

原子物理学

——多媒体教学课件

华东理工大学物理系

作者: 葛自明

2018 年 2 月 18 日



同学们的初等和中等教育是全国
不同的地区，欢迎学习《近代物
理》课程！希望并相信同学们一
定能够把《近代物理》学好！





2011年国家最高科学技术奖

谢家麟

吴良镛



谢家麟



加速器物理学家。生于黑龙江省哈尔滨市，原籍河北武清。1943年毕业于燕京大学。1951年获**美国斯坦福大学物理系**博士学位。现任**中国科学院高能物理研究所**研究员。在美期间，曾领导研制成功**世界上能量最高的医用电子直线加速器**。1955年回国后，于60年代初领导完成一台可向高能发展的电子直线加速器、大功率速调管和电子回旋加速器等科研目。**80年代领导北京正负电子对撞机工程的设计、研制和建造**。90年代初领导建成**北京自由电子激光**。

前言

1. 经典物理到现代物理的过渡

在大学基础物理课程中，力学、热学、电磁学和光学属于经典物理学课程，都是十九世纪已完善的理论。原子物理学属近代物理学课程，它是研究物质在原子层次内由什么组成，它们如何作用，发生什么样的运动形态的理论。正像我们涉及高速运动的对象时，必须借助于狭义相对论理论一样。当我们步入微观世界时，必须用量子理论代替经典的牛顿力学。

前言

2. 经典物理与近代物理的特征

基础物理学的最大特点是有清晰的物理图像，鲜明的物理思想，通过建立具体的物理模型去把握所研究的对象。将原子物理学放在基础物理课程中讲授，正是为了突出这些特点，避开量子力学复杂的数学计算。

通过原子物理学课的学习，不仅要掌握原子世界的基本规律，还要关注物理学家们那种创造性研究问题的思想和方法，以培养自己的创新能力。

第一章 原子位形、卢瑟福散射

一、考核知识点

- 1. 原子的大小和质量
- 2. 原子的核式结构

二、考核要求

1. 原子的大小和质量

- 识记：原子的大小和质量
- 领会：测量原子大小的方法

2. 原子的核式结构

- 识记：原子的核式结构
- 领会：原子的核式结构的实验方法
- 简明应用：用 α 粒子散射理论推算原子的大小
用 α 粒子散射理论确定原子的种类



第二章 原子的能级和辐射

一、考核知识点

- 原子光谱的一般规律
- 玻尔的氢原子理论
- 电子的椭圆轨道理论

二、考核要求

1. 识记

- 氢原子光谱各线系的规律
- 类氢离子光谱各线系的规律
- 量子化通则

2. 领会

- 玻尔的氢原子理论
- Sommerfeld电子的椭圆轨道理论
- 原子能级的实验验证
- 原子轨道取向的量子化及实验验证
- 对应原理

3. 简明应用

- 类氢离子光谱的玻尔理论解释
- 原子的激发与辐射

第三章 量子力学初步

一、考核知识点

- 物质的二象性
- 测不准原理
- 波函数及其物理意义
- Schrodinger方程
- 量子力学对氢原子的描述

二、考核要求

1. 识记

- 物质的二象性
- Schrodinger方程
- 定态

2. 领会

- 测不准原理
- 波函数及其物理意义

3. 简明应用

- Schrodinger方程求解量子力学问题几个特例

4. 综合应用

- 量子力学对氢原子的描述

第四章 碱金属原子和电子的自旋

一、考核知识点

- 碱金属原子光谱的结构规律
- 碱金属原子光谱精细结构的规律
- 电子的自旋运动和轨道运动及其应用
- 单电子辐射的选择定则
- 氢原子光谱精细结构的规律

二、考核要求

1. 识记

- 碱金属原子光谱的结构规律
- 原子实的几极化和轨道贯穿
- 碱金属原子光谱精细结构规律
- 单电子辐射的选择定则
- 氢原子光谱精细结构的规律

2. 领会

- 电子的自旋运动和轨道运动及其相互应用
- 原子实的几极化和轨道贯穿对碱金属原子光谱结构的影响
- 氢原子光谱精细结构的实验验证—蓝母移动

3. 简明应用

- 电子的自旋运动和轨道运动及其相互应用对碱金属原子光谱精细结构规律的解释
- 电子的自旋运动和轨道运动及其相互应用对氢原子光谱精细结构规律的解释

第五章 多电子原子

一、考核知识点

- 氦原子及周期系第二族元素的光谱和能级
- 具有两个价电子的原子态
- 泡利原理与同科电子
- 复杂原子光谱的一般规律
- 辐射跃迁的选择定则

二、考核要求

1. 识记

- 氢原子及周期系第二族元素的光谱和能级结构规律
- 泡利原理与同科电子
- 复杂原子光谱的一般规律
- 辐射跃迁的选择定则

2. 领会

- 两个价电子耦合（LS耦合和JJ耦合）形成的原子态
- 多个价电子耦合形成的原子态

3. 简明应用

- 原子激发和辐射跃迁的一个特例—氦氖激光器

第六章 在磁场中的原子

一、考核知识点

- 原子的磁矩
- 外磁场对原子的作用

二、考核要求

1. 识记

- 电子的自旋磁矩
- 电子的轨道磁矩
- 单电子原子的总磁矩
- 具有两个或两个以上电子的原子的磁矩

2. 领会

- 外磁场对原子的作用
- 原子的空间取向量子化的实验验证

3. 简明应用

- 顺磁共振
- 塞曼效应
- 物质的磁性

第七章 原子的壳层结构

一、考核知识点

- 元素性质的周期变化
- 原子的电子的壳层结构
- 原子基态的电子组态

二、考核要求

- 识记：元素性质的周期变化
- 领会：元素性质的周期变化
- 简明应用：原子基态的电子组态

第八章 X 射线

一、考核知识点

- X 射线的产生及波长和强度的测量
- X 射线发射谱的规律
- X 射线发射谱同原子能级的关系
- X 射线的吸收
- 康普顿散射

二、考核要求

1. 识记

- X 射线
- X 射线发射谱的规律
- X 射线的吸收规律

2. 领会

- X 射线发射谱同原子能级的关系
- 康普顿散射

3. 简明应用

- X 射线在晶体中的衍射

第九章 原子核

一、考核知识点

- 原子核的基本性质
- 原子核 的放射性衰变
- 射线同实物的相互作用和放射性的应用
- 核力
- 原子核的结构模型
- 原子核反应
- 原子核裂变和原子能
- 原子核的聚变和原子能利用的展望

二、考核要求

1. 识记

- 原子核的基本性质

2. 领会

- 原子核 的放射性衰变
- 核力
- 原子核的结构模型
- 原子核反应
- 原子核裂变和原子能
- 原子核的聚变和原子能利用的展望

3. 简明应用

- 射线同实物的相互作用和放射性的应用

原子物理学

——多媒体教学课件 第1章 原子的核式结构

华东理工大学物理系

作者: 葛自明

2018 年 2 月 18 日

第一章 原子位形、卢瑟福散射

§ 1.1 原子的背景知识

§ 1.2 库仑散射 (α 粒子散射)

§ 1.3 卢瑟福散射公式

§ 1.1 背景知识

- 1. 原子的质量
- 2. 原子的大小
- 3. 原子的组成
- 4. 原子的模型

§ 1.1 背景知识

- 1. 原子的质量
- 2. 原子的大小
- 3. 原子的组成
- 4. 原子的模型

1. 原子的质量

一百多种元素的原子，其质量各不相同。将自然界最丰富的 ^{12}C 的原子质量定为12个单位，记为12u，u为原子质量单位

$$u = \frac{12(g)}{N_A} \frac{1}{12} = \frac{1(g)}{N_A} = 1.660 \times 10^{-27} \text{ kg} = 931.5 \text{ MeV}/c^2$$

元素 X 的原子质量为 $M(\text{X}) = \frac{A(g)}{N_A} = A u$

A 是原子量，代表一摩尔原子以克为单位的质量数。

2. 原子的大小

将原子看作是球体,其体积为 $\frac{4}{3}\pi r^3$,一摩尔原子占体积为

$$\frac{4}{3}\pi r^3 N_A \equiv \frac{A(g)}{\rho}, \quad \rho(\text{g/cm}^3) \text{ 是原子质量密度。}$$

原子的半径为

$$r = \left(\frac{3A}{4\pi\rho N_A} \right)^{\frac{1}{3}}$$

例如 **Li** 原子 $A=7$, $\rho =0.7$, **$r_{Li} = 0.16\text{nm}$** ;

Pb 原子 $A=207$, $\rho =11.34$, **$r_{Pb} = 0.19\text{nm}$** ;

3. 原子的组成

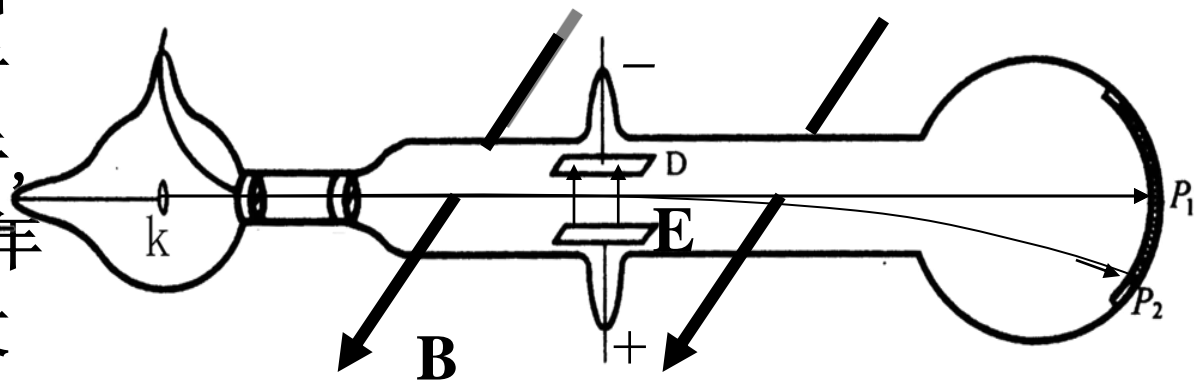
1897年汤姆逊从如右图放电管中的阴极射线发现了带负电的电子，并测得了 e/m 比。1910年密立根用油滴做实验发现了电子的电量值为

$$e = 1.602 \times 10^{-19} \text{ (C)}$$

从而电子质量是

$$m_e = 9.109 \times 10^{-31} \text{ kg} = 0.511 \text{ MeV}/c^2 = 5.487 \times 10^{-4} u$$

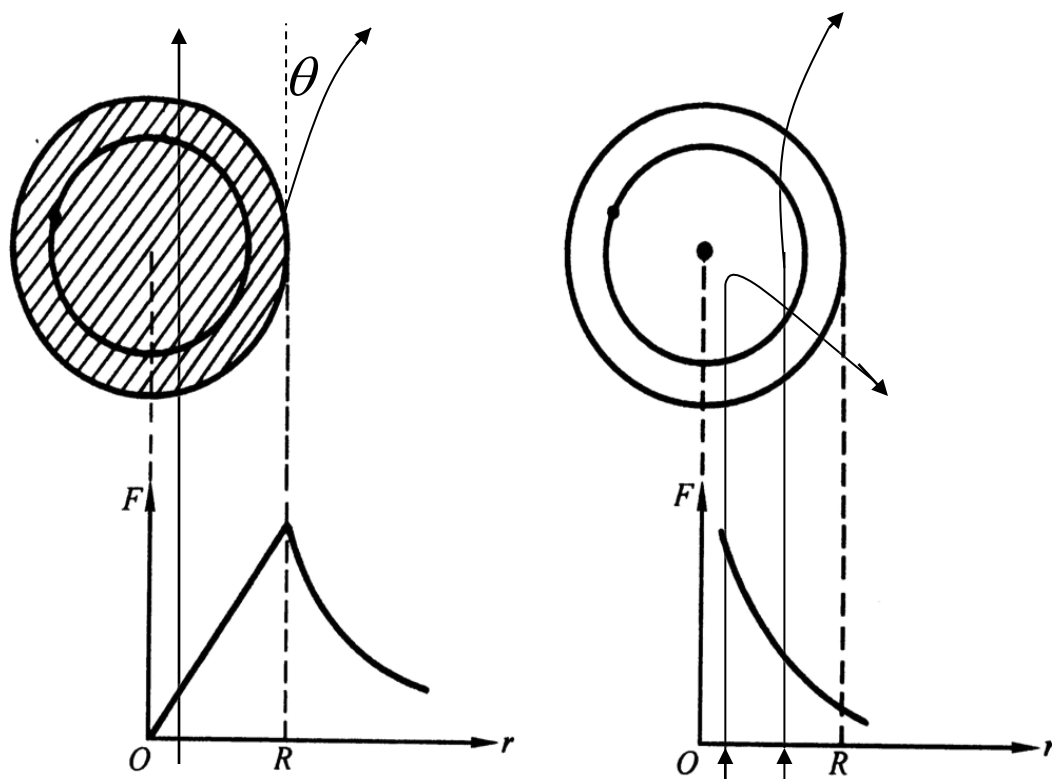
原子是由电子和原子核组成的，这是卢瑟福在1911年提出的原子模型。



汤姆孙在 1897 年使用的放电管

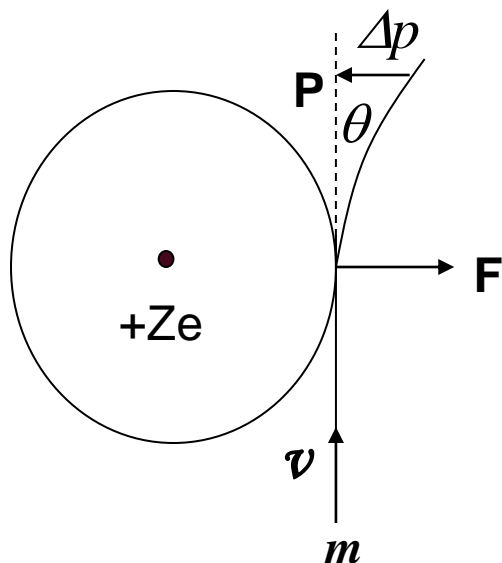
4. 原子的模型

汤姆逊提出原子的布丁(pudding)模型,认为**正电荷均匀分布**在半径为 R 的**原子球体内**,电子像布丁镶嵌在其中,如下图



两种不同电荷分布引起不同的相互作用

卢瑟福等人用质量为 4.0034 u 的高速 α 粒子
(带 $+2e$ 电量) 撞击原子, 探测原子结构。按照布丁模型, 原
子只对掠过边界 (R) 的 α 粒子有较大的偏转。



$$\Delta p = F \Delta t = \frac{2Ze^2}{4\pi\epsilon_0 R^2} \frac{2R}{v}$$

$$\theta_{\max} = \frac{\Delta p}{p} = \frac{2Ze^2}{4\pi\epsilon_0 R} / \frac{1}{2} m v^2$$

$$\begin{aligned} \theta_{\max} &= \frac{2Z \times 1.44 \text{ fm} \cdot \text{MeV}}{0.1 \text{ nm} E_K (\text{MeV})} \\ &= 3 \times 10^{-5} \frac{Z}{E_K (\text{MeV})} \end{aligned}$$

近代物理（原子物理）**重要参数：**

$$e^2 = 1.44\text{fm} \cdot \text{MeV} = 1.44\text{nm} \cdot \text{eV}$$

特殊单位制**参数 k：**

$$k = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} = 1$$

原子中**势能的数量级：**

$$U = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{r} = \frac{1.44\text{nm} \cdot \text{eV}}{0.1\text{nm}} = 14.4\text{eV}$$

例如, $E_K = 5.0 \text{ MeV}$, $Z(\text{金}) = 79$, θ

$\theta_{max} < 10^{-3}$ 弧度 $\approx 0.057^\circ$ 。要发生大于 90° 的散射,

需要与原子核多次碰撞, 其几率为 10^{-3500} !

但实验测得大角度散射的几率为 $1/8000$,

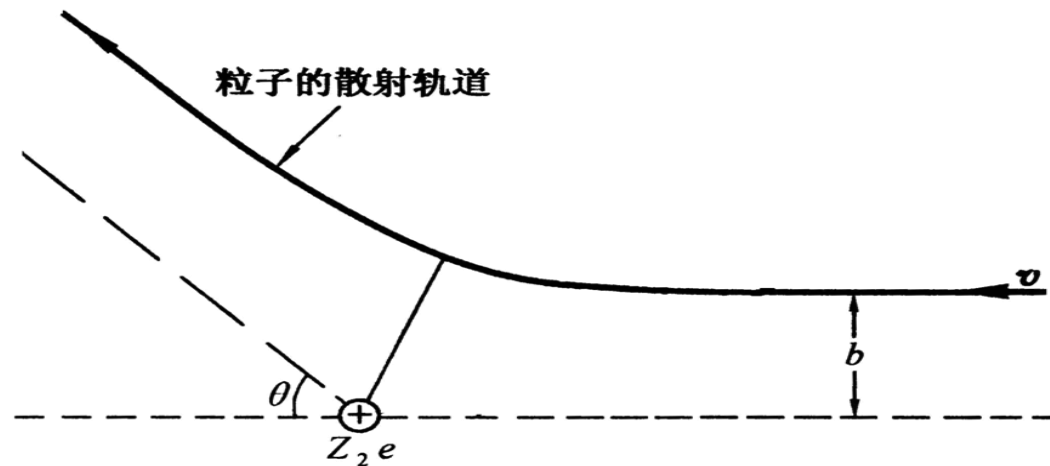
为此, 卢瑟福提出了原子有核模型。

§ 1.2 库仑散射

- 1. 库仑散射角公式
- 2. 核大小的估算
- 3. 一些讨论

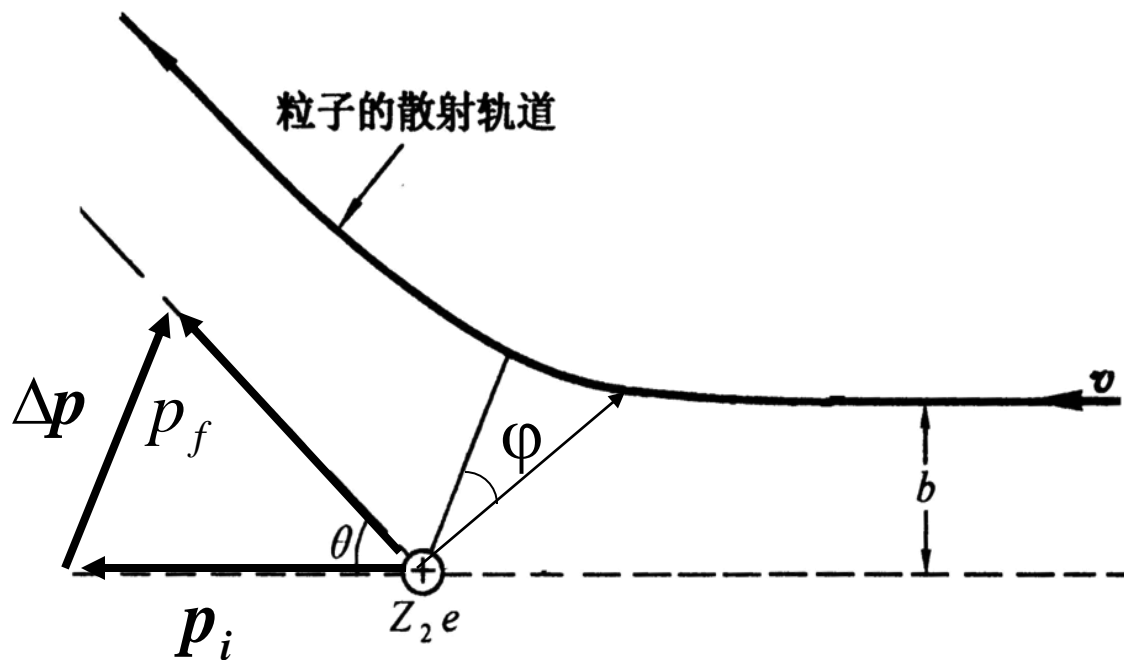
1. 核库仑散射角公式

动能为 E_K 的 α 粒子从无穷远以瞄准距离 b 射向原子核;在核库仑力作用下,偏离入射方向飞向无穷远,出射与入射方向夹角 θ 称散射角。这个过程称库仑散射。



带电粒子的库仑散射

假设： 1. 将**卢瑟福散射**看作是 α 粒子和原子核两个点电荷在库仑力作用下的**两体碰撞**。**忽略原子中的电子的影响**。 2. 在原子核质量 $M \gg m_\alpha$ (α 粒子质量) 时,**可视****为核不动**,于是问题化为单质点 m 在有心反平方库仑斥力作用下的运动问题。



带电粒子的库仑散射

我们关心从无限远来的 α 粒子（初态）经库仑力作用后又飞向无穷远的运动状态（末态）。由机械能守恒因而动量大小不变，有

$$P_f = P_i = mv$$

在作用区动量的变化 ΔP 可由库仑力的冲量定理给出

$$\Delta p = 2p \sin \frac{\theta}{2} = 2mv \sin \frac{\theta}{2} = \int_{-\infty}^{\infty} F \cos \varphi dt$$

积分转换变量

$$dt = \frac{dt}{d\varphi} d\varphi = \frac{d\varphi}{\omega}$$

$$\Delta p = \int_{-\infty}^{\infty} F \cos \varphi dt = \int_{-\infty}^{\infty} F \cos \varphi \frac{d\varphi}{\omega}$$

在有心力场中角动量守恒

$$L = mr^2 \dot{\phi} = m v b$$

$$\frac{1}{\dot{\phi}} = \frac{r^2}{v b}$$

将 $\dot{\phi}$ 代入上式积分

$$2mv \sin \frac{\theta}{2} = \int_{-\frac{(\pi-\theta)}{2}}^{\frac{(\pi-\theta)}{2}} \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 v b} \cos \phi d\phi = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 v b} 2 \sin\left(\frac{\pi}{2} - \frac{\theta}{2}\right)$$

$$b = \frac{a}{2} \cot \frac{\theta}{2}$$

称库仑散射公式。其中

$$a = \frac{z_1 z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 E_K}, E_K = \frac{1}{2} m v^2$$

2. 核大小的估算

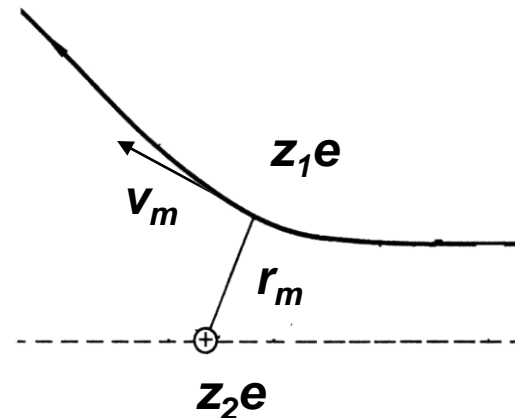
取轨道近日点距作为核大小的量度, 在近日点有

$$\frac{1}{2}mv_m^2 + \frac{Z_1Z_2e^2}{4\pi\epsilon_0 r_m} = \frac{L^2}{2mr^2} + \frac{Z_1Z_2e^2}{4\pi\epsilon_0 r_m} = E_K \rightarrow \frac{b^2}{r_m^2} + \frac{a}{r_m} = 1$$

$$r_m = \frac{1}{2} \left(a + \sqrt{a^2 + 4b^2} \right) = \frac{a}{2} \left(1 + \sqrt{1 + \cot^2 \frac{\theta}{2}} \right) = \frac{a}{2} \left(1 + \csc \frac{\theta}{2} \right)$$

特别是当 $\theta = \pi$, $r_m = a$, a 是粒子将全部动能转化为势能时的距离, 即

$$\frac{Z_1Z_2e^2}{4\pi\epsilon_0 a} = E_K$$



3. 一些讨论

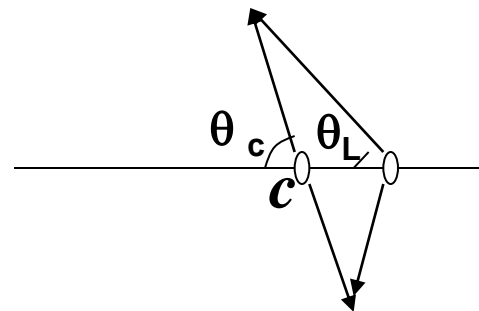
① 库仑散射公式只在库仑力作用下才成立，在小角度散射下，当 α 粒子进入原子中时，由于内层电子对核的屏蔽作用，这时 α 粒子感受到非库仑力的作用，上公式不再成立；当 $r_m \leq R_{\text{核}} + r_\alpha$ 时，核力作用将影响散射，公式也不成立。

② 考虑核的反冲运动时，必须作两体问题处理，引入折合质量 $\mu = \frac{mM}{m+M}$ ，可化为 μ 在固定力心库仑场中的运动，故散射公式不变，但公式中

3. 一些讨论

$$E_K \rightarrow E_K^{(c)} \text{ (质心系动能)}$$

$$\theta \rightarrow \theta_c \text{ (质心系动能)}$$



$$\text{散射公式为 } b = \frac{a_c}{2} \cos \frac{\theta_c}{2}, a_c = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_o E_k^{(c)}}$$

$E_K^{(L)}$ 和 $E_K^{(c)}$ 的关系为

$$E_K^{(L)} = \left(1 + \frac{m}{M}\right) E_K^{(c)}$$

§ 1.3 卢瑟福散射公式

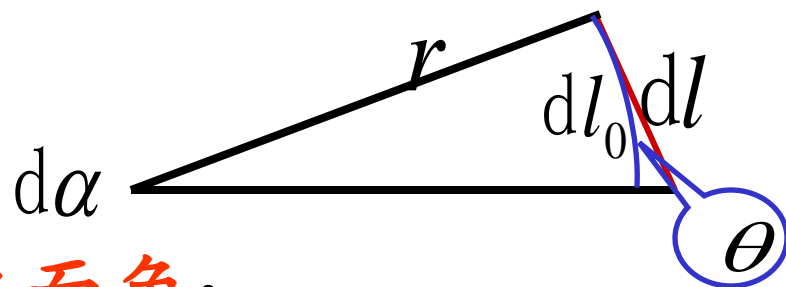
- 1. 卢瑟福散射公式的推导
- 2. 卢瑟福散射公式的实验验证

1. 立体角的概念

1) 平面角 由一点发出的两条射线之间的夹角

记做 $d\alpha$

设射线长为 r ,



线段元 dl 对某点所张的平面角:

$$d\alpha = \frac{dl_0}{r} = \frac{dl}{r} \cos \theta$$

单位: 弧度

dl_0 是以 r 为半径的圆弧

θ 是线段元 dl 与 dl_0 之间的夹角

2) 立体角

面元 dS 对某点所张的角叫做立体角

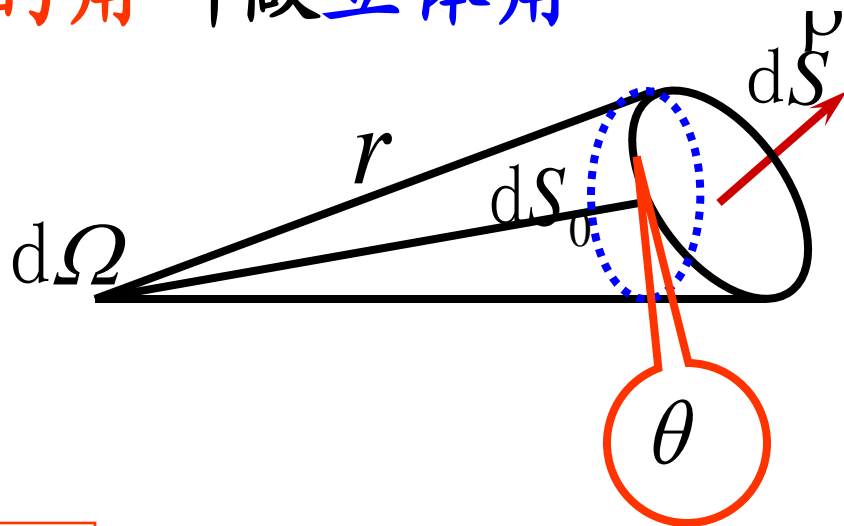
即锥体的“顶角”

对比平面角有

定义式：

$$d\Omega = \frac{dS_0}{r^2} = \frac{dS}{r^2} \cos \theta$$

单位：球面度



dS_0 是以 r 为半径的圆锥对应的球面元

θ 是面元 dS 与球面元 dS_0 间的夹角

闭合平面曲线对曲线内一点所张的平面角

$$\alpha = \oint_l d\alpha = \oint_l \frac{dl}{r} \cos\theta = \oint_{l_0} \frac{dl_0}{r} = 2\pi$$

弧度

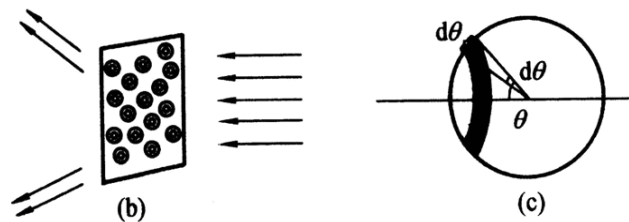
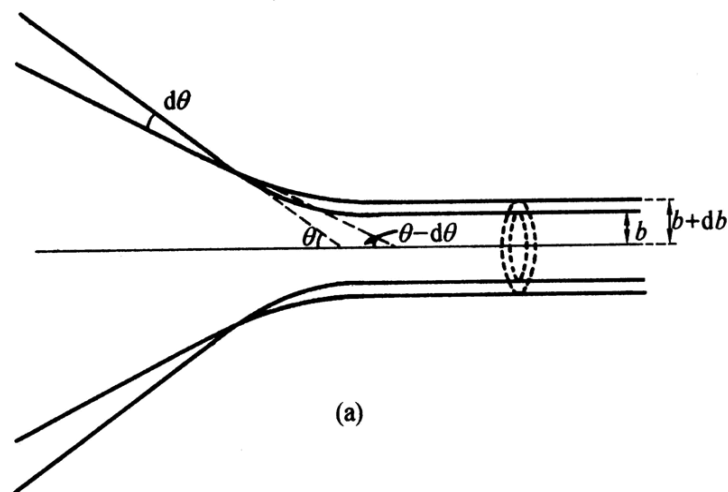
闭合曲面对面内一点所张的立体角

$$\Omega = \oint_s d\Omega = \oint_s \frac{dS_0}{r^2} = 4\pi$$

球面度

1. 卢瑟福散射公式的推导

实验并不能观测单个 α 粒子的散射过程。卢瑟福散射实验是将放射源（如 ^{214}Po ）在单位时间内放出的 N 个 α 粒子 均匀射向 面积为 A 的靶面上，经核库仑力 一次散射在 θ 方向上，其中有 dN 个 α 粒子散射在 $\theta \sim \theta + d\theta$ 圆锥壳内，并被接收探测，所以可测量是 dN/N 百分比或几率（见图）



散射几率计算图示

从理论上如何给出 dN/N 呢？

从图示并借助 $b \sim \theta$ 对应关系，不难给出一个 α 粒子：

$$\begin{aligned}\frac{dN}{N} &= \frac{d\sigma}{A} = \frac{2\pi b|db|}{A} \\ &= \frac{2\pi}{A} \frac{a}{2} \cot \frac{\theta}{2} \left| -\frac{a}{2} \csc^2 \frac{\theta}{2} \frac{d\theta}{2} \right| \\ \frac{dN}{N} &= \frac{2\pi a^2}{8A} \frac{2 \cos \frac{\theta}{2} \sin \frac{\theta}{2} d\theta}{2 \sin^4 \frac{\theta}{2}} = \left(\frac{a}{4} \right)^2 \frac{2\pi \sin \theta d\theta}{A \sin^4 \frac{\theta}{2}} \\ &= \left(\frac{a}{4} \right)^2 \frac{d\Omega}{A \sin^4 \frac{\theta}{2}}\end{aligned}$$

$$\text{定义 } \sigma_c(\theta) = \frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{a}{4}\right)^2 \frac{1}{\sin^4 \frac{\theta}{2}}$$

为**微分截面**,单位为 **b/sr**,其中 **b=10⁻²⁸ m²**

实验情况是 **N 个 α 粒子** 打在 **厚度为 t 的薄箔** 上, 若 **单位体积内有 n 个原子核**, 那么 **体积 At** 内共有 **nAt 个核** 对入射 α 粒子散射。假定 **各个核对 α 粒子的散射是独立事件**, 总散射在 **$\theta \sim \theta + d\theta$** 内的 **粒子数 dN'** 应为

$$dN' = N \frac{a^2 d\Omega}{16A \sin^4 \frac{\theta}{2}} nAt = Nnt \left(\frac{a}{4}\right)^2 \frac{d\Omega}{\sin^4 \frac{\theta}{2}}$$

$$\frac{dN'}{N} = nt\sigma_c(\theta)d\Omega,$$

$$\text{其中 } \sigma_c(\theta) = \left(\frac{a}{4}\right)^2 \frac{1}{\sin^4 \frac{\theta}{4}} = \left(\frac{a}{4}\right)^2 \csc^4 \frac{\theta}{2}$$

该式称**卢瑟福散射公式**。微分散射截面 $\sigma_c(\theta)$ ，代表**单位靶面**内**每个靶核**将**入射粒子**散射在 θ 方向**单位立体角**内的几率。

射在**厚度为 t** 、**核密度为 n** 的薄箔的 α 粒子
散射在 **$\theta \sim \pi$ 空间内的**粒子数为:

$$\begin{aligned}\Delta N' &= Nnt \int_{\theta_0}^{\pi} \sigma_c(\theta) 2\pi \sin \theta d\theta \\ &= Nnt \int d\sigma = Nnt \sigma(\theta \geq \theta_0) \\ &= Nnt \pi b(\theta_0)\end{aligned}$$

$\sigma(\theta \geq \theta_0) = \pi b(\theta_0)$ 是散射在 **$\theta_0 \sim \pi$** 的总截面

散射在 **$\theta_1 \sim \theta_2$ 的 α 粒子数**为

$$\Delta N'(\theta_1 - \theta_2) = Nnt [\pi b^2(\theta_1) - \pi b^2(\theta_2)]$$

说明：实际测量往往不是在 $\theta \sim \theta + d\theta$ 张开的全部立体角： $d\Omega = 2\pi \sin\theta d\theta$ 内测量被散射的 α 粒子数 dN' ，而是在一个有限小窗口 (ds') 张的立体角 $d\Omega' = ds'/r^2$ 内测量散射的粒子数 dN' 。

由于散射公式只与 θ 有关，在同一个 θ 位置上有 $dN/d\Omega = dN'/d\Omega'$ ，所以上公式可运于小窗口探测。

2. 卢瑟福散射公式的实验验证

$$\Delta N = ntN \left(\frac{a}{4} \right)^2 \sin^{-4} \frac{\theta}{2} d\Omega \propto n \frac{Z^2}{E_K^2} \sin^{-4} \frac{\theta}{2}$$

1. 对同一放射源(E_K 同), 同一靶体(Z, t 同)

$$\Delta N' \sin^4 \theta / 2 = C;$$

2. 对同一放射源, 同一靶材, 但厚度 t 不同,
在 θ 方向接收的

$$\Delta N' \propto t;$$

2. 卢瑟福散射公式的实验验证

$$\Delta N = ntN \left(\frac{a}{4} \right)^2 \sin^{-4} \frac{\theta}{2} d\Omega \propto nt \frac{Z^2}{E_K^2} \sin^{-4} \frac{\theta}{2}$$

3. 对**同一放射源**；**不同靶材**(Z 不同)，但 **nt**
同，在方向测得

$$\Delta N' \propto Z^2;$$

4. 对**不同放射源**(E_K 不同)，**同一靶体**，在 **θ** 方向测得

$$\Delta N' \propto E_K^{-2} \propto v^{-4};$$

盖革和马斯顿按上述作了一系列实验，结果与理论符合很好，从而**确立了原子有核模型**。

几点说明:

1. 卢瑟福散射公式是库仑作用力的结果, 任何非库仑作用都将失效。
2. 核密度为 n 、厚度为 t 的靶的总散射截面是单个核散射截面的 nt 倍, 这意味着每个核发生一次大角度散射是独立事件, 这要求靶箔足够薄才能得到保证。
3. 散射公式是在靶核不动前提下给出的, 若考虑靶核的反冲运动, 需作相应的修正, ($E_K \rightarrow E_K^{(c)}$, $\theta \rightarrow \theta_c$)。