

# 微观核芯 + 两准粒子模型中热核 $^{148-158}\text{Sm}$ 的 比热容及其相变<sup>\*</sup>

石筑一<sup>1)</sup> 吉世印<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup> 贵州民族学院物理系, 贵阳 550025)

<sup>2)</sup> 贵州教育学院物理系, 贵阳 550003)

(2001 年 10 月 8 日收到, 2002 年 2 月 12 日收到修改稿)

应用微观核芯 + 两准粒子模型制备偶 $^{148-158}\text{Sm}$  同位素的零温度能谱, 其基态带、 $\beta$  带、 $\gamma$  带和部分高自旋态能谱值与最新实验结果符合得较好; 采用正则系综理论, 计算出核的有限温度比热容. 基于比热容峰是相变信号, 给出了统一描述核发生热激发模式相变、从核超流相到正常相相变和核形状相变的可能性. 讨论了两准粒子顺排态能量和指认, 以及核形状的热稳定性.

关键词: 微观核芯 + 两准粒子模型, 比热容, 相变,  $^{148-158}\text{Sm}$  同位素

PACC: 2100, 2700

## 1. 引 言

在核物理学中研究作为激发能函数的热力学量是个极富吸引力的课题. 因为这些量不仅与核多体系统的统计特性有关, 而且还可揭示原子核的结构图像与发生相变的可能性. 但真要从理论和实验上把它们研究清楚, 却不是一件容易的事. 事实上, 随着激发能的增加, 核回弯现象的出现, 使得对能级密度的理论描述和实验观测都变得异常困难<sup>[1]</sup>.

不久前, Agrawal 等采用相对论性平均场近似, 计算出核 $^{166, 170}\text{Er}$ ,  $^{148, 150}\text{Sm}$  的比热, 研究了核从超流态到正常态相变和核形状相变, 剖析了 $^{150}\text{Sm}$  的核形状相变机理. 发现在  $T = 0.40\text{MeV}$  附近中子和质子对能穴为零, 在  $T = 1.0-1.80\text{MeV}$  有从长椭球核到球形核的形状相变; 以及其有限温度比热容  $c(T)$  曲线在  $T = 0.40\text{MeV}$  附近有峰出现<sup>[2-4]</sup>.

文献[5-7]从微观相互作用玻色子模型 (IBM) 出发, 利用正则系综理论和鞍点近似, 计算过 $^{20}\text{Ne}$  核的比热容和 $^{104}\text{Pd}$ ,  $^{56, 58}\text{Fe}$  核的能级密度. 本文在前工作的基础上, 用微观核芯 + 两准粒子模型 sdIBM- $F_{\text{max}}$  + 2q.p. 方案<sup>[8]</sup>制备核零温能谱, 用正则系综理论计算出核的有限温度比热容, 研究 $^{148-158}\text{Sm}$  核在较宽

温区中的各类相变; 并试图把对这些相变的描述统一在微观 IBM 方案的热力学理论框架下. 该计算程序的特点是, 除了对过去方案作补充外, 还提供更多的微观信息, 使物理图像更加清晰.

## 2. 模型和方案

在零温度唯象 IBM 中, 原子核的核子配对成玻色子, 核处于超流态; 偶偶核低能集体运动的能级结构是惰性芯外价核子耦合成的 s-, d-玻色子受激后的激发谱. 自然, 随着原子核的快速旋转或受激能的增加, 核将处于高自旋态. 这时可以认为至少有一个玻色子会从强耦合的集体态中退耦为没有集体性的费米子对, 然后拆散为两核子, 并占据闯入轨道  $g_{9/2}$ ,  $h_{11/2}$ ,  $i_{13/2}$  之一; 余下的价核子对成为一个仍可用微观 sdIBM- $F_{\text{max}}$  近似描述的集体核芯, 这就是所谓的唯象核芯 + 两准粒子模型. 在纳入微观 sdIBFM- $F_{\text{max}}$  形式体系后, 便得到偶-偶核微观高自旋态计算方案. 其详细论述及计算细节见文献[6-11].

在有限温度的 IBM 下, 把 s-, d-玻色子和受激的准粒子看成是与惰性芯处于热平衡态的“量子理想气体”. 借助理想气体的正则系综理论, 可对核的有限温度行为作较深入讨论.

\* 贵州省教育厅自然科学基金(批准号(2000)518)及贵州省科学技术基金(批准号:黔基合计字(2002)B025)资助的课题.

按照系综理论, 正则系综比热容为<sup>[5, 12]</sup>

$$c_v = \beta^2 (\langle E^2 \rangle - \langle E \rangle^2),$$

这里

$$\begin{aligned} \langle E \rangle &= \sum_{J, \mu(J)} (2J+1) E_{J, \mu(J)} \\ &\quad \times \exp(-\beta E_{J, \mu(J)}) / \mathcal{Z}(\beta), \\ \langle E^2 \rangle &= \sum_{J, \mu(J)} (2J+1) E_{J, \mu(J)}^2 \\ &\quad \times \exp(-\beta E_{J, \mu(J)}) / \mathcal{Z}(\beta), \\ \mathcal{Z}(\beta) &= \sum_{J, \mu(J)} (2J+1) \\ &\quad \times \exp(-\beta E_{J, \mu(J)}). \end{aligned}$$

$\beta = 1/(k_B T)$ ,  $\mu(J)$  表示角动量为  $J$  的不可约表示态的编号; 并取玻耳兹曼常数  $k_B = 1$ . 作为对一阶近似工作<sup>[9-11]</sup>的修正, 由集体激发与两准粒子激发构成的总能谱计算原子核的总比热容. 按照热力学理论: 总比热容  $c_v$  峰的出现是发生核整体形状相变的信号, 能揭示热核的整体行为, 但局部行为可能被“抹平”, 而核发生从单一集体激发到有部分单粒子激发的热激发模式相变和从低温超流相到高温正常相的

相变应该用基态比热容  $c_g$  峰和玻色子能量来揭示.

### 3. 计算结果和讨论

<sup>148-158</sup>Sm 核的价核子组态为  $(1g_{7/2}, 2d_{5/2}, 1h_{11/2}, 2d_{3/2}, 3s_{1/2})^2 (2f_{7/2}, 1h_{9/2}, 3p_{3/2}, 1i_{13/2}, 2f_{5/2}, 3p_{1/2})^{N_n}$ ,  $N_n = 4, 6, 8, 10, 12, 14$ . 不失一般性, 在类粒子方案下计算能谱. 部分核处于  $Z = 62, N = 88-90$  的子闭壳区, 原子核有明显的从球形到大变形的突然相变, 计算尤为困难. 文献 [13] 曾在 sdIBM-F<sub>max</sub> 方案下, 仔细研究过其价壳层能级的分布, 援引该结果于表 1. 本文用  $g_0^{(\sigma)}, G_2^{(\sigma)}, K^{(\sigma)}$  ( $\sigma = n, p$ ) 及  $K^{(np)}$  分别表示同类价核子间的对力、四极对力、四极-四极力及中子-质子四极-四极力相互作用强度, 取值列于表 2; 某些与本文研究有关的能量值列于表 3.

从对图 1, 图 2 和表 1—4 的分析, 可以得到如下

表 1 价核子的单粒子能级<sup>[13]</sup>

(MeV)

$nlj$	$2f_{7/2}$	$1h_{9/2}$	$3p_{3/2}$	$1i_{13/2}$	$2f_{5/2}$	$3p_{1/2}$	$nlj$	$1g_{7/2}$	$2d_{5/2}$	$1h_{11/2}$	$2d_{3/2}$	$3s_{1/2}$
中子	4.00	4.30	5.50	7.00	7.64	8.88	质子	4.00	5.00	5.44	6.96	7.21

表 2 核子-核子等效相互作用强度参数

(MeV)

同位素	$g_0^{(n)}$	$G_2^{(n)}$	$K^{(n)}$	$g_0^{(p)}$	$G_2^{(p)}$	$K^{(p)}$	$K^{(np)}$
148	0.0355	0.0204	0.0200	0.0389	0.0406	0.0250	0.0019
150	0.0311	0.0206	0.0100	0.0359	0.0480	0.0140	0.0017
152	0.0298	0.0254	0.0290	0.0323	0.0523	0.0220	0.0030
154	0.0254	0.0250	0.0500	0.0289	0.0548	0.0240	0.0050
156	0.0259	0.0215	0.0620	0.0242	0.0253	0.0200	0.0100
158	0.0250	0.0212	0.0615	0.0231	0.0256	0.0200	0.0100

表 3 玻色子总能量  $E$ , 非扰动能量  $E$  和顺排能量  $E_{\text{align}}$

(MeV)

同位素	状态	$E_s^{(n)}$	$E_d^{(n)}$	$E_s^{(p)}$	$E_d^{(p)}$	$E_s^{(n)}$	$E_d^{(n)}$	$E_s^{(p)}$	$E_d^{(p)}$	$E_{\text{align}}^{(n)}$	$E_{\text{align}}^{(p)}$
148	正常态	6.441	7.326	6.653	7.532	8.462	8.092	8.477	8.125	6.674	3.348
	2q.p.( $\pi$ )	6.795	7.749	6.880	5.819	8.603	8.029	8.526	7.980		
150	正常态	6.841	7.483	6.877	7.515	8.419	8.170	8.434	8.246	6.517	3.365
	2q.p.( $\pi$ )	6.841	7.574	6.877	7.561	8.419	7.116	8.434	8.146		
152	正常态	6.560	7.006	6.951	7.398	8.227	8.103	8.325	8.349	6.994	3.482
154	正常态	6.365	6.651	7.062	7.345	7.932	7.904	8.241	8.422	7.349	3.535
156	正常态	6.109	6.559	7.260	7.717	7.824	7.731	8.169	8.112	7.441	3.163
158	正常态	6.159	6.578	7.295	7.714	7.810	7.732	8.146	8.110	7.422	3.070

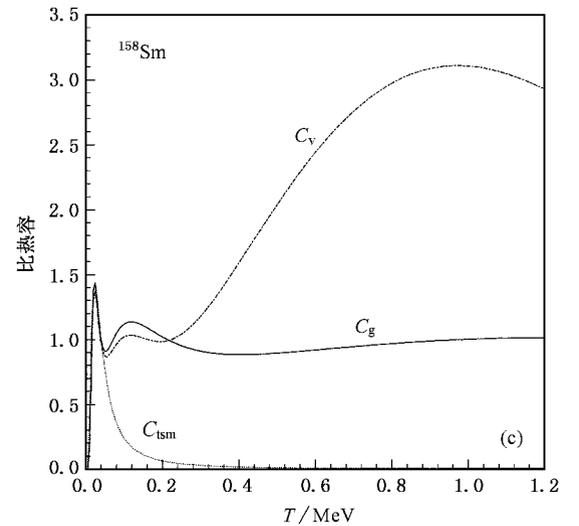
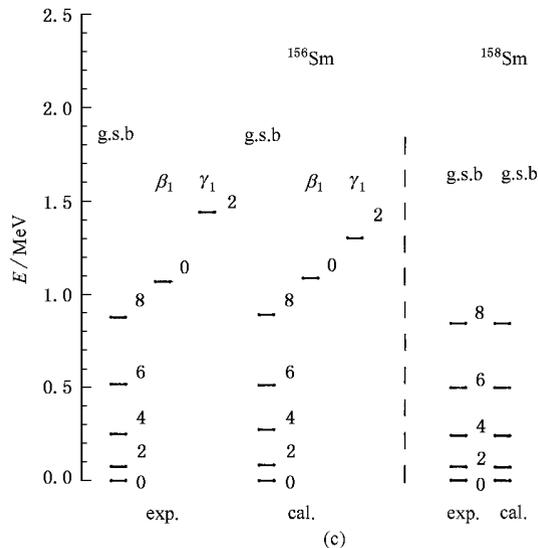
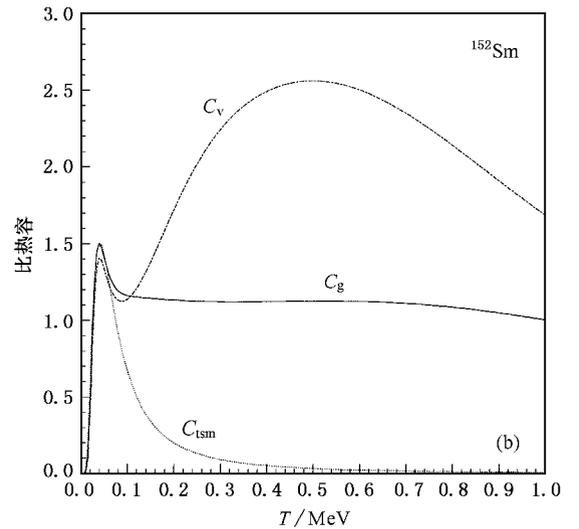
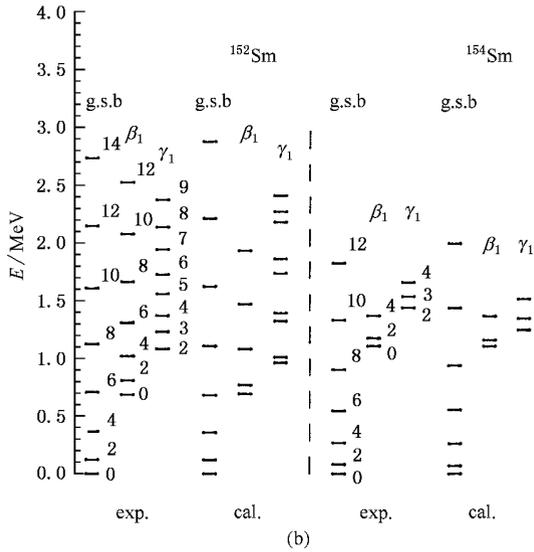
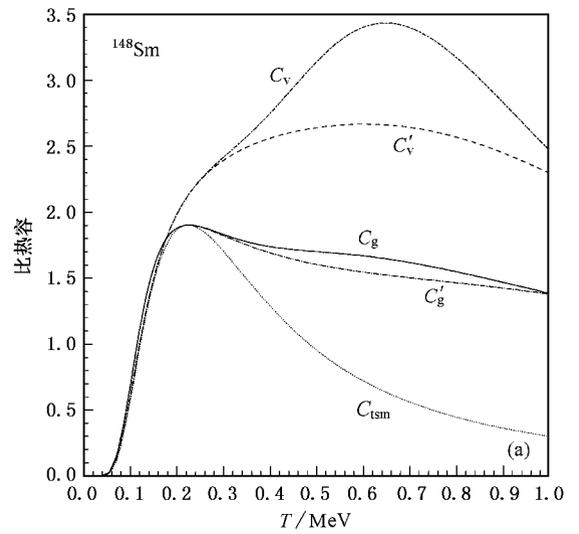
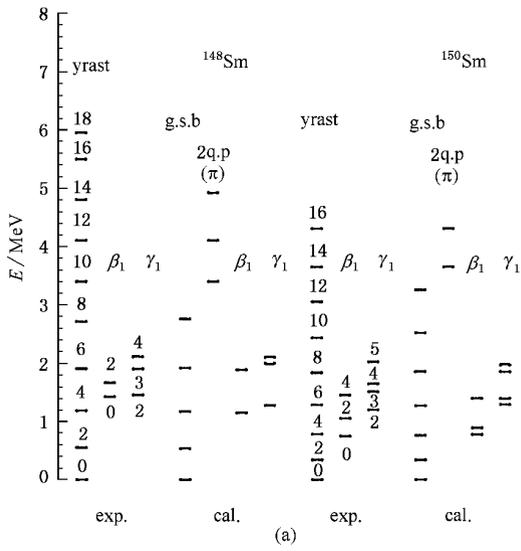


图 1  $^{148-158}\text{Sm}$  能谱计算值与实验值<sup>[14-20]</sup>的比较

图 2  $^{148, 152, 158}\text{Sm}$  核的比热容  $c_v, c_g$  曲线

结论.

1. 相互作用强度参数的缓慢改变, 能较满意地再现<sup>148-158</sup>Sm 同位素的零温复杂能谱, 包括基态带、 $\beta$ 带、 $\gamma$ 带和部分高自旋态(见图 1). 实现<sup>148-158</sup>Sm 同位素从近  $U(5)$ 核(<sup>148</sup>Sm)到近  $O(6)$ 核(<sup>150</sup>Sm), 到  $U(5) + SU(3)$ 形状共存核<sup>[21, 22]</sup>(<sup>152</sup>Sm), 再到  $SU(3)$ 核(<sup>154-158</sup>Sm)的零温度核形状相变. 对其实验能谱的转动惯量-角频率平方分析表明:<sup>152-158</sup>Sm 在目前观测到的能级下没有出现回弯现象;<sup>150</sup>Sm 在  $J^\pi = 14^+$  有回弯;<sup>148</sup>Sm 核分别在  $10^+$ ,  $14^+$  和  $24^+$  出现三次回弯. 玻色子拆对前用表 1, 表 2 的参数, sdIBM-F<sub>max</sub> 能描述好集体激发态; 拆对后, 用同一套参数的 sdIBM-F<sub>max</sub> + 2q.p. 能计算出  $10^+$ ,  $12^+$  的 yrast 态. 至于更高的 yrast 态, 不属本方案再现之列.

2. 计算表明: s-玻色子不拆对, 而总是 d-玻色子拆对; 并且一个 d-玻色子的拆对, 不会明显改变拆对前后的物理量, 诸如玻色子能量(见表 3) 结构常数(受篇幅限制未列出)等, 与文献 [9, 10] 的结论一致. 勿需担心拆对前后状态会发生显著变化.

3. 按照上述理论, 一个 d 玻色子从退耦、拆散、占据闯入轨道到参与顺排, 所需能量是

$$E_{\text{align}}^{(\sigma)} = (E_d^{(\sigma)} - E_d^{(\sigma)}) + (2E_{\text{int}}^{(\sigma)} - E_d^{(\sigma)}) = 2E_{\text{int}}^{(\sigma)} - E_d^{(\sigma)}. \quad (1)$$

因此, 拆对所需能量低的玻色子应当先拆对. 表 3 表明:<sup>148, 150</sup>Sm 核出现的第一个回弯都为两准质子顺排引起, 并预言假如其他核在更高角动量时出现回弯现象, 应当仍旧由两准质子顺排引起. 作者期待此结论获得实验证实. 条件(1)也已得到文献 [7, 9, 10] 的支持.

4. 计算显示,<sup>148, 150</sup>Sm 的比热容曲线很相似, 这里仅画出<sup>148</sup>Sm 的比热容曲线. 图中带撇的  $c_v$  和  $c_g$  系无准质子激发谱的比热容曲线, 明显地质子激发谱仅在  $T > 0.25$  MeV 后才对比热容起作用. 按照“双态模型”(TSM)理论<sup>[5, 23]</sup>,  $c_g$  曲线的 Schottky 峰能用公式

$$C_{\text{ism}} = N(E/T)^2 \exp(E/T) (1 + \exp(E/T))^{-2}$$

拟合. 式中  $N$ ,  $E$  和  $T$  分别表系统的粒子数、两最低态间的能隙和核温度. 拟合得到:  $E$  近似为计算出的  $2_1^+$  值、 $N$  也接近算出的平均玻色子粒子数(其差异来源于微观 IBM 玻色子具有结构); 证实了  $c_g$  的第一个尖峰是 Schottky 峰. 对峰的变化和  $c_g$  在峰后上扬走势的分析表明: 随着质量数的增大,  $c_g$  再现了  $U(5)$ ,  $O(6)$  和  $SU(3)$  对称性的过渡历程<sup>[5]</sup>; 并揭

示核有序度热稳定性依  $U(5)$ ,  $O(6)$  和  $SU(3)$  逐渐减弱(见图 2 和表 4).

作者注意到: 在中子  $N = 88, 90$ (<sup>150-152</sup>Sm), 核发生从球形到大变形的突变时, 除表现为回弯现象外, 还表现为  $c_v$  极小(变形快速的一种反应); 另外对具  $SU(3)$  对称性的转动核<sup>154-158</sup>Sm, 在比热容曲线 Schottky 峰之后有一个小峰, 它指示核发生了  $SU(3)$  对称性丧失相变, 为热转动核所特有<sup>[24]</sup>.

表 4  $c_v$  和  $c_{\text{sch}}$  峰的高度和温度

同位素	148	150	152	154	156	158
$c_v$	3.431	2.664	2.561	3.007	2.885	3.108
$T_v$	0.650	0.510	0.500	0.655	0.730	0.975
$c_{\text{sch}}$	1.902	1.834	1.501	1.420	1.446	1.436
$T_{\text{sch}}$	0.225	0.140	0.040	0.025	0.030	0.025

5. 由<sup>148-158</sup>Sm 核零温的某些特征能量和有限温度比热容  $c_v$  和  $c_g$  峰的出现, 预示着核可能发生某些相变<sup>[5-7, 12, 23]</sup>. 以<sup>148, 150</sup>Sm 核为例讨论如下.

对应于破对相变序参量(玻色子能量)<sup>[5]</sup>(见表 3), 在  $T_{c1}^{(\sigma)} \sim (E_d^{(\sigma)} - E_s^{(\sigma)})/2$  附近, 约 0.44 和 0.32 MeV, 有中子和质子 d-玻色子破对, 发生热激发模式相变; 当温度达到  $T_{c2} \sim (E_s^{(\sigma)} - 4.00)/2$  附近, 1.22 和 1.42 MeV, s-玻色子从破对开始直至破对完毕, 发生从超流态到高温正常态相变(核处于热无规态), 完成部分变形相到完全球形相相变, 与文献 [3] 在约 1.15 MeV 和 1.60 MeV 发生的变形相到球形相相变一致.

相应于比热峰<sup>[12, 23]</sup>(见图 2), 在 0.225 和 0.140 MeV 处,  $c_g$  曲线有 Schottky 峰, 发生了从零温固有对称性(所谓 IBM 的  $U(5)$ ,  $O(6)$  和  $SU(3)$  对称性结构, 它来自强轨道-自旋耦合引起的单粒子能级改变)到相应的三轴椭球核的形状相变; 以后又分别在 0.650 和 0.510 MeV 附近  $c_v$  有宽峰, 核有整体形状相变, 发生从三轴椭球核结构到 d-玻色子完全破对时的较高对称性结构(系部分变形或近球形核)相变, 与文献 [3] 指认 Sm 的中子质子对能隙在温度 0.60—0.70 MeV 和 0.65—0.85 MeV 消失相对应.

## 4. 结 论

本文从微观 sdIBM-F<sub>max</sub> + 2q.p. 方案和正则系综理论出发, 建立了原子核热力学理论. 理论预言: 对

于 $^{148, 150}\text{Sm}$ 核,在 0.225 和 0.140MeV 处有 Schottky 峰,表明发生了零温固有对称性的形状相变; $T_{c1}$ 约为 0.44 和 0.32MeV 有 d-玻色子破对,发生热激发模式相变;在 0.650 和 0.510MeV 处有  $c_v$  宽峰,核有整体形状相变,温度达到  $T_{c2}$ , 1.22 和 1.42MeV 时, s-玻色子从破对开始直至完毕,发生从超流态到高温正

常态相变.这样一来,把对核系统的热激发模式相变、从超流态到正常态相变和整体对称性相变的描述统一在本框架下.计算还表明, $^{148, 150}\text{Sm}$ 核,甚至偶 Sm 同位素,出现的第一个回弯都可能是由于两准质子顺排引起的.因此,本方案成为能从微观角度描述好过渡核,并提供较多微观信息的有效工具之一.

- [ 1 ] Melby E, Bergholt L, Guttormsen M *et al* 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 3150
- [ 2 ] Agrawal B K, Sil Tapas, Samaddar S K and De J N 2000 *Phys. Rev. C* **63** 024002
- [ 3 ] Agrawal B K, Sil Tapas, De J N and Samaddar S K 2000 *Phys. Rev. C* **62** 044307
- [ 4 ] Sil Tapas, Agrawal B K, De J N and Samaddar S K 2001 *Phys. Rev. C* **63** 064302
- [ 5 ] Shi Z Y 2000 *Atomic Energy Science and Technology* **34** 156 (in Chinese) [ 石筑一 2000 原子能科学技术 **34** 156 ]
- [ 6 ] Shi Z Y, Liu Y and Sang J P 2001 *Chin. Phys.* **10** 117
- [ 7 ] Ji S Y and Shi Z Y 2001 *Nuclear Science and Techniques* **12** 1
- [ 8 ] Sang J P and Liu Y 1994 *High Energy Phys. Nucl. Phys.* **18** 407 (in Chinese) [ 桑建平、刘 庸 1994 高能物理与核物理 **18** 936 ]
- [ 9 ] Shi Z Y, Liu Y and Sang J P 2000 *Chin. Phys.* **9** 9
- [ 10 ] Shi Z Y, Liu Y and Sang J P 2001 *Chin. Phys.* **10** 282
- [ 11 ] Liu Y, Shi Z Y, Dan H J and Sang J P 1995 *Chin. J. Nucl. Phys.* **17** 194
- [ 12 ] Lifshitz E M *et al* 1980 *Statistical Physics 3rd Edition Part 1* (Oxford: Pergamon Press) p162—168
- [ 13 ] Liu Y 1984 *Thesis for the Doctorate* (Peking University) p78 (in Chinese) [ 刘 庸 1984 博士学位文(北京大学)第 78 页 ]
- [ 14 ] Sakai M 1984 *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **31** 399
- [ 15 ] der Mateosion E 1986 *Nucl. Data Sheets* **48** 345
- [ 16 ] Peker L K 1989 *Nucl. Data Sheets* **58** 93
- [ 17 ] Helmer R G 1993 *Nucl. Data Sheets* **69** 507
- [ 18 ] Mach H, Hellstrom M, Fogelberg B, Jerrestam D and Spanier L 1992 *Phys. Rev. C* **46** 1849
- [ 19 ] Hellstrom M, Fogelberg B, Spanier L and Mach H 1990 *Phys. Rev. C* **41** 2325
- [ 20 ] Hsieh S T and Chiang H C 1997 *Phys. Rev. C* **55** 211
- [ 21 ] Jolie J, Cejnar P and Dobes J 1999 *Phys. Rev. C* **60** 061303
- [ 22 ] Zhang J Y, Caprio M A, Zamfir N V and Casten R F 1999 *Phys. Rev. C* **60** 061304
- [ 23 ] Callen H B 1985 *Thermodynamics and An Introduction to Thermostatistics*. Second edition (New York: John Wiley & Sons, Inc.) p337—339
- [ 24 ] Bhaduri R K, Van Dijk W 1988 *Nuclear Physics A* **485** 1

# Specific heat capacity and phase transition on $^{148-158}\text{Sm}$ nuclei in microscopic core plus two-quasiparticle model<sup>\*</sup>

Shi Zhu-Yi<sup>1)</sup> Ji Shi-Yin<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup> Department of Physics, Guizhou Institute for Nationalities, Guiyang 550025, China)

<sup>2)</sup> Department of Physics, Guizhou Education College, Guiyang 550003, China)

( Received 8 October 2001 ; revised manuscript received 12 February 2002 )

## Abstract

Using microscopic core plus two-quasiparticle model, the ground-band,  $\beta$ -band,  $\gamma$ -band and partial high spins states at zero temperature in even  $^{148-158}\text{Sm}$  isotopes are successfully reproduced, these values are coincident with recent experimental one. Under canonical ensemble theory, their finite temperature specific heat capacity is calculated. Seeing that the peak of specific heat capacity is the signal of phase transition, it is by means of this approach that the phase transition of model thermo-excited, one from the superfluid nuclear phase to the normal phase, and one from the deformed shape to the spherical shape taken place in nuclei may be described untidily. The aligned energy and the identity of two-quasiparticle are discussed, and then the thermal stability of nuclear shape is investigated.

**Keywords** : microscopic core plus two-quasiparticle model, specific heat capacity, phase transition,  $^{148-158}\text{Sm}$  isotopes

**PACC** : 2100, 2700

<sup>\*</sup> Project supported by the Natural Science Foundation of the Education Department of Guizhou Province ( Grant No. [ 2000 ] 518 ) and the Science Foundation of the Science-Technology Department of Guizhou Province ( Grant No. Qian Ji Ji He Zi [ 2002 ] 3025 ).