

原子和原子核物理学

张永恩 编著



北京大学出版社

原子和原子核物理学

张永恩 编著

山东大学出版社

内 容 提 要

本书比较详细地介绍了原子光谱和原子结构, 原子核的性质、衰变和反应的理论和规律; 粒子的性质和结构模型等。为了反映最新科技成就, 书中介绍了现代光谱学知识, 并收入了离子束分析, 和一些其他的现代实验方法。

原 子 和 原 子 核 物 理 学

张永恩 编著

山东大学出版社出版

山东省新华书店发行 山东大学印刷厂印装

850×1168 32开本 印张15.25 字数410千字

1986年4月第1版 1986年4月第1次印刷

印数 1—3000

统一书号: 1338·5 定价: 4.30

序

本书内容包括原子物理、原子核物理和粒子物理三个部分。该书自成系统，循序渐进，简明扼要，清楚易懂。可供有关科研工作者参考，可作为综合性大学、高等师范院校物理专业和高等工科院校有关专业的量子物理、近代物理或原子和原子核物理等课程的教材或参考书。

本书的特点是：

(1) 强调微观与宏观现象在质上的区别，以量子物理的基本概念和图象为线索，由浅入深、贯穿全书。对于旧量子论的处理，力求精炼，主要保留了玻尔的基本思想和模型，目的在于引导学生理解经典物理和量子物理之间的过渡。

(2) 各部分的物理概念、实验事实、物理规律及其应用，在深度和广度上权衡轻重，加以精选。既保证了科学性、系统性和完整性，又避免取材上和叙述上的庞杂、烦琐。在满足基本要求的前提下，适当留有灵活选择的余地。

(3) 适当反映本门学科的新成就，并介绍了其在四个现代化中的应用。如离子注入和离子束分析技术、同位素应用技术、激光光谱技术等。

(4) 书中附有例题、思考题和习题，这对加深理解基本概念和基本理论起到较好的作用。

经过多年教学使用的实践证明，本书是一种较好的教科书或教学参考书，也是有志自学者的良师益友。

祝贺本书公开出版发行，并预祝取得更好的社会效果。

王承瑞

1985年4月10日

编 著 者 的 话

玻尔-索末菲氢原子理论虽然对原子物理的发展起了承先启后、继往开来的重大推动作用,但它毕竟是过渡性的理论。因此,不必要过分地强调和详细介绍。量子力学虽然能较彻底地解决原子问题,但过多地引入又会冲淡原子物理。鉴于上述考虑,本书只把玻尔理论作为进入量子领域的桥梁,而着重用微观粒子运动的观点分析问题和处理问题。

本书比较详细地介绍了激光、激光光谱学、束箔光谱学、离子束的背散射分析和重荷电粒子与物质的相互作用等方面的理论及应用,使读者了解本学科的新发展,以开扩眼界。

本书的一——四章为原子物理部分;五——七章为原子核物理部分;第八章为粒子物理部分。

参加本书编写的尚有于玉兰老师。

余寿绵教授审查了第二、三、四、八章;王承瑞教授审查了第五、六、七章。谢去病教授,李仲益副教授,陈鹏万副教授,梅良模副教授,张兆林讲师等都对本书提了许多宝贵意见。崔玉峰同志绘制了插图。在此对这些同志表示衷心感谢。

本书的编写和出版,得到了山东大学教务处的大力支持。在此对他们表示衷心的感谢。

由于作者的学识有限,书中定有不妥和错误之处,恳请读者批评指正。

1985年4月

目 录

第一章 原子结构和玻尔理论

§1.1	原子结构的两种模型	(1)
§1.2	卢瑟福散射公式	(4)
§1.3	卢瑟福理论的实验验证及其缺陷	(9)
§1.4	卢瑟福背散射理论及其应用	(15)
§1.5	氢原子光谱的实验规律	(24)
§1.6	氢原子的玻尔理论	(27)
§1.7	原子核的运动对光谱的影响	(36)
§1.8	类氢离子和类氢原子	(42)
§1.9	原子分立能级的实验验证	(44)
§1.10	对应原理和玻尔理论的局限性	(50)
	思考题和习题	(54)

第二章 微观粒子的薛定谔理论

§2.1	几个有关的相对论公式	(57)
§2.2	波的粒子性(光电、康普顿、电子对效应)	(59)
§2.3	粒子的波动性	(74)
§2.4	测不准原理	(83)
§2.5	波函数的统计解释	(90)
§2.6	与时间有关的薛定谔方程	(96)
§2.7	定态薛定谔方程	(100)
§2.8	粒子在盒子中的运动	(102)
§2.9	一维线性谐振子	(106)
	思考题和习题	(116)

第三章 氢原子的量子理论

§3.1	氢原子的薛定谔方程	(119)
------	-----------	---------

§3.2 氢原子的能级和波函数·····	(123)
§3.3 量子数的物理意义·····	(131)
§3.4 电子在核周围的几率分布·····	(139)
§3.5 原子的激发和辐射·····	(146)
§3.6 选择定则·····	(151)
§3.7 电子的自旋和总角动量·····	(153)
§3.8 原子的磁矩和空间量子化的实验验证·····	(159)
§3.9 氢原子光谱的精细结构·····	(167)
思考题和习题·····	(172)

第四章 多电子原子的光谱和结构

(I) 标志 X - 射线谱与原子结构

§4.1 全同粒子的波函数·····	(175)
§4.2 不相容原理和电子组态·····	(179)
§4.3 交换力和氦原子·····	(185)
§4.4 哈特里理论·····	(193)
§4.5 X - 射线谱与原子结构·····	(197)
§4.6 多电子原子的基态和周期表·····	(206)

(II) 光学光谱与原子结构

§4.7 一个光学电子的原子光谱·····	(214)
§4.8 两个光学电子的原子态·····	(221)
§4.9 塞曼效应·····	(233)
§4.10 激光原理 ·····	(245)

(III) 现代光谱学

§4.11 激光光谱学 ·····	(250)
§4.12 束箔光谱学 ·····	(258)
思考题和习题·····	(263)

第五章 原子核的性质和结构

§5.1 原子核的电荷、质量和大小·····	(266)
§5.2 稳定核和原子核的能量·····	(271)

§5.3	原子核的角动量、磁矩和电四极矩·····	(278)
§5.4	原子核的宇称和统计性·····	(285)
§5.5	核力·····	(288)
§5.6	氘核·····	(294)
§5.7	液滴模型·····	(299)
§5.8	壳层模型·····	(304)
§5.9	集体运动模型·····	(316)
	思考题和习题·····	(321)
第六章 不稳定核的衰变		
§6.1	放射系·····	(323)
§6.2	衰变定律·····	(327)
§6.3	核能级与 γ 衰变·····	(332)
§6.4	穆斯鲍尔效应·····	(336)
§6.5	势垒的穿透·····	(339)
§6.6	α 衰变·····	(344)
§6.7	重荷电粒子束与物质的相互作用·····	(349)
§6.8	β -衰变·····	(354)
§6.9	β -衰变中的宇称不守恒问题·····	(365)
§6.10	β 粒子与物质的相互作用·····	(369)
§6.11	放射性同位素的几点应用·····	(372)
	思考题和习题·····	(376)
第七章 原子核的反应		
§7.1	核反应的能量·····	(380)
§7.2	反应截面和反应速率·····	(385)
§7.3	核反应的机理·····	(392)
§7.4	裂变反应·····	(399)
§7.5	原子反应堆·····	(406)
§7.6	聚变反应·····	(409)
	思考题和习题·····	(413)

第八章 粒子

§8.1 μ 介子和 π 介子	(417)
§8.2 K 介子和超子	(423)
§8.3 同位旋	(431)
§8.4 奇异性	(436)
§8.5 粒子的分类	(441)
§8.6 基本相互作用和守恒定律	(444)
§8.7 共振态	(454)
§8.8 粒子的结构模型	(457)
思考题和习题	(470)
附录 I 有关物理常数和单位变换	(472)
附录 II 参考书目	(474)
附录 III 习题答案	(475)

第一章 原子结构和玻尔理论

§1.1 原子结构的两种模型

廿世纪初期，人们不但知道了物质是由原子组成的，而且也知道了电子是原子的组成部分。由于原子对外表现为电中性，那么原子内部应带有足够的正电物质，以便抵消其电子所带的负电荷。这就很自然地提出一个问题：电子和正电物质在原子内部是如何分布的？或者说，原子的内部结构是怎样的？这个问题在当时是人们所迫切需要解决的。

原子是微观世界的粒子，我们是看不到、摸不着的。要了解原子这样的微观世界粒子的结构及其遵守的规律，通常的研究方法是，先根据为数不多的实验事实，提出假定——谓之“模型”；然后再用当时已有的实验结果和随后发展起来的实验去验证它，看这种模型是否与实验结果符合。如果所提出的模型与实验结果完全不符合，就说明这个模型是错误的，应该将其抛弃，重新寻找新的模型；如果提出的模型只与一部分实验结果符合而与另一部分实验结果不符合，这说明这个模型还不完善，需要进一步补充、修正，直到完全或大部分与实验事实符合为止。关于原子的内部结构，最初提出了两种截然不同的模型。

一、汤姆逊模型

一些实验资料表明，原子中包含着电子，而且电子的质量和大约只有整个原子质量的两千分之一到四千万分之一。就是说，原子中还存在着带正电的物质，它所带的正电量等于电子的负电量，而且几乎具有原子的全部质量。

根据上述事实,1904年汤姆逊(J. J. Thomson)提出一个原子结构的假定:原子中带正电的物质,以均匀的体密度分布在一个大小等于整个原子的球体内,而电子一粒一粒地分布在这个球内的不同位置上。原子处在最低能态时,电子则固定在平衡位置上;原子处于高能态时,电子则在平衡位置附近振动。见图1.1-1。

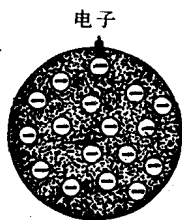
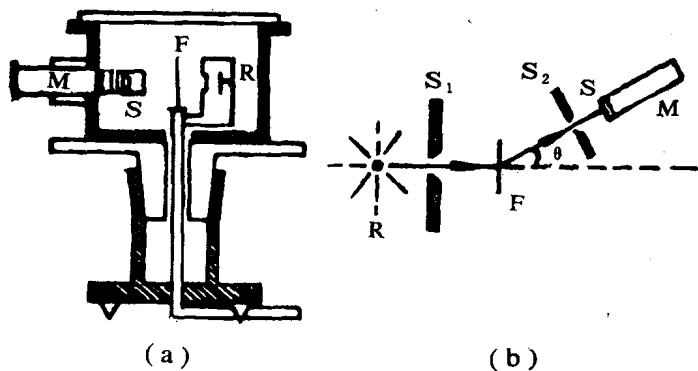


图1.1-1 汤姆逊模型

二、卢瑟福模型

为了验证汤姆逊模型,卢瑟福(E. Rutherford)、盖革(H. Geiger)和马斯顿(E. Marsden)等人于1909年做了 α 粒子的散射实验。实验装置如图1.1-2所示。 R 为具有 α 放射性的放射源,光栏 S_1 将 α 粒子准直为一平行束。 F 为薄的金箔片,作为 α 粒子的散射物。 S 为硫化锌(ZnS)做的荧光屏, M 为放大镜。当被散射的 α 粒子打在荧光屏上时,就会产生闪光。通过放大镜可观察到闪光,从而记录下某一时间内散射到某个 θ 方向

图1.1-2 α 粒子散射的实验装置

的 α 粒子数,为了避免 α 粒子与空气分子的碰撞,整个实验在真空中进行。

α 粒子是氦原子核,带有电荷为 $+2e$,质量是电子质量的7300倍。散射实验发现,绝大多数 α 粒子通过金属箔时只经受轻微的偏转,大约只有 $2^\circ-3^\circ$,这是符合汤姆逊模型的。因为按照汤姆逊模型,正电荷是均匀分布的, α 粒子的散射主要是受电子的作用,而电子的质量很小,所以 α 粒子只经受很小的偏转。

使卢瑟福等人感到奇怪的是,有些 α 粒子的散射角比较大,当他们把探测器移到金属箔的左边时,竟然也测到了 α 粒子。发现大约有 $1/8000$ 的 α 粒子的散射角 θ 大于 90° ,有的甚至于达到 180° 。既然电子不能引起 α 粒子的大角度散射,卢瑟福考虑到,大角度散射只可能是原子的正电物质所引起的。若按汤姆逊模型, α 粒子受原子的正电荷的排斥力与它们之间距离 r 的关系如图1.1-3所示。

当 $r > R$ 时,排斥力的变化正比于 $\frac{Q}{r^2}$;当 $r < R$ 时,排斥力的

变化正比于 Qr/R^3 。这种大小的静电斥力是不可能产生大角度散射的。经过上述分析,卢瑟福开始怀疑汤姆逊模型的正确性了。卢瑟福考虑到,原子的所有正电荷会不会都集中在原子的中心,只占具一个很小的范围。如果是这样的话,原子对 α 粒子的作用力为 $F = 2Ze^2 / 4\pi\epsilon_0 \cdot r^2$, α 粒子愈靠近原子的中心,作用力就愈大。大角度散射,正是 α 粒子靠近原子中心所发生的。

根据以上的分析,卢瑟

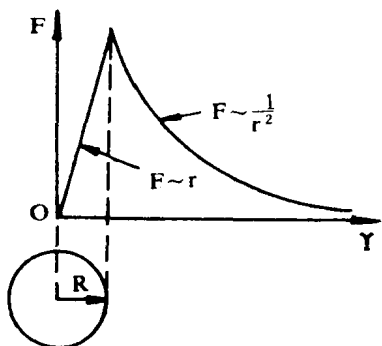


图1.1-3 电荷间的排斥力随 r 的变化

福于1911年提出了一个符合散射实验的假定：原子的所有正电荷以及原子的几乎全部质量都集中在原子中心一个很小的范围内，称为原子核。而电子则分布在原子核的周围，原子的体积，实际是电子的分布范围。这就是原子的有核模型。

实践是检验真理的唯一标准。到底汤姆逊模型正确，还是卢瑟福模型正确，还必须进一步由实践去检验。

§1.2 卢瑟福散射公式

一、散射角与碰撞参数之间的关系

当一束 α 粒子入射到金箔上时，单个的 α 粒子将与金的原子核发生碰撞。由于 α 粒子的质量与重元素的核相比小得多，因此， α 粒子不仅会发生大角度散射，还会发生背散射。 α 粒子与原子核之间的作用力是库仑斥力，因此， α 粒子的径迹是以原子核为外焦点的双曲线，如图1.2-1(a)。虚线是双曲线的渐近线，两条渐近线的夹角为散射角。 α 粒子入射方向与原子核之间的最小距离 b 称为碰撞参数或瞄准距离。在这里，让我们来推导 b 和 θ 的关系式。为此，假定：(1) α 粒子和原子核都是足够小的粒子，可把它们看成质点和点电荷；(2)静电斥力是 α 粒子与原子核间的唯一作用力；(3)原子核与 α 粒子比较，又是非常大的，因而在相互作用过程中，可认为原子核是不动的；(4)在确定 α 粒子的径迹时，可应用牛顿定律。

在图1.2-1(a)中，质量为 m ，速度为 v_0 ，电荷为 $2e$ 的 α 粒子被电荷为 Ze 的原子核散射。假设 $\mathbf{p}_i$ 是碰撞前 α 粒子的动量， $\mathbf{p}_f$ 为碰撞后 α 粒子的动量。因此 $|\mathbf{p}_i| = |\mathbf{p}_f| = mv_0$ ，根据冲量-动量理论，动量的变化 $\Delta\mathbf{p}$ 是

$$\Delta\mathbf{p} = \mathbf{p}_f - \mathbf{p}_i = \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{F} dt \quad (1.2-1)$$

式中是 F 库仑力。由图 1.2-1 (b), 我们可以得到

$$\Delta p = 2mv_0 \sin(\theta/2) \quad (1.2-2)$$

从图 1.2-1 (a) 看出, F 与 Δp 的夹角为 ϕ , $F dt$ 可分解为两个分量: 一个平行于 Δp , 一个垂直于 Δp . 平行的分量和垂直的分量都要通过 $t = -\infty$ 到 $t = +\infty$ 相加。但垂直分量相加的结果将互相抵消。

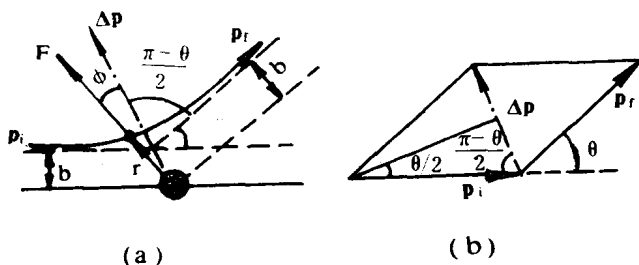


图 1.2-1 α 粒子散射及动量矢量图

因此, 联立 (1.2-1) 和 (1.2-2) 式, 有

$$2mv_0 \sin(\theta/2) = \int_{-\infty}^{\infty} F \cos \phi dt \quad (1.2-3)$$

$$0 = \int_{-\infty}^{\infty} F \sin \phi dt \quad (1.2-4)$$

碰撞之前, α 粒子相对于原子核的角动量是 $mv_0 b$, 在任何一个特定的 r 处, α 粒子相对于原子核的角动量是 $mvr = mr^2 \omega$, 其中 ω 是角速度。由角动量守恒,

$$mv_0 b = mr^2 \omega \quad (1.2-5)$$

改变积分变量, 则 (1.2-3) 式可写为

$$2mv_0 \sin(\theta/2) = \int_{-(\pi-\theta)/2}^{(\pi-\theta)/2} F \cos \phi \frac{dt}{d\phi} \cdot d\phi \quad (1.2-6)$$

由 (1.2-5) 式,

$$\frac{dt}{d\phi} = \frac{1}{\omega} = \frac{r^2}{v_0 b}.$$

因之

$$2mv_0^2 b \sin(\theta/2) = \int_{-(\pi-\theta)/2}^{+(\pi-\theta)/2} r^2 F \cos\phi d\phi, \quad (1.2-7)$$

但由库仑定理, $r^2 F = 2Ze^2/4\pi\epsilon_0 = \text{常数}$,

$$\begin{aligned} 2mv_0^2 b \sin(\theta/2) &= (2Ze^2/4\pi\epsilon_0) \int_{-(\pi-\theta)/2}^{+(\pi-\theta)/2} \cos\phi d\phi \\ &= \left(2Ze^2/4\pi\epsilon_0\right) 2\cos\frac{\theta}{2}. \end{aligned} \quad (1.2-8)$$

整理后写成

$$b = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2Ze^2}{mv_0^2} \text{ctg}(\theta/2) \quad (1.2-9)$$

或

$$\text{ctg}(\theta/2) = 4\pi\epsilon_0 \frac{mv_0^2}{2Ze^2} b \quad (1.2-10)$$

此即我们要推导的偏转角 θ 与碰撞参数 b 的关系式。由此式看出, b 大则 θ 小; b 小则 θ 大; 当 $b=0$ 时, $\theta=180^\circ$ 。由此知, 只要碰撞参数 b 足够小, 就可能产生 α 粒子的大角度散射, 或背散射。

二、卢瑟福散射公式

因为 α 粒子的散射实验中, 碰撞参数 b 不能直接测量, 所以 (1.2-10) 式不能用实验进行验证。因而, 必须根据 (1.2-10)

式, 进一步推导出实验上可直接测量的量。下边让我们推导散射到某个角度 θ 方向的 α 粒子数, 以便进行实验验证。

设有一束 α 粒子轰击一个原子核 Ze 。由图 1.2-2 看出, 凡是射到 $b-b-db$ 范围内的 α 粒子, 散射后, 必然散射到 $\theta-\theta+d\theta$ 的角度内。进而言之, 凡是射到以 b 为外半径, 以 $(b-db)$ 为内半径的环形面积内的 α 粒子, 必定散射到角度在 $\theta-\theta+d\theta$ 之间的一个空心圆锥体之中。这个环形面积 $d\sigma = 2\pi b db$ 。由 (1.2-10) 得求出 db 代入式,

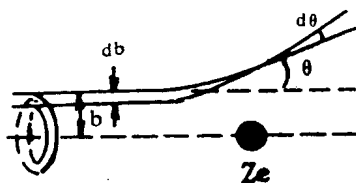


图 1.2-2 散射角随碰撞参数的变化

$$d\sigma = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \pi \left(\frac{2Ze^2}{mv_0^2} \right)^2 \frac{\cos(\theta/2)}{\sin^3(\theta/2)} d\theta \quad (1.2-11)$$

由图 1.2-3 看出, 空心圆锥体所张的立体角为

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

由此

$$d\sigma = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \left(\frac{Ze^2}{mv_0^2} \right)^2 \frac{d\Omega}{\sin^4(\theta/2)} \quad (1.2-12)$$

上式为卢瑟福散射公式。它的意义是, 一束 α 粒子轰击一个靶原子, 散射到 $d\Omega$ 的立体角内时, 它们所轰击的面积是 $d\sigma$, 称为微分散射截面。换言之, 对每一个原子, 都存在一个面积 $d\sigma$, 凡是打到 $d\sigma$ 上的 α 粒子, 都散射到 $d\Omega$ 的立体角内。

实际上, 散射时不会只有一个原子。现设有一个很薄的金属箔, 厚度为 t , 面积为 A , 原子数密度为 n 。则这块薄金属箔中的原子总数为 nAt 。上面已知, 一个原子有一个散射截面 $d\sigma$, 则

这块金属箔的散射截面为

$$d\Sigma = nAt d\sigma$$

就是说, 在面积 A 中, 有一个总和为 $d\Sigma$ 的截面, 凡射到 $d\Sigma$ 内的 α 粒子, 都要被散射到 $d\Omega$ 的立体角内。 $d\Sigma$ 称为金属箔的总有效截面。

倘若是一个 α 粒子入射, 它总是可打到面积 A 上, 但射到面积 $d\Sigma$ 上的可能性只

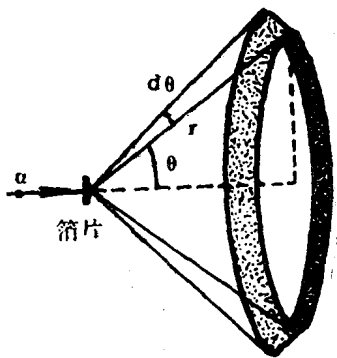


图1.2-3 $\theta - \theta + d\theta$ 之间的空心立体角

有 $\frac{d\Sigma}{A} = ntd\sigma$. 换言之, 用一个 α 粒子轰击面积为 A 的金属箔时, 被散射到立体角 $d\Omega$ 内的几率为 $d\Sigma/A$.

设实验中, 有 N 个 α 粒子轰击到金属箔上, 则散射到 $d\Omega$ 的立体角内的 α 粒子数为:

$$\begin{aligned} dN &= N \cdot \frac{d\Sigma}{A} = nNtd\sigma \\ &= nNt \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \left(\frac{Ze^2}{mv_0^2} \right)^2 \frac{d\Omega}{\sin^4(\theta/2)}. \end{aligned} \quad (1.2-13)$$

这 dN 个 α 粒子都打到图 1.2-3 中的园环形的面积上。但在实际的测量中, 探测器的张角面积很小, 不可能测到打到整个园环形面积上的 α 粒子数。设探测器所张的小立体角为 $d\Omega'$, 则可求得射入探测器中的 α 粒子数 dN' . 由于散射粒子的均匀性, 则

$$dN = \frac{d\Omega}{d\Omega'} dN' \quad (1.2-14)$$

实验中, r 是固定的, 即 $d\Omega'$ 是已知的, 而 dN' 又是实验中