

电 子 光 学

B. M. 喀尔曼 著
鍾 建 安 译

3301786

科 学 出 版 社

1958

В. М. КЕЛЬМАН

ЭЛЕКТРОННАЯ ОПТИКА

Издательство Академии Наук СССР

Москва—1955—Ленинград

內 容 提 要

电子光学研究利用电子給細小物体成像的問題。这种成像法比用光成像的方法优越得多;它可得到放大率極高而又清晰的像。

本書論述电子成像的原理和应用。原理部分包括电子的一般知識。电子在电場和磁場(电子透鏡)中的运动及其与光之比拟、各式电子透鏡、成像規則。电子光学折射率和电子透鏡像差。应用部分主要論述各式电子显微鏡的構造和性能,最后略論电子光学变换器和电子示波器。

本書就苏联科学院通俗科学叢書譯出,是概論性的中級通俗讀物;具有高中以上物理知識的讀者可从本書得到關於这一新兴科学技术部門的較為完整的知識。

电 子 光 学

В. М. Кельман 著

鍾 建 安 譯

科学出版社出版 (北京朝陽門大街117号)

北京市書刊出版業營業許可証出字第061号

中国科学院印刷厂印刷 新华書店总經售

1955年5月第一版

1955年5月第一次印刷

印数:0001—4,060

書号:1146 印張:4 1/8

开本:850×1168 1/32

字数:100,000

定价:(9) 0.60元

目 錄

引 論	1
第一章 电子射線	9
§1. 關於电子的一般知識	9
§2. 电子在均强場中的运动	16
§3. 热电子陰極	19
§4. 光电發射	21
§5. 电子光学折射率	30
第二章 电子透鏡	35
§6. 由柵組成的电式电子透鏡	35
§7. 具有連續电势分布的电式电子透鏡	37
§8. 电式电子透鏡的分类	43
§9. 电子透鏡的成像	44
§10. 圓孔闌	49
§11. 浸沒透鏡	56
§12. 單透鏡	65
§13. 浸沒物鏡	67
§14. 長的磁式透鏡	71
§15. 短的磁式透鏡	74
§16. 电子透鏡的像差	81
§17. 电場和磁場的測量	84
第三章 电子光学的应用	96
§18. 研究电子發射面用的电子显微鏡	96
§19. 透視式电子显微鏡的作用原理	97
§20. 磁电子显微鏡	101
§21. 靜电电子显微鏡	105

§22. 电子显微镜的分辨本领.....	107
§23. 利用电子显微镜所作的研究.....	110
§24. 电子光学变换器.....	120
§25. 电子示波器.....	125

引 論

大家知道，光学仪器在科学和技术的許多部門里广泛地应用着。对准天空的望远镜，就好像把遙远的世界大大推近了許多倍似的，使我們能詳細地研究星空的構造，观察太陽系各行星表面的細節，發現小行星——其中所知的最小者直徑只有一公里左右。显微鏡成了医生、生物学家、冶金学家、物理学家和化学家的可靠而必需的助手，使他們有时能解决这样一些問題，要是沒有这件極有价值的仪器，要解决它們簡直是不可思議的。由此也就可以理解各种科学技术部門的工作人員都在尽一切可能来改进光学仪器的那种志趣。

現在我們来看，改进光学显微鏡的可能性怎样，这个問題的关键在於提高显微鏡的分辨本領，也就是提高它分辨被观察物体上为肉眼所不能分辨的微小細節的本領。分辨本領以兩細節尚能分別看出时其間的最小距离来表征。这个距离愈小，分辨本領就愈大。

假使組成显微鏡的各个透鏡都能給物体形成理想的像，就是說，使物体每一点的像也为一点，而整个像又和原物在几何上相似；那么，想要無畸变地看清更微小的細節，似乎只要造一具放大率更高的显微鏡就行了。而这是很容易做到的；例如，可用如下的办法。普通的显微鏡是由兩個放大系統組成的——物鏡和目鏡。物鏡形成物体的放大像，观察者再通过目鏡来观察这个像，因此就能看見这个像的放大像。採用一个或者几个中間放大系統，或許能提高显微鏡的总放大率。用这个办法也許可以迅速得到很大的放大率。然而遺憾的是，这个办法实际上並不能提高显微鏡的分

辨本領。因为在实际情况下，所得的第一个像就已經是略为模糊和略有畸变的。如果模糊达到这样的程度，以致物体的某些細節失去了，那很显然，以后無論怎样再放大，这些細節就都無法看清了。由此可見，要提高显微鏡的分辨本領，單加大放大率是不够的，还必须首先关心到像的質量。

利用光学系統而成的像产生模糊有許多原因。这首先与光学系統本身的像差有关。例如，利用透鏡获得点物的实像时，通过透鏡的光線，离光軸較远的，比离光軸較近的，会聚得离透鏡較近。結果，点在垂直於軸的屏上所成的像將是小圓形，即使把屏極仔細地对准在焦点处，小圓也不会变成一点。这种像差是由透鏡表面的形狀（通常是球面形）所引起的，它叫做球面像差。所用的光束愈闊，球面像差就愈显著。在非常狹的光束中，球面像差不显著。如果点物不是在系統的軸上，而是在它旁边，那么即使用非常細的光束，以致球面像差不起作用，像也不会是点像。这时产生的像差和光束的斜射有关。光束的斜射像差不仅导致像的模糊，而且还引起像的畸变。

还有一种非常重要的誤差形式是色像差。由於一切透明物質对不同色的光折射不同（例如紫光比紅光折射强），因此，只有当物体發出或散射一种波長的光时，透鏡才能形成清晰的像。通常物体的照明都是用白光；大家知道，白光是合成光。当对准在焦点处时，只能对白光成分中的一种色光得到清晰的像，而其余的色光都形成模糊的像。因此由各色的像彼此重疊而成的合成像也將是模糊的。此外，像的个别部分可能是有色彩的，特别是沿着它的边会出现一道彩色邊緣。

然而，並不是像差限制了現代显微鏡的分辨本領。由於光学理論家和實驗家共同的頑强劳动，現在已經有了这样一些光学系統，它們在很大程度上消除了上述那些缺点。这些專門設計的复杂系統由几个單个透鏡（物鏡用到十个）組成，这些透鏡是用各种

不同的玻璃制成的。現代的優良顯微鏡，像差已被校正到這樣程度，它們實際上已不起作用。那麼，在這種情況下，又是什么限制着顯微鏡的分辨本領呢？

大家都知道在光學中有所謂光的衍射現象妨礙着顯微鏡分辨本領的提高。這種現象是由光的波動本性決定的；如所週知，光乃是以異常高的速度傳播的電磁波。為表明波的衍射現象，可進行以下實驗。為了直觀起見，實驗用水面上的波來做。假設，一金屬釘在水面上的 O 點沿垂直方向振動。這金屬釘，譬如說，被固定在一槓桿的末端，而槓桿由電動機軸上的偏心輪帶動。這時波就從這一點向所有方向傳播出去，波峯和波谷將成以 O 點為心的一個個同

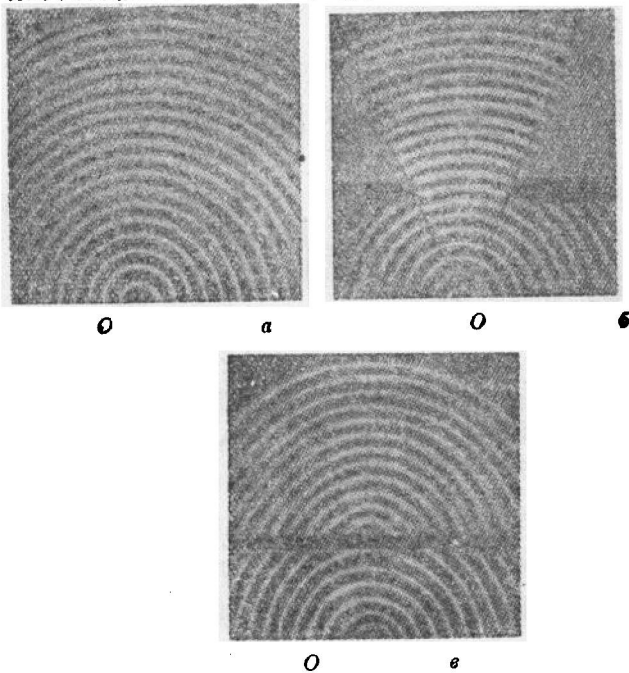


圖1 液體表面上波的衍射。

●—不受限制的圓形波的傳播；б和в—波通過寬的和狹的孔。

心圓(圖 1, a)。現在讓我們在波傳播的途徑上放一个障碍物, 这是兩塊鉛片, 当中留出一条縫(有縫的闌)。先假設縫的寬度較波長为大¹⁾(圖 1, b)。这时, 縫闌就从原始波列中放出一个扇形, 其中的波呈同心圓的弧狀。扇形的边界是从波源 O 經過縫兩边的兩直線。在扇形边界外沒有波。然而, 更細心地觀察時可見, 由有波傳播的区域过渡到沒有波的区域不是截然分开的。波繞过鉛片邊緣, 向左和向右越出扇形边界外。波繞过它行程上的障碍物的这种现象叫做衍射。如果減小縫的寬度, 衍射就表現得更显著, 波远远越出由波源到縫兩边所联直線形成的扇形之外(圖 1, c)。如果縫的寬度保持不变, 但增大波長, 也会得到同样的結果。这里起作用的只是縫和波長的相对大小。

由於光具有波动特性, 衍射現象也是它所固有的。

我們来看光的衍射是怎样地限制着显微鏡的分辨本領。圖 2

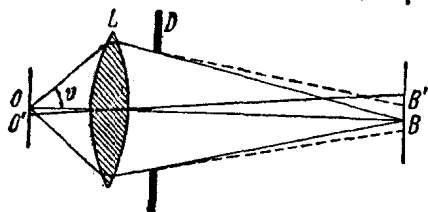


圖 2 显微鏡物鏡中的衍射。

無衍射現象時光線形成的會聚圓錐的边界用实線表示, 受到衍射的边界光線用虛線画出²⁾。

概略地画出了光線通过显微鏡物鏡的路徑。为了簡單起見, 我們假設物鏡由一个透鏡 L 和圓孔光闌 D 組成。在真实的物鏡中, 闌的作用是由物鏡框担任的。設物鏡前放置一光点 O , 而物鏡形成它的实像 B 。即使物鏡的各种像差都完全校正了(理想

物鏡), 由於光在闌孔边的衍射, 光点的像也不会是点狀。光波繞过闌边, 越出由实線所形成的會聚圓錐的范围之外; 这实線表示不考虑衍射現象时边界光線的路徑。衍射使像模糊, 这模糊与物鏡的質量無关。

1) 提醒一下, 波長是相鄰兩波峯間或兩波谷間的距离。

2) 圖的解釋見正文。

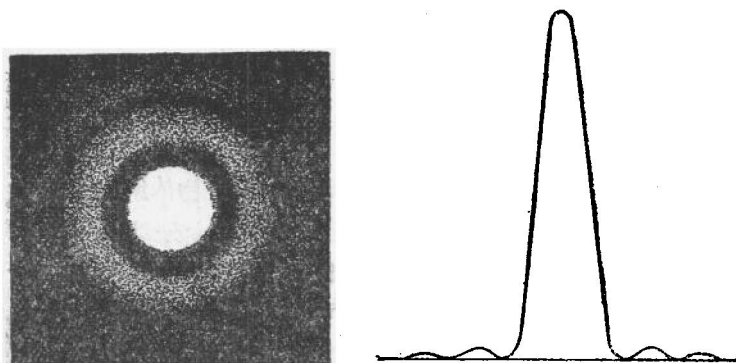


圖 3 圓孔的衍射。

a ——一個光點的衍射檢景； b ——衍射圖中的照度分佈。

由於光闌圓孔的衍射，光點的像將具有圖 3, a 所示的形狀。中心光斑的周圍環繞着同心的暗環和光環。衍射圖中的照度分佈以圖 3, b 的曲線示出。由此曲線可見，投射光線的主要部分落在中心的光斑上，因此光斑的大小也就決定這儀器的分辨本領。顯然，中心光斑愈小，物鏡的分辨本領就愈大。和前述波的衍射實驗一樣，可以推知，波長愈小，引起衍射的闌孔愈大，衍射圖就愈小（見圖 1, b 和 c ）。闌孔直徑決定從物體 O 射出並參與成像的光線圓錐的頂角 $2u$ （圖 2）。數值 u 叫做孔徑。這樣，可以說，顯微鏡的孔徑 u 愈大，所用光的波長愈小，顯微鏡的分辨本領就愈大。如果在物體 O 旁邊非常近的地方也放上另一個點狀物 O' ，它們的像就互相重疊（圖 4）。如果兩個點狀物間的距离可以使一個像的中心斑的邊界（第一個暗環）經過另一個像的中心斑的中部，則兩個點狀物仍可以分別地看得出來。這個距离也就被用作顯微鏡分辨本領的尺

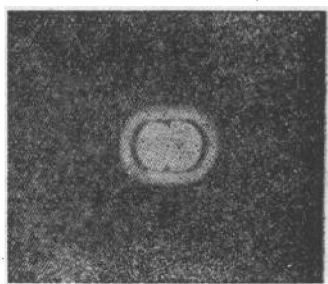


圖 4 圓孔的衍射。兩鄰近光點的衍射圖。

度。以字母 d 表示这个距离,适当的計算导出确定其值的公式如下:

$$d = \frac{0.61 \lambda}{n \sin u}, \quad (1)$$

式中 λ 是所用光在真空中的波長, u 是孔徑, n 是物体所在媒質的折射率。如果物体在空气中, n 实际上就等於 1。分母 $n \sin u$ 的数值,叫做物鏡的数字孔徑。当物体上两个細微点間的距离小於 d 时,在显微鏡中就分辨不出来。从光学可知, $\frac{\lambda}{n}$ 等於光在折射率为 n 的媒質中的波長 λ_n 。因此公式(1)可以改写成下面的形式:

$$d = \frac{0.61 \lambda_n}{\sin u}, \quad (1a)$$

式中 λ_n 是光在物体所在媒質中的波長。

从公式(1)可見,如果在物体和物鏡的前透鏡之間放上一滴有大折射率 n 的某种液体,例如柏油($n=1.51$)或溴萘($n=1.66$),就可把显微鏡的分辨本領略为提高。像这样的系統叫做浸沒系統。最好的浸沒系統,当用非常寬的光束时(u 約 70°),数字孔徑值达到 $n \sin u=1.6$ 。把这个值代入上列公式,我們就得到利用光学显微鏡所能分辨的最小距离 d 。對於可見光譜的中間部分($\lambda=5 \times 10^{-5}$ 厘米)我們有:

$$d = \frac{0.61 \times 5 \times 10^{-5} \text{ 厘米}}{1.6} = 1.9 \times 10^{-5} \text{ 厘米} \approx 0.2 \text{ 微米}^{1)}.$$

要观察並确定極細小微生物——細菌和微生物——的形狀,这样的分辨本領是足够的,但要發現更加細小的物体就不行了。例如,濾过性病毒中最細小的,在显微鏡下已看不見。

現在还不能把数字孔徑的大小提高到比上述数值更大些。因此要提高分辨本領应当走减小波長这条路。然而即使用非常短的

1) 1 微米 = 0.001 毫米。

紫外波 ($\lambda = 0.28$ 微米) 来照明, 可分辨的極限距离 d 也不过約为 0.1 微米, 即分辨本領只增加一倍。同时我們不得不放棄直接观察而改用照像法, 因为眼睛不能感受这么短的波, 而照相底片却能对它起作用。此外, 紫外線要受玻璃阻滯, 因此透鏡必須用熔煉石英或氟石制成。對於更短的波, 一切已知的物質對於射線都是不透明的。只有在波長非常短的倫琴射線譜範圍內, 射線才又开始可以透過物質。然而倫琴射線的折射是那么弱, 以致現在还不能为它制成任何勉可滿意的光学系統。

从以上所說的可知, 正是光的波动特性决定显微鏡的分辨極限。因此試圖放棄波而改用粒子流来成像也就是很自然的了。为了能够近似地說明, 怎样可以形成同样的像, 讓我們打一个比喻。假設从獵槍中有小粒的彈丸射向一張白色硬紙的靶上 (圖 5)。靶前放着一個为彈丸所不能貫穿的物体, 例如厚木塊。这样在射击次数够多时, 靶上就得到这个物体的像。这像是由落在靶上的彈丸穿成的孔所形成的, 除去木塊后的部分彈丸將佈滿整个靶。这个像和放在灯前的不透明物体在牆上形成的陰影像类似。彈丸扫射到的区域相当於被照亮的牆面, 彈丸未射到的区域相当於陰影。

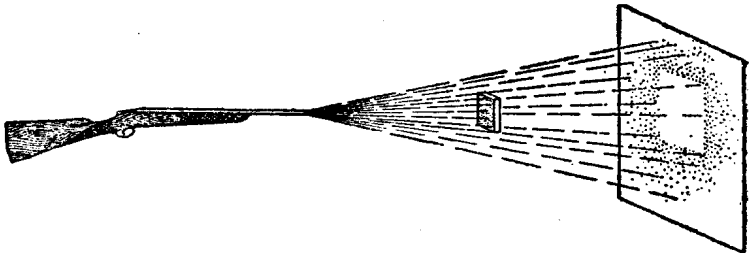


圖 5 利用飞行的小彈丸成像。

显然, 要能給十分小的物体成像, 我們所用的粒子应当異常小。此外, 要得到很高的放大率, 上述比喻中所說的簡單方法是不

适宜的。为此需要相应的放大系统,和粒子一同工作。自然,这种粒子还必须是很容易获得足够的数量的。这里不妨先行指出,最微小的带电粒子——电子,能满足所有这些要求。够快的电子甚至能穿过用作成像物的物质薄层,因此,电子还不仅能用来获得如上述比喻中弹丸所成的阴影像而已。电子可以在物体内部密度不同的各部分起不同的散射而成为像,从这个像我们能看见物体内部结构的细节。控制电子的运动很容易利用电场和磁场来实现,而且,以后我们将见到,可以制成与光学透镜类似的系统。

研究电子在供成像用的电场和磁场中的运动的科学叫做电子光学。它就是本书研究的对象。电子光学的应用远不限于电子显微镜一种。在电场和磁场中有带电粒子运动的地方,我们处处都碰到电子光学的问题。除去在电子显微镜中,或许能够找到转译成了电子光学语言的普通光学原理的最完全的反映外,电子光学还是设计许多仪器的指导科学,而在普通光学中并无类似的仪器。这是指的这样一些仪器,例如电子示波器,电视设备,以及和光学摄谱仪极不相似的各式 β -谱仪和质谱仪。与电子光学有这种或那种关系的仪器种类极多,其中也包括电子管和原子核物理学中所用的巨型带电粒子加速器。在这本书里,当然,只能讲到几个最有代表性的例子。

第一章

电子射线

§ 1. 关于电子的一般知識

帶陰电荷的基本粒子叫做电子。静止电子的質量 $m_0 = 9.1 \times 10^{-28}$ 克，它的电荷 $e = 4.8 \times 10^{-10}$ 絕對靜电單位电荷 (CGSE) $= 1.6 \times 10^{-19}$ 庫侖。我們还不知道有比电子电荷更小的电荷，而且，每当有可能十分精确地去測定某一电荷时，都發現它是电子电荷的整数倍。这表明，任何陰电荷都是由电子構成的。對於陽电荷也存在类似的情况。任何陽电荷都是由絕對值等於电子电荷的基本陽电荷構成的。

在强度为 E 的电場中的电子，受到力 F_e 的作用，这个力由下面公式确定：

$$F_e = -eE. \quad (2)$$

由於电子所帶的是陰电荷，力 F_e 与場强矢量 E 相反 (圖 6)。这一点由公式右边的負号表示，这負号說明，矢量 F_e 和矢量 E 有相反的方向。我們知道，場强矢量 E 的方向是沿着电力線的切線向着电势減小的方向。因此，电子在电場中所受的力，也是沿电力線切線的方向，但是向着

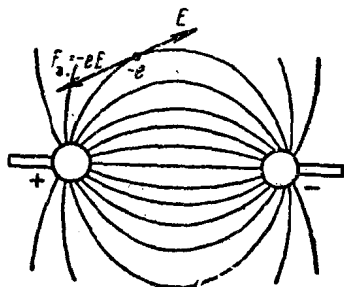


圖 6 电子在电場中，帶有电荷 $-e$ 的电子所受的力 F_e ，方向与电場强度矢量 E 相反。

电势增大的方向。如果 e 用电荷的绝对静电单位量度，而 E 用电场强度的绝对静电单位量度，那么得出的力 $F_{\text{电}}$ 就用达因量度。电子在电场中所受的力，与电子速度的大小和方向无关，而完全由它的电荷和电场强度决定。

磁场对电子的作用却不同。电子在磁场中所受的力 $F_{\text{磁}}$ ，与电子的速度 v 成正比。在特殊情形，如果电子不动，这个力就等于零。此外，它还与磁场强度 H 成正比，并且与电子速度和磁场强度矢量之间的夹角 α 有关。这个力的数值等于：

$$F_{\text{磁}} = \frac{e}{c} v H \sin \alpha; \quad (3)$$

式中 e 是常数，等于光在真空中的速度以厘米/秒表示的数值： $c = 3 \times 10^{10}$ 。电荷 e 必须用绝对静电单位，磁场强度 H 用奥斯特，速度 v 用厘米/秒。这样得出的力 $F_{\text{磁}}$ 用达因表示。由公式 (3) 可知，在电子速度 v 的方向与磁场强度矢量 H 的方向重合的场合，或者说在 v 的方向与磁力线切线的方向重合的场合，磁场对电子不起任何作用，因为这时夹角 $\alpha = 0$ 。相反地，如果电子速度和磁场强度之间的夹角等于 90° ， $F_{\text{磁}}$ 的数值为最大 ($\sin 90^\circ = 1$)。在最后一场合，

$$F_{\text{磁}} = \frac{e}{c} v H. \quad (4)$$

力 $F_{\text{磁}}$ 的方向是既垂直于电子速度的方向，也垂直于磁场强度矢量的方向 (图 7)。换句话说，力 $F_{\text{磁}}$ 垂直于通过这两个方向的平面。电子在磁场中所受的力的方向，可以根据右手定则求出：如果将右手掌伸出，使大姆指指向一方，使磁力线穿入手掌，并使并在一起的四个手指向着电子运动的方向，那么，大姆指就指示力 $F_{\text{磁}}$ 的方向。

因为力 $F_{\text{磁}}$ 总是垂直于电子的速度，那末很显然，这个力就不能改变这个速度的大小，而只能改变它的方向。因此电子在磁场

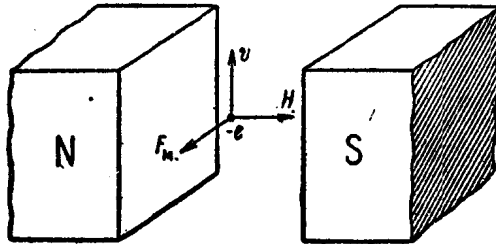


圖 7 电子在磁場中。电子所受的力 F_m ，同时垂直於电子速度 v 的方向和磁場强度矢量 H 的方向。

中是以不变的速度运动的。磁場既不加速电子，也不阻滯电子，只是使它的軌跡弯曲。这是磁場和电場根本不同的地方；电場还要改变电子速度的大小。电子在电場或磁場中的运动特征，归根到底由电子运动的加速度确定。因为我們已知作用在电子上的力 F_e 和 F_m [公式(2)和(3)]，所以这个加速度很容易求出。在电場中它的值是等於：

$$a_e = \frac{F_e}{m} = -\frac{e}{m} E,$$

而在磁場中

$$a_m = \frac{F_m}{m} = \frac{e}{m} \frac{v}{c} H \sin \alpha;$$

式中 m 是电子的質量。加速度的方向与相应的力方向重合。从以上两个等式可知，加速度与比值 $\frac{e}{m}$ 有关。因此这个比值也表征电子(其他任何帶电粒子也一样)在电場和磁場中的性能。對於慢速电子， $\frac{e}{m}$ 的数值是： $\frac{e}{m} = 5.27 \times 10^{17}$ 绝对静电單位电荷/克 $= 1.76 \times 10^8$ 庫侖/克。

金屬的导电性是用它内部有大量能移动的电子来解释的。这些电子在所加电場的作用下运动，形成电流。然而就是在沒有电場的情况下，电子也並不靜止，而是处在不断的、混乱的热运动中。

这当中有的电子获得那么多的动能，以致能够从金属中飞出去。在室温下，这样的电子为数极少，但是随着温度的增高，热运动的强度也增大，因而这样的电子就迅速增多。例如，加热到 2400°C 的钨，每平方厘米发射的电子，多到足以维持 1 安培的电流。加热到高温的金属发射电子的现象叫做热电子发射。热电子发射是取得电子的最简单又最便利的方法。

为了形成一定方向的电子流或者像术语所说的电子束，就要采用电子枪。图 8 表示构造最简单的电子枪。钨丝 K 用作电子

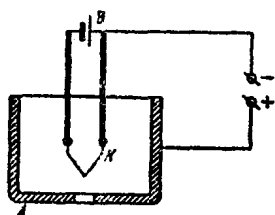


图 8 构造最简单的电子枪。

A ——阳极； K ——阴极；

B ——灯丝电池组。

源，由电池组 B 供给电流加热。钨丝与高压电源的阴极联接，而高压电源的阳极则与电极 A 联接，这个电极的形状像个小杯，底上有个圆孔。这样，在这个系统中，钨丝 K 是阴极，而电极 A 是阳极。阴极发射出的电子从阴极向阳极运动（阴电荷！），在两电极间被电场加速，穿过阳极上的孔，成为电子束从电子枪射出。

上述的电子枪，只有在阳极上的孔非常小的场合，才能发出足够细的电子束。但这样的电子束强度将很小。以后我们将介绍别种构造的电子枪，能够形成强度大的细电子束。

为了使电子在运动时不致和空气分子碰撞，电子枪应当安置在抽掉空气的器皿中。器皿中的空气不能全部排净，可是实际上只要把器皿抽空到使其中的残余空气的压力约为 10^{-4} — 10^{-5} 毫米水银柱就够了。因为正常的大气压力是 760 毫米，那就是说，上述情况器皿中的空气，将稀薄到几千万分之一。利用现代的高真空泵，很容易得到这样的稀薄压力。以后我们研究电子在电场和磁场中运动时，总是假定，电子运动的那个空间是排掉了空气的，因此电子在运动中不会碰撞。

如果电子枪的阳极之后没有电场，电子就成匀速直线运动，它

的速度是通过兩电极間的加速电场后获得的速度。假设电子枪陰極和陽極之間的电势差等於 V ，而电子的电荷是 e ，那么，大家都知道，电场为加速每个电子而消耗的功就等於乘积 eV 。这功用來給予电子动能 $W_k = \frac{mv^2}{2}$ ，因此可以写成：

$$W_k = \frac{mv^2}{2} = eV; \quad (5)$$

式中 m 是电子的質量，而 v 是它的速度。

电子在通过电极間的电势差时获得的动能，用电子伏特表示很为方便。1 电子伏特等於电子通过一伏特的电势差所得的能量。如果某个电子的能量用电子伏特表示是 V 电子伏特（在数值上等於以伏特量度的加速电势 V ），那么这能量用尔格表示將等於：

$$\begin{aligned} W_k &= e \text{ 绝对静电单位电量} \times \varphi \text{ 绝对静电单位电压} \\ &= 4.8 \times 10^{-10} \text{ 绝对静电单位电量} \times \frac{V \text{ 伏特}}{300} \\ &= 1.6 \times 10^{-12} \times V \text{ 尔格,} \end{aligned}$$

式中 φ 是用绝对静电单位量度的加速电势，而 V 是用伏特表示的加速电势。在計算中用的是绝对静电单位制，因此用伏特表示的加速电势要除以 300（1 伏特 = $\frac{1}{300}$ 绝对静电单位电势）。

把 e 和 m 的数值代入公式(5)，同样用绝对静电单位制进行計算，並为方便起见， V 用伏特表示，这样我們就得：

$$\begin{aligned} v &= \sqrt{\frac{2eV}{m}} = \sqrt{\frac{2 \times 4.8 \times 10^{-10}}{9.1 \times 10^{-28}} \frac{V}{300}} \text{ 厘米/秒} = \\ &= 5.93 \times 10^7 \sqrt{V} \text{ 厘米/秒.} \end{aligned} \quad (6)$$

由此可見，具有 1 电子伏特能量的电子的飞行速度是：

$$5.93 \times 10^7 \text{ 厘米/秒} = 593 \text{ 公里/秒.}$$

在推导公式(5)时我們曾假定，电子离开陰極表面的速度（电子的初速）等於零，因而电子的全部动能都是由於所加电势差 V 而