

침-평판 전극 사이에서 중간 압력 질소 방전의 시뮬레이션

고육희^{a*} · 박인호^b

^a한서대학교 컴퓨터응용물리학과, 충남 356-706

^b인천대학교 물리학과, 인천 402-749

(2008년 10월 14일 받음, 2008년 11월 18일 수정, 2008년 11월 25일 확정)

준 2차원 수치적 모델을 사용하여 침-평판(point-plane) 형의 전극 사이에 있는 중간 압력 질소의 방전에 대한 시뮬레이션을 수행하였다. 이 모델에서는 전자와 이온에 대한 연속방정식을 풀어 시·공간적으로 변하는 전하분포를 계산하고, 공간 전하 분포의 변화에 따라 결정되는 전기장은 푸아송 방정식을 풀어 얻는다. 연속 방정식은 FCT (Flux-corrected transport) 알고리즘과 FEM (Finite Element Method) 방법을 적용하여 수치적으로 다루어 졌다. 50Torr 압력에서의 질소 방전에 대한 시뮬레이션 결과는 중간 압력 질소 방전의 물리적 특성에 관한 상세한 이해를 제공한다. 또 계산 결과와 실험 결과[1]와의 비교는 정성적으로 잘 일치하는 것을 보여 준다.

주제어 : 질소 방전, 시뮬레이션, FCT, FEM, 침-평판

I. 서 론

최근의 코로나 방전에 대한 연구는 주로 대기압에서의 질소나 공기에서 이루어지고 있다. 전극 사이에 있는 대기압의 기체에 고전압을 가하면 전극 사이의 전자가 가속되어 기체 분자들과 충돌하게 되며, 충돌 과정에서 발생하는 이온화에 의하여 많은 전자들이 생성되게 된다. 이렇게 생성된 전자들은 가속되어 다시 중성 기체 분자들과 충돌하여 기체 분자들을 들뜨게 하거나 이온화되게 한다. 이러한 과정이 전극 사이에서 연쇄적으로 반복되며 스트리머(streamer)가 생성된다[2-6].

대기압보다 매우 낮은 중간 압력(1~200 Torr)에서의 기체 방전에 대한 실험적 결과[1,7]는 대기압에서의 코로나 방전의 물리적 특성과는 다소 다른 결과를 보여 준다. 중간 압력에서의 방전은 수 μA 정도의 직류 전류에서 양극(anode)쪽에 아주 작은 점 형태로 나타나기 때문에 두 전극 사이의 영역이 거의 어둡게 되는 다크 방전(dark discharge)이 발생한다. 다크 방전은 전압-전류 특성 곡선에서 기울기 dV/dI 가 양으로 유지될 때 발생되며, 이러한 다크 방전 중에는 더블 레이어(double layer)가 형성되므로 전류의 진동이 일어난다. 전극에 가한 전압을 점차 증가시키면 갑자기 전류의 충격파(pulse)가 발생되며 다크 방전은 글로우 방전으로 바뀌게 된다.

중간 압력에서의 방전에 대한 이론적 연구로는 FD-FCT (Finite Difference-Flux Correct Technique)[8]를 적용한 단순화된 수치 모델을 사용하여 계산한 결과가 발표된 바가 있다[9]. 그러나 이 모델에서는 전자의 확산을 고려하지 않았으며, 또한 앞선 실험에서 전류 진동의 원인으로 제시했던 더블레이어의 존재를 확인하는 계산 결과를 제시하지 못하였다.

본 논문에서는 중간 압력 기체 방전의 물리적 메커니즘을 밝히기 위해, 새로운 수치 모델을 개발하여, 침-평판(point-plane) 형태의 전극 사이의 중간 압력(50Torr) 질소 기체의 방전에 대해 시뮬레이션한 결과를 제시한다. 본 모델에서는 시·공간적 전하분포와 그에 따라 결정되는 전기장의 분포 및 더블레이어의 존재 등과 같은 물리적 특성을 상세히 밝히기 위해 보다 정확한 수치적 방법을 사용하여 방전 플라즈마의 거동을 계산한다. 전하 밀도가 급속히 변화하는 영역에서도 수치적 불안정성이 없는 정확한 해를 얻기 위해 FCT 알고리즘[10] 및 유한요소법(FEM; Finite Element Method)을 이용하는 준 2차원적 유체 모델을 사용한다. 전자 및 이온의 밀도에 대한 시간적, 공간적 변화의 계산을 위해 이온화(ionization) 및 2차 이온화(secondary ionization), 전자 확산(electron diffusion), 그리고 재결합(recombination) 등이 고려된 연속 방정식을 사용하며, 전하 분포의 변화에 따른 전기장의 분포를 계산하기 위하

* [전자우편] whkoh@hanseo.ac.kr

여 푸아송(Poisson) 방정식을 사용하였다.

본 논문의 제 2절에서는 중간 압력 질소 방전의 시물레이션을 위해 개발한 수치 모델에 대하여 설명하고, 제 3절에서는 침-평판 형 질소 방전에 대한 계산 결과 및 토의를 제시하며, 제 4절에는 결론이 주어진다.

II. 중간 압력에서의 플라즈마의 수치 모델

침(point) 모양의 양극과 평판(plane) 모양의 음극 사이에 있는 중간 압력의 질소 기체에 고전압을 걸어주면 방전으로 인해 플라즈마가 발생한다. 두 극 사이의 쉘 전기장 영역에 있는 전자는 가속되어 중성 기체와의 1차 이온화 충돌에 의해 다른 전자와 양이온을 생성한다. 이렇게 생성된 전자들은 표류(drift)하고 확산(diffusion)되며, 또 이온들과 재결합에 의해 손실 된다. 이온의 확산은 매우 작으므로 고려하지 않는다. 앞선 실험 결과[6-7]에 의하면 이 때 발생하는 플라즈마는 거의 두 전극을 잇는 축에 붙어서 행동하는 것을 보여준다. 따라서 본 모델에서는 전하들의 생성 및 손실 그리고 움직임에 의해 사-공간적으로 변하는 플라즈마 밀도 분포를 결정하기 위해서 다음과 같은 1차원 유체 방정식을 사용한다.

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(n_e v_e) - D_e \frac{\partial^2}{\partial x^2}(n_e) = \alpha n_e v_e - \beta n_e n_p \quad (1)$$

$$\frac{\partial n_p}{\partial t} + \frac{\partial(n_p v_p)}{\partial x} = \alpha n_e v_e - \beta n_e n_p \quad (2)$$

여기서 n_e 는 전자 밀도, n_p 는 양이온 밀도, v_e 와 v_p 는 각각 전자와 이온의 표류속력이고, α 는 1차 이온화 계수, β 는 재결합 계수, D_e 는 전자 확산 계수를 나타낸다. 전기장 분포를 계산하기 위해 사용하는 푸아송 방정식은 아래와 같다.

$$\nabla^2 \phi = -\frac{e}{\epsilon_0} (n_p - n_e) \quad (3)$$

$$\mathbf{E} = -\nabla \phi \quad (4)$$

여기서 ϕ 는 전위(electric potential), e 는 기본 전하량이고, ϵ_0 는 자유공간에서의 유전율(permittivity)이다. 앞서 언급한 대로 방전이 중심축 근방에서만 일어나므로 플

라즈마는 작은 반지름을 갖는 방전 디스크 안에만 존재한다고 가정할 수 있다. 본 모델에서는 3차원 공간적 분포를 고려하여 플라즈마는 음극(cathode) 쪽의 방전 디스크 반경이 양극(anode) 쪽의 방전 디스크 반경의 네 배인 잘려진 원뿔 모양의 방전 영역 안에만 존재한다고 가정한다. 전기장은 전극에 대한 영상법(image method)을 사용하는 디스크 방법을 사용하여 계산한다[11].

질소에서의 1차 이온화 계수 α 와 재결합 계수 β 는 다음과 같이 나타낼 수 있다[11,12].

$$\alpha = P \left[5.7 \exp \frac{-260}{E/P} \right] \text{ cm}^{-1} \quad (5)$$

$$\beta = 5.0 \times 10^{-8} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} \quad (6)$$

전자의 확산 계수 D_e 는 질소에서 전자의 세로 방향(longitudinal)의 확산 계수로 다음과 같이 나타낼 수 있다 [12].

$$D_e = 1800 \times 760/P \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1} \quad (7)$$

전자의 이동도(mobility) μ_e 는

$$\mu_e = 2.9 \times 10^5/P \text{ V}^{-1} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1} \quad (8)$$

이고, 양이온의 이동도 μ_i 는

$$\mu_i = 2.6 \times 10^3/P \text{ V}^{-1} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1} \quad (9)$$

이다.

음극 근방에 있는 양이온들은 음극에 충돌함으로써 2차 전자를 방출한다. 이 음극에서의 2차 전자의 방출은 더블 레이어의 형성에 중요한 역할을 하는 것으로 생각된다. 본 모델에서 2차 전자 방출은 양이온에 의한 전류밀도와 전자에 의한 전류 밀도의 비로 정의되는 γ 계수에 의해 결정되는 것으로 고려한다. 음극($x=0$)에서의 이온 충돌에 의해 발생하는 전자에 의한 전류 밀도는 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$n_e(0,t)v_e(0,t) = \gamma n_p(0,t)v_p(0,t) \quad (10)$$

γ 계수는 전기장과 관련된 실험적 결과에 결정적인 영향을 주지 않기 때문에 γ 값을 0.01로 가정한다[13].

두 극 사이에서 전하들의 운동으로 인해 발생하는 방전 전류 I 는 Satto 방정식[14]을 적용하는 것에 의해 다음 식과 같이 나타낼 수 있다.

$$I = \frac{eA}{V_a} \int_0^D E_L [n_p v_p - n_e v_e + D_e \frac{\partial n_e}{\partial x}] dx \quad (11)$$

여기서 A 는 방전 단면적이고, V_a 는 두 극에 적용되는 전압, E_L 는 라플라시안(Laplacian) 전기장의 축방향 성분이고, D 는 두 극 사이의 거리를 나타낸다.

구모양의 침-평판(spheroid-plane) 형태의 전극 구조에서 라플라시안 전기장의 세기는 다음과 같이 나타낼 수 있다[15].

$$E_L(x) = \frac{2V_a}{\rho + 2(D-x) \ln[(\rho + 2D)/\rho]} \quad (12)$$

여기서 ρ 는 구 모양의 양극의 반지름이다.

식(1)과 (2)의 연속방정식에 있는 시간과 공간에 따라 변하는 전하밀도는 유한요소법(FEM)과 결합된 FCT(FE-FCT)를 사용하여 계산한다. FE-FCT는 급격하게 변하는 물리량에 대한 계산을 정확히 수행할 수 있는 수치적 방법으로 알려져 있다. 식(3)의 푸이송 방정식은 잘려진 원뿔 형태의 방전 영역을 계산 영역으로 하는 디스크 방법을 사용하여 계산한다. 이와 같은 수치적 방법에 대한 연구는 본 논문의 저자들에 의해 수행되어 본지에 발표되었다[17].

III. 결과 및 토의

중간 압력 질소 기체 방전의 특성을 알아보기 위해 point-plane형의 전극 사이에 압력 50 Torr의 질소 기체가 있을 때, 양극에 3kV의 직류 전압을 걸어 주었을 경우에 대한 시뮬레이션을 수행하였다. 두 전극 사이의 간격은 1cm이고, 양극의 곡률 반경은 0.05 cm이며, 음극 쪽의 방전디스크의 반경은 0.2 cm, 양극 쪽의 방전디스크의 반경은 0.05 cm로 하여 계산하였고, 음극에서의 제 2차 이온화 계수 γ 의 값은 0.01로 놓고 계산하였다[13]. 초기 상태의 전

하 밀도는 식(13)과 같이 축방향으로 가우시안(Gaussian) 분포를 갖는다고 가정하였다.

$$n_e(x,0) = n_i(x,0) = n_0 \exp[-(\frac{D-x}{\sigma})^2] \quad (13)$$

Figure 1은 처음 20 ns 동안 시간의 변화에 따른 전자 밀도의 분포를 나타낸 것이다. Figure 1에서 $t=9$ ns에서는 잘 나타나지 않을 정도로 미미했던 전자 밀도가 1 ns 동안 급작스럽게 증가하는 것을 볼 수 있다. 침 모양의 전극 근방의 높은 전기장 영역에서 전자는 가속되어 중성 기체와 이온화 충돌을 한다. 이때 다른 전자와 이온이 생성되게 되며, 높은 전기장 영역에 있는 전자들은 다시 기체와 충돌하여 이온화를 일으키게 된다. 이와 같은 과정은 전기장이 매우 높은 양극 근방에서 반복적으로 일어나게 되어 전자와 이온의 밀도가 급작스럽게 증가 하는 전자 사태(electron avalanche)를 일으킨다. 이렇게 생성된 전자들 중 일부는 양극으로 빠져 나가거나 이온들과 재결합하여 손실되고, 나머지 전하들은 전기장의 작용으로 인해 음극을 향해 표류운동을 하며 새로운 이온화 과정에 참여하게 된다. 결과적으로 대기압 공기 방전에서 스트리머(streamer)가 전파해 가는 것과 유사하게 전기 퍼텐셜 파동(electric potential wave)이 음극 쪽으로 전파하게 된다.

Figure 2는 처음 20 ns 동안 시간의 변화에 따른 이온의 밀도 분포를 나타낸 것이다. 양이온들은 전기장의 작용으로 인해 음극으로 표류 운동을 하며, 상대적으로 이동도가 큰 전자들을 함께 음극 쪽으로 이끌어 간다. 이온의 밀도는

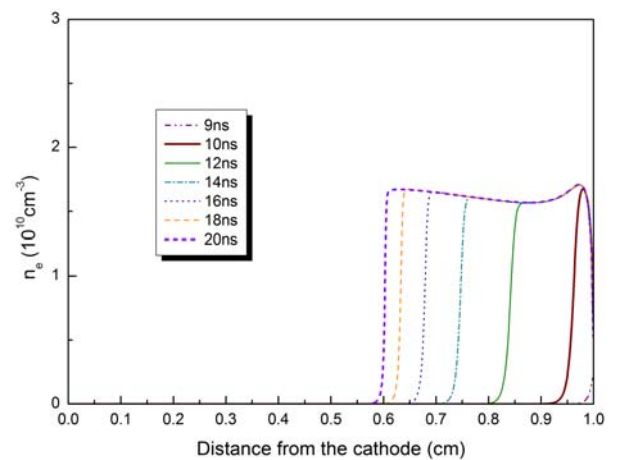


Figure 1. Electron density distributions at various times for the first 20 ns.

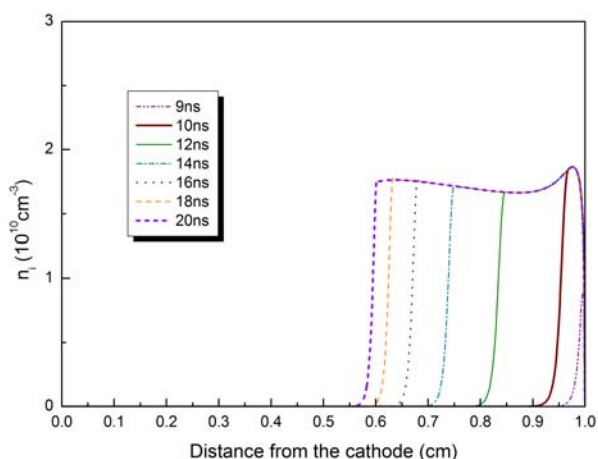


Figure 2. Ion density distributions at various times for the first 20 ns.

Figure 1의 전자 밀도와 비교해보면 전체적으로 조금 씩 더 큰 것을 확인 알 수 있으며, 또한 같은 시간에 두 밀도 분포를 비교해 보면 이온 밀도 분포가 전자 밀도 분포보다 음극 쪽으로 조금 더 전파되어 있음을 알 수 있다. 또한 10~20 ns 사이에서 2 ns 간격으로 그려진 전자 및 이온의 밀도 함수의 그래프를 보면 시간이 경과할수록 전파되는 속력이 느려지고 있음을 알 수 있다.

Figure 3은 0에서 100 ns 까지의 방전 전류를 나타낸 것으로 $t=9\sim 10$ ns에서 전류가 매우 급하게 증가하는 것을 보여주고 있다. 전자 사태로 전하 밀도가 급하게 증가하는 동안 방전 전류 또한 매우 가파르게 증가함을 보여 준다. 10 ns 이후에는 전류가 서서히 감소하는데, Figure 1과 2에서 볼 수 있는 것과 같이 밀도 분포가 전파되는 속력이 감소함에 따라 방전 전류도 감소하게 되는 것이다.

Figure 4는 460 ns까지 전자 밀도 분포를 나타낸 것이다. 20 ns까지 빠르게 음극 쪽으로 전파하던 전자 분포는 30 ns에서부터는 전체적인 분포는 더 이상 진행하지 않으며 약 1/5정도의 낮은 전자 밀도 분포가 마치 토끼발 모양으로 서서히 앞으로 전파하게 된다. Figure 3에서 20 ns와 30 ns 사이에서 방전 전류가 급격히 감소하는 것을 보아도 이것을 알 수 있다.

Figure 5는 460 ns까지 이온 밀도 분포를 나타낸 것이다. Figure 4와 비교해 보면 이온 분포가 전체적으로 음극 쪽으로 치우쳐 있다는 것을 알 수 있다. 특히 100 ns의 경우를 비교해 보면 마치 토끼발의 발톱이 쭉 자라나 있는 것처럼 이온의 분포는 음극 쪽으로 0.8 mm 정도 더 전진해

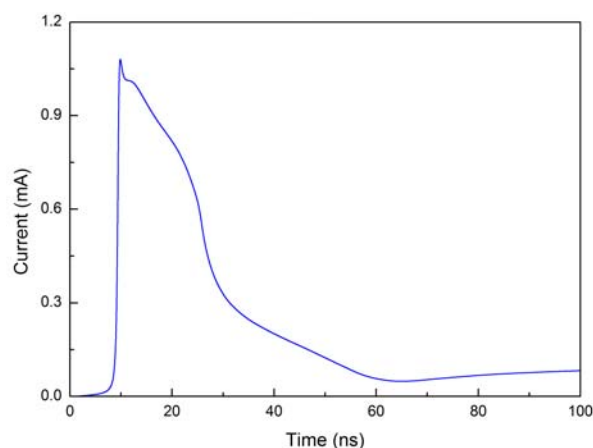


Figure 3. Discharge current for the first 100 ns.

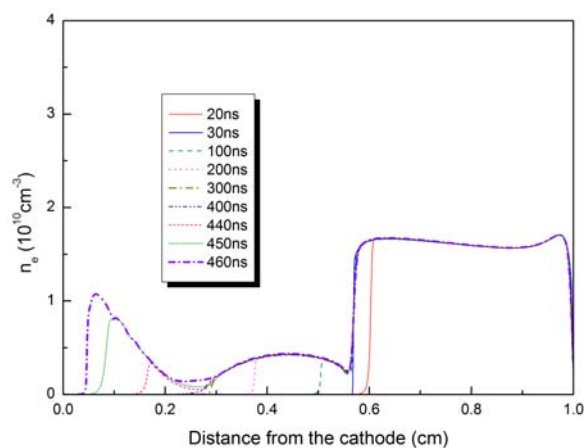


Figure 4. Electron density distributions at various times for the first 460 ns.

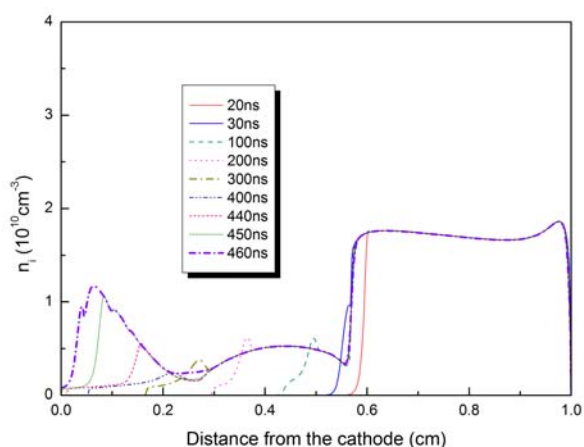


Figure 5. Ion density distributions at various times for the first 460 ns.

있는 것을 알 수 있다. 이와 같은 양상은 시간이 감에 따라 서도 지속되어 약 420 ns에는 이온이 먼저 음극에 도달하

게 된다. 이 때 전기장을 나타낸 Figure 6에서 보면 알 수 있듯이 음극 근방에는 강한 전기장 영역이 형성 되어있고, 이 영역에서 양전하를 띤 이온은 음극을 향해 빠르게 충돌하며 2차 전자가 방출되게 한다. Figure 4에서 400 ns 이후의 전자 밀도의 급작스런 증가는 이 2차 전자 방출로 설명할 수 있다. Figure 4와 5에서 보는 바와 같이 플라즈마는 0.6~1.0 cm 사이의 양극 근방에 주로 분포 되어 있는 것을 알 수 있다.

Figure 6은 460 ns까지 전기장을 나타낸 것이다. 양극에서부터 전기장의 세기가 최대인 지점까지의 영역에서는 플라즈마가 형성되어 있는 영역으로 전기장의 세기가 거의 0이 되는 것을 볼 수 있다. 460 ns에 이르면 두 전극 사이의 거의 전 영역에 걸쳐 플라즈마가 생성되어 있으므로 전기장은 음극 근방의 sheath를 제외하고는 거의 0이 되게

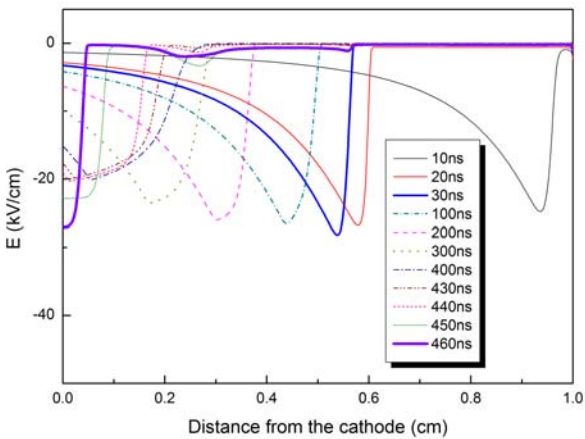


Figure 6. Electric field distributions at various times for the first 460 ns.

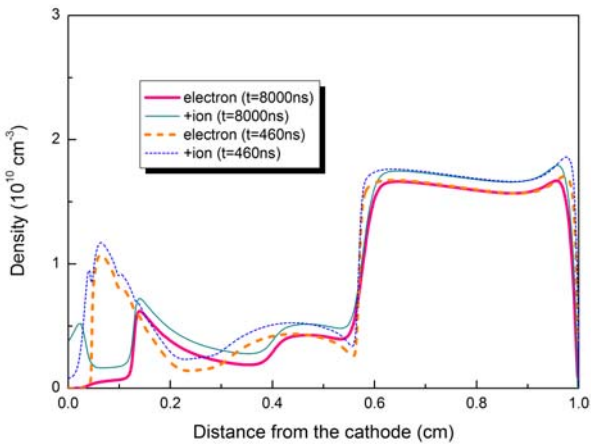


Figure 7. Electron and ion density distributions at 460 ns and 8000 ns.

된다. 이것은 sheath 영역을 제외한 전 영역에서 준중성인 플라즈마가 형성되어있다는 것을 나타낸다.

Figure 7은 460 ns와 8000 ns에서 전자와 이온의 밀도 분포를 각각 나타낸 것이다. Figure 4, 5에서 보이는 것처럼

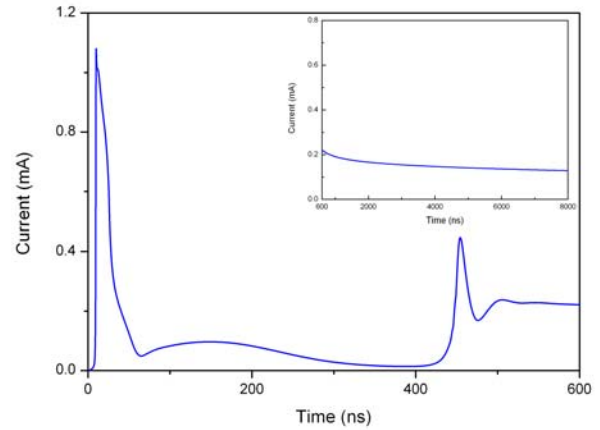


Figure 8. Discharge current for the first 600 ns.

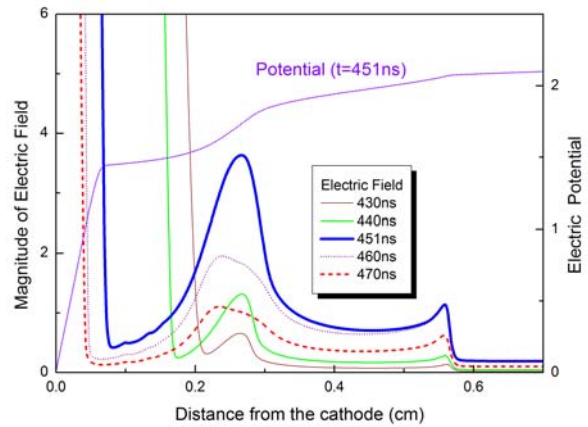


Figure 9. Representation of the double layer near 451 ns.

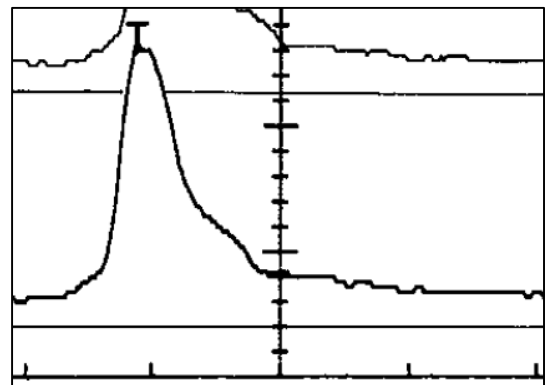


Figure 10. The current waveform in pure nitrogen at $p=50$ torr, $d=1$ cm (from [1]).

럼 음극 근방에서의 전자와 이온 밀도의 증가 및 음극 쪽으로의 전파는 460 ns 까지 지속된다. 음극 쪽의 sheath 영역에서는 전기장의 작용에 의해 이온들이 쌓이고, 이온들은 음극과 충돌하여 많은 수의 2차 전자 들을 생성하게 되며, 이 전자들은 다시 전기장의 작용으로 플라즈마 쪽으로 방출되게 된다. 이 때 방전 전류가 증가되며, 전하 밀도 분포는 음극 쪽으로 진행되는 것을 멈추고, 이 후로는 역 방향으로 진행하게 된다. 이와 같은 경향은 8000 ns 까지 계속된다.

Figure 8은 600 ns까지의 방전 전류를 나타낸 것이다. Figure 3에서 본 것처럼 10 ns에서 급격히 증가 했던 전류는 60 ns까지 급격히 감소한 후, 낮은 상태로 유지되다가 440 ns 근방에서 다시 급하게 증가한다. 앞서 언급한 것처럼 약 420 ns에 음극에 도달한 이온 들은 2차 전자를 방출시켜 전류를 급격히 증가시킨다. 전류는 460 ns 이후 다시 급격히 감소하며, 500 ns 이후부터 8000 ns가 될 때까지 약간씩 감소할 뿐 거의 변화 없이 유지된다. 즉, 10 ns에서 발생했던 전류의 충격파가 반 정도로 감소된 크기로 460 ns에서 다시 발생하게 된다. Figure 7의 전하 밀도 분포와 Figure 8의 방전 전류가 8000 ns 전후로 거의 변화되지 않는 것을 볼 수 있는데, 이때 플라즈마가 정상 상태에 이른 것으로 볼 수 있다.

Figure 9는 451 ns 전후에서의 전기장과 전위를 나타낸 것이다. 음극의 sheath에서 뿐만 아니라 0.3 cm 근방에서 전기장의 세기가 극대값을 갖는 더블 레이어(double layer)가 형성되는 것을 볼 수 있다. 430 ns에서 형성된 전기장의 돌출부는 시간이 갈수록 점점 커지게 되어 451 ns에서 최대값을 갖게 된다. 이것은 음극에서의 2차 전자 방출이 시작되면서 공간 전하의 분포가 달라지게 되어 생기는 현상으로 그와 동시에 음극 근방의 높은 전기장 영역의 폭도 줄어들게 된다. 451 ns에서 최대값에 도달한 전기장의 돌출부는 더 이상 자라나지 못하고 이후 급격히 감소하게 된다. Figure 8을 보면 이때 바로 전류의 충격파가 발생하게 되며, 급격히 증가 했던 전류는 다시 낮아지게 된다는 것을 알 수 있다. 이와 같은 더블 레이어 형성은 방전 전류가 계속 증가하는 것을 방지하여 전류의 최대값을 제한하며, 동시에 음극 sheath의 폭도 제한하는 효과를 준다. 이는 참고문헌 [1]의 연구에서 제시된 결과와 일치되는 것이며, 이미 Langmuir[16]에 의해 연구된 바 있다.

Figure 10은 참고문헌 [1]에 있는 압력 50 torr, 전극 사

이 간격 1 cm 일 때의 질소 방전의 실험에서 측정된 전류를 나타낸 것이다. 방전 전류의 충격파가 형성되어 있는 것을 알 수 있으며, 이를 Figure 3의 계산 결과 얻어진 전류의 모양과 비교하면 정성적으로 잘 일치하는 것을 알 수 있다.

IV. 결 론

중간 압력(50 torr)에서 침-평판(point-plane)형 질소 방전에 대해 시뮬레이션을 수행하였다. 이를 위해 개발된 준 2차원 유체 모델에서는 FE-FCT 방법으로 전자와 이온의 연속방정식의 해를 구하였으며, 디스크 방법을 적용하여 준 2차원적으로 푸이송 방정식을 풀어 전기장을 계산하였다.

침모양의 양극 근방에서 처음 발생된 이온화 현상은 일종의 이온화 파동이 되어 음극을 향해 빠르게 전파되어 나아간다. 음극으로부터 약 0.6 cm 에 도달한 이 파동은 앞서 보다 매우 약하게 되고, 속력 또한 매우 감소하여 느리게 전파되기 시작한다. 이온들이 음극에 도달한 420 ns 근방에 이르러서는 2차 전자가 방출되기 시작되고, 공간의 전하 분포를 바꾸어 더블레이어를 형성한다. 이 더블레이어의 피크 부분은 시간이 지남에 따라 점점 커지다가 한계 값에 도달하게 되면 더 이상 커지지 못하고 줄어들게 된다. 이 때 방전 전류의 충격파가 발생된다. 이 후 음극 쪽의 sheath를 제외한 전 영역에 준중성의 플라즈마가 형성되어 안정된 상태로 유지된다. 이 결과는 실험적 결과와 정성적으로 일치하는 것을 보여준다.

감사의 글

본 연구는 2005년 인천대학교 자체연구비 지원에 의하여 수행되었음.

참고문헌

[1] A. E. Ercilbengoa, J. F. Loiseau and N. Spyrou. J. Phys. D: Appl. Phys. **33**, 2425 (2000).
 [2] E. E. Kunhart and Y. Tzeng, Phys. Rev **38**, 1410

- (1988).
- [3] R. Morrow and J. J. Lowke, *J. of Phys. D: Appl. Phys.* **30**, 614 (1997).
- [4] A. A. Kilikovsky, *J. of Phys. D: Appl. Phys.* **30**, 1515 (1997).
- [5] W. H. Koh, I. H. Park, *J. Kor. Phys. Soc.* **41**, 920 (2002).
- [6] 엄환섭, *한국진공학회지*, **15**, 117 (2006).
- [7] A. E. Ercilbengoa, N. Spyrou and J. F. Loiseau, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **34**, 584 (2001).
- [8] 박승자, 박인호, 고육희, *한국진공학회지*, **13**, 132, (2004).
- [9] S. Potamianou, N. Spyrou and J. F. Loiseau, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **35**, 1373 (2002).
- [10] J. P. Borris and D. L. Book, *J. Comput. Phys.* **11**, 38 (1973).
- [11] A. J. Davies, C. S. Davies and C. J. Evans, *Proc. IEEE.* **118**, 816 (1972).
- [12] J. Dutton, *J. Phys. Chem. Ref. Data* **4**, 664 (1975).
- [13] S. C. Brown, *Basic Data of Plasma Physics*, (Cambridge, NA: MIT, 1966).
- [14] N. Satto, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **13**, L3 (1980).
- [15] Yu. P Raizer, *Gas Discharge Physics*, (Berlin: Springer, 1991).
- [16] I. Langmuir, *Phys. Rev.* **33**, 954 (1991).
- [17] 고육희, 박인호, *한국진공학회지*, **17**, 511 (2008).

Numerical Simulation of Nitrogen Discharge at Medium Pressure between Point-Plane Electrodes

Wook Hee Koh^{a*} and In-Ho Park^b

^a*Department of Computer and Physics, Hanseo University, Chungnam 356-706*

^b*Department of Physics, University of Incheon, Incheon 402-749*

(Received October 14, 2008, Revised November 18, 2008, Accepted November 25, 2008)

The numerical simulation of point-to-plane discharge of nitrogen at medium pressure has been achieved by a quasi-2d numerical model. In the model, we calculate the distributions of electric charges which are varying as temporal and space and determine the electric field depending on space charge distribution by solving Poisson's equation. The continuity equations are treated numerically by using FCT (Flux-Corrected Transport) Algorithm and FEM (Finite Element Method). The numerical simulation results make us to understand the physical characteristics of nitrogen discharge at 50 torr. The comparison with experimental results[1] shows a good qualitative agreement.

Keywords : Nitrogen discharge, Numerical simulation, FCT, FEM, Point-to-plane

* [E-mail] whkoh@hanseo.ac.kr