



離散要素法による粒状体ダンパの制振効果の解析(振動低減効果に及ぼすダンパ容器形状の影響)

メタデータ	言語: jpn 出版者: 宮崎大学工学部 公開日: 2020-06-21 キーワード (Ja): キーワード (En): 作成者: 若田, 圭史, 岡部, 匡, 濱畑, 貴之, Wakada, Keishi, Okabe, Tadashi, Hamahata, Takayuki メールアドレス: 所属:
URL	http://hdl.handle.net/10458/5871

離散要素法による粒状体ダンパの制振効果の解析 (振動低減効果に及ぼすダンパ容器形状の影響)

若田 圭史^{a)}・岡部 匡^{b)}・濱畑 貴之^{c)}

Analysis of Damping Effect of Particle Damper by Discrete Element Method (Influence of Damper Container Shape on Vibrating Reduction Effect)

Keishi WAKADA, Tadashi OKABE, Takayuki HAMAHATA

Abstract

Particle damping is a technic providing damping with granular materials within containers in a vibrating machine. The particle damper has been used successfully in many fields for vibration reduction. Particle-to-wall and particle-to-particle collisions occur under the vibration of the machine. By installing the particle damper to the machine, momentum between particles and machine is exchanged, and kinetic energy of the vibratory system is dissipated due to the friction generated among the particles and elastic deformation of particles. It is difficult to predict the damping characteristics due to complex motions of the particles in the damper container. We utilized the discrete element method (DEM) to calculate the motion of particles in the container of the particle damper. In the simulation, motion of particles, the force acting on main vibrating body, the energy dissipation, and the center of gravity of particles in damper container are calculated. In this paper, influence of damper container shape on vibration reducing effect was verified by experimental results and analytical results. The slope was installed in bottom of the damper container. Parameters for experimental and analysis were mass of particles, diameter of particles, and angle of slope installed in bottom of the damper container. According to experimentals and analysis results, damping effect was improved by changing of damper container shape.

Keywords: Forced Vibration, Particle Damper, Granular Materials, Discrete Element Method

1. はじめに

粒状体ダンパは、振動体に設置したダンパ容器の壁に多数個の可動物体を衝突させて制振を行うものである。単一の可動物体を用いた衝撃ダンパに比べて、騒音やダンパ容器壁の損傷を低減できるという長所を有する。また、構造が簡単な上に、ゴムやオイルを用いたダンパと比較して温度や材質の劣化などによる減衰能の変化が小さいことから、あらゆる環境下での使用が考えられている^{1,2)}。粒状体ダンパに関して、これまで多様な研究が行われてきた^{3,4)}。しかし粒状体の運動が複雑なため、粒状体ダンパの制振効果発生の詳しいメカニズムは十分に解明できていない。近年、個々の粒状体に着目した運動解析を行うことで、全粒状体の運動を解析する離散要素法 (DEM) と呼ばれる手法が粉体工学や土木工学の分野で多く利用されており、DEM を用いた粒状体ダンパに関する研究も報告されている⁵⁾。

本研究は、ダンパ容器内の粒状体の運動及び各種パラ

a)機械システム工学専攻大学院生

b)機械設計システム工学科教授

c)教育研究支援センター技術専門職員

メータが、粒状体ダンパの制振効果に及ぼす影響を実験と DEM を用いた数値計算の両面から明らかにすることを目的としている。粒状体の運動が制振効果に与える影響を正確に検討するために、実験結果と数値計算の結果を比較し、DEM を用いたシミュレーションの信頼性の確認を行った。数値計算では、粒状体の運動によるダンパ容器壁に作用する力やエネルギー散逸など、実験では計測が難しい物理量の計算を行った。

本論文では、ダンパの容器底面に斜面を設置し、ほとんど運動しない容器下層の粒子の数を減らした場合の、制振効果への影響について、粒子直径、封入粒子量、斜面の角度をパラメータとした実験及び数値計算による検討を行ったので、ここに報告する。

2. 離散要素法

流動粒状体群が存在する場合、その中の 1 つの粒状体に着目すると、その粒状体の運動は周りの接触粒状体から受ける力によって決定される。そこで着目している粒状体に対して、その周辺粒状体から作用する接触力 F を得ることができるならば、質量 m を持つ着目粒状体の運

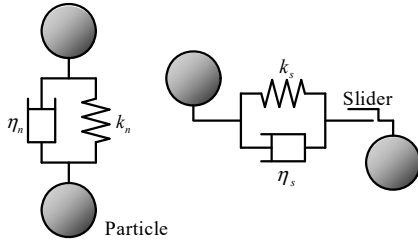


図1. フォークトモデル.

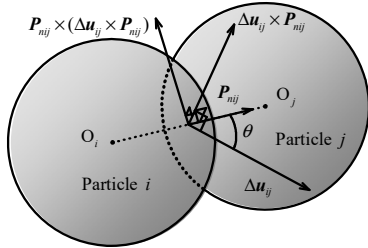


図2. 粒子間の接触力の方向.

動はニュートンの運動方程式の第2法則 ($F=ma$) より、粒状体の加速度 a を求めることができる。それを時間積分することにより速度 v が得られ、さらに積分することにより変位 u が得られる。この処理を微小時間間隔で繰り返すことによって、着目粒状体の運動軌跡を計算することができる。この処理を流動するすべての粒状体に適用することにより、粒状体群の運動軌跡を得ることが可能となり、粒状体群の流動挙動を計算することができる。上記の手法を離散要素法 (DEM) と呼ぶ。

離散要素法では粒状体間接触力を正確に知ることが最も重要である。通常の流動粒状体群は近接粒状体と衝突や摩擦を繰り返しながら流動しているため、粒状体同士の接触は弾性的または非弾性的である。そこで離散要素法ではこの接触力を図1に示すようなフォークトモデル (Voigt model) で表現するのが一般的である。図1中の k, η は弾性定数と粘性係数を示し、添え字に示す n, s は接触力の法線方向とせん断方向を表す。

3. 粒状体の運動解析

3.1 粒状体の運動方程式

主振動体が振動すると、ダンパ容器内部に存在する各粒状体は、ダンパ容器壁や近接粒状体と衝突や摩擦を繰り返し、運動する。したがって粒状体の運動を詳細に解析するには、すべての粒状体について、接触する近接粒状体やダンパ容器壁との衝突や摩擦を考慮した運動方程式を立てる必要がある。本節では、まず2つの粒状体間の接触問題に限定して、粒状体の運動方程式について説明する。また、簡単のため重力は省略している。各粒状体の密度や粒径が粒状体を構成するすべての粒状体で均一であると仮定するならば、 i 番目の粒状体の並進運動の運動方程式は次式のようになる。

$$m_i \frac{d^2 \mathbf{u}_i}{dt^2} + \boldsymbol{\eta}_i \frac{d\mathbf{u}_i}{dt} + \mathbf{k}_i \mathbf{u}_i = 0 \quad (1)$$

また、 i 番目の粒状体の重心を通る軸まわりの回転変位の運動方程式は次式のようになる。

$$I_i \frac{d^2 \boldsymbol{\varphi}_i}{dt^2} + \boldsymbol{\eta}_i r_i^2 \frac{d\boldsymbol{\varphi}_i}{dt} + \mathbf{k}_i r_i^2 \boldsymbol{\varphi}_i = 0 \quad (2)$$

ここで u_i, φ_i は

$$\mathbf{u}_i = \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix}_i, \quad \boldsymbol{\varphi}_i = \begin{pmatrix} \varphi_x \\ \varphi_y \\ \varphi_z \end{pmatrix}_i \quad (3)$$

であり、 m_i は着目粒状体の質量、 I_i は重心を通る軸まわりの慣性モーメント、 r_i は粒状体半径である。

3.2 接触力

図2は i, j 番目の粒状体の接触時に作用する力の方向を表したものである。法線方向とせん断方向の相対変位 $\Delta u_n, \Delta u_s$ はそれぞれ次式から求める。

$$\Delta u_n = |\Delta \mathbf{u}_{ij}| \cos(\theta) \mathbf{P}_{nij} \quad (4)$$

$$\Delta u_s = |\Delta \mathbf{u}_{ij}| \sin(\theta) \mathbf{P}_{sij} + \Delta \mathbf{u}'_s \quad (5)$$

ここで $\Delta \mathbf{u}'_s$ は回転運動に関するせん断方向の相対変位である。法線方向とせん断方向の力は

$$\mathbf{F}_n = \mathbf{e}_n + \mathbf{d}_n \quad (6)$$

$$\mathbf{F}_s = \mathbf{e}_s + \mathbf{d}_s \quad (7)$$

で表される。 e はばねによる圧縮力、 d は粘性抵抗力を示す。よって粒状体の接触力は次式で表される。

$$\mathbf{F} = \mathbf{F}_n + \mathbf{F}_s \quad (8)$$

3.3 粒状体の移動変位

粒状体の時刻 t における接触力 $\mathbf{F}(t)$ から、粒状体の時刻 $t + \Delta t$ までの変位増分 $\Delta \mathbf{r}$ を求めることができる。ニュートンの第2法則 $F = ma$ から、時刻 t の粒状体の加速度 $\mathbf{a}(t)$ は次式で表される。

$$\mathbf{a}(t) = \frac{\mathbf{F}(t)}{m} \quad (9)$$

粒状体の速度 $\mathbf{u}(t + \Delta t)$ は次式から求めることができる。

$$\mathbf{u}(t + \Delta t) = \mathbf{u}(t) + \Delta t \mathbf{a}(t) \quad (10)$$

粒状体の変位増分 $\Delta \mathbf{r}$ は次式から求めることができる。

$$\Delta \mathbf{r} = \Delta t \mathbf{u}(t + \Delta t) \quad (11)$$

よって、時刻 $t + \Delta t$ における粒状体の位置ベクトル $\mathbf{r}(t + \Delta t)$ は次式で表される。

$$\mathbf{r}(t + \Delta t) = \mathbf{r}(t) + \Delta \mathbf{r} \quad (12)$$

このように、各時間ステップで時刻 t における各粒状体の接触力、速度、位置の値を用いて、新しい時刻 $t + \Delta t$ の接触力、速度、位置の値を計算する。

3.4 各種係数の決定

図3に Hertz の接触理論上の粒状体接触モデルを示す。粒状体同士の接触及び粒状体とダンパ容器壁との接触到

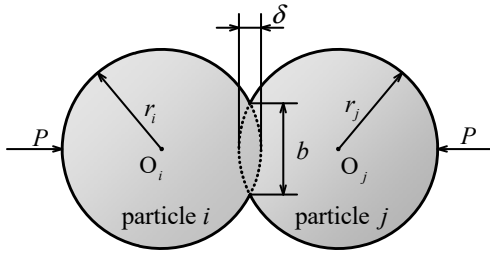


図 3. Hertz の接触理論による解析モデル.

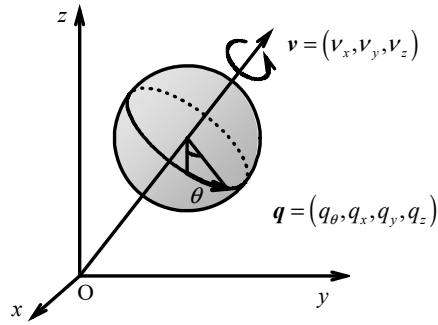


図 4. クォータニオンの理論による 3 次元回転角の表現.

関する弾性係数 k は Hertz の接触理論を用いて弾性係数 k を求めた。半径が等しい粒状体間の接触では

$$k = \frac{4b}{3\pi} \left(\frac{1}{\delta_i + \delta_j} \right) \quad (13)$$

$$\delta_i = \frac{1 - \nu_i^2}{E_i \pi} \quad (14)$$

$$\delta_j = \frac{1 - \nu_j^2}{E_j \pi} \quad (15)$$

$$b = \sqrt[3]{\frac{3(1 - \nu^2) r_i r_j P}{2 E (r_i + r_j)}} \quad (16)$$

となる。ここで添え字 i, j は粒状体番号を示す。 P は圧縮力、 δ は接触量、 b は接触幅、 E はヤング率、 ν はポアソン比である。粘性減衰係数 η は次式で与えられる。

$$\eta = -2 \ln(e) \left(\sqrt{\frac{km}{\ln^2(e) + \pi^2}} \right) \quad (17)$$

ここで、 e は粒状体間または粒状体とダンパ容器壁との反発係数を示す。

3.5 粒状体の回転角及び角速度

図 4 にクォータニオンの理論による 3 次元回転角を示す。粒状体の回転角及び角速度の計算にはクォータニオンの理論を用いた。3 次元空間内の回転は、回転軸を反時計回りに回転することで表現することができる。このとき、クォータニオン q は次式で表現される。

$$q = \left[\cos\left(\frac{\theta}{2}\right), \nu_x \sin\left(\frac{\theta}{2}\right), \nu_y \sin\left(\frac{\theta}{2}\right), \nu_z \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \right] \quad (18)$$

ここで、 θ は回転角、 (ν_x, ν_y, ν_z) は回転軸である。

3.6 主振動体の振動解析

図 5 に振動系の解析モデルを示す。 M は主振動体の質量、 K はばね定数、 C は減衰係数、 X, Y は時刻 t における主振動体及び加振台の変位である。主振動体が振動すると、ダンパ容器内部に存在する粒状体は運動し、主振動体は粒状体の衝突や摩擦による力を受ける。時刻 t において、全ての粒状体が主振動体に与える力を F_m とすると、主振動体の運動方程式は次式で表される。

$$\left. \begin{aligned} M\ddot{X} &= F_m + C(\dot{Y} - \dot{X}) + K(Y - X) \\ Y &= r \sin \omega t \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

4. 実験装置

図 6 に本研究で製作した実験装置を示す。主振動体はダンパ容器及び質量部で構成されている (図 7 参照)。主振動体は引張りばねにより加振台に結合され、下部に設置したリニアブッシュで水平方向の運動のみを行うよう拘束されている。スライダクランク機構により往復運動を行う加振台の強制変位により、主振動体が励振される。ダンパ容器の寸法は幅 130mm、奥行き 60mm、高さ 130mm である。図 7 に示すように、ダンパ容器底面に斜面を取付けることが可能となっている。

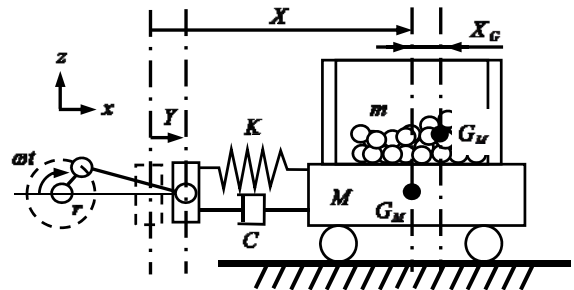


図 5. 振動系の解析モデル.

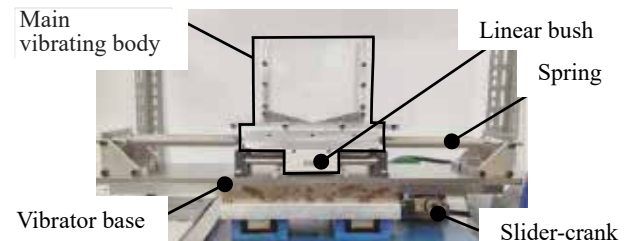


図 6. 実験装置.

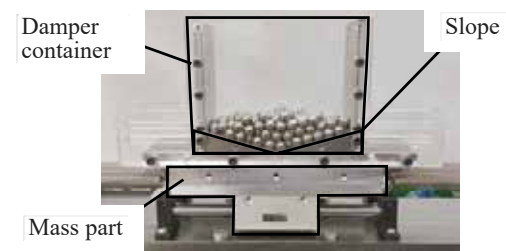


図 7. ダンパ容器.

表1. 実験パラメータ.

Mass of main vibrating body M	3.866kg
Angle of slope θ	0°, 15°, 30°, 45°
Diameter of particle d	1mm, 6mm, 10mm
Mass ratio λ	0.2, 0.3

5. 実験

本実験ではダンパ容器底面に斜面を取り付けたことによる制振効果への影響を調べた。実験のパラメータは、容器底面の斜面の角度 θ 、封入粒子直径 d 、質量比 λ とした。実験のパラメータを表1に示す。本研究では、封入した粒子の総質量 m と主振動体の質量 M の比 λ を質量比 $\lambda = m/M$ と呼ぶ。本報告では紙面の都合により、 $\lambda = 0.2$ の結果のみを示す。主振動体の変位計測はレーザー式変位計を使用し、共振周波数付近の容器内の粒状体の運動の観察には高速度カメラを使用した。

5.1 $d = 10\text{mm}$ の実験結果

図8に封入粒子が1球もない空容器の場合と粒子直径 $d = 10\text{mm}$ のステンレス球を使用した場合の実験結果を示す。図8中の破線は空容器の場合の実験結果を示し、●は斜面がない場合の実験結果を示す。図8より、斜面がない場合でも主振動体の振幅が小さくなっていることが確認できる。図8中の粒子直径 $d = 10\text{mm}$ の場合の結果を拡大したものを図9に示す。図9より、斜面を設けたことで制振効果は増加した。また、取り付けた斜面の角度 θ が小さいほど、制振効果が大きくなっていることを確認できる。質量比 $\lambda = 0.3$ の場合でも、斜面を設けたことにより制振効果は増加した。しかし、斜面の角度 θ の大きさによる制振効果の明確な差は現れなかった。

5.2 $d = 6\text{mm}$ の実験結果

粒子直径 $d = 6\text{mm}$ の場合の実験結果を図10に示す。図10より、粒子直径 $d = 6\text{mm}$ の場合でも斜面を設けたことにより制振効果が増加し、取り付けた斜面の角度 θ が小さいほど制振効果は大きくなっている。質量比 $\lambda = 0.3$ の場合でも、斜面を設けたことにより制振効果は増加したが、斜面の角度 θ の大きさによる制振効果の差は、質量比 $\lambda = 0.2$ の時の結果ほど明確に現れなかった。

粒子直径 $d = 6\text{mm}$ 、質量比 $\lambda = 0.2$ 、斜面角度 $\theta = 15^\circ$ の時に、容器内の粒子の配置を図11の(a)から(b)に変更した場合の実験の結果を図10中に▲として示す。図10より、粒子配置の違いによる制振効果の明確な差が確認できる。これは、容器内の粒子の配置による粒子の運動への影響が斜面を設けたことで顕著に現れ、制振効果に差が生じたと考えられる。

5.3 $d = 1\text{mm}$ の実験結果

粒子直径 $d = 1\text{mm}$ 場合の実験結果を図12に示す。図12より、粒子直径 $d = 1\text{mm}$ の場合では斜面角度 $\theta = 15^\circ$ の時のみ制振効果が増加した。 $\lambda = 0.3$ の場合には、斜面の有無、斜面の角度 θ の大きさによらず制振効果に明確な差

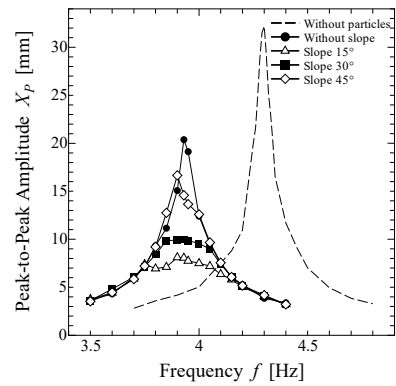


図8. 主振動体変位の周波数応答 (空容器、 $d = 10\text{mm}$, $\lambda = 0.2$).

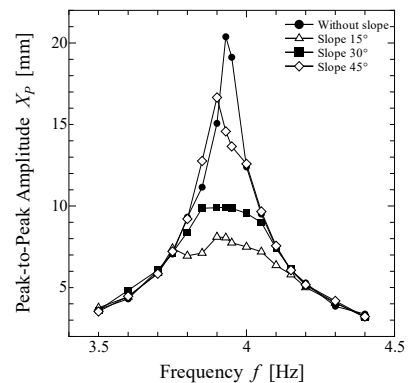


図9. 主振動体変位の周波数応答 ($d = 10\text{mm}$, $\lambda = 0.2$).

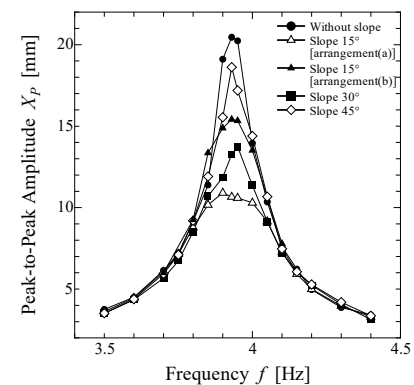


図10. 主振動体変位の周波数応答 ($d = 6\text{mm}$, $\lambda = 0.2$).

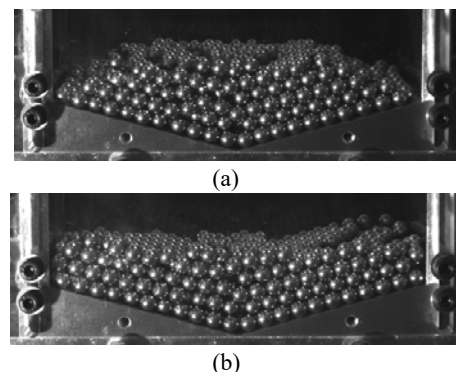


図11. 粒子配置 ($d = 6\text{mm}$, $\lambda = 0.2$, $\theta = 15^\circ$).

が確認できなかった。図12より、斜面角度 $\theta = 30^\circ$ の時に制振効果が悪化している。高速度カメラでダンパ容器内

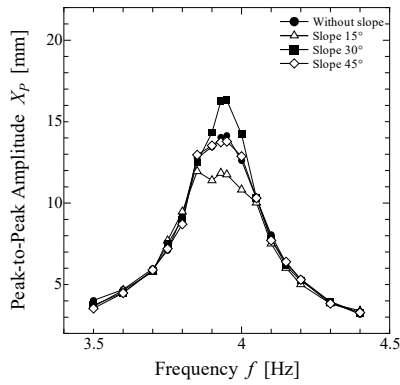


図 12. 主振動体変位の周波数応答 ($d=1\text{mm}$, $\lambda=0.2$).

表 2. 数値計算の信頼性検証 (図 13) に用いたパラメータ.

Mass of main vibrating body M	3.230kg
Angle of slope θ	$0^\circ, 15^\circ$
Diameter of particle d	10mm
Mass ratio λ	0.2

の粒子の運動の様子を観察した結果、容器内の粒子の並びが一部乱れ粒子の運動を阻害していた。このことから斜面角度 $\theta=30^\circ$ の時の制振効果の悪化は、粒子直径 $d=6\text{mm}$ を使用して行った粒子配置を変更した実験結果と同様に、斜面を設けたことで粒子配置が及ぼす粒子の運動への影響が顕著に現れたためと考えられる。

6. 数値計算

6.1 数値計算の信頼性

最初に、数値計算の信頼性を確認するために、表 2 に示すパラメータを基に実験と数値計算を行った。主振動体の変位 X を計測・計算した結果を図 13 に示す。図中の実線は実験結果、破線は計算結果である。図より、実験と数値計算の結果がほぼ一致していることから、DEM による数値計算の結果は十分信頼できるものと判断した。

6.2 数値計算結果

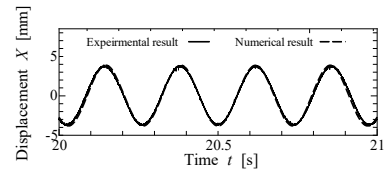
本報告では、第 5 章の実験において斜面を設けたことで制振効果の差が最も大きく現れた粒子直径 $d=10\text{mm}$ 、質量比 $\lambda=0.2$ の場合の数値計算結果を以下に示す。

6.2.1 主振動体の振動変位 X

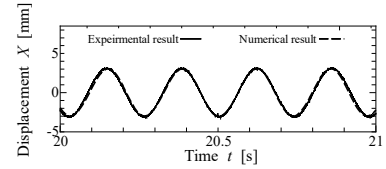
主振動体の変位 X の計算結果を図 14 に示す。図 14 より、斜面なしの場合の両振幅は約 15.5mm、 $\theta=15^\circ$ の場合は約 8.23mm、 $\theta=30^\circ$ の場合は約 8.86mm、 $\theta=45^\circ$ の場合は約 16.1mm であった。主振動体の変位の計算結果より、数値計算でも斜面を設けることで制振効果が増加した。

6.2.2 主振動体に作用する力 F_m

制振効果の差が大きい斜面なしと $\theta=15^\circ$ の場合の、粒状体の運動により主振動体に作用する力 F_m の計算結果を図 15 に示す。図 15 中の実線は微小時間間隔における主振動体に作用する力、破線は作用する力の絶対値の 1 秒間の積算を示している。斜面なしと斜面角度 $\theta=15^\circ$ の場合の力の積算（破線）を比較すると、主振動体に作用

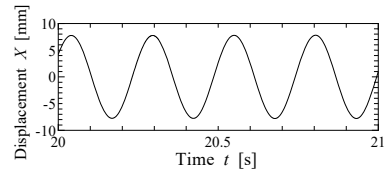


(a) Without slope

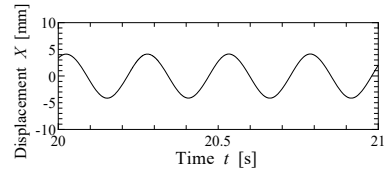


(b) Slope 15°

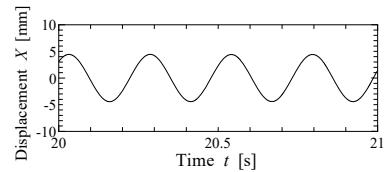
図 13. 数値計算の信頼性の検証.



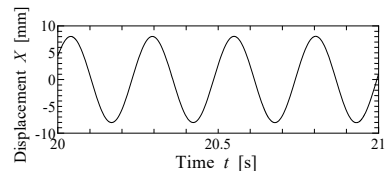
(a) Without slope



(b) Slope 15°

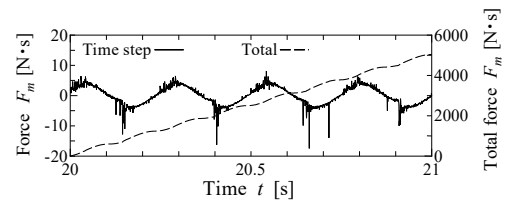


(c) Slope 30°

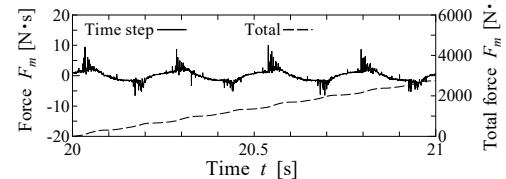


(d) Slope 45°

図 14. 主振動体変位の数値計算結果 ($d=10\text{mm}$, $\lambda=0.2$).



(a) Without slope



(b) Slope 15°

図 15. 主振動体に作用する力 ($d=10\text{mm}$, $\lambda=0.2$).

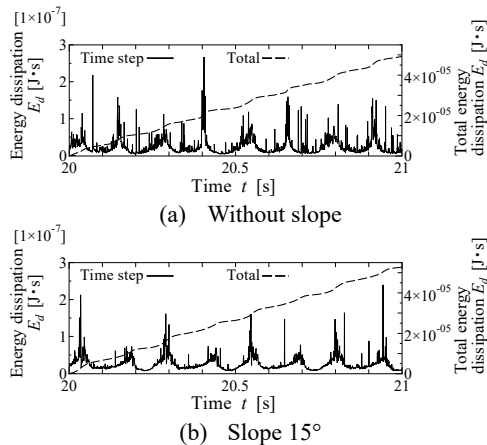


図 16. エネルギー散逸量 ($d=10\text{mm}$, $\lambda=0.2$).

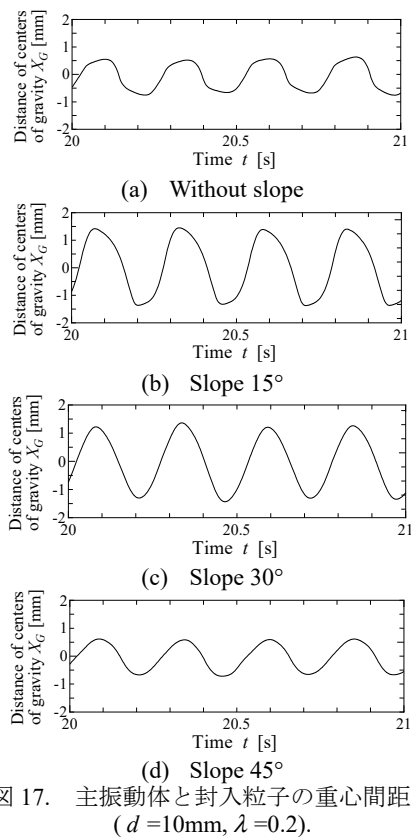


図 17. 主振動体と封入粒子の重心間距離 ($d=10\text{mm}$, $\lambda=0.2$).

する力が大きい結果では制振効果が小さかった。このことから、主振動体に作用する力の大きさは、斜面設置による制振効果の増加への影響は小さいと考えられる。

6.2.3 エネルギー散逸量 E_d

制振効果の差が大きい斜面なしと $\theta=15^\circ$ の場合の、粒状体の運動によるエネルギー散逸量 E_d の計算結果を図 16 に示す。図 16 中の実線は微小時間間隔におけるエネルギー散逸量、破線はエネルギー散逸量の 1 秒間の積算を示している。斜面なしと斜面角度 $\theta=15^\circ$ の場合のエネルギー散逸量の積算 (破線) の結果を比較すると、制振効果の差に比べてほとんど差が見られなかった。このことから粒状体の運動によるエネルギー散逸量の大きさも、斜面を設けたことによる制振効果の増加への影響は小

いと考えられる。

6.2.4 主振動体と粒状体の重心間距離 X_G

主振動体と封入粒子全体の重心間距離 X_G とは、主振動体の重心位置 G_M と封入粒子全体の重心位置 G_m の加振方向の距離である。(図 5 参照) 重心間距離 X_G の変動が大きいほど、ダンパ容器内で粒子全体が一体となり大きく運動していることを示している。主振動体と封入粒子の重心間距離 X_G の計算結果を図 17 に示す。図 17 より、斜面なしの場合の重心間距離の両振幅は約 1.30mm 、 $\theta=15^\circ$ の場合は約 2.70mm 、 $\theta=30^\circ$ の場合は約 2.60mm 、 $\theta=45^\circ$ の場合は約 1.30mm であった。計算結果より、重心間距離 X_G の変動が大きいほど制振効果が大きくなっている。また、図 17 に示す重心間距離の波形の両振幅がほとんど同じであっても、波形の形がわずかに異なっているのが確認でき、この波形の形の違いも制振効果の増加に関係していると考えられる。以上のことから、斜面を設けたことによる制振効果の増加には、容器内で封入粒子全体が一体となって運動したことが大きく影響していると考えられる。

7. 結論

本研究では、ダンパ容器底面に斜面を設けたことによる制振効果への影響を、実験と DEM を用いた数値計算の両面から検討した。

実験の結果から、ダンパ容器底面に斜面を設けたことで制振効果が増加することを確認できた。数値計算の結果からは、斜面を設けた場合の粒子の運動による主振動体に作用する力やエネルギー散逸量の増加が、必ずしも制振効果の増加には繋がらないことが分かった。そして主振動体と粒状体の重心間距離の変動の大きさから、容器内の封入粒子全体が一体となって運動したことが、斜面を設けたことによる制振効果の増加に影響していると考えられる。

参考文献

- 1) 佐伯 暢人: 粒状体衝撃ダンパの制振効果, 日本機械学会D&D論文集, CD-ROM, 2001.
- 2) Angeliki Papalou, Elias Strepelias: Structural Control of Monuments' Response under Sinusoidal Excitation Using Particle Dampers, The Open Construction and Building Technology Journal, pp.351-356, 2014.
- 3) 荒木 嘉昭, 横道 勲, 井上 順吉: 粒状体衝撃ダンパ(垂直振動, 片側衝突時の特性), 日本機械学会論文集(C編), 49(442), pp. 945-951, 1983.
- 4) 岡矢 尚俊, 伊藤 智博, 藤田 勝久: 粒状体ダンパの制振特性における容器形状効果と3次元効果の検討, 日本機械学会D&D論文集, CD-ROM, 2007.
- 5) 佐伯 暢人, 今西 哲二, 高野 英資: 個別要素法による粒状体衝撃ダンパの解析, 日本機械学会論文集(C編), 66(652), pp.3828-3833, 2000.