

# 致电离辐射剂量学

K.K. 阿格林采夫

科学出版社

# 致电离辐射剂量学

K. K. 阿格林采夫 著

潘 自 強  
楊 长 生 等 譯  
楊 基 方

科学出版社

1963

К. К. АГЛИНЦЕВ  
ДОЗИМЕТРИЯ ИОНИЗИРУЮЩИХ  
ИЗЛУЧЕНИЙ

ГИТТЛ Москва, 1957

內 容 簡 介

本书全面而系統地討論了剂量学的各个方面,内容包括:(1)剂量学的物理基础,(2)剂量学和放射性单位及基准,(3)剂量和辐射的测量方法,(4)伦琴射线、 $\gamma$ 射线、 $\alpha$ 、 $\beta$ 和中子射线剂量学,(5)剂量学中常用的电子学线路,(6)剂量仪及其刻度方法,(7)致电离辐射的防护。

本书可作为高等院校原子能系、工程物理系、辐射卫生系中有关专业的参考教材,也可供原子能科学研究、原子能工业、放射性同位素应用等方面的物理工作者及其他人員的参考。

致 电 离 辐 射 剂 量 学

К. К. 阿格林采夫 著

潘自強 楊長生 楊基方 等譯

\*

科学出版社出版 (北京朝阳門大街 117 号)

北京市书刊出版业营业登记证出字第 061 号

中国科学院印刷厂印刷 新华书店总經售

\*

1963 年 11 月 第 一 版

1963 年 11 月 第一次印刷

(京) 0001—2,550

书号: 2859 字数: 423,000

开本: 850×1168 1/32

印张: 16 1/16 插图: 3

定价: 3.40 元

000010

## 譯 者 序

鑑于國內的需要，我們組織了本書的翻譯工作。先後參與的人很多，經過了較長的時間，全書最後由潘自強、楊基方、楊長生整理完稿付印。為便利各種專業的讀者，對於原文中排誤或講解得不够清楚的地方以及一些特殊設備、材料的名稱等，我們都盡力作了一些註解（譯者註）。這些註解可能有不恰當的地方，但總的來說對讀者可能會有幫助。至於原書中一些明顯的遺漏和錯誤，除在譯稿中予以改正外，不再一一加註說明。

我們不論是對劑量學工作或對翻譯工作都缺乏經驗，難免有錯誤或不恰當的地方，希望國內的專家與同志們多多指教。

李德平先生對翻譯工作給予了很大幫助與關懷，並承閱譯稿；羅安仁同志校閱了第九、十、十四章，譯者在此一併表示謝意。

**譯者**

1963年2月 北京

## 卷 头 語

在准备出“致电离辐射剂量学”这本书的第二版时,作者力图反映出近年来剂量学的发展,因此不仅需要对第一版中的材料作重大的修改和补充,而且在材料的安排上也需要作更动。

在这一版中刊载了测定剂量的閃爍方法、化学方法、量热計方法以及記錄輻射的电子学方法,闡述了放射源強度的測量方法。許多在第一版中引用的数据已失去了现实意义或者只对于一小部分讀者有用,就不再刊入第二版中。有关剂量学在地球物理学中的应用及致电离輻射的生物作用等章节是非常重要的,并且其内容是非常丰富的,因此,把它們放在討論剂量学的一般基础的书中就不合适了。

本书供从事剂量学方面工作的物理学工作者、工程师以及剂量专业的大学生閱讀。

作 者

# 緒 論

## § 1. 剂量学的对象与任务

现代剂量学的实验和理论方法是用于研究  $\alpha$ 、 $\beta$ 、 $\gamma$  辐射、伦琴射线和中子的，这几种辐射的来源可以是：

- 1) 放射性物质制剂；
- 2) 加速带电粒子用的装置和核反应堆。

可能，实验物理学在把带电粒子加速到能量达几百亿电子伏数量级方面的成就，将使剂量学不得不把测量介子的问题也包括进去。

近代剂量学的基本任务是：

- 1) 测量放射性制剂的强度。剂量学的这一部分有时也称为辐射计量学；
- 2) 测量致电离辐射的剂量。剂量学的这一部分有时也称为伦琴计量学或干脆即称为剂量学；
- 3) 确定放射性制剂的强度和它所给出的剂量之间的关系。

对于剂量学来说，致电离辐射束流的最重要的物理特性是它的能谱。具备有关  $\alpha$  粒子及转换电子的各个单能粒子组的能量及强度、 $\beta$  谱及  $\gamma$  谱线界限的定量数据，是十分重要的。当使用轫致伦琴辐射时，知道连续谱中能量的分布规律是很重要的。同样的道理，在中子测量方面必须有中子束能谱的数据。

在与致电离辐射和放射性物质的生产、研究和应用有关的许多重要的科学技术部门中，剂量学的实验和理论方法得到了广泛的应用。

下面举几个实际应用剂量学的例子：

- 1) 在地质学中——勘探放射性元素时；

2) 在冶金和化工部門——由矿物和矿石中提取放射性元素时;

3) 在核动力工程方面——对反应堆运转情况进行检查控制时;

4) 在生物学和医学中——用放射性元素作为指示剂(示踪原子)和用于治疗时;

5) 在机器制造业方面—— $\gamma$ 探伤时。

实用剂量学的一个重要的部門是“防护物理”，它的任务是确定使用致电离辐射源时的安全条件，并检查这些条件的实现情况。

## § 2. 剂量学的实验技术

虽然剂量学的任务有限，但它的实验技术却是相当多样化的。这是由于各种辐射的性质及各个制剂或装置(辐射源)的参数有显著的差别。

测量放射性的技术取决于衰变的类型( $\alpha$ 或 $\beta$ 衰变,  $K$ 俘获)、放射性强度、源的大小和重量。

对于 $\alpha$ 或 $\beta$ 源，可以区分两种极端情况：“薄的和弱的”以及“厚的和强的”源。在第一种情况下，可以利用带电粒子的气体计数器或閃爍计数器和脉冲电离室。在第二种情况下，假如已知每一次衰变所放出的能量，用量热计的方法可以得出很好的结果。为对放射性进行相对测量，可以用照相机、静电法以及积分电离室。

为了测量发生 $K$ 俘获的源的放射性，可以用气体的或閃爍的光子计数器。

当用粒子或光子计数器和脉冲电离室工作时，要应用电子学的方法来记录脉冲。因此，对于现代剂量学，电子学具有非常重要的意义。

致电离辐射的剂量是辐射对被照射介质的作用的量度。特别有意义的是生物组织，但在生物组织中直接测量剂量有很大的困

难;因此,在剂量学中广泛应用的方法是测量辐射在模拟机体的等效介质中的作用。用电离室作为“探测器”来测量空气的电离的方法应用最广。常用的还有基于致电离辐射的照相作用、热作用、光激发作用、化学作用和生物作用的方法。大部分实际应用的剂量仪是用有空气等效壁或组织等效壁的电离室作为探测器的;这些电离室中充以空气,在某些特殊情况下也充别的气体。近几年来,闪烁剂量仪和化学剂量仪得到了推广。照相方法则几乎仅在 $\beta$ 和 $\gamma$ 射线剂量学范围使用。

与用电离室测量剂量有关的主要技术问题在于测量微弱的直流电流(数量级 $10^{-12}$ — $10^{-15}$ 安),这一般是应用有静电计的装置和配有静电计管的线路的直流放大器。

# 第 一 章

## 带电粒子通过物質的过程

### § 1. 引 言

測量致电离輻射的理論和实践是基于运用不同性質的带电粒子使介質电离的規律。放射性元素放出的射綫包含有輕的和重的带电粒子(电子、正电子及 $\alpha$ 粒子)。伦琴射綫和 $\gamma$ 射綫通过任何介質传播时伴随着运动电子的出現,而随着中子流在物質中传播,則出現运动的原子核。在宇宙射綫中可以观察到介子(質量介于电子和原子核之間的粒子),这些介子也可用加速原子核到超高能的装置人工地得到。所有这些粒子的速度都可能达到很高的数值。

在一般情况下,运动着的带电粒子由于在与介質中原子相互作用时使介質的原子激发和电离,以及由于在遭到阻滯时产生輻射,便逐漸地損失其能量。此外,弹性碰撞导致被碰撞粒子間动能的重新分配。用量子力学来計算上述过程所得到的精确度是令人滿意的。

定量的結果既与介質的性質(密度、原子序数),又与运动粒子的性質(能量、电荷、質量)有关。

因此,分別研究不同性質粒子的运动是适当的。

在研究基本粒子相互作用过程时常常利用的一个概念是“相互作用截面” $\sigma$ ,它用厘米<sup>2</sup>来表示,有时也用靶表示。1靶(截面的单位)等于 $10^{-24}$ 厘米<sup>2</sup>。

相互作用截面有微分截面和总截面之分。首先来定义相互作用的总截面。

用  $N$  表示 1 立方厘米介质中原子核的数目, 用  $n$  表示在 1 秒钟内通过 1 平方厘米面积的粒子数, 再用  $\mathfrak{N}$  表示 1 秒钟内在 1 立方厘米的体积中产生相互作用的次数. 显然, 量  $\mathfrak{N}$  应当与  $N$  及  $n$  成正比; 因此可以认为:

$$\mathfrak{N} = \sigma N n, \quad (1)$$

由此得到比例系数  $\sigma$  的量纲为:

$$[\sigma] = \frac{[\mathfrak{N}]}{[N] \times [n]} = \frac{\frac{1}{\text{厘米}^3 \times \text{秒}}}{\frac{1}{\text{厘米}^3} \times \frac{1}{\text{厘米}^2 \times \text{秒}}} = \text{厘米}^2. \quad (2)$$

如果  $n = 1$  和  $N = 1$ , 那么  $\mathfrak{N} = \sigma$ , 也就是说,  $\sigma$  等于在 1 秒钟内有 1 个粒子通过 1 平方厘米面积、并在 1 立方厘米的体积内有一个能参与某种相互作用的原子核的条件下发生一次这种相互作用的几率.

微分截面所确定的是粒子的某种相互作用的几率. 例如, 假如由于相互作用的结果, 其中一个粒子把  $\varepsilon$  到  $\varepsilon + d\varepsilon$  范围内的能量传给另一个粒子, 并且偏转在立体角  $d\Omega$  内 (在球坐标系中由角  $\theta, \theta + d\theta$  和  $\varphi, \varphi + d\varphi$  所限定的角内), 那么, 这样的相互作用的几率表示为:

$$d\mathfrak{N} = nN\sigma(\varepsilon, \theta, \varphi)d\varepsilon d\Omega, \quad (3)$$

其中

$$d\Omega = \sin \theta d\theta d\varphi.$$

显然, 总截面和微分截面之间的关系式为:

$$\sigma = \int_{\varepsilon=0}^{\varepsilon_{\text{最大}}} \int_{\theta=0}^{\pi} \int_{\varphi=0}^{2\pi} \sigma(\varepsilon, \theta, \varphi) \sin \theta d\varepsilon d\theta d\varphi. \quad (4)$$

## § 2. 电子的弹性散射

运动电子的弹性散射是由于它与介质中原子的电荷相互作用而发生. 在弹性散射时电子和原子相对运动的动能是不变的; 而仅仅改变运动方向.

弹性散射电子的角分布与它的速度  $v$  和介质的原子序数  $Z$  有

关。大角度的偏轉(可达  $180^\circ$ ) 是当电子在原子核附近通过时产生的。絕大多数的电子通过距离原子核較远的地方; 这时偏轉角很小。例如, 偏轉角为  $1^\circ$  的几率大約等于偏轉角为  $120^\circ$  的  $10^9$  倍。

对于輕原子核 ( $Z/137 < 0.2$ ), 根据量子力学的推理, 可以确定快速电子 ( $\frac{v}{c} = \beta \rightarrow 1$ ) 散射到  $\theta$  角度上的几率<sup>[1]</sup>; 它正比于数值

$$P(\theta) = \operatorname{cosec}^4 \frac{\theta}{2} \left[ 1 - \beta^2 \sin^2 \frac{\theta}{2} + \frac{Z\beta\pi}{137} \sin \frac{\theta}{2} \left( 1 - \sin \frac{\theta}{2} \right) \right]. \quad (5)$$

对于慢速电子 (当  $\beta \rightarrow 0$  时), 式 (5) 具有如下形式:

$$P(\theta) = \operatorname{cosec}^4 \frac{\theta}{2}. \quad (5a)$$

这表示式与描述  $\alpha$  粒子被重原子核散射的卢瑟福(Rutherford)公式相符。

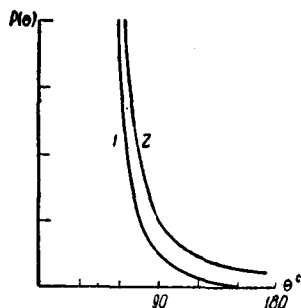


图 1. 鋁的弹性散射电子的角分布。

图 1 給出对鋁 ( $Z = 13$ ) 的弹性散射电子的角分布。横坐标軸表示散射角  $\theta$ , 纵坐标軸是散射电子的相对个数。曲线 1 标出相对論性的电子 ( $\beta \approx 1$ ) 的角分布, 曲线 2 是慢电子 ( $\beta \approx 0$ ) 的角分布。由图 1 可見, 在快电子的情况下, 随着散射角的增加, 散射电子数的减少較快。

对于能量为几百电子伏的慢电子的散射, 規律就更复杂得多。

### § 3. 电子的非弹性散射

在碰撞时使原子激发或电离和使运动电子阻滞, 这种碰撞称为非弹性碰撞。

按照貝特 (Bethe)<sup>[2]</sup> 的計算, 随着初級电子能量的增加, 弹性碰撞和原子电离的几率緩慢地减小, 而原子激发的几率漸漸地增加。对于剂量学, 最有意义的电子能量值約为  $10^4$ — $10^6$  电子伏, 在这范围内弹性碰撞的几率是 5% 左右, 电离的几率是 35% 左右, 而激发的几率是 60% 左右。

随着电离过程而形成許多次級电子。它們大部分具有极小的动能。

用  $E_0$  表示初級电子能量的初始值, 而用  $E$  和  $(E_0 - E)$  表示次級电子的能量值和初級电子碰撞后的能量值。显然, 由于电子的不可区分性, 可以认为能量大于  $\frac{1}{2}E_0$  的电子是初級电子, 因而能量值  $E$  不大于  $\frac{1}{2}E_0$ 。形成能量在  $E$  和  $E + dE$  之間的次級电子的几率:

$$W(E)dE \sim \left[ \frac{1}{E^2} - \frac{mc^2}{E(E_0 - E)} \frac{2E_0 + mc^2}{(E_0 + mc^2)^2} + \frac{1}{(E_0 - E)^2} + \frac{1}{(E_0 + mc^2)^2} \right]. \quad (6)$$

能量大于  $E_1$  的快速次級电子的总能量正比于

$$\int_{E_1}^{\frac{1}{2}E_0} EW(E)dE. \quad (7)$$

能量为  $E$  的次級电子被散射到角度  $\psi$  上, 这里

$$\psi = \arccos \sqrt{\frac{E(E_0 + 2mc^2)}{E_0(E + 2mc^2)}}. \quad (8)$$

用  $E_0 - E$  代替  $E$ , 則得到初級电子由于相互作用而偏轉的角度  $\chi$ :

$$\chi = \arccos \sqrt{\frac{(E_0 - E)(E + 2mc^2)}{E(E - E_0 + 2mc^2)}}. \quad (9)$$

关于原子激发的几率与初級电子能量的关系問題, 在研究伦琴光譜的特征綫激发条件时是很重要的。

图 2 給出鎢的 K 层(能級)激发几率的測量結果<sup>[3]</sup>。横坐标表

示初级电子能量  $U$  与镍的  $K$  能级激发能量  $U_K$  之比, 纵坐标是激发几率  $\sigma_a$ 。  $\sigma_a$  可用下述的关系式表示:

$$\sigma_a = 7.3 \left( \frac{e}{U_K} \right)^2 \left( \frac{U}{U_K} \right)^{-0.837} \lg \frac{U}{U_K}. \quad (10)$$

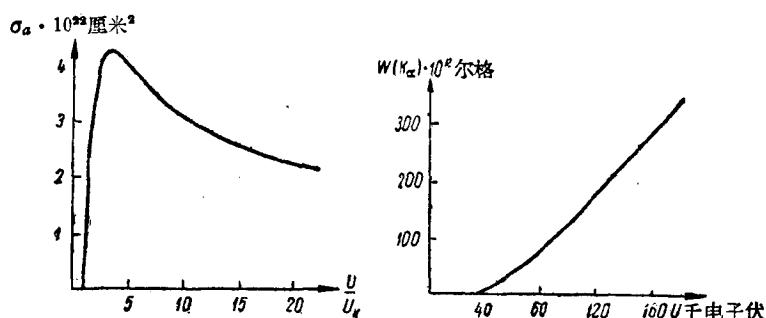


图 2. 原子激发几率与电子能量的关系。图 3. 银的  $K_\alpha$  线的强度是电子能量的函数。

在使用厚阳极时, 关系式就完全是另外一种形式: 随着初级电子能量的增加, 激发谱线强度近似地按下述规律迅速地增加:

$$I \sim (U - U_K)^2. \quad (11)$$

在表 1 和图 3 中列出了关于银的  $K_\alpha$  线强度的数据<sup>[4]</sup> (对于轰击阳极的一个电子而言)。

表 1

| 电子能量<br>千电子伏 | 强度<br>尔格 $\times 10^{12}$ | 电子能量<br>千电子伏 | 强度<br>尔格 $\times 10^{12}$ |
|--------------|---------------------------|--------------|---------------------------|
| 25.5         | 0                         | 102.1        | 133                       |
| 30.1         | 1.1                       | 153.2        | 272                       |
| 51.1         | 23.4                      | 178.7        | 343                       |

#### § 4. 电子的阻滞。电离损失

在第 § 3 中曾经指出, 电子通过任何介质时伴随着发生这一介质中原子的激发和电离。初级电子逐渐地损失自己的能量, 也就是说, 受到阻滞; 虽然电子的阻滞既由介质的电离又由介质的激发所引起的, 但通常都把这类损失统称为电离损失。物质的阻滞

本領取决于物質的性質(原子序数、密度)并与初級电子的能量有关。

对初始动能为  $E$  的快电子可以应用貝特的近似公式:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{电离}} = \frac{2\pi n e^4}{m\beta^2 c^2} \left[ \ln \frac{m\beta^2 c^2 E}{2(1-\beta^2)I^2(Z)} + 1 - \beta^2 - (2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2) \ln 2 + \frac{1}{8}(1 - \sqrt{1-\beta^2})^2 \right], \quad (12)$$

其中  $-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{电离}}$  是在 1 厘米路程上电离损失的平均值,  $n$  是在 1 立方厘米介质中的电子数,  $I(Z) = 13.5Z$  是介质原子的平均电离电势(用电子伏表示)。

式(12)表明,在低能范围内,当初級电子能量增加时,电离损失减小,在能量等于  $2mc^2$  时达到最小值,而能量再进一步增加时,则电离损失按对数规律緩慢地增加。

为了确定  $\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{电离}}$  和物质种类的关系,就得指出: 1 立方厘米物质内的电子数  $n$  和亚伏伽德罗常数  $L_0$ 、原子序数  $Z$  及原子量  $A$  之间的关系为:

$$n = \frac{L_0 \rho Z}{A}. \quad (13)$$

实际上,  $L_0/A$  是每克物质中的原子数,  $L_0\rho/A$  是每立方厘米内的原子数,  $\rho$  是物质的密度。显然,用  $Z$  乘上每立方厘米内的原子数就得到每立方厘米内的电子数。根据式(13)得到的电离损失  $\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{电离}}$  正比于  $\rho \frac{Z}{A}$  值。如果观察厚度不同而质量相同的不同物质层,那么电离损失正比于比值  $Z/A$ , 也就是这比值随着趋向門捷列也夫周期表末尾而減小时,电离损失略有下降。誠然,原子序数  $Z$  包含在  $\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{电离}}$  表示式中的对数符号下,但是这种对数依賴关系所起的影响将是很小的, 因此可以认为, 电离损失和能量的关

系曲綫具有普遍的性質，而不同物質的阻滯本領与电子能量的关系将有同样的形式；仅在縱坐标軸（表示 $\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{电离}}$ 数值）的比例上可以观察到不太显著的差别。在图 4 上繪出了 $\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{电离}}$ 曲綫；横坐标軸（对数坐标）表示动能。在图 4 中有两个曲綫系，虛綫是按式 (12) 計算得到的，它沒有考虑到在运动的带电粒子的作用下介質的原子产生极化，这种現象在原子密集排列情况下（例如固体和液体中）表現得更为明显。极化使得介質的阻滯本領有些降低，因

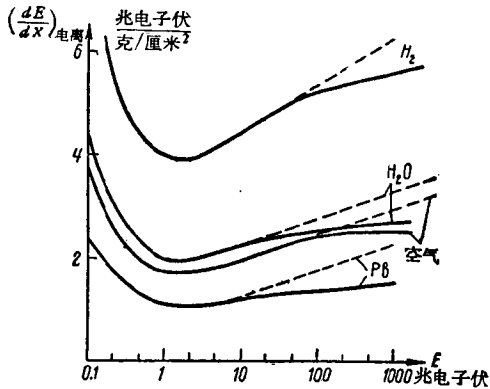


图 4. 电子在各种物質中的电离損失。

而考虑了屏蔽效应后所得到的实綫比虛綫要低一些<sup>[5]</sup>。电子在水和石墨中阻滯的实驗数据与考虑到屏蔽效应的計算結果符合得很好。

表 2

| 物 质 | 电子的初始能量, 电子伏 |        |        |        |        |
|-----|--------------|--------|--------|--------|--------|
|     | $10^4$       | $10^5$ | $10^6$ | $10^7$ | $10^8$ |
| 空气  | 19.5         | 3.6    | 1.6    | 1.8    | 2.1    |
| 水   | 21.7         | 4.1    | 1.8    | 2.0    | 2.3    |
| 鉛   | 10.0         | 2.2    | 1.1    | 1.2    | 1.7    |

在表 2 中引入了不同物質层的阻滯本領（每克/厘米<sup>2</sup>的兆电

子伏数)；用物質的密度乘上表 2 中的数目,就得到厚度为 1 厘米的物質层的阻滯本領。

表示式(12)給出电子在单位路程上电离損失 $\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{电离}}$ 的平均值。朗道 (Л. Д. Ландау) 計算了电离損失值在平均值附近的涨落几率<sup>[6]</sup>；因为电离損失的几率在平均值周围的起伏是不完全对称的,电离損失的最可几值和平均值略有不同。

## § 5. 平均电离功

由上述的弹性和非弹性散射的規律可以引出关于所謂平均电离功  $\epsilon$  的一些結論,  $\epsilon$  是在气体中形成一对离子所消耗的平均功。

不同气体的电离功  $\epsilon$  有不同的数值,但是对給定气体而言,在电子的很寬的速度范围内,  $\epsilon$  几乎保持为常数。不同的研究工作者把电子、原子核、伦琴射綫作为致电离剂。首先来研究电子的碰撞电离。表 3 列出了空气电离功的許多实验研究結果。

表 3

| 作 者                                                                                                         | 年    | $E$ ,<br>千电子伏 | $\epsilon$ ,<br>电子伏 |
|-------------------------------------------------------------------------------------------------------------|------|---------------|---------------------|
| 布赫曼 (Buchman) <sup>[7]</sup>                                                                                | 1928 | 4—13          | 31                  |
| 爱斯尔 (Eisl) <sup>[8]</sup>                                                                                   | 1929 | 10—60         | 32.2                |
| 皮盖 (Pigge) <sup>[9]</sup>                                                                                   | 1934 | 0.3—3         | 43.5—36.6           |
| 格貝斯 (Gerbes) <sup>[10]</sup>                                                                                | 1935 | 10—60         | 33—31.6             |
| 佛罗斯特 (Frost), 尼尔生 (Nielsen) <sup>[11]</sup>                                                                 | 1953 | 到50.0         | 31.2                |
| 拉福林 (Laughlin), 阿瓦第亚 (Ovadia), 比梯 (Beat-<br>tie), 亨頓生 (Hendensen), 哈維 (Havey), 哈斯<br>(Haas) <sup>[12]</sup> | 1953 | 17500         | 33                  |
| 吉賽 (Jesse), 沙刀斯基斯 (Sadauskis) <sup>[13]</sup>                                                               | 1955 | 5—20          | 34.2                |

布赫曼和爱斯尔的工作得出的結論是:电子能量在 4 到 60 千电子伏的范围内,电离功保持为常数;許多年来,爱斯尔的数据被認為是最可靠的。但是格貝斯得出的結論是:爱斯尔数据必須被修正;他証明电离功不保持常数,而是随着能量(在上述范围内的)的增加而緩慢地減小。皮盖和其他工作者得出同样的結論:发现电

离功在低能范围内显著地变化。

佛罗斯特和尼尔生通过在一厘米路程上的电离损失与离子数的比较方法确定了电离功的数值；离子数是用威尔逊云室得到的。

在拉福林、阿瓦第亚、比梯、亨頓生、哈斯、哈維的工作中是用 17.5 兆电子伏的电子感应加速器作为电子源。

吉賽和沙刀斯基斯用  $H^3$  ( $E_{\text{最大}}=18$  千电子伏) 和  $Ni^{63}$  ( $E_{\text{最大}}=63$  千电子伏) 的軟  $\beta$  輻射测量到的数据是 34.2 电子伏，它高于爱斯尔和格貝斯的数据。这可能由于大量数目的  $\beta$  粒子具有小的能量。

在 高能电子范围内平均电离功的問題是很有意义的。确定电离功的實驗数据很少；甚至于还不知道电离功是保持常数或是改变。貝特、阿格林采夫 (K. K. Аглинцев)<sup>[14]</sup> 及法諾 (Fano)<sup>[15]</sup> 曾作了理論的計算。

貝特根据他自己所发展的理論 (快速电子通过物質的理論)，首先用阻滯本領  $s = \frac{dE}{dx}$  (也就是致电离的电子在单位路程上的能量損失) 除以这时形成的初級离子数  $\frac{dN}{dx}$ ，計算出在氮气內形成一个初級离子所消耗的平均能量。其次，假定对于不同能量的初級电子，初級电子和次級电子所引起的电离之間的比例保持不变，貝特求得初級电子在单位路程上形成的离子总数。电离功等于阻滯本領  $\frac{dE}{dx}$  被上述方法得到的单位路程上离子总数来除所得之商。这个方法用来估計数量級是完全适合的，但它不能用来詳細闡明电离功和致电离粒子能量之間的关系。

阿格林采夫根据貝特所引出的数据对氬气进行了类似的計算。用  $N_1$  表示能量为  $E_0$  的初級电子形成的初級离子总数，而  $N_2$  是二次、三次等等电子所形成的离子总数。显然，平均电离功  $\epsilon$  等于

$$\epsilon = \frac{E_0}{N_1 + N_2} = \frac{E_0}{N_1} \frac{1}{1 + \frac{N_2}{N_1}} \quad (14)$$