

사각 및 원형 팁의 횡운동에 의한 물 메니스커스 형상변화에 관한 연구

김 상 선, 손 성 완, 하 만 영[†], 윤 현 식*, 김 형 락
부산대학교 기계공학부, *부산대학교 첨단조선공학 연구센터

Study on a Shape Deformation of Water Meniscus for the Rectangular and Circular Tips Moving Horizontally

Sang Sun Kim, Sung Wan Son, Man Yeong Ha[†], Hyun Sik Yoon*, Hyung Rak Kim
School of Mechanical Engineering, Pusan National University, Busan 609-735, Korea
*Advanced Ship Engineering Research Center, Pusan National University, Busan 609-735, Korea

(Received October 5, 2011; revision received November 17, 2011)

ABSTRACT: A two-dimensional immiscible water meniscus deformation phenomena on a moving tip in a channel has been investigated by using lattice Boltzmann method involving two-phase model. We studied the behavior of a water meniscus between the tip and a solid surface. The contact angles of the tip and a solid surface considered are in the range from 10° to 170°. The velocity of the tip used in the study are 0.01, 0.001, and 0.0001. The shapes of tip considered are rectangular and circular. The behavior of water confined between the tip and a solid surface depends on the contact angles of the tip and a solid surface, and the tip velocity. When the tip is moving, we can observe the various behaviors of shear deformation of a water meniscus. As time goes on, the behavior of a water meniscus can be classified into three different patterns which are separated from the tip or adhered to the tip or stucked to a solid surface according to the contact angles and the tip velocity.

Key words: Two-phase flow(2상 유동), Moving top wall(움직이는 윗면), Lattice Boltzmann method(격자 볼츠만 법), Water meniscus(물 메니스커스)

1. 서 론

다상유동은 화학, 항공, 환경 등 다양한 분야에서 적용된다. 비바람, 스모그, 눈보라와 같은 자연 현상에서부터 공기조화장치, 냉동장치, 담수화장치, 원자력 발전소의 각종 열교환기와 같은 산업분야에 이르기까지 여러 분야에서 중요한 비중을 차지하여

많은 연구자들의 관심을 끌어왔다. 특히 액적(droplet)의 거동에 관한 연구는 마이크로·나노 기술의 발달과 함께 실험적으로 또는 수치해석 기법 등을 활용하여 진행되어 왔다. Tervino et al.,⁽¹⁾ Yang et al.,⁽²⁾ Gu et al.⁽³⁾은 정지된 상태에서 고체 표면(solid surface) 위의 액적이 퍼지는 현상에 대한 수치적 연구를 수행하였다. Bayer et al.,⁽⁴⁾ Cossali et al.,⁽⁵⁾ Mao et al.,⁽⁶⁾ Sikalo et al.,⁽⁷⁾ Zhang and Basaran⁽⁸⁾은 고체 표면 위에 충돌하는 액적의 거동을 실험적으로 연구하였다. 또한 Fujimoto et al.,⁽⁹⁾ Manser-visi and Scardovelli⁽¹⁰⁾는 고체 표면에 충돌하는 액

[†] Corresponding author

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

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

적의 동적 거동을 실험적으로 연구하였다. 그리고 Tanaka et al.,⁽¹¹⁾ Lunkad et al.⁽¹²⁾은 경사 또는 힘이 존재할 경우 고체 표면위에서 운동하는 액적의 운동특성에 관한 수치적 연구를 수행하였고, 수치해석 결과를 Sikalo et al.⁽¹³⁾의 실험적 결과와 비교하였다.

본 연구에서는 접촉각을 가지는 평평한 바닥과 사각형 및 원형 형상을 가지는 팁 사이에 존재하는 물 메니스커스의 형상 특성을 규명하고, 또한 팁의 이동에 따른 물 메니스커스의 동적 거동 특성을 연구하였다.

2. 수치해석방법

2.1 지배방정식

Fig. 1은 본 연구에서 고려하는 2차원 채널의 형상 및 좌표계를 보여주고 있다. 이 문제를 풀기 위한 지배 방정식은 비압축성 연속 방정식과 운동량 보존 방정식이며 다음과 같이 정의된다.

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \tag{1}$$

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

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 사각 및 원형 팁의 횡운동에 의한 물 메니스커스의 거동을 모사하기 위해서 격자 볼츠만 법(lattice boltzmann method : LBM)을 사용하였다. 식(3)은 LBM의 지배 방정식이며, 볼츠만 방정식(Boltzmann equation)에 기원을 두고 있는 격자 BGK 방정식(lattice Bhatnager-Gross-Krook equation)이다.

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

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, $c = \Delta x / \Delta t$), 입자 속도 벡터(lattice velocity vector), 충돌 연산자(collision operator)를 나타낸다. 그리고 아래첨자 i 는 입자의 방향을 나타내며, 격자 모델(lattice mo-

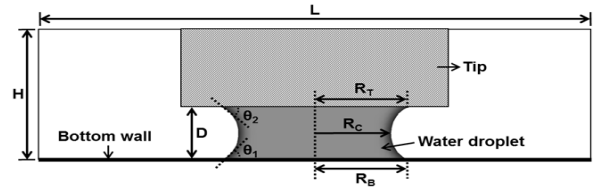


Fig. 1 Schematic diagram of simulation geometry for a stationary tip.

del)에 따라 다르게 정의되어진다.

충돌연산자 Ω_i 는 매우 복잡한 수학적 메커니즘을 포함하고 있으나, Bhatnagar, Gross, and Krook⁽¹⁴⁾이 제안한 단일 완화 시간(single relaxation time)을 사용하여 식(4)처럼 간단한 수식으로 나타낼 수 있다(LBGK 모델).

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

여기서 τ , f_i^{eq} 는 각각 단일 완화 시간(single relaxation time), 평형 밀도 분포 함수(equilibrium density distribution function)를 나타낸다. 본 연구에 사용한 격자는 Fig. 2에 나타난 D2Q9 모델이며, 이러한 격자 모델을 적용하는 경우에는 식(5)과 같은 평형 밀도 분포 함수를 사용한다.

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

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

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

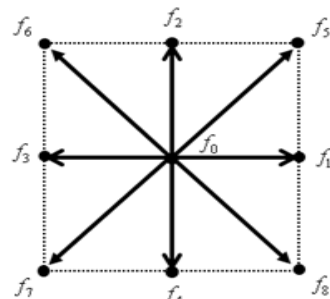


Fig. 2 The D2Q9 lattice model.

거시적인 유동 변수는 입자 분포 함수를 이용하여 구할 수 있으며, 식(7)과 같은 관계를 가지고 있다. 이러한 관계는 미시적인 스케일에서 정의되는 D2Q9 모델의 입자 분포 함수와 거시적인 유동 변수의 관계를 나타내는 구속 조건(constraints)으로 작용한다.

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

2.2 Two-phase model

유동을 해석하기 위해서 Gunstensen⁽¹⁵⁾ 제안하고, Wu et al.⁽¹⁶⁾이 발전시킨 모델을 사용하였다. 2상 유동을 표현하기 위해서는 물질의 밀도나 속도에 영향을 주는 여러 가지 변수를 고려하여야 한다. 이러한 여러 가지 변수 중에서 물질 자체 혹은 인접한 다른 유체와의 인력이나 반발력만을 고려할 경우, 그 영향을 속도에 포함시켜야 한다. 이를 위하여 식(7)에서 정의한 속도에 interfacial tension 영향을 나타내는 추가적인 힘을 고려한 ‘평형 속도’ \mathbf{u}^{eq} 를 다음과 같이 정의한다.

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

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

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

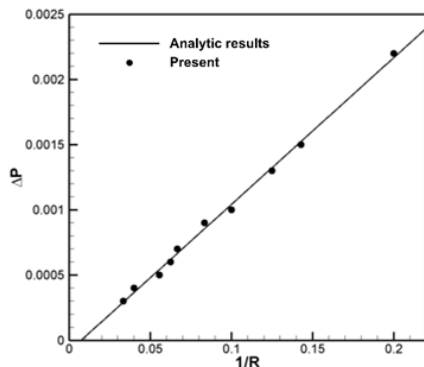


Fig. 3 Capillary pressure difference as a function of the curvatures of droplets.

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

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

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

여기서 ρ_r 과 ρ_b 는 각 유체의 밀도를 의미하고, $\hat{\mathbf{n}}$ 은 표면에서의 수직 벡터를 나타낸다.

2.3 수치해석 기법 검증

2.3.1 Young-Laplace equation

영-라플라스 방정식은 정지된 두 유체 사이의 상 경계면에서 표면장력(surface tension) 혹은 벽장력(wall tension)에 의해 발생하는 현상을 액적 표면 내·외부의 압력차와 액적 반경의 관계로 표현한 것이다. 영-라플라스 방정식에 따르면 평면(flat surface)인 경우를 제외하고, 액적 표면의 내부 압력은 외부 압력보다 항상 크다. 항상 양인 액적 표면의 내·외부 압력차는 액적의 체적을 늘리려는 힘이고, 표면장력은 액적의 표면적(surface area)을 줄이려는 힘이다. 이 두 힘이 같아지면 액적은 평형상태에 도달한다. 이러한 영-라플라스 방정식은 다음과 같이 나타내어진다.

$$\Delta P = \frac{2\Upsilon}{R} \quad (12)$$

여기서 ΔP , Υ , R 은 각각 액적 표면의 내부와 외부의 압력차, 표면장력, 액적의 반경을 나타낸다. Fig. 3은 액적 반경 변화에 따른 액적 표면의 내부와 외부의 압력차를 보여주고 있다. 식(12)와 Fig. 3에서 알 수 있는 것처럼 액적의 반경이 작아지면 액적 표면의 내부와 외부의 압력차는 커지고, 반대로 액적의 반경이 커지면 액적 표면의 내부와 외부의 압력차는 작아진다.

2.3.2 Couette flow

경계가 운동하는 경우에 대한 코드의 검증을 위하여 두 평행한 평판 사이에서 하나의 평판은 고정되어 있고, 다른 평판이 일정한 속도(U)로 움직이는 Couette 유동을 해석하였다. 이러한 Couette 유

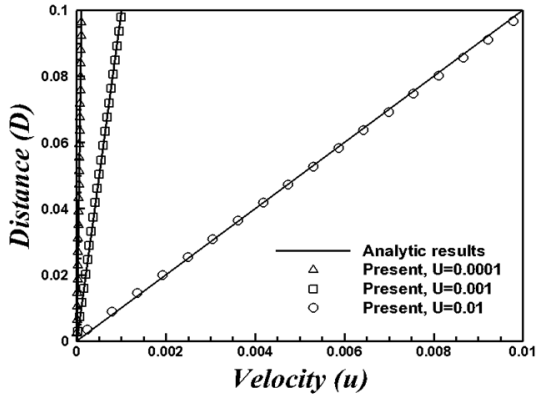


Fig. 4 Comparison of velocity distribution between parallel flat plates obtained from the present numerical solution with the analytic results.

동의 속도 분포에 대한 엄밀해는 식(13)과 같이 표현된다.

$$u(y) = U \frac{y}{D} \tag{13}$$

여기서, u , U , D 는 각각 두 평판 사이의 속도분포, 윗 평판의 이동속도, 두 평판 사이의 거리를 나타낸다.

Fig. 4는 윗 평판의 속도(U)가 0.01, 0.001, 0.0001 일 때, 식(13)을 사용하여 계산한 엄밀해와 본 연구의 수치해석으로부터 구한 속도분포에 대한 비교 결과를 보여주고 있다. 본 연구에서 개발된 컴퓨터 코드를 사용하여 구한 수치해석 결과는 엄밀해와 아주 잘 일치하고 있다.

3.1 정지된 팁

3.1.1 접촉각의 영향

Fig. 5는 팁이 정지하고 있을 때, Fig. 1에 보여준 바닥면의 접촉각(θ_1)과 팁의 접촉각(θ_2) 변화에 따라 평평한 바닥과 원형 팁 사이에 형성되는 물 메니스커스의 형상을 분류한 것이다. 물 메니스커스 형상은 고체표면과의 접촉각 및 액상과 기상의 경계면 형상에 따라 Fig. 5에 나타난 것처럼 7가지 형태로 분류할 수 있다.

Fig. 6은 팁이 정지하고 있을 때, Fig. 5에서 정의한 7가지 분류를 사용하여 바닥면의 접촉각(θ_1)과 팁의 접촉각(θ_2) 변화에 따라 형성되는 물 메니스

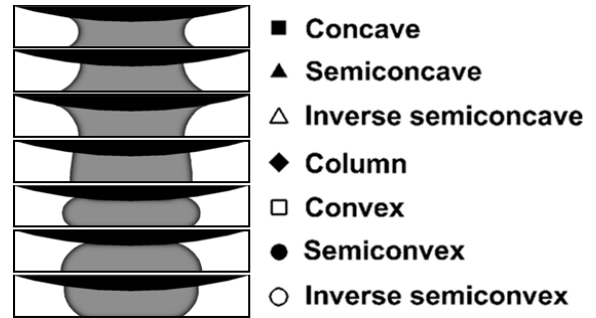


Fig. 5 Classification of the water meniscus shapes for different contact angles.

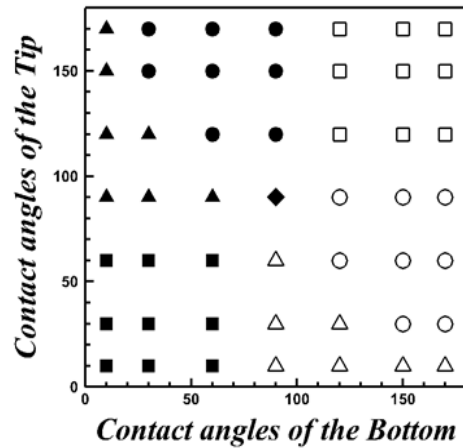
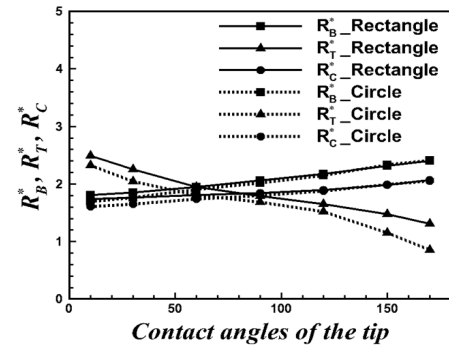


Fig. 6 A map to classify the water meniscus shapes for different contact angles of the bottom wall and tip.

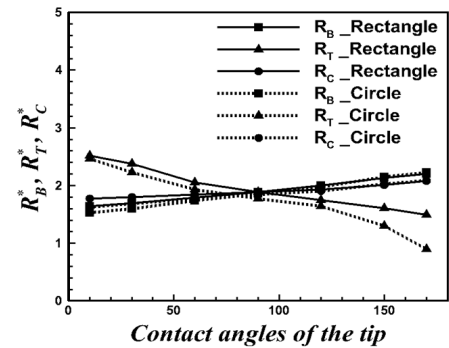
커스의 형상을 구분하는 지도를 보여주고 있다. 바닥면의 접촉각(θ_1)과 팁의 접촉각(θ_2)이 작은 경우에는 오목한 형상(concave)의 물 메니스커스가 형성되어지고, 바닥면의 접촉각(θ_1)과 팁의 접촉각(θ_2)이 큰 경우에는 볼록한 형상(convex)의 물 메니스커스가 형성된다.

3.1.2 형상의 영향

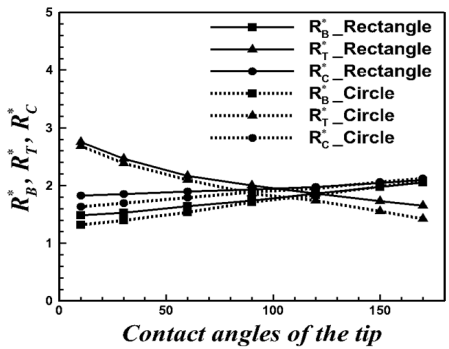
Fig. 7은 팁이 움직이지 않을 때, 팁의 형상 변화에 따라 바닥면과 팁 사이에 형성되는 물 메니스커스의 형상을 무차원 길이 R_B^* , R_T^* , R_C^* 로 나타내었다. 여기서 $R_B^* = R_B/D$, $R_T^* = R_T/D$, $R_C^* = R_C/D$ 이다. R_B , R_T 및 R_C 에 대한 정의는 Fig. 8에 나타내었다. 팁의 접촉각(θ_2)이 90° 보다 작을 때, R_B^* , R_C^* 는 사각형 형상의 팁일 때가 원형 형상의 팁일 때 보다 크다. 팁의 접촉각(θ_2)이 90° 보다 커지면



(a) $\theta_1 = 60^\circ$



(b) $\theta_1 = 90^\circ$



(c) $\theta_1 = 120^\circ$

Fig. 7 Dimensionless length of R_B^* , R_T^* , R_C^* of rectangular and circular tips for different contact angles of rectangular and circular tips when (a) $\theta_1 = 60^\circ$, $\theta_1 = 90^\circ$ and $\theta_1 = 120^\circ$.

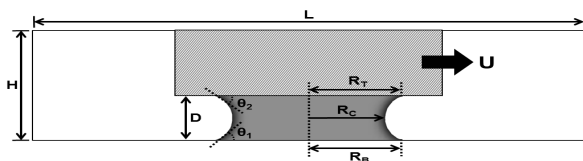


Fig. 8 Schematic diagram of simulation geometry for a moving tip.

팁 표면과 물 메니스커스 간의 접촉 길이가 짧아지게 되어 사각형 및 원형 형상에 따른 R_B^* , R_C^* 의 차이는 줄어든다.

바닥면의 접촉각(θ_1)이 일정할 때, 팁의 접촉각(θ_2)이 증가함에 따라 바닥면과 물 메니스커스 사이의 표면에너지가 팁과 물 메니스커스 사이의 표면에너지에 비해 커진다. 따라서 물 메니스커스와 바닥면과의 접촉 길이가 증가하여 R_B^* , R_C^* 가 커지는 경향을 보인다.

물 메니스커스가 팁과 접촉하는 무차원 길이 R_T^* 는 사각형 형상의 팁이 원형 형상의 팁보다 크다. 팁의 접촉각(θ_2)이 증가함에 따라 R_T^* 는 감소하고, 사각형 및 원형 팁 사이의 R_T^* 차이는 증가한다.

3.2 운동하는 팁

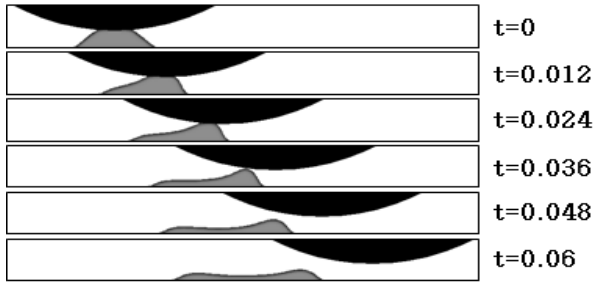
3.2.1 접촉각의 영향

Fig. 8에 나타낸 바와 같이 팁이 일정한 속도(U)를 가지고 우측으로 움직일 때, 접촉각 변화에 따른 물 메니스커스의 동적 거동을 Fig. 9에 나타내었다. 여기서 t 의 단위는 초(sec)이다.

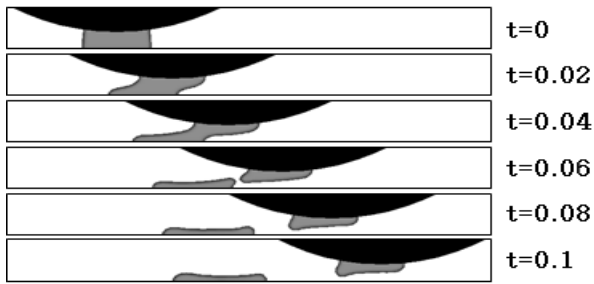
바닥면의 접촉각(θ_1)과 팁의 접촉각(θ_2)을 달리 할 때, 물 메니스커스 거동 특성은 Fig. 9(a), Fig. 9(b), Fig. 9(c)에 보여준 것처럼 크게 3가지로 분류할 수 있다.

Fig. 9(a)는 바닥면의 접촉각(θ_1)이 30° 이고, 팁의 접촉각(θ_2)이 150° 일 때, 물 메니스커스의 거동이다. 팁이 움직이는 순간 물 메니스커스는 팁의 운동과 함께 친수성을 띄는 바닥면에 도포되며 횡으로 늘어나기 시작한다. 액적이 바닥면에 도포됨에 따라 물 메니스커스와 원형 팁과의 접촉 길이는 점차 감소하며, 물 메니스커스는 $t = 0.06$ 에서 팁과 완전히 떨어져 바닥면에 붙는다.

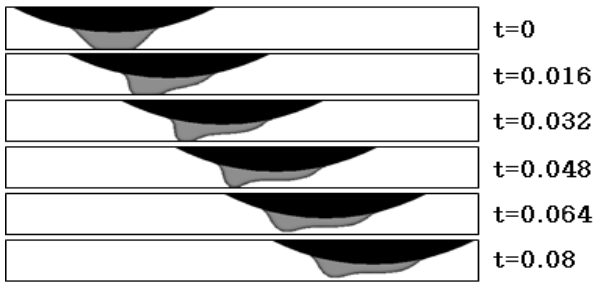
Fig. 9(b)는 바닥면의 접촉각(θ_1)과 팁의 접촉각(θ_2)이 모두 90° 인 경우이다. 초기에 물 메니스커스는 Fig. 9(a)보여준 $\theta_1 = 30^\circ$, $\theta_2 = 150^\circ$ 인 경우와 마찬가지로 원형 팁의 운동에 따라 횡으로 늘어난다. 하지만 Fig. 9(b)에 보여준 $\theta_1 = \theta_2 = 90^\circ$ 인 경우 $\theta_1 = 30^\circ$, $\theta_2 = 150^\circ$ 인 경우와 달리 바닥면 및 팁과 물 메니스커스 사이의 표면 에너지를 차이가 매우 작기 때문에 팁 또는 바닥면 어느 한쪽으로 붙지 않고 Fig. 9(b)에 보여준 것처럼 분리된다.



(a) $\theta_1 = 30^\circ, \theta_2 = 150^\circ$



(b) $\theta_1 = 90^\circ, \theta_2 = 90^\circ$



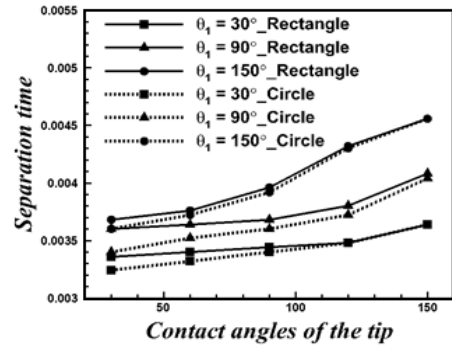
(c) $\theta_1 = 150^\circ, \theta_2 = 30^\circ$

Fig. 9 Dynamic behavior of the water meniscus for different contact angles of the bottom wall and circular tip when $U = 0.001$.

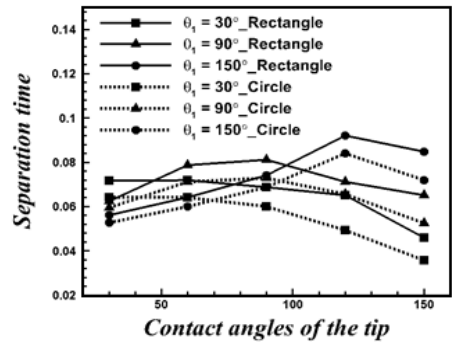
Fig. 9(c)는 바닥면의 접촉각(θ_1)이 150° 이고, 팁의 접촉각(θ_2)이 30° 인 경우 물 메니스커스의 동적 거동을 보여주고 있다. 원형 팁의 운동에 따라 물 메니스커스는 바닥면에서 떨어져 상대적으로 친수성을 띠는 팁 표면으로 이동하여 팁 표면에 도포된다.

3.2.2 형상의 영향

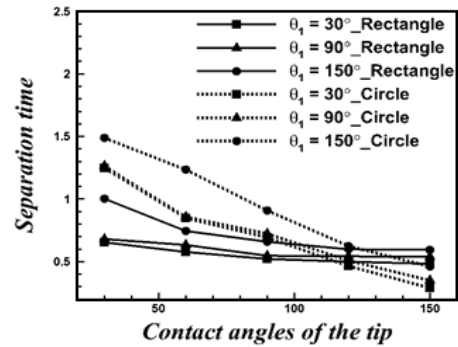
Fig. 10(a)는 $U = 0.01$ 일 때, 바닥면 접촉각(θ_1)과 팁의 접촉각(θ_2)이 변함에 따라 물 메니스커스가 분리되는 시간을 보여주고 있다. 바닥면의 접촉각(θ_1)이 커질수록 팁의 접촉각(θ_2) 변화와는 관계 없이 물 메니스커스가 분리되기까지 오랜 시간이



(a) $U = 0.01$



(b) $U = 0.001$



(c) $U = 0.0001$

Fig. 10 Separation time of the water meniscus for different contact angles of the bottom wall and tip when $U =$ (a) 0.01, (b) 0.001 and (c) 0.0001.

소요된다. 바닥면의 접촉각(θ_1)이 작은 경우 사각형 형상의 팁이 원형 형상의 팁보다 물 메니스커스가 분리되는 시간이 늦은 경향을 보이나, 팁의 접촉각이 커짐에 따라 팁의 형상에 따른 분리 시간의 차이는 줄어든다.

Fig. 10(b)는 $U = 0.001$ 인 경우이다. $U = 0.01$ 의 경우와 같이 바닥면의 접촉각(θ_1)과 팁의 접촉각(θ_2) 변화에 따른 사각형 형상의 팁과 원형 형상의

팁의 물 메니스커스 분리 시간 변화의 경향은 서로 비슷하다. 팁의 속도가 $U=0.001$ 의 경우 $U=0.01$ 에 비해서 분리 시간이 전체적으로 증가하게 되며, 사각형 형상의 팁과 원형 형상의 팁 사이의 분리 시간 차이도 증가한다. 그리고 바닥면과 팁의 접촉 각 차이가 작을수록 팁 및 바닥면과 물 사이의 표면 에너지 차이가 감소하여 물 메니스커스가 분리 되는데 걸리는 시간이 증가한다.

Fig. 10(c)는 $U=0.0001$ 인 경우를 나타낸다. 팁의 접촉각(θ_2)이 증가하면, $U=0.01$ 인 경우와 반대로 물 메니스커스가 분리되는 시간은 짧아진다. 팁의 접촉각(θ_2)이 120° 보다 작은 경우 사각형 형상의 팁이 빨리 분리되고, 120° 보다 큰 경우는 원형 형상의 팁이 빨리 분리된다.

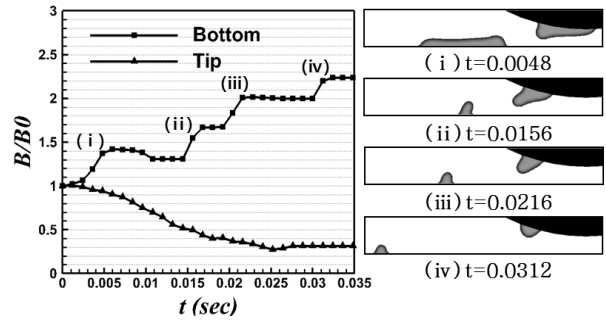
3.2.3 팁 속도의 영향

Fig. 11은 팁이 우측으로 움직이기 전 물 메니스커스와 표면의 초기 접촉 길이(B_o)와 팁의 운동에 따라 변화하는 접촉 길이(B)의 비(B/B_o)의 시간에 따른 변화를 보여주고 있다. 이때 바닥면의 접촉각(θ_1)과 팁의 접촉각(θ_2)은 각각 60° 이다.

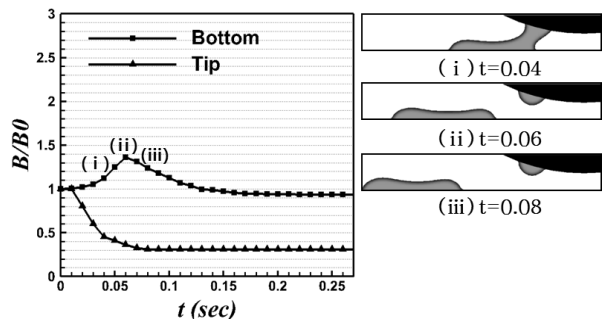
Fig. 11(a)는 $U=0.01$ 일 때 시간 변화에 따른 접촉 길이 비(B/B_o)의 변화와 각각의 시간에서 물 메니스커스가 분리되는 순간을 보여주고 있다. 시간에 따라 물 메니스커스가 팁으로부터 여러 단계에 걸쳐서 분리되기 때문에 바닥면의 접촉 길이 비(B/B_o)는 순차적으로 증가한다. 이때 분리되는 물 메니스커스의 거동은 Fig. 9(a)의 오른쪽에 위치한 (i)부터 (iv)의 그림에 잘 나타나 있다.

Fig. 11(b)는 $U=0.001$ 일 때 시간 변화에 따른 접촉 길이 비(B/B_o)의 변화 및 물 메니스커스가 분리되는 순간의 그림을 보여주고 있다. 바닥면과 접촉 길이의 비(B/B_o)는 $t=0.06$ 일 때까지 증가한다. 그러나 $t=0.06$ 이후 물 메니스커스가 분리되고 나면 바닥면의 접촉각(θ_1)에 해당하는 액적 형상을 형성하게 되고 (B/B_o)는 줄어들게 된다. 팁의 접촉 길이 비(B/B_o)는 시간이 지남에 따라 감소하다가 팁에 남아있는 물 액적에 의해 $t=0.08$ 이후부터 일정한 길이 비를 유지하게 된다.

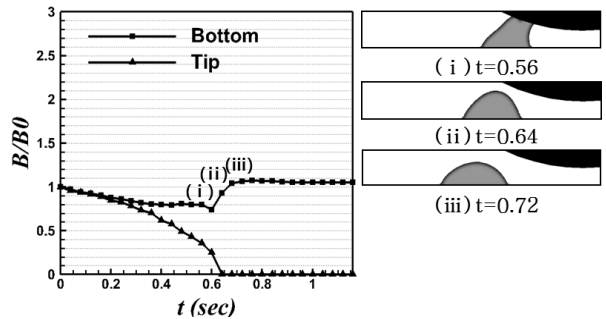
$U=0.0001$ 일 때 물 메니스커스는 서서히 운동하는 팁을 따라 늘어나다가 $t=0.64$ 일 때 팁에서 분리되어 바닥면에서 액적을 형성한다. 이에 따라 바닥면의 접촉 길이(B/B_o)는 감소하다가 순간적으로



(a) $U=0.01$



(b) $U=0.001$



(c) $U=0.0001$

Fig. 11 Evolution of the dimensionless wet length at the bottom and tip sides when $\theta_1 = 60^\circ$ and $\theta_2 = 60^\circ$.

증가하며, 팁의 접촉 길이 (B/B_o)는 0이 된다.

4. 결 론

본 연구에서는 다양한 접촉각을 가지는 평평한 바닥면과 사각형 및 원형의 팁 사이에 존재하는 물 메니스커스의 형상 특성과 팁의 운동에 따른 물 메니스커스의 동적 거동 현상을 분석하였다. 본 연구에서 고려된 팁의 형상, 팁의 속도(U), 바닥면의 접촉각(θ_1)과 팁의 접촉각(θ_2) 변화에 대한 물 메니스커스의 동적 거동 특성은 다음과 같이 요약된다.

(1) 팁이 정지하고 있을 때, 바닥면의 접촉각과 팁의 접촉각 변화에 따라 물 메니스커스는 다양한 형상을 가지며, 본 논문에서는 상경계면의 형상에 따라 7가지 형태로 분류하였다.

(2) 팁이 정지하고 있을 때, 팁의 형상 변화에 따라 평평한 바닥과 팁 사이에 형성되는 물 메니스커스의 특성은 바닥면의 접촉각이 일정한 경우, 팁의 접촉각이 90° 이하일 때 R_B^* , R_C^* 는 사각형 형상이 원형 형상보다 크다. 그러나 팁의 접촉각이 90° 이상일 경우, 팁 형상 차이에 따른 R_B^* , R_C^* 차이는 줄어든다. R_T^* 는 모든 팁의 접촉각(θ_2)에서 사각형 형상의 팁이 원형 형상의 팁보다 크고, 팁의 접촉각(θ_2)이 증가함에 차이는 더 커진다.

(3) 팁이 일정한 속도를 가지고 움직일 때, 바닥면 접촉각과 팁의 접촉각의 차이가 큰 경우, 즉 바닥면 및 팁과 물 메니스커스 사이의 표면 에너지 차이가 클 때, 물 메니스커스는 팁 또는 바닥면으로 붙는다. 반대로 바닥면 및 팁과 물 메니스커스의 표면 에너지 차이가 작을 때에는 물 메니스커스가 두 부분으로 분리된다.

(4) 바닥면과 팁의 여러 접촉각 조건에서, 팁 형상 변화에 따른 물 메니스커스의 분리 시간은 팁의 속도가 0.01과 0.001일 때 서로 비슷한 경향을 나타낸다. 하지만, 팁의 접촉각이 120° 보다 작은 경우 사각형 형상의 팁이 빨리 분리되고, 120° 보다 큰 경우는 원형 형상의 팁이 빨리 분리되는 특성을 나타낸다.

(5) 팁의 여러 속도 조건에서, 시간 변화에 따른 접촉 길이 비(B/B_0)는 $U=0.01$ 인 경우 여러 단계에 걸쳐서 순차적으로 증가하고, $U=0.001$ 일 때 접촉 길이 비는 증가하고, 물 메니스커스가 분리되고 난 후에 감소하다가 일정한 길이 비를 유지한다. $U=0.0001$ 에서는 접촉 길이 비가 감소하다가 물 메니스커스가 팁에서 분리되는 순간 증가한 후 일정한 길이 비를 유지하는 특성을 가진다.

후 기

이 논문은 2009년도 정부(교육과학기술부)의 재원으로 한국학술진흥재단의 지원을 받아 수행된 연구임(No.20110027445).

이 논문은 2011년도 정부(교육과학기술부)의 재원으로 한국연구재단의 지원을 받아 수행된 해외우수

연구기관유치사업 연구임(No.K20703001798-11E0100-00310).

참고문헌

1. Trevino, C., Forro-Fontan, C., and Mendez, F., 1998, Asymptotic analysis of axisymmetric drop spreading, *Phys. Rev. E*, Vol. 58, pp. 4478-4484.
2. Yang, J. and Koplik, J., 1991, Molecular dynamics of drop spreading on a solid surface, *Phys. Rev.*, Vol. 67, pp. 3539-3542.
3. Gu, Y. and Li, D., 1998, A model for a liquid drop spreading on a solid surface, *Colloids Surfaces A : Physicochem, Eng. Aspects*, Vol. 142, pp. 243-256.
4. Bayer, I. S. and Megaridis, C. M., 2006, Contact angle dynamics in droplets impacting on flat surfaces with different wetting characteristics, *J. Fluid Mech.*, Vol. 558, pp. 415-449.
5. Cossali, G. E., Coghe, A., and Marengo, M., 1997, The impact of a single drop on a wetted solid surface, *Exp. Fluids*, Vol. 22, pp. 463-472.
6. Mao, T., Kuhn, D. C. S., and Tran, H., 1997, Spread and rebound of liquid droplet upon impact on flat surfaces, *AIChE. J.*, Vol. 43, pp. 2169-2179.
7. Sikalo, S., Marengo, M., Tropea, C., and Ganic, E. N., 2002, Analysis of impact of droplets on horizontal surfaces, *Exp. Therm. Fluid Sci.*, Vol. 25, pp. 503-510.
8. Zhang, X. and Basaran, O. A., 1997, Dynamic surface tension effects in impact of a drop with solid surface, *J. Colloid Interf. Sci.*, Vol. 187, pp. 166-178.
9. Fujimoto, H., Ogino, T., Takuda, H., and Hattata, N., 2001, Collision of a droplet with a hemispherical static droplet on a solid, *Int. J. Multiphase Flow*, Vol. 27, pp. 1127-1245.
10. Manservigi, S. and Scardovelli, R., 2009, A variational approach to the contact angle dynamics of spreading droplets, *Computers and Fluids*, Vol. 38, pp. 406-424.
11. Tanaka, Y., Washio, Y., Yoshino, M., and Hirata, T., 2011, Numerical simulation of dy-

- dynamic behavior of droplet on solid surface by the two-phase lattice Boltzmann method, *Computers and Fluids*, Vol. 40, pp. 68-78.
12. Lunkad, S. F., Buwa, V. V., and Nigam, K. D. P., 2007, Numerical simulations of drop impact and spreading on horizontal and inclined surfaces, *Chem. Eng. Sci.*, Vol. 62, pp. 7214-7224.
 13. Sikalo, S., Tropea, C., and Ganic, E. N., 2005, Dynamic wetting angle of a spreading droplet, *Exp. Therm. Fluid Sci.*, Vol. 29, pp. 795-802.
 14. Bhatnagar, P. L., Gross, E. P., and Krook, M., 1954, A model for collision processes in gases. I. Small amplitude processes in charged and neutral one-component systems, *Phys. Rev.*, Vol. 94, pp. 511-525.
 15. Gunstensen, A. K., Rothmman, D. H., and Zaleski, S., 1991, Lattice Boltzmann model of immiscible fluids, *Phys. Rev. A*, Vol. 43, pp. 4320-4327.
 16. Wu, L., 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.