

C₃F₈-Ar혼합가스 상에서 C₃F₈분자가스의 비탄성단면적의 재결정

진 병훈

동국대학교 공과대학 전기공학과

Re-determination of inelastic collision cross sections for C₃F₈ molecular gas in C₃F₈-Ar mixture gases

Byoung-Hoon Jeon

Department of Electrical engineering, Dongguk University

Abstract - The electron transport coefficients, the electron drift velocity W , the longitudinal diffusion coefficient ND_L in C₃F₈-Ar mixture gases were measured by Double shutter drift tube and calculated by multi-term approximation of the Boltzmann equation over the wide E/N range from 0.03 to 100 Td. And an inelastic collision cross sections for C₃F₈ molecular gas were redetermined for quantitative characteristic analysis.

구성되어 있는 스테인리스 원판인 2개의 전자 Shutter (S1, S2), Collector(C), 그리고 드리프트 거리를 1~10 cm의 범위에서 가변 할 수 있도록 하고 다이얼 게이지에 의해 조절할 수 있는 10개의 가이드랑(GR)으로 구성되어 있다. 콜렉터(C)는 직경 82 mm의 스테인리스 원판이고 GR은 내경 100 mm, 두께 9 mm의 스테인리스 원판으로 전자가 이동영역을 평동전계에서 이동 할 수 있도록 하였다.[2]

1. 서 론

플라즈마 현상을 정량적으로 이해하려고 할 때, 또는 목적에 맞는 플라즈마를 만들기 위한 기체의 종류나 혼합비, 기체 압력 등의 평가를 하려고 할 때, 계산기에 의한 시뮬레이션은 유력한 수단이며, 시뮬레이션이 정량적으로 있기 위해서는 플라즈마를 구성하는 기체와 전자와의 상호작용에 관한 지식, 특히 전자충돌단면적의 정확한 데이터와 개개의 기체분자가 가지고 있는 전자수송계수의 해석은 필수 불가결한 상태이다. 본 연구에 이용되고 있는 C₃F₈가스는 반도체 디바이스 제조 공정의 플라즈마 에칭과 확산방전스위치에 많이 이용이 되고 있는데 이 기체는 전극 등이 고체 표면에 흡착하기 쉬운 성질과 전자 부착성 때문에 높은 절연 내력을 가지고 있으며, 현재 대표적인 절연내력 가스인 SF₆을 대용하여 대기환경오염 물질의 경량도 기대되고 있다.

본 논문에서는 전자군(Electron Swarm)방법 중 제 1 단계에 해당하는 것으로 Ar가스와의 혼합을 통해 순수 C₃F₈분자가스가 가지고 있는 낮은 에너지 범위에 있는 비탄성 충돌단면적을 결정하는데 있다. 이전의 논문[1]에서 낮은 E/N범위에 있는 진동여기단면적을 중심으로 부분적인 단면적을 결정하였지만 횡축확산계수의 일부 E/N부분에서 실험값과 계산값의 비교 오차에 따른 단면적의 정확성이 다소 떨어졌었다. 특히 0.526% C₃F₈-Ar 혼합의 경우 0.5-3 Td, 5.05%의 경우 3-12 Td에 이르는 범위에서 단면적 결정의 어려움에 도달하게 되었다. 따라서 본 논문에서는 그 해당 E/N범위에서 Double Shutter Drift Tube라는 실험 장치를 이용하여 전자수송계수를 재측정 하였고, 다항근사 볼츠만방정식 해석을 이용하여 계산 결과와의 비교를 통해 낮은 에너지 범위에서의 좀 더 정확한 비탄성단면적을 결정 하고자 한다.

2. 실험장치 및 방법

본 실험에 이용한 실험 장치는 크게 진공계, 배기계, 기체 도입계, 측정계로 나누어지고 있으며, 그림 1은 진공계에 해당하는 Double Shutter Drift Tube의 구성도를 보여주고 있다.

진공계는 U.V Lamp에서의 자외선을 초기전자로 받아 tube내에 공급하는 Photo Cathode(K)와 1 mm 간격으로

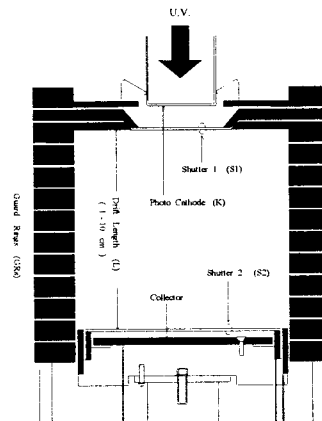


그림 1. Double Shutter Drift Tube의 구성도

Fig. 1. Schematic diagram of Double Shutter Drift Tube

측정은 Double Shutter Drift Tube를 이용하여 TOF(Time Of Flight)법으로 하였다. E/N, 기체 압력, 기체 온도 등의 일정한 조건에서 전극사이에 초기전자를 발생시켜 전리전류를 pico electro-meter로 측정하고, 진공도와 봉입기체의 압력측정에는 전리진공계와 바라트론 메타를 이용하였다. 본 실험에서 Shutter에 인가된 펄스폭은 60-350 ns로 펄스전압은 Pulse Generator에 의해 인가되었다. 이러한 절차에 의해 얻어지는 전자도착 시간분포의 중심도착시간과 드리프트 거리와의 관계로부터 전자이동속도와 횡축확산계수 값을 구한다.

3. 다항근사 볼츠만방정식 해석

기체 중에서 하전입자군의 수송계수를 측정하는 방법에는 2항근사와 다항근사 볼츠만 방정식[3] 그리고 몬테칼로 시뮬레이션 기법[4]과 같은 3가지 방법이 있다. 그 중에서도 볼츠만 방정식은 열평형 상태에서가 아닌 다입자계(多粒子系) 운동의 기술에 이용해 이것을 전자군의 거동 해석에 이용하고 있다. 볼츠만 방정식 해석에서는

전자의 거동을 분포함수라고 하는 거시적인 형태로 표시하고, 이 분포함수에서 전자수송계수를 산출한다. 이 방법에서는 충돌의 확률적인 성질을 기초로 하여 전자간 발달(發達)의 통계적 변동은 나타나지 않으며, 통계시간은 비교적 짧다. 그러나 미적분방정식으로 된 볼츠만 방정식은 일반적으로 그 해를 구하는 것이 어렵고, 종래 많이 사용되어왔다. 전자의 속도분포함수를 Legendre 급수로 전개하고, 그 최초의 2항에 근사하는 2항근사는 전자의 속도분포함수에 비등방성이 강한 경우에는 정확한 전자수송계수를 산출할 수 없는 단점을 가지고 있다.

본 논문에서 이용한 다항근사 볼츠만 방정식은 James-Cook University의 Robson and Ness에 의해 급진적으로 발전되어진 것이며, 이 해석법을 간략히 소개하면 다음과 같이 전개하고 있다.

전자에서 분자(M)와 전자(m)의 질량비가 1보다 상당히 작기 때문에, $m/M \ll 1$, 단지 탄성충돌만이 일어나는 속도 공간 내에서의 전자분포함수는 거의 등방성으로 작용하므로 2항근사는 구면조화(Spherical Harmonic)로 표현할 필요가 있다. 구면조화에서의 분포함수를 표현하면 다음과 같이 나타낸다.

$$f(v, r, t) = n(r, t) \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l f_m^{(l)}(v) Y_m^{(l)}(\theta, \phi) \quad (2-9)$$

여기서 $f_m^{(l)}(v)$ 는 텐서(tensor)계수, $Y_m^{(l)}(\theta, \phi)$ 는 구면조화이며, $l_{max}=1$ 일때 2항근사로 주어진다.

따라서 $l_{max} \gg 2$ 일때를 다항근사라 하며, 이 다항근사 기법은 Robson and Ness[4]에 의해 급진적으로 발전되어졌다. 그들은 전자속도분포함수를 Legendre와 Sonine 급수로 전개하였고, 전자수송계수들은 다양한 Legendre 다항식 l 과 Sonine다항식 v 에 의해 다음과 같은 수밀도에서의 연속식으로부터 구하고 있다.

$$\partial_t n = -\alpha n - W \partial_z n + D_T (\partial_z^2 + \partial_y^2) n + D_L \partial_z^2 n \quad (2-10)$$

여기서 α 는 부착계수, W 는 전자기동속도, D_L , D_T 는 종축확산, 횡축확산계수를 나타내고 있고, 각각의 전자수송계수는 다음과 같이 나타내고 있다.

<부착계수>

$$\alpha = 4\pi \int_0^\infty J_R^{(0)} [f(00|00)] v^2 dv \quad (2-11)$$

<전자이동속도>

$$W = i \left[\frac{4\pi}{3} \right]^{1/2} \int_0^\infty v^3 f(10|00) dv - i \sqrt{4\pi} \int_0^\infty v^2 J_R^{(0)} [f(00|11) dv] \quad (2-12)$$

<종축확산계수>

$$D_T = \left[\frac{4\pi}{3} \right]^{1/2} \left[\int_0^\infty v^3 f(11|11) dv + \int_0^\infty J_R^{(0)} \left(f(00|20) + \frac{1}{\sqrt{2}} (f(00|20)) \right) v^2 dv \right] \quad (2-13)$$

<횡축확산계수>

$$D_L = \left[\frac{4\pi}{3} \right]^{1/2} \left[\int_0^\infty v^3 f(10|11) dv + \int_0^\infty J_R^{(0)} (f(00|20) - \sqrt{2} (f(00|22)) v^2 dv \right] \quad (2-14)$$

4. 결과 및 고찰

4.1 전자기동속도

그림 2와 3은 각각 0.526%와 5.05% C₃F₈-Ar 혼합가스에서 전자기동속도의 측정결과와 다항근사 볼츠만 해석을 이용한 계산결과를 E/N [Td]의 변화에 따라 비교하여 나타낸 것이다.

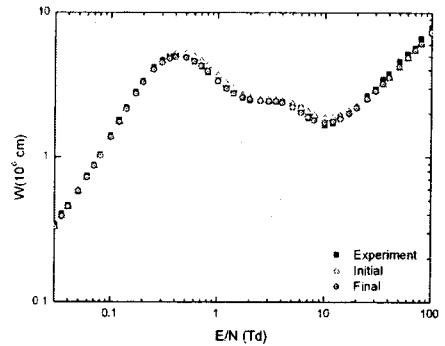


그림 2. 0.526% C₃F₈-Ar 혼합가스에서의 전자기동속도
Fig. 2. Electron drift velocity in 0.526% C₃F₈-Ar mixture

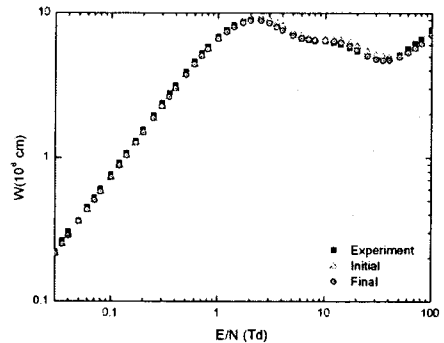


그림 3. 5.05% C₃F₈-Ar 혼합가스에서의 전자기동속도
Fig. 3. Electron drift velocity in 5.05% C₃F₈-Ar mixture

그림에서 보여주는 바와 같이 E/N증가와 더불어 전자기동속도 값이 급격히 증가하다 감소하는 NDC(Negative Differential Conductivity)현상이 보이고 있다. 다른 혼합가스와는 다르게 조금 높은 E/N범위에서도 미세한 두 번의 NDC현상이 보이고 있다. 이는 이전의 유사한 논문[5]에서도 언급한 바와 같이 Ar가스가 가지고 있는 낮은 에너지범위에 존재하는 운동량변환단면적의 RTM(Ramsauer Townsend Minimum)과 그 에너지 범위에서 혼합한 목격의 가스가 가지고 있는 비탄성 단면적, 특히 진동여기 단면적의 영향으로 여겨진다. 전자기동속도의 이러한 E/N증가와 더불어 급격히 증가하는 현상에 의해 확산방전스위치에서의 전도단계에 다른 유사 CF계가스 중 가장 유효한 가스로 대체할 수 있음을 보여주고 있다. 본 그림에서 보는바와 같이 측정결과와 최종 결정된 단면적을 이용한 계산결과는 이전의 계산결과에 비해 오차 범위 1%이내의 높은 정확성을 보여주고 있다.

4.2 횡축확산계수

그림 4와 5는 각각 0.526%와 5.05% C₃F₈-Ar 혼합가스의 횡축확산계수 측정결과와 다항근사 볼츠만 해석을 이용한 계산결과를 E/N [Td]의 변화에 따라 비교하여 나타낸 것이다. 전자기동속도에서 보여준 결과와는 현격하게 두 번의 NDC현상을 볼 수 있다. 특히 서론에서도 언급한바와 같이 0.526%의 경우는 0.5-3 Td, 5.05%의 경우 3-12 Td에 이르는 범위에서 재실험을 통해 측정결과를 일부 수정하였다. 본 그림에서는 표시를 하지 않았지만 이 범위에서 이전의 측정결과치보다 약 2% 상승된

결과 값을 얻어냈다. 이와 같은 차이를 보이는 원인으로 C_3F_8 분자가스가 가지고 있는 압력의존성의 영향과 이 범위에서 강한 부착의 특성을 나타내므로, 측정치의 평균값으로 결정하는 입장에서 이와 같은 측정의 오차범위가 존재하였다고 사료된다. 측정결과와 최종 결정된 계산결과와의 비교 결과 60 Td 이상의 범위를 제외한 비교 범위 내에서는 일부분을 제외하고 약 1%의 오차범위에서 일치함을 보여주고 있다.

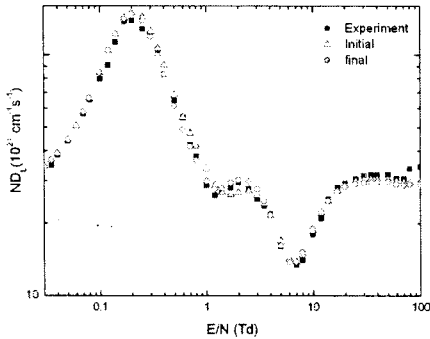


그림 4. 0.526% C_3F_8 -Ar 혼합가스에서의 횡축확산계수
Fig. 4. The product of the gas number density and the longitudinal and transverse diffusion coefficients in 0.526% C_3F_8 -Ar mixture

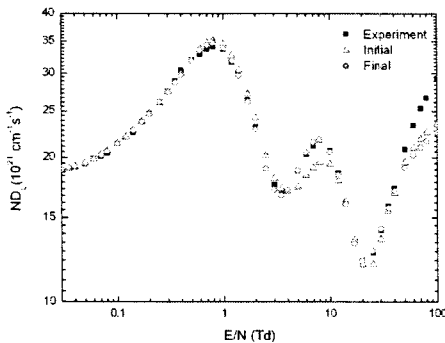


그림 5. 5.05% C_3F_8 -Ar 혼합가스에서의 횡축확산계수
Fig. 5. The product of the gas number density and the longitudinal and transverse diffusion coefficients in 5.05% C_3F_8 -Ar mixture

이와 같이 최종적으로 결정된 C_3F_8 분자가스의 단면적 세트를 그림 6에 나타내었다. 측정결과와의 비교를 통한 단면적 결정에 있어서 이전에 결정된 진동여기 단면적의 수정은 그림에서 보이는 바와 같이 일부 수정을 가했지만 아직까지 보고된 예가 없는 새로운 비탄성 단면적인 여기단면적의 존재를 확인할 수 있었다. 이 두 개의 여기단면적은 각각 횡축확산계수의 값을 비교할 때 첫 번째 피크 치와 두 번째 피크 치로부터 내려지는 값 영역에 커다란 영향을 미치고 있다. 그 단면적의 정확한 존재성은 전자군방법의 2단계에 해당하는 순수가스에서의 운동량변환단면적의 결정을 통해 구체적으로 이 단면적의 유무성이 가려지리라 사료된다.

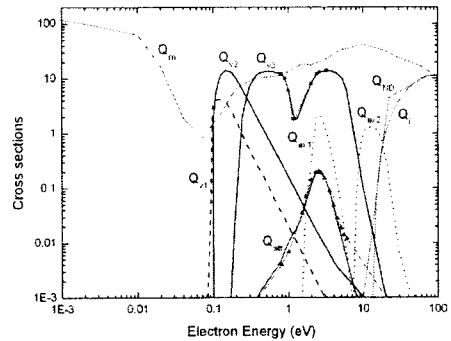


그림 6. C_3F_8 분자가스의 전자충돌단면적
Fig. 6. Set of electron collision cross sections for C_3F_8 molecular

5. 결 론

전자군 방법을 이용하여 확산방전스위치 및 절연내력 가스로 이용되는 C_3F_8 가스의 정량적 이해를 위한 단면적 결정에 있어서 총 3단계 중 1단계에 해당하는 혼합가스에서의 비탄성충돌단면적을 결정하였다. 측정된 전자기동속도와 횡축확산계수의 결과에서 다른 기체와는 다른 NDC 현상을 보이고 있으며 실험을 통해 압력의존성과 강한 부착 특성을 보여 주었다. 현재 결정된 단면적에는 지금까지 보고된 사례가 없는 두 개의 여기단면적이 포함되어 있다. 이 단면적의 정확한 특성은 전자군 방법의 2단계인 운동량변환단면적 결정을 통해 확인되리라 사료된다.

[참 고 문 헌]

- [1] B. H. Jeon, S. C. Ha and J. M. Yang, "Determination of the inelastic cross sections for C_3F_8 molecule by electron swarm study", *Transactions on Electrical and Electronic Materials*, Vol 2, No. 1, 7-11, 2001
- [2] B. H. Jeon and Y. Nakamura, "Measurement of drift velocity and longitudinal diffusion coefficient of electrons in pure oxygen and in oxygen-argon mixtures", *J. Phys. D* 31, pp. 2145-2150, 1998
- [3] H. Itoh, Y. Miura, N. Ikuta, Y. Nakao and H. Tagashira, "Electron swarm development in SF_6 : 1. Boltzmann equation analysis", *J. Phys. D: Appl. Phys.* 21, pp. 922-930, 1988.
- [4] R. W. L. Thomas, and W. R. L. Thomas, "Monte Carlo Simulation of electrical discharge in gases", *J. Phys. B* 2, pp. 562-570, 1969.
- [5] S. C. Ha, B. H. Jeon and Y. Nakamura, "Determination of vibrational excitation cross section for molecular oxygen through measurement of electron transport coefficients in O_2 -Ar mixtures", *Transactions on Electrical and Electronic Materials*, Vol 2, No. 1, 45-51, 1996