

$^{16}\text{O} + ^{24}\text{Mg}$ 熔合激发函数和深光学势*

高 成 群

(南开大学物理系 天津 300071)

1996-07-31 收稿

摘 要

基于重离子碰撞中势共振的考虑, 在光学模型的框架下, 使用深光学势研究了 $^{16}\text{O} + ^{24}\text{Mg}$ 全熔合激发函数中所呈现的粗共振结构和弹性散射角分布后角振荡上升的现象, 并与核分子轨道模型的计算结果作了比较, 对产生粗共振结构的原因进行了讨论.

关键词 熔合激发函数, 深光学势, 粗共振结构, 光学模型, LCNO 模型.

1 引 言

$4N$ 核系统 (如 $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}^{[1]}$ 、 $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}^{[2]}$ 和 $^{16}\text{O} + ^{20}\text{Ne}^{[3]}$ 等) 的近垒熔合激发函数呈现出粗共振结构已为人们所熟知, $4N$ 核系统近垒熔合激发函数的粗共振结构提供了系统在此能区存在着一条准分子转动带的实验证据, 它们是属于主量子数 $N = 2n + L$ 的一条转动带^[4, 5]. 近年来一批 $4N$ 核系统熔合截面新的实验结果的出现^[6-8] 为进一步开展对这类共振现象的深入研究提供了丰富的实验资料, 使涉及 $4N$ 核系统的碰撞过程再次引起人们的兴趣.

然而在此之前, 相差两个 α 粒子质量的 $^{16}\text{O} + ^{24}\text{Mg}$ 系统在其熔合激发函数中并没有发现粗结构^[9], 最近刘国兴等人^[7] 精心测量了该系统 $E_{\text{lab}} = 41.6 - 50.0$ MeV 能区的全熔合截面, 发现在 $E_{\text{cm}} = 27.6$ MeV 处有一较明显的粗共振峰, 为进一步深入研究 $^{16}\text{O} + ^{24}\text{Mg}$ 反应机制提供了新的实验数据.

研究表明, 熔合激发函数的粗共振结构与共振能量附近弹性散射角分布的后角振荡有着密切的联系. 在共振能量附近 ($E_{\text{cm}} = 27.8$ MeV), $^{16}\text{O} + ^{24}\text{Mg}$ 弹性散射角分布呈现后角振荡升起的反常现象^[10], 该现象不能被使用浅势的传统光学模型所解释^[10, 11] (见图 1(a) 中虚线). 人们曾经计及 α 转移效应使用 α 转移极化势^[11] 再现了后角升起的振荡现象 (见图 1(a) 中点线), 但是理论计算给出的振荡峰的幅度和相位与实验数据有不小的偏离.

在传统光学模型的描述中浅光学势常常被用于重离子碰撞的研究, 文献 [11] 所使用

* 国家自然科学基金资助.

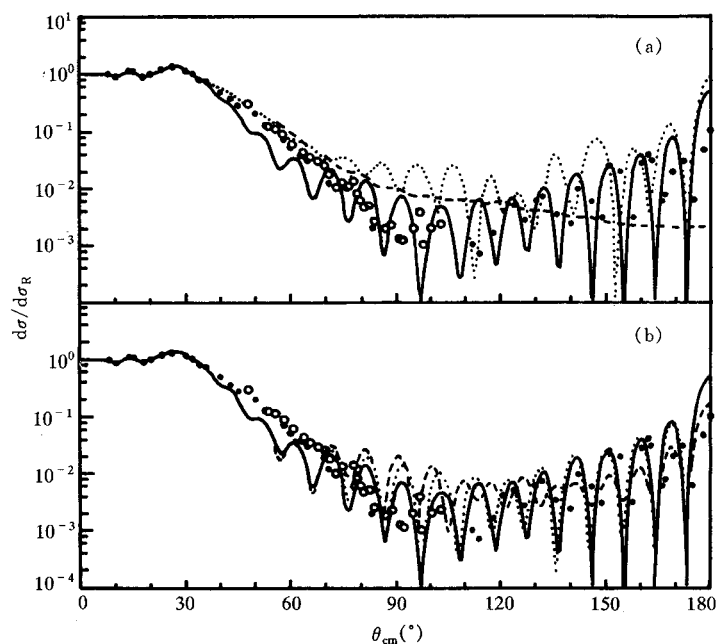


图1 $^{16}\text{O}+^{24}\text{Mg}$ 弹性散射角分布

实验数据分别取自文献[10](黑点)和[11](圆圈), (a)的虚线和点线分别表示文献[11]使用ANL2浅势和该浅势加 α 转移极化势计算的结果.

的ANL2光学势也是一个浅势. 微观理论研究表明, 重离子间的相互作用应该用一深光学势来描述^[12, 13], 深势能够保证碰撞系统径向波函数具有泡利原理要求的合理的节点数(n), 而浅势描述得到的径向波函数没有节点($n=0$). 深光学势已成功地用于研究 $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ ^[4]和 $^{16}\text{O}+^{20}\text{Ne}$ ^[5]等系统. 因此, 在文献[7]提供的新数据的基础上对 $^{16}\text{O}+^{24}\text{Mg}$ 系统的熔合激发函数和弹性散射角分布做进一步深入的探讨, 对于澄清该系统的反应机制是一件十分有意义的工作. 基于上述考虑, 本文基于光学模型和双 α 弹性转移的核分子轨道模型(LCNO)两种方法, 使用深光学势对 $^{16}\text{O}+^{24}\text{Mg}$ 的熔合激发函数和弹性散射角分布做了计算, 将这两种理论结果作了比较, 并对产生熔合激发函数的粗结构和弹性散射角分布后角振荡的原因进行了讨论.

2 公式简述和深光学势参数的确定

2.1 光学模型

在光学模型计算中, 所用光学势 U_{opt} 取如下形式:

$$U_{\text{opt}} = U_{\text{C}}(R_{\text{Coul}}, r) + V_0 \cdot g(R_{\text{R}}, a_{\text{R}}, r)^2 + iW(J) \cdot g(R_{\text{I}}, a_{\text{I}}, r), \quad (1)$$

$$g(R_j, a_j, r) = \{1 + \exp[(r - R_j) / a_j]\}^{-1}, \quad j = \text{R, I}. \quad (2)$$

其中为了使吸收对共振分波是透明的, 光学势虚部的强度采用Chatwin等人^[14]提出的角动量相关形式:

$$W(J) = W_0 / \{1 + \exp[(J - J_{\text{cut}}) / \Delta]\}, \quad (3)$$

式中 J 是总角动量, 对于 $4N$ 核系统有 $J = L$; J_{cut} 是截断角动量; Δ 是与截断有关的弥散度. 对给定的人射能量, J_{cut} 参数化为

$$J_{\text{cut}} = \bar{R}[2\mu(E_{\text{cm}} - \bar{Q}) / \hbar^2]^{1/2}, \quad (4)$$

其中 \bar{R} 和 \bar{Q} 分别是半径和阈能对非弹道的平均值, 计算中通常作为可调参数处理, 库仑势 U_c 采用半径 $R_{\text{Coul}} = R_R$ 的均匀带电球产生的库仑势.

为了在散射过程中能够发生势共振, 光学势实部参数按以下要求确定: 在只有实势的情况下, 使 $^{16}\text{O} + ^{24}\text{Mg}$ 系统在能量 $E_{\text{cm}} = 27.6, 30.8$ MeV 时, $L^\pi = 20^+$ 和 22^+ 的分波发生共振 (即相移 $\delta_L = \pi / 2$), 同时保证其相应的相对运动径向波函数分别具有两个和一个节点, 以满足泡利原理的要求. 虚部参数 \bar{Q} 和 \bar{R} 选取的原则是, 在共振能量下使由 (4) 式计算得到的 J_{cut} 略小于相应的共振分波角动量, 其余虚势参数通过拟合 $^{16}\text{O} + ^{24}\text{Mg}$ 系统在 $E_{\text{cm}} = 27.8$ MeV 时弹性散射角分布的实验数据^[10] 来确定. 由此确定的深光学势的全部参数值列于表 1 中.

表 1 $^{16}\text{O}+^{24}\text{Mg}$ 深光学势参数

| V_0 | R_R | a_R | W_0 | R | a_1 | \bar{R} | \bar{Q} | Δ | R_{Coul} |
|--------|-------|-------|-------|------|-------|-----------|-----------|----------|-------------------|
| (MeV) | (fm) | (fm) | (MeV) | (fm) | (fm) | (fm) | (MeV) | | (fm) |
| -254.5 | 4.5 | 1.7 | -7.8 | 7.3 | 0.49 | 7.3 | 14.0 | 0.5 | 4.5 |

2.2 LCNO 模型

$4N$ 核结构的微观理论研究表明^[15], ^{24}Mg 核有可能处于 $^{16}\text{O} + \alpha_1 + \alpha_2$ 的组态中, $^{16}\text{O} + ^{24}\text{Mg}$ 碰撞系统则可看成是由两个 ^{16}O 核心加两个价 α 粒子组成的系统. 根据 LCNO 模型^[16, 17], 该系统相对运动波函数 Ψ 满足如下退耦合方程:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2\mu} \nabla^2 + U_{\text{opt}} + pJ_1(r) + p'J_2(r) \right] \Psi = E\Psi, \quad (5)$$

其中 $p(p') = \pm 1$ 描写两个核心之间的交换对称性, J_1 和 J_2 分别是价 α_1 粒子和价 α_2 粒子所贡献的宇称相关势, 如果二粒子处于同样的状态, 则 $J_1 = J_2$. 计算中, 这两个价 α 粒子的宇称相关势取文献 [5] 使用分离能方法研究 $^{16}\text{O} + ^{20}\text{Ne}$ 系统所得到的 $\alpha + ^{16}\text{O}$ 宇称相关势.

2.3 熔合截面

在全熔合截面的计算中, 采用了重离子碰撞熔合截面单参数理论^[18], 该理论形式简洁物理意义清晰, 易于用来分析熔合激发函数粗结构的起源, 根据该理论, 重离子碰撞全熔合截面 σ_f 由下式给出:

$$\sigma_f = \sum_{L=0}^{\infty} \sigma_f^L, \quad (6)$$

其中

$$\sigma_f^L = \frac{\pi}{k^2} (2L+1) T_{fL} \quad (7)$$

和

$$T_{iL} = \frac{4}{\hbar v} \int_0^{R_f} |u_L(r)|^2 W_f(r) dr. \quad (8)$$

在(8)式中 $u_L(r)$ 是相对运动径向波函数, $W_f(r)$ 在 $r \leq R_f$ 处等于二核相互作用势的虚部, 在 $r > R_f$ 处为零, R_f 称为熔合半径, 在单参数理论中作为可调参数对待.

3 结果和讨论

基于上述两种模型, 对 $^{16}\text{O} + ^{24}\text{Mg}$ 弹性散射全角分布和熔合激发函数做了计算. 在光学模型框架下, 使用表 1 给出的深光学势计算的角分布用实线示于图 1(a) 和 (b) 中. 由图 1(a) 可以看出, 实线比点线更好地再现了角分布的实验数据, 特别是在后角区, 深势光学模型的理论结果与实验数据的符合程度无论是在数值上还是在相位上都非常好, 后角区的振荡结构在使用深势的光学模型的框架下得到了很好地描述. 文献 [11] 使用浅势加 α 转移极化势计算所得到的结果 (图 1(a) 中点线) 虽然给出了角分布后角振荡升起的基本特征, 但是与实验数据相比其数值偏高, 相位相反.

将计算中得到的径向波函数代入 (6) — (8) 式, 计算了全熔合截面, 图 2 示出了理论曲线 (实线) 与实验数据的比较, 由图 2 可见, 理论曲线较好地再现了 $E_{\text{cm}} = 27.6 \text{ MeV}$ 的粗共振峰. 根据熔合激发函数粗共振峰与准分子转动带之间的关系, 理论还预言了在 $E_{\text{cm}} = 22.0, 24.6 \text{ MeV}$ 能量处似应有粗共振峰存在. 图 2 下部还示出了对应共振分波, $L = 16, 18, 20$ 和 22 的分波熔合截面 σ_f^L 随能量的变化曲线, 每条曲线在共振能量附近呈现出一尖峰, 表明熔合激发函数中粗共振结构的确是由相应分波的势共振造成, 由图 2 可以看出, $E_{\text{cm}} = 27.6 \text{ MeV}$ 的粗共振峰主要来自 $L = 20$ 分波的贡献. 这正是为什么深

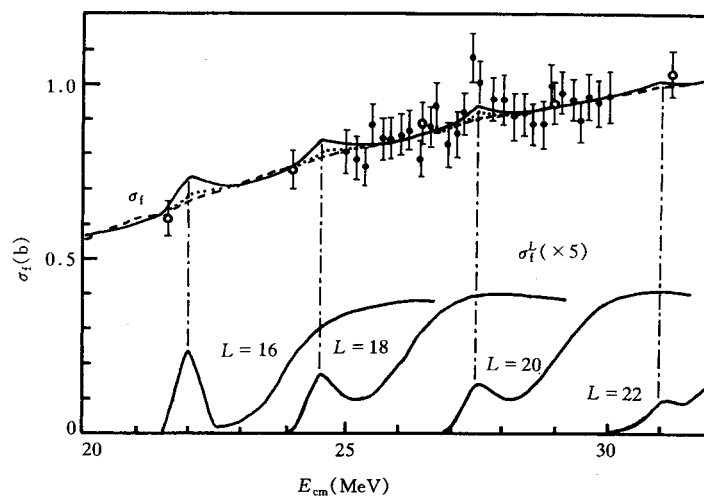


图 2 $^{16}\text{O} + ^{24}\text{Mg}$ 全熔合激发函数

黑点和圆圈所表示的数据分别取自文献 [7] 和 [9], 其熔合半径被确定为 $R_f = 8.5 \text{ fm}$.

光学势模型能够自然描述 $4N$ 核重离子碰撞粗共振现象的原因.

对光学模型结果的分析表明, $^{16}\text{O} + ^{24}\text{Mg}$ 弹性散射角分布后角振荡和熔合激发函数的粗结构可能仍然是一势共振现象, 只不过这时的相互作用势应该是一个能够给出共振分波合理径向节点数的深势而已.

为了进一步弄清产生粗共振现象的原因, 在 LCNO 模型框架下, 计及双 α 粒子弹性转移, 计算了 $^{16}\text{O} + ^{24}\text{Mg}$ 的熔合激发函数和弹性散射角分布. 为了便于比较, (5) 式中的光学势 U_{opt} 在形式上与光学模型所使用的一样, 势参数取两组: 第 1 组取表 1 的参数值即光学模型计算所使用的势参数值, 第 2 组只改变实部强度参数 V_0 , 其它参数不变. 新 V_0 值的确定要使光学势实部加上宇称相关势满足上述 $L^\pi = 20^+$ 和 22^+ 分波发生共振的要求, 由此确定的 $V_0 = -248.3 \text{ MeV}$. 使用第 1、2 两组参数的 LCNO 计算结果分别用虚线和点线示于图 1(b) 和图 2 中.

由图可以看出, 两种情况虽然都计及了双 α 粒子弹性转移效应, 但是第一种情况由于核相互作用中增加了实的宇称相关势使得总的实势改变, 破坏了实势的势共振条件, 使得计算的熔合激发函数趋于平滑(图 2 虚线), 特别是在 $E_{\text{cm}} = 27.6 \text{ MeV}$ 处没有出现结构, 同时角分布后角振荡减弱(图 1(b) 虚线). 而第二种情况, 通过重新调整 V_0 恢复了分波共振条件, 计算的熔合激发函数(图 2 点线)出现了结构, 角分布的振荡增强, 在全角区的预言和光学模型的结果(图 1(b) 中实线)几乎完全一样, 但熔合激发函数的粗结构还是比光学模型的结果稍低. 上述两种理论结果的比较表明: 对于 $^{16}\text{O} + ^{24}\text{Mg}$ 弹性散射系统, 双 α 弹性转移效应是不大明显的, 这与两个 α 粒子同时发生转移的几率很小有关, 而深势共振对熔合激发函数的粗结构和弹性散射角分布后角振荡起着主要的作用.

参 考 文 献

- [1] A. D. Frawley, N. R. Fletcher, L. C. Dennis, *Phys. Rev.*, **C25**(1982)860.
- [2] J. J. Kolata *et al.*, *Phys. Rev.*, **C16**(1977)891.
- [3] M. A. Xapsos *et al.*, *Phys. Rev.*, **C25**(1982)2457.
- [4] Y. Kondo, B. A. Robson, R. Smith, *Phys. Lett.*, **B227**(1989)310.
- [5] 高成群, 杨宝胜, 周全华, 高能物理与核物理, **17**(1993)665.
- [6] 王素芳等, 高能物理与核物理, **16**(1992)453.
- [7] 刘国兴等, 高能物理与核物理, **16**(1992)446.
- [8] 郑纪文等, 高能物理与核物理, **16**(1992)640.
- [9] S. L. Tabor *et al.*, *Phys. Rev.*, **C17**(1978)2136.
- [10] M. Paul *et al.*, *Phys. Rev.*, **C21**(1980)1802.
- [11] R. L. Filho *et al.*, *Phys. Rev.*, **C39**(1989)884.
- [12] G. R. Satchler, W. G. Love, *Phys. Rep.*, **55**(1979)183.
- [13] T. Wada, H. Horiuchi, *Prog. Theor. Phys.*, **80**(1988)488.
- [14] R. A. Chatwin *et al.*, *Phys. Rev.*, **C1**(1970)795.
- [15] Y. Fujiwara *et al.*, *Supp. Prog. Theor. Phys.*, **68**(1980)29.
- [16] W. Von Oertzen, H. G. Bohlen, *Phys. Rep.*, **19**(1975)1.
- [17] W. Von Oertzen, W. Norenberg, *Nucl. Phys.*, **A207**(1973)113.
- [18] T. Udagawa *et al.*, *Phys. Rev.*, **C32**(1985)124.

Fusion Excitation Function of $^{16}\text{O} + ^{24}\text{Mg}$ System and Deep Optical Potential

Gao Chengqun

(Physics Department, Nankai University, Tianjin 300071)

Received 31 July 1996

Abstract

Based on the potential resonance in heavy-ion collisions and on the optical model, the gross resonant structure appeared in the complete fusion excitation function and the phenomenon of the backward-angle oscillatory rise in the elastic scattering angular distribution for $^{16}\text{O} + ^{24}\text{Mg}$ system are studied by using a deep optical potential. The calculated results of the optical model are compared with those of the nuclear molecular orbital model. The origin of the gross resonant structure is discussed.

Key words fusion excitation function, deep optical potential, gross resonant structure, optical model, LCNO model.