

혼성 유체-입자(몬테칼로)법을 이용한 유사스파크 방전의 기동 특성 해석

11-7-12

Analysis on the Ignition Characteristics of Pseudospark Discharge Using Hybrid Fluid-Particle(Monte Carlo) Method

심재학*, 주흥진*, 강형부*

(Jae-Hak Shim, Heung-Jin Ju, Hyung-Bu Kang)

Abstract

The numerical model that can describe the ignition of pseudospark discharge using hybrid fluid-particle(Monte Carlo) method has been developed. This model consists of the fluid expression for transport properties of electrons and ions and Poisson's equation in the electric field. The fluid equation determines the spatiotemporal dependence of charged particle densities and the ionization source term is computed using the Monte carlo method. This model has been used to study the evolution of a discharge in Argon at 0.5 torr, with an applied voltage of 1kV. The evolution process of the discharge has been divided into four phases along the potential distribution : (1) Townsend discharge, (2) plasma formation, (3) onset of hollow cathode effect, (4) plasma expansion.

From the numerical results, the physical mechanisms that lead to the rapid rise in current associated with the onset of pseudospark discharge could be identified.

Key words(중요 용어) : Hybrid Fluid-Particle Method(혼성 유체-입자법), Poisson Equation(포아송 방정식), Ionization Source Term(전리 소스항), Monte Carlo Method(몬테칼로법)

1. 서 론

최근 많은 기술분야에서 시간적·공간적인 에너지 집중에 대한 요구가 점차 증대되고 있으며, 이 분야에 펄스 대전류를 사용하고 있다. 이러한 대전류는 상용 전력계통에서 직접 얻는 것이 곤란하므로, 일반적으로 작은 전력을 에너지 축적 시스템에 저장한 후, 이를 짧은 시간에 방출함으로써 얻을 수

있다. 이를 위해서는 고전압·대전류를 제어할 수 있는 고속의 대전류 스위치가 중요한 역할을 하므로, 펄스파워 기술의 개발은 전적으로 스위치 기술에 의존한다고 할 수 있다. 현재 많이 이용되는 고속의 대전류 스위치로는 고압 방전 갭, 이그니트론, 사이러트론등이 있으나, 이러한 스위치들은 전극의 손상이 심해 반복율이 좋지 않거나, 전류밀도에 제약을 받는 등 효율적이지 않다.

유사스파크 방전은 중성화된 플라즈마 상태에서 공간 전하에 의한 입자 가속 여부를 조사하는 과정에서 발견되었는데, 전극의 손상이 적으므로 펄스파워의 대전력 스위치에 적합하다. 다른 대전력 스위치에 비해 유사스파크 스위치는 전압을 인가한 후 전류 상승이 매우 빠르고, 대전력에서 높은 반복율

* : 한양대학교 공대 전기공학과

(서울 성동구 행당동 17, Fax:02-297-1569

E-mail: hbkang@email.hanyang.ac.kr)

1998년 3월 21일 접수, 1998년 5월 26일 심사완료

을 가지며, 전극의 손상이 거의 없으므로 수명이 길고, 또한 대전류 단계의 지속이 microsecond 또는 그 이상 길게 나타나는 등 새로운 종류의 대전력 스위치로 관심을 끌고 있다. 또한 대전류 방전으로 전이될 때 강한 전자빔과 이온빔, x-ray를 발생시킬 수 있어서 재료의 미세 가공과 하전입자 빔원으로도 흥미를 끈다¹⁻⁶⁾. 유사스파크 방전을 일으키는 가장 간단한 구조로는 전극의 중심에 구멍이 있고, 전극은 중공(hollow)형태로 이루어진 평행 평판 전극이다. 또한 중심 구멍의 크기는 전극의 크기에 비해 아주 작다.

본 연구는 중공음극 구조를 갖는 유사스파크 방전에서 플라즈마가 중공음극 내부에서 어떻게 성장하는지를 이해하고, 시간이 흐름에 따라 크게 변화하는 전계에 의한 하전입자의 거동 및 전리의 동향을 파악하여 유사스파크 방전의 진전 과정에 대한 물리적 메카니즘을 수치해석을 통하여 규명해 내는 것을 목적으로 하고 있다.

이러한 유사스파크 방전의 현상을 고찰하기 위한 방법으로 유체법과 입자법이 있으나, 유체법⁷⁾만으로는 계산시간은 단축할 수는 있으나, 고에너지 전자에 의한 충돌현상을 정확히 설명할 수 없고, 국부전계근사를 시스영역에까지 적용하기에는 무리가 있으며, 중공음극의 중요한 특성인 전자의 진자효과⁸⁾를 확인할 수 없다. 또한, 입자법만을 사용하면 시스에서 가속된 고에너지 전자의 해석이 정확한 반면, 계산시간이 너무 오래 걸리고, 모든 입자를 추적한다는 것은 거의 불가능하다⁹⁾.

따라서 본 연구에서는 유체법과 입자법을 결합하여 사용함으로써 빠른 전자에 의한 전리현상과 중공음극 구조에 의한 효과를 계산하였다. 본 연구의 목적은 유사스파크 방전모드의 개시를 제어하는 물리적 과정을 확인할 수 있는 수치적 모델을 개발하는 것으로, 원통형 중공음극(hollow cathode) 구조를 갖는 유사스파크 스위치의 2차원적 모델을 고려하여 유사스파크 방전을 발생시키는 메카니즘을 정성적으로 해석하였다.

2. 물리적 모델과 수치적 방법

2차원 원통좌표계에서 시간에 의존하는 유사스파크 스위치를 모델로 하여, 전자·이온의 수송에 대한 유체적 표현식 및 이와 결합된 전계에 대한 Poisson 방정식을 계산하여 하전입자 밀도의 시간·공간적 의존성과 전계 분포를 결정하고[8~11], 몬테칼로 시뮬레이션을 이용하여 음극을 떠나는 전

자전류와 방전 챔에서의 전계 분포로부터 전리소스 항을 결정하여, 이를 유체방정식의 입력에 대입한다.

2.1 유체방정식

유사스파크 방전을 기술하는 기본적인 방정식은 다음과 같이 표현된다⁹⁾.

전자밀도를 n_e , 정이온 밀도를 n_p , 전위를 V 로 하였을 때 전자·이온에 대한 연속방정식과 Poisson 방정식은 각각 식 (1)과 식 (2)로 표현된다.

$$\frac{\partial n_{\alpha(p)}}{\partial t} + \nabla \cdot (n_{\alpha(p)} \mathbf{v}_{\alpha(p)}) = S_i \quad (1)$$

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

여기서 $\mathbf{v}_{\alpha(p)}$ 는 전자(정이온)의 평균속도, e 는 전자의 전하량, ϵ_0 는 자유공간의 유전율이다. 또한, S_i 는 연속방정식의 전리항으로 단위체적당, 단위시간당 생성된 전자와 정이온의 수를 나타낸다.

연속방정식에 나타난 하전입자 평균속도는 Boltzmann 방정식으로부터 얻어진다. 전자와 이온의 관성을 무시하면, 이 방정식은 간단한 형태로 되어 식 (3)과 같이 드리프트항과 확산항의 합으로 하전입자 flux를 나타내게 된다.

$$\begin{aligned} \phi_{\alpha(p)} &= n_{\alpha(p)} \mathbf{v}_{\alpha(p)} \\ &= n_{\alpha(p)} \mu_{\alpha(p)} \mathbf{E} - \nabla (n_{\alpha(p)} D_{\alpha(p)}) \end{aligned} \quad (3)$$

여기서 $\mu_{\alpha(p)}$ 는 전자(정이온)의 이동도, $D_{\alpha(p)}$ 는 전자(정이온)의 자유확산계수이다.

본 연구에서는 유체식의 수치해석 방법으로 implicit 적분 기술을 사용하여 전자·이온에 대한 연속방정식과 전계에 대한 Poisson 방정식을 동시에 계산하였다. 전자·이온의 연속방정식을 exponentially-fitted discretization법으로 이산화 하였는데, Scharfetter-Gummel에 의해 제시된 이 방법[12]은 2차원 반도체 장치에서 전자와 홀 수송에 대한 지배방정식을 모델링할 때 사용되었으며, 시스(sheath)와 플라즈마 영역의 해석에 매우 효율적이다. 또한 Poisson 방정식은 SOR(successive over-relaxation)법을 이용하여 계산하였다.

식 (1), (2)는 기본변수 n_e, n_p, V 에 대해 비선

형방정식이므로, 이 방정식을 다음과 같이 블록 삼대각 행렬 형태로 나타내었다.

$$A_{i,j}\delta X_{i-1,j} + B_{i,j}\delta X_{i,j} + C_{i,j}\delta X_{i+1,j} = D_{i,j}\delta X_{i,j-1} + E_{i,j}\delta X_{i,j+1} + F_{i,j}^* \quad (4)$$

여기서 $A_{i,j}$, $B_{i,j}$, $C_{i,j}$, $D_{i,j}$, $E_{i,j}$ 는 각각 기본변수에 의존하는 계수행렬이고, $F_{i,j}$ 는 몬테칼로법으로 계산된 전리소스항과 기본변수로 이루어진 계수벡터이며, δX 는 기본변수의 증분을 나타내는 벡터이다. 이러한 방정식을 계산하기 위해 Newton 반복법을 사용하였다¹³⁾.

먼저 기본변수들을 벡터 $X(n_e, n_p, V)$ 로 정의하고, 다음 Taylor 급수 전개를 이용하여 연속방정식을 선형화한 후, 고차항을 무시하면, 기본변수들은 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$X^{k+1} = X^k + \delta X \quad (5)$$

블록 삼대각 행렬식의 각각의 해는 한 번의 Newton 반복에 해당되며, Newton 반복을 실행하여 새로운 기본변수값 X 를 얻고, 이 값을 통해 행렬의 각 요소값을 다시 계산하여 수렴할 때까지 계속 반복한다. 각 시간 간격마다 수렴하기 위해서는 몇 차례의 Newton 반복을 필요로 한다.

2.2 전리소스항에 대한 몬테칼로법

몬테칼로법은 계산기에서 발생된 난수를 사용하여 대상을 확률적으로 해석하는 방법으로, 이 방법을 이용하여 이온 충돌에 의해 음극에서 방출되는 이차전자들이 양극에 흡수되기까지 그들의 경로를 추적하여 충돌전리수를 구하고, 전리소스항을 계산하여 유체식의 입력에 대입한다.

본 연구에서는 전자가 운동 중에 중성기체와 충돌할 확률 P 를 다음과 같이 표현하였다.

$$P = Q_T(\epsilon) N v \Delta t \quad (6)$$

여기서 $Q_T(\epsilon)$ 는 충돌단면적, N 은 중성기체의 수밀도, v 는 전자의 속도, Δt 는 몬테칼로법에 사용된 시간 간격으로 10^{-13} [sec]이며, 난수(ξ_1)를 사용하여 충돌확률이 이 난수보다 더 큰 경우에는 충돌이 발생하였다고 판정하였다. 충돌의 종류는 탄

성충돌과 비탄성충돌(전리, 여기)로 나누어지는데, 충돌시 전자의 에너지(속도)에 의해 정해진다. 입사 전자의 에너지를 ϵ 이라고 할 때, 탄성충돌 단면적 $Q_{el}(\epsilon)$, 전리충돌 단면적 $Q_i(\epsilon)$, 여기충돌 단면적 $Q_{ex}(\epsilon)$ 라고 하면, 전 충돌 단면적은 다음과 같다.

$$Q_T(\epsilon) = Q_{el}(\epsilon) + Q_i(\epsilon) + Q_{ex}(\epsilon) \quad (7)$$

이 때, 각 충돌의 판정은 난수(ξ_2)를 발생시켜 다음처럼 구분된다.

$$\begin{aligned} \xi_2 \leq Q_{el}(\epsilon) / Q_T(\epsilon) &\rightarrow \text{탄성충돌} \\ Q_{el}(\epsilon) / Q_T(\epsilon) < \xi_2 & \\ \leq [Q_{el}(\epsilon) + Q_{ex}(\epsilon)] / Q_T(\epsilon) &\rightarrow \text{여기충돌} \\ [Q_{el}(\epsilon) + Q_{ex}(\epsilon)] / Q_T(\epsilon) > \xi_2 &\rightarrow \text{전리충돌} \end{aligned}$$

충돌 후 전자의 산란은 등방산란으로 가정하였고, 난수(ξ_3, ξ_4)를 사용하여 계산하였다. 또한 전자가 중성기체와의 충돌에서 전리가 발생할 때 전자와 이온이 각각 하나씩 발생된다고 가정하였다. 산란각은 편향각(θ)과 방위각(ψ)으로 나누어 3차원 운동으로 계산하였다.

$$\begin{cases} \theta = 1 - 2\xi_3 \\ \psi = 2\pi\xi_4 \end{cases} \quad (8)$$

단, 각각의 ξ 는 [0,1] 사이에서 균일하게 분포된 난수이다.

본 연구에서는 초기전자의 에너지를 1eV로 하였고, 음극에서 방출된 이차전자 중 200개만을 샘플링하여 이를 음극면에 고르게 분포시켰으며¹⁴⁾, 계산시간을 줄이기 위해서 전계에 의해 가속을 받은 전자가 중성기체와의 충돌 후, 그 에너지가 전리에너지를 넘는 경우의 전자에 한해 계속 시뮬레이션하였다.

연속방정식의 전리소스항은 식 (9)로 표현된다.

$$S(r, z, t) = F(t) N_i(r, z, t) / (2\pi r dr dz) \quad (9)$$

여기서, $F(t)$ 는 단위시간당 음극에서 방출된 이차전자수로서 유체법을 이용하여 각 시간 간격마다 계산하였고, $N_i(r, z, t)$ 는 이온 충돌에 의해 음극

에서 방출된 이차전자당 몬테칼로법으로 계산된 전리전자수이다. 유체식에 이용되는 시간 간격은 아주 작아서, 연속적인 두 시간 간격 사이에서의 전계 변화가 거의 없기 때문에, 식 (9)를 이용한 전리소스항은 매 시간에서의 유체식 계산마다 구하지 않아도 큰 오차가 없다. 따라서, 본 연구에서는 유체식의 수치적 적분이 100회씩 실시될 때마다 몬테칼로법을 이용하여 전리소스항을 계산하였으며, 몬테칼로법이 적용이 안된 시간에서의 전리소스항은 식 (10)와 같이 계산하였다.

$$S(r, z, t + \Delta t) = S(r, z, t) \times \frac{F(t + \Delta t)}{F(t)} \quad (10)$$

단, 이 때의 Δt 는 유체식에 사용된 시간 간격으로 10^{-11} [sec]이다.

3. 경계조건 및 입력 데이터

본 연구에서는 경계조건으로 절연벽과 전극에서 하전입자 밀도를 영(零)으로 하였으며, 벽에서의 전위는 양극(陽極)으로부터 벽을 따라 선형적으로 감소한다고 하였다. 이차전자는 양극에 마주보는 음극을 제외한 모든 음극면에서 이온 충돌에 의해서만 방출된다고 하였으며, 이차전자 방출계수는 0.3으로 하였다⁸⁾. 하전입자 flux는 모든 전극에서 수직으로 입사·반사된다고 하였고, 방전의 개시단계에만 관심이 있으므로 외부회로에 의한 영향은 고려하지 않았다. 유체방정식에 사용되는 입력 데이터로는 확산계수와 이동도가 있는데 이들은 환산전계의 함수로 다음과 같이 나타내었다¹⁴⁾

$$\begin{aligned} D_e &= 3 \times 10^5 / p \text{ [cm}^2/\text{s]} \\ D_p &= 2 \times 10^2 / p \text{ [cm}^2/\text{s]} \\ \mu_e &= 3 \times 10^5 / p \text{ [cm}^2/\text{V} \cdot \text{s]} \\ \mu_p &= \frac{10^3(1 - 2.22 \times 10^{-3} E/p)}{p} \text{ [cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}] \\ &\text{for } E/p \leq 60 \text{ [V cm}^{-1} \text{ torr}^{-1}] \\ \mu_p &= \frac{8.25 \times 10^3}{p \sqrt{E/p}} \left[1 - \frac{86.25}{(E/p)^{3/2}} \right] \text{ [cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}] \\ &\text{for } E/p > 60 \text{ [V cm}^{-1} \text{ torr}^{-1}] \end{aligned} \quad (11)$$

여기서 $D_{e(p)}$ 는 전자(정이온)의 확산계수, $\mu_{e(p)}$ 는 전자(정이온)의 이동도를 나타낸다.

그림 1은 몬테칼로 시뮬레이션에 사용된 아르곤 가스의 전자산란 단면적¹⁴⁾을 나타낸 것으로, 전리전자수의 계산에만 관심이 있으므로 원자의 여기상태를 1가지만 고려하였고, 여기상태의 원자와 전자간의 상호 충돌에 의한 전리는 고려하지 않았다.

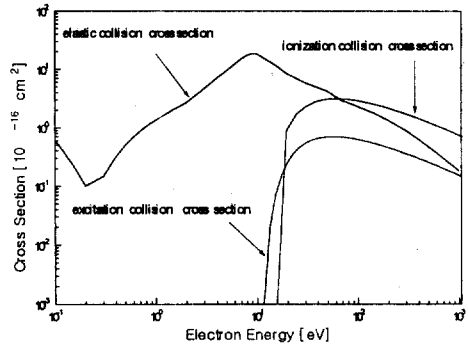


그림 1. Ar 기체의 전자 산란 단면적

Fig. 1. Cross sections for electron scattering in Argon gas

그림 2는 본 연구에서 사용한 유사스파크 방전 모델로 양극과 음극의 반경은 1.0[cm], 갭 길이는 0.7[cm], 중공음극의 길이는 0.7[cm], 음극홀의 반경은 0.3[cm], 음극판의 두께는 0.1[cm]로 하였다. 양극에 1000[V]의 전압을 인가하였고, 음극의 전압은

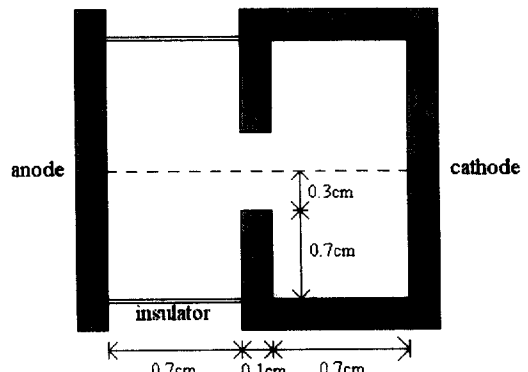


그림 2. 유사스파크 스위치의 구조

Fig. 2. Pseudospark switch geometry

0[V]로 하였다. 0.5[torr]의 압력에서 아르곤(Ar) 기체를 사용하였으며, 트리거 효과를 시뮬레이션하기

위하여 중공음극 내부에만 $10^9[\text{cm}^{-3}]$ 개의 균일한 초기 전자·이온밀도를 부여하였다.

4. 결과 및 고찰

그림 3은 중공음극 내부에 초기 전자·이온을 부여하기 직전에서의 등전위면을 나타낸 것으로서 유사스파크 방전 장치의 형상에 의한 것이며, 양극에서 음극으로의 두 개의 연속적인 등전위면 사이의 전압강하는 100[V]이다.

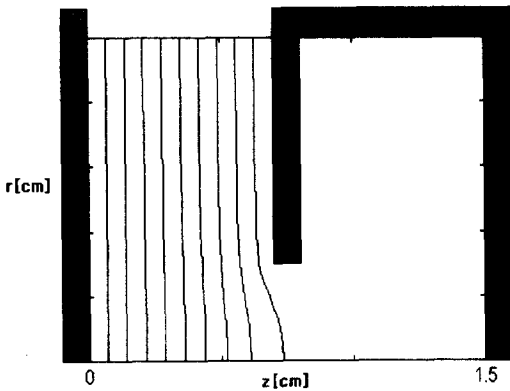


그림 3. 진공의 등전위면
Fig. 3. Contour of equipotential in vacuum

1. Townsend 방전 단계

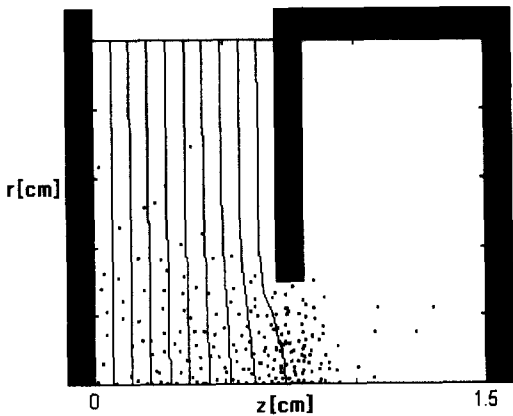


그림 4. (a) $t=3[\text{ns}]$ 에서의 등전위면 및 전리 발생 분포
Fig. 4. (a) Contour of equipotential and ionization events distribution at $t=3[\text{ns}]$

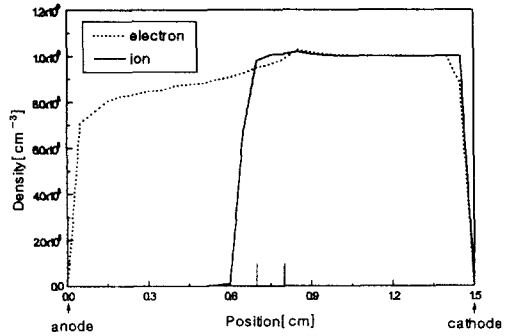


그림 4. (b) $t=3[\text{ns}]$ 에서의 대칭축상의 전자 및 이온의 밀도
Fig. 4. (b) Electron and ion densities on symmetric axis at $t=3[\text{ns}]$

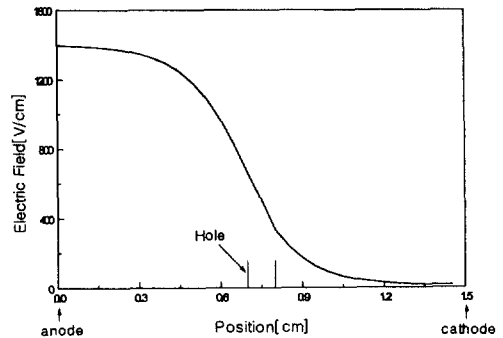


그림 4. (c) $t=3[\text{ns}]$ 에서의 대칭축상의 전계의 세기
Fig. 4. (c) Electric field on symmetric axis at $t=3[\text{ns}]$

그림 4(a), (b), (c)는 각각 $t=3[\text{ns}]$ 에서의 등전위면과 충돌 전리가 발생한 위치분포, 방전축에서의 초기 하전입자의 분포 및 전계의 세기를 나타낸 것이다. 중공음극 내부의 초기 전자는 음극 홀을 통해 양극으로 유입되는데, 이 시간에는 중공음극 내부에서의 전계가 매우 약하여, 이온의 이동은 거의 없다. 또한 전자는 중공음극과 겹에서 거의 전리를 일으키지 않고, 에너지 손실이 거의 없이 양극에 흡수된다. 이 단계는 Townsend 방전과 유사하고, 이온의 음극 충돌에 의해 중공음극 내부와 음극홀에서 생성된 이차전자가 전자사태를 일으킨다.

그림 5(a), (b), (c)는 각각 $t=60[\text{ns}]$ 에서의 등전위면과 충돌 전리가 발생한 위치분포, 방전축에서의

하전입자 밀도 및 전계 분포를 나타낸 것으로, 이 시간까지는 아직 공간전하에 의한 전계보다는 장치의 형상에 의한 전계가 더 우세하며, 전자는 갭 사이에 이온 공간전하를 계속 증가시키면서 매우 빠르게 양극에 흡수된다.

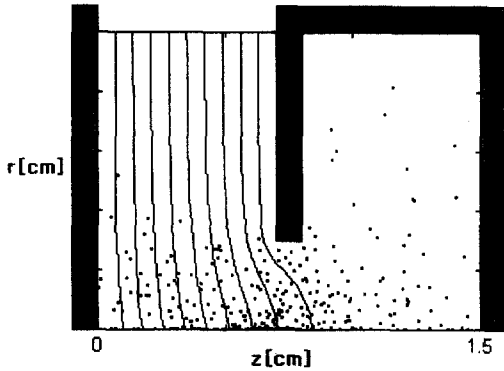


그림 5. (a) $t=60[\text{ns}]$ 에서의 등전위면 및 전리 발생 분포
 Fig. 5. (a) Contour of equipotential and ionization events distribution at $t=60[\text{ns}]$

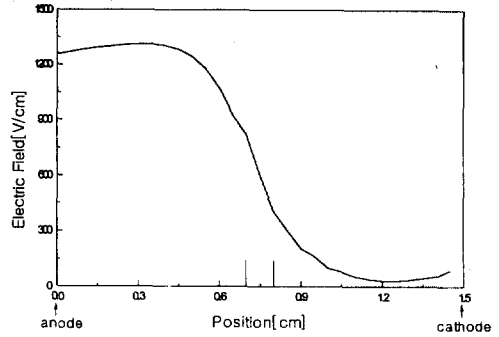


그림 5. (c) $t=60[\text{ns}]$ 에서의 대칭축상의 전계의 세기
 Fig. 5. (c) Electric field on symmetric axis at $t=60[\text{ns}]$

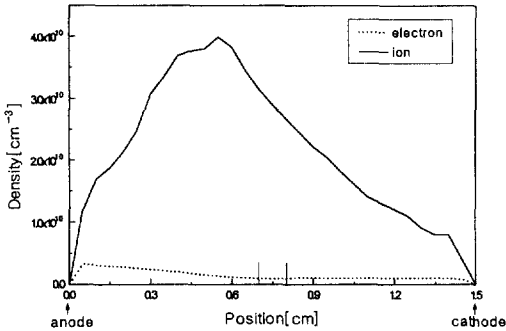


그림 5. (b) $t=60[\text{ns}]$ 에서의 대칭축상의 전자 및 이온의 밀도
 Fig. 5. (b) Electron and ion densities on symmetric axis at $t=60[\text{ns}]$

2. 플라즈마 형성 단계

그림 6(a), (b), (c)에서와 같이 이온 공간전하가 계속해서 증가함에 따라 갭과 중공음극에서 전계가 왜곡되고, 전자증배율(음극에서 나오는 이차전자당 양극에 흡수되는 전자의 비율)은 계속 커진다. 양극 근처에서는 전계가 감소하면서 전자가 양극 근처에만 쌓이게 되고, 양극에서부터 플라즈마가 형성된다. 전자가 계속 쌓이게 됨에 따라 축에서의 양극

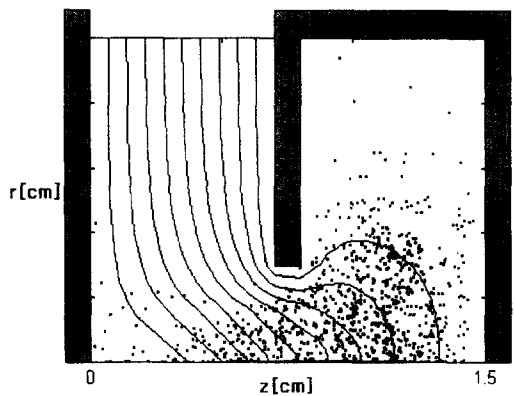


그림 6. (a) $t=120[\text{ns}]$ 에서의 등전위면 및 전리 발생 분포
 Fig. 6. (a) Contour of equipotential and ionization events distribution at $t=120[\text{ns}]$

의 전위면이 점차 음극쪽으로 이동하게 되고, 플라즈마도 점차 음극쪽으로 확대된다. 양극에 유입되는 전자 전류밀도는 계속해서 증가하고, 이 때의 전자는 넓은 에너지 분포를 가지고 양극에 흡수된다.

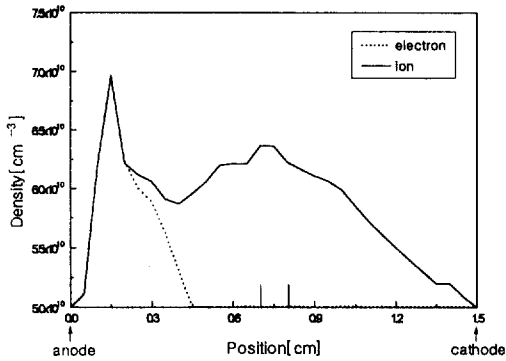


그림 6. (b) $t=120[\text{ns}]$ 에서의 대칭축상의 전자 및 이온의 밀도

Fig. 6. (b) Electron and ion densities on symmetric axis at $t=120[\text{ns}]$

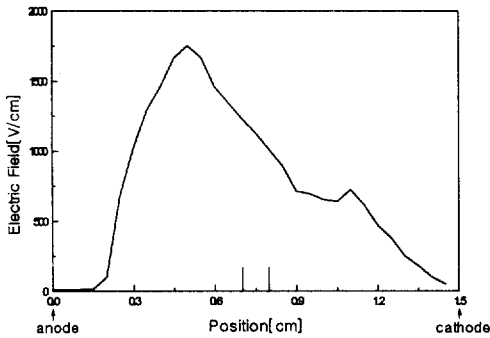


그림 6. (c) $t=120[\text{ns}]$ 에서의 대칭축상의 전기장의 세기

Fig. 6. (c) Electric field on symmetric axis at $t=120[\text{ns}]$

3. 중공음극 효과의 개시 단계

그림 7(a)는 시간 $t=150[\text{ns}]$ 에서의 등전위면을 나타낸 것으로, 플라즈마가 홀을 통과하여 중공음극 내부로 들어가게 되며, 이 때 음극홀에서의 전위가 거의 양극 전위와 비슷해짐을 알 수 있다. 이 시간에서는 이온 시스(sheath)가 음극 근처에 형성되는데, 전리가 주로 시스지역에서 발생하며, 전리에 의

해 생성된 전자가 강한 전기에 의해 가속을 받아 양극에 흡수된다. 시스의 두께가 크기 때문에 전자 증배율은 증가하게 되며, 전자는 중공음극 내부와 갭에서 계속 전리충돌을 일으켜 그림 7(b)과 같이 플라즈마 밀도를 증가시킨다. 또한 방전갭의 중심축에서는 전기장이 거의 존재하지 않으며 중공음극 내에서 다소 큰 전기장을 가짐을 알 수 있다(그림 7(c)).

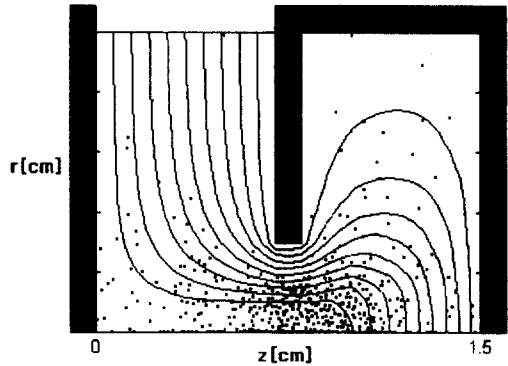


그림 7. (a) $t=150[\text{ns}]$ 에서의 등전위면 및 전리 발생 분포

Fig. 7. (a) Contour of equipotential and ionization events distribution at $t=150[\text{ns}]$

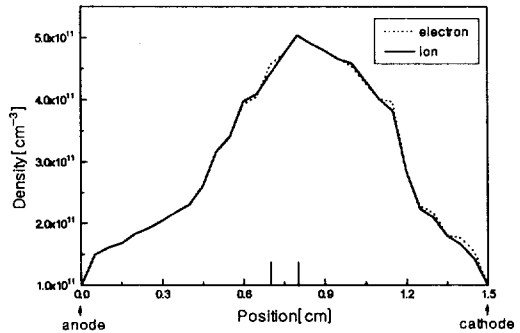


그림 7. (b) $t=150[\text{ns}]$ 에서의 대칭축상의 전자 및 이온의 밀도

Fig. 7. (b) Electron and ion densities on symmetric axis at $t=150[\text{ns}]$

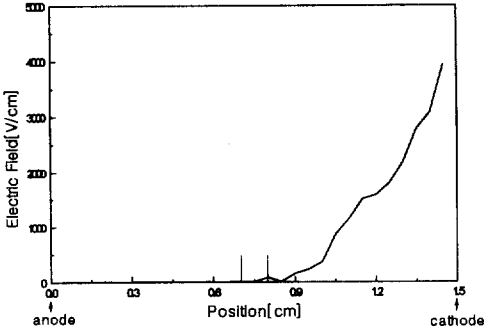


그림 7. (c) $t=150[\text{ns}]$ 에서의 대칭축상의 전기의 세기

Fig. 7. (c) Electric field on symmetric axis at $t=150[\text{ns}]$

4. 플라즈마 확장 단계

플라즈마가 중공음극 내부로 들어간 후, 연속적인 전리충돌에 의해서 플라즈마 밀도가 증가함에 따라 중공음극 전체로 확장되어, 시스를 수축시킨다(그림 8(a), (b)). 또한 음극면에서의 전계는 계속 커지며, 그 이외의 영역은 전계가 거의 없다(그림 8(c)). 시스의 길이는 중공음극의 길이에 비해 아주 작으며, 시스에서 크게 가속을 받은 이차전자는 중공음극에서 충돌에 의해 에너지의 대부분을 잃고 느린 속도로 양극에 도달한다. 따라서 이 시간에서의 중공음극은 전자를 감금하는 특성만을 가진다. 시스의 수축은 비록 전자증배율을 감소시키지만, 중공음극에 의한 감금효과 때문에 시스두께에 상관없이 전자증배율은 방전이 유지되는 데 필요한 값보다도 항상 크게 된다. 그러므로 방전전류는 느린 비율로 계속 증가하게 되며, 이러한 중공음극효과는

그림 8. (a) $t=180[\text{ns}]$ 에서의 등전위면 및 전리 발생 분포

Fig. 8. (a) Contour of equipotential and ionization events distribution at $t=180[\text{ns}]$

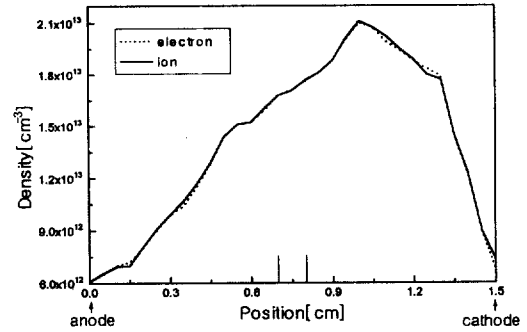


그림 8. (b) $t=180[\text{ns}]$ 에서의 대칭축상의 전자 및 이온의 밀도

Fig. 8. (b) Electron and ion densities on symmetric axis at $t=180[\text{ns}]$

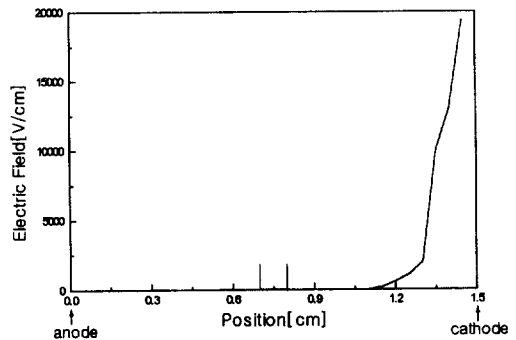
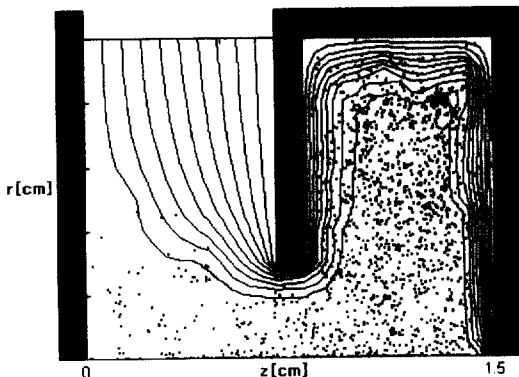


그림 8. (c) $t=180[\text{ns}]$ 에서의 대칭축상의 전기의 세기

Fig. 8. (c) Electric field on symmetric axis at $t=180[\text{ns}]$

방전이 정상상태에 도달하는 것을 막는 역할을 한다.

이 이후의 단계에서는 중공음극 내부에서의 계속적인 플라즈마 확장에 의해 시스가 더욱 더 수축하게 될 것이다. 전체적인 전압강하가 시스에서만 발생하므로, 음극면에서의 전계는 계속 증가하게 되고, 전계방출 또는 Schottky 방출 등의 다른 전자



방출 과정이 일어날 것이다. 이러한 현상이 방전 전류의 빠른 상승의 원인이 될 것으로 사료된다. 그러나, 이러한 단계는 시스의 길이가 보통 수백 μm 이하가 될 때 발생되므로 본 시뮬레이션으로는 이를 확인할 수 없었다.

그림 9는 시간이 경과함에 따라 양극에 유입되는 전자전류를 나타낸 것이다. 처음에는 초기에 중공음극에 부여한 seed 전자가, 10[ns] 후에는 전리충돌에 의해 생성된 전자가 점차 양극에 유입된다. 플라즈마가 중공음극에 들어가는 시간부터 전자전류는 빠르게 상승하기 시작하며, 시스두께가 중공음극 길이에 비해 아주 작아지면 감금효과에 의해 느리게 상승한다. 이 그림과 실험에 의하여 시간에 따른 전류를 측정된 다른 문헌¹⁵⁾의 초기 단계만을 비교하면 그 유형이 어느 정도 일치함을 볼 수 있다.

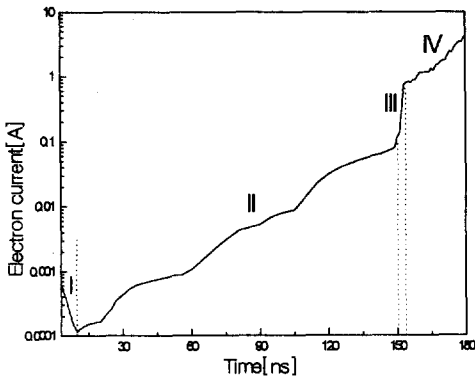


그림 9. 시간에 따라 양극에 유입되는 전자전류
Fig. 9. Electron current on anode as a function of time

5. 결 론

수치해석적 방법을 통하여 유사스파크 방전을 발생시키는 메카니즘을 정성적으로 해석하는데 목적을 둔 본 연구에서는 수송계수(이동도, 확산계수)를 환산전계의 함수로 나타내었고, 전자와 이온의 거동과 전계의 해석을 유체식을 이용하여 계산하였으며, 몬테칼로법을 사용하여 전자 충돌에 의한 전리소스항을 계산한 후, 이를 유체방정식의 입력에 대입하였다.

시뮬레이션을 통해 일단 플라즈마가 중공음극 내부로 들어가면 양극에 유입되는 전자전류가 빠르게 상승함을 알 수 있었고, 플라즈마 확장으로 인한 시

스 수축으로 전자증배율은 감소되지만 중공음극의 감금효과 때문에 전자증배율은 어떤 시스길이에서도 방전을 유지하는데 필요한 증배보다 항상 크게 되어 방전이 정상상태에 도달하지 않고 계속 진행함을 알 수 있었다.

본 시뮬레이션에서는 물리적 또는 수치해석적인 이유로 아주 작은 시스 두께의 값과 연관된 현상을 해석하지 못하였는데, 앞으로 이러한 단계를 해석할 수 있을 정도로 모델을 확장한다면 최종적으로 빠른 전류의 상승을 확인할 수 있을 것이다.

참 고 문 헌

1. J. Christiansen and Ch. Schultheiss, "Production of high current particle beams by low pressure spark discharges," *Z. Physik A* 290, pp. 35-41, 1979
2. K. Frank and J. Christiansen, "The fundamentals of the pseudospark and its applications," *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 17, pp. 748-753, 1987
3. H. Riege and E. P. Boggasch, "High-power, high-current pseudospark switches," *IEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 19, pp. 775-777, 1989
4. G. Mechttersheimer, R. Kohler, et al., "High repetition rate, fast current rise pseudospark switch," *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 17, pp. 754-757, 1989
5. W. Benker, et al., "Generation of intense pulsed electron beams by pseudospark discharges," *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 17, pp. 286-296, 1989
6. W. Hartmann and M. A. Gundersen, "Origin of anomalous emission in superdense glow discharges," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 60, pp. 2371-2374, 1988
7. A. J. Davis and W. Niessen, "The Solution of the continuity equations in ionization and plasma growth," in *The Physics and Applications of Pseudosparks*, New York : Plenum, 1990
8. J. P. Boeuf, "Self-consistent models of dc and transient glow discharges," in *The Physics and Applications of Pseudosparks*, New York : Plenum, 1990
9. J. P. Boeuf and L. C. Pitchford, "Pseudospark

- Discharges Via Computer Simulation," *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 19, pp. 286-296, 1991
10. J. P. Boeuf, "A two-dimensional model of dc glow discharges," *J. Appl. Phys.*, vol. 63, no 5, pp. 1342-1349, 1988
 11. J. P. Boeuf, "Numerical model of rf glow discharges," *Phys. Rev. A*, vol 36, no 6, pp. 2782-2792, 1987
 12. D. L. Sharfetter and H. K. Gummel, "Large-signal analysis of a silicon read diode oscillator," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. ED-16, pp. 64-67, 1969
 13. O. G. Petersen, "Numerical method for the solution of the transient behavior of bipolar semiconductor devices," *Solid-State Electronics*, vol. 16, pp. 239-251, 1973
 14. A. Fiala, L. C. Pitchford and J. P. Boeuf, "Two-dimensional, hybrid model of low-pressure glow discharges," *Phys. Rev. E*, vol. 49, pp. 5607-5622, 1994
 15. D. Bloess, I. Kamber and H. Riege, "The triggered pseudospark chamber as a fast switch and high intensity beam source," *Nuclear Instruments and Methods*, vol. 205, pp. 173-184, 1983