



Title	DEM/FEMモデルを用いた 粒状体への飛翔体衝突貫入現象の解析
Author(s)	竹田, 真之介
Citation	大阪大学, 2019, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://doi.org/10.18910/72271
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

The University of Osaka

DEM/FEM モデルを用いた
粒状体への飛翔体衝突貫入現象の解析

平成 31 年 3 月
竹田真之介

DEM/FEM モデルを用いた
粒状体への飛翔体衝突貫入現象の解析

博士（工学）論文提出先
大阪大学大学院基礎工学研究科

平成 31 年 3 月

竹田真之介

論文内容の要旨

粒状体に対する飛翔体の衝突貫入現象は、惑星物理学、土木工学など広い分野で関心を持たれており実験やシミュレーションを用いた研究が行われている。粒状体は、固体粒子の集合体として構成される物質であるが、流体のような流動性を持つとともに、離散性ゆえに流体とも異なる不連続で複雑な挙動を示すことが知られており、衝撃的負荷を受ける場合の粒状体のふるまいについては未だ不明な点が多い。

本研究は離散要素法 (DEM) を用いた粒状体モデルと有限要素法 (FEM) を用いた弾性飛翔体モデルを用いて、粒状体に貫入する飛翔体の衝撃応答を粒状体内部の粒子の運動や飛翔体内部の応力波と関連付けて考察した。その結果、粒状体中の粒子運動の伝播速度は、飛翔体衝突速度と粒状体密度に依存し、この関係は単純な一次元的モデルによって説明できることを明らかにした。また、上述の一次元的モデルを低密度の場合に適用し、規則格子を用いて密度と対応させた粒子間距離を用いて、衝突直後の伝播速度の変化を説明できることを示した。

さらに、粒状体の充填率は粒径と粒子数から決定し、同一の低充填率であっても様々な組み合わせが考えられることから同一の低充填率に対して、粒子径が異なる粒子を含む場合や粒子の初期接触がある場合の粒状体モデルについて、飛翔体荷重と粒状体密度分布変化を比較した。粒状体中の粒子配置によって、高密度領域の局所的な伝播状態は異なるが、高密度領域の伝播速度や、飛翔体に加わる荷重は粒子の充填率にのみ依存し、粒子配置の影響を受けないことが分かった。充填形態によって飛翔体荷重の時間変化に局所的な差はみられるものの、粒状体初期密度・飛翔体衝突速度さえ同じであれば、飛翔体荷重の平均的な時間変化には差が生じないこと、併せて、高密度領域の伝播速度にも差が生じないことが明らかになった。これらのことから、衝突速度・粒状体密度をパラメータとして用いることで、飛翔体衝突時の動的挙動を、粒状体内部の不均一性に依らず、統一的に扱えることが確認された。

目次

第 1 章 緒言	1
第 2 章 衝突時の飛散挙動	4
2.1 はじめに	4
2.2 粒子飛散挙動の解析	4
2.2.1 解析空間の設定	4
2.2.2 飛翔体モデル.....	5
2.2.3 ターゲットの粒状体モデル.....	7
2.2.4 粒子層と飛散領域.....	10
2.2.5 粒状体の局所充填率.....	11
2.3 解析結果及び考察.....	13
2.3.1 各領域への粒子飛散量	13
2.3.2 局所密度分布.....	16
2.3.3 飛散粒子の運動経路.....	18
2.4 粒状体密度分布と飛散粒子に関するまとめ	21
第 3 章 ターゲット内の粒子の挙動	22
3.1 はじめに	22
3.2 様々な密度を持つ粒状体ターゲットの衝突解析.....	22
3.2.1 低密度粒状体モデル.....	22
3.2.2 飛翔体及び初期状態の設定	25
3.3 解析結果及び考察.....	26
3.3.1 粒子運動の伝播速度.....	26
3.3.2 深さ方向の粒状体局所密度変化.....	28
3.3.3 粒子運動の伝播速度の考察.....	36
3.4 ターゲット内の粒子運動のまとめ	38
第 4 章 飛翔体荷重	39
4.1 はじめに	39
4.2 飛翔体モデル先端に加わる荷重	39
4.3 解析結果及び考察	39
4.3.1 衝突速度・初期充填率が荷重に及ぼす影響.....	39
4.3.2 飛翔体内部の応力波.....	41
4.3.3 粒子配置の不均一性の影響.....	42
4.3.4 異径粒子混合の影響.....	45
4.4 粒状体充填率・衝突速度と飛翔体荷重値の関係.....	46

4.4.1 一次元的モデル	46
4.4.2 衝突直後のピーク荷重	47
4.4.3 貫入過程における飛翔体荷重.....	47
4.5 荷重の周期的な変化	48
4.5.1 長さが異なる飛翔体を用いた解析.....	48
4.5.2 飛翔体荷重の周期的変化.....	49
4.5 まとめ	50
第5章 結言.....	51
参考文献.....	52
謝辞.....	57
発表論文リスト.....	58
論文	58
国際会議における発表	58
国内学会・シンポジウム等における発表	59

第1章 緒言

物体の高速衝突による衝撃負荷を受ける材料の挙動は幅広い工学分野において重要であり、古くから様々な研究が行われてきた。固体をターゲットとする高速飛翔体の貫通[1, 2]や高速打抜き[3]に関する研究、流体をターゲットとする着水衝撃に関する研究[4, 5]など、その内容は多岐にわたる。

近年、非連続体である粒状体に対する衝突貫入の研究も行われるようになってきている。粒状体は固体の粒子の集合体からなる物体であり、粒子間の相互作用は単純な接触による力学的作用にとどまるにもかかわらず、振動層における対流の発生や[6]砂丘における自発的パターン形成[7]などの特異な挙動を示すことが知られている。粒状体の最も身近な例の一つとしては砂や砂利などが挙げられ、これまで主に土木工学の分野で研究されてきた。多くの原材料が粒状体（粉粒体）であることから、食品加工・機器製造など他の工学分野においても重要である。惑星科学においても、隕石衝突時のクレータ形成過程やエジェクタの飛散挙動にも関心を持たれ多くの実験及び解析研究が行われてきた[8, 9]。充填された砂に対して貫入する尖頭飛翔体に関する初期の研究である“Dynamics of a Projectile Penetration Sand”[10]では、実験によって貫入方程式を求めている。1978年には Backman と Goldsmith による貫入力学に関する大規模なレビューが書かれており[11]、その後も超高速衝突[12, 13]や砂への衝突貫入[14–19]等の実験を通じて、貫入深さを最大とする飛翔体形状が検討されている。土木工学の分野では、道路を落石から防護するためのロックシェッド（落石覆工）上に緩衝を目的として敷き詰められたサンドクッション（敷砂緩衝材）に関する研究[20–22]や、重錘による地盤の締固めに注目した研究[23]等が行われている。

また、衝突貫入における粒子の運動と変形を観察するために、様々な観測技術が用いられている。特に、粒状体の挙動を理解するにあたっては粒状体内部の粒子の運動を観察することが重要であると考えられ、高速度カメラと粒子画像測定法を組み合わせた計測[24]、着色した砂を用いた粒子移動の観察[25]、光弾性材料を用いた運動伝播現象の観察[26, 27]、砂中に埋め込んだワイヤの切断による飛翔体位置計測[10]などが行われている。しかしながら、粒状体中の粒子それぞれの運動を個別に追跡することは実験では難しい。

そこで数値シミュレーションを用いた手法が提案されている。Cundall は自ら提案した DBM (Discrete Block Method) と名づけた 2次元多角形要素を用いた亀

裂性岩盤の数値解析を改良し、接触判定の容易な円形要素による粒状体の解析手法である個別要素法 (Distinct Element Method) を提案した[28]。個別要素法は粉体工学や土木工学の分野で活用され[29, 30]、現在では、個別要素法を含むより広い枠組として、空間的な大きさを持つ要素 (粒子) それぞれに接触する要素から加わる力によって個々の要素に生じる並進および回転の運動方程式を差分法で解く方法である離散要素法 (Discrete Element Method, DEM) という用語が広く使われている。離散要素法は粒状体を直接的かつ単純に再現できることからコンピュータの急速な発展に伴い広く用いられており[28, 31]、近年では、流体の影響を粒子間相互作用に組み込んだモデル[32–34]や CFD と組み合わせた固液混相モデル[35]、SPH 法と組み合わせたモデル[36]等も提案されている。

DEM を用いた粒状体に対する飛翔体衝突の研究は数多く行われており、衝突によるクレータ形成や[37–39]、重錘衝撃力の容器底面への伝播[40]などが調べられている。しかしながら、いずれも粒状体側の挙動に注目して解析を行っており、飛翔体側については重心位置履歴を用いた剛体加速度や貫入深さなどの評価に留まっている。

物体の衝突現象を考えるには、衝突する側と衝突を受ける側相互の力学的性質を考慮する必要がある。よって当然ながら飛翔体の粒状体に対する衝突貫入によって誘起される物理現象についても、飛翔体と粒状体の相互作用の結果として理解し考察する必要があると考えられる。しかしながら DEM 単体で構成される解析モデルは、連続体飛翔体の弾性的応答を解析するのには不向きである。ゆえに飛翔体内部の応力波伝播など飛翔体側の動的な挙動の影響に注目した研究はあまり行われていない。そこで本研究では、有限要素法 (Finite Element Method, FEM) を用いた飛翔体モデルと DEM を用いた粒状体モデルの両方を用いて、粒状体に貫入する飛翔体の衝撃応答を、粒状体内部の粒子の運動と飛翔体内部の応力波の相互作用の観点から、解析的検討をおこなう。

また衝突現象においては飛翔体とターゲットの密度が重要であり、密度の異なる飛翔体を用いた粒子飛散挙動の実験的検討が行われている[41]。しかし、粒状体ターゲットの密度については、粒子を構成する材料の密度のみならず粒子物性の影響を強く受ける充填状態に依存する[42]ことに留意する必要がある。最も単純な球の充填についても古くから実験や数値解析による検討[43–45]が行われており、充填方法によって異なる密度を示すことが明らかとなっている。粒子径が異なる 2 種類の粒子を含む場合より密に充填されることも経験的に知られ

ており、数値解析を用いた検討が行われている[46–49]。数値計算においては粒子モデルの初期配置（充填状態）を作製するアルゴリズムが考案されている[50, 51]ものの、実験と数値解析のどちらにおいても初期状態における粒状体の密度を任意の値にコントロールすることは困難であり、飛翔体衝突現象における粒状体ターゲット側の密度の影響については十分な調査が行われていないのが現状である。本研究では飛翔体衝突現象における粒状体密度の影響に注目し、密度を大きく変化させた低密度粒状体モデルを作成し、衝突現象に与える影響を調査した。

第2章 衝突時の飛散挙動

2.1 はじめに

JAXA の『はやぶさ』をはじめとする無人探査機が、他天体のサンプルリターン（試料捕集）において目覚ましい成果を挙げている。無人探査機には、限られた地上支援のもと長期間にわたるミッションを遂行するために信頼性の高い構造が必要であり、また調査対象となる天体の表面状態は未知であることから様々な表面状態に対して柔軟に対応できるサンプル捕集機構が必要とされる。そこで、宇宙機の機構として最も信頼性の高いとされる火工品で作動すること、また調査対象の天体の砂礫の有無にかかわらずサンプルの捕集が見込まれる[52]ことから、飛翔体を衝突させ飛散したサンプルを捕集する方式が用いられる。このようなミッションにおいては、物体が衝突したとき粒子がどのように飛散するか理解することが重要である。

粒状体の挙動を理解するにあたっては、粒状物質を構成する個々の粒子の運動を観察することが重要であると考えられるが、粒状体内部の粒子運動を実験で直接観察することは困難である。衝突によって表面から飛散する粒子の飛散挙動は、実験において生じる粒子の運動の中で直接観察可能な数少ない挙動の一つであり、衝突現象における様々なパラメータが粒子飛散現象に及ぼす影響を理解することは重要である。

本章では飛翔体形状・衝突速度が粒子の飛散挙動に及ぼす影響について、FEM-DEM シミュレーションを用いた解析的検討を行う。

2.2 粒子飛散挙動の解析

2.2.1 解析空間の設定

本研究では、円筒形の飛翔体が粒状体に対して垂直に衝突・貫入する現象に着目するので図 2.1 に示すように $z = 0$ の xy 平面を水平な粒状体表面とするような座標系を設定した。飛翔体は、中心軸が z 軸と一致し、先端が粒状体表面 ($z = 0$ 面) に接する位置を初期状態とし、 $-z$ 方向の初速度を与えた。数値解析は 3 次元で行ったが、モデルは軸対称形状であるため発生する現象も軸対称になるものと考えられる。そこで現象の記述の便宜上、半径方向 r ($r = \sqrt{x^2 + y^2}$) と

垂直方向 z を用いた円柱座標系も併用した。

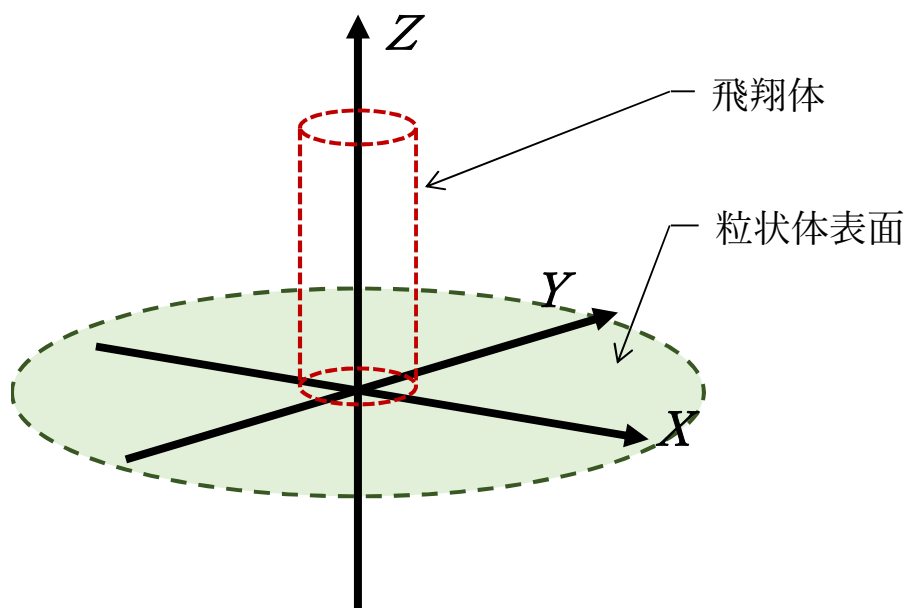


Fig. 2.1 シミュレーション・モデルの座標軸の設定

2.2.2 飛行体モデル

飛行体の解析には FEM (Finite Element Method, 有限要素法) を用いた。FEM は、連続体を有限個の要素に分割し、各要素の特性を単純な数学的モデルで近似し多元連立一次方程式の形にして全体の挙動を解析する手法である。本研究では、飛行体を弾性体の FEM モデルとして作成し、陽解法 CAE ソフトウェアである LS-DYNA を用いて解析した。

観測装置などを搭載し、砂に対して衝突・貫入する飛行体は、衝撃を緩衝するための頭部と、荷物を搭載する胴部から構成されと考えられる。そこで、過去に行われた実験[53]を参考に、図 2.2 に示すような長さ 21 mm の頭部と 100 mm の胴部から成る、直径 42 mm の円筒形飛行体モデルを作成した。材質はジュラルミンを想定し、頭部形状が半球状のものと平頭 (円柱状) のものを作製した。胴部モデルは中実円柱としたが、実験で用いた飛行体胴体部は空洞を有することを考慮して、飛行体質量が等しくなるように胴体部のみ密度を小さくした。

本研究で用いた材料モデルは弾塑性体 (*MAT_PLASTIC_KINEMATIC) を用いたが、降伏点に達しない速度域で解析を行うため、実質的には飛行体の弾性的挙動に注目し塑性変形は議論しない。メッシュ作成 (要素分割) には、LS-DYNA の前処理ソフト LS-PrePost を使用した。各物性値を表 2.1 に示す、

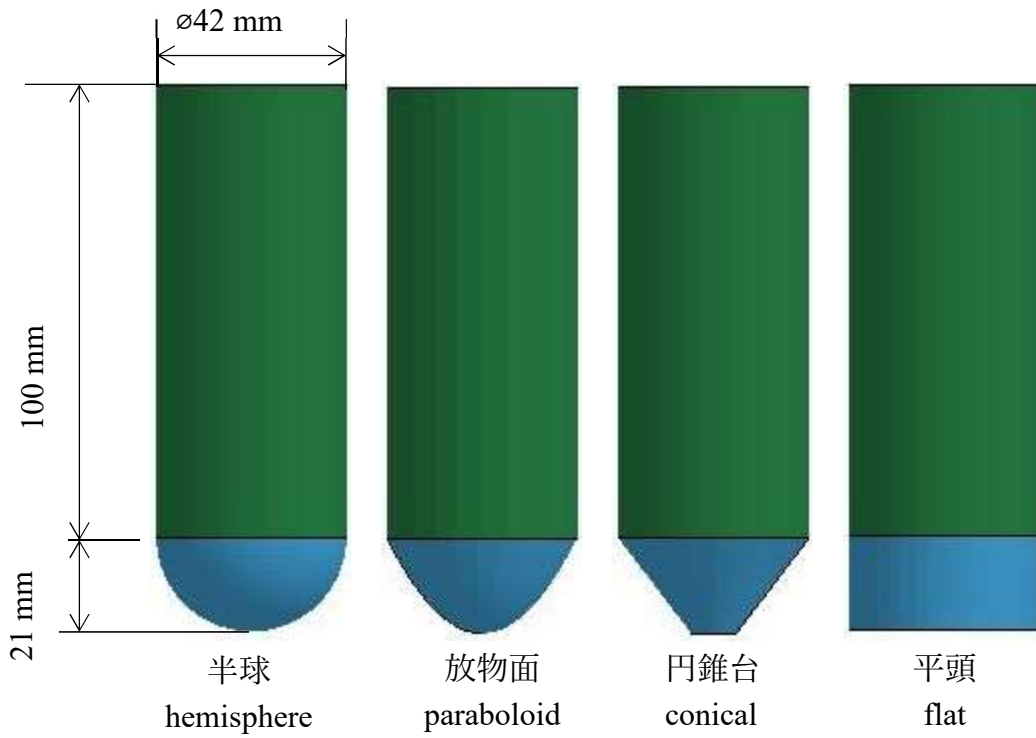


Fig. 2.2 飛翔体モデル外形

Table 2.1 飛翔体モデルのパラメータ

	半球状 (hemisphere)		平頭 (flat)	
	頭部	胴部	頭部	胴部
密度 ρ [kg/m ³]	2.80×10^3	1.80×10^3	2.80×10^3	1.80×10^3
ヤング率 E [GPa]	69			
ポアソン 比 ν	0.34			
降伏強さ σ_y [MPa]	355			
接線係数 E_t	1000			
要素数	28000	13800	4600	13800
メッシュ サイズ [mm]	0.61~ 2.09	1.17~3.33		

2.2.3 ターゲットの粒状体モデル

粒状体の解析には、FEM コードと同様に LS-DYNA に含まれている DEM (離散要素法, Discrete Element Method) DISCRETE_ELEMENT_SPHERE を用いた。粒状体モデルは、実験に用いたセラミックボールの平均である 2.18 mm の直径を持つ弾性体とした。粒子材料のヤング率は 310 GPa, 密度は $3.76 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$ とした。粒子間の相互作用は、ペナルティー法に基づいた接触アルゴリズムを用い、粒子間に働く力を、ばね、スライダ、ディバイダー (分離器) で表している (図 2.3)。法線方向のばね定数 k_N , 接線方向のばね定数 k_T を表 2.2 に示す。これらのばね定数は、材料定数を基に LS-DYNA によって算出された[54]。またスライダはクーロン摩擦を表し、摩擦係数 μ 及び転がり摩擦係数 μ_r は、それぞれ 0.1 及び 0.001 とした (表 2.2)。解析時間は粒状体ターゲットの要素数に大きく依存するため、解析の時間範囲内では飛翔体を受ける力に影響が及ばない最小限の領域にターゲットのサイズを抑える必要がある。本研究では、飛翔体が下向きに粒状体に貫入することを考慮し、図 2.4 に示すような直径 218 mm, 深さ 160 mm の半楕円球形状に粒子をランダム配置した。このターゲットのサイズでは、密に詰まり比較的音速が大きい粒状体モデルに対しても、衝突後 1 ms 程度までの時間は、粒状体モデル外縁は飛翔体や粒状体表面の挙動に影響を及ぼさないものとみなすことができる。よって粒状体外縁には壁面を設置せず、重力は考慮しないこととした。

Table 2.2 離散要素物性値

k_N [N/m]	3.13×10^9
k_T [N/m]	8.95×10^8
μ	0.1
μ_R	0.001

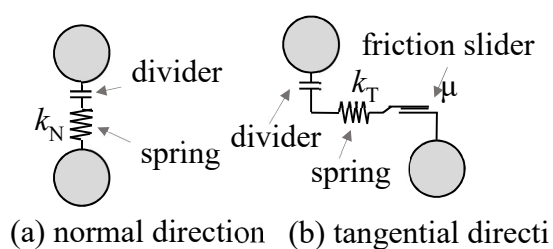


Fig. 2.3 離散要素粒子力学モデル

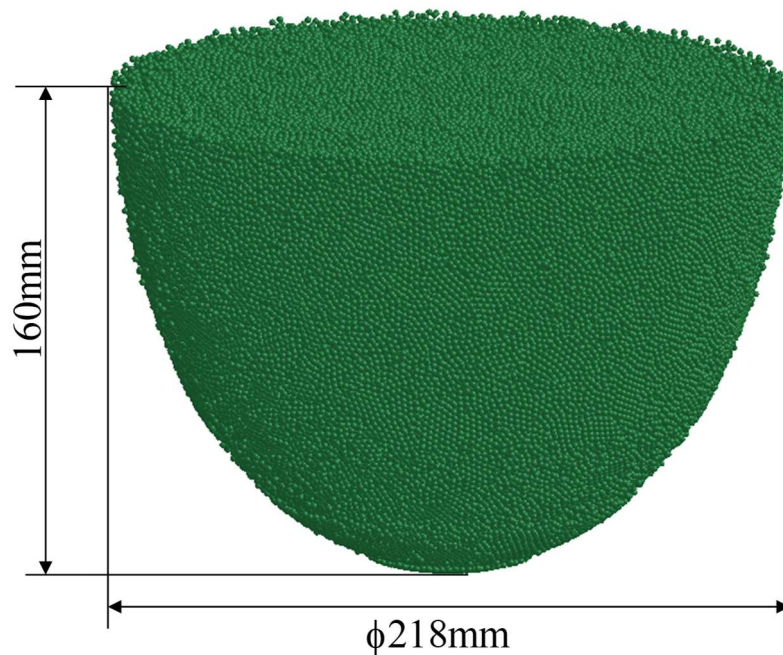


Fig. 2.4 粒状体モデル外形

現実の粒状体では、粒子はランダムに配置している。そこでランダム粒子配置を次のような方法でシミュレーション上に作成した。

1. 図2.5 (a) に示すように、作成する粒状体の外形に合わせた容器モデルを作成する。この密閉容器の内部に、充填率 $\phi_0 = 63\%$ から求まる必要数の粒子要素を直交格子状に配置する。このとき粒子中心間の距離を直径より小さくすることで、粒状体が高密度に圧縮された状態とする。
2. この状態を初期状態として時間発展計算を行う、粒子は弾性力により爆発的に拡散する(図2.5(b))。
3. 粒子は不規則な衝突を繰り返しながら高速度で運動するため、一定時間後には図2.5(c)のように粒子の運動はほぼランダムになる。
4. 粒状体が十分にランダムになったのち、グローバルダンパを用いて粒子を減速・静止させる(図2.5(d))。これにより、初期変形を持たない粒状体のランダム配置が得られる。

5. 粒状体表面を整えるため、粒子を一定距離垂直上方に移動させ、自然落下させる (図2.5(e)) .

6. 手順4と同様にグローバルダンパを用いて粒子を静止させる (図2.5(f)) .

以上の手順により, 図 2.4 に示すようなランダム配列の粒状体を得た. このときの充填密度は, 球のランダム充填における最密充填である 63%程度であり[43], 実際に粒状体の衝突貫入実験に用いられた充填率にほぼ等しい値となっている[53].

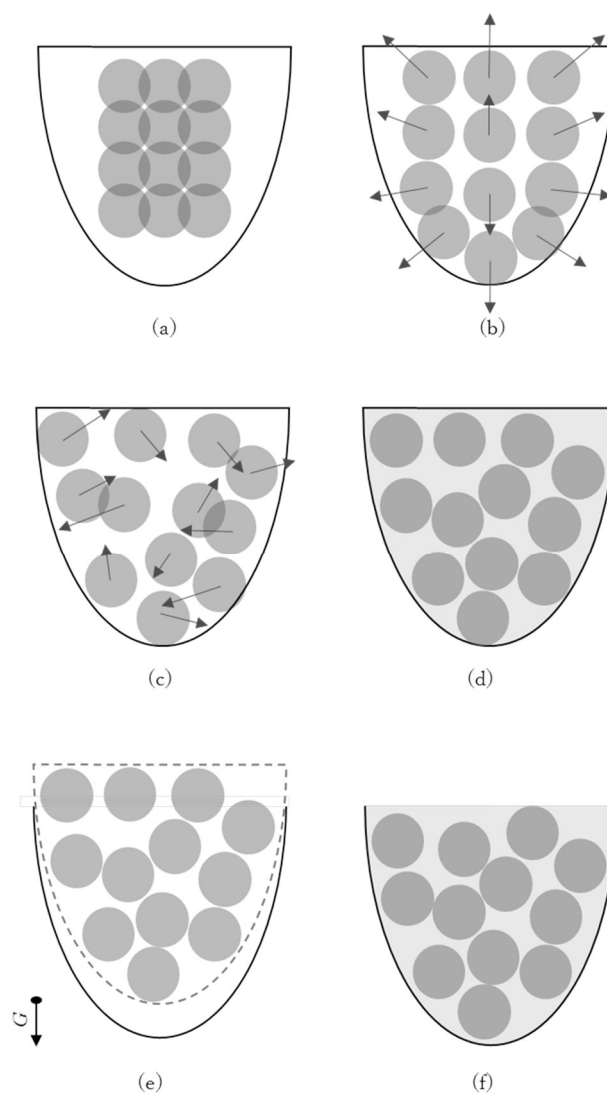


Fig. 2.5 粒状体ランダム配置の作成手順

2.2.4 粒子層と飛散領域

飛翔体の衝突によって飛散した粒子を初期深さ毎に区別して調べるため、図 2.6 に示すように粒状体表面からの深さ 2 mm ごとに粒子層を色分けした。また飛翔体の衝突位置に対して、どのような位置から粒子が飛散したかを調べるために、粒状体表面を、図のように飛翔体衝突面半径 30 mm 円形領域を検査領域 A、その外側幅 10 mm 毎のドーナツ領域をそれぞれ検査領域 B, C, D,...に分類した。シミュレーションによって得られた全粒子の座標を 0.1 msec 毎に調べ、それぞれの検査面を通過した粒子を、該当する面から飛散した粒子毎に、その数をカウントした。

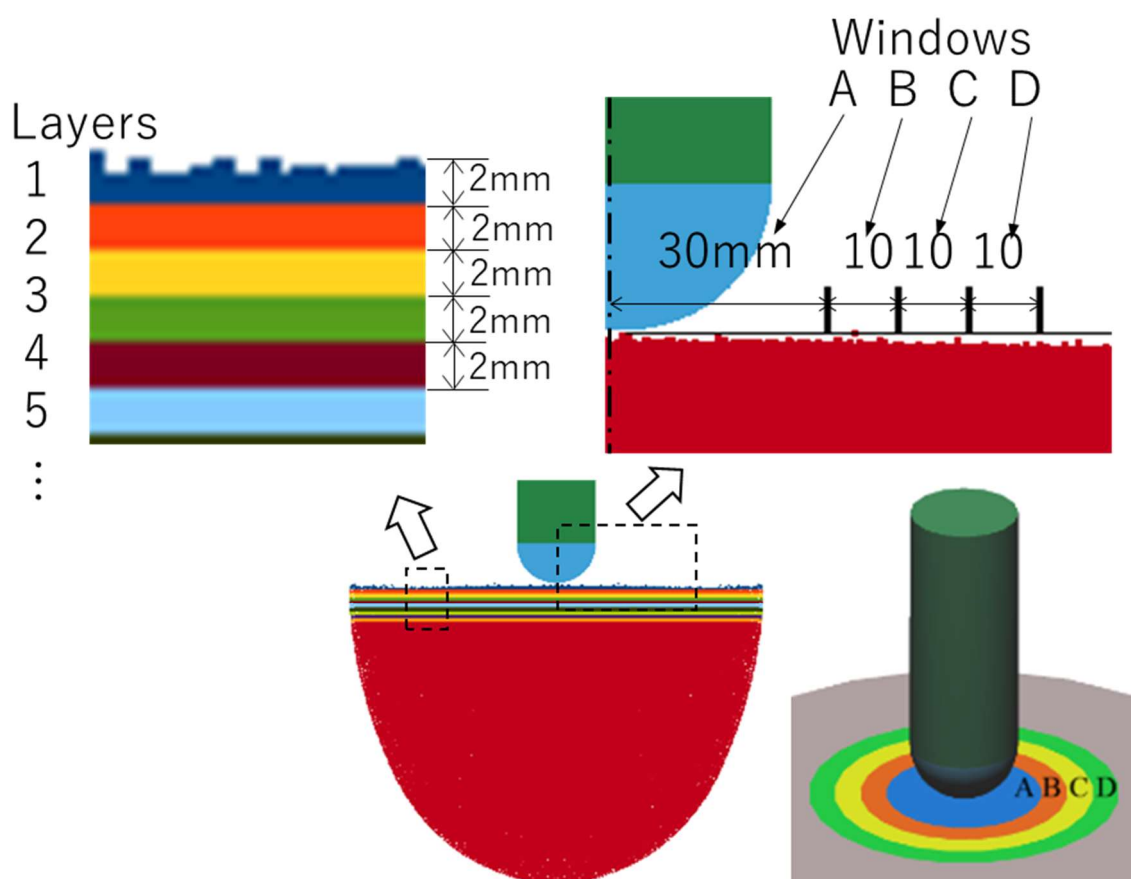


Fig. 2.6 初期深さによる粒子の分類と飛散位置特定のための検査領域の設定

2.2.5 粒状体の局所充填率

衝突した物体には圧縮が加わり、その影響はひずみとして観察される。しかしながら、粒状体の巨視的な「ひずみ」は、粒子自身の（微視的な）ひずみと、粒子の移動による粒子間に存在する空隙部分の減少によって発生する。そこで、飛翔体の衝突によって発生する粒状体の「ひずみ」分布を観察するために、粒状体内部を図 2.7 に示すように、飛翔体軸方向と半径方向から形成される平面上に 5 mm 刻みの格子を設定し、この格子を z 軸（飛翔体中心軸）周りに回転させたときに描くドーナツ状の領域を検査領域（図 2.8 参照）とした。この領域内に含まれる粒子の体積を、領域の体積で割ったものを、その領域における粒状体局所密度と定義した。本研究では三次元のシミュレーションを行っているが、モデル形状・衝突現象そのものは軸対称である。よって、粒状体内部の充填率変化も軸対称に進行すると仮定し、検査領域も軸対称に設定した。領域シミュレーション出力には、2 μsec 毎の全粒子の中心位置が x, y, z 座標として記録されている。全粒子について中心軸からの距離 $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ を算出し、 r, z の値 5 mm ごとに粒子を分類することで各検査体積に含まれる粒子の数を算出した。検査領域内に含まれる粒子体積は、領域内に中心座標が含まれる全粒子の体積とした。正確には、領域の境界面にまたがって存在する粒子を考慮する必要があるが、検査体積内に十分に多くの粒子が含まれることから、簡単のため粒子の中心座標のみで議論することとした。

図 2.9 に初期状態(初期充填率 $\phi_0 = 63\%$)における充填率分布を 50%から 65%まで 1%毎に色分けして示す。なお充填率 50%未満の領域は白色とした。粒状体内部の粒子はランダムに配置していることから、充填率分布にはばらつきが生じていることがわかる。

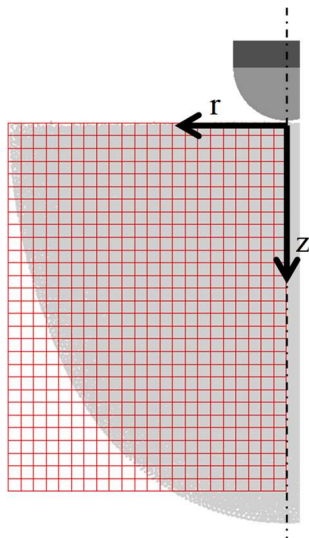


Fig. 2.7 粒状体内部の
充填率決定用グリッド

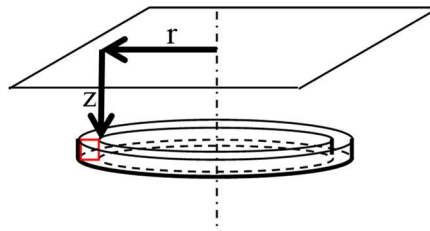


Fig. 2.8 リング状の検査領域

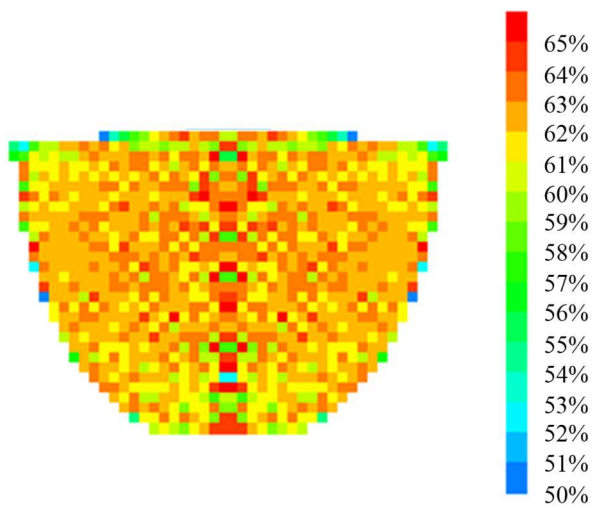


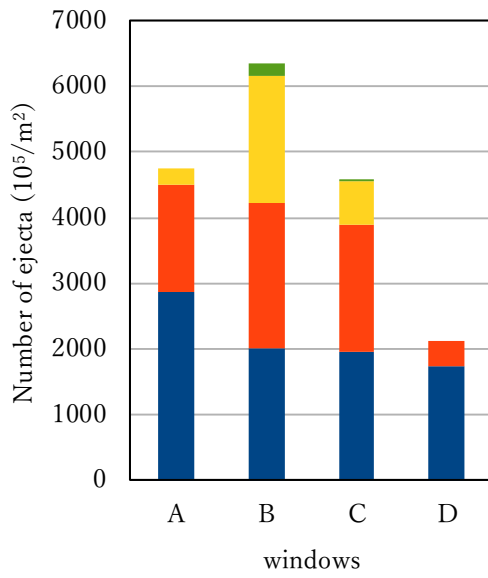
Fig. 2.9 粒状体内部の充填率分布初期状態

2.3 解析結果及び考察

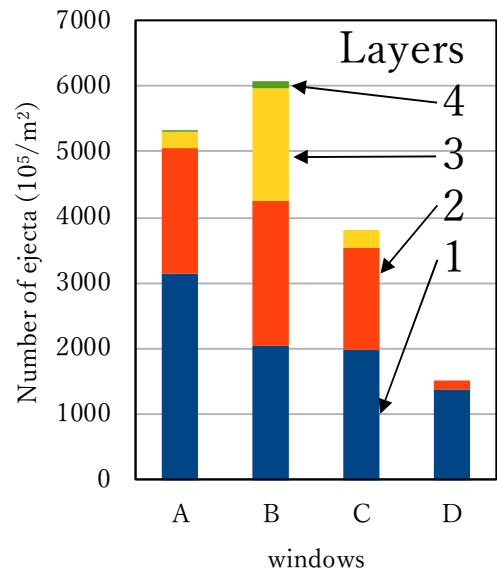
2.3.1 各領域への粒子飛散量

衝突速度 7.5 m/s の場合について，衝突後 8 ms 間に飛散した粒子の各表面領域における単位面積当たりの飛散量を図 2.10 に示す．半球状飛翔体の場合（図 2.10(a)）衝突位置に近い表面領域 B で多くの粒子が飛散しており，平頭飛翔体の場合は（図 2.10(d)），衝突位置から少し離れた表面領域 C で多くの粒子が飛散している．また同図には，第 4 層，第 5 層から飛んできた粒子も多く含まれており，平頭飛翔体がより深い位置の粒子を飛散させていることがわかる．このような飛翔体形状による飛散挙動の違いは，飛翔体衝突時の粒状体内部の粒子の移動状況の違いに由来すると思われる．

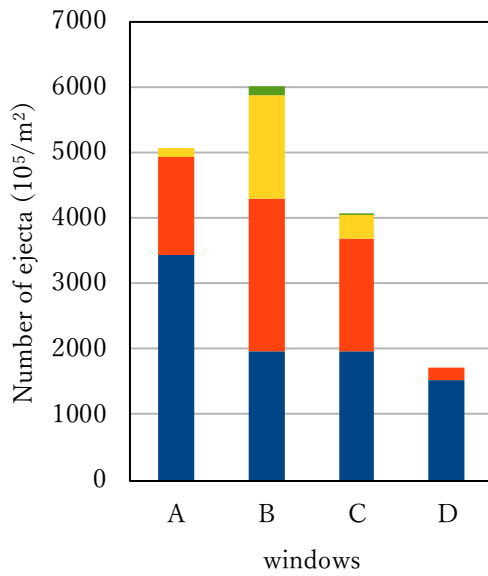
そこで，特に飛散量が多かった表面領域，即ち，先頭形状が半球状，放物回転体，円錐台の場合は領域 B，平頭の場合は領域 C について，粒子初期深度毎の飛散量の時間変化を図 2.11 に示す．この図から，いずれも第 1 層の粒子が最初にピークの飛散量を示し，表面に近い粒子から順番に，ピーク飛散量を示すこと，平頭以外はいずれも第 2 層からの飛散が最も多かったのに対し，平頭の場合は，第 1 層～3 層からほぼ同程度の粒子が飛散していることがわかる．図 2.10, 11 の両図から，平頭の場合はほかの 3 つの先端形状に比べ飛散粒子の総量が大きく，平頭形状は粒状体ターゲットからより多くの飛散粒子を生み出す先端形状であると言える．



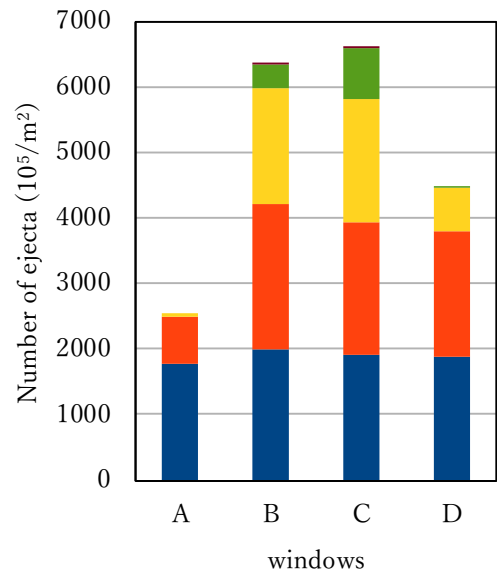
(a) hemisphere



(b) paraboloid

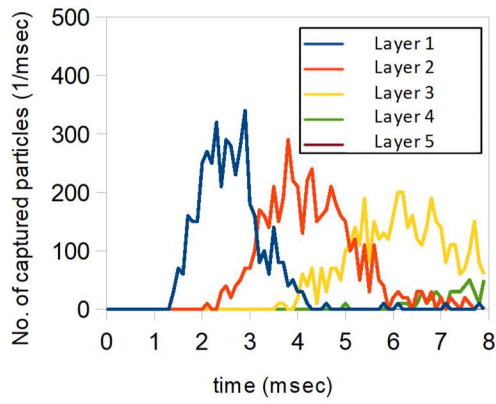


(c) conical

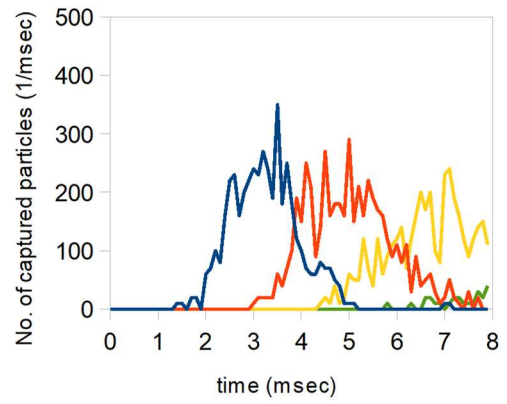


(d) flat

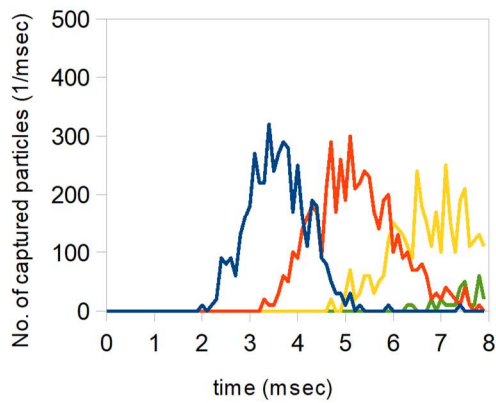
Fig. 2.10 飛翔体形状が飛散量に与える影響



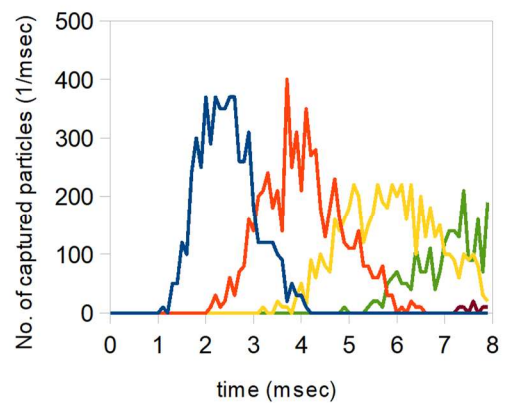
(a) 半球形状飛翔体・検査面Bにおける粒子捕集量の時間変化



(b) 放物面形状飛翔体検査面Bにおける粒子捕集量の時間変化



(c) 円錐台形状飛翔体検査面Bにおける粒子捕集量の時間変化



(d) 平頭形状飛翔体検査面Cにおける粒子捕集量の時間変化

Fig. 2.11 初期深さ毎の粒子飛散量時間変化

2.3.2 局所密度分布

前節で示したように、飛翔体の先頭形状が、先細りの半球体、放物回転体、円錐台の3種類の飛翔体の場合に比べ、平らな平頭飛翔体の場合、より多くの粒子が、より深い位置にあった粒子が、より遠方へ飛散していた。その原因を調べるために、前者の3種類の飛翔体の代表として半球体の先頭形状を持つ飛翔体と平頭飛翔体が、 $V_i = 7.5 \text{ m/s}$ で粒状体に衝突した時の粒状体の局所密度分布の時間的变化を、図 2.12 に示す。この図から、飛翔体の衝突によって局所的な高密度領域が衝突面のターゲット中心部から周辺部へ放射状に広がっていくこと、衝突後 $t = 2 \text{ or } 3 \text{ ms}$ 後には、高密度領域が周辺部へ広がるため飛翔体付近は低密度領域が現れること、これらの現象は半球状先頭の飛翔体よりも平頭の飛翔体の方がより顕著であることがわかる。このことは、同じ衝突速度であっても、平頭飛翔体の方が、粒状体ターゲットに与えるダメージは大きいといえる。

平頭飛翔体が、より速い速度 $V_i = 15, 30, 60, 120, 240 \text{ m/s}$ でターゲット粒状体に衝突した場合の、粒状体内部の局所密度分布の変遷を図 2.13 に示す。図 2.12 と異なり $t = 400 \mu\text{s}$ までの短時間の変化であるが、衝突速度が速くなればなる程、高密度領域はより顕著に現れ、より速く周辺に伝播していくこと、 $V_i = 240 \text{ m/s}$ のような非常に速い衝突速度の場合、飛翔体先頭と高密度領域の間に低密度領域が出現しないことがわかる。高密度領域が周辺に伝播する現象は、飛翔体の先頭形状にかかわらず、必ず現れる現象であり、半球体先頭飛翔体の場合であっても、程度の差はあれ、同様の傾向が現れると思われる。

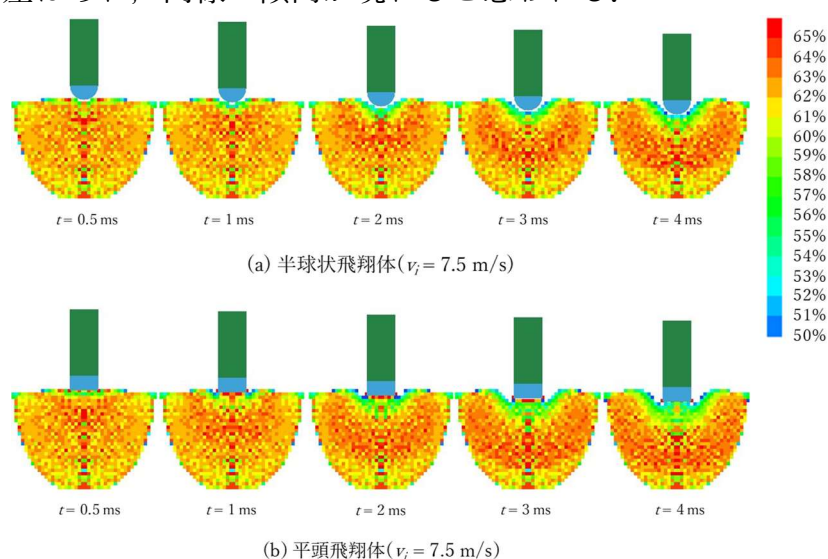


Fig. 2.12 飛翔体形状毎の粒状体密度変化 ($V_i = 7.5 \text{ m/s}$)

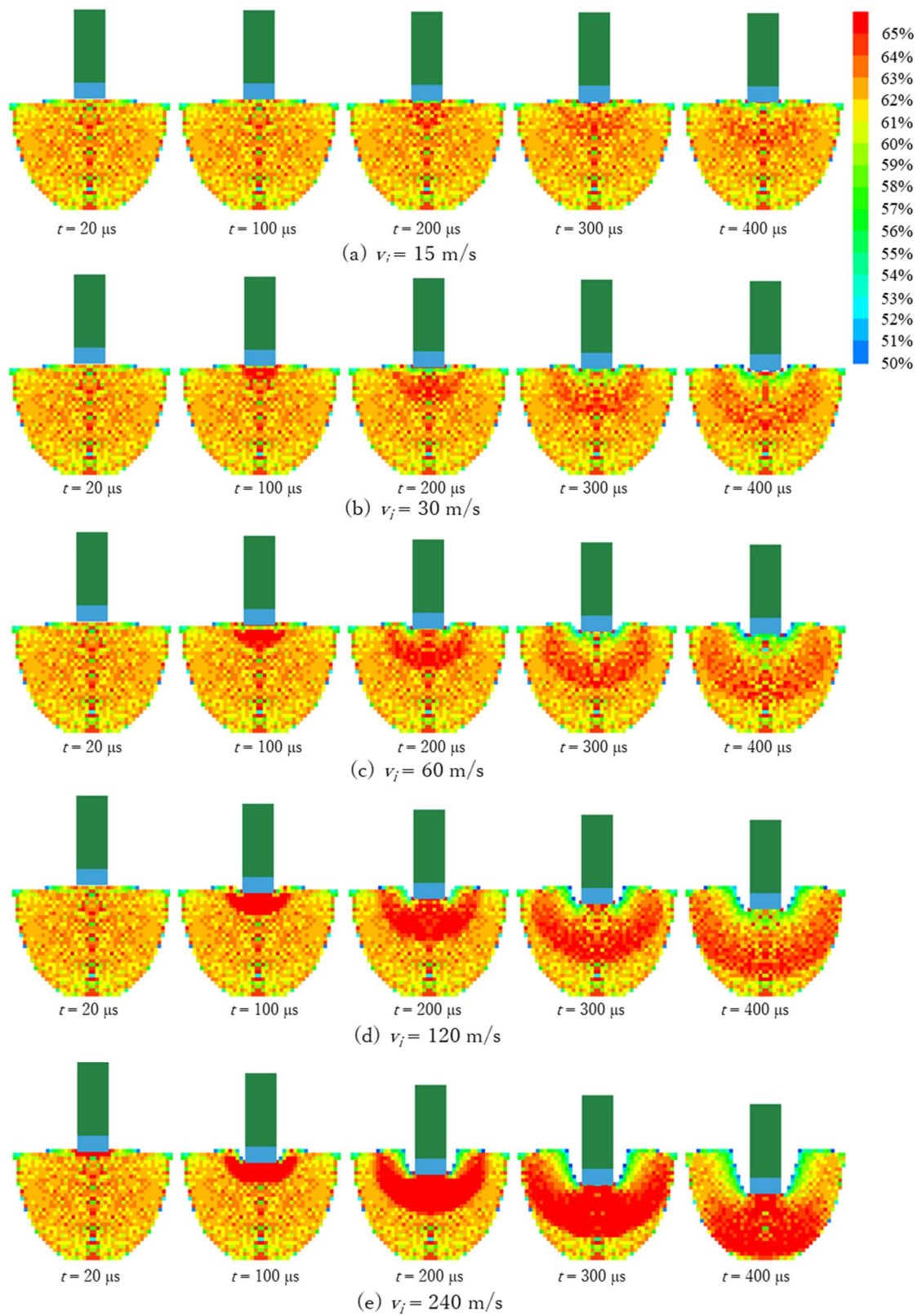


Fig. 2.11 飛行体速度毎の粒状体密度変化

2.3.3 飛散粒子の運動経路

ここでターゲット表面付近の粒子の運動経路に注目し、飛散した粒子からいくつかの代表点について軌跡を描き図 2.14 に示す。影の領域がターゲットであり、その内部のいくつかの粒子それぞれについて、飛翔体貫入方向 (z 方向) と半径方向 (r 方向) の座標のみを考えプロットした。

この図から飛散粒子には、一旦沈み込んでから上昇に転じる粒子 (a で示した領域の粒子) と直接上方に飛散する粒子 (b で示した領域の粒子) があることがわかった。

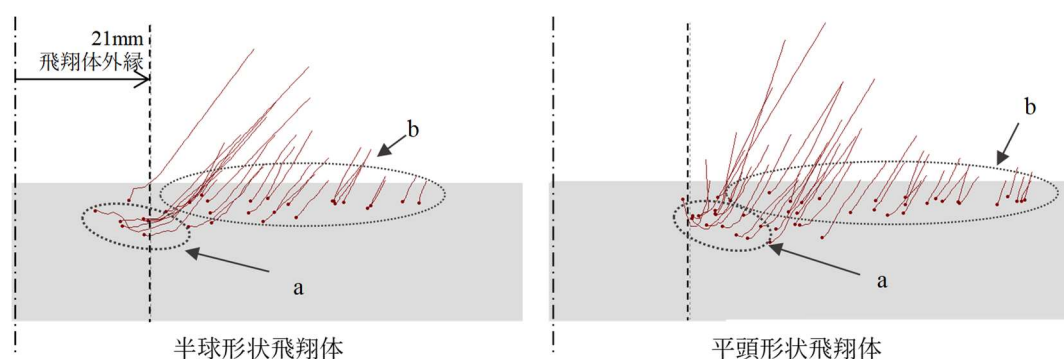


Fig. 2.14 飛散粒子の運動経路

粒子の反転運動と局所高密度領域との関係を明らかにするために、粒状体中の粒子から概ね 5 mm 間隔で代表点を抽出し、運動経路を密度分布図上に黒点として描き比較した (図 2.16)。時間の経過に伴い黒点は移動するので、その粒子の移動を初期位置とその時刻の位置を矢印で結んで表した。破線と一点鎖線で囲まれた高密度領域では、中心部から周辺部に向かって粒子が運動しているが、飛翔体周辺の低密度領域 (一点鎖線内側) では粒子が跳ね返り、上向きに曲がった軌道を描いていることが見て取れる。このことから、飛翔体の衝突によって誘起される粒子の飛散は、発生した高密度領域に粒子が衝突し跳ね返されることで生じると考えられる。

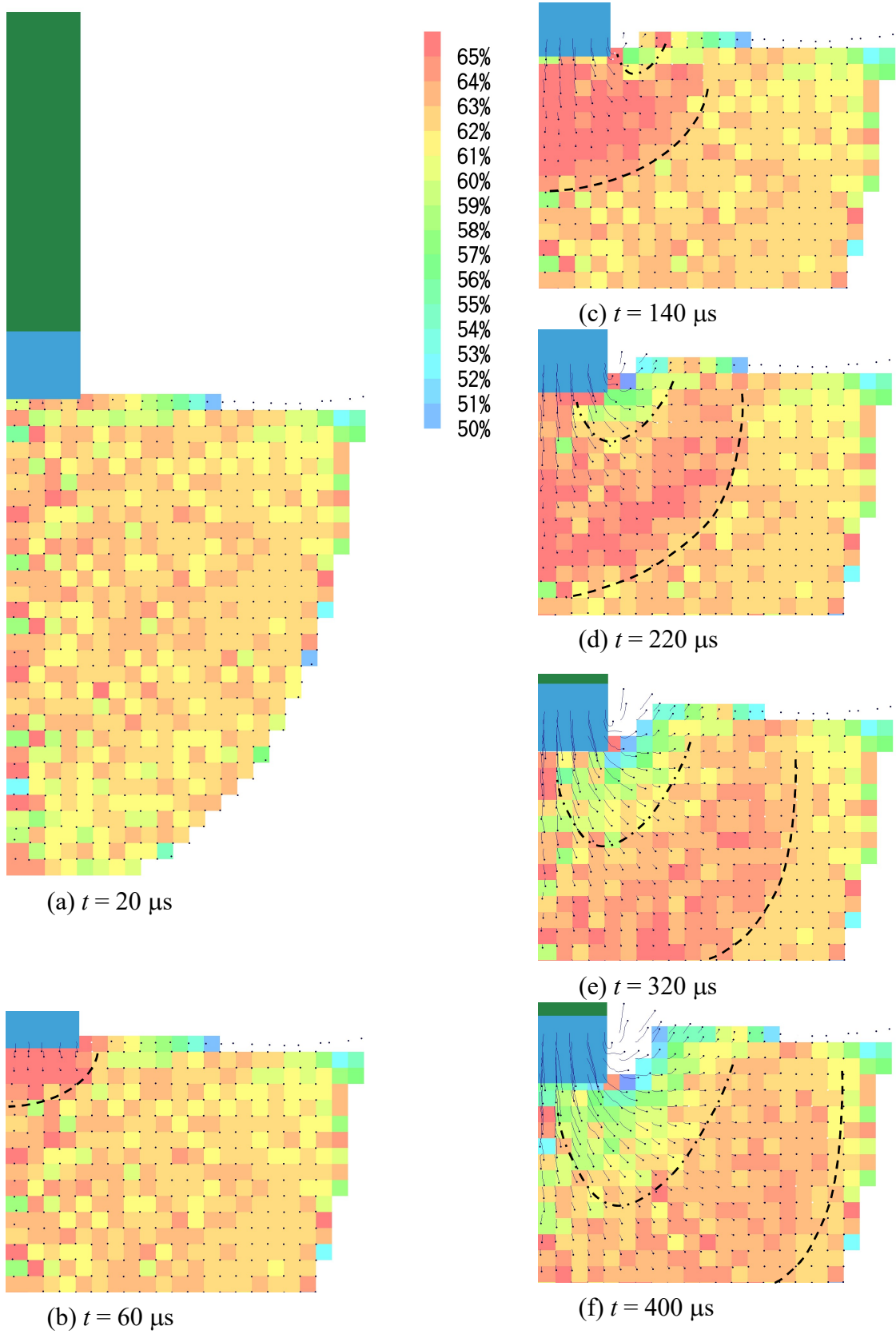


Fig. 2.16 粒状体密度分布変化と代表点の軌跡

これらの現象を整理して模式的に示すと、図 2.17 のようになる。図 2.17(a)は粒状体内で、左から右に赤色で示した高密度領域が中央付近まで伝播し、左側には低密度領域が発生している様子を表している。ここで粒状体各部分における粒子速度を考える。まず、粒子運動が伝播していない波頭前方（図右端）の粒子は静止している。よって、この静止した粒子に衝突して運動を伝える、運動伝播の波頭に位置する粒子の速度は小さくなる。その結果、低密度領域では粒子速度が大きく、高密度領域では粒子速度が小さい状態になる。この状態をより簡略化した模式図が、図 2.17(b)である。このような密度・速度分布を持つ粒状体では、運動する粒子は前方のより重い粒子に衝突し逆方向に跳ね返ることで、粒子は左向きに運動すると考えられる。

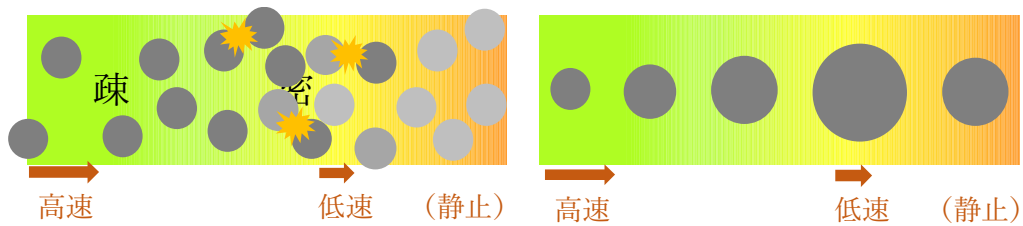


Fig. 2.17(a) 密度分布を持つ粒状体模式図 (b)簡略化した粒状体模式図

2.4 粒状体密度分布と飛散粒子に関するまとめ

飛翔体一粒状体衝突現象における粒子の飛散挙動に対して、飛翔体形状・衝突速度が及ぼす影響について、FEM-DEM シミュレーションを用いた解析的検討を行い、以下のような知見を得た。

飛翔体の衝突によって粒状体内部には高密度領域が形成される。その後、高密度領域が放射状に広がっていくと、飛翔体周辺では粒状体密度が低下する現象が観察された。

また、粒状体表面からの飛散量の観察から、飛翔体の衝突後表面近くの粒子から順々に飛散していくことが分かった。また粒子の移動経路の観察から、飛散粒子には直接上方へ飛散したものと、一旦下方へ沈み込んだ後に反転し飛散するものがあることも見て取れる。

飛翔体の衝突によって生じる粒子の運動は、飛翔体が貫入することによって押しのけられた粒子が流動することによって生じると考えがちだが、そのような考え方では上記のような現象を説明するのは難しい。そこで、粒状体密度の時間変化と併せて、このメカニズムを考察すると以下のように表現できる。

衝突の瞬間、粒状体表面に位置する粒子は飛翔体によって下向きに加速される。加速された粒子が下方に位置する別の粒子に衝突することで、次々とより深い位置の粒子が加速され、運動が伝播していく。他の粒子を加速させた粒子は減速するが、引き続き貫入を続ける飛翔体によって、再び押し下げられる。結果、飛翔体前方に高密度領域が形成される。

飛翔体が十分な速度を有している間はこのように高密度領域が維持されるが、貫入に伴って飛翔体が減速すると、粒子運動の伝播に飛翔体が追いつけなくなり、粒状体内に低密度領域が発生すると考えられる。これは、飛翔体初速度が大きい場合には（シミュレーションを行っている時間範囲において）低密度領域が発生しないという結果（図 2.11）と一致する。

第3章 ターゲット内の粒子の挙動

3.1 はじめに

第2章では、粒子の飛散挙動が飛翔体の先頭形状や衝突貫入速度によって異なる挙動を示すこと、また粒子の運動はターゲット内部の高密度領域の伝播現象とも密接に関連していることが分かった。本章ではターゲット内の粒子の挙動に注目し、初期平均充填率や衝突速度が高密度領域の伝播現象に与える影響について解析的検討を行う。

粒状体の場合は同一の充填率であっても粒径・配合比など粒子の幾何的な配置が異なる様々な場合が考えられる。このように充填形態が異なる場合においては、たとえ粒子を構成する材料が同一であっても粒状体中の音速や応力-ひずみ関係が異なる可能性があり、動的応答における充填形態の影響は必ずしも明らかではない。そこで充填形態がことなる複数の粒状体ターゲットモデルを用いて衝突解析を実施した。

3.2 様々な密度を持つ粒状体ターゲットの衝突解析

3.2.1 低密度粒状体モデル

高密度領域の伝播現象に及ぼすターゲット材密度の影響をあきらかにするために、図3.1に示す方法で低充填率のターゲット粒子モデルを作成した。作成方法を以下に述べる。

(a) モデル A (粒子間の隙間を広げたタイプ)

1. 充填率 $\phi_0 = 63\%$ の粒子の x, y, z 座標をすべて書き出す
2. 書き出した x, y, z 座標について、式3.1を用いて作成したい充填率 ϕ'_0 に応じた係数をかけて、新たな粒子座標 x', y', z' を作成する。
3. 半楕円領域の外にはみ出した粒子を除外し、粒子モデルを作成する。

このような手順で、充填率60%、55%、50%、42%、32%、20%の低充填率モデルAを作成した。このモデルで用いた粒子は、表3.1に示す。Particle 1の基本粒子で、粒子のサイズやヤング率等も併せて示した。なお、このモデルでは、初期配置の粒子は互いに接触していない点で、重力下での球充填によって作られた同密度の粒状体とは異なる点に注意が必要である。

$$(x', y', z') = \sqrt[3]{\frac{\phi'_0}{\phi_0}} \times (x, y, z) \quad \dots(3.1)$$

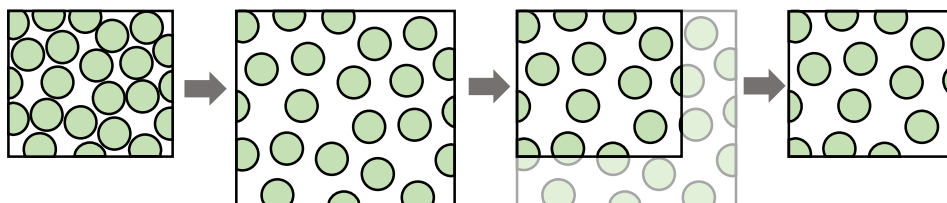
(b) モデル B, C (大きさの異なる 2 種類の粒子で構成するタイプ)

1. Particle 1 で構成された粒状体中の一定数の粒子をランダムに抽出する.
2. 抽出した粒子を, 粒子径が小さい Particle 2 (元の粒子 Particle 1 に対して粒子径が $\sqrt[3]{2}$ 分の 1, 体積半分) に置き換える. (モデル B)
3. 同様に, さらに小さい粒子 Particle 3 (元の粒子 Particle 1 に対して粒子径が半分, 体積が 8 分の 1) に置き換える (モデル C).

(c) モデル D (粒子を取り除いたタイプ)

ランダムに選出した粒子を取り除くことで, 低密度粒状体モデル D を作成した. 使用した粒子は表 3.1 の基本粒子 Particle 1 である.

低充填率粒状体モデル A における係数, 粒状体モデル B, C, D における粒子選出数を適当に調整することで, 63% 以下の任意の低充填率モデルを作成することができる. 本研究では密度 60%, 55%, 50%, 42% の 4 種の低充填率粒状体モデルを作成し研究に供した. モデル A, D は, 同一密度であれば, 粒子径・粒子数ともに等しく, 粒子の配置のみが異なることに留意する必要がある. 低密度粒状体モデル A は, 粒子間隔が比較的均一であるという特徴を持つ. また初期状態で, 粒子間には必ず一定以上の距離が存在し接触は存在しない. これに対し低密度粒状体モデル D は粒子の分布に空間的な偏りが存在する. また, 初期状態において一部粒子の局所的な凝集・初期接触が存在している. また 2 種類の粒子で構成されるモデル B, C は, 複雑な粒径分布をもつ現実の粒状体の, 最も基本的なモデルであるといえる. モデル A, B, C の充填率が 55%, 50%, 42% の粒子数や粒子の種類や平均的な^{かさ}嵩密度をまとめて表 3.2 に示す.



低密度モデル A

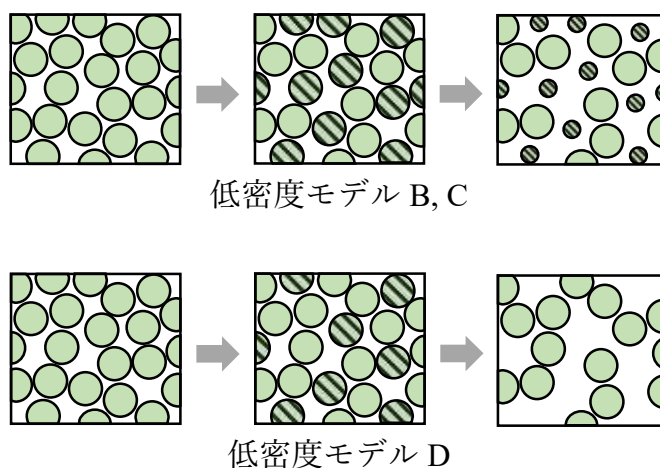


Fig. 3.1 充填状態が異なる低密度モデル作成方法

Table 3.1 粒状体粒子パラメータ

	Diameter [mm]	Volume [mm ³]	Material density [kg/m ³]	Young's modulus [GPa]	Poisson's ratio	Remarks
Particle 1	2.18	5.42	3.76×10 ³	310	0.24	Basic particle
Particle 2	1.73	2.71				Half volume of basic particle
Particle 3	1.09	0.68				Half diameter of basic particle

Table 3.2 3種類の粒状体モデルにおける粒子数

Granular materials		Number of particles			Bulk density [kg/m ³]
		Particle 1 (Basic particle)	Particle 2 (Half volume)	Particle 3 (Half diameter)	
63%	A 63%	462300			2.37×10 ³
55%	A 55%	388262			2.07×10 ³
	B 55%	344890	117410		
	C 55%	395209		67091	
50%	A 50%	352645			1.88×10 ³
	B 50%	271510	190790		
	C 50%	353277		109023	
42%	A 42%	296247			1.58×10 ³
	B 42%	154100	308200		
	C 42%	286186		176114	

3.2.2 飛翔体及び初期状態の設定

先に述べた飛翔体モデルは物性値が異なる頭部と胴部から構成され、飛翔体内部を伝播する応力波の影響を調べるのには適さない。よって、飛翔体内部を伝播する弾性波の影響を考えるため、より単純な、ジュラルミン中実円柱の弾塑性体飛翔体モデルを作成した。ここで用いた中実ジュラルミン丸棒平頭飛翔体モデルのパラメータを表3.3に示す。解析実施前に、図3.2に示すように飛翔体とターゲット粒状体を配置し、飛翔体に初速度 V_i を与え衝突解析を開始した。衝突速度は、その影響を調べるため初速度 $V_i = 60, 120, 180, 240$ m/s の場合についてシミュレーションを行った。

Table 3.2 飛翔体物性値

飛翔体長さ L [mm]	120
飛翔体直径 d [mm]	42
密度 ρ [kg/m ³]	2.80×10^3
ヤング率 E [GPa]	69
ポアソン比 ν	0.34
降伏強さ σ [GPa]	355
接線係数 E_t	1000
要素数	27633
メッシュサイ ズ [mm]	0.13~2.17

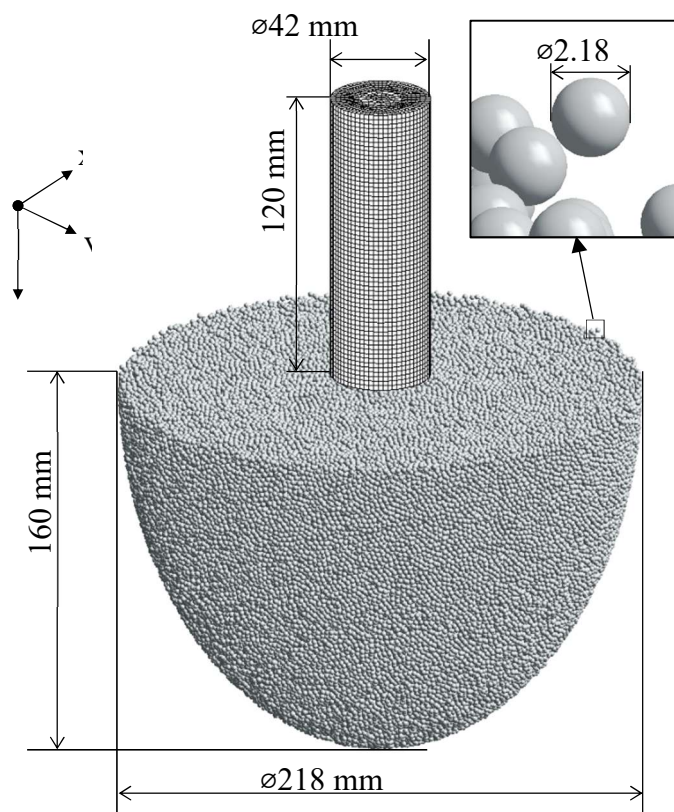


Fig. 3.2 シミュレーションモデル外観

3.3 解析結果及び考察

3.3.1 粒子運動の伝播速度

飛翔体の衝突によって誘起された粒子運動は、粒状体内を三次元的に広がっていくと考えられるが、ここでは簡単のため飛翔体軸方向 (z 軸方向) の伝播について注目し、以下のような方法で計測した。シミュレーション出力には、 $2\ \mu\text{s}$ 毎の全粒子の x, y, z 座標が記録されているが、飛翔体衝突・貫入方向に相当する z 軸座標が各時刻において、 $2\ \mu\text{s}$ 前の座標と異なる粒子 (図 3.3 赤色部) を選び出し、その中で最も深い位置 (飛翔体貫入方向に最も進んだ位置) にある粒子の z 座標を、該当時刻の粒子運動の伝播の波頭位置 z_d として記録し、粒状体中の運動伝播速度 C を z_d の時間変化として定義した。

図 3.4 に、初期充填率 63% ~ 20% (低充填モデル A) , 衝突速度 60 m/s ~ 240 m/s における運動伝播速度 C の時間変化を示す。この図から、初期充填率・飛翔体初速度が大きいほど伝播速度が大きくなり、充填率が大きくなるほど飛翔体速度ごとの差は小さくなること分かる。

次に充填形態による違いに注目し、衝突速度 120 m/s, 初期充填率 55% の低充填率モデル A と D の場合における粒子運動伝播の波頭位置 z_d の時間変化を図 3.5 に示した。粒子分布が不均一な (粒子分布に局所的な偏りが存在する) 低密度粒状体モデル D の方が、運動の伝播速度は大きく同じ時刻では、運動がより深い位置まで伝播している。この図から、モデル A では最初 $50\ \mu\text{s}$ 間の平均伝播速度が 370 m/s, モデル D のそれは 440 m/s. $t = 150\ \mu\text{s} \sim 200\ \mu\text{s}$ 間の平均伝播速度は、A 250 m/s, D 280 m/s 程度であり、いずれも最初の $150\ \mu\text{s}$ の間に 3 割以上原則していることがわかる。

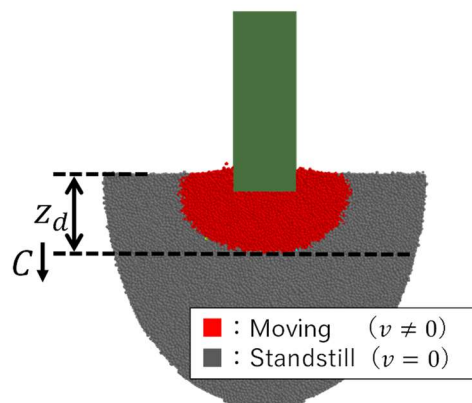
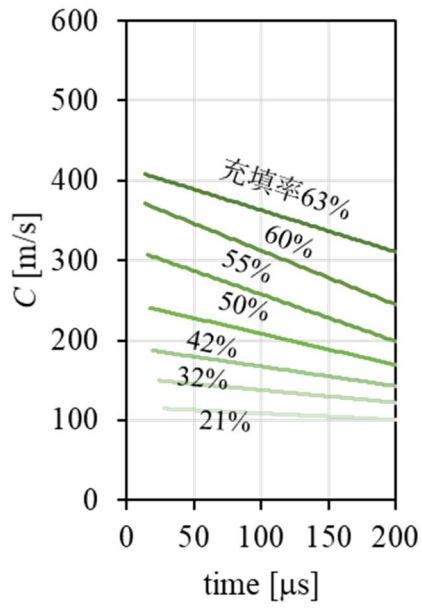
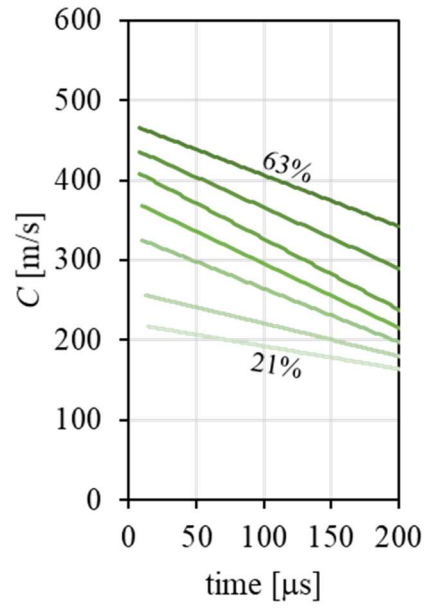


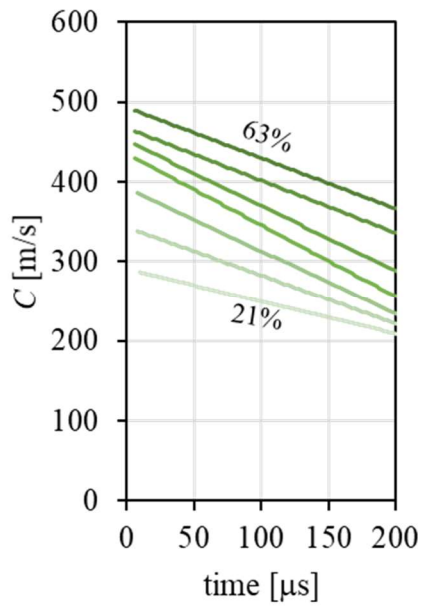
Fig. 3.3 z 軸方向の粒子運動の伝播



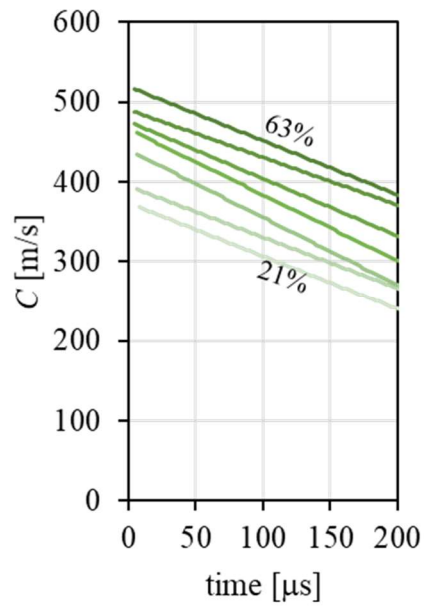
(a) $v_i = 60$ m/s



(b) $v_i = 120$ m/s



(c) $v_i = 180$ m/s



(d) $v_i = 240$ m/s

Fig. 3.4 粒子運動の伝播速度 (モデル A)

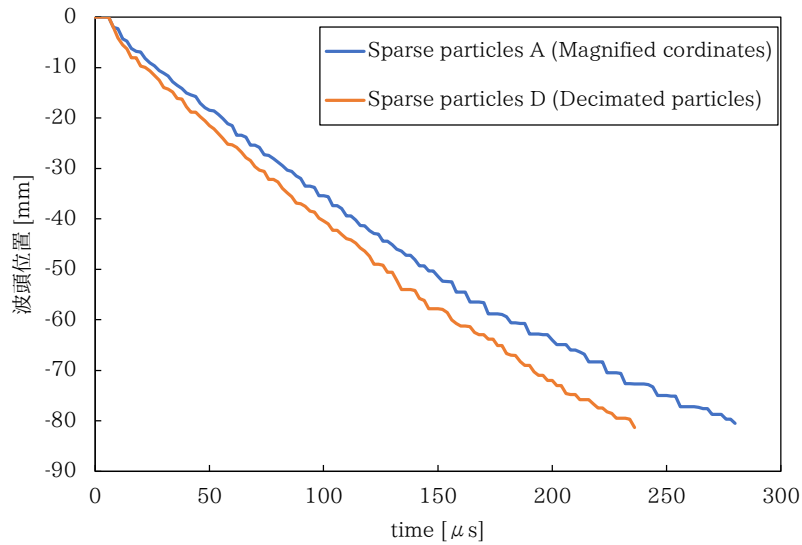


Fig. 3.5 粒子運動伝播位置

3.3.2 深さ方向の粒状体局所密度変化

飛翔体衝突によって、飛翔体近傍の粒状体が圧縮され高密度領域が発生する。前章で、粒状体内部を 5 mm 間隔の格子状の検査領域に区切って各領域に含まれる粒子数から平均充填率を算出しプロットすることで、高密度領域の伝播を観察してきた。このような荒いサイズの検査領域では、高密度領域の伝播速度を正確に得ることは難しい。そこで、深さ方向 (z 方向) に細かく、半径方向に十分大きい検査領域を設定することで、高密度領域の深さ方向の分布を算出した。図 3.6 に検査領域の概形を示す。検査領域は、直径 20 mm 厚さ 4 mm の円盤状の領域とし、その中心位置は z 方向に 2 mm 間隔で配置した。計算においては検査領域内に中心座標が位置する粒子を計数することで体積を求め充填率を算出したが、このとき充填率検査領域の上面・下面に跨って存在する粒子の体積も考慮して計算を行った。

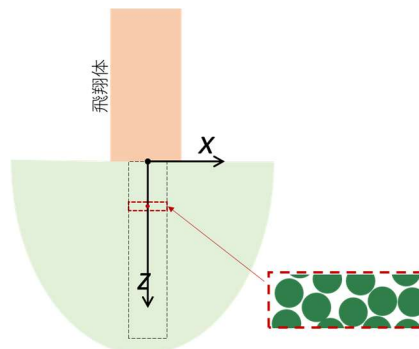


Fig. 3.6 検査領域の設定

図 3.7 に、衝突速度 120 m/s で粒状体初期充填率 63%のターゲット粒状体に衝突した場合の、衝突後の各時刻における深さ方向の粒状体密度分布を示す。図中、分布線図と重なっている横線は 63%の初期充填率を表す線であり、最初にこのレベルに達している点の z 座標が、ほぼ飛翔体の先頭位置に相当する。衝突直後、飛翔体近傍で高密度領域が発生し（図 3.7 (b)）、時間経過とともに前方に伝播していることがわかる（図 3.7 (c),(d)）。また高密度領域が飛翔体前方へ、飛翔体と比べ高速に伝播していくことによって、飛翔体近傍では再び密度が低下し（図 3.7 (e)~(i)）、高密度領域が飛翔体から分離して進行している。次に、初期充填率は 63%と同じであるが衝突速度が $V_i = 240$ m/s の場合を図 3.8 (a)に、衝突速度は $V_i = 120$ m/s で同じであるが初期充填率が 32%の場合を図 3.8 (b)に示す。いずれも飛翔体速度に比べ伝播速度が小さいため、衝突直後以後も、飛翔体近傍で充填率の上昇が見られる。このように、衝突速度・初期充填率によって伝播の様態が異なることが分かった。

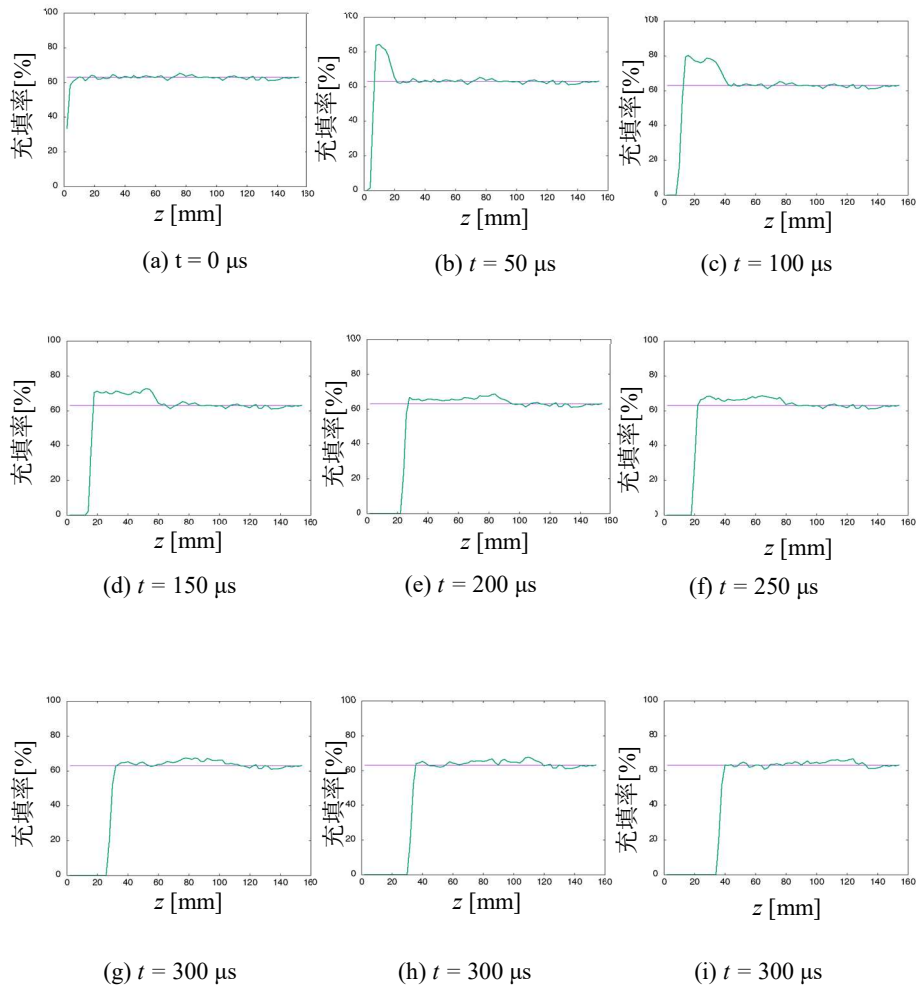
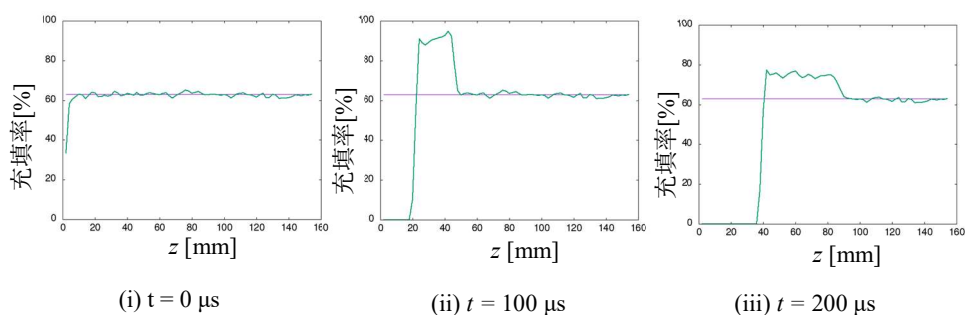
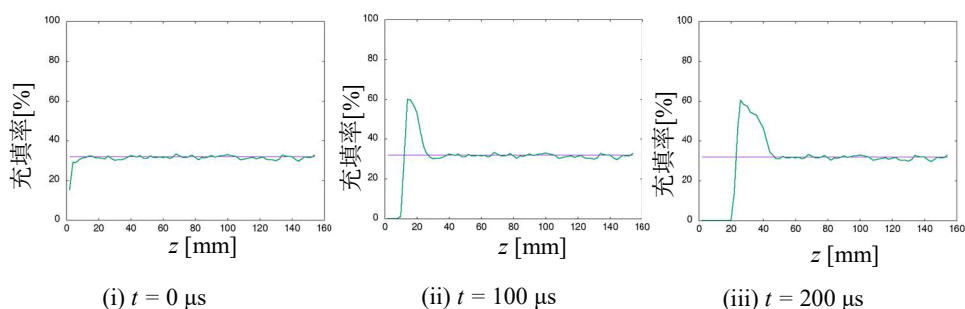


Fig. 3.7 粒状体深さ方向の充填率分布（衝突速度 120 m/s, 初期充填率 63%）



(a) 衝突速度 240 m/s, 初期充填率 63%



(b) 衝突速度 120 m/s, 初期充填率 32%

Fig. 3.8 粒状体深さ方向の充填率分布

次に、充填形態がことなる低充填率ターゲット粒状体の高密度領域に注目する。前章で示した粒状体内部の密度分布の時間変化を、飛翔体衝突速度 120 m/s, 初期充填率 55% の場合について図 3.9 に示す。衝突によって発生した高密度領域が放射状に伝播していく様子が見て取れる。衝突後 500 μs に注目すると、粒子分布の不均一性が大きい低密度粒状体モデル D の方が、高密度領域の前縁（境界）が不明瞭になっていることがわかる。これは、粒子分布の偏りによって粒子運動伝播の 3 次元的な広がり不均一になっていることを表している。よって図 3.3 のような粒子運動の先端を用いた評価では、飛翔体荷重を発生させる粒子の運動量変化を適切に評価できていないと考えられる。そこで粒状体前方の粒状体における、 z 軸方向の密度分布を用いて、粒子運動の波頭の定義を試みた。

初期充填率が 42%, 50%, 60% のモデル A, D に、 $V_i = 120 \text{ m/s}$ の飛翔体が衝突した場合の、衝突後 100 μs , 300 μs , 500 μs における z 軸方向密度分布を図 3.11 に示す。高密度領域の伝播速度は、初期充填率が高い程遅くなり、均一性の低いモデル D の方がやや波頭がなだらかであるが、モデル A, D の両者の曲線は基本的によく一致しており、粒子配置の不均一性が異なる場合であっても、伝播速度の違いはないことが分かる。

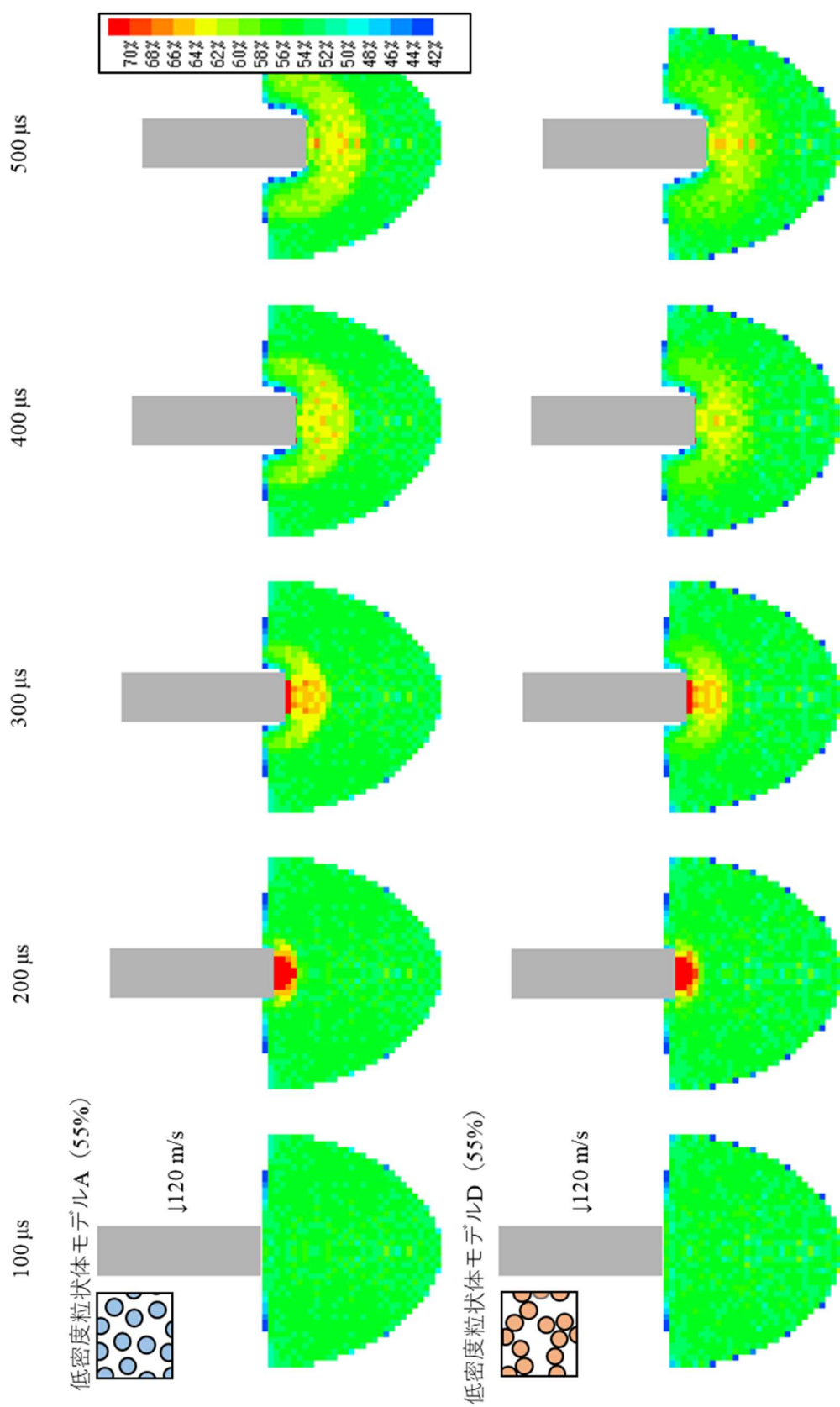


Fig. 3.9 密度分布変化における粒子分布の不均一性の影響

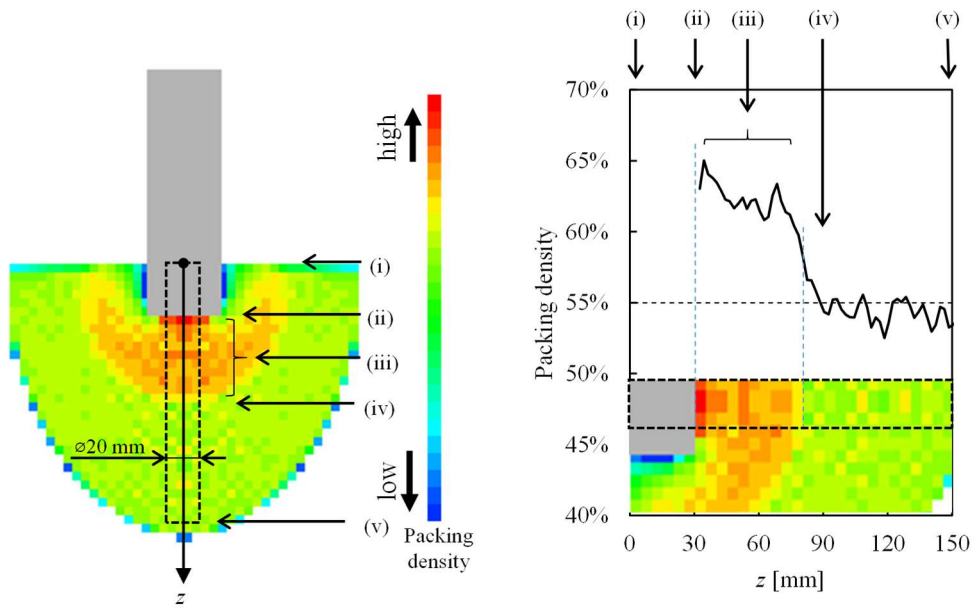
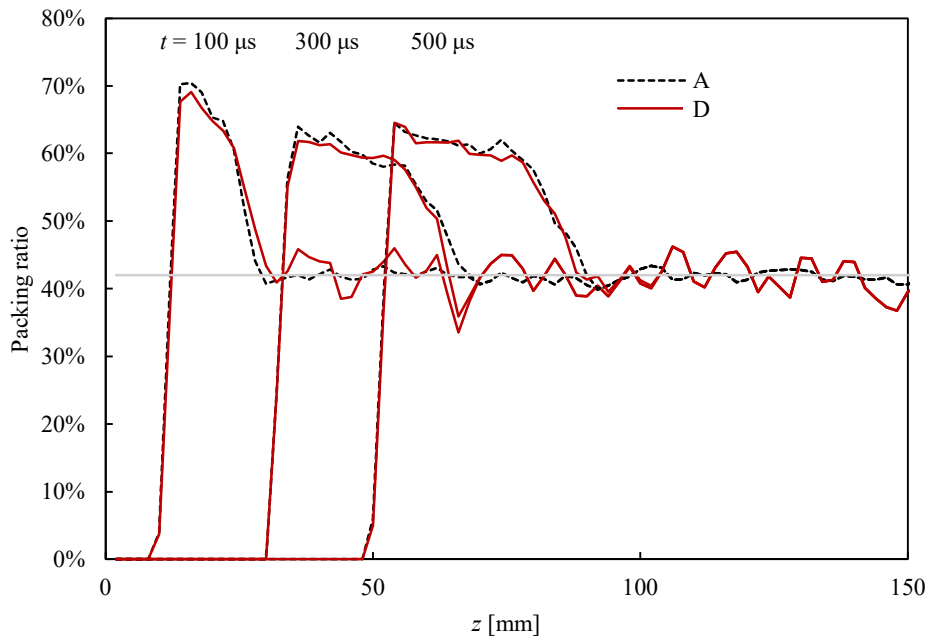
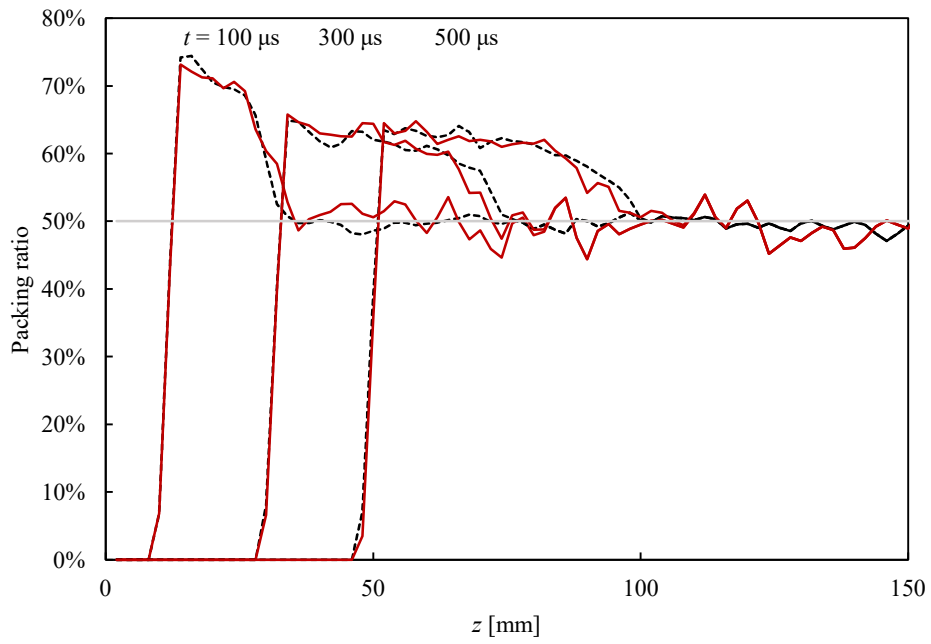


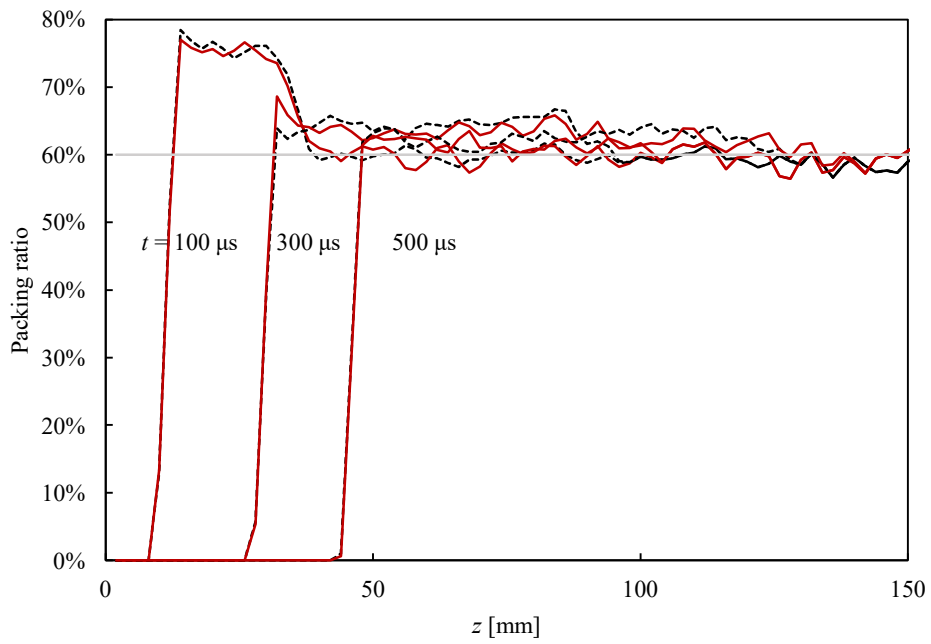
Fig. 3.10 z 軸方向密度分布の測定方法. (i) 粒状体表面($z = 0$), (ii) 飛翔体前面, (iii) 高密度領域, (iv) 高密度領域伝播の波頭, (v) 粒状体底面 ($z = 150$ mm)



(a) Initial packing ratio 42%



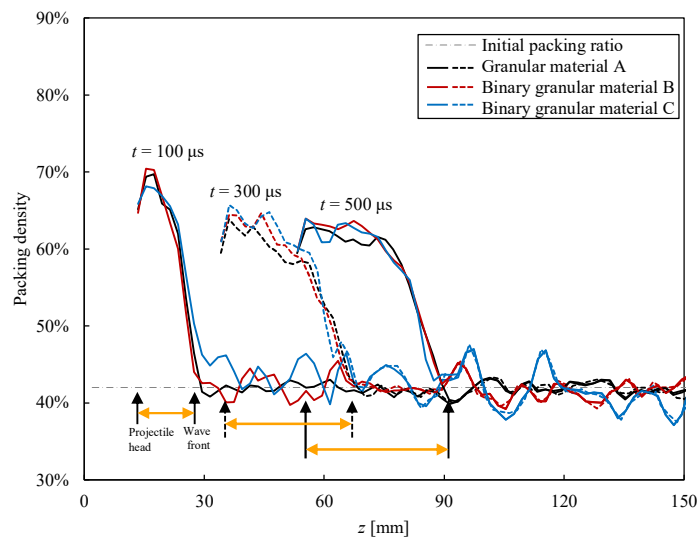
(b) Initial packing ratio 50%



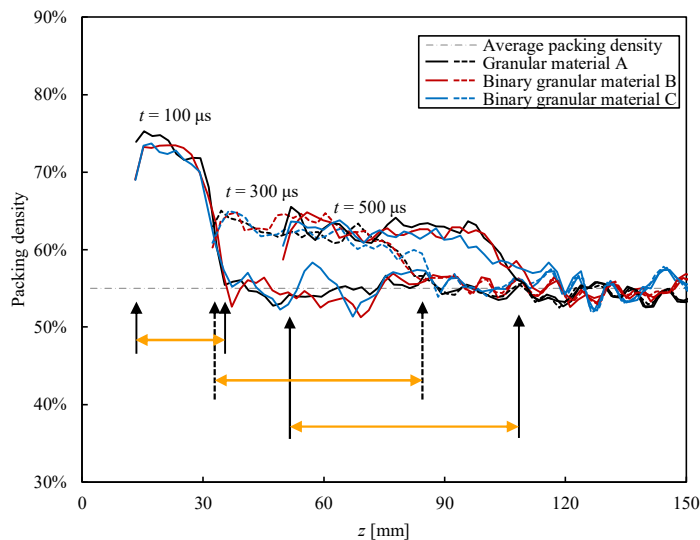
(c) Initial packing ratio 60%

Fig. 3.11 z 軸方向密度分布変化に対する粒子配置の不均一性の影響

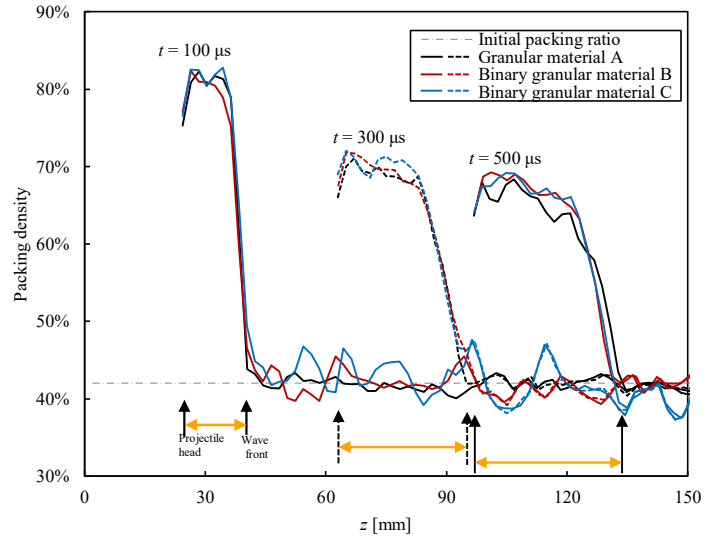
前節と同様に、 z 軸方向密度分布を用いて粒状体内の運動伝播を観察した。飛翔体衝突速度 120 m/s, 240 m/s, 粒状体初期充填率 42%, 55% の場合の z 軸方向密度分布を図 3.12 に示す。ここで時刻 100 μ s, 500 μ s における値を実線で、時刻 300 μ s を破線表している。粒状体モデル A (単一種類の粒子からなる粒状体), B (体積比半分の粒子を含む粒状体), C (直径比半分の粒子を含む粒状体) の密度分布は、おおむね一致しており、異径粒子を含む場合であっても、飛翔体衝突速度・粒状体初期充填率が等しければ、粒状体内部の運動伝播速度は等しいことが分かる。



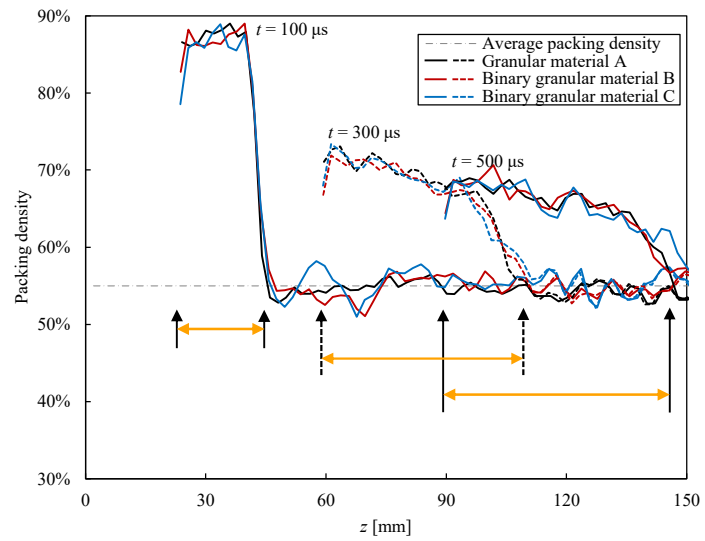
(a) Initial density of 42%, impact velocity of 120 m/s



(b) Initial density of 55%, impact velocity of 120 m/s



(c) Initial density of 42%, impact velocity of 240 m/s



(d) Initial density of 55%, impact velocity of 240 m/s

Fig.3.12 z 軸方向密度分布変化に対する 2 種混交粒状体の影響

3.3.3 粒子運動の伝播速度の考察

図 3.4 で示したように、初期充填率・飛翔体初速度が大きいほど伝播速度が大きくなる。また充填率が大きくなるほど、飛翔体速度ごとの差は小さくなる。この伝播速度について考察する。ランダム充填された粒状体中における粒子運動の伝播を、図 3.13 のように単純化した一次元モデルで考える。粒子径を d 、粒子間距離を s とすると、 n 個の粒子が含まれる距離 L を伝播するのにかかる時間 t は次式で表される。

$$t = \frac{n(d+s)}{C} \quad \dots(3.2)$$

粒子運動の伝播は、粒子中の応力波伝播と、粒子そのものの移動によって成り立っているとすると、 t は次のようにも表される。

$$t = \frac{ns}{V} + \frac{nd}{C_0} \quad \dots(3.3)$$

ここで V は粒子が押し込まれる速度（飛翔体速度）、 C_0 は粒子内の応力波伝播速度である。(3.2)、(3.3)式を整理すると、次のような式が導かれる。

$$\frac{1}{C} = (1 - \phi^*) \frac{1}{V} + \phi^* \frac{1}{C_0} \quad \left(\phi^* = \frac{d}{s+d} \right) \quad \dots(3.4)$$

ここで ϕ^* は伝播距離に対して粒子径が占める割合で、これまでのモデルの充填率に対応する値である。このようなモデルを仮定すると、 $1/C$ と $1/V$ の間に比例関係が成立し、係数は粒子充填率に依存するといえる。

飛翔体荷重が最大となったときの飛翔体速度 V と粒子運動の伝播速度 C の関係を、粒状体初期充填率毎に色分けしてプロットすると（図 3.14）、同一充填率で衝突速度の異なるデータ（ $V_i=60, 120, 180, 240$ m/s）が直線上に並ぶ。すなわち $1/C$ と $1/V$ の間に比例関係が成立している。よって、衝突直後の段階についてはこのようなモデルで粒状体内部の応力伝播速度を表すことができるといえる [55]。

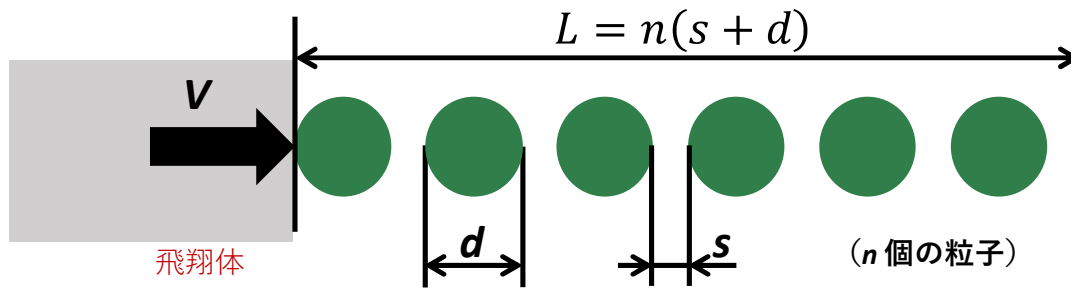


Fig. 3.13 粒子運動の伝播のモデル

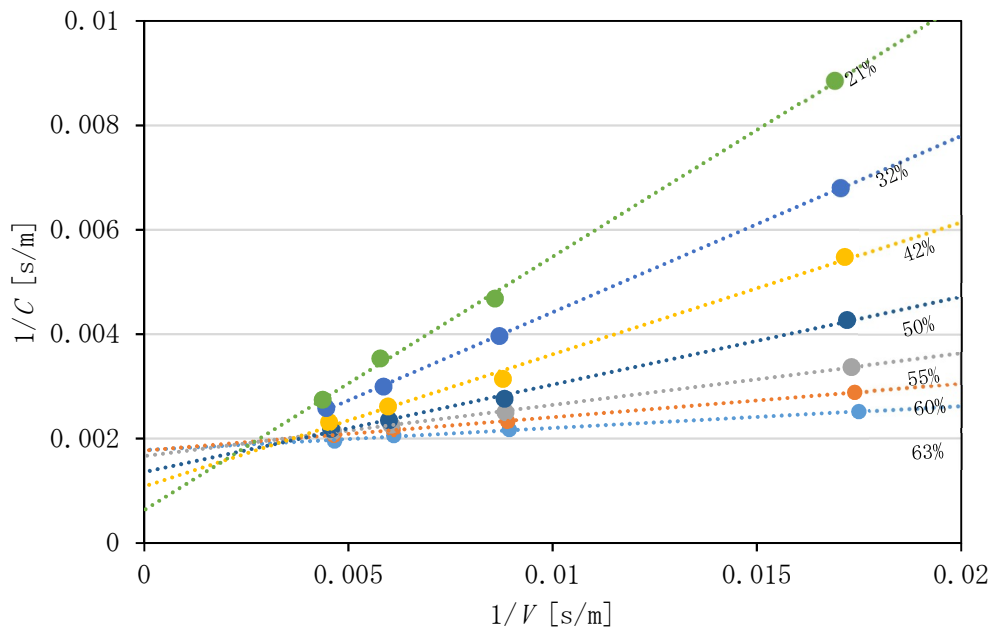


Fig. 3.14 飛行体速度と粒子運動の伝播速度の関係

3.4 ターゲット内の粒子運動のまとめ

ターゲット内の粒子の挙動に注目し，初期平均充填率や衝突速度が高密度領域の伝播現象に与える影響について FEM-DEM による解析的検討を行い，以下の知見を得た．

1. 粒子径・粒子配置などの粒状体の不均一性は，飛翔体衝突時に発生する高密度領域の伝播において局所的な差をもたらす
2. 衝突時に飛翔体に加わる荷重は粒子配置の不均一性・粒子径分布に依らず，初期充填率・衝突速度をパラメータとして統一的に扱うことができる
3. 粒子中の応力波伝播と粒子の並進運動から粒状体内の運動伝播は成り立つとする一次元的なモデルで，衝突直後について粒子運動伝播の速度を説明できる．

第4章 飛翔体荷重

4.1 はじめに

飛翔体がどのような荷重を受け、どのような速度履歴で貫入していくかという問題は土木工学など多くの分野において関心を持たれて、数十年にわたり多くの実験及び解析的研究が行われてきた。充填された砂に対して貫入する尖頭飛翔体に関する初期の研究である“Dynamics of a Projectile Penetration Sand” [10]では、実験によって貫入方程式を求めている。1978年には Backman と Goldsmith による貫入力学と軌道に関する 100 ページ近くの大規模なレビューが書かれている [11]。超高速衝突 [12][13] や砂への衝突貫入 [14][15] 等の実験を通じて、貫入深さを最大とする飛翔体形状が検討された。しかしながら、いずれも粒状体側の挙動に注目して解析を行っており、飛翔体側については剛体加速度や貫入深さなどの単純な計測に留まっており、飛翔体側の弾性挙動が衝突現象に及ぼす影響についてはあまり調べられていない。

本章では、連続体飛翔体がターゲット粒状体へ衝突し貫入する際に生じる荷重に注目し、飛翔体の形状や粒状体の初期平均充填率等さまざまなケースの飛翔体荷重について、まとめて考察する。

4.2 飛翔体モデル先端に加わる荷重

前章で行った、中実ジュラルミン丸棒飛翔体による充填率・充填状態が異なる粒状体ターゲットに対する衝突貫入シミュレーションを用いて、飛翔体に加わる荷重を議論する。飛翔体先端部に位置する要素の軸方向応力履歴を取得し、面内で積分することで飛翔体荷重履歴を求めた。

4.3 解析結果及び考察

4.3.1 衝突速度・初期充填率が荷重に及ぼす影響

初期充填率 63%、衝突速度 $V_i = 60, 120, 180, 240$ m/s における荷重履歴を図 4.1 に示す。当然のことながら、衝突速度が大きくなるほど最大荷重が大きくなっていること、最初の $50 \mu\text{s}$ 程度を過ぎたあたりから、荷重が減少していくことがわかる。ただ、飛翔体半径方向の振動に由来すると思われる激しい振動がみられる。同様に、衝突速度 $V_i = 120$ m/s、初期充填率が 32%, 42%, 55% (低充填率モデル A)、63% における荷重履歴を図 4.2 に示す。これらの結果から衝突速度と初期充

填率が大きくなるほど、飛翔体荷重の最大値が大きくなっていることがわかる。

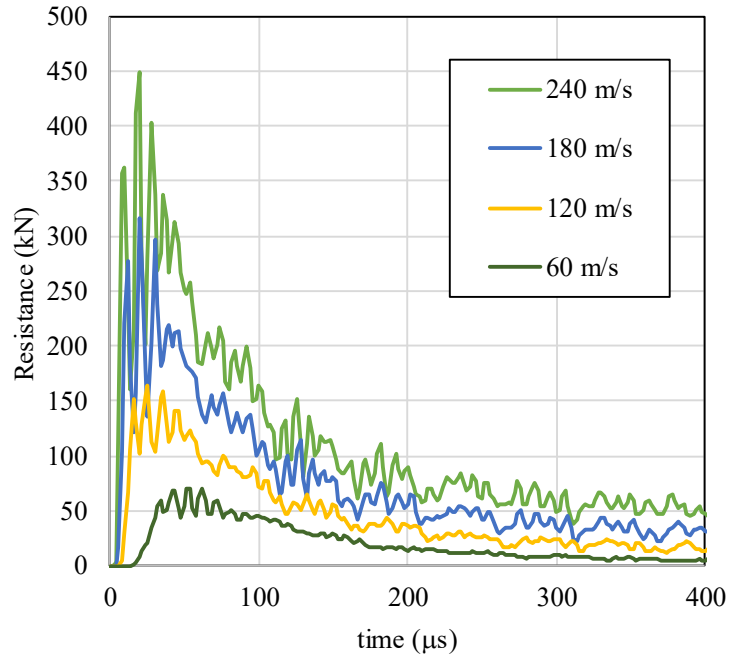


Fig. 4.1 衝突速度が飛翔体荷重に与える影響
(初期充填率, $\phi_o=63\%$)

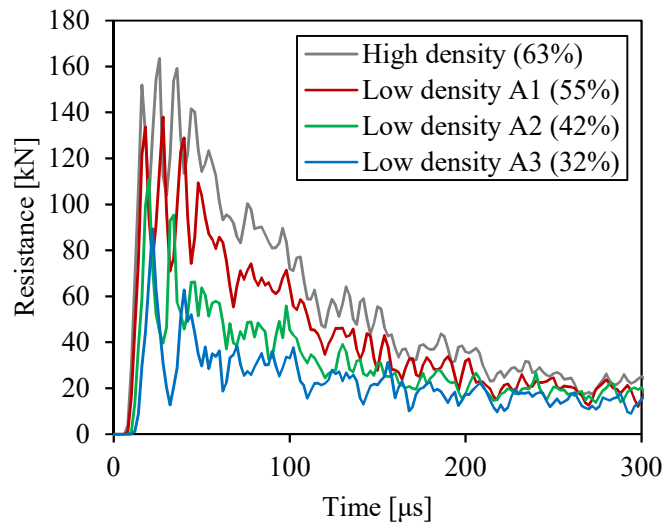


Fig. 4.2 初期充填率が飛翔体荷重に与える影響
(衝突速度, $V_i=120$ m/s)

4.3.2 飛翔体内部の応力波

図 4.1, 4.2 で観察された荷重の周期的な変動は、飛翔体内部の応力波の伝播に由来するものと考えられる。そこで飛翔体内部の応力分布に注目する。衝突速度 120 m/s、飛翔体長さ 120 mm、初期充填率 63% の場合について、飛翔体内部 (xz 断面) の軸方向応力を 10 MPa ごとに色分けして示した (図 4.3)。粒子との衝突によって、飛翔体先端には不均一な圧縮応力が発生する。圧縮応力は飛翔体軸方向に一次元的な応力波として伝播し、飛翔体後端で反射して引張の応力波として先端に向かって伝播していく。飛翔体は、このように内部で応力波を多重反射させながら貫入していることがわかる。

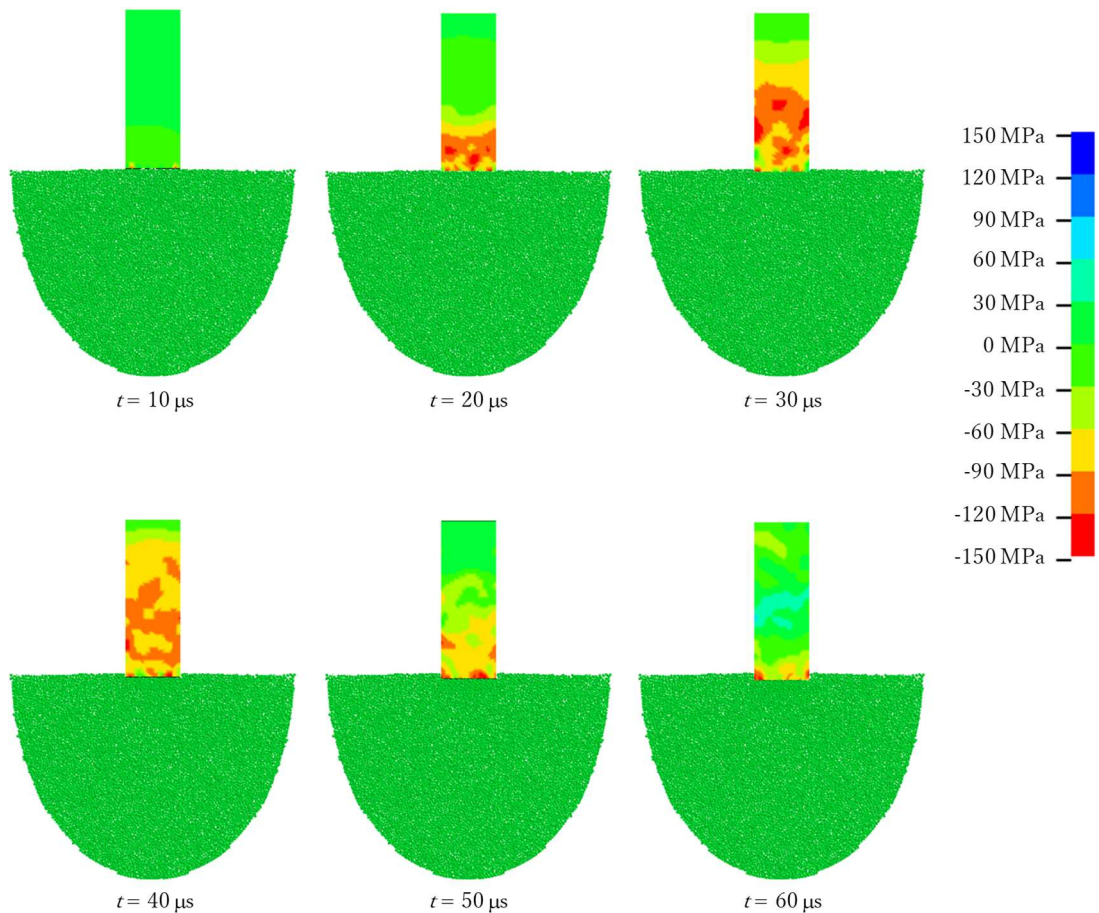


Fig. 4.3 飛翔体内部の軸方向応力 ($V_i = 120 \text{ m/s}$)

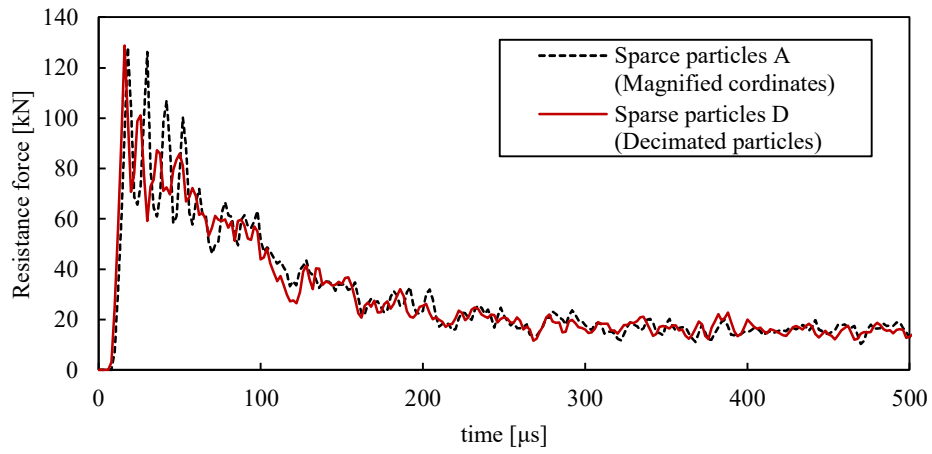
4.3.3 粒子配置の不均一性の影響

飛翔体荷重に及ぼす低充填率モデル A と D, すなわち, 粒子径・粒子数・粒状体のかさ密度が等しく, 粒子の空間分布の均一性のみが異なる場合について, 飛翔体荷重を比較した.

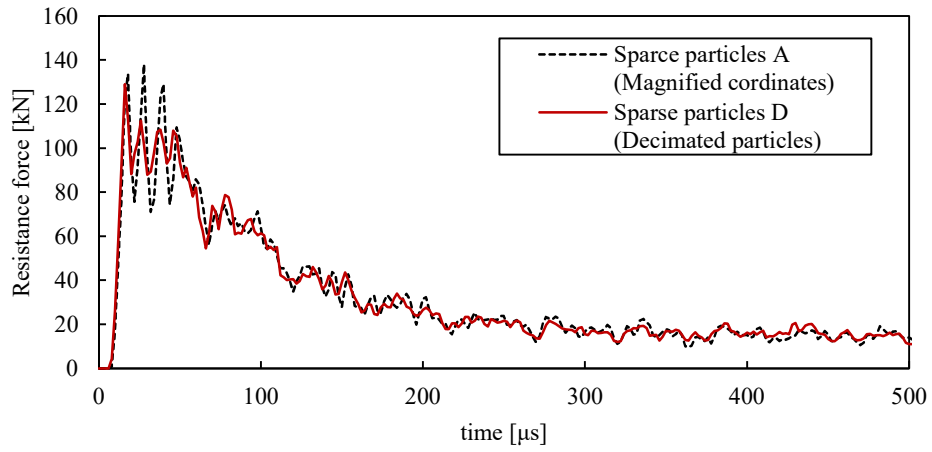
粒状体・飛翔体間に発生する荷重は, 飛翔体モデル先端部要素の軸方向応力を面内で平均し断面積を掛けることで求めた.

低充填率粒状体モデル A, D における荷重の時間変化を, 飛翔体衝突速度 120 m/s の場合について図 4.4 に示す. 粒状体初期充填率が 50%, 55%, 60% と増加するに依りて荷重のレベルが上昇していることがわかるが, 充填率・衝突速度が同じであれば荷重の平均的な値は同一であることが分かる (図 4.5 に $8\mu\text{s}$ 区間移動平均を掛けた初期充填率 60% における飛翔体荷重時間変化を示す). わずかに差異が認められる荷重の振動に注目した. $8\mu\text{s}$ 区間移動平均によって振動成分を除いた荷重時間変化 (図 4.5) と, 元の荷重時間変化の差分 (図 4.6) から振動成分のみを取り出し, この二乗相加平均平方根を用いて, 振動振れ幅を整理した (図 4.7). 飛翔体衝突速度が小さい一部の場合を除けば, 粒子が不均一に分布した低充填率粒状体モデル D の方が荷重の振動が小さいことが分かる.

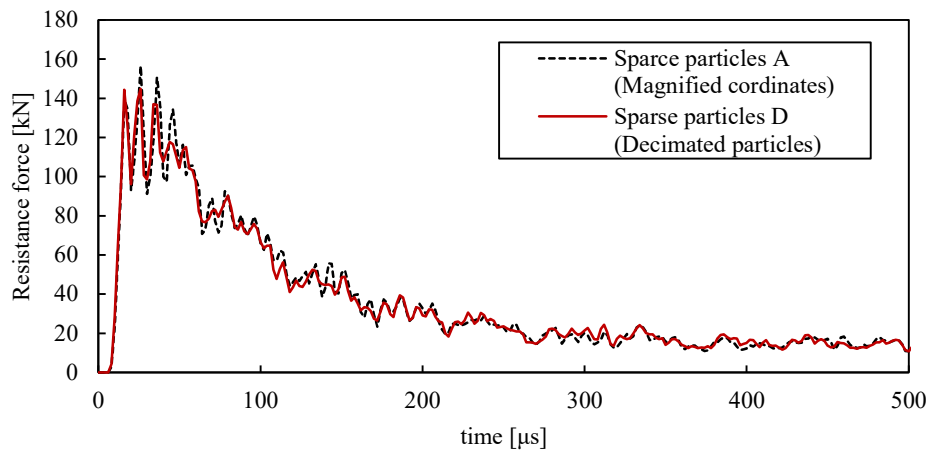
衝突時, 飛翔体・連続体ターゲット間に発生する荷重は, 両者の密度・音速に依存する. 飛翔体・粒状体ターゲット間に発生する荷重は, 初期平均充填率 (密度に相当) が等しければ, 粒子分布の均一性が異なる粒状体モデルにおいてもほぼ同一であったことは, 粒状体中の高密度領域の伝播速度 (音速に相当) が, 粒子配置の均一性に依らず一定であることを示唆している.



(a) 初期充填率50%



(b) 初期充填率55%



(c) 初期充填率60%

Fig. 4.4 飛翔体荷重に対する粒子配置の不均一性の影響

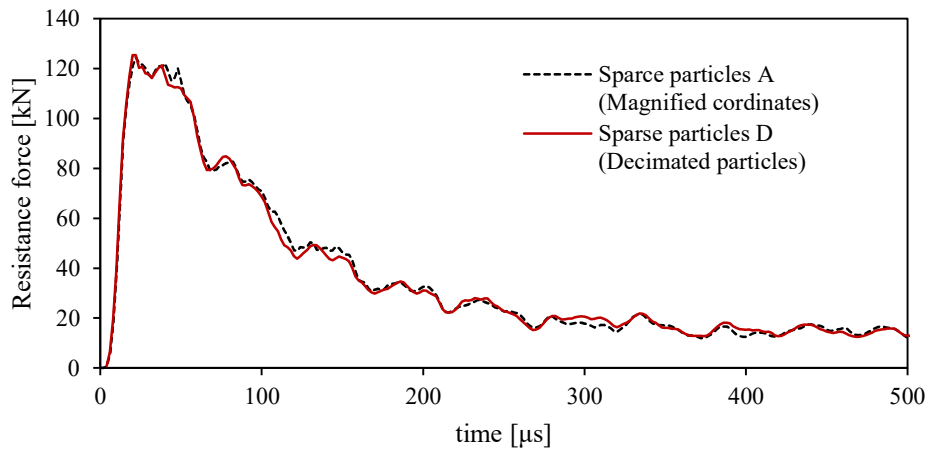


Fig. 4.5 初期充填率 60%における飛翔体荷重時間変化 ($8 \mu s$ 区間移動平均)

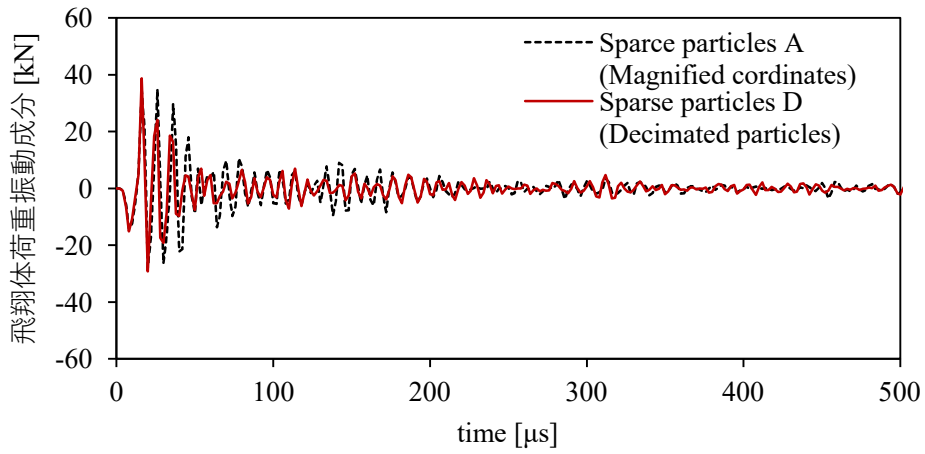


Fig. 4.6 初期充填率 60%における飛翔体荷重振動成分

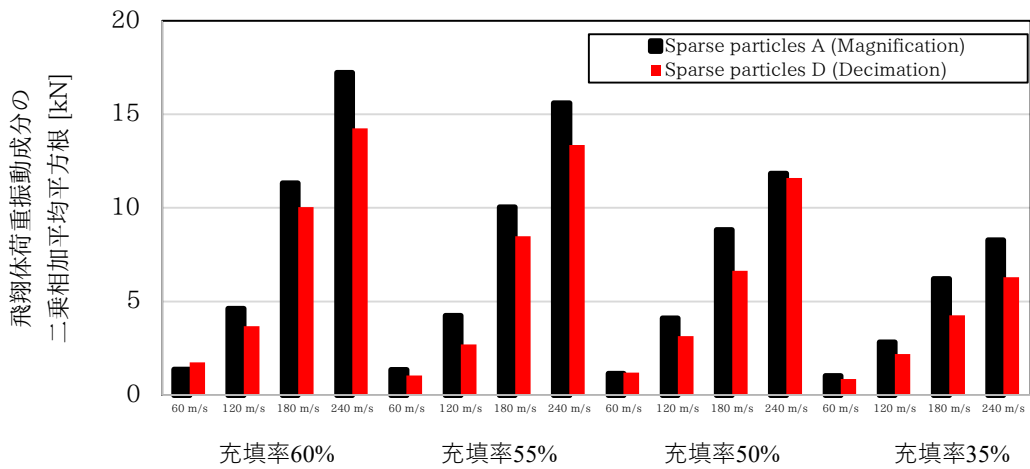
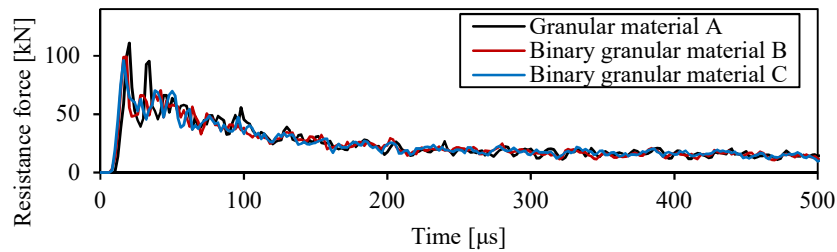


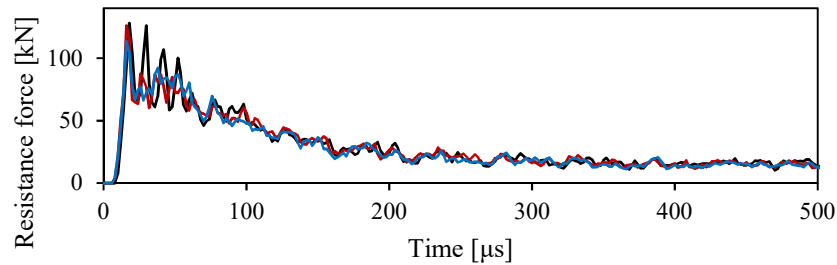
Fig. 4.7 飛翔体荷重振動成分の二乗相加平均平方根

4.3.4 異径粒子混合の影響

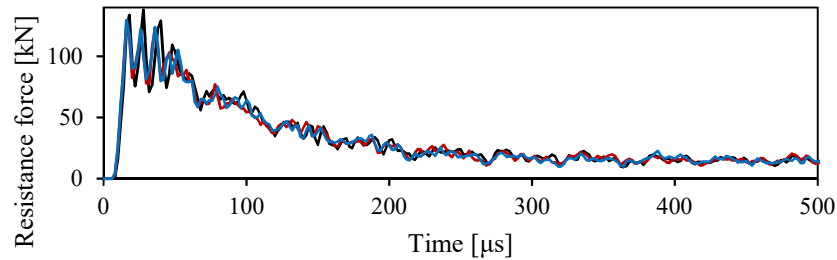
直径が小さい粒子を含む、2種混合低密度粒状体についても同様に飛翔体荷重と、粒状体内部の運動伝播を比較した。図4.8に、衝突速度120 m/sの場合における飛翔体荷重時間変化を示す。粒子径が異なる粒子を含むいずれの場合においても、粒状体密度・飛翔体衝突速度が同一であれば、飛翔体荷重の大きさ・周期的な変化は同一であることが分かる。前節の結果も踏まえると、飛翔体衝突時に発生する荷重は、粒状体内部の粒子分布・充填状態に依存せず、粒状体の嵩密度をパラメータとして用いて統一的に理解できると言える。



(a) Initial density, 42%



(b) Initial density, 50%



(c) Initial density, 55%

Fig. 4.8 飛翔体荷重に対する2種混交粒状体の影響

4.4 粒状体充填率・衝突速度と飛翔体荷重値の関係

4.4.1 一次元的モデル

粒状体との衝突後、飛翔体荷重は急激に増加しピーク値に達する。その後荷重は急激に減少した後、穏やかに減少する。このような荷重の値について考察する。前節で述べたように飛翔体荷重とは、進行方向に存在する粒子との衝突によって飛翔体先端に加わる力である。よって、図 4.9 のように飛翔体前方の粒子の運動量変化を考えると、飛翔体に発生する応力 σ は次式で表される。

$$A\sigma dt = \rho_0 A' C dt V \quad \dots(4.1)$$

$$\sigma = \frac{A'}{A} \rho_0 C V \quad \dots(4.2)$$

ここで、 V は粒子が加速された速度、 ρ_0 は粒状体の密度、 A' は加速された粒状体の断面積、 C は粒状体の音速であり、 $\rho_0 A' C dt$ は加速された粒子の質量を表す。

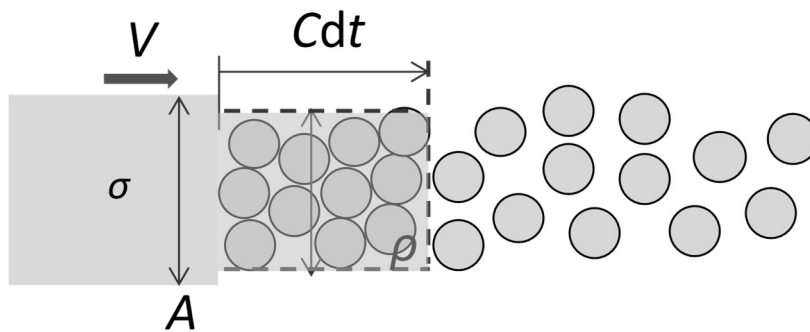


Fig. 4.9 飛翔体に加わる荷重

飛翔体衝突直後、飛翔体荷重がピークに達するまでを考える。粒状体の密度分布と比較すると、この段階では飛翔体前方の極狭い範囲の粒子が圧縮されている。よって粒子は、ほぼ飛翔体と同速度で運動していると考え、粒子が加速された速度 V は、荷重ピーク時の飛翔体速度とした。粒状体の密度 ρ_0 は既知であるので、シミュレーション結果から求めた飛翔体荷重 F と粒状体の音速 C を用いて、加速された粒状体の断面積 A' を求めることができる。

4.4.2 衝突直後のピーク荷重

衝突直後、荷重がピーク値をとる時刻における各飛翔体速度における A'/A を図4.11に示す。初期充填率が高い場合の A'/A は0.8程度でほぼ一定値となっていることが分かる。よって飛翔体断面積の8割程度の実効断面積 A を粒状体に設定することで、一次元的な粒子の運動量変化と力積の関係から飛翔体ピーク荷重を推定することができる。

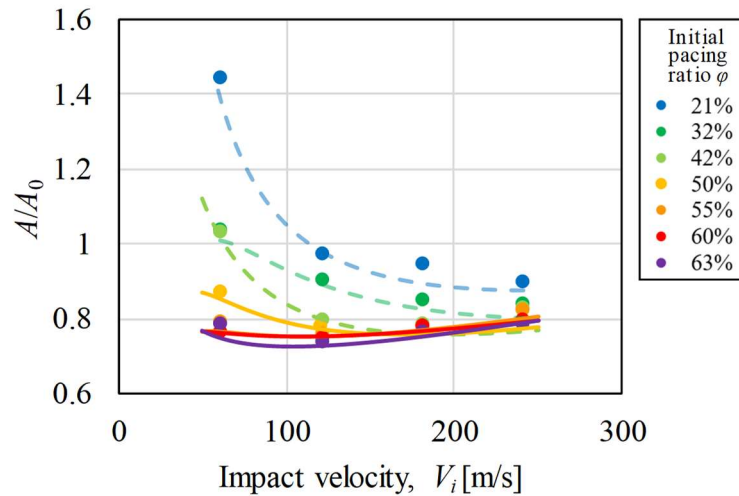


Fig. 4.10 式 (4.2) から求めた粒状体断面積 A' の飛翔体断面積 A に対する比

4.4.3 貫入過程における飛翔体荷重

図3.11, 3.12で示した軸方向密度分布を用いて、密度最大値と初期充填率の間となる位置を波頭として、 $100 \mu\text{s}$ ごとの時間変化を粒状体中の粒子運動の伝播速度 C として定義した。この伝播速度 C と同様に飛翔体位置の時間変化から定義した速度 V を用いて貫入過程における A'/A を算出し、図4.11に示す。この図から衝突速度・初期充填率が異なる場合であっても A'/A の値はおよそ1/3でほぼ一定であることがわかる。 $A'/A=1/3$ のとき式4.1は次のように表される。

$$A\sigma dt = \frac{\rho_0 AC dt}{3} V \quad \dots(4.3)$$

この式は、先に図4.9で示した飛翔体前方で加速された粒子の領域を、図4.12のような円錐状とすることで説明でき、このような粒子の滞留領域が飛翔体前方に形成されていることを示唆している。

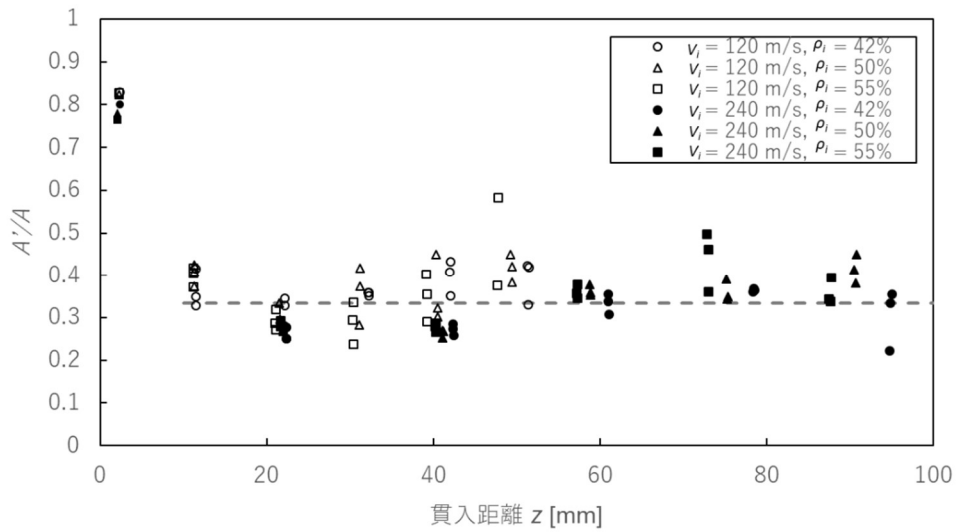


図 4.11 貫入過程における粒状体断面積 A' の飛翔体断面積 A に対する比

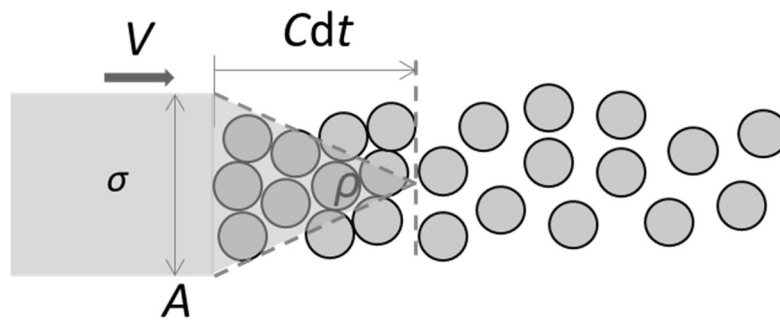


Fig. 4.12 貫入過程において飛翔体に加わる荷重

4.5 荷重の周期的な変化

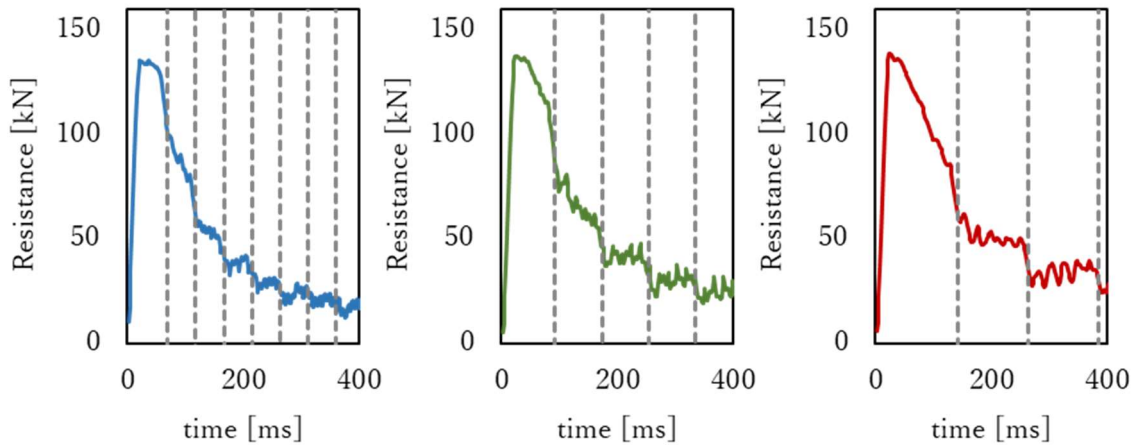
4.5.1 長さが異なる飛翔体を用いた解析

飛翔体内部の応力変化（図 4.3）を見ると、飛翔体内部では応力波が往復しており、その結果、飛翔体荷重（飛翔体・粒状体間に働く力）は周期的に変動しているものと考えられる。そこで、前章で用いた長さ 120 mm の飛翔体モデルに加えて長さ 200 mm, 300 mm の飛翔体を用いた衝突シミュレーションを行い、飛翔体荷重変化について飛翔体内を応力波が往復する周期と比較した。衝突速度は 120 m/s、初期充填率は 63%とした。

4.5.2 飛翔体荷重の周期的変化

図 4.13 に 3 種類の飛翔体の荷重履歴を示す。荷重履歴は $8 \mu\text{s}$ の移動平均処理によって振動を除いている。飛翔体内の応力波速度 C_p は、表 3.2 の飛翔体物性値を用いて、 $C_p = \sqrt{\frac{E}{\rho}} = \sqrt{\frac{69000}{2.8 \times 10^{-9}}} = 4964.2 \text{ m/s}$ と求まる。このとき、飛翔体長さ 120 mm, 200 mm, 300 mm における応力波の往復周期は、 $48.3 \mu\text{s}$, $80.6 \mu\text{s}$, $120.9 \mu\text{s}$ である。図 4.13 の破線はこの応力波の往復振動周期を考慮して引いた線である。

破線で表した応力波の往復周期は、飛翔体荷重減少時変動の周期とよく一致している。



(a) 飛翔体長さ 120 mm (b) 200 mm (c) 300 mm

Fig. 4.13 飛翔体長さが飛翔体荷重に及ぼす影響

4.5 まとめ

連続体飛翔体がターゲット粒状体へ衝突し貫入する際に生じる荷重に注目し、飛翔体の形状や粒状体の初期平均充填率等さまざまなケースの飛翔体荷重について解析的検討を行い、以下のような知見を得た。

飛翔体衝突時に発生する荷重は、粒状体内部の粒子分布・充填状態に依存せず、粒状体の嵩密度をパラメータとして用いて統一的に理解できると言える。このときの荷重ピーク値 F_{peak} は飛翔体断面 8 割程度の実効断面積 A を粒状体内に考えることで、一次元的な粒子の運動量変化と力積の関係から求めることができる。

貫入中の荷重 F については、円錐型の領域の粒子の運動量変化から同様に求めることができ、貫入中の飛翔体前方に粒子の滞留領域が形成されていることを表している。これは過去に行われたシリンダー状飛翔体の砂に対する高速貫入実験[56]において、破碎された砂が飛翔体前方でコーン状に固着する現象（図 4.14）とよく一致している。

貫入中の飛翔体荷重は、飛翔体内の応力波の往復によって周期的に減少する。このように飛翔体-粒状体間に働く力は飛翔体の弾性的挙動の影響を強く受けることがあきらかとなった。

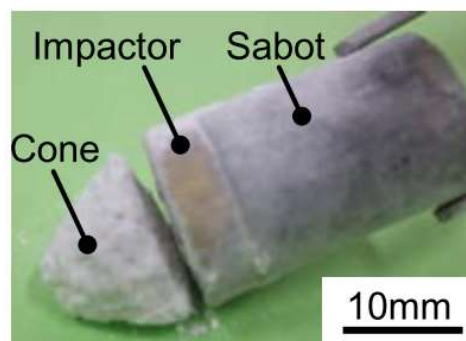


Fig. 4.14 衝突実験によって飛翔体前方に形成された破碎コーン[56]

第5章 結言

本研究は離散要素法 (DEM) を用いた粒状体モデルと有限要素法 (FEM) を用いた弾性飛翔体モデルを用いて、粒状体に貫入する飛翔体の衝撃応答を粒状体内部の粒子の運動や飛翔体内部の応力波と関連付けて考察した。

飛翔体が衝突した後、粒状体内部には衝突面近傍に高密度領域が形成され放射状に伝播する。粒子の飛散は、この高密度領域に対して粒状体中の粒子が跳ね返ることによって生じると考えられる。飛翔体形状による粒子飛散挙動の違いは、衝突直後に形成される高密度領域の形状に由来する。

高密度領域の伝播速度 C は、時間経過とともに徐々に低下する。衝突速度 V_i 、初期充填率 ρ_i が大きくなればなるほど伝播速度は大きくなる。この関係は単純な一次元的モデルによって次式のように表される。

$$\frac{1}{C} = (1 - \phi^*) \frac{1}{V} + \phi^* \frac{1}{C_0} \quad \left(\phi^* = \frac{d}{s + d} \right)$$

ここで V は粒子が押し込まれる速度 (飛翔体速度)、 C_0 は粒子内の応力波伝播速度、 d は粒子の直径、 s は粒子間の隙間である。

また、衝突時に飛翔体-粒状体間に働く力について、飛翔体断面の 8 割程度の実効断面積 A を粒状体内に考えることで、一次元的な粒子の運動量変化と力積の関係から飛翔体荷重最大値 F_{peak} を求めることができる。貫入中の荷重 F については、飛翔体前方の円錐型の領域の粒子の運動量変化から同様に求めることができる。

また、貫入中の飛翔体荷重は飛翔体内の応力波の往復によって周期的に減少することを明らかにした。飛翔体-粒状体間に働く力は飛翔体の弾性的挙動の影響を強く受け、この種の問題に置いて荷重履歴を考える場合、飛翔体側の弾性的挙動が重要であることを明らかにした。

さらに、粒状体は同一の充填率であっても様々な組み合わせが考えられる。ことから同一の低充填率に対して、粒子径が異なる粒子を含む場合や粒子の初期接触がある場合の粒状体モデルについて、飛翔体荷重と粒状体密度分布変化を比較した。粒状体中の粒子配置によって、高密度領域の局所的な伝播状態は異なるが、高密度領域の伝播速度や、飛翔体に加わる荷重は粒子の充填率にのみ依存し、粒子配置の影響を受けないことが分かった。充填形態によって飛翔体荷重の時間変化に局所的な差はみられるものの、粒状体初期密度・飛翔体衝突速度さえ

同じであれば、飛翔体荷重の平均的な時間変化には差が生じないこと、併せて、高密度領域の伝播速度にも差が生じないことが明らかになった。これらのことから、衝突速度・粒状体密度をパラメータとして用いることで、飛翔体衝突時の動的挙動を、粒状体内部の不均一性に依らず、統一的に扱えることが確認された。

参考文献

- [1] M. L. Wilkins, “Mechanics of penetration and perforation,” *Int. J. Eng. Sci.*, vol. 16, no. 11, pp. 793–807, 1978.
- [2] M. Nishida, S. Yamamoto, K. Hayashi, and S. Hasegawa, “Influence of Projectile Material Properties on Crater Size and Ejecta of Thick Aluminum Alloy 6061-T6 Targets in Hypervelocity Impact,” *J. JSEM*, vol. 12, pp. 163–169, 2012.
- [3] 柳原直人 and 斎藤博, “新しい衝撃力測定システムによる高速打抜き試験,” *日本機械学会論文集 C編*, vol. 45, no. 393, pp. 601–605, 1979.
- [4] E. G. Richardson, “The Impact of a Solid on a Liquid Surface,” *Proc. Phys. Soc.*, vol. 61, 1948.
- [5] 大同 淳之, “固体に作用する水面衝撃力,” *立命館大学理工学研究所紀要*, vol. 34, pp. 79–88, 1978.
- [6] 早川 尚男, 西森 拓, 佐々 真一, and 田口 善弘, “粉体の物理とパターン形成,” *日本物理學會誌*, vol. 49, no. 1, pp. 18–25, 1994.
- [7] 那須野 悟, “粉粒体の物理：粉粒体によるマクロな摩擦 (複雑流体の数理),” *数理解析研究所講究録*, vol. 1081, pp. 107–122, 1999.
- [8] K. Wada, H. Senshu, and T. Matsui, “Numerical simulation of impact cratering on granular material,” *Icarus*, vol. 180, no. 2, pp. 528–545, Feb. 2006.
- [9] S. K. Croft, “Cratering flow fields - Implications for the excavation and transient expansion stages of crater formation,” in *Lunar and Planetary Science Conference, 11th*, 1980, vol. 11th, no. 9, pp. 2347–2378.

- [10] W. A. Allen, E. B. Mayfield, and H. L. Morrison, "Dynamics of a Projectile Penetrating Sand," *J. Appl. Phys.*, vol. 28, no. 3, p. 370, 1957.
- [11] M. E. Backman and W. Goldsmith, "The mechanics of penetration of projectiles into targets," *Int. J. Eng. Sci.*, vol. 16, no. 1, pp. 1–99, 1978.
- [12] A. F. Savvateev, A. V. Budin, V. A. Kolikov, and P. G. Rutberg, "High-Speed Penetration into Sand," *Int. J. Impact Eng.*, vol. 26, pp. 1–7, 2001.
- [13] B. Hermalyn and P. H. Schultz, "Time-resolved studies of hypervelocity vertical impacts into porous particulate targets: Effects of projectile density on early-time coupling and crater growth," *Icarus*, vol. 216, no. 1, pp. 269–279, 2011.
- [14] V. G. Bazhenov, A. M. Bragov, and V. L. Kotov, "Experimental-Theoretical Study of the Penetration of Rigid Projectiles and Identification of Soil Properties," *J. Appl. Mech. Tech. Phys.*, vol. 50, no. 6, pp. 1011–1019, 2009.
- [15] A. Van Vooren, J. Borg, H. Sandusky, and J. Felts, "Sand Penetration : A Near Nose Investigation of a Sand Penetration Event," *Procedia Eng.*, vol. 58, pp. 601–607, 2013.
- [16] G. E. Hauver, "Penetration with instrumented rods," *Int. J. Eng. Sci.*, vol. 16, no. 11, pp. 871–877, 1978.
- [17] M. J. Forrestal and V. K. Luk, "Penetration into soil targets," *Int. J. Impact Eng.*, vol. 12, pp. 427–444, 1992.
- [18] 牧野和孝, 日高重助, 牧春彦, 三輪茂雄, and T. P. Meloy, "プランジャーの貫入により形成される粒子存在密度分布について," *粉体および粉末冶金*, vol. 29, no. 7, pp. 229–235, 1982.
- [19] a. H. Clark and R. P. Behringer, "Granular impact model as an energy-depth relation," *EPL (Europhysics Lett.)*, vol. 101, no. 6, p. 64001, Mar. 2013.
- [20] 古賀泰之 and 佐々木康, "敷砂上の落石の衝突現象に関する考察," *土木学会論文集*, 1984.
- [21] 西 弘明, 佐藤 昌志, 岸 徳光, and 松岡 健一, "2115 敷砂緩衝材を用いた実

- 規模PC落石覆工の衝撃挙動(プレストレストコンクリート),” コンクリート工学年次論文報告集, vol. 17, no. 2, pp. 691–696, 1995.
- [22] 吉田 博, 榎谷 浩, and 鈴木 哲次, “敷砂上の落石の衝撃加速度と衝撃土圧に関する実験的研究,” 土木学会論文集, no. 352, pp. p61-70, 1984.
- [23] 大島 昭彦, 高田 直俊, and 福本 彦吉, “重錘落下締固めにおける重錘挙動と地盤応力,” 土木学会論文集 = *Proc. JSCE*, vol. 561, pp. 215–226, 1997.
- [24] J. P. Borg, M. P. Morrissey, C. a. Perich, T. J. Vogler, and L. C. Chhabildas, “In situ velocity and stress characterization of a projectile penetrating a sand target: Experimental measurements and continuum simulations,” *Int. J. Impact Eng.*, vol. 51, pp. 23–35, 2013.
- [25] 福間俊吾, “砂への高速物体貫入により誘起される物体周りの力学的現象,” 大阪大学修士論文, no. 10, pp. 0–2, 2012.
- [26] A. H. Clark, A. J. Petersen, L. Kondic, and R. P. Behringer, “Nonlinear force propagation during granular impact,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 114, no. 14, pp. 1–5, 2015.
- [27] A. Shukla, “Dynamic photoelastic studies of wave propagation in granular media,” *Opt. Lasers Eng.*, vol. 14, no. 3, pp. 165–184, 1991.
- [28] P. A. Cundall and O. D. L. Strack, “A discrete numerical model for granular assemblies,” *Géotechnique*, vol. 29, no. 1, pp. 47–65, Jan. 1979.
- [29] 吉田順, “個別要素法を用いたサイロ内粒状体の静置時圧力に関する研究,” 粉体工学会誌, no. 4, pp. 86–94, 1992.
- [30] 前田 健一, 松島 亘志, and 森口 周二, “最近の粒状体力学の研究動向: 個別要素法からみた一側面(国内の動き),” 地盤工学会誌, vol. 57, no. 11, 2009.
- [31] 松島 亘志, “DEM(技術手帳),” 地盤工学会誌, vol. 58, no. 1, pp. 116–117, 2010.
- [32] 福原 清作, 植村 桂樹, and 北村 良介, “水の浸透による不飽和粒状体の崩壊挙動のモデル化,” 応用力学論文集, no. 1, pp. 757–766, 1998.

- [33] A. Jensen, K. Fraser, and G. Laird, “Improving the Precision of Discrete Element Simulations through Calibration Models,” *13th Int. LS-DYNA Users Conf.*, pp. 1–12, 2014.
- [34] 森 博嗣, 渡辺 健治, 梅本 宗宏, and 谷川 恭雄, “二相モデルを用いたフレッシュコンクリートの流動解析手法,” 日本建築学会構造系論文報告集, no. 427, pp. 11–21, 1991.
- [35] 田中 敏嗣, “流動層DEM-CFDシミュレーションの現状と課題,” *SCEJ 41st Autumn Meet.*, vol. 0, pp. 8–9, 2009.
- [36] 岩本 哲也, 中瀬 仁, 西浦 泰介, 東山 和博, 菅野 高弘, and 八尋 明彦, “GPGPUを用いたSPH–DEMカップリング解析による津波越流実験の再現計算,” *土木学会論文集A1 (構造・地震工学)*, vol. 70, no. 4, p. I_295-I_303, 2014.
- [37] 和田 浩二, 千秋 博紀, and 松井 孝典, “DEMによる粉体衝突シミュレーション,” *遊・星・人：日本惑星科学会誌*, vol. 13, no. 4, pp. 233–240, 2004.
- [38] 門野 敏彦, “室内衝突実験結果の惑星科学への応用：破壊・貫入・蒸発(<特集>日本における衝突研究の軌跡),” *遊・星・人：日本惑星科学会誌*, vol. 24, no. 3, pp. 160–166, 2015.
- [39] 岡本 尚也 and 水谷 仁, “高速度衝突現象と水谷スケーリング,” *遊・星・人：日本惑星科学会誌*, vol. 24, no. 1, pp. 33–39, 2015.
- [40] 吉田 博, 榎谷 浩, and 今井 和昭, “個別要素法による敷砂上への落石の衝撃特性に関する解析,” *土木学会論文集*, no. 392, pp. p297-306, 1988.
- [41] 岡本 千里, 兵頭 拓真, 百武 徹, 澤田 弘崇, 國中 均, and 橘 省吾, “はやぶさ2による小惑星レゴリス試料採取を模擬した衝突実験(<特集>日本における衝突研究の軌跡),” *遊・星・人：日本惑星科学会誌*, vol. 24, no. 3, pp. 247–257, 2015.
- [42] 鈴木 道隆, “粉体の密充填におよぼす粒子物性の影響,” *粉体工学会誌 = J. Soc. Powder Technol. Japan*, vol. 40, no. 5, pp. 348–354, 2003.

- [43] G. D. Scott and D. M. Kilgour, “The density of random close packing of spheres,” *J. Phys. D. Appl. Phys.*, vol. 2, no. 6, pp. 863–866, 1969.
- [44] V. Baranau, D. Hlushkou, S. Khirevich, and U. Tallarek, “Pore-size entropy of random hard-sphere packings,” *Soft Matter*, vol. 9, pp. 3361–3372, 2013.
- [45] 岡屋 克則, 定木 淳, and 藤田 豊久, “離散要素法における充填率の算出法,” *粉体工学会誌 = J. Soc. Powder Technol. Japan*, vol. 45, no. 4, pp. 206–212, 2008.
- [46] 伊賀 武雄, “種々の粒径分布をもつアルミナ粉体の充填性,” *日本セラミックス協会学術論文誌 Nippon Seramikkusu Kyokai gakujutsu ronbunshi*, vol. 103, no. 1200, pp. 850–856, 1995.
- [47] M. Suzuki, H. Sato, M. Hasegawa, and M. Hirota, “Effect of size distribution on tapping properties of fine powder,” pp. 53–57, 2001.
- [48] S. Yamada, J. Kanno, and M. Miyauchi, “Multi-sized Sphere Packing in Containers : Optimization Formula for Obtaining the Highest Density with Two Different Sized Spheres,” *Inf. Media Technol.*, vol. 6, no. 2, pp. 493–500, 2011.
- [49] C. S. O’Hern and M. D. Shattuck, “Granular materials: highly evolved grains,” *Nat. Mater.*, vol. 12, no. 4, pp. 287–8, 2013.
- [50] R. Bridson, “Fast Poisson Disk Sampling in Arbitrary Dimensions,” *Engineering*, pp. 1–1, 2006.
- [51] M. A. Faraone, J. H. Chung, and M. T. Davidson, “Discrete Element Analysis of Idealized Granular Geometric Packings Subjected to Gravity,” in *10th European LS-DYNA Conference 2015, Würzburg, Germany*, 2015.
- [52] 矢島 暁 *et al.*, “情報・制御特集,” *住友重機械技報*, no. 176, pp. 7–28, 2011.
- [53] 張葉斐, “粒状物質への飛翔体の高速衝突挙動に関する研究,” 大阪大学修士論文, 2013.
- [54] N. Karajan, Z. Han, H. Teng, and J. Wang, “Interaction Possibilities of Bonded and Loose Particles in LS-DYNA,” in *9th European LS-DYNA Conference*, 2013, no.

1, pp. 1–27.

- [55] K. Ogawa, S. Takeda, and H. Kobayashi, “Dynamic simulations of projectile penetration into granular medium,” *Mech. Eng. J.*, vol. 2, no. 1, pp. 14-00427-14-00427, 2015.
- [56] K. Watanabe, K. Tanaka, K. Iwane, and S. Fukuma, “Sand Behavior Induced by High-Speed Penetration of Projectile,” no. January, 2016.

謝辞

本研究を遂行するにあたり、終始懇切丁寧なるご指導を賜りました大阪大学大学院基礎工学研究科機能創成専攻 小林秀敏先生、堀川敬太郎先生ならびに谷垣健一先生に心より深謝の意を表します。 研究報告会を通して本研究に有益なご助言ならびにご討論を賜りました防衛大学校システム工学群山田浩之先生、ならびに立命館大学理工学部機械工学科 渡辺圭子先生に深く感謝の意を表します。また、研究生生活を支えて頂いた小林研究室の先輩方・同期・後輩の皆様、解析ソフト LS-DYNA をご提供いただいた Livermore Software Technology Corporation 様、伊藤忠テクノソリューションズ株式会社様、株式会社テラバイト様に厚く御礼申し上げます。研究の遂行から論文の作成まで、懇切丁寧なご指導を頂いた、スペース・ダイナミックス研究所 小川欽也先生に心より感謝いたします。

最後に長きにわたる学生生活および研究に取り組める環境を支援してくれた両親に深く感謝の意を表し、謝辞とさせていただきます。

発表論文リスト

論文

Kinya OGAWA, Shinnosuke TAKEDA, Hidetoshi KOBAYASHI, Dynamic simulations of projectile penetration into granular medium, Mechanical Engineering Journal, JSME, Vol. 2 No. 1, p. 14-00427 (2015)

Shinnosuke TAKEDA, Kinya OGAWA, Kenichi TANIGAKI, Keitaro HORIKAWA, Hidetoshi KOBAYASHI, DEM/FEM Simulations of Dynamic Response of Projectile Penetrating into Granular Medium, Key Engineering Materials, Vol. 715, pp 167-173, 2016

Shinnosuke TAKEDA, Kinya OGAWA, Kenichi TANIGAKI, Keitaro HORIKAWA, Hidetoshi KOBAYASHI, DEM / FEM simulation for impact response of binary granular target and projectile, The European Physical Journal Special Topics, vol. 227, pp. 73–83, 2018

国際会議における発表

○ Kinya OGAWA, Shinnosuke TAKEDA, Hidetoshi KOBAYASHI, Dynamic simulations of projectile penetration into granular medium, JSME/ASME 2014 International Conference on Materials and Processing ICMP2014, 5045, Detroit, Michigan, USA, June, 2014 (口頭発表)

○ Kinya OGAWA, Shinnosuke TAKEDA, Hidetoshi KOBAYASHI, Kenichi TANIGAKI, Simulation of Dynamic Response of Projectile and Granular Target, DYMAT 2015 - 11th International Conference on the Mechanical and Physical Behaviour of Materials under Dynamic Loading, Lugano, Switzerland, September, 2015 (ポスター発表)

○ Shinnosuke TAKEDA, Kinya OGAWA, Kenichi TANIGAKI, Keitaro HORIKAWA, Hidetoshi KOBAYASHI, DEM/FEM Simulations of Dynamic Response of Projectile Penetrating into Granular Medium, The 9th International Symposium on Impact Engineering, Taiwan, National Cheng Kung University, September, 2016 (口頭発表)

○ Shinnosuke TAKEDA, Kinya OGAWA, Kenichi TANIGAKI, Keitaro HORIKAWA, Hidetoshi KOBAYASHI, DEM/FEM simulation for impact response of binary granular target and projectile, 12th International DYMAT Conference on the Mechanical and Physical Behaviour of Materials under Dynamic Loading, Palais des Congrès, Arcachon, September, 2018 (口頭発表)

国内学会・シンポジウム等における発表

○竹田真之介，小川欽也，谷垣健一，堀川敬太郎，小林秀敏，粒状物質への飛翔体の貫入と飛散粒子の振舞い，日本機械学会 M&M2014 材料力学カンファレンス，OS1746，福島大学，2014 年 7 月

○竹田真之介，小川欽也，谷垣健一，堀川敬太郎，小林秀敏，DEM/FEM モデルを用いた粒状体への飛翔体衝突貫入現象の解析，日本材料学会第 64 期学術講演会，OS6-505，山形大学，2015 年 5 月

○竹田真之介，小川欽也，谷垣健一，堀川敬太郎，小林秀敏，飛翔体衝突貫入に対する粒状体の動的応答，日本機械学会 第 28 回計算力学講演会（CMD2015），OS21-1 168，横浜国立大学，2015 年 10 月

○竹田真之介，小川欽也，谷垣健一，堀川敬太郎，小林秀敏，粒状体への飛翔体衝突貫入によって生じる物理現象の DEM/FEM 解析，日本材料学会第 65 期学術講演会，OS6-213，富山大学，2016 年 5 月

○竹田真之介，小川欽也，谷垣健一，堀川敬太郎，小林秀敏，衝撃負荷により粒状体内に生じる粒子運動の伝播現象に関する DEM 解析，日本機械学会 第 29 回計算力学講演会（CMD2016），OS21-1 291，名古屋大学，2016 年 9 月

○竹田真之介，小川欽也，谷垣健一，堀川敬太郎，小林秀敏，粒径比が異なる粒状体への飛翔体衝突貫入に関する DEM 解析，日本材料学会第 65 期学術講演会，OS6-410，名城大学，2016 年 5 月

○竹田真之介，小川欽也，谷垣健一，堀川敬太郎，小林秀敏，飛翔体衝突現象に及ぼす粒状体の不均一分布の影響，第 12 回材料の衝撃問題シンポジウム，京都テルサ，2017 年 10 月

○竹田真之介，小川欽也，谷垣健一，堀川敬太郎，小林秀敏，様々な粒子分布を持つ粒状体への飛翔体衝突シミュレーション，日本機械学会機械材料・材料加工部門第 1 回若手ポスターシンポジウム，0051，早稲田大学，2017 年 10 月