

037/22  
高等学校教学用书

# 气体电子学

QITI DIANZIXUE

林世宁编

人民教育出版社

# 目 录

緒言	1
第一章 带电粒子的形成和消除	3
§ 1.1. 粒子的弹性碰撞与非弹性碰撞	3
§ 1.2. 气体粒子的激发与电离	6
§ 1.3. 电离几率与激发几率	12
§ 1.4. 正离子碰撞电离	14
§ 1.5. 第二类非弹性碰撞和多级激发与电离	15
§ 1.6. 消电离	18
第二章 电离气体的导电	22
§ 2.1. 电子和离子在气体中运动的情况	22
§ 2.2. 电离电流	27
§ 2.3. 空间电荷效应	30
第三章 繁流放电	33
§ 3.1. 汤生放电理论	33
§ 3.2. 电子碰撞电离的压力最佳值	42
§ 3.3. 着火理论	43
§ 3.4. 着火后的放电形式	51
§ 3.5. 低气压辉光放电	53
§ 3.6. 阴极位降区	61
§ 3.7. 正辉柱的分析	68
§ 3.8. 阴极溅射	77
§ 3.9. 气体放电的等离子区	76
第四章 弧光放电	88
§ 4.1. 电弧的形成	88
§ 4.2. 阴极斑点	89
§ 4.3. 弧光放电的电位分布和伏特安培特性	90
§ 4.4. 弧光放电的温度及辐射	94
§ 4.5. 弧光放电在照明技术及工业上的应用	96
第五章 气体放电的其他类型	97
§ 5.1. 火花放电	97

---

§ 5.2. 电晕放电	99
§ 5.3. 电滤波器	100
第六章 高频放电	102
§ 6.1. 高频放电现象	102
§ 6.2. 高频放电中电子运动的一般性质	103
§ 6.3. 高频放电的着火电压	108
§ 6.4. 脉冲放电	112
第七章 气体导电的应用	114
§ 7.1. 辉光管	115
§ 7.2. 十进位计数管	122
§ 7.3. 充气二极管	126
§ 7.4. 闸流管	132
§ 7.5. 汞弧整流管	137
§ 7.6. 气体放电在超高频技术中的应用	141
参考资料	146

## 緒 言

一般說來，气体是一种完全的絕緣体。要証明这个事实，可以将一个本身絕緣得很好的靜电計充电。如果没有外界影响，那么不論靜电計的电极哪个是正哪个是負，都可以保持靜电計不漏电。但是当受到外界电离源的影响时，这种絕緣性便受到破坏；这时如果在充有气体的容器中封入两个电极，并在电极上加上适当电压，那么就可以发现外电路有微小电流。假如容器内气体相当稀薄，則当正电极的电压升高到某一临界值时，外电路的电流就会突然变得很大，同时容器内两电极之間有光出現；此时气体成为很好的导体，而且即使将外界电离源移去，仍然能够保持着导电的性質。

能使气体发生导电的电离源，其中較典型的是：

(1) X射綫；(2) 放射性射綫( $\alpha$ 、 $\beta$ 、 $\gamma$ 射綫)；(3) 火焰；(4) 紫外綫；(5) 某种化学作用。而在电子学的应用上，使气体导电的方法是：用具有适当能量的带电粒子(如电子)对气体分子进行碰撞，即可使气体导电。

气体受到电离源的影响或粒子的碰撞时，所以能够发生导电，是因为本来是中性的原子受到电离源的影响或粒子的碰撞时，其外壳的电子电离出来，中性的原子失去了一个电子之后便成为阳性的离子，这种正离子被吸向負极，电子則被吸向正极，因此便发生了导电現象。当加在正电极上的电压繼續升高，上述电离出来的电子受到加速，当其能量达到使气体原子电离的临界值时，中性原子又产生新的电离，新电离出来的电子受到电場加速之后又碰撞其他原子从而再产生电离。如此进行下去，当电压升到某一临界值时，电流便会突然升得很大，并有光出現。根据电极的不同形

状, 容器内气体的不同密度和所加电压的大小, 以及外电路的不同情况, 可以得到不同大小的电流和不同性质的光, 即出现性质不同的辉光放电、弧光放电、电晕放电和火花放电等。

利用当电压增加到某一临界值时电流会突然变得很大这个性质, 以及利用各种不同性质的放电, 可以做成各种用于无线电电路的器件, 如闸流管、充气二极管等, 也可以作为照明或者进行某些加工。

# 第一章 带电粒子的形成和消除

## § 1.1. 粒子的弹性碰撞与非弹性碰撞

如果当粒子之间发生碰撞时，没有发生内能的交换，只是它们的速度有了改变，那么这样的碰撞就称为弹性碰撞；如果在碰撞后除速度改变外，同时又发生了内能的交换（例如被激发或电离），那么这样的碰撞就称为非弹性碰撞。我们应用能量守恒定律和动量守恒定律来讨论这两种碰撞的情况。

(1) 弹性碰撞 先讨论质量为  $m_1$  速度为  $v_1$  的粒子碰撞质量为  $m_2$  而速度为零的粒子的情况。为讨论方便起见，我们称质量为  $m_1$  的粒子为第一粒子，质量为  $m_2$  的粒子为第二粒子。在碰撞以前，它们的质量各为  $m_1, m_2$ ，速度各为  $v_1, 0$ 。在碰撞以后，它们的质量仍为  $m_1, m_2$ ，而速度则变成  $V_1, V_2$ 。 $m_2$  与  $m_1$  之比以  $K$  表示，

$$\text{即 } \frac{m_2}{m_1} = K。$$

(a) 如果它们之间发生的碰撞是中心碰撞，那么由能量守恒定律与动量守恒定律可以求得碰撞后它们的速度为：

$$V_1 = \frac{1-K}{1+K} v_1 = \frac{m_1 - m_2}{m_1 + m_2} v_1; \quad (1.1.1)$$

$$V_2 = \frac{2}{1+K} v_1 = \frac{2m_1}{m_1 + m_2} v_1. \quad (1.1.2)$$

由此可得由第一粒子传给第二粒子的能量为

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} m_2 V_2^2 &= \frac{1}{2} m_2 v_1^2 \left( \frac{2m_1}{m_1 + m_2} \right)^2 = \frac{4m_1 m_2}{(m_1 + m_2)^2} \cdot \frac{m_1 v_1^2}{2} = \\ &= \frac{4K}{(1+K)^2} E_1, \end{aligned} \quad (1.1.3)$$

其中  $E_1 = \frac{m_1 v_1^2}{2}$  = 碰撞粒子原来的能量。

若以  $f$  代表由第一粒子传至第二粒子的能量与第一粒子原有能量的比值, 则

$$f = \frac{\frac{1}{2} m_2 V_2^2}{E_1} = \frac{4K}{(1+K)^2} \quad (1.1.4)$$

由此式可以看出: 如果  $m_1 = m_2$ , 那么  $f = 1$ 。因此第一粒子的全部能量传给第二粒子, 亦即经碰撞后, 前者停了下来, 而后者则以前者原来的速度运动。如果  $m_1$  比  $m_2$  小很多, 那么  $f \approx 0$ , 因此第一粒子所传给第二粒子的能量可以忽略不计, 碰撞后  $m_2$  差不多不动。

(b) 如果不是中心碰撞, 即碰撞后两粒子有一个偏转角度, 如图 1.1 所示, 那么同样由能量守恒定律和动量守恒定律, 可得碰撞后两者的速度  $V_1$  和  $V_2$  为:

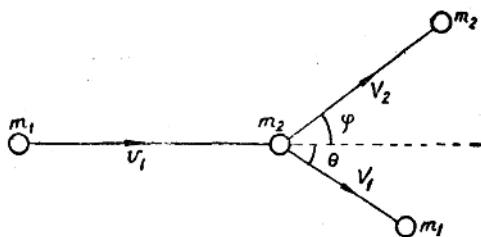


图 1.1

$$V_1 = \frac{\cos \theta \pm \sqrt{K^2 - \sin^2 \theta}}{1+K} v_1, \quad (1.1.5)$$

$$V_2 = \frac{2 \cos \phi}{1+K} v_1, \quad (1.1.6)$$

$$\tan \theta = \frac{2K \sin \phi \cos \phi}{1 - K \cos 2\phi} = \frac{K \sin 2\phi}{1 - K \cos 2\phi}. \quad (1.1.7)$$

在(1.1.5)式中, 当  $K$  等于或者大于 1 时用正号, 当  $K$  小于 1 时用负号。如  $K = 1$ , 则

$$\tan\theta = \frac{2\sin\phi\cos\phi}{1-\cos 2\phi} = \cot\phi = \tan\left(\frac{\pi}{2}-\phi\right),$$

故  $\theta + \phi = \frac{\pi}{2}$ ,

即碰撞後兩粒子軌迹的夾角等於  $90^\circ$ 。

由第一粒子傳給第二粒子的能量  $\frac{1}{2}m_2V_2^2$  則等於

$$\begin{aligned} \frac{1}{2}m_2V_2^2 &= \frac{1}{2}m_1v_1^2 - \frac{1}{2}m_1V_1^2 \\ &= m_1v_1^2 \frac{K + \sin^2\theta + \cos\theta\sqrt{K^2 - \sin^2\theta}}{(1+K)^2}. \end{aligned} \quad (1.1.8)$$

由此可見：如果  $K=1$ ，那麼第一粒子傳給第二粒子的能量為  $E_1\sin^2\theta$ 。如果  $K \gg 1$ ，那麼第一粒子傳給第二粒子的能量為

$$E_1 \frac{2(1-\cos\theta)}{K}.$$

由此式可知：當  $\theta = \pi$  時， $m_1$  傳給  $m_2$  的能量為最大，即等於

$$4\frac{E_1}{K}.$$

(2)非彈性碰撞 和前面一樣，設質量為  $m_1$  的粒子以速度  $v_1$  碰撞質量為  $m_2$  的靜止粒子，經過碰撞後質量為  $m_1$  的粒子的一部分能量轉化為質量為  $m_2$  的粒子的內能  $W$ 。例如，一個電子碰撞一個原子，傳給原子以位能  $W$  而使之電離就是這種情況。我們仍稱質量為  $m_1$  的粒子為第一粒子，質量為  $m_2$  的粒子為第二粒子。

我們只考慮兩粒子作中心碰撞的情況。和前面一樣，利用能量和動量守恆定律，並引入符號  $y = \frac{2W}{m_1}$ ，可求得

$$V_1 = \frac{1 - K \sqrt{1 - \frac{y(1+K)}{Kv_1^2}}}{1+K} v_1. \quad (1.1.9)$$

欲使  $V_1$  有適當的值，上式必須是一實數，所以根號內之值必須為正號，從而



$$y \leq \frac{Kv_1^2}{1+K},$$

$$\text{即 } W \leq \frac{m_1 v_1^2}{2} \cdot \frac{K}{1+K}. \quad (1.1.10)$$

因而由第一粒子的初动能转换为第二粒子的内能  $W$  最多为

$$W_{\max} = \frac{K}{1+K} \frac{m_1 v_1^2}{2} = \frac{m_2}{m_1+m_2} \frac{m_1 v_1^2}{2}, \quad (1.1.11)$$

即为初动能的  $\frac{K}{1+K}$  倍。例如, 当一个电子碰撞一个氢原子时, 转化为氢原子的内能的量最多等于电子初动能的  $\frac{1840}{1841}$  倍; 假如是一个正离子碰撞一个氢原子, 则转化为氢原子的内能, 最多只有正离子的初动能的  $\frac{1}{2}$  倍。

### § 1.2. 气体粒子的激发与电离

原子外壳的电子由其原来的能级跳跃到较高的能级便称为激发。如果在一个原子中移去一个电子, 而使原子成为带正电荷的离子这过程便称为电离, 因为在原子最外层的电子与原子核的结合力最小, 所以当原子受到碰撞而得到能量时最外层的电子最容易跳出来。也就是说, 使原子发生电离时最容易跳出来的电子是在最外层的价电子。假如跳出来的是较内层的电子, 那么, 处在较高能级的电子将会跳进来, 递补已跳开的电子的空位, 同时辐射出光子来。使原子发生电离的一般是由于受到电子碰撞和正离子碰撞或者是吸收一个量子的辐射能量而引起。在这里我们只讨论由于电子碰撞和正离子碰撞所引起的电离。

由波尔(Bohr)的原子理论, 我们知道原子能级不是连续的, 而是分为  $E_1, E_2, E_3, \dots, E_n$  等状态, 其中以最低能级  $E_1$  为正常状态。如果我们激发一个原子, 使其从能级为  $E_1$  的状态变为能级为  $E_n$  的状态, 就必须给以能量

$$E_n - E_1 = \frac{2\pi^2 m Z^2 e^4}{h^2} \left( \frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right),$$

其中,  $m$  是电子质量,  $Z$  是原子序数,  $e$  是一个电子的电量,  $n$  是量子数,  $h$  是普朗克常数。假设是由于电子碰撞而激发, 则激发所需的能量是来自电子的动能。因此要利用电子碰撞使原子从能级为  $E_1$  的状态激发到能级为  $E_n$  的状态, 则电子最少必须具有动能

$$\frac{1}{2} m v^2 = \frac{2\pi^2 m Z^2 e^4}{h^2} \left( \frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right). \quad (1.2.2)$$

如果使电子具有动能为  $\frac{1}{2} m v^2$  的电位为  $V_e$ , 则  $\frac{1}{2} m v^2 = e V_e$ ; 这里  $e$  为电子的电荷量, 故:

$$e V_e = \frac{2\pi^2 m Z^2 e^4}{h^2} \left( \frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right). \quad (1.2.3)$$

由此可知, 要使气体原子激发, 必须有适当的能量  $e V_e$ , 这个能量用电子伏特为单位,  $V_e$  即称为激发电位。

受激发后的原子并不是永远停留在能量为  $E_n$  的激发状态, 它很快又回复到能量为  $E_1$  的正常状态。停留在激发状态的时间非常短暂, 一般只有  $10^{-8}$  秒的时间。原子由激发状态回到正常状态时, 是以辐射光量子的形式放出原来所吸收的能量, 这个能量是

$$h\nu = \frac{2\pi^2 m Z^2 e^4}{h^2} \left( \frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (1.2.4)$$

式中  $\nu$  是辐射频率。

如果受激发后的原子能够很快而自发地以辐射光量子的形式回复到正常状态的能级, 那么它所处的这种激发状态便称为共振状态; 此种辐射称为共振辐射; 相应的激发电位称为共振电位。

受激发后的原子, 如果不可能以辐射光量子的形式自发地回复到正常状态的能级, 那么它所处的这种激发状态便称为亚稳状态, 相应的激发电位称为亚稳电位; 处在亚稳状态的原子称为亚稳原子。亚稳原子回复到正常状态可以有两种不同的过程: 一种

过程是需要再借一次新的非弹性碰撞或是吸收相应的光量子，使原子升到更高能级的状态，再从这个新的能级辐射出光量子而回复到正常状态。还有一种过程就是当亚稳原子和电子碰撞时，亚稳原子把它的能量转化为电子的动能，而本身回复到正常状态。原子处在亚稳状态的暂留时间，根据不同的状态而有所不同，这个时间的数量级是  $10^{-4}$ 、 $10^{-3}$ 、 $10^{-2}$  秒，甚至是几秒。

表 1.1 是一些有代表性的元素的共振电位 ( $V_r$ ) 和亚稳电位 ( $V_{met}$ )。

表 1.1

元 素	$V_r$ (伏)		$V_{met}$ (伏)	
He	21.2		19.8	20.7
Ne	16.7	16.8	16.6	16.7
A	11.6	11.8	11.5	11.7
Kr	10.0	10.6	9.9	10.5
Xe	8.5	9.6	8.3	9.4
Rn	7.0	8.5		
H	10.2			
H <sub>2</sub>	11.2	12.2		
N	10.2		2.4	3.6
N <sub>2</sub>	6.1		6.2	
O	9.1		2.0	4.2
O <sub>2</sub>	~5.0		1.0	1.8
Cl	9.2		0.1	8.9
Cl <sub>2</sub>	3.6			
Na	2.1			
K	1.6			
Cs	1.5			
Hg	4.9	6.7	4.6	5.4

设  $E_{\infty}$  是一个电离原子的能量，而其正常状态为  $E_n$ ，如果我们是用一个电子来电离这个原子，即从这个原子中撞出一个电子，那么，用来碰撞原子的那个电子所需的能量为

$$eV_i = E_\infty - E_n = \frac{2\pi^2 me^4}{h^2} \left(\frac{Z}{n}\right)^2, \quad (1.2.5)$$

由此可知, 要使气体原子电离, 必须有适当的能量  $eV_i$ ,  $V_i$  即称为电离电位。

表 1.2 是一些有代表性的元素的电离电位。

表 1.2 (单位为伏)

H	13.5	Fe	7.9(16, 30)
He	24.5(54.2)	Ni	7.6(18)
Li	5.4(75.3, 122)	Cu	7.7(20.3)
C	11.3(24.4, 4.8, 65, 390)	Br	11.8(19, 36)
N	14.5(29.5, 47, 73, 97)	Kr	14(27, 27, 68)
O	13.5(35, 55, 77, ...)	Rb	4.2(28, 47, 80)
F	17.4(35, 63, 87, 114)	Mo	7.4
Ne	21.5(41, 63, 87, 126)	I	10.4(19)
Na	5.1(47.5, 572)	Xe	12.1(21, 32, 46, 76)
Cl	13(22.5, 40, 47, 68)	Cs	3.9(33, 35, 51, 58)
A	15.7(28, 41)	W	8.0
K	4.3(32, 47)	Hg	10.4(19, 35, 72)
Ca	6.1(12, 51, 67)	Rn	10.7

激发电位和电离电位可以用各种实验方法测量出来。

由(1.2.3)式和(1.2.4)式可知, 把原子由正常状态  $E_i$  激发到状态  $E_n$  所需的能量, 应该与由激发状态降到正常状态所辐射的能量相等, 即

$$eV_e = h\nu. \quad (1.2.6)$$

由此可得电位和辐射波长的关系。如果  $V_e$  的单位为伏特,  $\lambda$  的单位为埃, 那么

$$\begin{aligned} V_e &= \frac{h\nu}{e} = \frac{hc}{e\lambda} = \\ &= \frac{6.624 \times 10^{-27} \times 3 \times 10^{10} \times 300}{4.803 \times 10^{-10} \times 10^{-8} \lambda} \approx \frac{12340}{\lambda} \text{伏特}. \end{aligned} \quad (1.2.7)$$

由光谱分析定出由原子辐射的波长  $\lambda$ , 便可以精确地定出激发电

位。但是在波尔的原子理论提出之前，人们便已经用其他实验方法测定了激发电位和电离电位。首先作这种实验的是夫兰克 (Franck) 和赫兹 (Hertz)。他们所作的这些经典实验现在仍然有意义，而且可使我们进一步在感性上明确激发电位和电离电位的概念，所以，在这里我们简单地讨论一下。他们所设计的仪器如图 1.2 所示。在一装有被测气体的玻璃管内装有电极，其中  $F$  为发

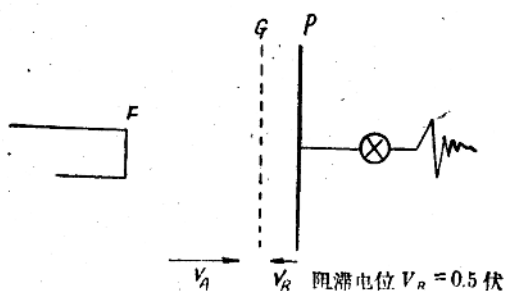


图 1.2 夫兰克和赫兹单栅极实验图。

射电子的灯丝， $G$  为栅极， $P$  为阳极，在  $F$  与  $G$  之间加一可变的电压  $V_A$ ，在  $P$  与  $G$  之间加一大约为 0.5 伏特的阻滞电压  $V_R$ 。由灯丝  $F$  发射出来的电子在到达栅极  $G$  之前被电位  $V_A$  加速，在通过  $G$  之后便被电位  $V_R$  阻滞。在开始时，流向阳极  $P$  的电流随着  $V_A$  的增加而增加 ( $F$  的发射未达饱和)，但是当  $V_A$  增加至某一个临界值时，电流便反而随着  $V_A$  的增加而减少，这是因为电子从  $F$  被加速到  $G$  附近发生非弹性碰撞而消耗了大部分能量之后，而剩下来的能量又不足以克服阻滞电位  $V_R$ ，所以这些电子便落在  $G$  上。只有当  $V_A$  继续增加而直至电子经非弹性碰撞后所剩下来的能量足以克服  $V_R$  的阻滞作用时电流才能继续增加。但是当  $V_A$  增加至第一个临界值的整倍数时，在  $G$  与  $F$  间 (离  $G$  稍远处) 的气体又被激发，电流又重新减少而后再增加。图 1.3 所示的是在汞蒸汽中实验得到的曲线。在此曲线上，第一个高峰的电位 (4.9 伏特) 便是汞原

子的激发电位，下面每两个高峰之间的距离都是 4.9 伏特，也即都是汞原子的激发电位。

上述实验只能测量激发电位，如果要同时测量激发电位和电离电位，则实验装置如图 1.4 所示。同样是在一装有被测气体的玻璃管内装有电极，其中  $V_A$  是一可变电压， $V_a$  约 0.1 伏特， $V_R > (V_A + V_a)$ ，以阻止由  $F$  发射的电子跑向电极  $P$ 。  $V_P$  约 2 伏特，其方向可以改换。这个实验可以

将激发电位和电离电位区分开来，而且可以测出一个以上的激发电位。当  $V_A$  达到某一个临界值时， $G_1$  与  $G_2$  之间的气体便被激发。如果  $V_P$  的方向是指向  $G_3$  (即  $G_3$  的电位比  $P$  的电位高)，那么当激发状态的原子向  $P$  辐射能量时， $P$  便发射出光电子，因此外电路中便有电流，其方向为正。如果  $V_P$  的方向与前相反，那么激发原子辐射而使  $G_3$  发射的光电子流向  $P$ ，于是外电路中又有电流，但是其方向与前相反。当  $V_A$  增加到气体的电离电位时，在  $G_1$  与  $G_2$  间

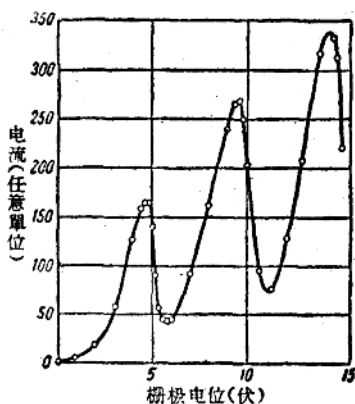


图 1.3 夫兰克和赫兹用单栅极得出 Hg 的激发电位曲线。

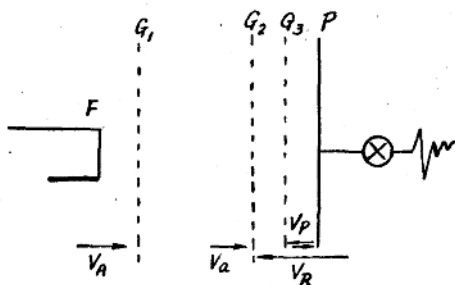


图 1.4

所产生的正离子将不管  $V_p$  的方向如何, 都将跑向阳极  $P$ , 因此电流都是向正方向增加。图 1.5 是在汞蒸汽中测得的曲线。由此曲

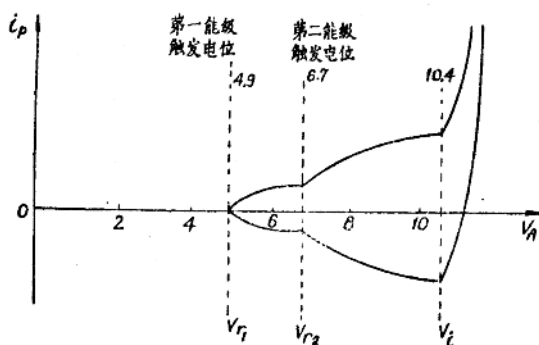


图 1.5

线可得汞原子第一能级的激发电位为 4.9 伏特, 第二能级的激发电位为 6.7 伏特。而电离电位为 10.4 伏特。在上面两个实验中, 横轴所取的电位读数已考虑到  $F$  与  $G$  (或  $G_1$ ) 之间的接触电位差的修正, 否则从栅极  $G$  上所得的读数会比图中的数值低些。

### § 1.3. 电离几率与激发几率

由前一节讨论可知, 当电子碰撞气体原子时, 电子的能量必须足够大, 才有可能使气体原子电离。但是当电子的能量达到并且超过了相当于气体原子的电离能量时, 是不是每次碰撞都能使原子电离呢? 这是不一定的。在这种情况下, 电子与原子之间的碰撞是既有非弹性碰撞也有弹性碰撞, 即电子的能量不一定转化为原子的内能而使之电离。我们把电子使原子电离的次数和电子碰撞原子的总次数的比称为电离几率; 电离几率是能量的函数, 这个函数称为电离函数。这个函数在电子的能量达到电离能量之后, 便迅速增加, 但增加到某一个数值之后又缓慢地降低。与电离几

率和电离函数相似,电子碰撞原子而使原子激发时,也有一定的激发几率和激发函数,这些几率或函数也有一个最大值。

电离几率与能量的关系,若用波动力学来处理,可以得到适当的解释,并且能描绘出与实验相应的理论曲线。但为了简单起见,我们也可以进行一些定性的解释。很显然,当电子的能量非常低时,除非它是碰撞在一个已处在激发状态的原子,否则它是不可能使原子电离的。然而,当电子的能量非常高时,因为它与原子互相作用的时间非常短促,不一定来得及使它电离,因而电离几率反而降低。

在电子与原子发生碰撞电离的区域内,如果没有电场存在,那么电子在与原子碰撞时所消失的能量很难得到补充,因此使气体电离的可能性就要随着时间改变。通常以电子的能量与微分电离系数的关系来表示气体原子被电子碰撞电离的情况。一个电子在压力为1毫米汞柱的气体穿过1厘米距离时所电离的离子数称为微分电离系数,一般是用 $S$ 来表示,它的单位是离子/厘米·毫米汞柱。因为电子在碰撞时消耗能量的缘故,所以对于一个电子而言, $S$ 也随着时间而改变。又因为在各种电子速度时,电离几率不同,所以 $S$ 也与电子的速度有关。图1.6是汞蒸汽的微分电离系数与

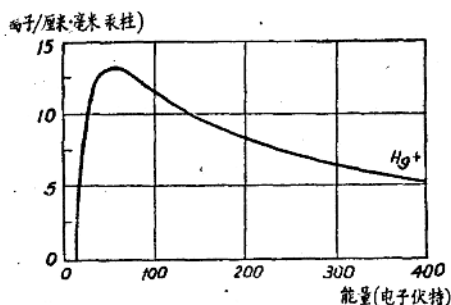


图 1.6 汞蒸汽中电子微分电离系数与能量的关系。



速度关系的曲线, 速度以能量表示。由此图可以看出, 当能量为 40 电子伏特 (即电位为 40 伏特) 时  $S$  最大, 当能量为 300 电子伏特 (电位为 300 伏特) 时,  $S$  便降至最大值的一半。  $S$  与电位  $V$  的关系可以用经验公式来表示。在  $S$  达到最大值之前, 此经验公式为:

$$S = a(V - V_i). \quad (1.3.1)$$

在  $S$  达到最大值以后, 此经验公式为:

$$S = b(V - V_i) e^{-\frac{V - V_i}{c}}, \quad (1.3.2)$$

其中  $V_i$  为气体的电离电位,  $a, b, c$  为常数, 这些常数随气体的性质而不同。

### § 1.4. 正离子碰撞电离

前面所讲的都是电子碰撞所产生的电离, 但是, 气体被电离之后, 也存在正离子。那么, 这些正离子也要与气体粒子碰撞。气体粒子受正离子碰撞时是否会电离? 由汤生的理论来看是会发生电离的, 但是从实验的结果来看, 正离子碰撞发生电离的效果很小。

由粒子非弹性碰撞的公式(1.1.11)可以看出, 碰撞粒子的动能转变为被碰撞粒子的内能的最大值为  $\frac{m_2}{m_1 + m_2} \cdot \frac{m_1 v_i^2}{2}$ , 如果是电子碰撞原子, 则差不多全部电子的动能都转变为原子的内能而使原子电离。但是当正离子与原子碰撞时, 因为正离子的质量与原子的质量几乎相等, 所以原子所得的内能最多只有正离子的动能的一半, 因此在这种碰撞中原子不容易得到足够的内能使其发生电离。但是使离子碰撞难以发生电离的主要原因是正离子的速度很小, 与原子互相作用的时间长。原子不容易从碰撞中吸取到足够的能量, 在发生碰撞时其电子的位置虽然有变动, 但是并不脱离离开原子, 而且很容易恢复到原来的位置上。

但是当正离子的能量很高时(例如速度很快的  $\alpha$  质点), 其电