

1- p 壳超核系统学研究 (I)

—— Λ -N 有效相互作用研究

施义晋 庄斐

(中国科学院原子能研究所)

摘 要

本文利用多中心壳模型的 Hartree-Fock 方法^[1],引进了 Volkov 型的双高斯 Λ -N 有效相互作用位,对 ${}^8\Lambda\text{C}$ 与 ${}^8\Lambda\text{Be}$ 结合能给出了令人满意的结果. 与拟合 s 波 Λ - p 散射数据的有效势比较,我们认为 Λ -N 相互作用中 p 波至少比 s 波弱 1/3. 此外, Majorana 交换力也是重要的,但与模型有关.

一、引 言

利用壳模型的 Hartree-Fock 方法^[2]对 Λ 超核结合能 BE 已作过不少计算^[3],但计算结果并不理想. 例如,对于 ${}^8\Lambda\text{C}$ 超核, W. H. Bassichis 和 A. Gal 得到 28.32 MeV 的结果^[3],而 T. H. Ho 和 A. B. Volkov 用了比较复杂的与密度有关的 N-N 力,且考虑了单态与三重态效应的 Λ -N 相互作用,得到了 21.48 MeV (Majorana 参数 $M_\Lambda = 0$) 及 17.75 MeV ($M_\Lambda = 0.5$) 的结果^[3]. 这些均与实验值 11.69 ± 0.12 MeV 相差甚远^[4].

他们所使用的 Λ -N 力是通过拟合低能 Λ - p 散射数据^[5]得来的. 但是计算表明,不能用这些力来拟合 1- p 壳超核的 Λ 粒子结合能. 我们认为这并不奇怪. 首先,我们知道,已有的 Λ - p 散射数据太少,不足以唯一地确定 Λ - p 相互作用位. 既使 Λ - p 散射数据能成倍地增加,精确度有数量级的提高,要从散射数据中唯一地确定相互作用位也并非轻而易举的事.

其次,目前的 Λ - p 散射数据角分布告诉我们,现有的数据仅仅初步揭示了 Λ 与核子的 s 波相互作用. 我们知道,在 1- p 壳中,当核子数增长时, Λ 粒子与核子相互作用中 p 波成份将越来越大. 因此,考虑到 p 波相互作用要比 s 波相互作用弱这一事实是不合适的.

另外,考虑到在我们的能区内,特别是计算结合能,原子核作为整体的多粒子效应是很重要的. 就是说, Λ 粒子与核内核子的相互作用不应该是自由 Λ 粒子与自由核子之间的相互作用,而是应考虑多体效应的一种有效相互作用.

因此,综合上述三点,我们认为对 1- p 壳 Λ 超核结合能的计算需要引进适当的 Λ -N

有效相互作用。

本文的主要目的就是希望通过对 1-p 壳核的结合能的系统计算, 给出适合于 1-p 壳的 A-N 有效相互作用。第二节将给出计算公式与理论描述。第三节将对各种已采用过的 A-N 相互作用进行分析。第四节做了两种尝试, 提出了我们认为适用于 1-p 壳的 A-N 有效相互作用。

二、计算公式与理论

我们知道多中心壳模型, 即集团模型对 1-p 壳的计算取得了很大成功, 就是说在 1-p 壳区, 集团现象给出了核运动的恰当图象。我们对 A 超核, 集团模型也将是合适的描写手段。因此, 采用集团模型作为核模型描写 1-p 壳 A 超核这是原因之一。此外, 我们曾系统地研究过某一核区的结合能^[6]。因此, 用我们的多中心壳模型公式^[1]加以适当推广来研究 A 超核的结合能是很自然的事。

1. 多中心壳模型的 Hartree-Fock 方法

我们取多中心壳模型波函数作为尝试波函数:

$$\begin{aligned}\Psi_A^{GCM} &= \varphi_A(\mathbf{r} - \mathbf{R}_i) \Psi_N^{GCM} \\ \Psi_N^{GCM} &= \mathcal{A} \left\{ \prod_{i,j} \varphi(\mathbf{r}_{ij} - \mathbf{R}_i) \right\}\end{aligned}\quad (1)$$

其中 $\varphi(\mathbf{r}_{ij} - \mathbf{R}_i)$ 为单核子波函数, \mathbf{r}_{ij} 为第 i 个势阱中第 j 个粒子坐标, \mathbf{R}_i 为第 i 个势阱中心坐标, \mathcal{A} 为全反对算符, \mathbf{R}_i 为 A 粒子所在势阱的阱心坐标。

取体系哈密顿量为:

$$\begin{aligned}H &= - \sum_{i,j} \frac{\hbar^2}{2\mu} \nabla_{ij}^2 - \frac{\hbar^2}{2\mu_A} \nabla^2 + \frac{1}{2} \sum_{(ij) \neq (lk)} V_N(\mathbf{r}_{ij} - \mathbf{r}_{lk}) \\ &+ \sum_{i,j} V_A(\mathbf{r} - \mathbf{r}_{ij}) + V_c\end{aligned}\quad (2)$$

$$V(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) = [-V_a e^{-((r_1-r_2)/a)^2} + V_b e^{-((r_1-r_2)/b)^2}](1 - M + MP^x)$$

其中 M 为 Majorana 参数, P^x 为位置交换算符, V_c 为库仑势, V_a, V_b 为力强度 a, b 力程参数, V_N 为核子-核子相互作用, V_A 为核子-A 的相互作用。

所谓多中心壳模型的 Hartree-Fock 方法就是以尝试波函数作基, 对单粒子的谐振子势阱参数 ν 及势阱中心坐标 \mathbf{R}_i 作变分, 求取能量极小, 即:

$$\delta \left(\frac{\langle \Psi_A^{GCM} | H | \Psi_A^{GCM} \rangle}{\langle \Psi_A^{GCM} | \Psi_A^{GCM} \rangle} \right) = 0 \quad (3)$$

通常, 我们采用 Jacobi 坐标 \mathbf{S}_i 来代替阱心坐标 \mathbf{R}_i 。因此, 变分是对势阱参数 ν 及几何参数 \mathbf{S}_i 做的。对于四集团情况, 变分几何参数见图 1。

2. 矩阵元公式

根据适用于任意集团划分的多中心壳模型积分核计算方法^[1], 我们很容易地导出了在多中心壳模型基础上的 A 超核的积分核公式:

对于叠积:

$$\langle \Psi_A^{GCM} | \Psi_A^{GCM} \rangle = \langle \Phi | \Phi \rangle_N \dots \dots \dots (4)$$

对于哈密顿:

$$\langle \Psi_A^{GCM} | H | \Psi_A^{GCM} \rangle = \langle \Psi_A^{GCM} | T | \Psi_A^{GCM} \rangle + \langle \Psi_A^{GCM} | V | \Psi_A^{GCM} \rangle \quad (5)$$

其中动能为:

$$\langle \Psi_A^{GCM} | T | \Psi_A^{GCM} \rangle = T_N + 26.199\nu \langle \Phi | \Psi \rangle_N \quad (6)$$

位能为:

$$\begin{aligned} \langle \Psi_A^{GCM} | V | \Psi_A^{GCM} \rangle = & V_N + \sum_{\mu, i, j} [(1 - M_A)v(ij, l\mu)B_{\mu}^{-1}(i, j) \\ & + M_A v(il, lj)B_{\mu}^{-1}(i, j)] \langle \Phi | \Psi \rangle_N \end{aligned} \quad (7)$$

T_N, V_N 分别为超核去掉 A 粒子之后的核芯相应的动能、位能积分核, 它们的表达式见文献 [1]. $v(ij, lk)$ 及 $B_{\mu}^{-1}(i, j)$ 分别为位能矩阵元与叠积逆矩阵元. 它们的表达式可参见文献 [1].

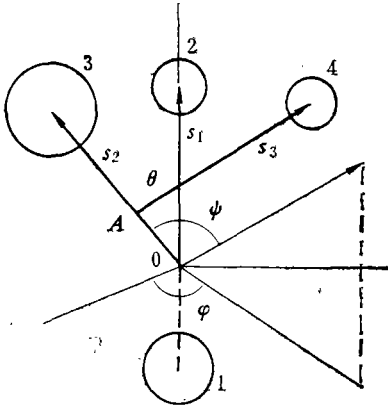


图1 变分几何参数 $s_1, s_2, \theta, s_3, \varphi, \psi$
 O 点为第一集团与第二集团阱心的质量中心
 A 点为 1, 2, 3 三个集团阱心的质量中心
 θ 为 s_2 的方位角, (ψ, φ) 为 s_3 的方位角

3. A 超核中 A 粒子的结合能

我们分别对 A 超核及相应的核芯求出变分极小 $\delta \left(\frac{\langle H \rangle}{\langle N \rangle} \right) = 0$, 即可求得相应的基态总结合能 $BE(^{A+1}X)_g$ 与 $BE(^AX)_g$. 通过计算表明, 只有当 A 粒子加到满壳的 α 集团中去, 相应组态的超核处于能量最低态, 而其他组态都相应于超核的激发态 (当每个集团中核子数不大于 4). A 粒子在超核中的结合能为:

$$-BE_A = BE(^{A+1}X)_g - BE(^AX)_g \quad (8)$$

很显然, 这样求取的 BE_A 才是真正的结合能. 如果我们用对 BE_A 求变分; 或仅对 $BE(^{A+1}X)$ (或 $BE(^AX)$) 一个求变分, 然后再用相应的参数求另一个 $BE(^AX)$ (或 $BE(^{A+1}X)$), 利用 (8) 式求得 BE_A . 这两种变分求得的都不是真正的结合能. 当然, 我们这样求得的 BE_A 意味着超核 ^{A+1}X 与核 AX 的空间组态 (即几何参数 S_i 与位阱参数 ν) 不一样, 这反映了由于 A 粒子的加入, 核场本身将发生变化, 这是多体效应的结果. 关于这一点, 第 4 节还将涉及.

三、1- p 壳有效 A - N 相互作用分析

在取定核模型之后, 随之必须解决的是怎样取相互作用. 对于核子-核子相互作用, 仍然取 Volkov No1 力^[7], 但是对于 A - N 力则不那么简单了. 我们分别分析了四家所采用的 A - N 力, 发现他们都不能令人满意地解释 1- p 壳的结合能. 从物理上考虑, 结合我们的计算经验, 提出了适合 1- p 壳的 A - N 有效相互作用. 下面我们对四家所采用的 A - N 力分别进行检验:

1. W. H. Bassichis 和 A. Gal 的 A - N 力^[3] (B - G 力)

他们所采用的 A-N 力为:

$$V_A = \{-V_{a_A} \exp[-(r/a_A)^2] + V_{b_A} \exp[-(r/b_A)^2]\}(1 - M_A + M_A P^2) \quad (9)$$

其中 $a_A^2 = 1.063 \text{fm}^2$ ($a_A \approx 1.03 \text{fm}$), $b_A^2 = 0.349 \text{fm}^2$

($b_A \approx 0.59 \text{fm}$), $M_A = 0$. V_{a_A} 与 V_{b_A} 数值见表 1. 利用这几组力, 采用 (3)–(8) 式, 我们计算了 Λ 粒子在 ^{13}C 超核里的结合能, 结果也见表 1.

表 1 B-G 有效力参数(单位: MeV)

编号	I	II	III	IV	V
V_{a_A}	55.2	55.2	59.8	69.0	73.6'
V_{b_A}	0	9.2	27.6	64.0	82.6
$BE(^{13}\Lambda\text{C})$	26.854	25.104	25.498	26.288	26.684

从表 1 中可以看出, 我们用集团模型计算的结果与 W. H. Bassichis 和 A. Gal 的壳模型结果^[3] 很接近. 这里指出了一个问题, 就是说, 计算结果基本上不依赖模型. 因此, 就应考察一下, 这里的 A-N 力是否合理. 据 W. H. Bassichis 和 A. Gal 声称, 这五组力都能拟合 Λ -p 散射数据. 我们从图 2 上可以清楚看出, 这五组力尽管 V_{a_A} 与 V_{b_A} 变化很大, 但在 0.8fm 以外, 势的形状是差不多的, 数值也仅差一点点. 考虑到 Λ -p 散射实验基本上是低能 s 波散射, 且数据精确度又不够, 因此这五组力全能拟合散射数据是可以理解的. 但是我们知道, 对于有效相互作用来讲, 拟合散射数据并不是判断这个力是否合理的有效判据, 它仅仅提供一个调节力参数的一个合理的出发点^[7]. 考虑到 1-p 壳核内, Λ 粒子与核子相互作用中, p 波成份将成为重要因素. 因此, 用此五组力算出的结合能偏高是可以预期的.

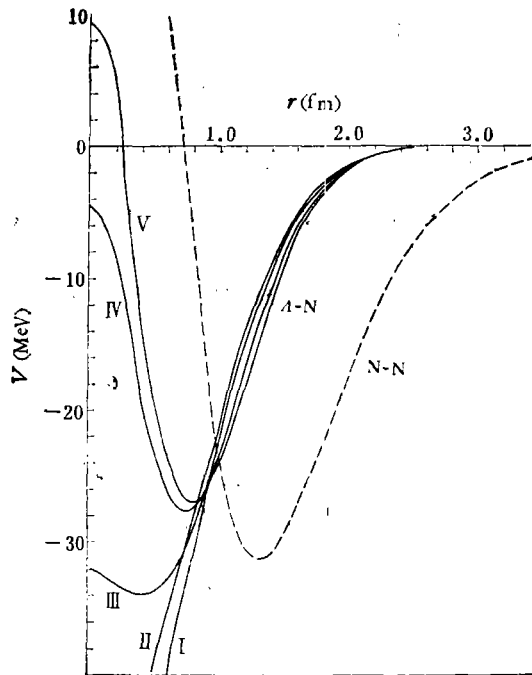


图2 W. H. Bassichis 和 A. Gal 的 A-N 有效势, 作为对比, Volkov No1 N-N 力也在图中用虚线标出.

应该指出, 尽管这五组力都将不适于计算 1-p 壳超核的结合能, 但它们的吸力程与斥力程 (a_A 与 b_A) 还是比较合理的. 这一点我们在对 B. F. Gibson^[8] 所采用的力讨论中将再次强调.

2. B. F. Gibson 的 A-N 力^[8] (G-G 力)

从介子交换理论可以知道 A-N 相互作用可以通过交换双 π 介子, k 介子等过程来实

现. 而相应于汤川 2π 和 k 介子交换势的高斯型位¹⁾:

$$\begin{aligned} V_A^{(2\pi)} &= -V_{2\pi} \exp\{-(r/a_{2\pi})^2\} \\ V_A^{(k)} &= -V_k \exp\{-(r/a_k)^2\} \end{aligned} \quad (10)$$

它们分别具有参数^[8]:

$$\begin{aligned} V_{2\pi} &= 35.9 \text{ MeV} & a_{2\pi} &= 1.05 \text{ fm} \\ V_k &= 149 \text{ MeV} & a_k &= 0.60 \text{ fm} \end{aligned} \quad (11)$$

注意到这两个力程参数分别与 $B-G$ 力中所用的吸力程、斥力程一致. 这一点对后面的考虑是有用的.

B. F. Gibson et al., 分别用式 (10) 这两组力计算了 ${}^4\text{He}$ 的结合能(用壳模型方法), 分别得到 1.6 与 1.9 MeV, 偏低与实验值. 他们加深力强度使 $V_{2\pi} = 39.4 \text{ MeV}$ 或 $V_k = 158 \text{ MeV}$, 才能分别得到 3.12 和 3.07 MeV 与实验值符合的结果. 我们也采用这两组加深了的势阱参数, 对 ${}^{12}\text{C}$ 作了集团模型的 $H-F$ 变分计算, 结果见表 2. 有趣的是, 这两组简单的、没有斥力芯的位给出了实验符合的结果.

3. B. F. Gibson 和 M. S. Weiss 的 $A-N$ 力^[3] ($G-W$ 力)

他们的 $A-N$ 力也是如 (9) 式型的, 但参数不同于 $B-G$ 力. 他们所采用的参数如下:

$$\begin{aligned} a_A &= 1.21 \text{ fm} & b_A &= 0.82 \text{ fm} \\ V_{a_A} &= 85.8 \text{ MeV} & V_{b_A} &= 145 \text{ MeV} \end{aligned} \quad (12)$$

可以看出这组力与 $N-N$ 有效相互作用的 Volkov No1 力很接近, 只是吸力程稍短(核力吸力程为 1.60 fm). 虽然它与 $B-G$ 力的五组力明显不一样, 但它符合 $A-N$ 力比 $N-N$ 力弱 1/2 的估计. 这点可由图 3 看出. 由于作者仅仅要求这组力给出 ${}^4\text{He}$ 的结合能(他们用壳模型计算为 3.09 MeV). 因此, 这组力从物理考虑上来看, 与我们已知的 $A-N$ 力知识没多大矛盾.

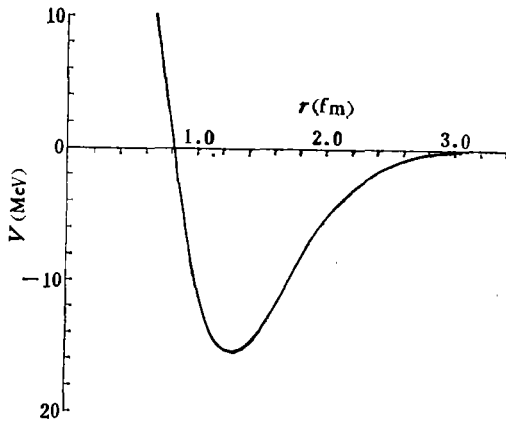


图 3 B. F. Gibson 和 M. S. Weiss 的 $A-N$ 有效势

我们采用这组力作了计算, 求得的 ${}^{12}\text{C}$ 结合能见表 3. 由表 3 看出, 结合能仍然偏高.

表 2 $G-G$ 力及其结果

$V_{a_A}(\text{MeV})$	$a_A(\text{fm})$	$BE({}^{12}\text{C})(\text{MeV})$
39.4	1.05	15.457
158	0.60	11.978

1) k 介子交换提供斥力势.

这一点也是预料的, 因为 ${}^4\text{He}$ 属于 1s 壳, 而 ${}^{13}\text{C}$ 是 1-p 壳, 前者 Λ 粒子与核子相互作用以 s 波为主, 而后者以 p 波为主. 因此, 这组力如要适用于 1-p 壳, 仍需作修改. 由表 3 也可清楚看到空间交换力参数 M_A 的影响是很大的, 不像文献[3,9]上所說的.

表 3 G-W 力的 Majorana 参数 M_A

M_A	0.0	0.26	0.36	0.46	0.56
$BE({}^{\Lambda}_{13}\text{C})$ (MeV)	20.226	25.36	27.42	29.686	31.556

4. T. H. Ho 和 A. B. Volkov 的 Λ -N 力和 (H-V) 力

他们采用的 Λ -N 力与 N-N 力都比较复杂, Λ -N 力虽然仍然是 Volkov 型的, 但他们区分了单态与三态相互作用. 对于单态力参数如下:

$$\begin{aligned} a'_A &= 1.2\text{fm} & b'_A &= 0.7\text{fm} \\ V'_{a_A} &= 55\text{MeV} & V'_{b_A} &= 60\text{MeV} \end{aligned} \quad (13a)$$

而对于三态则

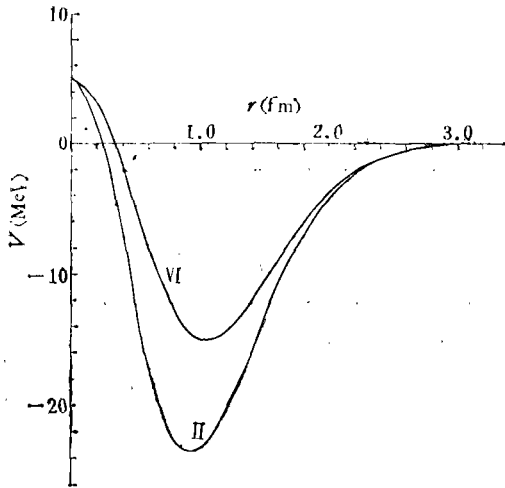
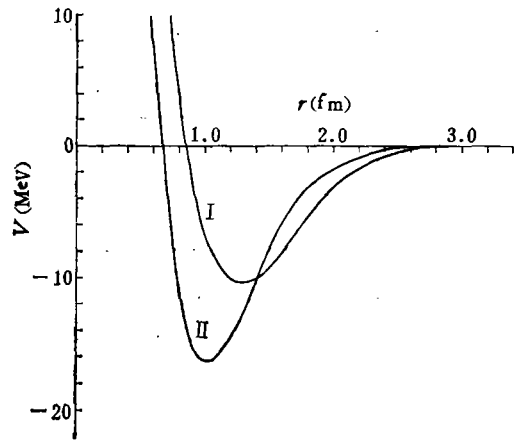
$$\begin{aligned} a'_A &= 1.2\text{fm} & b'_A &= 0.85\text{fm} \\ V'_{a_A} &= 68\text{MeV} & V'_{b_A} &= 73\text{MeV} \end{aligned} \quad (13b)$$

N-N 力则用与密度有关的力, 分别采用了球形基与椭球基作了壳模型计算. 对于 ${}^{13}\text{C}$ 的结合能, 他们取 $M_A = 0$, 求得 21.48 MeV (球形基) 与 21.12 MeV (椭球基); 取 $M_A = 0.5$, 则得 17.75 MeV (球形基) 与 17.76 MeV (椭球基).

表 4 H-V 力及结果

编号	a_A (fm)	b_A (fm)	V_{a_A} (MeV)	V_{b_A} (MeV)	$BE({}^{\Lambda}_{13}\text{C})$ (MeV)
I	1.2	0.70	68	73	41.365
II	1.2	0.70	64.75	69.75	38.246
III	1.2	0.70	55	60	29.191
IV	1.2	0.70	55	73	25.337
V	1.2	0.85	68	73	25.937
VI	1.2	0.85	64.75	69.75	23.725

我们希望得到一组较好的 Λ -N 力来拟合 Λ 超核的实验数据, 同时又不因核力的复杂性导致很大的计算工作量. 因为从 T. H. Ho 和 A. B. Volkov 的计算来看, 他们尽管采用了那么复杂的 N-N 力, 仍然对结果没多大改进. 对结果改进大的是 Λ -N 力中一个未定参数 M_A . 为了尽快地了解 Λ -N 力, N-N 力可以在合理的范围内选取得尽可能简单. 为此, 我们将他们的工作做了重新计算. N-N 力仍然采用简单的 Volkov No. 1 力, Λ -N 力不区分自旋单态与三态(即力程、强度采用同一套参数). 对核模型仍取我们的多中心壳模型. 计算结果见表 4. 可以看出, 吸力强度与斥力强度的相对差 $(V_{b_A} - V_{a_A})/V_{a_A} = \Delta$ 对结合能影响很灵敏. 尽管这六组力的绝对差都是 5MeV. 此外, 斥力程的变化也很灵敏. (I) 与 (V) 及 (II) 与 (VI) 两个对照组, 斥力程变化不大, 而结合能可改变 15 MeV (参见表 4). 因此, 加长斥力程, 同时减少强度相对差 Δ , 可以使结合能大幅度下降. 这就是说将势阱变浅, 而斥力芯变宽(向外移). 这一点就是我们调节我们 (I) 号力的依

图4 T. H. Ho 和 A. B. Volkov 的 Λ -N 有效势图5 我们建议的 Λ -N 有效势

据。(对照图4与图5)

四、我们的 $1-p$ 壳 Λ -N 有效相互作用

通过上一节的分析,我们看到虽然已经存在四种十几组 Volkov 型的 Λ -N 有效力,但是没有一组能有希望去合适地描写 $1p$ 壳的结合能,尽管其中有的力是通过拟合 Λ - p 散射数据得来的,有的是拟合 ^3_2He 超核结合能得来的。但这十几组力形状各异(见图2, 3, 4),深浅不一(浅的只有 15 MeV, 深的可达 50 MeV),宽窄歧离(有的宽只有 0.7fm 左右,有的可达 1.2 fm)。究竟那组力是真正有根据的,或者说,究竟能否从这十几组力中找出什么有关 Λ -N 相互作用的物理信息来呢? 很明显,尽管力的强度有各种各样选择,但力程基本上是有限的。对吸力程 a_A 基本上取了二个值: 1.05 fm 与 1.20fm, 而斥力程 b_A 也是取了二个值: 0.60 fm 与 0.82 fm。可以说对于 $a_A = 1.05\text{fm}$, $b_A = 0.60\text{fm}$, 这基本上来自于介子交换理论的考虑。而对于 $b_A = 0.82\text{fm}$, 是简单地来自 N-N 力的斥力程。由于要满足 Λ -N 力约为 N-N 力的 1/2, 就必须将相应的吸力程作相应的缩短, a_A 为 1.20 fm 左右(核力的吸力程 $a_N \approx 1.60\text{fm}$)。这二种考虑是很不同的,但都是一种可以采用的出发点。因此,我们也采用这二种考虑作为得出我们的 Λ -N 有效相互作用的出发点。

1. 模仿 N-N 力, 缩短力程 a_A 的尝试

我们认为 N-N 力与 Λ -N 力应该具有局部破坏了的 SU_3 对称性。即 N-N 力与 Λ -N 力应用相似性,也有差异。由于对斥力芯的了解还不很充分,我们可以暂且假定 Λ -N 斥力部分与 N-N 斥力部分有着很相似的来源,因此它们的力程与强度都一致。而吸力部分,由于 SU_3 对称性的破坏,或者说介子“原始”质量差,引起 Λ -N 吸力程要比 N-N 吸力程短得多,但仍保持力的强度不变。在上述考虑下,我们取 $V_{a_A} = 85.8\text{MeV}$, $V_{b_A} = 145\text{MeV}$, $b_A = 0.82\text{fm}$ (与 N-N 力一样), 仅以 a_A 作为调节参数来拟合 ^3_2C 结合能。

实际上,就是以 G-W 力作为出发点,调节 a_A 。很显然,由于 $1-p$ 壳中 Λ -N 相互作用

p 波成份占主要, 而 G-W 力主要来自 s 波成份(拟合 ${}^4_2\text{He}$ 结合能)。因此, 我们调节的方向是将 a_A 减少。由表 5 可以看出(只摘录了部分调节结果), 我们从 $a_A = 1.21\text{fm}$ 出发, 同时又考察了各种 a_A 下, M_A 的影响。对于 ${}^{12}_6\text{C}$ 与 ${}^9_4\text{Be}$ 二个超核的结合能, 我们选:

$$\begin{aligned} V_{a_A}^{(1)} &= 85.8\text{MeV} & V_{b_A}^{(1)} &= 145\text{MeV} \\ a_A^{(1)} &= 1.12\text{fm} & b_A^{(1)} &= 0.82\text{fm} \\ M_A^{(1)} &= 0.56 \end{aligned} \quad (14)$$

作为我们的 (I) 号 A-N 有效力。

表 5 我们的 (I) 力调参情况摘要

$a_A(\text{fm})$	M_A	$BE({}^{12}_6\text{C})(\text{MeV})$	$BE({}^9_4\text{Be})(\text{MeV})$
1.19	0.56	26.388	22.118
	0.10	18.145	8.914
	0.00	16.456	6.122
1.16	0.56	18.791	15.531
	0.10	12.383	3.901
	0.00	11.054	2.661
1.12	0.86	12.277	11.953
	0.76	11.308	10.343
	0.66	10.351	8.740
	0.56	9.407	7.144
	0.10	5.211	-0.101
	0.00	3.329	-1.654

$$(V_{a_A} = 85.8\text{MeV}, V_{b_A} = 145\text{MeV}, b_A = 0.82\text{fm})$$

由表 5 中还可以看出, 改变 M_A 对 ${}^{12}_6\text{C}$ 的影响要比对 ${}^9_4\text{Be}$ 小。例如对于 $a_A = 1.16\text{fm}$, 当 M_A 从 0 变到 0.56, ${}^{12}_6\text{C}$ 的结合能只从 11.054 MeV 变到 18.791 MeV, 绝对变化量为 7.8 MeV; 而 ${}^9_4\text{Be}$ 则从 2.661 MeV 变到 15.531 MeV, 绝对变化量为 13 MeV。相对增长, 前者为 70%, 后者则为 5 倍。这个结果完全不同于 T. H. Ho 和 A. B. Volkov^[3] 的结果。他们取 $M_A = 0$ 与 0.5 二个值, 对 ${}^{12}_6\text{C}$ 只改变 3 MeV。相对改变只有 15%。

这里我们取 $M_A = 0.56$ 。一方面固然因为它来拟合结合能的考虑, 另一方面也是考虑到 N-N 力与 A-N 力的对称性。因为暂时没有理由要破坏 M_A 与 M_N (N-N 力中的 Majorana 参数在 Volkov No1 力中为 0.56) 之间的对称性, 故我们也取 $M_A = 0.56$ 。

2. 采取介子交换理论给出的力程参数, 而调节力强度参数 V_{a_A} 的尝试

在许多情况下, 调节势强度与调节力程参数往往能得到一致的效果。如在研究光学势时就有这样的经验。但是, 我们觉得加上其他物理考虑也许更好。这里我们固定力程参数, 而将力强度作为调节参数。我们希望力程参数应具有相应的物理意义, 而不仅仅是一个参数而已。很显然, 介子交换理论是一个很好的物理基础。

我们取 1.05 fm 作为 a_A (吸力程)。而对斥力, 我们取 $b_A = 0.60\text{fm}$, $V_{b_A} = 144.8\text{MeV}$ 。斥力程的选取我们主要考虑两点: 一是既然吸力程取 1.05fm, 它是 N-N 有效力吸力程 $a_N \approx 1.60\text{fm}$ 的 66%, 因此希望斥力程也大致缩短这个比例, 以保证 N-N 力与 A-N 力仍有相似的形状, 只不过浅一点, 斥力芯短一点。另一个考虑是, 既然吸力程取了 2π 交换力

程(等效),而 k 介子交换又提供了 0.60 fm 的等效力程^[8].这两个考虑正好提供了一致的结论,因此我们取 0.60 fm 作为我们的斥力程参数 b_A .

对于斥力强度,我们依然简单地取了核力的斥力强度.因为斥力强度的选取与吸力强度的选取有很大的关联性,它们之间不完全独立.既然现在吸力强度 V_{a_A} 已作为可调参数,那么就没有必要将斥力强度也作为可调参数.就是说,在这里的尝试中,我们采取给力程参数以一定的物理意义,而对强度参数则纯粹作为可调参数的态度.

在选定了 a_A, b_A, V_{b_A} 之后,我们就以 V_{a_A} 作可调参数,来拟合 ${}^{13}_\Lambda\text{C}$ 与 ${}^8_\Lambda\text{Be}$ 超核的结合能(详见表6).

表6 我们的(II)力调参情况摘要(单位: MeV)

V_{a_A}	$M_A = 0.0$		$M_A = 0.1$		$M_A = 0.2$	
	$BE({}^{13}_\Lambda\text{C})$	$BE({}^8_\Lambda\text{Be})$	$BE({}^{13}_\Lambda\text{C})$	$BE({}^8_\Lambda\text{Be})$	$BE({}^{13}_\Lambda\text{C})$	$BE({}^8_\Lambda\text{Be})$
60				2.119		
63	8.776	1.582	10.296	3.891	11.846	6.237
64	9.537	2.086				
65	10.303	2.684	11.962	5.094		
68		4.137				

($a_A = 1.05\text{ fm}$, $b_A = 0.60\text{ fm}$, $V_{b_A} = 144.86\text{ MeV}$)

对于 M_A 的变化情况,基本上类同于(I)号力的选取情况.这说明 M_A 对 Λ 粒子的结合能的影响,基本上与力参数的选取无关.考虑到其他人用壳模型导得的结论,我们可以说 M_A 的影响是与模型有关的.在我们的多中心壳模型中 M_A 的影响是大的,而在通常壳模型计算中则是小的.这点可作这样的理解:由于多中心壳模型中核子的空间关联考虑了集团内部与集团外部的差异,而壳模型则没有这种区分.因此,空间交换力的大小(即 M_A 的值)对两种模型显然会产生不一样的结果,对前者的影响大,显示出集团间的关联对 M_A 是比较敏感的.在这里我们选取 $M_A = 0.20$.

因此,我们从这第二种尝试中得出了(II)号力:

$$\begin{aligned}
 V_{a_A}^{(II)} &= 63\text{ MeV} & V_{b_A}^{(II)} &= 144.8\text{ MeV} \\
 a_A^{(II)} &= 1.05\text{ fm} & b_A^{(II)} &= 0.60\text{ fm} \\
 M_A^{(II)} &= 0.20 & &
 \end{aligned}
 \tag{15}$$

五、结 论

从以上各节讨论中我们可以得出这样的结论:

1. Λ -N 相互作用不仅从散射实验数据看,而且从结合能数据看,都要比 N-N 相互作用弱,至少弱一半(参见图5).

2. Λ -N 相互作用力程大概要比 N-N 相互作用力程短.这点不仅从介子交换理论看,而且从拟合结合能数据来看也如此(见图5).

3. Λ -N 相互作用中 p 波要比 s 波约弱 $1/3$.这可从图5与图2的对比中看出.

4. 由我们的 (I) 号力与 (II) 号力可看出, 力程与位阱深度基本上仍然存在某种常数关系, 就像光学模型中一样, 它们在拟合实验数据上是基本等价的。

5. Majorana 力是重要的, 它与 Wigner 力之比对力参数(力程与强度) 会产生一定影响, 它对结合能的数值会产生较大的影响。而据壳模型结果说它影响不太大, 因此我们的结论说, 它对结合能的影响是与模型有关的。在我们的多中心壳模型中, 它对 ${}^{12}\text{C}$ 对影响比对 ${}^8\text{Be}$ 要小。

利用这两组力拟合 1-*p* 壳 Λ 超核结合能的结果将在下一篇文章给出。

参 考 文 献

- [1] 施义晋等, 原子核物理, 2(1980), 166.
施义晋, 原子核物理, 4(1980), 29.
- [2] A. B. Volkov, *Nucl. Phys.*, 74(1965), 33.
- [3] W. H. Bassichis and A. Gal, *Phys. Rev.*, C1(1970), 28.
B. F. Gibson and M. S. Weiss, *Phys. Rev.*, C2(1970), 865.
T. H. Ho and A. B. Volkov, *Phys. Lett.*, B30(1969), 303; B31(1970), 259.
- [4] B. Povh, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 28(1978), 1.
- [5] G. Alexander et al., *Phys. Rev.*, 173(1968), 1452.
B. Sechi-Zorn et al., *Phys. Rev.*, 175(1968), 1735.
- [6] 施义晋, 卢兆启, “轻核中的三集团结构” 原子核物理, 将发表.
- [7] A. B. Volkov, *Nucl. Phys.*, 74(1965), 33.
- [8] B. F. Gibson, A. Goldberg and M. S. weiss, *Phys. Rev.*, 181(1969), 1485.
- [9] R. C. Herdon and Y. C. Tang, *Phys. Rev.*, 159(1967), 853.
T. Schimert et al., *Nucl. Phys.*, A343(1980), 429.

SYSTEMATIC STUDY ON 1-*p* SHELL HYPERNUCLEI (I) —— Λ -N EFFECTIVE INTERACTION

SHI YI-JIN ZHUANG FEI

(*Institute of Atomic Energy, Academia Sinica*)

ABSTRACT

In this paper, a Λ -N effective interaction of Volkov type is introduced with Hartree-Fock method in multi-center shell model⁽¹⁾. The results for binding energies of ${}^{12}\text{C}$ and ${}^8\text{Be}$ are satisfactory. Comparing with the effective potentials which are mentioned⁽²⁾ as results of fitting the data of 1-*p* s-wave scattering, the *p* component in Λ -N interaction is weaker than s-component by 1/3 at least. Moreover, majorana force is important but model-dependent.