

# 은신기술을 위한 플라즈마의 전자기파 흡수 특성에 대한 고찰

인상렬\*

한국원자력연구소 핵융합공학부, 대전 305-353

(2008년 8월 14일 받음, 2008년 10월 9일 수정, 2008년 11월 9일 확정)

비행체를 레이더의 시야에 들어나지 않도록 하기 위한 은신 (stealth) 기술은 일반적으로 비행체 표면에 특수도료를 도포하는 방식을 사용하여 실현하고 있지만 요즘 플라즈마의 전자기파 흡수 능력을 이용하려는 연구가 활발히 진행되고 있다. 대기압 플라즈마가 은신기술에 응용될 수 있는가 우선 물리적인 타당성을 알아보기 위해 이 논문에서는 대기층에서 비행하는 비행체 표면을 어떤 정도의 플라즈마로 얼마나 덮어야 원하는 은신 기능을 나타낼 수 있는지 판단할 수 있도록 비 자장, 비 균일, 평판 플라즈마 모델을 사용하여 계산한 결과를 제시하고 논의한다.

주제어 : 은신, 플라즈마, 대기압, 마이크로파 흡수

## I. 서 론

현대전은 얼마나 빨리 또 멀리서 적을 탐지하는가 하는데 승패가 달려있다. 반대로 적의 탐지를 최대한 가까이까지 피해서 적에게 대응할 시간적인 여유를 주지 않는 것도 적을 탐지하는 것 못지않게 중요하다. 이런 은신 목적으로 비행체 형태를 전자기파가 난반사하거나 파동이 상쇄되도록 설계하는 것과 표면을 분산성의 특수한 도료로 칠해서 전자기파를 흡수하는 두 가지 방식은 이미 많은 전폭기들에 활용되어 실전에서 큰 성과를 얻고 있다. 이 특수도료들은 비싸고 독성이 있으며 처음 도포할 때나 정기적인 보수에 많은 시간이 소요되는 것으로 알려져 있다. [1,2]

플라즈마도 전자의 거동에 따라 기본적으로 분산성을 가지므로 전자기파와 작용하여 흡수하는 능력을 나타낼 수 있고 이를 비행체의 은신에 이용하려는 연구가 진행되어 온 것은 확실하지만, 2000년대에 들어서서 유난히 인터넷에 떠도는, 플라즈마 스텔스 기술이 실용화가 되었거나 완성이 임박했다는, 여러 소문들은 그 진위를 확인하기는 어려워도 아직은 기대와 추측에 불과하다고 판단된다.

플라즈마를 비행체의 은신에 이용하려면 몇 가지 난점을 해결하지 않으면 안 된다. 첫째로 비행체는 대기 중에서 움직이므로 특별한 경우가 아니면 플라즈마는 대기압

(1~1/10 기압) 상태에서 만들어져야 한다. 이런 고압에서 아크가 아닌 균일한 글로우 (glow) 방전이나 적어도 확산성 (diffused) 아크를 넓은 범위에 걸쳐 만들어 내는 것은 쉽지 않다. 지상에서 대기압 플라즈마를 만든다면 DBD (dielectric barrier discharge) 플라즈마처럼 수 kHz의 고주파를 사용하거나 페닝 (Penning) 플라즈마나 ECR (electron cyclotron resonance) 플라즈마처럼 자장을 사용하면 효과적이다. [3] 그러나 비행체는 추가 장비의 무게와 사용 전력을 최대한 낮춰야 하고 새로운 장비가 또 다른 잡음원이 되어서는 안 되므로 고주파 사용이나 자장형성은 실용적인 면에서 좋은 방안이라고 할 수 없다. 따라서 RBD (resistive barrier discharge) 플라즈마나 용량결합형 플라즈마 토치 (capacitive plasma torch) 처럼 자장을 사용하지 않으면서 직류 또는 교류 (60Hz) 방전에 의해 대기압 플라즈마를 만드는 방안을 좀 더 잘 개발할 필요가 있다. [4-6] 두 번째로 비행체는 대기 중에서 매우 빠르게 움직이므로 표면에 공기의 흐름이 복잡하게 형성되어 플라즈마가 만들어지더라도 최종 분포형태와 그 성능에 어떤 영향을 줄지 예측하기 어렵다. 세 번째로 플라즈마를 형성하는 방안은 차치하고 지상의 물체가 아닌 비행체를 무한정 두 겹겹 감싸는 것은 비행체 자신의 구조상 비현실적이므로 유한한 (예를 들면 수 cm) 두께의 플라즈마로 전자기파를

\* [전자우편] srin@kaeri.re.kr

충분히 흡수할 수 있도록 하지 않으면 안 되는 근본적인 어려운 점이 있다.

플라즈마를 이용한 비행체 은신 기술 개발의 타당성을 판단하기 위해서는 우선 플라즈마가 전자기파를 충분히 흡수하려면 어느 정도 두께에 얼마 정도의 밀도가 필요한지 알고 난 후에 그 다음으로 이를 과연 비행체 위에서 어떻게 실현할지 기술 개발을 진행하는 것이 순서라고 생각한다. 이 논문에서는 대기압 플라즈마가 은신기술에 응용될 수 있는가 물리적인 타당성을 알아보는 과정의 일환으로, 우선 대기층에서 비행하는 비행체 표면을 어떤 정도의 플라즈마로 덮어야 원하는 만큼의 은신 기능을 나타낼 수 있는지 정량적으로 판단할 수 있도록, 간단한 비 자장, 비 균일, 평면 플라즈마 모델을 사용하여 수직으로 입사하는 평면 전자기파에 대한 흡수 능력을 여러 조건에서 계산한 결과를 제시하고 논의한다.

## II. 대기압 플라즈마의 전자기파 흡수과정 및 계산 모델

레이더는 용도에 따라 극초단파에서 밀리미터파까지 (300 MHz~300 GHz) 매우 광범위한 주파수 범위를 가지고 운용되지만 장거리에서 비행체 탐지를 위해 사용되는 주파수는 수~수십 GHz 정도의 마이크로파 범위가 가장 널리 사용된다. 이런 주파수에서 플라즈마 중 질량이 큰 이온은 전자기파에 거의 반응하지 않는다고 볼 수 있으므로 전자의 거동에 플라즈마의 전자기파 흡수 능력이 달려있다.

자장이 없을 때 입자 간 충돌이 심한 (collisional) 플라즈마 안에서 진행되는 전자기파의 영향 아래에 있는 전자의 거동은 식 (1)로 표현된다. [7-9]

$$m \frac{dv}{dt} = -eE - \nu m v \quad (1)$$

이때  $v$ 는 전자의 속도,  $m$ 은 전자 질량,  $E$ 는 전자기파의 전장,  $e$ 는 전자 전하량,  $\nu$ 는 전자의 충돌빈도수(collision frequency)다. 오른 쪽 첫 번째 항은 전장으로부터 에너지를 얻는 과정을, 두 번째 항은 충돌에 의해 에너지를 잃는 과정을 나타낸다. 자장이 있을 때는 공명현상에 의해 전자가 지속적으로 전자기파로부터 에너지를 가져갈 수 있지만 자장이 없을 때 고압 플라즈마에서 전자기파 흡수는 전자

기파의 진동하는 전장에 따라 움직이는 전자가 반주기 동안 가속되면서 얻었던 에너지를 다음 반주기 동안 감쇠되기 전에 충돌을 통해 이온 또는 중성입자에 얼마나 전달하는가에 크게 의존한다. 충돌이 너무 잦아도 전자가 에너지를 얻을 틈이 없고 충돌이 너무 뜸해도 에너지를 전달할 틈이 없으므로 모두 전자기파를 흡수하는 것에 비효율적이다. 따라서 자세한 계산을 하기 전이라도 전자기파의 주파수와 충돌빈도수가 비슷할 때 전자기파의 감쇠율이 높아지리라는 것을 예상할 수 있다. 또 대기압 플라즈마는 아무리 플라즈마가 고밀도라고 해도 ( $\sim 10^{13}/\text{cm}^3$ ) 중성입자 밀도에 비교하면 수십만~백만분의 1 수준이므로 전자와 중성입자 간 충돌이 모든 충돌을 대표한다고 할 수 있다.

자장이 없을 때 플라즈마를 통과하는 평면 전자기파의 파동 방정식을 맥스웰 방정식에서 구하면 다음과 같다. [7,8]

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} - \frac{1}{c^2 \epsilon_0} \frac{\partial J}{\partial t} = 0 \quad (2)$$

이때  $J$ 는 플라즈마 전류밀도,  $c$ 는 빛의 속도,  $\epsilon_0$ 는 진공 중 유전율이다. 식 (2)에서 만일 진동하는 전장  $E$ 가 (전류밀도  $J$ 도 마찬가지로)  $\sim e^{(i\omega t - ikx)}$  처럼 표현된다면 이 미분 방정식은 식 (3)과 같은 대수식 형태로 변환다.

$$(\omega^2 - c^2 k^2)E - i \frac{\omega}{\epsilon_0} J = 0 \quad (3)$$

이때  $\omega (=2\pi f)$ 는 전자기파 각주파수(angular frequency)이고  $k (=2\pi/\lambda)$ 는 파동수(wave number)다.  $\omega/k$ 는 위상속도(phase velocity)로 자유공간에서는,  $J=0$ 이므로,  $c$ 지만 진공 플라즈마에서는  $c$ 보다 크고 고압 플라즈마 내에서는  $c$ 보다 작다.

이제 식 (1)에서도 마찬가지로  $E$ 가  $e^{(i\omega t - ikx)}$  처럼 변화하면  $v$ 도 같은 꼴로 나타낼 수 있으므로 이 식의 해는 다음처럼 구해진다.

$$v = - \frac{eE}{m} \frac{(\nu - i\omega)}{(\omega^2 + \nu^2)} \quad (4)$$

전류밀도는  $J = -nev$ 이므로 식 (4)로부터 구한 전류밀도 항을 식 (3)에 대입하면 다음과 같은 분산방정식(dispersion equation)을 얻을 수 있다. 이런 식을 보통

Appleton식이라고 부른다.

$$k = \frac{\omega}{c} \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2(\omega + i\nu)}{\omega(\omega^2 + \nu^2)}} = k_r - ik_i \quad (5)$$

이때  $k_r$ 과  $k_i$ 는 각각  $k$ 의 실수 항과 허수 항을 가리킨다. 식에서  $\omega_p = \sqrt{ne^2/m\epsilon_0}$ 로 플라즈마 진동 (plasma oscillation) 주파수를 나타내는데 전자기파 주파수와 상관없이 플라즈마 자체 내에서 전자들의 집합적 운동에 의해 유지되는 고유 진동수를 나타낸다. 충돌이 없는 (collisionless) 플라즈마에서는  $\nu$ 가 0이므로 식 (5)는 충돌이 없는 일반적인 플라즈마에 대한 분산방정식  $\omega^2 = c^2k^2 + \omega_p^2$ 으로 돌아간다. 이때  $\omega < \omega_p$ 이면  $k$  전체가 허수가 되어 전자기파는 플라즈마를 지나가지 못하고 반사된다. 반면에 충돌이 있으면  $e^{i(\omega t - ikx)}$ 의 함수 꼴에서 알 수 있는 바와 같이  $k_i$ 가 양수라면 전장은 플라즈마에 흡수되면서 지수적으로 감쇠한다. 참고로  $k_r$ 은  $\omega t$ 와 같이 진동하는 항으로 거리  $x$ 에 따라 상의 변화를 일으킨다.

마지막으로 식 (5)을 제곱한 것과 양변에  $k_r + ik_i$ (즉 conjugate)를 곱하여 얻은 두 식에서  $k_r$ 을 소거하고  $k_i$ 를 구하면 다음과 같이 표현된다.

$$k_i = \frac{\omega}{\sqrt{2}c} \sqrt{-\left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu^2}\right) + \sqrt{1 - \frac{2\omega_p^2}{\omega^2 + \nu^2} + \frac{\omega_p^4}{\omega^2(\omega^2 + \nu^2)}}}$$

$$= \frac{\omega}{\sqrt{2}c} \sqrt{-\left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu^2}\right) + \sqrt{\left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu^2}\right)^2 + \left(\frac{\nu}{\omega} \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu^2}\right)^2}} \quad (6)$$

이제 다시 식 (2)로 가서, 식 (3)을 이용하여, 시간에 대해 진동하는 항을 소거하면  $x$ 에 대해 1 차원적으로 변화하는 전장을 다음과 같은 식으로 표현할 수 있다.

$$\frac{d^2 E(x)}{dx^2} + k^2(x)E(x) = 0 \quad (7)$$

이 식은 비선형이어서 해석적으로 풀기 어렵지만  $k$ 의 변화가 매우 느릴 때 또는 다른 말로 한 파장( $\lambda$ ) 당  $k^2$ 의 변화량이 충분히 작을 때, 즉  $(dk/dx) \ll k^2 \rightarrow (dk^2/dx)/(2k) \ll k^2 \rightarrow (dk^2/dx)\lambda/4\pi \ll k^2$ 일 때, WKB (Wentzel, Kramers, Brillouin) 1차 근사해법을 이용하면 [10]  $E$ 는 다음과 같은 꼴로 표현된다. 만일 이런 조건이 성립하지 않는,  $k$ 가 급격

히 변하는 매질이라면 수치해석이 불가피하다. [8]

$$E = E_0 e^{-i \int_0^x k(s) ds} \rightarrow |E| = E_0 e^{-\int_0^x k_i(s) ds} \quad (8)$$

전자와 대기 중 중성입자 즉 공기분자와의 충돌빈도수는 전자온도의 완만한 함수이고 공기분자의 밀도에 비례한다. 실험적으로 구한 전자-중성입자간 운동량 전달 단면적을 사용하고 [11] 맥스웰 분포를 가정하고 속도에 대해 평균하여, 분자 밀도에 대해 표준화된 전자-공기분자 충돌빈도수를 계산한 것을 [12] 그래프로 나타내면 Fig. 1과 같다.

그림에서 전자-공기분자 충돌빈도수는 전자 온도가 6 eV 근처에서 극대값을 가진다. 전자온도가 1~2 eV 정도일



Fig. 1. The electron-air collision frequency of the momentum transfer as a function of the electron temperature. [12]

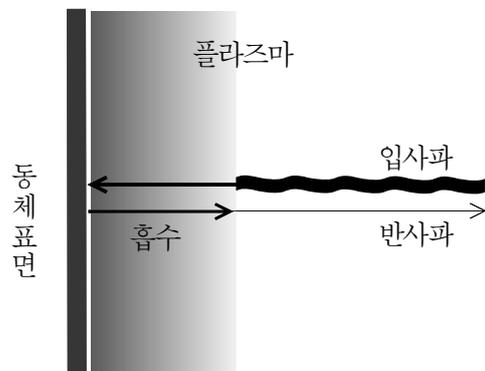


Fig. 2. A model for calculating the micro-wave absorption in the plasma produced on the aircraft's surface. The thickness of the plasma is  $L$ .

때 상온 1 기압 하에서 ( $N_{\text{air}} \sim 2.5 \times 10^{19} / \text{cm}^3$ ) 충돌빈도수는 약 2500 GHz라고 보면 된다. 만일 기체온도가 높아지면 그만큼 분자 밀도가 줄어들어 충돌빈도수도 작아진다.

Fig. 2는 전자기파 감쇠율 계산을 위해 만든 간단한 평면 플라즈마와 전자기파 흡수 모델이다. 전자기파는 수직으로 입사하고 플라즈마를 지난 후 고체 표면에서 반사되어 다시 플라즈마를 지나오므로 실제 통과거리는  $2L$ 이다. 전자기파의 흡수는 표면에 형성된 플라즈마 밀도 분포에 영향을 받는다. 그러나 플라즈마 밀도 구배에 민감하게 반응하는 반사와 달리 식 (10)을 통해서도 예상할 수 있는 것과 같이 플라즈마 밀도 기울기 자체보다 전반적인 플라즈마의 농도와 두께에, 즉 적산 값에, 영향을 받을 것으로 보인다. 그런 의미에서 균일한 플라즈마 밀도를 가정해도 이 논문의 목적을 이루는 데 큰 문제가 없을 것으로 생각되지만 가능하면 너무 현실에서 동떨어진 값이 안 나오도록 하기 위해  $\sim \sin^2(\pi x/2L)$ 과 같은 꼴로 플라즈마 밀도 분포를 가정했다. 이때 플라즈마 밀도는 입사지점 기준  $x=0$ 에서 0이고  $x=L$ 에서 최대가 되며  $x=0$  및  $x=L$ 에서 기울기가 0이 되는 함수로 정한 것이다. 이 분포에서 평균밀도는 밀도를 균일하게 가정한 경우의  $1/2$ 이다.

식 (8)로부터 전자기파가 플라즈마 두께의 2 배 즉  $2L$  만큼 진행한 후 전자기파 세기의 감쇠율  $a$ 는 다음 식과 같이 구해진다.

$$\alpha [-dB] = \left| 10 \log \left( \frac{P}{P_0} \right) \right| = \left| 20 \log \left( \frac{E}{E_0} \right) \right| = 17.37 \int_0^L k_i(x) dx \quad (9)$$

이제 식 (6) 및 (9)를 사용하면 여러 조건에서 감쇠율을 구할 수 있다. 이때 적분은 플라즈마 밀도변화 때문에 남아 있는 것으로 식 (6)에서 영향을 받는 것은  $\omega_p$  뿐이고 나머지는  $x$ 의 함수가 아니다.

### III. 계산 결과 및 논의

Fig. 3은 플라즈마 밀도의 변화에 맞춰 단위두께 당 전자기파 감쇠율이 어떻게 변하는지 계산한 결과로 입사 전자기파의 세 가지 주파수와, 각 주파수에서 몇 가지 충돌빈도수에 대해 그래프를 그린 것이다. 수평축의 플라즈마 밀

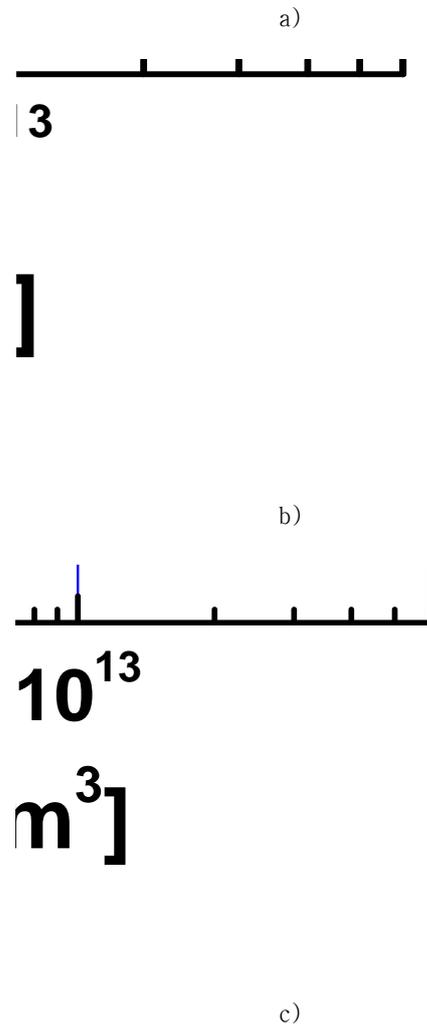


Fig. 3. The attenuation of the micro-wave intensity as a function of the plasma density for several values of the electron-air collision frequency when the wave frequencies are a)  $f=0.32$  GHz ( $\omega=2$  Grad/s), b)  $f=8$  GHz ( $\omega=50$  Grad/s), c)  $f=400$  GHz ( $\omega=2500$  Grad/s), respectively.  $\omega_p$  values on the top axes are given for the average plasma density.

도는 최대값(즉  $x=L$ 에서)을 기준으로 삼았다. 그래프에는 상부 축에 플라즈마 진동수를 병기했는데 이때는 평균 플라즈마 밀도 즉 최대 플라즈마 밀도의 1/2에 대한 값이다.

당연히 예상할 수 있는 대로 플라즈마 밀도의 증가는 언제나 감쇠율의 증가를 가져온다. 전자기와 주파수가 상대적으로 작을 때 볼 수 있는 현상은 플라즈마 밀도가 낮으면 감쇠율이 1차적으로 비례하지만 플라즈마 밀도가 커지면 영향력이 줄어들어 평방근에 비례하게 된다는 것이다. 전자기와 주파수와 충돌빈도수가 높으면 전자기와 감쇠율은 항상 플라즈마 밀도에 1차적으로 비례한다.

이런 변수들의 상관관계를 좀 더 명확히 파악하기 위해  $\nu$ 가 매우 작거나 ( $\nu \ll \omega$ ) 또는 매우 클 때 ( $\nu \gg \omega$ ) 식 (6)에서 근사식들을 구해 보면 편리하다. 단위길이 당 전자기와 감쇠율은 식 (9)에서  $\overline{k_i(x)}$ 로 표현할 수 있고 이는 근사적으로 평균밀도에 해당하는  $\omega_p$ 를 사용하여 계산한  $k_i$  값으로 대체할 수 있다. 아래 근사식에서 같은 개념의  $\omega_p$ 를 사용하고 17.37을 곱하면 바로 단위길이 당 감쇠율을 계산하는 셈이다.

$$k_i \approx \frac{\nu}{2c} \frac{\omega_p^2}{\omega^2}, \quad \nu^2 \ll \omega^2, \omega^2 + \nu^2 \gg \omega_p^2 \quad \text{①}$$

$$\approx \frac{\omega_p}{c}, \quad \nu^2 \ll \omega^2, \omega^2 + \nu^2 \ll \omega_p^2 \quad \text{②}$$

$$k_i \approx \frac{\omega_p}{c} \sqrt{\frac{\omega}{2\nu}}, \quad \nu^2 \gg \omega^2, \nu^2 + \omega^2 \gg \omega_p^2, \omega\nu \ll \omega_p^2 \quad \text{①-①}$$

$$\approx \frac{\omega_p^2}{2c\nu}, \quad \nu^2 \gg \omega^2, \nu^2 + \omega^2 \gg \omega_p^2, \omega\nu \gg \omega_p^2 \quad \text{①-②}$$

$$\approx \frac{\omega_p}{c} \sqrt{\frac{\omega}{2\nu}}, \quad \nu^2 \gg \omega^2, \nu^2 + \omega^2 \ll \omega_p^2 \quad \text{②}$$

식 (10)에서  $\nu$ 가 매우 낮은 조건에서는  $\omega > \omega_p$ 이면  $k_i$ 가 충돌빈도수 및 플라즈마 밀도에 ( $\sim \omega_p^2 \sim n_e$ ) 비례하여 증가하는 반면 전자기와 주파수에 대해서는 자승에 반비례한다. 플라즈마 밀도가 계속 증가하여  $\omega < \omega_p$ 이 되면  $k_i$ 는 플라즈마 밀도에 대한 의존성이 둔화하면서 평방근에 ( $\sim \omega_p \sim \sqrt{n_e}$ ) 비례하게 되며 충돌빈도수와 전자기와 주파수에 상관없이 같은 값을 갖게 된다.

식 (11)에서  $\nu$ 가 매우 높은 조건에서는  $\nu > \omega_p$ 이면  $k_i$ 는 충돌빈도수에 따라 반비례하여 감소하며 플라즈마 밀도에 비례하고 대체로 전자기와 주파수에는 무관해 지지만 주파

수가 아주 낮아지면  $k_i$ 가 주파수의 평방근에 비례하게 된다. 플라즈마 밀도가 계속 증가하여  $\nu < \omega_p$ 이 되면  $k_i$ 가 플라즈마 밀도의 평방근 및 전자기와 주파수의 평방근에 비례하고 충돌빈도수의 평방근에 반비례 한다. 식 (11)-①-①와 (11)-②는 조건은 다르지만 같은 함수 꼴이다.

두 극한조건에서 뿐만 아니라 모든 주파수와 충돌빈도수 영역에서 플라즈마 밀도에 대해서는 감쇠율의 변화가 같은 보편적 법칙에 따라 변화하리라는 것을 유추할 수 있다. 예를 들어 식 (6)에서  $\omega \sim \nu$ 일 때  $\omega^2 + \nu^2 \gg \omega_p^2$ 이면  $k_i \sim (0.35/c)(\omega_p^2/\omega)$ 이며  $\omega^2 + \nu^2 \ll \omega_p^2$ 이면  $k_i \sim (0.78/c)\omega_p$ 로 되어 이 같은 예상을 뒷받침한다.

식 (10)과 (11)에서 변수  $\omega, \nu$  및  $\omega_p$ 가 변하는 과정을 쉽게 형상화하는 방안으로 Fig. 4와 같은 도표가 유용하다. 먼저  $\omega$ 가 0에서부터  $\infty$ 까지 변한다면  $\nu$ 의 대체적인 크기에 따라 ① (11②→10②→10①,  $\nu^2 \ll \omega_p^2$ ), ② (11②→10①,  $\nu \sim 0.5\omega_p$ ), ③ (11②→11①→10①,  $\nu \leq \omega_p$ ), ④ (11①→10①,  $\nu > \omega_p$ ) 네 가지 경로가 있다. 11①은  $\omega < \omega_p^2/\nu$ 인가 아닌가에 따라 다시 주파수 의존성이 다른 ①, ② 두 영역으로 나뉜다. 그림에서 두 영역을 구분하는 곡선은  $\omega\nu = \omega_p^2$ 인 함수다.

이번에는  $\nu$ 가  $\infty$ 에서 0까지 변한다면 역시  $\omega$ 의 대체적인 크기에 따라 ⑤ (11①→11②→10②,  $\omega^2 \ll \omega_p^2$ ), ⑥ (11①→10②,  $\omega \sim 0.5\omega_p$ ), ⑦ (11①→10①→10②,  $\omega \leq$

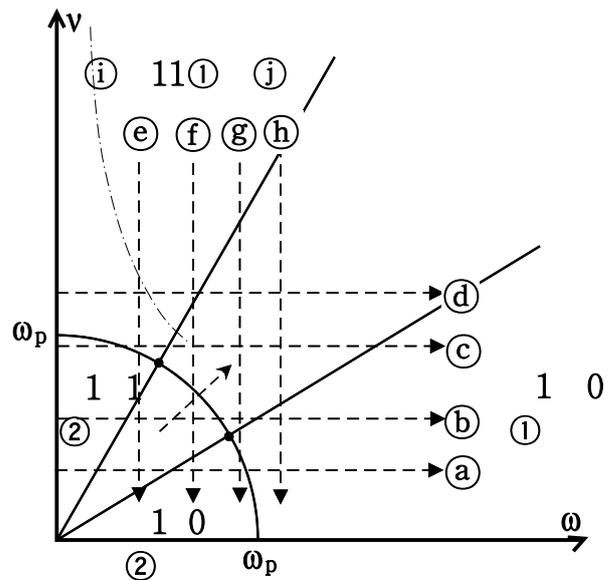


Fig. 4. Directions of variable change in the  $\omega-\nu$  diagram.

$\omega_p$ ), ③ (11①→10①,  $\omega > \omega_p$ ) 네 가지 경로를 생각할 수 있다. 이때도 11①은 두 단계로 나눌 수 있지만  $\nu$ 에 대한 의존성이 같아서 굳이 구별할 필요가 없다.

마지막으로  $\omega_p$ 가 0에서 점점 커지는 것은  $\omega^2 + \nu^2 = \omega_p^2$ 인 원호의 반경이 증가하는 것과 같고  $\omega$ 와  $\nu$ 의 크기에 따라 (10①→10②)와 (11①→11②) 및  $\nu \sim \omega$ 인 세 가지 경로가 있다.

이제 다시 Fig. 3으로 돌아가 Fig. 3a는 전자기파 주파수가 매우 낮은 경우로, 사용한 충돌빈도수 값들은 이보다 훨씬 높아서 식 (11)의 조건을 완벽하게 만족하며 그래프들은 11①→11② 단계로 진행된다. 플라스마 밀도가 증가하면서 충돌빈도수가 낮은 경우는 더 일찍, 충돌빈도수가 높은 경우는 더 늦게, 정도의 차이는 있지만 모든 그래프에서 기울기가 1에서 0.5로 변하는 천이점이 나타난다. 또 높은 플라스마 밀도 쪽으로 가면서 모든 그래프들의 간격이 좁아지는데 이는 역시 충돌빈도수에 대한 의존성이 1차 비례에서 평방근에 비례하는 것으로 바뀌었기 때문에 일어난다.

Fig. 3c는 전자기파 주파수가 매우 높은 경우로, 대체로 식 (10)의 조건을 만족하며, 전자기파 각주파수  $\omega$ 가 커져 주어진 플라스마 진동수  $\omega_p$  범위에서는  $\omega^2 + \nu^2 > \omega_p^2$ 를 늘 만족하므로 그래프들은 10①→10② 단계로 진행하지 않고 처음 단계에서 머문다. 따라서 모든 그래프에서 감쇠율은 플라스마 밀도에 1차 비례하고 기울기의 변화가 생기지 않는다. 만일 플라스마 밀도를 계속 증가시킨다면 언젠가 그래프는 10② 단계로 진행하는데 이때 식 (10)-②를 따라 감쇠율의 극한값을 한 번 구해보자. 충돌빈도수가 500 GHz인 경우를 예로 들면,  $\omega^2 + \nu^2 = 6.5 \times 10^{24}$ 이고  $\omega_p^2$ 이 이 값보다 커지면 조건이 만족되므로, 전혀 비현실적이지만 이론적으로는 플라스마 밀도만  $4 \times 10^{15}/\text{cm}^3$  이상으로 높일 수 있다면 감쇠율은  $a[-\text{dB}/\text{cm}] = 17.37\omega_p/c = 17.37 \times 2.55 \times 10^{12}/3 \times 10^{10} = 1476$  보다 큰 값을 얻을 수 있다.

Fig. 3b는 앞서 두 경우의 중간으로 그래프에 따라 플라스마 밀도에 대한 기울기에 천이점이 있는 것도 있고 없는 것도 있다. Fig. 3a와 조건이 비슷해 보이지만 천이점이 없어진 그래프는 전자기파 주파수가 상대적으로 커져서  $\omega^2 + \nu^2 > \omega_p^2$ 를 그만큼 잘 만족하게 되었기 때문이다. 이 그림에서 보면 만일 고도 12 km를 비행하는 항공기 표면에 플라스마를 만든다면 그 지점에서 압력은 1/5 기압 정도이고 전자-공기분자 충돌빈도수가 약 500 GHz 즈 되므로, 주파수가 8 GHz인 레이더 전파가 입사했을 때 소위 RCS(radar

cross section)를 1/1000, 즉 전자기파 세기를 -30 dB로 줄이려면, 플라스마 두께가 3 cm라고 할 때 단위두께 당 감쇠율이 -10 dB는 되어야 하고 플라스마 밀도는  $1.1 \times 10^{13}/\text{cm}^3$ 이 되어야 한다. 실제 조건에 따라 달라지겠지만 은신 목적을 달성하기 위해서는 일반적으로 최대 플라스마 밀도가  $\sim 10^{13}/\text{cm}^3$ 이 되어야 한다는 결론을 쉽게 얻을 수 있고 이는 진공 플라스마에서는 말할 것도 없이 얻기 어려운 높은 값이지만 대기압 플라스마에서도 쉽지만은 않은 값이다.

Fig. 3a, 3b, 3c를 차례로 보면 전자기파 주파수가 낮을 때는 충돌빈도수가 낮을수록 감쇠율이 크지만, 주파수가 높을 때 충돌빈도수가 어느 정도 이상 낮아지면 오히려 감쇠율이 줄어들고, 주파수가 아주 높아지면 결국 대기압에서 생각할 수 있는 충돌빈도수 범위에서는 충돌빈도수가 높아질수록 감쇠율이 늘어난다. 이것은 앞서 식 (1)에서 논의한 부분과 식 (10) 및 (11)에서 예상한 바와 같다.

입사 전자기파 주파수  $f$ 에 대한 감쇠율의 변화는 Fig. 5를 통해서 더 쉽게 알 수 있다. 이때 플라스마 밀도는  $10^{13}/\text{cm}^3$ 으로 놓았다. 특정 충돌빈도수에 대해 감쇠율이 최대가 되는 전자기파 주파수가 존재하고 이보다 주파수가 낮아지면 비교적 천천히 감쇠율이 줄어들고 (그래프들의 기울기는 0~0.5, 즉  $a \sim f^n$ ,  $0 \leq n \leq 0.5$ , 0.5는 충돌빈도수와 주파수가 모두 낮아  $\omega^2 + \nu^2 < \omega_p^2$ 을 만족할 때와 (식 (11)-②) 충돌빈도수는 크지만 주파수가 매우 낮아  $\omega\nu < \omega_p^2$ 일 때 (식 11-①-①)), 반대로 그보다 주파수가 높아지면 상대적으로 빠르게 감쇠율이 줄어든다 (기울기가 -2, 즉  $a \sim 1/f^2$ , 충돌빈도수와 주파수가 상대적으로 높아  $\omega^2 + \nu^2 > \omega_p^2$ 을 만족할 때, 식 (10)-①).

전자-공기분자 충돌빈도수가 아주 낮으면 극대값은 크지만 주파수가 커지면서 일찍 감쇠율이 작아지는 협대역 특성을 나타내고, 충돌빈도수가 크면 극대값이 작지만 감쇠율은 높은 주파수까지 오래 동안 그 값을 유지하는 광대역 특성을 가진다. 두 경우 주파수가 아주 작은 값에서 점점 커짐에 따라, 전자는 Fig. 4에서 [(11)②]→[(10)②]→[(10)①] 순으로 진행하고 ( $\nu$  값에 따라 두 번째 단계는 생략될 수 있다), 후자는 [(11)①①]→[(11)①②]→[(10)①] 순으로 진행하는데 극대값을 가지는 각 과정의 가운데 구간이 전자는 짧고 후자는 상대적으로 길다. 그래프마다 급격하게 감쇠율이 줄어드는 곳은 전자기파 각주파수가 충돌빈도수를 넘어서면서  $\nu < \omega_p < \omega$ 를 만족하게 될



Fig. 5. The attenuation of the micro-wave intensity as a function the wave frequency for several values of the collision frequency when the peak plasma density is  $10^{13}/\text{cm}^3$ .  $\omega_p$  is for the average plasma density.

때다. 현재 조건에서는  $\omega_p=126 \text{ Grad/s}$ 이므로  $f \geq 20 \text{ GHz}$  일 때다. 플라즈마 밀도를 더 증가시키면 감쇠율이 급락하는 주파수를 그만큼 더 높일 수 있다.

그래프들의 극대점은 근사적으로 식 (11)-①-①(또는 식 (11)-②)와 식 (10)-①을 같다고 놓으면  $\omega = (\nu^3 \omega_p^2 / 2)^{0.2}$ 로 구할 수 있다.  $\nu=100 \text{ GHz}$ 일 때 계산해 보면  $f \sim 15 \text{ GHz}$ 일 때로 그래프와 거의 일치한다. 극대값을 구하기 위해 식 (11)-①-①을  $\nu=500 \text{ GHz}$ 일 때 적용해 보면 감쇠율은  $a[-\text{dB/cm}] = 17.37 \times \omega_p^2 / 2c\nu = 17.37 \times (126 \times 10^9)^2 / (2 \cdot 3 \times 10^{10} \cdot 500 \times 10^9) = 9.19$ 로 계산되어 그래프와 일치한다. 또 식 (10)-②는 조건을 만족하는 범위 내에서 충돌빈도와 전자기파 주파수의 값에 상관없이 얻을 수 있는 최대 감쇠율을 나타내는데  $\omega_p=126 \text{ Grad/s}$ 를 넣어서 계산하면  $a=-71 \text{ dB/cm}$ 가 나온다. Fig. 5에 보인 조건보다 훨씬 작은 충돌빈도와 낮은 주파수에 대한 계산은 최대값이 결국 이 값에 접근할 것으로 예상된다.

플라즈마 밀도가  $10^{13}/\text{cm}^3$ 일 때 현재의 계산범위 내에서는 충돌빈도에 상관없이 입력 주파수가  $8 \text{ GHz}$  근처에서  $-50 \text{ dB/cm}$ 로 감쇠율이 가장 크다. 그래프들을 전체적으로 보면 오른쪽 구간에서  $\sim 1/f$ 로 변하는 경계선을 가상할 수 있고 이 선을 따라가며 값을 읽어 보면  $50 \text{ GHz}$ 에서는 이미  $-10 \text{ dB/cm}$ 로 적어지며  $100 \text{ GHz}$  전자기파에 대해서는  $-3.5 \text{ dB/cm}$ 로 전자기파 흡수체로서는 만족스럽지 못하다.

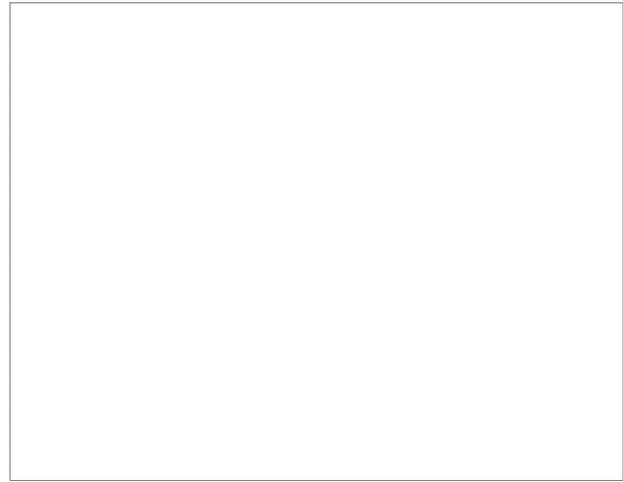


Fig. 6. The attenuation of the micro-wave intensity as a function of the altitude of an object for several values of the wave frequency when the peak plasma density is  $10^{13}/\text{cm}^3$ .  $\omega_p$  is for the average plasma density.

같은 내용이지만 Fig. 6과 같이 감쇠율을 비행체 고도의 함수로 그려보면 좀 더 실용적인 정보를 얻을 수 있다. 이때 고도  $h[\text{km}]$ 에서 대기압은  $e^{-h/7}$  기압인 것으로 가정했으며 플라즈마 밀도는 역시  $10^{13}/\text{cm}^3$ 으로 놓았다. 또 해수면에서 전자-공기분자 충돌빈도를  $2500 \text{ GHz}$ 로 가정했다. Fig. 6은 여러 전자기파 주파수 마다 감쇠율의 변화를 나타내고 있는데 역시 그래프 마다 극대값을 갖거나 여기서는 아직 안 보여도 더 높은 고도에서는 나타나리라고 예상이 된다. 고도가 낮을수록 전자-공기분자 충돌빈도가 커지므로 높은 주파수를 갖는 전자기파는 낮은 고도에서 극대값을 갖고, 낮은 주파수를 가질수록 고도가 높아졌을 때 극대값을 가진다. 전반적으로 높은 고도에서는 전자기파 주파수가 아주 높아지지 않은 한 상대적으로 필요한 감쇠율을 얻을 수 있는 가능성이 높은 반면 낮은 고도에서는 어떤 전자기파 주파수에 대해서도 충분한 감쇠율을 얻기가 쉽지 않다. 고도가 낮아져 충돌빈도가 크면 주파수에 상관없이 값이 비슷해지는 광대역 특성이 나타남을 볼 수 있다.

이 그림에서 그래프들이 시작하는 점은 해수면으로, 충돌빈도가 워낙 높아서 전자기파 주파수에 상관없이  $\omega^2 + \nu^2 > \omega_p^2$ 을 만족하므로 그래프들은 Fig. 4에서 [(11)①] → [(10)① or 11②] → [(10)②] 단계로 진행한다. 마지막 과정은 주파수가 낮을 때만 ( $\omega < \omega_p$ ) 가능한데  $\omega \sim \omega_p$ 이면 아주 짧은 (10)① 단계를,  $\omega \ll \omega_p$ 이면 11② 단계를 지나간다. 주파수가 높으면 ( $\omega > \omega_p$ ) [(11)①] → [(10)①] 단계로

진행하고 그친다. 어느 경우이거나 공통적으로 처음 과정에서 고도가 높아지면서 충돌빈도수는 작아지므로 감쇠율이 증가한다. 주파수가 높으면 두번째 과정에서는 고도에 따라 증가한 것과 같은 정도의 기울기로 감쇠율이 줄어든다. 주파수가 매우 높아지면 처음 단계가 아주 짧거나 생략되어서 그림의  $f=400$  GHz나  $80$  GHz 그래프처럼 고도가 높아지면 감쇠율이 바로 감소하는 경향을 보인다. 이때 극대점은 식 (11)-①-① 및 식 (10)-①을 같다고 놓으면  $\omega \sim \nu$ 인 곳이다. 예를 들어  $f=80$  GHz 즉  $\omega=500$  Grad/s 일 때 극대점은  $\nu \sim 500$  GHz인 곳이고 극대값은  $-5.7$  dB/cm로 계산되며 그래프의 경향과 유사하다.

주파수가 낮으면 고도에 따라 증가했던 감쇠율이 약간 감소하면서 또는 그대로 극한값에 접근하는 경향을 나타낸다. 예를 들어 전자기파 각주파수  $\omega$ 가  $\omega_p=126$  Grad/s보다 낮을 때, 즉 주파수  $f$ 가  $20$  GHz 보다 낮을 때 동일한 대기압 곡선을 가정하고 고도를 한 없이 높여가면 그래프는 마지막 단계에서  $-71$  dB/cm를 향해 접근해 간다.

이 그림에서 그래프들의 전체적인 위쪽 경계선은 ( $\sim 1/\nu$ ) 플라즈마 밀도가 주어졌을 때 입사 전자기파 주파수에 상관없이 각 고도에서 얻을 수 있는 최대 감쇠율을 가르쳐준다. 우선 해수면에서의 전자기파 감쇠율 극한값을 식 (11)-①-①을 이용하여 구해 보면  $\alpha[-\text{dB/cm}] = 17.37 \times \omega_p^2 / 2c \nu = 17.37 \times (126 \times 10^9)^2 / (2 \cdot 3 \times 10^{10} \cdot 2500 \times 10^9) = 1.83$  이 되어 그래프에서 읽는 값과 일치한다. 그림에서 그래프들의 가상적인 경계선은 전자기파 주파수와는 상관없이

$$\alpha = -1.83 e^{\frac{h}{7}} \text{ dB/cm} \quad (12)$$

처럼 표현되고 고도에 대한 지수적 변화는 곧 충돌빈도수의 변화에 대한 역과 같으므로 이 식은 식 (11)-①-①와 같은 경향이라는 것을 알 수 있다. 식 (12)에서 예를 들면 고도  $20$  km에서는 최대로 얻을 수 있는 감쇠율이  $-32$  dB/cm,  $15$  km에서는  $-15.6$  dB/cm이고  $10$  km가 되면  $-7.6$  dB/cm 정도에 불과하다. 물론 플라즈마 밀도가  $10^{13}/\text{cm}^3$ 일 때의 결과이므로 다른 플라즈마 밀도값에 대해서는 감쇠율이 플라즈마 밀도에 비례하는 것으로 근사하고 생각해 보면 된다. 아마  $10$  km 이하에서 비행체에 형성된 플라즈마 층을 통해 어떤 종류이건 전자기파를 흡수하여 충분한 감쇠율을 얻는 것은 혁신적인 기술개발이 있지 않으면 실용적으로 매우 어렵다고 생각된다.

#### IV. 결 론

요즘은 인구에 회자하고 있는 플라즈마 스텔스 기술이 공학적인 실현은 차치하고, 과연 적어도 물리적으로는 가능성을 보이는 가를 정량적으로 판단해 보기 위해 간단히 비 자장, 비 균일, 평판 플라즈마 모델에서 충돌빈도수와 플라즈마 밀도 및 입사 전자기파 주파수에 대해 감쇠율이 어떻게 변하는지 계산해 보았다. 대기압의 실제변화와 레이더 전자기파의 범위를 고려해서, 변수 값들을 실용적인 범위 내에서 잡고 계산을 수행했다. 또 플라즈마 밀도구배에 의한 전자기파의 반사나 회절은 포함하지 않고 오직 흡수만을 고려했다.

전자기파 감쇠율은 일반적으로 플라즈마 밀도와 두께에 거의 비례하므로 결국 플라즈마 밀도의 적산치에 비례한다고 볼 수 있다. 물론 플라즈마 밀도가 아주 높아지면 밀도 증가의 효과가 둔화된다. 감쇠율은 입사하는 전자기파의 각주파수가 충돌빈도수 보다 낮을 때 극대값을 가지고, 충돌빈도수에 가까이 가면 감쇠율이 급격히 떨어진다. 모든 충돌빈도수 범위에 대해 입사하는 전자기파 주파수가  $50$  GHz를 넘어  $100$  GHz 정도가 되면 충분한 플라즈마의 흡수기능을 기대하기 힘들다. 또 대상이 된 전자기파 주파수 전체 범위에 대해 고도가  $10$  km 이하로 낮아지면 필요한 감쇠율을 얻는 것이 쉽지 않을 것으로 보인다.

은신이 필요한 비행체의 고도와 전자기파 주파수에 따라 형성해야 할 플라즈마 밀도 및 두께에 관해 필요한 초보적이지만 실용적인 조건을 구하는 것이 이 논문의 목적으로, 어떻게 필요한 플라즈마를 형성하는가는 관심의 대상이 아니었다. 그러나 계산결과 매우 어려워 보이는 조건이라도 현재의 기술에 국한해서 불가능하다고 생각하기보다 혁신적인 기술개발을 기대할 필요가 있다.

#### 참고문헌

- [1] J. Wilson, Electromagnetic stealth: the fight against radar, Seminar Note, Eng. Dep., Calvin College (2004)
- [2] E. Koretzky and S. P. Kuo, Phys. Plasmas **5**, 3774 (1998)
- [3] J. R. Roth, Industrial Plasma Engineering v.II,

Institute of Physics Publishing, Bristol (2001)

- [4] I. Alexeff, Direct current energy discharge system, US patent 6232723 (2000)
- [5] M. Laroussi, IEEE Tran. Plasma Sci. **30**, 158 (2002)
- [6] S. P. Kuo, IEEE Tran. Plasma Sci. **27**, 752 (1999)
- [7] F. F. Chen, Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion 2nd Ed., Plenum Press, N. Y. (1984)
- [8] S. Zhang, X. Hu, J. M. Liu and Y. He, Phys. Plasma **13**, 013502 (2006)
- [9] K. Akhtar et al., Rev. Sci. Instru. **74**, 996 (2003)
- [10] J. Mathews, R. L. Walker, Mathematical Methods of Physics 2nd Ed., W. A. Benjamin Inc., N.Y. (1970)
- [11] A. W. Ali, The Electron momentum transfer cross sections in N<sub>2</sub> and O<sub>2</sub>, ADA146097 (1984)
- [12] S. Slinker, A. W. Ali, Electron momentum transfer collision frequency in N<sub>2</sub>, O<sub>2</sub> and Air, ADA157030 (1985)

## **Consideration on the Electromagnetic Wave Absorption Properties of the Plasma for the Stealth Technology**

S. R. In<sup>\*</sup>

*Nuclear Fusion Eng. Dept., KAERI, Daejeon 305-353*

(Received August 14, 2008, Revised September 9, 2008, Accepted November 9, 2008)

The stealth technology to conceal an aircraft from the vision of a radar have been accomplished by coating the surface with special paints absorbing the electromagnetic wave. Nowadays, researches to utilize characteristics of the plasma-wave interaction for realizing the stealth technology are actively progressed. In this paper, to investigate the physical feasibility of the plasma stealth, calculation results for the required conditions of the plasma cloaking on the aircraft flying in the air for showing the stealth function, using a flat non-magnetized non-uniform plasma model, are reported and discussed.

Keywords : Stealth, Plasma, Atmospheric pressure, Micro-wave absorption

\* [E-mail] [srin@kaeri.re.kr](mailto:srin@kaeri.re.kr)