

비전도성 벽과의 상호작용에 따른 단일 입자의 직류 유전영동 운동

강 상 모**

* 동아대학교 기계공학과

Direct-current Dielectrophoretic Motions of a Single Particle due to Interactions with a Nearby Nonconducting Wall

Sangmo Kang**

* Dept. of Mechanical Engineering, Dong-A Univ.

(Received January 9, 2015 ; Revised March 4, 2015 ; Accepted March 6, 2015)

Key Words: Electric Conductivity(전기전도도), Immersed-Boundary Method(가상경계법), Maxwell Stress Tensor(Maxwell 응력텐서), Sharp Interface Method(예면경계법), Wall-Induced Dielectrophoresis(벽-유발 유전영동)

초록: 본 논문에서는 외부에서 균일한 직류전기장이 인가될 때 점성유체에 자유롭게 잠겨있는 단일 입자가 근처의 비전도성 평면 벽과의 상호작용 때문에 유발되는 2차원 유전영동 운동에 대하여 수치연구를 수행하였다. 특히 입자-유체 경계면에서 불연속적으로 급격히 변화하는 전기전도도를 가진 Maxwell 방정식을 해석하고 전기장을 구한 후 Maxwell 응력텐서를 적분하여 입자에 작용하는 유전영동 힘을 계산하였다. 해석 결과 전기장이 벽과 평행하게 인가될 때 입자는 항상 반발력이 유도되어 벽으로부터 멀어지는 방향으로 유전영동 운동이 발생하였으며, 그 운동특성은 입자와 벽 사이 간격과 입자의 전도도에 따라 크게 달라졌다. 운동 강도는 입자와 유체의 전도도가 서로 같으면 사라지나, 전도도가 서로 다르면 그 차이가 클수록 강도는 증가하였다.

Abstract: In this paper, we have numerically investigated two-dimensional dielectrophoretic (DEP) motions of a single particle suspended freely in a viscous fluid, interacting with a nearby nonconducting planar wall, under an externally applied uniform direct-current electric field. Particularly, we solve the Maxwell equation with a large sharp jump in the electric conductivity at the particle-fluid interface and then integrate the Maxwell stress tensor to compute the DEP force on the particle. Results show that, under an electric field parallel to the wall, one particle is always repelled to move far away from the wall and the motion depends strongly on the particle-wall spacing and the particle conductivity. The motion strength vanishes when the particle is as conductive as the fluid and increases as the conductivity deviates further from that of the fluid.

1. 서 론

입자(particle)가 비-균일 전기장(electric field)에 노출되면, 표면 전하에 상관없이 어느 정도의 전기력(유전영동 힘)이 유도되어 움직이게 되는데, 이런 현상을 유전영동(dielectrophoresis)이라 부른다. 유전영동 힘은 입자들과 유체의 전기적 성질,

입자들의 형상 및 크기, 그리고 전기장 주파수(교류의 경우) 등에 따라 크게 영향을 받기 때문에 입자들은 이 힘을 적절히 활용하게 되면 쉽게 조작하고 분리될 수 있다. 따라서 최근에 유전영동은 미세유체역학 분야에서 생물학적 세포의 분리 또는 입자들의 배향과 조작 등을 위해 사용될 수 있는 가장 유망한 도구들 중의 하나가 되었다.⁽¹⁻⁴⁾

무한한 점성유체 안에 자유롭게 잠겨있는 단일 구형 입자에 균일한 외부 전기장이 인가되면, 입자 주변에 형성된 전기장 분포가 비-균일하게 되

† Corresponding Author, kangsm@dau.ac.kr

어 입자에 일정한 힘 밀도가 발생한다. 그렇지만, 대칭성 때문에 입자 전체에 작용하는 순수 힘은 0이 되어 실제로는 유전영동 운동이 발생하지 않는다. 만약 입자 근처에 평면 벽을 위치시키면 대칭성은 깨지게 되고,^(5,6) 결국 입자에 0이 아닌 힘이 유도되어 유전영동 운동이 발생한다. 이와 같이 벽은 유전영동을 발생시키는 데에 중요한 역할을 수행할 수 있다. 또한 실제 응용 대부분은 고체 벽으로 둘러싸인 미세유체(microfluidics) 채널(유로)을 수반하기 때문에 유전영동 현상을 유용하게 활용하기 위해서는 벽-유발 유전영동(wall-induced dielectrophoresis) 운동에 대한 철저한 이해가 필수적이다.

잠재적 중요성 때문에 지금까지 벽-유발 유전영동 운동에 대한 적지 않은 연구가 이루어졌다. Liu & Bau⁽⁷⁾는 셸(shell) 안이나 반-무한(semi-infinite) 벽으로 둘러싸인 점성유체 속에 잠겨있는 원통과 구형 입자들(유체보다 전도성이 큰)의 유전영동 운동에 대하여 해석적인 연구를 수행하였다. 이때 벽-유체 사이 경계에는 예측된 전기포텐셜(electric potential) 분포가 인위적으로 주어졌다. 그들의 연구에 따르면 유전영동 힘 때문에 입자는 항상 벽 쪽으로 잡아당겨졌다. 또한 입자가 벽 쪽으로 접근하면 힘은 단조 증가하는 데 반하여, 이동속도는 증가하다 최대에 이른 후에 다시 0으로 감소하였다. Young & Li⁽⁸⁾는 비전도성(nonconducting) 구형 입자가 전기영동(electrophoresis) 운동을 할 때 입자의 이동성(mobility)을 계산하는데에 필요한 입자-벽 사이 간격을 결정하는 해석적인 연구를 수행하였다. 그들은 이전 연구에서 유전영동 힘을 생략함으로써 입자-벽 사이 간격이 너무 작게 예측되었다는 사실을 보여줌으로써 전기영동 운동에서 유전영동 힘이 매우 중요한 역할을 한다고 주장하였다. 뿐만 아니라 힘은 항상 반발력이며 힘의 크기는 입자-벽 사이 간격이 작아짐에 따라 단조 증가하였다.

Kang 등⁽⁹⁾은 비전도성 장애물(hurdle) 주변에 형성된 비-균일 전기장 안에서 발생된 유전영동 힘을 활용하여 마이크로 채널 내 비전도 구형 입자의 궤적을 제어하는 방법을 제안하였으며, 실험과 수치해석을 통하여 이를 검증하였다. 그들은 입자가 벽으로부터 유전영동에 의해 반발력을 받으며, 운동 궤적이 이 힘에 의해 크게 영향을 받는다고 주장하였다. Lo & Lei⁽¹⁰⁾는 비전도성 벽

근처에 있는 구형 입자에 작용하는 유전영동 힘과 토크를 해석적으로 유도하였으며, 이를 통해 벽의 영향이 전기회전(electrorotation)과 진행파(travelling wave) 유전영동에는 매우 작으나 일반 유전영동에는 크다는 사실을 새로이 발견하였다. 이러한 이론적 결과는 같은 연구 그룹⁽¹¹⁾에 의해 실험적으로 입증되었다. Liang 등^(12,13)은 전기영동에 의해 비전도성 구형 입자가 비전도성 직사각 마이크로 채널을 지날 때에 벽으로부터 유발된 유전영동의 효과를 실험적으로 입증하였다. 그들은 입자가 벽으로부터 멀어지면 유전영동 효과가 급격히 약해지며 채널 중앙에서는 완전히 사라진다고 보고하였다.

벽-유발 유전영동이 입자-벽 사이 간격과 전기전도도와 같은 입자와 벽의 전기적 성질에 따라 크게 달라진다는 사실은 잘 알려져 있다. 앞서 선행연구를 살펴본 바와 같이 유전영동 운동에 대한 많은 연구가 이루어졌으나, 많은 성과에도 불구하고 아직 미흡한 부분이 많이 남아있다. 예를 들면 입자-벽 사이 간격의 영향에 대해서는 일부 연구가 이루어졌으나, 입자나 벽의 전기적 성질[전도도(conductivity)나 유전율(permittivity) 등]에 따른 영향에 대한 본격적인 연구는 거의 이루어지지 않았다. 이 점이 바로 본 연구의 주요 동기가 되었다.

본 논문에서는 입자-벽 사이 전기적 상호작용과 유전영동과의 관계를 좀 더 깊이 이해하기 위하여 한 쪽에 비전도성 평면 벽과 접촉하고 있는 무한한 점성유체에 자유롭게 잠겨있는 원형 입자의 2차원 유전영동 운동에 대하여 수치연구를 수행하였다. 그리고 체계적으로 입자-벽 사이 간격과 입자의 전기전도도를 바꾸어 가면서 유전영동 운동 특성이 어떻게 바뀌는지에 대한 매개변수 연구를 수행하였다.

2. 수치 방법

2.1 수학적 모델링

입자는 반경(radius)이 a^* 이고, 유체는 점성계수(viscosity)가 μ_f^* 이며 전기 전도도와 유전율이 각각 σ_f^* 와 ϵ_f^* 이다. 유전영동이 적용되는 대부분 미세유체역학 분야에서는 Re 수가 매우 낮기 때문에 입자와 유체는 각각 관성(inertia)이 없다고 가정하였다. 인가된 전기장의 크기는 E_0^* 이다. 이후

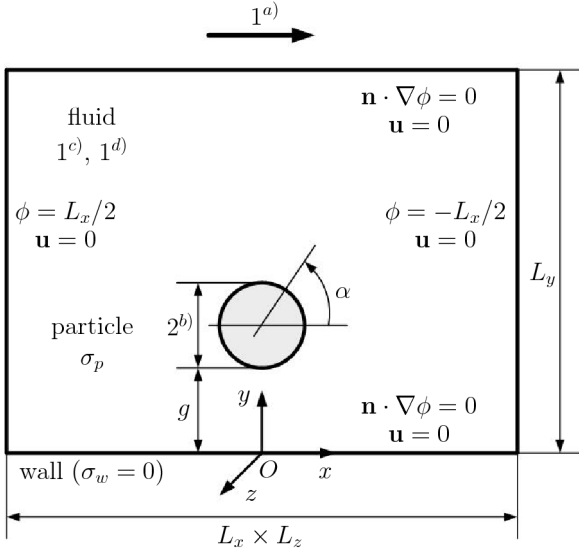


Fig. 1 Nondimensional schematic diagram of the computational domain and boundary conditions. Here, the numbers with superscripts, a), b), c) and d), denote the external electric field, particle diameter, and electric conductivity and permittivity of the fluid, respectively

에 도입한 별표(*)가 딸리지 않은 모든 변수는 무차원화(nondimensionalization)되었으며, 이는 앞서 소개한 별표가 딸린 변수들(a^* , μ_f^* , σ_f^* , ϵ_f^* 및 E_0^*)을 활용하여 이루어졌다. 특히 공간좌표 [$\mathbf{x} = (x, y, z) = \mathbf{x}^*/a^*$]와 모든 길이는 입자 반경 a^* 에 의해 무차원화 되었다.

Fig. 1은 본 연구에서 고려한 기하학적 형상과 계산영역(경계조건 포함)을 개략적으로 보여준다. 여기서 원점(origin)은 벽-유체 사이 경계의 중앙에 위치한다. 계산영역은 무한 규모를 고려하여 입자 크기에 비해 가능한 크게 설정하였다($L_i \gg 1, i = x, y, z$). 입자는 전기전도도가 $\sigma_p[\sigma = \sigma^*/\sigma_f^*]$ 이며, 중심이 $\mathbf{X}_p = (0, 1+g, 0)$ 에 위치하고 있다. 이때 g 는 입자와 벽 사이 간격이다. 벽을 비전도성이라 가정하였기 때문에 주로 입자-벽 사이 간격 g 와 입자 전도도 σ_p 가 벽-유발 유전영동에 결정적인 영향을 미칠 것으로 판단하였다.

입자의 운동을 추적하기 위해서는 입자에 작용하는 유전영동 힘과 토크(\mathbf{F}_e 와 \mathbf{T}_e) 그리고 유동 힘과 토크(\mathbf{F}_h 와 \mathbf{T}_h)가 각각 다음과 같이 서로 균형을 이루어야 한다.

$$\mathbf{F}_e + \mathbf{F}_h = 0 \quad (1)$$

$$\mathbf{T}_e + \mathbf{T}_h = 0 \quad (2)$$

식 (1)과 (2)로부터 입자속도(\mathbf{U}_p)를 구한 후 다음과 같은 운동방정식에 의해 입자의 궤적(\mathbf{X}_p)을 추적한다.

$$\frac{d\mathbf{X}_p}{dt} = \mathbf{U}_p \quad (3)$$

여기서 $t[t = t^*(\epsilon_f^* E_0^{*2})/\mu^*]$ 는 시간이다.

먼저 유전영동 힘은 다음과 같이 Maxwell 응력 텐서 [$\sigma_e = \sigma_e^*/(\epsilon_f^* E_0^{*2})$]를 입자표면 또는 입자-유체 경계(Γ)에서 적분하여 얻을 수 있다.

$$\mathbf{F}_e = \int_{\Gamma} \mathbf{f}_e dS \quad (4)$$

$$\mathbf{T}_e = \int_{\Gamma} (\mathbf{x} - \mathbf{X}_p) \times \mathbf{f}_e dS \quad (5)$$

$$\mathbf{f}_e = \sigma_e \cdot \mathbf{n} \quad (6)$$

$$\sigma_e = \mathbf{E}\mathbf{E} - \frac{1}{2}E^2\mathbf{I} \quad (7)$$

여기서 dS 는 입자표면 위 미소면적이고, $E^2 = \mathbf{E} \cdot \mathbf{E}$ 이며, \mathbf{n} 은 경계에서 유체방면 법선방향을 가리키는 단위벡터이고, \mathbf{I} 는 항등행렬이다. 뿐만 아니라 식 (6)에 제시한 힘 밀도(\mathbf{f}_e)는 다음과 같이 간단히 표시될 수 있다.

$$\mathbf{f}_e = \frac{1}{2}(E_{n,f}^2 - E_{t,f}^2)\mathbf{n} + E_{n,f}E_{t,f}\mathbf{t} \quad (8)$$

여기서 $E_{n,f}$ 와 $E_{t,f}$ 는 유체-입자 경계의 유체방면에서 각각 전기장의 법선과 접선방향 성분을 가리키며, \mathbf{t} 는 경계와의 접선방향을 나타내는 단위벡터이다. 전기장 [$\mathbf{E} = \bigcup(\mathbf{E}_f, \mathbf{E}_p) = \mathbf{E}^*/E_0^*$]은 다음과 같이 Maxwell 방정식(Gauss 법칙)을 해석하여 얻어진다.

$$\mathbf{E} = -\nabla\phi \quad (9)$$

$$\nabla \cdot (\sigma\nabla\phi) = 0 \quad (10)$$

여기서 $\phi = \bigcup(\phi_f, \phi_p)[\phi = \phi^*/(a^* E_0^*)]$ 와 $\sigma = \bigcup(1, \sigma_p)$ 는 각각 전기포텐셜과 전기전도도의 분포이다. 일반적으로 순수 직류 유전영동은 유전율의 영향이 전혀 없으며, 단지 전도도에 의해서만 영향을 받는다.⁽²⁾ 따라서 본 연구에서는 유전율을 전혀 고려하지 않았다. Maxwell 방정식 (10)은 입자-유체

경계에서 다음과 같은 계면조건(interface condition)을 만족해야 된다.

$$\phi_f = \phi_p \quad (11)$$

$$\mathbf{n} \cdot \nabla \phi_f = \mathbf{n} \cdot (\sigma_p \nabla \phi_p) \quad (12)$$

방정식 (10)은 입자-유체 경계에서 불연속적으로 급격히 변화하는 전도도를 포함하고 있기 때문에 많은 수치해석의 어려움이 있으며, 이를 극복하기 위한 별도의 수치기법이 적용되어야만 한다 (추후 설명 예정). 끝으로 벽-유체 경계($y=0$)에서는 벽을 비전도성이라 가정하였기 때문에 비침투 경계조건(no-penetration condition) $\mathbf{n} \cdot \nabla \phi = 0$ 을 적용하였다.

반면에 유동 힘은 유전영동 힘과 동일하게 Cauchy 응력텐서(σ_h)를 적분하여 다음과 같이 얻을 수 있다.

$$\mathbf{F}_h = \int_{\Gamma} \mathbf{f}_h dS \quad (13)$$

$$\mathbf{T}_h = \int_{\Gamma} (\mathbf{x} - \mathbf{X}_p) \times \mathbf{f}_h dS \quad (14)$$

$$\mathbf{f}_h = \sigma_h \cdot \mathbf{n} \quad (15)$$

$$\sigma_h = -p\mathbf{I} + [\nabla \mathbf{u} + (\nabla \mathbf{u})^T] \quad (16)$$

유동 힘을 구하기 위해서는 속도장 [$\mathbf{u} = (u, v, w) = \mathbf{u}^* \mu^* / (\epsilon_f a^* E_0^{*2})$]과 압력장 [$p = p^* / (\epsilon_f E_0^{*2})$]에 대한 정보가 필요하며, 이들은 다음과 같이 연속방정식과 및 운동량(Stokes)방정식에 의해 지배를 받는다.

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (17)$$

$$-\nabla p + \nabla^2 \mathbf{u} = 0 \quad (18)$$

방정식 (17)과 (18)은 입자-유체 경계면에서 다음과 같은 계면조건을 만족해야 한다.

$$\mathbf{u}|_{\Gamma} = \mathbf{U}_p + \boldsymbol{\Omega}_p \times (\mathbf{x}|_{\Gamma} - \mathbf{X}_p) \quad (19)$$

여기서 \mathbf{U}_p 와 $\boldsymbol{\Omega}_p$ 는 각각 입자의 이동속도와 회전속도이다. 또한 벽-유체 경계에서는 벽이기 때문에 비활 경계조건(no-slip condition) $\mathbf{u} = 0$ 을 적용하였다.

2.2 수치 과정

본 연구에서는 z -방향을 무시하고 2차원 유전영동 운동에 대한 직접수치모사(direct numerical

simulations)를 수행하였다. 적용된 차원과 대칭성 때문에, 입자에 유도된 힘과 입자의 이동 및 회전속도는 각각 $\mathbf{F}_e = (0, F_{e,y}, 0)$, $\mathbf{U}_p = (0, U_{e,y}, 0)$, $\boldsymbol{\Omega}_p = (0, 0, 0)$ 가 된다. 따라서 힘과 이동속도의 수직성분만($F_{e,y}$ 와 $U_{e,y}$)을 주로 살펴볼 필요가 있다. 또한 입자와 유체는 관성을 무시하였기 때문에 입자운동과 유동은 항상 준-정상(quasi-steady)상태를 유지하며, 따라서 이들은 입자 위치에 의해서만 결정된다.

다중 입자의 유전영동 운동을 해석하기 위하여 Kang⁽¹⁴⁾이 개발하고 검증한 동일한 유한차분-기반 수치방법을 본 연구에서 그대로 적용하고 수치모사를 수행하였다. 전기장 해석의 경우에는 입자-유체 경계에서 불연속적으로 급격히 변화하는 계수(전기전도도) 때문에 일어날 수 있는 수치적 어려움을 극복하기 위하여 Liu 등⁽¹⁵⁾이 개발한 예면 경계법(sharp interface method)을 적용하여 Maxwell 방정식 (10)을 해석하였다. 반면에 유동장의 경우에는 Kim 등⁽¹⁶⁾이 제안한 집적가력-기반 가상경계법(direct-forcing based immersed-boundary method)을 적용하여 연속방정식과 운동량방정식 (17)과 (18)을 해석하였다. 계산영역 크기는 $L_x \times L_y = 40 \times 27.5$ 이며, 입자에 비해 매우 크게 설정하였다. 원거리(far-field) 경계에 적용된 경계조건들은 Fig. 1에 나타내었다. 입자가 실제로 운동하는 계산영역의 중앙 부분에는 밀집된 균일 격자계($\Delta x = \Delta y = h$)를 적용하였으며, 반면에 외곽 부분은 보다 성근 비-균일 격자계를 사용하였다. 또한 전기장과 유동장 해석에는 서로 다른 해상도 (h_e, h_f) = (1/24, 1/12)를 가진 복합 격자계를 채택하였다. 위 해상도는 이전 연구에서 충분히 검증되었다.⁽¹⁴⁾

3. 결과 및 토론

매개변수 연구를 위하여 입자-벽 사이 간격은 $g = 0.125 \sim 10$ 범위에서 그리고 입자 전기전도도는 $\sigma_p = 1 \sim 100$ 과 $\sigma_p = 1 \sim 1/100$ 범위에서 각각 체계적으로 값을 바꾸어 가면서 직접수치모사를 수행하였다.

3.1 입자-벽 간격과 입자 전기전도도의 영향

Fig. 2는 입자 전기전도도를 바꾸어 가면서 입자-벽 사이 간격에 따른 유전영동 힘($F_{e,y}$)과 입

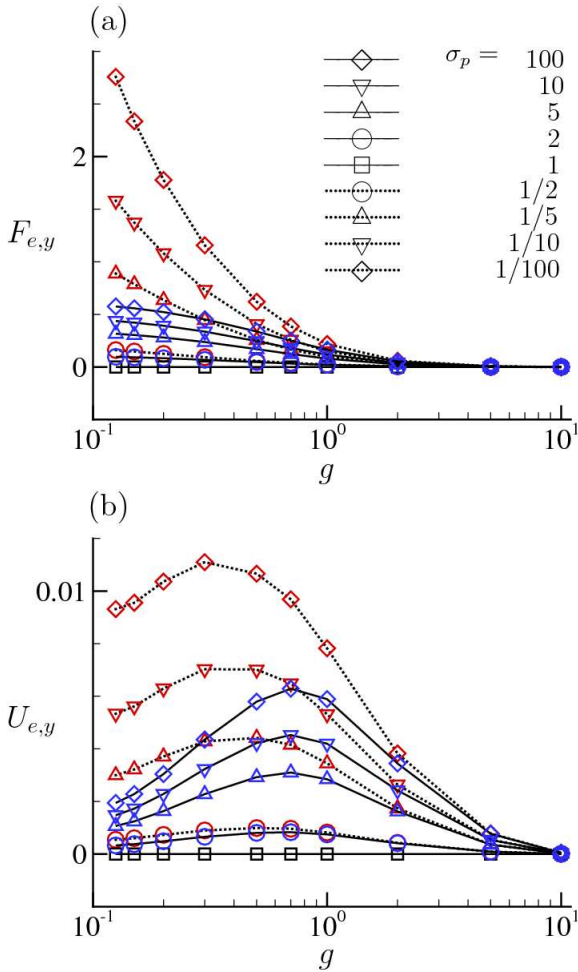


Fig. 2 Variations of (a) the dielectrophoretic force ($F_{e,y}$) and (b) the particle velocity ($U_{e,y}$) with the separation (g) by varying the particle conductivity (σ_p)

자 이동속도($U_{e,y}$)의 변화를 보여준다. 변화추이를 자세히 관찰하기 위하여 간격에 대해서는 로그 스케일(log-scale)로 나타내었다. 결과에 따르면 외부 전기장이 벽-유체 경계와 평행하게 인가될 때 입자에 유전영동 힘이 유도되었으며, 이 때문에 입자는 경계와 수직방향으로 이동하였다. 그 벽-유발 유전영동 운동은 입자-벽 사이 간격과 입자 전도도에 따라 크게 달라졌다. 먼저 입자가 유체와 같은 전도도를 가지면($\sigma_p = 1$) 유전영동 힘은 전혀 유도되지 않았으며, 결국 어떠한 입자 운동도 발생하지 않았다. 반면에 전도도가 서로 다르면($\sigma_p \neq 1$) 0이 아닌 힘이 유도되고, 결국 유전영동 운동이 발생하였다. 본 연구에서와 같이 벽이 비전도성인 경우($\sigma_w = 0$)에는 입자 전도도의 크기($\sigma_p \neq 1$)와 상관없이 입자는 벽과 반발력

이 유도되었으며($F_{e,y} > 0$), 이 때문에 입자는 벽으로부터 멀어지는 방향으로 이동하였다($U_{e,y} > 0$).

Fig. 2는 입자-벽 사이 간격이 입자에 유도되는 유전영동 힘과 입자의 이동속도에 결정적인 영향을 미친다는 사실을 뚜렷하게 보여주고 있다. 입자가 벽으로부터 충분히 멀리 있을 때에는(예를 들어 $g = 10$) 유전영동 힘은 무시할 정도로 작았으며, 따라서 입자 이동속도도 역시 거의 0이 되었다. 그렇지만 입자가 벽에 접근하면 힘은 급격히 단조 증가하였으며, 반면에 속도는 증가하다가 어느 지점에서 최대속도에 이른 후에 벽에 의한 점성효과 때문에 벽 매우 가까이에서는 급격히 떨어졌다.

입자 전기전도도도 입자의 운동 강도(유전영동 힘과 입자 이동속도)에 매우 중요한 역할을 담당하였다. Fig. 2를 보면 입자 전도도가 유체에 비하여 작은 경우에는($\sigma_p < 1$) 작을수록 그리고 큰 경우에는($\sigma_p > 1$) 클수록 운동 강도가 각각 증가하였다. 그렇지만 증가 추이는 양 경우가 서로 달랐다. 다시 말하면, 입자가 유체보다 전도도가 작은 경우가 큰 경우보다 같은 전도도 비율이라 하더라도(예를 들면 $\sigma_p = 100$ 과 $\sigma_p = 1/100$) 운동 강도는 매우 높았다. 뿐만 아니라, 최대속도를 나타내는 위치(또는 입자-벽 간격)도 역시 양 경우가 서로 달랐다. 입자가 유체보다 전도도가 작은 경우에는 전도도에 따라 큰 영향이 없었으며, 대략 $g \approx 0.7$ 에서 최대속도가 발생하였다. 반면에 큰 경우에는 최대속도가 대략 $g \approx 0.3 \sim 0.5$ 에서 형성되었으며, 전도도가 높을수록 해당 위치는 벽 가까이로 이동하였다.

3.2 벽-유발 유전영동 발생 메커니즘

앞 절에서 벽이 비전도성일 때 입자의 전기전도도 크기에 상관없이($\sigma_p \neq 0$) 입자는 벽과의 반발력이 유도되어 벽으로부터 멀어지는 방향으로 유전영동 운동이 발생하였다. 이때 입자가 유체보다 전도도가 작은 경우가 큰 경우보다 같은 전도도 비율에 대하여 운동 강도가 더 높았다. 이러한 운동특성을 보여주는 메커니즘을 규명하기 위하여 입자-벽 사이 간격이 $g = 0.5$ 일 때 두 극한적인 조건 $\sigma_p = 1/100$ 과 $\sigma_p = 100$ 의 경우에 대하여 직접수치모사를 수행하고 전기장과 유동장, 그리고 입자-유체 경계에서 유도되는 유전영동

힘 밀도를 서로 비교하였다. 그 결과는 각각 Figs. 3과 4에 나타내었다.

먼저 무한 점성유체(벽이 없는 경우) 안에 잠겨 있는 입자가 두 극단적인 전기전도도를 가지는 경우($\sigma_p = 0$ 과 $\sigma_p \rightarrow \infty$) 입자에 작용하는 유전영동 힘을 이론적으로 비교해 보았다. 먼저 입자가 유체보다 전도도가 매우 낮거나 비전도성인 경우에는($\sigma_p = 0$), 계면조건 (12)로부터 입자-유체 경계의 유체방면에서 전기장의 법선성분이 사라진다($E_{n,f}|_r = 0$). 따라서 식 (8)로부터 힘 밀도는 다음과 같이 축약된다.

$$\mathbf{f}_e = -\frac{1}{2} E_{t,f}^2 \mathbf{n} \quad (20)$$

식 (20)을 보면 힘 밀도는 항상 입자 중심 방향으로 작용하며($-E_{t,f}^2 \leq 0$), 모든 표면에 순수 압축력이 작용한다. 반면에, 입자의 전도도가 매우 큰 경우에는($\sigma_p \rightarrow \infty$), 입자-유체 경계의 유체방면에서 전기장의 접선성분이 0이 된다($E_{t,f}|_r \rightarrow 0$). 따라서 식 (8)로부터 힘 밀도는 다음과 같이 간단히 유도된다.

$$\mathbf{f}_e \rightarrow \frac{1}{2} E_{n,f}^2 \mathbf{n} \quad (21)$$

유사한 방법으로 식 (21)을 보면 힘 밀도는 항상 입자 바깥쪽으로 작용하며($E_{n,f}^2 \geq 0$), 따라서 모든 입자 표면에는 인장력이 작용한다. 공통적으로 위 두 경우에는 힘 밀도의 접선성분은 무시할 수 있을 정도로 작다. 뿐만 아니라 힘 밀도를 입자 표면에 대해 적분하면 대칭성 때문에 유전영동 힘은 0이 되어, 어떠한 운동도 발생하지 않는다. 그렇지만 본 연구에서처럼 입자 근처에 벽을 위치시키면 대칭성이 깨지면서 유전영동 운동이 발생한다.

Fig. 3는 $g = 0.5$ 와 $\sigma_p = 1/100$ 에 대하여 직접 수치모사를 수행하고 얻어진 결과를 보여준다. 이는 입자 전기전도도가 유체에 비해 매우 작은 경우에 해당한다($\sigma_p \ll 1$). 먼저 전기포텐셜에 대한 등고선(contours) 분포를 Fig. 3(a)에 제시하였다. 입자 전도도는 유체에 비해 매우 낮기 때문에 전기포텐셜 등고선들이 유체방면에서 입자-유체 경계에 거의 직각으로 접근하였으며, 따라서 전기장의 법선성분이 거의 무시 됨($E_{n,f}|_r \approx 0$)을

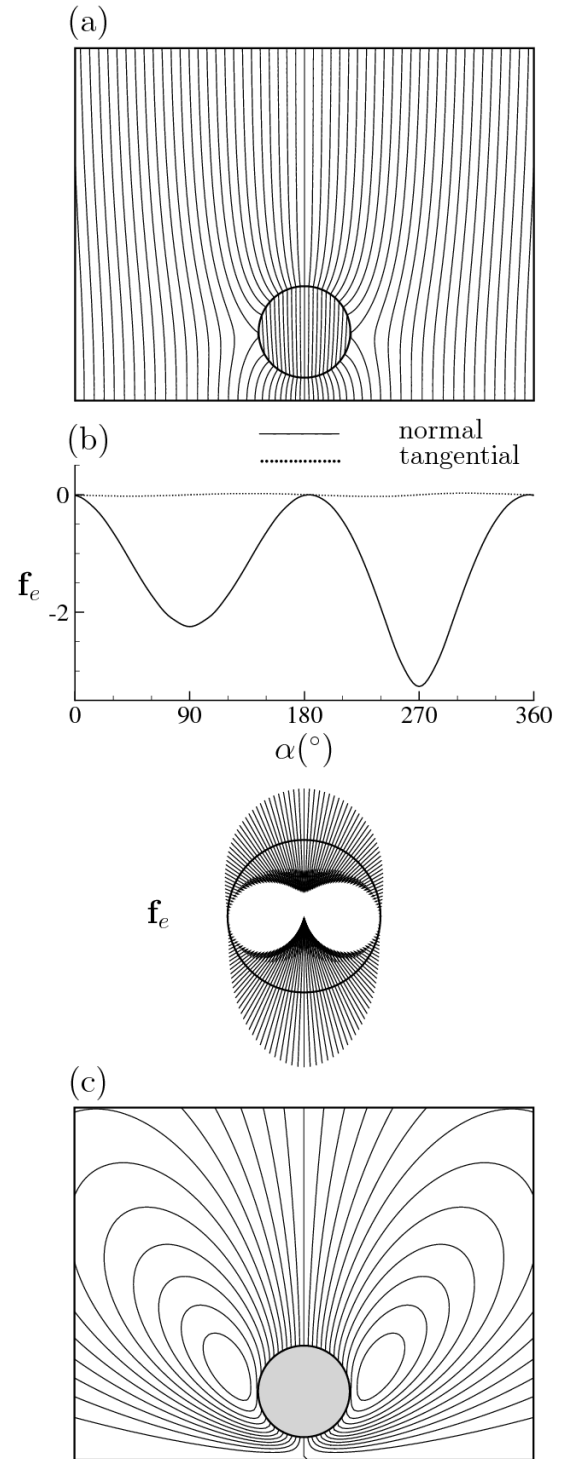


Fig. 3 (a) Contours of the electric potential ($\Delta\phi = 0.2$), (b) profiles of the force density along the particle-fluid interface and (c) streamlines ($\Delta\psi = 0.001$) for $g = 0.5$ and $\sigma_p = 1/100$

알 수 있었다. 이어 입자에 작용하는 힘 밀도(\mathbf{f}_e) 분포를 벡터와 그래프 형태로 Fig. 3(b)에 제시하였다. 이때 α 는 Fig. 1에서 보여주듯이 입자-유체

경계를 따라 x -축으로부터 반시계방향으로의 원주각을 가리킨다. 경계에 따라 작용하는 힘 밀도는 법선성분이 항상 음수이며, 이는 모든 표면에서 힘이 입자 중심 방향으로 누르는 압축력이 작용하였음을 알 수 있다. 이는 이론적 예측 (20)과 정확히 잘 일치하였다. 힘 밀도는 경계에 따라 정현파(사인곡선) 양상을 보여 주는데, 특히 강한 압축력이 입자의 위쪽방면($\alpha \approx 90^\circ$)과 아래쪽방면($\alpha \approx 270^\circ$)에 극대 값을 가지며 작용한다. 벽이 없으면 양 극대 값은 서로 동일하지만, 벽이 존재하면 아래쪽방면의 극대 값이 위쪽방면의 값보다 커지게 되었다. 따라서 전체적으로 입자를 위쪽으로 미는 반발력이 발생하였으며 벽으로부터 멀어지는 방향으로 유전영동 운동이 발생하였다. 이러한 유전영동 운동은 Fig. 3(c)에 제시한 유선(streamlines) 분포를 통해서도 명확히 확인할 수 있었다.

Fig. 4는 $g = 0.5$ 와 $\sigma_p = 100$ 에 대하여 수행된 해석결과를 보여준다. 이는 입자의 전기전도도가 유체에 비해 매우 큰 경우에 해당한다. 입자는 전도도가 매우 높기 때문에 입자 안에서는 전기장이 거의 0이 되었다[Fig. 4(a)]. 따라서 입자-유체 경계의 유체방면에서는 전기장의 접선성분이 거의 0이 되었다($E_{t,f|R} \approx 0$). 힘 밀도(f_e) 분포를 보면, 법선성분이 항상 양수가 되었는데, 이는 입자의 모든 표면에서 순수한 인장력이 작용함을 의미한다[Fig. 4(b)]. 뿐만 아니라 힘 밀도 분포는 경계에 따라 정현파 양상을 보여주는데, 특히 입자의 왼쪽방면($\alpha \approx 180^\circ$)과 오른쪽방면($\alpha \approx 0^\circ$)에서 극대 값(좌우 대칭이기 때문에 서로 동일함)을 가지며 강한 인장력이 작용하였다. 이는 이론적 예측 (22)와 잘 일치하였다. 그러나 힘 밀도 분포를 자세히 살펴보면 비록 그 차이는 매우 미세하지만 극대 힘 밀도를 나타내는 좌우 위치가 약간 위쪽으로 이동하였다. 모든 표면에 인장력이 작용하기 때문에 결국 입자에 작용하는 힘이 전체적으로 위쪽으로 작용하고 있음을 알 수 있다. 따라서 입자는 반발력이 작용하여 벽으로부터 멀어지는 방향으로 유전영동 운동이 발생하였다. 역시 이에 해당하는 입자 운동과 유동장은 유선 분포를 통해서 잘 관찰할 수 있었다[Fig. 4(c)].

결론적으로 비전도성 벽과 가까이 있는 입자는 입자 전기전도도의 크기($\sigma_p \neq 1$)와 상관없이 항상 반발력이 작용하여 벽으로부터 멀어지는 방향으

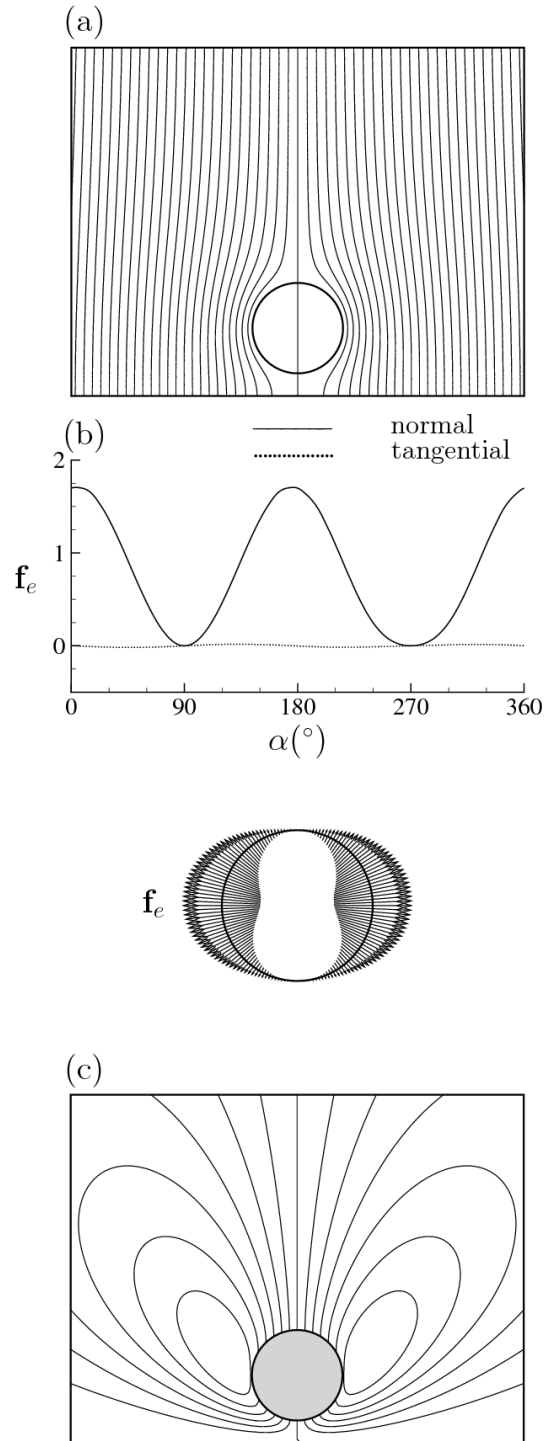


Fig. 4 (a) Contours of the electric potential ($\Delta\phi = 0.2$), (b) profiles of the force density along the particle-fluid interface and (c) streamlines ($\Delta\psi = 0.001$) for $g = 0.5$ and $\sigma_p = 100$

로 유전영동 운동이 발생하였다. 그러나 입자 전도도가 유체보다 큰 경우와 작은 경우는 그 메커니즘이 서로 달랐다. 유체보다 작은 경우에는 힘

밀도가 입자 표면에 압축력이 작용하는데 입자 위쪽과 아래쪽방면에서 극대 값을 갖는다. 이때 아래쪽방면 극대 값이 위쪽방면보다 커져 전체적으로 입자는 벽으로부터 반발력이 발생한다. 반면에 유체보다 큰 경우에는 입자 표면에 인장력이 발생하는데, 왼쪽과 오른쪽방면에 동일한 극대 값이 존재하였다. 이때 두 인장력 극대 값들이 약간 위쪽방면으로 이동하여 전체적으로는 입자에 반발력이 유도된다. 이러한 메커니즘 차이 때문에 유체보다 전도도가 작은 경우가 큰 경우보다 반발력의 강도가 훨씬 커지게 된다. 비록 극단적인 경우를 통해서 살펴보았지만 전도도 비율이 낮은 경우에도 거의 유사한 설명이 가능하였다.

4. 결 론

본 논문에서는 균일한 외부 직류전기장이 인가될 때 비전도성 평면 벽 근처에 있는 단일 원형 입자가 경험하는 2차원 유전영동 운동에 대하여 직접수치모사를 수행하였고, 입자-벽 사이 간격과 입자 전기전도도를 바꾸어 가면서 벽-유발 유전영동 운동에 대해 연구하였다. 예면경계법을 적용하여 입자-유체 경계에서 불연속적으로 급격히 변화하는 전도도를 포함한 Maxwell 방정식을 해석하여 전기장을 구하였으며, 이어 Maxwell 응력 텐서를 입자 표면에 대해 적분하여 입자에 작용하는 유전영동 힘을 계산하였다. 반면에 가상경계법을 적용하여 연속방정식과 운동량방정식을 풀어 유동장을 구하였으며, 이어 입자에 작용하는 유동 힘을 계산하였다. 계산된 유전영동 힘과 유동 힘의 균형을 이루게 하여 입자의 이동속도를 구하였다.

수치해석을 수행한 결과 비전도성 벽 근처에 있는 입자는 외부 전기장이 벽과 평행하게 인가될 때 유전영동 힘이 유도되었으며, 이 때문에 입자의 유전영동 운동이 발생하였다. 또한 입자 운동은 입자-벽 사이 간격과 입자 전기전도도에 따라 크게 달라졌다. 먼저 입자가 유체와 같은 전도도를 가질 때에는($\sigma_p = 1$) 유전영동 힘은 유도되지 않아 어떠한 입자운동이 발생하지 않는다. 반면에 입자와 유체가 서로 다른 전도도를 가질 때에는($\sigma_p \neq 1$) 유한한 유전영동 힘이 유도되고 따라서 유전영동 운동이 발생하였다. 이때 입자 전도도의 크기와 상관없이 입자는 반발력을

받게 되어 항상 벽으로부터 멀어지는 방향으로 이동하였다.

입자-벽 사이 간격이 충분히 크면 유전영동 힘과 이에 따른 이동속도는 무시할 수 있을 정도로 작았다. 그러나 입자가 벽 가까이 다가감에 따라 유전영동 힘은 단조 증가하였다. 반면에 이동속도는 증가하고 최대속도에 이른 후에 벽 가까이에서 벽의 점성저항 때문에 급격히 작아졌다. 유전영동 운동 강도는 역시 입자 전기전도도에 의해 크게 영향을 받았다. 입자가 유체보다 큰 전도도를 가진 경우에는 전도도가 클수록 그리고 작은 전도도를 가진 경우에는 작을수록 유전영동 힘과 입자 속도가 증가하였다. 그러나 벽이 비전도성일 때 입자가 유체보다 전도도가 작은 경우가 큰 경우보다 같은 전도도 비율이라 하더라도 유전영동 힘과 이동 속도는 컸다. 입자의 전기전도도가 유체보다 큰 경우와 작은 경우는 서로 다른 메커니즘에 의해 벽으로부터 반발력이 발생한다고 밝혀졌다. 즉, 벽과 같이 유체보다 전도도가 작은 경우에는 상승효과 때문에 입자와 벽 사이의 전기장이 강해진다. 따라서 아래쪽방면 압축력이 커지게 되어 입자는 벽으로부터 반발력이 발생한다. 반면에 벽과 반대로 유체보다 전도도가 큰 경우에는 상쇄효과 때문에 입자와 벽 사이의 전기장이 약해진다. 이 때문에 아래쪽방면 인장력이 약해져 입자는 벽으로부터 역시 반발력이 발생한다.

본 연구에서는 벽을 비전도성이라 가정하였다. 그렇지만 실제 응용에서는 어느 정도의 전기전도도를 가진 경우가 많이 있다. 따라서 추후 이에 대한 추가적인 연구가 필요하다. 뿐만 아니라 보다 엄격한 유전영동 운동 연구를 위해서는 3차원 해석도 필요하다.

후 기

본 연구는 동아대학교의 지원에 의해 이루어졌다.

참고문헌 (References)

- (1) Cetin, B. and Li, D., 2011, "Dielectrophoresis in Microfluidics Technology," *Electrophoresis*, Vol. 32, pp. 2410~2427.
- (2) Hossain, M. R., Dillon, R., Roy, A. K. and Dutta, P., 2013, "Modeling and Simulation of Dielectrophoretic

- Particle-Particle Interactions and Assembly," *Journal of Colloid and Interface Science*, Vol. 394, pp. 619~629.
- (3) Hossan, M. R., Dillon, R., Roy, A. K. and Dutta, P., 2014, "Hybrid Immersed Interface-Immersed Boundary Methods for AC Dielectrophoresis," *Journal of Computational Physics*, Vol. 270, pp. 640~659.
- (4) Ai, Y., Zeng, Z. and Qian, S., 2014, "Direct Numerical Simulation of AC Dielectrophoretic Particle-Particle Interactive Motions," *Journal of Colloid and Interface Science*, Vol. 417, pp. 72~79.
- (5) Squires, T. M. and Bazant, M. Z., 2006, "Breaking Symmetries in Induced-Charge Electroosmosis and Electrophoresis," *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 560, pp. 65~101.
- (6) Kilic, M. S. and Bazant, M. Z., 2011, "Induced-Charge Electrophoresis near a Wall," *Electrophoresis*, Vol. 32, pp. 614~628.
- (7) Liu, H. and Bau, H. H., 2004, "The Dielectrophoresis of cylindrical and spherical particles submerged in shells and in semi-infinite media," *Physics of Fluids*, Vol. 16, pp. 1217~1228.
- (8) Young, E. W. K. and Li, D., 2005, "Dielectrophoretic Force on a Sphere near a Planar Boundary," *Langmuir*, Vol. 21, pp. 12037~12046.
- (9) Kang, K. H., Xuan, X., Kang, Y. and Li, D., 2006, "Effects of dc-dielectrophoretic force on particle trajectories in microchannels," *Journal of Applied Physics*, Vol. 99, pp. 064702.
- (10) Lo, Y. J. and Lei, U., 2009, "Quasistatic Force and Torque on a Spherical Particle under Generalized Dielectrophoresis in the Vicinity of Walls," *Applied Physics Letters*, Vol. 95, pp. 253701.
- (11) Lo, Y. J. and Lei, U., 2010, "Experimental Validation of the Theory of Wall Effect on Dielectrophoresis," *Applied Physics Letters*, Vol. 97, p. 093702.
- (12) Liang, L., Ai, Y., Zhu, J., Qian, S. and Xuan, X., 2010, "Wall-Induced Lateral Migration in Particle Electrophoresis through a Rectangular Microchannel," *Journal of Colloid and Interface Science*, Vol. 347, pp. 142~146.
- (13) Liang, L., Qian, S. and Xuan, X., 2010, "Three-Dimensional Electrokinetic Particle Focusing in a Rectangular Microchannel," *Journal of Colloid and Interface Science*, Vol. 350, pp. 377~379.
- (14) Kang, S., 2014, "Dielectrophoretic Motion of Two Particles with Diverse Sets of the Electric Conductivity under a Uniform Electric Field," *Computers and Fluids*, Vol. 105, pp. 231~243.
- (15) Liu, X.-D., Fedkiw, R. P. and Kang, M., 2000, "A Boundary Condition Capturing Method for Poisson's Equation on Irregular Domains," *Journal of Computational Physics*, Vol. 160, pp. 151~178.
- (16) Kim, J., Kim, D. and Choi, H., 2001, "An Immersed-Boundary Finite-Volume Method for Simulations of Flow in Complex Geometries," *Journal of Computational Physics*, Vol. 171, pp. 132~150.