

## Nurmerical Study on the Discharge Characteristics of Cylindrical Microcavity Structure

徐正炫<sup>†</sup> · 姜景斗<sup>\*</sup>  
(Jeong-Hyun Seo · Kyoung-Doo Kang)

**Abstract** - In this paper, we have studied the basic discharge characteristics of ac-type cylindrical microcavity structure. The structure has a two electrodes, which are positioned in the bottom of the cavity and in the side wall of the cylinder, respectively. The discharge showed asymmetric phenomena depending on the position of a cathode electrode. When the bottom electrode was a cathode, the discharge was stronger even though the area of the cathode was smaller than that of the anode. Simulation results revealed that the focused electric field toward the bottom electrode increased ion density in the space which in turn strengthened the cathode sheath and ionization process.

**Key Words** : Microcavity, Hollow cathode, Microdischarge

### 1. 서 론

최근의 플라즈마 연구의 동향은 고압, 소형화의 방향으로 진행되고 있다. 고압과 소형화는 서로 불가분의 관계로서, 높은 압력에서 방전을 쉽게 일으키고 안정한 플라즈마를 얻기 위해서는 소자의 소형화가 불가피하다. 반대로, 소형 소자에서 플라즈마를 용이하게 얻기 위해서는 높은 압력의 동작 조건이 요구된다. 이러한, 고압에서 동작하는 소형 플라즈마는 매우 작은 방전 체적(<1 picoliter)에서 발생하는 강한 방전으로 단위 체적당 전력밀도가 매우 높은 특징을 가지고 있다.[1] 이러한 방전을 기존 플라즈마 방전과 구분하여 미세방전(microdischarge)라고 하며, 이러한 소자를 미세방전(MD) 소자라고 한다. MD는 피부 질환을 치료하는 특수 파장의 광원이나 각종 자외선 광원, 표면 처리를 위한 상압 플라즈마 등에 다양하게 응용되고 있다.[2] 최근에는 디스플레이 소자에 적용하기 위한 연구가 진행 중이나 아직까지는 성과가 미흡한 실정이다. [3] MD 소자는 매우 작은 체적과 고압이라는 환경 때문에 방전을 용이하게 하기 위하여 대부분 hollow cathode 형 전극구조를 가지고 있다.[1-3] 최근 몇 년 동안의 연구는 직류형 MD 소자에 대한 연구에 중심을 두었으며, 직류형에 대해서는 수치해석을 통한 방전 특성의 해석이 많이 이루어졌다.[4,5] 그러나 교류형 MD 소자에 대해서는 실험적인 연구도 부족하고 수치해석을 통한 방전 해석에 대한 연구결과가 아직까지는 부족한 실정이다.[3,6] 그 원인으로는 소자의 크기가 매우 작음으로 인해 플라즈마 물성의 측정이 매우 어렵기 때문이며, 또한 MD

소자의 응용분야가 다양하긴 하지만 아직까지는 디스플레이 소자와 같은 상세한 스펙이 요구되는 특정 응용분야에 초점이 맞추어지지 않았기 때문으로 생각된다.

본 연구에서는 최근 플라즈마 디스플레이의 응용을 위하여 연구가 진행되는 교류방식의 실린더형 미세 공극구조(cylindrical microcavity)를 갖는 MD 소자에서 방전 및 플라즈마 밀도 등의 시간적인 변화와 효율 특성 등에 대하여 살펴보고자 한다.

### 2. 수치해석 모델

#### 2.1 기본 방정식

MD 소자의 방전 환경을 살펴보면, 대체로 불활성 기체, 상압에 가까운 압력, 수백  $\mu\text{m}$  이하의 소자 크기를 갖는다. 이러한 특성은 기존에 PDP와 유사한 환경임을 알 수 있다. PDP의 방전 해석을 위해서 많은 수치해석적인 연구가 이루어져 왔고, 대부분 LFA(Local Field Approximation) 모델을 기반으로 PDP의 방전해석을 실시하였다. LFA 모델은 PDP의 양전극 상에 나타나는 줄무늬(striation) 현상을 설명하지 못하는 모델의 한계가 있었으나, 전반적으로 PDP의 가스 혼합 효과, 방전 역학, 구조 최적화 등을 하는데 있어서 유용한 모델로 사용되어져 왔다.[7]

본 연구에서도 MD 소자의 방전 특성을 해석하기 위하여 LFA 모델을 채택하였다. 아래 식들은 본 연구에서 사용되어진 식을 나타내고 있다.

식(1)은 포아송 방정식을 나타낸다. 여기서,  $e$ 은 유전 상수,  $E$ 는 전기,  $q_i$ 는 하전입자의 전하량,  $n_i$ 는 입자밀도를 나타낸다. 식(2)는 LFA에 의해 간략화된 입자의 유체속도식을 나타낸다. 식 (2)의 우변의 첫째항은 드리프트(drift) 속도이다. 여기서  $a$ 는 전자의 경우에는  $-1$ , 이온의 경우에는  $+1$ , 중성 입자는  $0$ 을 갖는다. 두 번째 항은 확산속도로서  $D_i$ 는 입자의

<sup>†</sup> 교신저자, 正會員 : 仁川大 工大 電子工學科 助教授

E-mail : pdpsunya@incheon.ac.kr

<sup>\*</sup> 非會員 : 三星 SDI 責任研究員

接受日字 : 2008年 1月 14日

最終完了 : 2008年 1月 19日

확산계수를 나타낸다. 식(3)은 입자에 대한 연속방정식을 나타낸다. 첫째 항은 시간에 따른 입자의 밀도 변화, 두 번째 항은 주어진 지점에서의 입자의 플럭스의 변화량, 우변 항은 소스 항을 나타낸다.

$$\nabla \cdot (\epsilon \vec{E}) = \sum_i q_i n_i \quad (1)$$

$$\vec{u}_i = a \mu_i \vec{E} + D_i \nabla n_i \quad (2)$$

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \nabla \cdot (n_i \vec{u}_i) = S_i \quad (3)$$

포아송 방정식의 경계조건은 전극이 존재하는 부분을 제외하고는 모두 경계에서 대칭조건을 사용하였다. 연속 방정식의 경계조건은 다음과 같은 조건을 이용하였다.

$$\text{중성입자: } \Gamma_i = \frac{1}{4} n_i v_{i,th}$$

$$\text{하전입자: } \Gamma_i = b n_i v_i + \frac{1}{4} n_i v_{i,th}$$

$v_{i,th}$ : thermal velocity

$b = 0$ , 입자의 드리프트 속도가 벽면 방향이 아닐 때

$b = 1$ , 입자의 드리프트 속도가 벽면 방향일 때

유전체 표면에서의 이차전자 방출은 이온의 경우만을 고려하였다. 이차전자 방출 계수는 Ne 이온의 경우에는 0.3, Xe 이온의 경우에는 0.03을 가정하였다.

본 모델에서는 기본적으로 Ne-Xe 혼합가스에 대해서 수치해석을 수행하였다. 본 모델에 사용된 입자의 종류는 Ne의 경우에 6개, Xe 가스의 경우에는 8개를 고려하였다. 이들 기체간의 자세한 반응식은 참고문헌[7]에 자세히 기술되어 있다.

## 2.2 방전셀 구조

그림 1은 MD 소자의 수치해석 모델을 나타내고 있다. 방전셀의 구조가 실린더 축(z축)을 중심으로 대칭이기 때문에 실린더 구조의 한 단면을 계산함으로써 방전셀의 특성을 파악할 수 있다. 방전공간 내부의 전체 홀의 깊이는 100 $\mu\text{m}$ 이며, 홀의 반경은 50 $\mu\text{m}$ 로 고정하였다. 하면에는 바닥면 전체를 덮는 전극이 20 $\mu\text{m}$  두께의 유전체로 덮여 있고, 실린더의 측면에는 20 $\mu\text{m}$  두께의 유전체로 덮인 전극이 링 형태로 존재한다. 실린더 측면전극의 높이는 조건에 따라서 15 $\mu\text{m}$ , 25 $\mu\text{m}$ , 50 $\mu\text{m}$ 로 가변하였다.

## 3. 수치해석 결과

### 3.1 방전의 시변 특성

본 논문에서는 전극이 유전체로 덮여 있는 교류형 소자를 사용하고 있기 때문에 방전은 시간에 따라서 매우 급격하게 변화한다. 방전의 시변 특성을 살펴보기 위하여 지속적인 교번 펄스를 인가하여 방전이 변화하는 양상을 관찰하였다. 사용된 전극의 구조는 H=25 $\mu\text{m}$ 인 경우를 채택하였다.

그림 2는 인가전압에 따른 방전전류를 나타낸다. 이때에

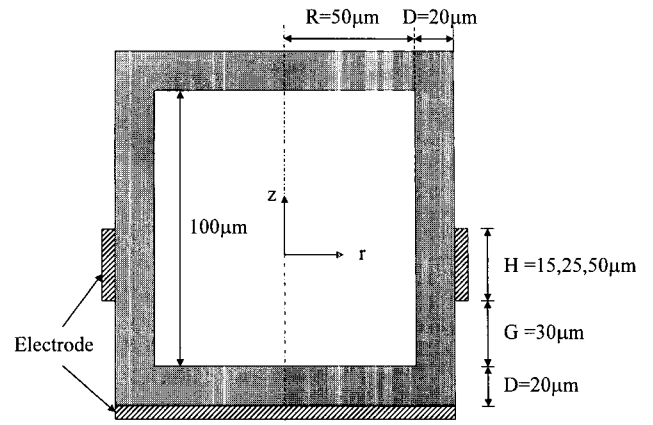


그림 1 실린더형 미세공극 구조의 단면도와 수치해석에 사용된 전극의 상세 내역

Fig. 1 Cross section of cylindrical microcavity structure and specification for numerical simulation

가스 조성비는 Ne-Xe(10%)를 사용하였고, 압력은 300Torr이다. 인가전압 파형은 상승시간이 0.1 $\mu\text{s}$ 이며, 펄스의 폭은 2 $\mu\text{s}$ 이다. 첫 번째 펄스에서는 방전을 일으키기 위하여  $\pm 130\text{V}$ 의 전압을 각 전극에 인가하였고, 그 다음부터는  $\pm 100\text{V}$ 의 전압을 교번으로 인가하였다. 첫 번째 방전에서 전압이 인가되면, 양극 위의 유전체에는 전자들이 입사하여 유전체표면에 음의 벽전하가 쌓이고, 음극의 경우에는 이온이 입사하여 양의 벽전하가 쌓인다. 벽전하가 만드는 전기의 방향은 외부에서 인가하는 전압과 반대 방향이기 때문에 벽전하가 많이 쌓이게 되면 방전은 자동적으로 소멸된다. 두 번째 펄스가 인가될 때에는 벽전하의 극성과 같은 방향으로 전압을 인가하여 방전을 일으키게 된다. 첫 번째 방전에서 쌓인 벽전하 때문에 두 번째 펄스부터는 낮은 인가전압에도 불구하고 상당한 크기의 방전전류가 흐르게 된다. 그리고 방전이 계속 반복됨에 따라서 5번째 펄스부터는 방전이 안정 상태(steady state)로 접어들었다. 전극의 구조가 비대칭이기 때문에 방전전류가 비대칭적으로 흐를 수 있다.

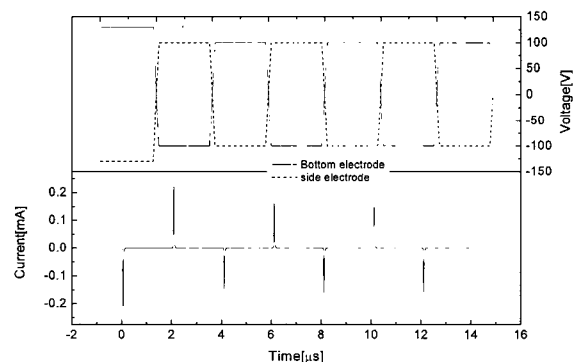


그림 2 인가전압과 전류, Ne-Xe(10%), 300Torr

Fig. 2 Applied voltage and current waveform. Ne-Xe(10%), 300Torr

그림 3-5는 측면 전극이 음극이고 하면 전극이 양극인 경우에 방전의 시간적인 변화를 관찰한 결과이다. 그림 3은 6번째 펄스가 인가된 후에  $t'=0.09\mu\text{s}$  ( $t'=t-10\mu\text{s}$ )에서 전위, 전자밀도, 이온밀도의 공간적인 변화를 보여주고 있다. 전자의 밀도는 음극의 중앙부근에서 최대밀도를 갖고 있다. 아직까지는 방전의 초기이기 때문에 공간적인 전위분포의 왜곡은 심하지 않은 상태이므로 음극에서 출발한 이차전자들의 충돌반응에 의해 입자밀도는 양극에 가까워지면서 점점 증가하게 된다.

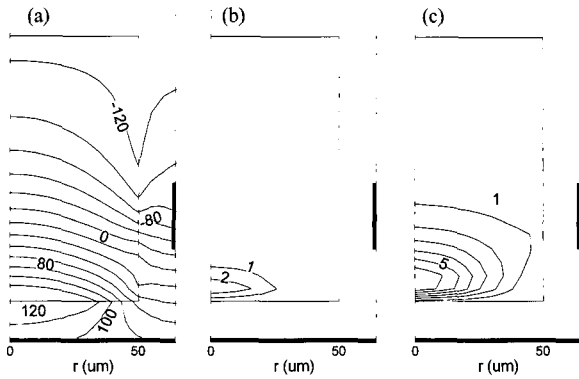


그림 3  $t'=0.09\mu\text{s}$ 에서 (a)전위분포, (b)전자밀도( $1\times 10^{16}\text{m}^{-3}$ ), (c) 이온밀도( $5\times 10^{17}\text{m}^{-3}$ )

Fig. 3 Spatial distribution of (a)potential, (b)electron density ( $1\times 10^{16}\text{m}^{-3}$ ), (c)ion density ( $5\times 10^{17}\text{m}^{-3}$ ) at  $t'=0.09\mu\text{s}$

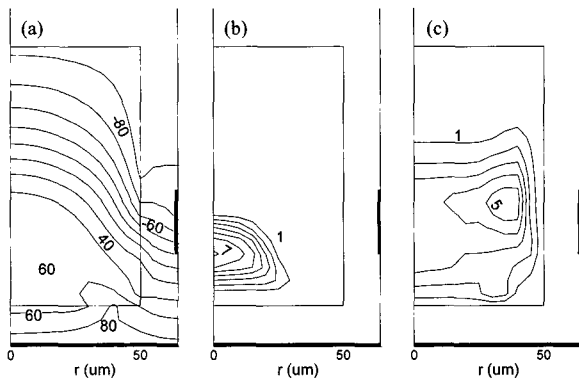


그림 4  $t'=0.11\mu\text{s}$ 에서 (a)전위분포, (b)전자밀도( $2\times 10^{18}\text{m}^{-3}$ ), (c) 이온밀도( $4\times 10^{18}\text{m}^{-3}$ )

Fig. 4 Spatial distribution of (a) potential, (b) electron density ( $2\times 10^{18}\text{m}^{-3}$ ), (c) ion density( $4\times 10^{18}\text{m}^{-3}$ ) at  $t'=0.11\mu\text{s}$

그림 4는  $t'=0.11\mu\text{s}$ 에서 공간분포를 보여준다. 그림 4(a)의 전위분포에서 보여주듯이 음극의 앞 영역에는 매우 강한 전계가 형성되고 있는 중이다. 이온밀도의 최대치는 이미 음극의 앞쪽에 형성되어 있다. 이온밀도의 최대값이 존재하는 영역과 음극 사이에는 음극 쉬스(sheath)가 형성되어 이 영역에서 전자들은 가속되어 이온화와 여기 반응을 매우 크

게 일으키게 된다. 음극의 쉬스에서 생성된 전자들은 양극으로 서서히 이동하게 된다. 그림 4(b)에서 보면, 이 단계에서 전자들의 밀도의 최대값은 실린더의 중심축에 위치하면서 양극에 가까운 영역으로 이동되어 있음을 알 수 있다. 이온 밀도의 최대값이 존재하는 영역과는 대략  $30\mu\text{m}$  정도의 간격이 존재한다. 그림 4(a)의 전위분포를 보면, 음극 가까운 곳에서는 전위의 변화가 급격하지만 실린더 축으로 갈수록 전위의 변화는 매우 완만하게 나타난다. 또한, 축 상에서 양극 방향으로의 전위도 매우 약하여 z축 방향으로의 전자 운동이 그렇게 크지 않게 된다. 이런 원인으로 전자들의 밀도 분포는 이온의 밀도 분포와 상당한 거리를 두고 실린더 중심축에 위치하는 것으로 생각된다.

그림 5는  $t'=0.15\mu\text{s}$ 에서 공간분포를 보여준다. 전극 표면 위의 유전체에 벽전하가 쌓이므로 유전체 면의 전위는 음극의 경우에는 높아지며 양극의 경우에는 낮아지면서 방전공간 내부의 전위가 매우 약해져 간다. 그에 따라서 전자와 이온의 밀도는 급격히 줄어들면서 방전이 소거된다.

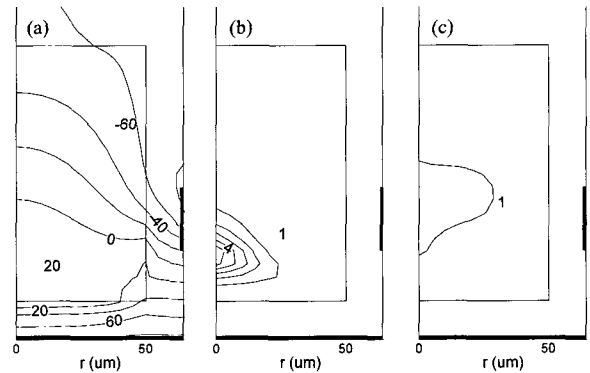


그림 5  $t'=0.15\mu\text{s}$ 에서 (a)전위분포, (b)전자밀도( $2\times 10^{17}\text{m}^{-3}$ ), (c) 이온밀도( $4\times 10^{18}\text{m}^{-3}$ )

Fig. 5 Spatial distribution of (a) potential, (b) electron density ( $2\times 10^{17}\text{m}^{-3}$ ), (c) ion density( $4\times 10^{18}\text{m}^{-3}$ ) at  $t'=0.15\mu\text{s}$

그림 6-8은 7번째 펄스를 인가했을 때, 즉 앞의 결과와는 반대로 전압이 인가될 경우에 전위, 전자밀도, 이온밀도의 공간적인 변화를 나타내고 있다.

그림 6은  $t''=0.09\mu\text{s}$  ( $t''=t-12\mu\text{s}$ )에서의 결과이다. 방전의 초기에 전자의 밀도는 양극의 약간 위쪽에서 최대밀도를 갖고 있다. 반면에 이온은 음극면에 가까운 쪽에서 밀도의 최대값을 보여주고 있다. 전자와 이온의 밀도도 앞의 결과보다는 더 높은 값을 보여주고 있다. 6번째 펄스의 결과보다는 방전의 진행이 좀 더 빨라져서 이온들의 최대값이 음극쪽으로 이동되어 있다. 그림 6(a)의 전위 분포를 보면 등전위면은 실린더의 측면에서 중앙으로 가면서 좀 더 위쪽으로 위치하고 있음을 보여준다. 많은 경우에 양극의 바로 앞부분에서 전자의 초기 최대 밀도가 나타나는데, 이 구조의 경우에는 전극간의 간격이 너무 짧기 때문에 등전위면을 따라서 좀 더 방전의 경로가 길게 형성될 수 있는 영역에서 효율적인 방전이 발생하고 있는 것으로 생각된다.

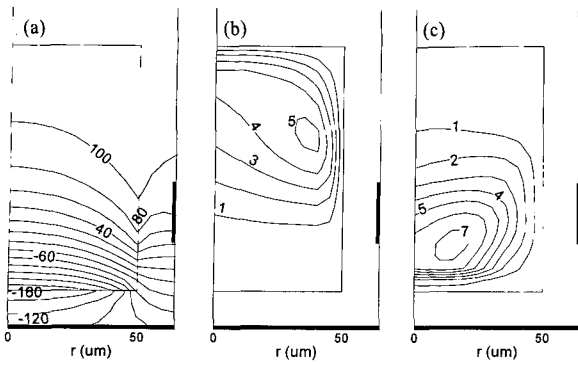


그림 6  $t''=0.09\mu s$ 에서 (a)전위분포, (b)전자밀도( $1 \times 10^{16} m^{-3}$ ), (c) 이온밀도( $5 \times 10^{17} m^{-3}$ )  
 Fig. 6 Spatial distribution of (a) potential, (b) electron density ( $1 \times 10^{16} m^{-3}$ ), (c) ion density ( $5 \times 10^{17} m^{-3}$ ) at  $t''=0.09\mu s$

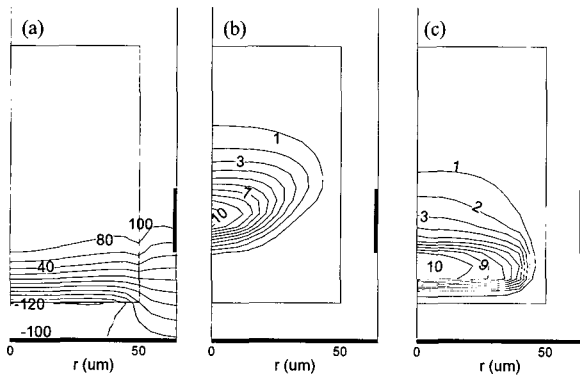


그림 7  $t''=0.11\mu s$ 에서 (a)전위분포, (b)전자밀도( $1 \times 10^{18} m^{-3}$ ), (c) 이온밀도( $4 \times 10^{18} m^{-3}$ )  
 Fig. 7 Spatial distribution of (a) potential, (b) electron density ( $1 \times 10^{18} m^{-3}$ ), (c) ion density ( $4 \times 10^{18} m^{-3}$ ) at  $t''=0.11\mu s$

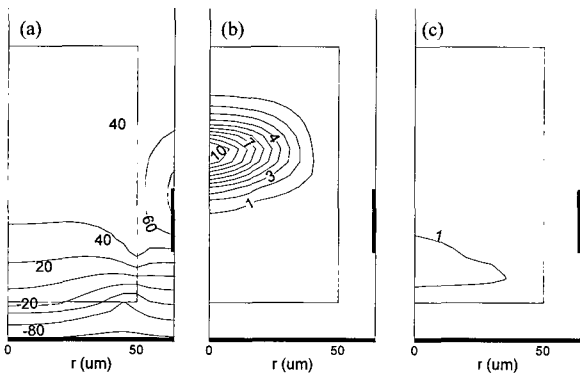


그림 8  $t''=0.15\mu s$ 에서 (a)전위분포, (b)전자밀도( $1 \times 10^{17} m^{-3}$ ), (c) 이온밀도( $4 \times 10^{18} m^{-3}$ )  
 Fig. 8 Spatial distribution of (a) potential, (b) electron density ( $1 \times 10^{17} m^{-3}$ ), (c) ion density ( $4 \times 10^{18} m^{-3}$ ) at  $t''=0.15\mu s$

그림 7은  $t''=0.11\mu s$ 에서 공간분포를 보여준다. 그림 7(a)의 전위분포에서 보여주듯이 음극의 앞 영역에는 매우 강한 전계가 형성되어 있으므로 음극 쉬스가 형성되어 있음을 알 수 있다. 음극 쉬스 영역에서 가속된 전자들은 많은 이온화 과정을 거치므로, 그림 7(b)와 (c)에서와 같이 매우 높은 밀도의 전하들이 음극에 가까운 영역에 형성된다. 전자들은 양극으로 이동하기 때문에 이온들보다는 좀 더 음극에서 먼 곳에 최대밀도 영역이 존재한다. 그림에서 보듯이 현재의 방전셀 구조와 구동조건에서는 전자의 최대밀도는 실린더의 중심축 상에 존재하고 있다. 이온들의 밀도 분포는 전자보다 음극에 더 가까운 영역에 분포하며, 최대밀도는 실린더의 중심축 상에 존재한다. 이 시점에서의 전자와 이온의 밀도 분포를 그림 4(b)와 (c)의 결과와 비교해 보면, 전자와 이온의 경향성이 서로 다른 것을 확인할 수 있다. 그림 4(b)에서 전자의 최대 밀도는  $1.4 \times 10^{19} m^{-3}$ 이고, 그림 7(b)의 전자의 최대 밀도는  $1.0 \times 10^{19} m^{-3}$ 으로 조금 낮다. 반면에 이온의 경우에는 그림 4(c)에서  $2 \times 10^{19} m^{-3}$ 이고, 그림 7(b)의 경우에는  $4 \times 10^{19} m^{-3}$ 으로 2배가량 높은 수치이다. 그림 4의 경우에는 양극이 하면전극이므로 전자들이 하면 쪽으로 모이게 되는 반면에 그림 7의 경우에는 양극이 측면에 있으므로 전자들이 측면전극 쪽으로 흩어지게 된다. 이런 현상이 이온에는 반대로 적용되므로 이온에서는 반대의 경향성을 보여 준다.

그림 8은  $t''=0.15\mu s$ 에서 공간분포를 보여준다. 전극 표면 위의 유전체에 벽전하가 쌓이므로 유전체 면의 전위는 음극의 경우에는 높아지며 양극의 경우에는 낮아지면서 방전공간 내부의 전위가 매우 약해져 간다. 그에 따라서 전자와 이온의 밀도는 급격히 줄어들면서 방전이 소거된다.

### 3.2 전극구조가 방전에 미치는 영향

앞의 결과를 살펴보면, 하면이 음극인 경우와 측면이 음극인 경우에 입자의 최대밀도 값들이 서로 차이가 남을 알 수 있었다. 두 경우에 방전의 크기가 달라지는 원인으로 방전에 관여하는 전극의 면적 차이, 음전극의 위치에 따른 구조적인 차이에 기인한다고 볼 수 있다. 3.1절의 결과에서 하면의 전극면적과 측면의 전극면적의 비를 계산해 보면,  $k$  (측면전극면적/하면전극면적)  $= 2\pi(R+D)h/\pi R^2 = 1.5$ 에 해당한다. 수치해석 상에서 하면 전체에 전극이 있는 경우를 가정했으므로  $r=75\mu m$ 로 계산해야 하지만,  $r=50\mu m$  이상의 영역은 측벽 유전체에 의해서 묻혀있는 영역이므로 방전 공간에 영향을 크게 미치는 부분만을 고려한다면 하면 전극의 면적은  $r=50\mu m$ 로 가정하여 계산하는 것이 타당하다.  $r=50\mu m$ 를 넘어가는 부분에 있는 전극이 하단부 오른쪽 구석의 전계를 강하게 할 것으로 생각되지만, 본 수치해석 상에서의 방전의 중심이 실린더의 중심부에 주로 위치하고 오른쪽 하단부에서는 방전이 매우 미약하므로 거의 무시할 수 있다. 방전에 관여하는 두 전극의 면적비가 1.5임에도 불구하고 하면이 음극인 경우에 방전의 강도가 훨씬 세다. 전극면의 구조적인 특징을 생각할 때에 측벽에 존재하는 전극은 실린더 모양을 하고 있고, 하면은 단순한 면 전극이므로 측면이 음극인 경우에 방전적으로 유리할 것으로 생각되었으나 예상했던 것과는 반대의 결과가 나타났다.

전극 구조의 역할에 대해서 좀 더 상세한 분석을 위하여

측면 전극의 높이가 H=15 $\mu$ m와 H=50 $\mu$ m 경우에 방전 특성을 계산하여, 앞서 계산된 H=25 $\mu$ m 결과와 함께 비교하였다. 표 1의 결과는 각기 다른 측면 전극 크기 조건에서 음극이 하면인 경우와 측면일 때에 한 펄스 동안의 방전양상을 비교하여 나타낸 것이다. 한 펄스 동안 방전에 인가된 평균전력을 비교해 볼 때에, 측면전극의 크기에 상관없이 하면이 음극일 때에 방전의 크기가 더 크다는 것을 알 수 있다. 하면이 음극인 경우, 양극의 면적이 커질수록 방전에 인가된 전력의 크기가 증가하였다. 하면이 음극인 경우에 인가 전력의 크기는 증가하지만, UV를 생성하는 효율 측면에서는 측면이 음극인 경우보다 나쁘게 나타났다.

표 1 측면전극의 면적이 다른 경우에 음극과 양극 위치에 따른 인가전력과 UV 효율

Table 1 Dependence of input power and uv efficiency on the position of the cathode and the area of side wall electrode

	음극-하면 전극			음극- 측면 전극		
	P <sub>av</sub> [ $\mu$ W]	P <sub>uv</sub> [ $\mu$ W]	$\eta$ [%]	P <sub>av</sub> [ $\mu$ W]	P <sub>uv</sub> [ $\mu$ W]	$\eta$ [%]
H=15 $\mu$ m (k=0.9)	150	7.1	4.69	139	6.8	4.9
H=25 $\mu$ m (k=1.5)	215	9.6	4.47	202	10.4	5.1
H=50 $\mu$ m (k=3.0)	284	13.5	4.7	272	15.2	5.6

하면이 음극인 경우에 방전적으로 유리한 원인을 살펴보기 위하여 방전 전류가 가장 크게 흐르는 시점에서 방전 공간의 전위분포를 살펴보았다. 그림 9(a)는 하면이 음극인 경우에 r=0인 지점에서 z축을 따라서 전위 분포를 도시한 것이다. z=0인 지점에 -100V의 전위가 인가되어 있고, z=20 $\mu$ m인 지점까지가 유전체 영역이다. 방전의 초기에 z=20 $\mu$ m인 지점에는 이전 방전에 의한 음의 벽전하가 쌓여 있었겠지만, 도시된 그림에서는 방전이 상당히 진행되어 양의 전하가 쌓이고 있으므로 음의 벽전하가 소거되어 전위가 -100V 보다 조금은 높아져 있다. 유전체 앞부분에서 z=40 $\mu$ m 사이에는 음극 쉬스가 존재하고 있고, 그 이후로는 거의 전위가 변하지 않고 유지되고 있다. 음극 쉬스에서의 전위차는 H=50 $\mu$ m인 경우에 가장 크게 나타났다. 그림 9(b)는 같은 순간에 이온들의 밀도를 z축을 따라서 평균을 취한 값이다. 즉, 실린더의 위쪽으로 내려다 볼 때에 이온들의 평균밀도이다. 방전 공간에서의 주요 하전입자는 이온들이므로 이들에 의해서 주로 방전 공간의 전위 분포가 결정된다. 그림 9(b)에서 보듯이 측면 전극이 넓을수록 이온들의 밀도는 높아져서 z축을 따라서 더욱 강한 쉬스가 형성됨을 예상할 수 있다.

그림 10(a)는 측면이 음극일 때, 전류가 최대로 흐르는 시점에서 z=50 $\mu$ m인 지점(전극의 시작점)에서 r방향의 전위 변화를 나타낸 그림이다. 측면 전극이 음극인 경우에 실제 음극 쉬스는 그림 4(a)에서 보여 주듯이 측면 전극에서 대각선으로 아래 방향을 향하여 형성된다. 따라서 그림 10(a)의 결과로 방전 중에 음극 쉬스 전압을 그대로 나타낼 수는 없다. 그러나 그림 10(a)와 10(b)의 결과를 살펴봄으로써 측

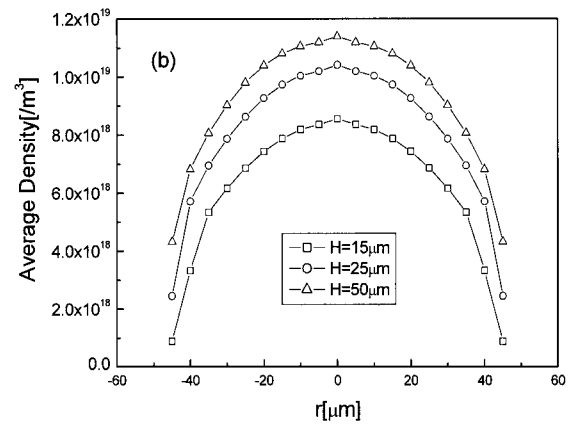
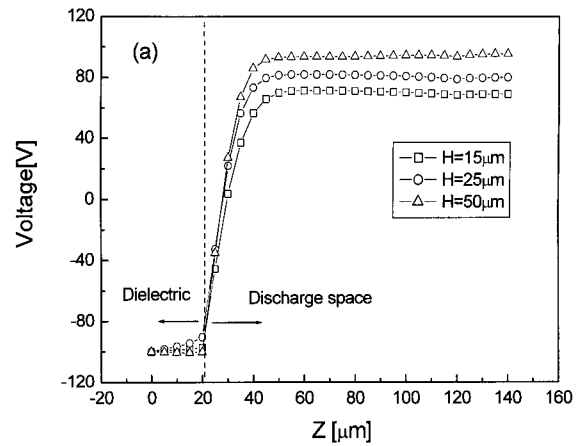


그림 9 하면이 음극인 경우에 방전 전류가 최대인 시점에서 (a) r=0인 지점에서 z축 방향으로의 전위분포 (b) z축 방향으로 평균을 취한 이온들의 밀도 분포  
Fig. 9 (a) potential distribution along z axis at r=0, (b) averaged ion density distribution along z axis, which are calculated at the instance of maximum current flow. The bottom electrode is a cathode.

면 전극이 음극인 경우에 하면 전극과 차이점을 쉽게 알 수 있다. 그림 10(a)를 그림 9(a)와 비교하여 보면, 음극 쉬스에서 유전체 표면과 방전공간간의 전위차가 상대적으로 낮고 유전체 표면의 전위도 매우 높아져 있음을 알 수 있다. 그림 10(b)의 이온들의 공간적인 분포를 보면, 그림 9(b) 보다 밀도는 낮고 r방향으로 좀 더 퍼져 있음을 알 수 있다. 특히, H=25 $\mu$ m인 경우부터는 측면 전극에 가까운 곳에 이온들이 존재함을 알 수 있다. 그림 9(b)의 경우에는 이온들이 z축 상에 모여 있어 z축에서 최대밀도를 갖고 하면전극에 접근해 음에 반하여, 측면이 음극인 경우에는 이온들이 r 방향으로 분산되어 상대적으로 최대 밀도 값들이 낮음으로 인해서 방전 공간에서의 전위가 하면이 음극인 경우보다 낮은 것으로 추정된다. 또한, 측면에 가까운 쪽에 존재하는 하면의 전극이 방전에 직접적인 참여도는 떨어지지만, 측면 음극과 매우 가까워서 측면의 유전체 표면의 전위를 높게 하는

역할을 하여 음극 쉬스 전압이 상대적으로 낮아지게 되는 것으로 해석된다. 이런 이유로, 하면전극이 음극인 경우에 방전적으로 유리한 결과를 보인다고 생각된다. 그러나 강한 음극 쉬스 전계는 전자와 이온들을 생성하는 반응에는 유리하지만, 전자의 에너지가 이온화 반응에 소모되는 비율이 증가하므로 대체로 UV 효율에는 부정적인 영향을 미치게 된다.

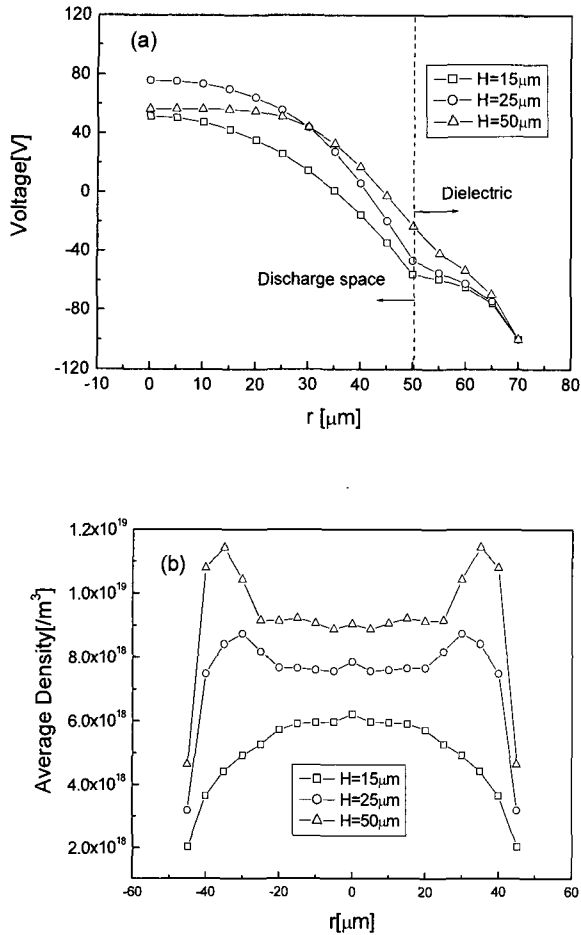


그림 10 측면이 음극인 경우에 방전 전류가 최대인 시점에서 (a) z=50µm인 지점에서 r축 방향으로의 전위분포 (b) z축 방향으로 평균을 취한 이온들의 밀도분포

Fig. 10 (a) potential distribution along r axis at z=50µm, (b) averaged ion density distribution along z axis, which are calculated at the instance of maximum current flow. The side wall electrode is a cathode.

#### 4. 결 론

본 논문에서는 현재 새로운 플라즈마 디스플레이 소자나 의료용 광원으로 연구되고 있는 실린더형 미세공극 구조를 갖고 있는 소자의 방전적인 특성에 대해서 살펴보았다. 하면전극이 음극인 경우와 측면전극이 음극인 경우를 비교해보면, 하면전극이 음극인 경우에 인가전력이나 입자밀도의

관점에서는 좀 더 유리한 것으로 나타났으나 UV 효율 측면에서는 더 나쁜 결과를 보여주었다. 하면전극이 음극인 경우에는 방전공간에서 생성된 이온들이 실린더의 중심축에 모여들어 매우 높은 입자밀도를 보여주었고, 이로 인하여 하면전극과 방전 공간 사이에 음극쉬스 전압이 매우 크게 나타났다. 결국 구조적으로 전계가 집중되는 쪽이 음극이 되는 것이 이온들의 집속효과를 가져와 음극쉬스 전압을 크게 함으로써 방전을 일으키거나 입자밀도를 높인데 유리하게 작용할 것으로 보인다. 실린더의 측면이 음극이 되는 경우에는 방전의 강도가 조금 약하긴 했으나, 실린더의 반경이나 압력 등에 따라서는 실린더의 중심축 상에 이온들이 모이는 조건이 있을 수 있고, 이런 경우에는 하면이 음극인 조건보다 더 강한 방전이 발생할 수도 있을 것으로 보인다.

향후 실린더의 반경이나 압력을 변수로 하였을 때에 방전 양상의 변화 등에 대해서는 추가적인 연구를 진행할 계획이다.

#### 감사의 글

본 연구는 2006년도 인천대학교 교내연구비 지원에 의하여 수행되었음.

#### 참 고 문 헌

- [1] K.H. Schoenbach, A. El-Habachi, W. Shi, M.Ciocca, "High-pressure hollow cathode discharge", Plasma sources Sci. Technol. vol. 6, pp.468-477, 1997.
- [2] K.H. Schoenbach, A. El-Habachi, M.M.Moselhy, W.Shi, R.H.Stark, "Microhollow cathode discharge excimer lamps", Physics of Plasma, vol.7, no.5, pp.2186-2191, 2000.
- [3] S. J. Park, K.S. Kim, A. J. Price, P.A. Tchertchian, P. Y.Chen, J.K.Yoon, J.G. Eden, " Large scale arrays of microcavity plasma devices based on encapsulated Al/Al2O3 electrodes: Device characteristics as a plasma display pixel and low cost wet chemical fabrication processing" Digest of Technical Papers-SID, vol.38, no1, pp. 538-541, 2007.
- [4] P.S. Kothnur, L. L. Raja, "Two-dimensional simulation of a direct-current microhollow cathode discharge", J. Appl. Phys., vol. 97, pp. 043305, 2005
- [5] M.J.Kushner, "Modeling of microdischarge devices: Pyramidal structures", J. Appl. Phys., vol. 95, no.3, pp. 846-858, 2004
- [6] J. Seo, J.G.Eden, "Two-dimensional simulation of ac-driven microplasma confined to 100-300µm diameter cylindrical microcavities in dielectric barrier devices", J. Appl. Phys., vol. 100, pp. 123302, 2006
- [7] J.Seo, W.Chung, C. Yoon, J. Kim, K. Whang, "Two dimensional modeling of a surface type alternating current plasma display", IEEE trans. on plasma science, vol. 29, issue 5 Part: 2, pp.824-831, 2001

## 저 자 소 개



### 서 정 현 (徐正炫)

1971년 7월 12일생. 1993년 서울대 전기 공학과 졸업. 2000년 동 대학원 전기공학 부 졸업(공학). 2000년 9월~2002년 8월 삼성 SDI PDP 개발센터 과장. 2002년 9월~현재 인천대학교 전자공학과 조교수.

Tel : 032-770-8442

Fax : 032-764-2371

E-mail : pdpsunya@incheon.ac.kr



### 강 경 두 (姜景斗)

1967년 출생. 1989년 서울대 원자핵공학과 졸업. 1996년 서울대 대학원 원자핵공학과 졸업(공학). 1997~2000년 UCLA Plasma Physics Lab 및 U of Colorado at Boulder에서 박사후 과정. 2000년~현재 삼성 SDI에서 책임연구원.

Tel : 032-770-8442

Fax : 032-764-2371

E-mail : kyoungdoo.kang@samsung.com