

原子核高自旋超形变谱学研究(续完)

罗亦孝 钟纪东

(中国科学院近代物理研究所)

2.2 超形变带底部突然退激的物理机制在 $A \approx 150$ 区的研究

超形变带以极快的 E2 级联下到带底部后(能量上已比晕带高 3—5MeV),在一、二个能级上迅速向正常态退激的机制一直引人注目。较长时间以来,人们倾向于接受 B. Herskind^[42]等提出的一种解释:在超形变带的底部,静态对关联突然增大,形成波函数重迭,使超形变带突然向正常态退激;从另一角度说,超形变极小和正常极小间的隧道效应也起着重要作用。

J. Dudek 的计算^[43]表明,随着转动频率的减小,质子静态对关联将在 0.3MeV(多数 $A \approx 150$ 区超形变核的退激频率)显著增大,而中子静态对关联将在 0.2MeV 频率增大。也就是说,质子对关联将在超形变带退激中起主要作用。 $^{149}\text{Gd}_{85}$ 和 $^{151}\text{Dy}_{85}$ 均在 $\hbar\omega = 0.3$ MeV 退激似乎支持了这一计算结果。然而, $^{150}\text{Gd}_{86}$ 的退激频率却高达 $\hbar\omega = 0.4$ MeV;此外,奇质子核 $^{151}\text{Tb}_{86}$ 退激频率同 $^{150}\text{Gd}_{86}$ 情形相同,与上述理论预言矛盾。如果上述对关联的基本物理思想是正确的,对上述矛盾只有一种可能的解释: ^{150}Gd 和 ^{151}Tb 超形变结构中,在较高的转动频率范围仍然保持了静态对关联。2.1.2 和 2.1.3 节已述及,根据 $J^{(2)}$ 性质同 j 轨道占据的研究可知, ^{150}Gd 和 ^{151}Tb 超形变带微观结构具有特殊性。由此而得到的一个可能推论是:高 j 侵入轨道的不同占据影响了超形变带静态对关联存在的频率范围, ^{150}Gd 和 ^{151}Tb 带底部静态对关联的突然恢复发生在较高的频率上。

Y. R. Shimizu 等人^[44]作了进一步的研

究,探讨静态对关联在位能面位垒区域的重要作用。他们认为,B. Herskind 观点有一个含混之处——对隙参数的定义在模型中并不清楚,因为其用自恰方法确定的静态对隙已在低自旋下消失。考虑到超形变带退激时相对于晕带的激发能已高达 3—5MeV,涉及的正常态能级密度已非常高,他们使用一个统计模型将有序的超形变态同混沌的正常态之间的耦合考虑在内。该模型的主要参数是超形变态衰变宽度与角动量的关系,反映出位能面的详细信息。他们在计算位能面时将关联考虑在内。从图 14 可以看出,在形变 $e_2 = 0.35$ —0.55 范围,考虑对关联时两极小之间的位垒在自旋范围 $I = 0$ — $30\hbar$ 内的减小要比没有对关联时显著得多。显然,静态对关联在超形变带退激机制中有着重要作用。

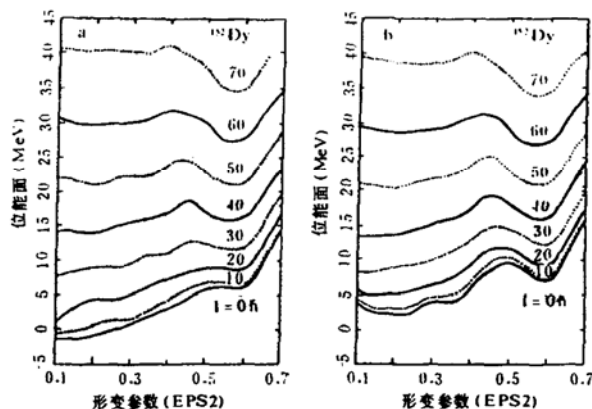


图 14 Y. R. Shimizu 等人计算的 ^{152}Dy 位能面,对于不同自旋值和形变参数。a,考虑对关联,b,不考虑对关联

2.3 N—86 相邻超形变同中素($^{152}\text{Dy}_{86}$ 与 $^{151}\text{Tb}_{86}$, $^{151}\text{Tb}_{86}$ 与 $^{150}\text{Gd}_{86}$)中超形变带性质的极端相近——超形变核中质子激发的发现和

研究。

实验在同一核中发现多重超形变带后,人们曾猜想激发的超形变带可能建立在粒子一空穴激发上。然而,这种粒子激发(如果存在)怎样影响形变带的性质却不得而知。

^{151}Tb 和 ^{150}Gd 中激发的超形变带的发现和 $A=150$ 区数据系统性分析表明,它们的一系列性质,如动力学转动惯量 $J^{(2)}$ 、侵入和退激模式(频率)、各 γ 跃迁能量分别与它们的 $Z+1, N=86$ 同中素 ^{152}Dy 和 ^{151}Tb 的基态超形变带极为相近^[45]。理论计算指出, ^{151}Tb 和 ^{150}Gd 中这两条激发的超形变带是产生于低 j $[301]_{\frac{1}{2}}$ 轨道到高 j $[651]_{\frac{3}{2}}$ 侵入轨道的单质子激发。与此同时,这两条激发的超形变带还可分别视为建立在 ^{152}Dy 和 ^{151}Tb 超形变核心的质子空穴态上。

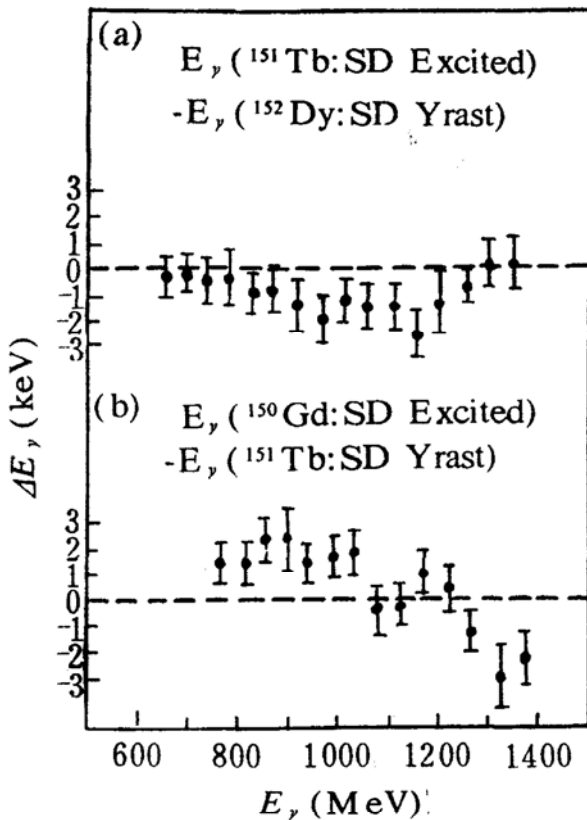


图 15 超形变孪生带 γ 跃迁能量差。

- a, ^{151}Tb 激发的超形变带与 ^{152}Dy 基态超形变带;
- b, ^{150}Gd 激发的超形变带与 ^{151}Tb 基态超形变带

以下综合分析 ^{151}Tb 和 ^{150}Gd 中激发的超形变带分别与它们的 $Z+1, N=86$ 同中素 ^{152}Dy 和 ^{151}Tb 基态超形变带(以下简称孪生带)的性质。

2.3.1 γ 跃迁能量 E_γ 极为相近

由超形变带 γ 能谱可见^[45],孪生带 γ 跃迁能量惊人相近,差别不到 1KeV ($1/1000$ 范围),虽然 ^{150}Gd 和 ^{151}Tb 孪生带 γ 跃迁能量差稍大(参见图 15)。由于对于给定自旋, γ 跃迁能量依赖于运动学转动惯量 $J^{(1)}$, ($J^{(1)}/\hbar^2 = I/\hbar\omega = 2I/E_\gamma$),因而孪生带之间 $J^{(1)}$ 差别亦在 $1/1000$ 范围内!

2.3.2 孪生带之间动力学转动惯量 $J^{(2)}$ 的惊人相似——单质子激发形成的孪生带之间相同的高 j 轨道占据。

图 16 给出上述两对孪生带的 $J^{(2)}-\hbar\omega$ 图。可以明显看出,它们的 $J^{(2)}$ 与各自孪生带的 $J^{(2)}$ 性质完全一致。例如, ^{151}Tb 激发的超形变带(图 16a, 圆点所示)的 $J^{(2)}$ 几乎随 $\hbar\omega$ 而保持常值,与 ^{152}Dy 基态超形变带的 $J^{(2)}$ 性质一致(图 16a, 实线所示),而与 ^{151}Tb 中的基态超形变带的 $J^{(2)}$ (图 16a, 虚线所示),完全不同;而 ^{151}Tb 的基态超形变带 $J^{(2)}$ 随 $\hbar\omega$ 突然减小这种性质却正好在其孪生带—— ^{150}Gd 的激发的超形变带中出现(图 16b, 前者以实线表示,后者以圆点表示,虚线表示 ^{150}Gd 基态超形变带)。由于人们已认识了 $J^{(2)}$ 性质同高 j 侵入轨道占据的关系,可以令人信服地指出:孪生带具有相同的高 j 侵入轨道占据——相同的价粒子组态。

相邻核中的超形变带具有相同的高 j 侵入轨道占据可以理解为粒子——空穴激发,特别是相邻同中素中的质子激发。图 17 是部分质子单粒子能级图。在 $\beta \approx 0.6$, 有一个具有强长椭球形变趋势动力的高 j 侵入轨道 $[651]_{\frac{3}{2}}$, ($N=6$), 同一条具有强偏椭球形变趋势动力的 $[301]_{\frac{1}{2}}$ 轨道相交。因此,有可能将一个质子从 $[301]_{\frac{1}{2}}$ 轨道激发到 $[651]_{\frac{3}{2}}$ 侵入轨道上;从而, ^{151}Tb 的激发的超形变带可能

具有 $\pi b^4([301]_{\frac{1}{2}})^{-1}v7^2$ 组态(该激发发生前 $N=6$ 壳上原有 3 个质子, 现在有 4 个)而 ^{150}Gd 激发的超形变带可能具有 $\pi b^3([301]_{\frac{1}{2}})^{-1}v7^2$ 组态。考虑到 $[301]_{\frac{1}{2}}$ 轨道斜率不灵敏于转动, 对 $J^{(2)}$ 没有贡献^[30]。上述孪生带具有相同的高 j 侵入轨道占据, 并有相同的 $J^{(2)}$ 性质就不难理解了(参见 2.1.2 节)。

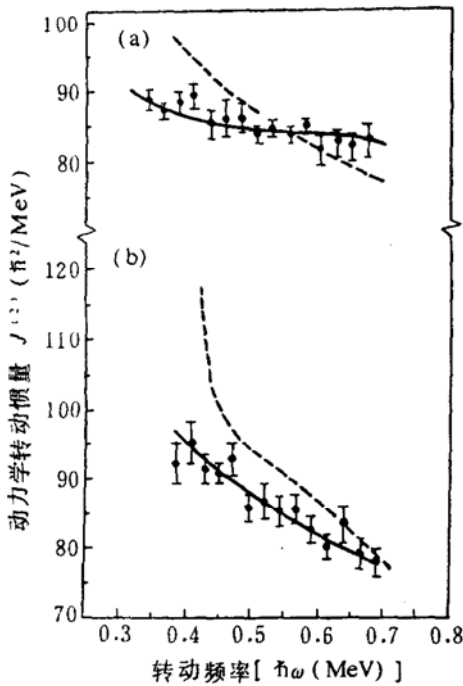


图 16 $J^{(2)} \sim \hbar\omega$ 性质。
a, ^{151}Tb 和 ^{152}Dy 孪生带;
b, ^{150}Gd 和 ^{151}Tb 孪生带

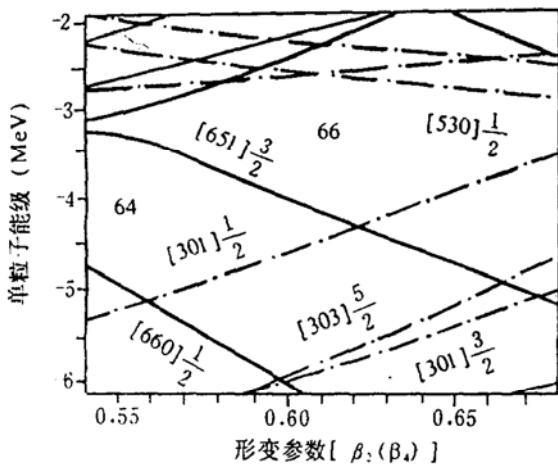


图 17 质子单粒子能级图的一部分。在 $\beta_2 \approx 0.6$, 具有长椭球趋动力的高 j 侵入轨道 $[651]_{\frac{3}{2}}$ 同具有偏椭球趋动力的 $[301]_{\frac{1}{2}}$ 轨道相交

2.3.3 孪生带退激频率

实验发现孪生带在相同的转动频率退激。 ^{151}Tb 的激发的超形变带在 $\hbar\omega = 0.32\text{MeV}$ 退激^[45], 同 ^{152}Dy 基态超形变带退激频率相同。然而, ^{151}Tb 基态超形变带却在高达 $\hbar\omega = 0.4\text{MeV}$ 的转动频率退激。比该核区大多数核高得多, 唯一地与其孪生带—— ^{150}Gd 的激发的超形变带的高退激频率一致。

如前所述, ^{151}Tb 的基态超形变带和激发的超形变带具有不同的组态结构; 它们具有不同的退激频率, 但其退激频率又分别与各自的孪生带(具有相同高 j 轨道占据)退激频率一致。这再次表明, 退激频率依赖于超形变带高 j 轨道占据。

三、 $A = 130-140$ 区超形变带(亦称强烈形变带——highly deformed bands)谱学研究的新成果

该核区的超形变研究以 ^{132}Ce 超形变带的发现为开端^[46], 经 1987 年的系统实验研究, 发现了 $^{134}, ^{135}\text{Nd}$ ^[47]、 $^{133}, ^{134}, ^{135}, ^{136}, ^{137}\text{Nd}$ ^[48] 和 ^{131}Ce ^[49] 的超形变带以后, 又发现了奇质子核 ^{130}La 的超变带^[50]; 与此同时, 相继发现了性质与以上超形变带有差别的 ^{133}Sm ^[51]、 ^{135}Sm ^[52]、 ^{137}Sm ^[53] 和 ^{139}Gd ^[54] 的超形变带, 该核区共已发现高自旋超形变核 12 个。

理论和实验的研究指出, 一个或两个中子占据 $i_{13/2}$ 中子高 j 侵入轨道产生的正 β (长椭球)驱动力是 $A = 130-140$ 区核出现 $\epsilon_2 \sim 0.40$ 超形变的重要原因, 而其高转动惯量 $J^{(2)}$ 性质可以由一对 $h_{11/2}$ 质子的转动排列来描述^{[28][55]}。高 j 价核子数较少是该区域一个特点。

1. $A = 130-140$ 区第一个奇质子超形变核 ^{130}La 的发现^[50]

该核区第一个奇质子超形变核 $^{130}\text{La}_{73}$ 的发现使研究相邻超形变 $N = 73$ 同中素成为可能。这对于超形变质子组态结构的研究, 对于超形变谱学性质系统性的描述都是重要

的。

1.1 实验发现

实验是在英国 Daresbury 实验室,使用在束 γ 符合探测装置 TESSA3,在核反应 $^{51}\text{V}(^{82}\text{Se}, 3n)^{130}\text{La}$ 290MeV 中发现的。该超形变带由九条 γ 跃迁组成,自旋范围 16 \hbar —34 \hbar ,退激馈入 ^{130}La 已知的 $\pi h_{11/2} \nu h_{11/2}$ 和 $\pi h_{11/2} \nu g_{7/2}$ 带,而以后者(负宇称带)为主。其主要性质在下面分析。

1.2 N=73 壳隙, Z=57 壳隙和中子、质子组态

$^{130}\text{La}_{73}$ 、 $^{131}\text{Ce}_{73}$ 和 $^{133}\text{Nd}_{73}$ 三个 N=73 超形变同中素的发现,证实 N=73 是对超形变最有利的中子数。理论预言^[55],N=73 存在一个大的壳隙,中子组态为 $\nu(N=5)^{10}(N=6)^1$,使用比该核区通常形变稍小的形变值的条件下,推转模型还给出 Z=57 壳隙,质子组态为 $\pi(N=4)^{14}(N=5)^3$,从而给出该超形变带宇称为负,与实验上确定其主要馈入负宇称带相符。

2. N=73 超形变同中素 ^{130}La 、 ^{131}Ce 和 ^{133}Nd 系统性

2.1 退激频率和布居馈入模式

从图 18 所示的超形变带相对强度 $\sim \pi\omega$ 曲线可看出,随着质子数增加,N=73 超形变同中素超形变带退激的转动频率显著减小。 ^{133}Nd 下延至极低转动频率, ^{131}Ce 居中,而 ^{130}La 退激的转动频率最高。以前的研究已经说明,在该核区超形变同位素中,存在着退激频率的奇—偶中子效应^{[48][49]}。Nd 核中奇中子超形变核在比偶中子核更低的转动频率退激,Ce 核中亦如此。同 A=150 区一样,退激频率的差别很可能决定于不同的超形变组态——高 j 轨道占据。布居馈入不同,对能的突然增大也发生在不同的转动频率上。Y. S. Chen 的理论计算说明^[56],由于奇中子占据 $i_{13/2}$ 高 j 侵入轨道,在较低的转动频率区已产生一个正的 β 推动力,奇中子核超形变带在低得多的自旋值(20—25 \hbar 范围)上成为晕带(而偶中子核在 30—35 \hbar 范围),奇中子核平均布

居自旋要比偶中子核低得多,相当好的解释了退激频率的奇—偶中子效应。对于 N=73 同中素,存在一个平均布居自旋随质子数变化的规律,且该系统性与退激频率随质子数的变化一致。 ^{133}Nd 超形变带平均布居自旋最小, ^{131}Ce 次之,而 ^{130}La 最大(参见图 18); ^{133}Nd 超形变带在 0.5MeV 频率以上强度下降极陡,而 ^{130}La 情形平缓得多。

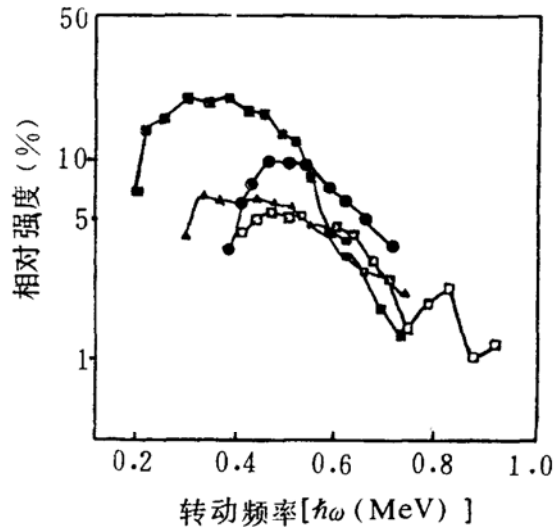


图 18 超形变带相对强度—转动频率曲线。N=73 同中素退激频率随质子数增加而显著减小。· ^{130}La , Δ ^{131}Ce , \blacksquare ^{133}Nd , \square ^{132}Ce

2.2 动力学转动惯量 $J^{(2)}$

在 $\pi\omega = 0.5\text{MeV}$ 以上,N=73 三个同中素超形变带的动力学转动惯量 $J^{(2)}$ 均随 $\pi\omega$ 增大而下降,但下降陡度不同(图 19)。 ^{133}Nd $J^{(2)}$ 下降最陡, ^{130}La 居中,而 ^{131}Ce 下降较平缓,与 ^{132}Ce 相近。

T. Bengtsson^[57]使用常数形变值计算了 N=5($h_{11/2}$)壳几个粒子对 $J^{(2)}$ 的贡献。发现当该壳粒子数自 2 增至 6 时,在 $\pi\omega \sim 0.5\text{MeV}$ 以上转动频率范围 $J^{(2)}$ 的下降将更陡。 ^{133}Nd 有六个质子在 N=5 壳, $J^{(2)}$ 下降最陡,理论计算和实验相符。但 ^{131}Ce 有四个质子在 N=5 壳,实验 $J^{(2)}$ 下降较平缓,理论计算和实验不符。但 $J^{(2)}$ 计算值依赖于计算的单粒子能级,而后者非常灵敏于使用的形变值。由于 ^{132}Ce 以

外多数核尚未进行寿命测定,确切形变值还不得而知,这很可能是理论未能完全拟合实验的原因。显然,态寿命测定和进一步的理论研究对于了解 $N=73$ 同中素超形变性质是重要的。

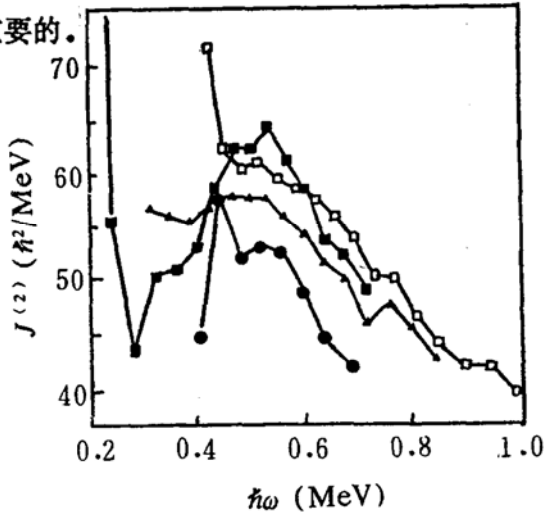


图 19 动力学转动惯量 $J^{(2)} \sim \hbar\omega$ 图,使用的符号同图 18

3. 具有某些特殊谱学性质的 $^{133}, ^{135}, ^{137}\text{Sm}$ 和 ^{139}Gd 超形变带

$^{133}, ^{135}, ^{137}\text{Sm}$ 和 ^{139}Gd 超形变带相对强度均大于 10%, 与奇中子 Nd 核类似, 除 ^{135}Sm 以外, 布居馈入模式也与奇中子 Nd 核相近 (图 20(a))。然而, 上述核的超形变带同 La、Ce 和 Nd 核相比较又有一系列不同特点^{[51]-[54]}。

3.1 动力学转动惯量 $J^{(2)}$

由图 20(b) 可以看出, Sm 和 Gd 超形变带 $J^{(2)}$ 显著低于 La、Ce 和 Nd 核, 特别是在 $\hbar\omega = 0.35 - 0.5 \text{ MeV}$ 范围。而就 $J^{(2)} \sim \hbar\omega$ 变化特点而言, Sm 核、特别是 $^{133}, ^{135}\text{Sm}$ 和 Nd 等核差异很大。由于一对 $\hbar_{11/2}$ 质子转排是该区核超形变带出现高 $J^{(2)}$ 的原因, 因而进一步研究 Sm 核特别是 $^{133}, ^{135}\text{Sm}$ 中的 $\hbar_{11/2}$ 质子转动排列是很有意义的。 $^{139}\text{Gd}J^{(2)}$ 与 ^{133}Nd 相似, ^{139}Gd 的 $\hbar_{11/2}$ 质子转动排列预期在与 ^{133}Nd 相同的转动频率上观察到。

3.2 退激跃迁

与一般超形变带不同, 实验上已观察到了 Sm 和 Gd 核超形变带退激馈入正常态的退激跃迁。该差别在核结构上意味着什么是

一个很有意义的问题。

3.3 形变值与组态结构

虽然 Sm 核超形变带 $J^{(2)}$ 显著低于 La、Ce 和 Nd 核, 但对于 ^{135}Sm 超形变带寿命的 DSAM 测量指出, 其四极矩 $Q_0 = 8 \pm 0.8 \text{ eb}$, 比 ^{133}Nd 的 Q_0 值大, 而与 ^{132}Ce 的 $Q_0 = 8.5 \pm 0.7 \text{ eb}$ 相近! 这说明, ^{135}Sm 与 ^{132}Ce 有相近的形变值。根据 $^{133}, ^{137}\text{Sm}$ 超形变带与 ^{135}Sm 的相似性, 对 $^{133}, ^{137}\text{Sm}$ 亦可得出类似结论。

推转计算已经表明, $^{133}, ^{135}, ^{137}\text{Sm}$ 超形变带同 Nd 和 Ce 奇中子核一样, 具有 $\nu i_{13/2} [660] \frac{1}{2}$ 准中子组态。虽然前者的 $J^{(2)}$ 要小得多, 但却具有相近的形变值, 这说明上述超形变带的主要谱学性质是由结构决定的, 且 $J^{(2)}$ 并不总是形变的度量, 态寿命推出的四极矩才给出可靠的形变值。

3.4 对推转壳模型理论计算的一个挑战

在 $^{137}\text{Sm}_{71}$ 中发现超形变带是出乎意料的, 这是在该核区观察到的唯一的一个中子数 ≤ 73 的超形变核。根据推转壳模型计算, 中子 $i_{13/2}$ 高 j 侵入轨道 (具有正 β 趋动力) 的交叉频率约正比于一个准中子激发能 $E^* = \sqrt{(e - \lambda n)^2 + \Delta^2}$, 对于 $N \leq 73$ 的轻稀土核, 单粒子激发能 $|e - \lambda n|$ 很大, $i_{13/2}$ 中子排列发生在相当高的转动频率上, 难于观察到超形变。这个计算结果对于 Ce 和 Nd 同位素超形变“链”的“截断”解释很成功。 $^{137}\text{Sm}_{71}$ 超形变的发现, 对于该模型计算提出了质疑和修正。

4. $A=130-140$ 区某些偶 Z 核超形变带相对强度的奇-偶中子效应

除前面述及的退激频率的奇-偶中子效应外, Nd 核中超形变带相对强度存在明显的奇-偶中子效应^[48], 奇中子核相对强度远高于偶中子核。Sm 中现已发现的超形变带均为奇中子核, 其相对强度亦很高。但这种效应却未在 Ce 核中观察到。对此, 至今尚无成功的理论解释。

四、其它核区个别超形变核的实验发现

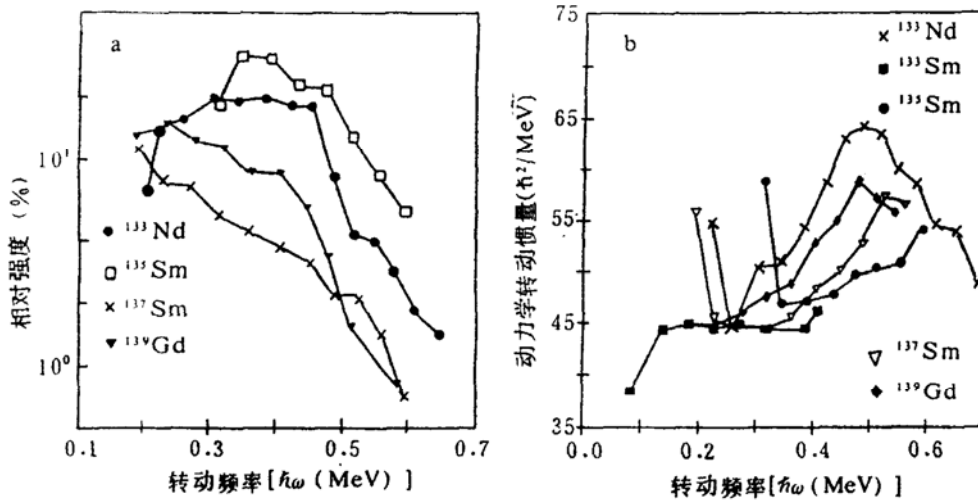


图 20 Sm 和 Gd 核超形变带相对强度和动力学转动惯量 $\sim\hbar\omega$ 曲线,与 ^{133}Nd 对比画出

1. ^{178}Os 超形变带

在 T. Rzaca—Urban 等人在 E_r-E_i 能量关联谱中发现了 ^{180}Os 的超形变转动脊结构后, J. Burde 等人^[58]在美国 Berkeley 实验室, 使用在束 γ 装置 HERA, 在核反应 $^{154}\text{Sm}(^{29}\text{Si}, 5n)^{178}\text{Os}$ 中发现了 ^{178}Os 的分立 γ 超形变带。该带由七条 γ 跃迁组成, $\Delta E_r \sim 36\text{keV}$, 对应于 $J^{(2)} \sim 110\hbar^2\text{MeV}^{-1}$, 相对强度 $\sim 6\%$ 。该带退激馈入晕带的退激跃迁已经测出, 从而得出了可靠的自旋指定 $20^+ - 40^+$ 。该超形变带另一特点是 $J^{(2)}$ 远高于 $J^{(1)}$, 后者低于球形刚体值。这样一个超形变核却有很小的 $J^{(1)}$ 值可能正是对关联随 $\hbar\omega$ 增加而逐渐减小的结果。

J. Burde 等人计算了对能变化和形变值变化对 $J^{(1)}$ 的影响, 并由 $J^{(1)}$ 的实验值估算了对能变化和形变值变化的范围。图 21 给出利用 Bohr 和 Mottelson 给出的公式^[59]对于不同的对隙参数 Δ 计算得出的 $J^{(1)}/J_{rig} \sim \epsilon_2$ 变化曲线; 同时, 还画出了带顶部、底部和基态带底部的 $J^{(1)}/J_{rig}$ 实验值。由图可见, 从 $\Delta = 0.5$ 和 $\Delta = 1.0\text{MeV}$ 理论曲线和上述实验曲线的交

点开始的垂直虚线箭头代表了假定形变不变时超形变带内对隙 Δ 的可能变化; 而在 $\Delta = 0.5$ 和 1.0MeV 理论曲线上的箭头代表了对隙不变时超形变带内可能的形变值变化。而最可能的情形是用实线箭头表示的, 可能的形变变化为 $\epsilon_2 = 0.4 \pm 0.1$ 。显然, 由实验测定出确定的形变值后, 可由该图得出对能变化范围。这是一个很有参考价值的方法。

2. $^{104}, ^{105}\text{Pd}$ 的超形变带

J. Dudek 等使用 Woods—Saxon 势进行的单粒子能级计算表明, $Z = 46, N = 58$ 粒子数在大的四极形变下给出大壳隙, 预言了该区域超形变的存在。

A. O. Macchiavelle 等人^[60]在美国 Berkeley 实验室使用在束 γ 装置 HERA, 在核反应 $^{64}\text{Ni}(^{48}\text{Ca}, \alpha, 4n, 3n)^{104}, ^{105}\text{Pd}$, 200MeV , 中发现了 ^{105}Pd 和 ^{104}Pd 的超形变带。前者由 10 条 γ 跃迁组成, 相对强度高达 30%, 自旋范围 $43/2 - 83/2$, 退激馈入正宇称和负宇称正常带; 后者由 7 条 γ 跃迁组成, 相对强度 $\sim 15\%$, 自旋范围 $24 - 38$ 。

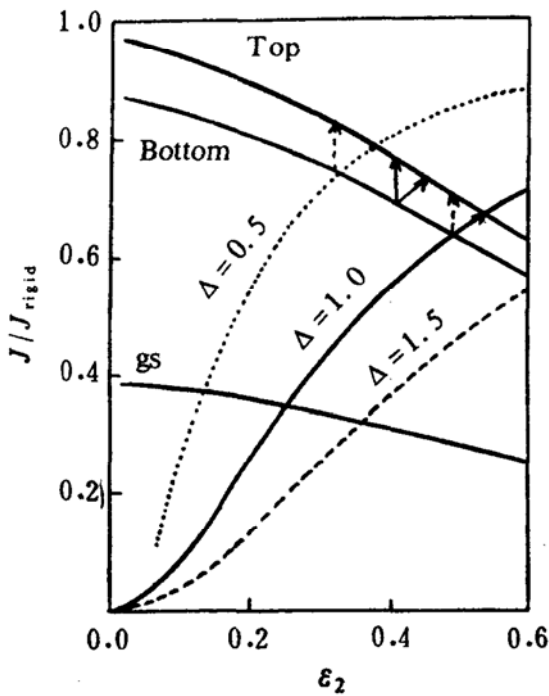


图 21 使用不同的对隙参数 Δ 计算得到的 $J^{(2)}/J_{rigid} \sim \epsilon_2$ 。标以 TOP 和 Bottom 的是 ^{178}Os 超形变带顶部和底部的 $J^{(2)}/J_{rigid}$ 实验值。 J_{rigid} 为刚体转动惯量

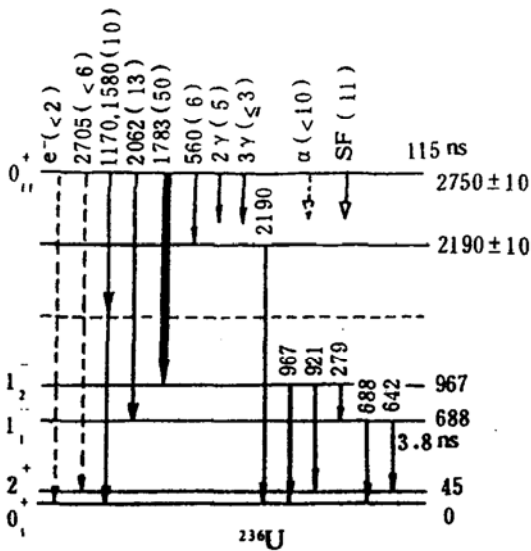


图 22 ^{236}U 中的超形变 0^+ 形状同质异能素的衰变纲图, 跃迁能量单位为 keV。该同质异能素返回 γ 衰变占有比裂变高得多的分支比

^{105}Pd 超形变带 $J^{(2)}$ 比 ^{132}Ce 稍大, 而 $^{104}\text{Pd}^{(2)}$ 比 ^{132}Ce 稍小, 由 $J^{(2)}$ 估算的形变值为 $\epsilon_2 \sim 0.35-0.40$ 。两个核的 $J^{(2)}$ 均随 $\hbar\omega \sim$ 增加而减小, 且 $^{105}\text{Pd}J^{(2)}$ 在 $\hbar\omega \sim 1\text{MeV}$ 又重新上

升。推转壳模型计算指出, $J^{(2)}$ 的这一上或可能来自一对 $i_{13/2}$ 中子转动排联。

五、铀系区低自旋下超形变研究的进展——从位能面第二极小到第一极小的“返回” γ 衰变的实验测定

铀系区核零自旋和低自旋超形变的研究已有近三十年的历史。由裂变测量发现的同质异能态已被成功地解释为超形变裂变同质异能素。然而, 穿透位能面上两个极小之间的内垒, 由超形变第二极小向第一极小的“返回” γ 衰变的实验研究一直未能成功。这种返回 γ 衰变应同穿过外垒的裂变过程相竞争, 后者已得到了详细研究。

J. Schirmer 等人^[61] 一年前所作的关于 ^{236}U 超形变同质异能素 γ 衰变的工作成功地解决了这个长期悬而未决的问题。他们使用由 162 个 NaI(Tl) 组成的 Heidelberg—Darmstadt 晶体球谱仪, 利用轻粒子反应 $^{235}\text{U}(d, p)$, 11MeV, 成功地探测和鉴别了 ^{236m}U 中一系列平行的 E1 级联——上述“返回” γ 衰变。图 22 表示实验建立的 ^{236m}U 衰变纲图。由图可见, ^{236m}U 超形变同质异能态 0^+ 主要通过 E1 γ 跃迁退激到 1_1^- 和 1_2^- 态; 返回跃迁强度和自发裂变 (SF) 强度之比 (分支比) 高达 8 ± 3 。因此, 对 ^{236m}U 这样的超形同质异能素, 以前一直沿用的“裂变同质异能素”这一称呼是不合理的, 称其为“超形变形状同质异能素”似乎更为确切。

参考文献 (续完)

- [42] B. Herskind et al., *phys. Rev. Lett.* 59, 2416 (1987)
- [43] J. Dudek et al., to be published
- [44] Y. R. Shimizu et al., 同[20], P. 184; to be published
- [45] T. Byrski et al., *Phys. Rev. Lett.* 64, 1650 (1990)
- [46] A. Kirwan et al., *Phys. Rev. Lett.* 58, 467 (1987)
- [47] E. M. Beck et al., *Phys. Rev. Lett.* 58, 2182 (1987)
- [48] R. Wadsworth et al., *J. Phys. G13*, (1987) L207
- [49] Y.-X. Luo et al., *Z. Phys. A329*, 125 (1988) 罗亦孝、钟纪泉, 高能物理与核物理, Vol. 13, No.

(下转 14 页)

同事们,首先从实验上证实了所述的理论认识。形成 A、B 分支的核子组态,产生了一次之后,就不可能永远存在——它们便逐渐地“熄灭”,或衰变了。这之所以发生,是因为一个核子与其它核子相互作用时获得的能量,可使它脱离原子核。在原始激发核处产生所谓最终核,而飞出的核子终于被物质“俘获”。看来,在偶极巨共振的 A、B 分支衰变时,产生核子的能量极为不同,因此人们能够认清它们的特点。

现在我们来研究一组轻核——重于 ${}^4\text{He}$ 而轻于 ${}^{16}\text{O}$ 。这里也有 A、B 型跃迁。但是,在这些核中还有一种效应,能使 A 分支照样也分裂为两个小分支。在其中一个主要的小分支中,核子的吸收大约仍以分裂前的频率(约 25MeV)进行,而在另一个小分支中,频率小到约 15MeV。这些理论上的结论并没有

引起怀疑,然而能够证实这些结论的实验,是很复杂的,暂时尚未进行。

关于轻核中偶极巨共振的观念,一开始就遭到科学界的极大怀疑,因为有关在轻核中形成“单调的”偶极态的广泛流传的各种说法不一,相互矛盾。然而在后来,莫斯科大学核物理所光核组得出的结果,在世界其他许多实验室(比利时,日本,奥地利等)得以证实。而且,出现了关于组态分裂普遍性的资料,即关于轻核特殊结构的资料,在研究原子核对任何依赖于时间的外部相互作用的“反应”时,必须注意这种特殊结构。现在可以认为,偶极巨共振组态分裂的概念已成为普遍通用的概念了。

(王学敏译自《Hayka BBCCCP》No3,1990)

(上接 11 页)

- 7,632(1989)
- [50] M. J. Godfrey et al., J. phys. G15, (1989)L163
- [51] R. Wadsworth et al., Z. Phys. A333,409(1989)
- [52] S. M. Mullins et al., J. Phys. G13(1987)L201
- [53] E. S. Paul et al., Phys. Rev. Lett. 61,42(1988)
- [54] R. Wadsworth et al., 同(20),P. 38
- [55] R. Wyss et al., Phys. Lett. 215B,211(1988)
- [56] Y. S. Chen Private Communication
- [57] T. Bengtsson 1987Nordita Preprint 87/14N
- [58] T. Rzaca—Urban et al., Z. Phys. A328, 379

- *****
- (1987) J. Burde et al., Phys. Rev. C38,2470 (1988)
- [59] A. Bohr and B. R. Mottelson, Nuclear structure (New York,1975,Vol. 2)
- [60] A. O. Macchiavelli et al., Phys. Rev. C38,1088 (1988)
- [61] J. Schirmer et al., Phys. Rev. Lett. 63, 2196 (1989)