

< 연구논문 >

헬리콘 플라즈마에서 이온 에너지 분포 및 플라즈마 전위에 관한 연구

김정형 · 서상훈 · 장홍영

한국과학기술원 물리학과
(1995년 3월 31일 접수)

A Study on the Ion Energy Distribution Functions and Plasma Potentials in the Helicon Wave Plasmas

Jung-Hyung Kim, Sang-Hun Seo and Hong-Young Chang

Department of Physics, Korea Advanced Institute of Science and Technology, Taejon 305-701, Korea
(Received March 31, 1995)

요 약— 고밀도 helicon wave 플라즈마의 특성 및 이온 에너지 분포에 관하여 연구하였다. Helicon wave 이 의하여 고밀도의 플라즈마를 형성시키는 helicon mode와 capacitive field가 지배적이어서 electrostatic 방진이 되어 저밀도의 플라즈마를 형성시키는 low mode가 존재하는 것을 관찰하였다. rf modulation된 플라즈마 전위가 이온 에너지 분석기를 통하여 얻어지는 이온 에너지 분포에 미치는 영향을 이론 및 실험적으로 관찰하였다. 이온 에너지 분포의 분석을 통하여 low mode에서는 플라즈마 전위가 rf 주파수로 V_{pp} 의 크기로 modulation되는 것을 확인하였다. Helicon mode에서는 inductive field가 capacitive field보다 우세하기 때문에 플라즈마 전위의 rf modulation은 일어나지 않았다.

Abstract— Characteristics of high density helicon wave plasma and ion energy distribution functions have been studied. There are a helicon mode which produces high density plasma by helicon wave and a low mode which produces low density plasma by capacitive electric field. We investigate theoretically and experimentally the influence of the rf modulated plasma potentials on the ion energy distribution functions monitored from the ion energy analyzer. We also investigate that the plasma potential is fluctuating with peak-to-peak voltage V_{pp} in the low mode. The rf modulation to the plasma potential is weak in the helicon mode rather than in the inductive mode.

1. 서 론

플라즈마 공정에서 rf 플라즈마 방전은 식각 및 박막 증착 등에 널리 이용되어 왔다. rf 방전에는 두 가지 방법의 방전 타입이 있다. 한 가지 방법은 두개의 평행한 전극을 사용하는 Capacitive coupled discharge이고 다른 하나는 외부 안테나나 코일을 사용하는 Inductive coupled discharge이다. 고밀도 플라즈마를 발생시킬 수 있는 공명 여기 방법은 Capacitive coupled rf discharge보다 더욱 효율적이다[1]. 최근에는 Inductive Coupled discharge[2, 3]가 플라즈마 공정에 많

이 쓰이고 있다. 이런 방법은 장비 특성에 따라 외부 자기장을 걸어주기도 한다. Helicon 플라즈마는 자기장을 사용하는 Inductive coupled discharge 중에 하나이며 처음으로 Boswell[4, 5]에 의하여 개발되었으며 많은 분야에 응용되고 있다. 즉 플라즈마 공정[2, 6], tokamak에서의 고밀도 플라즈마 발생[7], 플라즈마 파에 의한 입자 가속[8] 그리고 가스 레이저 활성 매질 발생[9] 등에 응용되고 있다. Helicon파의 전파와 흡수에 관한 이론은 Chen이 제안하였고[10-12] helicon 파 에너지의 매우 높은 흡수율은 파와 전자간의 반응인 Landau damping에 의한 흡수라고 알려져 있다. Hel-

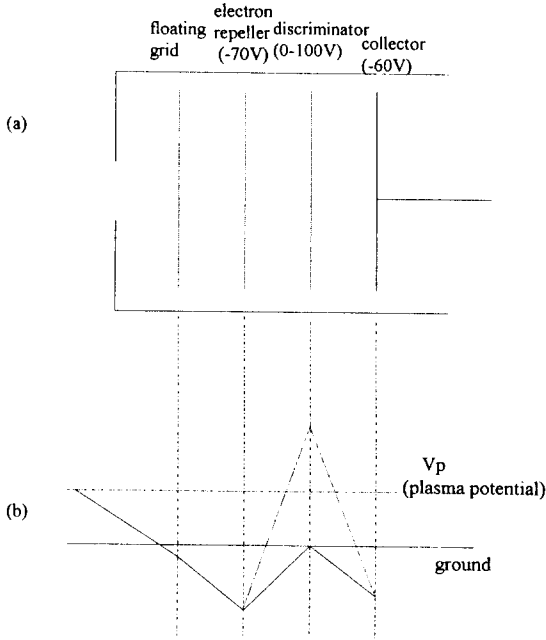


그림 1. (a) 이온 에너지 분석기의 구조, (b) 이온 에너지 분석기의 각 전극들의 상대적인 전위.

icon 파는 RF 안테나에서 발생되어 자기장 축을 따라 전파되면서 흡수된다.

평행판 방전에서, 플라즈마 내에서 생성된 양이온은 sheath를 통과하면서 가속을 받게되어 큰 충돌 에너지를 가지고 전극에 도달하게 된다. 플라즈마 전위와 sheath 구조(sheath 두께, sheath voltage 등)는 시간에 대한 주기 함수이므로 표면에 입사하는 이온의 시간 평균된 충돌 에너지는 어떤 분포를 가지게 된다. 방전 타입이 capacitive이건 inductive이건, 기판에 입사하는 이온의 에너지를 결정하는 플라즈마 전위는 매우 중요하다. 이온이 기판에 도달할 때 가지는 최대 에너지를 결정하기 위해서는 플라즈마 전위와 기판의 전위를 알아야 한다. 일반적으로 기판의 전위는 직접적으로 측정할 수 있으나 플라즈마 전위의 측정은 그렇게 쉽지 않다. 평행판 방전에서의 이온 에너지 분포와 시간에 따라 진동하는 플라즈마 전위에 관한 연구는 많이 되어 왔다[14-16]. 그러나 inductive 방전에서의 그러한 연구는 아직 많이 되어 있지 않다. 일반적으로 평행판 방전에서 플라즈마 전위는 rf 주파수로 modulation된다고 알려져 있다[15, 16]. 본 논문에서는 이온 에너지 분석기와 전자 방출 탐침(emissive probe)

을 사용하여 helicon wave 플라즈마에서의 이온 에너지 분포와 플라즈마 전위에 관하여 연구하였다. 그리고 rf 주파수로 modulation된 플라즈마 전위가 이온 에너지 분포에 미치는 영향을 이론 및 실험적으로 살펴 보았다.

2. 이온 에너지 분석기

2.1. 이온 에너지 분석기의 구조

그림 1(a)에 이온 에너지 분석기의 구조를 나타내었다. 이온 에너지 분석기는 3개의 그물망(grid)과 하나의 집전판(collector)으로 구성되었다. 각 그리드는 $5 \times 10^{-3} \text{ cm}$ 직경의 스테레스 선으로 구성되었고 투과율은 50%이고 0.02 cm 간격으로 분리되어 있다. 하전입자는 분석기 앞판의 직경 0.25 cm의 구멍으로 들어온다. 첫번째 그물망(grid)은 플라즈마에의 간섭(perturbation)을 최소화하기 위하여 부유(float)시켰다. 전자를 반사시키는 두번째 그물망은 접지에 대하여 -70 V로 바이어스를 걸었다. 세번째 그물망은 들어오는 이온의 에너지를 선별하기 위하여 0~100 V의 전압을 인가한다. 이온 집전판(ion collector)은 세번째 그물망을 통과한 모든 이온들을 모으기 위하여 -60 V의 전압을 인가한다. 이온 에너지 분석기의 각 전극들의 상대적인 전위를 그림 1(b)에 나타내었다.

2.2. 플라즈마 전위가 rf modulation되었을 때의 이온 에너지 분포

전자 반사 그물망(electron repeller grid)에 의하여 전자가 차단된 후 집전판에 도달하는 이온 전류는 다음과 같이 주어진다.

$$I(v_0) = eA \int_{v_0}^{\infty} v f(v) dv = \frac{eA}{M} \int_{v_0}^{\infty} f(v) d\left(\frac{Mv^2}{2}\right) \quad (1)$$

또는

$$I(V) = \frac{eA}{M} \int_{eV}^{\infty} f(E) dE \quad (2)$$

여기서 $E = \frac{1}{2} M v^2$, $eV = \frac{1}{2} M v_0^2$, $V = V_d - V_p$, V_d 는 식별기(discriminator) 전압, V_p 는 플라즈마 전위, e 는 입자 전하, A 는 분석기 구멍의 면적, $f(v)$ 는 이온 속도 분포 함수이다. 이온 에너지 분포 함수는 측정된 전류

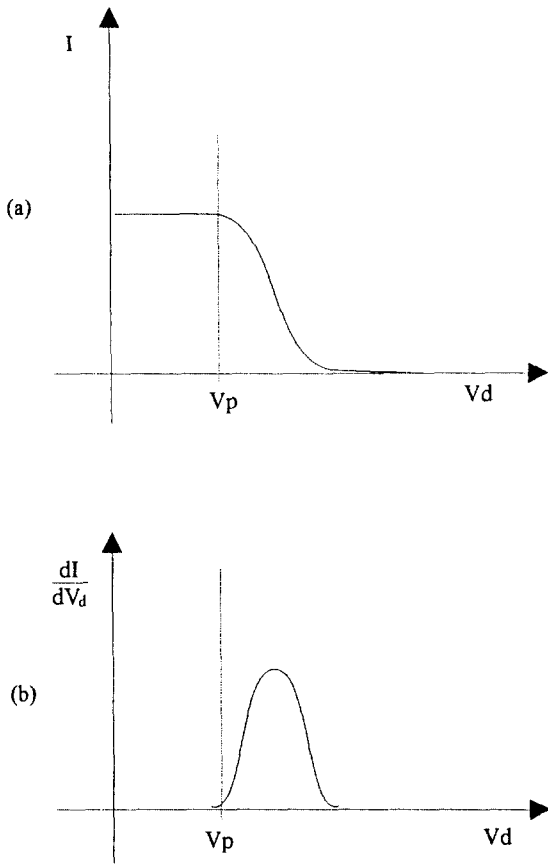


그림 2. (a) 이온 에너지 분석기의 I - V 곡선, (b) 이온 에너지 분석기의 I - V 곡선의 미분으로부터 얻은 이온 에너지 분포.

곡선을 미분하여 다음과 같이 얻는다.

$$f(V) = -\frac{M}{e^2 A} \frac{dI}{dV} \quad (3)$$

전형적인 I - V 곡선과 그것의 미분 dI/dV 곡선을 그림 2에 나타내었다. I - V 곡선에서 플라즈마 전위 V_p 보다 낮은 V_d 전압이 인가되었을 때 이온 에너지 분석기의 구멍(aperture)을 통과한 이온들은 모두 집전판에 도달하게 된다. 따라서 반응용기내에서 이온 에너지 분석기로 측정된 I - V 곡선에서 무릎 모양(knee) 지점까지의 전류는 이온 포화 전류이고 무릎 모양 지점은 플라즈마 전위로 간주한다[17-19]. 플라즈마내에서 움직이는 이온의 실제 에너지 분포는 플라즈마 전위만

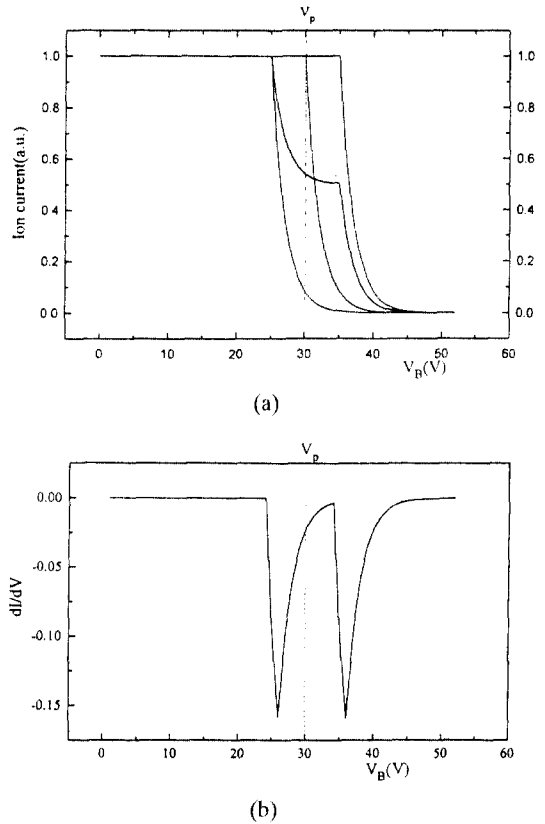


그림 3. (a) 플라즈마 전위가 사각파의 rf 주파수로 modulation되었을 때의 I - V 곡선, (b) 플라즈마 전위가 사각파의 rf 주파수로 modulation되었을 때의 이온에너지 분포.

큼 빼주어야 한다.

플라즈마 전위가 변동이 없고 이온 에너지 분포 함수가 Maxwellian 함수이고 플라즈마와 분석기 사이의 sheath내에서 충돌이 없다고 가정하면 측정되는 이온 전류는 다음과 같이 주어진다.

$$I_i(V_d) = I_{i0}, \quad V_d \leq V_p \\ = I_{i0} \exp(-e(V_d - V_p)/T_i), \quad V_d > V_p \quad (4)$$

여기서 I_{i0} 는 이온 포화 전류이고 T_i 는 이온 온도이다.

플라즈마 전위가 rf주파수로 modulation되었을 때 이온 전류는 다음과 같다.

$$I_i(V_d) = (I_{i0} + \bar{I}) \exp\left[-\frac{e(V_d - (V_p + \bar{V}_p))}{T_i + \bar{T}_i}\right] \quad (5)$$

여기서 \bar{I} , \bar{V}_p , 그리고 \bar{T}_i 는 각각 이온 포화 전류, 플라

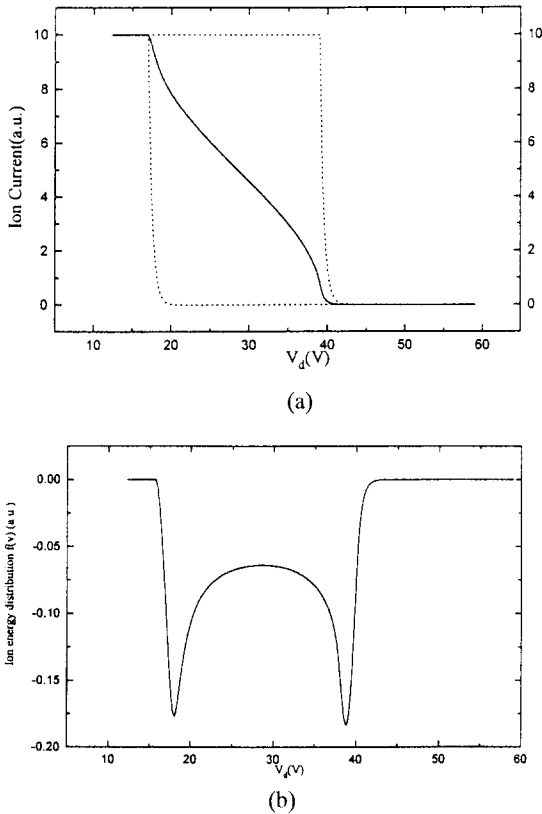


그림 4. (a) 플라즈마 전위가 사인파의 rf 주파수로 modulation되었을 때의 I - V 곡선($V_p=28$ V, $V_{pp}=22$ V, $T_i=0.2$ V), (b) 플라즈마 전위가 사인파의 rf 주파수로 modulation되었을 때의 이온 에너지 분포.

즈마 전위 그리고 이온 온도의 변동 요소이다. $\bar{T}_i=0$ 라고 가정하면 I_i 의 시간 평균값은 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\langle I_i \rangle = I_{i0} \exp\left[\frac{-e(V_d - V_p)}{T_i}\right] \left\langle 1 + \frac{\bar{I}}{I_{i0}} \exp\left(\frac{e\bar{V}_p}{T_i}\right) \right\rangle \quad (6)$$

정성적인 효과를 보기 위하여 사각파를 고려하고 $\bar{I}=0$ 이고 T_i 가 상수라고 가정하자. 그러한 경우에 시간 평균은 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \langle I_i \rangle &= I_{i0}, & V_d < V_p - \bar{V}_p \\ &= \frac{I_{i0}}{2} \exp\left[\frac{-e(V_d - (V_p - \bar{V}_p))}{T_i}\right] + 1, & V_p - \bar{V}_p < V_d < V_p + \bar{V}_p \\ &= I_{i0} \exp\left[\frac{-e(V_d - V_p)}{T_i}\right] \cosh\left(\frac{e\bar{V}_p}{T_i}\right), & \end{aligned}$$

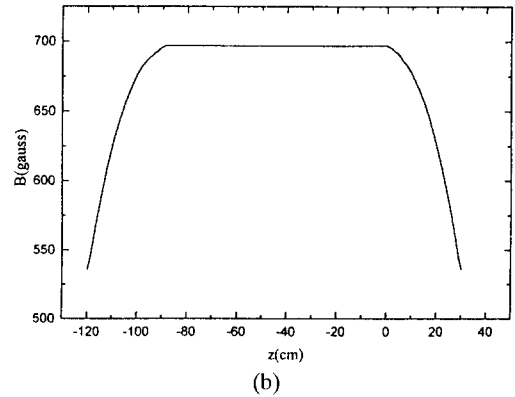
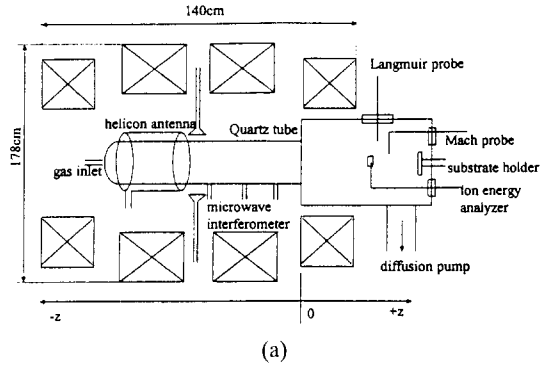


그림 5. (a) Helicon wave 플라즈마 발생 장치의 단면도, (b) 축방향의 자기장 분포($I_p=100$ A).

$$V_d > V_p + \bar{V}_p \quad (7)$$

$T_i=0.1$ eV, $V_p=30$ V이고 플라즈마 전위가 $\bar{V}_p=5$ V의 크기로 rf 주파수의 사각파로 진동할 때 위 식 (7)에 의하여 결정되는 시간 평균된 이온 전류 곡선과 그것의 미분 $d\langle I_i \rangle / dV_d$ 을 그림 3에 나타내었다. rf modulation된 플라즈마 전위는 낙타등(bimodal) 모양의 이온 에너지 분포를 가지게 하는 것을 알 수 있다[15, 16]. 플라즈마 전위가 rf 주파수로 변동하고 있을 때는 플라즈마내에서 이온이 Maxwellian 분포를 가지고 있더라도 이온이 표면에 입사할 때는 낙타등 모양의 에너지 분포를 가지고 도달한다. 이온 에너지 분포 함수에서 첫번째 봉우리(peak)와 두번째 봉우리의 위치는 각각 $V_p - \bar{V}_p$ 와 $V_p + \bar{V}_p$ 과 일치하는 것을 알 수 있다. 따라서 플라즈마 전위의 시간 평균값은 이온 에너지 분포의 두 봉우리의 평균값과 일치한다. 플라즈마 전위가 사인파(sine wave)로 진동할 때의 계산하여 얻은

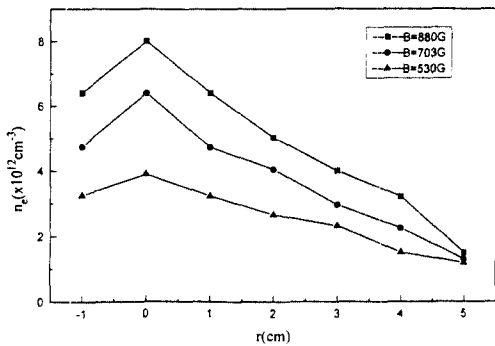


그림 6. 반경 방향의 플라즈마 밀도 분포($P_{rf}=1400$ W, $p=3$ mtorr, $z=28$ cm).

이온 전류 곡선과 그것의 미분으로부터 얻은 이온 에너지 분포를 그림 4에 나타내었다. 뒤에서 보겠지만 사인파로 진동할 때의 이온 에너지 분포는 실제 실험에서 이온 에너지 분석기를 이용하여 얻은 것과 매우 비슷함을 알 수 있다.

3. 실험 장치 및 방법

Helicon 장비 개략도를 그림 5(a)에 나타내었다. 개략적으로 이 장치는 두 부분으로 나눌 수 있다. 즉 방전 영역과 반응 영역이다. 석영 튜브 주위에 장착되어 있는 안테나로부터 $m=1$ 모드의 helicon wave가 발생되고 안테나에는 13.56 MHz의 rf 출력이 인가된다. 본 실험에서는 직경 10 cm의 방전 튜브가 사용되었다. 반응 용기의 직경은 30 cm이고 길이는 40 cm이다. 4개의 전자석 코일은 그림 5(a)에 나타낸 바와 같은 크기를 갖는다. 이 자석에 의한 자기장은 직경 30 cm, 길이 70 cm인 부피에서 0.1% 이내로 균일하며 최대 1500 gauss의 세기를 낼 수 있다. 축방향의 자기장 세기를 그림 5(b)에 나타내었다. 13.56 MHz의 rf 출력은 연속적으로 안테나에 인가되고 최대 2 kW의 출력을 낼 수 있다. 안테나는 구리판으로 만들어졌으며 Nagoya type III 모양이다. 기초 압력은 $\sim 10^{-6}$ torr이고 아르곤 방전 압력은 $1 \text{ mtorr} \leq p \leq 10 \text{ mtorr}$ 범위에서 실험을 수행하였다.

4. 실험 결과 및 분석

그림 6은 플라즈마 밀도의 반경 방향의 분포를 나타

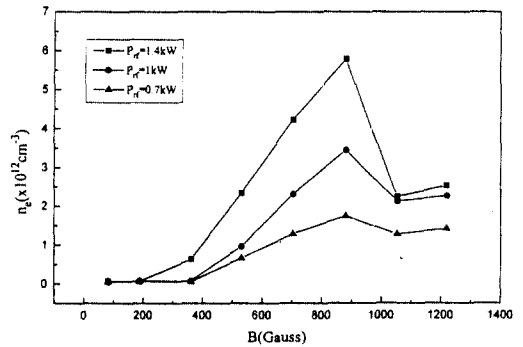


그림 7. 자기장 세기에 따른 플라즈마 밀도의 변화($p=3$ mtorr, $z=28$ cm, $r=2$ cm).

낸다. 여기서 측정 조건은 rf 출력 $P_{rf}=1.4$ kW, 압력 $p=3$ mtorr이고 측정 위치는 $z=28$ cm이다. 플라즈마 밀도는 중심축에서 최대값을 가지며 중심에서 멀어지면 감소하는 것을 볼 수 있다. 반경 1 cm 이내에서 나오는 방전 빛깔은 거의 완전히 이온화가 되었을 때 ArII(488 nm)에서 방출되는 진한 파란색이고 반경 1 cm 밖에서 나오는 방전 빛깔은 중성 아르곤에서 나오는 붉은색 계통의 옅은 보라색이다. ArII(488 nm) line 이 나오는 영역이 안테나 근처에서는 반경 약 2 cm이고 안테나에서 멀어질수록 점점 작아지는 것을 관찰하였다.

자기장 세기에 따른 플라즈마 밀도를 그림 7에 나타내었다. 여기에서 측정 조건은 압력 $p=3$ mtorr이고 측정 위치는 $z=28$ cm, $r=2$ cm이다. $B_0 < 400$ gauss 범위에서는 플라즈마 밀도가 너무 낮아서 helicon wave의 분산식을 만족하지 못하는 반면 $B_0 < 400$ gauss 지점부터 플라즈마 밀도가 증가하기 시작하여 $B_0 < 900$ gauss에서 최대값을 가지고 더 이상 B_0 를 증가시키면 플라즈마 밀도는 감소한다. 자기장이 900 gauss 이상에서의 플라즈마는 감박거림이 심하고 불안정한 상태를 관찰할 수 있었다. 자기장이 감소함에 따라 반경 방향으로의 플라즈마 손실이 증가하므로 평형 상태에서 이온과 전자의 한 쌍을 생성하는데 소비되는 에너지가 증가하게 된다. 따라서 낮은 자기장 영역에서 높은 밀도의 플라즈마를 유지하기 위해서는 높은 rf 출력이 필요하다. $400 \text{ gauss} \leq B_0 \leq 900 \text{ gauss}$ 영역에서의 현상은 helicon wave 분산식의 플라즈마 밀도와 자기장 사이의 관계식과 정성적으로 일치한다. 그러므로 helicon mode는 임계 자기장 세기

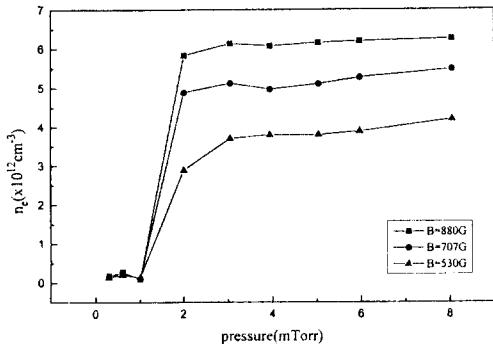


그림 8. Ar가스 압력에 따른 플라즈마 밀도의 변화($P_{rf}=1400\text{ W}$, $z=28\text{ cm}$, $r=2\text{ cm}$).

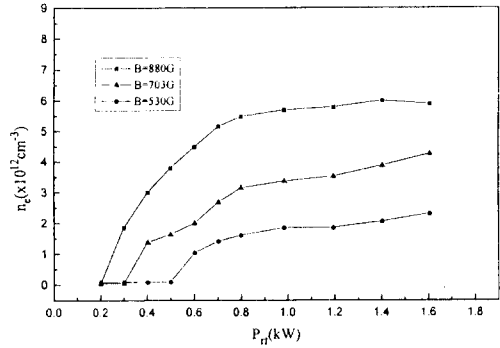


그림 9. rf 출력에 따른 플라즈마 밀도의 변화($p=3\text{ mtorr}$, $z=28\text{ cm}$, $r=2\text{ cm}$).

($B_0 \approx 400\text{ gauss}$) 이상에서만 생성되는 것을 알 수 있다. 이렇게 helicon mode가 생성되기 위한 임계 자기장 세기가 존재하는 현상은 Chen[11]의 결과와 일치한다. $B_0 \approx 1000\text{ gauss}$ 일 때 rf 주파수(13.56 MHz)는 lower hybrid oscillation 주파수와 거의 일치한다. 따라서 $B_0 > 900\text{ gauss}$ 범위에서는 Helicon mode와 lower hybrid mode가 공존하여 플라즈마가 불안정한 것으로 추정된다.

그림 8에 Ar 가스 압력에 따른 플라즈마 밀도의 변화를 나타내었다. 여기에서 측정 조건은 rf 출력 $P_{rf}=1400\text{ W}$ 이고 측정 위치는 $z=28\text{ cm}$, $r=2\text{ cm}$ 이다. 이 중 탐침을 중심 축에 위치시키면 플라즈마에 간섭을 일으켜 플라즈마의 떨림이 있고 또한 탐침이 녹아서 견디지 못하기 때문에 중심 축으로부터 2 cm 떨어진 곳에 위치시켰다.

압력이 증가함에 따라 플라즈마 밀도의 변화는 거의 없다가 어느 임계 압력($\sim 2\text{ mtorr}$) 이상에서 갑자기 증가하여 그 상태를 유지하는 것을 볼 수 있다. 이 현상은 다음과 같이 설명되어질 수 있다. 플라즈마 측정 위치가 안테나로부터 매우 멀리 떨어져 있고(60 cm) 중심 축으로부터 2 cm 떨어져 있는데도 불구하고 플라즈마 밀도가 10^{12} cm^{-3} 이상이므로 안테나 근처 중심의 영역에서는 거의 완전히 이온화되었다고 볼 수 있다. Helicon wave의 분산식($B_0/n_e = e\mu_0 a / 3.83 \omega / k$)에서 자기장(B_0), 튜브 반경(a), 주파수(ω) 및 안테나 길이($L = \lambda/2 = 2/k$) 등이 고정되었을 때 플라즈마 밀도(n_e)가 충분하지 않으면 helicon wave의 분산식을 만족하지 못하므로 helicon mode가 생성되지 않을 것이다. 압력이 너무 낮으면($< 1\text{ mtorr}$), helicon wave에 의하

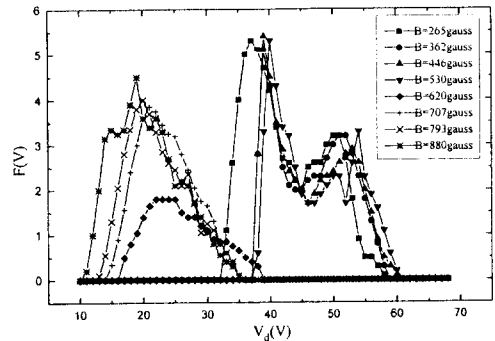


그림 10. 다른 자기장 세기에 대한 이온 에너지 분포($P_{rf}=1000\text{ W}$, $p=3\text{ mtorr}$, $z=28\text{ cm}$, $r=2\text{ cm}$).

여 가속된 높은 에너지의 전자들의 평균 자유 행로(mean free path)가 너무 길기 때문에 이온화를 시키지 못하고 용기 끝벽으로 손실되므로 이온화를 충분히 하지 못하여 helicon wave의 분산식을 만족할 만한 충분한 전자밀도가 유지되지 못하기 때문에 helicon mode가 형성되지 않는다. 그리고 중성 Ar 원자들이 완전히 이온화되었다($n_e > 10^{13}\text{ cm}^{-3}$)고 볼 때 Ar 압력이 낮으면($n_e > 10^{13}\text{ cm}^{-3}$) 중성 Ar 개수가 helicon wave의 분산식을 만족하는 전자 밀도(n_e)보다 적으므로 helicon mode가 형성되지 못하고 단순히 유도 가열(Inductive Heating)에 의하여 플라즈마가 생성되었다. Helicon wave 분산식에서 다른 변수는 고정되었을 때 자기장이 커지면 플라즈마 밀도도 증가하므로 중성 아르곤 임계 압력(밀도)이 증가해야 한다. 그림 8에서 보듯이 자기장이 커짐에 따라 임계압력이 높아지는 것을 알 수 있다.

압력이 $p=3$ mtorr일 때 rf 출력이 따른 플라즈마 밀도의 변화를 그림 9에 나타내었다. rf 출력이 증가함에 따라 플라즈마 밀도가 증가하다가 약 900 W 이상에서는 더 이상 증가하지 않고 일정한 것을 볼 수 있다. 또한 어느 특정한 출력 이상에서만 helicon mode가 생성되는 임계 출력이 존재한다. 이렇게 helicon mode가 생성되기 위한 임계 rf 출력이 존재하는 현상은 Chen [11]과 Shoji[20]의 결과와 일치한다. 그리고, 자기장 세기가 커짐에 따라 임계 출력이 작아지는 것을 볼 수 있다. 자기장의 세기가 약해짐에 따라 플라즈마의 자기장 감금 효과가 작아지므로 플라즈마 입자의 손실이 많은데 낮은 rf 출력에서는 그 손실을 보충하지 못하므로 helicon wave의 분산식을 만족하지 못하고 유도 가열에 의한 플라즈마가 생성된다.

이온 에너지 분석기로 측정된 이온 에너지 분포를 그림 10에 나타내었다. 여기서 측정된 조건은 다른 자기장 세기에 대하여 압력 $p=3$ mtorr, rf 출력 $P_{rf}=1$ kW이고 위치는 $z=28$ cm, $r=2$ cm이다. $B_0 < 550$ gauss 영역의 이온 에너지 분포 모양이 확연히 다른 것을 볼 수 있다. 그림 7에서 살펴보았듯이 낮은 자기장 영역은 capacitive field가 지배적인 low mode이고 높은 자기장 영역은 고밀도의 플라즈마를 형성시키는 helicon mode이다. 낮은 rf 출력과 낮은 자기장에서의 low mode는 electrostatic 방전과 비슷한 현상을 나타낸다[2]. low mode에서의 이온 에너지 분포는 2~3 eV의 넓이를 갖고 15~20 V 떨어진 좁은 두개의 봉우리(peak)로 구성된 낙타등 모양이다. 이러한 낙타등 모양의 이온 에너지 분포는 앞에서 살펴본 바와 같이 플라즈마 내부의 플라즈마 전위가 rf 주파수로 modulation 되었기 때문이다. 13.56 MHz의 rf 주기에 비하여 데이터를 얻는 시간이 훨씬 길기 때문에 낙타등 모양의 이온 에너지 분포는 플라즈마 전위의 시간 평균을 나타낸다. 이온이 sheath를 통과하는 시간은 rf주기보다 십분의 일 정도로 짧기 때문에 낙타등 모양의 이온 에너지 분포를 나타내는 요인이 이온이 sheath를 통과하는 시간은 아니다. 두 봉우리 사이의 간격(the separation of the peaks)은 rf modulation 크기(the peak to peak value of the modulation)를 나타낸다. 평행판 Capacitive 방전에서는 두 전극 사이의 rf 전압이 매우 크기 때문에 플라즈마 전위는 항상 rf 주파수로 modulation 된다. Helicon 장치의 low mode는 안테나 양단의 rf 전

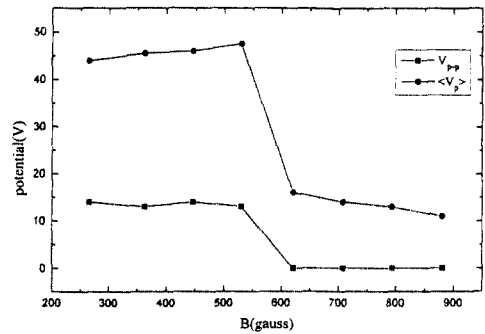


그림 11. 다른 자기장 세기에 대한 평균 플라즈마 전위와 rf modulation 크기 ($P_{rf}=1000$ W, $p=3$ mtorr, $z=28$ cm, $r=2$ cm).

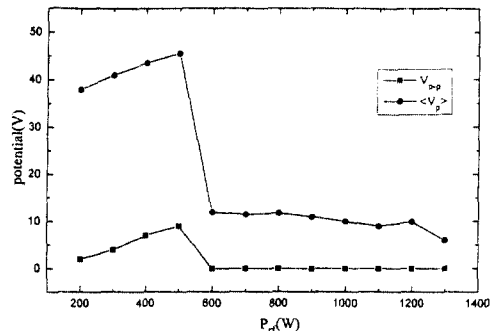


그림 12. rf 출력에 따른 평균 플라즈마 전위와 rf modulation 크기 ($B_0=707$ gauss, $p=3$ mtorr, $z=28$ cm, $r=2$ cm).

압이 매우 크므로(~2000 V)[2] 안테나와 진공 용기 접지 사이의 capacitive field는 무시할 수 없을 정도로 크다. 따라서 플라즈마 전위가 rf 주파수로 modulation되는 것이다. 반면, helicon mode에서의 이온 에너지 분포는 Landau 감쇠에 의하여 감쇠되는 inductive field가 capacitive field에 비하여 지배적이므로 플라즈마 전위에의 rf modulation은 거의 일어나지 않고 하나의 봉우리를 갖는 것을 볼 수 있다.

앞에서 살펴본 바와 같이 이온 에너지 분포에서 두 봉우리(peak)의 평균으로부터 시간 평균된 플라즈마 전위를 얻었다. 그리고 두 봉우리 사이의 전압이 rf modulation의 크기를 나타낸다. 평균 플라즈마 전위와 rf modulation 크기를 그림 11에 나타내었다. 그림 7에서와 같이 $B_0 < 500$ gauss 영역은 low mode이고 $B_0 > 500$ gauss 영역은 helicon mode이다. 자기장이 증가함에 따라 $B_0 \sim 500$ gauss에서 갑자기 low mode에서 hel-

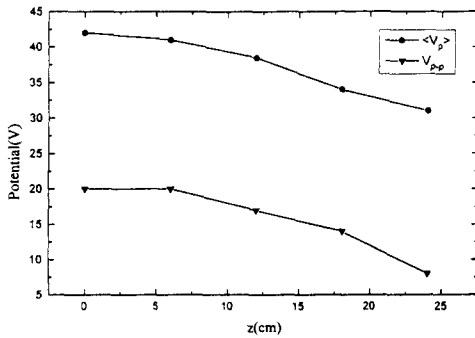


그림 13. Low mode에서 축방향의 평균 플라즈마 전위와 rf modulation 크기($P_r=250$ W, $p=0.3$ mtorr, $r=0$ cm).

icon mode로 모드 전환하는 것을 볼 수 있다. Helicon mode에서의 플라즈마 전위는 low mode의 플라즈마 전위에 비하여 상대적으로 매우 낮은 것을 볼 수 있다. 이 결과는 Boswell[2]의 결과와 일치한다. low에서 rf modulation의 크기는 자기장에 따라 거의 변화가 없는 것을 볼 수 있다.

rf 출력에 따른 평균 플라즈마 전위와 rf modulation 크기를 그림 12에 나타내었다. 측정 조건은 자기장 $B_0=530$ gauss, 압력 $p=3$ mtorr이고 측정 위치는 $z=28$ cm, $r=2$ cm이다. 여기에서도 low mode와 helicon mode가 명확히 구분되며 $P_r < 500$ W 범위는 low mode이고 $P_r > 500$ W 범위는 helicon mode이다. rf 출력이 낮은 low mode에서의 플라즈마 전위는 rf 주파수로 modulation되었고 helicon mode에서는 그림 11의 결과와 마찬가지로 rf modulation은 없는 것을 볼 수 있다. low mode에서 rf 출력이 증가함에 따라 평균 플라즈마 전위와 rf modulation 크기도 증가하는 현상을 볼 수 있는데 이것은 rf 출력이 증가하면 capacitive field도 증가하므로 당연한 결과이다. 반면 helicon mode에서는 inductive field가 capacitive field보다 우세하므로 플라즈마 전위는 전자 온도나 밀도에 의하여 결정되므로 변화가 없다.

low mode에서 반응용기 내에서의 축방향의 평균 플라즈마 전위와 rf modulation 크기를 그림 13에 나타내었다. 안테나로부터 멀어질수록 플라즈마 전위와 rf modulation 크기가 감소하는 것을 볼 수 있다. 즉 당연한 결과로서, capacitive field 효과가 안테나 근처에서 크고 안테나로부터 멀어질수록 작아지는 것을 나

타낸다.

5. 결 론

Helicon wave를 이용하여 고밀도의 플라즈마를 생성하고 특성을 연구하였다. 고밀도를 생성하는 helicon mode와 helicon mode가 아닌 저밀도 플라즈마 상태의 low mode가 존재하는 것을 확인하였다. Helicon mode가 생성되기 위한 임계 rf 출력, 임계 자기장 세기 그리고 임계 압력이 존재하는 것을 관찰하였으며 본 실험 장치에서의 임계 rf 출력은 400~500 W이고 임계 자기장 세기는 500 gauss이며 임계 압력은 2 mtorr이었다. 임계 rf power를 대략적으로 확인하기 위하여 자기장의 수직 방향의 손실은 무시하고 양 끝벽으로의 손실만을 고려하면 이때 단위 시간당 손실되는 에너지는 $W_L=2nVAE$ 이다. 여기서 n 은 플라즈마 밀도, V 는 이온 사운드 속력, A 는 끝벽의 면적이고 E 는 전자가 가지고 나가는 평균에너지(eV_p+kT_e)이며 V_p 는 플라즈마 전위이다. $n=10^{12}$ cm⁻³, $T_e=5$ eV, $V_p=30$ V, 끝벽반경 $R=5$ cm일 때, 손실되는 단위 시간당 에너지는 $W_L=300$ W이다. 즉, 10¹² cm⁻³의 밀도를 유지하기 위해서는 적어도 300 W의 rf power가 필요하다. 실험값과 약간 차이가 나는 것은 다른 에너지 손실(radiation loss, perpendicular loss 등)을 고려하지 않았기 때문이다. 임계 자기장 세기는 자기장에 수직 방향과 평행방향으로의 손실갯수가 같아지는 점의 자기장 세기라고 하면 전자온도가 약 5 eV, 방전튜브의 길이가 1 m, 반경이 5 cm이고 자기장에 수직 방향으로의 손실이 Bohm diffusion에 의하여 지배된다고 할 때 약 200 gauss 근처에서 수직방향과 평행방향의 손실이 같아진다. 즉, 이와같이 긴 튜브에서 200 gauss 이하의 자기장은 구속효과가 거의 없게 되어 helicon mode의 분산식을 만족하는 높은 밀도의 플라즈마를 유지하지 못한다. 전자의 이온화 평균 자유행로가 시스템의 길이와 같은 점을 helicon mode가 형성되기 위한 임계압력이라고 하자. 이온화 주파수는 $\nu_i=n_a\sigma_w[8kT_e/\pi m_e]^{1/2}e^{-\epsilon kT_e}$ 이다. 여기서 n_a 는 중성 밀도, $[8kT_e/\pi m_e]^{1/2}$ 는 전자의 열운동속도이고 $\sigma_w=3.1 \times 10^{-20}$ m², $\epsilon=16.3$ V이다. 아르곤 가스 압력이 3 mtorr이고 전자온도가 5 eV일 때 이온화 평균 자유행로는 약 1 m이다. 따라서 너무 낮은 압력(<2 mtorr)에서, 높은

에너지의 전자는 이온화시키기 전에 양끝벽으로 빠져 나갈 확률이 커지게 되어 높은 밀도의 플라즈마를 형성하지 못하게 된다. 플라즈마 전위가 rf 주파수로 modulation 되었을 때 이온이 낙타등(bimodal) 모양의 에너지 분포 함수를 가지고 표면에 입사하는 것을 이론적으로 살펴보고 실험적으로 확인하였다. Low mode에서는 capacitive field가 inductive field보다 우세하여 플라즈마 전위가 rf 주파수로 modulation되고 평균 플라즈마 전위는 helicon mode일 때보다 매우 높은 것을 관찰하였다. 그리고 low mode에서 rf modulation 크기는 안테나로부터 멀어질수록 작아지는 것을 관찰하였다.

감사의 글

본 연구는 한국전자통신연구소와 삼성전자의 연구비 지원으로 수행되었으며 이에 감사드립니다.

참고문헌

1. G. Lisitano, R. A. Ellis, Jr., W. M. Hooke and T. H. Stix, Rev. Sci. Instrum. **39**, 295 (1968).
2. A. J. Perry, D. Vender and R. W. Boswell, J. Vac. Sci. Technol. **B9**, 310 (1991).
3. J. Hopwood, C. R. Guarnieri, S. J. Whitehair and J. J. Cuomo, J. Vac. Sci. Technol. **A11**, 152 (1993).
4. R. W. Boswell, Phys. Lett. **33A**, 457 (1970).
5. R. W. Boswell, Plasma Phys. Contr. Fusion **26**, 1147 (1984).
6. A. J. Perry and R. W. Boswell, Appl. Phys. Lett. **55**, 148 (1989).
7. P. K. Loewenhardt, B. D. Blackwell, R. W. Boswell, G. D. Conway and S. M. Hamberger, Phys. Rev. Lett. **67**, 2792 (1991).
8. F. F. Chen, Laser Part. Beams. **7**, 551 (1989).
9. P. Zhu and R. W. Boswell, Phys. Rev. Lett. **63**, 2805 (1989).
10. F. F. Chen, Plasma Phys. Contr. Fusion **33**, 339 (1991); F. F. Chen, Plasma Sources Sci. Techn. **3**, 49 (1994).
11. F. F. Chen, J. Vac. Sci. Technol. **A10**, 1389 (1992).
12. F. F. Chen and C. D. Decker, Plasma Phys. Contr. Fusion **34**, 635 (1992).
13. A. Komori, T. Shoji, K. Miyamoto, J. Kawai and Y. Kawai, Phys. Fluids. **B3**, 893(1991); 김정형, 송선규, 장홍영, 응용물리 **7**, 59 (1994).
14. W. M. Greene, M. A. Hartney, W. G. Oldham and D. W. Hess, J. Appl. Phys. **63**, 1367 (1988).
15. A. D. Kuypers and H. J. Hopman, J. Appl. Phys. **63**, 1894 (1988).
16. M. J. Kushner, J. Appl. Phys. **58**, 4024 (1985).
17. G. F. Matthews, G. M. McCracken, P. Sewell, M. Woods and B. J. Hopkins, J. Nucl. Materials **145**, 225 (1987).
18. C. Charles, R. W. Boswell and R. K. Porteous, J. Vac. Sci. Technol. **A10**, 398 (1992).
19. C. Charles, J. Vac. Sci. Technol. **A11**, 157 (1993).
20. T. Shoji, Y. Sakawa, S. Nakazawa, K. Kadota and T. Sato, Plasma Sources Sci. Technol. **2**, 5 (1993).