

α 粒子在 ^{24}Mg 核上大角反常散射的研究

袁 坚 袁容芳 黄炳印 王新林

王远大 庄 斐 姜思源

(中国科学院原子能研究所)

摘 要

在 $\theta_L = 12^\circ$ 至 178° , 每间隔 2° 测量了 18.1MeV α 粒子在 ^{24}Mg 同位素核上的弹性散射角分布和部分非弹性散射角分布. $\alpha + ^{24}\text{Mg}$ 弹性散射角分布在大角区呈现强烈振荡结构, 微分截面全面增强. 标准光学模型和复合核弹性散射(通过 $H-F$ 公式)不相干相加的计算不能预言这一反常现象. 角动量相关吸收光学模型能相当好地与实验数据拟合. 角动量相关吸收势光学模型对其他能量的 α 粒子在 ^{24}Mg 核上弹性散射实验角分布的拟合也进行了计算和讨论.

一、引 言

α 粒子大角反常散射现象 (ALAS)^[1-3] 在西德 Marburg^[4] 和波兰 Cracow^[5] 召开的两次国际性会议上受到重视, 会议指出了现象的重要性. 标准光学模型的计算不能预言 ALAS. 考虑复合核统计理论和耦合道理论的计算同样难以解释 α 粒子在 ^{40}Ca 及其邻近核上散射时所观察到的大角反常散射现象. 人们提出许多解释这一现象的理论模型, 归纳起来有: (1) 共振过程. 其要点是 ALAS 来自入射 α 粒子与靶核组成的复合体系的共振. 这种复合体系的共振, 有两种理解: 一是 α -靶复合体系形成所谓“转动子”, 它在一定角动量分波上共振, 这就是雷奇极点模型^[6]. 二是 α -靶复合体系形成准分子态, 利用共振群方法 [R. G. M] 微观地分析了 ALAS^[7-9]. 这一理论的重要特征是精确地处理了两核之间核子交互作用. 尽管对较重核的计算还有一定困难, 但对许多轻核的计算结果能与实验数据满意地拟合是值得重视的. (2) 交换机制. 例如重粒子削裂^[10] 敲出^[11] 和宇称相关光学模型^[12,13], 它与靶核的结构, 特别是与靶核的集团结构有关. 至今仅对部分实验数据进行拟合, 可以解释大角截面的增强, 但往往不能给出角分布峰谷的正确相位. (3) 基于角动量“失配”概念, 具有角动量相关吸收势光学模型^[14,15], 它在重离子散射中取得相当好的成功, 也是目前应用较广泛的模型. (4) 其他机制. 多数模型缺乏对更多核的反常散射实验数据的系统学解释. 其中关于纯势散射过程的研究, 无论采用不同于 Woods-Saxon 形式因子的光学势^[16,17], 还是半经典三隧道点图象^[18], 在解释 α - ^{40}Ca 大角反常截面

增强以及它与入射能量的依赖关系方面取得成功。这种势的实部也能从折叠势计算得到,但其势的虚部究竟采用什么形式以及如何解释一系列核所显示的同位素效应等方面还有待进一步探讨。至今提出的这些模型还不能解释实验上观察到的大角反常散射的全部特征,有些模型还需要有更多的实验证据。可以说,反常散射的起因还是一个有待研究的课题。

α 粒子在原子质量数 $A \sim 24$ 核上反常散射现象的研究远不如对双幻数核 ^{40}Ca 研究仔细^[19,20]。前者的反应机制可能更复杂,例如直接与复合核过程可能同时存在,试图分析每种机制的贡献有较大的困难。然而,像 ^{24}Mg , ^{28}Si , ^{20}Ne 等核,存在所谓非自然宇称态。文献[21,22]指出,这种态的激发主要来自复合核散射的贡献,利用这一实验特征来分析复合核弹性散射截面也许是一个现实的方法。

本工作用多探头角分布谱仪测量了 18.1 MeV α 粒子在 ^{24}Mg 同位素核上弹性散射角分布和 $\alpha_1, \alpha_{2+3}, \alpha_4, \alpha_5$ 非弹性散射角分布。利用 ^{24}Mg 核 $3^+(5.22\text{MeV})$ 非自然宇称态的实验特征,计算了复合核弹性散射截面。利用标准光学模型, H-F 理论不相干相加的计算不能预言我们的实验结果。采用角动量相关吸收势光学模型拟合实验数据得到相当满意的结果。该模型对其他能量 α 粒子在 ^{24}Mg 核上弹性散射实验角分布的拟合也进行了计算和讨论。

二、实验装置和实验方法

实验是在原子能所迴旋加速器上进行的。根据大角反常散射的实验特点,我们建立了如图 1 所示的多探头角分布谱仪系统¹⁾。它由多探头靶室装置、谱仪核电子学线路和 Tradic-C 多道计算机系统组成。该系统的主要特点是有较高抗本底水平和较强抗随机脉冲功能,并且有较大的测量角度范围。

1. 多探头靶室装置。

由图 1 可见,从迴旋加速器引出的 α 离子束经聚焦、偏转,由一系列铝准直孔准直后进入 1.5m 直径的散射室,最后阻止在石墨材料组成的法拉第筒内。 α 束流强度一般为 100 nA 至 200 nA。在极小角区测量中,束流强度降至 10 nA 附近,束流能量分辨率好于 0.8%,束流靶点大小由准直系统 $3.5 \times 5\text{mm}^2$ 长方形准直孔确定。同位素 ^{24}Mg 靶是由真空蒸发制备的,有自撑靶 ($\sim 300\mu\text{g}/\text{cm}^2$) 和碳衬底靶 ($\sim 100\mu\text{g}/\text{cm}^2$), ^{24}Mg 的同位素丰度为 99.3%。

散射室内共装有五块 Si(Au) 面垒型半导体探测器,其电阻率 $\rho \leq 2000 \Omega \cdot \text{cm}$,其中三块装在一个可动转臂上,每块相隔 6° ,角度误差小于 0.2° ,角分辨为 0.3° ,可以在不破坏真空条件下,在反应面内从 0° — 178° 范围内绕靶心转动,这个探测器组用于测量出射带电粒子角分布的相对产额。在另一可动转臂上和 $\theta_L = 60^\circ$ 处的散射壁上各安装一块探测器,分别作为出射粒子角分布测量的监督器和加速器束流能量监督器^[23]。利用 $^{241}\text{Am}-\alpha$ 源和线性脉冲产生器对谱仪进行能量刻度具有迅速、直观、精确的特点,可以用来

1) 部分实验数据取自八探头角分布谱仪系统。请参见文献[24]。

“在线”测量和监督束流能量、能量分辨和束流成份。

为了减少本底干扰,每一探测器前都装有长为 8cm, 面积为 $4 \times 6 \text{ mm}^2$ 的准直孔组成的准直系统。长方形探测器准直器以及长方形束流准直器的利用, 兼顾了提高角分辨和扩大立体角这两个优点, 这对低产额的角分布测量是很合适的。另外, 考虑到从靶上竞争反应道的严重干扰, 我们认真挑选每一块探测器的工作条件, 使其灵敏厚度接近所测 α 粒子的最大射程, 这一简单粒子鉴别方法取得了明显的效果, 大大提高了谱仪抗本底性能。

整个靶室系统和探测器系统由氦氛激光器对光校正, 保证其几何精确度。

2. 谱仪电子学线路和 Tradic 多道计算机系统。

半导体探测器接收的粒子讯号分别送入低噪声电荷灵敏前置放大器和谱仪放大器 (FH4-009) [见图 1(B)], 其成形网路适当选择, 工作在最佳信号噪声比条件下, 包括探测器噪声在内的谱仪系统的能量分辨率好于 50KeV。

经放大, 成形的脉冲信号分别送至四个模数变换器 (A. D. C)(见图 1(C))。四路 A. D. C 信号首先分别变成数码存入 A. D. C 缓冲寄存器, 然后并行输入 KB101 接口寄存器。利用多输入多谱计算机程序, 每一事件的标码从接口缓冲器送至多路脉冲分析器, 从而一次获取可以同时得到四个角度上的散射能谱数据。图 2 是 α 粒子在 ^{24}Mg 核上散射的典型能谱图。分析每一能谱可以得到 $\alpha_0, \alpha_1, \alpha_{2+3}, \alpha_4, \alpha_5$ 等散射道的数据。

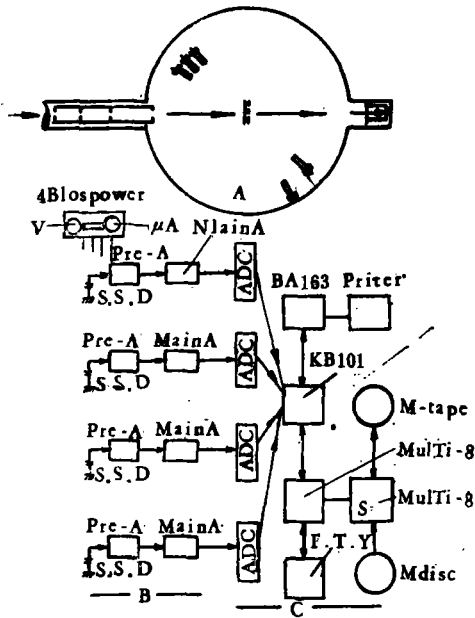


图 1 多探头角分布谱仪

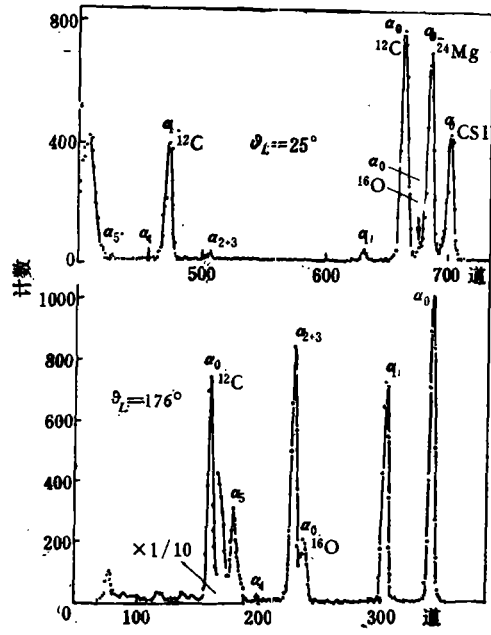


图 2 $18.1\text{MeV}\alpha + ^{24}\text{Mg}$ 能谱

由于 A. D. C 及 KB101 接口都有缓冲寄存器, 该系统对无规输入脉冲有较强抗随机功能。该系统的另一特点是四路信息独立进行分析。死时间由每一通道本身的变换时间决定。A. D. C 时钟频率为 200MC, 变换时间为 $T = 5.64 + N/200(\mu\text{s})$, 其中 N 为道数, 这一时间是相当小的。因而, 在我们的实验中可以不考虑死时间的修正。

3. 绝对截面的测量.

我们提出多重监测法实现了 α 粒子在 ^{24}Mg 核上散射的绝对截面测量. 图3给出了多重监测法的示意图. 在 α 束流方向1#, 2#两处分别安装事先已被天平称重的自撑薄镁靶和自撑薄金靶. 1#处的镁靶、金靶位于靶室几何中心. 测量中, 用了五对这样的靶, 每块靶移动三至五个靶点, 它们与放置在 152° 的探测器7#用于镁的绝对截面的测量. 放置2#处的金靶、镁靶和探测器6#用于1#处靶均匀性的监督和它们称重的可靠性监督. 另外, 实验结束后再次对这些靶进行破坏性称重, 多方验证靶厚数据的可靠性. 探测器8#, 9#用于1#靶中碳、氧杂质干扰的监督及束流能量监督.

由于束流强度及 152° 方向7#探测器所张立体角对1#的镁靶和金靶是一样的. 其测量截面可以表示为:

$$\sigma_{\text{Mg}}(152^\circ) = \sum_i^M \frac{Y_{\text{Mg}}}{Y_{\text{Au}}} \cdot \frac{N_{\text{Au}}}{N_{\text{Mg}}} \cdot \sigma_{\text{Au}}(152^\circ) / M, \quad (1)$$

其中: M 为所测量的靶块数目. Y 为相应靶点多次移动测量的产额的平均值. N 为相应靶点多次移动测量的靶核数的平均值. 它由天平称重和从实验上对每块靶的均匀性校正以及对 ^{12}C , ^{16}O 干扰的扣除来确定. 为了确定所测角度上金的绝对截面 $\sigma_{\text{Au}}(152^\circ)$, $\theta_L = 30^\circ$ 至 152° , 每隔 10° 测量了 α 粒子在金靶核上的弹性散射角分布. 根据 $Y_\theta \sin^4 \frac{\theta}{2} / Y_0$ 为恒值确定纯卢瑟福散射角度 θ 的区间, 进而可确定 $\sigma_{\text{Au}}(152^\circ)$ 值, 由此引入的测量误差小于1.4%.

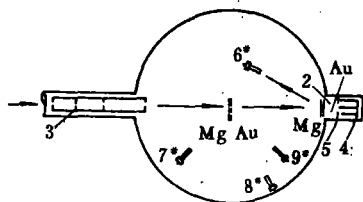


图3 绝对截面测量装置示意图

1, 2 同一束流方向上安装的金、镁靶
3. 束流准直系统 4. 石墨法拉弟筒
5. 负压环 6—9. Si(Au) 探测器及其准直孔

这样确定绝对截面可以不必直接测量束流强度和探测器立体角, 克服了束流成份不纯以及小束流测量对数据精确度的影响.

由于对靶的厚度、均匀性以及碳、氧的污染进行了实验测量和分析, 从而对影响截面测量精确度的因素作了相应的修正, 使得绝对截面测量的总误差减少至5.7%. 各散射道微分截面绝对值是根据实验测量的分支比、相对产额角分布和以上测量的弹性散射绝对截面归一得到的.

三、实验结果和分析

1. 实验结果

在 α 粒子束流能量为18.1 MeV, 实验室散射角 θ_L 从 12.5° 至 45° 每隔 2.5° ; 26° 至 178° 每隔 2° 测量了 $^{24}\text{Mg}(\alpha, \alpha_0)$ ^{24}Mg 弹性散射角分布和 $^{24}\text{Mg}(\alpha, \alpha_1)$ ^{24}Mg (1.37 MeV) 非弹性散射角分布. 在 $\theta_L = 26^\circ - 176^\circ$ 每隔 2° 测量了 $^{24}\text{Mg}(\alpha, \alpha_{2+3})$ ^{24}Mg (4.12; 4.23 MeV); $^{24}\text{Mg}(\alpha, \alpha_4)$ ^{24}Mg (5.23 MeV); $^{24}\text{Mg}(\alpha, \alpha_5)$ ^{24}Mg (6.0 MeV) 各道非弹性散射角分布. 以上各道实验角分布是3至5轮测量的平均值, 每轮对应着一个探测器在整个角度测量区间

采集的数据, 几轮数据彼此重叠, 有利于各探测器数据的归一和减少测量误差. 以上测量的角分布数据的相对误差为 3—6%, 少数数据的相对误差达 10%, 绝对截面测量引入的误差为 5.7%. 误差的主要来源包括多次测量的重复性误差和统计误差.

图 4 给出质心坐标系中 α 粒子在 ^{24}Mg 核上弹性散射角分布. 从实验角分布可以看到, 小角区角分布呈现典型的衍射图象. 然而 $\theta_c = 84^\circ$ 以后, 角分布呈现明显的振荡结构, 振荡峰谷比超过一个数量级. 另外, 微分截面值也普遍增强, 极后角度的实验微分截面比从卢瑟福散射计算的截面大八至九倍.

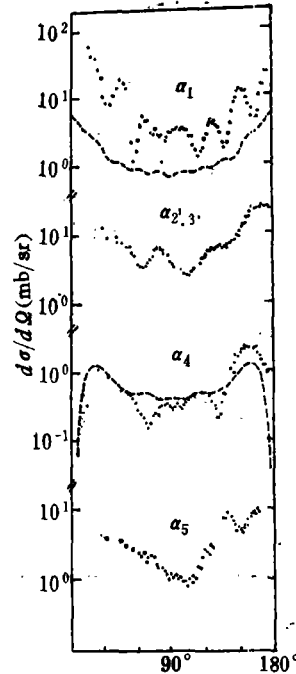
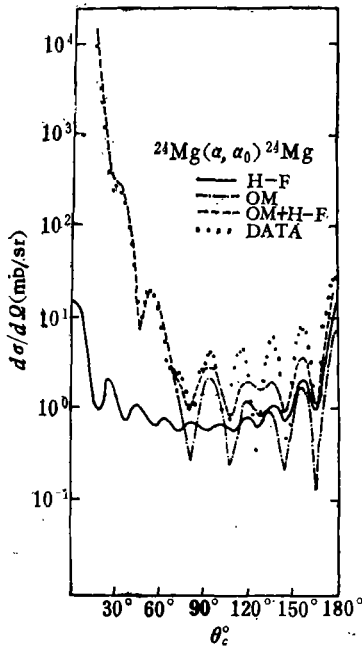


图 4 $\alpha + ^{24}\text{Mg}$ 弹性散射角分布 图 5 $\alpha + ^{24}\text{Mg}$ 非弹性散射角分布, 虚线表示 H-F 计算结果

图 5 是 α 粒子在 ^{24}Mg 核上非弹性散射角分布. 第一激发态 (2^+ , 1.37 MeV) 的角分布观察到明显的向前峰, 但大角方向的微分截面值也相当大, 在极后角度上甚至超过相应的弹性散射的截面值. 第二、三激发态 (4^+ , 4.12 MeV; 2^+ , 4.23 MeV), 在我们实验分辨条件下不能分开, 这两个态总的角分布也显示大角截面稍有增强. 第四激发态 (3^+ , 5.24 MeV) 是非自然宇称态, 实验截面比其他态的测量截面低. 另外, 角分布近似 90° 对称, 这与能量接近本工作的测量角分布^[2]基本一致, 它表明直接反应机制的可能性小. 从图还可以看到, 临近 180° 的微分截面明显下降, 显示非自然宇称态跃迁的特征. 目前, 非弹性散射完整角分布数据不多, 其大角反常散射机制很少有人研究. 在这些数据分析中, 利用集体模型来拟合实验数据的尝试通常是不成功的, 因为这些计算通常得到向前峰的角分布, 尤其不能得到较强振荡的大角角分布.

2. 标准光学模型及豪泽-费许巴赫理论的计算

1) 标准光学模型分析.

利用 76-011^[25] 光学模型程序计算了 $E_\alpha = 18.1\text{MeV}$ α 粒子在 ^{24}Mg 核上弹性散射角分布, 计算中采用的光学势为:

$$V_{\text{opt}}(r) = V_R f(r) + W_v g(r) + V_c \quad (2)$$

其中 V_R 、 W_v 为光学势实部和虚部势阱深度, $f(r)$ 、 $g(r)$ 为相应形式因子, 这里采用了 Woods-Saxon 形式因子, 即:

$$f(r) = 1/1 + \exp \frac{r - r_R}{a_R}$$

$$g(r) = 1/1 + \exp \frac{r - r_w}{a_w}$$

我们首先从文献中选择 α 粒子能量最接近本工作的光学参数组作为初始输入参数, 寻找最佳拟合实验数据的参数组, 表 1 给出两组参数组. 从图 4 可以看到, 以上参数组计算的角分布在前角区都能与实验角分布满意地拟合. 在大角区, 尽管计算的角分布振荡的峰谷位置还能与实验值拟合好, 但计算的截面普遍低于实验值.

在光学参数调整过程中, 曾试图寻找最佳拟合整个角度范围内实验角分布的光学参数, 但这个目的没能达到. 在大角区拟合有改善的参数组, 在前角区又严重不拟合; 它们偏离适合镁的三个同位素核的光学参数组^[24]. 以上计算表明, 不能用标准光学模型来解释 α 粒子在 ^{24}Mg 核上弹性散射角分布.

表 1 标准光学模型参数组

核	分 组	V_R	r_R	a_R	W_v	r_w	a_w	r_c
^{24}Mg	1	-196	1.43	.608	-9.8	1.78	.65	1.43
	2	-155	1.46	.58	-11.8	1.7	.60	1.43

2) 豪泽-费许巴赫理论 (H-F) 分析.

复合核能量平均微分截面按照 H-F 公式计算. 对于由 $C = (\alpha, L, s)$ 表征的初态通过复合核(具有自旋 J) 到由 $C' = (\alpha', L', s')$ 表征的末态的过程, 其截面为.

$$\left\langle \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) \right\rangle = \frac{\lambda^2}{4(2i+1)(2I+1)} \sum_{s, L, s', L'} W_{cc'} A_{cc'}^J(\theta) \frac{T_{c'}^J T_c^J}{\sum_{c''} T_{c''}^J}, \quad (3)$$

其中 α, α' 分别表示入射道、出射道粒子自旋和靶核自旋. L 为轨道角动量, s 为道自旋, λ 为入射道的德布罗依波长, $A_{cc'}^J(\theta)$ 包含所有几何因子, $W_{cc'}$ 为宽度修正因子, $T_c^J, T_{c'}^J$ 为入射道和出射道穿透因子, $\sum_{c''} T_{c''}^J$ 为包含所有能够通过复合核衰变道的穿透因子. (3) 式计算的主要困难在于如何确定 $\sum_{c''} T_{c''}^J$, 在引入可调参数的统计模型计算中, 这些参数与光学模型参数同时调整以拟合实验数据. 值得注意的是以上复合核计算参数实际上是作为自由参数来处理, 这可能产生一个问题: 即这样计算的结果是真实反映了复合核截面的贡献还是只不过增添一些新的自由参数?

^{24}Mg 核存在 3^+ (5.24MeV) 非自然宇称态. 我们的实验也测量到这一态的激发. 文献 [21、22] 指出: α 粒子在 ^{24}Mg 核上散射, 3^+ 态的跃迁主要是复合核散射的贡献. 利

用这一能态的数据和 (3) 式确定对复合核有贡献的衰变道 (各道穿透因子由光学模型计算), 即确定了 $\sum_{c''} T_{c''}^j$. 因而可以计算, 通过复合核衰变到其他自然宇称态的复合核截面. 利用我所编辑的考虑宽度涨落修正的 HF-2 程序^[26], 在 TQ-6 国产计算机上完成了 α 粒子在 ^{24}Mg 核上散射的复合核截面的计算. 图 4 中实线表示复合核弹性散射角分布计算结果. 它是在 3^+ 态实验截面整个地认为是复合核贡献得到的计算结果. 因而, 它是可能存在的复合核弹性散射截面的上限值. 尽管如此, 在大角区, 计算的复合核微分截面还比实验值低得多. 如果积分 $\vartheta_c = 90^\circ$ 以后的微分截面, 实验积分截面比以上计算的复合核积分截面大 3.3 倍, 它表明大角截面增强不能归因于复合核弹性散射的贡献.

3) 标准光学模型与 H-F 模型不相干相加的分析.

在直接作用模型分析中, 说明复合核弹性散射贡献的通常方法是 将 H-F 公式计算的平均能量复合核截面加到光学模型计算的每一直接作用截面中. 这样两组截面不相干相加与实验截面相比较, 图 4 中破折线就是标准光学模型计算截面与 H-F 模型计算截面不相干相加的计算角分布. 从图 4 可以看到, 后角区仍然不能与增强的实验截面相拟合, 尤其不能解释实验角分布所显示的强烈振荡结构. 因此, 我们认为后角区散射截面的增强是一种反常现象.

3. 角动量相关吸收势光学模型分析

K. A. Eberhard^[41] 等人根据 R. A. Chalmers^[27] 等人在解释重离子散射时提出的角动量失配概念来解释 α 粒子大角反常散射现象. 作者指出, α 粒子 (或重离子) 有可能带进较大的角动量到核相互作用区. 而当核反应的吸收带不走这些高分波角动量时, 具有这些高分波的粒子返回到弹性道, 从而增强了弹性散射的截面. 为了说明这一思想, 在光学模型计算中, 引入与角动量相关吸收势, 并且写成:

$$W(r, J) = W(r) / \left[1 + \exp \frac{J - J_c}{\Delta J_c} \right], \quad (4)$$

其中 $J = \hat{L} + \hat{I}_1 + \hat{I}_2$ 是去弹性道具有轨道角动量 L 、入射粒子自旋 I_1 、靶核自旋 I_2 的总角动量, J_c 为所有去弹性道的平均截止角动量, ΔJ_c 为角动量弥散宽度.

对于 α 粒子和自旋为零的靶核, $J=L$ 以上吸收势简化为 L 相关吸收势. 这一简化形式的吸收势被许多作者应用来分析 α 粒子大角反常散射实验数据, 并且支持了这一模型.

利用具有角动量吸收势光学模型程序^[28], 计算了 18.1 MeV α 粒子在 ^{24}Mg 核上弹性散

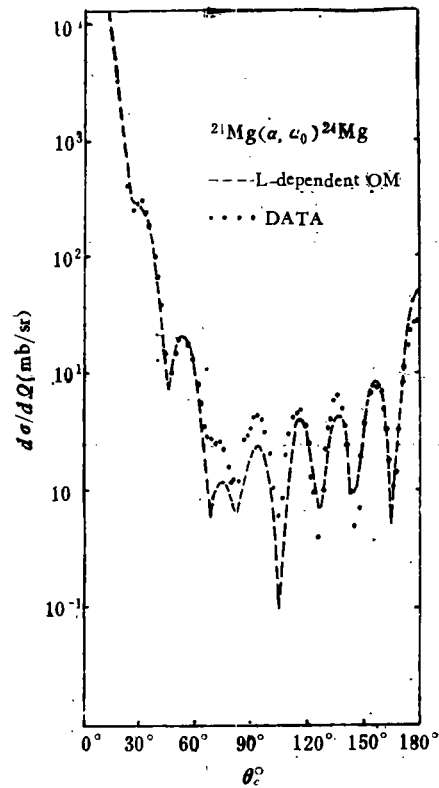


图 6 $\alpha + ^{24}\text{Mg}$ 弹性散射角分布

射角分布。前一节 H-F 分析已指出, $\theta_c = 90^\circ$ 以后角分布实验积分截面比计算的复合核弹性散射截面上限值还大 3.3 倍, 它表明复合核弹性散射的贡献并不严重。为了计算简便, 在 L -相关吸收势光学模型的分析中没有考虑它的影响。另外为了尽量减少可调参数, 标准光学参数仍取表 1 数据。仅调整 $W_0, J_c, \Delta J_c$ 三个参数以最佳拟合整个角度范围内的实验角分布。计算结果见图 6, 计算参数列在表 2 中。从图 6 看到, 由于角动量相关吸收势的引进, 计算的 α 粒子在 ^{24}Mg 核上弹性散射角分布能够与整个角度范围内的实验角分布较好地拟合。不仅振荡峰谷值位置, 截面绝对值也拟合较好。实验再一次支持了角动量“失配”的假设。

表 2 L -相关光学模型参数组

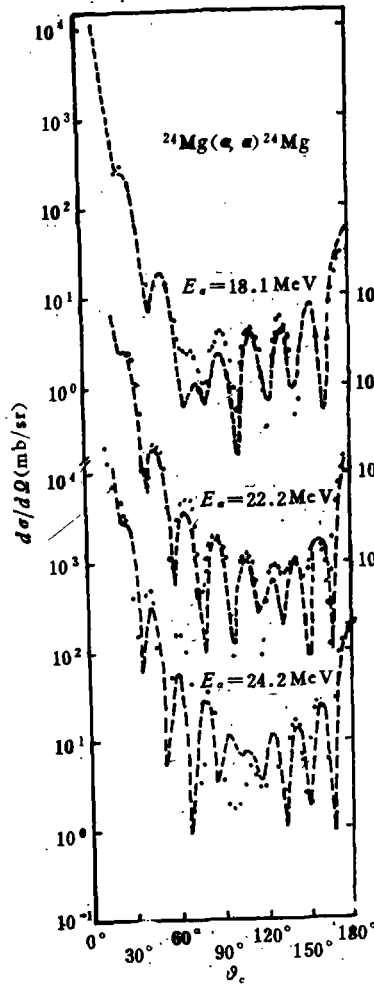
E_{MeV}	V_R	r_R	a_R	W_V	r_w	a_w	L_c	ΔL	$L_c^{1)}$
18.1	-157	1.46	.58	-19	1.7	.60	6.9	2.82	
22.2	-157	1.46	.58	-22.1	1.7	.60	9.5	2.82	9.0
24.2	-157	1.51	.58	-21.9	1.7	.60	10.1	2.82	

1) L_c 值取自文献[19]。

四、讨论与结论

18.1 MeV α 粒子在 ^{24}Mg 核上弹性散射角分布显示明显的大角截面反常增强。标准光学模型的计算不能解释整个角度范围内的实验角分布。利用 ^{24}Mg 核非自然宇称态的实验特征, 借助 H-F 理论计算了 $\alpha + ^{24}\text{Mg}$ 复合核弹性散射截面的上限值, 并且与标准光学模型计算的截面不干涉相加, 仍然不能解释实验上观察到的大角截面增强和角分布的强烈振荡结构。1978 年 C. B. Fulmer^[30] 等人利用四极、十六极形变的耦合道理论计算了 $^{28}\text{Si}(\alpha, \alpha_0)^{28}\text{Si}$ 弹性散射角分布, 结果表明它对 ^{28}Si 大角区弹性散射实验截面的拟合没有任何改善。一般说来, 耦合道理论的计算, 大角区截面值偏低。它表明, 形变核的大角反常散射现象同样不能从耦合道理论得到解释。 ^{24}Mg 与 ^{28}Si 属于同一形变核区, 我们没有考虑耦合道理论来分析实验数据。

角动量相关吸收势光学模型能较好地解释 18.1 MeV α 粒子在 ^{24}Mg 核上整个角度范围内的弹性散射角分布。为了分析 L -相关吸收势各参数与 α 粒子入射能量的依赖关系, 我们对文献[19][20]测量的实验角分布进行了角动量相关光学模型的系统分析。文献[19]在 $\theta_L = 24^\circ - 174^\circ$ 每隔 2° 测量了 22.2 MeV α 粒子在 ^{24}Mg 核上的弹性散射角分布, 利用 L -相关光学模型分析了实验数据。文献[20]测量了 24.2 MeV α 粒子在 ^{24}Mg 核上弹性散射角分布, 但没有进行理论拟合。我们在对以上不同能量的实验角分布的分析中, 同样保持几何光学参数为表 1 给出的值, 仅改变 $W_V, J_c, \Delta J_c$ 。试调中发现, 在拟合实验截面方面, 角动量弥散 ΔJ_c 的变化不如 J_c 变化灵敏, 所以 ΔJ_c 也保持不变。实际上仅改变 W_V 与 J_c 两参数, 计算得到的参数见表 2, 计算的角分布见图 7。从图 7 可见, 角动量相关光学模型对这些能量点的实验角分布的拟合是相当成功的。截止角动量参数与文献

图 7 $\alpha + ^{24}\text{Mg}$ 弹性散射分布

——是角动量相关吸收势光学模型计算曲线 ...表示实验数据 $E_{\alpha} = 22.2$;
 24.2 MeV 数据取自文献 [19,20]

[19] 计算亦基本一致。以上模型对不同入射能量和 ^{24}Mg 不同同位素^[24] 实验角分布的拟合成功, 说明这一模型有广泛的实验基础。尽管角动量相关光学模型建立在唯象光学模型基础上, 但它不是光学模型的任意推广, 它有确切的物理来源。这再一次支持了角动量“失配”假设。

参加本工作的同志还有: 毛振麟、文克玲、王志富、孙祖训、张培华、李书明、曾聘鏊。

参 考 文 献

- [1] J. B. ECK et al., and refernces cited therein *Nucl. Phys.*, A255(1975). 157.
- [2] H. Friedrich et al., *Phys. Lett.*, 55B(1975), 345.
- [3] R. Stock, *Phys. Rev.*, C6(1972), 1226.
- [4] Proceedings of the Symposium on Four-nucleon correclations and alpha rototor structure. Marburg Germany 1972 editor by R. stock.

- [5] A. Budzanowski et al., The alpha-nucleus interaction, Report No 870/PL cracow, Poland, 1975.
 [6] E. Labie et al., *Nucl. Phys.*, **A135**(1969), 145; H. Oeschler et al., *Nucl. Phys.*, **A202**(1973), 513.
 [7] K. Langanke et al., *Nucl. Phys.*, **A302**(1978), 134.
 [8] H. Friendrich et al., *Nucl. Phys.*, **A252**(1975), 47.
 [9] H. Friendrich et al., *Nucl. Phys.*, **A291**(1977), 249.
 [10] J. V. Noble, H. T. Coelho, *Phys. Rev.*, **C3**(1971), 1840.
 [11] D. Agassi, N. S. Wall, *Phys. Rev.*, **C7**(1973), 1368.
 [12] Yosio, KONDO et al., *Prog. Theor. Phys.*, **53**(1975), 1006.
 [13] N. S. Wall et al., *Phys. Rev.*, **C14**(1976), 2326.
 [14] E. A. Eberhard, *Phys. Lett.*, **33B**(1970), 343.
 [15] E. Labie, *Nucl. Phys.*, **A205**(1973), 81.
 [16] H. P. Guber, *Phys. Lett.*, **74**(1978), 202.
 [17] D. M. Brink, *Nucl. Phys.*, **A279**(1977), 159.
 [18] K. A. Eberhard, *Phys. Rev. Lett.*, **43**(1979), 107.
 [19] J. Lega, *Nucl. Phys.*, **A218**(1974), 429.
 [20] A. E. AHTPONOB, Bull. Acaol SCI USSR. Phys. Ser, **38** No. 10(1974), 2173 .
 [21] A. G. Drentje *Phys. Lett.*, **32B**(1970), 356.
 [22] K. A. Eberhard, *Nucl. Phys.*, **A193**(1972), 489.
 [23] 袁坚, 回旋加速器外束能量监测器 <内部资料>
 [24] 袁容芳等 $\alpha + {}^{24,25,26}\text{Mg}$ 大角反常散射及同位素效应 原子核物理 <待印>
 [25] 何音、庄斐, 光学模型计算程序 科技成果报告 1976.
 [26] 田野 HF-2 计算程序 <内部资料>
 [27] R. A. Chatwin et al., *Phys. Rev.*, **C1**(1970), 795.
 [28] 庄斐, 角动量相关吸收势光学模型 <内部资料>
 [29] K. A. Eberhard et al., *Phys. Rev.*, **C14**(1976), 548.
 [30] C. B. Fulmer et al., *Phys. Rev.*, **C18**(1978), 621.

STUDY OF ANOMALOUS LARGE ANGLE α -SCATTERING ON ${}^{24}\text{Mg}$

YUAN JIAN YUAN RONG-FANG HUANG BING-YIN WANG XIN-LIN
 WANG YUAN-DA ZHUANG FEI JIANG SI-YUAN
 (Institute of Atomic Energy, Academia Sinica)

ABSTRACT

Angular distribution for the elastic and some inelastic scattering of α particle on ${}^{24}\text{Mg}$ isotope between 12° and 178° in steps of 2° (Lab) have been measured at 18.1 MeV α bombarding energy. $\alpha + {}^{24}\text{Mg}$ elastic scattering angular distribution at backward angles displays more pronounced oscillation and a strong overall rise of cross section.

The calculation by the standard optical model together with compound nuclear scattering (via H-F) cannot predict this anomalous enhancement. The calculation by use of an L -dependent imaginary potential optical model is in good agreement with the experimental data. The fits of L -dependent optical model to the experimental angular distributions of other energies are also discussed.