

非弹性散射中的四极-八极双声子激发

侯仁锡 赵玄

(中国科学院上海原子核研究所)

摘 要

本文用 DWBA 方法对两种入射能量 $E_\alpha = 31$ 和 43 MeV 的 $^{64}\text{Zn}(\alpha, \alpha')$ $^{64}\text{Zn}^*$ 非弹性散射中可能的四极-八极双声子激发进行了研究。考虑了核力势和库仑势,零级近似核力势取为 Woods-Saxon 势,由靶核振动引起的核力势的非球对称部分 V_1 作为微扰。在计算中, V_1 取到核表面集体坐标 α_1 的二级项,总初态波函数 $\Psi_i^{(+)}$ 取到 V_1 的一级项,在扭曲波格林函数中略去了作为中间态的吸收道。此外在双声子激发机制中,假设直接双声子激发的贡献是主要的,相继双声子激发的贡献是次要的。所得的理论角分布与实验符合得相当好。由这种符合可推知 ^{64}Zn 的 3.72 和 4.19 MeV 能级是四极-八极双声子激发能级,其角动量和宇称分别为 3^- 和 5^- 。

一、引 言

非弹性散射是激发核低激发态的最简单、最易理解的反应,它能激发核的单粒子和集体态,因此用它来研究较低核能级的性质是核反应能谱学的一个主要方面。

非弹性散射可通过直接相互作用或复合核产生。对研究核能级性质来说,以直接相互作用更为重要。又由于直接相互作用非弹性散射单粒子激发比集体激发截面小,所以一般更感兴趣于非弹性散射集体激发的研究。

从 1957 年开始, Cohen 等^[1]系统地研究了 (p, p') 、 (d, d') 和 (α, α') 等的出射粒子能谱,发现了所谓的“反常峰”,后来的研究已肯定这些峰与强烈的集体激发相联系。1959 年 Blair^[2] 用绝热近似的绕射散射理论研究了 (α, α') 角分布,得出了一种位相定则:对相同的人射粒子和靶核来说,奇单位角动量转移的非弹性散射角分布与弹性散射角分布彼此同相,偶单位角动量转移的非弹性散射角分布也彼此同相,但与前者反相。用 Blair 位相定则能确定一些能级的奇偶性,再加上极化角关联研究,便能确定一些能级的自旋和宇称。已有不少人用 (α, α') 和 (p, p') 加上 Blair 位相定则研究过一些核的振动态,都得到了较满意的结果^[3-8]。

1961 年 Beurtey 等^[9,10]发现激发某些中重核 4^+ 态的 (α, α') 角分布不符合 Blair 位相定则,并且与通常的非弹性散射相比,角分布曲线随角度下降较慢,积分截面也小得多。

论上认为这是一种 $2^+ + 2^+$ 双声子激发. 已有许多作者利用 (α, α') 和 (p, p') 分别对 $^{58,60,62}\text{Ni}$ 、 $^{64,66,68}\text{Zn}$ 和 ^{110}Pd 、 $^{114,116}\text{Cd}$ 等^[3-14] 的振动谱作了较系统的研究. 这些核有四组低激发态 (见图 1): 先是第一 2^+ 、第一 3^- 两个单声子态, 然后是 $(2^+ + 2^+)$ 、 $(2^+ + 3^-)$ 两组双声子态. 对这些核的 2^+ 、 3^- 单声子态和 $(2^+ + 2^+)$ 双声子态, 用绕射模型^[6]、DWBA 方法^[3,7,8,11-13] 和道耦合方法^[4,11-14] 计算的非弹性散射角分布曲线都与实验符合较好. 对 Pd、Cd 核的 $(2^+ + 3^-)$ 双声子态, 用道耦合方法^[12,13] 处理也得到了满意的结果.

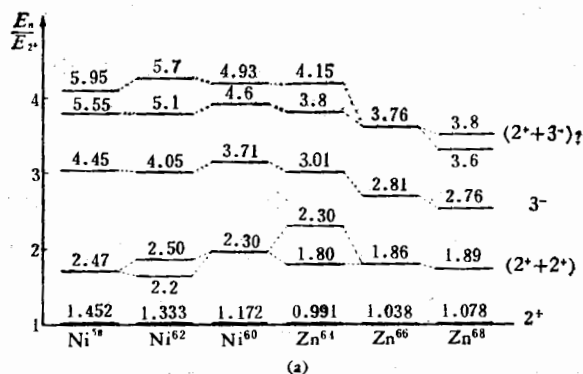


图 1 (a) Ni-Zn 能级图

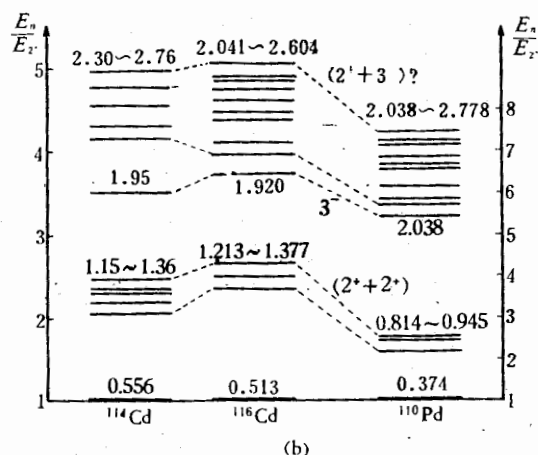


图 1 (b) Pd, Cd 能级图

本文用 DWBA 方法对两种不同入射能量的 $^{64}\text{Zn}(\alpha, \alpha')^{64}\text{Zn}^*$ 非弹性散射中可能的 $(2^+ + 3^-)$ 双声子激发进行研究, 在激发机制方面特别着重于研究直接双声子激发和相继双声子激发的相对重要性, 在核谱方面试图通过理论与实验角分布的比较来确定有关能级的自旋和宇称.

二、截面的理论计算

$A(\alpha, \alpha')A^*$, 在质心系中系统的哈密顿量可写为

$$H = H_A + H_r + V = H_A - \frac{\hbar^2}{2\mu} \nabla^2 + V_0 + V_1 \quad (1)$$

其中 H_A 是靶核的内部哈密顿量, H_r 是 α 和靶核的相对运动哈密顿量; V 是 α 和靶核的相互作用势, 它分为主要部分 V_0 和非主要部分 V_1 (作为微扰); $\mu = \frac{m_\alpha m_A}{m_\alpha + m_A}$ 为折合质量. H_A 的本征方程为

$$H_A u_m = E_m u_m \quad (2)$$

设靶核的运动形态为集体振动, 则 u_m 是靶核的振动波函数, 并记为 $u_m = |IM, m\rangle$ 以表示 m 个声子激发形成角动量及其第三分量为 I, M 的态. $(H_r + V)$ 的本征方程为

$$(H_r + V)\phi_n = E_n \phi_n \quad (3a)$$

其形式解可写为

$$\phi_n^{(\pm)} = \chi_n^{(\pm)} + G_1^{(\pm)} V_1 \chi_n^{(\pm)} + G_1^{(\pm)} V_1 G_1^{(\pm)} V_1 \chi_n^{(\pm)} + \dots \quad (3b)$$

其中 $\chi_n^{(\pm)}$ 是方程 $(H_r + V_0)\chi_n = E_n \chi_n$ 的解, 并称为扭曲波函数; $G_1^{(\pm)} = (E_n - H_r - V_0 \pm i\varepsilon)^{-1}$ 是扭曲波的格林函数. 于是系统的总波函数可写为

$$\Psi = u_m \phi_n \quad (4)$$

以 $\hbar k_i$ 动量入射的粒子, 当其出射动量为 $\hbar k_f$, 同时靶核由初态 u_i 激发到末态 u_f 时, 非弹性散射的微分截面为^[3,5,15]

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{\mu}{2\pi\hbar^2}\right)^2 \frac{k_f}{k_i} \sum_{\alpha\sigma} |T_{fi}|^2 \quad (5)$$

其中 T_{fi} 为非弹性散射跃迁振幅, 即

$$T_{fi} = \langle u_f \chi_f^{T(-)} | V_1 | u_i \phi_i^{(+)} \rangle \quad (6)$$

这里的 $\phi_i^{(+)}$ 是满足 (3b) 式的初态相对运动波函数, χ_n^T 是方程 $(H_r + V_0^*)\chi_n^T = E_n \chi_n^T$ 的解. 由于 V_0 是复数, 所以 χ_n^T 与 χ_n 组成双正交系.

下面来作一些具体的处理. 在非弹性散射集体激发情况下, 自然地应将光学势推广到非球形势, 并认为弹性散射由势的球形部分引起, 而导致集体激发的非弹性散射由势的非球形部分引起. 振动的核表面可用

$$R(\theta, \varphi) = R_0 \left[1 + \sum_{\lambda\nu} \alpha_{\lambda\nu} Y_{\lambda\nu}(\theta, \varphi) \right] \quad (7)$$

来描写, 其中 R 是核表面到核质心的距离, R_0 是平衡距离, $Y_{\lambda\nu}$ 是 λ 阶球谐函数, $\alpha_{\lambda\nu}$ 是核表面的集体坐标. 于是可设这种非球形光学势仅依赖于粒子相对于核表面的距离, 并在平衡位置 R_0 作 Taylor 展开, 即

$$U(r - R) = U(r - R_0) - \delta R U' + \frac{1}{2} (\delta R)^2 U'' + \dots \quad (8)$$

其中 $\delta R = R_0 \sum_{\lambda\nu} \alpha_{\lambda\nu} Y_{\lambda\nu}$, $U' = \frac{\partial}{\partial r} U(r - R_0)$, $U'' = \frac{\partial^2}{\partial r^2} U(r - R_0)$. (8a) 式右

第一项为产生弹性散射的球形核势, 其余各项为产生非弹性散射的变形核势. 球形核取为 Woods-Saxon 势, 即

库仑势

(8b):

 $V =$

?

理,保

取 k_i

函数

其中

次项

由变

其 T

$$U(r - R_0) = -\frac{V_n + iW_n}{1 + e^{(r-R_0)/a}} \quad (8b)$$

库仑势取为半径为 R_c 的均匀带电球所产生的势, 在我们的计算中取 $R_c = R_0$, 即

$$U_c(r) = \begin{cases} Z_\alpha Z_A e^2 \left(3 - \frac{r^2}{R_0^2}\right) / 2R_0 & r \leq R_0 \\ Z_\alpha Z_A e^2 / r & r > R_0 \end{cases} \quad (9)$$

(8b) 和 (9) 式中的符号是通用的标准符号(以下未经说明的符号同此). 于是相互作用势 $V = U(r - R) + U_c(r)$, 且 $V_0 = U(r - R_0) + U_c(r)$, $V_1 = U(r - R) - U(r - R_0)$.

在 $(2^+ + 3^-)$ 双声子激发中, V_1 取到 $\alpha_{2\nu_1}$ 的二级项, $\phi_i^{(+)}$ 取到 V_1 的一级项, 经过整理, 保留 $\lambda_1 = 2, \lambda_2 = 3$ 的双声子激发项(即含有 $\alpha_{2\nu_1}$ 和 $\alpha_{3\nu_2}$ 的二级项)得 T 矩阵为

$$T_{fi} = \left\langle u_f \chi_f^{(-)} \left| R_0^2 \sum_{\nu_1 \nu_2} \alpha_{2\nu_1} \alpha_{3\nu_2} [Y_{2\nu_1} Y_{3\nu_2} U'' + Y_{2\nu_1} U' G_1^{(+)} Y_{3\nu_2} U' + Y_{3\nu_2} U' G_1^{(+)} Y_{2\nu_1} U'] \right| u_i \chi_i^{(+)} \right\rangle \quad (6')$$

取 \mathbf{k}_i 为 Z 轴方向, $\mathbf{k}_i \times \mathbf{k}_f$ 为 Y 轴方向, 并利用时间反演态的关系, 相对运动的扭曲波函数可写为

$$\chi_i^{(+)}(\mathbf{k}_i; \mathbf{r}) = \frac{\sqrt{4\pi}}{k_i r} \sum_l i^l e^{i\sigma_l} (2l+1)^{1/2} \chi_l(k_i; r) Y_{l0}(\theta, \varphi) \quad (10a)$$

$$\begin{aligned} \chi_f^{(-)*}(\mathbf{k}_f; \mathbf{r}) &= \chi_f^{(+)}(-\mathbf{k}_f; \mathbf{r}) \\ &= \frac{4\pi}{k_f r} \sum_{l'm'} i^{-l'} e^{i\sigma_{l'}} \chi_{l'}(k_f; r) Y_{l'm'}^*(\theta, \varphi) Y_{l'm'}(\Theta, 0) \end{aligned} \quad (10b)$$

其中 (θ, φ) 为 \mathbf{r} 的极角, Θ 为散射角.

分离靶核和相对运动的坐标后, 可将 (6') 式化为两部分的乘积:

(i) 靶核部分, 利用 $\alpha_{1\nu} = \beta_1 [b_{1\nu} + (-1)^\nu b_{1-\nu}^+]$ 可得

$$\begin{aligned} \langle u_f | \alpha_{2\nu_1} \alpha_{3\nu_2} | u_i \rangle &= \langle IM, 2 | \alpha_{2\nu_1} \alpha_{3\nu_2} | 00, 0 \rangle \\ &= (-1)^{\nu_1 + \nu_2} \beta_2 \beta_3 C_{2-\nu_1, 3\nu_2}^{IM} \delta_{M+\nu_1-\nu_2} \end{aligned} \quad (11)$$

(ii) 相对运动部分, 按激发机制的不同可分为直接激发和相继激发. 由变形势的二次项 U'' 产生的激发是两个声子同时激发, 称为直接激发, 其 T 矩阵的有关部分为

$$\begin{aligned} T_D &= \langle \chi_f^{(-)} | Y_{2\nu_1} Y_{3\nu_2} U'' | \chi_i^{(+)} \rangle \\ &= \frac{\sqrt{4\pi} \sqrt{35}}{k_f k_i} \sum_{l'l'} \frac{(2l+1)}{(2l'+1)^{1/2}} C_{2\nu_1, 3\nu_2}^{2l} C_{20, 30}^{2l} C_{l0, l\nu}^{l'l} C_{l0, l0}^{l'l} \\ &\quad \times i^{-l'} e^{i(\sigma_l + \sigma_{l'})} Y_{l'm'}(\Theta, 0) \int_0^\infty \chi_{l'}(k_f; r) \chi_l(k_i; r) U'' dr \end{aligned} \quad (12a)$$

变形势的一次项 U' 产生的激发是通过中间态的两次单个声子的激发, 称为相继激发, 其 T 矩阵的有关部分为

$$T_M = \langle \chi_f^{(-)} | Y_{2\nu_1} U' G_1^{(+)} Y_{3\nu_2} U' + Y_{3\nu_2} U' G_1^{(+)} Y_{2\nu_1} U' | \chi_i^{(+)} \rangle \quad (12b)$$

假设吸收道不作为中间态, 则扭曲波的格林函数可写为

$$G_1^{(+)} \approx \frac{2}{\pi} \int_0^\infty dk \sum_{\alpha\beta} \frac{\chi_\alpha(k; r) \chi_\alpha(k'; r) Y_{\alpha\beta}^*(\theta, \varphi) Y_{\alpha\beta}(\theta', \varphi')}{r r' \left(E_i + i\varepsilon - \frac{\hbar^2}{2\mu} k^2 \right)} \quad (13)$$

其中 $\chi_a(kr)$ 不取复共轭是因为 V_0 是复数, 波函数的径向部分的正交归一化条件是

$$\int_0^\infty \chi_a(kr)\chi_a(k'r)dr = \frac{\pi}{2} \delta(k - k').$$

为使对 α, β 的求和能进行和 (12b) 式能化简, 需要再假设球谐函数与格林函数可以“对易”, 即假设 $G_1^{(+)} Y_{3\nu_2}(\theta, \varphi) = Y_{3\nu_2}(\theta', \varphi') G_1^{(+)}$. 通过对中间态的两次角动量耦合的估算可知这个假设的近似程度较好, 实际上这个“对易”相当于在公式化简中用中间态的角动量的平均值来代替不同的角动量. 这样, 经过整理、化简, 并利用公式

$$\frac{1}{k - i\varepsilon} = i\pi\delta(k) + P \frac{1}{k}$$

(P 表示取主值积分), 最后可得

$$T_M = \frac{\sqrt{4\pi} \sqrt{35}}{k_f k_i} \sum_{l'l'} \frac{(2l+1)}{(2l'+1)^{1/2}} C_{2\nu_1, 3\nu_2}^{l\nu} C_{2030}^{l_0} C_{l_0 l\nu}^{l'\nu} C_{l_0 l_0}^{l'\nu} \times i^{l-l'} e^{i(\sigma_l + \sigma_{l'})} Y_{l'm'}(\Theta, 0) \left(-\frac{k_i}{E_i} \left[iS(k_i) + \frac{1}{\pi} P \int_0^\infty \frac{S(k)}{k - k_i} dk \right] \right) \quad (12b')$$

其中

$$S(k) = \int_0^\infty \chi_{l'}(k_f r) \chi_{l'}(k r) U' dr \int_0^\infty \chi_{l'}(k r) \chi_i(k_i r) U' dr + \int_0^\infty \chi_{l'}(k_f r) \chi_i(k r) U' dr \int_0^\infty \chi_i(k r) \chi_i(k_i r) U' dr$$

将 (11)、(12a)、(12b') 式代入 (6') 式, 再代入 (5) 式, 得散射截面为

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = A^l \sum_M \left| \sum_{l'l'} B_{l'l'}^M(\Theta) [T_D + T_M] \right|^2 \quad (5')$$

其中

$$A^l = \frac{\mu^2}{4\pi^2 \hbar^4} \beta_2^2 \beta_3^2 \frac{35 R_0^4}{k_i^3 k_f} C_{2030}^{l_0}, \quad \beta_2, \beta_3 \text{ 分别是四极和八极变形参数, } \beta_l = \left(\frac{\hbar \omega_l}{2C_l} \right)^{1/2}$$

$$B_{l'l'}^M(\Theta) = i^{l-l'} e^{i(\sigma_l + \sigma_{l'})} (2l+1) \left[\frac{(l'-M)!}{(l'+M)!} \right]^{1/2} C_{l_0 l'M}^{l'M} C_{l_0 l_0}^{l'M} P_l^M(\cos \Theta)$$

$$T_D = \int_0^\infty \chi_{l'}(k_f r) \chi_i(k_i r) U'' dr \text{ 对应直接激发部分}$$

$$T_M = -\frac{k_i}{E_i} \left[iS(k_i) + \frac{1}{\pi} P \int_0^\infty \frac{S(k)}{k - k_i} dk \right] \text{ 对应相继激发部分}$$

三、结果和讨论

对 $\alpha + {}^{64}\text{Zn}$, 当 $E_\alpha = 31$ 和 43 MeV 时, Woods-Saxon 势的参数分别取为^[8,10] $V_n = 45$ MeV, $W_n = 11.65$ MeV, $r_0 = 1.63925$ fm, $a = 0.551$ fm 和 $V_n = 49.5$ MeV, $W_n = 17.9$ MeV, $r_0 = 1.560$ fm, $a = 0.560$ fm, 分别用这两组参数算得的弹性散射角分布曲线与实验符合甚好(见图 2、3). 然后将这两组参数用于非弹性散射的计算中.

我们对 $E_\alpha = 31$ MeV 的 ${}^{64}\text{Zn}(\alpha, \alpha') {}^{64}\text{Zn}^*(Q = -3.72, -4.19 \text{ MeV})$ 和 $E_\alpha = 43$ MeV 的 ${}^{64}\text{Zn}(\alpha, \alpha') {}^{64}\text{Zn}^*(Q = -3.8, -4.2 \text{ MeV})$ 分别取末态角动量, $l = 1, 3, 5$ 进行

($2^+ + 3^-$) 双声子激发非弹性散射角分布计算, 并与实验^[8,10]作了比较. 当直接用(6')式计算时, $I = 1, 3, 5$ 的结果与实验符合均不好 (见图 4, 5), 但可看出, 对 4.19 或 4.2 MeV 能级, 以 $I = 5$ 的曲线与实验比较接近, 对 3.72 或 3.8 MeV 能级, 以 $I = 3$ 的曲线与实验比较接近.

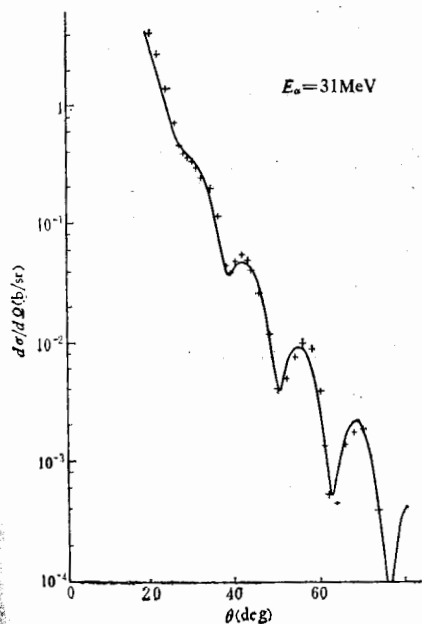


图 2 $\alpha + {}^{44}\text{Zn}$ 弹性散射角分布
+ 实验[8]; — 计算

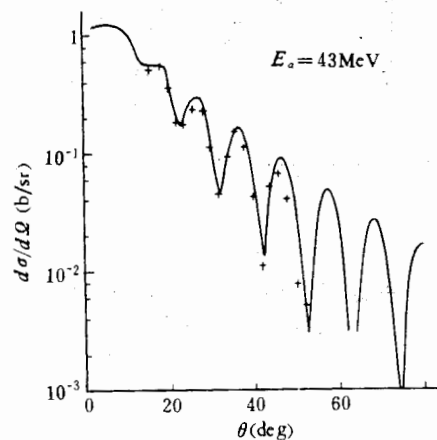


图 3 $\alpha + {}^{44}\text{Zn}$ 弹性散射角分布
+ 实验[10]; — 计算

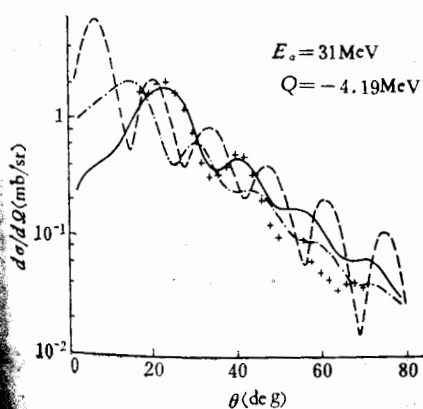


图 4 $\alpha + {}^{44}\text{Zn}$ 非弹性散射角分布
+ 实验[8]; --- 计算 ($I'' = 1^-$)
- · - 计算 ($I'' = 3^-$); — 计算 ($I'' = 5^-$)

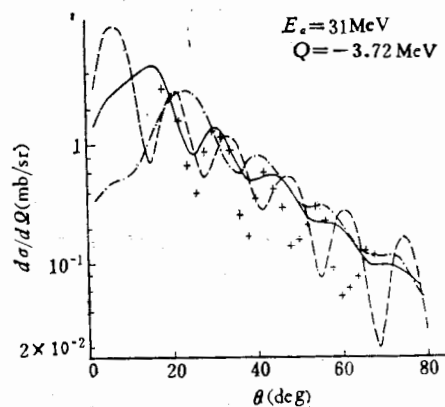


图 5 $\alpha + {}^{44}\text{Zn}$ 非弹性散射角分布
+ 实验[8]; --- 计算 ($I'' = 1^-$)
- · - 计算 ($I'' = 3^-$); — 计算 ($I'' = 5^-$)

Buck^[4] 在 ${}^{28}\text{Ni}(\alpha, \alpha'){}^{28}\text{Ni}^*$ ($Q = -2.47\text{MeV}$) 的 ($2^+ + 2^+$) 双声子激发研究中, 曾假设激发的贡献大, 增加一个 1.5 的因子后算得的角分布曲线就与实验符合很好. 有

鉴于此,在我们的 (2^++3^-) 双声子激发研究中,也假设了直接激发的贡献是主要的.我们试算了取 $T_{fi} = 1.33T_D + 0.67T_M$ 、 $T_{fi} = 1.6T_D + 0.4T_M$ 和 $T_{fi} = 1.8T_D + 0.2T_M$ 分别产生的角分布曲线,发现取 $T_{fi} = 1.6T_D + 0.4T_M$ 时,理论曲线和实验符合较好,见图6—9.

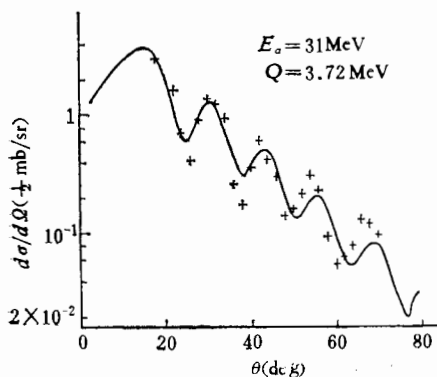


图6 $\alpha + {}^{64}\text{Zn}$ 非弹性散射角分布
+实验[8]; —计算($I^* = 3^-$)
($1.6T_D + 0.4T_M$)

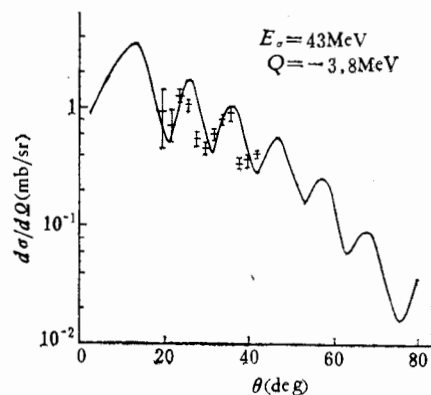


图7 $\alpha + {}^{64}\text{Zn}$ 非弹性散射角分布
+实验[10]; —计算($I^* = 3^-$)
($1.6T_D + 0.4T_M$)

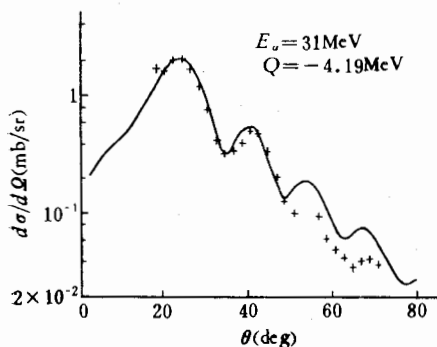


图8 $\alpha + {}^{64}\text{Zn}$ 非弹性散射角分布
+实验[8]; —计算($I^* = 5^-$)
($1.6T_D + 0.4T_M$)

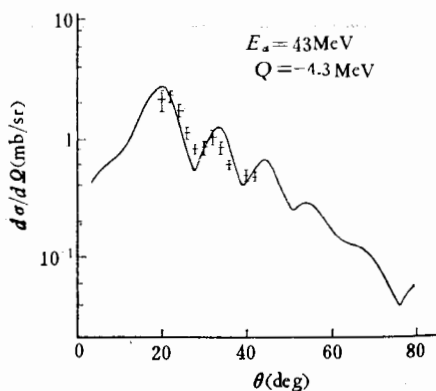


图9 $\alpha + {}^{64}\text{Zn}$ 非弹性散射角分布
+实验[10]; —计算($I^* = 5^-$)
($1.6T_D + 0.4T_M$)

讨论:

(i) 由于实验中,对 $E_a = 31$ 和 43 MeV时,其能量分辨宽度分别为 $80 \sim 120$ KeV和 280 KeV,故有理由认为 ${}^{64}\text{Zn}$ 的 3.72 和 3.8 MeV能级为同一条能级, 4.19 和 4.2 MeV能级为另一同一条能级.从理论和实验角分布的符合情况可推知 ${}^{64}\text{Zn}$ 的这两条不同的能级都是 (2^++3^-) 双声子激发能级,其角动量和宇称分别为 3^- 和 5^- .这种自旋和宇称的推断希望能得到实验工作者的验证.

(ii) 在 ${}^{64}\text{Zn}$ 的 3.72 和 4.19 MeV两条能级的 (2^++3^-) 双声子激发中,直接激发的贡献是主要的,相继激发的贡献是次要的.由于角分布曲线的计算量大,我们对两者的相对

重要
个结
我们

β_2 值
与实
等[11],
声子
 $\beta_{22} =$
于 10^6
同一

应中
少内
能很
激发
是仅
他运
初态
子与
谢.

[1]

[2]

[3]

[4]

[5]

[6]

[7]

[8]

[9]

[10]

[11]

[12]

[13]

[14]

[15]

[16]

[17]

重要性未进行充分多的选择计算,但从上述几组计算结果已可看出直接激发是主要的这个结论是可信的. 这个结论已在 $(2^+ + 2^+)$ 双声子激发研究中证实过,所以说这个结论对我们所用的双声子激发模型来说可能具有普遍的意义.

(iii) 理论角分布曲线的形状与实验符合较好,但为了绝对值也符合,则需要较小的 β_1 值. 例如对 $E_a = 31$ MeV 和 ^{64}Zn 的 3.72 MeV 的能级,在 $\Theta = 20^\circ$ 处使理论微分截面与实验值^[8]相等,可推知 $\beta_2 \approx 0.075$,而由第一 2^+ 单声子态定出的 $\beta_2 = 0.19$ ^[8]. Sakai 等^[11,16] 在 $^{114}\text{Cd}(p, p')^{114}\text{Cd}^*$ 的 $(2^+ + 2^+)$ 双声子激发研究中,也得出类似的结果,即单声子态定出的 β_2 分别为 0.200 和 0.18,而双声子态定出的 β_2 则较小,分别为 $\beta_{20} = 0.130$, $\beta_{22} = 0.172$, $\beta_{24} = 0.164$ 和 $\beta_{20} = 0.09$, $\beta_{22} = 0.100$, $\beta_{24} = 0.140$. 这种类似的结果也见于 $^{106,108}\text{Pd}$ 的非弹性散射激发中^[17]. 由此看来,在这种非弹性声子激发模型中,即使对于同一个核,单声子激发和双声子激发所需要的 β_1 值是不一样的,后者需要较小的 β_1 值.

(iv) DWBA 方法是研究反应的一个基本方法,在 p, d, α 等粒子和 π 介子引起的反应中以及在重离子反应中都得到了广泛的应用. 但本文中, $T_{fi} = \langle u_f \chi_f^{T(-)} | V_1 | u_i \phi_i^{T(+)} \rangle$ 至少内含了两个近似. 其一是 $V_1 (\ll V_0, H_0)$ 的微扰近似,而且 V_1 中包含的二次项 U'' 不能很确切地表示核力势的二级修正,之所以要引进一个可调参数来调节直接激发和相继激发的相对重要性以及双声子激发需要的 β_1 值比单声子的要小,其原因可能在此. 其二是仅仅考虑了一个末态和初态的耦合. 在 $Q = -4$ MeV 时,除振动自由度外,还会有其他运动自由度出现. 我们准备进一步用微观描述来确定形状因子 (T 矩阵),即假设靶核初态为 BCS 真空态,激发态为准粒子组态的混合,而核力势为入射粒子与靶核之间的核子与核子的相互作用(例如取为高斯力),希望这样处理后能得到更确切的结果.

作者对夏克定和曾繁安同志多次参加讨论和在计算程序方面给予的许多帮助深表感谢.

参 考 文 献

- [1] R. L. Cohen, *Phys. Rev.*, **105**(1957), 1549.
- R. L. Cohen et al., *Phys. Rev.*, **106**(1957), 995; *Phys. Rev.*, **111**(1958), 1568; *Phys. Rev.*, **123**(1961), 283;
- M. Crut et al., *Nucl. Phys.*, **17**(1960), 655.
- [2] J. S. Blair, *Phys. Rev.*, **115**(1959), 928.
- [3] R. H. Bassel et al. *Phys. Rev.*, **128**(1962), 2693.
- [4] B. Buck, *Phys. Rev.*, **127**(1962), 940.
- [5] N. Austern et al., *Phys. Rev.*, **128**(1962), 733.
- [6] D. J. Horen et al., *Nucl. Phys.*, **72**(1965), 97.
- [7] M. Inoue, *Nucl. Phys.*, **A119**(1968), 449.
- [8] N. Alpert et al., *Phys. Rev.*, **C2**(1970), 974.
- [9] R. Beurtey et al., *Compt. Ren.*, **252**(1961), 1756.
- [10] H. W. Broek et al., *Nucl. Phys.*, **38**(1962), 305.
- [11] M. Sakai et al., *Phys. Lett.*, **10**(1964), 323.
- [12] R. L. Robinson et al., *Phys. Rev.*, **187**(1969), 1609.
- [13] J. A. Deye et al., *Nucl. Phys.*, **A180**(1972), 449.
- [14] C. Williamson et al., *Phys. Rev.*, **C21**(1980), 1344.
- [15] L. I. Schiff, *Quantum Mechanics*, 3-th ed. 1968.
- [16] P. H. Stelson et al., *Nucl. Phys.*, **A119**(1968), 14.
- [17] R. L. Robinson et al., *Phys. Rev.*, **146**(1966), 816.

QUADRUPOLE-OCTUPOLE TWO-PHONON EXCITATIONS IN INELASTIC SCATTERING

HOU REN-CHANG ZHAO XUAN

(Shanghai Institute of Nuclear Research, Academia Sinica)

ABSTRACT

The quadrupole-octupole two-phonon excitations in inelastic scattering (α, α') at energies of 31 and 43 MeV are studied with DWBA method. Both nuclear potential and Coulomb potential are considered. The zeroth-order nuclear potential is taken to be Woods-Saxon potential. The non-spherical symmetric part V_1 of the nuclear potential induced by the vibration of the target nucleus is considered as a perturbation. In this calculation we only keep second-order term of the collective variable $a_{\lambda\mu}$ of nuclear surface for V_1 and first-order of V_1 for the total initial wave function $\Psi_i^{(++)}$. In distorted wave Green function, the absorptive channels as intermediate states are neglected. Furthermore, in the two-phonon excitation mechanism, it is assumed that the contribution of direct two-phonon excitation is important and the contribution of multiple two-phonon excitation is of less importance. The agreement between the theoretical and experimental angular distributions is reasonably well. It follows from this agreement that the 3.72 and 4.19 MeV levels in ^{64}Zn may be quadrupole-octupole two-phonon excitation levels and the J^π of these levels may be 3^- and 5^- respectively.

它
作
记
自
|PP
算
的
的
矢
是
矢
在
途
径
种
的
的
SU₂
类
基
有
出
函