



JP0050854

JAERI-Research  
2000-042



格子ガス気液モデルを用いた  
外力場中における液滴変形に関する研究

2000年10月

海老原 健一・渡辺 正

日本原子力研究所  
Japan Atomic Energy Research Institute

本レポートは、日本原子力研究所が不定期に公刊している研究報告書です。  
入手の間合わせは、日本原子力研究所研究情報部研究情報課（〒319-1195 茨城県那珂郡東海村）あて、お申し越してください。なお、このほかに財団法人原子力弘済会資料センター（〒319-1195 茨城県那珂郡東海村日本原子力研究所内）で複写による実費頒布をおこなっております。

This report is issued irregularly.

Inquiries about availability of the reports should be addressed to Research Information Division, Department of Intellectual Resources, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken, 319-1195, Japan.

© Japan Atomic Energy Research Institute, 2000

編集兼発行 日本原子力研究所

## 格子ガス気液モデルを用いた外力場中における液滴変形に関する研究

日本原子力研究所計算科学技術推進センター

海老原 健一・渡辺 正

(2000年8月30日受理)

格子ガス気液モデルを用いて、重力を想定した外力場中における液滴の変形に関して研究を行った。格子ガスに導入される長距離相互作用の種類が異なる minimal モデルと maximal モデルの2つの格子ガス気液モデルを用い、外力場中での液滴変形のシミュレーションを行なったところ、両者の間で液滴形状の変化に違いが見られた。minimal モデルの液滴は、外力の方向に伸び、maximal モデルの場合は、外力と垂直の方向に伸びることが観測された。このことから、maximal モデルの液滴変形が、minimal モデルのそれより、実験において観測される重力下での液滴の形状変化に近いことが分かった。

## Study of Deformation of Droplet in External Force Field by using Liquid-gas Model of Lattice-gas

Ken-ichi EBIHARA and Tadashi WATANABE

Center for Promotion of Computational Science and Engineering  
Japan Atomic Energy Research Institute  
Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken

(Received August 30, 2000)

The deformation of the droplet by the external force which is assumed to be gravity is studied by using the liquid-gas model of lattice-gas. Two types of liquid-gas models, one is the minimal model and the other is the maximal model, which are distinguished from each other by the added long-range interactions are used for the simulation of the droplet deformation. The difference of the droplet deformation between the maximal model and the minimal model was observed. While the droplet of the minimal model elongates in the direction of the external force, the droplet of the maximal model elongates in the perpendicular direction to the external force. Therefore the droplet deformation in the external force field of the maximal model is more similar to the droplet deformation which is observed in experiments than that of the minimal model.

Keywords: Droplet Deformation, Liquid-gas Model of Lattice-gas, External Force

## 目 次

1. はじめに .....	1
2. 格子ガス気液モデル .....	3
3. 巨視的物理量 .....	8
3.1 表面張力 .....	8
3.2 動粘性係数 .....	8
4. 外力 .....	13
5. 外力場中での液滴変形のシミュレーション .....	15
5.1 液滴形状の変化 .....	15
5.2 液滴に作用する力の測定 .....	16
5.3 minimal モデル及び maximal モデルによる液滴形状の違いの考察 .....	17
6. まとめ .....	41
参考文献 .....	42

## Contents

1. Introduction .....	1
2. Liquid-gas Model of Lattice-gas .....	3
3. Macroscopic Physical Quantity .....	8
3.1 Surface Tension .....	8
3.2 Kinematic Viscosity .....	8
4. External Force .....	13
5. Simulation of Droplet Deformation in External Force Field .....	15
5.1 Shape Deformation of the Droplet .....	15
5.2 Measurement of the Force Acting on the Droplet .....	16
5.3 Discussion of the Difference of the Droplet Deformation between the Minimal Model and the Maximal Model .....	17
6. Conclusion and Discussion .....	41
References .....	42

This is a blank page.

## 1. はじめに

現在、日本原子力研究所（原研） 計算科学技術推進センター 数値実験技術開発グループでは、電力中央研究所（電中研）との共同研究において、重力下での液滴の挙動について研究を行っている。原研では、粒子的手法を用いた二相流シミュレーションコードを用い、重力下での液滴挙動のシミュレーションを行ない、電中研で行なわれている実験の結果と比較をし、粒子的手法による二相流コードの妥当性、有用性等について検討をしている。現在は、粒子的手法の二相流コードとして、格子ガス法および格子 Boltzmann 法に基づくコードを用い、液滴挙動のシミュレーションを行なっている。本報告書では、格子ガス法の気液モデルによる、重力を想定した外力場中における液滴の変形に関する研究について報告する。

格子ガスは、空間を離散化した格子の格子点上に多数の粒子を配置し、離散時間間隔で、それらの粒子を伝播、衝突させることにより、流体現象を表現するモデルである。格子点上の各々の粒子は、格子点間を結ぶリンク方向の速度を持ち、離散時間の1ステップ毎に、そのリンク方向の最近接の格子点に移動する。さらに、粒子数及び運動量を保存した衝突規則に従い、各格子点での粒子配置が変更される。当初、二次元正方格子を用いたモデル [1] が、格子ガスとして用いられていた。しかし、正方格子の対称性の低さのため、格子ガスには、非物理的な保存量や、連続極限で導出される Navier-Stokes 方程式の非等方性などの困難が存在していた。これらの困難を解決するため、1986年、Firsch, Hasslacher, Pomeau によって、正方格子に代わり、二次元三角格子を用いた格子ガス (FHP モデル) が提案された [2]。FHP モデルの格子ガスは、三角格子の対称性が正方格子より高いため、各格子点での衝突の種類が増し、非物理的な保存量を減少させることができ、また連続極限において等方的な Navier-Stokes 方程式を導出することが可能である [3, 4]。FHP モデルの提案以降、格子ガスがいくつかのより現実的な流体現象に用いられるようになった [5]。

格子ガス気液モデルは、粒子同士の長距離相互作用を導入することにより、格子ガスを用いて一成分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 [6]。このモデルは、粒子間の引力を表す長距離相互作用により、各格子点での詳細釣合が破られ、系全体が不安定化を起し、自発的に高粒子密度相と低粒子密度相への分離が起こる。また、このモデルの連続極限において得られる状態方程式は、van der Waals の気液理論 [7, 8] のそれと類似しており、長距離相互作用の距離が van der Waals の気液理論の温度と類似の働きをしている。よって、格子ガス気液モデルには、長距離相互作用の臨界距離  $r_c$  と臨界粒子密度  $d_c$  が存在する。特に、長距離相互作用の距離が  $r_c$  以上で、 $d_c$  より低い粒子密度を持つ不安定系では、低粒子密度相中に等方的な高粒子密度相が生成される。以下において、この等方的な高粒子密度相を格子ガス気液モデルでの液滴と呼ぶこととする。

以上のように、格子ガス気液モデルでは、一成分系の二相流体を多数の粒子の分布の時間発展として表現することが可能である。そのため、二相を分割する界面での境界条件を導入し、連続体の方程式である Navier-Stokes 方程式を数値的に解くことなしに、二相の界面形状の時間発

展を容易に観察することが可能である。また、格子ガス気液モデルを外力場中での液滴挙動に適用した例は、文献 [9] 以外に見られない。そこで、今回は、二次元格子ガス気液モデルを用いて生成された液滴に対して、重力を想定した、局所的な粒子密度に比例した外力を与えることにより、液滴の界面形状の変化、液滴周囲の流れ等を調べた。さらに、導入される長距離相互作用の種類によって異なる格子ガス気液モデルの maximal モデルと minimal モデルにおいて、液滴形状の変化が異なることが観測され、maximal モデルの形状変化が、minimal モデルのそれより、実験で観測される形状変化 [10] に近いことが分かった。

3次元の格子ガス気液モデルについては、これまで minimal モデルのみがいくつかの文献 [9, 11, 12] で報告されている。しかし、今回の結果から3次元の格子ガス気液モデルで外力を受けた液滴の挙動についてシミュレーションする場合は、3次元格子ガスに maximal モデルに導入された相互作用を導入し、3次元の maximal モデルを構築する必要があると考えられる。



## 2. 格子ガス気液モデル

本章では、本報告書で用いた2次元格子ガス気液モデルについて記述する。前章で記述したように、格子ガスは、空間を離散化した格子点上に配置された多数粒子の集合の時間発展によって流体現象を表現するモデルである。離散化された時間の1ステップごとに、各格子点上の粒子は、ある衝突規則に従い、その配置を変化させ、続いて格子点を結ぶリンクに沿って、最近接の格子点に伝播する。この粒子の伝播の速度は、リンクの長さに等しくベクトル  $\mathbf{c}_i$  によって表される。ここで、 $i$  は格子点からのリンクの方向を表し、正方格子の場合は  $i = 0 \sim 4$  であり、三角格子の場合は  $i = 0 \sim 6$  である。 $i = 0$  は格子点上に停止している粒子の速度を表し、 $\mathbf{c}_0 = \mathbf{0}$  である。三角格子の例を Fig.2.1 に、その格子点での速度ベクトルを Fig.2.2 に示す。以上の衝突及び伝播は、

$$n_i(\mathbf{x} + \mathbf{c}_i, t + 1) = n_i(\mathbf{x}, t) + \Delta_i[\mathbf{n}(\mathbf{x}, t)]. \quad (2.1)$$

と表すことができる。ここで  $n_i(\mathbf{x}, t)$  は、時刻 (ステップ)  $t$ 、格子点  $\mathbf{x}$  での  $i$  方向の粒子の有無を表し 0 または 1 を取る。 $\Delta_i[\mathbf{n}(\mathbf{x}, t)]$  は粒子の衝突則を表す項である。衝突項で表される衝突規則は、衝突の前後で粒子数と運動量を保存することが要求される。FHP モデルには、FHP-I, FHP-II, FHP-III の三種類の代表的なモデルがあり、FHP-I は、停止粒子を含まず、粒子の二体衝突、三体衝突のみを含むモデルであり、FHP-II は、FHP-I に停止粒子とそれに関係した衝突則を含んだモデルである。FHP-III は、FHP-II の衝突則に、衝突に直接関与しない spectator 粒子を含んだ衝突則を加え、またそれぞれの衝突則の dual (粒子の有無を反転させること) を取った衝突則を含めたモデルであり、最も一般的なモデルとして saturated モデルと呼ばれることがある [3, 13]。それぞれの FHP モデルの衝突則を Fig.2.3 に示す。この図では、格子点での可能な粒子分布に対する衝突規則の適用可能性を示しており、斜線は格子点の可能な粒子分布が存在しないことを、No は衝突則を適用できないことを表している。格子点での粒子分布の横の数字は、格子点を中心とした回転変換によって異なる粒子配置の種類を表す。丸は、衝突則の適用可能を示し、矢印がある場合は、衝突によって矢印で結ばれた粒子配置間の遷移を、矢印がない場合は、回転変換で異なる粒子配置間の遷移を表す。式 (2.1) は、平均場近似と Boltzmann の分子カオス近似を用いることによって、局所粒子分布関数  $N_i(\mathbf{x}, t)$  に対する Boltzmann 方程式に書き換えることができる。さらに、得られた Boltzmann 方程式から、多重スケール展開 (Chapman-Enskog 展開) 及び低 Mach 数展開によって、非圧縮性の Navier-Stokes 方程式を導出することができる [3, 4]。このことは、格子ガスの粒子分布の時間発展が、Navier-Stokes 方程式に従う流体を表現していることの裏付けとなっている。

格子ガス気液モデルは、格子ガスに粒子間の長距離相互作用を導入することによって構築され、その時間発展は以下の式で表すことができる。

$$\begin{aligned} n'_i(\mathbf{x}, t) &= n_i(\mathbf{x}, t) + \Delta_i[\mathbf{n}(\mathbf{x}, t)] \\ n_i(\mathbf{x} + \mathbf{c}_i, t + 1) &= n'_i(\mathbf{x}, t) + L_i[\mathbf{n}'(\mathbf{x}, t); r]. \end{aligned} \quad (2.2)$$

ここで、 $L_i[\mathbf{n}'(\mathbf{x}, t); r]$  は長距離相互作用項を表し、 $r$  は相互作用の距離を表している。この式に対しても、同様に平均場近似及び分子カオス近似を用い、多重スケール展開と低 Mach 数展開によって、Navier-Stokes 方程式が得られ、得られた Navier-Stokes 方程式に現れる音速部分、静止圧力項、粘性係数などは  $r$  に依存している [4, 11]。さらに、静止圧力項は気液モデルの状態方程式となっており、 $r$  の値を変化させることにより系の安定性を変化させることができる。

導入される長距離相互作用の種類は、代表的なものとして Fig.2.4 に示す五種類があり、今回は、(a) だけを入れたモデル (minimal モデル) と (a) から (e) まで入れたモデル (maximal モデル) の 2 つのモデルについて議論する。Fig.2.4 に示す相互作用は、等方性のため、格子の 3 方向すべてに対して作用される必要がある。minimal モデルについては、格子点上の相互作用する 2 つの粒子の方向が相互作用の方向と一致しているため、1 ステップの間に、すべての方向に対して相互作用させることができる。しかし、maximal モデルについては、(a) 以外の相互作用における粒子の方向が、相互作用の方向からずれているため、1 ステップの間にすべての方向に対して相互作用させた場合、作用する順序によって、各方向の相互作用の割合に偏りが生じ、等方性が破られてしまうことになる。そのため maximal モデルについては、1 ステップ中に 1 方向のみに相互作用をさせ、3 ステップですべての方向に相互作用させている。これにより長距離相互作用の等方性が満足されるようになる [14]。minimal モデルと maximal モデルは、長距離相互作用の作用について異なっているが、同様の解析によって、モデルの状態方程式を導出することが可能 [12, 15] であり、それぞれ以下のように得られる<sup>1</sup>。

$$\begin{aligned}
 p &= 3d - 3rd^2(1-d)^2 \quad \text{for minimal model} \\
 p &= 3d - 2rd^2(1-d)^2 \left[ 1 + \frac{1}{2}(1-d)^4 + d(1-d)^3 + \frac{3}{2}d^2(1-d)^2 + d^3(1-d) + \frac{1}{2}d^4 \right] \\
 &\hspace{15em} \text{for maximal model}
 \end{aligned}
 \tag{2.3}$$

ここで  $p$  は全系の圧力、 $d$  は換算粒子密度を表す。換算粒子密度は、粒子密度を系に入れられる最大の粒子数で割った値であり 0 ~ 1 の値をとる。それぞれの式に対する  $r = 9$  の場合の曲線を Fig.2.5 に示す。これらの曲線は、ともに傾きが負の領域があり、この領域にある粒子密度を持つ系では、系が不安定となり相分離を起こす。

<sup>1</sup> maximal モデルの状態方程式は、 $p = 3d - 2.5625rd^2(1-d)^2$  と得られている [16] が、文献 [14] の方法に基づいて導出した、 $d$  の高次の項の寄与を考慮した式を記述した。

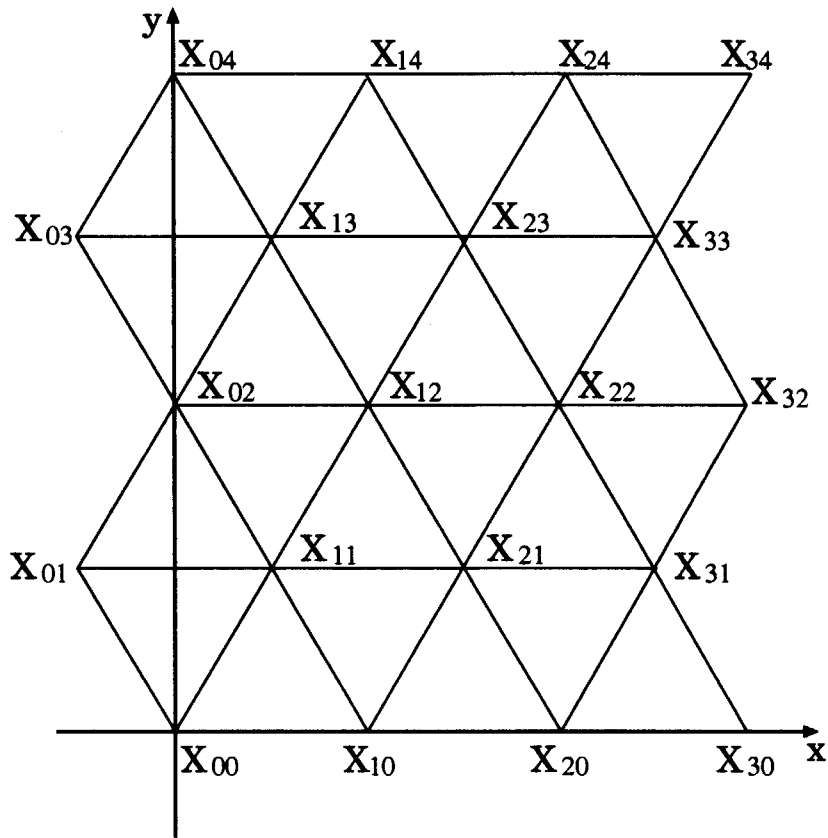


Fig. 2.1 Example of the triangular lattice

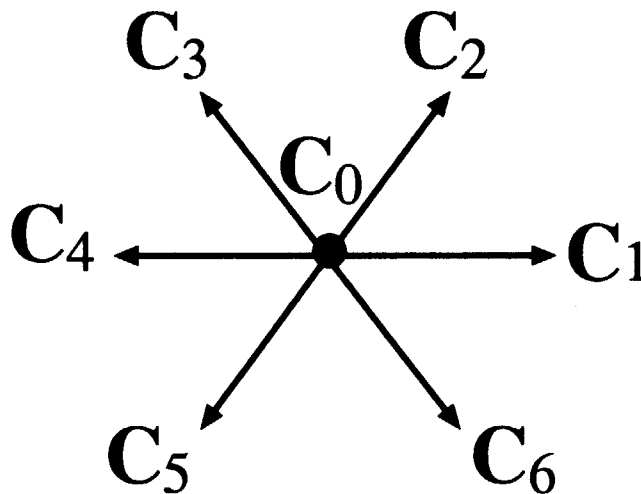


Fig. 2.2 Velocity vectors on a lattice node

N	x	y	Pattern	I	II	III	N	x	y	Pattern	I	II	III
0	0	0	1	No	No	No	7	0	0	1	/	No	No
1	0	0	1	/	No	No	6	0	0	1	No	No	No
1	2	0	6	No	No	No	6	2	0	6	/	No	No
2	0	0	3	○	○	○	5	0	0	3	/	No	○
2	2	0	6	/	○ ↑ ○	○ ↑ ○	5	2	0	6	No	No	○ ↑ ○
2	3	2	6	No	No	No	5	3	2	6	/	No	No
3	0	0	3	/	○	○	4	0	0	3	No	No	○
			2	○	○	○				2	/	○	○
3	2	0	6	/	No	○ ↑ ○	4	2	0	6	No	No	○ ↑ ○
			6	No	No	○ ↑ ○				6	/	No	○ ↑ ○
3	3	2	6	/	No	No	4	3	2	6	No	No	No
3	4	0	6	No	No	No	4	4	0	6	/	No	No

Fig. 2.3 Collision rule of FHP models

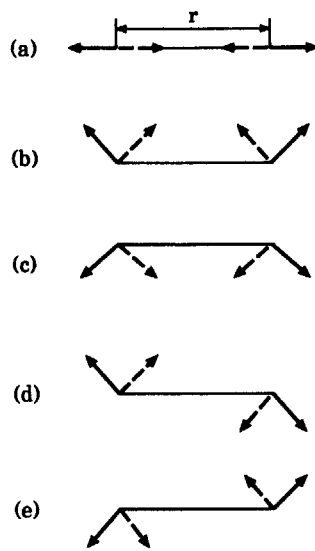


Fig. 2.4 Long-range interaction: The solid and the dashed arrows express the particle configuration before and after the interaction, respectively.

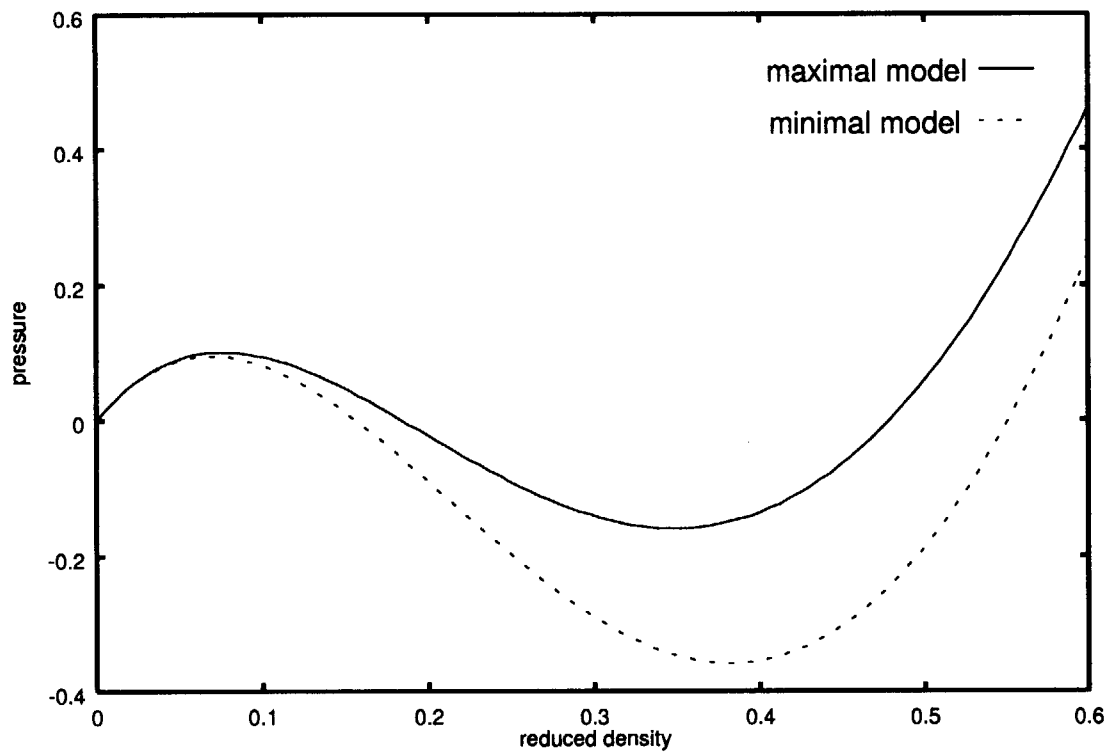


Fig. 2.5 Phase diagram of the maximal model and the minimal model ( $r=9$ )

### 3. 巨視的物理量

本章では、格子ガス気液モデルの minimal モデル及び maximal モデルに対する巨視的物理量、特に、流動中の液滴形状に関する量である表面張力と動粘性係数について記述する。

#### 3.1 表面張力

格子ガス気液モデルでは、生成される液滴のような曲線表面の表面張力を、解析的に導出することができない。そのため計算機シミュレーションを用いて表面張力を求めた。シミュレーションにおいて、系に1つの液滴を作り、その内部圧力  $p_{in}$  と外部圧力  $p_{out}$  との差と液滴表面の曲率  $1/R$  との関係である Laplace 則、

$$(p_{in} - p_{out}) = \frac{\sigma}{R}, \quad (3.1)$$

の傾きとして、表面張力  $\sigma$  を決定した。内部圧力と外部圧力については、文献 [12] に基づき、各格子点での運動量の移動の点から計算することができ、液滴半径については、local region clustering 法 [17] によって得られた液滴表面に円の方程式を当てはめることによって計算した。表面張力は長距離相互作用にのみ依存するため、 $R$  は全系の粒子密度または系のサイズを変えることによって変化させることができる。今回は、粒子密度を  $d = 0.17$  に固定し、系のサイズを  $400 \times 400$  から  $700 \times 700$  に変化させることによって  $R$  を変化させることとした。また圧力及び液滴半径は、系に液滴を生成し、その系が平衡状態に達した後、1200 ステップの時間平均を取るによって計算した。minimal モデル 及び maximal モデルの  $r = 9$  の場合についての Laplace 則の直線を Fig.3.1 に示し、これらの直線の傾きから得られた表面張力の値を Table 3.1 に示す。この表から、minimal モデルの表面張力が、maximal モデルの表面張力より大きいことが分かる。このことは、minimal モデルでは、長距離相互作用が1ステップで全方向に作用されるのに対して、maximal モデルでは、3ステップで全方向に作用されることによるものと考えられる。

#### 3.2 動粘性係数

格子ガス気液モデルの動粘性係数は、Appert 等による方法 [11] と Gerits 等による方法 [15] の二通りの方法で、解析的に求められている。これらの方法では、格子ガス気液モデルの粘性係数を、長距離相互作用を含まない格子ガスの粘性係数に対する補正として導出している。Appert 等による方法では、minimal モデルの粘性係数のみが求められており、系の次元を変数として扱っているため、三次元化されたモデルの動粘性係数を容易に求めることができる。Ap-

pert 等によって導出された動粘性係数を以下に示す.

$$\begin{aligned}\nu_{\text{minimal}} &= \nu_0 + \frac{2c^2}{D+2}d(1-d)(1-2d)\left[1 + \frac{1}{\lambda}\right] + \frac{r^2c^4}{D+2}d(1-d) \\ \nu_0 &= -\frac{1}{D+2}\left(\frac{1}{2} + \frac{1}{\lambda}\right)\end{aligned}\quad (3.2)$$

ここで  $\nu_{\text{minimal}}$  は minimal model の動粘性係数を,  $D$  は系の次元を,  $c$  は粒子の速度ベクトルの大きさを表している. また  $\lambda$  は以下の式で表される [4, 18].

$$\begin{aligned}\frac{1}{\lambda} &= \frac{D}{7(D-1)c^4} \sum_s \sum_{s'} A(s; s') d^{p-1} (1-d)^{7-p-1} \sum_\alpha \sum_\beta (Y_{\alpha\beta} - Y'_{\alpha\beta}) Y_{\alpha\beta} \\ Y_{\alpha\beta} &= \sum_i s_i Q_{i\alpha\beta}, \quad Y'_{\alpha\beta} = \sum_i s'_i Q_{i\alpha\beta} \\ Q_{i\alpha\beta} &= c_{i\alpha} c_{i\beta} - \frac{c^2}{D} \delta_{\alpha\beta}\end{aligned}\quad (3.3)$$

ここで,  $A(s; s')$  は, 格子点における衝突により, 粒子配置が  $s$  から  $s'$  へ遷移する確率を表し,  $p$  は格子点の粒子数である. この式から分かるように,  $\lambda$  は採用する衝突則と系の粒子密度から決定される. Gerits 等の方法では, Fig.2.4の (a) から (c) までの相互作用を含んだモデルの粘性係数が求められているが, 陽に系の次元が現れないため, 三次元化されたモデルへの拡張は多少の労力が必要であると考えられる. しかし, Gerits 等の方法は, Appert 等の方法と比較して一般的であり, minimal モデルや maximal モデルにも容易に適用できる. 今回, Gerits 等の方法を応用して新たに導出された minimal モデルと maximal モデルの動粘性係数,  $\nu_{\text{minimal}}$ ,  $\nu_{\text{maximal}}$  を以下に示す.

$$\begin{aligned}\nu_{\text{minimal}} &= \nu_0(1 - 2r\kappa_3) - \frac{1}{4}r\kappa_3 + \frac{1}{4}r^2\kappa_2 \\ \nu_{\text{maximal}} &= \nu_0(1 - \frac{1}{3}\kappa_3)(1 - r\kappa_3) + \frac{1}{12}r\kappa_3(1 - \frac{1}{2}r\kappa_3) + \frac{1}{8}r^2\kappa_2 \\ &\quad + \frac{1}{24}r(\kappa_7 - \kappa_6) + \nu_0 \left[ \frac{1}{3}r\kappa_7 + r\kappa_6 - \frac{1}{3}(\kappa_6 + \kappa_7)\kappa_3 + \frac{1}{3}r^2\kappa_7\kappa_6 \right] \\ &\quad - \frac{1}{8} \left[ r\kappa_6 - \frac{1}{3}r^2(\kappa_6 + \kappa_7)\kappa_3 + \frac{1}{3}r^2\kappa_7\kappa_6 \right], \\ \nu_0 &= \frac{1}{4} \left( \frac{1}{\kappa_2(7-8\kappa_2)} - \frac{1}{2} \right) \\ \kappa_2 &= d(1-d), \quad \kappa_3 = d(1-d)(1-2d), \\ \kappa_6 &= d(1-d)^5, \quad \kappa_7 = d(1-d)^5(1-4d)\end{aligned}\quad (3.4)$$

minimal モデルの動粘性係数については, Appert 等の方法, Gerits 等の方法, どちらの方法によっても導出することができる. しかし, それぞれの式の形は異なっているので, 計算機シミュレーションによって動粘性係数を計算し, 両方の理論式の値との比較を行なった. 計算機シミュレーションによる格子ガスの動粘性係数の計算の方法は, いくつかの文献 [20, 21] で報告されている. 今回は Kadanoff 等によって用いられている方法 [20] で計算した. この方法では, 周期的境界を持つ系の上半分の領域と下半分の領域で反対方向の運動量を与え, 定常状態のシアフローの速度場を作り, 速度分布の絶対値の最大値を用いて動粘性係数を決定する. シミュレーションは,  $256 \times 256$  の系を用い, 粒子密度を変化させて行なった. また速度分布は, 3000 ステップの時間平均によって求めた.  $r = 0$  の場合の結果を Fig.3.2 に,  $r = 3$  の場合の結果を Fig.3.3 に示す. これらの図において,  $r = 0$  の場合, 両方法で求めた理論値は同一の値を持っていることが分かる. さらに,  $r = 3$  のシミュレーション結果については, 密度の変化による動粘性係数の変化の傾向は, Gerits 等の方法で求めた理論値の曲線に近いことが分かる. これは, 動粘性係数を導出する際, Appert 等の方法では, Boltzmann 方程式の長距離相互作用項

を  $r$  のべきで展開しているのに対して, Gerits 等の方法では, 波数空間の波数のべきで展開していることに起因していると考えられる. また,  $r = 0$ ,  $r = 3$  の結果がともに理論値の曲線からずれているのは, シミュレーションの系が小さいこと, 時間平均のステップ数が短いことが考えられる. 理論値が近似を用いて導出されたことも 1 つの原因と考えられる. 以上のことから, 任意の粒子密度と長距離相互作用を持つ系の動粘性係数は, Gerits 等の方法を用いて求めた値が妥当であることが分かる. Fig.3.4に,  $d = 0.17$ ,  $r = 9$ ,  $400 \times 400$  の系に生成した液滴の中心からの距離に対する粒子分布密度と動粘性係数の分布を示す. この図から, minimal モデル, maximal モデルともに密度の高い液滴内部の動粘性係数が, 密度の低い気相のそれより大きいことが分かる.

一般に, 粘性係数は, 温度に依存する係数として Navier-Stokes 方程式中に現れ, 流体の流れを特徴づける. しかし, 格子ガス気液モデルでは, 粒子密度と長距離相互作用の距離に依存した量として得られる. これは, 格子ガスが粒子の集まりであるので気体分子の運動論から説明することができる. 気体分子の運動論 [19] によると, 粘性係数は, 気体粒子の平均自由行程に比例し, 平均自由行程は, 粒子の衝突の頻度に関係している. さらに衝突の頻度は, 粒子密度, 長距離相互作用によって決まるので, 格子ガスの粘性係数が粒子密度と長距離相互作用の距離に依存するのは妥当である.

Table 3.1 Surface tension of the droplets of the minimal model and the maximal model

minimal model	maximal model
1.03 ( $\pm 0.013$ )	0.53 ( $\pm 0.019$ )

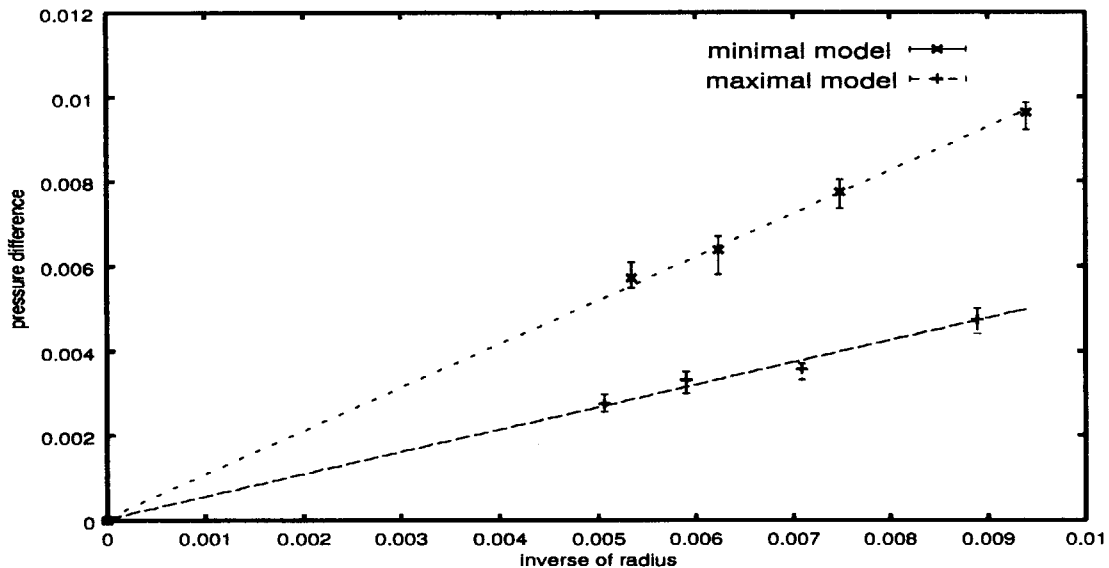


Fig. 3.1 Laplace law for the droplets of the minimal model and the maximal model. The dashed line and the broken line are obtained by fitting a line to the simulation result.



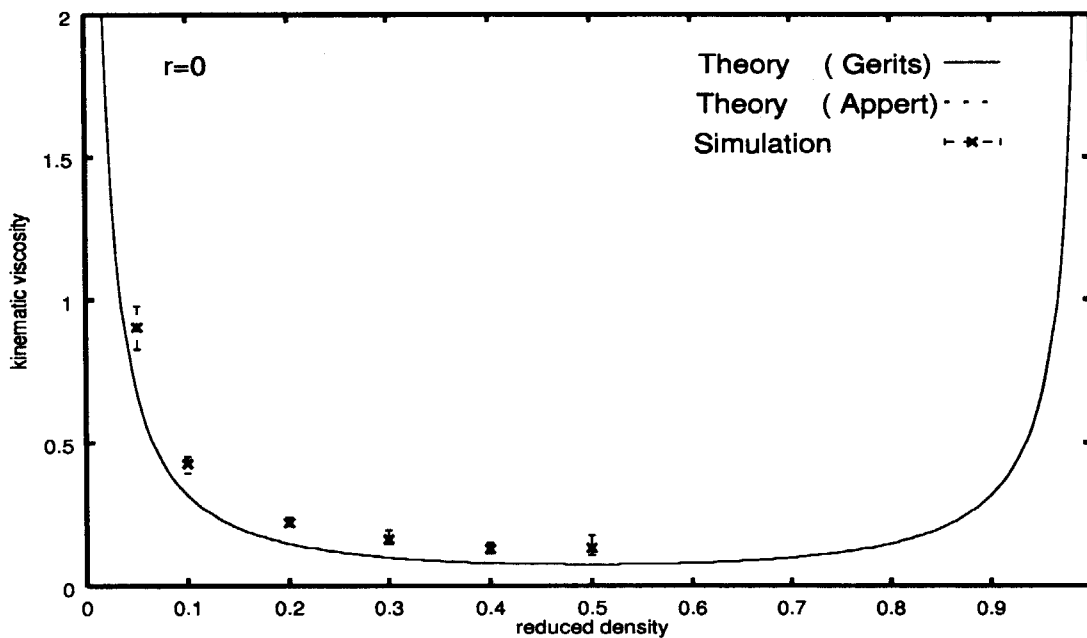


Fig. 3.2 Comparison of kinematic viscosities between simulation and theory ( $r=0$ ): Both theoretical kinematic viscosities have same value.

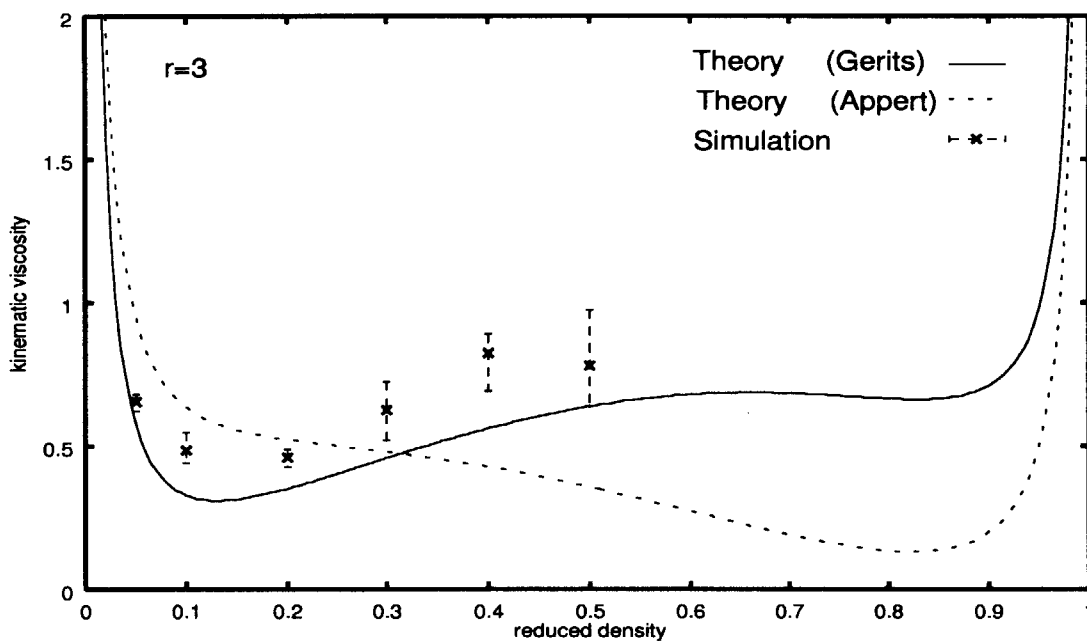
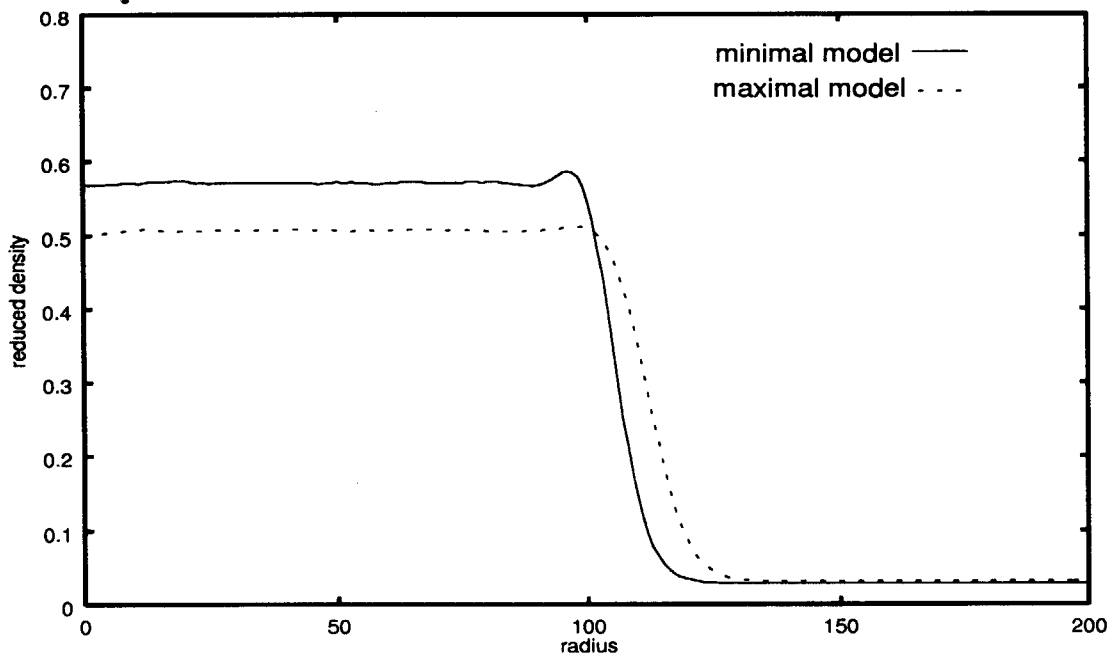
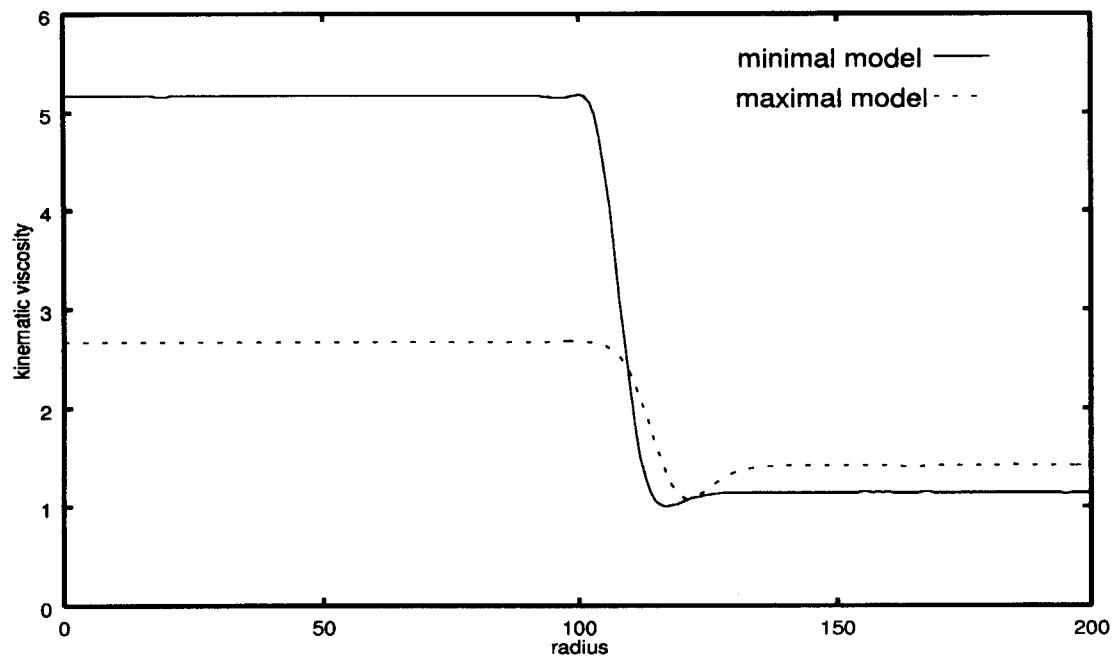


Fig. 3.3 Comparison of kinematic viscosities between simulation and theory ( $r=3$ ): The kinematic viscosity which is obtained by the simulation is closer to the theoretical value by Gerits et al. than that by Appert et al..



(a)



(b)

Fig. 3.4 Density profile (a) and kinematic viscosity profile (b) of the droplet of the minimal model and the maximal model

## 4. 外力

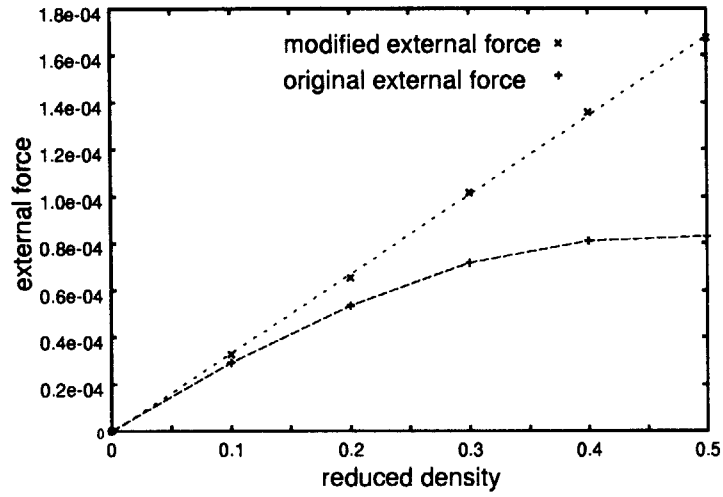
今回導入した外力は、粒子密度に比例する力であり、重力を想定したものである。格子ガス気液モデルに重力を想定した外力を導入した例は、いくつか報告されている [22, 23, 24]。文献 [22, 23] では、外力により下方に粒子を集め、高粒子密度相の水平表面を生成し、そこに波を生成させ、その結果と線形理論との比較を行なっている。文献 [24] では、重力による高粒子密度相の多孔質物質への浸透のシミュレーションについて論じている。

これらの報告では、各ステップ毎に、各格子点において一様乱数を発生させ、その乱数とある定数とを比較し、特定の方向の粒子をある特定の方向に向け直すことにより、運動量の偏りを作りだし、この操作による力を重力としている。また、粒子を向け直す方向にすでに粒子が存在する場合には、この操作は行なわれない。よって、この方法による外力の大きさは、向きを変えられる粒子の存在確率とその粒子が向く方向に他の粒子が存在しない確率に依存する。全系の粒子密度が一定の場合、各格子点の各方向の粒子の存在確率は、換算粒子密度  $d$  に等しい。よって導入される外力は  $d(1-d)$  に比例することになる。しかし、Navier-Stokes 方程式に付加される重力項は、粒子密度（質量密度）に比例している。

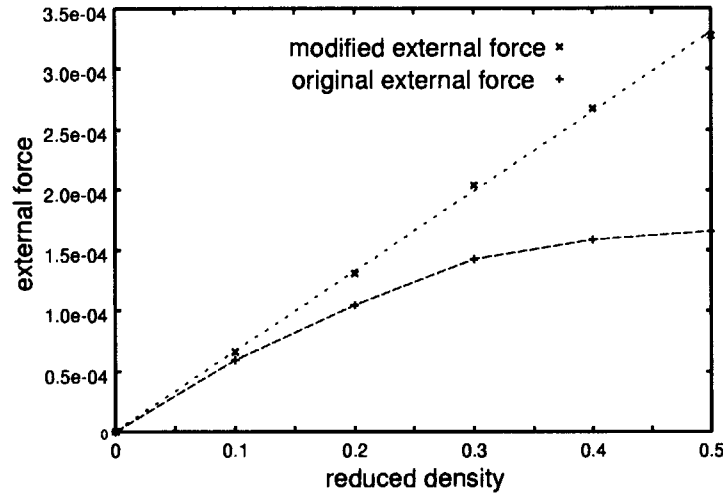
そこで、今回は、一様乱数と比較する定数を  $1/(1-d)$  に比例させるようにし、外力自身は粒子密度  $d$  に比例するようにした。具体的には、系をセルに分割し、各セル内で換算粒子密度  $d_{cell}$  を計算し、各セル内において、ある定数  $\alpha$  と  $1/(1-d_{cell})$  の積を一様乱数と比較することとした。粒子の方向の変化は、力の向きを  $x$  方向とした時は、 $c_3$  と  $c_5$  の向きの粒子を、それぞれ  $c_2$  と  $c_6$  の向きへ、力の向きを  $y$  方向とした時は、 $c_2$  と  $c_3$  の向きの粒子を、それぞれ  $c_5$  と  $c_6$  の向きへ向け直した。文献 [22, 23, 24] の方法（オリジナルの方法）と今回の方法（修正された方法）によって外力を入れたシミュレーションを行なうことによって得られた、系の換算粒子密度と外力との関係を Fig.4.1 に示す。この図における外力は、粒子がある程度一様に分布する  $360 \times 720$  の系に、1200 ステップの間外力相互作用を入れ、系に入れられた全運動量の全格子点数とステップ数による平均によって計算した。定数  $\alpha$  は 0.0001 と 0.0002 を用い、局所的な粒子密度を計算するセルの大きさは  $9 \times 9$  とした。図によると、オリジナルの方法の外力は  $d(1-d)$  に比例しているが、修正された方法による外力は、 $d$  に比例していることが分かる。グラフの直線の傾きの  $1/7$  が、今回導入した重力の重力加速度  $g$  となる。それぞれの  $\alpha$  に対する  $g$  を Table 4.1 に示す。また、粒子が系全体に一様に分布し、かつ外力を入れてもその一様性の変化が小さいとした場合、この重力加速度は、理論的に  $g = (2/7)\alpha\Delta m$  となる。ここで  $\Delta m$  は、力の方向が  $x$  方向の時は  $\Delta m = 1$ 、 $y$  方向の時は  $\Delta m = \sqrt{3}$  である。重力加速度の理論値もあわせて Table 4.1 に示す。この表から、シミュレーションによって得られた  $g$  は理論値と近い値になっていることが分かる。

Table 4.1 Gravitational acceleration of the modified external force

$\alpha$	simulation	theory
0.0001	$4.83 \times 10^{-5} (\pm 3.35 \times 10^{-7})$	$4.9487 \times 10^{-5}$
0.0002	$9.45 \times 10^{-5} (\pm 9.67 \times 10^{-7})$	$9.8974 \times 10^{-5}$



(a)  $\alpha=0.0001$



(b)  $\alpha=0.0002$

Fig. 4.1 Comparison between the original external force and the modified external force: The fitting line is shown for the modified external force.

## 5. 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で生成された1つの液滴の系に、前章の外力を作用させることにより、その液滴の変形及び移動について調べた。シミュレーションは、大きさ  $360 \times 720$ 、換算粒子密度  $d = 0.07$ 、長距離相互作用の距離  $r = 9$  を持つ系で行なった。また、外力を入れる方向には跳ね返り壁 [3] を境界として設定し、残りの方向は周期境界とした。Fig.2.5 の状態方程式のグラフから、 $d = 0.07$  は曲線の傾きが負になり始める辺りの換算粒子密度であり、 $r = 9$  を持つ系では、最も小さな液滴を生成することができる。そのため、液滴に対する境界の影響を極力小さくすることができる。初期状態には、一方の壁の近くに液滴を生成し、その系が平衡に達した後の状態を用いた。Fig.5.1 に minimal モデルと maximal モデルの初期状態の粒子分布を示す。この図では、各格子点において 300 ステップで平均した粒子密度を表示している。minimal モデルの場合、maximal モデルと比べ、表面張力が大きいので、表面張力の非等方性 [15, 25] のために、六角形に近い形状であることが見られる。この初期状態に、 $9 \times 9$  のセルを用いて外力の相互作用を導入し、シミュレーションを行なった。粒子分布や速度分布等は 300 ステップ毎に平均を取るることによって計算した。

### 5.1 液滴形状の変化

maximal モデル及び minimal モデルそれぞれに対して、外力の割合に関する定数  $\alpha$  を 0.0001 と 0.0002 としてシミュレーションを行ない、系の粒子分布、速度分布及び運動量分布の変化を観察した。粒子分布を Fig.5.2 ~ 5.3 に、速度分布及び運動量分布を Fig.5.4 ~ 5.7 に示す。速度分布及び運動量分布には、local region clustering 法 [17] によって計算した液滴界面の位置も合わせて表示してある。これらの図から、それぞれの場合について外力の方向に液滴が移動しているが、maximal モデルの場合、液滴は、主に外力の方向に垂直の方向に変形し、minimal モデルの場合は、主に外力の方向に変形していることが分かる。また速度分布について、maximal モデルでは液滴の後方に、minimal モデルでは液滴の横に渦の形成が観察される。運動量については、両モデルとも液滴内部及び液滴表面付近に多く分布しているのが見られる。さらに、外力方向及び外力方向に垂直の方向それぞれにおける液滴の最長径を計算した。また、それぞれの方向の最長径の交点の位置を追跡し、液滴自身の速度変化を調べた。両方向の最長径の比及び、外力方向の交点位置の変化を Fig.5.8, Fig.5.9 に示す。これらの図において、外力方向の液滴の位置の変化がほぼ一定である部分に直線を当てはめ、その直線の傾きを液滴の終端速度とした。それぞれの場合の終端速度を Table 5.1 に示す。

以上において求めた表面張力、動粘性係数、重力加速度、終端速度を用い、液滴の変形に関する無次元数 [10] である Reynolds 数 ( $Re$ )、Morton 数 ( $M$ )、Eötvös 数 ( $EO$ )、

$$Re = d_e U / \nu \quad (5.1)$$

$$M = g \nu^4 \Delta \rho \rho_l^2 / \sigma^3 \quad (5.2)$$

$$Eo = g \Delta \rho d_e^2 / \sigma \quad (5.3)$$

$$(5.4)$$

を求めた。ここで  $d_e$  は外力の方向に垂直な方向の液滴の直径、 $\Delta \rho$  は液滴内部の粒子密度と外部の粒子密度の差、 $\rho_l$  は液滴外部の粒子密度、 $U$  は終端速度である。それぞれの無次元数を Table 5.2 に示す。maximal モデルに対する無次元数の値を、文献 [10] から引用した Fig.5.10 と比較すると、液滴形状の変形と無次元数の値との関係はおおよそ妥当であると考えられる。

また、液滴界面付近の粒子密度、速度分布、圧力分布を詳しく見るために、外力方向及びそれに垂直の方向の最長径上の各分布の時間変化を調べた。Fig.5.11 ~ 5.14 に密度分布と速度分布を、Fig.5.15 ~ 5.18 に密度分布と圧力分布をそれぞれ示す。これらの図において、それぞれの分布は、最長径を中央とした  $18 \times 18$  のセルで最長径上を分割し、各々のセルの中で平均を取って計算した。密度分布から、液滴界面の密度分布の形状はほとんど変化していないこと、つまり、外力の影響によって二相の界面の厚さが変化しないことが分かる。また、液滴の移動速度が一定の範囲では、液滴形状の変化にかかわらず、内部の密度の大きさは、ほとんど変化していないことも分かる。速度の  $y$  成分の分布については、液滴の界面付近に負の方向の速度が多く分布しており、その傾向は maximal モデルより minimal モデルの方が大きい。液滴内部の速度分布については、 $x$  方向の分布はどの場合もほぼ一定であるが、minimal モデルの  $y$  方向の分布は、液滴の移動方向の速さの方が後方の速さより大きいことが分かる。圧力分布については、どの場合も液滴内部の圧力が外部の圧力より大きく、液滴外部の圧力は、液滴の移動方向の圧力が液滴後方の圧力より大きいことが分かる。また、液滴界面付近の圧力は、液滴の外部及び内部の圧力より小さくなる傾向が見られる。しかし、 $x$  方向の圧力分布を見ると、液滴界面付近の圧力の谷の深さは、minimal モデルの方が maximal モデルより大きいことが分かる。 $y$  方向の圧力分布は、minimal モデルでは、移動方向の谷が徐々に消えていくが、maximal モデルでは、移動速度一定の範囲において、移動方向の圧力の谷が保たれている傾向が見られる。

## 5.2 液滴に作用する力の測定

一般に流体力学では、体積  $V$  の流体要素に作用する力  $\mathbf{F}$  は、外力がある場合、

$$\mathbf{F} = - \int_V \nabla \cdot \mathbf{p} \, dV + \int_V \mathbf{K} \, dV \quad (5.5)$$

で表すことができる。ここで  $\mathbf{p}$  は流体要素内の応力テンソル、 $\mathbf{K}$  は単位体積に作用する外力である。

今回は、応力テンソルの対角成分の平均値を流体要素の応力（圧力）として用いた。また、長距離相互作用  $r$  の 2 倍の辺を持つ正方形のセルで系を分割し、各セルを流体要素とし、そこに作用する力を測定した。このとき、各セル内の圧力及び作用する外力は、300 ステップ毎に平均を取って計算し、圧力の微分は隣合うセル間において行なった。得られた力のベクトル図を Fig.5.19 ~ 5.22 に示す。図には、作用する力以外に、液滴界面の位置も表示している。これら

の図から、ステップ数の始めの方において、力の大きさの差はあるが minimal モデルと maximal モデルの液滴に、同じような向きに力が作用しているのが見られる。その後 maximal モデルでは、徐々に、液滴の左右の外側の流体要素に作用する力が小さくなっていくが、minimal モデルの場合は、そのような傾向があまり見られず、液滴の左右の外側では液滴の方向に向かう力が残っているのが見られる。以上のことから maximal モデルの場合、ステップが進むに従い、徐々に液滴の左右に外側から作用する力が小さくなり、液滴内部に作用する力が相対的に大きくなるため、外力方向に垂直な方向に液滴が変形していくと思われる。一方 minimal モデルの場合は、ステップが進んでも液滴の左右に外側から作用する力が消えずに残り、そのために、液滴が左右に広がらず外力の方向へ変形していくと思われる。

### 5.3 minimal モデル及び maximal モデルによる液滴形状の違いの考察

以上において、minimal モデルと maximal モデルでは、液滴周囲の圧力分布の違いのため、液滴及びその周囲の流体要素に作用する力が異なることが分かった。ここでは、両モデルの圧力分布の違いについて考察する。格子ガス気液モデルにおける全系の平均圧力は、第2章で示した状態方程式に従い、全系の粒子の平均換算密度に依存して変化する。しかし、状態方程式の傾きが負になる範囲では相分離が起こり、実際に測定される全系の平均圧力は、状態方程式の曲線から離れ一定値となる。また、系の粒子に運動量が与えられた場合、この状態方程式は全系の速度に依存したものになる。つまり、静止系の状態方程式 (2.3) において、粒子の方向を考慮し、換算密度  $d$  を速度  $\mathbf{u}$  に依存した換算密度 [4, 16],

$$d_i(\mathbf{u}) = d + \frac{7}{3} d c_i \cdot \mathbf{u} + d \frac{49}{18} \frac{1-2d}{1-d} \left[ (c_i \cdot \mathbf{u})^2 - \frac{5}{12} u^2 \right], \quad (5.6)$$

で置き換えた状態方程式に、系の圧力が従うことになる。得られる状態方程式の曲線を Fig.5.23 に示す。これらの曲線から、速度が増すことによって圧力も全体的に増加し、その傾向は、換算密度が大きい方が顕著になることが分かる。また、どの曲線にも傾きが負となる範囲があり、その範囲の換算密度を持つ系は相分離を示す。

以上は、系全体で平均した、圧力、換算密度、速度についての議論であるが、それぞれの量の系における分布を見るためには、この議論を、系を分割するセル内に対して適用する必要がある。そこで以下のようなシミュレーションを行ない、各セル内のさまざまな速度と密度に対する圧力の関係を調べた。シミュレーションの初期状態として、上下を周期境界とした  $360 \times 720$  の系の  $x$  軸中央に、 $y$  方向に伸びる帯状の高密度相を生成し、この系の左右を周期境界とした場合と、壁を設定した場合に対し、 $y$  方向に  $\alpha = 0.0002$  の外力を作用させた。上下方向が周期境界であるので、上下に壁を設定した場合より、系に大きな速度を持たせることができ、さらに、帯状の高密度相であるため、左右対象な速度場を得ることができる。また、ステップが進むにしたがって速度が増すため、さまざまな速度に対する圧力を測定することが可能である。これらのシミュレーションにおいて、大きさ  $18 \times 18$  の各セル内で、300 ステップ毎に 300 ステップで平均して圧力、速度、換算密度を測定した。測定された圧力と換算密度を、各々のセル内の速さで分類し、それぞれの速さに対応する状態方程式の曲線に重ねてプロットした図を Fig.5.24,

Fig.5.25 に示す.  $\alpha = 0.0002$  の外力を作用させた液滴のシミュレーションでは, 系に現れる速度は, およそ  $0.0 \sim 0.25$  であるので, 図には  $0.0, 0.05, 0.1, 0.15, 0.2, 0.25$  の速さの場合を示した. ここで,  $u = a$  の図には  $u = a \pm 0.025$  の速さに対する圧力の測定値が含まれている. これらの図から, minimal モデル, maximal モデルの両方において, どの速さの場合も曲線の傾きが負の範囲では, 測定値が曲線からずれている様子が見える. また, 速さが増すことによって, 圧力が全体的に上昇している様子が見られる. しかし, この範囲において, maximal モデルの場合は, 速さが増し圧力全体が上昇しても, 各々の速さにおいて圧力の測定値はほぼ一定値となっているが, minimal モデルでは, 速度が増すにともない, 換算密度が大きい所 (液滴内部に対応する) の圧力の測定値が上昇している. また, 換算密度が小さく傾きが正の範囲 (液滴の外部の領域に対応する) において, maximal モデルでは, ほとんどすべての測定値が, 換算密度の増加にともない, 徐々に曲線からずれていく様子が見られるが, minimal モデルでは, 一部の測定値が曲線に残り, その傾向は速度が増すほど顕著になっている. この結果から, maximal モデルは, 系が不安定となる範囲において, 圧力の測定値がほぼ一定となっているが, minimal モデルではそのようなになっていないので, minimal モデルでは, 長距離相互作用に関する何かの原因のため特異なことが起こっていると考えられる.

これらの速度及び密度に対する圧力の測定値の傾向から, maximal モデルと minimal モデルの液滴の変形の違いについて, 次のような解釈が考えられる.  $\alpha = 0.0002$  の外力を付加した maximal モデルの場合については, 停止していた液滴に外力を付加し始めると, 液滴界面付近の圧力がその周囲の圧力より小さいこと (Fig.5.18,  $t=300$ ) から, 運動量が界面付近に集まる. さらに, 界面付近は, 液滴内部に較べて密度が小さく, 集まった運動量が下向きであるため, 界面付近, 特に液滴下方の速度が増加する (Fig.5.7, Fig.5.14,  $t=1200$ ). これによって, 速度が増した界面付近の圧力は上昇し, 液滴外側の圧力との差が小さくなり, 運動量は, 界面付近から液滴の外側へ拡散する. その後, 運動量の拡散と外力による運動量の供給が界面付近で定常となる (Fig.5.7,  $t=2100$ ). この状態において, 液滴の移動方向の粒子密度が液滴の後方や左右より高いため, 運動量は, 液滴の左右により多く拡散し, それにともない液滴の形状も左右に広がると思われる.  $\alpha = 0.0002$  の外力の minimal モデルについては, 液滴に外力を付加し始めた時, maximal モデルと同様に, 運動量は, 液滴の界面付近に集まり, 運動量が下向きで界面付近の密度が内部より小さいことから, 液滴界面付近, 特に液滴下方の速度が上昇する (Fig.5.6, Fig.5.13,  $t=1200$ ). これによって液滴の界面付近の圧力が上昇する (Fig.5.17,  $t=1200$ ). この時, 液滴下方の内部の速度の上昇にともない, 液滴下方の内部圧力が Fig.5.24 で見られるように極端に大きくなり (Fig.5.17,  $t=2100$ ), 液滴内部と外部の圧力の差が大きくなる. さらに液滴下方の界面付近の圧力の谷もなくなり, 運動量が, 液滴下方の界面から拡散する. この運動量の拡散によりこの傾向はさらに促進される. 液滴左右の内部の速度は液滴下方の速度より小さいので, 液滴左右の内部圧力が極端に大きくなり, 界面付近の谷も消えずに残る (Fig.5.13, Fig.5.17,  $t=2100$ ). そのため, 外力によって供給された運動量は, 液滴左右の界面からより液滴下方の界面から多く拡散することになる. よって液滴が外力方向に変形していると考えられる.

以上では, 系をセルに分割し各々のセルでの圧力等を測定した. 系は, セルに分割することに



よって粗視化され、セルの大きさ以下のスケールの情報は失われることになる。例えば、密度に関して粗視化をすれば、液滴の界面付近の密度分布の情報は平均化されてしまう。よって、粗視化のセルの大きさは、なるべく小さい方が好ましい。しかし、セルの大きさがあまりに小さい場合には、セル内のノイズの影響が大きくなり、その中で測定した量が意味を失ってしまう。そこで、格子ガス気液モデルの各格子点上の粒子が、距離  $r$  だけ離れた各方向の格子点上の粒子と相互作用することを考慮すると、 $2r \times 2r$  の大きさのセルが妥当であると思われる。よって、これまでのシミュレーションでは  $r = 9$  であることから、 $18 \times 18$  の大きさのセルを用いた。

Table 5.1 Terminal velocity of the droplet of the maximal model and the minimal model

$\alpha$	minimal model	maximal model
0.0001	0.061( $\pm 0.0016$ )	0.050( $\pm 0.00043$ )
0.0002	0.070( $\pm 0.0036$ )	0.078( $\pm 0.00051$ )

Table 5.2 Measured dimensionless numbers for the deformation of the droplet

model	$\alpha$	$g$	$Eu$	$M$	$Re$
minimal	0.0001	$4.83 \times 10^{-5}$	1.72	$3.31 \times 10^{-3}$	20.7
minimal	0.0002	$4.83 \times 10^{-5}$	1.44	$3.31 \times 10^{-3}$	18.9
maximal	0.0001	$9.45 \times 10^{-5}$	6.30	$2.65 \times 10^{-4}$	33.3
maximal	0.0002	$9.45 \times 10^{-5}$	7.31	$2.65 \times 10^{-4}$	35.9

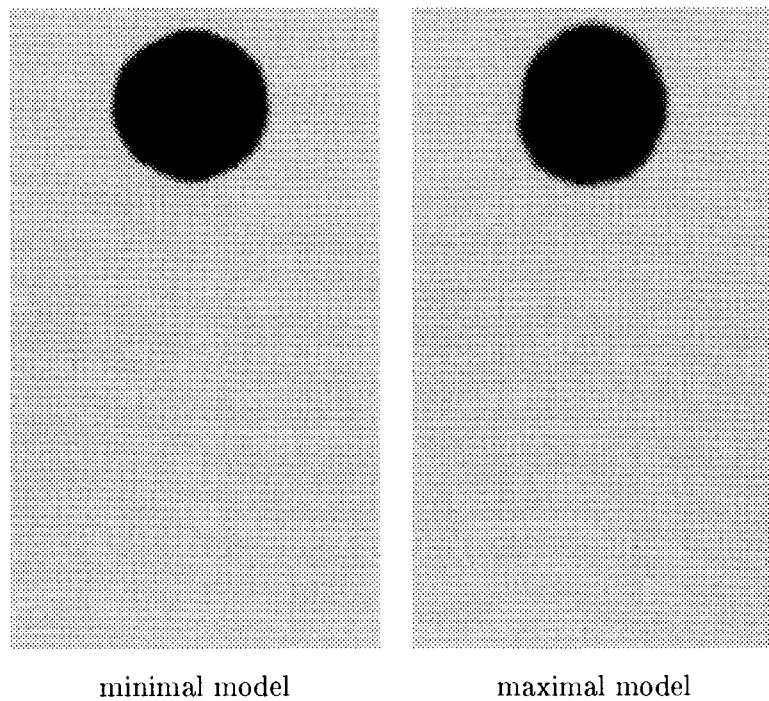


Fig. 5.1 Initial particle distribution of the minimal model and the maximal model

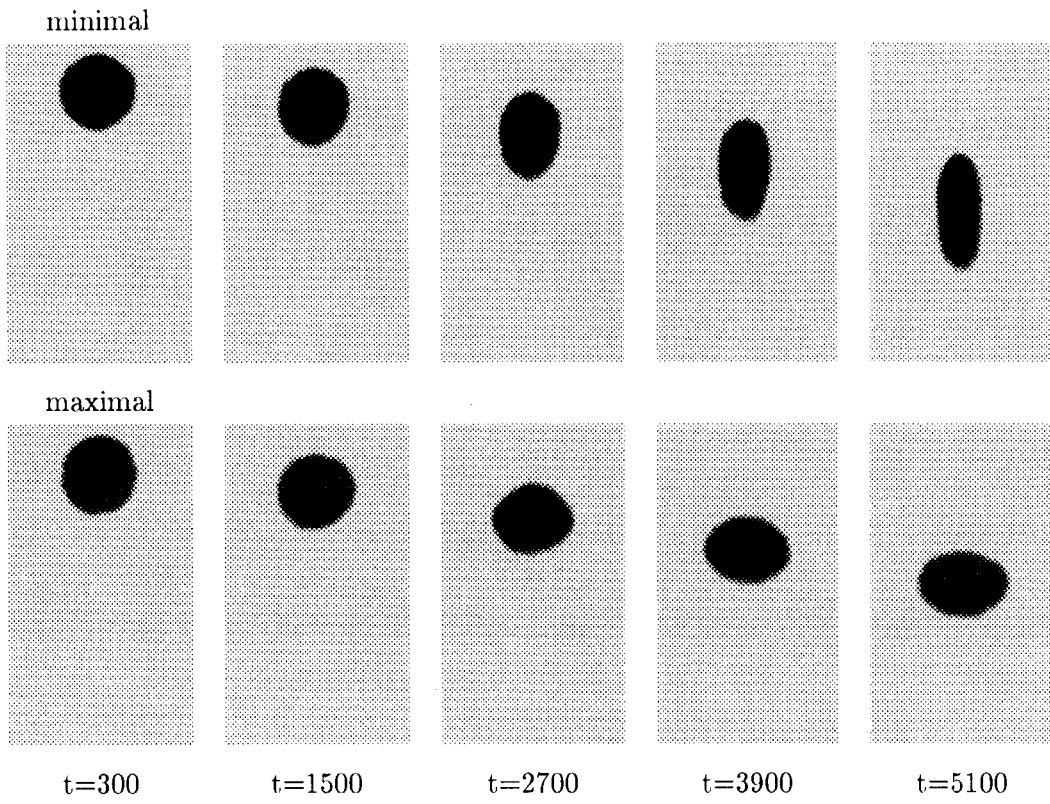


Fig. 5.2 Particle density of the minimal and the maximal model ( $\alpha=0.0001$ )

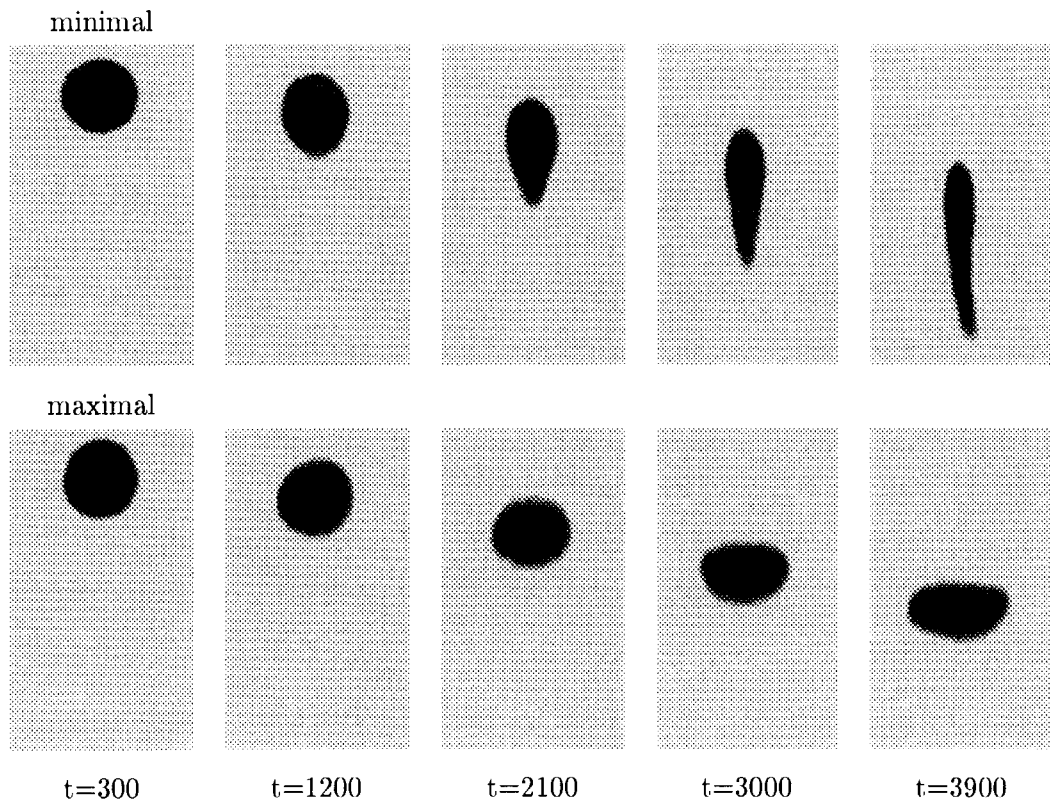


Fig. 5.3 Particle density of the minimal and the maximal model ( $\alpha=0.0002$ )

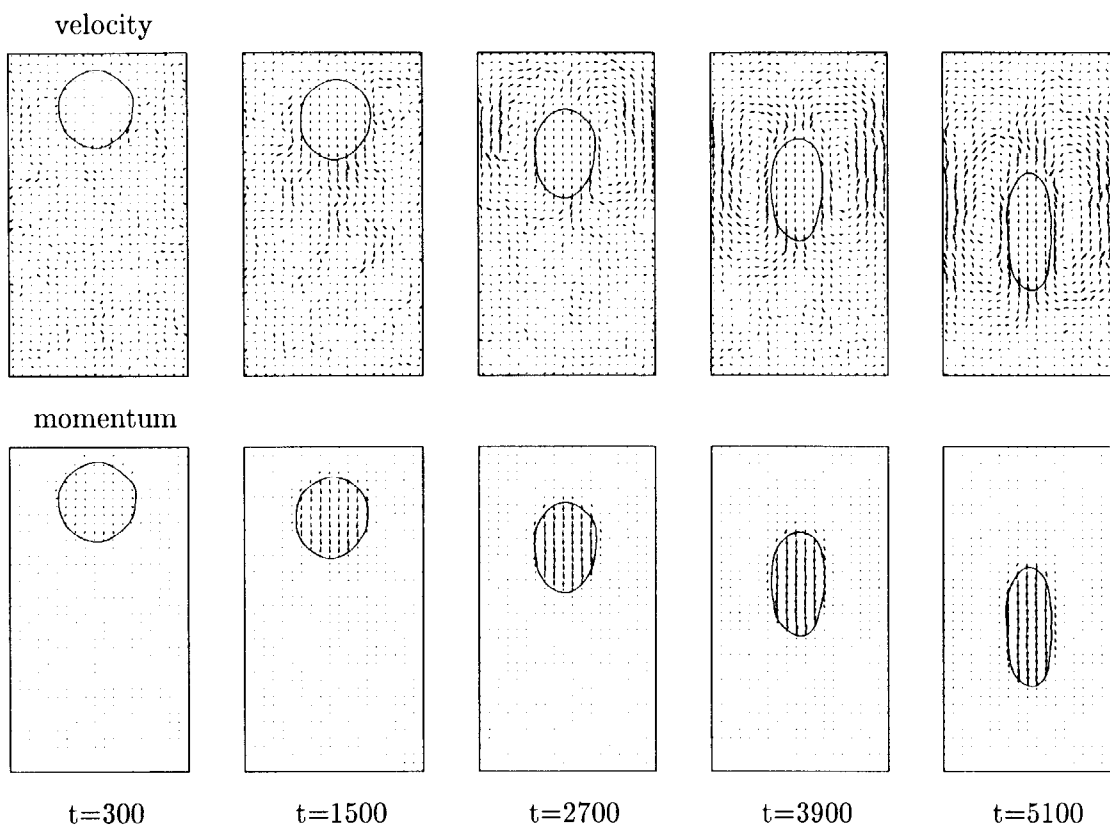


Fig. 5.4 Velocity and momentum distribution of the minimal model ( $\alpha=0.0001$ )

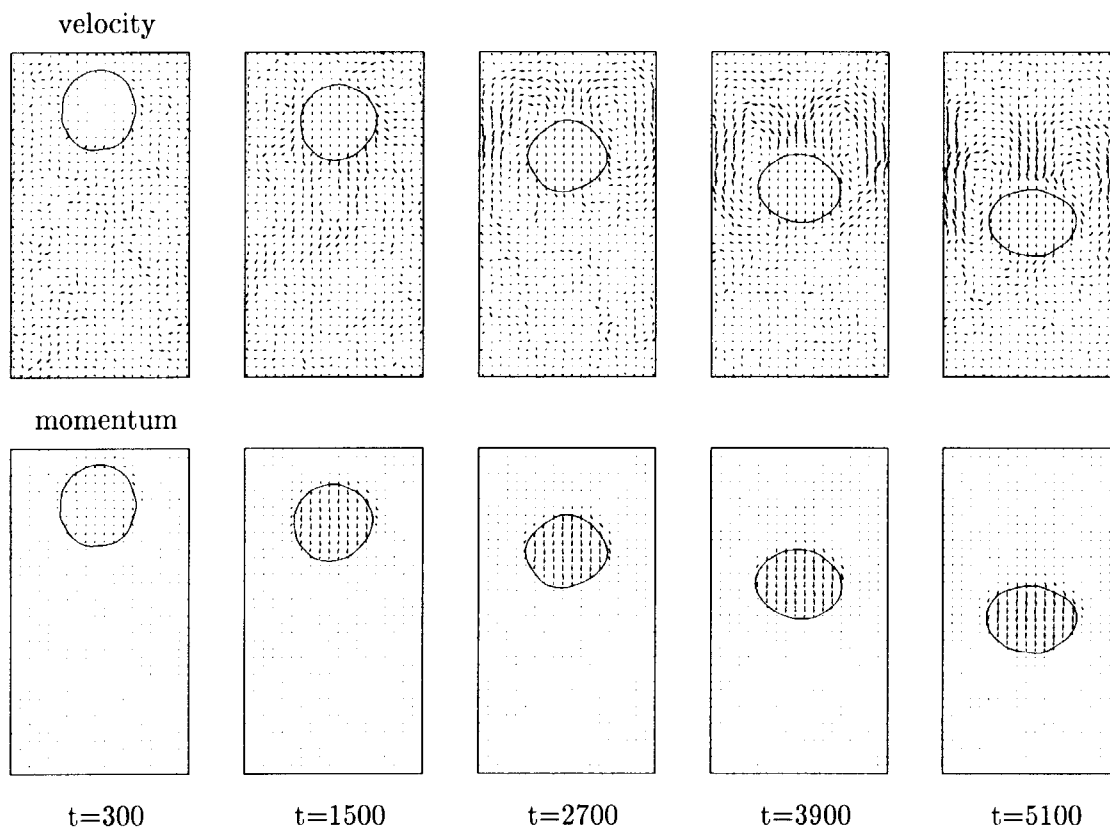


Fig. 5.5 Velocity and momentum distribution of the maximal model ( $\alpha=0.0001$ )

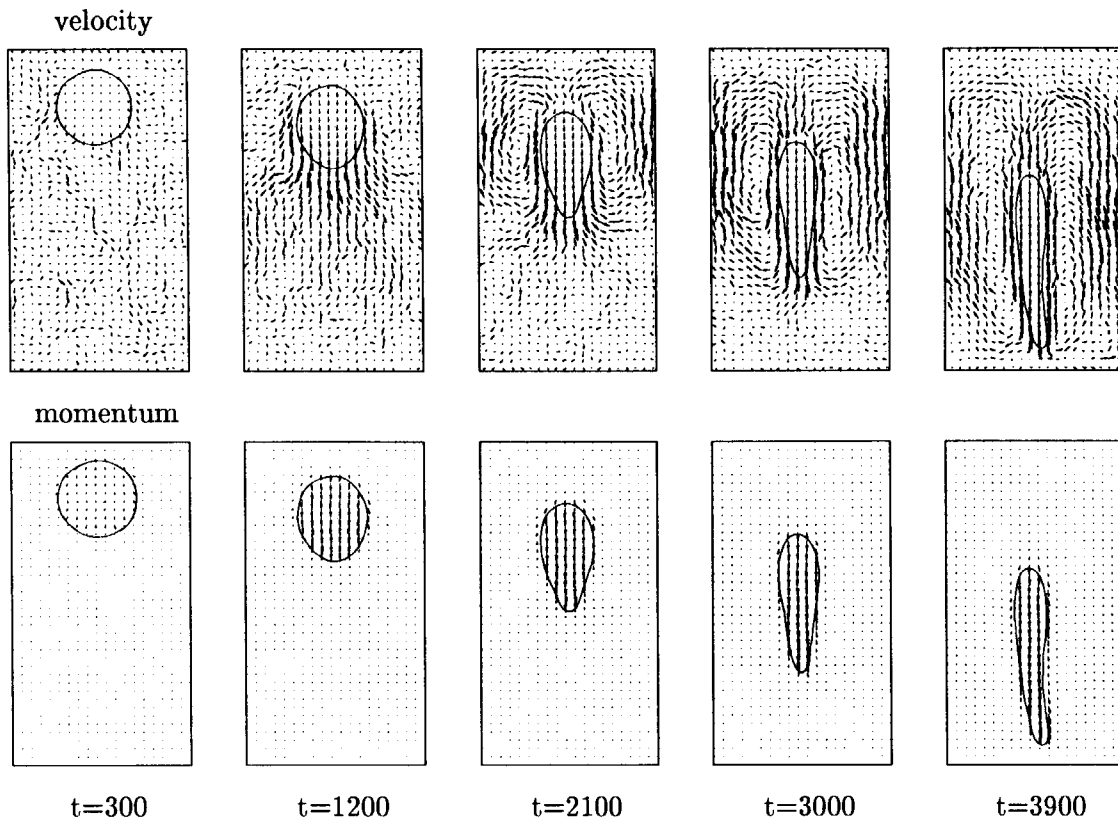


Fig. 5.6 Velocity and momentum distribution of the minimal model ( $\alpha=0.0002$ )

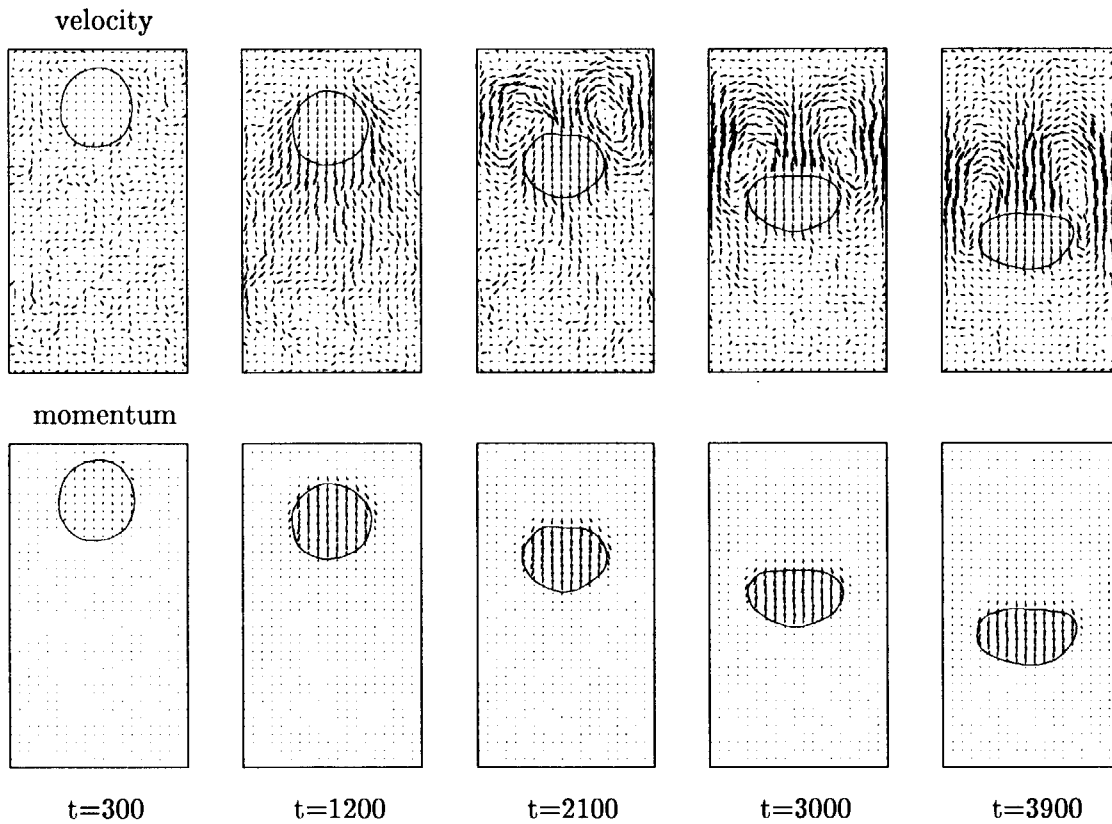


Fig. 5.7 Velocity and momentum distribution of the maximal model ( $\alpha=0.0002$ )

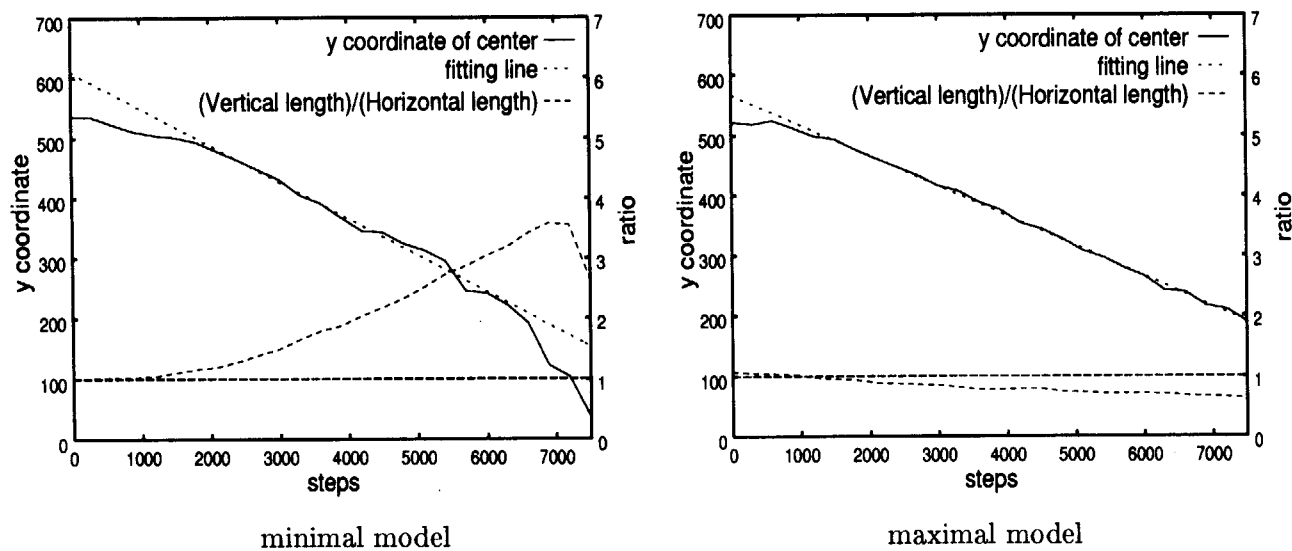


Fig. 5.8 Aspect ratio and y coordinate of the droplet of the minimal model and the maximal model ( $\alpha=0.0001$ )

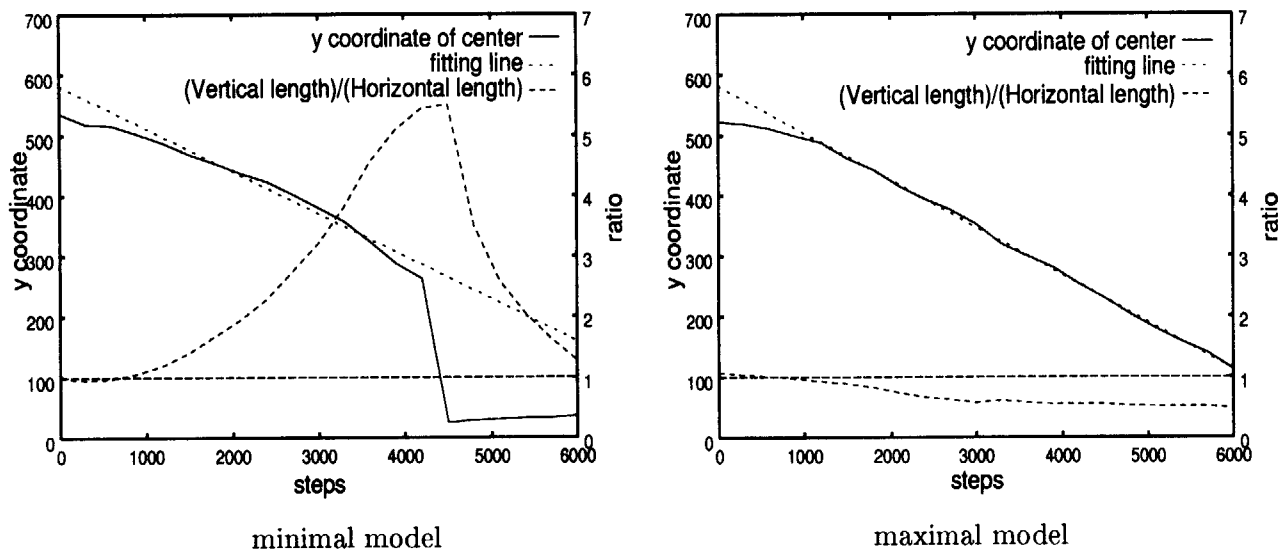


Fig. 5.9 Aspect ratio and y coordinate of the droplet of the minimal model and the maximal model ( $\alpha=0.0002$ )

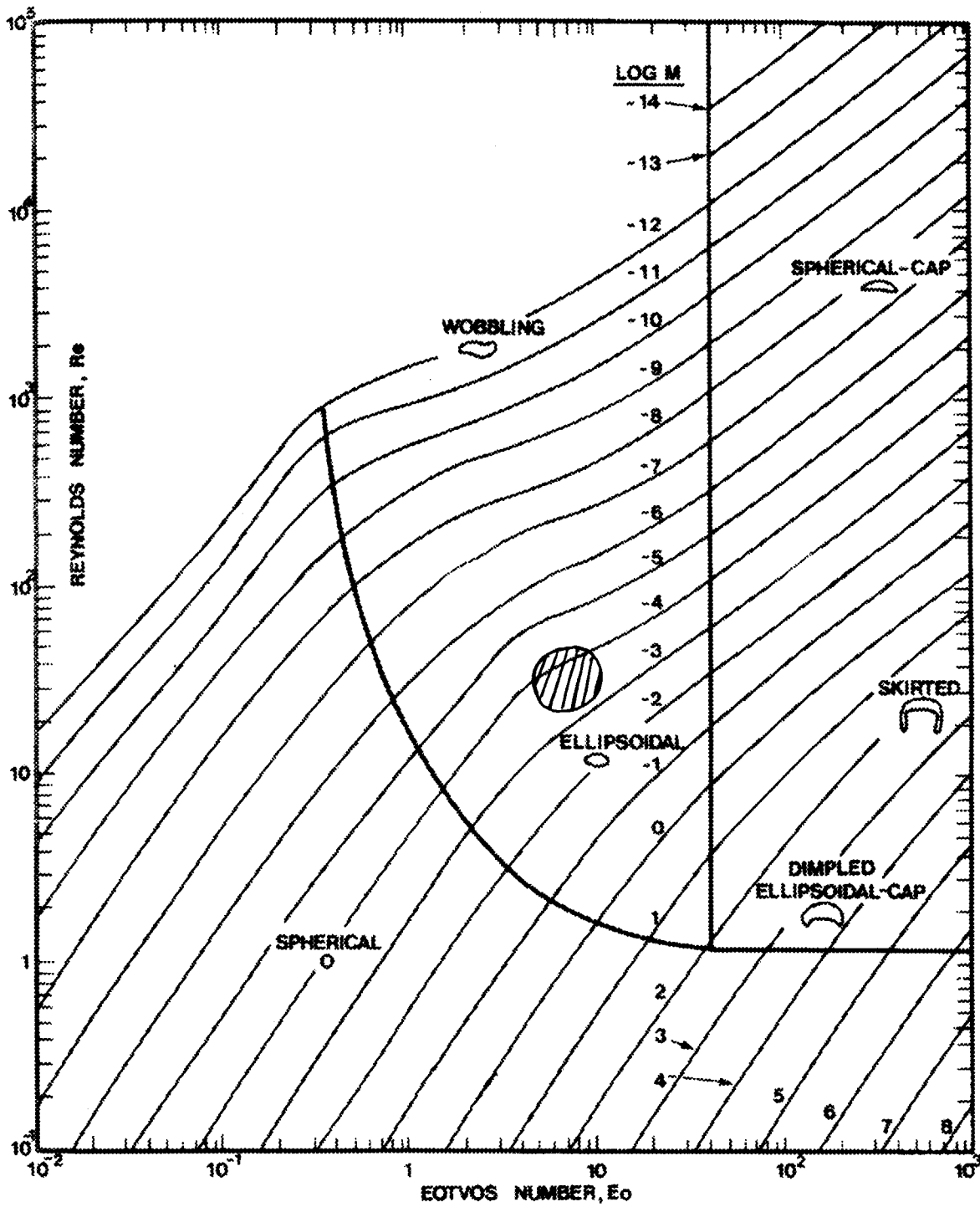


Fig. 5.10 Phase diagram of the relation between the droplet deformation and several dimensionless numbers[10]: The shading region shows the position of the dimensionless numbers for the maximal model.

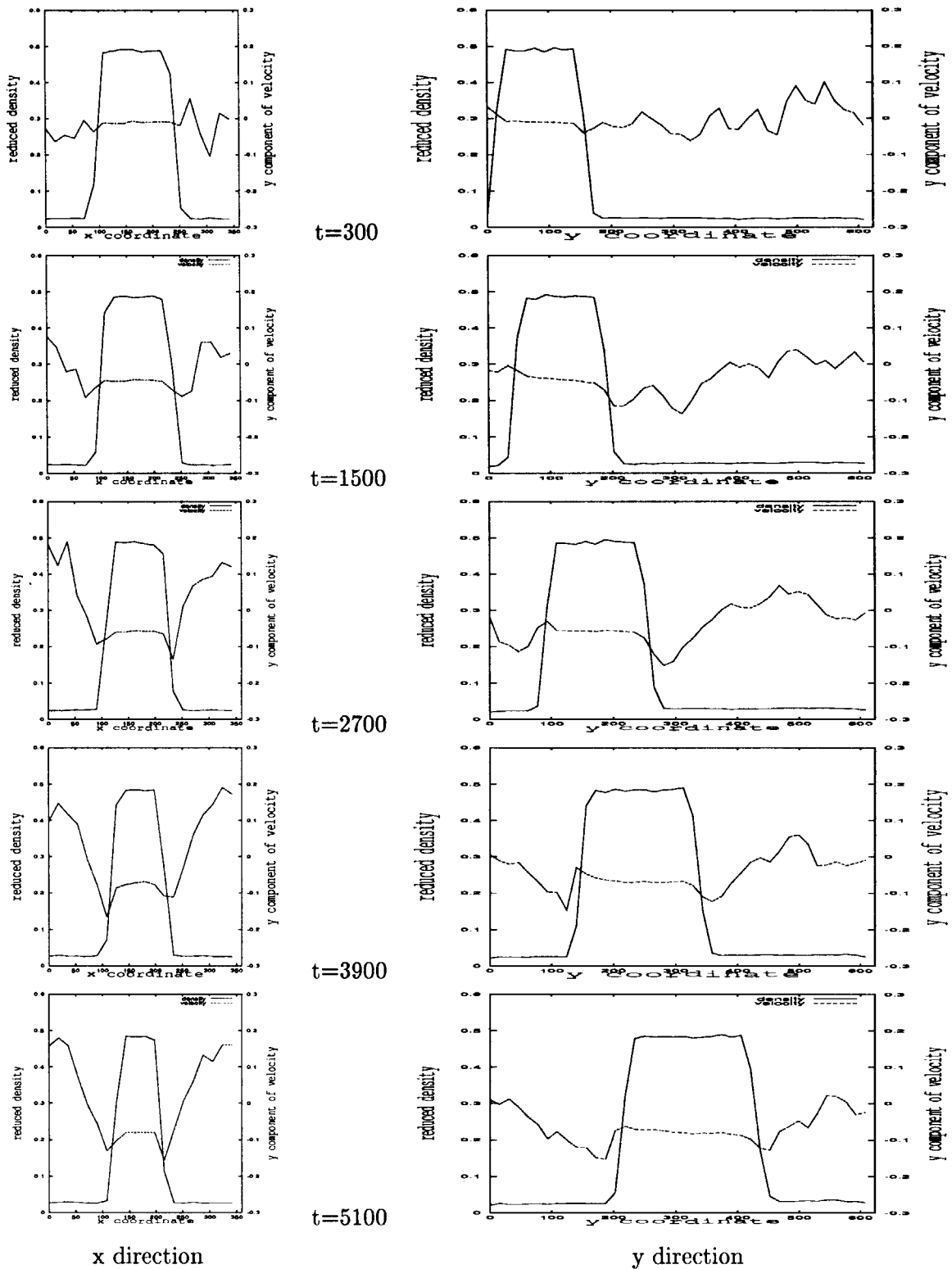


Fig. 5.11 Profiles of reduced density and of y-component of velocity for the minimal model ( $\alpha=0.0001$ ): The solid line and the dashed line represent the reduced density and the y-component of velocity, respectively.



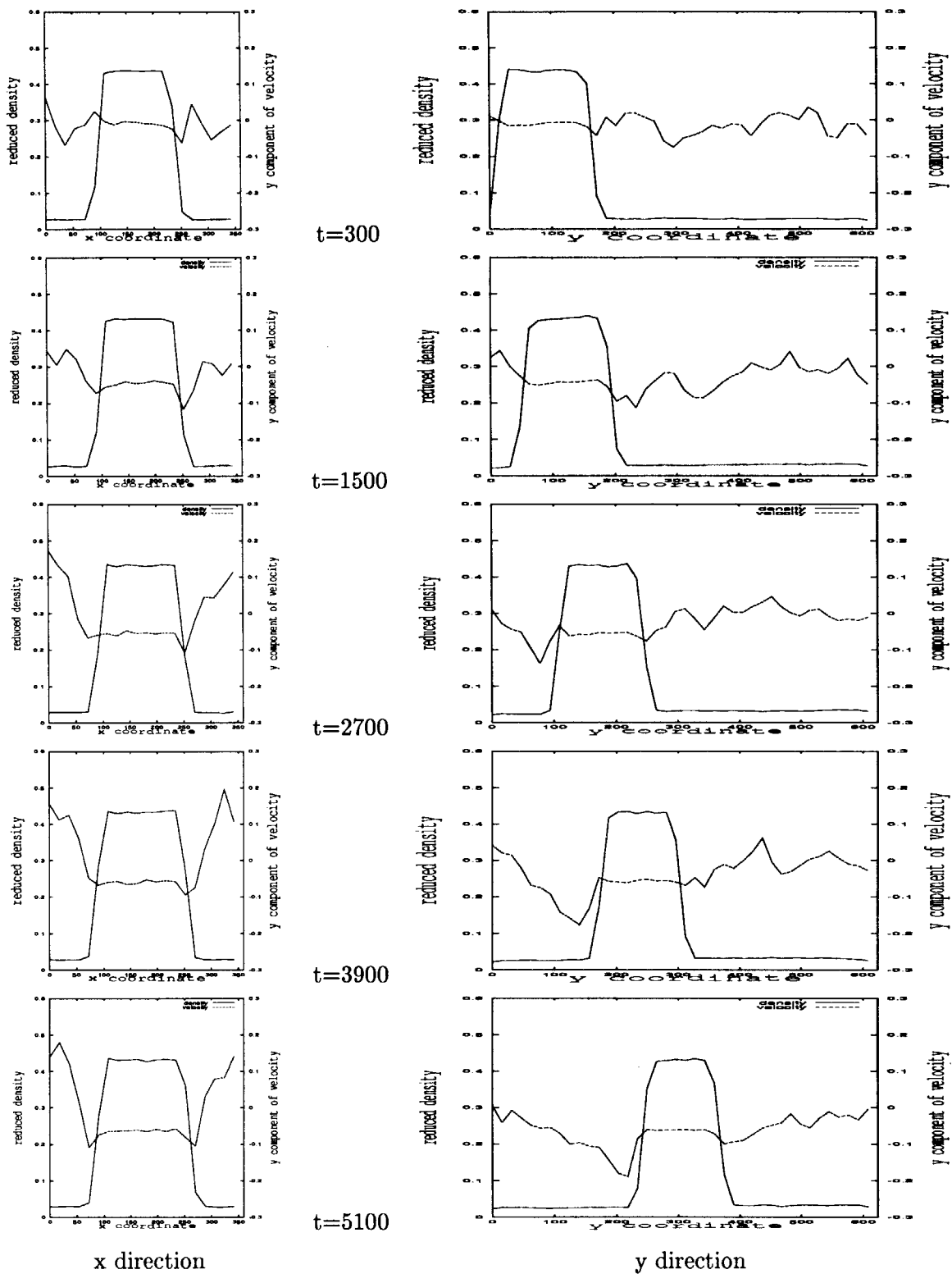


Fig. 5.12 Profiles of reduced density and of y-component of velocity for the maximal model ( $\alpha=0.0001$ ): The solid line and the dashed line represent the reduced density and the y-component of velocity, respectively.

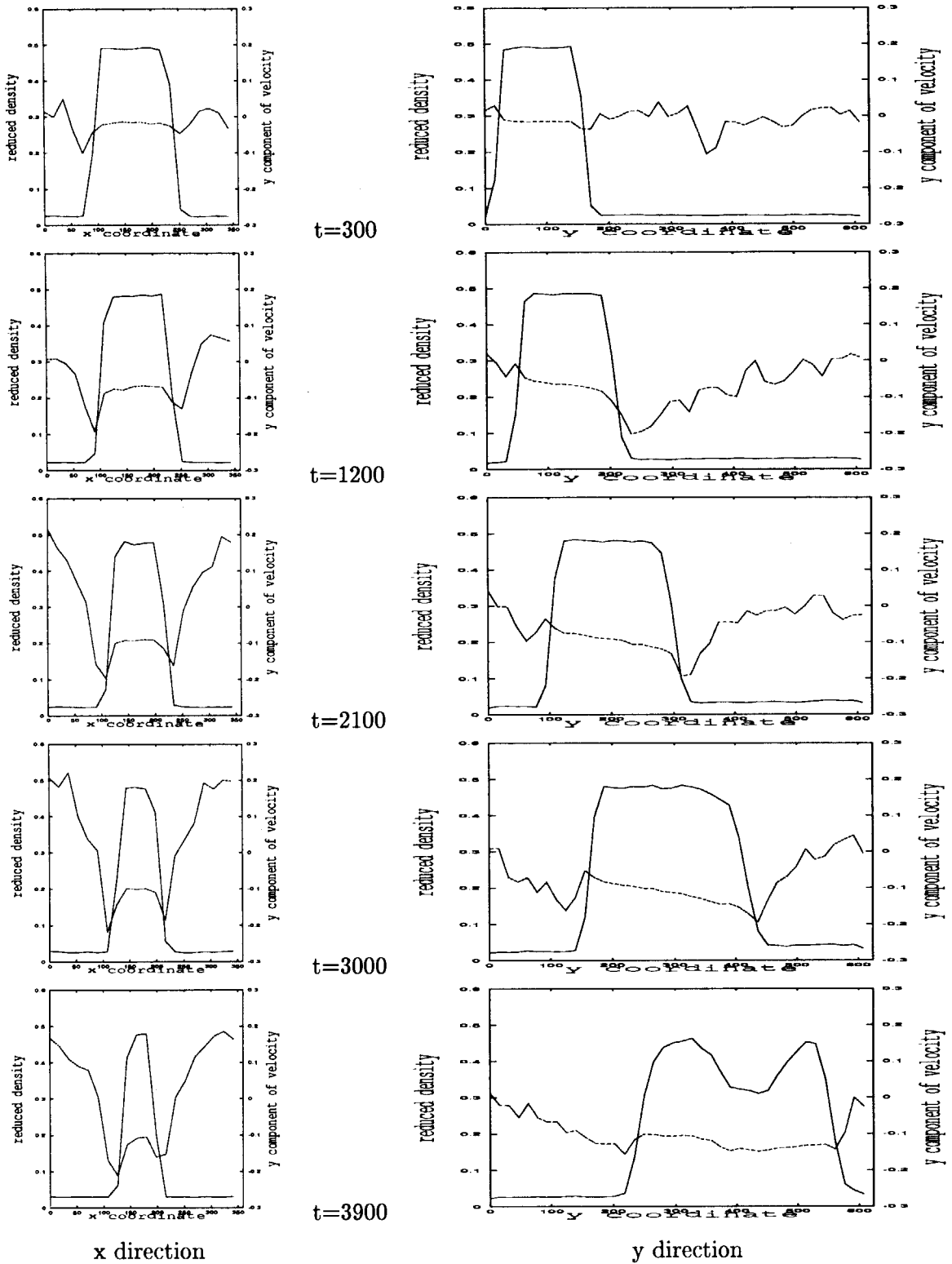


Fig. 5.13 Profiles of reduced density and of y-component of velocity for the minimal model ( $\alpha=0.0002$ ) : The solid line and the dashed line represent the reduced density and the y-component of velocity, respectively.

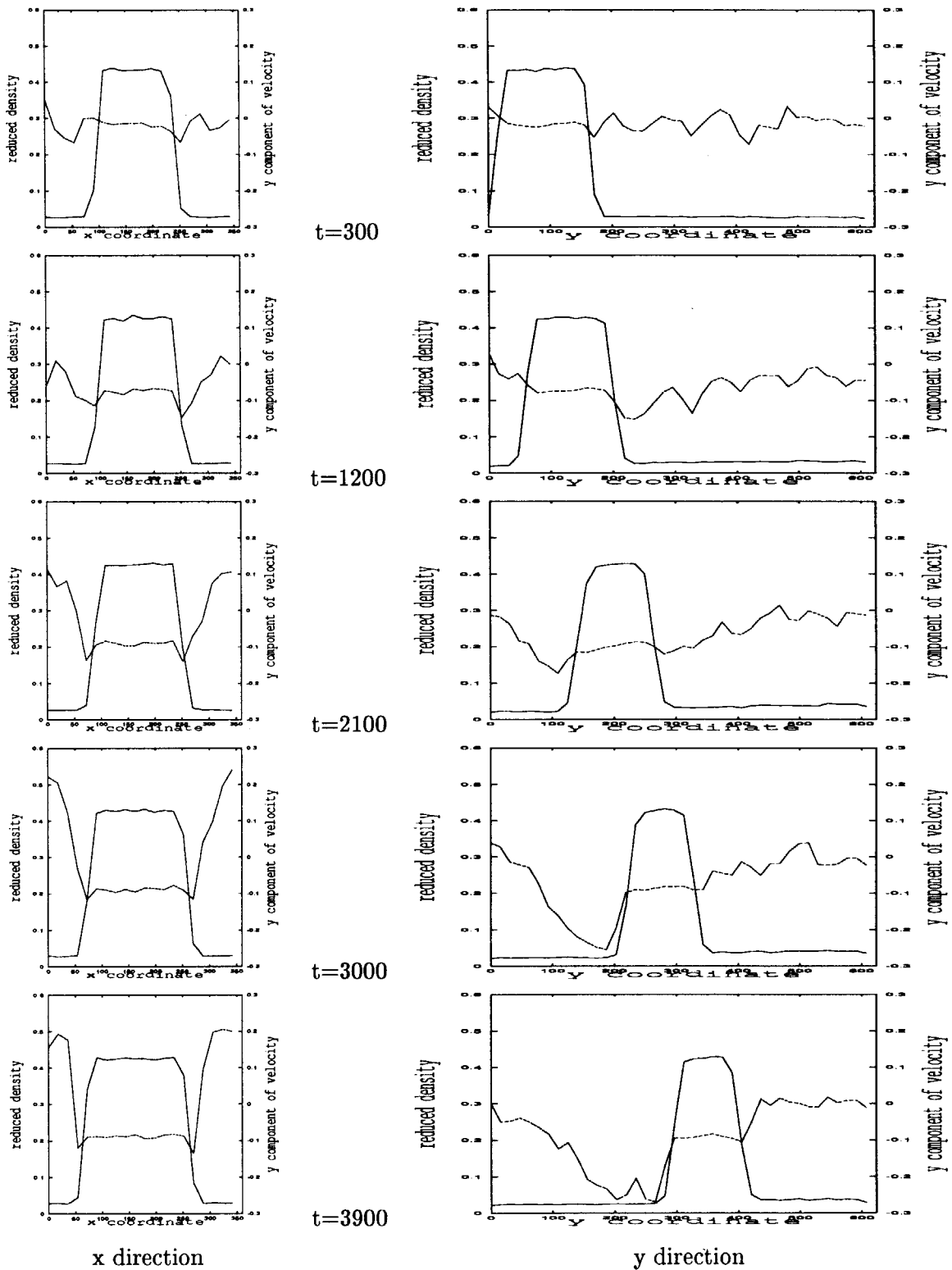


Fig. 5.14 Profiles of reduced density and of y-component of velocity for the maximal model ( $\alpha=0.0002$ ): The solid line and the dashed line represent the reduced density and the y-component of velocity, respectively.

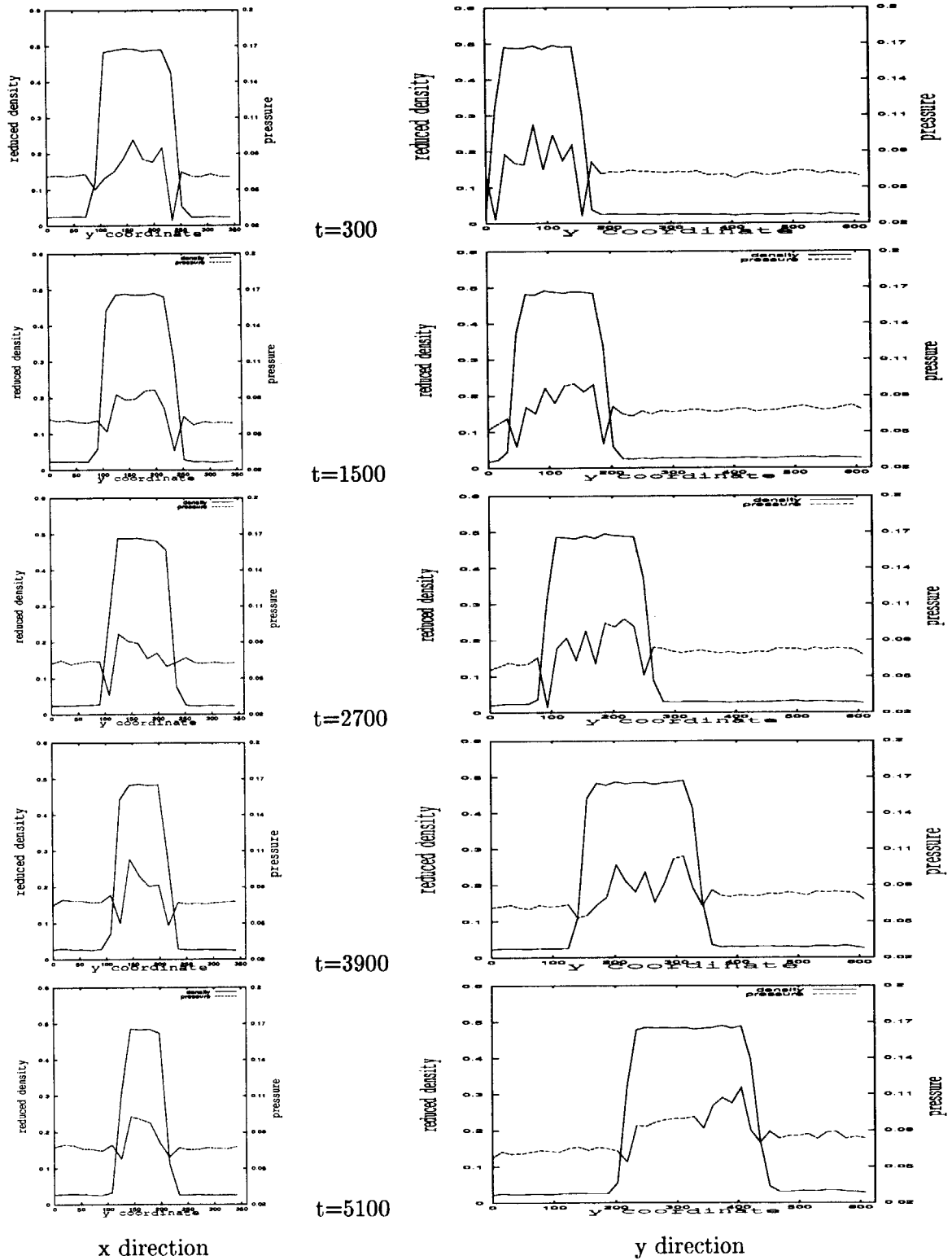


Fig. 5.15 Profiles of reduced density and of pressure for the minimal model ( $\alpha=0.0001$ ) : The solid line and the dashed line represent the reduced density and the pressure, respectively.

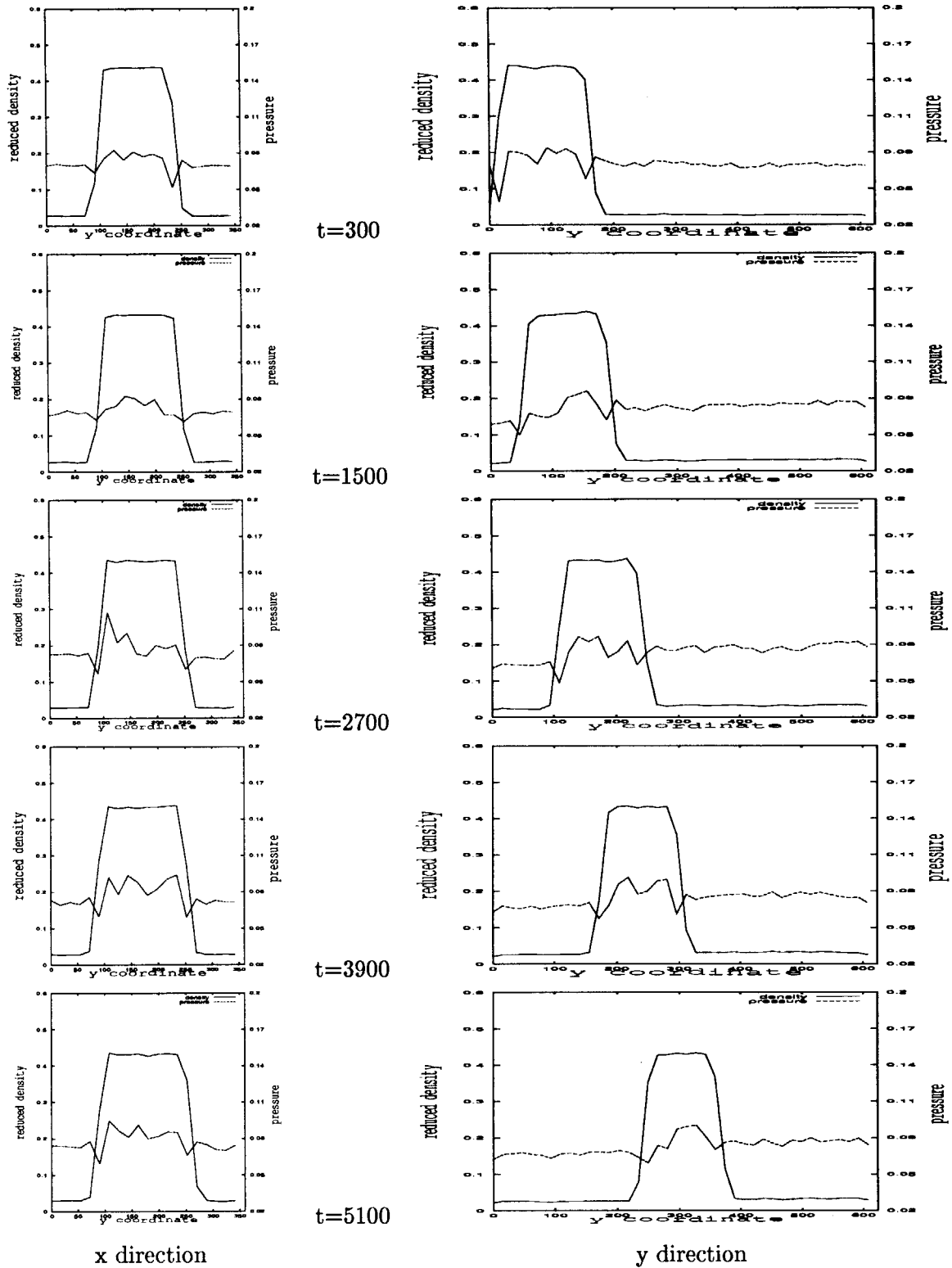


Fig. 5.16 Profiles of reduced density and of pressure for the maximal model ( $\alpha=0.0001$ ): The solid line and the dashed line represent the reduced density and the pressure, respectively.

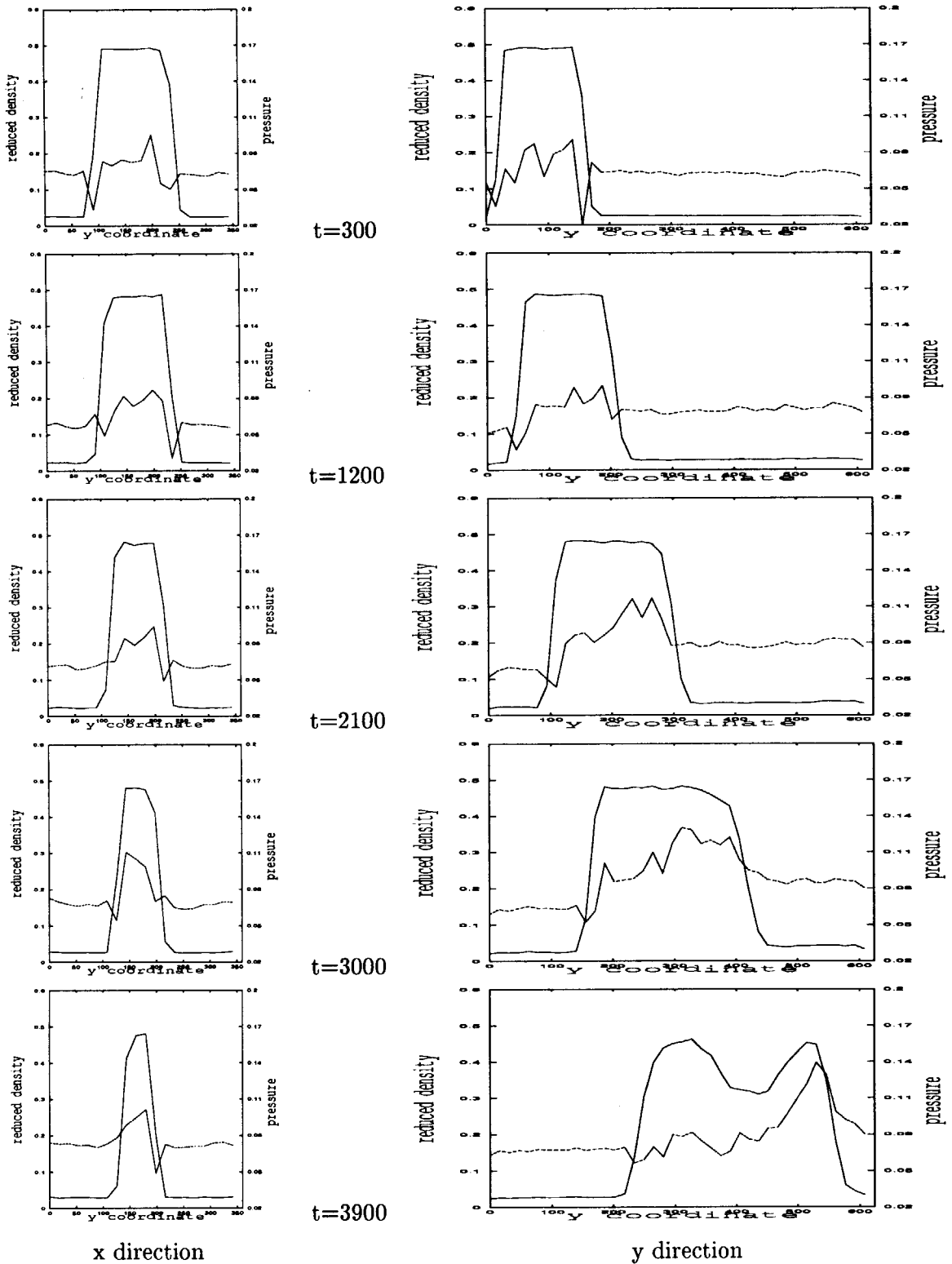


Fig. 5.17 Profiles of reduced density and of pressure for the minimal model ( $\alpha=0.0002$ ) : The solid line and the dashed line represent the reduced density and the pressure, respectively.

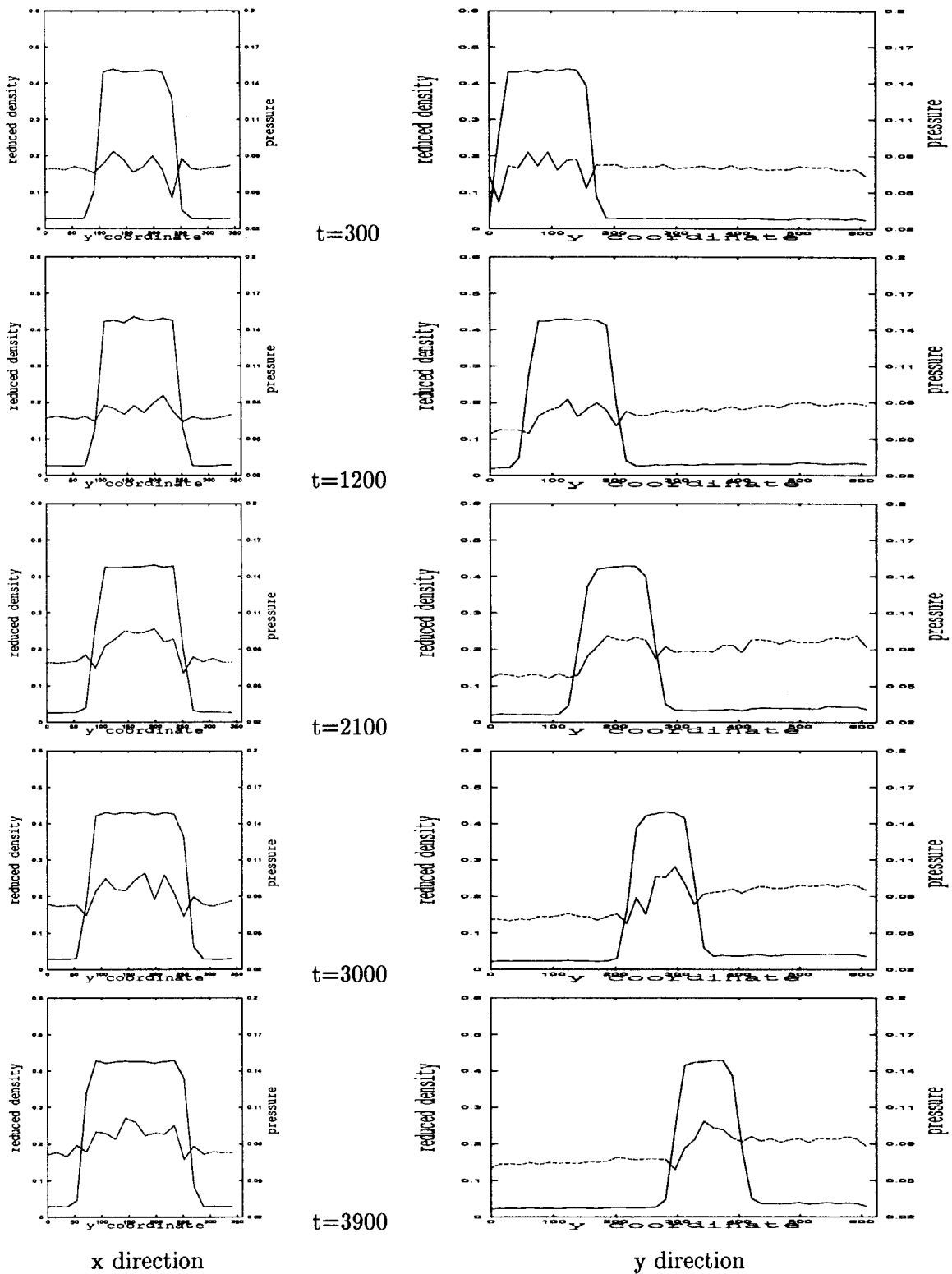


Fig. 5.18 Profiles of reduced density and of pressure for the maximal model ( $\alpha=0.0002$ ) : The solid line and the dashed line represent the reduced density and the pressure, respectively.

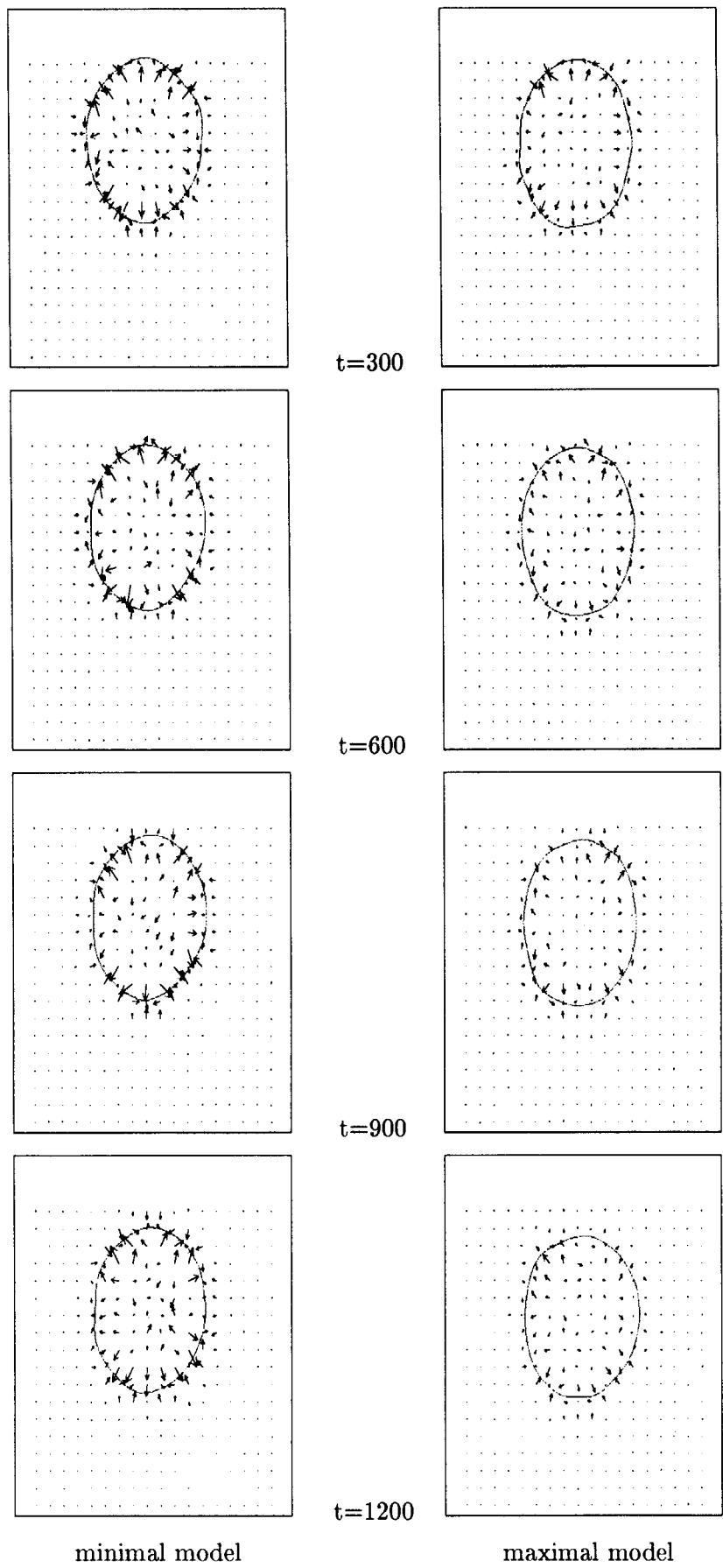


Fig. 5.19 Distribution of the force acted on the droplet (1) ( $\alpha=0.0001$ )



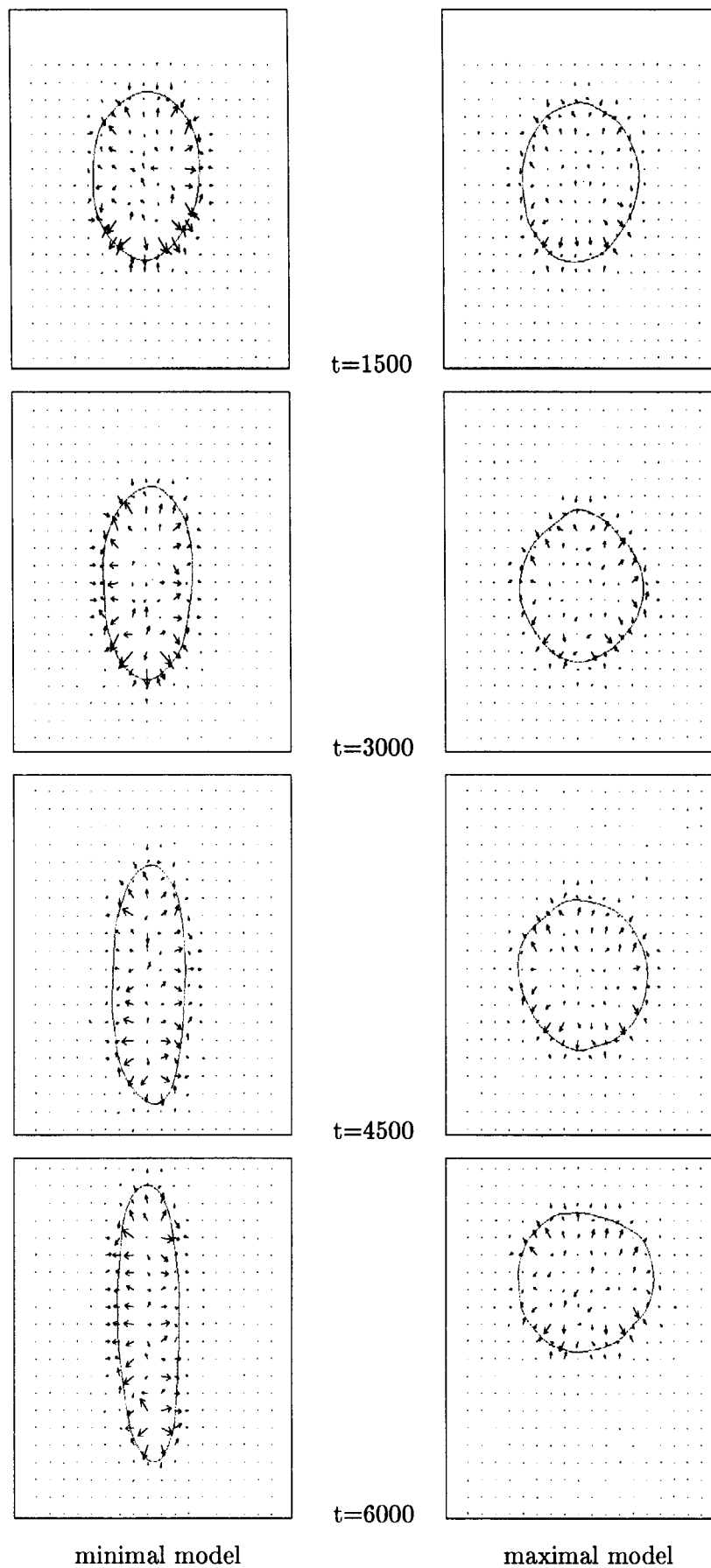


Fig. 5.20 Distribution of the force acted on the droplet (2) ( $\alpha=0.0001$ )

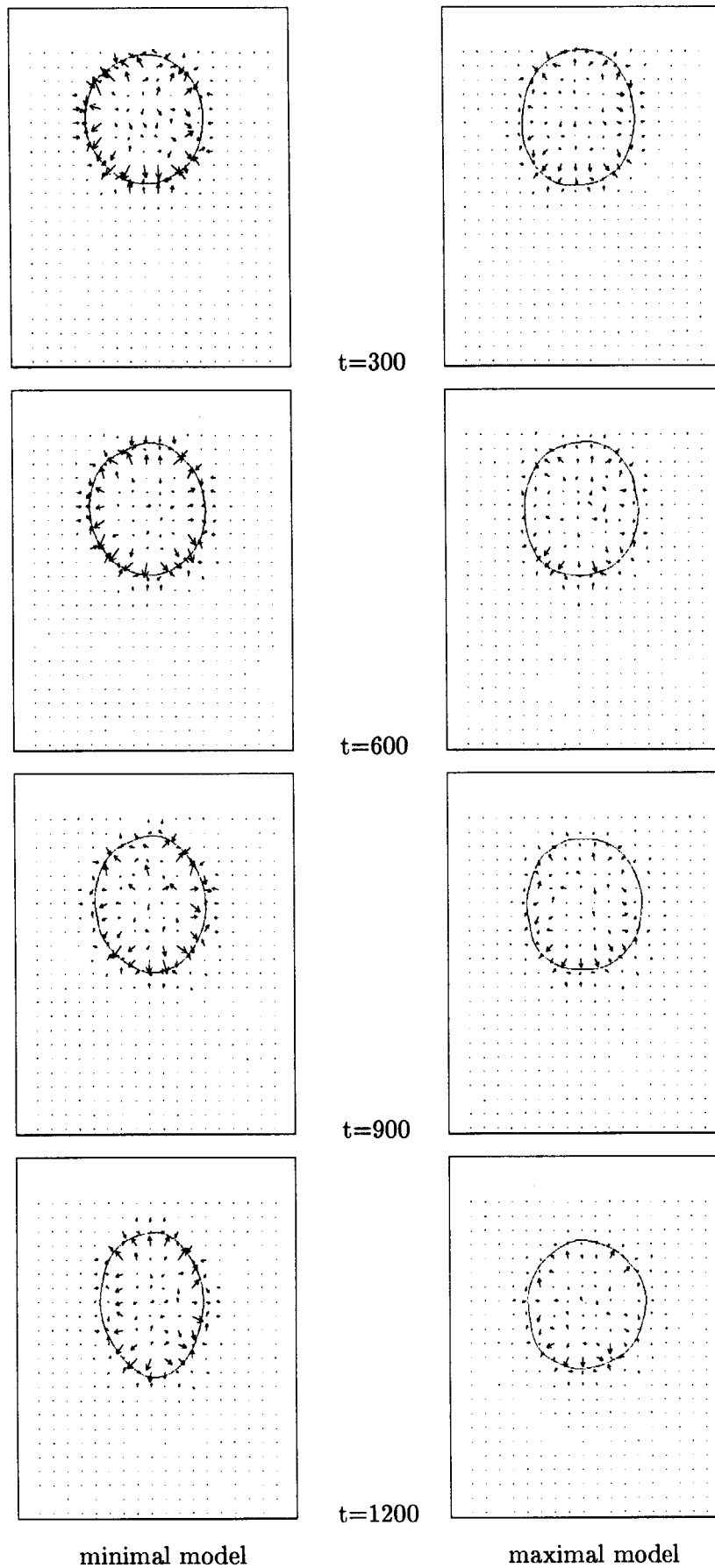


Fig. 5.21 Distribution of the force acted on the droplet (1) ( $\alpha=0.0002$ )

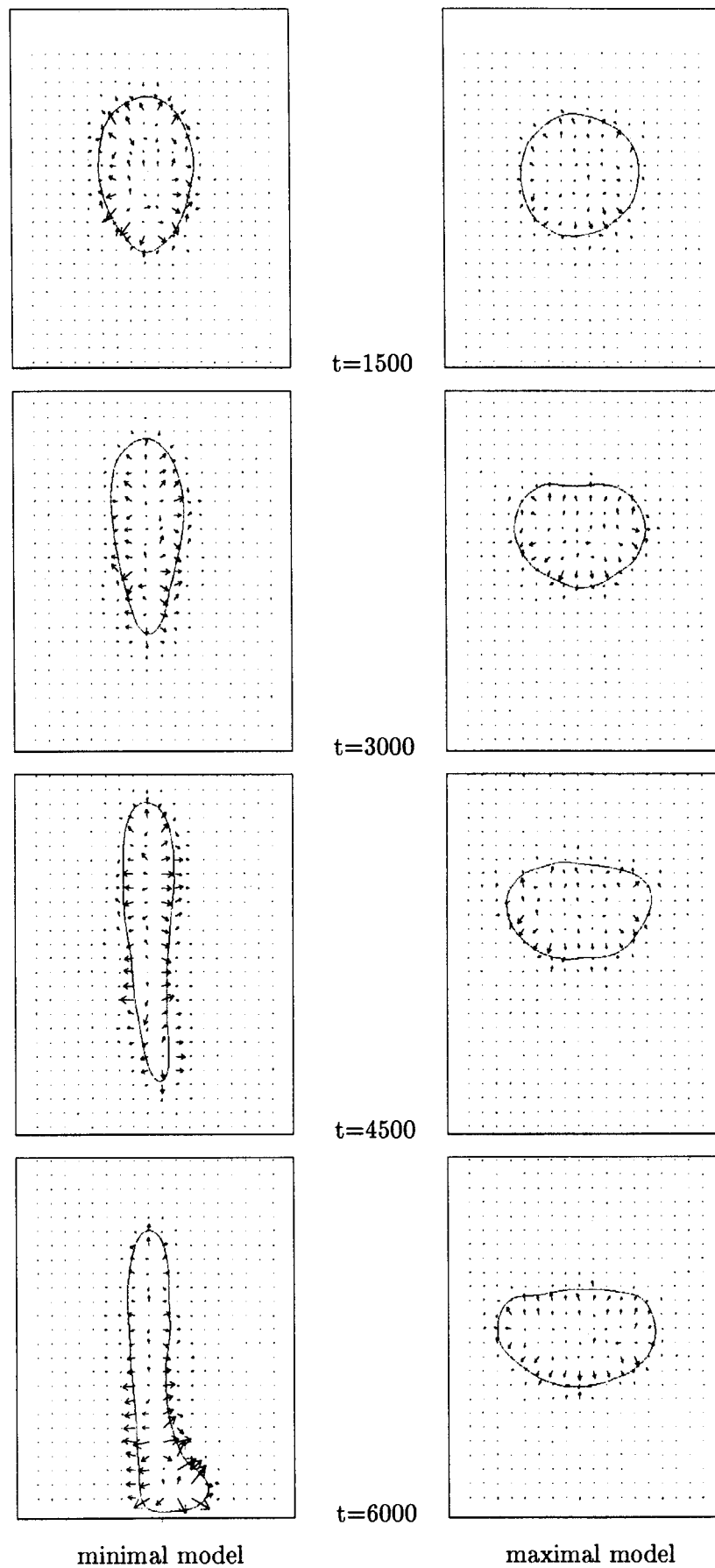
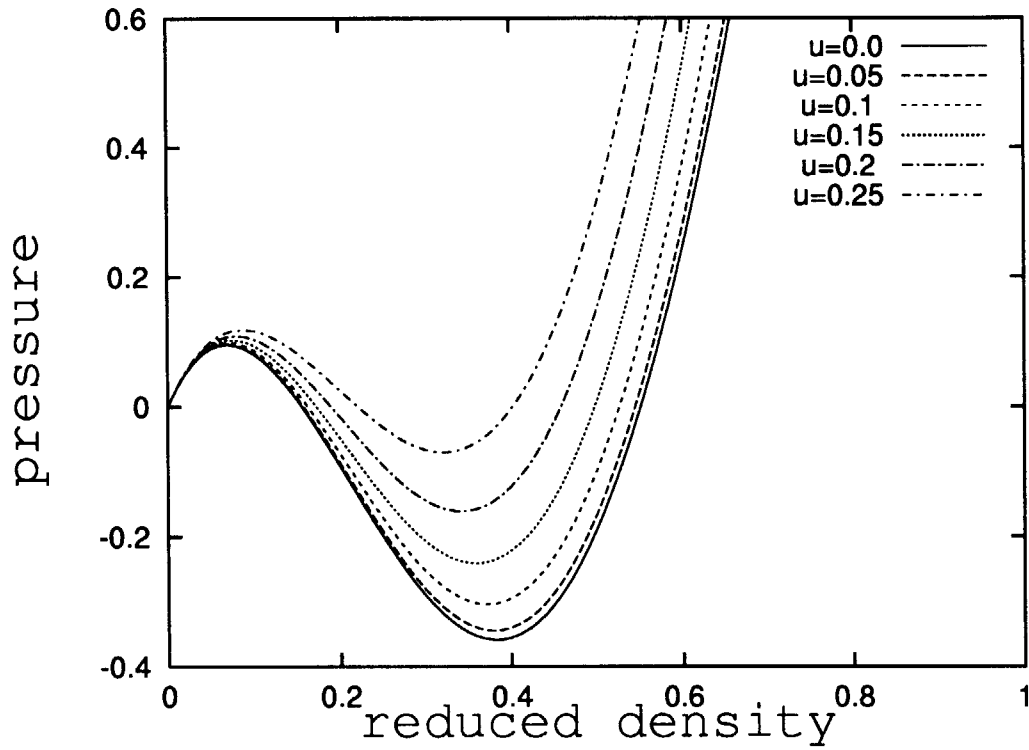
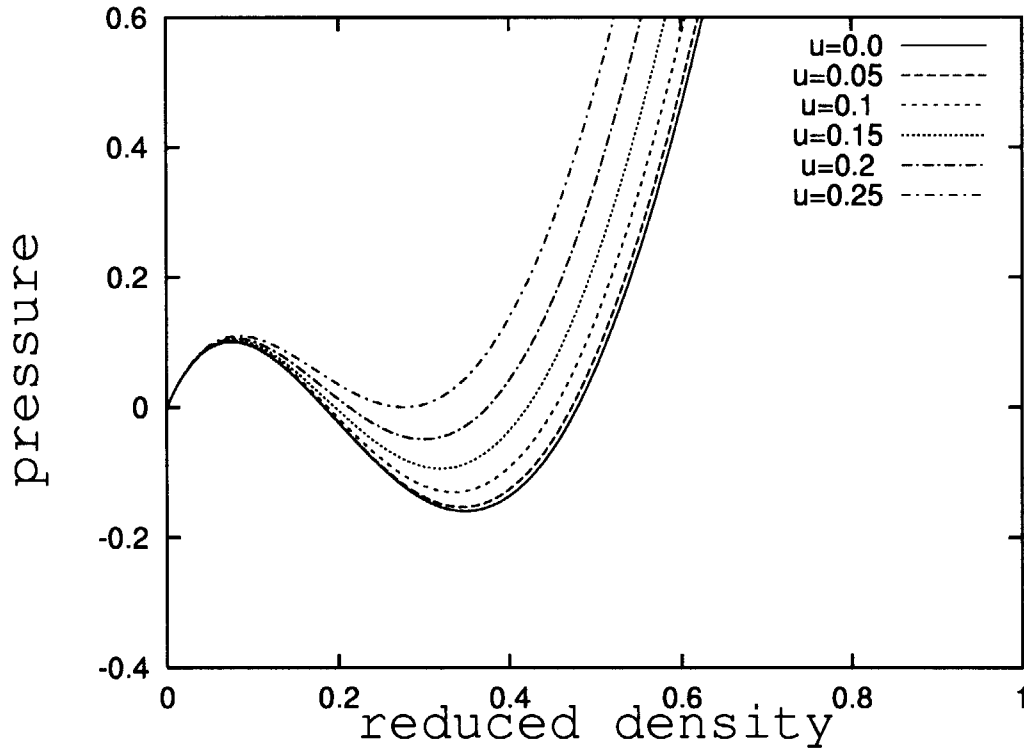


Fig. 5.22 Distribution of the force acted on the droplet (2) ( $\alpha=0.0002$ )



minimal model



maximal model

Fig. 5.23 Phase diagram with the velocity ( $r=9$ )

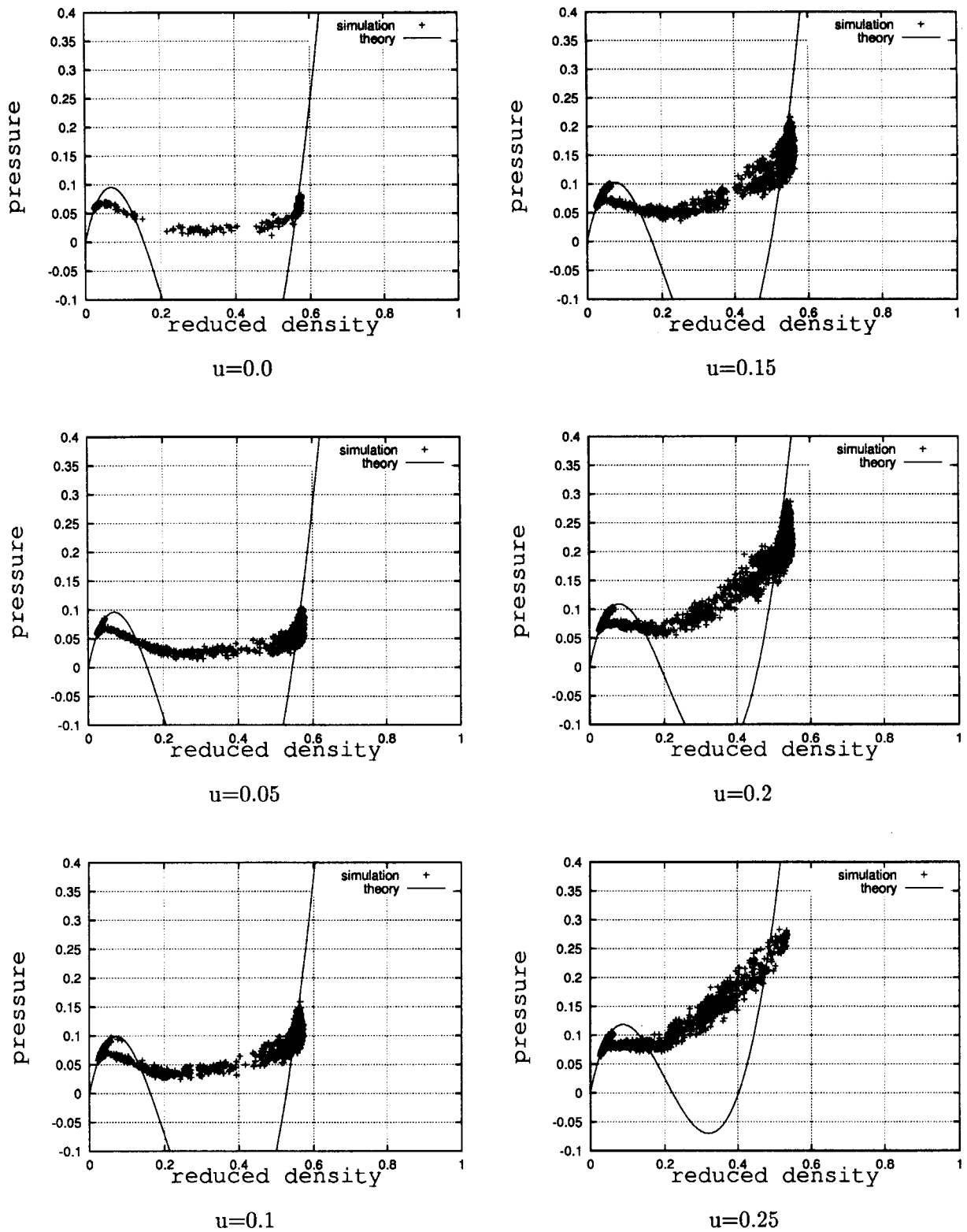


Fig. 5.24 Pressure measured in the cells with several velocities for the minimal model ( $r=9$ )

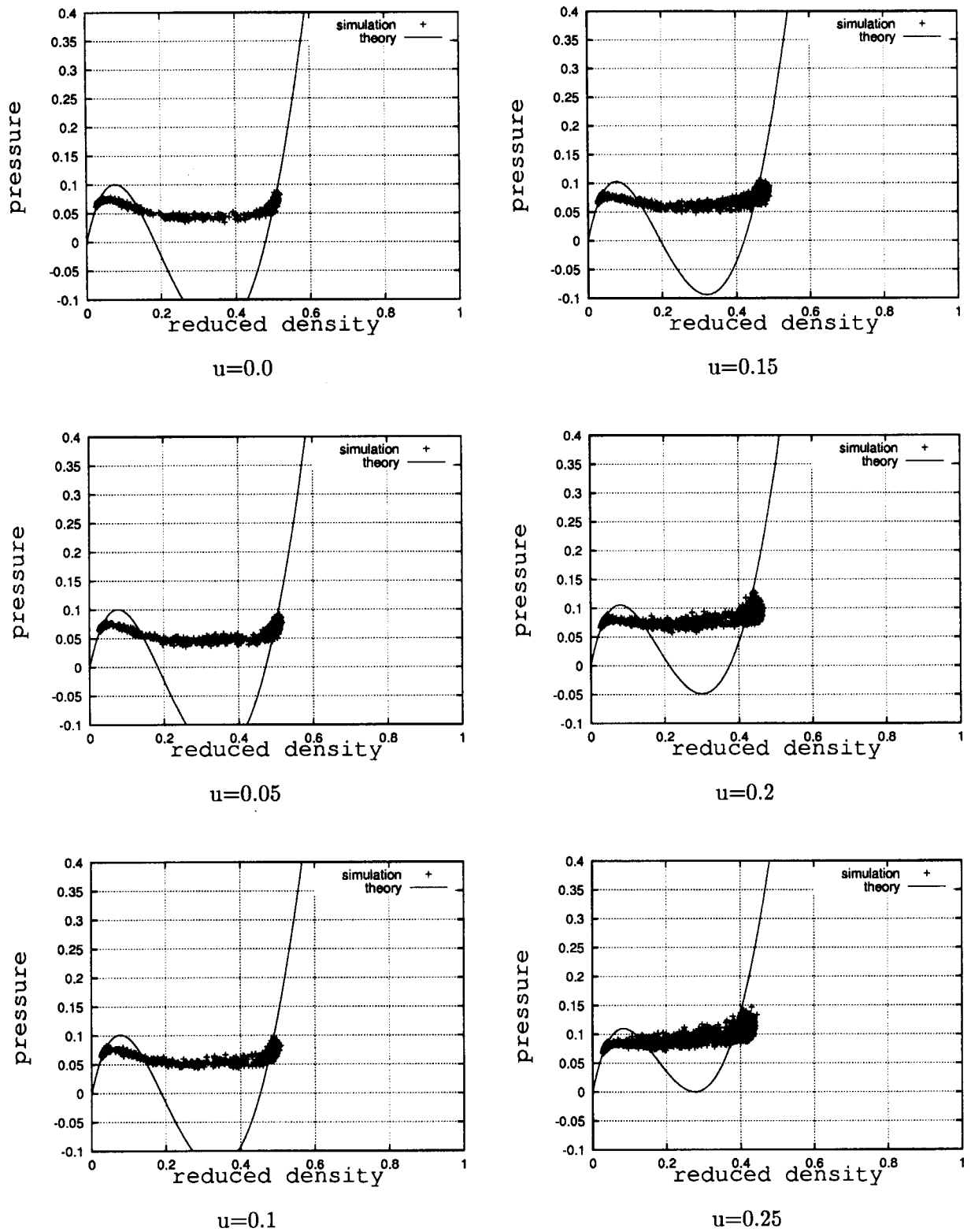


Fig. 5.25 Pressure measured in the cells with several velocities for the maximal model ( $r=9$ )

## 6. まとめ

本報告書では、格子ガス気液モデルの minimal モデルと maximal モデルの巨視的物理量を測定し、さらに、それぞれのモデルを用いて外力場中での液滴形状の変化について報告した。 maximal モデルの場合の液滴は、実際の実験で得られる液滴変形 [10] と同様に外力方向に垂直な方向に変形することが分かった。 その場合の Reynolds 数, Morton 数, Etövös 数の関係は、おおよそ妥当な値であることが分かった。 しかし、minimal モデルの場合、液滴は外力方向に変形することが観察された。 これは、長距離相互作用の違いによる何らかの原因により、minimal モデルの圧力の密度と速度への依存性が、破綻していることによることが分かった。

現在、3次元の格子ガス気液モデルについては、minimal モデルのみが報告されている [9, 11, 12]。 文献 [9] では、今回と同様に、重力を想定した外力中での液滴の変形について報告されているが、minimal モデルを用いているため、やはり液滴の外力方向への変形が観測されている。 よって、今回の報告書から、3次元の格子ガス気液モデルを用いて、重力による液滴変形のシミュレーションを行なう場合には、3次元の maximal モデルを構築する必要があると考えられる。

## 参考文献

- [1] Hardy J. ,and Pomeau Y. : J. Math. Phys., 13, 1042(1972); Hardy J., Pomeau Y. ,and de Pazzis O. : J. Math. Phys., 14, 1746(1973); Hardy J., de Pazzis O. ,and Pomeau Y. : Phys. Rev. A, 13, 1949(1976).
- [2] Frisch U., Hasslacher B. ,and Pomeau Y. : Phys. Rev. Lett., 56, 1505(1986).
- [3] Frisch U., d'Humières D., Hasslacher B., Lallemand P., Pomeau Y. ,and Rivet J. : Complex Systems, 1, 649(1987).
- [4] Rothman D. H. ,and Zaleski S. : Rev. Mod. Phys., Vol.66, 1417(1994).
- [5] Rothman D. H. ,and Zaleski S. : "Lattice-gas Cellular Automata: *Simple models of complex hydrodynamics*", Cambridge University press (1997).
- [6] Appert C. ,and Zaleski S. : Phys. Rev. Lett., 64, 1(1990).
- [7] Landau L. D. ,and Lifshitz E. M. : "STATISTICAL PHYSICS", Pergamon Press (1959).
- [8] J. S. Rowlinson J. S. : J. Stat. Phys., Vol.20, 197(1979).
- [9] 海老原, 渡辺 : 第13回数値流体力学シンポジウム会議録, 198(1999).
- [10] Clift R., Grace J. R. ,and Weber M. E. : "Bubbles, Drops, and Particles", ACADEMIC PRESS (1978).
- [11] Appert C., d'Humières D. ,and Pot V. : Transp. Theory Stat. Phys., 23, 107(1994).
- [12] Appert C., Pot V. ,and Zaleski S. : Fields Institute Communication, Vol.6, 1(1996).
- [13] d'Humières D. ,and Lallemand P. : Complex Systems, 1, 599(1987).
- [14] Appert C., Rothman D. H. ,and Zaleski S. : Physica D, 47, 85(1991).
- [15] Gerits M., Ernst M. H. ,and Frenkel D. : Phys. Rev. E, 48, 988(1993).
- [16] 海老原, 渡辺, 蕪木 : JAERI-Research 97-043, "格子ガスセルオートマトンの気液モデルによる相分離の研究" (1997).
- [17] Ebihara K., Watanabe T. ,and Kaburaki H. : Int. J. Mod. Phys. C, Vol.9, 1417(1998).
- [18] Hènon M. : Complex Systems, 1, 763(1987).
- [19] Landau L. D. ,and Lifshitz E. M. : "Physical Kinetics" ,Butterworth-Heinenann (1981).
- [20] Kadanoff L. P. , McNamara G. R. ,and Zanetti G. : Phys. Rev. A, 40, 4527(1989).



- [21] Dubrulle B., Frisch U., Hènon M., ,and Rivet J. -P. : J. Stat. Phys., Vol.59, 1187(1990).
- [22] Buick J., Easson W. ,and Greated C. : Int. J. Numer. Meth. Fluids, 22, 312(1996).
- [23] Buick J., Greated C. ,and Easson W. : Phys. Fluids, 9, 2585(1997).
- [24] Pietro L. B. D. , Melayah A. ,and Zaleski S. : Water Resources Research, Vol.30, 2785(1994).
- [25] Appert C. ,and Zaleski S. : J. Phys. II France, 3, 309(1993).

This is a blank page.

# 国際単位系 (SI) と換算表

表1 SI基本単位および補助単位

量	名称	記号
長さ	メートル	m
質量	キログラム	kg
時間	秒	s
電流	アンペア	A
熱力学温度	ケルビン	K
物質	モル	mol
光度	カンデラ	cd
平面角	ラジアン	rad
立体角	ステラジアン	sr

表3 固有の名称をもつSI組立単位

量	名称	記号	他のSI単位による表現
周波数	ヘルツ	Hz	s <sup>-1</sup>
力	ニュートン	N	m·kg/s <sup>2</sup>
圧力, 応力	パスカル	Pa	N/m <sup>2</sup>
エネルギー, 仕事, 熱量	ジュール	J	N·m
工率, 放射束	ワット	W	J/s
電気量, 電荷	クーロン	C	A·s
電位, 電圧, 起電力	ボルト	V	W/A
静電容量	ファラド	F	C/V
電気抵抗	オーム	Ω	V/A
コンダクタンス	ジーメン	S	A/V
磁束	ウェーバ	Wb	V·s
磁束密度	テスラ	T	Wb/m <sup>2</sup>
インダクタンス	ヘンリー	H	Wb/A
セルシウス温度	セルシウス度	°C	
光束	ルーメン	lm	cd·sr
照度	ルクス	lx	lm/m <sup>2</sup>
放射能	ベクレル	Bq	s <sup>-1</sup>
吸収線量	グレイ	Gy	J/kg
線量等量	シーベルト	Sv	J/kg

表2 SIと併用される単位

名称	記号
分, 時, 日	min, h, d
度, 分, 秒	°, ', "
リットル	l, L
トン	t
電子ボルト	eV
原子質量単位	u

1 eV = 1.60218 × 10<sup>-19</sup> J  
 1 u = 1.66054 × 10<sup>-27</sup> kg

表4 SIと共に暫定的に維持される単位

名称	記号
オングストローム	Å
バーン	b
バル	bar
ガリ	Gal
キュリー	Ci
レントゲン	R
ラド	rad
レム	rem

1 Å = 0.1 nm = 10<sup>-10</sup> m  
 1 b = 100 fm<sup>2</sup> = 10<sup>-28</sup> m<sup>2</sup>  
 1 bar = 0.1 MPa = 10<sup>5</sup> Pa  
 1 Gal = 1 cm/s<sup>2</sup> = 10<sup>-2</sup> m/s<sup>2</sup>  
 1 Ci = 3.7 × 10<sup>10</sup> Bq  
 1 R = 2.58 × 10<sup>-4</sup> C/kg  
 1 rad = 1 cGy = 10<sup>-2</sup> Gy  
 1 rem = 1 cSv = 10<sup>-2</sup> Sv

表5 SI接頭語

倍数	接頭語	記号
10 <sup>18</sup>	エクサ	E
10 <sup>15</sup>	ペタ	P
10 <sup>12</sup>	テラ	T
10 <sup>9</sup>	ギガ	G
10 <sup>6</sup>	メガ	M
10 <sup>3</sup>	キロ	k
10 <sup>2</sup>	ヘクト	h
10 <sup>1</sup>	デカ	da
10 <sup>-1</sup>	デシ	d
10 <sup>-2</sup>	センチ	c
10 <sup>-3</sup>	ミリ	m
10 <sup>-6</sup>	マイクロ	μ
10 <sup>-9</sup>	ナノ	n
10 <sup>-12</sup>	ピコ	p
10 <sup>-15</sup>	フェムト	f
10 <sup>-18</sup>	アト	a

(注)

- 表1-5は「国際単位系」第5版, 国際度量衡局1985年刊行による。ただし, 1 eV および 1 u の値はCODATAの1986年推奨値によった。
- 表4には海甲, ノット, アール, ヘクタールも含まれているが日常の単位なのでここでは省略した。
- bar は, JISでは流体の圧力を表わす場合に限り表2のカテゴリーに分類されている。
- E C閣僚理事会指令では bar, barn および「血圧の単位」 mmHg を表2のカテゴリーに入れている。

## 換算表

力	N (=10 <sup>5</sup> dyn)	kgf	lbf
	1	0.101972	0.224809
	9.80665	1	2.20462
	4.44822	0.453592	1

粘度 1 Pa·s (= N·s/m<sup>2</sup>) = 10 P (ポアズ) (g/(cm·s))

動粘度 1 m<sup>2</sup>/s = 10<sup>-4</sup> St (ストークス) (cm<sup>2</sup>/s)

圧	MPa (=10 bar)	kgf/cm <sup>2</sup>	atm	mmHg (Torr)	lbf/in <sup>2</sup> (psi)
	1	10.1972	9.86923	7.50062 × 10 <sup>3</sup>	145.038
力	0.0980665	1	0.967841	735.559	14.2233
	0.101325	1.03323	1	760	14.6959
	1.33322 × 10 <sup>-4</sup>	1.35951 × 10 <sup>-3</sup>	1.31579 × 10 <sup>-3</sup>	1	1.93368 × 10 <sup>-2</sup>
	6.89476 × 10 <sup>-3</sup>	7.03070 × 10 <sup>-2</sup>	6.80460 × 10 <sup>-2</sup>	51.7149	1

エネルギー・仕事・熱量	J (=10 <sup>7</sup> erg)	kgf·m	kW·h	cal (計量法)	Btu	ft·lbf	eV
	1	0.101972	2.77778 × 10 <sup>-7</sup>	0.238889	9.47813 × 10 <sup>-4</sup>	0.737562	6.24150 × 10 <sup>18</sup>
	9.80665	1	2.72407 × 10 <sup>-6</sup>	2.34270	9.29487 × 10 <sup>-3</sup>	7.23301	6.12082 × 10 <sup>19</sup>
	3.6 × 10 <sup>6</sup>	3.67098 × 10 <sup>5</sup>	1	8.59999 × 10 <sup>5</sup>	3412.13	2.65522 × 10 <sup>6</sup>	2.24694 × 10 <sup>25</sup>
	4.18605	0.426858	1.16279 × 10 <sup>-6</sup>	1	3.96759 × 10 <sup>-3</sup>	3.08747	2.61272 × 10 <sup>19</sup>
	1055.06	107.586	2.93072 × 10 <sup>-4</sup>	252.042	1	778.172	6.58515 × 10 <sup>21</sup>
	1.35582	0.138255	3.76616 × 10 <sup>-7</sup>	0.323890	1.28506 × 10 <sup>-3</sup>	1	8.46233 × 10 <sup>18</sup>
	1.60218 × 10 <sup>19</sup>	1.63377 × 10 <sup>20</sup>	4.45050 × 10 <sup>26</sup>	3.82743 × 10 <sup>20</sup>	1.51857 × 10 <sup>22</sup>	1.18171 × 10 <sup>19</sup>	1

1 cal = 4.18605 J (計量法)  
 = 4.184 J (熱化学)  
 = 4.1855 J (15°C)  
 = 4.1868 J (国際蒸気表)  
 仕事率 1 PS (仏馬力)  
 = 75 kgf·m/s  
 = 735.499 W

放射能	Bq	Ci
	1	2.70270 × 10 <sup>-11</sup>
	3.7 × 10 <sup>10</sup>	1

吸収線量	Gy	rad
	1	100
	0.01	1

照射線量	C/kg	R
	1	3876
	2.58 × 10 <sup>-4</sup>	1

線量当量	Sv	rem
	1	100
	0.01	1

格子ガス気液モデルを用いた外力場中における液滴変形に関する研究