

中国矿业大学新世纪教材建设工程资助教材

原子与原子核物理学

Yuanzi Yu Yuanzihe Wulixue

张国营 编著

中国矿业大学出版社

China University of Mining and Technology Press

中国矿业大学新世纪教材建设工程资助教材

原子与原子核物理学

张国营 编著

中国矿业大学出版社

内 容 提 要

本书是在作者多年教学研究的基础上,按平台课的教学原则编著的。本书特别注重物理现象、物理思想、物理图像的描述,力求清晰、易懂。全书共分九章,前六章主要讲述原子现象、原子结构、原子与外磁场的相互作用以及射线等方面的内容,后三章主要讲述原子核物理及粒子物理的有关现象和基本规律。

图书在版编目(CIP)数据

原子与原子核物理学/张国营编著. —徐州:中国矿业大学出版社,2007.12

ISBN 978 - 7 - 81107 - 805 - 3

I. 原… II. 张… III. ①原子物理学②核物理学 IV. O56
O57

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2007)第 189260 号

书 名 原子与原子核物理学
编 著 张国营
责任编辑 杨传良
责任校对 周俊平
出版发行 中国矿业大学出版社
(江苏省徐州市中国矿业大学内 邮编 221008)
网 址 <http://www.cumtp.com> E-mail cumtpvip@cumtp.com
排 版 中国矿业大学出版社排版中心
印 刷 徐州市今日彩色印刷有限公司
经 销 新华书店
开 本 787×1092 1/16 印张 13 字数 321 千字
版次印次 2007 年 12 月第 1 版 2007 年 12 月第 1 次印刷
定 价 19.00 元

(图书出现印装质量问题,本社负责调换)

前 言

本书是在作者多年教学研究的基础上,按平台课的教学原则编著的。书中特别注重物理现象、物理思想、物理图像的描述,力求清晰、易懂。每章之后都给出了适当数量的思考题和作业题,题目难度适中。

全书共分九章,前六章主要讲述了原子现象、原子结构、原子与外磁场的相互作用以及射线等方面的内容,后三章讲述了原子核物理及粒子物理的有关现象和基本规律,全书课堂讨论讲授约 72 学时。书中第四章和第五章是作者对《近代物理学》(张庆刚等编,中国科技出版社,1995 年版)中的内容改写而成。

根据平台课的特点,考虑到教材的适用性,书中取消了电子状态的经典轨道描述,代之以量子力学;尽可能融进原子、原子核物理的最新成果,例如介绍了第三代激光器,氢原子势模型,我国能源形势与核电站等,力求开阔学生的视野,激发好奇心。

本书内容的安排便于取舍,有些章节可视情况作为选读内容。

本书在编写过程中,得到中国矿业大学教学课题的支持,在此表示感谢;同时,感谢薛刘萍、夏天、聂元存等同学对本书打字、插图、校对方面给予的帮助。

由于作者水平有限,书中难免有缺点和错误,欢迎读者批评指正。

张 国 营

2006 年春于中国矿业大学理学院

目 录

绪论	1
第一章 原子模型与玻尔理论	3
第一节 原子模型	3
第二节 氢原子光谱规律与玻尔理论	10
第三节 类氢离子与势模型	16
第四节 弗兰克—赫兹实验	20
第五节 对应原理与玻尔理论的地位	22
思考题	23
习题	23
第二章 量子力学初步及对氢原子的处理	25
第一节 物质的波粒二象性	25
第二节 不确定度关系	27
第三节 波函数及薛定谔方程	29
第四节 氢原子的量子力学处理及主要结论	32
第五节 史特恩—盖拉赫实验	36
思考题	37
习题	38
第三章 碱金属原子的光谱与电子自旋	39
第一节 碱金属原子的光谱	39
第二节 原子实极化贯穿与量子亏损	42
第三节 碱金属原子光谱精细结构与电子自旋	44
第四节 氢原子光谱的精细结构	51
思考题	53
习题	54
第四章 多电子原子	55
第一节 多电子原子的矢量模型	55
第二节 氢原子光谱和能级以及复杂原子光谱的一般规律	60

第三节	泡利不相容原理及其简单应用	63
第四节	氦—氦激光器	65
思考题	70
习题	71
第五章	磁场中的原子	72
第一节	原子在外磁场中的运动及附加能量	72
第二节	塞曼效应与帕邢—巴克效应	77
第三节	物质的磁性及磁共振	85
第四节	斯塔克效应	90
第五节	光谱线的宽度和激光光谱学	92
思考题	97
习题	98
第六章	元素周期表的形成与 X 射线	99
第一节	元素性质的周期性变化	99
第二节	原子的壳层结构	102
第三节	元素周期表的建立	103
第四节	X 射线的产生和波长测量	109
第五节	X 射线的发射谱	111
第六节	X 射线的精细结构与能级图	115
第七节	X 射线与物质的相互作用	117
思考题	119
习题	120
第七章	原子核的基本性质与放射性	122
第一节	原子核的整体静态特性	122
第二节	原子核的结合能	128
第三节	放射性衰变的一般规律	129
第四节	α 衰变	134
第五节	β 衰变	136
第六节	γ 衰变、内转换与穆斯堡尔效应	142
第七节	放射性的应用	144
思考题	146
习题	146
第八章	原子核的结构与核反应	148
第一节	核力	148
第二节	原子核的液滴模型	150

第三节	原子核的壳层模型	153
第四节	原子核的集体运动模型简介	156
第五节	核反应	157
第六节	原子核的裂变和聚变	163
第七节	原子能的利用	167
	思考题	172
	习题	172
第九章	粒子物理基础	174
第一节	粒子的特性和相互作用	174
第二节	粒子的分类	176
第三节	描写粒子的量及守恒律	177
第四节	强子结构	181
第五节	强子结构的夸克模型	184
	思考题	186
	习题	187
	附录	189
	习题答案	195
	参考文献	197

绪 论

原子与原子核物理学是研究原子、原子核结构和性质的一门学科,属于物质结构的两个层次(原子层次和核层次)。考虑到平台课程的需要,将原子物理与原子核物理合成一门课程来讲授。

早在远古时期,人们就意识到物质是由最小的、不可分割的微粒组成的。例如,公元前420年,古希腊的德谟克里特(Democritus)就指出,数目无穷的、看不见的、彼此不同的粒子在空间做散射运动,接近时形成山、水、人和万物,这些粒子叫原子(atom)。同时代,中国伟大的政治家、思想家和科学家墨子就指出,物质是由“端”构成的,“端”是一种无半非半的不可再分割的东西。古人的这些思想虽不符合物质无限可分的辩证唯物主义观点,但已表明物质是由更小的微粒构成的。

自1666年牛顿(I. Newton)发现光谱,1808年道尔顿(J. Dalton)提出原子学说,1833年法拉第(M. Faraday)从电解律证实电的基本单位以后,随着欧洲工业的兴起,原子与原子核物理的研究进入了一个新阶段。较为重要的发现和进展是:1885年,巴尔末(J. J. Balmer)发现了氢原子光谱的规律,奠定了光谱分析的基础;1895年,伦琴(W. C. Röntgen)发现了X射线;1896年,贝克勒耳(H. Becquerel)发现了原子核的天然放射性;1897年,汤姆生(J. J. Thomson)发现了电子;1900年,普朗克(M. Planck)正式提出了量子论,把人类带进了量子时代;1905年,爱因斯坦(A. Einstein)提出了光量子论和狭义相对论;1911年,卢瑟福(E. Rutherford)提出了原子的核式结构模型。在此基础上,1913年,玻尔(N. Bohr)提出了氢原子的量子理论,解释了巴尔末发现的氢光谱规律。1925~1928年,由薛定谔(E. Schrödinger)、海森堡(W. Heisenberg)、狄拉克(P. A. M. Dirac)等建立了量子力学和相对论量子力学,给出了处理微观问题的数学方法。

自20世纪30年代以来,人们陆续发现了中子、正电子,提出了原子核的中子、质子模型。1934年,居里(Curie)夫妇发现了人为放射性;1939年,哈恩(O. Hahn)和斯特拉斯曼(F. Strassmann)发现了核裂变;1947年,鲍威尔(C. F. Powell)发现了 π 介子;1956年,杨振宁、李政道发现了弱相互作用下宇称不守恒;1974年,丁肇中发现了 J/ψ 粒子;2000年,贝尔实验室的康奈尔(Erie A. Cornell)和维曼(Carl E. Wieman)等人实现了玻色—爱因斯坦凝聚,有可能制成原子激射器,原子与原子核物理学取得了突飞猛进的发展。

当前在原子与原子核物理领域已有许多研究方向。例如,原子壳层能量的大规模自洽场计算,高激发态里德堡(J. R. Rydberg)原子研究,原子与分子、原子与离子以及原子与纳米材料的碰撞研究,原子离子与外场的作用,原子自电离态研究,原子内壳层物理学,高剥离态原子研究,陷阱离子谱、第三代激光器研究,原子工程、核放射性研究,核能利用(核电站等),高能核反应、核力和核结构研究,核聚变研究等。这些研究促进了电子器件、发光材料、X射线、激光材料、超导器件、磁光材料、纳米材料、核能、原子微刻蚀等领域的发展。

大千世界是由原子组成的,人们要了解和掌握物质世界的规律和本质,就必须先了解原子与原子核。因此,原子与原子核物理学是整个学科的关键部分,对许多学科具有深远影响。

可见,我们必须把该课程学好,从而为从事其他学科的研究和工作打下坚实的基础。

第一章 原子模型与玻尔理论

本章从卢瑟福 α 粒子散射理论入手,建立原子的核式结构模型。在此基础上研究氢原子的光谱规律和著名的玻尔理论,给出能级、激发态等概念,将玻尔的氢原子理论推广到类氢离子体系,探讨势模型理论对类氢离子能级的改进方法。最后研究弗兰克—赫兹实验,证实原子核外存在分立能级。

第一节 原子模型

1911年以前,人们在对原子理论的研究和实践中,已对原子的一些性质有所了解。原子是中性的,原子会发光,原子有稳定的大小,约为1 nm的几分之一,即 10^{-10} m的量级。但原子是什么样子的却众说纷纭。其中最典型的是汤姆生模型和卢瑟福模型,下面我们分别进行讨论。

一、汤姆生模型

自从1897年英国物理学家汤姆生发现电子后,人们逐渐从实验中了解到电子是一切原子的组成部分。原子是电中性的,它包含带负电的电子,那么原子中带正电的部分,即正电荷又是如何分布,原子是什么样的呢?20世纪初,汤姆生提出了一种原子模型。他设想原子是一个大小约为 10^{-10} m的弹性的冻胶状小球,正电部分均匀分布在该球内。带等量负电荷的电子镶嵌在这个球体中,各电子在其平衡位置附近做简谐振动。这个模型很像点缀着葡萄干的蛋糕,常被称为葡萄干蛋糕模型。由于电子带电,且简谐振动是加速运动,按经典电动力学的结论,电子将发出与其振动频率相同的电磁波。于是,汤姆生原子模型成功地解释了原子是电中性的,原子会发光。但遗憾的是,汤姆生模型预言的原子光谱与实验数据严重不符。另外,这种冻胶状的原子能构成坚硬的物质,不能令人信服。正因为如此,卢瑟福做了 α 粒子的散射实验,从根本上否定了该模型。

二、原子的核式结构及 α 粒子散射理论

1. α 粒子散射实验

α 粒子是放射性物质中发射出来的快速粒子,具有氦原子的质量,约比电子质量大7 300倍,带有两个正电荷,其速度可达光速的1/15,是一种高能粒子。散射是指一束入射粒子受到靶粒子作用而向四周散开,在空间形成一定分布的过程。如果已知靶物质的结构,则可预测散射的结果。反之,若测出散射的结果,则可预测靶物质的结构。因此,粒子散射实验已成为研究物质结构、核结构、粒子结构的重要手段,是高能物理实验的主要方法之一。 α 粒子散射实验装置如图1-1所示。图中,R是粒子源,D是狭缝,F是散射物,S是荧光屏,M是计数器。 θ 是散射角,指 α 粒子原入射方向与散射到无穷远方向间的夹角。 α 粒子从粒子源R中出来后,经过RF间的真空区,并被狭缝D准直后,被散射物F散射,在F后的真

空区形成一定的分布。计数器 M 可测出 α 粒子经物体散射后的空间分布概率。

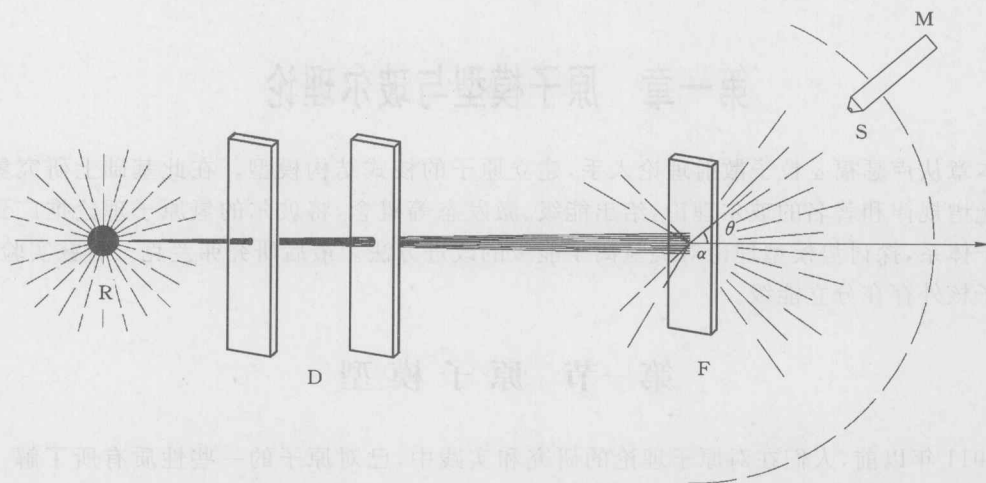


图 1-1 α 粒子散射实验装置图

1911 年卢瑟福完成了该实验,实验中使用的散射物是铂制的薄片(微米量级)。实验结果表明: α 粒子受金属铂散射后,绝大多数 α 粒子只有 $2^\circ \sim 3^\circ$ 的偏转,但大约存在 1/8 000 的 α 粒子偏转角大于 90° ,有的几乎接近 180° ,即被反弹回来。

2. 原子的核式结构模型

在汤姆生模型的基础上,卢瑟福对其实验结果进行了认真分析。首先,电子质量约为 α 粒子的 1/7 300,尽管原子中的电子与 α 粒子间存在静电引力,但由动量守恒定律可知,电子不足以改变 α 粒子的运动方向。其次,假设原子中的正电荷分布在约 10^{-10} m 的范围内,由静电学的高斯定理算得 α 粒子的偏转甚微。其三,即使靶物质的厚度(10^{-6} m)约有 10^4 个原子那么厚,但 α 粒子每次与原子碰撞的偏转方向是无规则的,由统计理论算得产生大于 90° 偏转的概率约为 10^{-3500} ,而 α 粒子散射实验结果却为 1/8 000,这表明大角偏转不是小角散射的叠加。汤姆生模型完全不能解释该实验结果。

上述分析使卢瑟福十分惊奇。他说“如此状况好像一粒快速飞来的子弹打到薄纸上,并被反弹回来又打在自己身上一样”。根据实验结果,卢瑟福断定原子中心是一个带正电的核,而大角散射是一次散射的结果。于是在 1911 年卢瑟福提出了原子的核式模型假设。

原子中心是一个体积很小的带正电的原子核,此核占有原子的绝大部分质量,电子绕核旋转。此即原子的核式模型,又称行星模型,反映了天、地、生的相似性。

3. α 粒子散射理论

为了证实原子核式模型假设的正确性,定量地解释大角散射的结果,卢瑟福在其假设的基础上提出了 α 粒子的散射理论。在该理论中,为了简化问题的处理,卢瑟福假定:① 散射过程中,库仑定律、碰撞定律成立。② 忽略电子的作用。③ 散射是单次的(即一次散射)。④ 靶箔对 α 粒子前后不遮蔽。⑤ 原子核不动。

(1) 散射角与瞄准距离的关系

α 粒子在原子核库仑场中的偏转如图 1-2 所示。图中, M 是入射 α 粒子的质量,其带电

量为 $2e$; m 是靶原子核的质量, 其带电量为 Ze ; θ 是散射角; b 是瞄准距离, 即原子核离 α 粒子原运动方向的垂直距离; v 是 α 粒子的速度。

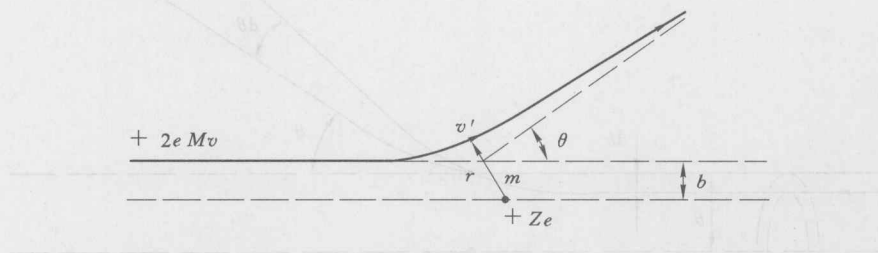


图 1-2 α 粒子在原子核库仑场中的偏转

根据前述假设, 经过一些数学推导(详见附录一), 可得到散射角与瞄准距离的关系为

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

或者

$$\cot \frac{\theta}{2} = \frac{2b}{a} \quad (1-2)$$

式中

$$a = \frac{2Ze^2}{4\pi\epsilon_0 Mv^2/2} \quad (1-3)$$

称 a 为库仑散射因子。显然当 $\theta=90^\circ$ 时, a 等于瞄准距离的 2 倍。由式(1-1)和式(1-2)可知, 在入射 α 粒子的速度 v 一定时, b 愈大, θ 就愈小; b 愈小, θ 就愈大。即当 b 足够小时, 散射角 θ 可以大于 90° , 甚至接近 180° 。这足以说明大角散射是 α 粒子与原子核近距离作用的结果。

(2) 卢瑟福散射公式

由公式(1-1)可知, 瞄准距离与散射角之间存在一一对应的关系, 因而凡通过 b 到 $b+db$ 之间环形面积 $d\sigma$ 的 α 粒子, 必被散射到 θ 至 $\theta+d\theta$ 之间的空心立体角 $d\Omega$ 之内, 如图 1-3 所示。下面我们建立 $d\sigma$ 与 $d\Omega$ 之间的关系。

由于环形面积 $d\sigma$ 为

$$d\sigma = 2\pi b |db| \quad (1-4)$$

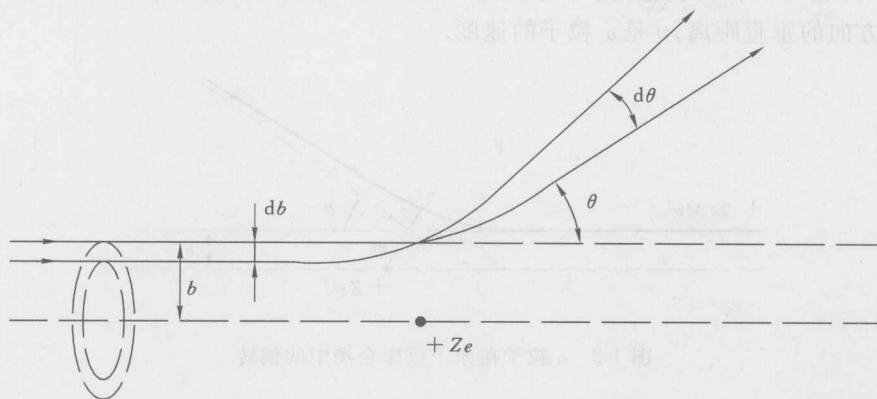
现在把式(1-1)平方后微分, 得

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

将上式代入式(1-4), 得

$$d\sigma = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0}\right)^2 \left(\frac{2Ze^2}{Mv^2}\right)^2 \pi \frac{\cos \frac{\theta}{2} d\theta}{\sin^3 \frac{\theta}{2}} d\theta \quad (1-5)$$

由于 $d\sigma$ 非常小, 则从图 1-4 可以看到空心立体角 $d\Omega$ 与 $d\theta$ 之间的关系为

图 1-3 $d\theta$ 与 db 的关系

$$d\Omega = \frac{2\pi r \sin \theta r d\theta}{r^2} = 2\pi \sin \theta d\theta = 4\pi \sin \frac{\theta}{2} \cos \frac{\theta}{2} d\theta$$

将上式代入式(1-5),得

$$d\sigma = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \left(\frac{Ze^2}{Mv^2} \right)^2 \frac{d\Omega}{\sin^4 \frac{\theta}{2}} \quad (1-6)$$

该式叫卢瑟福散射公式,称 $d\sigma$ 为有效散射截面或微分散射截面。需要注意的是, $d\sigma$ 是相对靶原子而言的,叫一个靶原子的有效散射截面。每一个靶原子都有一个有效散射截面,不同的靶原子有不同的散射截面。

(3) 用于实际测量的卢瑟福散射公式

由于 $d\sigma$ 是一个无法控制的量,而且实验是对大量原子进行的,为了能与实验相比较,需将 $d\sigma$ 转换成一个容易测定的量,从而解释卢瑟福散射的结果。

设有一个薄膜(靶),如图 1-5 所示,该膜很薄,以至靶原子对入射 α 粒子前后不遮挡,散射是一次完成的。设靶膜的面积为 A (也是总截面),厚度为 t ,单位体积中的原子数为 N ,则靶膜内的总原子数 N' 为

$$N' = NA t$$

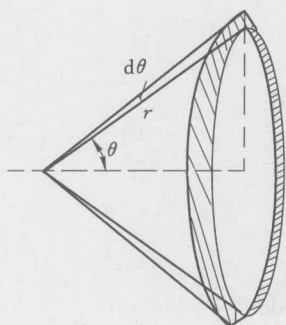


图 1-4 空心圆锥体

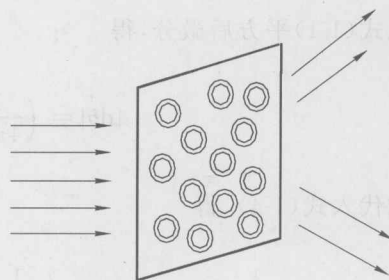


图 1-5 薄膜(靶)

显然当靶中只有一个原子时,一个入射 α 粒子经过该原子的有效截面 $d\sigma$ 并被散射到 $\theta \sim \theta + d\theta$ 间的概率为 $\frac{d\sigma}{A}$,而当靶中有 $N' = NA_t$ 个原子时,一个入射 α 粒子被散射到 θ 到 $\theta + d\theta$ 对应的空间立体角的概率应为

$$p(\theta) = \frac{d\Sigma}{A} = NA_t \frac{d\sigma}{A} = Nt d\sigma$$

设有 n 个 α 粒子入射,则这些 α 粒子被散射到 $\theta \sim \theta + d\theta$ 的空间立体角的概率为

$$\frac{dn}{n} = p(\theta) = Nt d\sigma \quad (1-7)$$

由于靶离探测器荧光屏的距离比靶的线度大得多,可视靶中 N' 个原子的每一个散射锥的顶点几乎集中于一点,故 θ 到 $\theta + d\theta$ 间的空间立体角 $d\Omega$ 几乎是 $d\Omega_1, d\Omega_2, \dots$ 之和,故被散射到 $d\Omega$ 内的 α 粒子数 dn 为

$$dn = nP(\theta) = nNt d\sigma$$

故

$$d\sigma = \frac{dn}{nNt} \quad (1-8)$$

由式(1-8)可见, $d\sigma$ 具有面积的量纲。另外, $d\sigma$ 正比于 $\frac{dn}{n}$,故散射截面具有概率的意义,而 $d\sigma$ 表示 α 粒子被散射到 $d\Omega$ 内的概率。以后见到的反应截面、吸收截面等都代表着对应的概率(反应概率、吸收概率等)。

将式(1-8)代入式(1-6),得

$$\frac{dn}{d\Omega} \sin^4 \frac{\theta}{2} = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 Nnt \left(\frac{Ze^2}{Mv^2} \right)^2 \quad (1-9)$$

式(1-9)是可用于实际测量的卢瑟福散射公式,测量中,将 $\frac{dn}{d\Omega}$ 用探测器荧光屏对应的 $\frac{dn'}{d\Omega}$ 来代替。

4. 卢瑟福散射理论的主要预言与实验验证

从式(1-9)可以得到如下关系:

① 对同一 α 粒子源,同一散射物, $\frac{dn'}{d\Omega} \sin^4 \frac{\theta}{2} = \text{常数}$ 。

② 对同一 α 粒子源,同一种材料的散射物(厚度不同),对同一散射角, $\frac{dn'}{d\Omega}$ 与散射物厚度 t 成正比。

③ 对同一散射物,同一散射角, $\frac{dn'}{d\Omega} v^4 = \text{常数}$ 。

④ 对同一 α 粒子源,同一散射角,对相同的 Nt 值, $\frac{dn'}{d\Omega}$ 与 Z^2 成正比。

卢瑟福在做出了其预言之后,让助手盖革和学生马斯顿立即进行实验,很快前三个预言得到证实。对第一个预言 $\left(\frac{dn'}{d\Omega} \sin^4 \frac{\theta}{2} = \text{常数} \right)$ 的实测结果见表 1-1,表中列出了 α 粒子对金箔和银箔散射的部分结果。由表 1-1 可见,散射角 θ 在 $45^\circ \sim 150^\circ$ 范围内, $dn' \sin^4 \frac{\theta}{2}$ 在实验

误差范围内是常数,这证实了大角散射(一次散射)的预言。在 $\theta < 45^\circ$ 时,实验与理论存在较大的偏差,这是小角多次散射的结果,卢瑟福理论不适合这种情况。

表 1-1 α 粒子对金箔和银箔散射的部分结果

偏转角 $\theta/(^\circ)$	$1/\sin^4 \frac{\theta}{2}$	银 箔		金 箔	
		闪烁数 dn'	$dn' \sin^4 \frac{\theta}{2}$	闪烁数 dn'	$dn' \sin^4 \frac{\theta}{2}$
150	1.15	22.2	19.3	33.1	28.8
135	1.38	27.4	19.8	43.0	31.2
120	1.79	33.0	18.4	51.9	29.0
105	2.53	47.3	18.7	69.5	27.5
75	7.25	136	18.8	211	29.1
60	16.0	320	20.0	477	29.8
45	46.6	989	21.2	1 435	30.8
30	223	5 260	23.6	7 800	35.0
15	3 445	105 400	30.6	132 000	38.4

对第二个预言,即 $\frac{dn'}{d\Omega} \propto t$ 的实验结果如图 1-6 所示,图中是对金、银、铜、铝的测量结果,横坐标是金属箔的厚度 t ,用等效的空气射程(即与 α 粒子在金属箔中损失相同能量的等效空气厚度)表示。图 1-6 中的直线关系都相当好,证实了单位时间、单位立体角内的 α 粒子数与厚度 t 成正比关系。

对第三个预言($\frac{dn'}{d\Omega} v^4 = \text{常数}$),即要证实探测到的 α 粒子数 dn' 与 v^4 之积为常数。实验中在 α 粒子源与金属箔之间放上各种不同的云母片,改变云母片的厚度,可改变 α 粒子打到金属箔上的速度,对同一种散射物(金属箔)在同一散射角,测得的 $dn'v^4$ 的结果见表 1-2,实验结果与预言符合得比较好。

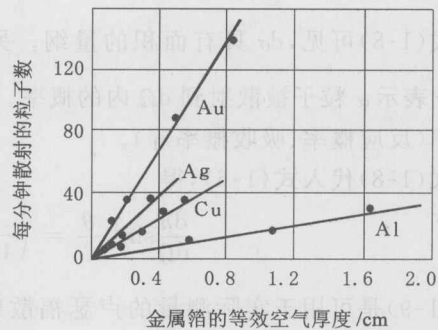


图 1-6 被散射的 α 粒子数与箔的厚度之间的关系

表 1-2 散射 α 粒子与其初速的关系

v_0^{-4} 的相对值	闪烁数 dn'	$v_0^4 dn'$
0.99	24.7	25
1.21	29.0	24
1.50	33.4	22
1.91	44	23
2.84	81	28
4.32	101	23
9.22	255	28

对第四个预言,即 $dn' \propto Z^2$ 的测定实际上是测 Z ,当时遇到技术上的困难,一直到 1920 年,查德维克改进了仪器,才较准确地测定了几种元素的正电量 Ze ,实验结果见表 1-3。由

表 1-3 可见,测得的原子正电荷数与原子序数 Z 相符,从而证实了原子序数就是原子核所带的正电荷数 Z 。

表 1-3 原子正电荷数的测定结果

项 目	铜	银	铂
原子序数	29	47	78
原子正电荷数测定值	29.3	46.3	77.4

综上所述,卢瑟福散射理论的四个预言都得到了实验证实,说明卢瑟福提出的原子核式模型是正确的,该原子模型从 1911 年提出至今从未有人动摇过。

三、原子核大小的估计

由于卢瑟福散射理论与实验相符合,说明散射过程是 α 粒子在原子核的正电场中运动,且 α 粒子一直处在原子核之外(否则理论会存在偏差)。这样我们就可以从理论上推算 α 粒子离原子核的最小距离,从而估计原子核半径的上限。

设 α 粒子离原子核很远时的速度为 v ,离原子核最近时的速度为 v' ,离原子核的最近距离为 r_m ,则由能量守恒可知,式(1-10)成立

$$\frac{1}{2}Mv^2 = \frac{1}{2}Mv'^2 + \frac{2Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r_m} \quad (1-10)$$

由角动量守恒可知

$$Mvb = Mv'r_m \quad (1-11)$$

联立式(1-10)和式(1-11),消去 v' ,并将式(1-1)代入,得

$$r_m = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2Ze^2}{Mv^2} \left(1 + \frac{1}{\sin \theta/2}\right) \quad (1-12)$$

由该式可知,只要知道散射物的原子序数 Z , α 粒子的初速度 v 和散射角 θ ,就能知道 r_m ,且 θ 愈大(即 b 愈小), r_m 就愈小。当 $\theta=180^\circ$,即 $b=0$ 时, r_m 达到最小,式(1-12)变为

$$r_m = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{4Ze^2}{Mv^2} \quad (1-13)$$

与库仑散射因子 a 的表达式相同,也可以说,库仑散射因子是 α 粒子与靶核对心碰撞时,二者的最近距离。

卢瑟福等人测得,当 α 粒子的速度为 $v=0.064c$, $\theta=150^\circ$ 时, $r_m=3 \times 10^{-14}$ m(金), $r_m=1.2 \times 10^{-14}$ m(铜), $r_m=2 \times 10^{-14}$ m(银)。

可见,原子核半径比原子半径小得多,约为 $10^{-15} \sim 10^{-14}$ m 的范围,比原子半径小约 4~5 个数量级。

四、卢瑟福散射实验的说明及意义

在卢瑟福散射实验中,曾假定靶膜很薄,以至靶原子对 α 粒子前后不遮蔽,而实际上金箔的厚度是微米量级,约有几千个原子那么厚。但由于原子核半径与原子半径之比约为 10^{-4} 量级,而原子的几何截面比原子核的几何截面大 10^8 倍,可见,原子核很小,核与电子层间的空间很大,所以对 α 粒子遮蔽的机会不大。

另外,实验中假定靶对 α 粒子是一次散射。实际上,金箔有一定厚度,散射应为多次散射。只有当瞄准距离 b 很小,散射角很大时,才是一次散射,而小角度散射是多次散射的结果,卢瑟福理论并不适用。所以,表1-1中,45°以下的散射与卢瑟福理论不符,而45°以上的散射大体与理论相符,证明了卢瑟福理论的正确性。

总之,卢瑟福散射理论,首次证实了原子有内部结构,证实了原子核的存在,使人们在物质无限可分的探索道路上,对物质结构的认识又前进了一大步。原子由原子核和电子组成,原子核带 Z 个正电荷,聚集了原子的绝大部分质量,半径约为 $10^{-15} \sim 10^{-14}$ m, Z 个带负电的电子绕核旋转。

卢瑟福散射理论,从头至尾展现着现代科学的研究方法,实验→模型(假设)→理论→实验,是科学研究的典范之一。在现代散射实验(用加速器)中,一旦观测到卢瑟福散射的特性,即表明研究对象可能存在亚结构。

另外,这种高能 α 粒子与靶物质的相互作用,可出现多种物理信号,例如,背散射(大角散射)能谱,可用于研究材料的表面性质,还有X射线等,都可进行材料性质研究。

第二节 氢原子光谱规律与玻尔理论

按照卢瑟福原子核式模型,电子绕核旋转,那么原子是如何发光的呢?1913年,丹麦著名物理学家玻尔在原子核式模型的基础上,根据氢原子光谱的实验规律和普朗克黑体辐射的量子理论,创造性地提出了量子假设,成功地解释了氢原子光谱规律和发光机制,为1925年量子力学的建立奠定了重要基础。本节先研究氢原子光谱规律,然后探讨玻尔的氢原子理论。

一、光谱

光谱是电磁辐射的波长成分和强度分布的记录,一般由摄谱仪来测量。下面我们以小型棱镜摄谱仪为例,简单介绍一下摄谱仪,图1-7给出了棱镜摄谱仪的构造。

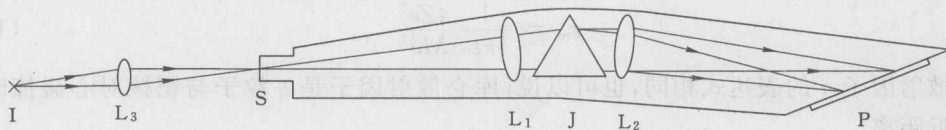


图1-7 棱镜摄谱仪构造示意图

图中,I是光源,可以是自然光、火焰、高温炉、电火花、气体放电等; L_1, L_2, L_3 是三个凸透镜;J是三棱镜或光栅;S是光缝。从光源I发出的光,经透镜 L_3 会聚在光缝S并进入摄谱仪,经透镜 L_1 后变成平行光。平行光经过三棱镜J后,按波长不同而分开,透镜 L_2 将不同波长的光会聚在胶片P上,在胶片上形成波长不同的条纹,其感光的强弱表示谱线的强弱。将洗出的照片进行定位、比较可获得该光源的光谱。

摄得的光谱一般有线状光谱、带状光谱和连续光谱三类,见图1-8。

线状谱成细线状,谱线明晰,是原子发出的。带状光谱的谱线分段密集,密集之处好像连续的带,整个光谱分段连续,是分子发出的。连续光谱的波长连续变化,一般是固体发出