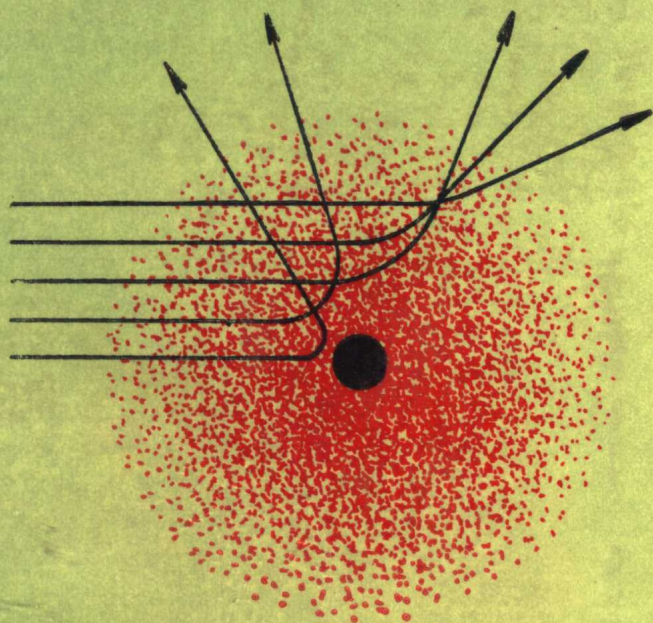


高等学校教学用书

原子物理学

胡镜寰 王忠烈 刘玉华 编



北京师范大学出版社

高等学校教学用书

原子物理学

胡镜寰 王忠烈 刘玉华 编

北京师范大学出版社

内 容 简 介

本书作者多年从事原子物理教学,积累了大量教学经验,其讲稿曾多次印成自编教材,本书是在此基础上,经进一步修改而成。全书内容共十二章。第一章介绍量子论的建立,第二至六章讲述原子结构和原子光谱,第七章介绍双原子分子的能级和光谱,第九至十一章讲述原子核物理学的基本知识,第十二章介绍粒子物理的初步知识。

本书取材适当,概念准确,思路清楚,讲解详细,有较好的可读性和适用性,易于教学,可作为高等师范院校原子物理课程的教材或教学参考书,也可用作师范专科学校、教育学院等的教材或教学参考书。

高等学校教学用书

原 子 物 理 学

胡镜寰 王忠烈 刘玉华 编

责任编辑 李桂福

北京师范大学出版社出版发行

全国新华书店经销

中国科学院印刷厂印刷

开本: 850×1168 1/32 印张: 14.375 字数: 354 千

1989 年 3 月第 1 版 1989 年 3 月第 1 次印刷

印数: 1—2 000

ISBN 7-303-00404-1/O·85

定 价: 3.55 元

前 言

本书是我们在多年教学实践的基础上编写而成的。全书共分十二章,包括原子、原子核物理学的基本知识及粒子物理的初步知识,课堂讲授约 72 学时。

全书注重讲清基本现象和基本规律,在此基础上力求简明,便于教学,为扩大知识面和适应不同层次的需要,编写了部分有 * 号的内容作为选读材料。

本书是在自编教材的基础上,经反复集体讨论修改,分头执笔写成的。第一、二、四章由刘玉华编写,第三、五、六章由胡镜寰编写,彭芳麟编写第七章。第八至十一章以王忠烈教授讲授原子核物理学时所用讲义为基础,由胡镜寰改写并经王忠烈本人修改而成。第十二章由胡镜寰编写亦经王忠烈审阅并修改。全书最后由喀兴林教授审定。

在编写过程中,郑华炽教授给予了热情的指导和许多具体的帮助,并仔细审阅了初稿的前七章。喀兴林教授对本书的体系和一些内容都提出了许多具体的意见。此外,本书的编写和出版还得到了本系梁绍荣教授、刘锡珑副教授等以及兄弟院校不少同事的关心和帮助,在此一并表示感谢。

由于我们水平有限,书中难免有疏漏之处,恳请读者批评指正。

编者

1987 年 12 月

2009/5/8/04

目 录

绪论	(1)
第一章 原子的核型结构和量子论的建立	(4)
§ 1.1 α 粒子散射实验和卢瑟福的原子模型	(4)
§ 1.2 量子论的提出——黑体辐射和普朗克的能量子假设	(13)
§ 1.3 光电效应和爱因斯坦的光量子假设	(19)
§ 1.4 康普顿效应和光的粒子性的进一步验证	(24)
习题	(31)
第二章 玻尔的氢原子理论及其推广	(33)
§ 2.1 氢原子光谱规律和玻尔的氢原子理论	(33)
§ 2.2 夫兰克-赫兹实验	(45)
§ 2.3 类氢体系	(47)
§ 2.4 索莫菲理论——玻尔理论的推广	(55)
§ 2.5 玻尔-索莫菲理论的简单应用	(61)
§ 2.6 玻尔的对应该原理	(78)
习题	(81)
第三章 量子力学的基本概念 玻尔理论的进一步发展	(84)
§ 3.1 德布罗意假设及其实验验证	(84)
§ 3.2 不确定关系	(89)
§ 3.3 波函数及其统计解释	(94)
§ 3.4 量子力学对氢原子的处理 玻尔理论的重要修正	(99)
习题	(105)
第四章 电子自旋和原子光谱的精细结构	(106)
§ 4.1 斯特恩-盖拉赫实验和电子自旋假设	(106)
§ 4.2 碱金属原子光谱的精细结构	(115)
§ 4.3 氢原子光谱的精细结构	(123)

*§ 4.4 谱线的宽度	(132)
习题	(137)
第五章 原子的壳层结构	(139)
§ 5.1 元素性质的周期性变化和元素周期表	(139)
§ 5.2 原子中电子的壳层结构	(143)
§ 5.3 伦琴射线及其连续谱	(155)
§ 5.4 伦琴射线的标识谱和电子的内层结构	(158)
§ 5.5 伦琴射线的吸收谱	(163)
习题	(165)
第六章 多电子原子的能级和光谱	(167)
§ 6.1 电子组态和原子态	(167)
§ 6.2 氢原子的能级和光谱	(180)
§ 6.3 复杂塞曼效应	(185)
§ 6.4 帕邢-贝克效应	(193)
*§ 6.5 斯塔克效应	(196)
*§ 6.6 激光光谱和束箔光谱学简介	(201)
习题	(214)
第七章 分子光谱和分子结构	(217)
§ 7.1 分子光谱和能级	(217)
§ 7.2 双原子分子的转动光谱、振动光谱和振-转光谱	(220)
§ 7.3 双原子分子的电子光谱	(228)
§ 7.4 化学键 分子的电子能级	(233)
§ 7.5 喇曼效应	(239)
习题	(245)
第八章 原子核的基本性质	(247)
§ 8.1 原子核的电荷、质量和组成	(247)
§ 8.2 原子核的结合能和比结合能	(250)
§ 8.3 原子核的大小	(253)
§ 8.4 原子核的自旋和磁矩	(254)
§ 8.5 原子核的电四极矩	(259)

§ 8.6 原子核的字称和统计性·····	(261)
习题·····	(265)
第九章 核力和核结构模型·····	(266)
§ 9.1 核力的基本性质·····	(266)
§ 9.2 原子核的液滴模型·····	(270)
§ 9.3 原子核的壳层模型·····	(275)
*§ 9.4 综合模型的基本概念·····	(282)
习题·····	(288)
第十章 原子核的放射衰变·····	(289)
§ 10.1 放射衰变的一般规律·····	(289)
§ 10.2 α 衰变·····	(303)
§ 10.3 β 衰变·····	(312)
§ 10.4 γ 衰变·····	(325)
习题·····	(339)
第十一章 原子核反应·····	(341)
§ 11.1 核反应的一般概念·····	(342)
§ 11.2 反应能和阈能·····	(348)
§ 11.3 反应截面·····	(351)
§ 11.4 共振现象和复合核模型·····	(358)
§ 11.5 核反应机制 光学模型和直接反应·····	(364)
*§ 11.6 中、高能核反应和重离子核反应概述·····	(371)
§ 11.7 原子核的裂变和聚变 原子能的利用·····	(374)
习题·····	(387)
第十二章 基本粒子(简介)·····	(391)
§ 12.1 基本粒子的概况·····	(391)
§ 12.2 表征粒子性质的物理量及其守恒定律·····	(401)
§ 12.3 强子结构模型·····	(409)
习题·····	(420)
附录·····	(422)
一、黑体辐射一些公式的推导·····	(422)

二、 椭圆轨道一些公式的推导.....	(426)
三、 托玛斯进动.....	(429)
四、 原子基态的光谱项.....	(433)
五、 任意个同科电子光谱项的计算.....	(436)
六、 一些核素的某些性质.....	(439)
常用物理常数.....	(443)
人名索引.....	(445)
习题答案.....	(448)
主要参考书目.....	(452)

绪 论

从 19 世纪末期以来的几十年内,物理学对于物质微观结构的研究获得了很大成就,建立了三个新的分支学科,即原子物理、原子核物理和粒子物理,分别研究原子(分子)、原子核和基本粒子这三个层次的微观结构。同时,创立了描述微观粒子运动规律的新理论——量子力学和量子场论。本课程作为普通物理的一部分,将以实验事实为基础,介绍这三个层次的基本现象以及半经典性的理论解释,尽量不涉及进一步的理论计算。

人们对于原子结构的认识,是从 19 世纪初期开始的。但从原子理论的发展看,作为研究原子结构的一门独立学科的原子物理,则是从本世纪初才逐步形成的。本世纪初,人们除知道原子内部有电子外,对原子结构还全不了解。但在当时已出现了许多和原子结构有关的重要事件,并已积累了大量实验资料。如在当时已积累了许多原子光谱的资料,并在 1885 年巴尔末 (J. J. Balmer) 用公式成功的表示了氢原子的光谱规律。后来,里德伯 (J. R. Rydberg) 和里兹 (W. Ritz) 又进一步给出了谱线的表示式。又如 1900 年普朗克 (M. V. Planck) 为解释黑体辐射规律而提出的能量子的概念。不久,1905 年爱因斯坦 (A. Einstein) 在解释光电效应规律时,又发展了普朗克的能量子假设,提出了光量子的概念。再如,1911 年英国物理学家卢瑟福 (E. Rutherford) 根据 α 粒子散射实验断定原子中带正电部分的半径数量级只有 10^{-15} 米,而已知整个原子半径的数量级为 10^{-10} 米,由此,提出原子的核式结构模型。基于这些事实和其他许多人的工作,1913 年尼·玻尔 (N. Bohr) 连续发表了三篇论文,他从观察到的原子

光谱规律,发展了原子核式结构的理论,并将普朗克提出的并为爱因斯坦发展的量子概念,应用到原子结构的理论中,提出了原子定态和量子态间的跃迁等重要概念,建立起原子的量子论,成为原子物理学的开端,也为近代物理的新理论——量子力学的建立奠定了基础。玻尔的思想不仅在早期近代物理的建立中起着指导作用,而且由于它能简单、形象的给出原子结构的轮廓,至今在近代原子结构的研究中,仍有其重要的生命力。本书有关原子结构的部分将以玻尔理论为线索来讲述。

对于原子核的研究,是从1896年贝克勒尔(A. H. Becquerel)发现放射现象开始的。虽然原子核的真正发现比它晚了整整15年。初期的原子核物理主要从事放射规律和射线性质的研究,通过这种研究不仅逐步加深了对于原子核的了解,同时发现射线对于某些疾病的治疗作用,从而使这门学科受到社会的重视。1939年原子核裂变的发现和1942年第一座原子反应堆的建成,标志着核物理进入了大发展的阶段,因为这是人类利用原子能的开端,从此进入了所谓“原子能时代”。在这一阶段,各种类型的加速器相继出现,被加速粒子的能量不断提高。利用加速器和反应堆,不同类型的人为核转变(核反应)大量出现,对核物理研究和核技术的应用起了极为重要的作用。大量的实验工作,促进了理论的发展,使人们对原子核的内部结构及其变化规律的认识也逐步深化。几十年来,原子核物理学已成为一门独立的学科,核技术应用领域不断扩大,核能利用日益广泛,使这门学科无论从实验上或理论上都获得了迅速的发展。从目前情况看,人类对于能源问题的解决也有赖于核科学的进一步发展。因此,核物理的研究又成为国际上竞争十分激烈的一个科技领域。本书将介绍核物理中的一些基本现象、基本规律,以及有关的初步理论,使读者对于这个领域的知识有个基本的了解。

粒子物理或称高能物理是当前研究物质微观结构的最前沿的

学科。从本世纪 30 年代初期,通过宇宙射线发现第一个反粒子——正电子以来,人们利用高能和超高能射线同原子核的相互作用,发现了一大批被称作基本粒子的新粒子,从而从核物理中又分出了一个专门研究基本粒子性质、内部结构及其相互作用的独立学科,即粒子物理。由于它所涉及的能量很大,大约比原子或原子核过程中的能量分别大九个和三个量级,因此,又被称做高能物理。近一、二十年来,在这一领域中又有许多重大的发现,并建立了一些卓有成效的新理论。本课程只对粒子物理中一些最基本的现象作初步的介绍。

总之,通过几十年的努力,人们已打开了通向微观世界的大门,并在一步步的深入发展,但没有被认识的东西还很多,需要我們不畏艰险百折不挠的去努力,才能取得更大的成就。我们期望通过本课程的学习能对这三个层次的基本面貌有个初步的认识,这无论对于直接为四化建设服务或作进一步的探索都将是有益的。

第一章 原子的核型结构和量子论的建立

“原子”一词虽在古代就已提出，但对原子的真正认识却直到 19 世纪初期才开始。经过物理、化学工作者的共同努力，到 19 世纪末，人们已积累了有关原子的一些初步知识，如确定了各种原子的原子量，从而求出了质量的绝对值，又估计出了各种原子的大小，表明不同原子其半径的量级都是 10^{-10} 米，1869 年俄国化学家门捷列夫 (Mendeleev; Д. И. Менделеев) 发现了元素的周期律，揭示了各种元素之间的相互关系。但是原子的内部结构及其运动规律如何，却又经过很长时间才逐渐为人们所认识。本章首先介绍原子的基本结构，即原子的有核模型，然后介绍量子论的建立。这些都是进一步认识原子内部结构、建立关于原子结构的初步理论——玻尔理论的重要依据。

§ 1.1 α 粒子散射实验和卢瑟福的原子模型

1897 年，英国物理学家汤姆逊 (J. J. Thomson) 在研究稀薄气体的放电现象时，发现了一种比原子、分子小得多的带负电的微粒。他利用电场和磁场精确地测定了它们的荷质比 e/m 值，发现这个值约是氢原子荷质比的 2000 倍。这种粒子就是“电子”。接着，人们通过实验又知道电子是一切原子的组成部分，证明原子不是不可分割的最小颗粒。这是为揭示原子的内部结构所迈开的第一步。

然而，原子通常都是中性的。既然原子中有带负电荷的电子，当然还有正电部分。那么，这些正电荷又是如何分布的呢？20

世纪初期,汤姆逊曾提出过一种原子模型,认为正电荷是均匀地分布在整个原子球内,一定数目的电子则“镶嵌”在这个球体内或球面上。这些电子可以在它们的平衡位置附近作振动,从而发出某种频率的电磁波。这样似乎可以解释当时已经观察到的原子光谱。这就是汤姆逊的原子模型。但事实很快否定了这一模型,1909年,卢瑟福及其合作者盖革(H. Geiger)和马斯顿(E. Marsden)所进行的 α 粒子散射实验则为另一种原子模型,即原子的核式模型(“行星模型”)的建立奠定了基础。

α 粒子带两个单位正电荷,质量为电子质量的七千多倍(后来

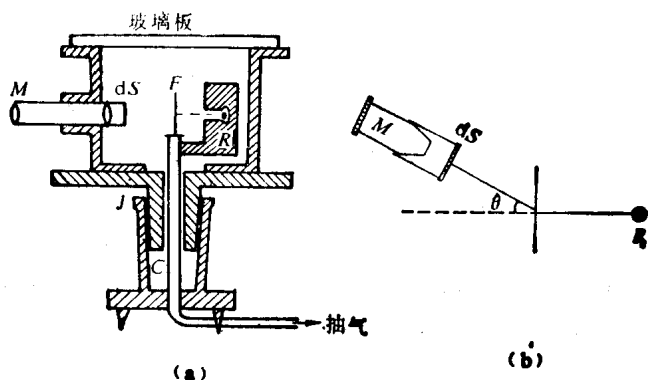


图 1-1

知道它就是氦原子核)。一些放射性元素可以发射出高速的 α 粒子,这就是 α 射线。卢瑟福等人的实验装置大致如图1-1(a)所示。由放射性物质R射出的一束准直的 α 粒子,被金属箔F散射后打到安装在显微镜M前面的荧光屏dS上,可发出荧光。根据闪光次数来确定接收到的 α 粒子数。显微镜和荧光屏可通过底部的锥形接头J绕着垂直的轴线转动。这样,可以记录被散射到不同角度(不同散射角 θ)处的 α 粒子数。整个装置通过管子C抽空。图(b)是这个实验的示意图。

实验发现,被散射的 α 粒子数随散射角 θ 的增大而迅速减小,绝大多数的 α 粒子大约只偏转 $2-3$ 度,但有极少数粒子(约占总数的 $1/8000$)的偏转角却可超过 90 度,有的甚至可接近 180 度。汤姆逊的原子模型无法解释这大角度散射的实验事实。计算表明,一个正电荷均匀分布的原子球体对于高速运动的 α 粒子的作用,不足以使其运动方向有明显的改变,即不可能有大角度的散射。为了解释 α 粒子的这种大角散射,需要假定 α 粒子与原子中正电部分之间存在着比由汤姆逊模型所能提供的大得多的斥力。据此,卢瑟福在1911年提出了原子的另一种模型。他认为,原子中的正电荷是集中在比原子体积小得多的体积内,原子的全部质量也几乎集中在这个小体积内,组成原子的核心部分,称原子核,电子处在核外。这就是原子的核式模型。原子的线度是由核与电子间的距离决定的。这样,当 α 粒子入射时,只要它和原子核的距离足够小,它所受的库仑斥力就可以很大,从而产生大角度散射。又由于原子核的体积很小,大多数 α 粒子都离原子核较远,而核外电子因质量太小对 α 粒子的运动方向几乎没有影响,所以绝大部分 α 粒子的偏转角都很小。如图1-2所示。

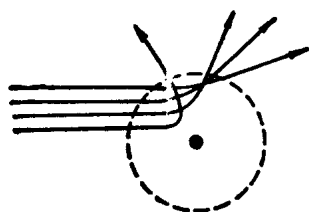


图 1-2

根据这个模型,卢瑟福进一步提出了可以由实验来验证的理论,即 α 粒子散射理论。这个理论给出了散射的 α 粒子数和散射角 θ 的关系,它可以和实验数据进行比较。下面我们简要讨论这个理论。

首先,卢瑟福把 α 粒子和原子核都当作点电荷,并且假定两者之间的静电斥力是唯一的相互作用。设一个 α 粒子以速度 v_0 沿 AT 方向入射,由于受到核电荷 Ze 的库仑作用沿 ABC 轨道出射。通常,散射原子的质量比 α 粒子质量大得多,可近似认为核 Ze 静止不动(故定作坐标原点)。按库

仑定律, α 粒子和原子核之间斥力的大小为

$$F = \frac{2Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r^2}$$

α 质点的轨迹应为双曲线的一支, 如图 1-3 所示。图中 v 是 α 粒子运动到某一位置 B 时的速度, 向径为 r 。原子核 Ze 与 α 粒子入射方向之间的垂直距离 b , 称作瞄准距离(或碰撞参数)。 $r_{\min}$ 是 α 粒子与核的最小距离。 θ 是入射方向和散射方向的夹角, 即散射角。下面计算瞄准距离和散射角的关系。

由于库仑力是保守的中心力, 因此系统的角动量守恒。 α 粒子在开始时相对于力心的角动量等于 α 质点在轨道上任一位置相对于原点的角动量。因此, 有:

$$M \mathbf{r}_0 \times \mathbf{v} = M \mathbf{r} \times \mathbf{v}$$

其中 M 是 α 粒子的质量, $\mathbf{r}_0$ 为开始时 α 粒子的向径, 故 $|\mathbf{r}_0 \times \mathbf{v}_0| = v_0 b$ 。将上式写成标量形式:

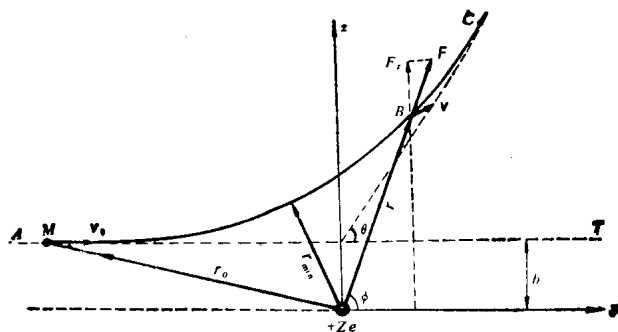


图 1-3

$$M v_0 b = M r^2 \frac{d\phi}{ds}$$

α 质点在 B 点所受力:

$$F = M \frac{dv}{dt}$$

在 z 轴上的分量

$$F_z = M \frac{dv_z}{dt}$$

又

$$F_z = F \sin \phi = \frac{2Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} \sin \phi$$

所以
$$\frac{2Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} \sin \phi = M \frac{dv_z}{dt}$$

将角动量守恒式代入,得:

$$dv_z = \frac{2Ze^2 \sin \phi}{M v_0 b \cdot 4\pi\epsilon_0} \cdot d\phi$$

α 粒子从 A 到 C , 其 ϕ 角由 0 到 θ , 它在 z 轴方向速度投影 v_z 由 0 到 $v_0 \sin \theta$. 对上式求积分

$$\int_0^{v_0 \sin \theta} dv_z = \frac{2Ze^2}{4\pi\epsilon_0 M v_0 b} \int_0^\theta \sin \phi d\phi$$

可得

$$v_0 \sin \theta = \frac{2Ze^2}{4\pi\epsilon_0 M v_0 \cdot b} (1 + \cos \theta)$$

$$b = \frac{2Ze^2}{4\pi\epsilon_0 M v_0^2 \sin \theta} (1 + \cos \theta)$$

$$= \frac{2Ze^2}{4\pi\epsilon_0 M v_0} \operatorname{ctg} \frac{\theta}{2}$$

或写成:

$$\operatorname{ctg} \frac{\theta}{2} = \frac{2b}{D} \quad (1.1.1)$$

其中

• 8 •

$$D = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2Ze^2}{Mv_0^2/2}$$

(1.1.1)式表示了瞄准距离 b 与散射角 θ 的关系。

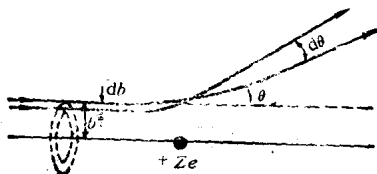


图 1-4

上式表明, b 大, θ 就小; b 小, θ 就大; 对某一确定的 b , 就有一确定的 θ 。若瞄准距离在 $b \rightarrow b + db$ 之间, 则散射角应在 $\theta \rightarrow \theta + d\theta$ 之间(见图 1-4)。只要 b 足够小, θ 就可以足够大。这就解释了大角度散射的可能性。但是要从实验上来验证(1.1.1)式, 显然是不可能的, 因为我们无法测定瞄准距离 b 的大小。然而我们可以求出 α 粒子按瞄准距离 b 的分布, 根据这种分布并利用(1.1.1)式, 就可以推出 α 粒子的角分布(粒子数随散射角的分布), 这角分布是可以直接测量的。

设有横截面为 S 的 α 粒子束, 射到厚度为 t 的靶上。其中, 某一 α 粒子在通过靶时, 它相对于靶中某一原子核 a 的瞄准距离在 $b \rightarrow b + db$ 之间的几率, 应等于圆心在 a 而两圆周半径分别为 b 和 $b + db$ 的圆环面积 ($2\pi b db$) 与入射横截面 S 之比, 即 $2\pi b db / S$ (见图 1-5)。若靶的原子数密度(单位体积中的原子数)为 n , 则在 α 粒子束所经过的这块体积内共有 nSt 个原子核。因此, 该 α 粒子相对于靶子中任一原子核的瞄准距离在 b 与 $b + db$ 之间的几率为

$$dw = \frac{2\pi b db}{S} \cdot nSt = 2\pi n t b db \quad (1.1.2)$$