

普通物理学

(修订本)

第三卷 第二分册

C. Д. 福里斯 A. B. 季莫列娃 著
梁 宝 洪 译



高等教育出版社

普 通 物 理 学

(修 订 本)

第三卷 第二分册

C. Д. 福里斯 A. B. 季莫列娃 著

梁 宝 洪 译

高 等 教 育 出 版 社

本书原系梁宝洪同志根据苏联国立技术理论书籍出版社 (Гостехиздат) 出版的福里斯 (С. Э. Фриш) 和季莫列娃 (А. В. Тиморева) 合著“普通物理学” (Курс общей физики) 第三卷 1951 年一版中的后半部分译出的, 现在根据苏联国立数理书籍出版社 (Физматгиз) 1962 年出版的该书增订第七版进行了全面的修订。原书新版较旧版作了若干补充和修改。

参加修订的同志有雷祖猷和袁成傑。梁宝洪同志也参加了一部分修订工作。

本书可作为综合大学及高等师范学校物理各专业“普通物理学”课程的原子物理与原子核物理部分的教学参考书, 也可供各高等学校其他专业的师生参考。

普 通 物 理 学

第三卷 第二分册

(修订本)

С. Э. 福里斯 А. В. 季莫列娃著

梁 宝 洪 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)

中华书局上海印刷厂印装

新华书店上海发行所发行

各 地 新 华 书 店 經 售

统一书号 K13010·482 开本 $850 \times 1168 \frac{1}{32}$ 印张 $7 \frac{9}{16}$

字数 176,000 印数 56,101—58,600 定价 (5) 羊 0.75

1958 年 7 月新 1 版 1965 年 12 月第 2 版 1965 年 12 月上海第 16 次印刷

第二分册目录

第八篇 原子物理学

第三十章 原子和分子的结构···1

- § 339. 結論·····1
- § 340. 原子的核模型·····4
- § 341. 原子光譜中的規律性·····12
- § 342. 光譜項的本质·····18
- § 343. 氢原子和类氢离子的结构···23
- § 344. 橢圓軌道·····34
- § 345. 空間量子化; 原子的磁矩···38
- § 346. 外磁場和外电場对光譜
的影响·····42
- § 347. 碱金屬的光譜·····48
- § 348. 玻尔理論的困难; 关于
电子自旋的假設·····51
- § 349. 原子的矢量模型·····54
- § 350. 門捷列夫周期系·····62
- § 351. 电子壳层的建造·····67
- § 352. 倫琴光譜·····74
- § 353. 光譜綫的强度。跃迁几率···80
- § 354. 分子的结构·····86
- § 355. 分子的振动光譜·····88
- § 356. 分子的轉动光譜·····95
- § 357. 双原子分子的电子态·····101
- § 358. 分子的离解·····104
- § 359. 同位素对分子光譜的影响···109
- § 360. 光的并合散射·····112
- § 361. 液体和固体的微光·····117

第三十一章 量子力学·····124

- § 362. 基本粒子的波动性·····124
- § 363. 薛定諤方程·····128

§ 364. 經典理論的应用范围·····133

§ 365. 位阱中的粒子。通过 位垒·····140

§ 366. 从量子力学的观点研究 氢原子·····144

§ 367. 經典統計学与量子統計学···147

第三十二章 原子核的天然转

变和人工转变···153

§ 368. 原子核及其特征·····153

§ 369. 天然放射性·····156

§ 370. 位移定則·····161

§ 371. 观察放射性現象的方法···165

§ 372. α 蜕变·····170

§ 373. γ 射綫譜和內轉換·····174

§ 374. β 蜕变·····178

§ 375. 用 α 粒子撞击的方法使 核分裂·····182

§ 376. 中子·····186

§ 377. 人工放射性。正电子·····192

§ 378. 人工加速的粒子所引起 的核轉变·····196

§ 379. 核矩·····204

§ 380. 原子核的结构·····208

§ 381. 核的分裂。鏈式反应的 获得·····213

§ 382. 原子动力工程·····217

§ 383. 宇宙綫·····220

§ 384. 介子。宇宙綫的起源·····225

§ 385. 基本粒子的性质·····230

附录·····237

第八篇 原子物理学

第三十章 原子和分子的结构

§ 339. 绪论 在本书各部分中，我们曾屡次使用过关于物质的原子结构概念。在古代希腊罗马就已萌芽了的原子论，在物理学的整个发展史中，一直是一种属于唯物主义科学思潮的进步理论。早在十八世纪初就已表明，以前所不了解的许多物质性质，可以根据普遍的力学定律，用原子论来解释。原子论不必利用各种假想的无重量液体，例如热素，也不必生硬地假定物质具有各种“意向”，例如中世纪所讲的“真空恐怖”。M. B. 罗蒙诺索夫(Ломоносов)发展了当时最完善的物质原子动力论，他证明：各种热现象之发生以及气体能充满给与它的整个空间这种趋向，是由原子的运动所决定的。物理学和化学的进一步发展，完全证实了物质的结构是不连续的。但从这里并不能得出原子是某种“绝对简单的”和不可再加分割的物质元这样的结论。可是曾有不少科学家认为，只要假定一切物质都是由这些永远不会变化的原子微粒结合而成的，就能解释实际世界的全部多样性，他们还认为，原子就是物质的最后“本质”。这种观点不是从实验得出的，它带有形而上学的性质。即使已证明原子结构复杂以后，这种形而上学的倾向仍旧保留下来。发现电子之后，人们又企图认定电荷的携带者就是物质的“本质”。与此同时，唯心主义的一些代表人物以为，既然原子也不能认定是最后的实体，这就意味着根本否定唯物主义。与这些形形色色的谬误观点相对立的，乃是辩证唯物主义，它断定客观存在着的世界是不可穷尽地多种多样的，而我们关于客观世界的知

识永远只是近似的,但却逐渐深化和愈益准确。关于这一点,列宁写道^①:“物的‘实质’或‘实体’也是相对的,它们只表现人对客体的认识的深化。既然这种深化昨天还没有超过原子,今天还没有超过电子和以太,所以辩证唯物主义坚决认为,日益发展的人类科学在认识自然界上的这一切里程碑都具有暂时的、相对的、近似的性质。电子和原子一样,也是不可穷尽的;自然界是无限的,而且它无限地存在着。正是绝对地无条件地承认自然界存在于人的意识和感觉之外这一点,才把辩证唯物主义同相对主义的不可知论和唯心主义区别开来。”

二十世纪科学上的发现,完全证实了B. И. 列宁的思想。现在我们知道有一系列不同的“基本”粒子,我们知道这些粒子的性质不同于经典力学的“粒子”,而且不同的“基本”粒子能够互相转变。

物理学在物质结构方面的新成就,乃是长期研究我们周围自然界的客观性质的结果,乃是新发现的许多事实的概括。电子和离子的发现,第一次使原子是否具有复杂结构这一问题有了牢固的实验基础。许多事实无可置疑地证明原子是一个复杂的带电系统。洛伦兹(Lorentz)的理论假定原子内存在着具有弹性联系的电子;如前所述,这理论能够解释许多与光在物体内的传播有关的现象。但关于正电荷的携带者问题却曾长期未得解决。原子内的电子运动的真实性质当时也不知道。于是在二十世纪初,便提出了关于原子结构的两种不同假设。

第一种假设是假定正电荷以相同的体密度分布在一个大小等于整个原子的球内,此球半径的数量级为 10^{-8} 厘米。同时又假定电子浸在这球里,并且按库仑定律跟球的各个元体积相互作用着。若假定浸在这种球内的电子只有一个,则这电子将位于球心;在位

① 列宁著,唯物主义与经验批判主义,人民出版社,1962年版,第277页。

移很小的情況下，它將在跟位移成正比的力作用下返回球心。若浸在這種球內有若干電子，則這些電子應該位於一定對稱圖形的各角上，只要它們離開自己平衡位置的位移很小，也將在與位移成正比的力作用下返回平衡位置。這樣就可解釋洛倫茲在其電子論中所假定的准彈性力的存在。

但這個模型帶有明顯的人為性質，因為在這種模型中認為正電荷和負電荷具有不同的本質：負電荷以單個的微粒——電子的形式存在，而正電荷則在大得多的體積內以連續的電荷密度分布着。同時為了解釋為什麼正電荷在庫倫斥力作用下不致飛散，必須違反電動力學的要求而假定它們之間並無相互作用，或者除庫倫斥力之外，還存在着其他某種能抵消庫倫斥力的力。

第二種假設是認為原子的結構與太陽系的結構相似：在原子的中心有一個帶正電的重核，有若干電子繞着這個核轉動。與整個原子的線度比較起來，核的線度是非常小的。這種模型叫做原子的核模型。

在放射性物質發出的 α 粒子穿過薄膜而散射的實驗中，原子的核模型最先獲得證實。後來，這模型又闡明了單原子蒸汽或氣體低壓下發光時何以能發射出線光譜，其結構應如何。從核模型出發，還能成功地解釋許多與分子性質以及分子光譜結構有關的事實。因此，關於原子結構的問題，就跟我們對光譜線的發射和吸收定律的認識發展過程緊密相關。

原子物理學發展的次一階段，是研究原子核本身的性質。已經發現原子核是由更簡單的粒子構成的，並且詳細地研究了原子核的天然和人工放射性衰變過程。

蘇聯物理學家們曾積極參與原子物理學的發展。Д. И. 門捷列夫(Менделеев)發現了週期律，從而第一次真正地提出了一切化學元素原子具有同一本性的問題。門捷列夫週期系後來對於發

展我们关于原子结构的所有知识,起了最基本的作用。由于 Д. С. 罗日杰斯文斯基(Рождественский), Л. И. 曼杰利什塔姆(Мандельштам), С. И. 瓦维洛夫(Вавилов),以及他们的学生,做了大量工作,使一系列关于原子、分子及其电子壳层的最重要问题得以澄清。苏联物理学家在研究原子核的性质和结构方面作出了一些重大的发现。Д. Д. 伊凡宁科(Иваненко)最早提出原子核是由两种“重”粒子即质子和中子所构成的假设。И. В. 库尔查托夫(Курчатов)发现了所谓原子核的同质异能性。А. И. 阿里罕诺夫(Алиханов), А. И. 阿里罕扬(Алиханян), Д. В. 斯科贝尔琴(Скобельцын)和许多其他苏联物理学家,在研究宇宙线和新粒子形成的条件方面,也得到了许多重要的结果。由于苏联物理学家的研究,在利用原子核转变所释放出的原子能方面,达到了巨大的成就。

在1954年,世界上第一个采用“原子燃料”的发电站已在苏联开始发电。

现在,苏联建造着一系列新的原子能电站,并且有一部分已经供电,此外还建成了、并极有成效地使用了功率强大的原子破冰船“列宁号”。和平利用原子能的领域正在不断扩大。

§ 340. 原子的核模型 原子的核模型由于卢瑟福(Rutherford)观察到 α 粒子的散射而得到了直接的证明。这些粒子是氦离子,所带的电荷为正电荷,电量为基元电荷的两倍,即 $+2e$,它们以很大的速度从放射性元素的原子中被抛射出来(见§ 371, § 372)。卢瑟福观察到, α 粒子能够穿过薄金属片,同时偏离自己原来的运动方向。当时便很自然地有人假定, α 粒子的偏转是带正电的 α 粒子受原子的正电荷排斥而引起的。由于电子的质量相对于 α 粒子是非常小的,所以电子作用于 α 粒子的力不能够明显地改变 α 粒子的运动方向。

可以证明,原子中的正电荷分布于多大的体积内,对散射结果

有很大的关系。只有在原子的正电荷体积很小时，排斥力才能大到足以使 α 粒子的轨道在颇大的角度上偏转。如果原子的正电荷分布在一个颇大的体积内，则 α 粒子在原子附近一旦通过时将只偏转一个很小的角度。在此情形下， α 粒子的散射就不会很大。

设在距原子核很远的地方， α 粒子以速度 v 沿直线 ab 运动（图 318）。

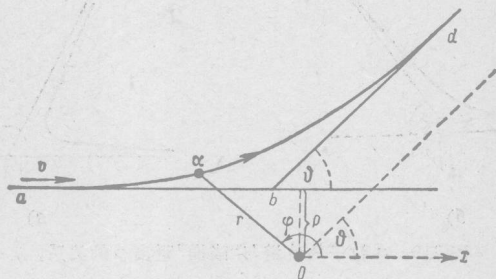


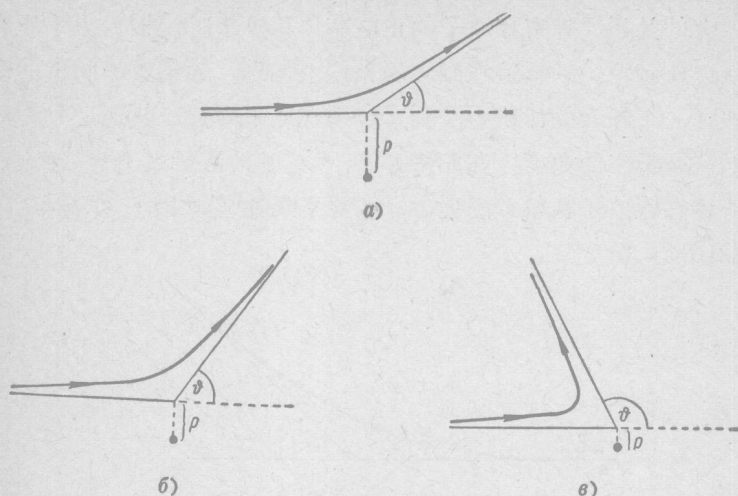
图 318. 正电荷使 α 粒子偏转。

以 p 表示直线 ab 与原子中心 O (即原子的正电荷 E 所在之点) 的最短距离。量 p 可以叫做“瞄准”距离。相应的计算(见小体字)证明，在 α 粒子与电荷 E 之间存在着库仑相互作用力的情形下， α 粒子将沿双曲线的一支运动。 α 粒子轨道的偏转角 ϑ (双曲线两渐近线之间的角)由下式决定：

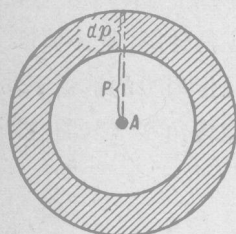
$$\operatorname{ctg} \frac{\vartheta}{2} = \frac{Mv^2}{2eE} p, \quad (1)$$

式中 M 是 α 粒子的质量。与 α 粒子的质量相较，原子的质量可当作无限大。由式(1)可知，“瞄准”距离 p 愈小，偏转角 ϑ 就愈大。对于不同的“瞄准”距离， α 粒子轨道的形状如图 319 中 a, b, c 所示。在 p 很小的情形下，角 $\vartheta > \pi/2$ ，即 α 粒子与原子碰撞后可能被弹回。

假定一束平行的 α 粒子飞着穿过一金属箔片。设单位时间内飞越束线单位横截面的有 n_0 个粒子。试计算单位时间内有多少

图 319. α 粒子的轨道与“瞄准”距离 p 的关系。

个粒子的偏转角是在给定的 ϑ 与 $\vartheta + d\vartheta$ 值之间。设偏转角 ϑ 与“瞄准”距离 p 对应, 而偏转角 $\vartheta + d\vartheta$ 则与“瞄准”距离 $p - dp$ 对

图 320. 计算被偏转的 α 粒子。

应。在此情形下, 当由一个原子 A 散射时, 如果以原子 A 为中心, 以 p 为半径作一个宽为 dp 的环, 则穿过此环面的所有粒子, 其偏转角均将处在上述给定值 ϑ 与 $\vartheta + d\vartheta$ 之间 (图 320)。这样的粒子的数目显然等于 $n_0 dS$, 式中 dS 是环的面积。如果金属箔每单位面积上有 N 个原子, 则在单位时

间内, 偏转角在 ϑ 与 $\vartheta + d\vartheta$ 之间的 α 粒子的总数等于

$$dn = n_0 N dS. \quad (2)$$

这关系式在每一 α 粒子只偏转一次的条件下才是正确的, 而这条件在金属箔很薄时是能够满足的。

环的面积 dS 等于 $2\pi p |dp|$, 因而式(2)取如下形式:

$$dn = 2\pi n_0 N p |dp|. \quad (3)$$

我们利用式(1)求出表示 $p|dp|$ 的式子, 由式(1)得出:

$$p^2 = \left(\frac{2eE}{Mv^2} \right)^2 \operatorname{ctg}^2 \frac{\vartheta}{2}.$$

将上式微分, 得出:

$$pdp = -\frac{1}{2} \left(\frac{2eE}{Mv^2} \right)^2 \frac{\operatorname{ctg} \frac{\vartheta}{2}}{\sin^2 \frac{\vartheta}{2}} d\vartheta.$$

把这个表示 pdp 的式子代入式(3)中, 得出:

$$dn = \pi n_0 N \left(\frac{2eE}{Mv^2} \right)^2 \frac{\operatorname{ctg} \frac{\vartheta}{2}}{\sin^2 \frac{\vartheta}{2}} d\vartheta$$

或

$$dn = n_0 N \left(\frac{eE}{Mv^2} \right)^2 \frac{2\pi \sin \vartheta d\vartheta}{\sin^4 \frac{\vartheta}{2}}. \quad (4)$$

利用式(4), 能够将实验结果跟理论加以比较。用如下装置观察 α 粒子的散射: 把一小块放射性制品 R (图 321) 放在一铅制小管中, 这块放射性物质放射出细的 α 粒子束, 这些 α 粒子垂直地射向一块金属箔 B 。通过金属箔的时候, α 粒子向各个不同的方向散射。利用 α 粒子能够在荧光屏, 例如在用硫化锌制成的屏上产生闪光(“闪铄”)的能力观察 α 粒子。每一单个的 α 粒子运动时能量都很大, 因此当它击于屏上时, 能够产生可为眼睛觉察的闪光。用显微镜观察屏时, 能够在屏上看到许多单个的闪光, 由这些闪光就能够总计射于屏上的 α 粒子数目。屏 D 同显微镜 M 一起能够以散射金属箔 B 为中心在圆周上移动(在垂直于图面的平面内——译者)。因此能够统计在不同散射角 ϑ 时的 α 粒子的数目。

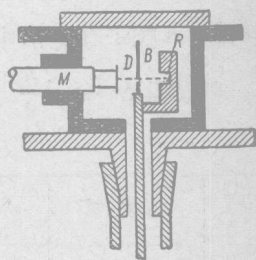


图 321. 观察 α 粒子散射的实验装置。

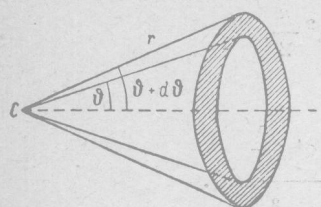


图 322. 计算射于屏上的 α 粒子数目。

式(4)表示单位时间内散射角在给定值 ϑ 与 $\vartheta + d\vartheta$ 之间的粒子数 dn 。换句话说, dn 是单位时间内在张角为 2ϑ 和 $2(\vartheta + d\vartheta)$ 的锥体之间的空间内飞过的粒子数。如果我们以这两个锥体的顶点 C 为球心, 作一个半径为 r 的球, 则这两个锥体即在球面上截出一面积为 $2\pi r \sin \vartheta \cdot r d\vartheta = 2\pi r^2 \sin \vartheta d\vartheta$ 的球带(图 322 中的斜线部分)。

这 dn 个粒子将全部射在这球带上。因而落于单位面积上的粒子数为

$$dn' = \frac{dn}{2\pi r^2 \sin \vartheta d\vartheta}.$$

单位时间内, 在屏 D 单位面积上记录下来的正是这个数目。把式(4)中的 dn 值代入上式, 得出:

$$dn' = \frac{n_0 N}{r^2} \left(\frac{eE}{Mv^2} \right)^2 \frac{1}{\sin^4 \frac{\vartheta}{2}}. \quad (5)$$

由式(5)可知, 在一定的实验条件下, 当角 ϑ 变化时, 乘积 $dn' \cdot \sin^4 \frac{\vartheta}{2}$ 应保持不变。观察完全证实了理论的这一结论。表 XV 中列出 α 粒子在金箔中散射时, 对于不同的角 ϑ 所得到的闪烁数 dn' 和乘积 $dn' \cdot \sin^4 \frac{\vartheta}{2}$ 之值。

表 XV

ϑ°	闪烁数	$dn' \cdot \sin^4 \frac{\vartheta}{2}$	ϑ°	闪烁数	$dn' \cdot \sin^4 \frac{\vartheta}{2}$
150	33.1	28.8	60	477	29.8
120	51.9	29.0	45	1435	30.8
105	69.5	27.5	30	7800	35.0
75	211	29.1	15	132000	38.4

由表 XV 可知,虽然闪烁数变化几千倍,但乘积 $dn' \cdot \sin^4 \frac{\vartheta}{2}$ 却几乎保持恒定。这就表明, α 粒子与原子的正电荷之间的相互作用是遵从库仑定律的。

根据式(5),我们也能够由偏转的 α 粒子数 dn' 求出原子的正电荷 E , 因为式(5)中所有其他的量都能够测定。因为正常状态下的原子是中性的,所以正电荷 E 应该是电子电荷数值的整数倍: $E = Z|e|$, 式中 Z 为整数。卢瑟福和他的同事们的测定证明,量 Z 约等于原子量的一半。

周期系开始部分的元素的原子量,差不多准确地等于门捷列夫表中各相应元素序数的两倍。例如,碳在第六位,它的原子量等于 12; 铝在第十三位,它的原子量等于 27; 在周期系中部,特别是在末尾,元素的原子量大于其序数的两倍。但略粗地讲,可以认为所有元素的原子量都等于它们序数的两倍。因此,根据卢瑟福的测定,提出了一个假设:量 Z (元素的电荷数) 等于门捷列夫表中元素的序数^①。后来这假设被准确地证实了。

如果知道原子的电荷 $E = Z|e|$, 就能够由公式(1)求出与不同偏转角 ϑ 对应的“瞄准”距离 p 。我们发现,对于重的元素, ϑ 之值可以达到 150° , 在这种情况下, p 的数量级为 10^{-13} 厘米。这说明当 α 粒子中心与原子中心的距离的数量级为 10^{-13} 厘米的时候,它们之间的相互作用力仍遵从库仑定律。由此又可得出结论:原子的正电荷的线度不超过 10^{-13} 厘米。

因为整个原子的线度是一个数量级为 10^{-8} 厘米的量,所以实验无可置疑地证实了原子的核模型:原子的正电荷系集中在较原子体积小很多的体积内。

总括本节中所得到的各种结论,我们可以认为:在原子的中心

① 下面有些地方译为原子序数。——译者注

处有一个很小的带正电的核,原子的全部质量都几乎集中在这里;核的电荷 $E=Z|e|$, 式中 Z 是元素在门捷列夫周期系中的序数。在正常状态下,有 Z 个电子绕着核运动。

按照这种模型,氢原子是最简单的原子。氢原子只含有一个电子。氢原子核是最简单的原子核,叫做质子。质子的电荷等于 $+e$ 。质子的质量等于氢原子质量的 $\frac{1835}{1836}$, 而电子的质量却不过是氢原子质量的 $\frac{1}{1836}$ 。在周期系中,氢后面的第一个元素是氦。在正常状态下,氦原子含有两个电子。氦原子核的电荷为 $+2e$, 其质量约为质子质量的四倍。 α 粒子就是氦核。

但必须指出,原子的核模型并不与经典电动力学的要求相符。因为绕核转动的电子必有加速度,所以它应该辐射出电磁波(见 § 332),因而就要失掉能量。结果电子的运动将是不稳定的,最后它应该落到原子核上。但原子实际上是极其稳定的组织,由此可知,根据宏观过程的观察而建立起来的经典电动力学定律,不适用于原子内部的过程。只是在长时期研究原子的性质,特别是原子光谱的结构之后,才发现了原子内部过程所遵从的一些规律的性质。

为了计算偏转角 ϕ , 我们再回到图 318, 并引入极坐标 r 和 φ 来描写 α 粒子。在此情形下, α 粒子的位能 W_p 和动能 W_k 可分别写成如下形式:

$$W_p = \frac{2eE}{r}, \quad W_k = \frac{M}{2}(\dot{r}^2 + r^2\dot{\phi}^2).$$

$$\text{总能量则等于} \quad W = \frac{2eE}{r} + \frac{M}{2}(\dot{r}^2 + r^2\dot{\phi}^2). \quad (6)$$

此外,我们写出表示 α 粒子的动量式:

$$P = Mr^2\dot{\phi}. \quad (7)$$

利用上式,可在总能量式中进行导数代换。由式(7)得出方位角 φ 对时间的导数:

$$\dot{\phi} = \frac{P}{Mr^2}. \quad (8)$$

将矢径 r 对时间的导数写成如下形式:

$$\dot{r} = \frac{dr}{d\varphi} \dot{\varphi} = \frac{P}{Mr^2} \frac{dr}{d\varphi}. \quad (9)$$

把式(8)和(9)中 $\dot{\varphi}$ 和 $\dot{r}$ 之值代入式(6)中, 得出:

$$W = \frac{2eE}{r} + \frac{P^2}{2Mr^4} \left(\frac{dr}{d\varphi} \right)^2 + \frac{P^2}{2Mr^2},$$

或
$$\frac{1}{r^4} \left(\frac{dr}{d\varphi} \right)^2 = \frac{2MW}{P^2} - \frac{4MeE}{P^2} \frac{1}{r} - \frac{1}{r^2}. \quad (10)$$

以 ρ 表示 $\frac{1}{r}$, 则 $\frac{d\rho}{d\varphi} = -\frac{1}{r^2} \frac{dr}{d\varphi}$, 因而式(10)取如下形式:

$$\left(\frac{d\rho}{d\varphi} \right)^2 = \frac{2MW}{P^2} - \frac{4MeE}{P^2} \rho - \rho^2.$$

再求上式对 φ 的导数, 得出:

$$2 \left(\frac{d\rho}{d\varphi} \right) \frac{d^2\rho}{d\varphi^2} = -\frac{4MeE}{P^2} \frac{d\rho}{d\varphi} - 2\rho \frac{d\rho}{d\varphi}.$$

因为 $\frac{d\rho}{d\varphi} \neq 0$, 所以上式变为

$$\frac{d^2\rho}{d\varphi^2} + \rho = -\frac{2MeE}{P^2}. \quad (11)$$

由力学可知, 对于一个闭合系统, 角动量 P 应保持恒定, 所以量

$$C = -\frac{2MeE}{P^2} \quad (12)$$

是一个常数。把这常数 C 引入式(11)中, 最后得出讨论中的这一 α 粒子的运动所满足的微分方程式如下:

$$\frac{d^2\rho}{d\varphi^2} + \rho = C.$$

由代换法很易验证, 上述微分方程式之解是下面的函数:

$$\rho = C + A \cos \varphi + B \sin \varphi, \quad (13)$$

式中 A 和 B 皆为常数。这两个常数之值可求出如下: 当 $\varphi = \pi$ 时(图 318), α 粒子在坐标原点 O 左方无限远处, 因而 $\rho = \frac{1}{r} = 0$ 。于是由式(13)得出: $A = C$, 因而式(13)取如下形式:

$$\rho = C(1 + \cos \varphi) + B \sin \varphi. \quad (14)$$

另一方面, 当 $\varphi \rightarrow \pi$ 时, $r \sin \varphi$ 趋近一值, 此值等于线段 p 之长。由此, 按式(14), 得出:

$$\frac{1}{p} = \lim_{\varphi \rightarrow \pi} \frac{\rho}{\sin \varphi} = \lim_{\varphi \rightarrow \pi} \left[\frac{C(1 + \cos \varphi)}{\sin \varphi} + B \right].$$

因为

$$\lim_{\varphi \rightarrow \pi} \frac{1 + \cos \varphi}{\sin \varphi} = 0,$$

所以由前面的等式得出:

$$B = \frac{1}{p}.$$

于是式(14)取如下形式:

$$\rho = C(1 + \cos \varphi) + \frac{1}{p} \sin \varphi. \quad (15)$$

这个式子是一双曲线的方程式。这双曲线的一根渐近线为直线 ab , 另一根渐近线为直线 bd 。今试求两渐近线之间的角 ϑ 。由图 318 可知, 当 α 粒子由点 O 向右离开无限大的距离时, $\rho = \frac{1}{r}$ 即变为零, 角 φ 则趋近于 ϑ 之值。因此, 当 $\varphi = \vartheta$ 时, 由式(15)得出:

$$C(1 + \cos \vartheta) + \frac{1}{p} \sin \vartheta = 0$$

或

$$\frac{1}{Cp} = -\frac{1 + \cos \vartheta}{\sin \vartheta} = -\operatorname{ctg} \frac{\vartheta}{2}.$$

由最后这个式子可求出, α 粒子轨道的偏角为如下等式所决定:

$$\operatorname{ctg} \frac{\vartheta}{2} = -\frac{1}{Cp}.$$

把(12)中 C 之值代入上式, 得出:

$$\operatorname{ctg} \frac{\vartheta}{2} = \frac{P^2}{2MeEp}.$$

最后, 注意到 $P = Mpv$, 式中 v 是 α 粒子原来速度之值, 便可得出:

$$\operatorname{ctg} \frac{\vartheta}{2} = \frac{Mv^2}{2eE} p,$$

此即正文中的公式(1)。

§ 341. 原子光谱中的规律性 线光谱的研究进一步证实了原子的核模型。只要假定原子内有一个重的、带正电的核, 而电子则围绕着核沿圆形或椭圆形的轨道运动, 就能够在颇大的程度上说明光谱中谱线分布的规律。

在上世纪后半期, 查明了线光谱是由原子发射的, 而带光谱则

是由分子发射的。那时候也注意到,原子光谱的谱线分布并不是无规则的,而往往是结成一定的组,或如通常所说,组成线系。例如,在氢光谱的可见区和近紫外区,有一个很有特征的线系,叫做巴耳末系。巴耳末(Balmer)是瑞士物理学家,他发现这线系中谱线的波长可以用如下简单公式表示:

$$\lambda = \lambda_0 \frac{n^2}{n^2 - 4}, \quad (1)$$

式中 λ_0 为一常数,而 $n=3, 4, 5\cdots$,即 n 取一系列相继的整数值。如果不用波长,而用频率或跟频率成正比的量——波数 ν 来表征光谱线,则巴耳末公式将有更简单的形式。波数表示波排列在1厘米长度内的个数,即

$$\nu = \frac{10^8}{\lambda_\nu},$$

式中 λ_ν 是在真空中以埃为单位的波长。在此情形下,公式(1)取如下形式:

$$\nu = A - \frac{R}{n^2}, \quad (2)$$

式中 A 和 R 皆为常数,而 n 仍取整数值。由式(2)可知,当 n 逐渐增加时,谱线分布愈来愈密,趋于某一极限值 $\nu_\infty = A = 27419.4$ 厘米 $^{-1}$,或者以波长表示,趋于 $\lambda_\infty = 3646.13 \text{ \AA}$ 。在图 323 中,下部给出氢谱线在波数标尺上的位置,上部则给出 ν 与整数 n 的图解关系。显然,得到的是一条光滑曲线,这曲线渐近地趋于直线 ν_∞ 。

表 XVI 列出了氢的前六条谱线的值,可以看到,由公式(1)或(2)计算出来的波长,与观察到的波长是多么符合。

必须注意,在表 XVI 中,波长的计算值与观察值之间,仅在第六位有效数字上有些出入,而且不超出观察误差的范围,所以巴耳末公式属于最准确成立的物理学定律之一。它的特点是:在一系列相继的光谱线中,波长为整数的函数。