

技術解說

프라즈마內 電磁波의 傳播特性

正會員 姜 亨 穆*

1. 序 言

1930年代 初期부터 物質의 Ion化 狀態를 Plasma 라는 特殊한 名稱으로 불리워진 以來, 이 物質의 네번째 狀態에 關한 研究는 繼續되어 Plasma의 特性 및 그 應用이 現左 廣範圍하게 研究 開拓되고 있다.

몇 가지의 基本的인 Plasma의 特性으로는 電氣의 導體이고 여기에 磁界를 加할 때 힘을 받아 Plasma에 壓力을 미친다. 그리고 電波와 사이에 相互作用이 있으며 Plasma의 電子密度에 依하여 決定되는 一定한 周波數 以下의 電波는 表面에서 反射하고 그 以上의 경우는 Plasma 매질을 透過한다.

이러한 性質을 갖는 Plasma는 衝激, Spark 放電, Arc 放電, 높은 에너지의 化學反應 高溫의 熱反應 및 核反應 등으로 生成되며 그 應用으로 Arc 熔接 및 絶斷, Plasma 熱電帶, Plasma 제트噴射技術等 많은 分野에 使用되고 있으며 특히 宇宙科學에 있어서 衛星間의 通信에 重要한 位置를 차지하고 있다. 여기서는 Plasma內를 透過하는 電磁波의 傳播特性에 關하여 重要한 部分을 紹介하려 한다.

지금까지 Plasma內에서 傳播되는 電磁波에 對하여 많이 研究 發表되었으나 比較的 알려지지 않은 特性曲線에 對하여 여기 서술한다.

傳播特性에 關한 關係式은 平均 電子運動의 方程式으로부터 간단히 求할 수 있고 減衰特性의 物理的 意味를 서술하고 대단히 낮은 損失의 Plasma에서도, 공기와 Plasma 境界面에서의 反射, 送信器와 Plasma의 整合이 일어날 때 多量의 電磁波 에너지가 分散된다는 事實을 說明한다.

이러한 問題들은, 손실이 적고 反發的 減衰를 갖는 Plasma라도 X-帶域의 周波數에서는 重要한 問題가 되므로 學術的인 關心에 重要한 位置를 차지한다. 여기에 서술된 特性曲線은 電子密度 10⁵, 衝突周波數 10⁴의 範

圍에서 求해진 것으로 여러가지의 單一化된 假定을 포함한다.

즉, Plasma는 鏡界面이 明確히 區分되는 均質의 平板으로 假定하고 輻射되는 電磁波는 Plasma 鏡界面에 法線方向으로 入射되는 平面波로 生覺한다.

輻射에 對한 場의 密度는 Plasma의 特性을 攪亂시키지 않도록 充分히 낮은 것으로 假定한다.

2. 프라즈마 傳播特性

RF 磁界에 作用을 받는 平均電子의 流出速度를 表示하는 式은 다음과 같다.

m(dV/dt) + V m v_c = -e[E + V x B]

여기서

m = 電子의 質量

V = 流出速度

v_c = 프라즈마內 電子와 다른 粒子들 間의 衝突周波數

e = 電子의 電荷

E = RF 電界

B = RF 磁束密度

를 各各 表示한다.

光速에 比해서 적은 값인 流出速度의 實際的인 値에 對해서 電子運動의 RF 磁界에 대한 影響은 電界의 影響에 比해 無視할 수가 있다.

이 式에서 電子와 이온間에 명확하게 影響을 준다는 項은 包含되어 있지 않으나 衝突周波數를 局限시켜 주므로 어떤 影響을 推測할 수 있다. 上記 式에서 敘述한 運動은 熱에너지에 依한 電子들의 亂動과 電磁界에 依한 規則的인 流出運動을 나타내며 電子의 熱運動을 無視한 것을 나타내기도 한다.

이것은 衝突電子들이 吸收하는 電力이 熱에너지에 比해 적다는 것을 證明하므로 正當化된 것이다. 즉 이 式은 RF의 周波數當 甚한 衝突을 갖는 電子들의 範圍內에서만 有用한 것이다. 그러므로 이 式은 衝突이 일어

(接受 1965年 12月 20日)

* 延世大學校 理工大學 電氣工學科

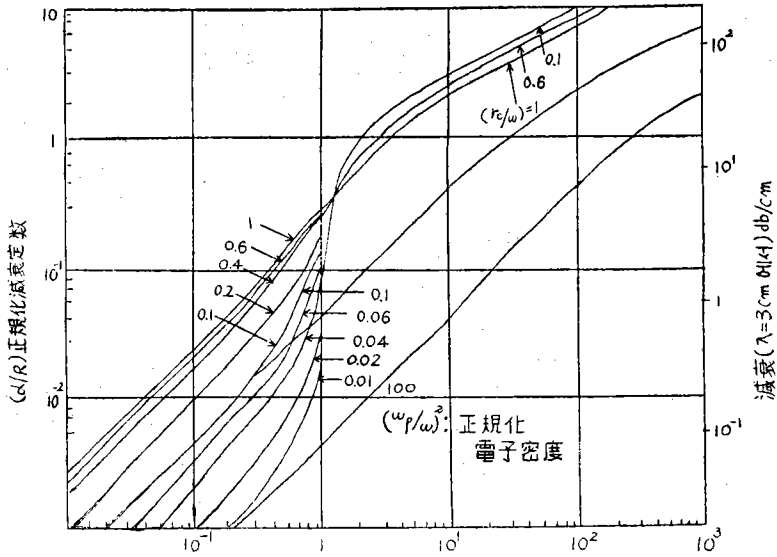


그림 1. 프라즈마內 電磁波 減衰(衝突 周波數<1)

날 때 電子가 많은 發振을 일으키는 경우에 應用된다. 正弦波 電界 $Ee^{j\omega t}$ 를 複素數로 表示하면 流出速度 V 는 다음과 같다.

$$V = -\frac{e}{m} \frac{E}{(j\omega + v_c)} \dots \dots \dots (1)$$

이것은 流出電流密度 $J = (-e)nV$ (n : 電子密度) 프라즈마 傳導度 $\sigma = (ne^2/m)/(j\omega + v_c)$ 이 되기 때문이다.

프라즈마를 通過하는 電磁波도 역시 Maxwell의 方程式을 滿足하므로

$$\begin{aligned} \nabla \times E &= \partial B / \partial t \\ \nabla \times H &= \frac{\partial D}{\partial t} + J \\ \frac{\partial(en)}{\partial t} + \nabla \cdot J &= 0 \end{aligned}$$

로 쓸 수 있고 여기서 변위 $D = \epsilon_0 E$, 電流密度 $J = \sigma E$ 로 쓰면 Maxwell 方程式의 들깨식은

$$\nabla \times H = j\omega \epsilon_0 K E \text{ 이 된다.}$$

여기서 K 는 프라즈마 媒質에 對한 等價誘電常數로 $K = 1 + \frac{\sigma}{j\omega \epsilon_0}$ 이다.

$(ne^2/m\epsilon_0)^{1/2}$ 은 프라즈마 共振周波數 ω_p 와 같은 電子運動의 慣性 및 이온과 電子 사이의 靜電氣力에 作用을 받는 陽이온에 대한 電子群의 固有振動 周波數이다. 正規화된 周波數를 使用하면 위의 프라즈마에 對한 等價誘電常數는 다음 式으로 다시 表示할 수 있다.

$$K = \left[1 - \frac{(\omega_p/\omega)^2}{1 + (v_c/\omega)^2} - j \left[\left(\frac{v_c}{\omega} \right) \frac{\omega_p/\omega}{1 + (v_c/\omega)^2} \right] \right]$$

여기서 周波數比는 많이 使用되므로 다음과 같이 定義한다.

$$\begin{aligned} N &= (\omega_p/\omega)^2; \text{ 正規化 電子密度} \\ S &= v_c/\omega; \text{ 正規化 衝突周波數} \end{aligned}$$

그러므로

$$K = [1 - N/(1 + S^2)] - j[SN/(1 + S^2)] = K_r - jK_i$$

로 다시 表示된다.

平面波 傳播 $\vec{E}_{(z,t)} = \vec{E}e^{j\omega t - \gamma z}$ 의 범위에서 Maxwell의 方程式을 풀면 誘電常數 K 와 傳播常數 γ 의 關係式을 쉽게 구할 수 있다. 즉

$$\gamma/k = = jK^{\frac{1}{2}} = \alpha/k + j\beta/k$$

여기서 $k = \omega/c = 2\pi/\lambda$ 이고 α/k 와 β/k 는 各各 正規化 減衰 및 位相定數이다.

$(\gamma/k)^2 = -K$, $|\gamma/k|^2 = K$ 이므로 減衰 및 位相定數를 求하면 다음과 같다.

$$\begin{aligned} (\alpha/k) &= \frac{1}{2} [\sqrt{K_r^2 + K_i^2} - K_r]^{\frac{1}{2}} \\ (\beta/k) &= \frac{1}{2} [\sqrt{K_r^2 + K_i^2} + K_r]^{\frac{1}{2}} \end{aligned}$$

誘電常數 K 의 實數部와 虛數部의 各項을 위의 式으로 바꾸어 써서 正規화된 減衰 및 位相定數를 表示하면

$$(\alpha/k) = \frac{1}{2} \left[\sqrt{\frac{S^2 + (1-N)^2}{1+S^2}} - \frac{S^2 + (1-N)}{1+S^2} \right]^{\frac{1}{2}} \dots (2)$$

$$(\beta/k) = \frac{1}{2} \left[\sqrt{\frac{S^2 + (1-N)^2}{1+S^2}} + \frac{S^2 + (1-N)}{1+S^2} \right]^{\frac{1}{2}} \dots (3)$$

이 된다.

프라즈마의 境界가 뚜렷하면 半無限 프라즈마에 入射되는 平面波의 電壓 反射係數 R 은

$$R = \frac{(1 - K^{1/2})}{(1 + K^{1/2})} = \frac{1 - B + jA}{1 + B - jA} \dots \dots \dots (4)$$

이 된다.

여기서 $A = (\alpha/k)$, $B = (\beta/k)$ 를 表示한다. 그러므로 電力 反射係數($|R|^2 = R \cdot R^*$)는 다음과 같이 된다.

$$|R|^2 = (1 - X)/(1 + X)$$

여기서 $X=2B/(1+A^2+B^2)$ 이다. 空氣와 프라즈마의 모든 境界面에서 反射電力과 透過電力의 合은 入射電力과 같으므로 空氣와 프라즈마의 境界面에서 電力 透過係數는

$$|T|^2=1-|R|^2=2X/(1+X)$$

로 쓸 수 있다.

프라즈마의 損失이 크다면, 모든 電壓 透過係數는 空氣와 프라즈마境界面에서 일어나는 反射損失과 프라즈마層을 橫斷하므로 發生하는 減衰에 依한 損失을 考慮하므로 決定된다.

그러므로 프라즈마層에서 모든 電壓 透過係數는 大略 다음과 같은 近似值로 表示할 수 있다.

$$|T_{Overall}| \approx |T|^2 e^{-\alpha d}$$

이러한 透過係數를 層內面에서의 反射를 考慮하여 다시 表示하면 다음과 같다.

$$|T_{Overall}| = \frac{(1-R^2)e^{-\gamma d}}{1-R^2e^{-2\gamma d}} \dots \dots \dots (5)$$

여기서 $\gamma = \alpha + j\beta$ 로 프라즈마의 傳播常數를 나타낸다.

減衰와 位相定數에 關한 特性曲線은 그림 1, 2 와 3 에 各各 表示되어 있고 프라즈마와 空氣의 境界面에서 電力透過係數의 曲線은 그림 4에 表示되어 있다.

正規化 減衰定數 (α/k)는 (Neper/rad)으로 表示되어 있는데 이것은 다시 cm 로 表示되는 特殊한 輻射波長을 써서 (db/m)로 表示하면 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \text{減衰}(db/m) &= (\alpha/k)(2\pi/\alpha)8.69 \\ &= (\alpha/k)(54.5/\lambda) \end{aligned}$$

(∵ 1 Neper=8.69 db)

減衰量을 表示한 曲線을 읽는데 混亂을 避하기 爲하여 그림 1은 1 보다 작은 正規化 衝突周波數에 對한 減

衰特性을 表示했고 그림 2 는 1 보다 큰 正規化 衝突周波數에 對한 減衰特性을 나타냈다. 基準을 잡기 爲해서 3cm 波長의 輻射에 對한 減衰定數를 db/m로 나타냈다.

減衰定數는 log-log 座標에 直線으로 表示된 것과 같이 電子密度와 電子密度의 제곱근에 간단한 比列로 나타낸다.

이와 비슷한 比列은 衝突周波數의 變化에 따라서도 일어난다.

그러므로 이 曲線들은 그림에 주어진 範圍外에서도 外插法으로 精確하게 求할 수 있고 비슷한 모양이 位相과 透過에 對한 그림에서도 구할 수 있다.

3, 프라즈마 減衰特性

電子密度가 낮은 경우, 減衰에 對한 近似한 關係式은 式(2)로 부터 求할 수 있다.

$$\frac{\alpha}{k} \approx \frac{1}{2} \cdot \frac{SN}{(1+S^2)\sqrt{1-\frac{N}{1+S^2}}}$$

여기서 $(1/2)SN \ll S^2 + (1-N)$ 이라는 가정을 포함한다. 그러므로 위의 式은 衝突周波數가 크고 適當한 電子密度를 가진 경우에도 適用이 된다.

電子密度가 낮은 경우에 $N/(1+S^2) \ll 1$ 이므로 減衰는 간단히 다음과 같이 表示할 수 있다.

$$(\alpha/k) = \frac{1}{2} SN/(1+S^2)$$

낮은 전자밀도에서, 最大減衰는 $S=1$ 에서 일어난다 이것은 그림 1과 2에 表示된 것과 같다.

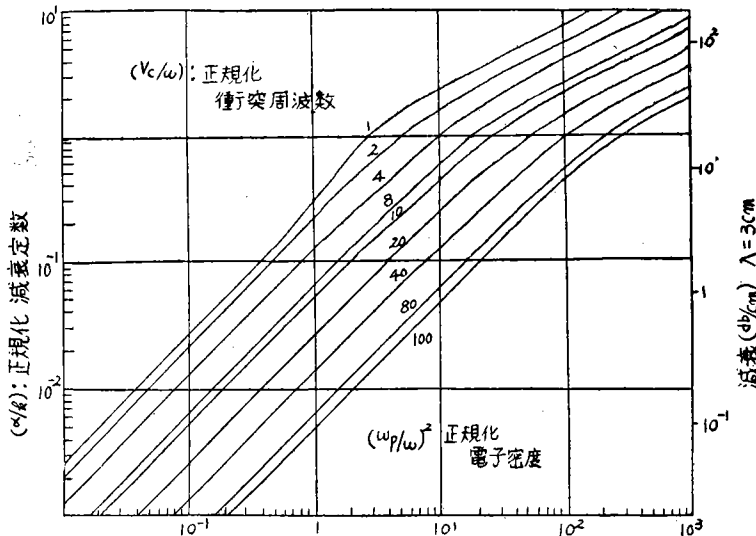


그림 2. 프라즈마內 電磁波의 減衰(衝突周波數>1)

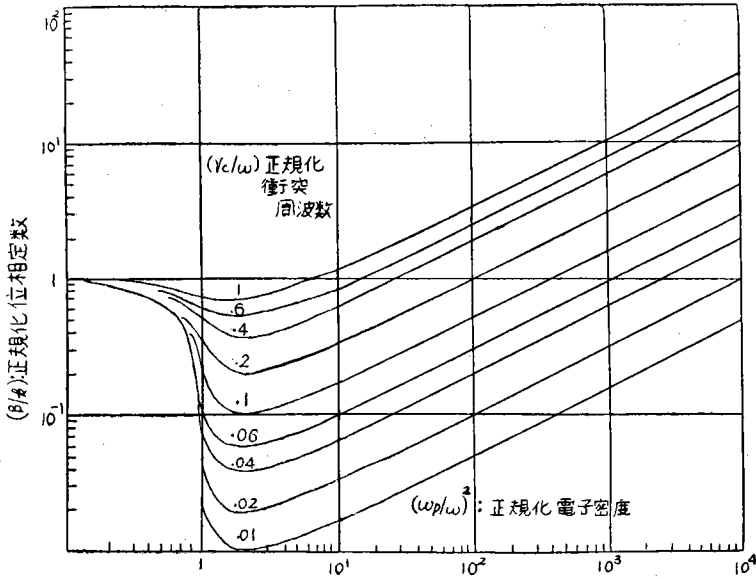


그림 3. 프라즈마內 電磁波의 位相

流出速度에 對한 式을 使用하면 密度가 낮은 프라즈마에서 單位 電子當 電磁界로부터 吸收하는 電力은

$$P = \frac{1}{2} \text{Re}(-e \cdot E \cdot V)$$

$$= (\epsilon_0 E^2 / n) \left[\frac{1}{2} SN / (1 + S^2) \right]$$

$$= (1/n) (\epsilon_0 E^2) (\alpha / k)$$

로 表示된다.

그러므로 낮은 電子密度에서 減衰定數는 電子運動의 熱에너지로 바뀌는 電磁波 에너지를 測定한 것이 된다.

$v_c = \omega$ 에서 最大電力傳達는 마이크로波 氣體放電에 重要な 應用이 된다. 높은 電子密度에서 衝突周波數가 낮은 경우에 減衰는 衝突周波數가 0로 될 때 單位 電子當 吸收하는 電力이 0이므로 熱에너지로 바뀌는 電磁波 에너지의 量을 測定하여 얻지 못한다.

그림 1에서 1보다 큰 正規化 電子密度에 對한 表示를 보면 減衰定數는 正規化 衝突周波數가 0.1보다 적으므로 衝突周波數와는 實際로 無關한 것을 나타낸다. 그러므로 높은 電子密度에서 減衰定數는 散亂되는 電磁波 에너지의 測定値와 同一한 것이 된다.

이것 역시 1보다 큰 正規化 電子密度에 對한 낮은 衝突周波數에서 큰 電力反射를 表示한 그림 4에 電力透過係數로 表示되어 있다.

4. 낮은 衝突 周波數의 프라즈마에서 電磁波의 散逸

프라즈마에서 反發的인 減衰가 클 경우에 條件을 생각하면 衝突周波數는 적고 正規化 電子密度는 1보다 크다. 이러한 條件에서 減衰와 位相定數의 近似値는 式

(2)와 式 (3)에서 各各 다음과 같이 求할 수 있다.

$$\alpha / k \approx \sqrt{\frac{N-1}{1+S^2}} \dots \dots \dots (6)$$

$$\beta / k \approx \frac{1}{2} \frac{SN}{\sqrt{(N-1)(1+S^2)}} \dots \dots \dots (7)$$

낮은 衝突周波數의 프라즈마에서 電磁波 電力의 吸收特性을 나타내기 爲해서 送信機와 프라즈마 사이에 적당한 無損失의 Coupling Screen을 장치함으로서 프라즈마 層과 送信機를 Matching 시키는 경우를 生覺할 수 있다.

이러한 假定的인 Matching 장치를 만들면 全量의 送信電力을 프라즈마에 Couple시킬 수 있다.

더욱이 이상적인 경우, 氣體放電이나 프라즈마의 加熱에서 오는 높은 場密度에 따르는 다른 問題들을 無視할 수도 있다. 送信機가 프라즈마 層과 Matching되므로 프라즈마에 吸收되지 않는 電力은 프라즈마 層의 反對쪽에서 輻射 形態로 나타나야 한다.

다시 말해서 프라즈마 層을 通過해서 輻射되는 電力은 送信機에서 輻射되는 電力에서 프라즈마內에서 分散되는 電力을 빼면 간단히 구할 수 있다.

프라즈마 層에서 分散되는 電力을 決定하기 爲해서 層內의 場의 密度를 計算하는 것이 必要하게 된다.

프라즈마 內의 場은 물론 프라즈마의 性質과 境界條件에 따라 決定된다.

Matching 장치를 설치하므로, 送信機쪽의 프라즈마 表面으로 流入되는 平均電力은 送信密度 $\frac{1}{2} \cdot \frac{|E_0|^2}{Z_0}$ 와 同値가 된다.

여기서 $|E_0|$ 는 送信電力의 場의 크기이고 Z_0 는 平面波 傳播의 眞空에서의 임피던스를 나타낸다.

역시 Maxwell의 方程式에서 要求되는 것과 같이 空氣와 프라즈마 境界面에서 接線方向의 電界는 같아야만 한다.

傳播常數 γ 로 特性이 定해지는 均質의 프라즈마를 生覺하면 프라즈마 層의 電界는 다음과 같다.

$$E_p = a_y [E_1 e^{-\gamma z} + E_2 e^{\gamma z}]$$

여기서 a_y 는 y 方向의 單位 벡터, E_1, E_2 는 傳播常數 $-r$ 와 $+r$ 에 대한 各各의 電界分値가 된다.

式 (6)과 (7)에서 $S=0$ 인 낮은 衝突周波數를 갖는 프라즈마를 생각해 보면 프라즈마 內部的 正規化 傳播常數는 大略 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\gamma/k = \alpha/k = \sqrt{N-1}$$

프라즈마에서 反射되는 에너지는 衝突周波數에 따르는 函數關係로 表示되고 프라즈마 表面에서 場密度를 決定하는데 衝突의 影響을 考慮해야 한다.

正規化 電子密度가 1보다 큰 경우에 減衰가 커질 것은 分明하다.

이러한 간단한 記述의 解析에서 프라즈마 層의 前面의 場의 條件을 生覺하면 프라즈마 後面에서의 反射는 無視할 수 있다는 理論的인 近似值를 얻을 수 있다. 낮은 衝突周波數의 假定에서 위의 條件은 프라즈마 內의 場을 決定하는데 唯一한 最適의 方法이 된다.

자세한 解析은 길지만 結果的인 것만을 叙述하면 다음과 같다.

즉 이 解析은 프라즈마 內의 電界가 透過電力의 電界 (E_0)와 프라즈마의 特性, 즉

$$\left| \frac{E_2}{E_1} \right|^2 = \frac{1}{4} (\beta/\alpha)^2 \dots \dots \dots (8)$$

$$\left| \frac{E_0}{E_1} \right| = (\beta/k) \dots \dots \dots (9)$$

과 關係를 갖게 된다.

두께가 d 인 프라즈마 層에서 單位 面積當 分散되는 電力은

$$P_d = \frac{1}{2} \int_{z=0}^d \sigma \text{real} |E_p|^2 dz$$

여기서

$$\begin{aligned} \sigma \text{real} &= \text{傳導度의 實數部} \\ &= (ne^2/m) [v_c / (v_c^2 + \omega^2)] \end{aligned}$$

그러므로 프라즈마 層을 통해서 輻射되는 電力은 層에 入射되는 送信機의 電力과 같고 다음 式으로 表示된다.

$$P_R = \frac{\frac{1}{2} \cdot \frac{|E_0|^2}{Z_0} - \int_{z=0}^d \sigma \text{real} |E_p|^2 dz}{\frac{1}{2} \cdot \frac{|E_0|^2}{Z_0}}$$

위의 式을 다시 表示하면 다음과 같다.

$$P_R = e^{-2\alpha d} \left[1 - \left| \frac{E_2}{E_1} \right|^2 \cdot \left(\frac{e^{2\alpha d} - 1}{e^{-2\alpha d}} \right) \right]$$

이 式은 낮은 衝突周波數의 假定에서 풀이한 것이고 $\left| \frac{E_2}{E_1} \right|^2 \cdot \left(\frac{e^{2\alpha d} - 1}{e^{-2\alpha d}} \right)$ 가 1보다 작은 경우의 프라즈마에 한정된 것이다. 처음 假定에서 프라즈마를 통과하여 輻射되는 電力은 $\exp(-2\alpha d)$ 로 주어지고 이 假定은 衝突周波數가 0로 될 때 證明되는데 즉 $\left| \frac{E_2}{E_1} \right|^2$ 가 0로 될 때를 말한다.

이 結果式은 式 (5)에서 R 이 0될 때 간단히 求할 수 있다.

密度가 높고 衝突周波數가 낮은 프라즈마의 減衰定數는 熱로서 分散되는 電磁波 電力보다 反射하는 電磁

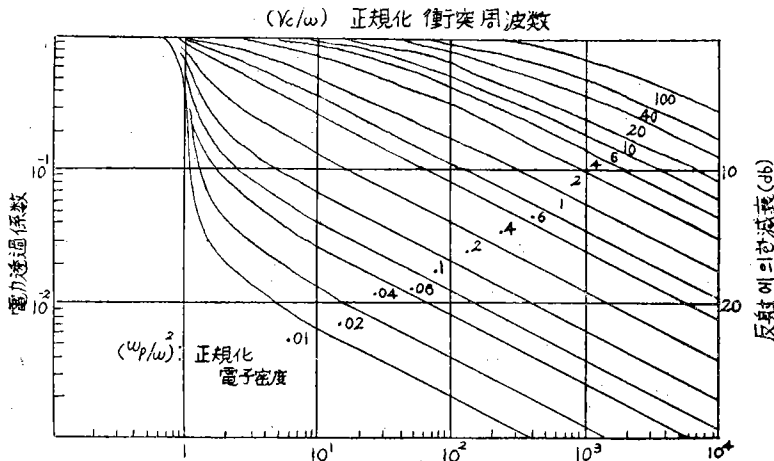


그림 4. 空氣-프라즈마 境界에서 電磁波의 電力 透過係數

波電力을 測定하므로 얻을 수 있다는 것은 前面에 說明하였다.

이것은 前述한 例에서, 送信機와 프라즈마가 Matching 될 때 反發的인 減衰定數는 프라즈마를 加熱시키므로 分散되는 電磁波 에너지를 調整할 수 있다는 것을 나타낸다.

그러므로, 낮은 衝突周波數의 프라즈마의 減衰는 反發的 減衰에 따라 特性이 決定되지만 反射를 막기 爲한 試圖를 行했을 때 電磁波 에너지의 分散에서 結果를 얻는다.

電磁波의 分散은 衝突周波數가 消滅되는 때에도 일어나므로 이 分散 理由를 調査하는 것도 興味 있는 일이 되겠다. 여기에 대한 해답은 空氣와 프라즈마의 境界面에서 反射가 없도록 衝突周波數가 減少할 때 送信機 쪽의 프라즈마 境界에서 프라즈마로 들어가는 電力을 電磁界의 密度는 增加해야 된다는 事實이 되겠다.

프라즈마 內的 電界는 損失이 적어지면 增加해야 한다.

이 條件下에서 分散되는 電力은 衝突周波數와는 無觀하게 된다.

參 考 文 獻

1. Bachynski, M.P; "Electromagnetic Properties of High-Temp. Air." Proc.IRE Vol 48. March 1960
2. Klein, M.M; "Interaction of a Non-Uniform Plasma with Microwave Radiation." Electromagnetic Effects of Re. Entry, ed. Potman and Meltz. Pergamon Press. 1961
3. Sisco, W.B; "Effects of Relatively Strong Fields on the Propagation of Electromagnetic Waves through a Hypersonically Produced plasma." IRE Trans. Vol. AP-7. July 1959
4. Keenan, P.P; "A Review of Electromagnetic Propagation in Plasma. Report No. LR 16864. Lockheed Calif. Co. June 1963

通信電子技術專門委員會

本學會에서는 定款 第5條에 依하여 아래와 같이 各 通信電子技術專門委員會를 設置하여, 通信電子機器에 關한 研究 開發, 運營, 製作, 設計, 調査, 出版 事業에 있어서 우리나라 實情에 알맞는 諸般 技術의 問題點의 解決策을 摸索할 수 있게끔, 專門的인 研究 調査 活動을 다 해서 需要處에 適應해 나가고 그 結果는 學會誌를 通하여 適期에 發表하려고 하오니 會員 여러분께서는 어느 專門委員會에서나 研究 發表 및 聽取의 權限이 있으므로 各 專門委員會의 活動에 많은 協調 있으시기를 바랍니다.

1. 有線通信分科委員會

委員長 申 龍 徹
幹 事 郭 相 學

事務分掌 1. 有線機器
2. 線路
3. 傳送

2. 無線通信分科委員會

委員長 李 寅 觀
幹 事 李 炳 璿

事務分掌 1. 放送機器
2. 空中線
3. 受信機

3. 電子應用分科委員會

委員長 崔 桂 根
幹 事 李 永 秀

事務分掌 1. 高周波 加熱
2. 自動制御
3. 超音波
4. 一般 科學器具

4. 半導體部品 및 應用回路分科委員會

委員長 鄭 萬 永
幹 事 安 炳 星

事務分掌 1. 受動部品
2. 能動部品
3. 半導體 利用 回路

5. 醫用電子分科委員會

委員長 朴 寅 用
幹 事 金 應 鎮

事務分掌 1. X-ray 및 放射 診療 機器
2. E.K.G.(心電計), E.E.G.(腦波計)를 비롯한 電子 診療 機器
3. Radio Capsul, 超音波 診斷器, 其他 生體 計測

6. 마이크로波分科委員會

委員長 楊 仁 應
幹 事 金 鳳 烈

事務分掌 1. 回路
2. 電子管
3. 空中線 및 電波 傳播
4. 傳送線路