

이온의 탄성충돌모델에 의한 플라즈마 식각단면의 전산모사

한재현 · 조병옥 · 정찬화 · 문상흡[†]

서울대학교 화학공학과
(1993년 12월 1일 접수, 1994년 3월 25일 채택)

Simulation of Plasma Etch Profile Based on a Model of Elastic Collision between Ions and Neutrals

Jae Hyun Han, Byeong Ok Cho, Chan-Hwa Chung and Sang Heup Moon

Dept. of Chem. Eng., Seoul National University
(Received 1 December 1993; accepted 25 March 1994)

요 약

본 연구에서는 플라즈마 식각에 의해 생성되는 도랑의 단면을 공정의 내부변수를 사용한 Monte Carlo 방법에 의하여 전산모사하였다. 플라즈마로부터 sheath로 유입된 이온은 전기장에 의해 가속되어 기판을 식각하는데, sheath를 진행하는 동안에 수많은 중성입자와 불규칙적으로 충돌하기 때문에 진행방향과 에너지가 달라지고, 결국 기판에 도달하는 이온의 입사각과 에너지가 여러 값을 갖게 된다. 본 연구에서는 이온과 중성입자간에 탄성충돌이 일어난다고 가정하여 이온의 진행방향과 에너지 분포를 구하였고, 이를 이용하여 기판의 식각단면을 구하였다. 이온의 평균자유행로와 sheath 두께의 비가 클수록 식각단면의 비등방도가 커지고 식각면의 중간부분이 볼록해 지는 bowing현상이 감소하였다. 또한, 식각하려는 선폭이 작고 이온의 평균자유행로/sheath 두께비가 작을 때에는 식각속도가 현저히 줄어드는 현상이 나타났다. 식각면의 하부구석에 도랑이 생기는 소위 "trenching (또는 dove tail) 현상"은 이온이 식각벽면에 부딪힌 후에 되튀어 나가는 경우를 고려하여 실제단면과 유사하게 모사할 수 있었다.

Abstract—Profiles of narrow and deep trenches produced by plasma ion etching have been simulated by a Monte Carlo method based on simple collision model. In the plasma etching process, ions from the bulk plasma are introduced into the sheath layer to be accelerated by the electric field toward the electrode plate. A substrate on the electrode plate is etched by the incident ions, whose kinetic energy and travelling direction are modified by random collisions with the neutrals in the sheath. We have simulated the ion etching process assuming an elastic collision between the ions and the neutrals in the sheath layer. Distribution functions for the ion energy and its arrival angle at the substrate surface have been obtained, and they have been used for computation of the time-dependent etch profile of the substrate by string algorithm. Profile of the etched trench has higher aspect ratio when the ratio between the mean free path of the ion and the thickness of the sheath layer(MFP/Sh) is larger. The etch rate decreases as the MFP/Sh ratio becomes smaller and the mask width narrower, which agrees with the experimental observations. The so-called "dove tail" (or "trenching") shape observed at the bottom corner of the etched trench may be simulated successfully by considering the ions glancing from the side wall after collision at low angles.

1. 서 론

플라즈마를 이용한 전식 식각법은 비등방성 식각도량을 얻는데 많이 이용되고 있다[1]. 이러한 전식 식각법에서 얻어지는 식각단면을 모사하기 위해서는 이온이 sheath를 지나서 기판에 도달할 때, 이온이 가지는 입사각과 에너지를 구하는 것이 우선적으로 이루어져야 한다. 이 부분에 대한 연구는 이미 여러 사람들에 의하여 많이 이루어져 왔다[2-6].

예를 들어, Davis와 Vanderslice[2]는 sheath내에서 이온과 중성입자가 충돌할 때, 이온이 가지고 있던 전하(charge)는 중성입자에게 모두 전해 주지만, 충돌전에 sheath의 전기장으로부터 얻었던 이온의 에너지는 모두 손실되는 것으로 보는 소위 “전하이전(charge transfer) 모델”을 이용하였는데, 이에 따른 기판위에서의 최종 에너지 손실은 기판에 수직으로 입사하는 이온의 에너지가 충돌빈도에 따라 지수적으로 감소시키는 방법으로 계산하였다.

Zarowin[3, 4]도 위의 전하이전모델을 사용하여, 이온들이 sheath를 지나는 동안에 충돌을 겪으면서 최종으로 갖게 되는 에너지의 평균값을 계산하였는데, 이때의 충돌횟수는 기체압력에 직접적으로 비례한다고 보았다. Sheath내에서의 이온의 속도에 관하여는 전극에 수직인 속도성분은 전기장과 압력의 비에 비례한다고 계산하였으나, 다른 속도성분은 충돌전후에 상관없이 일정하다고 놓았다.

Kushner[5]는 Monte Carlo 방법을 이용하여 sheath내에서의 이온의 거동을 조사하였는데, 여기서는 시간에 따른 sheath 전기장의 변화, sheath 두께 등의 영향도 분석하였고, 이온과 중성입자와의 충돌양상을 전하이전충돌로 보고 이온의 에너지를 계산하였다.

이처럼 지금까지는 sheath내에서 입자간에 일어나는 현상을 주로 이온과 중성입자와의 전하이전충돌만으로 보고 이온의 에너지 분포를 구한 것이 대부분이었다. 그러나, 실제로 식각공정에 많이 사용되고 있는 몇몇 반응기체, 예를 들어, CF_4Cl_2 , SF_6 , NF_3 등의 경우에는 이온과 중성입자간의 전하교환이 불가능한 것으로 알려져 있어서[6] 이 모델은 적용이 어렵다. 또한, 이 모델은 기판에 수직하지 않은 속도성분에 의하여 식각벽의 중간부분이 불룩해 지는 bowing, 마스크 밑부분까지 식각이 이루어지는 undercut 등의 현상[7, 8]을 정확히 계산할 수 없다는 문제점을 가지고 있다.

본 연구에서는 위와 같은 전하이전모델 대신에 이온과 중성입자와의 충돌은 탄성충돌을 일으키며 이로 인하여 이온에너지의 변화가 일어난다는 탄성충돌모델을 사용하여 식각단면을 모사하였다. Sheath내에서 이온과

중성입자가 탄성충돌을 일으킬 때의 이온에너지 변화에 대하여는 이미 Thompson 등[6, 9]이 Wannier[10]의 탄성충돌이론을 이용하여 유도한 바가 있다. 따라서, 이들이 구한 이온에너지 변화식을 근거로 하여 일정한 sheath두께를 통과하는 이온이 식각기판에 도달할 때 마지막으로 얻게되는 입사각과 에너지를 Monte Carlo 방법으로 구하고, 그 결과를 식각단면의 모사에 사용하였다. 본 연구에서는 일반적인 식각반응기의 구조를 감안하여, 원통형좌표계를 사용한 Thompson 등[6, 9]의 경우와는 달리 직각좌표계를 사용하여 이온의 거동을 추적하였다.

이전에 Ulacia 등[8]도 탄성충돌이론[9]과 전하충돌이론[5]을 모두 고려하여 식각단면모사를 수행한 바가 있으나, 본 연구에서는 간단하게 탄성충돌만을 이용해서도 이온의 평균자유행로, 마스크의 선폭, photore-sist의 두께에 따른 경향을 잘 예측할 수 있음을 보여주었다. 이 밖에도 식각도량의 구성부분이 깊게 패는 “Trenching 현상”을 식각면에 부딪히는 이온의 일부가 표면식각반응이 없이 되튀어 나가는 소위 “Glancing 효과”때문에 생기는 것으로 가정하여 식각단면을 구하였는데, 이 결과도 실험에서 관찰되는 결과와 유사하게 얻어졌다.

2. 전산모사의 모델 및 방법

2-1. 기본모델

플라즈마 식각이 이루어지는 과정은 크게 중성입자의 화학반응에 의한 등방성식각(chemical etching)과 이온에 의한 비등방성식각(ion etching)으로 나눌 수 있다. 전식식각 과정에는 이 두 과정이 모두 함께 참여하게 되는데 이들이 서로 독립적이라면 식각속도식은 다음과 같이 간단히 표시된다.

$$R_{si} = R_{ion} + R_{neu} = k_{ion} \Phi_{ion} + k_{neu} \Phi_{neu} \quad (1)$$

R_{si} : 실리콘의 식각속도

R_{ion}, R_{neu} : 이온에 의한 식각과 중성입자에 의한 식각의 속도

k_{ion}, k_{neu} : 이온 식각과 중성입자 식각의 속도상수

Φ_{ion}, Φ_{neu} : 이온과 중성입자의 에너지주입량

이온의 식각속도(R_{ion})는 도랑내 식각표면의 위치에 따라 다르다. 이것은 Fig. 1에 보인 바와 같이 도랑내부의 위치에서 입구쪽으로 열린 가시각(angle of view)이 도랑내부의 식각표면 위치마다 달라서 그곳에서의 에너지주입량(Φ_{ion})이 변하기 때문이다. 한편, 중성입자의 주입량과 식각속도상수는 식각표면의 위치에 무관하게

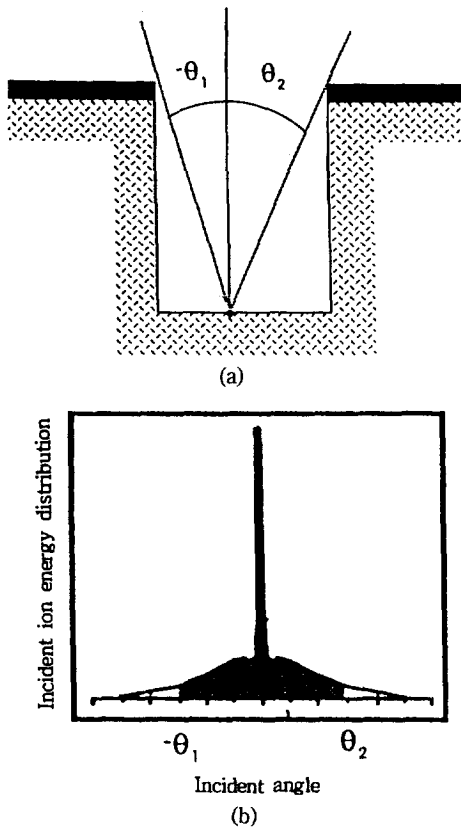


Fig. 1. Incident ion energy distribution and angle of view [8].

(a) Angle of view, (b) Incident ion energy distribution

일정한 것으로 알려져 있다.

본 연구에서는 우선 기판을 때리는 이온들의 입사각에 따른 에너지 분포를 Monte Carlo방법으로 구하였는데, 식각단면에 이온만의 식각효과를 보기 위하여, 중성입자에 의한 식각속도(R_{neu})는 0으로 놓았다.

2-2. 이온의 입사각과 에너지 분포 : Monte Carlo 방법

RF(Radio Frequency)에 의해 생성된 이온은 식각하려는 기판 부근에 형성되어 있는 플라즈마 sheath에 진입하면서, 전기장에 의해 점차로 가속된다. 가속되는 동안에 이온은 sheath내 여러 종류의 입자들과 충돌하게 되는데, 이로 인해서 이온은 여러 방향으로 진행하게 되고, 전기장에 의해서 얻었던 에너지도 감소하게 된다.

본 연구에서는 sheath내의 입자간 충돌이 전하를 갖고 있는 이온과 그렇지 않은 중성입자간의 충돌로 보고

Wannier[10]의 탄성충돌 이론을 사용하여 전산모사하였다. 한편, 대개의 플라즈마 식각공정이 저압공정이므로 입자들의 평균자유행로가 비교적 길다고 보아서 이온의 평균자유행로와 sheath의 비를 0.2-2 정도로 놓고 전산모사를 수행하였다.

2-2-1. Sheath내 이온의 이동

Sheath내를 이동하는 이온의 위치는 다음식을 이용하여 계산하였다.

$$m_i \frac{\partial^2 z_i}{\partial t^2} = -q_i E_z(z) \quad (2)$$

$$m_i \frac{\partial^2 x_i}{\partial t^2} = 0 \quad (3)$$

$$m_i \frac{\partial^2 y_i}{\partial t^2} = 0 \quad (4)$$

여기서, m_i 는 i 번째로 반복 계산되는 이온의 질량, t 는 시간, z 는 sheath내 전기장의 방향, x, y 는 z 에 직각인 두 방향을 표시한다. x, y 방향은 sheath내 전기장에 수직이므로 이들 방향으로는 외력이 존재하지 않는다. 한편, Sheath내에 존재하는 전기장(E_z)의 형태에 대해서는 여러 가지 제안[8]이 있으나, 여기서는 간단히 상수형태($E_z = \text{constant}$)로 놓았다.

2-2-2. 이온과 중성입자와의 충돌

이온이 sheath내의 전기장에 의해서 가속되어 일정 거리를 진행하다가 sheath내에 존재하고 있는 중성입자를 만나면 이들간에 충돌이 일어나게 되는데, 충돌과 다음번 충돌사이에 이온의 진행거리는 난수(random number)를 이용하여 구한다. 예를 들어 j -1번째 충돌후, j 번째 충돌이 일어날 때까지 i 이온이 진행한 거리를 l_{ij} 라고 하면, 이 값은 다음과 같이 계산된다.

$$l_{ij} = -\lambda_i \ln U_{ij} \quad (5)$$

$$\lambda_i = 1/\sigma_i N \quad (6)$$

여기서 U_{ij} 는 0과 1사이의 난수이고, λ_i 는 i 이온의 평균자유행로, σ_i 는 이온과 입자의 충돌면적(cross-sectional area)[11], N 은 중성입자의 농도이다.

이 연구에서 사용된 전산모사의 기본모델은 이온과 중성입자간의 충돌을 토대로 하고 있는데, 이와 같은 충돌에서는 통상적으로 두 입자의 무게중심좌표를 기준(COM Frame)으로 하여 입자(이온)의 거동을 살펴본다[12].

우선, 무게중심좌표에서의 충돌반사각도 x_0 를 난수, U'_{ij} 를 이용하여 아래의 (7)식에서와 같이 구하였다[6].

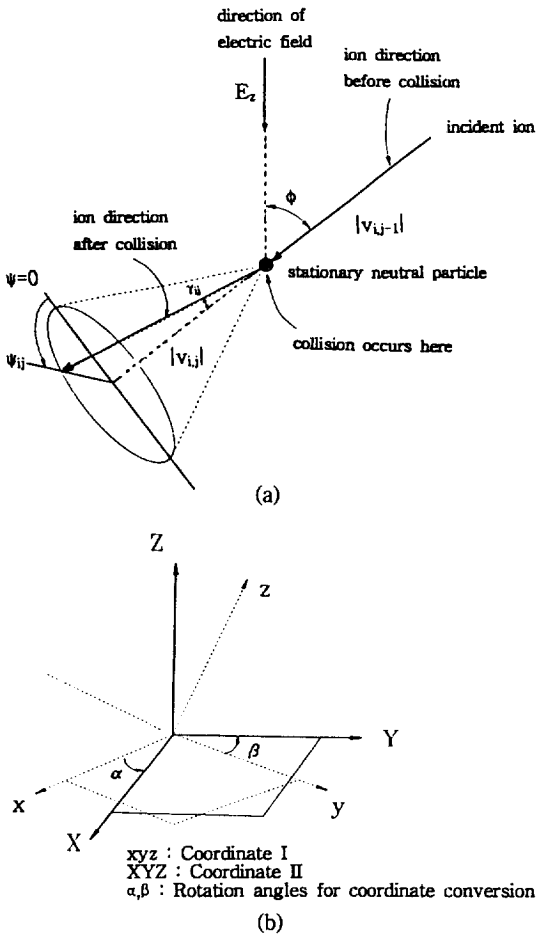


Fig. 2. Collision of ion with a stationary neutral particle [6].

(a) Direction of a scattered ion, (b) Coordination conversion

$$x_{ij} = \cos^{-1}(1 - 2U'_{ij}) \quad (7)$$

이렇게 구해진 x_{ij} 는 충돌하기 이전에 이온이 진행하는 방향을 기준으로 했을 때 [Fig. 2(a)에 표시됨]의 충돌 반사각도, γ_{ij} 로 변환하면 (8)식과 같이 표시된다 [10]. 한편, x_{ij} 는 (9)식과 같이 충돌이전의 이온의 속력 $|v_{ij-1}|$ 과 충돌이후의 속력 $|v_{ij}|$ 을 구하는 데에도 사용된다.

$$\cos \gamma_{ij} = \frac{\cos x_{ij} + m_r}{\sqrt{1 + m_r^2 + 2m_r \cos x_{ij}}} \quad (8)$$

$$|v_{ij}| = |v_{ij-1}| \frac{\sqrt{1 + m_r^2 + 2m_r \cos x_{ij}}}{1 + m_r} \quad (9)$$

여기서, m 은 이온과 중성입자의 질량비 ($=m_{ion}/m_{neu}$)

이다. 일반적으로 이온의 질량과 중성입자의 질량은 비슷한 것으로 알려져 있어서 [6], m_r 은 1로 놓았다. (8), (9)식은 전기장하에서의 강체구 충돌이론식 [10]에 의하여 유도된 것인데, 충돌시의 에너지 손실때문에 이온의 속도가 충돌전의 속도보다 항상 작게 됨을 보이고 있다.

한편, 이온이 중성입자와 충돌한 후의 방위각 방향, ψ_{ij} 은 어느쪽으로도 나갈 가능성이 같기 때문에 아래의 식 (10)에서와 같이 난수를 사용하여 결정하였다.

$$\psi_{ij} = 2\pi U''_{ij} \quad (10)$$

결국, i 번째 이온이 중성입자와 j 번 충돌한 뒤에 결정되는 속도성분, $(v_x)_i$, $(v_y)_i$, $(v_z)_i$ 는 (8)-(10)식에 의하여 구한 충돌 후의 충돌반사각도 (γ_{ij}), 이온의 속력 ($|v_{ij}|$), 방위각 (ψ_{ij})으로부터 사인, 코사인법칙에 적용하여 (11)-(13)식과 같이 구할 수 있다 [Fig. 2(a) 참조].

$$(v_x)_i = |v_{ij}| \sin \gamma_{ij} \sin \psi_{ij} \quad (11)$$

$$(v_y)_i = |v_{ij}| \sin \gamma_{ij} \cos \psi_{ij} \quad (12)$$

$$(v_z)_i = |v_{ij}| \cos \gamma_{ij} \quad (13)$$

2-2-3. 좌표계의 변환

(11)-(13)식에서 반사 각도, γ_{ij} , 방위각, ψ_{ij} 은 충돌 직전에 이온이 진행하던 방향을 기준으로 한 좌표계에서 구해진 값이다. 그러나, 중성입자와의 충돌을 한번 이상 경험한 이온의 경우에는 그 진행 방향이 자주 바뀌게 되므로 위의 표현식들은 반응기를 중심으로 한 좌표계로 변환하는 것이 편리하다 [Fig. 2(b) 참조].

우선, 충돌이전에 이온이 진행하고 있었던 방향을 중심으로 한 좌표계를 I 좌표계라고 하고, 반응기의 기판에 수직인 방향을 중심으로 하여 구성된 좌표계를 II 좌표계라고 하자. 첫번째 충돌의 경우는 I 좌표계와 II 좌표계가 같으므로 좌표의 변환은 필요하지 않다. 하지만, 2번이상의 연속적인 충돌의 경우는 I 좌표계와 II 좌표계가 서로 다르기 때문에 (11)-(13)식에서 구한 I 좌표계의 속도성분을 II 좌표계로 변환해야 한다.

좌표변환법은 I 좌표계를 z 축과 x 축을 중심으로 각각 α , β 의 각도로 회전하여 II 좌표계로 변환하는 방법을 사용하였다 [Fig. 2(b) 참조]. 이 때, α , β 는 다음과 같이 구해진다.

$$\alpha = -\sin^{-1} \left(\frac{(v_x)_i}{(v_x)_i^2 + (v_y)_i^2 + (v_z)_i^2} \right) \quad (14)$$

$$\beta = -\tan^{-1} \left(\frac{(v_y)_i}{(v_z)_i} \right) \quad (15)$$

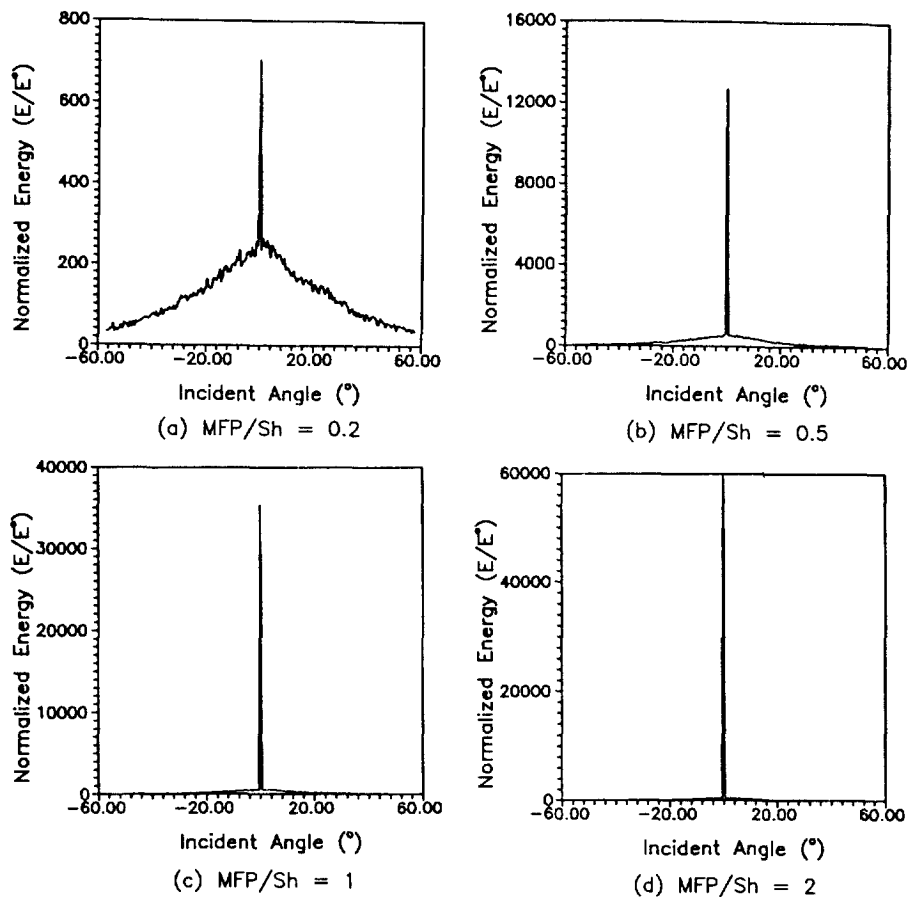


Fig. 3. Distribution of incident ion energy for various ratios of mean free path and sheath thickness(MFP/Sh) as determined by Monte-Carlo method.

이로부터 I 좌표계에서의 속도성분, $(v_x)_i$, $(v_y)_i$, $(v_z)_i$ 와 II 좌표계에서의 속도성분, $(V_x)_i$, $(V_y)_i$, $(V_z)_i$ 간의 관계식을 구하면 다음과 같다.

$$(V_x)_i = (\cos \alpha)(v_x)_i + (\sin \alpha)(v_z)_i \quad (16)$$

$$(V_y)_i = (-\sin \alpha \sin \beta)(v_x)_i + (\cos \beta)(v_y)_i + (\sin \beta \cos \alpha)(v_z)_i \quad (17)$$

$$(V_z)_i = (-\sin \alpha \cos \beta)(v_x)_i - (\sin \beta)(v_y)_i + (\cos \beta \cos \alpha)(v_z)_i \quad (18)$$

전산모사에서는 전 과정을 통해서 새로운 속도 계산에 필요한 시간 간격(Δt_i)은

$$o(\Delta t_i)/o(l_{ij}/|v|) \approx 10^{-2} \quad (19)$$

$o(x)$: order of magnitude

정도로 하여 계산하였다. 앞 과정에서 구한 속도의 각

성분에 작은 시간 간격(Δt_i)을 곱해줌으로써 충돌하는 순간에 변하게 되는 이온의 위치를 계산하였다. 이 위치의 좌표값중에서 z_i 의 값이 아직도 기판표면에 미치지 않았다면, 다시 (2)-(4)식을 이용하여 다음 충돌이 일어날 때까지 이온의 위치를 추적해 나갔다.

2-2-4. 이온의 입사각과 에너지의 계산

앞에서 말한 과정에 의하여 이온이 sheath를 통과하다가 식각 표면에 도달하면, 이곳에서 이온의 최종 입사각과 에너지가 결정된다. 도랑(trench)의 식각단면을 얻기 위해서는 그 단면에 대한 2차원 에너지 분포가 필요하므로, 입사각은 식각표면에서 이온이 갖는 속도의 수직성분과 평행성분으로부터 (20)식과 같이 구하였고, 에너지는 이 때 이온이 갖는 속도의 크기로부터 (21)식과 같이 구했다.

$$\phi_i = \tan^{-1}(V_y)_i/(V_z)_i \quad (20)$$

$$E_i = 1/2 m_i |V_{ij}|^2 \quad (21)$$

이 때, $|V_{ij}|$ 는 마지막 j 번째 충돌을 거친 뒤 식각표면에 도달할 때, 이온이 가지고 있는 속도이다.

2-2-5. 이온의 입사각에 따른 에너지의 분포곡선

분포곡선을 얻기에 충분할 정도(100,000번)로 앞의 과정을 반복하여 Fig. 3과 같은 에너지 분포곡선을 얻었다. Fig. 3에서 이온에너지는 기판으로 입사되는 각 이온의 에너지를 충돌없이 기판에 도달할 때의 에너지(입사하는 이온의 최대에너지)로 정규화하여 나타낸 것이다. 얻어진 곡선은 이온의 평균자유행로와 sheath 두께의 비(MFP/Sh)의 값에 따라 다소 차이가 있으나 어느 경우에도 입사각이 0인 점을 중심으로 하여 분산도가 매우 작거나 또는 넓은 두 개의 가우스 함수로 구성된 이중 가우스분포를 보이고 있다.

MFP/Sh가 0.2의 경우처럼 작을 때에는 이온이 sheath를 지나서 동안에 충돌이 심했기 때문에 이온의 에너지 손실이 컸고, 또한 이온의 입사각도 매우 다양하게 나타나서 넓은 에너지 분포를 보여 주었다.

2-3. 식각단면의 전산모사

(2)-(4)식에서 보는 바와 같이 z 방향(기판에 수직인 방향)으로만 외력이 있으므로, 이온이 기판위에 도달할 때의 에너지 분포는 통계학적으로 기판위의 어느 위치에서나 같게 나타난다. 또한, 이로부터 얻어지는 식각단면은 도랑(trench)을 식각하는 경우, x 축방향(도랑의 축방향)으로 어느 곳에서든 같다.

2-3-1. 식각속도(R_{ion})의 계산

본 연구에서는 단위시간당 식각량(k_{ion})을 일정하게 놓고 각 조건의 식각단면을 비교하였는데 이 때 식각속도를 구한 방법은 다음과 같다.

우선 Fig. 3의 이온 에너지 분포도를 이온의 에너지 총량(에너지 분포도의 적분값)으로 정규화하여 에너지 총합을 1로 만들었다. 그리고, 이온이 마스크나 도랑내부의 다른 벽면에 의해 막힘이 없이 도랑내의 점에 도달할 수 있는 입사각(가시각)의 범위를 계산하고, 정규화된 분포도에서 그 입사각범위내에 있는 에너지를 합하였다. 이것이 식 (1)의 에너지주입량(Φ_{ion})에 해당하는데, 여기에 일정한 속도상수(k_{ion})값을 곱하여 R_{ion} 을 구하였다. 보통 이온의 식각속도, R_{ion} ,에 중성입자에 의한 식각속도, R_{neu} ,를 더하여 최종식각속도, R_{ss} ,를 얻게 되는데, 본 연구에서는 식각단면에 이온만이 주는 영향을 살펴 보기 위하여 (1)식에서의 R_{neu} 는 모두 0으로 놓았다.

2-3-2. String 연산논리

본 연구에서는 (1)에서 구한 R_{ss} 로부터 새로운 식각

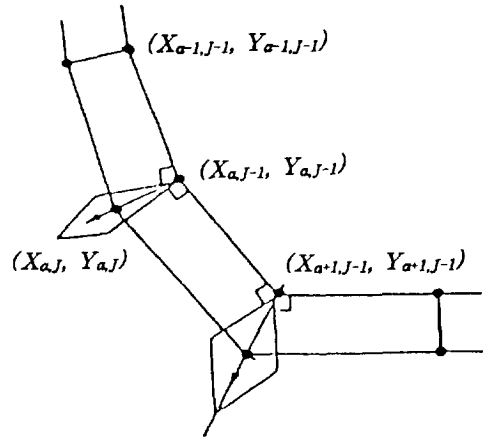


Fig. 4. Calculation of etch profile by string algorithm.

단면을 구하기 위하여 “String 연산논리”[1, 13]가 사용하였다. 이 때 적용한 기본식은 다음과 같다(Fig. 4 참조).

$$\sqrt{(X_{a,j} - X_{a,j-1})^2 + (Y_{a,j} - Y_{a,j-1})^2} = R_{ss} \Delta t_2 \quad (22)$$

$$\begin{aligned} & \sqrt{(X_{a,j} - X_{a-1,j-1})^2 + (Y_{a,j} - Y_{a-1,j-1})^2} \\ &= \sqrt{(X_{a,j} - X_{a+1,j-1})^2 + (Y_{a,j} - Y_{a+1,j-1})^2} \end{aligned} \quad (23)$$

여기서, $X_{a,j}$ 와 $Y_{a,j}$ 는 a 번째 mesh, j 번째 시간단계에서의 X , Y 좌표를 나타내고, Δt_2 는 $j-1$ 번째와 j 번째사이의 시간간격을 나타낸다. 실제의 전산모사과정에서는 (22), (23)식을 만족하는 근($X_{a,j}$, $Y_{a,j}$)이 수학적으로 두 개이므로, 수치해석적으로 근을 구할 때, 초기값의 예측에 주의를 기울여야 한다.

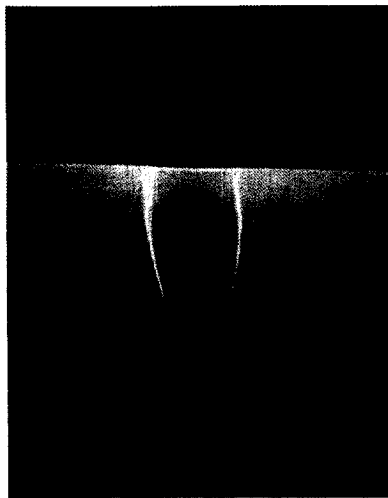
2-3-3. Glancing 효과

Fig. 5(a)의 사진에서 보는 바와 같이 보통의 식각공정에서는 흔히 도랑의 구성부분(edge)에 작은 홈(“trenching” 또는 “dove tail 현상”이라 부름)이 생겨 있는 것을 볼 수 있다[1, 8]. 본 연구에서는 이 현상이 식각도랑의 벽면에 도달한 이온이 벽면과 이루는 입사각이 너무 작아서 식각에 기여하지 못하고 되튀어 나오는 효과(glancing ion effect)에 기인한 것으로 보고, 이것을 전산모사하였다. 이 모사를 위해 사용한 가정은 다음과 같다[Fig. 5(b) 참조].

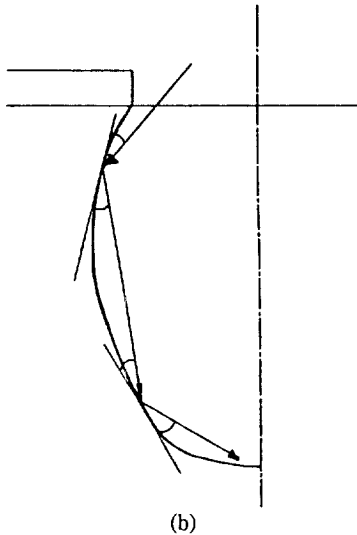
(1) 이온의 입사방향과 도랑벽면의 접선이 이루는 각이 어느 각도 이하가 될 때, 충돌점에서 식각이 이루어지지 않고 이온은 되튀어 나간다.

(2) 이온이 되튀어 나가는 반사각도는 그 지점에 들어올 때의 입사각도와 같다.

(3) 이온이 되튀어서 도랑의 다른 점에 도달할 동안은



(a)



(b)

Fig. 5. Effect of glancing ions.

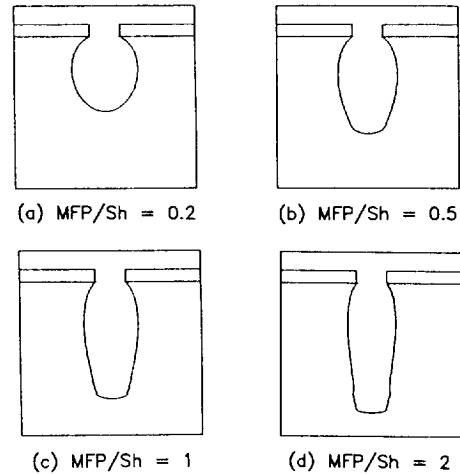
(a) Experimental evidence of trenching, (b) Locus of a glancing ion

다른 입자와 충돌이 없다.

(4) 이온이 도랑의 벽면에서 반사되어 도랑의 다른 지점에 입사될 때, 이 점에도 기준각도이하로 입사되면 다시 되튀어 나간다.

이와 같이 되튀어 나간 이온이 기준각도 이상의 입사각으로 도랑벽면과 충돌하게 되면 그 충돌점에서 식각이 이루어 지는데, 그 때의 식각단면은 위에서 설명한 string 연산논리에 의하여 결정된다.

3. 전산모사의 결과 및 검토

**Fig. 6. Changes in trench profile with the MFP/Sh ratio.**

Etching time: 2(min)

Mask thickness: 2000 Å, Mask width: 0.5 μm

Ion etch rate constant(k_{ion}): 200 Å/sec

플라즈마 식각공정에서 식각단면에 영향을 주는 공정변수로는 플라즈마 반응기내부의 압력과 플라즈마전극의 RF 전력이다. 이 중에서 전극의 RF 전력은 주로 식각속도를 변화시키고 압력은 식각단면의 형태를 변화시킨다[8, 14].

본 연구에서는 식각속도보다는 식각단면의 형태가 관심사이었으므로 RF전력은 일정하다고 보고 압력에 관계되는 변수로서 이온의 평균자유행로(MFP)와 sheath 두께(Sh)의 비를 변화시키면서 식각단면의 변화를 살펴해보았다.

3-1. 이온의 평균자유행로와 sheath 두께의 비 (MFP/Sh)의 영향

Fig. 6은 MFP/Sh의 비가 증가함에 따른 식각단면의 변화를 보이고 있다. 여기서, 선평의 너비와 마스크의 두께는 일정하게 놓았다. 결과를 보면, MFP/Sh의 비가 작을수록 도랑의 벽면이 항아리모양으로 부풀어지는 bowing 현상이 두드러짐을 보이고 있다. 이것은 MFP/Sh가 작은 경우에 이온이 sheath를 지나면서 중성입자와 여러 번 충돌하게 되고, 이에 따라 기판에 수직으로 입사하지 못하고 비스듬히 입사하게 되면서, 도랑의 벽면을 많이 식각하기 때문이다. MFP/Sh의 비는 반응물의 압력과 반비례의 관계가 있으므로 위의 현상은 비교적 높은 압력의 경우에 심하게 일어난다.

요즈음과 같이 소자가 고도로 집적화되어 선평이 매우 작아지는 경우, 이러한 bowing 현상은 소자의 가공에 막대한 지장을 주게 된다. 따라서 이러한 현상을 막기

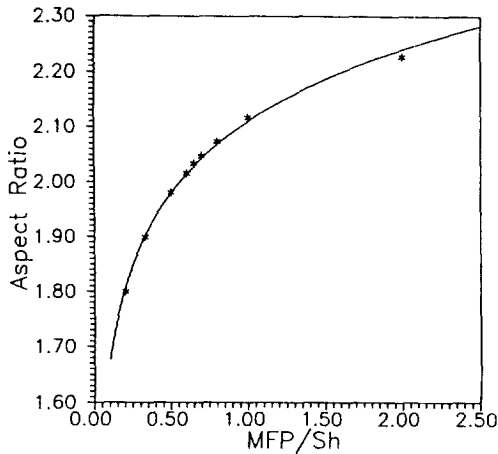
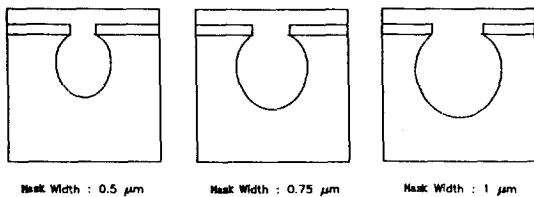


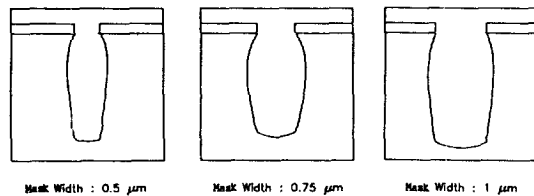
Fig. 7. Relation between the trench aspect ratio and the MFP/Sh ratio.

Etching time: 2(min)

Ion etch rate constant(k_{ion}): 200 Å/sec



(a) MFP/Sh = 0.2



(b) MFP/Sh = 2

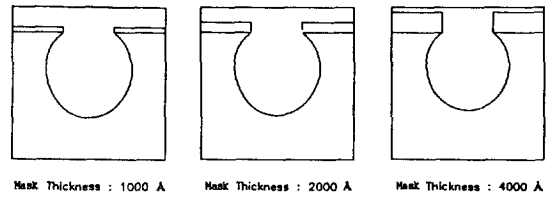
Fig. 8. Changes in trench profile with the MFP/Sh ratio and the mask width.

Etching time: 2(min)

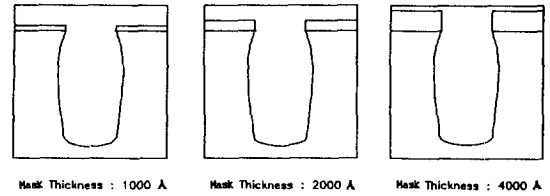
Mask thickness: 2000 Å

Ion etch rate constant(k_{ion}): 200 Å/sec

위해서는 도랑의 벽면에 고분자층을 생성해 줄 수 있는 선구물질(precursor)을 섞는 방법이 널리 이용되고 있다[8]. 그러나, 압력이 커서 MFP/Sh의 비가 작아질 경우에는 이러한 방법도 bowing 현상을 막을 수가 없다[8]. Fig. 7은 고분자층으로 도랑의 벽면을 막아주는 방법을 사용하지 않았을 경우에, MFP/Sh의 비에 따른 비등방도(aspect ratio : 식각도랑의 깊이/최대너비)의



(a) MFP/Sh = 0.2



(b) MFP/Sh = 2

Fig. 9. Changes in trench profile with mask thickness.

Etching time: 2(min)

Mask width: 1 μm

Ion etch rate constant(k_{ion}): 200 Å/sec

변화를 살펴본 것이다. 압력이 높아서 bowing 현상이 크게 일어날수록 식각도랑의 최대너비가 커지므로 비등방도는 작아지게 된다.

3-2. 선평의 영향

Fig. 8은 선평의 크기에 따른 식각단면의 변화를 보여주고 있다. 선평이 작아질수록 이온에 의한 식각깊이가 점차로 작아지는 것으로 나타났는데, 그 추세는 MFP/Sh의 비가 작은 경우에 더욱 큰 것으로 나타났다. 앞에서 말했지만, 선평이 매우 작은 경우에는 bowing 현상때문에 원하는 선평을 정확하게 가공하기가 힘들어진다.

한편, Fig. 8에서는 특히 MFP/Sh의 비가 작을 때, 도랑의 식각깊이가 선평이 작을수록 감소함을 보여주고 있다. 이 결과는 소위 “RIE Lag”라고 불리는 현상으로서 실험에 의하여도 관찰되고 있다[14]. 그러나 공정압력이 낮아져서 MFP/Sh의 비가 증가하면 “RIE Lag” 현상은 거의 사라짐을 Fig. 8(b)의 결과에서 확인할 수 있다.

3-3. 마스크의 두께에 따른 식각단면의 변화

이온에 의한 기관의 식각은 습식식각법과는 달리 마스크와 기관의 상대적인 식각선택도가 비교적 낮으므로 식각공정이 진행됨에 따라 마스크가 식각되는 현상이 현저히 나타난다. 여기서는 이러한 현상이 식각단면에 미치는 영향을 보기 위하여 마스크 두께 변화에 따른 식각단면의 모양을 살펴보았다. 결과가 Fig. 9에서 보는

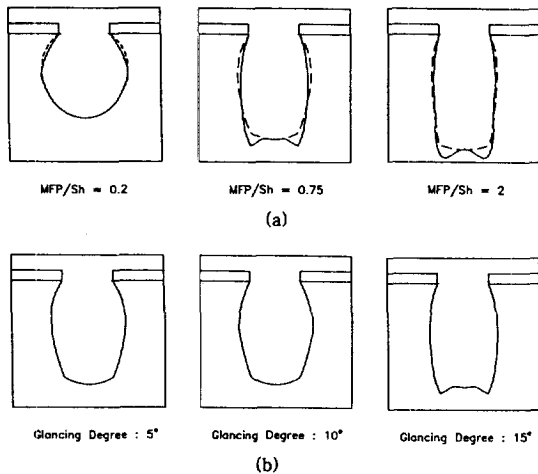


Fig. 10. Trench profiles including glancing ion effect.

(a) Effect of MFP/Sh ratio (glancing degree: 15°)

(b) Effect of glancing degree (MFP/Sh = 0.75)

Etching time: 2(min)

Mask thickness: 2000 Å, Mask width: 0.5 μm

Ion etch rate constant(k_{ion}): 200 Å/sec

바와 같이 마스크 두께의 영향은 비교적 작은 것으로 나타나서 식각공정중에 발생하는 마스크 식각현상을 고려하지 않았던 본 연구의 결과들이 타당함을 확인할 수 있었다.

3-4. Glancing 이온효과를 고려한 식각단면

Fig. 10(a)는 MFP/Sh비의 변화에 따른 식각단면을 보여 주고 있으며, Fig. 10(b)는 glancing 기준각도의 변화에 따른 식각단면을 보여 주고 있다. Fig. 10(a)의 점선은 glancing 이온효과를 고려하지 않았을 때의 식각단면이다. 이온의 glancing 효과를 고려해 줄 때는 bowing에 기여했던 이온들의 일부분이 도랑의 구석부분(edge)을 식각하게 됨에 따라 bowing 현상은 줄어들고, 그 대신 식각면의 구석부분에 작은 도랑이 형성된다. 이 현상은 MFP/Sh의 비가 클 때 더욱 뚜렷하며 전체적인 형태는 실험에서 얻어지는 결과와 비슷하게 나타났다[1, 8].

4. 결 론

이 연구에서는 플라즈마식각공정에 있어서 sheath내에서 가속운동하는 이온이 중성입자와의 충돌에 의하여 운동에너지의 일부를 잃어 버리고 진행방향이 바뀌는 현상을 탄성충돌식만을 가지고 모사하였다. 또한 Monte Carlo 방법에 의하여 기판 위에 도달하는 이온의 에너지

및 입사각의 분포를 구한 뒤에 이를 토대로 하여 좁고 깊은 도랑의 식각단면을 예측하였다. 식각단면의 모사에 있어서는 "String 연산논리"를 사용하고 또한 glancing 이온효과도 고려하였는데, 모사변수값에 따라서 다양한 식각단면이 얻어졌다. 식각단면의 전산모사결과로부터 얻은 결론은 다음과 같다.

(1) 평균자유행로와 sheath 두께의 비(MFP/Sh)가 클수록, 충돌이 없이 기판에 수직으로 입사하는 이온이 많아서 폭이 좁은 에너지 분포를 얻었으며, 이에 따라 식각단면도 비등방도가 커졌다.

(2) MFP/Sh의 비가 작고, 소자의 선평이 작을 때는 식각단면의 비등방성과 bowing현상이 심해지고, 선평이 작아짐에 따라 식각깊이가 함께 감소하는 RIE Lag 현상이 현저하게 나타났다.

(3) 플라즈마 식각공정중에 일어나는 마스크 두께의 변화는 식각단면에 크게 영향을 주지 못했다.

(4) 도랑의 구석부분에서 생기는 "Trenching 현상"을 이온의 되튀김(glancing)에 기인한 것으로 보고 전산모사하여 실제의 공정에서 볼 수 있는 식각단면을 얻었다.

이상의 결과로부터 이 연구의 전산모사방법에 의하여 실험결과를 잘 예측할 수 있음이 입증되었다.

감 사

이 연구는 초고집적반도체기술(차세대 기억소자) 공동개발사업으로 수행되었는 바, 그 동안의 지원에 감사드립니다.

참고문헌

1. Sze, S. M.: "VLSI Technology", 2nd ed., McGraw Hill(1988).
2. Davis, W. D. and Vanderslice, T. A.: *Phys. Rev.*, **131**, 219(1963).
3. Zarowin, C. B.: *J. Electrochem. Soc.*, **130**, 1144(1983).
4. Zarowin, C. B.: *J. Vac. Sci. Technol.*, **A2**, 1537(1984).
5. Kushner, M. J.: *J. Appl. Phys.*, **58**, 4024(1985).
6. Thompson, B. E., Swain, H. H. and Fisher, D. A.: *J. Appl. Phys.*, **63**, 2241(1988).
7. Cramer, W. H.: *J. Chem. Phys.*, **30**, 641(1959).
8. Ullacia-Fresnedo, J. I.: "Theoretical and Experimental Conditions Necessary to Build a Dry-Etching Process Simulator", Stanford Electronics Laboratories(1988).

9. Fisher, D. A., Thompson, B. E. and Swain, H. H.: *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.*, **68**, 231(1986).
10. Wannier, G. H.: *Bell System Technol. J.*, **32**, 170 (1953).
11. Hasted, J. B.: "Physics of Atomic Collisions", Butterworths, London(1964).
12. Hirschfelder, J. O., Curtiss, C. F. and Bird, R. B.: "Molecular Theory of Gases and Liquids", Wiley, New York(1954).
13. "SAMPLE 1.5 User's Guide", University of California at Berkeley(1982).
14. Lee, Y. H. and Zhou, Z.-H.: IBM Research Report, RC 15592(1990).