

# 粒子層による爆風低減メカニズム解明に向けた Baer-Nunziato 二相流モデルの適用

## Application of the Baer-Nunziato type two-phase flow model for understanding the blast wave mitigation by a particle layer

- 杉山勇太, 産総研, 茨城県つくば市東 1-1-1 中央第五, E-mail: yuta.sugiyama@aist.go.jp  
保前友高, 富山高専, 富山県射水市海老江練合 1-2, E-mail: homae@nc-toyama.ac.jp  
松村知治, 産総研, 茨城県つくば市東 1-1-1 中央第五, E-mail: t-matsumura@aist.go.jp  
若林邦彦, 産総研, 茨城県つくば市東 1-1-1 中央第五, E-mail: k-wakabayashi@aist.go.jp  
Yuta Sugiyama, AIST, Central 5, Higashi 1-1-1, Tsukuba Ibaraki  
Tomotaka Homae, National Institute of Technology, Toyama College, 1-2 Ebie-neriya, Imizu, Toyama  
Tomoharu Matsumura, AIST, Central 5, Higashi 1-1-1, Tsukuba Ibaraki  
Kunihiko Wakabayashi, AIST, Central 5, Higashi 1-1-1, Tsukuba Ibaraki

We studied the mitigation effect of a particle layer encircling a spherical pentolite on the blast wave, and the Baer-Nunziato type two-phase flow model proposed by Saurel et al. (Phys. Fluids 26, 123304 (2014)) with the drag and heat transfer between the particle layer and fluid was adapted. Detonation products of a pentolite and air were modeled by the ideal gas equation of state, whereas the particle layer was modeled by Mie-Grüneisen and Murnaghan equations of state which were switched by a density of a particle layer. The parameter in the present study was the depth of a particle layer encircling a spherical pentolite. Deeper particle layer has further mitigated the blast wave. To quantitatively understand the mitigation effect, we measured the total energy transfer between a particle layer and air and showed that the blast-wave strength was strongly correlated with the amount of the energy transferred between them.

### 1. はじめに

火薬類の爆発によって発生する爆風は構造物や住民に甚大な被害をもたらす可能性がある。爆発による被害低減を目指した様々な研究<sup>(1)(5)</sup>によって、爆薬周りに配置した障害物によって爆風が低減できることが示されている。連続体として取り扱うことができ、かつ空気比べて音響インピーダンスが十分大きい水などで爆薬を覆った場合は障害物が獲得する運動エネルギーが小さいほど爆風低減が可能であることが数値解析によって示されている<sup>(6)</sup>。また障害物として砂などの固体粒子<sup>(6)(8)</sup>や水滴<sup>(9)(11)</sup>を使用することによっても爆風低減できる。爆発生成ガスと干渉して生じる抗力や熱伝達、液滴であればさらに蒸発によるエネルギー輸送が支配的であると考えられるが、粒子の直径や量、配置場所など様々な要因が爆風低減に影響するために定量的な爆風低減メカニズムの解明には至っていない。そこで本研究では爆薬周りに配置した粒子層の圧密 (Compaction) とそれに伴い生じる粉体圧 (Granular pressure) を考慮した Baer-Nunziato 型の多相流モデル<sup>(12)</sup>を用いて、爆風低減の定量的評価によって爆風低減メカニズムを検討する。

### 2. 数値計算手法

Saurel et al.によって提案された Baer-Nunziato 型の連続体による粉体流モデル<sup>(13)</sup>を式(1), (2)に示す。本研究では粒子の化学反応、相変化と粉体/流体間の速度の緩和項を考慮しない。下添字 1 は粒子層, 2 は流体層, I は相間 (Interfacial) の値である。

粒子層:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \alpha_1}{\partial t} + u_1 \frac{\partial \alpha_1}{\partial x} &= +\mu(\pi_1 - \pi_2), \\ \frac{\partial(\alpha\rho)_1}{\partial t} + \frac{\partial(\alpha\rho u)_1}{\partial x} &= -\frac{\zeta}{x}(\alpha\rho u)_1, \\ \frac{\partial(\alpha\rho u)_1}{\partial t} + \frac{\partial(\alpha\rho u^2 + p)_1}{\partial x} &= -\frac{\zeta}{x}(\alpha\rho u^2)_1 + \pi_1 \frac{\partial \alpha_1}{\partial x} - F_{\text{drag}}, \\ \frac{\partial(\alpha\rho E)_1}{\partial t} + \frac{\partial(\alpha(\rho E + p)u)_1}{\partial x} &= -\mu\pi_1'(\pi_1 - \pi_2) - \frac{\zeta}{x}(\alpha(\rho E + p)u)_1 \\ &\quad + \pi_1 u_1 \frac{\partial \alpha_1}{\partial x} - F_{\text{drag}} u_1 - Q_{\text{convection}}. \end{aligned} \quad (1)$$

流体層:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\alpha\rho)_2}{\partial t} + \frac{\partial(\alpha\rho u)_2}{\partial x} &= -\frac{\zeta}{x}(\alpha\rho u)_2, \\ \frac{\partial(\alpha\rho u)_2}{\partial t} + \frac{\partial(\alpha\rho u^2 + p)_2}{\partial x} &= -\frac{\zeta}{x}(\alpha\rho u^2)_2 + \pi_1 \frac{\partial \alpha_2}{\partial x} + F_{\text{drag}}, \\ \frac{\partial(\alpha\rho E)_2}{\partial t} + \frac{\partial(\alpha(\rho E + p)u)_2}{\partial x} &= +\mu\pi_1(\pi_1 - \pi_2) - \frac{\zeta}{x}(\alpha(\rho E + p)u)_2 \\ &\quad + \pi_1 u_1 \frac{\partial \alpha_2}{\partial x} + F_{\text{drag}} u_1 + Q_{\text{convection}} \end{aligned} \quad (2)$$

ここで  $\alpha$ ,  $\rho$ ,  $u$ ,  $p$ ,  $E$  は体積分率, 密度, 流速, 圧力, 単位体積あたりの全エネルギーである。

$F_{\text{drag}}$  と  $Q_{\text{convection}}$  は粉体/流体間に生じる抗力と熱伝達量である。これは軸対称項であり, モデルの検証問題では一次元解析と点対称解析, 爆風低減メカニズムの検討には点対称解析を行う。そのため一次元解析では  $\zeta=0$ , 点対称解析では  $\zeta=2$  とした。緩和係数  $\mu$  を含む項は圧力緩和項であり, これは粒子層と流体層の圧力平衡を達成する際に使用する。本解析では瞬時に両層が圧力平衡を満足すると仮定し, 無限大とした。

粒状物質を考慮した解析の場合, 爆発などによって発生した高圧によって粒子の圧密が生じ, 粒子間に接触力が働く。粒子層を連続体として扱う本手法はその局所的な効果を直接評価せず, 粉体エネルギー (Granular energy)  $B_1$  を加えた形として次のように全エネルギー  $E_1$  を評価する<sup>(14)</sup>。

$$E_1 = \varepsilon_1(\rho_1, p_1) + \frac{1}{2}u_1^2 + B_1(\alpha_1) \quad (3)$$

$$B_1(\alpha_1) = \begin{cases} a\{(1-\alpha_1)\ln(1-\alpha_1) + [1 + \ln(1-\alpha_1^0)] \\ \quad \times (\alpha_1 - \alpha_1^0) - (1-\alpha_1^0)\ln(1-\alpha_1^0)\}^n & \alpha_1^0 < \alpha_1 < 1 \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases} \quad (4)$$

ここで  $\varepsilon$  は内部エネルギーである。  $B_1$  は圧密によって粒子層の体積分率  $\alpha_1$  がしきい値  $\alpha_1^0$  を上回ることで生じた接触力によるエネルギーを模擬している。また, それと関連する粒体圧  $\beta_1$  は以下の式(5)によって得ることができる<sup>(15)</sup>。

$$\beta_1 = (\alpha\rho)_1 \frac{dB_1}{d\alpha_1} \quad (5)$$

また式(1), (2)における $\pi$ は有効圧力であり, 式(6)から得られる。状態方程式から得られる圧力 $p$ と粉体圧 $\beta$ の差であり, 流体層には $\beta_2$ は定義されない。 $\pi_1$ は音響インピーダンス $Z=\rho c$  ( $c$ :音速)を用いて式(7)で定義される。本研究対象では流体層に比べて粒子層の音響インピーダンスが非常に大きいことから,  $\pi_1' = \pi_2$ としても差し支えない。

$$\begin{cases} \pi_1 = p_1 - \beta_1 \\ \pi_2 = p_2 - \beta_2 = p_2 \end{cases} \quad (6)$$

$$\pi_1' = \frac{Z_2\pi_1 + Z_1\pi_2}{Z_1 + Z_2} \approx \pi_2 \quad (7)$$

状態方程式として粒子層には Mie-Grüneisen または Mumaghan (式(8)と式(9))<sup>(6)</sup>, 流体層には理想気体 (式(10))を用いた。

$$p_1 = p_{H1} + \rho_{01}\Gamma_0(\varepsilon_1 - \varepsilon_{H1}),$$

$$\begin{cases} p_{H1} = p_{01} + \frac{c_{01}^2(1/\rho_{01} - 1/\rho_1)}{[1/\rho_{01} - s(1/\rho_{01} - 1/\rho_1)]^2} \\ \varepsilon_{H1} = C_{v1}T_0 + \frac{p_{01} + p_{H1}}{2}(1/\rho_{01} - 1/\rho_1) \end{cases} \quad \rho_1 > \rho_{01} \quad (8)$$

$$\begin{cases} p_{H1} = \left( p_{01} + \frac{\rho_{01}c_{01}^2}{4s-1} \right) \left( \frac{\rho_1}{\rho_{01}} \right)^{4s-1} - \frac{\rho_{01}c_{01}^2}{4s-1} \\ \varepsilon_{H1} = C_{v1}T_0 + \int_{\rho_0}^{\rho_1} \frac{p_{H1}}{\rho_1^2} d\rho_1 \end{cases} \quad \rho_1 < \rho_{01} \quad (9)$$

$$p_2 = (\gamma_2 - 1)\rho_2\varepsilon_2 \quad (10)$$

下添字 0 は初期状態を示す。 $\Gamma$ ,  $s$ ,  $C_v$ ,  $T$ はそれぞれ Grüneisen 係数, 物質固有定数 (衝撃波速度と誘起される粒子速度の線型近似式の傾き), 定積比熱, 温度である。流体層は空気とするため, 比熱比  $\gamma_2=1.4$ , 分子量 28.9 g/mol とした。本解析では初期圧力  $p_{01}=p_{02}=1 \text{ atm}$ , 初期温度  $T_{01}=T_{02}=293 \text{ K}$  である。

ここで密度 $\rho_1$ によって用いる状態方程式を切り替える理由を記載する。Mie-Grüneisen 状態方程式は実験で得られる衝撃圧縮状態の Hugoniot 関係からパラメータを設定する。そのため, 密度が減少する膨張側を適切に表現できないことがある。本計算対象において Mie-Grüneisen 状態方程式のみを用いて解析すると, 粒子層内を通過する衝撃波が流体層に到達した直後に計算が破綻することを確認した。衝撃波が粒子/流体界面に到達すると, 両層の音響インピーダンスの違いによって粒子層には膨張波が伝播することになるが, 膨張時に粒子層の音速の 2 乗が負の値になることが原因で計算が破綻した。そこで, 膨張側も堅牢に解析を進めるために, 等エントロピー過程の Mumaghan 状態方程式を用いることで回避した。表 1<sup>(7)</sup>に本計算で使用したガラスとスチールのパラメータを示した。

Table 1 Parameters of equation of state for particle layer

	Glass	Steel
$\rho_{01} [\text{kg/m}^3]$	2500	7795
$\Gamma_0$	0.13	2.17
$c_{01} [\text{m/s}]$	2010	4438
$s$	1.80	1.49
$C_{v1} [\text{J/kg/K}]$	840	446
$a [\text{J/kg}]$	3e+04	3e+06
$n$	1.02	1.02
$\alpha_1^0$	0.65	0.62

$F_{\text{drag}}$  には式(11)に示す Crowe らが推薦するモデル<sup>(18)</sup>を用いた。 $\alpha_2 < 0.8$  では Ergun の式を採用し,  $\alpha_2 > 0.8$  では Di Felice による補正を適用した<sup>(19)</sup>。下添字なしの $\pi$ は円周率である。

$$F_{\text{drag}} = 18 \frac{\alpha_1 \mu_2 f_{\text{drag}}}{d_{\text{part}}^2} (u_1 - u_2),$$

$$f_{\text{drag}} = \begin{cases} 8.33 \frac{\alpha_1}{\alpha_2} + 0.0972 \text{Re}_p & \alpha_2 < 0.8 \\ f_{\text{base}}(\alpha_2^{-\eta}) & \alpha_2 > 0.8 \end{cases} \quad (11)$$

$$\eta = 3.7 - 0.65 \exp \left[ -\frac{1}{2} (1.5 - \log_{10} \text{Re}_p)^2 \right]$$

$$f_{\text{base}} = \begin{cases} 1 + \frac{1}{6} \text{Re}_p^{0.687} & \text{Re}_p < 1000 \\ 0.183 \text{Re}_p & \text{Re}_p > 1000 \end{cases}$$

$d_{\text{part}}$  は粒子直径であり,  $\text{Re}_p$  は式(12)に示す粒子層と流体層の速度差を使用した粒子レイノルズ数である。ここで $\mu_2$ は流体層の粘性係数である。

$$\text{Re}_p = \frac{\rho_2 |u_2 - u_1| d_{\text{part}}}{\mu_2} \quad (12)$$

$Q_{\text{convection}}$  は次に示す式(13)を用いた。粒子ヌセルト数  $\text{Nu}_p$  は Gunn<sup>(20)</sup>が提案した式(14)から評価した。

$$Q_{\text{convection}} = 6 \frac{\alpha_1 \text{Nu}_p \kappa_2}{d_{\text{part}}^2} (T_1 - T_2) \quad (13)$$

$$\text{Nu}_p = (7 - 10\alpha_2 + 5\alpha_2^2)(1 + 0.7\text{Re}_p^{0.2}\text{Pr}_2^{1/3}) + (1.33 - 2.4\alpha_2 + 1.2\alpha_2^2)\text{Re}_p^{0.7}\text{Pr}_2^{1/3} \quad (14)$$

$$\text{Pr}_2 = \frac{c_{p2}\mu_2}{\kappa_2} \quad (15)$$

ここで  $\text{Pr}$ ,  $c_p$  はプラントル数, 定圧比熱である。空気の粘性係数  $\mu_2$  と熱伝導率  $\kappa_2$  は Sutherland の式<sup>(21)</sup>より次の通り計算する。ここで  $T_0=273 \text{ K}$ ,  $\mu_0=1.716\text{e-}5 \text{ kg/m/s}$ ,  $\kappa_0=0.0241 \text{ W/K/m}$  である。

$$\frac{\mu_2}{\mu_0} = \left( \frac{T_2}{T_0} \right)^{3/2} \frac{T_0 + 111}{T_2 + 111} \quad (12)$$

$$\frac{\kappa_2}{\kappa_0} = \left( \frac{T_2}{T_0} \right)^{3/2} \frac{T_0 + 194}{T_2 + 194} \quad (13)$$

対流項の離散化には Furfano and Saurel<sup>(22)</sup>によって提案された HLLC 型の Riemann solver を用いた。この手法は支配方程式の非保存項と相間の物理量の取り扱いが容易で, まず式(14)のように非保存項に対して体積分率 $\alpha$ を微分項の外側に出す。相間の物理量  $A = \pi u$ ,  $u$ ,  $\pi$  は粒子/流体界面において HLLC を適用することで評価することができる。一般的な HLLC で取り扱う 3 つの特性波に加え, 相間速度  $u$  を持つ波の前後においても Rankine-Hugoniot の関係に従って物理量に変化することが特徴である。

$$A \frac{d\alpha}{dx} \rightarrow \frac{\partial A\alpha}{\partial x} - \alpha \frac{\partial A}{\partial x} \quad (14)$$

本計算では圧力緩和項を除いた式(1), (2)に対して 3 段階 TVD-Runge Kutta 法<sup>(23)</sup>によって時間積分する。続いて圧力緩和項のみの時間に関する常微分方程式を解く。 $\pi_1=\pi_2$  となるように Newton-Raphson 法によって体積分率を修正する<sup>(24)</sup>。

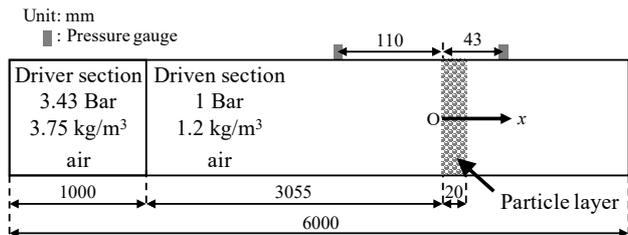


Fig. 1 Numerical target for the experiments by Rouge et al.<sup>(25)</sup>

### 3. 検証計算

#### 3. 1 衝撃波/粒子層干渉 (Rouge et al. <sup>(25)</sup>)

平面衝撃波が粒子層に入射した後の衝撃波の透過と反射，粒子層の挙動を検証するため，Rouge et al.<sup>(25)</sup>が実施した実験を用いて数値解析手法の検証を行った。実験では縦置き衝撃波管の底部を高圧室，上部を低圧室とし，金属製のグリッド上に配置したガラスビーズに発生させた衝撃波を干渉させて圧力センサおよび高速度カメラによって計測を行った。

衝撃波管の大きさおよび各種流体の初期条件を図 1 に示す。衝撃波管の全長 6000 mm，高圧室 1000 mm である。図 1 に示す高・低圧室の条件から形成される衝撃波マッハ数は 1.31 である。厚さ 20 mm の粒子層（直径 1.5 mm）の左端を  $x$  軸の原点とする。本解析では粒子層の左端（Lower front）と右端（Upper front）の位置と  $x = -110$  mm, 43 mm に配置した圧力センサによる実験結果と比較する。格子解像度 3.33 mm として解析した。

図 2 に圧力  $p_2$  の  $xt$  線図を示した。先頭衝撃波が  $x=0$  に到達し，粒子層と干渉を開始した時刻を  $t=0$  とした。黒実線は体積分率  $\alpha_1=0.01$  の等値面であり，それぞれ数値解析における Lower front, Upper front とした。時刻 0 より反射衝撃波，粒子層を通過後に透過衝撃波が観測される。衝撃波によって誘起される流れおよび粒子層前後の圧力差によって  $+x$  方向に粒子層が移動を開始する。時間の経過とともに粒子層が分散して左端と右端の幅が厚くなる。

定量的な比較をするため，図 3a に  $x = -110$  mm, 43 mm における圧力履歴，3b に Lower front と Upper front の位置履歴を示した。実線が数値解析，プロットが実験結果である。また図 3b の数値解析結果は図 2 と同様に  $\alpha_1=0.01$  となる位置である。まず，数値解析結果は実験とはほぼ同様であることが確認できた。圧力履歴に注目すると， $x = -110$  mm では先頭衝撃波と反射衝撃波による圧力上昇後，粒子層の移動に伴って生じる膨張波によって徐々に圧力低下が進

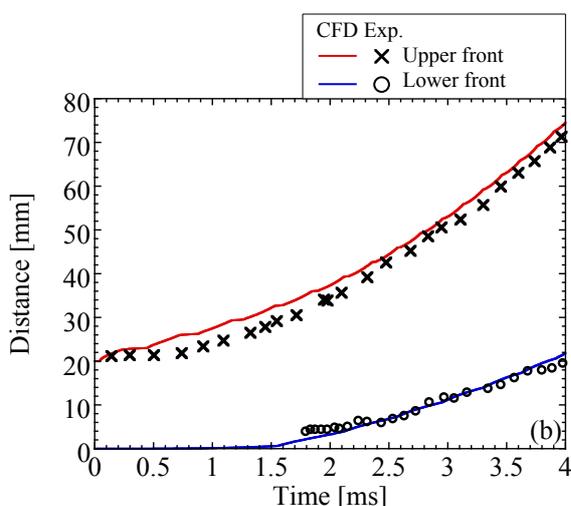
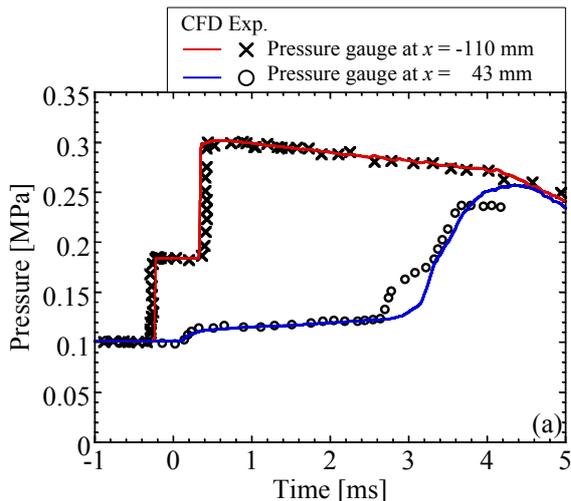


Fig. 3 Comparison between the present numerical data and previous experimental one by Rouge et al. Time histories of (a) pressure and (b) upper and lower front

む。その後，4 ms において管壁 ( $x = -4055$  mm) からの膨張波到達に伴ってさらに圧力低下が進む。一方， $x = 43$  mm においては粒子層を透過した衝撃波によって 10 kPa 程度の圧力上昇後，粒子層の移動による圧縮波によって徐々に圧力が上昇する。粒子層が  $x = 43$  mm に到達する 2.5 ms 以降は，粒子層後方の高圧領域を計測し始めるため圧力上昇を開始し，その後は  $x = -110$  mm とほぼ同等な圧力挙動となる。過圧 10 kPa となる衝撃波後方で誘起される空気速度は 23 m/s であり，図 3b に示す 4 ms における Upper front の速度とはほぼ一致し，粒子層先端については 4 ms 程度で空気との速度差がなくなり流れに乗って移動している。

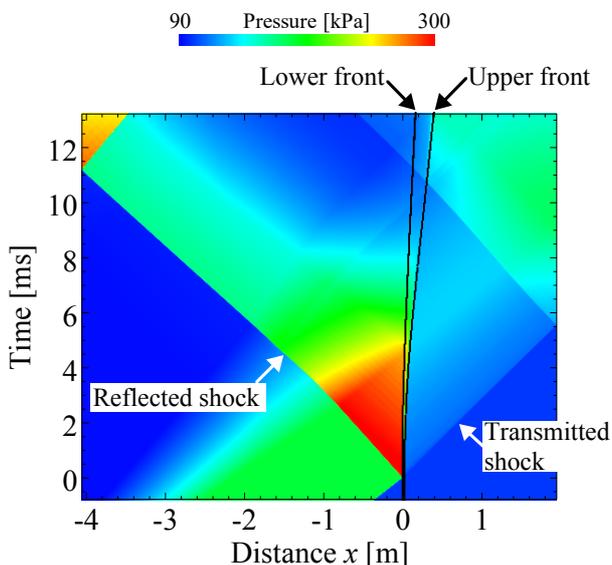


Fig. 2  $xt$  diagram for pressure  $p_2$ .

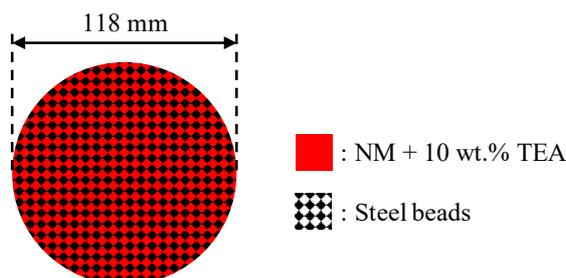
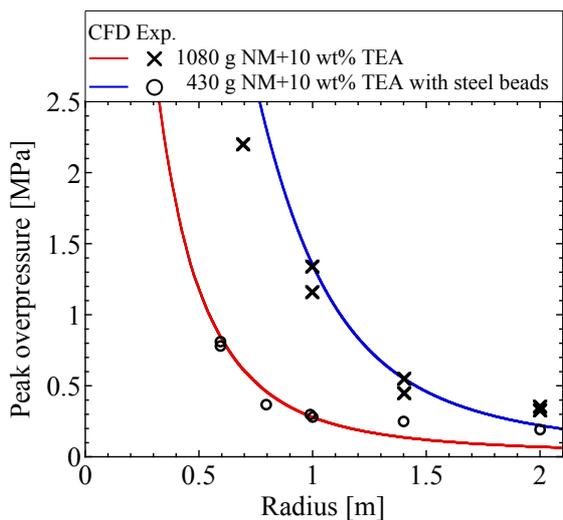
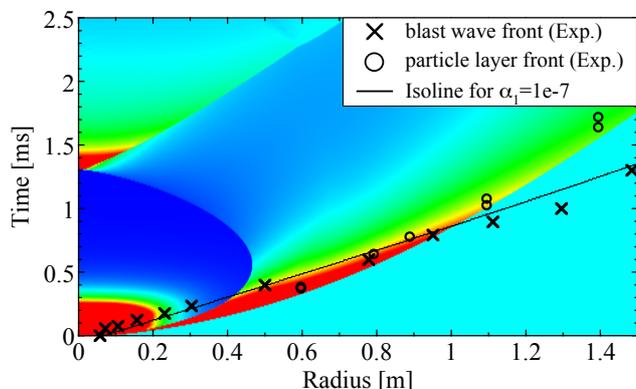


Fig. 4 Numerical target for Zhang et al.<sup>(26)</sup>



(a) Peak overpressure distribution



(b)  $xt$ -diagram of pressure with the isoline for  $\alpha_1 = 1e-7$  and experimental results for blast wave front and particle layer front.

Fig. 5 Comparison between the present numerical data and previous experimental one by Zhang et al.<sup>(26)</sup>

### 3. 2 爆風による粒子層の拡散 (Zhang et al. <sup>(26)</sup>)

前節はマッハ数 1.31 の平面衝撃波と粒子層の干渉問題であったが、火薬類の爆発低減効果を検討するためには大きなマッハ数域の衝撃波と粒子層においても検証する必要がある。そこで今節では Zhang et al.<sup>(26)</sup> が実施したスチール粒子に液体爆薬を浸した実験を再現する。図 4 に直径 118 mm の実験で用いた爆薬の模式図を示す。容器の中に代表粒径  $463 \mu\text{m}$  のスチール粒子とニトロメタン (NM)+10wt% トリエチルアミン (TEA) を満たした実験で、粒子を入れる場合のスチール粒子の初期体積分率  $\alpha_1=0.62$  であった。Zhang et al. は爆薬のみ、および爆薬+スチール粒子の実験を行い、爆発に伴う粒子の挙動を中心に議論している。ここでは爆風圧および粒子挙動を実験結果と比較する。本解析では爆薬の起爆過程を考慮せず、爆発した際に放出したエネルギー量を持つ高エネルギー部を理想気体の状態方程式で模擬する。まず爆薬威力を知るために爆薬の実験と同等な最大過圧分布が得られる比エネルギーを検討した結果、 $5.5 \text{ MJ/kg}$  を得た。次に、スチール粒子を高圧部に満たした数値解析を格子幅  $1 \text{ mm}$  で実施した。

図 5a に最大過圧分布を示した。実線が数値解析、プロットが実験結果である。粒子層を考慮した場合でも実験と同等な爆風圧が得られることが確認できた。図 5b に圧力の  $xt$  分布を示した。ここには数値解析で得られた体積分率  $\alpha_1=1e-7$  の等値線と実験で計測

した爆風波面 (o) と拡散する粒子の先端位置 (x) を重ねて表示した。数値解析で得られた爆風波面と体積分率  $\alpha_1=1e-7$  の等値線がプロットとほぼ一致し、 $0.9 \text{ ms}$  において粒子が爆風波面を追い越すことが数値解析でも再現できた。計算開始直後の爆風は粒子よりも大きい速度で伝播するが、球状に伝播するとともに弱くなる。爆薬中に満たしたスチール粒子の先端は、約  $800 \text{ m/s}$  の速度で周囲に拡散するが、 $1 \text{ ms}$  までにはほとんど減速することなく爆風を追い越した。

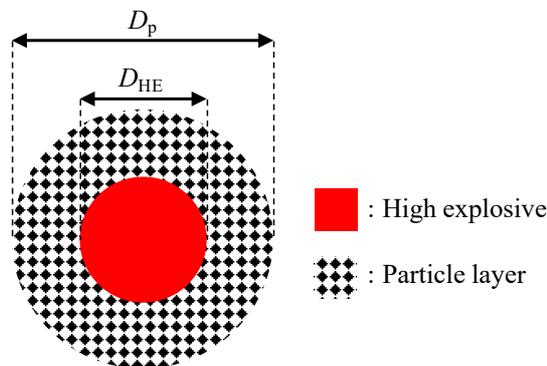


Fig. 6 Numerical target for Pontalier et al.<sup>(6)</sup> and Homae et al.<sup>(8)</sup>

### 3. 3 粒子層による爆風低減効果 (Pontalier et al. <sup>(6)</sup>)

前節では爆薬の起爆過程を考慮しなくても拡散する粒子挙動や最大過圧が再現可能であることを確認した。今節では Pontalier et al.<sup>(6)</sup> が実施した、爆薬を粒子層で覆った場合の爆風圧低減効果を検討した実験を再現する。図 6 は実験の初期条件の模式図である。固体の C-4 爆薬 ( $5.84 \text{ MJ/kg}$ ) 周りに粒子層を配置する。粒子にはガラス (平均粒径  $68 \mu\text{m}$ ) またはスチール (平均粒径  $280 \mu\text{m}$ ) を用い、爆薬に対する粒子の重量比をパラメータとして爆風低減量を検証した。実験では薬量を変化させているため、爆薬直径  $D_{HE}$  と粒子層厚さ  $D_p$  は実験条件に依存するためここでは割愛し、重量比のみを記載する。図 7 は最大過圧分布である。縦軸は大気圧で無次元化した最大過圧  $P$  である。一般的に同じ爆薬であれば最大過圧分布は薬量を用いた換算距離  $[\text{m/kg}^{1/3}]$  に依存しないことが知られているため、それを横軸に使用した。実線が数値解析、プロットが実験結果である。凡例の数值は重量比である。また黒線は粒子層を用いない C-4 のみで解析した場合の最大過圧であり、これよりも下側に遠ざかるほど爆風低減効果が高い。実験と比較すると最大過圧が概ね実験と同様な値を示しており、爆風低減効果については粒子層の重量比が大きいほど爆風低減効果が大きいことが確認できた。

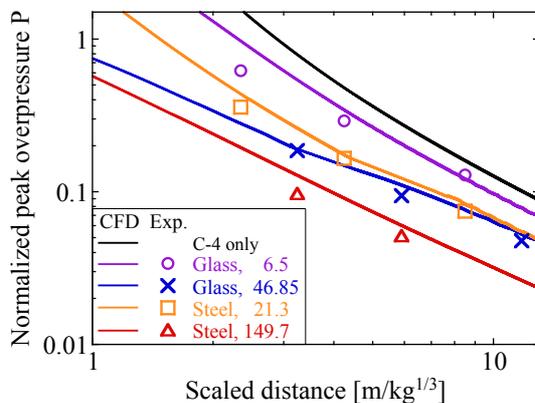
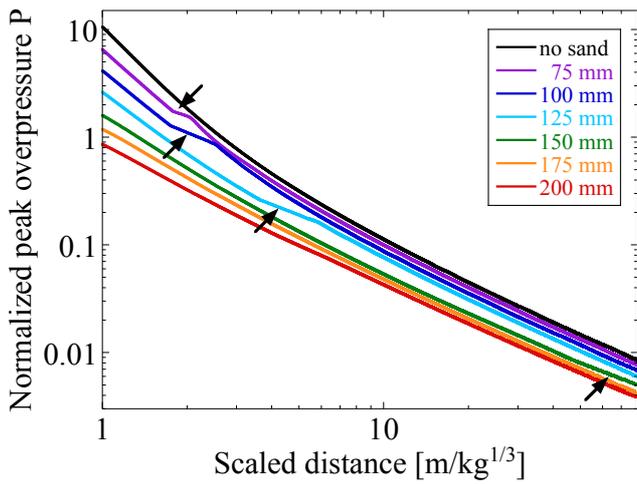
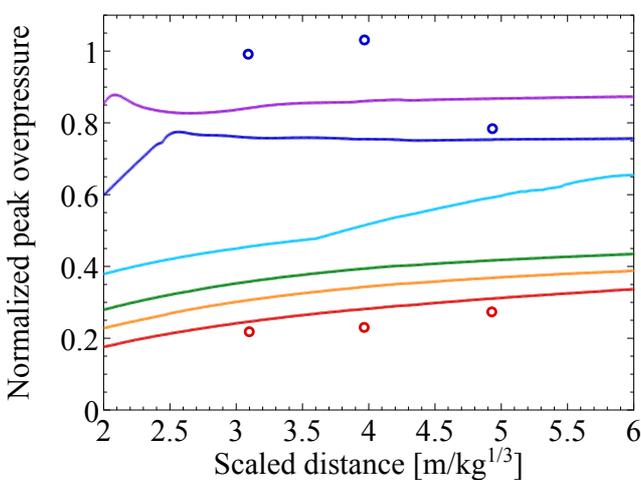


Fig. 7 Comparison of the peak overpressure distribution between the present numerical data and previous experimental one by Pontalier et al.<sup>(6)</sup>



(a) Normalized peak overpressure distribution.



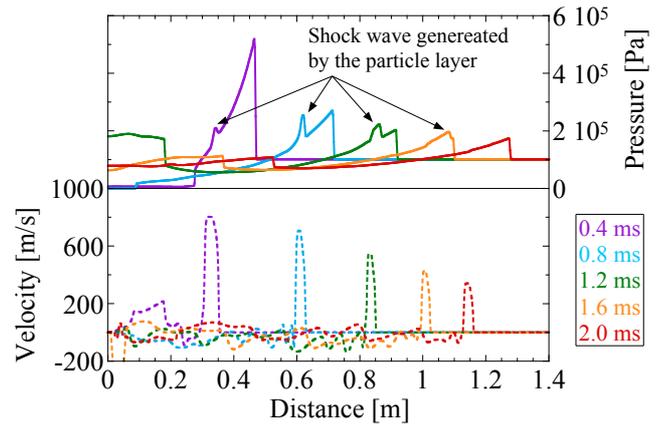
(b) Peak overpressure ratio normalized with respect to that of no sand case.

Fig. 8 Normalized peak overpressure distribution.

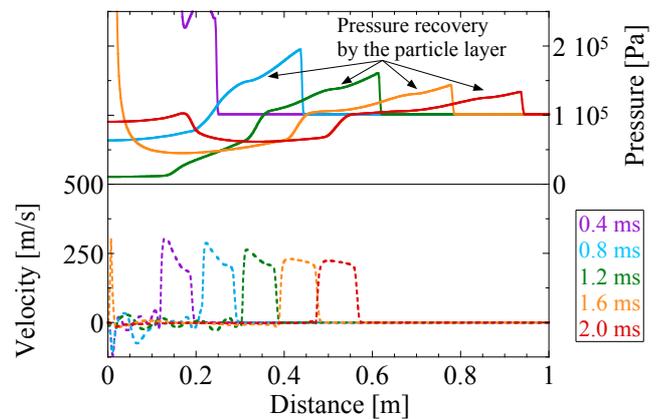
#### 4. 爆風低減効果に向けたパラメータスタディ (Homae et al.<sup>(8)</sup>)

これまでの検証結果から本数値解析手法は広範囲のマッハ数の衝撃波や爆風と粒子層の干渉において、粒子挙動や爆風低減効果を適切に評価できることがわかった。最後に Homae et al.<sup>(8)</sup>が実施した実験を対象に爆風低減メカニズムを検討する。この実験は Pontalier et al.<sup>(6)</sup>と同様であり、初期条件は図6の通りである。使用した爆薬はペントライト (4.84 MJ/kg) 100 g (爆薬直径  $D_{HE}=48$  mm) 一定とし、平均粒径 1 mm の砂を用いた。砂の主成分は  $SiO_2$  のため本解析ではガラスとしてモデル化した。この実験では粒子層の厚さ  $D_p$  がパラメータである。 $D_p=100$  mm, 200 mm については実験との比較を行い、その他については数値解析のみで実施する。解像度は 2 mm とし、40 m まで解析した。

図 8a は薬量換算距離に対する無次元最大過圧分布である。図 8b は砂なし条件で得られた爆風圧で無次元化した最大過圧比であり、0 に近いほど低減効果大きい。8b の実線の凡例は 8a と共通で、プロットは実験結果である。まず、8a から粒子層が厚いほど爆風低減効果が高いことが確認できる。また、黒矢印で示す位置で最大過圧分布の勾配が顕著に変化し、局所的に爆風が大きく強化されていることが確認できる。図 8b から  $D_p=200$  mm では数値解析と実験で概ね同等の最大過圧比を再現できているが、 $D_p=100$  mm の換算距離 3 と 4 では過小評価した。この原因として、実験では爆点から非常に近い位置に圧力センサがあり、Zhang et al.の実験でも観測されたように爆風よりも粒子が先行することによって粒子



(a)  $D_p=100$  mm



(b)  $D_p=200$  mm

Fig. 9 Distributions of pressure of air and velocity of the particle layer at 0.4 – 2.0 ms.

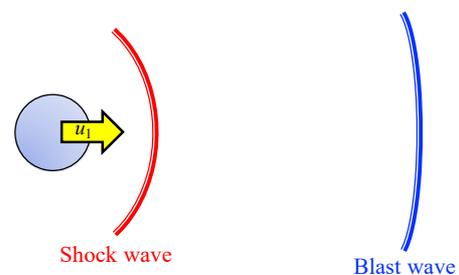


Fig. 10 Schematics of the shock wave generated by the particle layer in the case that the particle velocity  $u_1$  is larger than the speed of sound for air.

がセンサの計測部に干渉するなど計測が難しいことが挙げられる。数値解析では爆点から離れるにつれて最大過圧比は一定になることから、近傍での現象を理解するための計測だけでなく、広範囲で爆風圧を計測することが望ましいと考えられる。本研究では  $D_p=100$  mm において実験で最も遠い位置で観測した換算距離 5 で最大過圧比が概ね一致したことから、数値解析は実験の最大過圧を再現できていると判断する。

次に、図 8a で観測された局所的な爆風強化の要因を検討するため、図 9a と 9b にそれぞれ  $D_p=100$  mm, 200 mm の 0.4 – 2.0 ms における空気の圧力分布と粒子層の速度分布を示した。爆薬部を模擬した高エネルギー部が解放されることによって粒子が周囲に拡散する。粒子層が薄いほど重量が小さいために粒子層の速度は大きくなる。 $D_p=100$  mm では粒子層は 0.4 ms において 800 m/s 程度

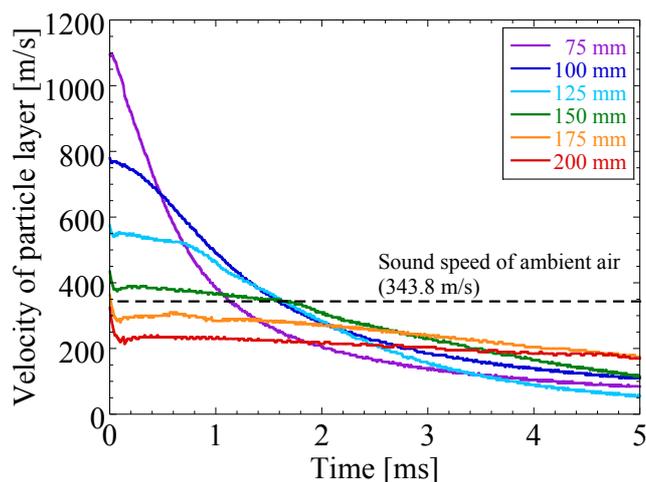


Fig. 11 Velocity distribution of the particle layer.

となり、空気の音速を大きく上回ることが確認できた。圧力分布を確認すると、最大速度となる位置とほぼ同じ位置に圧力ピークが確認され、粒子の高速移動に伴って図 10 の模式図に示すように粒子前方に衝撃波が形成され、前方を進む爆風に追いつく可能性がある。 $D_p=100$  mm では 2.0 ms において衝撃波が爆風に追いついて一つのピークとなっている。この瞬間において爆風位置は 1.3 m であり、換算距離  $2.8 \text{ m/kg}^{1/3}$  に相当する。ここは図 8a の矢印で示す圧力回復位置と一致している。

$D_p=200$  mm では粒子層の重量増加に伴い 250 m/s 程度とあり空気音速を下回った。この場合、粒子前方には衝撃波は形成されず、図 9b のように圧縮波による連続的な回復に留まった。この圧力回復は先頭の爆風圧に大きな影響を与えなかった。

粒子速度が空気の音速を上回ることによって衝撃波が形成され、それが爆風波面に追いつくことで爆風が回復することが明らかになったため、図 11 に粒子層の速度履歴を示した。速度は拡散する粒子層において体積分率が最大となる位置で計測した。図 11 から粒子層の重量が小さいほど初期の速度が大きくなり、 $D_p \leq 150$  mm では空気音速を上回ることがわかった。この条件では図 9a に示すような衝撃波や図 8a の圧力回復が観測されており、粒子速度と空気音速の関係は圧力回復に大きな影響を与えることが確認された。

最後に、粒子層が吸収したエネルギーについて評価する。図 12 は初期に空気および爆薬を模擬した高圧部を持つ流体層の全エネルギーに対する、各時刻に対する流体層の全エネルギー比の時間履歴である。粒子層が厚いほど粒子がエネルギーを吸収し、空気中のエネルギーが減少する。その後、拡散する粒子が空気よりも速くなることで粒子に抗力が働き空気中のエネルギーが回復する。そのため、爆発直後に空気の残存エネルギーが最小値を取りその後回復する履歴となる。図中のプロットは図 11 において粒子速度が空気の音速と等しくなる時刻である。残存エネルギーが最少となった後、衝撃波の形成に伴って残存エネルギーが回復し、粒子速度が音速になるプロット近傍で勾配が変わる傾向であった。

粒子層におけるエネルギー損失に依存した爆風が形成されると考えられるの空気中の残存エネルギーに相当する薬量を用いて換算距離を評価する。 $D_p \leq 150$  mm では粒子の移動に伴って発生した衝撃波が持つエネルギーが先行する爆風波面に供給されるとして、図 12 のプロット位置におけるエネルギー量、 $175 \text{ mm} \leq D_p$  では粒子層を透過した爆風が強化されることなく伝播していることから粒子層透過後、すなわち最小エネルギー量で換算距離を補正した最大過圧分布を図 13 に示した。この補正によって全ての  $D_p$  に対して初期条件に依存しない最大過圧分布を得ることができた。以上から、粒子層と爆風が干渉する際は粒子挙動を考慮したエネルギー

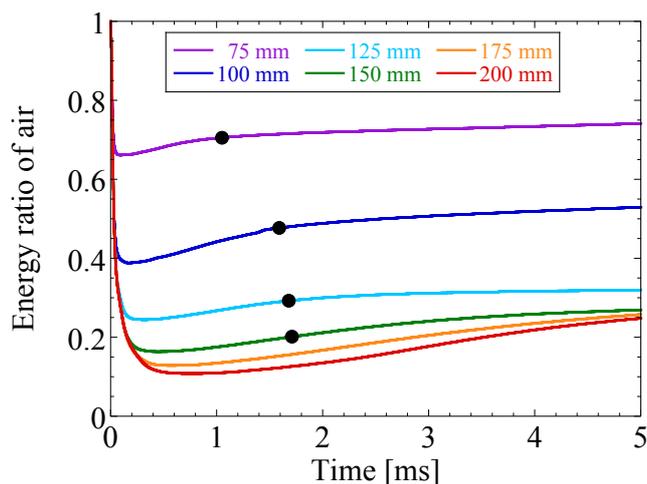


Fig. 12 Energy ratio of the air normalized with respect to the sum of the initial energy of the air.

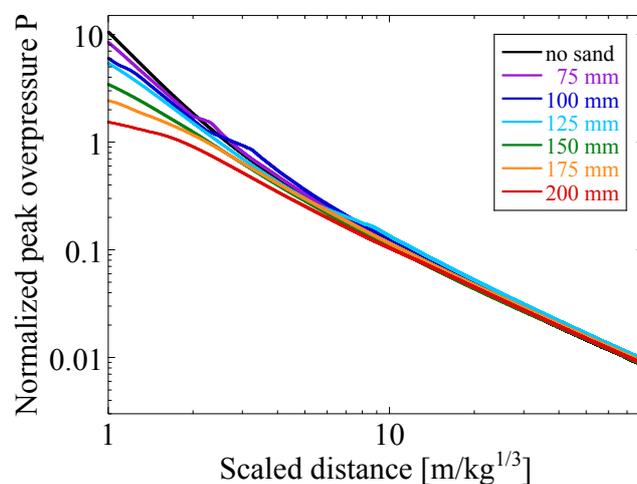


Fig. 13 Normalized peak overpressure distribution with the energy scaled distance.

ギー量の見積もりが重要であることがわかった。

## 5. 結論

Saurel et al.によって提案された Baer-Nunziato 型の粉体流モデル<sup>(13)</sup>を用いて粒子層による爆風低減効果を検討する数値解析を行なった。平面衝撃波と粒子層の干渉<sup>(25)</sup>、粒子を液体爆薬で浸した場合の粒子の拡散挙動<sup>(26)</sup>、爆薬周りに覆った粒子による爆風低減効果<sup>(6)(8)</sup>に関する検証計算結果は実験を十分再現できたことから、本手法によって爆風と粒子の干渉問題を検討できると考えられる。

粒子層の厚さをパラメータとして爆風低減効果を定量的に検証した結果、薄いほど初期に拡散する粒子層の速度が大きくなり、空気音速に対して超音速になる場合があることがわかった。その場合、粒子の前方に衝撃波が形成されて先頭の爆風まで到達してしまい、爆風が強化されることがわかった。

空気と粒子層においてエネルギー交換が行われることから、空気中の残存エネルギーと等価な薬量から換算距離を補正し初期条件に依存しない最大過圧分布を得ることができた。等価な薬量の評価方法は以下の通りであった。

爆発によって飛散する粒子層の速度が空気音速に対して

- ・亜音速の場合は空気中の残存エネルギーの最小値
- ・超音速の場合は音速に減速したときの残存エネルギー

謝辞

本研究は JSPS 科研費 18K04643 の助成を受けたものです。

参考文献

- (1) Cheng, M., Hung, K.C., and Chong, O.Y., "Numerical study of water mitigation effects on blast wave," *Shock Waves*, 14 (2005), pp.217-223.
- (2) Homae, T., Wakabayashi, K., Matsumura, T., and Nakayama Y., "Attenuation of blast wave using water gel," *Sci. Tech. Energ. Mater.*, 67 (2006), pp.182-186 (in Japanese).
- (3) Keenan, W.A., and Wager P.C., "Mitigation of confined explosion effects by placing water in proximity of explosives," 25th DoD Explosives Safety Seminar Proceedings, Anaheim, CL, USA (1992).
- (4) Shin, Y.S., Lee, M, Lam, K.Y. and Yeo, K.S., "Modelling mitigation effects of watershed on shock waves," *Shock and Vibration*, 5 (1998), pp. 225-234.
- (5) Sugiyama, Y. Homae, T., Wakabayashi, K., Matsumura, T., and Nakayama, Y., "Numerical simulations on the attenuation effect of a barrier material on a blast wave," *J. Loss Prev. Process Indust.*, 32 (2014), pp.135-143.
- (6) Pontalier, Q., Loiseau, J., Goroshin, S., and Frost, D.L., "Experimental investigation of blast mitigation and particle-blast interaction during the explosive dispersal of particles and liquids," *Shock Waves*, 28 (2018), pp.489-511.
- (7) Pontalier, Q., Lhoumeau, M., Milne, A.M., Longbottom, A.W., and Frost, D.L., "Numerical investigation of particle-blast interaction during explosive dispersal of liquids and granular materials," *Shock Waves*, 28 (2018), pp.513-531.
- (8) Homae, T., Wakabayashi, K., Matsumura, T., and Nakayama, Y., "Attenuation of blast wave using sand around a spherical pentolite," *Sci. Tech. Energ. Mater.*, 68 (2007), pp.90-93.
- (9) Willauer, H.D., Ananth, R., Farley, J.P., and Williams, F.W., "Mitigation of TNT and Destex explosion effects using water mist," *J. Hazard. Mater.*, 165 (2009), pp.1068-1073.
- (10) Ananth, R., Willauer, H.D., Farley, J.P., and Williams, F.W., "Effect of fine water mist on a confined blast," *Fire Technol.*, 48 (2008), 641-675.
- (11) Schwer, D.A., and Kailasanath, K., "Numerical simulations of the mitigation of unconfined explosions using water-mist," *Proc. Combust. Inst.*, 31 (2007), pp.2361-2369.
- (12) Baer, M.R., and Nunziato, J.W., "A two-phase mixture theory for the deflagration-to-detonation transition (DDT) in reactive granular materials," *Int. J. Multiphase Flow*, 12 (1986), pp.861-889.
- (13) Saurel, R., Le Martelot, S., Tosello, R., and Lap ebie, E., "Symmetric model of compressible granular mixtures with permeable interfaces," *Phys. Fluids*, 26 (2014), 123304, pp.1-36.
- (14) Kuo, K.K., Yang, V., and Moore, B.B., "Intragranular stress particle-wall friction and speed of sound in granular propellant beds," *J. Ballist.*, 4 (1980), pp.697-730.
- (15) Bdzil, J.B., Menikoff, R., Son, S.F., Kapila, A.K., and Stewart, D.S., "Two-phase modeling of deflagration-to-detonation transition in granular materials: A critical examination of modeling issues," *Phys. Fluids*, 11 (1999), 378-403
- (16) Miller, G.H., and Puckett, E.G., "A high-order Godunov method for multiple condensed phases," *J. Comput. Phys.*, 128 (1996), 134-164.
- (17) McGrath, T.P., St. Clair, J.G., and Balachander, S., "A compressible two-phase model for dispersed particle flows with application from dense to dilute regimes," *J. Appl. Phys.*, 119 (2016), 174903, pp.1-11.
- (18) Crowe, C., Sommerfield, M., Tsuji, Y., "Multiphase Flows with Droplets and Particles," CRC Press, (1998).
- (19) Di Felice, R., "The voidage function for fluid-particle interaction systems," *Int. J. Multiphase Flow*, 20 (1994), pp.153-159.
- (20) Gunn, D.J., "Transfer of heat of mass to particles in fixed and fluidized beds," *Int. J. Heat Mass Transfer*, 21 (1978), pp.467-476.
- (21) White, F.M., "Viscous Fluid Flow," McGraw-Hill, (1991).
- (22) Furfano, D., and Saurel, R., "A simple HLLC-type Riemann solver for compressible non-equilibrium two-phase flows," *Comput. Fluids*, 111 (2015), pp.159-178.
- (23) Shu, C.-W., "Efficient implementation of essentially non-oscillatory shock-capturing schemes," *J. Comput. Phys.*, 77 (1988), pp.439-471.
- (24) Saurel, R., and Lemetayer, O., "A multiphase model for compressible flows with interfaces, shocks, detonation waves and cavitation," *J. Fluid Mech.*, 431 (2001), pp.239-271.
- (25) Rogue, X., Rodriguez, G., Haas, J.F. and Saurel, R., "Experimental and numerical investigation of the shock-induced fluidization of a particles bed," *Shock Waves*, 8 (1998), pp.29-45.
- (26) Zhang, F., Frost, D.L., Thibault, P.A., and Murray, S.B., "Explosive dispersal of solid particles," *Shock Waves*, 10 (2001), pp.431-443.