

# A=60—80核中多重集体带结构的发现<sup>1)</sup>

J. H. Hamilton\*, R. L. Robinson\*\*, A. V. Ramayya

(范德毕尔特大学物理系\*, 纳斯威尔、田纳西州橡树岭国家实验室\*\*, 橡树岭田纳西州)

## 摘 要

最近对于偶偶核  $^{68,70,72}\text{Ge}$ ,  $^{70,72,74}\text{Se}$ ,  $^{74,76,78,80}\text{Kr}$  以及  $^{65}\text{Ga}$ ,  $^{74}\text{Br}$  能级的研究, 发现了大量不同的集体带结构. 其中包括建立在近球形基态以及有较大变形(可能包括三轴形变)的激发态之上的带, 建立在同样的  $(g_{9/2})^2$  轨道上的中子对和质子对的转动排列(RAL)带, 具有奇自旋和偶自旋的 RAL 负宇称带以及偶偶核中  $\Delta I = 1$  的  $\gamma$  型振动带.

直到1974年, 一篇关于 Ge 和 Se 偶偶同位素的综述<sup>[1]</sup>指出高于  $4^+$  态的能级(例如见文献[1]的图1和2), 还知道得很少.

除了在  $^{70,72}\text{Ge}$  核中有异常低的  $0^+$  激发态(最初是于1948年在范德毕尔特大学在  $^{72}\text{Ge}$  中发现的)之外, 对于这些核, 理论上起先只限于按一些振动模型来处理. 但是最近以来, 关于这个区域的核涌现了大量的信息, 表明它们具有许多引人注目的崭新的特征. 对于  $0^+$  激发态也获得了更为深入的认识. 特别令人惊讶的是在重离子反应在束  $\gamma$  射线谱的研究中, 我们发现了多重、独立、高集体性的带结构. 本文将要介绍我们在关于  $^{68,70,72}\text{Ge}$ <sup>[3-6]</sup>,  $^{70,72,74}\text{Se}$ <sup>[7-13]</sup> 和  $^{74,76,78,80}\text{Kr}$ <sup>[14-18]</sup> 诸核的研究中发现大量的集体带结构(例如在我们关于  $^{68}\text{Ge}$ ,  $^{74}\text{Se}$  和  $^{76}\text{Kr}$  能级的研究中发现至少有七种不同的带, 见图1—3)的证据和理论解释. 这种多重结构包括: 1) 建立在近球形态上的基态带和以  $0^{+}$  态为带头的大形变态上的激发带的共存; 2) 以  $8^+$  态为带头, 被解释为建立在中子和(或者)质子的  $(g_{9/2})^2$  准粒子组态上的 RAL 带和基态带的同时存在; 3) 中子和质子的 RAL 奇宇称带, 来自于一个  $g_{9/2}$  准粒子一个  $p_{1/2}$ ,  $p_{3/2}$  或者  $f_{5/2}$  准粒子与核实的耦合; 4)  $\Delta I = 1$  偶宇称带, 它可很好地被认为是  $\gamma$  振动带; 以及 5) 目前还不清楚其性质的其它带.

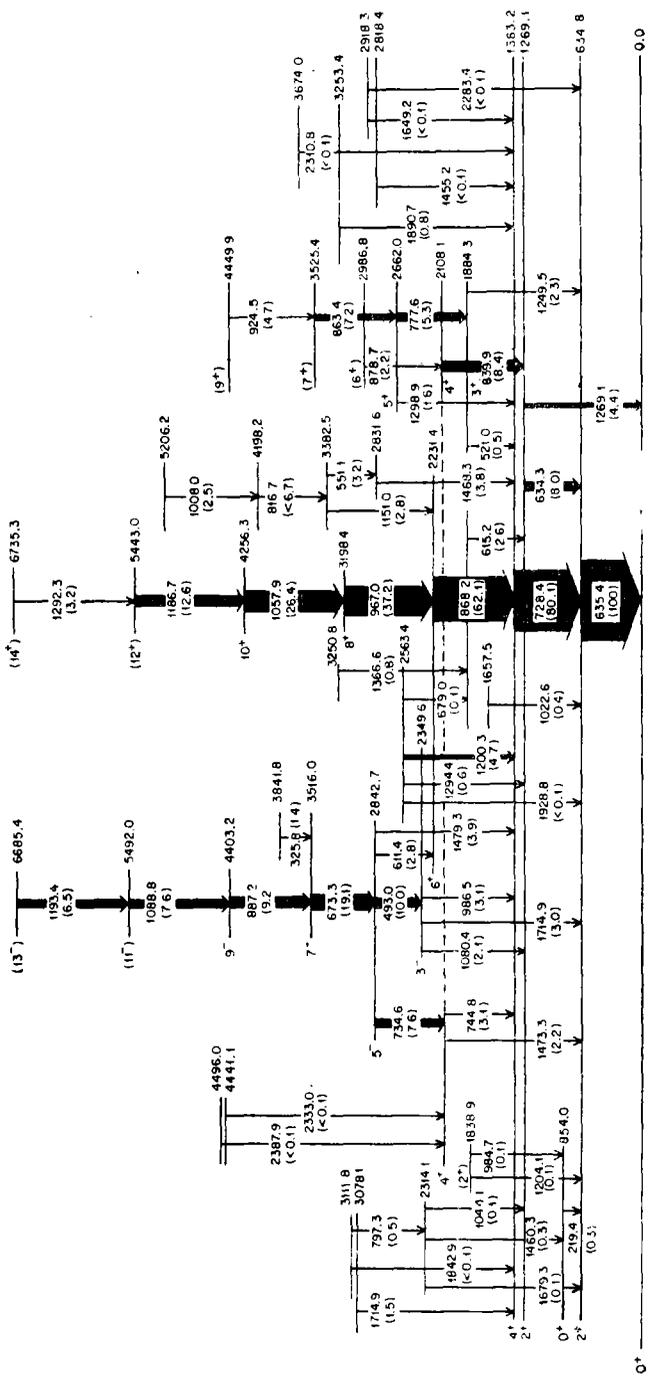
## I. 偶偶核的偶宇称转晕带

### I-A 转动惯量

通过在束  $\gamma$  射线谱观察到的、最激动人心的是转晕带的偶宇称态. 我们的研究是在橡树岭的范德格拉夫串级静电加速器上进行的, 用  $^6\text{Li}$ 、 $^{12}\text{C}$ 、 $^{14}\text{N}$  和  $^{16}\text{O}$  轰击各向同性丰

1) 本文由近代物理研究所张敬业译. 本文1979年1月4日收到.





74Se  
图 2 在束观察到的 <sup>74</sup>Se 能级

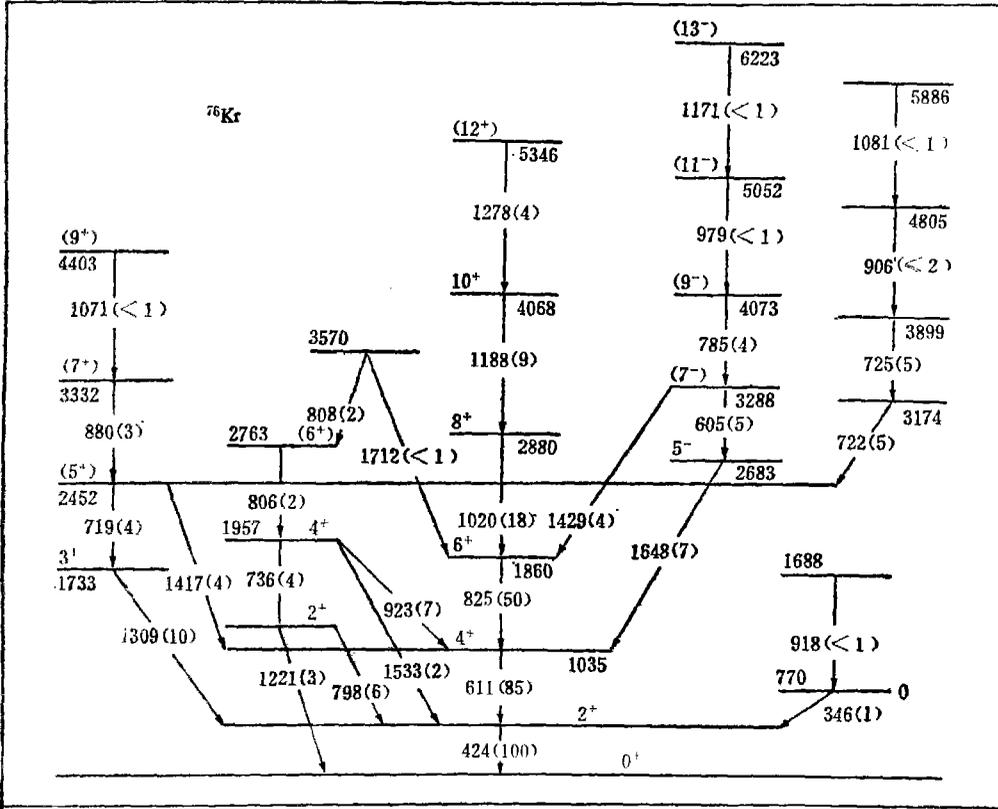


图3 在束观察到的  $^{76}\text{Kr}$  能级<sup>[15]</sup>

集靶。实验技术包括  $\gamma$  射线讯号、角分布,相对于束流  $0^\circ$  和  $90^\circ$  的  $\gamma - \gamma$  符合探测、平均寿命,取向核的直接关联以及  $\gamma$  射线极化等测量。其中尽量选择束流和靶,使其通过  $xn$  道以减少角关联测量中的辐射衰变。在某些情况下,选用不同的反应研究高自旋和低自旋态以便消除低自旋态的放射性。

转动惯量和转动频率关系图对于确定转晕带的能级中出现的突变很有用。图4给出了  $A = 60 - 80$  区的这类图形。其中除了我们的工作外,也包括了其它人的数据。刚性转子的转晕态在这种图中应构成水平线;如果是纯粹振动态,则应是垂直线。可变转动惯量(VMI)模型指出,这类线应该是介乎两种极端情况之间,具有不同的斜率,如这类图中  $I \leq 6$  的状态所示。

在这个区域中高到  $12^+$  态的研究,首先是对  $^{72}\text{Se}$  核进行的<sup>[8,9]</sup>。从图4看来,  $^{72}\text{Se}$  比较典型。低自旋是振动态而高自旋是转动态。这被解释为不同的核形状状态的共存<sup>[8]-[10]</sup>。我们随后的研究指出  $^{74}\text{Se}$  的转动惯量图和  $^{72}\text{Se}$  大致相似,但前弯较弱<sup>[12,13]</sup>。在这两个前弯核之后,我们接着发现了在  $8^+$  态回弯而在高于  $10^+$  态是前弯的核<sup>[3]</sup>,随后甚至还在  $^{68}\text{Ge}$  中发现了  $8^+$  态上的三分叉<sup>[4]</sup>。现在还有在  $8^+$  态上回弯的核 ( $^{66}\text{Zn}$ 、 $^{70}\text{Ge}$ 、 $^{72}\text{Ge}$ 、 $^{80}\text{Kr}$ )<sup>[20],[15],[21],[6],[17],[22]</sup>; 在  $6^+$  态上回弯的核 ( $^{68}\text{Zn}$ 、 $^{70}\text{Se}$  和  $^{84}\text{Kr}$ )<sup>[23],[7],[14]</sup> 以及在  $10^+$  态上回弯的核 ( $^{78}\text{Kr}$ )<sup>[16][25]</sup>, 这样从图4我们可以看到这个区域的转晕带必定包含许多不

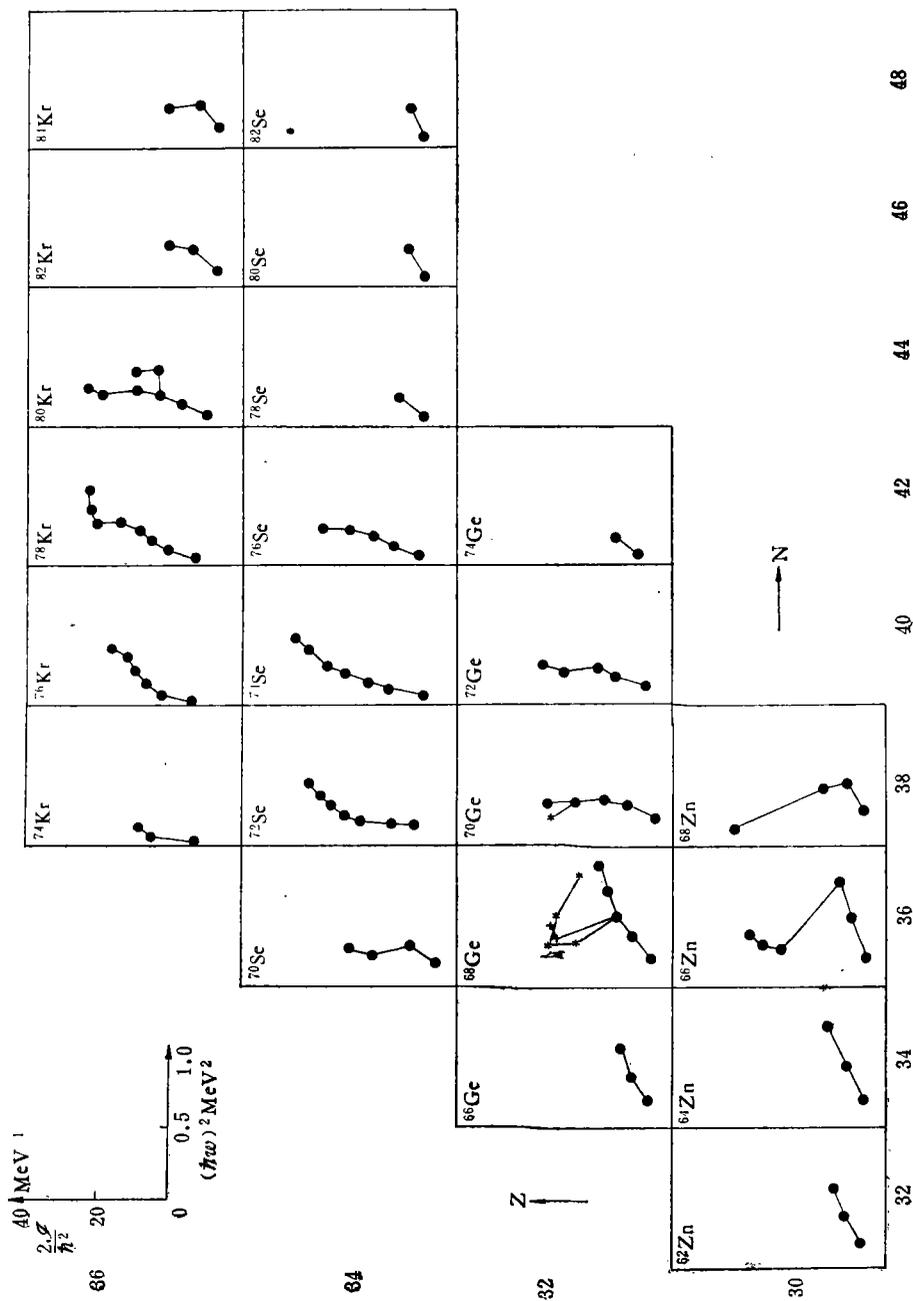


图 4 转动惯量  $I$  与转动频率  $(\hbar\omega)^2$  关系图<sup>[(31)-(33)]</sup>

同类型的核运动。

Peker 和 Hamilton<sup>[26]</sup> 提出了另一种观察带交叉的方法,他们画出  $\Delta^2 E = E_{\gamma_2} - E_{\gamma_1}$  和  $I_{min}$  (级联中的最低自旋) 关系图,以使得转晕态能级间隔的变化更为敏感. 按照转动能公式,这个函数应该简单地随着自旋的增加而减少. 当如同在稀土核中出现回弯<sup>[26]</sup>即两带交叉时这张图中就有跃变. 图 5<sup>[13]</sup> 给出  $^{72,74}\text{Se}$  的转晕带的  $\Delta^2 E$  和  $I_{min}$  关系图.  $^{72}\text{Se}$

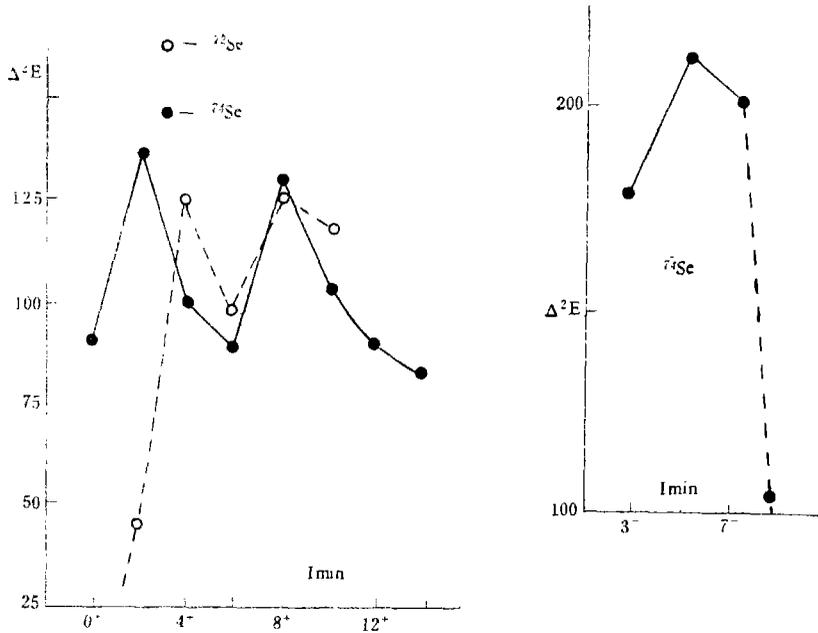


图 5  $\gamma_2-\gamma_1$  级联中最小自旋和  $\Delta^2 E$  关系图<sup>[13]</sup>

的图中在最低的两个自旋态上确实有个陡然的跃变,这表明结构上有变化. 在  $8^+$  态附近还有个较小的附加的变化,这可能意味着结构上的第二个变化. 对于  $^{74}\text{Se}$ , 转晕级联给出  $\Delta^2 E$  的两次明显的跃变. 然而在转动惯量图上只在  $10^+$  态上给出一个平缓的拐弯. 这样  $\Delta^2 E$  图指出  $^{74}\text{Se}$  中出现了不同结构的两次交叉.

从另外一个角度, Bohr 和 Mottelson 建议<sup>[27]</sup>画  $I(\omega)$ 和  $\hbar\omega = E_{\gamma}(I+1 \rightarrow I-1)/2$  关系图,在后面关于  $^{60}\text{Ge}$  和 Kr 同位素的描述中,可以看到这种方法对于分析 RAL 带和基态带的交叉特别有用. 最近对于 Dy 和 Er 同位素的分析<sup>[28]</sup>表明这类图形可以提供对不同带结构的更为深入的认识.

早些时候已经评述过<sup>[29]</sup>关于  $^{72,74}\text{Se}$  转动惯量的前弯现象和认为这是建立在近球形和较大变形上的态的共存的解释<sup>[8]-[12]</sup>, 这儿我们将集中讨论这样一个引人注目的发现<sup>[3]</sup>:  $^{60}\text{Ge}$  的转晕级联在  $8^+$  态有回弯,而在  $10^+$  态之上是前弯和  $^{72,74}\text{Se}$  完全不同(见图 4). 随后的详细分析<sup>[4]</sup>揭示出事实上在  $^{60}\text{Ge}$  的  $8^+$  态上有三带分叉(图 1), 两条带回弯了,一条带没有(图 4), 不久前我们对  $^{60}\text{Ge}$  用 RAL 模型<sup>[30],[31]</sup>计算了能级<sup>[32]</sup>, 这些计算<sup>[32]</sup>给出了  $^{60}\text{Ge}$  几条偶和奇宇称带的漂亮的解释. 真的,  $^{60}\text{Ge}$  也许象是本“教科书”, 它第一次提供了这样一个例子, 在一个核的同样的轨道  $g_{7/2}$  上, 中子的 RAL 带和质子的 RAL 带

在双交叉之后与基态带同时共存,所以应该详加研究. 如即将看到的那样,这个例子,说明了我们对于这个区域的许多种带的理解.

关于  $^{68}\text{Ge}$  的头一个在束研究大致确定了到  $8^+$  的能级,测量了  $8^+$  态的寿命<sup>[33,34]</sup>,指出  $^{68}\text{Ge}$  的  $8^+$  态可能有异常的性质,根据这些仅有的大致确定的数据,Pecker<sup>[35]</sup> 认为 RAL 模型应该推广到这个区域,而且这个  $8^+$  态应是  $(g_{9/2})^2$  组态. 到 1976 年,我们已经确定了  $8^+$  发生回弯,而  $10^+$  以上前弯的转晕级联中的  $8^+$  态,随后对我们的全部在束数据的详细分析发现了建立在三个  $8^+$  态上的带<sup>[4]</sup>,它们的转动惯量随着自旋的变化性质差别很大. 根据图 4 的数据,  $8^+$  的最高能量态 (5366.8 KeV) 和 (7245 KeV) ( $10^+$ ) 被解释为基态带的延伸. 在较低的两个  $8^+$  态上的回弯,清楚地表明这两个带在结构上是和基态带不同的. 正是由于对这种和 Pd、Ba 以及稀土核中相似的回弯的发现,导致了把这种回弯也解释为 RAL 带和基态带的交叉.

RAL 带出现于这样一些弱变形核中,它们的质子和中子费米能靠近大  $j(i_{13/2}, h_{11/2}, g_{9/2})$ ,  $Q = 1/2$  的能级. 例如强的 Coriolis 耦合能导致建立在双粒子组态  $(j)^2$  上的排列带 ( $I = I_0, I_0 + 2 \dots$ ) 和建立在双粒子组态  $(i_{13/2}, f_{5/2}, p_{3/2})$ ,  $(h_{11/2}, d_{3/2}, g_{7/2})$  或  $(g_{9/2}, f_{5/2}, p_{3/2}, p_{1/2})$  上的奇宇称的部分转动排列带  $I = 5^-, 7^-, 9^-, \dots; 6^-, 8^-, 10^-, \dots$  (例如见 [23, 24]). 现在一般都认为稀土区核转晕能级转动惯量的回弯的基本原因,是  $\nu(i_{13/2})^2$  组态上的这样一种 RAL 带和基态转动带的交叉(参看 Faessler 等的评述<sup>[36]</sup>). 这类带也认为是 Ba 和 Ce 核<sup>[37]</sup> (具有  $\pi(h_{11/2})$ ) 以及 Ru, Pd, 和 Cd 核<sup>[38]</sup> (具有  $\nu(h_{11/2})$ ) 回弯的原因.

对于  $N \gg Z$  的核,只有质子或者中子组态满足存在强 Coriolis 耦合的条件,而不可能质子和中子同时满足,于是只观察到质子或者中子的排列带. 然而在  $A = 70$  区域,  $N$  和  $Z = 30-40$ , 人们有可能同时观察到建立在  $(g_{9/2})$  轨道上的质子排列带和中子排列带.  $^{68}\text{Ge}$  核中建立在两个低的  $8^+$  态上的带,可能是在一个核内同时出现  $\pi(g_{9/2})^2$  和  $\nu(g_{9/2})^2$  转动排列带的头一个证据. 这种解释要求核在这样激发能时具有长椭球形变,因为只有长椭球  $g_{9/2}$ ,  $Q = 1/2$  轨道最低. RAL 模型所预期的建立在质子和中子  $(g_{9/2}, f_{5/2}, p_{3/2}, p_{1/2})$  组态上的负宇称带,在  $^{68}\text{Ge}$  中至少存在三条(图 1),其自旋序列确实与予期相符.

为了证实这种解释,按照 Flaum 和 Cline<sup>[31]</sup> 的双准粒子加转子,并改进为明显包含可变转动惯量 (VMI) 的图象进行了计算<sup>[32]</sup>,转动惯量  $\mathcal{J}$  和总自旋的关系符合 VMI 模型. 为了解释  $^{68}\text{Ge}$ ,进行了四个独立计算,即:对应于双准中子和双准质子的正和负预称态. 按照使  $g_{9/2}$ ,  $f_{5/2}$ ,  $p_{1/2}$  和  $p_{3/2}$  能级位置在无变形时与 Reehal 和 Sorensen<sup>[39]</sup> 确定的数值相符的要求,调节壳模型的  $\kappa$  和  $\mu$  参数,未包括能使双准中子和双准质子态混杂的残余相互作用. 这样,具有同样  $I^\pi$  但来自于不同组两个态的近似的综合计算结果,其激发能预计应该相近.

计算能量和实验能量在图 6 中进行了比较,计算所得的两个  $8^+$  和两个  $5^-$  态的绝对能量调节(最坏的情况是 170 KeV)到使其与数据相符. 其它所有相对能量都未变动. 能级图的高自旋偶宇称带结构,理论计算可以很好地描述. 并未进行仔细的参数调节,理论计算就可给出观察到的主级联的性质. 由于中子过剩,中子费米面比质子费米面更靠近

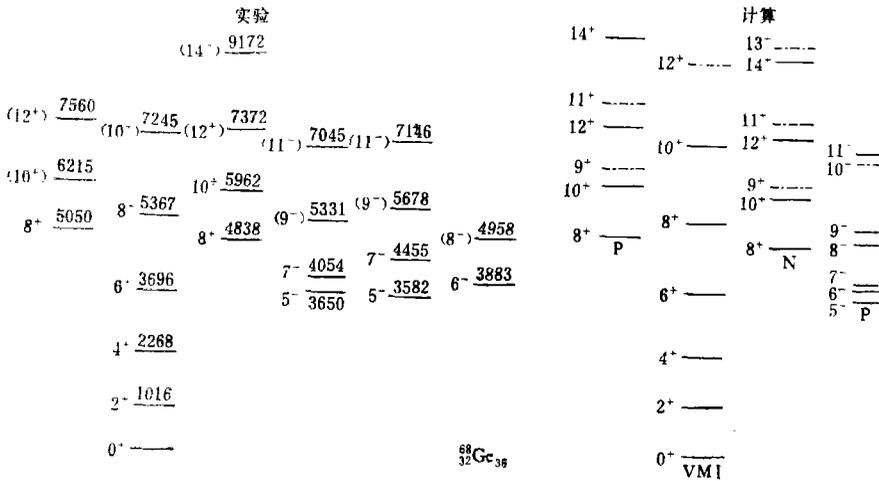


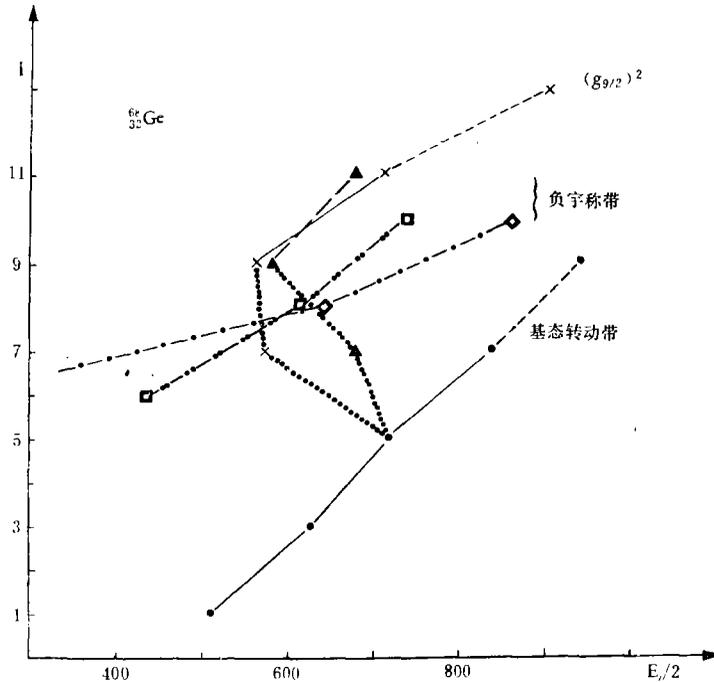
图6 <sup>68</sup>Ge 的带的能级和 RAL 计算值的比较<sup>[32]</sup>

$g_{7/2}$  Nilsson 轨道. 于是低的  $8^+$  态认为是属于双准中子, 而第二个  $8^+$  态是属于双准质子. 再下一个双准粒子态预计应高 1 MeV 以上. 下一节的讨论表明奇自旋负宇称态也可同样好地用 RAL 模型解释. 于是, 这些 <sup>68</sup>Ge 的结果<sup>[4,32]</sup>, 可以借助于 RAL 模型很好地加以理解, 并且表明 RAL 模型可以从 Pd 和 Ba 推广到这个更轻的  $A = 70$  质量区.

Bohr 和 Mottelson 曾强调指出差值  $i_a(\omega) = I_a(\omega) - I_0(\omega)$  具有重要的物理性质 (其中  $I_0(\omega)$ , 如早先定义过的对应于基带,  $I_a(\omega)$  对应于交叉的“Stockholm”带), “它在对转晕谱进行解释和分类上将起关键性的作用”<sup>[27]</sup>. 我们可以在极限情况下对此进行解释: 当  $i = 0$ , 粒子角动量和核的对称轴强烈耦合, 无 Coriolis 排列; 而当 Coriolis 力大, 完全排列到转动轴上时,  $i = j$ , 给出了纯粹的脱耦合 RAL 带<sup>[30]</sup>. 这样,  $i$  提供了关于 Coriolis 力的强度和随之而来的排列的信息, 而对  $i_{\text{实验}}$  和不同轨道的  $i$  的预计值进行比较, 将使我们能深入理解带的结构<sup>[27]</sup>. 已有人指出<sup>[28]</sup>, 这里所包含的物理意义要比最初提出的<sup>[27]</sup>复杂. 例如, 我们必须考虑在形变核中  $i_{13/2}$  粒子对于基带和 RAL 带两者的贡献, 对关联逐渐破坏的影响和带的混杂<sup>[28]</sup>. 图 7 给出了 <sup>68</sup>Ge 的  $I_0$  函数, 对应基态带 (GSB) 和  $I_a$  对应于两条 RAL 带以及下面要讨论的负宇称带 (NPB). 注意,  $\pi$  和  $\nu$  带的  $i$  值很相近, 而且像在稀土核<sup>[27,28]</sup>中典型地观察到的那样, 并未达到  $j^2$  的最大值. 为什么在稀土核中不能达到完全排列的问题, 文献<sup>[28]</sup>中已有讨论. <sup>68</sup>Ge 的诸负宇称带排列程度更低, 并强烈地依赖于  $\omega$ , 而且两个带的情况不同. NPB 那一节将要指出这种排列程度的不同预计是和所包含的轨道有关的.

对于 <sup>68</sup>Ge 附近的核, 尽管  $6^+$  以上状态的属性一般尚未确定, 但 <sup>66</sup>Zn ( $4^{+[20]}$ )、<sup>70</sup>Ge ( $6^{+[5]}$ )、<sup>72</sup>Ge ( $6^{+[6]}$ ) (括号中是已确定的最高  $I^\pi$  态) 中观察到的回弯和可能的最低  $8^+$  态, 均解释为这类 RAL 带交叉. 图 5 的研究指出 <sup>72,74</sup>Se 的转晕级联(注意  $\Delta^2 E$  图中的跃变)中的  $8^+$  和更高自旋态可能事实上也是建立在  $(g_{7/2})^2$   $8^+$  态上的. 这也许意味着在这类情况中未观察到回弯是偶然的, 是和能级重叠的方式有关的.

如果这些回弯是来自于  $(g_{7/2})^2$  轨道, 人们要问在 <sup>68</sup>Ge 所看到的分裂为三个  $8^+$  态或

图 7  $^{68}\text{Ge}$  的  $I(\omega)$  和  $E_x(I+1 \rightarrow I-1)/2$  关系图

者至少是两个  $8^+$  态,为什么并非常见的现象呢? 注意在  $^{70}\text{Ge}$ ,  $^{80}\text{Kr}$ , 也许还有  $^{78}\text{Kr}$  中已看到了第二个  $8^+$  态. 为了回答这个问题,我们按照  $2^+$  到  $6^+$  态计算了  $8^+$  GSB 态的位置,并且根据  $^{66,68}\text{Zn}$  和  $^{68,70}\text{Ge}$  已知的最低  $8^+$  能级和相邻的  $N-1$ , 奇  $A$  核的中子单粒子态的能量,估计了每个核  $\nu(g_{9/2})^2$   $8^+$  态的位置,这种粗略估计的结果如图 8 所示. 一般说来,同样的自旋,特别是高自旋能量劈裂为 500 KeV 或更多些的状态,通过在束谱还无法加以区别. 据此以及图 8 给出的粗略能量,在  $^{66,68}\text{Zn}$  中我们不应该希图能看到  $8^+$  GSB 态,而实验上也是未观察到. 同样地对于  $^{72,74,76}\text{Se}$  和  $^{76,78}\text{Kr}$ , 我们也不应该希图能看到  $8^+$  双准粒子态.  $^{80}\text{Kr}$  中观察到的第二个  $8^+$  态,真的具有我们粗略方法预计的能量. 数据表明我们不应该希望在实验上真的找到更高的自旋态以前,  $^{78,76}\text{Kr}$ ,  $(g_{9/2})^2$  组态上的带会和 GSB 交叉. 换句话说,已观察到的基本是常能量的  $8^+$   $(g_{9/2})^2$  态和  $^{76,78,80}\text{Kr}$  随着  $N$  的减少 GSB 的能量减少的情况,意味着在  $^{76,78,80}\text{Kr}$  核中随着  $N$  的减少 GSB 会延伸到更高的能量和自旋. 按照 Bohr 和 Mottelson 的方法<sup>[27]</sup>, 图 9<sup>[18]</sup> 给出了  $^{76-80}\text{Kr}$  的偶和奇宇称带以及 RAL 带的交叉的系统性质. 可见,比起  $^{80}\text{Kr}$  来,  $^{78}\text{Kr}$  的 RAL 带真的交叉于更高的自旋.  $^{78}\text{Kr}$  引人注目的特征是它的排列自旋  $i(\omega)$  比  $^{68}\text{Ge}$  的小. 对于  $^{78}\text{Kr}$  具有比  $^{68}\text{Ge}$  小的排列自旋原因的解释,将是对 RAL 模型的一个有意义的检验.

关于转晕带的另一个问题是为什么  $^{68}\text{Zn}$ 、 $^{70}\text{Se}$  和  $^{84}\text{Kr}$  是在  $6^+$  态上回弯.  $^{68}\text{Zn}$  的  $8-6$  能量甚至比  $2^+-0^+$  能量还小得多的事实,意味着  $6^+$  态不是两粒子完全排列态. 然而  $^{70}\text{Se}$  和  $^{84}\text{Kr}$  情况并非如此,如图 10 所示,  $^{70}\text{Se}$  的能级图是异乎寻常的,可能存在一个低于第一个  $2^+$  态的  $0^{+''}$  态. 而且,如果假定大变形带具有三轴形状,那么这个  $0^{+''}$  态

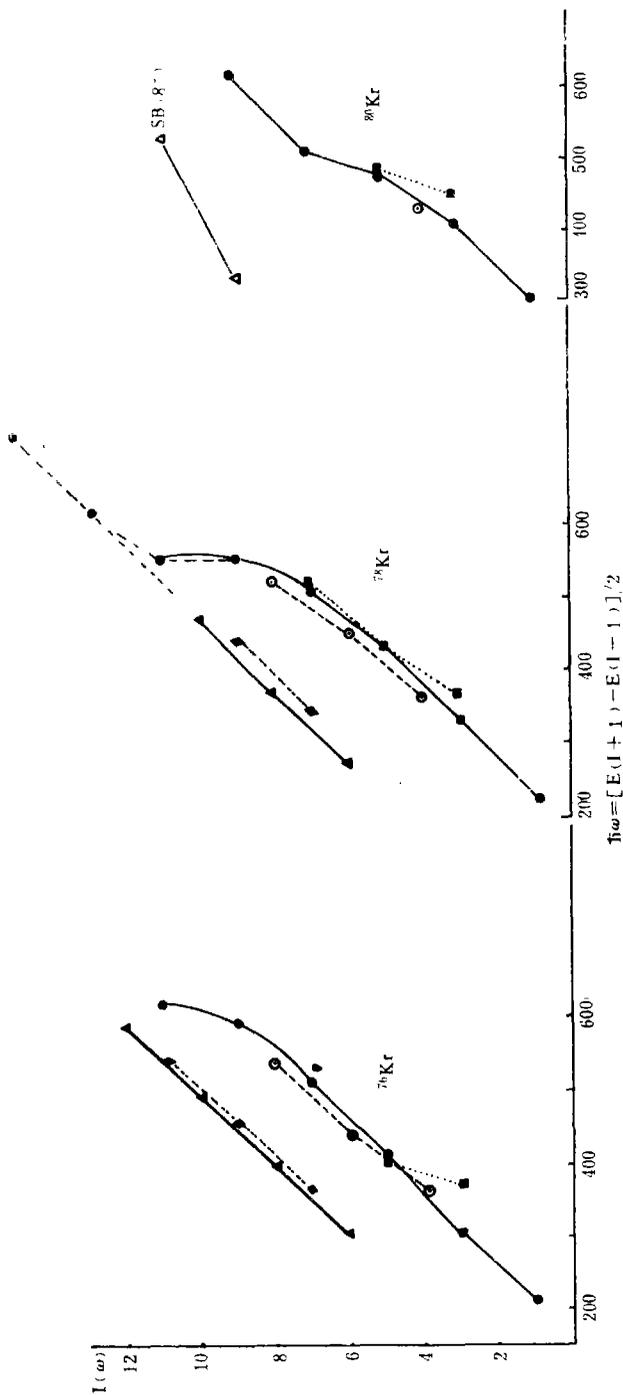


图9  $^{76,78,80}\text{Kr}$  的偶和奇宇称带的  $I(\omega)$  与  $E_x/2$  关系图<sup>[6]</sup>。所示的负宇称偶自旋能级是属于  $^{76}\text{Kr}$  核开始于 3174 KeV 的带, 其  $I^\pi$  尚未完全确定。● 基态转动带, ■  $\gamma$  带,  $I$  偶, ○  $\gamma$  带,  $I$  奇, ◆ 负宇态带,  $I$  偶, ▲ 负宇称带,  $I$  奇

上的态的能级图可以容易地用共存模型符合. 如随后一些章节所要指出的三轴形状, 现在从许多不同的方面, 包括理论计算和奇  $A$  核的能谱被提出来了. 验证在  $^{70}\text{Se}$  中是否确实存在这个可能的低能  $0^+$  态是很重要的. 在  $6^+$  态出现回弯的这些核的更高自旋的数据, 也将有助于我们弄清在这类情况中发生着什么. 最后, 我们新的  $^{74}\text{Kr}$  数据<sup>[14]</sup>(图 4 中未标出) 指出在这可能的  $8^+$  态上有个异常的强的前弯(大的  $8-6$  能级间隔), 在这个区域的其它核中未曾见到过. 这一异常间隔意味着这儿存在着另外的新的结构特征.

**I-B 转晕态的寿命**

表 I 是  $^{68}\text{Ge}$ <sup>[4],[34],[40]</sup>,  $^{70}\text{Ge}$ <sup>[40]</sup>,  $^{72}\text{Se}$ <sup>[9],[41],[42]</sup>,  $^{74}\text{Se}$ <sup>[13]</sup>,  $^{78}\text{Kr}$ <sup>[16],[25]</sup>,  $^{80}\text{Kr}$ <sup>[22]</sup> 诸核的  $B(E2)$  值(相对于单粒子估计)和平均寿命的一个小结. 这些数据一般地是对转晕态的平均寿命测量值作权重平均得到的.  $^{72}\text{Se}$  转晕级联的  $B(E2)$  值的变化情况和  $^{184-188}\text{Hg}$  的相

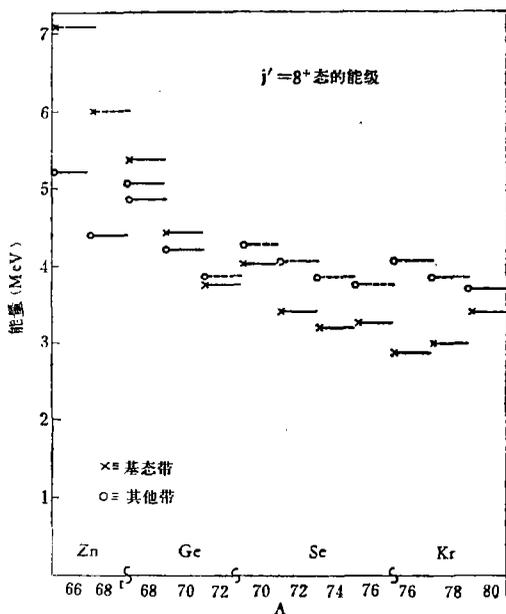


图 8  $^{66,68}\text{Zn}$ ,  $^{70-74}\text{Se}$  和  $^{76-80}\text{Kr}$  RAL 带和基带的  $8^+$  态的估计能量

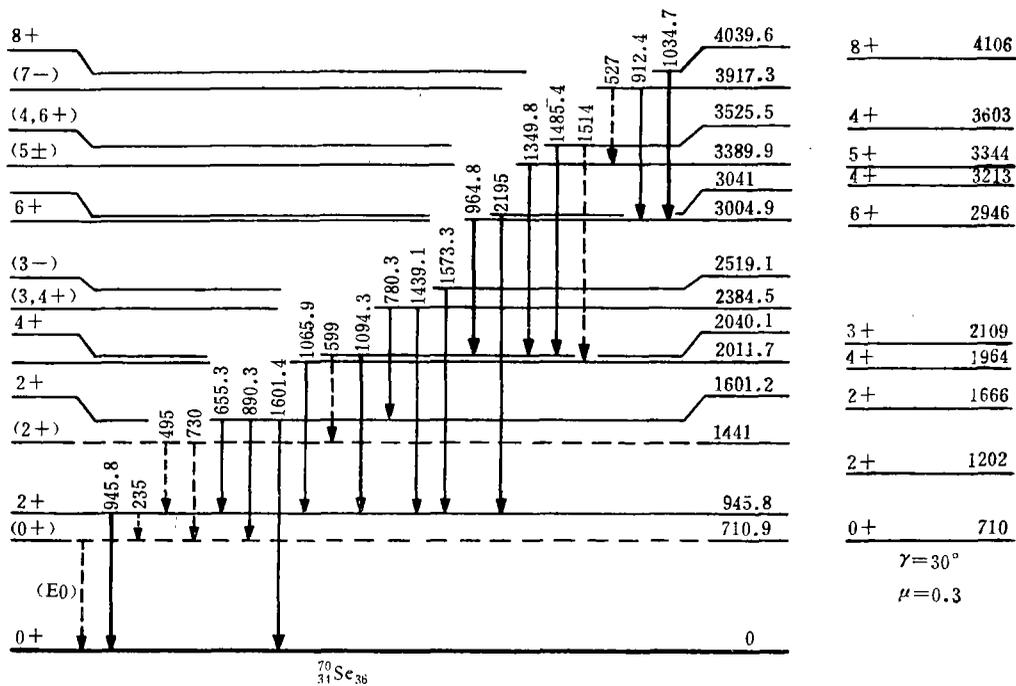


图 10 在束观察到的  $^{70}\text{Se}$  能级<sup>[17]</sup>



似, 这种变化是近球形和形变态共存解释的部分依据, (参看 Hamilton 的评述<sup>[29]</sup>)除了可能的例外  $^{68}\text{Ge}$ , 表 I 中其它核显示了极大的异常性: 它们的  $B(E2)$  值随着自旋的增加, 平均地趋向于保持常数! 这种常数性是和振动模型所预言的  $B(E2)$  值随自旋的增长 [ $B(E2:8-6)/B(E2:2-0) = 4$ ] 极大地矛盾的, 并且和转动模型 [ $B(E2:8-6)/B(E2:2-0) = 1.65$ ] 在较小程度上也是矛盾的. 虽然要解释这种  $B(E2)$  值并不容易, 但是我们预计这些数值必定反映了振动带、转动带的混杂和 RAL 带的交叉. 不过注意到在稀土核中通过回弯区时, 寿命的变化只有 10—30%<sup>[43]</sup>, 所以混杂在那儿并不会导致任何剧烈的变化. 因此, 这一  $B(E2)$  强度的常数性确实是异乎寻常的. 这些核的另一引人注目的差别是  $^{68,70}\text{Ge}$  和 Se、Kr 同位素的  $B(E2)$  值数量上相差很大.

Lieb 和 Kolata<sup>[42]</sup> 已经考虑用各种不同的理论方法, 包括简谐振子, 软非对称转子, 互作用玻色近似 (IRA) 和共存模型去符合  $^{72}\text{Se}$ 、 $^{74}\text{Se}$  的能级和寿命. 虽然软三轴转子或者 IBA 模型 (特别对于  $I \geq 4$ ) 结果比刚性转子或振子要好. 但是只有共存图象能再现  $0_2^+$ ,  $2_1^+$  和  $2_2^+$  态的能量和  $B(E2)$  值, 特别是  $2_2^+ \rightarrow 0^+$  的  $B(E2)$  值. 也有人用一种综合模型<sup>[44]</sup> (其中认为声子是动力学模式, 其结构和能量随其数量的增加而改变) 来解释这个区域的转晕能级的寿命和能量, 只用  $2_1^+$  能量确定振动态能谱的参数, 他们就能较好地符合  $^{72,74}\text{Se}$  和  $^{80}\text{Kr}$  的转晕能级和  $^{72}\text{Se}$ 、 $^{80}\text{Kr}$  转晕带的  $B(E2)$  比, 但  $^{74}\text{Se}$  的差些. 不过现在只看到这个工作的一个摘要, 这样一种只对转晕带参数化的方法究竟简单到什么程度还不清楚.

概而言之, 这个区域转晕态的寿命测量并不支持振动模型, 也许  $^{72}\text{Se}$  是个例外. Ge 和 Se  $B(E2)$  值数量上的差别以及一些核  $B(E2)$  值的常数性, 还有  $^{74}\text{Se}$  的某种振荡性, 支持了这样一种看法: 这个区域出现着某些新的核运动形式.

### I-C 基态和 $0^{+}$ 激发态的结构

对于  $^{72}\text{Se}$  建立在近球形基态和较大形变态上能级的共存的证据, 早些时候已作过评述<sup>[29]</sup>. 重离子反应在  $^{72}\text{Se}$  中强烈激发的转晕能级和  $2_1^+$ 、 $2_2^+$ , 与  $0^{+}$  态的性质可以用共存图象很好地加以解释. 在这个图象中,  $0^{+}$  态和较高自旋的转晕态是较大形变态的  $k\pi = 0^+$  转动带的能级, 这一较大形变态是和具有  $2^+$  振动态与转动态混杂的振动态共存的<sup>[8-10]</sup>. 能够很好地再现一直到  $6^+$  能级的  $B(E2)$  和能量实验值的 Gneuss 和 Greiner<sup>[45]</sup> 计算位能面方法已被用来计算  $^{72}\text{Se}$ , 在较小形变和较大形变具有极小的位能面能很好地再现  $^{72}\text{Se}$  的实验数据<sup>[9]</sup>, 这是支持形状共存图象的 (图 11). 如同在早些时候的评述<sup>[29]</sup>中指出的那样, 当对  $^{72}\text{Se}$  进行研究时, 具有和在  $^{72}\text{Se}$  中发现的相同衰变性质的状态 (属于近球形和形变的带) 的共存现象, 在  $^{184,186,188}\text{Hg}$  已经被系统地揭示出来了. 其中建立在两种形变上的状态均已被观察到了. 对 Se 附近的核和  $^{70,72}\text{Ge}$  核中这类共存现象的确认, 大概同样会使对  $^{72}\text{Se}$  上述解释更为有力. 但是在  $^{74}\text{Se}$  的转动惯量图 (图 4) 中, 低自旋区并没有像  $^{72}\text{Se}$  那样明显的前弯, 尽管在  $10^+$  附近有个另外的前弯<sup>[43]</sup>. 不过  $^{72,74}\text{Se}$  还是有相似性的, 特别是大的  $B(E2:0^{+} \rightarrow 2_1^+)$  (参考文献 [10, 11]), 类似于  $^{72}\text{Se}$ , 对  $^{74}\text{Se}$  也进行了双带分析, 但是  $^{74}\text{Se}$  中某些自旋 (可能是 2, 4 和 6) 大概必须有两类能级的混杂<sup>[43, 11]</sup>.

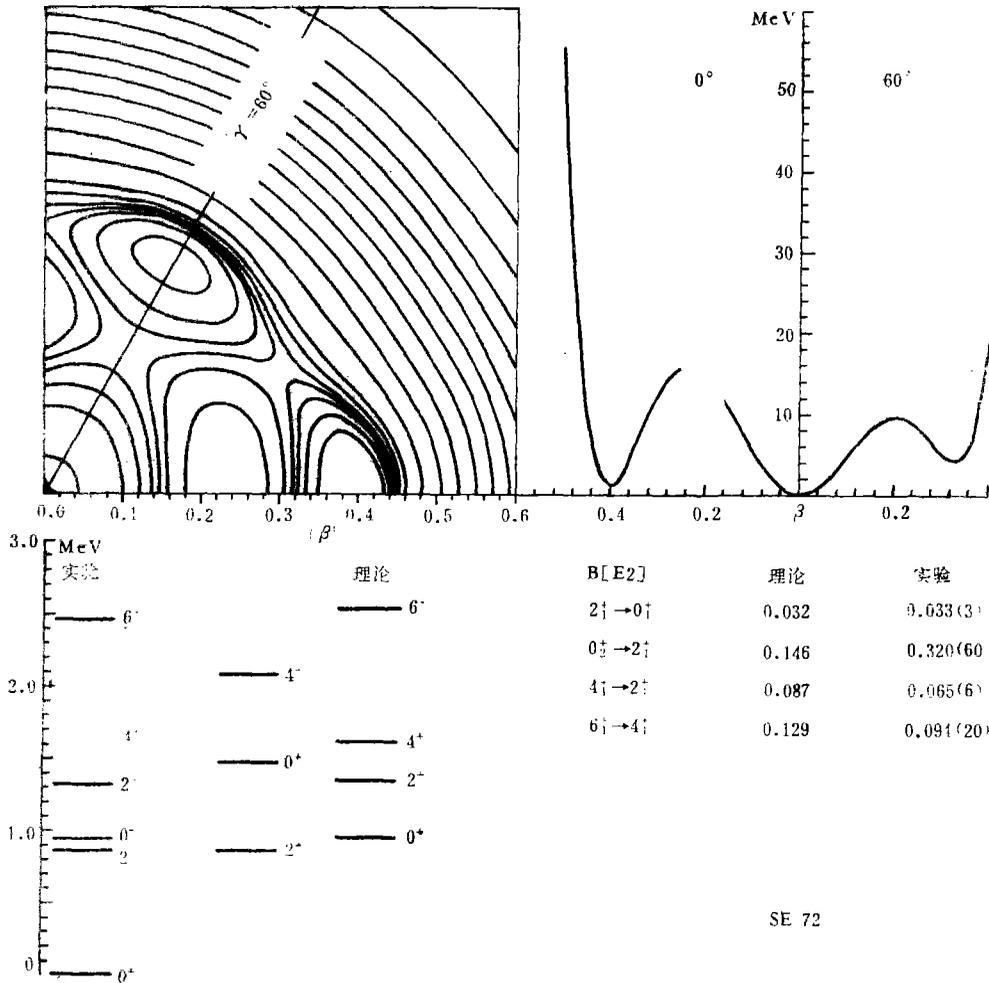


图 11 Gneuss-Greiner<sup>[45]</sup> 符合能级和  $B(E2)$  值(到  $6^+$ ) 而得的  $^{72}\text{Se}$  的位能面

在  $^{70,72}\text{Ge}$  中,  $0^+$  态刚比第一  $2^+$  态高些和低些, 其  $\mathcal{L}$  图和  $^{72,74}\text{Se}$  是完全不同的, 不是前弯而是回弯(图 4)。而且比起  $^{72,74}\text{Se}$ ,  $^{70}\text{Ge}$  能级的寿命集体性低得多。虽然, 这些核的高自旋转晕态看来不像是建立在  $0^+$  态上激发带的部分能级, 但是在  $^{70}\text{Ge}$  中观察到了第二个偶宇称非转晕的  $(5, 6^+) \rightarrow 4^+ \rightarrow 2_2^+ \rightarrow 0^+$  级联。全部这些能级或者其中一部分可能是属于一个较大形变带的, 而且在振动模型中应该为 0 的  $B(E2, 2_2^+ \rightarrow 0^+)$ , 其实验值比较大。  $^{68}\text{Ge}$  的转晕级联在  $8^+$  分成三叉, 其中两条带强烈回弯。如同 A 节中指出的, 在  $^{72,74}\text{Se}$  中可能出现多带交叉, 所以这些  $8^+$  态以上的转晕带, 比起建立在它们的  $0^+$  态上的带来, 更可能是 RAL 带。

在这个区域已有一些新的理论研究, 其中之一是一种新的动力学形变方法<sup>[46]</sup>用来精确描述更为过渡性的核<sup>[47]</sup>, 并已用于  $^{70,72,74}\text{Ge}$  核, 结果如图 12 所示。考虑到其中没有可调参数, 我们发现对于全部低能级和  $B(E2)$  值的符合是相当成功的。特别应该注意的是, 对于和  $^{74}\text{Ge}$  相比,  $^{70,72}\text{Ge}$  的  $0^+$  能量长期存在的反常的下降, 能非常好地符合。括号

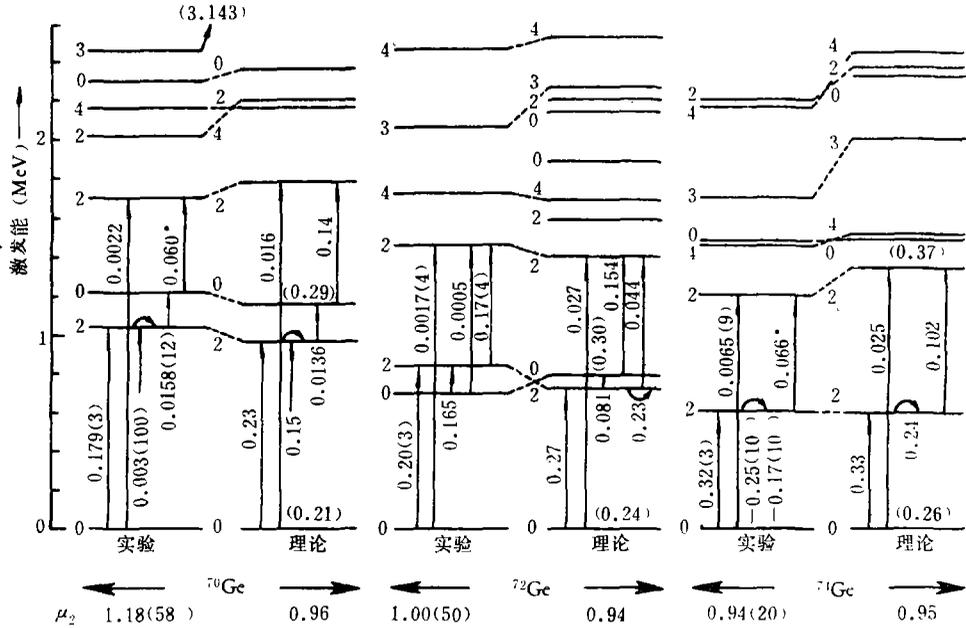


图 12  $^{70-74}\text{Ge}$  的实验能级和 Kumar<sup>[47]</sup> 用动力学形变法所作计算的比数

中标出的  $0^+$  基态和  $0^+$  激发态的均方根 (RMS) 形变也具有同样的意义。Kumar<sup>[47]</sup> 指出,  $0^+$  态的大的形变计算值是支持形状共存假说的。这种假说断言, 这些核的  $0^+$  态的形变比其基态要大得多。他还指出原先关于实验数据与此假说矛盾的论证<sup>[43]</sup>是错误的。Kumar 计算的位能<sup>[47]</sup>指出存在这样一种形状跃迁: 从球形(但非常软)核  $^{70}\text{Ge}$  到扁椭球过渡核  $^{72}\text{Ge}$  到扁椭球形变核  $^{74}\text{Ge}$ , 在 Kumar 的计算中, 形状共存并不联系于位能面上的第二个极小(具有较大形变), 而是由在所计算的质量参数  $B_{00}$  中导致某些局部极大的对涨落给出的。Kumar 总结说<sup>[47]</sup>: “现在这个理论中,  $^{70,72,74}\text{Ge}$  的  $0^+$  态是  $\beta$  振动态, 它们被由于对涨落引起的形状共存大大压低了。在这个区域中对涨落是特别重要的, 因为当我们从球形 ( $N=40$  是半闭壳) 到扁椭球形 (这儿  $g_{9/2}$  能级随着形变很快下降), 单粒子能级密度有突然的变化, 导致  $^{72}\text{Ge}$  的  $0^+$  态特别低的, 正是上述形状过渡现象。” 不过, Greiner<sup>[48]</sup> 早些时候已经指出, 如果形状共存是联系于所计算的质量参数  $B_{00}$  的局部极大(如 Kumar 得到的), 那么我们可以变换到另一参数系, 使  $B_{00}$  中的局部极大对应于具有第二个极小的位能面。

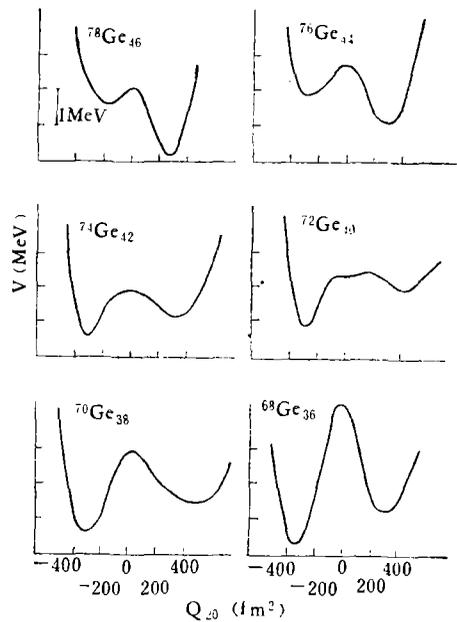


图 13 由 Hartree-Fock 计算所得的  $^{68-78}\text{Ge}$  位能面

图 13 给出了 Ardouin 等<sup>[49]</sup>沿着另一途径——具有 Skyrme 相互作用的 Hartree-Fock 计算所得到的位能面,他们的计算给出了一个形状跃迁: 从扁椭球的 <sup>68</sup>Ge 到长椭球的 <sup>78</sup>Ge, 而 <sup>72</sup>Ge 很软, 可能大致是球形. 两种方法计算所得的 <sup>72,74</sup>Ge 位能面是相似的, 但 <sup>70</sup>Ge 的不同. Kumar 的计算应该扩展到更宽的质量区域, 以便探讨一下这类计算在什么范围内会出现矛盾. Ge 奇 A 同位素的数据倾向于支持 A ≥ 73 的核是长椭球形. Vergnes<sup>[50]</sup>强调过, 两类计算都支持 Ge 核在 N = 40 附近存在形状跃迁的假说. Larsen 等<sup>[51]</sup>计算过 Se 核的位能面, 他们发现和 Ge 同位素一样, 在 Se 同位素中也有一个从扁椭球到长椭球的形状跃迁.

关于 (p, t) 和 (t, p) 反应的研究为 Ge 核的形状跃迁还提供了新的实验证据<sup>[52-54]</sup>. 在 <sup>72,74</sup>Ge 的 (p, t) 研究中<sup>[52,53]</sup>发现两组能级, 一组的角分布可以用一步 DWBA 计算很

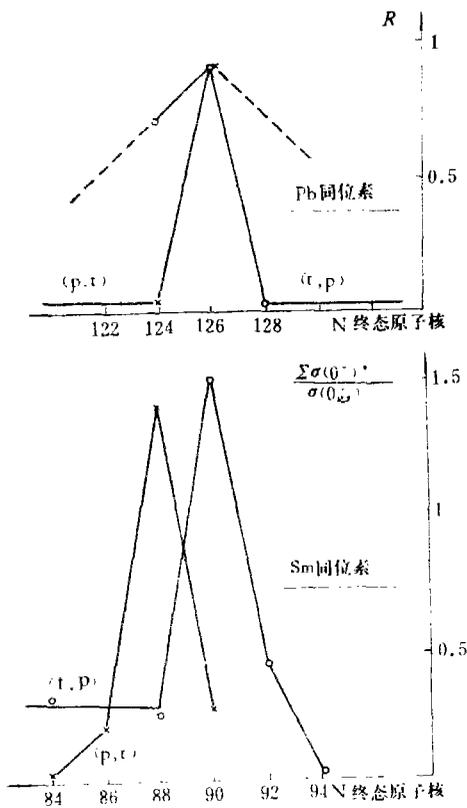


图 14 Pb 和 Sm 同位素的截面比  $R = \sigma(0^{+'}) / \sigma(0^{+})_{gs}$  (作为 N 的函数) 的比较<sup>[50]</sup>

好地再现, 另一组则不行. DWBA 符合的失败可能意味着需用耦合道玻恩近似, 这是大形变核的典型方法. 和 <sup>74</sup>Ge 相比, DWBA 方法对 <sup>72</sup>Ge 更不适用, 也可能意味着在这些核中, 有某种结构上的相变.

不久前, Vergnes 等<sup>[54]</sup>通过比较 Ge 同位素的 (t, p) 和 (t, p) 反应, 探讨了 Ge 同位置中关于 N = 40 子满壳的形状跃迁的重要性问题. (t, p) 和 (t, p) 反应中, 比值  $R = \sigma(0^{+'}) / \sigma(0^{+})_{gs}$  通过满壳, 如 Pb 核时, 在同一位置上成峰<sup>[50]</sup> (见图 14). 但是通过形状跃迁区如 Sm 核, 这些反应在不同的 N 处成峰 (图 14). 因为 Sm<sub>88</sub> 的基态是球形, 而 Sm<sub>90</sub> 是形变的. 但是当 Sm<sub>88</sub> → Sm<sub>90</sub>, (t, p) 反应的 R 值大. 而当 Sm<sub>90</sub> → Sm<sub>88</sub>, (p, t) 反应的 R 值大. Ge 核的 (p, t) 和 (t, p) 反应在图 15 中进行了比较, 这些数据 and Sm 的数据相似, 有力地表明存在一个形状跃迁. 尽管这儿的 R 值比较小. 与 Sm 相比, 比较小的 R 值意味着 N = 40 和 42 的基态之间有较大重叠. 在 <sup>69,71</sup>Ga<sub>38,40</sub> (t, p)<sup>71,73</sup>

Ga<sub>40</sub>, 42 反应中, Vergnes 等<sup>[54]</sup>也观察到了 N = 40—42 形状跃迁区.

这样大量的实验和理论数据, 以多种可能的方式显示了形状共存, 有力地支持了在这个区域存在形状跃迁. 这儿我们应当指出, 由于加两个中子位能面就有大的改变 (例如见图 13), 所以, 只有 <sup>72</sup>Se 具有易于观察到形状共存的适当的位能面形状 (<sup>74</sup>Se 差些), 就不足为奇了. 回想 Hg 区的情况也相似: <sup>190</sup>Hg 实验上没有证据证明它有形状共存, 而 <sup>188</sup>Hg 就有. 这一点在理论上也可再现 (见早些时候的评述<sup>[29]</sup>). 这个观点的另一证明是

最近关于 Pt 和 Pb 的计算<sup>[55]</sup>, 这些核是偶偶 Hg 核的相邻核, 计算表明 Pt 无形状共存, 而 Pb 中只有在高自旋态 ( $I \geq 8$ ) 中才有一种特殊方式的形状共存。当然, 也可以沿着另外的, 例如 Paar 和 Alaga 采用的<sup>[56]</sup>途径: 从壳模型和低频振动出发计算态的性质, 对许多过渡区核, 他们的方法获得相当大的成功。然而不管你从什么基础出发, 看来必须承认在这个区域,  $N=40$  附近的核, 不同的状态具有不同的形变(或形状), 从而不同的性质, 亦即存在形状共存。

## II. 负宇称带

在这个区域中观察到的另一个令人惊讶的现象是负宇称带 (NPB) ( $^{74}\text{Se}$  的 NPB 已到高的自旋<sup>[42]</sup>)。由于最低能级显得像是已知的集体  $3^-$  态, 而且能级很像转动谱(图 16) (转动惯量基本上是常数), 所以  $^{74}\text{Se}$  的这一

负宇称带被解释成八极带<sup>[42]</sup>。但是这个带的  $\Delta^2 E$  在低自旋部分的跃变意味着这个带可能是相当复杂的<sup>[43, 57]</sup>。

我们可以期望在这个区域中有建立于 ( $g_{9/2}, f_{5/2}, p_{3/2}, p_{1/2}$ ) 上, 在  $5^-$  或  $7^-$  部分的或完全排列的负宇称带。其能量果真能用 RAL 计算<sup>[32]</sup>很好地再现, 如图 6 所示。 $^{68}\text{Ge}$  的奇自旋负宇称态是根据如下论据确定的。虽然对于长椭球形变 ( $\beta > 0$ ) 双准中子态和双准质子态都有一个准粒子占据  $g_{9/2}$  轨道, 但是由于下列原因双中子态和双质子态的能级间隔有很大差别, 质子费米面比中子费米面低, 而且它们  $N=3$  轨道的 Nilsson 能级图是不同的。中子费米面附近的负宇称轨道是  $f_{5/2}$  和  $p_{3/2}$  轨道的高  $Q$  态, 还有单  $p_{1/2}$  轨道紧挨着。计算给出一条带, 它的能级和建立在混合组态的  $5^-$  态上的 GSB 相似。相反, 质子费米面靠近  $f_{5/2}$  的  $Q=1/2$  轨道和  $p_{3/2}$  的  $Q=3/2$  轨道,  $p_{1/2}$  轨道则离得相当远。计算给出一个低能量的  $5^-$  态, 但是  $7^-$  态有更多的转动排列并扮演开头的角色。其特征是低于  $7^-$  态的  $5^-$  和  $6^-$  态能级压缩, 而  $7^-$  态以上是一条有较大脱耦合的规则带。双准中子和双准质子带预言性质间的这种明显差别, 确实出现在实验能级图中。如图 6 所示, 观察到的  $6^-$  和  $8^-$  态, 根据计算可能对应于双准中子或者双准质子, 因而可能是混杂态。如图 1 所示的分枝比, 意味着所有低能量的  $5^-$ ,  $6^-$ ,  $7^-$  和  $8^-$  态存在着相当大的混杂。

奇宇称态的系统如图 17 所示, 注意此图中  $^{74}\text{Se}$ 、 $^{76,78}\text{Kr}$  的负宇称带和  $^{68}\text{Ge}$  的一条负宇称带的惊人相似。 $^{68}\text{Ge}$  中具有低  $7^-$ 、 $5^-$  能量的另一负宇称带和  $^{66}\text{Zn}$  和  $^{70}\text{Ge}$  的带相类似。在  $^{64,66}\text{Zn}$  和  $^{68}\text{Ge}$  中, 和  $7^-$ — $5^-$  间隔相比,  $5^-$ — $3^-$  间隔大, 这意味着集体  $3^-$  态不是奇宇称带的带头。寿命测量对这点给了进一步的支持:  $^{68}\text{Ge}$  的  $5^-$ — $3^-$   $B(E2)$  值比在其它核中到  $5^-$  的强集体跃迁小 (见表 II)。根据  $^{68}\text{Ge}$  负宇称带的初步结果, 现在我们倾向于认为<sup>[43]</sup>  $^{74}\text{Se}$  的八极  $3^-$  态与包含  $g_{9/2}$  的双粒子组态上的带在  $5^-$  上交叉。如果  $^{74}\text{Se}$  的

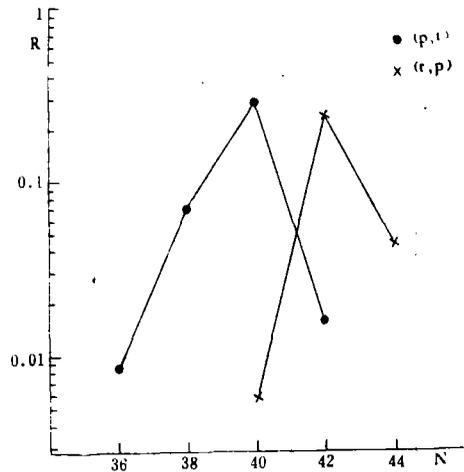


图 15  $\text{Ge}$  同位素的  $R = \sigma(0^+)/\sigma(0^+)_{cr.}$  的比较<sup>[44]</sup>

带果真是 5<sup>-</sup> 和 RAL 带的更高的能级混杂而成的,那么图 16 中转动惯量的常数性就是

又交的人为结果. 如果考虑到这个带的转动排列的性质,其中 0、2、和 4 自旋和 5<sup>-</sup> 态耦合,重画转动惯量图,那么这个带的转动惯量的性质就很像基态带的(见图 16).

Bohr 和 Mottelson 方法<sup>[27]</sup>也已被用来研究负宇称带的结构,图 9 比较了 <sup>76,78</sup>Kr 的负宇称带和基态带. 注意对于 <sup>78</sup>Kr 的负宇称带  $i_a$  只有 4 到 5. 但是负宇称带和正宇称转晕带具有相同的  $i_a$  是很奇怪的,因为在 <sup>68</sup>Ge 和稀土核中  $i_{aNPB} < i_{aPPB}$  这一点是这样解释的: 因为与正宇称带 (PPB) 相比,负宇称带 (NPB) 仅由一个高  $i$  低  $Q$  粒子构成. 这样, <sup>78</sup>Kr 两条带的  $i_a$  的相似性就是对 RAL 模型的另一挑战. 请注意 <sup>76,78</sup>Kr 的负宇称带确实具有和基态带非常相似的性质.

根据  $\gamma - \gamma$  符合数据<sup>[13,17]</sup> 已经提取了 <sup>74</sup>Se 和 <sup>78</sup>Kr 负宇称带几个较高能态的寿命,结果表明这些跃迁被大大提高了,它们的  $B(E2)$  值达到 60—100 单粒子单位(见表 II). 可见,这些能级具有高度集体性. <sup>74</sup>Se 和 <sup>76,78</sup>Kr 的这些负宇称带的能级间隔像很纯粹的类转动带. 但是 <sup>68,70</sup>Ge 的低自旋态却有压缩. <sup>68</sup>Ge 中同时

有类转动带和压缩的奇自旋带,而且都能用 RAL 计算很好地再现(图 6). 由于其它负宇称带和 <sup>68</sup>Ge 的负宇称带的符合和相似,我们认为这个区域现在观察到的大量负宇称带(图 17)是一个  $g_{9/2}$  轨道的粒子的 RAL 带.

互作用玻色子近似<sup>[58]</sup> (IBA), 可以给出负宇称带的另一种解释,它能相当好地符合  $A = 150$  附近的过渡核的负宇称带和基态带. 在 IBA 中,基态带是由相继的高的四极振动组成的. 而负宇称带是由八极声子和每个四极能级耦合而成的. 这个方法也被用于 <sup>74</sup>Se, 对其基态带可以很好地符合到自旋 14<sup>+</sup>, 但负宇称带不能很好地符合<sup>[13]</sup>. 但是对于基态带符合到这样高的自旋,也许是不正确的,因为这个带可能是复杂的. 在 <sup>74</sup>Se 中,更重要的是分枝比问题. 在 IBA 模型中,从 <sup>74</sup>Se 5<sup>-</sup> 态出发的分枝比可以用来预言从其它负宇称能级出发的交叉跃迁的强度. 这样一个计算给出 7<sup>-</sup> 到 6<sup>+</sup> 的跃迁强度是 12%, 但实验值是  $I_\gamma < 1\%$ . Hellmeister 等<sup>[25]</sup> 已将 IBA 模型用于 <sup>78</sup>Kr, 这儿观察了 7<sup>-</sup>—6<sup>+</sup> 分枝跃迁. 根据 7<sup>-</sup> 态的分枝跃迁, 5<sup>-</sup>—3<sup>-</sup> 的分枝跃迁将只有  $\sim 1\%$ , 这可以解释为什么观察不到这一分枝跃迁. 这样 IBA 模型对 <sup>78</sup>Kr 要比对 <sup>74</sup>Se 来得成功. 把 RAL 计算

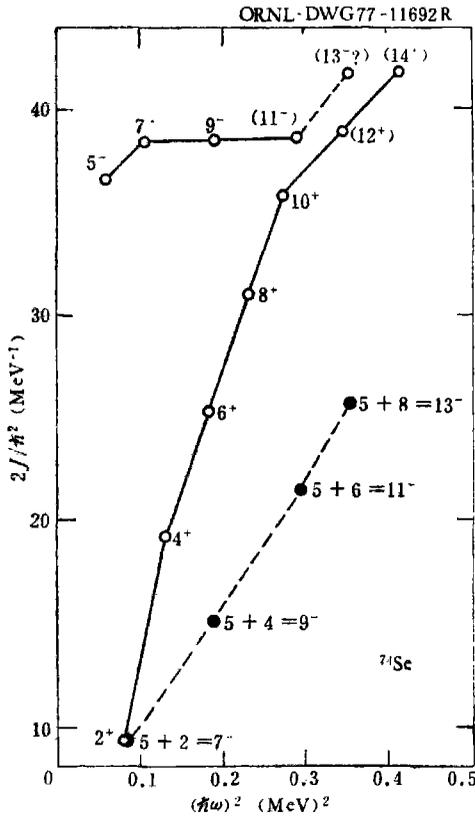


图 16 <sup>74</sup>Se 最低负宇称带和偶宇称转晕带的转动惯量图<sup>[13]</sup>. 负宇称带  $I$  是按通常方法求得, 即将负宇称带看成 5<sup>-</sup> 及其上的 RAL 带

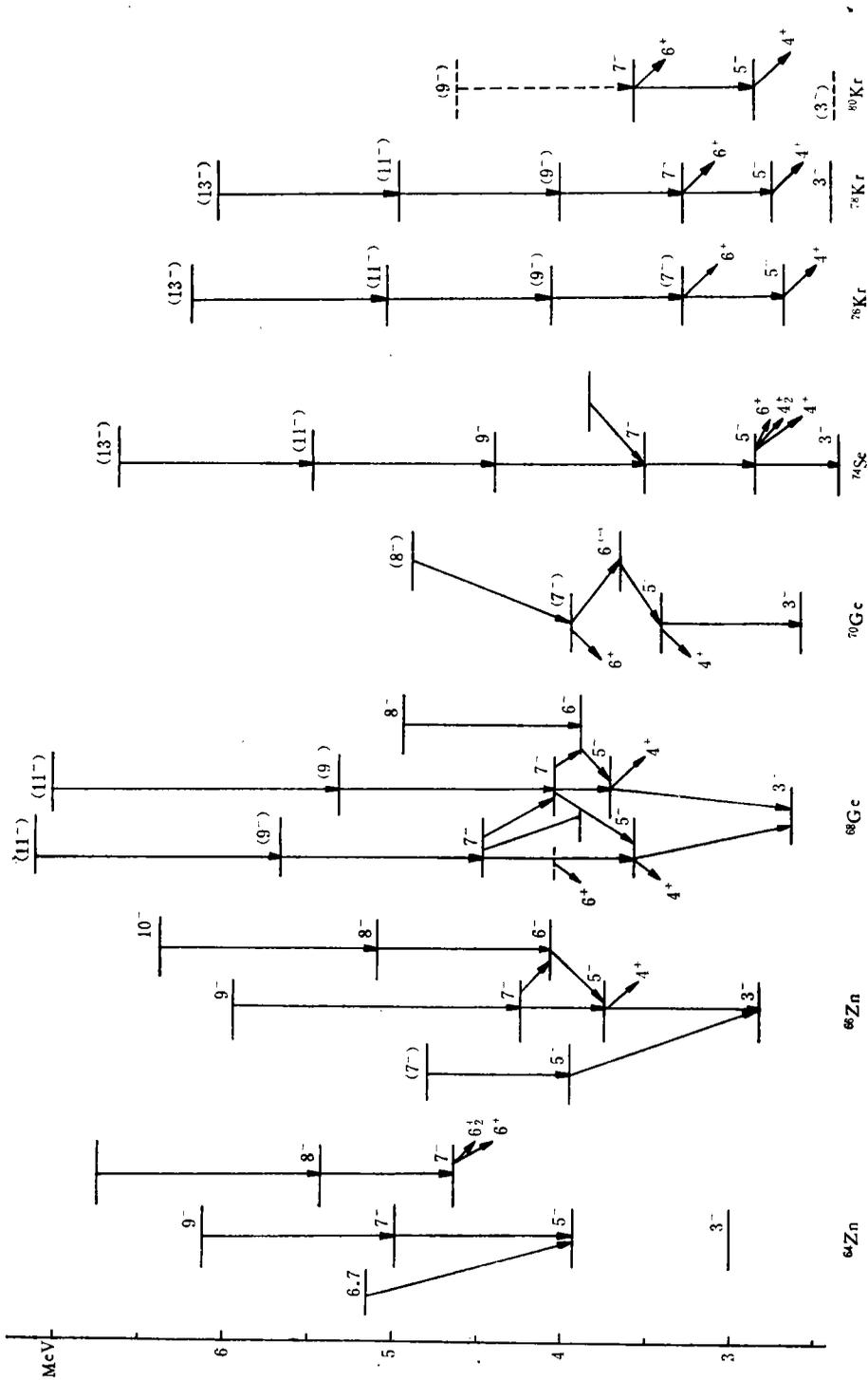


图 17 A = 60—80 区核中观察到的新奇宇称带的小结

推广到 Kr 同位素来检验 RAL 模型是有意义的, 在这区域中同时出现转动排列带和八极型负宇称带是可能的, 而不同的运动形式均可能在不同核中构成最低的负宇称带。

最后一个有趣味的问题是关于  $^{64}\text{Zn}$  的 4635 KeV  $7^-$  态。这个状态的寿命导带长, 143 PS. 这表明它具有和这个区域中其它已知的负宇称态不同的性质。对这个状态还没提出什么解释。

### III. $\gamma$ 型振动带

现在发现这个区域的某些核中存在完全不同的仍然是集体性很强的偶宇称带, 一直延伸到高的自旋(见图 18)。对  $^{74}\text{Se}$  中第一次观察到的这种带(到  $9^+$ ) 的讨论说明了这些

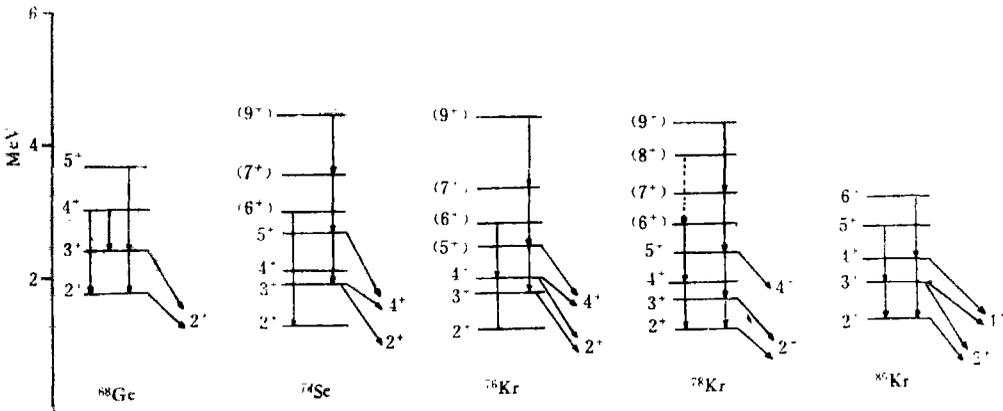


图 18 这个区域  $\gamma$  型振动带的小结

带的解释中的问题。 $^{74}\text{Se}$  这个新的带显然是在  $3^+$  (1884.3 KeV) 态之上出现的(图 2)。其能量间隔, 分别对于带的奇和偶自旋态都是类转动的。这个带的  $3^+$  和  $4^+$  态以及 1269.1 KeV  $2^+$  态曾被解释为准  $\gamma$  带<sup>[59]</sup>, 但是这个带的  $2^+$  态还可能是另外的能级, 如 1657.5 KeV 能级。在这个质量区的大变形核中观察到这样高的自旋的  $\gamma$  型振动特征的带(图 2)还是第一次。在 Sakai<sup>[60,61]</sup> 的准  $\gamma$  振动带图象中, 早些时候报导的达到自旋 5 或 6 的态被解释成是从 2、3 和 4 个声子态中挑出来的状态。于是, 这个带所延伸到的  $9^+$  态, 就得是来自 5 个或 6 个声子态。然而, 这也许是把准  $\gamma$  带解释推广得太远了。现在, 连双声子三重态都难于观察到, 而且还不能解释转晕态的能级和寿命。 $\gamma$  射线分枝比并不总是和声子模型相符, 也就是说并不总是能在这个带或转晕带中观察到从  $\gamma$  带的能级到低一个的声子多重态的能级间的分枝跃迁。奇偶自旋的交错也比准  $\gamma$  带(声子)模型预计的小得多。

其实 Sakai<sup>[60,61]</sup> 在他的方法中一直包含着大的非谐效应, 所以并不是一个纯粹的声子模型。用了大的变化的非谐项, 这个准  $\gamma$  带图象就可以解释各种随着自旋的能量交错, 找不到双声子三重态以及某些分枝比等现象。这个新带中只观察到  $\Delta J = 2$  跃迁, 并测量了平均寿命, 发现均具有高的集体性(见表 III), 相对于观察到  $9^+$  态的这个带的高集体性的带内  $\Delta J = 2$  的跃迁而言, 这个带的全部  $\Delta J = 0, 1$  带内和到其它带的带间跃迁, 到其它带的  $\Delta J = 2$  交叉跃迁的强度的上限都低。这强调了如下的观点, 即这是一种特

表 II. 奇宇称带的  $B(E2)$  值

核	跃 迁	E(能级)(KeV)	$\tau_{平均}$ (ps)	$\frac{B(E2)_{exp}}{B(E2)_{sp}}$
$^{64}\text{Zn}$	$5^- \rightarrow 3^-$	3925		$>4$
	$7^- \rightarrow 5^-$	4981		21(7)
$^{68}\text{Ge}$	$5^- \rightarrow 3^-$	3649	2(?)	16( $\frac{16}{8}$ )
$^{74}\text{Se}$	$7^- \rightarrow 5^-$	3516	5.0(20)	64( $\frac{16}{8}$ )
	$9^- \rightarrow 7^-$	4403	0.70(20)	116( $\frac{16}{8}$ )
	$(11^-) \rightarrow 9^-$	5492	0.40(5)	78( $\frac{16}{8}$ )
$^{76}\text{Kr}$	$7^- \rightarrow 5^-$	3288	1.9(12)	130( $\frac{16}{8}$ )
	$9^- \rightarrow 7^-$	4028	2.2(8)	84(23)
	$11^- \rightarrow 9^-$	4905	0.7(1)	81(11)

殊稳定的独立的高度集体性的模式。Sakai<sup>[60,61]</sup> 早些时候指出, 准  $\gamma$  带如果观察到高的自旋, 则应该更像转动带。类似的  $\gamma$  型振动带在下列核中也观察到了(图 18):  $^{76,78}\text{Kr}$  到  $(9^+)^{[15,16]}$ ,  $^{80}\text{Kr}$  到  $(6^+)^{[77]}$ , 和  $^{68}\text{Ge}$  到  $(5^+)^{[4]}$ 。注意在 Kr 同位素中这类带显示的奇偶自旋交错比  $^{74}\text{Se}$  中的要小, 而且基本上是纯转动的能级间隔。注意  $^{76-80}\text{Kr}$  的这些带的  $i_0$  基本上等于零(图 9), 和 RAL 带矛盾, 这是大形变核(如  $^{164}\text{Er}$ )  $\gamma$  振动带的典型特征。

在这个质量区  $^{74}\text{Se}$  和  $^{76-80}\text{Kr}$  的这些偶宇称  $\Delta I = 1$  的带(已明确地确立到高的自旋), 是一种强的集体激发的新模式。这些带延伸到这样高的自旋, 而且除了低自旋区外不存在交叉跃迁的事实, 意味着这是一种特别稳定和独立的集体激发模式。这些带看起来更像是大变形核的真的  $\gamma$  振动激发, 而不像是由声子多重态的能级组成的准  $\gamma$  带。这给出了这个区域核形变的重要性又一独立的启示。当 Sakai<sup>[60,61]</sup> 提出他的准  $\gamma$  带图象时, 许多人并不认为这套图象和真实情况有多少关系。现在我们试图指出, 这些核的实验数据看起来更像真的  $\gamma$  振动带, 而不是“准”的。于是我们认为 Sakai 建议为准  $\gamma$  带的, 他所观察到的状态系统序列(到  $I^\pi = 5^+$  或  $6^+$ ), 在这个区域已被很好地确定了。所以再用“准”字可能会产生误解。

#### IV. 另外的带

另外带的结构是什么的证据正在显示出来。最好的证据是在  $^{76}\text{Kr}^{[15]}$  中观察到的, 如图 3 所示另一带是从 3174 KeV 开始的。这条带的四个能级上只观察到级联而无到其它带的交叉跃迁。只观察到最低能级向上面讨论过的  $\gamma$  型振动带的  $5^+$  态的衰变。根据向  $5^+$  态的衰变, 我们也许可以推断这是一条偶宇称带。然而  $^{74}\text{Se}$  中存在着负宇称带的  $5^-$  能级到  $4^+$   $\gamma$  型振动带的分歧跃迁, 比到  $4^+$  基态带强得多。这样  $^{76}\text{Kr}$  由 3174 KeV 开始的新带可能是负的或者正的宇称, 具有奇或偶自旋。 $^{74}\text{Se}$  中负宇称带和  $\gamma$  型振动带存在强的联系是个有意思的现象。和  $^{76}\text{Kr}$  中一样的另外的带结构也在  $^{74}\text{Se}$  中观察到了, 它是从 2832 KeV 能级开始的(见图 2)。

表 III.  $\gamma$  型振动带能级的寿命测量

同位素	$J_i^{\pi} \rightarrow J_f^{\pi}$	能级 (KeV)	$\frac{B(E2)_{exp}}{B(E2)_{sp}}$
$^{74}\text{Se}$	$7^+ \rightarrow 5^+$	3525.4	133(57)
	$9^+ \rightarrow 7^+$	4449.9	110(37)
$^{78}\text{Kr}$	$2^+$	1147.8	<8
	$4^+ \rightarrow 2^+$	1872.6	<68
	$5^+ \rightarrow 3^+$	2299.5	90(40)
	$6^+ \rightarrow 4^+$	2731.0	17(1?)
	$7^+ \rightarrow 5^+$	3203.1	68( $\frac{46}{18}$ )
	$8^+ \rightarrow 6^+$	3771	99(28)
	$9^+ \rightarrow 7^+$	4255	64(13)

## V. 奇 A 核和奇奇核

### V-A. $^{65}\text{Ga}$ 的带结构和可能的三轴形变

在重的奇 A 核中已很好地确立了转动排列带。已从重核的小形变区的这类带中提取了三轴形变的证据,例如,参看文献 [62、63、64]。目前质量为 70 区域中的奇 A 核  $g_{7/2}$  轨道上的中等形变的带已被观察到(例如,参看文献 [20])。如上面已讨论过的在这个区域的偶 A 核中,已经看到了  $g_{7/2}$  轨道重要性的证据。为了在  $A = 70$  区域检验转动排列耦合模型和可能存在的三轴形变,奇 A 核高自旋态的另外的讯息是需要的。

通过  $\gamma - \gamma$  符合和  $\gamma$  射线角分布测量的在束  $\gamma$  射线谱对  $^{65}\text{Ge}$  的能级进行了研究<sup>[65]</sup>, 初步观察到的能级如图 19 所示。建立在  $f_{7/2}$  和  $g_{7/2}$  质子轨道上的带如图 19 所示, 负宇称带有异常的自旋序列:  $5/2^-$ 、 $9/2^-$ 、 $7/2^-$ 、 $13/2^-$  和  $11/2^-$ 。相似地正宇称  $g_{7/2}$  带也显示出这种交错, 这些交错的自旋级联预示着  $^{65}\text{Ge}$  可能是三轴变形, 而且由于  $E(15/2 \rightarrow 13/2) > E(17/2 \rightarrow 13/2)$ , 意味着  $\gamma < 30^\circ$ 。

这些能级中另一非常有趣的特点是位于 433KeV 的  $21/2^+$  能级。低的  $21/2^+ \rightarrow 17/2^+$  跃迁能量, 310.6KeV 清楚地意味着, 和建立在  $g_{7/2}$  态 (2037 KeV) 上的带相比, 能级结构有了变化。如已讨论过的, 邻近的偶偶核有些位于 4.5—5 MeV 范围的  $8^+$  态, 这些态被解释为是  $(g_{7/2})^2$  组态。由于预计的建立在  $(g_{7/2})^3$  组态上的排列带的最低自旋是  $21/2^+$ , 我们认为 4333 KeV 能级可能具有这种三粒子组态。

### V-B. 奇奇核

在我们的  $^{74}\text{Se}$  研究中, 我们发现几条  $\gamma$  射线的附加的强的道。这些  $\gamma$  射线是联系于  $\gamma - \gamma$  符合的<sup>[66]</sup>。根据截面计算, 这些  $\gamma$  射线被认为是从未观察到的更高自旋态向  $^{74}\text{Br}$  的  $4^-$  同质异能态的跃迁。于是我们的角分布数据指出这些自旋具有能级间无宇称改变的横越跃迁的四极特征(见图 20)。我们看到一直到很高的自旋均具有类转动特征, 能相当

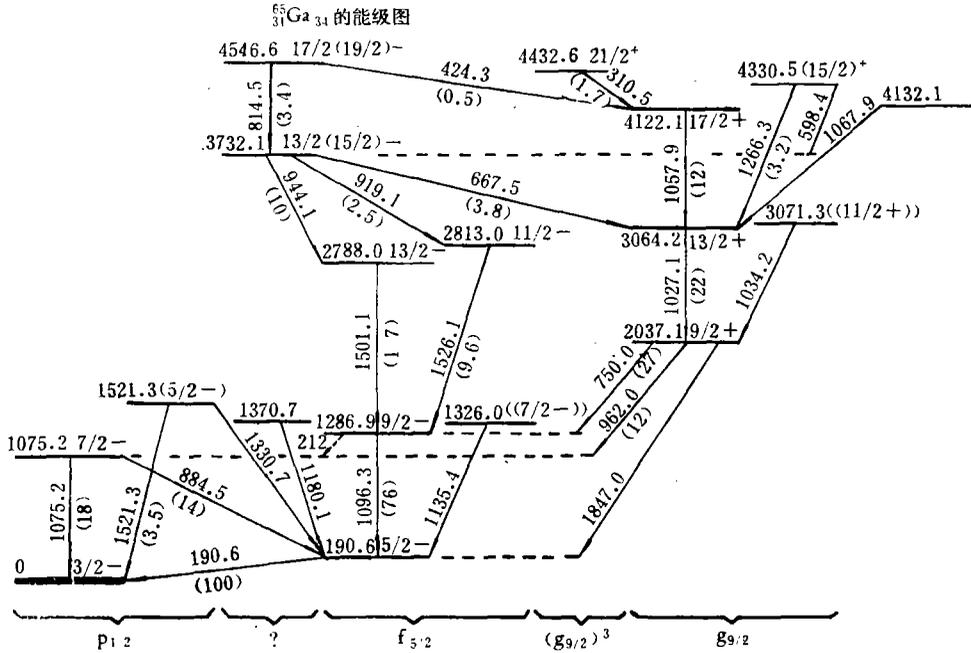


图 19 在束观察到的  $^{65}\text{Ga}$  能级<sup>[65]</sup>

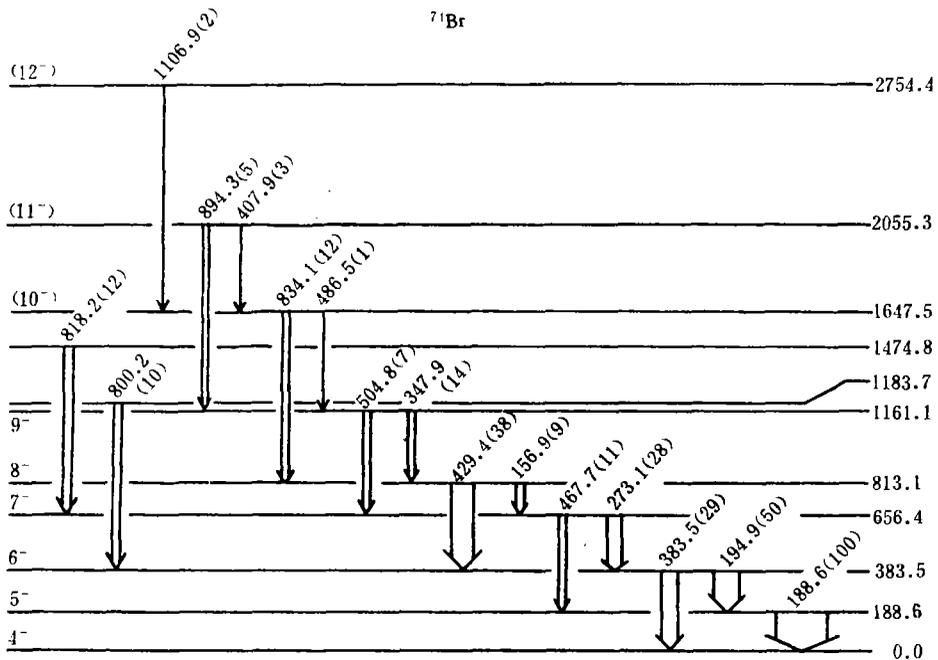


图 20 在束观察到的  $^{71}\text{Br}$  能级<sup>[66]</sup>

好地用简单的  $I(I+1)$  符合能量。

Morand 等<sup>[67]</sup>已经研究了奇奇核  $^{66}\text{Ga}$ , 为奇  $A$  核和相邻奇奇核间的关系提供了个漂

亮的例子. 在  $^{66}\text{Ge}$  中观察到的自旋态达到  $11^+$  (也许是  $13^+$ ), 而且可以容易地用我们的  $^{65}\text{Ga}$  核实<sup>[65]</sup> 和一个  $g_{9/2}$  中子的弱耦合加以解释<sup>[67]</sup>.  $^{65}\text{Ga}$   $f_{7/2}$  带的  $5/2, 7/2, 9/2$  态的能级间隔和  $^{66}\text{Ge}$   $7^-, 8^-, 9^-$  态 (由  $\pi f_{7/2}$  和  $\nu g_{9/2}$  粒子耦合而成) 的能级间隔非常符合,  $^{65}\text{Ga}$   $g_{9/2}$  带的  $9/2^+ (11/2^+), 13/2^+, 17/2^+$  态的能级间隔和  $^{66}\text{Ge}$  的  $9^+, 10^+, 11^+, 13^+$  态 (由  $\pi g_{9/2}$  和  $\nu g_{9/2}$  粒子耦合而成) 的能级间隔十分相似.

## VI. 小 结

$A = 60-80$  区偶偶核的实验数据, 现在已经揭示了大量的具有不同结构的集体带. 光是偶宇称转晕级联, 就包含多种集体结构. 除了基态带之外, 在一个核  $^{66}\text{Ge}$  的同一轨道  $(g_{9/2})^2$  上同时建立中子和质子转动排列带的现象, 已被有力地证实. 这个区域的另外几个核中, 也观察到在  $8^+$  能级附近 RAL 带的交叉. 现在实验继续有力地证实, 并且理论也支持  $N = 40$  附近的 Ge 和 Se 同位素中均出现某种形状跃迁和形状共存. 在某些核中已观察到具有强集体性质的奇和偶自旋的负宇称带 (到高的自旋), 这些带看来可以很好地用 RAL 模型解释. 还看到  $\Delta I = 1$ , 由  $2^+$  到  $9^+$  的无转动排列的强集体带. 这些带的纯洁性以及延伸到这么高的自旋表明, 它们是种独立的集体模式, 这可很好地描述成变形核中的  $\gamma$  型振动带. 除了上面全部的带之外, 在  $^{76}\text{Kr}$  和  $^{74}\text{Se}$  中还观察到新的带, 这些带的性质现在还不清楚. 奇  $A$  核  $^{65}\text{Ga}$  和奇奇核  $^{74}\text{Br}$  和  $^{66}\text{Ga}$  的例子告诉我们, 从这个区域可以揭示出关于奇  $A$  核和奇奇核的大量讯息, 并且告诉我们这些核还是个值得开拓的丰富的领域.

## 感 谢

谨将该论文献给印第安大学的 L. M 兰格 (L. M. Langer) 教授, 以资纪念他今年的退休. 我们每个人都衷心感谢我们的哲学博士论文研究指导者.

## 参 考 文 献

- [1] A. V. Ramayya and J. H. Hamilton, Proc. international Conf. on Gamma Ray Transition Probabilities, eds. S. C. Panchohi and S. L. Gupta, U. Delhi Press (1977), p. 123.
- [2] S. K. Haynes, Phys. Rev., 73 (1948), 187; 74 (1948), 423.
- [3] A. de Lima, B. van Nooijen, R. M. Ronningen, H. Kawakami, J. H. Hamilton, A. V. Ramayya, R. B. Piercey, R. L. Robinson, H. J. Kim and W. K. Tuttle, Selected Topics in Nuclear Structure, ed., V. G. Soloviev et al., Dubna, USSR, Vol. 1 (1976), 194.
- [4] A. de Lima, J. H. Hamilton, A. V. Ramayya, B. van Nooijen, R. M. Ronningen, H. Kawakami, R. B. Piercey, R. L. Robinson, H. J. Kim, W. K. Tuttle and L. K. Peker, Int. Conf. on Nucl. Phys., Contributed Papers, Tokyo (1977), 276.
- [5] R. L. Robinson, H. J. Kim, R. O. Sayer, J. C. Wells, R. M. Ronningen and J. H. Hamilton, Phys. Rev., C16 (1977), 2268.
- [6] A. C. Rester, A. P. de Lima, J. H. Hamilton, A. V. Ramayya, H. Kawakami, E. de Lima, R. M. Ronningen, R. L. Robinson and H. J. Kim, Contributed papers, Int. Conf. on Nucl. Structure, Tokyo (1977), 281.
- [7] A. V. Ramayya, J. H. Hamilton, R. L. Robinson, H. Kawakami, R. B. Piercey, C. F. Maguire, W. T. Pinkston, A. P. de Lima, D. L. Sastry, H. J. Kim, J. C. Wells and A. C. Rester, Contributed Papers, Int. Conf. on Nucl. Structure, Tokyo (1977), 280.

- [ 8 ] J. H. Hamilton, A. V. Ramayya, W. T. Pinkston, R. M. Ronningen, G. Garcia-Bermudez, H. K. Carter, R. L. Robinson, H. J. Kim and R. O. Sayer, *Phys. Rev. Lett.*, **32** (1974), 239.
- [ 9 ] J. H. Hamilton, H. L. Crowell, R. L. Robinson, A. V. Ramayya, W. E. Collins, R. M. Ronningen, V. Maruhn-Rezwani, J. A. Maruhn, N. C. Singhal, H. J. Kim, R. O. Sayer, T. Magee and L. C. Whitlock, *Phys. Rev. Lett.*, **36** (1976), 340.
- [10] A. V. Ramayya, R. M. Ronningen, J. H. Hamilton, W. T. Pinkston, G. Garcia-Bermudez, R. L. Robinson, H. J. Kim, H. K. Carter and W. E. Collins, *Phys. Rev.*, **C12** (1975), 1360.
- [11] R. M. Ronningen, A. V. Ramayya, J. H. Hamilton, W. Lourens, J. Lange, H. K. Carter and R. O. Sayer, *Nucl. Phys.*, **A261** (1976), 439.
- [12] R. B. Piercey, A. V. Ramayya, R. M. Ronningen, J. H. Hamilton, R. L. Robinson and H. J. Kim, *Phys. Rev. Lett.*, **37** (1976), 496.
- [13] R. B. Piercey, Ph. D. Thesis, Vanderbilt University (1977) and R. B. Piercey R. M. Ronningen, J. H. Hamilton, V. Maruhn-Rezwani, R. L. Robinson and H. J. Kim, to be published in *Phys. Rev.*
- [14] R. Soundranayagam, R. B. Piercey, J. H. Hamilton, A. V. Ramayya, C. F. Maguire, R. L. Robinson and H. J. Kim, *Bull. Southeastern Section Am. Phys. Soc. Meeting* **45** (1978), 20.
- [15] R. B. Piercey, A. V. Ramayya, J. H. Hamilton, C. F. Maguire, R. L. Robinson and J. C. Wells, contribution to the Int. Conference in Canberra (1978).
- [16] R. L. Robinson, H. J. Kim, R. O. Sayer, R. B. Piercey, A. V. Ramayya, J. H. Hamilton and J. C. Wells, *Bull. Am. Phys. Soc.* **22** (1977), 1027. and contribution to the International Conference in Canberra (1978).
- [17] D. L. Sastry, A. Ahmed, A. V. Ramayya, R. L. Robinson, R. B. Piercey, J. H. Hamilton, C. F. Maguire, H. Kawakami, A. P. de Lima, H. J. Kim and J. C. Wells, *Contributed Paper, Int. Conf. on Nucl. Structure*, Tokyo (1977), 301.
- [18] R. B. Piercey, A. V. Ramayya, J. H. Hamilton, R. L. Robinson, L. K. Peker, D. L. Sastry, A. Ahmed, H. Kawakami, A. P. de Lima, H. L. Crowell, H. J. Kim, R. O. Sayer and J. C. Wells, contribution, *Int. Conf., Canberra* (1978).
- [19] M. A. Mariscotti, G. Scharff-Goldhaber and B. Buck, *Phys. Rev.*, **178** (1969), 1864.
- [20] G. F. Neal, Z. P. Sawa, F. P. Venezia and P. R. Chagnon, *Nucl. Phys.*, **A230** (1977), 161.
- [21] C. Morand, M. Agard, J. F. Bruandet, A. Giorni, J. P. Longequeue and T. V. Chang, *Phys. Rev.*, **C13** (1976), 2182.
- [22] L. Funke, J. Döring, F. Dubbers, P. Kemnitz, H. Strusny, E. Will, G. Winter, V. G. Kiptily, M. F. Kudojarov, I. Kh. Lemberg, A. A. Pasternak and A. S. Mishin, *Annual Report, Zentralinstitute f. Kernforschung, Rossendorf, and Int. Symposium on High Spin Phenomena and Nucl. Structure*, ed. L. Funke, Acad. of Science DDR, Rossendorf ZfK-336, Dresden (1977), 14.
- [23] J. F. Brouandet, B. Berther, C. Morand, A. Giorni, J. P. Longequeue and T. V. Chang, *Phys. Rev.*, **C14** (1976), 103.
- [24] D. G. McCauley and J. E. Draper, *Phys. Rev.*, **C4** (1971), 475.
- [25] H. P. Hellmeister, J. Keinover, K. P. Lieb, R. Rascher, R. Ballini, J. Delaunoy and H. Dumont, contribution to the International Conf. in Canberra (1978).
- [26] L. K. Peker and J. H. Hamilton, *Int. Conf. on Nucl. Structure*, *Contributed Papers*, Tokyo (1977), 110.
- [27] A. Bohr and B. R. Mottelson, *Supp. J. Phys. Soc. Japan* **44** (1978), 157.
- [28] L. K. Peker, J. O. Rasmussen and J. H. Hamilton, submitted to *Phys. Rev. Letters*.
- [29] J. H. Hamilton, *Proc. Int. Conf. on Selected Topics in Nucl. Structure*, eds. V. G. Soloviev, et al., Dubna, USSR (1976), Vol. II, 303.
- [30] F. S. Stephens and R. S. Simon, *Nucl. Phys.*, **A183** (1972), 257.
- [31] C. Flaum and D. Cline, *Phys. Rev.*, **14** (1976), 1224.
- [32] A. P. de Lima et al., contribution to the Int. Conf. in Canberra (1978).
- [33] E. Nolte, Y. Shida, W. Kutschera, P. Prestele and H. Morinaga, *Z. Phys.* **268** (1974), 267.
- [34] I. Kh. Lemberg et al., *Proc. Nucl. Structure Conf.*, Soviet Acad. of Science, Leningrad (1975), p. 379.
- [35] L. K. Peker, *Proc. Winter School for Nucl. Theory and High Energy Phys.*, Leningrad, USSR (1974), 334 and (1975).
- [36] A. Faessler, M. Ploszajczak and K. R. Sandhya Devi, *Int. Symp. on High Spin States and Nucl.*

- Structures*, ed., L. Funke, Akademie Der Wissenschaftler Der DDR, ZfK-336, 1977, p. 68 and to be published; and A. Faessler et al., *Nucl. Phys.*, **A286** (1977), 101.
- [37] C. Flaum, D. Cline, A. W. Sunyar and O. C. Kistner, *Phys. Rev. Lett.*, **33** (1974), 973; C. Flaum et al., *Nucl. Phys.* **A264** (1976), 291.
- [38] J. A. Grau, L. E. Samuelson, F. A. Riekey, P. C. Simms and G. J. Smith, *Phys. Rev.*, **C14** (1976), 2297.
- [39] B. Bechal and R. Sorensen, *Phys. Rev.*, **C2** (1970), 819.
- [40] C. Morand, J. F. Bruandet, A. Giorni and T. V. Chang, *J. Phys.* **38** (1977), 1319.
- [41] V. G. Kiptily, M. F. Kudojarov, A. S. Mishin, I. Kh. Lemberg, A. A. Pasternak, *Int. Symp. on High Spin States and Nucl. Structure*, ed.; L. Funke, Academy of Science, Central Institute for Nuclear Research, Rossendorf, Dresden (1977), 12.
- [42] K. P. Lieb and J. J. Kolata, *Phys. Rev.*, **C15** (1977), 939.
- [43] D. Ward, *Int. Conf. on Reactions Between Complex Nuclei*, eds., R. L. Robinson et al., Nashville, Vol. II (1974), 417.
- [44] V. S. Zvonov and V. E. Mitoshin, *Int. Symp. on High Spin Phenomena and Nucl. Structure*, ed., L. Funke, ZfK-336, Rossendorf, Dresden, (1977), 1.
- [45] G. Gneuss and W. Greiner, *Nucl. Phys.*, **A171** (1971), 449.
- [46] K. Kumar, R. Remaud, P. Aguer, J. S. Vaagen, A. C. Rester, R. Foucher and J. H. Hamilton, *Phys. Rev.*, **C16** (1977), 1235.
- [47] K. Kumar, private communication to be published.
- [48] W. Greiner, private communication of earlier work, *International Conference*, Canberra (1978).
- [49] D. Ardouin, E. Tamisier, M. Vergnes, G. Rotbard, J. Kalifa, G. Berrier and B. Grammaticos, *Phys. Rev.*, **C12** (1975), 1745.
- [50] M. Vergnes, Lectures at 16th Summer School Zakopane, private communication.
- [51] S. E. Larsson, G. Leander, I. Ragnarsson and G. Alenius, *Nucl. Phys.*, **A261** (1976), 77.
- [52] A. C. Rester, J. B. Ball and R. Auble, Contributed Paper, *Int. Conf. on Nucl. Structure*, Tokyo (1977), 287.
- [53] F. Guibault, D. Ardouin, J. Uzureau, P. Avignon, R. Tamisier, G. Rotbard, M. Vergnes, Y. Deschamps, G. Berrier and E. Seltz, *Phys. Rev.*, **C16** (1977), 1840.
- [54] M. N. Vergnes, G. Rotbard, F. Guibault, D. Ardouin, C. Lebrun, E. R. Flynn, D. L. Hans and S. D. Orbesen, *Phys. Lett.*, **72B** (1978), 447.
- [55] F. R. May, V. V. Pashkevick and S. Frauendorf, *Int. Symp. on High Spin State and Nucl. Structure*, ed. L. Funke, ZfK-36, Rossendorf, Dresden (1977), p. 7 and JINR report E4-10700, Dubna, 1977.
- [56] For example, V. Paar, *Problems in Vibrational Nuclei*, eds., G. Alaga, V. Paar and L. Sips, North-Holland Publ. Co., Amsterdam (1975), 15.
- [57] L. K. Peker, J. H. Hamilton, A. V. Ramayya, R. B. Piercey and R. L. Robinson, *Int. Conf. on Nucl. Physics, Contributed Papers*, Tokyo (1977), 289.
- [58] A. Arima and F. Iachello, *Phys. Letters*, **57B** (1975), 39.
- [59] N. Yosikawa, Colloque Franco-Japanais and INS Symposium, INS, Tokyo (1976), 336.
- [60] M. Sakai, *Nucl. Phys.*, **A104** (1967), 301.
- [61] M. Sakai, *Nucl. Data Tables* **A8** (1970), 323; **10** (1972), 511.
- [62] L. L. Collins, L. L. Riedinger, A. C. Kahler, C. R. Gingham, G. D. O'Kelley, J. L. Wood, R. W. Fink, A. G. Schmidt, E. H. Spejewski, H. K. Carter, R. L. Mlekodaj, E. F. Zganjar and J. H. Hamilton, *Phys. Rev.*, to be published.
- [63] L. L. Riedinger, A. C. Kahler, L. L. Collins and G. D. O'Kelley, *Phys. Rev.*, to be published.
- [64] J. Meyer ter Vehn, F. S. Stephens and R. M. Diamond, *Phys. Rev. Lett.*, **32** (1974), 1383.
- [65] H. Kawakami, A. P. de Lima, J. H. Hamilton, R. M. Ronningen, A. V. Ramayya, R. L. Robinson, H. J. Kim and L. K. Peker, *International Conference on Nuclear Structure, Contributed Papers*, Tokyo (1977), 274.
- [66] H. B. Piercey, J. H. Hamilton, R. M. Ronningen, A. V. Ramayya, R. L. Robinson and H. J. Kim, *Bull. Am. Phys. Soc.*, **22** (1977), 488 and to be published.

## DISCOVERY OF MULTIPLE, COLLECTIVE BAND STRUCTURES IN NUCLEI WITH $A=60-80$

J. H. Hamilton

(Physics Department, Vanderbilt University)

R. L. Robinson

(Nashville, TN, Oak Ridge National Laboratory)

A. V. Ramayya

(Oak Ridge, TN)

### ABSTRACT

Recent studies of levels in even-even  $^{68,70,72}\text{Ge}$ ,  $^{70,72,74}\text{Se}$ ,  $^{74,76,78,80}\text{Kr}$  and  $^{65}\text{Ga}$  and  $^{74}\text{Br}$  have led to the discovery of a wide variety of different collective band structures. These include bands built on near spherical ground states and excited more well deformed shapes that may include triaxial shapes, rotation-aligned bands built on the same orbital  $(g_{9/2})^2$  for both protons and neutrons, RAL negative parity bands with even and odd spins, and  $\Delta I = 1$   $\gamma$ -type vibrational bands in even-even nuclei.

As recent as 1974, a survey of the energy level in the even-even Ge and Se isotopes<sup>[1]</sup> revealed little was known above a spin of  $4^+$  (see for examples Figs. 1 and 2 of Ref. 1). With the exception of the unusually low-lying excited  $0^+$  states in  $^{70,72}\text{Ge}$ , first discovered in  $^{72}\text{Ge}$  in 1948 at Vanderbilt<sup>[2]</sup>, the theoretical treatment of these nuclei was limited primarily to some variation of the vibrational model. However, very recently there has been a surge of information on nuclei in this region that has revealed fascinating new features and also provided new insight into the excited  $0^+$  states. Particularly striking are the multiple, independent and highly collective band structures which we have discovered in our in-beam  $\gamma$ -ray spectroscopy studies following heavy-ion induced reaction. Evidence for and the theoretical understanding of the richness of the collective band structures that are found in our studies of  $^{68,70,72}\text{Ge}$  (Refs. 3—6),  $^{70,72,74}\text{Se}$  (Refs. 7—13) and  $^{74,76,78,80}\text{Kr}$  (Refs. 14—18), as illustrated by the at least seven different bands found in our studies of the levels of  $^{68}\text{Ge}$ ,  $^{74}\text{Se}$ , and  $^{76}\text{Kr}$  (Figs. 1—3), are described in this paper. These multiple structures include the following: a) coexistence of ground bands built on near-spherical shapes and excited bands with larger deformation built on  $0^+$  band heads; b) bands with  $8^+$  band heads interpreted as rotation-aligned, RAL, bands built on both neutron and/or proton  $(g_{9/2})^2$  quasiparticle configurations coexisting with the ground-state band; c) RAL neutron and proton odd-parity bands formed from coupling of a  $g_{9/2}$  quasiparticle and a  $p_{1/2}$ ,  $p_{3/2}$  or  $f_{5/2}$ , quasiparticle with the core; d)  $\Delta I = 1$  even-parity bands, which are best characterized as gamma-vibrational bands; and e) additional bands whose nature are presently not known.