

# 표면 전류 모델을 이용한 TCP 장치의 안테나 영역 전기장 계산

정봉삼, 윤남식\*

충북대학교, 전기공학과, 청주 361-763

(2008년 7월 7일 받음, 2008년 9월 16일 수정, 2008년 9월 16일 확정)

10 mTorr의 이하의 저압조건에서는 비 충돌에 의한 anomalous skin effect 과정이 반드시 고려되어 한다는 것이 선행 연구 결과를 통해 학술적으로 입증된 바 있다. 그러나 단면적이 0인 필라멘트 타입의 전류 모델을 적용했기 때문에 안테나 중심에서 전기장이 무한대가 되는 비 물리적인 현상이 발생하게 되는 문제가 있다. 따라서 본 연구에서는 단면이 유한한 표면 전류 모델을 적용하여 안테나 영역에서의 전기장을 계산하였으며, 필라멘트 타입의 전류 모델을 적용했을 때와 여러 조건에서 비교하였다.

주제어 : TCP, 표면 전류 모델, 파동방정식, 전기장.

## I. 서 론

플라즈마는 발생 방법에 따라 다양한 플라즈마원들이 개발되어 있는데, 이 중에서도 Fig. 1과 같은 TCP (Transformer Coupled Plasma) 장치는 구조의 간단함에도 불구하고 고밀도의 플라즈마를 효율적으로 발생시키므로 차세대 공정 장비로써 특히 주목받고 있는 플라즈마원이라 할 수 있다 [1-6]. TCP 장치는 고밀도의 플라즈마를 효율적으로 발생시킬 수 있는 반면, 안테나 면적이 넓은 CCP (Capacitively Coupled Plasma) 장치에 비해 균일성이 떨어지는 단점이 있다. 따라서 안테나 형상에 따른 균일성 연구를 위해 전자 가열 모델 이론 정립은 반드시 필요하다고 할 수 있다.

이를 위해 10 mTorr의 이하의 저압조건에서도 적용 가능한 비 충돌에 의한 anomalous skin effect 과정이 고려된 전자 가열 모델이 발표된 바 있다. 그러나 단면적이 0인 필라멘트 타입의 전류 모델을 적용했기 때문에 안테나 중심에서 전기장과 장치 전체 임피던스가 무한대가 되는 비 물리적인 현상이 발생하게 되는 문제가 있다. 따라서 본 연구에서는 단면이 유한한 표면 전류 모델을 적용하여 안테나 영역에서의 전기장을 계산하였으며, 필라멘트 타입의 전류 모델을 적용했을 때와 여러 조건에서 비교하였다.

2장에서는 안테나 영역에서의 전기장을 표면 전류 모델

을 적용했을 때와 필라멘트 타입 전류 모델을 적용했을 때 각각 계산하였고, 3장에서는 여러 조건에서 계산된 전기장을 비교하였다. 4장에서는 3장의 결과로부터 알 수 있는 사실들을 종합하여 정리하였다.

## II. 안테나 영역에서 전기장 계산

본 연구에서 고려된 TCP 장치의 개략도는 Fig. 1과 같다. 여기서  $R$ 은 챔버 반경,  $L_s$ 는 shielding cap 높이,  $L_p$ 는 플라즈마 길이이다. 적용된 안테나의 표면 전류 모델 개략도는 Fig. 2(a)와 같고 단면적이 0인 필라멘트 타입 (Fig. 2(b))의 전류 모델과 비교하였다.

### 2.1 표면 전류 모델

Fig. 1과 같은 2차원 원통 좌표계에서 파동 방정식은 식 (1)과 같이 표현된다.

$$\frac{\partial^2 E_\theta}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial E_\theta}{\partial r} - \frac{E_\theta}{r^2} + \frac{\partial^2 E_\theta}{\partial z^2} + \kappa^2 E_\theta = -\frac{4\pi\kappa}{c} iJ_c. \quad (1)$$

\* [전자우편] nsyoon@chungbuk.ac.kr

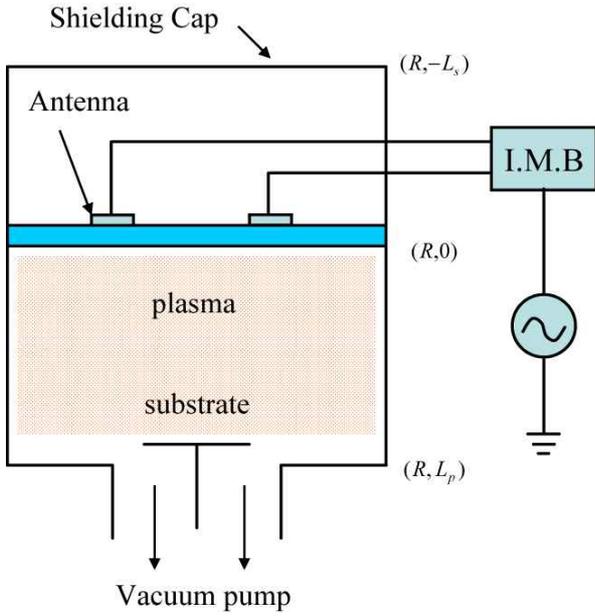


Fig. 1. Schematic diagram of the TCP reactor and the coordinate system adopted in this work.

여기서,  $\kappa = \omega/c$ ,  $\omega$ 는 파동 주파수,  $c$ 는 빛 속도, 그리고  $J_c$ 는 안테나 전류 밀도이다. 그리고 고려된 경계 조건은 식 (2)와 같다.

$$E_\theta(R, z) = 0, E_\theta(r, L_p) = 0, B_r(r, 0) = B_0 = \frac{i}{\kappa} \frac{\partial E_\theta(r, z)}{\partial z} \Big|_{z=0}. \quad (2)$$

무한하게 주기적인 시스템으로 확장 되었을 때 [2], 전기장은  $z = z_n = nL_p$  점에서 미분 불가능하다.  $n$ 은 임의의 정수이며  $E_\theta$ 의 2차미분식은  $nL_p$  점에서 유한한 값이 아니다. 이러한 불연속지점을  $\delta$ -함수를 이용하여 더해주면 식 (3)과 같다.

$$\frac{\partial^2 E_\theta}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial E_\theta}{\partial r} - \frac{E_\theta}{r^2} + \frac{\partial^2 E_\theta}{\partial z^2} + \kappa^2 E_\theta = -\frac{4\pi\kappa}{c} iJ_c - 2i\kappa \sum_{-\infty}^{\infty} B_r(r, z_n + 0) \delta(z - z_n). \quad (3)$$

$\delta(z)$ 는 Dirac delta 함수이며,  $E_\theta$ 과  $J_c$ 는 다음과 같이 Fourier-Bessel 시리즈로 표현될 수 있다.

$$E_\theta(r, z) = \sum_{m=1}^{\infty} J_1(p_m r) \left[ \frac{e_{m0}}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} e_{mn} \cos(q_n z) \right], \quad (4)$$

$$J_c(r, z) = \sum_{m=1}^{\infty} J_1(p_m r) \left[ \frac{j_{m0}^c}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} j_{mn}^c \cos(q_n z) \right]. \quad (5)$$

여기서  $J_1$ 는 1차 Bessel 함수,  $p_m = \alpha_{1,m}/R$ ,  $q_n = n\pi/L_p$ , 그리고  $\alpha_{1,m}$ 는  $J_1$ 의  $m$ 번째 근이다. 이 때 Fourier-Bessel 시리즈의 성분,  $e_{mn}$ 과  $j_{mn}^c$ 는 다음과 같이 정의된다.

$$e_{mn} = \frac{4}{L_s R^2 J_2^2(\alpha_{1,m})} \int_{-L_s}^0 \int_0^R E_\theta(r, z) J_1(p_m r) \cos(q_n z) r dr dz, \quad (6)$$

$$j_{mn}^c = \frac{4}{L_s R^2 J_2^2(\alpha_{1,m})} \int_{-L_s}^0 \int_0^R J_c(r, z) J_1(p_m r) \cos(q_n z) r dr dz. \quad (7)$$

식 (7)에서  $J_c(r, z)$ 는 Fig. 2(a)와 같이 단면적이 유한한 표면 전류 모델로 가정하였으며 고려된 전류 밀도 식은 다음과 같다.

$$J_c(r, z) = \frac{I_c}{4} \frac{S(r_c, \Delta r_c)}{\Delta r_c} \left\{ \delta \left( z - \left( z_c + \frac{\Delta z_c}{2} \right) \right) + \delta \left( z - \left( z_c - \frac{\Delta z_c}{2} \right) \right) \right\} + \frac{I_c}{4} \frac{S(z_c, \Delta z_c)}{\Delta z_c} \left\{ \delta \left( r - \left( r_c + \frac{\Delta r_c}{2} \right) \right) + \delta \left( r - \left( r_c - \frac{\Delta r_c}{2} \right) \right) \right\}, \quad (8)$$

여기서  $(r_c, z_c)$ 는 안테나 중심의 좌표,  $\Delta r_c$ 와  $\Delta z_c$ 는 각각  $r$ 과  $z$ 방향으로의 안테나 두께이고,

$$S(a, b) \equiv \begin{cases} 1, & \left( a - \frac{b}{2} \leq z \leq a + \frac{b}{2} \right) \\ 0, & \text{(otherwise)} \end{cases} \quad (9)$$

이다.

식 (4)와 (5)를 식 (3)에 대입하여 정리하면 식 (10)을 얻을 수 있다.

$$e_{mn} = \frac{i\kappa}{L_s} \frac{1}{\beta_m^2 - k_n^2} \left[ \frac{4\pi L_s}{c} j_{mn}^c - 2 \{ b_{0,m} - (-1)^n b_{s,m} \} \right]. \quad (10)$$

여기서,

$$b_{s,m} = \frac{2}{R^2 J_2^2(\alpha_{1,m})} \int_0^R B_s(r) J_1(p_m r) r dr, \quad (11)$$

$b_{0,m}$ 은  $z=0$ 에서의 자기장을 나타내며 mode excitation method로부터 구해진  $b_{0,m}$ 은 다음과 같다 [7].

$$b_{0,m} = \frac{2\pi L_s}{c} j_{c,m}^{(sh, L_s)} \left[ \sinh(\beta_m L_s) + 2 \frac{\beta_m}{L_p} \cosh(\beta_m L_s) S_m \right]^{-1}, \quad (12)$$

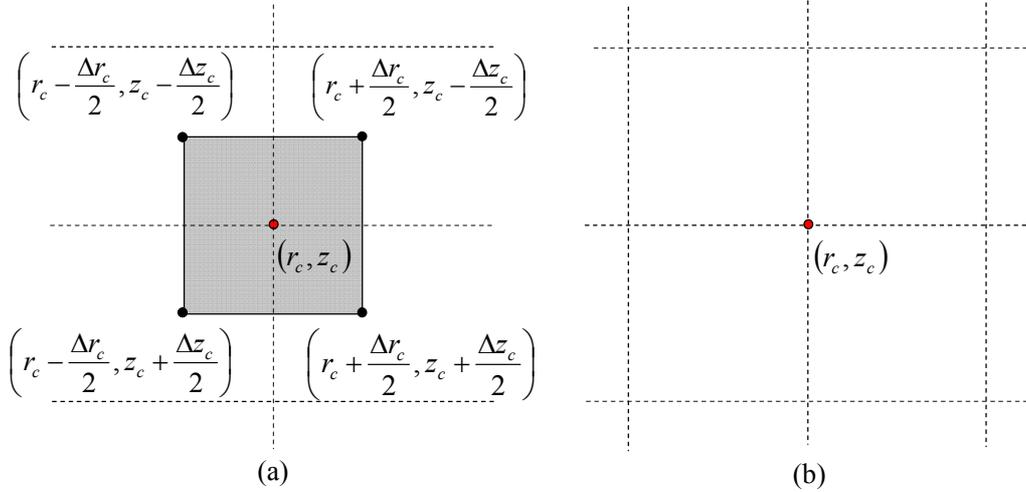


Fig. 2. Antenna current model coordinate system; (a) surface current model, (b) filament model.

$$j_{c,m}^{(sh,L_s)} \equiv \frac{4}{L_s R^2 J_2^2(\alpha_{1,m})} \int_{-L_s}^0 \int_0^R J_c(r,z) J_1(p_m r) \times \sinh[\beta_m(z+L_s)] r dr dz, \quad (13)$$

$$A_{c,m} = \frac{\beta_m}{\Delta r_c} \int_{r_c - \Delta r_c/2}^{r_c + \Delta r_c/2} J_1(p_m r) r dr, \quad (19)$$

$$S_m = \frac{(S_m^{(1)})^2 - (S_m^{(2)})^2}{S_m^{(1)}} \quad (14)$$

$$B_{c,m} = \frac{1}{\Delta z_c} \left\{ \left( r_c + \frac{\Delta r_c}{2} \right) J_1 \left[ p_m \left( r_c + \frac{\Delta r_c}{2} \right) \right] + \left( r_c - \frac{\Delta r_c}{2} \right) J_1 \left[ p_m \left( r_c - \frac{\Delta r_c}{2} \right) \right] \right\}, \quad (20)$$

$$S_m^{(1)} = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{D_{mn}}, S_m^{(2)} = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n}{D_{mn}}, \quad (15)$$

그리고

$$C_{c,m} = \frac{I_c}{L_s R^2 J_2^2 \beta_m} \quad (21)$$

그리고

$$D_{mn} = p_m^2 + q_n^2 - \kappa^2 - \frac{4\pi\kappa}{c} i \sqrt{2\pi} \sigma_n. \quad (16)$$

이다.

식 (18)을 식 (12)에 대입하면  $b_{0,m}$ 은 다음과 같이 다시 정리할 수 있다.

여기서,  $\beta_m = \sqrt{p_m^2 - \kappa^2}$ ,  $\sigma_n$ 는 플라즈마 도전율이며 다음과 같이 표현된다.

$$\sigma_n = -\frac{i}{\sqrt{\pi}} \frac{\omega_p q_D}{8\pi q} Z_p \left( \frac{\omega + i\nu}{|q|v_{th}} \right). \quad (17)$$

$$b_{0,m} = \frac{4\pi I_c}{c R^2 J_2^2(\alpha_m) \beta_m} \frac{\sinh[\beta_m(z_c + L_s)]}{\sinh(\beta_m L_s) + 2 \frac{\beta_m}{L_p} \cosh(\beta_m L_s) S_m} \times \left[ A_{c,m} \cosh\left(\beta_m \frac{\Delta z_c}{2}\right) + B_{c,m} \sinh\left(\beta_m \frac{\Delta z_c}{2}\right) \right]. \quad (22)$$

여기서,  $\omega_p$ 는 플라즈마 주파수,  $q_D = \sqrt{4\pi n_e^2 / T_e}$ ,  $Z_p$ 는 plasma dispersion function이다 [4].

전류 밀도 식 (8)을 식 (13)에 대입하고 정리하면

$$j_{c,m}^{(sh,L_s)} = 2C_{c,m} \sinh[\beta_m(z_c + L_s)] \left[ A_{c,m} \cosh\left(\beta_m \frac{\Delta z_c}{2}\right) + B_{c,m} \sinh\left(\beta_m \frac{\Delta z_c}{2}\right) \right] \quad (18)$$

최종적으로 식 (10)을 식 (4)에 대입하여 정리하면 식 (23)과 같은 안테나 영역에서의 전기장을 얻을 수 있다.

$$E_\theta = \frac{4\pi\kappa i}{c R^2} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{J_1(p_m r)}{J_2^2(\alpha_m) \beta_m^2} \sum_j I_j \left[ \psi_{mj}(\xi_{mj} - \zeta_{mj}) + B_{c,m} \zeta_{mj} \right]. \quad (23)$$

이고, 여기서

여기서,

$$\psi_{mj} = A_{c,m} \cosh\left(\beta_m \frac{\Delta z}{2}\right) + B_{c,m} \cosh\left(\beta_m \frac{\Delta z}{2}\right), \quad (24)$$

$$\xi_{mj} = \begin{cases} \frac{\sinh[\beta_m(z+L_s)]\cosh(\beta_m z_c)}{\cosh(L_s)} & (z \leq z_c - \frac{\Delta z_c}{2}) \\ \frac{\sinh[\beta_m(z_c+L_s)]\cosh(\beta_m z)}{\cosh(L_s)} & (z \geq z_c + \frac{\Delta z_c}{2}) \\ \cosh(\beta_m z_c)\cosh(\beta_m z)\tanh(\beta_m L_s) \\ + \frac{\sinh[\beta_m(z+z_c)] - \cosh[\beta_m(z-z_c)]}{2} \tanh\left(\beta_m \frac{\Delta z_c}{2}\right) & (\text{otherwise}), \end{cases} \quad (25)$$

$$\zeta_{mj} = \frac{\sinh[\beta_m(z+L_s)]\sinh[\beta_m(z_c+L_s)]}{\sinh[2\beta_m L_s \left[1 + 2\frac{\beta_m}{L_p} \cot(\beta_m L_s) S_m\right]}} \quad (26)$$

그리고

$$\varsigma_{mj} = \begin{cases} \frac{1}{2} - \frac{\cosh[\beta_m(z-z_c)]}{2 \cosh\left[\beta_m \frac{\Delta z_c}{2}\right]} & \left(\text{if } z_c - \frac{\Delta z_c}{2} \leq z \leq z_c + \frac{\Delta z_c}{2}\right) \\ 0 & (\text{otherwise}) \end{cases} \quad (27)$$

## 2.2 필라멘트 타입 전류 모델

Fig. 2(b)와 같이 단면적이 0인 필라멘트 타입 전류 모델로 가정하였으며 안테나 전류 밀도 식은

$J_c(r, z) = \sum I_{c,j} \delta(r-r_{c,j}) \delta(z-z_{c,j})$ 이다. 이를 식 (7)에 대입하고 정리하면 다음과 같다.

$$j_{mn}^c = \sum_j \frac{4r_{c,j}}{L_s R^2 J_2^2(\alpha_{1,m})} I_{c,j} J_1(p_m r_{c,j}) \cos(q_n z_{c,j}) \quad (28)$$

2.1 절과 비슷한 방법으로 식 (4)와 (5)를 식 (3)에 대입

하여 정리하면 다음과 같이 식 (29)을 얻을 수 있다.

$$e_{mn} = \frac{i\kappa}{L_s} \frac{1}{\beta_m^2 - k_n^2} \left[ \frac{4\pi L_s}{c} j_{mn}^c - 2\{b_{0,m} - (-1)^n b_{s,m}\} \right] \quad (29)$$

여기서,

$$b_{s,m} = \left[ b_{0,m} - \frac{2\pi L_s}{c} j_{c,m}^{(sh)} \right] / \cosh(\beta_m L_s), \quad (30)$$

$$j_{c,m}^{(sh)} = 2\frac{\beta_m}{L_s} \sinh(\beta_m L_s) \left[ \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \frac{j_{mn}^c}{\beta_m^2 + k_n^2} + \frac{j_{m0}^c}{2\beta_m^2} \right], \quad (31)$$

$$b_{0,m} = \frac{2\pi L_s}{c} j_{c,m}^{(sh, L_s)} \left[ \sinh(\beta_m L_s) + 2\frac{\beta_m}{L_p} \cosh(\beta_m L_s) S_m \right]^{-1}, \quad (32)$$

그리고

$$j_{c,m}^{(sh, L_s)} \equiv \sum_j \frac{4}{L_s R^2 J_2^2(\alpha_m)} I_{c,j} J_1(p_m r_{c,j}) \sinh[\beta_m(L_s + z_{c,j})] \quad (33)$$

최종적으로 식 (29)을 식 (4)에 대입을 하면 식 (34)와 같은 안테나 영역에서의 전기장을 얻을 수 있다.

$$E_\theta = \frac{4\pi}{c} \kappa i \sum_{m=1}^{\infty} J_1(p_m r) \varepsilon_m \quad (34)$$

여기서,

$$\varepsilon_m = \left[ \frac{j_{m0}^c}{2\beta_m^2} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{j_{mn}^c \cosh(k_n z)}{\beta_m^2 + k_n^2} \right] \frac{L_s \cosh(\beta_m z)}{\beta_m \sinh(2\beta_m L_s)} j_{c,m}^{ch} - \frac{c}{4\pi} \frac{b_{0,m}}{\beta_m} \frac{\sinh[\beta_m(z+L_s)]}{\cosh(\beta_m L_s)} \quad (35)$$

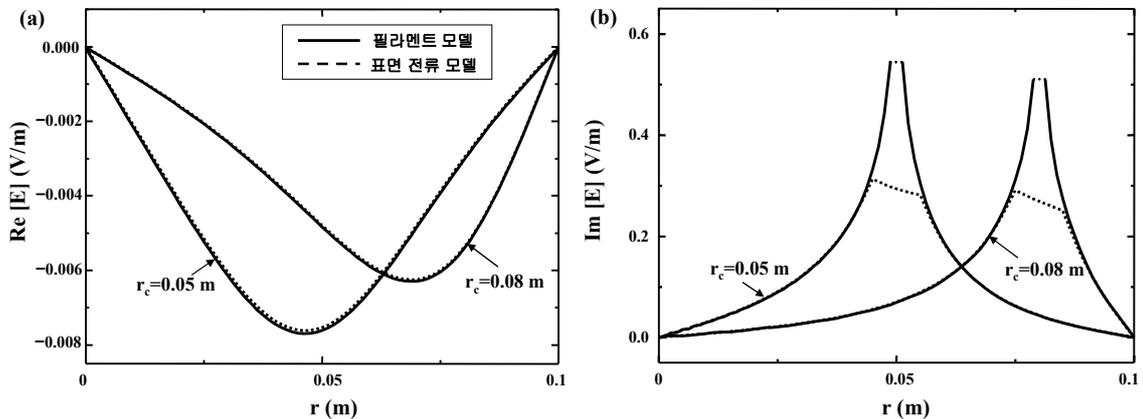


Fig. 3. Dependence of the electric field on  $r(z=z_c)$ ; (a) real part, (b) imaginary part.

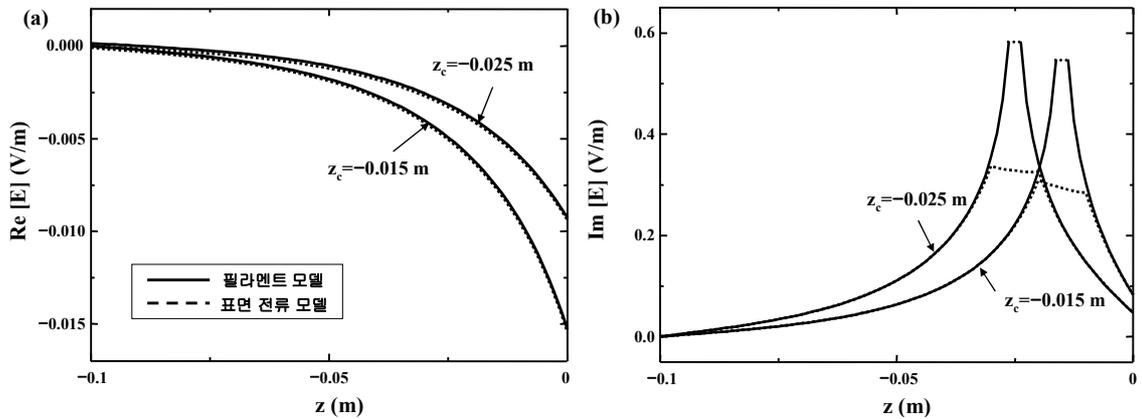


Fig. 4. Dependence of the electric field on  $z$  ( $r = r_c$ ); (a) real part, (b) imaginary part.

### III. 결 과

II 장에서 안테나가 표면 전류 모델과 필라멘트 모델 일 때 안테나 영역에서의 전기장이 계산 되어졌으며 이를 바탕으로 변수 조건과 공간에 대한 의존성을 확인하며 두 모델에서의 전기장 비교하였다. 여기서 공통적으로 적용된

조건은  $n_p = 10^{18} \text{ m}^{-3}$ ,  $T_e = 5 \text{ eV}$ ,  $\omega/2\pi = 13.56 \text{ MHz}$ ,  $R = 0.1 \text{ m}$ ,  $L_p = 0.1 \text{ m}$ ,  $L_s = 0.1 \text{ m}$ ,  $r_c = 0.051 \text{ m}$ ,  $z_c = -0.015 \text{ m}$ 이다.

Fig. 3은  $z$ 가  $z_c$  일 때  $r$ 방향으로 전기장의 공간 의존성이고, Fig. 4는  $r$ 이  $r_c$  일 때  $z$ 방향으로 전기장의 공간 의존성이다. Fig. (a)는 전기장의 실수 성분이고 (b)는 허수 성분

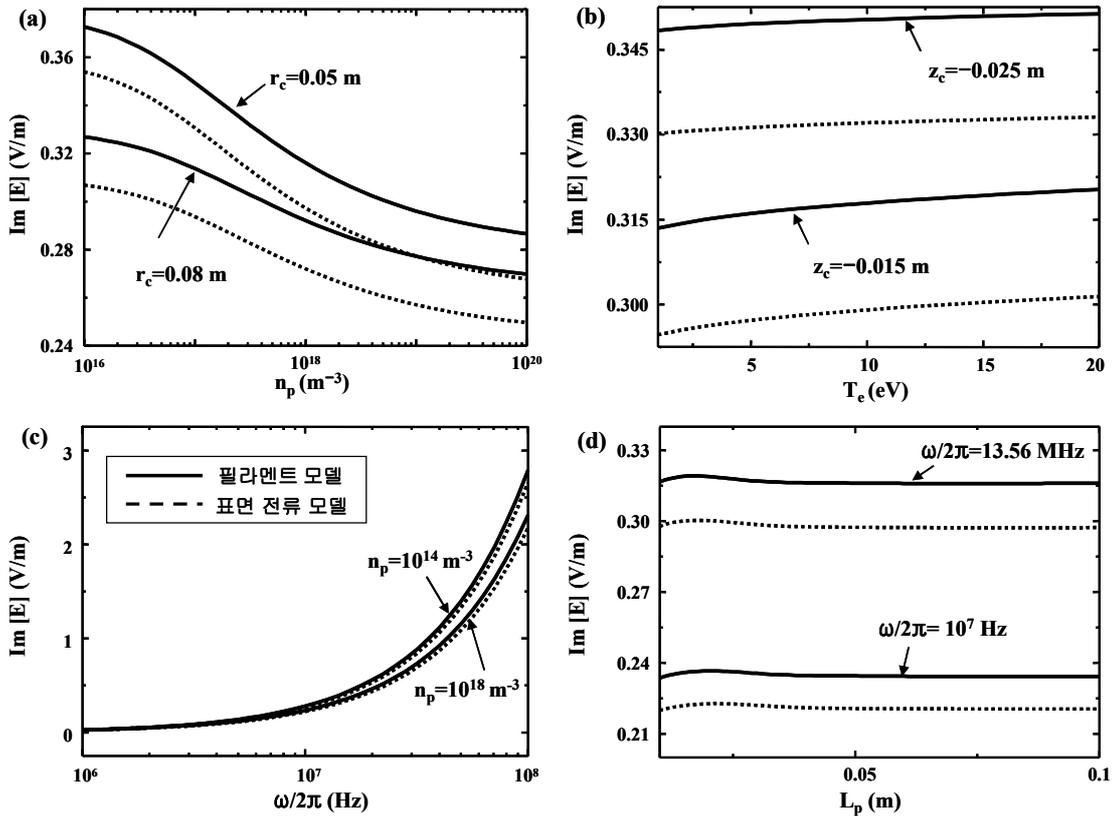


Fig. 5. Dependence of electric field on ; (a) plasma density, (b) electron temperature, (c) excitation frequency, (d) plasma length.

분이며, 여기서 실선은 안테나가 필라멘트 모델일 때, 그리고 점선은 표면 전류 모델일 때의 전기장을 나타낸다. 단면적이 0인 필라멘트 모델의 경우 안테나가 위치한 지점에서 전기장의 허수 성분이 무한대가 되는 비 물리적인 현상이 나타나지만 표면 전류 모델은 안테나 내부에서도 정확히 계산되는 것을 확인 할 수 있다. 그러나 안테나 내부를 제외한 영역에서는 두 모델이 거의 일치하고 전기장의 실수 성분의 경우는 두 모델이 거의 일치함을 알 수 있다.

Fig. 5는  $(r_c + \frac{\Delta r_c}{2}, z_c)$ ,  $(r_c - \frac{\Delta r_c}{2}, z_c)$ ,  $(r_c, z_c + \frac{\Delta z_c}{2})$ ,  $(r_c, z_c - \frac{\Delta z_c}{2})$  위치에서 평균한 전기장의 플라즈마 및 장치 변수 의존성이다. 두 모델은 오차율이 최대 10% 이내의 비슷한 의존성을 보이고 있음을 알 수 있다.

#### IV. 결 론

안테나가 필라멘트 모델과 표면 전류 모델 일 때 각각 안테나 영역에서 전기장이 계산되었다. 전기장의 실수 성분의 경우, 두 모델은 거의 일치하는 공간 의존성을 보인다는 것을 확인 하였다. 단면적이 0인 필라멘트 모델은 안테나 중심에서 전기장의 허수 성분이 무한대가 되는 비 물리적인 현상이 나타나지만 유한한 단면적을 가지는 표면 전류 모델의 경우 안테나 내부에서도 전기장이 정확히 계산되었다. 하지만 안테나의 내부를 제외한 영역에서는 두 모델이 거의 일치함을 알 수 있다. 따라서 표면전류모델을 이용할 경우 장치 전체임피던스도 정확히 계산될 것으로 보이며,

현재 본 연구 결과를 바탕으로 플라즈마 전체 임피던스를 계산하는 연구, 개발 활동이 활발히 진행 중이다.

#### 감사의 글

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

#### 참고문헌

- [1] N. S. Yoon, S. S. Kim, C. S. Chang, and D I Choi, J. Korean Phys. Soc. **28** 172 (1995)
- [2] N. S. Yoon, S. S. Kim, C. S. Chang, and D I Choi, Phys. Rev. E **54** 757 (1996)
- [3] S. S. Kim, C. S. Chang, and N. S. Yoon, J. Korean Phys. Soc. **29** 678 (1996)
- [4] N. S. Yoon, S. M. Hwang, and D.I.Choi, Phys. Rev. E **55** 7536(1997)
- [5] N. S. Yoon, J. H. Han, S. M. Hwang, J. Korean Phys. Soc **32** s196 (1997)
- [6] N. S. Yoon, K. I. You, and S. M. Hwang, Surf. Coat. Technol. **112** 34 (1999)
- [7] J. D. Jackson, Classical Electrodynamics (Wiley, New York, 1975), pp. 264-267.

## Calculation of the Electric Field in Antenna Region for a Planar-type Inductively Coupled Plasma Source Using Surface Current Model

B. S. Jung and N. S. Yoon\*

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

(Received July 7 2008, Revised September 16 2008, Accepted September 16 2008)

In previous study, it was reported that the anomalous skin effect should be considered in the low pressure condition ( $<10$  mTorr). However there is the problem that the filament type antenna model of which size is 0 makes the non-physical phenomena that the electric field at the antenna point is infinite. Therefore, in this work, using the surface current model the electric field in antenna region is calculated and compared with the case of filament type antenna model in various conditions.

Keywords : TCP, Surface current model, Wave equation, Electric field.

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