

비대칭 전극계에서의 1차원적 RF 플라즈마 모델링에 관한 연구

(Study on RF Plasma Modeling Between Unequal-Sized Electrodes Using One-dimensional Fluid Method)

소순열* · 임장섭

(Soon-Youl So · Jang-Seob Lim)

요약

본 연구에서 사용된 방전 기체는 오염물의 제거 및 박막 표면 정제 등의 연구 분야에 응용되고 있는 질소 가스를 사용하였으며, 1차원 동심구 모델의 개발로 인하여, 접지 면적을 넓게 함에 따라 경방향으로의 플라즈마 분포가 중심축의 분포와 동일하다는 1차원적 가정이 적절하지 못하다는 Barnes 모델을 보완할 수 있었다. 일정한 인가 전압하에서는 입체각(ω)의 증가에 따라 질소 플라즈마를 구성하는 각 입자의 수밀도 분포, 전계 및 포텐셜이 감소함을 볼 수 있었다. 그러나 면적비가 증가하면서 구동 전극에서의 각 입자들의 움직임은 상대적으로 높은 전계로부터 더욱 활발하게 형성됨에 따라 직렬 연결된 블로킹 콘덴서에서 발생하는 자기 바이어스 전압은 증가하는 것을 알 수 있었다.

Abstract

In computational study on RF(Radio Frequency) plasmas, a 1D fluid models with an advantage of a short computational time are often adopted. However, in order to obtain realistic calculation results under a typical chamber geometry with unequal-sized electrodes, modeling of the plasma space is an issue to be investigated. In this paper, it is focused on that how much a 1D model can approximate a 2D model. 1D fluid models with unequal-sized electrodes, which have spherical and frustum geometry systems, were developed and their results were compared with those of 2D model with Gaseous Electronic Conference cell structure. Behavior of N_2 RF plasmas has been simulated using 1D and 2D fluid models and a technique to take account of unequal-sized electrodes in a 1D fluid models has been examined. Features of the plasma density and the electric potential were discussed as characteristic quantities representing the asymmetry of the chamber geometry.

Key Words : RF(Radio Frequency) Plasmas, Fluid Models, Plasma Space, Electric Potential

* 주저자 : 호가이도대학교 정보과학연구과 전자정보전공

Tel : 061-240-7122, Fax : 061-240-7283

E-mail : janylim@mmu.ac.kr

접수일자 : 2004년 6월 11일

1차심사 : 2004년 6월 23일, 2차심사 : 2004년 7월 28일

심사완료 : 2004년 8월 12일

1. 서론

RF(Radio Frequency) 플라즈마의 특성을 비교·연구함에 있어서, 수치해석을 이용한 방법은 방전 공간내의 각 입자들의 분포 및 움직임 등을 보다 상

세히 분석할 수 있는 장점을 가지고 있다[1,2]. 그 중에서 1차원적 모델링을 통한 연구는 계산 비용의 효율적인 측면과 방전 기체에서의 파생 물질의 화학적 결합 및 운동 등을 이해하는 데 널리 이용되어 왔다 [3].

그러나, 방전 챔버의 외벽은 일반적으로 외부 장해 환경 및 플라즈마의 안정성을 위해 접지되어 있기 때문에, 실효적인 접지 전극의 면적과 구동 전극의 면적이 비대칭적 챔버 형상을 형성하게 된다. 비대칭적 구조는 다양한 플라즈마의 특성을 형성하게 되므로, 3차원적인 분포 및 운동으로 해석해야 할 필요가 있다. 이러한 문제를 해결하기 위해서 2차원 모델(축 대칭 3차원; 축방향 z , 경방향 r)을 통한 시뮬레이션이 수행되고 있으나, 막대한 계산 시간을 필요로 한다[4,5]. 따라서, 1차원 모델로부터 계산 시간의 절약 및 비대칭성을 적절히 고려하는 것이 더욱 효율적이라 할 수 있겠다. 1차원 모델을 이용한 비대칭적 형상 연구로서, 방전 공간에서의 체적 가중치를 고려하기 위해 방전 공간을 원추형 모델로 상정하여 계산한 Barnes의 모델이 보고 되었다[6]. 비대칭적 플라즈마의 기본적인 특성이 재현 가능하다는 이점을 가지고 있으나, 접지 면적을 넓게 함에 따라 경방향으로의 1차원적 가정이 적절하지 못하다는 단점을 가지고 있다.

본 연구에서는 이러한 점에 관하여 검토하고자 하며, 경방향으로의 1차원적 가정도 적절히 표현 가능한 동심구 모델을 개발하고 비교 분석하고자 한다. 본 연구에서 사용된 방전 기체는 오염물의 제거 및 박막 표면 정제 등의 연구 분야에 응용되고 있는 질소 가스를 사용하였으며[7], 최근에 질소 플라즈마는 새로운 분야로의 응용 범위를 확대하는데 이용되고 있어, 그 특성을 보다 상세히 이해할 필요가 있다.

2. 모델링

2.1 기본 방정식

본 시뮬레이션에서는 볼츠만 방정식에서 구해지는 전송방정식을 기본으로 한 1차원 유체 모델을 이용하여 질소 플라즈마의 계산을 행하였다. 충돌 단면적은 1988년 Ohmori의 데이터를 사용하였다[8]

(그림 1 참조). 유체 모델은 각 하전입자의 연속방정식, 전자 에너지 보존 방정식 및 포아송 방정식으로 구성되어 진다. 대전입자의 전송의 식을 아래에 표시하였다[9].

$$\frac{\partial N_j}{\partial t} = -\frac{\partial \Gamma_j}{\partial x} + S_j \quad (1)$$

$$\Gamma_j = W_j - D_j \frac{\partial N_j}{\partial x} \quad (2)$$

여기서 j 는 전자, 정이온을 나타낸다. N_j 는 각 하전입자의 밀도, S_j 는 전자 충돌 및 화학 반응에 의한 각 입자의 발생 및 소멸 항을 나타낸다. 또한 Γ_j 는 입자속(flux), D_j 는 확산 계수, W_j 는 이동속도를 나타낸다. 전극방향으로 입사하는 전자속은 전자 열속도의 함수로 결정되어진다. 그리고, 전극 면으로 향한 전자는 전부 흡수되는 것으로 가정하였다. 전극면 에너지 및 전자 2차 방출 계수를 0.5[eV], 0.01로 설정하였다. 본 연구에서는 방전을 α 영역으로 해석하였으며, 전극면에서의 경계 조건으로 2차 전자를 고려하였다[10,11].

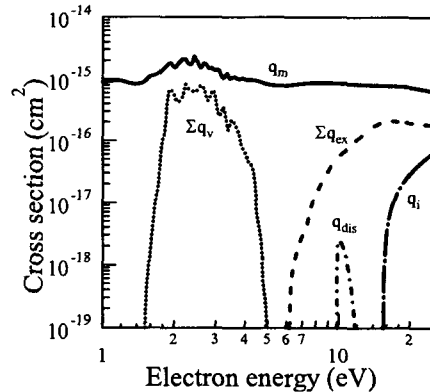


그림 1. N₂ 가스의 전자 충돌 단면적(q_m , 모멘트; Σq_v , 진동 여기 반응; Σq_{ex} , 여기 반응; q_{dis} , 해리 반응; 그리고 q_i , 전리반응)

Fig. 1. The present cross section set for N₂: q_m , momentum transfer; Σq_v , vibrational excitation; Σq_{ex} , excitation; q_{dis} , dissociation; and q_i , ionization

평균 전자 에너지 및 전계의 함수로 구해지는 각 파라메타를 결정하기 위해, 연속방정식에 에너지 보존식 및 포아송 방정식이 포함되어 진다.

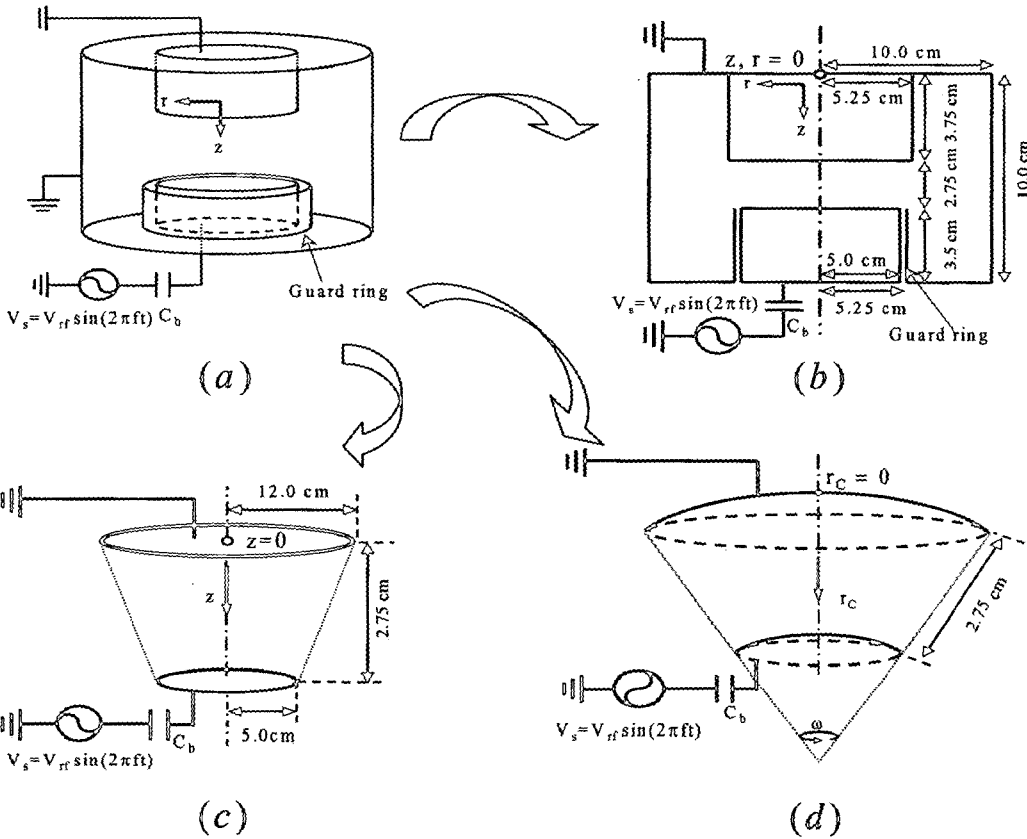


그림 2. CCP 모델의 외부 회로 및 방전 챔버의 모식도 ; (a) 방전 챔버, (b) 2차원 모델, (c) 1차원 Barnes 모델 그리고 (d) 1차원 동심구 모델. 전극간 거리 $d=2.75(\text{cm})$, 블로킹 콘덴서 $C_b=20(\text{pF})$, 가스압 $P=500(\text{mTorr})$ 그리고 RF 주파수 $13.56(\text{MHz})$

Fig. 2. External circuit and electrode configuration of the present CCP model: (a) discharge chamber, (b) two-dimensional model, (c) one-dimensional Barnes model and (d) one-dimensional sphere model. The discharge gap $d=2.75(\text{cm})$, the blocking capacitor $C_b=20(\text{pF})$, Ar gas pressure $P=500(\text{mTorr})$ and the frequency of the RF power source is $13.56(\text{MHz})$

$$\frac{\partial(\epsilon \cdot N_e)}{\partial t} + \frac{\partial q_e}{\partial x} = -\Gamma_e e E - N_e \cdot N k_L \quad (3)$$

$$\nabla^2 V = -\frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (4)$$

여기서, q_e 는 엔탈피 유속(e 는 전자 전하), k_L 은 에너지 손실계수를 나타낸다. V 는 전극 포텐셜, ρ 는 질 전자 밀도, ϵ_0 는 진공 유전율을 나타낸다.

2.2 모델링

방전 챔버의 형상은 GEC(Gaseous Electronics Conference reference cell) 모델을 기준으로 하여 가

정되었다[12]. 그림 2에 1차원 및 2차원 모델을 보여 주고 있다. 방전 여기 RF 전원 주파수는 $13.56[\text{MHz}]$, 전원 전압은 $300[\text{V}]$, 가스온도는 $300[\text{K}]$ 로 설정하였다. 또한 블로킹 콘덴서 용량(C_b)은 $40[\text{pF}]$, 가스압력은 $500[\text{mTorr}]$ 로 설정하였다. GEC 모델(이하 2차원 모델로 통칭)은 내경 $R = 10.0[\text{cm}]$, 전극반경 $r=5.0[\text{cm}]$ 그리고 전극간 거리 $d=2.75[\text{cm}]$ 로 구성되어 있으며, 이를 기본으로 하여 전극 반경 및 전극간 거리를 동일하게 설정한 1차원 모델을 고려하였다. 2차원 모델에서는 챔버의 외벽이 접지되어 있기 때문에, 이러한 비대칭적 구조를 재현하기 위

해, 1차원 모델에서는 접지 전극의 반경을 구동 전극의 반경보다 넓게 형성하여 계산하였다. 그 결과 그림 2 (c)의 Barnes 모델에서는 접지 전극의 반경을 12.0[cm]로 설정하였다. 이것은 2차원 모델에서의 결과와 비교·분석하기 위해서 비대칭적 플라즈마의 특성 중에 자기 바이어스 전압이 동일하도록 설정한 결과이다. 그러나 이 모델은 2차원 모델의 형상을 충실히 계산하기 위해서 접지 면적을 크게 할수록, 접지 전극단말 부가 구동 전극으로부터 크게 벗어나는 부자연스러운 즉, 경방향으로는 중심축과 동일하다는 1차원적 가정이 부적합한 형상을 이루게 된다. 따라서, 전극 면적을 파라메타로 하여 방전 공간 형상을 정할 때, 위치 z에 대한 방전 공간 체적 요소를 구좌표계의 위치 r_c로 두어 동일한 식으로 기술하는 방법을 고안하였다. 이 점을 유의하면, 2.1 절의 방정식을 변경하지 않고도 방전 공간을 동심구로 고려한 모델이 성립함을 알 수 있다(그림 3의 (d)). 구동 전극을 접지 면적이 둘러싸고 있는 구조는 실제의 챔버 형상과 유사하는 것으로부터, 1차원 방정식에서 비대칭 전극계를 표현할 수 있는 하나의 중요한 요소가 될 것으로 생각되어진다. 전극간에 인가되는 방전 전압(V_g) 및 전류(I_g)는 다음과 같이 계산되어 진다[13].

$$V_z = \frac{C_b}{C_b + C_g} V_{rf} - \frac{1}{C_b + C_g} \cdot \int_0^t I_g dt \quad (5)$$

$$I_g = \frac{e}{V_g} \int_{V_b}^{V_g} (F_b - F_g) \cdot E_g dv \quad (6)$$

3. 시뮬레이션 결과 및 고찰

3.1 질소 플라즈마의 정상상태

그림 3은 주기적 정상상태인 2차원 모델 질소 플라즈마의 전자(N_e(z, r)), 이온(N_b(z, r)), 전계(E(z, r)) 및 포텐셜(V(z, r))의 RF 1주기를 시간 평균한 공간 분포를 보여주고 있다. 질소 가스는, 전자의 부착 반응으로 인해 형성되는 부이온이 존재하지 않는 전기적 정의 가스로서 전자 및 이온의 공간 밀도 분포가 거의 동일함을 볼 수가 있다. 그러나, 전극 부근에서는 전자가 RF 전계의 변화에 대응하여 움직이게 됨으로써, RF 전계의 변화에 반응이 느린 이온에 비

해 밀도가 낮게 분포하는 것을 알 수가 있다(그림 3의 (a), (b)). 이로 인하여, 전극 부근에서는 정 이온 쉬스에 의한 높은 공간 전하 전계가 형성되는 것을 볼 수 있다. 또한, 전극 중앙에서는 전자가 이온과 거의 비슷한 밀도 즉, 전기적으로 중성상태를 형성하게 되어(벌크 영역), 전계가 거의 제로에 가까운 분포를 보여주고 있다(그림 3의 (c)). 양 전극의 끝단으로부터 챔버의 외벽 방향으로 확산 과정을 통하여 밀도가 감소하는 것을 알 수 있다[14,15]. 또한 구동 전극 주위에 전계가 전극간에 집중하도록 전위 0[V]의 가드 링이 설치되어 있기 때문에, 구동 전극의 끝단에서 보다 높은 전리 반응을 형성하게 되어 각 입자의 밀도가 높게 분포하는 것을 알 수가 있다.

챔버의 비대칭적 형상으로부터 질소 플라즈마 또한 비대칭적 구조를 형성하게 된다. 구체적으로, 구동 전극면에서의 공간 전하 전계가 접지 전극면보다 높게 형성되는 점과 구동 전극면에서 -35[V]의 자기 바이어스 전압이 형성되는 점을 볼 수가 있다(그림 3 (d)). 이것은 전자가 면적이 작은 구동 전극면으로 집중하면서, RF 1주기를 통해 흐르는 전류가 일정하지 않게 되기 때문이다. 이로 인해, 직렬 연결된 콘덴서에 부의 전하가 축적을 하게 되고, 주기적인 안정을 유지하기 위해 콘덴서에서 부의 전압을 형성하는 것으로 보고되고 있다[16].

3.2 각 모델의 비교·분석

본 절에서는 1차원 및 2차원 모델의 결과를 비교·분석하였다. 1차원 Barnes의 모델에서는 자기 바이어스 전압이 -35[V]가 되도록 접지 전극의 반경을 설정하였으며(r=12.0[cm]), 구동 전극과의 면적비는 5.8이었다. 1차원 동심구 모델에서도 전극 면적비가 동일하도록 설정하였으며, 그때의 입체각(ω)은 6.4π이었다. 이것은 전극간 거리를 2.75[cm]로 고정하였고, 전극 면적비가 5.8로 유지하기 위해서 ω의 한계인 4π를 넘게 되는 결과를 초래하였다.

그림 4와 5에 1차원 및 2차원 모델의 전자(N_e), 이온(N_b)의 수밀도, 공간 전하 전계(E) 및 포텐셜(V)을 나타내었다. 2차원 모델의 결과는 접지 및 구동 전극 사이의 수밀도 평균치 분포($\frac{1}{r} \sum_0^{5.0cm}$)를 보여 주고 있

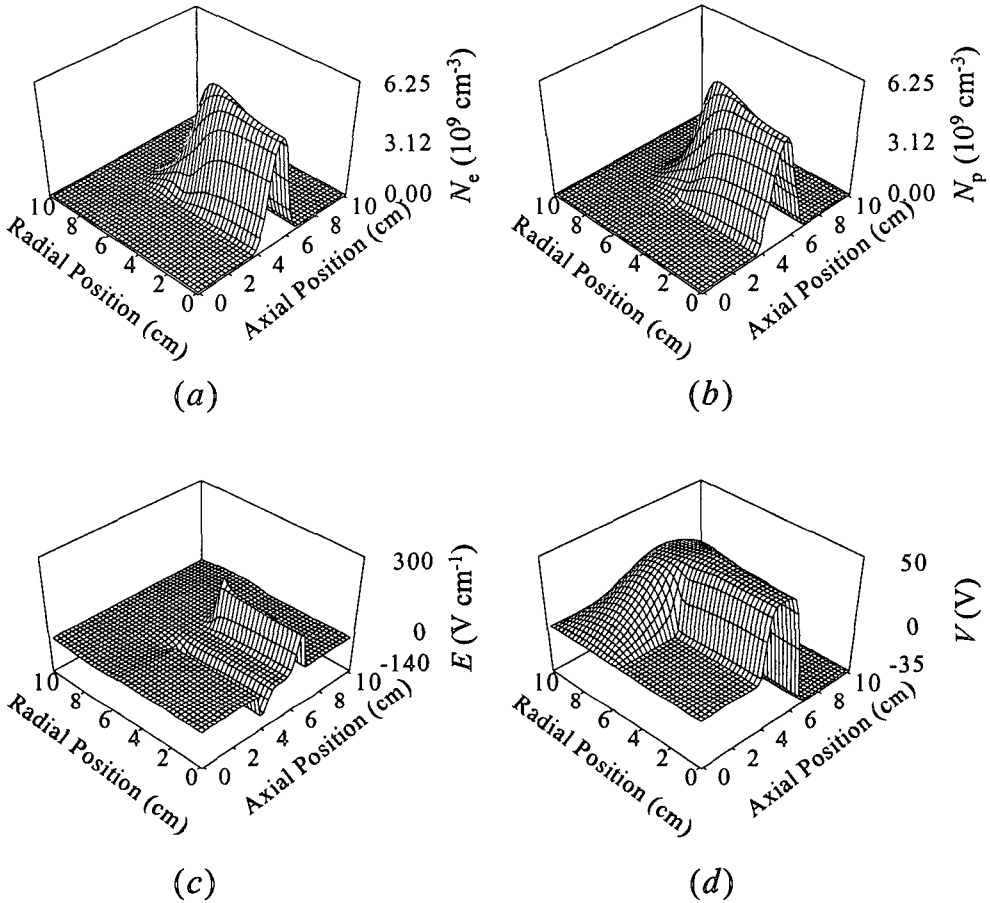


그림 3. 2차원 유체 모델을 통한 주기적 정상상태의 질소 플라즈마의 RF 1주기를 시간 평균한 공간 분포 : (a) 전자($N_e(z, r)$), (b)이온 ($N_p(z, r)$), (c) 전기($E(z, r)$) 그리고 (d) 포텐셜($V(z, r)$)
 Fig. 3. Time-averaged spatial distributions of (a) the electron ($N_e(z, r)$), (b) the positive ion ($N_p(z, r)$), (c) the electric field($E(z, r)$) and (d) the potential($V(z, r)$) of N_2 plasmas of a periodical steady state using two-dimensional fluid model.

다. 1차원 동심구 모델에서는 ω 가 6.4μ 및 4μ 의 두 결과를 함께 나타내었다.

1차원 동심구 모델에서도 2차원 모델과 유사한 비대칭적 질소 플라즈마의 특성 즉, 각 입자 수밀도의 피크치가 구동 전극면 방향으로 치우쳐 분포하는 점, 구동 전극면에서의 전계가 접지 전극면보다 높게 형성되는 점 및 자기 바이어스 전압의 형성을 얻을 수 있었으며, 그 결과도 거의 일치하는 것을 확인할 수 있었다. 그러나 1차원 모델에서는 경방향 (r)으로의 운동과 가드링 효과에 의한 전기 반응의 증대 등의 영향을 고려할 수 없는 것으로부터 다수의 오차가 존재하는 것을 볼 수 있다. 이로 인하여 전극 중심

즉, 벌크 영역에서 전기적 임피던스가 2차원 모델보다 낮게 형성되면서 포텐셜에서도 낮은 값을 형성하는 것으로 고려되어진다. 이 부분을 명확히 하기 위해서는 앞으로 보다 많은 연구가 필요하다고 할 수 있겠다. 그러나 동심구 모델로부터, Barnes의 모델과 비교해서도 동일한 결과를 얻을 수 있었으며 이것은 Barnes의 단점을 보완하여 경방향으로의 1차원적 가정이 적절히 표현 가능하다는 것을 알 수가 있었다.

3.3 면적비에 따른 1차원 모델의 분석

그림 6은 1차원 동심구 모델을 이용하여 접지 및

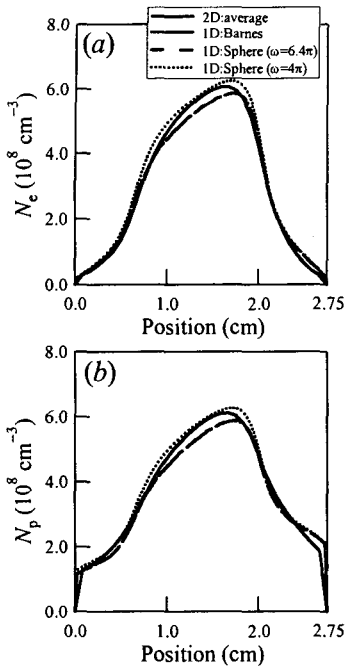


그림 4. 1차원 및 2차원 모델들을 시간 평균한 (a) 전자 N_e 및 (b) 이온 N_p 의 수밀도 분포

Fig. 4. Time-averaged spatial distributions of (a) the electron N_e and (b) the positive ion N_p from one- and two-dimensional fluid models

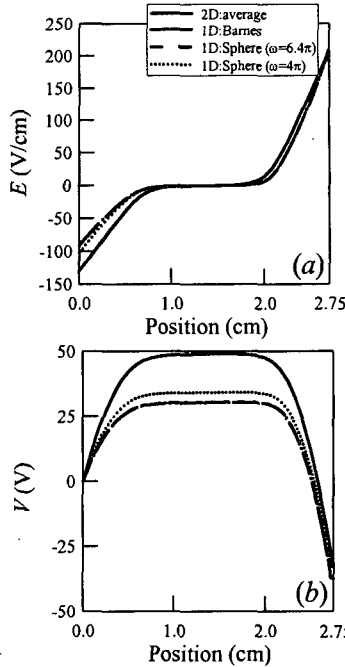


그림 5. 1차원 및 2차원 모델들을 시간 평균한 (a) 공간 전기 E 및 (b) 포텐셜 V의 분포

Fig. 5. Time-averaged spatial distributions of (a) the electric field E and (b) the potential V from one- and two-dimensional fluid models

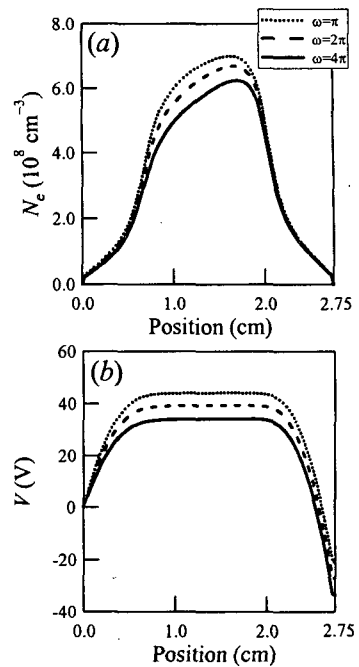


그림 6. 1차원 동심구 모델을 이용한 전극간 면적비에 따른 (a) 전자 N_e 및 (b) 포텐셜 V의 공간 분포

Fig. 6. Time-averaged spatial distributions of (a) the electron N_e and (b) the potential V using one-dimensional sphere model with relating to the ratios of the grounded and the powered electrodes

구동 전극의 면적비를 변형시키면서, 그에 따른 질소 플라즈마의 특성을 나타내고 있다.

이 결과는 방전 챔버에 인가되는 전압을 300[V]로 일정하게 유지하면서 시뮬레이션한 것이다. 입체각 (ω) 이 증가함에 따라 이온 수밀도 및 전위가 상대적으로 감소하는 것을 알 수 있다. 이것은 ω 가 증가되면, 상대적으로 접지 전극의 면적이 구동 전극보다 증가하게 되면서 전극 면적비도 높아지게 된다. 또한 면적비가 증가하게 됨에 따라 방전 공간내의 임피던스도 증가하게 되면서, 일정한 전압이 인가된 플라즈마에서는 전자에 인가되는 에너지 및 전위도 상대적으로 감소하게 된다. 따라서, 일정한 인가 전압하에서는 ω 의 증가에 따라 질소 플라즈마를 구성

하는 각 입자의 수밀도 분포, 전기 및 포텐셜이 감소하게 되는 것을 알 수 있다. 그러나 면적비가 증가하면서 구동 전극에서의 각 입자들의 움직임은 상대적으로 높은 전계로부터 더욱 활발하게 형성됨에 따라 직렬 연결된 블로킹 콘덴서에서 발생하는 자기 바이어스 전압은 증가하는 것을 볼 수가 있다(그림 6의 (b)).

4. 결 론

본 연구에서는 질소 가스를 이용하여 비대칭적 전극계의 플라즈마 현상을 1차원 모델로부터 재현하였다. 2차원 모델(z축 대칭 3차원 모델), 1차원 Barnes

모델 및 동심구 모델로부터 비대칭적 특성을 조사하였으며, 각 모델들의 비교·분석을 행하였다.

2차원 모델은 방전 챔버의 형상을 적절히 표현 가능한 이점을 가지고 있으나 계산량의 증가로 인한 시간적 손실을 감안하지 않으면 안된다. 따라서 계산 비용의 손실이 적으며, 비대칭적 챔버의 형상이 재현 가능하도록 1차원적 모델을 고려하였다. 1차원 모델을 통해서도 2차원 모델에서 계산 가능하였던 비대칭적 플라즈마 특성을 얻을 수 있었다. 물론, 경방향(r)으로의 운동과 가드링 효과에 의한 전리 반응의 증대 등의 영향을 고려할 수 없는 것으로부터 다소의 오차가 존재하는 것은 배제할 수 없다.

1차원 동심구 모델의 개발로 인하여, 접지 면적을 넓게 함에 따라 경방향으로의 플라즈마 분포가 중심축의 분포와 동일하다는 1차원적 가정이 적절하지 못하다는 Barnes 모델을 보완할 수 있었다. 일정한 인가 전압하에서는 입체각(ω)의 증가에 따라 질소 플라즈마를 구성하는 각 입자의 수밀도 분포, 전계 및 포텐셜이 감소함을 볼 수 있었다. 그러나 면적비가 증가하면서 구동 전극에서의 각 입자들의 움직임은 상대적으로 높은 전계로부터 더욱 활발하게 형성됨에 따라 직렬 연결된 블로킹 콘덴서에서 발생하는 자기 바이어스 전압은 증가하는 것을 알 수 있었다.

References

[1] Won-Zoo Park, "A Study on the Characteristics of the Radio-Frequency Induction Discharge Plasma", Journal of the Korean Institute of Illuminating and Electrical Installation Engineers, Vol. 13, No. 3, pp.34-39(1999).
 [2] Jang-Ho Ha, Yong-Woo Jun, Sang-Tae Choi, Won-Zoo Park and Kwang-Sik Lee, "A Measurements on the Characteristics of Electron Energy Distribution Function of Radio-Frequency Inductively Coupled Plasma", Journal of the Korean Institute of Illuminating and Electrical Installation Engineers, Vol. 13, No. 4, pp.82-86(1999).
 [3] Jing Yang, Peter L. G. Ventzek, H. Sugawara and Y. Sakai, "Step responses of radio-frequency capacitively coupled discharges", J. Appl. Phys., Vol. 82, No. 5, pp. 2093-2105(1997).
 [4] J. P. Boeuf and L. C. Pitchford, "Two-dimensional model of a capacitively coupled rf discharge and comparisons with experiments in the Caseous Electronics Conference reference reactor", Phys. Rev. E, Vol. 51, No. 2, pp. 1376-1390(1995).
 [5] D. Herrebout, A. Bogaerts, M. Yan, R. Gijbels, W. Coedheer and A. Vanhulsel, "Modeling of a capacitively coupled radio-frequency methane plasma: Comparison

between a one-dimensional and a two-dimensional fluid model", J. Appl. Phys., Vol. 92, No. 5, pp.2290-2295 (2002).
 [6] Michael S. Barnes, Tina J. Colter and Michael E. Elta, "Large-signal time-domain modeling of low-pressure rf glow discharge", J. Appl. Phys., Vol. 61, No. 1, pp.81-89 (1987).
 [7] J. Hugill and T. Saktioto, "A simplified chemical kinetic model for slightly ionized, atmospheric pressure nitrogen plasmas", Plasma Sources Sci. Technol. Vol. 10, pp. 38 (2001).
 [8] Y. Ohmori, M. Shimozuma and H. Tagashira, "Boltzmann equation analysis of electron swarm behaviour in nitrogen", J. Phys. D: Appl. Phys., Vol. 21, pp. 724 (1988).
 [9] A. A. Kulikovskiy, " More Accurate Scharfetter-Gummel Algorithm of Electron Transport for Semiconductor and Gas Discharge Simulation", J. Com. Phys., Vol. 119, pp. 149-155(1995).
 [10] Ph. Belenger and J. P. Boeuf, "Transition between different regimes of rf glow discharges", Phys. Rev. A. Vol. 41 No. 8 pp. 4447-4459(1990).
 [11] M. A. Lieberman and A. J. Lichtenberg, Principles of Plasma discharges and materials processing, Wiley Interscience(1994).
 [12] D. P. Limberopoulos and D. J. Economou, "Modeling and simulation of glow discharge plasma reactors", J. Vac. Sci. Technol. A, Vol. 12, No. 4, pp.1229-1236(1994).
 [13] N. Sato and Y. Shida, " Two Dimensional Fluid Model of RF Plasmas in SiH4/Ar Mixtures", Jpn. J. Appl. Phys., Vol. 36, pp. 4794-4798(1997).
 [14] Annemie Bogaerts, Erik Neyts, Renaat Gijbels and Joost van der Mullen, "Gas discharge plasmas and their applications", Spectrochimica Acta Part B,(2002).
 [15] V. Guerra, P.A. Sa and J. Loureiro, "Electron and Metastable Kinetics in the Nitrogen Afterglow", Plasma Sources Sci. Technol. 12 pp. S9-S15(2003).
 [16] Savino Longo and Mario Capitelli, "Harmony Between Simple Fluid and Particle Models of Radio-Frequency Parallel-Plate Discharge", Jpn. J. Appl. Phys., Vol. 33. pp. 4292-4297(1994).

◇ 저자소개 ◇

소순열 (蘇淳烈)

1970년 10월 8일생. 1996년 2월 전남대학교 전기공학과 졸업. 1998년 2월 동 대학원 석사학위 수여. 1999년 4월 일본 홋카이도대학교 공학연구과 전자정보공학전공 박사과정 입학. 2003년 3월 동 대학원 박사학위 취득. 현재 동 대학원 연구원.

임장섭 (林蔭燮)

1967년 1월 19일생. 1989년 2월 전남대학교 전기공학과 졸업. 1991년 2월 동 대학원 석사학위 수여. 1996년 2월 동 대학원 박사학위 수여. 1996년 8월 현재 목포해양대학교 해양전자통신공학부 부교수.

