

高等学校交流讲义

普通物理学

PUTONG WULIXUE

原子物理学部分（上册）

茹清泉 吳知非編

人民教育出版社

高等学校交流讲义



普 通 物 理 学

PUTONG WULIXUE

原子物理学部分 (上册)

芮清泉 吴知非编

本书是根据编者几年来在吉林大学物理系讲授“普通物理学”课程中原子物理学部分的讲义修改补充而成的。全书共十四章，分上、下两册出版。上册包括绪论及第一章至第七章，主要内容是：原子结构与原子光谱，分子结构与分子光谱；下册包括第八章至第十四章，主要内容是原子核。

本书可作为综合大学及高等师范学校物理各专业“普通物理学”课程原子物理学部分的教材，也可供高等工业学校的相近专业选用。

簡裝本說明

目前850×1168毫米規格紙張較少，本書暫以787×1092毫米規格紙張印刷，定價相應減少20%。希鑒諒。

普通物理学

原子物理学部分(上册)

齐济泉 吴知非編

人民教育出版社出版 高等学校教学用书 物理部
北京重武門內大街25号

(北京市书刊出版业营业登记出字第2号)

人民教育印刷厂印装
新华书店科技发行所发行
各地新华书店經售

统一书号 13010·955 开本 787×1092 1/32 印张 6 14/16

字数 162,000 印数 10,001—18,000 定价(5) 0.35

1961年7月第1版 1961年7月北京第2次印刷

序 言

本书是根据我們几年来在吉林大学物理系讲授“普通物理学”程中原子物理学部分的讲义整理而成的。根据几年来教学实践經驗以及讀者們所提的意見，原讲义逐年均有修改，最近又作了一次較全面的修改和补充，才整理成这本书。

本书的内容属于基础課“普通物理学”的范畴，因此在讲解时，着重于从实验事实出发，主要应用半經典半量子的理論，有时也用一些量子力学的結果，来对原子内部所发生的物理現象和运动規律进行解釋和探討。但在内容上和理論闡述上比过去一般“普通物理学”課程中原子物理部分略有充实和提高。这是由于这門学科近几年来发展很快，内容很丰富，故有好些东西必須反映到教材中来。

本书的内容共分三大部分：第一部分为原子结构与原子光譜，包括本书的第一章到第六章；第二部分为分子结构与分子光譜，即本书的第七章；第三部分为原子核，包括本书的第八章到十四章。

本书最近这一次的修改和加工工作，是在很短的时间內匆促完成的，并且限于我們的学識和水平，书中一定有很多缺点、遺漏、甚至錯誤，我們誠懇地希望讀者們給我們提出批評和建議，以便以后有机会再版时，把书修改得更为完整一些。

在这一次的修改工作中，北京大学李椿同志和南开大学王淑賢同志曾对本书某些内容的安排上提出了一些建議和宝贵意見，我校潘守甫同志帮助校閱了全稿，李永基同志帮助繪制了大部分插图，赵旗与赵世昌两同志帮助摄影了一部分图片，黄树勋同志帮

助編制了目錄，我們對這些同志們的熱忱幫助，表示十分感謝。

苟清泉 吳知非

1961年4月14日于吉林大學

上册目录

前 言	1v
前 論	1
第一章 原子結構初期理論的實驗基礎	5
§ 1.1. α 粒子的散射实验和原子的核模型(6)	§ 1.2. 原子光譜的實驗規律(20)
§ 1.3. 弗兰克与赫芝的實驗(26)	
第二章 氫原子	30
§ 2.1. 玻尔的基本假設(31)	§ 2.2. 玻尔的氫原子理論(34)
§ 2.3. 类氫离子的光譜(43)	§ 2.4. 由于原子核运动所引起的效应(46)
§ 2.5. 氫原子的椭圆軌道(53)	§ 2.6. 空間量子化(60)
§ 2.7. 原子磁矩与史特恩-盖拉赫实验(66)	§ 2.8. 正常塞曼效应(60)
§ 2.9. 索麦菲的相对論修正(75)	§ 2.10. 玻尔的对立原理(84)
§ 2.11. 玻尔理論的地位和局限性(89)	
第三章 多电子原子	91
§ 3.1. 碱金属原子結構及其光譜(92)	§ 3.2. 碱金属光譜的双线結構与电子自旋(107)
§ 3.3. 电子自旋与軌道运动間相互作用能的計算(116)	
§ 3.4. 氫原子光譜綫的精細結構(120)	§ 3.5. 原子的矢量模型(125)
§ 3.6. 具有两个价电子的原子底光譜(130)	§ 3.7. 反常塞曼效应(135)
第四章 門捷列夫周期系与原子的电子壳层結構	141
§ 4.1. 門捷列夫周期系(141)	§ 4.2. 泡里原理和电子壳层結構(146)
§ 4.3. 电子壳层的建造(149)	
第五章 倫琴光譜	158
§ 5.1. 倫琴射綫(158)	§ 5.2. 連續倫琴光譜(161)
§ 5.3. 綫状倫琴光譜(162)	§ 5.4. 倫琴吸收光譜(167)
第六章 量子力学概要	168
§ 6.1. 德布罗意的假設(168)	§ 6.2. 德布罗意假設的實驗驗証(168)
§ 6.3. 粒子的波函数与薛定格方程式(172)	§ 6.4. 粒子在方匣中的运动(176)
§ 6.5. 量子力学对氫原子問題的处理(179)	§ 6.6. 氫原子的基态(184)
第七章 分子結構与分子光譜	186
§ 7.1. 分子結構(186)	§ 7.2. 分子光譜(188)
§ 7.3. 分子的高解热(201)	§ 7.4. 分子的电子状态(203)
§ 7.5. 光的并合散射現象(205)	§ 7.6. 液体与固体的发光(211)

緒 論

在古代的希臘和羅馬就已萌芽了的原子論，在整个物理学发展史中是一个进步的，与唯物論的科学思潮相适应的理論。在十八世紀的40年代，罗蒙諾索夫就很完善地发展了物質底原子-动力論，証明热現象是由于原子底运动。物理学和化学进一步的发展，証實了物質的結構是不連續的，但不能从这里得出物質是由絕對简单的和不可分割的原子所組成的結論。可是曾有許多科学家認為只用不可分割的原子-微粒的結合，就能够說明实际世界底全部多样性，而且認為原子是物質底最后的“本質”。这种观点是形而上学的，不是从实验得出的。辯証唯物論断定客观存在着的世界是不可穷尽地多种多样的，而我們关于它的知識永远是近似的，但却逐渐地深化和愈益准确，不但原子是不可穷尽的，电子和其他基本粒子也都是不可穷尽的，二十世紀物理学的发展史完全証實了这个观点。

著名的俄国化学家門捷列夫所发现的周期律是具有重大意义的，这定律指出了各种化学元素的原子間互相关联的性质，是建立原子結構理論时的一个指导原則。下面，我們就要簡略地說明原子結構理論的发展过程。

在1897年前后，科学家們逐渐地确定了电子的各种基本特性，并确立了电子是各种化学元素的原子的共同組成部分。既然一切原子中都有帶負电的电子，那么原子中就必然有帶正电的物質，这說明原子是一个复杂的带电系統。从实验和理論两方面来研究原子本身的結構，內在的規律性和原子現象的应用等，就形成了原子物理学的丰富内容，在研究原子結構中首先要解决的問題

就是原子中带正电的物质的分布情况。二十世紀初期，对这一問題曾提出了两种不同的假設。

第一种假設是湯姆孙在 1903 年提出的，他假設原子中的正电荷以均匀的体密度分布在一个大小等于整个原子的球体内，而带負电的电子則一粒粒地在球内不同的位置上分布着，并可以分別地以某种頻率在各自的平衡位置附近振动，从而发出电磁輻射，輻射的頻率就等于电子振动的頻率。这个模型和实验的結果相矛盾，所以很快地就被放弃了。

第二种假設是卢瑟福于 1912 年提出的，他假設原子中心是一个重的带正电的核，电子圍繞这核轉动，与太阳系的构造相似。与整个原子的大小相比，核的大小是很小的。这种模型叫做原子底核模型，是卢瑟福在他所做的著名实验即 α 粒子的散射实验基础上提出来的，同时也和其他实验結果符合，所以很快地就被公認了。

經典的电磁理論是与原子的核模型有矛盾的。因为根据經典电磁理論，繞核旋轉的电子有加速度，应当自动地放出輻射能来，放出輻射能时，原子的能量要逐渐地减少，頻率也逐渐地改变；因而发射光譜是連續光譜，同时电子因能量的逐渐减少要逐渐地接近原子核而最后和核碰上，因此使原子成为一个不稳定的系統。但事实上原子是稳定的，原子所发射的光譜是綫状的而不是連續的。这些事实說明了从研究宏观現象而确立的經典理論，不能适用于原子中的微观过程，因而就需要进一步分析原子現象，探索原子内部的規律性，并建立适合于微观过程的原子理論。

原子的发光現象是与原子内部結構有密切联系的，因此为了要探索原子内部的規律性，也必須对光的本性有进一步的了解。經典的电磁波理論能够很好地解釋反射，干涉……等光在傳播过程中所表現的現象，但在受热物体的发光現象——热輻射——中，經

典理論就遇到了困难，不能解釋全部實驗結果。为了解决这个問題，德国物理学家普朗克于1900年提出了量子假說，他假設受热物体中振動着的带电粒子所可能具有的能量不是連續的，而是某一最小量值的整數倍，带电粒子所放出的或吸收的能量也仅是这最小能量的整數倍。这个假說很成功地說明了热輻射現象。

当紫外光这一类波长較短的光綫照射在金属表面上时，金属中有电子逸出来，这現象称为光电效应。經典的理論更不能解釋这种現象。为了解决这个問題，爱因斯坦于1905年提出了光子的假說，他假設光是由一顆一顆具有一定質量、能量和动量的粒子所組成的粒子流，这种粒子称为光子。这个假說能够很好地解釋光电效应，使量子論又向前推进了一步。

原子所发射的綫光譜和原子内部結構的关系問題也是經典理論无法解答的。1916年，丹麦物理学家玻尔(N. Bohr)在卢瑟福所提出的核模型的基础上，发展了量子概念，提出了有关原子結構的假說。他假設原子所可能具有的能量形成不連續的能級，当原子的能級发生跃迁时，就发射出一定频率的光。玻尔的假說能够說明氫原子光譜等某些原子現象，有相当地成功；但对原子問題作进一步的研究时，也显示出这理論有很大的缺点。

在1924年德布罗意(De Broglie)提出了粒子的波动性的假說后，薛定諤(Schrödinger)和其他学者在这新的基础上建立起了量子力学，能很好的解釋原子現象，但这并不是說量子力学已經很完全地解决了原子問題，原子是不可穷尽的，由于实验技术的不断发展，将能更进一步地認識原子現象，从而理論将进一步发展，比現在形式的量子力学能够更深入地反映原子的規律性。

原子物理学发展的下一阶段是研究原子核的内部結構。在1896—1898年間，法国物理学家貝克勒耳(H. Becquerel)发现鈾盐能够发出某种人目所看不見的射綫来，这种現象称为天然放射

性現象；接着瑪麗亞·斯克拉多美斯卡·居里 (Marie Skłodowska Curie) 和彼埃耳·居里 (Pierre Curie) 夫婦發現具有放射性更強的鐳元素。1902—1903 年間盧瑟福等研究了天然放射綫的組成及天然放射現象的規律性。這些事實說明了原子核是一個複雜體而且按照一定的規律運動變化着。

1919 年，盧瑟福利用天然放射綫中的 α 射綫襲擊氮原子，第一次得到了人為的核反應，並發現了質子。1932 年，查德威克 (Chadwick) 發現了中子的存在。接着蘇聯物理學家伊凡寧科 (И.И. Иваненко) 提出了原子核是由質子和中子所組成的假設，並為世界所公認。科學家們在這一階段中的工作初步奠定了原子核結構問題的基礎。

1934 年約里奧居里夫婦發現了人為的放射性核；勞倫斯用人工加速粒子產生了放射性核；費米用中子引起了核反應。這些研究打開了同位素應用和核反應研究的途徑。

1939 年哈恩和史特拉斯曼發現了重核的分裂，約里奧居里等人研究了鈾核分裂的鏈鎖反應，指出這類核反應中有巨大的能量發生。

1942 年費米及其同事們建成了世界上第一個原子核反應堆，實現了原子核的鏈鎖反應，為原子能的利用及製備放射性同位素提供了條件。並提供了新的實驗方法以研究核的結構。

目前，關於加速器的試制和研究工作，蘇聯占世界第一。1957 年蘇聯已經制成了世界上最大的同步穩相加速器產生高能粒子，可將質子加速到具有 100 億電子伏特的能量，為美國最大的同類加速器的 1.6 倍。

由於高能物理的研究，最近幾年在基本粒子物理方面也取得很大的成就，迄今已預見或發現了許多類型的基本粒子，關於基本粒子的理論方面的研究主要是以量子場論為基礎。

在我国，关于近代物理的研究只在1930年前后才略有开始，全国解放以前，散在国内各地的原子核科学研究人员只有10人左右，设备方面，连一台小型的加速器也没有，最简单的观测粒子用的计数管也不能生产。解放以后，在党的领导下，我国原子核物理学研究得到了迅速的发展。1958年6月，在苏联的帮助下，我国建成了一座现在亚洲最大的重水型研究性反应堆，制成了能加速 α 粒子到二千五百万电子伏特的回旋加速器，苏联供应的电子感应加速器也正在运转。在这些加速器和反应堆上正紧张地进行着原子核物理，辐射化学，同位素制备，放射生物等方面的研究工作。

在探测仪器方面，制成了核子乳胶和中子计数管及 β 、 γ 计数管等等。

关于宇宙射线和高能物理方面的研究，我们曾在海拔为3,185米的高山上，建立了一个宇宙射线实验室，并曾拍摄了10万多对立体照片，研究了重介子和超子的质量及衰变现象等。还建立了观测宇宙射线的设备。

我国学者还参加了联合原子核研究所（在苏联）的研究工作，已取得了若干重要成果。

放射性化学和同位素应用的工作，在我国已迅速的从无到有地建立起来了，同位素的应用是原子能科学中对于发展生产技术和各种基础科学的科学研究方面具有广泛的直接意义，我国社会主义工农业建设的高速度发展，给原子能科学展示了无限广阔的远景。

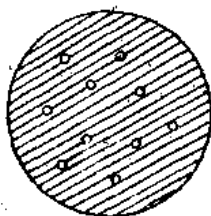
第一章 原子结构初期理论的实验基础

对原子本身的结构和其内在的规律性的较清楚的了解，是在

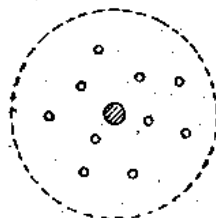
二十世紀初由若干物理學家從實驗和理論上經過相當長時期的探索後才得到的。我們將要在本章中介紹一些對探索原子內部結構和建立原子結構理論起直接作用的基本實驗和實驗規律。盧瑟福的原子的核模型和波爾的原子結構理論就是在這些實驗的基礎上建立起來的。

§ 1.1. α 粒子的散射實驗和原子的核模型

我們已經在緒論中指出，關於原子結構的問題，在二十世紀初期就曾提出兩種不同的模型，一種是 1903 年湯姆孫首先提出的，他假設原子中的正電荷以均勻的體密度分布在一個大小等於整個原子的球體內，而電子則一粒粒地分布在這球內的不同位置上。另一種是 1912 年盧瑟福提出的，他假設原子內部的正電荷聯繫着大的質量而集中在很小的中心體積內（就是原子核），而帶負電的電子則分布在與原子大小同數量級的封閉軌道上，繞着核旋轉，好象行星系一樣，對中性的原子，則所有電子所帶負電荷之和等於原子中心的正電荷。由於這個模型假設原子具有一個很小的帶正電荷的核心存在，故稱為原子的核模型。



(1) 湯姆孫的模型



(2) 盧瑟福的模型

圖 1.1. 原子結構模型的示意圖，圖中小圓圈代表電子，斜綫處代表正電荷的分布。

上面所提出的兩種模型，究竟哪一種正確，曾由 α 粒子的散射實驗來檢驗，湯姆孫的模型和實驗結果相矛盾，所以很快就被放棄。

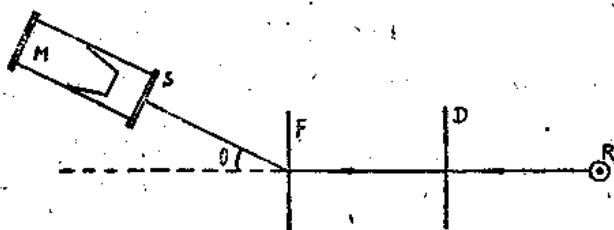


图 1.2. α 粒子散射实验的示意图。

栅栏组 D 后，成为一束狭窄的均匀的 α 射线，通过金属箔叶 F 后，由于各 α 粒子曾受金属箔中原子的不同影响，将沿着不同的方向散射。荧光屏 S 及放大镜 M 可以沿着以 F 为中心的圆弧上移动。当 S 和 M 对准某一方向时，通过 F 而在这个方向散射的 α 粒子就射到 S 上而产生闪光，用放大镜 M 观察闪光，就可把单位时间内在这个方向散射的 α 粒子数记录下来。用这种方法就可以研究 α 粒子通过金属箔叶后按不同的散射角 θ 的分布情况。为了避免空气分子对散射的影响， α 粒子的散射必须在真空中进行，故图 1.2 所示的仪器除放大镜外都应放在真空室内。

盖革(Geiger)与马斯敦(Marsden)在 1909 年按照上述的实验方法发现大多数的 α 粒子经过金属箔叶后偏转的角度是不大的；但有少数 α 粒子偏转的角度却很大，约有 8000 分之一的 α 粒子的散射角度超过 90° 以上，有的几乎达到 180° ，即和入射时相反的方向散射。

为什么 α 粒子会发生大角度的散射？这与原子中正电荷的分布情况有密切关系。如果采用汤姆孙的原子模型，即假设原子的正电荷均匀地分布在原子中，它的半径的数量级为 10^{-8} 厘米，则由计算可知， α 粒子通过原子时不会发生实验中所观察到的大角度散射，汤姆孙的原子模型因此就被放弃了。只有原子的正电荷集中在很小的体积的情形下，排斥力才会大到使 α 粒子发生大

愈大，與在湯姆孫模型中的情況相反，因為這時排斥 α 粒子的正電荷 Ze 全集中在原子的中心固定不變，當 α 粒子離中心的距離為 r 時，所受的斥力為 $F_2 = 2e \cdot Ze/r^2 = 2Ze^2/r^2$ ，故 α 粒子逐步接近中心時所受的斥力，按距離的平方反比律隨距離的減少而一直增大，可以大到使 α 粒子偏轉很大的角度。在原子內離中心相同的距離 r 上，在盧瑟福模型中所受的斥力 F_2 要比在湯姆孫模型中所受的斥力 F_1 大 $F_2/F_1 = a^3/r^3$ 倍，愈接近中心時，在兩種情形中所受的斥力相差愈大。根據以上的分析顯然可見，在湯姆孫模型的情形下 α 粒子不能產生大角度的散射，而在盧瑟福的情形下可以產生大角度的散射。

在原子的核模型的基礎上，盧瑟福曾提出了下述的 α 粒子散射的定量理論，以便可與實驗結果作定量的比較，從而可以進一步檢驗這個模型與散射理論。

在原子的核模型中 α 粒子的散射軌道如圖 1.5 所示。由於電子的質量很小，對 α 粒子的作用很小，可以略去不計。所以，當 α 粒子接近原子核時，可以當作只是有兩個帶正電的點電荷（ α 粒子與原子核）相互以靜電斥力作用，而且假設服從庫倫定律。已知 α 粒子的電荷為 $2e$ ，若原子核的電荷為 Ze （ Z 為一整數），當兩者相距 r 時，相互排斥的作用力為

$$F = \frac{2Ze^2}{r^2}$$

若原子核的質量比 α 粒子的大很多，則可以把它看作是靜止不動的。由於 α 粒子受原子核的斥力，它將偏轉，而沿一雙曲線的一支運動，原子核處在其外焦點處。當 α 粒子離開原子核時將沿 OD 方向運動，與其原來射入時的方向 AB 成 θ 的角度，如圖 1.5 所示。我們可以算出 α 粒子的散射角度 θ 與其投射時的能量與瞄准距離 p 之間的關係。

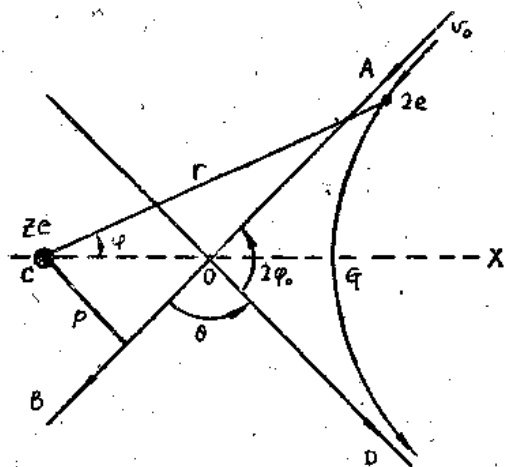


图 1.5. 在原子的核模型中 α 粒子散射时的轨道。

設 α 粒子的質量为 M , 投射时以速度 v_0 沿 AB 方向向原子核投射, 当接近原子核 C 时, 受有斥力 F 的作用, 在距核为 r 处速度改变为 v , 根据能量守恒与动量守恒定律, 我們有:

$$\frac{1}{2} M v_0^2 = \frac{1}{2} M v^2 + \frac{2Ze^2}{r}, \quad (1.1)$$

$$M v_0 p = M \left(r \frac{d\phi}{dt} \right) r. \quad (1.2)$$

將公式(1.1)中的 v^2 用极坐标表示, 則得:

$$v_0^2 = \left[\left(\frac{dr}{dt} \right)^2 + \left(r \frac{d\phi}{dt} \right)^2 \right] + \frac{4Ze^2}{Mr}, \quad (1.3)$$

由(1.2)式得

$$\frac{d\phi}{dt} = \frac{p v_0}{r^2}, \quad (1.4)$$

且

$$\frac{dr}{dt} = \frac{dr}{d\phi} \frac{d\phi}{dt} = \frac{p v_0}{r^2} \frac{dr}{d\phi}. \quad (1.5)$$

將(1.4)和(1.5)式代入(1.3)式后, 可得 α 粒子运动轨迹的微分方

程式为:

$$\frac{1}{r^2} \left(\frac{dr}{d\varphi} \right)^2 + \frac{1}{r^2} + \frac{4Ze^2}{Mv_0^2 p^2 r} - \frac{1}{p^2} = 0. \quad (1.6)$$

若令 $u = \frac{1}{r}$, $r_0 = \frac{4Ze^2}{Mv_0^2}$, 则上式可以简化为

$$\left(\frac{du}{d\varphi} \right)^2 + u^2 + \frac{r_0}{p^2} u - \frac{1}{p^2} = 0,$$

或

$$\frac{p du}{\sqrt{1 - r_0 u - p^2 u^2}} = d\varphi,$$

上式可用下列积分公式

$$\int \frac{dx}{\sqrt{a+bx+cx^2}} = \frac{-1}{\sqrt{-c}} \cos^{-1} \frac{-(2cx+b)}{\sqrt{b^2-4ac}}$$

积出, 按图 1.5 所示的情况选择极坐标, 则得 α 粒子的运动轨迹的方程式为

$$u = \frac{d \cos \varphi - 1}{a},$$

或

$$r = \frac{a}{d \cos \varphi - 1}, \quad (1.7)$$

其中 $a = 2p^2/r_0$, $d^2 = 1 + 4p^2/r_0^2$.

(1.7) 式为一双曲线的极坐标方程式, 以原子核 Ze 为其一焦点。令 $r = \infty$, 可得它的两条渐近线与 X 轴所成的角度为

$$\varphi_0 = \pm \cos^{-1}(1/d). \quad (1.8)$$

由图 1.5 可知, α 粒子偏转角度 $\theta = \pi - 2\varphi_0$, 所以

$$\cot \frac{\theta}{2} = \tan \varphi_0 = (\sec^2 \varphi_0 - 1)^{\frac{1}{2}},$$

利用(1.8)式的结果, 则得:

$$\cot \frac{\theta}{2} = \frac{2p}{r_0} = \frac{Mv_0^2}{2Ze^2} p. \quad (1.9)$$

上式表示偏轉角度 θ 与瞄准距离 p 之间的关系, 由此式可知, 瞄准距离 p 愈小, 偏轉角度 θ 愈大。图 1.6 中表示在三种不同的瞄准距离 p 下, α 粒子散射的情形, 当 p 很小时, 偏轉角 θ 可以超过 90° , 即 α 粒子与原子碰撞后可以被抛回。

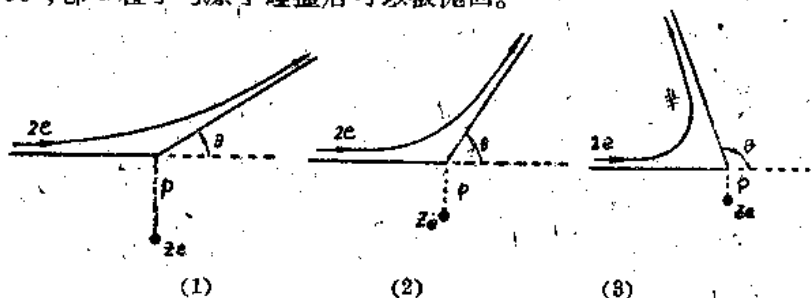


图 1.6. 在不同瞄准距离 p 下, α 粒子散射的情形。

(1.9) 式不能直接用实验来验证, 因其中的 p 不能度量; 但我们可以从此式算出沿某一角度散射的 α 粒子数目, 这正是可以用实验来测定的。

设有平行的一束 α 粒子垂直射入金属箔片, 其厚度为 t , 单位体积内含有的原子数为 n , 这个箔片在单位面积内所含有的原子数, 也就是原子核数, 为 nt 。由 (1.9) 式可知当一 α 粒子与一核的瞄准距离等于和小于 p 时, 则它的偏轉角将等于和大于 θ ; 也就是说当 α 粒子射到以核为圆心, 以 p 为半径的圆靶内时, 将产生 $\geq \theta$ 的偏轉角。这一圆靶的面积 πp^2 叫做散射的有效截面。若在金属箔片内以每一原子核为中心都画上这样的圆靶, 则在箔片的单位面积内为这些圆靶所占面积的总和为 $\pi p^2 nt$ 。一个 α 粒子打中这些圆靶而产生 $\geq \theta$ 的偏轉角的几率可以用面积 $\pi p^2 nt$ 与单位面积之比来表示:

$$f = \pi p^2 nt = \frac{1}{4} n n t r_0^2 \cot^2 \frac{\theta}{2} \quad (1.10)$$

微分上式, 即可得到一 α 粒子散射后偏轉角在 θ 与 $\theta + d\theta$ 间的几