

# 희박기체 영역에서 미끄럼 경계조건을 적용한 썰기 형상 주위의 유동 해석

최 영 재, 권 오 준\*

한국과학기술원 항공우주공학과

## NUMERICAL STUDY OF WEDGE FLOW IN RAREFIED GAS FLOW REGIME USING A SLIP BOUNDARY CONDITION

Y.J. Choi and O.J. Kwon\*

Dept. of Aerospace Engineering, KAIST.

*For rarefied gas flow regimes, physical phenomena such as velocity slip and temperature jump occur on the solid body surface. To predict these phenomena accurately, either the Navier-Stokes solver with a slip boundary condition or the direct simulation Monte Carlo method should be used. In the present study, flow simulations of a wedge were conducted in Mach-10 flow of argon gas for several different flow regimes using a two-dimensional Navier-Stokes solver with the Maxwell slip boundary condition. The results of the simulations were compared with those of the direct simulation Monte Carlo method to assess the present method. It was found that the values of the velocity slip and the temperature jump predicted increase as the Knudsen number increases. Also, the results are comparatively reasonable up to the Knudsen number of 0.05.*

**Key Words :** 전산유체역학(CFD), 미끄럼 경계조건(Slip Boundary Condition), 희박기체 유동(Rarefied Gas Flow), 미끄럼 속도(Slip Velocity), 온도 점프(Temperature Jump)

### 1. 서 론

최근 나로호의 발사 성공으로 인해 우주발사체와 같이 중 고도 및 고고도에서 고속으로 비행하는 물체에 대한 관심이 증대되고 있고, 중/고고도 영역의 유동에 대한 효율적인 해석 방법의 요구 또한 증대되고 있다. 중/고고도 영역은 지상 근처의 영역에 비해 상대적으로 공기 밀도가 희박하고, 희박한 정도에 따라 연속체 가정이 성립되지 않기도 한다. 대기 밀도의 희박한 정도는 일반적으로 평균 자유 행로(mean free path,  $\lambda$ )와 특성 길이(characteristic length,  $L$ )의 비로 정의되는 누센 수(Knudsen number,  $Kn = \lambda/L$ )의 값으로 구분하며, 누센 수가 클수록 유동장의 밀도가 희박함을 나타낸다.

연속체 영역(continuum regime)에 대한 해석은 일반적으로 연속체 가정을 기반으로 하는 Navier-Stokes(N-S) 방정식을 전

산유체역학(Computational Fluid Dynamics, CFD) 기법을 이용하고, 희박기체 영역(rarefied gas flow regime)은 연속체 가정이 성립되지 않기 때문에 일반적으로 N-S 방정식을 해석하는 CFD 기법이 아닌 직접모사법(Direct Simulation Monte Carlo, DSMC)[1]을 이용하여 해석한다. DSMC 방법은 Maxwell의 연구를 통해 발견된 희박기체 영역의 물체 표면에서 발생하는 미끄럼 속도(slip velocity) 및 온도 점프(temperature jump) 현상[2]을 모사할 수 있지만, 일반적인 CFD 기법은 점착 조건(no-slip condition)으로 인해 이러한 물리적인 현상을 모사할 수 없는 단점이 있다. 그러나 희박기체 영역에서 발생하는 미끄럼 속도 및 온도 점프 현상을 모사하는 경계조건인 미끄럼 경계조건(slip boundary condition)을 CFD 기법에 적용하면, DSMC 방법에 비해 상대적으로 계산 비용이 저렴하고, 계산 시간 또한 짧은 CFD 기법의 장점을 활용하면서도 DSMC 방법보다 효율적으로 희박기체 영역에 대한 유동 해석을 수행할 수 있게 된다.

CFD 기법으로 희박기체 영역에서 발생하는 물리적인 현상을 모사하기 위한 연구의 일환으로 미끄럼 경계조건에 대한 연구가 다수의 연구자들에 의해 수행되어 왔다. Lockerby et

Received: March 21, 2014, Revised: April 29, 2014,

Accepted: April 30, 2014.

\* Corresponding author, E-mail: ojkwon@kaist.ac.kr

DOI <http://dx.doi.org/10.6112/ksce.2014.19.2.040>

© KSCFE 2014

al.[3,4]은 단순한 형태의 Maxwell의 미끄럼 경계조건을 이용하여 미끄럼 속도 현상에 대한 연구와 형상에 따른 수치적 안정성에 대해서 연구를 수행하였다. Lofthouse[5]는 다양한 미끄럼 경계조건들을 이용하여 주로 희박기체 영역에서 극초음속으로 비행하는 물체에 대한 해석을 수행하였다. Myong[6]은 Langmuir 모델을 이용한 미끄럼 경계조건을 개발하여 주로 미소 물체 주위에서 발생하는 화학 반응 및 미끄럼 현상에 대해 연구를 수행하였다.

본 연구는 중/고고도 영역에서 고속으로 비행하는 물체를 효율적으로 해석하는 기법 개발에 대한 선행연구로서, CFD 기법에 미끄럼 경계조건을 적용하는 연구를 수행하였다. 다양한 미끄럼 경계조건들 중에서 Maxwell 경계조건을 2차원 CFD 기법에 적용하였으며, 4가지의 특정 누센 수 0.002, 0.01, 0.05, 0.25 영역에 대한 CFD 해석 결과를 선행 연구자의 DSMC 결과와 비교하여 미끄럼 경계조건이 적용 가능한 누센 수의 범위 확인 및 각 영역에서 발생하는 미끄럼 속도 및 온도 점프 현상에 대해 관찰하였다.

## 2. 수치해석 방법

### 2.1 지배방정식 및 수치기법

본 연구에서 사용한 지배방정식은 2차원, 점성, 압축성 Navier-Stokes 방정식이다. 지배방정식을 비정렬 격자계에서 사용하기 위해 격자점 중심의 유한 체적법으로 이산화하였으며, 각 격자요소에 대한 제어체적은 메디안-듀얼 방법을 적용하였다. 비점성 플럭스는 Roe의 Flux Difference Splitting(FDS)을 사용하여 계산하였으며, 점성 플럭스는 중심 차분(central difference) 방법을 이용하여 계산하였다. 시간 적분은 오일러 후방 차분법에 의해 내재적으로 처리되었으며, 선형화를 통하여 얻어지는 선형 시스템은 point Gauss-Seidel 방법을 이용하여 풀이되었다. 해의 수렴성을 향상시키기 위해 국부시간 전진기법을 적용하였다.

### 2.2 미끄럼 경계조건 (Slip Boundary Condition)

누센 수가 상대적으로 큰 희박기체 영역에서는 물체 표면에서 미끄럼 속도 및 온도 점프 현상이 발생한다. 이러한 현상을 수치 해석적으로 모사하기 위해서는 미끄럼 경계조건이 요구된다. 본 연구에서는 다양한 미끄럼 경계조건들 중에서 Maxwell 경계조건[3]을 CFD 기법에 적용하여 해석을 수행하였다.

Maxwell 경계조건은 기체 운동학 이론에서 벽면-입자의 상호작용에 관한 근사해법에 기초한다. 특히 등온 유동의 경우 미끄럼 속도는 식 (1)로 표현될 수 있다.

$$\vec{u}_s = \left( \frac{2 - \alpha_v}{\alpha_v} \right) \lambda \left. \frac{\partial \vec{u}}{\partial n} \right|_w \tag{1}$$

여기서,  $n$ 은 물체 표면에 수직인 방향이고,  $\vec{u}_s$ 는 미끄럼 속도,  $\vec{u}$ 는 물체 표면에서의 접선 방향 속도,  $\alpha_v$ 는 접선 운동량 조절계수(tangential momentum accommodation coefficient)이다. 식 (1)에서 사용되는 평균 자유 행로  $\lambda$ 는 국부(local) 값이며, 기체의 특성을 나타내는 값들을 이용하는 가변 강구 모델(variable hard sphere, VHS)에 의해 식 (2)와 같이 계산된다[7].

$$\lambda = \frac{2\mu}{\rho c} = \frac{\mu}{\rho} \sqrt{\frac{\pi}{RT}} \tag{2}$$

여기서  $\bar{c}$ 는 평균 분자 속력(mean molecular speed)이고,  $R$ 은 기체 상수를 나타낸다.

온도 점프에 대한 Maxwell 경계조건 식은 미끄럼 속도에 대한 식과 유사하다[8].

$$T_s - T_w = \frac{2 - \alpha_T}{\alpha_T} \frac{2\gamma}{(\gamma + 1)Pr} \lambda \left. \frac{\partial T}{\partial n} \right|_w \tag{3}$$

여기서,  $T_s$ 는 물체 표면에서의 기체의 온도,  $T_w$ 는 물체 표면의 온도이다.  $\gamma$ 는 비열비이고, Pr은 프랜틀 수(Prandtl number)이다.  $\alpha_T$ 는 식 (1)에서 사용된 접선 운동량 조절계수와 유사한 개념으로, 열적 조절계수(thermal accommodation coefficient)를 나타낸다.

식 (1), (3)에서 수직방향에 대한 기울기(gradient)는 1차 정확도로 이산화 하였다. 이산화한 식은 식 (4), (5)에 나타내었다.

$$\frac{\partial \vec{u}_s}{\partial n} = \frac{\vec{u}_1 - \vec{u}_s}{\Delta n} \tag{4}$$

$$\frac{\partial T}{\partial n} = \frac{T_1 - T_s}{\Delta n} \tag{5}$$

여기서 하첨자 1은 물체 표면에 수직 방향에 있는 격자점에서 값을 나타내며, 하첨자 s는 물체 표면 격자점에서의 값을 대 표한다.  $\Delta n$ 은 1과 s 위치의 격자점 간 수직 거리이다. 하첨자와  $\Delta n$ 에 대한 정의를 Fig. 1에 나타냈다. 그리고 기울기에 대한 이산화는 수치적 안정성을 위해 내재적으로 처리하였다[4].

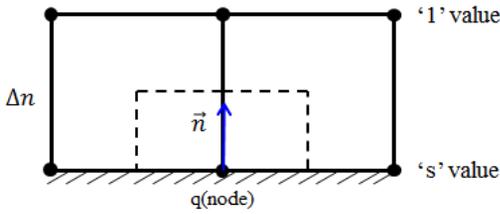


Fig. 1 Mesh geometry definition

수치해석에서 실제 사용되고 있는 미끄럼 속도 및 온도 점프에 대한 이산화 된 식은 각각 식 (6), (7)과 같다.

$$u_s = \frac{\frac{2 - \alpha_v}{\alpha_v} \frac{\lambda}{\Delta n}}{1 + \frac{2 - \alpha_v}{\alpha_v} \frac{\lambda}{\Delta n}} u_1 \quad (6)$$

$$T_s = \frac{1}{1 + \frac{2 - \alpha_T}{\alpha_T} \frac{2\gamma}{\gamma + 1} \frac{1}{Pr} \frac{\lambda}{\Delta n}} T_w + \frac{\frac{2 - \alpha_T}{\alpha_T} \frac{2\gamma}{\gamma + 1} \frac{1}{Pr} \frac{\lambda}{\Delta n}}{1 + \frac{2 - \alpha_T}{\alpha_T} \frac{2\gamma}{\gamma + 1} \frac{1}{Pr} \frac{\lambda}{\Delta n}} T_1 \quad (7)$$

식 (6)과 (7)에서 확인할 수 있듯이 각 조절계수  $\alpha_v$ 와  $\alpha_T$ 에 따라 물체 표면에서의 미끄럼 속도 및 온도 점프의 값이 달라진다. 1을 기준으로 1보다 작은 값을 갖게 되면 벽면 값(0,  $T_w$ )보다 벽면 바로 위의 값( $u_1$ ,  $T_1$ ) 영향을 더 받게 되고, 1보다 큰 값을 갖게 되면 벽면 값의 영향을 더 받게 된다. 만약 각 조절계수를 1보다 작은 값을 이용하여 계산하면 벽면 위의 값 영향이 더 커져서 표면에서의 미끄럼 속도 및 온도 점프에 대한 결과가 각 조절계수를 1로 사용했을 때보다 높은 값을 가질 것으로 예상되고, 이에 따라 표면의 압력 분포는 감소할 것으로 예상된다. 본 연구에서는 각 조절계수  $\alpha_v$ 와  $\alpha_T$ 를 Lofthouse[5]가 적용한 1을 사용하였다.

### 3. 해석결과 및 토론

본 연구에서는 유동장의 온도 분포도, 썩기 표면에서의 압력 분포, 미끄럼 속도, 온도 점프에 대한 결과를 확인하였다. 표면에서의 결과는 표면을 따르는 길이 성분(S)을 썩기 윗면의 길이(L)로 무차원화 된 길이 성분(S/L)에 대해 나타내었

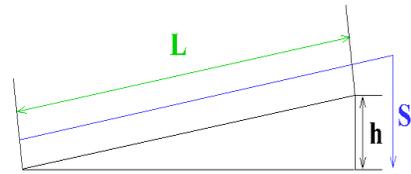


Fig. 2 Wedge geometry definition

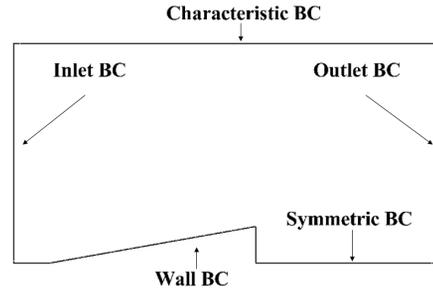


Fig. 3 Boundary conditions

으며, 이에 대한 형상의 정의는 Fig. 2에 나타내었다. 결과는 썩기 형상 주위의 유동 해석 결과와 썩기 형상 표면에서의 결과로 정리하였다. 본 논문의 나머지 부분에서는 미끄럼 경계조건을 적용한 CFD 해석 결과를 CFD(slip), 점착 조건에 대한 CFD 해석 결과를 CFD(no-slip), 그리고 Lofthouse[5]의 DSMC 결과를 DSMC 로 표기하겠다.

#### 3.1 해석형상 및 유동조건

본 연구에서 사용한 형상은 10° 썩기 형상이고, 이에 따른 계산영역 및 경계조건은 Fig. 3에 나타내었다. 유입류(inlet) 조건은 자유류 값으로 고정시켰으며, 마하수는 10, 온도는 200K으로 설정하였다. 미끄럼 속도 및 온도 점프 현상에 대한 차이를 비교하기 위해 벽면에서의 경계조건으로 점착 조건과 미끄럼 경계조건을 적용하여 각각 계산하였고, 벽면의 온도는 500K을 사용하였다.

해석을 수행한 유동 영역은 누셀 수를 기준으로 구분하였으며, 0.002부터 0.25까지 5배 간격으로 증가시키며 총 4가지

Table 1 Flow regimes considered

Kn	Density	Re
0.002	1.408e-4	8000
0.01	2.818e-5	1600
0.05	5.636e-6	320
0.25	1.127e-6	64

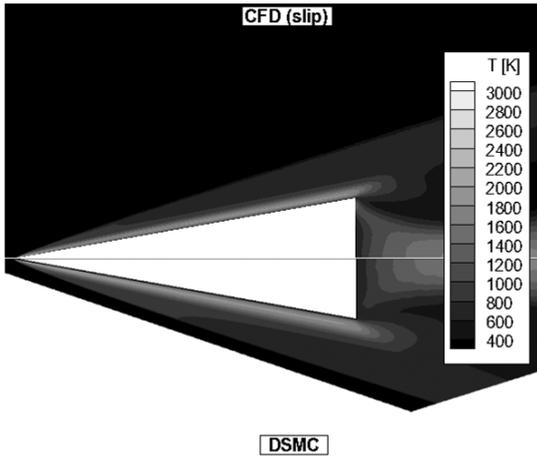


Fig. 4 Temperature contours around the wedge at Kn=0.002

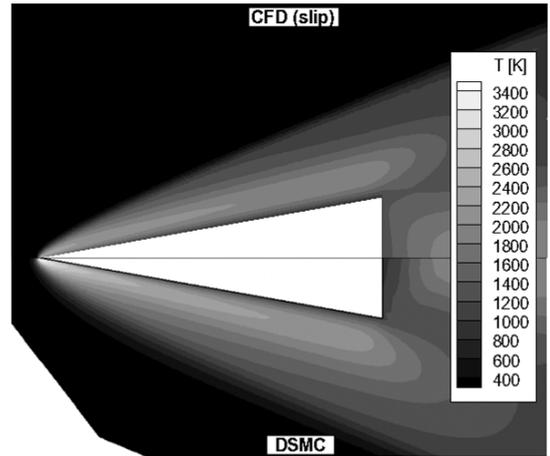


Fig. 6 Temperature contours around the wedge at Kn=0.05

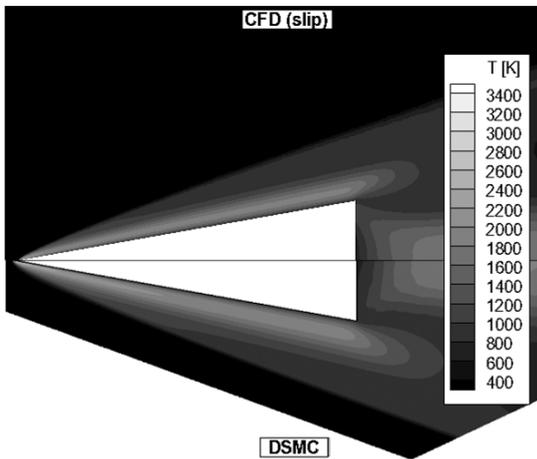


Fig. 5 Temperature contours around the wedge at Kn=0.01

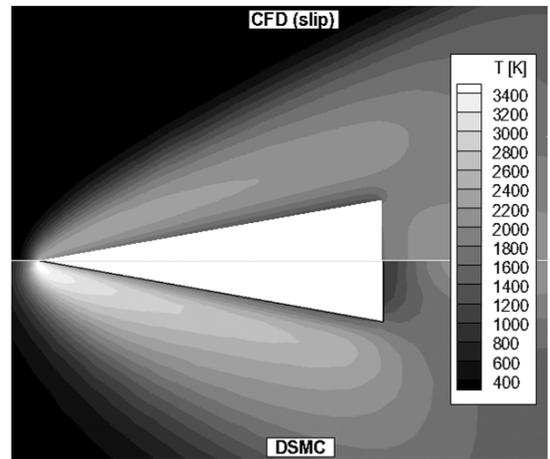


Fig. 7 Temperature contours around the wedge at Kn=0.25

영역에 대한 해석을 수행하였다. 누센 수를 정의하기 위해 사용한 특성길이는 썰기의 높이(h)이고, 각 누센 수에 해당하는 밀도 및 레이놀즈 수(Reynolds number,  $Re$ )에 대한 정보는 Table 1에 기술하였다. 해석 결과의 타당성을 검토하기 위해 선행 연구자의 조건[5]과 동일한 조건을 사용하였다.

계산 영역의 대기 구성 성분은 비활성 단원자 기체인 아르곤(Ar)을 사용하였다. 아르곤(Ar)은 화학 반응 및 비평형 현상을 고려하지 않아도 되기 때문에 미끄럼 속도 및 온도 점프 현상을 비교적 쉽게 확인할 수 있는 장점이 있다.

### 3.2 썰기 형상 주위의 유동 해석 결과

누센 수의 0.002, 0.01, 0.05, 0.25 영역에 대한 썰기 형상 주위의 온도 분포도를 Fig. 4-7에 나타내었다. 4가지 결과를 전체적으로 비교했을 때, 누센 수가 증가함에 따라 충격파

의 기울기 및 경계층의 두께가 증가하는 것을 확인할 수 있다. 이는 누센 수가 증가함에 따라 유동장의 기체 밀도가 감소하여 구배가 약해졌기 때문으로 판단된다. 그리고 썰기의 전방 모서리 부분( $S/L = 0$ )에서 DSMC의 결과가 CFD(slip) 결과보다 높은 온도 분포를 갖는 것도 확인할 수 있다.

누센 수 0.002, 0.01 영역에 대한 CFD(slip)의 온도 분포는 DSMC의 결과와 비교적 잘 일치하고 있다. 두 영역은 비교적 연속체 영역에 가까운 영역이므로 CFD 기법에 미끄럼 경계 조건을 적용하는 것으로도 전반적인 유동장의 온도 분포를 비교적 잘 예측할 수 있는 것으로 판단된다.

누센 수 0.05 영역에 대한 CFD(slip)의 온도 분포가 DSMC의 결과보다 썰기의 후방 부분( $S/L \geq 1$ )에서 상대적으로 높은 온도 분포를 보이지만, 전반적인 온도 분포 경향이 비교적 유사한 것을 확인할 수 있다. 누센 수 0.05 영역은 앞의 두

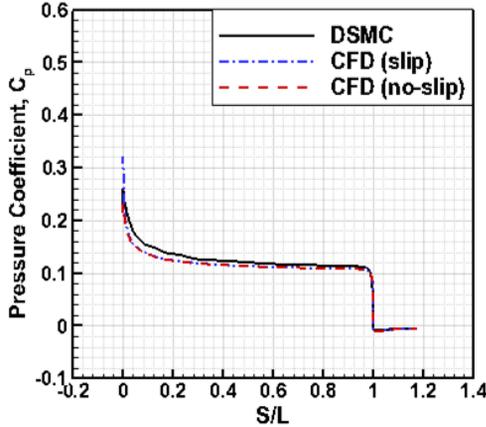


Fig. 8 Pressure coefficient along the wedge surface at Kn=0.002

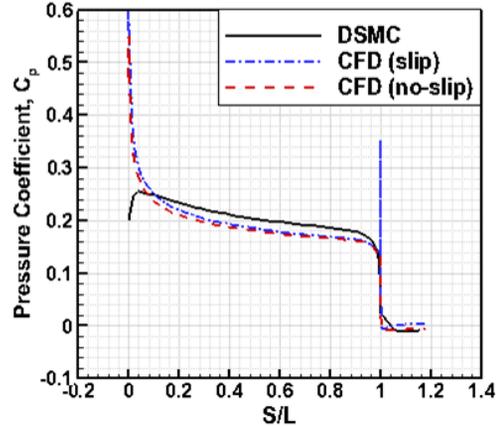


Fig. 10 Pressure coefficient along the wedge surface at Kn=0.05

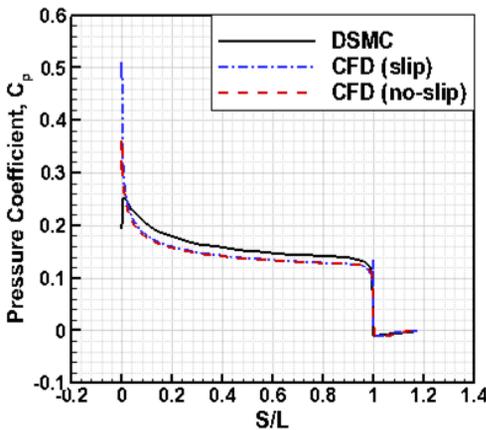


Fig. 9 Pressure coefficient along the wedge surface at Kn=0.01

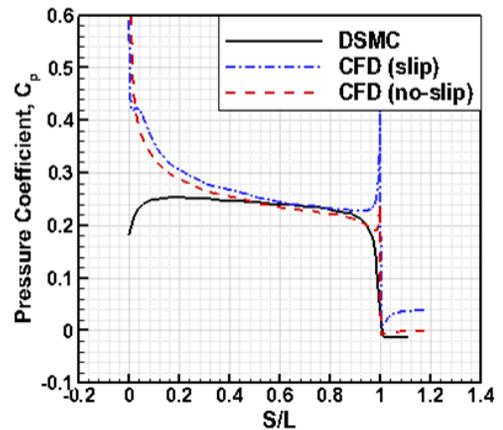


Fig. 11 Pressure coefficient along the wedge surface at Kn=0.25

영역(0.002, 0.01)에 비해 상대적으로 희박한 영역이지만, 미끄럼 경계조건을 적용한 CFD 기법으로 전반적인 유동장의 온도 분포를 예측할 수 있는 것으로 판단된다.

누셀 수 0.25 영역에 대한 CFD(slip)의 온도 분포 결과는 앞의 3가지 영역(0.002, 0.01, 0.05)의 결과와는 달리 CFD(slip)의 결과와 DSMC 해석결과가 확연한 차이를 보이고 있다. 누셀 수 0.25 영역은 미끄럼 경계조건을 적용한 CFD 기법으로 전반적인 유동장의 온도 분포를 예측하기 어려운 것으로 판단된다.

### 3.3 썰기 형상 표면에서의 유동 해석 결과

#### 3.3.1 썰기 형상 표면에서의 압력 분포 결과

앞에서 설명한 4가지의 동일한 누셀 수 영역에 대해 썰기 형상 표면에서의 압력 분포 결과를 Fig. 8-11에 나타내었다. 4가지 영역의 결과를 전체적으로 비교해보면, 누셀 수 0.05

이하의 영역까지는 썰기의 전방 모서리 부분( $S/L=0$ )을 제외한 CFD(slip) 및 CFD(no-slip) 결과가 DSMC 결과에 비교적 근사한 경향을 보이고 있고, 누셀 수 0.25 영역에 대한 CFD(slip) 및 CFD(no-slip) 결과는  $S/L=0.4$  부분 이후부터 비교적 DSMC 결과와 유사한 경향을 보이고 있다.

CFD(slip) 및 CFD(no-slip) 결과는 썰기의 전방 모서리 부분( $S/L=0$ )에서 다른 영역에 비해 상대적으로 높은 값을 예측하고 있다. 이는 극초음속 유동이 썰기를 만나 발생하는 경사충격과 바로 뒷부분이기 때문이다. 특히 누셀 수 0.01 이상 영역부터 그 차이가 눈에 띄게 나타나는데, 이러한 오차로 인해 항력의 증가에 영향을 미칠 수도 있지만, 누셀 수 0.05 영역까지는 그 오차가 미치는 면적이 작기 때문에 그 영향은 미미할 것으로 예상된다. 그리고  $S/L=1$  지점에서 썰기 표면에서의 압력이 급격하게 튀는 값을 갖는 것을 확인할 수 있는데, 이는 수치해석 시 메디안-듀얼 체적을 사용하는 격자

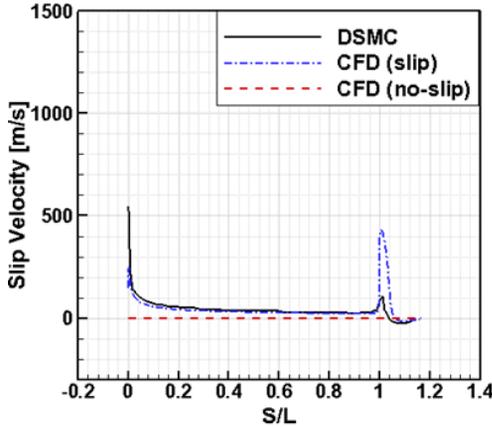


Fig. 12 Slip velocity along the wedge surface at Kn=0.002

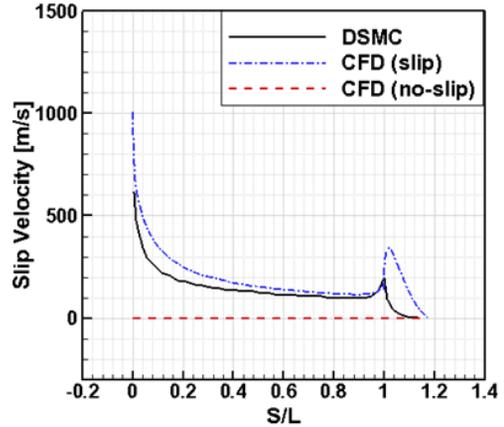


Fig. 14 Slip velocity along the wedge surface at Kn=0.05

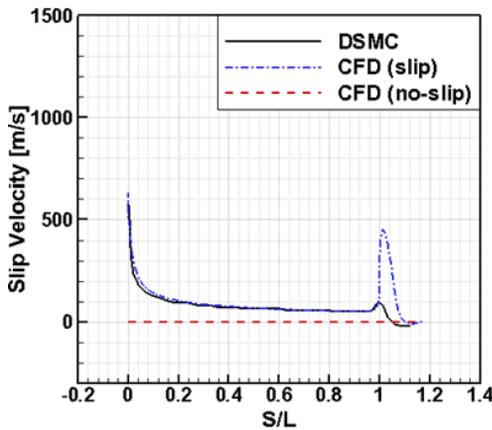


Fig. 13 Slip velocity along the wedge surface at Kn=0.01

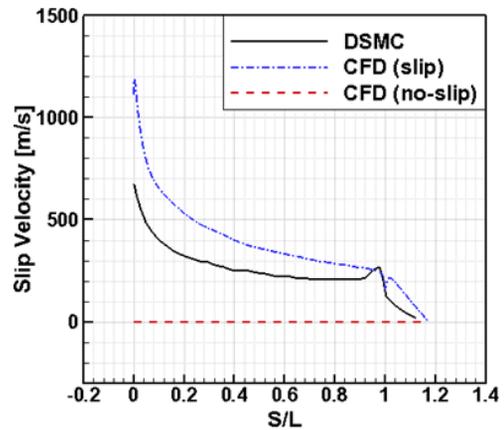


Fig. 15 Slip velocity along the wedge surface at Kn=0.25

점 중심기법의 사용으로 인해 쐐기의 날카로운 모서리 부분에서 발생하는 오차로 판단된다[9]. 쐐기의 후방 부분인  $S/L=1$  이후 부분에서는 쐐기의 전방 부분에 비해 상대적으로 낮은 압력을 갖는 것을 확인할 수 있다.

CFD(slip) 결과와 CFD(no-slip) 결과는 전 영역에서 상대적으로 매우 근접한 결과를 보이고 있지만, 자세히 살펴보면 CFD(slip) 결과가 CFD(no-slip) 결과보다 근소하게 높은 값을 예측하고 있는 것을 확인할 수 있다. 이는 압력이 온도와 밀도에 대한 관계식( $p = \rho RT$ )으로부터 계산되는데, 여기서 사용되는 물체 표면에서의 기체 온도가 CFD(slip) 계산에서는

식 (7)의 온도 점프가 고려된 온도( $T_s$ )가 사용되고, CFD(no-slip) 계산에서는 온도 점프가 고려되지 않은 온도( $T_w$ )가 사용되기 때문에 온도 점프가 고려된 CFD(slip) 결과에서 CFD(no-slip) 결과보다 근소하게 높은 압력 분포를 예측하는 것으로 판단된다. 그리고 누센 수가 증가함에 따라

CFD(slip)과 CFD(no-slip)간의 압력 분포 차이가 증가되는 것으로 보이는데, 이를 토대로 예상해볼 때 누센 수가 증가할수록 온도 점프 양도 증가될 것으로 판단된다.

### 3.3.2 쐐기 형상 표면에서의 미끄럼 속도 결과

Fig. 12-15에는 누센 수 0.002, 0.01, 0.05, 0.25 영역에서 발생하는 쐐기 형상 표면에서의 미끄럼 속도에 대한 결과를 보여주고 있다. 4가지 영역에 대한 결과를 비교해보면, CFD(no-slip) 결과는 점착 조건으로 인해 쐐기 형상 표면에서 미끄럼 속도 성분이 발생하지 않는 것을 확인할 수 있다.

CFD(slip) 결과는 CFD(no-slip) 결과와 달리 물체 표면에서의 미끄럼 경계조건 적용으로 인해 쐐기 표면에서 미끄럼 속도 성분이 발생함을 확인할 수 있고, DSMC 결과에서 예측한 미끄럼 속도의 경향과 유사한 경향을 보인다. CFD(slip) 결과에서 경사충격파가 시작되는 쐐기의 전방 모서리 부분

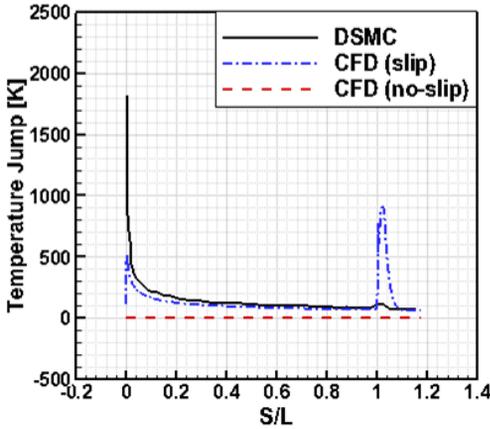


Fig. 16 Temperature jump along the wedge surface at  $Kn=0.002$

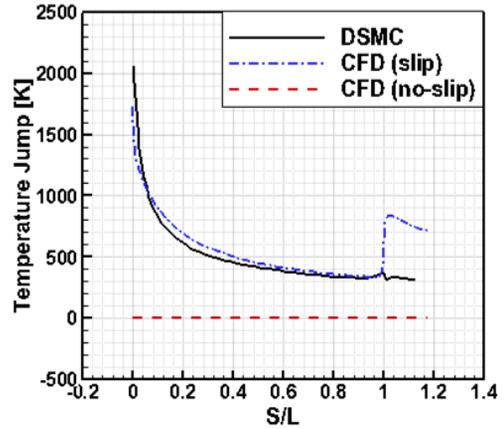


Fig. 18 Temperature jump along the wedge surface at  $Kn=0.05$

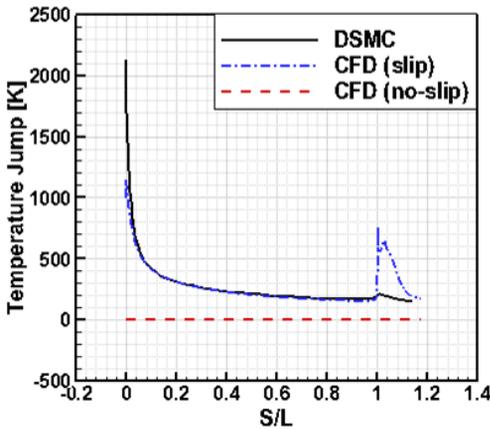


Fig. 17 Temperature jump along the wedge surface at  $Kn=0.01$

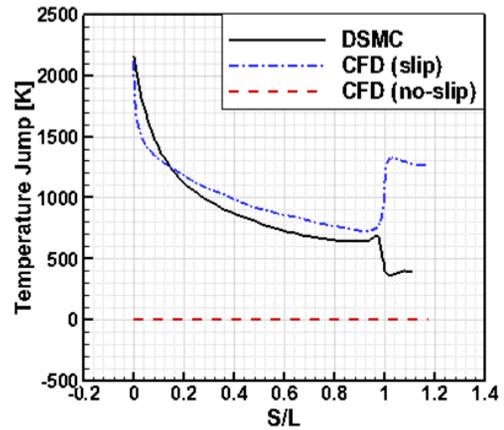


Fig. 19 Temperature jump along the wedge surface at  $Kn=0.25$

( $S/L=0$ )의 표면에서는 높은 구배로 인해 급격한 미끄럼 속도가 발생함을 관찰할 수 있다. 후방 모서리 부분( $S/L=1$ ) 표면에서도 급격한 미끄럼 속도를 확인할 수 있는데, 이는 메디안-듀얼 체적을 사용하는 격자점 중심기법의 사용으로 인해 발생한 오차로 판단된다[9].

$S/L$ 이 0과 1인 부분에서 누센 수가 증가함에 따라 썩기의 표면 방향으로의 기울기가 완화되면서 급격하게 증가했던 미끄럼 속도 성분의 영향을 받는 영역이 점점 더 넓어지는 것을 확인할 수 있다. 이는 유동장의 기체 밀도가 감소하여 구배가 약해졌기 때문으로 판단된다.

누센 수 0.01 영역까지는 CFD(slip) 결과가 DSMC 결과와 일치하는 것을 확인할 수 있으며, 누센 수 0.05의 CFD(slip) 결과는 DSMC 결과와 상대적으로 작은 차이를 가지며 근접한 결과를 보여주고 있다. 누센 수 0.25 영역의 CFD(slip) 결과는 DSMC 결과보다 전체적으로 높은 미끄럼 속도를 예측하고 있

는 것을 확인할 수 있다.

썩기 표면에서의 미끄럼 속도 결과를 통해 미끄럼 경계조건을 적용한 CFD 기법이 누센 수 0.05 이하의 영역까지는 비교적 타당한 해석 결과를 얻을 수 있음을 확인하였다.

### 3.3.3 썩기 형상 표면에서의 온도 점프 결과

썩기 형상 표면에서의 온도 점프에 대한 결과는 앞에서 사용했던 동일한 누센 수를 기준으로 영역을 구분하여 Fig. 16-19에 나타내었다. 온도 점프 해석 결과에서 나타나는 경향 및 현상들은 앞의 Fig. 12-15에 나타난 미끄럼 속도 결과에 대해 설명한 부분과 동일하다. 누센 수가 증가함에 따라 온도 점프되는 성분이 전반적으로 증가하고 있고, 경사 충격파가 시작되는 썩기 전방 모서리 부분( $S/L=0$ )의 표면에서 점프되는 온도 성분이 상대적으로 높은 것을 확인할 수 있다.

누센 수 0.05 영역까지는 CFD(slip) 결과가 DSMC 결과에

잘 일치하고 있는 것을 확인할 수 있고, 누센 수 0.25 영역에서는 DSMC 결과와 근소한 차이를 보이지만 비교적 근사하는 결과를 확인할 수 있다.

온도 점프에 대한 CFD(slip) 결과를 바탕으로 미끄럼 경계조건을 적용하면 CFD 기법으로도 누센 수 0.25 영역까지 물체 표면에서 발생하는 온도 점프를 유사하게 예측할 수 있는 것으로 확인하였다.

3.4 계산 시간 비교

DSMC 계산에 사용된 시간과 CFD(slip) 계산에 사용된 시간을 Table 2에 비교하였다. 여기서 Computational Time은 실제 계산에 소요된 시간이고, DSMC의 계산 시간은 Lofthouse[5]의 문헌을 참고하였다. DSMC 계산은 약 40-96시간 정도 소요되었고, CFD(slip) 계산은 약 3~12시간 정도 소요되었다. CFD(slip) 계산에서 DSMC 계산보다 약 28-93시간 정도 절약한 것을 확인하였다. 그리고 누센 수가 증가할수록 유동장 내의 기체 밀도가 희박해지게 되므로, CFD(slip) 계산에서 수렴에 필요한 시간이 증가하는 경향을 보이는 것으로 판단된다.

4. 결 론

본 연구에서는 4가지 특정 누센 수 0.002, 0.01, 0.05, 0.25 영역에 대해 Maxwell의 미끄럼 경계조건을 적용한 CFD 기법을 이용하여 아르곤 기체가 10° 경사를 갖는 췌기 주위를 극초음속(마하수 10)으로 흐를 때 발생하는 물리적인 현상에 대해 해석하였다. 해석 결과는 Lofthouse[5]의 DSMC 결과와 비교하였다. 4가지 유동 영역의 결과에서 췌기 표면의 압력 분포를 통해서 췌기 전방 모서리 부분에서 발생한 충격파가 췌기 표면에 미치는 영향을 확인할 수 있었고, CFD(slip) 결과와 CFD(no-slip) 결과의 비교를 통해 압력 분포의 차이는 상대적으로 매우 근소하지만, 누센 수가 증가함에 따라 미끄럼 경계조건에 의해 인하여 그 차이가 증가하는 것을 파악할 수 있었다. 유동장의 온도 분포도를 통해서 충격파의 위치 및 기울기 등, 누센 수의 증가에 따른 현상들을 시각적으로 확인할 수 있었다.

Table 2 Computational time for DSMC and CFD(slip)

Kn $\infty$	Computational Time (hour)	
	DSMC	CFD(slip)
0.002	96	3.3
0.01	69.4	4.6
0.05	79.5	8.3
0.25	39.8	11.8

췌기 표면에서의 미끄럼 속도 및 온도 점프 결과를 통해서 점착 조건의 결과에서 확인할 수 없었던 미끄럼 속도 및 온도 점프와 같은 물리적인 현상을 미끄럼 경계조건을 통해 예측할 수 있는 것을 확인하였고, 누센 수가 증가함에 따라 미끄럼 속도 및 온도 점프도 증가하는 것도 확인하였다. 유동장의 온도 분포도, 표면에서의 미끄럼 속도 및 온도 점프 결과를 바탕으로 누센 수 0.05 이하의 영역까지는 미끄럼 경계조건의 적용이 가능한 것으로 판단된다. 또한 계산 시간 비교를 통해 미끄럼 경계조건을 적용한 CFD 기법으로 계산 시간이 단축될 수 있는 것을 확인하였다. 이러한 해석 결과를 기반으로 향후 중/고고도 영역에서 고속으로 비행하는 물체를 효율적으로 해석하는 기법 개발에 응용될 수 있을 것으로 판단된다.

후 기

본 연구는 2014년도 방위사업청과 국방과학연구소의 지원(UD130051CD)과 2014년도 정부(미래창조과학부)의 재원으로 한국연구재단 우주핵심기술개발사업의 지원(No.2011-0020808)을 받아 수행된 연구이며, 이에 감사드립니다.

References

- [1] 1994, Bird, G.A., "Gas Dynamics and the Direct Simulation of Gas Flows," *Oxford University Press, Oxford.*
- [2] 1879, Maxwell, J.C., "On Stresses in Rarefied Gases Arising from Inequalities of Temperature," *Philos. Trans. R. Soc. London*, Vol.170, pp.231-256.
- [3] 2004, Lockerby, D.A., Reese, J.M., Emerson, D.R. and Barber, R.W., "Velocity boundary condition at solid walls in rarefied gas calculations," *Physical Review E(Statistical Physics, Plasmas, Fluids, and Related Interdisciplinary Topics)*, Vol.70, Paper 017303.
- [4] 2005, Lockerby, D.A., Reese, J.M., Barber, R.W. and Emerson, D.R., "Geometric and Constitutive Dependence of Maxwell's Velocity Slip Boundary Condition," *AIP Conference Proceedings*, Vol.762-1, pp.725-730.
- [5] 2008, Lofthouse, A.J., "Nonequilibrium Hypersonic Aerothermodynamics Using the Direct Simulation Monte Carlo and Navier-Stokes Models," *Ph.D. Dissertation, University of Michigan, Ann Arbor, USA.*
- [6] 2004, Myong, R.S., "Gaseous Slip Model Based on the Langmuir Adsorption Isotherm," *Phys. Fluids*, Vol.16-1,

- pp.104-117.
- [7] 1989, Gökçen, T. and MacCormack, R.W., "Nonequilibrium Effects for Hypersonic Transitional Flows Using Continuum Approach," *Proceedings of 27th Aerospace Sciences Meeting*, Reno, NV, AIAA paper 1989-0461.
- [8] 1987, Gökçen, T. and MacCormack, R.W., "Computational Fluid Dynamics Near the Continuum Limit," AIAA paper 1987-1115.
- [9] 2001, Blazek, J., "Computational Fluid Dynamics : Principles and Applications," *Elsevier Science Ltd*.