

The Analysis of the Negative Streamer Including Photoionization Effect

宋奉植\* · 閔雄基\*\* · 李皙賢\*\*\*  
 (Bong-Shik Song · Woong-Kee Min · Seok-Hyun Lee)

**Abstract** - The transition avalanche to streamer are presented in atmospheric pressure nitrogen. The results of two-dimensional simulation are obtained by using Finite Elements Method combined with Flux Corrected Transport algorithm(FEM-FCT). We modeled the negative streamer which enables to propagate without and with photoionization. The results of simulation without photoionization and with photoionization are compared. We show that photoionization plays important roles not only in streamer formation but also in streamer propagation.

**Key Words** : Streamer, FEM, Element Method, Flux Corrected Transport, Photoionization.

1. 서 론

스트리머 현상은 높은 압력과 긴 전극간격에서 발생하는 가스방전현상이다. 이러한 방전현상에 대한 수치해석 논문이 많이 보고되어 왔다[1][2]. 그리고 최근에는 스트리머 현상에 의하여 생성된 화학 활성종을 이용한 오염물질제거에 대한 응용이 많이 연구되고 있다[3]. 스트리머는 긴 전극간격에서 일어나지만 수치해석 시간을 고려하여 본 연구에서는 비교적 짧은 전극간격을 모델로 하여 높은 전압을 인가하여 전자사태에서 스트리머로의 천이를 모델링 하였다.

단일 가스에 비하여 혼합가스(공기)에서는 많은 화학적 계산이 중요하다. 그러나 공기는 화학종이 많으며 각각의 화학 종에 대한 물리적 성질이 정확하게 알려져 있지 않아서 본 연구는 단일 가스인 질소를 배경가스로 사용하였다.

절연과피에 있어 광전리현상(photoionization)은 전자의 생성에 중요한 파라메타로 작용한다. 광전리현상을 고려하려면 많은 계산량과 메모리가 필요하므로 보통 무시하거나 근사화해 왔다[4]. 그러나 본 논문에서는 평판대 평판 전극 구조에서 광전리 없이 스트리머로 천이할 수 있는 음극성 모델과 광전리를 고려한 모델을 비교하여 그 현상을 설명하였다. 전자사태에서 스트리머로 천이하는 수 nano 초 시간 범위에서는 전자만의 운동으로 생각할 수 있다. 즉 이온과 중성입자들은 정지상태로 가정할 수 있다.

기체방전을 해석할 때는 하전입자에 대한 연속방정식과 포아송(Poisson)방정식을 푸는 과정이 필요하다. 연속방정식

은 대류항이 지배적인 1차의 쌍곡선 형태이므로 그 해는 공간에 대해 매우 큰 변화율을 가지게 되며 큰 변화율을 가지는 해석영역에 있어서는 높은 해상도를 요구하게 된다. 구조화된 요소망을 사용하는 유한차분법의 경우는 불필요한 영역에서 계산시간이 증가된다. 이러한 문제에 대해 계산시간을 줄이면서 정확한 해를 구하기 위해서 본 연구에서는 유한차분법에 기초한 Flux-corrected Transport 알고리즘을 유한요소법(Finite Element Method)에 적용한 FEM-FCT를 사용하였다[4].

본 논문에서는 기체방전현상에 대한 모델을 도입하고 이 모델을 유한요소법에 적용하여 광전리효과를 고려한 경우와 고려하지 않은 결과와 비교 분석하였다.

2. 기체방전 모델

스트리머의 생성과 진행에 대한 지배방정식은 하전입자의 연속방정식과 포아송( Poisson )방정식이다. 지배방정식은 다음과 같다.

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot ( n_e v_e ) - \nabla \cdot ( D \nabla n_e ) = d v_e | n_e + S_p \tag{1}$$

$$\frac{\partial n_p}{\partial t} = d v_e | n_e + S_p \tag{2}$$

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

$$E = - \nabla \phi \tag{4}$$

식(1)~(4)에서 t는 시간,  $n_e$ ,  $n_p$ 는 전자, 이온의 밀도이다. 시간간격은 0.001[nsec]로 하였다. 식 (1)과(2)의 우측항

\* 準 會 員 : 日 本 京 都 大 電 子 工 學 科 博 士 課 程  
 \* 準 會 員 : 大 學 電 氣 工 學 科 博 士 課 程  
 \*\*\* 正 會 員 : 仁 荷 大 電 氣 工 學 科 教 授 · 工 博  
 接 受 日 子 : 2000年 9月 4日  
 最 終 完 了 : 2001年 4月 20日

은 이온화에 의해 생성되는 항과 광전리에 의해서 생성되는 항을 나타낸 것이다.

광전리현상에 대한 모델은 Kulikovsky에 의해 제시된 방법을 적용하였다[2]. Zheleznyak의 이론에 따르면 외부인가 전계에 의해 가속된 전자는 질소가스를 여기시키며 이때 여기된 질소분자는 기저상태로 천이하면서 자외선을 방사하게 된다[5]. 이때 방사된 광자를 질소분자가 흡수하는 것이 아니라 불순물인 산소분자가 대부분 흡수하게 된다. 즉 광전리현상은 불순물인 산소분자가 일으킨다. 본 논문에서는 순수한 질소가스를 모델링 하였으나 질소가스 방전에 영향을 주지 않는 산소 0.5%를 첨가하여 광전리를 고려한 기체방전을 모델링 하였다. Kulikovsky방법에서는 광전리를 고려할 때 일정한 반경내의 절점을 균일한 source로 가정하여 Z에 대한 적분으로 간략화한 방법을 사용하였다. 그러나 본 연구에서는 충분한 메모리를 사용하여 모든 요소를 광전리의 source와 target으로 하였다.

그리고  $v_e, a, D$  는 전자의 drift 속도, 이온화 계수와 전자의 확산계수이며 다음과 같다[6][7].

$$a = 5.7 p \times \text{Exp}(-260P/E) \text{ [cm]} \quad (5)$$

$$\mu_e = 2.9 \times 10^5 / P \text{ [cm}^2/\text{Vs]} \quad (6)$$

$$v_e = -\mu_e E \text{ [cm/s]} \quad (7)$$

$$D_L = 1800 \text{ [cm}^2/\text{s]} \quad (8)$$

$$D_T = 2190 \text{ [cm}^2/\text{s]} \quad (9)$$

$\mu_e, D_L, D_T$ 는 전자의 mobility, 종방향확산계수, 횡방향확산계수이며 P는 기체압력[Torr]를 나타낸다. 그리고 전자에 비해 이온의 drift 속도와 확산계수는 매우 작고 스트리머의 진행시간이 수 nano 초이기 때문에 무시하였다. 한편 포아송 방정식은 전자와 이온의 합이 source항으로 작용한다. 식(3)과 (4)에서  $\phi$  는 전위, E는 전계,  $\epsilon_0$ 은 유전율, e는 기본전하량이다.

원통좌표계(r, z)에서 초기밀도조건으로 가우시안 분포(Gaussian distribution)를 갖는 중성 플라즈마를 음극표면에 위치시켰다.

$$n_e |_{t=0} = n_p |_{t=0} = n_0 \exp\left[-\left(\frac{r}{\sigma_r}\right)^2 - \left(\frac{z-d}{\sigma_z}\right)^2\right] \quad (10)$$

d는전극간격 0.25[cm],  $n_0 = 1.0 \times 10^8 [\text{cm}^{-3}]$ ,  $\sigma_r = 0.002$  [cm],  $\sigma_z = 0.004$  [cm]로 하였다. 초기의 전자수는 약 35개이다. 본 모델에서는 전자사태에서 스트리머로 천이를 시뮬레이션하기 위하여 Vitello[8]가 사용한 경계조건과 다른 불연속 경계조건을 사용하였다. 이와 같은 경계조건을 몬테카를로방법(Monte Carlo Method)을 통해 얻은 Guo의 초기조건[9]과 비슷하다.

식(3)에서 전위에 대한 경계조건은 다음과 같다.

$$\frac{\partial V}{\partial r} \Big|_{r=0} = 0 \quad ; \quad \frac{\partial V}{\partial r} \Big|_{r=R} = 0$$

$$V|_{z=0} = V_0 \quad ; \quad V|_{z=d} = 0 \quad (11)$$

여기서 R은 계산영역이며 d는 전극간격,  $V_0$ 는 인가전압이다. 스트리머는 축을 따라 발전하므로 축을 따라서는 요소망을 세밀하게 분할하여 공간전하를 고려하여 전계를 구하였다. 구조화된 요소를 사용하는 유한차분법에 비하여 유한요소법은 필요한 영역을 세밀하게 분할함으로써 불필요한 계산을 줄일 수 있다. 그리고 연속방정식에서는 유한차분법에 적용해온 FCT를 FEM-FCT 알고리즘을 이용하여 각각의 밀도를 구하였다.

### 3. 결 과

본 논문에서 사용한 전극구조는 평판대 평판 구조로 전극간 거리는 0.25[cm], 전극의 크기는 반지름 0.25[cm]의 원판으로 가정하였다. 가스조건은 대기압 P=760Torr, 가스온도 T=300K(질소가스밀도  $2.45 \times 10^{19} [\text{cm}^{-3}]$ )이며, 인가 전압은 14[kV]이다. 그림 1은 평판 대 평판 모델 요소 분할도이며 축대칭으로 가정하고 반쪽 단면만을 고려하였다. 총 절점수는 5191개, 총 요소수는 10,036개다. 그림 1에서 알 수 있듯이 음극부근을 세밀하게 분할하면서 r=0인 z축을 따라 조밀하게 요소를 분할하여 배치하였다. 이는 전자의 밀도가 축을 따라 급격한 변화율을 가지기 때문이다.

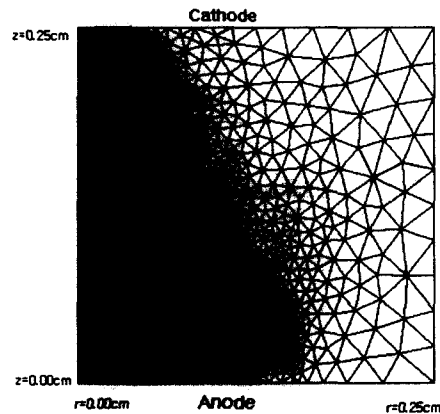


그림 1 평판대 평판 전극에서의 요소망  
Fig. 1 Mesh for parallel-plane electrode

그림 2와 3은 각각 광전리를 고려하지 않은 경우와 고려한 경우의 축상에서 전계의 세기를 시간에 따라 나타낸 것이다. 전자사태에서 스트리머로 발전함에 따라 스트리머 내부에서는 외부 인가전계가 차폐되어서 일정한 전계를 유지하고 있음을 알 수 있다. 초기에는 그림2와 3이 비슷한 진행을 보이거나 6 [nsec]이후에서는 광전리를 고려한 경우는 양방향으로 확장하는 현상을 알 수 있다. 광전리를 고려하지 않았을 경우는 전자가 음극에서 양극으로 진행하면서 주로 이온화에 의한 전자사태는 앞부분에서 일어난다. 그리고 이온화과정을 통하여 남은 이온은 정지하고 있다. 그러므로 음극방향으로 전계는 확장되지 않는다. 한편 광전리를 고려

하는 경우는 처음에 낮은 밀도를 가지므로 비교적 광전리효과가 방전에 기여하는 바가 적다. 그러나 이온화를 통하여 전자밀도가 증가함에 따라 광전리는 전체 방전에서 중요한 역할을 하게 된다. 음극쪽의 전계 세기가 점점 증가하면서 이온화율도 증가하게 되므로 스트리머는 양극으로 진행할 뿐만 아니라 음극으로도 진행하게 된다.

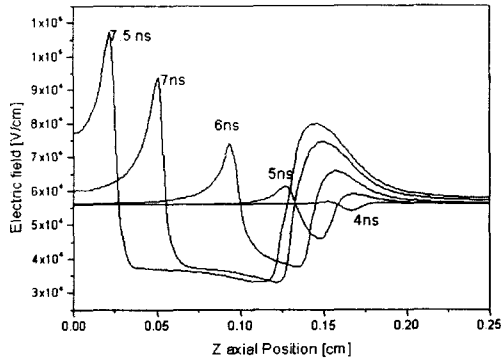


그림 2 Z축상에서의 시간에 따른 전계의 분포-광전리가 없는 경우  
**Fig. 2** Electric field distributions along Z axis -without photoionization

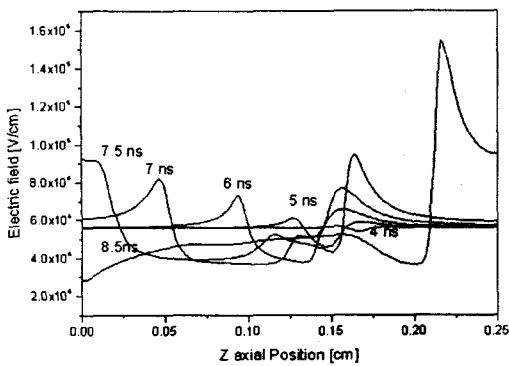


그림 3 Z축상에서의 시간에 따른 전계의 분포-광전리가 있는 경우  
**Fig. 3** Electric field distributions along Z axis -with photoionization

그림 4와 5는 축상에서의 시간에 따른 전자의 밀도를 나타낸 것이다. 광전리를 고려하지 않은 경우인 그림 4에서는 전자가 음극에서 양극으로 전자사태에 의해 밀도가 시간이 흐름에 따라 증가되고 있음을 알 수 있다. 그리고 6 nsec 이후에는 어느 정도 내부에 균일한 전자밀도가 존재함을 알 수 있다. 이는 스트리머 내부가 중성 플라즈마 상태를 유지하기 때문이다. 한편 광전리를 고려한 경우인 그림 5에서는 초기에는 광전리효과가 그다지 많은 영향을 미치지 못하지만 전자의 밀도가 커짐에 따라 광전리효과가 주요하게 작용한다. 따라서 광전리를 고려한 경우는 초기에는 음극에서 양극으로 진행하지만 광전리효과가 커짐에 따라 양

극으로 진행되는 스트리머(Anode-Directed Streamer)와 음극으로 진행되는 스트리머(Cathode-Directed Streamer)가 공존하게 된다. 이는 유한차분법에 기초한 Guo의 논문[9]에서도 이와 같은 현상을 시뮬레이션하였다. 그러나 Guo의 결과에서는 광전리현상을 1차원으로 근사화하였으며 비교적 절점수가 적기 때문에 높은 해상도를 갖는 2차원 시뮬레이션 결과를 얻지 못하였다.

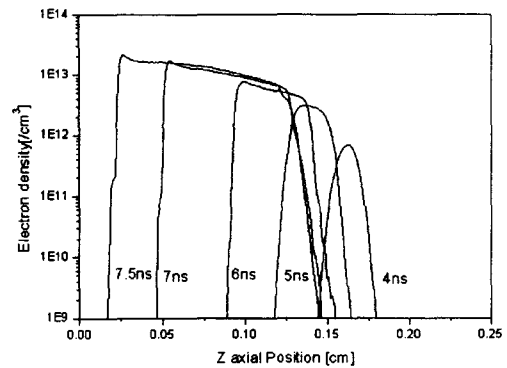


그림 4 Z축상에서의 시간에 따른 전자밀도 분포-광전리가 없는 경우  
**Fig. 4** Electron density distributions along Z axis -without photoionization

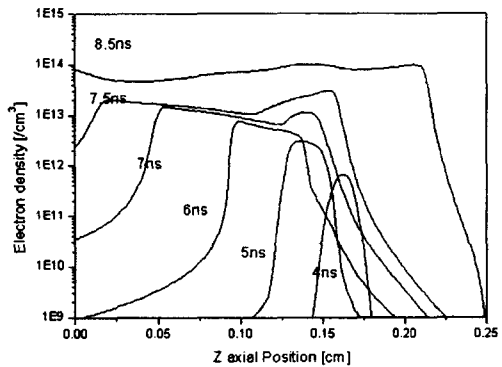


그림 5 Z축상에서의 시간에 따른 전자밀도 분포-광전리가 있는 경우  
**Fig. 5** Electron density distributions along Z axis -with photoionization

그림 6은 시간에 따른 전자의 밀도분포를 2차원으로 나타낸 것이다. 각 그림에서 (a)는  $2 \times 10^{11} [\text{cm}^{-3}]$ , (b)는  $5 \times 10^{11} [\text{cm}^{-3}]$ , (c)는  $1 \times 10^{12} [\text{cm}^{-3}]$ , (d)는  $2 \times 10^{12} [\text{cm}^{-3}]$ 의 등간격으로 그린 것이다. 또한 위의 값들은 최외곽 등고선의 밀도를 나타낸다. 초기조건은 가우시안 분포로 낮은 전자밀도를 갖도록 분포시켰다. 초기에는 이온화에 의한 전자사태로 밀도가 점점 증가함을 알 수 있다. 광전리를 고려하지 않은 경우에는 스트리머가 음극에서 양극으로 진행하고 있음을 알 수 있다. 식(5)에서 전계의 증가는 급격한 이온화를 일으

키브로 전자는 음극에서 양극으로 진행하면서 이온화를 통해서 전자의 밀도가 증가하게 된다. 그리고 양극에 도달한 전자는 양극에 흡수되고 도달직전에는 스트리머 헤드부분에 높은 전계가 형성된다. 광전리를 고려하지 않는 경우는 음극으로 진행할 수 있는 소스가 없기 때문에 양극에서 음극으로 발전하는 스트리머는 형성되지 않는다. 한편 전자는 Z축으로 확장뿐만 아니라 R축으로도 확장되고 있음을 알 수 있다. 이는 공간전하에 의해 생긴 r축방향의 전계와 확산에 의해서 r축으로 확장되기 때문이다.

분포를 나타낸 것이다. 식(1)과 (2)에서 광전리효과에 의해 생기는 전자  $S_p$  는 다음과 같다[2].

$$S_p = K \frac{\exp(-\chi r)}{r^3} \tag{12}$$

$K, \chi, r$ 는 각각 실험상수, 흡수계수, 광자로부터 거리이다. 광전리효과는 식(12)에서 알 수 있듯이 거리에 따라 급격히 감소한다. 한편 7 [nsec]에서 음극과 양극 방향으로 생성되는 전자가 증가하고 있음을 알 수 있다. 이는 광전리효과를 고려할 경우 얻을 수 있는 결과이며 점점 음극방향으로의 생성량이 증가하고 있다. 이와 같이 광전리효과는 스트리머의 진행방향에 많은 영향을 주게 된다.

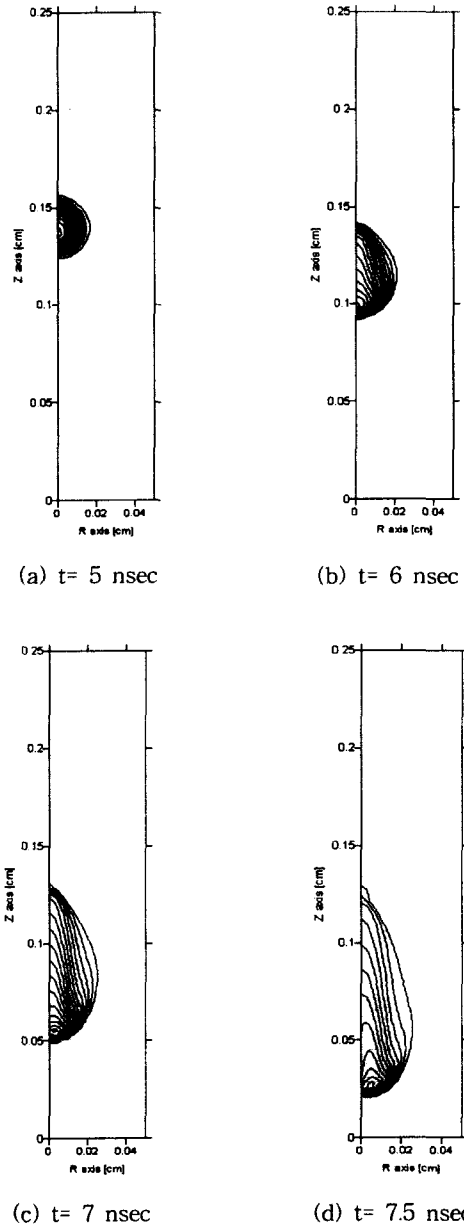


그림 6 시간에 따른 전자밀도 분포-광전리가 없는 경우  
**Fig. 6** Electron density distributions at various times -without photoionization

그림 7은 시간에 따른 광전리에 의해 생성된 전자의 밀도

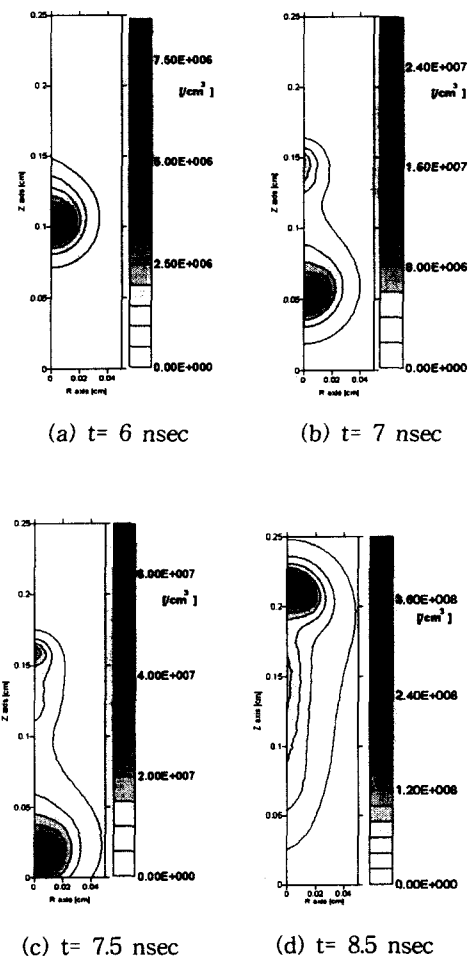
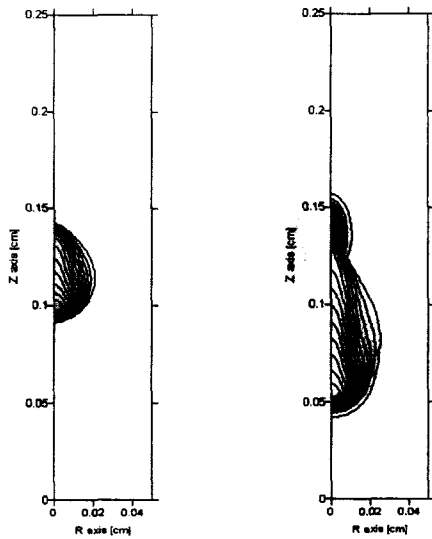


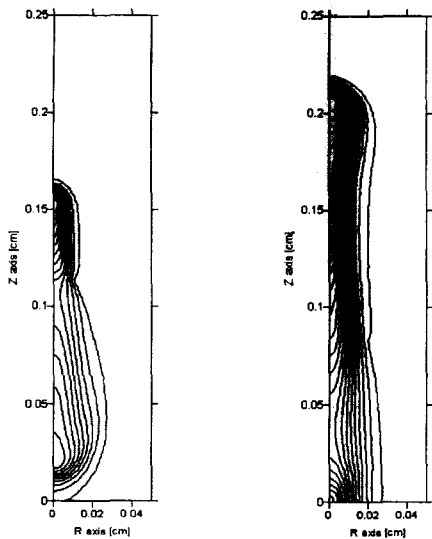
그림 7 시간에 따른 광전리에 의해 생성된 전자밀도분포  
**Fig. 7** Electron density distributions generated due to photoionization at various times

그림 8은 광전리를 고려하는 경우 전자의 밀도분포를 나타낸 것이다. 각 그림에서 바깥 외곽선부터 (a)는  $5 \times 10^{11} / \text{cm}^3$ , (b)는  $1 \times 10^{12} / \text{cm}^3$ , (c)는  $2 \times 10^{12} / \text{cm}^3$ , (d)는  $5 \times 10^{12}$

[/cm<sup>3</sup>]의 등간격으로 그린 것이다. 6 nsec까지는 그림 6과 비슷하게 양극쪽으로 진행한다. 그러나 이후에는 광전리효과가 커져 음극으로도 스트리머가 진행함을 알 수 있다. 이와 같은 효과는 그림 7의 (b)에서도 알 수 있다. 7.5 [nsec] 이후에는 양극에 도달한 전자와 이온화에 의해 생성된 이온은 거의 같은 밀도인 중성플라즈마 상태를 유지하게 된다. 이러한 중성플라즈마 상태는 기존의 많은 수치해석 논문 [1][2]의 양극성 스트리머 시뮬레이션의 초기상태와 같다. 따라서 이후에는 양극성 스트리머(Positive Streamer)의 전형적인 특징을 보이고 있다.



(a) t = 6 nsec (b) t = 7 nsec



(c) t = 7.5 nsec (d) t = 8.5 nsec

그림 8 시간에 따른 전자밀도 분포-광전리가 있는 경우  
Fig. 8 Electron density distributions at various times -with photoionization

한편 원통좌표계(r,z)에서 전자총수(total number of

electron)는 다음과 같다.

$$N(t) = 2\pi \int_0^\infty \int_0^\infty n_e(r, z, t) r dr dz \approx 2\pi \sum_{e=1}^{1036} n_e(t) R_e A_e \quad (13)$$

R<sub>e</sub>는 Z축으로부터 거리를 나타내고 A<sub>e</sub>는 요소의 면적을 나타낸다. 그림 9는 시간에 따른 전자갯수를 log크기로 나타낸 것이다. 약 6 [nsec] 이후에는 전자수가 약 10<sup>8</sup> 정도 되는 전자사태에서 스트리머로 천이하는 조건을 만족한다 [10]. 광전리를 고려하는 경우는 전자밀도가 커짐에 따라 광전리효과의 기여도가 증가하여 광전리를 고려하지 않은 경우에 비해 총 전자수도 많이 증가하게 된다.

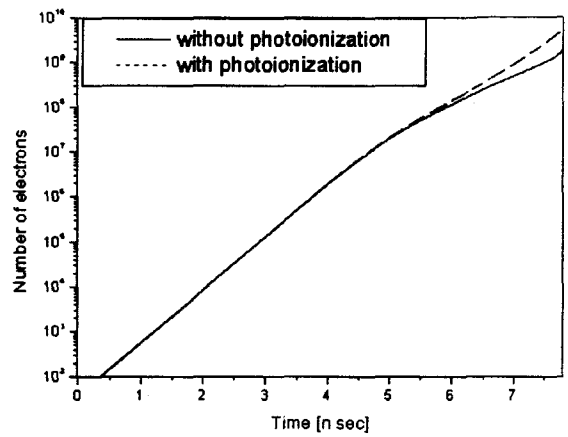


그림 9 시간에 따른 전자갯수  
Fig. 9 Total number of electrons at various times

### 3. 결론

본 연구는 질소를 배경가스로 2차원 가스방전해석에서 연속방정식과 포아송방정식을 푸는 과정을 기존의 유한차분법이 아니라 유한요소법에 기초한 FEM-FCT 기법을 이용하였다. 구조화되지 않은 요소를 사용함으로써 계산 시간을 줄임과 동시에 필요한 영역에서 높은 해상도를 갖는 결과를 얻었다. 그리고 2차원적인 광전리효과를 고려 하였으며 광전리효과를 고려하지 않는 경우와 고려하는 경우와의 물리적인 차이를 기술하였다. 초기에는 비슷한 양상을 보이나 광전리효과가 커짐에 따라 음극성 스트리머와 양극성 스트리머가 동시에 생성됨을 알았으며 광전리효과를 시뮬레이션을 통하여 확인할 수가 있었다. 이와 같은 결과는 기존의 유한차분법을 이용한 수치해석논문에 비해 높은 해상도를 갖으며 향후에 질소 뿐만 아니라 공기에서의 화학적 반응을 고려한다면 실제 대기압상태에서의 기체방전현상 즉 물리적, 화학적 성질을 규명할 수 있을 것으로 기대된다.

**감사의 글**

본 연구는 기초전력연구소 중기과제 (과제제목 : 플라즈마를 이용한 발전플랜트의 환경개선) 연구비 지원에 의하여 이루어진 연구로서 관계부처에 감사 드립니다.

**참 고 문 헌**

[1] R. Morrow and J. J. Lowke, "Streamer propagation in air", Journal of Physics D: Applied Physics, vol. 30, pp. 614-627, 1997.

[2] A. A. Kulikovskiy, "Two dimensional simulation of positive streamer in N2 between parallel-plate electrodes", Journal of Physics D: Applied Physics, vol.28, pp.2483-2493, 1995

[3] Akira Mizuno, " NOx Removal Process Using Pulsed Discharge Plasma", IEEE Transactions on Plasma Science, vol. 31, no. 3, pp. 957-962, 1995.

[4] 민웅기, 김형석, 이석현, 한송엽, "FEM-FCT 기법을 이

용한 코로나 방전 시뮬레이션에 대한 연구", Trans. KIEE, vol 48 no. 3, pp. 200-208, 1999.

[5] E. M. Bazelyan and Yu. P. Raizer, Spark Discharge, CRC press, pp. 72-75, 1997

[6] A. J. Davies, C. S. Davies and C. J. Evans "Computer simulation of rapidly developing gaseous discharge", Proceeding of IEE, vol. 118, pp. 816-823, 1971.

[7] J. Dutton, "A survey of electron swarm data", Journal of Physical Chemistry Reference Data, vol.4, p.664,1975.

[8] P. A. Vitello, B. M. Penetrante, and J. N. Bardsley, Simulation of negative-streamer dynamics in nitrogen, Physical Review E, vol 49. no 6, pp. 5574-5598, 1994

[9] J. M. Guo and C. H. Wu, Streamer Radius Model and Its Assessment Using Two-Dimensional model, IEEE Transactions on Plasma Science, vol. 24, no. 6, pp.1348-1357, 1996

[10] H. Reather, "Electron Avalanches and Breakdown in Gases", Butterworth, London, 1964[1]

**저 자 소 개**



**송 봉 식 (宋奉植)**

1972년 10월 10일 생. 1998년 인하대 전기공학과 졸업. 2001년 동 대학원 전기공학과 졸업(석사). 2001년~현재 교토대 전자물성공학전공 박사과정  
Tel : +81-75-753-5298, Fax : +81-75-751-1576  
E-mail : songwiz@dreamwiz.com



**이 석 현 (李植賢)**

1963년 2월 3일 생. 1985년 서울대 전기공학과 졸업. 1987년 동 대학원 전기공학과 졸업(석사). 1993년 동 대학원 전기공학과 졸업(공학박사). 1993년-1995년 현대전자 반도체연구소 선임연구원. 1995년-현재 인하대 전자전기공학부 부교수.  
Tel : 032-860-7392, Fax : 032-863-5822  
E-mail : plasma@inha.ac.kr



**민 웅 기 (閔雄基)**

1971년 6월생. 1995년 서울대 전기공학과 졸업, 1997년 동 대학원 전기공학과 졸업(석사). 1999년 8월 동 대학원 전기공학부 박사 수료. 현 동대 박사과정  
Tel : 02-880-7261, Fax : 02-878-1452  
E-mail : corotron@korea.com