

## 플라즈마 식각에서 마스크의 경사진 단면모양이 식각단면에 미치는 영향에 관한 전산모사 연구

조병옥 · 한재현 · 김일욱 · 문상흠<sup>†</sup>

서울대학교 화학공학과  
(1995년 10월 10일 접수, 1996년 2월 28일 채택)

## Simulation Study on the Effect of Tapered Mask Geometry on Etch Profile in Plasma Etching

Byeong Ok Cho, Jae Hyun Han, Yil Wook Kim and Sang Heup Moon<sup>†</sup>

Dept. of Chem. Eng., Seoul National University  
(Received 10 October 1995; accepted 28 February 1996)

### 요 약

기판에 입사하는  $\text{Cl}^+$  이온들이  $\text{SiO}_2$  마스크의 원자들과 산란하는 현상에 Monte Carlo 방법을 적용하여 다양한 형태의 마스크 하에서 식각단면을 전산모사하였고 이를 근거로 마스크의 기하학적인 형태가 식각단면에 미치는 영향을 분석하였다. 이때 마스크만의 영향을 보기 위해  $\text{Cl}^+$  이온들은 기판에 수직으로 입사하며  $\text{Cl}_2$  분자의 흡착에 의한 자발적인 화학반응 식각속도는 이온공조(ion-assisted) 식각속도에 비하면 무시할만큼 작다고 가정했다.  $\text{Cl}^+$  이온이 마스크에 충돌한 후 산란하여 나오는 산란각, 방위각, 2차원 산란각 및 에너지의 분포들을 계산했는데 이러한 분포들을 이용하여 마스크가 식각단면 상단에 cavernous undercut을 유발시키는 원인을 분석할 수 있었다. 또, 각각의 전산모사 식각단면은 문헌에 보고된, 동일한 마스크 형태 하에서 실험하여 얻은 식각단면과 충분히 유사함을 확인할 수 있었다. 그리고, 다양한 마스크의 형태를 입력변수로 하여 전산모사한 식각단면들을 비교했을 때 마스크의 선폭과 빗면각도가 감소할수록, 두께가 증가할수록 cavernous undercut이 증가하는 경향을 볼 수 있었다. 이러한 경향성은 여러 문헌에서 보고된 바와 같다. 그러므로, 수직한 식각단면을 얻으려면 식각시, 두께는 작으나 기판에 대한 식각선택도가 높고 옆면이 수직하여 cavernous undercut을 억제할 수 있는 마스크를 사용해야 한다.

**Abstract**— The etch profile under the mask of various geometry was simulated with Monte Carlo method applied to scattering phenomena of  $\text{Cl}^+$  ions incident on tapered  $\text{SiO}_2$  mask slope. The influence of mask geometry on the etch profile was analyzed on the basis of the scattered ion distributions. To observe the influence of mask geometry only, we assumed that  $\text{Cl}^+$  ions were incident normal to substrate and that the etch rate of spontaneous chemical reaction by chemisorbed  $\text{Cl}_2$  molecules was negligible compared to the ion-assisted etch rate. Similarity was confirmed between the simulated etch profiles obtained in this study and the experimental ones reported in references. Comparison of the simulated etch profiles for various mask geometry showed that the cavernous undercut increased as the opening width and the slope angle of the mask decreased and as the mask thickness increased. These tendencies were the same as those reported in many references. Therefore, a thin mask with high selectivity to substrate and with the vertical side wall should be used to avoid the cavernous undercut and to get a vertical etch profile.

**Key words:** Mask, Etch, Scattering, Monte Carlo, Cavernous Undercut

### 1. 서 론

반도체 회로의 선폭(line width)이 갈수록 미세해져 최소선폭이 64/256 MDRAM의 경우  $0.25\mu\text{m}$ , 1 GDRAM의 경우  $0.1\mu\text{m}$ 에 이른다[1]. 이와 같이 선폭이 미세해질수록 플라즈마 식각공정에서 마스크의 기하학적인 형태가 식각단면에 미치는 영향이 증대하는 것으로 알려져 있다[2-4].

특히 마스크의 벽면이 90도 이하의 각으로 경사져 있는 경우에는

식각단면 중 벽면의 상층부에 동굴과 같은 모양의 심한 undercut 현상이 나타나는데 이것을 cavernous undercut이라고 한다[3].

Cavernous undercut이 심해지면 더 이상의 고집적화가 어려워지는데, 일례로 trench capacitor의 경우, 식각 후 CVD에 의해 박막을 증착하려 할 때 벽면에 빈 공간이 생겨 양질의 박막을 얻을 수 없게 된다. 그러므로 마스크의 기하학적인 형태가 식각단면에 미치는 영향을 깊이 연구할 필요가 있다[2].

본 연구에서는 문헌에 보고된 바 있는 이온과 원자간의 산란현상

에 대한 모델링[5]을  $Cl^-$  이온이  $SiO_2$  마스크에 입사하는 경우에 적용하여 마스크에 충돌 후 산란하는 이온들의 산란각, 방위각 및 에너지 분포를 계산했다. 그리고 마스크의 선폭, 빗면 각도, 두께를 변화시켜가며 이에 따른 식각단면을 구하였고 이들을 각각에 해당하는 이온분포와 비교하여 마스크의 영향을 분석하였다.

Si 기판의 식각단면 진행을 모사하기 위해 cell matrix 방법을 사용했다. 이 방법은 이전에 식각 및 증착 공정의 단면모사에 널리 사용되던 string 방법[6]과는 달리 단면을 정사각형 cell들로 나누고 2차원 matrix 형태로 배열하여 입사이온의 식각수율에 따라 cell들을 제거하는 방법인데 이 방법을 사용하여 식각단면의 안정성을 향상시킬 수 있었다.

## 2. 전산모사의 이론적 배경

### 2-1. 입사 이온과 마스크 원자의 산란

여기서 모사할 계는  $SiO_2$  마스크와 Si 기판, 100 eV로 입사하는  $Cl^-$  이온으로 이루어진다. 방전압력은 매우 낮아서 이온이 sheath를 통과할 때 거의 충돌없이 기판에 수직으로 입사한다고 가정했다. 또 마스크는 구성원자가 임의의 위치에 배열된 비정질(amorphous) 물질이며 고체이진 하나 이온이 마스크내에 들어와서 마스크 원자와 연속적인 충돌을 할 때 평균자유행로(mean free path)가 있다고 가정했다. 또, 이온의 운동에너지가 작으므로 마스크내 이온의 정지력(stopping power)은 nuclear stopping이 지배적이라고 가정했다[7].

Fig. 1에 원자번호와 질량수가 각각  $Z_1, M_1$ 인 이온이  $Z_2, M_2$ 의 마스크내 원자와 충돌하여 산란하는 현상을 나타내었다. 충돌계수(impact parameter),  $P$ 가 감소할수록 산란각  $\theta$ 가 증가함을 알 수 있다.  $P$ 와  $\theta$ 의 관계식은 다음과 같다[5].

$$\cos \frac{\theta'}{2} = \frac{\rho + P + \delta}{\rho + r_0} \quad (1)$$

$$\theta = \tan^{-1} \frac{\sin \theta'}{\cos \theta' + \frac{M_1}{M_2}} \quad (2)$$

(1)식에서  $\theta'$ 은 COM(center of mass) 좌표계에서의 산란각인데 (2)식을 사용하여  $\theta'$ 을 LAB(LABoratory) 좌표계에서의 산란각,  $\theta$ 로 나타낼 수 있다. (1)식에서  $\rho$ 는 이온과 원자 궤적의 곡률반경의 합,  $\delta$ 는 보정계수(correction term),  $r_0$ 는 두 입자가 가장 근접했을 때의 거리를 나타낸다. 여기서  $P, \rho, \delta, r_0$ 의 4가지 변수가 주어지면 산란각  $\theta$ 가 결정된다. 그러나 엄밀히 말하면  $\rho, \delta, r_0$ 는  $P$ 로부터 결정이 되므로 난수를 발생하여  $P$ 를 구하면 이에 따라  $\theta$ 가 결정된다. 다음은 각각의 변수를 구하는 방법이다.

이온이 낮은 에너지로 입사할 때  $P$ 는 (3)식과 같이 표현된다[5]. 여기서  $R_n$ 은 0과 1 사이의 난수이고  $N$ 은  $SiO_2$ 의 원자밀도이다.

$$P = \left( \frac{R_n}{\pi N^{2/3}} \right)^{1/2}, \quad 0 \leq R_n \leq 1 \quad (3)$$

다음은  $r_0$ 를 구하는 방법인데  $r_0$ 는 다음 (4)식의 해이다.

$$1 - \frac{V(r_0)}{E_c} - \left( \frac{P}{r_0} \right)^2 = 0 \quad (4)$$

여기서  $E_c = E/(1 + M_1/M_2)$ 로 표시되며 LAB 좌표계에서의 이온 에너지,  $E$ 를 COM 좌표계에서의 값으로 환산한 것이다.  $V(r)$ 은 입사이온과 target 원자간의 상호작용 전위(interaction potential)이며 (5)식으로 표현된다.

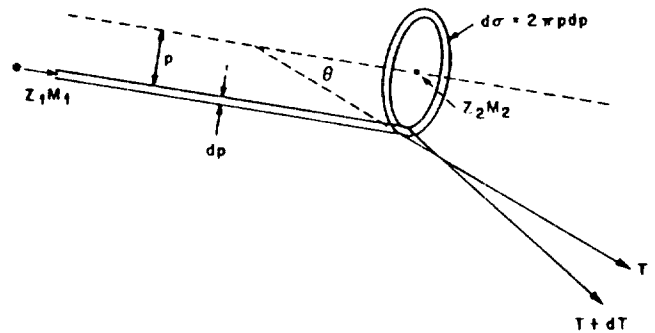


Fig. 1. Schematic view of ion scattering, showing the relation between impact parameter and scattering angle[1].

$$V(r) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_1 Z_2}{r} \Phi(r) \quad (5)$$

(5)식에서  $\Phi(r)$ 을 빼면  $V(r)$ 은 Coulomb potential이 됨을 알 수 있다. 그러나,  $Z_1$ 의 전하를 가진 이온의 원자핵과  $Z_2$ 의 전하를 가진 target 원자의 핵 사이에 존재하는 전자 구름이 두 핵 사이의 상호작용을 차폐하는 역할을 하므로 Coulomb potential이 원래 값보다 작아진다. 이러한 차폐작용을 나타내는  $\Phi(r)$ 은 Molière screening function 이라고 하며 (6)식으로 표현된다[8].

$$\Phi(r) = 0.35e^{-\frac{0.35r}{a}} + 0.55e^{-\frac{1.2r}{a}} + 0.1e^{-\frac{6r}{a}} \quad (6)$$

$\Phi(r)$ 에서  $a$ 는 Firsov screening length라고 하며 (7)식과 같다.

$$a = \frac{0.885a_0}{(Z_1^{1/2} + Z_2^{1/2})^{2/3}} \quad (7)$$

$a_0 = 0.529 \text{ \AA} : \text{Bohr radius}$

(4)식을 Newton-Raphson의 방법으로 풀면  $r_0$ 의 값을 구할 수 있다.

$\rho$ 는 속도  $v_1, v_2$ 를 가지는 두 입자에 대해 원심력  $f_c$ 를 적용하여 간단히 얻을 수 있는데 최종적인 식은 (8)식과 같다.

$$\rho = \frac{2[E_c - V(r_0)]}{-V'(r_0)} \quad (8)$$

여기서  $V'(r_0)$ 는 (5)식의  $V(r)$ 을  $r_0$ 에서  $r$ 에 대하여 미분한 값이다.

끝으로  $\delta$ 는 (9)식과 같이 표현된다.

$$\delta = A \frac{r_0 - P}{1 + G} \quad (9)$$

여기서 무차원 에너지  $\epsilon$ 를 정의할 필요가 있는데 그것은 다음 (10)식과 같다.

$$\epsilon = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{aE_c}{Z_1 Z_2 q^2} \quad (10)$$

(10)식에 나타나는 상수 값들은 (11)-(15)식에 나타내었다.

$$A = 2\alpha\epsilon B^{\beta} \quad (11)$$

$$G = \gamma[(1 + A^2)^{1/2} - A]^{-1} \quad (12)$$

$$\alpha = 1 + C_1 \epsilon^{-(1/2)} \quad (13)$$

$$\beta = \frac{C_2 + \epsilon^{1/2}}{C_3 + \epsilon^{1/2}} \quad (14)$$

$$\gamma = \frac{C_4 + \epsilon}{C_5 + \epsilon} \quad (15)$$

$C_1$ - $C_5$ 는 Molière potential에 맞춘 fitting parameter로서 각각 0.6743, 0.009611, 0.005175, 10.00, 6.314의 값을 갖는다.

산란시 방위각(azimuthal angle),  $\phi$ 는 (16)식과 같이 난수발생으로 결정된다.

$$\phi = 2\pi R_n, \quad 0 \leq R_n \leq 1 \quad (16)$$

산란 과정에서 이온은 두 가지 mechanism에 의해 운동에너지를 잃게 된다. 첫째는 두 입자의 핵(nucleus)가 탄성충돌을 일으켜 생기는 에너지 손실,  $\Delta E_n$ 으로서 (17)식과 같이 표현된다.

$$\Delta E_n = \frac{4M_1 M_2 E \sin^2\left(\frac{\theta'}{2}\right)}{(M_1 + M_2)} \quad (17)$$

(17)식에서  $\theta'$ 는 COM 좌표계에서의 산란각이다.

둘째는 이온이 충돌과 충돌 사이에 마스크의 전자구름을 통과하면서 발생하는 에너지 손실,  $\Delta E_e$ 로서 (18), (19)식에 나타내었다[9].

$$\Delta E_e = kLNE^{1/2} \quad (18)$$

$$k = \frac{1.212 Z_1^{7/6} Z_2}{(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{3/2} M_1^{1/2}} \quad [\text{eV}^{1/2} \text{\AA}^2] \quad (19)$$

E가 수 KeV 이하의 저에너지 영역에서는  $\Delta E_n$ 이, 수백 KeV 이상의 고에너지 영역에서는  $\Delta E_e$ 가 현저해진다고 알려져 있다. 본 전산모사에서 사용된 이온 입사에너지는 100 eV 정도로 작으므로  $\Delta E_n$ 이 에너지 손실의 주 mechanism이 된다.

마스크 빗면의 표면 부근 몇 개 층에서 마스크 원자들과 충돌간에 이온이 비행하는 거리는 다음 (20)식과 같이 계산된다.

$$L = N^{-(1/3)} - P \tan\left(\frac{\theta'}{2}\right) \quad (20)$$

## 2-2. Cell matrix 식각모델

Cell matrix 모델은 Fig. 2와 같이 식각단면의 각 영역을 표시하는 cell들을 직사각형 안에 식각단면 형태대로 배열하여 2차원 matrix를 구성하고 표면반응에 따라 각 cell을 표시하는 숫자들이 다른 숫자로 변형 또는 삭제, 첨가됨으로써 일정시간 후의 식각단면을 예측할 수 있는 방법이다.

Fig. 2에서 1은 Si 기판, 2는 SiO<sub>2</sub> 마스크, 0은 빈 공간을 나타내고 1이나 2가 식각되어 표면으로부터 탈락하면 0으로 바뀌게 했다.

각각의 cell들은 가로 10 Å, 세로 10 Å, 두께 1 Å의 크기를 갖는 정사각형 판이라고 가정했다. 물론 이 수치들은 사용자가 입력변수를 통해 다른 값으로 바꿔 줄 수 있다. Si의 원자밀도가  $4.95 \times 10^{-2} \text{\AA}^{-3}$ 이므로 초기에 각 cell은 4.95개의 Si 원자를 포함하고 있다. 식각이 진행되면 각 cell은 이온들이 와서 충돌할 때마다 식각수율(etch yield)에 따라 몇 개의 Si 원자가 없어졌는지를 기억하고 있다가 없어진 Si 원자의 갯수가 4.95개가 초과하면 초과한 갯수만큼 주변 cell에 더해주고 자신은 빈 공간을 나타내는 0으로 바뀌어 식각을 표시한다. Cell matrix model은 식각되어질 기판 전체를 cell로 나누어 전체 matrix를 기억해야 하므로 전산기 기억용량을 많이 사용하게 되나 대신 매우 안정하게 식각단면을 나타내는 장점이 있다.

예전의 string 모델[6]에서는 식각의 진행 정도를 나타내기 위하여 식각속도(etch rate)를 사용했으나 본 cell matrix 모델에서는 입사이온 당 식각되는 원자의 갯수를 나타내는 식각수율을 사용했다. 즉, 예전에는 표면에 입사하는 이온분포를 미리 구해 놓고 플라스마에 노출된 표면식각점에서 가시각(view angle)을 계산하여 그에 따른 식각거리를 구하고 각 식각점을 표면각도에 수직한 방향으로 식각

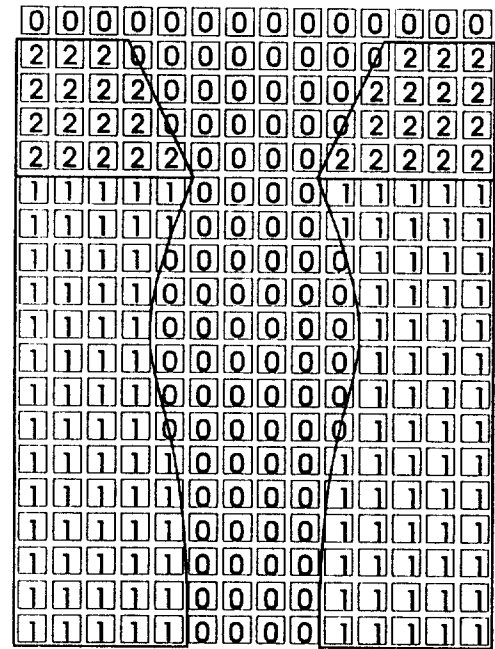


Fig. 2. Cell matrix that describes etch profile(0 : void, 1 : Si, 2 : SiO<sub>2</sub>).

거리만큼 진행시키는 방법을 사용했다[10-12]. 그러나 본 연구에서는 각 이온이 입사하여 식각에 기여할 때마다 cell matrix를 변화시켜, 이온 발생을 하면서 동시에 식각이 진행되도록 하였다. 이러한 식각 진행방식은 표면각도에 수직한 방향을 고려해 줄 필요가 없으므로 훨씬 간단하게 단면을 모사할 수 있다. 이 경우에는 한 이온이 입사할 때 몇 개의 원자가 제거되는지를 나타내는 식각수율 개념을 사용하는 것이 더 편리하다.

여러 문헌에서 식각수율의 이온 입사에너지 및 입사각도에 대한 함수관계를 보고하고 있으나[13-15] 본 연구에서는 Si 기판에 입사하는 에너지가 5 eV 이상인 이온의 식각수율은 모두 같다고 가정했다. 이것은 본 연구에서 sheath의 전위차로 정한 100 eV에서는 Si 표면에 입사하는 이온의 에너지가 100 eV 이하의 저에너지가 되는데 이러한 저에너지에서는 에너지 및 표면 입사각도에 대한 의존성이 매우 낮기 때문이다[13, 14]. 5 eV 이하의 에너지로 입사하는 이온은 식각에 기여할 수 없다고 가정했는데 이것은 Cl 원자가 5 eV 이하의 에너지로 Si에 입사하는 경우, 반응확률(reaction probability)이 1% 이하로 매우 낮기 때문이다[16].

Cl<sup>+</sup>/Cl<sub>2</sub>/Si계에서는 Cl<sup>+</sup> 이온이 없이 Cl<sub>2</sub>만으로 자발적인 화학반응(spontaneous chemical etching)을 하는 경우의 식각속도가 Cl<sup>+</sup> 이온에 의한 이온공조(ion-assisted) 식각속도에 비해 무시할 정도로 작다. 마찬가지로 Cl<sub>2</sub>가 전혀 흡착하지 않은 상태에서 Cl<sup>+</sup> 이온만으로 식각을 할 때에도 그 식각속도는 이온공조 식각속도에 비해 무시할 정도로 작다[17]. 그러므로 본 연구에서는 Cl<sub>2</sub>가 식각벽면에 충분히 흡착해 있어 Si 기판의 식각속도가 Cl<sup>+</sup> 이온의 flux에 비례한다고 가정했다.

## 2-3. 전산모사 algorithm

본 연구에서 사용한 전산모사 algorithm에 대한 개요는 다음과 같다.

먼저, 모사하려는 계에 대한 상수값들, 즉, 마스크의 선포, 빗면각도 및 두께, 식각시간 등을 입력한다. 그 후, cell mesh를 초기의 식각전 단면 형태대로 초기화한다.

난수를 발생하여 입사하는 Cl<sup>+</sup> 이온이 충돌할 위치를 결정한다. 처음 충돌하는 위치가 SiO<sub>2</sub> 마스크의 빗면이라면 다시 난수발생으

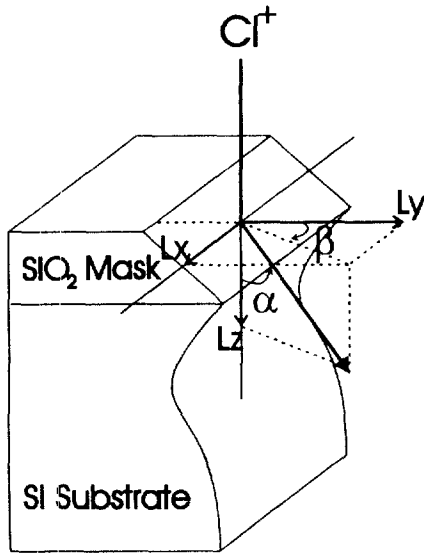


Fig. 3. Definition of scattering angle, azimuthal angle, and ion displacement vector.

로 충돌원자가 Si인지 O인지를 결정한다. 이때 O의 원자밀도가 Si보다 2배 높으므로 난수발생으로 O가 결정될 확률이 2배 높게 조정한다. 여기서 (1)-(19)식을 적용하여 이온과 원자의 산란각, 방위각 및 산란 후 운동에너지를 계산하면 산란 후 이온의 변위 벡터를 구할 수 있다. (20)식에 의해 산란각에 따른 비행거리를 계산하면 산란 후 이온의 위치를 구할 수 있다. 산란된 이온의 위치가 아직 마스크의 내부에 있다면 다음번 산란을 반복한다. 이러한 반복은 다음의 두 가지 경우 중 한 가지 경우가 발생할 때까지 계속된다. 첫째, 이온이 산란을 반복하여 식각에 기여할 수 없을 정도로 에너지를 잃을 경우이다. 이 경우에는 다시 이온을 발생하여 지난 과정을 반복한다. 둘째, 이온이 산란 후 식각에 충분한 에너지를 가지고 마스크 빗면 밖으로 나오는 경우이다. 이 경우에는 이온의 비행궤적을 추적하여 이온이 Si 기판을 나타내는 cell을 만나면 식각수율에 의해 계산된 만큼 Si 기판의 식각이 진행된다. 이와 같이 마스크에서 산란되어 나오는 이온은 주로 식각단면 중 벽면을 식각하여 cavernous undercut을 유발한다.

난수로 이온을 발생시킨 후 처음 충돌하는 위치가 Si 기판이라면 그 위치에서 식각수율에 따라 식각을 진행시킨다. 이러한 이온은 수직식각(vertical etching)에 기여한다.

입력한 식각시간이 완료될 때까지 이러한 과정을 반복한다.

### 3. 결과 및 토론

#### 3-1. 산란이온분포

Fig. 3에  $Cl^+$  이온이 입사하여  $SiO_2$  마스크에 충돌한 후 산란하여 나가는 모양을 나타내었다. 이 산란은 마스크내 1개 원자와 충돌에 의한 것일 수도 있고 여러 개 원자와 충돌에 의한 것일 수도 있다. 전산모사 프로그램에서 충돌이 있을 때마다 이온의 궤적을 3차원적으로 추적하여 변위 vector를 계산해 준다. 최종적으로 마스크에서 산란되어 나오는 이온의 변위 vector를 ( $L_x$ ,  $L_y$ ,  $L_z$ )라고 할 때 산란각(scattering angle),  $\alpha$ 와 방위각(azimuthal angle),  $\beta$ 는 다음 (21), (22)식과 같이 표현될 수 있다.

$$\alpha = \cos^{-1} \frac{L_z}{\sqrt{L_x^2 + L_y^2 + L_z^2}}, \quad 0^\circ \leq \alpha \leq 180^\circ \quad (21)$$

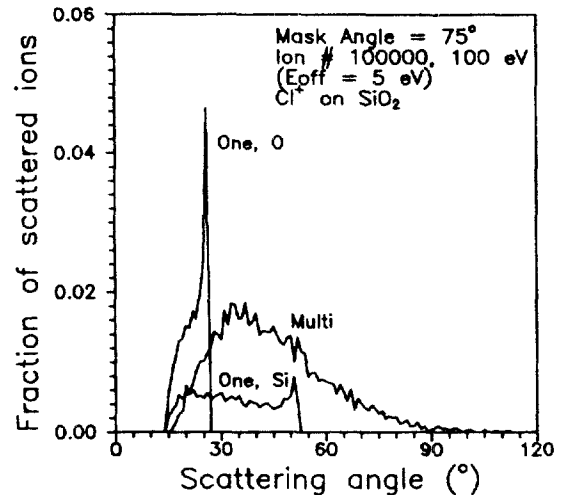


Fig. 4. Scattering angle distribution of scattered  $Cl^+$  ions at  $SiO_2$  mask of slope angle  $75^\circ$  (One, O: one collision with O atom, One, Si: one collision with Si atom, Multi: multiple collisions with O or Si atoms).

$$\beta = \sin^{-1} \frac{L_x}{\sqrt{L_x^2 + L_y^2}}, \quad -90^\circ \leq \beta \leq 90^\circ \quad (22)$$

그런데, 전산모사 식각단면은  $\vec{L}_y$ ,  $\vec{L}_z$ 를 포함하는 yz 평면에 나타내어 지므로 이온이 yz 평면에 투영될 때의 산란각도,  $2D\alpha$ 를 고려할 필요가 있다.  $2D\alpha$ 는 다음 (23)식과 같다.

$$2D\alpha = \cos^{-1} \frac{L_z}{\sqrt{L_y^2 + L_z^2}}, \quad 0^\circ \leq 2D\alpha \leq 180^\circ \quad (23)$$

앞으로 설명할 이온분포들은 이온발생횟수를 10만번, sheath bias 전압을 100 V, 식각에 기여할 수 없는 이온에너지를 5 eV로 고정시켜 놓고 전산모사한 결과이다.

Fig. 4는 마스크 빗면의 각도가  $75^\circ$ 일 때 산란각,  $\alpha$ 의 분포이다. y축의 값은 x축을  $1^\circ$ 씩의 구간으로 나누었을 때 각 구간의 빈도수를 총 이온발생수로 나누어 준 값이다. One, O라고 표시한 peak는  $Cl^+$  이온이 O 원자에 한번 충돌한 후 산란하여 나간 경우이고 마찬가지로 One, Si는 Si에 한번 충돌한 경우이다. Multi라는 표시가 붙은 peak는 2번 이상 원자에 충돌하고 나간 경우이다. O 원자의 원자번호 및 질량수가 Si 원자보다 작으므로 One, O peak가 One, Si peak보다 더 작은 각도에 위치하며 좁은 분포를 보이고 있다. 이것은 탄성충돌을 유추해 보면 합당한 결과임을 알 수 있다. One, O peak 아래의 넓이가 One, Si peak의 넓이보다 더 큰데 이것은  $SiO_2$ 에서 O 원자의 밀도가 Si 원자의 밀도보다 2배로 크기 때문이다. 넓이가 약 2배 정도로 차이 나지 않는 이유는, O 원자에 충돌하여 산란한 이온들은 Si 원자에 충돌하여 산란한 이온들보다 산란각이 작기 때문에 곧바로 마스크로 들어가기가 더 쉬워 마스크내 원자들과 여러 번 충돌로 multi peak로 표시되거나  $E_{eff}$  이하로 에너지를 잃었기 때문으로 생각된다. Multi peak는 다른 두 peak에 비해 정규분포 모양의 넓은 분포를 보이고 있다.

Fig. 5는 Fig. 4의 세 가지 peak의 합으로 나타내었는데 (a)의 마스크 빗면각도는  $70^\circ$ , (b)는  $80^\circ$ 인 경우이다. 마스크 빗면의 각도가 증가할 때 One, O peak의 위치는 변화가 없으나 peak의 폭이 낮은 각도 쪽으로 넓어지고 multi peak의 폭이 낮은 각도 쪽으로 이동하여 전체적으로 볼 때, 낮은 각도 쪽으로 산란하여 나오는 이온의 분율이 커지는 것을 볼 수 있다.

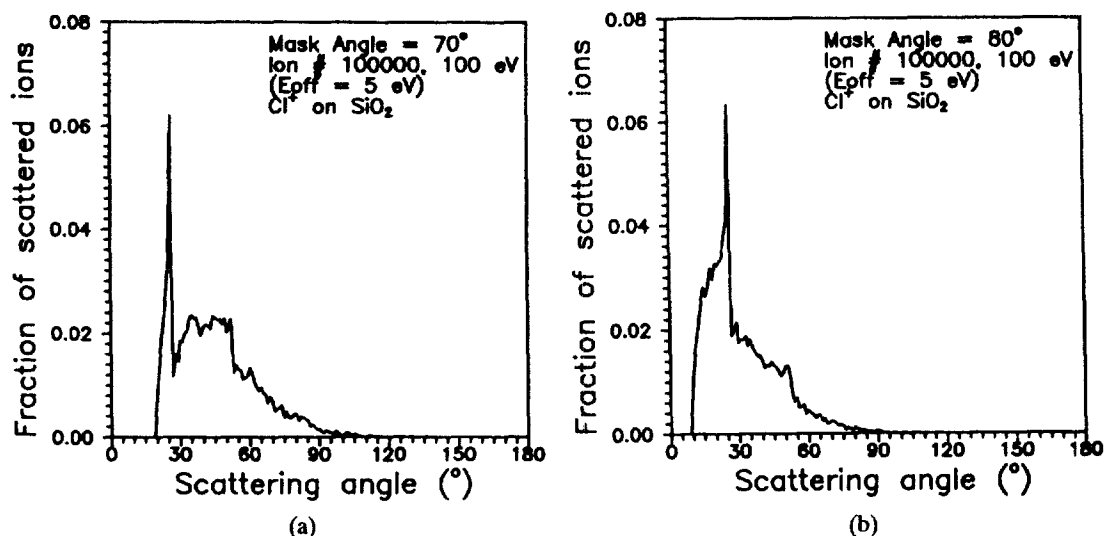


Fig. 5. Scattering angle distribution of scattered  $\text{Cl}^+$  ions at  $\text{SiO}_2$  mask.  
(a) Mask slope angle =  $70^\circ$ , (b) Mask slope angle =  $80^\circ$ .

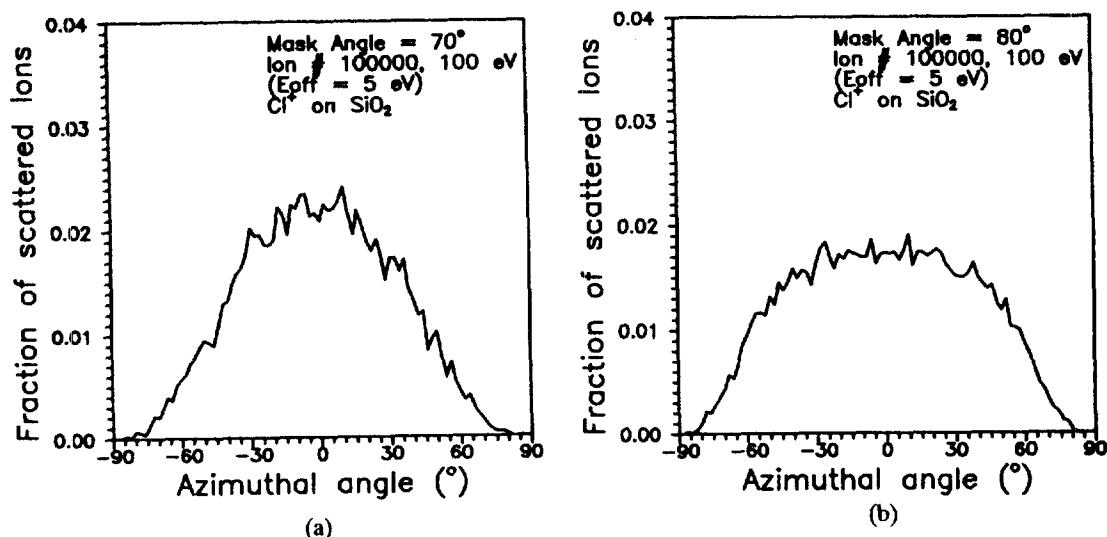


Fig. 6. Azimuthal angle distribution of scattered  $\text{Cl}^+$  ions at  $\text{SiO}_2$  mask.  
(a) Mask slope angle =  $70^\circ$ , (b) Mask slope angle =  $80^\circ$ .

Fig. 6에는 마스크의 빗면 각도가 각각  $70^\circ$ ,  $80^\circ$ 일 때의 방위각,  $\beta$ 의 분포를 나타내었다. 각도가 감소할수록  $\beta$ 의 분포가 좁아진다는 것을 알 수 있다.

Fig. 5와 6의 이온분포를 종합적으로 생각해 보면 마스크의 각도가 수직에 가까워질수록 마스크에서 산란되어 나가는 이온은 밀도와 양옆으로 넓게 퍼지려는 경향이 있음을 알 수 있다. 반면 마스크의 각도가 작아지면 마스크에서 산란되어 나가는 이온의 flux가 식각단면의 상층부에 집중하려는 경향이 있어 cavernous undercut을 유발 시키기 쉽다는 것을 알 수 있다.

Fig. 7은 yz 평면에 투영된 2차원 산란각,  $2D\alpha$ 의 이온분포이다. 마스크의 각도가  $70^\circ$ 일 때에는  $2D\alpha$ 가  $30^\circ$  부근에 분포가 집중해 있으나,  $80^\circ$ 에서는  $30^\circ$  이하에 집중되어 있음을 볼 수 있다.

Fig. 8은 마스크의 각도가  $75^\circ$ 일 때 산란된 이온의 에너지 분포이다. One이라고 표시된 분포는 한번 충돌한 후 산란하여 나간 이온들의 분포이고 Multi는 여러 번 충돌한 후 나간 이온들의 분포이며 Total은 이들의 합이다. Multi의 경우 여러 번 충돌한 후 나왔기 때

문에 에너지 손실로 인하여 낮은 에너지 쪽에 peak를 보이고 있다.

Fig. 9에서 마스크의 빗면각도가 작아질수록 여러 번 충돌하여 나온 이온들이 많아짐을 알 수 있는데 이것은 마스크의 기하학적 형태를 생각해 보면 작은 빗면각도에서 마스크 속으로 들어가 연쇄 충돌하기가 쉽기 때문이다.

### 3-2. 마스크의 형태 변화에 따른 식각단면의 변화

Fig. 10은 좌우 마스크의 빗면각도가 모두  $75^\circ$ 이고 마스크의 선포이  $1000 \text{ \AA}$ , 마스크의 두께가  $6000 \text{ \AA}$ 인 경우 각각 1분, 2분, 3분의 시간이 경과했을 때의 식각단면 변화를 나타낸 것이다.

식각 깊이가 증가함과 동시에 단면 상층부의 cavernous undercut도 증가함을 볼 수 있다. 본 연구에서는 기판에 입사하는 이온분포가 수직이며 중성 라디칼의 자발적 화학반응에 의한 화학적 식각수율은 이온공조 식각수율에 비해 무시할 정도로 작다고 가정하였으므로 Fig. 10의 undercut은 순수하게 마스크에서 산란된 이온들에 의한 것으로 볼 수 있다. 만약 기판에 입사하는 이온이 넓은 입사각도

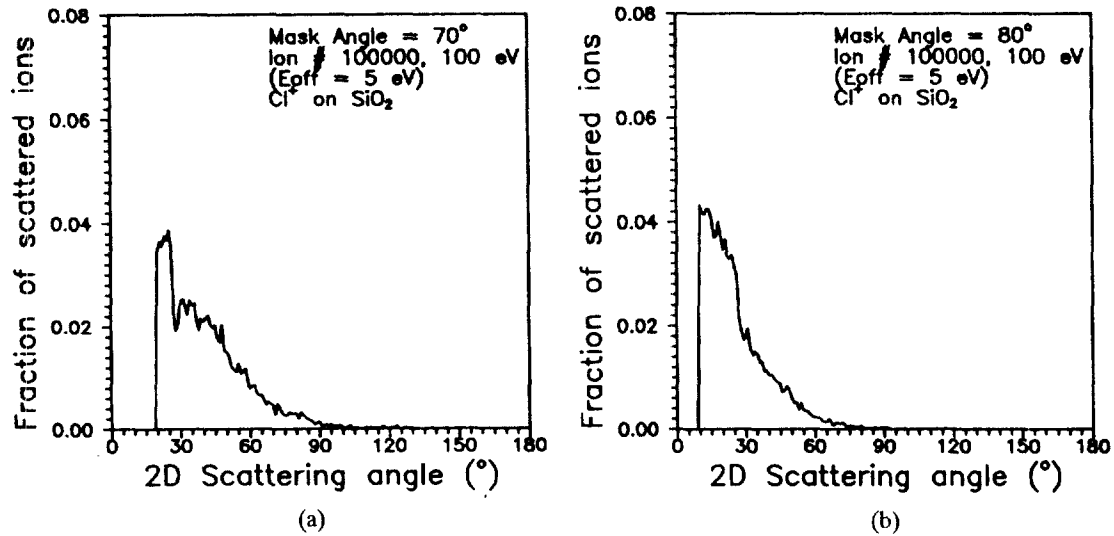


Fig. 7. Two dimensional scattering angle distribution of scattered  $\text{Cl}^+$  ions at  $\text{SiO}_2$  mask.

(a) Mask slope angle=70°, (b) Mask slope angle=80°.

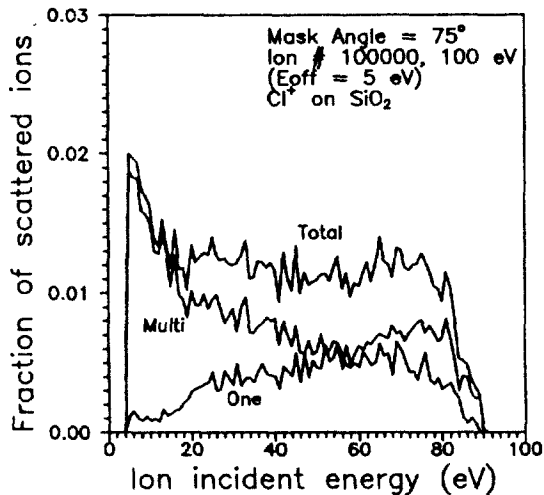


Fig. 8. Energy distribution of scattered  $\text{Cl}^+$  ions at  $\text{SiO}_2$  mask (One: One collision, Multi: Multiple collisions, Total: sum of One and Multi).

분포를 가진다면 벽면의 상층부 뿐 아니라 벽면 전체가 오목하게 식각되는 bowing 현상이 나타날 것이다. 또, 자발적 화학반응에 의한 식각수율이 이온공조 식각수율에 비해 무시 못할 정도로 크다면  $\text{SiO}_2$  마스크와 Si 기판의 경계면에서도 Si 기판의 undercut을 볼 수 있을 것이다.

Fig. 11은 문헌에 보고된[2] 식각단면의 전자현미경 사진과 이에 대해 마스크의 기하학적인 형태를 비슷하게 맞춰 놓고 전산모사한 결과를 비교한 것이다. 실험결과와 마찬가지로 전산모사 결과에서도 왼쪽 벽면 부분에 심한 undercut이 생겼는데 이것은 마스크의 빗면 중 오른쪽의 각도가 77°, 왼쪽의 83°에 비해 작기 때문에 Fig. 5-7에서 보듯이 마스크에서 산란되어 나온 이온들이 식각단면 상층부 중앙에 집중적으로 입사하기 때문이다.

Fig. 12에는 마스크의 선폭을 1000, 2000, 3000 Å으로, 빗면각도를 70, 75, 80°, 두께를 2000, 6000, 10000 Å으로 변화시켜 가며 마스크의 기하학적인 형태가 식각단면의 cavernous undercut에 어떤 영

향을 주는지 나타내었다.

먼저 마스크 선폭에 따른 변화를 살펴보면 선폭이 감소함에 따라 cavernous undercut이 뚜렷해짐을 알 수 있는데 이것은 여러 문헌에서 실험을 통해 보고된 바와 같다[2-4]. 이러한 경향성을 Fig. 13에 나타내었다.

Fig. 13의 세로축은 cavernous undercut의 정도를 나타내기 위한 지표로서 정규화  $\text{maxX}(\text{normalized maxX})$ 를 사용했는데 이것은 식각단면의 폭 중 가장 큰 값,  $\text{maxX}$ 를 마스크의 정의된(defined) 선폭으로 나누어 백분율을 취한 값이다. Fig. 13에는 마스크의 각도가 75°, 두께가 6000 Å일 때 Sheath Bias 전압을 100 V로 하고 3분 동안 식각한 결과와 300 V로 2분간 식각한 결과에 대해 나타내었다. 두 경우 모두 같은 경향성을 나타내는데 300 V의 경우가 더 낮은 정규화  $\text{maxX}$  값을 보인다. 그 이유는 더 큰 에너지를 갖고 입사한 이온의 산란각이 더 작으므로 이온들이 보다 밀집으로 넓게 퍼졌기 때문인 것으로 생각된다.

마스크의 빗면각도가 같고 입사하는 이온의 에너지가 같다고 하면 산란된 이온들의 모든 분포는 동일하게 된다. 이때 마스크의 선폭이 감소할수록 cavernous undercut이 심해지는 현상은 Fig. 14에서 설명할 수 있다.

Fig. 14에서 A는 식각단면 중 왼쪽 벽면,  $B_1$ 은 선폭이 작을 때의 오른쪽 벽면,  $B_2$ 는 선폭이 클 때의 오른쪽 벽면이라고 하자. 또, A의 상층부에 마스크가 있고 이 중 한 지점, a에서 Fig. 5-9와 같은 분포로 이온이 산란하여 나간다고 가정하자. 즉, a는 각도 분포를 가지고 이온을 내보내는 이온원(ion source)의 역할을 한다.  $b_1$ ,  $b_2$ 는 각각  $B_1$ ,  $B_2$ 의 상층부에 있는 단위면적의 Si 판이다.

이때 a가  $b_1$ 을 비추는 각도폭,  $\alpha_1$ 은  $b_2$ 를 비추는 각도폭,  $\alpha_1$ 보다 커진다. 더구나 Fig. 7의 2차원 산란각에서 보듯이 작은 각도로 산란하는 이온들이 큰 각도로 산란하는 이온들보다 더 많다. 즉, 같은 입사 에너지, 같은 마스크 빗면각도라면  $\alpha_1$ 을 통해 산란하는 이온들이  $\alpha_2$ 를 통해 산란하는 이온들보다 훨씬 더 많은 것이다. 그러므로 마스크 선폭이 더 좁을 때의  $b_1$ 은  $b_2$ 보다 더 넓은 각도 폭으로 더 큰 입사 밀도(flux)의 이온들에 노출된다. 본 연구에서 식각속도는 이온입사 flux에 비례한다고 가정하였으므로 A- $B_1$ 의 경우가 A- $B_2$ 의 경우보다 cavernous undercut 현상이 더 일어나기 쉽다.

Fig. 12에서 마스크의 선폭과 두께를 고정시키고 빗면의 각도를

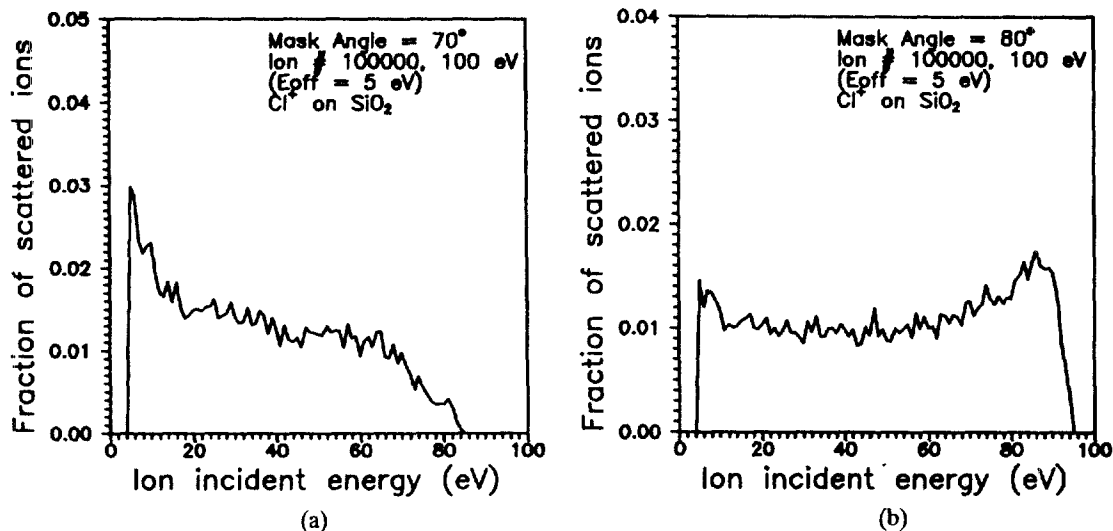


Fig. 9. Energy distribution of scattered Cl<sup>+</sup> ions at SiO<sub>2</sub> mask.

(a) Mask slope angle=70°, (b) Mask slope angle=80°.

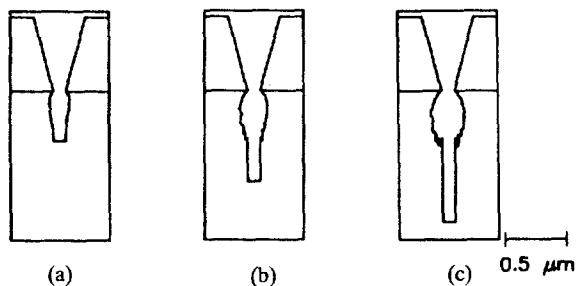


Fig. 10. Shape evolution of an etch profile with etch time(mask opening width: 1000 Å, mask slope angle: 75°, mask thickness: 6000 Å, incident ion energy: 100 eV).

(a) 1 min, (b) 2 min, (c) 3 min.

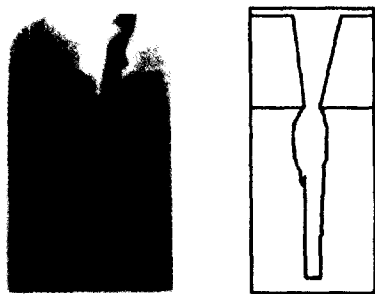


Fig. 11. Comparison between experimental etch profile[2] and simulated one(mask opening width: 1000 Å, mask slope angle: (left; 83°, right; 77°), mask thickness: 6000 Å, incident ion energy: 100 eV).

80°, 75°, 70°로 낮추면 역시 cavernous undercut이 증가하는 것을 볼 수 있다. 이 경우에는 선폭을 변화시킬 때만큼 큰 폭의 변화를 보이지는 않는다. Fig. 15에 마스크의 선폭이 각각 1000, 2000, 3000 Å일 때의 정규화 maxX 값을 나타내었다.

선폭이 2000, 3000 Å일 때에는 대체적으로 완만하게 감소하는 양상을 보이며 1000 Å일 때에는 75°에서 약간 증가하다가 감소하는 양상을 보인다. 이러한 전체적인 감소현상은 Fig. 16에서 설명할 수

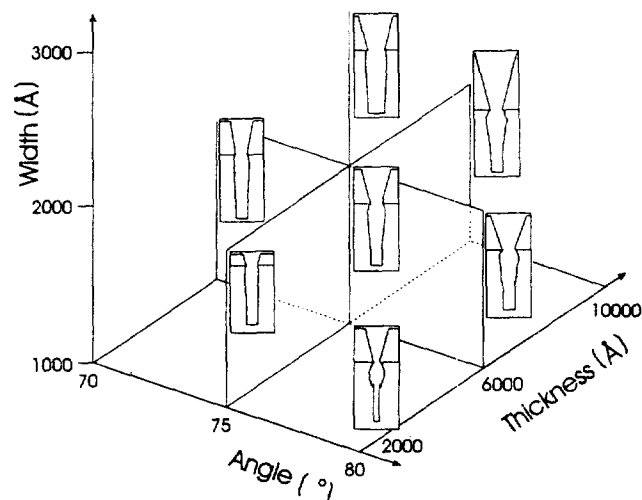


Fig. 12. The influence of mask geometry on cavernous undercut in etch profile(mask opening width: 1000, 2000, 3000 Å, mask slope angle: 70, 75, 80°, mask thickness: 1000, 6000, 10000 Å, incident ion energy: 100 eV).

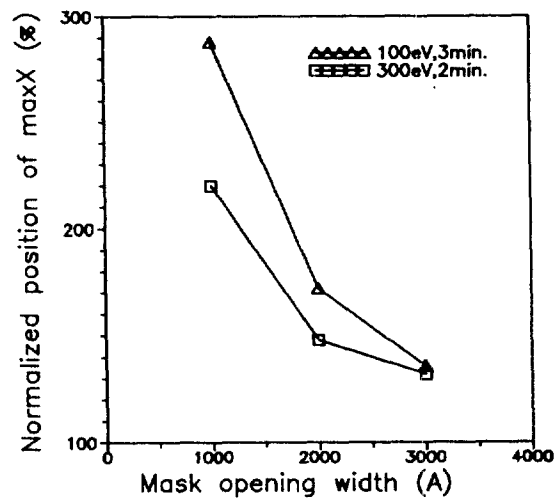


Fig. 13. The change of normalized maxX with mask opening width.

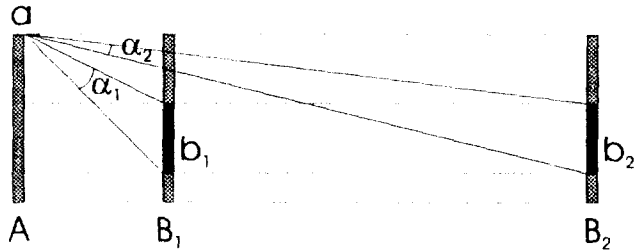


Fig. 14. Schematic diagram showing the influence of mask opening width on cavernous undercut(A: left etched wall, B<sub>1</sub>, B<sub>2</sub>: right etched wall with small and large opening width, respectively, a: ion source with scattering ion distribution, b<sub>1</sub>, b<sub>2</sub>: Si plate of unit area).

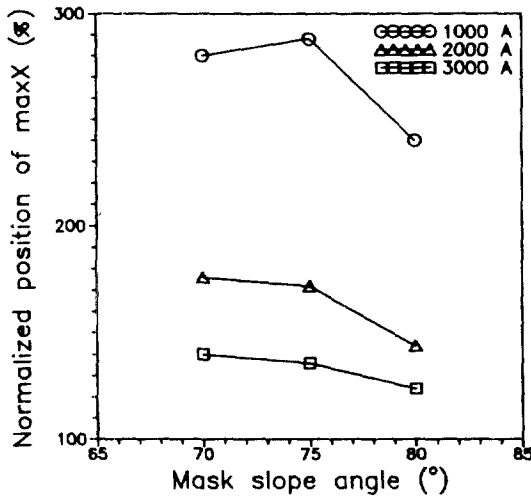


Fig. 15. The change of normalized maxX with mask slope angle.

있다.

Fig. 16의 (a)에서 식각단면의 마주 보는 두 벽면 A, B가 있다고 할 때 A의 상층부에 (b)의 마스크 M<sub>1</sub>이 있을 경우와 M<sub>2</sub>가 있을 경우를 생각해 보자. a는 M<sub>1</sub>과 M<sub>2</sub>의 한 지점에 있는 이온원이다.  $\alpha_1$ 과  $\alpha_2$ 는 마스크가 각각 M<sub>1</sub>, M<sub>2</sub>일 때 2차원 산란각,  $2D\alpha$ 의 분포 중 peak가 나타나는 각도대이다. Fig. 7에서 볼 수 있듯이 마스크 빔면각도가 더 작은  $\alpha_1$ 의 peak 각도대가 마스크 빔면각도가 더 큰  $\alpha_2$ 의 peak 각도대보다  $2D\alpha$ 가 더 큰 쪽에 나타난다. 여기서  $\alpha_1$ 과  $\alpha_2$ 의 각도 폭은 같다고 가정하자. b<sub>1</sub>과 b<sub>2</sub>는 이온원 a가 각각  $\alpha_1$ ,  $\alpha_2$ 를 통해 비추는 B의 Si 판이다.  $\alpha_1$ 과  $\alpha_2$ 를 통해 시간당 입사하는 이온의 개수가 같다고 가정해도 b<sub>1</sub>의 면적이 b<sub>2</sub>의 면적보다 작으므로 flux는 b<sub>1</sub> 쪽이 더 커진다. 더구나 Fig. 16의 (b)에서 볼 수 있듯이 M<sub>1</sub>의 경우처럼 마스크의 빔면각도가 작아지면 마스크 빔면에 입사한 후 산란하여 나가는 이온의 전체 개수도 증가하게 된다. 그러므로 이 두 가지 영향에 의해 각도가 작은 경우에 cavernous undercut이 증가하게 된다.

Fig. 15에서 선폭이 1000 Å일 때 마스크 빔면의 각도가 75°의 중간 값에서 최대값을 보이는 이유는 다음과 같이 설명할 수 있다. 선폭이 1000 Å 정도 내외로 좁을 때 마스크의 빔면각도가 감소하면 Fig. 7에서 보는 바와 같이 산란각도가 큰 이온이 많으므로 한쪽 마스크의 빔면에 입사한 이온이 산란 후 식각단면 내부로 들어가기 보다 맞은 편 마스크로 입사하는 경우가 많아진다. 즉, 벽면식각에 기여하지 못하고 소모되는 이온의 분율이 증가하는 것이다. 이러한 원인이 앞서 설명한 마스크 빔면 각도가 감소할수록 cavernous undercut

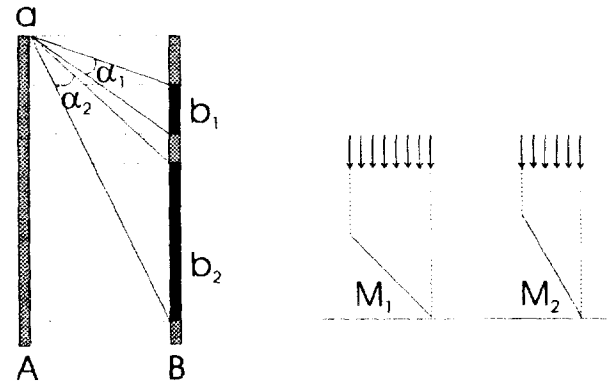


Fig. 16. Schematic diagram showing the influence of mask slope angle on cavernous undercut(A: left etched wall, B: right etched wall, a: ion source with scattering ion distribution, b<sub>1</sub>, b<sub>2</sub>: Si plate of unit area).

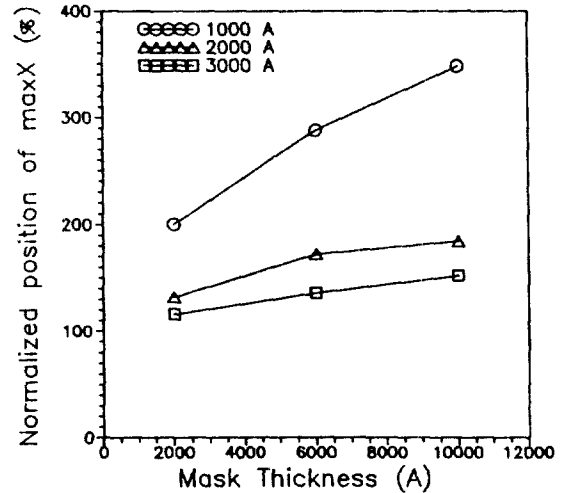


Fig. 17. The change of normalized maxX with mask thickness.

을 증가시키는 원인과 반대 방향으로 작용하여 중간각도에서 최대 값이 나오게 하는 것이다.

Fig. 12에서 마스크의 선폭, 마스크 빔면의 각도를 고정시키고 두께를 2000, 6000, 10000 Å으로 증가시켰을 때 cavernous undercut이 심해짐을 알 수 있다. 이것은 마스크의 두께가 증가하면서 마스크 빔면의 면적도 증가하여 보다 많은 이온이 입사하여 산란하기 때문이다. 이에 대한 경향성은 Fig. 17에서 보듯이 마스크의 선폭이 1000, 2000, 3000 Å인 경우 모두에 대해서 적용된다.

#### 4. 결 론

낮은 방전 압력에서 기판에 입사하는 Cl<sup>+</sup> 이온이 마스크의 빔면에 맞고 산란하여 나가는 현상을 Monte Carlo 방법으로 전산모사하여 산란하는 이온들의 산란각, 방위각, 2차원 산란각 및 에너지 분포를 구했다. 이를 토대로 식각단면을 모사한 결과, 마스크의 선폭과 빔면각도가 감소할수록, 두께가 증가할수록 cavernous undercut이 심해지는 결과를 얻었는데 이는 실제의 경향과 일치하는 것이다. 그러므로 ULSI의 플라즈마 식각에서 수직벽면의 식각단면을 얻기 위해서는 고식각선택비(high etch selectivity)의 재료로 얇고 수직한 마스크를 사용해야 한다.

마스크의 기하학적인 각 요소가 식각단면에 미치는 영향 및 그 원인은 산란 이온분포를 이용하여 잘 설명할 수 있었다. 식각단면 모사에는 cell matrix 방법을 사용했는데 이 방법은 예전에 사용되던 string 방법보다 안정성과 효율성 면에서 더 우수한 방법이었다.

이와 같이 본 연구에서 개발한 전산모사기를 사용하여 플라스마 식각에서 마스크의 기하학적 형태가 식각단면에 미치는 제반 영향을 잘 모사할 수 있었다.

## 감 사

이 연구는 초고집적반도체기술(차세대기억소자) 공동개발사업으로 수행되었는 바, 그 동안의 지원에 감사를 드립니다.

## 사용기호

E	: ion kinetic energy [eV]
$E_c$	: ion kinetic energy in COM frame [eV]
L	: collision-free distance of ion flight in mask [Å]
M	: atomic mass
N	: atomic density of mask [Å <sup>-3</sup> ]
P	: impact parameter [Å]
$r_0$	: distance of closest approach [Å]
Z	: atomic number

## 그리스 문자

$\alpha$	: scattering angle of ion at mask slope [°]
2D $\alpha$	: two dimensional scattering angle of ion at mask slope [°]
$\beta$	: azimuthal angle of ion at mask slope [°]
$\delta$	: correction term
$\theta$	: scattering angle of ion in LAB frame binary collision [°]
$\theta'$	: scattering angle of ion in COM frame binary collision [°]
$\rho$	: sum of radii of curvature of the trajectories [Å]

## 하첨자

1	: incident ion
---	----------------

2 : mask atom

## 참고문헌

1. Sze, S. M.: "VLSI Technology", 2nd ed., McGraw-Hill, New York(1983).
2. Chin, D., Dhong, S. H. and Long, G. T.: *J. Electrochem. Soc.*, **132**(7), 1705(1985).
3. Ohki, S., Oda, M., Akiya, H. and Shibata, T.: *J. Vac. Sci. Technol.*, **B5**(6), 1611(1987).
4. Ohki, S., Oda, M. and Shibata, T.: *J. Vac. Sci. Technol.*, **B6**(2), 533(1988).
5. Biersack, J. P. and Haggmark, L. G.: *Nucl. Instr. and Meth.*, **174**, 257(1980).
6. Jewett, R. E., Hagouel, P. I., Neureuther, A. R. and Duzer, T.: *Polym. Eng. Sci.*, **17**, 381(1977).
7. Cruz, S. A.: *Rad. Effects*, **88**, 159(1986).
8. Moliere, G.: *Z. Naturforsch Teil*, **A2**, 133(1947).
9. Lindhard, J. and Scharff, M.: *Phys. Rev.*, **24**, 128(1961).
10. Ulacia-Fresnedo, J. I. and McVitte, J. P.: *J. Appl. Phys.*, **65**, 1484(1989).
11. 한재현, 조병욱, 정찬화, 문상흠 : 화학공학, **32**(3), 431(1994).
12. 조병욱, 김일욱, 문상흠 : 화학공학, **32**(4), 606(1994).
13. Mayer, T. M., Barker, R. A. and Whitman, L. J.: *J. Vac. Sci. Technol.*, **18**(2), 349(1981).
14. Okano, H. and Horiike, Y.: *Jpn. J. Appl. Phys.*, **20**, 2429(1981).
15. Hamblen, D. P. and Cha-Lin, A.: *J. Electrochem. Soc.*, **135**(7), 1816(1988).
16. Tachi, S. and Okuidara, S.: *J. Vac. Sci. Technol.*, **B4**(2), 459(1986).
17. Winters, H. F., Coburn, J. W. and Chuang, T. J.: *J. Vac. Sci. Technol.*, **B1**(2), 469(1983).