

## 地下式火薬庫モデルから生じる爆風強さの決定要因について

### On the determination factor of a blast wave strength from a subsurface magazine

- 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, 富山県射水誌海老江練合 1-2, E-mail: homae@nc-toyama.ac.jp  
田中智大, 慶大院, 神奈川県横浜市港北区 3-14-1, E-mail: h.m.w1218@a5.keio.jp  
松尾亜紀子, 慶大理工, 神奈川県横浜市港北区 3-14-1, E-mail: matsuo@mech.keio.ac.jp  
中山良男, 産総研, 茨城県つくば市東 1-1-1 中央第五, E-mail: y-nakayama@aist.go.jp

This paper shows an explosion phenomena and the propagation of the blast wave from a subsurface magazine model constructed underground. Numerical simulations discuss the effect of water inside the magazine. The increases of kinetic and internal energies of water are estimated. Water absorbs several tens of percent of the released energy by explosion because of the heat transfer from shocked high temperature air to ambient temperature water. The simulation data shows that the peak overpressures on the ground agree with those in the previous experiment. Therefore, the heat transfer between water and shocked air is a dominant factor to mitigate the blast wave. As high-pressure gas in the inside of the magazine model drives the blast wave, the exit impulse and pressure are calculated and well reduced in the case with water inside the magazine model. Our study confirms that the exit pressure can scale the peak overpressure.

#### 1. はじめに

火薬類の爆発によって発生する爆風は保安物件や住民などに甚大な被害をもたらす可能性があり, 火薬類取締法において火薬庫から保安物件までの距離が規定されている. また近年は火薬庫周囲の開発による保安物件の増加に伴い, 保安距離の確保が難しくなっている. そこで爆発時の被害を小さくするために保安物件までの爆風過圧を効率よく低減させることが望ましく, 近年では新規形状の火薬庫として地下式火薬庫が提案されている. これは地下に火薬庫を設置し垂直の通路を通じて出入りする形状を持つ. 万が一の爆発の際には爆風や衝撃波とそれらによって誘起された高速流は火薬庫出口から地表面に対して垂直に放出され, 保安物件や住民に対する安全性が高いことが期待されている.

過去に地下式火薬庫については様々な研究を実施されている<sup>(1-6)</sup>. 保前ら<sup>(6)</sup>は円筒断面形状の地下式火薬庫モデル内の爆発実験を実施して地表面爆発よりも爆風過圧が低減されることを確認した. さらに薬室床面に水を入れることにより, 爆風過圧をさらに著しく低減させることを報告した. しかし, これまでの研究において水による爆風低減メカニズムが明らかになっていない. そこで本研究では保前らの実験を模擬し, 気液界面における熱の授受に注目した数値解析を行い, 地下式火薬庫周囲の爆風過圧の評価および水による爆風過圧の低減メカニズムの検討を行う.

#### 2. 数値計算法

本解析では多相流及び流体界面での熱の授受を考慮した 6 方程式モデル<sup>(7)</sup>を用い, 二流体を考慮している. この手法は圧縮性オイラー方程式に加えて流体界面を表す流体 1 の体積分率の移流方程式(1)と二流体の内部エネルギー保存則(3), (4)を解くモデルである. 状態方程式は式(8)に示す Stiffened gas の状態方程式を用い, 圧力と温度の算出に使用した. また音速  $c$  の式は諸量の関係式は(9), (10)である.

$$\frac{\partial(J^{-1}\alpha_1)}{\partial t} + U \frac{\partial(J^{-1}\alpha_1)}{\partial \xi} + V \frac{\partial(J^{-1}\alpha_1)}{\partial \eta} + W \frac{\partial(J^{-1}\alpha_1)}{\partial \zeta} = \mu(p_1 - p_2) + \frac{1}{\kappa} Q \quad (1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial \xi} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial \eta} + \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial \zeta} = \mathbf{0} \quad (2)$$

$$\frac{\partial(J^{-1}\alpha_1\rho_1\varepsilon_1)}{\partial t} + \frac{\partial(J^{-1}\alpha_1\rho_1\varepsilon_1U)}{\partial \xi} + \frac{\partial(J^{-1}\alpha_1\rho_1\varepsilon_1V)}{\partial \eta} + \frac{\partial(J^{-1}\alpha_1\rho_1\varepsilon_1W)}{\partial \zeta} + J^{-1}\alpha_1p_1\left(\frac{\partial U}{\partial \xi} + \frac{\partial V}{\partial \eta} + \frac{\partial W}{\partial \zeta}\right) = \mu p_1(p_2 - p_1) + Q \quad (3)$$

$$\frac{\partial(J^{-1}\alpha_2\rho_2\varepsilon_2)}{\partial t} + \frac{\partial(J^{-1}\alpha_2\rho_2\varepsilon_2U)}{\partial \xi} + \frac{\partial(J^{-1}\alpha_2\rho_2\varepsilon_2V)}{\partial \eta} + \frac{\partial(J^{-1}\alpha_2\rho_2\varepsilon_2W)}{\partial \zeta} + J^{-1}\alpha_2p_2\left(\frac{\partial U}{\partial \xi} + \frac{\partial V}{\partial \eta} + \frac{\partial W}{\partial \zeta}\right) = -\mu p_1(p_2 - p_1) - Q \quad (4)$$

$$\mathbf{Q} = J^{-1} \begin{bmatrix} \alpha_1\rho_1 \\ \alpha_2\rho_2 \\ \rho U \\ \rho V \\ \rho W \\ \rho E \end{bmatrix}, \quad \mathbf{E} = J^{-1} \begin{bmatrix} \alpha_1\rho_1U \\ \alpha_2\rho_2V \\ \rho uU + \xi_x p \\ \rho vU + \xi_y p \\ \rho wU + \xi_z p \\ (\rho E + p)U \end{bmatrix} \quad (5)$$

$$\mathbf{F} = J^{-1} \begin{bmatrix} \alpha_1\rho_1V \\ \alpha_2\rho_2V \\ \rho uV + \eta_x p \\ \rho vV + \eta_y p \\ \rho wV + \eta_z p \\ (\rho E + p)V \end{bmatrix}, \quad \mathbf{G} = J^{-1} \begin{bmatrix} \alpha_1\rho_1W \\ \alpha_2\rho_2W \\ \rho uW + \xi_x p \\ \rho vW + \xi_y p \\ \rho wW + \xi_z p \\ (\rho E + p)W \end{bmatrix}$$

$$p_i = \alpha_i p_1 + \alpha_2 p_2 \quad (6)$$

$$Q = \theta(T_2 - T_1) \quad (7)$$

$$\begin{cases} \rho_i \varepsilon_i = \frac{p_i}{\gamma_i - 1} + \frac{\gamma_i \pi_i}{\gamma_i - 1} + \rho_i q_i \\ T_i = \frac{p_i + \pi_i}{C_{vi} \rho_i (\gamma_i - 1)} \end{cases} \quad (8)$$

$$\rho c^2 = \sum_i \rho_i \alpha_i c_i^2, \text{ where } c_i^2 = \left( \frac{\partial p}{\partial \rho_i} \right)_{\varepsilon_i} + \frac{p}{\rho^2} \left( \frac{\partial p}{\partial \varepsilon_i} \right)_{\rho_i} \quad (9)$$

$$\begin{cases} \alpha_1 + \alpha_2 = 1 \\ \alpha_1 \rho_1 + \alpha_2 \rho_2 = \rho \\ \alpha_1 p_1 + \alpha_2 p_2 = p \\ \rho_i E_i = \rho_i \varepsilon_i + \frac{1}{2} \rho_i (u^2 + v^2 + w^2) \quad (i=1, 2) \\ \alpha_1 \rho_1 E_1 + \alpha_2 \rho_2 E_2 = \rho E \end{cases} \quad (10)$$

ここで添え字  $i$  について  $i=1$  は気相 (空気),  $i=2$  は液相 (水) を表す.  $\alpha_i, \rho_i, u, v, w, E, \varepsilon_i, p_i, T_i$  はそれぞれ体積分率, 密度,  $x, y, z$  方向の速度, 単位質量あたりの全エネルギー, 単位質量当たりの内部エネルギー, 圧力, 温度である. また,  $J, U, V, W$  はジャコビアンと  $\xi, \eta, \zeta$  方向の反変速度であり, 一般座標変換に用いる.  $\mu, \theta$  は流体間の圧力と温度平衡を達成する際に用いる緩和係数 ( $\infty$ ) である. 各熱力学パラメータは  $\gamma_1 = 1.4, \gamma_2 = 2.35, \pi_1 = 0 \text{ Pa}, \pi_2 = 1.0 \times 10^9 \text{ Pa}, q_1 = 0 \text{ J/kg}, q_2 = -1167 \times 10^3 \text{ J/kg}$  とした. 対流項の離散化には MUSCL 法による 2 次精度 HLL-HLLC スキーム<sup>(8-10)</sup> とし, 流体界面や接触不連続面に対して HLLC, 衝撃波面に対して HLL を用いた. 時間積分には 2 段階の Runge-Kutta 法を用いた. 本手法では対流項を計算した後に内部エネルギー保存則(3), (4)より二流体の圧力と温度が非平衡状態になる. 保存量 ( $\alpha_i \rho_i, \rho u, \rho v, \rho w, \rho E$ ) を一定に維持したまま体積分率  $\alpha_i$  を修正することにより, 状態方程式のパラメータである密度  $\rho_i$  を変化させて二流体の圧力と温度平衡を達成させる. その詳細は参考文献(7)を参照されたい. 平衡状態に達する際, 流体間の内部エネルギーが移動する.

地下式火薬庫モデルを図 1 に示す. 本計算では L 字型の火薬庫とし, 保前らの実験と同様に水なしと薬室内に  $6 \text{ cm}^3$  または  $9 \text{ cm}^3$  の水を入れた条件で解析した. 図 1b は火薬庫内に  $9 \text{ cm}^3$  の水を入れた場合の初期条件である. 高エネルギー部は実験で用いた PETN 1.0 g (直径 7.5 mm, 長さ 15 mm の円柱形, 5.6 MJ/kg) と同等の体積, エネルギーを持つ圧縮空気とし, 薬室壁面から 10 mm の位置に配置した. 実験と同様に地表面上の  $x$  軸方向 (原点は火薬庫出口中心) の最大過圧を取得した.

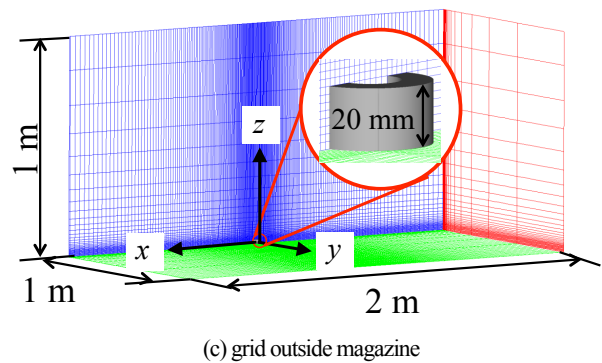
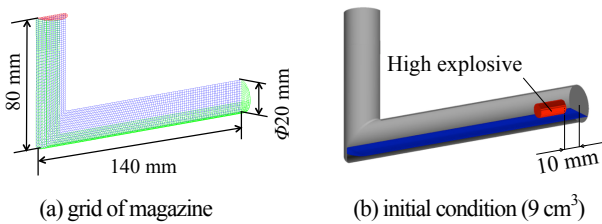
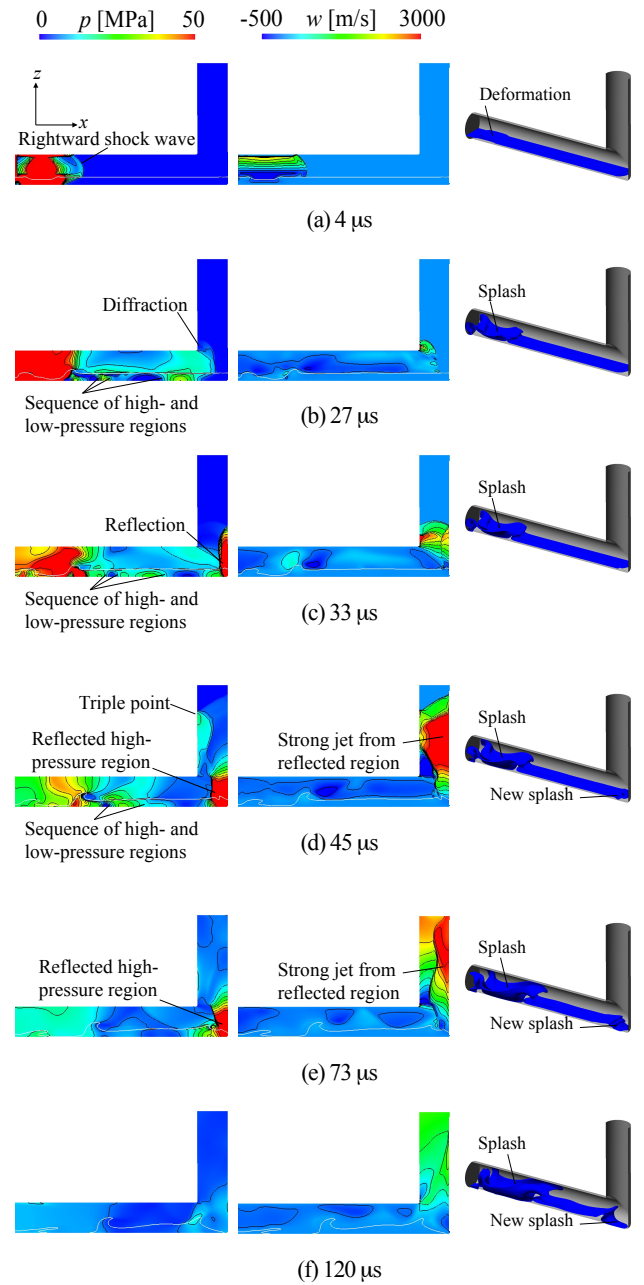


Figure 1 Grid and initial conditions



(A) Pressure (B) velocity in  $z$  direction (C) position of water surface

Figure 2 Instantaneous distributions at central cross-section of the magazine for (A) pressure and (B) velocity in  $z$  direction and (C) positions of water surface. White lines in (A) and (B) denote the water surface. Blue Water surfaces are defined as the point at which the volume fraction of water is 0.5.

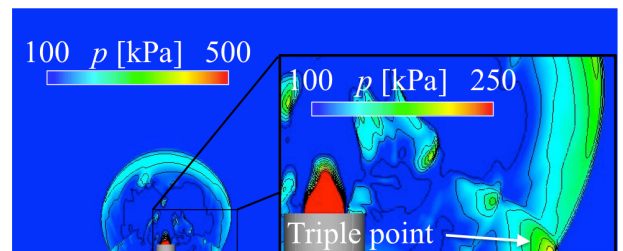


Figure 3 Pressure distributions at  $y = 0$  near the exit of the sub-scaled subsurface magazine model at  $260 \mu\text{s}$ .

### 3. 結果

#### 3. 1. 流れ場と爆風過圧

図 2 にモデルの中央断面における(A)圧力分布、(B)  $z$  方向の流速分布と(C)水面の挙動を示した。(A)と(B)において、白線は空気と水の界面を示しており、(C)において水面の位置を水の体積分率  $\alpha_2 = 0.5$  の等値面とした。(a)  $4 \mu\text{s}$  において爆発によって発生した衝撃波が  $x$  軸の正方向に向かって伝播する。また壁面や水面で反射しており、爆点を中心に衝撃波に誘起された空気の移流が観測される。水の中に高圧が入射している様子が確認でき、水面については爆源直下の高圧によって水面が  $z$  軸下向きに移動を始めている。(b)  $27 \mu\text{s}$  では角部で衝撃波が回折しており、その衝撃波圧力が局所的に小さくなっている。水内に注目すると、空気中の衝撃波が水中衝撃波を先行している。この要因は空気中を伝播する衝撃波の速度が水の音速を上回っていることに起因する。また(a)  $4 \mu\text{s}$  において水に入射した高圧が下壁面と水面で反射を繰り返すが、空気と水の音響インピーダンスの違いにより、水面において水側から波が透過、反射する際にその位相が変わることから、周期的に膨張波と圧縮波が形成される。その影響により水内の圧力分布において高圧と低圧が交互に観測される。(c)  $33 \mu\text{s}$  では垂直部と水平部の接続部で衝撃波が反射し、その近傍で高圧が観測される。庫出口近傍に衝撃波が到達した(d)  $45 \mu\text{s}$  において、(c)における反射波が垂直部の壁において反射を繰り返し、衝撃波面は三重点を伴って伝播している。また、(c)において垂直部の反射で形成された高圧部は、一次元衝撃波管における衝撃波反射後の管端と同様によどみ点となっており、ここから  $z$  方向に向かって高速のジェットが形成されている。そのため、(d)においては三重点を伴う衝撃波の後方からジェットが追うような流れ場となっている。このジェットが(e)  $73 \mu\text{s}$  において継続され、(f)  $120 \mu\text{s}$  で終了していることが確認された。この瞬間の水面に注目すると水面が爆発によって移流していることが確認できる。このことから、水が獲得する運動エネルギーが爆風低減に寄与すると考えられる。

図 3 に時刻  $260 \mu\text{s}$  における出口から放出される爆風の流れ場を示した。図 2 より、衝撃波の出口到達時には三重点を伴う複雑な衝撃波構造となっていたが、爆風は概ね球状に伝播していることが確認された。地表面近傍には爆風との干渉によって発生した三重点によって局所的に圧力が高くなっていることがわかる。本研究では火薬庫出口は地表面から  $20 \text{ mm}$  の位置にあるが、三重点を発生させないように配置を検討する余地があると考えられる。

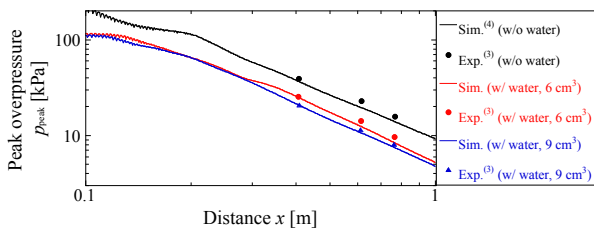


Figure 4 Peak overpressure distribution  $p_{\text{peak}}$  on ground surface. Horizontal axis denotes the distance  $x$ .

爆風強さを決定するパラメータとして最大過圧やインパルスが考えられるが、本研究では最大過圧に注目する。実験では模擬地表面の  $x$  軸上の圧力を取得しているため、本発表においても  $x$  軸上において最大過圧を計測した。図 4 は地表面の最大過圧分布である。原点を地表面上の地下式火薬庫出口中央とした。全ての条件において爆風の伝播に伴い最大過圧が小さくなっている様子が確認でき、数値解析は実験における爆風を良く再現できたと考えられる。水量  $6 \text{ cm}^3$  と  $9 \text{ cm}^3$  ではそれぞれ水なしの最大過圧の 63%、55%程度まで低減されている。

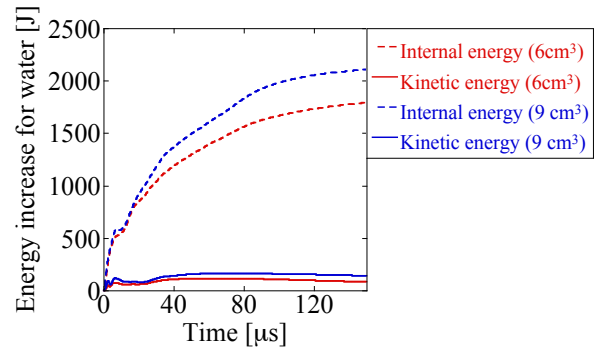


Figure 5 Increase histories for the internal and kinetic energies. Solid and dashed lines denote the sum of the increment of the kinetic and internal energies of water, respectively.

#### 3. 2. 水の影響

図 4 より水によって地表面の最大過圧が著しく低減されることが確認された。本研究では流体界面における熱の授受を以下のように取り扱っている。対流項の時間積分後、状態方程式によって計算される各計算格子内の 2 流体間が圧力、温度非平衡にある場合、内部エネルギーを流体間で移動することで局所的かつ瞬間的に圧力、温度平衡を満足させる。空気温度は爆風の伝播マッハ数に依存して高くなるが、水温度は常温からほとんど変化しないことから、一般的に衝撃波後方の空気から水へ内部エネルギーが移動する。この内部エネルギー移動量や対流によって水が獲得する運動エネルギーを評価することによって水の影響を議論する。図 5 は各水量における運動エネルギーと内部エネルギー増加量履歴である。図 2(C)では水面が移流していたものの、運動エネルギー増加量は  $100 \text{ J}$  程度であった。それに対し内部エネルギーの増加量は約  $2000 \text{ J}$  に達し、爆薬エネルギー ( $5600 \text{ J}$ ) の 30 パーセントに達している。このことから、水の内部エネルギーへの変換による爆薬エネルギーの吸収、地下式火薬庫などの閉空間から開空間へ放出される爆風の減衰が期待できる結果となった。

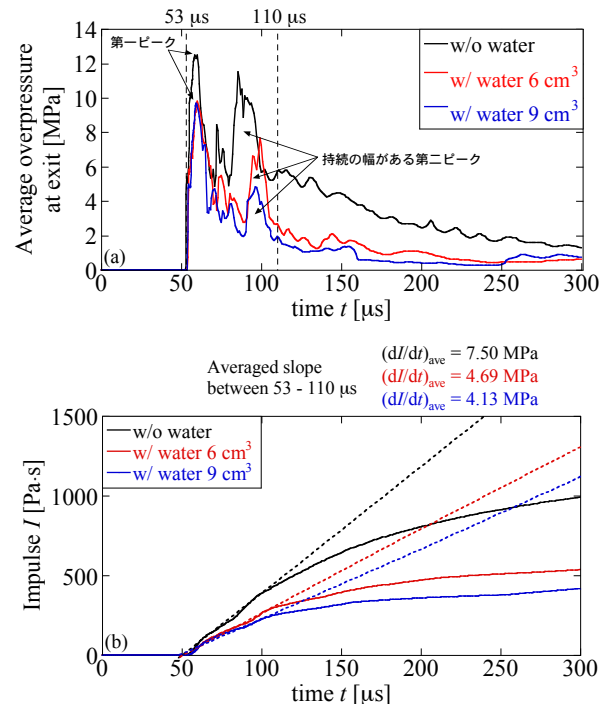


Figure 6 Histories of (a) Average overpressure at exit and (b) impulses  $I$ . Dashed lines denote the averaged slopes  $(dI/dt)_{\text{ave}}$  of impulses between 53 and 110  $\mu\text{s}$  for each case.

### 3. 2. 爆風過圧の評価

過去の研究<sup>(11,12)</sup>より、閉空間から放出される爆風過圧を決定する要因は出口面積と出口過圧であることが知られている。具体的には最大過圧を出口過圧で無次元化することによって、スケール化することが出来る。そこで本研究においても出口面における過圧を取得する。爆風パラメータとして重要となるインパルスは式(11)にて定義される。

$$\bar{p}_{exit} = \frac{\int (p - p_0) dA}{A} \quad (11)$$

$$I = \int \bar{p}_{exit} dt \quad (12)$$

ここで、 $p_0$ は大気圧、 $\bar{p}_{exit}$ は出口断面の平均圧力、 $A$ は地下式火薬庫モデルの断面積である。図6(a)に出口断面平均圧力履歴、(b)にインパルス履歴を示した。図6(a)より50  $\mu$ s、100  $\mu$ s付近に第一ピークと持続の幅がある第二ピークが観測されている。これらはそれぞれ先行衝撃波の通過、垂直部の反射で形成された高圧部からのジェットによるものであり、110  $\mu$ sにはその影響が観測されなくなっている。第一ピークについては水の有無に関わらず10 MPa程度となっているが、第二ピークの幅や最大圧が大きく異なっている。この原因は衝撃波によって断熱圧縮された高温空気が水と接することによって、図5のように空気側のエネルギーが水に移動するためであり、水量の増加に伴い垂直部の反射で形成された高圧部自体が弱くなっていることに起因する。

上述のように、地下式火薬庫内から発生する爆風を駆動する要因は先行衝撃波とその後方のジェットであることが考えられるから、爆風過圧についてはこの両者を考慮した評価が必要である。そこで本研究では図6(a)に示すように先行衝撃波による第一ピークと高速ジェットによる第二ピークの影響が強く観測される53–110  $\mu$ sにおける平均圧力、すなわち図6(b)の破線で示すインパルスの初期こう配が爆風過圧を決定すると考えた。過去の研究<sup>(11,12)</sup>で実施されているスケール化を行う。本研究では最大過圧をスケール化ファクターPとして、式(13)のように定義する。

$$P = (dI/dt) / (dI/dt)_{ave, w/o water} \quad (13)$$

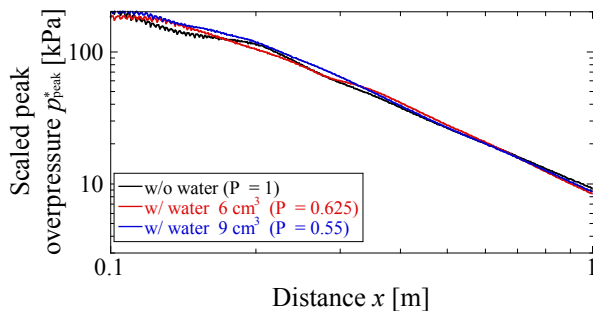


Figure 7 Scaled peak overpressure distributions on ground surface ( $x \geq 0$ ,  $y = 0$ , and  $z = 0$ ). Horizontal axis shows the distance  $x$ .

これは水なし条件を基準とした場合の地表面における最大過圧のスケール化である。図7に示すスケール化された爆風過圧と距離の関係から爆風過圧曲線が計算条件に依存しなくなった。このことから、地下式火薬庫から発生する爆風過圧は先行衝撃波とその後方の高速ジェットが支配的であることが明らかになった。

以上のことから、水を配置することによって高速ジェットを弱くできることや、出口過圧履歴によって爆風過圧を評価できることがわかった。本研究のようなL字型の場合は水平部と垂直部の接続部に出来るよみ点から垂直方向に効率よくジェットを発生する構造になっている。そのため、形成されるよみ点領域に相当する幅分を水平部に延長したT字型のモデルにすることによってジェットの影響を弱めることができ、爆風過圧のさらなる低減に繋がる可能性がある。

### 4. 結論

本研究では地下式火薬庫内から発生する爆風について、水による爆風低減メカニズムを解明することを目的とし、気液界面における熱の授受を考慮した6方程式モデルを用いた数値解析を行った。衝撃波によって断熱圧縮された空気から常温の水への内部エネルギー移動が爆発のエネルギーの数十パーセントに達し、水平部と垂直部の接続部に生じる高圧部を弱くし、そこから発生するジェットの影響を弱めることがわかった。また、地下式火薬庫から発生する爆風過圧は先行衝撃波とその後方の高速ジェットの影響を考慮することでスケール化出来ることが明らかになった。

### 参考文献

- (1) Nakayama, Y. et al., *Applied Mechanics and Materials* 82 (2011), 663
- (2) Saburi, T. et al., *Sci. Tech. of Energetic Materials* 74 (2013), 53
- (3) Saburi, T. et al., *Sci. Tech. of Energetic Materials* 74 (2013), 85
- (4) Sugiyama, Y. et al., *Sci. Tech. Energetic Materials* 76 (2015), 14
- (5) 杉山他, 熱工学カンファレンス2015 講演論文集 (2015),
- (6) 保前他, 平成22年度衝撃波シンポジウム講演論文集 (2011), 197
- (7) Zein, A. et al., *J Comput Phys.* 229 (2010), 2964
- (8) Harten, A. et al., *SIAM Review* 25, 35 (1983).
- (9) Toro, E.F., et al., *Shock Waves* 4, 25 (1994).
- (10) Kim, S.D., et al., *Int. J. Numer. Meth. Fluids* 62, 1107 (2010).
- (11) Kingery CN, BRL-TR-3012, *Ballistics Research Laboratory* (1989)
- (12) Kingery CN, Gion EJ, BRL-TR-3132, *Ballistics Research Laboratory* (1990)