

${}^6\text{Li}$ 的 $d-\alpha$ 集团结构态的相移分析 和广义本征值分析

赵玄 侯仁锡 曾繁安
(上海原子核研究所)

摘 要

本文用含有软排斥心的中心势和自旋-轨道非中心势的核子-核子 (N-N) 力和具有 $d-\alpha$ 集团结构的波函数, 从单道共振群方法 (RGM) 相移分析和广义本征值分析两方面, 统一研究了 ${}^6\text{Li}$ 的 $(1^+, 0)$ 基态、 $(3^+, 0)$ 第1激发态、 $(2^+, 0)$ 第3激发态、 $(1^+, 0)$ 第5激发态. 结果表明: 从相移分析和本征能量分析两方面都说明了 ${}^6\text{Li}$ 的基态主要是 $l=0$ 的 $d-\alpha$ 集团结构束缚态, 而第1、3、5激发态主要是 $l=2$ 的 $d-\alpha$ 集团结构非束缚态.

一、引 言

共振群方法 (RGM)^[1] 本质上是用微观核子-核子 (N-N) 力和具有集团结构的全反对称化波函数来研究诸如核子系统的反应行为和结构性质的方法, 因此特别适用于具有集团结构的核子系统. 特别是对某些轻核系统, 一些低能态的集团效应往往十分重要, 用 RGM 来处理有关这些集团现象的问题已获得引人注目的成功.

${}^6\text{Li}$ 就是一个特别令人感兴趣的核, 因为其基态和一些低激发态有显著的集团结构象征(见表1)^[2]. 从表1可以看出, ${}^6\text{Li}$ 的 $(3^+, 0)$ 第1激发态、 $(2^+, 0)$ 第3激发态和 $(1^+, 0)$ 第5激发态均有 d 和 α 衰变, 可以推测这三个态皆具有 $d-\alpha$ 集团结构.

一些实验研究^[3]指出, ${}^6\text{Li}$ 基态的电荷半径 (2.54 fm) 甚至大于比其更重的 ${}^7\text{Li}$ 和 ${}^{12}\text{C}$ 的电荷半径 (2.39, 2.46 fm), 其电荷分布相当扩散, 这是典型的集团效应的表现, 不能用 $(1s)^4(1p)^2$ 谐振子组态单粒子波函数来描写. 进一步的研究表明, ${}^6\text{Li}$ 基态更可能的是 $d-\alpha$ 集团组态.

另一个突出显示 ${}^6\text{Li}$ 集团效应的实验是关于从 $(1^+, 0)$ 基态到 $(3^+, 0)$ 第1激发态的四极跃迁几率 $B(E2)$ 的实验^[4], 所得的 $B(E2)$ 值 (25.4fm^4) 大大地大于单粒子跃迁理论值 ($\sim 3\text{fm}^4$)^[5]. 这也可用 $d-\alpha$ 集团集体运动态间的跃迁来解释.

研究 ${}^6\text{Li}$ 的 $d-\alpha$ 集团结构的方法之一是通过 $d+\alpha$ 散射相移来研究复合核 ${}^6\text{Li}$ 的共振激发行为. 这方面的实验工作已有了一些(见 Fig. 1)^[6], 但这些相移分析结果还显

表 1 ${}^6\text{Li}$ 的能级^[2]

E_x (MeV \pm keV)	$J^\pi; T$	Γ_{CM} (keV)	Decay
$g. s.$	$1^+; 0$		Stable
2.185 ± 3	$3^+; 0$	26	γ, d, α
3.56289 ± 0.10	$0^+; 1$	< 5	γ
4.31 ± 30	$2^+; 0$	1700 ± 200	γ, d, α
5.366 ± 15	$2^+; 1$	540 ± 20	γ
5.65 ± 50	$1^+; 0$	$1000 \pm \begin{smallmatrix} 600 \\ -400 \end{smallmatrix}$	d, α
21.0	$2^-; 1$	broad	$t, {}^3\text{He}$
21.5	$0^-; 1$	broad	$t, {}^3\text{He}$
25.0 ± 1000	$4^-; 1$	≈ 4000	$\gamma, n, t, {}^3\text{He}$
26.6 ± 400	$3^-; 0$	broad	$\gamma, n, t, {}^3\text{He}$
(31)	(3^+)	broad	$d, t, {}^3\text{He}, \alpha$

得不够精确。这方面的理论工作已用 RGM 作过一些^[7], 但由于 d 结合得很松, 对含 d 系统较难处理好, 所以 ${}^6\text{Li}$ 至今还是理论研究感兴趣的对象。

研究 ${}^6\text{Li}$ 的 $d-\alpha$ 集团结构还可通过以 ${}^6\text{Li}$ 作为靶核的散射和反应来研究。例如, 我们在前两个工作^[8]中曾用较为简单的 QRGM 研究过 $n+{}^6\text{Li}$ 和 $d+{}^6\text{Li}$ 的散射, 结果发现将 ${}^6\text{Li}$ 基态视为 $d-\alpha$ 集团结构态所得的结果在某些方面甚至比用严格的 RGM 得到的结果好些。这是因为后者不恰当地将 ${}^6\text{Li}$ 基态波函数作为一个集团来处理了。可见若物理上考虑不恰当, 则数学处理方法再严格也是欠妥的。

发人深思的是, 核反应本来就是与核结构密切相关的, 而 RGM 的主要优点之一又是能统一处理核结构和核反应问题, 特别是有关集团结构的问题, 所以若能用 RGM 来统一处理涉及集团结构的反应和结构问题, 在理论上不是更有意义么? 作为我们在这方面工作的一个开端, 我们已在本工作中用单道 RGM, 在相同量子数和相同参数条件下, 从 $d+\alpha$ 散射相移和 $d-\alpha$ 集团结构态的本征能量两方面统一研究了 ${}^6\text{Li}$ 的基态和第 1、3、5 激发态的 $d-\alpha$ 集团结构, 并得到了令人满意的结果。

在第二节里将简要地给出用 RGM 统一处理散射相移和求广义本征值的理论方法。结果分析和结论将分别在第三、四节中给出。

二、理论方法简述

1. 系统的哈密顿量和试探波函数

引言中已指出, ${}^6\text{Li}$ 的基态和第 1、3、5 激发态有 $d-\alpha$ 集团结构的象征。按这种集团来考虑, ${}^6\text{Li}$ 的 ($1^+, 0$) 基态应当是 $s=1, l=0, J=1, T=0$ 的 $d-\alpha$ 集团运动态, ${}^6\text{Li}$ 的 ($3^+, 0$)、($2^+, 0$)、($1^+, 0$) 第 1、3、5 激发态应当是 $s=1, l=2, J$ 分

别为 3、2、1 和 $T=0$ 的 $d-\alpha$ 集团运动态。因此, 在描写这些态时, 系统的哈密顿量应当含有自旋-轨道力, 系统的波函数应当含有自旋-轨道耦合波函数。

系统的哈密顿量取为

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m} \sum_{i=1}^6 \nabla_i^2 + \sum_{i < j=1}^6 (V_{ij}^c + V_{ij}^{s.o.}) - T_{CM}, \quad (1)$$

m 是核子质量; i, j 是核子编号; T_{MC} 是质心动能算符; $V_{ij}^c, V_{ij}^{s.o.}$ 分别是 $N-N$ 中心势和自旋-轨道势, 并分别取为^[1]:

$$V_{ij}^c = -\sum_{k=1}^3 V_{0k} e^{-\beta k^2 ij} (w_k + m_k P_{ij}^z + b_k P_{ij}^z - h_k P_{ij}^z) + \frac{e^2}{|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|} \frac{1 + \tau_{iz}}{2} \frac{1 + \tau_{jz}}{2} \quad (2a)$$

$$V_{ij}^{s.o.} = -\frac{1}{2\hbar} [V_{\lambda} e^{-\lambda r_{ij}} (\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j) \times (\mathbf{p}_i - \mathbf{p}_j) \cdot (\hat{\sigma}_i + \hat{\sigma}_j)]. \quad (3)$$

$k=1, 2, 3$ 分别表示三态、单态和软排斥心势, 各参数值取为

$$\left. \begin{aligned} V_{01} &= 178.0 \text{ MeV}, \quad V_{02} = 91.85 \text{ MeV}, \quad V_{03} = -200 \text{ MeV} \\ \beta_1 &= 0.639 \text{ fm}^{-2}, \quad \beta_2 = 0.465 \text{ fm}^{-2}, \quad \beta_3 = 1.487 \text{ fm}^{-2} \\ w_1 &= w_2 = \frac{u}{4}, \quad w_3 = \frac{1}{2} u; \quad b_1 = -b_2 = \frac{1}{4} u, \quad b_3 = 0 \\ m_1 &= m_2 = \frac{1}{4} (2-u), \quad m_3 = \frac{1}{2} (2-u); \quad h_1 = -h_2 = \frac{1}{4} (2-u), \quad h_3 = 0 \end{aligned} \right\} (2b)$$

u 为交换力混合参数。余下的 V_{λ}, λ 分别为自旋-轨道势的深度参数和力程参数, u, V_{λ}, λ 可调。

系统的波函数取为

$$\Psi = \mathcal{A} \left\{ \phi(d) \phi(\alpha) \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{j=|l-1|}^{l+1} \frac{1}{R} f_{lj}(R) \mathcal{Y}_{lJM} \right\} Z(R_{CM}). \quad (4)$$

\mathcal{A} 是全反对称化算符, $\phi(d), \phi(\alpha)$ 分别是 d 和 α 的内部波函数的空间部分^[1],

$$\left. \begin{aligned} \phi(d) &= \sum_{i=1}^3 A_i \exp \left[-\frac{\alpha_i}{2} \sum_{j=1}^2 (\mathbf{r}_i - \mathbf{R}_d)^2 \right], \\ A_1 &= 1.000, \quad A_2 = 3.631, \quad A_3 = 5.746 \\ \alpha_1 &= 0.07284 \text{ fm}^{-2}, \quad \alpha_2 = 0.3657 \text{ fm}^{-2}, \quad \alpha_3 = 1.4696 \text{ fm}^{-2} \end{aligned} \right\} (5)$$

$$\left. \begin{aligned} \phi(\alpha) &= \exp \left[-\frac{\bar{\alpha}}{2} \sum_{j=3}^6 (\mathbf{r}_j - \mathbf{R}_{\alpha})^2 \right], \\ \bar{\alpha} &= 0.514 \text{ fm}^{-2}. \end{aligned} \right\} (6)$$

\mathcal{Y}_{lJM} 是归一化自旋-同位旋-角度波函数,

$$\mathcal{Y}_{lJM} = \sum_{\mu=1}^{-1} C_{lM-\mu, 1\mu}^{JM} \chi_{1\mu}(d) \chi_{00}(\alpha) Y_{lM-\mu}(\hat{R}). \quad (7)$$

C 是 Clebsh-Gordan 系数, $\chi_{1\mu}, \chi_{00}$ 分别是 d 和 α 的自旋-同位旋波函数。 (4) 中余下的

$Z(R_{CM})$ 是描写质心运动的任一个归一化波函数; 而 $\frac{1}{R} f_{lj}(R)$ 则是要求解的相对运动波函数的径向分波。

2. 积分-微分方程的推导

将 H 和 Ψ 及其变分 $\delta\Psi$ 代入如下的投影方程

$$\langle \delta\Psi | H - E_T | \Psi \rangle = 0, \quad (8)$$

E_T 为系统在质心系中的总能量,

$$E_T = E_d + E_\alpha + E, \quad (9)$$

E_d 、 E_α 分别是 d 和 α 的内能, E 是 d - α 的相对运动能量。进行从粒子坐标到集团坐标的坐标变换, 经过相当冗长的推导, 算出 H 和 E_T 的直接和交换核函数后, 可得 $f_{lj}(R)$ 所满足的微分-积分方程:

$$\begin{aligned} & \left\{ \frac{\hbar^2}{2\mu} \left[\frac{d^2}{dR^2} - \frac{l(l+1)}{R^2} \right] + E - V_N(R) - V_C(R) - V_{s.o.}(R) \right\} f_{lj}(R) \\ &= \int_0^\infty k_{lj}(R, R') f_{lj}(R') dR' \\ &= \int_0^\infty [k_{lj}^N(R, R') + k_{lj}^C(R, R') + \eta_{lj} k_{lj}^{s.o.}(R, R')] f_{lj}(R') dR' \end{aligned} \quad (10a)$$

$$\eta_{l,l+1} = 2l, \quad \eta_{l,l} = -2, \quad \eta_{l,l-1} = -2(l+1) \quad (10b)$$

μ 是约化质量; V_N 、 V_C 、 $V_{s.o.}$ 依次是直接中心势、直接 Coulomb 势和直接自旋-轨道势, k_{lj}^N 、 k_{lj}^C 、 $k_{lj}^{s.o.}$ 是相应的非定域交换核函数, k_{lj} 是总交换核函数,

$$k_{lj}(R, R') = \mathcal{H}_{lj}(R, R') - (E + E_d + E_\alpha) \mathcal{N}_l(R, R'), \quad (11)$$

\mathcal{H}_{lj} 为哈密顿核函数, \mathcal{N}_l 为重迭核函数。

3. 相移的计算

求相移要用 0 点边界条件和散射边界条件:

$$\begin{cases} f_{lj}(0) = 0, \\ f_{lj}(R) = \frac{1}{2} [F_l(1 + e^{2i\delta_{lj}}) + iG_l(1 - e^{2i\delta_{lj}})], \quad R \geq R_m \end{cases} \quad (12)$$

F_l 、 G_l 分别为正规和非正规 Coulomb 波函数。用边界条件 (12) 解方程 (10) 可得散射相移 δ_{lj} ,

$$\delta_{lj} = \arctg \frac{kF_l'(\dot{k}R) - \mathcal{L}F_l(\dot{k}R)}{\mathcal{L}G_l(\dot{k}R) - kG_l'(\dot{k}R)} \Big|_{R=R_m}, \quad (13a)$$

$$\mathcal{L} = \frac{f'_{lj}(\dot{k}R)}{f_{lj}(\dot{k}R)}. \quad (13b)$$

顺便提及, 有了相移就能算弹性散射的各种截面和总反应截面, 但由于本文着重于集团共振态的研究, 所以就不算这些截面了, 其计算公式见 [9]。

4. 本征能量的计算

为了从方程 (10) 求解基态和激发态波函数以及对应的本征能量, 可将 (10) 改写为

$$\left[\frac{d^2}{dR^2} - u(R) \right] f_{IJ}(R) - \int_0^\infty k'_{IJ}(R, R') f_{IJ}(R') dR' = -E \left[\int_0^\infty k''_{IJ}(R, R') \cdot f_{IJ}(R') dR' + \frac{2\mu}{\hbar^2} f_{IJ}(R) \right], \quad (14a)$$

$$u(R) = \frac{2\mu}{\hbar^2} [V_N(R) + V_C(R) + V_{r.o.}(R)] + \frac{l(l+1)}{R^2}, \quad (14b)$$

$$k'_{IJ}(R, R') = \frac{2\mu}{\hbar^2} [\mathcal{K}'_{IJ}(R, R') - (Ed + E\alpha)\mathcal{N}'_I(R, R')], \quad (14c)$$

$$k''_{IJ}(R, R') = \frac{2\mu}{\hbar^2} \mathcal{N}_I(R, R'). \quad (14d)$$

为了数值解方程(14), 要进一步将它离散化为线性代数方程组, 然后按广义本征值问题来求解. 在数值计算中, 为了能调用解广义本征方程 $Ax = \nu Bx$ 的标准程序, 要求将(14)离散化后的 A 矩阵要满足对称阵条件, B 矩阵要满足对称阵和正定阵条件. 所以离散化时, 微分采用中心差分, 积分采用梯形公式, 即(略去下标 IJ)

$$\frac{d^2}{dR^2} f \Big|_{R=R_m} = \frac{1}{h^2} (f_{n-1} - 2f_n + f_{n+1}), \quad (15a)$$

$$\int_0^\infty k(R, R') f(R') dR' = \sum_{m=0}^N T_m K_{nm} f_m,$$

$$T_1 = T_2 = \dots = T_{N-1} = h, \quad T_0 = T_N = \frac{h}{2} \quad (15b)$$

h 为所取的步长. 于是离散化后的线性方程组为

$$\begin{aligned} -f_{n+1} + (2 + h^2 u_n) f_n - f_{n-1} + h^2 \sum_{m=0}^N T_m K'_{nm} f_m \\ = E \left[h^2 \sum_{m=0}^N T_m K''_{nm} f_m + \frac{2\mu}{\hbar^2} h^2 f_n \right], \quad (16) \\ n = 1, 2, \dots, N; \quad m = 0, 1, 2, \dots, N \end{aligned}$$

求基态和激发态的本征能量需用 0 点边界条件和束缚态边界条件. 设 $R \geq R_m$ 时 $f_{IJ}(R)$ 是指数衰减的, 于是边界条件可写为

$$\begin{cases} f_{IJ}(0) = 0, \\ f_{IJ}(R) = C e^{-\beta R} = \phi, \quad R \geq R_m, \quad \beta = \left(\frac{2\mu|E|}{\hbar^2} \right)^{1/2} \end{cases} \quad (17)$$

由 $R = R_m$ 处波函数的连续可微性有

$$\frac{f'_N}{f_N} = \frac{\phi'}{\phi} \Big|_{R=R_m} = r = - \left(\frac{2\mu|E|}{\hbar^2} \right)^{1/2}. \quad (18)$$

取

$$f'_N = \frac{f_{N+1} - f_N}{h}, \quad (19a)$$

于是, 在 R_m 处的边界条件为

$$f_{N+1} = (1 + rh) f_N. \quad (19b)$$

最后得

$$\sum_{m=1}^N A_{nm} f_m = E \sum_{m=1}^N B_{nm} f_m, \quad n = 1, 2, \dots, N \quad (20a)$$

$$A_{nm} = \begin{cases} -\delta_{m,n+1} + (2 + h^2 u_n) \delta_{m,n} - \delta_{m,n-1} + h^2 T_m K'_{nm}, & n = 1, 2, \dots, N-1 \\ [(1 - rh) + h^2 u_n] \delta_{m,n} - \delta_{m,n-1} + h^2 T_m K'_{nm}, & n = N \end{cases} \quad (20b)$$

$$B_{nm} = h^2 T_m K''_{nm} + \frac{2\mu}{\hbar^2} h^2 \delta_{m,n}. \quad (20c)$$

解方程 (20) 是求 $Ax = \nu Bx$ 型的广义本征值问题, 采用标准程序^[10] REDUC1, TRED2 和 TQL2 即可得解.

在具体计算中, r 的初始值可任意取定, 但为节约机时, 可由事先估计的 E 值来取定. 解得本征值后再代入 (18), 重复求广义本征值, 如此迭代下去, 直至本征值收敛为止.

三、结果分析

1. ${}^6\text{Li}$ 的 d - α 集团结构的相移分析

用散射边界条件解方程 (10) 算得的 $E < 16 \text{ MeV}$ 的 $d + \alpha$ 散射相移和相应的实验相移^[6] 画于图 1 中. 计算中取步长 $h = 0.25 \text{ fm}$, 截止值 $R_m = 20 \text{ fm}$, 且采用的参数值为 $u = 1.10$, $V_\lambda = 30 \text{ MeV}$, $\lambda = 1.26 \text{ fm}^{-2}$. 计算中还将影响不大的 Colomb 交换核函数略去了. 由于我们主要感兴趣于自旋-轨道力产生的散射共振态, 所以图中只画出了 $l = 1, 2$ 的相移. $l = 0$ 的相移无劈裂, 16 MeV 内无共振, 未画出. $l = 3, 4$ 的相移劈裂不大, 16 MeV 内也无共振, 未画出. 从图 1 可以看出: ① 理论相移与实验的符合是相当好的. 由于实验点比较分散, 一些能量重复性较差, 可见实验相移分析结果不够准确, 特别是在共振能附近还可能有系统性偏差, 所以说在共振能附近理论曲线与实验的一些偏离并不足以说明理论结果不好. ② N - N 自旋-轨道力对 $d + \alpha$ 散射相移影响很大, 且有明显的奇-偶 l 效应. $l = 1$ 的相移在 16 MeV 内无共振, 且劈裂不大. $l = 2$ 的相移在 0.5—6 MeV 范围有突出的共振, 且 $J = 3, 2, 1$ 的三条曲线劈裂很大. 特别重要的是, 从这三条曲线定出的共振能 (以 \tilde{E}_{lj} 表示) 分别为 $\tilde{E}_{23} \approx 0.8 \text{ MeV}$ 、 $\tilde{E}_{22} \approx 3.2 \text{ MeV}$ 、 $\tilde{E}_{21} \approx 4.0 \text{ MeV}$, 各自加上 ${}^6\text{Li}$ 基态的 d - α 分离能 1.47 MeV 后分别约为 2.27、

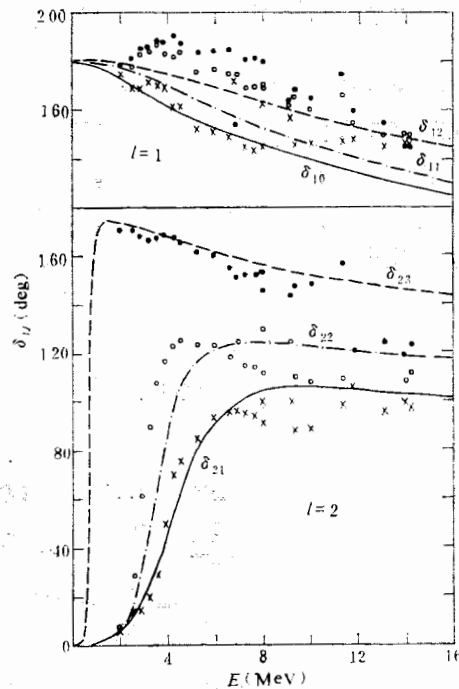


图 1 $d + \alpha$ 散射相移(实验点取自文献[6])

4.67、5.47 MeV, 这正好与复合核 ${}^6\text{Li}$ 的激发能分别为 2.185、4.31、5.65 MeV 的 $(3^+, 0)$ 第 1 激发态、 $(2^+, 0)$ 第 3 激发态、 $(1^+, 0)$ 第 5 激发态相对应, 自旋、宇称、同位旋又正好符合, 所以说 ${}^6\text{Li}$ 的第 1、3、5 激发态主要是 $d-\alpha$ 集团结构态。

计算结果还表明, $N-N$ 软排斥心使相移普遍降低, 特别是共振能附近最为显著。

此外, 计算中还发现相移与 u 、 V_1 的关系较大 (u 大相移上升, V_1 大相移劈裂大), 而随 λ 的变化则较小; 但 λ 有一定的取值范围, 否则会导致指数发散。

2. ${}^6\text{Li}$ 的 $d-\alpha$ 集团结构态的本征能量分析

采用与算散射相移用的一样的各 s 、 l 、 J 、 T 量子数组和完全一样或相差很小的参数组 ($u = 1.062$, $V_1 = 32 \text{ MeV}$, $\lambda = 1.26 \text{ fm}^{-2}$), 用束缚态边界条件解方程 (10) 求得的 ${}^6\text{Li}$ 各集团态的本征能量 (以 E_{lJ} 表示) 和性质如下: 当 $l = 0$ 、 $J = 1$ 、 $T = 0$ 时, 算得 $E_{01} = -1.477 \text{ MeV}$, 这正好与 ${}^6\text{Li}$ 基态的 $(1^+, 0)$ 和 $d-\alpha$ 分离能 1.4735 MeV 相对应。当 $l = 2$ 、 $J = 3$ 、 2 、 1 和 $T = 0$ 时, 算得 $E_{23} = 0.721 \text{ MeV}$ 、 $E_{22} = 3.406 \text{ MeV}$ 、 $E_{21} = 3.577 \text{ MeV}$, 这三个能量基本上与前面相移分析求得的 \tilde{E}_{23} 、 \tilde{E}_{22} 、 \tilde{E}_{21} 很相近。以这四个 E_{lJ} 分别对应于 ${}^6\text{Li}$ 的基态和第 1、3、5 激发态, 则得这些能级的自旋、宇称、同位旋和能量分别为 $(J_0^+, T_0) = (1^+, 0)$, $E_0 = 0$; $(J_1^+, T_1) = (3^+, 0)$, $E_1 = 2.198 \text{ MeV}$; $(J_3^+, T_3) = (2^+, 0)$, $E_3 = 4.883 \text{ MeV}$; $(J_5^+, T_5) = (1^+, 0)$, $E_5 = 5.054 \text{ MeV}$ 。这些理论能级结果与实验的比较画于图 2 中, 从图 2 可见, 用算散射时用的量子数组和用与算散射时几乎一样的参数值能得到如此的理论能级数据, 的确是令人满意的。除能级的 (J^+, T) 和次序完全一致外, 基态和第 1 激发态的能量也符合很好, 只是第 3 激发态的理论能量偏高了 0.57 MeV, 第 5 激发态的理论能量偏低了 0.60 MeV。我们只作了单道 RGM 计算, 未曾考虑其他道 (或能级) 的耦合效应, 也未考虑 $N-N$ 张量力和 d 的扭曲效应, 所以不能期望全都符合很好。从表 1 和图 2 可以看到, 第 3、5 激发态附近还有别的激发态, 未考虑各能级的耦合作用可能是造成第 3、5 激发能级能量符合欠佳的主要原因。至于 ${}^6\text{He}$ 集

实验 ^[2]		相移分析		理论	
$E_x(\text{MeV})$	J^+, T	$E_x(\text{MeV})$	J^+, T	$E_x(\text{MeV})$	J^+, T
5.65	$1^+, 0$	5.47	$1^+, 0$	5.05	$1^+, 0$
5.37	$2^+, 1$	4.67	$2^+, 0$	4.88	$2^+, 0$
4.31	$2^+, 0$				
3.563	$0^+, 1$				
2.185	$3^+, 0$	2.27	$3^+, 0$	2.20	$3^+, 0$
0.00	$1^+, 0$	0.00	$1^+, 0$	0.00	$1^+, 0$

图 2 ${}^6\text{Li}$ 的能级图

团结构态,从能量上考虑应当在较高的能态(比方说 20 MeV 附近)出现,因此对低能态不应有什么影响。

四、结 束 语

本工作的主要目的在于将共振群方法 (RGM) 用来统一研究与核集团结构态有关的核反应和核结构问题,并同时考查 RGM 的适用性。由于 ${}^6\text{Li}$ 的 $(1^+, 0)$ 基态、 $(3^+, 0)$ 第 1 激发态、 $(2^+, 0)$ 第 3 激发态、 $(1^+, 0)$ 第 5 激发态皆有 $d-\alpha$ 集团结构的象征,所以选了这四个态作为研究对象。研究方法分为两个方面: ① 先将 ${}^6\text{Li}$ 的第 1、3、5 激发态作为 $d + \alpha$ 散射过程中复合核 ${}^6\text{Li}$ 的共振态,用 0 点边界条件和散射边界条件解 RGM 积分-微分方程求散射相移,从算相移时用的 s, l, J, T 等量子数和算得的相移的共振能量来定出这些态的 (J^π, T) 和相对于基态的激发能。② 然后进一步将 ${}^6\text{Li}$ 的基态和第 1、3、5 激发态作为具有 $d-\alpha$ 集团结构束缚态¹⁾,用 0 点边界条件和指数衰减的束缚边界条件,并用算散射相移时用的 s, l, J, T 量子数和 u, V_1, λ 参数值来解 RGM 积分-微分方程,按求广义本征值的方法求出这四个态的本征能量,从而定出它们的 (J^π, T) 和能级能量。研究表明,在用统一的 s, l, J, T 量子数和 u, V_1, λ 参数值下,从上述①、②两方面得到的理论结果均与 ${}^6\text{Li}$ 的基态和第 1、3、5 激发态的能级结构相符,从而有力地说明了这四个态皆主要是 $d-\alpha$ 集团结构态,也同时说明了 RGM 的确能统一处理好核反应和核结构问题,特别是对研究与核集团结构有关的核反应和核结构问题,更是行之有效的。结果还说明 $N-N$ 自旋-轨道力对 $d + \alpha$ 散射相移影响很大,且有明显的奇-偶 l 效应,特别是使 $l = 2$ 的相移劈裂很厉害,而对应的劈裂能量竟达 ~ 3.5 MeV 之多。

计算得出的第 3、5 激发态的能量与实验相比还差一些,若能进一步考虑附近其他结构态的相互耦合,以及考虑进张量力和 d 的扭曲,则可望这两个态的理论能量与实验的符合会更好些。

进一步的工作是用 RGM 研究核的集团结构态的磁矩、电四极矩和这些态之间的跃迁几率等等,这方面的工作尚在进行中。

再进一步的工作是将这些研究推进到较重的一些核系统。

作者对黄唯志同志参加过一些讨论表示感谢。

参 考 文 献

- [1] K. Wildermuth and T. C. Tang, A Unified Theory of the Nucleus, Academic Press, New York, 1977.
Y. C. Tang, M. LeMere and D. R. Thompson, *Phys. Repts.*, 47 (1978), 167.
- [2] Aizenberg-Selove, *Nucl. Phys.*, A320 (1979), 1.
- [3] L. R. Suelzle et al., *Phys. Rev.*, 162 (1967), 992; H. A. Bentz, *Z. Naturforsch.*, 24a (1969), 858; I. Sick and J. S. McCarthy, *Nucl. Phys.*, A150(1970), 631; G. C. Li et al., *Nucl. Phys.*, A162 (1971), 583; F. A. Bumiller et al., *Phys. Rev.*, C5 (1972), 391.
- [4] F. Eigeubrod, *Z. Phys.*, 228 (1969), 337.

1) ${}^6\text{Li}$ 实际上只有基态是稳定的束缚态,而第 1 激发态只是在 Coulomb 位垒之下的准束缚态,第 3、5 激发态则是寿期不太长的非束缚态,但在很短的时间内(即在它们的寿期之内)均可视为束缚态来处理。

- [5] M. Bouton et al., *Nucl. Phys.*, **A100** (1967), 105.
[6] L. C. McIntyre and W. Haeberli, *Nucl. Phys.*, **A91** (1967), 382; P. Darriulate et al., *Nucl. Phys.*, **A94** (1967), 653; W. Grüebler et al., *Nucl. Phys.*, **A242** (1975), 265.
[7] D. R. Thompson and T. C. Tang, *Phys. Rev.*, **C8** (1973), 1649; M. LeMere, Y. C. Tang and D. R. Thompson, *Nucl. Phys.*, **A266** (1976), 1; H. H. Hackenbroich et al., *Nucl. Phys.*, **A221** (1974), 461; Hiroyuki Kanada et al., *Prog. Theor. Phys.*, **63** (1980), 842; D. R. Thompson, M. Lemere and T. C. Tang, *Nucl. Phys.*, **A286** (1977), 53; H. Kanada, T. Kanek and T. C. Tang, Preprint (1983).
[8] 凌有光, 赵玄, 高能物理与核物理, **8**(1984)227.
[9] 赵玄, 曾繁安, 原子核物理, **5**(1983)239.
[10] FORTRAN 算法汇编第三分册, 国防工业出版社, 1982, p.47.

PHASE-SHIFT ANALYSIS AND GENERALIZED EIGENVALUE ANALYSIS ABOUT THE d - α CLUSTER STRUCTURE OF ${}^6\text{Li}$

ZHAO XUAN HOU REN-CHANG ZENG FAN-AN

(Shanghai Institute of Nuclear Research, Academia Sinica)

ABSTRACT

By using the d - α cluster-structure wave function and the nucleon-nucleon (N - N) force containing a soft-repulsive core central potential and a spin-orbit noncentral potential, the $(1^+, 0)$ ground state, $(3^+, 0)$ 1st excited state, $(2^+, 0)$ 3rd excited state, and $(1^+, 0)$ 5th excited state of ${}^6\text{Li}$ are studied by phase-shift analysis and generalized eigenvalue analysis with single-channel resonating-group-method (RGM). The results show that, from the phase-shift and eigenvalue analyses, the ground state of ${}^6\text{Li}$ is mainly an $l=0$ d - α cluster-structure bound state, and the 1st, 3rd, and 5th excited states of ${}^6\text{Li}$ are mainly $(l, J)=(2, 3)$, $(2, 2)$, and $(2, 1)$ cluster-structure unbound states, respectively.