

高電壓工程

(附實驗)

林 清 一 編著

興業圖書股份有限公司

高 電 壓 工 程

(附實驗)

林 清 一 編 著
(國立成功大學電機系)

興業圖書股份有限公司

版權所有・翻印必究

中華民國六十八年一月一日

高電壓工程

定價：九十元

編著者：林 清 一

發行人：王 志 康

出版登記證局版台業字第〇四一〇號

出版者：興業圖書股份有限公司

地 址：台南市勝利路一一八號

郵政劃撥南字 31573 號

發行所：興業圖書股份有限公司

本書另有實驗本配合採用極有幫助

敬請指導愛護・電話 373253 號

目 錄

第一章 游離及衰變過程

1-1	電子碰撞之游離	1
1-2	光電游離	4
1-3	半穩態原子相互作用之游離	5
1-4	熱游離	5
1-5	電子脫離	6
1-6	再結合衰變	6
1-7	吸附衰變—負離子結構	7
1-8	氣態離子之移動率及擴散衰變	9
1-9	陰極過程	14
	(a) 光電發射	15
	(b) 正離子及激發原子衝擊之電子發射	15
	(c) 熱游子發射	15
	(d) 場發射	16
1-10	湯生二次游離係數 γ	17

第二章 氣體中之電破壞

2-1	湯生的火花準則	21
2-2	火花電位	21
2-3	破壞電壓下的空間電荷效應	24
2-4	火花中的線條機構	24
2-5	均勻電場中破壞電壓特性	26

2 - 6	混合氣體中之破壞：邊寧效應 Pening effect	29
2 - 7	壓縮氣體中之破壞	29
2 - 8	突波破壞電壓一時相延遲	32
2 - 9	電暈放電	38
2 - 10	非均勻電場之破壞	45
2 - 11	突波電壓之破壞	51

第三章 固體及液體介電質中之破壞

3 - 1	固體中之破壞	57
(a)	本質破壞	57
(b)	機電破壞	58
(c)	線條破壞	58
(d)	熱破壞	59
(e)	腐蝕破壞	63
3 - 2	液體中之破壞	65
(a)	電子破壞	66
(b)	凹穴破壞	66
(c)	懸浮質點機構	67

第四章 高電壓之產生

4 - 1	交流電壓	70
(1)	串級變壓器	70
(2)	交流高電壓試驗之串聯共振電路	72
4 - 2	暫態電壓	75
(a)	單級衝擊產生電路	77
(b)	多級衝擊產生電路	85

(c)	衝擊產生器之觸發及對示波器之同步·····	91
4 - 3	直流電壓·····	99
(a)	電壓倍增器及串級電路·····	99
(b)	靜電發生機·····	111

第五章 高電壓測量

5 - 1	靜電電壓表·····	114
5 - 2	球形間隙·····	122
5 - 3	均勻場氣隙·····	145
5 - 4	串聯於高阻抗之安培計·····	151
5 - 5	電位分壓器·····	151

第六章 非破壞性絕緣試驗技術

6 - 1	高電壓介質損失測量·····	208
(a)	薛令電橋·····	208
(b)	大電容之測量·····	211
(c)	感應耦合型比率臂電橋·····	212
(d)	完整設備下之損失測量·····	213
6 - 2	放電測量·····	213
(a)	直接法·····	214
(b)	平衡法·····	217

附 錄

1.	各章參考文獻·····	219
2.	附高電壓實驗	

第一章 游離及衰變過程

概論

在一放電過程中，有數種機構（mechanisms）單獨的或共同的產生離子及損失，基本上的氣態放電過程在最近許多書本及報告中⁽¹⁻⁶⁾，很詳細的被討論過。本章精簡的集合氣體放電中電流增減之特殊機構，其過程包括有(1)電子碰撞、光電游離、正離子碰撞、熱游離、電子脫離、累積游離及 γ 二次效應下發生的游離；(2)電子吸附、再結合、擴散下的離子損失。

1.1 電子碰撞之游離

電子衝擊所發生的游離，在氣態破壞的過程中可能屬於最重要的一種，這種效應取決於電子之能量，緩慢運動的電子將不會發生游離；中等速度的電子若其能量低於游離電位，則一原子或分子可被此電子碰撞激發，並且此原子或分子可被另一低速度電子碰撞至游離，但這個過程只在電子密度十分高的特殊情形下才會發生。非常高速的電子通常亦是不良的游離子（ionizer），因為高速運動的電子能通過一原子而不撞擊任何電子。在每種氣體中都存在有最佳電子能量範圍（optimum electron energy range），在此範圍內有最大游離概率（maximum ionization probability）。圖1-1為單游離概率與Hg蒸汽及空氣中電子能量之變化關係。縱座標代表游離概率（定義為電子在1 mmHg氣壓下移動1 cm距離所產生的離子對數），通常更適當的稱呼為差分游離係數（differential ionization coefficient）⁽⁷⁾。

湯生（Townsend）第一游離係數

在氣體放電過程中，起始電子源於宇宙線或輻射線，亦可能為電極表面之

2 高電壓工程

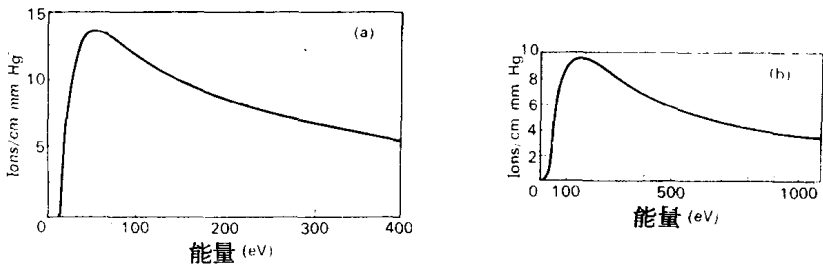


圖 1-1 電子衝擊單游離之機率(a)在 Hg 蒸汽中, (b)空氣中 電壓 電流

光電發射, 在無外加電場下存在有一種平衡, 即電子與正離子對的產生率與衰變率相等, 一旦外加一相當高的電場, 這種平衡即告混亂了。湯生首先研究兩平衡板電極間之電流變化為外加電場之函數⁽⁸⁾, 並且發現電極間隙間之電流起初是與外加電壓成比例增加, 然後保持幾近於常數值 i_0 , 此值與外加紫外線照射於陰極時產生之光電流相似。若外加電壓一直增高, 電流超過 i_0 值且急速上昇, 電流—電壓之一般關係以圖 1-2 表示。

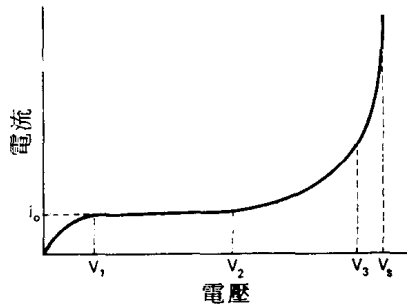


圖 1-2 預備放電區域電流—電壓之關係

超過 V_2 之電流, 湯生描述為氣體中之電子碰撞游離, 因為電場增大後, 電子脫離陰極並一再加速直至碰撞, 電子本身獲得足夠能量對氣體中之原子或分子產生碰撞游離, 由此種游離所產生的電子亦同樣的加速及獲取能量, 並且再度作碰撞游離。

為了解釋電流增加, 湯生引導出常量 α , 稱為湯生第一游離係數, 定義為單一電子在電場方向移動 1 cm 距離之路徑中所產生的新電子數。在

電極間隙中距離 dx 內電子數增量 dn 可寫為：

$$dn = \alpha n dx$$

或者
$$n = n_0 e^{\alpha x} \quad (1-1)$$

其中 n_0 為陰極每秒脫離之電子數，於是若 I_0 為陰極流出之電流，則間隙電流以下式關係指數增加，

$$I = I_0 e^{\alpha d} \quad (1-2)$$

其中 d 為間隙長 (cm)，實驗與理論證明 α/p 為 E/p 之函數，而 E 表電場梯度， p 表氣壓。

α 與電場 E 及氣壓 p 之理論關係湯生證明如下⁽⁸⁾：當電子在電場 E 方向游行自由路徑 λ 後獲得了 $Ee\lambda$ 之能量，若 $Ee\lambda \geq eV_i$ ， V_i 為氣體之游離電位，此電子將使氣體游離，電子游離之機會完全控制在自由路徑 $\lambda \geq \lambda_i = V_i/E$ 之發生概率。

由動力理論，自由路徑較長於 λ_i 之電子數目為

$$n = n_0 e^{-\lambda_i/\lambda_m} = n_0 e^{-V_i/\lambda_m E}$$

其中 n_0 為自由路徑開始之質點數， λ_m 為平均自由路徑， α 為每 cm 路徑長之碰撞游離次數，並且等於自由路徑數目乘上自由路徑比游離長度 λ_i 更長之概率，可表示為：

$$\alpha = \frac{1}{\lambda_m} e^{-V_i/\lambda_m E}$$

但是 $1/\lambda_m = Ap$ ， A 為常數，

$$\frac{\alpha}{p} = A e^{-(AV_i p)/E}$$

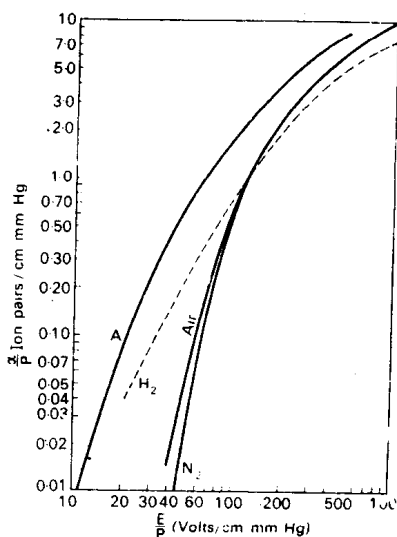


圖 1-3 N_2 空氣， H_2 及 A 中 α 游離常數 α

或者

$$\frac{\alpha}{p} = A e^{-B p/E}$$

結果

$$\frac{\alpha}{p} = f\left(\frac{E}{p}\right)$$

與實驗結論相同。

在特殊的 E 及 p 下測量 α 可以應用 (1-2) 式於實驗中，變化 d 且當 I_0 ， E ， p 保持定值時測量 I ，圖 1-3 為數種氣體中所決定的典型 α/p 之關係。決定 α 值時必須注意，只能使用低電流密度以避免電場中空間電荷畸變所導致錯誤的結果。

湯生與其學校及所屬研究者曾在各種不同氣體中多次測量 α 值⁽⁹⁻¹¹⁾，完整的結果最近由 Meek 與 Craggs⁽²⁾ 及 Loeb⁽¹⁾ 氏分別整理過。

1-2 光電游離

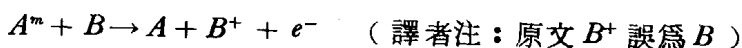
低於游離電位 V_i 之低能量電子，可由碰撞激發氣態原子至較高能量狀態，此一反應可以符號表示為 $A + e + KE \rightarrow A^* + e$ 。在 10^{-7} 到 10^{-10} 秒之內原子放射出一量子能量或光子而還原，而這些能量或光子則再度的去游離電位低於或等於此光子能量之原子。

上述過程為光電游離，以數式表式為 $A + h\nu \rightarrow A^+ + e^-$ ，其中 A 代表氣體內之中性分子， $h\nu$ 表光子能量，若欲發生游離 $h\nu$ 之值必須大於或等於原子或分子之 eV_i ， V_i 為其游離電位。若量子能量 $h\nu$ 超過的部分將變成脫離電子之動能。光子游離原子或分子之最大概率於 $(h\nu - eV_i)$ 之值很小時約 $0.1 \sim 1$ eV。若光子能量仍小於 eV_i ，則此原子依然可將之吸收而升高至較高之能位，這一過程為光電激發。

光電游離為一種二次過程，可行於湯生破壞機構中，而且主要在線條破壞機構 (streamer breakdown mechanism) 及電暈放電中，此問題留在後面討論。

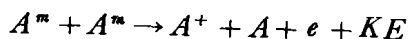
1-3 半穩態原子相互作用之游離

在特殊元素中（鈍氣、II族元素）電子態之激發壽命（lifetime）延長至數秒，這種情形稱為半穩態或準穩態（metastable state），在這種狀態之原子簡單的稱為半穩子（metastables）而以 A^m 代表。若半穩子 A^m 能量 V_m 超過另一原子 B 之游離能 V_i ，則碰撞游離可依下式發生：

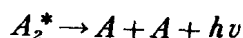


當 A^m 之能量 V_m 低於 B 之游離能 V_i 時，反應將導致 B 原子被激發，以下式表示： $A^m + B \rightarrow A + B^*$ （譯者注：此時 B^* 不必為半穩態）

由半穩子游離之另一種可能性是 A^m 能量之兩倍 $2V_m$ 大於 A 之 V_i 時，則反應程序為：



或者



光子在最後一反應才脫離，所具能量十分低無法在純氣體中引起游離作用，但能使陰極激脫電子。半穩態相互作用之游離常在激發後一般較長的時間才工作，而且已證明在特殊氣體下其反應時間延遲較長⁽¹²⁾，此問題將在第二章討論。

1-4 熱游離

假若加熱氣體至相當高的溫度時，許多中性原子需要就近可取的能量，以便碰撞游離其他原子。通常稱為熱游離（thermal ionization）的 B 是在高溫下發生在氣體中的分子碰撞、輻射及電子碰撞所產生之游離行為。熱游離主要起源於火焰中或高壓電弧（High pressure arcs）中之游離，其過程由 Saha⁽¹³⁾ 分析得主要在於熱力因素，故可以公式定

6 高電壓工程

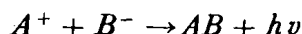
義為 $A \rightleftharpoons A^+ + e - U_i$ ，其中 A 代表中性原子， A^+ 為單一游離原子， e 為離子所放出之電子， U_i 為游離能。

1-5 電子脫離

在強大電場的特殊情形下，電子會從負離子中脫離，但是這種過程需要在負離子密度極大之中。Loeb⁽³⁾ 由實驗導出氧氣之電子脫離，並且發現在 E/p 為 90 V/cm/mmHg 時才發生，此過程在負性點電暈放電 (negative point corona discharge) 中較顯著⁽¹⁴⁾，而最近筆者利用改變衝擊電壓波頭作電暈放電之結果，證明負性點電暈可在較電子脫離所需的電場梯度更低的電場下發生，在負性電暈之結構上觀察得的電位梯度，發現與電壓上昇速度之遞減率成正比減小。

1-6 再結合衰變

在任何時刻當正負電荷存在時，即會發生再結合，這種過程屬於一種反光電游離之作用。再結合中電子—離子對及離子—離子對的位能及相關動能以量子輻射之形式放射出，此反應以符號表示為：



在此式中 B^- 可以是電子或負離子。反過來說，若有第三者 C 介入，可能會吸收再結合中放出的過剩能量。

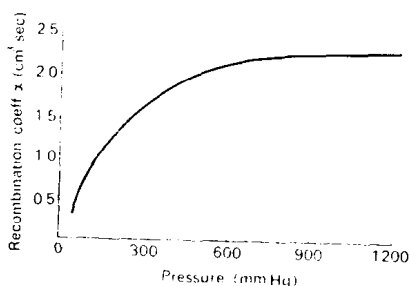


圖 1-4 空氣之再結合係數

再結合之速率直接正比於正離子及負離子或電子之密度，若 n_+ 及 n_- 分別代表單位體積之正離子及負離子數目（譯者注：離子密度 = 離子數／單位體積），於是：

$$\frac{dn_+}{dt} = \frac{dn_-}{dt} = \alpha n_+ n_- \quad (1-3)$$

式中 α 常數為已知的再結合係數。通常情形下：

$$n_+ = n_- = n$$

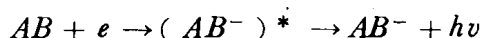
故得

$$\frac{dn}{dt} = \alpha n^2$$

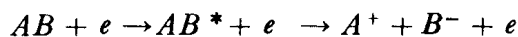
圖 1-4 為 α 值與壓力之變化曲線，在高壓力下再結合特別重要，因為此時擴散相形之下變得無關緊要了。

1-7 吸附衰變—負離子形成

在特定氣體中電子能與中性原子或分子結合而生成負離子，負離子形成在高介電強度的氣體中為極端重要之過程，此類負離子之形成，可以是直接捕獲電子之過程：



或者是配對解離之過程：



因為 A 之解離電位通常較大，故直接捕獲電子過程所需電子之能量低於配對解離過程，例如在 CO 中傾向於 O^- 離子，其峯值大約為 9.6V 及 21.1V，前者與碳原子之形式有關，而後者則與 C^+ 之形成有關。負離子之穩度性可以測量中性的電陰性粒子之親和力（affinity）而獲得，並且類似於游離或解離。

8 高電壓工程

游離氣體中吸附作用的電子轉移可以類似(1-2)式之關係來表示，它的定義是氣體中的電子倍增(electron multiplication)，若 η 代表吸附係數，其定義類似於湯生游離係數 α ，為單一電子在電場方向游行1 cm之距離所產生的吸附數目，故在距離 dx 下之電子電流損失為：

$$dI = -I\eta dx$$

或

$$I_2 = I_1 e^{-\eta x} \quad (1-5)$$

許多研究人員利用(1-5)式來決定吸附係數，此法中測量介於兩電極間電流路徑上柵極的殘留電流，來決定 η 值。這種方法只能應用於電子碰撞游離可被忽略下， E/p 值相對的小時；較高的 E/p 值，將必要同時測量游離係數 α 與吸附係數 η 。此係數可以引用湯生法量得；並參考1-1節作預備破壞電流之研究。

表1-1 Geballe 及Harrisen 所得的 α/p 及 η/p 值

E/p	氧氣			空氣		
	α/p	η/p	$\alpha/p - \eta/p$	α/p	η/p	$\alpha/p - \eta/p$
25.0	0.0215	0.0945	-0.0730	0.00120	0.00495	-0.00375
27.5	0.0293	0.0900	-0.0607	0.00205	0.00473	-0.00268
30.0	0.0400	0.0851	-0.0451	0.00340	0.00460	-0.00120
32.5	0.0532	0.0795	-0.0263	0.00560	0.00460	+0.00100
35.0	0.0697	0.0735	-0.0038	0.00880	0.00475	+0.00405
37.5	0.0862	0.0685	+0.0177	0.0130	0.00497	+0.00803
40.0	0.107	0.0645	+0.043	0.0190	0.00530	+0.0137
42.5	0.128	0.0605	+0.068	0.0260	0.00575	+0.0203
45.0	0.152	0.0570	+0.095	0.0340	0.00635	+0.0277
47.5	0.179	0.0535	+0.126	0.0460	0.00700	+0.0390
50.0	0.206	0.052	+0.154	0.057	0.00780	+0.049
52.5	0.234	0.049	+0.185	0.070	0.00870	+0.061
55.0	0.263	0.047	+0.216	0.087	0.00967	+0.077
57.5	0.292	0.045	+0.247	0.102	0.0108	+0.091
60.0	0.323	0.043	+0.280	0.120	0.0119	+0.108
62.5	0.355	0.0415	+0.314	0.140	—	—
65.0	0.383	0.040	+0.343	0.170	—	—
70.0	0.450	—	—	—	—	—
72.5	0.480	—	—	—	—	—
75.0	0.518	—	—	—	—	—

由電子碰撞所產生的電子倍增及因吸附作用所產生電子損耗的過程均視為同時發生，故在氣態吸附之情形時，流過間隙之電流可用下式表示：

$$i = i_0 \left\{ \frac{\alpha}{\alpha - \eta} e^{(\alpha - \eta)d} - \frac{\eta}{\alpha - \eta} \right\} \quad (1-6)$$

其中 α 及 η 在前面已定義過， d 為間隙長度， i_0 為光電發射電流。在不發生吸附時，(1-6)式中之 η 以零表示，而簡化為(1-2)式，並且(1-6)式中以 $\log i$ 對 d 作圖，可獲得一直線， α 為其正切值。在 $\log i - d$ 之曲線中，偏離線性之部分可用來測量吸附係數 η 。

許多研究人員⁽¹¹⁾近來常用此方法來決定 α 及 η 係數，由 Goballe 及 Harrison 所作出的結果，在乾燥空氣中及氧氣中之 α 係數與 η 係數詳列在表 1-1 中。

1-8 氣態離子之移動率及擴散衰變

在電場作用下一個離子穿過氣體中，將會有一平均漂移速度 (Drift Velocity) 與電場強度成正比，而與穿通過程之氣體密度成反比，此電場中平均漂移速度與單位電場中速度比稱為移動率 (mobility) K ，或表示為 $K = U/E$ ，式中 U 為平均漂移速度， E 為電場強度。移動率主要的是離子所穿透的氣體的一種特性，實驗證明 K 與 E/p 無關，甚至於 E/p 的廣大範圍下，只要是這種速度的獲得較同一氣體及電場下之平均熱速度 (thermal velocity) 為小時都會如此。

均勻電場中離子在無數碰撞中獲得能量，電場對帶有電荷 e 之離子的作用力為 eE ，而有加速度 eE/m 。在常溫常壓下，移動率 K 為數個 $\text{cm}^2/\text{volt-sec}$ ，而在 0°C 及 760 mmHg 時移動率減少量為：

$$K_0 = K \frac{p}{760} \cdot \frac{273}{T}$$

假設離子以平均速度 $\bar{C}$ 移動鋸齒狀投射長度，其分佈幾乎是平均自由

10 高電壓工程

路徑 (mean free path) λ 。若 a 為電場對離子的加速度，兩次有效碰撞間之游行距離為：

$$S = \frac{1}{2} a t^2 = \frac{1}{2} \frac{eE}{m} \frac{x^2}{C^2}$$

x 表示這些碰撞中離子游行之總長度， S 之平均值可以對自由路徑之分佈來平均 x^2 值

$$\bar{S} = \frac{eE}{2mC^2} \int_0^\infty x^2 e^{-x/\lambda} \frac{dx}{\lambda} \bigg/ \int_0^\infty e^{-x/\lambda} \frac{dx}{\lambda} = \frac{eE}{mC^2} \lambda^2 \quad (1-7)$$

若平均自由時間 $\tau = \lambda / \bar{C}$

$$\bar{S} = \frac{eE\tau^2}{m}$$

漂移速度 $U = \frac{\bar{S}}{\tau} = \frac{eE\lambda}{mC}$

$$K = \frac{U}{E} = \frac{e\lambda}{mC}$$

此式不管事實上碰撞後離子仍保有在電場方向的起始速度與否。

Langevin⁽¹⁶⁾ 推導另一較確實的式子，他考慮了“持續運動”(persistence of motion)之效應，以及一個質量 m 之離子穿通含有分子質量 M 之氣體，式子變成爲

$$K = \frac{0.815 e \lambda}{MC} \sqrt{\frac{m+M}{m}} \quad (1-8)$$

當中 c 為氣體分子之有效速度 (r.m.s. velocity)， λ 則為離子之平均自由路徑。

熱平衡之條件下

$$\frac{m c_i^2}{2} = \frac{M c^2}{2} = \frac{3 k T}{2}$$

c_i 爲離子之有效速度， k 爲波茲曼常數 (Boltzmann's constant)， T 爲絕對溫度，故 (1-8) 式可寫爲

$$K = 0.815 \frac{e}{m} \frac{\lambda}{c_i} \sqrt{\frac{m+M}{M}} \quad (1-9)$$

若爲電子時 $M \gg m$ ，上式簡化爲

$$K = 0.815 \frac{e}{m} \frac{\lambda}{c_i} \quad (1-10)$$

表 1-2 爲數種正負離子由實驗所得的移動率，若有雜質 (impurity) 存在時，測量移動率將有深奧的效應，在測量非吸附氣體諸如 He 及 Ar 時，因爲極純的氣體時電子爲完全自由，故此效應在負離子之情況下特別大。

表 1-2 0°C，760 mmHg 下，單一帶電氣態離子之移動率
(單位 cm / sec / volts / cm)

Gas	K ⁻	K ⁺	Gas	K ⁻	K ⁺
Air (dry)	2.1	1.36	H ₂ (very pure)	7900.0	
Air (very pure)	2.5	1.8	HCl	0.62	0.53
A	1.7	1.37	H ₂ S	0.56	0.62
A (very pure)	206.0	1.31	He	6.3	5.09
Cl ₂	0.74	0.74	He (very pure)	500.0	5.09
C Cl ₄	0.31	0.30	N ₂	1.84	1.27
C ₂ H ₂	0.83	0.78	N ₂ (very pure)	145.0	1.28
C ₂ H ₅ Cl	0.38	0.36	NH ₃	0.66	0.56
C ₂ H ₅ OH	0.37	0.36	N ₂ O	0.90	0.82
CO	1.14	1.10	Ne		9.9
CO ₂	0.98	0.84	O ₂	1.80	1.31
H ₂	8.15	5.9	SO ₂	0.41	0.41

任何一種非均勻離子密度之電放電中高密度區之電子將向低密度區遷