

对力对希土原子核性质的影响*

曾謹言 陈健華 魏海官

(北京大学物理系)

提 要

本文利用粒子数守恒方法分析对力对希土区变形偶偶核的各种性质的影响,其中包括低内部激发态 ($E \leq 2\text{MeV}$) 的激发机构、有关的 β 衰变和奇偶质量差等。为进行这些分析,本文先确定希土变形核内的单粒子能级。分析表明:适当改变参数 μ 和 κ 以后的 Nilsson 能级,在考虑对力影响后,能较好地解释奇 A 核的低内部激发谱的自旋和宇称,并能近似地解释其能级间隔。参数 μ , κ , 和 η 是由奇 A 核的实验能谱来确定的。在希土转动区中, $\kappa \sim 0.067 - 0.072$, $\eta \sim 4 - 4.6$ 。

对于质子, $\mu \sim 0.59 (N = 4)$, $\mu \sim 0.45 (N = 5)$,

对于中子, $\mu \sim 0.40 - 0.45 (N = 5)$, $\mu \sim 0.33 (N = 6)$ 。

μ 改变以后的能量本征值是用微扰论计算的,它和精确解很接近。在确定单粒子能级时,转动对单粒子能级的影响、自洽场的改变以及其他剩余相互作用的影响等均未考虑。

从分析 Er^{166} , Er^{168} , Yb^{170} , Yb^{172} , Yb^{174} , Hf^{178} , W^{182} , Dy^{160} , Dy^{162} 等偶偶核的低内部激发谱和有关的 β 衰变可以看出以下几点:

1. 偶偶核的很多低内部激发态 ($E \leq 2\text{MeV}$) 都可以解释为对拆散激发态(这相当于文献 [7] 中已指出过的二个准粒子的激发态)。理论计算所得的各个偶偶核的第一对拆散激发态,尽管它们宇称自旋很不相同,已经在实验上被系统地观测到,能量 $E \sim 1.2 - 1.6 \text{MeV}$ 。它们的能量随不同原子核的变化也基本上和实验一致。

2. 按理论计算,在第一对拆散激发能级附近还有 $K\pi = 0+$ 的对激发态出现。在 Er^{166} , Hf^{178} 和 W^{182} 中它们已被观测到。在其他原子核中 (Dy^{162} 除外),由于从相邻的奇奇核到这些偶偶核的对激发态的 β 衰变是高级禁戒跃迁或完全禁戒,对激发态尚未观察到。

3. 在实验上已被系统地观察到的 $K\pi = 2+$ 的激发态 ($E \sim 0.8 - 1.0 \text{MeV}$) 不能解释成对拆散态,因按理论计算,在这些核中, $E < 2\text{MeV}$ 以下都没有 $K\pi = 2+$ 的内部激发态 (Yb^{172} 除外)。它们只能用集体激发来解释。

4. 对拆散双重态 $K = |\Omega_1 \pm \Omega_2|$ 的分裂随不同原子核和不同的对拆散态有很大差别,根据已确定的对拆散双重态来看, $\Delta E \sim (40 - 700) \text{KeV}$ 。

文中还分析了奇偶质量差随不同原子核的变化,它和单粒子能级的分布关系较密切。理论计算结果和实验上的变化基本上一致。这说明本文所定的单粒子能级是接近于正确的。由奇偶质量差和由能谱定出的对力平均强度 G 很接近。

计算表明:对力主要影响到费米面附近少数的能级和粒子 ($n \leq 10$)。用粒子数守恒方法来处理时,只需把一定的截断能量 $C (C \gg G)$ 下的多粒子组态进行混合。本文取 $C \sim 4\text{MeV}$, 比这更高的组态在低激发态中所占成分很小。在此截断能量下, $G \sim (0.30 - 0.35) \text{MeV}$ 。由具体计算来看,若继续增大 C , 则只需减小 G , 仍可得到几乎一样的低激发能谱。

* 1963 年 9 月 23 日收到。

在附录中,对希土奇 A 核 β 衰变分类进行了补充分析. 分析表明,可分类如下:

类型	$\log ft$
au	4.5—5.0
$ah(\Delta N = 0)$	6.0—7.5
$aN(\Delta N = 2)$	~ 7.0
$1u$	6.0—7.5
$1h$	7.5—8.5

一、引 言

对力对于原子核各种性质的影响已经为很多人研究过^[1-8], 在定量计算中, 以往都采用超导理论的方法^[3,9]. 在此方法中, 粒子数不守恒, 并且由此导致假态的出现以及各激发态波函数可能不正交等问题. 由于原子核内粒子数不多, 特别是满壳层外粒子数不太多, 因此这方法还有待改进^[8].

本文目的在于利用前文^[10]所提出的粒子数守恒方法, 来分析对力对希土区偶偶核的各种性质的影响, 其中包括较低的内部激发谱的激发机构、有关的 β 衰变分析以及奇偶质量差等. 但为了进行这些分析, 先要确定核内的单粒子能级. 希望利用此单粒子能级, 在计及对力影响后, 可以近似地解释奇 A 核的内部激发谱.

在重核中, 中子和质子部分的费米面处于不同大壳层中, 通常忽略 np 对力^[4], 此时在绝热近似下, 轴对称变形的原子核的哈密顿量可表成^[10]

$$H = H_{\text{rot}} + H_{\text{in}},$$

其中

$$\left. \begin{aligned} H_{\text{rot}} &= H_p + H_n, \\ H_p &= \sum_v \epsilon_v^p (a_v^+ a_v + a_{-v}^+ a_{-v}) - G_p \sum_{\mu\nu} a_{\mu}^+ a_{-\mu}^+ a_{-\nu} a_{\nu}, \\ H_n &= \sum_v \epsilon_v^n (b_v^+ b_v + b_{-v}^+ b_{-v}) - G_n \sum_{\mu\nu} b_{\mu}^+ b_{-\mu}^+ b_{-\nu} b_{\nu}, \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

H_{rot} 是描述转动的哈密顿量; ϵ_v^p 和 ϵ_v^n 分别表示质子和中子的单粒子能级的能量; a^+ (a) 和 b^+ (b) 分别表示质子和中子的产生(消灭)算符; G_p 和 G_n 分别表示质子和中子的对力平均强度. 此时原子核波函数可表成^[11,12]

$$\Psi_{IMK}^a = \sqrt{\frac{2I+1}{16\pi^2(1+\delta_{K0})}} \{ \chi_D^a D_{MK}^I(\omega) + (-1)^{I-J} \chi_{-D}^a D_{M-K}^I(\omega) \}, \quad (2)$$

其中 $D_{MK}^I(\omega)$ 是描述转动的波函数; ω 是欧勒角; χ_D^a 是内部态波函数; D 是内部粒子角动量在对称轴上的投影; a 是标志内部态的其余量子数. 在不考虑 np 力时,

$$\chi_D = \chi_{D_p} \chi_{D_n}. \quad (3)$$

在不考虑核子间剩余相互作用时, χ_{D_p} , χ_{D_n} 分别是质子系和中子系的单粒子波函数的乘积再加以反对称化的波函数. 在只考虑 nn , pp 对力时, 中子部分和质子部分波函数解法相同. 下面以质子部分为例来讨论, 略去附标 p .

对于偶数粒子系, “成对”粒子态可以表成

$$\chi^a = \sum_{\mu < \dots < \rho} V_{\mu\nu\dots\rho}^a \cdot S_{\mu}^+ S_{\nu}^+ \dots S_{\rho}^+ |0\rangle, \quad \sum_{\mu < \dots < \rho} (V_{\mu\nu\dots\rho}^a)^2 = 1, \quad (4)$$

其中 $S_\mu^\dagger = a_\mu^\dagger a_{-\mu}^\dagger$, $S_\mu = a_{-\mu} a_\mu$ 等。設有 m 对粒子, 則 $\mu\nu\cdots\rho$ 共有 m 个指标, $U_{\mu\nu\cdots\rho}^a$ 滿足下列方程式:

$$(E_a - 2\varepsilon_{\mu\nu\cdots\rho})V_{\mu\nu\cdots\rho}^a + G \sum_{\lambda} (V_{\lambda\nu\cdots\rho}^a + V_{\mu\lambda\cdots\rho}^a + \cdots + V_{\mu\nu\cdots\lambda}^a) = 0, \quad (5)$$

其中 $\varepsilon_{\mu\nu\cdots\rho} = \varepsilon_\mu + \varepsilon_\nu + \cdots + \varepsilon_\rho$, $E_a (\alpha = 0, 1, 2, \cdots)$ 是对力存在时的能量本征值。 E_0 是基态能量。

如果有一对粒子“拆散”, 分別占据不同的单粒子能級 r, s ($r \neq s$), 則波函数可表成

$$\chi^{a(r,s)} = a_r^\dagger a_s^\dagger \sum_{\mu < \cdots < \rho} V_{\mu\nu\cdots\rho}^{a(r,s)} S_\mu^\dagger S_\nu^\dagger \cdots S_\rho^\dagger |0\rangle, \quad (6)$$

其中 $\mu\nu\cdots\rho$ 共 $(m-1)$ 个指标, 它們均不能取 r, s 。这种态的解法和以上相似, 只須把 r, s 能級堵塞即可。

对于奇 A 核, 假設奇核子处于 r 能級, 則波函数形式为

$$\chi^{a(r)} = a_r^\dagger \sum_{\mu < \cdots < \rho} V_{\mu\nu\cdots\rho}^{a(r)} S_\mu^\dagger S_\nu^\dagger \cdots S_\rho^\dagger |0\rangle, \quad (7)$$

其解法亦同上, 只須把能級 r 堵塞掉。

后面的計算表明: 在解释原子核能譜和奇偶质量差所需要的对力平均强度 G 和单粒子能級平均距离 $\bar{\varepsilon}$ 之間有如下近似关系:

$$G/2\bar{\varepsilon} \sim 1/3. \quad (8)$$

由此可知, 在具体求解方程(5)时, 只須在一个不太大的态空間进行, 亦即只須把一定截断能量 C 之下的多粒子組态进行混合。在截断能量 C 之下, 如所需考虑的組态数 $\lesssim 7$, 則可以用前文^[10] 給出的近似解法求解。如所需考虑的組态数較多, 則需要用严格对角化方法或其他近似解法求解。

从后面具体的計算来看, 截断能量 C 取适当高即可 ($C \gg G$)。此时如果再增高截断能量, 相当于对力平均强度重整化, 即在 C 增大时, 只要适当减小 G , 則仍可得到几乎一样的低内部激发譜。对于其他性质, 例如低内部态之間的 β -和 γ -跃迁受阻因子, 亦不产生显著改变。

在第二节中将分析对力对奇 A 核内部激发譜的影响。分析表明, 适当改变参数 κ 和 μ 以后的 Nilsson 能級^[13,14], 在考虑对力后可以近似地解释奇 A 核内部激发譜。由奇 A 核的實驗能譜可反过来确定原子核内单粒子能級的参数。

在第三节中, 利用所确定的单粒子能級, 具体分析 Er^{166} , Er^{168} , Yb^{170} , Yb^{172} , Yb^{174} , Hf^{178} , W^{182} , Dy^{160} , Dy^{162} 等核的能譜和有关的 β 衰变。

在第四节中对希土偶偶核的低内部激发态的某些一般性质进行了討論。分析表明: 对拆散态特别是第一“对拆散态”, 尽管它們的自旋宇称在不同核中很不相同, 但在实验上已被系統地观测到。其次, 希土变形偶偶核中 $K\pi = 0+$ 的态可以解释成“对激发态”。另外, 在实验上系統地出現的 $K\pi = 2+$ 态, 不能簡單解释成对拆散态, 在理論上, 低内部激发态 ($E < 2\text{MeV}$) 中系統地不出現 $K\pi = 2+$ 的态。分析实验表明, 对拆散双重态 $K = |\Omega_1 \pm \Omega_2|$ 的分裂在不同情况下相差很大, 但相对位置遵守 Gallagher 的經驗規則^[18]。本文还分析了奇偶质量差随不同原子核的变化, 它和单粒子能級的分布关系較密切。計算結果和实验基本上符合, 这說明所用单粒子能級是近似正确的。

二、希土区变形原子核的单粒子能级

1. 现行 Mottelson-Nilsson 能级的困难

在分析对力对变形偶偶核性质的影响时,首先要确定变形自洽场中的单粒子能级 ϵ_v 。目前大家公认 Nilsson 能级^[13]以及 Mottelson-Nilsson 改进了的能级^[14]在分析实验上是最有成效的。但不少人已注意到^[5-7],现行的 Nilsson 能级只能定性地说明变形核基态和较低激发态的自旋和宇称,要说明能级相对间隔还有困难。

在处理一些和单粒子能级相对间隔不敏感的量^[4,8],例如计算转动惯量、 g_R 因子和磁矩等时,可以采用 Nilsson 理论上的能级,对结果影响不大。但对于处理原子核能谱、奇偶质量差随不同核的变化等,则和单粒子能级分布颇有关系。因此, Gallagher 和 Soloviev^[7] 在计算希土偶偶核能谱时,采用了两套完全经验的能级 (GSI, 适用于 $Z < 72$, $N < 104$; GSII, 适用于 $Z > 72$, $N > 104$)。但从实验结果以及理论的角度来看,自洽场和单粒子能级在不同核中有所差别是很自然的。要用一套固定不变的单粒子能级去描述一系列的原子核是不会令人满意的。

本文根据下述原则来确定单粒子能级:在实验上分析奇 A 核内部激发谱,找出其变化规律(附录 1 中给出了我们收集到、迄至 1963 年初的希土奇 A 核内部激发谱),然后在理论上选择恰当参数的 Nilsson 能级,使考虑对力后,尽可能接近实验上的奇 A 核内部激发谱。不同奇 A 核相应的 Nilsson 能级参数是有一定差别的,但这些参数的变化力求有规律。最后,用这样定出的单粒子能级去计算相邻的偶偶核能谱、奇偶质量差、 β -衰变受阻因子等等。在不同的偶偶核中,单粒子能级也有一定的变化。

以下讨论单粒子能级时所用符号和 Nilsson^[13] 及 Mottelson-Nilsson^[14] 两文中的符号完全一致。按照 Nilsson 的计算,具有自旋轨道耦合的轴对称变形场中的单粒子能级为^[13]

$$\epsilon_{\alpha}^{N\Omega} = \left(N + \frac{3}{2}\right) \hbar\omega_0 + \kappa \hbar\omega_0 r_{\alpha}^{N\Omega} = \kappa \hbar\omega_0 \left[\left(N + \frac{3}{2}\right) \frac{1}{\kappa} \frac{\omega_0}{\omega_0} + r_{\alpha}^{N\Omega} \right], \quad (9)$$

其中 $\hbar\omega_0 = 41 \times A^{-1/3}$ MeV; N 是谐振子总量子数; Ω 是粒子总角动量在对称轴上的投影; α 是标志态的其余量子数; κ 是和自旋轨道耦合有关的参数; $r_{\alpha}^{N\Omega}$ 值和参数 η, μ 有关,可查表。 μ 的引进使轨道角动量大的能级下降, η 则和自旋轨道耦合大小及形变度 δ 有关:

$$\eta = \frac{\delta}{\kappa} \frac{\omega}{\omega_0} = \frac{\delta}{\kappa} \left[1 - \frac{4}{3} \delta^2 - \frac{16}{27} \delta^3 \right]^{-1/6} \approx \frac{\delta}{\kappa}. \quad (10)$$

在 Nilsson 的文章中,取 $\kappa \approx 0.050$ 。后来, Mottelson-Nilsson 在分析希土质子能级时^[14],选用 $\kappa \approx 0.0613$, 在分析 $A \sim 25$ 附近原子核时,选 $\kappa \approx 0.080$ 。 μ 的取值见表 1。

表 1

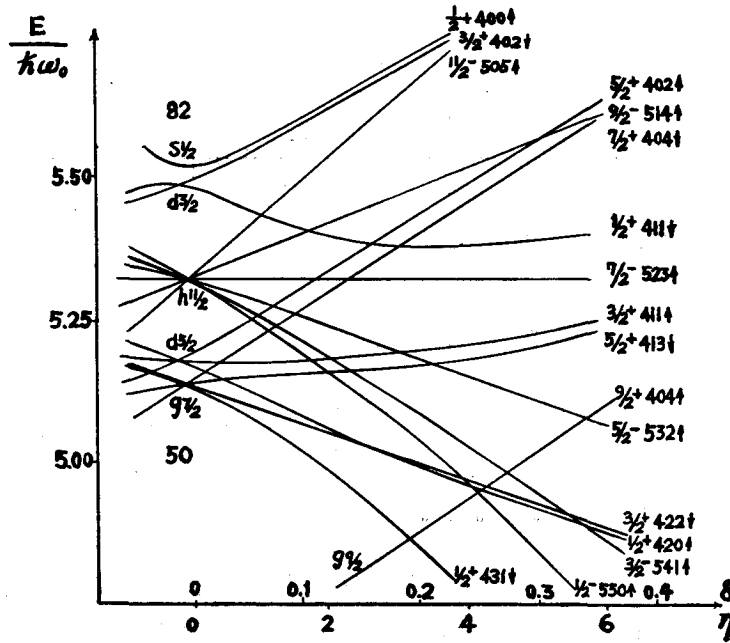
N	μ	N	μ
0, 1, 2	0	5	0.45(0.70)
3	0.35	6	0.45
4	0.45(0.55)	7	0.40

Mottelson-Nilsson 在具体分析希土奇质子核时发现:

$$N = 4, \quad \mu = 0.55,$$

$$N = 5, \quad \mu \sim 0.50$$

较为合适(见图 1)。在分析奇中子核时发现: $N = 5, 6, \mu \approx 0.45$ (见图 2)。



下面根据奇 A 核内部激发谱的实验材料来分析现行 Nilsson 能级的困难, 指出参数应如何改变才能更符合实验.

2. 质子的单粒子能级

(1) 参数 μ 的改变. 实验表明, $413 \downarrow$ 和 $411 \uparrow$, $404 \downarrow$ 和 $402 \uparrow$ 能级之间间隔比现行 Nilsson 能级间隔要大(见表 2).

表 2¹⁾

原子核 \ 能级	413 $\downarrow$	411 $\uparrow$	原子核 \ 能级	404 $\downarrow$	402 $\uparrow$
^{165}Tb	271KeV	0	^{178}Lu	0	357KeV
			^{175}Lu	0	343KeV
^{168}Tb	398KeV	0	^{181}Ta	0	480KeV
			^{188}Re	851KeV	0

1) 表中所引数据见附录 1.

2) 在 Re^{188} 中 $404 \downarrow$ 能级是洞激发态, 基态是 $402 \uparrow$ 能级.

但按 Mottelson-Nilsson 改进了的能级^[14],

$413 \downarrow$ 和 $411 \uparrow$ 能级间隔 $\Delta\epsilon \sim 0.1\text{MeV}$,

$404 \downarrow$ 和 $402 \uparrow$ 能级间隔 $\Delta\epsilon \sim 0.25\text{MeV}$.

由 Nilsson 能级图可看出, 这两对能级的间隔在 η 改变时几乎不变(见图 1), 所以改变 η 无法说明实验, 要改变 κ 来达到目的, 则需要 κ 作大幅度改变, 例如, 要变化几倍, 这是不合理的. 在 GS 经验能级中, 则是人为地把这两对能级拉开[见图 7(a)]. 但如注意到 $413 \downarrow$ 和 $404 \downarrow$ 是由 $g_{7/2}$ 分裂来的(图 1), $411 \uparrow$ 和 $402 \uparrow$ 是 $d_{5/2}$ 分裂来的, 当 μ 略为增大, $413 \downarrow$ 和 $404 \downarrow$ 下降较快(在形变 $\delta = 0$ 时, μ 增大, 使轨道角动量大的能级下降), $413 \downarrow$ 和 $411 \uparrow$ 及 $404 \downarrow$ 和 $402 \uparrow$ 间隔将显著增大.

和实验比较, 我们发现 $N = 4$ 质子壳 $\mu \approx 0.59$ 是较合适的. 对于 $N = 5$ 壳层, 仍用原来参数 $\mu = 0.45$, 未作变动.

(2) 参数 κ 的改变 改变 κ 将产生两种影响:

(i) κ 增加时, 同一 N 壳中各能级之间间隔成比例增加[见(9)式];

(ii) κ 增加时, 使 $N = 5$ 壳中 $h_{11/2}$ 能级下降, 和 $N = 4$ 壳能级交错得更厉害(见图 1). 但应注意, 增大 $N = 5$ 壳层的参数 μ , 也可达到同样目的.

和实验测得的奇质子核能谱比较, 可以看出 κ 要略为增大($\sim 10\%$).

首先, 按照 Nilsson 能级 ($\eta = 4$, $\kappa = 0.0613$; $N = 4$ 壳, $\mu = 0.55$; $N = 5$ 壳, $\mu = 0.45$), $523 \uparrow$ 和 $411 \downarrow$ 能级间隔 $\Delta E \sim 0.12\text{MeV}$, 但实验上, 它们的能级间隔要大得多(见表 3).

表 3

原子核 \ 能级	523 $\uparrow$	411 $\downarrow$
^{161}Ho	0	211KeV
^{168}Ho	0	330KeV
^{167}Tm	293KeV	0
^{169}Tm	379KeV	0
^{171}Tm	425KeV	0

1) $^{167, 169, 171}\text{Tm}$ 中, $523 \uparrow$ 能级是洞激发态, $411 \downarrow$ 是基态.

其次, 实验观察到 $_{71}\text{Lu}^{175,177}$ 和 $_{73}\text{Ta}^{179,181}$ 的基态均为 $(404 \downarrow) 7/2^+$, 而低激发态中有 $(514 \uparrow) 9/2^-$ 能级(见表 4). 这种现象靠改变形变 η 是无法说明的(见图 1). 但如改变 κ

表 4

原子核 \ 能级	404 $\downarrow$	514 $\uparrow$
$_{71}\text{Lu}^{175}$	0	396KeV
$_{71}\text{Lu}^{177}$	0	141KeV
$_{73}\text{Ta}^{179}$	0	31KeV
$_{73}\text{Ta}^{181}$	0	6.25KeV

便可以说明此问题. 事实上在 $\kappa \sim 0.072$ 附近, $514 \uparrow$ 和 $404 \downarrow$ 开始交错. κ 略小于此值时, $514 \uparrow$ 在 $404 \downarrow$ 之上, 但 κ 略增大时 $514 \uparrow$ 便下降到 $404 \downarrow$ 之下. 前者正是 $_{71}\text{Lu}^{175,177}$ 中的情况, $514 \uparrow$ 是粒子激发, 后者正是 $_{73}\text{Ta}^{179,181}$ 中的情况, $514 \uparrow$ 是洞激发态. 最后 GS 经验能级平均间隔比现行的 Nilsson 能级平均间隔要大[见图 7(a)]. 但当增加 κ 以后, 则两者相近.

与实验测得的奇质子核能谱比较时发现, 对于质子单粒子能级, $\kappa \sim 0.067-0.072$ 是比较合适的.

改变 κ 不影响 $r_a^{N\Omega}$ 的值^[13], 利用公式(9)便能求得改变 κ 以后的单粒子能级. 但改变 μ 时, 需要把哈密顿量重新对角化. 如 μ 改变不大时, 可用微扰论计算能级的修正. 在一级近似下^[13],

$$\Delta r_a^{N\Omega} = -\Delta\mu \cdot \bar{l}^2 = -\Delta\mu \cdot \sum_{lA} a_{lA}^2 l(l+1). \quad (11)$$

对于 $N=4$ 壳层, Nilsson 曾经给出 $\mu=0.45$ 和 $\mu=0.55$ 时的能级的精确结果. 我们曾经从 $\mu=0.55$ 出发, 利用(11)式计算 $\mu=0.45$ 的 $r_a^{N\Omega}$, 发现和精确结果很相近. 本文所需能级参数是 $\mu \approx 0.59$. 计算结果见附录 3.

图 3 给出了改变 κ 和 μ 以后的质子单粒子能级的一个例子.

表 5 质子单粒子能级参数表
($\mu=0.59, N=4; \mu=0.45, N=5$)

$\eta\kappa$ \ Z	65	66	67	68	69	70	71	72	73	74
N										
94	4.2 0.0675 ¹⁾	4.2 0.0675	3.9 0.0665							
96		4.4 0.0675	4.2 0.0675							
98			4.4 0.0685	4.0 0.0670	3.9 0.0670					
100				4.4 0.0675	4.2 0.0671					
102					4.6 0.0675	4.0 0.0675	4.3 0.0665			
104						4.4 0.0675	4.5 0.0672			
106						4.6 0.0680	4.3 0.0715	4.3 0.0725	4.3 0.0735	
108									4.3 0.0735	4.3 0.0725

1) 有下划线——者是由奇质子核内部激发潜定出的参数.

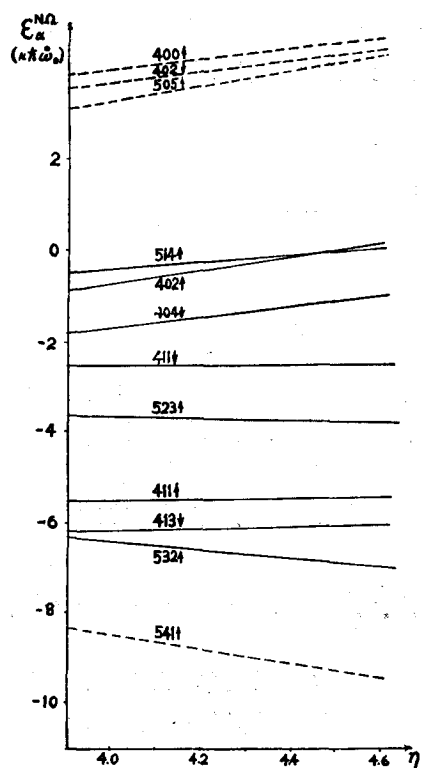


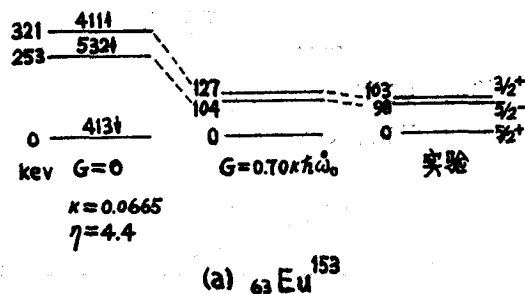
图3 质子能级图

$\kappa = 0.0675$, $\mu = 0.59(N=4)$
能量零点: $(4+3/2)\hbar\omega_0$; $\mu = 0.45(N=5)$

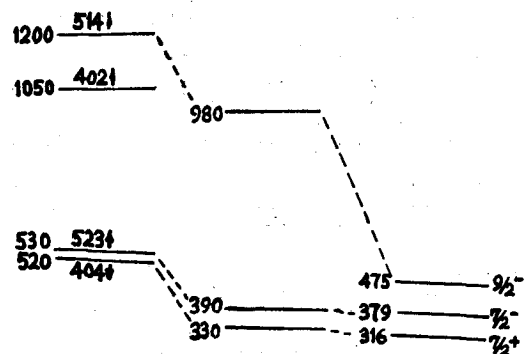
利用改进了的 Nilsson 能级,再考虑对力的影响后,可算出奇 A 核的内部激发谱。图4给出几个典型的例子。和实验比较,可以确定单粒子能级所应取的参数。我们初步定出的参数列于表5中。表中偶偶核的参数是参考相邻的奇 A 核来选定的。

3. 中子的单粒子能级

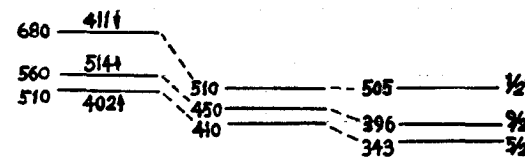
用 Nilsson 能级来分析奇中子核能谱时发现, κ 需要略为增大,而使 $N=6$ 壳中 $i_{13/2}$ 能级下降。实验表明: 在绝大多数情形下, $642\uparrow$ 在 $523\downarrow$ 能级之下(见 Gd^{157} , Dy^{161} , Er^{165} , Yb^{167} 的能谱),而 $633\uparrow$ 在 $521\downarrow$ 能级之下(见 Dy^{165} , Er^{167} , Yb^{169} , Yb^{171} 能谱)。在改正了这两对能级的次序之



(a) $63Eu^{153}$



(b) $69Tm^{169}$



(c) $71Lu^{175}$

图4 对力对奇质子核能谱的影响

后,現行的 Nilsson 能級在 $\eta = 4$ 时可以对奇中子核的低激发能譜的自旋宇称作出較好的解释。但若用現行的 Nilsson 能級去分析奇 A 核能譜时,在考虑对力后,将得到比实验密得多的能譜。Gallagher 和 Soloviev 經驗能級中把这些能級間隔拉开了^[7][見图 7(b)]。

增加 η 并不能改善这种局面,反之将引起其他困难,例如 $521 \downarrow$ 和 $512 \uparrow$ 能級的間隔在增加 η 后将增大(見图 2)。但实验上这两条能級相当靠近(見表 6)。

表 6

原子核 \ 能 级	521 $\downarrow$	512 $\uparrow$
$^{171}_{101}\text{Yb}_{70}$	0	122KeV
$^{178}_{101}\text{Hf}_{78}$	0	107KeV
$^{178}_{108}\text{Hf}_{78}$	125KeV	0

但如改变 κ , 使它和质子自洽場中的 κ 相近, 即 $\kappa \sim 0.067-0.072$, 則对各方面現象的解释都較协调。首先 $\kappa\eta \sim \delta \sim 0.28$, 和希土区原子核形变是协调的。其次, Nilsson 能級平均間隔将增大, 和 GS 經驗能級平均間隔相近。

改变 κ 将使 $N = 6$ 壳层 $i_{13/2}$ 能級下降, 和实验有出入。但如减小 $N = 6$ 壳层的 μ , 則 $i_{13/2}$ 能級重新上升, 可补救此缺点。具体比較得出: 对 $N = 6$ 的壳, $\mu \approx 0.33$ 是合适的。Mottelson 和 Nilsson 在分析超鈾元素奇中子核能譜时也发现 μ 要減小的現象^[14]。

至于 $N = 5$ 壳层, 由分析实验能譜看出, μ 应该有一定的变化, $\mu \sim 0.40-0.45$ 。其根据如下: $521 \uparrow$ 和 $523 \downarrow$ 、 $512 \uparrow$ 和 $514 \downarrow$ 之間間隔随不同原子核有較大的变化(見表 7 和表 8)。

表 7

原子核 \ 能 级	521 $\uparrow$	523 $\downarrow$
$^{155}_{91}\text{Gd}_{64}$	0	207KeV
$^{160}_{95}\text{Er}_{65}$	104KeV	0
$^{165}_{97}\text{Er}_{68}$	244KeV	0
$^{161}_{95}\text{Dy}_{66}$	75KeV	26KeV
$^{167}_{97}\text{Yb}_{70}$	239KeV	0

表 8

原子核 \ 能 级	512 $\uparrow$	514 $\downarrow$
$^{160}_{99}\text{Yb}_{70}$	191KeV	962KeV
$^{171}_{101}\text{Yb}_{70}$	122KeV	876KeV
$^{178}_{108}\text{Hf}_{78}$	0	348KeV
$^{177}_{108}\text{Hf}_{78}$	508KeV	0

这种現象靠改变 η 无法解释。因这两对能級随 η 的变化几乎是平行的(見图 2)。若改变 κ , 則 κ 要作大幅度变化, 这是不合理的。但我們注意到, $521 \uparrow$ 和 $512 \uparrow$ 是由 $h_{9/2}$ 分

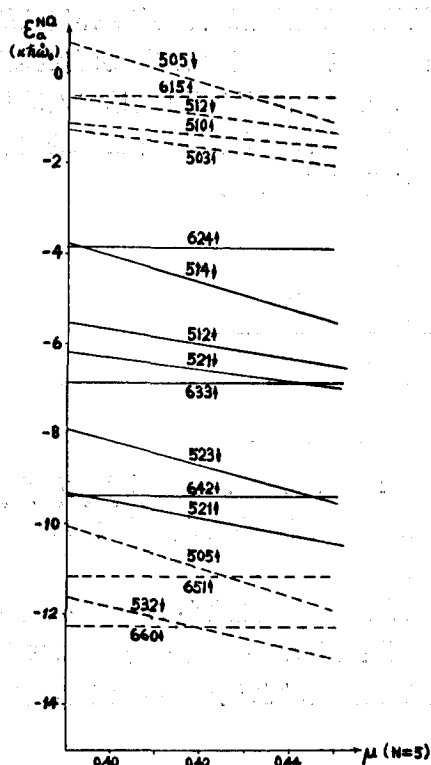


图5 中子能级图

 $\kappa = 0.0675, \eta = 4, \mu = 0.33 (N=6)$
能量零点: $(5 + 3/2) \hbar\omega_0$

裂来的, $523\downarrow$ 和 $514\downarrow$ 是由 $f_{7/2}$ 分裂来的, 当 μ 改变时, $521\uparrow$ 和 $523\downarrow$ 、 $512\uparrow$ 和 $514\downarrow$ 之间的间隔将较灵敏地改变。这样便可说明实验现象。

图5给出了改变参数 μ, κ 后的中子单粒子能级的一个例子。

利用改进以后的 Nilsson 能级来分析奇中子核能谱的几个典型例子(见图6)。表9中给出了本文所定的奇中子核能级参数。偶偶核的能级参数由相邻的奇 A 核来估计。图7给出了 Nilsson 原来的能级, GS 经验能级和本文所定能级的比较。

4. 关于单粒子能级的几个问题

以上分析表明, 本文所选能级比现行的 Nilsson 能级确有较大改进。

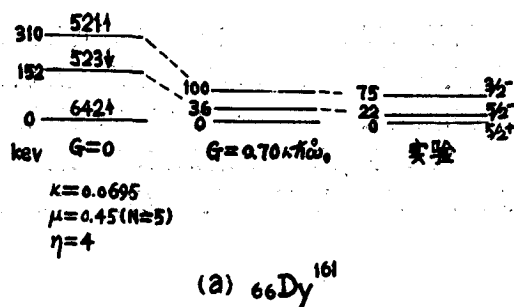
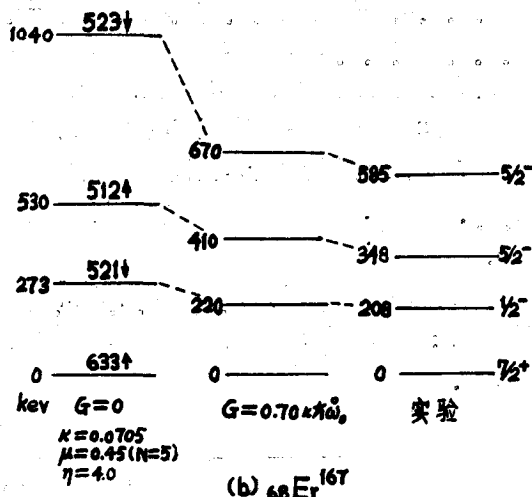
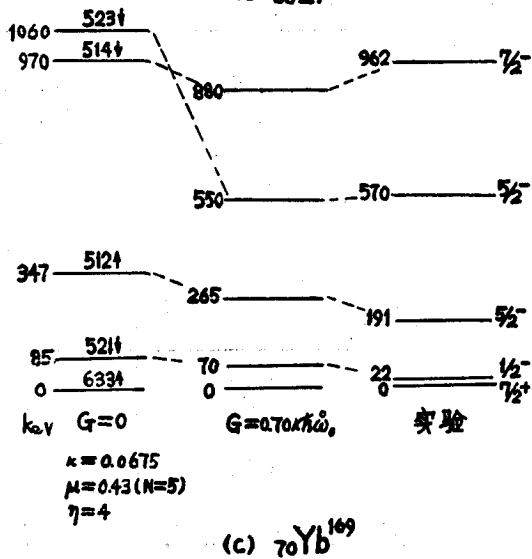
(a) ^{161}Dy (b) ^{167}Er (c) ^{169}Yb

图6 对力对奇中子核能谱的影响

表 9 中子单粒子能级参数表

 $(\eta = 4, \mu = 0.33, N = 6)$

μ	κ	N	94	95	96	97	98	99	100	101	102	103	104	105	106	107	108
			0.45	0.45	0.45		0.45	0.45	0.45	0.40	0.40	0.39	0.39	0.42	0.42	0.41	
			0.0695	0.0695	0.0695		0.0695	0.0705	0.0715	0.0675	0.0675	0.0675	0.0675	0.0665	0.0665	0.0665	
		66															
		68		0.45			0.45	0.40	0.40								
		70		0.0695			0.0675	0.0675	0.0675								
		72															
		74															

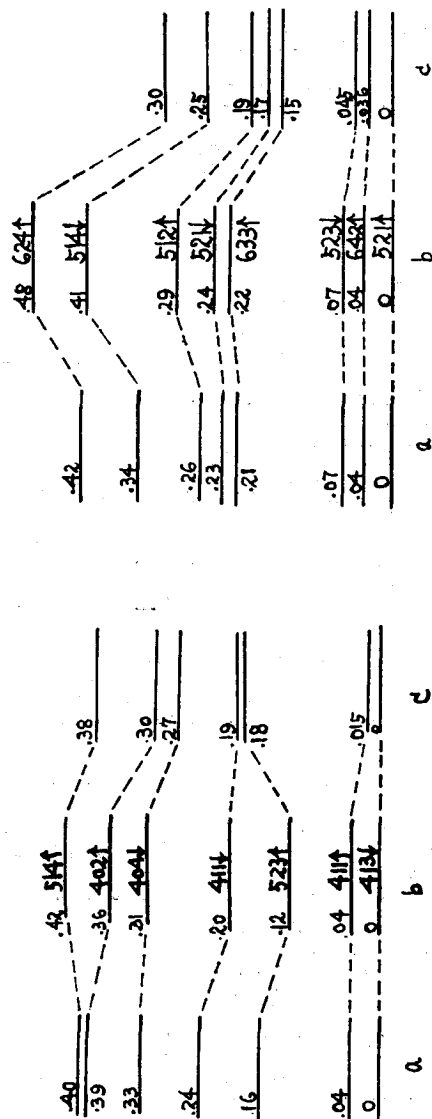


图 7

改进后的 Nilsson 能级可以对奇 A 核低内部激发态的字称、自旋次序和能级间隔有较好的说明。但严格地说,原子核中单粒子能级问题并不这样简单,这表现在如下几个方面:

1. 转动对单粒子能级的影响 具有轴对称变形的原子核可以绕垂直于对称轴(取为第 3 轴)的轴转动,设集体转动角动量为 $\mathbf{R}$, $\mathbf{R} = \mathbf{I} - \mathbf{j}$, 则

$$H_{\text{rot}} = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}} (R_1^2 + R_2^2) = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}} [(I^2 - I_3^2) + (j^2 - j_3^2)] - \frac{\hbar^2}{\mathcal{J}} (I_1 j_1 + I_2 j_2), \quad (12)$$

其中 $\mathcal{J}$ 表示转动惯量,在原子核低激发态中, $\mathcal{J}$ 变化不大,如把它看作常数,则 $\frac{\hbar^2}{\mathcal{J}} (j^2 - j_3^2)$ 只和粒子内部变量有关,可纳入自洽场中去^[15](即包括在 H_{in} 中去),此时

$$H_{\text{rot}} = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}} (I^2 - I_3^2) + RPC, \quad (13)$$

其中

$$RPC = -\frac{\hbar^2}{\mathcal{J}} (I_1 j_1 + I_2 j_2) = -\frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}} (I_+ j_- + I_- j_+) \quad (14)$$

$$I_{\pm} = (I_1 \pm iI_2), \quad j_{\pm} = (j_1 \pm ij_2)$$

是转动粒子耦合^[15],它将引起不同转动带 ($\Delta K = \pm 1$) 的混合。在不考虑 RPC 时,在一定的内部态下,原子核能量为

$$E_K(I) = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}} [I(I+1) - K^2] + E_a^0, \quad (15)$$

其中 E_a^0 是内部态能量。不难证明,两转动带基态 ($I = K$) 之间能量差为

$$\Delta E = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}} (K' - K) + (E_a^{0'} - E_a^0), \quad (16)$$

第一项 $\hbar^2/2\mathcal{J} \sim 10\text{KeV}$, 其数量级一般比 $|E_a^{0'} - E_a^0|$ 小得多,可以不考虑。在考虑 RPC 时, $\Delta K = \pm 1$ (宇称相同)的带可以混合。利用(14)式不难计算 RPC 的矩阵元,例如

$$|\langle 411 \uparrow | RPC | 413 \downarrow \rangle| \sim 20\text{KeV}$$

比单粒子能级平均间隔小得多,故 RPC 一般说来对单粒子能级间隔不发生显著影响。只有当两能级很靠近,而且 $\Delta K = \pm 1$, 宇称相同时,才会产生较显著的影响。

2. 自洽场改变的影响 核子在其中运动的场来自其余核子的贡献,而不是某种固定的外场。在不同内部态下,原子核平衡形变不同。Mottelson 和 Nilsson 曾经讨论过此问题^[14]。当一核子从 ϵ_a^{N0} 能级激发到 $\epsilon_a^{N'0'}$ 能级时,原子核内部态能量差 $E_a^0(\delta_0') - E_a^0(\delta_0)$ 并不就是 $\epsilon_a^{N'0'} - \epsilon_a^{N0}$ 。因为, $\delta_0' \neq \delta_0$, δ_0, δ_0' 分别表示不同内部态下的平衡形变。但对于重原子核的低内部激发态来说, δ_0 改变不大,这种影响可以不考虑。对于轻核则不能忽略。

3. 原子核中核子间其他类型剩余相互作用,例如和自旋有关的作用力^[17,18], np 力等,以及振动对粒子能级影响等均未考虑。因此本文所定的单粒子能级只提供进一步研究的参考。

1) 这样作法的根据和意义还有待进一步讨论,本文暂未考虑。

三、希土区偶偶核的分析

1. 能谱的处理

根据上面所选定的单粒子能级, 利用处理对力的粒子数守恒方法, 便可以分析对力对于希土区偶偶核的各种性质的影响. 本文着重分析对力对于較低的几个内部激发态 ($E < 2\text{MeV}$) 的影响. 下面以 ${}_{70}\text{Yb}^{172}$ 的中子部分为例, 说明在有对力时求解能量本征方程的注意事项, 并对解进行讨论.

图 8(a) 表示 ${}_{70}\text{Yb}^{172}$ 的中子单粒子能级. 在不考虑对力时, 一直到 $521\downarrow$ 的能级均被填满, 而 $521\downarrow$ 以上的能级则完全空着. 为了简单, 把费米面附近能级进行编号, $\nu = 0, 1, 2, 3, \dots$. 以后把费米面下最高的单粒子能级记为 ν_0 , 此处 $\nu_0 = 5$, 即 $521\downarrow$ 能级.

任何一组 $(\mu\nu\cdots\rho)$ 表示中子系的一个填满组态. 例如 (012345) 表示 $(\cdots 0, 1, 2, 3, 4, 5)$ 等能级均被共轭粒子对所填充, “5” 以上的能级空着, 而 “0” 以下的能级因为离开费米面较远, 受对力影响很小, 可略去不计. (012345) 即对力为零时 ${}_{70}\text{Yb}^{172}$ 的基态的中子填满组态. 在有对力后, ${}_{70}\text{Yb}^{172}$ 的基态中将混进其他能量較高的组态 [如图 8(b) 所示]. 组态 $(\mu\nu\cdots\rho)$ 所对应的能量为 $2\varepsilon_{\mu\nu\cdots\rho} = 2\varepsilon_\mu + 2\varepsilon_\nu + \cdots + 2\varepsilon_\rho$, 以后取最低的组态能量为零, 此处即取 $2\varepsilon_{012345} = 0$. 如有一对粒子被拆散, 分别占据不同的单粒子能级, 则考虑组态混合时, 必须将这两条能级堵掉. 例如图 8(c) 所示是 $521\downarrow$ 和 $514\downarrow$ 两能级被堵塞后的组态. 当条件 $G/2\varepsilon \ll 1$ 成立, 则在处理基态和較低的几个内部激发态时, 组态混合数目并不太大. 真正有效的只是在一定截断能量 C ($C \gg G$) 下的那些组态. 在此以上的组态在基态或低内部激发态中所占成分很小. 以后在求解中子系的能级时, 截断能量取为 $C = 7.5\kappa\hbar\omega_0$ ($\sim 4\text{MeV}$). 如图 8(b) 所示, 在此截断能量以下有 11 个组态. 但对于对拆散态 ($521\downarrow \pm 514\downarrow$), 在此截断能量之下只有 5 个组态, 可以用前文^[10]提出的近似解法求解.

图 8(b) 和 (c) 的右侧分别给出了基态、第一对激发态以及对拆散态的波函数. 可以看出, 在基态及較低内部激发态中, 主要的成分是能量較低的那几个组态. 例如最低的三个组态所占成分已超过 80%, 但最高的那些组态中, 每个只占 $\sim 1\%$.

解出波函数以后, 便可求出各单粒子能级被粒子对填满的几率 V_i^2 (如图 9 所示). 基态和第一对激发态的填满在费米能级附近有較大差别. 在 $G = 0$ 时, 第一对激发态相当于 $521\downarrow$ 能级上一对粒子激发到 $512\uparrow$ 能级上去了. 由表 10 可以看出, 离开费米面較远的能级受对力的影响是很小的. 例如基态中, $V_1^2 \approx 5\%$, 即 $624\uparrow$ 能级只有 5% 的几率被粒子对填满. 换言之, 对力只使费米面附近不太多的能级 ($n \lesssim 10$) 的填满受到較显著的影响.

计算过程中, 对力平均强度作为一个待定参数, 它由原子核的奇偶质量差和能谱来确定. 另外, 它还和截断能量有关. 以后将看到, 在本文所采取的截断能量下, 对力平均强度 G (G_p 或 G_n) 应取

$$G \sim (0.60-0.70)\kappa\hbar\omega_0 \sim (0.30-0.35)\text{MeV}. \quad (17)$$

图 10(a) 给出内部激发能级随 G 的变化. 纵坐标是 $\lambda_a = E_a + (m-1)G$, 能量单位用 $\kappa\hbar\omega_0$, m 是所考虑的粒子对数目. 在 G 的一定变化范围中, λ_a 或 E_a 随 G 的变化

12	-0.51	5124	1/2+
11	-0.68	5124	3/2-
10	-1.27	5101	1/2-
9	-1.41	5031	7/2-

8	-3.86	6241	9/2+
7	-4.04	5141	7/2-

6	-5.78	5121	5/2-
5	-6.36	5214	1/2-
4	-6.84	6331	7/2+

3	-8.09	5231	5/2-
---	-------	------	------

2	-9.31	6421	5/2+
1	-9.62	5211	3/2-
0	-10.33	5051	1/2-
1	ϵ_ν	$N\eta_\pi \Lambda \Sigma, \Omega, \pi$	

$$\kappa = 0.0675, \eta = 4$$

$$\mu = \begin{cases} 0.40, & N=5 \\ 0.33, & N=6 \end{cases}$$

能量单位 $kk\omega$

能量零点 (5124) $kk\omega$

012349	9.30
012458	9.62
012467	9.46
123456	9.08

012458	8.46
012467	8.10
012456	7.68

012358	7.12
012456	7.06
012367	6.76

012358	5.96
012357	5.60

012348	5.00
012347	4.64
012456	4.61

012356	2.12
--------	------

012346	1.16
--------	------

012345	0
$\mu\nu\pi\pi$	$2\epsilon_{\mu\nu\pi\pi}$

能量零点, $2\epsilon_{012345}$

12346	9.08
01248	8.46

01246	7.68
-------	------

01346	7.06
-------	------

01238	5.96
-------	------

01246	4.64
-------	------

01236	2.12
-------	------

01234	0
$\mu\nu\pi\pi$	$2\epsilon_{\mu\nu\pi\pi}$

能量零点, $(2\epsilon_{01234} + \epsilon_5 + \epsilon_7)$

(a) $^{90}\text{Yb}^{173}$ 的中子单粒子能级 (b) 成对组态 (c) (5, 7) 堵塞时的组态

图 8 $^{90}\text{Yb}^{173}$ 中子部分内部激发态的分析

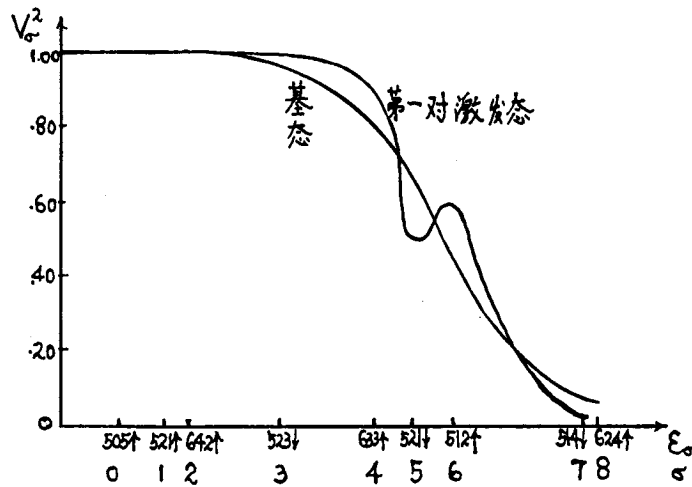
图 9 $^{179}_{70}\text{Yb}$ 的中子对填充几率

表 10

σ	$Nn_g A \Sigma$	$V_{\frac{1}{2}}$	
		基 态	第一对激发态
1	521 $\uparrow$	1.000	1.000
2	642 $\uparrow$	0.982	0.998
3	523 $\downarrow$	0.961	0.995
4	633 $\uparrow$	0.817	0.904
5	521 $\downarrow$	0.710	0.482
6	512 $\uparrow$	0.411	0.582
7	514 $\downarrow$	0.059	0.020
8	624 $\uparrow$	0.053	0.018
9	503 $\uparrow$	0	0

接近于线性关系。

为研究截断能量的影响, 图 10(b) 给出了 $C = 10\kappa\hbar\omega_0$ 时能级曲线随 G 的变化。能谱结构和图 10(a) 相似, 只须把 G 减小, 即可得到很相近的能谱。图 10(c) 中比较了两种不同截断能量下的能谱。左边是 $C = 10\kappa\hbar\omega_0$, $G = 0.60\kappa\hbar\omega_0$ 时的能谱, 右边是 $C = 7.5\kappa\hbar\omega_0$, $G = 0.70\kappa\hbar\omega_0$ 时的能谱, 两者相当接近。计算表明, 在处理对力影响时, 截断能量只要适当高 ($C \gg G$) 即可。此时如再增高截断能量, 引进更多的组态进行混合, 则相当于对力平均强度减小一些, 对于低激发能谱结构不发生较显著影响。

质子部分的内部激发谱的处理和上类似。但注意, 按一般人的分析, G_p 比 G_n 略大。例如文献[7]中所得, G_p 比 G_n 约大 8%。因此以下处理质子部分内部激发态时, 截断能量取得略高一些, 即 $C = 8.5\kappa\hbar\omega_0$ 。

本文分析了 Er^{166} , Er^{168} , Yb^{170} , Yb^{172} , Yb^{174} , Hf^{178} , W^{182} , Dy^{160} 和 Dy^{162} 等原子核。偶偶核能谱和有关的 β 衰变数据取自文献 [7]。在分析时参考了他们用超导方法分析所得的结果。比 Dy^{160} 更轻的和比 W^{182} 更重的原子核的分析, 需要涉及转动边缘区奇 A 核的内部激发能谱。在这方面现有数据还不充分, 单粒子能级尚未能可靠地定出, 因此暂不予讨论。

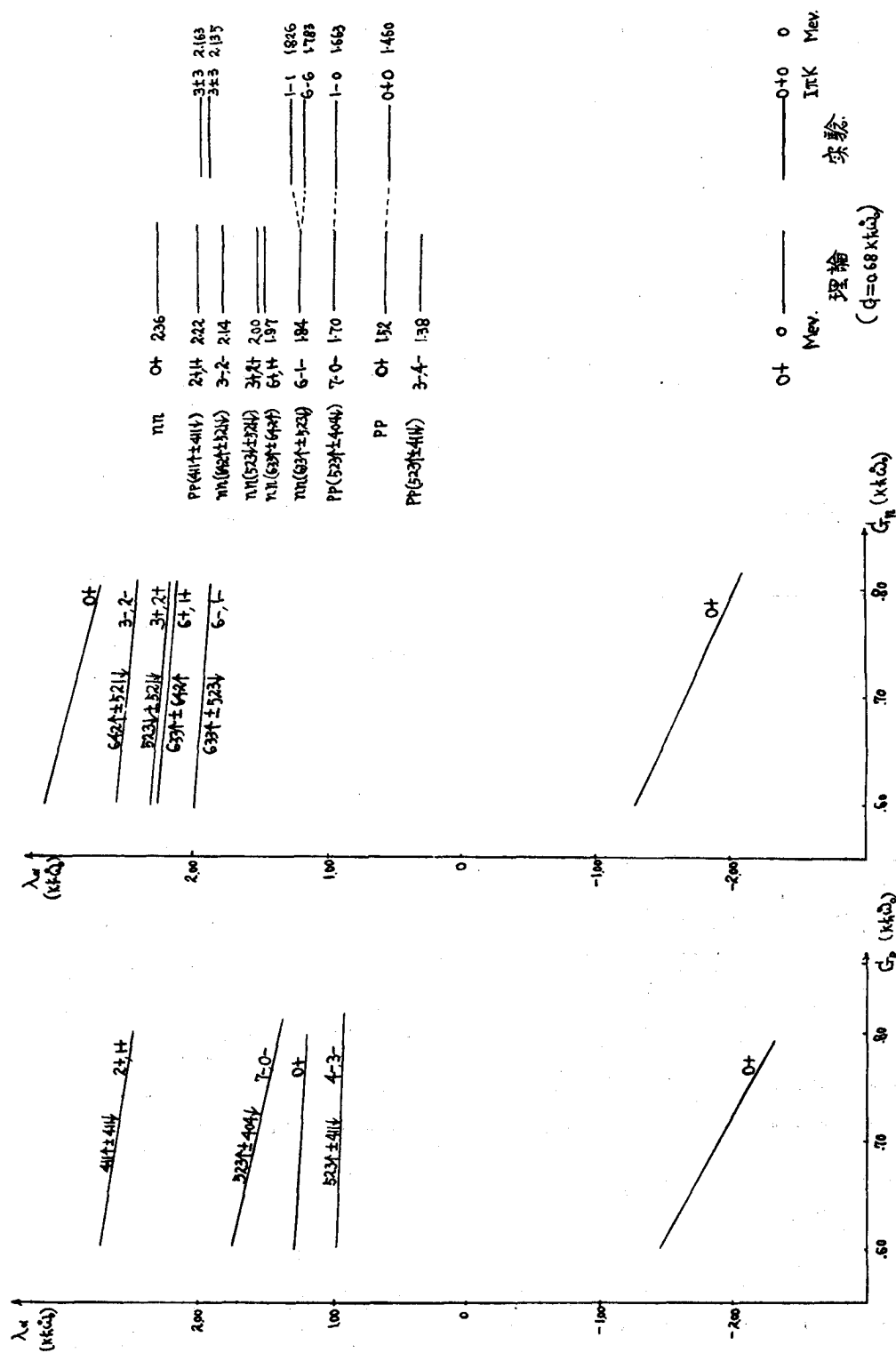
(a) $C = 7.5 \kappa \hbar \omega_0$ (b) $C = 10 \kappa \hbar \omega_0$ (c) 比较

图 10 截断能量的讨论

論。

应提到,在只考虑对力时,对拆散态 $K = |\Omega_1 \pm \Omega_2|$ 是简并的。实际上,核子間还有和自旋有关的剩余相互作用^[17,18,22,23],此时简并将解除。Gallagher 曾經提出一条經驗規則^[18]: 在 $K = |\Omega_1 \pm \Omega_2|$ 两个态中,能量較低的态由下式确定:

$$\left. \begin{aligned} K = \Omega_1 + \Omega_2, \quad \text{如 } \Omega_1 = \Lambda_1 \pm 1/2, \Omega_2 = \Lambda_2 \mp 1/2, \\ K = |\Omega_1 - \Omega_2|, \quad \text{如 } \Omega_1 = \Lambda_1 \pm 1/2, \Omega_2 = \Lambda_2 \pm 1/2. \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

这和奇奇核中的經驗規則^[17]恰好相反。在奇奇核中 $K = |\Omega_n \pm \Omega_p|$ 两个态中,对于能量較低的态,

$$\left. \begin{aligned} K = |\Omega_n - \Omega_p|, \quad \text{如 } \Omega_n = \Lambda_n \pm 1/2, \Omega_p = \Lambda_p \mp 1/2, \\ K = \Omega_n + \Omega_p, \quad \text{如 } \Omega_n = \Lambda_n \pm 1/2, \Omega_p = \Lambda_p \pm 1/2. \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

以后将看到,这两条規則都和实验完全一致。

2. β 衰变分析的几个問題

β 衰变分析对于判明偶偶核内部激发态性质很有帮助。奇 A 核的 β 衰变已經在文献 [5, 6, 14, 19] 中作过仔細的研究和分类。本文对此作了一些补充分析。为便于分析偶 A 核的 β 衰变,我們把希土区奇 A 核的 β 衰变数据和分类列于附录 2 中。

应提到,在允許受阻 (ah) 跃迁中,有一类跃迁,例如 $404 \downarrow \rightarrow 624 \uparrow$, $411 \downarrow \rightarrow 651 \downarrow$, 初末态粒子处于不同的大 N 壳层中 ($\Delta N = 2$)。对于允許跃迁,要求 $\Delta N = 0$; 但严格說来, N 不是一个好量子数。实验上观察到很多这一类的跃迁(見附录 2)。它們的 $\log ft$ 值約为 7.0, 比較集中。

因此,大变形奇 A 核的 β 衰变可分类如表 11。表中 au , $ah(\Delta N = 0)$ 及唯一性一

表 11

类 型	$\log ft$
au (允許不受阻)	4.5—5.0
ah ($\Delta N = 0$, 允許受阻)	6.0—7.5
aN ($\Delta N = 2$, 允許受阻)	~ 7.0
$1u$ (一级禁戒不受阻)	6.0—7.5
$1h$ (一级禁戒受阻)	7.5—8.5

級禁忌跃迁 ($\Delta I = 2$) 的 $\log ft$ 值可以用 Nilsson 波函数計算^[13]。計算結果表明,即使考虑对力以后, $\log ft$ 值仍比实验值小^[20]。下面分析奇奇核到偶偶核的 β 衰变时,仿照 Gallagher 与 Soloviev 的作法^[7]: 用奇 A 核 β 衰变 $\log ft$ 的实验数据,再考虑对力后,求出 $\log(ftR\xi)_{\text{奇}}$, 其中 $\xi = \langle IKLK' - K|I'K' \rangle^2$, R 是奇 A 核 β 衰变的受阻因子。然后用所得結果来求相邻的奇奇核 $\rightarrow$ 偶偶核的类似的 β 衰变的 $\log ft$ 值。即对于偶 A 核:

$$\log ft_{\text{偶}} = \log(ftR\xi)_{\text{奇}} - \log(R\xi)_{\text{偶}}. \quad (20)$$

表 12 中列出分析偶 A 核 β 衰变所需要的奇 A 核的数据和分析。

关于奇奇核到偶偶核的 β 衰变有下列几点需要注意:

(1) 設奇奇核处于 $K = \Omega_n + \Omega_p$ 态 ($\Omega_p, \Omega_n \approx 1/2$), 則从这些态到偶偶核基态

表 12 奇 A 核 β 衰变分析

	$E_f(\text{KeV})$	奇质子态 奇中子态	类型	$\log ft$	R	$\log(ftR^2)$
$67\text{Ho}^{167} \rightarrow 68\text{Er}^{167}$	0	$523 \uparrow 7/2-7/2 \rightarrow 523 \downarrow 5/2-5/2$	au	4.8	0.73	$4.5(3.9)^{11}$
$78\text{Ta}^{178} \leftarrow 74\text{W}^{178}$	0	$514 \uparrow 9/2-9/2 \leftarrow 514 \downarrow 7/2-7/2$	au	4.6	0.58	$4.4(3.8)^{11}$
$78\text{Ta}^{177} \rightarrow 78\text{Hf}^{177}$	747	$404 \downarrow 7/2+7/2 \rightarrow 633 \uparrow 7/2+7/2$	aN	7.8	0.027	6.1
$71\text{Lu}^{177} \rightarrow 78\text{Hf}^{177}$	321	$404 \downarrow 7/2+7/2 \rightarrow 624 \uparrow 9/2+9/2$	aN	6.3	0.096	5.3
$69\text{Tm}^{165} \rightarrow 68\text{Er}^{165}$	608	$411 \downarrow 1/2+1/2^+ \rightarrow 512 \uparrow 5/2-5/2$	$1u$	8.2	0.88	8.1
$67\text{Ho}^{165} \leftarrow 68\text{Dy}^{165}$	0	$523 \uparrow 7/2-7/2 \leftarrow 633 \uparrow 7/2+7/2$	$1u$	6.2	0.80	6.0
$69\text{Tm}^{169} \leftarrow 68\text{Er}^{169}$	0	$411 \downarrow 1/2+1/2 \leftarrow 521 \downarrow 1/2-1/2$	$1u$	6.4	0.61	~ 6.2
$71\text{Lu}^{175} \leftarrow 70\text{Yb}^{175}$	0	$404 \downarrow 7/2+7/2 \leftarrow 514 \downarrow 7/2-7/2$	$1u$	6.4	0.79	6.2
$78\text{Re}^{188} \leftarrow 76\text{Os}^{188}$	496	$514 \uparrow 9/2-9/2 \leftarrow 624 \uparrow 9/2+9/2$	$1u$	6.2	0.62	5.9
$78\text{Re}^{188} \rightarrow 74\text{W}^{188}$	208.6	$402 \uparrow 5/2+5/2 \rightarrow 512 \downarrow 3/2-3/2$	$1u$	7.7	0.58	7.4

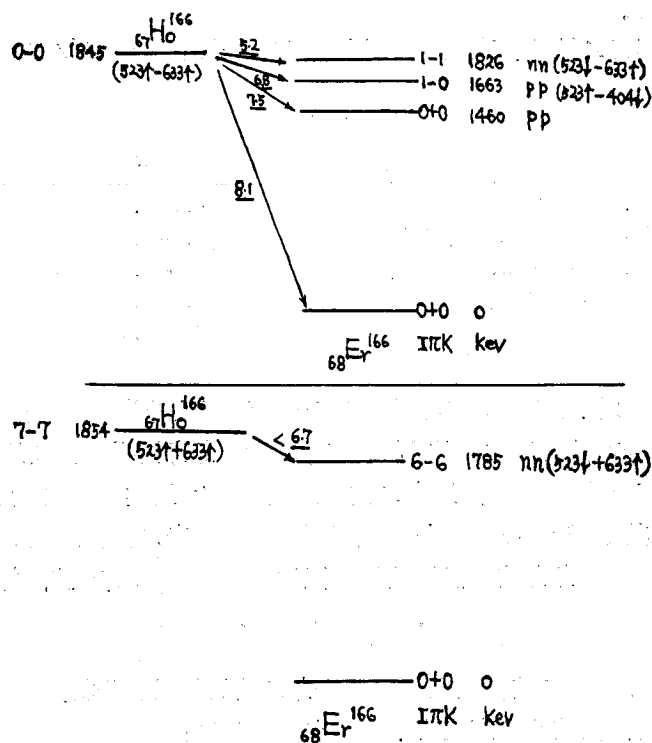
1) 圆括号中是用 Nilsson 波函数作为单粒子波函数的计算值。

或对激发 $0+$ 态的 β 衰变 ($\Delta K \geq 3$) 是高级禁戒跃迁, $\log ft$ 值很大, 一般不易观察到。为方便, 以后把这类衰变记为 (A) 型。

(A) $K = Q_n + Q_p \rightarrow$ 偶偶核基态或对激发 $0+$ 态。

(2) 从奇奇核初态 $K = |Q_n \pm Q_p|$ (经 β^+ 衰变) 到偶偶核对拆散态 $K' = |Q_n' \pm Q_{n''}|$ ($n', n'' \neq n$), 无论考虑对力与否, 跃迁均属禁戒。以下记为 (B) 型。

(B) $K = |Q_n \pm Q_p| \rightarrow K' = |Q_n' \pm Q_{n''}|$ ($n', n'' \neq n$)。

图 11: 67Ho^{166} 的 β 衰变^[7]

(3) 从奇奇核初态 $K = |Q_n \pm Q_p|$ 到偶偶核对拆散态 $K' = |Q_n \mp Q_{n'}|$ 的跃迁中, $\Delta K \geq \{Q_n, Q_{n'}\}_{\min} + Q_p$, 一般属于高级禁戒跃迁, 不易观察到^[21]. 以后记为(C*)

$$(C^*) \quad K = |Q_n \pm Q_p| \rightarrow K' = |Q_n \mp Q_{n'}|,$$

一般的高级禁戒跃迁记为(C).

(4) 如 β 衰变中, 跃迁粒子末态处于费米面以下, 则当 $G = 0$ 时, 这种跃迁完全禁戒. 但在 $G \neq 0$ 时, 禁戒可能被解除. 这种跃迁以后记为(D)型.

(5) 如偶偶核内部激发态能量比相邻奇奇核基态能量还要高, 则从奇奇核基态到偶偶核内部激发态不可能发生 β 衰变, 以后记为(E)型.

3. 偶偶核能谱和 β 衰变的具体分析

^{166}Er

Er^{166} 的 2MeV 以下的能谱在实验上研究得较仔细(见图 11). 理论计算结果见图 12. 图 12(a), (b) 分别给出 Er^{166} 的质子系和中子系的内部激发能级随 G 变化的曲线. 能量单位用 $\kappa\hbar\omega_0$, 纵坐标为 $\lambda_a = E_a + (m-1)G$. 图 12(c) 给出了在 $G = 0.68 \kappa\hbar\omega_0$ 时理论能谱和实验能谱的比较. 有关的 β 衰变分析见表 13.

表 13

(a) $^{166}_{67}\text{Ho} \ 0-0 \ (523 \uparrow - 633 \uparrow) \longrightarrow ^{166}_{68}\text{Er}$

实验结果			β 衰变分析					
$I^\pi K^{(1)}$	$E_f(\text{KeV})^{(2)}$	$\log ft$	末 态	$Nn_z A \Sigma \rightarrow N' n'_z A' \Sigma'$	类型	R	$\log(ftR\xi)_{\text{th}}$	$\log ft_{\text{th}}$
0+0	0	8.1	0 + 基态	$633 \uparrow \rightarrow 523 \uparrow$	1u	0.68	6.0	6.2
0+0	1460	7.5	pp0+	$633 \uparrow \rightarrow 523 \uparrow$	1u	0.20	6.0	6.7
1-0	1663	6.8	pp(523 $\uparrow$ - 404 $\downarrow$)	$633 \uparrow \rightarrow 404 \downarrow$	aN	0.90	6.1	6.2
1-1	1826	5.2	nn(523 $\downarrow$ - 633 $\uparrow$)	$523 \uparrow \rightarrow 523 \downarrow$	au	0.69	4.5(3.6) ⁽³⁾	4.7(3.8) ⁽³⁾

(b) $^{166}_{67}\text{Ho} \ 7-7 \ (523 \uparrow + 633 \uparrow) \longrightarrow ^{166}_{68}\text{Er}$

实验结果			β 衰变分析					
$I^\pi K^{(1)}$	$E_f(\text{KeV})^{(2)}$	$\log ft$	末 态	$Nn_z A \Sigma \rightarrow N' n'_z A' \Sigma'$	类型	R	$\log(ftR\xi)_{\text{th}}$	$\log ft_{\text{th}}$
6-6	1783	≤ 6.7	nn(523 $\downarrow$ + 633 $\uparrow$)	$523 \downarrow \rightarrow 523 \uparrow$	au	0.69	4.5(3.6) ⁽³⁾	4.7(4.1) ⁽³⁾

(c) Er^{166} 某些内部激发态的讨论

组 态	能量估计 (MeV)	β 衰变分析			
		母 核 状 态	$Nn_z A \Sigma \rightarrow N' n'_z A' \Sigma'$	类 型	$\log ft$ 估计
pp(523 $\uparrow$ + 404 $\downarrow$)7-7	≤ 1.663	$^{166}_{67}\text{Ho} \ 7-7(523 \uparrow + 633 \uparrow)$	$633 \uparrow \rightarrow 404 \downarrow$	aN	~ 7
pp(523 $\uparrow$ + 411 $\downarrow$)4-4	~ 1.4	$^{166}_{67}\text{Ho} \ 7-7(523 \uparrow + 633 \uparrow)$	$633 \uparrow \rightarrow 411 \downarrow$	(C)	
pp(523 $\uparrow$ - 411 $\downarrow$)3-3	~ 1.4	$^{166}_{67}\text{Ho} \ 0-0(523 \uparrow - 633 \uparrow)$	$633 \uparrow \rightarrow 411 \downarrow$	(C)	

p: 532 $\uparrow$, 413 $\downarrow$, 411 $\uparrow$, 523 $\uparrow$ (ν_0), 411 $\downarrow$, 404 $\downarrow$, 402 $\uparrow$, 514 $\uparrow$;

n: 521 $\uparrow$, 642 $\uparrow$, 523 $\downarrow$ (ν_0), 633 $\uparrow$, 521 $\downarrow$, 512 $\uparrow$, 514 $\downarrow$, 624 $\uparrow$.

1) $I^\pi K'$ 表示 Er^{166} 末态的自旋、宇称和核对称轴上的投影.

2) E_f 为末态能量, 这里取子核基态能量为零.

3) 圆括弧内是用 Nilsson 波函数作为单粒子波函数, 再考虑对力影响后计算出的结果.

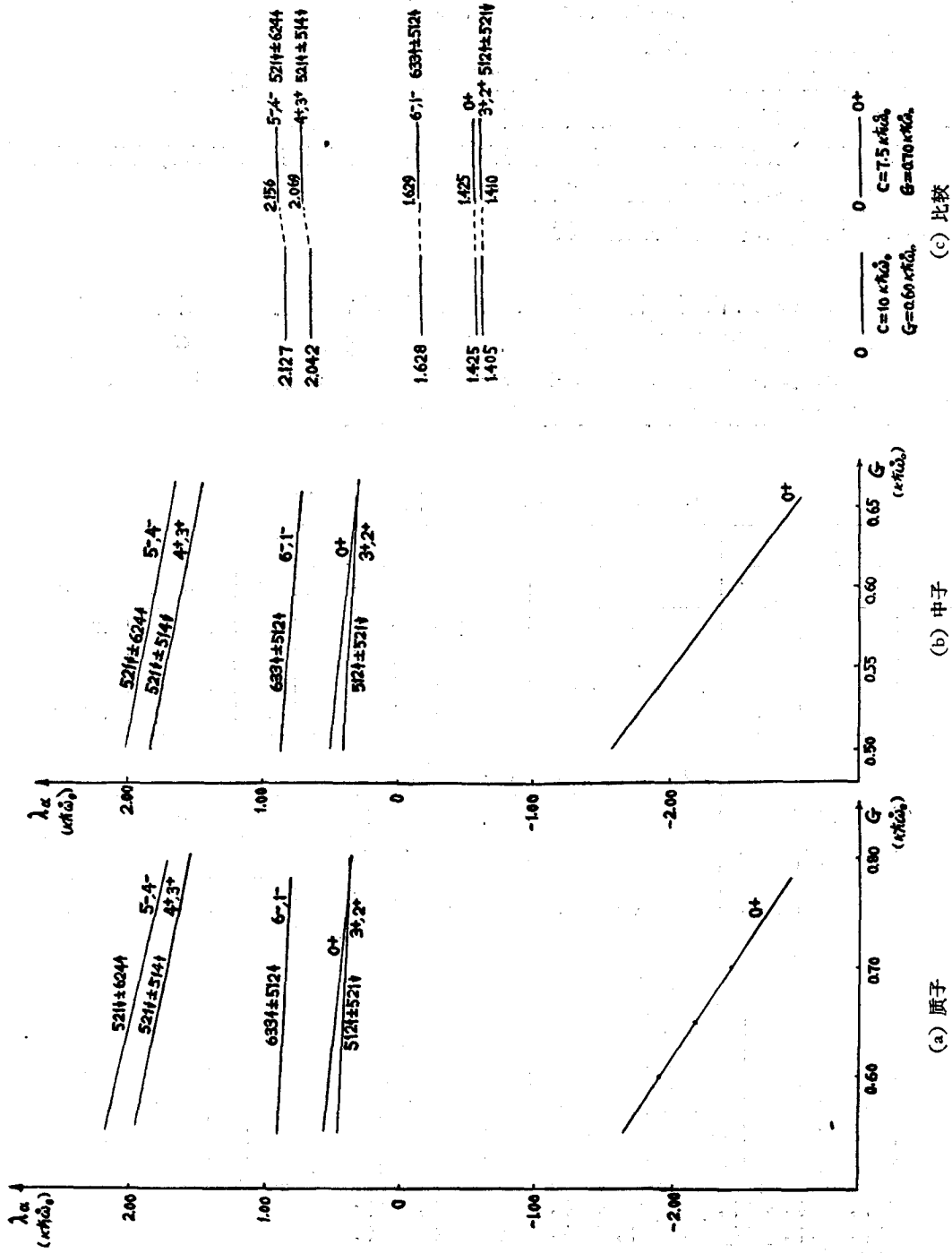
图 12 $^{60}\text{Er}_{160}$ 内部激发谱的分析

表 13(c) 对 Er^{166} 的某些内部激发态进行讨论, 它们在理论上应该存在, 但目前尚未从实验上观察到。表中分别给出这些状态的能量估计值、可能出现的 β 衰变类型和 $\log ft$ 值的估计。

在表 13(c) 下分别列出在费米面附近的质子和中子的单粒子能级次序。下面有线的能级是费米面下的最高的单粒子能级 (ν_0)。

由图 12 及表 13 可看出下列几点:

(1) 从能量来看, 1460 KeV $0+$ 态可以认为是质子系的最低的对激发态 $pp0+$ 。但按照理论计算, 一般说来, 从奇奇核到偶偶核基态的 β 衰变比到对激发态受阻要小一些, 因此到基态的 β 衰变 $\log ft$ 值一般都比到对激发态的小一些。但在 Er^{166} 中情况和此恰相反。简单的 nn 和 pp 对力无法解释这种实验现象。

(2) 1783 KeV $6-6$ 和 1826 KeV $1-1$ 态是 $nn(523 \downarrow \pm 633 \uparrow) 6-$, $1-$ 对拆散双重态。在考虑和自旋有关的作用力后, 双重态简并将解除, 两能级相对次序符合 Gallagher 经验规则, 能级分裂 $\Delta E = 43 \text{ KeV}$ 。

(3) 在 2 MeV 以下, 理论上尚有几条能级尚未被观察到 [见图 12(c)], 其中 $pp(523 \uparrow \pm 411 \downarrow) 4-3-$ 态不容易从 β 衰变中观测到 [高级禁戒跃迁, 见表 13(c)], 但是 $pp(523 \uparrow + 404 \downarrow) 7-7$ 态应该从 $\omega\text{Ho}^{166} 7-7$ 态的 β 衰变中观测到。这个态的研究有助于了解和自旋有关的作用力。

(4) 比 1854 KeV 更高的激发态, 不能从 $\text{Ho}^{166} 7-7$ 态或 $0-0$ 态的 β 衰变观测到 (E)。须用其他实验来研究。

ωEr^{168}

有关的 β 衰变实验结果见图 13。理论计算所得能谱和实验能谱的比较见图 14。 β 衰变分析见表 14。

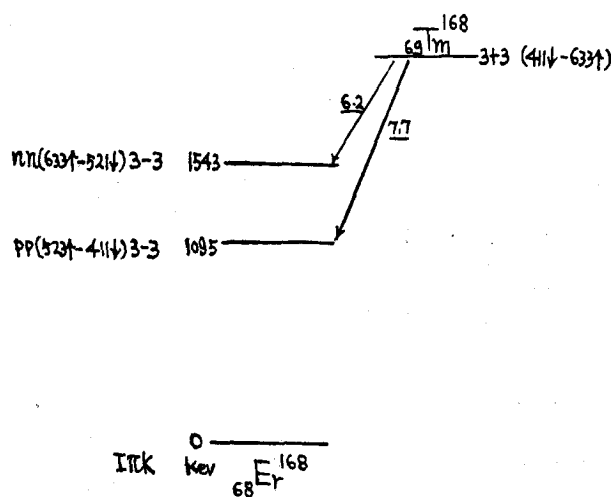


图 13 ωTm^{168} 的 β 衰变^[7]

有几点说明如下:

(1) 从 $\omega\text{Tm}^{168} 3+3$ 态到 Er^{168} 两个 $3-3$ 态的 β 衰变 $\log ft$ 值相差较大, 但理论计

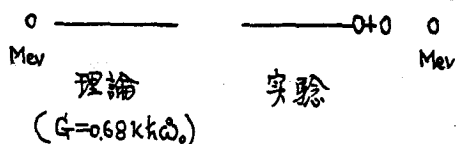
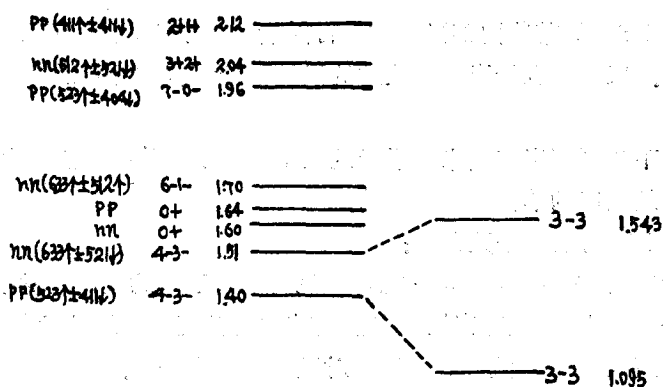
图 14 ${}^{68}\text{Er}_{100}^{168}$ 内部激发谱

表 14

(a) ${}^{69}\text{Tm}_{99}^{168} 3+3 (411\downarrow - 633\uparrow) \rightarrow {}^{68}\text{Er}_{100}^{168}$

实 验 结 果			β 衰 变 分 析					
$I'\pi'K'$	$E_f(\text{KeV})$	$\log f_t$	末 态	$Nn_z\Lambda\Sigma \rightarrow N'n'_z\Lambda'\Sigma'$	类 型	R	$\log(ftR\bar{E})_{\bar{E}}$	$\log f_{t\bar{E}}$
3-3	1095	7.7	$pp(523\uparrow - 411\downarrow)$	$523\uparrow \rightarrow 633\uparrow$	$1u$	0.59	6.0	6.4
3-3	1543	6.2	$nn(633\uparrow - 521\downarrow)$	$411\downarrow \rightarrow 521\downarrow$	$1u$	0.75	~ 6.2	~ 6.4

(b) ${}^{68}\text{Er}^{168}$ 某些内部激发态的讨论

组 态	能量估计 (MeV)	β 衰 变 分 析			
		母 核 状 态	$Nn_z\Lambda\Sigma \rightarrow N'n'_z\Lambda'\Sigma'$	类 型	$\log f_t$ 估计
$pp(523\uparrow + 411\downarrow)4-4$	≤ 1.095	$\text{Tm}^{168}3 + 3(411\downarrow - 633\uparrow)$		C^*	
$nn(633\uparrow + 521\downarrow)4-4$	≤ 1.543	$\text{Tm}^{168}3 + 3(411\downarrow - 633\uparrow)$	$-411\downarrow \rightarrow 521\downarrow$	$1u^*$	
$nn(633\uparrow - 512\uparrow)1-1$	~ 1.7	$\text{Tm}^{168}3 + 3(411\downarrow - 633\uparrow)$	$411\downarrow \rightarrow 512\uparrow$	$1u$	7-8
$nn(633\uparrow + 512\uparrow)6-6$	~ 1.7	$\text{Tm}^{168}3 + 3(411\downarrow - 633\uparrow)$		C^*	

 p : 532 $\uparrow$, 413 $\downarrow$, 411 $\uparrow$, 523 $\uparrow$ (ν_0), 411 $\downarrow$, 404 $\downarrow$, 402 $\uparrow$, 514 $\downarrow$; n : 521 $\uparrow$, 642 $\uparrow$, 523 $\downarrow$, 633 $\uparrow$ (ν_0), 521 $\downarrow$, 512 $\uparrow$, 514 $\downarrow$, 624 $\uparrow$.

算结果则相近。在考虑 np 力后, 两个 $3-3$ 态能级将排斥, 波函数发生混合, 这对于解释能级是有利的(见图 14)。但对于解释 β 衰变 $\log ft$ 值仍然有困难。

(2) 在 $E \sim 1.7\text{MeV}$ 左右的 $nn(633\uparrow - 512\uparrow)1-1$ 态应该可以从 ${}_{89}\text{Tm}^{168} 3+3$ 的 β 衰变中观测到。类型为 $1u$, $\log ft \sim 7-8$ 。更高的内部激发态不能从 ${}_{89}\text{Tm}^{168}$ 基态的 β 衰变中观察到 (E)。

(3) 在 $E \sim 1.6\text{MeV}$ 附近的 $nn0+$ 和 $pp0+$ 对激发态, 从 ${}_{89}\text{Tm}^{168} 3+3$ 的 β 衰变中不易观察到, 都属于高级禁戒跃迁 (C)。

${}_{70}\text{Yb}^{170}$

按理论计算(见图 16), 在 $1.3-1.6\text{MeV}$ 之间有 $pp(411\downarrow \pm 404\downarrow)4+3+$, $nn(633\uparrow \pm 521\downarrow)4-3-$, $nn(633\uparrow \pm 512\uparrow)6-1-$ 以及 $pp0+$ $nn0+$ 对激发态。从 ${}_{89}\text{Tm}^{170}$ 或 ${}_{71}\text{Lu}^{170}$ 基态到这些内部激发态的 β 衰变, 在能量上不允许 (E)。这是人们对于 Yb^{170} 内部激发至今尚了解甚少的原因。

在实验上我们只观察到从 ${}_{89}\text{Tm}^{170}$ 的 $1-1(411\downarrow + 521\downarrow)$ 态到 Yb^{170} 基态的跃迁。在跃迁过程中, 两个奇核子角动量投影的相对取向改变, $\log ft = 9.0$ (见图 15)。

从 ${}_{71}\text{Lu}^{170} 0+0(404\downarrow - 633\uparrow)$ 到 Yb^{170} 基态的 β 衰变与 $404\downarrow \rightarrow 633\uparrow (aN)$ 相对应, 估计 $\log ft \sim 7$, 应可以从实验上观察到。

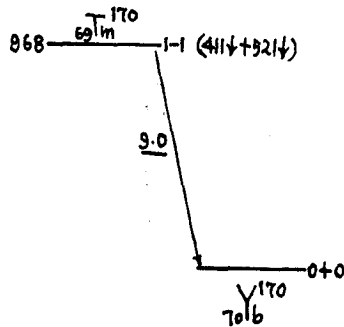
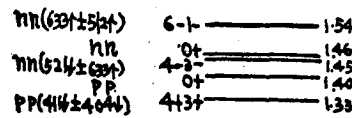


图 15 ${}_{89}\text{Tm}^{170}$ 的 β 衰变^[7]

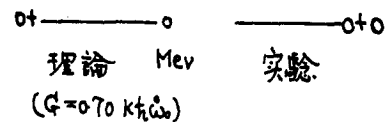


图 16 ${}_{70}\text{Yb}^{170}$ 内部激发谱

${}_{70}\text{Yb}^{172}$

有关的 β 衰变数据见图 17。理论计算结果见图 18 和表 15。

可以看出, 理论计算所得的几条较低的对拆散态均已被观测到。但是 $nn(633\uparrow \pm 512\uparrow)6-1-$ 态未被测出, 这是因为从 ${}_{89}\text{Tm}^{172} - 2$ 或 ${}_{71}\text{Lu}^{172} - 4$ 态到这两条能级的 β 衰变是完全禁戒 (B) 或者属于高级禁戒跃迁。

其次可以看到, 在 ${}_{70}\text{Yb}^{172}$ 中已观测出好几组对拆散双重态(见图 18), 它们的分裂都比较大, 这和 Er^{166} 中已观测到的双重态分裂很不相同, 后者的分裂要小得多(见图 12)。

表 15

(a) ${}_{69}\text{Tm}_{103}^{172} 2-2 (411 \downarrow - 512 \uparrow) \longrightarrow {}_{70}\text{Yb}_{102}^{172}$

实 验 结 果			β 衰 变 分 析					
$I\pi K'$	$E_f(\text{Kev})$	$\log ft$	末 态	$Nn_g A\Sigma \rightarrow N'n'_g A'\Sigma'$	类 型	R	$\log(ftR_g^2)_{\text{寄}}$	$\log ft_{\text{计}}$
0+0	0	8.9	基态 0+	$512 \uparrow \rightarrow 411 \downarrow$	1u	0.70	8.1	9.0
2+2	1468	6.8	$nn(521 \downarrow - 512 \uparrow)$	$521 \downarrow \rightarrow 411 \downarrow$	1u	0.88	~ 6.2	~ 6.5
3+3	1174	7.9	$nn(521 \downarrow + 512 \uparrow)$		1u*			
3+3	1664	?	$pp(411 \downarrow - 404 \downarrow)$	$512 \uparrow \rightarrow 404 \downarrow$	1h			~ 8
3+3	1702	?	$nn(521 \downarrow - 514 \downarrow)$		B			

(b) ${}_{71}\text{Lu}_{101}^{172} 4-4 (404 \downarrow + 521 \downarrow) \longrightarrow {}_{70}\text{Yb}_{102}^{172}$

实 验 结 果			β 衰 变 分 析					
$I\pi K'$	$E_f(\text{Kev})$	$\log ft$	末 态	$Nn_g A\Sigma \rightarrow N'n'_g A'\Sigma'$	类 型	R	$\log(ftR_g^2)_{\text{寄}}$	$\log ft_{\text{计}}$
4+4	2075	6.1	$pp(411 \downarrow + 404 \downarrow)$	$411 \downarrow \rightarrow 521 \downarrow$	1u	0.72	~ 6.2	~ 6.4
4+4	2287	6.5	$nn(521 \downarrow + 514 \downarrow)$	$404 \downarrow \rightarrow 514 \downarrow$	1u	0.77	6.2	6.4

(c) ${}_{70}\text{Yb}^{172}$ 的某些内部激发态讨论

组 态	能量估计 (MeV)	β 衰 变 分 析			
		母 核 状 态	$Nn_g A\Sigma \rightarrow N'n'_g A'\Sigma'$	类 型	$\log ft$ 值估计
$nn0+$	~ 1.4	${}_{69}\text{Tm}^{172} 2-2(411 \downarrow - 512 \uparrow)$	$512 \uparrow \rightarrow 411 \downarrow$	1u	> 9.0
$nn(633 \uparrow + 512 \uparrow) 6-6$	~ 1.5	${}_{71}\text{Lu}^{172} 4-4(404 \downarrow + 521 \downarrow)$		C*	
$nn(633 \uparrow - 512 \uparrow) 1-1$	~ 1.5	${}_{71}\text{Lu}^{172} 4-4(404 \downarrow + 521 \downarrow)$		B	
		${}_{69}\text{Tm}^{172} 2-2(411 \downarrow - 512 \uparrow)$	$633 \uparrow \rightarrow 411 \downarrow$	C	
		${}_{71}\text{Lu}^{172} 4-4(404 \downarrow + 521 \downarrow)$		B	

p: 532 $\uparrow$, 413 $\downarrow$, 411 $\uparrow$, 523 $\uparrow$, 411 $\downarrow$ (ν_0), 404 $\downarrow$, 402 $\uparrow$, 514 $\uparrow$;n: 521 $\uparrow$, 642 $\uparrow$, 523 $\downarrow$, 633 $\uparrow$, 521 $\downarrow$ (ν_0), 512 $\uparrow$, 514 $\downarrow$, 624 $\uparrow$. ${}_{70}\text{Yb}^{174}$

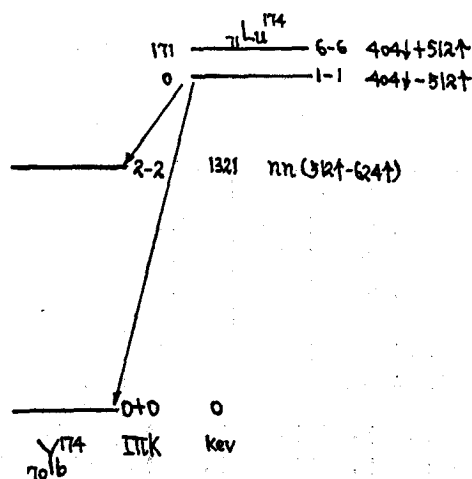
有关的 β 衰变实验结果见图19. 理论计算出的能谱见图20. β 衰变分析见表16.

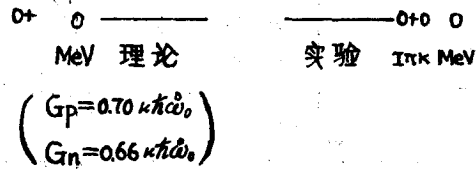
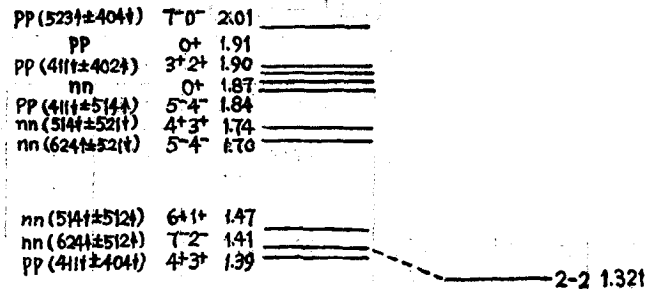
可以看出, ${}_{70}\text{Yb}^{174}$ 的低内部激发态研究得很不够, 理论上计算所得的很多内部态均未被观测到.

另外, ${}_{70}\text{Yb}^{174}$ 的对激发态都较高, 不能从 ${}_{71}\text{Lu}^{174}$ 的 β 衰变观察到.

 ${}_{72}\text{Hf}^{178}$

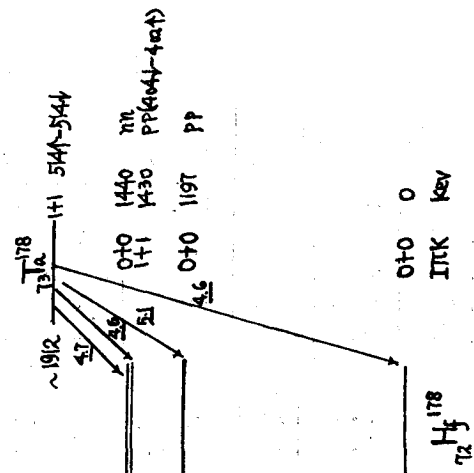
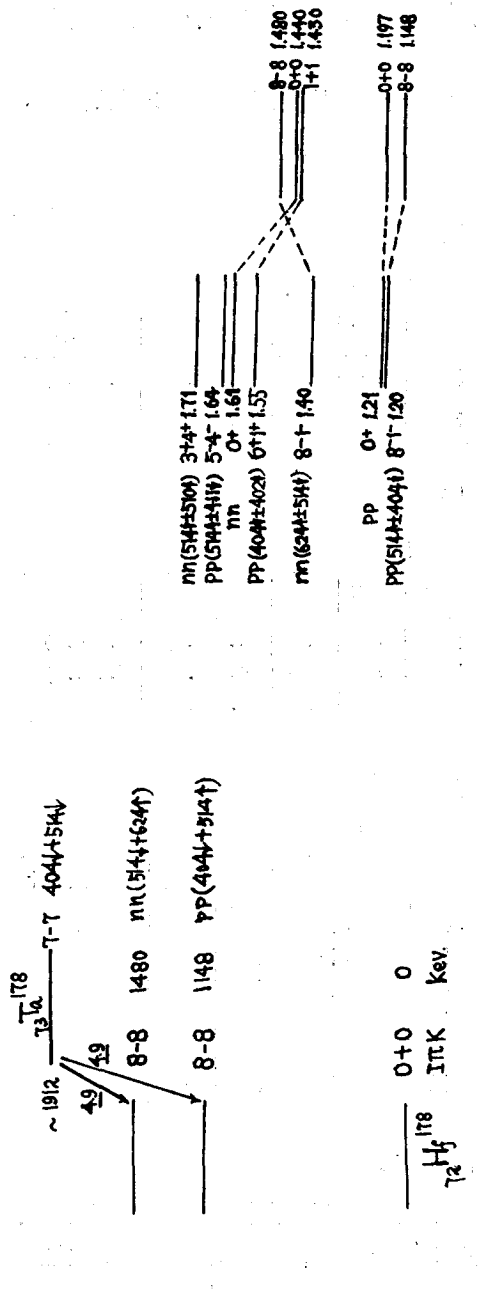
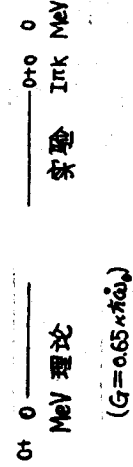
Gallagher 等人已经对 Hf^{178} 作过较仔细的分析^[7,18], 有关的 β 衰变实验数据见图21. 理论计算能谱和实验能谱的比较见图22. 有关的 β 衰变理论分析见表17.

图 19 ${}_{71}\text{Lu}^{174}$ 的 β 衰变^[7]

图 20 ^{174}Yb 内部激发谱表 16 ^{174}Yb 的低内部激发态的讨论

组 态	能量估计 (MeV)	β 衰 变 分 析			
		母 核 状 态	$Nn_g\Lambda\Sigma \rightarrow N'n'_g\Lambda'\Sigma'$	类型	logft 值估计
基态 0 ⁺	0	$^{174}\text{Lu}^{174}1-1(404\downarrow - 512\uparrow)$	$404\downarrow \rightarrow 512\uparrow$	1h	>8
$nn(512\uparrow - 624\uparrow)2-2$	~1.4	$^{174}\text{Lu}^{174}1-1(404\downarrow - 512\uparrow)$	$404\downarrow \rightarrow 624\uparrow$	aN	~7
$nn(512\uparrow + 624\uparrow)7-7$	~1.4	$^{174}\text{Lu}^{174}6-6(404\downarrow + 512\uparrow)$	$404\downarrow \rightarrow 624\uparrow$	aN	~7
$nn(512\uparrow + 514\downarrow)6+6$	~1.5	$^{174}\text{Lu}^{174}6-6(404\downarrow + 512\uparrow)$	$404\downarrow \rightarrow 514\downarrow$	1u	~6.5
$nn(512\uparrow - 514\downarrow)1+1$	~1.5	$^{174}\text{Lu}^{174}1-1(404\downarrow - 512\uparrow)$	$404\downarrow \rightarrow 514\downarrow$	1u	~6.5
$pp(411\downarrow - 404\downarrow)3+3$	~1.4	$^{174}\text{Lu}^{174}1-1(404\downarrow - 512\uparrow)$	$411\downarrow \rightarrow 512\uparrow$	1u	7-8
$pp(411\downarrow + 404\downarrow)4+4$	~1.4	$^{174}\text{Lu}^{174}6-6(404\downarrow + 512\uparrow)$	$411\downarrow \rightarrow 512\uparrow$	1u	7-8

p: 532↑, 413↓, 411↑, 523↑, $\underline{411\downarrow}(\nu_0)$, 404↓, 402↑, 514↑;n: 642↑, 521↑, 523↓, 633↑, 521↓, $\underline{512\uparrow}(\nu_0)$, 624↑, 514↓.

图 21 $^{178}_{72}\text{Ta}$ 的 β 衰变图 22 $^{178}_{72}\text{Ta}$ 内部激发谱

有几点值得讨论一下:

(1) 从 ${}_{73}\text{Ta}^{178}$ 7-7 态到 ${}_{72}\text{Hf}^{178}$ 的两个 8-态的 β 衰变 $\log ft$ 值均为 4.9. 然而理论计算结果, 两个 β 衰变 $\log ft$ 值相差较大 [见表 17(a)]. Gallagher 曾经提出^[18], 由于 np 力作用, 两个 8-态发生较强的混合, 于是从 ${}_{73}\text{Ta}^{178}$ 7-7 态到这两个 8-态的衰变 $\log ft$ 值便相近了.

(2) 从 ${}_{73}\text{Ta}^{178}$ 1+1 态到 ${}_{72}\text{Hf}^{178}$ 基态的 β 衰变 $\log ft$ 值比到对激发 0+ 态的要小些. 这是由于到对激发态的衰变受阻更厉害 [见表 17(b)].

表 17

(a) ${}_{73}\text{Ta}_{105}^{178}$ 7-7 (404 $\downarrow$ + 514 $\downarrow$) $\longrightarrow$ ${}_{72}\text{Hf}_{108}^{178}$

实 验 结 果			β 衰 变 分 析					
$I^\pi K'$	$E_f(\text{KeV})$	$\log ft$	末 态	$Nn_\pi \Delta \Sigma \rightarrow N' n'_\pi \Delta' \Sigma'$	类型	R	$\log(ftR\frac{1}{2})_{\frac{1}{2}}$	$\log ft_{\frac{1}{2}}$
8-8	1148	4.9	$pp404\downarrow + 514\uparrow$	$514\uparrow \rightarrow 514\downarrow$	au	0.39	4.4(3.5)	4.8(3.9)
8-8	1480	4.9	$nn514\downarrow + 624\uparrow$	$404\downarrow \rightarrow 624\uparrow$	ah	0.51	5.3	5.6

(b) ${}_{73}\text{Ta}_{105}^{178}$ 1+1 (514 $\uparrow$ - 514 $\downarrow$) $\longrightarrow$ ${}_{72}\text{Hf}^{178}$

实 验 结 果			β 衰 变 分 析					
$I^\pi K'$	$E_f(\text{KeV})$	$\log ft$	末 态	$Nn_\pi \Delta \Sigma \rightarrow N' n'_\pi \Delta' \Sigma'$	类型	R	$\log(ftR\frac{1}{2})_{\frac{1}{2}}$	$\log ft_{\frac{1}{2}}$
0+0	0	4.6	基态 0+	$514\uparrow \rightarrow 514\downarrow$	au	0.38	4.4(3.5)	5.3(4.4)
0+0	1197	5.1	pp 0+	$514\uparrow \rightarrow 514\downarrow$	au	0.27	4.4(3.5)	5.4(4.5)
0+0	1440	4.7	nn 0+	$514\uparrow \rightarrow 514\downarrow$	au	0.10	4.4(3.5)	5.9(5.0)

(c) ${}_{72}\text{Hf}^{178}$ 的某些内部激发态讨论

组 态	能量估计 (MeV)	β 衰 变 分 析			
		母 核 状 态	$Nn_\pi \Delta \Sigma \rightarrow N' n'_\pi \Delta' \Sigma'$	类型	$\log ft$ 值估计
$pp(404\downarrow - 514\uparrow)1-1$	≥ 1.148	${}_{73}\text{Ta}^{178}1+1(514\uparrow - 514\downarrow)$	$404\downarrow \rightarrow 514\downarrow$	$1u$	~ 6.5
$nn(514\downarrow - 624\uparrow)1-1$	≥ 1.480	${}_{73}\text{Ta}^{178}1+1(514\uparrow - 514\downarrow)$	$514\uparrow \rightarrow 624\uparrow$	$1u$	$\sim 6-7$
$pp(404\downarrow + 402\uparrow)6+6$	~ 1.5	${}_{73}\text{Ta}^{178}7-7(404\downarrow + 514\downarrow)$	$402\uparrow \rightarrow 514\downarrow$	$1h$	~ 8
$pp(404\downarrow - 402\uparrow)1+1$	~ 1.5	${}_{73}\text{Ta}^{178}1+1(514\uparrow - 514\downarrow)$		B	
$pp(411\downarrow + 514\uparrow)5-5$	~ 1.6	${}_{73}\text{Ta}^{178}7-7(404\downarrow + 514\downarrow)$		B	
$pp(411\downarrow - 514\uparrow)4-4$	~ 1.6	${}_{73}\text{Ta}^{178}1+1(514\uparrow - 514\downarrow)$	$411\downarrow \rightarrow 514\downarrow$	C	

p : 411 $\uparrow$, 523 $\uparrow$, 411 $\downarrow$, 404 $\downarrow$ (ν_0), 514 $\uparrow$, 402 $\uparrow$;

n : 523 $\downarrow$, 633 $\uparrow$, 521 $\downarrow$, 512 $\uparrow$, 514 $\downarrow$ (ν_0), 624 $\uparrow$, 510 $\uparrow$, 512 $\downarrow$.

(3) 1430 KeV 1+1 态是不好解释的. 理论上在低内部激发谱中 $K\pi = 1+$ 的态只有 $pp(404\downarrow - 402\uparrow)$, 如认为 1430 KeV 态即 $pp(404\downarrow - 402\uparrow)$, 则从 ${}_{73}\text{Ta}^{178}1+1$ 态到此态的 β 衰变完全禁戒(B), 但实验却测得 $\log ft = 4.6$. 其次 $pp(404\downarrow + 402\uparrow)6+6$ 态应可以从 ${}_{73}\text{Ta}^{178}7-7$ 态 β 衰变观察到 [见表 17(c)]. 但目前尚未测出, 对这个 $pp(404\downarrow + 402\uparrow)6+6$ 态的研究反过来有助于了解 $pp(404\downarrow - 402\uparrow)$ 态.

(4) 两个 8-8 态相伴的 1-1 态 [见表 17(c)], 在实验上尚未测出.

W^{182}

实验上由 Re^{182} β 衰变以及随之而来的 γ 跃迁所确定的 W^{182} 的内部激发态见图 23. 理论计算能谱和实验的比较见图 24. β 衰变分析见表 18.

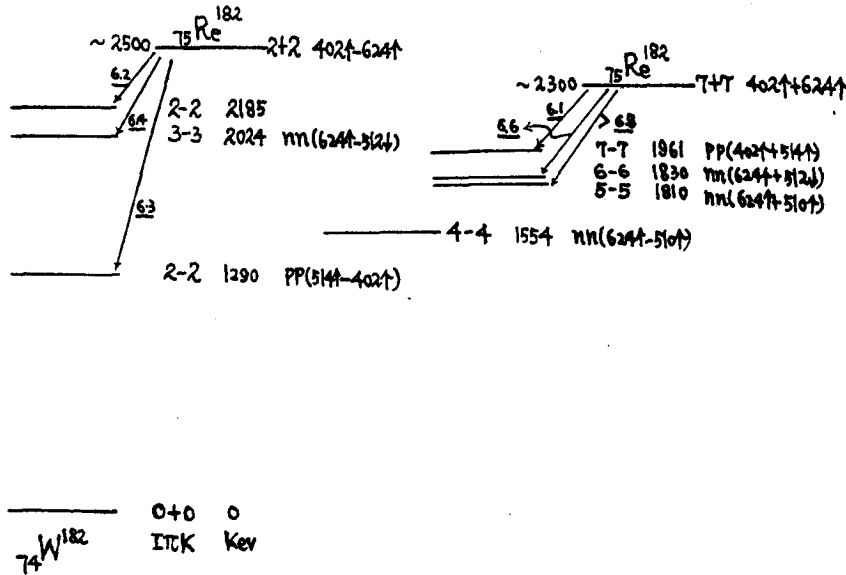
图 23 $75Re^{182}$ 的 β 衰变^[7]

表 18

(a) $75Re^{182} 2+2 (402 \uparrow - 624 \uparrow) \rightarrow 74W^{182}$

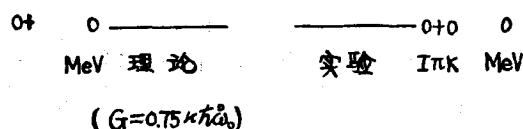
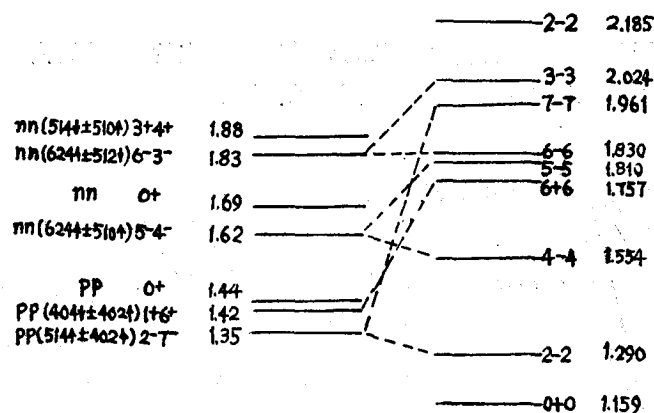
实 验 结 果			β 衰 变 分 析					
$I\pi K'$	$E_f(\text{KeV})$	$\log ft$	末 态	$Nn_s \Lambda \Sigma \rightarrow N' n'_s \Lambda' \Sigma'$	类型	R	$\log(ftR\frac{E}{\text{MeV}})^{\frac{1}{2}}$	$\log ft_{\text{th}}$
2-2	1290	6.3	$pp(514 \uparrow - 402 \uparrow)$	$514 \uparrow \rightarrow 624 \uparrow$	$1u$	0.62	5.9	6.3
3-3	2024	6.4	$nn(624 \uparrow - 512 \downarrow)$	$402 \uparrow \rightarrow 512 \downarrow$	$1u$	0.60	7.4	7.6
4-4	1554	?	$nn(624 \uparrow - 510 \uparrow)$	$402 \uparrow \rightarrow 510 \uparrow$	$1h$			~8
1+1	?	?	$pp(404 \downarrow - 402 \uparrow)$	$404 \downarrow \rightarrow 624 \uparrow$	aN			~7

(b) $75Re^{182} 7+7 (402 \uparrow + 624 \uparrow) \rightarrow 74W^{182}$

实 验 结 果			β 衰 变 分 析					
$I\pi K'$	$E_f(\text{KeV})$	$\log ft$	末 态	$Nn_s \Lambda \Sigma \rightarrow N' n'_s \Lambda' \Sigma'$	类型	R	$\log(ftR\frac{E}{\text{MeV}})^{\frac{1}{2}}$	$\log ft_{\text{th}}$
6+6	1757	?	$pp(404 \downarrow + 402 \uparrow)$	$404 \downarrow \rightarrow 624 \uparrow$	aN			~7
5-5	1810	>6.8	$nn(624 \uparrow + 510 \uparrow)$	$402 \uparrow \rightarrow 510 \uparrow$	$1h$	0.58		~8
6-6	1830	6.6	$nn(624 \uparrow + 512 \downarrow)$	$402 \uparrow \rightarrow 512 \downarrow$	$1u$	0.60	7.4	7.7
7-7	1960	6.1	$pp(514 \uparrow + 402 \uparrow)$	$514 \uparrow \rightarrow 624 \uparrow$	$1u$	0.62	5.9	6.2

p: 523 $\uparrow$, 411 $\downarrow$, 404 $\downarrow$, 514 $\uparrow$ (ν_0), 402 $\uparrow$, 505 $\uparrow$, 402 $\downarrow$;n: 633 $\uparrow$, 521 $\downarrow$, 512 $\uparrow$, 514 $\downarrow$, 624 $\uparrow$ (ν_0), 510 $\uparrow$, 512 $\downarrow$, 503 $\uparrow$.

有二点说明: (1) 如认为 1159 KeV $0+$ 态是 pp 对激发, 则从 $Re^{182} 2+2$ 态到 W^{182} 基

图 24 ^{182}W 内部激发谱

态和 1159 KeV $0+$ 态的 β 衰变相应于 $402 \uparrow \rightarrow 624 \uparrow$, 属于高级禁戒跃迁。实验上尚未观测到这些 β 衰变。(2) 理论计算所得的低内部激发态大多已经在实验上观测到, 但从 Re^{182} 直接到 1554 KeV $4-4$ 态和 1757 KeV $6+6$ 态的 β 衰变尚未观测到 (见表 18)。另外 $pp(404 \downarrow - 402 \uparrow) 1+1$ 态 ($E > 1.757 \text{ KeV}$) 应该在 Re^{182} $2+2$ 态的 β 衰变中测得, $\log ft \sim 7$ 。

Dy^{160}

有关的 β 衰变实验数据见图 25。理论计算能谱和实验能谱的比较见图 26。 β 衰变分析见表 19。

由图 26 及表 19 可看出, 在 2 MeV 以下的内部激发态很多都还未从实验上测出。由表 19 可知, 从 ^{160}Tb $3-3$ 态或 ^{160}Ho $5+5$ 态到这些内部激发态, 大多是高级禁戒或完全禁戒跃迁。但 $pp(411 \uparrow + 523 \uparrow) 5-5$ 态是可以从 ^{160}Ho $5+5$ 态 β 衰变观察到的, $\log ft \sim 6.8 (1u)$ 。另外 $nn(521 \uparrow + 642 \uparrow) 4-4$ 态也应在 ^{160}Tb $3-3$ 态的 β 衰变中观察到, $\log ft \sim 7(aN)$ 。

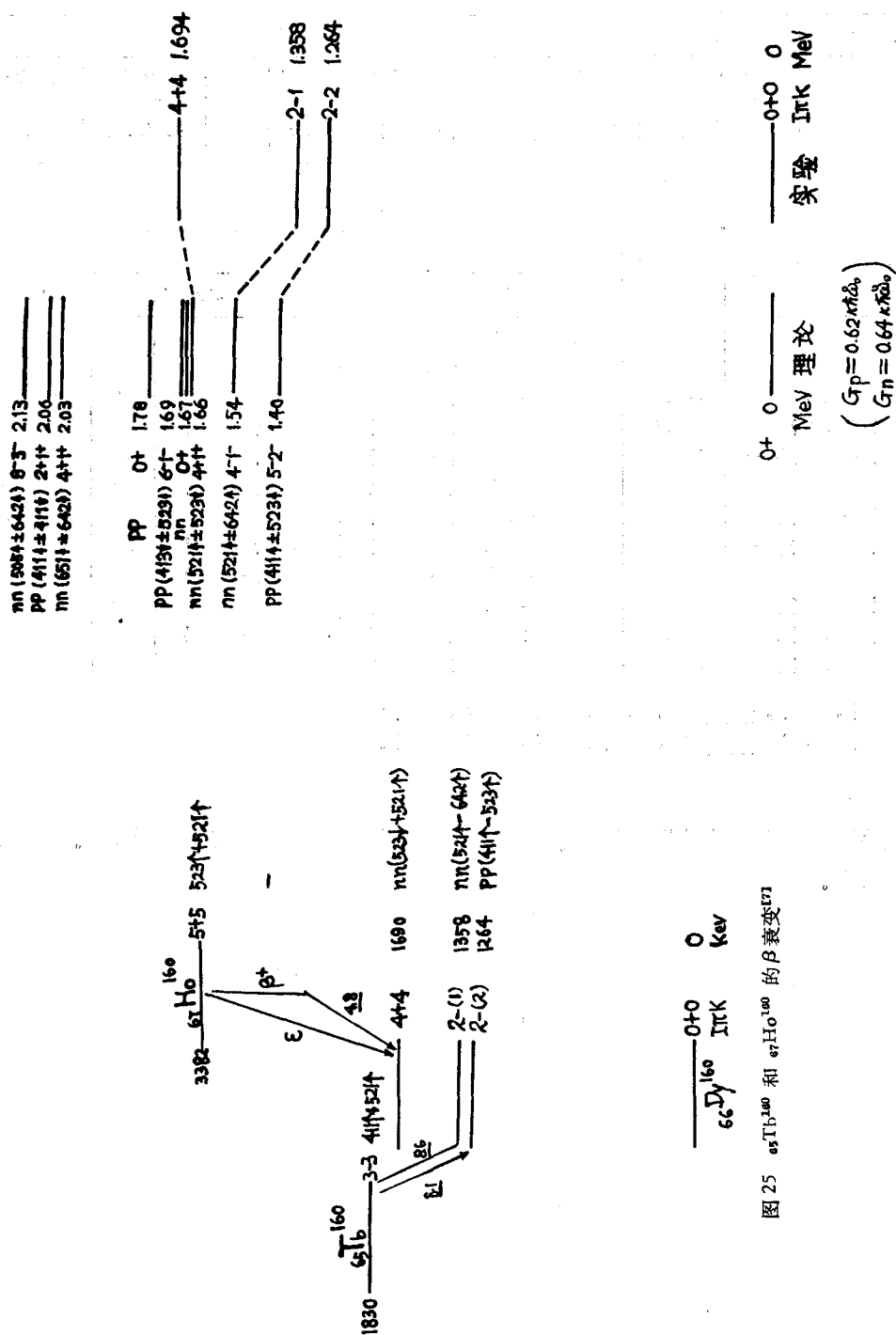


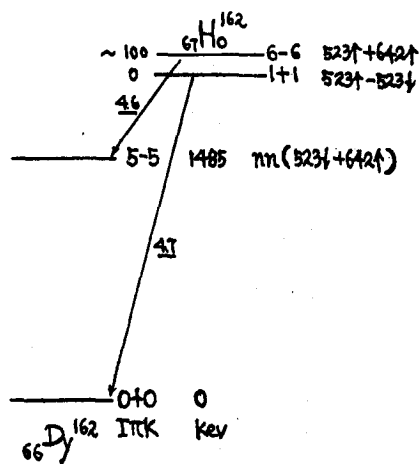
表 19

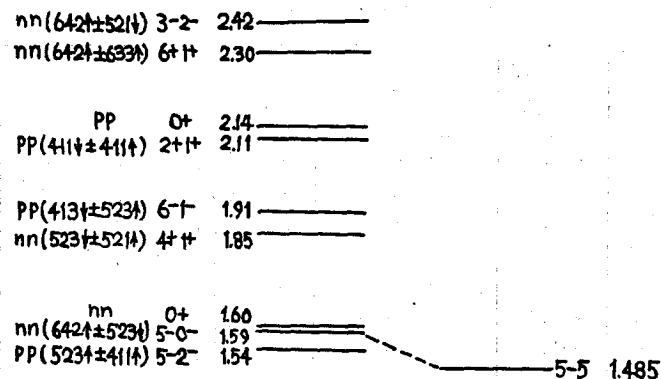
(a) ${}_{67}\text{Ho}^{160} 5+5 (523 \uparrow + 521 \uparrow) \rightarrow {}_{66}\text{Dy}^{160}$

实 验 结 果			β 衰 变 分 析					
$I'\pi'K'$	$E_f(\text{Kev})$	$\log f t$	末 态	$Nn_s \Delta \Sigma \rightarrow N' n'_s \Delta' \Sigma'$	类型	R	$\log(f t R \xi)_{\text{等}}$	$\log f t_{\text{计}}$
4+4	1690	4.8	$nn(523 \downarrow + 521 \uparrow)$	$523 \uparrow \rightarrow 523 \downarrow$	au	0.23	4.5(3.6)	5.2

(b) ${}_{66}\text{Dy}^{160}$ 的低内部激发态的讨论

组 态	能量估计 (MeV)	β 衰 变 分 析			
		母 核 状 态	$Nn_s \Delta \Sigma \rightarrow N' n'_s \Delta' \Sigma'$	类型	$\log f t$ 值估计
基态 0+0	0	${}_{66}\text{Tb}^{160} 3 - 3(411 \uparrow + 521 \uparrow)$		A	
pp 0+0	~ 1.6	${}_{66}\text{Tb}^{160} 3 - 3(411 \uparrow + 521 \uparrow)$		A	
nn 0+0	~ 1.7	${}_{66}\text{Tb}^{160} 3 - 3(411 \uparrow + 521 \uparrow)$		A	
pp(523 $\uparrow$ - 411 $\uparrow$)2-2	~ 1.3	${}_{66}\text{Tb}^{160} 3 - 3(411 \uparrow + 521 \uparrow)$	$-521 \uparrow \rightarrow 523 \uparrow$	C*	
pp(523 $\uparrow$ + 411 $\uparrow$)5-5	≥ 1.264	${}_{66}\text{Tb}^{160} 3 - 3(411 \uparrow + 521 \uparrow)$	$521 \uparrow \rightarrow 523 \uparrow$	C	
		${}_{67}\text{Ho}^{160} 5 + 5(523 \uparrow + 521 \uparrow)$	$411 \uparrow \rightarrow 521 \uparrow$	1u	~ 6.8
nn(521 $\uparrow$ - 642 $\uparrow$)2-1	~ 1.4	${}_{66}\text{Tb}^{160} 3 - 3(411 \uparrow + 521 \uparrow)$		C*	
nn(521 $\uparrow$ + 642 $\uparrow$)4-4	≥ 1.358	${}_{66}\text{Tb}^{160} 3 - 3(411 \uparrow + 521 \uparrow)$	$642 \uparrow \rightarrow 411 \uparrow$	aN	~ 7
		${}_{67}\text{Ho}^{160} 5 + 5(523 \uparrow + 521 \uparrow)$	$523 \uparrow \rightarrow 642 \uparrow$	1h	~ 8
nn(523 $\downarrow$ - 521 $\uparrow$)1+1	> 1.69	${}_{66}\text{Tb}^{160} 3 - 3(411 \uparrow + 521 \uparrow)$		C*	
pp(523 $\uparrow$ + 413 $\downarrow$)6-6	~ 1.7	${}_{67}\text{Ho}^{160} 5 + 5(523 \uparrow + 521 \uparrow)$	$413 \downarrow \rightarrow 521 \downarrow$	1h	~ 8
pp(523 $\uparrow$ - 413 $\downarrow$)1-1	~ 1.7	${}_{66}\text{Tb}^{160} 3 - 3(411 \uparrow + 521 \uparrow)$		B	

p: 532 $\uparrow$, 413 $\downarrow$, 411 $\uparrow$ (ν_0), 523 $\uparrow$, 411 $\downarrow$, 404 $\downarrow$, 514 $\uparrow$;n: 505 $\uparrow$, 651 $\uparrow$, 521 $\uparrow$ (ν_0), 642 $\uparrow$, 523 $\downarrow$, 633 $\uparrow$, 521 $\downarrow$. ${}_{66}\text{Dy}^{162}$ 有关的 β 衰变实验数据见图 27. 理论计算能谱和实验能谱的比较见图 28. β 衰变分析见表 20.图 27 ${}_{67}\text{Ho}^{162}$ 的 β 衰变^[7]



0+ 0 ————— 0+0 0
MeV 理论 实验 1πK MeV

$$\begin{pmatrix} G_p = 0.70 \kappa \hbar \omega_0 \\ G_n = 0.66 \kappa \hbar \omega_0 \end{pmatrix}$$

图 28 $^{66}\text{Dy}^{162}$ 内部激发谱

表 20

(a) $^{67}\text{Ho}^{162} 1+1 (523 \uparrow - 523 \downarrow) \longrightarrow ^{66}\text{Dy}^{162}$

实 验 结 果			β 衰 变 分 析					
$I'\pi'K'$	$E_f(\text{KeV})$	$\log f_t$	末 态	$Nn_z \Delta \Sigma \rightarrow N'n'_z \Delta' \Sigma'$	类型	R	$\log(f_t R \xi)_{\text{寄}}$	$\log f_{t\text{计}}$
0+0	0	4.7	基态 0+0	523 ↑ → 523 ↓	au	0.18	4.5(3.6)	5.7

(b) $^{67}\text{Ho}^{162} 6-6 (523 \uparrow + 642 \uparrow) \longrightarrow ^{66}\text{Dy}^{162}$

实 验 结 果			β 衰 变 分 析					
$I'\pi'K'$	$E_f(\text{KeV})$	$\log f_t$	末 态	$Nn_z \Delta \Sigma \rightarrow N'n'_z \Delta' \Sigma'$	类型	R	$\log(f_t R \xi)_{\text{寄}}$	$\log f_{t\text{计}}$
5-5	1485	4.6	nn(523 ↓ + 642 ↑)	523 ↑ → 523 ↓	au	0.27	4.5(3.9)	5.1

(c) Dy^{162} 的低内部激发态讨论

组 态	能量估计 (MeV)	β 衰 变 分 析			
		母 核 状 态	$Nn_g A \Sigma \rightarrow N' n'_g A' \Sigma'$	类型	$\log ft$ 值估计
$nn\ 0+$	~ 1.6	$^{162}_{87}\text{Ho}^{162}1 + 1(523\uparrow - 523\downarrow)$	$523\uparrow \rightarrow 523\downarrow$	au	~ 5
$nn(523\downarrow - 642\uparrow)0-0$	> 1.485	$^{162}_{87}\text{Ho}^{162}1 + 1(523\uparrow - 523\downarrow)$	$523\uparrow \rightarrow 642\uparrow$	$1h$	~ 8
$pp(411\uparrow + 523\uparrow)5-5$	~ 1.5	$^{162}_{87}\text{Ho}^{162}6 - 6(523\uparrow + 642\uparrow)$	$411\uparrow \rightarrow 642\uparrow$	aN	~ 7
$pp(411\uparrow - 523\uparrow)2-2$	~ 1.5	$^{162}_{87}\text{Ho}^{162}1 + 1(523\uparrow - 523\downarrow)$	$411\uparrow \rightarrow 523\downarrow$	$1h$	~ 8
$nn(523\downarrow + 521\uparrow)4+4$	~ 1.8	$^{162}_{87}\text{Ho}^{162}6 - 6(523\uparrow + 642\uparrow)$		B	
$nn(523\downarrow - 521\uparrow)1+1$	~ 1.8	$^{162}_{87}\text{Ho}^{162}1 + 1(523\uparrow - 523\downarrow)$	$523\uparrow - 521\uparrow$	D	
$pp(523\uparrow + 413\downarrow)6-6$	~ 1.9	$^{162}_{87}\text{Ho}^{162}6 - 6(523\uparrow + 642\uparrow)$	$411\uparrow \rightarrow 642\uparrow$	D	> 7
$pp(523\uparrow - 413\downarrow)1-1$	~ 1.9	$^{162}_{87}\text{Ho}^{162}1 + 1(523\uparrow - 523\downarrow)$	$411\uparrow \rightarrow 523\downarrow$	$1h$	~ 8

p : $532\uparrow, 413\downarrow, 411\uparrow(\nu_0), 523\uparrow, 411\downarrow, 404\downarrow, 514\uparrow$;

n : $505\uparrow, 651\uparrow, 521\uparrow, 642\uparrow(\nu_0), 523\downarrow, 633\uparrow, 521\downarrow$.

值得提到: Dy^{162} $nn0+$ 态 ($E \sim 1.6$ MeV) 是易于从 $Ho^{162}1 + 1$ 态的 β 衰变 (au) 观察到的, $\log ft \sim 5$. 建议实验上仔细观测.

四、总结和讨论

在具体分析各原子核性质的基础上, 以下就一些带有一般性的问题进行讨论和概括.

1. 原子核奇偶质量差的变化

计算表明: 原子核奇偶质量差随不同原子核的变化, 和费米面附近单粒子能级的分布关系较密切. 本文中所用的单粒子能级是从奇 A 核的内部激发谱来确定的. 利用它们计算出来的奇偶质量差随不同原子核的变化是否符合实验结果, 可以反过来判断所用单粒子能级是否近似正确.

图 29(a), (b) 分别给出 $G = 0.70 \kappa \hbar \omega_0$ 时计算出的中子和质子的奇偶质量差 P_n 和 P_p . P_n 和 P_p 定义如下:

$$\left. \begin{aligned} P_n(Z, N) &= \frac{1}{2} [B(Z, N) + B(Z, N-2) - 2B(Z, N-1)], \\ P_p(Z, N) &= \frac{1}{2} [B(Z, N) + B(Z-2, N) - 2B(Z-1, N)] \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

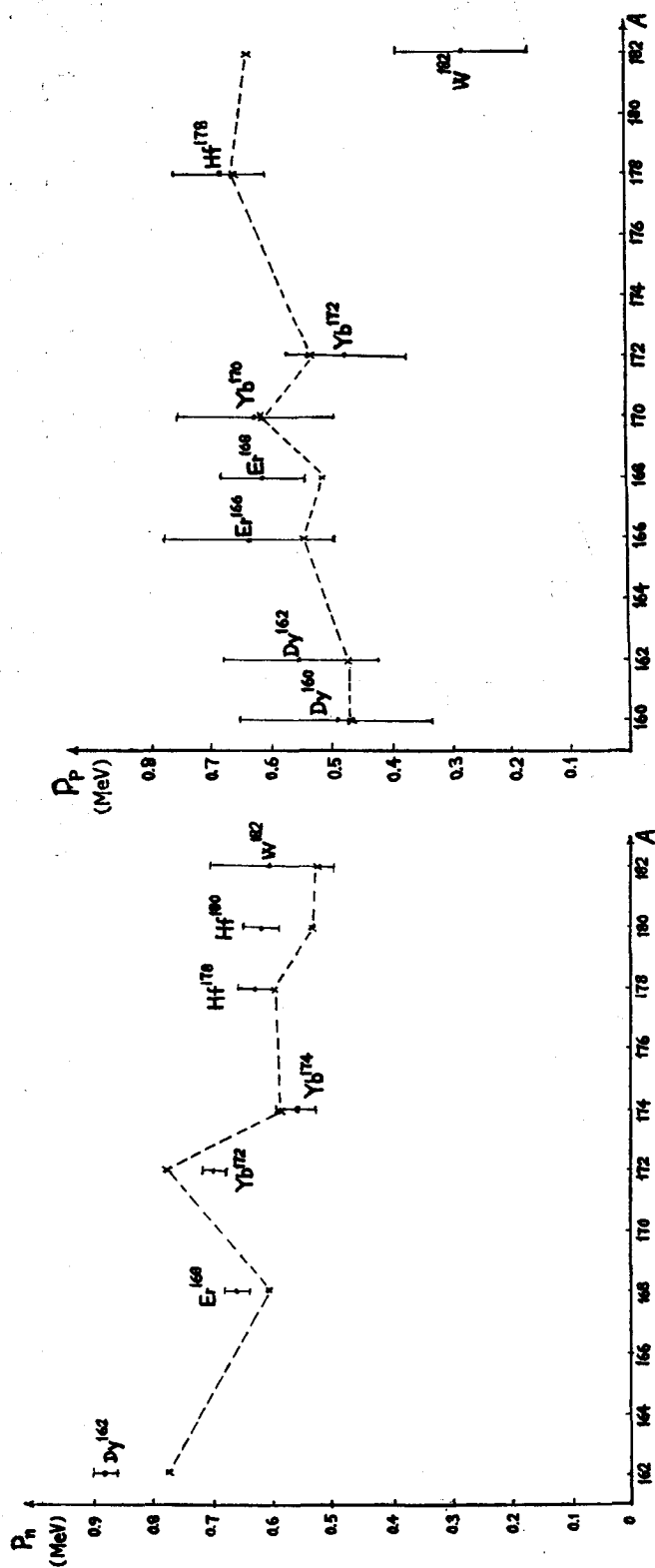
(B 是原子核结合能).

由图可以看出, P_n 和 P_p 随原子核的起伏变化和实验结果基本上相同.

Nilsson 与 Prior^[4] 曾经用超导方法来计算过希土区原子核的奇偶质量差, 计算结果随不同原子核的变化是比较平滑的, 这一点和 B.C.S. 方法是粒子数不守恒的有关. Nilsson 与 Prior 在和实验比较时, 用了下列定义来处理实验数据, 例如中子奇偶质量差定义为

$$\left. \begin{aligned} P_n^*(Z, N) &= \frac{1}{4} [2S_n(Z, N) - S_n(Z, N+1) - S_n(Z, N-1)] = \\ &= \frac{1}{4} [-B(Z, N+1) + 3B(Z, N) - 3B(Z, N-1) + \\ &\quad + B(Z, N-2)], \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

其中 $S_n(Z, N) = B(Z, N) - B(Z, N-1)$ 是原子核 (Z, N) 的最后一个中子的结合

图 29 奇偶质量差随原子核的变化 ($G = 0.70\pi\hbar\omega_0$)

● 实验值; × 计算值

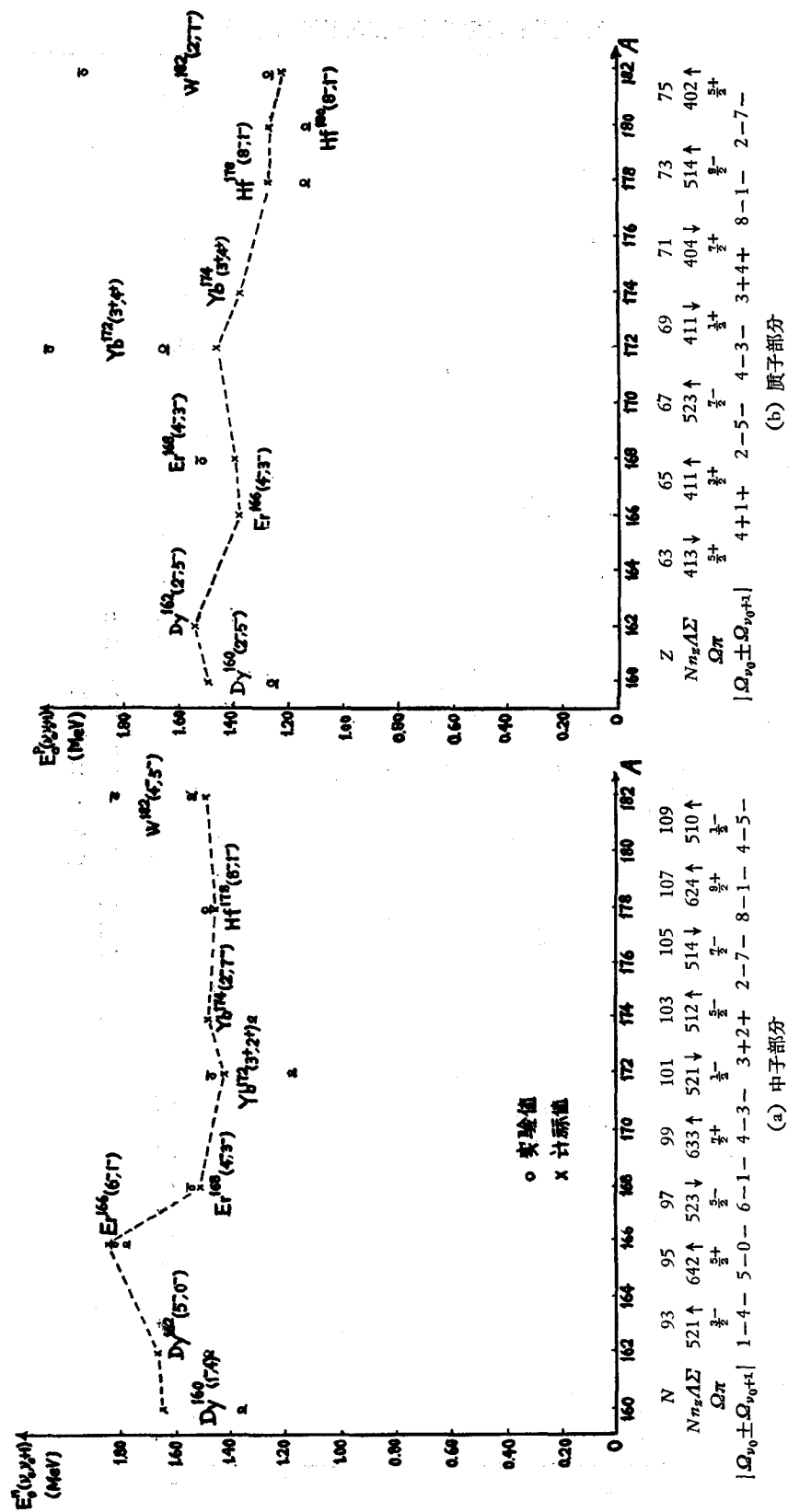


图 30 希土区偶偶核第一对共轭激发态能量 ($G = 0.70 \text{ MeV}$)

能. 在这种定义下的奇偶质量差 P^* 随不同原子核的变化是比较平滑的, 因为它把相邻的更多的原子核都牵涉进去了. 在和 B.C.S. 方法计算结果比较时, 用 P^* 是比较恰当的, 但和用粒子数守恒方法计算结果比较时, 则用 P 更好些, 它更能反映出奇偶质量差随不同原子核的变化.

2. 第一对拆散激发态

设费米面下最高的单粒子能级记为 ν_0 , 则 $E_0(\nu_0, \nu_0 + 1)$ 将是最低的对拆散激发态. 通常它们比激发 $0+$ 态要低一些. 实验上已观察到相当多第一对拆散态. 能量比较集中在 1.2—1.6 MeV 之间. 图 30(a), (b) 给出了 $E_0^p(\nu_0, \nu_0 + 1)$ 和 $E_0^d(\nu_0, \nu_0 + 1)$ 随原子核的变化. 图下并给出了单粒子能级次序和理论上应该出现的第一对拆散态的自旋和宇称. 在不同原子核中, 这些最低的对拆散态的自旋宇称很不相同. 但由图 30 可看出, 它们大多已为实验所测出. 希土变形原子核的最低的内部激发态中, 绝大多数都是中子系或者质子系的第一对拆散激发态. 能用对拆散激发机构系统地阐明这些最低内部激发态的出现, 再次肯定了对力确系原子核中剩余相互作用的重要组成部分.

3. $K\pi = 2+$ 态

希土区偶偶核中系统地出现 $K\pi = 2+$ 的转动带 (较集中地出现在 800—1000 KeV 之间, 比最低的对拆散态要低). 图 31 给出了这些态的能量 $E(2^+)$ 的变化规律.

这些态不能用对拆散态来解释, 由前面分析已看到, 在这些原子核的较低的几个内部激发态 ($E < 2\text{MeV}$) 中, 几乎都没有 $K\pi = 2+$ 的对拆散态. 这些态只能解释成集体激发态. 目前有两种解释: γ 振动和非轴对称转动.

只有一个例外, 即 ${}_{70}\text{Yb}^{172}$ 的最低的中子对拆散态是 $K\pi = 2+$ 态, 但它的能量较高 ($E = 1.49\text{MeV}$), 和一般的 $K\pi = 2+$ 态的能量相差很大 (例如相邻的 Er^{166} , Er^{168} 的 $K\pi = 2+$ 态能量只有 $\sim 800\text{KeV}$), 把它解释成集体振动激发, 似不太合理. 但如解释成中子对拆散态, 则对于能量和 β 衰变分析都可以解释得较好.

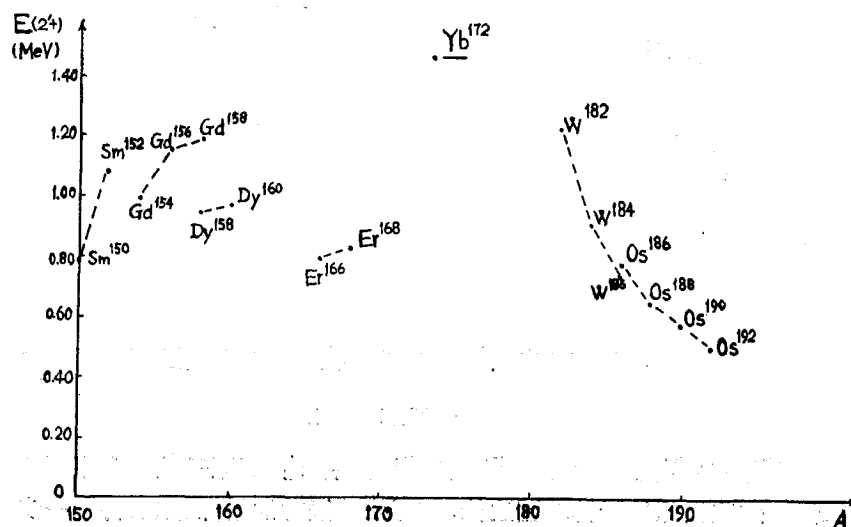


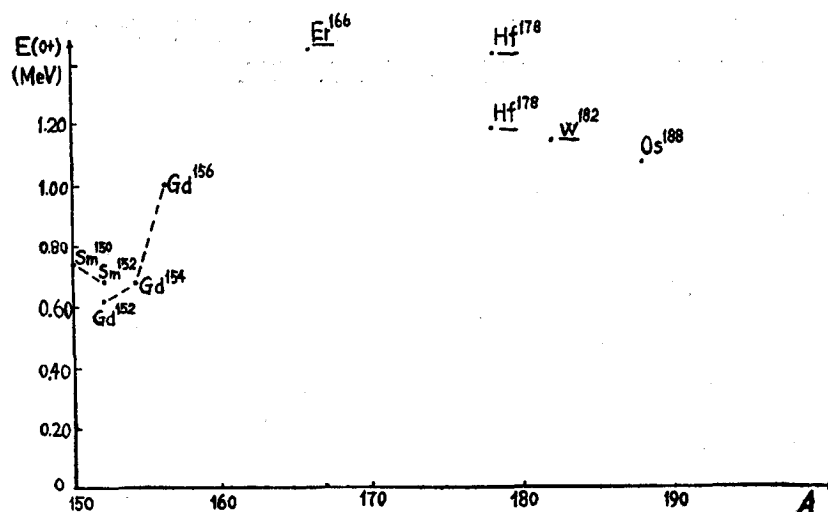
图 31 $K\pi = 2+$ 激发态能量变化规律

4. $K\pi = 0+$ 态, 对激发

在希土区变形核中, 实验上已观察到一些 $K\pi = 0+$ 的激发态。以前一般认为它们是 β 振动激发态。Gallagher 开始提出^[18], Hf^{178} 的 1197 KeV $0+$ 态和 1440 KeV $0+$ 态 (见图 21) 可能是共轭准粒子对的激发态。图 32 给出了希土区原子核中的 $K\pi = 0+$ 的激发态能量。在这些 $K\pi = 0+$ 的态中, 首先应注意到, 在变形区中部的几个原子核的 $K\pi = 0+$ 的态, 可以解释成中子或质子对激发 $0+$ 态。其中包括: Er^{166} , 1460 KeV $0+$ 态, Hf^{178} , 1197 KeV $0+$ 态, 1440 KeV $0+$ 态, W^{182} , 1159 KeV $0+$ 态。但是为什么其他原子核没有观测出类似的 $K\pi = 0+$ 态? 这是因为目前大多数内部激发态都是从奇奇核的 β 衰变以及伴随而来的 γ 跃迁来确定的。在希土变形区中部的原子核, 凡是还没有观测到 $K\pi = 0+$ 激发态的, 大多数都是因为从 β 衰变实验根本不能观察或者很不容易观察到这些 $K\pi = 0+$ 态 (见表 21)。其中值得提到, Dy^{162} 的 nn $0+$ 激发态 (~ 1.5 MeV) 应该从 ${}_{67}\text{Ho}^{162}$ $1+1$ 的 β 衰变中观察到, 这跃迁属于 $au \log ft \sim 5$, 但实验上还未发现。

表 21

核	对激发态	能量估计 (MeV)	奇奇核状态	类型
${}_{66}\text{Dy}^{160}$	$nn0+$	~ 1.6	${}_{65}\text{Tb}^{160}3 - 3(411\uparrow + 521\uparrow)$	A
${}_{66}\text{Dy}^{160}$	$pp0+$	~ 1.7	${}_{65}\text{Tb}^{160}3 - 3(411\uparrow + 521\uparrow)$	A
${}_{66}\text{Dy}^{162}$	$nn0+$	~ 1.5	${}_{67}\text{Ho}^{162}1 + 1(523\uparrow - 523\downarrow)$	au
${}_{68}\text{Er}^{168}$	$nn0+, pp0+,$	~ 1.6	${}_{69}\text{Tm}^{168}3 + 3(411\downarrow - 633\uparrow)$	C
${}_{70}\text{Yb}^{170}$	$pp0+, nn0+,$	$\sim$	${}_{69}\text{Tm}^{170}1 + 1(411\downarrow + 521\downarrow)$	E
${}_{70}\text{Yb}^{172}$	$nn0+$	~ 1.4	${}_{69}\text{Tm}^{172}2 - 2(411\downarrow - 512\uparrow)$	1u
${}_{70}\text{Yb}^{174}$	$nn0+, pp0+,$	~ 1.9	${}_{71}\text{Lu}^{174}1 - 1(404\downarrow - 512\uparrow)$	E

图 32 $K\pi = 0+$ 激发态能量变化规律

另外, ${}_{64}\text{Gd}^{152}$, ${}_{64}\text{Gd}^{154}$, ${}_{64}\text{Gd}^{156}$, ${}_{62}\text{Sm}^{150}$, ${}_{62}\text{Sm}^{152}$ 和 ${}_{76}\text{Os}^{188}$ 等原子核中观察到的 $K\pi = 0+$ 态能量都很低。这些核已处于转动区边缘, 有可能是振动能谱, 问题有待进一步研究。把它们解释成对激发态不是很恰当的。

总之: 在希土变形区中部, $K\pi = 0+$ 态可以用对激发机构给予一定的解释, 尽管以前一般人认为它们都是 β 振动态, 但在边缘区, 情况还不清楚。

另外附带提到: 希土变形区中部只观察到唯一的一个 $K\pi = 0-$ 的态, 即 Er^{166} 1663 KeV $1-0$ 态。它可以用对拆散态 $pp(523\uparrow - 404\downarrow)0-$ 来解释。理论上在 Er^{168} 中, $E \sim 2$ MeV, 有 $pp(523\uparrow - 404\downarrow)0-$, 在 Dy^{162} 中, $E \sim 1.6$ MeV 有 $nn(523\downarrow - 642\uparrow)0-$ 态。其余的原子核在较低的几个对拆散态中都没有 $K\pi = 0-$ 的态。这有待实验检验。

5. 对拆散双重态的分裂

在希土变形原子核中, 已肯定的对拆散双重态 ($K = |Q_1 \pm Q_2|$) 见表 22。

表 22 对拆散双重态的分裂

原子核	能级 (KeV)	KnK	组 态	ΔE (KeV)
^{166}Er	1783	6-6	$nn(523\downarrow \pm 633\uparrow)$	43
	1826	1-1		
^{172}Yb	1174	3+3	$nn(512\uparrow \pm 521\downarrow)$	294
	1468	2+2		
^{172}Yb	1664	3+3	$pp(404\downarrow \mp 411\downarrow)$	411
	2075	4+4		
^{172}Yb	1702	3+3	$nn(514\downarrow \mp 521\downarrow)$	585
	2287	4+4		
^{182}W	1290	2-2	$pp(514\uparrow \mp 402\uparrow)$	670
	1961	7-7		
^{182}W	1554	4-4	$nn(624\uparrow \mp 510\uparrow)$	316
	1870	5-5		
^{182}W	1830	6-6	$nn(624\uparrow \pm 512\downarrow)$	194
	2024	3-3		

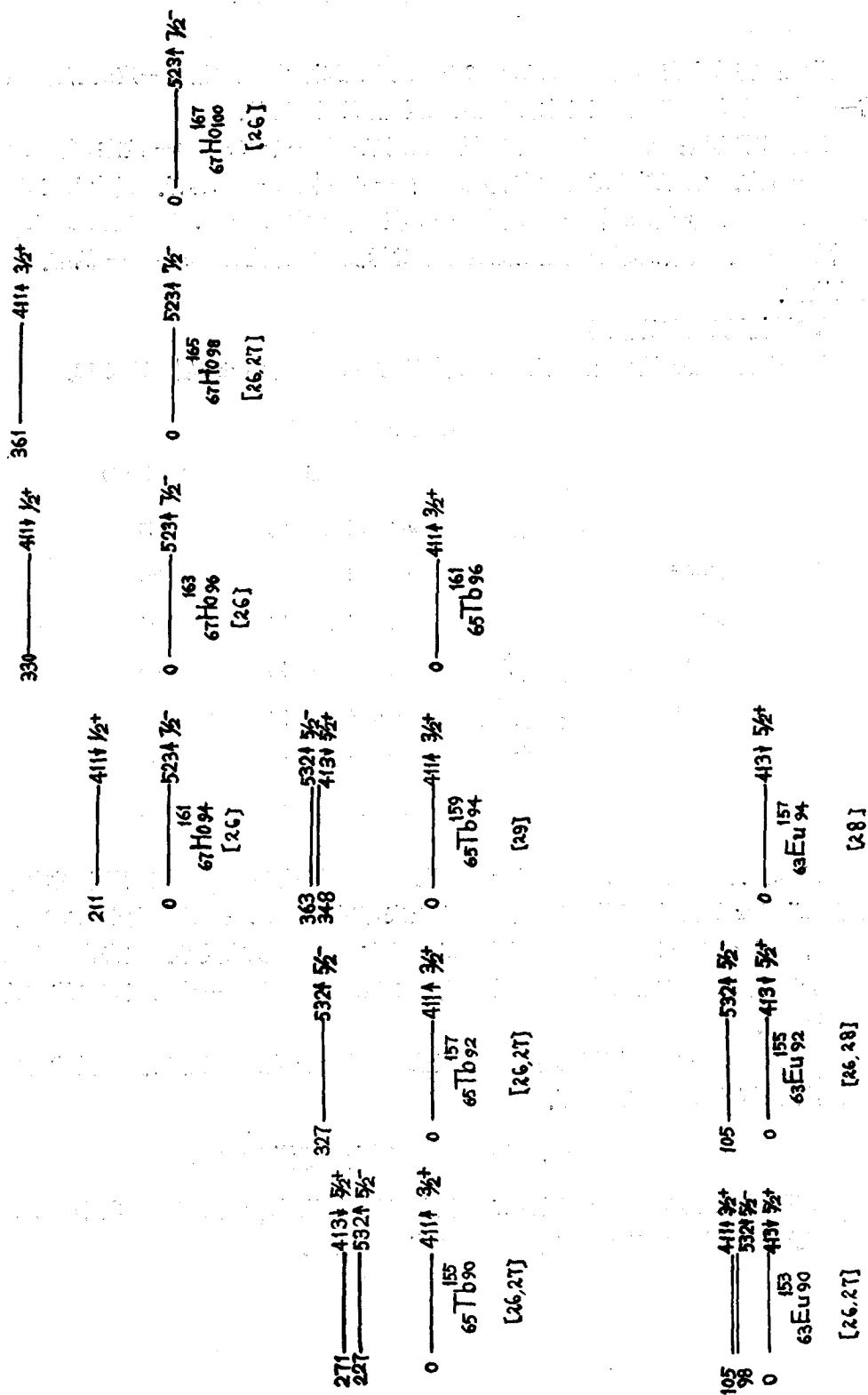
这些对拆散态的分裂只能归因于和自旋有关的剩余相互作用。它们的相对次序完全遵守 Gallagher 的经验规则[见(18)式]。由上表可以看出, 双重态分裂大小, ΔE , 有较大的变化。 $\Delta E \sim 40-700$ KeV, 它可能和对拆散态 Q_1, Q_2 很有关系。在奇奇核中, $K = |Q_n \pm Q_p|$ 双重态的分裂也有类似情况。这些都可以作为进一步研究和自旋有关的作用力的参考。

在工作中, 杨立铭教授提出了很多宝贵意见, 并给予了热心的帮助。吴崇试同志和我们进行了很好的合作, 特此志谢。

附录 1. 希土区奇 A 核内部激发谱

以下六个图分别表示希土区奇 A 核内部激发谱, 能量单位为 KeV, 其中 (a) 的三个图是属于奇质子核的, (b) 的三个图是属于奇中子核的。

(a) 奇质子核



699 ——— 4024 3/2+
 612 ——— 4114 1/2+
 480 ——— 4024 5/2+

0 ——— 4044 1/2+ 0 ——— 4044 1/2+ 0 ——— 4044 1/2+
¹⁷³ 73Ta100 ¹⁷⁵ 73Ta102 ¹⁷⁷ 73Ta104 ¹⁷⁹ 73Ta106 ¹⁸¹ 73Ta108 ¹⁸³ 73Ta110
 [18] [18] [18] [18] [18]

425 ——— 4114 1/2+ 505 ——— 4114 1/2+
 357 ——— 4024 5/2+ 396 ——— 5444 9/2-
 343 ——— 4024 5/2+

124 ——— 5444 1/2+ 147 ——— 5444 9/2-
 0 ——— 4044 1/2+ 0 ——— 4044 1/2+
¹⁷¹ 71Lu100 ¹⁷³ 71Lu102 ¹⁷⁵ 71Lu104 ¹⁷⁷ 71Lu106

[18]

[18]

[18]

[18]

636 ——— 4044 1/2+

473 ——— 5444 9/2- 425 ——— 5234 1/2-
 379 ——— 5234 1/2- 316 ——— 4044 1/2+
 293 ——— 5234 1/2- 179 ——— 4044 1/2+

0 ——— 4114 1/2+ 0 ——— 4114 1/2+ 0 ——— 4114 1/2+
¹⁶¹ 69Tm92 ¹⁶³ 69Tm94 ¹⁶⁵ 69Tm96 ¹⁶⁷ 69Tm98 ¹⁶⁹ 69Tm100 ¹⁷¹ 69Tm102

[26]

[26]

[26]

[26]

[18]

[18]

(b) 奇中子核

64.0 ——— 6421 5/2+
0 ——— 157 ——— 5211 3/2-
64Gd 93

[24]

588.0 ——— 4001 1/2+

367.7 ——— 4021 3/4-
347.1 ——— 5304 1/2-
326.6 ——— 5321 3/2-
286.8 ——— 5331 5/2-
247.0 ——— 6601 1/2+

105.3 ——— 6421 5/4+
86.5 ——— 6514 3/4-
0 ——— 155 ——— 5211 3/2-
62Sm 91 64Gd 91

[24]

[24]

344.7 ——— 5321 3/2-
209 ——— 6421 5/4+
168.4 ——— 5304 1/2-
167.8 ——— 5214 3/2-
105 ——— 4021 3/4-
4.85 ——— 6604 1/2+
0 ——— 151 ——— 6511 3/2+
62Sm 89 64Gd 89

[24]

[24]

0 ——— 159 ——— 5211 3/2-
66Dy 93 68Er 93

[24]

853.9 ——— 6514 3/4+

608 ——— 5121 5/2-
507 ——— 6514 1/4+

297.2 ——— 5211 1/2-
242.7 ——— 5211 3/2-
239 ——— 5211 3/2-

47.2 ——— 6421 5/4+
0 ——— 165 ——— 5231 3/2-
0 ——— 163 ——— 5231 5/2-
66Dy 97 68Er 97 70Yb 97

[24]

[24, 25]

[24, 25]

415 ——— 6514 3/4+
346 ——— 5211 1/2-

75 ——— 5211 3/2-
26 ——— 5231 3/2-
0 ——— 161 ——— 6421 1/2+
66Dy 95 68Er 95

[24]

[24]

936 ——— 624 3/2+
876 ——— 514 1/2-

122 ——— 512 3/2-
98 ——— 634 7/2+
0 ——— 524 1/2-
68Er 101 171 70Yb 101
107 ——— 524 3/2-
0 ——— 524 1/2-
173 72Hf 101

[24,25,18]

1465 ——— 504 7/2-
1452 ——— 505 3/2-

1227 ——— 505 3/2-

1045 ——— 504 7/2-

962 ——— 514 1/2-

636 ——— 514 7/2-

5854 ——— 523 3/2- 570 ——— 524 3/2-

347.7 ——— 524 3/2-

203.6 ——— 524 1/2- 191 ——— 512 3/2-

108 ——— 521 1/2-

0 ——— 634 7/2+ 22 ——— 521 1/2-
165 66Dy 99 169 70Yb 99
167 68Er 99 634 7/2+

[24,25]

[24,25]

[24,25]

351 ——— 634 7/2- 348 ——— 514 7/2-

207 ——— 634 7/2-

125 ——— 521 1/2-

0 ——— 512 3/2- 0 ——— 512 3/2-
171 68Er 103 173 70Yb 103
175 72Hf 103

[24,25,18]

[24,25,18]

1469 ——— 5051 9/2

954 ——— 6331 7/2+

808 ——— 5031 7/2

746 ——— 5211 1/2

560 ——— 5121 3/2

409 ——— 5141 7/2
385 ——— 5101 1/2
366 ——— 5121 5/2

375 ——— 5101 1/2

215 ——— 5141 7/2

332 ——— 5101 1/2

104 ——— 5141 7/2

0 ——— 6241 9/2+
70Yb107

171 ——— 5101 1/2

0 ——— 6241 9/2+
76Os107

[24]

[24,25,18]

[24,25,18]

[24]

1058 ——— 5031 7/2

746 ——— 6331 7/2+

508 ——— 5121 9/2

421 ——— 5101 1/2

321 ——— 6241 9/2

222 ——— 5101 1/2

455 ——— 5101 1/2

0 ——— 5141 7/2
70Yb105

0 ——— 5141 7/2
72Hf105

[24,18,30]

[24,25,18,30]

[24,25,18]

453.1 ——— 5031 7/2

309.5 ——— 6241 9/2

208.8 ——— 5121 3/2

0 ——— 5101 1/2
72Hf109

0 ——— 5101 1/2
76Os109

[18]

[24,18]

[24,27]

0 ——— 5121 3/2
74W111

744 ——— 5121 3/2
0 ——— 5101 1/2
76Os111

[18]

[24]

附录 2. 奇 A 核 β 衰变分类1. au $4.5 \leq \log f_{0\beta} \leq 5.0$

$$514 \uparrow 9/2 - 9/2 \rightleftharpoons 514 \downarrow 7/2 - 7/2$$

	$E_f(\text{KeV})$	$\log f_{0\beta}$	参考文献
$71\text{Lu}^{178} \rightarrow 70\text{Yb}^{178}$	637	5	[14]
$71\text{Lu}^{178} \leftarrow 70\text{Yb}^{178}$	396	4.7	[6]
$78\text{Ta}^{179} \leftarrow 74\text{W}^{179}$	30	4.6	[6,20]

$$523 \uparrow 7/2 - 7/2 \rightleftharpoons 523 \downarrow 5/2 - 5/2$$

$67\text{Ho}^{159} \rightarrow 66\text{Dy}^{159}$		≤ 5	[14]
$65\text{Tb}^{161} \leftarrow 64\text{Gd}^{161}$	418	~ 4.8	[14]
$67\text{Ho}^{161} \rightarrow 66\text{Dy}^{161}$	26	≤ 4.5	[14]
$67\text{Ho}^{163} \leftarrow 66\text{Er}^{163}$	0	≤ 5	[14]
$67\text{Ho}^{165} \leftarrow 66\text{Er}^{165}$	0	≤ 4.5	[14]
$67\text{Ho}^{167} \rightarrow 66\text{Er}^{167}$	700	~ 4.8	[14]
$69\text{Tm}^{169} \leftarrow 70\text{Yb}^{169}$	293	≤ 5	[14]

2. $ah(\Delta N = 0)$ $6.0 \leq \log f_{0\beta} \leq 7.5$

	$E_f(\text{KeV})$	跃迁前后状态	$\log f_{0\beta}$	参考文献
$65\text{Tb}^{158} \rightarrow 64\text{Gd}^{158}$	303.5	$532 \uparrow 5/2 - 5/2 \rightarrow 521 \uparrow 3/2 - 3/2$	7.4	[24]
$65\text{Tb}^{159} \leftarrow 64\text{Gd}^{159}$	364	$\leftarrow$	6.4 - 6.7	[14]
$67\text{Ho}^{161} \leftarrow 66\text{Er}^{161}$	826	$\leftarrow$	~ 6	[6]
$63\text{Eu}^{155} \leftarrow 62\text{Sm}^{155}$	105	$523 \downarrow 5/2 - 5/2 \leftarrow 521 \uparrow 3/2 - 3/2$	5.7	[20]
$65\text{Tb}^{155} \rightarrow 64\text{Gd}^{155}$	588	$411 \downarrow 1/2 + 1/2 \rightarrow 400 \uparrow 1/2 + 1/2$	7.2	[24]
$69\text{Tm}^{165} \rightarrow 68\text{Er}^{165}$	507.1	$411 \downarrow 1/2 + 1/2 \rightarrow 451 \downarrow 1/2 + 1/2$	7.7	[24]
$69\text{Tm}^{171} \leftarrow 68\text{Er}^{171}$	425	$523 \uparrow 7/2 - 7/2 \leftarrow 512 \uparrow 5/2 - 5/2$	6.3	[6]
$65\text{Tb}^{155} \rightarrow 64\text{Gd}^{155}$	367.7	$411 \uparrow 3/2 + 3/2 \rightarrow 402 \downarrow 3/2 + 3/2$	7.0	[24]
$71\text{Lu}^{178} \rightarrow 70\text{Yb}^{178}$	78.7	$514 \uparrow 9/2 - 9/2 \rightarrow 512 \uparrow 7/2 - 5/2$	~ 8.4	[35]
$78\text{Ta}^{181} \leftarrow 74\text{Hf}^{181}$	958	$541 \downarrow 1/2 - 1/2 \leftarrow 510 \uparrow 1/2 - 1/2$	~ 6.5	[14]

3. $an(\Delta N = 2)$ $\log f_{0\beta} \sim 7.0$

$63\text{Eu}^{158} \leftarrow 64\text{Gd}^{158}$	103	$411 \uparrow 3/2 + 3/2 \leftarrow 651 \uparrow 3/2 + 3/2$	7.0	[14]
$63\text{Eu}^{155} \rightarrow 64\text{Gd}^{155}$	87	$413 \downarrow 5/2 + 5/2 \rightarrow 651 \uparrow 3/2 + 3/2$	7.3	[14]
$63\text{Eu}^{155} \rightarrow 64\text{Gd}^{155}$	105	$413 \downarrow 5/2 + 5/2 \rightarrow 642 \uparrow 5/2 + 5/2$	7.3	[14]
$65\text{Tb}^{155} \rightarrow 64\text{Gd}^{155}$	86.54	$411 \downarrow 1/2 + 1/2 \rightarrow 651 \uparrow 3/2 + 3/2$	7.2	[24]
$69\text{Tm}^{165} \rightarrow 68\text{Er}^{165}$	853.9	$\rightarrow$	7.1	[24]
$69\text{Tm}^{165} \rightarrow 68\text{Er}^{165}$	507.1	$411 \downarrow 1/2 + 1/2 \rightarrow 651 \downarrow 1/2 + 1/2$	7.7	[6]
	589.4	$\rightarrow 651 \downarrow 3/2 + 1/2$	7.3	[6]
$65\text{Tb}^{155} \rightarrow 64\text{Gd}^{155}$	266.6	$411 \downarrow 1/2 + 1/2 \rightarrow 660 \uparrow 3/2 + 1/2$	6.8	[24]
	268.6	$\rightarrow 660 \uparrow 5/2 + 1/2$	7.2	[24]
$65\text{Tb}^{161} \rightarrow 66\text{Dy}^{161}$	0	$411 \uparrow 3/2 + 3/2 \rightarrow 642 \uparrow 5/2 + 5/2$	6.8	[6]
$71\text{Lu}^{177} \rightarrow 72\text{Hf}^{177}$	326	$404 \downarrow 7/2 + 7/2 \rightarrow 624 \uparrow 9/2 + 9/2$	6.3	[14]
$78\text{Ta}^{177} \rightarrow 72\text{Hf}^{177}$	326	$\rightarrow$	8.2	[24,25]
$78\text{Ta}^{179} \rightarrow 72\text{Hf}^{179}$	0	$404 \downarrow 7/2 + 7/2 \rightarrow 624 \uparrow 9/2 + 9/2$	~ 6.9	[14]
$71\text{Lu}^{177} \leftarrow 70\text{Yb}^{177}$	0	$\leftarrow$	6.2	[14]
$78\text{Ta}^{181} \leftarrow 74\text{W}^{181}$	0	$\leftarrow$	6.6	[6]
$75\text{Re}^{188} \leftarrow 76\text{Os}^{188}$	851	$\leftarrow$	7.1	[6,31]
$78\text{Ta}^{175} \rightarrow 72\text{Hf}^{175}$	207.4	$404 \downarrow 7/2 + 7/2 \rightarrow 633 \uparrow 7/2 + 7/2$	6.7	[6,24,25]
$78\text{Ta}^{177} \rightarrow 72\text{Hf}^{177}$	747.2	$\rightarrow$	7.8	[24,25,34]

4. $1u$ $6 \leq \log f_{0\beta} \leq 7.5$

$65\text{Tb}^{159} \leftarrow 64\text{Gd}^{159}$	0	$411 \uparrow 3/2 + 3/2 \leftarrow 521 \uparrow 3/2 - 3/2$	6.7	[14]
--	---	--	-----	------

$65\text{Tb}^{161} \rightarrow 66\text{Dy}^{161}$	75	$\rightarrow$	6.8	[14]
$65\text{Tb}^{158} \rightarrow 64\text{Gd}^{158}$	60	$\rightarrow 521 \uparrow 5/2 - 5/2$	7.4	[24]
$67\text{Ho}^{165} \leftarrow 66\text{Dy}^{165}$	0	$523 \uparrow 7/2 - 7/2 \leftarrow 633 \uparrow 7/2 + 7/2$	6.2	[14]
$67\text{Ho}^{167} \rightarrow 68\text{Er}^{167}$	0	$\rightarrow$	6.0	[14]
$67\text{Ho}^{161} \leftarrow 68\text{Er}^{161}$	211	$411 \downarrow 1/2 + 1/2 \leftarrow 521 \uparrow 3/2 - 3/2$	6.4	
$68\text{Tm}^{165} \rightarrow 68\text{Er}^{165}$	243	$\rightarrow$	7.2	[24]
$68\text{Tm}^{167} \rightarrow 68\text{Er}^{167}$	207.8	$411 \downarrow 1/2 + 1/2 \rightarrow 521 \downarrow 1/2 - 1/2$	6.5	[6]
$68\text{Tm}^{169} \leftarrow 68\text{Er}^{169}$	0	$\leftarrow$	6.4	[6]
$68\text{Tm}^{171} \rightarrow 70\text{Yb}^{171}$	0	$\rightarrow$	6.3	[6]
$73\text{Ta}^{181} \leftarrow 72\text{Hf}^{181}$	612	$411 \downarrow 1/2 + 1/2 \leftarrow 510 \uparrow 1/2 - 1/2$	7.1	[14]
$76\text{Re}^{188} \leftarrow 76\text{Os}^{188}$	1102	$\leftarrow$	6.3	[31]
$68\text{Tm}^{165} \rightarrow 68\text{Er}^{165}$	608.0	$411 \downarrow 1/2 + 1/2 \rightarrow 512 \uparrow 5/2 - 5/2$	8.2	[24]
$73\text{Re}^{187} \leftarrow 74\text{W}^{187}$	625	$411 \downarrow 1/2 + 1/2 \leftarrow 512 \downarrow 3/2 - 3/2$	7.7	[32]
$71\text{Lu}^{169} \rightarrow 70\text{Yb}^{169}$	962.4	$404 \downarrow 7/2 + 7/2 \rightarrow 514 \downarrow 7/2 - 7/2$	6.5	[25]
$71\text{Lu}^{175} \leftarrow 70\text{Yb}^{175}$	0	$\leftarrow$	6.4	[14]
$73\text{Ta}^{176} \rightarrow 72\text{Hf}^{176}$	348.4	$\rightarrow$	6.4	[25]
$71\text{Lu}^{177} \rightarrow 72\text{Hf}^{177}$	0	$\rightarrow$	6.6	[6]
$73\text{Ta}^{177} \rightarrow 72\text{Hf}^{177}$	0	$\rightarrow$	6.6	[25, 33]
$71\text{Lu}^{169} \rightarrow 70\text{Yb}^{169}$	1465	$404 \downarrow 7/2 + 7/2 \rightarrow 503 \uparrow 7/2 - 7/2$	6.6	[25]
$73\text{Ta}^{176} \rightarrow 72\text{Hf}^{176}$	1046	$\rightarrow$	6.2	[25]
$73\text{Ta}^{177} \rightarrow 72\text{Hf}^{177}$	1060	$\rightarrow$	6.4	[25]
$73\text{Ta}^{188} \rightarrow 74\text{W}^{188}$	453	$\rightarrow$	6.9	[14]
$73\text{Ta}^{185} \rightarrow 74\text{W}^{185}$		$\rightarrow$	6.5	[33]
$71\text{Lu}^{169} \rightarrow 70\text{Yb}^{169}$	1452	$404 \downarrow 7/2 + 7/2 \rightarrow 505 \downarrow 9/2 - 9/2$	6.6	[25]
$73\text{Ta}^{176} \rightarrow 72\text{Hf}^{176}$	1227	$\rightarrow$	6.4	[25]
$73\text{Ta}^{185} \rightarrow 74\text{W}^{185}$		$\rightarrow$	7.3	[33]
$73\text{Ta}^{181} \leftarrow 74\text{W}^{181}$	6.25	$514 \uparrow 9/2 - 9/2 \leftarrow 624 \uparrow 9/2 + 9/2$	6.8	[6]
$76\text{Re}^{188} \leftarrow 76\text{Os}^{188}$	496	$\leftarrow$	6.2	[31]
$73\text{Re}^{188} \rightarrow 74\text{W}^{188}$	208.8	$402 \uparrow 5/2 + 5/2 \rightarrow 512 \downarrow 3/2 - 3/2$	7.7	[24]
$73\text{Re}^{185} \leftarrow 74\text{W}^{185}$	0	$\leftarrow$	7.5	[14]
$73\text{Re}^{187} \leftarrow 74\text{W}^{187}$	0	$\leftarrow$	7.9	[32]
$77\text{Ir}^{187} \rightarrow 76\text{Os}^{187}$	74.35	$\rightarrow$	7.0	[24]
$77\text{Ir}^{189} \rightarrow 76\text{Os}^{189}$	0	$\rightarrow$	~ 7.6	[24]
$77\text{Ir}^{191} \leftarrow 78\text{Pt}^{191}$	539.3	$\leftarrow$	6.9	[24]
$73\text{Re}^{188} \rightarrow 74\text{W}^{188}$	453.1	$402 \uparrow 5/2 + 5/2 \rightarrow 503 \uparrow 7/2 - 7/2$	8.4	[24]
$77\text{Ir}^{189} \rightarrow 76\text{Os}^{189}$	275.9	$402 \uparrow 5/2 + 5/2 \rightarrow 503 \downarrow 5/2 - 5/2$	7.7	[24]
5. $1h \quad 7.5 \leq \log f \leq 8.5$				
$65\text{Tb}^{158} \rightarrow 64\text{Gd}^{158}$	109.8	$532 \uparrow 5/2 - 5/2 \rightarrow 402 \downarrow 3/2 + 3/2$	7.6	[24]
$65\text{Tb}^{155} \rightarrow 64\text{Gd}^{155}$	286.8	$411 \uparrow 3/2 + 3/2 \rightarrow 523 \downarrow 5/2 - 5/2$	8.0	[24]
$65\text{Tb}^{158} \rightarrow 64\text{Gd}^{158}$	347.1	$411 \uparrow 3/2 + 3/2 \rightarrow 530 \uparrow 1/2 - 1/2$	7.8	[24]
$71\text{Lu}^{169} \rightarrow 70\text{Yb}^{169}$	278.8	$404 \downarrow 7/2 + 7/2 \rightarrow 512 \uparrow 7/2 - 5/2$	7.7	[25]
$71\text{Lu}^{169} \rightarrow 70\text{Yb}^{169}$	570.5	$404 \downarrow 7/2 + 7/2 \rightarrow 523 \downarrow 5/2 - 5/2$	7.7	[25]
$73\text{Ta}^{177} \rightarrow 72\text{Hf}^{177}$	508	$404 \downarrow 7/2 + 7/2 \rightarrow 512 \uparrow 5/2 - 5/2$	> 9.3	[34]
	605	$\rightarrow 512 \uparrow 7/2 - 5/2$	8.7	[34]
$73\text{Re}^{188} \rightarrow 74\text{W}^{188}$	46.5	$402 \uparrow 5/2 + 5/2 \rightarrow 510 \uparrow 3/2 - 1/2$	8.7	[24]
$77\text{Ir}^{187} \rightarrow 76\text{Os}^{187}$	75.05	$\rightarrow 510 \uparrow 5/2 - 1/2$	7.0	[24]
$77\text{Ir}^{189} \rightarrow 76\text{Os}^{189}$	95.3	$\rightarrow 510 \uparrow 3/2 - 1/2$	7.7	[24]
$77\text{Ir}^{191} \leftarrow 78\text{Pt}^{191}$	82.45	$400 \uparrow 1/2 + 1/2 \leftarrow 512 \downarrow 3/2 - 3/2$	7.6	[24]

附录 3. Nilsson 能级表补充 (γ_a^{Nq} 值)(a) $N = 4$ 质子能级 ($\mu = 0.59$)

$Nn_z\Delta\Sigma$	η	4.0	4.5
400 $\uparrow$		4.04	4.66
402 $\downarrow$		3.70	4.32
402 $\uparrow$		-0.73	-0.09
404 $\downarrow$		-1.78	-1.14
411 $\downarrow$		-2.57	-2.54
411 $\uparrow$		-5.54	-5.43
413 $\downarrow$		-6.17	-6.06
420 $\uparrow$		-9.61	-10.04
422 $\downarrow$		-9.94	-10.35

(b) $N = 5$ 中子能级 ($\eta = 4$)

$Nn_z\Delta\Sigma$	μ	0.40	0.45
505 $\downarrow$		0.40	-1.11
512 $\downarrow$		-0.68	-1.32
510 $\uparrow$		-1.21	-1.65
503 $\uparrow$		-1.38	-2.05
514 $\downarrow$		-4.07	-5.51
512 $\uparrow$		-5.69	-6.49
521 $\downarrow$		-6.33	-6.96
523 $\downarrow$		-8.17	-9.50
521 $\uparrow$		-9.47	-10.38
505 $\uparrow$		-10.33	-11.83
532 $\downarrow$		-11.85	-12.98
530 $\uparrow$		-12.55	-13.54

(c) $N = 6$ 中子能级 ($\mu = 0.33, \eta = 4$)

$Nn_z\Delta\Sigma$	γ_a^{Nq}
615 $\uparrow$	-15.62
624 $\uparrow$	-19.02
633 $\uparrow$	-22.01
642 $\uparrow$	-24.50
651 $\uparrow$	-26.32
660 $\uparrow$	-27.38

参 考 文 献

- [1] Bohr, Mottelson and Pines, *Phys. Rev.*, **110** (1958), 936.
- [2] Mottelson, B. R., *The Many Body Problem* (1959), p. 283.
- [3] Belyaev, S. T., *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.*, **31**, No. 11 (1959).
- [4] Nilsson, S. G. and Prior, O., *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.*, **32**, No. 16 (1961).
- [5] Soloviev, V. G., *ЖЭТФ*, **40** (1961), 654.
- [6] Soloviev, V. G., *Mat. Fys. Skr. Dan. Vid. Selsk.*, **1**, No. 11 (1961).
- [7] Gallagher, C. J. and Soloviev, V. G., *Mat. Fys. Skr. Dan. Vid. Selsk.*, **2**, No. 2 (1962).
- [8] 曾谨言、单启蛰、陈难先, *物理学报*, **19** (1963), 360.
- [9] Bardeen, Cooper and Schrieffer, *Phys. Rev.*, **108** (1957), 1175; Боголюбов, Н. Н., *ЖЭТФ*, **34** (1958), 58, 73; *Nuovo Cimento*, **7** (1958), 794; Valatin, J. G., *Nuovo Cimento*, **7** (1958), 843.
- [10] 杨立第、曾谨言, *物理学报*, **20** (1964), 846.
- [11] Bohr, A., *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.*, **26**, No. 14 (1952).
- [12] Bohr, A. and Mottelson, B. R., *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.*, **27**, No. 16 (1953).
- [13] Nilsson, S. G., *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.*, **29**, No. 16 (1955).
- [14] Mottelson, B. R. and Nilsson, S. G., *Mat. Fys. Skr. Dan. Vid. Selsk.*, **1**, No. 8 (1959).
- [15] Kerman, A. K., *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.*, **30**, No. 15 (1955).
- [16] Gallagher, C. J., *Nuclear Phys.*, **16** (1961), 215.
- [17] Gallagher, C. J. and Moszkowski, S. A., *Phys. Rev.*, **111** (1958), 1282.
- [18] Gallagher, C. J., *Phys. Rev.*, **126** (1962), 1525.

- [19] Alaga, et al., *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.*, **29**, No. 9 (1955).
- [20] Захарьев, Б. Г. и друг, *ЖЭТФ*, **41** (1961), 1669.
- [21] Вайханский, М. Е. и Пекер, Л. К., *Изв. АН СССР, сер. физич.*, **25** (1961), 297.
- [22] Asaro, A., Perlman, I., Rasmussen, J. O. and Thompson, S. G., *Phys. Rev.*, **120** (1960), 934.
- [23] Newby, Jr. N. D., *Phys. Rev.*, **125** (1962), 2063.
- [24] Harmatz, B., Handley, T. H. and Mihelich, J. W., *Phys. Rev.*, **128** (1962), 1186.
- [25] Harmatz, B., Handley, T. H. and Mihelich, J. W., *Phys. Rev.*, **119** (1960), 1345.
- [26] Harmatz, B., Handley, T. H. and Mihelich, J. W., *Phys. Rev.*, **114** (1959), 1082.
- [27] Джелепов, Б. С. и Пекер, Л. К., *Decay Schemes of Radioactive Nuclei* (1958).
- [28] Vergnes, M. N., *Nuclear Phys.*, **39** (1962), 273.
- [29] Ryde, H., et al., *Arkiv för fysik*, **23** (1963), 195.
- [30] West, Mann and Nagle, *Phys. Rev.*, **124** (1961), 524.
- [31] Newton, J. O., *Phys. Rev.*, **117** (1960), 1520.
- [32] Gallagher, C. J., Edwards, W. F. and Manning, G., *Nuclear Phys.*, **19** (1960), 10.
- [33] Morinaga, M. and Nagatani, K., *Nuclear Phys.*, **19** (1960), 334.
- [34] West, Mann, and Nagle, *Phys. Rev.*, **124** (1961), 527.
- [35] Bichard, Mihelich and Harmatz, *Phys. Rev.*, **116** (1959), 720.

THE INFLUENCES OF PAIRING FORCE ON THE PROPERTIES OF RARE-EARTH NUCLEI

TSENG CHIN-YEN CHENG JIAN-HUA WIE HEI-GUANG

(Department of Physics, Peking University)

ABSTRACT

In this paper the various properties of the rare-earth even-even nuclei (intrinsic excitation spectra, β -decay, and even-odd mass differences, etc.) are analysed with the new method presented in reference [10]. For this purpose, the single-particle levels have to be determined. It is found that on the basis of Nilsson's level scheme, with suitably chosen parameters μ and κ , the spins and parities of the low-lying intrinsic spectra and the level spacing of odd- A nuclei may be explained, after taking account of the influence of pairing force. The parameters chosen are as follow:

$$\kappa \sim 0.067 - 0.072, \quad \eta \sim 4 - 4.6$$

$$\mu \sim 0.59 (N = 4), \quad \mu \sim 0.45 (N = 5) \text{ for proton}$$

$$\mu \sim 0.40 - 0.45 (N = 5), \quad \mu \sim 0.33 (N = 6) \text{ for neutron.}$$

The variation of the energy eigenvalue induced by the change of parameter μ is estimated with the perturbation method, and the results are close to the exact eigenvalues.

From the analyses of Er^{166} , Er^{168} , Yb^{170} , Yb^{172} , Yb^{174} , Hf^{178} , W^{182} , Dy^{160} and Dy^{162} the following several conclusions may be drawn:

1. The majority of the low-lying intrinsic excited states of even-even nuclei may be considered as the pair-broken excited states. The calculated first pair-broken states, in spite of the large variation in their spins and parities, are observed in experiments systematically (Fig. 30). Their excitation energies range from 1.2 MeV to 1.6 MeV. The calculated variation of these energies with different nuclei agrees with experiments ap-

proximately. These states correspond to the two quasi-particle excited states pointed out by Gallagher and Soloviev¹⁷⁾.

2. Near the first pair-broken excited state, appears the $K\pi = 0+$ pair excitation state. In Er^{166} , Hf^{178} and W^{182} these pair excitation states have been observed (Fig. 32). In other nuclei, these pair excitation states have not been observed yet, because the β -decays from the neighbouring odd-odd nuclei to these states are highly forbidden or strictly forbidden.

3. The systematically occurred $K\pi = 2+$ states (Fig. 31) in even-even nuclei ($E \sim 0.8-1.2$ MeV) can not be considered as pair-broken excited states. Theoretically there does not exist in these nuclei (except Yb^{172}) the $K\pi = 2+$ intrinsic state below 2 MeV.

4. The splittings in energy ΔE between the pair-broken doublets, $K = |Q_1 \pm Q_2|$, vary violently with different nuclei and with different pair-broken states. $\Delta E \sim (40-700)$ KeV.

5. The variation of even-odd mass differences with different nuclei is analysed also and it is found that the even-odd mass difference depends sensitively on the single-particle level scheme. The fact that the calculated and the observed variation of even-odd mass differences agree with each other (Fig. 29) indicates that the single-particle level scheme determined in this paper is approximately correct. The average strength constant G deduced from the even-odd mass differences is close to that deduced from the energy spectra. In the calculation the cut-off energy C is chosen to be ≈ 4 MeV. ($C \gg G$). With increasing C the influences of the pairing force on the low-lying spectra may be compensated by decreasing the average strength constant G .