

28 GHz 초전도 ECRIS 플라즈마에서의 마이크로파 전파

왕선정^{a*} · 원미숙^b · 이병섭^b · 김선호^a · 곽종구^a · 정승호^a · 김성규^a · 안찬용^{a,c}

^a한국원자력연구원, 대전 305-353

^b한국기초과학지원연구원 부산센터, 부산 609-737

^c승실대학교 물리학과, 서울 156-743

(2010년 9월 13일 받음, 2010년 10월 5일 수정, 2010년 11월 8일 확정)

한국기초과학지원연구원 부산센터에서 개발 중인 28 GHz ECRIS에 대한 마이크로파 패킷의 전파와 흡수에 대한 분석을 제한된 변수 범위 내에서 실시하였다. 28 GHz 자이로트론에서 발생된 마이크로파는 도파관 시스템을 거쳐 자기장 및 플라즈마 캐비티의 축방향으로 입사된다. 축방향 자기장만을 고려한 분석적 Ray Tracing에 의하면 고자기장 영역에서 준 종파로 입사된 전자기 파동의 패킷은 전자 사이클로트론 공명 영역으로 진행함에 따라 바깥 방향에서 안쪽 방향으로 방향을 바꾼다. 따라서 일정 수준의 전자밀도가 유지되면 입사 초기에 발산하던 파동은 공명에 의하여 플라즈마로 흡수되기 전에 전도체인 플라즈마 캐비티 벽에 충돌할 가능성이 크지 않음을 확인하였다. 또한 플라즈마로의 흡수율이 매우 크므로 인출부 벽에서 반사될 가능성도 크지 않다.

주제어 : 28 GHz, 초전도 ECRIS, 마이크로파 전파 특성

I. 서 론

한국기초과학지원연구원(KBSI) 부산센터에서는 다중전하의 중이온 가속기를 위한 전자 사이클로트론 공명 이온원(ECRIS)을 개발하고 있다. 전자 사이클로트론 공명에 의한 플라즈마 발생은 낮은 압력에서 높은 플라즈마 밀도를 효과적으로 얻을 수 있다는 장점 때문에 여러 분야에 적용되고 있는데, 높은 전류 밀도의 다중전하 중이온 빔을 얻기 위해서는 긴 감금시간과 높은 플라즈마 밀도를 요구한다. Geller에 의한 Scaling에 따르면 [1] 이러한 고성능의 플라즈마는 높은 자기장과 이에 따른 높은 주파수의 마이크로파가 필요하다.

이미 성공적으로 운전하고 있는 각국의 여러 ECRIS를 분석한 결과, 28 GHz의 마이크로파를 이용하고 입사, 중심, 인출부에서 각각 자기장이 3 T, 0.5 T, 2 T인 ECRIS를 개발하는 것이 효율적이라고 판단되었다. CPI사에서 개발하고 공급중인 28 GHz 10 kW 자이로트론은 이미 성능이 입증되었을 뿐 아니라, 위에서 언급한 자기장 구성 또한 높은 전류의 빔 생성이 가능한 것으로 보고되었다 [2-7].

주어진 마이크로파 주파수 및 출력을 이용하여 마이크로

파 입사부와 플라즈마 캐비티를 포함한 마이크로파 시스템을 설계하기 위해서는 마이크로파 전원으로부터 플라즈마로의 출력전달을 최대화할 수 있도록 하는 것이 관건이다. 출력전달을 최대화하지 않으면, 효율 문제는 제외 하더라도 반사파 및 모드변환에 의한 높은 전기장과, 이로 인한 저장소실 및 유전손실은 마이크로파 전원 및 기타 구성품의 수명을 크게 단축시킬 수 있다. 그러므로 마이크로파 전원으로부터 캐비티 내의 플라즈마까지 모든 구성품을 정합시키는 것이 필수적이다. 마이크로파 구성품 중 진공창, 고전압 직류 차단기 및 도파관 입사부는 CST사의 Microwave Studio (MWS)를 이용한 수치계산 방법을 이용하여 설계하였다.

진공상태에서의 MWS 등을 이용한 계산은 실제와 매우 유사한 결과를 예측할 수 있게 해 주지만 캐비티 내에 플라즈마가 도입되면 제한된 경우에만 사용할 수 있다. 플라즈마 밀도가 매우 낮아서 해당 마이크로파에 대해 플라즈마가 투명하다면 진공상태에서의 수치해석은 플라즈마가 있는 상태에서의 전자기파를 일부분 모사할 수 있고 최소한 정성적인 분석을 가능하게 한다 [8,9]. 따라서 이 방법은 최근 논의가 되고 있는 주파수 튜닝 [9]같은 현상을 설명하

* [전자우편] sjwang@kaeri.re.kr

는 단초를 제공할 수 있다. 그러나 마이크로파의 진행경로에서 플라즈마의 전자온도와 밀도가 높아 흡수가 크다면 파장의 변화뿐 아니라 진공상태에서 예상되는 캐비티 모드도 형성되기 어려워 진공에서의 전자기장 근사법은 더 이상의 의미를 갖지 못한다.

또 다른 수치해석 방법인 플라즈마를 도입한 상태에서의 맥스웰방정식의 해를 구하는 방법은 - Finite Difference 방법에 의한 Full Wave 접근법 - 파장에 비해 매우 큰 기하학적 구조와 자기장에 의한 유전율의 비등방성 때문에 매우 많은 컴퓨터 자원과 시간을 요구한다. 파장이 수 cm 보다 짧은 주파수의 전자기장 전파와 흡수를 연구하기 위해 자주 이용되는 또 다른 방법은 핵융합 장치 연구에서 많은 발전을 이룬 Ray Tracing 방법이다 [10,11]. Ray Tracing 방법은 전파 경로 상에 여러 가지의 공명과 Cutoff가 있는 복잡한 시스템이라 할지라도 모드 변환을 포함한 마이크로파의 전파특성을 예측할 수 있도록 해준다. 그러나 플라즈마 주파수에 비해 충분히 큰 주파수의 마이크로파는 심각한 회절현상 없이 전파하는 직진성을 유지할 것으로 예상되는데, 마이크로파가 높은 자기장에서 준종파(Quasi-Longitudinal Wave)로 입사되고, 경로 상에서 전자밀도가 낮아서 플라즈마 주파수가 구동 주파수보다 낮으면, 전자기파가 소멸되기 전에 만나는 유일한 특이점은 전자 사이클로트론 공명 (ECR) 뿐이다. 실제로 28 GHz의 마이크로파에 대해 전자밀도가 $1 \times 10^{13}/\text{cm}^3$ 보다 낮으면 이러한 경우에 해당한다. 그러므로 이러한 조건에서 파동패킷의 회절과 반사 및 흡수를 파악하기 위해서는 간단한 분석적 Ray Tracing을 수치 Ray Tracing 방법을 보조하여 사용할 수 있다. 그러나 전자 밀도가 낮아 단일 경로상에서 파동의 완전 흡수가 일어나지 않거나, 실제의 ECRIS

가 가지는 것처럼 자기장의 구조가 복잡한 경우 또는 마이크로파 입사가 준종파의 성격을 크게 벗어나는 경우 분석적인 방법만으로는 전파 경로를 정확하게 예측하기 어려우므로 정성적인 해석이라는 한계를 가진다.

본고의 II절에서는 마이크로파 시스템을 간략하게 소개하도록 하겠고, III절 및 IV절에서는 제한된 범위 내에서 해석적인 Ray Tracing을 통하여 마이크로파의 플라즈마 내에서의 전파와 흡수를 살펴보도록 하겠다.

II. 마이크로파 시스템

마이크로파 전원은 TE₀₂ 모드의 28 GHz, 10 kW 마이크로파 출력을 발생하며 CPI사에 의해 공급될 예정이다. 도파관 모드 TE₀₂는 Fig. 1에서 볼 수 있는 모드 변환기에 의해 TE₀₁ 모드로 변환되며 원형 도파관의 내부 직경은 32.6 mm로서 과도 모드 도파관이다. TE₀₁ 모드는 도파관의 원통형 전도체 표면에서 전기장이 없기 때문에 타 모드에 비해 상대적으로 낮은 저항 손실을 갖는다.

마이크로파 전원의 출력과 캐비티의 입력 높이 조절을 위한 두개의 90도 Bend를 통과한 마이크로파는 고전압 DC 절연 도파관과 진공창을 통해 캐비티에 입사된다. TE₀₁ 모드를 사용함에 있어 어려움 중의 하나는 파의 방향을 바꾸는 것으로, 연속된 큰 구부림 반경을 가지는 도파관을 사용하는 것이 가장 무난한 방법으로 여겨지는데, 이 경우 Miter Bend의 경우처럼 작은 크기로 실현할 수 없다는 제한이 있다. 본 장치의 경우 구부림 반경 12인치의 주름진 원형 도파관을 사용하여 손실을 최소화하려 한다.

고전압 DC 절연 도파관은 마이크로파의 진행을 최대화

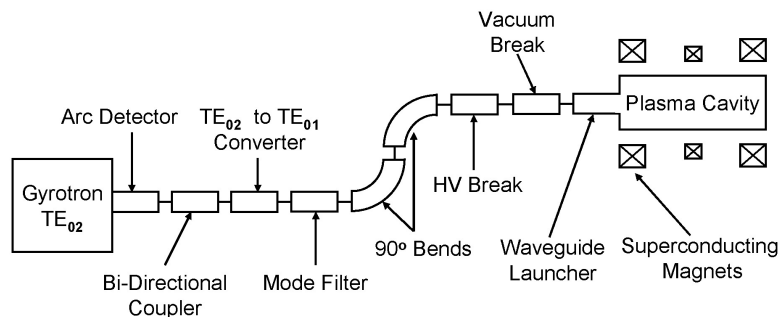


Figure 1. 28 GHz gyrotron supplies 10 kW microwave power to plasma cavity through mode converter, HV break and vacuum break. For superconducting magnet system, only solenoids are shown for simplicity.

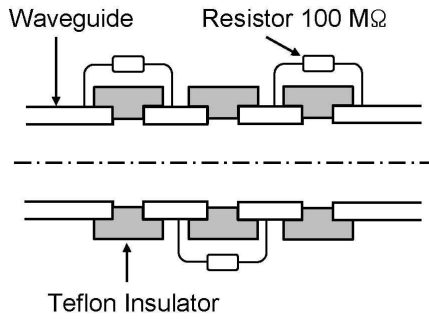


Figure 2. HV break with 2 mm thick Teflon barriers and 3x100 MΩ voltage divider for the circular waveguide.

하면서 이온원의 가속전압과 마이크로파 전원의 접지전압 사이를 절연하기 위하여 필요하다. TE_{01} 모드는 전기장의 방향이 원주 방향뿐이어서 도파관의 축방향 틈이 마이크로파 진행에 큰 영향을 미치지 않는다. 따라서 Fig. 2에 나타난 것처럼 병렬 저항을 가진 유전체를 도체 사이에 쌓는 방법으로 고전압 DC 절연 도파관을 제작하였다. 2 mm 두께의 테프론 절연체 3개를 쌓은 DC 절연 도파관의 실험 결과 50 kV의 전압을 견디었으며 이때 50 μ A의 전류를 측정하였다. DC 전류에 의한 열 발생은 크지 않으므로 강제 공냉 방법을 이용하여 온도 상승을 막도록 하였다. 고전압 DC 절연 도파관에 대해 MWS를 이용한 전자기장 계산 결과 주파수 영역 26~30 GHz에서 모드 변환, 방사 및 반사는 무시할 수 있는 양으로 나타났다.

고전압 DC 절연 도파관을 통과한 마이크로파는 Fused Quartz와 같은 낮은 손실 Tangent를 가지는 유전체를 이용한 진공창을 통과하여 캐비티에 입사된다. 손실을 최소화하기 위한 유전체의 두께는 유전체 내에서 반 파장이어야 하지만 Rupture Safety Factor는 일반적으로 두께의 제곱에 비례한다. 손실 Tangent에 의한 출력 흡수는 두께에 비례하므로 파열과 손실을 고려하면 한 파장에 해당하는 5.96 mm의 두께가 적절할 것으로 여겨진다. 두께 5.96 mm의 Fused Quartz를 이용한 진공창의 전자기장 계산 결과, 손실 Tangent와 도파관의 불연속에 의하여 출력 손실과 전자기장 변형이 무시할 수 없는 수준임을 알 수 있었다. 이에 따라 10 kW의 마이크로파 빔 통과시 약 100 W의 저항손실이 발생하였으며 거의 같은 정도의 방사 및 반사가 발생하였다. 따라서 Fused Quartz 주변부에 대한 강제 수냉이 필요하며, 또한 방사에 대비한 차폐가 필요하다.

캐비티에 대한 마이크로파 입사부는 단순한 원형 도파관

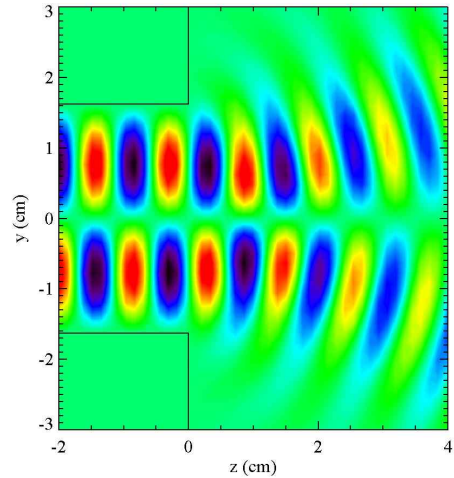


Figure 3. Field pattern of microwave launcher. Black lines are aperture of waveguide.

의 연장을 고려하였다. 이 경우 진공에서의 방사 패턴을 알아보기 위한 계산 결과를 Fig. 3에 나타내었다. Fig. 3은 지면에 수직한 전기장의 실수부를 보여준다. 계산을 위한 경계조건은 다음과 같다. Fig. 3의 왼쪽은 도파관 입사부를 나타내는 구멍이 있는 완전 도체이고 나머지 모든 벽은 반사가 없는 완전 손실 경계면이다. 계산 결과는 입사부 자체에 의한 파동의 발산이 크지 않음을 보여주지만 실제의 플라즈마 캐비티에서는 바이어스 디스크가 캐비티의 축에 위치해야 하므로 도입부 도파관은 플라즈마 캐비티와 동축으로 설치될 수 없다. 따라서 모든 방향으로 벽에서 충분히 멀 수는 없으므로 플라즈마에서 흡수되지 않은 마이크로파의 벽에서의 반사가 어느 정도 예상되며 이 경우 실제의 기하학적 구조를 적용한 수치적 계산이 필요하다 하겠다. 한편, 원형 도파관 구멍을 통한 TE_{01} 모드의 반사 또는 모드 변환은 무시할 수 있는 수준으로 계산되었다.

III. 파동의 회절

마이크로파 출력은 Fig. 4에서 나타난 것처럼 고자기장 위치에서 입사되어 두 개의 ECR 지점이 있는 저자기장 위치를 지난다. ECRIS에는 솔레노이드 자석뿐 아니라 캐비티의 표면 감금을 증가시키기 위해 반경 방향으로 증가하는 자기장을 형성하는 6극 자석이 추가로 설치된다. 따라서 축을 벗어난 위치에서의 자기장은 Fig. 4에서 나타난 것과 다르고 ECR 층은 캐비티 내에서 닫힌 표면을 형성한다.

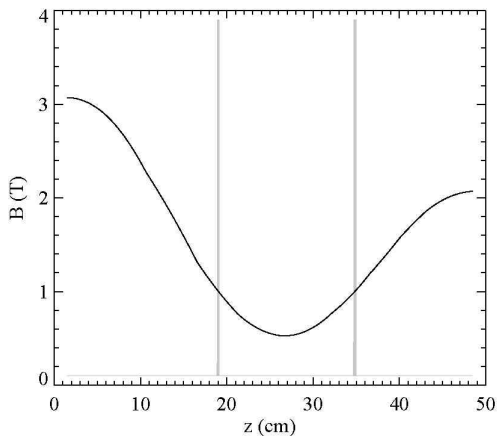


Figure 4. Axial magnetic field. Microwave power and gases will be injected at $z = 0$ and ions will be extracted at $z = 50$ cm. Vertical gray lines indicate the resonance positions of cold electron.

표면 감금을 증가시키기 위한 자기장의 복잡성의 일례를 참고문헌 [12]에서 볼 수 있다. 본고에서는 문제를 간단하게 하기 위하여 주요 영역에서의 주된 자기장은 솔레노이드 자석에 의해 형성되는 축방향 자기장일 것으로 가정하고, 6극 자석에 의한 자기장은 무시하도록 하겠다.

이온 사이클로트론 주파수보다 매우 높은 구동 주파수 ω 에 대해 Altar-Appleton-Hartree 분산관계식을 이용하여 마이크로파의 전파 방향에 플라즈마가 미치는 영향을 파악해 보기로 하겠다 [13].

$$n^2 + \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \frac{2(\omega^2 - \omega_p^2)}{2(\omega^2 - \omega_p^2) - \omega_c^2 \sin^2 \theta \pm \omega_c \Delta} - 1 = 0 \quad (1)$$

$$\Delta = \left(\omega_c^2 \sin^4 \theta + 4 \frac{(\omega^2 - \omega_p^2)^2}{\omega^2} \cos^2 \theta \right)^{1/2} \quad (2)$$

여기에서 θ 는 정자기장 B 와 파수벡터 k 에 대한 굴절률 벡터 $\mathbf{n} = \mathbf{kc}/\omega$ 의 사이각이고, $\omega_p = (4\pi n_e e^2/m_e)^{1/2}$ 는 전자 밀도 n_e 에 해당하는 전자 플라즈마 주파수이며 $\omega_c = -eB/m_e c$ 는 전자 사이클로트론 주파수이다. 만일 준 중파를 가정하면 n 의 수직 성분 n_\perp 에 대해 $n_\perp/n = \sin \theta \ll 1$ 을 가정할 수 있으며 따라서 식 (1)은 다음과 같이 간단하게 쓸 수 있다.

$$n^2 + \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega \pm \omega_c \cos \theta)} - 1 = 0 \quad (3)$$

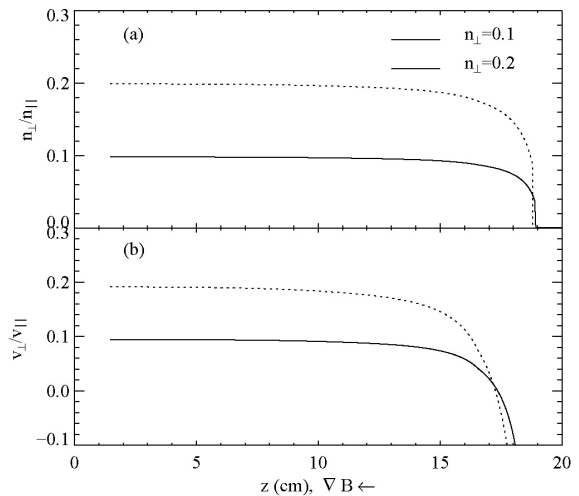


Figure 5. Angles of (a) wave vector and (b) group velocity. Group velocity changes its direction as the wave propagates to the resonance layer located at $z = 19$ cm.

여기에서 분모의 \pm 기호 중 위쪽 기호는 R 파, 아래쪽 기호는 L 파를 나타낸다.

파동 패킷의 회절에 의한 분산성은 군속도 \mathbf{v} 와 자기장 B 의 사이각에 대한 Tangent, 즉 v_\perp/v_\parallel 로 그 특성을 나타낼 수 있다. 식 (3)의 좌항을 D 로 정의하면 기하광학 관점에서의 군속도 및 벡터 성분비는 다음을 같이 쓸 수 있다.

$$\mathbf{v} = - \left(\frac{\partial D}{\partial \mathbf{k}} \right) \left(\frac{\partial D}{\partial \omega} \right)^{-1} \quad (4)$$

$$\frac{v_\perp}{v_\parallel} = \left(\frac{\partial D}{\partial k_\perp} \right) \left(\frac{\partial D}{\partial k_\parallel} \right)^{-1} = \frac{2n_\perp n \omega (n \omega \pm n_\parallel \omega_c^2) \pm n_\parallel n_\perp \omega_c \omega_p^2}{2n_\parallel n \omega (n \omega \pm n_\parallel \omega_c^2) \mp n_\perp^2 \omega_c \omega_p^2} \quad (5)$$

만일 n_\perp 이 매우 작아서 $n_\parallel \approx n$ 이 성립하면 식 (5)는 다음과 같이 간단하게 된다.

$$\frac{v_\perp}{v_\parallel} = n_\perp \left\{ \frac{1}{n} \pm \frac{\omega_c \omega_p^2}{2n^3 \omega^3 (1 \pm \omega_c/\omega)^2} \right\} \quad (6)$$

식 (6)의 우항 중 첫 번째 항은 파동의 분산성이 크지 않음을 시사하며, 특히 패킷이 ECR 지점에서 멀고 구동 주파수가 충분히 높아서 $(\omega_p/\omega)^2 \ll 1$ 을 만족하면 분산성을 무시할 수 있음을 나타낸다. 고전하 상태의 중이온원으로서의 플라즈마에서는 전자 온도를 높게 유지하고, 또한 일반

적인 운전에서는 Cutoff를 피하기 위하여 전자 밀도를 제한하는 경우가 많으므로 이러한 조건을 유지하는 것은 어렵지 않을 것으로 여겨진다 [14].

Fig. 5(a)에 표시된 식 (3)의 해에 의하면 마이크로파는 높은 자기장에서 준 종파로 입사되어 ECR 지점이 있는 낮은 자기장 지점으로 접근함에 따라 점차로 종파의 성격을 더 강하게 갖는다. Fig. 5(b)는 식 (6)을 표시한 것으로 군속도의 방향은 입사초기에는 파수벡터의 방향과 같다가 점차로 내부로 향하는 것을 볼 수 있다. 전자에 의한 흡수 문제에서 중요한 R 파는 식 (5)와 (6)의 \pm 기호에서 위쪽 기호로 표시되며, 전자의 ω_c 는 음수로 정의되었음을 유의하여야 한다.

이와 같은 마이크로파의 플라즈마 내에서의 전파방향을 정리하면 초기에는 발산하던 파동의 패킷이 ECR 지점에 접근함에 따라 방향을 바꾸어 점차 축으로 수렴한다고 할 수 있다. 한편 ECR 지점을 통과하는 파동의 패킷은 전자의 열운동에 의하여 더 이상 차가운 플라즈마로 근사한 논의의 결과를 적용할 수 없을 것이다. 그러나 일정 조건이 만족되면 ECR 지점을 지나는 동안 파동의 에너지는 대부분 전자에게로 전달되어 소멸하므로 더 이상의 Ray Tracing은 큰 의미를 지니지 않는다.

IV. 파동의 흡수

본 절에서는 등방성 맥스웰 분포를 갖는 전자온도를 가정한 플라즈마로 한정하여 파동의 흡수를 살펴본다. 뜨거운 전자 플라즈마에서의 전자기 파동의 흡수는 다음과 같이 Susceptibility 텐서의 Anti-Hermitian 부분, $\chi_a = (\chi - \chi^\dagger)/2i$ 를 이용하여 쓸 수 있다.

$$P = \frac{\omega}{8\pi} \mathbf{E}^* \cdot \chi_a \cdot \mathbf{E} \quad (7)$$

실제의 ECR 플라즈마는 고온의 전자를 포함하는 비등방성 분포를 가질 것으로 예상되는데, 이때의 분포를 맥스웰 분포들의 합으로 고려할 수 있다면 Susceptibility 텐서는 각각의 고유한 맥스웰 분포를 갖는 전자들의 Susceptibility의 합으로 표시할 수 있으므로 실제에서의 고주파 흡수는 식 (7)의 P 에 대한 각 분포들의 기여를 합한 것이

라 볼 수 있다. 일반적으로 Susceptibility 텐서는 사이클로트론 고주파 모드의 무한 합으로 쓰이나, 플라즈마로의 흡수가 일어나는 주파수 영역인 $\omega \approx \omega_c$ 에서는 기본 모드에서의 R 파가 주요한 파동이다. 이를 고려하고 Larmor 반경 Expansion의 영차항만 이용하는 근사, $k_\perp^2 \rho^2/2 \sim 0$ 을 이용하면, χ 는

$$\chi \approx \frac{\omega_p^2}{\omega} \frac{1}{2k_{\parallel} w} Z_0(\zeta) \begin{pmatrix} 1-i & 0 \\ i & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (8)$$

$$\zeta = \frac{\omega + \omega_c}{k_{\parallel} w} \quad (9)$$

로 쓸 수 있는데 여기에서 $w = (2T_e/m_e)^{1/2}$ 는 전자온도 T_e 에 대한 열속도이고 $Z_0(\zeta)$ 는 잘 알려진 플라즈마 분산 함수이다.

식 (8)을 이용하면 식 (7)은 다음과 같이 써지는데

$$P = \frac{\omega_p^2}{16\pi^{1/2} k_{\parallel} w} |E_-|^2 \exp(-\zeta^2) \quad (10)$$

여기에서 $E_- = E_x - iE_y$ 는 전자를 사이클로트론 운동 방향으로 가속시키는 전기장, 즉 Right Hand 편광 성분이다. 한편 시간평균을 실시한 자기장 방향의 포인팅 플럭스 S 는 다음과 같다.

$$S = \frac{c^2 k_{\parallel}}{8\pi\omega} (|E_x|^2 + |E_y|^2) \quad (11)$$

또한 WKB 근사에서 포인팅 플럭스는 다음과 같이 쓸 수 있는데

$$S = S_0 \exp\left(-2 \int k_i(l) dl\right) \quad (12)$$

여기에서 $k_i(l)$ 은 경로 l 에서의 k_{\parallel} 의 허수부이고 S_0 는 입사 초기의 출력 밀도이다. 따라서 파동의 감쇠율 $2k_i = P/S$ 를 알기 위해서는 전기장의 수직 성분에 대한 Right Hand 편광 성분의 비율 $|E_-|^2/(|E_x|^2 + |E_y|^2)$ 을 알아야 한다.

전기장의 각 성분은 맥스웰 방정식과 플라즈마 유전상수

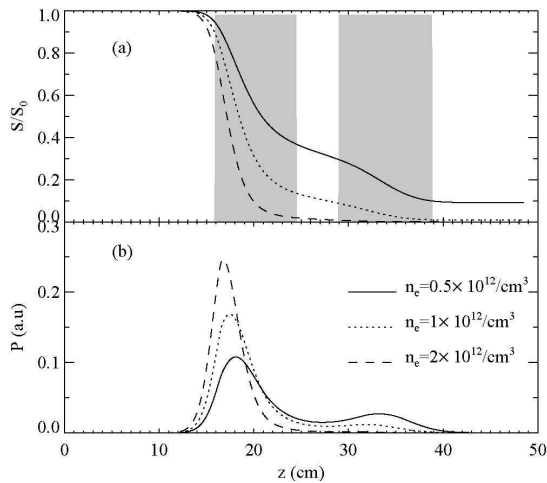


Figure 6. (a) Poynting flux and (b) power absorption of the wave packet propagating along the straight line across resonance regions indicated by gray rectangles. $n_{||}=4$ and $T_e = 3$ keV were assumed.

텐서 $\epsilon = \mathbf{1} + \chi$ 로부터 구할 수 있는데 텐서 방정식의 첫 번째 열을 쓰면 다음과 같으며,

$$(1 + \chi_{11} - n_{||}^2)E_x + \chi_{12}E_y = 0 \quad (13)$$

식 (8)을 이용하면 필요한 전기장 성분비는 다음과 같음을 계산할 수 있다.

$$\frac{|E_x|^2}{|E_x|^2 + |E_y|^2} = (1 - n_{||}^2)^2 \left\{ \left(1 - n_{||}^2 - \frac{\omega_p^2}{\omega k_{||} w} s(\zeta) \right)^2 + \left(\frac{\omega_p^2}{\omega k_{||} w} s(\zeta) \right)^2 + 2 \left(\frac{\pi^{1/2} \omega_p^2}{2\omega k_{||} w} \exp(-\zeta^2) \right)^2 \right\}^{-1} \quad (14)$$

이때 $s(\zeta)$ 는 분산함수 $Z_0(\zeta)$ 의 실수부로서 다음과 같다.

$$s(\zeta) = e^{-\zeta^2} \int_0^\zeta dz e^{z^2} \quad (15)$$

한편 ECR에 의한 흡수가 매우 강하면, 즉 $\zeta \rightarrow 0$ 이면 식 (14)는 다음과 같이 근사할 수 있다.

$$\frac{|E_x|^2}{|E_x|^2 + |E_y|^2} = \frac{1}{1 + 2 \left(\frac{\pi^{1/2} \omega_p^2}{2\omega k_{||} w} \frac{1}{1 - n_{||}^2} \right)^2} \quad (16)$$

파동의 감쇠는 식 (10)을 식 (11)로 나누고 식 (16) 또는 식 (14)를 이용하면 구할 수 있는데, 이를 식 (12)에 적용하고 수치적으로 적분하면 Fig. 6에서 볼 수 있는 것처럼 자기장의 경로에 따라 포인팅 플럭스 또는 출력 흡수 프로파일을 구할 수 있다. 본 계산에서는 $T_e = 3$ keV의 맥스웰 분포의 플라즈마 및 $k_{||} = 23$ /cm을 가정하였고, 자기장을 제외한 모든 플라즈마 파라미터들은 상수로 가정하였다.

Fig. 6에 의하면 고 자기장 영역에서 입사된 마이크로파는 회색의 사각형으로 표시된 ECR 영역에 이르기 직전부터 감쇠하기 시작한다. 회색의 ECR 영역은 식 (10)의 지수를 근거로 $\zeta^2 \leq 1$ 인 영역으로 정의하였다. 파동의 흡수는 예상할 수 있는 것처럼 전자 밀도 n_e 가 클수록 강하게 나타났으며 특정한 값보다 낮은 n_e 에서는 Fig. 6 (a)의 오른쪽에서 포인팅 플럭스가 사라지지 않는 것에서 알 수 있듯이 한 번의 경로 진행에서 전부 감쇠되지 않는다. 이는 캐비티 내부에서 난반사가 일어나지 않기 위한 최소의 전자 밀도를 나타낸다.

V. 요약

한국기초과학지원연구원 부산센터에서 개발 중인 다중 전하 중이온 ECRIS는 중심 부근에서 1 T의 자기장을 가진 28 GHz 마이크로파 시스템을 이용한다. 자기장 구성은 입사부/인출부 및 중심에서 각각 3, 2 T 및 0.5 T이며 중심에서의 최소 자기장은 조절이 가능하다.

플라즈마 캐비티 내에서 파동의 거동을 살펴보기 위하여 Altar-Appleton-Hartree 분산관계식을 이용하여 분석적인 방법으로 파동 패킷의 진파와 흡수를 계산하였다. 플라즈마 전자 밀도가 Cutoff 밀도보다 낮다면 입사초기에 자기장에 수직인 파수 벡터 성분을 가지고 있다 할지라도 패킷의 군속도는 심각하게 발산하지 않으며, 초기에 바깥 방향으로 향하던 파동의 에너지는 ECR 지점에 접근함에 따라 방향을 바꾸어 내부로 향하는 것을 볼 수 있었다. 이러한 파동의 성질은 마이크로파 입사부에서의 파동의 발산에 의한 캐비티 내의 난반사 문제를 감소시키므로 국부적인 캐비티의 가열, 도파관으로의 반사에 의한 매칭문제를 단순하게 한다.

등방성 맥스웰 분포를 갖는 뜨거운 전자를 가정한 플라즈마에 대하여 Susceptibility 텐서의 Anti-Hermitian 부

분을 이용한 출력 흡수에 대한 계산 결과 전자 온도가 3 keV일 때 전자의 밀도가 $0.5 \times 10^{12}/\text{cm}^3$ 을 넘는다면 대부분의 마이크로파 에너지는 단일한 경로에서 전자에게 흡수되어 입사부 반대편의 인출부 도체에 의한 반사가 일어나지 않음을 볼 수 있었다.

감사의 글

본 연구는 2010년 한국기초과학지원연구원의 지원에 의하여 수행되었음(D30300).

참고문헌

- [1] R. Geller, *Electron cyclotron resonance ion sources, ECR plasmas* (IOP Bristol, Philadelphia, 1996).
- [2] D. P. Moehs, R. Vondrasek, and R. C. Pardo, *Rev. Sci. Instrum.* **71**, 761 (2000).
- [3] S. Gammino, G. Ciavola, L. Celona, D. Hitz, A. Girard, and G. Melin, *Rev. Sci. Instrum.* **72**, 4090 (2001).
- [4] T. Nakagawa, T. Aihara, Y. Higurashi, M. Kidera, M. Kase, and Y. Yano, *Rev. Sci. Instrum.* **75**, 1394 (2004).
- [5] H. W. Zhao, L. T. Sun, X. Z. Zhang, Z. M. Zhang, X. H. Guo, W. He, P. Yuan, M. T. Song, J. Y. Li, and Y. C. Feng, et al., *Rev. Sci. Instrum.* **77**, 03A333 (2006).
- [6] D. Leitner, C. M. Lyneis, T. Loew, D. S. Todd, and S. Virostek, *Rev. Sci. Instrum.* **77**, 03A302 (2006).
- [7] T. Nakagawa, M. Kidera, Y. Higurashi, J. Ohonishi, A. Goto, and Y. Yano, *Rev. Sci. Instrum.* **79**, 02A327 (2008).
- [8] H. T. Kim, Y. S. Park, C. K. Sung, J. R. Yi, and Y. S. Hwang, *J. Korean Vacuum Soc.* **17**, 408 (2008).
- [9] L. Celona, S. Gammino, G. Ciavola, F. Maimone, and D. Mascali, *Rev. Sci. Instrum.* **81**, 02A333 (2010).
- [10] D. B. Batchelor, R. C. Goldfinger, and H. Weitzner, *IEEE Trans. on Plasma Sci.* **PS-8**, 78 (1980).
- [11] E. Mazzucato, I. Fidone, and G. Granata, *Phys. Fluids* **30**, 3745 (1987).
- [12] S. J. Yoo and S. B. Kim, *J. Korean Vacuum Soc.* **18**, 186 (2009).
- [13] T. H. Stix, *Waves in plasmas* (AIP New York, 1992).
- [14] D. M. S. Gammino, L. Celona, F. Maimone, and G. Ciavola, *Plasma Sources Sci. Technol.* **18**, 045016 (2009).
- [15] B. Plaum, D. Wagner, W. Kasperek, and M. Thumm, *Fusion Eng. Des.* **53**, 499 (2001).

Microwave Propagation in the Plasma for 28 GHz Superconducting ECRIS

S. J. Wang^a, M. S. Won^b, B. S. Lee^b, S. H. Kim^a, J. G. Kwak^a,
S. H. Jeong^a, S. K. Kim^a, and C. Y. An^{a,c}

^a*KAERI, Daejeon 305-353*

^b*Pusan Center, KBSI, Pusan 609-737*

^c*Department of Physics, Soongsil University, Seoul 156-743*

(Received September 13, 2010, Revised October 5, 2010, Accepted November 8, 2010)

Packet propagation and absorption for the 28 GHz superconducting ECRIS under developing by KBSI Pusan center is analyzed with limited parameter range. The microwave power generated by 28 GHz gyrotron is axially injected to the plasma cavity through waveguide system. According to the analytical ray tracing calculation, the wave packet launched quasi-longitudinally at a high magnetic field side changes its direction from outward to inward as it is approaching resonance layer. Therefore, initially diverging wave does not likely hit a conducting surface before absorbing by electron cyclotron resonance. Also, absorption by plasma with moderate electron density is so strong that reflection by an extraction plate may not be expected.

Keywords : 28 GHz, Superconducting ECRIS, Microwave propagation

* [E-mail] sjwang@kaeri.re.kr