

A=15 和 17 原子核的单粒能谱与核力势

王克协 井孝功 吴洪柱 杨善德 吴式枢

(吉林大学物理系)

摘 要

根据由格林函数方法导得的满壳层相邻核能谱所满足的方程,应用 Hamada-Johnston 势、Reid 软心势和 Paris 势计算了 ^{15}O 和 ^{17}O 的单粒能谱,比较表明 Paris 势与实验符合最好。

双满壳层相邻核单粒能谱的研究,对于深入了解核的结构和性质以及多体问题的处理都有重要意义。同时也可以利用这些单粒能谱的实验资料对各种核力势应用于有限核的情况进行检验,这方面已进行了大量工作(可参看[1]及其中所引的文献)。但是,以往的计算往往由于所取近似或所用表象的参数不同,而难于从这些计算结果中对各种核力势应用于有限核的情况作出确切比较。

我们在[2]中曾根据由格林函数方法导得的双满壳层相邻核能谱所满足的方程,在取质量算符的一级近似下(按 G 矩阵展开),应用 Hamada-Johnston (H-J) 势^[3]计算了 $A=15$ 核的 $0s_{1/2}$ 、 $0p_{3/2}$ 、 $0p_{1/2}$ 空穴态和 $A=17$ 核的 $0d_{5/2}$ 、 $1s_{1/2}$ 、 $0d_{3/2}$ 粒子态的能谱,这个方法不仅计算简单,所得结果也比以往用 H-J 势作的 Brueckner-Hartree-Fock (BHF) 及 Renormalized BHF 计算要好。为了对各种核力势应用于有限核的情况作出确切比较,本文在同样条件下进一步用 Reid soft-core 势^[4]和近年来提出的 Paris 势^[5]作了同样计算。

在以往的核多体理论计算中应用最多的是 H-J 势和 Reid 势,对于核结构计算来说,它们不再含有可调参数,因而被称为现实核力,但它们都是通过再现核子散射和氦核基态实验数据而建立起来的,从根本上说仍属唯象核力,不同的核力势可以再现同样的核子散射与氦核基态实验数据就说明了这点。近年来提出的 Paris 势在很大程度上克服了上述缺陷,Paris 势的长程和中程($r \geq 0.8\text{fm}$)部分是根据 π 、 2π 和部分 3π (ω 和 A_1) 交换机制由理论推导出来的,有比较好的理论依据,只有短程部分才借助于核子散射和氦核基态实验数据唯象地确定。Paris 势通过唯象确定的参数数目比 Reid 势和 H-J 势少得多,但它再现核子散射实验数据的精度却好得多。比较 $\leq 350\text{MeV}$ 核子散射实验数据发现,Paris 势符合的均方偏差为 1.99(对于 p - p 散射)和 2.17(对于 n - p 散射),而 RSC 势的符合分别为 4.76 和 9.99^[6];此外,Reid 势只分析了角动量 $J \leq 2$ 的低次分波, H-J 势只分析了 $J \leq 3$ 的分波,而 Paris 势分析了 $J \leq 6$ 的全部分波,比 Reid 势和 H-J 势能提供更多的信息。因此无论是从理论基础还是从再现二核子体系实验数据来看,Paris 势都有明

显的优点。应用 Paris 势对核物质所作的初步计算^[7]得到了合理的结果,对 $A = 18-20$ 核低激发谱的计算发现^[8],按 Paris 势算得的能级间隔与 RSC 势的相近,但按 Paris 势算得的这些核的基态能量比 RSC 势的低,更接近于实验值。由于 Paris 势具有上面所说的优点,应用它作更广泛的核的微观计算显然是有意义的。

Paris 势的原始表达式的长程和中程部分取的是色散积分的形式,而短程部分是通过若干唯象决定的参数来表达的,这种形式的核力势对于核的微观计算来说是很不方便的,因此,我们实际应用的是通过 Yukawa 型函数将它参数化的形式^[7]。和 H-J 势一样, Paris 势也包含有中心力、自旋轨道耦合力、张量力以及平方自旋轨道耦合力这几种成分,有所不同的是 Paris 势的中心力显含一与能量 (ρ^2) 线性相关的项。初看起来,这一项可能会给理论处理带来麻烦,实际上可以将它与动能项合并在一起加以处理,这对数值求解来说并不增加什么困难。本文使用的 Paris 势和 RSC 势的 G 矩阵也是按 BHM 方法^[9]用自编程序在 CYBER-172 机上完成的。

本文计算单粒能谱所用的方法和所取的条件均和 [2] 相同,即我们所求解的能谱方程是

$$\sum_r [(\varepsilon_\alpha - \mathcal{E}_\alpha^\pm) \delta_{\alpha,r} + M_{\alpha,r}(\mathcal{E}_\alpha^\pm) - u_{\alpha,r}] C_r^\pm(\mu) = 0,$$

其中 \mathcal{E}_α^\pm 为待求的能量, $C_r^\pm(\mu)$ 是相应的跃迁振幅, ε_α 是我们所选的单粒表象 h 的本征值

$$h|\alpha\rangle = (t + u)|\alpha\rangle = \varepsilon_\alpha|\alpha\rangle \quad u = \frac{m}{2} \Omega^2 r^2 + B$$

计算中对质量算符 M 只取了一级近似

$$M_{\alpha,r}^{(1)}(\omega) = \sum_h G_B(ah, \gamma h; \omega + \varepsilon_h),$$

关于计算细节这里就不再重述了。我们的全部结果列于表 1。由于只取了质量算符的一级近似,现在算得的 ^{15}O 和 ^{17}O 核基态能量与表象谐振子势能量零点常数 B 的选取明显相关,但空穴(粒子)态的各能级的间隔却相当稳定,对 B 并不敏感,因此比较由不同核力势算出的能级间隔是有意义的;同时如 [2] 曾经指出的,按本文方法取 $B = 0$ 时算得的单粒能谱恰与通常 RBHF 的结果相近,因此我们取这时的计算结果来和实验值作比较。不难看出,就能级间隔而言,Paris 势的与实验符合最好, RSC 势其次,例如 ^{15}O 核的 $0p_{3/2}-0p_{1/2}$ 之间的劈裂分别为 4.07 (H-J 势)、4.19 (Reid 势)和 4.63 MeV (Paris 势),而实验值是 6.18 MeV (图 1), ^{17}O 核的 $0d_{5/2}-0d_{3/2}$ 之间的劈裂分别为 4.27、4.55 和 5.13 MeV,而实验值是 5.08 MeV (图 2)。由 Paris 势和 RSC 势算得的 ^{17}O 核基态能量比 H-J 势更接近于实验值,但由它们算得的 ^{15}O 核基态能量偏低了,不过, ^{15}O 和 ^{17}O 基态能量对 B 的选择很敏感,对它做适当调整还是可能的。总之, Paris 势和 RSC 势算出的单粒谱比较接近,明显地优于 H-J 势, Paris 看来更好一点。

Paris 势的张量力较 RSC 势和 H-J 势的弱,最近 π NN 顶角函数的理论研究^[10]和新的经验证据^[11]支持取较弱的张量力。还值得特别指出的一点是:虽然 Paris 势的中心力显含一能量相关的项,而 RSC 势与 H-J 势是不显含能量的,但 Paris 势的 G 矩阵随能量

表 1 $AQ = 16\text{MeV}$ 时, 按三种核力势算出的单粒能谱随谐振子势能量零点常数 B 的变化。其中每个核基态中圆括号里的值是与 ^{16}O 基态的能量差, 即 $\delta_{0p_{1/2}} = E_0(^{16}\text{O}) - E_0(^{15}\text{O})$, $\delta_{0d_{3/2}} = E_0(^{17}\text{O}) - E_0(^{16}\text{O})$

(单位: MeV)

	H-J 势				RSC 势				Paris 势				exp	
	$B=0$	-15	-32	-49	$B=0$	-15	-32	-49	$B=0$	-15	-32	-49		
^{15}O	$0p_{1/2}$	0 (-16.80)	0 -19.87	0 -23.59	0 -27.94	0 -18.39	0 -21.02	0 -24.26	0 -27.89	0 -18.87	0 -21.17	0 -23.94	0 -27.31	0 -15.67
	$0p_{3/2}$	4.07	4.07	3.97	3.82	4.19	4.10	3.94	3.73	4.63	4.64	4.51	4.26	6.18
	$0s_{1/2}$	25.79	26.33	27.05	27.08	26.84	27.29	27.61	27.64	27.82	28.05	28.46	28.27	
^{17}O	$0d_{3/2}$	0 (-0.97)	0 -2.99	0 -5.72	0 -9.03	0 -2.36	0 -4.09	0 -6.34	0 -8.99	0 -2.41	0 -3.97	0 -6.07	0 -8.71	0 -4.14
	$1s_{1/2}$	0.15	0.39	0.64	0.86	0.86	1.06	1.23	1.33	0.68	0.84	0.93	0.94	0.87
	$0d_{5/2}$	4.27	4.50	4.63	4.57	4.55	4.68	4.74	4.72	5.13	5.27	5.32	5.22	5.08

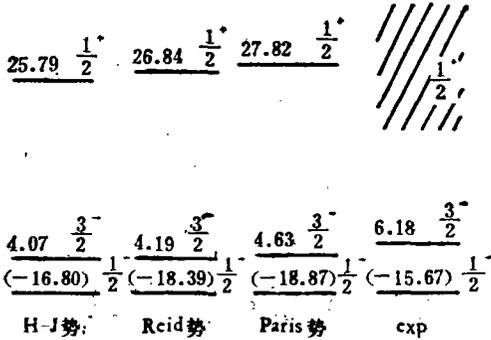


图 1 按各种核力势算得的 ^{15}O 空穴态能谱。图中基态圆括号里的值是与 ^{16}O 基态的能量差 $\delta_0^- = E_0(^{16}\text{O}) - E_0(^{15}\text{O})$

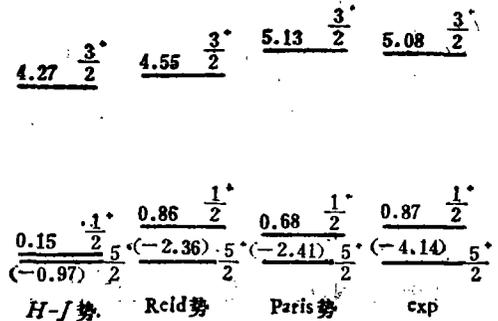


图 2 按各种核力势算得的 ^{17}O 粒子态能谱。图中基态圆括号里的值是与 ^{16}O 基态的能量差 $\delta_0^+ = E_0(^{17}\text{O}) - E_0(^{16}\text{O})$

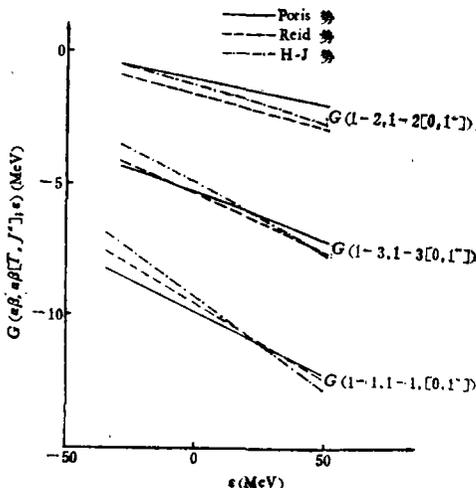


图 3 按各种核力势算出的 G 矩阵随能量的变化。G 矩阵里的态标号 1 为 $0s_{1/2}$, 2 为 $0p_{3/2}$, 3 为 $0p_{1/2}$

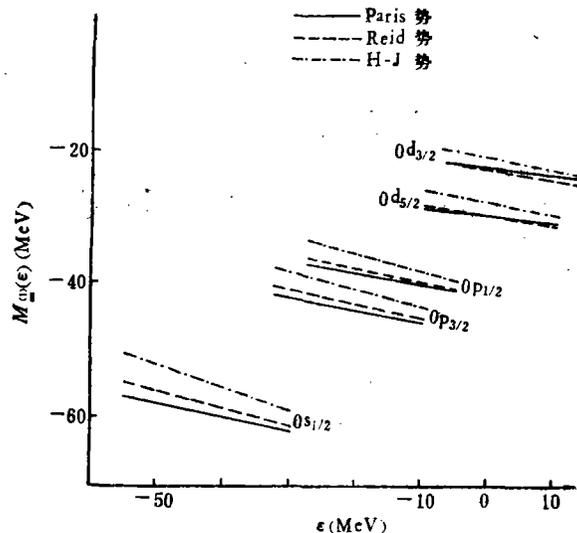


图 4 按各种核力势算出的质量算符矩阵元随能量的变化

的变化却明显地较 RSC 势和 H-J 势的平缓,图 3 和图 4 给出了三种势的部分 G 和 M 矩阵元随能量的变化曲线。大家知道,在核多体计算中,认真处理 G 矩阵的能量相关性是个重要问题。一般地说, G 矩阵随能量变化愈平缓,象重整化等效应的贡献就愈小,高级图的影响会比较小,这对多体计算的收敛速度是有利的。因此,从核的微观计算的角度看,Paris 势的 G 矩阵随能量变化比较平缓这个性质无疑也是它的一个值得重视的优点。

总之,我们的计算再次表明,Paris 势是个比较好的核力势,值得更广泛地应用于核的各种微观计算中。

参 考 文 献

- [1] J. P. Svenne, *Advances in Nuclear Physics*, Vol. 11, p. 179, (Plenum press, New York, 1979).
- [2] 杨善德等, *高能物理与核物理*, 见本期。
- [3] T. Hamada et al., *Nucl. Phys.*, **34**(1962), 382.
- [4] R. V. Reid, *Ann. of Phys.*, **50**(1968), 411.
- [5] E. Vinh Mau. In *Mesons in Nuclei*, p. 151, edited by M. Rho and D. Wilkinson (North-Holland Publishing Co., Amsterdam, 1979).
- [6] M. Lacombe et al., *Phys. Rev.*, **C23**(1981), 2405.
- [7] M. Lacombe et al., *Phys. Rev.*, **C21**(1980), 861.
- [8] J. Shurping, Ph. D. thesis, State University of New York at Stony Brook, 1980(unpublished).
- [9] B. R. Barrett et al., *Phys. Rev.*, **C3**(1971), 1137.
- [10] J. W. Durso et al., *Nucl. Phys.*, **A252**(1977), 404.
- [11] H. Arenhövel et al., *Nucl. Phys.*, **A282**(1977), 397; E. L. Lomou, *Phys. Lett.*, **68**(1977), 419.

DEPENDENCE OF SINGLE PARTICLE AND SINGLE HOLE ENERGIES IN THE ^{16}O REGION ON THE NUCLEAR FORCES

WANG KE-XIE JING XIAO-GONG WU HUNG-CHU YANG SHAN-DE WU SHI-SHU

(Department of Physics, Jilin University, Changchun)

ABSTRACT

We have made a comparison of the single particle (sp) and single hole (sh) energies in the ^{16}O region calculated by the Hamada-Johnston, the soft Reid and the Paris potentials. It seems that the Paris potential gives a better result than the other two.