≪연구논문≫ 한국진공학회지 제17권 5호, 2008년 9월, pp.400~407

축전 결합형 플라즈마원에 대한 전자기장의 2차원 공간 의존성 계산

김용일, 윤남식*

충북대학교, 전기공학과, 청주 361-763

(2008년 7월 7일 받음, 2008년 9월 18일 수정, 2008년 9월 18일 확정)

본 연구에서는 축전 결합형 플라즈마원에 대한 전자기장의 2차원 공간 의존성을 계산하였다. 1차원 유체 방정식을 기반으로 축전 전기장과 전도 전류 밀도의 axial 방향 공간 의존성을 계산한 후, radial 방향으로는 맥스웰 방정식의 해를 $\omega r/c$ 에 대한 power series로 전개하여 전자기장의 2차원 공간 의존성을 계산하였다.

주제어 : 축전 결합형 플라즈마원, 유체 방정식, 맥스웰 방정식, 전자기장.

Ⅰ. 서 론

축전 결합형 플라즈마원(Capacitively Coupled Plasma Source)은 간단한 기하학적인 구조로 균일한 플라즈마를 발생시킬 수 있다는 장점 때문에 반도체 및 디스플레이 제작에서 많이 쓰이고 있다 [1]. 이러한 플라즈마원의 개발과 공정 최적화를 위해서는 플라즈마의 발생 원리와 그 물성을 이해하는 것이 전제되어야 한다. 그러나 플라즈마 기술은 매우 어려워서 국산화되어 있는 기술이 매우 적은 형편이며, 공정 특성과 초동 및 최적의 조건의 산출을 위해 시행착오를 통해 설계변수를 제시하고 있어 인적, 물적 낭비가 심한 것이 현실이다. 따라서 모델링과 시뮬레이션 기술 개발은 선행적인 기반정립이 필요한 분야라 할 수 있다.

특히, 축전 결합형 플라즈마원에서는 두 개의 sheath와 유도성 플라즈마가 공진하는 직렬공진과 플라즈마 커패시턴스와 플라즈마 인덕턴스가 병렬로 연결된 병렬공진이 존재 할 수 있는데, 리액턴스가 0이 되는 공명조건에서는 파워흡수 효율이 최대가 되어 여러 연구 그룹에 의해 연구가 진행되어 왔다 [2-5]. 따라서 공명조건을 찾고 등가회로정립을 위해서는 장치의 용량성 리액턴스와 유도성 리액턴스의 계산이 필요하므로 선행적으로 장치의 내부 전자기장이 계산되어야 한다.

최근에 축전 결합형 플라즈마원에서 전기장의 시간변화에 의한 자기장 효과가 고려된 시뮬레이션이 소개되었지만 [6], sheath 영역이 고려되지 않은 플라즈마 영역에 대해서만 시뮬레이션이 이루어졌다. 따라서 본 연구에서는 비록 1차원에서 이루어졌지만 sheath 영역까지 포함된 시뮬레이션으로 1차원 유체방정식을 기반으로 축전 전기장과 전도 전류 밀도의 axial 방향 공간 의존성을 계산한 후, radial 방향으로는 맥스웰 방정식의 해를 $\omega r/c$ 에 대한 power series로 전개하여 전자기장의 2차원 공간 의존성을 계산하였다 [7].

Ⅱ. 본 론

2. 1 수송 모델식

Fig. 1은 축전 결합형 플라즈마원의 개략도이다. 장치의 반경 R은 두 전극의 간격 l보다 훨씬 크며 전극들은 접지된 진공챔버로 둘러싸여 있다고 가정하였다. 전극들은 임피던스 매칭회로를 통하여 RF 파워소스와 연결되며, 장치 내부로 들어온 중성가스는 전기장으로부터 에너지를 얻은 전자로부터 이온화가 된다.

본 연구에서 사용된 하전 입자의 기본 방정식은 연속 방정식, 운동 방정식, 그리고 온도 방정식으로 구성된다 [8].

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial \Gamma_i}{\partial z} = k_{iz} n_e n_n, \tag{1}$$

* [전자우편] nsyoon@chungbuk.ac.kr

$$\frac{\partial n_e}{\partial t}+\frac{\partial \Gamma_e}{\partial z}=k_{iz}n_e n_n, \tag{2}$$

$$\Gamma_i=\mu_i n_i \tilde{E}-D_i\frac{\partial n_i}{\partial z}, \tag{3}$$

$$\Gamma_e=-\mu_e n_e E-D_e\frac{\partial n_e}{\partial z}, \tag{4}$$

$$\frac{\partial E}{\partial z}=\frac{e(n_i-n_e)}{\varepsilon_0}, \tag{5}$$

$$\frac{\partial \tilde{E}}{\partial t}=\frac{e}{\mu_i m_i}\left(E-\tilde{E}\right), \tag{6}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{3}{2}nT_e\right)+\frac{\partial q_e}{\partial z}+e\Gamma_e E+\varepsilon_l k_{iz}n_n n_e=0, \tag{7}$$

$$q_e=-\frac{5}{2}D_e n_e\frac{\partial T_e}{\partial z}+\frac{5}{2}T_e\Gamma_e. \tag{8}$$

여기에서, $m_e(m_i)$, $\Gamma_e(\Gamma_i)$, $n_e(n_i)$, $\mu_e(\mu_i)$, $D_e(D_i)$, q_e, T_e는 각각 전자(이온) 질량, 전자(이온) 플럭스, 전자(이온) 밀도, 전자(이온)의 이동도, 전자(이온의) 확산계수, 에너지 플럭스, 전자 온도이다. k_{iz}는 이온화 계수, n_n은 중성입자의 밀도, E는 전기장, ε_l은 충돌에 의한 에너지 손실 그리고 $\tilde{E}$는 유효 전기장으로 이온이 크고 무겁기 때문에 순시적인 전기장에는 반응하지 못하여 유효한 전기장의 도입이 필요하다 [9].

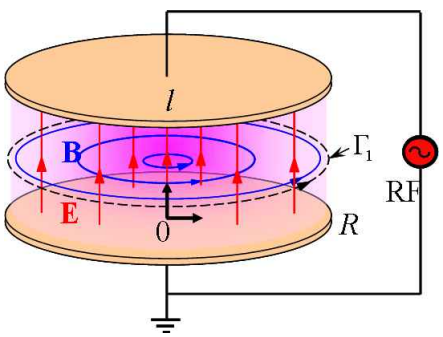

Fig. 1. Schematic diagram of the capacitively coupled plasma source.

1차원 유체방정식의 경계조건은 다음과 같다.

$z = 0$:

$$J_{total}=J_0\cos\omega t, \tag{9}$$

$$\Gamma_i=\mu_i n_i \tilde{E}, \tag{10}$$

$$\text{if } \Gamma_i<0;\quad \Gamma_e=-\frac{1}{4}n_e\upsilon_{th}-\gamma\Gamma_i, \tag{11}$$

$$q_e=-\left(\frac{5}{2}T_e\right)\frac{1}{4}n_e\upsilon_{th}-\gamma\left(\frac{5}{2}T_{se}\right)\Gamma_i, \tag{12}$$

$$\text{if } \Gamma_i\geq 0;\quad \Gamma_e=-\frac{1}{4}n_e\upsilon_{th}, \tag{13}$$

$$q_e=-\left(\frac{5}{2}T_e\right)\frac{1}{4}n_e\upsilon_{th}, \tag{14}$$

$z = l$:

$$J_{total}=0, \tag{15}$$

$$\Gamma_i=\mu_i n_i \tilde{E}, \tag{16}$$

$$\text{if } \Gamma_i>0;\quad \Gamma_{e,B}=\frac{1}{4}n_e\upsilon_{th}-\gamma\Gamma_i, \tag{17}$$

$$q_e=\left(\frac{5}{2}T_e\right)\frac{1}{4}n_e\upsilon_{th}-\gamma\left(\frac{5}{2}T_{se}\right)\Gamma_i, \tag{18}$$

$$\text{if } \Gamma_i\leq 0;\quad \Gamma_e=\frac{1}{4}n_e\upsilon_{th}, \tag{19}$$

$$q_e=\left(\frac{5}{2}T_e\right)\frac{1}{4}n_e\upsilon_{th}. \tag{20}$$

여기에서, v_{th}는 전극에서 전자의 열속도, T_{se}는 전극에서 방출되는 2차 전자의 에너지 그리고 γ는 2차 전자 방출계수로서 0.01의 값을 주었으며 [10], 하전입자의 수송파라미터는 참고문헌 [11]과 같다.

2. 2 전자기장 계산

1차원 유체방정식으로부터 계산된 전기장과 전도 전류 밀도는 sheath에서 많은 고조파가 존재하고, 추후 플라즈마 내에서 전자기장 형태로 저장된 에너지를 Field definition 을 통해 장치 전체의 리액턴스를 계산하기 위해서는 전기장과 전도 전류 밀도를 퓨리에 변환해야 한다 [12]. 주기 p=2L 일 때 기본파 전기장과 전도 전류 밀도는

$$E_1(z;t) = a_{E,1}\cos\omega t + b_{E,1}\sin\omega t = E_m\cos(\omega t + \phi_{E,1}), \quad (21)$$

$$J_1(z;t) = a_{J,1}\cos\omega t + b_{J,1}\sin\omega t = J_m\cos(\omega t + \phi_{J,1}) \quad (22)$$

이다. 여기에서 a_{E1}, b_{E1}, $a_{J,1}$, $b_{J,1}$은 각각 전기장과 전도 전류 밀도의 기본파 퓨리에 계수이다. 따라서 전기장과 전도 전류 밀도는 실수 성분과 허수 성분으로 나눌 수 있다.

시간에 따라 변하는 전기장은 맥스웰 방정식 중 하나를 만족하여 자기장을 생성시킨다.

$$\nabla\times\mathbf{B} = \mu_0\left[\mathbf{J} - i\omega\varepsilon_0\mathbf{E}\right]. \quad (23)$$

여기에서 파장에 대한 시간조화 의존성은 $e^{-i\omega t}$로 가정하며, μ_0는 자유공간에서의 투자율, ω는 각 주파수 그리고 ε_0는 진공에서의 유전율이다. Fig. 1에서 자기장을 따르는 루프 Γ_1에 대하여 식 (23)을 양변에 적분을 취하고 정리하면 아래와 같다.

$$\oint_{\Gamma_1}(\nabla\times B(r,z))dS = \mu_0\left[\oint_{\Gamma_1} J(r,z)dS - i\omega\varepsilon_0\oint_{\Gamma_1} E(r,z)dS\right], \quad (24)$$

또는

$$B_\varphi = \frac{\omega r}{2c^2}\left[\frac{1}{\omega\varepsilon_0}J_{re} - E_{im} - i\left(\frac{1}{\omega\varepsilon_0}J_{im} + E_{re}\right)\right]. \quad (25)$$

그리고 자기장 또한 시간에 따라 변하면 패러데이 법칙을 만족하여 보상 전기장을 생성시켜 기존 전기장을 보상해 준다.

$$\nabla\times\mathbf{E} = -i\omega\mathbf{B}. \quad (26)$$

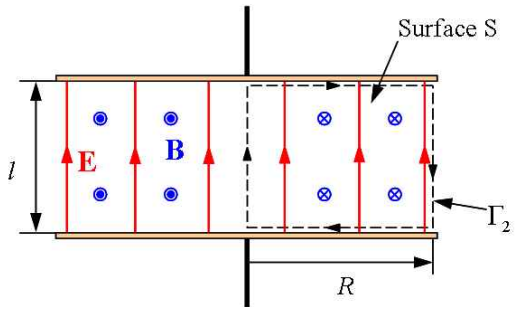

Fig 2. Cross section of the capacitively coupled plasma source.

Fig. 2에서 루프 Γ_2에 대하여 양변에 적분을 취하면 아래와 같다.

$$\oint_{\Gamma_2}(\nabla\times E(r,z))dS = -i\omega\oint_{\Gamma_2} B(r,z)dS. \quad (27)$$

여기에서 E는 E_1+E_2로 나눌 수 있으며 E_2는 자기장에 의해 생긴 보상 전기장이다. E_1에 대한 적분은 radial 방향으로 전기장이 일정하다고 가정하였기 때문에 0이 되며, E_2인 보상 전기장은 $r=0$인 지점에서 자기장의 시간변화가 없으므로 $r=R$인 지점에서만 존재하게 되어 식 (27)을 정리하면

$$-\int E_2 dl = -i\omega\oint_{\Gamma_2} B(r,z)dS, \quad (28)$$

$$E_2 = -\frac{\omega^2 r^2}{4c^2}\left[\frac{1}{\omega\varepsilon_0}J_{im} + E_{re} + i\left(\frac{1}{\omega\varepsilon_0}J_{re} + E_{im}\right)\right] \quad (29)$$

이 된다. 마찬가지로 맥스웰 방정식으로부터 보상 자기장은 보상 전기장에 의해 생겨나게 되며, 전도 전류 밀도는 높은 주파수에서 확산 항과 이온 전류 밀도는 무시될 수 있기 때문에 다음과 같이 정리된다.

$$J_2(r,z) = -e\mu_e n_e E_2(r,z), \quad (30)$$

$$B_2 = -\frac{\omega^3 r^3}{16c^4}\left[\left(\frac{1}{\omega\varepsilon_0}J_{re} - E_{im}\right) - \frac{e\mu_e n_e}{\omega\varepsilon_0}\left(\frac{1}{\omega\varepsilon_0}J_{im} + E_{re}\right) - i\left\{\left(\frac{1}{\omega\varepsilon_0}J_{im} + E_{re}\right) + \frac{e\mu_e n_e}{\omega\varepsilon_0}\left(\frac{1}{\omega\varepsilon_0}J_{re} + E_{im}\right)\right\}\right]. \quad (31)$$

이와 같이 보상 전기장에 의해 보상 자기장이 생겨나는 것처럼 계속해서 보상 자기장에 의해 보상 전기장이 생겨나게 된다. 결국 전기장은 ω/c 에 대한 power series로 전개된다.

2. 3 시뮬레이션 결과

시뮬레이션은 Ar 방전에서 장치의 반경 0.2 m, 두 전극은 간격 0.02 m, 주파수 13.56 MHz, 압력 1 Torr, 그리고 전극에서의 전류밀도 20 A/m 인 조건에서 이루어졌다.

Fig. 3은 600 MHz에서 여러 mode number에 대한 전기장의 radial 방향 공간 의존성을 나타낸다. 여기에서 mode number는 맥스웰 방정식으로부터 얻어진 전자기장의 순서이다. 기본 mode인 E_1은 radial 방향으로 일정하다고 가정을 하였고 맥스웰 방정식으로부터 mode number를 증가시키면 좀 더 정확한 전기장과 자기장을 얻을 수 있다. 또한 600MHz에서 전기장의 radial 방향 공간 의존성을 확인한 결과, 주파수가 커지면 커질수록 mode number를 더 많이 증가시켜 더해야 정확한 결과를 얻을 수 있다. 반면 주파수가 그 이하일 때는 mode number가 2~3정도면 정확한 전기장과 자기장을 얻을 수 있다.

Fig. 4와 Fig. 5는 전기장과 전도 전류 밀도의 주파수 별 공간 분포를 나타낸 것이다. 전기장과 전도 전류 밀도 모두 전극 근처에서 비선형적인 sheath에 의해 고조파가 많이 발생됨을 알 수 있다.

Fig. 6은 주파수가 13.56MHz일 때 전기장의 2차원 공간

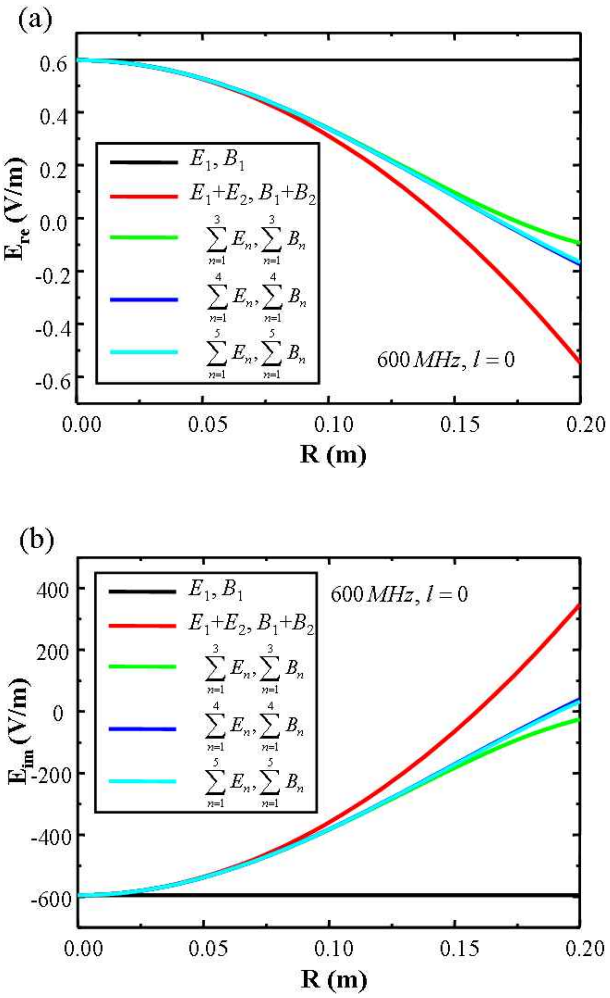

Fig. 3. Radial profile of the electric field for mode number: (a) real part, (b) imaginary part.

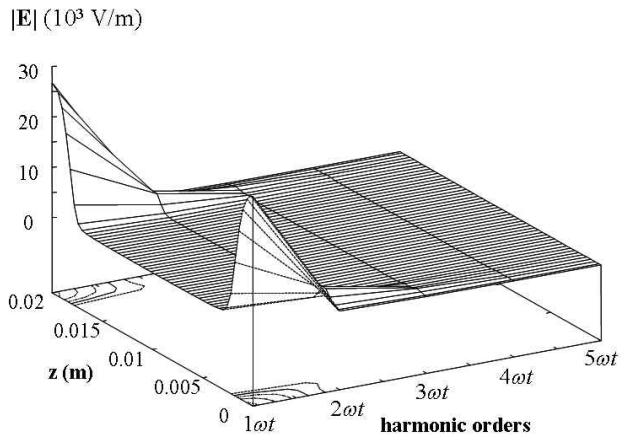

Fig 4. Axial profile of the electric field for harmonic orders.

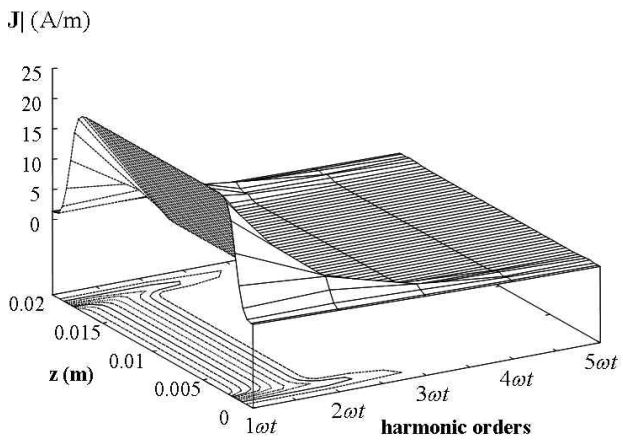

Fig. 5. Axial profile of the conduction current density for harmonic orders.

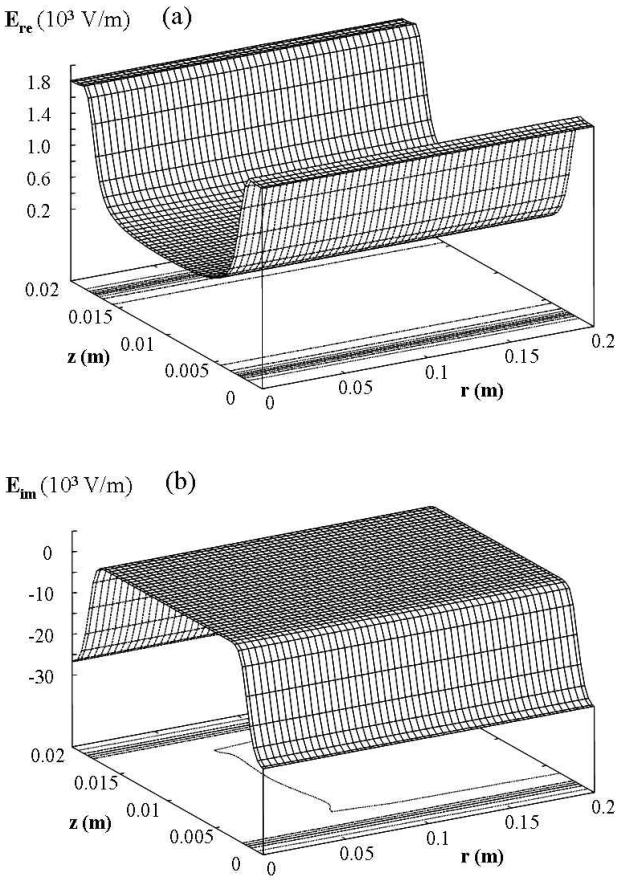

Fig. 6. Spatial profile of electric field: (a) real part, (b) imaginary part.

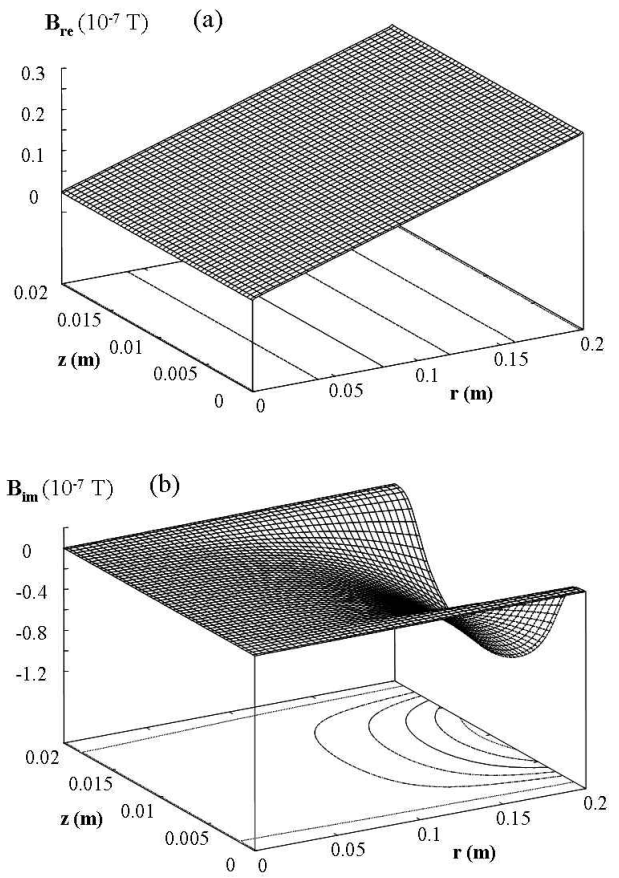

Fig. 7. Spatial profile of magnetic field: (a) real part, (b) imaginary part.

의존성으로 sheath 근처에서 강한 전기장을 볼 수 있으며 radial 방향으로는 값의 차이가 없다. 하지만 주파수가 증가되면 radial 방향으로 전기장이 증가하게 된다.

Fig. 7은 주파수가 13.56MHz일 때 자기장의 2차원 공간 의존성을 나타낸다. 자기장은 E_1이 반경에 대해서 선형적인 증가로 인해 radial 방향으로 증가됨을 볼 수 있다.

Fig. 8은 시간변화에 따른 포인팅 벡터를 나타낸다. 계산된 z방향의 복소 전기장과 φ방향의 복소 자기장으로부터 축전 결합형 플라즈마원에서 포인팅 벡터는

$$\mathbf{E}\times\mathbf{H} = E_z H_\varphi \cos(\omega t + \phi_1 + \phi_2)(-\mathbf{a}_r) \tag{34}$$

이고, 시간에 따른 포인팅 벡터의 방향은 에너지가 흐르는 방향으로 $\omega t = 0, \pi/2$인 경우에는 에너지가 흡수되며, $\omega t = \pi, 3\pi/2$인 경우는 에너지가 방사됨을 알 수 있다. 그리고 포인팅 벡터의 크기는 강한 전기장이 걸린 sheath근처와 radial 방향으로 자기장이 증가되는 곳에서 크다는 것을 확인 할 수 있다.

Ⅲ. 결 론

축전 결합형 플라즈마원의 1차원 유체방정식에 대한 전자기장의 2차원 공간 의존성 계산이 이루어졌으며, 맥스웰 방정식으로부터 radial 방향 전기장의 수렴을 확인할 수 있었다. 그리고 전기장과 전도 전류 밀도의 주파수별 공간분포를 통해 sheath에서 많은 고조파가 존재함을 알 수 있었다. 또한 계산된 전자기장으로부터 포인팅 벡터를 확인하여 에너지의 크기와 흐름을 알 수 있었다. 현재 본 연구 결과를 바탕으로 Field definition 이론을 적용하여 축전 결합형 플라즈마원의 용량성 리액턴스와 유도성 리액턴스의 계산이 이루어지고 있으며, 장치의 공진조건에 대한 연구가 활발히 진행 중이다.

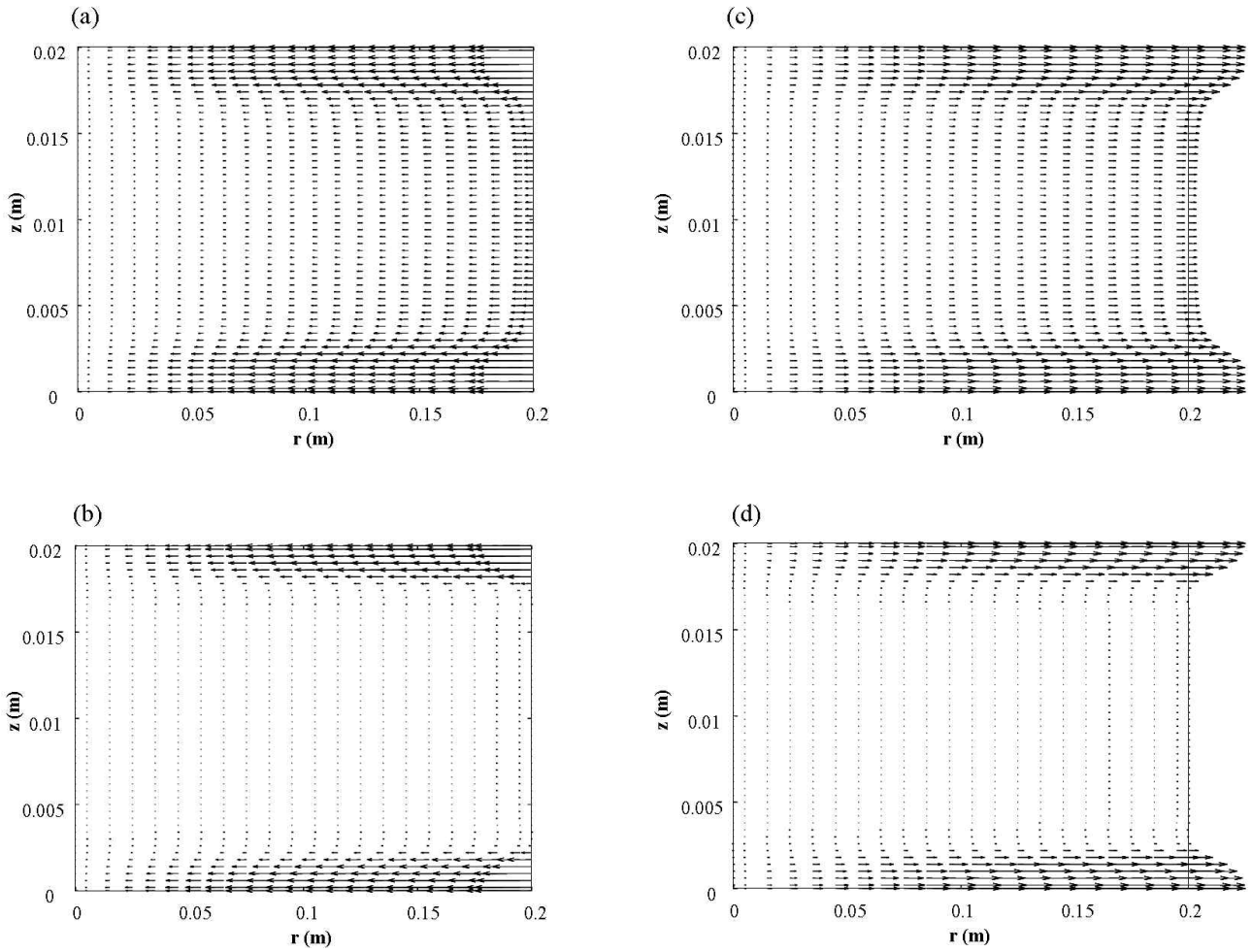

Fig. 8. Poynting vector: (a) $\omega t = 0$, (b) $\omega t = \pi/2$, (c) $\omega t = \pi$, and (d) $\omega t = 3\pi/2$

감사의 글

본 논문은 산업자원부가 지원하는 국가 반도체 연구개발 사업인 "시스템집적반도체기반기술개발사업 (시스템 IC2010)"을 통해 개발된 결과임을 밝힙니다.

참고문헌

[1] M. A. Lieberman and A. J. Lichtenberg, *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing* (Wiley, New York, 1994), chap. 1.

[2] L. Tonks, Phys. Rev. **37**, 1458(1931).

[3] V. P. T. Ku, B. M. Annaratone and J. E. Allen, J. Appl. Phys. **84**, 6536(1998).

[4] V. P. T. Ku, B. M. Annaratone and J. E. Allen, J. Appl. Phys. **84**, 6546(1998).

[5] D. J. Cooperberg and C. K. Birdsall, Plasma Sources Sci. Technol. **7**, 96(1998).

[6] I. S. Lee, D B Graves and M A Lieberman, Plasma Sources Sci. Technol. **17**, 1(2008).

[7] R. P. Feynman, R. B. Leighton, M. L. Sands, *The Feynman Lectures on Physics*, Vol. 2 (Addison Wesley, 1977), chap.23.

[8] H. Y. Kim, D. C. Kwon, N. S. Yoon, H. H. Choe and J. H. Kim, J. Korean Phys. Soc. **49**, 1967 (2006).

[9] A.D.Richards, B.E.Thompson, and H.H.Sawin, Appl. Phys. Lett. **50**, 492(1987).

[10] D. P. Lymberopoulos and D. J. Economou, J. Appl.

Phys. **73**, 3668(1993).

[11] J. D. P. Passchier and W. J. Goedheer, J. Appl. Phys. **74**, 3744(1993).

[12] R. P. Feynman, R. B. Leighton, M. L. Sands, *The Feynman Lectures on Physics*, Vol. 2 (Addison Wesley, 1977), chap. 23.

≪Research Paper≫ Journal of the Korean Vacuum Society Vol.17 No.5, September 2008, pp.400~407

The Calculation of Two Dimensional Spatial Profile of Electromagnetic Field for Capacitively Coupled Plasma Source

Y. I. Kim and N. S. Yoon

Department of electrical engineering, Chungbuk National University, Cheongju 361-763

(Received July 7 2008, Revised September 18 2008, Accepted September 18 2008)

In this study, Two dimensional spatial profile of electromagnetic field for capacitively coupled plasma source is calculated. Based on one dimensional fluid equation, spatial profile for the axial direction of electric field and conduction current density is firstly calculated. The two dimensional spatial profile for the electromagnetic field is calculated from solution of Maxwell equation that is expanded to power series for ωr/c into the radial direction.

Keywords : Capacitively coupled plasma source, Fluid equation, Maxwell equation, Electromagnetic field

* [E-mail] nsyoon@chungbuk.ac.kr