

中子弹性散射角分布和光学模型

鄔恩九

本文除了介绍中子弹性散射角分布的一般情况和基本特征外,还系统地综合总结了~14兆电子伏范围内中子弹性散射角分布实验和光学模型理论的比较,介绍了目前得到的较好的光学位阱形式和参数。对最近的实验情况和存在的问题均有扼要的阐述。

一、緒言

研究快中子与核的相互作用时,可以分为共振区与非共振区来讨论。在共振区,测量得的总截面、无弹性散射截面和弹性散射微分截面均随着能量的微小改变而急剧变化,这为复核的共振态所表征。当中子能量足够高时,测量得的这些截面值则随着能量的改变而缓慢变化,满足这个条件的区域就叫做非共振区。基于波尔的复核模型发展而形成的统计理论^[1],一般说来,可以定性地描述原子核反应的一些重要特点。但是,实验测量到的在几兆电子伏以下的中子与原子核相互作用的截面,与统计理论有着严重的分歧^[2]。1953年费希巴奇(Feshbach),波特(Porter)和韦斯科夫(Weisskopf)^[3]进一步发展了光学模型,成功地解释了统计理论无法解释的实验结果。虽然,在量的方面,理论与实验还存在着差别,但是,在以后的工作中这方面获得了补充和改进。特别是近几年来,由于实验技术上的不断革新和核模型理论的进一步发展,促进了这一方面的实验工作,获得了许多新的成就。鉴于中子弹性散射角分布的研究是检验光学模型的可靠依据,同时,这类实验的结果对了解核反应的机构和核结构有很重要的意义,它的实验数据可用来鉴定各种核模型的有效程度,指出其改进的方向,因而本文就~14兆电子伏范围内中子弹性散射角分布的实验工作情况,做一概括性的阐述。

二、中子弹性散射角分布的一般描述

近几年来,对不同能量的中子被各种原子核散射的情况进行了系统的测量和研究。综合已有实验结果,中子弹性散射角分布的基本特征是:就同一散射核而言,在非共振区,角分布的形状随入射中子能量的不同而缓慢地改变。当能量差别大时,角分布也有较为显著的变化。就一定的中子能量而言,在周期表中,依次从一个元素到另一个元素,角分布的形状遵循着某种规律而变化。

当中子能量低时,弹性散射的微分截面除了向前方向有一个峰外,在其他角度都相差不多,是一相当平坦的分布。随着中子能量的增加,前面的峰变得更为显著,同时,在大角度地方出现第二个峰,第二个峰呈现的位置由于中子能量的继续增加而向较小的角度移动。当中子能量增至几兆或十几兆电子伏时,大部分的弹性散射皆集中于向前方向的较小角度范围内,而且微分截面曲线将呈现几个极大与极小。这种特性正可从图1所示的重元素铅的弹性散射角分布见到。图中纵轴表示微分截面,横轴是散射角的余弦值,每一条曲线相应于某一定能量的入射中子,其数值写在曲线的上面。为了避免彼此重迭,从0.6—14兆电子伏不同能量中子的弹性散射角分布被分开画出。很明显,当中子能量从0.6兆电子伏增加到14兆电子伏时,角分布曲线从只在前面有峰的相当平坦的形状变成为包括有几个极大与极小的更为复杂的形状。同时,前面的峰变得更加显著,而在大角度处截面的绝对值则大大地减少。

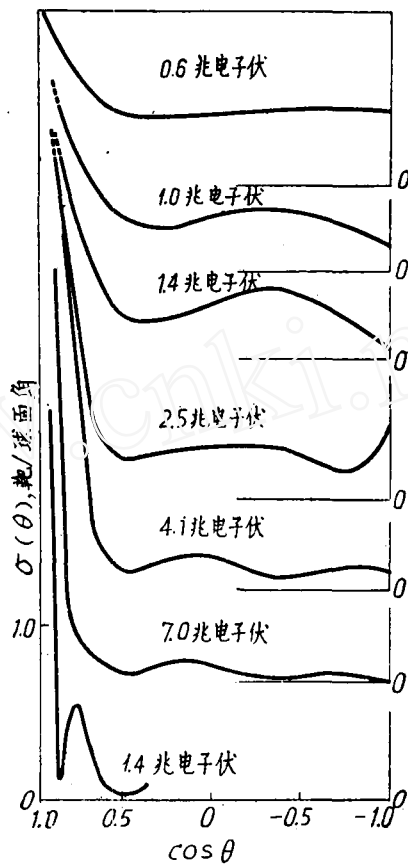


图1 铅的弹性散射角分布

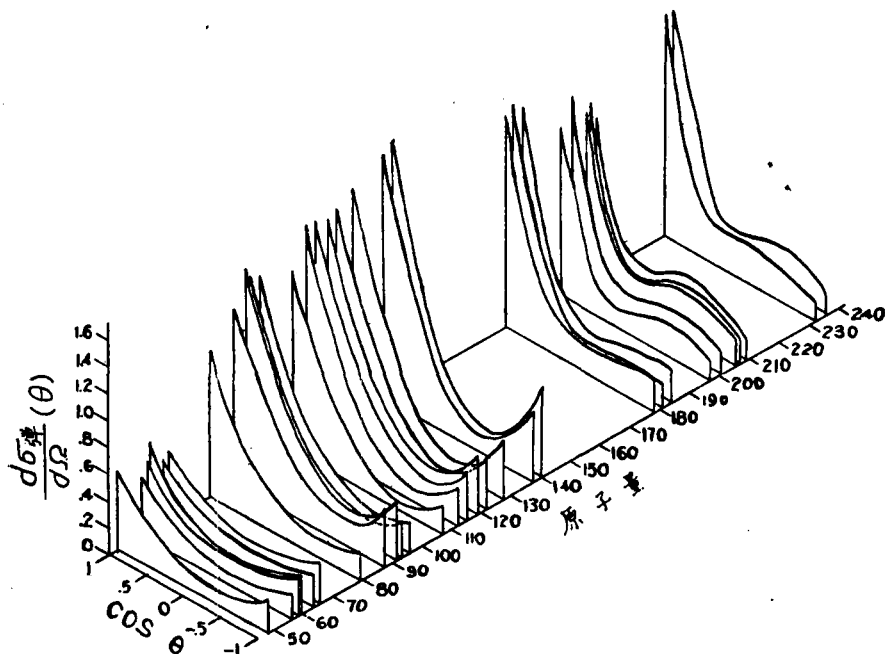


图2 当 $E_n = 1$ 兆电子伏时 28 种元素的弹性散射角分布

在中子能量一定时,微分截面曲线与散射核内所含核子数有密切的关系。原子量相近的核,几乎具有相同的角分布,而原子量差别较大的核,则角分布截然不同。图2绘出了用1兆电子伏的中子对28种元素进行系统研究测量得到的弹性散射微分截面曲线^[4]。水平轴上给出了与每条微分截面曲线相对应的原子量数。很清楚地看到,当散射核的核子数增加时,角分布形状的改变类似于以上所述的随中子能量增加时的变化。从轻元素到重元素,前面的峰值增

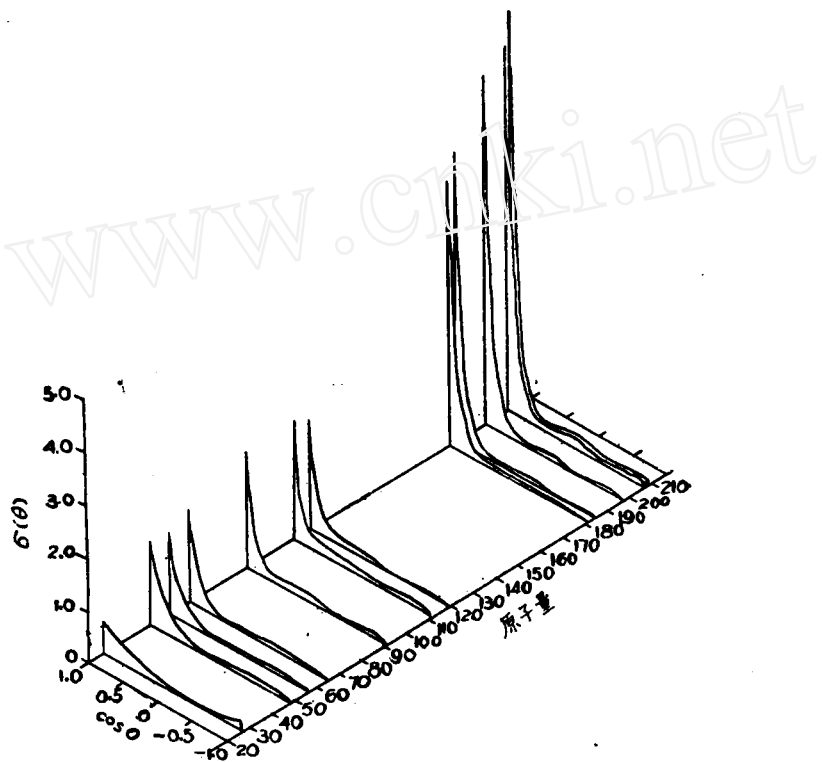


图3 当 $E_n = 4.1$ 兆电子伏时, 12 种元素的弹性散射角分布

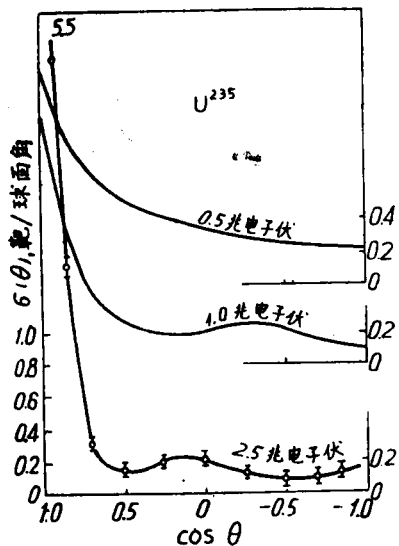


图4 U^{235} 的中子弹性散射角分布

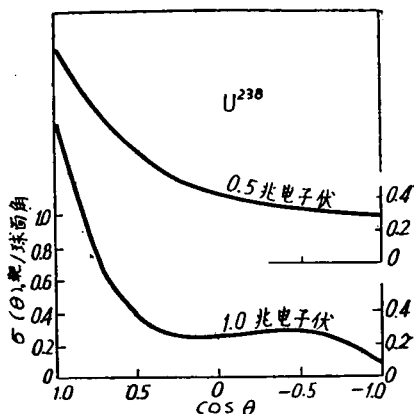


图5 U^{238} 的中子弹性散射的角分布

加,曲线变得更复杂,终于呈现出第二个极大和极小,第二个峰逐渐移向较小的角度。用 3.7 兆电子伏^[3]及 4.1 兆电子伏^[6]中子进行的实验,获得了相似的结果。图 3 表示 4.1 兆电子伏中子对 12 种元素的弹性散射微分截面曲线与原子量的关系。同样,前面的峰值随着原子量的增加而增加。在重元素时,曲线变得比 1 兆电子伏的更加复杂,这说明了在中子能量较高时,弹性散射角分布同样具有那种缓慢地,但有规则的变化特征。

中子被可分裂元素弹性散射的角分布对反应堆的计算有着重要的意义,因而在图 4、图 5、图 6 中绘出了 U^{235} , U^{238} , Pu^{239} 对不同能量中子的弹性散射微分截面曲线^[7]。

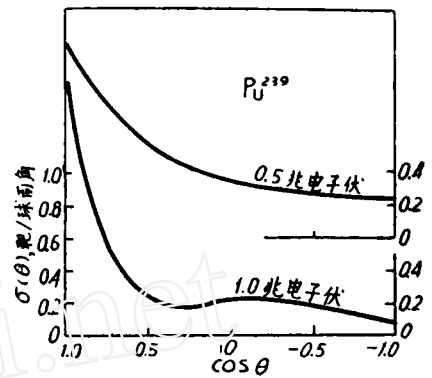


图 6 Pu^{239} 的中子弹性散射角分布

根据角分布随中子能量及原子量而有规则的变化,欲知未测定微分截面的核的角分布,就可以利用在同能量或相近能量下与其相邻元素的已知微分截面值而推算出来。

三、弹性散射角分布与光学模型

为了便于进行理论分析,首先我们解释几种截面的意义。

总截面表示弹性散射截面和反应截面之和

$$\sigma_{\text{总}} = \sigma_{\text{弹性}} + \sigma_{\text{反应}}.$$

弹性散射截面又可分为形状弹性散射和复核弹性散射两项:

$$\sigma_{\text{弹性}} = \sigma_{\text{形状}} + \sigma_{\text{复核}}.$$

式中 $\sigma_{\text{形状}}$ 表示不包括形成复核的形状弹性散射截面; $\sigma_{\text{复核}}$ 表示形成复核后经由原道衰变而产生的复核弹性散射; $\sigma_{\text{反应}}$ 表示形成复核后衰变而产生各种核反应(包括非弹性散射)过程的总和。因而,形成复核的截面

$$\sigma_{\text{复核}} = \sigma_{\text{反应}} + \sigma_{\text{复核}},$$

所以总截面

$$\sigma_{\text{总}} = \sigma_{\text{形状}} + \sigma_{\text{复核}}.$$

光学模型假设中子与核的互相作用可以用一个光学位阱

$$V = V_1(r) + iV_2(r). \quad (1)$$

来描写,用这模型能计算总截面、形状弹性散射微分截面及形成复核的截面。计算得出的总截面可以与实验直接比较,但其他两种截面,一般说来,不能直接与实验比较,因为复核可以通过原道而衰变,产生复核弹性散射,或经过其他能量上可能的道而衰变,产生核反应。理论计算出的形成复核的截面,是实验测出的无弹性散射截面的上限,测量得出的弹性散射截面,是形状弹性散射截面及复核弹性散射截面之和。但是当入射中子能量很高时(远大于散射核的第一激发态能量),复核衰变的道很多,从原道衰变的几率很小,这时复核弹性散射可以忽略,实验值也就相当接近理论值。相反,在入射中子能量不很高时,复核衰变的道数不多,由原道衰变的可能性很大。这时复核弹性散射占相当比重,不可忽略。

费希巴奇,波特和韦斯科夫^[3]应用光学模型的概念成功地解释了 1 兆电子伏中子的弹性散射角分布实验。他们采用的光学位阱是一个直边位阱,假定其实数部分与虚数部分互成比例。当中子能量为几兆电子伏时,位阱的最好形式和参数是:

$$\left. \begin{aligned} \nu_1 &= -42 \text{ 兆电子伏} & r < R \\ \nu_1 &= 0 & r > R \end{aligned} \right\} \quad (2,a)$$

$$\left. \begin{aligned} \nu_2 &= \xi \nu_1 \\ \xi &= 0.03-0.05 \end{aligned} \right\} \quad (2,b)$$

$$R = (1.26A^{1/3} + 0.7) \times 10^{-13} \text{ 厘米} \quad (2,c)$$

如图 2 所示的 1 兆电子伏中子弹性散射角分布的实验结果,当原子量 $A \approx 60$ 时,角分布是相当平坦的;当 $A \approx 120$ 时,前面的峰值更高,同时在 180° 的地方呈现极大; $A \approx 200$, 180° 处的极大消失了,而在 90° 附近出现一个较宽的峰。图 7 是应用 (2) 式位阱计算得出的结果。图 7a 是形状弹性散射微分截面曲线,图 7b 是形状弹性散射和复核弹性散射之和的微分截面曲线。实际的弹性散射角分布曲线应该在这两者之间。很明显;理论与实验的比较,定性看来是相当好的。 $A \approx 60$ 及 $A \approx 120$ 时的情况与实验相符合,但是实验得出的 $A \approx 200$ 时的特征,在理论曲线上则呈现于 $A = 150$ 至 $A = 200$ 之间,而在 $A = 200$ 以上,理论和实验就不一致了。

华特(Walt)及伯斯特(Beyster)^[6]的 4.1 兆电子伏中子对 12 种元素弹性散射角分布的实验结果,与(2)式位阱计算值比较,定性看来同样是相当好的,只是虚数部分需随着中子能量的增加而增大,约大于(2,b)式的三倍。

巴瑟奇尼克(Пасечник)和他的同事们^[6]研究了 2.8 兆电子伏中子对铁、铜、锌、镉、锡、锑、汞、铅和铋等元素的弹性散射角分布,其部分实验结果如图 8、图 9 所示。从铁、铜和锌的实验曲线的比较可以看出,即使原子量相近的元素,中子弹性散射的角分布还可能截然不同,这一差异可认为是由于复核弹性散射的不同贡献所致。复核弹性散射的数量应由核的内部结构决定,故可能得出按不同元素(甚至原子量相近的元素)而异的结果。用(2)式直边光学位阱,分有复核弹性散射贡献和没有复核弹性散射贡献二种情况,计算了中子弹性散射微分截面,绘于图 8 及图 9。

从理论与实验的比较得知,理论只反映了实验规律的一般特征。用直边位阱计算出的和实验测量出的铜和锌的角分布形状相同,极大和极小的位置也相合。而其数量上存在的差别则是由于复核弹性散射所引起的。对于偶-偶铁核,弹性散射微分截面的理论与实验曲线,不仅数量不符,而且形状也完全相异,这可能是铁具有不同的复核弹性散射的几率所致。这种散射的数量,即令对于原子量相近的元素,也可能是截然不同的。对于幻数核铅和铋,我们已知其非弹性散射截面对总截面的贡献很小,因而实验和理论比较,可以检查直边光学位阱的局限性。如图 9 所示,实验与理论曲线不仅数量上不符合,而且极大,极小的位置也不一致。

用直边光学位阱对较高能中子弹性散射角分布实验进行分析比较的结果表明,在散射角小于 60° 时,实验与理论还能较好的符合^[9],在大角度地方,这样简单的位阱就不适用了^[10]。

除了上面所说的,直边光学位阱的计算尚不能完全解释弹性散射角分布的某些特性和在高能时已不适用外,即使在中子能量较低时,实验测量得的无弹性散射截面与理论计算出的形成复核的截面相比,也存在着严重的分歧^[4,6],理论值远小于实验值。即使增加位阱的虚数部分,差别依然存在。很明显,这分歧的原因在于直边的位阱使中子波在核表面上引起了过强的反射,因而对于形成复核过程几率的定量估计就显得不适宜了。

由此可见,直边位阱在入射中子能量低时,理论与实验能较好一致,但是,在无弹性散射截面的实验值和理论计算出形成复核的截面存在着根本的矛盾。很明显,直边位阱的形式是实际情况的简化,有理由认为位阱是曲边的。在低能时,曲边位阱和直边位阱的差别不很重要。但计算结果表明,采用曲边位阱时,理论将与实验更为接近,而且解决了上述矛盾。巴瑟奇尼克等^[6]用曲边光学位阱

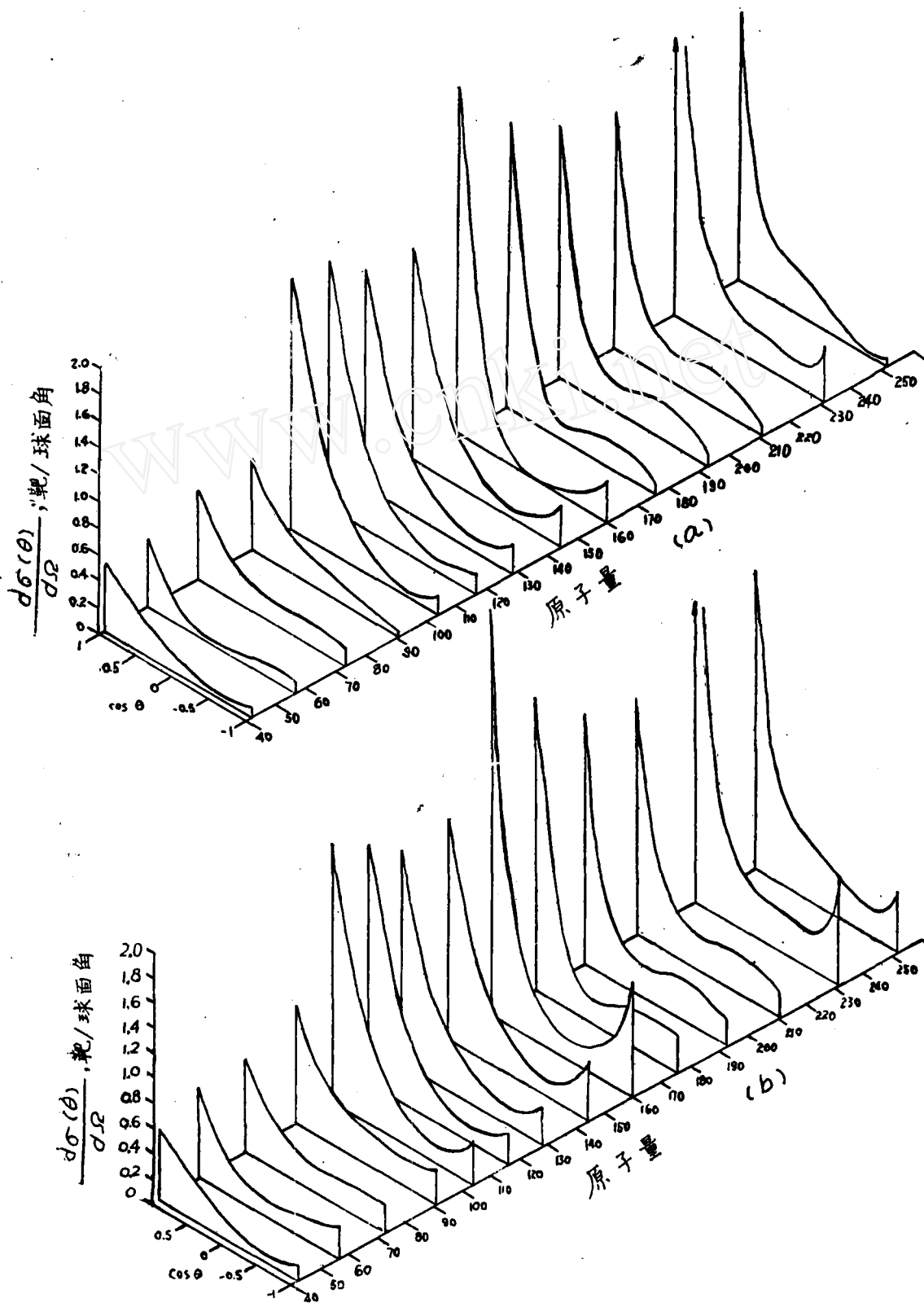


图7 a. 形状弹性散射微分截面计算值。 $R = (1.26A^{1/3} + 0.7) \times 10^{-13}$ 厘米, $V_0 = 42$ 兆电子伏, $\xi = 0.03, E_n = 1$ 兆电子伏;
 b. 形状弹性散射+最大复核弹性散射的微分截面计算值。 $R = (1.26A^{1/3} + 0.7) \times 10^{-13}$ 厘米, $V_0 = 42$ 兆电子伏, $\xi = 0.03, E_n = 1$ 兆电子伏。

$$V(r) = \frac{V_1(1 + i\zeta)}{1 + \exp\left[\frac{r - R}{a}\right]} \quad (3)$$

計算了2.8兆电子伏中子对鉄、錫、鉍的弹性散射微分截面，式中 a 为扩散参数。从图 10 可知，无论微分截面的数值及角分布的形状，理论与实验都较好地一致。能量较高时，则曲边位

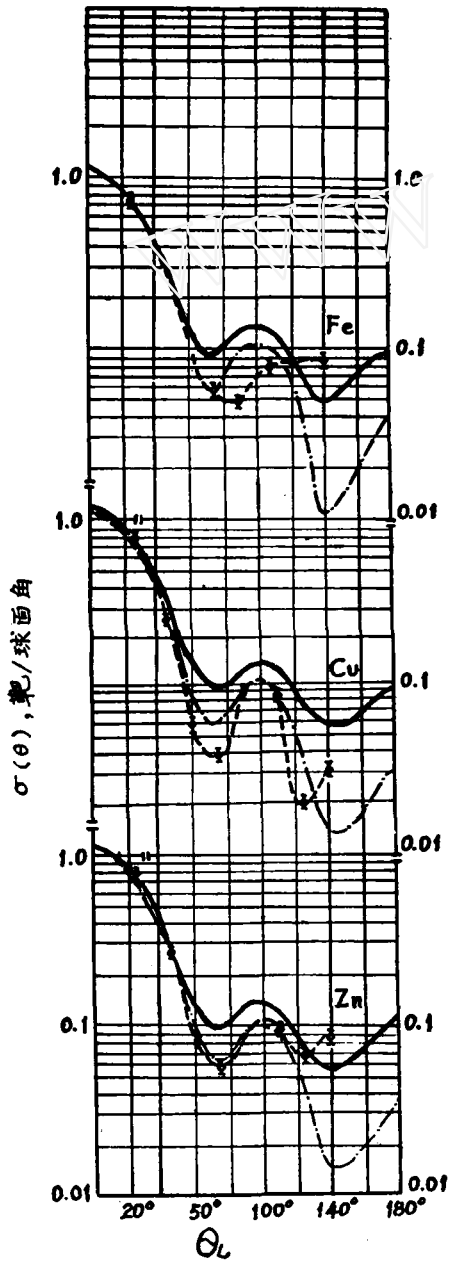


图 8 弹性散射角分布的实验曲线与理论曲线的比较

——有复核弹性散射的理论曲线；
 - - - - 没有复核弹性散射的理论曲线；
 - - - - 实验曲线。

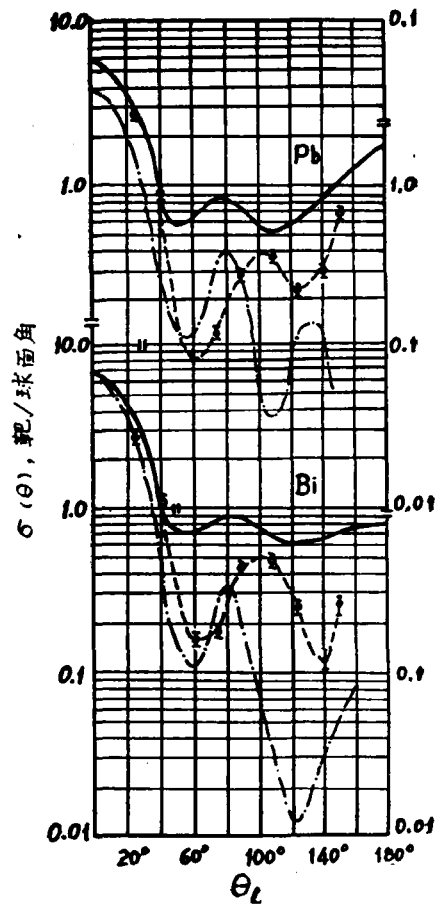


图 9 弹性散射角分布的实验曲线与理论曲线的比较

——有复核弹性散射的理论曲线；
 - - - - 没有复核弹性散射的理论曲线；
 - - - - 实验曲线。

阱更能反映实验的规律。库勒(Culler),芬巴奇(Fernbach)及瑟曼(Sherman)^[10]利用一个与曲边位阱等价的阶梯式光学位阱,计算了14兆电子伏中子对碳、镁、铝、钙、铜、镉、锡、铅、铋等元素弹性散射的角分布曲线。定性地看,理论与实验还相当符合。他们采用的位阱形式和参数是,

$$\left. \begin{aligned} \nu &= (42 + 11i) \text{兆电子伏}, & r < R-d \\ \nu &= 36 \text{兆电子伏}, & R-d < r < R \\ \nu &= 0, & r > R \end{aligned} \right\} (4)$$

$$d = 0.74 \times 10^{-13} \text{厘米},$$

$$R = (1.26A^{1/3} + 0.7) \times 10^{-13} \text{厘米}.$$

这里又一次的表明,能量较高时,位阱的虚数部分增加了。

尽管阶梯式的位阱能解释实验结果的一般规律,但在数量上,理论与实验值仍然是不一致的,如对铅在40°时,两者可相差到三倍^[12]。

利用曲边光学位阱进一步计算的结果表

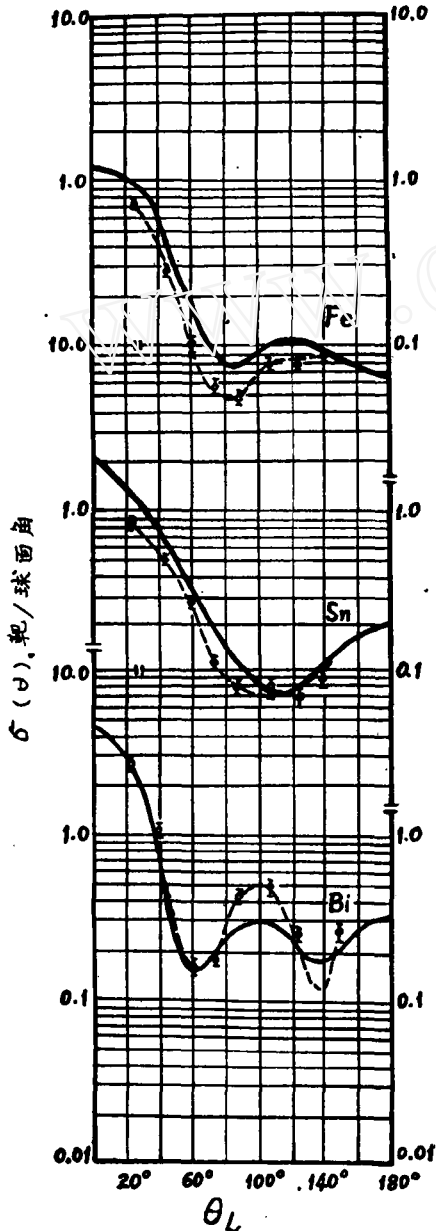


图10 2.8兆电子伏中子对铁、锡和铋散性散射角分布的理论和实验曲线的比较
——理论曲线; ---实验曲线。

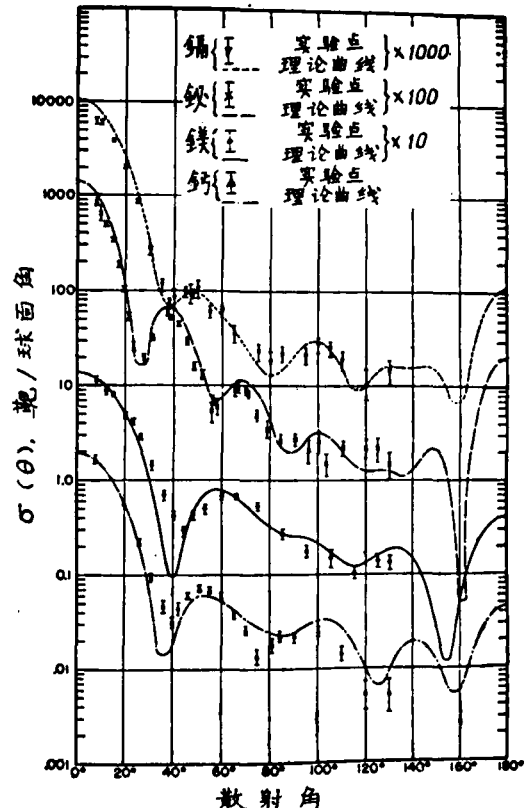


图11 14.6兆电子伏中子弹性散射角分布的理论曲线和实验值的比较

明,在14兆电子伏时,除了对极轻的元素以外,曲边位阱也是不适宜的。对重元素,在散射角~90°附近(实验室坐标系角度)截面值相当快地下降,呈现很深的极小,这与已有的实验结果

不相符合。因而企图找寻其他形式的曲边光学位阱,以便能改善实验与理论之间的差别。

布焦克伦德(Bjorklund),芬巴奇及瑟曼^[13]在实数部分用一个如(3)式的曲边位阱,而虚数部分用一个集中在核表面的高斯位阱

$$\left. \begin{aligned} \text{实数部分: } U &= U_0/[1 + \exp(R - R_0)/a] \\ \text{虚数部分: } V &= V_0 \exp[-(R - R_0)^2/b^2] \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

式中 $U_0 = 40.3$ 兆电子伏; $V_0 = 8$ 兆电子伏; $R_0 = (1.2A^{1/3} + 0.64) \times 10^{-13}$ 厘米; $a = 0.6 \times 10^{-13}$ 厘米; $b = 0.978 \times 10^{-13}$ 厘米,计算了 14.6 兆电子伏中子对铝、镁、镉、铋等四种元素的弹性散射微分截面,并和散射角在 140° 内的实验数据进行比较,如图 11 所示。在已有的实验数据范围内,理论和实验是相当一致的。但是在小角度地方,仍然有太深的极小出现。而与自旋无关的中心位阱不能解释中子的极化现象是理论与实验中的最大矛盾。

已有的位阱形式还不能完全地解释实验结果,同时,已有的实验数据也还不能做为进一步发展理论的充分依据。回顾已有的实验工作,从入射中子能量来看,1—4 兆电子伏范围内研究得多,4—14 兆电子伏范围内研究得少。我们知道,能量低时,由于复核弹性散射的贡献不可忽略,因而实验测出的弹性散射截面,包含了一部分未知成分的复核弹性散射在内,不能直接与理论相比较。能量较高时,复核弹性散射的几率很小,实验与理论的比较也就更为可靠。从散射角的范围来看,小角度测量的多,大角度测量的少。能量较高时,测量到 90° 以后的更是少数。但是从以上的几种不同形式位阱计算出的理论值与实验值结果的比较中,我们可以看到,在 90° 以后,用不同光学位阱计算出的截面是大不相同的。因而测定较高能量时,大角度地方的弹性散射微分截面,将有助于改进和选择光学位阱的形式和参数。同时,也可以进一步检验利用已有的光学位阱计算时在大角度地方出现的很深的极小。

近来,在实验工作方面,用 ~ 14 兆电子伏的中子,对从铍到铀的 20 多种元素进行了细致的研究。在实验技术上,待解决的问题很多,如为了保证数据的准确,就要完全避免非弹性散射中子和 γ 射线的影响,而要测量 14 兆电子伏中子在大角度时的弹性散射截面,则因此时截面值已很小,而实验中的本底又很高,相形之下,更为困难。因之技术必须革新,方法必须改进。科恩(Coon),达维斯(Davis),菲尔绍瑟(Felthausen),尼科德馨斯(Nicodemus)^[14] 用连续中子源和小的闪烁体做探测器,特别注意去掉非弹性散射中子和 γ 射线的影响,测量了在 $5^\circ - 150^\circ$ 范围内 14.5 兆电子伏中子对碳、铝、铁、铜、锡、铅、铀等元素的弹性散射微分截面。安德孙(Anderson),格德勒(Gardner),纳卡达(Nakada)和翁(Wong)^[15,16] 用脉冲中子源和时间飞跃法,有效地分开了大量的本底中子、非弹性散射中子和 γ 射线的影响,测量了 $90^\circ - 167^\circ$ 范围内 14.6 兆电子伏中子的子对铁、银、镉、锡、铅等元素的弹性散射微分截面,如图 12 所示,圆点和三角形分别代表 [14]、[15] 和 [16] 的实验结果。图中上方横坐标的能量尺度表示对于文献 [14] 中的实验当移动散射环而改变散射角时入射中子能量的变化。 155° 附近的实验数据是值得特别注意的,这里并没有出现很深的极小,因而证明(2)—(5)式等形式的光学位阱是不能完全反映实验规律的。

布焦克伦德和芬巴奇^[17]进一步的改进了他们的计算,加入自旋-轨道位阱一项,去掉了大角度处很深的极小,而且在全部散射角范围内,理论与实验很好的符合。他们采用的位阱形式是:

$$V = V_{CR}\rho(r) + iV_{CI}q(r) + V_{SR} \left(\frac{\hbar}{\mu C} \right)^2 \frac{l}{r} \cdot \frac{d\rho(r)}{dr} \sigma \cdot L, \quad (6)$$

式中: $\rho(r) = 1/[1 + \exp(r - R_0)/a]$, $q(r) = \exp[-(r - R_0)^2/b^2]$, $R_0 = r_0 A^{1/3}$ 。(所用符号与里森费尔德(Riesenfeld)和沃特逊(Watson)用的相同^[18]。)

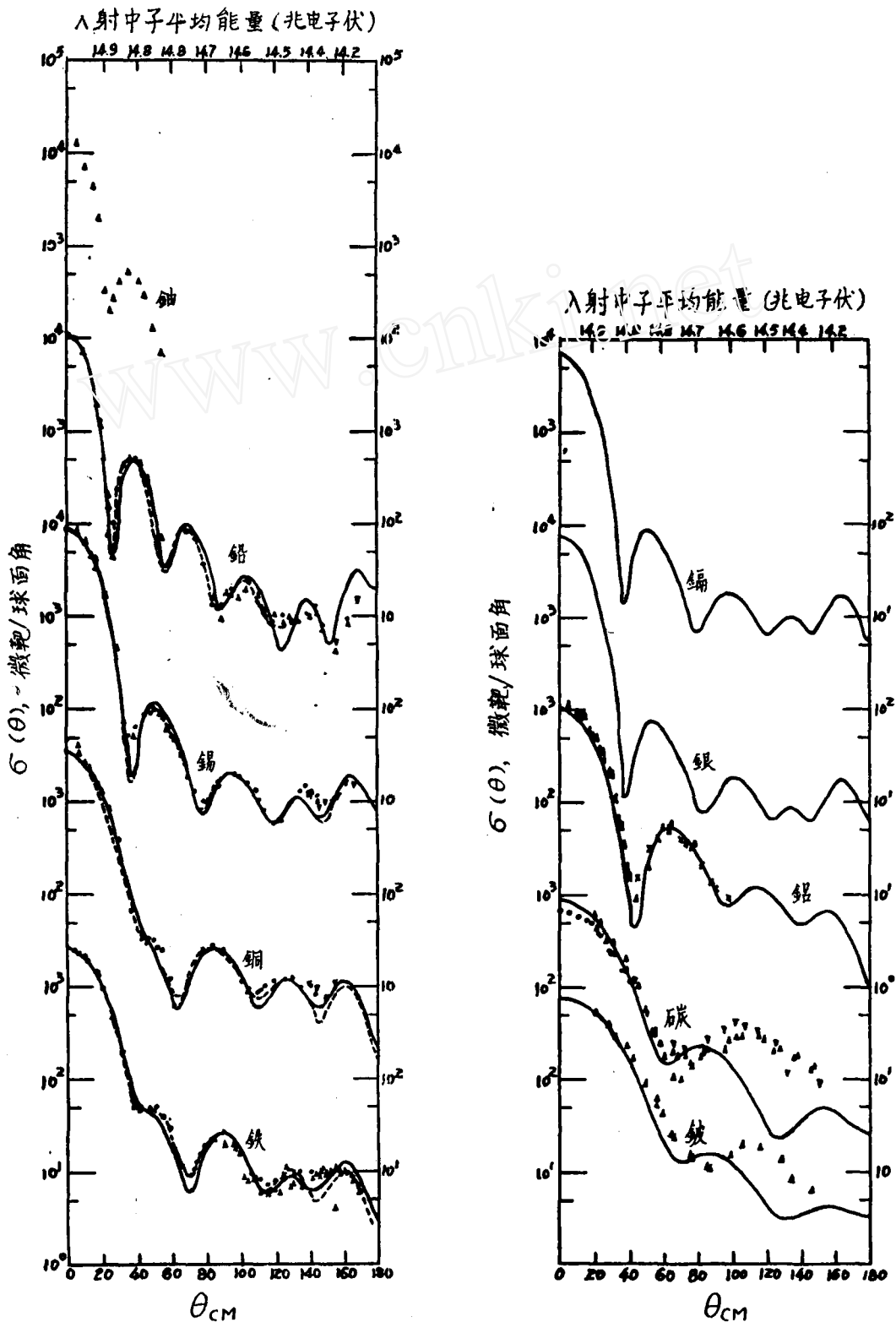


图 12 14 兆电子伏中子的弹性散射角分布

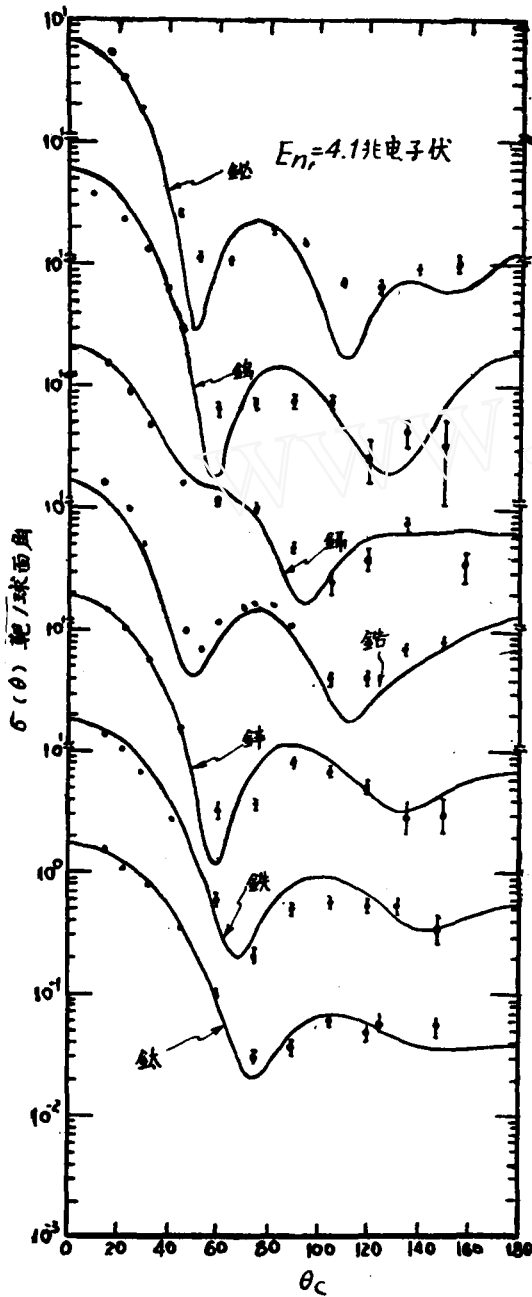


图 13 4.1 兆电子伏中子的弹性散射角分布理论曲线同实验值的比较

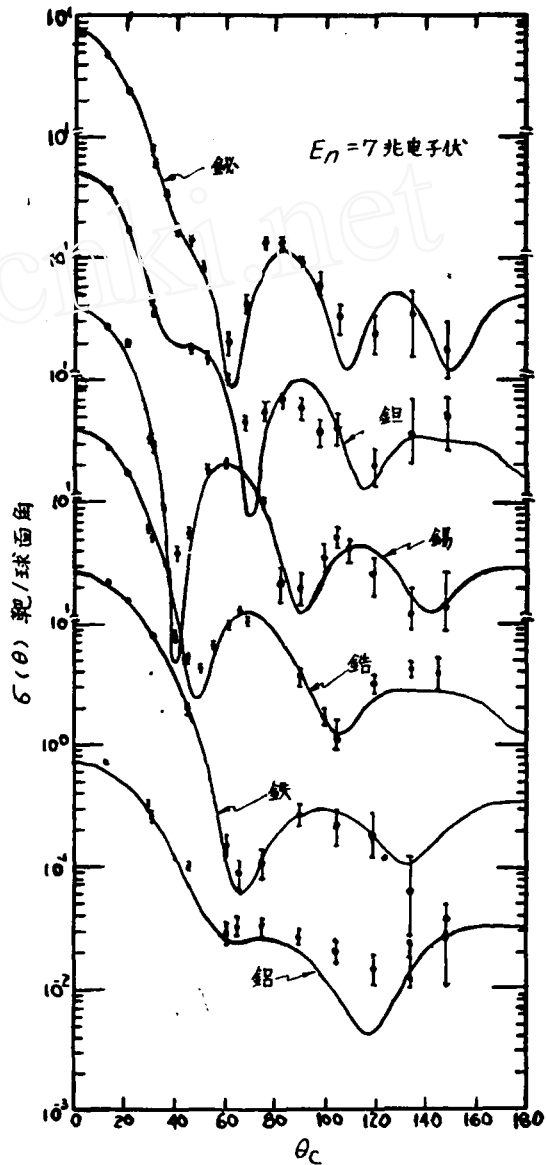


图 14 7 兆电子伏中子的弹性散射角分布的理论曲线和实验值的比较

计算得出满足 4.1, 7, 14 兆电子伏中子弹性散射实验的最好参数如表 1.

图 13, 图 14 表示 4.1 及 7 兆电子伏中子的理论曲线和实验数据的比较, 14 兆电子伏中子的理论曲线和实验数据的比较绘于图 12, 由此可见, 除铍、碳及铝以外, 在实验所测量得较广的入射中子能量和较大的散射角范围内, 理论和实验, 无论在定性或定量上都较好地一致.

从上可知, 布焦克伦德和芬巴奇的光学位阱, 对于铝以上的中、重元素, 导致了实验和理论的一致. 而对于铝以下的轻元素, 如铍、碳等, 在大角度地方仍有差别^[16]. 对于铝, 白科(Berko)

表1 位阱参数

E (兆电子伏)	$V_{CR}(E)$ (兆电子伏)	$V_{CI}(E)$ (兆电子伏)	$V_{SR}(E)$ (兆电子伏)	a (10^{-13} 厘米)	b (10^{-13} 厘米)	r_0 (10^{-13} 厘米)
4.1	50	7	9.5	0.65	0.98	1.25
7	45.5	9.5	8.6	0.65	0.98	1.25
14	44	11	8.3	0.65	0.98	1.25

等人^[19]曾测量得 14.7 兆电子伏中子的弹性散射角分布,其结果与布焦克伦德和芬巴奇计算的十分一致。但是,最近安德逊等人^[20]测量了 14.6 兆电子伏的中子在 35° — 150° 范围内,湯浅(Yuasa)测量了 14 兆电子伏中子在 70° — 170° 范围内铝的弹性散射角分布,如图 15 所示。图中圆圈、三角形和叉号分别代表文献[20]、湯浅及文献[14]的实验结果,曲线是(5)式的理论计算值。在大角度处实验值系统地增高,这表明适合于中、重元素的布焦克伦德和芬巴奇光学位阱的参数不适用于轻于铝的元素。产生这一差别的原因还不清楚。因而,有目的地对轻元素进行实验和进一步的改进理论仍然是必要的。

总结以上所述可知,从角分布的形状看来,当散射角在 60° 以下时,实验结果与用(2)式的简单直边光学位阱计算的理论值相当符合。当散射角大于 60° 时,这种简单的直边位阱就不适用了。(3)和(4)式的曲边光学位阱更为接近于实验值。但是它在大角度地方呈现有很深的极小,这又与实验不符。(5)式的光学位阱虽然在较大的角度范围内满意地解释了实验结果,但是在在大角度地方仍有太深的极小出现。而包括有自旋轨道项的布焦克伦德和芬巴奇光学位阱[(6)式]在较广的入射中子的能量和较大的散射角范围内,对中、重型元素的实验结果无论在定性或定量上都得到了满意的解释,而且得出了一组较好的光学位阱参数。但是,对于轻元素,理论和实验均须进一步的研究、改进和发展。

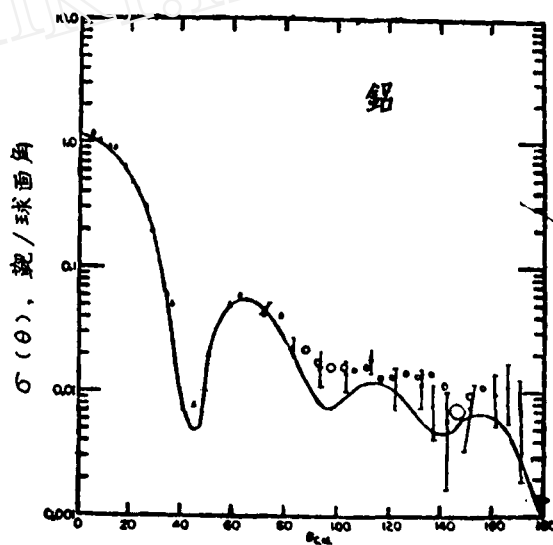


图 15 14 兆电子伏中子的弹性散射角分布
 Δ , \times , \circ 分别为文献[20], 湯浅, 文献[14]的实验数据;
 曲线为按(6)的计算的理论曲线。

四、结 束 语

前面已经提到,本文的目的在于将 14 兆电子伏范围内中子弹性散射角分布实验和光学模型理论计算的比较做一概括性的阐述。但是,应该说明的,光学模型理论的成就和进一步发展光学模型理论的基础,并不只局限于这一方面。近几年来,已经在理论上和实验上对中子、质子、 α 粒子被各种原子核散射的实验进行了大量的工作,希望得出一组最好的光学位阱参数,只是到今天为止,还没有最后结论。

在中子弹性散射实验中,到目前为止,布焦克伦德和芬巴奇分析 14 兆电子伏内中子弹性散射角分布数据得出的一组参数(见表 1)还是比较成功的,它能满意地解释 4.1、7、14 兆电子伏范围内的所有实验数据。

总结已有研究结果,对于光学位阱的形式较肯定的是:

1. 光学位阱应该是曲边的;
2. 光学位阱的实数部分随入射粒子能量的增加而逐渐减小;
3. 光学位阱的虚数部分随入射粒子能量的增加而逐渐增大. 可能当入射粒子能量继续增加时达到极大,然后又逐渐减小;
4. 自旋轨道一项的加入,使得已有的理论更与实验相接近. 同时可以解释中子被核散射后产生的极化现象. 但是根据上述光学位阱计算出的极化,在数量上与实验值还有着较大的差别. 这一方面的实验和理论(特别是在几十兆电子伏以下)都还做的不够,因此,大量开展极化实验的研究,将是进一步发展光学模型的一个主要方面.

参 考 文 献

- [1] Feshbach and Weisskopf, *Phys. Rev.*, Vol. 76, 1550 (1949).
- [2] Barschall, *Phys. Rev.*, Vol. 86, 431 (1952); Miller, Adir, Becklman and Dorden, *Phys. Rev.*, Vol. 88, 83 (1952).
- [3] Feshbach and Weisskopf, *Phys. Rev.*, Vol. 96, 448 (1954); *Phys. Rev.*, Vol. 90, 166 (1953).
- [4] Walt and Barschall, *Phys. Rev.*, Vol. 93, 1062 (1954).
- [5] Whitehead and Snowden, *Phys. Rev.*, Vol. 92, 114 (1953); *Phys. Rev.*, Vol. 94, 1267 (1954).
- [6] Walt and Beyster, *Phys. Rev.*, Vol. 98, 677 (1955).
- [7] Allen, Walton, Perkins, Alson and Taschek, *Phys. Rev.*, Vol. 104, 731 (1956).
- [8] Пасечник Барчук, Тоцкий Стрижак, Королев, Гофман, Ловчкова, Колтыпин и Яньков, Труды второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Женева, (1958).
- [9] Elliot, *Phys. Rev.*, Vol. 101, 684 (1956).
- [10] Culler, Fernbach and Sherman, *Phys. Rev.*, Vol. 101, 1047 (1956).
- [11] Beyster, Walt and Salmi, *Phys. Rev.*, Vol. 104, 1319 (1956).
- [12] Nauta, *Nucl. Phys.*, Vol. 2, 124 (1956).
- [13] Bjorklund, Fernbach and Sherman, *Phys. Rev.*, Vol. 101, 1832 (1956).
- [14] Coon, Davis, Felthaus and Nicodemus, *Phys. Rev.*, Vol. 111, 250 (1958).
- [15] Anderson, Gardner, Nakada and Wong, *Phys. Rev.*, Vol. 110, 160 (1958).
- [16] Nakada, Anderson, Gardner and Wong, *Phys. Rev.*, Vol. 110, 1439 (1958).
- [17] Bjorklund and Fernbach, *Phys. Rev.*, Vol. 109, 1295 (1958).
- [18] Riesenfeld and Watson, *Phys. Rev.*, Vol. 102, 1157 (1956).
- [19] Berko, Whitehead and Groseclose, *Nucl. Phys.*, Vol. 6, 210 (1958).
- [20] Anderson, Gardner, McClure, Nakada and Wong, *Phys. Rev.*, Vol. 115, 1010 (1959).
- [21] Yuasa, *J. Phys. Soc. Japan*, Vol. 13, 1248 (1958).