

高等学校交流讲义

# 原子核物理实验方法

YUANZIHE WULI SHIYAN FANGFA

于群等编

人民教育出版社

高等学校交流讲义



# 原子核物理实验方法

YUANZIHE WULI SHIYAN FANGFA

于群等编

人民教育出版社

---

本书比較全面的介紹了各种原子核射綫探测器的基本原理、性能和应用，內容包括了气体探测器，密牒质探测器；带电粒子径迹的观察法，中子探测器，磁譜仪和质谱仪。

本书适合作为高等学校“原子核物理实验方法”課程的教材，也可供有关方面的工作人员参考。

## 原子核物理实验方法

于群等編

人民教育出版社出版 高等学校教材編輯部  
北京宣武門內大街27號

北京市書刊出版業營業許可證出字第2號

京華印書局印裝  
新华书店科技发行所发行  
各地新华书店經售

統一書號 13010·984 開本 850×1168<sup>1</sup>/<sub>32</sub> 印張 11<sup>0</sup>/<sub>16</sub> 插頁 3  
字數 279,000 印數 0001—3,000 定價(6) 1.10  
1961年7月第1版 1961年7月北京第1次印刷

# 目 录

第一章 气体中离子运动的规律	1
§ 1.1 气体的电离	1
§ 1.2 气体中离子运动的规律性	4
第二章 电离室	14
§ 2.1 电离室的构造	14
§ 2.2 电离室的电离电流	15
§ 2.3 脉冲电离室	16
§ 2.4 累计电离室(电流电离室)	34
第三章 正比计数器	41
§ 3.1 正比计数器的运用区域	41
§ 3.2 圆柱形正比计数器中气体放大的机构	42
§ 3.3 正比计数器的脉冲形状与延续时间	49
§ 3.4 正比计数器的脉冲高度的涨落	53
§ 3.5 三氟化硼正比计数器	56
第四章 盖革-弥勒计数器	58
§ 4.1 盖革-弥勒计数器及其放电的条件	58
§ 4.2 放电的猝熄	60
§ 4.3 自熄计数器的放电机构	62
§ 4.4 盖革-弥勒计数器的坪特性曲线	63
§ 4.5 盖革-弥勒计数器的失效时间与复原时间	64
§ 4.6 盖革-弥勒计数器的探测效率	67
§ 4.7 卤素计数管	72
§ 4.8 $4\pi$ 计数管	75
§ 4.9 符合与符合法	77
第五章 闪烁计数器	87
§ 5.1 引言	87
§ 5.2 闪烁计数器的基本原理	87
§ 5.3 闪烁体	91
§ 5.4 光电倍增管	107
§ 5.5 闪烁计数器的应用	122
第六章 契伦科夫计数器	148

§ 6.1 契伦科夫辐射及其性质	148
§ 6.2 契伦科夫计数器及其应用	150
第七章 威耳孙云室及气泡室	153
§ 7.1 威耳孙云室的工作原理	153
§ 7.2 威耳孙云室的构造与操作的方法	160
§ 7.3 扩散云室	167
§ 7.4 气泡室	172
第八章 原子核乳胶	176
§ 8.1 带电粒子通过原子核乳胶形成潜象的过程	177
§ 8.2 原子核乳胶的特性	180
§ 8.3 径迹的分析方法	183
§ 8.4 原子核乳胶的应用	194
第九章 中子的探测	197
§ 9.1 中子的探测原理	197
§ 9.2 慢中子的探测	209
§ 9.3 快中子的探测	235
第十章 $\beta$ 磁谱仪	258
§ 10.1 引言	258
§ 10.2 谱仪的基本工作原理: $B\rho$ 和动量、能量的关系	259
§ 10.3 几个量的定义	260
§ 10.4 半圆聚焦谱仪	262
§ 10.5 双聚焦谱仪	270
§ 10.6 环状谱仪	280
§ 10.7 均匀磁场的螺旋管谱仪	282
§ 10.8 纵向非均匀场谱仪	287
§ 10.9 几种主要谱仪的比较	296
§ 10.10 混合磁场谱仪	297
§ 10.11 符合 $\beta$ 磁谱仪	299
§ 10.12 $\beta$ 谱仪的应用	307
§ 10.13、实验技术中的一些注意事项	318
第十一章 质谱学	323
§ 11.1 引言	323
§ 11.2 质谱仪的类型及原理	325
§ 11.3 质谱仪器结构	336
§ 11.4 分辨率与误差	358
§ 11.5 质谱仪器的应用	362

# 第一章 气体中离子运动的规律

## § 1.1 气体的电离

### 1. 原电离与次电离

当带电粒子通过气体时,它在气体中损失能量,使气体的分子激发和电离。气体分子被电离后,在气体中就发生了离子对(正离子和电子)。带电粒子在气体中所打出来的大量电子,它们的能量都是比较小的,小于气体分子的电离电位,因而它们不可能再使气体分子电离。但是,带电粒子也在气体中形成一些能量较大的电子,它们具有足够的能量使气体分子进一步电离。由这些能量较高电子所产生的电离叫做次电离,而带电粒子最先产生的电离叫原电离。无论原电离和次电离都具有量的含义,即指电离过程完成后所产生离子对的数目。因此,原电离指带电粒子最初产生的离子对数,次电离指在原电离过程中所产生的动能大的电子进一步产生的离子对数。我们把原电离和次电离的总和叫做总电离。

带电粒子的电离本领是用它在它的单位长度的路程上所产生的离子对数来量度。这离子对数叫做电离比值。电离比值与粒子的能量有关,随粒子的能量增加先迅速地减小而后缓慢地上升。电离比值也分为原电离比值  $S_p$  和总电离比值  $S_t$  二个量。电离比值的大小与气体的性质和它的密度有关,当我们给出电离比值时,一般是对某种气体在标准状况下而言。表 1.1 给出不同能量的电子在标准状况的空气中电离比值。

表 1.1.

$E$ (兆电子伏特)	0.00015	0.001	0.005	0.01	0.02	0.03	0.05
$S_p$					102	79	61
$S_t$	7700	3800	1600	1050	520	330	250

$E$ (兆电子伏特)	0.10	0.15	0.20	0.30	0.50	1.00	2.00
$S_P$	43	36	33	29	25	22	21
$S_i$	165	120	95	75	55	44	42
$E$ (兆电子伏特)	4.00	10.00					
$S_P$	22	23					
$S_i$	44	46					

## 2. 在气体中产生一对离子所需的能量

带电粒子在气体中所产生的总电离是和这粒子在气体中所损失的能量有关。实验证明,在相当大的范围内,带电粒子在气体中所产生离子对数是和它在气体中所消耗的能量成正比的,换句话说,产生一对离子所需能量  $\varepsilon_0$  几乎是一常数。实验证明,  $\varepsilon_0$  与原粒子的能量无关,  $\varepsilon_0$  与原粒子的本性无关,对不同的气体  $\varepsilon_0$  有些不同,但出入不大,一般位于 30 电子伏特左右。

## 3. 电离的统计性涨落

当带电粒子在气体中损失完全相等的能量时,它所产生的总电离仍显示出来某种统计性的涨落。令粒子在气体中所损失的能量为  $E$ , 则总电离的平均值为

$$\bar{n} = \frac{E}{\varepsilon_0}$$

如果我们设想带电粒子在它的路程上产生这一对离子和那一对离子之间并无任何因果的联系,从而在任何情况下产生一对离子的几率都是一样的,那末在某种场合下这一带电粒子产生  $n$  个离子对的几率  $P(n)$  将遵守泊松定律

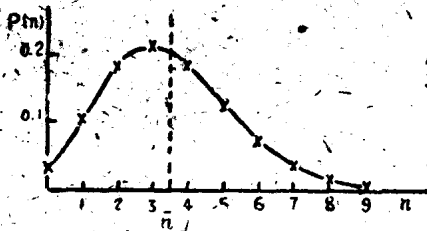


图 1.1. 泊松分布,  $\bar{n}=3.5$ 。

泊松定律

$$P(n) = \frac{e^{-\bar{n}} (\bar{n})^n}{n!}$$

泊松分布可推导如下。假设带电粒子与气体分子作  $N$  个碰撞而产生  $n$  个离子对,  $N$  是非常大的数。每次碰撞能产生一对离子的几率为  $\frac{n}{N}$ , 不产生一对离子的几率为  $\left(1 - \frac{n}{N}\right)$ 。因此,

$$\begin{aligned} P(n) &= \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{N(N-1)\cdots(N-n+1)}{n!} \left(\frac{\bar{n}}{N}\right)^n \left(1 - \frac{\bar{n}}{N}\right)^{N-n} = \\ &= \frac{(\bar{n})^n}{n!} \lim_{N \rightarrow \infty} \left(1 - \frac{1}{N}\right) \cdots \left(1 - \frac{n-1}{N}\right) \left(1 - \frac{\bar{n}}{N}\right)^{-n} \left(1 - \frac{\bar{n}}{N}\right)^N = \\ &= \frac{(\bar{n})^n}{n!} e^{-\bar{n}}. \end{aligned}$$

现在用  $n$  的均方偏差  $\overline{\Delta^2} = \Sigma (n - \bar{n})^2 P(n)$  来量度  $n$  的涨落的大小。要算出  $\overline{\Delta^2}$ , 我们利用泊松分布的母函数  $F(x)$ :

$$F(x) = \Sigma P(n) x^n = e^{-\bar{n}} \Sigma \frac{(\bar{n}x)^n}{n!} = e^{(x-1)\bar{n}},$$

则

$$F(1) = \Sigma P(n) = 1,$$

$$F'(1) = \Sigma n P(n) = \bar{n},$$

$$F''(1) = \Sigma n(n-1) P(n) = (\bar{n})^2,$$

或

$$\Sigma n^2 P(n) = (\bar{n})^2 + \bar{n}.$$

因此

$$\overline{\Delta^2} = \Sigma (n - \bar{n})^2 P(n) = \Sigma n^2 P(n) - (\bar{n})^2 = \bar{n}.$$

标准偏差

$$\sigma = \sqrt{\overline{\Delta^2}} = \sqrt{\bar{n}} = \left(\frac{E}{\varepsilon_0}\right)^{1/2}.$$

这说明, 离子对产生愈多或粒子在气体中消耗能量愈多, 则涨落的影响愈小, 因为  $\frac{\sigma}{\bar{n}} \sim \frac{1}{E^{1/2}}$ 。

事实上, 气体的电离过程并不是象我们所设想的那样, 每个离子对的产生是彼此毫无联系的过程, 因而电离的涨落实际上并不



遵守泊松分布。根据法諾<sup>①</sup>的估計

$$\sigma^2 = F \cdot \left( \frac{E}{\varepsilon_0} \right),$$

其中校正因数介于  $\frac{1}{2}$  和  $\frac{1}{3}$  之間。

## § 1.2 气体中离子运动的規律性

电离的过程完了以后，电子和正离子将在气体分子热运动的影响下作无規則的运动。这样，下列情况可能发生：(1)离子从密度大的地方向密度小的地方扩散；(2)电子被中性分子捕获而形成負离子；(3)如果不加电场把正負离子分开，則正負离子将复合而形成中性分子；(4)如果外加一电场，正离子与电子(可能是重的負离子)将被电场分开，沿相反的方向漂移。

我們知道，离子的杂乱运动不可能产生电流，只有規則的运动才会产生电流。电流密度  $j$  分为二个部分，一部分由正离子的运动产生，另一部分由負离子(或电子)的运动产生，即

$$j = j^+ + j^-.$$

电流密度  $j$  可以由离子的扩散产生，也可以由离子沿电场漂移而产生。

### 1. 离子的漂移

由离子漂移所产生的电流密度为

$$j^+ = en^+W^+, \quad j^- = -en^-W^-,$$

其中  $W^\pm$  为离子的漂移速度。

假设离子在和气体分子相碰間的自由路程中，在电场中所获

<sup>①</sup> Fano, Phys. Rev., 72, 26 (1947).

得的能量在碰撞时完全传递给气体分子。这样，碰撞使离子沿电场的定向运动杂乱化。令离子杂乱运动的速度为  $u$ ，则在二个碰撞之间离子沿电场所漂移的平均距离为

$$S = \frac{1}{2} \left( \frac{e\mathcal{E}}{m} \right) \left( \frac{\lambda_0}{u} \right)^2 = W \left( \frac{\lambda_0}{u} \right),$$

其中  $\lambda_0$  为单位气体压强下的离子平均自由路程。因此，

$$W = \frac{1}{2} \frac{\mathcal{E}}{P} \left( \frac{e\lambda_0}{mu} \right).$$

现在分别讨论一下电子和重离子的漂移速度。

当电子的动能  $E$  小于气体分子的最小激发电位(对于氩,这等于 11.5 电子伏特)时,电子与分子的碰撞是完全弹性碰撞,每次碰撞电子只能传递给气体分子极少的一部分能量(最多  $\frac{4mE}{M}$ , 平均  $\frac{2mE}{M}$ )。这样,一旦加上电场时,电子在与气体分子最初的一些次碰撞中,它的能量必定要增加的,直到电子由碰撞所损失的能量等于它从电场所取得的能量时,平衡状态才能达到,即电子才具有一定的平均杂乱运动的速度  $u$ 。很显然,

$$\frac{1}{2} mu^2 > \frac{3}{2} kT,$$

或

$$\frac{1}{2} mu^2 = \frac{3}{2} \eta kT,$$

其中  $\eta$  必然是  $\frac{\mathcal{E}}{P}$  的函数,图 1.2 为  $\eta - \frac{\mathcal{E}}{P}$  的示意图。

因此

$$W = \frac{\mathcal{E}}{P} \left( \frac{1}{2} \frac{e\lambda_0}{\sqrt{3m\eta kT}} \right).$$

表 1.2 给出温度为 15°C, 压强为 1 个大气压的不同气体中电子的平均自由路和  $\lambda_0$  的值,  $\lambda_0$  的单位为  $10^{-5}$  厘米。非常近似地,

$$\frac{1}{2} \frac{e\lambda_0}{\sqrt{3m\eta kT}} \approx \mu_s \left( \frac{\mathcal{E}}{P} \right)^{-1/2},$$

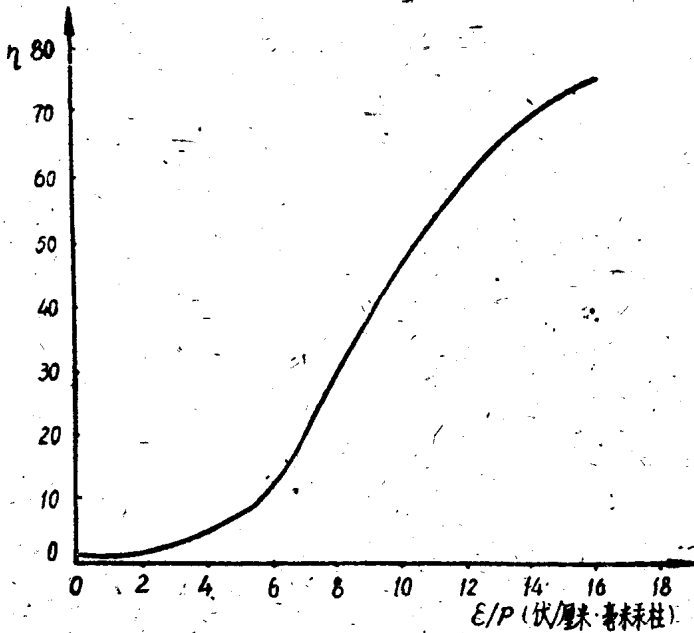
图 1.2. CO<sub>2</sub> 中电子的平均杂乱运动能和  $E/P$  的关系。

表 1.2.

$\eta = \frac{E}{\frac{3}{2}kT}$	2	5	10	20	50	100	200	300
A					50	25	12	12
空气		4.5	4.4	4.35	3.5	3.5		
N <sub>2</sub>		6.7	5.2	4.2	3.4	3.4		
H <sub>2</sub>	5.1	4.5	3.6	2.8	2.8	2.8		
CO <sub>2</sub>	1	2.1	3.5	5.4	7.6			

从而电子的漂移速度为

$$W_e \approx \mu_e \left( \frac{E}{P} \right)^{1/2}$$

其中  $\mu_e$  的单位为厘米<sup>3/2</sup>·大气压<sup>1/2</sup>/伏特<sup>1/2</sup>·秒。 $\mu_e$  的值见表 1.3。

电子漂移速度的数量级为  $10^6$  厘米/秒。

由以上的讨论可知, 气体分子的激发电位愈高, 则电子的平均杂乱运动速度  $u$  也愈高。如果在气体中混入些多原子分子的气体 (例如  $\text{CO}_2$ ), 由于这些分子存在着低激发能级, 我们可以降低电子的平均杂乱运动速度。降低  $u$ , 不见得能使电子的漂移速度增加, 虽然  $W \sim \frac{\lambda_0}{u}$ , 这是因为  $\lambda_0$  是与  $u$  有关的。某些气体, 如氩, 具有这种性质: 当在其中的电子的速度减小时,  $\lambda_0$  反而增加引起来 (拉姆骚尔效应)。利用这一特性, 只要我们在纯氩中混进 5—10% 的  $\text{CO}_2$ , 一方面降低  $u$ , 另一方面又增加  $\lambda_0$ , 这样能够使电子的漂移速度比在纯氩中增加一个数量级。

对重离子 (无论是正的或是负的) 而言,  $\eta \approx 1$ 。  $W^\pm = \mu^\pm \frac{E}{P}$ , 其中  $\mu^\pm$  的单位为厘米<sup>2</sup>·大气压/秒·伏特。 $\mu^+$  的值见表 1.3。  $W^\pm$  的数量级为  $10^8$  厘米/秒。

表 1.3.

气体	离子	$\mu^+$	$\mu^-$ (极近似)
He	$\text{He}^+$	10.8	$3.5 \times 10^4$
	$\text{He}_2^+$	19	
Ne	$\text{Ne}^+$	4.4	$7 \times 10^4$
	$\text{Ne}_2^+$	5.85	
A	$\text{A}^+$	1.63	$2 \times 10^4$
	$\text{A}_2^+$	1.9	
A+1%N <sub>2</sub>			$8 \times 10^4$
A+10%CO <sub>2</sub>			$2 \times 10^5$
A+10%C <sub>2</sub> H <sub>5</sub> OH	$\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}^+$	0.7	$6 \times 10^4$
A+10%(C <sub>2</sub> H <sub>5</sub> ) <sub>2</sub> O			$1.3 \times 10^5$
N <sub>2</sub>	$\text{N}_2^+$	2.7	$3 \times 10^4$
H <sub>2</sub>	$\text{H}_2^+$	14.7	$5 \times 10^4$

## 2. 离子的扩散

在没有电场的条件下 ( $\mathcal{E} = 0$ ),

$$\mathbf{j}^{\pm} = \mp e D^{\pm} \text{grad } n^{\pm}, \quad \left( D = \frac{1}{3} \frac{\lambda_0}{P} u \right),$$

即在气体中某一点的电流密度是和该点的离子密度  $n$  成正比。 $D$  为离子的扩散系数。

在有电场的条件下 ( $\mathcal{E} \neq 0$ )

$$\mathbf{j}^{\pm} = \mp e D^{\pm} \text{grad } n^{\pm} \pm e n^{\pm} \mathbf{W}^{\pm},$$

即除由离子扩散所产生的电流外还有由离子沿电场方向漂移所产生的电流。

根据电荷守恒定律,

$$\pm e \frac{\partial n^{\pm}}{\partial t} + \text{div } \mathbf{j}^{\pm} = 0,$$

可得

$$\frac{\partial n^{\pm}}{\partial t} = D^{\pm} \nabla^2 n^{\pm} - \text{div} (n^{\pm} \mathbf{W}^{\pm}).$$

在这运动方程中, 我们没有把离子的复合和产生考虑在内, 因而这方程只能应用于离子产生后而且没有复合的条件离子的运动的情况。例如, 在  $t=0$  时, 在空间中有一离子密度分布  $n_0(x, y, z)$ 。现在研究在沒有复合的条件下在以后的时间  $t$  这些离子的分布  $n(x, y, z; t)$  是怎样的。

假设电场是均匀的, 而且是沿  $z$  的正方向, 这样  $\mathbf{W}^{\pm}$  将沿  $z$  的正方向而且是一常数。离子运动方程在这特殊的情况下变为

$$\frac{\partial n^{\pm}}{\partial t} = D^{\pm} \nabla^2 n^{\pm} - W^{\pm} \frac{\partial n^{\pm}}{\partial z},$$

它的解为

$$n^{\pm}(x, y, z; t) = \frac{1}{8(\pi t D^{\pm})^{3/2}} \iiint_{-\infty}^{+\infty} n_0^{\pm}(x', y', z') \times \\ \times e^{-\frac{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z'-W^{\pm}t)^2}{4D^{\pm}t}} dx' dy' dz'.$$

如果在  $t=0$  时, 只有  $n_0$  个离子集中在坐标系的原点处, 则

$$n_0(x, y, z) = n_0 \delta(x) \delta(y) \delta(z),$$

其中,  $\delta(x)$  为狄拉克  $\delta$  函数, 它具有下列性质:

$$\delta(x) = 0, \quad x \neq 0;$$

$$\delta(x) \neq 0, \quad x = 0;$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \delta(x) dx = 1;$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} f(x) \delta(x) dx = f(0),$$

因此,

$$n(x, y, z; t) = \frac{1}{8(\pi t D)^{3/2}} e^{-\frac{x^2 + y^2 + (z - Wt)^2}{4Dt}},$$

为书写方便起见把  $\pm$  号略去。由上式可得

$$\bar{z} = \iiint_{-\infty}^{+\infty} zn(x, y, z; t) dx dy dz = Wt = S_F$$

$$\bar{x} = \bar{y} = 0.$$

$$\bar{x}^2 = \bar{y}^2 = \iiint_{-\infty}^{+\infty} x^2 n(x, y, z; t) dx dy dz = 2Dt = S_D^2$$

因此,

$$\frac{S_D}{S_F} = \left( \frac{2Dt}{Wt S_F} \right)^{1/2} = \sqrt{\frac{2D}{W S_F}}$$

已知

$$D = \frac{1}{3} \frac{\lambda_0}{P} u, \quad W = \frac{1}{2} \frac{s}{P} \left( \frac{e \lambda_0}{mu} \right), \quad \frac{1}{2} mu^2 = \frac{3}{2} \eta kT,$$

则

$$\frac{S_D}{S_F} = \sqrt{\frac{2\eta kT}{e s S_F}}$$

$S_D/S_F$  用来衡量离子沿电场漂移一段距离而向横向扩散的程度。

例如,  $s = 1000$  伏/厘米,  $\eta = 320$ ,  $S_F = 1$  厘米,  $T = 238^\circ\text{K}$ ; 则

$$\frac{S_D}{S_F} = \begin{cases} \left( \frac{2 \times 320 \times \frac{1}{40}}{1000} \right)^{1/2} = 0.13 \text{ (电子)} \\ 0.007 \text{ (离子, 因为 } \eta \approx 1) \end{cases}$$

其中  $kT = \frac{1}{40}$  电子伏特。电子的扩散比重离子大得多。

### 3. 离子的复合

正负离子相遇时,可能复合而为中性的分子。由于复合,单位体积内正负离子的损失率为

$$-\frac{\partial n^{\pm}}{\partial t} = \alpha n^{+}n^{-}$$

是与该体积内的正负离子密度的乘积成正比的。 $\alpha$ 叫做复合系数。正负离子都是重离子时, $\alpha$ 的数量级为  $10^{-6}$  厘米<sup>3</sup>/秒;而电子与正离子的复合系数要小几个数量级。

### 4. 负离子的形成

如果气体中含有负电性分子如  $H_2O$ ,  $O_2$ , 卤素分子时,电子有可能被这些负电性分子捕获而形成重的负离子。一个电子与一个

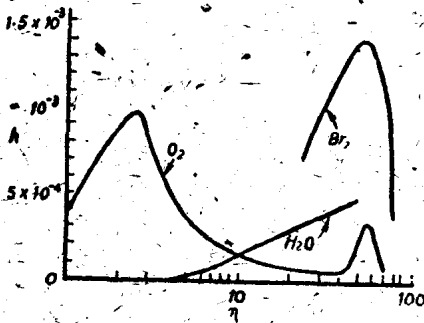


图 1.3.  $O_2$ ,  $Br_2$  及  $H_2O$  中每碰撞电子被俘几率。

负电性分子遭遇而被捕获的几率  $h$  是与电子的能量以及负电性分子的性质有关,见图 1.3 的曲线。电子被捕获而形成重的负离子,一方面大大减小了负离子的漂移速度,使负离子的收集的速度小几个数量级,另一方面增加了离子复合的可能性。关于这些问题的重要性将在以后几章中讨论到。

关于这些问题的重要性将在以后几章中讨论到。

令  $h$  = 电子与负电性分子相遇而被俘的几率

$C$  = 负电性气体的百分浓度

$\lambda$  = 电子在混合气体中的平均自由路程。

在时间  $t$  内, 电子与负电性分子所做碰撞数 =  $C\bar{u}t/\lambda$ , 在此时间内被俘的几率 =  $C\bar{u}ht/\lambda = t/\tau$ 。

$$\therefore \text{电子的平均寿命 } \tau = \lambda / C\bar{u}h = \frac{\lambda_0 / P}{C\bar{u}h},$$

$$W = \frac{1}{2} \frac{\varepsilon \cdot e}{P} \frac{e}{m} \frac{\lambda_0}{u},$$

$$\tau = \frac{W}{C\bar{u}h} = \frac{1}{2} \frac{\varepsilon \cdot e}{P} \frac{e}{m}$$

电子被俘前漂移的距离  $\delta = W\tau = \frac{(\mu_e^-)^2}{\left(\frac{1}{2}\right)CP\bar{u}h} \frac{e}{m} = \frac{10^{-16}(\mu_e^-)^2}{CP\bar{u}h}$  对于

$\text{H}_2\text{O}: h \geq 5 \times 10^{-4}, P = 1$  大气压,  $\mu_e^- \sim 10^5, C \lesssim 1.7 \times 10^{-3}, \delta \sim 1.2$  厘米。

### 5. 电流-电压特性曲线

如图 1.4 的离子收集装置, 当一定强度的粒子束不断地在气体体积内产生电离, 电流的记录仪器将记录下来一定微小的稳定电流。改变外加电压  $V$ , 我们发现电流  $i$  先随电压增加而达到饱和电流  $i_s$ ; 再增加电压, 电流将保持不变。因为在气体中的电流非常小 ( $10^{-10}$  的数量级), 没有空间电荷的影响。电流-电压曲线之具有这种性质是由于离子复合与扩散的缘故。没有由复合与扩散所造成

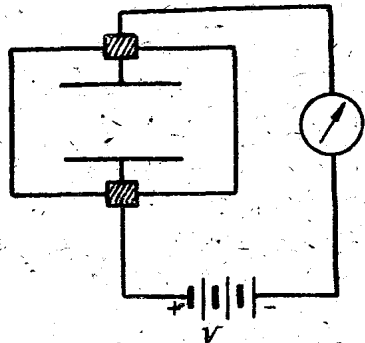


图 1.4.



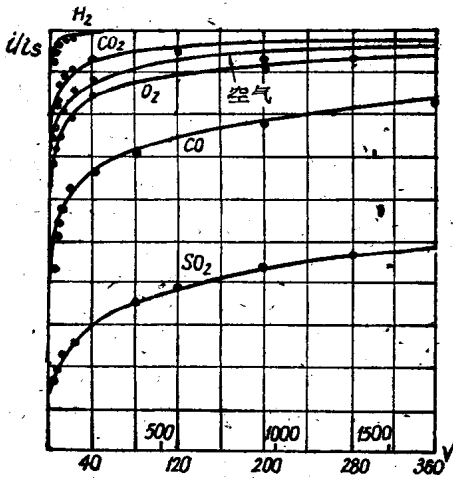


图 1.5 a.

的离子损失，所有离子将被收集下来，因而电流必定达到饱和。复合与扩散的影响主要决定于①气体的性质（见图 1.5, a），②气体的压强（见图 1.5, b），③粒子强度与性质（见图 1.5, c），④甚至粒子径迹相对于电场的取向（见图 1.5, d 的  $\alpha$  粒子情况）以及其他因素。收集离子时必须加足够大的电场以保证电流达到饱和。

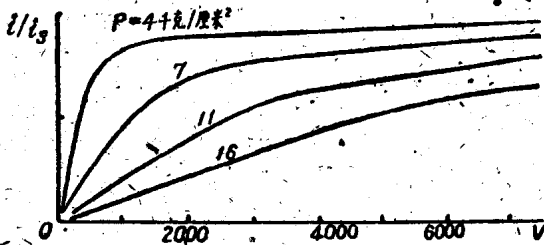


图 1.5 b.

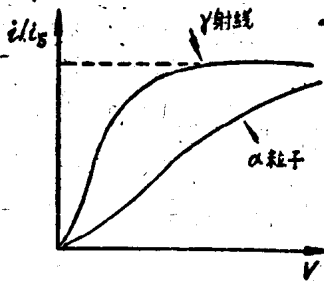


图 1.5 c.