

바닥면이 움직이는 이차원 채널 내 액적의 특성 연구

김형락, 윤현식*, 정해권**, 하만영†

부산대학교 기계공학부, *부산대학교 첨단조선공학연구소, **포스코 기술 연구원

Study on Characteristics of a Droplet in Two-dimensional Channel with Moving Bottom Wall

Hyung-Rak Kim, Hyun-Sik Yoon*, Hae-Kwon Jeong**, Man-Yeong Ha†

School of Mechanical Engineering, Pusan National University, Busan 609-735, Korea

*Advanced Ship Engineering Research Center, Pusan National University, Busan 609-735, Korea

**Technical Research Laboratories, POSCO, Pohang, Korea

(Received October 18, 2010; revision received December 7, 2010)

ABSTRACT: A two-dimensional immiscible droplet deformation phenomena on moving wall in a channel has been investigated by using lattice Boltzmann method involving two-phase model. The dependence of the deformation of the droplet with different sizes on the contact angle and the velocity of bottom wall has studied. When the bottom wall starts to move, the deformation of the droplet occurs. For the largest bottom wall velocity, eventually, the deformation of the droplet is classified into the three patterns according to the contact angle.

Key words: Droplet(액적), Two-phase model(2상 유동 모델), lattice Boltzmann method(격자 볼츠만 법), Moving bottom wall(움직이는 바닥면), Channel(채널)

1. 서 론

다상유동(multiphase flow)에 관한 문제는 화학, 항공, 환경등 많은 분야에서 활용된다. 예를 들어 유 회수(oil recovery), 금속이나 유리 성형 공정, 수분을 포함하지 않은 액체의 혼합등과 같이 산업과 환경 분야에서 중요한 비중을 차지하며 많은 연구자들은 이를 모사하기 위해 다양한 조건에서의 다상 유동을 연구해왔다. 이전 연구에서는 모세관 튜브에서 서로 혼합되지 않은 유체 메커니즘(fluid meniscus)의 이동,⁽¹⁾ 정지된 유체의 이동,⁽²⁻⁴⁾ 점착조건(no-slip boundary condition)을 만족하는 벽면에서 액적(droplet)이 접촉선(contact line)을 유지하면

서 이동하는 문제를 다루었다.⁽⁵⁻⁹⁾ 모세관 튜브와 관련된 혼합되지 않는 유체의 거동과 관련된 대부분의 문제는 접촉선이 이동하는 문제이며, 이는 순수 학문적인 측면과 실용적 관점에서 아주 중요하며 많은 학자들에 의해 관심을 받고 있으며 연구가 되었다.^(1, 10-15) 액체/액체/고체 시스템의 전통적 유체 역학에서의 집적적인 적용은 근본적인 어려움이 있다. 움직이는 접촉각을 모사하기 위해서는 많은 가정이 필요하며, 동적 접촉선의 응력 특이도를 제거해야한다.

이러한 문제점들을 해결하기 위해서, Shikhmurzaev는 균일한 고체 표면을 따라 거동하는 혼합되지 않는 유체의 저 캐피러리 수(capillary number), 저 레이놀즈 수(reynolds number) 영역에서의 일반적인 수치 모델을 개발하였다.⁽¹⁵⁾ 분자동역학(molecular dynamics)에서도 섞이지 않는 액체 시스템을 연구하였다.⁽¹⁴⁾ 격자 볼츠만 법(lattice Boltzmann me-

† Corresponding author

Tel.: +82-51-510-2440; fax: +82-51-515-3101

E-mail address: myha@pusan.ac.kr

thod)은 움직이는 접촉선 문제를 모사하는데 촉망되는 방법이다.⁽¹⁶⁻¹⁸⁾ 다양한 전산 기법을 통해서 혼합되지 않는 유체 시스템의 연구가 진행되고 있지만, 외력이 작용하는 채널에서 혼합되지 않는 액적(droplet)이 벽면에 붙어서 이동하는 문제에 대한 연구는 다소 미흡하다. 이러한 문제는 특별히 흥미로운데 액적이 벽면에서 떨어질 때 접촉선의 병합이 있기 때문이다.

Schleizer와 Bonnecaze는 Boundary-integral 방법을 사용하여 관성력이나 중력이 무시되는 조건에서 전단 흐름이나 압력차로써 운동하는 유동의 동적 거동과 안정성을 연구하였다.⁽¹⁹⁾ 액적은 고체 표면에 붙어있고, 접촉선은 고정되거나 이동한다. 액적은 벽면을 따라서 미끄러지고, 접촉각을 유지하는 동안 Navier-slip 모델의 적용을 받으며, 접촉각, 캐피러리 수, 액적 크기(droplet size) 및 점도비(viscosity ratio)의 영향에 대해서 연구하였다. 그들은 액적이 벽면을 따라서 일정한 속도로 움직일 때 접촉각의 변화에 따라(90도 보다 작을 때, 클 때 및 같을 때) 액적이 벽면에서 최종형상에 도달하기까지에 대한 결과를 나타내었다. Kang et al.⁽²⁰⁾은 2차원 채널에서 중력 값에 따라 접촉각이 정해지며 이에 따른 거동을 모사하였다. 접촉각, 본드 수(Bond number), 액적의 크기, 두 유체의 밀도나 점성비의 효과를 나타내었고 이에 따른 액적의 동적 거동을 나타내었다. 이때에 액적은 고체 벽면에서 분리가 되거나 떨어지는 현상을 발견하였다.

최근에는 2상 유동에 대한 관심이 급증하고 있기 때문에 이를 LBM을 이용한 2상 유동 해석 모델도 개발 중에 있다. 2상 유동이란 액상에서 기상으로 변하는 유동이나 물과 기름과 같이 서로 섞이지 않는 유체에 대한 유동으로, 물질이 끓는 과정에서 열 전달 계수가 매우 커지는 현상 또는 친수성을 띤 물질과 소수성을 띤 물질을 취급할 때 발생 가능한 유동 현상 등을 그 예로 들 수 있다. 현재 기존의 전산기법으로 거시적 관점에서 2상 유동 해석을 위하여 VOF(Volume of Fluid)⁽²¹⁾나 CIP(Cubic-Interpolated Pseudo particle)⁽²²⁾과 같은 기법들이 이용되고 있다. 하지만 Navier-Stokes를 기초로 한 이러한 방법들은 유체가 연속체라고 하는 기초적인 가정을 바탕으로 하고 있기 때문에 미시적 척도에서 관찰되는 유체 입자에 대한 유동현상을 알기 위한 방법으로는 적절하지 않다.

본 연구에서는 Fig. 1과 같은 채널에서 섞이지 않

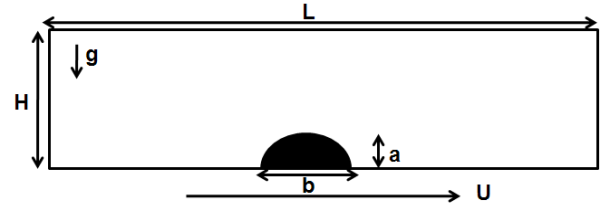


Fig. 1 Schematic illustration of simulation geometry.

는 두 유체에 의해 형성되는 액적에 대하여 바닥면이 일정한 방향으로 움직이는 경우에 대하여 LBM 방법을 사용하여 동적 거동을 모사 하였다.

접촉각, 바닥면의 속도, 액적 크기를 다양하게 변화시켜 그 영향에 대하여 연구, 해석해 보고자 한다.

2. 전산해석 방법

2.1 지배방정식

Fig. 1은 본 연구에서 고려하는 2차원 채널의 형상 및 좌표계를 보여주고 있다. 본 연구에서 고려한 문제를 지배하는 비압축성 연속 방정식과 운동량 보존 방정식은 다음과 같이 정의된다.

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} = -\frac{1}{\rho_f} \nabla p + \nu \nabla^2 \mathbf{u} + \mathbf{f} \quad (2)$$

여기서 \mathbf{u} , p , ρ_f , ν , \mathbf{f} 는 각각 유체의 속도(velocity), 압력(pressure), 유체 밀도(fluid density), 동점성 계수(kinematic viscosity) 그리고 외력(external force)을 나타낸다. 본 연구에서는 식(1)과 식(2)의 해를 구하기 위하여 격자 볼츠만 법(lattice boltzmann method : LBM)을 사용하였다. 아래 식(3)은 LBM의 지배 방정식으로써 볼츠만 방정식(Boltzmann equation)에 기원을 두고 있는 격자 BGK(Bhatnager-Gross-Krook) 방정식(lattice BGK equation)이다.

$$f_i(\vec{\mathbf{x}} + c\hat{\mathbf{e}}_i \Delta t, t + \Delta t) - f_i(\vec{\mathbf{x}}, t) = \Omega_i \quad (3)$$

여기서 f_i , $\vec{\mathbf{x}}$, c , $\hat{\mathbf{e}}_i$, Ω_i 는 각각 밀도 분포 함수(density distribution function), 위치 벡터(position vector), 입자 속도(lattice speed, $c = \Delta x / \Delta t$), 입

자 속도 벡터(lattice velocity vector), 입자의 충돌에 의해 입자 분포가 변화하는 비율인 충돌 연산자(collision operator)를 나타낸다. 그리고 아래첨자 i 는 입자의 방향을 나타내며, 격자 모델(lattice model)에 따라 다르게 정의되어진다.

충돌연산자 Ω_i 는 매우 복잡한 수학적 메커니즘을 포함하고 있으나, Bhatnagar et al., Gross et al.과 Krook et al.이 제안한 단일 완화 시간(single relaxation time)을 사용하여 식(4)처럼 간단한 수식으로 나타낼 수 있다(LBGK 모델).

$$\Omega_i = -\frac{1}{\tau}(f_i(\vec{x}, t) - f_i^{eq}(\vec{x}, t)) \quad (4)$$

여기서 τ , f_i^{eq} 는 각각 단일 완화 시간(single relaxation time), 평형 밀도 분포 함수(equilibrium density distribution function)를 나타낸다. 여러 가지 종류의 격자에 따라 고유의 평형 밀도 분포 함수가 있으며, 본 연구에 사용한 격자는 Fig. 2와 같은 D2Q9 모델이다. 이러한 격자 모델을 적용하는 경우에는 식(5)과 같은 평형 밀도 분포 함수를 사용한다.

$$f_i^{eq} = \rho \omega_i \left[1 + \frac{3}{c^2}(\hat{\mathbf{e}}_i \cdot \vec{\mathbf{u}}) + \frac{9}{2c^4}(\hat{\mathbf{e}}_i \cdot \vec{\mathbf{u}})^2 - \frac{3}{c^2} \vec{\mathbf{u}} \vec{\mathbf{u}} \right] \quad (5)$$

여기서 ω_i 는 가중 계수(weighting coefficient)로써 방향에 따라 식(6)과 같이 주어진다.

$$\omega_i = \begin{cases} 4/9 & i = 0 \\ 1/9 & i = 1, 2, 3, 4 \\ 1/36 & i = 5, 6, 7, 8 \end{cases} \quad (6)$$

거시적인 유동 변수는 입자 분포 함수를 이용하여

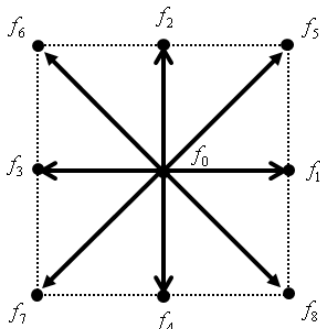


Fig. 2 The D2Q9 lattice model.

구할 수 있으며, 식(7)과 같은 관계를 가지고 있다. 이러한 관계는 미시적인 스케일에서 정의되는 D2Q9 모델의 입자 분포 함수와 거시적인 유동 변수의 관계를 나타내며 일종의 구속 조건(constraints)이라고 할 수 있다.

$$\begin{aligned} \rho &= \sum_{i=0}^8 f_i = \sum_{i=0}^8 f_i^{eq} \\ \vec{\rho \mathbf{u}} &= \sum_{i=0}^8 \hat{\mathbf{e}}_i f_i = \sum_{i=0}^8 \hat{\mathbf{e}}_i f_i^{eq} \end{aligned} \quad (7)$$

2.2 Two-phase model

2상 유동을 해석하기 위해서 몇 가지 모델이 존재한다. 본 연구에서는 Gunstensen 모델에 기초로 하였다. 그리고 Long et al.이 제안한 발전된 모델을 기초로 하였다.⁽²³⁾ 2상 유동을 표현하기 위해서는 먼저 식(7)에서 정의한 속도를 다시 정의해야 하는데 2상 유동의 경우, 물질의 밀도나 속도에 영향을 주거나 받는 여러 가지 영향이 존재하기 때문이다. 그 중에서도 그 물질 자체 또는 인접한 다른 유체와의 인력 또는 반발력만을 고려할 때 이러한 영향을 속도에 포함시켜야 하기 때문이다. 그렇게 하기 위해서 먼저 다음과 같은 interfacial tension 영향을 고려하기 위하여 추가적인 힘을 더해주었다. 여기서 ‘평형 속도’라고 불리는 \mathbf{u}^{eq} 를 정의한다.

$$\rho \mathbf{u}^{eq} = \rho \mathbf{u} + \tau \mathbf{F} \quad (8)$$

interfacial tension \mathbf{F} 는 다음과 같이 정의한다.

$$\mathbf{F} = \alpha \kappa \frac{\nabla C}{|\nabla C|} \quad (9)$$

식(9)에서 α 는 표면 장력 상수를 나타낸다. color field $C(x, t)$ 와 interface curvature κ 는 다음 식으로 나타낼 수 있다.

$$C(x, t) = \rho_r(x, t) - \rho_b(x, t) \quad (10)$$

$$\kappa = -(\nabla \cdot \hat{\mathbf{n}}) = \frac{1}{|\mathbf{n}|} \left[\left(\frac{\mathbf{n}}{|\mathbf{n}|} \cdot \nabla \right) |\mathbf{n}| - (\nabla \cdot \mathbf{n}) \right] \quad (11)$$

여기서 ρ_r 과 ρ_b 는 각 유체의 밀도를 의미한다. 식

(11)에서 $\hat{\mathbf{n}}$ 은 표면에서의 수직 벡터를 나타낸다. 식 (11)에서의 중괄호는 다음과 같이 계산될 수 있다.

$$\begin{aligned} (\nabla \cdot \mathbf{n})_{i,j} &= \left(\frac{\partial n_x}{\partial x} \right)_{i,j} + \left(\frac{\partial n_y}{\partial y} \right)_{i,j} \quad (12) \\ &= \frac{1}{2\Delta x} \left[n_{x,i+1/2,j+1/2} + n_{x,i+1/2,j-1/2} \right. \\ &\quad \left. - n_{x,i-1/2,j+1/2} - n_{x,i-1/2,j-1/2} \right] \\ &\quad + \frac{1}{2\Delta y} \left[n_{y,i+1/2,j+1/2} + n_{y,i+1/2,j-1/2} \right. \\ &\quad \left. - n_{y,i-1/2,j+1/2} - n_{y,i-1/2,j-1/2} \right] \\ \left(\frac{\mathbf{n}_{i,j}}{|\mathbf{n}_{i,j}|} \cdot \nabla \right) |\mathbf{n}| &= \left(\frac{n_x}{|\mathbf{n}|} \right)_{i,j} \left(\frac{\partial |\mathbf{n}|}{\partial x} \right)_{i,j} + \left(\frac{n_y}{|\mathbf{n}|} \right)_{i,j} \left(\frac{\partial |\mathbf{n}|}{\partial y} \right)_{i,j} \quad (13) \end{aligned}$$

격자에서의 수직벡터 $\mathbf{n}_{i,j}$ 와 격자 중심에서의 수직벡터 $\mathbf{n}_{i+1/2,j+1/2}$ 는 다음과 같이 계산된다.

$$\mathbf{n}_{i,j} = \frac{1}{4} \begin{pmatrix} \mathbf{n}_{i+1/2,j+1/2} + \mathbf{n}_{i+1/2,j-1/2} \\ + \mathbf{n}_{i-1/2,j+1/2} + \mathbf{n}_{i-1/2,j-1/2} \end{pmatrix} \quad (14)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{n}_{i+1/2,j+1/2} &= \hat{\mathbf{x}} \left(\frac{C_{i+1,j} + C_{i+1,j+1} - C_{i,j} - C_{i,j+1}}{2\Delta x} \right) \quad (15) \\ &\quad + \hat{\mathbf{y}} \left(\frac{C_{i+1,j} + C_{i+1,j+1} - C_{i,j} - C_{i,j+1}}{2\Delta y} \right) \end{aligned}$$

3. 결과 및 해석

3.1 Laplace's law and surface tension

라플라스 법칙이란 두 가지 유체 사이의 상 경계면에서 발생하는 압력차와 그 곡률에 따른 관계식으로 다음과 같이 표현이 가능하다.

$$\Delta P = \frac{\sigma}{R} \quad (16)$$

여기서 P , R , σ 는 각각 압력, 곡률반경, 표면장력을 나타낸다. Fig. 3은 라플라스 법칙의 결과를 나타내었다. 액적의 반지름이 작을수록 곡률은 커지게 되고 그에 따른 압력차는 상당히 커지게 된다. 또한 반지름이 커지면 반대로 곡률은 작아지는 이에 따른 압력차는 상대적으로 작아지게 된다. 이러한 이유는 유체가 일정한 모양을 유지하기 위해서는 외부 유체와 어느 정도 일정한 압력차를 유지해야 하는데 이러한 압력차는 외부의 길이와 관련이 있다는 것을 위의 결과로써 알 수 있다. 하지만 작은 반경의 유체의 경우, 이러한 일정한 압력차를 유지하

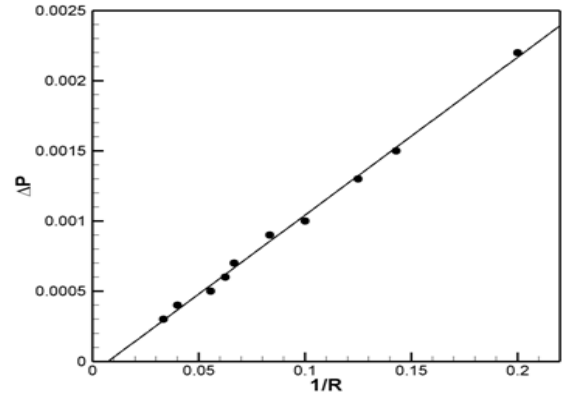


Fig. 3 Pressure difference as a function of the curvature of droplet.

기 위해서는 상당히 높은 압력을 유지해야만 모양을 유지할 수 있지만 상대적으로 큰 반경을 가지는 유체의 경우에는 작은 압력차만 가지고 있더라도 그 원주가 크기 때문에 외부 유체와 일정한 압력을 유지할 수 있는 것이다. 또한 이러한 일정한 압력차는 표면장력이라고 불리며, 유체의 고유한 물성치 중의 하나이다.

3.2 접촉각의 영향

본 연구에서는 Fig. 1에 도시된 채널 안에서 바닥면이 일정한 방향으로 움직이는 경우의 액적의 운동 및 유동 패턴을 연구하였다. 이때의 초기조건은 $L = 2500$, $H = 50$, $\rho_1 = \rho_2$, $\nu_1 = \nu_2$, $A/H^2 = 0.08$ 이다. 바닥면의 속도는 $U = 0.01$ 로 일정하다. Fig. 4는 접촉각에 따른 액적의 형상 변화를 보여주고 있다.

Fig. 4(a)는 접촉각이 118° 인 경우인데, 바닥면이 움직이기 시작하는 순간 액적은 바닥면이 움직이는 반대쪽으로 심하게 일그러짐을 알 수 있다. 이는 초기에 바닥면이 가속 운동을 하면서 가장 큰 힘을 받기 때문인데 시간이 지남에 따라 등속운동을 하면서 초기의 형상을 유지하려는 것을 알 수 있다. 하지만 초기 액적 형상을 완벽하게 유지하지 못하고 힘의 평형을 유지하는 것을 알 수 있다. 이러한 패턴의 동적 거동은 접촉각이 120° 이하에서 발견하였다.

Fig. 4(b)는 접촉각이 134° 인 경우이다. 접촉각이 120° 이하인 경우와 같이 초기 바닥면이 움직이기 시작할 때 액적은 심하게 일그러짐을 알 수 있다. 시간이 지남에 따라서 액적은 분리가 되는데 상부

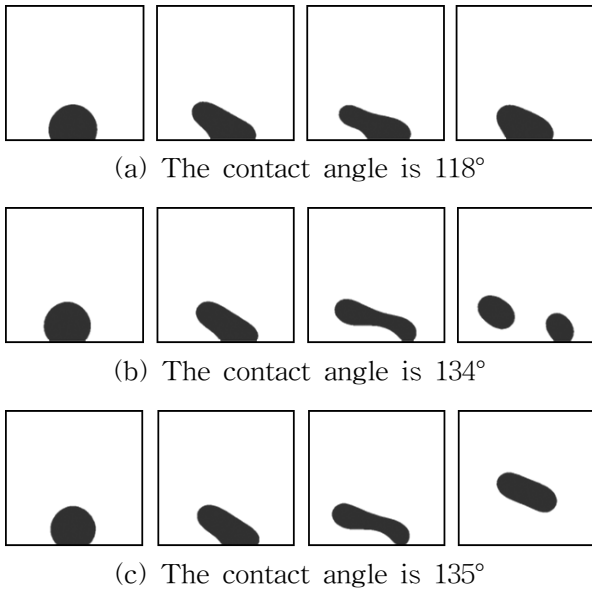


Fig. 4 Dynamic behavior of the droplet at different contact angle for $U = 0.01$.

의 액적은 하부의 액적보다 천천히 이동함을 알 수 있다. Fig. 5에서 원인을 알 수 있는데, 채널에서 속도 분포는 아래쪽 바닥면에서 위쪽 바닥면으로 갈수록 선형적으로 감소함을 알 수 있다. 이러한 현상은 접촉각이 $121^\circ \sim 134^\circ$ 인 경우에서 발견되었다.

Fig. 4(c)는 접촉각이 135° 인 경우인데, 초기에 액적은 심하게 변형을 일으키고 시간이 지남에 따라 서서히 바닥면에서 떨어짐을 알 수 있다. 액적이 받는 전단 응력이 표면장력보다 커서 나타나는 현상인데, 바닥면에서 뜬 액적은 원형이 아니 타원형의 모습을 나타낸다. 이러한 현상은 접촉각이 135° 이상일 때 발견되었다.

바닥면이 움직이는 순간 액적은 심하게 일그러지고 완전 발달된 영역에서 최종 형상을 나타내는데,

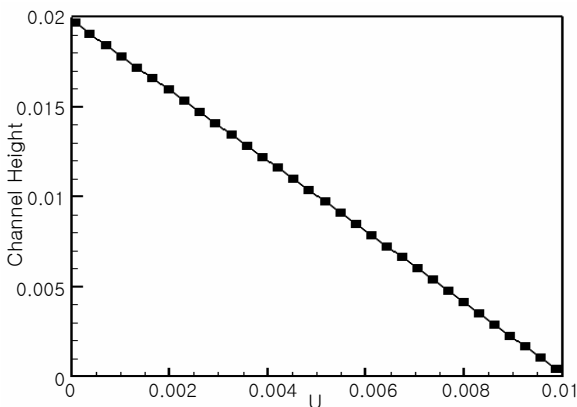


Fig. 5 Velocity profile at $U = 0.01$.

액적의 오른쪽 접촉각은 초기 접촉각보다 작아짐을 확인 할 수 있고 왼쪽 접촉각은 초기 접촉각을 유지하였다. 바닥면이 움직일 때 액적의 오른쪽에서 보다 큰 전단 응력을 받기 때문이다.

3.3 바닥면 속도의 영향

Fig. 6은 초기 액적과 채널 바닥면의 접촉 길이와 바닥면이 이동할 때 접촉 길이 비 b/b_0 를 시간 변화에 따라 나타내었다. 초기조건은 $L = 2500, H = 50, \rho_1 = \rho_2, \nu_1 = \nu_2, A/H^2 = 0.08$ 이다. Fig 6(a)은 바닥면의 속도가 $U = 0.01$ 인 경우인데 그래프에서 알 수 있듯이 초기 바닥면이 움직이기 시작할 때 접촉 길이는 증가하였는데 이는 접촉각에 상관없이 모두 증가한다. 이후 시간이 지남에 따라서 다시 감소함을 알 수 있다. 앞에서 언급하였듯이 접촉각이 135° 인 경우 액적은 바닥면에서 떨어지게 됨으로 접촉 길이 비는 0이 된다. 접촉각이 $122^\circ \sim 134^\circ$ 일 경우 초기 접촉 길이는 증가하였다가 급격히 감소하고 다시 증가하는 것을 알 수 있다. Fig 4(b)를 보면 알 수 있는데, 이는 액적이 분리 되는 과정동안 접촉 길이는 급격히 감소하고 하부 액적이 바닥면에서 움직이기 때문이다.

Fig. 6(b)은 바닥면의 속도가 $U = 0.005$ 인 경우이다. 이는 Fig. 6(a)과 비교하였을 경우 바닥면의 속도를 절반으로 줄인 경우인데, 이 경우 역시 초기 바닥면이 움직일 때 접촉 길이는 일시적으로 증가하는 것을 알 수 있다. 시간이 지남에 따라 접촉 길이는 일정하게 유지됨을 알 수 있다.

Fig. 6(c)은 바닥면의 속도가 $U = 0.001$ 인 경우이다. 바닥면의 속도가 아주 느린 경우로 접촉 길이는 접촉각에 상관없이 서서히 감소하였다가 일정하게 유지됨을 알 수 있다.

바닥면의 속도를 3가지 경우에 대하여 모사하였다. 바닥면의 속도가 작을수록 액적은 초기 접촉각을 유지하면서 이동하였고 액적의 형상 역시 초기 형상을 유지하였다. 하지만 바닥면의 속도가 커질수록 액적은 쉽게 일그러지며 여러 가지 유형의 패턴으로 분류 되었다.

3.4 액적 크기의 영향

Fig. 7은 액적의 크기를 달리하여 동적 거동을 모사하였다. Fig. 7(a), Fig. 7(b)의 경계조건은 다음과

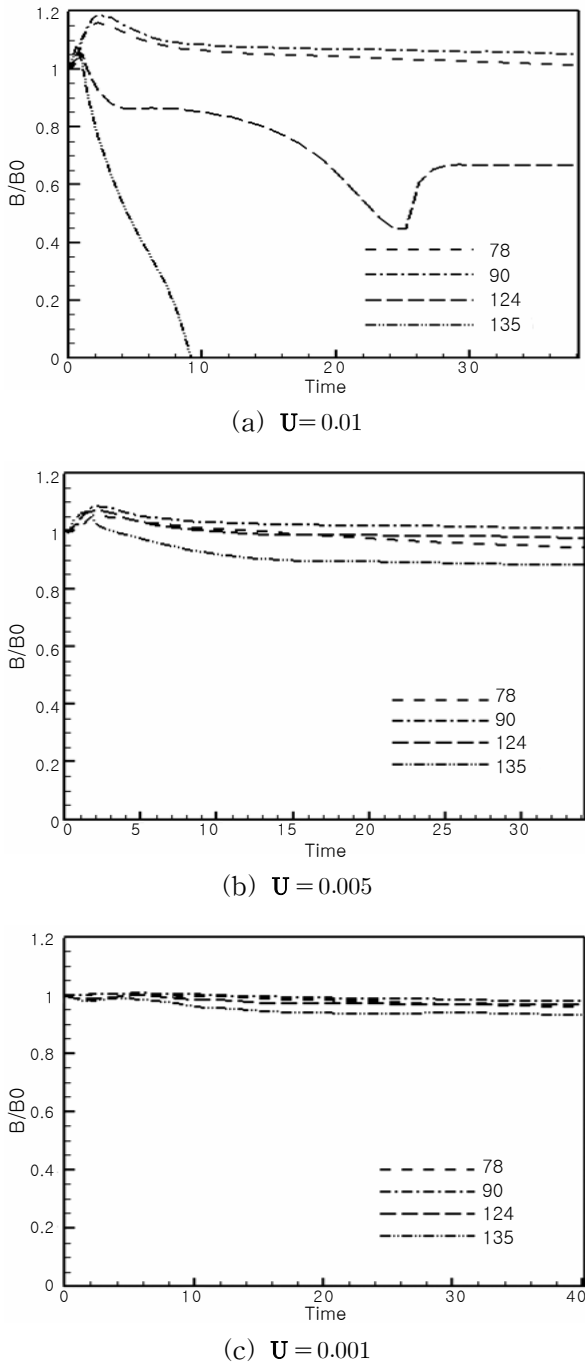
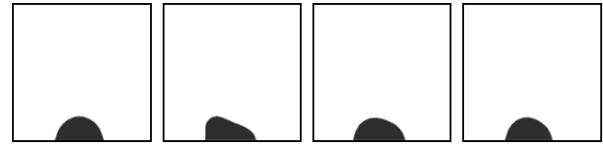
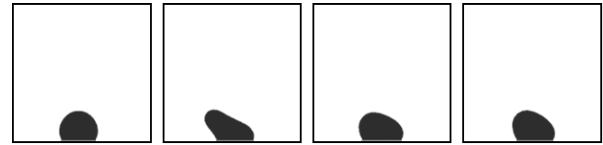


Fig. 6 Evolution of the dimensionless wet length the wall and the sliding droplet at contact angle, where b_0 is the wet length at time 0.

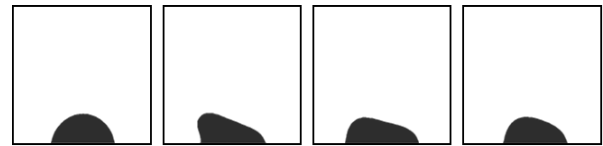
같다. $L = 2500, H = 50, \rho_1 = \rho_1, \nu_1 = \nu_2, A/H^2 = 0.0512$ 이다. 액적의 크기가 줄어들었을 경우 접촉각의 변화와 상관없이 액적은 바닥면에 붙어서 이동한다. 또한 완전 발달된 영역에서의 액적은 초기 형상과 비슷한 형상을 유지한다.



(a) The contact angle 78° at $A/H^2 = 0.0512$



(b) The contact angle of 124° at $A/H^2 = 0.0512$



(c) The contact angle of 78° at $A/H^2 = 0.1152$



(d) The contact angle of 124° at $A/H^2 = 0.1152$

Fig. 7 Dynamic behavior of the droplet at different droplet size for $U=0.001$.

Fig. 7(c), Fig. 7(d)의 경계조건은 $L = 2500, H = 50, \rho_1 = \rho_1, \nu_1 = \nu_2, A/H^2 = 0.1152$ 이다. 크게 2가지로 분류가 가능하였는데 접촉각이 90° 보다 큰 소수성의 경우 액적은 분리가 된다. 분리가 된 하부 액적은 직사각형의 형상을 띄고 바닥면을 따라서 이동한다. 액적의 크기가 작을 때보다 빠른 시간에 분리가 됨을 알 수 있다. 반면 접촉각이 90° 보다 작은 친수성의 경우 액적은 분리되지 않고 바닥면을 따라서 이동한다. 친수성이 경우와 비슷하게 액적은 직사각형의 형태를 띄고 이동한다.

4. 결론

본 연구는 채널 바닥 부분에 액적을 형성 시킨 후 바닥면을 이동 시킬 때 액적의 접촉각, 바닥면의 속도, 액적의 크기의 영향에 대하여 연구하였고 이에 따른 액적의 거동을 모사하였고 다음과 같은 결론을 도출 하였다.

1) 접촉각에 따라서 액적은 바닥면에서 붙어서 이동하는 경우, 액적이 분리되는 경우, 액적이 바닥면에서 뜨는 경우로 분류가 가능하다.

2) 바닥면의 속도를 달리 하였을 경우 바닥면의 속도가 충분히 작을 때는 액적의 크기와 관계없이 초기 형상을 유지하면서 이동한다.

3) 액적의 크기가 작을 때 바닥면의 속도와 관계없이 초기 형상을 유지하며, 액적의 크기가 크면 액적이 분리되거나, 바닥면에 붙어서 이동한다. 특히 액적의 크기가 증가하면 분리되는 속도가 빠르게 일어난다.

후 기

이 논문은 2010년도 정부(교육과학기술부)의 재원으로 한국연구재단의 지원을 받아 연구 되었으며 이에 감사드립니다.

참고문헌

- Cox, R. G., 1986, The dynamics of the spreading of liquids on a solid surface, *J. Fluid Mech*, Vol. 168, pp. 169-194.
- Zhou, H. and Pozrikidis, C., 1994, Pressure-driven flow of suspensions of liquid drops, *Phys. Fluid*, Vol. 6, pp. 80-94.
- Borhan, A. and Mao, C. F., 1992, Effect of surfactants on the motion of drops through circular tubes, *Phys. Fluid A*, Vol. 4, pp. 2628-2640.
- Tsai, T. M. and Miksis, M. J., 1994, Dynamics of a drops in a constricted capillary tube, *J. Fluid Mech*, Vol. 274, pp. 197-217.
- Dussan, E. B., 1987, On the ability of drops to stick to surfaces of solids, *J. Fluid Mech*, Vol. 174, pp. 381-397.
- Li, X. and Pozrikidis, 1996, Shear flow over a liquid drop adhering to a solid surface, *J. Fluid Mech*, Vol. 307, pp. 167-190.
- Feng, J. Q. and Basaran, O. A., 1994, Shear flow over a translationally cylindrical bubble pinned on a slot in a plane wall, *J. Fluid Mech*, Vol. 275, pp. 351-378.
- Dimitrakopoulos, P. and Higdon, J. J. L., 1997, Displacement of fluid droplets from solid surfaces in low-Reynolds-number shear flows, *J. Fluid Mech*, Vol. 336, pp. 351-378.
- Dimitrakopoulos, P. and Higdon, J. J. L., 2001, On the displacement of three-dimensional fluid droplets adhering to a plane wall in viscous pressure-driven flows, *J. Fluid Mech*, Vol. 435, pp. 327-350.
- Dussan, E. B., 1976, The moving contact line : the slip boundary condition, *F. Fluid Mech*, Vol. 77, pp. 665-684.
- Hocking, L. M., 1976, A moving fluid interface on a rough surface, *J. Fluid Mech*, Vol. 76, pp. 801-817.
- Jansons, K. M., 1985, Moving contact lines on a two-dimensional rough surface, *J. Fluid, Mech*, Vol. 154, pp. 1-28.
- Zhou, M. Y. and Sheng, P., 1990, Dynamics of immiscible fluid displacement in a capillary tube, *Phys. Rev. Lett*, Vol. 64, pp. 882-885.
- Koplik, J., Banavar, J. R. and Willemsen, J. F., 1987, Molecular dynamics of a Poiseuille flow and moving contact lines, *Phys. Rev. Lett*, Vol. 60, pp. 1282-1285.
- Shikhmurzaev, Y. D., 1997, Moving contact lines in liquid/liquid/solid systems, *J. Fluid Mech*, Vol. 334, pp. 211-249.
- Fan, L., Fang, H. and Lin, Z., 2001, Simulation of contact line dynamics in a two-dimensional capillary tube by the lattice Boltzmann model, *Phys. Rev. E*, Vol. 63, pp. 051603-1-6.
- Raiskinmaki, P., Koponen, A., Merikoski, J., and Timonen, J., 2000, Spreading dynamics of three-dimensional droplets by the lattice-Boltzmann method, *Comput. Mater. Sci.*, Vol. 18, pp. 7-12.
- Grubert, D. and Yeomans, J. M., 1999, Meso-scale modeling of contact line dynamics, *Phys. Commun*, Vol. 121, pp. 236-239.
- Schleizer, A. D. and Bonnecaze, R. T., 1999, Displacement of a two-dimensional immiscible droplet adhering to a wall in shear and pressure-driven flows, *J. Fluid. Mech*, Vol. 383, pp. 29-54.
- Qinjun Kang, Dongxiao Zhang, Shiyi Chen, 2002, Displacement of a two-dimensional immiscible droplet in a channel, *Phys. Fluid*, Vol.

- 14, pp. 3203-3214.
21. Hirt, C. W. and Nichols, B. D., 1981, Volume of fluid(VOF) method for the dynamics of free boundaries, *J. Computational. Phys*, Vol. 39, pp. 201-225.
22. Takewaki, H., Nishiguchi, A. and Yabe, T., 1985, The cubic-interpolated pseudo particle (CIP) method, *J. Comput. Phys*, Vol. 61, pp. 261-268.
23. Long Wu, Tsutahara, M., Kim, L. S., and Ha, M. Y., 2008, Three-dimensional lattice Boltzmann simulations of droplet formation in a cross-junction microchannel, *Int. J. Multiphase Flow*, Vol. 34, pp. 852-864.