輪の衝突によって粒状体表面に形成された衝突痕，図 4.4 は透過光強度によって計測した衝突痕中央部を通る直径の断面図である．図 4.3，図 4.4 より，衝突痕は，中央部に小さな盛り上がりを伴う円形のクレーター *circular crater* と，外周部の花弁状の窪み *dimple* によって構成されている．Munro ら及び Bethke らの先行研究 [63][68] では渦輪の不安定化によって筋状の窪みが形成されると報告しているが，本研究の実験条件では衝突前の渦輪は円形を維持しており，彼らの結果とは異なる過程で衝突痕が形成されていると考えられる．

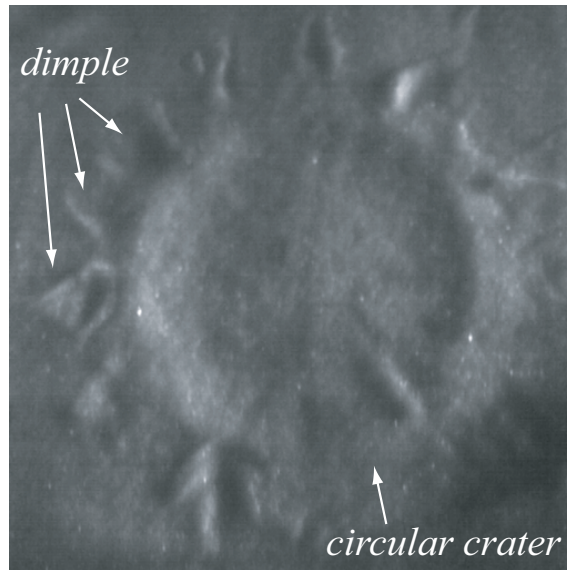


図 4.3: 衝突痕形成過程

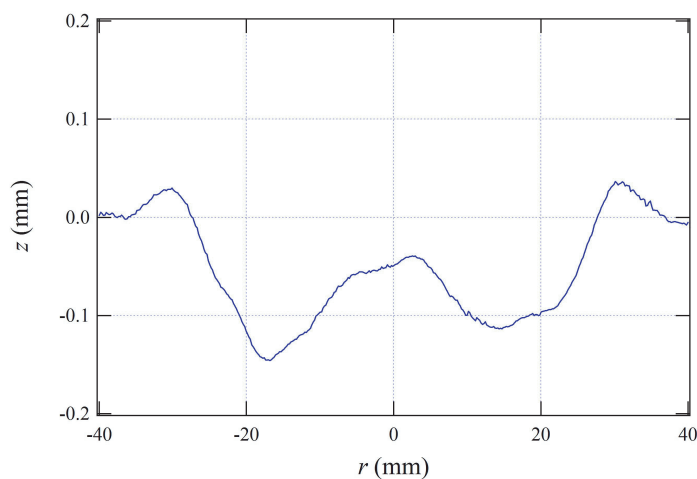


図 4.4: 衝突痕断面図

4.4 衝突痕形成過程

図 4.5 は $Re = 5400$ の渦輪が粒状体表面に衝突した場合の粒状体表面の衝突痕形成過程を斜め上方から観測した結果である．渦芯は気泡により可視化している．図 4.5 より，一次渦輪の衝突の直後に *circular crater* が形成され，その後，*circular crater* 外周部に *dimple* が形成されていることが確認できる．以下では，*circular crater* と *dimple* のそれぞれの形成過程の詳細について述べる．

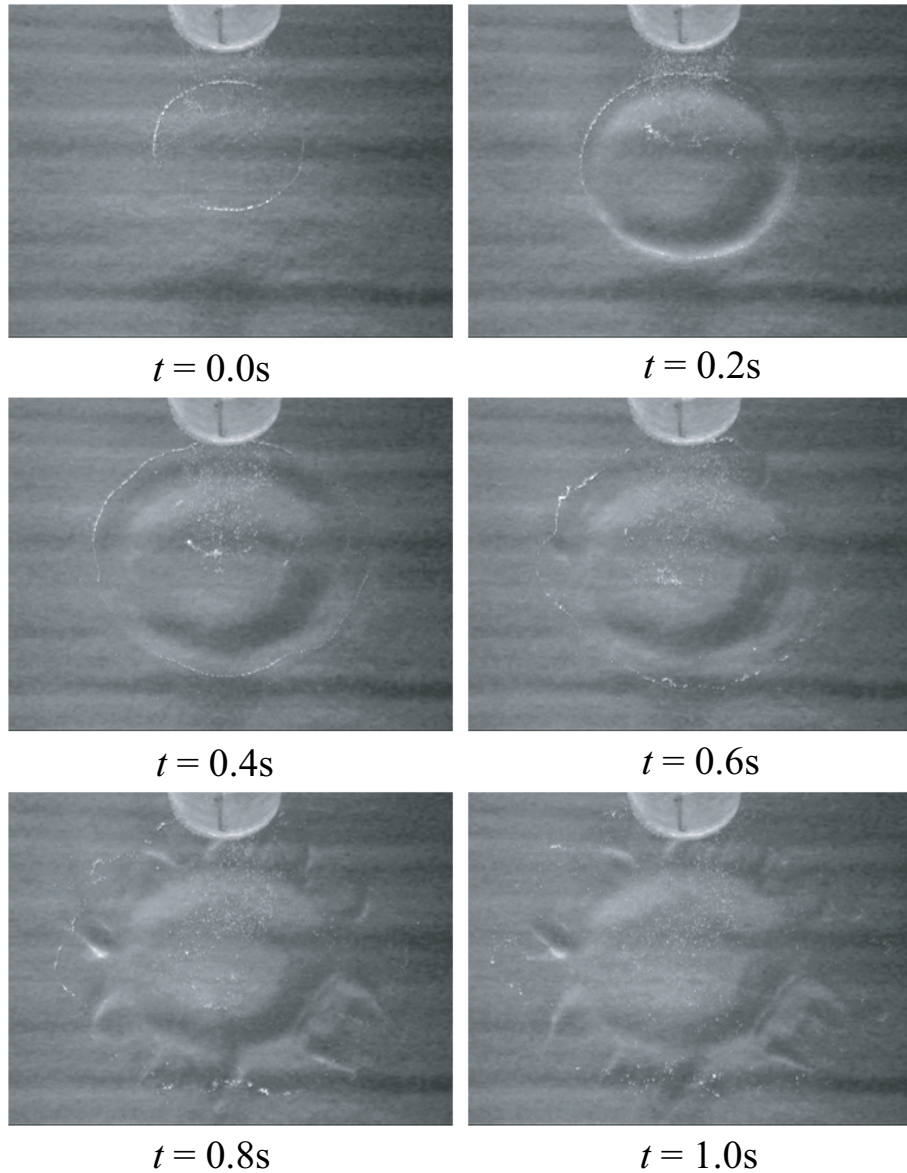


図 4.5: 衝突痕形成過程

4.4.1 *circular crater* 形成過程

図 4.6 は、 $t = 0.0\text{s} \sim 0.4\text{s}$ における渦輪の変形と粒状体表面変形を側方及び上方から観測したものである。図 4.6 より、一次渦輪が衝突後に半径を拡大する過程で、粒状体表面が同心円状に掘削され、*circular crater* が形成されていることが確認できる。

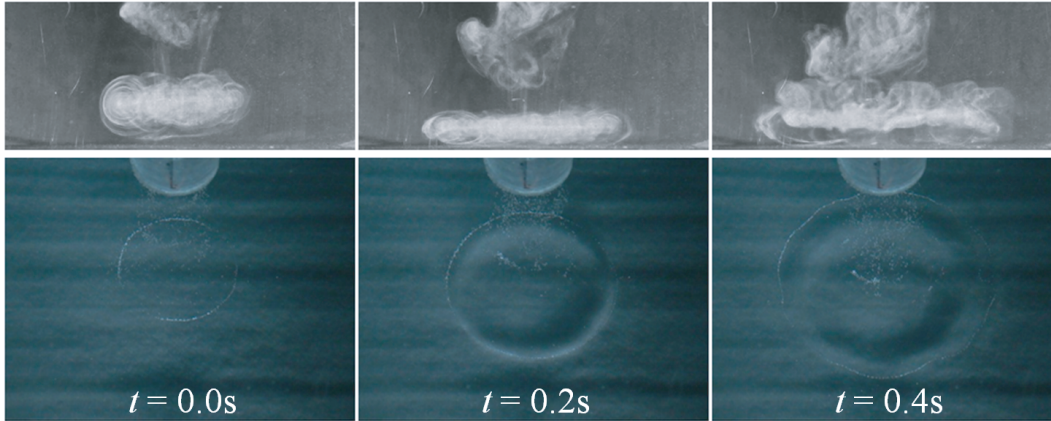


図 4.6: 衝突痕形成過程

図 4.7 は透過光強度分布測定によって求めた衝突痕深さ分布の時間変化である。図 4.7 より、*circular crater* は $t = 0.0\text{ s} \sim 0.2\text{ s}$ にほぼ形成が完了していることが確認できる。また、*circular crater* は中央部に盛り上がりを持ち、 $r^* \simeq 1.5$ 付近で最大深さとなり、 $r^* \simeq 2.5$ 付近が外縁部となる。掘削深さが最大となる位置は衝突前の渦芯位置の直下付近に、外縁部は渦輪の最接近点の直下付近に対応している。

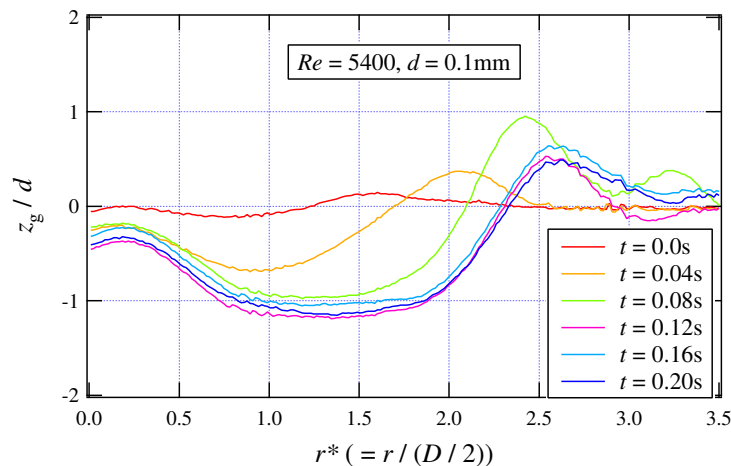


図 4.7: 衝突痕形成過程

図 4.6 及び図 4.7 より、渦輪が粒状体表面に接近する過程で粒状体表面近傍の粒子が移動し、*circular crater* が形成されると推測される。

4.4.2 *dimple* 形成過程

図 4.8 はナイロン粒子を粒状体表面上に散布することによって可視化した二次渦輪の発生と変形，図 4.9 は図 4.8 と同一の試行によって形成された衝突痕である．図 4.8，4.9 より，粒状体表面で発生した二次渦輪が，ヘアピン状に変形しながら一次渦輪内部に巻き込まれていく過程が確認できる．またヘアピン渦の直下部分に粒状体表面が掘削される領域 (*engraving region*) が存在し，この領域が *dimple* になることが確認できる．

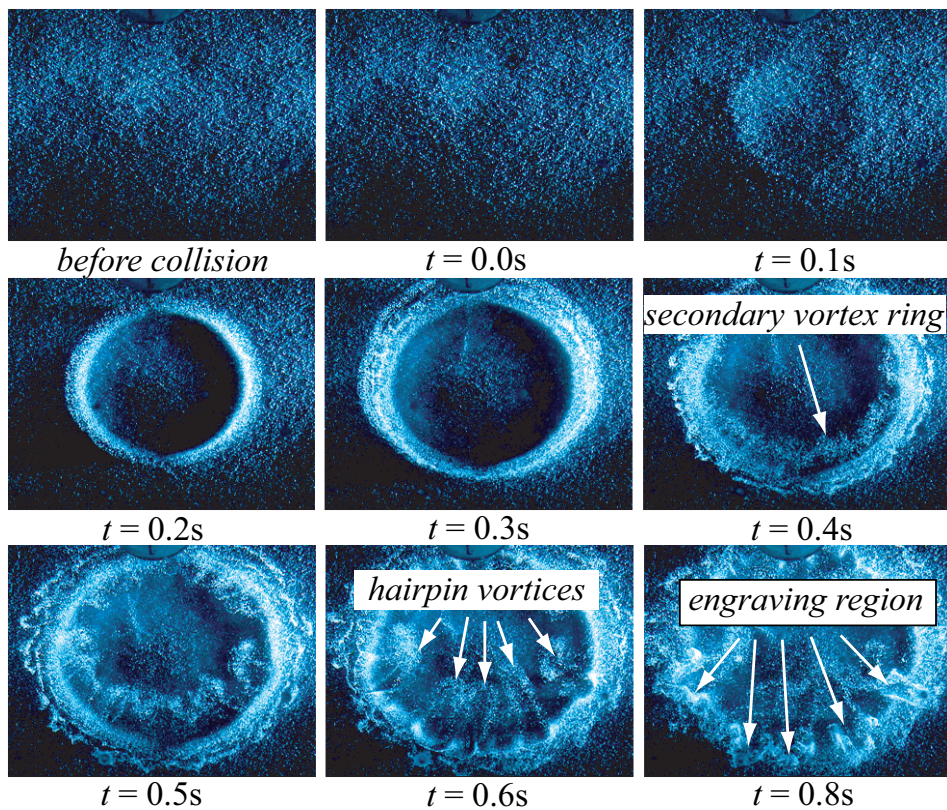


図 4.8: 二次渦輪の変形過程

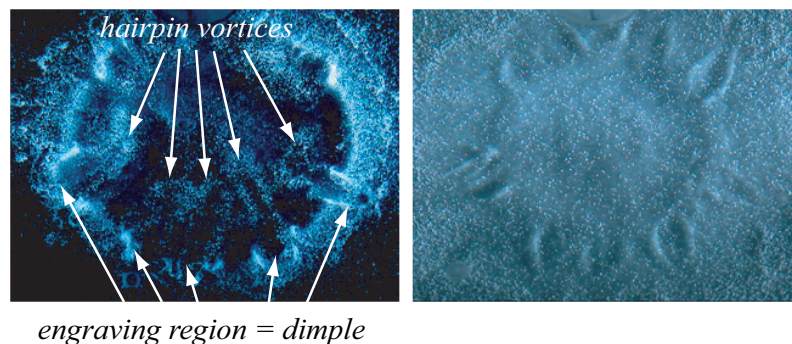


図 4.9: 衝突痕

4.5 第4章の考察・結論

本章では、 $d = 0.1$ mm のガラスビーズによって構成された粒状体層に $Re = 5400$ の渦輪が衝突した際に形成される衝突痕の形成過程について詳細に調べ、渦輪の変形と掘削形状や深さなどの関係を明らかにした。実験結果より明らかになった衝突痕形成過程は以下の通りである。

(1) 一次渦輪が半径を増加させながら粒状体表面に接近し、粒状体表面に接線方向の速度場が誘起される。渦輪の接近と共に粒状体表面の流速や応力が増加し、接線応力がある臨界値を超えると粒状体表面が掘削され、*circular crater* の形成が始まる（図 4.10）。

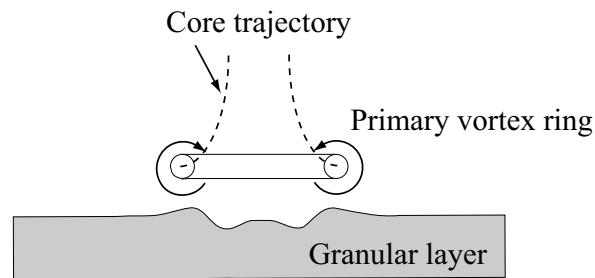


図 4.10: 衝突痕形成過程 (1)

(2) 粒状体表面上に生じた速度勾配が十分に強いと、二次渦輪が形成される（図 4.11）。二次渦輪は一次渦輪の速度場により、一次渦輪の内部に巻き込まれていく（図 4.12）。他方、一次渦輪は二次渦輪の速度場の影響によって粒状体表面から離れ始め、粒状体表面上の接線応力は減少する。このため、粒状体表面の掘削が終息し、*circular crater* の形成が終了する。

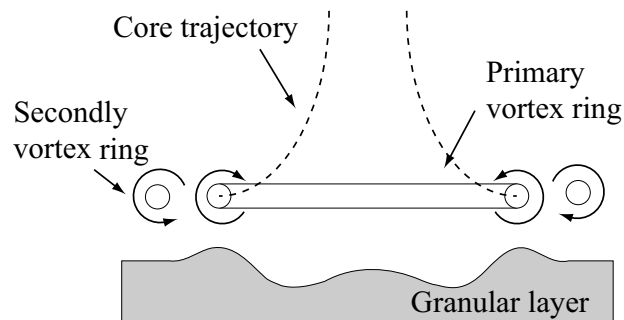


図 4.11: 衝突痕形成過程 (2)

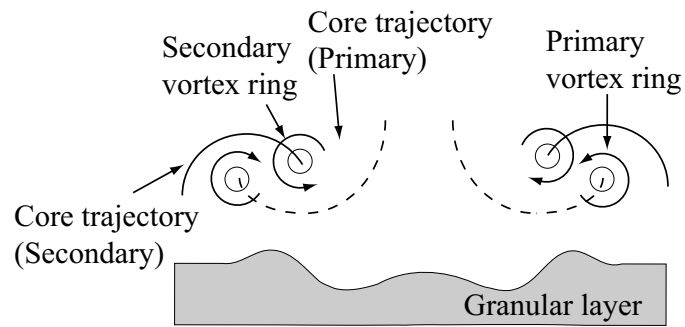


図 4.12: 衝突痕形成過程 (3)

(3) 一次渦輪の内部に巻き込まれた二次渦輪は、半径方向に圧縮されるため、座屈により波状変形を生じ、ヘアピン状に変形していく。このようにして形成されたヘアピン渦は一次渦輪と粒状体表面の間に侵入する。これにより *circular crater* の外周部は離散的に掘削され、*dimple* が形成される (図 4.13)。

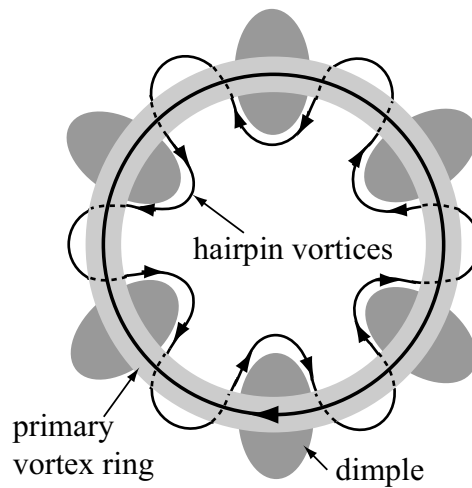


図 4.13: *dimple* 形成過程

第5章 衝突痕形状の Reynolds 数依存性

本章では，粒状体の粒径と衝突までの並進運動距離を変えずに，衝突痕形状の渦輪の強さへの依存性について調べる．

5.1 Re 数変化による渦輪軌跡の変化

図 5.1 は $Re = 1800 \sim 5400$ の渦輪が粒状体表面に衝突した際の渦輪の軌跡である．第 4 章の図 4.1 と同様に，渦輪は $z^* \simeq 1.5$ から半径が増大しはじめ，その後， $z/(D/2) \simeq 0.5$ で粒状体表面に最接近したのちリバウンドを生じている．渦輪の軌跡は粒状体表面への衝突が始まる直前まではほぼ一致しているが，粒状体表面に最接近する位置及びリバウンドを生じている位置は Re 数の増加と共に遠ざかる傾向が見られた．

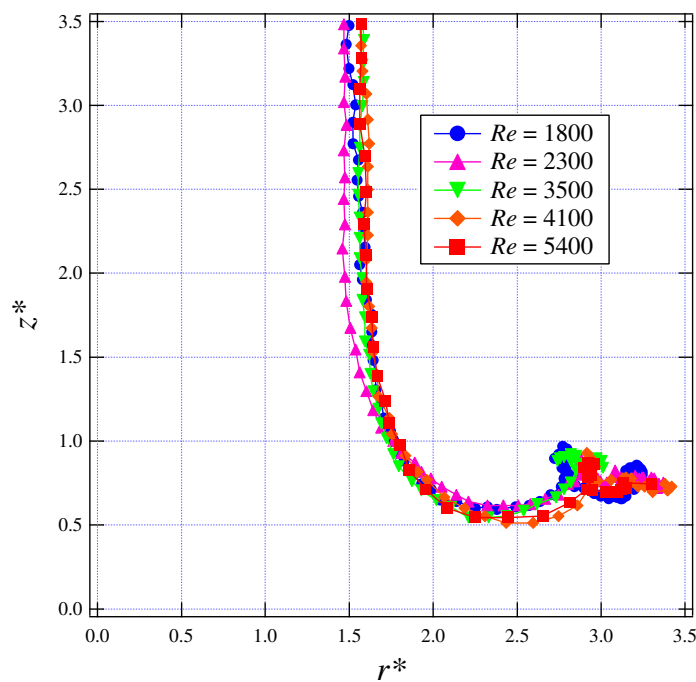


図 5.1: 粒状体表面への衝突時の渦芯の軌跡

5.2 Re 数変化による衝突痕形状の変化

図 5.2~5.4 は $Re = 3500 \sim 5400$ における衝突痕の画像である．なお， $Re \lesssim 2300$ においては衝突痕の形成は確認されなかった．

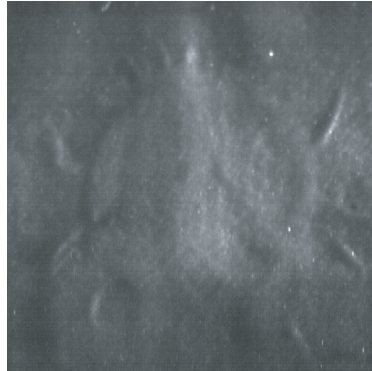


図 5.2: $Re = 3500$ の衝突痕

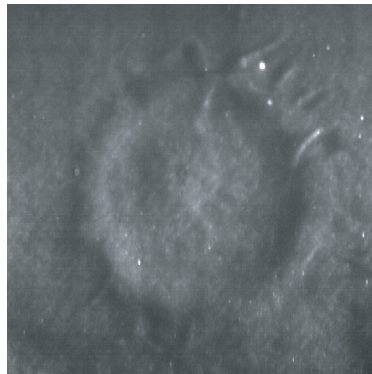


図 5.3: $Re = 4100$ の衝突痕

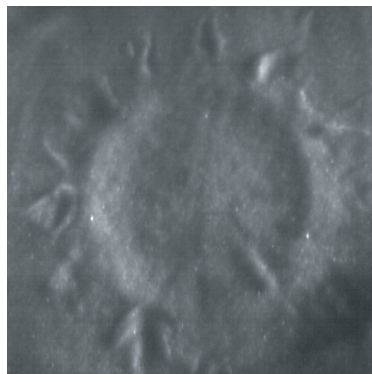


図 5.4: $Re = 5400$ の衝突痕

図 5.2~5.4 より， Re 数の増加と共に，衝突痕は明瞭になり，また，*dimple* の個数が増加している．衝突痕の明瞭さはその断面形状と関連していると推測されることから，以下では，衝突痕断面図及び *dimple* の個数について詳細に述べる．

5.2.1 衝突痕断面図

図5.5～5.7は $Re = 3500 \sim 5400$ における衝突痕形状の断面図である．なお，部分的に掘削状態に偏りが生じている可能性があるため，図5.8に示す $\phi = 0, \pi/4, \pi/2, 3\pi/4$ の4種類の断面図において計測し，平均値を求めた．

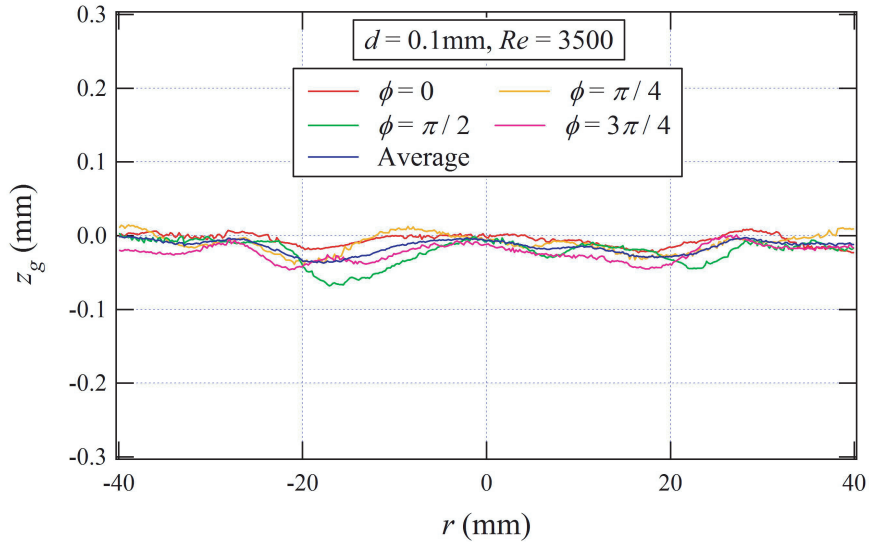


図 5.5: 衝突痕断面図 ($Re = 3500$)

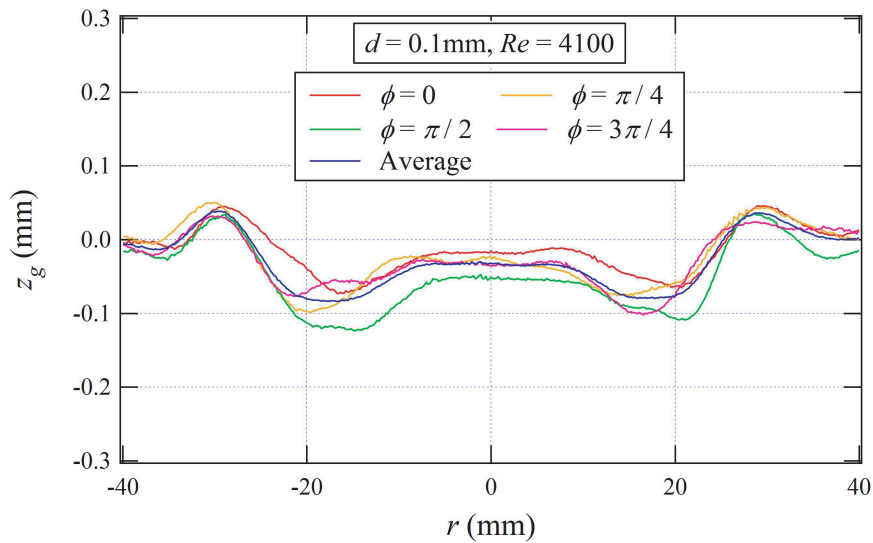


図 5.6: 衝突痕断面図 ($Re = 4100$)

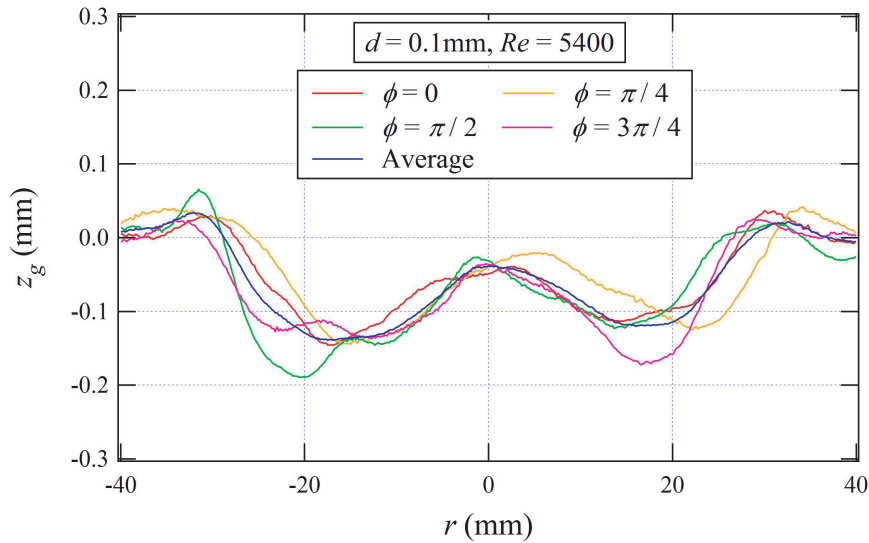


図 5.7: 衝突痕断面図 ($Re = 5400$)

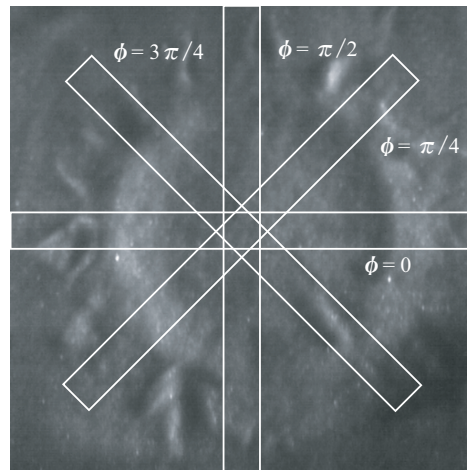


図 5.8: 衝突痕断面図の計測範囲

Re 数の違いによる衝突痕深さ (平均値) を図 5.9 に示す。なお、横軸はノズル内半径 $D/2$ によって、縦軸は粒子の粒径 d によって無次元化を行った。

図 5.9 より、 Re 数の増加と共に衝突痕の掘削深さが増加していることが確認できる。これが、 Re 数の増加と共に衝突痕形状が明瞭になる理由である。また、各 Re 数とも衝突痕は、 $r/(D/2) \simeq 1.5$ 付近で最大深さとなり、 $r/(D/2) \simeq 2.5$ 付近が外縁部となる。また、*circular crater* の外縁部は Re の増加とともにわずかに中心軸から遠ざかる傾向がみられる。第 4 章で述べたように、*circular crater* は渦輪の渦芯が粒状体に接近する過程で形成されると推測される。本実験条件下では、 Re 数の増加と共に最接近位置がわずかながら中心軸から遠ざかる傾向がみられ、*circular crater* 外縁部の位置の変化はこの渦芯軌跡の変化を反映していると推測される。また、渦輪の Re 数の増加と共に粒状体表面上に生じる応力も増加すると推測されることから、*circular crater* の深さが増加すると考えられる。

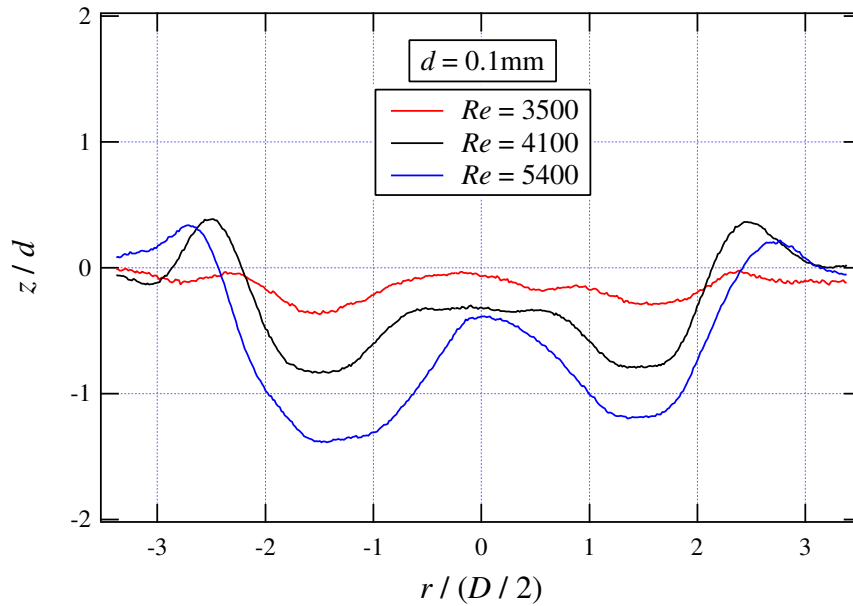


図 5.9: $Re = 3500 \sim 5400$ の衝突痕断面図 (平均)

5.3 *dimple* の個数

表 3 は各 Re 数について 5 回ずつ試行した結果から得られた *dimple* の個数である。この結果から、*dimple* の個数も Re 数の増加とともに増加していることが確認できる

表 3. *dimple* の個数

Re	3500	4100	5400
Number of <i>dimples</i>	6 ± 1	8 ± 2	10 ± 2

渦輪が固体平板に衝突する場合、衝突後に観測されるヘアピン渦の個数は渦輪の Re 数と共に増加することが報告されている [37]。また、第 4 章において述べたように、*dimple* はヘアピン渦直下に形成されるため、その個数はヘアピン渦の個数とほぼ一致する。このため、 Re 数の増加と共にヘアピン渦の個数が増加し、*dimple* の個数も増加すると推測される。

5.4 掘削体積

衝突痕形成時に掘削された粒状体の体積を，以下の式によって見積る：

$$V = 2\pi \int_0^{r'} r f(r) dr. \quad (5.1)$$

ここで $f(r)$ は *crater* の断面形， r' は $f(r)$ が掘削前の粒状体表面と同じ高さになる位置である（図 5.10 参照）．なお，計算は衝突痕深さの測定と同様に $\phi = 0, \pi/4, \pi/2, 3\pi/4$ の 4 種類の断面において行い，表 4 の結果を得た．

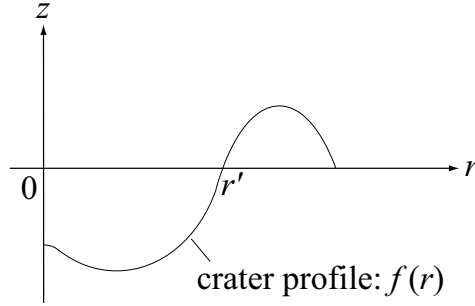


図 5.10: 体積計算の概略図

表 4. 掘削体積

Re	3500	4100	5400
掘削体積 (mm^3)	60 ± 40	110 ± 50	230 ± 70

5.5 掘削体積の考察

ここで，異なる Re 数における掘削体積の関係について，以下のような見積もりを行った．

渦度が渦芯内で一様に分布した細い渦輪の，並進速度 U 及び運動エネルギー K は以下のように表わされる [1]：

$$U = \frac{\Gamma}{4\pi R} \left(\log \frac{8R}{a} - \frac{1}{4} \right), \quad (5.2)$$

$$K = \frac{\rho R \Gamma^2}{2\pi} \left(\log \frac{8R}{a} - \frac{7}{4} \right). \quad (5.3)$$

ここで ρ は水の密度であり， R は渦輪半径， a は渦芯半径である．これらの 2 式より，

$$\Gamma = \frac{4\pi R U}{\log \frac{8R}{a} - \frac{1}{4}} \propto R U \propto Re, \quad (5.4)$$

$$K \propto \Gamma^2 \propto Re^2 \quad (5.5)$$

となり，渦輪の運動エネルギーは Re^2 に比例して増加することが予想される．

次に，衝突痕形成時に粒状体を移動させるために必要な仕事を見積もる．粒子が流体力によって動かされる距離を αd (α は定数) とおくと，粒子一つを動かすために必要な仕事 w は

$$w = \mu' \cdot \frac{4}{3}\pi \left(\frac{d}{2} \right)^3 (\rho' - \rho) g \cdot \alpha d, \quad (5.6)$$

と表わされる．ここで μ' は粒子間の摩擦係数 ρ' は粒子の密度であり，粒子が浮遊することなく粒状体最上層に沿ってつぎつぎに運ばれると仮定した．また，掘削によって粒状体層に生じる起伏の影響も無視している．流体力によって動かされた粒子の個数は，粒子の充填率を β として

$$N \sim \frac{\beta V}{\frac{4}{3}\pi \left(\frac{d}{2}\right)^3}, \quad (5.7)$$

と表わされる．したがって，粒状体層を掘削するためになされた仕事の総和 W は，

$$W \sim wN \sim \alpha\beta\mu'V(\rho' - \rho)gd. \quad (5.8)$$

となる．

ここで，仕事 W が渦輪の運動エネルギー K に比例すると仮定すると，

$$\alpha\beta\mu'V(\rho' - \rho)gd \propto K \propto Re^2. \quad (5.9)$$

となる．本実験条件下では， ρ , ρ' , d , μ' , は一定であり， β もほぼ同じ値であると推測される．よって

$$V \propto Re^2. \quad (5.10)$$

となり，掘削体積 V は Re の 2 乗に比例する．

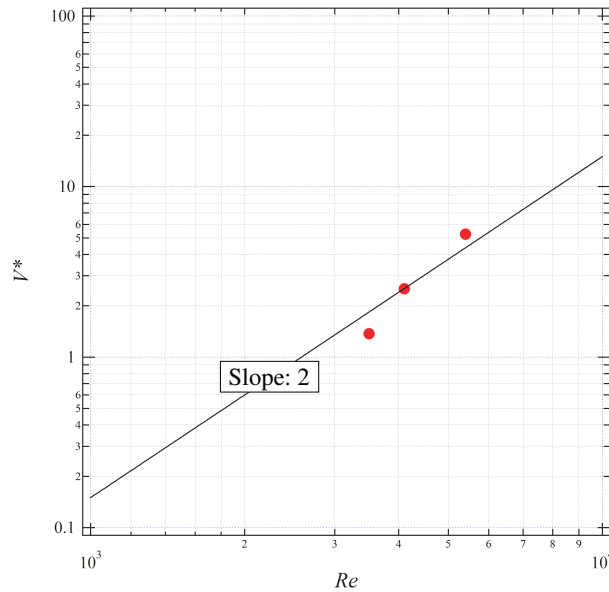


図 5.11: 掘削体積と Re 数の関係

図 5.11 は掘削体積を縦軸， Re 数を横軸として両対数グラフにプロットしたものである．なお，衝突痕の半径が渦輪半径と同程度，衝突痕深さは粒状体の数倍程度であることから，

$$V^* = \frac{V}{\pi(D/2)^2 d} \quad (5.11)$$

として衝突痕体積の無次元化を行った．実験データ数は少ないが，理論式と類似した傾向が認められる．

5.6 第5章の結論

本章では、 Re 数を変化させた時の衝突前後の渦輪の挙動及び衝突痕形状の変化について検証を行った。

本研究で使用した $Re = 1800 \sim 5400$ の範囲において、各 Re 数とも渦輪は半径を増大させつつ粒状体表面に接近し、その後リバウンドを生じている。このような粒状体表面近傍での渦輪の挙動は固体平板に接近する場合の渦輪の挙動と定性的に類似している。

粒状体表面の衝突痕は $Re \lesssim 2300$ では観測されず、 $Re = 3500 \sim 5400$ では *circular crater* の深さが増加し、また、外縁部の位置が中心軸から遠ざかることを確認した。このような *circular crater* の形状の変化は Re 数の変化に伴う渦輪の軌跡の変化や応力の変化を反映していると考えられる。また、*dimple* の個数も Re 数と共に増加していることを確認した。*dimple* の個数の変化は Re 数の増加に伴うヘアピン渦の本数変化を反映していると考えられる。

第6章 衝突痕形状の Reynolds 数，粒状体 粒径依存性

本章では，粒状体の粒径を変化させた場合の衝突痕形成過程及び衝突痕形状の変化について調べる．また，粒状体表面掘削過程の理論モデルを構築し，実験結果との比較を行う．

6.1 粒径 0.06mm ガラスビーズ層に形成された衝突痕

図 6.1 は粒径 0.06 mm のガラスビーズを使用した場合の衝突痕の画像である．なお，粒径 0.1 mm のガラスビーズを使用した場合と同様に， $Re \lesssim 2300$ では衝突痕の形成は確認されなかった．

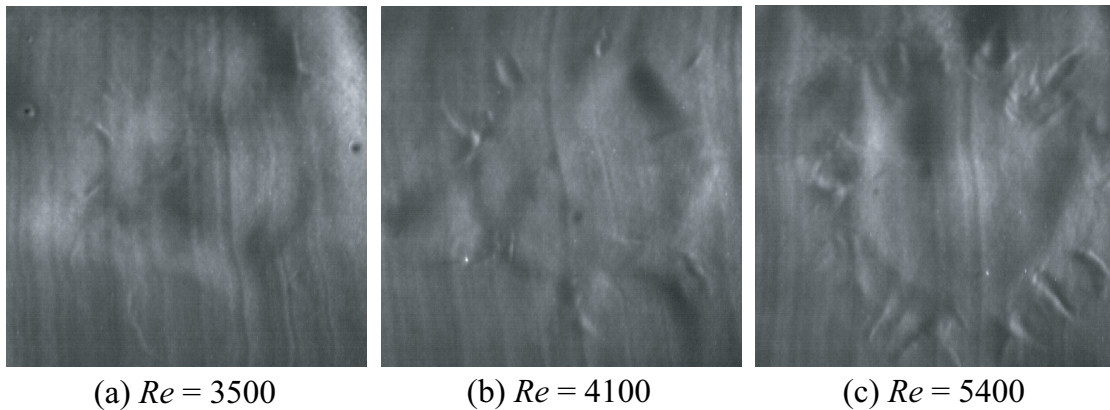


図 6.1: $d = 0.06\text{mm}$ ガラスビーズ層の衝突痕

図 6.1(a) ~ (c) に示したように， $d = 0.06$ mm のガラスビーズ層に形成された衝突痕は， $d = 0.1$ mm のガラスビーズ層に比べその形状が不明瞭である．このため，*dimple* の個数を正確に求めることは困難であるので，以下では衝突痕の深さに着目して $d = 0.1$ mm 及び 0.2 mm の場合との比較を行う．

6.2 衝突痕断面図 ($d = 0.06\text{mm}$)

図 6.2~6.4 は, $Re=3500 \sim 5400$ における衝突痕の断面図である. なお, 第 5 章と同様に $\phi = 0, \pi/4, \pi/2, 3\pi/4$ の 4 種類の断面において計測し, 平均値を求めた.

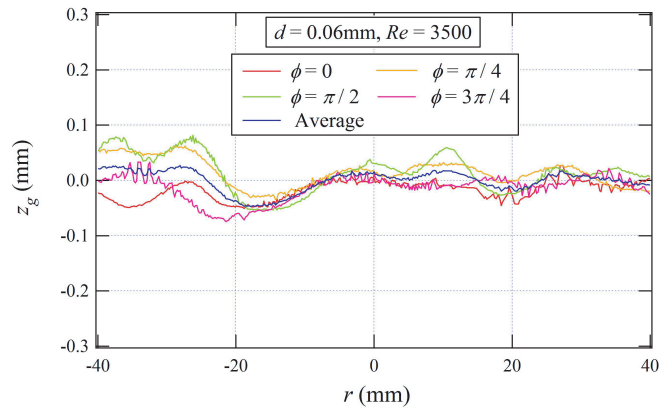


図 6.2: $Re = 3500$ の衝突痕断面図

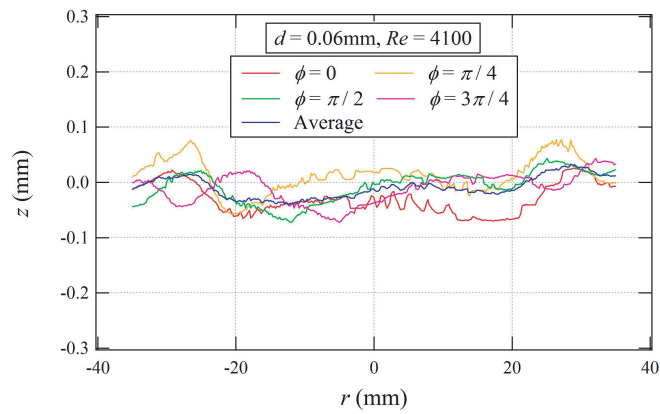


図 6.3: $Re = 4100$ の衝突痕断面図

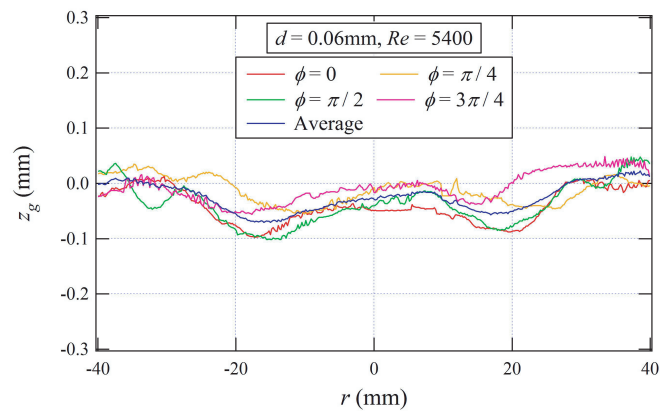


図 6.4: $Re = 5400$ の衝突痕断面図

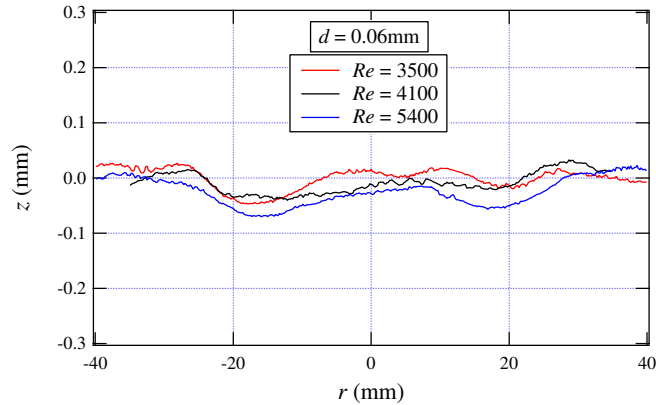


図 6.5: $Re = 3500 \sim 5400$ の衝突痕断面図 (平均)

$Re = 3500 \sim 5400$ における衝突痕深さの平均値を図 6.5 に示す．図 6.5 より，粒径 0.1 mm の場合と同様に， $Re = 5400$ で最も衝突痕が深くなっているが，一部分において $Re = 3500$ の衝突痕深さが $Re = 4100$ の衝突痕深さを上回っている箇所が存在する．しかし，図 6.1 に見られるように，粒径 0.06 mm の場合には衝突痕形状が不明瞭であり，また図 6.2 ~ 6.4 に見られるように， $\pi/4$ ずつずらして観測した衝突痕深さも各位置での変動が大きい．そのため，この衝突痕深さの逆転が有意な差であるか否かは検討の余地がある．

6.3 粒径 0.2 mm ガラスビーズ層の衝突痕

図 6.6(a) ~ (c) は粒径 0.2 mm のガラスビーズを使用した場合の衝突痕の画像である．なお，粒径 0.06 mm 及び 0.1 mm のガラスビーズを使用した場合と同様に， $Re \lesssim 2300$ では衝突痕の形成は確認されなかった．

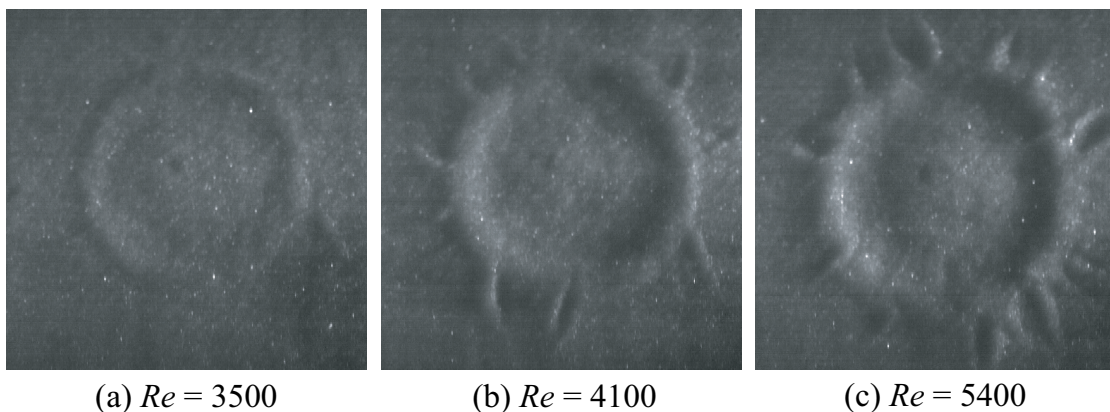


図 6.6: $d = 0.2\text{mm}$ ガラスビーズ層の衝突痕

図 6.6 より，粒径 0.2 mm のガラスビーズ層の衝突痕は，粒径 0.06 mm のガラスビーズ層の衝突痕と比べ明瞭に観測された．

6.4 衝突痕断面図 ($d = 0.2\text{mm}$)

図 6.7~6.9 は, $Re = 3500 \sim 5400$ における衝突痕の断面図である. なお, 第 5 章と同様に $\phi = 0, \pi/4, \pi/2, 3\pi/4$ の 4 種類の断面において計測し, 平均値を求めた.

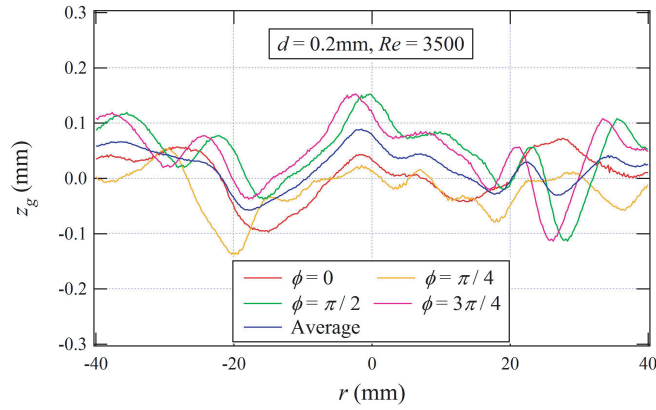


図 6.7: $Re = 3500$ の衝突痕断面図

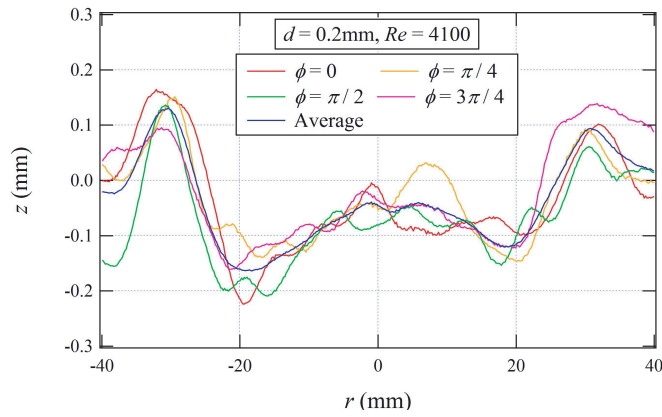


図 6.8: $Re = 4100$ の衝突痕断面図

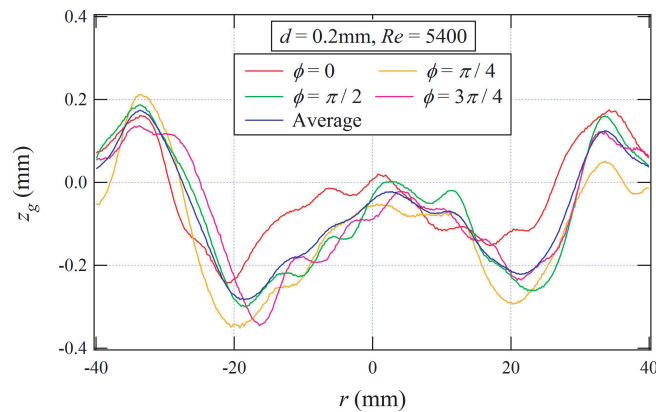


図 6.9: $Re = 5400$ の衝突痕断面図

$Re = 3500 \sim 5400$ における衝突痕深さの平均値を図 6.10 に示す．図 6.10 より，粒径 0.1 mm の場合と同様に， Re 数の増加と共に衝突痕深さが増加していることが確認できる．

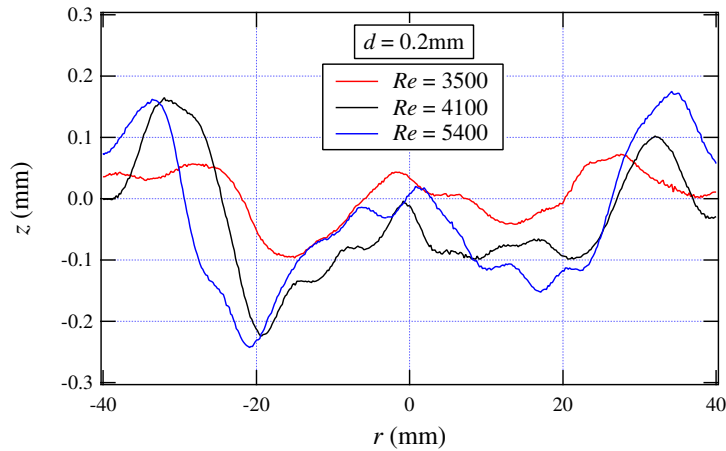


図 6.10: $Re = 3500 \sim 5400$ の衝突痕断面図 (平均)

6.5 粒径の変化による衝突痕形状の変化

図 6.11~6.13 は，本章で求めた $d = 0.06$ mm 及び $d = 0.2$ mm の衝突痕断面図と，第 5 章で求めた $d = 0.1$ mm の衝突痕断面図を各 Re 数毎に表示したものである．図 6.11~6.13 より，各条件とも衝突痕断面は中央部に小さな盛り上がりを持つクレーターとなっている．また， $Re = 4100$ 及び $Re = 5400$ では，粒状体の粒径の増加に伴って衝突痕の深さが増加している．これに対して $Re = 3500$ では $d = 0.06$ mm の衝突痕深さが $d = 0.1$ mm の衝突痕深さを上回っている箇所が存在するが，前述のように $d = 0.06$ mm の衝突痕は観測断面毎の変動が大きく，有意な差であるかは検討を要する．

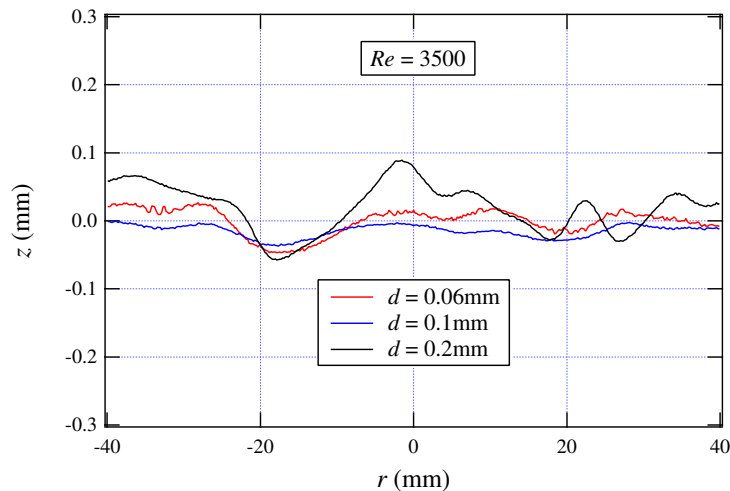


図 6.11: $Re = 3500$ の衝突痕断面図

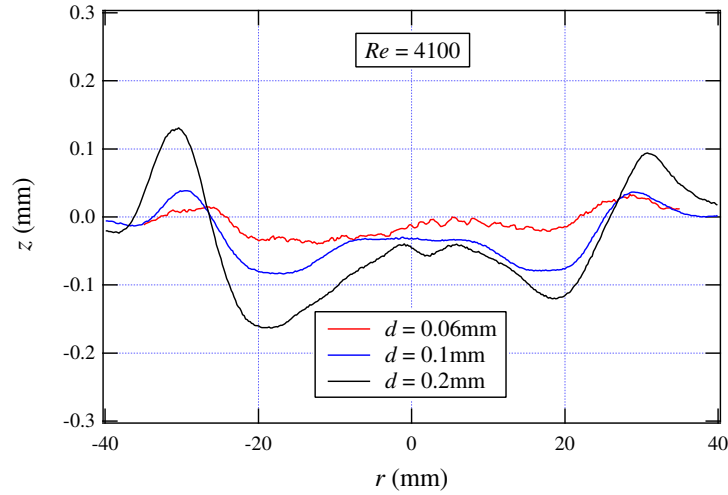


図 6.12: $Re = 4100$ の衝突痕断面図

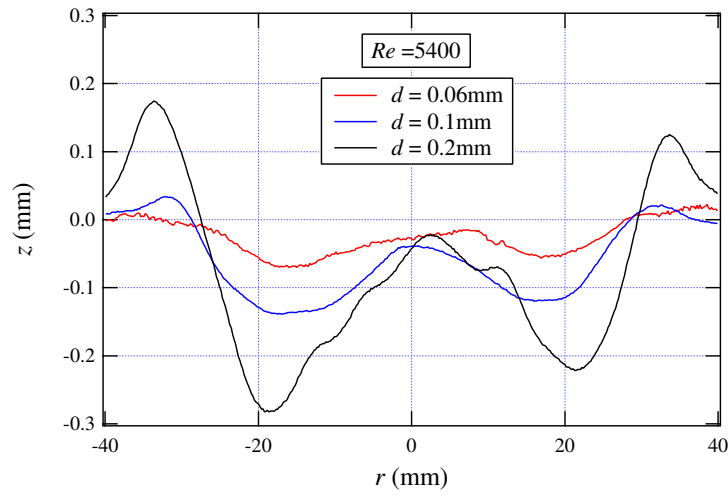


図 6.13: $Re = 5400$ の衝突痕断面図

6.5.1 掘削体積の Re 数依存性

図 6.14 は第 5 章と同様に求めた各粒径の無次元掘削体積 V^* と Re 数の関係である。なお、 $V^* \equiv V/\pi(D/2)^2d$ として無次元化する際に、 d の値としてそれぞれの粒径 d を使用している。図 6.18 より、掘削体積の Re 数依存性はどの粒径でも類似した振る舞いを示している。

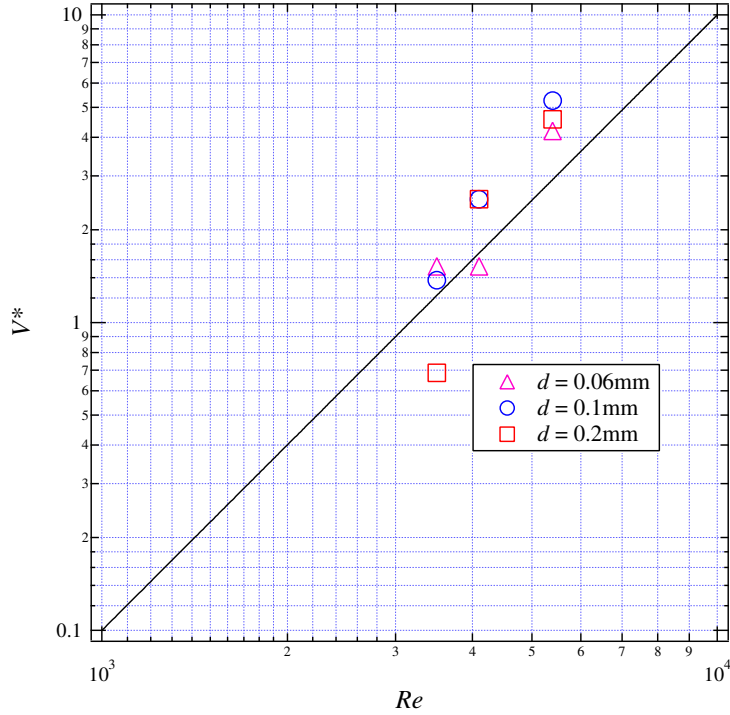


図 6.14: 掘削体積の Re 数依存性

6.6 理論モデル

5.5 節では渦輪衝突による掘削体積の総量についての見積もりを行ったが、ここでは、衝突痕の断面形状およびその粒径への依存性を考察するため、粒状体表面掘削過程の理論モデルを考える。なお、単純化のため、以下では渦輪の運動に関しては非粘性流体中の二次元渦対として近似する。渦輪が壁から十分離れているときは粘性の影響は重要ではないこと、および、渦輪と渦対では誘導速度に $(\log 8R/a + \text{定数})$ 倍の違いが現れる程度であることを考慮したものである。

6.6.1 平板に接近する渦対

循環 Γ を持ち、渦芯が $P(x_0, y_0)$ と $P'(-x_0, y_0)$ に存在する渦対が、 $y = 0$ に位置する摩擦のない平面に接近するとき、複素速度ポテンシャル $f(z)$ と複素速度 $w = u - iv$ は以下のように表わされる。

$$f = \frac{\Gamma}{2\pi i} [\log(z - x_0 - iy_0) - \log(z + x_0 - iy_0) + \log(z + x_0 + iy_0) - \log(z - x_0 + iy_0)], \quad (6.1)$$

$$w = \frac{df}{dz} = \frac{\Gamma}{2\pi i} \left(\frac{1}{z - x_0 - iy_0} - \frac{1}{z + x_0 - iy_0} + \frac{1}{z + x_0 + iy_0} - \frac{1}{z - x_0 + iy_0} \right). \quad (6.2)$$

ここで $z = x + iy$ は任意の点の座標である。また、境界条件を考慮するために鏡像位置にある渦対を考慮した。これより、渦対の一方の渦芯である P の地点に誘導される速度場は、 $z = x_0 + iy_0$ を代入し、以下のように表わすことができる。

$$w_P = \frac{\Gamma}{4\pi i} \left(-\frac{1}{x_0} + \frac{1}{x_0 + iy_0} - \frac{1}{iy_0} \right) = u_P - iv_P \quad (6.3)$$

渦芯は周囲の速度場と共に移動するので，渦芯 P の速度は

$$u_P = \frac{dx_0}{dt} = \frac{\Gamma}{4\pi} \frac{x_0^2}{y_0(x_0^2 + y_0^2)}, \quad (6.4)$$

$$v_P = \frac{dy_0}{dt} = -\frac{\Gamma}{4\pi} \frac{y_0^2}{x_0(x_0^2 + y_0^2)}, \quad (6.5)$$

となる．この二式より，渦芯 P の軌跡は

$$\frac{dy_0}{dx_0} = -\frac{y_0^3}{x_0^3} \quad (6.6)$$

の解として

$$x_0^2 + y_0^2 = Cx_0^2y_0^2, \quad (6.7)$$

と表わされる．ここで C は初期条件によって決まる定数であり， $y \rightarrow \infty$ での渦芯間の距離を $2a$ とおくと， $C = 1/a^2$ となる． x と y を a によって $\tilde{x} = x_0/a$ ， $\tilde{y} = y_0/a$ のように無次元化すると，図 6.15 に示す軌跡を得る．

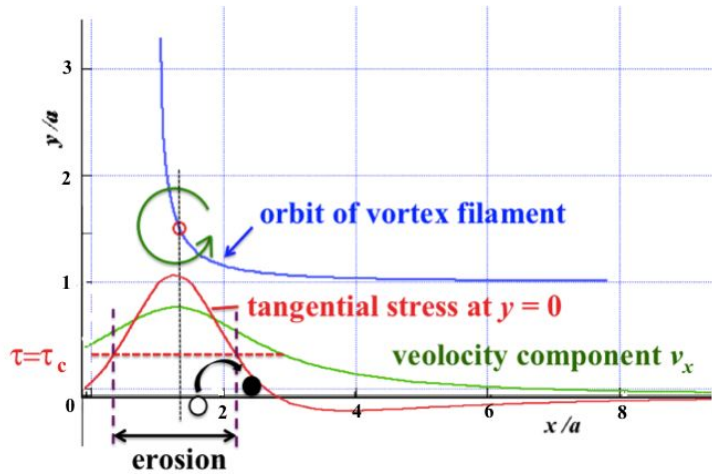


図 6.15: 非粘性流体中で平面に接近する渦対

6.6.2 平板上の応力分布

循環 $-\Gamma_1$ を持つ渦芯 $P(x_0, y_0)$ に注目すると，これが平面 $y = 0$ に作り出す速度場の x 成分 v_x は，

$$v_x = \frac{\Gamma_1}{2\pi} \frac{y_0}{(x - x_0)^2 + y_0^2} \quad (6.8)$$

となる．また，粒状体表面近傍では粘性の効果が効いてくるので，これを考慮して平面上 ($y = 0$) に働く接線応力 $\tau_{xy} = \mu(\partial v_x / \partial y)_{y=0}$ を求めると，

$$\tau_{xy} = \frac{\mu\Gamma_1}{\pi} \frac{y_0^2 - (x - x_0)^2}{[(x - x_0)^2 + y_0^2]^2} \quad (6.9)$$

となる．一例として，渦芯が $y_0 = 1.5a$ にある場合に誘導される v_x を図 6.15 に示す．

図 6.16 は，式 (6.6) に従って平板に接近する渦芯が，平板上に発生させる接線応力の大きさを示したものである．接線応力は渦芯の真下でほぼ最大となり，その大きさは渦芯が平板に近づくにつれて増大する．

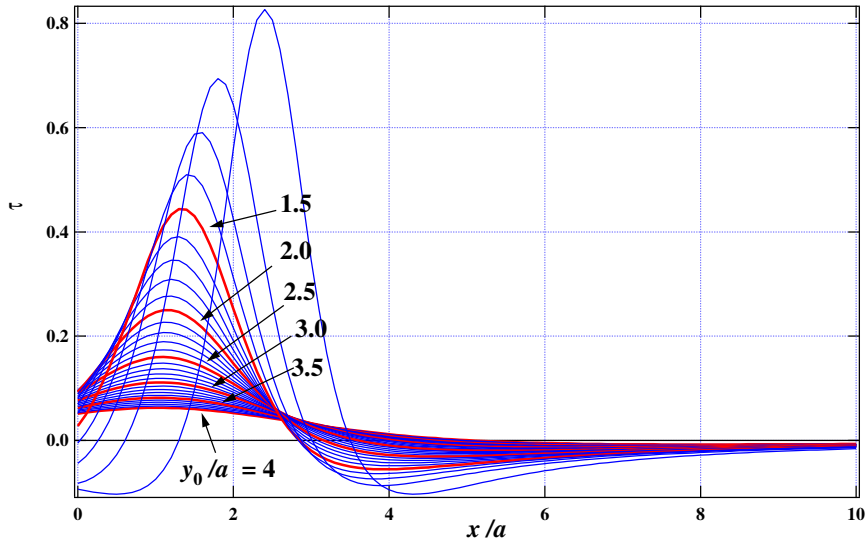


図 6.16: 渦糸による接線応力

6.6.3 掘削領域

周期的に配列された微小球を過ぎる流れに関しては Stokes 方程式に基づいた計算があり，表面付近の数層の粒子のみが流れの影響を受けることが示されている [73]．この結果から，渦糸による粒状体表面掘削過程は，粒子が移動するために必要な流体力 $f_c \sim \tau_c d$ にさらされた粒状体表面近傍の数層のみで生じていると推測される．そこで，掘削された粒子が流れにのって移動すると仮定すると，粒子が運ばれる距離は表面に平行な速度 v_x に比例することになる．速度や応力は渦糸が境界面に接近するにつれて増加するので，渦糸が境界面 $y = 0$ に接近する過程では，より多く粒子の輸送が繰り返される．また，さらに接近して初期渦芯の位置から遠方に離れていくと，速度も応力も減少して，やがては粒子の輸送も止まるはずである．このようにして最終的な粒状体表面の形状は輸送された粒子全てを合計することで得られる．図 6.17 は，与えられた接線応力の臨界値 τ_c を超えた粒子が掘削されて移動すると仮定したときに形成された粒状体層の断面図の一例である．横軸は無次元化した距離 x/a を，縦軸は粒子の粒径 d で無次元化した粒状体層の高さを表わす．輸送された粒子の総数は渦の強さ Γ_1 や粒子のサイズ d ，流体の粘性 μ などに依存するため，縦軸の単位はこれらの物理量の大きさと規格化される．図 6.17 より，衝突痕は中央部よりもその外側（渦芯の直下付近）がより深く掘削されることが確認できる．この断面形状及び Re 数依存性は実際の実験結果（図 5.9，図 6.10）と定性的に一致している．

衝突痕断面から計算した掘削領域の体積の Γ 依存性を図 6.18 に示す．図 6.18 より，掘削体積は，循環 Γ の 2 乗にほぼ比例して増加している．渦輪や渦対の並進速度は循環 Γ にほぼ比例し， $Re \propto \Gamma$ となることを考慮すると，この掘削体積の循環依存性は，第 5 章の図 5.11 及び第 6 章の図 6.14 に示した掘削体積の Re 数依存性と定性的に一致している．

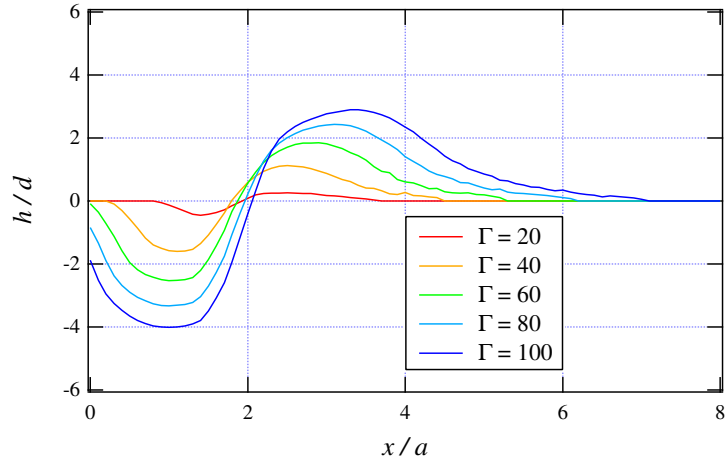


図 6.17: 掘削深さの循環依存性 ($\tau_c = 0.2$)

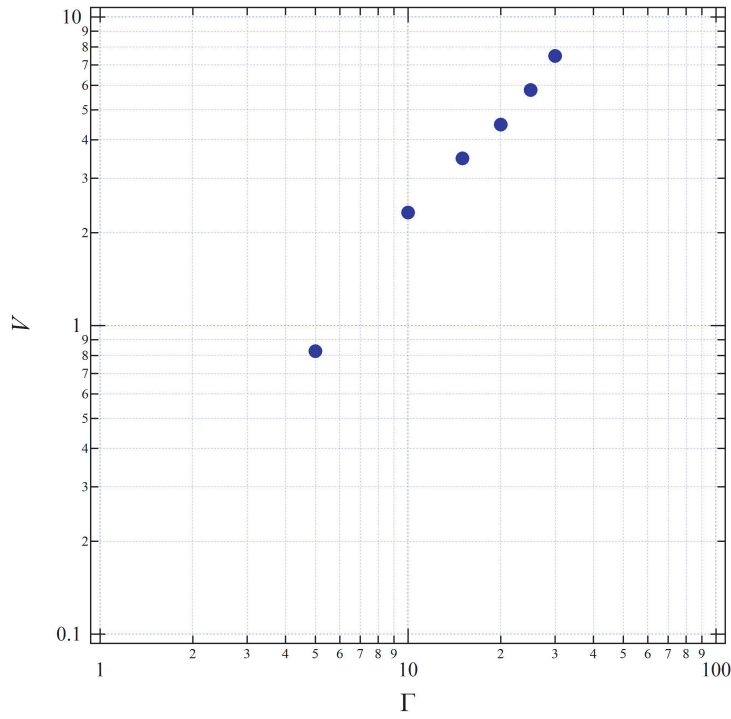


図 6.18: 掘削体積の循環依存性

6.6.4 臨界応力の粒状体粒径依存性

微視的に見た粒子の移動モデルを図 6.19 に示す．粒子 A は流体力 $\tau_{xy}d$ と流体中での正味の重力（重力 - 浮力） $\Delta mg \equiv \pi/4 d^2(\rho' - \rho)g$ を受ける．ここで， ρ' は粒子の密度， ρ は流体の密度である．また，2次元モデルで考えているため，粒子の体積は $\pi d^2/4$ としている．粒子 A に働く流体力のモーメントが重力によるモーメントを上回ると，粒子 A が粒子 B を乗り越えると考えられるので，粒子 A が移動する条件は

$$\tau_{xy}d^2 \sin \theta \geq \Delta mgd \cos \theta, \quad (6.10)$$

$$\tau_{xy} \geq \frac{\pi(\rho' - \rho)gd}{4 \tan \theta} \quad (6.11)$$

となる．また，本条件下では， $\tau_{xy} \geq \tau_c$ となった全ての粒子が輸送されるので，

$$\tau_c = \frac{\pi(\rho' - \rho)gd}{4\sqrt{3}} \quad (6.12)$$

と表せる．

流体に課された条件や粒状体の材質が同一の場合には， ρ', ρ, μ は一定なので，臨界応力 τ_c は粒子の粒径 d に比例する．したがって，粒径 d が小さくなるほど臨界応力 τ_c は減少し，粒状体表面は掘削されやすくなると推測される．

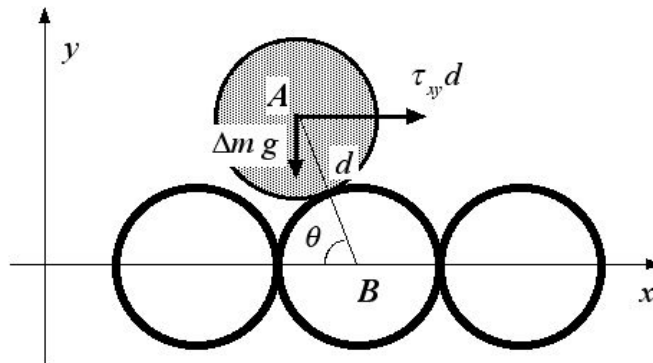


図 6.19: 粒状体表面上での粒子輸送過程

図 6.20 は，循環 Γ を一定 ($\Gamma = 100$) とした場合の無次元掘削深さ h/d の臨界応力 τ_c への依存性を表す．図 6.20 より，臨界応力 τ_c が減少するにつれて，無次元掘削深さ h/d は深くなっていることが確認できる．一方，実際に掘削された粒状体層の深さ h は図 6.20 に示した値に粒子の粒径 d を掛けることによって得られる．この場合の最大掘削深さを図 6.21 に示す．輸送された粒子の個数は粒径が小さいほど多くなるが，粒径 d が小さいため掘削深さは浅くなる．粒径が増加すると逆の傾向となるため，掘削深さは特定の粒径で最大となる．同様の傾向は掘削体積についても言える（図 6.22）．渦の強さ Γ_1 が粒状体表面を掘削するのに十分な大きさであれば，これらの結果は実験結果の説明に適用でき，衝突痕の大きさや掘削深さ，掘削体積は Γ_1 と共に増加すると考えられる．

ここでの見積もりは二次元渦対モデルに基づいたものであるが，粒状体表面の掘削形状は渦輪の衝突によって掘削された *circular crater* の形状を定性的に説明できると考えられる．また，実験では，掘削深さ，掘削体積が Γ と共に増加する傾向が見られたが，これらは理論モデルで粒径の小さい領域に対応している可能性がある

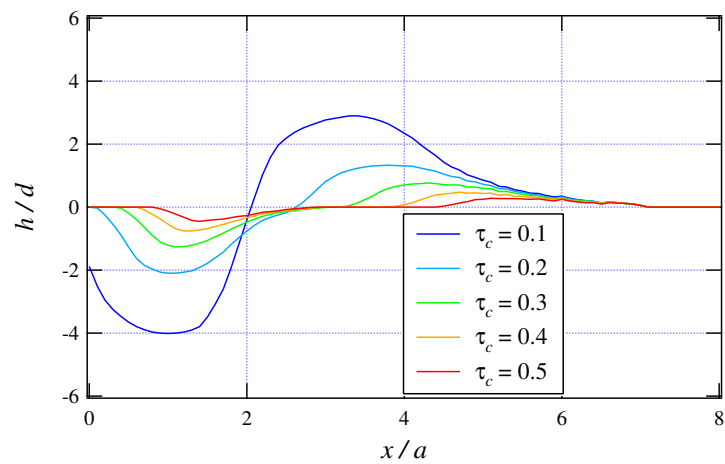


図 6.20: 断面形状の接線応力臨界値への依存性 ($\Gamma = 100$)

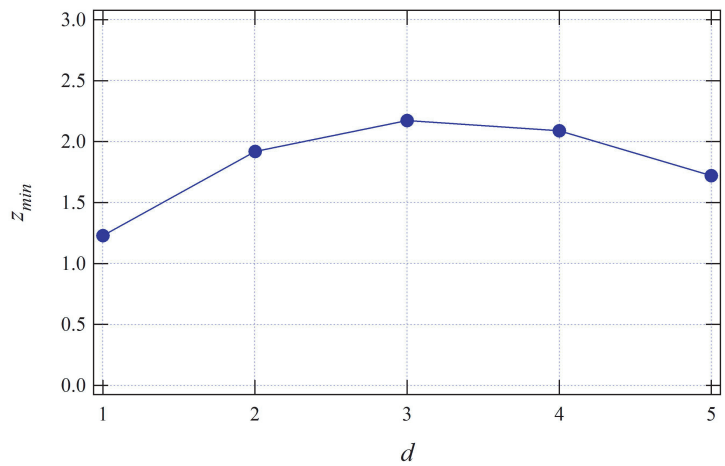


図 6.21: 掘削深さの粒径依存性

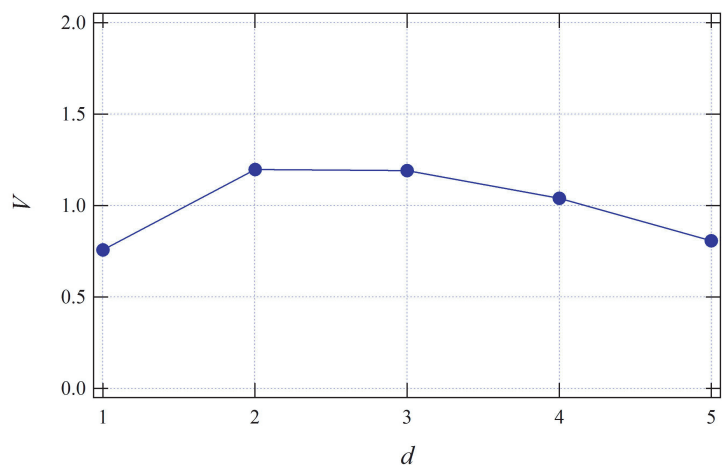


図 6.22: 掘削体積の粒径依存性

6.7 第6章の結論

本章では、渦輪の Re 数及び粒子の粒径 d を変化させた場合の衝突痕形状の変化について調べた。粒径 0.2 mm のガラスビーズによって形成された粒状体層の場合、粒径 0.1 mm のガラスビーズと同様に Re 数の増加と共に衝突痕深さが増加することが確認された。しかし、粒径 0.06 mm のガラスビーズによって形成された粒状体層の場合では、衝突痕断面形状の不規則さから $Re = 3500$ の衝突痕と $Re = 4100$ の間では衝突痕深さの明確な関係を確認することはできなかった。二次元渦対モデルによる解析では、衝突痕の深さは循環 Γ (したがって渦輪の Re 数) の増加と共に増加するという結果が得られたことから、第5章で述べた 0.1mm ガラスビーズの場合および本章における 0.2mm ガラスビーズの場合は二次元渦対モデルの結果と対応していると考えられる。しかしながら、0.06mm ガラスビーズの場合については今後の検討を要する。

また、同一の Re 数の下での衝突痕深さの粒径への依存性については、 $Re = 4100$ 及び $Re = 5400$ では粒径の増加と共に衝突痕深さが増加する傾向が見られた。この結果は、二次元渦対モデルによる解析と比較して妥当な結果であると考えられる。二次元渦対モデルでは、衝突痕深さは特定の粒径でピークを持つことが示唆され、実験結果でも $Re = 3500$ において粒径 0.06 mm のガラスビーズ層における衝突痕深さが粒径 0.1 mm のガラスビーズ層における衝突痕深さを上回る箇所が存在する。しかしながら、前述のように粒径 0.06 mm のガラスビーズ層では衝突痕断面形状に不規則な変動が多いことから、これが有意な差であるかはさらに検討が必要である。

第7章 渦輪衝突痕の渦輪 Reynolds 数及び粒状体物性依存性

本章では、粒径や比重といった粒状体物性を变化させた場合の衝突痕形成の有無及び衝突痕形状の変化について述べる。

7.1 衝突痕形状の Re 数，粒状体物性依存性

図 7.1 は粒径 0.06 mm, 0.1 mm, 0.2 mm のガラスビーズ及び粒径 0.08 mm のナイロンビーズからなる粒状体層に渦輪を衝突させた場合の衝突痕である。ナイロンビーズ層への衝突の場合は $Re = 1800, 2300$ においても衝突痕が形成されたが、ガラスビーズ層の場合は $Re \lesssim 3500$ では衝突痕形成は確認されなかった。粒径が小さいほど、また粒子の比重が小さい場合ほど衝突痕形状が不明瞭になる傾向が見られる。

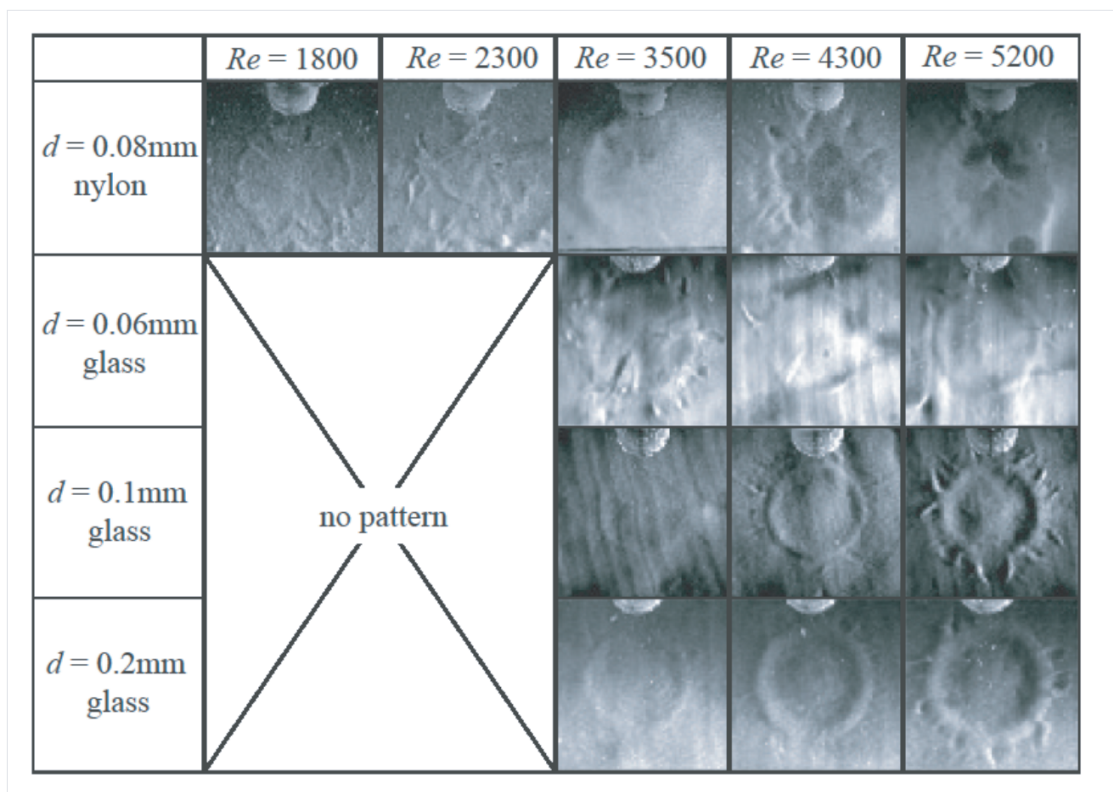


図 7.1: 渦輪の Re 数及び粒状体物性を变化させた場合の衝突痕

7.2 衝突痕形成の Re , θ 依存性

流体中での粒状体の運動を特徴づける指標として、Shields 数 θ を導入する．密度 ρ の流体中に直径 d 、密度 ρ' の粒子が存在する場合を考える．粒子が流体から受ける流体力を τd^2 とすると、これと粒子に働く正味の重力 (重力-浮力) の比は

$$\theta \propto \frac{\tau d^2}{(\rho' - \rho)gd^3} = \frac{\tau}{(\rho' - \rho)gd} \quad (7.1)$$

と表せる．式 (7.1) の θ は Shields 数と呼ばれ、流体中での粒子の浮遊しやすさを表す指標となっている．ここで、 $\tau \sim \rho U^2$ とすると、

$$\theta = \frac{\rho U^2}{(\rho' - \rho)gd} = \frac{U^2}{(\gamma - 1)gd} \quad (7.2)$$

$$\gamma = \rho'/\rho$$

となる．

図 7.2 は衝突痕が現れる Re , θ の関係を表わしたものである．なお、 θ の定義式の中に現れる代表速度としては渦輪の並進速度 U を使用した．これは、粒状体表面付近の速度がほぼ渦輪並進速度と同程度であることを考慮した結果である．図 7.2 の白抜きの記号は衝突痕が形成されていない場合、塗りつぶしの記号は衝突痕が形成された場合を表わし、また、粒径や材質の違いは異なった記号で示している．

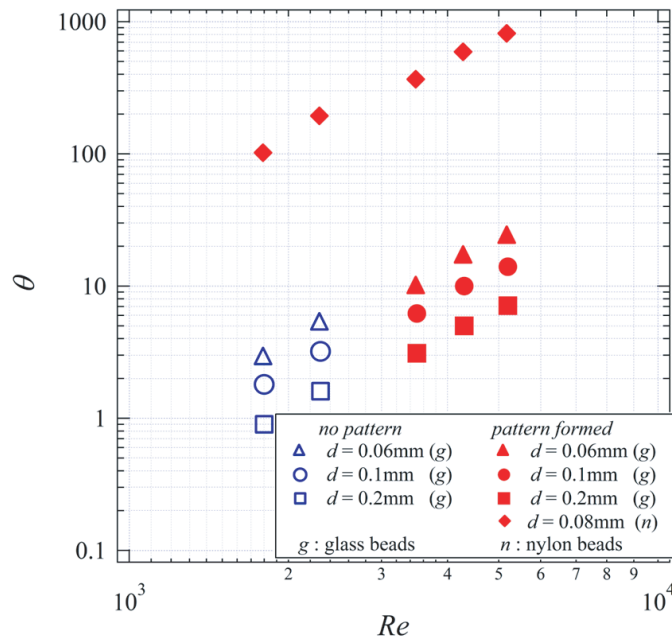


図 7.2: 渦輪によるパターン形成領域

図 7.2 より、 $Re \lesssim 3000$ かつ $\theta \lesssim 10$ の領域では衝突痕が形成されていないことがわかる．この領域は粒子が浮遊しづらく、また渦輪の運動量も小さい領域であり、渦輪が粒状体表面に及ぼす力が粒子を動かすために必要な力を下回ったためと推測される．

7.3 第7章の考察・結論

本章では，粒状体の材質が衝突痕形状に及ぼす影響を調べるため，粒径 0.16 mm，比重 1.03 のナイロン粒子を堆積させた層に渦輪を衝突させた場合の衝突痕を観測し，粒径の異なるガラスビーズ層への衝突の場合との比較を行った．ガラスビーズ層では $Re \lesssim 3500$ で衝突痕の形成が確認できなかったが，ナイロンビーズ層では $Re = 1800, 2300$ においても衝突痕が形成されることを確認した．また，粒子の粒径が小さくなるほど，または比重が小さくなるほど衝突痕形状は不明瞭になることを確認した．

本実験の結果を Re 数と Shields 数 θ を用いて整理すると， $Re \lesssim 3000$ かつ $\theta \lesssim 10$ の領域では衝突痕が形成されないことがわかる．渦輪の運動量は Re 数に依存し，粒子の浮遊しやすさは Shields 数に依存することから， $Re \lesssim 3000$ かつ $\theta \lesssim 10$ の領域は渦輪の運動量が小さくかつ粒子が浮遊しにくい領域となる．このため，この領域では衝突痕の形成が見られないと考えられる．現在のところ2種類の粒状体についての実験結果しか得られていないので，さらに多くの材質，粒径での実験により，この結論がさらに一般性のあるものとなることが望まれる．

第8章 衝突痕の渦輪運動距離依存性

本章では，渦輪が発生してから粒状体表面に衝突するまでの並進運動距離を変化させた場合の衝突痕形成過程及び衝突痕形状の変化について述べる．

8.1 衝突痕形状及び発生条件の変化

渦輪が発生してから粒状体表面に衝突するまでの距離 z_0 が異なる場合の衝突痕形状の例を図 8.1, 8.2 に示す．図 8.1 は $z_0 = 100\text{mm}$, $Re = 5400$ の場合であるが，この場合には *circular crater* の周辺に *dimple* が認められる，他方，図 8.2 は $z_0 = 200\text{mm}$, $Re = 5400$ の場合の衝突痕であり，この場合には中央部から放射状の筋が形成されていることが確認できる．後者は *groove* あるいは *spokelike scar* と呼ばれるものである [63][64][66][68]．

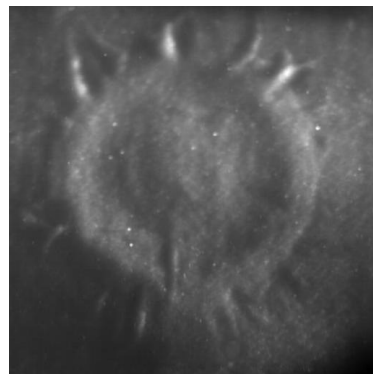


図 8.1: $z_0 = 100\text{mm}$ の衝突痕 ($Re = 5400$)

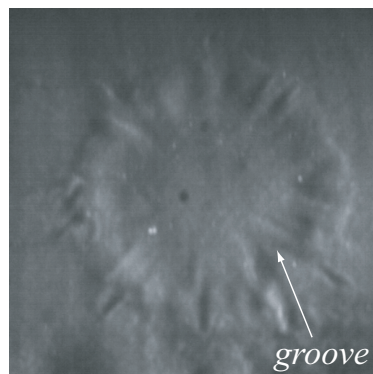


図 8.2: $z_0 = 200\text{mm}$ の衝突痕 ($Re = 5400$)

これらの衝突痕の発生条件を図 8.3 に示す。 $z_0 = 100 \text{ mm}$ ($z_0/D \simeq 4$) , $Re = 3500 \sim 5400$ では *circular crater* と *dimple* が確認された。他方, $z_0 = 200 \text{ mm}$ ($z_0/D \simeq 8$) では *circular crater* と *dimple* に加え *groove* が確認された。また, $z_0 = 100 \text{ mm}$ ($z_0/D \simeq 4$) では $Re = 3500$ において衝突痕が観測されたものの, $z_0 = 200 \text{ mm}$ ($z_0/D \simeq 8$) では観測されなかった。

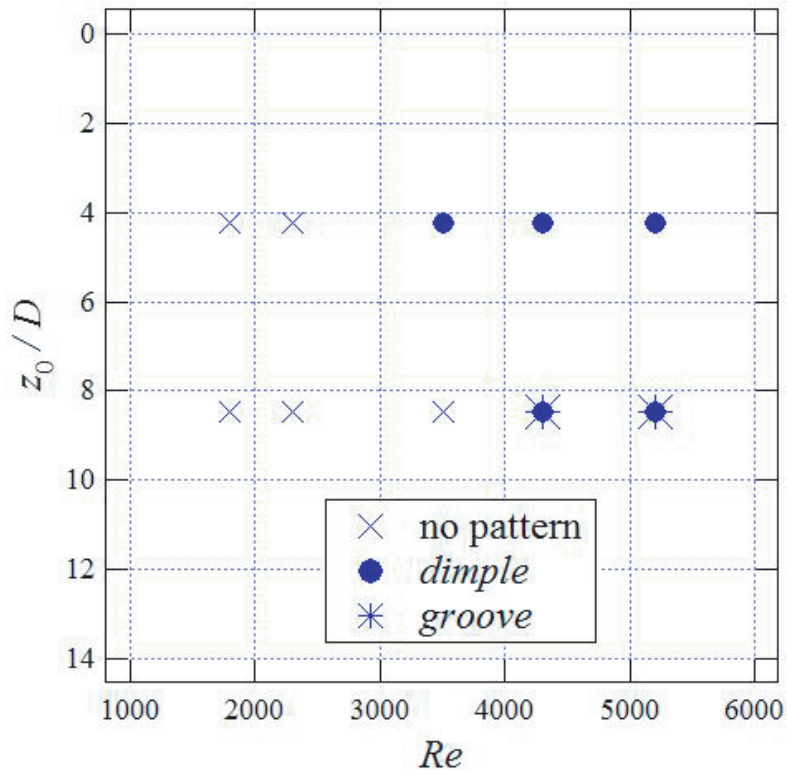


図 8.3: 衝突痕発生条件

8.2 groove 形成過程

図 8.4 は $z_0 = 200 \text{ mm}$, $Re = 5400$ における衝突痕形成過程である。circular crater が形成される過程で, circular crater の中心付近から放射状に粒状体表面に筋 (groove) が形成されていることが確認できる。この groove の形成は, 一次渦輪が衝突前に不安定化し, 波状変形していることによる掘削状態の偏りと推測される [66]。

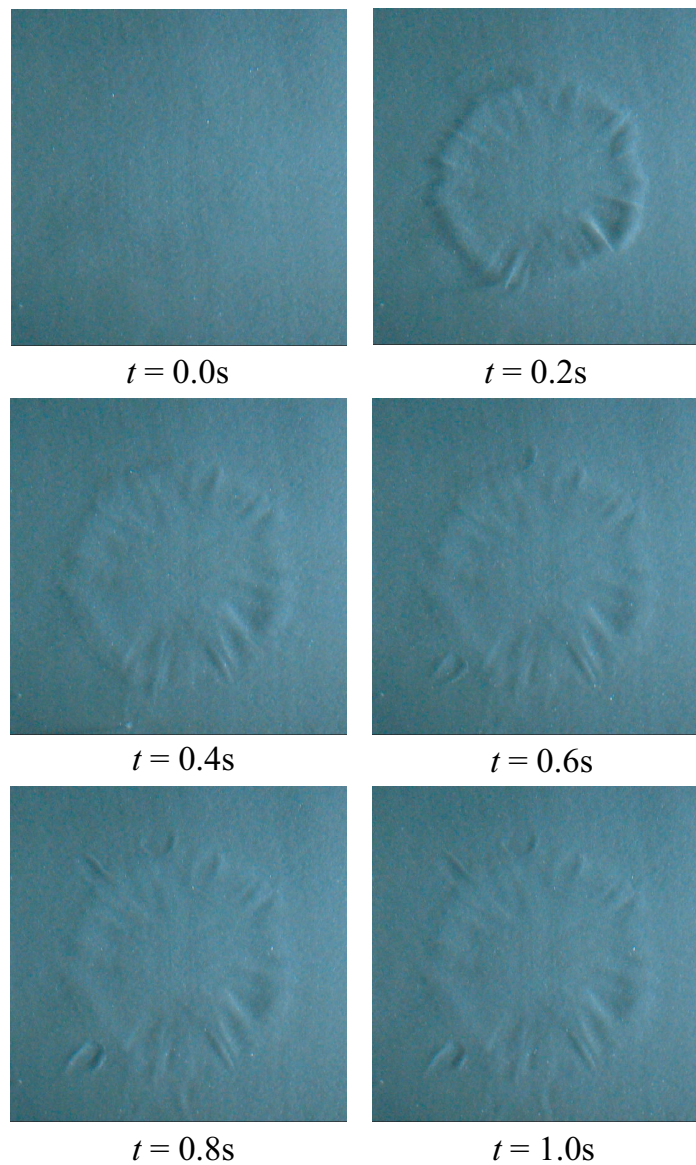


図 8.4: groove の形成過程 ($z_0 = 200 \text{ mm}$, $Re = 5400$)

8.3 衝突痕形状

図 8.5, 8.6 は, 透過光強度計測によって求めた $z_0 = 100 \text{ mm}$ と $z_0 = 200 \text{ mm}$ における渦輪の衝突痕の断面図である ($Re = 5400$)。なお, ϕ の定義は第 5 章と同様である。図 8.5, 8.6 より, $z_0 = 100 \text{ mm}$ の渦輪衝突痕はどの測定断面でもほぼ類似した断面形状となっているのに対して, $z_0 = 200 \text{ mm}$ の渦輪衝突痕では測定断面毎の変動が大きくなっている。これは, 渦輪が衝突前に不安定化していることにより, 衝突痕掘削時の掘削量の偏りや *groove* が存在するためであると推測される。

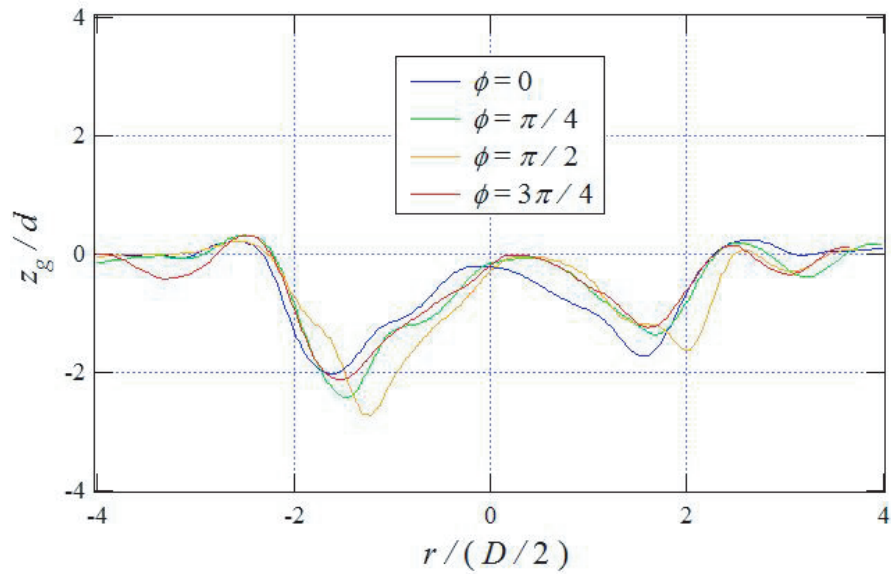


図 8.5: 衝突痕断面図 ($z_0 = 100\text{mm}$)

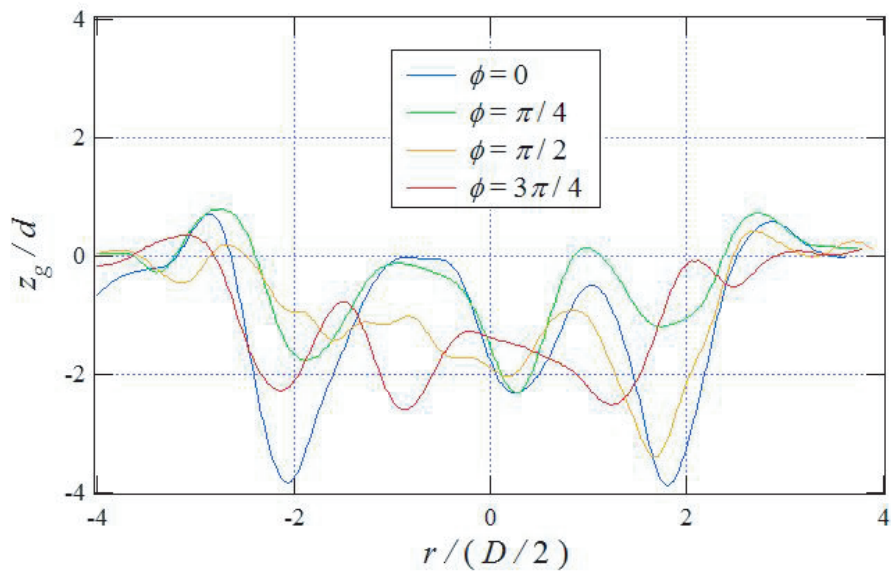


図 8.6: 衝突痕断面図 ($z_0 = 200\text{mm}$)

8.4 第8章の結論

$z_0 = 100$ mm の場合には、渦輪が不安定化を生じる以前に粒状体表面に衝突しているため、衝突痕は *circular crater* と *dimple* のみであるのに対して、 $z_0 = 200$ mm の場合には、渦輪が不安定化を生じた後に粒状体表面に衝突しているため、*circular crater* や *dimple* に加え、*groove* が形成されている。したがって、*groove* の形成は渦輪の不安定化の影響によるものと推測される。 $z_0 = 200$ mm における衝突痕は、[63][68] において観測された衝突痕とも類似しており、これらの研究において観測された衝突痕は不安定化した渦輪の衝突が主な形成要因であると推測される。

また、 $z_0 = 200$ mm において、衝突痕形成に必要な Re が変化していることが確認された。これは、粘性によって渦輪の運動エネルギーが減少したことによるものと推測される。

第9章 結論・展望

9.1 結論

本研究では、流体 粒状体間の相互作用に関する研究の一側面として、渦輪が粒状体表面に衝突する時に形成される衝突痕の形成メカニズムの解明を目的とした実験的研究を行った。

第3章では、渦輪の運動を特徴づける物理量である、循環、半径、並進速度の計測及び渦輪の不安定化過程の観測を行った。これらの測定結果から、本研究に使用した渦輪はいずれも半径が約18 mmであり、循環の増加と共に並進速度が増加していることが確認された。渦輪の直径を代表長さ、並進速度を代表速度として定義した Reynolds 数は1800～5400であった。また、渦輪の並進運動距離が増加するにつれて、並進速度の現象や波状変形が現れることを確認した。

第4章では、第3章で渦輪が円形を維持していることが確認された位置、すなわちノズル出口から100 mmの地点に粒状体層を設置し、渦輪の衝突後の挙動と粒状体表面への衝突痕形成過程の観測を行った。使用した渦輪は $Re = 5400$ であり、粒状体層は粒径0.1 mm、比重2.03のガラスビーズを用いた。また、透過光強度分布を計測することにより、衝突痕の断面形状及びその時間変化を観測した。第4章の結果から、粒状体表面に接近する渦輪（一次渦輪）によって円形のクレーター（*circular crater*）が形成され、粒状体表面上に発生した渦輪（二次渦輪）が *circular crater* の外周部を離散的に掘削して *dimple* が形成されることを確認した。

第5章では、渦輪の Re 数を変化させた場合の衝突痕の形状変化について調べた。使用した粒状体は第4章と同じく粒径0.1 mm、比重2.03のガラスビーズである。第5章の結果から、 $Re \lesssim 2300$ においては衝突痕は確認されず、 $Re \gtrsim 3500$ では、 Re 数の増加とともに *circular crater* の半径と深さ、*dimple* の個数が増加することを確認した。なお、第4章及び第5章で観測された *dimple* の形成過程及びその個数の変化は、Munro ら及び Bethke らの実験結果では報告が無く、本研究で初めて明らかになったものである。

第6章では、粒状体層を形成するガラスビーズの粒径や渦輪の強さを变化させた場合の衝突痕形状の変化について調べた。新たに使用した粒状体は粒径0.06 mmのガラスビーズ及び粒径0.2 mmのガラスビーズであり、第5章で観測した粒径0.1 mmのガラスビーズの場合との比較を行った。粒径0.06 mm及び0.2 mmの双方とも、粒径0.1 mmの場合と同様に $Re \lesssim 2300$ においては衝突痕は確認されなかった。また、粒径0.2 mmのガラスビーズの場合には、0.1 mmの場合と同様に渦輪の強さを示す Re 数の増加とともに衝突痕の深さが増加していく傾向を確認した。粒径0.06 mmのガラスビーズでは異なる傾向がみられた。粒径0.06 mmの場合には0.1 mm及び0.2 mmの場合と比べ衝突痕の深さが浅く、断面形状も不規則であったことから、この異なる傾向が有意な差となっているか否かは今後の検討を必要とする。衝突痕が比較的明瞭に観測された $Re = 5400$ では、粒径の増加とともに衝突痕の深さが増加することが確認された。これらの結果は二次元渦対モデルによって得られた見積もりとも一致する。

第7章では、粒子の材質の違いによる影響を調べるため、粒径 0.08 mm、比重 1.03 のナイロン粒子によって構成された粒状体層を使用した。ナイロン粒子による粒状体層の場合、ガラスビーズでは衝突痕が形成されない $Re \lesssim 2300$ の場合にも衝突痕が形成されることを確認した。この結果を、流体中の粒子の漂いやすさの指標となる Shields 数と渦輪の Re 数を用いて整理し、 $Re \lesssim 3000$ かつ $\theta \lesssim 10$ の領域では衝突痕が形成されないことを明らかにした。

第8章では渦輪が不安定化を生じることが確認された位置、すなわちノズル出口から 200 mm の地点での衝突痕形状及び形成過程を観測し、先行研究において観測されたものと類似した形状の衝突痕を確認した。また、衝突痕形成に必要な渦輪の Re 数が変化することが確認された。

本研究を通して、先行研究において報告されている実験条件とは異なる条件下において、新たな衝突痕形成過程が生じていることを確認した。

9.2 展望

本研究において、渦輪による粒状体表面への衝突痕形成過程の詳細が解明された。また、衝突痕の有無や衝突痕形状が渦輪の運動状態及び粒状体の物性に依存することを確認した。今後の展望としては以下の2点が挙げられる。

(1) 粒状体の種類を増加することによる、臨界条件及び断面形状の精密な測定。

本研究の結果により、粒状体の粒径や材質を変化させることにより衝突痕形成の臨界条件や断面形状が変化することを確認したが、粒状体の種類をさらに増やすことで、より精密な臨界条件の導出や、理論モデルで予想された粒径の変化による掘削深さの変化を確認することができると推測される。

(2) 半径の異なる渦輪を使用した衝突実験

本研究では渦輪の半径はほぼ同一であり、並進速度を変化させることにより渦輪の Reynolds 数を変化させている。また、衝突痕の半径は渦輪の初期半径の 1.5 倍程度であり、大きな変化は見られない。半径が異なり、 Re 数が同一の渦輪を使用して衝突実験を行い、本研究の結果と比較することにより、渦輪の半径と衝突痕の半径との関連を調べることができると考えられる。

上記の点についての研究を加えることにより、渦輪の運動状態及び粒状体の物性との関係が明らかになれば形成される衝突痕の形状を予想することが可能になると推測される。

謝辞

本研究を行うにあたり，終始懇切なるご指導，ご鞭撻を賜りました佐野理教授に心より感謝いたします．先生の篤実なお人柄と自主性を重んじる自由な気風の研究室のもとで，のびのびと研究に勤しむことができました．

審査をしていただきました仁藤先生，畠山先生，村山先生，そして亀田先生におかれましては大変有益なコメントをいただきましたこと，深くお礼申し上げます．

また，卒業後も本研究に関して多くの助言をいただいた佐野研究室OBの増田直也氏，並びに過去に佐野研究室にて渦輪関連の研究を行い，渦輪発生装置の製作や改良を積み重ねていただいたみなさんに感謝いたします．

最後に，本研究は独立行政法人日本学術振興会の支援により多くの成果を挙げることができました．厚くお礼申し上げます．

参考文献

- [1] H. Lamb : “Hydrodynamics (6th ed.)”(Cambridge Univ. Press, 1932).
- [2] G. K. Batcheler: “An Introduction to Fluid Dynamics” (Cambridge Univ. Press, 1967) .
- [3] 今井 功 : 「流体力学 (前篇)」 (裳華房 , 1973) .
- [4] 巽 友正 : 「流体力学」 (培風館 , 1982) .
- [5] 日野 幹雄 : 「流体力学」 (朝倉書店 , 1992) .
- [6] 神部 勉 : 「流体力学」 (裳華房 , 1995) .
- [7] 佐野 理 : 「連続体の力学」 (裳華房 , 2000) .
- [8] 日本流体力学会 編 : 「流体力学ハンドブック」 (丸善 , 1998) .
- [9] 亀本喬司 : ながれ **24** (2005)143-150 .
- [10] H. J. Lugt : “Vortex Flow in Nature and Technology”, (John Wiley and Sons Inc., New York. 1983).
- [11] 高木隆司 : 「物理学最前線 21 渦糸の理論」 (共立出版 , 1988)
- [12] P. G. Saffman : “Vortex Dynamics”(Cambridge Univ. Press, 1992).
- [13] P. G. Saffman : J. Fluid Mech. **106** (1981) 49-58.
- [14] F. W. Dyson: Phil. Trans. R. Soc. Lond. **A184** (1893) 1041-1106.
- [15] T. Maxworthy : J. Fluid Mech. **51** (1972) 15-32.
- [16] T. Maxworthy : J. Fluid Mech. **81** (1977) 465-495.
- [17] A. Weigand, M. Gharib : Exp. Fluids**22**(1987)447-457.
- [18] K. Shariff : Annu. Rev. Fluid Mech. **24** (1992) 235-279.
- [19] D. G. Akhmetov : “Vortex Rings”(Springer, 2010).
- [20] M. Gharib, E. Rambod, K. Shariff: J. Fluid Mech. **360** (2000) 121-140.
- [21] P. F. Linden, J. S. Turner : Proc. R. Soc. Lond.B (2004) 271
- [22] P. G. Saffman : Stud. Appl, Math. **49** (1970) 371-380.
- [23] Y. Fukumoto, H. K. Moffatt: Stud. Appl. Math. **417** (2000) 1-45.

- [24] C. Kruttsch: *Ann. Phys.* **35** (1939) 497-523.
- [25] S. E. Widnall, J. P. Sullivan : *Proc. R. Soc. Lond.* **A332** (1973) 335-353.
- [26] S. E. Widnall : *Annu. Rev. Fluid Mech.* **7** (1975) 141-165.
- [27] S. E. Widnall, D. B. Bliss, C. -Y. Tsai : *J. Fluid Mech.* **66** (1974) 35-47.
- [28] P. G. Saffman : *J. Fluid Mech.* **84** (1978) 625-639.
- [29] K. Shariff, R. Verzicco, P. Orlandi : *J. Fluid Mech.* **279** (1994) 351-375.
- [30] Y. Fukumoto, Y. Hattori : *J. Fluid Mech.* **526** (2005) 77-115.
- [31] U. Boldes, J. C. Ferreri : *Phys. Fluids* **16** (1973) 2005-2006.
- [32] J. D. A. Walker, C. R. Smith : *J. Fluid Mech.* **181** (1987) 99-140.
- [33] 奥出宗重 , 大蔵信之 , 早藤英俊 : *日本流体力学会誌* **21** (2002) 77-78.
- [34] I. S. Sullivan, J. J. Niemera, R. E. Hershberger, D. Bolster, R. J. Donnelly : *J. Fluid Mech.* **69** (2008) 319-347.
- [35] H. Yamada, T. Kohsaka, H. Yamabe, T. Matsui : *J. Phys. Soc. Jpn.* **51**(1982) 1663-1670.
- [36] 長田泰一 , 益田重明 , 小尾晋之介 : *日本機械学会論文集 B 編* **66**, 990-996.
- [37] 内藤 隆 , 今井伸治 , 後藤俊幸 , 山田日出夫: *ながれ* **15** (1996) 401-408.
- [38] 内藤 隆, 阪野治, 山田日出夫 : *ながれ* **16** (1997) 344-354.
- [39] P. Orlandi, R. Verzicco : *J. Fluid Mech.* **256**(1993) 615-646.
- [40] K. Shariff, R. Verzicco, P. Orlandi : *J. Fluid Mech.* **279**(1994) 351-375.
- [41] J. D. Swearingen, J. D. Crouch, R. A. Handler : *J. Fluid Mech.* **297**(1995) 1-28.
- [42] Y. Oshima : *Natural Sci. Rep., Ochanomizu Univ.* **24** (1973) 61-68.
- [43] C. C. Chu, C. T. Wang, C. H. Hsieh: *Phys. Fluids* **A5** (1993) 662-676.
- [44] D. Adhikari, T. T. Lim : *Fluid Dyn. Res.* **41** (2009) 051404.
- [45] 佐野 理 : *日本物理学会誌* **60** (2005) 440-445.
- [46] M. Faraday, *Philos. Trans. R. Soc. London* **121**(1831) 299.
- [47] H. M. Jaeger, S. R. Nagel, *Science* **255** (1992)1523.
- [48] H. M. Jaeger, S. R. Nagel, R. P. Behringer, *Rev. Mod. Phys.* **68** (1996) 1259.
- [49] M. C. Cross, P. C. Hohenberg, *Rev. Mod. Phys.* **65** (1993) 851.
- [50] I. S. Aranson, L. S. Tsimring, *Rev. Mod. Phys.* **78** (2006) 641.
- [51] G. P. RajaSekhar, O. Sano : *J. Phys. Soc. Jpn.* **69** (2000) 2479-2484.

- [52] Y. Kaneko, O. Sano : Fluid Dyn. Res. **32** (2003) 15-27.
- [53] O. Sano : Comp. Fluid Dyn. J. **13** (2004) 515-523.
- [54] O. Sano, Y. Nagata : Phys. Fluids **18**(2006) 121507-1-10.
- [55] S. Koizumi, Y. Shirahashi, O. Sano : J. Phys. Soc. Jpn. **78** (2009) 084404-1-4.
- [56] O. Sano, N. Sano, Y. Takagi, Y. Yamada : Proc. 14th Asian Cong. Fluid Mech. (Hanoi, Vietnam, 2013) 1254-1260.
- [57] N. Hori, A. Yamada, Y. Oshiro, O. Sano : J. Phys. Soc. Jpn. **76** (2007), 024401-1-7.
- [58] Y. Oshiro, O. Sano : J. Phys. Soc. Jpn. **76** (2007)123401-1-4.
- [59] K. Ishii, O. Sano : J. Phys. Soc. Jpn. **82** (2013) 114401-1-7.
- [60] 古屋隆善, 佐野 理 : 数理解析研究所講究録 **1413** (2005) 112-121.
- [61] 伊東 木, 佐野 理 : 数理解析研究所講究録 **1539** (2007) 100-108.
- [62] O. Sano, T. Furuya, B. Ito : IUTAM Symposium 150 Years of Vortex Dynamics (Oct. 2008, Lyngby, Denmark).
- [63] R. Munro, N. Bethke, S. B. Dalziel : Phys. Fluids **21** (2009) 046601-1-16.
- [64] I. Eames, S. B. Dalziel : J. Fluid Mech. **403** (2000) 305-328.
- [65] 吉田隼也, 佐野 理 : 数理解析研究所講究録 **1724** (2011) 192-199.
- [66] N. Masuda, J. Yoshida, B. Ito, T. Furuya, O. Sano : Fluid Dyn. Res. **44** (2012) 015501 __ 1-20.
- [67] J. Yoshida, N. Masuda, B. Ito, T. Furuya, O. Sano : Fluid Dyn. Res **44** (2012) 015502 __ 1-18.
- [68] N. Bethke, S. B. Dalziel : Phys. Fluids **24** (2012), 063301-1?31.
- [69] J. Yoshida, O. Sano : to be published in Fluid Dyn. Res.
- [70] A. Suzuki, D. Baratoux, K. Kurita : EPSC Abstract. vol.**3** (2008)Epsc-2008-A-00465.
- [71] 益田重明 : 公開特許公報・特許公開 2004-89781 , 日本国特許庁 .
- [72] 株式会社 IHI : 公開特許公報・特許公開 2010-163304 , 日本国特許庁 .
- [73] A. A. Zick, G. H. Homsy : J. Fluid Mech. **115** (1982) 13.