

固体発射薬の初期温度条件が薬室内差圧変動に及ぼす影響に関する数値解析

三浦啓晶^{*†}, 松尾亜紀子^{*}, 中村雄一^{**}

^{*}慶應義塾大学理工学部機械工学科 〒223-8522 神奈川県横浜市港北区日吉 3-14-1
TEL : 045-566-1829 FAX : 045-566-1495

[†]Corresponding address : hmiura@2005.jukuin.keio.ac.jp

^{**}日油株式会社 〒470-2398 愛知県知多郡武豊町字北小松谷 61-1

2010年7月20日受付 2010年9月21日受理

要旨

飛翔体加速装置等に用いられる固体発射薬の初期温度条件が薬室内部の差圧変動へ及ぼす影響を調べるため、AGARDモデルを解析対象とした固気二相燃焼流シミュレーションを行った。一般的に、発射薬の初期温度が変化すると初期温度から着火点までの温度差および燃焼速度が変化する。発射薬の着火に要するエネルギーの影響と燃焼速度の影響について個別に数値解析を行い、各条件による差圧履歴の変化について検討を行った。解析より、点火時に薬室内部を伝播する燃焼波面の圧力勾配によって発射薬粒子が前方に移動し、この固相体積の前進が飛翔体底面における圧力の急激な増加を引き起こすため、結果として燃焼波の圧力勾配が差圧変動の強さを決定付けていることがわかった。この圧力勾配の大きさは、着火エネルギーに依存する燃焼波の伝播速度と、燃焼速度に依存する燃焼領域のエネルギー供給速度のバランスで決まると考えることができる。

1. 緒言

物体を加速して超音速で飛翔させるための加速装置として、固体発射薬を用いたバリスティックレンジや火砲が挙げられる。この加速装置では、固体発射薬の燃焼により生成する燃焼ガスの膨張作用によって物体を加速させている。固体発射薬の使用環境は低温下から高温下までに及ぶと想定されるが、広範囲の温度条件下で安定に発射薬の燃焼が進むことが求められる。しかし発射薬の初期温度はその燃焼速度に大きな影響を与え、飛翔体加速装置の性能を大きく左右する重要なファクターとなる。例として、JA2発射薬の燃焼速度は初期温度の増加に伴い増加する¹⁾。発射薬の初期温度は飛翔体の加速性能のみならず安全性に関わる砲腔内の圧力変動にも大きな影響を与えるという実験結果が報告されている²⁾。実験の計測において圧力変動は砲尾一弾底間の差圧振動として確認され、特に安全性を考慮する上で、点火時に見られる差圧値の負の部分（負差圧）の強弱が注目される。強い負差圧が認められる場合には、薬室内部において強い圧力波が伝播している可能性が高いと考えられ、これが異常燃焼を引き起こし爆轟に遷移すると装置および飛翔体の破損につながる。文献(2)の実験結果においては、高温の場合に常温より負差圧が強まる加速装置の結果と、反対に低温の場合に常温より負差圧が強まる加速装置の結果があり、これは火薬と他の装置条件

により差圧の特性が変化することを示している。低温条件の場合には燃焼速度が低下し、また、初期の温度から火薬の着火点までの温度差が大きくなるために、着火に要するエネルギーは大きくなる。一方、高温条件の場合には燃焼速度が増加し、また、着火に要するエネルギーは小さくなると言える。発射薬の初期温度条件が差圧履歴にどのような影響を与えるかを事前に把握することは加速装置設計において重要な指針となる。

本研究では固体発射薬の初期温度の影響を調べるため、開発した固気二相燃焼流計算コード³⁻⁵⁾を用いてFig. 1のAGARDモデル⁶⁾を解析対象とした数値シミュレーションを行う。発射薬の初期温度が変化した場合、初期温度と着火温度の差、および、燃焼速度の両方が変化すると考えられるが、以下では初期温度と着火温度の差および燃焼速度について個別に変化させた数値実験を行い、差圧変動に対する両条件の影響に関して検討を行う。

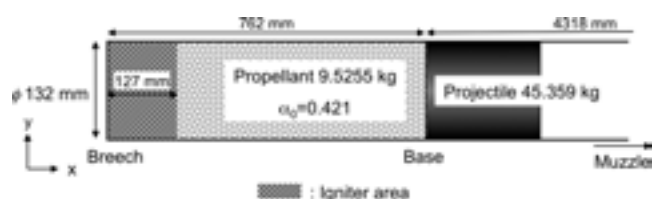


Fig. 1 Schematics of the AGARD model.

2. 固気二相流計算手法

加速装置内部において固体発射薬が装填された薬室内の流れ場は、燃焼ガスと空気からなる気相および固体発射薬からなる固相の二相流で構成される。本研究では、固気二相燃焼流計算手法^{3~5)}に基づき気相と固相間における質量、運動量、エネルギーの輸送を考慮した一次元計算コードを解析に用いた。気相の状態方程式には気体分子の排除体積を考慮したコボリウム型のAbel-Noble状態方程式を用いた。気相から固相への熱輸送速度 q_p は粒子表面上の熱流束 q を用いて次式で表される。

$$q_p = (1 - \alpha) \frac{S_p}{V_p} q \quad (1)$$

$$q = h_t (T_g - T_p) \quad (2)$$

$$\text{Nu}_p \equiv \frac{h_t D_p}{k_f} = 0.4 \text{Pr}^{1/3} \text{Re}_p^{2/3}, \quad \text{Pr} \equiv \frac{C_p \mu}{k} = \frac{4\gamma}{9\gamma - 5}$$

α は計算セル内の空隙率、 S_p は発射薬粒子の表面積、 V_p は粒子体積、 D_p は粒子有効直径、 h_t は熱伝達係数、 T_g は気相温度、 T_p は発射薬粒子の表面温度、 k は熱伝導率である。気相から固相への熱伝達により発射薬粒子の表面温度が上昇する。ここで、発射薬粒子の表面温度の評価について考える。いまFig. 2に示すような半無限固体⁷⁾を想定し、この固体表面が高温のガスと接しているとする。半無限固体内部の初期温度を T_{p0} 、固体の表面温度を T_p 、表面から遠方にある気体の温度を T_g とすると、この系に対する支配方程式は次式で与えられる。

$$\frac{\partial (T - T_{p0})}{\partial t} = \alpha_{tp} \frac{\partial^2 (T - T_{p0})}{\partial x^2} \quad (3)$$

α_{tp} は固体の熱拡散率である。ここで、三次多項式の形で固体内の温度分布を近似し、次の境界条件を満たすとすると式(4)が得られる。

$$\begin{aligned} x = 0 \text{ のとき } \frac{\partial (T - T_{p0})}{\partial x} &= -\frac{q}{k_{tp}} \\ x = \delta \text{ のとき } T - T_{p0} = 0, \quad \frac{\partial (T - T_{p0})}{\partial x} &= 0 \\ T - T_{p0} &= \frac{q\delta}{3k_{tp}} \left(1 - \frac{x}{\delta}\right)^3 \end{aligned} \quad (4)$$

k_{tp} は固体の熱伝導率である。熱拡散方程式(3)を変形すると、

$$\frac{d}{dt} \left[\int_0^\delta (T - T_{p0}) dx \right] = -\alpha_{tp} \frac{\partial (T - T_{p0})}{\partial x} \Big|_{x=0}$$

となるから、上記の関係式を用いて

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{q\delta^2}{12k_{tp}} \right) = \alpha_{tp} \frac{q}{k_{tp}} \quad (5)$$

$$\delta = \sqrt{\frac{12\alpha_{tp}}{q} \int_0^t q dt} \quad (6)$$

$x = 0$ のときの温度、すなわち、固体表面における温度 T_p は(4)式と(6)式より、

$$T_p = T_{p0} + \frac{1}{k_{tp}} \sqrt{\frac{4}{3} \alpha_{tp} q} \left(\int_0^t q dt \right)^{1/2} \quad (7)$$

よって、(2)式の熱流束を用いて上式から表面温度 T_p が得られる。また、上式を変形すると(8)式の形⁸⁾で表すこともできる。

$$T_p = T_{p0} - \frac{2}{3} \frac{h_t H}{k_{tp}^2} + \left\{ \left(T_{p0} - \frac{2}{3} \frac{h_t H}{k_{tp}^2} \right)^2 + \frac{4}{3} \frac{h_t T_g H}{k_{tp}^2} - T_{p0}^2 \right\}^{1/2} \quad (8)$$

ただし、

$$\frac{dH}{dt} = \alpha_{tp} q \quad (9)$$

発射薬粒子の着火条件は、粒子表面温度 T_p が既定の着火温度 T_{ig} を超えたときとする。着火後の固体発射薬粒の線燃焼速度 r の評価に対しては、発射薬の線燃焼速度に圧力依存性を反映させたVieilleの法則に従う実験式を用いる。

$$r = a p^n \quad (10)$$

飛翔体Baseの前進に伴い計算格子が伸張する。軸方向の計算格子幅は各時間において均等とし、各格子点においてその移動速度が流束計算の際に考慮される。支配方程式の対流項の離散化にはMUSCL法によって3次精度化されたSHUSを用い、時間積分には2段階のRunge-Kutta法を用いた。

3. 解析対象と計算条件

AGARD gunモデルは欧米における砲内弾道計算コードの発達を目的に長年にわたって使われてきた標準試験条件である。AGARD gunの模式図をFig. 1に示す。計算の諸条件は文献(6)において規定されている。薬室内の初期条件は、圧力101.3 kPa、温度294 Kとし、初期の空隙率 α_0 は薬室内全域で0.421である。発射薬の点火はFig. 1に示す砲尾(Breech)全面の領域に対し、既定量の点火薬(igniter)の燃焼ガスを10 ms間で与えることによって再現さ

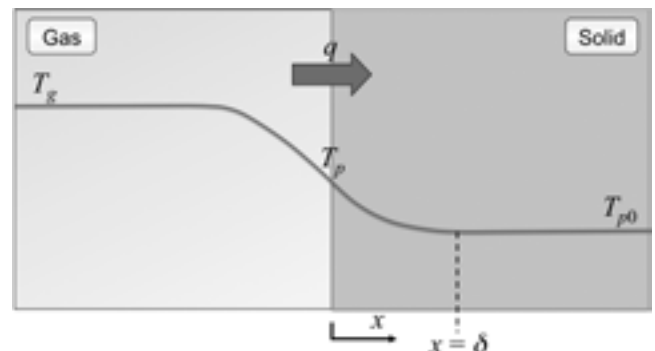


Fig. 2 Temperature distribution within semi-infinite solid and gas phase.

Table 1 The relation between propellant initial temperature and $\Delta T, a$

Propellant initial temperature	Temperature difference ΔT between propellant initial temp. and ignition temp. d: Temperature difference at normal	Burning rate coefficient a a_0 : Coefficient at normal
Low	$\Delta T > d$	$a < a_0$
Normal	$\Delta T = d$	$a = a_0$
High	$\Delta T < d$	$a > a_0$

れる。計算格子点数は382点、代表粒子数は100個とした。

Table 1 に発射薬の初期温度と諸条件の関係を示す。AGARDモデルの場合には $d = 150\text{K}$, $a_0 = 0.78385 \text{ mm/s/MPa}^n$ が基準の条件である。はじめに、燃焼速度の係数 a を固定し、発射薬の初期温度 T_{p0} と着火温度 T_{ig} の温度差 $\Delta T = T_{ig} - T_{p0}$ を変化させて腔内圧力の変化を調べる。解析における条件として、発射薬の初期温度によらず初期における薬室内部空気の条件は砲内現象に影響を与えないと仮定し、ここでは初期温度は一定として着火温度のみを変化させる。続いて、燃焼速度変化の影響について検討する。実際の例としてJA2 発射薬に関しては初期温度が増加すると線燃焼速度係数 a のみが増加する性質が見られる¹⁾。これに基づき、ここでは温度差 ΔT を固定し、初期温度 T_{p0} が増加した場合に燃焼速度の指数 n は変化しないが係数 a が増加するとして係数 a の影響を調べる。

4. 結果および考察

初期温度と着火温度の温度差 ΔT のみを変化させた場合の結果をFig. 3に示す。Fig. 3a, 3bより、 ΔT が増加する、すなわち、着火に要するエネルギーが増加するほど着

火遅れ時間が増加するが、最大Breach圧力と最大Base圧力はほとんど変化しない。また、Fig. 3cから ΔT が増加すると差圧振動が強まることがわかる。Fig. 3dより飛翔体のMuzzle速度は ΔT によらずほぼ一定となる。Fig. 4は $\Delta T = 150\text{K}$ および $\Delta T = 300\text{K}$ の条件における点火から飛翔体Muzzle到達までの気相温度分布の時間変化である。点火領域から薬室内の発射薬粒子が次々と着火することで燃焼波が伝播するが、その伝播速度は $\Delta T = 150\text{K}$ のとき 240m/s 程度、 $\Delta T = 300\text{K}$ のとき 150m/s 程度である。Fig. 5は空隙率分布の時間変化である。それぞれの条件について、Fig. 4の燃焼波面に沿って空隙率が低い領域（図中で黒色の濃い部分）、すなわち、固相体積分率が高い領域が存在し、飛翔体の底面（Base）で反射される。Fig. 6は各時間における気相の温度分布を示している。温度が急激に増加する部分が燃焼波面の位置である。 ΔT が変化すると燃焼波の伝播速度が変化するため、各時間における $\Delta T = 150\text{K}$ と $\Delta T = 300\text{K}$ の波面の位置が異なる。Fig. 7に各時間における空隙率分布を示す。点火領域 ($x = 0 - 0.127\text{m}$) に燃焼ガスが流入することにより発射薬が前進するため、時間経過とともに点火領域における空隙率は増加する。通常、

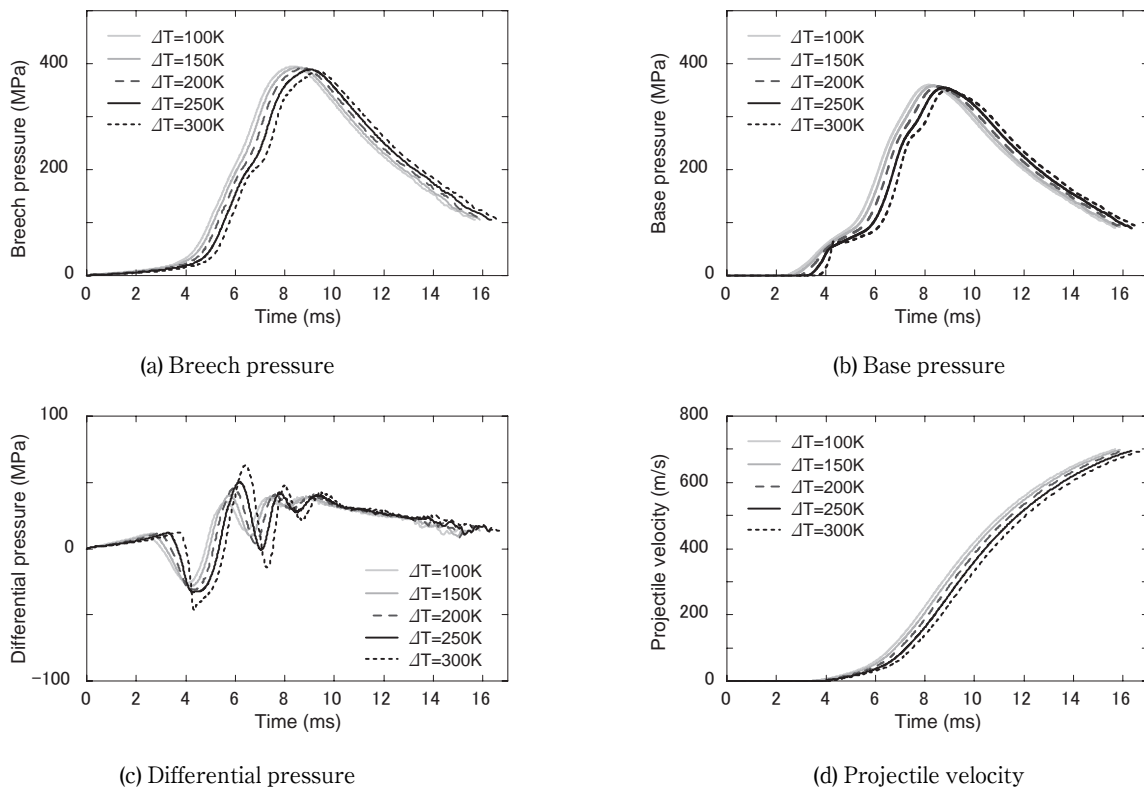


Fig. 3 The effects of temperature difference ΔT (between solid propellant initial temperature and ignition temperature) on the time histories of the pressures and the projectile velocity ($a = a_0$).

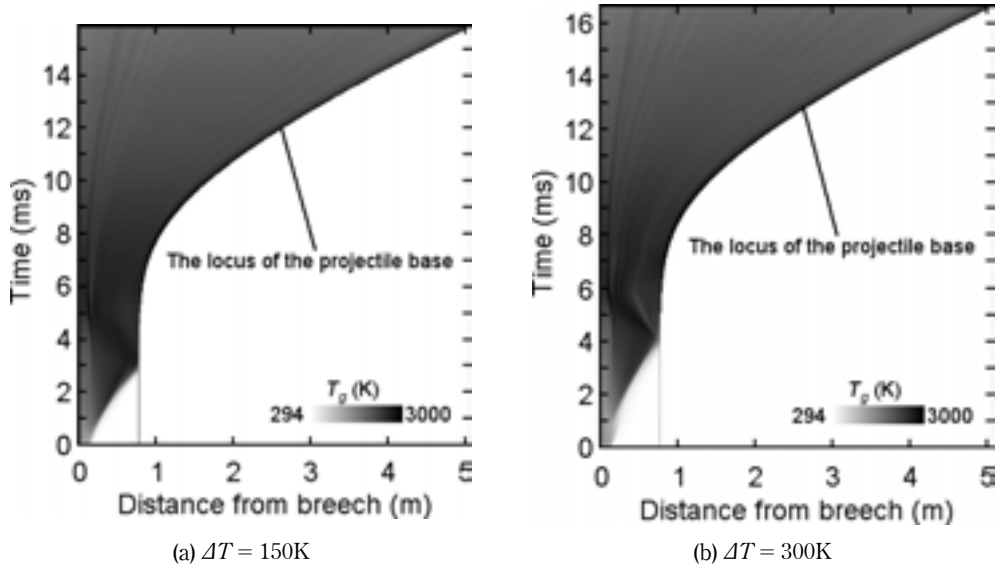


Fig. 4 The x-t diagram of gas temperature ($a = a_0$).

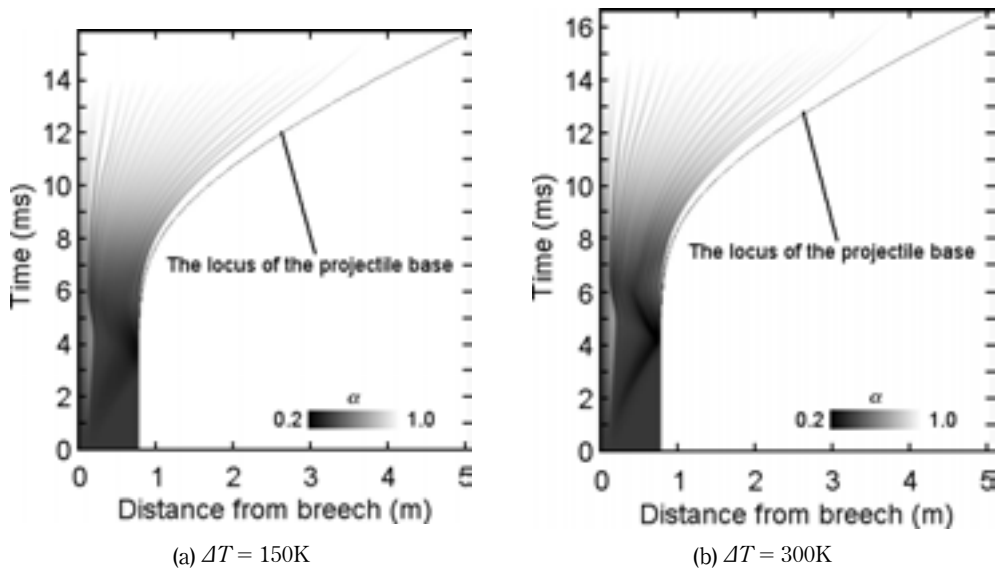


Fig. 5 The x-t diagram of porosity ($a = a_0$).

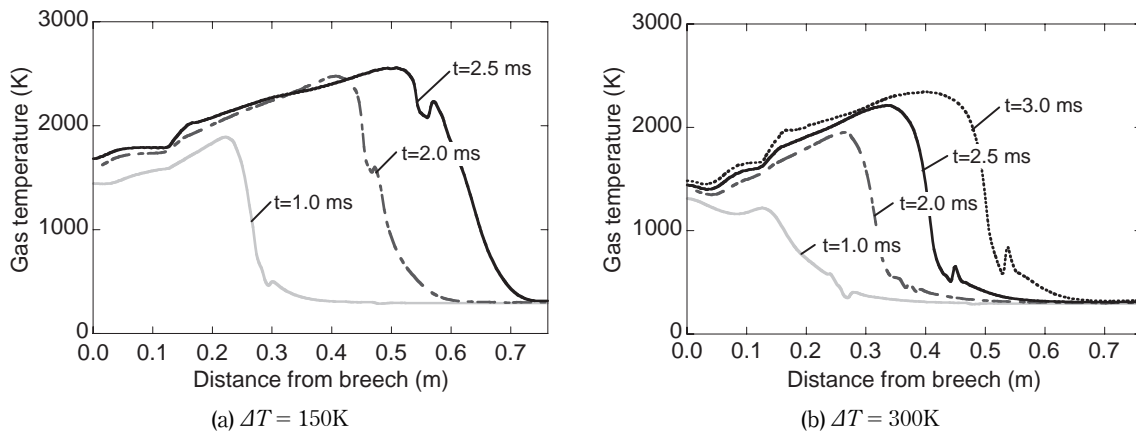


Fig. 6 Gas temperature distributions in the chamber ($a = a_0$).

発射薬の着火後は燃焼の進行に伴って空隙率が増加する。しかし、燃焼波面が通過する位置において空隙率の値が初期値 $\alpha = 0.421$ より下回る領域が形成されることがわかる。 ΔT が大きい場合は燃焼波の波面付近における空隙率の最

小値が減少する。この理由について圧力分布から考える。Fig. 8 は各時間における圧力分布の変化である。 ΔT が大きい場合、燃焼波の伝播速度、すなわち、燃焼領域の拡大速度が遅くなるため、燃焼領域の燃焼加圧で波面位置での

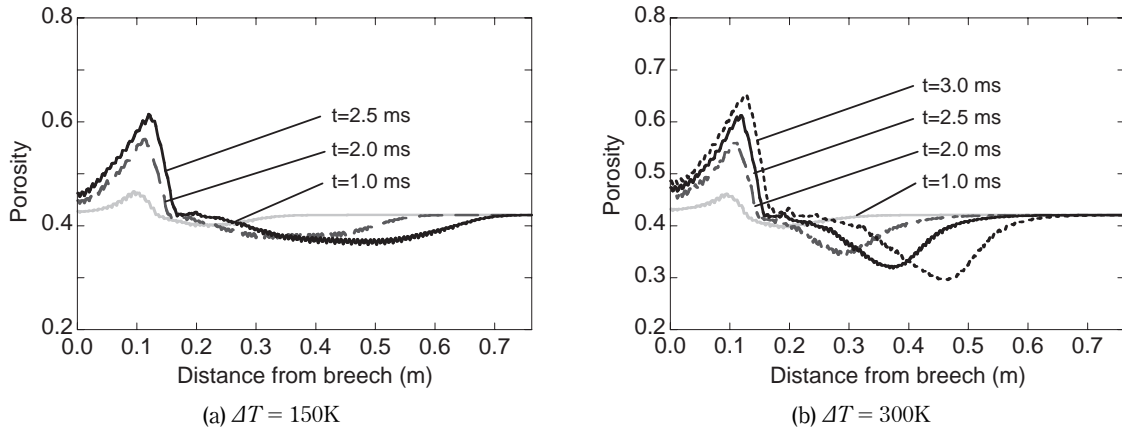


Fig. 7 Porosity distributions in the chamber ($a = a_0$).

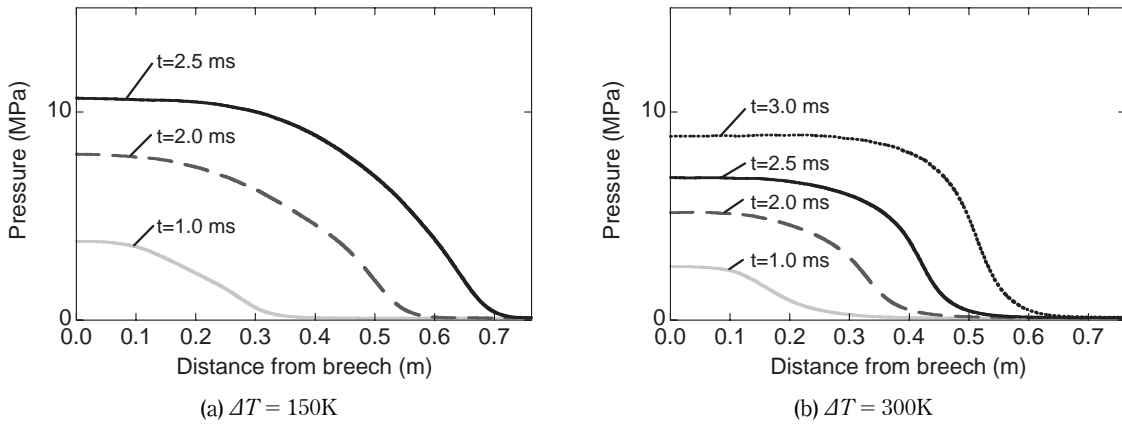


Fig. 8 Pressure distributions in the chamber ($a = a_0$).

圧力勾配が急峻になる。この結果、急峻となった圧力勾配により燃焼波付近のガスと固相粒子が強い加速を受け、Fig. 7で見られるように空隙率の最小値が減少する。その後、空隙率の低い領域を伴った燃焼波面がBase壁面に到達すると、圧力波の壁面反射および気相占有体積の減少によるガスの圧縮が生じてBase圧が増加し強い負差圧が観測される^{3,4)}。以上より、 ΔT が大きい場合に差圧が強まるのは燃焼波面の圧力勾配の増加による低空隙率領域の形成が原因となっていると考えられる。一般に、LOVA発射薬は従来の発射薬よりも着火点が高く ΔT が大きくなる性質を有しており⁹⁾、LOVA発射薬を使用した場合に差圧が強まる傾向があるのは上述の理由のためだと考えられる。

次に、燃焼速度係数 a のみを変化させた場合の結果をFig. 9に示す。係数 a を大きくすると圧力の立ち上がりが速くなり (Fig. 9a, 9b)、差圧振動も強まることわかる (Fig. 9c)。Fig. 10とFig. 6a, 8aの比較より、係数 a を大きくした場合に燃焼波の伝播速度はほとんど変化しないが燃焼領域の圧力が急激に増加することによって圧力勾配が急峻となり、点火過程における圧力波が強められるため差圧振動も強まると考えられる。また、燃焼速度係数 a によってBase圧力の増加速度が大きく異なるため、 a を1.2倍、0.8倍とすると飛翔体のMuzzle速度はそれぞれ1.14倍、0.74倍となる (Fig. 9d)。

以上の2条件に関する解析より、発射薬点火時に薬室内部に形成される圧力勾配の大きさと差圧振動の強さの間

には相関関係があると言える。Fig. 11に、 ΔT と a をそれぞれ変化させた場合の $t = 2.5\text{ms}$ における (a) 薬室内部の圧力分布、および、(b) 固相粒子の運動エネルギーに関する時間履歴を示す。 ΔT が大きくなると燃焼波面における圧力勾配が急峻になり、同様に a が大きくなると急峻になる。固相粒子の運動エネルギーの履歴からわかるように圧力勾配が急峻であるほど発射薬粒子の加速が強められ、その結果強い負差圧が点火過程において発生する。

燃焼波面において形成される圧力勾配の大きさは、着火が広がる燃焼波の伝播速度と燃焼領域における圧力上昇速度 (エネルギー供給速度) のバランスで決まると考えることができる。これを模式的に表したものがFig. 12の薬室内部における圧力分布である。例えば、着火の広がりが遅く、燃焼領域の内部で圧力が急激に増加すると、急峻な圧力勾配が形成され強い差圧が発生する可能性が高い。燃焼波の伝播速度 V_{ig} は ΔT が支配的な条件であると考えたと $V_{ig} \propto 1/\Delta T$ で表すことができ、また、燃焼によるエネルギー供給速度 \dot{Q} は燃焼速度が支配的な条件であると考えたと $\dot{Q} = qm \propto r$ で表すことができる。よって、上述の ΔT と a の値は差圧履歴プロファイルを決定する重要な発射薬の設計値である。実際の砲内現象では初期温度が変化すると ΔT と a の双方が変化するため、その効果に応じた強さの差圧が発生する。

5. 結論

固体発射薬の初期温度条件が差圧変動へ及ぼす影響を調

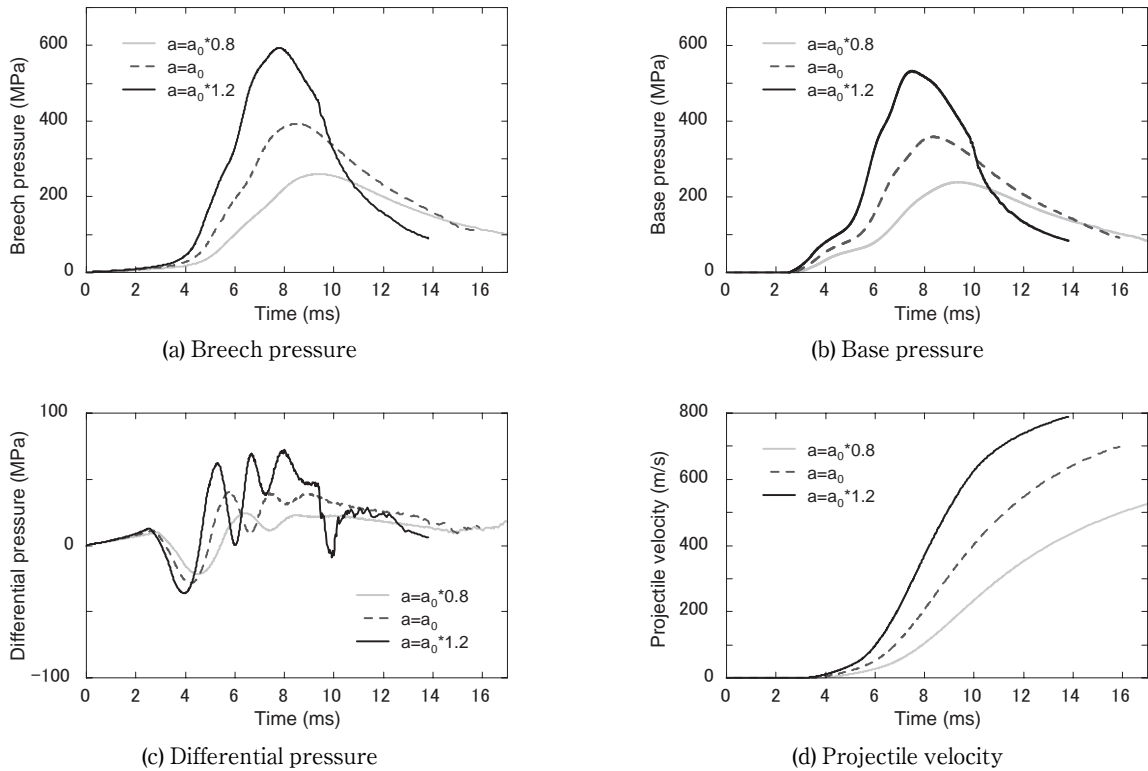


Fig. 9 The effects of burning rate coefficient a on the time histories of the pressures and the projectile velocity ($\Delta T = 150\text{K}$).

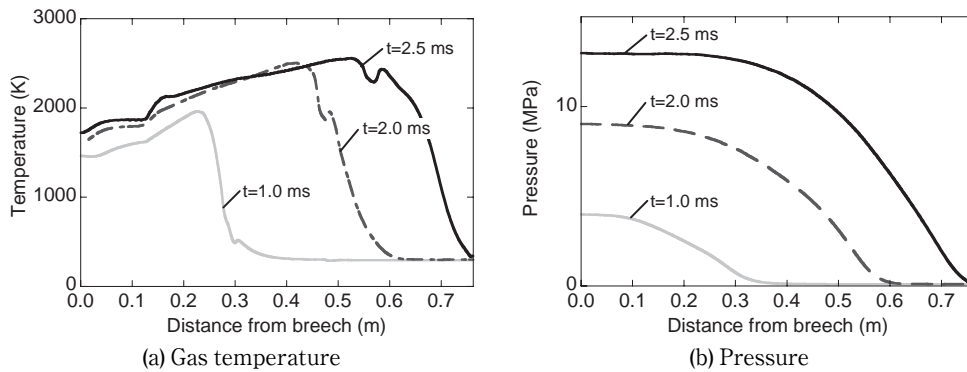


Fig. 10 Gas temperature and pressure distributions for $a = a_0 * 1.2$ ($\Delta T = 150\text{K}$).

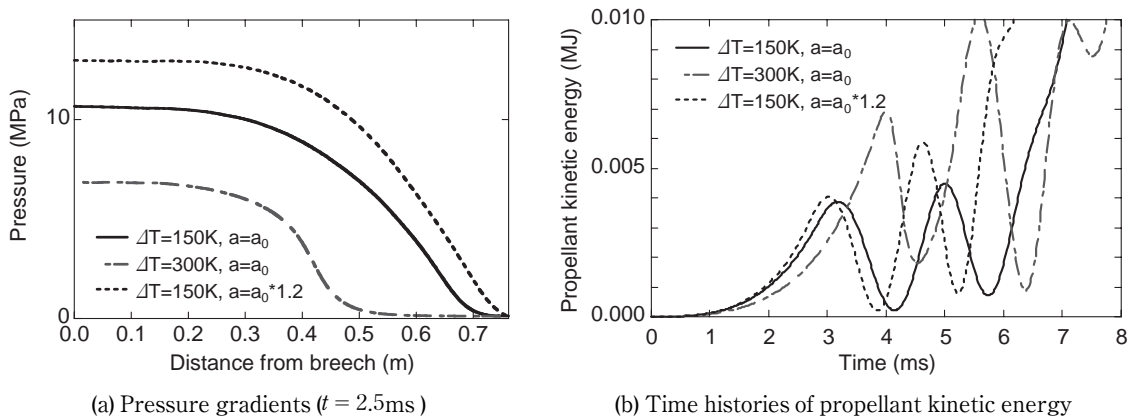


Fig. 11 Comparison of pressure gradients and kinetic energy of propellant grains.

べるため、AGARDモデルを解析対象とした固気二相燃焼流シミュレーションを行った。発射薬の着火エネルギーの影響と燃焼速度の影響について個別に解析を行い、各条件による差圧履歴の変化、燃焼波面における圧力勾配の大きさ、空隙率分布の変化について検討を行った。発射薬の着火に要するエネルギーが増加する、あるいは、燃焼速度係

数が増加すると負差圧が強まった。点火時に伝播する燃焼波の圧力勾配によって発射薬粒子が前進するため、飛翔体Base壁面付近の気体の体積占有率が小さくなって燃焼波が壁面で反射する際に急激な圧力増加をもたらし、結果として燃焼波の圧力勾配が差圧の強さを決定付けることを示した。この圧力勾配の大きさは、燃焼波の伝播速度と燃焼

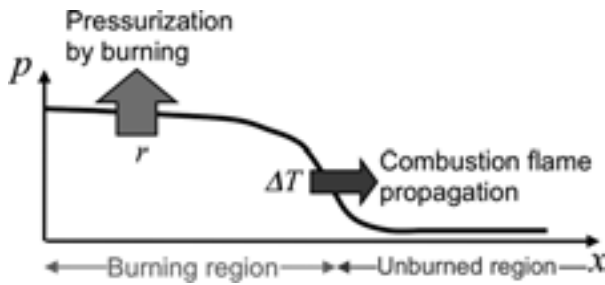


Fig.12 Conceptual pressure gradient generating in propellant chamber

領域におけるエネルギー供給速度のバランスで決まると考えることができる。前者は着火に要するエネルギーに依存し、後者は燃焼速度に依存するため、発射薬の初期温度条件で変化する初期の温度から火薬の着火点までの温度差、および、燃焼速度係数は加速装置の差圧履歴特性を決定する重要なファクターであることを示した。

References

1) N. Eisenreich *et al.* Propellants, Explosives, Pyrotechnics,

25, pp.143–148 (2000).

2) A. W. Horst, "Pressure Wave Phenomena in Large-Caliber Guns," Gun Propulsion Technology (1988), AIAA.

3) H. Miura and A. Matsuo (*Sci. Tech. Energetic Materials*)69, 1, pp.8–15 (2008).

4) H. Miura, A. Matsuo and Y. Nakamura, *Advancements in Energetic Materials and Chemical Propulsion*, pp.507–522 (2008), Begell House Inc.

5) H. Miura, A. Matsuo and Y. Nakamura, AIAA Paper2010–1145 (2010).

6) Advisory Group for Aerospace Research and Development (NATO), "Fluid Dynamics Aspects of Internal Ballistics," AGARD Advisory Report No.172 (1982).

7) E. R. G. Eckert and Robert M. Drake, "Analysis of Heat and Mass Transfer," pp.183–187 (1972), Hemisphere Publishing Corporation.

8) M. J. Nusca and P. S. Gough, AIAA Paper98–3695 (1998).

9) A. E. Wildegger–Gaissmaier and I. R. Johnston, *Combustion and Flame*106, pp.219–230 (1996).

Numerical analysis of solid propellant initial temperature effects on differential pressure fluctuations in propellant chamber

Hiroaki Miura^{*†}, Akiko Matsuo^{*} and Yuichi Nakamura^{**}

The interior ballistics simulations for AGARD gun condition were carried out using the developed code of the solid / gas two-phase flow model, in order to numerically examine the initial temperature effects of solid propellant on the interior ballistics performances. The variation of the initial temperature of solid propellant leads to changes of the temperature difference between the initial temperature and the ignition temperature of the propellant, and the burning rate coefficient. The two conditions were examined individually in the present numerical analysis, particularly focusing on the fluctuations of differential pressure between the breech and the base. The temperature difference dominated the combustion wave speed, and the burning rate of the solid propellant decided the heat release rate in the burning region. In the ignition process of granular solid propellant, the pressure gradients were formed at the propagating combustion wave front, and the magnitude of the pressure gradient is supposed to depend on both the combustion wave speed and the heat release rate. The pressure gradients propelled forward the propellant grains, and then this movement of the grains caused a significant pressurization at the projectile base wall. The above process generated the strong negative differential pressure. The simulated results showed that the magnitude of the pressure gradient decided the strength of negative differential pressure. Therefore, the two conditions, temperature difference and the burning rate, were significant factors for the generation of negative differential pressure.

Keywords : interior ballistics, solid propellant, two-phase flow, propellant initial temperature

*Keio University 3–14–1 Hiyoshi, Kohoku-ku, Yokohama, Kanagawa 223–8522, JAPAN

TEL+81–45–566–1829 FAX+81–45–566–1495

†Corresponding address : hmiura@2005.jukuin.keio.ac.jp

**NOF Corporation 61–1 Kitakomatsudani, Taketoyo-cho, Chita-gun, Aichi 470–2398 JAPAN