

# 몬테카를로 계산 방식에 의한 RF 플라즈마 에칭 시스템에서의 이온 분포 계산

## (Calculation of Ion Distributions in an RF Plasma Etching System Using Monte Carlo Methods)

潘用瓚\*, 李濟熙\*, 尹相鎬\*, 權五燮\*, 金演泰\*, 元太映\*

(Yong-Chan Ban, Jae-Hee Lee, Sang-Ho Yoon, Oh-Seob Kwon, Youn-Tae Kim, and Tae-Young Won)

### 요 약

플라즈마 에칭 시스템에 있어서, 이온은 물리적 스퍼터링 메카니즘 및 화학 반응의 증속 작용 등에 관여하여 웨이퍼의 토포그래피를 결정하는데 있어서 중요한 파라미터가 된다. 본 논문에서는 플라즈마 이온 공핍층(Sheath)에서의 이온의 각 분포 및 에너지 분포를 몬테 카를로 방식으로 계산하였다. 이온의 분포는 이온 공핍층 전압의 크기와 이온 공핍층에서의 충돌에 의하여 주요하게 영향을 받게 되는데, 이온 공핍층에서의 국부 전압 분포는 포아송 방정식을 풀어 구하였다. 또한, 이온의 충돌은 전하량 변환 충돌(Charge Exchange Collision)과 운동량 전달 충돌(Momentum Transfer Collision)을 모두 고려하였으며, 플라즈마 리액터의 여러 입력 조건에 따라 의존하는 이온의 분포를 3차원으로 계산하였다.

### Abstract

In a plasma etching system, ions become an important parameter in determining the wafer topography which depends on both the physical sputtering mechanism and the chemically enhanced reaction. This paper reports the energy and angular distributions of ions across the plasma sheath using a Monte Carlo method. The ion distribution is mainly affected by the magnitude of the sheath voltage and by the collision in the sheath. Furthermore, the local potential distribution in a plasma sheath has been determined by solving the Poisson's equation. In this work, ionic collisions were considered in terms of both charge exchange and momentum transfer. The three-dimensional distributions of ions were calculated with varying the input process conditions in the plasma reactor.

### I. 서 론

소자의 크기가 작아짐에 따라, 공정 상의 오차 허용

\* 正會員, 仁荷大學校 電子電氣컴퓨터工學部 半導體 및 薄膜技術研究所

(Inha Research Institute of Semiconductor and Thin Film Technology, School of Electrical and Computer Engineering, Inha University)

※ 본 연구는 1997년도 인하대학교 교내 연구비의 지원으로 수행되었습니다.

接受日字:1997年7月23日, 수정완료일:1998年4月8日

도 문제가 점차적으로 심각한 문제로 대두되고 있다. 트렌치 구조와 같은 소자를 제작함에 있어, 집적도를 증가시키기 위해서는 선의 깊이는 일정하게 유지해야 하는 반면에 선폭은 작게 해야 한다. 이 때에 고도의 비등방성 식각 단면을 얻어야만 하는데 플라즈마 식각 방법은 이런 비등방성 식각 단면을 얻는데 많이 쓰이고 있다. RF(Radio Frequency) 전원에 의해 발생된 플라즈마 입자들 중에서 전하를 띤 이온들은 플라즈마 전극 근처에 형성되는 전기장(Sheath 영역 또는 Dark Space : 이온 공핍층)에 의해 가속되어 기판 표면을 때리게 되는데, 기판 표면에서의 화학 반응 보

다는 단순히 물리적으로 때리는 효과가 더 크기 때문에 이들 이온들이 비등방성 식각 단면을 얻는데 가장 중요한 역할을 한다. 또한, 최근에 활발히 연구되고 있는 플라즈마 식각 공정에 대한 모델링 및 웨이퍼 표면의 토포그래피 시뮬레이션<sup>[1]</sup>을 수행함에 있어서, 이온 공핍층을 통과하는 이온의 에너지 및 각 분포 모델링은 반드시 선행되어야 하겠다.

본 연구에서는, 플라즈마 입자 중에 비등방성 식각 단면을 얻는데 가장 중요한 역할을 하는 것으로 알려진, 반응 기체 중의 이온이 기판 표면에 도달할 때 지니게 되는 입자의 3차원적인 입사각 및 에너지 분포를 몬테 카를로 방식으로 구현하였다. 이를 위해서 이온 공핍층에서의 국부적인 전압 분포를 모델링하였고, 공정 조건에 따른 플라즈마 챔버 모델링을 수행하였다. 또한, 본 연구 결과의 검증을 위해 앞서 발표된 결과들과 비교하였고, RF상에서 압력 및 온도, 입력 전압에 따른 이온의 분포를 3차원적으로 구현하였다.

식각 공정이 수행되고 있는 동안에 플라즈마 리액터는 일반적으로 10~100 mTorr 정도의 낮은 압력으로 유지되지만 본 연구에서는 플라즈마 이온 공핍층 영역에서 공정 조건에 따른 이온의 경향성을 분석하기 위하여 100 mTorr 이상의 조건도 고려하였다.

## II. 시뮬레이션에의 고려 사항

플라즈마 리액터<sup>[2]</sup>의 전극에 전력이 발생되면, 전극 사이의 공간에는 가시광이 생기는 반면, 전극 표면의 양끝에는 어두운 영역이 생긴다. 밝은 불빛이 나는 영역(Bulk)은 전극 사이에 걸리는 빠른 주파수에 의해서 반응 기체가 여기(Excitation)되어 여러 가지 형태의 입자로 분해되는 곳으로 전기적으로는 중성을 유지하고 있고, 어두운 영역(이온 공핍층 : Sheath)은 높은 전기장이 걸려 있는데, 이 부분에서 반응 기체의 이온이 가속되어 기판 표면을 때리게 된다. 이에 따라, 이온과 중성 입자(Neutral Particle: radicals, atoms, molecules etc)의 충돌에 대한 영향은 플라즈마 이온 공핍층만의 영역으로 한정시킬 수 있다. 플라즈마 이온 공핍층에서 기판에 도달하는 이온의 각 및 에너지 분포를 구함에 있어서 다음과 같은 고려 사항을 설정하였다.

- (1) 이온 공핍층에서 전자의 농도( $n_e$ )는 0으로 둔다. 플라즈마 전압의 인가와 동시에 이동도가 큰 전

자는 빠르게 전극으로 확산되어 가기 때문에 이온 공핍층에서 전자의 밀도는 이온 및 중성 입자의 농도에 비해 무시될 수 있다.

- (2) 챔버내에서 이온은 낮은 농도로 이온화(Weakly Ionization)되었다고 가정한다. 이온 공핍층내에서 빠르게 이동하는 이온간의 충돌은 없다고 가정한다.
- (3) 이온 공핍층내에서 이온은 중성 입자와 전하량 변환 충돌 또는 운동량 전달 충돌을 겪는다. 운동량 전달 충돌에서 이온과 중성 입자는 완전 탄성 충돌을 겪게 되며, 모든 충돌에서 중성 입자는 정지해 있다고 가정한다. 만약, 이온이 전하량 변환 충돌을 겪었다면, 이온은 모든 에너지를 잃게 되고, 전기장에 의해 다시 가속된다.
- (4) 전하량 변환과 운동량 전달 충돌 단면(Collision Cross Sections)<sup>[3]</sup>은 에너지에 관계없이 일정하다. 일반적으로 에너지가 1~100eV인 영역에서 충돌 단면은 거의 일정하게 나타난다. 본 논문의 충돌 단면은 실제 실험에서 얻은 보정값에 의거하여 적용되었다.
- (5) 이온 공핍층에서 중성 입자는 고르게 분포된다. 여기서, 이온과 중성 입자의 충돌 거리는 챔버내의 공정 변수 및 난수 발생기를 이용하여 구현하였다.
- (6) 이온이 플라즈마 챔버내에서 발생되어 전기장의 영향을 받아 움직이는 거리는 이온 공핍층의 두께  $L_{sh}$ 와 같고, 이온 공핍층의 두께는 불변한다고 가정한다.

## III. 이온의 입사각 및 에너지 분포 모델링

이온 공핍층을 통과하여 기판에 도달한 이온의 각 및 에너지 분포를 구하기 위한 몬테 카를로 방법은 그림 1과 같이 구성된다. 즉, 한 개의 이온이 이온 공핍층에 들어가서 플라즈마 전극에 충돌할 때까지 이온의 궤적을 조사한다. 이때, 이온이 기판 표면을 충돌할 때의 에너지와 입사각을 구하고, 많은 이온에 대해 위의 과정을 반복하여 그 결과들을 합산한다. 또한, 이온과 중성 입자의 충돌에서 전하량 변환 충돌 및 운동량 전달 충돌을 모두 고려하며, 입력 변수로는 입사 이온의 개수, 이온과 중성 입자의 무게, 입력 DC 및 AC 전압, 플라즈마 챔버내의 온도와 압력, 이온 공핍층의 두

계를 설정한다.

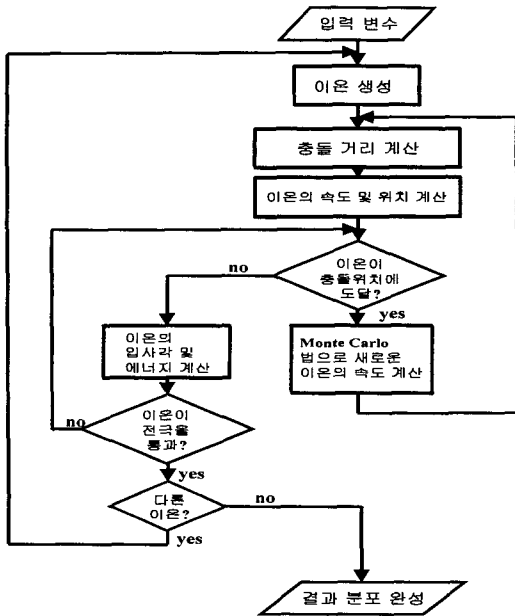


그림 1. 이온 공핍층에서 이온 운동의 몬테 카를로 시뮬레이션 흐름도  
 Fig. 1. Flow chart for Monte Carlo simulation of ion transport through a sheath.

벌크에서 생겨난 이온이 이온 공핍층에 도달하게 되면 전기장의 영향으로 가속되며, 중성 입자와의 충돌로 인하여 그의 진행 방향이 바뀌게 된다. 이 때에 이온은 전극 표면에서 중성 입자와 전하량 변환 충돌 또는 운동량 전달 충돌을 겪는다<sup>[4]</sup>. 전하량 변환 충돌에서 이온은 어떤 운동량의 전달도 없이 근처 중성 입자로부터 전자를 얻어 중성화되어 모든 에너지를 잃는다. 또한, 정지해 있던 중성 입자는 전자를 내주고 이온이 되어 가속된다. 운동량 전달 충돌에서는 전하량의 변화가 없는 대신에 강구(Hard Ball) 충돌 메커니즘에 의해 중성 입자로 운동량이 전달된다.

이온과 중성 입자의 충돌 메커니즘을 그림 2에 나타내었다. 전하량 변환 충돌의 영향은 충돌 확률로써 입력 값으로 나타나며, 그의 식은 다음과 같다.

$$P_{ch} = \sigma_{ch} / (\sigma_{ch} + \sigma_{el}) \quad (1)$$

여기서,  $\sigma_{el}$ 은 운동량 전달 단면적을,  $\sigma_{ch}$ 은 전하량 변환 단면적을 나타낸다.

이온 공핍층에서의 국부적인 전기장의 분포는 Constant, Linearly Increasing, Child-Langmuir Col-

lisionless Transport, Child-Langmuir Collision-dominated Transport의 네 가지로 유도된다.

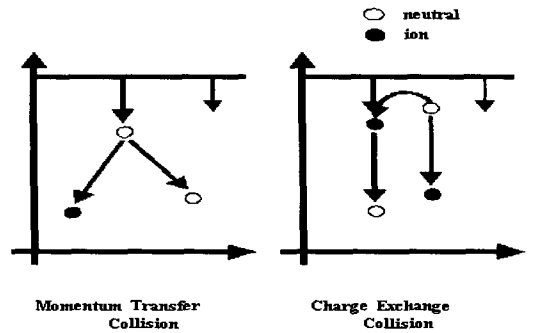


그림 2. 이온 충돌 메커니즘의 두 가지 형태  
 Fig. 2. Two types of ion collision mechanism.

- Constant  $E(z) = E$  (2)
- Linearly Increasing  $E(z) = \frac{2V_{sh}}{L_{sh}^2}(L_{sh} - z)$  (3)
- Child-Langmuir Collisionless Transport  $E(z) = -\frac{4}{3} \frac{V_{sh}}{L_{sh}} \left(\frac{z}{L_{sh}}\right)^{1/3}$  (4)
- Child-Langmuir Collision-dominated Transport  $E(z) = -\frac{3}{2} \frac{V_{sh}}{L_{sh}} \left(\frac{z}{L_{sh}}\right)^{1/2}$  (5)

위 식에서 식 (2)은 이온 공핍층을 통해 전기장이 일정한 경우이며, 식 (3)는 맥스웰 방정식으로부터 유도된 간단한 이온 공핍층내 전기장의 수식이다. 또한, 식 (4)는 고진공 상태에서 이온의 분포를 포아송 방정식으로 유도한 식이고, 식 (5)은 충돌이 주도적으로 일어나는 공간에서 입자의 이동도를 고려하여 포아송 방정식으로 유도한 식<sup>[5]</sup>이다. 본 연구에서는 일반적으로 이온 식각 공정시 이온 공핍층의 두께가 매우 얇고, 수십 mTorr 정도의 낮은 압력 하에서 식각 공정이 수행된다는 점을 감안하여, 식 (4)를 사용하여 국부적인 전기장의 분포를 계산하였다. 부가하여, 공간 특성에 알맞은 국부적인 전기장의 표현을 적용할 수 있도록, 각각의 식들을 입력 조건으로 사용하였다.

이온과 중성 입자의 충돌 뒤에 이온이 갖는 속도는 이온의 충돌 형태에 의존한다. 충돌에 관계되는 여러 가지 계산은 질량 중심(Center of Mass: COM) 좌표계에서 보다 쉽게 계산되기 때문에 이 좌표계에서 계산된 뒤 다시 실험실(Laboratory: LAB) 좌표계로 바뀌어 진다<sup>[6]</sup>.

$$\varphi = 2\pi U_j \tag{6}$$

$$\Theta = \cos^{-1}(1-2U_j) \tag{7}$$

$$\theta = \tan^{-1} \left\{ \frac{\sin \Theta}{\cos \Theta + (m_{ion}/m_{neu})} \right\} \tag{8}$$

위의 수식에서  $\varphi$  는 실험실 좌표계에서의 방위각,  $\Theta$  는 질량 중심 좌표계에서의 산란각,  $\theta$  는 질량 중심 좌표계의 산란각을 실험실 좌표계로 변형시킨 각 성분을 나타낸다. 여기서  $U_j$  는 0과 1 사이의 난수이다. 식 (6)와 식(7)에서 모두 난수가 쓰이고 있으나, 서로 같은 값이 아닌 전혀 다른 난수값이 사용된다.

입자와의 운동량 전달 충돌에서 충돌 전과 충돌 후의 입자의 속도 형태는 식(9)과 같으며, 이때 이온의 속도는 충돌시의 산란각에 반비례한다. 여기서  $M$  은  $reduced\ mass(M) = (m_{ion} \times m_{neu}) / (m_{ion} + m_{neu})$  를 나타낸다.

$$u' = 2 \cos \theta u \frac{M}{m_{ion}} \tag{9}$$

식 (9)에서  $u$  는 충돌전에 이온이 가지고 있던 속도 성분이고,  $u'$  은 중성 입자와의 탄성 충돌 후 이온이 가지는 새로운 속도 성분을 나타낸다. 이온이 이온 공핍층을 지나면서 많은 충돌을 겪을 것이고, 그때마다 새로운 산란각과 속도 성분이 구해진다. 그러나 기판에 도달하는 입자의 주입 각 분포를 계산하기 위해서는 기판 표면 법선 방향을 기준으로 하는 각으로 변형시켜 주어야 한다. 주어진 산란각과 방위각에 대하여, 기준 좌표계로부터 충돌 후 새로운 산란각은 다음과 같이 표현된다.

$$\theta_{last} = \cos^{-1}(\cos \theta_{before} \cos \theta + \sin \theta_{before} \sin \theta \cos \phi) \tag{10}$$

식(10)에서  $\theta_{before}$  는 새로운 충돌이 일어나기 전까지의 기준축에 대한 산란각을 나타내고, 새로운 충돌 후 산란각과 방위각의 함수로써 최종 산란각을 유도한 관계식이다.

충돌 후부터 다음 충돌까지 이온은 다시 이온 공핍층 내를 운동할 것이고, 이온은 이온 공핍층 내부의 전기장에 의해 다시 가속 될 것이다. 이 때, 이온은 이온 공핍층에서 수직 방향으로 전기장의 성분만큼 속도 증가를 가져온다. 전기장에 의한 속도 변화는 에너지에 대한 뉴턴 방정식을 적분함으로써 다음과 같이 나타낸다.

$$u_z^2(z, z_0) = 2 \frac{q}{m} \int_{z_0}^z E(z) dz \tag{11}$$

이 때, 전기장에 의한 속도 변화는 좌표 변환을 통하여 첨가하게 된다<sup>[7]</sup>.

$$\textcircled{1} (u, \theta, \varphi) \rightarrow (u_x, u_y, u_z), \quad u^2 = u_x^2 + u_y^2 + u_z^2,$$

$$\theta = \tan^{-1} \left( \frac{\sqrt{u_x^2 + u_y^2}}{u_z} \right)$$

$$\textcircled{2} (u_x, u_y, u_z) \rightarrow (u'_x, u'_y, u'_z), \quad u'_z = \sqrt{u_z^2 + (2V(x)q)/m_{ion}}$$

$$\textcircled{3} (u'_x, u'_y, u'_z) \rightarrow (u', \theta', \varphi), \quad u' = \sqrt{(u'_x)^2 + (u'_y)^2 + (u'_z)^2}$$

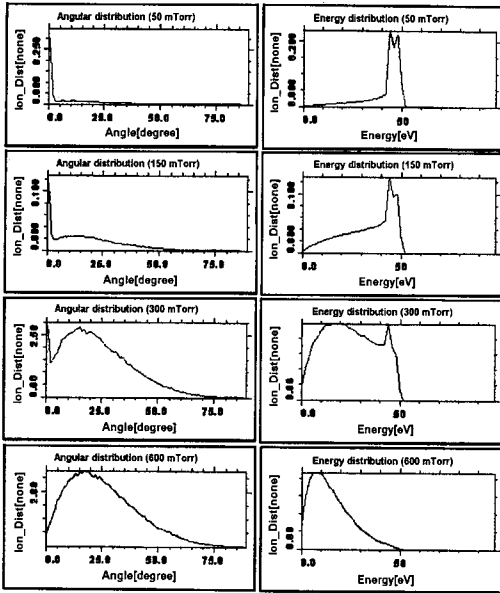
$$\theta' = \tan^{-1} \left( \frac{\sqrt{(u'_x)^2 + (u'_y)^2}}{u'_z} \right), \quad ENERGY = \frac{1}{2} m_{ion} u'^2$$

제 ①단계식에서는 국부적인 전기장의 성분을 첨가시켜 주기 위하여 구형 좌표계를 직교 좌표계로 바꿔 주고, 제 ②단계에서는 에너지 방정식을 이용하여 국부적인 전기장의 성분을 더해 준다. 마지막으로, 직교 좌표계의 식을 다시 구형 좌표계로 바꾸어 줌으로써 최종적인 산란각과 에너지 방정식을 얻을 수 있다.

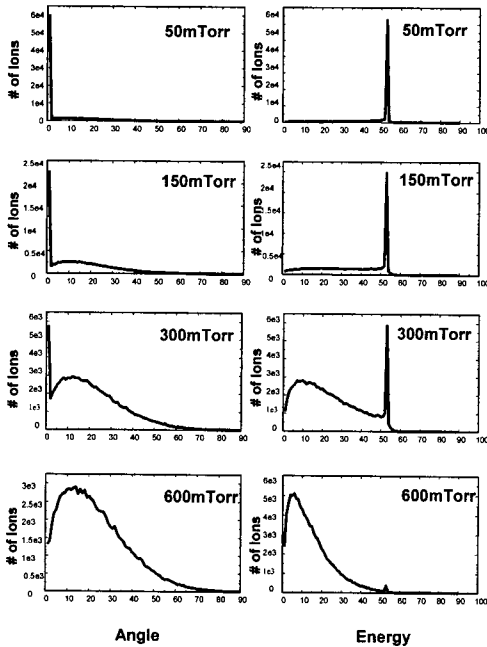
## VI. 결과 및 분석

### 1. 챔버 압력에 따른 이온 분포 계산

본 논문에서는 플라즈마 이온 공핍층을 통과하여 기판에 도달되는 이온의 각 및 에너지 분포를 포아송 방정식으로부터 도출된 국부적인 전기장을 유도하여 계산하였다. 기판에 도달하는 이온의 정확한 분포를 검증하기 위한 실제 실험 데이터가 거의 보고된바 없는 실정이고, 몬테카를로 방식을 채택하고 있는 다른 논문 결과<sup>[2] [8]</sup>와의 비교도 어려운 실정이다. 대부분의 연구에서는 공정 변수에 따른 이온의 분포를 가우시안 함수<sup>[9] [10]</sup>로써 정의하고있다. 플라즈마 이온 식각 공정에서 이온 분포 모델링에 대한 검증은 기판의 토포그래피를 실험치와 비교함으로써 판단하고 있다. 반도체 공정 시뮬레이터 상용 소프트웨어인 TMA사 Terrain에서의 토포그래피는 실제 실험치와 많은 비교를 통해 충분히 검증된 것이므로 본 논문에서는 상용 툴인 Terrain의 결과와 비교하는 것으로 시뮬레이터를 검증하였다. Terrain은 몬테카를로 방법으로 이온의 분포를 계산하고 있으며, 이온 공핍층의 전기장은 본 논문과 같은 포아송 방정식을 풀어서 유도하였다. 시뮬레이터의 입력 변수에 있어서도 본 논문과 동일한 방식을 취하고 있다. 따라서, 본 결과에서는 Terrain 결과<sup>[4]</sup>와 비교하였고 본 논문의 결과와 경향성이 거의 일치함을 확인하였다.



(a)



(b)

그림 3. 압력에 따른 이온의 각 및 에너지 분포: (a) Terrain의 결과 (b) 본 논문의 결과

Fig. 3. Angular and energy distribution of ion with different pressures: (a) Results of Terrain (b) Results of our paper

그림 3에서 (a)는 Terrain의 결과이고 (b)는 본 논문의 이온 에너지 및 입사각 분포 결과이다. 그림의 Y

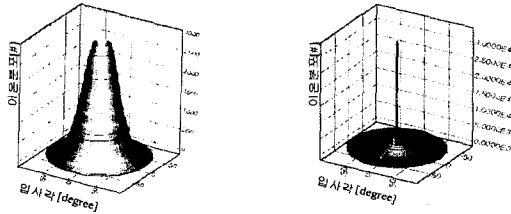
축 분포에서 Terrain의 결과는 전체 이온 개수로 정규화해서 나타냈으며 본 논문의 결과에서는 누적 이온 개수로 나타내었다. 그림(a), (b) 각각의 계산은 같은 공정 조건 즉, 온도=300K, DC 전압=50V, AC 전압=55V, sheath 두께=4mm, Ion의 무게=50amu, neutral의 무게=55amu, 운동량 전달 단면= $8 \times 10^{-20} m^2$ , 전하량 변환 단면= $0 m^2$  하에서 수행되었다. 에너지와 각 분포의 계산에 있어 총 100,000개의 이온을 각도  $1^\circ$ , 에너지 1eV로 이산화시켜서 각각의 데이터 값을 도시하였고, ULTRA-sparc에서 10여분간 수행하였다. 그림 3의 (a)와 (b)에서 오른쪽은 입사각에 대한 이온의 분포를 나타내고, 왼쪽은 이온 에너지의 압력에 따른 분포를 나타낸다.

두 분포도의 결과에서 보는 바와 같이, 각 분포에서 압력이 낮을수록 작은 각을 즉, 큰 방향성을 나타내는 것을 볼 수 있다. 이온이 중성 입자와 충돌을 일으키지 않고 기판에 도달한다면, 에너지는 50eV, 각은  $0^\circ$ 로 출력된다. 그러므로, 압력이 낮아지면 이온과 중성 입자간의 평균 자유 행로가 이온 공핍층의 두께에 비해 커지므로 충돌 확률이 작게되고 기판으로 방향성을 가지고 주입되는 이온의 개수는 많아진다. 압력이 100 mTorr 이하에서는 비등방성 식각이 주가 되지만, 그 이상에서는 등방성 식각도 함께 참여하여 600 mTorr 이상에서는 비등방성 성질이 거의 없어지는 것을 볼 수 있다. 따라서, 미세 반도체 소자 제작을 위한 플라즈마 식각 공정에서는 챔버내의 압력이 100 mTorr 이하가 되도록 입력 조건을 설정해 주어야 할 것으로 사료된다. 에너지 분포 역시 낮은 압력에서는 충돌이 거의 없기 때문에 충돌이 한번도 발생하지 않은 이온의 분포가 많이 생성되었음을 볼 수 있다. 압력이 상승함에 따라 충돌의 빈도가 높아져 에너지가 낮은 부분에서 큰 이온 분포로 나타났다.

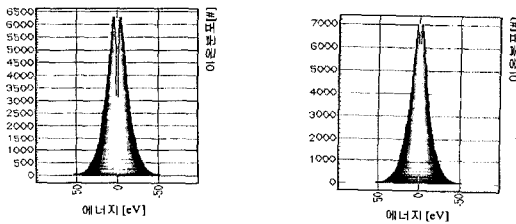
2. 이온과 중성 입자의 충돌 형태에 따른 분포 계산  
 서로 충돌을 하는 이온과 중성 입자는 2가지 형태의 충돌 즉, 운동량 전달 충돌 및 전하량 변환 충돌을 겪는다. 실제적으로, 플라즈마 이온 에칭 시스템에서 전체 충돌에 대한 전하량 변환 충돌의 정도는 정확하게 알 수 없으며 본 논문에서는 전하량 변환 충돌에 따른 이온 분포의 현상을 정확히 알기 위해서 입력 변수로서 임의로 충돌 단면 비율( $P_{ch}$ )을 정의하였다.

본 논문에서  $P_{ch}$ 가 0.0, 0.3일 때 즉, 운동량 전달

충돌에 비해서 전하량 변환 충돌의 비율이 0%, 30% 일 때 이온의 각 및 에너지 분포를 시뮬레이션 하였다. 이 결과에서 입력 조건은 온도=300K, 압력=300 mTorr, DC 전압=50V, AC 전압=55V, sheath 두께=10mm, 이온의 무게=50amu, 중성 입자의 무게=55amu, 운동량 전달 단면=8×10<sup>-20</sup> m<sup>2</sup>, 주입 이온의 개수=100,000개이다.



(a) 3차원 입사각 분포



(b) 2차원 에너지 분포

$P_{ch} = 0.0$

$P_{ch} = 0.3$

그림 4. 충돌 형태에 따른 이온의 각 및 에너지 분포: 그림의 1열은  $P_{ch} = 0.0$ 이고, 2열은  $P_{ch} = 0.3$ 인 분포를 나타낸다.

Fig. 4. Angular and energy distribution of ion with different scattering mechanisms: The first column is  $P_{ch} = 0.0$ , and the second column is  $P_{ch} = 0.3$ .

그림 4에서 첫 번째 열은  $P_{ch}$ 가 0.0일 때, 두 번째 열은  $P_{ch}$ 가 0.3 일 때를 나타낸다. 그림에서 (a)의 가로축은 이온의 입사각을 나타내고, 그림(b)의 가로축은 입사 에너지를 나타내며, 모든 경우에 있어 세로축은 입사된 이온의 개수를 지칭한다.

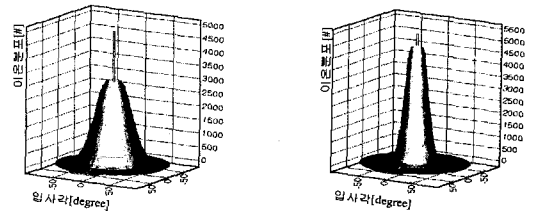
충돌에 있어 전하량 변환 충돌은 입사되는 이온이 중성 입자와 충돌하면서 중성 입자에 그의 전자를 받고 그 자신은 중성 입자가 된다. 새로이 생긴 이온은 다시 전기장에 의해 가속되므로 전기장의 방향, 즉 전극에 수직인 방향으로 진행한다. 일반적으로, 전하량 전달 충돌로 인해서 이온의 방향성이 크게 상승하므로, 이온 공핍층의 두께를 두껍게 하여 이온 공핍층내에서 이온의 충돌 영향을 많이 고려해 줌으로써 각각의 충

돌에 따른 변화를 알기 쉽게 비교하였다. 따라서, 이온 공핍층의 두께가 두껍기 때문에 모든 경우에 있어 낮은 에너지 분포를 나타내었다.

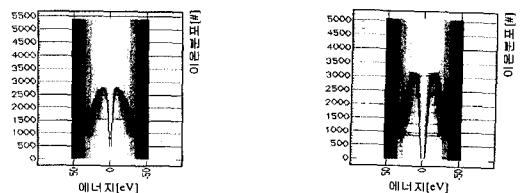
본 연구 결과가 시사하는 바와 같이,  $P_{ch}$ 가 0.0일 경우에 비하여  $P_{ch}$ 가 0.3일 때 입사각의 분포가 급격히 작게 되었음을 알 수 있다. 즉, 전하량 변환 충돌 단면의 비율이 커질수록 이온의 방향성은 현저하게 증가되었다. 또한, 적은 전하량 전달의 영향이 큰 방향성을 제공함에도 불구하고 에너지의 분포는 점점 작아지는 경향성을 나타내었다. 이런 특성은 충돌 전의 이온이 중성 입자와 전하량 변환 충돌을 일으키면서 그의 모든 에너지를 잃고, 새롭게 전기장의 영향으로 가속되기 때문이라고 사료된다.

3. 이온과 중성 입자의 무게 비에 따른 분포 계산

플라즈마 이온 식각 공정에서 챔버내의 가스는 이온의 분포를 결정하는데 있어 매우 중요한 역할을 한다. 그림 5에는 이온과 중성 입자의 무게 비에 따른 전극에 주입되는 이온의 각 및 에너지 분포를 시뮬레이션 하였다. 각각의 결과는 운동량 전달 충돌만이 존재하며,  $m_{rel} = m_{ion}/m_{neu}$ 을 나타낸다.



(a) 3차원 입사각 분포



(b) 2차원 에너지 분포

$m_{rel} = 1.0$

$m_{rel} = 2.0$

그림 5. 이온과 중성 입자의 무게 비에 따른 이온의 각 및 에너지 분포: 그림의 1열은  $m_{rel} = 1.0$ 이며, 2열은  $m_{rel} = 2.0$ 인 분포를 나타낸다.

Fig. 5. Angular and energy distribution of ion with ion-to-neutral mass ratio: The first column is  $m_{rel} = 1.0$ , and the second column is  $m_{rel} = 2.0$ .

사용된 입력 조건은 온도=300K, 압력=300 mTorr, DC 전압=50V, AC 전압=55V, sheath 두께=4mm, 이온의 무게=50amu, 운동량 전달 단면= $8 \times 10^{-20} m^2$ , 주입 이온의 개수=100,000개이다. 본 입력 조건에서 이온의 무게는 일정하게 유지한 채 중성 입자의 무게를 변화시켜 그 특성을 알아보았다.

그림 5에서 첫 번째 열은  $m_{rel}$ 가 1.0일 때, 두 번째는  $m_{rel}$ 가 2.0 일 때를 나타낸다. 입사각의 분포에 있어  $m_{rel}$ 이 작을수록, 즉 이온의 무게가 중성 입자의 무게보다 작을수록 등방성의 성질이 강하게 나타남을 알 수 있다. 충돌에의 평균 자유 행로는 무게의 함수가 아니므로,  $0^\circ$  부근에의 분포값은 거의 일정하나  $m_{rel}=1.0$ 의 분포는  $m_{rel}=2.0$ 의 분포값에 비해 좀더 완만한 결과를 나타내었다. 이들 분포는 무게가 작은 이온은 큰 이온에 비해서 그의 산란각이 더욱 큼에 따른 결과이다. 에너지 분포도는 원통형 모양의 3차원 결과를 2차원 단면으로 나타내었다. 그림 5에서 50eV 부근에의 큰 값은 충돌을 한번도 겪지 않고 기판에 도달한 이온의 분포를 나타내는데, 이는 각 분포에 있어  $0^\circ$  부근에의 분포와 거의 같은 값을 나타낸다.

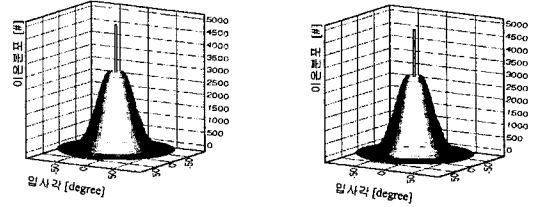
에너지 분포에서도 보듯이  $m_{rel}$ 의 비가 클수록 기판에 도달하는 이온의 에너지 값도 커짐을 알 수 있다. 이는 이온의 무게가 중성 입자의 무게보다 작다면, 그의 산란각도 커져서 이온 공핍층 내에서 더 많은 충돌을 겪게 되고, 중성 입자로의 에너지 전달도 상대적으로 크기 때문이라고 사료된다. 결과적으로, 이온의 입사각 및 에너지 분포는 중성 입자와의 무게 비에 크게 의존하며, 이온의 무게가 중성 입자보다 클수록 보다 큰 비등방성의 성질이, 그리고 보다 큰 에너지 특성이 나타남을 알 수 있다.

#### 4. 입력 전압에 따른 분포 계산

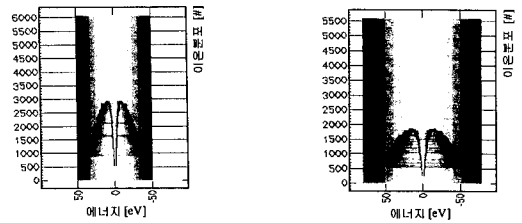
그림 6에서는 플라즈마 챔버의 입력 전압에 따른 이온의 분포를 시뮬레이션 하였다. 사용된 입력 조건은 온도=300K, 압력=300 mTorr, 이온 공핍층의 두께=4 mm, 이온의 무게=50 amu, 중성 입자의 무게=50 amu, 운동량 전달 단면= $8 \times 10^{-20} m^2$ , 전하량 변환 단면= $0 m^2$ , 주입 이온의 개수=100,000개이다.

챔버 내의 영역에서는 전위가 거의 발생되지 않기 때문에 플라즈마 전압은 곧 이온 공핍층에서의 전압이 된다. 그림 6에서 플라즈마 전압이 상승하여도 이온의 입사각 분포 특성은 거의 변함없이 일정하게 나타났다.

이것은 이온과 중성 입자의 충돌에서 이온의 산란각이 입력 전압에 크게 관계하지 않음에서 비롯된다고 사료된다.



(a) 3차원 입사각 분포



(b) 2차원 에너지 분포

$$V_p = 50 eV$$

$$V_p = 80 eV$$

그림 6. 입력 전압에 따른 이온의 각 및 에너지 분포: 그림의 1열은  $V_p = 50 eV$ 이고, 2열은  $V_p = 80 eV$ 인 분포를 나타낸다.

Fig. 6. Angular and energy distribution of ion with input bias: The first column is  $V_p = 50 eV$ , and the second column is  $V_p = 80 eV$ .

에너지 분포는  $V_p$ 가 각각 50eV, 80eV에서 큰 분포 값을 나타냈다. 마찬가지로 이들 분포는 충돌이 한번도 없었던 이온의 입사각  $0^\circ$  분포 값과 거의 같은 수치를 나타낸다. 입사각 분포와 달리 에너지 분포에서는 입력 전압이 커질수록 이온의 전반적인 에너지 값이 크게 계산되었다. 결과적으로, 플라즈마 전압의 증가는 이온의 방향성에는 크게 기여하지 않는 반면에, 이온의 주입 에너지를 증가시키는 것으로 나타났다.

## IV. 결론

본 논문에서는  $0.1 \mu m$ 의 최소 선폭을 갖는 차세대 반도체 소자 제작의 핵심 공정인 플라즈마 이온 식각 공정 중 이온 공핍층에서의 이온 주입 분포를 모델링하였다. 제시한 이온 식각 모델링은 몬테 카를로 방법을 적용하였으며, 플라즈마 챔버내의 압력, 입자들의 충돌 형태, 무게 비 및 입력 플라즈마 전압의 변화에 따라

서 전극에 주입되는 이온의 입사각 및 에너지 분포를 시뮬레이션하여, 각각을 3차원으로 구현하였다. 시뮬레이션 후 수행 결과를 검증하기 위하여 TMA사의 상용 반도체 공정 시뮬레이터인 Terrain의 데이터와 비교하였으며, 그 결과 플라즈마 챔버 입력에 따른 이온의 에너지 및 입사각 분포 특성이 거의 동일함을 확인하였다. 시뮬레이션을 통해 챔버의 압력이 낮을수록, 전하량 변환 충돌의 확률이 클수록, 이온의 무게가 중성 입자의 무게보다 클수록 더 큰 방향성을 제공한다 는 것을 알 수 있었으며, 인가 전압은 이온의 에너지와는 밀접하게 관계하나 그의 방향성에는 크게 영향을 미치지 않는 것으로 나타났다. 이들 분포를 이용하여 플라즈마 식각 공정의 지형(topography)을 예측 할 수 있으며, 향후 실험치를 이용한 파라미터 보정의 단계를 거쳐 1GB급 이상의 차세대 반도체 메모리 소자의 기술 개발에 적용할 수 있으리라 사료된다.

#### 참 고 문 헌

- [ 1 ] 권오섭, 이제희, 윤상호, 반응찬, 김연태, 원태영, “플라즈마 식각 모델링 및 3차원 토폴그래피 시뮬레이터 개발” 전자공학회지, 제 35권 D 편 제2호, 25 (1998)
- [ 2 ] Ulacia-Fresnedo, “Theoretical and Experimental conditions necessary to build a Dry-Etching Process Simulator”, PhD. thesis, Stanford Electronics Lab. (1988)
- [ 3 ] Brian Chapman, “Glow Discharge Process: sputtering and plasma etching”, John Wiley & Sons (1980).
- [ 4 ] Terrain Reference Manual, TMA Confidential and Proprietary (1995).
- [ 5 ] Michael A. Lieberman, “Principles of Plasma Discharges and Materials Processing”, John Wiley & Sons (1994).
- [ 6 ] J.F.Ziegler et. al, “The Stopping and Range of Ions in Solids”, vol. 1, New-York: Pergamon (1985).
- [ 7 ] V.Vahedi, R.A. Stewart, and M.A. Lieberman, “Analytic model of the ion angular distribution in a collisional sheath”, J. Vac. Sci. Technol, A 11(4), 1275 (1993).
- [ 8 ] Thompson B.E., Swain H.H. and Fisher D.A., “Monte Carlo Simulation of Ion Transport through RF Glow-Discharge Sheaths”, J. Appl. Phys. 63, 2241 (1988).
- [ 9 ] E. W. Scheckler, “Algorithms for Three-Dimensional Simulation of Etching and Deposition Processes in Integrated Circuit Fabrication,” Memo. No. UCB/ERL M91/99, University of California, Berkeley, November 12, 1991.
- [ 10 ] E. Leitner, W. Bohmayr, P. Fleischmann, E. Strasser, and S. Selberherr, “3-Dimensional Process Simulation(ed. J. Lorenz),” pp. 136~161, Springer-Verlag wien, new York, 1995.



저 자 소 개



潘用瓚(正會員)

1974년 7월 7일생. 1997년 인하대학교 전자재료공학과(공학사), 1997년 ~ 현재 인하대학교 전자재료공학과 석사과정, 주관심 분야는 반도체 공정 물리, 시뮬레이션 등임



李濟熙(正會員)

1968년 10월 5일 생. 1992년 인하대학교 응용물리학과(공학사). 1994년 인하대학교 전자재료공학과(공학석사). 1994년 ~ 현재 인하대학교 전자재료공학과 박사과정. 주관심 분야는 반도체 소자 및 공정, 시뮬레이션

등임



尹相鎬(正會員)

1969년 11월 20일생. 1995년 인하대학교 전자재료공학과(공학사). 1997년 인하대학교 전자재료공학과(공학석사). 1997년 ~ 현재 인하대학교 전자재료공학과 박사과정. 주관심 분야는 반도체 공정 물리, 시뮬레이션

등임



權五燮(正會員)

1972년 9월 18일생. 1997년 인하대학교 전자재료공학과(공학사), 1997년 ~ 현재 인하대학교 전자재료공학과 석사과정, 주관심 분야는 반도체 공정 물리, 시뮬레이션 등임



金演泰(正會員)

1970년 4월 16일생. 1994년 인하대학교 전자공학과(공학사). 1996년 인하대학교 전자재료공학과(공학석사). 1996년 ~ 현재 인하대학교 전자재료공학과 박사과정. 주관심 분야는 반도체 공정, HBT 및 MMIC 설계

등임



元太映(正會員)

1959년 2월 21일생. 1981년 서울대학교 전자공학과(공학사). 1983년 한국과학기술원 전기 및 전자공학과(공학석사). 1989년 미국 University of Illinois at Urbana-Champaign 전자공학과(공학박사). 1989년 ~ 1990년 미국 State University of New York 조교수. 1990 ~ 1991년 삼성전자(주) 수석 연구원. 1991년 ~ 현재 인하대학교 공과대학 전자전기컴퓨터공학부 부교수. 주관심 분야는 반도체 소자 및 공정 등임