

國立清華大學

碩士論文

題目：微波表面波電漿中之電漿共振反應



系別 物理學系 碩士班

組別 應物組

學號姓名 873370 管維中 (W. J. Guan)

指導教授 寇崇善 博士 (Dr. Chwung-Shan Kou)

中華民國八十九年六月

摘 要

當電漿振盪頻率與入射電磁波相同時，會發生共振，本研究使用微波電漿源系統，觀察到微波表面波與電漿共振形成之電場 local 極大，其位置只出現在一個特定的電漿密度，對應於所用的微波源頻率。共振所形成的電場高峰，高度正比於電漿密度的空間變化度，寬度則反比於電漿密度的空間變化度。

本研究以使用 2.45GHz 的微波源，用 Langmuir Probe 量測電子能量分佈(EEDF)，以此計算電漿密度，以 dipole antenna 來量測微波場強。

Abstract

Plasma has a specific oscillation called as Plasma Oscillation. When Plasma Oscillation and Electromagnetic wave have the same frequency, there exist a resonance between the plasma and the electromagnetic wave . In non-uniform Plasma, the electric field becomes a local maximum if the local plasma density is equal to the resonance density. In accordance with the theory, the measured maximum value of the resonance response is proportional to the plasma density gradient while the measured spatial width of the plasma resonance is inversely proportional to the plasma density gradient.

In this thesis, we use Langmuir probe to measure the characteristic of Plasma and use short dipole antenna to measure the amplitude of electromagnetic wave.

目錄

Symbols and Abbreviations	I
Practical Formulae	III
Chapter 1 簡介	1
1.1 研究目的	1
1.2 電漿共振現象.....	1
Chapter 2 實驗安排	3
2.1 大面積平面型微波電漿源.....	3
2.2 Langmuir 實驗量測系統.....	4
2.2.1 Langmuir probe 結構.....	5
2.3 E-field 量測	6
Chapter 3 電漿量測方法與分析原理	8
3.1 Langmuir Probe	8
3.1.1 I-V curve 的特性.....	8
3.1.2 I-V curve 的分析 (EEDF).....	11
3.2 Langmuir Probe 適用範圍.....	16
Chapter 4 量測結果與分析	17
4.1 電漿整體性質.....	17
4.1.1 電漿均勻度量測.....	17
4.1.2 Diffusion	19

4.1.3	隨壓力而變的電子溫度.....	20
4.1.4	隨壓力改變 density 的變化.....	21
4.1.5	Density 隨增加 Power 上升.....	27
4.2	電漿共振現象.....	28
4.2.1	電漿共振的成因.....	28
4.2.2	電漿共振峰的特性.....	30
4.2.3	實驗量測.....	31
4.2.4	電漿共振密度.....	32
4.2.5	電場共振峰的性质.....	35
4.2.6	邊界 T_e 上升.....	38
4.2.7	共振現象與電漿臨界密度.....	40
Chapter 5	結論	42
Appendix		43
A.1	Pulse mode Voltage Source 量測.....	43
A.2	熱效應.....	46
Reference		49

Symbols and Abbreviations

A	Plasma Total Surface Area
A _R	Reduced Mass (amu)
E	Electric Field
K _{el}	Electron Elastic Collision Rate Constant(Ar Plasma $\approx 10^{-7} \text{ cm}^3/\text{s}$)
M	Atom Mass or Ion Mass (Ar)
m _e	Electron Mass
n _g	Neutral Gas Density
n _R	Resonance Plasma Density
n _s	Resonance Plasma Density at Sheath Boundary
n ₀	Plasma Density
T _e	Effective Electron Temperature
u _B	Bohm velocity
V	Plasma Total Volume
V _B	Probe Bias Voltage
V _f	Floating Potential
V _p	Plasma Potential
v	Speed
$\frac{\omega}{v_0}$	Velocity
$\frac{\omega}{r_0}$	Position Vector
ε ₀	Vacuum Dielectric Constant
ε _p	Plasma Dielectric Constant
ε	Total Energy
ε _c	Collisional Energy Loss per Electron-Ion pair Created

ϵ_i	Mean Kinetic Energy Lost per Ion Lost
ϵ_{iz}	Ionization Energy (Ar 15.76V)
ϵ_T	Total Energy Lost per Electron-Ion pair Lost from the System
ω	Microwave Frequency
ω_p	Plasma Frequency
ω_{pe}	Electron Plasma Frequency
λ_{De}	Electron Debye Length
λ_{el}	Electron Mean Free Path (Elastic Collision with Neutral Gas)
λ_i	Ion Mean Free Path
ν_m	Collection Frequency (Electron Collision with Neutral Gas)

Practical Formulae

Density (n_g , n_0 , n_e) is in cm^{-3} , T_e is in Volts , P(Pressure) is in mtorr

Bohm Velocity

$$u_B = \sqrt{\frac{eT_e}{M}} \approx 9.8 \times 10^5 \sqrt{\frac{T_e}{A_R}} \quad \text{cm/s}$$

Collection Frequency (Electron Collision with Neutral Gas)

$$\nu_m = n_g K \quad (\text{Ar Plasma at } 1\text{V} < T_e < 10\text{V} \quad \nu_m \approx 5.3 \times 10^6 P \quad \text{Hz})$$

Electron Debye Length

$$\lambda_{De} = \sqrt{\frac{\epsilon_0 T_e}{e n_e}} \approx 740 \sqrt{\frac{T_e}{n_e}} \quad \text{cm}$$

Electron Mean Free Path (Elastic Collision with Neutral Gas)

$$\lambda_{el} = \frac{1}{n_g \sigma_{el}} \approx \frac{100}{P} \quad \text{cm}$$

Ion Mean Free Path

$$\lambda_i \approx \frac{3}{P} \quad \text{cm}$$

Neutral Gas Density

$$n_g = 3.52 \times 10^{13} P \quad \text{cm}^{-3}$$

Plasma Frequency

$$\omega \approx \omega_{pe} = \sqrt{\frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 m_e}} \approx 9000 \sqrt{n_e} \quad \text{Hz}$$

Chapter 1

簡介

1.1 研究目的

本研究在於討論微波電漿源中電漿與微波共振之機制，並描述微波電漿源的電漿整體特性。

1.2 電漿共振現象

電漿中帶電粒子受一瞬間微擾後，帶電粒子會有一特性來回振盪之現象，稱之為電漿振盪(Plasma Oscillation)，其中又以電子振盪為主，其振盪頻率稱之為電漿振動頻率 ω_p ，在 weakly ionize 的電漿中，頻率大約在微波的頻段。^{1,2}

我們使用 2.45GHz 的大面積平面型微波電漿源³，它在微波入射的邊界上提供了一個隨空間變化的電漿密度梯度，當其密度所對應的電漿振盪頻率等於微波頻率，則可以發生微波與電子共振的現象 Fig. 1-1。我們稱此為電漿共振密度為 n_{R0} 。

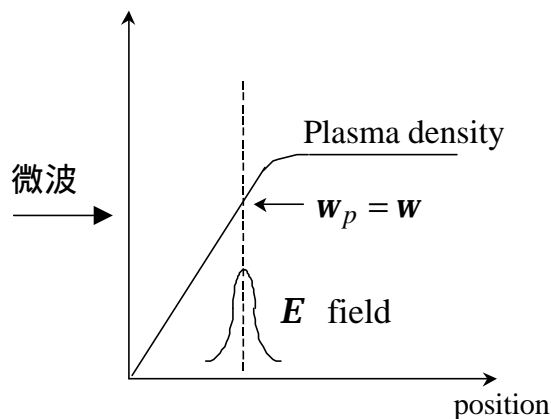


Fig. 1-1 微波源由左進入，橫軸為與電磁波入射面的距離，共振時可觀測到平行密度梯度的電場發生local極大。

由上頁可見，因為邊界效應，電漿密度越接近邊界越低，在共振區左邊電漿密度 $n < n_R$ ，右邊則是 $n > n_R$ 。

而電漿的介電常數可以寫做¹

$$\epsilon_p = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad \omega_p \cong \sqrt{\frac{e^2 n}{\epsilon_0 m_e}}$$

ω 為電磁波角頻率

由上頁 Fig. 1-1 可見到，發生共振位置左邊靠邊界那一邊的電漿密度 $n < n_R$ ， $\epsilon_p < 1$ ，電磁波以比自由空間中波長還長的波長行進。

在共振位置右邊，遠離邊界那側的電漿密度 $n < n_R$ ， $\epsilon_p < 0$ ，電磁波無法傳遞，只能隨空間遞減。

但在共振發生時， $n = n_R$ ，電磁波由 $\epsilon_p < 1$ 進入 $\epsilon_p < 0$ 的區間，會經過一個 $\epsilon_p = 0$ 的界面，而 $D = \epsilon E$ ，在 normal 方向上的 D 要連續，所以當 $\epsilon_p \rightarrow 0$ 時 $E \rightarrow \infty$ 。當存在損耗時，電場 E 可以是一個有限的值，形成 Local Max.，如 Fig. 1-1 所示。

而共振所形成電場高峰的形狀，其高度正比於電漿密度的空間梯度，寬度則反比於電漿密度的空間梯度。⁴

在我們的系統中，微波源頻率為 2.45GHz，電漿密度為 $7.4 \times 10^{10} (\text{cm}^{-3})$ 時，應會電磁波與電漿共振的現象。

本研究就是在低壓的條件下，利用電漿邊界密度隨空間的分佈所提供的一個電漿密度座標，來觀測電磁波與電漿共振的現象。

Chapter 2

實驗安排

2.1 大面積平面型微波電漿源

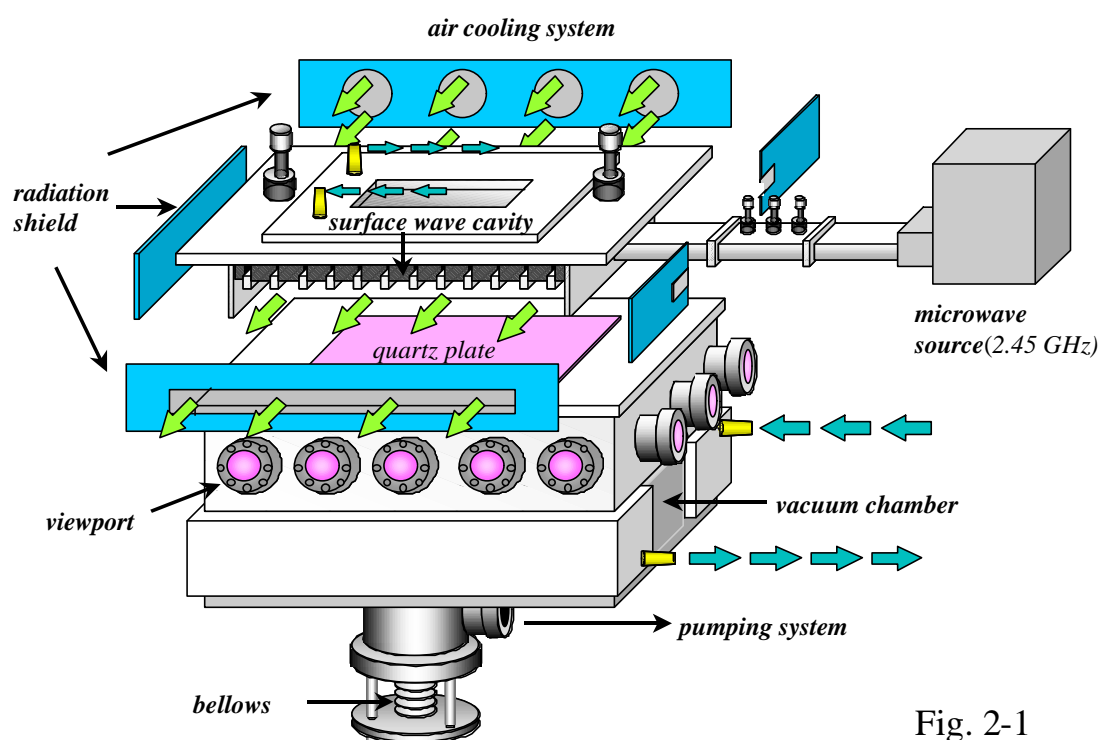


Fig. 2-1

上圖 Fig. 2-1 為本實驗所用之電漿源結構圖³，也就是全篇所討論的量測對象主體。我們的電漿由微波提供能量，微波源為 2.45GHz 的連續波，頻寬 50MHz。由 source 產生後經由四分之一高的 WR284 波導管送進梳形結構共振腔，由 three stub tuner 調整匹配，電磁波經由石英玻璃將能量偶合到真空腔中激發電漿中之表面波，形成一個平面型的電漿。

實驗操作在 1000W 至 2500W 之間，氣壓由 2 torr 到 2.9 mtorr。電漿存在的區間大約是長 40cm，寬 35cm，厚 18cm 的平板形體電漿。

2.2 Langmuir Probe 實驗量測系統

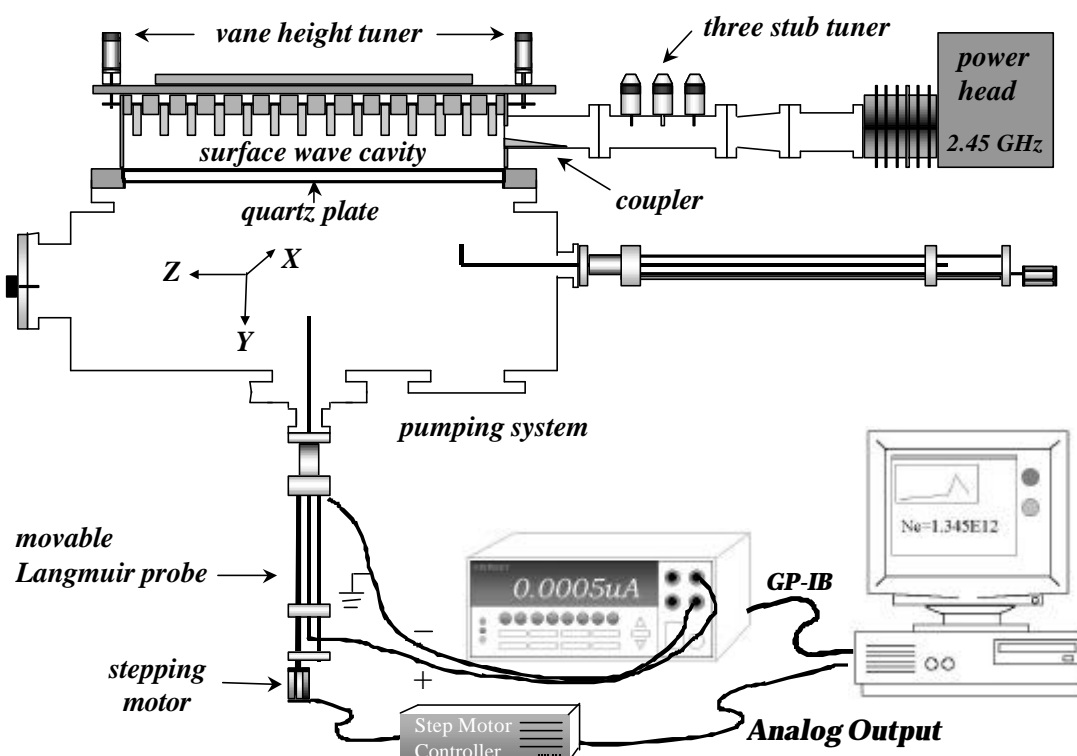


Fig. 2-2

實驗所用的裝置如上圖 Fig. 2-2，我們用三個方向的 Langmuir probe 量測電漿的空間三維分佈，後述實驗結果的方向定義如上圖所示。

Probe 由步進馬達推動，由電腦的 AD/DA 卡控制馬達的轉動。KEITHLEY 2400 programmable Source Meter 提供電壓源與量測電流，經 GP-IB 界面與電腦相連，傳回實驗資料。兩者皆由 LabView Graphical 語言控制，可以全自動量測。

步進馬達的位置誤差約在 0.5mm 左右。Source meter 電壓誤差在 5mV 以下，電流誤差在 $1\mu\text{A}$ 以下，probe 串聯電阻小於 0.5Ω 。一組 I-V 圖約需 40 sec，一個方向上的 profile 約量 50 至 100 點，約須半小時。

2.2.1 Langmuir probe 結構

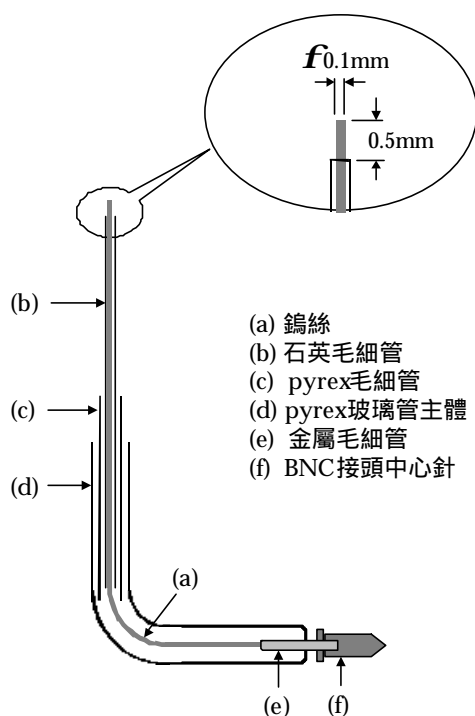


Fig. 2-3a

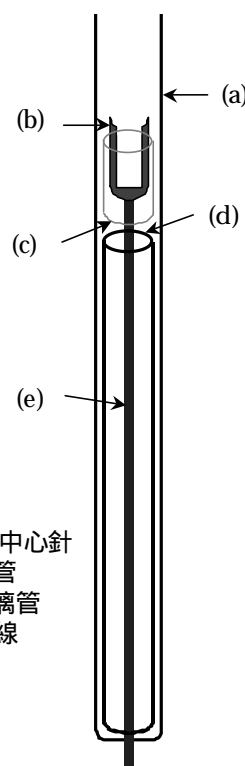


Fig. 2-3b

Probe 分為兩部份，探針頭(Fig. 2-3a)、及基座 (Fig. 2-3b)。

探針頭如圖，為一層層玻璃包覆鎢絲所成，僅露出前端一小段鎢絲，暴露在電漿中吸收粒子，後端由 BNC 中心 pin 的公端子與基座相接。與鎢絲最接近的內層以 0.15mm 石英玻璃毛細管包覆，所以在收集粒子時，會有少量由此漏進來，造成誤差，使量測值比真實情況高。探針頭的形狀、長短可依需求改變，有彎角也有直式。探針頭可抽換，損壞或遭污染時，可直接更新。在 RF 量測系統中，探針頭的設計還有其它的構形來協助引入電漿電位。

基座為一個簡單玻璃管，中穿銅導線將探針頭所收集的電流引出，後端用真空黏劑封住保持管內的真空，以一個 BNC 接頭中心 pin 的母端子，與探針頭相接，銅金屬小管在於保持母端子的中心對稱，方便銜接，內層玻璃管用處在探針頭插入時頂住母端子。

2.3 E-field 量測

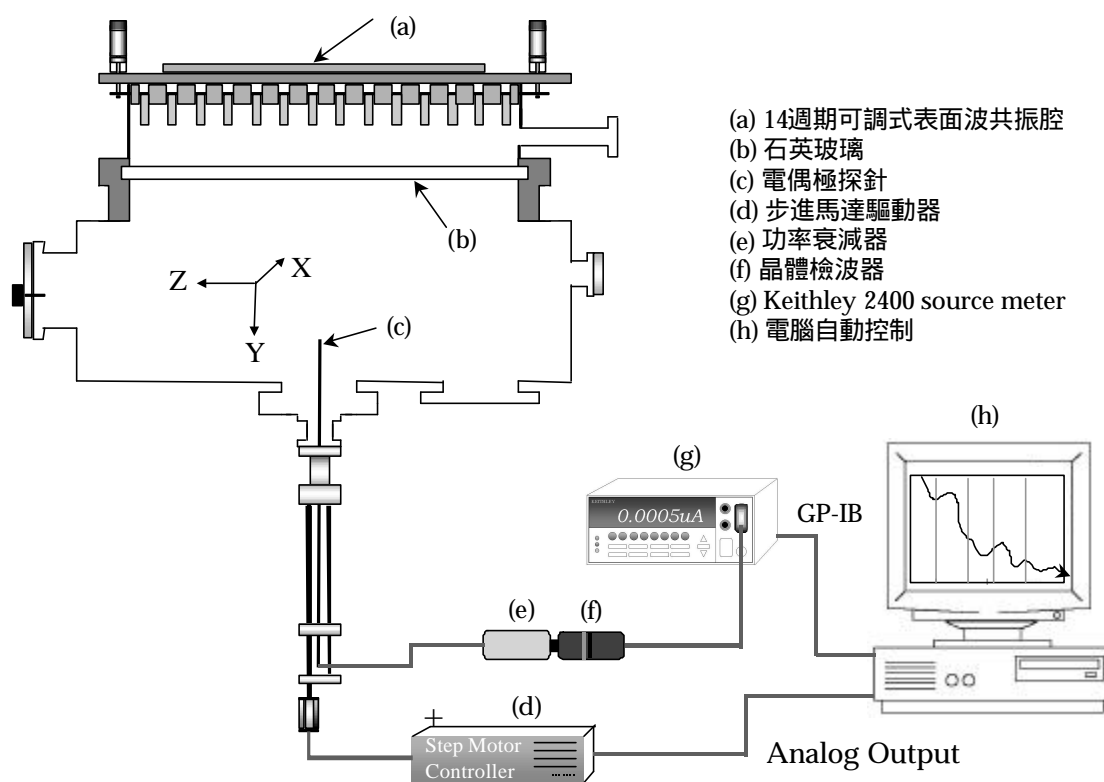


Fig. 2-4

為了量測電場的大小，我們採用 dipole 天線耦合的方式，將 local 所量到的電磁波經由 SMC semi-rigid coaxial cable 導出，由晶體檢波器量測電磁波的強度⁵。其因為我們的功率很高，所以在前面先經過 10dB 或 20dB 的衰減器，避免打壞晶體檢波器。量測系統如 Fig.2-4。

而電磁波探針的部份如 Fig. 2-5，由一個 SMC semi-rigid coaxial cable 將其頭部的的外層剝除，留下 4mm 的中心導線，就成了現成的 dipole antenna，外覆一個石英玻璃管，以隔絕真空。

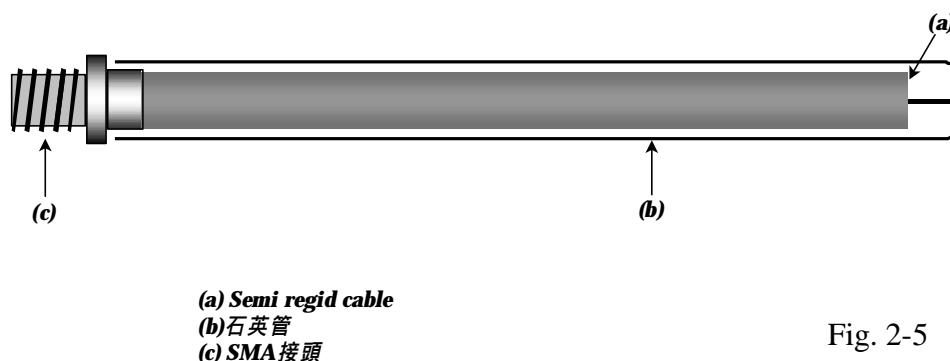


Fig. 2-5

有關 dipole 部份的電磁波耦合，在此簡述：

如下圖，同軸線所傳遞的是中心軸與外層的電壓差，這裡必需注意，外層導體不能接地，不然量到的就不是單純的 Local 電場。而在空間中的電場差，造成了如下 Fig.2-6，探針將其訊號導出，但空間中有 E_y 及 E_x 兩個方向的電場，都會在兩導體間產生貢獻：

$$V = \int E_y dy + \int E_x dx$$

假設電場在這個尺度下是局部均勻的，則第二項積分，因為幾何形狀對 y 軸對稱， x 方向上的電場貢獻和為零。所以量測到的訊號全都是 E_y 。

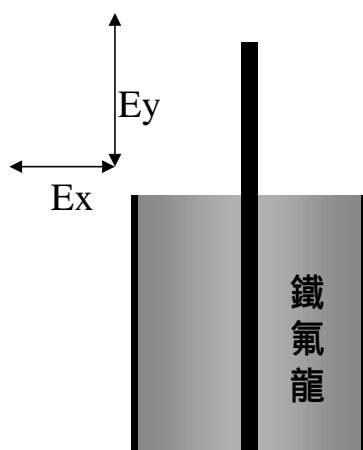


Fig. 2-6

上述的情況，經實驗以 X-band 的 horn 口量測，證實確實只會量到 y 方向的電磁波分量。

在我們的實際用尺寸中，中心 dipole 天線長 4mm，同軸 cable 直徑約 3.5mm。所以我們的空間解析度約為 4mm， y 方向上小於 4mm 的電場 peak 就無法分辨。在 x 方向上(或垂直 y 的方向上)則要求，電場在 3.5mm 內沒什麼劇烈的變化。

Chapter 3

電漿量測方法與分析原理

3.1 Langmuir Probe

我們量測電漿特性的是用 Langmuir Probe^{6,7}，其方法就是在電漿中伸進一個小電極，將其對地加上一個偏壓，電極會吸收或排斥電漿中的帶電粒子，我們量測其上電流對所加電壓的反應，對 I-V 圖進行分析以求得電漿中之電子能量分佈。

3.1.1 I-V curve 的特性^{1,8}

我們定義 Langmuir probe 的電壓電流如下圖 Fig. 3-1

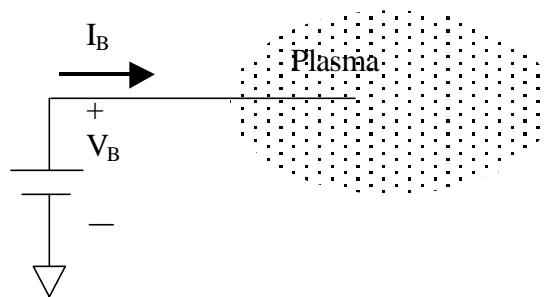


Fig. 3-1

一般的圓柱型 probe 的電流如下頁圖 Fig. 3-2，在 A 區，probe 的電壓遠低於電漿電位 V_p ，電子被排開，主要吸收到離子電流，設總電流為 J 。

$$J = en_s u_B A$$

n_s 為 sheath 邊界上的 density

u_B 為 Bohm velocity

A 為 sheath 的面積

對於平板式電極，A 對電壓為一個不變量，因此 I-V 圖在離子飽和電流區為一水平直線，對於其它凸多面體則為因為電壓差的增大而增加 sheath 厚度，A 也增加，所以可以看到如下圖離子電流隨 probe 電流的降低而微微增加。

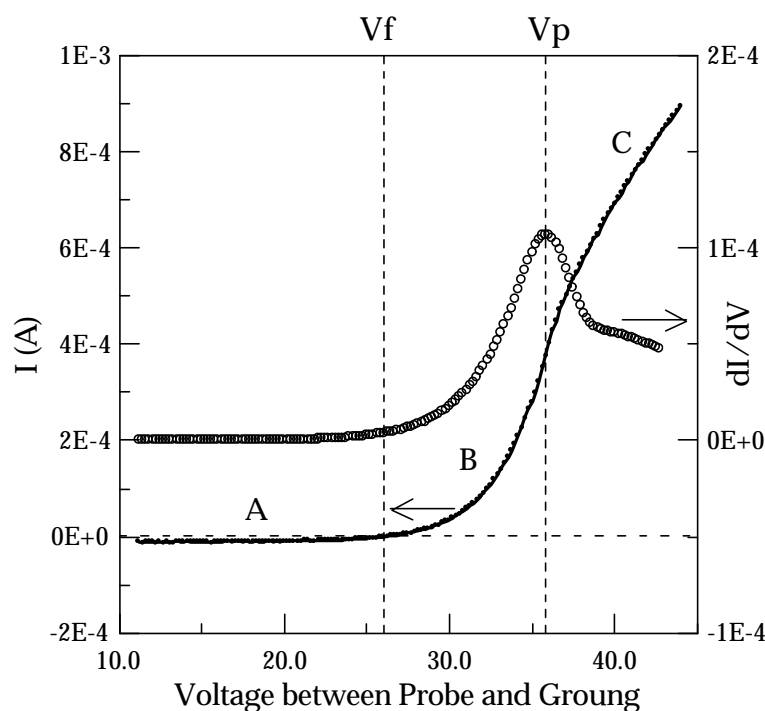


Fig. 3-2

而在 B 區，探針電位 V_B 接近電漿電位 V_p ，但仍小於電漿電位，。此時電流隨著電壓越接近電漿電位而大量的增加，這是因為探針電位仍小於電漿電位，電子仍被排斥，但電子有較大的動能，只要它可以克服排斥的位能，就可以到達 probe 表面被吸收，探針電壓越接近電漿電位時，動能越小的電子也就越能到達 probe 表面，但因為電漿中低能電子較多，所以隨著探針電壓越接近電漿電位，電流也快速的上升。在 $V_B = V_p$ 時，位能相同，sheath 厚度 $s \approx 0$ ，電子依自由熱運動到達表面。而當 $V_B = V_f$ 時， $I = I_e - I_i = 0$ ，電子電流與離子電流一樣大。我們在使用 I-V curve 計算電子能量分佈時，以 I 當做 I_e 用，假設 I_e 為 I 的主要貢獻，其可信的範圍從 V_p 到 V_f ，越接近 V_f 越不準，

但我們可以看到，即使是在離子飽和電流區的電流大小遠小於 V_p 到 V_f 這個區間的電流，所以我們可以將這個區間的 I 當做 I_e 來計算。一般常使用的判斷 V_p 為置方法，是將 I - V curve 做一次微分找最高值⁶，因為 I - V curve 的兩次微分正比於電子速率分佈， V_p 所對應的位置為速度為零的電子數，數量應該為零。該電壓處在二次微分時值應為零。一次微分斜率為零，為極大值。

在 C 區， $V_B > V_f$ ，對於離子呈現排斥，在這個區間離子電流幾乎可看作零，電子則被吸引而大量流進，但因為屏壁正偏壓的 sheath 的形成，電子電流也跟前述的離子飽和電流區一樣，由吸收面積來決定。同樣的 probe 電壓與電漿電位差越大，sheath 厚度越厚，所吸收到的電流也越大。

對於我們所用的短圓柱 probe ($a=0.1\text{mm}$ $d=0.5\text{mm}$)，其飽和電流一開使像圓柱形曲線，電壓加大後像球形曲線，如下圖 Fig. 3-3。⁸

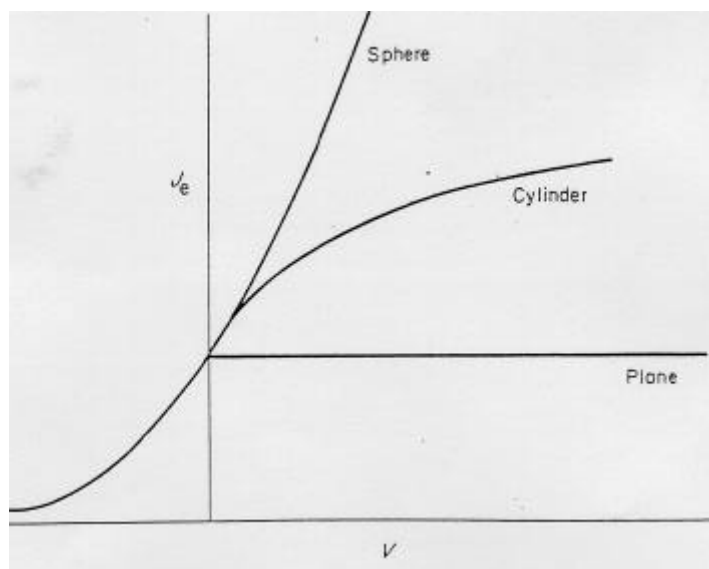


Fig. 3-3

2.1.2 I-V curve 的分析⁹

想要藉由分析 I-V curve 來得到電子的能量分佈狀況，就必需思考從 unperturbed 區域(sheath 以外)電子飛到 probe 在電流上所表現的行為。

考慮一個電子由一個初始位置 \vec{r}_0 速度 \vec{v}_0 ，經一段軌跡到達另一個位置 r 速度 v ，過程中不損失也不增加粒子數。則 r 位置的分佈函數只與原先位置的分佈函數有關。

$$F(\vec{r}, \vec{v}) = f(\vec{r}_0, \vec{v}_0)$$

又如果原位置是一個無方向性，均勻分佈的電漿，所以我們可以把電子分佈函數寫成

$$f(\vec{r}_0, \vec{v}_0) = f(v_0) = n_0 f_0\left(\frac{1}{2} m_e v_0^2\right)$$

此分佈與位置無關，只與電子本身的能量有關。

現在有一個 probe 上面加上電壓 $V_B < V_p$ ，形成一個被 perturbed 的區間，就是 sheath 的區域，如下圖 Fig. 3-4

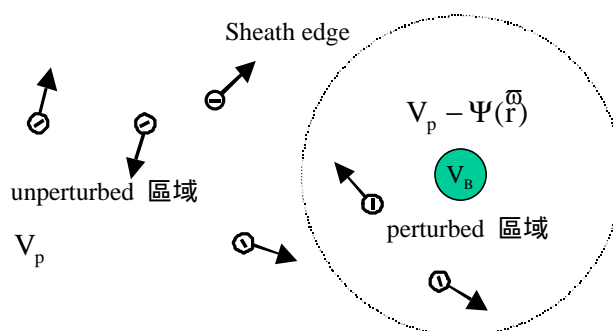


Fig. 3-4

定義在 perturbed 的區間(即 sheath 內)，空間上某一點的位能為 $V_p - \Psi(\vec{r})$ ，sheath 邊界上 $\Psi(\vec{r}) = 0$ ， $V_p - V_B = \Psi_B$ 。

因為能量守衡，動能加位能在進入 sheath 前後要相等。

$$\frac{1}{2}m_e V_0^2 = \frac{1}{2}m_e V^2(r) + e\Psi(\vec{r})$$

sheath 內的電子分佈可以寫成

$$F(\vec{r}, \vec{v}) = n_0 f_0 \left(\frac{1}{2} m_e v_0^2 + e\Psi(\vec{r}) \right)$$

就如同下圖 Fig.3-5a 一樣，被 perturbed 的區間比起 sheath 外是多了一個隨空間分佈的位能，造成電子的速度分佈含數不再跟位置無關。

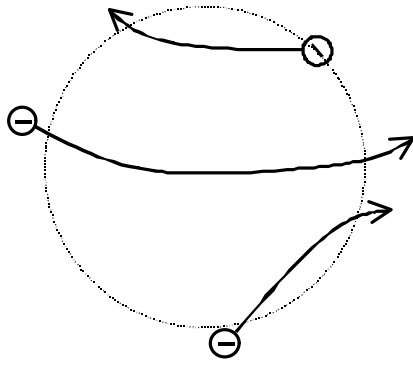


Fig. 3-5a

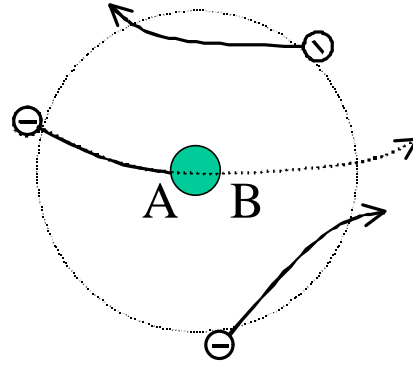


Fig. 3-5b

這樣我們將 probe 表面的位能代入前式就得到在 probe 表面上的分佈函數了，但這些電子是並不是都可以到達 probe 表面 如上圖 Fig. 3-5b，我們就可以看到，那些穿越 probe 本體的電子，只會在入射面 A 出現，到不了 B。但對於 B 點，這些電子仍然對上述的分佈函數有貢獻(比對左圖就很清楚了)，所以我們在計算 probe 吸收的總電子數時，必須將那些被遮避的電子排除。

考慮 probe 為一個凸多面體，normal 向量為 \vec{n} ， \vec{n} 與電子入射角夾 θ ，如下圖 Fig. 3-6

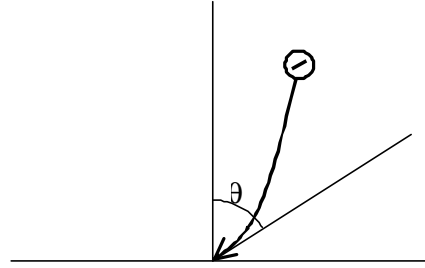


Fig. 3-6

因為電子在 sheath 中都是受到 probe 的排斥力，又因是凸多面體，所以我們只須考慮上半面入射的電子即可。而上半面入射的電子在 sheath 內的軌跡沒有發生電核的生成與消滅，都可以用

$$F(\vec{r}, \vec{v})_p = n_0 f_0 \left(\frac{1}{2} m_e v_0^2 + e\psi_B \right)$$

來表示 probe 上的電子分佈函數。

計算 probe 上的電流大小，假設 \vec{n} 與電子入射角夾 θ 就對應於速度空間中的 θ 角，對 probe 表面的分佈函數積分，只需積上半球

$$\begin{aligned} I_e &= e \int_S dA \int_{\cap} v \cos(\theta) F(\vec{r}, \vec{v}) d^3\vec{v} \\ &= e \int_S dA \int_{\cap} v_0 \cos(\theta) n_0 f_0 \left(\frac{1}{2} m_e v_0^2 + e\psi_B \right) v_0^2 \sin \theta dv d\theta d\phi \end{aligned}$$

$$\text{let } \epsilon = \frac{1}{2} m v_0^2 + e\psi_B$$

$$I_e = A_B \frac{2\pi e n_0}{m_e} \int_{e\psi_B}^{\infty} (\epsilon - e\psi_B) f_0(\epsilon) d\epsilon \quad A_B \text{ 是 probe 總面積}$$

$$\frac{\partial^2 I_e}{\partial (e\psi_B)^2} = A_B \frac{2\pi n_0 e^3}{m^2} f_0(e\psi_B) \quad *$$

$$*PS. \text{ If } G = \int_a^b g(a, x) dx \quad \text{then} \quad \frac{\partial G}{\partial a} = \int_a^b \left(\frac{\partial g}{\partial a} \right) dx - g(a, a) \quad ^1$$

由此，我們可以發現，將 I-V curve 對電壓做兩次微分後，可以得到正比於在 sheath 外面的電子能量分佈。這是非常 powerful 的，這樣我們可以很容易的經由簡單的凸多面體 probe 得到電漿中的電子能量分佈。

前述的導証，其精髓在於將複雜難以想像的 probe 表面電子分佈方程，從能量守衡的觀點將 sheath 外的電子分佈方程轉換過來，在積分時，選擇速度空間的上半球積分，再由後面的微分過程中，用特殊方程將其回歸 unperturbed 區域的原貌。

上面的結果

$$\frac{\partial^2 I_e}{\partial (e\psi_B)^2} = A_B \frac{2\pi n_0 e^3}{m^2} f_0(e\psi_B)$$

乍看之下似乎對 I-V curve 微分兩次後就得到了電子能量分佈函數，事實不然，跟據最前面的定義，微分兩次只是得到對於原先定義的電子速率分佈含數，如下圖 Fig. 3-7

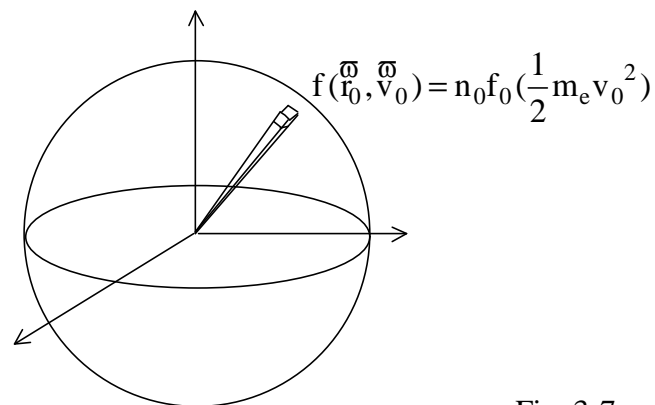


Fig. 3-7

實際應用時，為了明確表現不同能量的電子數，定義 EEDF (electron energy distribution function) $g_e(E)$

$$g_e(E)dE \equiv 4\pi\bar{v}^2 f(\bar{r}_0, \bar{v}_0) dv$$

就是為將電子分佈函數在速度空間對同樣速率的球殼作積分，其值就代表著某一特定動能的電子數量。單位為 (energy 體積)⁻¹。

另外定義 (electron energy probability function) $g_p(E)$

$$g_p(E) = E^{-0.5} g_e(E)$$

對於 Maxwellian distribution¹⁰ 的電子而言

$$g_p(E) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} n_e T_e^{-1.5} e^{-E/T_e}$$

當 $g_p(E)$ 對 E 做圖取 log 時，Maxwellian 分佈的會是一直線¹，如下圖 Fig. 3-8

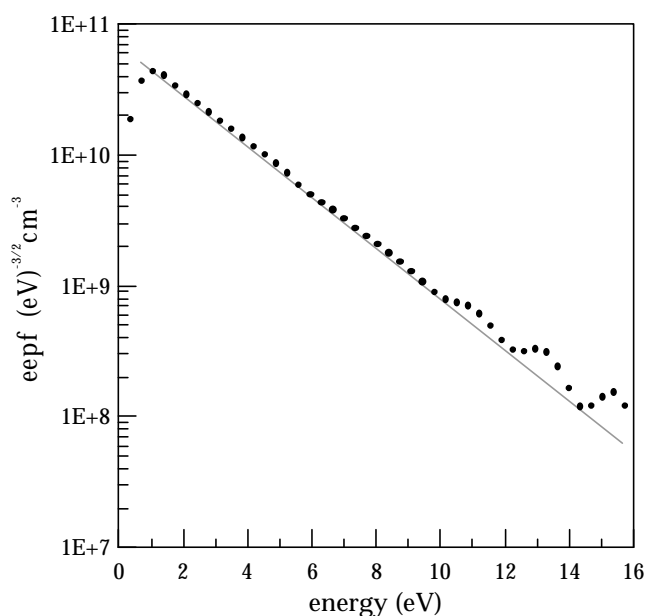


Fig. 3-8

這是一個很方便判斷電子是否因自相碰撞達成熱平衡而表現出 Maxwellian 分佈的方式，後述討論將會用到這個方法。

3.2 Langmuir Probe 適用範圍

前述的 I-V curve 到 EEDF 的導證，假設 probe 必須為凸多面體，我們的實驗中採用 0.1mm 直徑，長 0.5mm 的圓柱形鎢絲，符合理論要求，另外電子在從 unperturbed 區域進入 sheath 到 probe 表面的過程，不能有碰撞產生，以免影響電子經一段軌跡，沒有生成與消失 $F(\vec{r}, \vec{v}) = f(\vec{r}_0, \vec{v}_0)$ 的假設。為了檢驗實驗中條件是否符合，必須比較 sheath 厚度，電子的 mean free path，probe dimension 來確定電子進入 sheath 內後的軌跡不會發生碰撞。

下圖 Fig. 3-9 是用實驗值所計算的結果¹，電子發生最多的碰撞是與中性氣體發生彈性碰撞，計算其 mean free path λ_{el} 畫出如下圖，。至於 sheath 的厚度估計，大約幾個 Debye Length。由圖 Fig.3-9 可知，Debye Length 比 λ_{el} 小很多，基本上正向入射的電子都沒什麼機會被中性氣體撞到，所以我們的實驗是在可適用的範圍內。

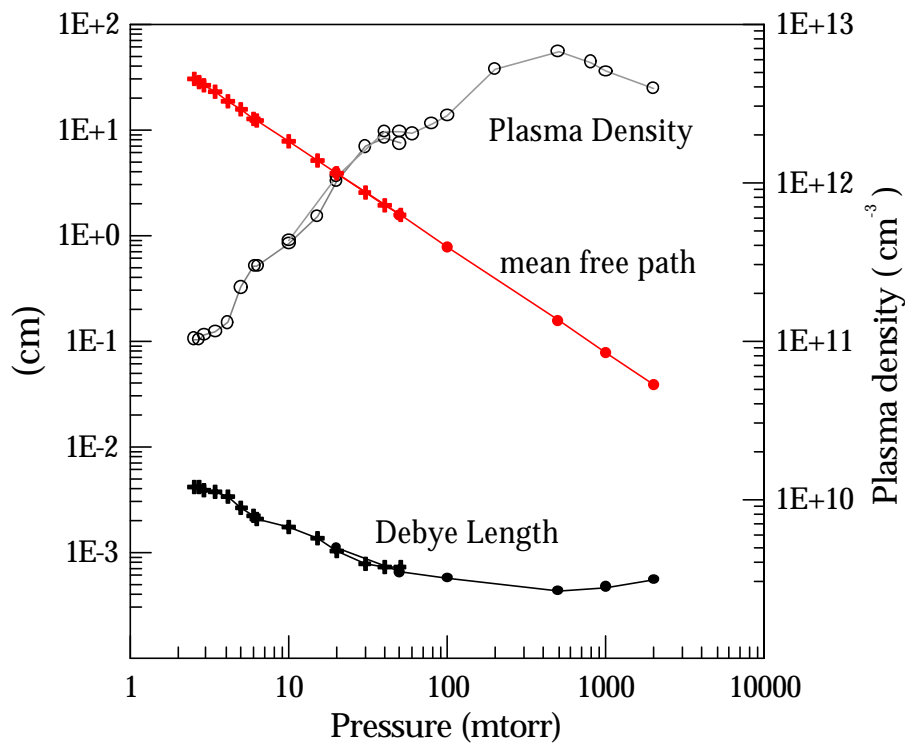


Fig. 3-9

Chapter 4

量測結果與分析

4.1 電漿整體性質

這節介紹我們實驗對象的整體性質，隨壓力及 power 改變而呈現電子溫度及電漿密度的變化，並提出合理的解釋。

4.1.1 電漿均勻度量測

我們量測離子飽和電流來表示均勻度，將 probe 偏壓在離子飽和電流區，量測離子電流。直覺的想，當 plasma density 越大，吸引到的電流也越多。因此可以當做表現電漿密度的一個指標。

下圖 Fig. 3-1 是我們在 x 方向上的離子電流，可以看到在中央至少一半以上的區域，電漿都是很均勻的。

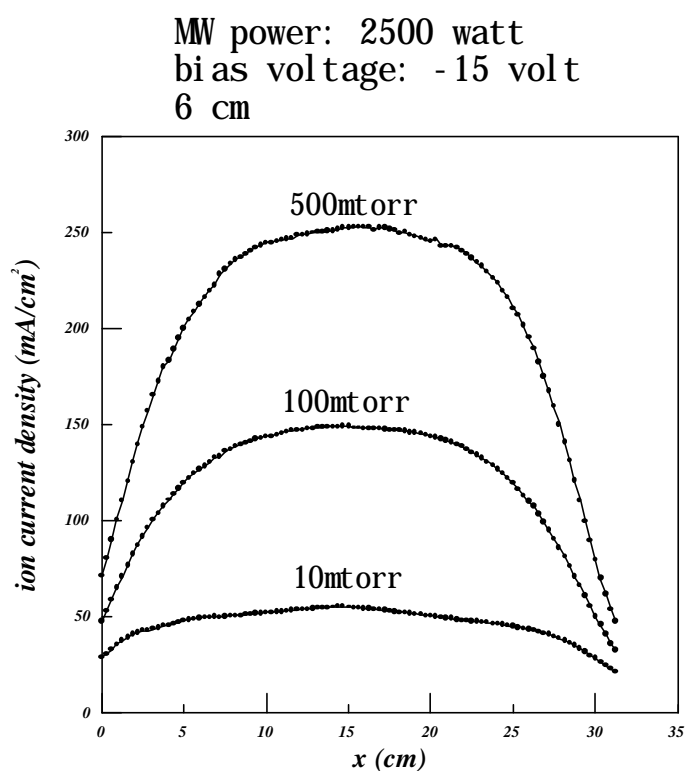


Fig. 4-1

另外， z 方向上的電漿均勻度也是一樣，由下圖 Fig. 4-2 看得出來，也是一樣在一個很大的區間，都很均勻。

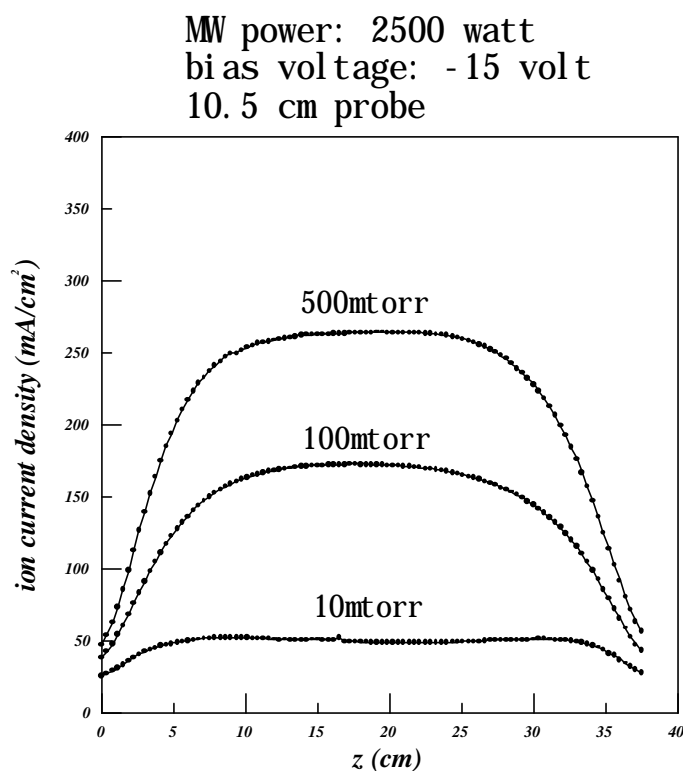


Fig. 4-2

在 y 方向我們直接以量測每一個空間點上的 I-V curve 來計算 density，如下圖 Fig. 4-3 是隨位置而變的 density 分佈。

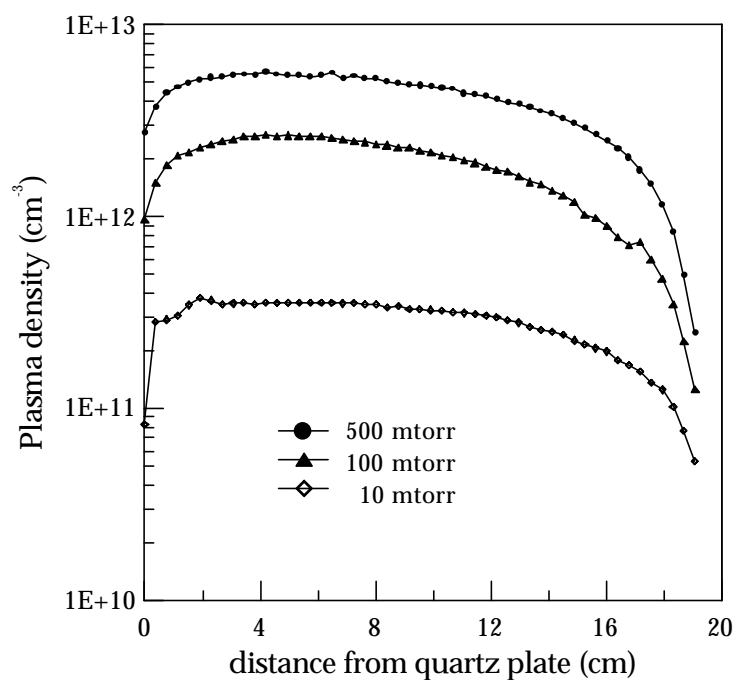


Fig. 4-3

由前述的三個方向上，電漿分佈的情況來看，我們的實驗環境非常好，在一個很大的體電漿區間，電漿是均勻分佈的，這對實驗有很大的幫助，後面的論述除了隨位置而變的現象外，所有的電漿整體性質，都是以中央軸上(x, z 方向上的中間)，y 方向約 6cm 處(由上頁圖 Fig. 4-3 可知，這個位置約在 y 方向的 density 分佈的最高點左右，而且也是平坦區)所量到的電漿密度，溫度，電漿電位，碰撞頻率當做電漿的整體性質的描述。

4.1.2 Diffusion

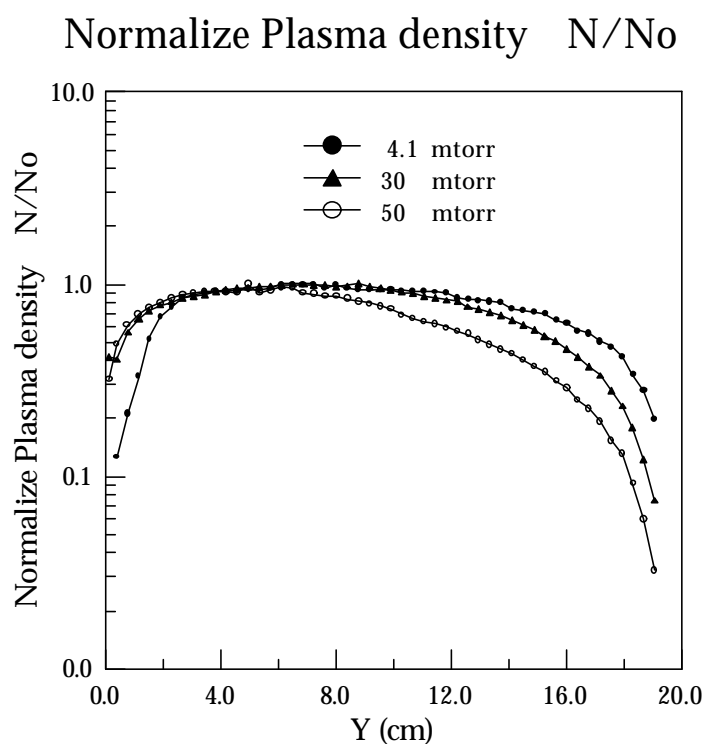


Fig. 4-4

低壓時的擴散效應，決定於離子與中性氣體間碰撞的 mean free path λ_i ，當 λ_i 越長，離子可以跑得越遠，擴散的更開來。如上圖 Fig. 4-4，可以看到較低壓時中性氣體較少，ion 碰撞的機會較小， λ_i 較大，電漿比較能擴散開來。¹

4.1.3 隨壓力而變的電子溫度

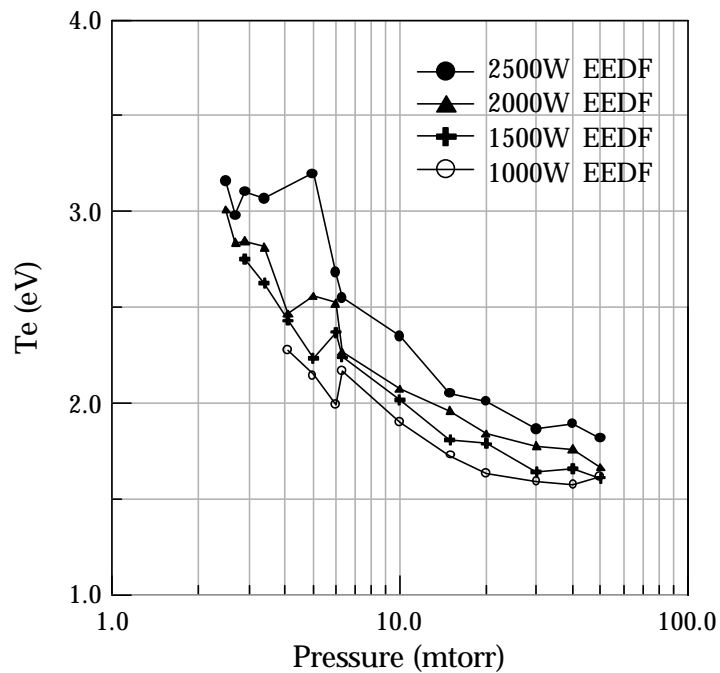


Fig. 4-5

上圖 Fig.4-5 顯示由 6.3 mtorr 到 50 mtorr 的 T_e 隨壓力的關係。這組資料是在前述的 density 平坦區所求得的，所以可當做電漿整體性質的表現，由量測可發現，在 3 mtorr 到 50 mtorr 之間，隨著壓力的上昇， T_e 也跟著下降，其理由可由粒子數守衡來解釋。¹

設想一個均勻的體電漿，Plasma density 為 n_0 ，Bohm velocity 為 u_B ，ionization rate constant 為 $K_{iz}(T_e)$ ，中性氣體密度為 n_g ，總體積為 V ，Boundary 面積為 A 。

要求離子數守衡，產生率要等於損失率。

$$K_{iz}(T_e) n_g n_0 V = n_0 u_B A$$

左項為電漿體中產生的粒子數，右為從邊界跑出去的粒子數

$$\frac{K_{iz}(T_e)}{u_B} = \frac{1}{n_g} \frac{V}{A}$$

$$\text{而 } K_{iz}(T_e) = C_1 \times \left(1 + \frac{2T_e}{\epsilon_{iz}}\right) e^{-\epsilon_{iz}/T_e} \approx C_2 e^{-\epsilon_{iz}/T_e} \quad u_B = \sqrt{\frac{eT_e}{M}}$$

$$\frac{K_{iz}(T_e)}{u_B} \propto \frac{e^{-\epsilon_{iz}/T_e}}{T_e^{1/2}}$$

當氣壓上升時， n_g 上升，則 T_e 必需下降，以維持粒子數平衡。

為了明確的證明 T_e 下降為如上所述的原因，今計算 $\frac{K_{iz}(T_e)}{u_B}$ 的倒

數 $\frac{e^{-\epsilon_{iz}/T_e}}{T_e^{1/2}}$ 與氣壓做圖，將 Ar 的 $\epsilon_{iz}=15.76\text{V}$ 代入¹，結果如下

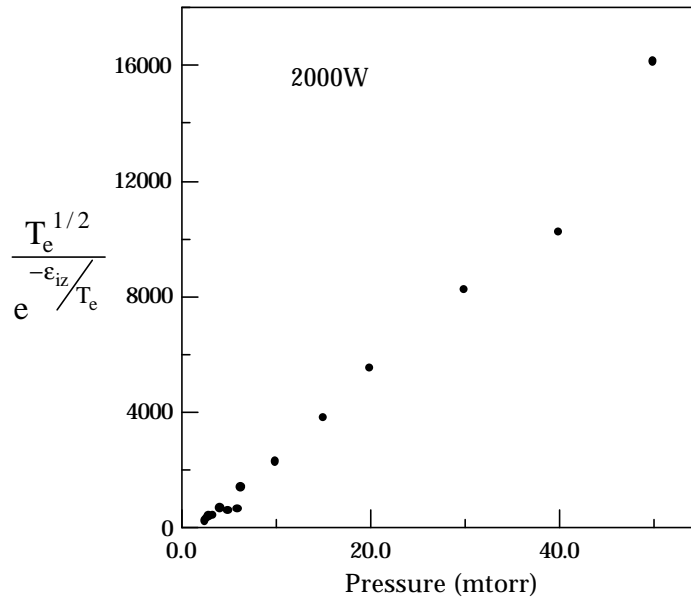


Fig. 4-6

由此見圖 Fig. 4-6 呈一直線正比，證明 T_e 真的是由粒子數守衡來決定，而且可以看出我們的電漿有效體積與面積在這個過程中沒有太大的改變，可以視為常數。

4.1.4 隨壓力改變 density 的變化

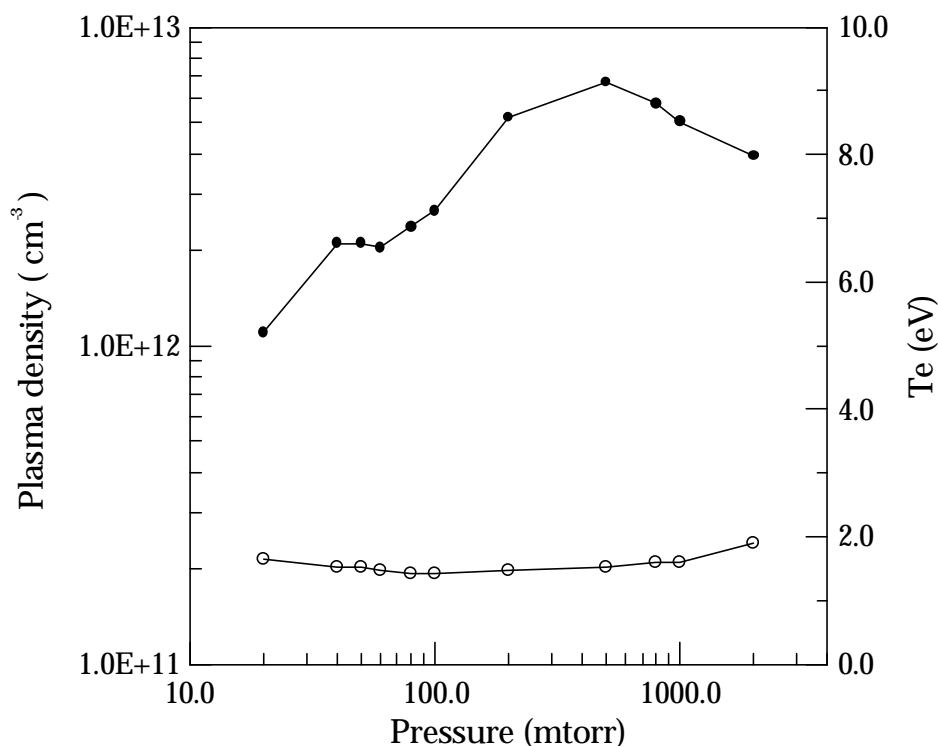


Fig. 4-7

由上圖 Fig. 4-7，我們可以看到，當壓力越高時，density 也越高，而較高的 power 也有較高的 density。但到達約 500 mtorr 時到達最高點，之後又下降。這可以由 Ohmic Heating 能量吸收機制及整體系統能量守衡來解釋。¹

如果每一個 ion 由電漿系統中消失，損失能量 ϵ_T

則就整個電漿系統而言，所吸收的能量要等於損失的能量

$$P_{\text{abs}} = en_s u_B A \epsilon_T$$

上式中損失項等於 Flux 乘上有效損失面積及單一損耗能量。假設 A 在增加壓力的過程中不太改變。如圖所示，在這個區間電子溫度 T_e 並沒有什麼變化，所以 ϵ_T 及 u_B 也可以視為定值。

$$n_0 \propto n_s \propto P_{\text{abs}}$$

電漿密度就直接與所吸收的 power 成正比。

為了計算所吸收的 power，我們藉由 Ohmic Heating 的概念。由理論得知電漿的電導可寫成

$$\sigma_p = \frac{\epsilon_0 \omega_{pe}^2}{j\omega + \nu_m} = \frac{e^2 n_e}{m(j\omega + \nu_m)}$$

一個隨時間空間交變的電磁波在其間行進，能量吸收為

$$P_{abs} = \frac{1}{T} \int_0^T \mathbf{J}(t) \cdot \mathbf{E}(t) dt = \frac{1}{2} \text{Re}(\mathbf{J}^* \cdot \mathbf{E})$$

將 $\mathbf{J} = (\sigma_p - j\omega\epsilon_0)\mathbf{E}$ 及 σ_p 代入

$$\frac{1}{2} \text{Re}(\mathbf{J}^* \cdot \mathbf{E}) = \frac{1}{2} |\mathbf{E}|^2 \frac{e^2}{m_e} \frac{\nu_m}{\omega^2 + \nu_m^2}$$

上式在 $\omega = \nu_m$ 時有極大值，此時在相同的電場下，由電磁能轉換成熱能的效率最高。

想像一個 free electron 在電磁波場中，因為電子受電場而被加速，但經過一個週期後，電子又被拉回原本的狀態，動能沒有改變，電子並不能得到電磁波的能量。

但如果在同時，有與中性粒子的彈性碰撞存在，因為中性氣體的質量遠大於電子，所以碰撞後動能變化不大，但可以得到一個方向上的改變，對於電子與電磁波的交互作用，就像是改變相位一樣，電子才有機會累積能量，從電磁波上得到能量的轉換。

當 $\omega \gg \nu_m$ 時，對電子而言，在一次的碰撞間隔間已被電場振盪多次，但沒有足夠的碰撞提供相位的改變，所以電子沒有辦法有效率的吸收能量。當 $\omega \ll \nu_m$ 時，美一次撞間隔內，只被電場短暫的加速，得不到多少電磁波的能量，而且多次的碰撞又損失較多的能量，所以上述兩種情況都沒辦法得到較有效率的能量轉換。

由實驗所量得的電子能量分佈，我們的電子能量主要分佈在 8eV 以下，最高峰大約在 1 至 3eV 間，Fig. 4-8。

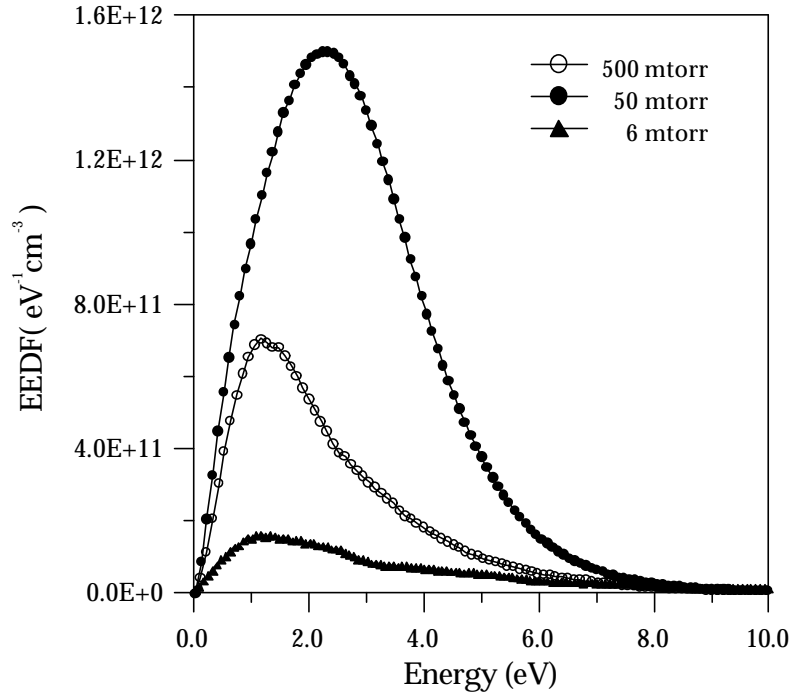


Fig. 4-8

而根據 Reference [11]對碰撞頻率的描述，在電子能量 T_e 介於 1~10eV 時，碰撞頻率可以近似於

$$\nu_m = 2\pi \times 5.3 \times 10^9 \times P(\text{torr})$$

將 ν_m 代入公式

$$P_{\text{abs}} \propto \frac{\nu_m}{\omega^2 + \nu_m^2}$$

可以得到隨氣壓變化 power 吸收的效率

而我們的使用 2.45GHz 的微波源，在壓力 $P = 0.47 \text{ torr}$ 時，可得

$\nu_m = 2\pi \times 2.45 \times 10^9$ ，能量吸收效率最高。

下圖 Fig. 4-9 是我們在將上述碰撞頻率常數，代入 Ohmic Heating 的公式計算 P_{abs} 的結果。我們將實驗質對最高密度歸一化，以及將 P_{abs} 也對其峰值歸一化，將兩者比對，可以清楚的發現，與實整體趨勢大致相同。

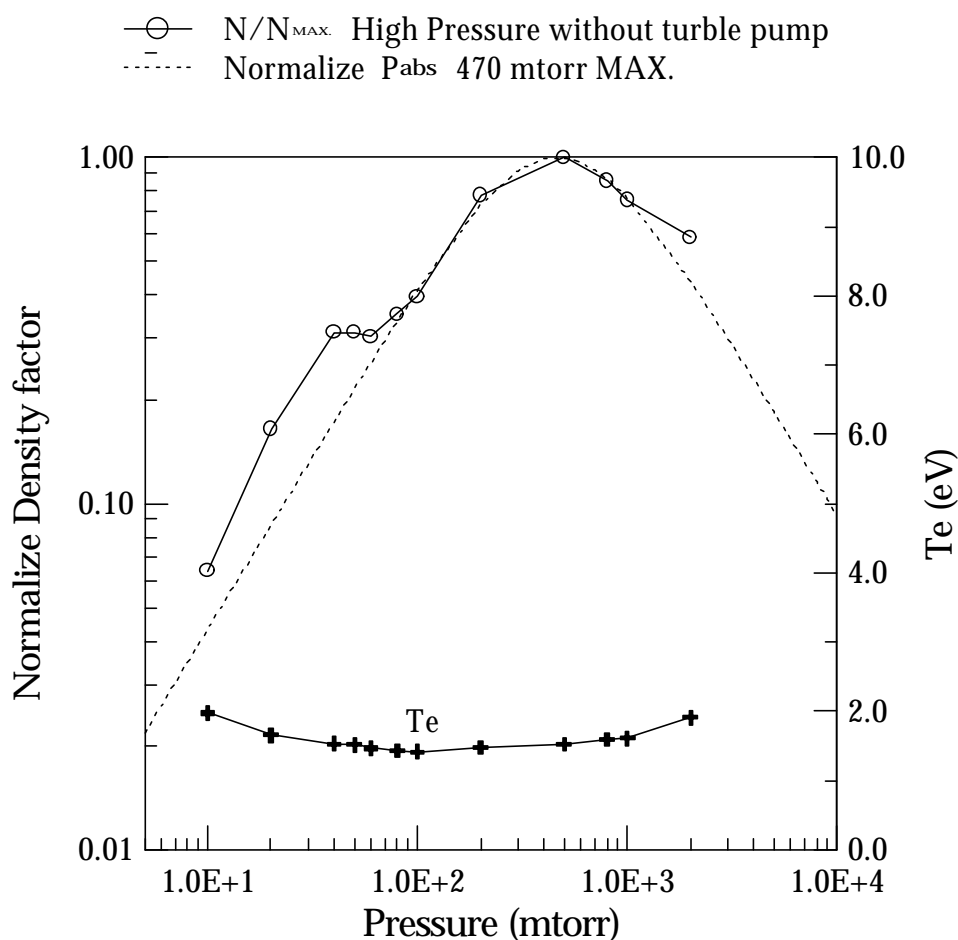


Fig. 4-9

由此可以看到，在我們的微波電漿源中，高氣壓可以看到因為 $\omega = \nu_m$ 而造成的高效率能量轉換，而出現的 density 極大值。因此可以說，在本電漿系統中，Ohmic Heating 為主要的能量轉換機制，它決定了電漿密度隨壓力變化的整體趨勢。

但可以觀察到，在離開最高峰後，電漿密度都比預期的大，這是因為 T_e 並非預期中的定值，由 Fig. 4-9 中下半部的電子溫度可見，在 100 mtorr 時電子溫度最低。而在 $P_{abs} = en_s u_B A \epsilon_T$ 式中， u_B 與 ϵ_T 都是電子溫度的含數

$$u_B \propto \sqrt{T_e}$$

$$\epsilon_T \equiv \epsilon_c + 2T_e + \epsilon_i \approx \epsilon_c$$

ϵ_T 為美一對電子與離子離開電漿體的能量損失，它等於產生一次游離所需能量 ϵ_c 加上電子與離子的動能。而 ϵ_c (產生一次游離的平均能量)，它會隨 T_e 的上升快速下降，如下圖 Fig. 4-10，所以當溫度微微上升時， $u_B \epsilon_T$ 的總效應會下降，造成電漿密度較高。¹

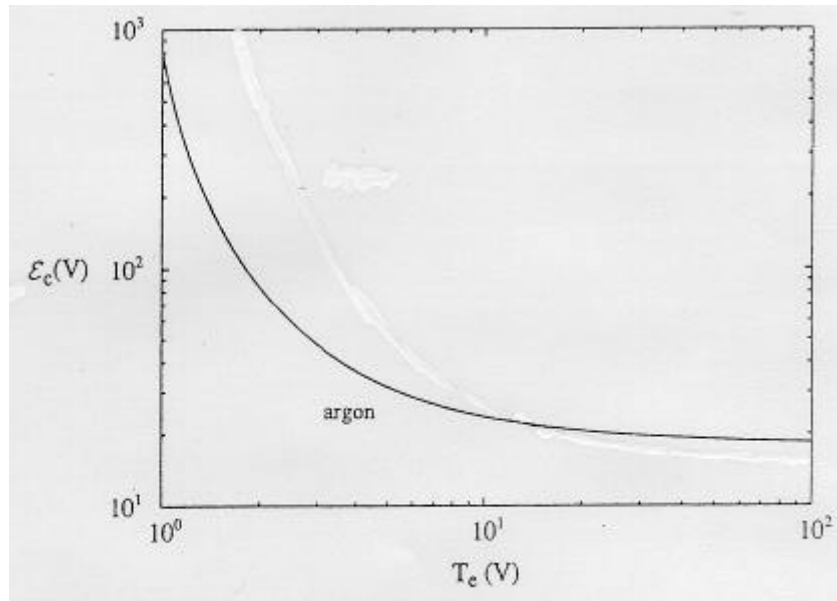


Fig. 4-10

4.1.5 Density 隨增加 Power 上升

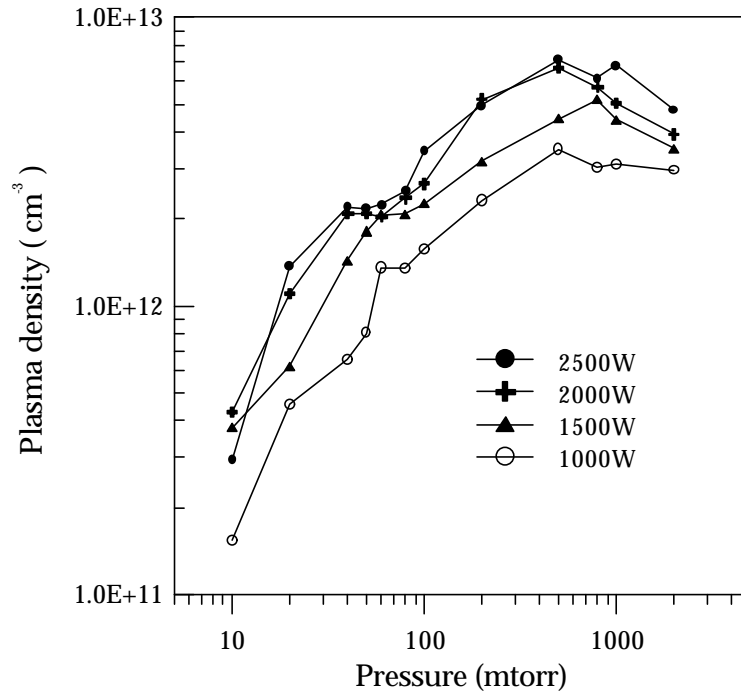


Fig. 4-11

從上圖 Fig. 4-11 中不同 power 的電漿密度曲線，也可以發現隨 power 的上升，density 也上升。

因為改變 power 不會改變 ion 的 mean free path，不會影響碰撞頻率。但會直接影響 Ohmic Heating 的公式中電場大小

$$P_{\text{abs}} = \frac{1}{2} |\vec{E}|^2 \frac{e^2}{m_e} \frac{v_m}{\omega^2 + v_m^2}$$

所以增加電磁波 power 會加大 E 場大小而增加 P_{abs}

$$P_{\text{abs}} = en_s u_B A \epsilon_T$$

電漿密度也上升，但不是無限的增加 power 就有用，這也可以由實驗結果看出，在 2500W，密度似乎上不去了，這是因為輸入功率並不一定都轉換成吸收功率，Power 吸收能力大概在 2500 時飽和了。

4.2 電漿共振現象

4.2.1 電漿共振的成因

對於電磁波，我們可以把電漿看成介電質，當電磁波頻率遠大電漿振盪頻率時，於其介電常數可以寫做

$$\epsilon_p = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad \omega_p \cong \omega_{pe} = \sqrt{\frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 m_e}}$$

$$f_{pe} = \frac{\omega_{pe}}{2\pi} \approx 9000 \sqrt{n_e} \text{ Hz}$$

ω 為電磁波角頻率

$$\omega_p < \omega \quad \epsilon_p < 1$$

電磁波以比自由空間中波長還長的波長行進

$$\omega_p > \omega \quad \epsilon_p < 0$$

電磁波無法傳遞，只能隨空間遞減

但電磁波在由 $\epsilon_p < 1$ 進入 $\epsilon_p < 0$ 時，會經過一個 $\epsilon_p = 0$ 的界面，我們知道 $D = \epsilon E$ ，且 normal 方向上 D 要連續，所以 $\epsilon_p \rightarrow 0$ 時 $E \rightarrow \infty$ ，但當存在損耗時， E 可以是一個有限的值。¹²

從另一方面來說，電漿振盪意指當電漿中有一瞬間的不平衡(例如瞬間電不中性，瞬間電場產生)發生時，電漿中的帶電粒子會受力而離開原先的平衡位置，驅向使電漿回復新平衡的狀態，但因為慣性的原故，這些粒子在到達新平衡位置後會衝過頭，形成一個來回振盪的現象，稱之為 Plasma oscillation，其頻率就定義為 ω_p 。對電子而言就是 ω_e ，而 $\omega_p \approx \omega_e$ 。在有碰撞的情形下可因碰撞而衰減，無碰撞時也可經由 Landau damping 衰減。²

試著想像，當外加 driving force 的頻率 $\omega = \omega_p$ 時，就會形成共振，且會一直將粒子加速到無限大，也就是電場無限大。但在有阻尼時，在此為碰撞，電場就是一個有限的值。當阻尼小時，亦即碰撞不多(低氣壓時)，我們可以看到一個空間上 local 的電場極大。

在我們實驗室中，提供了一個很特別的環境，如下圖 Fig. 4-12

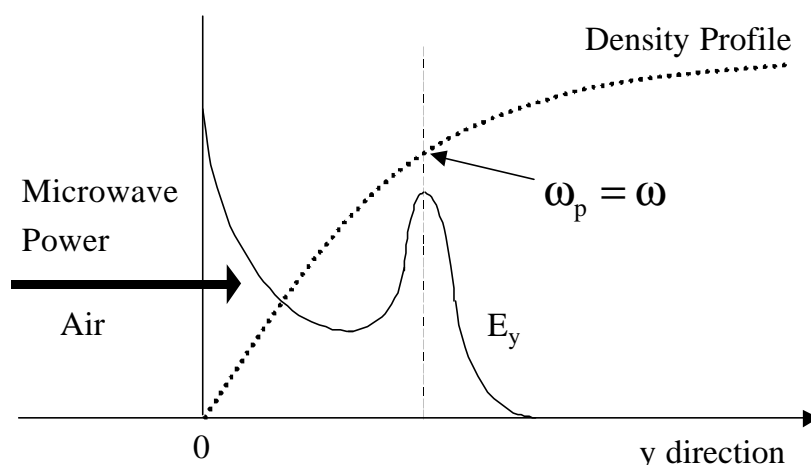
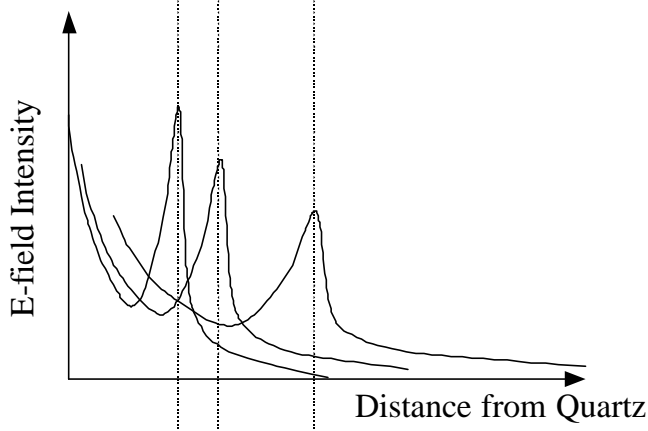
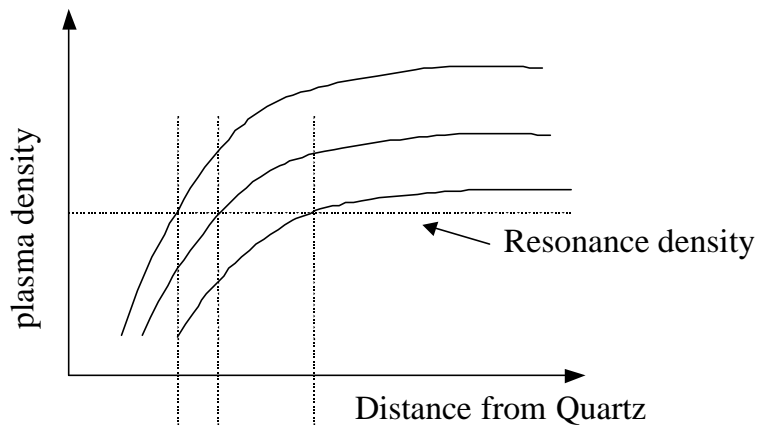


Fig. 4-12

當微波由左向右進入真空腔產生電漿後，因為邊界效應，邊界上電漿密度必需為零，因此在 A 區會有一個密度的 gradient，電漿密度會由 n_0 降到零，因此造就了一個隨空間位置而改變電漿密度的區間，亦即提供了一個隨空間變化的 ω_p 的座標。當我們固定微波頻率 ω ，當某一位置的電漿密度等於共振密度時就可以發生微波與電漿共振，可看到電場的 Local 極大值。此時 $\omega = \omega_p$ ，對應的 density 為 n_R 。在我們的實驗條件下， $\omega = 2\pi \times 2.45 \times 10^9$ ，所對應的 $n_R = 7.4 \times 10^{10} (\text{cm}^{-3})$ 。

4.2.2 電場共振峰的特性



在不同的條件下，電漿密度分佈會有所不同，如上圖 Fig. 4-13a，越大的微波能量及越高的氣壓會有較高的電漿密度，邊上的電漿密度斜率也越大，也越逼近邊界。因此如果我們的電漿共振只發生在一個特定的電漿密度，則其造成的電場 Local 極大也會跟著移動，如上圖 Fig. 4-13b，所以我們在實驗中應該可以觀察到電場 peak 隨實驗條件的不同而移動。

另外電場共振的 Q 值(quality factor)，與電漿密度變化成正比(原因後述)，與氣壓成反比(因為碰撞造成能量損耗)。所以我們也可以看到電場共振峰的高度與寬度的變化。

4.2.3 實驗量測

實驗裝置如第二章所述之 Langmuir Probe , 及 SMA semi-rigid coaxial-cable 所製作的 dipole antenna , 由遠離石英玻璃窗的電漿下邊界伸入 , 如下圖 Fig. 4-14 所示 , 量測 y 方向上的電漿特性與電磁波的電場大小分佈。

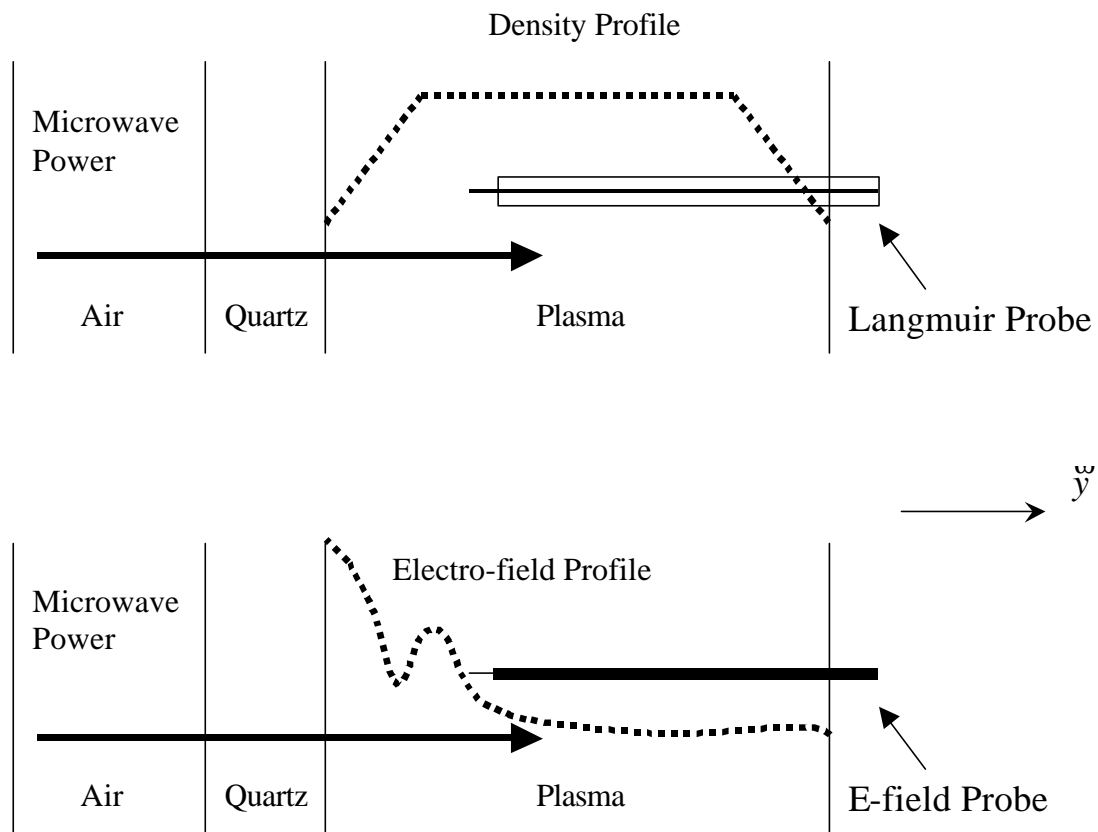


Fig. 4-14

兩隻探針所量到的均為 Local 的量值 , Langmuir Probe 所得為 isotropic Plasma density distribution。量 E-field 的 coaxial-cable 所量到為電磁波電場的 y 方向分量。

4.2.4 電漿共振密度

因此我們設計以下兩組實驗：(1)固定 Power，改變 Pressure。(2)固定 Pressure，改變 Power。來觀察 E_{MAX} 所對應的 density 之變化。

(1) 固定 Power，改變 Pressure

今選擇 2000W 的狀況,在 2.9 mtorr 及 3.4 mtorr 時量測 y 方向(方向定義同前述)，由石英板往電漿中心區的 Plasma density 及電場 E_y 強度。結果如下圖 Fig. 4-15。可以看到電場強度大致上是隨遠離石英板而衰減。選擇離石英板最遠的一個電場 local Max.(原因後述)，比對其位置所對應的 Plasma density，2.9 mtorr 為 $1.08 \times 10^{11}(\text{cm}^{-3})$ ，3.4 mtorr 為 $1.11 \times 10^{11}(\text{cm}^{-3})$ ，兩者幾乎是一樣的。

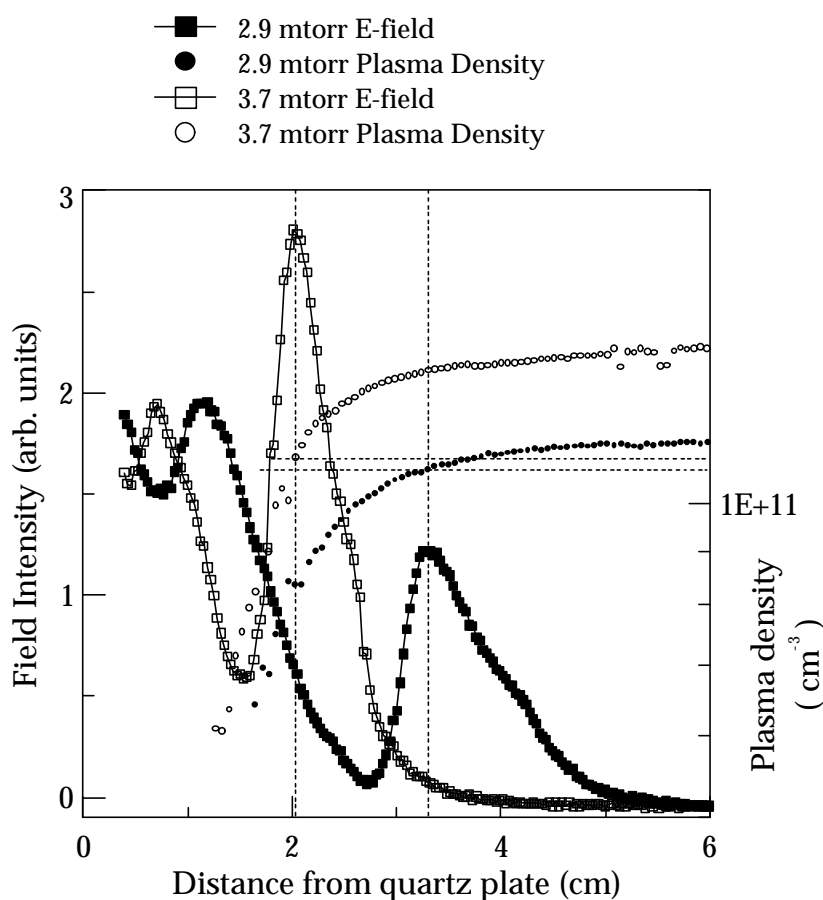


Fig. 4-15

上述的實驗結果這說明造成電場 Local Max 的原因，與 power 無關，所在位置的 Plasma Density 才是主要的決定條件。

但是實驗結果確與理論預測的 $n_R = 7.4 \times 10^{10} (\text{cm}^{-3})$ 有差異，這原因是 Langmuir Probe 量測的系統誤差。雖然在此無法直接就證明這點完全的就符合共振的條件，但說明了在特定的電漿密度下，電磁波在此有一特別的電場 Local Max.。與操做氣壓無關，也與電漿的整體分佈無關。

(2) 固定 Pressure，改變 Power

在 4 mtorr 的狀況下，改變 power 從 1800W 到 1000W，同前量測 Plasma density 及電場 E_y 強度。今劃出其中兩組數據，結果如下圖 Fig. 4-16。

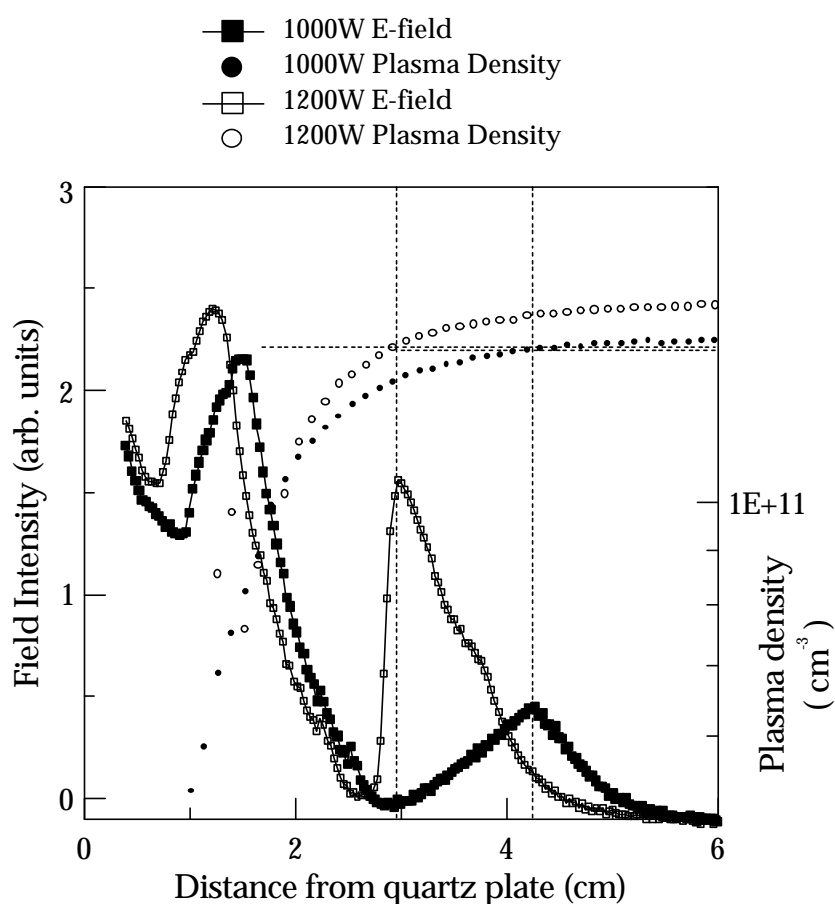


Fig. 4-16

追蹤電場最後一個 E-field peak，比對 Plasma density Profile，其值落都在 $n = (1.41 \pm 0.03) \times 10^{11} (\text{cm}^{-3})$ 這個區間。所以這組實驗也說明了，造成 E-field Local Max 的原因，與射入微波 Power 無關，只與所在位置的 density 有關。

但這組的實驗數據，約 $n = 1.41 \times 10^{11} (\text{cm}^{-3})$ 的特定 density 確與前一組實驗不同 $n = 1.1 \times 10^{11} (\text{cm}^{-3})$ ，這原因是這兩組實驗所用的 Langmuir Probe 不是同一隻，此為量測的系統誤差。

跟據以上兩組實驗，我們得到一個結論：造成我們所見的 E-field Local Max. 與 Power 及 Pressure 無關，只與所在的 density 有關，且都只發生在同一個特定的 Density，所以我們可以說，以上兩組實驗的 density 應該對應於同一個真實的 density 就是 $n_R = 7.4 \times 10^{10} (\text{cm}^{-3})$ 。

而實驗值都比所預期的還大，這也符合第二章提到的 probe 收集電流誤差，及第三章所提的引入離子電流誤差，這兩者都造成量測值大於實際值。

4.2.5 電場共振峰的性質

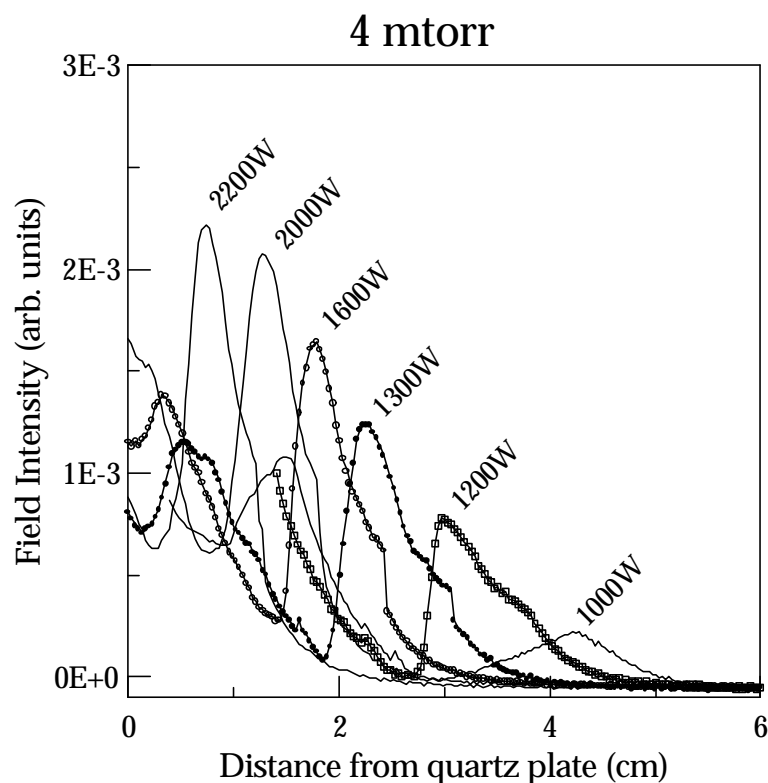


Fig. 4-17

從上圖 Fig. 4-17，固定壓力，改變 power 可以看到，電場 Local 極大的峰值隨 power 上升而變高，關於電場高峰的特性分析，有人已經計算過對一個不均勻電漿斜向入射一個電磁波，其結果也適用於我們的表面波在電漿的行為。今引用這篇論文 Reference [4]的結果來解釋我們的實驗現象。

其計算假設在發生共振的區域，Density 呈線性變化，提供損耗的碰撞其碰撞頻率不變，則電漿的介電常數可寫成

$$\epsilon_p(y) = -ay - i \frac{v}{\omega} = -ay - is$$

a 就是 Density 隨空間的變化斜率

則 y 方向上的電場隨 y 變化為

$$|E_Y| = \sqrt{\frac{2}{\pi\rho}} \frac{1}{|ay + is|} e^{-s_0}$$

$$S_o = \frac{2}{3} \frac{\omega}{ca} q^3 \quad q \equiv \frac{\beta}{\beta_0} \quad \rho = \frac{\omega}{ca}$$

當電漿密度的變化大時，電場將較大，且有較窄的寬度

上式的結果，可以形容成電場共振的 Q 值，與電漿密度空間變化率一起上升下降，與氣壓則顛倒。

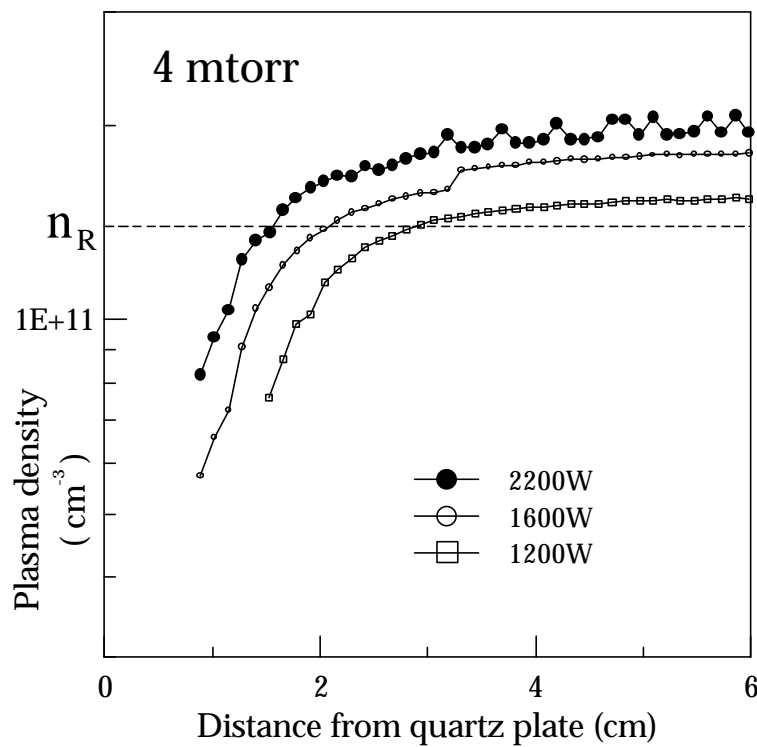


Fig. 4-18

由上圖 Fig. 4-18 可見，Power 越高，Density profile 越逼近石英玻璃，仔細觀察 Plasma Density $\approx n_R$ 的位置，其 Density 的變化量也越大，共振所造成的電場也越大，電場隨 y 方向分佈也越窄。

另外觀察固定 Power 在 2000W，改變壓力的實驗，我們也可以觀察到電場的圖形隨壓力升高而變窄，如下圖 Fig. 4-19，但確沒有一直變高，這是因為增高壓力還會增加碰撞頻慮而增大損失項，所以電場最高值沒有一直增加。但有隨壓力曾加而變窄。

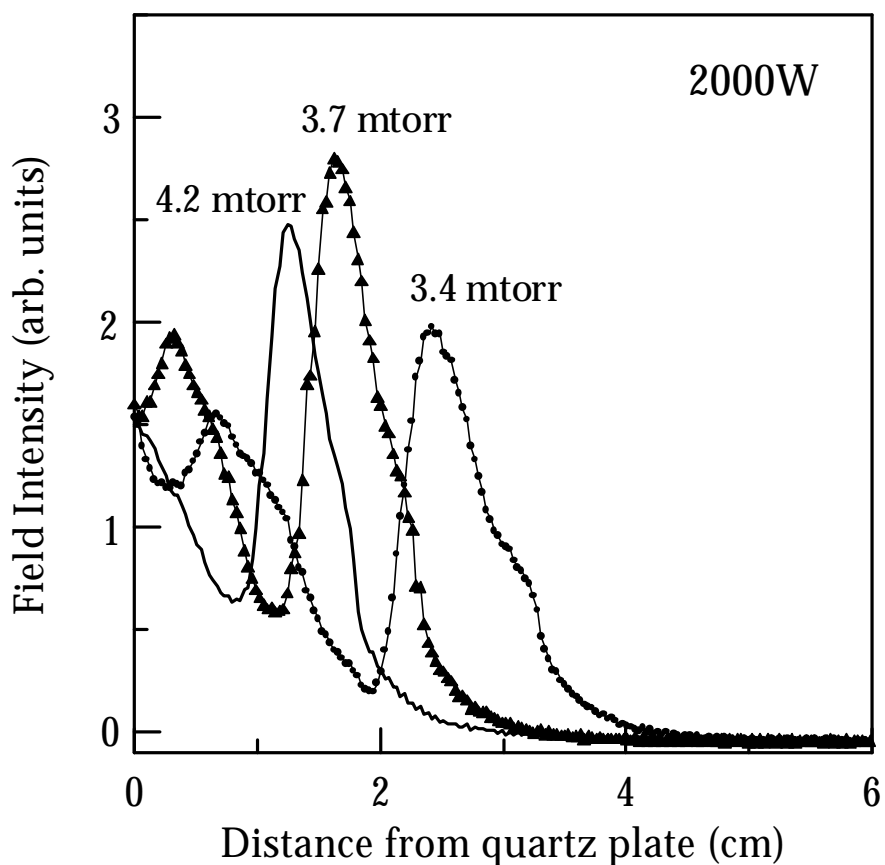


Fig. 4-19

4.2.6 邊界 T_e 上升

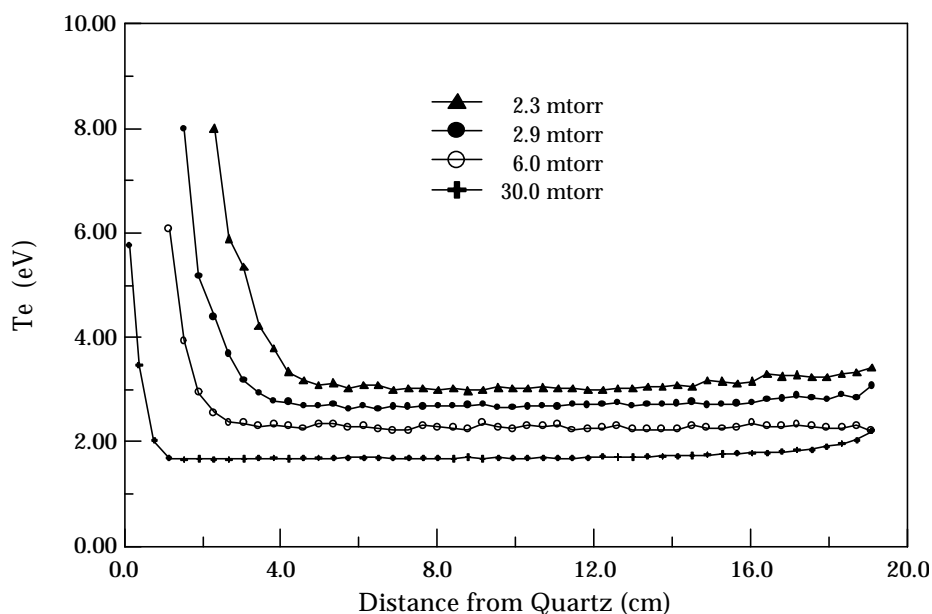


Fig. 4-20

上圖是 y 方向上從石英玻璃一直到電漿下邊界的電子溫度分佈，我們可以很清楚的發現，電子溫度在靠近石英玻璃的邊界上快速上升，而且隨壓力下降而在越遠離石英玻璃的地方就開始上升。這個驅勢與前述的 y 方向電場共振鋒行為相同，但並沒有隨共振峰移動的一起移動如下圖。因此猜測主要造成加熱機制的電場應該是垂直 y 方向的其它電場分量，如下圖。

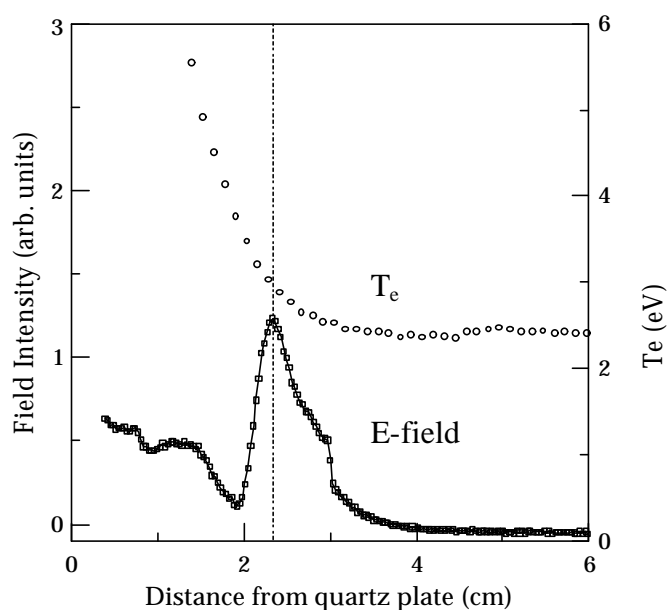


Fig. 4-21

從 Normalize 後的 EEDF 我們也可以看出來 Fig. 4-22，在離石英玻璃 2cm 的共振區比起沒有電場的 4cm 區，高能電子比重比較多，顯示電場的存在有助於增加高能電子。

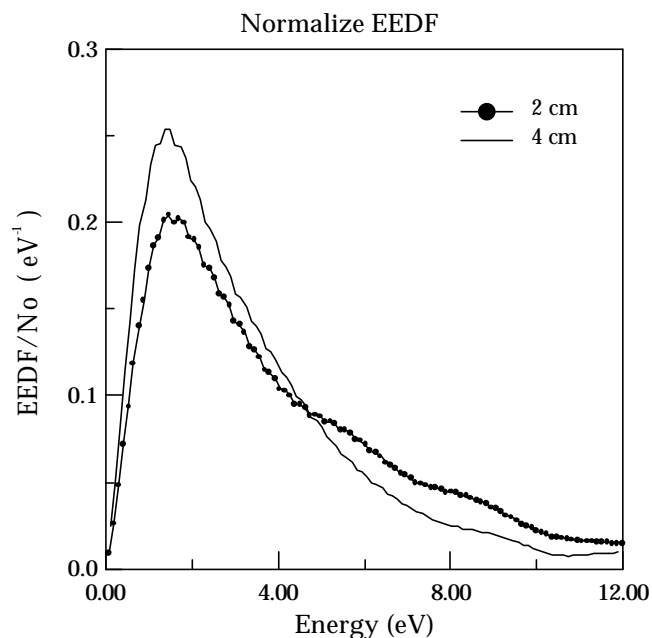


Fig. 4-22

另外由 EEPF(Fig. 4-23)也可看到進入電場區後，電子分佈不在以 Maxwellian 的方式分布，這顯示電子間的碰撞太少，來不及將能量經由互相碰撞而達熱平衡態。

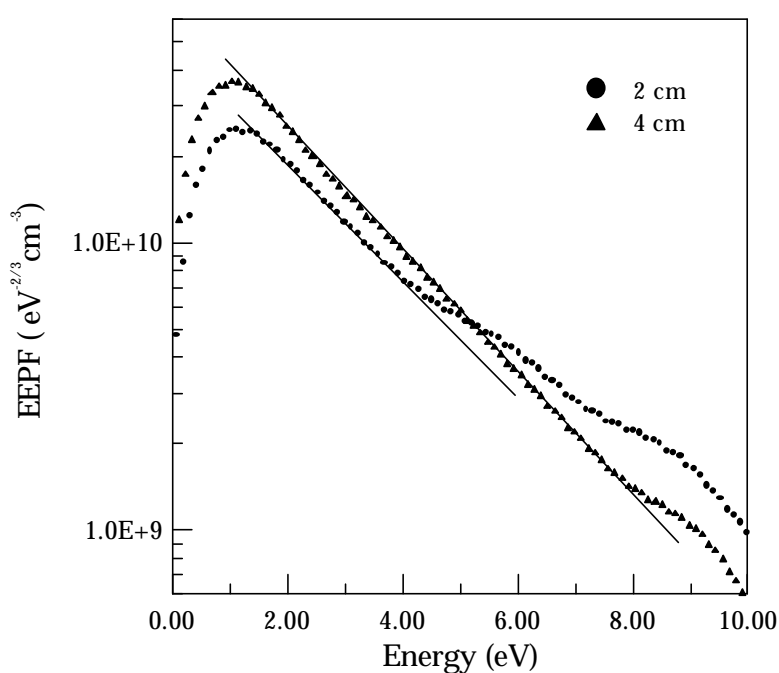


Fig. 4-23

4.2.7 共振現象與電漿臨界密度

跟據前面的許多實驗結果：有一特別的電場 Local Max. 對應於一特定的電漿密度。而共振所形成電場高峰的形狀，高度正比於電漿密度的空間梯度，寬度則反比於電漿密度的空間梯度。我們可以大膽的推斷，在我們的電漿激發系統中，電漿共振現象是微波從共振腔提供能量給電漿的一個重要機制，即便是在高壓高電漿密度下，也應該存在於極接近石英板的一層界面上，不論電漿密度多高，因為邊界效應，一定可以找到一處 $\omega_p = \omega$ 的地方發生共振。而在低壓時，共振現象也提供了一個主要的能量供應機制，似乎它也主宰了最低的臨界 density。

我們分析前面固定 power 及固定 pressure 的實驗數據，比對共振 density 與臨界 density 的關聯。

對於固定 power 那組，共振發生在電漿密度為 $1.10 \times 10^{11} (\text{cm}^{-3})$ 的地方，臨界 density 由下圖 Fig. 4-24，同一時間所做的壓力 power 對電漿密度圖中可以發現，不論如何改變 power 及壓力，臨界密度為 $1.01 \times 10^{11} (\text{cm}^{-3})$ 。低共振 density 8.2%。

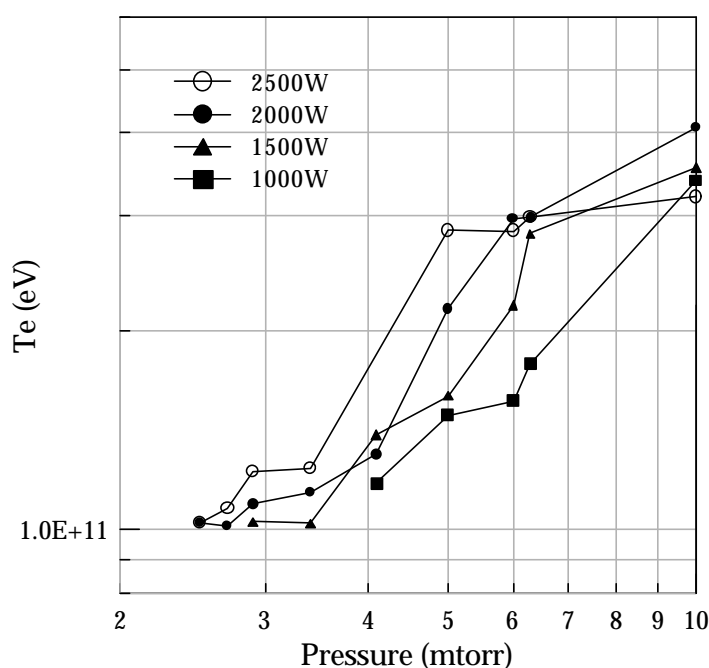


Fig. 4-24

而固定壓力那組（下圖 Fig. 4-25），共振 density 為 $1.41 \times 10^{11} (\text{cm}^{-3})$ ，臨界密度為 $1.29 \times 10^{11} (\text{cm}^{-3})$ ，低 8.5%。

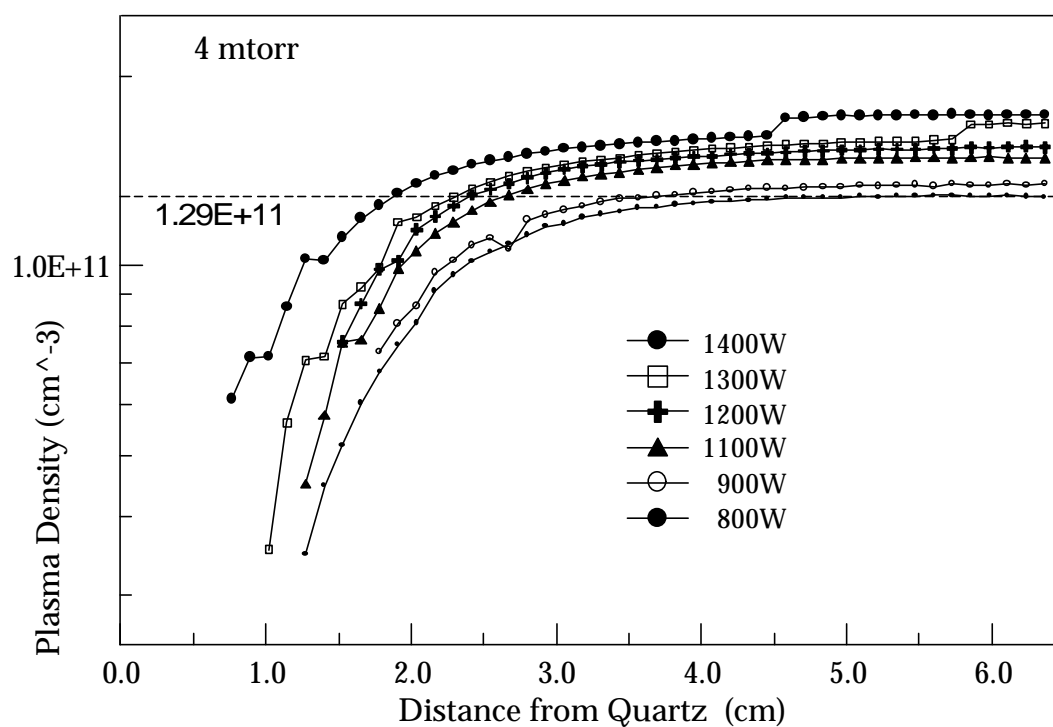


Fig. 4-25

所以我們可以由此推測，共振現象決定了臨界密度，但我無法解釋為何低約 8.2~8.5%。

Chapter 5

結論

本研究在低氣壓時，明確地量測到共振所發生的電場 Local 極大，並確定此現象只發生在特定的電漿密度，與所入射電磁波的能量大小無關，與氣壓也無關，該密度應該就是會與微波源發生共振的電漿密度。

而共振所形成電場高峰的形狀，高度與電漿密度的空間梯度呈同向變化，寬度則與電漿密度的空間梯度反向，符合發生共振的特性。

因此可以很明確的說，我們觀察到電磁波與電漿共振的現象。

另外我們也可以推測，不論從高壓到低壓，我們在接近電磁波入射的面上，都存在一個區域有微波與電子共振的機制。而微波共振似乎決定電漿的密度下限，約比共振密度低 8 %。

Appendix

A.1 Pulse mode Voltage Source 量測

I-V curve 的量測，在於取得給定 Probe 電壓 V 所對應的電流 I 。在真實狀況下，因為 probe 的尺度限制，不能太大以造成對電漿的干擾，飽和電流的範圍約在 1mA 至 100mA 左右。準確的電流量測是決定實驗成功與否的關鍵。但準確的低電流量測是很困難的，一般的作法是外接線路將電流訊號轉成電壓訊號放大，接到示波器上就成了現成的 I-V 圖了。

但精準的放大線路難做，且耗費時間，因此我們選擇現成的 Source Meter 來同時提供電壓與量測電流，其電流最高可量到 pA 級，但 Source Meter 有一個致命的缺點，就是速度，它量測一個點須要約 msec 級的時間，這樣一條 I-V curve 須要約半分鐘，它讓 probe 停留在高電流很長的時間，在電流較高造成探針太熱時，會將 probe 燒掉，或是讓石英玻璃融化，改變了收集面積。另外，也因量測時的溫度變高，致使鎢絲電阻改變，造成熱效應(後述)，這會大大的影響實驗數據，因此我們選擇以 pulse 的方式，一次量測一點，然後回到電壓為 0 的低電流狀態冷卻一段時間，再量下一點。

我們的可程式電壓方波如下圖 Fig. A-1：

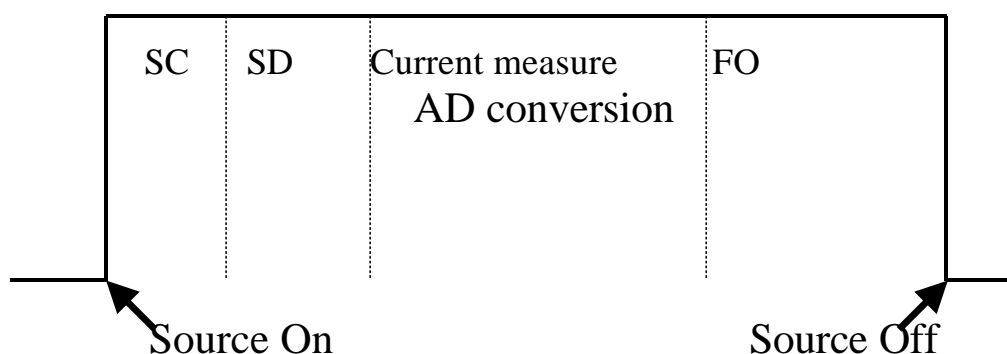


Fig. A-1

SC：當 source on 後，需要經過一小段時間讓 DAC(digital to analog converter)到達所指定的電壓，包含對 load 充電及做 feedback 電壓較正，這須要。

SD：可程式的外加 delay 項，一般都設定為 0.1 ms，以避免熱效應(後述)，但某些時後，量測結果不好時，可以稍微增加一些，如此的作用在於等整體穩定。因為前述的 SC 時間可能不夠，在量測對像為不穩定的主動元件時(like 電漿)。

A/D conversion：這段時間為主要的量測時間，在我們的量測中，電流為唯一的量測量，但為了實驗上的精準，Source 需要三階段量測，第一段為量測待測電流，第二段及第三段為內部自我較正，量測 Reference 及 Reference zero，如此可以將零點漂移降到最低，增加量測的精確度。這裡所需的時間用 NPLC(number of Power Line cycles)來表示， $NPLC\ 1 = 1/60\ sec$ 。而 A/D conversion 總共需要 $3 \times NPLC + 185\ msec$ 。

FO(Firmware Overhead): 此為系統處理資料並將 data 存進記憶體的時間，須 1.6 msec。

因此 Pulse total 寬度約為 3 msec，從加電壓到量測電流結束約須 $50\mu\text{sec} + \text{Delay} + (3 \times \text{NPLC} \times \frac{1}{60}\text{sec} + 185\mu\text{sec})$ 。這裡由 NPLC 及 Delay time 來決定了量測的品質。增加量測時間(NPLC)可以使精確度變好，降低雜訊(因為被時間給平均掉了)。但同時也會增加 probe 處在高電壓的時間，造成熱效應，降低電流。因此我們必須在 NPLC 的數值上做一的決擇。我們的選擇方法為，改變 NPLC 觀察熱效應，在沒有熱效應的前提下，盡量使用最大的 NPLC，再輔以調整 Delay time，使 I-V curve 得到雜訊最小的狀況。

A.1.1 Pulse Probe 的 response time

基本上 Probe 的 response time 會隨所加電壓而不同，跟據文獻上所述，至少要大於 $10\mu\text{sec}$ ，而我們的實驗中 pulse 電壓開始上昇後 $50\mu\text{sec}$ ，再經過 0.1ms 才開始量測，所以符合穩定 sheath 量測。

A.2 熱效應

因為 probe 加上正偏壓後，吸引大量電流經鎢絲，使得鎢絲生熱，再加上吸引上來的電子有些還有動能，變成電流後原本的動能也轉成了熱，所以當 probe 上電流越高時，溫度也跟著上昇，電阻也隨溫度而上昇，本來忽略不計的串聯電阻，因電阻上昇而變成不可乎略的影響，而電阻的上生，對 I-V curve 的直接影響就是，因為串聯電阻吃掉部份電壓，實際落在電漿與地之間的電壓比 source 所提供的要少，使得電流較少，在 I-V 圖上看到的就是電流下降，但這個電流下降對每一點的效應都不同，因為電流不同，串聯電阻大小不同，時間不同，熱的累積也不同，所以是很覆雜的各種因素混合。它會使得 I-V curve 的圖樣被扭曲。

因此我們採用了 pulse mode 的給電壓方式如下圖 Fig.A-2，只讓 probe 停留在高電壓下約 3 msec，然後就歸零，隔一段時間再上去，使得 probe 有足夠的時間冷卻。

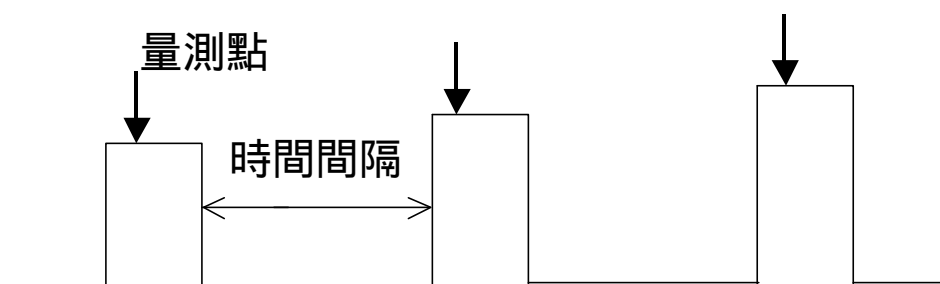


Fig. A-2

另外 probe 長度也是一個重要的條件，因為長度越長，電子吸收面積越大，電流也越大，熱效應也更大，但 probe 太小又有在低電漿密度時，電流太小不好量測，以及 probe dimension 不容易決定等問題，最後經過多次嘗試，我們選擇了 0.1mm 直徑，長度 0.5mm 的鎢

絲，如此在高氣壓約 30mA 都沒有發現熱效應，超過 50mA 的 pulse 電流不會將石英玻璃融化。

我們作了一組實驗來比對，修改時間間隔來觀察 I-V curve 的變化，由下圖 Fig. A-3 可以看到，因為後一個量測會受到前一個量測的熱殘流影響，越短的時間間隔使得 probe 溫度越高，熱效應更顯著，電流越來越低。

實驗操做時，改變 Pulse spacing 與 Pulse width 的比例，在增加 Pulse spacing 時，會看到電流越來越高，直到不太變化為止，就選擇這個狀況下的參數作實驗，改變壓力就必需重新較正。但一般而言壓力改變不大時，可以用同一組參數。

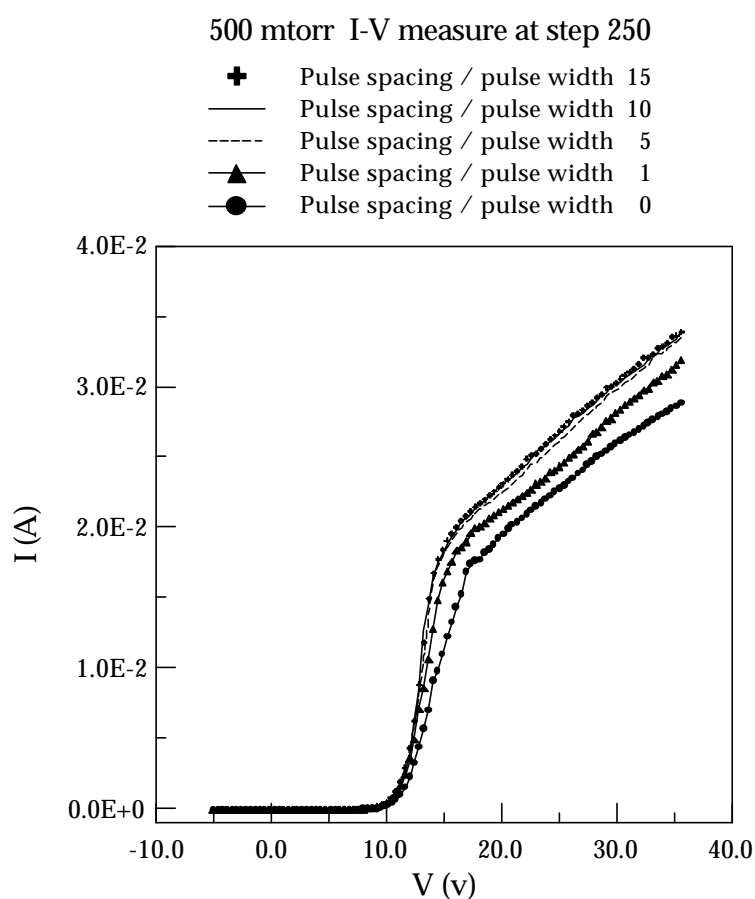


Fig. 2-12

我們在 pulse mode 中除了要有足夠的時間間隔讓探針冷卻外，還要注意，當電壓一加上後，probe 也就開始生熱了，所以一到達所給定的電壓後，就要立刻開始量測，在 probe 還未變熱到足以影響串聯電阻前完成。如下圖 Fig. A-4，我們在未加入 pulse 間隔的條件下，讓電壓上升後 delay 一陣子才開始量測，可以看到當 delay 設得越長，也是一樣電流越低，最後會驅近於一條熱平衡的最低線。所以實驗時，我們都將 delay time 設在 0.1msec。

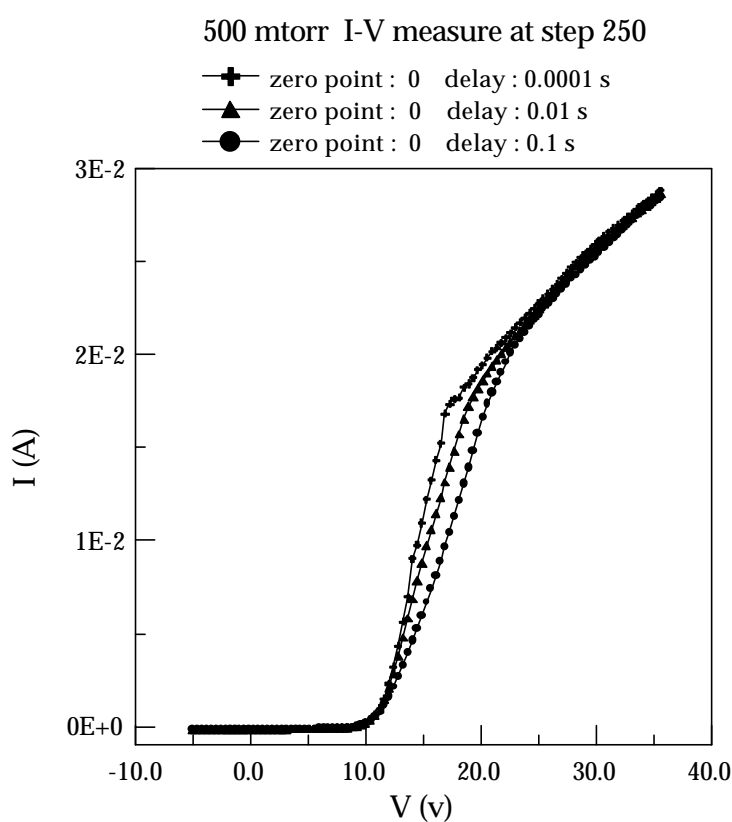


Fig. A-4

Reference :

- [1] Michael A. Lieberman , Allan J. Lichtenberg ”Principles of Plasma Discharges and Materials Processing”
- [2] Dwight R. Nicholson “Introduction to Plasma Theory”
- [3] T. J. Wu, C. S. Kou “A large-area plasma source excited by a tunable surface wave cavity” Review of Scientific Instruments (Vol. 70, No. 5, 1999)
- [4] N. G. Denisov “On a Singularity of the Field of an Electromagnetic Wave Propagated in an Inhomogeneous Plasma” Soviet Physics JETP (vol. 4, Number 4, 1957)
- [5] Dr. Irving L. Kosow “Microwave Theory and Measurements” (HP 1970)
- [6] V. A. Godyak, R. B. Piejak, B. M. Alexandrovich “Probe Diagnostics of non-Maxwellian Plasmas” J. Appl. Phys. 73(8),1995
- [7] Fumiyuki Fujita ,Hatsuo Yamazaki “Determination of Electron Energy Distribution Function of Plasma by Digital Processing from Langmuir Probe Characteristic” Japanese Journal of Applie Physics (Vol. 29, No. 10. 1990. 2139-2144)
- [8] Francis F. Chen “Plasma Diagnostic Techniques chap. 4”
- [9] Yu. M. Kagan , V. I. Perel “Probe Methods in Plasma Research” , Soviet Physics Uspekhi (Russian Vol. 81. Nos. 3-4 1964)
- [10] Chang L. Tien , John H. Lienhard “Statistical Thermodynamics”
- [11] Yuri P. Raizer “Gas Discharge”
- [12] J. D. Jackson “Classical Electrodynamics 2ed” (ISBN 047143132X)