

# 核物质对称能和重离子碰撞中径向流阈能的同位旋效应\*

卞宝安<sup>1)2)</sup> 周宏余<sup>1)2)</sup> 张丰收<sup>1)2)†</sup>

1) (北京师范大学射线束技术与材料改性教育部重点实验室, 北京师范大学低能核物理研究所, 北京 100875)

2) (北京市辐射中心, 北京 100875)

3) (兰州重离子加速器国家实验室原子核理论中心, 兰州 730000)

(2006 年 5 月 19 日收到, 2006 年 8 月 17 日收到修改稿)

基于同位旋相关的量子分子动力学模型, 采用三种不同形式的对称势, 研究了 $^{124}\text{Sn} + ^{124}\text{Sn}$ 和 $^{124}\text{Ba} + ^{124}\text{Ba}$ 对心碰撞时在三种不同对称势下的径向膨胀流, 发现径向膨胀流阈能与所采用的对称能形式密切相关, 表现出明显同位旋效应, 预示着径向膨胀流阈能的同位旋相关性可作为对称能的灵敏探针.

关键词: 径向膨胀流阈能, 同位旋效应, 重离子碰撞, 同位旋相关的量子分子动力学模型

PACC: 2570, 2570B, 2587

## 1. 引言

近年来, 随着次级束流装置如 MSU 的 A1200<sup>[1]</sup>, GSI 的 FRS<sup>[2]</sup>, RIKEN 的 RIPS<sup>[3]</sup>, GANIL 的 INDRA<sup>[4]</sup> 的投入使用以及 HIRFL-CSR<sup>[5]</sup> 的建成, 为重离子物理开辟了一个崭新的领域, 即放射性核束物理. 放射性核束物理的发展为人们探索核物质状态方程的同位旋相关部分(对称能)及介质中同位旋相关的核子-核子碰撞截面提供了可能<sup>[6,7]</sup>.

核的集体流是近 10 年来实验与理论核物理学家都非常感兴趣的研究课题之一<sup>[8]</sup>. 近年来, 人们在重离子近中心碰撞中发现了所谓的径向膨胀流<sup>[9,10]</sup>. 中心碰撞具有其优越性: 阻塞、压缩以及热平衡可望达到最大程度. 初始的入射动能能够较好地储存在一个单个的“源”中, 这就大大地简化了碰撞动力学, 减弱了表面效应. 实验与理论研究表明, 核的径向膨胀流具有如下特性: 与碎片的质量成正比; 随着碰撞参数的减小或入射能量的升高而增大; 对核物质的不可压缩系数不敏感; 较敏感地依赖于核子的有效质量  $m^*/m$ ; 对碰撞系统的核子数多少不敏感. IQMD 和 IBLE 已经用于研究对心碰撞的径

向膨胀流<sup>[11,12]</sup>, 人们发现丰中子系统的径向膨胀流系统性的偏小. 在以前的工作中<sup>[13]</sup>, 研究了 $^{124}\text{Sn} + ^{124}\text{Sn}$ 和 $^{124}\text{Ba} + ^{124}\text{Ba}$ 对心碰撞中膨胀流的同位旋相关性, 提出通过测量膨胀流的同位旋相关性确定介质中同位旋相关的核子核子碰撞截面的方法. 在一个特定入射能量下, 反应系统的径向膨胀流为零, 称此能量为径向膨胀流阈能, 对径向膨胀流阈能的同位旋效应的研究还比较缺乏.

本文采用同位旋相关的量子分子动力学模型, 分别选用目前大家接受的三种不同形式的对称势, 研究了 $^{124}\text{Sn} + ^{124}\text{Sn}$ 和 $^{124}\text{Ba} + ^{124}\text{Ba}$ 在对心碰撞时, 这三种不同对称势下的径向膨胀流, 发现径向膨胀流阈能表现出明显同位旋效应, 试图通过测量径向膨胀流阈能的同位旋相关性, 为实验确定对称能提供一种新方法.

## 2. 理论模型

### 2.1. 同位旋相关的量子分子动力学模型(IQMD)

在中能重离子输运理论中, IQMD 模型的平均场可以参数化为

\* 国家自然科学基金(批准号: 10575012, 10435020), 北京市教育委员会共建项目计划和北京师范大学科研基金资助的课题.

† 通信联系人, E-mail: fszhang@bnu.edu.cn

$$U(\rho, \tau_z) = \alpha(\rho/\rho_0) + \beta(\rho/\rho_0)^\gamma + \frac{1}{2}(1 - \tau_z)V_c + U^{\text{sym}} + U^{\text{Yuk}}, \quad (1)$$

$V_c$  是库仑势,  $U^{\text{Yuk}}$  是 Yukawa(表面势),  $U^{\text{sym}}$  是对称势. 在本文计算中利用了三种不同的对称势形式, 具体形式见 2.2. 其中  $\rho_0$  表示核物质的饱和密度,  $\rho_n$ ,  $\rho_p$  和  $\rho$  分别表示中子、质子和核子总密度. 势参数  $\alpha = -356$ ,  $\beta = 303$ ,  $\gamma = 7/6$ , 在饱和密度处  $K = 200$  MeV 是所谓的软势.  $\tau_z$  为同位旋第三分量, 对中子和质子分别取 1 和 -1,  $C$  为对称能强度系数  $C = 32$  MeV.

在 IQMD 模型中采用了两种核子-核子碰撞截面的参数化形式. 其中一种是 Cugnon 给出的同位旋不相关的核子-核子碰撞截面的形式  $\sigma_{\text{Cug}}^{[14]}$ , 另一种是实验提取的同位旋相关的核子-核子碰撞截面的形式  $\sigma_{\text{exp}}^{[15]}$ . 在入射能量小于 300 MeV/u 时, 采用实验提取的同位旋相关的核子-核子碰撞截面的形式, n-p 碰撞截面大约是 n-n 和 p-p 碰撞截面的 3 倍.

在 IQMD 模型的初始化过程中, 使用了 Skyrme-Hartree-Fock (SHF) 理论计算中子和质子的密度<sup>[16]</sup>, 再用 Monte Carlo 方法对弹核和靶核的基态进行抽样, 同时消除了非物理的集体运动.

在中能重离子碰撞中, 两个碰撞核在相互接触时发生相互作用. 入射动能的一部分转化为压缩能, 另一部分转化为热能和库仑能. 当反应体系压缩到一定程度时开始膨胀, 这将发生多重碎裂而产生径向运动的碎片. 径向流就是碎片总动能中径向规则运动部分. 如果入射能量较小那么将不会发生压缩膨胀, 这时的径向膨胀流为零. 当入射核的速度等于第一声速时, 入射能量为径向膨胀流的阈值,

$$v_{\text{threshold}} = v_{\text{first sound}} = \sqrt{\frac{K_{A, \delta}}{9m}}, \quad (2)$$

其中  $K$  为原子核体系的不可压缩系数.

在多重碎裂产生的碎片中, 碎片的平均动能

$E_{\text{kin}}$  可以分成三个部分, 即

$$E_{\text{kin}} = E_{\text{thermal}} + E_{\text{coul}} + E_{\text{radial}}, \quad (3)$$

其中,  $E_{\text{thermal}}$  表示随机的“热”的部分,  $E_{\text{Coul}}$  为库仑排斥部分,  $E_{\text{radial}}$  为集体运动部分, 即所谓的径向流. 前两个部分(“热+库仑”)可利用 WIX 程序<sup>[9]</sup>进行计算. 这样就可以通过中等质量碎片的平均动能来提取径向流.

## 2.2. 非对称核物质状态方程

在中能重离子输运理论中, 非对称核物质的平

均场可以参数化为

$$U_q(\rho, \tau_z) = \alpha(\rho/\rho_0) + \beta(\rho/\rho_0)^\gamma + U^{\text{sym}}, \quad (4)$$

其中三种不同的对称势形式为<sup>[17]</sup>

$$U_{(1)}^{\text{sym}} = \tau_z 2C \frac{u^2}{1+u} \delta + C \frac{u^2}{(1+u)^2} \delta^2, \quad (5)$$

$$U_{(2)}^{\text{sym}} = \tau_z C u^{1/2} \delta - \frac{1}{4} C u^{1/2} \delta^2, \quad (6)$$

$$U_{(3)}^{\text{sym}} = \tau_z C u \delta, \quad (7)$$

其中  $q = n, p$ ,  $u = \rho/\rho_0$  是约化密度, 饱和密度  $\rho_0$  时, 在对称势  $U_{(1)}^{\text{sym}}$ ,  $U_{(2)}^{\text{sym}}$  和  $U_{(3)}^{\text{sym}}$  下的对称能所对应的不可压缩系数分别为  $K_{\text{sym}} = 61.5$ ,  $-68.8$  和  $-25.6$  MeV<sup>[18]</sup>.

在温度较高 ( $T > 4$  MeV) 时, 核子的化学势可以近似写成<sup>[19, 20]</sup>

$$\mu_q = \mu_q^{\text{FG}} + U_q, \quad (8)$$

$$\mu_q^{\text{FG}} = T \left[ \ln \left( \frac{\lambda_T^3 \rho_q}{2} \right) + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{n+1}{n} b_n \left( \frac{\lambda_T^3 \rho_q}{2} \right)^n \right] \quad (9)$$

$$\lambda_T = \left( \frac{2\pi\hbar^2}{mT} \right)^{1/2} \quad (10)$$

为核子的热波长,  $b_n$  为维力展开系数. 在零温时, 由文献[21]及 Gibbs-Duhem 关系可得饱和点  $\rho = \rho_0(\delta)$  处单核子能量  $E$  和不可压缩系数  $K$ ,

$$E = \frac{3\hbar^2}{20} \left( \frac{3\pi^2}{2} \right)^{2/3} \rho^{2/3} \left[ \frac{(1+\delta)^{5/3}}{m_n} + \frac{(1-\delta)^{5/3}}{m_p} \right] + \frac{\alpha}{2} u + \frac{\beta}{1+\gamma} u^\gamma + E_{(i)}^{\text{sym}}, \quad (11)$$

$$K = \frac{3\hbar^2}{2} \left( \frac{3\pi^2}{2} \right)^{2/3} \rho^{2/3} \left[ \frac{(1+\delta)^{5/3}}{m_n} + \frac{(1-\delta)^{5/3}}{m_p} \right] + 9\alpha u + 9\beta\gamma u^\gamma + K_{(i)}^{\text{sym}}, \quad (12)$$

其中  $E_{(i)}^{\text{sym}}$  和  $K_{(i)}^{\text{sym}}$  ( $i = 1, 2, 3$ ) 分别对应于三种不同对称势  $U_{(1)}^{\text{sym}}$ ,  $U_{(2)}^{\text{sym}}$  和  $U_{(3)}^{\text{sym}}$  的单核子能量和不可压缩系数

$$E_{(1)}^{\text{sym}} = 64 \left[ \frac{1}{2(1+u)} - \frac{1}{u} + \frac{u}{2} \right] \delta^2, \quad (13)$$

$$E_{(2)}^{\text{sym}} = 16u^{1/2} \delta^2, \quad (14)$$

$$E_{(3)}^{\text{sym}} = 16u\delta^2, \quad (15)$$

$$K_{(1)}^{\text{sym}} = 576 \frac{u^4 + 3u^3 + 3u^2}{(1+u)^3} \delta^2, \quad (16)$$

$$K_{(2)}^{\text{sym}} = 108u^{1/2} \delta^2, \quad (17)$$

$$K_{(3)}^{\text{sym}} = 288u\delta^2. \quad (18)$$

图 1 给出了零温时饱和点处, 不同对称势下饱和密度 (a) 单核子能量 (b) 与核物质的不可压缩系数 (c) 作为相对中子过剩  $\delta$  的函数. 从图中可以看到, 三种对称势下, 饱和密度随  $\delta$  的增加而减小; 对称

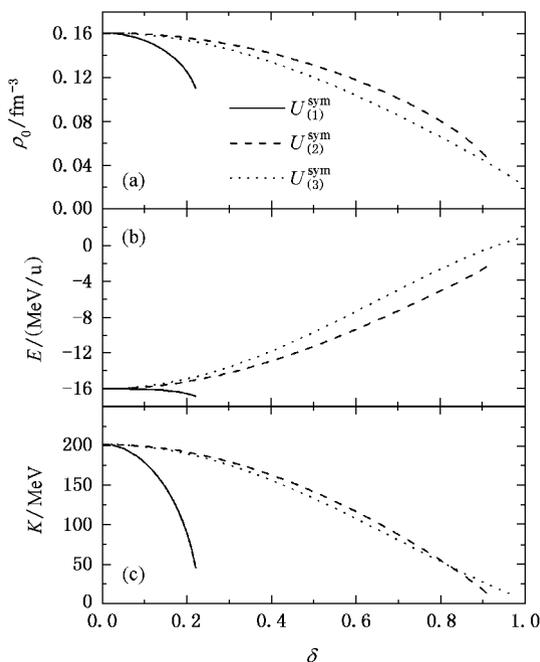


图 1 零温时饱和点处核物质饱和密度 (a) 单核子能量 (b) 和不可压缩系数 (c) 与相对中子过剩  $\delta$  的函数关系

势  $U_{(1)}^{sym}$  下单核子能量随  $\delta$  的增加而减小, 相对中子过剩只能取到  $\delta = 0.22$ , 下面将要研究的碰撞体系的  $\delta$  都没有超过这个值, 而对称势  $U_{(2)}^{sym}$  和  $U_{(3)}^{sym}$  下

核子能量随  $\delta$  的增加而增加, 核物质结合得越来越松散, 两种情况下的行为是相似的, 有着明显的同位旋相关性. 在  $\delta$  较小时, 这三种对称势下饱和点处不可压缩系数可以近似表示成抛物线,

$$K_0(\delta) = K_0(0)(1 - a\delta^2), \quad (19)$$

这与我们所知道的, 当相对中子过剩  $\delta$  较小时, 核物质饱和点的许多物理性质的同位旋相关性都能较好地符合抛物线规律所一致的<sup>[22-24]</sup>. 在抛物线拟合中我们取  $K_0(0) = 200$  MeV,  $U_{(1)}^{sym}$ ,  $U_{(2)}^{sym}$  和  $U_{(3)}^{sym}$  对应的参数  $a$  的值分别为 13.716, 1.137 和 1.107. 随着  $\delta$  的增加, 饱和点处核物质的不可压缩系数变小, 表明了核物质的同位旋相关部分是贡献斥力的, 即中子浓度越高, 饱和点处核物质状态方程越软. 在对称势  $U_{(1)}^{sym}$  情况下, 不可压缩系数下降比较快, 说明此时核物质的同位旋相关部分贡献的斥力比其他两种势下要大.

### 3. 结果和讨论

选择反应体系  $^{124}\text{Sn} + ^{124}\text{Sn}$  和  $^{124}\text{Ba} + ^{124}\text{Ba}$  研究径向膨胀流阈能的同位旋效应, Sn 的相对中子过剩  $\delta = 0.1935$ , Ba 的相对中子过剩  $\delta = 0.0968$ .

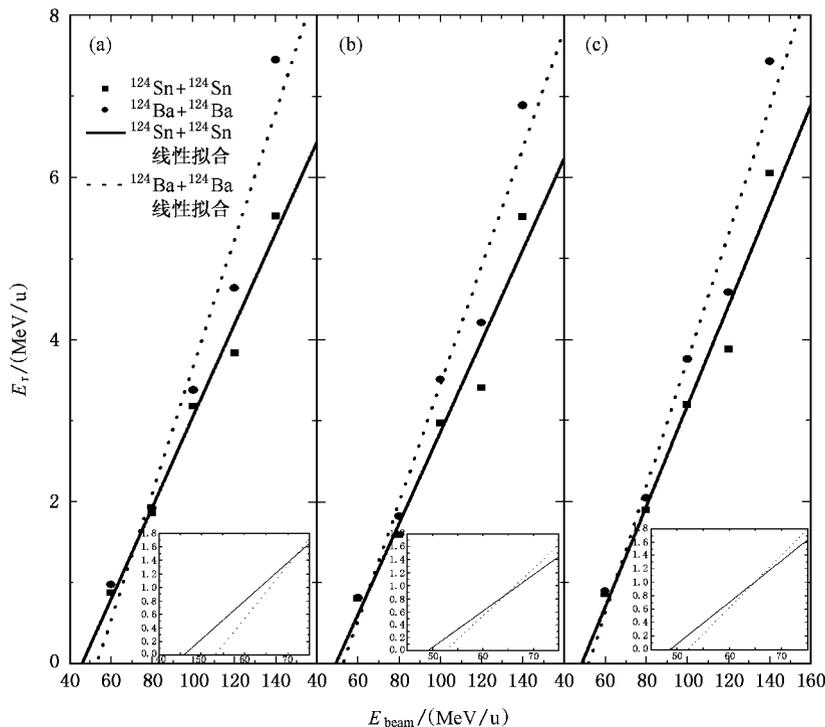


图 2 对心碰撞反应  $^{124}\text{Sn} + ^{124}\text{Sn}$  和  $^{124}\text{Ba} + ^{124}\text{Ba}$  在三种对称势下径向膨胀流激发函数及其直线拟合结果 (a)  $U_{(1)}^{sym}$ , (b)  $U_{(2)}^{sym}$ , (c)  $U_{(3)}^{sym}$

图 2 给出了对心碰撞反应  $^{124}\text{Sn} + ^{124}\text{Sn}$  和  $^{124}\text{Ba} + ^{124}\text{Ba}$  在三种不同对称势下产生的径向膨胀流的激发函数 (a)  $U_{(1)}^{\text{sym}}$  (b)  $U_{(2)}^{\text{sym}}$  (c)  $U_{(3)}^{\text{sym}}$ . 图中方点为  $^{124}\text{Sn} + ^{124}\text{Sn}$  的结果, 圆点为  $^{124}\text{Ba} + ^{124}\text{Ba}$  的结果. 实线与点线是利用直线进行线性拟合的结果. 图中拟合直线与横轴的相交点对应的能量给出径向膨胀流的产生阈能. 插图是阈能附近的放大. 根据文献 [12, 25] 知道, 在反应系统的膨胀过程中, 径向膨胀流与入射能量近似成直线关系. 因此, 在计算阈能时用直线拟合. 由图可以看到, 径向膨胀流随着入射能量的增加而增大, 这是由于随着入射能量的增加而引起反应体系压缩程度增加的缘故. 同时可以看到, 丰中子体系  $^{124}\text{Sn} + ^{124}\text{Sn}$  有着较小的径向膨胀流. 随着入射能量的增加, 这种现象更明显. 文献 [11] 指出, 当入射能增加时核子-核子碰撞变得越来越重要, 即同位旋效应更加明显. 径向膨胀流的同位旋相关性似乎主要来自于核子-核子碰撞截面的同位旋相关性<sup>[13]</sup>, 在我们的计算中采用实验提取的同位旋相关的核子-核子碰撞截面,  $n$ - $p$  碰撞截面大约是  $n$ - $n$  和  $p$ - $p$  碰撞截面的 3 倍, 因此丰中子体系的核子-核子碰撞效应较弱, 从而导致较小的膨胀.

表 1 列出了提取的反应体系  $^{124}\text{Sn} + ^{124}\text{Sn}$  和  $^{124}\text{Ba} + ^{124}\text{Ba}$  在三种对称势下的径向膨胀流阈能, 同时给出了它们的误差. 从表中可以看到反应体系  $^{124}\text{Sn} + ^{124}\text{Sn}$  的径向膨胀流阈能比反应体系  $^{124}\text{Ba} + ^{124}\text{Ba}$  的小. 可见径向膨胀流阈能与反应体系的同位旋是密切相关的, 在三种对称势下丰中子体系  $^{124}\text{Sn} + ^{124}\text{Sn}$  的径向膨胀流阈能比体系  $^{124}\text{Ba} + ^{124}\text{Ba}$  的径向膨胀流阈能小, 与文献 [12] 得到的结论是一致的.

从上面的讨论与 (2) 式和 (19) 式知道, 随着  $\delta$  的增加, 饱和点处的不可压缩系数变小, 核物质状态方

程变软, 径向膨胀流阈能也随之减小. 即软的核物质产生小的径向膨胀流阈能.

从表 1 中可以看到对称势  $U_{(2)}^{\text{sym}}$  和  $U_{(3)}^{\text{sym}}$  下, 体系  $^{124}\text{Sn} + ^{124}\text{Sn}$  的径向膨胀流阈能比较接近, 体系  $^{124}\text{Ba} + ^{124}\text{Ba}$  的径向膨胀流阈能也是比较接近的, 说明这两种对称势对径向膨胀流阈能的影响相似, 而对称势  $U_{(1)}^{\text{sym}}$  与  $U_{(2)}^{\text{sym}}$  和  $U_{(3)}^{\text{sym}}$  相比, 同一反应体系的径向膨胀流阈能的差值相对明显. 对称势  $U_{(1)}^{\text{sym}}$  下, 体系  $^{124}\text{Ba} + ^{124}\text{Ba}$  与丰中子体系  $^{124}\text{Sn} + ^{124}\text{Sn}$  的径向膨胀流阈能的差较大, 而对称势  $U_{(2)}^{\text{sym}}$  和  $U_{(3)}^{\text{sym}}$  下, 两个反应体系的径向膨胀流阈能差值相对较小, 所以对称势  $U_{(1)}^{\text{sym}}$  下的径向膨胀流阈能同位旋效应更明显.

表 1 反应体系  $^{124}\text{Sn} + ^{124}\text{Sn}$  和  $^{124}\text{Ba} + ^{124}\text{Ba}$  在三种对称势下径向膨胀流阈能 (单位: MeV/u)

|                                     | $U_{(1)}^{\text{sym}}$ | $U_{(2)}^{\text{sym}}$ | $U_{(3)}^{\text{sym}}$ |
|-------------------------------------|------------------------|------------------------|------------------------|
| $^{124}\text{Sn} + ^{124}\text{Sn}$ | $45.83 \pm 1.74$       | $49.18 \pm 1.43$       | $48.64 \pm 1.55$       |
| $^{124}\text{Ba} + ^{124}\text{Ba}$ | $53.13 \pm 4.78$       | $52.61 \pm 1.44$       | $52.05 \pm 1.79$       |

## 4. 结 论

利用同位旋相关的量子分子动力学模型, 在三种不同对称势下, 研究了反应体系  $^{124}\text{Sn} + ^{124}\text{Sn}$  和  $^{124}\text{Ba} + ^{124}\text{Ba}$  的径向膨胀流阈能, 结果发现径向膨胀流阈能表现同位旋相关性, 丰中子体系  $^{124}\text{Sn} + ^{124}\text{Sn}$  的径向膨胀流阈能比体系  $^{124}\text{Ba} + ^{124}\text{Ba}$  的径向膨胀流阈能小. 这一结果和零温时饱和点处的不可压缩系数随着  $\delta$  的增加而减小所满足的抛物线规律一致. 径向膨胀流阈能的同位旋效应对不同对称势的依赖, 使得人们可以通过提取径向膨胀流阈能的同位旋相关性来确定核物质状态方程中的对称势, 为实验确定对称能提供了一种新的方法.

[1] Sherrill B M 1991 *Nucl. Instrum. Methods in Phys. Res. B* **56/57** 1106

[2] Geissel H 1992 *Nucl. Instrum. Methods in Phys. Res. B* **70** 286

[3] Kubo T, Ishihara M, Inabe N, Kumagai H, Tanihata I, Yoshida K, Nakamura T, Okuno H, Shimoura S, Asahi K 1992 *Nucl. Instrum. Methods in Phys. Res. B* **70** 309

[4] Steckmeyer J C, Cussol D, Duchon J, Gautier J M, Laville J L, Le Botlan P, Leconte A, Lelandais J, Metivier V, Mosrin P, Rosato E, Tillier J, Wieloch A 1995 *Nucl. Instrum. Methods in Phys. Res. A* **361** 472

[5] Xia J W, Zhan W L, Wei B W, Yuan Y J, Song M T, Zhang W Z,

Yang X D, Yuan P, Gao D Q, Zhao H W, Yang X T, Xiao G Q, Man K T, Dang J R, Cai X H, Wang Y F, Tang J Y, Qiao W M, Rao Y N, He Y, Mao L Z, Zhou Z Z 2002 *Nucl. Instrum. Methods in Phys. Res. A* **488** 11

[6] Ma Y G 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 654 (in Chinese) [马余刚 2000 物理学报 **49** 654]

[7] Zhang H Y, Ma Y G, Su Q M, Shen W Q, Cai X Z, Fang D Q, Hu P Y, Han D D 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 193 (in Chinese) [张虎勇、马余刚、苏前敏、沈文庆、蔡翔舟、方德清、胡鹏云、韩定定 2001 物理学报 **50** 193]

[8] Zhng F S, Ge L X 1998 *Nuclear Multifragmentation* (Beijing:

- Science Press)(in Chinese)[张丰收、葛凌霄 1998 原子核多重碎裂(北京 科学出版社)]
- [ 9 ] Randrup J 1993 *Com. Phys. Commun.* **77** 153
- [ 10 ] Jeong S C 1994 *Phys. Rev. Lett.* **72** 3468
- [ 11 ] Chen L W, Zhang F S, Jin G M 1998 *Phys. Rev. C* **58** 2283
- [ 12 ] Ming Z Y, Zhang F S, Chen L W, Zhu Z Y 2001 *High Energy Phys. and Nucl. Phys.* **25** 549 (in Chinese)[明照宇、张丰收、陈列文、朱志远 2001 高能物理与核物理 **25** 549]
- [ 13 ] Chen L W, Zhng F S, Jin G M, Zhu Z Y 1999 *Phys. Lett. B* **459** 21
- [ 14 ] Cugnon J, Mizutani T, Vandermeulen J 1981 *Nucl. Phys. A* **352** 505
- [ 15 ] Chen K, Fraenkel Z, Friedlander G, Grover J R, Miller J M, Shimamoto Y 1968 *Phys. Rev.* **166** 949
- [ 16 ] Vautherin D, Brink D M 1972 *Phys. Rev. C* **5** 626
- [ 17 ] Li B A, Ko C M, Bauer W 1998 *Inte. J. Mod. Phys. E* **7** 147
- [ 18 ] Li B A 2001 *Nucl. Phys. A* **681** 434c
- [ 19 ] Jaqaman H R 1989 *Phys. Rev. C* **39** 169
- [ 20 ] Li B A, Ko C M 1997 *Nucl. Phys. A* **618** 498
- [ 21 ] Li W F, Zhang F S 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 1888 (in Chinese)[李文飞、张丰收 2001 物理学报 **50** 1888]
- [ 22 ] Wiringa R B, Fiks V, Fabrocini A 1988 *Phys. Rev. C* **38** 1010
- [ 23 ] Bombaci I, Lombardo U 1991 *Phys. Rev. C* **44** 1892
- [ 24 ] Zhang F S, Chen L W 1999 *High Energy Phys. and Nucl. Phys.* **22** 1190 (in Chinese)[张丰收、陈列文 1999 高能物理与核物理 **23** 1190]
- [ 25 ] Lefèvre A, Ploszajczak M, Toneev V D, Auger G, Begemann-Blaich M L, Bellaize N, Bittiger R, Bocaged F, Borderie B, Bougault R, Bouriquet R, Charvet J L, Chbihi A, Dayrase R, Durand D, Frankland J D, Galichet E, Gourio D, Guinet D, Hudanb S, Hurst B, Loutesse P, Lavaud F, Legraine R, Lopez O, Lukasika J, Lynena U, Müller W F J, Nalpase L, Ortha H, Plagnol E, Rosatog E, Saija A, Schwarzar C, Sfienti C, Tamaind B, Trautmann W, Trzciński A, Turzóa K, Vient E, Vigilante M, Volant C, Zwiegliński B, Botvina A S 2004 *Nucl. Phys. A* **735** 219

## Symmetry energy and isospin effects of threshold energy of radial flow in heavy ion collisions <sup>\*</sup>

Bian Bao-An<sup>1)2)</sup> Zhou Hong-Yu<sup>1)2)</sup> Zhang Feng-Shou<sup>1)2)3)†</sup>

1) (Key Laboratory of Beam Technology and Material Modification of Ministry of Education, Institute of Low Energy Nuclear Physics, Beijing Normal University, Beijing 100875, China)

2) (Beijing Radiation Center, Beijing 100875, China)

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

(Received 19 May 2006; revised manuscript received 17 August 2006)

### Abstract

The threshold energies of radial flow in reactions of  $^{124}\text{Sn} + ^{124}\text{Sn}$  and  $^{124}\text{Ba} + ^{124}\text{Ba}$  in central collisions are investigated within an isospin dependent quantum molecular dynamics model by using three different forms of symmetry energy. It is found that the neutron-rich system has smaller threshold energy of radial flow and its value depends strongly on the form of symmetry energy. It indicates that the threshold energy of radial flow may provide a new method to determine the symmetry energy of nuclear matter.

**Keywords** : threshold energy of radial flow, isospin effects, heavy ion collisions, isospin dependent quantum molecular dynamics

**PACC** : 2570, 2570B, 2587

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10575012, 10435020), the Science Foundation of Beijing and the Science Foundation of Beijing Normal University.

<sup>†</sup> Corresponding author, E-mail: fszhang@bnu.edu.cn