대한기계학회논문집 B 권, 제 27 권 제 8 호, pp. 1097~1104, 2003

Langmuir 미끄럼 경계조건을 이용한 미소 박리유동의 예측

이도형† · 맹주성* · 최형일** · 나욱상***

(2003 년 1 월 16 일 접수, 2003 년 5 월 30 일 심사완료)

Predictions of Microscale Separated Flow using Langmuir Slip Boundary Condition

Dohyung Lee, Joo-sung Maeng, Hyung-il Choi and Wooksang Na

Key Words : MEMS(미소전자기계시스템), Slip Flow(미끄럼 유동), Rarefaction(희박도), Slip Boundary Condition(미끄럼 경계조건), Microchannel(미소채널)

Abstract

The current study analyzes Langmuir slip boundary condition theoretically and it is tested in practical numerical analysis for separation-associated flow. Slip phenomenon at the channel wall is properly implemented by various numerical slip boundary conditions including Langmuir slip model. Compressible backward-facing step flow is compared to other analysis results with the purpose of diatomic gas Langmuir slip model validation. The numerical solutions of pressure and velocity distributions where separation occurs are in good agreement with other numerical results. Numerical analysis is conducted for Reynolds number from 10 to 60 for a prediction of separation at T-shaped micro manifold. Reattachment length of flows shows nonlinear distribution at the wall of side branch. The Langmuir slip model predicts fairly the physics in terms of slip effect and separation.

1. 서 론

최근 MEMS(Micro-Electro-Mechanical-Systems)산업의 발달에 따라 유동제어를 위한 미소장치, 생의학용 미소장치(biomedical system), Bio-chip 등의 여러 분야에서 개발과 응용에 대한 많은 연구가 활발히 진행중이다.[1] 그러나, MEMS 기술을 기초로 한 채널, 노즐, 밸브 등의 작동은 Navier-Stokes 방정식에 고착경계조건을 이용하는 전통적인 유동 모델로 정확히 예측해 낼 수 없다. 즉, 이러한 기구의 유체 유동은 물체 특성길이가 아주 작거나 유체밀도가 희박해짐으로 인해 연속체 개념으로는 설명할 수 없는 영역에 속하게 되기 때문이다.

† 책임저자, 회원, 한양대학교 기계정보경영공학부
E-mail : dohyung@hanyang.ac.kr
TEL : (031)400-5289 FAX : (031)406-5550
* 회원, 한양대학교 기계공학부
** 회원, 한양대학교 기계기술연구소
*** 한양대학교 대학원 기계공학과

유체 유동에서 Kn 수는 물체 특성길이에 대한 기체입자의 평균자유행로의 비로써, 희박도의 정도를 결정하고, 연속체 모델의 유효성을 결정하는 중요한 척도가 된다. Kn 수가 증가할수록, 희박도 효과는 더 중요하게 되고, 결국 연속체의 가정은 유효하지 않게 된다. 따라서, 미소기구에서의 유동 특성인 미끄럼 유동(slip flow), 희박도(rarefaction), 압축성(compressibility), 분자간 힘(intermolecular forces) 등[1,2]을 정확히 예측해 내는 것이 중요하다 MEMS 유동을 해석하기 위한 수치적 연구[1~10]로는 크게 DSMC(Direct Simulation Monte Carlo)[3]기법과 Navier-Stokes 방정식에 미끄럼 경계조건을 사용하는 방법[4] 등이 있다. Bird[3]에 의해 개발된 DSMC 기법은 고속 희박기체 유동의 계산에 사용되어 오다 최근 저속 MEMS 유동장 계산에 적용, 연구 되어오고 있다. 그러나, 통계적 교란에 의한 오차를 무시할 수 없으므로 적합하지 않다. 이와 달리, Navier-Stokes 방정식에 적절한 미끄럼 경계조건을 적용하면, DSMC 기법보다 더 효율적인 결과를 얻을 수 있는 장점이 있다.

경험적으로 적절한 유동해석 모델들은 Kn 수의 영역에 의존한다. $Kn \le 0.001$ 일 때는, 고착 경계조건(no-slip boundary condition)을 사용하는 Navier-Stokes 방정식이 적절한 해석 모델이 되며, 연속체 유동 영역으로 정의 된다. $0.001 \le Kn \le 0.1$ 일 때는, 미끄럼 경계조건(slip boundary condition)을 사용하는 Navier-Stokes 방정식이 적합하며, 미끄럼 유동 영역(slip flow regime)으로 정의 된다. $0.1 \le Kn \le 10$ 일 때는, 미끄럼 경계 조건을 사용하는 Navier-Stokes 방정식으로는 설명되어 질 수 없는 영역인 천이(transition)유동 영역이 되고, $Kn > 10$ 일 때는, 분자들 간의 충돌이 더욱 감소하게 되는 자유분자류(free molecular flow) 영역이 된다. 물론 전 유동 영역에 대해 Boltzmann 방정식으로 해석이 가능하다. 하지만, 방정식의 전개가 복잡하고, 계산 시간이 오래 소요된다는 단점을 가지고 있어, 실제 MEMS 영역의 해를 구할 때에는 부적절한 방법이 된다.[5]

벽면의 미끄럼 현상을 적절히 해석해 내기 위한 미끄럼 경계조건은 1 차 미끄럼 경계조건(the first-order slip boundary condition)인 Maxwell 경계조건[6-8]을 사용하는 방법과 고차 미끄럼 경계조건(the high-order slip boundary condition)[4,9]을 사용하는 방법등이 있다. 또한, Myong[2,5,10]에 의해 표면화학 이론[11]을 원용한 Langmuir 미끄럼 경계조건을 적용하는 방법이 개발되었다.

본 연구에 앞서 Langmuir 경계조건을 Navier-Stokes 방정식에 적용한 수치기법[12]을 개발하였으며, 기본적인 미소채널 유동에 대한 타당성을 검증하였다. 하지만, 복잡한 형상의 MEMS 기구에서는 박리유동이 나타나게 되는데, 그 예로써 레이놀즈수가 매우 작다 하더라도 유동내부의 갑작스런 팽창, 수축, 유동방향의 급격한 변화 등으로 인하여 유동박리가 발생하게 된다. 따라서, 이와 같은 복잡한 미소 유동장에 대한 수치모델의 검증이 필요하다 할 수 있다. 본 연구에서는 기존 수치모델을 이원자 기체 Langmuir 미끄럼 조건을 적용하여 확장하였으며, 아직까지 널리 연구되지 않은 역압력 구배와 박리가 발생하는 마이크로 기구에서의 희박 기체 유동을 해석하였다. 또한, 기존의 여러 미끄럼 경계조건들, DSMC 기법과의 비교를 통해 본 연구에서 사용한 Langmuir 경계조건의 타당성을 밝혔다.

2. 미끄럼 경계조건

전통적으로 유체와 고체 사이의 경계면에서 고착 경계조건이 사용된다. 즉, 벽면에서의 유체 속도는 벽면의 이동속도와 같아야 하고, 유체 온도는 벽에서의 온도와 같아야 한다. 그러나, 엄격히 말하면 이러한 두 개의 경계조건은 벽에 인접한 유체 유동이 열역학적 평형 상태에 있을 때만 유효하게 되며, 이를 벗어나는 MEMS 유동장에서는 다른 적절한 경계조건이 필요하게 된다.[1]

일반적으로 이러한 MEMS 유동장에서 일어나는 미끄럼 현상을 예측하기 위해서 Maxwell-von Smoluchowski 조건[13]이 많이 사용되어지고 있다. 이 경계조건은 희박, 단원자 기체의 기체 운동학 이론[14]을 바탕으로 1879 년 Maxwell 에 의해 소개되었으며, 등온 유동인 경우 미끄럼 속도는 다음과 같다.[1]

$$u_g - u_w = \frac{2-\sigma_v}{\sigma_v}\lambda\left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)_w \tag{1}$$

여기에서, λ 는 평균자유행로, σ_v 는 조절계수(accommodation coefficient)이다. 일반적인 형태의 Maxwell-von Smoluchowski 경계조건은 다음과 같은 무차원 형태를 갖는다.

$$u_g^* - u_w^* = \frac{2-\sigma_v}{\sigma_v} Kn\left(\frac{\partial u^*}{\partial y^*}\right)_w + \frac{3}{2\pi}\frac{(\gamma-1)}{\gamma}\frac{Kn^2\,\mathrm{Re}}{Ec}\left(\frac{\partial T^*}{\partial x^*}\right)_w \tag{2}$$

$$T_g^* - T_w^* = \frac{2-\sigma_T}{\sigma_T}\left[\frac{2\gamma}{(\gamma+1)}\right]\frac{Kn}{\mathrm{Pr}}\left(\frac{\partial T^*}{\partial y^*}\right)_w \tag{3}$$

여기에서, * 는 무차원 상태량을 나타내며, γ 는 비열비, σ_T 는 열 조절계수(thermal-accommodation coefficient), Ec 는 Eckert 수로써 다음과 같이 정의 된다.

$$Ec = \frac{u_0^2}{c_p \Delta T} = (\gamma-1)\frac{T_0}{\Delta T}Ma^2 \tag{4}$$

여기에서, u_0 는 기준속도(reference velocity), $\Delta T = (T_{gas} - T_0)$ 이고, T_0 는 기준온도(reference temperature)이다. 따라서, 벽에서의 온도구배가 없는 등온 유동인 경우 다음과 같은 Maxwell 미끄럼 경계조건을 얻을 수 있다.

$$u_g^* - u_w^* = \frac{2-\sigma_v}{\sigma_v} Kn\left(\frac{\partial u^*}{\partial y^*}\right)_w \tag{5}$$

여기에서, 벽면의 미끄럼정도는 조절계수의 값에 따라 달라지는데, 이 조절계수가 단원자, 또는 이원자 기체를 명확히 구분하여 기술하지 않는다는

특징이 있다. 즉, 조절계수가 특정 물질 표면의 특정기체에 대해 정의되는 것이 아니라 임의로 정하기 때문에 이 조절계수에 따라 미끄럼 정도의 차이가 발생하게 된다. 한편, Beskok[4] 등은 식 (5)의 일차 근사식을 고차항까지 전개하여 2 차 정확도의 경계조건을 개발하였다.

$$u_g = \frac{1}{2}\left[u_\lambda + (1-\sigma_v)u_\lambda + \sigma_v u_w\right] \qquad (6)$$

여기에서, u_λ 는 접선방향 기체속도(tangential gas velocity)이다. 하지만, Maxwell 경계조건의 문제점을 그대로 가지고 있고, 일차 정확도의 Navier-Stokes 방정식에 고차 미끄럼 조건을 적용하는 것은 논리적으로 타당하지 못하다 할 수 있다.

이러한 기존 경계조건의 문제점을 극복하기 위해 Myong 은 표면화학(surface chemistry)이론을 바탕으로 Langmuir 경계조건을 개발하였다. 표면화학 이론에서 기체입자가 고체 표면에 부딪칠 때 완전히 탄성적으로 반사하지 않고 짧은 시간 흡착된 다음 발산하는데 이 과정에서의 시간차가 미끄럼 속도로 나타나게 된다. 벽면과 열적 평형을 이루는 입자의 퍼센트인 표면 덮힘비율(the fraction of covered surface)을 α 라 하고, 이원자 기체일 경우에는, 다음과 같이 표현된다.[10]

$$\alpha = \frac{\sqrt{\beta p}}{1+\sqrt{\beta p}} \qquad (7)$$

여기에서, β 는 화학반응 상수와 같은 역할을 하고 다음과 같이 정의될 수 있다.

$$\beta = \frac{Al_r / Kn}{k_B T_w}\exp\left(\frac{D_e}{k_B T_w}\right) \qquad (8)$$

여기에서, k_B 는 Boltzmann 상수, A 는 평균면적(mean area of site), D_e 는 퍼텐셜 변수, l 은 평균자유행로를 나타낸다. 따라서, 식 (7)과 (8)에 의해 계산된 α 를 통하여 다음과 같은 온도와 속도의 경계조건을 얻을 수 있다.

$$T = \alpha T_w + (1-\alpha)T_0 \qquad (9)$$

$$u = \alpha u_w + (1-\alpha)u_0 \qquad (10)$$

여기에서, u_0 는 기준속도이고, T_0 는 기준온도이다. 위의 다른 경계조건들과는 달리 조절계수나 속도의 구배가 필요하지 않으며, 단원자, 이원자, 나아가 혼합기체를 이론적으로 명확히 기술하는 장점이 있다. 본 연구에서는 기존 수치해석모델을 이원자 기체(diatomic gas)에 대한 경계조건으로 확장하였으며, 이를 이용하여 박리가 발생하는 미소 유동장을 해석하였다.

3. 수치해석기법

박리가 나타나는 미소 크기의 유동을 해석하기 위해서 비정렬격자 압력기반해법을 적용한 해석프로그램을 이용하였다. 이 해석프로그램에 사용된 수치기법들은 다음과 같다.

미소유동에서 레이놀즈수는 아주 작으나 압축성 효과를 무시할 수 없으므로 저속유동에 유리하며 압축성 효과를 적절히 예측할 수 있는 수정된 SIMPLE[15~17]법을 적용하였다. 기억장소에 유리한 격자점 중심법을 적용하였으며, 플럭스의 계산은 효율적인 계산을 할 수 있도록 모서리(edge)를 중심으로 계산하였다.[18,19] 공간에 대해 2 차 이상의 정확도를 얻기 위해서 제어체적내의 해의 분포를 선형의 1 차 함수로 가정하는 부분 선형 재구성 기법(piecewise linear reconstruction)[18]을 이용하였다. 대류항과 확산항의 이산화는 Demirdzic 와 Muzaferija[15]가 제안한 방법을 적용하였다. 대류항은 중앙차분법이라 할 수 있으며 확산항은 다양한 격자에 일관되게 적용할 수 있는 정렬 격자계의 이산화 방법을 비정렬 격자에 맞게 변형시킨 방법을 적용하였다.

4. 미소 박리유동

바이오 기술 및 여러 MEMS 응용 기구 내의 채널은 일반적으로 복잡한 형상을 가지며, 박리 현상이 발생하게 된다. 본 연구에서는 Langmuir 경계조건의 타당성을 검증하기 위해 박리 유동현상이 나타나는 대표적인 형상인 후류 계단 유동과 T-자형 마이크로 채널내의 유동[20]에 대해 수치해석을 수행하였다.

후류 계단 유동의 형상은 Fig. 1 과 같고, 격자는 복잡한 형상에서 양질의 격자를 가질 수 있는 비정렬 삼각격자를 사용하였다. 채널의 높이는 h, 계단의 높이는 S 이고, $S/h = 0.467$, 채널의 전체 길이는 5.6h 이다. 여기에서, 작동유체는 이원자 기체인 N_2 가스이다. 또한, 입구의 위치는 $x/h = 0.86$ 이고, 격자는 15869 개의 요소를 가진 비정렬격자로 구성하였으며 Fig. 2 와 같다. $\mathrm{Re} = 80$, $\mathrm{Pr} = 0.7$, $Kn = 0.04$ 이고, 채널의 벽면은 300K 의 등온이며, 입출구의 압력비는 2.32 이다. Langmuir 경계조건을 사용하여 계산을 수행하였으며, 그 결과를 DSMC, Maxwell 경계조건, Beskok 의 고차 경계조건등을 사용한 해석결과[9]와

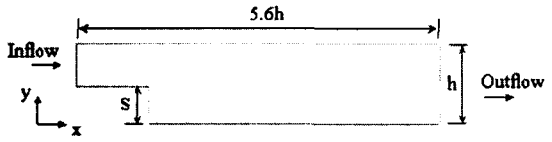


Fig. 1 Schematic of the backward-facing step geometry

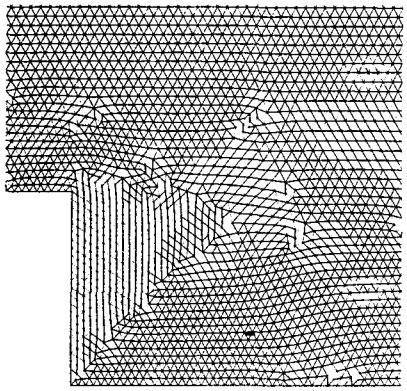
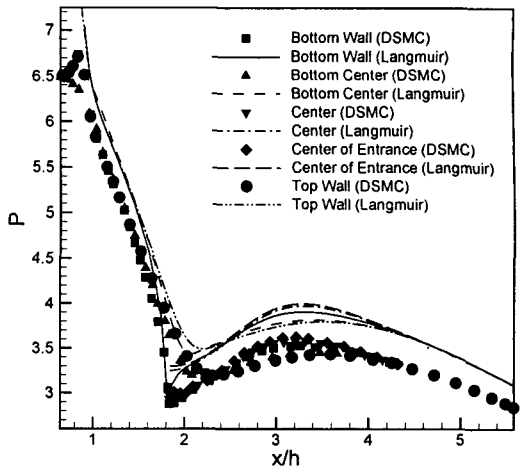


Fig. 2 Unstructured grids around the step

비교하였다.

Fig. 3은 5 개의 서로 다른 지점에서의 압력과 유선방향 속도를 DSMC 기법을 이용한 수치해와 서로 비교한 결과이다. 여기서, 각 위치인 y/h는 y 방향의 무차원 길이로써, 채널의 높이에 해당하는 길이를 의미한다. $1.2 < x/h < 1.6$에서 압력은 균일하게 감소하며, 입구중심의 속도는 증가하게 된다. 채널의 중앙과 윗 벽면을 따르는 속도는 감소하다 x/h가 2.0 부근에서 급격히 증가한다. 이것은 계단을 지나면서 유로가 급격히 확대되어 온도가 떨어지게 되며 따라서, 내부 에너지가 운동에너지로 전환되게 됨을 의미 하는 것이다. 또한, 이러한 형상의 급격한 변화로 인해 x/h가 3.0 부근까지 역압력 구배가 나타남을 볼 수 있다. 이러한 역압력 구배의 존재는 유동 박리가 일어남을 나타내며, 압력 구배가 0 인 점에서 유동이 재부착 되게 된다. Fig. 4 는 계단 부근의 확대전($x/h = 1.7$)과 확대후($x/h = 2.1$) 위치에서의 수직단면에 대한 유동 속도와 온도를 나타낸 결과이다. 먼저 확대전에서의 유선방향 속도(u)는 대칭에 가까운 포물선 형태를 보인다. 그러나, 유선에 수직한 방향의 속도(v)는 음의 값을 가지며, 채널의 아래 벽면 방향으로 기울어진 비대칭 형태를 보인다. 이는 유체의 운동량이 채널의 아래 벽면쪽으로 전파되는 것을 나타내며, 계단의 급격한 형상변화에 기인한다. 온도분포 역시 비대칭적으로 분포한다.



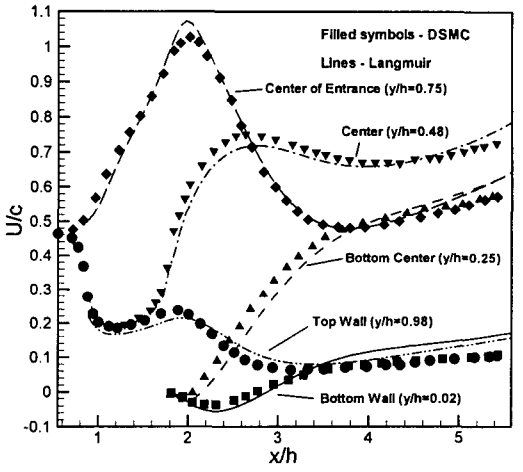


Fig. 3 Pressure and streamwise velocity along the backward-facing step channel. Comparison of DSMC and Navier-Stokes utilizing the Langmuir slip condition are presented

본 연구에서 사용한 Langmuir 경계조건은 이전의 DSMC 나 다른 미끄럼 경계조건의 결과들과 잘 일치 한다. 유선방향 속도분포의 경우 4 가지 경계조건에서 정량적인 일치를 보였으나, 유선에 수직한 방향의 속도는 DSMC 기법에 비해 2m/s 정도 크게 예측함을 보였다. 온도분포는 Maxwell 경계조건을 사용한 결과가 다른 결과들에 비해 4 ~ 5K 정도 크게 예측하였다. 또한 Maxwell-von Smoluchowski 의 temperature-jump 경계조건을 적용하여 경계면에서 4 도정도의 온도 점프(jump)현상이 발생하였다. 계단확대후의 결과에서 u 속도성분은 국소적으로 음의 값을 가지는 영역이 존재하.

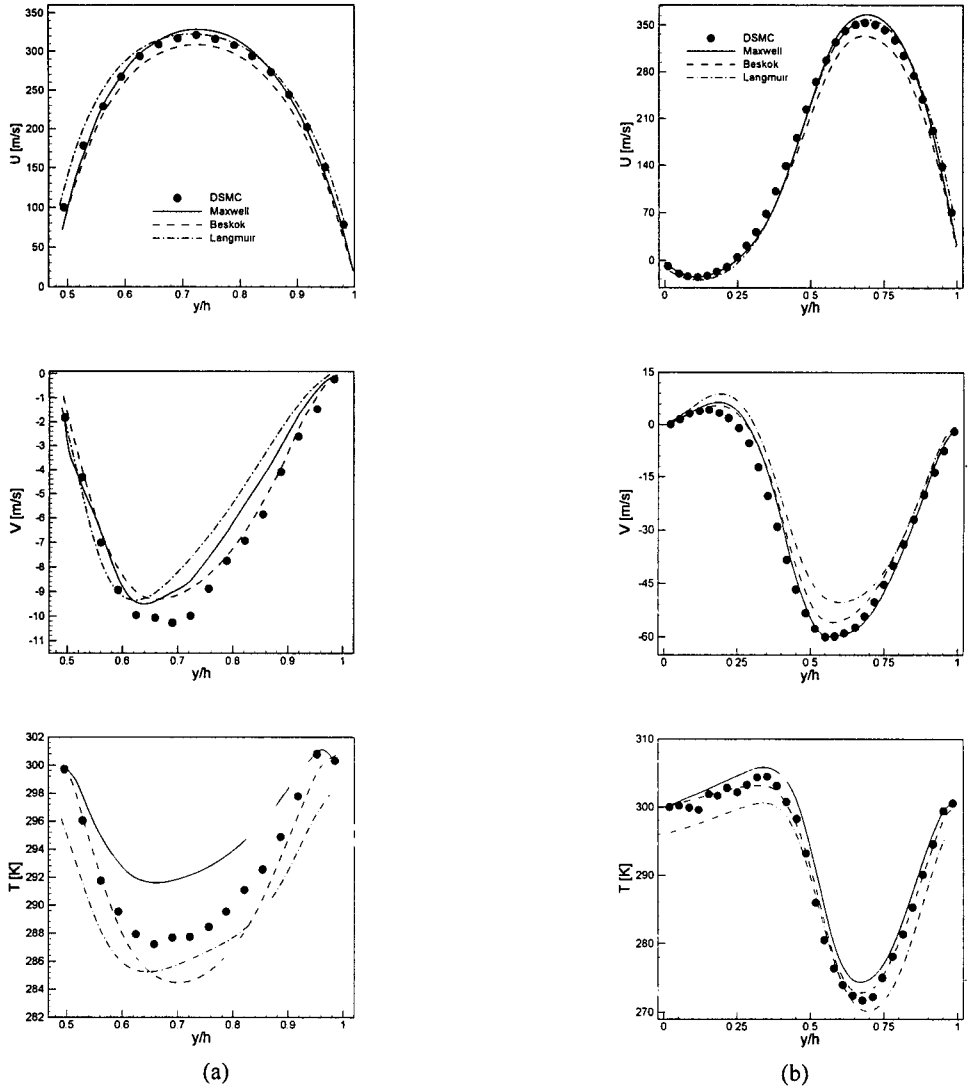


Fig. 4 Velocity and temperature distribution before, and after the expansion. Various slip models are compared to the DSMC solutions. (a) : $x/h=1.7$, (b) : $x/h=2.1$

며, 이 영역에서 v속도성분은 양의 값을 가진다. 온도분포는 u속도성분과 서로 상반되는 경향을 보이며, 이것은 열역학적 에너지와 운동학적 에너지의 전환을 적절히 예측함을 나타낸다. Fig. 5 는 채널의 윗 벽면과 아래 벽면을 따르는 무차원 전단응력 분포이며, 이전의 Maxwell, Beskok 의 미끄럼 경계조건과 비교하였다. 아래 벽면에서 음의 값을 가지는 영역이 박리가 일어나는 영역이다. 세가지 미끄럼 경계조건 모두 정성적으로 잘 일치함을 보여주며, Beskok 의 미끄럼 조건이 다른 두 가지의 결과보다 조금 작게 예측하였다. 유체의 재부착 지점은 x/h가 2.8 에서 2.9 사이이다. 역압력 구배와 박리가 발생하는 대표적인 형태인 후류계단 유동은 다른 여러 복잡한 형상의 해석을 위한 기본적인 모델문제가 된다. 따라서, 다른 여러 모델들과 비교했을 때, Langmuir 경계조건의 결과는 잘 일치 함을 보여 주고 있다.

두 번째로 T 형 매니폴드형태의 미소 채널내부의 유동을 해석하고자 한다. T 형 미소 채널의 형상은 Fig. 6 과 같다. D 는 대표길이로써 무차원값 1

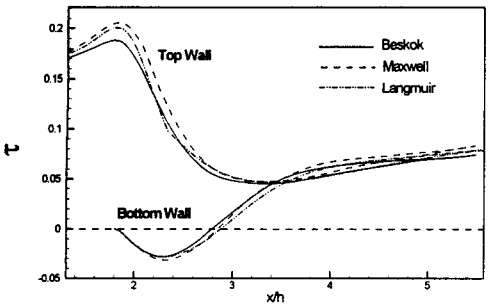


Fig. 5 Dimensionless shear stress distributions at top and bottom walls using Beskok, Maxwell and Langmuir slip condition

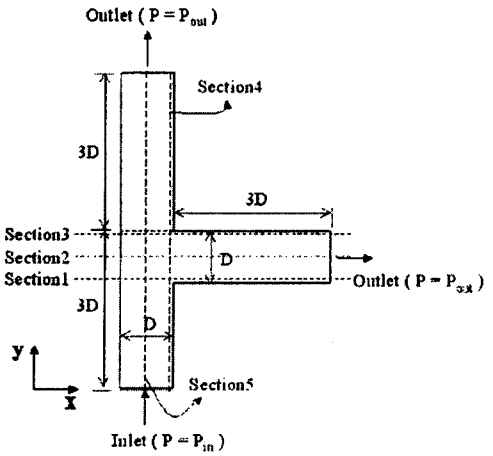
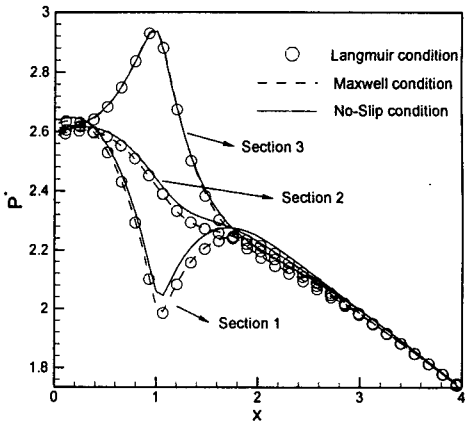
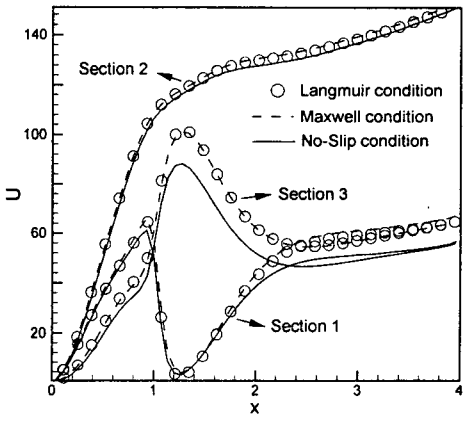


Fig. 6 Schematic of the flow split in a T-shaped branch

을 가지며, $Kn = 0.04$ 이고, 레이놀즈수를 10 에서 60 까지 변화 시키면서 해석을 수행하였다. 입구와 출구의 경계조건은 $P_{in} = P_{atm}$(대기압)이고, $P_{out} = P_{in}/1.2$ 이다. 작동유체는 이원자 기체인 N_2 가스를 사용하였고, 격자는 14514 개의 요소를 가진 양질의 삼각 비정렬격자를 생성하였다. Langmuir 미끄럼 조건을 사용한 결과를 Maxwell 경계조건과 고착경계조건의 결과와 비교하였다.

먼저 레이놀즈수가 30 일 경우에 대해 수치해석을 수행하였다. Fig. 7은 Fig. 6의 세 단면(section3:D=0.95, section2:D=0.5, section1:D=0.05)에서의 압력, 속도분포와 streamline 을 나타낸 결과이다. 아래 벽면(section1)을 따르는 압력분포에서 X 축을 따라 압력이 일정하게 감소하다 분지관이 시작되는 지점에서 역압력 구배가 나타나고 있다. 이것은 이 지점을 기점으로 박리가 발생함을 의미한다. 윗 벽면(section3)에서는 압력이 점점 증가하다 분지관이





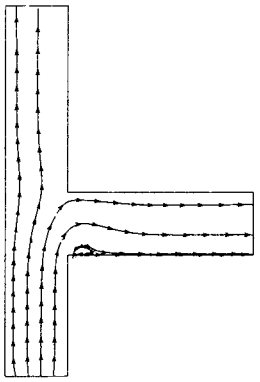


Fig. 7 Distribution of pressure[dimensionless] and streamwise velocity[m/s] using each boundary condition and streamline of a T-shaped branch (Re=30)

시작되는 부근에서부터 점점 감소한다. 아래 벽면을 따르는 유선방향 속도분포를 보면, 분지관이 시작되면서 속도가 급격히 감소하였다. 이것은

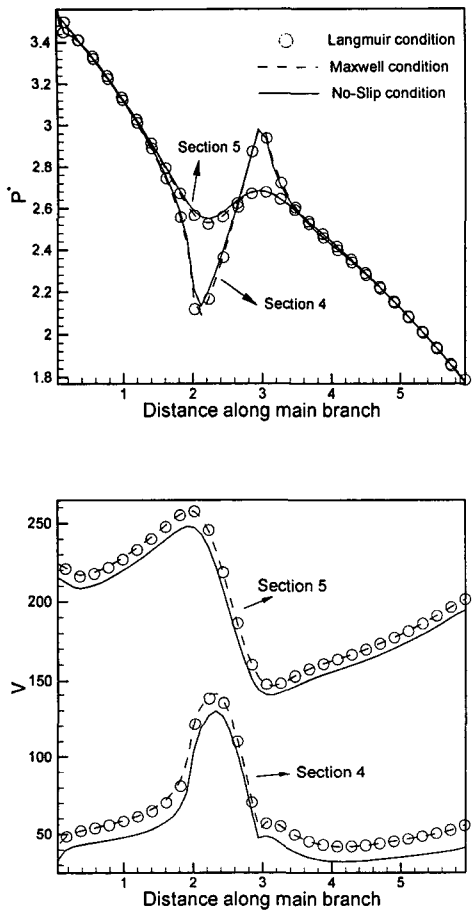


Fig. 8 Pressure[dimensionless] and velocity[m/s] distributions along mainbranch using each boundary conditions

박리가 시작되고, 속도가 다시 증가할 때, 유동이 재부착함을 의미한다. 출구쪽으로 갈수록 고착경계조건과 미끄럼조건과의 차이를 보이는데, 이것은 벽면에서의 미끄럼 효과에 기인한다. 즉, 희박도 효과에 의한 유량의 증가를 보여준다. 압력분포에서도 역시 고착경계조건의 경우보다 미끄럼 경계조건의 경우가 더 낮게 예측되며, 이것은 유선방향 속도의 결과와 더불어 미끄럼 경계조건이 미끄럼 효과를 적절하게 예측해줌을 보여준다.

Fig. 8 은 주관 (main branch) 의 $x = 0.5$ (section5), $x = 0.95$ (section4)를 따르는 속도와 압력 분포를 도시한 결과이다. 주관의 중심(section5)을 따르는 압력 분포는 출구쪽으로 갈수록 전체적으로 점점 감소하며, 분지관이 시작되는 영역에서 작은 역압력 구배가 발생한다. 벽면 (section4)을 따르는

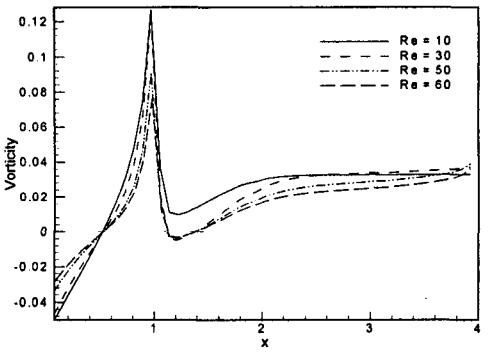


Fig. 9 Vorticity[dimensionless] profiles along the lower wall of side branch for compressible rarefied gas flows

압력 분포의 경우, 이 부근에서 더 급격한 역압력 구배를 보인다. 이것은 이 부근에서 분지관의 영향으로 인하여 주관의 유선방향 속도가 급격히 감소하기 때문이다. 이러한 결과는 이 부근에서의 속도 분포(Fig. 8; bottom)를 보면 쉽게 예측할 수 있다. 속도분포의 경우는 벽면에서의 미끄럼 현상으로 인하여 고착경계조건의 경우보다 더 커짐을 볼 수 있다. 분지관으로 유동이 빠져 나가는 위치에서 속도가 급격히 감소 하게 되고, 다시 서서히 증가하면서 주관으로 빠져 나가게 된다. Fig. 9 는 압축성 미소유동에 대해 레이놀즈수를 변화시켜가면서 분지관의 아래벽면을 따르는 무차원화된 와도(vorticity)를 비교한 그림이다. 여기에서 벽면경계조건은 Langmuir 미끄럼 경계조건을 사용하였다. 분지관의 모서리 부근에서 크기가 양에서 음으로 바뀌고, 다시 양으로 바뀐다. 즉, 이 지점이 유체의 재부착 지점이 된다. 박리영역의 크기가 레이놀즈수에 따라 비선형적으로 변함을 보여주며, 이는 압축성 유동의 특성을 잘 예측함을 나타낸다. 이상에서 박리가 일어나는 후향계단 유동과 T 형 미소채널에 대해 수치해석을 수행하였다. 본 연구에서 도입한 Langmuir 미끄럼 모델이 다른 수치모델과 잘 일치함을 보였으며, 복잡한 미소형상(micro-geometries)에서의 압축성 희박기체 유동에 대한 Langmuir 미끄럼 모델의 유용성을 보여주었다.

5. 결 론

본 연구에서는 박리가 일어나는 희박기체유동에 대해 Langmuir 미끄럼 경계조건을 적용하여 수치해석을 수행하였다. 후향계단 형상에서의 유동

과 T 형 미소채널에서의 유동을 해석하였으며 다음과 같은 결론을 얻을 수 있었다.

(1) Langmuir 미끄럼 조건을 사용하는 본 수치기법의 해석결과는 Maxwell 미끄럼 조건, Beskok 의 2 차 미끄럼 조건 그리고, DSMC 기법의 결과와 속도분포의 경우는 정성적으로 잘 일치하였다. 그러나, 온도나 전단응력 분포의 경우 Maxwell 미끄럼 조건은 다른 조건들에 비해 큰 값을 예측함으로써 적절하지 않음을 보여준다.

(2) 후향계단 유동의 해석에서 속도, 압력분포, 온도와 전단응력분포를 적절히 예측하였으며, 이는 이원자 기체 Langmuir 미끄럼 조건의 유효성을 보여주었다.

(3) T 형 미소채널의 유동해석에서 분지관의 아래 벽면(section1)을 따라서 박리가 발생하는 경우에 역압력 구배가 나타난다. 유선방향 속도분포는 벽면의 미끄럼 현상으로 인하여 증가하는 경향을 보이며, 이는 희박도 효과에 의한 유량의 증가를 가져온다.

(4) 분지관에서의 박리크기는 레이놀즈수의 변화에 따라 대략 $x = 0.2$ 이상 증가하지 않는 비선형적인 분포를 나타내었으며, 이는 압축성 효과에 의한 특징을 잘 나타내고있다.

후 기

이 논문은 2000 년 한양대학교 교내연구비 지원으로 연구되었으며, 이에 감사 드립니다.

참고문헌

(1) Gad-el-Hak, M., 1999, "The Fluid Mechanics of Microdevices – The Freeman Scholar Lecture," *Journal of Fluids Engineering*, Vol. 121, pp. 5~33.

(2) Myong, R. S., 2000, " Analysis of Rarefied and MEMS Gas Flows using Thermodynamically Consistent Nonequilibrium Hydrodynamic Models," *KSAS Journal*, Vol. 28, No. 4, pp. 35~47.

(3) Brid, G., 1994, Molecular Gas Dynamics and the Direct Simulation of Gas Flows, *Oxford Science Publications, Midsomer Norton, Avon*, UK.

(4) Beskok, A., Karniadakis, G. E., and Trimmer, W., 1996, "Rarefaction and Compressibility Effects in Gas Microflows," *Journal of Fluids Engineering*, Vol. 118, pp. 448~456.

(5) Myong, R. S., 1999, "Thermodynamically Consistent Hydrodynamic Computational Models for high-Knudsen-number gas flows," *Phys. Fluids*, Vol. 11, No. 9, pp.2788~2802.

(6) Piekos, E. S. and Breuer, K. S., 1996, "Numerical Modeling of Micromechanical Devices Using the Direct Simulation Monte Carlo Method," *Journal of Fluids Engineering*, Vol. 118, pp. 464~469.

(7) Arkilic, E. B., 1997, "Measurement of the Mass Flow and Tangential Momentum Accommodation Coefficient in Silicon Micromachined Channels," *Ph.D. Dissertation, MIT, Cambridge.*

(8) Arkilic, E. B., Schmidt, M. A., and Breuer, K. S., 1997, "Gaseous Slip Flow in Long Microchannels," *J. of Microelectromechanical Systems*, Vol.6, No.2, pp.167~178.

(9) Beskok, A., 2001, "Validation of a new velocity-slip model for separated gas microflows,"*Numerical Heat Transfer*, Part B, pp. 451~471.

(10) Myong, R. S., 2001, "Velocity-Slip Effect in Low-Speed Microscale Gas Flows," AIAA 2001-3076, *35th AIAA Thermophysics Conference*, Aneheim, CA.

(11) Adamson, A. W. and Gast, A. P., 1997, *Physical Chemistry of Surfaces*, 6th ed., John Wiley & Sons, Inc.

(12) Choi, H., Lee, D., and Maeng, J., 2002, "Numerical Analysis of Microchannel Flows Using Langmuir Slip Model," *KSME Journal B*, Vol. 26, No. 4, pp. 587~593.

(13) Kennard, E. H., 1938, *Kinetic Theory of Gasses*, McGraw-Hill, Yew York.

(14) Gombosi, T. I., 1994, *Gaskinetic Theory*, Cambridge University Press, New York.

(15) Demirdzic, I. and Muzaferija, S., 1995, "Numerical method for coupled fluid flow, heat transfer and stress analysis using unstructured moving meshes with cells of arbitrary topology," *Comput. Methods Appl. Mech. Engrg.*, Vol. 125, pp. 235~255.

(16) Demirdzic, I., Lilek, Z. and Peric, M., 1993, "A Collocated Finite Volume Method for Predicting Flows at All Speeds," *Int. J. Numer. Meth. Fluids*, Vol. 16, pp.1029~1050.

(17) Rincon, J. and Elder, R., 1997, "A High-Resolution Pressure-based Method for Compressible Flows," *Comput. Fluids*, Vol. 26, No. 3, pp.217~231.

(18) Anderson, W. K., and Bonhaus, D. L., 1994, "An Implicit Upwind Algorithm for Computing Turbulent Flows on Unstructured Grids," *Computers Fluids*, Vol. 23, No. 1, pp. 1~21.

(19) Jessee, J. P. and Fiveland, W. A., 1996, "A Cell Vertex Algorithm for the Incompressible Navier-Stokes Equations on Non-orthogonal Grids," *Int. J. Numer. Meth. Fluids*, Vol. 23, pp.271~293.

(20) Wu, J. S. and Tseng, K. C., 2001, "Analysis of Micro-Scale Gas Flows with Fressure Boundaries Using Direct Simulation Monte Carlo Method," *Computers Fluids*, Vol. 30, pp. 711~735.