自動車エンジン用インジェクタの燃料噴霧シミュレーション*

Spray Simulations of Fuel Injector for Automobile Engines

石井 英二**
ISHII Eiji石川 亨***
ISHIKAWA Toro田辺 好之***
TANABE Yoshiyuki

Abstract Fine atomization of the liquid jet from a fuel injector in an automobile engine lowers engine emissions and improves fuel efficiency. Simulation of liquid-film breakup near the injector outlet is useful for predicting the atomization. However, grid methods and particle methods require a large amount of computation time in the practical engineering aspect because fine meshes smaller than liquid films or a large number of particles are needed. In this study, we have tried to simulate the breakup of liquid films by using groups of particles in the particle method. In the simulation, the particle method was applied only to the liquid film and the grid method was used in other areas to shorten the computation time. We then simulated the breakup of a liquid film near the outlet of a fuel injector used for automobile engines, and found that our hybrid method could simulate the breakup of the liquid film into ligaments.

Keywords: Computational fluid dynamics, Liquid jet breakup, Particle method, Grid method, Hybrid method

1. 緒言

自動車エンジンの更なる低排気化・低燃費化を実現するため、燃料噴霧の微粒化予測は重要な課題である。燃料噴霧解析では、(1) 液膜から液滴にいたるマルチスケールの界面挙動の扱い、(2) インジェクタ内部の複雑流路への対応、(3) 表面張力などに起因する気液界面分裂の扱いが課題となる。

インジェクタの微粒化性能は噴孔近傍での液膜分裂挙動に大きく影響され、従来は界面追跡法のようなグリッド法が用いられてきた。界面追跡法としては Volume of fluid (VOF) 法[1]、Level set 法[2]、Cubic interpolated propagation (CIP) 法[3]等があり多くの成果を挙げている。しかしこれら界面追跡法を前記の液膜分裂挙動解析へ適用した

例は、ノズルや噴孔上流の流路形状が単純なものが多く[4,5]、また前記の課題(1)に対しては、(実用計算上は)液滴が格子サイズ以下になり、数値拡散により消失する問題がある。一方、近年 Moving particle semi-implicit (MPS) 法[6]のような粒子法は、数値拡散による液滴消失の問題は無いが、インジェクタ内部から大気領域までの計算は粒子数が膨大となる問題がある。

上記のグリッド法と粒子法の問題に対して、グリッド法と粒子法を結合し、計算の効率化を図った手法が提案されている。Liu ら[7]は MPS 法に差分格子を併用し、湊ら[8]は広範囲の気液二相流挙動を VOF 法又は二流体モデルで扱い、局所的に混入した固体や異種流体の運動に粒子法を適用している。また Enright ら[9]の Hybrid particle

* 2005.11.10 受付

** 株式会社 日立製作所 機械研究所 〒312-0034 茨城県ひたちなか市堀口 832 番地 2
TEL: (029)353-3111 FAX: (029)353-3857 E-mail: eiji.ishii.pk@hitachi.com

*** 株式会社 日立製作所 オートモーティブシステムグループ

level set 法では、気液界面に散布したマーカー粒子を Lagrangian 的に用いることで、数値拡散による気液界面の消失が少ない高精度な解析を実現している。これらの解析手法は基礎的な流れ場への適用例が多く、自動車用インジェクタの様に複雑流路形状への適用は見られない。

著者らは複雑流路形状での気液界面挙動を解析するため、非構造格子に対応した CIP 法コードの開発を行った[10]。更にマルチスケールの気液界面挙動解析を目的に、CIP 法と MPS 法を結合する解析技術を開発した[11]。本研究では、CIP 法と MPS 法の結合解析 (CIP/MPS hybrid 法) に、新たに表面張力効果を組み込み、気液界面の分裂挙動を解析した。この解析では自動車用インジェクタを適用対象とし、MPS 法で液膜の分裂挙動計算を、CIP 法で他の領域の計算を行った。その結果、インジェクタ噴孔近傍において、液膜がリガメントへ分裂する挙動を予測することが可能となった。

2. 解析手法

本解析では、燃料の液膜分裂挙動解析を MPS 法で行い、その他の領域の解析を CIP 法で行った。

2.1 Moving Particle Semi-implicit (MPS)法

非圧縮性と運動量の式は次式となる。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \quad (1)$$

$$\rho \frac{D\mathbf{u}}{Dt} = -\nabla p + \mu \nabla^2 \mathbf{u} + \mathbf{S} \quad (2)$$

ここで $\mathbf{u}$ は速度、 p は圧力、 ρ は密度、 μ は粘度、 $\mathbf{S}$ は体積力を示す。式(2)左辺は Lagrangian 的な粒子の扱いを示す。表面張力は体積力 $\mathbf{S}$ に含まれ、ラプラシアンオペレーターは次式で表される。

$$(\nabla^2 \phi)_k = \frac{2d}{\lambda n_0} \sum_{j \neq i} (\phi_j - \phi_i) w(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|) \quad (3)$$

ここで ϕ_i は物理変数、 $\mathbf{r}_i$ は粒子座標、 d は次元数、 n_0 は基準となる粒子数密度を示す。また w は重み関数であり次式で定義される。

$$w(r_{ij}) = \begin{cases} \frac{r_e}{r_{ij}} - 1 & (r_{ij} \leq r_e) \\ 0 & (r_{ij} > r_e) \end{cases} \quad (4)$$

ここで r_{ij} は粒子間距離、 r_e は粒子間の影響範囲を示す。粒子数密度 n_i と変数 λ は次式で定義する。

$$n_i = \sum_{j \neq i} w(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|) \quad (5)$$

$$\lambda = \frac{\sum_{j \neq i} |\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|^2 w(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|)}{\sum_{j \neq i} w(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|)} \quad (6)$$

計算では、まず式(2)の粘性力と体積力を求め、粒子を Lagrangian 的に移動させる。次に式(1)の非圧縮条件を満足するように次の圧力 Poisson 方程式を解く。

$$(\nabla^2 p)_k = \frac{\rho}{\Delta t^2} \frac{n_i - n_0}{n_0} \quad (7)$$

最後に式(7)で得られた圧力を用いて、速度と粒子座標を次式で修正する。

$$\delta \mathbf{u}_i = -\frac{\Delta t}{\rho} \nabla p \quad (8)$$

$$\mathbf{u}_i^{n+1} = \mathbf{u}_i^* + \delta \mathbf{u}_i \quad (9)$$

$$\mathbf{r}_i^{n+1} = \mathbf{r}_i^* + \Delta t \delta \mathbf{u}_i \quad (10)$$

ただし、

$$(\nabla p)_i = \frac{d}{n_0} \sum_{j \neq i} \left[\frac{p_j - p_i}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|^2} (\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i) w(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|) \right] \quad (11)$$

ここで記号*は粒子移動後の速度を示す。

2.2 Cubic Interpolated Propagation (CIP)法

流れの支配方程式は次式で表される。

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{u}_j \cdot \nabla f = g \quad (12)$$

$$\mathbf{f} = \begin{pmatrix} F \\ \rho \\ u_i \\ p \end{pmatrix} \quad \mathbf{g} = \begin{pmatrix} 0 \\ -\rho \mathbf{u}_{j,j} \\ -\frac{1}{\rho} p_{,i} + \frac{1}{\rho} \tau_{ij,j} + \frac{1}{\rho} S_i \\ -\rho C_s^2 u_{j,j} \end{pmatrix} \quad (13)$$

τ は粘性応力、 C_s は音速、 S は体積力を表す。 F は液相の体積分率 θ_{CIP} を用いて次式で定義される。

$$\theta_{CIP} = \frac{\arctan(F)}{0.99\pi} + 0.5 \quad (14)$$

θ_{CIP} は気相で 0、液相で 1 の値をとる。密度、粘度、音速は次式で求める。

$$\rho = \rho_l \theta_{CIP} + \rho_g (1 - \theta_{CIP}) \quad (15)$$

$$\mu = \mu_l \theta_{CIP} + \mu_g (1 - \theta_{CIP}) \quad (16)$$

$$C_s = C_{sl} \theta_{CIP} + C_{sg} (1 - \theta_{CIP}) \quad (17)$$

ここで添え字の l と g は液相と気相での物性値を示す。式(12)は次式のように移流方程式と非移流方程式に分割されて計算される。

$$\frac{\partial f}{\partial t} + u_j f_{,j} = 0 \quad (18)$$

$$\frac{\partial f}{\partial t} = g \quad (19)$$

まず式(18)を解く。CIP 法では、式(18)を解く際、3 次スプライン補間を用いることで、3 次精度で移流方程式を解くことが可能である。本研究では、式(18)を計算した後に、式(19)を有限体積法で離散化し、fractional-step 法で時間積分した。

2.3 MPS/CIP hybrid 法

本研究では実用計算を前提に以下のシンプルな解析手法を検討した。

- ① まず MPS 法と CIP 法で別々に移流項を計算して移流速度を得る。
- ② 次に MPS 法で使用する粒子の粒子濃度と、CIP 法で計算する液相の体積分率 θ_{CIP} を変数とする重み関数で、各々の移流速度を修正。
- ③ 最後に圧力ポアソン式を用いて (MPS 法と CIP 法で別々に) 圧力を計算。

すなわち MPS 法と CIP 法の通常の解析手順に、上記②の移流速度の修正が加えられたのみのシンプルな解析手法である。移流速度 (添え字*で示す) の修正は次式で行う。

$$\vec{u}_{MPS}^* = (1 - \lambda_{MPS}) \vec{u}_{MPS} + \lambda_{MPS} \vec{u}_{(CIP)} \quad (20)$$

$$\vec{u}_{CIP}^* = (1 - \lambda_{CIP}) \vec{u}_{CIP} + \lambda_{CIP} \vec{u}_{(MPS)} \quad (21)$$

ここで u_{MPS} は MPS 法で計算した (粒子座標上の) 移流速度、 u_{CIP} は CIP 法で計算した (グリッド座標上の) 移流速度、 $u_{(CIP)}$ は u_{CIP} の粒子座標上への補間値、 $u_{(MPS)}$ は u_{MPS} のグリッド座標上への補間値を表す。各座標間の補間 (Fig. 1 参照) は次式で行う。

(a) Particles $\rightarrow$ Grids

(b) Grids $\rightarrow$ Particles

Fig. 1 Interpolation between particle and grid coordinates

$$\vec{u}_{(MPS)} = \frac{\sum_{i \neq j} \vec{u}_{MPS} W(R_{ij})}{\sum_{i \neq j} W(R_{ij})} \quad (22)$$

$$\vec{u}_{(CIP)} = \frac{\sum_{i \neq j} \vec{u}_{CIP} W(R_{ij})}{\sum_{i \neq j} W(R_{ij})} \quad (23)$$

$$W(R_{ij}) = \begin{cases} \frac{R_e}{R_{ij}} - 1 & (R_{ij} \leq R_e) \\ 0 & (R_{ij} > R_e) \end{cases} \quad (24)$$

ここで R_e は有効半径 (1.0~1.5 格子分)、 R_{ij} は粒子座標とメッシュ座標の距離。一方、重み関数は次式で定義する。

$$\lambda_{MPS} = \begin{cases} 0 & (\theta_{(CIP)} < \theta_{\min}) \\ \frac{(\theta_{(CIP)} - \theta_{\min})}{(\theta_{\max} - \theta_{\min})} & (\theta_{\min} \leq \theta_{(CIP)} \leq \theta_{\max}) \\ 1 & (\theta_{(CIP)} > \theta_{\max}) \end{cases} \quad (25)$$

$$\lambda_{CIP} = (1 - \alpha) \beta \quad (26)$$

ただし、

$$\alpha = \begin{cases} 0 & (\theta_{CIP} < \theta_{\min}) \\ \frac{(\theta_{CIP} - \theta_{\min})}{(\theta_{\max} - \theta_{\min})} & (\theta_{\min} \leq \theta_{CIP} \leq \theta_{\max}) \\ 1 & (\theta_{CIP} > \theta_{\max}) \end{cases} \quad (27)$$

$$\beta = \frac{\sum_{i \neq j} W(R_{ij})}{N_0} \quad (28)$$

$\theta_{\min}$ は 0.2、 $\theta_{\max}$ は 0.8 を使用し、 N_0 は基準となる粒子数密度を、 θ_{CIP} は CIP 法で計算した液相の体積分率を示す。 $\theta_{(CIP)}$ は θ_{CIP} を粒子座標へ補間した値で、次式で計算する。

$$\theta_{(CIP)} = \frac{\sum_{i \neq j} \theta_{CIP} W(R_{ij})}{\sum_{i \neq j} W(R_{ij})} \quad (29)$$

2.4 表面張力の計算方法

MPS 法における表面張力モデルは越塚ら[12]により提案され、多くの成果をあげている。しかし定式化が若干複雑であるため、本研究では簡単化のため、Brackbill らの CSF モデル[13]を CIP 法と同様に MPS 法にも適用した。MPS 法では特性関数 C （気相で 0、液相で 1）を、気液界面の粒子で $C=0$ 、その他の粒子で $C=1$ と定義した。法線ベクトル $\vec{n}$ 、曲率 κ 、表面張力 F_{sv} は次式で求めた。

$$\vec{n} = \nabla C / |\nabla C| \quad (30)$$

$$\kappa = -(\nabla \vec{n}) \quad (31)$$

$$\vec{F}_{sv} = \sigma \kappa \frac{\nabla C}{|C|} \quad (32)$$

ただし、

$$\nabla C = \frac{[C]}{n\delta} \quad (33)$$

式(33)のカギ括弧は特性関数 C の最大最小差で 1 となる。本研究では、 ∇C は界面内で一定値（界面から n 粒子の範囲、本解析では $n=2$ ）とした。

3. 計算結果

3.1 表面張力モデルの検証

Fig. 2 は矩形液滴の振動計算結果であり、(a)は

CIP 法の結果、(b)は MPS 法の結果を示す。矩形液滴の一边は 37.5 mm とし、CIP 法では 20 要素を、MPS 法では 20 粒子を配置した。液滴の密度は 798 kg/m³、表面張力係数は 23.61×10⁻³ N/m とした。Fig. 2 の計算結果では、液滴角部が CIP 法の結果のように鋭角が維持されず丸まる傾向があり、更に改良が必要である。しかし液滴の振動周期は Brackbill と Zemach [13]の結果の 0.4 s と一致した。

3.2 円筒状液体噴流への適用

Fig. 3 に(a)解析モデルと(b)解析メッシュを示す。解析条件は新井らによる実験[14]に合わせ、入口から水（流速: 2.6 m/s）と空気（流速: 45 m/s または 60 m/s）を同時に流し、空気密度を 1.2 kg/m³、水密度を 998 kg/m³、空気粘度を 1.8×10⁻⁵ Pa·s、水粘度を 1.0×10⁻³ Pa·s、表面張力を 72.8×10⁻³ N/m とした。また MPS 法では（粒子数密度がゼロで）粒子が単独飛行する場合は物理的に意味がなくなるため、剛体球とみなして気流による抗力[15]を付加した。この際、粒子径は初期粒子間距離（80μm）とした。Fig. 4 は空気流速が 45 m/s での液柱分裂長さの検証結果である。実測[14]の 10 mm に対して計算結果は 11 mm であり良好な一致が得られている。しかし計算結果では液柱表面に小さな波立ちが見られるものの、実測ほどに顕著な波成ちは再現されていない。Fig. 5 は噴孔近傍の液柱挙動を、空気流速 60 m/s の条件で計算した結果である。液柱が実験[14]と同様に螺旋状に振動しながら分裂する現象が捉えられた。

Fig. 2 Liquid drop oscillation

3.3 自動車用インジェクタの燃料噴霧への適用

Fig. 6 の(a)は筒内噴射ガソリンエンジン用のスワールインジェクタの概要、および(b)は噴霧形態を示す。燃料は4箇所からの入り、内部で旋回流を形成する。オリフィス内では旋回流で生じた遠心力で、燃料がオリフィス内壁へ押付けられて液膜が形成される。この液膜は大気領域へ出ると遠心力の作用でコーン状に開き、更に薄膜化する。薄膜の先端は分裂してリガメントが形成され、リガメントは更に分裂して液滴となる。本研究では MPS 法で液膜分裂挙動を、CIP 法で他の領域を計算した。Fig. 7 は計算格子 (102,884 要素) である。オリフィス下にはオリフィス径の3倍の大気領域を設けた。計算条件は、空気と燃料の密度を 1.2 kg/m^3 と 684 kg/m^3 、粘度をそれぞれ $1.81 \times 10^{-5} \text{ Pa}\cdot\text{s}$ と $4.88 \times 10^{-4} \text{ Pa}\cdot\text{s}$ とした。入口の燃料圧力は 7.1 MPa 、大気領域の圧力は 0.1 MPa とした。初期粒子間距離は $16 \mu\text{m}$ とした。計算時間は 2.5 GHz pentium 4 processor を 1CPU 使用して 15 時間であり、実用的な解析時間であった。

まず比較のため、VOF 法による計算結果を Fig. 8 に示す。Fig. 8 は液相の体積分率が 0.5 の等値面を示す。オリフィス下に形成された液膜は数値拡散ですぐに消失し、また液膜の分裂挙動も再現されていない。これは使用した計算格子 (Fig. 7 参照) では解像度が足りないためである。液膜の分裂挙動を計算するためには、液膜厚さよりも十分細かい計算格子が必要であり、工業上の実用計算としては大きな負荷となる。

Fig. 9 にハイブリット解析によるオリフィス近傍での液膜分裂挙動を示す。液膜やリガメントは

Fig. 3 Schematic view of a cylindrical liquid jet: (a) Geometry of cylindrical jet: (b) Computational grids (35,288 elements)

Fig. 4 Breakup of a cylindrical liquid jet (velocity of air: 45 m/s)

Fig. 5 Spiral motion of liquid column (velocity of air: 60 m/s)

Fig. 6 Geometry of a swirl-type fuel injector and measurement of liquid-film breakup

は粒子の集合体で表現されている。オリフィスから噴射された燃料は (0.05 ms)、旋回流の発達に伴い 0.07 ms 付近でコーン状に噴霧が開始する。0.09 ms では液膜はリング状のリガメントを形成しながら分裂する。0.11ms 頃からオリフィス下にコーン状の薄膜が形成され、序所に薄膜が成長して 0.15 ms 付近で定常状態に達する。

Fig. 10 にオリフィスの中心軸に平行な断面での燃料分布を示す。オリフィス内には空気の進入により空洞部が生じている。これはオリフィス内の旋回流で燃料が内壁に押付けられ、液膜が形成されたためである。また Fig. 11 は表面張力が無い条件での計算結果である。リガメントの形成が無く、単独の粒子が射出されるのみである。液膜の分裂挙動には表面張力の寄与が大きいことが確認された。

一般に、液膜やリガメントを粒子の集合体として認識することは多少の困難を要する。粒子データを視覚的に表現することは、インジェクタ設計者が噴霧形状を認識する上でも非常に有効である。Fig. 12 は粒子データを Ray tracing で可視化 [16]した結果である。オリフィス近傍における薄膜の形成と分裂挙動がわかり易く表現されている。

4. 結 言

粒子法 (MPS 法) とグリッド法 (CIP 法) を結合し、自動車用インジェクタにおける噴孔近傍の液膜分裂挙動解析を行った結果、以下の結論が得

Fig. 7 Computational grids (102,884 elements)

Fig. 8 Simulated result with volume of fluid method at 0.15 ms

Fig. 9 Liquid film configurations in swirl-type fuel injectors used for automobile engines

Fig. 10 Configuration of liquid film in cutting plane along injector axis at 0.15 ms

Fig. 11 Liquid jet configuration calculated without surface tension at 0.15ms

Fig. 12 Breakup of a liquid film visualized using ray tracing.

られた。

- ・表面張力効果を組み込むことにより、噴孔近傍の液膜がリガメントへ分裂する挙動の予測が可能となった。
- ・粒子法とグリット法のハイブリット化により、実用的な時間での解析が可能となった。

Nomenclature

C_s	: speed of sound	[m/s]
d	: number of spatial dimensions	[-]
f	: vector of dependent variables	
F	: tangent function of volume fraction of liquid	[-]
n_0	: particle number density	[-]
p	: pressure	[Pa]
r_e	: radius of interaction area	[m]
R_e	: radius of interpolation area	[m]
r_{ij}	: distance between two particles	[m]
R_{ij}	: distance between particle and grid	[m]
t	: time	[s]
u	: velocity	[m/s]
w	: weight function used in MPS method	[-]
W	: weight function used in interpolation	[-]
μ	: viscosity	[Pa·s]
θ_{CIP}	: volume fraction of liquid given by CIP	[-]
ρ	: density	[kg/m ³]
τ_{ij}	: viscous stress	[N/m ²]

参考文献

- [1] Hirt, C. W. and Nichols, B. D., Journal of Computational Physics, Vol.39, 201–225 (1981).

- [2] Sussman, M. Smereka, P. and Osher, S., Journal of Computational Physics, Vol. 114, 146–159 (1994).
- [3] Yabe, T. and Aoki, T., Computer Physics Communications, Vol. 66, 219–232 (1991).
- [4] Pan, Y. and Suga, K., Proceedings of ICMF'04, Paper No. 377 (2004).
- [5] Tanguy, S., Ménard, T., Berlemont, A., Estivalezes, J.L. and Couderc, F., Proceedings of Advances in the Modeling Methodologies of Two-phase Flows, Lyons, France, Paper No. 13 (2004).
- [6] Koshizuka, S. and Oka, Y., Nuclear Science and Engineering, Vol. 123, 421–434 (1996).
- [7] Liu, J., Koshizuka, S. and Oka, Y., 日本原子力学会 2003 年春の年会予稿集, 479 (2003).
- [8] 湊, 高森, 石田, 混相流シンポジウム'99講演論文集, 149–150 (1999).
- [9] Enright, D., Fedkiw, R., Ferziger, J. and Mitchell, I., Journal of Computational Physics, Vol. 183, 83–116 (2002).
- [10] Ishii, E., Kameya, H., Watanabe, A. and Urashin, M., Proceedings of ASME FEDSM'02, Paper No. FEDSM2002-31229 (2002).
- [11] Ishii, E., Ishikawa, T. and Tanabe, Y., Proceedings of ASME HT-FED 2004, Paper No. HT-FED2004-56142 (2004).
- [12] 池田, 越塚, 岡, 第 12 回数値流体力学シンポジウム講演論文集, 243–244 (1998).
- [13] Brackbill, J. U. and Zemach, C., Journal of Computational Physics, Vol. 100, 335–354 (1992).
- [14] 新井, 橋本, 日本機械学会論文集, Vol. 51 (465)B 編, 1624–1630 (1985).
- [15] 日本機械学会編, 気液二相流技術ハンドブック, コロナ社 (1989).
- [16] <http://www.povray.org>