超高压燃料噴射過程の圧縮性気液二相流計算に関する初期検討

住 隆博^{*1}, 黒滝 卓司^{*2}, 大澤 克幸^{*3}, 小田 哲也^{*4}Preliminary study on compressible gas-liquid two-phase flow computation
for ultra-high-pressure fuel injection processTakahiro SUMI^{*1}, Takuji KUROTAKE^{*2}, Katsuyuki OHSAWA^{*3} and Tetsuya ODA^{*4}^{*1} Faculty of Science and Engineering, Saga University

1 Honjomachi, Saga-shi, Saga 840-8502, Japan

^{*2} Aeronautical Technology Directorate, Japan Aerospace Exploration Agency

7-44-1 Jindaiji Higashimachi, Chofu-shi, Tokyo 182-8522, Japan

^{*3, *4} Faculty of Engineering, Tottori University

4-101 Koyama-cho Minami, Tottori-shi, Tottori 680-8552, Japan

Received: 17 August 2018; Revised: 26 October 2018; Accepted: 3 March 2019

Abstract

To obtain qualitative knowledges about an ultra-high-pressure fuel injection process in a future automobile diesel injector, a compressible gas-liquid two-phase flow solver is newly developed and an unsteady numerical analysis on a simple injection system with a two-dimensional micro-hole is performed. The six-equation diffuse interface model with heat and mass transfer is adopted and extended from the original two-phase two-component system to the new two-phase multi-component system. High-order numerical discretization methods in time and space are employed to resolve fine flow structures in the transient injection process. In the numerical results, injection pressure in the high-pressure chamber and back pressure in the low-pressure chamber are systematically changed, and the effects on the injection process are discussed in detail. Under conditions close to real operation, promotion of primary atomization due to jet instability, formation of a detached shock wave at the tip of the fuel jet and generation of cavitation bubbles inside the hole are clearly observed. Moreover, compressible effects in both gas and liquid phases are confirmed to be crucial in the numerical analysis of the ultra-high-pressure fuel injection process, which integrally handles the whole system from the high-pressure section to the low-pressure section.

Keywords : Ultra-high-pressure fuel injection, Compressible flow, Two-phase multi-component flow, Shock wave, Cavitation bubble, Diffuse interface model, Computational fluid dynamics

1. 緒 言

熱効率 50%および二酸化炭素排出量 30%低減を掲げる将来型自動車用ディーゼル噴射系では、燃料の噴射圧力が超高压 (300 MPa 以上)、かつ噴孔径が微細 (0.1 mm 以下) となることが想定されている (西田, 2012; 小島他, 2014)。そのため、実機大の可視化モデルの製作、およびそれを用いた燃料噴射過程における噴孔内流動や噴霧微粒化の直接観察が非常に困難となっており、現象についての学術的な理解が進んでいない。この測定困難な現象の詳細を把握するには数値流体力学によるアプローチを用いることが有効であると考えられるが、①超高压化に伴う気液相の圧縮性効果、②噴孔内でのキャビテーション気泡の生成、③微粒化された燃料の微細挙動、等複雑な混相流現象に留意する必要がある。特に、これまで流体の非圧縮性を仮定して取り扱われることの多かった燃料噴射過程に対して、①がどの程度影響があるのかについては、ほとんど未解明であり学術的に非常に興味深いトピックのひとつと言える。

No.18-00332 [DOI:10.1299/transjsme.18-00332], J-STAGE Advance Publication date : 11 March, 2019

^{*1} 正員, 佐賀大学 理工学部 (〒840-8502 佐賀県佐賀市本庄町 1)^{*2} 宇宙航空研究開発機構 航空技術部門 (〒182-8522 東京都調布市深大寺東町 7-44-1)^{*3} 正員, フェロー, 鳥取大学 工学部 (〒680-8552 鳥取県鳥取市湖山町南 4-101)^{*4} 正員, 鳥取大学 工学部

E-mail of corresponding author: sumi@me.saga-u.ac.jp

Fig. 1 The maximum density ratio, the maximum temperature ratio and the maximum Mach number achieved by the prescribed total pressure are plotted. The generalized Bernoulli's principle is employed with the stiffened gas EOS for the liquid phase under an isentropic process. At the injection pressure of 300 MPa, the density decreases about 20 % compared with the stagnation state, and the compressible effect in the liquid phase becomes extremely significant.

図1は圧縮性を考慮した一般化されたベルヌーイの定理を用いて、液相ドデカンについて所定の全圧に対して達成される最大密度比、最大温度比および最大マッハ数を示したものである。ここで、噴射は等エントロピー的に行われるものとし、後述する Stiffened Gas 状態方程式を用いている。本結果から噴射圧 300 MPa では、淀み点状態に比べ密度がおおよそ 20% 減少した高亜音速の噴流が発生することがわかる。工学的に用いられる基準として、相対密度変化が 5% 以上で流体の圧縮性が顕在化するとした場合 (松尾, 1994), 当該条件下では液相に対する圧縮性効果の考慮が必要となる。このような単純な見積もりによって、液相における圧縮性効果の可能性が示唆されることは非常に興味深く、より詳細な検討に値する。一方、液相の噴射速度は周囲気相中の音速に対して無視できず、条件によっては衝撃波の形成が観察されるため (Song et al., 2018), 気相に対する圧縮性効果は明白である。

これまでに提案されているオイラー型の圧縮性気液二相流解法は、界面の取り扱いに関してシャープ界面モデル (Mulder et al., 1992) と拡散界面モデル (Saurel and Abgrall, 1999) の二つに大別される。前者はレベルセット関数を用いて界面の幾何学的な追跡を行うのに対し、後者は体積分率を導入しその時間発展を追うことで気液を区別する。熱力学的な緩和条件の導入や単相流解法からの拡張を考慮すると後者の方が扱い易いが、その名称が示すように界面は数値的な拡散により有限幅となり、幾何学的位置の明確な捕捉ができないことが欠点とされる。しかしながら、低散逸な数値解法の適用と高い格子解像度の確保により界面の拡散を比較的狭い範囲内に抑えることが可能であり、現段階では燃料噴射過程において液柱から液糸が分裂するような一次微粒化程度の現象であれば計算を行うことができる (Wang et al., 2014)。近年、著者らは超高压燃料噴射過程に関して、圧縮性気液二相流の高精度数値計算技術の開発を進めており、本論文ではその初期検討結果を報告する。以下では、支配方程式ならびに数値計算法について、従来の気液二相二成分系の 6 方程式拡散界面モデルを基に新規に開発した気液二相三成分系の拡張 6 方程式拡散界面モデルの概要を説明する。相転移のある一次元衝撃波管問題による検証を行った後に、二次元微細単噴孔を持つ単純な噴射系を対象に超高压燃料噴射過程の計算を実施し、噴孔内におけるキャビテーション気泡の生成、噴孔出口後の一次微粒化、および液相噴流先端での離脱衝撃波形成等に対する噴射圧および背圧の影響について議論する。さらに、本過程に対する気液相の圧縮性効果について考察する。

2. 支配方程式

圧縮性の気液二相流を記述するために、6 方程式拡散界面モデルを用いる (Pelanti and Shyue, 2014)。ここで 6 方程式とは、気液二相間の速度平衡を仮定して合成された運動量式 1 本、各相に対する連続式とエネルギー式各

2 本, およびいずれか一方の相の体積分率に関する輸送方程式 1 本から成る計 6 本の方程式系を意味する. 本モデルは, 気液二相間の熱力学的緩和過程 (力学的緩和, 熱的緩和, 化学的緩和) を順次導入できる拡張性に優れており, キャビテーションや沸騰等の熱と質量の移動を伴う相転移問題に有効であることが知られている. さらに, 体積分率の正值性とそれに対する混合音速の単調性など, 数値計算を行う上での好ましい性質がある. ただし, 本論文で取り扱う空気中への超高压燃料噴射過程の計算では, 液相燃料中におけるキャビテーション気泡の生成を想定しており, 液相燃料とその蒸気相, および不溶性空気の二相三成分系について上記の緩和過程を考慮する必要がある. そのため, これまでに提案されている二相二成分系の 6 方程式拡散界面モデルに対して新規に理論的な拡張を行った. 流体の粘性効果を考慮した場合 (Perigaud and Saurel, 2005), 拡張 6 方程式拡散界面モデルは次のように記述される.

$$\frac{\partial z_i \rho_i}{\partial t} + \nabla \cdot (z_i \rho_i \mathbf{u}) = \psi_{vij}, \quad (i = 1, \dots, N) \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot \left(\rho \mathbf{u} \otimes \mathbf{u} + \sum_{j=1}^N z_j P_j \boldsymbol{\delta} \right) = \nabla \cdot \sum_{j=1}^N z_j \boldsymbol{\tau}_j \quad (2)$$

$$\frac{\partial z_i \rho_i e_i}{\partial t} + \nabla \cdot (z_i \rho_i e_i + z_i P_i) \mathbf{u} + \sigma_{Ci} = \nabla \cdot (z_i \boldsymbol{\tau}_i \mathbf{u}) + \sigma_{Di} + (P_i + P_{\mu i}) \psi_{\omega i} + \psi_{\theta i} + e_i \psi_{vij}, \quad (i = 1, \dots, N) \quad (3)$$

$$\frac{\partial z_i}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla z_i = -\psi_{\omega i} + \frac{\psi_{vij}}{\rho_i}, \quad (i = 1, \dots, N-1) \quad (4)$$

ただし, 表面張力, 熱伝導および物質拡散の効果は便宜的に無視する. ここで, $\sum_{j=1}^N z_j = 1$, $\rho = \sum_{j=1}^N z_j \rho_j$, $e_i = \varepsilon_i + |\mathbf{u}|^2/2$ であり, σ_{Ci}, σ_{Di} はそれぞれ移流と拡散の非保存項, $\psi_{\omega i}, \psi_{\theta i}, \psi_{vij}$ はそれぞれ前述の各熱力学的緩和過程の生成項を示しており, 次式で与えられる.

$$\sigma_{Ci} = y_i \left[\sum_{j=1}^N \nabla \cdot (z_j P_j \mathbf{u}) - \sum_{j=1}^N z_j P_j \nabla \cdot \mathbf{u} \right] - [\nabla \cdot (z_i P_i \mathbf{u}) - z_i P_i \nabla \cdot \mathbf{u}] \quad (5)$$

$$\sigma_{Di} = y_i \left[\sum_{j=1}^N \nabla \cdot (z_j \boldsymbol{\tau}_j \mathbf{u}) - \sum_{j=1}^N z_j \boldsymbol{\tau}_j : \nabla \mathbf{u} \right] - [\nabla \cdot (z_i \boldsymbol{\tau}_i \mathbf{u}) - z_i \boldsymbol{\tau}_i : \nabla \mathbf{u}] \quad (6)$$

$$\psi_{\omega i} = -\omega_i [(P_i - \hat{P}) + (P_{\mu i} - \hat{P}_{\mu})] \quad (7)$$

$$\psi_{\theta i} = -\theta_i (T_i - \hat{T}) \quad (8)$$

$$\psi_{vij} = -v_{ij} (g_i - g_j) \quad (9)$$

ここで, $y_i = z_i \rho_i / \rho$, $\hat{P} = \sum_{j=1}^N \omega_i P_j / \sum_{j=1}^N \omega_i$, $\hat{P}_{\mu} = \sum_{j=1}^N \omega_i P_{\mu j} / \sum_{j=1}^N \omega_i$, $\hat{T} = \sum_{j=1}^N \theta_i T_j / \sum_{j=1}^N \theta_i$ であり, $\omega_i, \theta_i, v_{ij}$ は後述の緩和係数である. さらに, 方程式を閉じるために, 次の Stiffened Gas 状態方程式を用いる.

$$P_i = (\gamma_i - 1) \rho_i (\varepsilon_i - \eta_i) - \gamma_i \pi_i \quad (10)$$

$$T_i = \frac{P_i + \pi_i}{c_{vi} \rho_i (\gamma_i - 1)} \quad (11)$$

$$g_i = (\gamma_i c_{vi} - \eta'_i) T_i - c_{vi} T_i \ln \frac{T_i^{\gamma_i}}{(P_i + \pi_i)^{\gamma_i - 1}} + \eta_i \quad (12)$$

ここで, $\gamma_i, \pi_i, \eta_i, \eta'_i, c_{vi}$ は成分固有のパラメータであり, 本論文で燃料として代替するドデカンの液相と蒸気相, および不溶性空気では表 1 のように与えられる (Le Métayer et al., 2004).

Table 1 Parameters of the stiffened gas EOS for dodecane in liquid and vapor phases and immiscible air.

	γ_i	π_i [Pa]	η_i [J/kg]	η'_i [J/(kg · K)]	c_{vi} [J/(kg · K)]
Dodecane (liquid)	2.35	4×10^8	-7.55×10^5	0	1.08×10^3
Dodecane (vapor)	1.025	0	-2.38×10^5	-2.44×10^4	1.96×10^3
Air (immiscible)	1.42	0	0	0	7.36×10^2

なお、本研究における乱流解析の考え方としては、レイノルズ平均等の乱流モデルを用いず、後述する時空間の高次精度解法の適用により準 DNS (Quasi-Direct Numerical Simulation) の立場を取る。

3. 数値解法

前節の拡張 6 方程式拡散界面モデルの支配方程式は一般に次のように書ける。

$$\frac{\partial q}{\partial t} + \nabla \cdot f(q, \nabla q) + \sigma(q, \nabla q) = \psi(q) \quad (13)$$

ここで、左辺は時間項、移流拡散項の保存成分および非保存成分、右辺は緩和項を示している。この方程式は時間分割法により、次の移流拡散方程式（偏微分方程式）と緩和方程式（常微分方程式）に分けて逐次的に解くことができる (Pelanti and Shyue, 2014)。

$$\frac{\partial q}{\partial t} + \nabla \cdot f(q, \nabla q) + \sigma(q, \nabla q) = 0 \quad (14)$$

$$\frac{dq}{dt} = \psi(q) \quad (15)$$

3・1 移流拡散方程式の解法

移流項の離散化には、数値的に堅牢な 5 次精度 Weighted Compact Nonlinear Scheme (WCNS) (Sumi and Kurotaki, 2015) に高解像度化 (Borges et al., 2008) を図った WCNS-Z を用いる。衝撃波面近傍での数値振動を避けるために、基本変数を特性変数に変換してセル境界値の非線形再構築を行い、単調性維持の制限関数を適用する (Suresh and Huynh, 1997)。数値流束の評価については、界面や接触不連続面の解像に優れる Harten-Lax-van Leer-Contact (HLLC) スキーム (Toro et al., 1994) を基に数値的な堅牢化 (Nishikawa and Kitamura, 2008) を図った Rotated HLLC-HLLC スキームを用いる。拡散項の離散化には 6 次精度中心差分スキームを用いる。さらに、時間項の離散化は 3 次精度 Total Variation Diminishing Runge-Kutta (TVD-RK) 法 (Shu and Osher, 1988) により陽的に行う。

3・2 緩和方程式の解法

成分数を $N = 3$ として、液相ドデカンとその蒸気相、および不溶性空気をそれぞれ $i = 1, 2, 3$ とする。ここで、文献 (Pelanti and Shyue, 2014) に従い便宜的に緩和係数を次のように仮定する。

$$\omega_1 = \omega_2 = \omega_3 = \infty, \quad \theta_1 = \theta_2 = \theta_3 = \infty, \quad v_{12} = v_{21} = \begin{cases} 0; & T \leq T_{sat} \\ \infty; & T > T_{sat} \end{cases}, \quad v_{13} = v_{31} = 0, \quad v_{23} = v_{32} = 0 \quad (16)$$

これは、任意の拡散界面において瞬時の力学的緩和および熱的緩和を考慮し、特にドデカンが関与する拡散界面においてこれらが達成された状況下で、さらに平衡温度が飽和温度を超えた場合、すなわち $T > T_{sat}$ の場合に瞬時の化学的緩和を追加考慮することを意味する。以上の仮定の下で式(15)は次の代数方程式に帰着する。

(a) $T^* \leq T_{sat}$ (力学的緩和+熱的緩和)

$$P_1^* = P_2^* = P_3^* (= P^*) \quad (17)$$

$$T_1^* = T_2^* = T_3^* (= T^*) \quad (18)$$

$$(z_1\rho_1)^* = (z_1\rho_1)^0, (z_2\rho_2)^* = (z_2\rho_2)^0, (z_3\rho_3)^* = (z_3\rho_3)^0 \quad (19)$$

$$(\rho\mathbf{u})^* = (\rho\mathbf{u})^0 \quad (20)$$

$$\sum_{i=1}^3 (z_i\rho_i e_i)^* = \sum_{i=1}^3 (z_i\rho_i e_i)^0 \quad (21)$$

(b) $T^* > T_{sat}$ (力学的緩和+熱的緩和+化学的緩和)

$$P_1^{**} = P_2^{**} = P_3^{**} (= P^{**}) \quad (22)$$

$$T_1^{**} = T_2^{**} = T_3^{**} (= T^{**}) \quad (23)$$

$$g_1^{**} = g_2^{**} \quad (24)$$

$$(z_1\rho_1)^{**} + (z_2\rho_2)^{**} = (z_1\rho_1)^0 + (z_2\rho_2)^0, (z_3\rho_3)^{**} = (z_3\rho_3)^0 \quad (25)$$

$$(\rho\mathbf{u})^{**} = (\rho\mathbf{u})^0 \quad (26)$$

$$\sum_{i=1}^3 (z_i\rho_i e_i)^{**} = \sum_{i=1}^3 (z_i\rho_i e_i)^0 \quad (27)$$

ここで、上添え字 0 は移流拡散方程式(14)の解を意味する。以上の解法の手順としては、まず(a)の場合について上添え字 * の解を求める。次に式(12)を用いて、

$$g_1(P^*, T_{sat}) = g_2(P^*, T_{sat}) \quad (28)$$

なる飽和温度 T_{sat} を計算し、 $T^* > T_{sat}$ であれば、(b)の場合について改めて上添え字 ** の解を求め直す。なお、これらの代数方程式は、一般にニュートン法により効率良く解くことができる。

ところで、キャビテーションや沸騰等の現象では、熱力学的な平衡条件の他に気泡核の条件（径や数密度）が重要な因子となることが知られている。本モデルではそれを陽的に扱わず、代わりに液相中に僅かな蒸気相（本論文では体積分率で 10^{-6} ）を予め含ませることで対応する。当然ながら、この蒸気相の初期量は数値解に影響することが考えられるが、本論文では議論の対象外とする。

4. 一次元衝撃波管問題による検証

前節で示した熱と質量の移動を考慮した拡張 6 方程式拡散界面モデルの検証のために、気液二相のドデカンによる一次元衝撃波管問題 (Pelanti and Shyue, 2014) を考える。初期状態において、全長 1 m の衝撃波管における 0.75m 位置の左右に微量の不溶性空気を含んだ液相ドデカンとその蒸気相が隣り合わせに存在すると仮定する。初期条件は以下のように与えられる。

$$(\rho_l, \rho_v, \rho_a, u, P, z_l, z_v, z_a)_L = (500 \text{ kg/m}^3, 2 \text{ kg/m}^3, 1 \text{ kg/m}^3, 0 \text{ m/s}, 100 \text{ MPa}, 1 - 2 \times 10^{-6}, 10^{-6}, 10^{-6}) \quad (29)$$

$$(\rho_l, \rho_v, \rho_a, u, P, z_l, z_v, z_a)_R = (500 \text{ kg/m}^3, 2 \text{ kg/m}^3, 1 \text{ kg/m}^3, 0 \text{ m/s}, 0.1 \text{ MPa}, 10^{-6}, 1 - 2 \times 10^{-6}, 10^{-6}) \quad (30)$$

ここで、気液のドデカンについては相転移を誘起させる理由から、それぞれの相に他方の相を体積分率で微量 ($\varepsilon = 10^{-6}$) を含ませる。また、不溶性空気については同じく全面に渡って体積分率で同微量を与える。以上の条件の下に、格子点数を 2,001 点、クーラン数を 0.4 として計算を行った。計算結果に対する説明は省略するが、図 2 に示す結果は上記文献のものと完全に一致しており、本論文で提案する拡張 6 方程式拡散界面モデルが適切に機能していることを示している。

Fig. 2 Numerical results for the dodecane liquid-vapor shock tube problem ($t = 473 \mu\text{s}$). The obtained results are perfectly consistent with those in the reference of Pelanti and Shyue, 2014.

5. 二次元単噴孔噴射系の計算

図3に計算モデルの概略を示す。本モデルは二次元であり、高圧室と低圧室を微細単噴孔で連結した極めて単純な構成の噴射系とする。噴孔のサイズを幅0.1 mm、長さ0.8 mmとして高圧室側の入口部に仮想的に開放弁を設置し、初期の噴孔内は低圧室内と全く同じ状態の空気で満たされているものとする。計算領域は計算中に生じる圧力波の境界面での反射を抑えるために十分に広く設定し、噴孔幅を基準として、高圧室については x 方向に約50倍および y 方向に約175倍、低圧室については同じく約150倍および約175倍とする。計算格子については、噴孔内に等間隔の矩形格子を配置し、格子幅を $\Delta x = \Delta y = 2.5 \mu\text{m}$ として、高圧室および低圧室ともにこれを最小格子幅として外側に向かって滑らかに広がった矩形不等間隔格子を配置する。その結果、各領域内の格子点数は、噴孔内で 1.28×10^4 点、高圧室内で約 4.06×10^4 点、および低圧室内で約 6.02×10^5 点となる。なお、本設定では噴霧到達距離が伸びるにつれて格子解像度が低下するため、前述した拡散界面モデル自体の要因の他に格子配置によっても気液界面は次第に不明瞭になる。境界条件として、高圧室から噴孔内部および低圧室の噴孔出口面にかけては滑りなし壁面条件を課し、低圧室の外側の面には流出条件を適用する。

表2に初期条件を示す。本論文では噴孔内におけるキャビテーション気泡の生成や液相噴流先端における離脱衝撃波の形成に関して検討を行うために、高圧室における液相ドデカンの噴射圧を3種類、および低圧室における空気の背圧を2種類変えて計6ケースの計算を行った。ここで、表1に示したドデカンの各パラメータの値は、液相については423 Kと608 K、および蒸気相については298 Kと473 Kにおける飽和状態を基に計算された

Fig. 3 Computational model of injection system and its geometric dimensions. A high-pressure chamber and a low-pressure chamber are connected by a micro-hole. An open valve is virtually arranged at the inlet of the hole.

Table 2 Initial conditions. Total six cases of three kinds of injection pressure (set in the high-pressure chamber) and two kinds of back pressure (set in the low-pressure chamber) are systematically investigated. The initial density is calculated by assuming the initial total temperature as 423 K.

Case	High-pressure chamber				Low-pressure chamber			
	P_H [MPa]	ρ_l [kg/m ³]	z_l	z_a, z_v	P_L [MPa]	ρ_a [kg/m ³]	z_a	z_l, z_v
H1	100	8.12×10^2	$1-2 \times 10^{-6}$	10^{-6}	4.0	3.04×10^1	$1-2 \times 10^{-6}$	10^{-6}
H2	200	9.75×10^2	↑	↑	↑	↑	↑	↑
H3	300	1.14×10^3	↑	↑	↑	↑	↑	↑
L1	100	8.12×10^2	↑	↑	4.0×10^{-1}	3.04	↑	↑
L2	200	9.75×10^2	↑	↑	↑	↑	↑	↑
L3	300	1.14×10^3	↑	↑	↑	↑	↑	↑

ものであるため、全温を 423 K として表中の初期密度を設定した。なお、ドデカンの臨界点は $P_c = 1.82$ MPa, $T_c = 658$ K であり (Le Métayer et al., 2004), 高温域において状態方程式の近似精度が悪化するため、実際に想定されている噴射系の低圧室温度よりも低い値を採用している。噴射時の噴孔出口中心部におけるレイノルズ数は噴射条件により異なるが、噴孔幅を代表長とした場合、およそ $4 \times 10^4 \sim 9 \times 10^4$ 程度である。

始めに、代表的な超高圧燃料噴射過程の時系列変化について述べる。図 4 に Case H2 における流れ場全体の液相ドデカンの体積分率と数値シュリーレンの時系列コンター図を示す。射出された液相ドデカンは噴孔内部を進み、噴孔出口からさらに噴孔長ほど下流の位置までを液柱の状態直進する ($t = 2.5 \mu\text{s}$)。時間の経過とともに次第に噴流の先端が傘状になり ($t = 7.5 \mu\text{s}$)、その後不安定化し一次微粒化に至る ($t = 12.5 \mu\text{s}$)。射出初期に見られる圧力波面は初期条件に起因するものであり ($t = 2.5 \mu\text{s}$)、噴流の加速によって新たに生じた衝撃波面が後ろから追いつく様子がわかる ($t = 7.5 \mu\text{s}$)。不安定化した気液界面からは絶えず圧力波が放出され、噴流の進行に伴って先端付近に鮮明な離脱衝撃波が形成される ($t = 12.5 \mu\text{s}$)。図 5 に同 Case H2 における噴孔付近の蒸気相ドデカンと不溶性空気の体積分率の時系列コンター図を示す。キャビテーションによるドデカンの相転移は、噴孔入口の縮流部で起こることがわかる ($t = 2.5 \mu\text{s}$)。時間の経過とともに生成された蒸気相ドデカンは下流へ主に壁面に沿って運ばれ、同時に噴孔内に残留していた空気は徐々に締め出される ($t = 7.5 \mu\text{s}$)。一方、噴孔出口付近では低圧室側より空気が流入するため、蒸気相ドデカンによるキャビテーション領域の成長が抑制される ($t = 12.5 \mu\text{s}$)。この噴孔内における蒸気相ドデカンと流入空気の領域的なせめぎ合いは、噴射圧や背圧等の噴射条件に大きく依存するが、下流部における噴流の不安定性をもたらす擾乱源のひとつと考えられる。図 6 に同 Case H2 における流れ場全体の混合密度と平衡温度の時系列コンター図を示す。噴射直後の噴孔中心部は液相ドデカンでほぼ満たされており、高圧室の状態に比べて密度が 15% および温度が 20% 程度大幅に低下する ($t = 2.5 \mu\text{s}$)。これらは図 1 の結果と定量的に一致しており、言い換えれば液相ドデカンの噴射直後の状態は、圧縮性を考慮した一般化されたベルヌーイの定理によって精度良く評価できることを示している。その後噴孔出口下流における噴流の一次微粒化に伴って、噴孔中心軸上の混合密度はさらに低下し平衡温度は回復へ向かう ($t = 7.5, 12.5 \mu\text{s}$)。一方、周囲空気は衝撃波面や不安定化した液柱から延びる圧力波面の近傍で圧縮もしくは膨張を受け、局所的に温度の上昇もしくは低下が起こることがわかる ($t = 7.5, 12.5 \mu\text{s}$)。このように噴射後の平衡温度には初期温度 423 K を中心に全体として 250K 程度の幅が生じるが、加熱と冷却を大きく受けている部分は空気相が支配的な領域であるため、ドデカンの状態方程式における精度不足が現象全体に与える影響は小さいと考えられる。しかしながら、より厳密な検討を行うには、状態方程式の精度向上ならびに熱伝導効果の考慮が必要と考えられる。

次に、高背圧時における噴射圧の影響について述べる。図 7 に噴射開始後 15 μs における流れ場全体の液相ドデカンの体積分率と数値シュリーレンのコンター図を示す。噴射圧の上昇に応じて液相ドデカンの噴射速度は増加するため、同時刻における噴霧到達距離は伸長する。いずれの場合においても噴流は射出後に不安定化して一

Fig. 4 Temporal variations of volume fraction of liquid dodecane (left column) and numerical schlieren (right column) in Case H2. As the injection time progresses, promotion of primary atomization due to jet instability and formation of a detached shock wave at the tip of the liquid jet are clearly observed.

Fig. 5 Temporal variations of volume fractions of vapor dodecane (left column) and immiscible air (right column) in Case H2. The vapor dodecane is generated by cavitation at the inlet edge of the injection hole and evolves downstream along the boundary layer, while the immiscible air intrudes upstream from the outlet edge of the hole.

Fig. 6 Temporal variations of mixture density (left column) and equilibrium temperature (right column) in Case H2. The density and temperature of the liquid jet uniformly decrease just after the injection. Due to the effects of the pressure waves, large temperature increases or decreases are locally observed in the immiscible air around the liquid jet.

次微粒化に至るが、噴射圧の上昇に応じて不安定化の開始位置が下流側に移動する。さらに、噴射速度の増加に伴って噴流先端は低圧室内の空気に対して超音速となるため、鮮明な離脱衝撃波が形成される。図8に同時刻における噴孔付近での蒸気相ドデカンと不溶性空気の体積分率のコンター図を示す。低噴射圧条件においては、前述した蒸気相ドデカンと低圧室側から流入した空気の衝突が噴孔内部で生じるため、これが擾乱源となって噴流が早期に不安定化するものと考えられる。一方、高噴射圧条件において噴孔内壁は蒸気相ドデカンによるキャビテーション領域によって全面的に覆われるため、結果として噴流は安定化する。すなわち、下流域における噴流の不安定化の開始位置の違いは、これら噴孔内の状態に大きく影響を受けているものと考えられる。

続いて、低背圧時における噴射圧の影響について述べる。図9に噴射開始後15 μsにおける流れ場全体の液相ドデカンの体積分率と数値シュリーレンのコンター図を示す。高背圧時とは異なり、噴流は噴孔長の数倍程度まで安定して伸び続け、その後ようやく不安定化する。低背圧時には噴流の衝突する低圧室内の空気の密度が高背圧時に比べて非常に小さいため、噴流は安定化しやすく噴霧到達距離は相対的に伸びると考えられる。その結果、すべての噴射圧条件において噴流先端に離脱衝撃波の形成が確認できる。図10に同時刻における噴孔付近での蒸気相ドデカンと不溶性空気の体積分率のコンター図を示す。高背圧時とは異なり、すべての噴射圧条件において蒸気相ドデカンによるキャビテーション領域は噴孔出口直後まで到達し、低圧室側からの空気の流入は全く観察されない。このこともまた下流域における噴流の安定化に影響しているものと考えられる。

最後に、本論文の主眼である超高压燃料噴射過程における気液相の圧縮性効果について考察する。図11は噴霧到達距離の時間履歴である。噴射圧は常にほぼ一定に保たれているため、時間とともに噴霧到達距離は単調に増加する。いずれのケースも噴射開始後15 μs 辺りまで噴霧到達距離は噴射時間に対しておよそ比例しており、噴流先端の速度がほぼ一定に保たれていることを示している。低圧室内の空気中の音速と比較すると、Case H1を除くほとんどのケースで噴流先端の速度が音速程度かもしくはそれを超えており、図7および図9の数値シュリーレンのコンター図が示す離脱衝撃波形成の様子に符合している。すなわち、超高压燃料噴射過程において、気相、特に低圧室内の空気について圧縮性効果の考慮が必要であることがわかる。一方、図12は噴射開始後15 μsの噴孔中心軸上における液相ドデカンの相対密度分布を示したものである。ここで、規格化には表2に示す高压

Fig. 7 Volume fraction contours of liquid dodecane (left column) and numerical schlieren images (right column) under high back pressure condition ($t = 15 \mu s$). As the injection pressure increases, penetration distance extends, and a detached shock wave is clearly formed. Under the high back pressure condition, the liquid jet is easy to be unstable.

Fig. 8 Volume fraction contours of vapor dodecane (left column) and immiscible air (right column) under high back pressure condition ($t = 15 \mu s$). As the injection pressure increases, cavitation regions of the vapor dodecane develop downstream along the boundary layer, and accordingly reverse flow regions of the immiscible air decrease.

Fig. 9 Volume fraction contours of liquid dodecane (left column) and numerical schlieren images (right column) under low back pressure condition ($t = 15 \mu\text{s}$). As the injection pressure increases, penetration distance extends, and a detached shock wave is clearly formed. Under the low back pressure condition, the liquid jet is easy to be stable.

Fig. 10 Volume fraction contours of vapor dodecane (left column) and immiscible air (right column) under low back pressure condition ($t = 15 \mu\text{s}$). Regardless of the injection pressure, cavitation regions of the vapor dodecane evolve beyond the outlet of the injection hole, and reverse flow regions of the immiscible air are not observed at all.

Fig. 11 Temporal variation of jet penetration distance. The penetration distance increases almost linearly with respect to the injection time in each case. Except for Case H1, the jet speed is larger than or equal to the speed of sound in air in the low-pressure chamber. These results are consistent with the formation of a detached shock wave observed in Fig. 7 and Fig. 9.

Fig. 12 Density ratio profiles of liquid dodecane along the center axis of injection hole ($t = 15 \mu s$). In all cases, large and continuous variations about 8 to 20 % exist at the inlet of the hole, however almost uniform distributions are observed from the inside of the hole to the downstream side of the outlet.

室における液相ドデカンの初期密度を用いた。噴射圧や背圧によって若干の違いはあるが、いずれのケースも変化の定性的傾向は概ね同じであり、仮想的に開放弁を設置した噴孔入口付近で密度がおおよそ 8~20%程度大幅かつ連続的に減少する。噴孔内部ではほぼ一定の密度を保ち、噴孔出口から一定程度下流までこの傾向は続く。さらに下流域で場合により大きな密度変動が観察されるのは、噴流の不安定化に伴って噴孔中心軸上に部分的に周囲から空気が入り込むためである。このように、少なくとも噴孔入口では液相ドデカンの密度変化が激しく、しばしば工学的に流体の圧縮性の基準とされる相対密度変化 5%を大きく超えるため、超高压燃料噴射過程の数値計算において高压部から低压部に至る噴射系を一体的に取り扱う場合には、液相についても圧縮性効果の考慮が必要であると言える。

6. 結 言

本論文では、将来型自動車用ディーゼル噴射系における超高压燃料噴射過程に関する定性的知見の獲得を目的として、二次元微細単噴孔を持つ単純な噴射系を対象に圧縮性気液二相流の非定常数値計算を実施した。まず、液相燃料とその蒸気相および不溶性空気からなる二相三成分間の相転移問題に対応するために、熱と質量の移動を考慮した拡張 6 方程式拡散界面モデルを新規に開発した。続いて、本モデルを用いた数値計算により、高压室内の液相燃料の噴射圧と低压室内の空気の背圧の条件を系統的に変更し、それらが噴射過程における噴孔内流動および噴霧微粒化に及ぼす影響について詳細に調査した。その結果、想定される実機の作動条件に近い高噴射圧・高背圧条件下では、噴流の不安定化による一次微粒化の促進、噴流先端における離脱衝撃波の形成、ならびに噴孔内におけるキャビテーション気泡の生成が確認された。また、当該超高压燃料噴射過程の数値計算において、高压部から低压部に至る噴射系を一体的に取り扱う場合には、気液相ともに圧縮性効果の考慮が必要であることが確認された。

実機評価に向けた課題は多岐にわたるが、現在の枠組みの直接的な展開については、三次元化および複雑形状への対応、および今後の物理モデルの改良については、状態方程式の精度向上、熱伝導効果および物質拡散効果の考慮、表面張力の導入、有限速度緩和のモデル化、等が挙げられる。さらに発展的には、超臨界流体ならびに燃焼への対応が考えられる。

謝 辞

本研究は JSPS 科研費 15K05795, および平成 29 年度公益財団法人原田記念財団の助成を受けた。また, 本研究の一部は, 総合科学技術・イノベーション会議の SIP (戦略的イノベーション創造プログラム)「革新的燃焼技術」(管理法人: JST) によって実施された。ここに謝意を表す。

文 献

- Borges, R., Carmona, M., Costa, B. and Don, W. S., An improved weighted essentially non-oscillatory scheme for hyperbolic conservation laws, *Journal of Computational Physics*, Vol.227 (2008), pp.3191-3211.
- 小島昭和, 内山賢, 増田誠, 伊達健治, 堀内康弘, Herrmann, O. E., Laumen, H. J., ディーゼル噴射系の進化 — 超高压噴射が拓く世界 —, *デンソーテクニカルレビュー*, Vol.19 (2014), pp.179-186.
- Le Métayer, O., Massoni, J. and Saurel, R., Elaborating equations of state of a liquid and its vapor for two-phase flow models, *International Journal of Thermal Science*, Vol.43 (2004), pp.265-276.
- 松尾一泰, 圧縮性流体力学, オーム社 (1994), p.32.
- Mulder, W., Osher, S. and Sethian, J. A., Computing interface motion in compressible gas dynamics, *Journal of Computational Physics*, Vol.100 (1992), pp.209-228.
- 西田恵哉, 微細噴孔から超高压で噴射されるディーゼル噴霧と燃焼, *ながれ*, Vol.31 (2012), pp.345-350.
- Nishikawa, H. and Kitamura, K., Very simple, carbuncle-free, boundary-layer-resolving, rotated-hybrid Riemann solvers, *Journal of Computational Physics*, Vol.227 (2008), pp.2560-2581.
- Pelanti, M. and Shyue, K.-M., A mixture-energy-consistent six-equation two-phase numerical model for fluids with interfaces, cavitation and evaporation waves, *Journal of Computational Physics*, Vol.259 (2014), pp.331-357.
- Perigaud, G. and Saurel, R., A compressible flow model with capillary effects, *Journal of Computational Physics*, Vol.209 (2005), pp.139-178.
- Saurel, R. and Abgrall, R., A multiphase Godunov method for compressible multifluid and multiphase flows, *Journal of Computational Physics*, Vol.150 (1999), pp.425-467.
- Shu, C.-W. and Osher, S., Efficient implementation of essentially non-oscillatory shock-capturing schemes, *Journal of Computational Physics*, Vol.77 (1988), pp.439-471.
- Song, E., Li, Y., Dong, Q., Fan, L., Yao, C. and Yang, L., Experimental research on the effect of shock wave on the evolution of high pressure diesel spray, *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol.93 (2018), pp.235-241.
- Sumi, T. and Kurotaki, T., A new central compact finite difference formula for improving robustness in weighted compact nonlinear schemes, *Computers and Fluids*, Vol.123 (2015), pp.162-182.
- Suresh, A. and Huynh, H. T., Accurate monotonicity-preserving schemes with Runge-Kutta time stepping, *Journal of Computational Physics*, Vol.136 (1997), pp.83-99.
- Toro, E. F., Spruce, M. and Speares, W., Restoration of the contact surface in the HLL-Riemann solver, *Shock Waves*, Vol.4 (1994), pp.25-34.
- Wang, Y., Qiu, L., Reitz, R. D. and Diwakar, R., Simulating cavitating liquid jets using a compressible and equilibrium two-phase flow solver, *International Journal of Multiphase Flow*, Vol.63 (2014), pp.52-67.

References

- Borges, R., Carmona, M., Costa, B. and Don, W. S., An improved weighted essentially non-oscillatory scheme for hyperbolic conservation laws, *Journal of Computational Physics*, Vol.227 (2008), pp.3191-3211.
- Kojima, A., Uchiyama, K., Mashida, M., Date, K., Horiuchi, Y., Herrmann, O. E. and Laumen, H. J., Evolution for diesel fuel injection system — the new world by ultra high pressure injection —, *Denso Technical Review*, Vol.19 (2014), pp.179-186 (in Japanese).
- Le Métayer, O., Massoni, J. and Saurel, R., Elaborating equations of state of a liquid and its vapor for two-phase flow models, *International Journal of Thermal Science*, Vol.43 (2004), pp.265-276.
- Matsuo, K., Compressible fluid dynamics, Ohmsha (1994), p.32 (in Japanese).
- Mulder, W., Osher, S. and Sethian, J. A., Computing interface motion in compressible gas dynamics, *Journal of Computational Physics*, Vol.100 (1992), pp.209-228.
- Nishida, K., Diesel spray combustion injected by micro-hole nozzle under ultra-high injection pressure, *Nagare*, Vol.31 (2012),

pp.345-350 (in Japanese).

- Nishikawa, H. and Kitamura, K., Very simple, carbuncle-free, boundary-layer-resolving, rotated-hybrid Riemann solvers, *Journal of Computational Physics*, Vol.227 (2008), pp.2560-2581.
- Pelanti, M. and Shyue, K.-M., A mixture-energy-consistent six-equation two-phase numerical model for fluids with interfaces, cavitation and evaporation waves, *Journal of Computational Physics*, Vol.259 (2014), pp.331-357.
- Perigaud, G. and Saurel, R., A compressible flow model with capillary effects, *Journal of Computational Physics*, Vol.209 (2005), pp.139-178.
- Saurel, R. and Abgrall, R., A multiphase Godunov method for compressible multifluid and multiphase flows, *Journal of Computational Physics*, Vol.150 (1999), pp.425-467.
- Shu, C.-W. and Osher, S., Efficient implementation of essentially non-oscillatory shock-capturing schemes, *Journal of Computational Physics*, Vol.77 (1988), pp.439-471.
- Song, E., Li, Y., Dong, Q., Fan, L., Yao, C. and Yang, L., Experimental research on the effect of shock wave on the evolution of high pressure diesel spray, *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol.93 (2018), pp.235-241.
- Sumi, T. and Kurotaki, T., A new central compact finite difference formula for improving robustness in weighted compact nonlinear schemes, *Computers and Fluids*, Vol.123 (2015), pp.162-182.
- Suresh, A. and Huynh, H. T., Accurate monotonicity-preserving schemes with Runge-Kutta time stepping, *Journal of Computational Physics*, Vol.136 (1997), pp.83-99.
- Toro, E. F., Spruce, M. and Speares, W., Restoration of the contact surface in the HLL-Riemann solver, *Shock Waves*, Vol.4 (1994), pp.25-34.
- Wang, Y., Qiu, L., Reitz, R. D. and Diwakar, R., Simulating cavitating liquid jets using a compressible and equilibrium two-phase flow solver, *International Journal of Multiphase Flow*, Vol.63 (2014), pp.52-67.