

미세입자분산 액적의 고체면에서 충돌과 퍼짐현상에 관한 직접수치해석 기법개발

정 현 준,¹ 황 옥 렬,^{*2} 김 종 업³

DEVELOPMENT OF A NUMERICAL TECHNIQUE FOR IMPACT AND SPREADING OF A DROPLET CONTAINING PARTICLES ON THE SOLID SUBSTRATE

Hyun Jun Jeong,¹ Wook Ryol Hwang,^{*2} and Chongyoun Kim³

We present a numerical simulation technique and some preliminary results of the impact and spreading of a droplet containing particles on the solid substrate in 2D. We used the 2nd-order Adams-Bashforth / Crank-Nicholson method to solve the Navier-Stokes equation and employed the level-set method with the continuous surface stress for description of droplet spreading with interfacial tension. The impact velocity has been generated by the instantaneous gravity. The distributed Lagrangian-multipliers method has been combined for the implicit treatment of rigid particles and the discontinuous Galerkin method has been used for the stabilization of the interface advection equation. We investigated the droplet spreading by the inertial force and discussed effects of the presence of particles on the spreading behavior using an example problem. We observed reduced oscillation and spread for the particulate droplet.

Key Words : Inkjet printing, Droplet impact, Particulate flow, Navier-Stokes equation, Level-set method

1. 서 론

본 연구는 관성력을 가진 미세입자 분산 액적의 고체면 위에서의 충돌 후 퍼짐현상을 해석하기 위한 수치기법의 개발을 목표로 한다. 액적의 고체면 위에서의 충돌과 퍼짐은 잉크젯 프린팅, 스프레이 코팅, DNA 마이크로어레이 등 최신기술 공정에서 이해해야 할 중요한 현상이다. 특히, 기존의 복잡한 리소그래피(lithography) 공정을 대체하는 목적으로 각광받는 잉크젯 기술을 이용한 미세패턴형성(micro patterning) 공정에서는 미세입자를 포함한 액적을 사용하게 되어 입자가 분산된 액적의 고체면 충돌 및 퍼짐현상이 중요한 문제가 된다 [1-3]. 이 경우 잉크젯 노즐을 통해 토출된 미세한 입자가 분

산된 잉크가 액적을 형성하고 고체면과 충돌하고, 고체면 위에서 퍼지는 복합적인 현상이 이루어진다. 고체면 위에서의 액적의 충돌에 관한 연구는 Gunjal 등[4]이 VOF (Volume of fluid)법을 이용한 수치모사와 실험을 통한 결과를 비교한 연구가 있다. Pasandideh-Fard 등[5]은 3차원의 모델을 이용하여 용해된 순수 액적의 차가운 고체면에서의 충돌과 응고에 대한 수치해석을 하였다. Fukai 등[6]은 라그랑지안 기법을 이용하여 액적퍼짐에 대해 연구하였다. Khatavkar 등[7-9]은 DIM(Diffuse Interface Method)를 이용하여 액적의 충돌과 퍼짐을 해석하였다. 입자가 포함된 액적의 경우, 특히 입자의 크기가 수 마이크로에서 수백 마이크로이어서 수력학적 상호작용이 지배하는 경우, Nicholas[3]의 실험을 통한 관찰결과와 입자계의 점도증가를 이용한 간단한 모델링에 대한 연구를 제외하면 수치해석적인 연구가 전무한 실정이다. 순수한 액적과 달리 입자가 포함된 유체인 현탁액(particle suspension)은 잘 알려진 바와 같이 입자분율(ϕ)이 증가함에 따라 점도가 증가할 뿐 아니라, 입자와 유체 또는 입자와 입자사이의 상호작용(hydrodynamic interaction)에 의해 매우 복잡한 유변학적

접수일: 2008년 2월 5일, 심사완료일: 2008년 7월 14일.

1 경상대학교 기계항공공학부 대학원

2 경상대학교 기계항공공학부, 항공기부품기술연구소

3 고려대학교 화공생명공학과

* Corresponding author, E-mail: wrhwang@snu.ac.kr

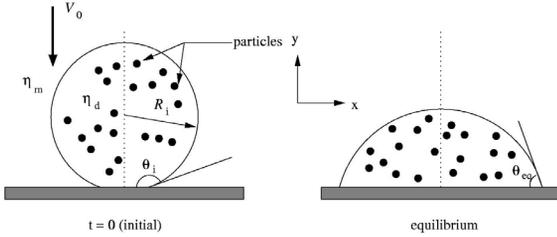


Fig. 1 A schematic description of the 2D drop impact and spreading on the solid surface with particles inside.

거동을 보이며, 결과적으로 액적의 충돌과 퍼짐에 많은 영향을 미치게 된다. 이 연구에서는 기존에 개발한 입자를 포함하는 액적의 모세관 힘에 의한 퍼짐연구[10]에 사용된 수치해석 기법을 확장하여, 관성력이 존재하는 미세입자분산 액적의 고체면 충돌과 퍼짐을 해석할 수 있는 수치해석기법 개발을 보고한다. 입자와 유체의 상호작용을 직접수치해석기법을 이용하여 처리하므로, 계산시간과 메모리의 한계에 의해 2차원 유동을 다루지만, 기본적으로 본 연구에 사용된 모델링 및 수치기법은 3차원 유동장에도 직접 적용이 가능하다.

2. 모델링

본 연구에서는 브라운 운동을 무시할 수 있는 입자(non-Brownian particle)를 포함한 2차원 원형 뉴턴유체의 액적이 0이 아닌 초기속도로 고체면에 충돌하여 이후 퍼지는 Fig. 1의 현상을 다룬다.

기저유체와 액적에 대한 공통적으로 정의되는 지배방정식은 아래와 같다.

$$\rho^* \left(\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} \right) = \nabla \cdot \boldsymbol{\sigma} + \rho^* \mathbf{g}, \quad (1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0, \quad (2)$$

$$\boldsymbol{\sigma} = -p\mathbf{I} + 2\eta^* \mathbf{D}. \quad (3)$$

식 (1-3)은 각각 운동량 보존식, 체적보존식과 구성방정식이며, 별표(*)로 표시된 밀도 ρ^* 와 점도 η^* 는 기저유체(일반적으로 공기)에서는 기저유체의 밀도와 점도를 나타내며, 액적유체에서의 밀도와 점도를 각각 나타낸다. 본 연구에서는 액적의 경계를 추적하기 위해 등고선법(level-set method)를 이용하므로, 다음과 같이 부드러운(smearred-out) 단위계단함수 H_ϵ 를 도입하여 밀도와 점도를 정의하는 것이 적절하다.

$$\rho^*(\Phi) = \rho_d + (\rho_m - \rho_d)H_\epsilon(\Phi), \quad (4)$$

$$\eta^*(\Phi) = \eta_d + (\eta_m - \eta_d)H_\epsilon(\Phi). \quad (5)$$

여기서 Φ 는 등고선(level-set) 함수로 액적내에서는 음수의 값을 갖고 기저유체에서는 양의 값을 가지며, 경계에서는 0의 값을 갖도록 정의하였으며, 부드러운 단위계단함수(H_ϵ)는 다음의 형태를 취하였다. ϵ 은 한 요소크기의 1.5배로 취하였다.

$$H_\epsilon(\Phi) = \begin{cases} 0, & \Phi < -\epsilon \\ \frac{1}{2} + \frac{\Phi}{2\epsilon} + \frac{1}{2\pi} \sin\left(\frac{\pi\Phi}{\epsilon}\right), & -\epsilon \leq \Phi \leq \epsilon \\ 1, & \Phi > \epsilon. \end{cases}$$

본 연구에서는 실질적으로 식 (1)의 중력 \mathbf{g} 의 효과를 무시하였다. 그러나, 등고선법과 같이 오일러인(Eulerian) 격자계에서 전 계산영역에서 체적보존을 만족하며 액적의 초기 충돌속도를 적용하기 위하여 초기에 고정된 액적을 순간적으로 큰값의 중력가속도를 적용하여 가속시켰다. 이때 사용된 가속도를 일반적인 중력가속도와 구별하기 위해 $\tilde{\mathbf{g}}$ 를 사용하여 표기하였다[7,9]. 액적과 기저유체의 경계에서는 국부적인 곡률 κ 에 의해 액적과 기저유체간의 응력의 차이를 보이게 된다. 표면장력계수 ζ 가 상수인 경우 응력벡터(traction)의 차이는 경계에서 수직방향벡터 \mathbf{n} 으로 다음과 같이 표현된다.

$$\mathbf{n} \cdot (\boldsymbol{\sigma}_m - \boldsymbol{\sigma}_d) = \zeta \kappa \mathbf{n}. \quad (6)$$

식 (1-3)으로 주어진 Navier-Stokes 식에는 액적의 레이놀즈 수 Re_d 와 입자의 레이놀즈 수 Re_p 를 정의할 수 있다.

$$Re_d = \frac{\rho_d V_d L_d}{\eta_d}, \quad Re_p = \frac{\rho_d V_p L_p}{\eta_d}$$

이때 V 는 충돌 속도이며 액적과 입자의 구분은 하첨자 d 와 p 로 나누어진다. L 은 하첨자 d 와 p 에 따라 각각 액적지름과 입자 지름이다. 일반적으로 잉크젯 프린팅에서는 Re_d 가 10 이하의 값을 가지며, 입자의 크기가 액적의 크기보다 훨씬 작기 때문에($D_d \gg D_p$), 본 연구에서는 액적에 분산된 입자의 운동에서 관성효과를 제외하였다($Re_p \ll 1$). 즉, 입자표면에서 입자에 작용하는 액적유체의 응력은 항력(drag force)과 토크(torque)가 0이 되도록 평형을 만족해야 한다[11].

$$\int_{\partial P} \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{n} ds = 0, \quad (7)$$

$$\int_{\partial P_i} (\mathbf{x} - \mathbf{X}_i) \times (\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{n}) ds = 0. \quad (8)$$

액적의 경계를 추적하기 위해 본 연구에서는 등고선함수 Φ 의 기울기가 거리함수(distance function)의 성질을 만족하도록 $|\nabla \Phi| = 1$ 로 정의하며, Φ 의 값은 주어진 속도장을 따라 변화하며 다음의 식으로 결정된다.

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \Phi = 0, \quad \Phi|_{t=0} = \Phi_0. \quad (9)$$

식 (9)의 계산을 수행하다보면, 등고선함수가 거리함수의 성질을 만족하지 않게 되며 이 경우 등고선함수를 재초기화할 필요가 있다. 본 연구에서는 직접적인 거리재기(direct redistancing)를 통해 거리함수의 특성을 복구한다[12].

두 개의 상에 대해 각각 정의된 지배방정식(식 (1-3))과 경계면에서의 표면장력에 대한 식 (6)을 등고선법과 적절히 결합하기 위해 다음과 같이 델타(delta)함수를 이용하여 액적의 경계부근만 존재하는 표면응력텐서 τ_s 를 도입하였다[12-14].

$$\tau_s = \zeta(\mathbf{I} - \mathbf{n}\mathbf{n})\delta(\Phi). \quad (10)$$

전체 계산영역에 적용되는 구성방정식 식 (3)의 응력텐서 $\boldsymbol{\sigma}$ 를 표면응력텐서를 고려한 응력텐서 $\boldsymbol{\sigma}^*$ 로 치환하여 운동량 보존식(식 (1))에 적용하면, 평형방정식은 표면장력의 효과를 포함하게 된다.

$$\boldsymbol{\sigma}^* = -p\mathbf{I} + 2\eta^*D + \tau_s \quad (11)$$

액적의 퍼짐과정에서 고체면과의 접촉각 처리를 위하여, 고체면에서 액적의 경계에 존재하는 절점에서는 식 (10)의 표면응력텐서에 적용되는 수직벡터 \mathbf{n} 을 평형상태의 수직벡터 \mathbf{n}_{eq} 로 바꾸어 적용하는 Bellet[15]의 기법을 사용하였다[12]. 이렇게 정의된 표면응력텐서는 액적이 평형접촉점을 이루는 방향으로 퍼지도록 가상의 힘을 생성한다[15].

식 (7,8)을 만족하는 입자의 운동을 오일러리안 관점에서 유동해석과 결합시키기 위해 단단한 반지법(rigid-ring description)을 사용하였다[16-18]. 이는 유체를 포함한 단단한 껍질(경계: 반지)로써 입자를 표현하는 기법으로 본 문제와 같이 입자의 관성을 무시($Re_p \approx 0$)할 수 있는 경우 적용이 가능하다. 이 경우 껍질 내의 유체의 속도는 입자의 강체운동을 따르게 된다.

$$\mathbf{u} = \mathbf{U}_i + \omega_i \times (\mathbf{x} - \mathbf{X}_i), \quad \text{for } \mathbf{x} \in P_i. \quad (12)$$

식 (12)에서 \mathbf{U}_i 와 ω_i 는 각각 i 번째 입자의 병진속도 및 회전각속도를 나타낸다.

3. 수치해석법

속도와 압력을 변수로 하는 일반적인 Galerkin법을 이용하여 Navier-Stokes식의 약형(weak form)을 도입하고, 단단한 반지법(Constraint)을 제한조건(constraint)로 처리하기 위해 라그랑주승수(Lagrangian multiplier) λ^p 를 도입하고, 등고선함수의 지배방정식은 불연속 Galerkin(discontinuous Galerkin: DG)법으로 처리하면, 다음과 같이 약형을 정의할 수 있다. 주어진 과거의 해($\mathbf{u}, p, \mathbf{U}_i, \omega_i, \lambda_i^p, \Phi$)ⁿ를 이용하여, 임의의 가중함수 집합($\mathbf{v}, q, \mathbf{V}_i, \chi_i, \mu_i^p, \Psi$)에 대해 다음의 약형을 만족시키는 해($\mathbf{u}, p, \mathbf{U}_i, \omega_i, \lambda_i^p, \Phi$)ⁿ⁺¹를 구한다.

$$\begin{aligned} & - \int_{\Omega} p^{n+1} (\nabla \cdot \mathbf{v}) d\Omega \\ & + \frac{1}{2} \int_{\Omega} 2\eta^* D[\mathbf{u}^{n+1}] : D[\mathbf{v}] d\Omega \\ & + \frac{1}{\Delta t} \int_{\Omega} \rho^* (\mathbf{u}^{n+1} \cdot \mathbf{v}) d\Omega \\ & + \sum_{i=1}^N \int_{\partial P_i} \lambda_i^{n+1} [\mathbf{v} \cdot \{ \mathbf{V}_i + \chi_i \times (\mathbf{x} - \mathbf{X}_i) \}] ds \end{aligned} \quad (13)$$

$$\begin{aligned} & = \int_{\Gamma_i} t_{\Gamma} \cdot \mathbf{v} d\Gamma \\ & - \int_{\Omega} \rho^* \left(\frac{3}{2} \mathbf{u}^n \cdot \nabla \mathbf{u}^n - \frac{1}{2} \mathbf{u}^{n-1} \cdot \nabla \mathbf{u}^{n-1} \right) \cdot \mathbf{v} d\Omega \\ & - \frac{1}{2} \int_{\Omega} 2\eta^* D[\mathbf{u}^n] : D[\mathbf{v}] d\Omega + \int_{\Omega} \rho^* (\mathbf{g} \cdot \mathbf{v}) d\Omega \\ & + \frac{1}{\Delta t} \int_{\Omega} \rho^* (\mathbf{u}^n \cdot \mathbf{v}) d\Omega - \frac{1}{2} \int_{\Omega} (\tau_s^{n+1} + \tau_s^n) : D[\mathbf{v}] d\Omega \\ & \int_{\Omega} q (\nabla \cdot \mathbf{u}^{n+1}) d\Omega = 0 \end{aligned} \quad (14)$$

$$\begin{aligned} & \sum_{i=1}^N \int_{\partial P_i} \mu_i^{n+1} [\mathbf{u}^{n+1} \\ & - \{ \mathbf{U}_i^{n+1} + \omega_i^{n+1} \times (\mathbf{x} - \mathbf{X}_i^{n+1}) \}] ds = 0 \end{aligned} \quad (15)$$

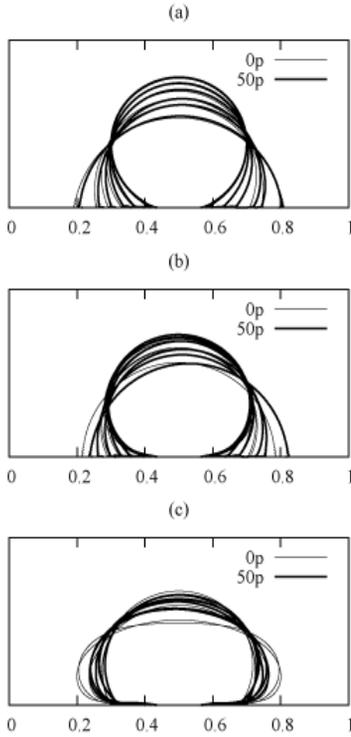


Fig. 2 Evolution of droplet shapes for three different inertia from $t = 0$ to 6 seconds. (a) $\tilde{g}=0$; (b) $5.097g$; and (c) $20.387g$.

$$\int_{\Omega} \psi \left(\frac{\partial \Phi}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \Phi \right) dA \quad (16)$$

$$- \sum_e \int_{\Gamma_e^{\in}} \psi (\Phi - \Phi^{ext}) (\mathbf{u} \cdot \mathbf{n}_e) ds = 0$$

식 (13)의 t_T 계산 영역의 경계에서의 응력벡터 (traction force)이다. 식 (16)에서 \mathbf{n}_e 는 요소 e 의 경계에서 바깥방향 단위벡터이고 Γ_e^{\in} 는 $\mathbf{u} \cdot \mathbf{n}_e < 0$ 을 만족하는 요소 e 의 경계부분이며, Φ^{ext} 는 이웃한 요소에서의 Φ 값이다. 식 (13,15)에서 N 은 입자의 개수이다. 식 (13)의 Navier-Stokes식의 시간적분은 2차 정확도를 갖도록 점성항은 Crank-Nicholson법을 사용하고, 대류항은 2차 Adams-Bashforth법을 적용하였다[19]. 식 (16)에는 표시되지 않았지만, 등고선함수를 구하기 위해 적용한 DG법은 3차 정확도를 갖는 TVD-RK3 (Total Variance Diminishing 3rd-order Runge-Kutta)법을 이용하여 시간적분을 함으로써 비교적 안정한 해를 구할 수 있었다[20].

약형의 이산화를 위해 속도 \mathbf{u} 를 연속적인 2차 보간(Q_2)으로, 압력 p 를 불연속적 선형보간(P_1^d)으로, 그리고 등고선함수 Φ 를 불연속적인 2차 보간(Q_2^d)으로 각각 보간하고, 전체

계산영역은 고정된 규칙적 사각형 요소를 사용하였다. 식 (13,15)의 입자경계에서의 적분은 점배열법(point collocation method)을 이용하였다[16]. 전체 계산을 수행하는 순서는 다음과 같다.

- (i) 주어진 속도장을 바탕으로 등고선 함수를 구함(식 (16)).
- (ii) 등고선 함수를 바탕으로 액적의 경계와 표면응력텐서를 구함(식 (10)).
- (iii) 주어진 액적의 형상과 표면응력텐서, 과거 속도, 현재 입자의 위치를 바탕으로 전체계산영역에서의 속도장과 입자 속도를 구함(식 (13-15)).
- (iv) 구해진 입자의 속도를 이용하여, 다음 시간에서의 입자의 위치를 구함.
- (v) 다시 (i)을 반복함.

4. 결 과

개발된 직접수치모사법을 통해서 미세입자를 포함하는 액적의 고체면 충돌과 퍼짐 현상을 순간가속도 \tilde{g} 의 크기를 바꾸어가며 비교한 문제를 해석으로 다루기로 한다. 계산영역의 크기는 각각 10mm과 5mm로 정하였고, 격자분할은 100×50 으로 총 5000개의 요소를 사용하였다. 액적의 반경은 2mm이며 원형액적의 중심이 벽면에서 1.9mm 떨어져 고체면과 일부 접하고 있는 상태를 초기조건으로 한다. 액적의 밀도 ρ_d 와 점도 η_d 는 각각 400kg/m^3 과 $0.01\text{Pa}\cdot\text{s}$ 이며, 액적과 기저유체의 점도비(η_d/η_m)는 100, 액적과 기저유체 사이의 표면장력 ζ 는 0.002N/m , 액적, 기저유체 그리고 고체면이 만나는 접촉점에서의 평형접촉각은 60° 이다. 입자가 없는 경우(0p로 표시)와 입자가 50개인 경우(50p로 표시)를 비교하였으며, 입자가 50개인 경우입자분율 ϕ 는 0.245이다. 입자의 반경은 0.28 mm이며 초기의 입자의 위치는 임의로 정하였다. 순간관성 가속도 \tilde{g} 는 중력가속도 g 의 상수배를 한 값으로 각각 0, 5.097g, 20.387g로 주어 그 차이를 비교하였다. 관성력이 0인 경우 모세관힘 만으로 퍼지며, 이에 대해서는 저자의 이전 연구[10]에서 다루었다. 액적의 초기 충돌속도 V_0 는 관성가속도 \tilde{g} 를 0.0002초간 가한 후 액적 중심에서 발생하는 속도로 정의한다. 수치해석에 적용된 시간간격 Δt 는 \tilde{g} 가 0 또는 5.097g인 경우 0.0002초, $\tilde{g}=20.387g$ 인 경우는 시간간격은 0.00005초를 택하였다. \tilde{g} 가 5.097g인 경우 Re_d 는 0.728이고, 20.387g인 경우는 5.869이다. 관성력과 표면장력의 비인 We 수를 $(\rho_d V_0^2 L_d / \zeta)$ 로 정의하면, 각각 0.65와 0.67이 된다.

Fig. 2은 액적의 변형을 순간관성력의 크기와 입자의 유무에 따라 비교한 결과이다. Fig. 2(a)는 모세관 힘만으로 액적

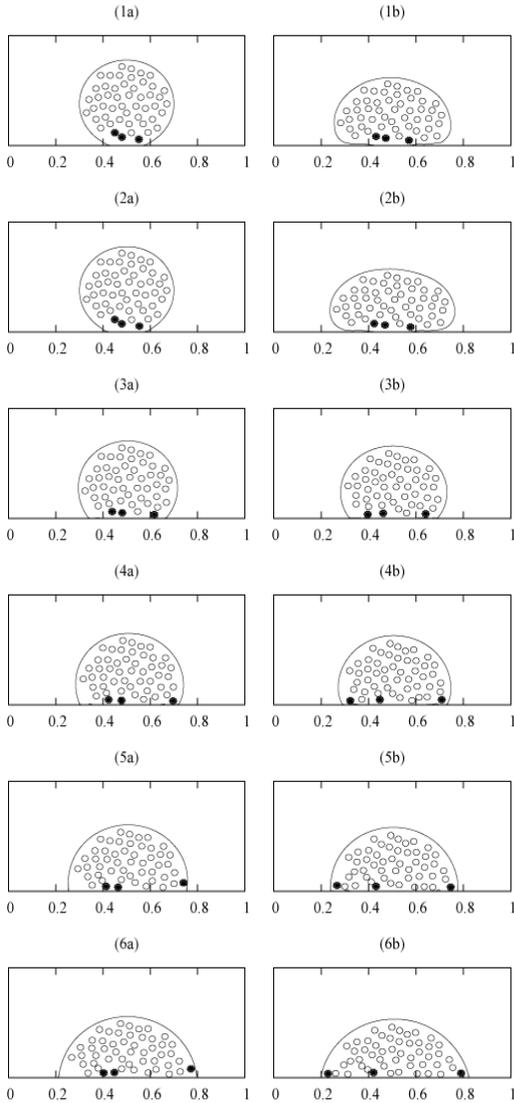


Fig. 3 Illustrations of the particle movement: (a) capillary spreading ($Re=0$) (left); and (b) $Re=5.867$ (right). Times in (1) to (6) are 0.03s, 0.06s, 0.6s, 12s, 20.1s and 31.8s, respectively.

이 퍼진 결과이며, 입자를 포함하는 액적은 순수한 액적보다 같은 시간에서 작게 퍼진 것을 확인하였다.

이것은 입자분율에 따른 점성증가가 원인으로 해석할 수 있으며, Nicholas[3]의 실험결과와 정성적으로 일치한다. 관성력이 작용하는 Fig. 2(b)와 (c)의 경우 액적은 관성에 의한 퍼짐이 일어나고 표면장력과의 평형을 유지하기 위해 반동현상(recoil)이 같이 나타난다. 관성력이 큰 경우인 Fig. 2(c)에서 명확하게 이해할 수 있듯이, 입자를 포함하는 액적은 퍼짐양과 반동의 크기가 순수한 유체액적의 경우보다 훨씬 작게 나

타났다. 입자의 존재가 액적의 퍼짐과 반동을 감소시키는 역할을 함을 관찰할 수 있다.

Fig. 3에는 각각의 입자의 움직임과 분포를 관성이 없는 경우('a'로 표시됨)와 관성이 있는 경우($\tilde{g}=20.387g$; $Re=5.869$; 'b'로 표시됨)를 비교하여 제시하였다. 초기입자분포는 두 경우 모두 동일하다. Fig. 3(2b)는 계산상에서 관찰된 최대의 퍼짐이 일어난 순간이고, Fig. 3(3b)는 계산상 최대 반동(recoil)이 일어난 순간이다. 자세한 입자의 움직임에 대해서는 향후 연구가 더 필요하겠으나, Fig. 3(6a,6b)에서 확인할 수 있듯이 관성의 효과에 의해 입자의 움직임이 매우 다르며, 관성이 큰 경우 입자의 움직임이 더욱 크다는 것이다. 액적퍼짐에 대한 반지름의 변화율과 액적 높이의 변화율(spread height)은 각각 Zosel[21]과 Khatavkar[7]의 결과와 정성적으로 일치한다.

5. 결 론

본 논문에서는 미세입자를 포함하는 액적의 고체면과의 충돌과 퍼짐에 관한 현상을 모사하는 유한요소법 기반의 수치 해석기법 개발에 관한 연구를 소개하며, 개발된 프로그램을 이용하여 2차원 평면유동에서 미세입자의 존재가 액적의 충돌, 퍼짐, 반동 등의 현상에 미치는 영향을 간단한 예제를 통하여 제시하였다. 일반적인 속도-압력 변수의 유한요소법을 기초로 등고선법을 이용한 경계추적과 라그랑주 승수법을 이용하는 고체입자와 유체간의 수력학적 상호작용 처리기법을 결합하였다. 또한 Navier-Stokes해를 계산하기 위해 Kim과 Moin[19]의 2차 정확성의 시간적분기법을 적용하였고, 경계추적시 계산의 정확성을 높이고 안정적인 시간적분을 위해 TVD-RK3법을 이용하였다.

관성력 없이 모세관 힘만으로 퍼지는 경우 순수 액적과 입자를 포함하는 액적에서 입자유무에 따른 효과를 알아보았다. 순수한 액적이 입자를 가진 액적보다 같이 시간에서 더 많이 퍼지며 이는 입자분율에 따른 점도의 상승효과 때문이다. 관성에너지에 의한 퍼짐과 반동현상을 보인 액적은 이후 입자의 움직임 또한 모세관힘으로만 퍼지는 액적과는 다른 양상을 보였다. 관성력에 의해 충격을 가지는 액적에 대해서는 운동에너지로 인한 퍼짐과 표면장력간의 평형을 이루기 위해 반동 현상이 나타났다. 관성력이 클수록 퍼짐과 반동에 따른 진동(oscillation)현상이 뚜렷하게 나타났다. 관성에너지에 의한 액적의 퍼짐은 순수액적이 입자포함액적보다 크게 나타났다. 반동현상에서 역시 순수액적이 입자포함액적보다 크게 나타났다.

본 연구는 마이크로 패터닝(patterning) 등의 목적으로 적용되는 산업용 잉크젯 프린팅 기술에서 액적의 고체면 충돌 및 퍼짐에 의해 입자가 수력학적 상호작용에 따라 이동하는 현

상을 이해하기 위하여, 기본적인 2차원 평면유동에 대해 미세 입자를 포함하는 유동에 대한 직접수치해석기법을 확립하기 위한 기초연구이다. 본 연구에서 적용된 약형, 시간적분기법 등의 수치해석 기법은 특별한 처리없이 3차원 문제로 확장되어 적용될 수 있다. 3차원 확장을 위한 실질적인 문제는 라그랑주 승수법으로 만들어진 대각항이 0인 대용량 행렬식을 효율적으로 계산할 수 있는 반복해법(iterative solver)의 개발이라 할 수 있다.

후 기

본 연구는 한국과학재단 특정기초연구사업(과제번호: R01-2006-001-10267-0)의 지원으로 수행되었습니다.

참고문헌

- [1] 1995, Fukai, J., Shiiba, Y., Yamamoto, T., Miyatake, O., Poulikakos, D., Megaridis, C.M. and Zhao, Z. "Wetting effects on the spreading of a liquid droplet colliding with a flat surface: Experiment and modeling," *Phys. Fluids*, Vol.7, pp.236-247.
- [2] 2004, Furbank, R.J. and Morris, J.F., "An experimental study of particle effects on drop formation," *Phys. Fluids*, Vol.16, pp.1777-1790.
- [3] 2005, Nicolas, M., "Spreading of a drop of neutrally buoyant suspension," *J. Fluid Mech.*, Vol.545, pp.271-280.
- [4] 2005, Gunjal, P.R., Ranade, V.V. and Chaudhari, R.V. "Dynamics of drop impact on solid surface: Experiments and VOF simulations," *AIChE J.*, Vol.51, pp.59-78.
- [5] 2002, Pasandideh-Fard, M., Chandra, S. and Mostaghimi, J. "A three-dimensional model of droplet impact and solidification," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol.45, pp.2229-2242.
- [6] 1992, Fukai, J., Zhao, Z., Poulikakos, D., Megaridis, C.M. and Miyatake, O. "Modeling of the deformation of a liquid droplet impinging upon a flat surface," *Phys. Fluids*, Vol.5, pp.2588-2599.
- [7] 2005, Khatavkar, V., "Capillary and low inertia spreading of a microdroplet on a solid surface," *PhD Thesis*, Eindhoven University of Technology.
- [8] 2007, Khatavkar, V., Anderson, P.D. and Meijer, H.E.H., "Capillary spreading of a droplet in the partially wetting regime using a diffuse-interface model," *J. Fluid Mech.*, Vol.572, pp.367-387.
- [9] 2007, Khatavkar, V., Anderson, P.D., Duineveld, P.D., and Meijer, H.E.H., "Diffuse-Interface Modelling of Droplet Impact," *J. Fluid Mech.*, Vol.581, pp.97-127.
- [10] 2007, 황옥렬, 정현준, 김시조, 김종엽, "미세입자분산 액적의 고체면에서 모세퍼짐현상에 관한 직접수치해석 기법개발," *한국전산유체공학회*, Vol.12, pp.14-19.
- [11] 1999, Glowinski, R., Pan, T.-W., Hesla, T.I. and Joseph, D.D., "A distributed Lagrangian multiplier/fictitious domain method for particulated flows," *Int. J. Multiphase Flows*, Vol.25, p.755
- [12] 2006, Kim, S.J. and Hwang, W.R., "Direct numerical simulations of droplet emulsions in sliding bi-periodic frames using the level-set method," *J. Comput. Phys.*, Vol.225, pp.615-634.
- [13] 1992, Brackbill, J.U., Kothe, D.B. and Zemach, C., "A continuum method for modeling surface tension," *J. Comput. Phys.*, Vol.100, pp.335-354.
- [14] 1994, Lafaurie, B., Nardone, C., Scardovelli, R., Zaleski, S. and Zanetti, G., "Modeling merging and fragmentation of multiphase flow with SURFER," *J. Comput. Phys.*, Vol.113, pp.134-147.
- [15] 2001, Bellet, M., "Implementation of surface tension with wall adhesion effects in a three-dimensional finite element model for fluid flow," *Commun. Numer. Meth. Eng.*, Vol.17, pp.563-579.
- [16] 2004, Hwang, W.R., Hulsen, M.A. and Meijer, H.E.H., "Direct simulations of particle suspensions in a sliding bi-periodic frame," *J. Comput. Phys.*, Vol.194, pp.742-772.
- [17] 2004, Hwang, W.R., Hulsen, M.A. and Meijer, H.E.H., "Direct simulations of particle suspensions in a viscoelastic fluid in sliding bi-periodic frames," *J. Non-Newtonian Fluid Mech.*, Vol.121, pp.15-33.
- [18] 2005, Hwang, W.R., Anderson, P.D. and Hulsen, M.A., "Chaotic advection in a cavity flow with rigid particles," *Phys. Fluids*, Vol.17, p.043602.
- [19] 1985, Kim, J. and Moin, P., "Application of Fractional-Step Method to Incompressible Navier-Stokes Equations," *J. Comput. Phys.*, Vol.59, pp.308-323.
- [20] 1988, Shu, C.W. and Osher, S., "Efficient implementation of essentially non-oscillatory shock capturing scheme," *J. Comput. Phys.*, Vol.77, pp.439-471.
- [21] 1993, Zosel, A., "Studies of the wetting kinetics of liquid drops on solid surfaces," *Colloid Polym. Sci.*, Vol.271, pp.680-687.