

726.713

原子物理 学习指导

YUANZIWULI XUEXIZHIDAO

赵信编

河南大学出版社



原子物理学习指导

赵 信 编

河南大学出版社

原子物理学习指导

赵 信 编

责任编辑 姜伟林

河南大学出版社出版

(开封市明伦街85号)

河南省新华书店发行

中国科学院开封印刷厂印刷

开本: 787×1092 毫米 1/32 印张: 8.125 字数: 183千字

1990年5月第1版 1990年5月第1次印刷

印数: 1—3000

定价: 1.65元

ISBN 7-81018-429-6/O·21

前 言

原子物理学是普通物理的最后部分,它上接经典物理,下连近代物理,是物理系的一门重要基础课。由于它研究对象的微观性、概念的抽象性和缺乏必要的预备知识,使得学生在学习这门课时,往往感到困难重重。加之合适的参考书较少,就使得问题更加突出。鉴于此,作者根据多年的教学经验和体会,汇编成此书,以期对读者有所帮助。

《原子物理学习指导》以原高教部颁发的大纲(指1980年颁发的高等师范院校原子物理学教学大纲,以下简称“大纲”)为依据,以流行的教材——褚圣麟编《原子物理学》(简称“褚书”)和吴知非编《原子核物理学》(简称“吴书”)为主要参考书,从有利于掌握的角度介绍原子物理的重点,从加深理解的角度剖析教材中的难点。全书配有100多个例题,这些题目精选自各种参考书、历届硕士研究生考题和作者多年的积累。通过例题的分析、求解和讨论,启迪思路、例示方法、澄清概念、分析佯谬、扩充知识。

本书可供师范院校,综合大学物理系学生,报考硕士研究生的考生,师专,教育学院和物理专业函授生参考。

由于水平有限和成书仓促,书中缺点和错误在所难免,希望读者多加指正。

编 者

1987年11月于河南大学

目 录

前 言

第一章 电子原子系统	(1)
1- 探索原子结构的先锋—— α 粒子 散射实 验和理论	(2)
1- 原子的核式结构模型	(9)
1- 光谱——窥视原子结构的窗口	(11)
1- 氢原子光谱的实验规律	(12)
1- 玻尔氢原子理论	(14)
1- 能级和光谱项	(21)
1- 二体运动的影响	(25)
1- 量子化的引入	(33)
1- 空间量子化	(38)
1- 物质的二象性	(41)
1- 不确定关系	(49)
1- 利用量子力学的结果对玻尔理论的 修正	(52)
第二章 碱金属原子 电子自旋	(57)
2- 碱金属原子光谱的实验规律	(58)
2- 碱金属原子结构	(61)
2- 电子自旋 第四个量子数	(67)
2- 电子的总角动量	(71)
2- 能级的精细结构 碱金属原子态符号	(73)

2-6	单电子辐射跃迁的选择定则.....	(78)
2-7	氢原子能级精细结构.....	(81)
第三章	多电子原子.....	(86)
3-1	氢原子光谱和能级.....	(86)
3-2	具有两个价电子的原子.....	(88)
3-3	泡利原理与等效电子.....	(98)
3-4	三个或三个以上非等效电子形成的原子 态.....	(101)
3-5	辐射跃迁的通用选择定则.....	(104)
3-6	原子的电子壳层结构.....	(111)
3-7	原子基态光谱项.....	(114)
3-8	X 射线.....	(120)
3-9	原子的内层能级结构.....	(127)
第四章	在磁场中的原子.....	(130)
4-1	原子的磁矩.....	(130)
4-2	原子束在不均匀磁场中的分裂.....	(140)
4-3	外磁场对原子的作用.....	(146)
4-4	塞曼效应.....	(151)
4-5	帕邢—巴克效应.....	(160)
第五章	原子核的基本性质与核模型.....	(164)
5-1	原子核的电荷与质量.....	(164)
5-2	原子核的大小和成分.....	(167)
5-3	原子核的自旋和磁矩.....	(172)
5-4	原子核的结合能.....	(179)
5-5	核力.....	(183)
5-6	原子核的液滴模型和结合能的半经验	

公式.....	(187)
5-7 壳层模型.....	(191)
第六章 原子核的衰变.....	(195)
6-1 概述.....	(195)
6-2 放射性衰变规律.....	(200)
6-3 α 衰变.....	(210)
6-4 β 衰变.....	(214)
6-5 γ 衰变.....	(222)
第七章 原子核反应.....	(227)
7-1 概述.....	(227)
7-2 核反应能.....	(230)
7-3 反应截面 反应机制.....	(239)
7-4 重核裂变.....	(244)
7-5 轻核聚变.....	(248)

第一章 单电子原子系统

本章内容属部颁大纲(1980年教育部颁发的高等师范院校原子物理教学大纲)第一章的内容。它包括褚书(褚圣麟编《原子物理学》)第一、二章和第三章前两节的内容,褚书第三章量子力学不属大纲要求,本书未作介绍。

一、重点与要求

1. 掌握氢原子光谱规律,能熟练地应用广义巴耳末公式进行计算。
2. 掌握玻尔的氢原子理论,能导出单电子原子的轨道半径、能级和广义巴耳末公式并能解释氢原子光谱规律。
3. 掌握能级与光谱项的对应关系。
4. 理解量子化通则和它在玻尔理论中的作用。
5. 理解空间量子化的含义,并掌握其规律。
6. 掌握 n, l, m_l 三个量子数的意义和取值范围,深刻理解它们在描写电子状态中的作用。

二、学习中应注意的关键问题

学习本章应抓住两个核心问题:以玻尔氢原子理论为核心的处理单电子系统的理论;以一系列量子数为特色的对电子状态的描述。关于玻尔理论,应注意量子化条件的应用、理论得出的结果和适用范围。而对电子状态的描述,虽然在本章是围绕“轨道”运动展开的,但要注意,严格地讲,并不存在轨道(见例1-19),这里只是为了形象化借用而已,因此、一旦建立起轨道角动量及其空间量子化的概念后,要逐渐淡化

以致消除经典的轨道运动的图象,特别是空间量子化一节,不可纠缠诸如“轨道平面的空间取向到底如何?”之类的问题。既不存在轨道,何谈取向?与此相关,用量子数 n, l, m_l 描写电子状态,也是过渡性的,而最终应该用 n, l, m_l 等量子数来描写电子状态。

1-1 探索原子结构的先锋—— α 粒子散射实验和理论

α 粒子散射实验,是为了揭示原子内正负电荷如何分布而进行的实验。1909年,盖革和马斯顿观察到 α 粒子的大角度(散射角 $\theta > 90^\circ$) 散射,经分析后认定,这种大角度散射不会是由电子引起的,而应该是由一个很强的散射中心引起的。为了解释这种现象,卢瑟福提出一套理论,该理论是以对原子的如下看法为出发点的:原子中心有一个质量很集中的带正

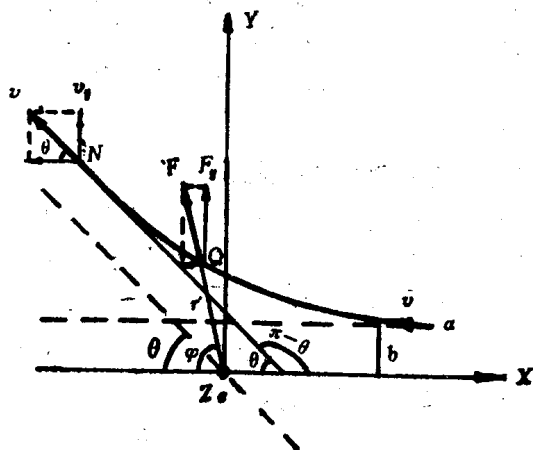


图-11

电的原子核,电子在核外,大角度散射是由原子核引起的。

设想某个 α 粒子曾受某个原子核作用而发生了如图1-1所示的散射。 b 是原子核到 α 粒子入射线间的距离,称为瞄准距离, θ 是散射后 α 粒子的偏转角,称为散射角。由力学原理,可导出散射角 θ 与瞄准距离 b 间有下列关系:

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

或
$$b = \frac{a}{2} \operatorname{ctg} \frac{\theta}{2} \quad (1-2)$$

式中, $a = \frac{2Ze^2}{4\pi\epsilon_0 E}$ 。 E 是 α 粒子的动能,(1-2)式称为库仑散射公式, a 称为库仑散射因数。(又称库仑散射因子)。

有几种方法可以导出(1-1)式,下边介绍一种较为简便的方法:首先假设散射过程满足下列条件: α 粒子仅受原子核一次散射;只有库仑相互作用;忽略电子的散射作用;靶核视为固定不动。

如图1-1所示,设初速为 v 的 α 粒子从无穷远运动到 $Q(r, \varphi)$ 点,由角动量守恒定律给出:

$$M \left(r \frac{d\varphi}{dt} \right) r = Mvb \quad (1)$$

根据库仑定律, α 粒子所受的力为:

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

F 在 Y 轴上的分量为

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

根据牛顿第二定律列出

$$\frac{2Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} \sin\varphi = M \frac{dv_r}{dt} \quad (2)$$

由①和②式解得

$$dv_r = \frac{2Ze^2}{4\pi\epsilon_0 Mvb} \sin\varphi d\varphi \quad (3)$$

对③式求定积分. 积分上限取在初始位置: $v_r = 0, \varphi = 0$. 积分下限取在终点位置: $v_r = v\sin\theta$ (此时 α 粒子的速度等于初速 v . 这一点可由能量守恒定律加以证明). $\varphi = \pi - \theta$.

$$\int_0^{v\sin\theta} dv_r = \frac{2Ze^2}{4\pi\epsilon_0 Mvb} \int_0^{\pi-\theta} \sin\varphi d\varphi$$

解之, 得

$$v\sin\theta = \frac{2Ze^2}{4\pi\epsilon_0 Mvb} (1 + \cos\theta) \quad (4)$$

应用三角函数关系式

$$\operatorname{ctg} \frac{\theta}{2} = \frac{1 + \cos\theta}{\sin\theta}$$

④式变为

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

从(1-1)式可看出, 散射角 θ 与瞄准距离 b 有关, 但因 b 不能直接测量, 所以这个结果的正确性无法用实验给予定量的验证. 为了能定量地验证理论的正确性, 卢瑟福从 θ 与 b 间的关系出发, 导出了下列散射公式:

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

或

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

(1-4) 式称为卢瑟福散射公式。 $d\sigma$ 称为原子的有效散射截面，它是以原子核为球心、以 $b-db$ 和 b 为半径所做的两个球壳，在过球心且垂直 α 粒子入射方向的平面上所截圆环的面积，即

$$d\sigma = 2\pi b|db|$$

$d\Omega$ 是散射角从 θ 到 $\theta+d\theta$ 的空心圆锥立体角。当瞄准距离在 $b-|db|$ 到 b 之间时， α 粒子将被散射到 $d\Omega$ 里去。每个原子都存在这样的散射截面，无论哪个 α 粒子，只要入射方向穿过（因库仑排斥， α 粒子的轨迹并不穿过有效散射截面）任何一个原子的有效截面，都将被散射到 $d\Omega$ 里去，可见 $d\sigma$ 的大小反映了 α 粒子被散射到 $d\Omega$ 里去的概率的大小。

如果散射靶足够薄，使得“各个原子的有效散射截面前后不互相遮蔽”，则有

$$\frac{dn}{n} = \frac{d\Sigma}{A}$$

式中， n 为垂直入射到靶上的 α 粒子数， A 为受 α 粒子照射的靶面积， dn 是散射到 $d\Omega$ 里的 α 粒子数， $d\Sigma$ 是面积为 A 的靶上所有原子的有效散射截面之和，其大小为

$$d\Sigma = NAt d\sigma$$

N 为单位体积靶内的原子数， t 为靶厚。把 $d\Sigma$ 之值代入上式，得

$$\frac{dn}{n} = Nt d\sigma \quad (1-5)$$

或

$$d\sigma = \frac{dn/n}{Nt}$$

由上式可以看出，散射截面的物理意义为：一个入射粒子与单位面积靶上一个原子核发生作用，而被散射到 $d\Omega$ 里的概率。

散射截面有面积的量纲，其单位为靶恩(b)，有时还使用毫靶恩(mb)和微靶恩(μb)

$$1 \text{ 靶} = 10^{-28} \text{ 米}^2$$

$$1 \text{ 毫靶} = 10^{-3} \text{ 靶} = 10^{-31} \text{ 米}^2$$

$$1 \text{ 微靶} = 10^{-6} \text{ 毫靶} = 10^{-34} \text{ 米}^2$$

(1-5)式中的各量是可测的，把 $d\sigma$ 之值代入卢瑟福散射公式(1-4)中，得到一个可定量检验的公式，通过实验验证该公式，结果证实卢瑟福的理论是完全正确的。从而证明卢瑟福对原子的基本看法是正确的。

例1-1 用速度为 $v = 1.6 \times 10^7$ 米/秒的 α 粒子打击金靶，试求 $\theta = 60^\circ$ 和 $d\Omega = 1$ 时金原子的有效散射截面的大小。

[解] 由卢瑟福散射公式

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

已知： $Z = 79$ ， $M \approx 4u = 4 \times 1.66 \times 10^{-27}$ 千克

$$e = 1.6 \times 10^{-19} \text{ 库仑}, \quad \frac{1}{4\pi\epsilon_0} = 9 \times 10^9 \text{ 牛顿} \cdot \text{米}^2 / \text{库仑}^2$$

把上述常数和题给数据代入上式，得

$$d\sigma = (9 \times 10^9)^2 \left[\frac{79 \times (1.6 \times 10^{-19})^2}{4 \times 1.66 \times 10^{-27} \times (1.6 \times 10^7)^2} \right]^2 \frac{1}{\sin^4 30^\circ}$$

$$\approx 18.3 \times 10^{-28} (\text{米}^2) = 18.3 (\text{靶})$$

[讨论] (一) 若其它条件不变, 当 $\theta = 10^\circ$ 时, 计算可知, 此时 $d\sigma = 2 \times 10^4$ 靶; 当 $\theta = 90^\circ$ 时, $d\sigma = 4.6b$. 由此可见, 散射截面对散射角依赖性很强烈, 而且, 大角度散射的截面是非常小的.

(二) 金 (^{197}Au) 原子核的半径约为 6×10^{-15} 米, 其几何截面为 $\pi R^2 = 1.13$ 靶, 这表明有效散射截面不同于原子核的几何截面. 前者是常数, 后者是随 θ 而变的.

(三) 金原子的几何截面约为 10^8 靶, 比 $\theta = 90^\circ$ 的有效散射截面大 7 个量级, 即大角度散射的截面仅占原子几何截面的不到千万分之一, 因此, 完全可以作到靶中“各个原子的有效散射截面前后不互相遮蔽”. 从而保证了大角度散射是一次散射的结果.

例1-2 钋放射的一种 α 粒子的速度为 1.597×10^7 米/秒, 正面垂直入射于厚度为 10^{-7} 米、密度为 1.932×10^4 千克/米³ 的金箔, 试求所有散射在 $\theta > 90^\circ$ 的 α 粒子占全部入射粒子的百分比. 金的原子量为 197.

[分析] 由 (1-1) 式知, 散射角 θ 是瞄准距离 b 的函数. b 越小, θ 越大. 当瞄准距离等于或小于 b 时, 则散射角等于或大于 θ . 因此, 对于散射角等于或大于 θ 的散射, 每个原子的有效散射截面为

$$\Delta\sigma = \pi b^2$$

用此代替 (1-5) 式中的 $d\sigma$, 解之即得所求.

[解] 由 (1-5) 式, 散射角 $\geq \theta$ 的 α 粒子数占全部入射 α 粒子数的百分比为

$$\eta' = Nt\Delta\sigma = Nt\pi b^2$$

由(1-2)式,

$$b = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2Ze^2}{Mv^2} \operatorname{ctg} \frac{\theta}{2}$$

代入上式,得

$$\eta' = Nt\pi \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \left(\frac{2Ze^2}{Mv^2} \right)^2 \operatorname{ctg}^2 \frac{\theta}{2}$$

令 $\theta = 90^\circ$, 则得所求的百分比为

$$\eta = Nt\pi \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \left(\frac{2Ze^2}{Mv^2} \right)^2 \quad (1)$$

把有关常数代入①式,得

$$\eta = 8.54 \times 10^{-8} = 8.54 \times 10^{-4}\%$$

〔讨论〕 (一) 本题也可以用积分求解。由(1-5)式可知, 散射角为 θ 到 $\theta + d\theta$ 的 α 粒子数占全部入射 α 粒子数的百分比为

$$\frac{dn}{n} = Nt d\sigma$$

散射角为 $90^\circ \sim 180^\circ$ 的 α 粒子数所占的百分比为

$$\eta = \int \frac{dn}{n} = Nt \int_{90^\circ}^{180^\circ} d\sigma$$

把(1-3)式中的 $d\sigma$ 代入上式,得

$$\eta = Nt \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \pi \left(\frac{2Ze^2}{Mv^2} \right)^2 \int_{90^\circ}^{180^\circ} \frac{\cos \frac{\theta}{2}}{\sin^3 \frac{\theta}{2}} d\theta$$

因

$$\int_{90^\circ}^{180^\circ} \frac{\cos \frac{\theta}{2}}{\sin^3 \frac{\theta}{2}} d\theta = 1, \text{ 所以}$$

$$\eta = Nt \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \pi \left(\frac{2Ze^2}{Mv^2} \right)^2$$

与①式相同。只是此法需要积分,比较麻烦一些。

(二) 从计算结果来看,在本题所给的条件下, $\theta \geq 90^\circ$ 的粒子约占 $8.5 \times 10^{-4}\%$, 不到 10 万分之一, 而历史上盖革和马斯顿观察到有 8000 分之一的 α 粒子偏转角大于 90° , 显然二者是有明显差别的。这种差别很可能是那时所使用的金箔不够薄, 比本题的 10^{-7} 米 (0.1 微米) 要厚得多而造成的。

(三) 本题的计算适用于 α 粒子垂直入射在靶上的情况。若 α 粒子入射方向与靶表面成 φ 角 ($\varphi < 90^\circ$) 如图 1-2 所示, 这时 α 粒子穿过靶的距离 t' 大于靶厚 t , 有

$$t' = \frac{t}{\sin\varphi}$$

此时, (1-5) 式中的 t 应以 t' 代替之。

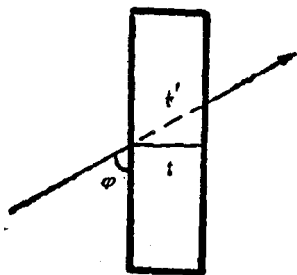


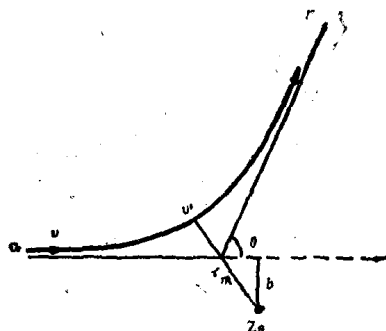
图1-2

1-2 原子的核式结构模型

α 粒子的大角度散射和卢瑟福的理论都说明原子存在一个带正电的原子核。那么, 原子核到底有多大呢? 为了研究原子核的大小, 需要知道 α 粒子与原子核间所能达到的最小距离 r_m 。下面推导 r_m 与散射角 θ 间的关系式。

如图 1-3 所示, 设初速度为 v 的 α 粒子当它与某个原子

核最接近时，速度变为 v' ，根据能量守恒定律和角动量守恒定律，有



$$\begin{cases} \frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}mv'^2 \\ + \frac{2Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r_m} \\ Mvb = Mv' r_m \end{cases}$$

解此二方程，消去 v'

并把 (1-2) 式中的 b 值代

入，得

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

或

$$r_m = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Ze^2}{E} \left(1 + \frac{1}{\sin \frac{\theta}{2}} \right) \quad (1-7)$$

E 为 α 粒子的动能。 r_m 是散射角为 θ 的 α 粒子与原子核曾接近到的最小距离。由此可见， E 越大， r_m 越小，在 E 相同的情况下，散射角 θ 越大， r_m 越小。选取不同能量的 α 粒子进行观测，曾得到：

$$\text{Au}, \quad r_m = 3 \times 10^{-14} \text{ 米}$$

$$\text{Cu}, \quad r_m = 1.2 \times 10^{-14} \text{ 米}$$

$$\text{Ag}, \quad r_m = 2 \times 10^{-14} \text{ 米}$$

在上述观测中发现，即使 r_m 如此之小，卢瑟福的散射理论仍成立。我们知道卢瑟福的理论是建筑在库仑定律成立的基础上的，而库仑定律仅适用于点电荷间的静电作用，这说明