研究論文

AGARD gun条件における軸対称固気二相流砲内弾道計算と手法の有効性

三浦啓晶[†]，松尾亜紀子

慶應義塾大学大学院理工学研究科　〒223-8522　神奈川県横浜市港北区日吉3-14-1
[†]Corresponding address: hmiura@2005.jukuin.keio.ac.jp

2007年12月3日　受付　　2008年1月18日　受理

要旨

固体発射薬を用いた飛翔体加速装置薬室内部における燃焼過程を再現するため，集中パラメータ手法の計算コードおよび代表粒子を用いた二次元軸対称の固気二相流計算コードを作成し数値計算を行った。標準的なAGARDモデルの条件に基づいた計算を行い，計算結果を他の計算コードの結果と比較して計算モデルの検証を行った。集中パラメータ手法，二次元軸対称計算の両コードとも他のコードによる計算結果と近い値を示した。また，最大砲尾圧と飛翔体出口速度に関して集中パラメータ手法の計算と二次元軸対称計算の結果に大きな差異は生じなかったが，薬室内部の差圧履歴に明白な差異が生じた。これは二次元軸対称計算における薬室内部の発射薬分布が集中パラメータ手法で用いる単純化の仮定と大きく異なっていたためである。二次元軸対称の固気二相流計算は固相粒子の移動の影響により初期において弾底圧が砲尾圧を上回り差圧履歴に負の値が生じることを予測し，固相体積分率に分布を生じる複雑な砲内現象の再現に対する固気二相流計算手法の有効性が示された。

1. 緒言

超音速流体解析，ラム加速器，スペースデブリの研究や材料強度評価試験等において，超音速に加速された高速飛翔体が用いられる。物体を加速して超音速で飛翔させるための実験装置の一つとして，固体発射薬を用いたバリスティックレンジが挙げられる。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。上記の研究においては，事前に飛翔体の発射速度を正確に見積もることが必要とされる。また，固体発射薬の燃焼からは極めて高いエネルギーを取り出すことが可能であるが，その反面で，放出された高エネルギーを上手く制御し有効な推進力として利用することは加速装置の設計時に大きな課題となる。そのため，固体発射薬を用いた加速装置の設計に対するInterior Ballistics（砲内弾道学）に基づいた砲内弾道計算の適用は有効である。砲内弾道計算とは，装置内部に装填された飛翔体が装置出口に到達するまでの，発射薬の燃焼による装置内圧力の変化や飛翔体速度を推算するものである。よって，砲内弾道計算では装置内部における固体発射薬の燃焼現象と飛翔体運動の相互作用を再現することが重要となる。

本研究では，従来から砲内弾道計算手法として用いられている集中パラメータ手法の計算コード（0D），および，近年研究が進められている二次元軸対称の固気二相流砲内弾道計算コード（2D）を作成し，AGARDモデル[1)]を計算対象として計算結果を他のコードの計算結果と比較して計算手法の検証を行う。また，両コードの計算結果を比較することにより，両計算コードの特徴について検討する。

2. 計算手法

2.1 集中パラメータ手法（0D）

集中パラメータ手法はシンプルなモデルを用いる実用的な砲内弾道計算手法であり，従来から加速装置の設計に用いられてきた。この手法では，発射薬が瞬間的に一斉点火され，薬室内では物質が均一に分布しているという仮定を用いる。計算手法の詳細な内容は参考文献2で述べられている。本研究では気体の成分として，発射薬の燃焼ガス，点火薬の燃焼ガスおよび空気を扱う。発射薬の燃焼にはVieilleの法則[2)]を適用し，発射薬粒子表面では圧力に依存する線燃焼速度で燃焼が進行するとする。エネルギー損失E_{loss}には，砲身への熱エネルギー損失や未燃発射薬・燃焼ガスの運動エネルギーおよび後座部の運動エネルギーが含まれるが，本研究ではエネルギー損失E_{loss}に対し未燃発射薬・燃焼ガスの運動エネルギーのみを考慮し，(1)式[2)]によってE_{loss}を評価した。

$$E_{loss} = \frac{1}{2\delta}\sum_{i=1}^{M} C_i \dot{x}_p^{\,2} \text{ , Pidduck-Kent 定数 } \delta = 3.024 \qquad (1)$$

ここで，Cは薬量，$\dot{x}_p$は飛翔体速度である。集中パラメータ手法により，その瞬間の薬室内部の平均温度T_Gおよび

平均圧力P_mが算出される。

薬室内の圧力分布を定める計算モデルは，これまでにいくつか提案されている。本研究では薬室内の圧力分布の算出に対し，初期に提案され，最も簡便な計算モデルであるLagrangeの圧力勾配モデル[2)]を用いた。本モデルでは，発射薬は一斉に点火され未燃焼発射薬と燃焼ガスが均一に混合されているとし，この流体は非粘性，均質一様流れで，密度は砲尾―弾底間において一定であると仮定する。また，薬室内径と砲腔直径は等しいとする仮定条件が用いられる。薬室内において発射薬と燃焼ガスが混合された一つの流体を考え，飛翔体弾底圧および砲尾圧は以下のように評価される[2)]。

$$p_{BA}=\frac{P_m+\dfrac{C}{3M_p}P_{res}}{1+\dfrac{C}{3M_p}} \tag{2}$$

$$p_{BR}=p_{BA}+\frac{C}{2M_p}(p_{BA}-P_{res}) \tag{3}$$

ここで，p_{BR}は砲尾圧力(Breech pressure)，p_{BA}は弾底圧力(Base pressure)，P_mは薬室内部の平均圧力，P_{res}は飛翔体に働く阻害抗力，M_pは飛翔体質量である。また，飛翔体の速度は飛翔体弾底圧および阻害抗力から計算される。

$$\dot{x}_p=\int_o^t\frac{A_{BA}}{M_p}(p_{BA}-P_{res})dt \tag{4}$$

(4) 式をさらに時間積分することにより飛翔体の位置が更新され，それに伴い平均温度と平均圧力が変化し，弾底圧が更新される。時間積分にはEuler陽解法を用いた。

2.2 二次元軸対称の固気二相流計算手法(2D)

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とする。本研究では気相の成分として発射薬の燃焼ガス(pr)，点火薬の燃焼ガス(ig)および空気(a)を扱う。気相については密度ρ，速度$\mathbf{u}$，全エネルギーe，圧力と表記しp，固相については密度ρ_p，速度$\mathbf{u}_p$と表記する。計算空間は二相で占められているため，各相の体積分率がEuler手法の各支配方程式中に導入される。気相の体積分率をαとし，固相の体積分率を$\alpha_p = 1 - \alpha$とする。気相には圧縮性を考慮し，固相からの質量，運動量およびエネルギーの流入項を含んだ支配方程式を用いた。

$$\frac{\partial}{\partial_t}(\alpha\rho)+\nabla\cdot(\alpha\rho\mathbf{u})=\dot{m}+\dot{m}_{ig} \tag{5}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha\rho\mathbf{u})+\nabla\cdot(\alpha\rho\mathbf{u}\mathbf{u})=-\alpha\nabla p-\mathbf{f}_s+\dot{m}\mathbf{u}_p \tag{6}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha e)+\nabla\cdot\{\alpha(e+p)\mathbf{u}\}= -\mathbf{f}_s\cdot\mathbf{u}_p+\dot{m}\left(q_{pr}+\frac{\mathbf{u}_p\cdot\mathbf{u}_p}{2}\right)+\dot{m}_{ig}q_{ig}-q_p \tag{7}$$

$$\begin{cases}\dfrac{\partial}{\partial t}(\alpha\rho Y_{pr})+\nabla\cdot(\alpha\rho Y_{pr}\mathbf{u})=\dot{m}\\ \dfrac{\partial}{\partial t}(\alpha\rho Y_{ig})+\nabla\cdot(\alpha\rho Y_{ig}\mathbf{u})=\dot{m}_{ig},\ Y_{pr}+Y_{ig}+Y_a=1\\ \dfrac{\partial}{\partial t}(\alpha\rho Y_a)+\nabla\cdot(\alpha\rho Y_a\mathbf{u})=0\end{cases} \tag{8}$$

ここで，$\dot{m}$は単位体積当りの発射薬の質量分解速度，$\dot{m}_{ig}$は単位体積当りの点火薬の質量分解速度，$\mathbf{f}_s$は相間抗力，$q_{pr}=F_{pr}/(\gamma_{pr}-1)$は発射薬の燃焼によって生じるエネルギー，$q_{ig}=F_{ig}/(\gamma_{ig}-1)$は点火薬の燃焼によって生じるエネルギー，$q_p$は単位体積当りの固相への熱損失である。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。

$$p=\frac{RT_g}{(1/\rho-b)} \tag{9}$$

Rは気体定数，bは気体のコボリウムである。また，固相を非圧縮性流体と見なし，相間抗力項を含む運動量の式を用いた。

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_p\rho_p\mathbf{u}_p)+\nabla\cdot(\alpha_p\rho_p\mathbf{u}_p\mathbf{u}_p)= -\alpha_p\nabla p-\mathbf{f}_i+\mathbf{f}_s-\dot{m}\mathbf{u}_p \tag{10}$$

$\mathbf{f}_i$は粒子間力である。固相は発射薬の燃焼により体積が減少し，気相の質量が増加する。固相体積分率の分布は代表粒子の分布から算出される。本研究ではLPI手法[3)]を導入し，代表粒子が持つ相間情報を計算格子に反映させた。格子点$(z_C,\ r_C)$における固相体積分率は，代表粒子に課される固相体積分率の総和で決まる。

$$\alpha_p(z_C,r_C)=\sum_i w_{r,i}\,w_{z,i}\,\alpha_{p,i} \tag{11}$$

ただし，$w_{r,i}$および$w_{z,i}$はそれぞれ径方向および軸方向の内挿係数である。i番目の代表粒子の影響領域を，二次元軸対称断面において$z_{L,i}\le z\le z_{R,i}$，$r_{I,i}\le r\le r_{O,i}$の範囲とし，影響領域内の格子点に代表粒子がもつ固相体積の情報を式(11)によって反映させ，一方，影響領域外では内挿係数$w_{r,i}w_{z,i}$を0とする。本計算では線形内挿を用いて，$w_{r,i}$および$w_{z,i}$を次式で与えた。

$$w_{r,i}=\begin{cases}\dfrac{r_{O,i}-r_C}{r_{O,i}-r_{p,i}} & (r_C\ge r_{p,i})\\[2ex] \dfrac{r_C-r_{I,i}}{r_{p,i}-r_{I,i}} & (r_C<r_{p,i})\end{cases}\qquad w_{z,i}=\begin{cases}\dfrac{z_{R,i}-z_C}{z_{R,i}-z_{p,i}} & (z_C\ge z_{p,i})\\[2ex] \dfrac{z_C-z_{L,i}}{z_{p,i}-z_{L,i}} & (z_C<z_{p,i})\end{cases} \tag{12}$$

ただし，i番目の代表粒子の座標を$(z_{p,i},\ r_{p,i})$とする。個々の代表粒子に課される固相体積分率は次式で表される。

$$\alpha_{p,i}=\frac{V_{p,i}(t)\cdot N_{p,i}}{V_{e,i}(t)}=\frac{V_{e0,i}}{V_{e,i}(t)}\frac{V_{p,i}(t)}{V_{p0}}\alpha_{p0} \tag{13}$$

ここで，

代表粒子の数重み $N_{p,i}=\dfrac{V_{e0,i}\alpha_{p0}}{V_{p0}}$，

V_{p0}：初期の発射薬粒子一個の体積

初期の固体体積分率 $\alpha_{p0}=\dfrac{C}{\rho_p V_{C0}}$，

C：発射薬質量，V_{C0}：装填容積

代表粒子の有効体積

$$V_{e,i}(t)=\pi\left(\frac{z_{R,i}+z_{p,i}}{2}-\frac{z_{p,i}+z_{L,i}}{2}\right)\left\{\left(\frac{r_{p,i}+r_{O,i}}{2}\right)^2-\left(\frac{r_{p,i}+r_{I,i}}{2}\right)^2\right\}$$

代表粒子は発射薬の燃焼進行度を情報として持ち，固相速度で移動し追跡される。代表粒子の位置は次式から与えられる。

$$\mathbf{x}_{p,i}=\int_o^t \mathbf{u}_{p,i}dt+\mathbf{x}_{p0,i}$$

次に支配方程式に含まれる各生成項について説明を行う。固相の質量分解速度は次のように表される。

$$\dot{m}=(1-\alpha)\rho_p\frac{S_p}{V_p}r \tag{14}$$

S_pは発射薬粒子一個の表面積，V_pは発射薬粒子一個の体積である。固体発射薬の線燃焼速度の評価に対しては，発射薬の線燃焼速度に圧力依存性を反映させた実験式であるVieilleの法則[2)]を用いる。

$$r=ap^n \tag{15}$$

相間抗力には次式を用いた[3)]。

$$\mathbf{f}_s=\frac{1-\alpha_e}{D_{pe}}\left(\frac{\alpha}{\alpha_e}\right)^3\rho\,(\mathbf{u}-\mathbf{u}_p)|\mathbf{u}-\mathbf{u}_p|f_{sc} \tag{16}$$

ただし，

$$f_{sc}=\begin{cases}\dfrac{2.5\lambda^{2.17}}{\mathrm{Re}_p^{0.081}}C & (\alpha_e\le\alpha_{e0})\\ \max\left[\dfrac{2.5\lambda^{2.17}}{\mathrm{Re}_p^{0.081}}C\left(\dfrac{1-\alpha_e}{1-\alpha_{e0}}\dfrac{\alpha_{e0}}{\alpha_e}\right)^{0.45},f_{\min}\right] & (\alpha_{e0}<\alpha_e\le 1)\end{cases} \tag{17}$$

$$\lambda=\frac{0.5+L_p/D_p}{(1.5L_p/D_p)^{\frac{2}{3}}} \tag{18}$$

$$\mathrm{Re}_p=\frac{\rho|u-u_p|D_{pe}}{\mu} \tag{19}$$

$$L_p=L_{p0}-2\int_o^t rdt \tag{20}$$

$$D_p=D_{p0}-2\int_o^t rdt \tag{21}$$

α_eは外部形状から求まる空隙率，α_{e0}は安定時の値，L_pは円柱粒子の長さ，D_pは直径である。上式中の定数は，発射薬粒子が孔のある円柱形状であるとき次のような値をとる。

$$C=0.85,\quad f_{min}=0.75$$

固相への熱損失q_pは熱流束qを用いて次式で表される[3)]。

$$q_p=(1-\alpha)\frac{S_p}{V_p}q \tag{22}$$

$$q=h_t(T_g-T_p) \tag{23}$$

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

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は温度伝導率である。気相から固相への熱伝達により発射薬粒子の温度は上昇する。発射薬粒子の表面温度を次式より算出する[3)]。

$$T_p=T_{p0}-\frac{2}{3}\frac{h_tH}{k_{tp}^2}+\left\{\left(T_{p0}-\frac{2}{3}\frac{h_tH}{k_{tp}^2}\right)^2+\frac{4}{3}\frac{h_tT_gH}{k_{tp}^2}-T_{p0}^2\right\}^{1/2} \tag{24}$$

ただし，

$$\frac{dH}{d_t}=\alpha_{tp}q \tag{25}$$

k_{tp}は固体の熱伝導率，α_{tp}は熱拡散率である。粒子表面温度が既定の温度（Ignition temperature）に達したときに発射薬粒子が着火するとする。

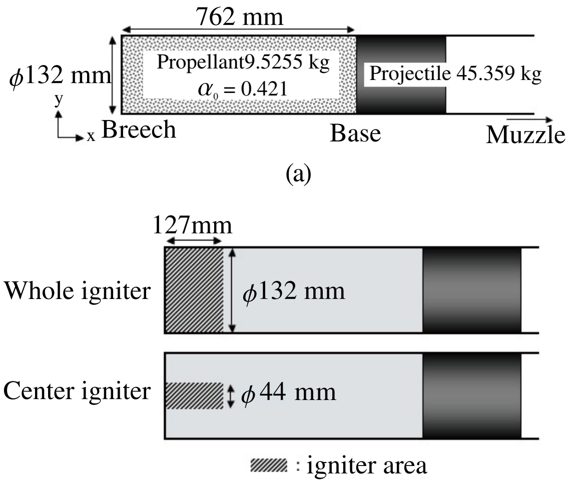
Table 1 Details of AGARD gun [1),5)].

Term	Data	Term	Data
Bore diameter (mm)	132 (constant)	Propellant mass C (kg)	9.5255
Travel of projectile (mm)	4318	Propellant solid density ρ_p (kg m^{-3})	1578
Initial position of projectile from breech (mm)	762	Propellant geometry	Cylindrical 7-hole
Bore resistance P_{res} (MPa)	13.8 (constant)	Size of propellant grain (mm)	ϕ11.43 × 25.4
Heat loss to the barrel is neglected		Diameter of propellant grain hole (mm)	1.143
Projectile mass M_p (kg) - flat base	45.359	Propellant burn rate cofficient a (cm s^{-1} MPa^{-n})	0.078385
Igniter mass C_{ig} (kg)	0.2268	Propellant burn rate pressure index n	0.9
Igniter density ρ_{ig} (kg m^{-3})	1799	Propellant adiabatic flame temperature T_0 (K)	2585
Igniter adiabatic flame temperature T_{0ig} (K)	1706	Propellant impetus F_{pr} (J g^{-1})	1009
Igniter impetus F_{ig} (J g^{-1})	392.6	Propellant covolume b (cm^3 kg^{-1})	1083.8
Igniter molecular weight (g mol^{-1})	36.13	Propellant ignition temperature (K)	444
Igniter specific heat ratio γ_{ig}	1.25	Propellant thermal conductivity k_{tp} (W s^{-1} K^{-1})	0.2218
Initial temperature of air and propellant in chamber (K)	294	Propellant thermal diffusivity α_{tp} (mm^2 s^{-1})	0.08677
Initial pressure	atmospheric	Propellant molecular weight (g mol^{-1})	21.3
Molecular weight of ambient air (g mol^{-1})	29	Propellant specific heat ratio γ_{pr}	1.27
Specific heat ratio of ambient air γ_a	1.4	Propellant intergranular wave speed a_1 (m s^{-1})	254

For 1D simulations the igniter mass is injected uniformly throughout the region x = 0 mm (breech) to x = 127 mm, and y = 0 mm to y = 66 mm over a 10 ms time frame.
For 2D simulations the igniter is vented uniformly throughout the region x = 0 mm (breech) to x = 127 mm, and y = 0 mm to y = 22 mm over a 10 ms time frame.

Table 2 Comparison of predicted results with other codes [5)].

Code	Max breech pressure (MPa)	Max base pressure (MPa)	Muzzle velocity (m s^{-1})
0D t_{ig} = 0s	396	360	700
0D	397	361	703
2D Whole igniter	393	360	695
2D Center igniter	400	360	699
IBHVG2 (0D)	395	358	689
XKTC (1D)	357	330	695
MOBIDIC-NG 1D	355	325	685
MOBIDIC-NG 2D	360	328	687
FHIBS (2D)	386	356	686



(b)

Fig. 1 (a) Schematic illustration of AGARD gun and (b) igniter area in 2D simulation.

固相における粒子間力f_iには以下の式[4]を用いた。

$$\mathbf{f}_i = \nabla \sigma \tag{26}$$

ただし，

$$\sigma = \rho_p \frac{a_1{}^2}{g_0} \alpha_0{}^2 \left(\frac{1}{\alpha} - \frac{1}{\alpha_0} \right) \tag{27}$$

とする。σは固相内応力，a_1は粒子間の波の伝播速度，α_0は安定時の空隙率である。

飛翔体の速度は(4)式より求められ，飛翔体弾底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. 計算対象

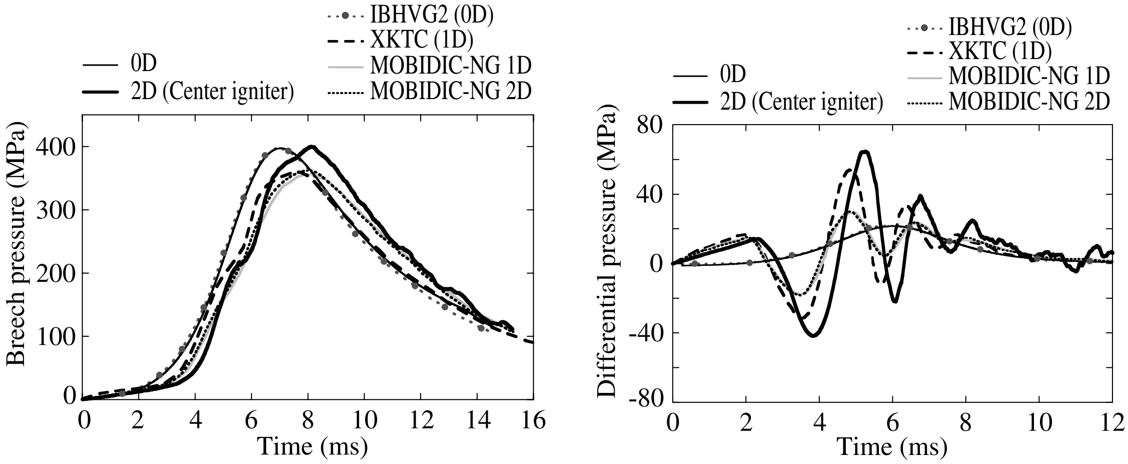
AGARD gunは英国における砲内弾道計算コードの発達を目的に長年にわたって使われてきた標準試験ケースである[5]。AGARD gunの模式図をFig. 1aに示す。また，計算における主要な入力諸元をTable 1に示す。薬室内の初期条件は，圧力101.3 kPa，温度294 Kとし，初期の空隙率α_0は薬室内全域で0.421である。

発射薬の点火はFig. 1bに示す砲尾(Breech)付近の領域に対し，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れる。集中パラメータ手法による計算では，既定量の点火薬の燃焼ガスを薬室内部全体に瞬時に投入したケース($t_{ig} = 0$ s)，および，10 ms間で与えるケース($t_{ig} = 10$ ms)を実行した。また，二次元軸対称計算ではFig. 1bに示すように，1D計算で行われる砲尾全面点火(Whole igniter)，および，2D計算で行われる砲尾中心点火(Center igniter)の２ケースを実行した。前者のケースは一次元砲内弾道計算に相当する。計算格子点数は382x34点，代表粒子数は100x10個とした。

4. 結果および考察

Fig. 2aに砲尾圧履歴，Fig. 2bに差圧(砲尾から10 mmおよび750 mmの位置における断面の圧力差)履歴に対する0D計算($t_{ig} = 10$ ms)と2D計算(砲尾中心点火)の結果，および，他のコードの計算結果[5]を示す。また，Table 2に最大圧力と飛翔体砲口速度の比較を示す。IBHVG2は米国の0D計算コード，XKTCは米国のXNOVAKTCコード(1D)，MOBIDICは仏国の1D / 2D計算コード，FHIBSは英国の2D計算コードである。Fig. 2およびTable 2より，本研究における集中パラメータ手法による計算結果(0D)および二次元軸対称計算結果(2D)は他のコードの計算結果と近い値を示した。特に飛翔体の砲口速度に関しては全てのコードが３%以内の良い一致を示した。

Fig. 3に砲尾圧履歴に対する0D計算結果と2D計算結果を示す。Fig. 3およびTable 2より，0D，2D計算ともに最大砲尾圧と飛翔体の砲口速度に大きな差異は見られない。これは全ケースにおける系の総エネルギー量が等しいためである。しかしFig. 3からわかるように，砲尾圧が最大値をとるときの経過時間が点火薬の投入方法によって変化していることがわかる。0D計算において点火薬のエネルギーを瞬時



(a) Breech pressure (b) Differential pressure

Fig. 2 Comparison with the results by other codes [5].

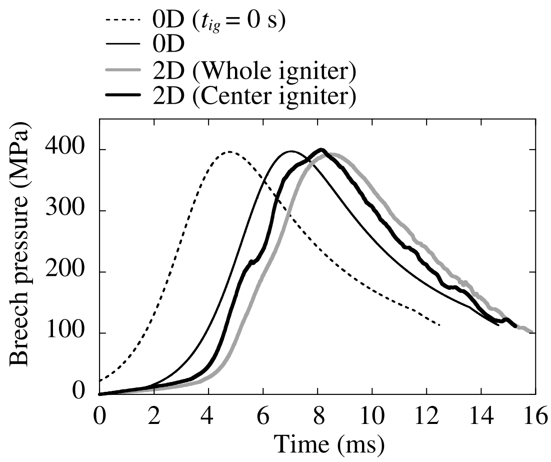


Fig. 3 Comparison of breech pressure histories.

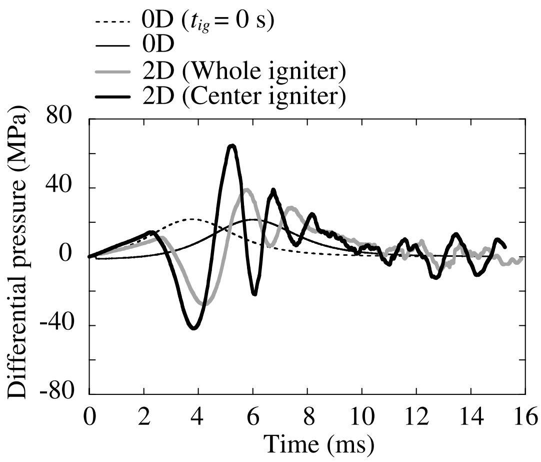


Fig. 4 Comparison of differential pressure histories.

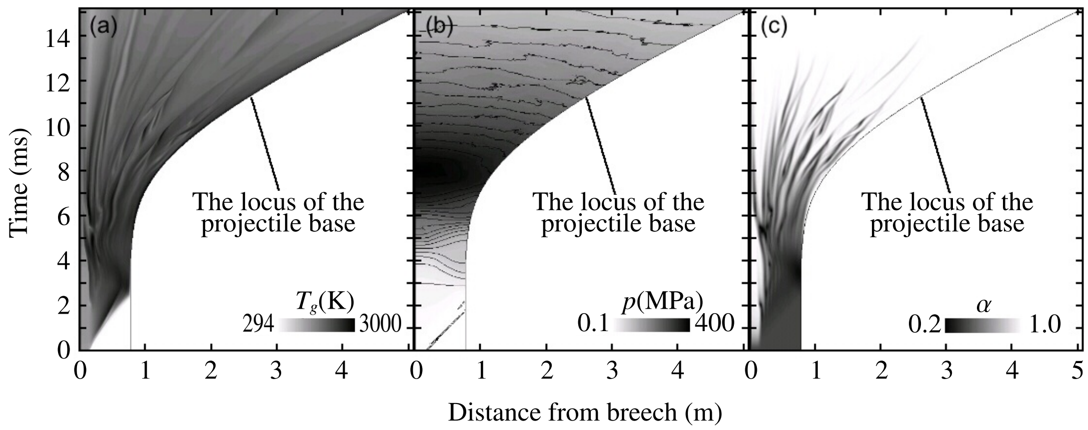


Fig. 5 Distributions of (a) gas temperature, (b) pressure and (c) porosity on the center axis in 2D simulation (center igniter).

に薬室に投入すると，有限の時間をかけて投入する場合に比べ薬室内圧力は初期から高い値をとり，燃焼速度が大きくなるため最大圧力となる時間が早まっている。2D計算において砲尾中心点火の方が砲尾全面点火に比べ最大圧力をとる時間が早まるのは，砲尾中心点火の方が点火領域に与えるエネルギーの密度が高いため点火領域の圧力が高くなり，燃焼速度が大きくなったことによる。以上の結果から，点火薬のエネルギーを薬室内に投入する領域と投入する時間は発射薬の燃焼速度に影響を及ぼし，薬室内部圧力が最大値をとる時間に影響を与えることがわかった。Fig. 4に差圧（砲尾から10 mmおよび750 mmの位置における断面の圧力差）履歴の結果を示す。差圧履歴は0D，2D計算で異なる特徴を示した。0D計算ではLagrangeの圧力勾配モデル（(2)，(3) 式）に従う薬室内部の圧力分布となることから最後まで差圧が正の値をとるのに対し，2D計算では初期において差圧が負の値を示している。2D計算の初期において弾底圧が砲尾圧を上回る要因については後に述べる。

2D計算の結果から薬室内部で起こる砲内現象の時間推移について検討する。Fig. 5は2D計算（砲尾中心点火）の中心軸上における (a) 気相温度分布，(b) 圧力分布および (c) 空隙率分布の時間履歴を示している。点火開始後，燃焼波が薬室内を伝播し固体発射薬の燃焼が開始する。発射薬の燃焼により薬室内圧力が上昇して飛翔体が前進するが，薬室の容積増加と固相体積の減少に伴って薬室内の圧力が減少していくことがわかる。発射薬の燃焼により固相体積が減少するため，時間とともに空隙率が増加している。Fig. 6は2D計算（砲尾中心点火）の各時間における薬室内部の気相温度分布および代表粒子分布を示している。下段の代表粒子の粒径は固相体積の大きさに対応させて表示している。点火により燃焼波が薬室内を伝播し，それに伴って固相の代表粒子が弾底方向に移動する。t = 3 msからt = 4 msにおいて砲尾側の粒子密度が小さくなる一方で弾底側の粒子密度が大きくなり，固相体積が弾底付近に集まることがわかる。その後，飛翔体の前進に伴って固相粒子は弾底から離れていく。また，時間の経過とともに発射薬の燃焼により代表粒子の粒径が小さくなっている。0D計算では固相体積の移動とその分布を考慮していないが，2D計算では固相体積の移動とそれに伴う分布の偏りが生じていることがわかる。このように二次元軸対称計算では固相に代表粒子を用いることによって薬室内部の発射薬粒子の分布や燃焼進行度といった固相の挙動を詳細に把握することができる。また，代表粒子を用いた2D計算では代表粒子の初期配置方法によって固相体積分率に分布がある装填形式を表現できるため，今後，発射薬の多様な装填形式に対して薬室内部の状況を調べる際に本計算モデルが役立つと考えられる。

Fig. 7に0D計算（t_{ig} = 10 ms），2D計算（砲尾中心点火）における径方向に体積平均した軸方向圧力分布の時間変化を示す。0Dと2D計算では薬室内部の圧力分布の時間変化に

大きな差異が生じている。0D計算では圧力勾配モデルによって砲尾圧が弾底圧よりも高くなる圧力勾配が常に形成されている。一方，2D計算では薬室内部の圧力勾配が時間とともに変動し，0D計算の圧力勾配モデルが仮定しているような単純な圧力分布になっていない。Fig. 8に2D計算（砲尾中心点火）における径方向に体積平均した軸方向空隙率分布の時間変化を示す。$t = 4$ msにおいて空隙率の小さい領域が形成されているが，これはFig. 6に関して述べたように固相体積が弾底付近に集まることを示している。この現象はFig. 7において弾底付近の圧力が上昇する時期と一致している。このことから，2D計算の初期において弾底圧が砲尾圧を上回る原因は，点火後に固体発射薬が前進して弾底付近の気相を圧縮したこと，および，弾底付近に集まった発射薬の燃焼が強められ圧力を増加させたことである。この現象の再現の有無が，0Dと2D計算の差圧履歴に大きな差異を引き起こしたのである。実際の加速装置内部では，発射薬の装填密度が高い場合，固体発射薬粒子の移動が圧力分布に影響を与え，2D計算結果のように差圧履歴に負の値が生じることが想定される。このようなケースに対しては0D計算では差圧履歴を予測することは不可能であり，固気二相流モデルを用いた計算による予測が必要となる。また，固相粒子の移動が砲内現象において支配的となるケースでは，厳密な差圧プロファイルを予測するために固相と流体運動の多次元的な解析が重要となると考えられる。

5. 結論

固体発射薬を用いた飛翔体加速装置薬室内部における燃焼過程を再現するため，集中パラメータ手法の計算コードおよび代表粒子を用いた二次元軸対称固気二相流の計算コードを作成し数値計算を行った。AGARDモデルの条件に基づいた計算を行い，計算結果を他の計算コードの結果と比較して計算モデルの検証を行った。集中パラメータ手法，二次元軸対称計算の両コードとも他のコードによる計算結果と近い値を示した。また，最大砲尾圧と飛翔体出口速度に関して集中パラメータ手法の計算と二次元軸対称計算の結果に大きな差異は生じなかったが，薬室内部の差圧履歴に差異が見られた。二次元軸対称計算結果は差圧履歴が初期に負の値をとることを予測したが，これは集中パラメータ手法で用いる発射薬均一分布の仮定と異なり，二次元軸対称計算では薬室内部の発射薬分布が変動することで圧力勾配に変化が生じたためである。このことから，固体発射薬粒子の移動が圧力分布に影響を与えるケースに対する二次元軸対称計算の予測能力が示された。また，二次元軸対称計算では固相に代表粒子を用いることによって薬室内部の発射薬粒子の分布や燃焼進行度といった挙動を把握することができた。

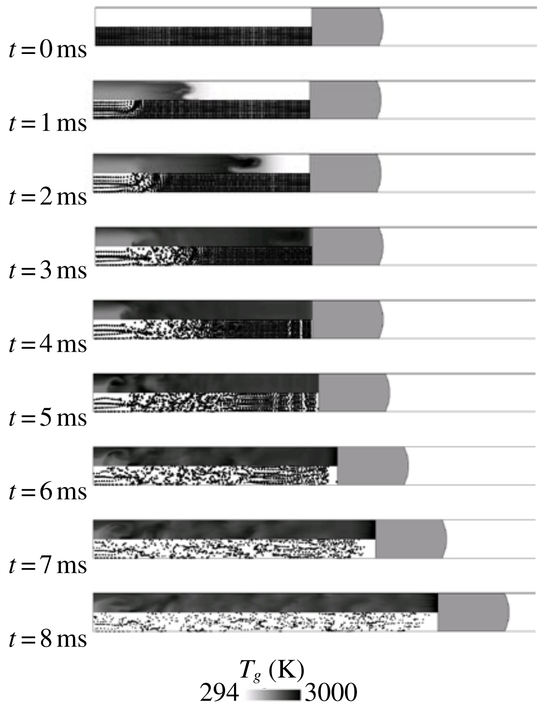


Fig. 6 Distributions of gas temperature (upper) and representative particles (lower) at each time in 2D simulation (center igniter).

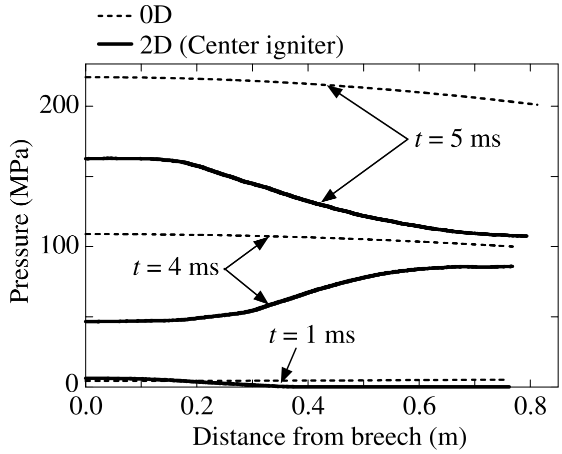


Fig. 7 Pressure distribution in 0D and 2D simulations.

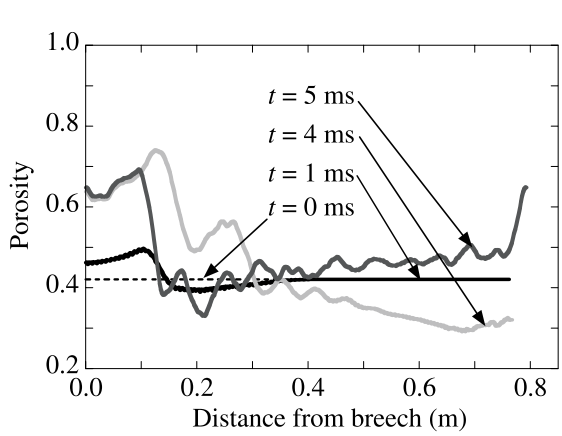


Fig. 8 Porosity distribution in 2D simulation (center igniter).

References

1) Advisory Group for Aerospace Research and Development (NATO), AGARD Advisory Report No. 172 (1982).
2) Dandogaku Kenkyukai, "Kaki Danyaku Gijutsu Handbook Dandogakuhen", Improved Edition (2003), Boei Gijutsu Kyokai.
3) M.J. Nusca and P. S. Gough, AIAA Paper 98-3695 (1998), AIAA.
4) P. J. Conroy and D. E. Kooker, ARL-TR-80 (1993), U. S. Army Research Laboratory.
5) C. Woodley, A. Carriere, P. Franco, T. Groger, D. Hensel, J. Nussbaum, S. Kelzenberg, and B. Longuet, Twenty-second International Symposium on Ballistics, (2005), ISB, Vancouver.

Interior ballistics simulation of the AGARD gun using two-dimensional axisymmetric solid / gas two-phase flow model and effectiveness of simulation method

Hiroaki Miura † and Akiko Matsuo

The interior ballistics simulations were carried out using the developed codes of the lumped parameter method and the solid / gas two-phase flow model for two-dimensional axisymmetric calculation, in order to reproduce the combustion process of the granular solid propellant in the chamber of projectile accelerator. Predicted results for AGARD gun condition by the lumped parameter method and two-dimensional axisymmetric calculation code using the representative particle method were compared with the results of the other codes for validation, and were in good agreement with that of the other codes. The predicted histories of the breech pressure and projectile muzzle velocities well agreed between the lumped parameter method and two-dimensional axisymmetric calculation codes, but there was clear difference in these histories of differential pressure since the pressure distribution in the two-dimensional axisymmetric simulation are quite different from the assumption in the Lagrange pressure gradient model of the lumped parameter method. Two-dimensional axisymmetric calculation predicted that the projectile base pressure rises and the differential pressure takes negative value in the ignition stage due to the movement of solid propellant grains. The predictive capability and effectiveness of solid / gas two-phase flow simulation for interior ballistics events, where the large distribution of solid phase volume exists, were shown by the simulated results.

Keywords: Interior ballistics, Solid propellant, Two-phase flow, AGARD gun.

Graduate School of Science and Technology, Keio University, 3-14-1 Hiyoshi, Kohoku-ku, Yokohama, Kanagawa 223-8522, JAPAN
†Corresponding address: hmiura@2005.jukuin.keio.ac.jp