第 14 回数値流体力学シンポジウム
F06-3

2 種類の格子ガス気液モデルによる外力場中での液滴挙動シミュレーションの比較

Comparison between simulations of the droplet behavior in an external force field by two types of liquid-gas models of lattice-gas

○ 海老原 健一 〒 319-1195 茨城県那珂郡東海村白方白根 2-4, Email: ebihara@sugar.tokai.jaeri.go.jp
渡辺 正 〒 319-1195 茨城県那珂郡東海村白方白根 2-4, Email: watanabe@sugar.tokai.jaeri.go.jp

Ken-ichi EBIHARA, Tadashi WATANABE
Center for Promotion of Computational Science and Engineering
Japan Atomic Energy Research Institute
Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki 319-1195 JAPAN

This paper described the comparison of the simulations of the droplet deformation in an external force field by two types of liquid-gas models of lattice-gas which are distinguished by their long-range interaction. It is found that there is difference between the droplet deformations of two types of models. This difference of the droplet deformation is discussed from the viewpoint of the dimensionless numbers which characterize the shape of the deformed droplet and the relation among local pressure, local density, and local flow velocity.

1. 諸言

本論文では，粒子間の長距離相互作用の種類によって異なる 2 種類の 2 次元格子ガス気液モデルを用いて，外力場中での液滴挙動のシミュレーションを行ない，その結果を考察し，比較をおこなう．

格子ガスは，格子上に分布する離散的な速度を持った多粒子の離散時間における時間発展によって，流体現象をシミュレーションするモデルである．1986 年に Frisch, Hasslacher, Pomeau [1] によって提案された六角格子上の格子ガス (FHP モデル) は，その時間発展方程式の巨視的極限が，非圧縮性の Navier-Stokes 方程式となることから，その後，さまざまな流体のシミュレーションに用いられるようになった[2, 3]．また，格子ガスは，流体を多粒子の集まりとして表現していることから，容易に境界条件や粒子間相互作用を導入することができる．そのため，それまで連続体の流体力学方程式の数値的解析では困難であった，複雑な流路における流れや複数の相への分離を伴う流れを比較的容易にシミュレーションすることが可能である．格子ガス気液モデルは，このような格子ガスに，粒子間の長距離相互作用を導入し，一成分流体系での相分離を実現したモデルであり，1990 年に Appert と Zaleski によって提案された[4]．このモデルは，連続極限において，van der Waals の気液理論[5]のそれと類似した状態方程式を持ち，長距離相互作用の距離が温度と類似した働きをしている．よって，格子ガス気液モデルでは，長距離相互作用の距離を増加させることにより，系が不安定となり，高粒子密度相と低粒子密度相に分離を起こす．また，系に適切な粒子密度，長距離相互作用の距離を与えることにより，低粒子密度相中に円形の高粒子密度相を生成させることができる．本論文では，この円形の高密度相を液滴と呼んでいる．さらに，この液滴に，重力を想定した外力を付加することにより，液滴は変形しながら外力方向に移動する様子を観察することができる．

格子ガス気液モデルには，モデルに含まれる長距離相互作用の違いによって，いくつかのモデルが存在する[4, 6, 7, 8]．本論文では，長距離相互作用の違いによって異なる 2 種類の 2 次元格子ガス気液モデルを用い，外力場中での液滴挙動のシミュレーションをおこなった．今回，Appert 等が 1990 年に提案した Fig.1 に示す長距離相互作用の (a) のみを含んだモデル (minimal interaction model) と (a)∼(e) を含んだモデル (maximal interaction model) を用いた．minimal interaction model は，相互作用が単純であることから，その時間発展方程式の長距離相互作用項が簡単な形となるため，モデルの理論的考察にしばしば用いられている[9, 10, 11]．また，容易にプログラムに組み込むことができることから，3 次元格子ガス気液モデルは，minimal interaction model として開発されている[10, 11]．一方 maximal interaction model は，実際的なシミュレーションにしばしば用いられている[12, 13, 14]．両モデルは，共に類似の状態方程式を持ち，適切な粒子密度，長距離相互作用距離を与えることにより液滴を生成させることができる．しかし，外力を作用させた場合，各々のモデルの液滴の変形の仕方に違いが現れることが分かった．maximal interaction model では，実際に実験[15] で観察される液滴変形に近い変形の様子が見られるが，minimal interaction model では，非現実的な変形となることが観察された．この minimal interaction model における非現実的な液滴変形は，FCHC 格子[16] を用いた 3 次元格子ガス気液モデルを用いた，外力場中での液滴挙動のシミュレーションでも観測されている[17]．そこで，これら両モデルの液滴変形の様子を無次元数を用いて考察し，さらに，系の局所的な領域における，圧力，密度，流速の関係を測定することによって，両モデルの液滴の変形の違いを考察する．

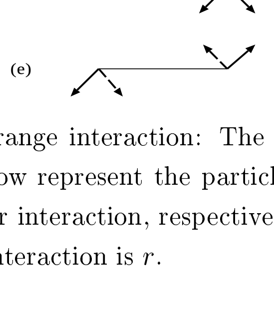


Fig. 1: Long-range interaction: The solid arrow and the dashed arrow represent the particle configurations before and after interaction, respectively. The distance of long-range interaction is r.

本論文の構成を以下に示す．次章において，今回使用した格子ガス気液モデルと外力を導入する．そのモデルを用い，第 3 章で外力場中での液滴挙動のシミュレーションを行ない，その結果を示す．第 4 章では，第 3 章のシミュレーション結果について，液滴の変形を特徴づける無次元数を用いた考察，及び局所的な圧力，密度，流速との関係による考察を行なう．最後に，本論文をまとめる．

2.　格子ガス気液モデルと外力

2.1　格子ガス気液モデル

本章では，今回用いた格子ガス気液モデルと重力を想定した外力について記述する．

格子ガスは，粒子の伝播と衝突を六角格子上で繰り返すことによって，非圧縮性の Navier-Stokes 方程式に従う流体現象を表現することができる．FHP モデルには，その衝突則の違いによっていくつかの種類があり，今回は，最も多くの種類の衝突則を含むとされる FHP3 モデル[18, 19]を用いた．また，長距離相互作用によって異なる 2 種類の格子ガス気液モデルして，前章で述べた minimal interaction model と maximal interaction model を用いた．これらの格子ガス気液モデルの時間発展方程式は，

$$
\begin{aligned}
n_i'(t,x) &= n(t,x) + \Delta_i[\mathbf{n}(t,x)], \\
n_i(t+1, \mathbf{x}+\mathbf{c}_i) &= n_i'(t,\mathbf{x}) + L_i[\mathbf{n}'(t,x);r]
\end{aligned}
\qquad (1)
$$

で表される．ここで，$n_i(t,x)$ は (t,x) における i 方向の粒子の有無を表す変数，$\mathbf{c}_i$ は i 方向の速度ベクトル (Fig.2 の破線矢印)，$\Delta_i[\mathbf{n}(t,x)]$ は衝突項，$L_i[\mathbf{n}(t,x);r]$ は長距離相互作用項をそれぞれ表している．また，FHP3 モデルの場合，i は 0 〜 6 を取り，$i=0$ のとき，粒子は格子点上に止まっている．

これら両方の気液ガスモデルは，連続極限において van der Waals 理論の状態方程式と類似の式を持ち，それぞれ，

$$
\begin{aligned}
p &= 3d - 2rd^2(1-d)^2\left(1 + \frac{1}{2}d^4 + d^3(1-d)\right. \\
&\quad \left. + \frac{3}{2}d^2(1-d)^2 + d(1-d)^3 + \frac{1}{2}(1-d)^4\right) \\
&\quad \text{for maximal interaction model} \qquad (2) \\
p &= 3d - 3rd^2(1-d)^2 \\
&\quad \text{for minimal interaction model} \qquad (3)
\end{aligned}
$$

と書かれる．ここで，p は系の圧力，r は長距離相互作用の距離，d は系の換算粒子密度 (系の粒子密度/1 つの格子点でとり得る最大粒子数 $= \rho/7$) である．Fig.3 に，両モデルの $r=9$ の場合の状態方程式と，シミュレーションによって得られた，換算密度に対する系の圧力の値をを示す．この図において，曲線の傾き $(\frac{\partial p}{\partial d})$ が負となる範囲 (不安定領域) において，系が不安定となり，相分離を起こす．この時，シミュレーションで測定された圧力の値は，曲線から離れ，ほぼ一定の値を取る．また，傾きが負となる範囲の前後の領域は，準安定 (metastable) 領域[11]と呼ばれ，この領域では，粒子密度が，揺らぎによって部分的に不安定領域の密度となった場合に相分離が起こる．これは，核生成[20]の過程に類似の相分離過程である．今回，$r=9$ で，準安定領域の粒子密度 $d=0.07$ を持つ系において生成された円形の高粒子密度相を液滴として用いた．

2.2　外力

格子ガスにおいて，外力場は，各格子点においてある割合 α で，粒子の向きをある方向へ向け直すことによってなされる[12, 13, 14]．そのため，この操作は，粒子の向きを変えることができる場合のみに行なわれるので，作用される粒子の存在確率 P_a とその粒子が向けられる方向に粒子がない確率 $(1-P_b)$ の積に比例することになり，巨視的極限で得られる Navier-Stokes 方程式の外力項に，

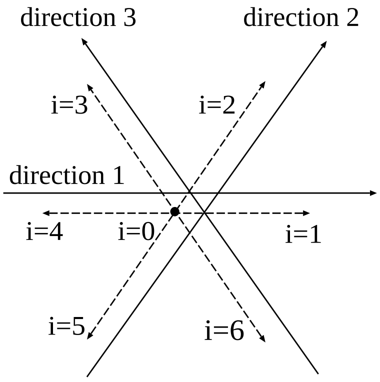


Fig.　2:　Velocity vectors and lattice directions:　The dashed arrow and the solid arrow represent the velocity vector and the lattice direction, respectively.

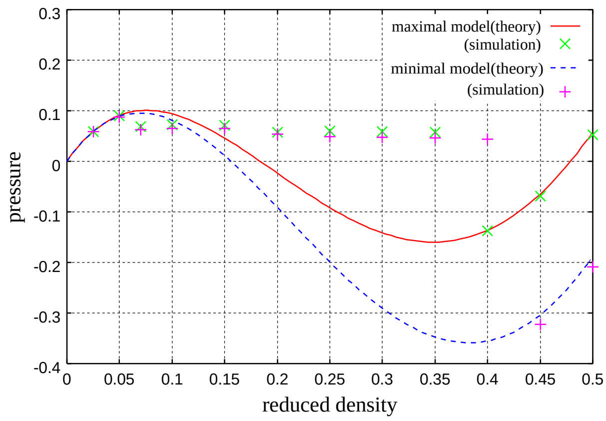


Fig.　3:　State of equation of the minimal interaction model and the maximal interaction model:　The theoretical curve and simulation results are shown for two models

粒子密度の二乗に比例する項が含まれることになる．ここで，a，b は粒子の方向を表す．

今回は，外力として重力を想定しているため，外力を加える割合を調節することによって，巨視的極限での外力項が，密度に比例するようにした．格子ガスにおいて，系に粒子が一様に分布している場合，各速度方向の粒子の存在確率 P_a は，粒子の方向に関係なく，系の換算密度 d で表される．そこで，系全体をある大きさのセルに分割し，そのセルの中の換算密度 d_{cell} を計算し，そのセル中で，格子点を選択する割合を $\alpha/(1-d_{cell})$ として外力を作用させることとした．これにより，粒子の存在しない確率が相殺され，巨視的極限での外力項が密度に比例するようになる．

今回の方法を検証し，また，この方法の外力に対する重力加速度を得るために，長距離相互作用を作用させずに平衡状態に達した 360×720 の系に，従来の方法 (original method) と今回の方法 (modified method) に従って，外力を作用させた．　このシミュレーションを，いくつかの粒子密度の場合について行い，各々において系全体に作用する外力を測定した．この時，割合 α を 0.0002 と，セルの大きさを 9×9 とした．その結果を Fig.4 に示す．この図において，従来の方法で作用された外力は，$d(1-d)$ に比例しているが，今回導入した方法では，d に比例していることが分かる．

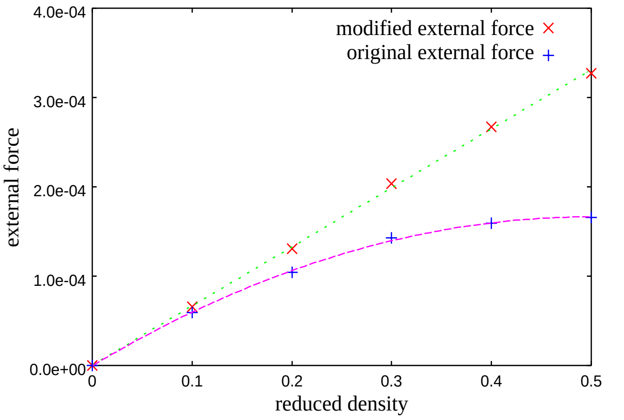


Fig. 4: Original and modified external force against reduced density : The line is fitted to the result of the modified method and the quadratic curve is fitted to the result of the original method.

3. 外力場中での液滴変形のシミュレーション

格子ガス気液モデルによって生成した液滴に，前章の外力を作用させ，外力場における液滴変形のシミュレーションを行なった．シミュレーションには，換算密度 $d = 0.07$，長距離相互作用 $r = 9$ を持つ $x = 360 \times y = 720$ の系を用いた．また境界条件として，外力を作用させる方向 (y 方向) に跳ね返り壁境界[18]を，その他の方向 (x 方向) を周期境界とした．この系の上部に液滴を生成し，系が平衡状態に達した後，割合 $\alpha = 0.0002$ で，y 方向下向きに外力を作用させた．maximal interaction model 及び minimal interaction model の外力場中での液液変形の様子を Fig.5, Fig.6 に示す．この図において，密度分布は，各格子点における 300 ステップでの平均値を示し，速度分布は，18×18 のセルによって粗視化し，そのセル内における 300 ステップでの平均値を示している．また，速度分布の図には，文献 [21] の local region clustering 法を用いて決定した液滴表面の位置を併せて表示してある．この図から，maximal interaction model は，外力の方向に垂直な方向に変形し，minimal interaction model は，外力の方向に変形していることが分かる．速度分布について，maximal interaction model では，液滴の後方に，minimal interaction model では，液滴の左右に渦ができていることが観測される．

4. シミュレーション結果の考察

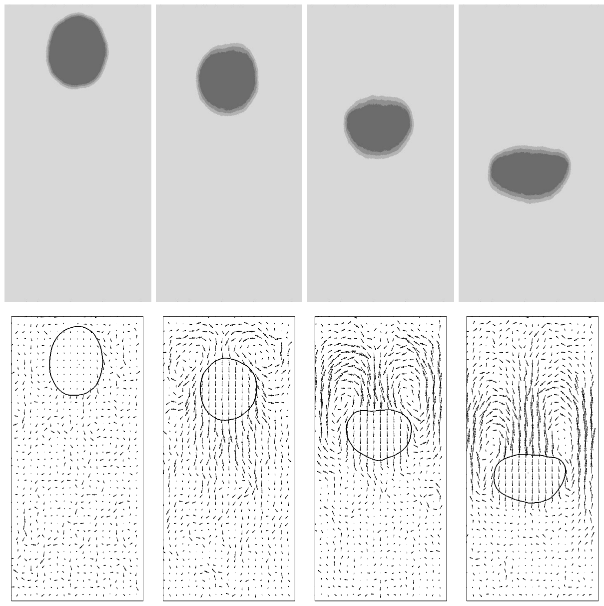
前節のシミュレーション結果から，maximal interaction model の液滴変形の仕方は，実際の現象で見られる変形の仕方[15] に近いことが分かる．また，minimal interaction model の場合は，異常な液滴変形が観測される．そこで，本節では，前節のシミュレーション結果を，液滴の変形を特徴づける無次元数[15]を用いて考察し，また，局所的領域における圧力，流速，粒子密度の関係から考察する．

4.1 無次元数による考察

ここでは，3つの無次元数，Reynolds 数 (Re), Etövös 数 (Eo)，Morton 数 (M) を用いて，シミュレーション結果を考察する．

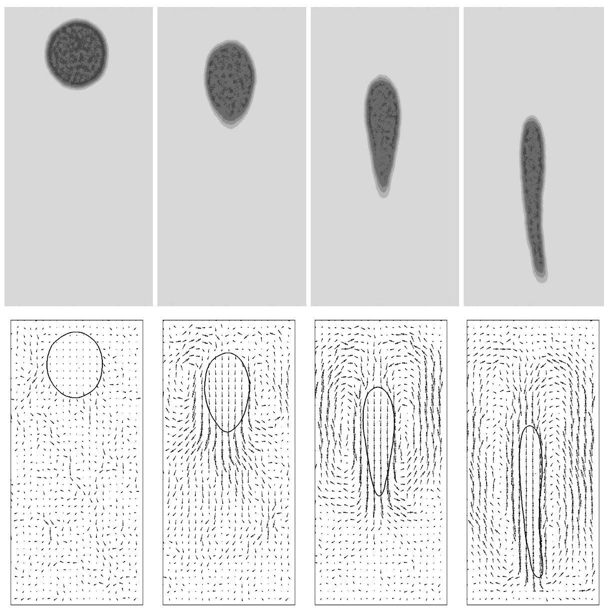
$$\begin{aligned} Re &= d_e\, U/\nu \\ M &= g\, \nu^4\, \Delta\rho\, \rho_{out}^2/\sigma^3 \\ Eo &= g\, \Delta\rho\, d_e^2/\sigma \end{aligned} \tag{4}$$

ここで，d_e，U，ν，ρ_{out} は，それぞれ液滴の進行方向に垂直な液滴の直径，終端速度，内部の動粘性係数，内部の粒子密度，$\Delta\rho$ は液滴内部と外部の粒子密度の差 ($\rho_{in} - \rho_{out}$)，g は重力加速度，σ は液滴の表面張力である．



t=300 t=1500 t=2700 t=3900

Fig. 5: Density and velocity distribution of the droplet deformation in the external force field by the maximal interaction mode: ($d = 0.07$, $r = 9$, $\alpha = 0.0002$)



t=300 t=1500 t=2700 t=3900

Fig. 6: Density and velocity distribution of the droplet deformation in the external force field by the minimal interaction model: ($d = 0.07$, $r = 9$, $\alpha = 0.0002$)

以上の無次元数を評価するために，まず，前節で触れた local region clustering 法によって液滴表面を決定する．さらに，格子ガス気液モデルの液滴の表面は，$4r$ の厚さを持つため，表面から内側に $2r$ 以上の領域が液滴内部，外側に $2r$ 以上の領域が液滴外部となる[21]．これによって，液滴内部及び外部の粒子密度，圧力を測定することができる．また，決定された液滴表面の x 方向，y 方向の最長径を測定し，それをそれぞれの方向の直径とし，x 方向の最長径から d_e を評価する．終端速度 U は，x 方向，y 方法の最長径の交点の移動を追跡することによって求める．

Fig.7, Fig.8 に，それぞれのモデルの，ステップ数に対する両方向の最長径の交点の y 座標の変化を示す．この図において，y 座標の値の変化の初期及び終期を除いた部分が，ある程度一定の傾きを持っているため，その部分に直線を当てはめ，その傾きを終端速度した．また，直線を当てはめた範囲において，x 方向の最長径の平均をとり，その値を d_e として用いた．重力加速度 g については，Fig.4 に示した，修正された方法によって外力を付加したシミュレーション結果に当てはめた直線の傾きとして得ることができる．

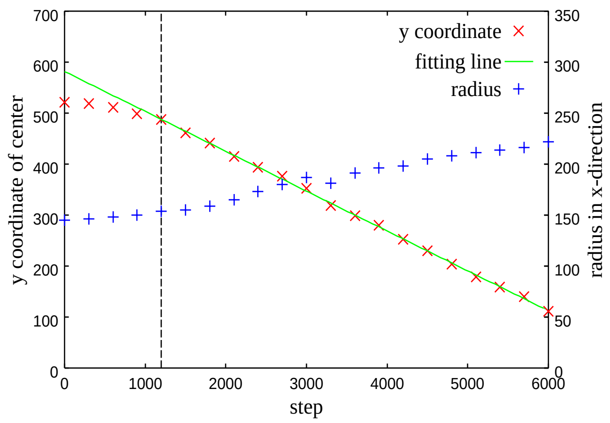


Fig. 7: y-coordinate of the center and the maximum radius in x-direction of the droplet of the maximal interaction model: The decline of the line fitted to the y-coordinate of the droplet center between two vertical dashed lines becomes the terminal velocity.

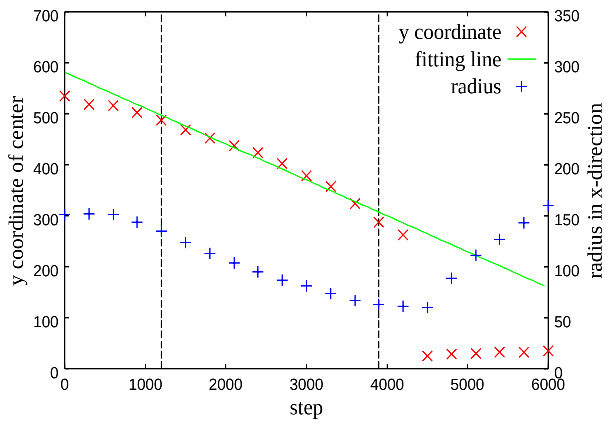


Fig. 8: y-coordinate of the center and the maximum radius in x-direction of the droplet of the minimal interaction model.

表面張力 σ は，Laplace 則

$$(p_{in} - p_{out}) = \frac{\sigma}{R_s} \tag{5}$$

の関係を，シミュレーションを用いて測定することによって決定した．ここで，R_s は液滴半径，p_{in}，p_{out} は，それぞれ液滴の内部圧力及び外部圧力である．シミュレーションでは，換算粒子密度 $d = 0.17$ を持つ系に，外力を作用させず液滴を生成し，平衡状態に達した後にそれぞれの量を測定した．液滴半径 R_s は，平衡状態に達した後の液滴の表面を上記の local region clustering 法によって決定し，その表面に円の方程式を当てはめることによって求めた．また，系の大きさを $400 \times 400 \sim 700 \times 700$ と変化させ，液滴半径の大きさを変化させた．液滴の内部圧力及び外部圧力は，上述した液滴の内部及び外部の領域で測定した．これによって得られた測定結果を Fig.9 に示す．この図では，液滴半径の逆数 $1/R_s$ に対する圧力差 $p_{in} - p_{out}$ を示している．この結果に，直線を当てはめ，その傾きから表面張力 σ を決定する．

また，この表面張力の測定おいて用いた液滴のシミュレーション結果から，液滴の内部及び外部粒子密度を，液滴の中心からの距離に対して測定した．その結果を Fig.10 に示す．この図において，表面の位置 R_s 及び $R_s \pm 2r$ の位置を直線で表してある．この図から，$R_s - 2r$ より内側の領域と $R_s + 2r$ より外側の領域において，粒子密度がほぼ一定となっている．この粒子密度がほぼ一定となっている領域の粒子密度の平均を ρ_{in}，ρ_{out} とした．

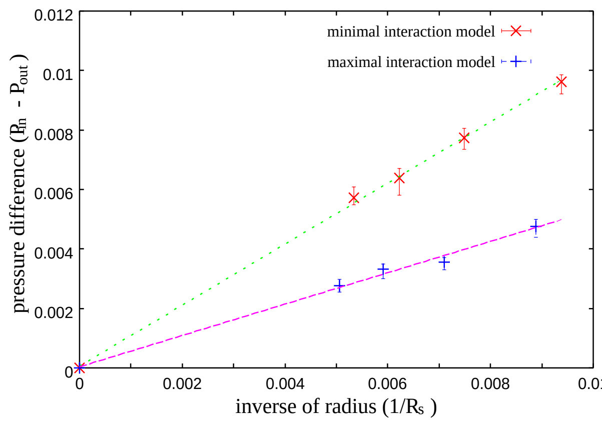


Fig. 9: Laplace law for the maximal and minimal interaction models: The line fitted to the simulation results is also shown for two models.

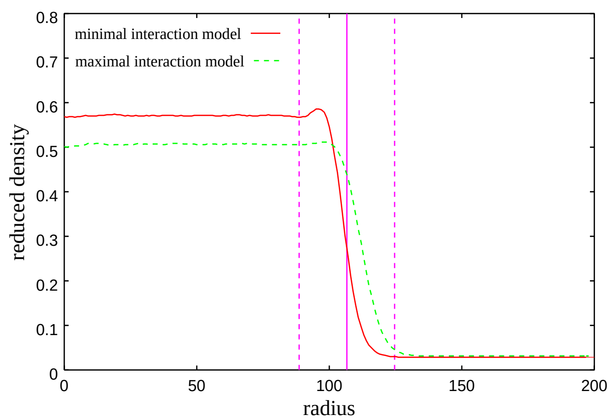


Fig. 10: Density profile of the droplet (400×400, $r = 9$, $d = 0.17$): The vertical solid line represents the surface position, R_s, of the droplet and two vertical dashed lines represent the positions of $R_s + 2r$ and $R_s - 2r$, respectively.

動粘性係数 ν については，文献[8]における方法を，両モデルに適用し，解析的に導出した．得られた動粘性係数は，

$$
\begin{aligned}
\nu_{min} &= \nu_0(1-2r\kappa_3) - \tfrac{1}{4}r\kappa_3 + \tfrac{1}{4}r^2\kappa_2,\\
\nu_{max} &= \nu_0(1-\tfrac{1}{3}\kappa_3)(1-r\kappa_3) + \tfrac{1}{8}r^2\kappa_2\\
&\quad + \tfrac{1}{12}r\kappa_3(1-\tfrac{1}{2}r\kappa_3) + \tfrac{1}{24}r(\kappa_7-\kappa_6)\\
&\quad + \nu_0\left(\tfrac{1}{3}r\kappa_7 + r\kappa_6 - \tfrac{1}{3}(\kappa_6+\kappa_7)\kappa_3 + \tfrac{1}{3}r^2\kappa_7\kappa_6\right)\\
&\quad - \tfrac{1}{8}\left(r\kappa_6 - \tfrac{1}{3}r^2(\kappa_6+\kappa_7)\kappa_3 + \tfrac{1}{3}r^2\kappa_7\kappa_6\right),\\
\nu_0 &= \tfrac{1}{4}\left(\tfrac{1}{\kappa_2(7-8\kappa_2)} - \tfrac{1}{2}\right),\\
\kappa_2 &= d(1-d), \quad \kappa_3 = d(1-d)(1-2d),\\
\kappa_6 &= d(1-d)^5, \quad \kappa_7 = d(1-d)^5(1-4d),
\end{aligned}
\tag{6}
$$

となる．ここで，ν_{min} 及び ν_{max} は，それぞれ minimal interaction model と maximal interaction model の動粘性係数である．Fig.11 に $r = 9$ の場合の動粘性係数の換算粒子密度への依存性を，また，Fig.12 に，Fig.10 に示した粒子密度の変化に対する動粘性係数の変化を示す．この図の，液滴の外側において，動粘性係数がほぼ一定となっている領域の値を平均することによって，動粘性係数を計算した．

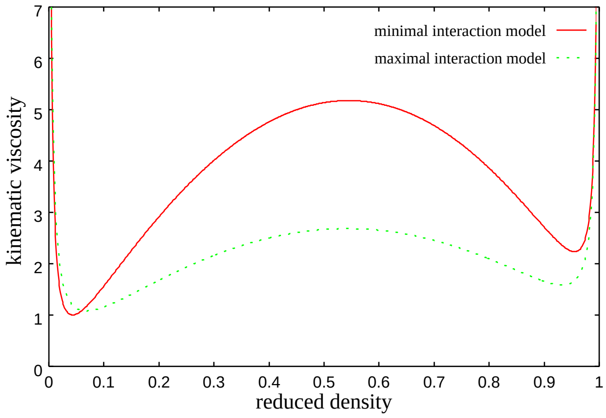


Fig. 11: Kinematic viscosity of the minimal interaction model and the maximal interaction model (r=9)

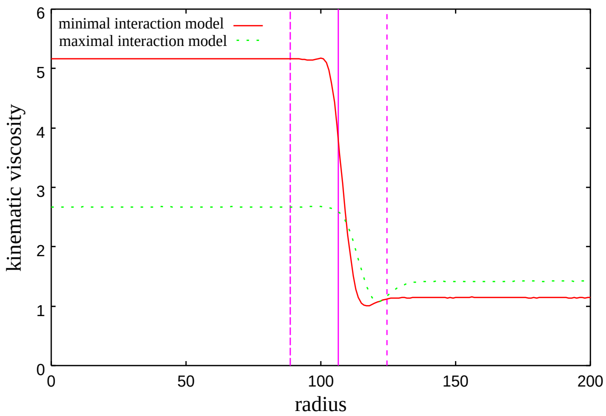


Fig. 12: Kinematic viscosity profile of the droplet (400×400, $r = 9$, $d = 0.17$)

以上において求めた，いくつかの量及びそれらから計算された 3 つの無次元数を Tab.1 に示す．ここに示した無次元数を，文献[15]から引用した Fig.13 と比較した場合，Reynolds 数と Etövös 数は，液滴が楕円形に変形する領域において交わっているが，Morton 数については，それら 2 つの無次元数の交点に対応する値より小さな値となっており，この傾向は，両方のモデルにおいて見られる．

	min. int. model	max. int. model
g	9.45×10^{-5}	9.45×10^{-5}
σ	1.03	0.527
U	0.0704	0.0782
ρ_{in}	3.99	3.57
ρ_{out}	0.196	0.217
$\Delta\rho$	3.79	3.35
d_e	94.3	189.1
ν	1.14	1.42
Re	5.82	10.4
Eo	3.10	21.5
M	2.15×10^{-5}	4.14×10^{-4}

Tab. 1: Measured physical quantities and calculated dimensionless numbers

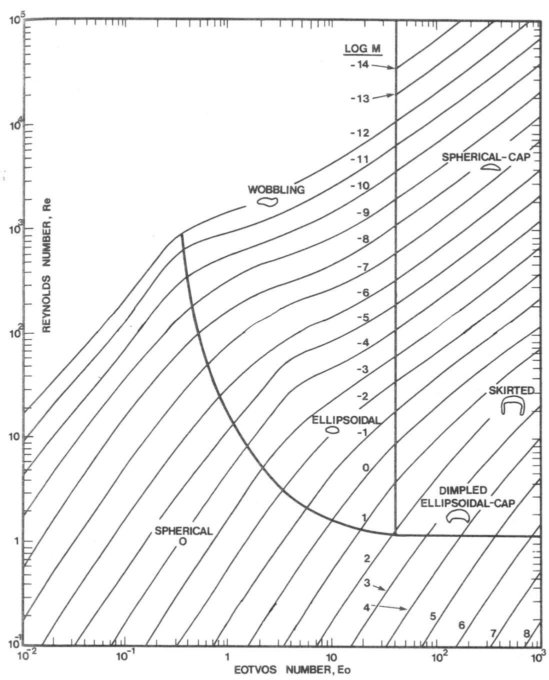


Fig. 13: Shape regimes for bubbles and drops

4.2 局所的圧力による考察

次に，両モデルの間の液滴の変形の違いについて，液滴の変形に大きく影響する局所的圧力の点から考察する．特に，局所的領域における圧力の，その領域の密度及び流速への依存性を測定し，両モデルの液滴変形の違いを考察する．ここでの局所的領域とは，各格子点を表しているのではなく，巨視的な視点から見た局所的な領域を表しており，その領域において測定した量が巨視的に意味のある量となる領域を表している．ここでは，18×18 の大きさのセルに系を分割し，各々のセルを巨視的な局所的領域とした．

各々の量を測定するために，以下に示すシミュレーションを行なった．換算粒子密度 $d = 0.15$，長距離相互作用 $r = 9$ を持つ 360×720 の系の x 方向の中央に，1 つの縦方向 (y 方向) の帯状の高密度相を生成し，y 方向に第 2 章で導入した外力を $\alpha = 0.0002$ で作用させた．また，境界条件として，x 方向，y 方向を周期境界とした場合と，y 方向は周期境界，x 方向は跳ね返り壁境界とした場合の二通りを行なった．この系において，300 ステップ毎に，18×18 の各セル内の粒子密度，流速，圧力を 300 ステップで平均して測定した．また，格子ガス気液モデルの圧力は，Fig.2 に示す格子の 3 つの方向の圧力の和から得られることから，各方向における圧力を測定した．このようなシミュレーションによる測定によって，3 つの量のさまざな組合せを得ることができる．

両モデルを用いて，それぞれ上記のシミュレーションを行ない，系の各々のセルで，300 ステップ毎に測定された 3 つの量を，速度の大きさ (速さ) によって分類し，それぞれの速さを持つ測定量を p-d 図として，Fig.14, Fig.15 に示した．この図において，$v = a$ のグラフには，$v = a \pm 0.025$ の範囲の速さを持つ測定値が含まれているため，測定値の分布が幅を持っている．また，各方向の圧力は，測定値の 3 倍の値を示している．さらに，Eq.(2), Eq.(3) に，流速に依存する換算粒子密度[3]

$$d_i(\mathbf{v}) = d + \frac{7}{3} d \mathbf{c}_i \cdot \mathbf{v} + d \frac{49}{18} \frac{1-2d}{1-d} \left[(\mathbf{c}_i \cdot \mathbf{v})^2 - \frac{3}{7} v^2 \right], \quad (7)$$

を，粒子の方向を考慮し，代入することによって得られた曲線を理論曲線として示した．この図から，maximal interaction model では，速さが増加しても各格子方向の圧力の間に大きな差は見られない．しかし，minimal interaction model では，速さが増加するにしたがって，高密度の領域において，低密度の領域に較べ，1 方向 (direction 1) の圧力が減少し，2 方向 (direction 2)，3 方向 (direction 3) の圧力が増加していることが分かる．つまり，minimal interaction model の場合，系に流れが生じると，局所的領域内の圧力の大きさに非等方性が現れることになる．そして，この非等方性は，高密度の領域の方が，低密度の領域に較べ，顕著になることが分かる．このことから，minimal interaction model において，外力によって系に流れが生じることにより，周囲より粒子密度が高い液滴では，1 方向の圧力が減少し，2，3 方向の圧力が増加する．また，この現象は，密度が低い液滴の外側では比較的小さい．そのため，液滴が 1 方向に潰れ，2，3 方向に延びていると考えられる．

5. 結言

長距離相互作用の種類によって異なる 2 種類の格子ガス気液モデル，maximal interaction model，minimal interaction model を用い，重力を想定した外力場中での液滴挙動のシミュレーションを行ない，その結果について考察を行なった．シミュレーションの結果，maximal interaction model による液滴変形は，実際に観測される液滴に近い変形であり，minimal interaction model の液滴変形は，非物理的な変形であることが分かった．

この結果を，液滴変形を特徴づける無次元数を用いて考察した場合，Reynolds 数と Etövös 数 の交点は，文献[15]から引用した図の液滴が楕円形に変形する領域に含まれているが，Morton 数については，その交点に対応する値より小さい値となることが分かった．また，巨視的な局所領域における圧力の密度と流速への依存性を調べた場合，minimal interaction model は，系に流速が生じることにより，局所的領域の圧力が非等方となることが分かった．この傾向は，領域の密度，流速が増加するにしたがって顕著になることが分かった．

これらの考察において，局所的圧力の非等方性は，流速によって誘起されるものであり，格子ガスモデルにおいて知られている他の非等方性[3, 22]とは異なる，もう 1 つの非等方性と考えられる．そして，文献[17]で見られた，外力場中での液滴の非現実的な変形は，minimal interaction model を用いていたことによると考えられる．また，無次元数による考察において，Morton 数が，実際の実験で得られた値からずれていることについては，原因が特定できていないので，さらなる検討が必要と考えられる．

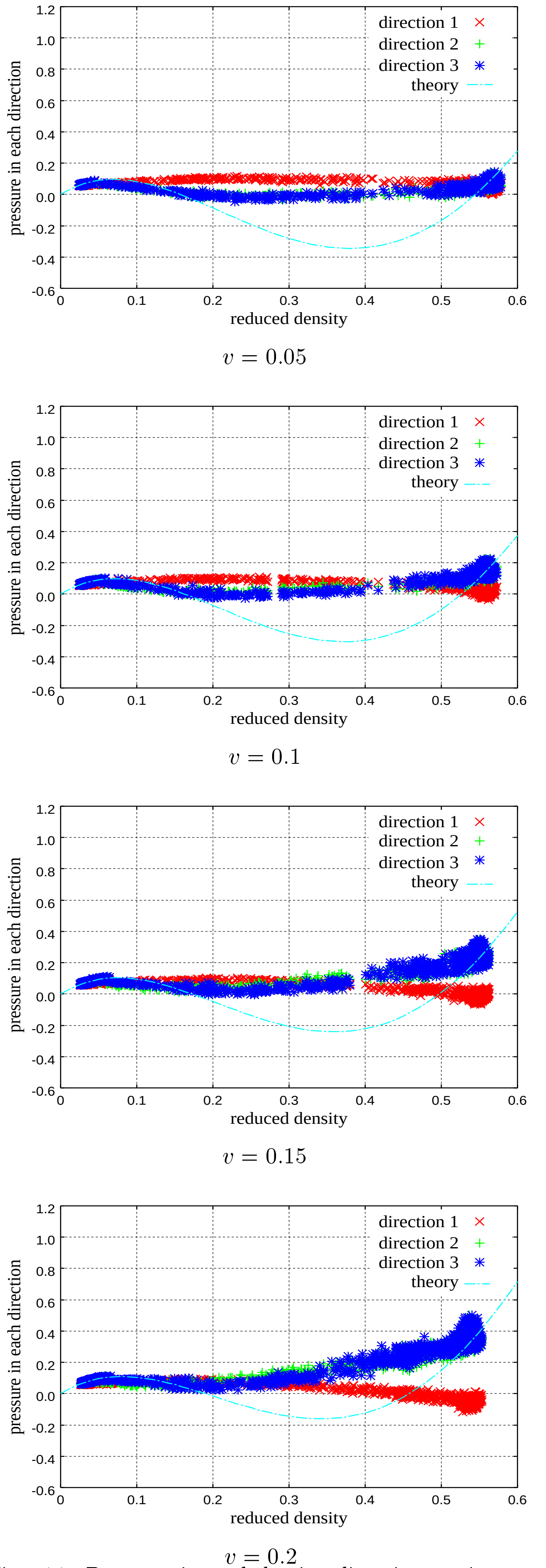


Fig. 14: Pressure in each lattice direction against reduced density in the system with flow: The curve represents theoretical total pressure. (minimal interaction model)

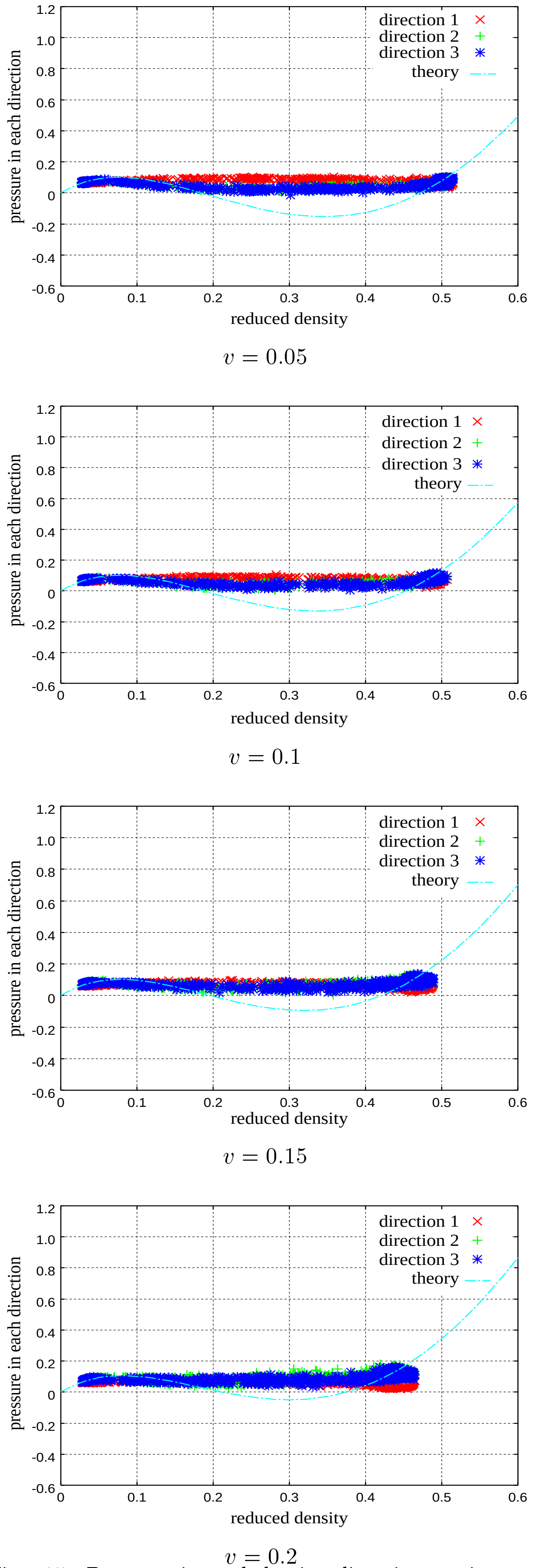


Fig. 15: Pressure in each lattice direction against reduced density in the system with flow : The curve represents theoretical total pressure. (maximal interaction model)

参考文献

1. U. Frisch et al. ,"Lattice-Gas Automata for the Navier-Stokes Equation", Phys. Rev. Let. **56**, 1505-1508(1986).

2. ed. by G. D. Doolen, "LATTICE GAS METHODS FOR PARTIAL DIFFERENTIAL EQUATIONS" (ADDISON WESLEY, 1990).

3. D. H. Rothman and S. Zaleski, "Lattice-gas models of phase separation: interface, phase transitions, and multiphase flow", Rev. Mod. Phys. **66**,1417 (1994).

4. C. Appert et al. ,"Lattice Gas with a Liquid-Gas Transition", Phys. Rev. Lett. **64**, 1-4(1990).

5. For example, L. D. Landau and E. M. Lifshitz, "STATISTICAL PHYSICS" (Pergamon Press,1959).

6. C. Appert, D. H. Rothman ,and S. Zaleski, "A LIQUID-GAS MODEL ON LATTICE", Physica **D47**, 85(1991).

7. C. Appert and S. Zaleski,"Dynamical liquid-gas phase transition",J. Phys. II France, **3**, 309(1993).

8. M. Gerits, M. H. Ernst,and D. Frenkel, "Lattice-gas automata with attractive and repulsive interactions", Phys. Rev. **E48**,988(1993).

9. C. Appert and D. d'Humières, "Density profiles in a diphasic lattice-gas model", Phys. Rev. **E51**, 4335-4345(1995).

10. C. Appert et al. ,"THREE-DIMENSIONAL LATTICE GAS WITH MINIMAL INTERACTIONS", Transport theory and statistical physics **23**,107-122(1994).

11. C. Appert et al. ,"Liquid-Gas Models on 2D and 3D Lattice", Field Institute Communications Vol.6, 1-12(1996).

12. L. B. Di Poetro et al. "Modeling water infiltration in unsaturated porous media by interacting lattice gas-cellular automata", Water Resources Research Vol.30 No.10, 2785-2792(1994).

13. J. Buick et al. "SIMULATION OF WAVE MOTION USING A LATTICE GAS MODEL", Int. J. for Numerical Method in Fluids Vol.22, 313-321(1996).

14. J. Buick et al. "Investigation of a lattice gas model for surface gravity wave", Phys. Fluids 9, 2585-2595(1997).

15. R. Clift et al. "Bubbles, Drops, and Particles" (ACADEMIC PRESS,1978).

16. D. d'Humières, et al. ,"Lattice Gas Models for 3D Hydrodynamics", Europhys. Lett. 2, 291-297(1986).

17. 海老原， 渡辺, "FCHC 格子上の格子ガス気液モデルによる外力場中における液滴挙動のシミュレーション", 第 13 回数値流体力学シンポジウム会議録, 198(1999).

18. U. Frisch et al. ,"Lattice Gas Hydrodynamics in Two and Three Dimensions", Complex Systems **1**, 649-707(1987).

19. D. d'Humières and P. Lallemand, "Numerical Simulations of Hydrodynamics with Lattice Gas Automata in Two Dimensions", Complex Systems **1**,599-632(1987).

20. For example, ed. by C. Domb and J. L. Lebowitz, "Phase Transitions and Critical Phenomena" (ACADEMIC PRESS, 1983).

21. K. Ebihara et al,"SURFACE OF DENSE PHASE IN LATTICE-GAS FLUID WITH LONG-RANGE INTERACTION",Int. J. Mod. Phys. C9, 1417-1427(1998).

22. K. Ebihara and T. Watanabe, "A method for calculating the surface tension of a droplet in a lattice-gas model with long-range interaction", Euro. Phys. J. **B18**, 319-327(2000).