

${}^6\text{Li}$ 基态中氦的压缩和变形

陈永寿 卢兆启 巫光汉

(中国科学院原子能研究所)

摘 要

本文用双位阱壳模型投影变分方法对 ${}^6\text{Li}$ 基态进行计算。计算说明, ${}^6\text{Li}$ 基态中氦的方均根半径比自由氦核的方均根半径小; 随着氦核集团同 α 集团的平均间距的减小, 氦核集团表现出先压缩而后稍膨胀的压缩效应和先呈扁形而后呈拉长形的变形效应。计算初步地说明了, 核力的奇宇称态排斥分量和集团间核子的包利交换效应, 无论在 ${}^6\text{Li}$ 基态的集团结构中和氦核集团的压缩和变形效应中都起着重要作用。

一、引 言

对某些核态, 用壳模型描述时, 必须考虑高激发的组态混合, 而用集团模型波函数描述往往更为简单。许多壳模型的计算工作说明, ${}^6\text{Li}$ 基态具有集体运动性质; 为了要得到弹性和非弹性散射的形状因子同时符合实验值的结果, 需考虑到 $4\hbar\omega$ 激发的组态混合^[1]。因此, 对 ${}^6\text{Li}$ 基态和第一激发态, 采用 α -氦集团波函数来描述是合适的。例如用这种波函数的 $LCCO$ 方法^[2]和共振群方法^[3]得到了较好的结果。

在集团模型中, 总是把一个核看成由两个或两个以上的“集团核”组成的体系来处理。因而正确地认识“整体”(原子核)和“部分”(集团核)的辩证关系是十分重要的。原子核是一个具有强相互作用的微观多体量子体系, 有着强烈的丰富多采的关联运动。因此, 集团模型不应作为集团核的简单组合。而集团核同他们的自由状态相比较可以是完全不同的东西。

我们认为, 近些年发展起来的各种 α 集团模型的微观理论较之经典 α 模型理论是一个发展和前进, 很重要的一点就是前者比后者更好地体现了这种辩证关系。在经典 α 模型中, α 集团被当成僵硬的无内部结构的东西, 它们同自由 α 粒子是一样的, 不同的只是它们被当作基本元素束缚在类似晶格的点阵上作微小的振动。在现在的 α 集团微观理论中, α 集团已经不是那么僵硬的东西了。有的工作已经注意到核内的集团核与它们的自由状态是不同的这一事实。例如, 用共振群方法研究 ${}^6\text{Li}$ 中氦核的大小, 定性地说明了氦核的压缩效应^[4]。Thompson, Tang 等人用共振群方法研究了氦核的压缩效应对 $\alpha + d$ 弹性散射相移的影响。发现对 $l = 0$ 相移的影响是显著的^[10]。这些工作中, 引入氦的扭曲

波函数,但都未涉及氦被扭曲的过程.对这种过程做动力学的描述在理论上还有许多困难,实验资料也不多.但近年来已有了一些实验研究.例如,由 ${}^6\text{Li}(d, \text{tp})\text{He}^4$ 的准自由中子拾取反应,定性地观察到 ${}^6\text{Li}$ 基态中氦的大小随氦与 α 的平均距离的减小而变小的现象^[5].本文将用投影变分法(或投影 Hartree-Fock 方法),从静力学角度来描述氦的大小、形状和内部能量随氦与 α 间距的变化过程.在本模型中, ${}^6\text{Li}$ 基态被当作由 α 和氦组成的体系来处理.但是 ${}^6\text{Li}$ 的波函数是6个核子的多体波函数.子氦和子 α 有内部结构,大小和形状可以变化(以下称 ${}^6\text{Li}$ 中的 α 和氦为子 α 和子氦,以同它们的自由状态相区别).子 α 和子氦的大小、形状和内部能量等都按 ${}^6\text{Li}$ 体系的总能量取得极小值的变分法来确定.第二节是基本公式;第三节是计算结果和分析;第四节是简要讨论.

二、双位阱壳模型投影变分法

我们把 ${}^6\text{Li}$ 中的6个核子分成二部分,即子 α 和子氦.子 α 的4个核子运动在位阱1中;子氦的2个核子运动在位阱2中.位阱1和2均为谐振子位阱,其中心间距为 Z ,位阱参数分别为 b_1 和 b_2 .我们取二位阱中心联线为 z 轴方向.用 ϕ_1 和 ϕ_2 分别表示子 α 和子氦的单粒子空间轨道波函数.

$$\begin{aligned}\phi_1 &= \alpha |000; b_1\rangle - \sqrt{1 - \alpha^2} |001; b_1\rangle, \\ \phi_2 &= \beta |000; b_2\rangle + \sqrt{1 - \beta^2} |001; b_2\rangle,\end{aligned}\quad (1)$$

式中, $|n_x n_y n_z; b_i\rangle$ 为第 i 位阱的谐振子波函数. n_x, n_y 和 n_z 分别表示 x, y 和 z 方向的谐振子量子数. α 和 β 为展开系数. ϕ_1 和 ϕ_2 都含有 z 方向的 p 态成分,可以描述子 α 和子氦的轴对称形变. ϕ_1 和 ϕ_2 均是归一化的.

另外,我们假定 ϕ_1 和 ϕ_2 是正交的,即 $\langle \phi_1, \phi_2 \rangle = 0$.由此有正交条件,

$$\left. \begin{aligned}\beta &= \sqrt{1 / \left(1 + \frac{1}{\gamma^2}\right)}, \\ \gamma &= \frac{\sqrt{2} b_2 Z}{b_1^2 + b_2^2} + \frac{\sqrt{1 - \alpha^2} \left(\frac{2b_1 b_2}{b_1^2 + b_2^2}\right)}{\alpha - \sqrt{1 - \alpha^2} \left(\frac{\sqrt{2} b_1 Z}{b_1^2 + b_2^2}\right)}.\end{aligned}\right\} \quad (2)$$

我们也可以不用条件(2).但是, ϕ_1 和 ϕ_2 必须是线性无关的.当二位阱间距 Z 大于零时,这个要求是满足的.而当 $Z = 0$ 时,不能保证.

${}^6\text{Li}$ 的多体波函数为如下 Slater 行列式:

$$\Psi = \frac{1}{\sqrt{6!}} \det \{ \phi_1(+\uparrow) \phi_2(+\uparrow) \phi_1(-\uparrow) \phi_2(-\uparrow) \phi_1(+\downarrow) \phi_1(-\downarrow) \}, \quad (3)$$

式中, ϕ_i 由(1)式定义.“+”和“-”分别表示质子和中子,“ \uparrow ”和“ \downarrow ”分别表示粒子的自旋朝上和朝下.

${}^6\text{Li}$ 体系的哈密顿量为:

$$H = -\frac{\hbar^2}{12M} \frac{1}{2} \sum_{i \neq j} \nabla_{ij}^2 + \frac{1}{2} \sum_{i \neq j} V_{ij}, \quad (4)$$

式中,第一项为动能,其质心动能部分已经扣除.第二项为位能. M 为核子质量. V_{ij} 为二核子相互作用势.

$$\left. \begin{aligned} V_{ij} &= \sum_{n=1}^N (W_n + B_n P_{ij}^B + H_n P_{ij}^H + M_n P_{ij}^M) U_n(r_{ij}), \\ U_n &= \exp(-\mu_n(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)^2), \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

式中, P^B 、 P^H 和 P^M 分别为自旋、同位旋和空间坐标的交换算符.

作为上述模型的 ${}^6\text{Li}$ 体系是轴对称的.我们选取坐标 z 轴与体系的对称轴重合.那末 ${}^6\text{Li}$ 的具有轨道角动量为 L ,宇称为 π 的总能量 E_L^π 可写为如下形式:

$$E_L^\pi = \frac{\int_{-1}^{+1} d \cos \theta P_L(\cos \theta) \langle \Psi | H | e^{-i\theta L_y} \Psi \rangle}{\int_{-1}^{+1} d \cos \theta P_L(\cos \theta) \langle \Psi | e^{-i\theta L_y} \Psi \rangle}, \quad (6)$$

式中, $e^{-i\theta L_y}$ 为体系绕 y 轴转 θ 角的空间转动算符.转动中心在体系的质心上. P_L 为勒让德多项式.由于体系的轴对称性和选取了 z 轴与对称轴重合, $L_z = 0$, (6)式只表现为角动量投影的形式,而不必另作宇称投影计算.当 L 取偶数和奇数时,分别对应正宇称和负宇称.

E_L^π 是位阱间距 Z 、位阱参数 b_1 和 b_2 ,以及系数 α 和 β 的函数.这些参量都作为变分参数由使 E_L^π 取得极小值的变分方法来确定.

上述方法基本上是将Harvey研究 ${}^6\text{Be}$ 的方法^[6]推广到非 $4N$ 核的情况.在这一推广中,应注意的一个新情况是:随着参量变化,体系的质心在移动.因此,变分过程的每次迭代都必须对这种质心移动进行修正,使角动量投影的转动中心始终取在体系的质心上.同时,应该注意,在如象本文这类模型中,子 α 和子 α 的重心间距不等于位阱间距这一事实.

三、计算结果

本文计算用了三种核力.一是在 $1P$ 壳核的微观模型理论计算中被广泛采用的Volkov力^[7](以下简称 $\text{VO}_{\text{no.1}}$).另外二个是Hasegawa和Nagata等研究 ${}^6\text{Li}$ 基态所用的核力,分别记为 $\text{HN}_{\text{no.1}}$ 和 $\text{HN}_{\text{no.2}}$ ^[8].这是具有三个不同力程的高斯型径向部分的核力.变分计算是先投影后变分.主要结果如下:

(一) 能量随子 α 和子 α 平均距离 R 的变化

图1是 ${}^6\text{Li}$ 的能量面的 $\text{VO}_{\text{no.1}}$ 力计算结果.由图可见 0^+ 和 2^+ 曲线有极小点.它们对应着二个束缚态. 4^+ 以上的态和负宇称态没有束缚态.图2是几个模型的 0^+ 曲线. I 为有正交条件(2)的情况; II 为没有条件(2)的情况; III 为双 S 态模型,即令(1)式中 $\alpha = \beta = 1$,它相当于Brink模型^[9]用于非 $4N$ 核,由于单粒子轨道态只含 S 态,子 α 和子 α 本身不能极化.而I和II显然都是子体可极化的模型.图中曲线I和II比曲线III具有更深的凹形和极小点后移的结构.这说明了,子体可极化或子体更“软”的集团模型将给出更大的结合能、更小的子体间的平均平衡距离和更大的子体分离能.这同直观的概念是一致的.曲线I和II的差别很小.可见,条件(2)对 ${}^6\text{Li}$ 基态能量面的影响不大.曲线II稍低而平展一点.这主要是由于模型II的变分参数比I的多一个.当 R 小于大约2fm

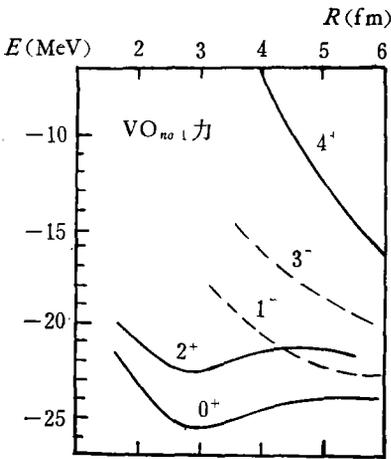


图1 ⁶Li 的能量面

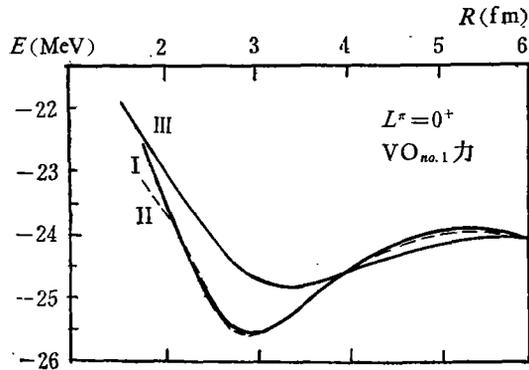


图2 ⁶Li 基态能量面的模型比较

I 为有正交条件(2); II 为无正交条件(2);
III 为双 S 态模型

后,曲线 I 和 II 的差别变大起来. 这是因为,随着位阱中心的靠拢重合,包利排斥原理的作用变的重要起来,以致条件(2)的作用显著增强. 当 R 约大于 6fm 后,三条曲线趋于重合. 这是由于随着 R 增大,模型 I 和 II 逐渐趋于模型 III. 本文以下所列结果,如无特别说明均指模型 I 的结果.

表 1 ⁶Li 的 0⁺ 和 2⁺ 态能量、波函数、子 α 和子氘的大小、形状

核力	L^π	E_L^π	R_0	α	β	b_1	b_2	r_α	r_d	ϵ_α	ϵ_d
VO _{no.1}	0 ⁺	-25.57	2.99	1.0	0.611	1.393	1.997	1.48	1.82	1.0	1.15
	2 ⁺	-22.59	2.70	1.0	0.67	1.407	2.08	1.49	1.84	1.0	1.06
HN _{no.1}	0 ⁺	-31.46	2.30	1.0	0.54	1.310	1.676	1.39	1.59	1.0	1.26
	2 ⁺	-27.62	2.15	1.0	0.51	1.313	1.657	1.39	1.60	1.0	1.31
HN _{no.2}	0 ⁺	-29.34	2.58	1.0	0.60	1.317	1.710	1.40	1.57	1.0	1.17

注: 能量单位 MeV. 长度单位 fm. E_L^π 由(6)式定义. R_0 为子 α 和子氘的平均平衡距离. α, β, b_1, b_2 意义见(1)式. r_α 和 r_d 分别为子 α 和子氘的方均根半径. ϵ_α 和 ϵ_d 为子 α 和子氘的变形因子,它定义为 Z 方向和 X (或 Y) 方向方均根大小的比值.

由表 1 可见,对 ⁶Li 基态能量,VO_{no.1} 力给出 -25.57 MeV.实验值为 -33.5 MeV.用 Volkov 核力的其他许多微观 Hartree-POCK 计算也都出现这种结合能计算值不足. 这是因为此种核力具有很强的奇宇称态排斥分量. HN_{no.1} 和 HN_{no.1} 力奇宇称态排斥分量小,它们分别给出 ⁶Li 基态结合能为 -31.46 MeV 和 -29.34 MeV. 对 ⁶Li 的 2⁺ 态,VO_{no.1} 力给出 2.98MeV, HN_{no.1} 力给出 3.84 MeV. 实验值约为 3.7 MeV (这个值是将 3⁺, 2⁺ 和 1⁺ 能级实验值按自旋轨道耦合折算的结果).

由表 2 可见,对 ⁶Li 基态能量,模型 I 和 II 比模型 III 多给出约 0.7 MeV,它们同 LCCO 的结果相接近,但平衡距离 R_0 比 LCCO 的要小.

本文计算了 ⁶Li 基态中能量的分配,即子 α 和子氘的能量 E_1 和 E_2 . 相互作用能量 E_{12} 随 R 的变化. $E = E_1 + E_2 + E_{12}$. 由图 3 可见,使体系具有束缚态的 E 曲线的凹形结构来自 E_{12} 曲线的凹形结构. $E_{12} = E_{12d} + E_{12e}$. E_{12d} 和 E_{12e} 分别是子 α 和子氘间相互

表 2 ${}^6\text{Li}$ 基态能量和参量的模型比较

模 型	E_{0+}	R_0	α	β	b_1	b_2	r_α	r_d	ε_α	ε_d
I	-25.57	2.99	1.0	0.611	1.393	1.997	1.48	1.82	1.0	1.15
II	-25.60	2.88	1.0	0.544	1.390	1.986	1.48	1.88	1.0	1.25
III	-24.91	3.50	1.0	1.0	1.410	1.689	1.50	1.46	1.0	1.0
LCCO ^[2]	-25.95	3.53			1.353	1.667				

注: 核力为 $\text{VO}_{\text{no.1}}$, 各量意义见表 1 注.

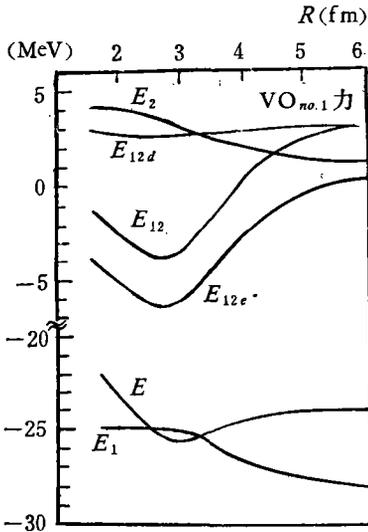


图 3 ${}^6\text{Li}$ 基态能量分配 E 为基态能量

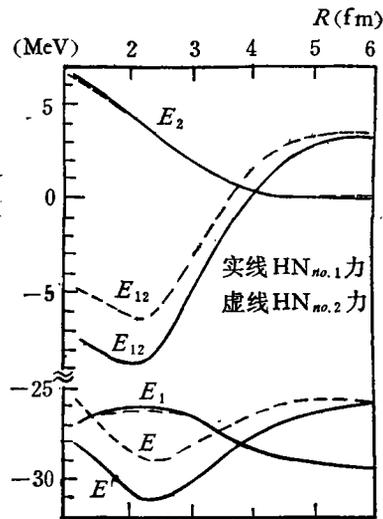


图 4 ${}^6\text{Li}$ 基态能量分配

作用能的直接项贡献和包利交换项贡献。由图可见, E_{12} 的凹形结构又主要来自 E_{12e} 的凹形结构。这说明了子 α 和子 α 间核子的包利交换效应在形成 ${}^6\text{Li}$ 的束缚态中起着重要的作用。图 4 是 ${}^6\text{Li}$ 基态中能量分配。实线为 $\text{HN}_{\text{no.1}}$ 力结果, 虚线为 $\text{HN}_{\text{no.2}}$ 力结果。对 E_1 和 E_2 , 二个核力的结果差别很小。主要差别在 E_{12} 。只要注意到 $\text{HN}_{\text{no.2}}$ 力和 $\text{HN}_{\text{no.1}}$ 力的唯一区别是前者比后者多有奇宇称态排斥成分这一事实, 我们不难看出, 子 α 和子 α 之间的相互作用能对核力中奇宇称态排斥成分是敏感的。这种排斥成分增强, E_{12} 曲线的凹形变浅。可见, 这种排斥分量在决定 ${}^6\text{Li}$ 的束缚态能量方面, α 同 α 的分离能方面都起着重要作用。这点同 Tang, Hasegawa 等人的研究结果是定性一致的。从本文计算结果可见, 虽然 $\text{VO}_{\text{no.1}}$ 力在 $1P$ 壳核的微观计算中广为采用, 但给出 ${}^6\text{Li}$ 的结合能和 α 与 α 的相互结合能都大为不足。这同许多计算的结论是一致的。然而, 正如 $\text{HN}^{[8]}$ 指出的, HN 核力能给出较好的 ${}^6\text{Li}$ 结合能 E 、 α 同 α 相对能量 E_{rel} , 考虑 D 态混合后给出 α 核结合能 ~ -2 MeV。例如, 按本文变分参数, 按 HN 对 E_{rel} 的定义, $\text{HN}_{\text{no.1}}$ 力给出 $E = -31.46$ MeV, $E_{\text{rel}} = -1.57$ MeV。然而 Volkov 力和 HN 力给出的 ${}^6\text{Li}$ 基态中能量分配的基本特点是定性一致的。由图 3 和图 4 可见, 当间距 R 小时, 子 α 和子 α 都被激发, R 趋于无穷远时, 子 α 和子 α 趋于它们的自由态。在 ${}^6\text{Li}$ 基态中, 对 $\text{VO}_{\text{no.1}}$ 力, $E_1 \sim -25$ MeV, $E_2 \sim 3$ MeV; 对 $\text{HN}_{\text{no.1}}$

力 $E_1 \sim -26 \text{ MeV}$, $E_2 \sim 3.5 \text{ MeV}$. 可见子 α 尚有 α 粒子坚硬特点, 而子氦却很松散 (内能为正). 这同不少同类计算的结果是一致的. 这说明, ${}^6\text{Li}$ 基态中, 子 α 是较好的 α 粒子集团, 而子氦不是好的氦核集团, 若计及张量力的贡献, 子氦内能会负一些, 但松散特点不会改变.

(二) 子氦的大小和变形

由表 1 和表 2 可见, 几个核力和几种模型的计算结果说明, ${}^6\text{Li}$ 基态中, 子 α 呈球形, 子氦呈拉长形, 子氦的方均根半径 r_d 小于自由氦核的方均根半径 1.96 fm . 这后一结果被称之为氦核在 ${}^6\text{Li}$ 中的压缩效应. 对这些结果作进一步分析是有益的. 由图 5 可见, 随着子 α 和子氦平均间距的减小, 子氦的方均根半径 r_d 呈现出先缩小而后稍增大的图象. 这同 Grossiord 等人^[5]的实验结果在定性上是一致的. 随 R 的减小, 子 α 的大小变化不大, 同自由 α 粒子的大小差不多, 只是当 R 比较小时稍有增大. 从子氦的 Z 向方均根大小 Z_d 和 X (或 Y) 向方均根大小 X_d 的变化曲线可见, 当 R 较大时, 子氦呈扁形. 随着 R 减小, 即子氦越靠近 α , 子氦逐渐被拉长. R 大约小于 3.6 fm 后, 子氦变成拉长形. 从子 α 的相应曲线 Z_α 和 X_α 可见, 子 α 在子氦向它靠拢的过程中, 基本上保持球形, 只是在 R 约小于 2.7 fm 后才呈稍扁形. 图 5 中, r_d 曲线有三条. 它们分别是模型 I、II 和 III 的结果. 这三条曲线都呈现出子氦先压缩而后稍膨胀的效应. 在模型 III 中, 子氦压缩的更小些, 但 R 小时子氦膨胀很小. 这是由于模型 III 中, 子氦不能极化. 由曲线 I 和 II 可见, R 小时, 子氦有显著的膨胀效应. 这是由于子氦可极化, 即内部 P 态成分增长. 当 R 小时和 R 大时, 子氦内部的 P 态成分在模型 I 中都比模型 II 中的大, 因而曲线 I 呈现更强的先压缩而后稍膨胀的效应.

为了分析核力的吸引和排斥成分对上述氦核压缩效应的作用, 本文对三个核力计算了子氦的均方根大小. 计算结果见图 6. 曲线 a、b 和 c 分别为 $\text{HN}_{\text{no.1}}$ 、 $\text{HN}_{\text{no.2}}$ 和 $\text{VO}_{\text{no.1}}$ 力的结果. 点线为自由氦核的方均根半径. 由这些曲线可见, 随着核力中奇宇称态排斥成分的增强, 子氦将变大.

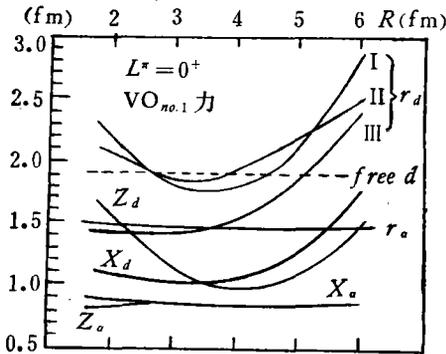


图 5 ${}^6\text{Li}$ 基态中子 α 和子氦的方均根大小和变形 free 为自由氦半径

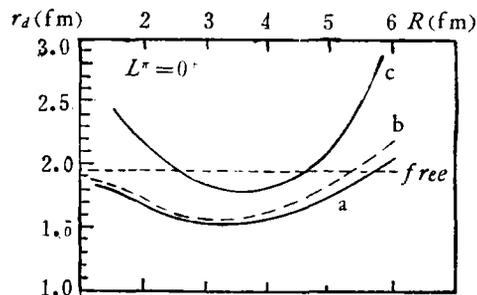


图 6 ${}^6\text{Li}$ 基态中子氦的方均根半径

为了分析子 α 和子氦间核子包利交换效应对子氦压缩效应的作用, 本文做了扣除这种包利交换效应的计算. 变分计算结果见图 7. 曲线 2 为 $\text{HN}_{\text{no.2}}$ 力的结果, 与此对应的

未扣除包利交换效应的结果是曲线 2'。曲线 1 是 $\text{VO}_{\text{no.1}}$ 力的模型 III 的结果,相应的未扣除包利交换效应的结果见曲线 1'。曲线 1 和 2 随着 R 的减小虽然也有相对压缩的图象,但是整条曲线都在 *free* 点线之上。从曲线 2 同曲线 2' 的比较可见,子 α 和子氦间核子的包利交换效应使子氦被大大地压缩了。曲线 1 同曲线 1' 相比较说明了同样的结果。可见,在集团模型中,子体之间核子的包利交换效应在上述氦的压缩效应中起着很重要的作用。这同 $\text{TB}^{[4]}$ 的结果是一致的。应该指出,虽然本模型的子体可以极化,但对子体的大小和形状随 R 的变化过程的描述还是静力学的,上述结果宜作为定性结果。对氦在 ${}^6\text{Li}$ 中的压缩效应的研究比较多,许多从不同角度的研究工作的结果也比较一致。对子氦的变形问题研究还不多,本文也只是一种定性的探讨,有待进一步深入。不过有趣的是,Hintenberger 等人曾较系统地分析了氦在一系列轻的和中重原子核上的弹性散射光学模型实位阱深度对靶核质量数 A 的关系,指出实验数据暗示了氦同核相互作用时发生了空间上的极化 $^{[1]}$ 。另外,应说明的是,由于本文波函数的局限性,以及只计及了中心力的贡献等。本文关于氦变形过程的计算结果是粗略的,但是它说明这个问题在物理上是值得进一步探讨的。例如,我们可以采用更真实的氦波函数,考虑张量力的贡献,最好能寻求一种同时适合于 ${}^6\text{Li}$ 、 α 和氦而又具有一定普遍性的核力对本问题进行深入研究。

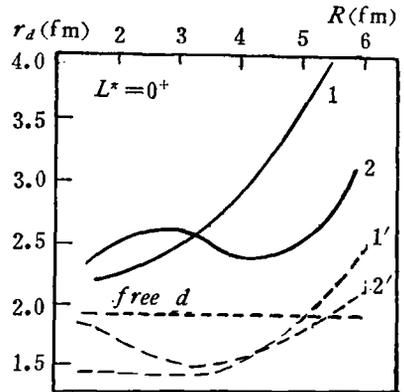


图7 ${}^6\text{Li}$ 基态中,团间核子包利交换效应对子氦大小的影响。

四、结 语

本文计算结果定性地说明了, ${}^6\text{Li}$ 基态中,子 α 特别是子氦的形态同它们的自由状态相比较是很不相同的。子氦的二个核子比较活跃。 ${}^6\text{Li}$ 基态并不是 ${}^4\text{He}$ 和氦的简单的集团结构。因此,一般的 $\alpha + \text{He}$ 集团模型不能完全奏效,虽则壳模型对 ${}^6\text{Li}$ 的描述也是不能完全奏效的。不过氦的压缩和变形效应在散射和核反应中的影响是值得进一步研究的工作。把这些效应推广到重离子散射中也是有益的工作。

我们感谢卓益忠、张竞上老同志对有关问题的具体讨论和帮助。

参 考 资 料

- [1] Akito arima, Hisashi Horinchi et al., "Advances in Nuclear Physics", 5, 345.
- [2] Y. Suzuki and K. Kubodera, *Prog. of Theor. Phys.*, 44(1970), 617.
- [3] J. Hansteen, "Proceeding of the International Conference on Clustering Phenomen in Nuclei. Bochum (1969)", 45.
- [4] I. Tonaga and Bando, *Prog. of Theor. Phys.*, 44(1970), 1232.
- [5] J. Y. Grossiord, C. Coste et al., *Phys. Rev. Letters*, 32(1974), 173.
- [6] M. Harvey and A. S. Jensen, *Nucl. Phys.*, A179(1972), 33.
- [7] A. B. Volkov, *Nucl. Phys.*, 74(1965), 33.
- [8] Akira Hasegawa and Sinobu Nagata, *Prog. of Theor. Phys.*, 45(1971), 1786.

- [9] D. M. Brink, "Proceedings of the International school of physics, 'Enrico Fermi' 1965 (C. Bloch, ed.)" (Academic press, New York and London (1966)), 247.
- [10] D. R. Thompson and Y. C. Tang, *Phys. Rev.*, C8(1973), 649; 179(1969), 971.
H. Jacobs, K. Wildermuth, E. J. Wurster, *Phys. Letters.*, 29B(1969), 455.
- [11] F. Hinterberger, G. Mairle et al., *Nucl. Phys.*, A111(1968), 287.

ON THE CONTRACTION AND DEFORMATION OF DEUTERON CLUSTER IN ${}^6\text{Li}$

CHEN YUNG-SOW LU TZOW-CHI VU GON-HAN

(*Institute of Atomic Energy, Academia Sinica*)

ABSTRACT

The ground state of ${}^6\text{Li}$ is investigated by means of the projected variational method for double well-cluster shell model. The results of the variational calculation show that the root-mean-square radius of d -cluster in the ground state of ${}^6\text{Li}$ is smaller than that of free deuteron and as the mean distance between the α -cluster and the d -cluster decreases there are two effects on the d -cluster, namely contraction effect in which the d -cluster contracts first and then makes a bit extension and deformation effect in which the d -cluster makes oblation first and then stretches.

It is also demonstrated by the calculation that the repulsive component of the odd state of N-N force and the pauli exchange of the nucleons between the clusters play an important role not only on the cluster structure in the ground state of ${}^6\text{Li}$ but also on the contraction and the deformation of d -cluster in ${}^6\text{Li}$.