

$2s_{1/2}-1d_{3/2}$ 壳层原子核能谱的壳模型分析^{* 1)}

楊 善 德
(吉 林 大 学)

提 要

本文对 $2s_{1/2}-1d_{3/2}$ 壳层原子核 ($A = 30-40$) 能谱作了系统分析, 计算仅限于由 $2s_{1/2}$ 和 $1d_{3/2}$ 支壳层产生的情态, 但考虑了它们之间的全部组态混合效应. 计算是采用多粒子壳模型的 Talmi 方法, 将二体矩阵元当作参数, 其值由实验确定. 文中详细分析了 Si^{30} , Si^{31} , P^{30} , P^{31} , P^{32} , Ar^{37} , Ar^{38} , K^{38} 等原子核能谱, 理论与实验符合颇好.

一、引 言

目前对原子核内核子间的相互作用还不太清楚, 在用多粒子壳模型理论分析原子核的性质时, 存在一些困难. 通常都是人为地选定位阱形式, 并用谐振子波函数去作计算, 其结果的可靠性受到一些不可避免的限制. 自 1956 年以来, Talmi^[1] 等人提出了一个能避开核力, 直接利用实验数据来检验壳模型理论适用程度的计算方法. 大家熟知, 对于核能谱的计算, 直接相关的是核力矩阵元, 如果核情态的正确波函数 (以 Ψ 表示) 可以通过算符 A 和所选用的壳模型波函数 (以 Φ 表示) 联系起来: $\Psi = A\Phi$, 则有

$$\langle \Psi | V | \Psi \rangle = \langle A\Phi | V | A\Phi \rangle = \langle \Phi | A^+ V A | \Phi \rangle,$$

式中 $V = \sum_{i < j} V(i, j)$, $V(i, j)$ 是二体核力位阱. 由上式看出, 若计算核力在正确波函数 Ψ 中的矩阵元, 则只要计算 $A^+ V A$ 在壳模型波函数 Φ 中的矩阵元就够了. 可惜, 目前核力 V 不清楚, A 一般也是不知道的. 若引入等效核力 V_{eff} , 使得

$$\langle \Psi | V | \Psi \rangle = \langle \Phi | A^+ V A | \Phi \rangle = \langle \Phi | V_{\text{eff}} | \Phi \rangle,$$

这里 V_{eff} 仍近似地可看成是二体算符, 即 $V_{\text{eff}} = \sum_{i < j} V_{\text{eff}}(i, j)$, 则利用 f - P 系数 (coefficients of fractional parentage) 方法^[2], 总可以将多核子体系的相互作用能量通过为数不多的二体等效核力矩阵元表示出来. Talmi 等人指出, 可以将这些二体矩阵元当作参数, 由实验数据来确定, 其正确性由这些参数能否解释更多原子核能谱来判断.

Talmi 等人的早期工作^[1,3] 表明, 取 Φ 为纯组态的壳模型波函数, 一般是不合适的. 最近 Talmi 等人对 Zr^{90} 及其相关核^[4], Sanders 对 Sn 同位素核^[5], 吴成礼对质量数 $A = 18, 19$ 原子核^[6], 按照 Talmi 方法, 考虑了简单的组态混合后, 计算出来的能谱则和实验符合得颇好.

1959 年 Arima 应用 Talmi 方法, 系统地分析过 $2s_{1/2}$ 和 $1d_{3/2}$ 壳层原子核能谱^[7], 对

* 1964 年 6 月 9 日收到.

1) 本文部分结果曾于吉林大学自然科学学报 1963 年第 3 期上发表.

结合能的计算结果一般还好,但不能解释 P^{32} 的基态;如不考虑组态混合, P^{30} 的基态亦不能解释,特别是低激发谱和实验符合不好,因而 Arima 曾指出,考虑组态混合是必要的.此外,也有一些作者曾用综合模型分析过这区域的一些核^[8],认为其中有些核,例如 P^{29} , P^{31} 等的形变是不小的.现在这个区域核能谱的实验资料已有所增加,因此我们重新应用 Talmi 方法来进行分析,一方面是想看看壳模型对这个区域原子核是否适用,同时也想探讨一下等效核力的性质.

我们系统分析了 $2s_{1/2}-1d_{3/2}$ 壳层原子核的能谱,计算仅限于由 $2s_{1/2}$ 和 $1d_{3/2}$ 支壳层产生的情态,但考虑了它们之间的全部组态混合效应.我们假定同位旋是好量子数,计算在 $j-j$ 耦合中进行,本文定出了一组 $2s_{1/2}$ 和 $1d_{3/2}$ 壳层的二体等效核力和库仑力矩阵元.利用这组矩阵元,分析了 Si^{30} , Si^{31} , P^{30} , P^{31} , P^{32} , S^{32} , Ar^{37} , Ar^{38} 和 K^{38} 等原子核的能谱,发现理论与实验是符合的.

二、二体矩阵元

计算由 $2s_{1/2}$ 和 $1d_{3/2}$ 壳层产生的 $2s_{1/2}-1d_{3/2}$ 壳层原子核的能谱,假定核子间的等效作用力是与电荷无关的二体核力和质子间的库仑力.大家熟知,对于轻核,库仑力的影响较小,因此我们亦假定核的同位旋 T 是好量子数,全部计算都是在 $j-j$ 耦合中进行.

假定 Si^{28} 的基态是 $1d_{3/2}$ 及其以下各支壳层均已填满的情态,并把它作为计算的能量零点,它在计算中都被减去了.这样,情态 $|2s_{1/2}(T_1J_1)1d_{3/2}^{\alpha_2}(\alpha_2T_2J_2)\alpha TJ, M_T\rangle$ 的能量对角矩阵元(零级能量)可表为

$$\begin{aligned}
 & \langle 2s_{1/2}^{\alpha_1}(T_1J_1)1d_{3/2}^{\alpha_2}(\alpha_2T_2J_2)\alpha TJ, M_T | \mathbf{H} | 2s_{1/2}^{\alpha_1}(T_1J_1)1d_{3/2}^{\alpha_2}(\alpha_2T_2J_2)\alpha TJ, M_T \rangle = \\
 & = n_1\varepsilon_s + n_2\varepsilon_d + \langle 2s_{1/2}^{\alpha_1}T_1J_1 | \sum_{i<j}^{n_1} V(i, j) | 2s_{1/2}^{\alpha_1}T_1J_1 \rangle + \\
 & + \langle 1d_{3/2}^{\alpha_2}T_2J_2 | \sum_{k<l}^{n_2} V(k, l) | 1d_{3/2}^{\alpha_2}T_2J_2 \rangle + \\
 & + \langle 2s_{1/2}^{\alpha_1}(T_1J_1)1d_{3/2}^{\alpha_2}(\alpha_2T_2J_2)\alpha TJ | \sum_i^{n_1} \sum_k^{n_2} V(i, k) | 2s_{1/2}^{\alpha_1}(T_1J_1)1d_{3/2}^{\alpha_2}(\alpha_2T_2J_2)\alpha TJ \rangle + \\
 & + \sum_{M_{T_1}M_{T_2}} | C_{T_1T_2M_{T_1}M_{T_2}}^{TM_T} |^2 \cdot \{ z_1\varepsilon_s^c + z_2\varepsilon_d^c + \\
 & + \langle 2s_{1/2}^{\alpha_1}T_1J_1, M_{T_1} | \sum_{i<j}^{n_1} V^c(i, j) | 2s_{1/2}^{\alpha_1}T_1J_1, M_{T_1} \rangle + \\
 & + \langle 1d_{3/2}^{\alpha_2}T_2J_2, M_{T_2} | \sum_{k<l}^{n_2} V^c(k, l) | 1d_{3/2}^{\alpha_2}T_2J_2, M_{T_2} \rangle \} + \\
 & + \langle 2s_{1/2}^{\alpha_1}(T_1J_1)1d_{3/2}^{\alpha_2}(\alpha_2T_2J_2)\alpha TJ, M_T | \sum_i^{n_1} \sum_k^{n_2} V^c(i, k) | \cdot \\
 & \quad \cdot 2s_{1/2}^{\alpha_1}(T_1J_1)1d_{3/2}^{\alpha_2}(\alpha_2T_2J_2)\alpha TJ, M_T \rangle, \tag{1}
 \end{aligned}$$

此处 $z_i = \frac{1}{2} n_i - M_{T_i}$, $i = 1$ 或 2 , 式中的 $C_{T_1T_2M_{T_1}M_{T_2}}^{TM_T}$ 是熟知的 Clebsch-Gordan 系数; $\varepsilon_s(\varepsilon_d)$ 为单粒子能量,它是 $2s_{1/2}(1d_{3/2})$ 支壳层上一个核子的动能以及它和核实(Si^{28})之间的

核力作用能之和; ϵ_i^c (ϵ_d^c) 为单粒子库仑能, 它是 $2s_{1/2}$ ($1d_{3/2}$) 上一个质子和核实之间的库仑作用能; 式中第三、第四项分别为 $2s_{1/2}$, $1d_{3/2}$ 壳层内, 核子间的核力作用能; 第五项为 $2s_{1/2}$ 和 $1d_{3/2}$ 壳层核子之间的核力作用能. 式中标有“C”的项为相应的库仑能.

式(1)中的核力和库仑力作用能, 都可以通过 $2s_{1/2}$ 和 $1d_{3/2}$ 壳层的二体矩陣元表示出来, 其计算公式是一般熟知的^[9], 这里就不再写出了. 不过, 本文所需要的对角矩陣元(除两个壳层之间的库仑能以外), 可以利用文献[7]的表 I—V 的结果.

由于考虑了组态混合, 计算能譜时还需要知道非对角矩陣元, 计算方法在文献[9]中可查到.

当以 Si^{28} 基态作为能量零点时, 在 $2s_{1/2}$ 和 $1d_{3/2}$ 组态的能量久期方程中, 将包含以下参数:

(1) 单粒子能量 ϵ_i 和 ϵ_d , 单粒子库仑能 ϵ_i^c 和 ϵ_d^c ;

(2) 二体(等效)核力对角矩陣元共有十个, 它们是 $V_{i_0}^i, V_{01}^i, V_{10}^d, V_{12}^d, V_{01}^d, V_{03}^d, V_{01}^{i,d}, V_{02}^{i,d}, V_{11}^{i,d}$ 和 $V_{12}^{i,d}$. 符号中下指标的第一、二两个数字分别表示二核子系的同位旋量子数 T 和角动量量子数; 上指标表核子所在的壳层, 例如

$$V_{i_0}^i \equiv \langle 2s_{1/2}^2 T = 1 J = 0 | V | 2s_{1/2}^2 T = 1 J = 0 \rangle,$$

$$V_{01}^{i,d} \equiv \langle 2s_{1/2} 1d_{3/2} T = 0 J = 1 | V | 2s_{1/2} 1d_{3/2} T = 0 J = 1 \rangle.$$

(3) 二体库仑作用对角矩陣元共有五个, 它们是 $Q_{i_0}^i, Q_{i_0}^d, Q_{12}^d, Q_{11}^{i,d}$ 和 $Q_{12}^{i,d}$. 规定质子的同位旋第三分量投影为 $-1/2$, 这里

$$Q_{i_0}^i \equiv \langle 2s_{1/2}^2 T = 1 J = 0, M_T = -1 | V^c | 2s_{1/2}^2 T = 1 J = 0, M_T = -1 \rangle.$$

(4) 还有五个二体核力非对角矩陣元, 它们是 $\Delta_{i_0}^{i,d}, \Delta_{12}^{i,d}, \Delta_{01}^{i,d}, \Delta_{01}^{d,i}, \Delta_{01}^{d,i}$. 这里符号的意义可举例如下:

$$\Delta_{i_0}^{i,d} \equiv \langle 2s_{1/2}^2 T = 1 J = 0 | V | 1d_{3/2}^2 T = 1 J = 0 \rangle,$$

$$\Delta_{12}^{d,i} \equiv \langle 1d_{3/2}^2 T = 1 J = 2 | V | 2s_{1/2} 1d_{3/2} T = 1 J = 2 \rangle.$$

除了以上参数外, 还应有两个库仑作用非对角矩陣元, 但在下面计算中, 我们忽略了不同组态之间的库仑作用, 即把这两个库仑作用非对角矩陣元当作零. 这是考虑到和核力相比, 它是很小的, 而矩陣元的计算比较麻烦, 忽略它对结果估计影响不大.

按照 Talmi 的观点, 我们也假定上述二体矩陣元对 $2s_{1/2}$ - $1d_{3/2}$ 壳层原子核都是相同的, 可把它们作为参数, 直接由能譜的部分实验数据定出. 下面谈一下确定参数中的一些问题.

$\epsilon_i, \epsilon_d, \epsilon_i^c$ 和 ϵ_d^c 是从 Si^{29} 和 P^{29} 的基态和第一激发态的实验数据确定的, ϵ_i^c 和 ϵ_d^c 的值按照 Si^{30} 和 P^{30} 的核譜情况作了很小的一点调整. 本文的结合能和能譜的实验数据都是以文献[10]作为基础的, 凡有补充的文献均列在相应能级图的下面.

核力矩陣元主要是根据 Si^{30} 和 P^{30} 的能譜定出的. 为了清楚, 我们在 Si^{30} 和 P^{30} 的组态混合前的理论能级中, 标出了所属的组态(图 1 和图 2). 这里只作两点说明: 第一, 对于存有组态混合的那些能级的参数, 不能由 Si^{30} 和 P^{30} 的能譜单一确定. 例如, 由 Si^{30} 的基态和 3.79 Mev 激发态, 只能定出 $V_{i_0}^i + V_{i_0}^d$ 的值, 以及 $V_{i_0}^i - V_{i_0}^d$ 和 $\Delta_{i_0}^{i,d}$ 之间所应满足的关系. 对于这些参数, 我们是采取试探的办法, 逐步调整, 使它们尽可能好地符合此区域其它核的能譜; 第二, 在确定参数时, 我们尽可能利用自旋和宇称已经肯定的实验能级, 但没

有完全受这个限制,应用了极少数自旋宇称尚未确定的实验能级,而假定其自旋宇称取理论预言值. 例如, P^{30} 的 2.54 Mev 能级(图 1),假定了其自旋为 3. 这样做是允许的,因理论结果可通过所预言的全部能谱与实验符合的程度,而得到最后的检验.

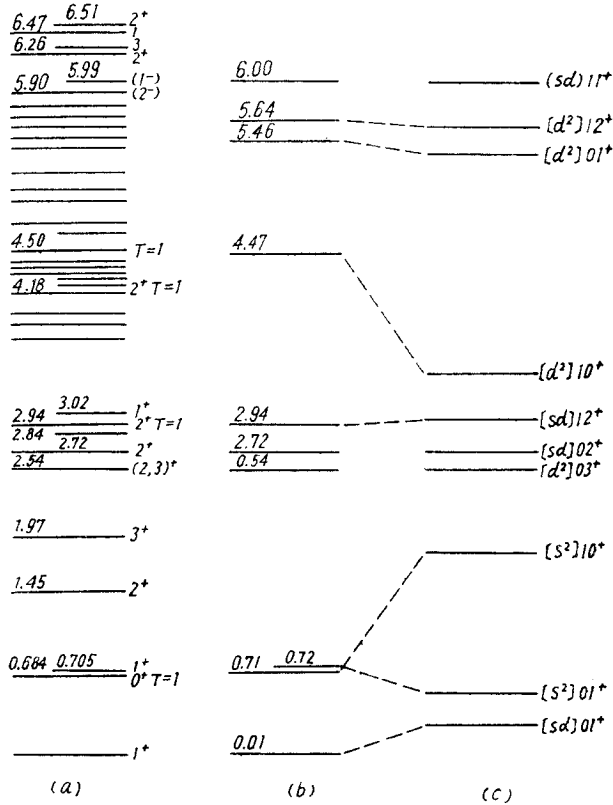


图 1 实验资料取自 *Nuclear Phys.*, **34** (1962), No. 1.

(a) P^{30} 的实验能级; (b) 组态混合后的理论能级; (c) 组态混合前的理论能级

库仑矩阵元,可以利用镜像核相应状态的能量差来确定. 虽然计算能谱时,考虑了组态混合效应,但在确定库仑参数时,我们只近似地采用了纯组态进行计算. 确定库仑参数所利用的实验资料可由表 1 看出. 所利用的都是基态数据,将 e_s^e 和 e_d^e 值代入,由表 1 可

表 1 库仑矩阵元的确定

核	基态的组态指定	能 量 差	
		实验值 (Mev)	理 论 表 达 式
S^{31}, P^{31}	$ s^2 \frac{1}{2} \frac{1}{2}\rangle$	6.23	$e_s^e + Q_{10}^e$
Cl^{38}, S^{38}	$ s^4 d \frac{1}{2} \frac{3}{2}\rangle$	6.36	$e_d^e + \frac{1}{4} (3Q_{11}^e + 5Q_{12}^e)$
Ar^{35}, Cl^{35}	$ s^4 d^3 \frac{1}{2} \frac{3}{2}\rangle$	6.75	$e_d^e + \frac{1}{6} (5Q_{10}^e + Q_{12}^e) + \frac{1}{4} (3Q_{11}^e + 5Q_{12}^e)$
Ca^{39}, K^{39}	$ s^4 d^{-1} \frac{1}{2} \frac{3}{2}\rangle$	7.28	$e_d^e + \frac{1}{2} (Q_{10}^e + 5Q_{12}^e) + \frac{1}{4} (3Q_{11}^e + 5Q_{12}^e)$

解出 $Q_{10}^d = 0.55$ Mev, $Q_{10}^d = 0.41$ Mev, $Q_{12}^d = 0.29$ Mev, $3Q_{11}^d + 5Q_{12}^d = 2.24$ Mev, 而 Q_{11}^d 和 Q_{12}^d 的值尚不能单一确定, 这里我们试探地选取了 $Q_{11}^d = 0.20$ Mev, $Q_{12}^d = 0.33$ Mev. 所定出的全部参数值列于表 2 中.

表 2 能量参数 (单位: Mev, 负号表示吸引)

ϵ_s	-8.48	V_{10}^d	-2.06	V_{11}^d	1.88	$\Delta_{01}^{d_1sd}$	-0.80
ϵ_d	-7.20	V_{12}^d	0.15	V_{12}^d	-1.15	Q_{10}^d	0.55
ϵ_s^2	5.68	V_{01}^d	-0.12	$\Delta_{10}^{s_1d}$	-1.70	Q_{10}^d	0.41
ϵ_d^2	5.80	V_{03}^d	-2.90	$\Delta_{12}^{d_1sd}$	0.30	Q_{12}^d	0.29
V_{10}^s	-0.99	$V_{01}^{s_1d}$	-3.86	$\Delta_{01}^{s_1d}$	0	Q_{11}^d	0.20
V_{01}^s	-2.22	$V_{02}^{s_1d}$	-1.40	$\Delta_{01}^{s_1sd}$	-0.30	Q_{12}^d	0.33

三、理论与实验的比较

按照表 2 的参数值, 计算了 $A = 30-32$ 和 $A = 37-40$ 这两部分原子核的能谱, 它们的组态存在着对应关系, 前一部分核是属于粒子组态, 后一部分核可作为“洞眼”组态处理.

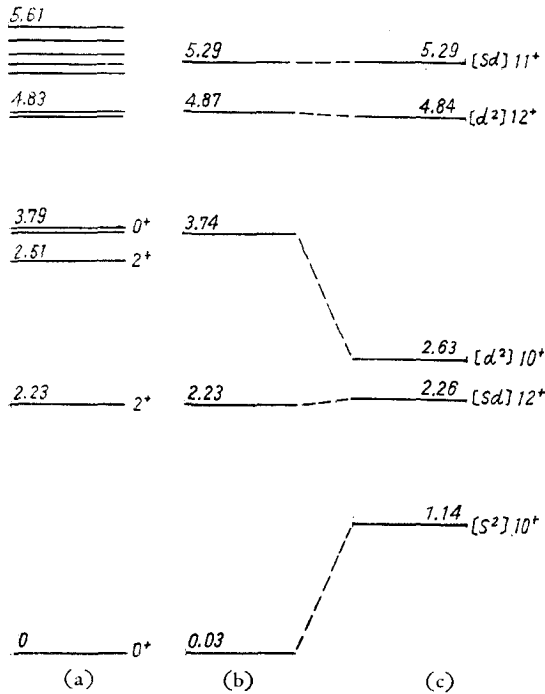


图 2 实验资料取自 *Nuclear Phys.*, **34** (1962), No. 1; *ЖЭТФ*, **44** (1963), 421

(a) Si^{30} 的实验能级; (b) 组态混合后的理论能级; (c) 组态混合前的理论能级

$|s^201\rangle$ 组态只占 23%, 这和 P^{30} 的基态向 Si^{30} 的 β 跃迁受到阻碍的实验结果是吻合的.

Si^{30} 和 P^{30} 有一些低位置实验能级还没有得到理论解释. 这些能级不属于我们所研究的组态. 譬如, 有一些可能是由于 $1d_{5/2}$ 核子激发产生的. 事实上, Si^{29} 存在不少正宇称的低位置实验能级, 可能暗示着 $1d_{5/2}$ 核子激发并不需要很高的能量.

计算“洞眼”组态的能谱时, 可以利用相应的粒子组态的矩阵元.

理论和实验的比较绘于图 1—9 中, 下面分别作些分析.

(1) Si^{30} 和 P^{30}

从实验资料不难看出, P^{30} 的 $T = 1$ 的能级和 Si^{30} 的能级有着简单的对应关系. P^{30} 的 0.684 Mev 能级和 Si^{30} 的基态相对应; P^{30} 的 2.94 Mev 与 4.18 Mev 能级恰和 Si^{30} 的第一与第二激发态相对应; P^{30} 的 4.50 Mev 能级是和 Si^{30} 的 3.79 Mev 对应的, P^{30} 这条能级的同位旋已经确定是 $T = 1$, 但自旋宇称没有确定. 不过, 从 Si^{30} 的能谱看来, P^{30} 的 4.50 Mev 能级应是 0^+ 情态.

理论和实验的比较绘于图 1 和图 2 中. 按照我们的分析, 这两个核基态的组态, 混杂效应都不小. Si^{30} 基态中 $|s^210\rangle$ 组态只占 69%, $|d^210\rangle$ 组态竟达 31%; 而 P^{30} 的基态主要是 $|sd01\rangle$ 组态, 它占 76%,

我们的参数主要是根据 Si^{30} 和 P^{30} 的核谱确定的,因此对这区域其它核谱的计算结果,将是对参数适用范围直接检验。

(2) Si^{31} 和 P^{31}

Si^{31} 的同位旋 $T = \frac{3}{2}$, 已测出自旋和宇称的只有基态和第一激发态。从图 3 看出,这两条能级的理论值和实验符合得很好,偏差都在 0.1 Mev 以下。根据计算, Si^{31} 的基态基本上属于 $\left| s^2(10) d \frac{3}{2} \frac{3}{2} \right\rangle$ 组态(占 78.7%), 第一激发态是纯的 $\left| sd^2(10) \frac{3}{2} \frac{1}{2} \right\rangle$ 组态; 由 $\text{Si}^{30}(d, p) \text{Si}^{31}$ 实验测出 Si^{31} 基态的 $l_n = 2$, 第一激发态的 $l_n = 0$, 理论和实验结果是符合的。根据计算结果,可以预言,实验上的第二激发态应是 $\frac{5}{2}^+$ 态。是否确实如此,需要实验的检验。

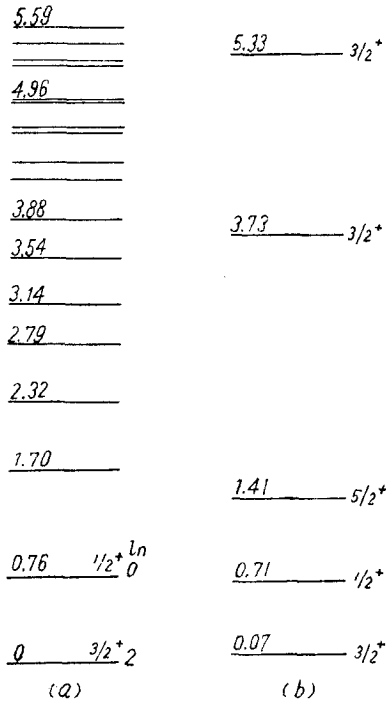


图 3 实验资料取自 *Nuclear Phys.*, **34** (1962), No. 1.
(a) Si^{31} 的实验能级; (b) Si^{31} 的理论能级

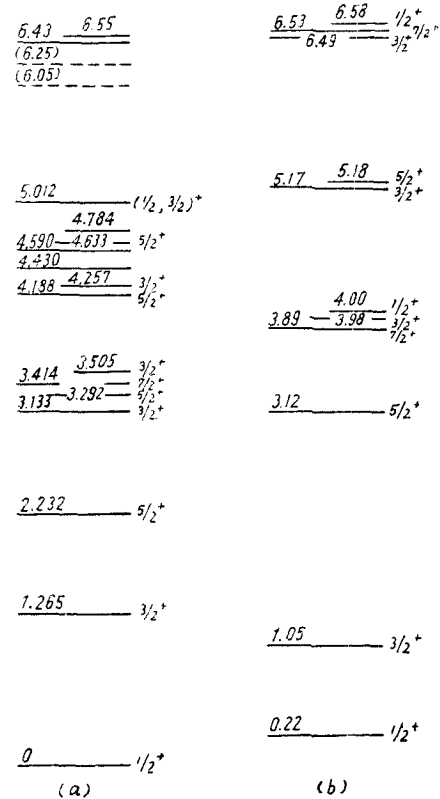
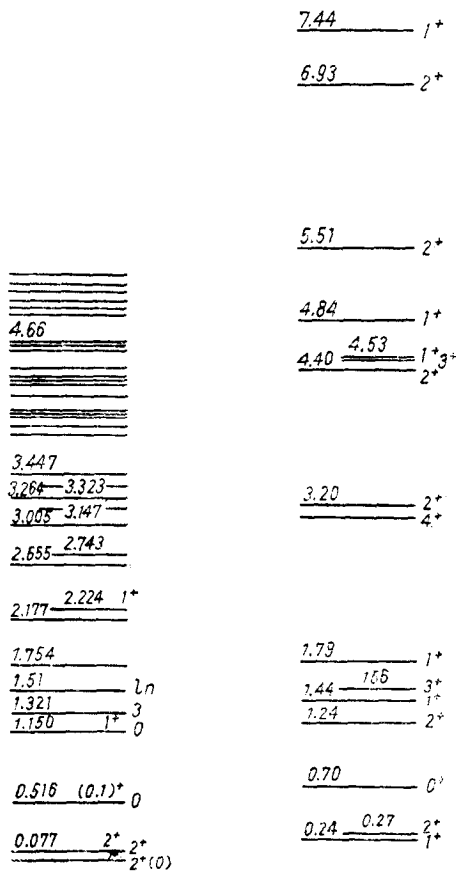


图 4 实验资料取自 *Nuclear Phys.*, **34** (1962), No. 1; *Phys. Rev.*, **131** (1963), 787.
(a) P^{31} 的实验能级; (b) P^{31} 的理论能级

P^{31} 的 $T = \frac{3}{2}$ 情态的能量都在 6 Mev 以上, 因此这里着重讨论一下 $T = \frac{1}{2}$ 的情态。由图 4 看出(理论能级没有全画出), 基态, 第一激发态, 以及 3.12 Mev (与 3.29 Mev 的实验能级对应) 这三条能级的理论值, 和实验值基本上是符合的; 3.89 Mev 理论能级看来是

和 3.414 Mev 实验能级相对应的; 实验上的 3.50 Mev 和 4.26 Mev 能级都和 3.98 Mev 理论能级靠得较近, 它们之间的对应关系还不太清楚; 理论上在 4 Mev 处有一条 $\frac{1}{2}^+$ 能级, 按照综合模型的计算^[10]也发现在这附近有一条 $\frac{1}{2}^+$ 能级, 但至今实验上还没有发现它, 因此很希望有实验能弄清楚这条能级是否存在. 从图 4 看出, 尽管有的能级的理论值和实验偏离大了一些(达 0.5 Mev), 但从能级结构上看, 和实验还是相符合的.

P^{31} 的 2.23 Mev $\frac{5}{2}^+$ 能级还没有得到理论解释, 这条能级可能是一个 $1d_{5/2}$ 核子激发到 $2s_{1/2}$ 上产生的“洞眼”态. 定性的分析指出, 这个看法和 P^{31} 的电磁跃迁性质是一致的. 实验发现, 由 2.23 Mev \rightarrow 基态的 $E2$ 跃迁, 大于 2.23 Mev \rightarrow 1.26 Mev 的 $M1$ 跃迁. 根据我们的计算, 基态主要是 $|s^3 \frac{3}{2} \frac{3}{2}\rangle$ 组态, 第一激发态主要是 $|s^2(10) d \frac{1}{2} \frac{3}{2}\rangle$ 和 $|s^2(01) d \frac{1}{2} \frac{3}{2}\rangle$ 组态.



(a) (b)

图 5 实验资料取自 *Nuclear Phys.*, 34 (1962), No. 1

(a) P^{31} 的实验能级; (b) P^{32} 的理论能级

0^+ 能级. 理论上的 1.44 Mev 能级和实验的 1.15 Mev 能级是对应的. 此外, 理论上在 1.20—1.80 Mev 之间还有三条能级, 实验也确实存在三条能级, 但其中 1.32 Mev 能级 $l_n=3$, 它不属于我们所研究的组态. 总的看来, P^{32} 的理论结果也还和实验基本符合.

关于 P^{30} 和 P^{32} 的双线问题, 曾有过不少讨论, 结果一般都不够好. 例如, Pandya 等^[11]曾选用包含各种交换力的二体中心力, 参数的选择使之符合于 K^{36} 和 Cl^{36} 实验能级的要求

如果 2.23 Mev 确实是 $1d_{5/2}$ 的“洞眼”态的话, 则由 2.23 Mev \rightarrow 1.26 Mev 的跃迁应是禁戒的(因为始末情态有两个核子情态不同), 而由 2.23 Mev \rightarrow 基态的 $E2$ 跃迁却可以发生.

(3) Si^{32} , P^{32} 和 S^{32}

Si^{32} 的同位旋 $T=2$, 只有基态的自旋和宇称已经确定是 0^+ , 能谱资料很不完备. 计算得到基态的理论值比实验低了 0.19 Mev; 理论算出第一激发态在 2.45 Mev 处, 为 2^+ 情态, 这和偶偶核能级的一般特点是一致的, 和第一激发态的实验值 1.94 Mev 也大体相符.

P^{32} 的同位旋 $T=2$ 的能级都在 5Mev 以上, 因此这里着重讨论一下 $T=1$ 的能级. 实验发现 P^{32} 基态 1^+ 和第一激发态 2^+ 只差 0.077 Mev. 理论算出(图 5, 高于 5 Mev 的理论能级没有画出), 基态确实是 1^+ , 第一激发态是 2^+ , 它们只相差 0.03 Mev; 实验上第二激发态 0.516 Mev 的宇称为正, 自旋还不肯定, 可能是 0 或 1. 我们的理论计算对照起来看, 这条能级可能是

(当作 $(1d_{3/2})^{-1}(1d_{3/2})^{-1}$ 组态和 $(1d_{3/2})(1d_{3/2})^{-1}$ 组态处理), 但发现这样的核力, 不能解释 P^{30} 和 P^{32} 的 s 粒子双线劈裂很小的事实; 这方面分析得比较仔细的是 Barker 的工作^[12], 他应用 Elliuott 与 Flower 的交换参数, 算出 P^{32} 的 2^+ 能级竟低于 1^+ 能级, 应用 Rosenfeld 交换参数时, 2^+ 能级虽在上面, 但竟高出 0.7 Mev. Barker 根据一系列核的双线劈裂的实验资料, 利用最小二乘法重新确定参数, 这样算出的结果大有改进, 但 P^{32} 的 2^+ 仍高于 1^+ 能级 0.3 Mev. 可是, 按照我们的计算, 对 P^{30} , P^{32} 和 K^{38} (图 8), 结果都与实验符合得较好. 原因可能是, 这些能级的组态混合效应一般都不小, 过去按纯组态作的计算看来是不够可靠的.

S^{32} 由 $2s_{1/2}$ 和 $1d_{3/2}$ 支壳层产生的情态共有 51 个, 其中同位旋 $T = 2$ 的共 5 个, 它们都在 12 Mev 以上; $T = 1$ 的情态共 23 个, 它们都在 7Mev 以上; $T = 0$ 的情态中有 5 个 0^+ 情态, 8 个 2^+ 情态, 4 个 1^+ 情态, 3 个 3^+ 情态, 3 个 4^+ 情态. 图 6 给出于 7 Mev 以下的理论能级和实验的比较. 基态和第一激发态的理论值和实验值的偏差都不超过 0.2 Mev, 符合得还好. 按我们的计算, S^{32} 基态的组态混合效应很大, 而且 $|s^2(10)d^2(10)00\rangle$ 组态成分(占 47.7%)比 $|s^4 00\rangle$ 组态大(占 34.9%). 这是由于两个 $1d_{3/2}$ 核子对结合得紧的缘故.

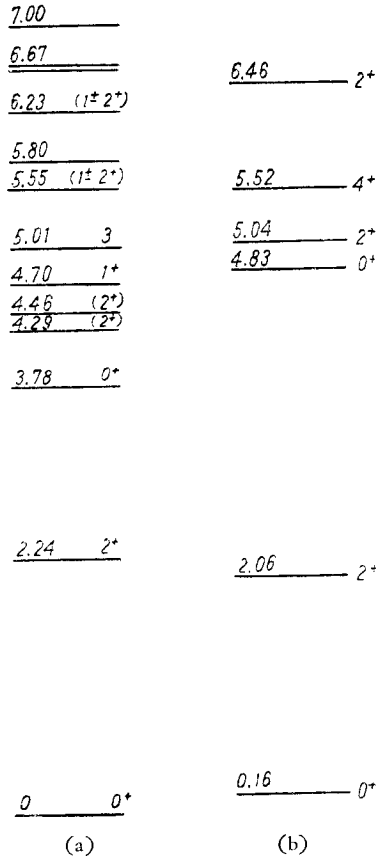


图 6 实验资料取自 *Nuclear Phys.*, **34** (1962), No. 1; **39** (1962), 631; **40** (1963), 195; 438.
(a) S^{32} 的实验能级; (b) S^{32} 的理论能级

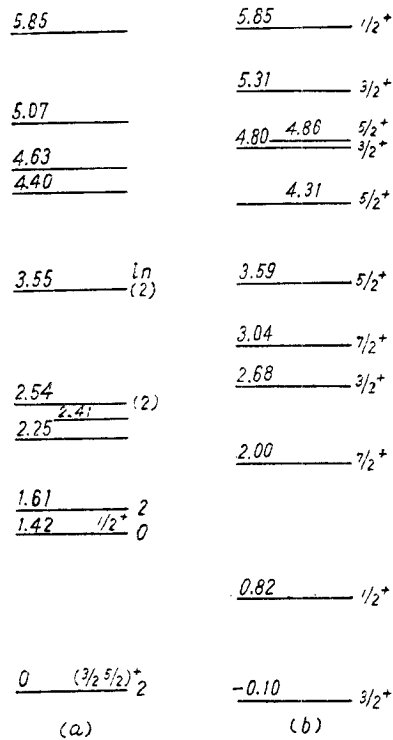


图 7 实验资料取自 *Nuclear Phys.*, **34** (1962), No. 1.
(a) Ar^{37} 的实验能级;
(b) Ar^{37} 的理论能级

理论上,在 4.83 Mev 处有一条 $T = 0$ 的 0^+ 能级,看来是和实验上的 3.78 Mev 0^+ 能级对应的,理论值比实验高了 1 Mev,相差得大了一些。

(4) Ar^{37} 和 Cl^{37}

这两个核可作为三个“洞眼”组态处理。现有的 Ar^{37} 能级图还很不完备,已经肯定基态的字称为正,自旋可能是 $\frac{3}{2}$ 或 $\frac{5}{2}$ 。按照理论计算,图 7 中基态自旋应该是 $\frac{3}{2}$,理论值比实验低了 0.1 Mev。实验已确定第一激发态是 $\frac{1}{2}^+$,理论也是这样,但理论值比实验低了 0.6 Mev,说明我们的参数还存在一些问题。

Cl^{37} 的实验资料非常少,很难将理论和实验进行细致比较。不过,我们算出基态的自旋宇称是和实验一致的,能量值比实验高了 0.33 Mev,理论的第一激发态 $1.53 \text{ Mev } \frac{1}{2}^+$ 和实验的第一激发态 1.725 Mev 也大体一致。

(5) K^{38} 和 Ar^{38}

K^{38} 的基态已测出是 $T = 0$ 的 3^+ 情态;第一激发态是 $T = 1$ 的 0^+ 情态。这两条能级

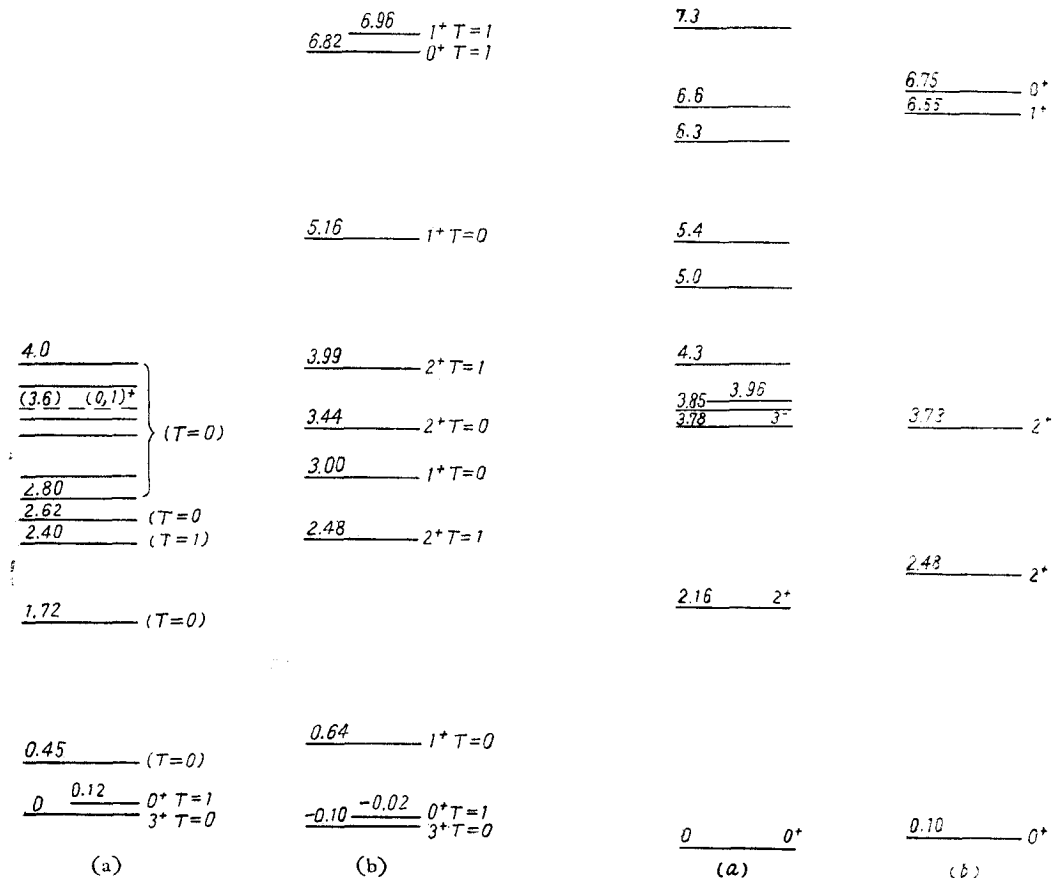


图 8 实验能级取自 *Nuclear Phys.*, **34** (1962), No. 1

(a) K^{38} 的实验能级; (b) Ar^{38} 的理论能级

图 9 实验资料取自 *Nuclear Phys.*, **34** (1962), No. 1

(a) Ar^{38} 的实验能级; (b) K^{38} 的理论能级

靠得很近, 只差 0.12 Mev, 理论算出 K^{38} 的基态确实是 $T=0$ 的 3^+ 情态 (图 8), 和实验值的偏离只有 0.1 Mev. 特别有意义的是, 理论算出第一激发态的确和基态靠得很近, 只差 0.08 Mev, 且是 $T=1$ 的 0^+ 情态, 和实验颇符合; 实验发现, 第二激发态 0.45 Mev 能级可能 $T=0$, 理论的第二激发态在 0.62 Mev 处, 是 $T=0$ 的 1^+ 情态, 看来它和 0.45 Mev 实验能级是对应的; 实验发现 2.40 Mev 能级的同位旋可能是 $T=1$, 这条能级和 Ar^{38} (图 9) 的第一激发态是对应的, 因此看来它的自旋宇称应是 2^+ , 理论上在 2.48 Mev 处有一条 $T=1$ 的 2^+ 能级, 恰和它对应. 总的看来, K^{38} 的理论和实验的符合是较好的.

Ar^{38} 的同位旋 $T=1$. 计算出来的基态和第一激发态均和实验相符 (图 9). 3.73 Mev 2^+ 理论能级可能和 3.85 Mev, 3.96 Mev 中的一条实验能级相对应.

(6) K^{39} , Ca^{39} 和 Ca^{40}

K^{39} 和 Ca^{39} 是一个洞眼的问题, 在我们所讨论的组态中, 它们只有两条能级. 计算发现, K^{39} 的基态是 $\left|s^4d^{-1}\frac{1}{2}\frac{3}{2}\right\rangle$, 理论值比实验高 0.17 Mev; Ca^{39} 基态的理论值比实验值高 0.19 Mev; K^{39} 的激发态 $\left|s^{-1}d^8\frac{1}{2}\frac{1}{2}\right\rangle$ 为 2.42 Mev, 和第一激发态的实验值 2.53 Mev 一致. 可惜, 这条能级的自旋宇称还没有确定; Ca^{39} 激发态的理论值为 2.50 Mev, 和第一激发态的实验值 2.47 Mev 也一致.

Ca^{40} 是恰好把 $2s_{1/2}$ 和 $1d_{3/2}$ 壳层填满的双满壳层原子核. 按本文参数算出, Ca^{40} 的结合能和实验值只差 0.09 Mev, 符合得非常好.

四、结果的讨论

本文讨论的有些核, 若干作者曾用综合模型处理过^[18]. 用轴对称转动理论处理 $Si^{29}(P^{29})$ 和 P^{31} , 结果和实验相符. 对偶偶核 Si^{30} , 最近 Pandya 等用弱耦合理论作了比较仔细的分析, 理论和实验也大体相符; 但对奇奇核 P^{30} , 看来很难用转动理论来解释^[13]. 从第三节看出, 对这区域一系列原子核, 我们的理论分析和实验一般都基本相符. 因此, 从能谱的角度看来, 多粒子壳模型对这个区域原子核是适用的. 和以前对 F^{19} 所作过的具有典型意义的工作一样^[14], 我们的结果也表明, 对于某些形变核, 在考虑到组态混合效应后, 也可以用壳模型来处理.

能谱对参数一般地不够敏感, 对参数作若干调整还是允许的, 况且由于我们的参数不是按最小二乘法确定的, 这里定出的参数不一定是最佳参数值. 不过, 既然利用这组参数, 我们能够较好地解释 $A=30, 31, 32$ 以及 $A=37, 38$ 等一系列原子核能谱 (对 $A=33-36$ 核谱的计算正在进行), 说明这组参数是有一定意义的. 因此, 通过这组参数值, 分析一下等效核力的性质, 也值得进一步讨论.

众所熟知地, 对于这里的二体矩阵元, 可以有两种不同的理解: 一种是象在引言中所说的那样, 认为这些二体矩阵元是代表等效核力的矩阵元, 这时壳模型的波函数将不是核情态的正确波函数, 因此若用它们去计算核的其他性质, 例如电磁跃迁, 就必须引用等效算符来做. 此外, 也可以有另一种理解, 认为这里的矩阵元是反映核的真正剩余相互作用的. 按照这种看法, 本文所确定的壳模型波函数将是核情态的一个好的近似波函数.

可以直接利用它来分析核的各种性质,特别地,可以利用一些与径向无关的物理量,例如磁矩,允许 β 跃迁的 ft 值等等,来检验本文所得出的波函数的可靠程度。上面两种不同理解究竟哪一种理解是正确的,需要用这一套壳模型波函数去分析核的其他性质以后,才能作出判断,这方面的工作也在进行。

吴式枢教授审阅了本文初稿,并给予热情指导,作者在此表示衷心的感谢。

校后记 最近 Glaudemans 等人(见 *Nuclear Phys.*, **56** (1964) 529; 548)曾发表了与本文同类的工作。作者计算的核与 Glaudemans 等人计算的相应的核,虽参数选取互不相同,但和实验对比符合程度基本相同。

参 考 文 献

- [1] Talmi, I., Thieberger, R., *Phys. Rev.*, **103** (1956), 718.
Talmi, I., Unna, I., *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, **10** (1960), 353.
- [2] Racah, G., *Phys. Rev.*, **63** (1943), 367.
- [3] Unna, I., Talmi, I., *Phys. Rev.*, **112** (1958), 452.
Talmi, I., Unna, I., *Nuclear Phys.*, **30** (1962), 280.
- [4] Talmi, I., Unna, I., *Nuclear Phys.*, **19** (1960), 225.
- [5] Sanders, J. B., *Nuclear Phys.*, **23** (1961), 305.
- [6] 吴成礼, 吉林大学自然科学学报, 1963 年第 3 期, 127 页。
- [7] Arima, A., *Progr Theor. Phys.*, **19** (1958), 421.
- [8] Bromley, D. A., et al., *Canad. J. Phys.*, **35** (1957), 1057.
Bromley, D. A., et al., *Proc. Phys. Soc.*, **72** (1958), 1122.
Thankappan, V. K., Pandya, S. P., *Nuclear Phys.*, **39** (1962), 394.
- [9] Балашов, В. В., Тумэнов, К. А., Широков, Ю. М., Ядерные реакции при малых и средних энергиях (1957), 548.
- [10] Endt, P. M., Leun, C. V. D., *Nuclear Phys.*, **34** (1962), No.1.
- [11] Pandya, S. P., et al., *Nuclear Phys.*, **24** (1961), 326.
- [12] Barker, F. C., *Phys. Rev.*, **122** (1961), 572.
- [13] Baart, E. E., et al., *Proc. Phys. Soc.*, **79** (1962), 237.
- [14] Paul, E. B., *Phil. Mag.*, **2** (1957), 311.
Rakavy, G. N., *Physica*, **4** (1957), 375.
Elliott, J. P., Flowers, B. H., *Proc. Roy. Soc.*, **A229** (1955), 536.

A SHELL MODEL INTERPRETATION OF THE SPECTRA OF $2s_{1/2}$ - $1d_{3/2}$ NUCLEI

YANG SHAN-TEH
(Chilin University)

ABSTRACT

Taking account of the mixing of states within the subshells $2s_{1/2}$ and $1d_{3/2}$, we have systematically calculated the spectra of nuclei with $A = 30, 31, 32$ and $A = 37, 38$, according to Talmi's method. The calculated results are in good agreement with the experimental data.