The Journal of the Korean Institute of Electrical and Electronic Material Engineers. Vol. 8, No. 6, pp. 685,1995.

몬테 칼로법을 이용한 Ar기체의 전자수송계수에 관한 연구

논 문
8-6-1

A Study on the Electron Transport Coefficients using Monte Carlo Method in Argon Gas.

하 성철* · 전 병훈** · 백 승권***
(Sung Chul Ha, Byoung Hun Chun, Seung kwon paek)

Abstract

The electron transport coefficients in argon gas is studied over the range of E/N values from 85 to 566 Td by the Monte Carlo method considering the latest cross section data. The result of the Monte Carlo method analysis shows that the value of the electron transport coefficients such as the electron drift velocity, the ratio of the longitudinal and transverse diffusion coefficients to the mobility. It is also found that the electron transport coefficients calculated by the two-term approximation analysis agree well with those by Monte Carlo calculation. The electron energy distributions function were analysed in argon at E/N=283, and 566 Td for a case of the equilibrium region in the mean electron energy. A momentum transfer cross section for the argon atom which was consistent with both of the present electron transport coefficients was derived over the range of mean electron energy from 10.3 to 14.5 eV, also suggested as a set of electron cross section for argon atom. The validity of the results obtained has been confirmed by a Monte Carlo simulation method.

Key Words(중요용어): Monte Carlo method(몬테 칼로법), Pseudo random number(擬似亂數), Time of Flight(T.O.F)

1. 서 론

전계중에서 기체의 방전현상으로부터 전자군의 성질을 정확히 규명하기 위해서는 전자수송계수(전자군 파라미터)에 의해서 기술된다. 더욱이 기체중의 전기전도특성을 파악하는 전자이동속도는 전자와 원자 및 분자와의 충돌 상호간의 문제이며 이들 파라미터의 해를 구하는 것은 볼츠만 방정식과 몬테 칼로법에 의해서 해석되고 있다.

이 몬테 칼로법은 가스의 탄성 및 비탄성 충돌을 고려한 비교적 높은 E/N (Td)영역의 범위에서 낮은 전리로 전자에너지 분포함수와 전자군의 파라미터를 해석하는 가장 우수한 방법으로 현재 많은 연구자들에 의해 이용되고 있다. 이것은 방전공간내에서 전자의 운동을 추적하여 각종 파라미터의 위치적 변동에 의해서 전자의 평균에너지와 전자밀도 및 시간의 함수로서 전자수를 명확히 하는 것이다. 이와 같은 이론은 최초 Itoh, Musha(1960) 및 R.L Thomas, R.W.G Thomas (1969)에 의하여 전자사태에의한 연구에 적용되었다. [1,2] 즉 전자사태에서 나타나는 전체의 전자를 추적하여 전자이동속도등 방전파라미터의 동향을 조사하여 이들 전자의 물리량을 가상적으로 샘플링(Sampling)하고 그들 하전입자의 운동을 전자계산기로 추적하여 전자군의 수송계수를 확률적으로 결정하는 것이다.

최근 약전리기체플라즈마는 그의 가스에서 산란되는 전자의 발생을 억제하는 전기적 절연기술과 그의 특성을 공학적 응용분야에 많이 이용되고 있다. 특히 반도체소자의 생성, 재료의 표면개질및

*: 동국대학교 전기공학과
**: 일본 게이오대학교 전기공학과
***: 인제대학교 전자공학과
접수일자 : 1995년 5월 20일
심사완료 : 1995년 10월 4일

미세가공, 가스레이저, 플라즈마, CVD 및 각종방전등에서 약전리기체의 이용기술이 확대되고 있는 실정이므로 그의 특성을 규명할 필요가 있다고 본다.

본 연구에서는 희가스의 이온화에 의한 전자의 비등방성 산란과 확산의 영향을 고려한 아르곤(Ar)가스의 미분충돌단면적을 M. Kurachi, Y. Nakamura[3]등이 결정한 값을 이용하여 몬테 칼로 시뮬레이션으로 T.O.F (Time of Flight)샘플링에 의하여 E/N(Td)=85, 100, 141, 283, 566(Td) (E:전계, N:기체분자수밀도, $1Td=1\times10^{-17}$ v·cm^2, N: 3.5353×10^{16}cm^{-3} 0℃ 1Torr에 해당)의 범위에서 전자에너지분포함수, 전자이동속도, 전자의 종횡방향 확산계수와 이동도의 비 및 전자의 평균에너지 등 각종 전자수송계수를 구하고 그결과치를 J.H. Parker, I.J. Lowke(1969)[4]의 실험치와 볼츠만방정식의 값과 비교검토한다.

2. 몬테 칼로법 (MCS)

몬테 칼로법은 난수(random number)를 취급하는 기법의 총칭이다. 불규칙적인 현상을 모델화하고 혹은 어떤 목적에 필요한 샘플을 추출할 때에 난수가 사용된다. 여기서 난수는 어떤 특정한 확률분포를 갖는 수열이며 전자계산기내부에서 발생한 擬似亂數(Pseudo random number)를 반복이용하여 실험없이 실험결과를 구하는 실험적 수학의 일분야이다. 전자군의 성질을 조사하기위 Montecarlo 법은 전자계내의 전자운동상태와 분자의 충돌산란확률을 고려하여 전자, 이온의 상태량을 추적하는 것을 기본으로 하여 입자를 확률현상의 난수로 모의하는 방법을 말한다. 또한 난수를 이용하여 충돌현상을 확률적으로 취급하고 사용한 난수를 계산기에 발생시켜 [0, 1] 사이에 대응할때 독립한 난수열을 다수회 시행하여 평균치를 계산기로 구하는것이다.[5,6]

난수를 변수 θ와 $d\theta$의 미소 범위에서 발생하는 확률을 $f(\theta)d\theta$로 나타내면 다음과 같이 식(1)으로 나타낸다.[6]

$$\int_0^{\theta_{max}} f(\theta)d\theta = 1 \qquad (1)$$

그리고 난수를 만족시키는 조건과 발생법은 다수의 난수가 발생되어야하고 발생된 난수의 주기는 충분히 길고 일정한 것으로 초기에 난수가 주어지면 발생한 난수의 수열은 일의적으로 정하고 통계적성질을 만족해야한다. 본 연구에서는 산술난수인 승적합동법으로 擬似亂數를 구하여 사용하고 승적합동법은 다음과 같은 난수발생법으로 나타낸다.[5]

$$Y_{k+1} = ar_k + c \pmod m \qquad (2)$$

식(1)에 의해서 순차적으로 $r_1, r_2, r_3, \ldots\ldots r_k$을 발생시켜가는 방법이다. 여기서 a, c, m 은 정의 정수이며 본 논문의 프로그램에서는 다음의 값을 이용하였다.

a :1229, c :351750, m :1664501

이 경우에 ar_k+c를 m으로 나누어서 남은 나머지를 의미한다. 또한 r_k에 대해서는

$$S_k = r_k/m \qquad (3)$$

으로 계산하면 S_k는 구간 [0 , 1] 사이의 일정한 분포의 난수가된다. 이 방법으로 발생한 난수 r_k는 $0 \le r_k \le m-1$를 찾아내어 m개를 생성하고 계속반복된다.

2.1. T.O.F (Time of Flight) 샘플링

TOF 샘플링법으로 방전공간의 전자이동속도, 확산계수, 평균에너지를 구하기 위해서는 시간 t_k, t_{k+1}에서 전자의 샘플수를 M_k, M_{k+1}, 위치 영역을 $Z(t_k)$로할때 시간 t_k 에서의 전자군 중심의 평균위치 $\langle Z(t_k)\rangle$ 는 다음과 같이 식(4)으로 나타낸다.[6,12]

$$\langle Z(t_k)\rangle = \frac{1}{M_k}\sum_{j=1}^{M_k} Z_j(t_k) \qquad (4)$$

전자군의 중심 이동속도 W 는 다음과 같다.

$$W = \frac{\{\langle Z(t_{k+1})\rangle - \langle Z(t_k)\rangle\}}{(t_{k+1} - t_k)} \qquad (5)$$

한편 전자의 확산계수는 시간 t_k일때 전자의 전계방향의 중심위치를 $Z_m(t_k)$라면 종방향 확산계수 D_L은 전자의 전계방향의 위치분산

$$\frac{1}{2!M_k}\sum_{j=1}^{M_k}\{Z_j - Z_m(t_k)\}^2 \qquad (6)$$

식(6)의 시간에 대한 기울기로 구한다.

그리고 횡방향 확산계수 D_T는 전계와 직각방향

의 위치 분산

$$\frac{1}{2}\frac{1}{2!M_k}\sum_{j=1}^{M_k}(r_j)^2 \qquad (7)$$

식 (7)의 시간에 대한 기울기로 구한다. 여기서 r_j는 Z_j의 직각방향의 성분이다.

평균에너지 $(\overline{\varepsilon})$는 i번째의 에너지를 ε_i 라고 하면

$$(\overline{\varepsilon})=\frac{1}{M_k}\sum_{j=1}^{M_k}\varepsilon_i \qquad (8)$$

로 나타낸다.

3. 시뮬레이션

본 연구에서는 전계중을 운동하는 전자-중성가스 분자사이의 상호작용만을 고려하고 하전입자 상호간의 작용은 무시한다. 그리고 전자궤도추적의 방법은 Itoh. Musha의 것을 적용하였다.[1] 따라서 평행평판전극간에 방출된 초기전자가 전계에 의하여 포물선 운동을 하면서 중성분자와 충돌산란으로 2차전자가 전극사이에서 발생하고 비탄성충돌에의한 전자에너지의 손실이 이루워질때까지를 몬테칼로법으로 추적한다. 초기전자는 시간 t=0에서 음극의 일점에 존재하고 전계, 기체수밀도, 전자수 및 전자의 초기속도등을 주어진다. 그리고 Ar가스는 Ramsauer-Minimun효과가 크기때문에 전자에너지가 적으며 평균자유행정(λ)는 $\triangle\ell=\lambda/10$으로 계산하였다. Ar중성분자의 충돌산란은 모든 종류의 충돌에 대해서 비등방성으로 가정한 전자충돌단면적을 이용하였다.

탄성충돌에서는 전자의 질량은 Ar원자의 질량에 비하여 적으므로 전자는 운동에너지를 잃지않고 산란되는것으로 한다. 또한 여기충돌전자는 임계전압에 대한 에너지를 잃으며 전리 충돌에서도 전자는 전리에너지에 상응하는 에너지를 잃어버린다. 그리고 잔여에너지는 1차전자와 전리에 의하여 발생한 2차전자와 분배되지만 어떠한 비율로 분배되는가 하는것은 일의적으로 정하지 않는다.

본 시뮬레이션에서는 T.O.F (Time of Flight)샘플링에 의하여 다음의 물리량 즉 전자의 평균이동

표 1. 전자군의 몬테 칼로 시뮬레이션 결과

Table 1. The Result of Monte Carlo Simulation of Electrons

Mixture : ar. dat / ar. dat
Mix Ratio : 50.0000 / 50.0000
E/N = 566.000 (Td)
Pressure = 1.000 (torr)
Mix Period to Track = 0.020 (us)
No. of Sampling Points = 20
No. of Initial Electrons = 100
Initial RDN = 13

NN	Time	Sample	ZZ	R*R	DLT	Energy
1	0.1000e-08	102	0.5897e-03	0.2095e-06	0.9959e-07	0.1069e+02
2	0.2000e-08	121	0.9958e-03	0.9215e-06	0.3958e-06	0.1196e+02
3	0.3000e-08	144	0.1464e-02	0.1709e-05	0.6233e-06	0.1282e+02
4	0.4000e-08	195	0.2022e-02	0.2456e-05	0.1034e-05	0.1108e+02
5	0.5000e-08	236	0.2474e-02	0.2780e-05	0.1283e-05	0.1103e+02
6	0.6000e-08	296	0.3008e-02	0.3099e-05	0.1616e-05	0.1147e+02
7	0.7000e-08	365	0.3485e-02	0.3957e-05	0.1756e-05	0.1242e+02
8	0.8000e-08	467	0.3980e-02	0.4517e-05	0.2164e-05	0.1230e+02
9	0.9000e-08	591	0.4473e-02	0.5190e-05	0.2330e-05	0.1170e+02
10	0.1000e-07	727	0.5010e-02	0.5832e-05	0.2667e-05	0.1218e+02
11	0.1100e-07	893	0.5506e-02	0.6327e-05	0.3055e-05	0.1212e+02
12	0.1200e-07	1127	0.5968e-02	0.6767e-05	0.3333e-05	0.1229e+02
13	0.1300e-07	1411	0.6528e-02	0.7222e-05	0.4057e-05	0.1188e+02
14	0.1400e-07	1738	0.7069e-02	0.7729e-05	0.4514e-05	0.1233e+02
15	0.1500e-07	2159	0.7558e-02	0.8444e-05	0.5002e-05	0.1211e+02
16	0.1600e-07	2684	0.8062e-02	0.9024e-05	0.5231e-05	0.1208e+02
17	0.1700e-07	3377	0.8576e-02	0.9717e-05	0.5467e-05	0.1202e+02
18	0.1800e-07	4233	0.9047e-02	0.1038e-04	0.5759e-05	0.1194e+02
19	0.1900e-07	5247	0.9528e-02	0.1102e-04	0.6037e-05	0.1203e+02
20	0.2000e-07	6527	0.1004e-01	0.1156e-04	0.6349e-05	0.1172e+02

이 음극과 양극방향의 분해거리(ZZ), 위치를 분해한 sample, 그때 전자가 도달하는 시간(Time), 전자의 종방향의 거리 (R*R), 전자의 횡방향의 거리 (D_LT) 및 그점의 전자에너지등과 전자궤도에서 전리가 일어난 경우에 2차전자 [NN($Tmax_1$을 20등분)], 난수(Ramdom Number:13)등을 양극(콜랙타)에 도달할때까지 반복추적하여 시뮬레이션한 결과를 표1에 나타내었다.

표1의 전자군시뮬레이션결과는 FORTRAN77을 전자계산기 SPARC WORKSTATION을 이용하여 계산하였고 알고리즘의 개략적인 과정은 그림1에 나타내었다.

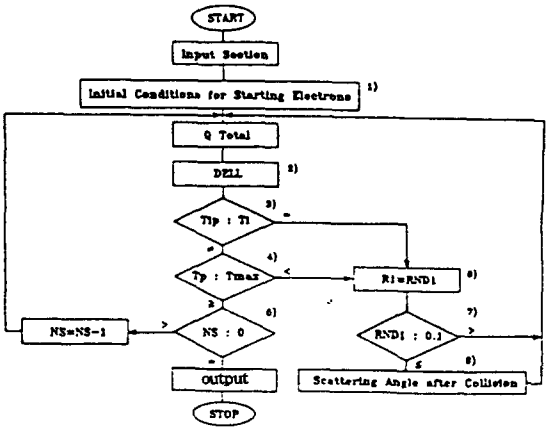

그림 1. 계산의 순서도

Fig. 1. Algorithm flow chart.

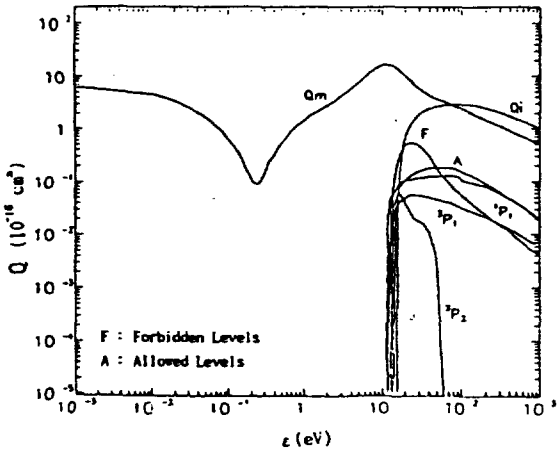

그림 2. Ar 기체의 전자충돌 단면적

Fig. 2. The collision cross-sections of electrons in Ar gas.

4. 전자충돌 단면적

본 시뮬레이션에 이용한 Ar의 전자충돌 단면적은 운동량 변환 단면적(Qm), 여기 단면적(Qex), 전리 단면적(Qi)등은 그림2에 나타내었다.

이 Ar의 전자 충돌 단면적은 저에너지 영역(0~0.23ev)에서 Ramusauer Minimun을 갖는 운동량 변환 단면적(Qm)은 K.L.Bell, N.S.Scott[7]의 계산값을 이용하였고 전자에너지 0.136(ev) ~ 54.4 (ev)영역의 범위에서는 Aratidasgupta[8]의 실측값을 60(ev) ~ 150(ev)범위에서는 W.C.Fon[10]의 측정값을 이용하였다. 그리고 여기 단면적(Qex)은 허용대 준위의 여기 단면적 ($^3P_2$, $^3P_1$, $^3P_0$, $^1P_1$)과 금지대 준위의 여기단면적(13.0-13.9 eV)으로 분류하여 Y. NaKamura, Kurachi[3], Chutjian[11]등의 측정한값을 이용하고 전리 단면적은 Donald Rapp[9]의 측정한 결과를 이용하였다.

4.1. 충돌후의 산란방향의 결정

충돌한후에 전자의 산란방향을 다음과 같이 구한다.

에너지 ε을 갖는 전자가 k번째 충돌때의 미분단면적을 $\sigma_k(\varepsilon, \omega)$로 하면 그때의 적분단면적을 $q_k(\varepsilon, \omega)$는 다음과 같이 나타낸다.[6]

$$q_k(\varepsilon) = \int_0^{\pi} \sigma_k(\varepsilon, \omega') 2\pi \sin w' dw' \qquad (9)$$

여기서 편향각 ω와 방위각 χ은

$$\xi 1 = \int_0^{\omega} \sigma_k(\varepsilon, \omega') 2\pi \sin \omega' d\omega' / q_k \qquad (10)$$

$$\xi 2 = \chi / 2\pi \qquad (11)$$

식(10)와 식(11)으로 구한다. ξ: 난수 전자의 입사방향 (θ', ϕ') 및 그에 대한 산란방향(ω, χ)과 전자의 새로운 운동방향(θ, ϕ)은 다음과 같이 나타낸다.

$$\cos\theta = \cos\theta' \cos\omega + \sin\theta' \sin\omega \cos\chi \qquad (12)$$

$$\cos\phi = \frac{1}{\sin\theta} \{\cos\phi'(\cos\omega \sin\theta' - \sin\omega \cos\theta' \cos\chi)\} \qquad (13)$$

$$\sin\phi = \frac{1}{\sin\theta} \{\sin\phi'(\cos\omega \sin\theta' - \sin\omega \cos\theta' \cos\chi) - \cos\phi \sin\omega \sin\chi\} \qquad (14)$$

또한 미분단면적 $\sigma_k(\varepsilon, \omega)$은 충돌전의 전자에너지 ($\varepsilon$) 에 의하여 결정되지만 미분단면적의 입력 에너지값이 다른 미분단면적 $\sigma(\varepsilon_j, \omega)$ 와 $\sigma(\varepsilon_{j+1}, \omega)$으로 표현될때 미분단면 $\sigma_k(\varepsilon, \omega)$은

$$\sigma_k(\varepsilon, \omega) = \sigma(\varepsilon_j, \omega) + \{\sigma(\varepsilon_{j+1}, \omega) - \sigma(\varepsilon_j, \omega)\} \times \frac{\varepsilon - \varepsilon_j}{\varepsilon_{j+1} - \varepsilon} \quad (15$$

식 (15)로 나타낸다.

5. 시뮬레이션 결과 및 고찰

그림 3, 4 은 아르곤기체에서 탄성 및 비탄성산란을 고려하여 압력 P_0:0.1(Torr)에서 E/N(Td)를 파라미터로 하여 전자에너지분포 $F(\varepsilon)$를 MCS법과 BE의 2항근사해석으로 나타낸것이다.

전계가 인가될때 기체중을 이동하는 전자군의 에너지분포함수는 어떤조건에서 전자의 각에너지에 대한 확률밀도와 전자와 분자사이의 각종 충돌단면적과 방전현상으로 나타나는 전자수송특성에 직접적으로 관련되는 물리량이다. 그때의 하전입자는 여러종류의 에너지성분을 갖는 기체분자가 열평형상태에있는 경우에 에너지의 크기와 온도에 의존하는 방전공간에 등방적인 Maxwell-Boltzmann에너지분포를 나타낸다. 전자가 전계에 의해서 진행할때 샘플12일때 거리 L:0.6(cm) E/N:283(Td), 566(Td) 범위에서 MCS법으로 전자를 추적하여 나타난 전자에너지분포는 평형 및 비평형상태로 변한다. 따라서 전자에너지분포함수의 계산은 평균에너지의 값이 각각 $\overline{\varepsilon}$:10.3(ev), $\overline{\varepsilon}$:14.5(ev)에서 평형상태를 나타낸것이다.

그림 3, 4에서 알수있는바와 같이 E/N:283(Td)의 경우가 E/N:566(Td)의 경우에 비하여 여기로인하여 전자의 에너지를 잃어버리는 에너지가 크면 불평형영역도 크게 나타났다. $F(\varepsilon)$의 값은 초기에너지에서는 증가하고 전자에너지의 값이 6.3(ev)범위에서 평형상태의 영역이 나타났으며 그이상의 전자에너지는 감소하는 경향이 나타났다. 또한 MCS법에 의하여 계산한 에너지분포함수와 볼츠만방정식의 수치해석에 의한 결과는 큰차이가 나타났다. 볼츠만방정식의 2항근사해석에서 등방성분 $F_0(\varepsilon)$에 대하여 비등방성분 $F_1(\varepsilon)$의 값이 적은 결과를 나타내였으며 MCS법에 의한 결과와의 차이는 다음과 같이 생각된다. 전자의 수와 에너지

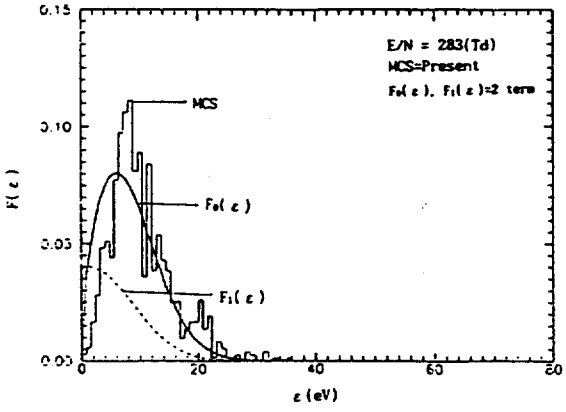

그림 3. Ar 기체중에서의 전자에너지 분포 함수
Fig. 3. The energy distribution functions of electrons in Ar gas.

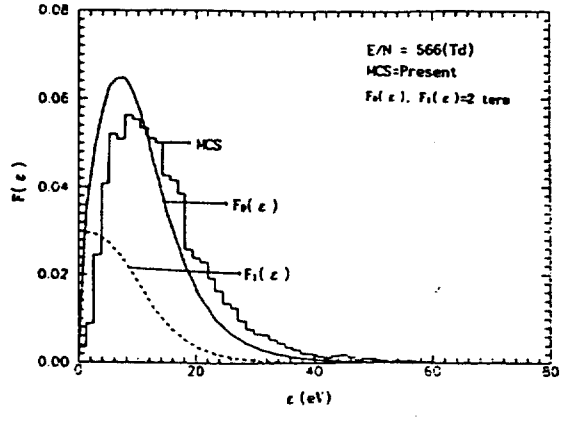

그림 4. Ar 기체중에서의 전자에너지 분포 함수
Fig. 4. The energy distribution functions of electrons in Ar gas.

가 낮을때는 양극에 흡수되는 전자의 에너지분포는 증가되고 전자의 수와 에너지가 높을때는 에너지 분포는 감소하기때문에 38(ev)이상에서는 일치되고 있다.

그림5은 순수 아르곤기체에서 E/N:85~566(Td)의 범위에서 전자이동속도 (W)를 몬테 칼로법에 의하여 계산하고 그 결과를 J.H. Parker, I.J. Lowke의 측정치와 볼츠만 방정식의 값과 비교하여 나타낸것이다.

전자에너지 분포함수와탄성, 비탄성충돌단면적을 이용하여 계산된 전자이동속도는 E/N(Td)의 증가에 대해서 거의 선형적으로 증가하고 이론값과 측정값이 일치하였다. 높은 E/N(Td)영역의 전자속도 분포함수에는 비등방성이 강하여 전계로 인한 전

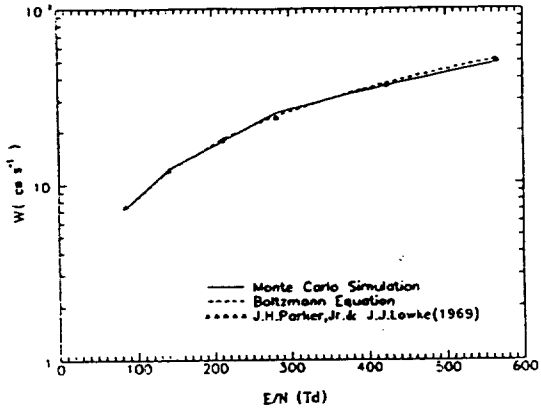

그림 5. Ar 기체중에서의 전자이동속도

Fig. 5. The drift velocities of electrons in Ar gas.

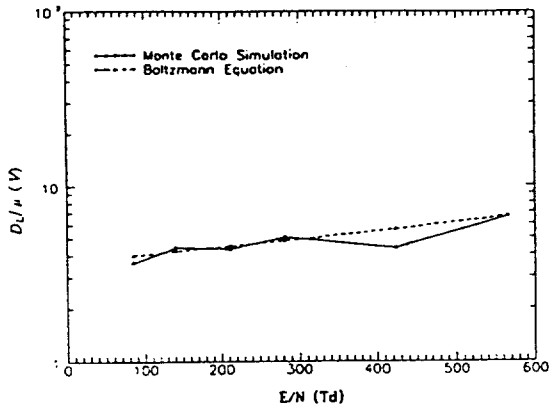

그림 6. Ar 가스중에서 전자의 종방향 확산계수와 이동도의 비

Fig. 6. The ratio of the longitudinal diffusion coefficient to the mobility D_l/μ of electron in Ar gas.

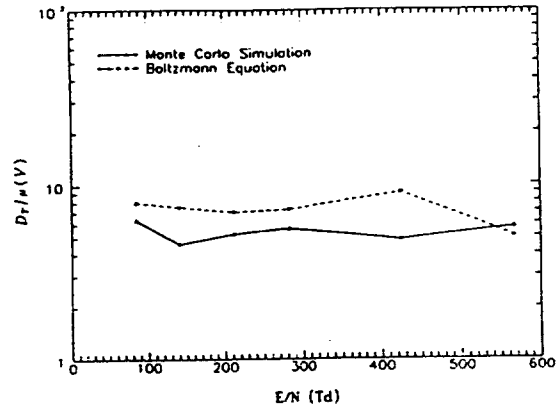

그림 7. Ar 가스중에서 전자의 횡방향 확산계수와 이동도의 비

Fig. 7. The ratio of the transverse diffusion coefficient to the mobility D_T/μ of electron.

자의 속도 성분은 증가하였다. 이와같은 것은 전자 에너지가 10(ev)이상에서는 Ar원자의 비탄성충돌 작용으로 에너지분포함수의 형태가 낮은 에너지쪽으로 증가분이 크게되기 때문에 탄성산란특성의 전방산란영향이 크게 작용하여 이동속도는 증가한다.

그림6은 종방향 확산계수와 이동도의 비 즉 종방향특성에너지 (D_L/μ)를 압력 P_0 : 0.1(Torr), 온도 T: 300 (° k)일때 E/N (Td) 의 변화에 따라서 볼츠만 방정식의 2항근사식 이론값과 몬테 칼로 시뮬레이션의 결과를 비교하여 나타낸것이다. 그림 5에 나타난 바와 같이 $85 \leq E/N \leq 283$(Td)범위에서는 탄성, 비탄성충돌작용의 등방산란을 고려한 볼츠만 해석과 몬테 칼로법의 결과와 거의 일치하였다. 특히 E/N =424(Td) 그 이상의 범위에서는 몬테 칼로법에 의한 D_L/μ 의 값이 4.0(V)로 감소하였으나 그이상의 범위에서는 점차로 증가하였다. 이것은 전자의 에너지값이 15(eV)이상에서는 Ar 미분단면적에 의한 전방산란과 전자의 종방향확산계수의 영향이 크게 작용하며 비등방산란의 영향은 받지않는 것으로 생각된다.

그림7은 횡방향특성에너지 (D_T/μ)는 Ar의 미분단면적이 전체적으로 전방산란이 강하기 때문에 전계에 수직한 방향으로 산란하는 전자의 비율이 적게 작용하여 탄성충돌의 비등방산란의 영향으로 (D_T/μ)값은 (D_L/μ)보다 크게 된다. 따라서 BE해석에 의한 값은 MCS의 값보다 증가하는 경향을 나타내었다. 전자의 평균에너지는 전극간 거리와 시간의 함수로 계산한 전자의 에너지분포함수, 전자이동속도등의 관계되는 물리량으로 전극면에서의 전자운동의 증가는 음극의 에너지가 영에서 수직으로 이동하고 양극에서는 반사나 2차전자가 방출하기 때문에 모두 흡수한다.

그리고 전자의 평균에너지 $(\overline{\varepsilon})$와 특성에너지 (D/μ)의 관계는 $D/\mu = \frac{kT}{e} = \frac{2}{3}\frac{\overline{\varepsilon}}{e}$ 의 관계이므로 전자의 평균에너지 $(\overline{\varepsilon})$는 특성에너지

(D/μ)의 $\frac{2}{3}e$배가 될때 그값이 같아지며 전극간 거리와 E/N (Td)의 변화에 따른 몬테 칼로 시뮬레이션으로 그림8에 그 값을 나타내었다. 전자가 존재하는 경우에 샘플링의 차이에 따라서 음극과 양극 가까운 영역의 전자의 평균에너지는 영점으로부터 비탄성충돌이 일어날 에너지까지는 직선적으로 상승하여 비평형의 상태로 나타냈으며 그 외 영역에서는 거의 평형상태의 에너지값의 결과를 나타내었다.

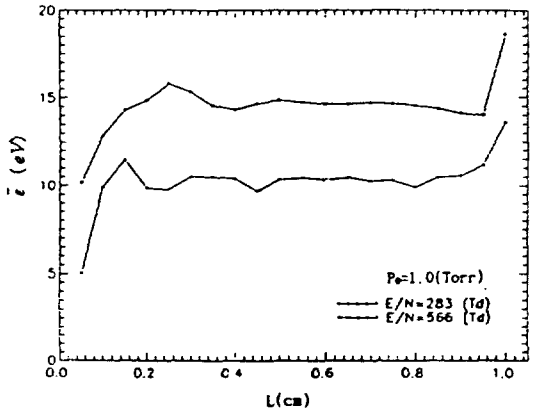

그림 8. Ar 가스중에서의 전자의 평균에너지
Fig. 8. The mean energy of electrons in Ar gas.

6. 결 론

본 연구에서는 Ar기체의 전자충돌단면적을 이용하여 전자군의 수송계수와 전자에너지 분포함수를 몬테 칼로법에 의하여 시뮬레이션하였다. 그리고 이들의 계산치와 J.H.parker, I.J.Lowke 실측치와 비교검토하고 전자충돌단면적의 타당성에 대하여 고찰하였다.

한편 몬테 칼로법을 이용하여 계산한 전자이동속도는 탄성 및 비탄성충돌로 인하여 E/N(Td)의 증가에 따라서 증가하였고 볼츠만방정식의 2항근사로 해석한 계산치와 거의 일치한 결과를 나타내었다. 특히 전자에너지분포함수는 등방성분과 비등방성성분에서 현저한 차이를 나타내었고 평균에너지가 평형상태인 경우 샘플12(L:0.6cm)에서 계산한 MCS에너지분포가 정점부근에서 큰차이를 나타내었다. 이것은 산란전자가 활발한 비등방성성분을 가진 Ar 기체등에서 전자가 여기에 의해서 에너지를 잃어버린 값이 다른 영역에 비하여 큰것으로 생각된다. 전자이동속도의 계산값에 대응하는 운동량변환단면적, 여기단면적 및 전리단면적등의 타당성을 검토하였으며 전자의 평균에너지와 종횡방향의 확산계수와 이동도의 비를 구하였다.

7. 참 고 문 헌

1. T. Itoh and T. Musha "Montecarlo Calculations of Motions in Helium" J.Phys. soc. Japan, Vol.15, No.9, PP.1675-1680(1960)
2. R.W.L. Thomas and W.R.L.Thomas "Montecarlo Simulation of electrical discharge in gases" J. Phys. B. Vol.2, PP. 562-570 (1969)
3. Y.Nakamura and M.Kurachi "Electron Transport Parameters in Argon and its momentum transfer cross section" J.Phys.21, PP.718-723 (1988)
4. J.H.Parker and I.J.Lowke "Theory of Electron Diffusion Parallel to Electric Fields, II. Application to real Gases" Phys. Rev, Vol. 181, No. 1, PP. 302-311(1969)
5. モンテカルロ法 と シミユレ-シヨン(館)(1989)
6. 氣體放電 シミユレ-シヨン技法 (제 14호)(1974)
7. 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)
8. Arati Dasqupta and A.K.Bhatia, "Scattering of electrons from Argon atoms" Phys. Rev.A. Vol.32, No. 6, PP. 3335-3341(1985)
9. Donald Rapp and P.Englander-Golden "Total cross sections for Ionization and Attachment in Gases by Electron Impact I. Positive Ionization" J.phys. Vol.43, No.5, PP. 1464-1479(1965)
10. W.C.Fon, K.a.Berrington, P.G.Burke, "The elastic Scattering of electrons from inert gases:III Argon" J.Phys. B:At.Mol. phys.16, PP. 307-321. (1983)
11. A. chutjian and D.C.Cartwright, "Electron excitation of electronic states in Argon at incident energies 16 and 100 eV" Phys. Rev. A. Vol.23, No.5, PP.2178-2187(1981)
12. Y. Sakai, H. Tagashira and S. Sakamoto, "The development of electron avalenches in Argon at high E/N Values: I Monte Carlo Simulation" J.Phys.d:Appl. Phys, Vol10,PP. 1035-1048(1977)