

# 有限核多重碎裂的同位旋效应和临界现象的分析\*

冯兆庆<sup>1,2,5;1)</sup> 张丰收<sup>1,3</sup> 黄熙<sup>2,5</sup> 靳根明<sup>1,2</sup> 李文飞<sup>4</sup>

1 (兰州重离子加速器国家实验室原子核理论中心 兰州 730000)

2 (中国科学院近代物理研究所 兰州 730000)

3 (北京师范大学低能核物理研究所 北京 100875 )

4 (南京大学物理系 南京 210093)

5 (中国科学院研究生院 北京 100049)

**摘要** 利用非对称核物质状态方程及同位旋相关的量子分子动力学模型对有限核<sup>112</sup>Sn 和<sup>132</sup>Sn 在不同温度下多重碎裂的同位旋效应进行了研究,发现随着温度的升高同位旋效应逐渐消失,并给出了在一定温度下不同密度对产生中等质量碎片的影响.通过碎片的关联分析,对中高能重离子碰撞中的临界现象做了初步研究.

**关键词** 非对称核物质状态方程 同位旋相关的量子分子动力学 同位旋效应 临界现象

## 1 引言

随着现代加速器技术的发展和放射性核束装置的建成并投入使用,在实验室里可以产生远离 $\beta$ 稳定线的原子核,这些核引起的核反应为人们探索同位旋非对称核物质状态方程及介质中核子-核子碰撞截面提供了有效工具.理论研究表明,在一定温度、密度下,非对称核物质不仅可以导致由于密度涨落而引起的力学不稳定,而且还可以导致由于相对中子过剩涨落而引起的化学不稳定<sup>[1,2]</sup>.这些不稳定性可以进一步导致体系的多重碎裂和液-气相变.中高能重离子碰撞中形成热核多重碎裂的同位旋效应及液-气相变信息已被大量实验所证实<sup>[3,4]</sup>,人们也相应建立了同位旋相关的输运理论和唯象静态模型来描述这些现象产生的物理机制<sup>[5-7]</sup>.

本文基于同位旋相关的量子分子动力学(IQMD)模型研究了有限核<sup>112</sup>Sn 和<sup>132</sup>Sn 多重碎裂的同位旋效应以及它们对温度的依赖性,计算比较了

在一定温度下不同密度对中等质量碎片( $3 \leq Z \leq 20$ )产生的贡献.利用唯象的同位旋非对称核物质状态方程研究了热核液-气相变的临界行为,指出了中高能重离子碰撞中形成的高温高密热核在膨胀阶段表现出明显的临界现象,这种现象对较重的体系会更加明显.

## 2 理论模型

重离子输运理论中,非对称核物质的平均场可参数化为

$$U_q(\rho, \tau_z) = \alpha \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right) + \beta \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right)^\gamma + C \frac{\rho_n - \rho_p}{\rho_0} \tau_z, \quad (1)$$

式中 $\rho_0$ 是核物质的饱和密度; $\rho_n, \rho_p$ 和 $\rho$ 分别表示中子、质子和核子的总密度; $\alpha, \beta$ 和 $\gamma$ 为对称核物质势参量; $\tau_z$ 为同位旋第3分量,对中子和质子分别取1和-1; $C$ 为对称能强度系数.在零温时由(1)式可得到平均每核子的总能量<sup>[8]</sup>

$$E = \frac{3\hbar^2}{20m} \left( \frac{3\pi^2 \rho}{2} \right)^{2/3} [(1 + \delta)^{5/3} + (1 - \delta)^{5/3}] +$$

2004-10-20 收稿

\* 国家自然科学基金(10475100)资助

1) E-mail: fengzhq@impcas.ac.cn

$$\frac{\alpha}{2} \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right) + \frac{\beta}{1 + \gamma} \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right)^\gamma + \frac{C}{2} \frac{\rho}{\rho_0} \delta^2. \quad (2)$$

上式给出了零温时同位旋相关的核物质状态方程, 体系的同位旋相关性体现在式中第一项和最后一项, 相对中子过剩  $\delta = \frac{\rho_n - \rho_p}{\rho}$ .

在温度  $T$  时, 中子 ( $q = n$ ) 和质子 ( $q = p$ ) 的密度可表示为

$$\rho_q = \frac{g}{(2\pi\hbar)^3} \int_0^\infty f_q(r, p) d^3p, \quad (3)$$

式中

$$f_q(r, p) = \left[ \exp\left(\frac{\epsilon_q - \mu_q}{T}\right) + 1 \right]^{-1} \quad (4)$$

是核子 Fermi-Dirac 分布函数,  $g$  为简并因子, 对 Fermi 子取 2,  $\epsilon_q$  是单核子能量. 在较高温度下 ( $T \geq 4\text{MeV}$ ), 由上式可以得出核子的化学势<sup>[1,2,9]</sup>

$$\mu_q = U_q + T \left[ \ln\left(\frac{\lambda_T^3 \rho_q}{2}\right) + \sum_{n=1}^\infty \frac{n+1}{n} b_n \left(\frac{\lambda_T^3 \rho_q}{2}\right)^n \right], \quad (5)$$

式中

$$\lambda_T = \left( \frac{2\pi\hbar^2}{mT} \right)^{1/2} \quad (6)$$

为核子的热波长,  $b_n$  为维里展开系数. (5) 式中  $U_q$  为(1) 式给出的平均场.

由 Gibbs-Duhem 关系

$$\frac{\partial P}{\partial \rho} = \frac{\rho}{2} \left[ (1 + \delta) \frac{\partial \mu_n}{\partial \rho} + (1 - \delta) \frac{\partial \mu_p}{\partial \rho} \right] \quad (7)$$

可求出非对称核物质的压强. 通常可表示成 3 个部分

$$P = P_{\text{kin}} + P_0 + P_{\text{asy}}, \quad (8)$$

式中  $P_{\text{kin}}$  是核物质中动能部分对压强的贡献

$$P_{\text{kin}} = \frac{T\rho}{2} \left[ 2 + \sum_{n=1}^\infty b_n \left( \frac{\lambda_T^3 \rho}{4} \right)^n \times \left( (1 + \delta)^{n+1} + (1 - \delta)^{n+1} \right) \right], \quad (9)$$

$P_0$  是核物质中同位旋无关的势能部分对压强的贡献

$$P_0 = \frac{1}{2} \alpha \rho_0 \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right)^2 + \frac{\beta\gamma}{1 + \gamma} \rho_0 \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right)^{\gamma+1}, \quad (10)$$

$P_{\text{asy}}$  是核物质中同位旋相关的势能部分对压强的

贡献

$$P_{\text{asy}} = \frac{C}{2} \rho_0 \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right)^2 \delta^2. \quad (11)$$

对于有限核, 在计算平均每核子总能量和压强时需考虑库仑势和表面势, 本文采用了文献[9] 的方法. 库仑势和表面势产生的压强可表示为

$$P_{\text{Coul}}(\rho) = \left[ \frac{4\pi\rho}{3A} \right]^{1/3} \frac{Z^2 e^2}{5A} \rho, \quad (12)$$

$$P_{\text{surf}} = -2\gamma(T) \left[ \frac{4\pi\rho}{3A} \right]^{1/3}, \quad (13)$$

式中

$$\gamma(T) = 1.14 \left[ 1 + \frac{3}{2} \frac{T}{T_c} \right] \left[ 1 - \frac{T}{T_c} \right]^{3/2}. \quad (14)$$

中高能重离子碰撞中形成热核的多重碎裂通常认为是由于系统的不稳定性引起的, 对温度为  $T$ , 密度为  $\rho$  和相对中子过剩为  $\delta$  的非对称核物质, 其保持稳定性的充要条件可由下列不等式给出:

$$\left( \frac{\partial E}{\partial T} \right)_{\rho, \delta} \geq 0, \quad (15)$$

$$\left( \frac{\partial P}{\partial \rho} \right)_{T, \delta} \geq 0, \quad (16)$$

$$\left( \frac{\partial \mu_n}{\partial \delta} \right)_{T, \rho} \geq 0, \quad (17)$$

式中  $E$ ,  $P$  和  $\mu_n$  分别表示平均每核子总能量、压强和中子化学势.

图 1 给出了基于上面方法所计算的有限核<sup>100</sup>Sn, <sup>112</sup>Sn, <sup>124</sup>Sn, <sup>132</sup>Sn 的压强 - 密度等温曲线(实线所示). 计算中采用了软势参量, 其给出核物质不可压缩系数  $K = 200\text{MeV}$ ,  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  分别取  $-356\text{MeV}$ ,  $303\text{MeV}$  和  $7/6$ . 图 1 中虚线表示力学不稳定线, 点线表示化学不稳定线, 虚线下方是力学不稳定区 ( $(\partial P/\partial \rho)_{T, \delta} < 0$ ), 点线和虚线之间是化学不稳定区 ( $(\partial \mu_n/\partial \delta)_{T, \rho} < 0$ ). 从图中可以看出, 化学不稳定线总是位于力学不稳定线的外侧, 从而使体系的不稳定性变得更宽. 在重离子碰撞的膨胀阶段, 体系先进入化学不稳定区, 再进入力学不稳定区, 从而导致体系多重碎裂. 从图中我们还可以看出, 当体系的温度小于临界温度时 ( $T < T_c$ ), 随着相对中子过剩  $\delta$  的增加, 化学不稳定区将逐渐展宽, 这可能有助于丰中子核有更广的同位素分布, 进而可以看到多重碎裂的同位旋效应.

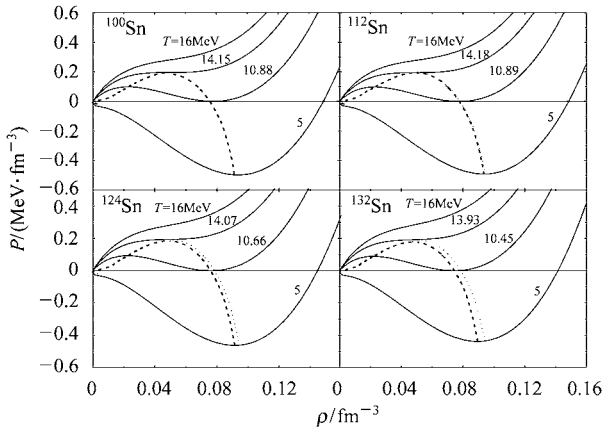


图 1 有限核<sup>100</sup>Sn, <sup>112</sup>Sn, <sup>124</sup>Sn, <sup>132</sup>Sn 的压强 - 密度等温曲线  
 ..... 力学不稳定线, ..... 化学不稳定线.

在动力学模拟中,我们采用了 IQMD 模型,该模型的平均场可以参数化为

$$U(\rho, \tau_z) = \alpha \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right) + \beta \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right)^\gamma + C \frac{\rho_n - \rho_p}{\rho_0} \tau_z + \frac{1}{2} (1 - \tau_z) V_c + U^{\text{Yuk}}, \quad (18)$$

式中前三项表示同(1)式,第四项表示库仑势,最后一项是表面势,其详细表达可参见文献[10].本文在动力学计算中同样采用了软势.在考虑两体碰撞时,采用了由实验提取的同位旋相关的核子 - 核子碰撞截面<sup>[3,10]</sup>.采用了同位旋相关的并合模型<sup>[10]</sup>对碎片进行分析,即把相对距离小于  $R_0$ , 相对动量小于  $P_0$  的核子并合到同一碎片之中(本文中,  $R_0 = 2.4 \text{ fm}$ ,  $P_0 = 300 \text{ MeV}/c$ ),并检查碎片是否为核数据表上存在的核素,同时排除了非物理的线状集团.在初始化时, IQMD 的初态构造成重离子碰撞的中间状态(膨胀阶段).构造这一初态时,对中子和质子的初始坐标和动量分别按照下式进行抽样<sup>[6]</sup>:

$$\rho(r) = \theta[R(T) - r] \rho, \quad (19)$$

$$f(p) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{p^2/2m - \mu}{T}\right)}, \quad (20)$$

式中  $\mu$  为自由核子的化学势,可由(3)式计算给出.

$$R(T) = \left( \sqrt[3]{\frac{3A}{4\pi\rho}} \right) (1 + 0.00041 T^2) \quad (21)$$

由有限温度的 Hartree-Fock 计算给出<sup>[11]</sup>.在事件数较大时,可以给出合理的相空间核子分布<sup>[6]</sup>.图 2 给出了有限核<sup>112</sup>Sn 在密度  $\rho = 0.06 \text{ fm}^{-3}$  时温度分别为 0, 5, 10, 15 MeV 下核子在坐标空间(a)和动量空间(b)的密度分布.从图中可以明显地看出,随着系统温度的升高核子在相空间中的分布逐渐展宽.在本

文的计算中,抽样的事件数取为 4000.

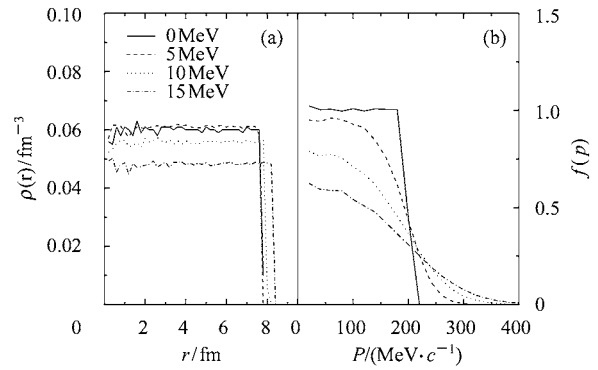


图 2 <sup>112</sup>Sn 在密度为  $0.06 \text{ fm}^{-3}$  时温度分别为 0, 5, 10, 15 MeV 下坐标空间的密度分布和动量空间中的分布

### 3 结果与讨论

中能重离子碰撞中的同位旋效应已被大量实验所证实,人们通常利用同位旋相关的输运理论来描述中能重离子碰撞的多重碎裂,这种动力学方法虽然可以较好地解释一些实验现象,但是由于模型本身的局限,很难描述重离子碰撞中碎裂的真实过程.由于多重碎裂在反应后期的复杂性,唯象的静态模型在描述多重碎裂的某些方面取得了成功,如统计模型<sup>[5]</sup>等.本文利用有限温度的 Hartree-Fock 方法给出一定温度下不同密度的核子在相空间中的分布,然后作为 IQMD 模型的初态做动力学演化.这样构造的初态可以理解为重离子碰撞中间阶段(膨胀阶段),这时的体系有一定的温度.图 3 给出了温度为 5 MeV 时在 IQMD 演化过程中不同时间段(100—200, 200—300, 300—400, 400—500, 500—600 fm/c)平均中等质量碎片多重性  $\langle N_{\text{mf}} \rangle$  与平均带电粒子数

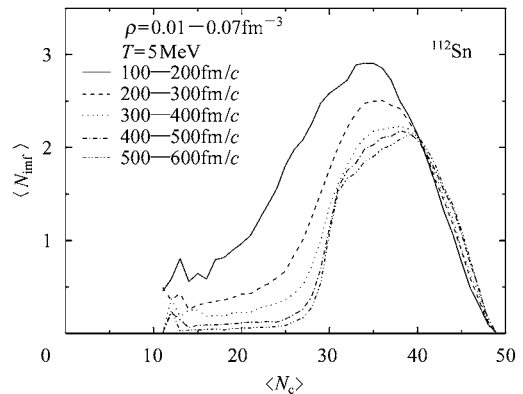


图 3 在 IQMD 中演化过程中不同时间段产生  $\langle N_{\text{mf}} \rangle$  和  $\langle N_c \rangle$  的关联

$\langle N_c \rangle$  的关联. 本文中中等质量碎片定义为  $3 \leq Z \leq 20$  的碎片. 可以看出在演化的初期, 中等质量碎片多重性一直在减小, 在  $300 \text{ fm}/c$  之后中等质量碎片多重性不再会有明显地减小, 这说明体系碎片的形成基本已达到稳定. 这样我们可以选取  $300\text{--}400 \text{ fm}/c$  的时间段来观察一定温度下不同密度对中等质量碎片产生的影响以及多重碎裂的同位旋效应. 在计算中, 事件数取 500, 这足以保证统计的可靠性.

为了详细研究在不同温度不同密度下对中等质量碎片产生的影响, 计算了在  $300\text{--}400 \text{ fm}/c$  时间段中  $\langle N_{\text{inf}} \rangle$  和  $\langle N_c \rangle$  的关联. 图 4 给出了在温度为  $5 \text{ MeV}$  (a) 和  $10 \text{ MeV}$  (b) 下, 不同密度 ( $0.01\text{--}0.07 \text{ fm}^{-3}$ ) 对产生中等质量碎片的影响. 实线和点线分别表示  $^{112}\text{Sn}$  和  $^{132}\text{Sn}$  产生的  $\langle N_{\text{inf}} \rangle$  和  $\langle N_c \rangle$  的关联. 可以发现,

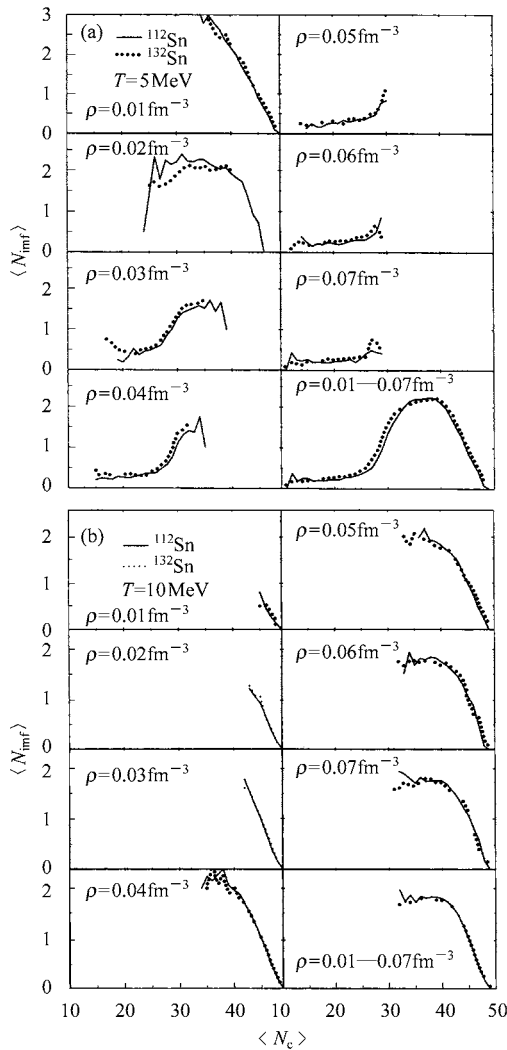


图 4 对  $^{112}\text{Sn}$  和  $^{132}\text{Sn}$ , 温度分别为  $5 \text{ MeV}$  (a) 和  $10 \text{ MeV}$  (b) 时, 在  $300\text{--}400 \text{ fm}/c$  时间段中  $\langle N_{\text{inf}} \rangle$  和  $\langle N_c \rangle$  的关联

在温度为  $5 \text{ MeV}$  时, 低密区 ( $0.01, 0.02, 0.03, 0.04 \text{ fm}^{-3}$ ) 对中等质量碎片的产生贡献比较大. 密度为  $0.01 \text{ fm}^{-3}$  时, 看不到同位旋效应, 这种情况对应真实核反应中的中心碰撞或近中心碰撞. 在密度为  $0.02 \text{ fm}^{-3}$  时  $^{112}\text{Sn}$  比丰中子核  $^{132}\text{Sn}$  产生的中等质量碎片更多, 这可能是由于丰中子核更容易蒸发中子而使体系温度降低, 从而不利于中等质量碎片的形成. 对密度高于  $0.03 \text{ fm}^{-3}$  的区域, 丰中子核  $^{132}\text{Sn}$  产生的中等质量碎片都会略高于  $^{112}\text{Sn}$  产生的中等质量碎片, 这是由于丰中子核在多重碎裂时会有更广的同位素分布. 将  $0.01\text{--}0.07 \text{ fm}^{-3}$  的密度混合起来, 可以看到比较明显的同位旋效应, 尤其是在带电粒子数为  $25 \leq N_c \leq 35$  的区域. 然而在温度为  $10 \text{ MeV}$  时, 产生中等质量碎片的主要贡献来自于密度较高的区域 ( $\rho \geq 0.04 \text{ fm}^{-3}$ ), 同时, 我们发现在所有密度下, 包括混合密度  $0.01\text{--}0.07 \text{ fm}^{-3}$ , 都不会看到同位旋效应. 由图 5 可以明显地看出温度对热核多重碎裂同位旋效应的影响. 在温度为  $5 \text{ MeV}$  可以看到比较明显的同位旋效应, 而在  $10 \text{ MeV}$  和  $15 \text{ MeV}$  时同位旋效应基本上已消失. 随着温度的升高, 体系碎裂的程度也在增加 (产生更多的  $N_c$ ). 这样的计算结果和高能重离子碰撞时 ( $E/A \geq 100 \text{ MeV}$ ) 同位旋效应消失的现象是一致的 [2].

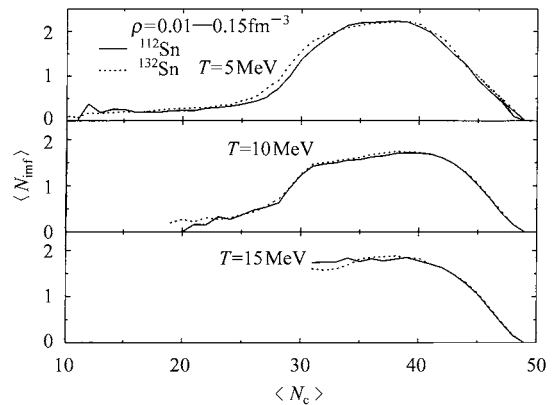


图 5 密度为  $0.01\text{--}0.15 \text{ fm}^{-3}$  的混合情况下, 温度分别为  $5, 10, 15 \text{ MeV}$  时  $^{112}\text{Sn}$  和  $^{132}\text{Sn}$   $\langle N_{\text{inf}} \rangle$  和  $\langle N_c \rangle$  的关联

热核液-气相变是中高能重离子碰撞中一个有趣的现象, 已被一些实验所证实, 如德国 GSI 的 ALADIN 协作组在  $600 \text{ MeV}/u$  Au + Au 反应中观测到的热曲线的平台结构 [4]. 基于一些唯象模型, 人们在理论上对液-气相变也做了解释, 如 J. N. De 等人利用有限温度的 Thomas-Fermi 模型对有限核的液-气相变做了详细研究 [7], 他们发现在发生

液-气相变时,体系的单核子比热会出现尖锐的峰值,而且相变温度与径向流的压强有关.我们通过对碎片的电荷分布和电荷分布的多重性做关联分析来检验热核多重碎裂的临界行为.定义组合矩<sup>[5,6]</sup>

$$\gamma_2 = \frac{M_2 M_0}{M_1^2}, \quad (22)$$

式中  $M_0, M_1$  和  $M_2$  分别是 0 阶、1 阶和 2 阶平均条件矩,对单个事件条件矩可定义为:

$$M_k^{(j)} = \sum_{Z=1}^{Z_0} Z^k n^{(j)}(Z) - (Z_{\max}^{(j)})^k. \quad (23)$$

式中  $n^{(j)}(Z)$  是事件  $j$  产生的电荷为  $Z$  的碎片数目,求和是对所有碎片,  $Z_0$  是碎裂系统总的电荷数目.  $M_0^{(j)}$  表示第  $j$  个事件中所产生的碎片总数目减 1,  $M_1^{(j)}$  表示第  $j$  个事件中碎片的电荷之和减去最大电荷.因此,0 级和 1 级矩只表现出了多重碎裂中一些光滑的行为,只有高阶矩( $k \geq 2$ )才能包含多重碎裂和临界行为<sup>[5]</sup>.在极限情况下,当电荷分布的方差为零时,  $\gamma_2$  趋于 1,这对应两种情况,体系有少量轻碎片蒸发(这里除去了最重的蒸发残核)和系统的全爆炸.结合(22),(23)式,可以看出,对于多重碎裂的一般情况(有大量中等质量碎片产生)  $\gamma_2$  总是大于 1.文献[12]指出,  $\gamma_2 > 2$  的事件是临界行为出现的信号.因此,通过计算组合矩可以研究原子核多重碎裂中的临界行为.图 6(a)给出了有限核<sup>112</sup>Sn 和<sup>132</sup>Sn 的组合矩  $\gamma_2$  和  $Z_{\text{bound}}$  ( $Z \geq 2$  的所有碎片电荷之和)关联随时间的演化,选取时间段分别为 0fm/c (初始抽样给出), 100—200, 200—300 和 300—400fm/c.从图 6(a)可以看出,随着时间的演化  $\gamma_2$  逐渐减小,这是由于处于激发态的碎片不断在发射轻碎片使得系统处于气相的碎片越来越多.可见,临界现象在重离子碰撞的膨胀阶段会更明显.同时,在演化过程中<sup>132</sup>Sn 的组合矩在峰值附近略高于<sup>112</sup>Sn,表现出明显的同位旋效应,这是因为在 5MeV 时<sup>132</sup>Sn 产生的碎片同位素分布会更广一些,因此二阶条件矩也会略大一些.图 6(b)是 <sup>112</sup>Sn 和 <sup>197</sup>Au 在  $T = 5\text{MeV}$  时通过有限温度的 Hartree-Fock 抽样(初始时刻)所给出的  $\gamma_2$  和  $Z_{\text{bound}}$  的关联.对于 <sup>112</sup>Sn 和 <sup>197</sup>Au,  $\gamma_2$  的峰值分别出现在  $Z_{\text{bound}} = 30$  和 55 附近,对 <sup>197</sup>Au 而言,在  $Z_{\text{bound}} = 50-60$  时  $\gamma_2$  的平均值会大于 2,这是临界行为的信号,而对 <sup>112</sup>Sn,  $\gamma_2$  的平均值一直小于 2.图中也标出了  $\gamma_2$  的涨落.对于涨落我们是通过  $\Delta N = \sqrt{N^2 - \bar{N}^2}$  来定义的.从图 6(a)和(b)可以看出,  $\gamma_2$  平均值的变化是比较光滑的,这说明我们选取的

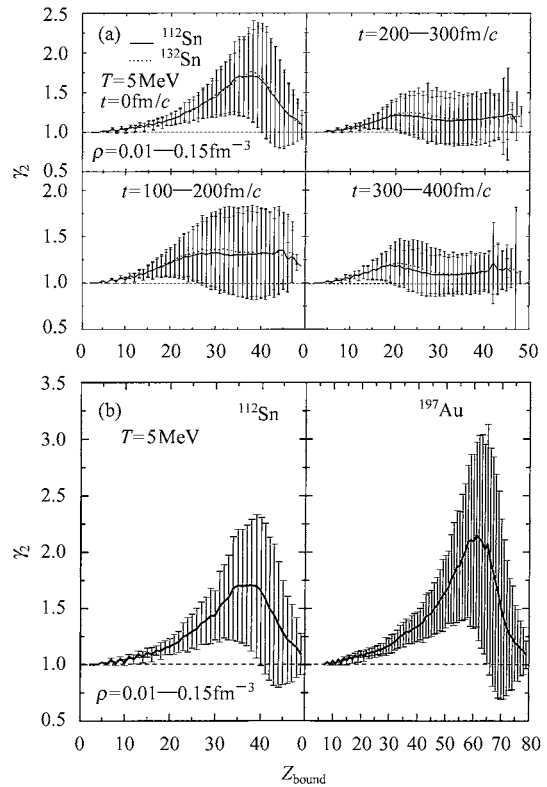


图 6 在  $T = 5\text{MeV}, \rho = 0.01-0.15\text{fm}^{-3}$  时有限核<sup>112</sup>Sn(——)和<sup>132</sup>Sn(……)组合矩  $\gamma_2$  随时间的演化(a)和初始时刻<sup>112</sup>Sn 与<sup>197</sup>Au 组合矩比较(b)

事件数足以保证统计的可靠性.从静态的计算中可以看出,对重体系临界行为的信号会更加明显,因此我们建议实验上用较重体系的核-核碰撞可能会观察到更加明显的临界行为的信号和液-气相变现象.临界指数、比热和熵等物理量在临界状态时的行为目前正在进行研究.

### 4 总结

利用非对称核物质状态方程和 IQMD 模型,对热核多重碎裂的同位旋效应和临界行为进行了静态研究.详细分析了在一定温度下不同密度对同位旋效应的影响和同位旋效应的温度依赖性:发现温度较低时(5MeV),低密区( $0.01-0.04\text{fm}^{-3}$ )对中等质量碎片产生的贡献最大,随着温度的升高,高密区域( $\rho \geq 0.04\text{fm}^{-3}$ )对中等质量碎片产生的贡献增加;在高温时( $T \geq 10\text{MeV}$ )同位旋效应消失,这和动力学模型及实验测量结果是一致的.同时,对中高能重离子碰撞中的临界行为做了初步分析,临界现象出现在重离子碰撞的膨胀阶段,对重体系这种现象会更加明显.

## 参考文献 (References)

- 1 LI B A, Ko C M, Bauer W. *Int. J. Mod. Phys.*, 1998, **E7**:147
- 2 LI W F, ZHANG F S, CHEN L W. *Acta Phys. Sin.*, 2001, **50**(6): 1040(in Chinese)  
(李文飞,张丰收,陈列文. *物理学报*, 2001, **50**(6):1040)
- 3 ZHANG F S, CHEN L W, MING Z Y et al. *Phys. Rev.*, 1999, **C60**: 064604
- 4 Pochatzalla J et al. *Phys. Rev. Lett.*, 1995, **75**: 1040
- 5 ZHANG F S, GE L X. *Nuclear Multifragmentation*. Beijing: Science Press. 1998, 174 (in Chinese)  
(张丰收,葛凌霄. *原子核多重碎裂*. 北京:科学出版社, 1998. 174)
- 6 ZHANG F S. *Z. Phys.*, 1996, **A356**:163
- 7 De J N, Samaddar S K, Shlomo S. *Nucl. Phys.*, 1998, **A630**:192
- 8 Bertsch G F, Das Gupta S. *Phys. Rep.*, 1988, **160**:189
- 9 Jaqaman H R. *Phys. Rev.*, 1989, **C39**:169
- 10 CHEN L W, ZHANG F S, JIN G M. *Phys. Rev.*, 1998, **C58**:2283
- 11 Sauer G, Chandra H, Mosel U. *Nucl. Phys.*, 1976, **A264**:221
- 12 Ploszajczak M, Tucholski A. *Phys. Rev. Lett.*, 1990, **65**:1539

## Isospin Effect of Multifragmentation and Critical Phenomena in Finite Nuclei \*

FENG Zhao-Qing<sup>1,2,5;1)</sup> ZHANG Feng-Shou<sup>1,3</sup> HUANG Xi<sup>2,5</sup> JIN Gen-Ming<sup>1,2</sup> LI Wen-Fei<sup>4</sup>

1 (Center of Theoretical Nuclear Physics, National Laboratory of Heavy Ion Accelerator Lanzhou, Lanzhou 730000, China)

2 (Institute of Modern Physics, Chinese Academy of Sciences, Lanzhou 730000, China)

3 (Institute of Low Energy Nuclear Physics, Beijing Normal University, Beijing 100875, China)

4 (Department of Physics, Nanjing University, Nanjing 210093, China)

5 (Graduate School, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

**Abstract** Isospin effect of multifragmentation for the finite nuclei  $^{112}\text{Sn}$  and  $^{132}\text{Sn}$  is studied by using a phenomenological asymmetric nuclear equation of state and an isospin dependent quantum molecular dynamics (IQMD) model. It is found that the isospin effect vanishes gradually with increasing temperature. Production mechanism of intermediate mass fragments is also analyzed for different density distribution in coordinate space at a given temperature. Critical phenomena are investigated preliminarily by using correlation analysis of fragments.

**Key words** asymmetric nuclear equation of state, isospin dependent quantum molecular dynamics, isospin effect, critical phenomenon.

Received 20 October 2004

\* Supported by National Natural Science Foundation of China(10475100)

1)E-mail:fengzhq@impcas.ac.cn