



普通高等教育“十一五”规划教材

原子物理学

YUANZI WULIXUE

黄新民 任亚杰 王剑华 编著



科学出版社

www.sciencep.com



普通高等教育“十一五”国家级规划教材

原子物理学

YUANZI WULIXUE

第2版 杨福家主编 马文蔚 副主编



清华大学出版社
Tsinghua University Press

普通高等教育“十一五”规划教材

原子物理学

黄新民 任亚杰 王剑华 编著

科学出版社

北京

内 容 简 介

本书以实验事实为依据,以阐述原子结构为中心,应用量子论观点,全面、系统地阐述了原子核外电子的结构和运动规律,以及原子光谱的规律,讨论了原子在磁场中的行为.作为原子的组合体,介绍了分子结构和分子光谱.最后以原子核结构为中心,介绍了原子核物理学的基本概念和基本规律,以及粒子物理学知识.

全书内容丰富,观点明确,注重实验事实和方法.对物理概念和规律的叙述,严密、准确、简明、扼要,重点突出,脉络分明,便于形成知识框架;对定理、公式的表述,简明、清晰.

本书可作为高等院校物理专业原子物理学的教学用书,也可供其他专业的师生参考.

图书在版编目(CIP)数据

原子物理学/黄新民,任亚杰,王剑华编著. —北京:科学出版社,2010.9
(普通高等教育“十一五”规划教材)
ISBN 978-7-03-028967-4

I. 原… II. ①黄…②任…③王… III. 原子物理学—高等学校—教材
IV. ①O562

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2010)第 177558 号

统筹:劳粟 策划:秦志峰 梁少欣
责任编辑:王纯刚/责任校对:刘玉靖
责任印制:吕春珉/封面设计:艺和天下

科学出版社出版

北京东黄城根北街16号

邮政编码:100717

<http://www.sciencep.com>

随主印刷厂印刷

科学出版社发行 各地新华书店经销

*

2010年9月第 一 版 开本: B5 (720 × 1007)

2010年9月第一次印刷 印张: 17 3/4

印数: 1—500 字数: 348 000

定价: 31.00 元

(如有印装质量问题,我社负责调换<环伟>)

销售电话 010-62134988 编辑部电话 010-62148322

版权所有, 侵权必究

举报电话: 010-64030299; 010-64034315; 13501151303

前 言

物理学是一门不断发展的科学,随着人类的进步与生产的发展,它向着物质世界的深度与广度进军,探索物质世界及其运动规律.通常把 20 世纪以前人们已认识到的物理学知识称为经典物理学,一般将它划分为力学、声学、热学、光学及电磁学等分支.而从理论体系来讲,它包括描述研究机械运动规律的 Newton 力学、描述热运动规律的热力学与统计物理学、描述电磁运动规律的电动力学.20 世纪以来的物理学又取得了长足发展.也形成了新的三大理论体系,它们是描述高速物质世界运动规律的狭义相对论(又称 Einstein 力学),描述微观物质世界运动规律的量子力学,以及揭示了万有引力本质、描述物质大尺度时空(又称宇观物质世界)运动规律的广义相对论.在微观物质领域的研究中,量子力学与狭义相对论相结合,诞生了相对论量子力学,这一理论体系进一步发展,形成了量子场论.

在探索物质微观结构道路上,20 世纪物理学已向前跨了五大步,现已揭示出的物质微观结构层次如下:

分子—原子—原子核—强子 $\begin{cases} \text{层子(夸克)} \\ \text{轻子} \end{cases}$

本书名为“原子物理学”,但根据教育部所制定的物理学本科生教学大纲要求,内容包括四大部分:原子物理学,分子光谱和分子结构,原子核物理学,粒子物理学.因此原子物理学课程实质上是近代物理学在微观领域中的先导课程.它属普通物理层次,但都是近代物理范畴内的知识.

科学技术是生产力,原则上讲任何科学技术都是通过寻求新能源,研制新材料,开发新技术三种途径来增强提高人们改造自然、利用自然的能力.如 20 世纪以来,核能的开发应用,半导体材料的应用,电子技术,计算机技术,激光技术、信息技术等都对人类社会的发展产生了重大影响.而任意一件又都是和人们对物质微观结构的认识密切相关的.有人说:近代物理学是整个自然科学与现代技术的基础,是很有道理的.所以作为一名中学物理教师或一名物理学工作者,一名工程技术人员,对于有关物质微观结构领域基础知识的了解是完全必要的.

为了能较全面地介绍有关物质微观结构领域的知识,本书将尽量向读者打开一些“窗口”,以便读者了解物理学中的新发展,将尽量向读者多做一些“接口”,以便使读者进一步深造与提高.本书编写重视物理实验,物理思想的介绍,以便于读者快速由宏观过渡到微观,由经典过渡到近代,掌握量子理论的新概念,微观物质世界的新特征.本书编写中还十分注意把知识的介绍与能力的培养相结合,注重创新意识和创新能力的培养,鼓励思考,提倡讨论,共同营造一个有深厚学术气氛的

学习环境.

本书是在编著者多年从事原子物理学教学和研究的基礎上,依据作者编著的《原子物理学》(2001 年版)完成的.该教材获 2003 年陕西省人民政府优秀教学成果奖.其中第一、五、七章由任亚杰教授执笔;第六、八、十五章由王剑华教授执笔;其余各章由黄新民教授执笔,最后由黄新民教授定稿.作者感谢西北师范大学董晨钟教授、山西师范大学潘念东教授、陕西师范大学郇宜贤教授和苗润才教授为本书所提的许多建设性意见,并感谢陕西省教育厅高教处、科学出版社、中国科学技术出版社对该教材的大力支持和帮助.

由于作者水平有限,错误及不妥之处在所难免,恳请读者批评指正,以便再版时修正.

目 录

第 1 章 原子的基本状况	(1)
§ 1.1 原子和电子	(1)
§ 1.2 原子的模型结构	(4)
§ 1.3 Rutherford 散射公式的实验验证	(8)
§ 1.4 原子核大小的估计	(10)
§ 1.5 Rutherford 模型的意义及困难	(11)
第 2 章 Bohr 的氢原子理论	(13)
§ 2.1 氢原子光谱的实验规律	(13)
§ 2.2 Bohr 的氢原子理论	(16)
§ 2.3 Franck-Hertz 实验	(23)
§ 2.4 类氢离子的光谱	(25)
§ 2.5 Sommerfeld 的椭圆轨道	(28)
§ 2.6 空间量子化	(34)
§ 2.7 原子磁矩与 Stern-Gerlach 实验	(37)
§ 2.8 对应原理	(41)
§ 2.9 奇异原子、 μ 子原子、电子偶素、Rydberg 原子	(42)
§ 2.10 Bohr 理论的地位和局限性	(44)
第 3 章 量子力学基础	(48)
§ 3.1 微观粒子的波粒二象性	(48)
§ 3.2 不确定关系	(51)
§ 3.3 波函数及其统计解释	(53)
§ 3.4 Schrödinger 方程 算符	(55)
§ 3.5 量子力学问题的简例	(58)
§ 3.6 氢原子的量子力学描述	(62)
第 4 章 碱金属原子 电子自旋	(72)
§ 4.1 碱金属原子光谱的实验规律	(72)

§ 4.2	碱金属原子的结构	(76)
§ 4.3	碱金属原子光谱的精细结构	(79)
§ 4.4	电子自旋 自旋与轨道运动相互作用能	(81)
§ 4.5	碱金属原子能级的精细结构	(87)
§ 4.6	氢原子光谱与能级的精细结构	(89)
§ 4.7	Lamb 位移	(92)
第 5 章	多电子原子	(95)
§ 5.1	原子矢量模型	(95)
§ 5.2	电偶极辐射跃迁的普遍选择定则	(100)
§ 5.3	具有两个价电子的原子光谱	(100)
§ 5.4	Pauli 原理和同科电子	(103)
§ 5.5	多电子原子光谱的普遍规律	(104)
第 6 章	磁场中的原子	(107)
§ 6.1	原子的磁矩	(107)
§ 6.2	原子在外磁场中的附加能	(109)
§ 6.3	Zeeman 效应	(111)
§ 6.4	Paschen-Bark 效应	(117)
§ 6.5	物质的磁性 顺磁共振	(119)
§ 6.6	Stark 效应	(121)
第 7 章	原子的壳层结构及基态光谱项	(124)
§ 7.1	元素性质的周期变化及壳层结构	(124)
§ 7.2	电子壳层模型	(127)
§ 7.3	原子基态光谱项的确定	(135)
第 8 章	X 射线	(142)
§ 8.1	X 射线的产生及特性	(142)
§ 8.2	X 射线的发射谱 韧致辐射与标识辐射	(144)
§ 8.3	X 射线精细结构能级图	(149)
§ 8.4	X 射线的吸收谱	(151)
第 9 章	分子光谱和分子结构	(154)
§ 9.1	分子光谱和分子能级	(154)
§ 9.2	分子的转动能级和转动光谱	(157)
§ 9.3	分子的振动能级和振动光谱	(159)
§ 9.4	分子中电子能级跃迁产生的光谱	(163)

§ 9.5 Raman 效应	(165)
第 10 章 原子核的基本性质	(171)
§ 10.1 原子核的电荷、质量、大小	(171)
§ 10.2 原子核的自旋和磁矩	(174)
§ 10.3 原子核的组成	(175)
§ 10.4 原子核的电四极矩	(177)
§ 10.5 原子光谱的核效应——超精细结构	(178)
§ 10.6 原子核的宇称与统计性	(181)
§ 10.7 原子核的结合能	(182)
第 11 章 核力和核结构模型	(187)
§ 11.1 核力的主要性质	(187)
§ 11.2 核力的介子场理论简介	(190)
§ 11.3 原子核的液滴模型	(192)
§ 11.4 原子核的壳层模型	(195)
第 12 章 原子核的放射性衰变	(200)
§ 12.1 放射性的发现与原子核的稳定性	(200)
§ 12.2 放射性衰变规律和放射性活度	(202)
§ 12.3 连续衰变规律 放射系	(205)
§ 12.4 α 能谱的量子特征与 α 衰变	(209)
§ 12.5 β 衰变	(216)
§ 12.6 原子核的 γ 辐射	(220)
第 13 章 原子核反应	(227)
§ 13.1 核反应及核反应中的守恒定律	(227)
§ 13.2 反应能、阈能、能量角分布	(230)
§ 13.3 核反应截面	(233)
§ 13.4 核反应三阶段理论	(235)
§ 13.5 核反应的几种类型	(237)
第 14 章 原子核的裂变和聚变	(240)
§ 14.1 原子核的裂变	(240)
§ 14.2 链式反应与原子反应堆	(243)
§ 14.3 原子核的聚变	(246)
第 15 章 粒子物理简介	(250)
§ 15.1 宇宙射线	(250)

§ 15.2	反粒子	(252)
§ 15.3	相互作用及粒子分类	(253)
§ 15.4	对称性和守恒定律	(256)
§ 15.5	共振态	(261)
§ 15.6	强子结构	(263)
§ 15.7	粒子物理的标准模型与超弦理论	(269)
物理常数表		(273)
英 汉 人 名 表		(274)
主要参考文献		(276)

第1章 原子的基本状况

物质由原子组成,而原子并不像古代人想象的那么简单不可分割,它有复杂的内部结构.在19世纪末和20世纪初经过较长时间的实验和理论的研究已经证实原子是由电子和原子核组成.本章将着重介绍对原子、电子和原子核的初步认识及对探索原子内部结构和建立原子结构理论起直接作用的基本实验规律.

§ 1.1 原子和电子

一、原子

1. 物质的原子性

早在2400年前,古希腊哲学家 Democritus 等人,提倡物质结构的不连续学说,认为物质由许多微小的微粒构成,这种微粒就是原子.但这种原始的原子学说一直没有实验依据.到19世纪初,随着化学的发展,人们建立了定比定律与倍比定律,在此基础上,1808年, Dalton 提出了原子是元素最小单元的概念,不同元素的原子互不相同,经科学工作者的努力,又逐步认识到各种原子有一定的结构,并不是不可分割的,加上其他一些化学定律,便可确定各种元素原子的相对质量——原子量 A . 1961年,国际会议确定,原子量采用同位素碳-12 为标准,定为 12.0000. 1971年国际计量会议决议,定义摩尔(mol)是一系统物质的量,该系统中所包含的基本单元数与 0.012kg 碳-12 的原子数相等.摩尔可以是原子、分子、离子、电子或其他粒子、或这些粒子的特定组合,如摩尔原子、摩尔分子等. 1mol 物质的质量,称为该物质的摩尔质量,用 μ 表示,单位是 kg/mol. 1mol 物质中的基本单元数称为 Avogadro 常数,用 N_0 表示.它是一个重要的普适常数,有许多方法可以测定,其中以 Röntgen 射线法最为精确,目前认为最精密的值为

$$N_0 = 6.02214179(30) \times 10^{23} \text{ mol}^{-1} \quad (1-1)$$

N_0 之所以重要,是因为 N_0 起了宏观与微观之间的桥梁作用.这可由 Faraday 常数 F 与电子电荷 e 的关系

$$F = eN_0 \quad (1-2)$$

看出, F 是宏观量, e 是微观量,它们之间的联系是通过 N_0 来实现的.还可从普适气体常数 R 与 Boltzmann 常数的关系

$$R = kN_0 \quad (1-3)$$

看出, R 是宏观量, k 是微观量,它们之间也是通过 N_0 联系起来的.

2. 原子的质量

各种原子的质量不同,如果以 A 表示 1mol 某种原子的单位质量数, N_0 代表 Avogadro 常数, M_A 表示一个原子的质量绝对值,则原子的质量

$$M_A = \frac{A}{N_0} \quad (1-4)$$

由此可算得氢原子的质量为

$$M_H = 1.67367 \times 10^{-27} \text{ kg} \quad (1-5)$$

其他原子质量的绝对值同样可以算出,目前最重的原子质量是此值的 200 多倍.

3. 原子的大小

原子的大小可以从气体分子运动论估计其大小,也可从 van der waals 方程测定其大小. 由于晶体中原子是按一定规律排列的,此处我们从晶体的密度和一个原子的质量,求出单位体积中的原子数. 假设晶体中原子是相互接触的球体,便可估计出原子的大小.

对任意一种原子 X , A 千克 X 原子具有 N_0 个 X 原子,假若这种原子的质量密度是 $\rho (\text{kg/m}^3)$,那么 A 千克 X 原子的总体积为 A/ρ ,若一个原子占有的体积为 $\frac{4}{3}\pi r^3$ (r 为原子半径),则

$$\frac{4}{3}\pi r^3 N_0 = \frac{A}{\rho}$$

由此可得到原子半径公式

$$r = \sqrt[3]{\frac{3A}{4\pi\rho N_0}} \quad (1-6)$$

将一些元素的 A 和 ρ 值连同 N_0 代入上式,便可得原子的半径之值. 其不同原子的半径几乎差不多,数量级都为 10^{-10} m .

二、电子

1. 电荷的原子性

英国物理学家 Faraday 首先认识到电荷的不连续性. 1833 年 Faraday 提出了电解定律,按此定律,在电解器一极所析出的物质的质量 M 和通过的电量 Q 成正比,和该物质的化学当量 A/v 成正比. 即

$$M = \frac{QA}{vF} \times 10^{-3} \text{ kg} \quad (1-7)$$

其中 v 表示原子价, A 表示原子量, F 为 Faraday 常数,实验测得

$$F = 9.64853399(24) \times 10^4 \text{ C/mol} \quad (1-8)$$

电解定律还暗示我们,这些电量是由析出物质的原子运载的,假定一个 v 价原子载有 qv 的电荷,那么析出 1mol 原子 ($M = A \times 10^{-3} \text{ kg}$) 物质所需电量为 $Q = N_0 qv$,由此

$$q = \frac{F}{N_0} \approx \frac{9.65 \times 10^4}{6 \times 10^{23}} = 1.60 \times 10^{-19} \text{ C} \quad (1-9)$$

可见将原子假说和电解定律结合起来,则每个原子伴随有 qv 的电量,这就不难想象电荷应当由一种基本电荷,即“电的原子”所构成,电解时每个原子带有 v 个“电的原子”,这个“电的原子”就是单价离子所带的电荷。

2. 电子的发现

在电荷的原子性推论下,直到 1874 年才由 Stoney 明确指出,原子所带的电荷为一基本电荷的整数倍,并用 Avogadro 常数推算出这一基本电荷的近似值. 在 1881 年,Stoney 提出用“电子”这一名字来命名这些电荷的最小单位。

1897 年,英国物理学家 Thomson 对阴极射线进行了深入研究,他观测了阴极射线在磁场和静电场作用下的偏转,测定了阴极射线中粒子的荷质比,即粒子的电荷与质量之比. 其最新值为

$$\frac{e}{m} = 1.7588(4) \times 10^{11} \text{ C/kg} \quad (1-10)$$

将测得的荷质比结果与电解结果比较. 拿最轻的氢元素来说,它的原子价为 1,原子量为 1.0078,则电解时氢离子的荷质比为

$$\frac{9.65 \times 10^4 \text{ C/mol}}{1.0078 \times 10^{-3} \text{ kg/mol}} = 9.57 \times 10^7 \text{ C/kg}$$

阴极射线粒子和氢离子的荷质比的比为

$$\frac{(e/m)_{\text{阴极射线}}}{(e/M)_{\text{氢离子}}} = \frac{1.7588 \times 10^{11}}{9.57 \times 10^7} = 1.84 \times 10^3$$

若一个阴极射线粒子和一个氢原子的质量相同,则此结果表明两种粒子所带电量不同,前者为后者的 1000 多倍,这是难以想象的,若这两种粒子所带电量相同,则一个氢原子的质量等于一个阴极射线粒子质量的 1840 倍,即

$$\frac{M_{\text{H}}}{m} \approx 1840$$

由此 Thomson 把这种质量为氢原子质量的 $1/1840$ 、带有负电荷的粒子命名为电子。

3. 电子的电荷

1909 年前后,Millikan 和他的学生对单个电子的电荷进行了精密的测量,被称为 Millikan 油滴实验. 他们在两块平行的圆形黄铜板之间加一定电压,在两极之间引进一些细小油滴,用 X 射线照射使油滴带上电荷,油滴受到电场及重力的作用而运动,用电弧的光照射油滴运动的区域,用目镜上带有叉丝的望远镜观察油滴的运动. 因为油滴受到的电场力与油滴所带的电荷成正比,所以从测到的与油滴运动有关的数据,便可计算出油滴所带电量大小. 根据他们的数百次测量,得到同样结论,即油滴所带电量总是一个基元电荷的整数倍,是量子化的,这一基元电荷就是电子的电荷. 然而,电荷为什么是量子化的,至今仍是物理学未解决的一个难题. 如果进而考虑到空气的粘滞性,便可准确测定电子的电荷 e 。

后来又发展了测量电子电荷更精确的方法,利用 X 射线衍射测晶体中的原子

间距,得出原子数密度,运用 Faraday 常数使可得到 e 的准确值. 现在国际通用的电子电荷值为

$$e = 1.602176487(40) \times 10^{-19} \text{C} \quad (1-11)$$

4. 电子的质量

根据电子电荷及荷质比的准确测量,可求得电子的静质量为

$$m_e = \frac{e}{e/m_e} = (9.108 \pm 0.012) \times 10^{-31} \text{kg} \quad (1-12)$$

而最新的电子静质量值为

$$m_e = 9.10938215(45) \times 10^{-31} \text{kg}$$

这里 m_e 称为静止质量是因为电子质量与它的运动速度有关. 根据狭义相对论,可求得以一定速度 v 运动的电子的质量 m 为

$$m = \frac{m_e}{\sqrt{(1 - v^2/c^2)}} \quad (1-13)$$

式中 c 为光速.

5. 电子的大小

电子的尺寸非常小,一般情形下,都可以视作点电荷. 经典电子半径

$$r_0 = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2} = 2.817938(70) \times 10^{-15} \text{m} \quad (1-14)$$

§ 1.2 原子的模型结构

19 世纪末,20 世纪初,物理学界又发现了许多新的实验事实,诸如光电效应、阴极射线和天然放射性现象等. 这些事实表明,原子并非是最简单不可分割的粒子,而是具有复杂结构的系统,从此便开始了原子结构的研究. 自 1897 年发现电子以后,人们已经知道,各种物质的中性原子,是由一定数量的电子和带有同等电量正电荷的物质所组成的. 那么,它们究竟是按什么方式构成中性原子的呢? 即原子内正电荷和负电荷是如何分布的呢?

一、Thomson 原子模型

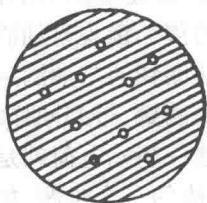


图 1-1 Thomson 原子模型

为解决原子中正电荷和负电荷的分布,1903 年, Thomson 在研究原子发光时提出了一种原子模型,即所谓的“葡萄干面包”模型,如图 1-1 所示.

他认为原子是一个球体,正电荷均匀地分布在原子球体中(直径约 10^{-10}m),负电荷是一粒一粒的分布在正电荷里面,在一定的平衡位置振动,发光就是电子在它们的平衡位置附近振动的结果.

二、 α 粒子散射实验

为了证实原子内正电荷和负电荷的分布, Rutherford 的一同工作者 Geiger 和 Marsden 于 1909 年在 Rutherford 实验室里进行了 α 粒子散射实验. α 粒子就是氦 (${}^4_2\text{He}$) 原子核, 带正电, 质量数为 4, 射线速度约 $2 \times 10^7 \text{ m/s}$.

α 粒子散射实验装置如图 1-2 所示. R 为被一铅块包围的 α 粒子源, 发射的 α 粒子经狭缝以后形成一束射线, 打在金属箔 F 上, 将沿不同方向散射. 荧光屏 S 及放大镜 M 是记录和观察 α 粒子的, 它们可以沿着碰撞中心 O 点转动. α 粒子射到 S 上就产生荧光, 用放大镜 M 观察荧光, 就可把单位时间内在此方向散射的 α 粒子记录下来. 转动 S 和 M 就可以记录各个方向 (不同 θ 角) 的 α 粒子数. 为避免空气分子对散射的影响, 整个实验装置都安排在真空中, 放大镜 M 除外.

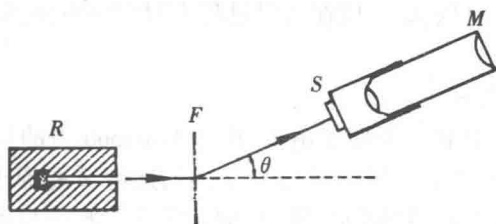


图 1-2 α 粒子散射实验装置示意图

实验结果表明: 大多数 α 粒子通过金属箔后偏转角度很小, 只有少部分 α 粒子改变角度比较大, 有 $\frac{1}{8000}$ 的 α 粒子散射的特别厉害, 散射角超过了 90° , 甚至达到 180° , 被弹了回去.

利用 Thomson 模型无法解释 α 粒子的大角度散射, 只能得到小角度散射.

三、Rutherford 原子模型

鉴于 Thomson 模型不能符合实验事实的要求, Rutherford 认真的分析了 α 粒子散射实验, 于 1911 年提出了“核式结构模型”. 如图 1-3 所示. 他认为正电荷在原子中心内部, 起名为核, 它集中了原子中全部正电荷; 原子的几乎全部质量都集中在核上, 而电子则绕核运动, 带负电. 因此这个模型就叫做原子的有核模型. 也形象的称为行星模型. 因此这个模型就叫做原子的有核模型. 也形象的称为行星模型.

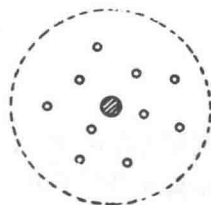


图 1-3 Rutherford 原子模型

据 α 粒子散射实验, 设想有一个 α 粒子穿过 Rutherford 原子, 当 α 粒子进入 Rutherford 原子内, 随着 α 粒子逐渐接近中心, 所受 Coulomb 斥力按平方反比率随距离的减小而增大, 大到使 α 粒子散射角很大, 甚至使 α 粒子反弹回来. 所以 Rutherford 模型能很好的解释大角度散射, 与实验结果符合得很好, 也就很快被人们接受.

为了定量讨论 α 粒子散射实验,说明 Rutherford 模型的合理性,Rutherford 建立了 α 粒子散射的经典理论.

四、 α 粒子散射的经典理论

为导出散射公式与实验结果进行比较,首先作如下假设:

(1) 由于 $M_\alpha \gg m_e$,电子对 α 粒子的影响甚微,仅只能使 α 粒子在预定的偏转方向附近略微散开.所以对核外电子的影响可忽略不计.

(2) 散射主要是由 α 粒子与原子核的 Coulomb 相互作用引起的,在整个散射过程中, α 粒子和原子核被视为点电荷,即使二者非常接近,仍服从 Coulomb 定律.

(3) 由于金属箔很薄,散射现象由入射的 α 粒子和原子核相互作用而产生,只有二者相距很近时才会有显著作用,因此散射的机率很小,所以只考虑单次散射.

(4) 为计算简单,假定原子核在散射过程中对实验室坐标系是静止不动的.否则要采用折合质量.

1. Coulomb 散射公式

设有一个 α 粒子射到一个原子附近,由于 Coulomb 力的作用使 α 粒子改变了运动的方向,如图 1-4 所示.图中 v 是 α 粒子的初速度, b 是原子核离 α 粒子原运动路径的沿长线的垂直距离,称为瞄准距离,表示了入射粒子与固定靶无相互作用时的最小直线距离.我们可以根据 α 粒子运动的基本方程,利用能量守恒定律得到 Coulomb 散射公式;也可用比耐公式得到 Coulomb 散射公式;还可利用 Newton 定律或动量矢量图得到 Coulomb 散射公式.

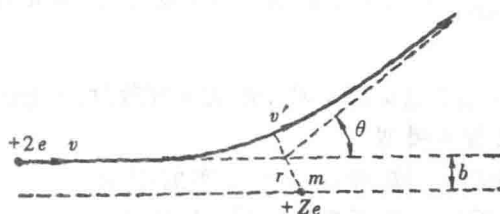


图 1-4 α 粒子在原子核的 Coulomb 场中路径的偏转

利用力学原理可以证明 α 粒子的路径是双曲线,且沿其一支运动,偏转角 θ 与瞄准距离 b 满足关系

$$\cot \frac{\theta}{2} = 4\pi\epsilon_0 \frac{Mv^2}{2Ze^2} b \quad (1-15)$$

式中 M 是 α 粒子的质量.此式即偏转角 θ 与瞄准距离 b 之间的关系式.可见, θ 与 b 有对应关系, b 大, θ 就小; b 小, θ 就大;有一个 b ,就有一个 θ .

但是,从 Rutherford 模型出发得到的 Coulomb 散射公式虽然在理论上很重要,但在实验上却无法应用,原因是瞄准距离 b 是一个实验上不可测量的量.为了与实验进行比较,说明 Rutherford 模型的正确性,还得在 Coulomb 散射公式的基础上,进

一步变换 b , 设法找到实验上可观测的量。

2. Rutherford 散射公式

由于 b 与 θ 有一一对应的关系, 所以那些瞄准距离在 b 和 $b - db$ 之间的 α 粒子, 散射后必定向着 θ 和 $\theta + d\theta$ 之间的角度射出, 如图 1-5 所示。凡通过图中所示以 b 为外半径, $b - db$ 为内半径那个环形面积的 α 粒子, 必定散射到角度在 θ 和 $\theta + d\theta$ 之间的一个空心圆锥体之中。环形面积等于 $d\sigma = 2\pi b db$, 将 (1-15) 式平方后微分, 便可求得

$$d\sigma = 2\pi b |db| = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0}\right)^2 \pi \left(\frac{2Ze}{Mv^2}\right)^2 \frac{\cos \frac{\theta}{2}}{\sin^3 \frac{\theta}{2}} d\theta \quad (1-16)$$

利用空心圆锥体的立体角代替 $d\theta$ 。从图 1-6 可知。

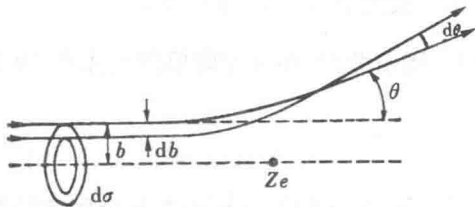


图 1-5 α 粒子散射角 θ 与瞄准距离 b 的关系

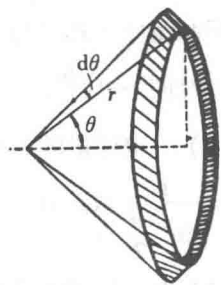


图 1-6 空心圆锥体

$$\begin{aligned} d\Omega &= \frac{2\pi r \sin\theta \cdot r d\theta}{r^2} = 2\pi \sin\theta d\theta \\ &= 4\pi \sin \frac{\theta}{2} \cos \frac{\theta}{2} d\theta \end{aligned}$$

代入 (1-16) 式, 则有

$$d\sigma = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0}\right)^2 \left(\frac{Ze^2}{Mv^2}\right)^2 \frac{d\Omega}{\sin^4 \frac{\theta}{2}} \quad (1-17)$$

$d\sigma$ 是一个 α 粒子散射到 θ 与 $\theta + d\theta$ 之间那么一个立体角 $d\Omega$ 内每个原子的有效散射截面。则其散射几率为

$$f = \frac{d\sigma}{A} = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0}\right)^2 \left(\frac{Ze^2}{Mv^2}\right)^2 \frac{d\Omega}{A \sin^4 \frac{\theta}{2}} \quad (1-18)$$

设一金属箔面积为 A , 厚度为 t , 单位体积内的原子数为 N , 则薄膜中的总原子数为

$$N' = Nat \quad (1-19)$$