

SiH₄-Ar혼합기체의 평균 에너지에 관한 연구

Analysis of the Mean Energy in SiH₄-Ar Mixture Gases

金 相 南[†]
(Sang-Nam Kim)

Abstract - This paper calculates and gives the analysis of mean energy in pure SiH₄, Ar-SiH₄ mixture gases (SiH₄- 0.5 [%], 5[%]) over the range of E/N = 0.01~300[Td], P = 0.1, 1, 5.0 [Torr] by Monte Carlo the Backward prolongation method of the Boltzmann equation using computer simulation without using expensive equipment.

The results have been obtained by using the electron collision cross sections by TOF, PT, SST sampling, compared with the experimental data determined by the other author. It also proved the reliability of the electron collision cross sections and shows the practical values of computer simulation.

The calculations of electron swarm parameters require the knowledge of several collision cross-sections of electron beam. Thus, published momentum transfer, ionization, vibration, attachment, electronic excitation, and dissociation cross-sections of electrons for SiH₄ and Ar, were used. The differences of the transport coefficients of electrons in SiH₄, mixtures of SiH₄ and Ar, have been explained by the deduced energy distribution functions for electrons and the complete collision cross-sections for electrons.

A two-term approximation of the Boltzmann equation analysis and Monte Carlo simulation have been used to study electron transport coefficients.

Key Words : MCS(Monte Carlo Simulation), BEq(Boltzmann equation), TOF(Time Of Flight Method) PT,(Pulse Townsend Method), SST(Steady State Townsend Method)

1. 서 론

물질은 고체, 액체 그리고 기체의 상태를 갖는다. 그러나 형광등과 네온사인 중의 기체는 우리 주변 가까이 있는 기체와는 달리, 플라즈마 상태에 있다고 한다. 플라즈마란, 하전입자로 이루어진 기체로 고체, 액체, 기체 다음의 물질의 네 번째 상태라 불린다. 플라즈마의 예로서 우리가 잘 알고 있는 것을 열거하면 대기 중의 방전에 의해 일어나는 뇌와 극지에서 보이는 오로라는 지구상에서 보이는 자연계의 플라즈마이다. 또한, 태양과 모든 항성은 고온의 플라즈마 덩어리이고 항간, 항운도 플라즈마 상태인 우주의 대부분은 플라즈마 상태에 있다고 알려져 있다.

실험실에서 인공적으로 글로우 방전에 의해 발생한 플라즈마는 전자평균 에너지가 1~10[eV], 전자밀도가 10¹⁰[cm⁻³] 정도이며, 이 플라즈마 중에 있어서 전자온도와 기체온도 사이에 열평형이 성립하며 비평형 플라즈마라 불리 운다. 한편 기체압력이 수 10[Torr] 이하의 방전에 의한 플라즈마에 있

어서는 전자와 기체입자와의 충돌횟수가 적기 때문에 전자는 고온이 되지만 기체는 비교적 낮은 상태에까지 존재한다. 이와 같이 열적인 비평형 상태에 있는 플라즈마를 저온 플라즈마라 한다. 최근에 이 저온 플라즈마를 이용한 성막기술이 주목을 끌고 있다. 그러나 저온 플라즈마를 이용한 성막과정은 아직 해명되지 않았으며 플라즈마 CVD(Chemical Vapor Deposition)등의 화학반응을 동반한 과정은 거의 알 수 없다고 과언이 아니다.

본 논문의 SiH₄기체는, 플라즈마 CVD등에 의해 수소화 아몰퍼스 실리콘을 생성 시 원료가스로서 자주 사용된다.[1], [2], [3]

분자구조가 복잡하며 기초적인 플라즈마 파라미터(전자수송계수, 해리계수등)와 전자충돌 단면적에 관한 보고의 예는 많지만, 이 기체중의 플라즈마 과정에 관한 이해는 충분하지 않다고 할 수 있다.

플라즈마 CVD등에 있어서 고주파 혹은 저주파 전계 하에서의 전자와 SiH₄분자와의 충돌에 의해 SiH₄의 해리반응을 거쳐 수소화 아몰퍼스 막을 생성한다. 따라서 SiH₄ 가스중의 플라즈마 특성에 관한 이해는 이 전자-SiH₄분자 충돌과정의 상세한 부분 특히 SiH₄분자의 전자충돌 단면적에 관한 지식이 필요하다. 기체중의 플라즈마 현상을 이용하는데 있어서 기체원자-분자의 전자충돌단면적에 관한 지식이 필요하며, 이들 기체원자-분자의 전자충돌 단면적을 결정하는 방법으로서 전자스웜(electron swarm) 법이 있다.

[†] 교신저자, 正會員 : 市立 仁川專門大學 電氣科 教授 · 工博
E-mail : sn7332@icc.ac.kr
接受日字 : 2006년 3월 13일
最終完了 : 2006년 4월 28일

전자스왈 법은 에너지 분포를 넓게 갖는 전자군과 표적 입자군과의 충돌현상의 평균치인 전자이동속도, 확산계수, 전리계수 등의 전자수송계수를 관측한다.

본 논문에서는 혼합기체를 이용한 전자스왈 연구의 이점을 살려 SiH₄가스 중에 있어서 플라즈마의 기본적 특성인 SiH₄ 분자와 전자와의 저에너지영역에 있어서 충돌과정을 밝힐 목적으로 SiH₄가스를 Ar가스에 희석해 그 혼합 기체 중에 있어서의 전자스왈 특성을 관측한다. SiH₄-희가스 혼합기체(SiH₄-Ar 혼합기체 중에서 SiH₄농도: 0.5[%], 5[%])중에 있어서 측정된 기초적인 전자스왈 특성은 전자이동속도, 종방향 확산계수 및 전리계수등의 전자수송계수이다.

본 연구에서는 SiH₄-Ar 혼합기체 중에서 몬테칼로 시뮬레이션(MCS: Monte Carlo Simulation), 볼츠만방정식(BEq: Boltzmann equation)의 Back ward prolongation법에 의해 수치해석으로 전기전도 특성을 나타내는 요소 중의 하나인 평균에너지($\bar{\epsilon}$)를 SiH₄-Ar혼합기체(SiH₄-Ar 혼합기체 중에 있어서 SiH₄ 농도: 0.5[%], 5[%])에 대해서 E/N: 0.01~300[Td](E:전계, N:기체분자 수밀도, 1Td=1×10⁻¹⁷[V·cm²], N: 3.5353×10¹⁶[cm⁻³] 0[°C] 1[Torr]에 해당)와 P₀: 0.5, 1, 5 [Torr]범위에서 비등방성 산란을 고려하여 계산하여 전자수송특성을 고찰하였다.

전자충돌단면적의 타당성에 대하여 검토하고 평균에너지에 따른 전자에너지분포함수를 볼츠만방정식에 의한 PT, TOF, SST의 전자스왈 법과 몬테칼로 시뮬레이션으로 계산한 전자군 파라미터를 해석하였다.

2. 해석 방법

2.1 MCS법

MCS은 난수(Random Number)를 이용하여 충돌의 종류, 산란후의 방향 및 비행시간 등을 결정하면서 전자의 운동을 반복 추적한다. 또한 전자군의 성질을 조사하기 위한 몬테칼로법은 전자계내의 전자운동상태와 분자의 충돌산란확률을 고려하여 전자, 이온의 상태량을 추적하는 것을 기본으로 하여 입자를 확률현상의 난수로 모의하는 방법을 말한다. 사용하는 난수는 컴퓨터에서 발생하는 [0~1]사이의 의사난수(Pseudo random number)이다.[3],[4]

MCS은 확률론적인 기법을 이용하기 때문에 얻어진 결과로 부터 통계적인 분산이 생기는 단점이 있다. 이 때문에 신뢰되는 파라미터를 구하기 위해서는 충분한 샘플수를 확보할 필요가 있다.

전자군에 대한 관측방법으로는 TOF, PT, SST 등이 있다. 몬테칼로 시뮬레이션에 있어서도 데이터 샘플링을 이들 관측법에 의해서 행한다. 3종의 관측법 중에 PT, SST에서는 계산을 행한 전자수가 그대로 샘플수로 생성되어 얻어지지만 TOF에서는 위치와 시간을 같이 지정하기 때문에 샘플수는 작게 된다. 더욱이 에너지 분포를 구하는 경우 샘플수는 점점 작게 되고 통계적 변동을 많이 포함한 결과가 되기 쉽다. 그것을 방지하기 위해 전자수를 많게 계산하는데 그것에 비례하여 계산기 시간도 증가한다.

몬테칼로법은 2차 세계대전기간 동안에 원자탄 개발을 위한 중성자 수송에 관련된 문제를 해결하기 위한 목적으로 많

은 과학자들에 의해 연구, 발전되어왔다. 다양한 응용분야에서의 몬테칼로법 중에서 기체중의 전자의 거동에 관한 몬테칼로 시뮬레이션(MCS)으로는 H. Itoh, M. Musha 및 R. W. L. Thomas, W. R. L. Thomas 에 의해서 최초의 연구가 시작되었다[3]~[7].

2.2 BEq법

기체중의 방전현상을 원자론적인 입장에서 보면, 상호충돌을 되풀이 하는 하전입자 즉 전자, 원자, 분자, 이온에서 성립되며, 이들 하전입자는 전자군의 속도와 위치 및 시간에 따라 분류할 수 있는데, 하전입자가 열평형상태에 있는 경우를 제외하고는 전자의 운동 중 충돌에 의한 임의의 속도와 임의의 위치에 있는 전자의 수가 시간에 따라 변화한다.

하전입자 각각의 속도는 각각 다른 시간 t 와 더불어 변화하므로 일반적으로는 위치공간과 속도공간을 일치시킨 위상공간과 분포함수 개념을 도입하여 위치벡터 $\vec{r}=(x, y, z)$, 속도벡터

$\vec{v}=(v_x, v_y, v_z)$, 시간을 t 로 놓았을 때, 전자의 위치 $\vec{r}-(\vec{r}+d\vec{r})$, 속도 $\vec{v}-(\vec{v}+d\vec{v})$ 의 범위에 있는 미소 공간에 존재하는 입자수를 dn 이라 하면

$$dn=f(\vec{r}, \vec{v}, t) d\vec{r} \cdot d\vec{v} \tag{1}$$

로 나타낼 수 있다.

여기서 $f(\vec{r}, \vec{v}, t)$ 는 속도분포함수이다.

볼츠만 방정식을 간단히 정리하면 다음과 같이 정리할 수 있다

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla_{\vec{r}} f + \vec{a} \cdot \nabla_{\vec{v}} f = \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right) \tag{2}$$

위 식에서 보면 전자군의 임의의 위치와 속도 및 시간을 갖는 전자수 밀도는 위치 변화에 따른 밀도와 전계의 속도 변화에 의한 밀도 그리고 충돌로 나타나는 속도 변화에 따른 밀도의 변화로 나타낼 수 있다는 것이다.

그리고 전자사태의 공간성장과정이 정상상태 일 때 전자군 파라미터를 이용하여 전리계수, 부착계수 및 실효전리계수는 2항 근사에 의한 볼츠만 방정식의 해석에서 아래 식 (3), (4)로 나타낸다.[5][6]

$$\alpha = \frac{v_{is}}{\frac{\overline{W_s}}{2} + \left\{ \left(\frac{\overline{W_s}}{2} \right)^2 - (v_i - v_a) D_s \right\}^{\frac{1}{2}}} \tag{3}$$

$$\eta = \frac{v_{as}}{\frac{\overline{W_s}}{2} + \left\{ \left(\frac{\overline{W_s}}{2} \right)^2 - (v_i - v_a) D_s \right\}^{\frac{1}{2}}} \tag{4}$$

여기서 v_i 는 전리주파수, v_a 는 부착주파수이다.

본 논문에서는 볼츠만 방정식에 의한 전리, 부착 및 실효전리계수의 수치해석은 Philip E. Luft의 Backward prolongation계산법을 이용하였다.[7] 또한 전자가 음극에서부터 양극에 도달할 때까지 SPARC WORKSTATION(SS-20)으로 반복 추적하여 계산하였고 그림1은 본 시뮬레이션 전체의 개략적인 흐름을 나타내었다.

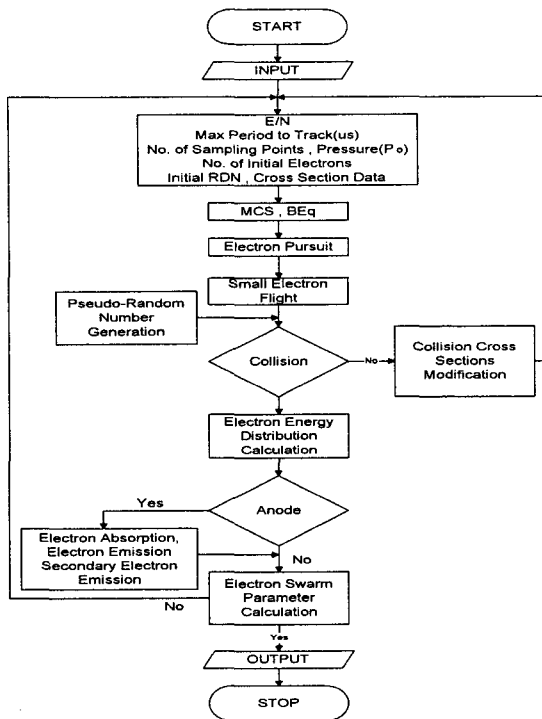


그림 1 전자 시뮬레이션 흐름도
Fig. 1 Flowchart of the electron simulation

2.3 전자군 파라미터 계산 및 샘플링방법

기체 중에서 전계가 가해진 하전입자의 운동은 개개 입자의 주입 초기속도에 영향을 받는데 충분한 시간이 경과한 후에는 이러한 영향이 없어져 하전입자군의 운동은 하전입자 및 기체의 종류, 기체의 온도, 밀도와 인가된 전계의 세기에 의해 결정된다. 이때를 하전입자군은 유통평형상태에 있다고 한다.

종래에는 기체 중의 하전입자수가 시간에 따라 변하지 않는 입자 수 보존의 상태를 주로 취급하였으나 전리나 부착이 발생하면 기체 중의 하전입자의 수는 비 보존적으로 되므로 이들이 수송계수에 미치는 영향을 고려할 필요가 있다.

지금까지 서술한바와 같이 1개의 전자운동에서의 계산을 전자군(Electron swarm)을 구성하는 전체의 전자에 대해서 순차적으로 계산한다. 계산에 있어서는 우선 기체 종류, 밀도, 각종 충돌단면적, 전계 등을 주고 전자 수 및 초속도분포 등을 결정한다. 필요에 따라 경계조건으로 음극, 양극에서의 반사계수 및 전극 간 거리등을 고려한다. 계산은 우선 1개의 전자에 대해서 행하며 그 궤도가 양극에 도달하는 경우처럼 미리 설정된 경계조건을 넘어서면 다음전자로 이동한다. 한편 자유공간에서 임의 시간에 걸쳐 계산하는 경우도 있다. 전리에 의해서 발생한 전자에 대해서도 그 시점에 대한 위치, 속도를 초기조건으로 계산을 한다. 얻어진 샘플링 데이터에서 전자군 파라미터(Electron swarm parameter)를 계산한다.

몬테칼로 시뮬레이션법의 타당성을 검사하는 방법으로서 가상의 충돌단면적을 이용하여 MCS-BE법으로 전자에너지 분포함수나 파라미터를 구하고 전자군 파라미터의 실측치를

이용하여 미지의 충돌단면적을 결정하는 것이다.

기체 중에서 운동하고 있는 전자군 파라미터를 측정하는 원리중의 펄스타운젠트법은 전자군의 성질을 구성입자의 위치에는 관계없이 시간만의 함수로써 파악하는 것이며, 정상타운젠트법은 평행평판전극의 음극에 외부로부터 자외선 등의 방법에 의하여 연속적으로 초기전자를 공급하여 전극 내에서 정상입자의 흐름을 형성시킨 후에 전극 길이만의 함수로써 전자군 파라미터를 관측하는 방법이다. 비행시간법은 하전입자의 성장을 위치와 시간의 함수로써 파악하는 관측법으로 입자수비보전의 경우에도 전자군의 성질을 정확하게 구할 수 있는 장점을 가지고 있다. 몬테칼로 시뮬레이션에 있어서도 데이터 샘플링을 이들 관측법에 의해서 행한다. 3종의 관측법 중에 PT, SST에서는 계산을 행한 전자수가 그대로 샘플수로 생성되어 얻어지지만 TOF에서는 위치와 시간을 같이 지정하기 때문에 샘플수는 작게 된다. 더욱이 에너지 분포를 구하는 경우 샘플수는 점점 작게 되고 통계적 변동을 많이 포함한 결과가 되기 쉽다. 그것을 방지하기 위해 전자수를 많게 계산하는데 그것에 비례하여 계산 시간도 증가한다.

3. 전자충돌 단면적

3.1 Ar의 전자 충돌 단면적

Ar의 전자 충돌 단면적은 Ar의 전자 충돌 단면적에 대한 운동량 변환 단면적(Q_m), 여기 단면적(Q_{ex}), 전리 단면적(Q_i)등을 나타내었다.[8]~[13]

이 Ar의 전자 충돌 단면적은 저 에너지 영역($0 \sim 0.23[eV]$)에서 Ramsauer Townsend minimum을 갖는 운동량 변환 단면적(Q_m)은 K. L. Bell, N. S. Scott의 계산 값을 이용하였고 전자에너지 $0.136 \sim 54.4[eV]$ 영역의 범위에서는 W. C. Fon의 측정값을 이용하였다.

3.2 SiH₄의 전자 충돌 단면적

SiH₄ 가스의 충돌단면적은 전자의 거시적 특성을 이용하는 기초적 자료로서 중요하며 전자수송특성에 관한 정보를 알 수 있고 에칭가스에서는 여기단면적(Q_{ex})과 해리단면적(Q_d)이 중요하다.[7] 충돌입자간의 상호작용으로 기체분자의 여기, 해리, 이온화 등의 반응으로 여기단면적, 해리단면적, 이온화 단면적 등으로 나타내며 전충돌단면적은 개개의 반응과정의 합으로 나타낸다.

본 연구에 이용한 전자충돌단면적은 Haller, Tossell[8]의 값을 이용하여 계산하였고 그림3에 나타낸다. 본 해석에는 이항근사에 의한 볼츠만 해석을 이용하여 정리된 충돌단면적을 이용했다. 이것은, 운동량 변환 단면적 Q_m , 2개의 진동여기단면적 Q_v , 전자부착단면적 Q_a , 해리 단면적 Q_d , 전리단면적 Q_i 의 총 6개의 충돌단면적으로 되어 있지만[7] 전자부착단면적에 관해서는 고려하고 있지 않다.

4. 결과 및 고찰

전자의 이동속도, 종방향 확산계수, 전리계수 등의 전자수송계수는, 전계 중을 이동하는 전자 스왐을 특징짓는 기초적

인 파라미터이고, 각종 기체 중에서 전자 스왈 연구의 초기 항에서 측정된 물리량이다.

본 연구의 SiH₄가스에 대해서는, 이제까지는 순수기체 중에서의 전자수송계수의 측정이 이루어졌으며 SiH₄가스 중의 이동도에 대해 Cottrell and Walker와 Pollock[9]의 연구가 보고 되었다.

본 연구에서는 Ar가스와 SiH₄ 가스에 관한 지식을 얻고, SiH₄가스를 Ar가스와 혼합해, 그 혼합기체 중에 있어 전자수송계수 중 평균에너지를 측정 하였다.

전자의 평균에너지는 전극간 거리와 시간의 함수로 계산한 전자의 에너지 분포함수, 전자 이동 속도 등에 관계되는 물리량으로 전극 면에서의 전자운동의 증가는 음극의 에너지가 영에서 수직으로 이동하고 양극에서는 반사되거나 2차 전자가 방출하기 때문에 모두 흡수한다[14]~[16].

Ar가스는, 저 에너지 영역에 탄성충돌과정이 존재하지 않고, 더구나 어느 특정에너지 (Ar:약 0.23eV)에서 그 단면적이 매우 작게 되는 특징을 갖는다. 한편, SiH₄분자는 저에너지 영역에서 큰 진동여기 단면적을 갖는 것이 알려져 있다.

4.1 SST에 의한 SiH₄-Ar 가스중에서 전자평균에너지

그림 2에 SST에 의한 SiH₄-Ar기체의 평균에너지를 나타 내었다.

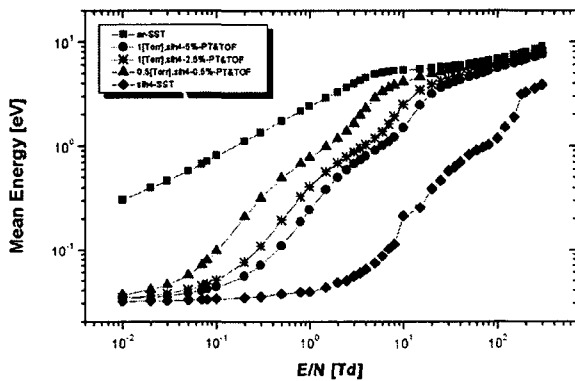


그림 2. SST에 의한 SiH₄-Ar 기체의 평균에너지
Fig. 2 The mean Energy in SiH₄-Ar gas by SST

그림에 나타난 Ar기체는 E/N=5[Td]까지 급격히 증가한 후 그 이후에는 완만한 증가를 보이고 SiH₄기체에서는 E/N =2[Td]까지 완만한 증가를 보이다가 E/N이 증가함에 따라 증가한다.

4.2 MCS에 의한 SiH₄-Ar 기체중에서 전자평균에너지

그림 3과 그림 4에 MCS에 의한 SiH₄-Ar기체의 평균에 너지를 나타내었다.

그림 3에는 SiH₄기체를 0.5%, 그림 4에는 각각 SiH₄기체를 5% 첨가한 SiH₄-Ar혼합기체의 평균에너지를 나타냈으며 샘플링의 차에 의하여 음극과 양극 가까운 영역의 전자의 평균에너지는 영점으로부터 비탄성충돌이 일어날 에너지까지는 직선적으로 상승하여 비평형의 상태로 나타나고 그 밖의 영역에서는 거의 평형상태의 에너지 값을 나타내었다. 전자

의 평균에너지($\bar{\epsilon}$)와 특성에너지(D/μ)의 관계는 $D/\mu=KT/e=2\bar{\epsilon}/3e$ 의 관계이며 전자의 평균에너지($\bar{\epsilon}$)는 특성에너지의 3e/2배가 될 때 그 값이 일치하였다.

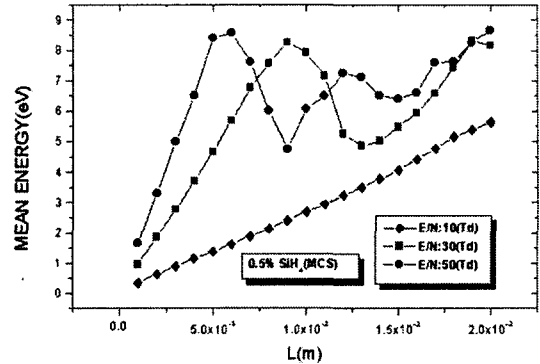


그림 3 MCS에 의한 SiH₄-Ar 기체의 평균에너지 1
Fig. 3 The mean Energy in SiH₄-Ar gas by MCS 1

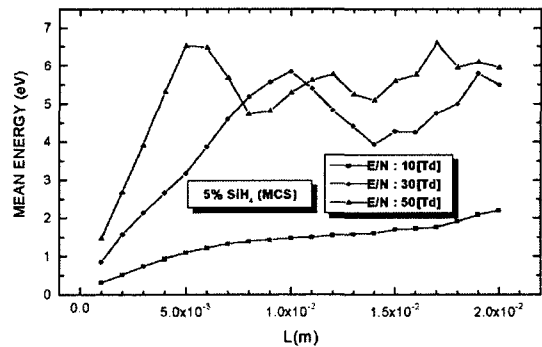


그림 4 MCS에 의한 SiH₄-Ar 기체의 평균에너지 2
Fig. 4 The mean Energy in SiH₄-Ar gas by MCS 2

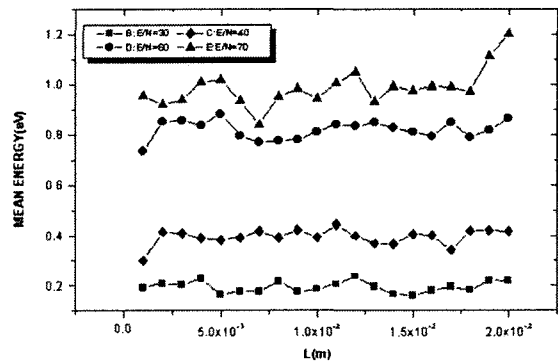


그림 5 순수 SiH₄ 기체의 평균에너지
Fig. 5 The mean Energy in pure SiH₄ gas

또한, SiH₄-Ar 혼합기체에 있어서는 압력이 낮은(0.5[Torr]) 것이 큰 평균에너지 값을 가지며, SiH₄ 혼합비율이 높을수록 큰 평균에너지 값이 나타난다.

그림 3과 그림 4에서 있어서는 압력 P=1[Torr]에서 측정하

였다. 그림 3와 그림 4에서는 모두 저 E/N에서는 길이 L에 의존하고 있다는 것을 알 수 있으며, E/N이 점차 커질수록 E/N이 낮을 때와는 달리 매우 불규칙한 평균에너지를 갖는다는 것을 안다.

그림 5에서는 순수 SiH₄ 기체에 대하여 평균에너지 값을 나타냈으며, 그림 2에서 나타낸 것과 같이 E/N이 낮을 때는 안정적인 평균에너지 값을 가지나, E/N이 높을 때는 불규칙한 평균에너지 값을 나타낸다는 것을 알 수 있다.

5. 결 론

본 연구는 탄성 및 비탄성 충돌 단면적과 전리증식의 전자군을 형성하는 비교적 낮은 E/N[Td] 영역에서 혼합기체의 혼합비에 따른 전하이동속도를 볼츠만 방정식을 이용한 이론 해석과 몬테칼로 시뮬레이션에 의해 해석한 결과 다음과 같은 결론을 얻었다

(1) Ar기체의 운동량 이행단면적(q_m)을 0.01~150[eV]에서 추정된 결과는, 운동량 이행단면적(q_m)이 저에너지영역($\epsilon \leq 0.7$ [eV])에서 Ramsauer Minimum인 것을 알 수 있다. 또한 이 동속도(W)와 종방향 확산계수(ND_L)에 있어서 이동속도(W)는 E/N에 따라 증가하는 것을 종방향 확산계수(ND_L)는 E/N=5[Td]까지는 감소하다 그 이후에는 E/N=10[Td]까지는 급격히 증가하는 부구배(NDC: Negative Differential Conductivity)의 특성을 파악할 수 있다.

(2) SiH₄기체의 충돌단면적에 관해 충돌단면적 Q_{V13} 에서는 $\epsilon_{V13}=0.271$ [eV], 충돌단면적 Q_{V24} 에서는 $\epsilon_{V24}=0.113$ [eV]임을 파악할 수 있다.

(3) SiH₄기체를 0.5[%], 5[%] 첨가한 SiH₄-Ar혼합기체의 평균에너지를 나타냈으며 샘플링의 차에 의하여 음극과 양극 가까운 영역의 전자의 평균에너지는 영점으로부터 비탄성충돌이 일어날 에너지까지는 직선적으로 상승하여 비평형의 상태로 나타나고 그 밖의 영역에서는 거의 평형상태의 에너지 값을 나타내었다.

본 연구의 결과를 토대로 다양한 다른 기체에 대해서도 같은 과정을 통하여 전자의 수송 계수 중의 하나인 평균에너지를 얻을 수 있을 것으로 확신한다. 이렇게 얻은 평균에너지 계수의 데이터를 바탕으로 새로운 고전압 전기재료의 물성적 기초 자료에 활용과 실제 기기의 설계에 적용, 기체 방전 모델을 확장한 정량적 해석도 가능할 것으로 생각한다, 특히 최근 주목되고 있는 펄스 코로나 방전을 이용한 오염 물질을 제거시키는 배기기체 처리 문제에도 응용할 수 있다고 본다.

참 고 문 헌

[1] “大森義行, 下妻光夫, 田頭博昭, SiH₄ 가스의電子衝突斷面積およびスウォームペラメータ” 電氣學會研究會資料, ED-86-114, HV-86-34, 1988.
 [2] 菅野卓雄 編著, “半導体プラズ마プロセス技術”, 産業圖書, pp. 38-50, 1993.
 [3] 小沼光晴著 “プラズ마と成膜の基礎”, 日刊工業新聞社, pp. 13-20, 1993

[4] 電氣學會技術報告, “氣體放電シミュレーション技法” 第140號, 1974.
 [5] “大森義行, 下妻光夫, 田頭博昭, SiH₄ 가스의電子衝突斷面積およびスウォームペラメータ” 電氣學會研究會資料, ED-86-114, HV-86-34, 1988.
 [6] 菅野卓雄 編著, “半導体プラズ마プロセス技術”, 産業圖書, pp. 38-50, 1993.
 [7] 小沼光晴著 “プラズ마と成膜の基礎”, 日刊工業新聞社, pp.13-20, 1993
 [8] C. Jacoboni and P. Lugli, “The Monte Carlo Method for Semiconductor Device Simulation”, Springer Verlag Wien, pp.1-4, 1989.
 [9] Pollock W J, “Momentum Transfer and Vibrational Cross-sections in Non-polar Gases” Trans. Faraday Soc. 64, pp. 2919-26, 1988.
 [10] M. Hayashi and S. Hara, “Joint Symposium on Electron and Ion Swarm and Low Energy Electron Scattering”, (A Satellite of ICPEAC XVII), Proc, pp.109~111, 1991.
 [11] 金相南 “SF₆-Ar 混合氣體에서의 電離 및 附着係數” 工學博士學位論文, 東國大學校, 2000
 [12] Y. Nakamura and M. Kurachi, “Electron Transport Parameters in Argon and its momentum transfer cross section” J. Phys. 21, pp.718~723, 1988.
 [13] K. L. Bell, N. S. Scott and M. A. Lennon, “The Scattering of low energy electrons by Argon atoms” J. Phys. B: At. Mol. Phys.17, pp.4757~4765, 1984.
 [14] 下妻, 金子, 種里, “C-C₄F₈과 SiH₄ 가스의 電離係數測定”, 電氣學會放電研究會, ED-83-86, 1983.
 [15] 金相南, “시뮬레이션에 의한 CF₄, CH₄, Ar混合氣體에서 電子에너지분포함수” 대한전기학회논문집, 52P-1-2, pp. 9~13, 2003
 [16] 金相南, “MCS-BEq 에 의한 SF₆-Ar혼합기체의 전하이동속도” 대한전기학회논문집, 54P-1-5, pp.29~33, 2005

저 자 소 개



김 상 남(金 相南)

1950년 3월 21일생. 1978년 숭실대학교 전기공학과 졸업. 1980년 숭실대학교 대학원 졸업(석사) 2001년 동국대학교 대학원 졸업(공학) 1978년~현재 시립 인천전문대학 전기과 교수, 현재 본 학회 전문대학 교육위원회 운영위원

Tel : 032-760-8704, Fax : 032-760-8895
 E-mail : sn7332@hanmail.net, sn7332@icc.ac.kr