

Refined Similarity Laws in Spray from the Swirl Injector

Shinichiro YANASE*, Tetsuya FUCHIMOTO*, Hideki HASHIMOTO*, Jiro SENDA**
and Jiro MIZUSHIMA**

(Received February 20, 2007)

Unsteady spray injected from a swirl injector is numerically simulated to obtain a similarity law for the tip penetration. An original three-dimensional (3D) simulation code was developed to analyze the two-phase flow consisting of liquid droplets and ambient gas, in which the equations of motion of droplets and the dynamical equation for the ambient gas flow were solved simultaneously accounting for secondary atomization of droplets. It was confirmed that the tip penetration obtained by our code agrees well with the experimental results conducted by ourselves. The time dependence of the tip penetration was determined from the numerical results, and a rough similarity law for the tip penetration was assumed by the dimensional analysis. Then the rough similarity law was refined by comparing it in detail with the data obtained by the numerical simulation. The refined similarity law gives better agreement with the numerical results though some deviation from them is observed for the case of high pressure injection. The origin of the deviation was clarified by the analyses of vortex structures.

Key words: swirl injector, tip penetration, similarity law, atomization, vortical structure

キーワード: スワールインジェクタ, 噴霧到達距離, 相似則, 微粒化, 渦構造

スワールインジェクタにおける気液混合噴霧流の改良相似則

柳瀬眞一郎, 淵本哲矢, 橋本英樹, 千田二郎, 水島二郎

1 はじめに

気体中に液体を微粒化して飛散する噴霧は、内燃機関など多くの分野に用いられる重要な技術の一つである¹⁾。特に、スワールインジェクタは、液体を旋回させながら噴出させるため微粒化特性に優れ、自動車用直接噴射式ガソリン機関などに用いられてきた。自動車用エンジンにおいては燃料噴霧の最適化が燃料消費率および排出ガスや排出粒子状物質に大きな影響を及ぼすため、これまでも活発に研究が行われてきた。スワールインジェクタから噴出される噴霧特性の研究は主に実験により行われてきた。宋^{2, 3)}らは実験によりノズル内のキャビテーション現象の解明を行い、また柳⁴⁾らは噴霧中における液滴の粒度分布と速度分布を実験により調べた。

最近では数値シミュレーションによっても噴霧現象

が調べられるようになり、たとえば高木らはVOF法 (Volume Of Fluid method) を用いて中空円錐噴霧の解析を行った^{5, 6)}。また、Sou and Tomiyama⁷⁾は液滴ジェットの変形を数値シミュレーションにより調べて成果を得ている。数値シミュレーションでは、噴射条件や雰囲気条件を変えて計算することが容易であり、パラメータを変えたときの物理量の相似則を見いだすときには実験よりも数値シミュレーションの方が適している。ただし、噴霧は気体と液体の2相をもつ流れであり、液滴の微粒化・周囲気体との運動量の交換・蒸発・混合・液滴の分裂と合体などの複雑な物理現象を含み、数値シミュレーションには適切なモデル化を行う必要がある。

噴霧中の微粒化された液滴は運動量をもって噴出される。これらの液滴は周囲の気体を巻き込み、これ

*School of Natural Science and Technology, Okayama University, Okayama
Telephone: +81-86-251-8226, E-mail: yanase@mech.okayama-u.ac.jp

**Department of Mechanical Engineering, Doshisha University, Kyoto

らに運動量を与えて、さらに運動量を得た気体は液滴を輸送する．その間に液滴は分裂と合体を繰り返し、蒸発によりその質量を減少させる．このような噴霧を微粒子である液滴粒子と周囲気体との相互作用で記述する取り扱いには Dukowicz⁸⁾ によって提案されたものであり、離散液滴モデル (DDM, Discrete Droplet Model) と呼ばれている．液滴の分裂と合体については O'Rourke and Amsden⁹⁾ によってテイラー類推分裂モデル (TAB model, Taylor Analogy Breakup model) が提案され、現在ではこのモデルが使われることが多い．このように、液滴と周囲気体との極めて強い非線形相互作用が噴霧現象の中で生じており、その数値シミュレーションには多くの物理的仮定が必要であり、その解析スキームや計算プログラムも膨大なものとなる．

噴霧の数値解析には、KIVA コード¹⁰⁾ などのプログラムを用いることが多いが、そのコードの中で適用されているモデルや仮定の妥当性については未知の部分も含まれている．ここでは、液滴の分裂と合体には TAB モデルを用い、液滴と燃焼容器壁との衝突には千田と藤本¹¹⁾ が提案した衝突モデルを適用する．このように、明確に定義されたモデルを用い、基礎方程式を直接に数値的に解くためのプログラムを独自に作成し、スワールインジェクタの特性を調べ、実験との比較を行う¹²⁾．特に、噴霧到達距離などの巨視的特性に注目をする．自動車用エンジンなどの設計においては詳しい数値シミュレーションデータよりも噴霧到達距離などの実験式が重要であり、これを用いて設計の最適化を行う．したがって、本論文では数値計算結果を整理することにより、噴霧到達距離の時間依存性や圧力依存性などについての相似則を求め、数値シミュレーション結果との比較や燃料噴霧により誘導される周囲気体中の流れ場の渦構造と到達距離との関係を詳しく検討する．

2 基礎方程式と数値計算法

噴霧の数値シミュレーションを行うための基礎方程式は、気体 (空気) に対する連続の式およびナビエ・ストークス方程式と、球状の液滴に対する運動方程式であり、これらを連立して数値的に解く．気体は

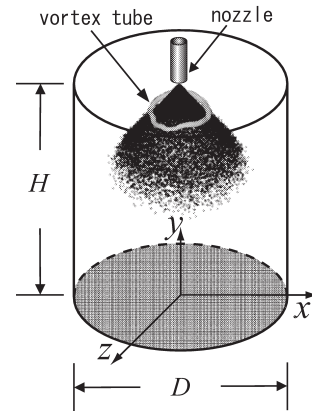


図 1. 燃焼容器．座標系と計算格子．

非圧縮性流体であると仮定し、その密度を ρ_g 、流速を \mathbf{u}_g 、計算格子内での体積分率を θ_g とする．このように、気体についての物理量には下付き添え字 g で表すことにする．気体の物理量は空間変数 \mathbf{x} の連続関数であるが、液滴は離散的な量である．したがって、各計算格子中の液滴には番号をつけて、第 ℓ 番目の液滴の直径と密度をそれぞれ d_ℓ および ρ_ℓ ($\ell = 1, 2, \dots, n_\ell$) と表す．ただし、 n_ℓ はその計算格子中の液滴の数であり、液滴の密度は全て同じであるとする．第 ℓ 番目の液滴に関する他の物理量についても同様に添え字 ℓ を用いる．気体の体積分率 θ_g は、数値計算における立方格子の体積 V_{cell} と ℓ 番目の液滴の直径 d_ℓ を用いて

$$\theta_g = 1 - \frac{1}{V_{\text{cell}}} \sum_{\ell=1}^{n_\ell} \frac{1}{6} \pi d_\ell^3, \quad (1)$$

で与えられる．ここで、和の記号 \sum は計算格子内に存在する液滴についての総和 (ℓ についての和) をとることを意味する．

気体の質量保存式は体積分率 θ_g について

$$\frac{\partial \theta_g}{\partial t} + \nabla \cdot (\theta_g \mathbf{u}_g) = 0 \quad (2)$$

と表される．この式は流体中の液滴体積を除いた気体の体積 (質量) について成り立つ式である．気体の運動方程式は流速 \mathbf{u}_g について、

$$\rho_g \theta_g \left\{ \frac{\partial \theta_g}{\partial t} + (\mathbf{u}_g \cdot \nabla) \mathbf{u}_g \right\} = -\nabla p + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau} + \mathbf{S} \quad (3)$$

と表される．ここで、 p は気体の圧力である．また、

粘性応力テンソル $\boldsymbol{\tau}$ は

$$\boldsymbol{\tau} = \theta_g \mu_g \left(\nabla \mathbf{u}_g + \nabla \mathbf{u}_g^T - \frac{2}{3} \nabla \cdot \mathbf{u}_g \mathbf{I} \right) \quad (4)$$

と書くことができる．この式で， μ_g は粘性係数， \mathbf{I} は単位テンソルを表す． \mathbf{S} は液滴と気体の運動量交換に関する項で，

$$\mathbf{S} = -\frac{1}{V_{\text{cell}}} \sum_{\ell} \frac{1}{6} \pi d_{\ell}^3 \{ \rho_g (\mathbf{u}_g - \mathbf{u}_{\ell}) T_d - \nabla p - \rho_g \mathbf{g} \} \quad (5)$$

で与えられる．ここで， T_d は

$$T_d = \frac{3}{4} \frac{|\mathbf{u}_g - \mathbf{u}_{\ell}|}{d_{\ell}} C_d, \quad (6)$$

$$C_d = \frac{24}{Re_{\ell}} \left(\theta_g^{-2.65} + \frac{Re_{\ell}^{2/3}}{6} \theta_g^{-1.78} \right)$$

である．また， Re_{ℓ} は液滴の運動に関するレイノルズ数で，気体の動粘性係数 ν_g を用いて

$$Re_{\ell} = \frac{|\mathbf{u}_g - \mathbf{u}_{\ell}| d_{\ell}}{\nu_g} \quad (7)$$

で定義される．第 ℓ 番目の液滴に対する運動方程式は

$$\rho_{\ell} \frac{d\mathbf{u}_{\ell}}{dt} = \rho_g (\mathbf{u}_g - \mathbf{u}_{\ell}) T_d - \nabla p + (\rho_{\ell} - \rho_g) \mathbf{g} \quad (8)$$

と表せる．ここで， \mathbf{g} は重力加速度ベクトルである．

燃焼容器は直径 D の円形断面をもち，高さ H の円筒形容器とする (図 1)．数値計算では円筒容器内の流動場を立方格子に分割し，方程式の空間微分と時間微分を有限差分で近似して，容器内に噴射される液滴と気体の計算を行った．このため，容器境界は計算では円とは異なり多角形で与えられるが，結果への影響はほとんどないことを確かめた．発展方程式の対流項では空間微分を 3 次精度上流差分で近似し，その他の空間微分には 2 次精度中心差分を適用した．また，時間積分には 4 次精度ルンゲ・クッタ法 (Runge-Kutta method) を用い，圧力方程式であるポアソン方程式の解法には速度・圧力の同時過緩和法 (SOR, Successive Over Relaxation method) を採用した．噴霧の分裂モデルには TAB モデル⁹⁾ を使用した．数値計算における計算負荷を低減するために，状態量が等しいと仮定される液滴群をパーセルと呼ばれるひとつの液滴で代表させるパーセル

法を用いた．ひとまとめにした液滴の数をパーセル液滴数という．ここで用いる座標系を図 1 に示す．なお，この図には噴霧によって形成される渦管を重ねて表示した．この渦管はこれから説明する数値シミュレーションの結果得られたものである．

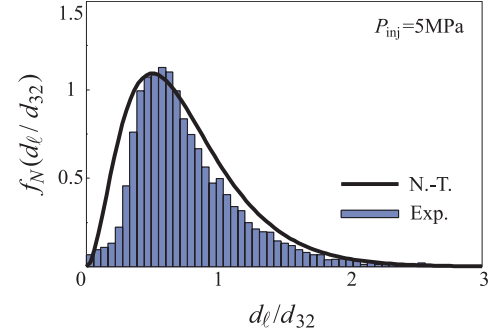


図 2. 実験により得られた粒径分布と近似曲線．噴射圧力 $P_{\text{inj}} = 5 \text{ MPa}$ ．棒グラフ: 実験, 実線: Nukiyama-Tanasawa の分布関数による近似曲線．

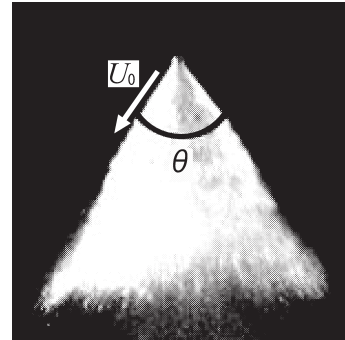


図 3. 噴霧 (可視化画像)．噴霧角 θ と噴霧速度 U_0 の定義．

3 実験結果と計算モデル

数値シミュレーションに先立ち実験を行う．実験で用いた容器は直径 $D = 200 \text{ mm}$ ，高さ $H = 300 \text{ mm}$ の円筒形容器である．この実験で，位相ドップラー流速計 (PDA, Phase Doppler Anemometer) を用いて噴霧の粒径分布を求め，数値シミュレーションにおける噴霧粒径の初期条件としてこの実験で求めた分布を用いる．また，高速度カメラにより噴霧の巨視的な構造を観測し，計算結果との比較を行う．数値シミュレーションでは気体を非圧縮性流体である

と仮定しているため、実験でも非圧縮と仮定できる圧力である大気圧条件 ($P_a = 0.1 \text{ MPa}$) を採用し、3つの異なる噴射圧力、すなわち 1 MPa, 3 MPa, 5 MPa で燃料に擬したドライソルベントを噴射期間 1 ms/pulse で噴霧し、計測点において 1 万個の液滴サンプルを取得した。図 2 は、噴射圧力 5 MPa のときのノズル出口付近における粒径分布の度数分布であり、曲線は Nukiyama-Tanasawa の分布関数 f_N を用いた近似曲線である。ただし、実験におけるザウタ平均粒径 d_{32} は約 $30 \mu\text{m}$ であった。

数値シミュレーションではノズル出口から少し離れた点から下流のみを計算領域とし、一次分裂後の液滴と気体の運動を計算対象としている。したがって、実験によって得られた近似曲線で表される粒径分布関数を用いて一次分裂直後の液滴粒径分布を算出し、それを計算の初期条件とする。また、数値計算では液滴はノズル孔周囲に並んだ微小孔から、時間的にランダムに噴射角が $\theta = 60^\circ$ となるように噴射する (図 3 参照)。初速度は噴射角 θ の円錐の側面に沿って与えられるが、円錐の周方向成分もランダムに与える。このとき、円錐の母線方向と周方向の速度成分の速度の和の大きさすなわち速さが U_0 となるように、初速度を与えることにより、スワール (旋回) をモデル化した。精度の良い計算を行うために、境界の影響を受けない程度に実験よりも容器容量を小さくして、直径と高さをそれぞれ 60 mm とし、 xyz の 3 方向にそれぞれ 150 分割した等間隔の直交格子を用いた。したがって、格子間隔が 0.4 mm の立方体が計算の基本格子となる。

数値シミュレーションでも、3種類の噴射圧力 (1 MPa, 3 MPa, 5 MPa) を採用し、液滴の噴出速度 U_0 は次のトリチェリーの式

$$U_0 = K_v \sqrt{\frac{2(P_{inj} - P_a)}{\rho_l}} \quad (9)$$

から求めた。ここで、 K_v はノズルの流量係数であり、 $K_v = 0.75$ と仮定した。また、 P_{inj} は噴射圧力であり、 P_a は雰囲気圧力である。雰囲気 (空気) 圧力は先に述べたように大気圧 (0.1 MPa) である。使用した噴霧ノズルのノズル孔直径は 1 mm とし、単位時間あたりの液滴噴射量は噴射圧力 1 MPa のとき $6.17 \text{ cm}^3/\text{s}$ 、2 MPa のとき $11.0 \text{ cm}^3/\text{s}$ 、5 MPa

のとき $14.3 \text{ cm}^3/\text{s}$ とした。ここでは、ノズル孔の吹き出し口は円筒状であり、その厚さは 0 として、非常に薄い膜状の中空ジェットが噴射されると仮定する。噴霧到達距離の相似則を導くために、他にも 2 mm, 3 mm, 4 mm, 5 mm のノズル孔直径をもつノズルも使用したが、このときもノズル孔吹き出し口厚さは 0 とし、噴射量はノズル孔の直径によらず一定であるとする。したがって、ノズル孔直径が大きくなると吹き出し口における円錐形ジェット噴流の面密度は反比例して小さくなる。なお、パーセル液滴数については、1 パーセルを 100 までとって計算結果に影響を与えないことを確認し、すべての計算をパーセル液滴数 10 として計算を行った。

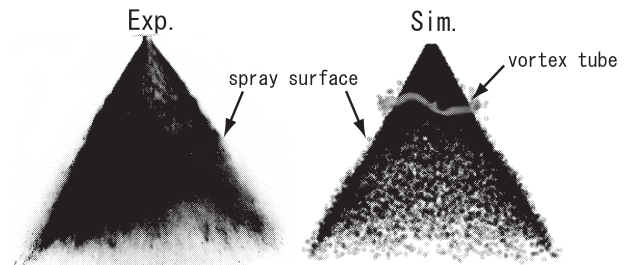


図 4. 実験 (左) と数値シミュレーション (右) との噴霧形状の比較。 $P_{inj} = 5 \text{ MPa}$, $\theta = 60^\circ$, $t = 0.5 \text{ ms}$.

4 計算結果の精度検証と実験との比較

数値シミュレーションと実験との定性的な比較を行うために、噴射圧力 5 MPa で噴射したときの噴射開始後 0.5 ms における噴霧形状を比べてみる (図 4, 噴霧角 $\theta = 60^\circ$)。ただし、実験においては微粒化した液滴が出る前に先走りと呼ばれる液柱が飛び出すため、円すい状の噴霧が形成される瞬間を時刻 $t = 0$ と設定し、数値シミュレーションでの時間のとり方を調整した。また、計算結果の図で描かれているのは個々の液滴ではなく、代表粒子としてのパーセルである。図 4 によれば、可視化実験で得られた噴霧画像 (左) の方が数値シミュレーション結果よりも多少ふくらみをもっているが、両者は比較的良好に一致している。

次に、実験と数値シミュレーションとの定量的な比較を行う物理量として、噴霧開始後の時刻 t における噴霧先端到達距離 S を採用する。図5は噴霧角 $\theta = 60^\circ$ の場合の噴射圧力 3 MPa と 5 MPa における噴霧先端到達距離を表している。計算においては噴射された燃料体積の 90% が存在する位置までの距離を S とした。また、実験においては取得した噴霧の画像データを2階調化し、ノズル出口から先端までの平均距離を S とした。到達距離は、噴霧圧力 3 MPa および 5 MPa のいずれの場合にも比較的良好に一致している。実験と数値シミュレーションの双方で、粒径分布については、5 MPa の噴射圧力の場合にはノズル出口から遠くなるほど大粒径の液滴が減少しているため、2次分裂が起きていると考えられる。

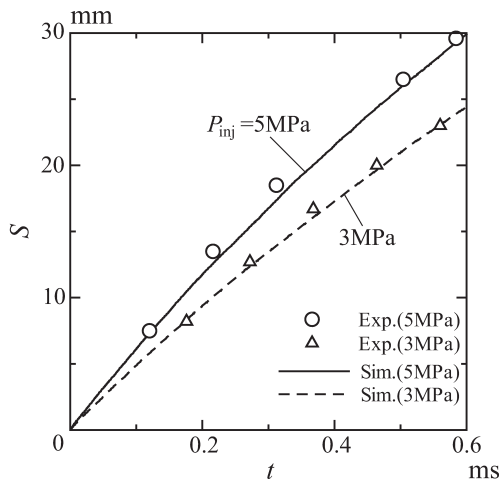


図5. 噴霧先端到達距離 S . 実験と計算との比較. $\theta = 60^\circ$. 実線: 5 MPa, 破線: 3 MPa. \circ : 5 MPa (実験). \triangle : 3 MPa (実験).

噴霧角を一定の $\theta = 60^\circ$ に保ち、噴射圧力を変えたときに到達距離 S が受ける影響を調べるため、3種類の噴射圧力 (1 MPa, 3 MPa, 5 MPa) の場合について噴射開始後の時刻 t と噴霧到達距離 S との関係求めて図6に描いた。この図では横軸は時刻の対数 $\log_{10} t$ であり、縦軸も噴霧到達距離の対数 $\log_{10} S$ である。図6より、直線の傾きが 0.9 であることがわかった***。すなわち、到達距離 S は時間 t

***この図では縦軸と横軸のスケールの違いがあることに注意。同じスケールの違い考慮した値である。

の 0.9 乗に比例していることになる。しかし、噴射圧力 5 MPa ではおよそ $t = 0.5$ ms を境に、時間とともに直線の傾きが小さくなっており、この時刻を過ぎると到達距離のべき則が 0.9 乗則からずれていることがわかる。

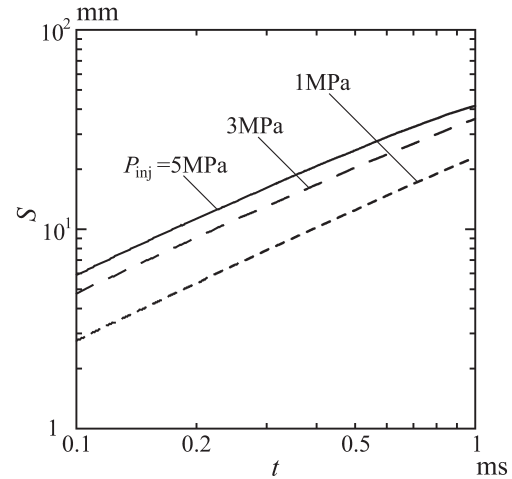


図6. 到達距離 (対数表示). 噴霧圧力の影響. $\theta = 60^\circ$.

5 到達距離の相似則

噴霧到達距離は時間 t のほぼ 0.9 乗に比例することがわかった。到達距離は時間のほか噴霧角と噴霧圧力の関数でもある。ここでは、次元解析と幾何学的配置の考察より到達距離 S を

$$S = k \{t \cos(\theta/2)\}^{0.9} \quad (10)$$

と仮定する。さらに、定数 k が噴射液滴の初速度 U_0 とノズル孔直径 d_{noz} を用いて表現されると仮定し、次元解析を行うと

$$k = C(U_0/d_{\text{noz}})^{0.9} d_{\text{noz}} = C d_{\text{noz}}^{0.1} U_0^{0.9} \quad (11)$$

となる。ここで、 C は無次元の定数である。 U_0 をトリチェリーの公式 (9) で表現すると

$$k = C' d_{\text{noz}}^{0.1} \left(\frac{P_{\text{inj}} - P_a}{\rho \ell} \right)^{0.45} \quad (12)$$

が得られる。ここで、 $C' = CK_v^{0.9}$ であり、 C は無次元定数である。数値シミュレーションの結果 (図

6) から定数 C を求めると,

$$S = 1.08 d_{\text{noz}}^{0.1} \left(\frac{P_{\text{inj}} - P_a}{\rho \ell} \right)^{0.45} \{t \cos(\theta/2)\}^{0.9} \quad (13)$$

が得られる. こうして得られた式 (13) を噴霧到達距離についての暫定相似則とし, さらに詳しい数値シミュレーションを行った結果と比較することにより改良を試みる.

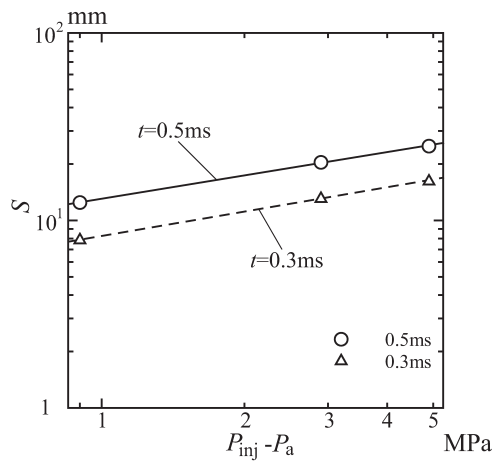


図 7. 噴霧到達距離 S の圧力依存性. $t = 0.3$ ms, $\theta = 60^\circ$.

5.1 圧力依存性

次元解析により噴霧到達距離 S の暫定相似則 (13) を検証し, 改良を行う. まず, この相似則における噴射圧力の依存性 $(P_{\text{inj}} - P_a)^{0.45}$ について実験との比較を行う. 異なる 3 つの噴射圧力 1 MPa, 3 MPa, 5 MPa で数値シミュレーションを行って, 時刻 0.5 ms と 0.3 ms における噴霧到達距離を求め, 噴霧圧力 P_{inj} と噴霧到達距離 S との関係をグラフにすると, 図 7 のようになった. この図で, 実線と破線は最小二乗法により描いた直線であり, その傾きは 0.3ms で 0.432, 0.5ms で 0.413 と次元解析の結果と比較的近い値となった. したがって, 誤差の範囲内において暫定相似則で得た圧力依存性を表す指数は 0.45 が良い近似を与えていると考える.

5.2 噴霧角依存性

噴霧到達距離の噴霧角依存性を調べるため, 3 つの噴霧角 50° , 60° , 70° の場合について数値シミュレー

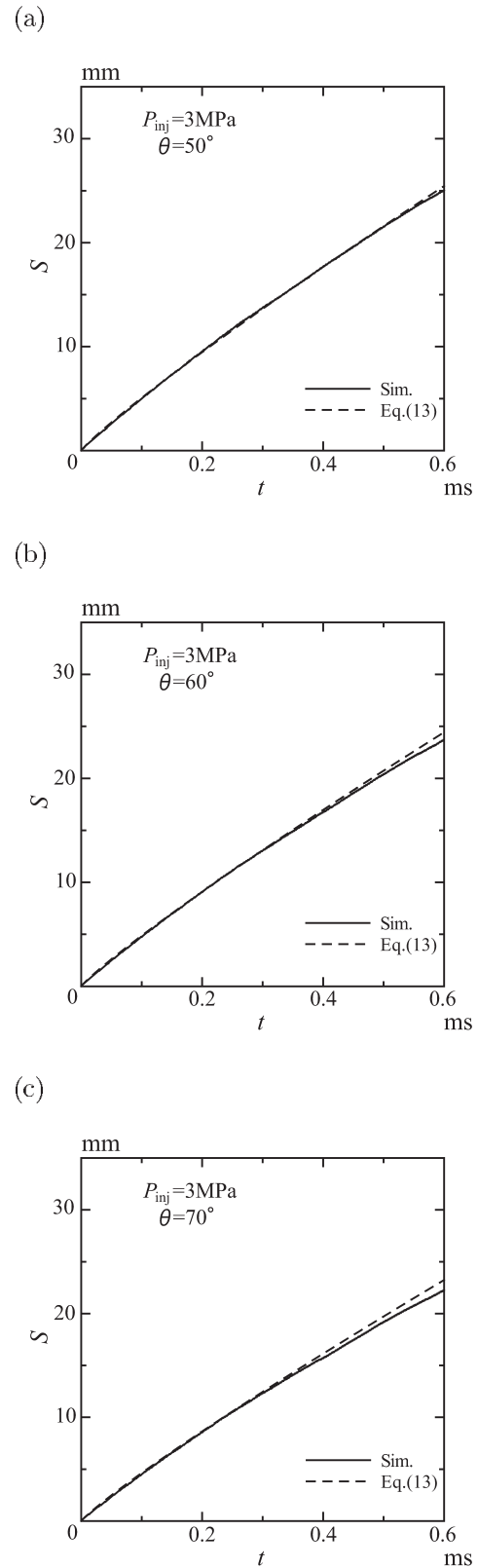


図 8. 噴霧到達距離. $P_{\text{inj}} = 3$ MPa. (a) $\theta = 50^\circ$. (b) $\theta = 60^\circ$. (c) $\theta = 70^\circ$.

ションを行い、暫定相似則 (13) における $\cos(\theta/2)$ のべき指数 0.9 の妥当性を検証する。数値シミュレーションは噴射圧力 3 MPa で行った。噴霧到達距離を時間の関数として描いたグラフが図 8 である。それぞれのグラフには数値シミュレーション結果が実線で描かれ、暫定相似則 (13) から得られる値は破線で示されている。図 8(a) と 8(b) はそれぞれ噴霧角 50° と 60° の場合のグラフであり、シミュレーション結果は暫定相似則と良く一致している。噴霧角 70° (図 8(c)) の場合は比較的早い時間で両結果の不一致が現れるが、その相対誤差は $t = 0.6$ で最大 3% 程度であり、ほぼ暫定相似則は正しい値を与えることが確認できる。ただし、大きい噴霧角の噴霧に対しては詳しく解析する必要がある。

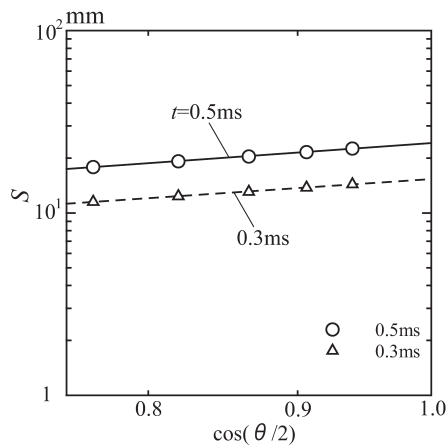


図 9. 噴霧到達距離。破線: $t = 0.3$ ms, 実線: 0.5 ms. 噴射圧力 $P_{inj} = 3$ MPa.

さらに詳しく噴霧到達距離の噴霧角依存性を調べるために、噴射角を 40° から 80° まで 10° 刻みで数値シミュレーションを行い、 $t = 0.3$ ms と 0.5 ms における各噴霧角の場合の到達距離をグラフにすると図 9 ($P_{inj} = 3$ MPa) のようになる。この図の縦軸は噴霧到達距離の対数 $\log S$ であり、横軸は $\cos(\theta/2)$ の対数 $\log(\cos(\theta/2))$ である。図中の破線 ($t = 0.3$ ms) と実線 ($t = 0.5$ ms) は各角度における値を最小二乗法で直線近似したものである。破線の傾きは 1.08 であり、実線の傾きは 1.14 となった。同様の計算を噴射圧力 5 MPa でも行い、その結果をまとめると表 1 のようになる。この表より、相似則にお

ける $\cos(\theta/2)$ の指数は 0.9 よりも 1.1 とする方がより数値シミュレーション結果に近いと判断する。

表 1. 噴霧到達距離の噴霧角依存性。 $\cos(\theta/2)$ のべき指数。

噴霧圧力	0.3ms	0.5ms
5MPa	1.15	1.18
3MPa	1.08	1.14

5.3 ノズル孔径依存性

噴霧到達距離の暫定相似則における噴射ノズル孔径依存性を数値シミュレーションにより検討する。ここでも、噴射圧力を 3 MPa ととり、ノズル孔径について 1 mm から 5 mm まで 1 mm 刻みの値について数値シミュレーションを行った。噴霧到達距離を時間の関数としてグラフに描くと図 10 ($\theta = 60^\circ$) のようになり、すべてのノズル径の結果がほぼ 1 つの曲線に重なる結果となったが、さらに詳しく調べるために、 $t = 0.3$ ms と 0.5 ms での各ノズル孔径における到達距離を求め、それらを両対数グラフにしたものが図 11 である。この図で破線は $t = 0.3$ ms での各角度における値を最小二乗法で近似した直線であり、その傾きは -0.0120 、実線は 0.5 ms での近似直線で、傾きは -0.0129 である。噴射圧力 5 MPa での数値シミュレーションも行って、その結果をまとめると表 2 のようになった。この表より、各近似直線の傾きの絶対値は非常に小さくて相対誤差は大きいですが、べき指数は負値を取り、ノズル孔径が大きくなるにしたがって到達距離が短くなることが明らかである。これより、近似として噴霧到達距離に対するノズル孔径 d_{noz} のべき指数をして -0.02 とすることにする。ただし、そのべき指数はほぼ 0 と見なすべきである。ここでは、ノズル孔から吹き出される噴霧ジェットは厚さ 0 の円錐形膜状であると仮定しており、さらに噴射量が d_{noz} によらず一定である。すなわち、たとえば $d = 1$ mm のノズル孔から噴射された噴流も短い時間内に、直径 2 mm のノズル孔から噴射された円錐形膜状噴霧と同じになるので、 d_{noz} が異なっても、時間 t の取り方を少し変え

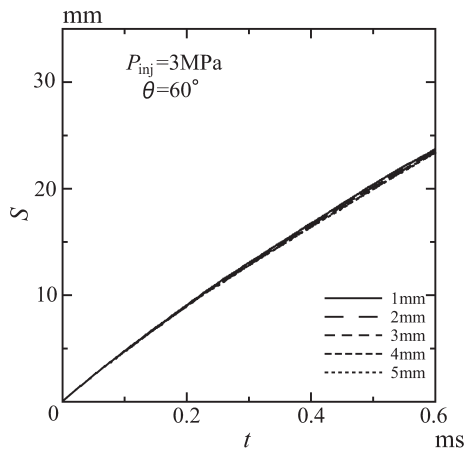


図 10. 噴霧到達距離. ノズル孔直径 $d_{noz} = 1 \sim 5$ (図中の凡例参照). 噴霧圧力 $P_{inj} = 3 \text{ MPa}$. $\theta = 60^\circ$.

表 2. 噴霧到達距離のノズル孔直径依存性. d_{noz} のべき指数.

噴霧圧力	0.3ms	0.5ms
5MPa	-0.026	-0.024
3MPa	-0.012	-0.013

るだけでおなじ噴流を得ることができる. このことが, 噴霧到達距離に対するノズル孔径依存性が 0 のべき指数に近いことの物理的な説明である.

5.4 改良相似則

噴霧到達距離について数値シミュレーションの結果と暫定相似則とを比較し検討した結果, 圧力依存性は $(P_{inj} - P_a)^{0.45}$, 噴霧角依存性は $(\cos(\theta/2))^{1.1}$, ノズル孔直径依存性は $d_{noz}^{-0.02}$ がそれぞれ良い近似を与えることがわかったので, 暫定相似式 (13) を修正して

$$S = C_2 d_{noz}^{-0.02} \left(\frac{P_{inj} - P_a}{\rho \ell} \right)^{0.45} t^{0.9} \{\cos(\theta/2)\}^{1.1} \quad (14)$$

と書き改める. ここで, 実験結果より係数を評価すると $C_2 = 0.475$ と得られるが, この係数は無次元数ではない. ただし, この改良相似則で評価した噴霧到達距離を実験結果と比較すると, 図 12 に示されるように非常によく一致する. 特に, 噴霧角が大きい場合である $\theta = 70^\circ$ の場合の暫定相似則による

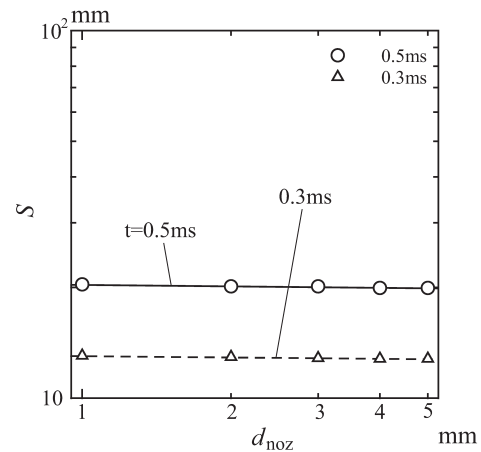


図 11. 噴霧到達距離のノズル孔直径依存性. 破線: $t = 0.3 \text{ ms}$, 実線: 0.5 ms . 噴霧圧力 $P_{inj} = 3 \text{ MPa}$. $\theta = 60^\circ$.

結果 (図 8(c)) と改良相似則の結果 (図 12(c)) を比べてみると, その差異は明らかである. ただし, 改良相似則 (14) の定数 C_2 が次元をもつことである. たとえば, 新しい長さの次元として L が存在して

$$S = C_3 L^{0.12} d_{noz}^{-0.02} \left(\frac{P_{inj} - P_a}{\rho \ell} \right)^{0.45} t^{0.9} \{\cos(\theta/2)\}^{1.1} \quad (15)$$

と書けば, 定数 C_3 は無次元数となる. このような長さスケールを見つける問題は将来の課題である.

6 噴霧により形成される渦構造の可視化

改良相似則は図 12 のように, 噴射圧力 $P_{inj} = 3 \text{ MPa}$ のときには実験結果を良く近似した. 同様の比較を $P_{inj} = 5 \text{ MPa}$ でも行うと, 図 13(a) のようになる. この図と図 13(b) の暫定相似則を見比べると, 改良相似則は暫定相似則よりも改善されているが, $t = 0.5 \text{ ms}$ 近くから実験結果とのずれが大きくなる. この原因を流れ場の渦構造から考えてみよう.

噴霧によって, 液滴は周囲の気体 (空気) を巻き込み, 気体運動は渦を形成する. それらの渦構造を可視化するための物理量として速度勾配テンソル $\nabla \mathbf{u}_g$ の第 2 不変量

$$Q = -\frac{1}{2} \nabla \cdot \{(\mathbf{u}_g \cdot \nabla) \mathbf{u}_g\} \quad (16)$$

を採用する.

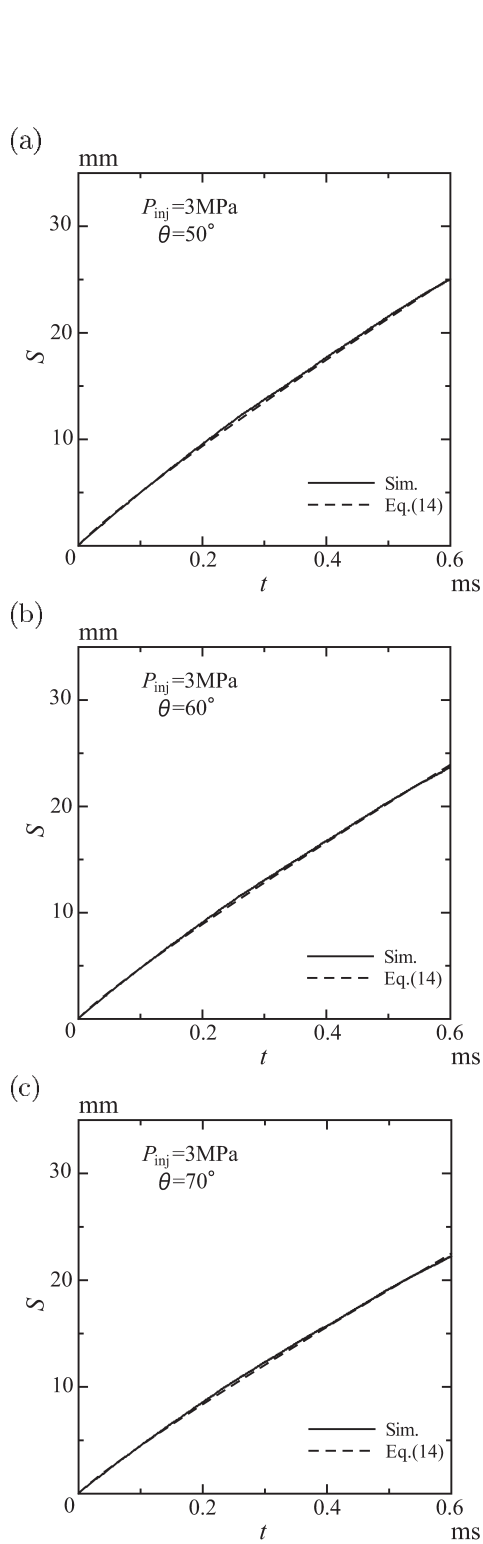


図 12. 噴霧到達距離 (改良相似則). $P_{inj} = 3$ MPa. (a) $\theta = 50^\circ$. (b) $\theta = 60^\circ$. (c) $\theta = 70^\circ$.

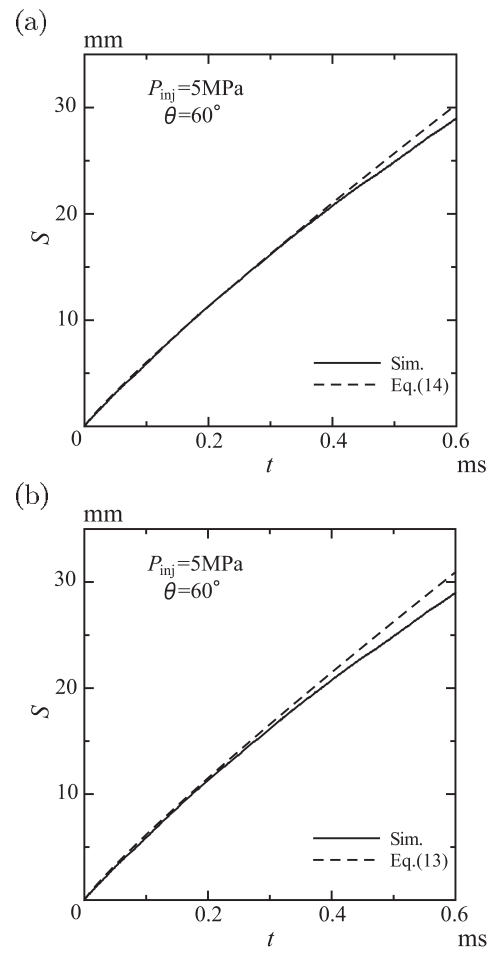


図 13. 改良相似則の検証. 到達距離 ($\theta = 60^\circ$). $P_{inj} = 5$ MPa. (a) 改良相似則 (実線) と実験 (点線) の比較. (b) 暫定相似則 (実線) と実験 (点線) の比較.

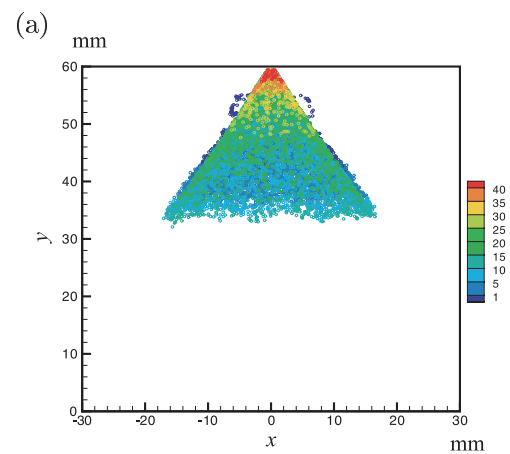


図 15. ストークス数の分布.

噴霧圧力 $P_{inj} = 5 \text{ MPa}$ では 1.5 ms あたりで噴霧液滴が計算領域にぶつかってしまうことおよび渦の成長から崩壊を確かめるために、計算領域を高さだけでなく直径も共に 200 mm に拡大して再計算した。こうして可視化した渦管の側面図を図 14 に示す。図 14(a), 14(b), 14(c) はそれぞれ噴霧開始後 $t = 0.5 \text{ ms}$, 1.0 ms , 1.5 ms における渦管の構造である。時刻 $t = 0.5 \text{ ms}$ (図 14(a)) では比較的細い渦管が規則的に並んでいるのに対して、その後渦管の複雑な相互作用が行われ時刻 $t = 1.0 \text{ ms}$ (図 14(b)) では大きな渦管が形成されており、 $t = 1.5 \text{ ms}$ (図 14(c)) ではただ 1 つの大きな渦管のみが生き残っている。改良相似則において実験結果からのずれが生じるのはこのような渦管の非線形相互作用に起因するものと考えられる。換言すれば、改良相似則が噴霧到達距離を良く近似するのは細い渦管がノズル付近から規則的に生成する $t \leq 0.5 \text{ ms}$ の時間であり、この時間内では噴霧到達距離はベキ乗則に従うと結論する。また、噴射圧力 $P_{inj} = 3 \text{ MPa}$ ではこのような単一の大きな渦管が発生する時間が遅いため、ここで調べている時間内では改良相似則は良く実験結果を近似するのである。また、その他の噴射圧力についても調べた結果、単一渦が形成される時間(改良相似則がベキ乗則から分岐する点)は噴射圧力にほぼ反比例することを確認した。

最後に各粒子に対してストークス数を計算した結果を示す¹³⁾。ザウタ平均粒径程度の大きさの粒子に対するストークス数の最大値は 813, 最小値は 453 で、粒子は周囲の流体とは比較的独立に運動していることがわかる。

7 まとめ

噴霧現象のモデリングを行い、数値シミュレーションを行った結果、実験を比較的よく再現できることを確かめた。噴霧初期においては到達距離は時間のベキ乗に比例することを示し、その噴霧到達距離の相似則を求めた。改良相似則はさらに改善の余地があることも明らかとなった。そのときには、規則的に並んだ細い渦管が非線形相互作用を行って単一の

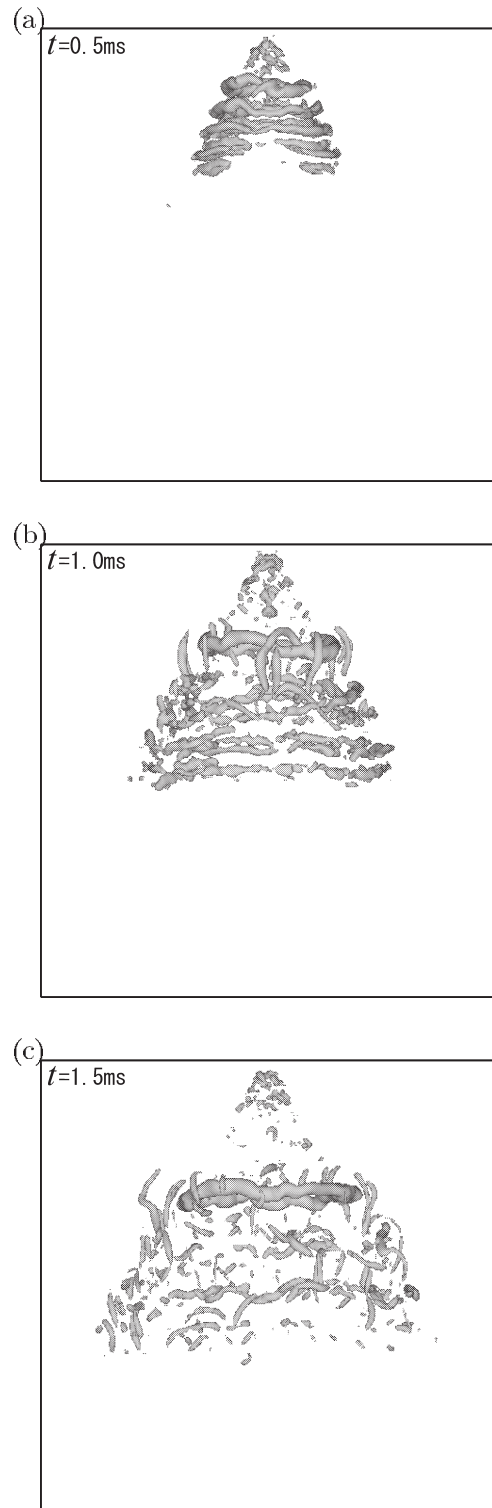


図 14. 渦構造の変化. $P_{inj} = 5 \text{ MPa}$, $\theta = 60^\circ$. (a) $t = 0.5 \text{ ms}$, (b) 1.0 ms , (c) 1.5 ms .

渦管に成長する複雑な過程を考慮する必要がある。

本研究は、文部科学省学術フロンティア推進事業「次世代ゼロエミッション・エネルギー変換システム」の支援を受けた。ここに記して謝意を表す。

参考文献

- 1) 熊谷清一郎, “燃焼,” (岩波書店, 1976, 東京), 第8章, 第9章.
- 2) 宋明良, 富山明男, 細川茂雄, 濁川慎司, 前田達利, “2次元ノズル内キャビテーションと液体噴流の微粒化 (第1報, 超高速度カメラによる可視化),” 日本機械学会論文誌 B 編, **72**, p. 513 (2006).
- 3) 宋明良, 富山明男, 細川茂雄, 濁川慎司, 前田達利, “2次元ノズル内キャビテーションと液体噴流の微粒化 (第2報, ノズル内液相速度とLDV計測),” 日本機械学会論文誌 B 編, **72**, p. 521 (2006).
- 4) 柳昌成, 森吉泰生, 青柳友三, “改良型干渉画像法を用いたディーゼル噴霧の二次元粒度分布・速度分布の同時計測,” 日本機械学会論文誌 B 編, **73**, p. 380 (2007).
- 5) 高木正英, 森吉泰生, “スワールインジェクタによる中空円錐噴霧の数値解析,” 日本機械学会論文誌 B 編, **67**, p. 1289 (2001).
- 6) M. Takagi and Y. Moriyoshi, “Modelling of a hollow-cone spray at different ambient pressures,” *Int. J. Engine Res.*, **5**, p. 39 (2004).
- 7) A. Sou and A. Tomiyama, “Numerical simulation of liquid jet deformation based on hybrid combination of interface tracking and bubble tracking methods,” *Multiphase Sci. and Tech.*, **17**, p. 23, (2005).
- 8) J. K. Dukowicz, “A particle-fluid numerical model for liquid sprays,” *J. Comput. Phys.* **35**, p. 229 (1980).
- 9) P. J. O’Rourke and A. A. Amsden, “The TAB method for numerical calculation of spray droplet break-up,” SAE Paper 872089 (1987).
- 10) A. A. Amsden, “KIVA-3V: A block-structured KIVA program for engines with vertical or canted valves,” Los Alamos National Laboratory LA-13313-MS (1997).
- 11) J. Senda and H. G. Fujimoto, “Multidimensional modeling of impinging sprays on the wall in diesel engine,” *ASME Appl. Mech. Rev.* **52**, p. 119 (1999).
- 12) T. Fuchimoto, S. Yanase, J. Mizushima and J. Senda, “Similarity laws and vortical structures of spray dynamics,” *Proc. Extended Abstracts for ICLASS 2006, ICLASS06-060* (2006).
- 13) 日本流体力学会編, “混相流体の力学”, (朝倉書店, 1991, 東京), 第3章.