

文章编号: 1007-4627(2014)03-0291-015

## 低 SIS 能区重离子碰撞过程的系统性研究

李庆峰<sup>1</sup>, 王永佳<sup>1</sup>, 郭琛琛<sup>1, 2</sup>, 李祝霞<sup>3</sup>

(1. 湖州师范学院理学院, 浙江 湖州 313000;

2. 北京师范大学核科学与技术学院, 北京 100875;

3. 中国原子能科学研究院, 北京 102413)

**摘要:** 在极端相对论量子分子动力学 (UrQMD) 模型中加入势能密度泛函形式的势修正、核子-核子弹性散射截面的更细致的介质修正以及碎片重构模式中的同位旋效应后, 重点研究低 SIS 能区 (约 40~400 MeV/u) 重离子碰撞的动力学过程。在较系统地研究此能区重离子碰撞后的轻碎片产生及集体流后, 重点研究对高密度区对称能密度依赖敏感的观测量。发现: (1) 质量对称的 Sn 系列同位素反应系统, 其中子平衡能的系统  $N/Z$  分布能敏感探测对称能密度依赖; (2) 横速度/动量分布的中子和质子及氢同位素的椭圆流比  $v_2^0/v_2^{p,H}$  敏感依赖于对称能。经采用多组核物质标量不可压缩系数  $K_0$  值差别很小、对称能斜率参数  $L$  值相差较大的 Skyrme 势参数计算并对 FOPI/LAND 相应数据做  $\chi^2$  分析后抽取的  $L$  值为  $(89 \pm 45)$  MeV。

**关键词:** 重离子核反应; UrQMD 模型; 状态方程; 截面的介质修正; 对称能

**中图分类号:** O571.6    **文献标志码:** A    **DOI:** 10.11804/NuclPhysRev.31.03.291

### 1 引言

利用被加速的弹核轰击靶核并对轰击后的产物进行分析是研究核物质性质的主要途径之一, 随着入射能量从 Bevalac, SIS, AGS, SPS, RHIC 到 LHC 的不断提高, 越来越丰富的核现象和越来越清晰的原子核/核子内部结构被揭示出来。但是, 迄今为止, 即便从高于原子核费米能 (约 30~40 MeV/u) 到 1~2 GeV/u 的 SIS 能区, 依然还有许多未完全解决的问题存在。在这个能区, 突出的核反应现象是多重碎裂及碎片的集体挤出效应, 很自然地, 也成为了 SIS/GSI 的主要研究内容之一。我们知道, SIS 能区的重离子核反应过程处于两个可能的相变, 即液气相变和量子色动力学 (QCD) 相变之间, 经过多年研究, 人们发现它具有如下几个显著特点: (1) 动力学输运过程的非 (趋) 平衡现象明显, 因此, 利用量子化和相对论等修正了的 Boltzmann 输运方程对这个过程的研究相当普遍; (2) 平均场、库仑力与碰撞项三者对粒子集体

挤出过程的贡献都不小, 利用集体流对它们的深入分析就变得十分便利; (3) 同位旋效应显著。

因此, 近二三十年来, 人们在这个能区对对称能和两体散射截面的介质效应的关注度不断升高, 对于对称能的密度依赖及相关研究已成为焦点之一<sup>[1]</sup>。近年来, 对其高密度区 (1~3 倍的正常核饱和密度) 的密度依赖形式的研究正成为关注的重点。这主要有如下几个原因: (1) 对饱和密度及低密区对称能密度依赖形式的研究进展高度认同; (2) 高密度区对称能研究是对较低密度区相关研究基础上的自然延伸, 但在重离子碰撞中二者不可能被完全割裂开来单独研究; (3) 高密度区对称能的研究是深入理解中高能核反应、可能的 QCD 相变以及一些核天体现象如中子星等的重要一环。特别地, 通过对高密度区对称能的仔细研究, 能进一步细化输运理论、完善输运模型、优化实验条件。

有意思的是, 近几年来, 人们对高密度区对称能密度依赖形式的输运模型研究出现了重大分歧 (可

收稿日期: 2013-08-31; 修改日期: 2013-09-11

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(11375062); 教育部留学回国人员科研启动基金资助项目

作者简介: 李庆峰(1975-), 男, 山东莒南人, 研究员, 博士, 从事粒子物理与原子核物理的理论研究; E-mail: liqf@hutczj.cn.

<http://www.npr.ac.cn>

被称为“高密对称能探测的 $\rho$ -迷惑”)。具体而言, 2009年, 肖志刚等<sup>[2]</sup>利用IBUU输运模型对FOPI组的 $\pi^-/\pi^+$ 产额比实验数据分析后指出超软对称能才能解释实验。次年, 冯兆庆等<sup>[3]</sup>利用LQMD模型对相同数据分析后得出的结论却是需要一个超硬的对称能。紧接着, 2011年, ASY-EOS组<sup>[4]</sup>采用改进的极端相对论量子分子动力学(UrQMD)模型并充分考虑了实验条件后, 对FOPI/LAND组的轻碎片椭圆流做了分析后则发现对称能在高密区的密度依赖不需要太硬或太软, 一个相对偏软的对称能就可以解释实验, 而且这 and 低密区对称能的密度依赖形式没有大的冲突。不过, 2012年, 谢文杰等<sup>[5]</sup>利用BL模型对 $\pi^-/\pi^+$ 数据的再次分析后则基本上支持了最初肖志刚等人的结论。因此说, 过去四年, 人们采用不同的微观输运模型(模型的具体细节比较请见文献[6])对FOPI组的不同实验数据分析后给出的结论都是不尽相同甚至截然相反的。这充分说明: 一方面, 分析的结果还具有一定的模型依赖性, 因此, 对模型细节的具体考察十分必要。这需要对计算结果的自洽性、多观测量同时描述能力、同位旋敏感观测量对同位旋标量部分的依赖程度等都要做仔细研究; 另一方面, 对于介子产生, 其母体(本例中主要的母体是 $\Delta(1232)$ 共振态)在同位旋不对称核介质中的产生、输运等理论问题的研究需要加强。对于 $\pi$ 介子自身的介质输运等也都需要更仔细的考虑。除了理论和模型方面的进展外, 在与实验结果的比较中, 实验条件的具体要求可能会影响比较的效果, 因此也需要格外注意。为了最终确定高密区对称能的密度依赖形式, 世界上一些主流实验室正在或即将开展针对性的实验, 比如FAIR/GSI, CSR/IMP, RIBF/RIKEN, FRIB/MSU, 等等。这些最新的实验必将会提供优化了实验条件和提高了测量精度的更多观测量结果, 为解决这个迷惑提供坚实的基础。

如果能在一个较大的入射能量范围内较为自洽、系统地描述重离子碰撞后出射的多个实验观测量, 这对更仔细地研究诸如对称能等的次级效应将更为有利。在过去十几年里, 我们利用对UrQMD模型的不断更新在这方面做了一系列工作, 具体请见文献[7]。为了更好地考察模型的细节, 我们希望将UrQMD扩展到能够描述更低SIS能区。本文中, 我们将主要讨论在低SIS能区( $\sim 40 \sim 400$  MeV/u)针对UrQMD

模型的最新更新及其对实验结果的描述能力。选择这个能区主要有如下几个方面的考虑: (1) 介子产生很少, 因此核子-核子非弹散射过程, 特别是它的介质效应可以暂时不做考虑, 便于我们集中研究核子的输运过程; (2) 核反应的动力学效应明显, 末态效应相对较弱, 适合采用诸如Skyrme势做细致研究; (3) 在入射能量为 $\sim 40 \sim 100$  MeV/u时出现集体直接流 $v_1$ 的消失现象, 此时对于探测平均场和碰撞项的相互竞争十分有利; (4) 在 $\sim 200 \sim 400$  MeV/u时, 重核碰撞后的中心最大密度可达到 $\sim 2$ 倍常密, 集体椭圆流 $v_2$ 的挤出效应也达到最大, 这不仅对于利用集体流探测高密区对称能密度依赖效应十分有利, 对于探测截面的介质修正效应也是有利的。本综述主要涉及我们近期完成的几个工作, 具体请见文献[8-11]。

本文安排如下: 第2节, 将我们最近对UrQMD输运模型所做的最新更新情况做介绍。第3节, 将对集体流观测量做必要的介绍。第4节给出基于该改进的UrQMD模型对重离子碰撞后核子及轻碎片的产额、集体流、流消失以及利用集体流探测对称能密度依赖形式的研究工作。第5节是总结和展望。

## 2 UrQMD在低SIS能区的模型更新

作为一个典型的非平衡动力学输运模型, UrQMD自其第一个版本(v1.0)在上世纪末对外发布以来<sup>[12-13]</sup>, 一方面成功分析、预研了大量实验结果, 另一方面, 随着世界上许多新实验结果不断涌现, 针对该模型的更新工作也从未停止过。现在, 该模型可以很好地用于分析粒子-粒子、粒子-核、核-核等多种类型的系统在束流能量从SIS, AGS, SPS, RHIC直至最新的LHC能区的大入射能量范围内的核反应<sup>[14]</sup>。

在较低SIS和AGS能区, 由于碰撞产生的系统最大温度还基本没有达到新的可能的夸克-胶子-等离子体(QGP)相区, 对于反应过程的处理相对简单。其中, 对于平均场势修正部分主要继承了量子分子动力学(QMD)<sup>[15]</sup>的做法, 而对于两体碰撞, 为了适应中高能核反应后出射大量新粒子的客观需要, 则继承了相对论量子分子动力学(RQMD)<sup>[16]</sup>的做法。对于这两个对中能核反应过程至关重要的部分, 近些年来, 不仅它们的密度依赖形式, 而且其动量修正、同

位旋不对称度的影响都引起了人们的高度关注。除此之外,人们还发现在反应中后期,如果在碎片的构造方式中考虑了同位旋依赖性,其碎片产额会发生较明显变化<sup>[17]</sup>。因此,同位旋依赖的碎片重构方式也需要在对实验观测量的分析中加以重视。本文将对这三个方面在 UrQMD 模型中的最新更新情况进行介绍。

## 2.1 势修正与 Skyrme 密度泛函

核子及新产生粒子的输运由哈密尔顿运动方程 (Hamilton's equation of motion) 描述:

$$\mathbf{r}_i = \frac{\partial H}{\partial \mathbf{p}_i} \quad \text{和} \quad \mathbf{p}_i = -\frac{\partial H}{\partial \mathbf{r}_i}, \quad (1)$$

式中:  $\mathbf{r}_i$  和  $\mathbf{p}_i$  分别是第  $i$  个粒子的三维坐标和动量; 哈密尔顿量  $H$  可以按非相对论形式分解为动能  $T$  和有效的两体相互作用势能  $V: H = T + V$ 。其中,动能可以表示为

$$T = \sum_i (E_i - m_i) = \sum_i \left( \sqrt{m_i^2 + \mathbf{p}_i^2} - m_i \right). \quad (2)$$

很明显,式(2)中还是包含了部分相对论效应。关于强子的势能  $V$ ,在之前的 UrQMD 版本中,除了库仑项和必要的动量相关项,其余的核力相互作用分解为二体和三体 Skyrme 势能(可用两体相互作用形式近似写出)、Yukawa 势能、对称势能以及 Pauli 势能等等<sup>[8]</sup>。其实,对于低 SIS 能区的核反应,核力相互作用部分完全可以采用 Skyrme 势能密度泛函形式<sup>[18]</sup>来统一描述。因此

$$V = V_\rho + V_{\text{md}} + V_{\text{Cou}}, \quad (3)$$

其中

$$V_{\rho,\text{md}} = \int u_{\rho,\text{md}} \mathbf{d}\mathbf{r}. \quad (4)$$

在工作中,除了 Skyrme 势能密度泛函部分  $u_\rho$ ,其余各项未作改动。而

$$u_\rho = \frac{\alpha}{2} \frac{\rho^2}{\rho_0} + \frac{\beta}{\eta+1} \frac{\rho^{\eta+1}}{\rho_0^\eta} + \frac{g_{\text{sur}}}{2\rho_0} (\nabla\rho)^2 + \frac{g_{\text{sur,iso}}}{2\rho_0} [\nabla(\rho_n - \rho_p)]^2 + \left( A\rho^2 + B\rho^{\eta+1} + C\rho^{8/3} \right) \delta^2 + g_{\rho\tau} \frac{\rho^{8/3}}{\rho_0^{5/3}}. \quad (5)$$

在式(5)中,等号右侧前两项是二体和三体 Skyrme 势能(同位旋标量的体积部分),其中

$$\frac{\alpha}{2} = \frac{3}{8} t_0 \rho_0, \quad \frac{\beta}{\eta+1} = \frac{1}{16} t_3 \rho_0^\eta. \quad (6)$$

第三项是同位旋无关的表面部分,其中

$$\frac{g_{\text{sur}}}{2} = \frac{1}{64} (9t_1 - 5t_2 - 4x_2 t_2) \rho_0. \quad (7)$$

第四项是表面对称能项,其中

$$\frac{g_{\text{sur,iso}}}{2} = -\frac{1}{64} [3t_1(2x_1+1) + t_2(2x_2+1)] \rho_0. \quad (8)$$

第五项是体积对称能部分(也是人们主要关注的对称能项),其中  $\delta = (\rho_n - \rho_p)/\rho = (\rho_n - \rho_p)/(\rho_n + \rho_p)$  为同位旋反对称变量,参数

$$\begin{aligned} A &= -\frac{t_0}{4} (x_0 + 1/2), \\ B &= -\frac{t_3}{24} (x_3 + 1/2), \\ C &= -\frac{1}{24} \left( \frac{3\pi^2}{2} \right)^{2/3} \Theta_{\text{sym}}, \end{aligned} \quad (9)$$

其中:  $\Theta_{\text{sym}} = 3t_1 x_1 - t_2(4 + 5x_2)$ 。我们知道,如果将每核子能量  $e(\rho, \delta)$  按  $\delta$  展开,  $e(\rho, \delta)$  可以表示为抛物线形式:

$$e(\rho, \delta) = \frac{u(\rho, \delta)}{\rho} = e_0(\rho) + E_{\text{sym}}(\rho) \delta^2. \quad (10)$$

式中:  $e_0(\rho)$  为同位旋无关的每核子能量;  $E_{\text{sym}}(\rho)$  为对称能。对于对称能,同样可以将之分成动能和势能部分,其中动能部分可以从费米气体模型得出,而势能部分可以表示成对核密度的一个指数依赖形式,具体表达式<sup>[4]</sup>如下:

$$\begin{aligned} E_{\text{sym}} &= E_{\text{sym}}^{\text{pot}} + E_{\text{sym}}^{\text{kin}} \\ &= 20 \text{ MeV} \cdot \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right)^\gamma + 12 \text{ MeV} \cdot \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right)^{2/3}, \end{aligned} \quad (11)$$

其中:势能部分的幂因子  $\gamma$  就是相应的对称势能强度因子。对称能的不确定性可以通过设定一定范围的  $\gamma$  值来表示,譬如:  $\gamma = 0.5, 1.0$  和  $1.5$ 。类似地, Skyrme 形式的对称势能  $E_{\text{sym}}^{\text{pot}}$  (根据  $E_{\text{sym}}(\rho) = (1/2) [\partial^2 e(\rho, \delta) / \partial \delta^2] |_{\rho, \delta=0}$  定义) 为

$$E_{\text{sym}}^{\text{pot}} = A\rho + B\rho^\eta + C\rho^{5/3}. \quad (12)$$

相比较式(11)中的单一指数参数化形式而言, Skyrme 形式的对称势能可以更加丰富,能够提供很软的对称势能形式[在核饱和密度时的对称能梯度  $L = 3\rho_0 (\partial E_{\text{sym}} / \partial \rho)_{\rho=\rho_0}$  可以很小]。而如采用式

(11) 的形式, 则为保证核密度为零时对称能亦为零, 则强度因子  $\gamma$  需大于零。如此, 由于  $L = (60\gamma + 24)$  MeV, 则  $L$  必然会大于 24 MeV。另外, 本文中我们定义常密时对称能为  $S(\rho_0) = E_{\text{sym}}(\rho = \rho_0)$ , 按照最新研究进展, 其值在 32 MeV 附近。第六项是所谓的  $\rho\tau$  项, 其中

$$g_{\rho\tau} = \frac{3}{80} [3t_1 + (5 + 4x_2)t_2] \left(\frac{3\pi^2}{2}\right)^{2/3} \rho_0^{5/3}。 \quad (13)$$

该项是通过动能密度  $\tau$  做 Thomas-Fermi 近似后得到的, 能部分体现 Skyrme 势的动量相关性。但是, 一方面, 经此近似后, 其具体的动量依赖形式丧失, 另一方面, 如此一来, 此项的贡献变得很小, 不适合用于对较高入射能量下核反应过程的完整描述。也因为此, 如式 (3) 所示, 原有的动量相关项仍然保留。客观地讲, 对整个势修正中的动量相关效应(譬如在对称能项中考虑动量相关的必要性问题) 的理解还需要更加深入和自治。

表 1 七组 Skyrme 参数化及相应的核饱和性质

	$\rho_0/\text{fm}^{-3}$	$E_0/\text{MeV}$	$K_0/\text{MeV}$	$S\rho_0/\text{MeV}$	$L/\text{MeV}$
SkP	0.163	-15.95	201	30.00	19.68
Skz4	0.160	-16.01	230	32.01	5.75
SV-mas08	0.160	-15.90	234	30.00	40.15
SV-sym34	0.159	-15.97	234	34.00	80.95
SkI1	0.160	-15.95	243	37.53	161.05
SkI5	0.156	-15.85	256	36.64	129.33
SkA	0.155	-15.99	263	32.91	74.62

为了展示迄今人们对对称能在低密和高密区的研究进展, 图 1 给出了不同参数化下对称能对密度的依赖情况。在低密区, 通过在 IBUU 模型中进一步考虑了核子-核子弹弹性散射截面的介质修正后, 人们发现  $31.6(\rho/\rho_0)^{0.69}$  的函数(实线)形式能最好地解释实验<sup>[19]</sup>。但是, 客观地讲, 即便在低密区,  $\gamma$  值也依然很不确定。而在高密区, 如引言所述, 情况变得更为复杂。图中点线表示在文献 [2] 中利用 IBUU 模型计算与实验结果比较抽取的超软的对称能形式, 而短横线表示在文献 [3] 中利用 LQMD 模型计算与相同实验数据比较抽取的超硬的对称能形式。我们最近对对称势强度因子  $\gamma$  的确定工作<sup>[4]</sup>表明对称势能部分需要相对较软, 其  $\gamma$  因子约为  $(0.9 \pm 0.4)$ 。而利用 Tuebingen 组的 QMD 模型对 FOPI/LAND 的集体流数据做类似的但独立的分析后, Cozma 等<sup>[21]</sup>也把过软或过硬的对称能情况排除了。在图 1 中我们也

我们在参数丰富的 Skyrme 参数组<sup>[18]</sup>中挑出若干组, 具体参数化及核饱和性质见表 1<sup>[18]</sup>。核的饱和密度和饱和能量选择其通常可接受的值(分别为  $0.16 \text{ fm}^{-3}$  和  $-16 \text{ MeV}$ ) 附近。核物质标量不可压缩系数  $K_0$  的值选择迄今通过和多个实验观测量符合出的不确定范围  $\sim (230 \pm 30) \text{ MeV}$ 。对于对称能斜率参数  $L$ , 由于其不确定范围较大, 我们选择其在从  $\sim 5 \text{ MeV}$  一直到  $\sim 160 \text{ MeV}$ 。需要指出的是, 在  $L$  较大的两组参数 SkI1 和 SkI5 中, 其  $S(\rho_0)$  也较大, 但依然可以接受。我们看到, SV-sym34 和 SkA 的对称能形式差别很小, 但是  $K_0$  变化较大, 适合用以观察对对称能敏感的观测量受状态方程同位旋标量部分影响的情况。而如果选择 Skz4, SV-mas08, SV-sym34 和 SkI1 这四组参数组, 其主要目的是为了保证在  $K_0$  变化很小  $\sim (230 \sim 240) \text{ MeV}$  内的情况下, 查看对称能密度依赖形式的大范围变化 ( $L$  值变化很大) 对观测量的影响情况。

给出了从两组 Skyrme 参数化 SV-sym34 和 SV-mas08 中抽取的对称能(点画线)。

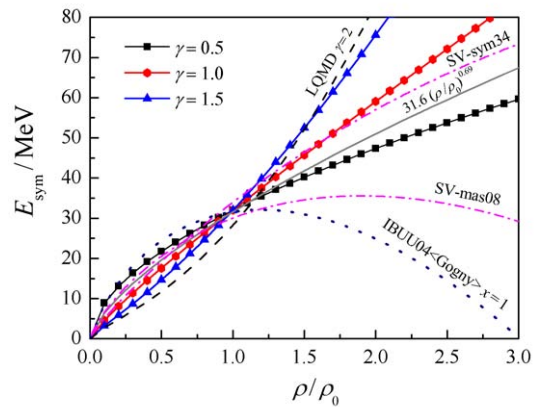


图 1 (在线彩图) 核对称能密度依赖参数化

带实心符号的线型为依据式(11)且分别为 0.5, 1.0 和 1.5 的结果。点线、短横线、实线分别取自文献 [2]、[3] 和 [19]。两条点画线取自 Skyrme 参数化 SV-sym34 和 SV-mas08。

很明显, 通过在 UrQMD 程序中引入 Skyrme 势密度泛函, 可以在保证核饱和性质的前提下, 从丰富的参数组中选取同位旋标量和矢量部分不同软硬程度的参数化, 十分便利地通过将它们的计算结果和实验数据的比较来直接抽取相应物理量的信息。

### 2.2 两体碰撞截面的介质修正

基于输运理论, 不论平均场还是介质中的两体散射截面, 它们都来自于同一个拉氏量。因此, 很自然地, 除了平均场势修正外, 在输运中还需要自洽处理两体碰撞过程。遗憾的是, 由于该过程的高度复杂性, 迄今为止还没有一个完全自洽、同时处理平均场和两体碰撞过程的微观输运模型(虽然用于此目的的自洽 RBUU 输运理论已经存在<sup>[22]</sup>)。尽管如此, 在核介质中核子-核子两体散射截面的修正效应是普遍认可的。一般来说, 两体散射截面会受核密度、两核子相对动量、同位旋及质量劈裂的影响, 具体请见文献 [7-8]。本文中我们着重讨论两核子弹性散射截面介质修正中的更新问题。由于所涉入射能量范围内新粒

子产生还很少, 因此暂时不考虑两核子非弹散射截面的介质修正问题。与之前的工作相同, 我们仅通过对自由空间下两核子弹性散射截面 (NNECS) 乘以一个修正因子的方式来考虑它的介质修正, 表达式如下:

$$\sigma_{\text{tot}}^* = \sigma_{\text{in}} + \sigma_{\text{el}}^* = \sigma_{\text{in}} + F(\rho, p) \sigma_{\text{el}} \quad (14)$$

式 (14) 中的修正因子  $F(\rho, p)$  可表示为

$$F(\rho, p) = \begin{cases} f_0 & p_{\text{NN}} > 1 \text{ GeV}/c, \\ \frac{F_\rho - f_0}{1 + (p_{\text{NN}}/p_0)^\kappa} + f_0 & p_{\text{NN}} \leq 1 \text{ GeV}/c, \end{cases} \quad (15)$$

其中

$$F_\rho = \lambda + (1 - \lambda) \exp\left[-\frac{\rho}{\zeta\rho_0}\right] \quad (16)$$

很明显, 截面修正因子的表达式与之前的工作相比也未作变化, 但是, 本文中我们对  $F(\rho, p)$  新提供两组参数: FU3FP4 和 FU3FP5, 如图 2 所示。限于篇幅, 具体参数设置请见文献 [8] 和 [11]。

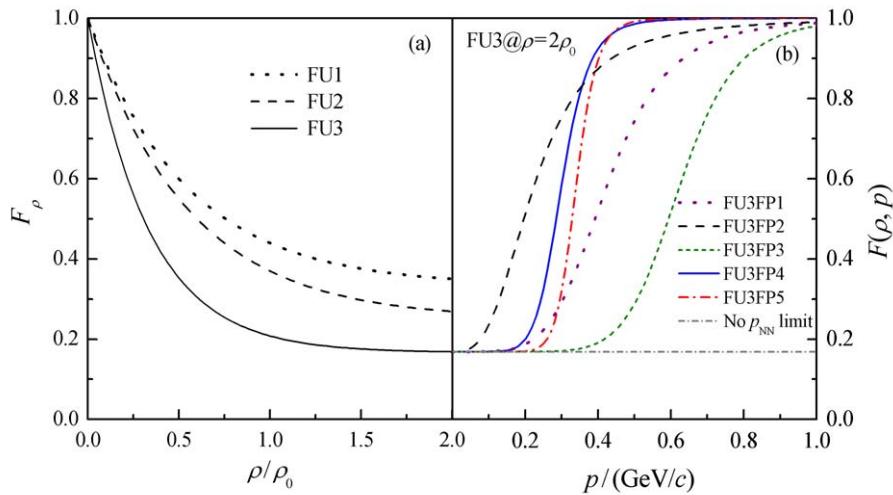


图 2 核子-核子弹性散射截面介质修正因子  $F_\rho$  (a) 和  $F(\rho, p)$  (b) (b) 是当  $F_\rho$  采用 FU3 且  $\rho = 2\rho_0$  时的结果。

图 2(a) 首先给出核子-核子弹性散射截面介质修正因子  $F_\rho$  随核密度变化的情况。从图中可以清晰看出, 当参数化从 FU1 变到 FU3 时, NNECS 的密度压低效应更强。比如, 在 2 倍常密时, FU1, FU2 和 FU3 的值分别为 0.35, 0.27 和 0.17。我们留意到 FU1 的参数化与之前基于 Dirac-Brueckner 方法的定性一致<sup>[23-24]</sup>。但是, 如果采用考虑了  $\sigma$ ,  $\omega$ ,

$\rho$  和  $\delta$  介子交换后密度依赖的相对论强子理论的有效拉氏量, 特别对中子-质子的弹性散射截面而言, 其介质压低效应可以更大<sup>[25]</sup>。如进一步考虑对截面的动量修正, FU2 和 FU3 也是可供考虑的合理假设。图 2(b) 给出  $F_\rho$  采用 FU3 参数化且密度在 2 倍常密时  $F(\rho, p)$  的动量依赖(无动量修正的用“no  $p_{\text{NN}}$  limit”表示)。如果采用一组特殊的同位旋依赖的状态方程, 由于同

位旋标量和同位旋矢量作用的不同, NNECS 甚至可以在大动量区得到增强, 这里对这种情况不做讨论, 具体请见文献 [26]。FP2 和 FP3 使动量修正相比 FP1 而言能够分别在更小的和更大的动量区间发生。为了更仔细地研究截面对动量修正的敏感性, 我们在 FP1 和 FP2 中间插入 FP4 和 FP5 两组参数化。可以看到, FP4 和 FP5 的差别主要在  $p = 0.2 \sim 0.4 \text{ GeV}/c$  的动量区间, 特别在  $0.25 \sim 0.35 \text{ GeV}/c$  的狭小区间内的差别最大。

为了说明测试 FP4 和 FP5 参数化的必要性, 图 3 给出采用 FP1, FP2, FP4 以及 FP5 后 (计算中的其他参数见表 2 中的 UrQMD-IV) 计算的几个轻碎片的直接流参数  $v_{11}$  (a) 和椭圆流参数  $v_{20}$  (b) [具体定义见式 (20) 和 (21)] 结果。碰撞参数范围取  $0.25 < b_0 < 0.45$

0.45, 其中  $b_0 = b/b_{\max}$  为约化碰撞参数,  $b_{\max}$  为弹核和靶核的半径之和。首先, 虽然 FP4 和 FP5 只在很小的动量区间有差别, 我们却发现它们的集体流计算结果差别却很大, 这说明在这个碰撞系统下的轻碎片集体流很敏感地依赖于很窄动量区间 ( $0.2 \sim 0.4 \text{ GeV}/c$ ) 内介质修正的 NNECS。其次, 采用 FP2 和 FP4 计算的  $v_{11}$  彼此很靠近, 与此同时, 采用 FP1 和 FP5 计算的  $v_{20}$  彼此也很靠近。从图 2 中我们还可发现 FP2 和 FP4 的差别主要在小动量区间, 而 FP1 和 FP5 的差别则主要在大动量区间。这个计算结果表明, 轻碎片的直接流对 NNECS 在小动量端的动量依赖不敏感, 其椭圆流则对 NNECS 的大动量端的动量依赖不敏感。最后, 我们进一步发现采用 FP4 能很好地重复实验数据。

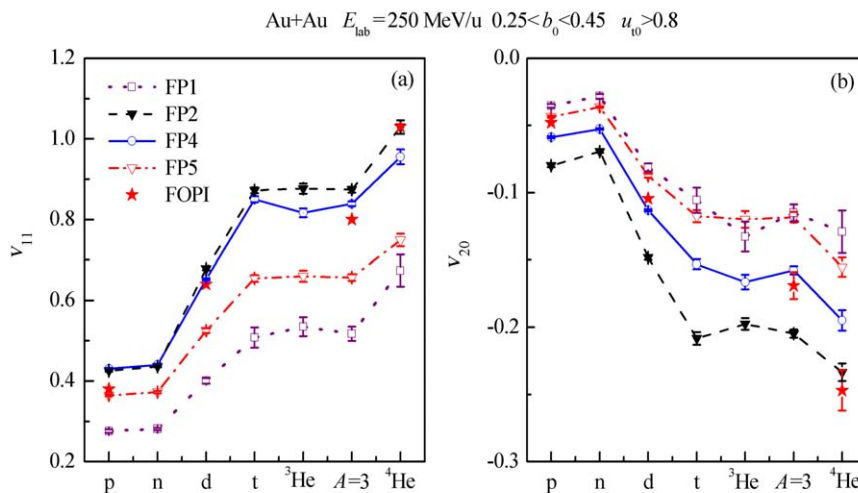


图 3 (在线彩图) 核子-核子弹性能散射截面动量修正因子 FP1, FP2, FP4 和 FP5 (带符号的线型) 对轻粒子流参数  $v_{11}$  (a) 和  $v_{20}$  (b) 的影响

其余参数取自 UrQMD-IV 且结果取自  $u_{t0} > 0.8$  范围。以 250 MeV/u 入射能量时 Au+Au 在半中心 ( $0.25 < b_0 < 0.45$ ) 的碰撞为例。FOPI 实验数据 (星型) 取自文献 [27]。

### 2.3 碎片重构模式的同位旋依赖性处理

在 QMD 类的模型输运后期, 人们通常采用所谓的并合模式 (coalescence mode) 来重构碎片 [28]。在并合模式中, 对两核子相空间最小生成树的几何判断 (MST) 是通常采用的方式。之前在这个方式中人们没有考虑同位旋效应的影响。考虑到最近人们对轻核中子皮及晕的研究进展, 有理由允许中子与其它核子的距离适当拉大。因此, 最近张英逊等 [17] 介绍了一个同位旋依赖的 MST 方法 (iso-MST)。本文中我

们比较了这个两个碎片重构方法对轻核产生特别是集体流等观测量的影响情况。

为了重点研究状态方程中的动量依赖项、NNECS 介质修正中的密度、动量效应、以及碎片重构模式的同位旋依赖性等对观测量的影响情况, 我们在表 2 中列出了 UrQMD-A 和 B 以及 UrQMD-I 至 V 等 7 组输运模型参数组。当然, 为了观察更多 Skyrme 参数对结果的影响, 我们也在 UrQMD-IV 的基础上考虑了更多表 1 中的状态方程。

表 2 七组 UrQMD 输运模型参数\*

组	状态方程	两体截面	碎片重构模式
UrQMD-A	S	FU1+No pNN limit	MST
UrQMD-B	SM	FU3FP1	MST
UrQMD-I	SkP	FU3FP4	iso-MST
UrQMD-II	SV-mas08	FU3FP4	MST
UrQMD-III	SV-mas08	FU3FP5	iso-MST
UrQMD-IV	SV-mas08	FU3FP4	iso-MST
UrQMD-V	SkA	FU3FP4	iso-MST

\* UrQMD-A 和 UrQMD-B 两组参数中的状态方程取自默认版本; 其余组别中的状态方程取自 Skyrme 势参数。

### 3 实验集体流分析

实验上, 自由核子及碎片的产额是需要首先测量的, 碎片总产额的电荷数或质量数分布是重要观测量之一。但是, 受条件所限, 实际上基本不可能测量全相空间内的粒子出射。由于粒子的分布依赖于其出射的方位角  $\phi$ , 测量的结果也只能布居在某一确定的纵向-横向动量范围内。因此, 微分的谱分布更有实际意义, 并且可以分解成下式<sup>[27]</sup>:

$$\frac{dN}{u_t du_t dy d\phi} = v_0 [1 + 2v_1 \cos(\phi - \Phi_{RP}) + 2v_2 \cos(2\phi - 2\Phi_{RP})], \quad (17)$$

其中:  $u = (\gamma, \beta\gamma)$  为粒子四速度; 其横向速度  $u_t = \beta_t\gamma$ , 这里的  $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$  是洛仑兹因子。  $y = (1/2)\ln[(E+p_z)/(E-p_z)]$  定义纵向的快度。通常, 约化的  $u_{t0} \equiv u_t/u_{1cm}$  和  $y_0 \equiv y/y_{1cm}$  更常用一些, 其中,  $u_{1cm}$  和  $y_{1cm}$  是质心系中弹核的速度和快度。  $\Phi_{RP}$  为反应平面的方位角, 实验上需要仔细确定, 理论上可以方便将其设为零。等式右边的  $v_1$  和  $v_2$  即为直接流和椭圆流参数, 容易得知

$$v_1 \equiv \langle \cos(\phi) \rangle = \left\langle \frac{p_x}{p_t} \right\rangle, \quad (18)$$

$$v_2 \equiv \langle \cos(2\phi) \rangle = \left\langle \frac{p_x^2 - p_y^2}{p_t^2} \right\rangle. \quad (19)$$

其中:  $p_t = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$  为粒子横向动量,  $\langle \dots \rangle$  表示对所有事件出射的被考察粒子的统计平均。很显然, 直接流和椭圆流也是粒子快度和横向动量/速度的函数。在快度空间,  $v_1$  通常呈现(反)S形状的奇函数,  $v_2$  则为偶函数。为了抽取它们在中心快度  $y_0 = 0$  的梯度和

数值, 我们通常对它们用下式拟合:

$$v_1(y_0) = v_{11} \cdot y_0 + v_{13} \cdot y_0^3 + c, \quad (20)$$

$$v_2(y_0) = v_{20} + v_{22} \cdot y_0^2 + v_{24} \cdot y_0^4. \quad (21)$$

其中: 式(20)中的参数  $c$  是为了扣除系统误差所带来的微小的平移。很显然,  $v_{11}$  即为直接流在中心快度区的梯度,  $v_{20}$  即为椭圆流在中心快度区的大小。这两个反映各自流强度的量在图3中已经使用到, 还将在下节中更多地使用。我们知道, 重离子碰撞在入射能量较低(约几十 MeV/u)时, 直接流反向,  $v_{11} < 0$ , 而如果入射能量较高(一般大于 100 MeV/u)时, 直接流正向,  $v_{11} > 0$ 。当在二者之间的某个能量时,  $v_{11} = 0$ , 则直接流在中心快度区消失, 此时的入射能量被称为平衡能(balance energy)<sup>[29]</sup>。粗略地讲, 这是对粒子整体吸引的平均场势修正和排斥的两体碰撞效应相互抵消的结果。  $v_{20}$  在这个能区也存在类似的流消失现象, 不过随着入射能量的上升它的数值由正转负。

### 4 主要计算结果与实验数据的比较

#### 4.1 非平衡动力学的系统性研究

图4显示了 40 (a) 和 150 (b) MeV/u 入射能量, 半中心 Au+Au 反应后的  $Z = 1$  粒子流参数  $v_{11}$  的时间演化。计算中使用了 UrQMD-A 和 UrQMD-B 这两个版本的参数化。相比较 UrQMD-A 而言, UrQMD-B 中在势修正部分考虑了动量依赖, 在 NNECS 里考虑了更强的密度压低效应, 但是, 同时也考虑了动量修正效应。由于初始的几何效应, 30 fm/c 之前出射的预平衡粒子带有一个较小但正向的流。在 30 ~ 60 fm/c 时间段内, 取决于对粒子的吸引和排斥效应间的平衡, 流梯度的值要么上升, 要么下降。因为在 40 MeV/u 入射能量时的净贡献是吸引的, 所以流是负的, 反之, 在 150 MeV/u, 净贡献是排斥的, 流就是正的。在 60 fm/c 之后, 特别对低能的核反应, 末态相互作用(FSI)依然对碰撞过程有影响。我们还发现, 综合考虑反应的全过程, UrQMD-B 的计算能合理地描述 40 和 150 MeV/u 两个能量点的直接流结果。图5给出半中心 ( $b = 2 \sim 5.5$  fm) Au+Au 碰撞后中心快度区的  $Z = 1$  粒子直接流梯度的激发函数。能量范围涵盖自 40 至 150 MeV/u 的 INDRA 能区。实验数

据取自文献 [30] 并和通过 UrQMD-A 和 UrQMD-B 的计算结果作比较。可以明显看出 UrQMD-B 的计算能在整个能区较好地解释实验，其中包括流消失的能量点。这对平衡能的研究是十分有利的。

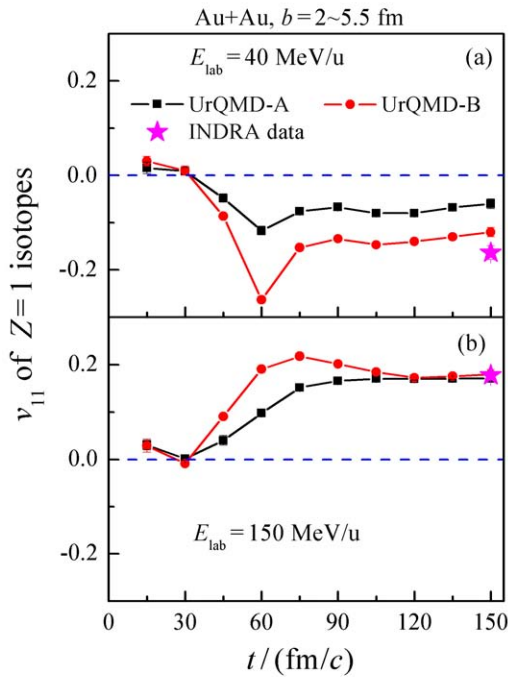


图 4 (在线彩图) 中心快度区 ( $|y_0| < 0.4$ )  $Z = 1$  粒子直接流梯度的时间演化

(a) 和 (b) 图分别为 40 和 150 MeV/u 入射能量, 半中心 ( $b = 2 \sim 5.5$  fm) Au+Au 碰撞的结果。计算结果用带符号的线表示, INDRA 的实验结果(取自文献[30])用星型表示在  $t = 150$  fm/c 处。水平为零的短横线用于比较。

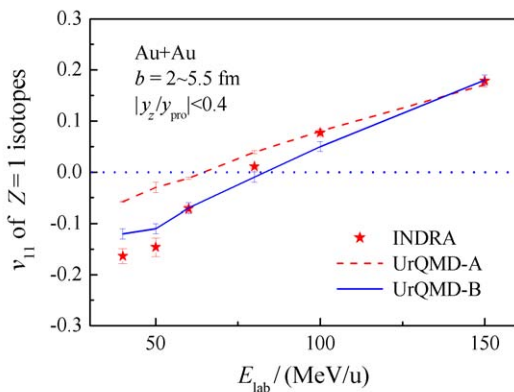


图 5 (在线彩图) 中心快度区 ( $|y_0| < 0.4$ )  $Z = 1$  粒子直接流梯度的激发函数 (INDRA 能区)

其余同图 4。

下面分析在不同的中心度重离子碰撞后出射的多个轻粒子的集体流结果。图 6(a) 给出  $v_1$  的快度分布在不同中心度时的结果, 图 6(b) 则给出质子、氘、

$A = 3$  粒子的计算及相应的实验结果。计算时采用了 UrQMD-IV 参数组。图中的空心符号是计算结果、实心符号是实验值, 曲线是对采用公式 (20) 对计算结果的拟合, 为便于读图,  $v_1 = 0$  的平行直线也标出。该计算表明, 采用 UrQMD-IV 参数组的计算结果能很好地描述较大快度区间内这些轻粒子流的实验结果。虽然中心度依赖的流实验数据不完整(该图中未标出), 但我们仍然从与文献 [27] 实验结果的部分比较中发现计算结果是令人满意的。

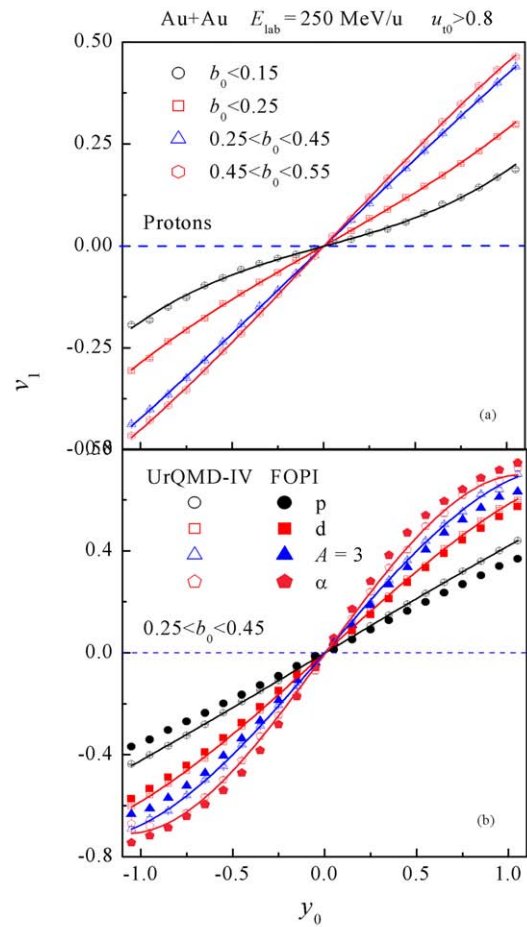


图 6 (在线彩图) 250 MeV/u 入射能量时 Au+Au 在不同碰撞参数条件下出射的质子的直接流的快度分布(a) 和在半中心 ( $0.25 < b_0 < 0.45$ ) 碰撞后出射的质子、氘、 $A = 3$  粒子及粒子的直接流的快度分布(b)

UrQMD-IV 的计算结果用空心符号表示且取自  $u_{t0} > 0.8$  范围。曲线为对计算数据拟合的结果。图(b)中实验数据取自文献[27]且用实心符号表示。

对于椭圆流, 我们也做了类似的计算, 如图 7 所示。为和实验数据比较, 选择的入射能量、中心度、 $u_{t0}$  截断、出射粒子等与图 6 相比较作了稍许调整。



曲线为通过采用式 ( 21) 对计算结果的拟合。我们的计算(依然采用 UrQMD-IV 参数组)在大的中心度、快速度范围内对多种轻粒子的流的描述都是成功的。除

了截面的介质修正对集体流的影响外,平均场和碎片重构机制的影响也需要考虑。图 8 给出了 150 和 400 MeV/u 两个能量点的半中心 Au+Au 碰撞后出射轻粒

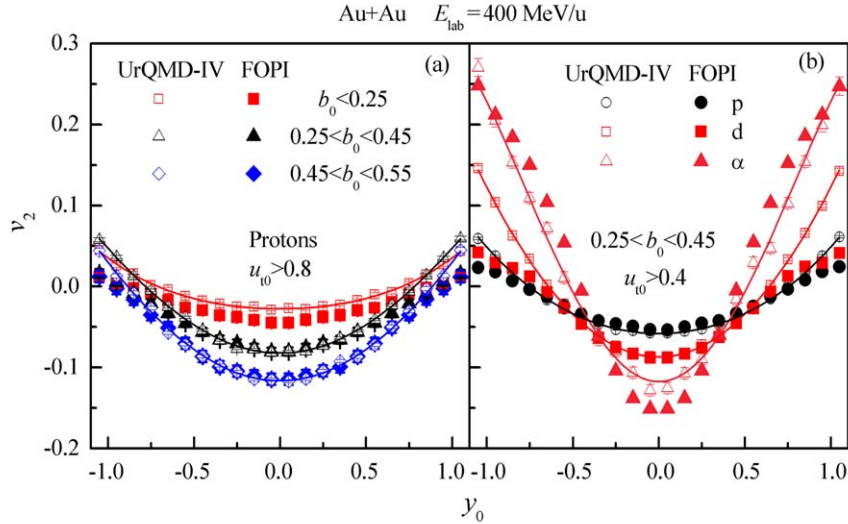


图 7 (在线彩图) 400 MeV/u 入射能量时 Au+Au 在不同碰撞参数条件下出射的质子的椭圆流的速度分布 (a) 和在半中心 ( $0.25 < b_0 < 0.45$ ) 碰撞后出射的质子、氘及粒子的椭圆流的速度分布 (b) UrQMD-IV 的计算结果用空心符号表示且取自不同的  $u_{t0}$  范围。曲线为对计算数据拟合的结果。实验数据取自文献 [27] 且用实心符号表示。

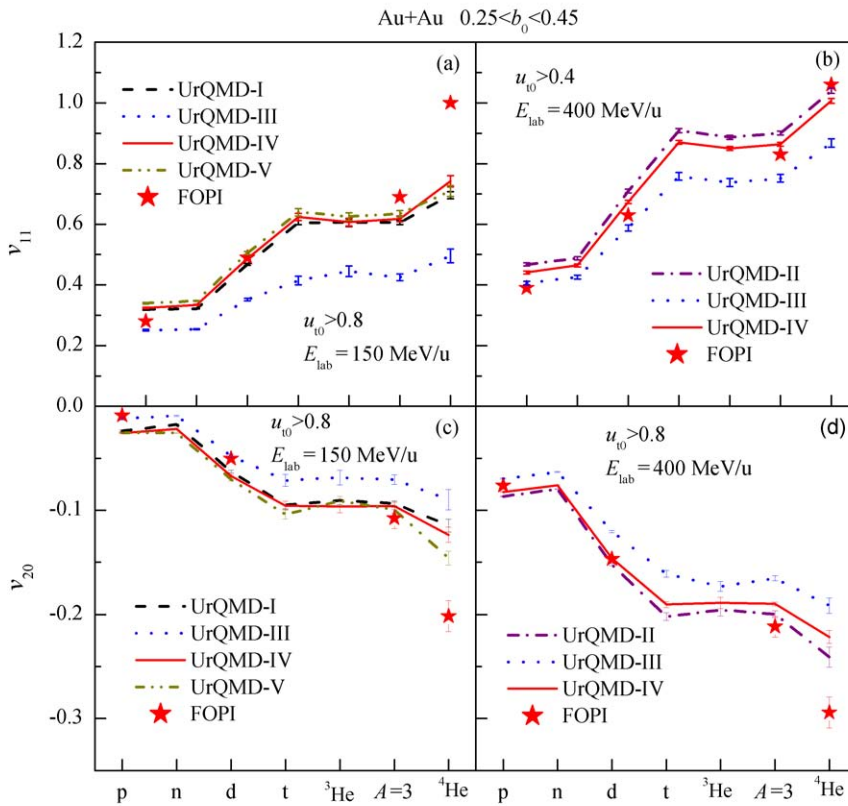


图 8 (在线彩图) 150 MeV/u (a) 及 400 MeV/u (b) 入射能量时 Au+Au 在半中心 ( $0.25 < b_0 < 0.45$ ) 碰撞后出射的质子、中子、氘、氦、 $^3\text{He}$ 、 $A=3$  粒子及粒子的  $v_{11}$  (c) 和  $v_{20}$  (d) 计算结果用不同的线型表示, FOPI 实验数据(质子、氘、 $A=3$  粒子及粒子)取自文献 [27] 并用星型表示。

子的流参数  $v_{11}$  和  $v_{20}$  受这三个因素影响的情况。具体来说, 在 150 MeV/u, 主要观察截面的介质修正和平均场对结果影响的比较。而在 400 MeV/u, 主要观察截面的介质修正和碎片重构机制对结果影响的比较。首先, 对于两个流参数, 通过 UrQMD-I, UrQMD-II, UrQMD-IV 和 UrQMD-V 计算的结果差别不大, 而用 UrQMD-III 计算的结果的绝对值明显小于其它计算。对于轻碎片而言, 这个差别更加明显。产生这个结果的主要原因是采用 FP5 的截面动量修正后, UrQMD-III 中的截面压低效应更强。因此, 中能区重离子碰撞后出射的轻碎片的集体流对于探测 0.2~0.4 GeV/c 动量区间的核子-核子弹性散射截面的动量修正是十分有利的。其次, 虽然随着状态方程的不可压缩系数  $K_0$  值的增大, 集体流参数的绝对值在上升, 但是在现有实验数据和模型计算的基础上人们很难在 (230±30) MeV 的范围内进一步抽取更准确的  $K_0$  值。为了获得更好的轻碎片的集体流数据并通过它获取密度依赖的对称能的更准确信息, 最近 ASY-EOS 实验组做了一组新的实验 (S394)<sup>[31]</sup>。我们十分希望通过对该新实验结果的理论分析能够进一步缩小  $K_0$  和  $L$  的不确定性。最后, 发现采用不同碎片重构机制的 UrQMD-II 和 UrQMD-IV (见表 2) 的计算结果差别不大。这说明 MST 和 iso-MST 两种方法对集体流参数结果的影响很小。这是容易理解的, 因为轻粒子的集体流主要形成于重离子碰撞的早期并且受末态相互作用的影响较小。虽然对  $\alpha$  粒子的集体流数据解释工作还不够理想, 需要进一步研究, 但是, 总体而言, 采用 FU3FP4 形式的截面的介质修正后的 UrQMD 计算能够解释 FOPI 集体流数据。

#### 4.2 利用 $v_1$ 的平衡能对对称能密度依赖形式研究

重离子碰撞后出射粒子直接流的平衡能依赖于反应系统的大小且随总质量的升高而指数下降, 产生这个下降的主要原因是随着系统增大, 排斥的库仑相互作用增强和多步散射过程增多。图 9 给出  $^{96}\text{Zr}+^{96}\text{Zr}$ ,  $^{112}\text{Sn}+^{112}\text{Sn}$ ,  $^{132}\text{Xe}+^{132}\text{Xe}$  和  $^{197}\text{Au}+^{197}\text{Au}$  4 个系统半中心碰撞后出射的  $Z=1$  粒子直接流的平衡能在对称能参数  $\gamma$  分别为 0.5, 1.0 和 1.5 时的情况。对每个  $\gamma$  值计算, 采用幂律函数拟合 ( $E_{\text{bal}} \propto A^\tau$ , 其中  $A$  为系统总质量,  $\tau$  为强度因子) 并用线型表示。3 个  $\gamma$  值计算对应的  $\tau$  值很接近于  $-1/3$ , 与文献 [32]

给出的实验结果差别不大。但是, 最近的理论和实验研究表明  $\tau$  值可能依赖于所考虑的反应系统的质量。譬如, 文献 [33] 指出该值可能在  $(-0.37 \pm 0.03)$  到  $(-0.42 \pm 0.05)$  的范围内, 我们的计算和这些发现相当吻合。

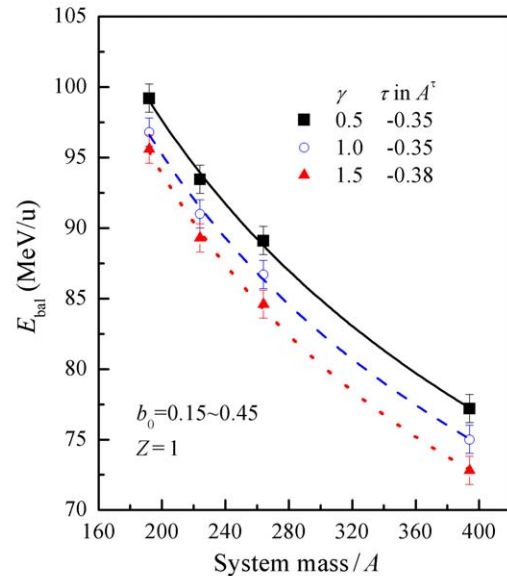


图 9 (在线彩图)  $Z=1$  粒子平衡能  $E_{\text{bal}}$  的系统质量依赖。计算中采用了 3 个对称能参数因子值: 0.5, 1.0 和 1.5, 并用不同符号表示。曲线为相应的幂律拟合结果, 其幂因子值在图中给出。

这种平衡能的强烈质量依赖与碰撞核物质的密度密切相关, 因此, 可以解释为什么  $\tau$  因子受同位旋影响不大。但是, 这并不意味着系统质量对平衡能的同位旋依赖性影响不大。对于较轻和/或同位旋不对称度较大的系统, 情况可能会有所变化<sup>[34]</sup>。除了对系统大小的考虑, 反应后出射粒子的大小和同位旋不对称度也是需要考察的对象。综合这两种因素, 图 10 给出质量对称的同位素 (a,d,g)、同量异位素 (b,e,h) 及同中子素 (c,f,i) 碰撞后出射的中子 (a,b,c)、 $Z=1$  粒子 (d,e,f) 及质子 (g,h,i) 的平衡能的系统  $N/Z$  依赖结果。除了采用不同对称势能参数因子的结果外, 我们也给出不考虑对称能和库仑能的计算结果。首先, 可以明显看出的是, 随着  $\gamma$  因子的变化, 出射中子的平衡能受影响最大, 而质子的平衡能几乎没有变化。这主要受两方面因素的影响: 一是质子受库仑势的影响, 二是不同软硬的对称能在高密和低密区对粒子出射影响不同<sup>[10]</sup>。其次, 在 Sn 同位素反应系统中, 中子平衡能在每一个  $\gamma$  计算中随系统  $N/Z$  的升

高而线性变化: 当  $\gamma = 0.5$  时, 线性升高, 相应斜率为  $(5.5 \pm 0.6)$ ;  $\gamma = 1.0$  时, 几乎水平 (斜率为  $0.7 \pm 0.9$ );  $\gamma = 1.5$  时, 线性下降 (斜率为  $-2.5 \pm 0.4$ )。这表明质量对称 Sn 同位素反应后出射的中子平衡能的系统  $N/Z$  依赖可以作为探测对称能软硬的敏感观测量。而且, 采用软对称能的计算结果要高于采用硬对称能的结果, 这个观测量主要反映的是高密度区对称能的密度依赖行为。如果将对称势和库仑势关掉, 我们发现结果会高于采用线性对称势的结果。这是由于库仑对质子的排斥消失以及丰中子体系中对称势对质子排斥的消失共同导致的。最后, 对于中子从同量异位素碰撞后出射的情况, 不论  $\gamma$  因子大小, 其平衡能都随系统  $N/Z$  的上升而上升。这主要是同位旋依赖的两体

碰撞导致的。中子-中子和质子-质子的两体弹性散射截面比中子-质子的要小, 随着  $N/Z$  的增大, 系统内核子总碰撞数减少, 从而导致平衡能上升。如果进一步看中子从同中子素碰撞后出射的情况, 会发现平衡能随系统  $N/Z$  上升而上升更为明显。很显然, 这主要由平衡能的系统大小依赖性 (此时随着  $N/Z$  的增大, 系统总质量减小) 所决定的, 在图 10(h) 中已有阐述。在同位素序列中, 随着  $N/Z$  的增大, 其系统质量也在增大, 因此, 二者的抵消效应得以凸显出中子平衡能受对称势的明显影响。对质子而言, 其平衡能受对称势的影响较弱是由于其主要受系统大小的影响而不是同位旋, 这可以从比较图 10(g) 和图 10(i) 中的下降和上升趋势看出。

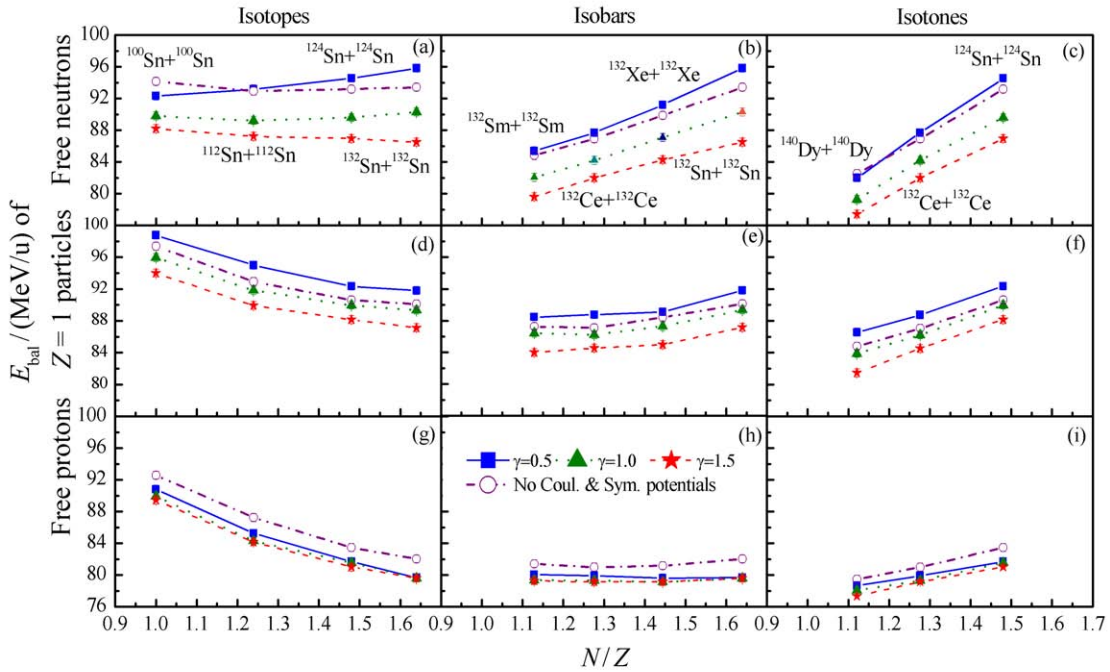


图 10 (在线彩图) 半中心 ( $0.15 < b_0 < 0.40$ )、质量对称的同位素 (a)、同量异位素 (b) 及同中子素 (c) 碰撞后出射的中子 (d)、 $Z = 1$  粒子 (e) 及质子 (f) 的平衡能的系统  $N/Z$  依赖  
 计算中采用了三个对称能参数因子  $\gamma$  值: 0.5, 1.0 和 1.5, 并用不同带实心符号的线型表示。带空心符号的线型是没有考虑对称势和库仑势的计算结果。

### 4.3 利用轻粒子 $v_2$ 集体流比对称能密度依赖软硬程度的抽取

利用中子、质子以及轻碎片的横动量依赖的  $v_2$  值的比也是抽取对称能密度依赖软硬程度的重要方法之一。图 11 首先给出半中心 Au+Au 碰撞后出射的中子和质子的椭圆流受不同状态方程 (Skz4 和 SkI1) 和快度空间 ( $|y_0| < 0.4$  和  $0.4 < |y_0| < 0.8$ ) 的影响。从表 1 我们知道, Skz4 和 SkI1 的核物质标量不可压缩

系数  $K_0$  差别不大, 而它们的对称能斜率参数  $L$  相差很大。从图 11 也可以看出不同状态方程的选取对中子和质子 (特别是中子) 的椭圆流的横速度分布是有明显影响的。在中心快度区, 对于质子数据, 两个计算结果都能很好符合。在远离中心快度区, 发现  $L$  的变化对质子流的影响加大。因此, 较大快度区的  $v_2$  流的横速度/动量依赖数据对于探测对称能的密度依赖形式是十分有利的。

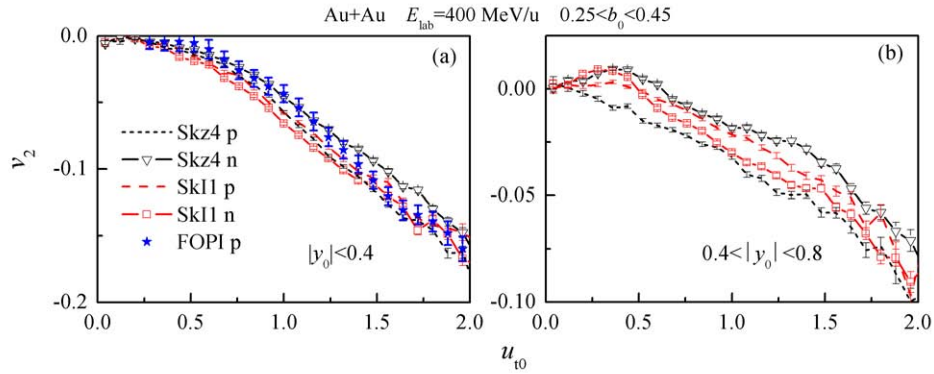


图 11 (在线彩图)横速度  $u_{t0}$  依赖的中子和质子椭圆流

系统采用半中心、400 MeV/u 入射能量时的 Au+Au 碰撞，状态方程采用 Skz4 和 SkI1 两组 Skyrme 参数组，快度区间分别采用  $|y_0| < 0.4$ (a)和  $0.4 < |y_0| < 0.8$ (b)。实验数据取自文献 [27]。

图 12 给出了中子和氢同位素的  $v_2$  比结果。为了和已有 FOPI/LAND 实验数据(阴影部分)的比较，反应系统碰撞参数选择  $b < 7.5$  fm，并且计算结果按每核子横动量分布显示。UrQMD 计算中采用了 8 种不同 Skyrme 形式的状态方程(基于 UrQMD-IV)以及在 SV-mas08 计算时考虑改变截面介质修正为 FU3FP2 等形式。其中 SV-sym34 和 SkA 的  $L$  值差别很小，而  $K_0$  差别相对较大。从图中可看到， $K_0$  的差别对于  $v_2^H/v_2^H$  比影响很小。同样，采用不同截面介质修正的结果差别也很小。而 Skz4, SV-mas08, SV-sym34 和 SkI1 的  $K_0$  变化很小，它们的  $L$  差别却

很大。很显然， $L$  的差别在  $v_2^H/v_2^H$  比的结果中显现出来。为了更好地抽取  $L$  值，考虑到  $K_0$  对结果的影响较小，我们取用 21 组  $k_0$  差别不大的 Skyrme 参数后的计算结果与实验结果的最小二乘  $\chi^2$  分析得到右图的  $\chi^2$  的  $L$  分布。如果结果考虑  $2\sigma$  的置信度(由水平虚线表示)，很容易抽取  $L$  值为  $(89 \pm 45)$  MeV。很有意思的是，一方面，现在抽取的  $L$  值结果与之前文献 [4] 的结果相一致，另一方面，更为重要的是，由探测高密度区对称能密度依赖的观测量抽取出的  $L$  值和之前人们由常密及低密区的对称能观测量符合的结果  $(50 \pm 20)$  MeV<sup>[36]</sup>也相差不大。

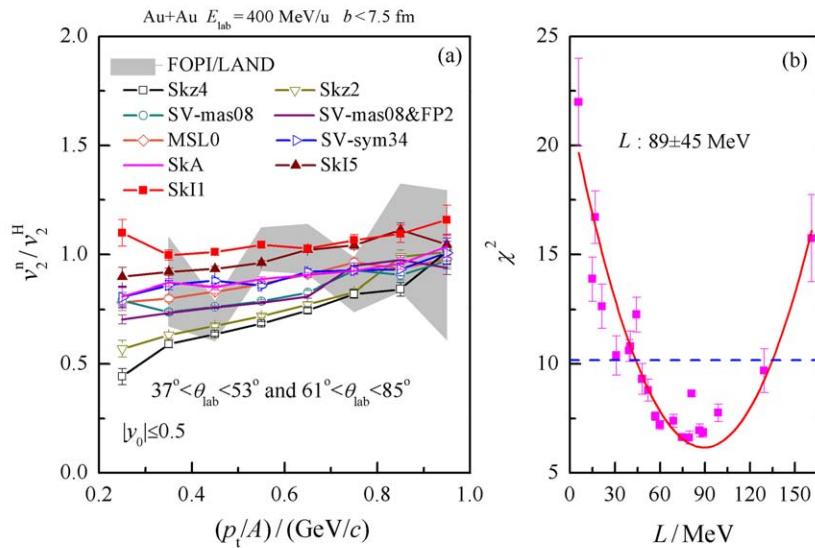


图 12 (在线彩图)400 MeV/u 入射能量时 Au+Au 在碰撞参数  $b < 7.5$  fm 范围内碰撞后出射的中子和氢同位素的椭圆流比  $(v_2^H/v_2^H)$  随每核子横动量  $(P_t/A)$  的变化 (a) 及  $\chi^2$  的对称能斜率参数  $L$  分布 (b)

(a) FOPI 数据取自文献 [35] 并用阴影表示。快度区间为  $-0.5 < y_0 < 0.5$ 。8 种不同 Skyrme 形式的状态方程(默认截面介质修正为 FU3FP4)以及改变截面介质修正(采用 FU3FP2)等的计算结果用不同线型表示。(b) 的水平虚线显示考虑  $2\sigma$  置信度时的  $L$  误差范围。该计算取用了 21 组 Skyrme 参数。

在图 13 中, 我们总结了最近 FOPI/LAND 的中子质子(氢同位素)椭圆流数据给出对称能约束的情况。可以清楚地看到, 无论是使用先前的 UrQMD 版本还是引入 Skyrme 能量密度的最近更新版本, 给出的结果十分一致。使用 UrQMD 模型提取出  $L$  的范围基本都在 Cozma 等<sup>[21]</sup>使用 Tubingen QMD 模型给出的范围之内。后者给出的  $L$  的范围更宽, 因为他们的计算中考虑了更宽松的模型不确定因素。可以看出, 现在的结果与其它研究小组利用  $\pi^-/\pi^+$  产额比实验数据给出的结果都不相同。

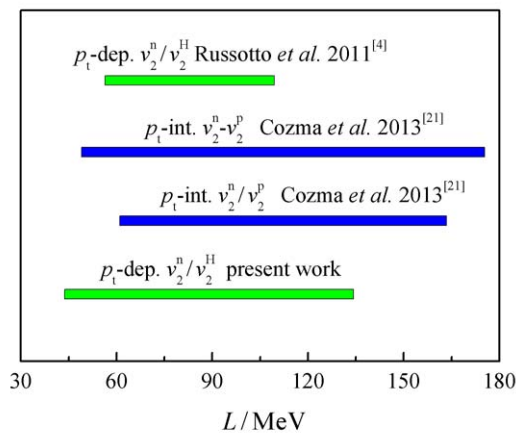


图 13 (在线彩图) 利用 FOPI/LAND 的中子质子(氢同位素)椭圆流数据给出对称能约束的情况

Pt-dep. 表示横动量依赖的椭圆流, pt-int. 表示在一定动量、快度区间内的积分椭圆流。

## 5 总结与展望

本文在微观动力学输运模型 UrQMD 中更新了以下三点: (1) 哈密顿量采用 Skyrme 势能密度泛函; (2) 引入更为精确的核子-核子弹散截面的介质修正中的动量依赖; (3) 在碎片的重构模式中考虑同位旋依赖性。经过这些更新后我们系统分析了低 SIS 能区 ( $\sim 40 \sim 400$  MeV/u) 重离子碰撞的动力学过程。我们发现截面的介质修正对轻粒子集体流  $v_1$  和  $v_2$  的快度及横动量分布影响明显, 而且, 核物质标量不可压缩系数  $K_0$  在  $(230 \pm 30)$  MeV 且动量相关的状态方程、密度及动量修正的核子-核子两体弹性散射截面、同位旋相关的碎片重构机制的三方面组合能较好且系统性地解释实验观测量。在此基础上我们着重研究了对高密区对称能密度依赖敏感的两个观测量:  $v_1$  的平衡能以及横速度/动量分布的轻粒子  $v_2$  流的比。我们

发现: (1) 重离子碰撞后出射中子的平衡能受对称能密度依赖形式影响最大, 而质子的则受影响很小, 特别是如果采用譬如质量对称的 Sn 系列同位素反应系统, 其中子平衡能的系统  $N/Z$  分布能敏感探测对称能密度依赖; (2) 经采用多组  $K_0$  值差别很小、对称能斜率参数  $L$  值相差较大的 Skyrme 势参数计算后, 其横速度/动量分布的中子和质子/氢同位素的椭圆流  $v_2^n/v_2^p$  比  $v_2^n/v_2^H$  敏感依赖于对称能。对 FOPI/LAND 相应数据的系统分析后抽取的  $L$  值为  $(89 \pm 45)$  MeV。

在接下来的工作中, 我们将着重研究如下几个因素对探测对称能的影响: (1) 自旋轨道耦合等非中心力; (2) 内部磁场; (3) 对势修正中动量依赖的统一描述, 特别是在对称能中更加仔细地考虑其动量依赖性。除此之外, 随着入射能量的提高和  $\pi, K$  介子等新粒子的产生, 为了更可靠地利用如  $\pi^-/\pi^+, K^0/K^+$  产额比来探测高密区对称能形式, 对这些介子及其重要母体  $\Delta(1232)$  的同位旋相关的介质输运及模型运用研究变得十分必要。

## 参考文献:

- [1] LI B A, CHEN L W, KO C M. Phys Rept, 2008, **464**: 113.
- [2] XIAO Z G, LI B A, CHEN L W, *et al.* Phys Rev Lett, 2009, **102**: 062502.
- [3] FENG Z Q, JIN G M. Phys Lett B, 2010, **683**: 140.
- [4] RUSSOTTO P, WU P Z, ZORIC M, *et al.* Phys Lett B, 2011, **697**: 471.
- [5] XIE W J, SU J, ZHU L, *et al.* Phys Lett B, 2013, **718**: 1510-1514.
- [6] LI Z. Nuclear Physics Review, 2014, **31**(3): 142. (in Chinese)  
(李祝霞. 原子核物理评论, 2014, **31**(3): 285.)
- [7] LI Qingfeng, LI Zhuxia, BLEICHER M, *et al.* Nuclear Physics Review, 2011, **28**(2): 142. (in Chinese)  
(李庆峰, 李祝霞, Bleicher M, 等. 原子核物理评论, 2011, **28**(2): 142.)
- [8] LI Q, SHEN C, GUO C, *et al.* Phys Rev C, 2011, **83**: 044617.
- [9] GUO C, WANG Y, LI Q, *et al.* Science China: Physics, Mechanics & Astronomy, 2012, **55**(2): 252.
- [10] WANG Y, GUO C, LI Q, *et al.* Science China: Physics, Mechanics & Astronomy, 2012, **55**(12): 2407.
- [11] WANG Y, GUO C, LI Q, *et al.* Phys Rev C, 2014, **89**: 034606; WANG Y, GUO C, LI Q, *et al.* Phys Rev C, 2014, **89**: 044603.

- [12] BASS S A, BELKACEM M, BLEICHER M, *et al.* Prog Part Nucl Phys, 1998, **41**: 255.
- [13] BLEICHER M, ZABRODIN E, SPIELES C, *et al.* J Phys G: Nucl Part Phys, 1999, **25**: 1859.
- [14] UrQMD homepage[EB/OL][2013-08-25]. <http://urqmd.org>.
- [15] AICHELIN J. Phys Rept, 1991, **202**: 233.
- [16] SORGE H, STOECKER H, GREINER W. Annals Phys 1989, **192**: 266.
- [17] ZHANG Y, LI Z, ZHOU C, *et al.* Phys Rev C, 2012, **85**: 051602.
- [18] DUTRA M, LOURENCO O, SA MARTINS J S, *et al.* Phys Rev C, 2012, **85**: 035201.
- [19] LI B A, CHEN L W. Phys Rev C, 2005, **72**: 064611.
- [20] ANDRONIC A, BARRET V, BASRAK Z, *et al.* (for the FOPI Collaboration). Phys Lett B, 2005, **612**: 173.
- [21] COZMA M D, LEIFELS Y, TRAUTMANN W, *et al.* Phys Rev C, 2013, **88**: 044912.
- [22] MAO G. Relativistic Microscopic Quantum Transport Equation, NOVA, 2005.
- [23] LI G Q, MACHLEIDT R, Phys Rev C, 1993, **48**: 1702.
- [24] LI G Q, MACHLEIDT R, Phys Rev C, 1993, **49**: 566.
- [25] LI Q, LI Z, ZHAO E. Phys Rev C, 2004, **69**: 017601.
- [26] LI Q, SHEN C, DI TORO M. Mod Phys Lett A, 2010, **25**: 669.
- [27] REISDORF W, LEIFELS Y, ANDRONIC A, *et al.* (for the FOPI Collaboration). Nucl Phys A, 2012, **876**: 1.
- [28] KRUSE H, JACAK B V, MOLITORIS J J, *et al.* Phys Rev C, 1985, **31**: 1770.
- [29] OGILVIE C A, BAUER W, CEBRA D A, *et al.* Phys Rev C, 1990, **42**: R10.
- [30] ANDRONIC A, LUKASIK J, REISDORF W, *et al.* Eur Phys J A, 2006, **30**: 31.
- [31] RUSSOTTO P, CHARTIER M, DE FILIPPO E, *et al.* arXiv: 1209.5961 [nucl-ex], 2012.
- [32] WESTFALL G D, BAUER W, CRAIG D, *et al.* Phys Rev Lett, 1993, **71**: 1986.
- [33] SOOD A D, PURI R K. Eur Phys J A, 2006, **30**: 571-577.
- [34] SOOD A D. Phys Rev C, 2011, **84**: 014611.
- [35] REISDORF W, BEST D, GOBBI A, *et al.* (for the FOPI Collaboration). Nucl Phys A, 1997, **612**: 493.
- [36] LI B A, CHEN L W, FATTOYEV F J, *et al.* arXiv: 1212.1178 [nucl-th], 2012.

## Systematic Studies of Heavy Ion Collisions in the Low SIS Energy Region

LI Qingfeng<sup>1, 1)</sup>, WANG Yongjia<sup>1</sup>, GUO Chenchen<sup>1, 2</sup>, LI Zhuxia<sup>3</sup>

(1. School of Science, Huzhou Teachers College, Huzhou 313000, Zhejiang, China;

2. College of Nuclear Science and Technology, Beijing Normal University, Beijing 100875, China;

3. China Institute of Atomic Energy, Beijing 102413, China)

**Abstract:** After inserting the Skyrme potential energy density functional for potential update, more detailed medium modifications for nucleon-nucleon elastic cross sections, and the isospin effect for cluster recognition into the Ultra-relativistic Quantum Molecular Dynamics (UrQMD), the dynamic process of heavy ion collisions (HICs) at low SIS energies (about 40 ~ 400 MeV/u) is primarily studied. And, after systematically studying the emission and collective flows of light clusters from HICs in such beam energy region, the sensitive observables especially to the density dependent symmetry energy at supra-normal densities are focused. It is found that: (1) the initial neutron/proton ratio dependence of the balance energy of neutrons from mass-symmetric Sn isotopes can be taken as a useful probe to constrain the stiffness of the nuclear symmetry energy; (2) the transverse velocity/momentum dependence of the elliptic flow ratio of neutrons and protons or hydrogen isotopes ( $v_2^n/v_2^{p,H}$ ) is also sensitive to symmetry energy. The  $\chi^2$  analysis from the difference between the theoretical (taking Skyrme potential parametrizations with incompressibility  $K_0$  being almost same but the slope parameter  $L$  of symmetry energy being largely different) and experimental (taking FOPI/LAND data)  $v_2^n/v_2^H$  values determines the value of  $L$  to be  $(89 \pm 45)$  MeV within in a  $2\sigma$  uncertainty.

**Key words:** heavy ion collision; UrQMD model; equation of state; medium modification of cross section; symmetry energy

---

**Received date:** 21 Aug. 2013; **Revised date:** 11 Sep. 2013

**Foundation item:** National Natural Science Foundation of China (11375062); Scientific Research Foundation for the Returned Overseas Chinese Scholars, State Education Ministry

1) E-mail: liqf@hutc.zj.cn.

<http://www.npr.ac.cn>