

평면형 유도결합 플라즈마 장치에서의 RF 전력 전달 특성 계산

이정순 · 정태훈

동아대학교 물리학과
(1999년 3월 25일 접수)

Characteristics calculation on radio frequency power transfer in a planar inductively coupled plasma source

Jeong-Soon Lee and Tae-Hun Chung

Department of Physics, Dong-A University
(Received March 25, 1999)

요 약 - 유도결합 플라즈마(ICP) 발생장치에서 유도코일에 RF를 인가했을 때 발생하는 플라즈마에 대해 Maxwell 방정식과 transformer 등가회로 모형을 적용하여 진공실 내에 분포하는 vector potential을 계산하고 이로부터 자기장과 전기장의 분포를 계산하였다. 그 결과로서, 플라즈마 전류, 코일과 플라즈마의 상호 유도계수, 플라즈마의 자체 유도계수는 skin depth의 증가에 따라 감소하는 경향을 보였다. 흡수된 power의 공간적 분포는 유도된 전기장의 분포와 같이 안테나 코일이 위치한 곳에서 최대치를 가지며 전력 전달 효율은 기체 압력에 따라 증가하다가 20 mTorr 근처에서 포화되었고 플라즈마 밀도에 비례하여 증가하다가 $5 \times 10^{11} / \text{cm}^3$ 근처에서 최대가 된 후 다시 감소하였다.

Abstract - The Maxwell equation and the transformer equivalent-circuit model are applied to a radio frequency planar inductively coupled plasma. The spatial distribution of the vector potential, the magnetic field, and the electric field are obtained analytically. As a result, the plasma current, the mutual inductance between the coil and the plasma, and the self inductance of plasma are found to increase with increasing skin depth. The spatial distribution of absorbed power has maximum where the antenna coil exists, and has a similar profile to that of the induced electric field. The power transfer efficiency is found to increase with increasing gas pressure before a saturation around $p = 20$ mTorr, while it shows an increase with the plasma density before a slight decrease around a density of $5 \times 10^{11} / \text{cm}^3$.

1. 서 론

재료공정 기술에 이용되고 있는 플라즈마는 비등방성, 선택성, 그리고 균일성을 확보해야한다. 이러한 저압의 고밀도 플라즈마를 발생시킬 수 있는 장치로는 Helicon Plasma, Electron Cyclotron Resonance, Inductively Coupled Plasma(ICP) 혹은 Transformer Coupled Plasma(TCP) 등이 있다. 이 장치들은 $10^{11} / \text{cm}^3$ 이상의 고밀도 플라즈마를 생성시키는 것으로 알려져 있다[1]. 이 중에서 ICP 방식의 플라즈마 발생장치가 강한 자기장을 발생시키는 자석을 사용하지 않고 공간적

균일도를 보장할 수 있고, 동작의 용이성과 높은 수율을 제공하기 때문에 많은 관심이 집중되어 최근에는 상업화에 이르렀다[2,3].

특히, 이러한 ICP의 가능성에 힘입어 ICP의 이론적인 모델에 관한 연구도 계속적으로 진행되어 왔다. M. M. Turner[4]는 충돌 가열과 비 충돌 가열의 개념을 바탕으로 플라즈마 가열방식을 설명하여 ICP 원리의 기초를 만들었다. R. B. Piejak[5]은 transformer를 ICP에 적용한 회로 모델을 사용하여 ICP의 발생원리를 설명하였으나 정확한 이론으로 정립되지 않은 실정이다. 그리고 transformer 등가회로 모형을 이용한 ICP의 특성에 관한

이론적 고찰도 연구 단계에 있다[6-10].

본 연구에서는 Maxwell 방정식과 transformer 등가회로 모형을 사용하여 진공실 내에 분포하는 vector potential을 계산한다. 이로부터 자기장 및 전기장의 분포를 유도하였다. 이 결과들을 바탕으로 주어진 ICP 시스템의 크기, 안테나의 권선(turn) 수에 대해 플라즈마와 안테나 사이의 상호 유도계수, 플라즈마의 자체 유도계수, 플라즈마 전류 등을 계산하여 ICP의 특성을 조사한다. 그리고 플라즈마로 흡수된 power density의 공간분포와 플라즈마에 전달되는 power의 효율의 기체 압력과 플라즈마 밀도에 따른 변화를 알아본다.

2. 이 론

2.1. ICP의 Transformer 모형

ICP 발생원의 평면형 코일 양단에 RF(13.56 MHz) 전력을 인가해 주면, 코일에 흐르는 전류로 인하여 진공실의 축 방향으로 자기장이 유도되고, 시간적으로 변화하는 자기장에 대하여 수직인 방향(θ방향)으로 전기장이 유도되어 플라즈마가 발생된다.

이 때 코일과 플라즈마를 Fig. 1과 같이 air-core transformer 모형으로 근사하면[11, 12] Fig. 2와 같은 등가회로를 얻을 수 있다. 이 때 플라즈마 부하로 인해 생기는 임피던스 특성을 아래와 같이 찾을 수 있다.

$$V_{rf} = R_0 I_{rf} + j \omega L_0 I_{rf} + j \omega M I_2 \quad (1)$$

$$V_p = j \omega M I_{rf} + j \omega L_2 I_2 = -I_2 (R_2 + j \omega L_e) \quad (2)$$

여기서 V_{rf} 는 코일에 인가된 전압, I_{rf} 는 V_{rf} 에 의해 1차 코일에 흐르는 전류, R_0 는 1차 코일의 저항, ω 는 인가된

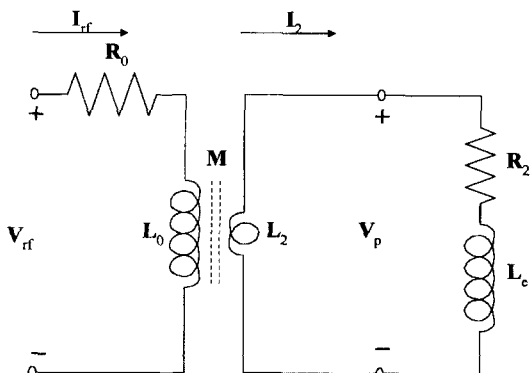


Fig. 1. TCP의 1차 회로와 2차 회로.

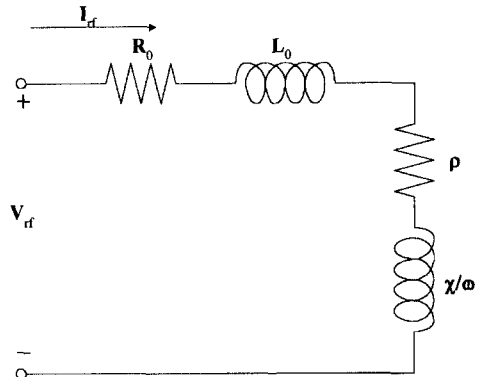


Fig. 2. 등가회로.

전력의 주파수, L_0 는 1차 코일의 자체 유도계수, M 은 코일과 플라즈마 사이의 상호 유도계수, I_2 는 2차 코일 즉, 플라즈마에 유도된 전류, V_p 는 플라즈마 전압, L_2 는 플라즈마의 기하학적 자체 유도계수이다. R_2 는 플라즈마 저항($= \pi / \sigma_p \delta$), L_e 는 electron inertia inductance($= R_2 / v_{eff}$)이다. 여기서 σ_p 는 플라즈마 전기 전도도로 $\sigma_p = n_e e^2 / m (v_{eff} + j \omega)$ 이고, δ 는 collisionless skin depth이다. n_e 는 전자밀도, e 는 전자의 전하, m 은 전자의 질량, v_{eff} 는 전자의 유효 충돌 진동수이다.

식 (2)를 이용해서 식 (1)의 I_2 를 소거하면 Fig. 2와 같은 등가회로의 임피던스(Z_s)는 다음과 같다.

$$Z_s = \frac{V_{rf}}{I_{rf}} = R_s + j \omega L_s = R_0 + \left(\frac{\omega M}{|Z_2|} \right)^2 R_2 + j \omega \left[L_0 - \left(\frac{\omega M}{|Z_2|} \right)^2 (L_e + L_2) \right] \quad (3)$$

여기에서 $Z_2 = R_2 + j(\omega L_e + \omega L_2)$ 는 2차 회로의 복소 임피던스이며, R_s 와 L_s 는 각각 등가회로의 저항과 유도계수이다. 이렇게 계산된 임피던스에서 플라즈마의 부하로 인한 저항(ρ)과 유도계수(χ/ω)는 $M = (kL_0^2/n^2)^{1/2}$ 을 이용하면 아래와 같이 쓸 수 있다.

$$\rho = \left(\frac{\omega \sqrt{kL_0^2/n^2}}{|Z_2|} \right)^2 R_2 \quad (4)$$

$$\frac{\chi}{\omega} = - \left(\frac{\omega \sqrt{kL_0^2/n^2}}{|Z_2|} \right)^2 (L_e + L_0/kn^2) \quad (5)$$

여기서 k 는 coupling coefficient이며, n 은 1차 코일의 권선 수이다.

결과적으로 R_2 와 식 (4)를 이용하면 등가회로 모형에서 플라즈마에 흡수된 power는

$$P_{abs} = \frac{1}{2} I_{rf}^2 \rho = \frac{1}{2} I_2^2 R_2 \quad (6)$$

로부터 계산된다. 이 때 I_1, I_2 는 각각 1차, 2차 회로에 흐르는 피크 전류이다.

2.2. 유도된 전자기장

Fig. 3에서 중심이 원점에 놓인 원형 코일에 전류가 흐를 때 임의의 위치의 vector potential로부터 유도된 자기장의 반지름 방향 성분과 축 방향 성분은 다음과 같다 [13].

$$B_r(r, z) = \frac{\mu_0 I_{rf}}{2\pi} \sum_{i=1}^n \frac{z}{r[(a_i + r)^2 + z^2]^{3/2}} \left[-K(\kappa_i) + \frac{a_i^2 + r^2 + z^2}{(a_i - r)^2 + z^2} E(\kappa_i) \right] \quad (7)$$

$$B_z(r, z) = \frac{\mu_0 I_{rf}}{2\pi} \sum_{i=1}^n \frac{1}{[(a_i + r)^2 + z^2]^{3/2}} \left[K(\kappa_i) + \frac{a_i^2 - r^2 - z^2}{(a_i - r)^2 + z^2} E(\kappa_i) \right] \quad (8)$$

여기서 $\kappa_i^2 = 4a_i r / [(a_i + r)^2 + z^2]$ 이고, a_i 는 코일의 반경,

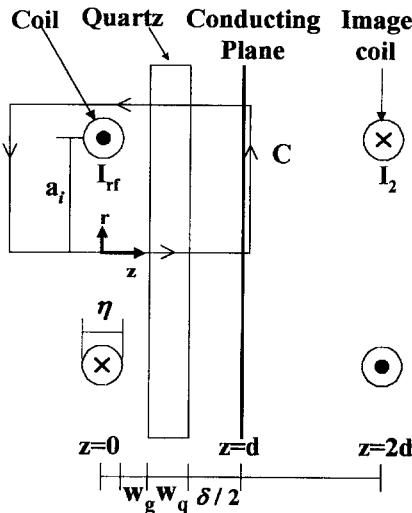


Fig. 3. 1-turn 코일의 적분 경로와 image coil, 여기서 a_i 는 i 번째 코일의 반경, w_g 는 코일과 quartz 사이 간격, w_q 는 quartz 두께, η 는 코일 두께, 그리고 quartz와 conducting plane 사이를 skin depth(δ)의 절반으로 취한다. 이 때, 도체 판에 유도된 전류는 $z=2d$ 위치에서 image coil에 흐르는 전류(I_2)와 같다.

그리고 K, E 는 각각 제 1, 2종 완전 타원적분에 해당한다. 특히 Fig. 3은 위의 식 (7), (8)을 적용할 때 코일의 권선(turn) 수를 나타내는 n 이 i 인 경우로써 전체 코일에 대한 자기장은 식 (7), (8)과 같이 각각의 기여분을 더하면 된다.

식 (8)을 이용하면 azimuthal(θ) 방향으로 유도되는 전기장은 다음과 같이 표현될 수 있다.

$$E_{\theta}(r, z) = -\frac{1}{r} \int_0^r r' \dot{B}_z(r', z) dr' \quad (9)$$

위의 식에서 sinusoidal steady state에서는 $\dot{B}_z(r, z) = \omega B_z(r, z)$ 로 둘 수 있다.

유도된 자기장의 축 방향 성분은 θ 방향으로의 전자의 운동을 억제하므로 플라즈마 전기 전도도는 $[1 + (\omega_c/v_{eff})^2]^{-1/2}$ 만큼 낮아져 전기 전도도는

$$\sigma_p = \frac{n_e e^2}{m(n_{eff} + j\omega)} \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\omega_c}{v_{eff}}\right)^2}} \quad (10)$$

이다[3, 14, 15]. 여기서 $\omega_c = eB_z/m$ 는 전자의 사이클로트론 진동수이다.

본 연구에서는 $\omega \geq v_{eff}$ 이므로 skin depth δ 는 자기장의 침투를 고려하지 않았을 때보다 $[1 + (\omega_c/v_{eff})^2]^{1/4}$ 만큼 더 길어진다[14, 15]. 즉, 유도된 자기장이 플라즈마 속으로 깊숙이 침투하게 되어 플라즈마 전기 전도도는 감소한다.

2.3. 플라즈마 전류

Skin depth δ 는 일반적으로 용기의 길이나 반지름에 비해서 작기 때문에 전체 azimuthal 플라즈마 전류 $I_{\theta}(0)$ 를 다음과 같이 근사한다.

$$I_{\theta}(0) \approx \int_0^{\infty} K_{\theta}(r') dr' \approx \int_0^{\infty} \frac{2B_r(r')}{\mu_0} dr' = I_2 \quad (11)$$

여기서 $K_{\theta}(r')$ 는 z 의 값이 Fig. 3과 같이 $d = \frac{\eta}{2} + w_g + w_q + \frac{\delta}{2}$ 로 주어진 지점에 위치한 완전 도체 평면의 표면 전류 밀도이다. 총 전류에 대한 해석적인 표현을 얻기 위해 Ampere 법칙의 적분형을 적용하여 다음 관계식이 성립되도록 Fig. 3의 C와 같은 적분경로를 선택한다.

$$\mu_0(I_{rf} + I_2) = \int_{-\infty}^d B_z(0, z) dz \quad (12)$$

또한 $B_z(0,z)$ 는 각 코일과 image 코일로부터 자기유도의 합으로서 다음과 같이 주어진다.

$$B_z(0,z) = \sum_{i=1}^n B_{zi}(0,z) - \sum_{i=1}^n B_{zi}(0,2d-z) \quad (13)$$

$B_{zi}(0,z)$ 는 축의 임의의 위치에서 코일의 권선 수가 n 일 때 반경이 a_i 인 i 번째 코일로 인해 생긴 자기장으로 다음과 같다.

$$B_{zi}(0,z) = \frac{\mu_0 I_{rf} a_i^2}{2(a_i^2 + z^2)^{3/2}} \quad (14)$$

Image 코일을 포함하여 위의 식을 적용하면

$$\mu_0(I_{rf} + I_2) = \int_{-\infty}^d B_{zi}(0,z) dz - \int_{-\infty}^d B_{zi}(0,2d-z) dz = \int_0^d B_{zi}(0,z) dz \quad (15)$$

로 된다. 따라서 플라즈마 전류 I_2 는

$$I_2 = -\frac{2}{\mu_0} \int_d^{\infty} B_z(0,z) dz = I_{rf} \left[n - \sum_{i=1}^n \frac{d}{(a_i^2 + d^2)^{1/2}} \right] \quad (16)$$

로 주어진다.

2.4. 상호 유도계수와 플라즈마 자체 유도계수

플라즈마 전류를 계산하기 위해서 영상법을 이용한 것과 마찬가지로 상호 유도계수를 얻기 위해서는 플라즈마와 유도코일을 반경이 같은 코일 2개가 $2d$ 만큼 떨어져 있는 상태로 취급해 Neumann formula를 적용하여 상호 유도계수를 아래와 같이 구한다[13].

$$M = v_0 \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n \sqrt{a_i a_j} \left[\left(\frac{2}{k_{ij}} - k_{ij} \right) K(k_{ij}) - \frac{2}{k_{ij}} E(k_{ij}) \right] \frac{I_{rf}}{I_2} \quad (17)$$

여기서 코일의 권선 수가 n 일 때 a_i 는 image coil, a_j 는 induction coil의 반경, $k_{ij}^2 = \frac{4a_i a_j}{(2d)^2 + (a_i + a_j)^2}$ 이다.

플라즈마 자체 유도계수는 진공실 내에 흐르는 플라즈마 전류로 인해 이 진공실에 저장된 에너지와 자속과의 관계로부터

$$L_2 = \frac{1}{I_2^2} \int_0^{\infty} A_{\theta}(r,d) K_{\theta}(r,d) 2\pi r dr \quad (18)$$

의 표현을 얻는다. $K_{\theta}(r)$ 는 $z=d$ 에서 총 표면 전류 밀도이고, $A_{\theta}(r,d)$ 는 이 표면 전류 밀도에 의해 생긴 총

vector potential로 각각 다음과 같다.

$$K_{\theta}(r,d) = \frac{2}{\mu_0} \sum_{i=1}^n B_{\theta i}(r,d) \quad (19)$$

$$A_{\theta}(r,d) = \sum_{i=1}^n A_{\theta i}(r,d) \quad (20)$$

2.5. Power의 공간분포 및 전력 전달 효율

Discharge에 단위 체적당 흡수된 power는

$$P_{abs}(r,z) = \text{Re}(\vec{J} \cdot \vec{E}) \quad (21)$$

이며, $J_{\theta}(r,z) = \sigma_p E_{\theta}(r,z)$ 인 관계식을 이용하면 식 (10)으로부터 다음처럼 쓸 수 있다.

$$P_{abs}(r,z) = \text{Re}[\sigma_p] |E_{\theta}(r,z)|^2 = \frac{1}{2} \frac{n_e e^2 v_{eff}}{m (v_{eff}^2 + \omega^2)} \frac{|E_{\theta}(r,z)|^2}{\sqrt{1 + \left(\frac{\omega_e}{v_{eff}} \right)^2}} \quad (22)$$

위의 식에서 v_{eff} 는 전자와 중성입자의 충돌, 전자와 이온간의 충돌, 전자가 skin region을 떠나면서 전기장에 의해 생기는 비 충돌 가열(stochastic heating)을 모두 포함한다.

식 (22)로 주어진 power density의 공간분포로부터 power가 최대로 흡수되는 곳을 알 수 있으며 특정한 전력 흡수 공간분포에 대한 안테나 코일을 설계할 수 있다.

입력된 power로부터 플라즈마로 흡수된 power의 전달 효율(ξ)은

$$\xi = \frac{P_d}{P} = \frac{P_d}{P_i + P_d} = \left[1 + \frac{P_i}{P_d} \right]^{-1} \quad (23)$$

와 같이 주어진다. 위의 식에서 P 는 코일에 입력된 power로 1차 코일에서 소모되는 power (P_i)와 플라즈마에서 흡수되는 power (P_d)의 합으로 표시된다. 식 (4)와 L_c 의 정의로부터 얻어진 ρ 는

$$\rho = \frac{\omega^2 M^2}{R_2^2 + \left(\omega \frac{R_2}{v_{eff}} + \omega L_2 \right)^2} R_2 \quad (24)$$

로 표현된다. 이를 식 (6)을 이용하여 식 (23)의 P_i/P_d 관계식에 대입하면

$$\frac{P_t}{P_d} = \frac{I_{eff}^2 R_0}{I_{eff}^2 \rho} = \frac{R_0}{\omega^2 M^2 R_2} \left[\{ \omega L_2 + (\omega / v_{eff}) R_2 \}^2 + R_2^2 \right] \quad (25)$$

를 얻는다. 플라즈마 밀도의 변화는 식 (25)의 우변 R_2 , L_2 , M 뿐만 아니라 좌변 P_d 에도 영향을 주므로 식 (25)는 P_t/P_d 에 관한 방정식이 된다. 이 방정식을 풀어 식 (23)으로부터 전력 전달 효율을 구한다. 따라서, 식 (23)과 식 (25)로부터 기체 압력 및 플라즈마 밀도의 변화에 따른 전력 전달 효율을 계산한다.

3. 계산 결과 및 논의

앞에서 계산된 식 (7), (8), (9), (16), (17), (18), (25)를 이용하여 플라즈마의 특성을 수치적으로 계산하였다. 본 연구에 적용된 ICP 발생장치는 반지름이 15 cm, 길

이가 50 cm인 실린더형 진공실과 Fig. 3과 같은 평면형 안테나 코일로 이루어져 있다. 이때 코일은 I_{eff} 가 40 A로 작동되고 있으며 반경이 안쪽에서부터 차례로 1회 감긴 코일에 대해서는 10 cm, 2회 감긴 코일의 경우에는 5 cm, 10 cm, 3회 감긴 코일의 경우에는 각각 4 cm, 8 cm, 12 cm인 완전한 고리형태로 가정하였다. 권선 수가 서로 다른 코일에 대해 유도된 자기장을 계산하여 Fig. 4에는 반지름 방향 성분(B_r)을, Fig. 5에는 축 방향 성분(B_z)을 나타내었다. Fig. 4에서 반지름 방향 성분을 갖는 자기장(B_r)의 변화는 축 방향으로는 vector potential과 마찬가지로 지수함수 형태로 감소한다. 반지름 방향에 대해서는 vector potential에 비해 더 급격한 변화를 보인다.

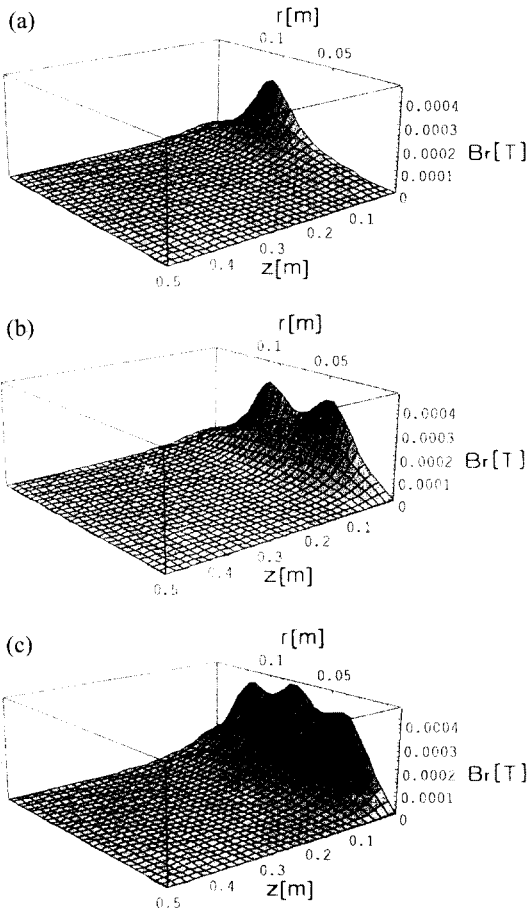


Fig. 4. (a) 1-turn (b) 2-turn (c) 3-turn인 경우 유도된 자기장의 반지름 방향 성분의 공간분포 $B_r(r,z)$.

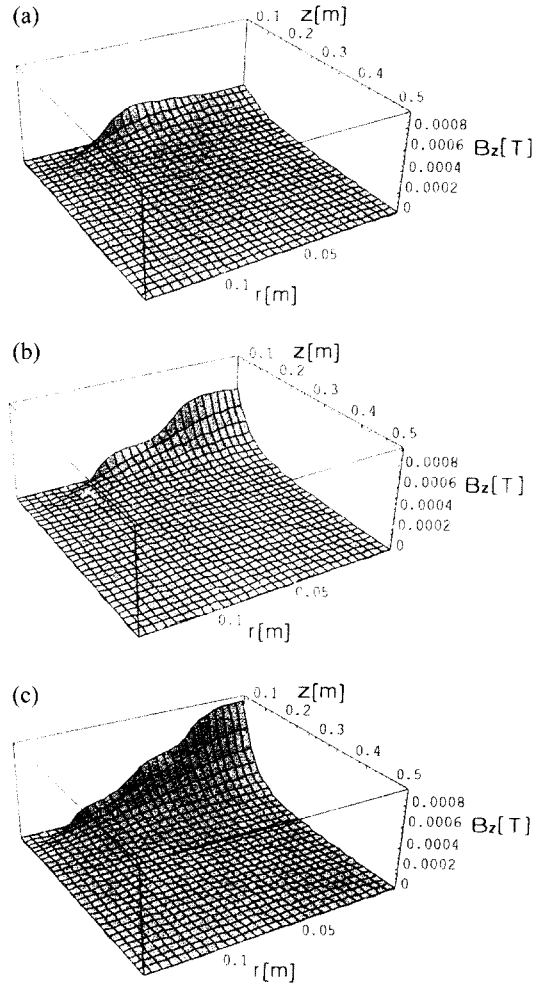


Fig. 5. (a) 1-turn (b) 2-turn (c) 3-turn인 경우 유도된 자기장의 축 방향 성분의 공간분포 $B_z(r,z)$.

코일이 놓인 위치에서 뚜렷한 극대점을 가지고 있다. 1회 감긴 코일에 대해서는 $r=9.9$ cm에서, 2회 감긴 코일의 경우에는 $r=5.0$ cm, 9.8 cm, 3회 감긴 코일의 경우엔 $r=4.2$ cm, 8.0 cm, 11.6 cm에서 각각 극대치를 보여주고 있다.

Fig. 5에서 B_z 는 앞의 결과들과는 달리 $r=0$ 인 점에서 반지름 방향으로 멀어질수록 급격히 감소하는 경향을 보여주고 있다.

이 결과를 이용하여 식 (9)로 전기장의 분포를 계산한 결과는 Fig. 6에 나타내었다.

코일의 권선 수에 따라 유도되는 전기장 분포는 1회

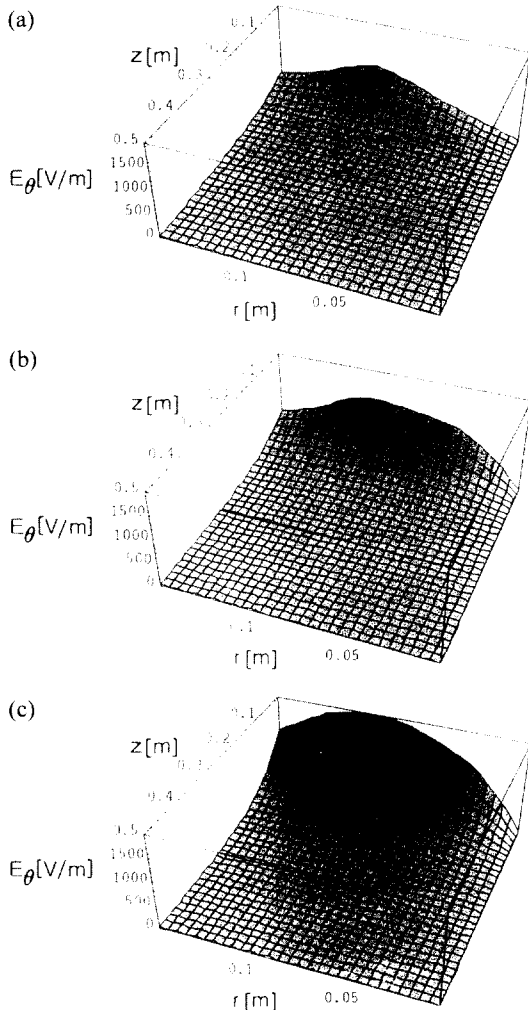


Fig. 6. (a) 1-turn (b) 2-turn (c) 3-turn인 경우 유도된 전기장의 공간분포 $E_\theta(r, z)$.

감긴 코일에 대해서는 $r=9.8$ cm에서, 2회 감긴 코일의 경우에는 $r=9.3$ cm, 3회 감긴 코일의 경우엔 $r=8.7$ cm에서, 즉 코일이 놓인 위치와 비슷한 위치에서 최대값을 갖고 또한 권선 수가 많을수록 최대값은 증가하는 경향을 나타내고 있다.

Fig. 7은 유도된 플라즈마 전류를 코일에 가해진 전류로 규격화한 값이 skin depth가 증가함에 따라 감소하는 결과들을 보여주고 있다. 이러한 경향은 skin depth와 전자 밀도가 서로 반비례 관계에 있어 skin depth가 증가하면 중성기체를 이온화시킬 수 있는 전자밀도가 감소하여 유도되는 플라즈마 전류도 마찬가지로 감소하게 된다. 그리고 유도되는 플라즈마 전류는 전자밀도의 제곱근에 비례하고 코일의 권선 수가 많을수록 더 커짐을 알 수 있다.

Fig. 8은 skin depth에 따른 상호유도계수 M값의 변화

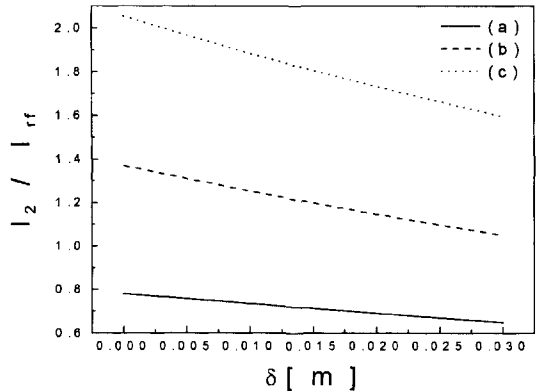


Fig. 7. (a) 1-turn (b) 2-turn (c) 3-turn인 경우 skin depth에 따른 유도된 플라즈마 전류값 (I_2)의 변화 (코일에 가해진 전류 (I_1)로 규격화됨).

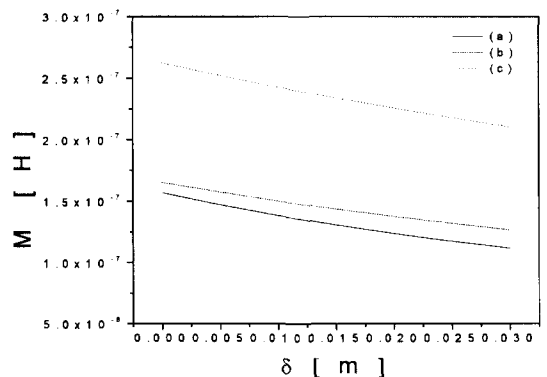


Fig. 8. (a) 1-turn (b) 2-turn (c) 3-turn인 경우 skin depth에 따른 상호 유도계수.

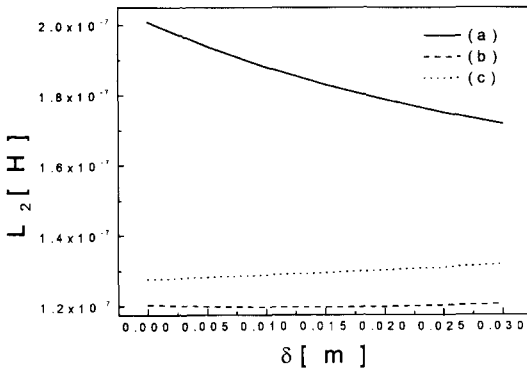


Fig. 9. (a) 1-turn (b) 2-turn (c) 3-turn인 경우 skin depth에 따른 플라즈마 자체 유도계수.

를 나타내고 있다. 상호 유도계수는 skin depth가 증가함에 따라 감소하는 경향을 보이나 그 변화치가 10^{-8} 정도의 크기를 가지므로 skin depth가 변화하더라도 거의 일정한 상수로 간주해도 무관하다. 그리고 플라즈마 전류와 마찬가지로 코일의 권선 수가 많을수록 전체적인 값이 증가함을 알 수 있다.

Fig. 9는 skin depth에 따른 플라즈마 자체 유도계수 L_2 를 계산한 결과로서 역시 변화치가 10^{-8} 크기 정도로 작은 변화를 보여주고 있어 상수로 볼 수 있는데 특이한 것은 코일의 권선 수가 증가할수록 자체 유도계수의 값이 감소하는 경향을 보여 주고 있다.

이러한 코일의 권선 수가 증가함에 따라 M 이 커지고, L_2 가 작아지는 결과는 Fig. 2의 ρ 값의 증가로 이어지고 이는 다시 플라즈마로 흡수된 power를 상승시켜서 전력 전달 효율을 높여주게 된다.

Fig. 10은 식 (22)를 계산하여 구한 흡수된 power density의 공간분포이다. 흡수 power의 공간분포로부터 흔히 모델링 연구에 사용되었던 z 방향으로의 지수함수

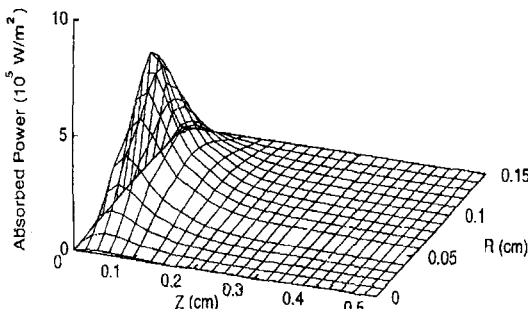


Fig. 10. 흡수된 power density의 공간분포.

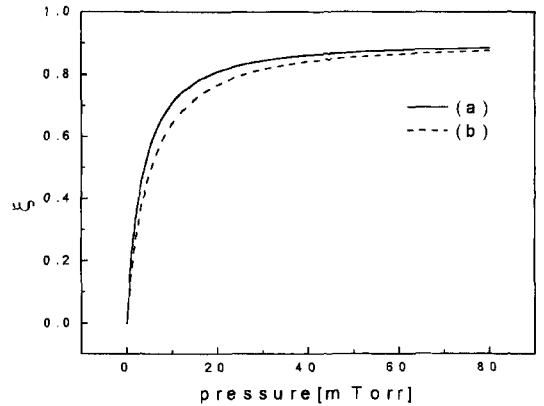


Fig. 11. 주입된 기체의 압력에 따른 최대 전력 전달 효율 (a) O₂ (b) Ar.

적 감소 모형($P_{abs}(r,z) \propto e^{-z/\delta}$)보다는 z 방향으로 깊이 침투함을 알 수 있으며 본 연구로부터 구해진 $P_{abs}(r,z)$ 를 유체모형 에너지 균형식의 power source 항으로 사용하면 더욱 정확한 2차원 유체 시뮬레이션을 수행할 수 있다.

Fig. 11은 흡수된 power가 300 W일 때 기체 압력 1 mTorr에서 80 mTorr 사이의 범위에서 최대 전력 전달 효율을 나타내는 그래프로써 주입된 기체가 각각 O₂인 경우와 Ar인 경우에 대해서 얻은 결과이다. 기체 압력이 증가함에 따라 전력 전달 효율은 급격히 증가하다가 결국에는 포화되는 것을 볼 수 있다. 또한 20 mTorr 이상의 압력에서는 입력 power의 80% 이상이 플라즈마에 전달됨을 알 수 있다. 높은 기체 압력에서 최대 전력 전달 효율 자체는 향상되지만 이 영역에서는 전자 온도가

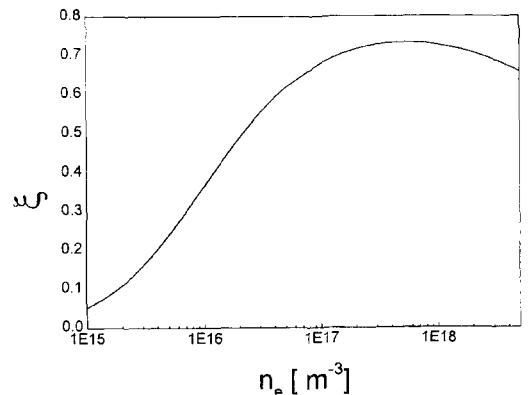


Fig. 12. 플라즈마 밀도에 따른 전력 전달 효율(O₂, 10 mTorr).

낮아져 충분한 중성기체의 전리가 이루어지지 않아 고 밀도의 플라즈마를 생성시킬 수 없게 된다. 따라서, ICP에서는 낮은 기체 압력(1~20 mTorr)이 주로 사용된다.

Fig. 12는 플라즈마 밀도에 따른 전력 전달 효율로 O₂ 기체가 10 mTorr 압력으로 주입된 경우에 대한 그래프이다. 플라즈마의 밀도가 증가함에 따라 전력 전달 효율은 증가하다가 $5 \times 10^{11} \sim 6 \times 10^{11} / \text{cm}^3$ 영역에서 최대가 된 후 그 이상의 밀도에서는 오히려 약간 감소하는 결과를 보였다.

4. 결 론

본 연구에서는 axisymmetric 구조를 갖는 ICP 발생장치에서 안테나 코일에 RF를 인가했을 때 생성된 플라즈마에 대해 Maxwell 방정식과 transformer 등가회로 모형을 적용하여 다음과 같은 ICP의 특성을 얻었다.

유도된 전자기장의 공간분포 계산 결과 거의 안테나 코일이 위치한 곳에서 극대치를 가졌고 코일의 권선 수가 증가할수록 그 극대치가 증가하는 경향을 보였다.

플라즈마 전류, 코일과 플라즈마의 상호 유도계수, 그리고 플라즈마의 자체 유도계수의 변화는 전반적으로 skin depth의 증가에 대해 감소하는 추세를 보였으며, 코일의 권선 수가 많을수록 자체 유도계수는 값들이 낮아진 반면, 상호 유도계수는 높아지는 경향을 보였다.

주입된 기체의 압력이 일정할 때 흡수된 power의 공간적 분포형태는 전기장 분포와 유사하였다. 기체 압력이 증가함에 따라 전력 전달 효율은 증가하다가 포화되었고 20 mTorr 이상의 압력에서는 입력 power의 80% 이상이 플라즈마에 전달됨을 알 수 있었다. 또한, 플라즈마 밀도가 증가함에 따라 전력 전달 효율은 증가하다가 $5 \times 10^{11} \sim 6 \times 10^{11} / \text{cm}^3$ 영역에서 최대가 된 후 다시 감소하게 됨을 알 수 있었다.

감사의 글

본 연구는 한국학술진흥재단 자유공모과제(1998-001-D00264) 및 기초과학연구소 과제(BSRI-98-2439)의 연구비 일부 지원에 의하여 이루어졌으며 이에 감사드립니다.

참고문헌

- [1] M. A. Lieberman and A. J. Lichtenberg, *Principles of Plasma Discharge and Materials Processing*, John Wiley & Sons (1994).
- [2] J. H. Keller, *Plasma Sources Sci. Technol.* **5**, 166 (1996).
- [3] M. Tuszewski, *Phys. Plasmas* **4**, 1922 (1997).
- [4] M. M. Turner, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 1844 (1993).
- [5] R. B. Piejak, V. A. Godyak and B. M. Alexandrovich, *Plasma Sources Sci. Technol.* **1**, 179 (1992).
- [6] M. S. Barnes, J. C. Forster and J. H. Keller, *Appl. Phys. Lett.* **62**, 2622 (1993).
- [7] J. H. Keller, J. C. Forster and M. S. Barnes, *J. Vac. Sci. Technol. A* **11**, 2487 (1993).
- [8] Peter L. G. Ventzek, R. J. Hoekstra and M. J. Kushner, *J. Vac. Sci. Technol. B* **12**, 461 (1994).
- [9] Yunju Ra, Stephen G. Bradley and Ching-Hwa Chen, *J. Vac. Sci. Technol. A* **12**, 1328 (1994).
- [10] V. A. Godyak, R. B. Piejak and B. M. Alexandrovich, *Plasma Sources Sci. Technol.* **3**, 169 (1994).
- [11] I. M. El-Fayoumi and I. R. Jones, *Plasma Sources Sci. Technol.* **7**, 162 (1998).
- [12] I. M. El-Fayoumi and I. R. Jones, *Plasma Sources Sci. Technol.* **7**, 179 (1998).
- [13] J. T. Gudmundsson and M. A. Lieberman, *Plasma Sources Sci. Technol.* **7**, 1 (1998).
- [14] M. Tuszewski, *Phys. Plasmas* **5**, 1198 (1998).
- [15] M. Tuszewski, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 1286 (1996).