

用多中心变分模型研究 Be^8 和 Li^6 的集团结构*

巫光汉 卢兆启
(中国科学院原子能研究所)

提 要

为了研究原子核的集团情况,我们建立了多中心变分的轻核模型. 本文计算了 Be^8 和 Li^6 的结合能,分析了这两个核的集团结构,得到和实验所揭示出的现象相一致的结果.

一、引 言

我们认为原子核除了壳的现象外,还有集团现象存在. 这种集团除了 α 粒子外,还有 T , He^3 , d 等等. 核内集团的情况随着原子核的质量和能量的不同而异. 且同一原子核的同一状态可以具有各种不同的集团结构(包括壳模型所描述的那种单中心结构). 核内这些集团因彼此的相互作用而形成一个统一体,同时又因这相互作用而极化,不同于自由存在时的状态.

原子核内集团的形成,分解和转化是一种复杂的有待研究的运动形态. 要研究这个问题首先要能够确定核态具有何种集团结构,而确定核态的集团结构,则需要考虑到集团因相互作用而产生的极化.

我们首先给出能描述各种集团结构(包括壳模型所描述的结构)的尝试波函数,然后用能量变分极小来确定给定的核态到底具有何种集团结构.

以上就是我们建立多中心变分模型的基本想法.

二、模 型

我们所用的模型是将核内核子人为地分成几群. 每一个群叫做一个“集团”. 每一个“集团”用一个谐振子势阱来对应. 该团内核子的空间波函数由相应的谐振子势阱的谐振子波函数的展开式来表示. 展开系数用能量变分极小来确定. 此外,标志各个势阱中心位置的 $\{R_A\}$ 和标志各个势阱的大小和形状的 $\{b_A\}$ 这两类势阱参数也用能量变分极小来确定 ($A = 1, 2, \dots$).

本模型和通常变分不同的只是用了几个势阱,多出了势阱位置参数 $\{R_A\}$. 如果各个势阱的中心重合,即 $R_A = 0$, $A = 1, 2, \dots$, 一般情况下就回到了通常的变分方法. 但

* 1976年7月12日收到.

是对一些特定的核,如下面计算的 Be^8 , 由于两团的对称性, 可以证明, 这时能量与 s 态和 p 态的系数无关.

这个模型和 Brink 的 α 模型^[1] 的区别, 除了每个“集团”不一定是 α 粒子外, 还在于不限制只用谐振子 s 态来表示单粒子空间波函数, 而是用谐振子态来展开它, 多出了展开系数这类变分参数. 如果只用谐振子 s 态, 即其他各谐振子态的展开系数为零, 且各团的核子数都等于 4 时, 就回到 Brink 的 α 模型. 现在我们的团的核子数可以不全等于 4.

本模型的单粒子空间波函数为

$$\begin{aligned}\varphi_A &= \varphi(\mathbf{r}; R_A, b_A, \alpha_A, \beta_A, \dots) \\ &= \alpha_A |0, A\rangle + \beta_A |1, A\rangle + \dots \quad A = 1, 2, 3, \dots\end{aligned}$$

这里 A 标志各个“集团”和它所对应的谐振子势阱; $|0, A\rangle, |1, A\rangle$ 表示势阱中心位于 R_A , 谐振子参数为 b_A 的谐振子波函数 $|n_x, n_y, n_z, A\rangle$ 的头两个态 $|0, 0, 0, A\rangle, |0, 0, 1, A\rangle$, α_A, β_A 是展开系数. 模型并不限于只对这两个态展开, 而是包括更多的谐振子态. 但本文的计算截断到这两个态, 且只考虑分为两团的情形, 因此

$$\varphi_A = \alpha_A |0, A\rangle + \beta_A |1, A\rangle \quad A = 1, 2.$$

利用体系的对称性和近似假设, 可以减少变分参数. 例如 Be^8 由于两团的对称性, 有 $R_1 = -\frac{R}{2}, R_2 = \frac{R}{2}, b_1 = b_2 = b, -\beta_1 = \beta_2 = \beta, \alpha = \sqrt{1 - \beta^2}$, 而最多只有 R, b, β 和 β 这四个参数.

这个模型不同于 Abe 从原子核内 α 集团的点阵对称性出发建立起来的分子轨道模型^[2]. 单粒子空间波函数不全相同, 特别是我们不包含 Abe 所用的“非偶”的那种对称轨道. 但是下面可以看到, 我们所得到的物理结果和 Abe 的基本相同. 对于 Be^8 , 在只就 $|0, A\rangle, |1, A\rangle$ 展开的近似下, 我们的波函数和 Harvey^[3] 的波函数的区别在于 Harvey 用了不同中心的单粒子波函数彼此正交的假定, 完全确定了展开系数. 我们认为这种假定尚缺乏根据, 其物理意义也不清楚, 下面的计算表明, Harvey 和我们的结合能曲线相差很大, 这是正交条件所确定的 β 值和我们这里所确定的 β 值完全不同所决定的.

我们认为 Abe 的分子轨道模型, 因其是从 α 粒子间的点阵对称性出发, 所以难以应用到缺乏对称性的体系. Harvey 的正交条件在非对称或需要考虑更多的谐振子基的情况下, 显然不足以完全确定所有的系数, 免不了再增添其它条件或采取变分方法. 例如 Suzuki 的分子轨道线性组合 (LCCO)^[5] 计算 Li^6 , 就是利用正交假定的同时, 又用了变分方法. 我们和 LCCO 的主要区别还在于它是用轨道的混合来反映集团因相互作用而引起的改变.

三、公 式

体系的波函数为

$$\Phi = N_\Phi \frac{1}{A!} \sum_{\alpha\beta\gamma\delta\cdots\eta} \varepsilon(\alpha\beta\gamma\delta\cdots\eta) \varphi_1(x_\alpha) \varphi_2(x_\beta) \cdots \varphi_A(x_\eta), \quad (1)$$

重叠和矩阵元公式为^[1]

$$\langle \Phi \Psi \rangle = \det \langle \varphi_\alpha \phi_\beta \rangle / \sqrt{\det \langle \varphi_\alpha \varphi_\beta \rangle \det \langle \phi_\alpha \phi_\beta \rangle}, \quad (2)$$

$$\langle \Phi H \Psi \rangle = \frac{1}{2} \langle \Phi \Psi \rangle \sum_{\alpha \beta \gamma \delta} \langle \varphi_\alpha \varphi_\beta | h | \varphi_\gamma \varphi_\delta \rangle [(B^{-1})_{\gamma\alpha} (B^{-1})_{\delta\beta} - (B^{-1})_{\gamma\beta} (B^{-1})_{\delta\alpha}]. \quad (3)$$

各式的推导及符号均见文献 [1].

我们计算中使用的核力是 Volkov 力^[4],

$$v = (144.86 e^{-\frac{r^2}{0.8^2}} - 83.34 e^{-\frac{r^2}{1.6^2}})(0.4 + 0.6 P_x), \quad (4)$$

其中 P_x 是空间交换算符. 这种力与自旋同位旋无关. 对于我们现在考虑的 A 个核子分为两团: $m_1 + m_2 = A$, $m_2 \leq m_1 \leq 4$ 的情况, 积去前面重叠和矩阵元公式中的自旋同位旋部分, 得到

$$\langle \Phi \Psi \rangle = \left(\frac{\det \langle \varphi_A \varphi_B \rangle}{\sqrt{\det \langle \varphi_A \varphi_B \rangle \det \langle \phi_A \phi_B \rangle}} \right)^{m_2} \left(\frac{\langle \varphi_1 \varphi_1 \rangle}{\sqrt{\langle \varphi_1 \varphi_1 \rangle \langle \phi_1 \phi_1 \rangle}} \right)^{m_1 - m_2}, \quad (5)$$

其中 $A, B = 1, 2$ φ_A, φ_B 和 ϕ_A, ϕ_B 表示单粒子空间波函数.

$$\begin{aligned} \langle \Phi H \Psi \rangle = & \frac{1}{2} \langle \Phi \Psi \rangle \{ \langle \varphi_1 \varphi_1 | h | \phi_1 \phi_1 \rangle [P^2 - (B^{-1})_{11}^2 m_2 + \frac{1}{B_{11} B_{11}} (m_1 - m_2)] \\ & + [\langle \varphi_1 \varphi_1 | h | \phi_1 \phi_2 \rangle + \langle \varphi_1 \varphi_1 | h | \phi_2 \phi_1 \rangle] [P - (B^{-1})_{11}] m_2 (B^{-1})_{21} \\ & + [\langle \varphi_1 \varphi_2 | h | \phi_1 \phi_1 \rangle + \langle \varphi_2 \varphi_1 | h | \phi_1 \phi_1 \rangle] [P - (B^{-1})_{11}] m_2 (B^{-1})_{12} \\ & + [\langle \varphi_1 \varphi_2 | h | \phi_1 \phi_2 \rangle + \langle \varphi_2 \varphi_1 | h | \phi_2 \phi_1 \rangle] [P(B^{-1})_{22} - (B^{-1})_{12} (B^{-1})_{21}] m_2 \\ & + [\langle \varphi_1 \varphi_2 | h | \phi_2 \phi_1 \rangle + \langle \varphi_2 \varphi_1 | h | \phi_1 \phi_2 \rangle] [(B^{-1})_{21} (B^{-1})_{12} m_2 - (B^{-1})_{11} (B^{-1})_{22}] m_2 \\ & + [\langle \varphi_1 \varphi_1 | h | \phi_2 \phi_2 \rangle + \langle \varphi_2 \varphi_2 | h | \phi_1 \phi_1 \rangle] (B^{-1})_{12} (B^{-1})_{21} (m_2 - 1) m_2 \\ & + [\langle \varphi_2 \varphi_2 | h | \phi_2 \phi_1 \rangle + \langle \varphi_2 \varphi_2 | h | \phi_1 \phi_2 \rangle] (B^{-1})_{12} (B^{-1})_{22} (m_2 - 1) m_2 \\ & + [\langle \varphi_2 \varphi_1 | h | \phi_2 \phi_2 \rangle + \langle \varphi_1 \varphi_2 | h | \phi_2 \phi_2 \rangle] (B^{-1})_{21} (B^{-1})_{22} (m_2 - 1) m_2 \\ & + \langle \varphi_2 \varphi_2 | h | \phi_2 \phi_2 \rangle (B^{-1})_{22} (B^{-1})_{22} (m_2 - 1) m_2 \}, \quad (6) \end{aligned}$$

其中 $P = (B^{-1})_{11} m_2 + \frac{1}{B_{11}} (m_1 - m_2)$. 上式中有些矩阵元彼此相等, 可以合并以减少计算量.

(5) 与 (6) 式中只含单粒子空间波函数的重叠和矩阵元, 它们可用不同中心的谐振子波函数的重叠和矩阵元线性组合表示出来. 这里给出后者的一般表达式. 这是文献 [2] 中附录所给表达式的推广.

$$\langle nA | mC \rangle = \frac{1}{\sqrt{n! m!}} \sum_{n' m'}^{nm} \chi_{n' m'} \chi_{m'} 2^{\frac{n' + m'}{2}} \frac{(-1)^{n'}}{\alpha^{n' + m'}} b_A^{n'} b_C^{m'} H_{n' + m'}^e(\xi_1) \langle oA | oC \rangle, \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \langle lA, mB | \frac{-\hbar^2}{2MA} \left(\frac{\partial}{\partial x_1} - \frac{\partial}{\partial x_2} \right)^2 | nC, rD \rangle = & \frac{-\hbar^2}{2MA \sqrt{l! m! n! r!}} \sum_{l' m' n' r'}^{lmnr} l \chi_{l' m'} \chi_{m' n'} \chi_{n' r'} \chi_{r'} \\ & \times (-1)^{l' + m'} 2^{\frac{l' + m' + n' + r'}{2}} b_A^{l'} b_B^{m'} b_C^{n'} b_D^{r'} \langle oA | oC \rangle \langle oB | oD \rangle \\ & \times \left[\frac{H_{l' + n' + 2}^e(\xi_1) H_{m' + r'}^e(\xi_2)}{\alpha_1^{l' + n' + 2} \alpha_2^{m' + r'}} - 2 \frac{H_{l' + n' + 1}^e(\xi_1) H_{m' + r' + 1}^e(\xi_2)}{\alpha_1^{l' + n' + 1} \alpha_2^{m' + r' + 1}} + \frac{H_{l' + n'}^e(\xi_1) H_{m' + r' + 2}^e(\xi_2)}{\alpha_1^{l' + n'} \alpha_2^{m' + r' + 2}} \right], \quad (8) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \langle lA, mB | e^{-\frac{x^2}{\beta^2}} | nC, rD \rangle = & \frac{1}{\sqrt{l! m! n! r!}} \sum_{l' m' n' r'}^{lmnr} l \chi_{l' m'} \chi_{m' n'} \chi_{n' r'} \chi_{r'} \\ & \times 2^{\frac{l' + m' + n' + r'}{2}} b_A^{l'} b_B^{m'} b_C^{n'} b_D^{r'} \sum_{l'' m'' n'' r''}^{l' m' n' r'} (-1)^{l' + m' + n'' - m''} l' C_{l' m'} C_{m'' n''} C_{n'' r''} C_{r''} \end{aligned}$$

$$\times \frac{b_A^{2n''} b_B^{2l''} b_C^{2r''} b_D^{2m''}}{\alpha_1^{l''+l'+n'+n''} \alpha_2^{m'+m''+r'+r''}} K^{l''+m''+n''+r''} H_{l'-l''+n'-n''}^e(\xi_1) H_{m'-m''+r'-r''}^e(\xi_2) \\ \times H_{l''+m''+n''+r''}^e(\xi) \langle oA, oB | e^{-\frac{x^2}{\beta^2}} | oC, oD \rangle, \quad (9)$$

其中对 l', m', n', r' 的求和应满足 $l-l', m-m', n-n', r-r'$ 等于偶数的限制, M 是核子质量, $H_n^e(x)$ 是厄米多项式,

$$\alpha_1 = \sqrt{b_A^2 + b_C^2}, \quad \alpha_2 = \sqrt{b_B^2 + b_D^2}, \\ \xi_1 = \frac{R_A - R_C}{\alpha_1}, \quad \xi_2 = \frac{R_B - R_D}{\alpha_2}, \\ \langle oA | oC \rangle = \frac{\sqrt{2b_A b_C}}{\alpha_1} e^{-\frac{1}{2}\xi_1^2}, \quad \langle oB | oD \rangle = \frac{\sqrt{2b_B b_D}}{\alpha_2} e^{-\frac{1}{2}\xi_2^2}, \\ \langle oA, oB | e^{-\frac{x^2}{\beta^2}} | oC, oD \rangle = a e^{-\frac{1}{2}\xi^2} \langle oA | oC \rangle \langle oB | oD \rangle, \quad (10) \\ a = \left[1 + 2 \left(\frac{b_A^2 b_C^2}{\alpha_1^2} + \frac{b_B^2 b_D^2}{\alpha_2^2} \right) / \beta^2 \right]^{-\frac{1}{2}}, \\ \xi = K \left(\frac{b_A^2 R_C + b_C^2 R_A}{\alpha_1^2} - \frac{b_B^2 R_D + b_D^2 R_B}{\alpha_2^2} \right), \\ K = \left[(1 - a^2) / \left(\frac{b_A^2 b_C^2}{\alpha_1^2} + \frac{b_B^2 b_D^2}{\alpha_2^2} \right) \right]^{\frac{1}{2}}, \\ {}_n C_{n'} = \frac{n!}{n'!(n-n')!}, \quad {}_n \chi_{n'} = {}_n C_{n'} 2^{-\frac{n-n'}{2}} \frac{(n-n')!}{\frac{n-n'}{2}!}.$$

这些就是我们的模型所需的基本公式, 利用它们即可计算体系能量,

$$E = \frac{\langle \Phi H \Phi \rangle}{\langle \Phi \Phi \rangle}. \quad (11)$$

由能量变分极小确定了其中的三类参数, 也就确定了波函数. 但是这种行列式波函数的宇称和角动量都不是好量子数. 本文的具体作法是先投射出固定宇称然后变分, 最后再由变分所得波函数投射出固定角动量.

具有固定宇称的能量表达式为

$$E^{\pm} = \frac{\langle \Phi(\mathbf{r}) | H | \Phi(\mathbf{r}) \pm \Phi(-\mathbf{r}) \rangle}{\langle \Phi(\mathbf{r}) | \Phi(\mathbf{r}) \pm \Phi(-\mathbf{r}) \rangle}. \quad (12)$$

具有固定角动量的能量表达式为

$$E_L = \frac{\int_{-1}^1 d \cos \theta P_L(\cos \theta) \langle \Phi H \Psi \rangle}{\int_{-1}^1 d \cos \theta P_L(\cos \theta) \langle \Phi \Psi \rangle}, \quad (13)$$

其中 $P_L(\cos \theta)$ 是勒让德多项式, Ψ 是转动波函数,

$$\Psi = e^{-i\theta J_y} \Phi, \quad (14)$$

J_y 是绕 y 轴转动的角动量算符.

显然, 只要给出 Ψ 的表达式, 即可利用前面公式计算 $\langle \Phi \Psi \rangle$ 和 $\langle \Phi H \Psi \rangle$, 从而算出 E_L . 而对 Φ 的转动可以归结为对谐振子波函数的转动. 因此只需给出转动后的中心不在原点的谐振子波函数.

对于球形谐振子势阱, 可以证明

$$\begin{aligned} e^{-i\theta J_y} |0, 0, 0, A\rangle &= |0, 0, 0, A'\rangle, \\ e^{-i\theta J_y} |0, 0, 1, A\rangle &= \sin\theta |1, 0, 0, A'\rangle + \cos\theta |0, 0, 1, A'\rangle. \end{aligned} \quad (15)$$

这里我们已设 $R_A = (0, 0, R_A)$, 即取两集团的质心连线为 z 轴, 这时 $R_{A'} = (R_A \sin\theta, 0, R_A \cos\theta)$. 这说明对中心不在原点的谐振子波函数施行转动时, 除波函数像空间坐标一样的转动外, 势阱中心还要作相反方向的转动.

对于反射, 因 $\Phi(-\mathbf{r}) = e^{-i\pi J_y} \Phi(\mathbf{r})$, 可以看成是转动的特殊情况, 因此计算反射波函数 $\Phi(-\mathbf{r})$ 时, 可以利用下列关系式:

$$e^{-i\pi J_y} |0, 0, 0, A\rangle = |0, 0, 0, -A\rangle, \quad e^{-i\pi J_y} |0, 0, 1, A\rangle = -|0, 0, 1, -A\rangle. \quad (16)$$

四、结 果

Be⁸ 的 α - α 结构下结合能随势阱距离 $R = R_2 - R_1$ 变化的曲线见图 1. 曲线 1: $b_\perp = b_z = b \equiv b_{\text{自由}} = 1.31\text{fm}$, $\beta \equiv 0$ 即 Brink α 模型; 曲线 2: $b_\perp = b_z = b \equiv b_{\text{自由}} = 1.31\text{fm}$, 对 β 变分. 这两条曲线的极小点基本重合, $R = 2.94\text{ fm}$, $E = -43.93\text{ MeV}$, β 变分结果近似为零; 曲线 3: $b_\perp = b_z = b$ 和 β 同时变分的结果, 极小点 $R = 3.02\text{ fm}$, $b = 1.43\text{ fm}$, $E = -45.87\text{ MeV}$, $\beta \sim 0$; 曲线 4: 对 $b_\perp$, b_z 和 β 变分的结果, 极小点 $R = 2.87\text{ fm}$, $b_\perp = 1.4\text{ fm}$, $b_z = 1.53\text{ fm}$, $E = -46.24\text{ MeV}$, $\beta \sim 0$; 曲线 5: Harvey 正交条件的结果, $\beta = 0.6005$, $b_\perp$ 固定为 1.37 fm , 对各点 b_z 变分, 极小点 $R = 0.8\text{ fm}$, $b_z = 1.71\text{ fm}$, $E = -45.88\text{ MeV}$. $R = 0$ 的点对应于 Harvey 的变形壳模型, 我们计算结果是 $b_z = 1.87\text{ fm}$, $E = -43.98\text{ MeV}$. 如前面已经指出, 在这点能量与 β 的数值无关. β 不取正交条件, 人为地取做

$$\beta = \frac{1}{\sqrt{2}},$$

而取别的数值时能量不变, 更重要的是 Harvey 用正交条件计算出的曲线整个和多中心变分计算的曲线形状完全不同, 这当然是正交条件所确定的 β 值和能量极小变分所确定的 β 值完全不同所引起的 (见图 2).

比较其它几条曲线, 以下三点值得注意: 一是在极小点, β 均近似为零, 即与 Brink α 模型的假设完全吻合; 二是结合能曲线随着变分参数的增多而逐渐变平, 特别是对所有参数进行变分而得到的本模型的最后结果, 即曲线 4, 在 $R \leq R_0$ 时 (R_0 是极小点两势阱中心的距离) 结合能几乎不变; 三是 R 趋向于零时, β 趋向于 1 (但是在 $R = 0$ 处, E 与 β 无关, 且结合能数值急剧减小, 如曲线 2, $R = 0.01\text{ fm}$ 时, $E = -35.17\text{ MeV}$; $R = 0$

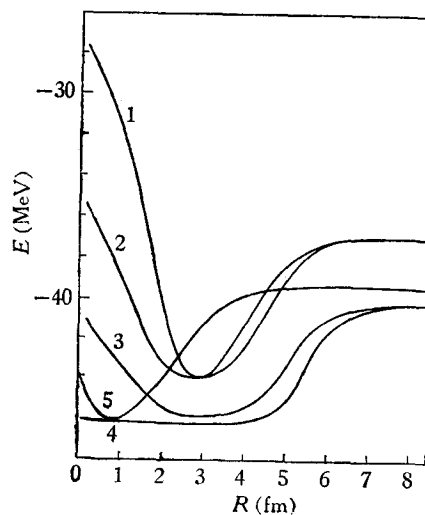


图 1 Be⁸ 结合能曲线

时, $E = -21.21$ MeV).

我们计算了本模型的最后结果,即曲线 4 上 $R < R_0$ 各点和 $R = R_0$ 即极小点波函数的重叠,发现它们都大于 0.99. 这说明 $R \leq R_0$ 各点不仅能量基本相同,而且波函数也基本相同.

Abe 的分子轨道模型也得到类似的结果.

从我们的模型看来,这些表面上奇怪的结果是不难理解的. 因为本模型中对势阱参数 $\{R_A\}, \{b_A\}$ 和展开系数 β 变分的过程,其实就是选择势阱,亦即选择基矢,并确定就它展开的系数的过程,上述计算结果正是表明,一系列(实际上是无限多)势阱(即基矢)对 Be^8 都给出了基本相同的结果:极小点 $R \sim 3$ fm, $\beta \sim 0$. 而这正是 Brink 的 α 模型所描述的 α - α 形如哑铃的密度分布. 两势阱中心距离 R 变小时, β 即谐振子 p 态的成分增加,使得体系的密度分布仍然未变. 无限多个势阱计算 Be^8 都给出相同的哑铃式密度分布这一事实,说明 Be^8 这种核有着很好的 α - α 集团结构,同时也说明 Brink 的 α 模型对 Be^8 是十分适合的.

曲线 3 的极小点(球形势阱)的角动量投影结果为

(MeV 为单位)

	E_0^+	E_2^+	E_4^+
理论	51.8	2.75	10.73
实验	59.7	2.9	11.4

对于 Li^6 , 我们计算了 $\alpha + d$ 和 $\text{T} + \text{He}^3$ 两种“集团”结构. 结合能随两势阱中心距离 R 变化的曲线见图 3. 其中曲线 1, 2 是 $\text{T} + \text{He}^3$ 结构的结果. 曲线 1 只对 $b_{\text{T}} = b_{\text{He}^3} = b$ 变分, $\beta_{\text{T}} = -\beta_{\text{He}^3} = \beta$ 固定为零, 曲线 2 则对 β 也变分, 但因变分结果在极小点 β 近似等于零. 因此, 两曲线的极小是基本重合的, $b = 1.81$ fm, $R = 5$ fm, $E = -2.55$ MeV. 曲线 3, 4 是 $\alpha + d$ 结构的结果. 曲线 3 是 β_α 和 β_d 固定为零下对 b_α 和 b_d 变分的结果, 极小点 $R = 2.4$ fm, $b_\alpha = 1.45$ fm, $b_d = 1.80$ fm, $E = -21.43$ MeV. 曲线 4 是对 b_α, b_d 和 β_α, β_d 同时变分的结果. 极小点 $R = 0.8$ fm, $b_\alpha = 1.45$ fm, $b_d = 2.04$ fm, $\beta_\alpha = -0.2$, $\beta_d = 0.8$, $E = -22.17$ MeV. 曲线 4 上 $R = 0$ 的点对于通常的变分方法, 我们在这点上变分的结果是: $b_\alpha = 1.48$ fm, $b_d = 2.19$ fm, $\beta_\alpha = -0.29$, $\beta_d = 0.81$, $E = -21.19$ MeV.

比较 Li^6 的 $\text{T} + \text{He}^3$ 和 $\alpha + d$ 两种“集团”结构的计算结果, 显然可见, $\alpha + d$ 结构远较 $\text{T} + \text{He}^3$ 结构

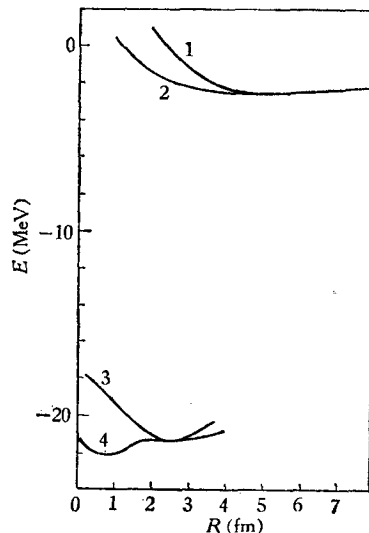


图 3 Li^6 结合能曲线

稳定,同时可以看出 $\alpha + d$ 结构是在基态附近,而 $T + \text{He}^3$ 结构出现在高激发态 ($E = 20 \text{ MeV}$) 范围. 这和 $\alpha + d$ 阈能为 1.4737 MeV 和 $T + \text{He}^3$ 阈能为 15.795 MeV ; $\alpha + d$ 衰变道只在低激发态, $T + \text{He}^3$ 衰变道只在高激发态出现的实验事实是相吻合的.

由图 3 看出, Li^6 的 $\alpha + d$ “集团”结构只含 s 态的模型和双中心变分模型的极小点相差很远,不像 Be^8 时基本重合(如图 1 的曲线 1 和曲线 2). 虽然曲线 4 靠近曲线 3 的极小点 ($R = 2.4 \text{ fm}$) 存在一不明显的极小,但是,显然 $R = 0.8 \text{ fm}$ 处的深得多的极小才是 $\alpha + d$ 结构下的真正的稳定的极小. 这说明 Li^6 不像 Be^8 那样有着非常好的集团结构,同时也说明只含 s 态的模型对 Li^6 是不完全适合的. Li^6 基态实际上应是 $R = 0$ 点的壳模型和 $R = 2.4 \text{ fm}$ 只含 s 态的模型所描述的两种极端的中间情况.

曲线 4 $R = 0.8 \text{ fm}$ 处极小点角动量投影的结果是 $E_0^+ = -24.22 \text{ MeV}$, $E_2^+ = -21.77 \text{ MeV}$.

从以上结果可以看出, Li^6 基态和激发态的集团结构较 Be^8 复杂得多,不仅它各能级的集团结构不同,而且可以设想同一能级不是单一的集团结构,应考虑各种集团结构的混合.

五、小 结

我们建立了多中心变分模型,讨论了它和其他模型的关系和区别,计算了 Be^8 , Li^6 的结合能曲线,粗略地分析了这两个核的集团结构. 对于 Be^8 的计算说明了 Be^8 确实具有 α - α 集团结构,对于 Li^6 的计算说明了 Li^6 的 $\alpha + d$ 结构存在于基态附近,而 $T + \text{He}^3$ 集团结构出现在高激发态 (20 MeV) 附近,并指出 Li^6 的 $\alpha + d$ “集团”结构不如 Be^8 的 α - α 集团结构那样好,是介于壳模型和集团模型的中间情况. 这些结果和实验所揭示的集团现象符合.

参 考 文 献

- [1] D. Brink, *Proceedings of the International School of Physics Enrico Fermi*, XXXVI (1966), 247.
- [2] Y. Abe, J. Hiura, H. Tanaka, *Prog. Theor. Phys.*, **49** (1973), 800; Y. Abe, N. Takigawa, *Prog. Theor. Phys. Suppl.*, **52** (1972), 228.
- [3] M. Harvey, A. S. Jensen, *Nucl. Phys.*, **A179** (1972), 33.
- [4] A. Volkov, *Nucl. Phys.*, **74** (1965), 33.
- [5] Y. Suzuki, K. Kubodera, *Prog. Theor. Phys.*, **44** (1970), 617.

MULTICENTRE VARIATIONAL MODEL FOR STUDYING THE CLUSTER FORMATION OF Be^8 AND Li^6

WU GUANG-HAN LU ZHAO-QI

(Institute of Atomic Energy, Academia Sinica)

ABSTRACT

A multicentre variational model is proposed for the study of nuclear cluster formation. The binding energies of Be^8 and Li^6 have been calculated and found to be in agreement with experiment.