

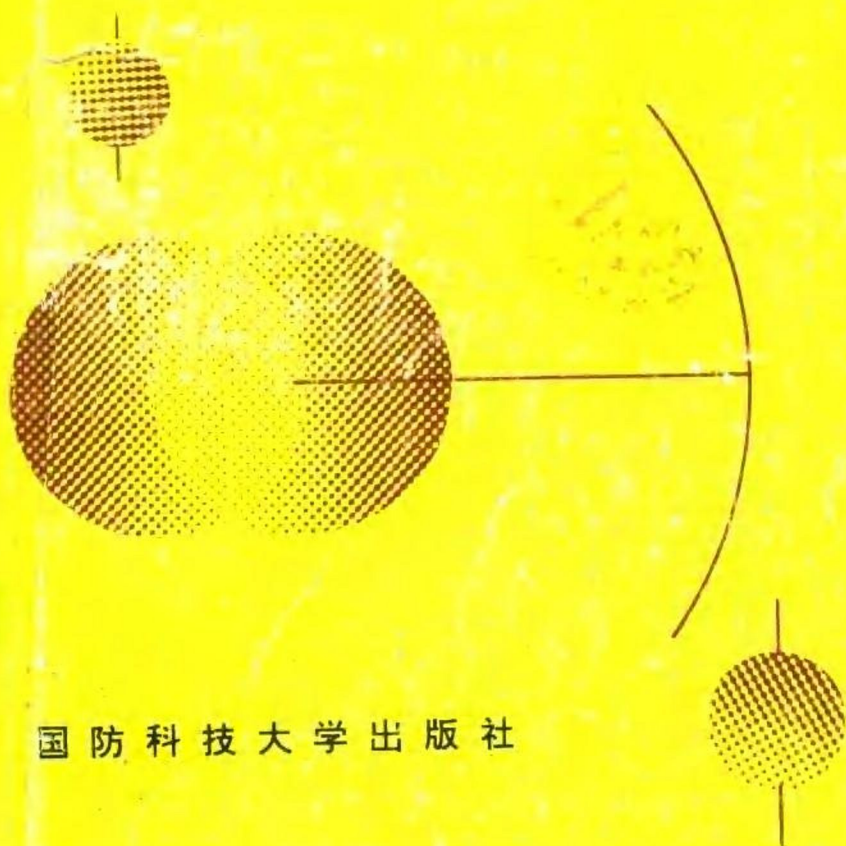
YUANZI

WULI

XUE

○况蕙孙 编著

原子物理学



国防科技大学出版社

原子物理学

况蕙孙 编著

国防科技大学出版社

[湘] 新登字 009 号

内 容 提 要

本书是为大学本科生教学用的教材。书中前六章系统介绍了原子结构的基本知识，后三章则介绍了分子结构、原子核物理、基本粒子的初步知识。以简洁而又鲜明的语言正确介绍了原子物理中一系列重要的典型实验，着重讨论了它们的基本特征，并以之为基础，逐步而又系统地讨论了原子结构的基本概念；既适度地介绍了半经典理论，也恰当地运用了初等量子力学，使读者对原子结构的一系列基本问题能有较系统而清晰的了解。

这部书取材适度，重点突出，对理论和实验的最新进展作了恰当的介绍；在讲述方法上强调与学生原有知识的衔接；问题的提法具有启发性。特别是对初学者容易产生模糊认识或一般教学中不易讲清的地方都作了较认真而恰当的处理。每章之后都有精心选编的习题并附有答案，可供教学中方便使用。

原 子 物 理 学

况蕙孙 编著

责任编辑 张建军

*

国防科技大学出版社出版发行

(长沙北区砚瓦池正街 47 号)

邮编：410073 电话：4436564

新华书店北京发行所经销

长沙宏得利印厂印装

*

850×1168 毫米 1/32 印张：11.8125 插页：1 字数：296 千字

1994 年 7 月第 1 版 1995 年 1 月第 2 次印刷 印数：1001—2000 册

ISBN 7—81024—287—3

O·30 定价：9.80 元

本书如有印刷、装订质量问题，请直接与印刷厂家联系解决

序 言

本书是根据编者多年在国防科技大学应用物理系为本科生讲授原子物理课程的讲稿经补充修改而成。可作为大专院校物理系、应用物理系及相近专业的原子物理课教材或教学参考书。全书内容大致按课程为 60 学时安排；如教学时间不够，第九章可作为课外讲座处理；凡注有 * 号的为选讲内容，教师可以按实际情况灵活处理。有些内容，如光电效应、黑体辐射、X 光绕射等考虑到学生在普通物理的光学部分应该已学过，这里未再列入。

除第九章外，前八章每章都配置了一定数量的习题，书末并附有习题答案。习题数目略大于必作题的数目，可供教师及学习有余力的同学选用。

本书在编写过程中，参考了国内外一些有关书籍或文献资料，其中主要的已列在参考书目中，不再一一说明。白铭复、陈健华两位教授审阅了全书，并提出了宝贵的意见，谨在此表示感谢。

编者水平有限，书中有错误和不妥之处，欢迎批评指正。

编 者

1993 年 5 月于湖南

长沙国防科技大学

目 录

绪论

第一章 原子的核模型

§ 1.1 α 粒子散射实验 (4)

§ 1.2 卢瑟福 α 粒子散射公式 (4)

习题

第二章 玻尔—索末菲理论

§ 2.1 氢原子光谱的实验规律 (17)

§ 2.2 玻尔理论、主量子数 (21)

§ 2.3 折合质量、里德堡常数的修正 (29)

§ 2.4 弗兰克—赫兹实验 (33)

§ 2.5 索末菲量子化条件、角量子数 (38)

* § 2.6 索末菲关于相对论效应的修正 (44)

§ 2.7 空间量子化、磁量子数 (46)

§ 2.8 斯特恩—盖拉赫实验 (51)

§ 2.9 原子的激发和辐射 (54)

习题

第三章 量子力学初步

§ 3.1 波、粒二象性 (65)

§ 3.2 波函数的物理意义 (74)

§ 3.3	薛定格方程	(81)
§ 3.4	一维无限深势阱	(83)
* § 3.5	势垒贯穿	(89)
§ 3.6	一维谐振子、宇称	(92)
§ 3.7	氢原子问题	(96)
* § 3.8	角动量初步理论	(106)
§ 3.9	测不准关系式	(110)

习题

第四章 碱金属原子和电子自旋

§ 4.1	碱金属原子光谱规律	(119)
§ 4.2	原子实极化和“轨道”贯穿	(127)
§ 4.3	碱金属原子光谱的精细结构和电子自旋	(133)
§ 4.4	电子的自旋与轨道运动相互作用能	(142)
* § 4.5	氢原子光谱的精细结构简述、兰姆位移	(152)
* § 4.6	μ 子原子、电子偶素和里德堡原子	(156)

习题

第五章 多电子原子

§ 5.1	LS 耦合和 jj 耦合	(162)
§ 5.2	氦及周期系第二族元素的能级和光谱	(167)
§ 5.3	泡利不相容原理、同科电子	(177)
* § 5.4	氦氖激光器原理	(180)
§ 5.5	原子的磁矩	(182)
§ 5.6	简单塞曼效应	(188)
§ 5.7	复杂塞曼效应	(193)

习题

第六章 原子的壳层结构和伦琴射线谱

- § 6.1 元素的周期性..... (202)
- § 6.2 原子的电子壳层结构..... (205)
- § 6.3 基态原子的原子态或光谱项符号、斯特恩—盖拉赫
实验的解释..... (216)
- § 6.4 标识伦琴光谱..... (221)
- § 6.5 X射线的吸收..... (232)

习题

第七章 分子结构和分子光谱基础

- § 7.1 分子结构和分子光谱的特点..... (238)
- § 7.2 双原子分子的远红外转动光谱..... (243)
- § 7.3 双原子分子的振动—转动光谱..... (247)
- § 7.4 双原子分子的电子状态..... (254)
- § 7.5 双原子分子的电子—振动—转动光谱..... (259)
- * § 7.6 喇曼效应 (265)

习题

第八章 原子核物理基础

- § 8.1 原子核的基本性质..... (274)
- § 8.2 核力简介..... (284)
- § 8.3 核结构模型..... (290)
- § 8.4 原子核的放射性衰变..... (299)
- § 8.5 核反应..... (312)

习题

第九章 基本粒子简介

§ 9.1	物质结构的更深层次·····	(323)
§ 9.2	基本粒子的特征和分类·····	(325)
§ 9.3	对称性和守恒定律·····	(336)
§ 9.4	强子的结构模型·····	(349)
§ 9.5	展望·····	(354)

结束语

习题答案

参考文献

元素周期表

10 的幂词头

常用物理常数表

绪 论

本书主要讨论原子的结构,即介绍原子的核模型,讨论原子内部的电子是怎样分布和运动的,将以一些典型实验事实为前导,逐步展开讨论;此外,还扼要介绍了分子结构,原子核物理和基本粒子物理的初步概念。

原子结构是物质结构的一个层次。在中学物理和化学课中,已介绍过关于物质结构的一些基本知识:

地球上千差万别的各种物质都是由分子和原子组成的;从化学成份上讲,都是由元素组成的,天然存在的元素有 92 种,原子是元素的最小单位;

1 摩尔(克分子)的化学纯的某种物质有 6.022×10^{23} 个分子, 6.022×10^{23} 摩尔⁻¹ 是阿伏加德罗常数;最简单的分子只有一个原子,一般的分子有二个、三个或更多个原子;

原子由 Z (原子序数) 个电子和带正电部分组成,整个原子是电中性的;电子电量的绝对值是 $e = 1.60219 \times 10^{-19}$ 库仑,质量是 $m_e = 9.10956 \times 10^{-31}$ 千克;

Z 个电子的质量远小于整个原子的质量,原子质量主要集中在带正电部分。

以上这些都是根据大量实验事实总结出来的,本书将以此为出发点,不再重复讨论这些内容。

象牛顿力学、马克斯韦耳电磁场理论等所讨论的都是宏观物理现象的有关规律,而原子结构问题则属于微观物理领域。人类的知识来自实践,面对一个新的学科领域,认真分析研究一些基本的

实验事实是极为必要的。本书将介绍诸如卢瑟福 α 粒子散射实验、氢原子光谱、碱金属原子光谱及其精细结构、电子绕射实验、斯特恩—盖拉赫实验、氦原子光谱、塞曼效应等一系列典型的实验事实。正确理解这些实验对了解和掌握原子结构的内在规律会有很大的帮助。任何一个成功的物理实验,其主要目的自然是揭示被研究对象我们所关心的物理特征,以便了解事情的本质;与此同时,实验也必然会涉及一些别的物理因素,对其细节的讨论往往要用较多的篇幅。一般情况下这又并非必要,因此本书在介绍一些典型的实验时,不过多地涉及一些次要的细节。

原子内部电子的运动服从量子力学规律。它与我们所熟悉的牛顿力学有显著的不同。人们从比较熟悉的牛顿力学到建立量子力学理论中间有一个历史过程。在这个过程中出现了以玻尔—索末菲理论为代表的过渡性理论。这种过渡性理论常被称作半经典理论。事实上,量子力学正是在人们对原子结构的研究逐步深入的同时建立起来的。从现代观点看,要系统、深入地研究原子结构问题应该运用量子力学,但我们不可能这样做。本课程的主要目的之一就是为以后学习量子力学做准备。因此,在本课程中如何处理半经典理论和量子力学成为一个重要问题。半经典理论只是一种过渡性理论,有这样那样严重的缺陷,但它比较形象,易与初学者的认识相衔接;因此我们仍对玻尔—索末菲理论作了适当介绍,但将其中一些繁复的数学推导基本略去。在第三章中对量子力学也作了初步介绍。但这种介绍只满足于使后面的讨论能够继续进行下去,并不是对量子力学理论的全面阐述。系统地介绍量子力学的任务应该由其它课程来完成。另外,值得特别指出的是:人们结合对原子结构问题的研究而逐步建立量子力学的过程,的确是辩证唯物主义认识论的一个很好范例。在这方面希望读者给予应有的注意。

原子物理学是物质结构理论的基本的十分重要的组成部分。

在科学技术迅速发展的今天,原子物理学科进一步显示了其地位的重要性。原子物理学既是物理学中的基础学科,又是物理学联接化学、天体物理学、气体动力学和生物物理学等其它自然科学的桥梁。它与材料科学、信息科学、激光技术、辐射输运、等离子体技术、热核聚变、激光分离同位素、精密检测等许多前沿科学和高技术有密切的联系。它的实验技术、理论方法和已经积累起来的十分丰富的原子数据库在许多领域里广泛地被采用。作为一个科学技术人员掌握一定的原子物理知识无疑是十分必要的。

第一章 原子的核模型

§ 1.1 α 粒子散射实验

1.1.1 汤姆逊“面包”模型和卢瑟福核模型

正常情况下，原子是电中性的，由 Z 个电子和带正电荷部分组成。原子的绝大部分质量属于正电荷携带者。

原子中的正电荷的分布历史上曾有两种模型：

(1) 汤姆逊 (J. J. Thomson) 认为正电荷大致均匀地分布在线度约为 10^{-8} cm 的整个原子范围内；而电子则象“葡萄干”嵌在“面包”里一样嵌在正电荷中间，并在平衡位置附近振动。汤姆逊提出这一设想是为解释原子光谱规律性而作的一种尝试。

(2) 卢瑟福 (E. Rutherford) 认为：原子的正电荷和原子的绝大部分质量集中在相对而言很小很小的核（线度为 $10^{-12} \sim 10^{-13}$ cm）内，周围是空荡荡的，只有电子在周围运动。

α 粒子散射实验否定了前者，证明了后者的正确性。

1.1.2 α 粒子散射实验

某一些放射性同位素具有 α 放射性，放出 α 粒子。现在已弄清楚所谓 α 粒子实际就是氦原子核，或者说是氦原子被电离后的带正电部分，带电量 $+2e$ 。某一种 α 放射性同位素放出的 α 粒子具有一定的动能（例如几个百万电子伏）。如图 1—1，让一细束 α 粒子射到某种金属箔（例如金箔）上， α 粒子会改变运动方向，称为被散射， φ 为散射角或偏转角。图中 M 是观测 α 粒子的仪器，它前面有荧光屏 S ， α 粒子打上去，会产生闪光。改变 M 的位置，就可以测得入射的 α 粒子中，有百分之几它们的散射角是 5° 左右，有百分之几

是 10° 左右, 等等。1909 年卢瑟福的学生 H. Geiger 和 E. Marsden 做了该实验。实验的最重要结果之一是: 发现大约有 $1/8000$ 的 α 粒子其散射角大于 90° , 甚至接近 180° , 简称存在大角散射。

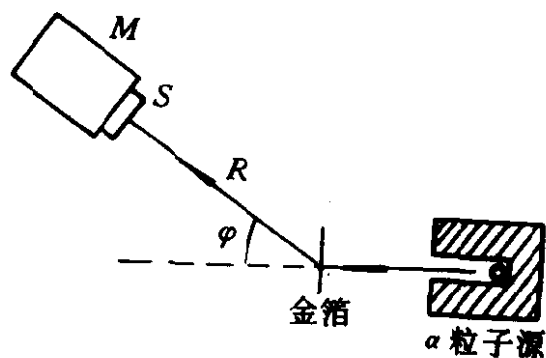


图 1-1 α 粒子散射实验示意图

1.1.3 汤姆逊模型的困难

α 粒子之所以会改变运动方向, 是由于在穿过金属箔时, 受到了金属原子的作用力。金属原子由 Z 个电子和带正电荷的部分组成; 以 M_α 表示 α 粒子的质量, 由于电子的质量 $m_e \ll M_\alpha$, 因此电子不可能明显改变 α 粒子的运动方向, 电子的影响可忽略不计, 至少在讨论大角散射时这样做是可以的; 使 α 粒子明显改变运动方向的因素是金属箔原子中的带正电部分。就重元素而言, 其电量为电子电量绝对值的数十倍, 和 α 粒子之间有库仑斥力相互作用, 其质量又明显大于 α 粒子的质量。

但是按汤姆逊模型, 金属箔原子的带正电部分不能使 α 粒子发生大角散射; 而核模型则可以。汤姆逊模型认为 $+Ze$ 大致均匀分布在半径 R 约为 10^{-8}cm 的整个原子范围内, 易知此时 $+Ze$ 所产生场的场强数值最大的地方在 $r = R$ 处, r 是离球心的距离, 该处场强数值是 $Ze/(4\pi\epsilon_0 R^2)$; 在球体内部, 场强反而比较小, 如图 1-2(b)。因此大致在 α 粒子“掠射”情况下, 如图 1-2(a) 所示, 会获得最大偏转。但是由于相对而言 R 已相当大, 所以电场的值不会很大, 因而入射 α 粒子不会获得大的横向动量增量, 其轨迹不会有大的偏转。较仔细的估算表明, 对金 ($Z = 79$) 靶, 入射 α 粒子动能为 5MeV 时, 偏转不会超过 10^{-3} 弧度。而卢瑟福模型则不然, 他认为

原子的正电荷 $+Ze$ 集中在半径约 $10^{-12} \sim 10^{-13}\text{cm}$ 的极小范围内,因而靠近原子核处的场强会相当强, α 粒子会受到相当大的斥力,如图 1—2(c),可以有较大的偏转。

人们也做过如下的考虑:汤姆逊既然认为原子的正电荷分布在整个原子范围内,在金属箔中,原子大致一个挨一个地排列着, α 粒子穿过箔片,会受到许多次散射(如箔厚 10^{-4}cm , 散射约 10^4 次),虽然每次散射获得的偏转量很小,但有无可能通过多次散射积累起一个较大的偏转角?实际上,这种可能性是极小极小的,因为

多次散射中粒子每次偏转是随机的,这一次散射使粒子轨迹往上偏,下一次散射使粒子轨迹往下偏……,因此极难积累起一个大的偏转角。总的偏转角应服从正态分布,有人估算过,获得大于 90° 散射角的几率是 10^{-3500} , 远远小于实验值。

§ 1.2 卢瑟福 α 粒子散射公式

1.2.1 α 粒子运动的微分方程

现在我们用核模型来处理 α 粒子散射问题。我们只考虑 α 粒子与靶核之间的库仑相互作用,忽略电子的影响;质量为 M_α 、带电

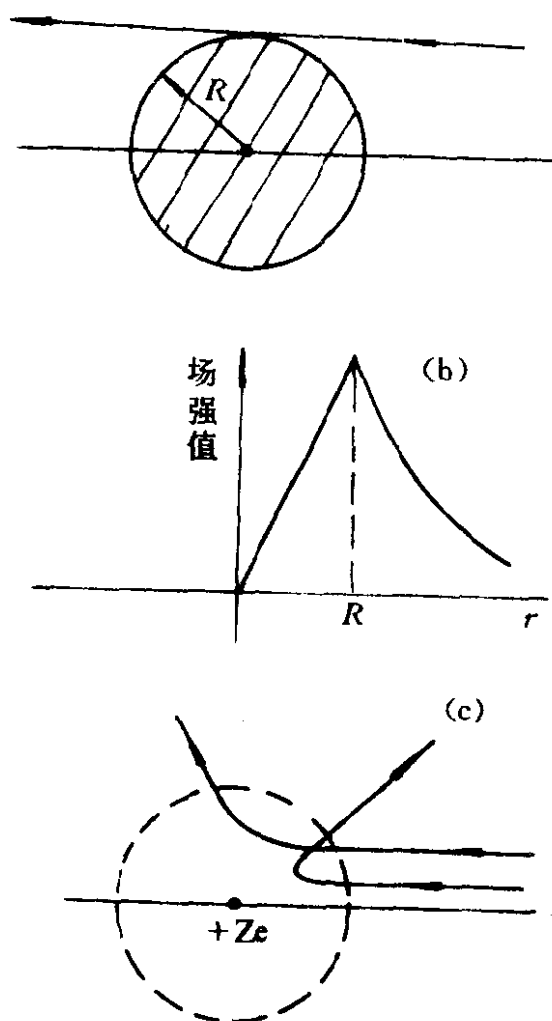


图 1—2 两种模型对 α 粒子散射的比较

量 $+2e$ 的 α 粒子在质量为 $M_{\text{靶}}$ 、带电量 $+Ze$ 的核的库仑场中运动、由于 $M_{\text{靶}}$ 一般是 M_{α} 的数十倍，可近似认为靶核静止（这样作不会引起大的误差，要修正也是不难的，见第二章 § 2.3）。取作力心，这样就是理论力学中已讨论过的有心力场问题（不管质点在何处，其所受力始终通过一定点）。

设在无穷远处，粒子以速度 v_{∞} 入射，取 v_{∞} 与靶核构成的平面，则质点始终在该平面内运动。如图 1-3，取极坐标，质点在某瞬间的位置用 r, θ 表示。图中取极轴与 v_{∞} 平行，从无穷远处入射时粒子到极轴的距离称为瞄准距离，用 b 表示。

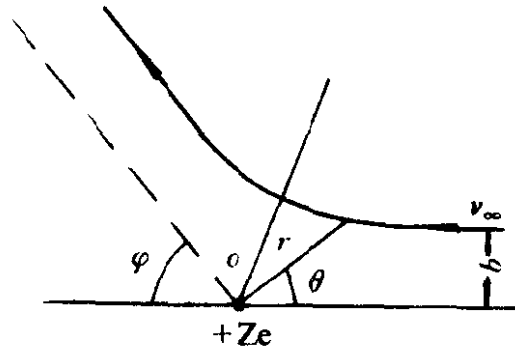


图 1-3 α 粒子在核库仑场中的运动

用极坐标时，粒子的加速度公式是

$$a = (\ddot{r} - r\dot{\theta}^2)e_r + (2\dot{r}\dot{\theta} + r\ddot{\theta})e_{\theta} \quad (1.2-1)$$

e_r, e_{θ} 为相应方向单位矢。

在有心力场中，质点所受力可表为

$$F = F(r)e_r \quad (1.2-2)$$

当力为斥力时， $F(r)$ 取正，引力取负。在本问题中

$$F(r) = + \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2Ze^2}{r^2} \quad (1.2-3)$$

按牛顿第二定律有

$$\left. \begin{aligned} M_{\alpha}(\ddot{r} - r\dot{\theta}^2) &= F(r) \\ M_{\alpha}(2\dot{r}\dot{\theta} + r\ddot{\theta}) &= \frac{M_{\alpha}}{r} \frac{d}{dt}(r^2\dot{\theta}) = 0 \end{aligned} \right\} \quad (1.2-4)$$

第二式的物理意义是很清楚的, $M_a r^2 \dot{\theta}$ 是对力心的角动量值, 在有心力场问题中, 角动量是守恒量。令

$$r^2 \dot{\theta} = l \quad (1.2-5)$$

又作变量替换

$$u = \frac{1}{r} \quad (1.2-6)$$

则

$$\dot{\theta} = l u^2$$

又易知

$$\dot{r} = \frac{dr}{dt} = \dot{\theta} \frac{d}{d\theta} \left(\frac{1}{u} \right) = -l \frac{du}{d\theta}$$

$$\ddot{r} = -l^2 u^2 \frac{d^2 u}{d\theta^2}$$

全部代回 (1.2-4) 的第一式, 得

$$l^2 u^2 \left(\frac{d^2 u}{d\theta^2} + u \right) = -\frac{F(r)}{M_a} \quad (1.2-7)$$

这就是质点在有心力场中运动时轨道的微分方程。

1.2.2 α 粒子被靶核散射时偏转角 φ 与

瞄准距离 b 之间的关系

以 $F(r)$ 的具体形式 (1.2-3) 代入 (1.2-7), 有

$$l^2 u^2 \left(\frac{d^2 u}{d\theta^2} + u \right) = -\frac{1}{M_a} \frac{2Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r^2}$$

即

$$\frac{d^2 u}{d\theta^2} + u = -\frac{2Ze^2}{4\pi\epsilon_0 l^2 M_a}$$

此式的通解是

$$u = A \cos \theta + B \sin \theta + C$$

代回原式知

$$C = \frac{-2Ze^2}{4\pi\epsilon_0 l^2 M_a}$$

A, B 待定。

从图 1-3 知, α 粒子从右边无限远处以速度 v_∞ 自右向左射

来,瞄准距离为 b ,这些都是初始条件,由此可定出 A, B .

因为 $\theta = 0$ 时, $r = \infty$, 知 $A = -C$; 又因 $\theta = 0$ 时, $y = b$, 知 $B = 1/b$.

角动量 $M_a r^2 \dot{\theta} = M_a l$ 是守恒量, 现知其开始时值为 $M_a v_\infty b$, 乃知 $l = v_\infty b$. 全部代回原式, 知

$$u = \frac{1}{r} = \frac{1}{b} \sin \theta + \frac{2Ze^2}{4\pi\epsilon_0 M_a v_\infty^2 b^2} (\cos \theta - 1)$$

这就是 α 粒子的运动轨迹。

就微观线度而言, 测量仪器离靶核已很远, 可认为 $\theta = \pi - \varphi$ (φ 是偏转角) 时, r 又为 ∞ , 因而

$$0 = \frac{1}{b} \sin \varphi + \frac{2Ze^2}{4\pi\epsilon_0 M_a v_\infty^2 b^2} (-\cos \varphi - 1)$$

由此求出所要的公式

$$\operatorname{ctg} \frac{\varphi}{2} = \frac{4\pi\epsilon_0 M_a v_\infty^2 b}{2Ze^2} \quad (1.2-8)$$

此式反映 α 粒子被靶核库仑场散射后, 偏转角 φ 和瞄准距离 b 之间的关系。

有时为了使公式表示得更简洁, 引入一个物理量 a , 它是当 α 粒子从无限远处入射并与靶核发生“对头”碰 (即 $b = 0$ 时), 两者之间能达到的最近距离, 即

$$\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2Ze^2}{a} = \frac{1}{2} M_a v_\infty^2$$

代入 (1.2-8), 有

$$\operatorname{ctg} \frac{\varphi}{2} = \frac{2b}{a} \quad (1.2-8')$$

注意这仅仅是为了使公式简洁而引入的。一般情况下 $b \neq 0$; 为了保证角动量守恒, 粒子的速度 v 也不会等于零; 因此一般情况下, α 粒子与靶核间的最近距离将大于 0.

上述推导无疑是正确的, 但所得结论即 (1.2-8) 式无法直接