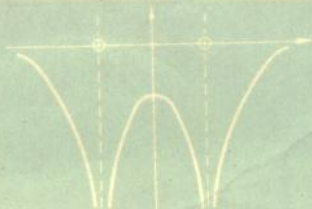
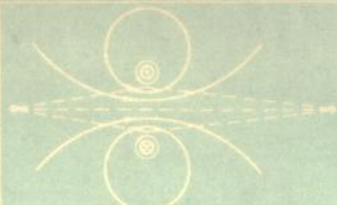


原子物理学

Л.Н. 多布列佐夫 著
雷祖猷 袁成傑 译

高等教育出版社



原 子 物 理 学

Л. Н. 多布列佐夫著

雷祖猷 袁成杰 译

高等教育出版社

本书系根据苏联物理数学书籍出版社 (Физматгиз) 出版的多布列佐夫 (Л. Н. Добрецов) 著“原子物理学” (Атомная физика) 1960 年版译出。

在叙述上, 本书着重把现代物理学的观点和概念介绍给读者, 而且引导读者去理解这些观点和概念, 并阐明由旧到新的改变。本书在深度和广度方面, 都介于史包尔斯基的“原子物理学”和普通物理教程中的原子物理学部分之间。

本书可作为我国高等工业学校的教学参考书, 也可供理院校学生参考。

本书前四章由雷祖猷译出, 后五章由袁成杰译出。

原 子 物 理 学

Л. Н. 多布列佐夫 著

雷祖猷、袁成杰 译

北京市书刊出版业营业许可证出字第 119 号

高等教育出版社出版 (北京景山东街)

人民教育印刷厂印装

新华书店北京发行所发行

各地新华书店经售

统一书号 K13010·1177 开本 850×1168 $\frac{1}{32}$ 印张 12 $\frac{2}{16}$

字数 263,000 印数 0,001—3,200 定价 (5) 元 1.20

1955 年 4 月第 1 版 1965 年 4 月北京第 1 次印刷

序

原子物理学的知識不仅是物理学家和化学家所需要的，而且是許多其他专业的科学工作者和工程师的普通物理教育的重要部分。某些技术領域的工作人員为了学好自己专业范围内的一些課程，同样需要原子物理学的知識。例如，在一些无綫电技术学院中讲授的电子仪器 and 离子仪器教程，半导体仪器教程，电絕緣材料教程等等，就是以相应的物理学分支为基础的：物理电子学，半导体物理学，电介质物理学等等。此外，某些高等学校还专门培养上述物理分支的物理工程师，而这些分支都是以原子物理学为基础的。

由于这样，在培养无綫电电子学干部的学系中，都要在这种或那种教程的名称下讲述原子物理学的問題。

本书是作者根据多年来对以加里宁命名的列宁格勒工业大学无綫电技术系三年級学生讲课用的底稿整理出来的(原子核物理学基础除外)。

許多物理教材中都叙述到原子物理学的基础，但对于保证学得通上述物理分支而言，这些叙述是过于簡略的。与此同时，在专门討論原子物理学的大部头著作中，例如在 Д. В. 史包尔斯基的“原子物理学”中，对于某些非物理专业來說，有关問題的叙述又嫌过寬。此外，讀史包尔斯基上述著作的某些章节时，讀者的物理数学知識水平要比讀本书所需要的高才行。無論在份量方面还是在叙述的困难程度方面，本书都占在中間位置上。

作者希望本书不仅可用来作列宁格勒工业大学无綫电系学生的教材，而且对某些其他高等学校的学生，以及从前沒有学过原子物理学、但現今在工作中需要这門学科的基础知識的工程师和科学工作者，也有参考价值。

本书上半册(§ 1—§ 35)涉及的問題，是在經典、半經典原子物

物理学时期所研究过的:电子和离子的性质,光的光子理论,波尔关于原子构造的量子论,原子光谱学基础,电子自旋,泡利原理,伦琴射线物理学,分子光学基础,伦琴射线和微粒射线的衍射。

下半册(§ 36—§ 50)的任务在于向读者介绍量子力学的原理,和以这些原理为基础的现代固体电子论的基本知识。

书中各部分材料的叙述并不具有同样的完备程度,对量子力学和固体电子论问题的叙述尤其如此。材料的选择及其阐述,在很大程度上取决于相应的物理分支的基础训练任务。

在此情况下,作者一点也不认为本书这部分材料可以代替各物理专业用的量子力学或固体电子论的正式教材。

在编写时,作者认为重要的不仅在于把现代物理学的观点和概念告诉读者,而且还在于引导读者去理解这些观点和概念,阐明由旧到新的演变。出于这个目的,材料的安排是使得前一步的学习为后一步的学习打好基础,并引导读者认识到一些理论之为另一些理论所替代的必然性。例如,如果将原子物理学发展过程中的波尔阶段略而不谈,那么读者是不能理解量子力学原理的。何况在这个阶段上,原子的量子论所确定的一些重要原理和规律到现在仍保持着自己的意义,虽然它们已可以不由波尔理论,而由另一些概念得出。但由量子力学推出这些规律却要复杂得多;这样做的话,势必大大增加本书的广度和深度,以致可能使本书所预定的读者感到过于困难。

对于实验,本书仅限于讲解其原理图,因为作者认为必须把读者的注意力集中到原子物理学的基本概念和中心思想上去。

在本书准备出版时,列宁格勒工业大学无线电系学生И. А. 别洛夫,С. И. 多布列佐夫和А. Г. 沙文曾给予很大协助,作者谨向他们致以谢意。

И. И. 多布列佐夫

目 录

序.....	v
第一章 电子和离子	1
§ 1. 电子的电荷.....	1
§ 2. 带电粒子在电场和磁场中的运动.....	8
§ 3. 电子荷质比的确定.....	18
§ 4. 质量与速度的关系.....	23
§ 5. 阳射线.....	27
§ 6. 质谱计.....	29
§ 7. 电子光学的基础.....	40
§ 8. 经典的金属电子论.....	49
第二章 光子	61
§ 9. 光的电磁理论.....	61
§ 10. 普朗克假设.....	68
§ 11. 光电效应和光的电磁理论.....	71
§ 12. 光的光子理论.....	75
§ 13. 光的压力.....	82
§ 14. 康普顿效应.....	84
第三章 原子结构和波尔理论	90
§ 15. 原子的结构.....	90
§ 16. 原子能态的不连续性.....	99
§ 17. 原子光谱的规律.....	104
§ 18. 波尔的氢原子理论.....	109
§ 19. 氢原子中的椭圆轨道.....	117
§ 20. 空间量子化.....	127
§ 21. 波尔磁子.....	133
§ 22. 对应原理.....	136
第四章 光谱学的基础	146
§ 23. 金属光谱.....	146
§ 24. 电子自旋.....	153
§ 25. 塞曼效应.....	158
§ 26. 塞曼效应和关于原子的量子论.....	163

§ 27. 氢原子光谱. 泡利原理	172
§ 28. 门捷列夫元素周期系理论	179
§ 29. 伦琴射线谱	187
§ 30. 分子光谱	195
§ 31. 光的并合散射	202
§ 32. 关于原子物理学的“波尔时期”的总结	205
第五章 量子力学基础	209
§ 33. 伦琴射线的衍射	209
§ 34. 电子的衍射	222
§ 35. 原子束和分子束的衍射	228
§ 36. 关于“质点”	230
§ 37. 测不准关系	234
§ 38. “分布函数”	247
§ 39. 德布洛意波	252
§ 40. 薛定谔方程	262
第六章 薛定谔方程的解的例子	268
§ 41. 根据薛定谔方程计算氢原子	268
§ 42. 一维力场	280
第七章 固体能带理论基础	306
§ 43. 晶体中电子的状态	306
§ 44. 金属、电介质及本征半导体	319
§ 45. 杂质半导体	325
第八章 态的叠加	335
§ 46. 态的叠加原理	335
§ 47. 薛定谔波动方程	344
第九章 粒子系	352
§ 48. 量子力学中的粒子系	352
§ 49. 交换力	365
§ 50. 麦克斯韦分布和费米分布	373

第一章 电子和离子

§1. 电子的电荷

关于原子内含有带电粒子的最早的启示，和“电原子”存在说的根据，都是从电解现象的研究中获得的。

溶液导电机机构的解释是大家知道的，这个解释导致了电离理论，指出已溶解的物质分子是由带电粒子组成的。电流通过溶液时所发生的电量迁移，可解释为离子在与电极接触时交出自己的电荷。离子在被中和时变为原子或原子团，而在电极上作为电解产物析出。析出于电极上的物质质量 M 遵从法拉第定律：

$$M = \frac{A'}{F} q = \frac{1}{F} \frac{A}{B} q, \quad (1.1)$$

式中 A' 是物质的化学当量，即物质的原子量 A 与其价数 B 之比； q 是所通过的电量， F 是称为法拉第常数的普适常数，它等于

$$F = 96491 \frac{\text{庫倫}}{\text{克当量}} = 2.982 \times 10^{14} \frac{\text{CGS 靜電單位}}{\text{克当量}}.$$

如果 $M = A'$ ，则 $q = F$ ，即一个克当量的任何物质的离子，都将把同样的电量带到电极上。但根据阿伏加德罗定律，一个克当量的任何单价物质都含有同一数目 N 的原子，这数目等于阿伏加德罗数 N_A 。所以任何单价物质的每一个离子，都带有相同的电荷 $e_1 = \frac{F}{N_A} = e$ 。一个克当量的双价物质含有 $N_2 = \frac{N_A}{2}$ 个原子，即双价物质的每一离子带有的电荷是 $e_2 = \frac{F}{N_2} = 2e$ 。如果离子可视为化学元素的原子与电的结合物，则由法拉第定律可知，对于这些结合物，倍比定律应当成立（亥姆霍兹，1881年）。大家知道，在化学

中,这个定律是用原子說(假定存在着各种原子——各种元素用以互相化合的最小量)来解釋的。据亥姆霍茲看来,既然溶液中的一切单价离子的电荷都相同,而溶液中的多价离子的电荷又是单价离子的电荷的整数倍,那么这就說明也存在着最小的电量(基元电荷 e)。这种基元电荷称为电子(斯湯內,1891年)。当时因阿伏加德罗数还未知道,所以无法由法拉第常数求出电子的电荷。

如果电原子是存在的,那么不仅电解溶液离子的电荷只能是 e 的整数倍,任一种起源的离子(例如“气体离子”)的电荷也只能是 e 的整数倍。所以测量气体离子的电荷,就可以证实或者推翻基元电荷的存在說。在一系列的工作(J. J. 湯姆孙, 威耳孙, 湯森德)中,都曾测量过气体离子的电荷。威耳孙的实验方案如图1所示。

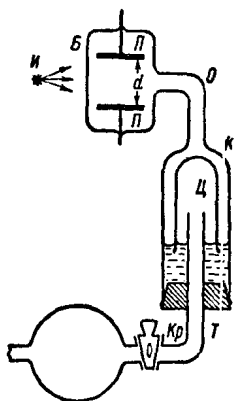


图 1

一种符号的离子上。

如果两薄片 Π 之間无电势差,則雾滴将在重力作用下以某一速度 v_1 在气体中降落。雾的上边界也就以这个速度下降。观察这个边界在容器 B 中的降落,就可以测出 v_1 。当作用于雾滴的向下重力 $mg = \frac{4}{3}\pi r^3 \rho_n g$ 与內摩擦力相平衡时,雾滴即获得稳定的下降速度 v_1 ; 內摩擦力在方向上与速度 v_1 相反,即向上,在数值

上, 按斯托克斯公式, 等于 $6\pi\eta r v_1$, 式中 r 与 m 分别为雾滴的半径和质量, g 为重力加速度, η 则为气体的内摩擦系数。考虑到水的密度 $d_b=1$, 可以写出

$$mg = \frac{4}{3}\pi r^3 g = 6\pi\eta r v_1. \quad (1.2)$$

如果在两薄片 H 之间加上电势差 V , 这电势差产生强度为 $\mathcal{E} = \frac{V}{d}$ 的电场, 则雾滴的下降便在重力 mg 与电力 $e_r \mathcal{E}$ 的合力作用下发生, 这里的 e_r 是附在雾滴上的气体离子的电荷。在此情况下, 下降速度 v_2 由下列方程式决定:

$$mg + e_r \mathcal{E} = \frac{4}{3}\pi r^3 g + e_r \mathcal{E} = 6\pi\eta r v_2. \quad (1.3)$$

如果雾滴仅凝聚在一种符号的离子上, 则可以在有电势差 V 时, 像测定 v_1 那样, 观察雾的上边界的运动而测出速度 v_2 。由 (1.2) 和 (1.3), 容易求出

$$e_r = \frac{9\sqrt{2}\pi}{\mathcal{E}} \sqrt{\frac{\eta^3}{g}} (v_2 - v_1) \sqrt{v_1}, \quad (1.4)$$

即由实验中测得的量 ($\mathcal{E}$, v_1 , v_2) 和已知量 (η , g), 可以求出 e_r 。

测量表明, 在测量的准确范围内, 气体离子的电荷是相同的, 等于 $e = 4 \times 10^{-10}$ CGS 静电单位。但是测量的准确度并不高, 因为雾的上边界不清晰。不够准确的主要原因, 第一是在实验时间内, 水滴老在蒸发着; 第二是这些水滴的大小不相等; 第三是除了带有单电荷的离子外, 气体里面还有一定数目的带两个电荷的离子和带三个电荷的离子。

除了准确度不高外, 这些实验结果也像电解定律的推论一样, 还不能认为已完全令人信服地证实了“电原子”存在的假说, 因为其中所测量的只是许多离子电荷的平均值。例如, 对于任一种气体的任一份温度为 T 的气体, 我们测出它的原子的平均动能都是

$\frac{3}{2}kT$,但是显然不能由此得出结论说,存在着动能数值等于 $\frac{3}{2}kT$ 的动能“原子”。

密立根的实验(1909年),不论在实验方面还是原理方面,都是有基元电荷存在的令人信服得多的证明。

为了消除威耳孙法的缺陷,在密立根实验里(图2)所观察的

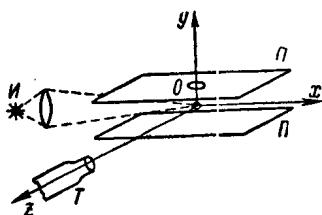


图 2

是单个的不蒸发的(其实是蒸发得非常慢的)细小油滴(直径的数量级为1微米)。喷雾时形成的油滴是带电的。一个一个的油滴由喷雾器飞出,通过电容器上极片 II 的小孔 O 落入电容器中。由

光源 II 射来的光线在油滴上散射,于是在望远镜 T 中看来,油滴像是黑暗夜空中的明亮小星。这就使我们能够观察单个的油滴,并测出其速度。如果油滴在喷雾时获得的电荷是 e_k , 而电容器极片间的电势差是 V , 则油滴的稳定运动速度 v 应当与下述情形相应: 内摩擦力 $6\pi\eta r v$ 正好抵消了重量 $m'g = \frac{4}{3}\pi r^3(d-d_0)g$ (这里的 d 是油滴密度, d_0 是充于仪器内的气体的密度)与油滴电荷 e_k 所受电力 $\mathcal{E}e_k = \frac{V}{l}e_k$ 代数加成的合力,即

$$\frac{4}{3}\pi r^3(d-d_0)g + \frac{V}{l}e_k = 6\pi\eta r v \quad (1.5)$$

由此可得

$$e_k = \frac{l}{V} \left[6\pi\eta r v - \frac{4}{3}\pi r^3(d-d_0)g \right]. \quad (1.6)$$

特别是,当 $V=0$ 时, (1.5) 变为下述方程式:

$$\frac{4}{3}\pi r^3(d-d_0)g = 6\pi\eta r v_0, \quad (1.7)$$

由此得出

$$r = \sqrt{\frac{9}{2} \frac{\eta v_0}{g(d-d_0)}}. \quad (1.8)$$

由此可見，測出无电場时电容器中油滴的速度，按(1.8)可以确定油滴半径 r ，再測出有电場时的速度，便可由(1.6)求出油滴的电荷 e_{κ_0}

如果仪器中的气体已电离，則离子将与油滴相碰，而把自己的电荷 e_r 交給油滴。在 V 不变之下，油滴电荷由 e_{κ} 变为 $e_{\kappa} + e_r$ 时，油滴在电場中的速度值将由 v 变为 v' ，这时按(1.6)可得

$$e_{\kappa} + e_r = \frac{l}{V} \left[6\pi\eta r v' - \frac{4}{3}\pi r^3 (d-d_0)g \right], \quad (1.9)$$

于是可得

$$e_r = \frac{l}{V} 6\pi\eta r (v' - v). \quad (1.10)$$

由此可知，測量在 $V=0$ 时油滴的下降速度和油滴在电場中跟离子相碰前后的速度，按(1.10)和(1.8)可求出气体离子的电荷 e_r 。应当指出，在这种情况下，測量的是单个离子的电荷，而不是以前那些实验中的平均值，这就是密立根实验的根本优点所在。

密立根的仪器也给出了測量 e_r 的另一种可能性。如果加上这样的电势差 V ，使它所产生的电場 $\mathcal{E}$ 对油滴电荷的作用力与重力数值相等方向相反，則油滴即不再运动而“悬浮”于电容器中。在此情况下，

$$m'g = \frac{4}{3}\pi r^3 (d-d_0)g = e_{\kappa} \frac{V}{l},$$

即

$$e_{\kappa} = \frac{l}{V} \cdot \frac{4}{3}\pi r^3 (d-d_0)g. \quad (1.11)$$

按(1.8)，由无电場 $\mathcal{E}$ 时油滴速度 v_0 的測量而确定 r ，并測出使油滴“悬浮不动”所必需的电势差 V ，就可以按(1.11)求出油滴的电

荷。如果有一气体离子落到这颗油滴上而使油滴电荷改变 e_r 的数值, 则为了使油滴在新的状态下仍能“悬浮不动”, 便需加上另一个电势差 V' 。在此情况下,

$$e_k + e_r = \frac{l}{V'} \cdot \frac{4}{3} \pi r^3 (d - d_0) g, \quad (1.12)$$

由此得出

$$e_r = \frac{4}{3} \pi r^3 (d - d_0) g l \left(\frac{1}{V'} - \frac{1}{V} \right). \quad (1.13)$$

密立根利用上述第一种方法对 e_r 的数值所仔细进行的测量, 最初显示出这数值与油滴的大小有一定的关系。孔林根从理论上考究这种关系的起因后得出结论: 对于綫度 r 可与气体分子的平均自由程长度 λ 相比的小油滴来说, 内摩擦力的斯托克斯公式是不准确的, 它应当用考虑到 λ 与 r 可比时的下述比较复杂的公式来代替:

$$F_{\text{内}} = \frac{6\pi\eta r v}{1 + B \frac{\lambda}{r}}, \quad (1.14)$$

这个公式在小球綫度很大于 λ 时, 即 $\frac{\lambda}{r} \rightarrow 0$ 时, 将变为斯托克斯方程式。对于一定的气体, (1.14) 中的量 B 是常数, 当测出同一油滴在不同气压下 (即在不同的 λ 值下) 的速度 v_0 时, 即可按 (1.7) 把 B 确定出来。如果在测定 e_r 的数值时, 用上述第一种方法并考虑到 (1.14), 或用第二种方法, 则所得到的结果都以很高的准确度表明, 气体离子的电荷 e_r 必等于或整数倍于某一基元电荷, 按密立根的测定, 基元电荷的数值等于

$$e = 4.77 \times 10^{-10} \text{ CGS 静电单位.}$$

后来查明, 当时密立根在计算时用的空气内摩擦系数 η 之值不十分正确。在采用更准确的 η 值时, 基元电荷的数值等于

$$e = 4.803 \times 10^{-10} \text{ CGS 静电单位.}$$

如果离子是化学元素原子与“电原子”的结合物，则可以预期到“电原子”也能以自由态而存在。

这种不与原子相结合的电子流，最初是在研究低压气体放电时发现的。当放电管中气体压强足够小而且管中两电极间加有适当电压时，阴极将发出某种辐射（“阴极射线”）。这些射线在落到玻璃上面时，将引起玻璃发光。它们沿着阴极表面的法线方向作直线传播，并且即使阳极的位置或形状发生变化，也几乎不改变传播方向（图 3）。阴极射线流携带着负的电荷，即它是负的带电粒子流。研究这种粒子的本性以后知道（见 § 3），这就是不与化学元素原子相结合的负电“原子”的粒子流。但在

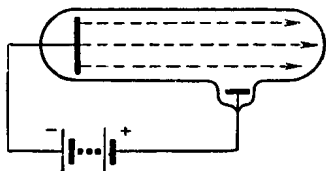


图 3

当时，不论是在气体放电的条件下，还是在许多别的易于获得自由的负电“原子”的条件下，都长期未能发现自由的正电“原子”。所以当初用来表示任意符号的基元电荷的术语——电子，现在只代表这样一种基本粒子，它具有负的电荷 e ，它的质量比最轻的化学元素（氢）的原子质量还小得多。

过去有一段时期，阴极射线曾是物理研究中自由电子的主要来源。现时我们已能使用各种更为方便的自由电子源了。

利用炽热物体发射电子的现象（热电子发射现象）的热阴极，已得到了最广泛的使用。光电阴极具有重要的意义；落到这种阴极上的光将使电子由阴极中释出（光电子发射现象或简称光电效应）。如果在固体表面附近造成足够强的电场，并使该场对电子的作用力在离开该表面的方向上，则电子也可以从固体内释出（“冷脱出”现象或场致电子发射现象）。我们还可以提到放射性物质的电子发射（ β 射线）。这种电子源曾长期是唯一的高能电子源。

§ 2. 带电粒子在电场和磁场中的运动

在研究带电粒子流时, 物理学家首先关心的问题: 它由什么粒子组成? 带电粒子与两个决定着它的本性的参数相应: e_i ——考虑到符号时粒子的电荷, 和 m_i ——粒子的质量 (电荷和质量都相同的粒子必为同种粒子)。研究粒子在电场和磁场中的运动, 就可以确定这两个量之比 $\frac{e_i}{m_i}$ 。

如果空间中有不随时间而变的电场 $\mathfrak{E}(\mathbf{r})$ 和不随时间而变的磁场 $\mathcal{H}(\mathbf{r})$, 则在这空间中以速度 $\mathbf{v}(\mathbf{r})$ 运动且电荷为 e_i 的带电粒子, 将受到洛伦兹力 $\mathbf{F}_\text{洛}$ 的作用, $\mathbf{F}_\text{洛}$ 由电力 $\mathbf{F}_\text{电} = e_i \mathfrak{E}(\mathbf{r})$ 和磁场作用力 $\mathbf{F}_\text{磁} = \frac{e_i}{c} [\mathbf{v}(\mathbf{r}) \mathcal{H}(\mathbf{r})]$ 合成, 即 $\mathbf{F}_\text{洛} = e_i \left\{ \mathfrak{E}(\mathbf{r}) + \frac{1}{c} [\mathbf{v}(\mathbf{r}) \mathcal{H}(\mathbf{r})] \right\}$ 。按牛顿第二定律, 可以写出

$$m_i \ddot{\mathbf{r}} = e_i \left\{ \mathfrak{E}(\mathbf{r}) + \frac{1}{c} [\mathbf{v}(\mathbf{r}) \mathcal{H}(\mathbf{r})] \right\}.$$

由此可得

$$\ddot{\mathbf{r}} = \frac{e_i}{m_i} \left\{ \mathfrak{E}(\mathbf{r}) + \frac{1}{c} [\mathbf{v}(\mathbf{r}) \mathcal{H}(\mathbf{r})] \right\}. \quad (2.1)$$

这方程式含有决定粒子本性的两个参数之比, 即粒子的电荷对质量之比 $\frac{e_i}{m_i}$, 所以研究粒子在已知场中的运动, 即可确定其比值 $\frac{e_i}{m_i}$, 如果再知道其电荷 e_i , 还可确定其质量 m_i 。

由 (2.1) 可知, 洛伦兹力的磁分量 $\mathbf{F}_\text{磁}$ 永远垂直于速度 $\mathbf{v}$, 即这力在任一段路程上所做的功皆为零。所以在这力的作用下, 粒子的动能不会起变化, 亦即粒子速度的绝对值不会起变化; 只有电力 $e_i \mathfrak{E}$ 才能改变粒子速度的绝对值, 亦即只有电力才能改变粒子的动能。如果磁场不随时间而变, 则电场是势场, 即 $\mathfrak{E}(\mathbf{r}) = -\text{grad} V(\mathbf{r})$, 这里的 $V(\mathbf{r})$ 是静电场的势。大家知道, 由方程式 (2.1) 可推出如下形式的能量守恒定律:

$$\frac{m_i}{2} [v^2(\mathbf{r}) - v^2(\mathbf{r}_0)] = -e_i [V(\mathbf{r}) - V(\mathbf{r}_0)].$$

在许多情况下,带电粒子源放出的这些粒子,初速都很小。如果计算电势 $V(\mathbf{r})$ 时以这样的源的电势为零,则当 $\mathbf{v}(\mathbf{r}_0)=0$ 时, $V(\mathbf{r}_0)=0$, 因而上面的方程可以写为

$$\frac{m_i}{2} v^2(\mathbf{r}) = -e_i V(\mathbf{r}), \quad (2.2)$$

即带电粒子在空间某一点上时的动能与粒子所经过的路程两端的电势差成正比。与粒子电荷相等的这一比例系数, 或为电子电荷 e 或为其整数倍。由于这个缘故, 采用电子在 1 伏特的电势差加速下所获得的能量之值作为能量单位, 将是很方便的。这个能量单位称为电子伏特(ev)。由(2.2)显然可见:

$$1 \text{ 电子伏特} = 4.8 \times 10^{-10} \text{ CGS 静电单位} \cdot \frac{1}{300} \text{ CGS 静电单位} = 1.6 \times 10^{-12} \text{ 尔格}.$$

采用这种单位时, 带单电荷的粒子的动能直接等于该粒子所经过的路程两端的电势差(电势差以伏特为单位); 对于电荷等于 $n_i e$ 的粒子, 这份能量增至 n_i 倍。

按(2.2), 如果粒子的电荷为 $e_i = n_i e$, 质量为 m_i , 则在通过加速电势差 V 后, 其速度的数值等于

$$v = \sqrt{2 \frac{e_i}{m_i} V} = \sqrt{2 n_i \frac{e}{m_i} V}. \quad (2.3)$$

我们来考察带电粒子在仪器里常用的某些电场和磁场中的运动, 并求出以后所需要的某些关系式。

a) 均匀的纵向电场 现在我们考虑粒子在这样一种场中的运动: 场中一切点的电场强度 $\mathcal{E}_0$ 都相同, 并且场的力

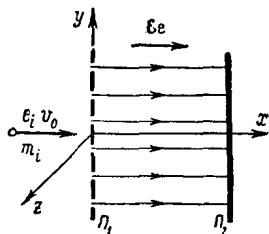


图 4

綫与粒子的初速度相平行(图 4)。我們取带电粒子在場中的飞入点为坐标原点, 并令坐标系的 x 軸在粒子初速度 v_0 的方向上, 于是

$$\begin{aligned} x_0 &= 0; & v_{0x} &= v_0; & \phi_x &= \phi_0; \\ y_0 &= 0; & v_{0y} &= 0; & \phi_y &= 0; \\ z_0 &= 0; & v_{0z} &= 0; & \phi_z &= 0. \end{aligned}$$

运动方程将是

$$\left. \begin{aligned} \ddot{x} &= \frac{e_i \phi_0}{m_i}; \\ \ddot{y} &= 0; \\ \ddot{z} &= 0; \end{aligned} \right\} \quad (2.4)$$

$$\left. \begin{aligned} v_x &= v_0 + \frac{e_i \phi_0}{m_i} t; \\ v_y &= 0; \\ v_z &= 0; \end{aligned} \right\} \quad (2.5)$$

$$\left. \begin{aligned} x(t) &= v_0 t + \frac{e_i \phi_0}{2m_i} t^2; \\ y(t) &= 0; \\ z(t) &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (2.6)$$

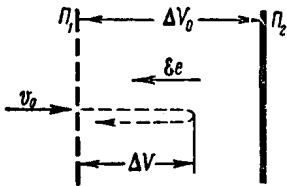


图 5

在这样的場中, 粒子运动时将只改变速度的数值, 而不改变方向。当电场为减速場时(图 5), 即当 $e_i \phi_0 < 0$ 时, 方程(2.5)和(2.6)中的头一个可以改写为: $v_x = v_0 - \frac{|e_i \phi_0|}{m_i} t$; $x(t) = v_0 t - \frac{|e_i \phi_0|}{2m_i} t^2$ 。粒子的运动将是匀减速的; 带电粒子走过减速場中某一距离就停住, 并开始向后运动。在停頓的时刻 $t = t'$, 粒子的速度 v_x 等于零, 即按(2.5): $t' = \frac{m_i v_0}{|e_i \phi_0|}$, 而按(2.6): $x' = x(t') = \frac{m_i v_0^2}{2|e_i \phi_0|}$; 在 x' 段上等于 $x' \phi_0$ 的电势降落 $\Delta V'$ 将是 $\Delta V' = \frac{m_i v_0^2}{2|e_i|}$ 。由此可見, 如果粒子飞入减速場那时刻的动能为 $\frac{1}{2} m_i v_0^2$, 則粒子飞入点和回头点之