

放電플라즈마內 磁界에 의한 마이크로波 反射特性

(A Study on the Microwave Reflection
of Plasma in a Magnetic Field)金 鳳 烈*
(Kim, Bong Ryul)金 正 祺**
(Kim, Jung Ki)

要 約

導波管內에 플라즈마狀態를 發生시켜 外部磁界를 마이크로波 電界에 水平 및 垂直되게 加하여 그 때 일어나는 마이크로波 反射電力 및 透過電力을 測定하였다.

마이크로波 電界와 外部磁界가 水平인 경우 外部磁束密度가 增加할 수록 減衰만 일어났으나 서로 垂直인 경우에는 3120가우스에서 反射電力이 最大로 되어 共振現象이 일어났다.

ABSTRACT

The characteristics of microwave reflection in the media of cold gaseous plasma is analysed to various external magnetic flux density.

The DC discharge plasma is generated in the rectangular waveguide which contains two electrodes and helium gas at the pressure of 10^{-4} mm Hg.

The reflected and transmitted power of microwave is measured when the electric field is parallel to, and perpendicular to the external magnetic field.

It shows that the reflected power is increased as the magnetic flux density is increased in the parallel case, but the maximum value of the reflected power is occurred at the cyclotron resonance (3120 Gauss) in the perpendicular case.

1. 序 論

1930年代 初期에 Langmuir¹⁾가 物質의 이온화된 狀態를 플라즈마(Plasma)라는 特殊한 名稱으로 使用한 以來 이에 對한 特性 및 應用이 現在 活潑히 研究 開發되고 있다. 플라즈마란 陰陽으로 帶電된 粒子들의 數가 같고 電氣적으로 是 中性이며 傳導性을 갖는 特殊한 狀態를 말한다. 이 狀態는 氣體, 液體, 固體와는 다른 特性을 갖고 있기 때문에 第四狀態라고 부른다. 大氣圈上層에는 太陽과 外界空間으로 부터 감마線

宇宙線등의 影響을 받아 이온層이 存在하는데 이 層은 플라즈마狀態로 維持되고 있다. 또한 太陽惑星, 宇宙空間에도 플라즈마狀態가 存在한다. 이러한 플라즈마狀態에 電磁波가 入射할 때 反射, 屈折, 吸收等 複雜한 現象이 일어나므로 오늘날 宇宙通信에 있어서 重要한 位置를 차지하고 있다.

歷史적으로 外部에서 마이크로波를 加하여 플라즈마에 依한 反作用을 研究한 것은 S.C. Brown과 M.A. Biondi²⁾ 등의 報告로 비롯되었다. 그 後에 L. Goldstein³⁾ 등의 導波管內 傳播法, R.F. Whitmer⁴⁾에 依한 自由空間 傳播法 S. Takeda와 M. Roux⁵⁾에 依한 反射係數 測定法等이 研究되었다. 특히 本 論本에서는 放電플라즈마內 外部磁界에 依한 마이크로波 反射特性

*延世理工大 電子工學科
Dept. of Electronic Eng. Yonsei Univ,

**東洋工專 電氣通信科
Dept. of Electrical Commun., Dong Yang Junior
Eng. College.

接受日字: 1969年 4月 1日

을 考察하기 위하여 矩形導波管 内部에 10^{-2}mm Hg 의 稀薄 氣體로 채워 外部 直流高壓을 加하여 플라즈마를 發生시켜 마이크로波를 透過시켰다. 이 때 마이크로波 電界와 垂直 및 水平하게 各各 0에서 부터 4500 Gauss의 外部磁界를 加하여 그 때 일어나는 마이크로波 反射電力 및 透過電界를 測定하였다.

2. 플라즈마內에서의 電磁波特性

1. 外部磁界의 影響을 받지 않는 플라즈마內에서의 電磁波 特性

플라즈마狀態는 陰陽으로 帶電된 거의 같은 數의 粒子들이 모여 있기 때문에 電氣적으로 中性을 維持하면서 導電性을 갖는다. 여기에 電磁波가 入射하면 變位電流과 傳播電流가 誘起된다. 플라즈마를 通過하는 電磁波도 Maxwell의 方程式을 滿足하므로 Maxwell의 方程式을 MKS有理化單位系로 表示하면

$$\nabla \times E = -\frac{\partial B}{\partial t} \quad (1)$$

$$\nabla \times H = \frac{\partial D}{\partial t} + J \quad (2)$$

$$\nabla \cdot D = \rho \quad (3)$$

$$\nabla \cdot B = 0 \quad (4)$$

여기서 E와 H는 플라즈마에 入射한 電磁波의 電界 및 磁界를 各各 나타낸다. 式(1)에 Curl을 取하면 다음과 같은 波動方程式을 얻을 수 있다.

$$\nabla \times \nabla \times E = \nabla(\nabla \cdot E) - \nabla^2 E = -\frac{\partial}{\partial t}(\mu J + \mu \epsilon \frac{\partial E}{\partial t}) \quad (5)$$

正弦波 電界 $Ee^{j\omega t}$ 를 複素數로 表示하면 式은

$$\nabla(\nabla \cdot E) - \nabla^2 E = \omega^2 \mu \epsilon (E + \frac{1}{j\omega \epsilon} J) \quad (6)$$

플라즈마에서 ϵ, μ 가 自由空間의 μ_0, ϵ_0 와 같다면 式(6)은

$$\nabla(\nabla \cdot E) - \nabla^2 E = \frac{\omega^2}{C^2} (1 + \frac{\sigma}{j\omega \epsilon_0}) E \quad (7)$$

但 $\mu_0 \epsilon_0 = 1/C^2$ C는 光의 速度 $J = \sigma E$

電荷集中이 없는 均一 플라즈마에서는 $\nabla \cdot E = 0$ 이라 놓을 수 있으므로 그 때 波動方程式은

$$\nabla^2 E + \frac{\omega^2}{C^2} (1 + \frac{\sigma}{j\omega \epsilon_0}) E = 0 \quad (8)$$

이 때 電磁波의 傳播는 等價誘電常數 $(1 + \sigma/j\omega \epsilon_0)$ 를 가진 物體에서의 傳播와 같다는 것을 알 수 있다. 그러므로 均一 플라즈마는 相對的인 等價誘電常數 K를 가진 誘電體와 같이 생각할 수 있다.

$$K = (1 + \sigma/j\omega \epsilon_0) \quad (9)$$

外部磁界가 없을 때 周波數 ω 의 電磁波에 對한 플라즈마의 傳導度 σ 는

$$\sigma = -\frac{4\pi}{3} \frac{e^2}{m} \int_0^\infty \frac{1}{\nu + j\omega} \frac{\partial f_0^0}{\partial \nu} \nu^3 d\nu \quad (10)$$

여기서 f_0^0 는 電子速度變位函數

ν 는 電子速度

ν 는 電子의 衝突周波數

電子衝突周波數가 電子速度와 無關하다면 式(10)은

$$\sigma = \frac{ne^2}{m(\nu + j\omega)} \quad (11)$$

式(9), (10), (4)에서 플라즈마의 等價誘電常數 K는

$$K = \left\{ 1 - (\omega_p/\omega)^2 \frac{1}{1 + (\nu/\omega)^2} \right\} - j \left\{ (\omega_p/\omega)^2 \frac{(\nu/\omega)}{1 + (\nu/\omega)^2} \right\} \quad (12a)$$

式에서 周波數比가 많이 使用되므로 다음과 같이 定義한다.

$N = (\omega_p/\omega)^2$: 正規化 플라즈마周波數

$S = \nu/\omega$: 正規化 衝突周波數

이 關係를 式(12a)에 代入하면

$$K = [1 - N/(1 + S^2)] - j[SN/(1 + S^2)] = K_r - jK_i \quad (12b)$$

여기서 K_r 와 K_i 는 各各 K의 實數部와 虛數部를 나타낸다. 平面波 傳播 $E(z, t) = Ee^{j\omega t - \Gamma z}$ 의 範圍에서 Maxwell의 方程式을 풀면 誘電常數 K와 傳播常數 Γ 의 關係式을 얻을 수 있다.

$$\frac{\Gamma}{k} = jK^{1/2} = \alpha/k + j\beta/k \quad (13)$$

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. 또한 傳播常數 Γ 는 다음과 같이 定義된다

$$\Gamma = jkK^{1/2} \quad (14)$$

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

$$(\alpha/k) = \frac{1}{2} \left[\sqrt{K_r^2 + K_i^2} - K_r \right]^{1/2} \quad (15a)$$

$$(\beta/k) = \frac{1}{2} \left[\sqrt{K_r^2 + K_i^2} + K_r \right]^{1/2} \quad (16a)$$

K의 定數部와 虛數部의 各項을 위의式으로 바꾸어 써서 正規化된 減衰 및 位相定數를 表示하면

$$(\alpha/k) = \frac{1}{2} \left[\frac{\sqrt{S^2 + (1-N)^2}}{1+S^2} - \frac{S^2 + (1-N)}{1+S^2} \right] \frac{1}{2} \quad (15b)$$

$$(\beta/k) = \frac{1}{2} \left[\frac{\sqrt{S^2 + (1-N)^2}}{1+S^2} + \frac{S^2 + (1-N)}{1+S^2} \right]^{1/2} \quad (16b)$$

그림 1에서와 같이 프라즈마 境界가 뚜렷하면 프라즈마에 入射되는 電壓反射係數R은

$$R = \frac{(1-K^2/2)}{(1+K^2/2)} = \frac{1-b+ja}{1+b-ja} \quad (17)$$

但 $a = \alpha/k$ $b = \beta/k$ 이다

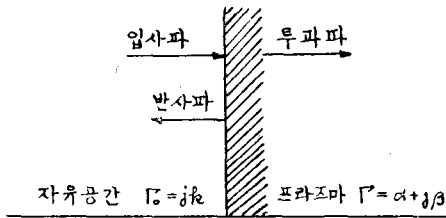


그림1 自由空間과 프라즈마의 境界
Fig. 1 Boundary between plasma and free space

그러므로 電力反射係數 ($|R|^2 = R \cdot R^*$)는 다음과 같다.

$$|R|^2 = (1-X)/(1+X) \quad (18)$$

自由空間과 프라즈마의 모든 境界面에서 反射電力과 透過電力의 合은 入射電力과 같으므로 自由空間과 프라즈마의 境界面에서 電力透過係數는 다음과 같다.

$$|T|^2 = 1 - |R|^2 = 2X/(1+X) \quad (19)$$

프라즈마의 損失이 크다면 모든 電壓透過係數는 自由空間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 近似値로 表示할 수 있다.

$$|T_{\text{over all}}| = |T|^2 e^{-\alpha d} \quad (20)$$

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

$$|T_{\text{over all}}| = \frac{(1-R)^2 e^{-\Gamma d}}{1-R^2 e^{-2\Gamma d}} \quad (21)$$

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

2. 外部磁界의 影響을 받고 있는 프라즈마 內에서의 電磁波 特性

프라즈마는 電子와 이온이 分散되어 있기 때문에 入射 電磁波에 依한 電子와 이온의 分極을 計算하므로써 電磁波의 特性을 알 수 있다. 그림 2에서 보는 바와 같이 프라즈마의 X, Y平面에 電磁波가 入射하면 그 때 電子分極은

$$P = -ned\delta \quad (22)$$

여기서는 P는 分極

n는 單位體積(m³)當 電子數

δ는 變位

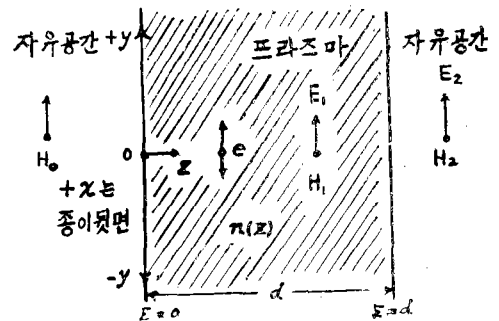


그림2. 프라즈마層에 入射한 마이크로波
Fig2. Incident microwave upon the plasma layer.

時間變數를 $e^{i\omega t}$ 라면 電氣的으로 中性인 프라즈마內에서의 Maxwell의 方程式은

$$\nabla \times H = \frac{\partial D}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} (\epsilon_0 E - ned) \quad (23)$$

$$\nabla \times E = -\mu \frac{\partial H}{\partial t} \quad (24)$$

$$\nabla^2 E = \Gamma^2 E = \omega^2 \mu n e \Gamma - \omega^2 \mu \epsilon_0 E \quad (25)$$

마이크로波 周波數帶에서 衝突周波數와 外部磁界B를 포함하는 電子의 運動方程式은

$$\frac{dv}{dt} = \frac{e}{m} E - \nu v + \frac{e}{m} v \times B \quad (26)$$

入射電磁波가 $e^{i\omega t}$ 의 時間變數를 갖는다면

$$(j\omega + \nu)v + \frac{e}{m} (B \times v) = \frac{e}{m} E \quad (27)$$

式(27)을 x, y, z成分으로 展開하면

$$(j\omega + \nu)v_x - \frac{e}{m}B_z v_y + \frac{e}{m}B_y v_z =$$

$$\frac{e}{m}E_x \quad (28a)$$

$$-\frac{e}{m}B_z v_x + (j\omega + \nu)v_y - \frac{e}{m}B_x v_z =$$

$$\frac{e}{m}E_y \quad (28b)$$

$$-\frac{e}{m}B_y v_x + \frac{e}{m}B_x v_y + (j\omega + \nu)v_z =$$

$$\frac{e}{m}E_z \quad (28c)$$

外部磁界가 X方向으로만 加하여졌을 때 即By만 存在할 때 윗식을 整理하여 매트릭스 形態로 나타내면

$$\begin{pmatrix} v_x \\ v_y \\ v_z \end{pmatrix} = \frac{e}{m} \cdot \frac{1}{(j\omega + \nu)^2 + \omega_c^2} \cdot$$

$$\begin{pmatrix} (j\omega + \nu)^2 + \omega_c^2 & 0 & 0 \\ j\omega + \nu & & \\ 0 & j\omega + \nu & \omega_c \\ 0 & -\omega_c & j\omega + \nu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} \quad (29)$$

但 $\omega_c = eB/m$

TE₁₀ 모드에 對한 傳播常數 Γ 를 求하면 式(25)와 (29)에서

$$\Gamma = \alpha + j\beta$$

$$= j\frac{\omega}{C} \sqrt{1 + \omega_p^2 \frac{\nu^2 + \omega^2 - \omega_c^2}{\nu^2 - \omega^2 + \omega_c^2 + 4\omega^2\nu^2} + j\omega_p^2 \frac{\nu}{\omega}}$$

$$\frac{\nu^2 + \omega^2 + \omega_c^2}{\nu^2 - \omega^2 + \omega_c^2 + 4\omega^2\nu^2} \quad (30)$$

마이크로파 電界와 磁界가 서로 垂直일때 衝突의 影響을 無視한 分散式은 E · P · Gross에 依하여 다음과 같이 表示된다.

$$(\omega^2 - \omega_p^2 - \Gamma^2 K T e / m) (\omega^2 - \omega_p^2 - C^2 \Gamma^2) - \omega_c^2 (\omega^2 - C^2 \Gamma^2) = 0 \quad (31)$$

여기서 Te는 電子의 絕對溫度

K는 Boltzman 定數

本實驗에서는 마이크로파 周波數帶와 冷프라즈마 狀態를 使用했으므로 Te項은 다른項에 비해 無視될 수 있으므로

$$(\omega^2 - \omega_p^2) (\omega^2 - \omega_p^2 - C^2 \Gamma^2) - \omega_c^2 (\omega^2 - C^2 \Gamma^2) = 0 \quad (32)$$

이 式에서 屈折率 η 을 求하면

$$\eta^2 = \left(\frac{C}{\Gamma}\right)^2 = \frac{\omega^2(\omega^2 - \omega_p^2 - \omega_c^2) - \omega_p^2(\omega^2 - \omega_p^2)}{\omega^3(\omega^2 - \omega_p^2 - \omega_c^2)} \quad (33a)$$

$$= 1 - \frac{\omega_p^2(\omega^2 - \omega_p^2)}{\omega^2(\omega^2 - \omega_p^2 - \omega_c^2)} \quad (33b)$$

여기서 $N = (\omega_p/\omega)^2$, $P = \omega_c/\omega$ 라면

$$\eta^2 = 1 - \frac{N(1-N)}{1-N-P^2} \quad (34)$$

$N \ll 1$ 이면

$$\eta = 1 - \frac{N(1-N)}{2(1-N-P^2)} \quad (35)$$

프라즈마에 垂直으로 入射한 電磁波의 反射係數R은 다음과 같이 定義된다.

$$R = \frac{(\eta-1)^2}{(\eta+1)^2} \quad (36)$$

式(35)을 (36)에 代入하여 反射係數R을 求하면

$$R = \frac{N^2(1-N)^2}{\{4(1-N-P^2) - N(1-N)\}^2} \quad (37)$$

式(37)에서 R이 最大가 되려면 분모가 0에 近하면 된다.

電子密度가 아주 작아서 프라즈마 周波數 ω_p 가 아주 낮아 $N \ll 1$ 인 경우 近似的으로 $P=1$ 即 $\omega = \omega_c$ 일 때 反射電力의 最大值가 存在한다.

3. 實 驗

1. 프라즈마 發生裝置의 設計 및 製作

本實驗에서 使用한 프라즈마의 發生裝置는 矩形導波管의 側面 서로 對角이 되는 곳에 極板을 넣어 外部에서 直流高壓을 加할 때 그로우放電에 依한 冷프라즈마가 發生하도록 하였다. 導波管壁과 極板과의 스파크放電을 막기 위하여 마이크로 極板을 에워 쌓았으며 極板의 크기는 가로 10mm 세로 5mm로 酸化物 · 被覆板을 使用하였다. 導波管의 兩入口를 透明프라스틱板으로 막고 高眞空接着劑인 아랄다이트로 接着시켜 導波管内를 眞空으로 만들었다. 眞空을 위한 排氣管은 마이크로波의 放射를 적게 하기 위하여 導

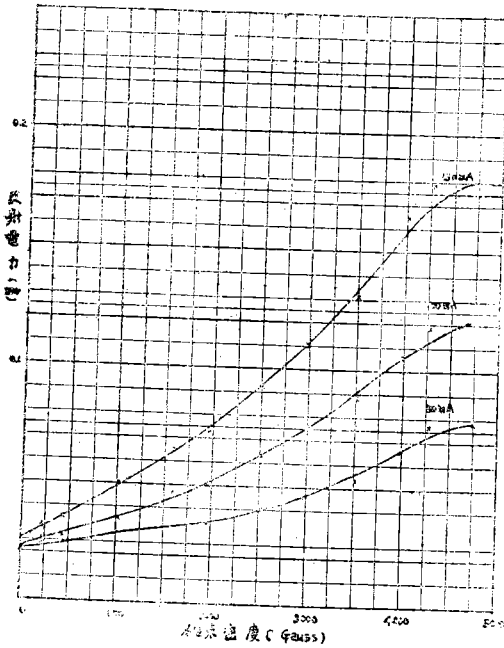


그림5. E||B때 反射電力測定
Fig5. Reflected power, E||B.

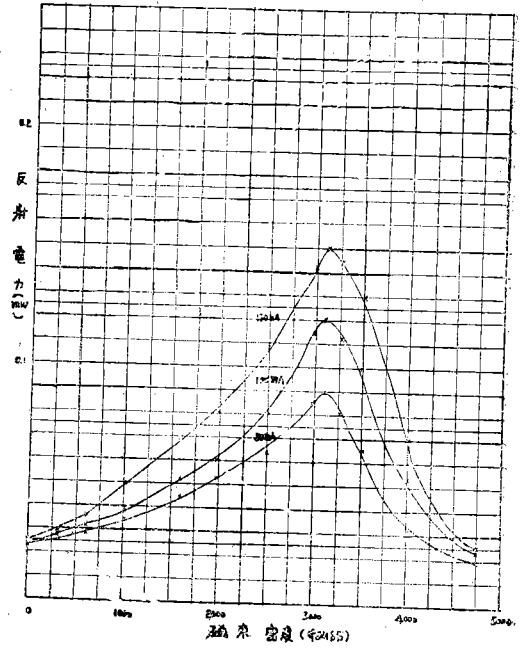


그림7. E⊥B때 反射電力
Fig7. Reflected power, E⊥B.

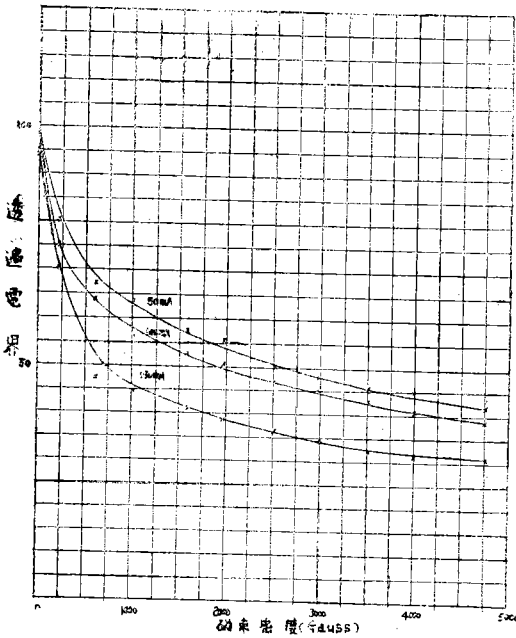


그림6. E||B때 透過電界測定
Fig6. Transmitted electric field, E||B.

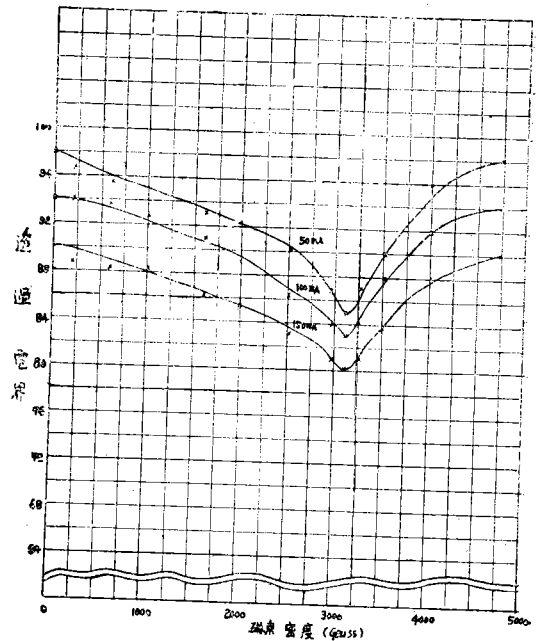


그림8. E⊥B때 透過電界
Fig8. Transmitted electric field, E⊥B.

2). 마이크로波 電界와 外部磁界가 서로 垂直인 境遇 測定方法은 前과 同一하다. 測定結果는 그림7, 그림8에 表示되어 있다.

5. 考察 및 誤差

마이크로波 電界와 磁界가 서로 平行일 경우 充分한 磁束을 加하여 $\omega = \omega_c$ 가 되어도 共振現

象이 일어나지 않고 減衰만 했다.

서로 垂直일 경우 近似的으로 $\omega = \omega_c$ 에서 싸이크로트론 共振現象이 일어나 反射電力이 最大가 되었다. 이 結果는 反射係數 R을 나타내는 式 (37)과 잘 一致됨을 알 수 있다. 本實驗에서는 3120 Gauss에서 共振現象이 일어났다. 理論적으로 計算한 싸이크로트론 共振點의 磁束密度值 3320 Gauss에 比較해 볼 때 0.06%의 誤差가 생겼다. 이 誤差의 原因은 다음의 몇 가지로 생각할 수 있다.

- a) 헤름홀츠 코일을 利用한 磁束密度測定에서 오는 誤差
- b) 크라이스트론의 發振周波數가 周圍溫度에 따라서 약간씩 變化하였다.
- c) 定在波 指示計 및 電力計 눈금을 읽는데서 오는 誤差
- d) 放電管内 깨스氣壓이 時間이 경과 함에 따라 약간씩 變化하였다.

4. 結 論

導波管内 프라즈마狀態를 發生시켜 外部磁界를 마이크로波 電界에 水平 및 垂直되게 加이여 그 때 反射電力 및 透過電界를 測定하였다.

그 結果 垂直일 경우 $\omega = \omega_c$ 때 싸이크로트론 共振現象이 일어나 反射電力이 最大가 되었으며 이는 理論式과 잘 附合되었다.

그러므로 오늘날 宇宙通信에 많이 使用하는 減衰가 상당히 적은 마이크로波 일지라도 磁界의 影響에 따라 減衰가 현저하여 通信障碍를 가져오므로 外部磁界의 影響을 考慮하지 않을 수 없다.

本實驗에서는 이 點을 考慮한데 意義가 있다고 본다

참고문헌

1. Tonks, L. and Langmuir: Oscillation in Ionized Gases, Phys. Rev. Vol. 33, 195(1929)
2. Biondi, M. A. and Brown, S. C.: Measurement of Electron-Ion Recombination, Phys. Rev., Vol. 76, 1697 (1949)
3. Goldstein, L. et. al.: Determination of Electron Density and Collision Frequency in a Gaseous Discharge by Microwave Propagation Measurement, Elect. Commun, Vol. 29, 243 (1952)
4. Whitmer, R. F.: Microwave Studies of the Electron Loss Processes in Gaseous Discharges, Phys. Rev. Vol. 194, 572 (1956)
5. Takeda, S. and Roux, M.: A Method for Measuring High Electron Densities, J. Phys. Soc. Japan, Vol. 16, 95 (1961)
6. Gross, E. P.: Plasma Oscillations in a Static Magnetic Field, Phys. Rev. Vol. 82, 232 (1951)
7. Stern, R. A.: Microwave Reflection from Small-Diameter Plasma, J. Appl. Phys. Vol. 34, 2562 (1963)
8. Shkarofsky, I. P.: The Particle Kinetics of Plasmas, Addison-Wesley Pub. Co. p. 19-27(1966)
9. Takashige Tsukishima: Microwave Reflection by Uniform Dense Plasmas, J. Appl. Phys. Vol. 33, 3290(1962)
10. Drummond, J. E.: Plasma Physics, Mcgraw-Hill Book Co. p, 289-299 (1961)