

6.8 MeV 质子对 Cr, Co, Ni, Cu, Zn 的弹性散射*

周德鄰 毛振麟 袁容芳 梁文学 趙忠堯
(中国科学院)

提 要

本实验测量了 6.8 MeV 质子对 Cr, Co, Ni, Cu 和 Zn 的弹性散射角分布。在其微分截面 $\sigma_e(\theta)$ 与库仑散射微分截面 $\sigma_R(\theta)$ 之比对 θ 的作图中显示: 这几种元素 A 相近, 也有大体相似的角分布曲线; 其极大极小位置可以用 $kR' \sin \frac{\theta_m}{2} = \text{常数}$ 表之, 显示出核的粗糙结构的特征。但在大角度处, 这几种质量数 A 相近的核, 其 $\frac{\sigma_e(\theta)}{\sigma_R(\theta)}$ 值却有显著的差异, 而且偶 Z 核的 $\frac{\sigma_e(\theta)}{\sigma_R(\theta)}$ 值总较奇 Z 的为大, 这又不是核的粗糙结构理论或郎核的光学模型理论所预期的。

本实验以及在 5—10 MeV 的同类实验中所发现的这种差异, 可以解释为主要是由于在偶 Z 核中包含有较多的复合核弹性散射的缘故。

一、引 言

以波尔的复合原子核假设为基础的核反应理论很好地解释了低能核反应中的共振现象和其他很多的实验事实。但是后来也发现好多实验结果是不能用波尔的假设去解释的。例如 Barshall^[1] (1952) 在一系列元素的快中子 (100 keV—3 MeV) 实验中发现, 它们的总截面 σ 随能量有起伏的变化, A 相近的元素曲线形状相似, 但若 A 相差甚多, 曲线的形状便有显著的差别。上述实验既未显示出核的各别共振, 也不能用以波尔假设为基础的连续理论去解释, 因为按连续理论算得的 σ 随 E 单调变化, A 不相同, 曲线形状仍应大致相同。

为要说明这一类实验事实, Feshbach 等人^[2] (1954) 沿用前有的概念并更加细致地提出了核的光学模型或核的粗糙结构理论。其根据是, 当反应中的弹核打入靶核以内时, 弹核并不都被吸收而形成复合核, 也可以说, 靶核并不象液滴那样而是象一个具有相当透明度的晶体球。弹核(就象光线那样)在和此球作用时, 一部分被吸收, 另一部分被散射。这吸收的部分便形成复合核。这样, 弹核和靶核的作用就可以用一复位阱

$$V = V_0 + iW \quad (1)$$

来描述。其中虚数部分便代表核有吸收作用。Feshbach 等人用这一理论成功地说明了

* 1960年4月16日收到。

Barshall 的实验。

如上所述,这种模型只計及弹性散射和吸收两个部分,至于吸收以后的情况如何,则需要另加考虑。所以利用这种模型,只能算得位阱所引起的弹性散射(通常又叫它形状弹性散射)截面 σ_{se} , 和吸收截面 σ_c ; 并可由此得到总截面 $\sigma_t = \sigma_{se} + \sigma_c$ 。至于 σ_c 将如何衰变, 则不属于光学模型考虑的范围了。但是 σ_c 中无疑总有一部分是按弹性散射的形式衰变的, 如果把这一部分叫做复合核弹性散射截面 σ_{ce} , 则实验测得的弹性散射截面就将是 $\sigma_e = \sigma_{se} + \sigma_{ce}$ 。 σ_{se} 和 σ_{ce} 在实验中是无法分开的, 这在进行理论比较时必须予以注意。不过, 在能量甚高时, 复合原子核衰变的可能形式很多, 按弹性散射衰变的机会很少, 即 $\sigma_{ce} \sim 0$, 因而 $\sigma_e \simeq \sigma_{se}$ 。

在 10—30 MeV^[3] 的质子弹性散射实验中, 发现其微分截面 $\sigma_e(\theta)$ 或 $\sigma_c(\theta)$ 与库仑散射微分截面 $\sigma_R(\theta)$ 之比 $\sigma_e(\theta)/\sigma_R(\theta)$ 也象中子散射实验一样显示出绕射花纹, 其极大极小的位置随 A 的不同作系统的变化, 即满足 $kR' \sin \frac{\theta_m}{2} = \text{常数}$ 的关系。其中 θ_m 是极大或极小的位置, k 是弹核的波数, $R' \simeq$ 核半径, $R = r_0 A^{1/3}$, r_0 是核单位半径, A 是质量数。也反映出核的粗糙结构的特征。还在 1952 年, Leleiver 和 Saxon, 以及以后的 Chase 和 Rohrlich^[4] 也曾用 $V_0 + iW$ 的方形势阱去处理质子弹性散射实验, 但不能得到令人满意的结果。以后, Woods 和 Saxon^[5] 改用更加合理的圆边势阱, 情况便有了改善。这位阱的形式是

$$V(r) = \{V + iW\} / \left\{ 1 + e^{\frac{r-R}{a}} \right\}, \quad (2)$$

式中 $R = r_0 A^{1/3}$, a 表示位阱锥削程度的参数。

在能量小于 10 MeV 的质子弹性散射实验中^[6-10], 也反映出核的粗糙结构的明显特征。Glassgold 等人^[11] 用位阱 (2) 分析了 9.8 MeV^[10] 的实验结果, 除个别情况外, 理论和实验符合得很好。但在 5.25 MeV^[6] 及 7.5 MeV^[9] 的实验中, 则发现一些所谓反常现象: 在 Ni 附近的几种元素中, 尽管 A 很相近, 但其 $\sigma_e(\theta)/\sigma_R(\theta)$ 值在大角度处表现出很大的差异, 而且偶 Z 核的 $\sigma_e(\theta)/\sigma_R(\theta)$ 值总较奇 Z 的为高。这是无法用简单的光学模型去解释的, 它们的角分布也无法用上述位阱得到很好的处理。

5.7 MeV^[8] 的实验也显示出这种现象, 惟 5.4 MeV^[7] 的实验例外。

对于这种现象, 目前有两种可能的解释, 一是由于靶核的自旋不同, 一是由于在偶 Z 核的散射截面中, 包含有较多的复合核弹性散射成分。

我们用 6.8 MeV 质子对 Ni 及 Ni 附近的几种元素进行弹性散射实验, 其中包括三个偶 Z 的核 Cr, Ni, Zn; 二个奇 Z 的核 Co, Cu, 试图进一步观察这种“反常”现象在本能量范围的情况并进行解释。

二、实验设备及实验过程

(1) 概述 迴旋加速器加速的氦分子能量为 13.6 MeV, 这便相当于能量为 6.8 MeV 的质子束, 因为氦分子打在靶上之后即分为两个质子, 能量各为 6.8 MeV。

在束流被引出 D 型盒以后, 由于加速磁场的边缘效应而分散开来, 经过两个四极矩磁

透镜聚焦, 然后再用偏转磁铁偏转 13° 后, 穿过两公尺厚的重混凝土墙进入实验厅的散射室。偏转 13° 的作用是为了减少实验厅的本底。

准直系统使进入散射室的束流张角为 $\pm 17'$ 。束流穿过靶子之后为法拉第筒所收集。散射室直径为 1.5 米, 室内上下各装有两个转臂, 供装探测器之用。我们在散射室内装有两个烟燻计数器, 其中之一作为监督器。另在散射室的窗外还装有一个烟燻计数器, 也做监督器用, 和束流成 30° 角。

转臂可以在 $0-360^\circ$ 之间旋转, 装了准直器后, 还可转至 $\pm 165^\circ$ 。角度可读至 $1'$ 。

整个实验布局示意图如图 1 所示。

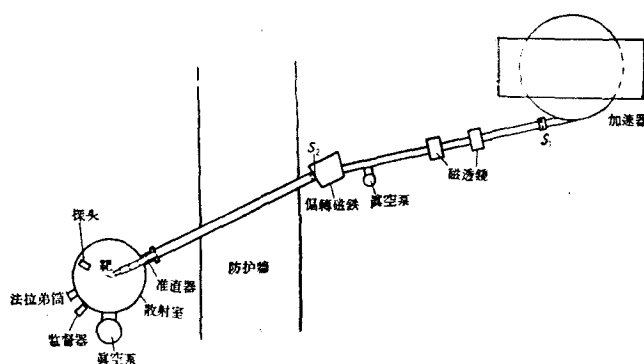


图 1

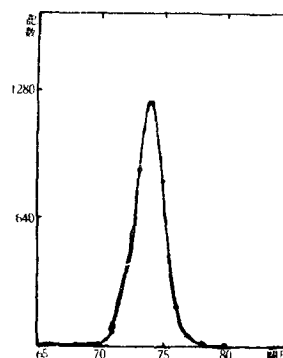


图 2

(2) 准直系统 束流被引出 D 型盒之后, 由于边缘磁场的作用而分散开来。为了使束流的能量更单一一些, 故在进入透镜之前装有宽 20mm、高 40mm 的孔 S_1 , 偏转磁铁之后装有直径 20mm 的孔 S_2 。靶室入口处的准直器, 第一和第五两个孔直径 4mm, 用石墨制成, 间距为 800mm, 作为限制束流之用; 其余第 2, 3, 4, 6 四个孔是反散射孔, 它们都稍大于限制束流的孔。所有的孔边缘都是削尖的, 以减少孔的边缘散射。束流打在靶上的点直径大约有 5mm。

(3) 靶 所有的靶均用电解法制造, 直径 35mm。

各靶的厚度:

$$\begin{array}{lll} \text{Ni} & 1.3\text{mg}/\text{cm}^2, & \text{Co} & 2.7\text{mg}/\text{cm}^2, & \text{Zn} & 4.8\text{mg}/\text{cm}^2 \\ \text{Cr} & 2\text{mg}/\text{cm}^2, & \text{Cu} & 5\text{mg}/\text{cm}^2 & & \end{array}$$

(4) 探测器 我们用烟燻计数器探测散射质子。探头用 CsI 晶体, 厚略小于 1mm, 足以吸收 6.8MeV 的质子, 而中子和 γ 本底可以很小。光电倍增管用的是 $\Phi 3V29$ 和 $\Phi 3V19M$ 。晶体和光电倍增管之间用扩散泵油涂抹, 使光接触良好, 晶体前表面盖有厚 0.005mm 的铝箔作为反射体并挡去可见光。光电倍增管连同阴极跟随器组成的探头全部“光密封”起来置于散射室内。电缆用真空密封的接头引出。在真空抽至 10^{-4} mm 以下时便可以加高压。由探头输出的信号经过 100 型直线放大器放大之后输入到单道脉冲振幅分析器。最后的能量分辨率为 3—3.5%。图 2 所示是 Au 在 60° 的能谱曲线。

探头之张角为 0.85° , 探测距离 410mm。

(5) 几何校正 整个系统的几何校正分以下几个步骤: (i) 用萤光屏观察, 调节靶室

使束流通过靶室进出口管道的几何中心。(ii) 装上准直器, 使通过准直器各孔的光线通过探头所在转臂之转动轴线并通过靶室出口之中心。(iii) 装上探头, 使通过准直器的光线射中探测孔, 这时探测器所在位置便是 0° 。(iv) 转动探头, 检查准直器轴线是否在转动平面内。(v) 使靶子轴线通过探头转臂之轴线。(vi) 用荧光屏观察靶点, 证明束流准确地通过靶子中心。所有这些均准确到 1mm 以内。由此引起的实验误差可以忽略。

(6) 角分布实验 首先用 Au 的角分布实验对系统作最后的检验。左右两边的测量证明原来校正的 0° 方向是正确的。并且, 因为在本能量范围 Au 是纯库仑散射, 而实验发现, 它的 $\sigma_c(\theta)/\sigma_R(\theta)$ 在 $\pm 3\%$ 以内规一为 1, 如图 3 所示, 再一次证明系统的可靠。

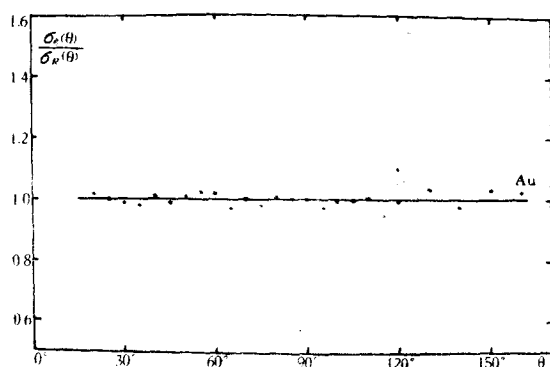


图 3

各元素的角分布测量从 $20-165^\circ$ (有的靶可测至 15°), 靶子放在跟束流成 45° 和 120° 的方向。两种不同靶位所测角度应有一定的重迭。例如, 当靶子放在 45° 时可以测到 $165-60^\circ$, 靶子转到 120° 后, 再测 $70-15^\circ$ 。发现两种靶位得到的数据基本上是一致的, 若有差别, 则加以校正。不同束流所量角度也应有重迭, 以检查和防止由于束流过大而出现的计数的堆积效应。在小角度所用束流小于 10^{-9} 安倍, 大角度则用 $10^{-9}-10^{-8}$ 安倍。为减少统计误差, 监督器及探测器的计数, 一般均大于 4000, 个别计数较少的, 也不低于 1200。

(7) 误差估计 本实验中主要的两种误差是: (i) 非弹性散射群或沾污物质的弹性散射群混入弹性散射群, 估计约 2%。(ii) 统计误差, 因为探测器和监督器计数一般均大于 4000, 因此统计误差一般小于 2%, 个别实验点计数较少, 但也在 1200 以上, 统计误差也不大于 3%。因此总的实验误差约为 3% 左右。

三、实验结果和讨论

为了便于比较分析, 一般都把 $\sigma_c(\theta)/\sigma_R(\theta)$ 对观测角 θ 作图。因为库仑散射微分截面 $\sigma_R(\theta) \propto 1/\sin^4 \frac{\theta}{2}$, 而 $\sigma_c(\theta) \propto N(\theta)$, 所以 $\sigma_c(\theta)/\sigma_R(\theta) \propto N(\theta) \sin^4 \frac{\theta}{2}$, 式中 $N(\theta)$ 是 θ 角的实验计数。因此可以用 $N(\theta) \sin^4 \frac{\theta}{2}$ 代替 $\sigma_c(\theta)/\sigma_R(\theta)$ 而只差一个常数因子。根据别人以及我们自己的实验看出, 在 25° 以下是纯库仑散射, 因此 25° 以下的 $\frac{\sigma_c(\theta)}{\sigma_R(\theta)} = 1$, 故

将 25° 以下的 $N(\theta) \sin^4 \frac{\theta}{2}$ 规一为 1.

各元素的角分布曲线如图 4—8 所示 (图中的 θ 是实验室系统的), 图 9 是将 Cr, Ni, Cu, Zn 的曲线画在一起的情形. (Co 与 Cu 很接近, 故未画入) 从这些图中看出, 这些相邻的元素, 的确有着大体相似的曲线形状. 它们在 40° , 80° 和 130° 附近均各有极小和极大. 实验发现, 一些元素在 30° 附近还似乎有一个极小, 但由于和 1 很接近, 因此不很明显. 因为它们和 A 相近, 这些极大极小的位置也都相近. 这一点, 在 Cu 和 Co 中尤其看得明显, 它们的角分布曲线非常相近, 事实上, 它们的 A 值相差很小, 极大极小的位置也很接近, 这和 5.25 MeV 及 7.5 MeV 的实验有些不同. 另外, Zn, Ni, Cr 在大角度的样子也和 5.25 MeV 及 7.5 MeV 的实验不甚相同, 它们没有 5.25 MeV 那种直线上升的情况, 过极

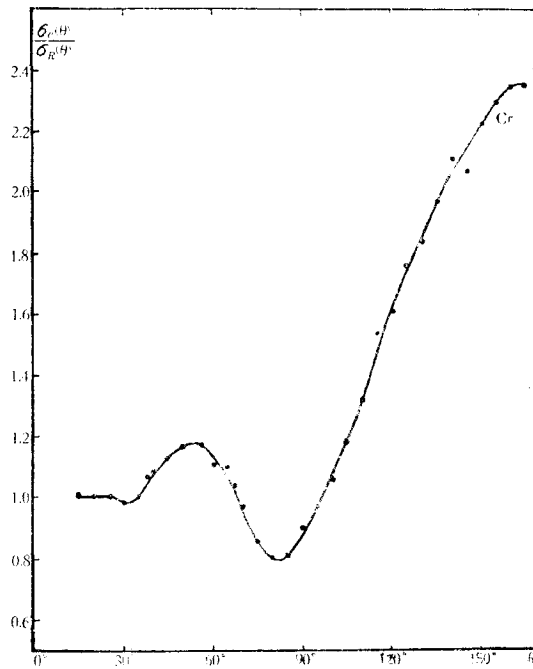


图 4

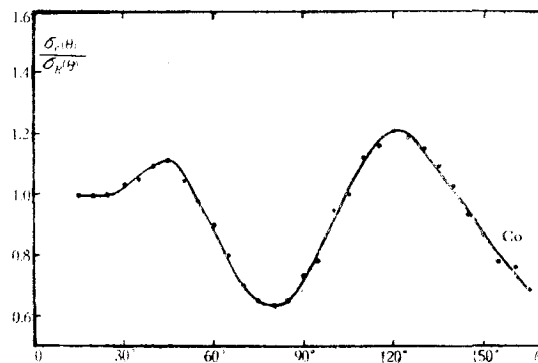


图 5

大之后也不象 7.5MeV 下降的那样快。

所有极大极小的位置,也都大体上满足 $\sin \frac{\theta_m}{2} \propto \frac{1}{kR} = \frac{1}{kr_0 A^{1/3}}$ 的关系,或即对于不同 A 或不同 k , 均在同一个 $kr_0 A^{1/3} \sin \frac{\theta_m}{2} = C$ 值时有极大或极小。在我們的实验中,情况如

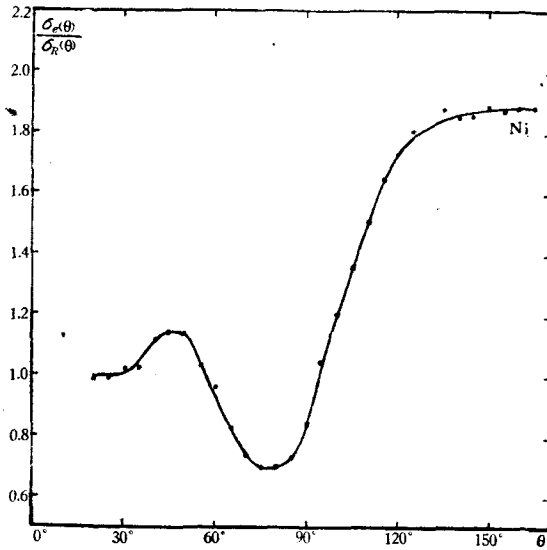


图 6

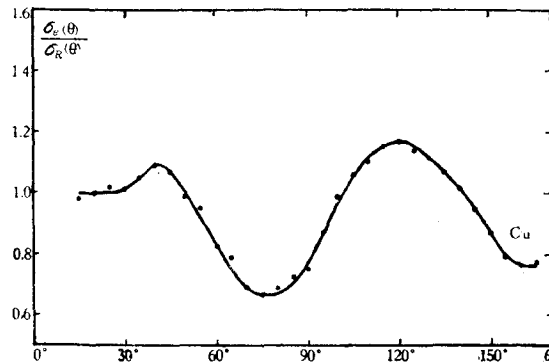


图 7

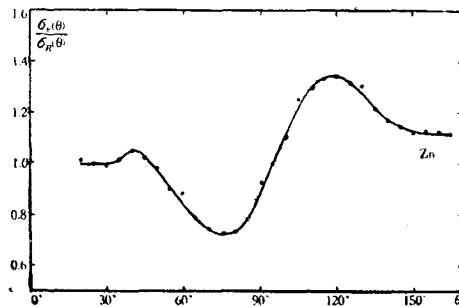


图 8

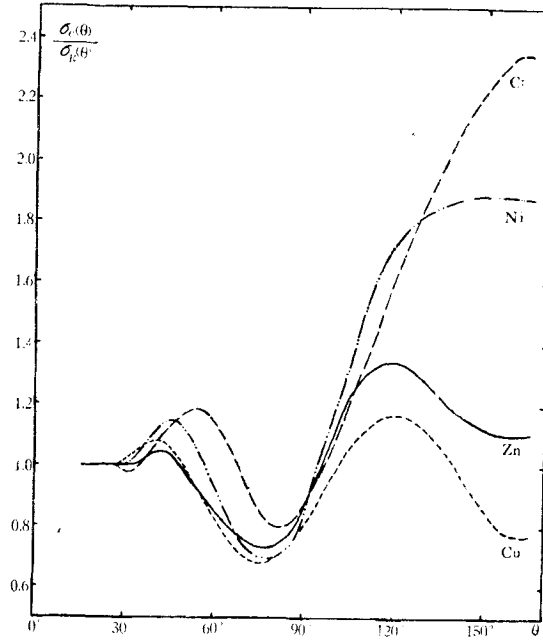


图 9

下表所示. 因这些元素的 A 值较大而且相近, 故均用实验室系统的数据. 表 1 中 θ_1, θ_2 和 θ_3 分别表示 $40^\circ, 80^\circ$ 及 130° 附近的极大极小位置. k, r_0 是常数, 未乘入.

将我们的实验和 7.5 MeV 的情况比较, 以观察 θ_m 和 k 的关系. 表 2 中 7.5 MeV 的极

表 1

	Cr	Co	Ni	Cu	Zn
$A^{1/3} \sin \frac{\theta_1}{2}$	1.70	1.49	1.56	1.43	1.38
$A^{1/3} \sin \frac{\theta_2}{2}$	2.46	2.43	2.42	2.43	2.46
$A^{1/3} \sin \frac{\theta_3}{2}$	3.7	3.37	极大值不明显	3.42	3.44

表 2

	Co		Ni		Cu	
	$A^{1/3} \sin \frac{\theta_m}{2}$	$1.05 A^{1/3} \sin \frac{\theta_m}{2}$	$A^{1/3} \sin \frac{\theta_m}{2}$	$1.05 A^{1/3} \sin \frac{\theta_m}{2}$	$A^{1/3} \sin \frac{\theta_m}{2}$	$1.05 A^{1/3} \sin \frac{\theta_m}{2}$
θ_1	1.49	1.6	1.56	1.46	1.43	1.30
θ_2	2.48	2.52	2.42	2.4	2.42	2.38
θ_3	3.37	3.46		3.48	3.42	3.33

大极小位置是由文献上的图中估得的, $A^{1/3} \sin \frac{\theta_m}{2}$ 是 6.8MeV 的数据, $1.05A^{1/3} \sin \frac{\theta_m}{2}$ 是 7.5MeV 的数据, 因其 k 值较 6.8MeV 的大 1.05 倍. 从表中看出这一规律也是大致符合的. 这些事实, 显示出核的粗糙结构的特征.

但是另一方面, 本实验的这几种元素, 它们的原子质量数 A 如此接近, 按光学模型来说, 其曲线形状应该是差不多的. 但是, 它们在大角度处的 $\sigma_e(\theta)/\sigma_R(\theta)$ 却表现出显著的差异: 偶 Z 的核其 $\sigma_e(\theta)/\sigma_R(\theta)$ 值总较奇 Z 的核为大, 即使最重的 Zn 也在 Cu, Co 之上. (我们知道, 在 17MeV^[12] 的实验中也有一种现象, 但 Zn 却例外) 而在这三种偶 Z 的核中, 它们的 $\sigma_e(\theta)/\sigma_R(\theta)$ 值之大小则又按 A 的大小作顺序的排列, A 越小, $\sigma_e(\theta)/\sigma_R(\theta)$ 值越大.

在我们的实验中, 表现得特别明显的是: 两个奇 Z 核 Co 和 Cu, 它们的 A 相近, 曲线也极相似; 而 Co 和 Ni, Cu 和 Zn, 它们的 A 更加接近, 但其角分布曲线却表现出明显的不同. 这从简单的光学模型来说是难以理解的.

前面已经提到, 目前对这种现象有两种可能的解释, 一是由于靶核的自旋不同, 就目前的实验事实看来, 还不能对这一解释作肯定的结论. 另一种可能是由于复合核的弹性散射的贡献, 即偶 Z 核和质子组成之复合核, 有更多的可能按弹性散射的形式衰变. 所以偶 Z 核的散射截面中包含了更多的复合核弹性散射. 如前所述, 实验测得的弹性散射截面包括两个部分:

$$\sigma_e = \sigma_{se} + \sigma_{ce},$$

σ_{se} 是形状弹性散射截面, 也相当于用光学模型算得的弹性散射截面. σ_{ce} 便是前述 σ_e 中按弹性散射衰变的部分即复合核弹性散射截面. 实验发现的偶 Z 核的 $\sigma_e(\theta)/\sigma_R(\theta)$ 较大于奇 Z 核, 便认为是它们有较大的 σ_{ce} 的缘故.

作为这种假定的根据, Waldorf 和 Wall^[9] 及丘锡钧等认为主要有两点: (1) 偶-偶核能级密度小, 可能的衰变方式少, 因而按弹性散射衰变的几率就大些. 反过来, 奇-偶核的能级密度大, 所以按弹性散射衰变的几率就小些. (2) 是由于 (p, n) 反应阈能的不同, 一般偶-偶核的阈能大于奇-偶核的阈能. (p, n) 阈能低的, 复合核由中子衰变的可能性很

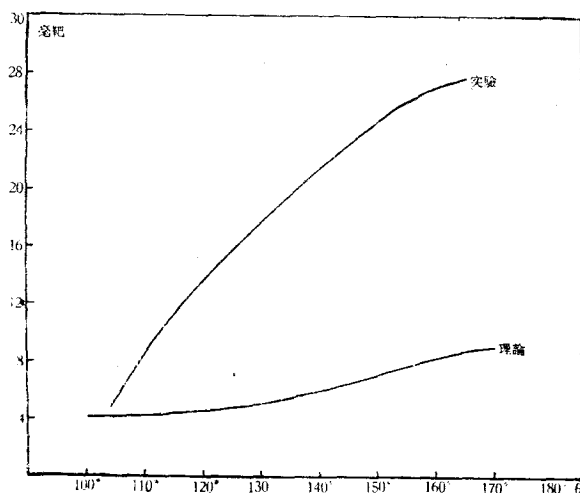


图 10

大, 因此 σ_{cr} 相对地减小.

丘錫鈞等并在这些假定的基础上計算了 Cr 的复合核弹性散射的角分布. 他們的結果和我們由实验大致估得的 Cr 的复合核弹性散射部分¹⁾比較有相同的数量級(如图 10 所示). 但是要进一步作定量上的比較, 则需要应用光学模型对本实验角分布曲綫进行詳細的分析.

除此之外, Seward^[13] 曾經測量了 Cr(p, p') (第一激发态) 的激发曲綫. 丘錫鈞等对此所作的理論計算和 Seward 的实验結果是定性符合的. 最近 Preskitt 和 Alford^[14] 用不同能量进行的 Cr(p, p) 角分布实验发现, 其在大角度表现的对庫仑散射偏离的多少与 Cr(p, p') 激发曲綫所显示的极大极小位置也大致相符. 这一切說明, Cr 及其他偶 z 核在大角度的較大的 $\sigma_c(\theta)/\sigma_R(\theta)$ 值, 至少有相当大的部分是来自复合核弹性散射的貢獻.

致謝: 感謝 А. П. Ключарев 同志对于本工作所作的启示. 工作中所用的各种靶子的制造方法是 А. Д. Николайчук 同志介紹給我們的, 謹致謝意. 本工作是在加速器全体工作人員亲密配合之下完成的, 特此致以衷心的感謝.

参 考 文 献

- [1] Barshall, H. H., *Phys. Rev.* **86** (1952) (L), 431.
- [2] Feshbach, H., Porter, C. E. and Weisskopf, V. F., *Phys. Rev.* **96** (1954), 448.
- [3] 参見例如 Burkig, I. W. and Wright, B. T., *Phys. Rev.* **82** (1951), 451; Gugelot P. C., *Phys. Rev.* **87**, 525 (1952); Cohen, B. L. and Neidigh, R. V., *Phys. Rev.* **93** (1954), 282; Dayten, I. E., *Phys. Rev.* **95** (1954), 754; Kinsey, B. B. and Stone, T., *Phys. Rev.* **103** (1956), 975.
- [4] Leleiver, R. F. and Saxon, D. S., *Phys. Rev.* **87** (1952), 40; Chase, D. M. and Rohrllich, F., *Phys. Rev.* **94** (1954), 81.
- [5] Woods, R. D. and Saxon, D. S. *Phys. Rev.* **95** (1954), 577.
- [6] Bromley, D. A. and Wall, N. S., *Phys. Rev.* **102** (1956), 1560.
- [7] Ключарев, А. П., Болотин, Л. И. и Лучик, В. А., *Ж. Экспер. Теор. Физ.* **30**, вып. 1—3, (1956), 573.
- [8] Michiya Kando et al., *J. Phys. Soc. Japan*, **13** (1958), 231; 同上 **12** (1958), 561.
- [9] Waldorf, W. F. and Wall, N. S., *Phys. Rev.* **107** (1957), 1602.
- [10] Hintz, N. M., *Phys. Rev.* **106** (1957), 1201.
- [11] Glassgold, A. E. et al., *Phys. Rev.* **106** (1957), 1207.
- [12] Dayten, I. E. and Schrank, G., *Phys. Rev.* **101** (1956), 1358.
- [13] Seward, F. D., *Phys. Rev.* **114** (1959), 519.
- [14] Preskitt, C. A. and Alford, W. P., *Phys. Rev.* **115** (1959), 389.

1) 实验曲綫是假定 Cu 完全无复合核弹性散射, 而 Cr 較 Cu 多出的部分便是复合核弹性散射的貢獻, 二者相減得出的. 忽略了两元素不同的 z , A 的影响和极大极小位置的不同, 因之是比較粗略的.

ELASTIC SCATTERING OF 6.8 MEV PROTONS BY Cr, Co, Ni, Cu AND Zn

CHOU TE-LIN MAO CHEN-LIN YUAN JUNG-FENG LIANG WEN-HSÜEH

CHAO CHUNG-YAO

(Academia Sinica)

ABSTRACTS

The angular distributions of 6.8 MeV protons elastically scattered by Cr, Co, Ni, Cu and Zn have been measured. The ratio of the differential scattering cross-section measured for each element to that expected from the Coulomb scattering of a point charge nucleus is plotted against the scattering angle. The positions of the maxima and minima shown in the plotted curves can be expressed by the equation $kR' \sin \frac{\theta}{2} = \text{const.}$ within our experimental accuracy, indicating the property of an optical model nucleus. At large angles the values of this ratio belonging to even elements are found systematically greater than the values belonging to neighboring odd elements, and the greater the difference is, the lighter the elements are.

The difference of the elastic scattering cross-sections between even and odd elements of medium atomic weight at energies from about 5 to 10 MeV as found in the present experiment as well as in some of the previous experiments can be interpreted as mainly due to the contribution of the compound elastic scattering.