

헬리콘 플라즈마에서 이온 펌핑 효과의 영향에 대한 수치적 해석 연구

조수원 · 박인호* · 최성을* · 권명희*

경기대학교 물리학과
*인천대학교 물리학과
(1998년 10월 30일 접수)

Numerical studies on consequences of the ion pumping effect in helicon plasmas

Suwon Cho, Inho Park*, S. E. Choi* and M. H. Kwon*

Department of Physics, Kyonggi University, Suwon Kyonggi-Do 442-760

*Department of Physics, University of Incheon, Incheon 402-749

(Received October 30, 1998)

요 약 - 시간 변화를 고려한 출력 및 입자의 전체 균형 모델(global balance model)을 적용하여 헬리콘 플라즈마에서의 전자 밀도 및 온도와 중성 밀도의 시간에 따른 변화를 연구하였다. 출력 흡수량은 맥스웰 방정식으로 부터 계산하여 균형 방정식에 이용하였으며, 플라즈마 변수와 출력 흡수 및 손실을 self-consistent하게 구하였다. 계산 결과를 이용하여 헬리콘 플라즈마에서 관찰되는 이온 펌핑 효과와 펄스 방전에서 나타나는 두가지 방전 모드의 존재를 설명하였으며, 중성 기체의 유량, 압력 등이 플라즈마 변수 변화에 미치는 효과를 분석하였다. 그리고 낮은 압력에서 전자 밀도는 자기장에 관계없이 중성 밀도에 좌우되나, 이온 펌핑 효과가 무시될 수 있는 압력 이상에서는 전자 밀도가 자기장이 커짐에 따라 증가하는 결과를 얻었다.

Abstract - The global balance model is applied to investigate the transient behavior of the electron density and temperature in helicon plasmas. The power absorption calculated from the solutions of the Maxwell equations is used in solving the power balance equation. A balance model for the neutral gas is also considered to find its density self-consistently. It is turned out that the numerical results reasonably explain consequences of the ion pumping effect including the occurrence of two distinct modes of pulsed helicon discharge which have been observed experimentally. The behavior of the discharge parameters are found to be primarily dependent on the power absorption and the gas flow rate, but the pressure controls the electron density and temperature of the final steady state as well as the transient state even with the same flow rate. Finally, it is shown that the electron density virtually remains constant as the magnetic field varies when the pressure is lower than a certain value and that the linear relationship between the density and the magnetic field is retained for a higher pressure when the effect of the ion pumping is negligible.

1. 서 론

헬리콘 플라즈마는 이온화율이 매우 높아서 낮은 압력에서도 $10^{12} \sim 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ 정도 범위의 밀도를 유지할 수 있기 때문에, 여러 분야에서 활발히 응용되고 있다. 구체적으로, 고집적 반도체 식각이나 기체 증착과 같은 재료 공정에서 플라즈마 발생원으로 많이 사용되며, 레이저 발진과 자기 거울이나 토로이달 장치에서의 플라즈

마 발생이나 가열에 활용되기도 한다[1-3].

헬리콘 플라즈마의 대표적인 특징인 높은 이온화율에 대한 물리적 근원은 확실히 규명되지 않고 있으나, 전자 밀도가 외부 자기장에 비례하고 rf 출력 혹은 주파수가 연속적으로 변화할 때 특정한 값에서 밀도가 갑자기 증가하는 현상 등과 같은 방전 특성은 잘 알려져 있다. 이와 같은 특성을 해석하고자 하는 연구는 최근에 많이 이루어 지고 있으며 상당한 성과가 있었다. 예를 들면, 폴

라즈마 밀도가 외부 자기장에 비례하는 것은 출력 흡수와 손실의 균형을 고려하므로써 설명될 수 있고[4], rf 출력이나 주파수가 변할 때 일어나는 밀도 점프 (density jump)는 출력 흡수 및 손실 균형의 안정 조건을 이용하여 설명할 수 있다[4-6]. 또한, 그 존재가 간과되어 왔던 Trivelpiece-Gould 모드의 중요성이 알려진 바 있다[7-10]. 그러나 이와 같은 연구 성과는 헬리콘 플라즈마의 일부분에 국한되고 있는 형편이다. 높은 이온화율에 대한 규명 뿐만 아니라, lower hybrid 주파수 부근에서 밀도가 증가하는 실험적 사실의 해석[11], Trivelpiece-Gould 모드의 역할에 관한 실험적 확인, 출력 흡수 분포와 밀도 분포의 연관성, 특정 방위각 모드의 비효율적인 여기(excitation)에 관한 설명[10, 12-14] 등은 앞으로 이루어져야 할 연구 과제로 남아 있다.

이온화된 입자는 열속력(thermal speed)으로 움직이는 중성 입자보다 매우 빨리 Bohm speed로 sheath에서 빠져 나가는데, 이 현상을 이온 펌핑 효과(ion pumping effect)라고 부른다[15-17]. 이온화에 의한 중성 입자의 소모는 전자 밀도의 감소를 가져오므로, 이온화율이 높은 헬리콘 플라즈마에 대하여 균형 모델(balance model)을 적용할 때에는 이온 펌핑 효과가 플라즈마 밀도에 미치는 영향을 평가할 필요가 있으며, 이를 위해선 플라즈마 변수의 시간에 대한 변화를 고려하여야 한다.

최근 이온 펌핑 효과에 대한 정량적인 분석이 시도된 바 있으나 해석 과정에서 실험 결과를 이용하고 출력 흡수 효율과 중성 밀도의 변화를 가정함으로써[18], 그 모델은 논리적으로 완전하지 못하며 계산 결과를 실험 결과 혹은 경향을 예측하는 데 활용하기 어렵다. 전자 밀도와 온도는 중성 밀도에 서로 영향을 미치고, 전자 밀도에 관계되는 출력 흡수량은[6, 8, 12] 다시 전자 밀도와 온도에 영향을 미친다. 즉, 이와 같은 변수는 서로 영향을 미치므로, 그 값은 self-consistent하게 구해져야 할 것이다.

본 연구에서는 맥스웰 방정식의 해로부터 출력 흡수량을 구하고 중성 밀도에 관한 균형 방정식을 도입하여 임의적인 가정없이 전자 및 중성 밀도와 전자 온도의 시간에 따른 변화를 계산하였다. 그리고 펄스 방전 헬리콘 플라즈마에서 자기장의 크기에 따라 이온 전류의 시간적 변화가 확연히 다른 두 가지의 모드가 존재하는 것이 관찰된 바 있는데[17], 이에 대한 정량적 분석을 시도하였다. 또한, 자기장 뿐만 아니라, 중성 기체 유량, 압력 등이 플라즈마 변수에 미치는 효과를 알아 보았다.

2. 지배방정식

준중성이며 단일 이온이 있는 플라즈마에서 ambipolar diffusion을 가정하여 전자 밀도 n_e 를 다음 방정식에 의하여 기술할 수 있다[18].

$$\frac{dn_e}{dt} = K_{ion} n_g n_e - \frac{n_e u_B}{d_{eff}} - \alpha n_e^2 \quad (1)$$

윗 식에서 K_{ion} , n_g , u_B , α 는 각각 이온화율 계수(ionization rate coefficient), 중성 밀도, Bohm speed, 재결합 계수(recombination coefficient)이다. Sheath에서 전자 및 이온의 손실을 나타내는 두번째 항은 유효길이 $d_{eff} = L/2h_L$ 을 이용하여 표현하였고, $h_L = 0.86(3 + L/2\lambda_i)^{-1/2}$ 은 sheath와 플라즈마에서의 전자 밀도 비(ratio), L 은 플라즈마 용기의 길이, λ_i 는 이온의 평균 자유 행로를 나타낸다[19]. 여기서, 외부 자기장의 효과를 고려하여 자기장에 수직 방향으로의 전자 및 이온의 손실을 무시하였다[20].

전자 온도는 출력에 관한 균형 방정식

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{3}{2} n_e k T_e \right) = \frac{P_{abs}}{V} - \frac{P_{coll}}{V} - \frac{n_e u_B}{d_{eff}} \left(eV_e + \frac{5}{2} k T_e \right) - \alpha \frac{3}{2} k T_e n_e^2 \quad (2)$$

으로부터 구할 수 있다[18, 20]. V 는 플라즈마의 체적이 고, V_s 는 플라즈마 전위, P_{abs} 는 플라즈마에 의하여 흡수되는 출력이며, P_{coll} 는 충돌에 의한 출력 손실로써 다음과 같이 나타낼 수 있다[21].

$$\frac{P_{coll}}{V} = n_e n_g \sum_j K_j E_j \quad (3)$$

Rate coefficient K_j 는

$$K_j = \sigma_j v_e e^{-E_j/T_e} \quad (4)$$

으로 주어지며(v_e 는 electron mean thermal speed, σ_j 와 E_j 는 상수), 손실되는 출력은 이온화(ionization), 여기(excitation), 탄성 충돌(elastic collision)과 같은 여러 현상에서 손실되는 양의 합으로 나타내어 진다[21].

플라즈마가 없을 때, 중성 기체는 정상 상태에서 일정한 비율로 공급되고 펌핑된다. 펌프에 의한 손실율을 기체 밀도에 비례하다고 가정하면 중성 밀도 n_g 는

$$\frac{dn_g}{dt} = s - \beta n_g \quad (5)$$

으로 기술될 수 있으며, 계수 β 는 공급율 s 와

$$s = \beta n_g^0 \tag{6}$$

으로 연관되어 있으며, 본 논문에서는 이것을 손실율 계수(loss rate coefficient)라고 부르기로 한다. 여기서 n_g^0 는 플라즈마가 없을 때 평형 중성 밀도이며 n_g 는

$$n_g(t) = n_g^0 + [n_g(t_0) - n_g^0]e^{-\beta(t-t_0)} \tag{7}$$

으로 구할 수 있다.

β 의 값은 평형 상태에 도달하는 시간이나 기체 유량에 의하여 다음과 같이 추정할 수 있다. 평형 상태가 수 milliseconds 내에 얻어진다면 [15] β 는 10^2 sec^{-1} 의 범위임을 알 수 있으며, 만일 flow rate가 50 sccm이라면 중성 입자는 실온(room temperature)에서 $S \approx 2 \times 10^{19}$ neutrals/sec의 비율로 용기에 공급되고 있으므로 $\beta = S/n_g^0 V$ 를 이용하면 β 는 1 mTorr의 압력에서 반지름 5 cm이고 길이가 80 cm인 용기의 경우 대략 100 sec^{-1} 정도임을 알 수 있다.

방전이 일어날 때에는 외부 공급과 펌핑에 의한 손실 외에 이온화와 재결합에 의하여 중성 밀도가 조절될 것이므로, 중성 기체의 균형 방정식은

$$\frac{dn_g}{dt} = \beta(n_g^0 - n_g) + cm_e^2 - K_{ion} n_e n_g \tag{8}$$

으로 연장된다. P_{coll} 은 n_e, n_g, T_e 의 함수이므로 P_{abs} 의 시간 변화 혹은 다른 변수 의존성을 알고 있다면, 식 (1), (2), (8)의 해를 구하여 전자 밀도 및 온도와 중성 밀도의 시간 변화를 알 수 있다.

플라즈마와 플라즈마를 제외한 다른 부분에서의 저항을 각각 R_p, R_c 또 power supply에서 공급되는 출력을 P_{rf} 이라 할 때, 플라즈마에 의하여 흡수되는 출력 P_{abs} 는

$$P_{abs} = \frac{R_p}{R_p + R_c} P_{rf} \equiv \eta P_{rf} \tag{9}$$

으로 표현된다 [14]. 플라즈마 밀도의 비균일성은 전자기장의 구조와 균형 밀도에 영향을 미칠 수 있으나 [12], 균일 플라즈마 모델의 계산 결과는 밀도 점프(density jump)나 밀도와 외부 자기장의 선형적 비례 관계와 같은 헬리콘 플라즈마의 중요한 특성을 설명하는데 충분하므로 [4-6], 입자수와 출력의 전체적인 균형(global balance)을 고려하는 본 연구에서는 밀도가 균일하다는 가정하에서 플라즈마 저항을 계산한다. 이온화율이 증

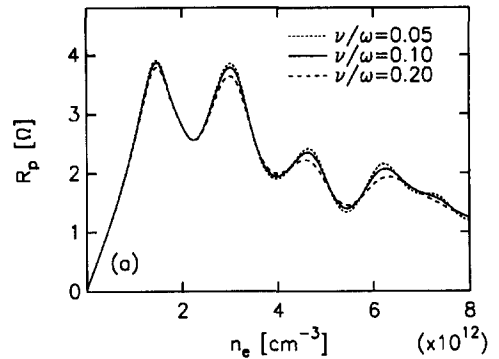


그림 1. 플라즈마 저항을 여러 충돌 주파수에서 전자 밀도의 함수로 나타내었다($B_0 = 700 \text{ G}$).

가함에 따라 전자와 중성입자 간의 충돌은 감소하나, 대전입자간의 충돌은 증가하므로 충돌주파수를 일정하게 가정하였다. 플라즈마 저항은 그림 1에 나타난 바와 같이, 헬리콘 플라즈마에서 흔히 사용되는 압력 범위에서 충돌 주파수의 변화에 예민하지 않다. 또한, 그 영향력이 입증되지 않은 Landau damping의 효과도 무시하였다. 이러한 가정하에서는 플라즈마 저항은 전자 밀도만의 함수이다.

3. 결과 및 논의

그림 2에 표시한 헬리콘 플라즈마 장치에 대하여 용기 길이 $L = 80 \text{ cm}$, 플라즈마 반경 $r_p = 5 \text{ cm}$, 안테나 위치 $r_a = 6 \text{ cm}$, 전도체 벽 반경 $r_b = 10 \text{ cm}$, rf 주파수 $\omega/2\pi = 13.56 \text{ MHz}$, 외부 자기장 $B_0 = 200$ 혹은 600 G , 기체 압력 $p = 1 \text{ mTorr}$, 충돌주파수 $\nu = 0.1 \omega$, 손실률 계수 $\beta = 100 \text{ sec}^{-1}$, 장치 저항 $R_c = 1 \Omega$ 의 변수값을 취하여 본 모델의 결과를 설명하고자 한다. 또한, Nagoya type III 안테나

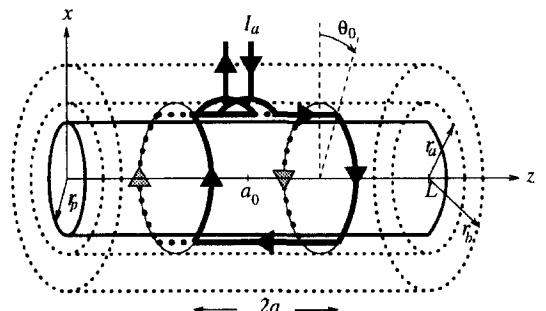


그림 2. 헬리콘 플라즈마 발생 장치의 개략도.

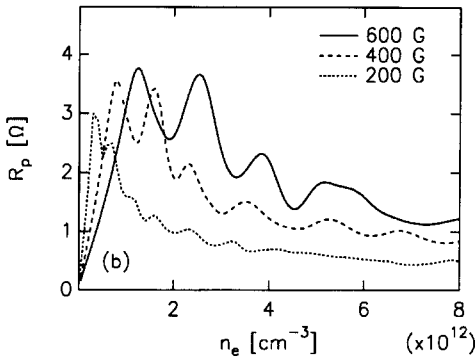


그림 3. 여러가지 자기장 값에서 플라즈마 저항을 전자 밀도의 함수로 나타내었다($v/\omega=0.1$).

($\theta_0=0$)가 용기 중앙에 위치하고($a_0=L/2$) 용기의 양쪽 끝에는 전도체로 이루어진 벽이 있으며, 300 W의 rf 출력이 60 milliseconds 동안 가해졌다고 가정한다. 위와 같은 조건과 다를 경우는 사용된 조건을 언급할 것이다.

외부 자기장 $B_0=200, 400, 600$ G의 경우 플라즈마 저항 R_p 를 플라즈마 밀도의 함수로 구하여 그림 3에 표시하였다. 식 (1), (2), (8)을 수치적으로 적분하면, 전자 밀도 및 온도와 중성 밀도를 시간의 함수로 구할 수 있다. R_p 는 전자 밀도에 의존하므로 출력 흡수 효율 η 는 그림 3에 표시된 결과를 이용하여 매 시각에서의 값을 구하여 사용하였으며, n_e 와 T_e 의 초기값은 결과에 거의 영향을 미치지 않기 때문에 적당히 작은 값을 취하였고,

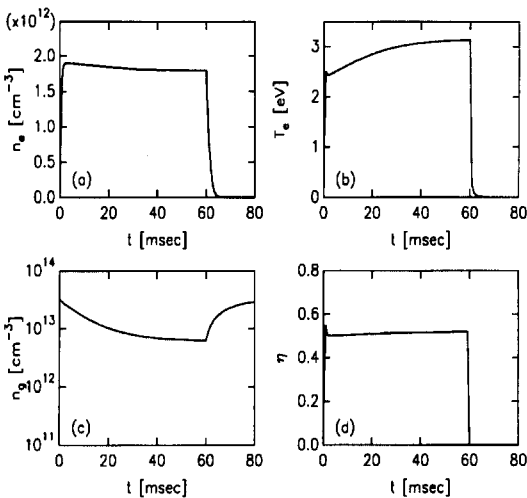


그림 4. (a) 전자밀도, (b) 전자 온도, (c) 중성 밀도, (d) 출력 흡수 효율의 시간에 따른 변화($B_0=200$ G).

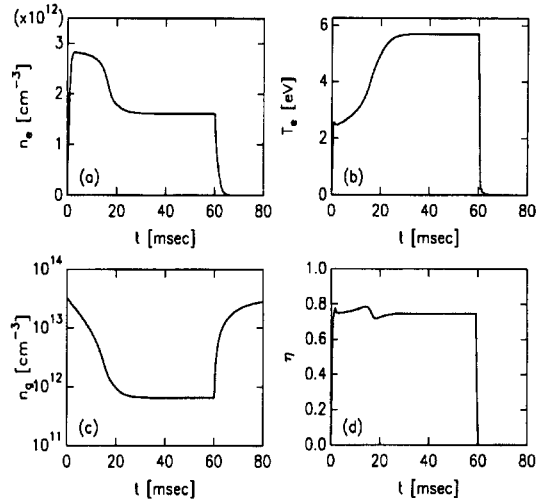


그림 5. (a) 전자밀도, (b) 전자 온도, (c) 중성 밀도, (d) 출력 흡수 효율의 시간에 따른 변화($B_0=600$ G).

n_g 의 초기값, 즉, n_g^0 는 이상 기체 방정식으로 부터 추정 한 값을 사용하였다. 그림 4와 5에 나타난 바와 같이 다른 조건은 같고 출력 흡수 효율이 다르면 완전히 다른 모드의 방전이 일어난다. 구체적으로 200 G의 경우 출력 흡수량이 상대적으로 작으므로, 이온화율이 낮아서 중성 기체는 천천히 소모되기 때문에 중성 기체의 부족은 새로이 들어오는 입자에 의하여 충분히 보상이 될 수 있다. 반면에 외부 자기장이 600 G일 때에는 출력이 많이 흡수되므로 중성 기체가 빨리 소모되어 결과적으로 전자 밀도는 급격하게 감소한다. 즉, 전자 밀도는 중성 밀도와 밀접하게 연관되어 있음을 알 수 있다.

흡수 출력량이 비슷하고 전자 밀도가 줄어들면, 그림 5(b)에 나타난 바와 같이 전자 온도는 증가한다. 전자 밀도와 온도의 변화는 실험에서 탐침에 의하여 측정되는 이온 전류 밀도에 반영된다. 다음과 같은 식

$$J_{ion} = h_L e n_e u_B \tag{10}$$

에 의하여 계산된 이온 전류 밀도를 $B_0=200$ G와 600 G의 경우에 그림 6에 표시하였다. $J_{ion} \propto n_e \sqrt{T_e}$ 이므로, J_{ion} 의 변화는 T_e 보다는 n_e 의 변화에 민감하다. 결국, 그림에서와 같이 600 G의 경우에는 방전 초기에 전류 값의 피크(peak)가 존재하고, 그 후에는 변화가 거의 없게 나타난다.

출력 흡수량이 같을 때에는 전자 밀도나 이온 전류 변화의 피크 존재 여부는 소모량을 상쇄시킬 만큼 중성 기

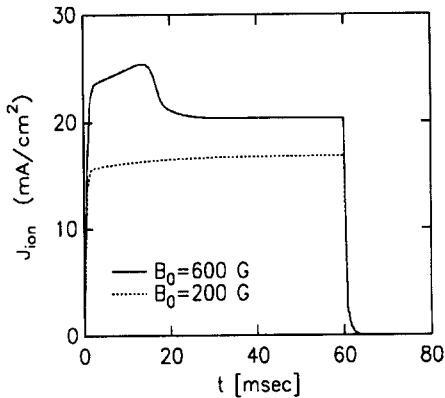


그림 6. $B_0=200$ G(점선)와 $B_0=600$ G(실선)의 경우 이온 전류의 시간에 따른 변화.

체가 충분히 공급되느냐에 달려있다. 그림 7은 시간당 공급량이 일정할 때 중성 기체 압력의 효과를 보여준다. 방전 시작 전 압력이 2 mTorr일 경우는 이온화에 의하여 감소되는 중성 입자수는 전체 숫자에 비해 매우 작아서 방전이 진행되는 동안 중성 압력은 거의 변하지 않는 반면, 0.5 mTorr일 때에는 방전 전 초기 입자수 뿐만 아니라 계속 공급되는 중성 입자도 적기 때문에 중성 기체는 매우 빨리 소모되어 전자 밀도가 빨리 감소하게 된다.

외부에서 공급되는 중성 입자수가 같을 때에는 초기

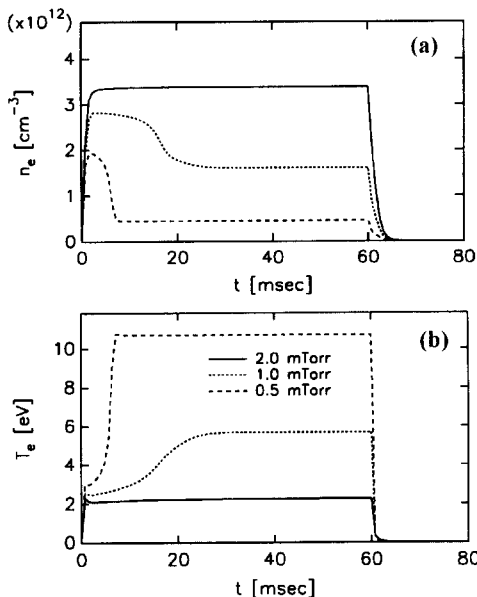


그림 7. 유량 및 압력이 다를 때 전자밀도의 시간 변화($\beta=100 \text{ sec}^{-1}$ 및 $B_0=600$ G).

입자수 n_0 혹은 초기 압력 p 는 식 (6)에 의하여 손실을 계수 β 에 관계되고, β 와 p 값의 여러 가지 결합은 최종적인 평형 상태 및 중간 과정에 관한 다양한 결과를 가져온다. $p=1$ mTorr 및 $\beta=100 \text{ sec}^{-1}$ 에 해당하는 유량에 대하여 압력과 손실을 계수가 다를 때의 결과를 그림 8에 나타내었다. $p=0.5$ mTorr 및 $\beta=200 \text{ sec}^{-1}$ 인 경우에는 중성 기체가 빨리 소모되어 전자 밀도가 급격하게 떨어지고 최종 정상 상태가 빨리 도달한다. 그림 7에 제시된 $p=0.5$ mTorr 및 $\beta=100 \text{ sec}^{-1}$ 의 경우와 비교하여 공급율이 2배이므로 전자와 중성 밀도의 정상값은 더 큰 것을 알 수 있다. 마지막으로, $p=2$ mTorr 및 $\beta=50 \text{ sec}^{-1}$ 일 때에는 방전 초기의 중성 입자가 상당히 많으므로 이온화에 의한 중성 기체의 빠른 고갈은 일어나지 않지만, 외부에서 공급되는 기체수가 충분하지 않기 때문에 그림 7에 제시된 $p=2$ mTorr 및 $\beta=100 \text{ sec}^{-1}$ 경우와는 달리 더 이상 중성 기체의 소모가 충분히 보상되지 못한다. 또한, 그림 7, 8, 9에 나타난 바와 같이 주어진 장치에서 방전 초기에 존재하는 전자 밀도 변화의 피크 시간폭은 주로 압력에 관계되는 것을 알 수 있으며, 정상 상태의 전자 밀도는 주로 압력에 관계되는 것을 알 수 있다.

자기장과 유량이 같을 때 전자 밀도 및 온도와 중성 밀도는 rf 출력의 변화에 따라 변할 것이다. 그 예를 그

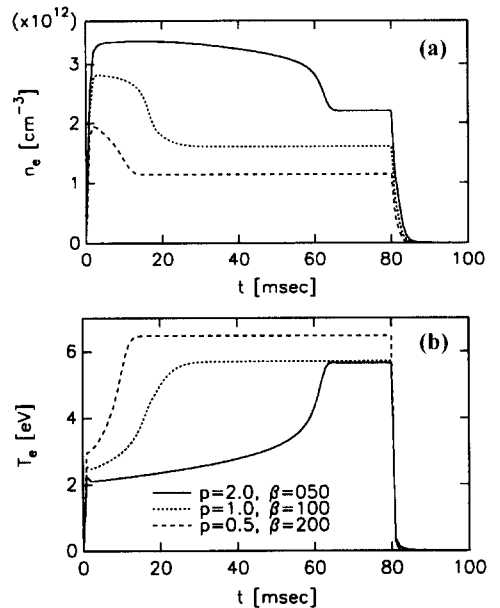


그림 8. 유량은 같고 압력이 다를 때 전자 밀도의 시간에 따른 변화: $p=0.5$ mTorr 및 $\beta=200 \text{ sec}^{-1}$, $p=1$ mTorr 및 $\beta=100 \text{ sec}^{-1}$, $p=2$ mTorr 및 $\beta=50 \text{ sec}^{-1}$ ($B_0=600$ G).

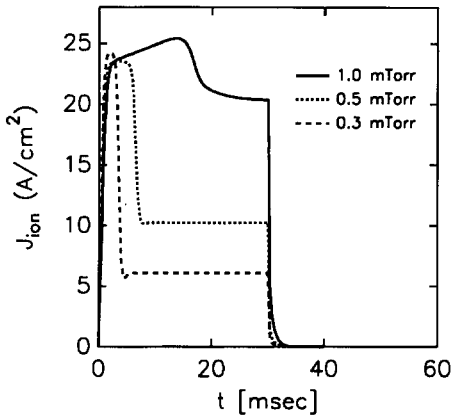


그림 9. 이온 전류의 시간에 따른 변화의 압력 의존성($B_0 = 600$).

그림 10에 나타내었으며, 이는 최근 실험 결과[22]와도 유사하다. 그림에서 같은 전자 밀도에서 중성 밀도가 다른

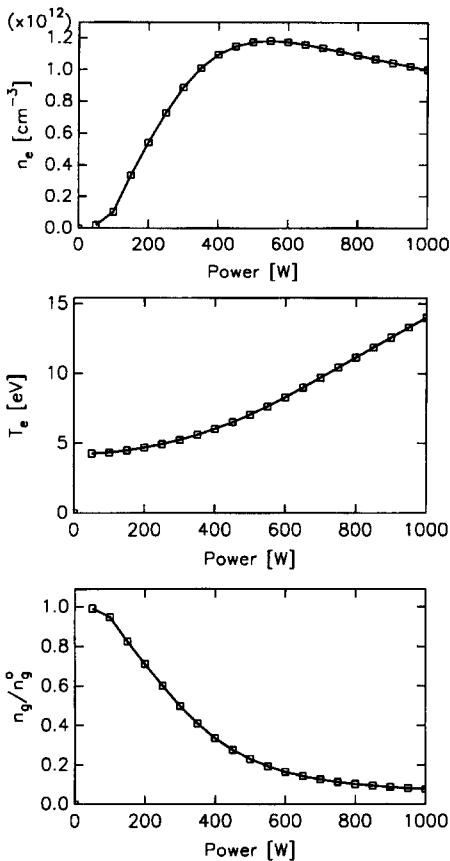


그림 10. 전자 밀도 및 온도와 중성 밀도의 rf 출력 의존성 ($B_0 = 600$ G).

것은 출력에 따라 전자 온도가 다르기 때문이다. Ref. 22에서는 출력이 커지더라도 방전 전후 압력비(n_g/n_0)가 0.1정도에 접근하나 계산 결과는 더 줄어드는 경향을 보이고 있으며, 이것은 다음과 같이 해석된다. 이온화된 입자는 용기의 가장자리로 빠져나간 후 용기벽에서 중성화되므로, 그 부근에서 중성 밀도는 플라즈마 중앙 부분보다 훨씬 높다. 그 결과 중성화된 입자는 플라즈마로 확산되어 들어가므로, 출력의 증가에 따라 중성 밀도가 계속 감소하지는 않을 것이다. 그러나 본 모델에서는 이와 같은 비균일성이 고려되지 않았으므로, 출력의 증가에 따라 중성 밀도의 감소율은 급격히 줄어들기는 하나 그 값은 계속 감소한다. 이에 따라 전자 온도는 증가하며 전자 밀도가 감소하는 결과가 나타난다.

자기장은 출력 흡수 효율에 영향을 미치며 하전 입자를 구속하는 효과를 가지고 있지만 본 연구에서는 이와 같은 효과가 고려되지 않았으므로, 실제 실험에서는 자기장의 차이가 본 논문의 결과보다 크게 나타날 것이다. 이것이 Ref. 17에서 자기장 차이에 의한 효과가 그림 6에 예시된 것 보다 크게 나타나는 주된 이유라고 사료된다. 그리고 Ref. 17에서와 같이 대부분의 실험 장치에는 플라즈마를 발생시키는 용기 외에 이보다 반지름이 훨씬 큰 용기를 가지고 있다. 이와 같은 기하적인 구조에서 정확한 출력 흡수율을 계산할 수 없고 플라즈마 변수가 공간적으로 균일하지 않기 때문에, 단순한 원통형 용기를 대상으로 비균일성을 고려하지 않는 전체 균형 모델을 이용하여 실제 실험 장치에서의 측정값을 정확히 예측하는 것은 어렵다. 그러나 본 모델은 실험 결과의 경향성을 대부분 설명할 수 있는 것으로 여겨진다.

전자 밀도와 자기장의 선형적 비례 관계는 자기장이 증가함에 따라 플라즈마 저항이 증가하여 출력 흡수 효율이 증가하는 것으로 설명될 수 있다[4]. 그러나 이온 펌핑에 의한 중성 입자의 급격한 감소가 수반될 경우 전자 밀도는 출력 흡수보다는 중성 밀도에 더 민감하게 영향을 받으며, 이것은 그림 11에 의하여 구체적으로 설명된다. 낮은 압력에서는 전자 밀도는 자기장의 크기, 즉, 출력 흡수 효율에 관계없이 중성 밀도에 좌우되나, 압력이 어느 정도 이상일 때에는 이온화에 의하여 소모되는 중성 입자가 전체 입자에 비하여 적기 때문에 전자 밀도는 자기장이 증가함에 따라 증가하는 일반적인 현상이 나타난다. 200 G일 경우는 출력 흡수량의 절대값이 작으므로 이온화율이 낮아 1 mTorr 부근의 비교적 낮은 압력에서, 또 600 G일 때에는 이온화되는 입자가 더

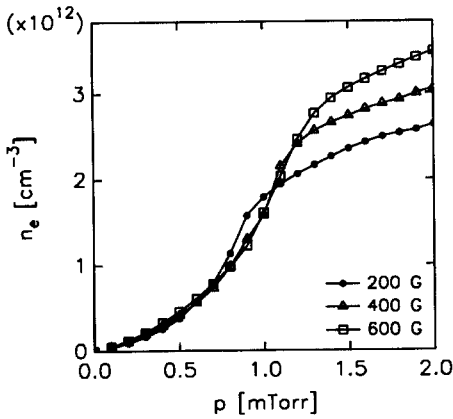


그림 11. 정상 상태 전자 밀도의 압력 및 자기장 의존성($\beta=100 \text{ sec}^{-1}$).

많기 때문에 더 높은 압력 1.3 mTorr정도가 되어야 중성 입자 소모의 영향이 약해지고 그 이상의 압력에서는 자기장과 밀도의 선형적 관계가 나타남을 알 수 있다. 압력이 낮을 때에는 공급되는 입자수가 작고 이온화되는 입자도 이온 펌핑 효과에 의하여 빨리 빠져 나가기 때문에, 흡수되는 출력의 증가가 전자 밀도의 증가로 이어지지 않으며 그림 12에 제시된 바와 같이 전자 온도가 증가하는 현상이 나타난다. 이 때에는 전자 밀도가 작으므로, 자기장이 작아짐에 상대적으로 플라즈마 저항이 커져서(그림 3참조) 온도가 높은 현상이 나타난다. 그러나 이 경우 안정된 방전에 관한 근사 조건 $\partial P_{abs}/\partial n_e < 0$ 이 만족되지 않으므로[4], 방전이 유지되는 것 어렵다. 상대적으로 높은 압력에서는 안정

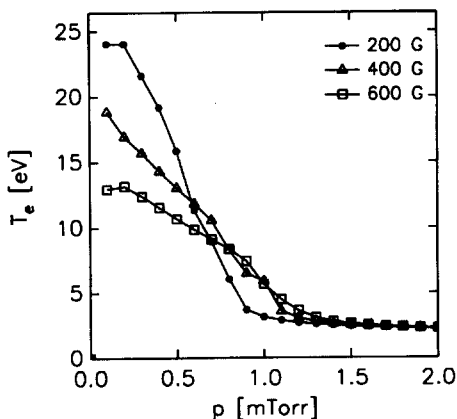


그림 12. 정상 상태 전자 온도의 압력 및 자기장 의존성($\beta=100 \text{ sec}^{-1}$).

된 방전이 이루어 질 수 있고, 출력 흡수량의 증가는 전자 밀도의 증가로 나타나며 온도의 변화는 거의 나타나지 않는다.

4. 결 론

입자 및 출력의 전체 균형에 관한 모델을 이용하여 헬리콘 플라즈마에서 전자 밀도 및 온도의 시간적 변화에 대한 연구를 수행하였다. 출력 흡수량은 안테나 전류를 포함하는 맥스웰 방정식의 해석해로부터 얻고 중성 기체 밀도는 균형 방정식을 정립하여, 서로 영향을 미치는 출력 흡수 및 손실, 전자 밀도 및 온도, 중성 밀도를 self-consistent하게 계산하였다.

계산 결과를 이용하여 이온 펌핑 효과와 펄스 헬리콘 방전에서 관찰된 바 있는 두 가지 방전 모드의 존재를 설명하였다. 방전 모드를 결정하는 인자는 출력 흡수량과 중성 기체 유량이지만, 유량이 같은 조건에서도 압력은 최종 정상 상태 및 그 상태에 이르기까지의 과정에 영향을 미치는 것을 정량적으로 확인하였다. 또한, 다른 조건이 같을 때 rf 출력의 변화에 따른 방전 전후의 중성 기체 압력 변화를 조사하였고, 그 결과를 최근에 보고된 실험 자료와 비교하여 분석하였다. 출력 흡수량의 증가는 압력이 낮을 때에는 전자 온도의 증가로 이어지며, 높은 압력에서는 전자 밀도가 증가하고 온도는 거의 변화가 없는 결과를 얻었다. 즉, 낮은 압력에서는 전자 밀도는 자기장에 관계없이 중성 밀도에 좌우되나, 압력이 어느 정도 이상일 때에는 이온 펌핑 효과가 약하여 전자 밀도가 자기장이 증가함에 따라 증가하는 일반적인 현상이 나타나는 것을 확인하였다.

감사의 글

본 연구는 교육부 기초과학연구소 지원연구비(BSRI-97-2458)에 의하여 수행되었으며, 이에 감사드립니다.

참고문헌

- [1] A. J. Perry, D. Vender and R. W. Boswell, J. Vac. Sci. Technol. A **10**, 310 (1991).
- [2] P. Zhu and R. W. Boswell, Phys. Rev. Lett. **63**, 2805 (1989).
- [3] P. K. Loewenhardt, B. D. Blackwell and S. M. Hamberger, Plasma Phys. Control. Fusion **37**, 229

- (1995).
- [4] S. Cho, Phys. Lett. A **216**, 137 (1996).
- [5] J. G. Kwak, H. D. Choi, H. I. Bak, S. Cho, J. G. Bak and S. K. Kim, Phys. Plasmas **4**, 1463 (1997).
- [6] K. P. Shamrai, V. P. Pavlenko and V. B. Taranov, Plasma Phys. Control. Fusion **39**, 505 (1997).
- [7] K. P. Shamrai and V. B. Taranov, Phys. Lett. A **204**, 139 (1995).
- [8] S. Cho, Phys. Plasmas **3**, 4268 (1996).
- [9] D. Arnush and F. F. Chen, Phys. Plasmas **5**, 1793 (1998).
- [10] D. Arnush and F. F. Chen, Phys. Plasmas **5**, 1239 (1998).
- [11] S.-M. Yun, J.-H. Kim, and H.-Y. Chang, J. Vac. Sci. Technol. A **15**, 673 (1997).
- [12] S. Cho and J. G. Kwak, Phys. Plasmas **4**, 4167 (1997).
- [13] M. Light and F. F. Chen, Phys. Plasmas **2**, 1084 (1995).
- [14] T. Shoji, Y. Sakawa, S. Nakazawa, and T. Sato, Plasma Sources Sci. Technol. **2**, 5 (1993).
- [15] F. F. Chen, "Helicon plasma sources" in *High Density Plasma Sources*, edited by O. A. Popov (Noyes Park Ridge, NJ, 1994).
- [16] R. W. Boswell, Plasma Phys. Control. Fusion **26**, 1147 (1984).
- [17] J.-H. Kim and H.-Y. Chang, Phys. Plasmas **3**, 1462 (1996).
- [18] M. Yoon, S. C. Kim, H. J. Lee and J. K. Lee, Jour. of Kor. Phys. Soc. **32**, L635 (1998).
- [19] M. A. Lieberman and A. J. Lichtenberg, *Principles of plasma discharges and material processing* (Wiley, New York, 1994).
- [20] H.-M. Wu, D. B. Graves and R. K. Porteous, Plasma Sources Sci. Technol. **4**, 22 (1995).
- [21] R. A. Stewart, P. Vitello and D. B. Graves, J. Vac. Sci. Technol. B **12**, 478 (1994).
- [22] J. Gilland, R. Breun and N. Hershkowitz, Plasma Sources Sci. Technol. **7**, 416 (1998).