

와이어 · 이온 · 플라즈마원의 방전현상에 관한 수치적 해석

송태현, 박정호, 고광철*, 강형부*
 한양대학교원 전기공학과, *한양대 전자전기공학부

Numerical Analysis of Discharge in Wire Ion Plasma Source

Tae-Hun Song, Jeong-Ho Park, Kwang-Cheol Ko, Hyung-Boo Kang
 Hanyang University

Abstract - Using particle-in-cell(PIC) and Monte Carlo collision(MCC), we investigate the trajectory of electrons and the characteristics of D.C. discharge in Wire Ion Plasma Source(WIPS).

1. 서론

본 연구에서 WIPS[1]를 해석하는데 사용하는 입자법은 기본적으로 다음과 같은 알고리즘으로 구성되어 있다.

1. 플라즈마를 구성하는 하전입자(전자 및 이온)의 각각에 대한 운동방정식 $f = ma = q(E + v \times B)$ 를 풀어 이동한 하전입자의 요소전하를 방전 영역에 걸쳐 전하밀도로 정한다.
2. 위의 전하밀도를 사용해 맥스웰 방정식을 풀어 전계 및 자계를 구한다.
3. 구한 전계 및 자계를 사용해 다시 운동방정식을 풀어 하전입자를 이동시킨다.

이와 같은 입자법은 비교적 충돌 빈도가 작은 플라즈마에 대해 유효한 방법이다. 그러나 플라즈마를 시뮬레이션 하는데는 하전입자와 중성입자의 충돌을 고려해야 하므로 본 연구에서는 입자법에 몬테칼로법(Monte-Carlo Collision method)을 합하여 입자의 운동과 입자간의 충돌을 함께 고려한다.[2-4]

2. 입자법 및 몬테칼로법

WIPS의 저기압 직류방전에 의해 형성되는 플라즈마를 PIC/MCC법을 이용해 해석한다.

2.1 입자법

2.1.1 운동방정식

원점을 와이어양극의 중심으로 취하고, z 방향 전

계를 균일하다고 가정한 축대칭 2차원 원통좌표계를 적용하는 경우에, 운동방정식은 다음과 같다.

$$m \frac{d^2 r}{dt^2} - mr \left(\frac{d\theta}{dt} \right)^2 = q \frac{dV(r)}{dr} \quad (1)$$

$$r \frac{d^2 \theta}{dt^2} + 2 \frac{dr}{dt} \frac{d\theta}{dt} = 0 \quad (2)$$

여기서 자계의 영향은 작기 때문에 무시한다. 이것을 상미분방정식의 수치계산에 적용하기 위해서 일계연립미분방정식으로 고쳐야 하기 때문에 변수 $v_r = dr/dt$, $v_\theta = r d\theta/dt$ 를 도입하여 윗 식을 다음과 같이 바꾼다.

$$\frac{dr}{dt} = v_r \quad (3)$$

$$\frac{dv_r}{dt} = \frac{v_\theta^2}{r} - \frac{e}{m} E(r) \quad (4)$$

$$\frac{d\theta}{dt} = \frac{v_\theta}{r} \quad (5)$$

$$\frac{dv_\theta}{dt} = - \frac{v_r v_\theta}{r} \quad (6)$$

초기값으로 전자의 속도는 2eV, 이온은 300K의 열속도를 가정하고 입자는 균일하게 분포되어 있다고 본다. 전계의 초기값은 처음에는 공간전하가 없는 것으로 대수퍼텐셜을 가정한다.

2.1.2 전계 계산

전계 및 자계를 계산하기 위해 맥스웰방정식을 풀어야 하는데 본 연구에서는 자계의 영향이 없으므로 푸아송방정식만 풀어도 된다. z축에 대칭인 원통좌표계에서 푸아송방정식은

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \phi}{\partial r} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (7)$$

이다. 단 ϕ 는 정전퍼텐셜, ϵ_0 는 진공의 유전율, ρ 는 전하밀도이다.

수치적으로 전계를 구하기 위해서는 영역을 분할하여 (7)식을 차분방정식으로 나타내서 구한다.

2.2 몬테칼로법을 이용한 입자의 충돌계산

본 연구에서의 계산조건은 충전 기체로 He을 사용하고 저기압(수십~수백mTorr)이고 하전입자와 중성입자간의 충돌이 지배적인 경우이다.

2.2.1 충돌 확률의 결정

하전입자의 속도와 충돌 단면적으로부터 하전입자와 중성입자간의 총충돌주파수를 구한다.

$$\nu_{total} = n_{gas} \sigma_{total}(E_m) v_m \quad (8)$$

그러므로 Δt 에서 m번째 전자가 충돌 할 확률은 다음과 같다.

$$P_{collision, m} = 1 - \exp[-n_{gas} \sigma_{total}(E_m) v_m \Delta t] \quad (9)$$

다음으로는 P_m 과 균일난수 $R_1 [0,1]$ 을 비교하여 이 때 $P_m > R_1$ 이면 m번째 전자는 Δt 에서 충돌하는 것으로 결정한다.

2.2.2 충돌 종류의 결정

어떤 충돌이 일어나는지는 총충돌단면적을 각각의 충돌단면적으로 나눈 비충돌단면적을 균일난수 $R_2 [0,1]$ 와 비교해 R_2 가 속하는 충돌이 발생하는 것으로 결정한다.

2.2.3 산란 각도의 결정

탄성 충돌의 산란각도 θ_c 는 균일난수 $R_3 [0,1]$ 을 이용해 다음식으로 결정한다.

$$\frac{\int_0^{\theta_c} d\alpha(\theta) d\theta}{\int_0^{\pi} d\alpha(\theta) d\theta} = R_3 \quad (10)$$

여기서, $d\alpha(\theta)$ 는 미분 단면적이다. 비탄성 충돌에 따른 전자의 산란각도는

$$\sin^2 \theta = \Delta \epsilon / \epsilon \quad (11)$$

으로 주어진다. 단 $\Delta \epsilon$ 은 충돌전후의 전자의 에너지 손실을 나타낸다. 전리 충돌의 경우에 2차 전자의 방출 각도 θ_s 는

$$\theta_s = \frac{\pi}{2} - \theta \quad (12)$$

로 주어진다. 단 방위각 ϕ 는 균일난수 R_4 을 이용해 다음식으로 결정한다.

$$R_4 = \phi / 2\pi \quad (13)$$

2.2.4 에너지 손실의 결정

여기 충돌시에는 여기에너지 ϵ_{ex} 만큼의 에너지가 없어진다.

$$\Delta \epsilon = \epsilon_{ex} \quad (14)$$

전리 충돌시 에너지 손실은 다음식으로 주어진다.

$$\Delta \epsilon = \epsilon_{i0} + \epsilon_{2i0} \quad (15)$$

여기서 ϵ_{i0} 는 전리에너지이고 ϵ_{2i0} 는 전리에 의해 생긴 2차 전자의 에너지로 균일난수 $R_5 [0,1]$ 을 이용해 다음 식으로 구한다.

$$R_5 = \frac{\int_0^{\epsilon_{i0}} d\alpha(\epsilon) d\epsilon}{\int_0^{(\epsilon - \epsilon_{i0})/2} d\alpha(\epsilon) d\epsilon} \quad (16)$$

3. 수치 해석 결과

그림 1에 계산된 공간전위의 반경방향분포를 나타냈다. 단 정성적인 반경방향분포를 골라내기위해 공간전위는 양극전압으로 규격화했다. 이 그림으로부터, 중심에서 13mm부근까지는 전계의 변화가 완만한 플라즈마 상태인 글로영역이며 그 이상의 영역은 전계의 변화가 급격한 음극강하영역인 것을 알 수 있다.

그림 2 및 그림 3은 방전영역에서의 전자의 궤도를 나타내고 있다. 그림 2는 절연파괴가 일어나기 전의 대수퍼텐셜의 경우의 전자의 궤적이고 그림 3은 방전개시 후의 전자의 궤적이다. 그림 1과 같은 퍼텐셜일 때의 전계를 그림 4에 나타내었다. 대수퍼텐셜의 경우, 전자의 궤적은 와이어양극 근처에서 전계의 변화가 급격하므로 중심에 가까울수록 높은 운동에너지를 가진다. 한편, 방전 개시 후의 전자의 운동은 14mm부근까지 전계는 거의 일정하고 그 외부에서는 직선적으로 증가하기 때문에 음극으로부터의 2차 전자 방출에 의해 방출되는 전자는 이 직선적인 전계에 의해 가속된다. 어느 속도 이상의 전자는 그림 3에 보여지는 것처럼 와이어 근방의 퍼텐셜장벽이 크기 때문에 와이어 근방을 통과하여도 대부분 궤도가 변하지 않고 음극강하부까지 도달한다. 음극강하부에서는 다시 전계가 직선적으로 증가하기 때문에 전자는 이 영역에서 다시 중심방향으로 가속된다. 또 어느 속도 이하가 되면 구심력(central force)의 영향이 크게 되어 와이어를 중심으로 하는 운동을 한다.[5]

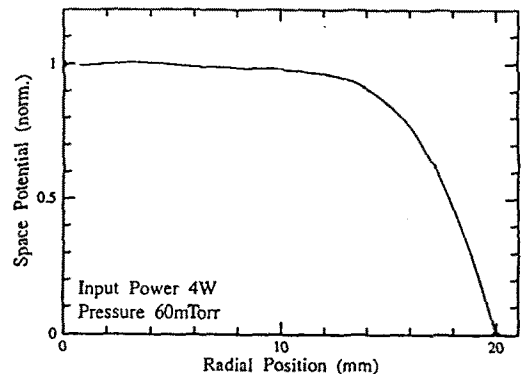


Fig.1 Radial distribution of potential

4. 결 론

본 논문에서는 입자법과 몬테칼로법을 이용해 WIPS의 직류 방전 특성을 시뮬레이션했다. WIPS 내의 대수 퍼텐셜에 의해 전자 밀폐가 우수하여 비교적 낮은 전압에서 고밀도 플라즈마를 얻을 수 있고, 와이어양극 부근에서 대부분의 충돌이 일어나 이온이 발생함을 알 수 있다.

[참 고 문 헌]

- [1] 고광철, 堀田 榮喜, "와이어·이온·플라즈마원의 방전 특성", 대한전기학회 하계학술대회 논문집, 1997
- [2] C.K. Birdsall and A.B. Langdon, Plasma Physics Via Computer Simulation, McGraw-Hill, 1985
- [3] J.P. Boeuf and E. Morode, "A monte cario analysis of an electron swarm in a nonuniform field:the cathode region of a glow discharge in helium.", J. Phys. D:Appl. Phys. 15, 2169, 1982
- [4] C.K. Birdsall, "Particle-in-Cell Charged-Particle Simulation, Plus Monte Carlo Collisions With Neutral Atoms, PIC - MCC", IEEE Trans. Plasma Sci., 19(2), 65, 1991
- [5] R.H. Hooverman, "Charged Particle Orbits in a Logarithmic Potential", J. Appl. Phys., 34, 3505, 1963

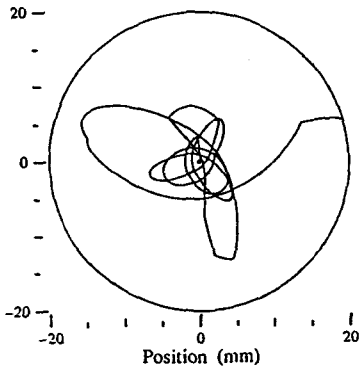


Fig.2 Orbit of a electron before discharge

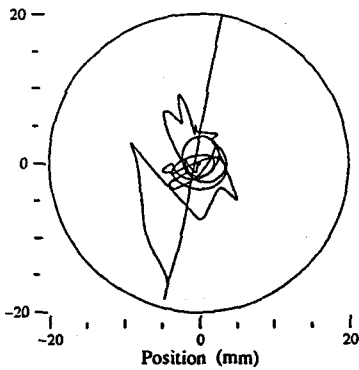


Fig.3 Orbit of a electron after discharge

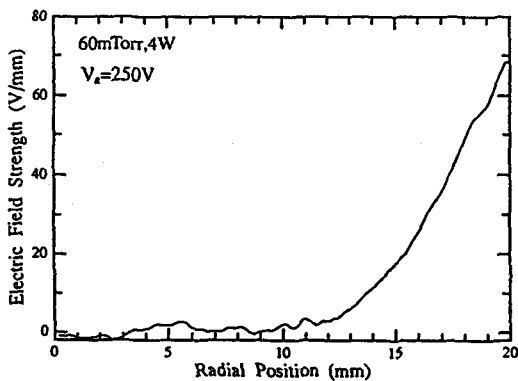


Fig.4 Radial electric field after discharge