

文章编号: 1007-4627(2013)03-0331-08

INDRA 能区重离子输运过程的系统研究及对称能探测

李庆峰¹, 郭琛琛^{1,2}, 王永佳^{1,3}

(1. 湖州师范学院理学院, 浙江 湖州 313000;

2. 沈阳师范大学物理科学与技术学院, 辽宁 沈阳 110034;

3. 兰州大学核科学与技术学院, 甘肃 兰州 730000)

摘要: 基于改进的极端相对论量子分子动力学 (UrQMD) 输运模型, 通过细致考察初始化、状态方程及两体碰撞等系统研究了 INDRA 能区重离子碰撞后出射的自由核子及轻粒子的集体流和核阻止本领等观测测量。研究发现, 一个采用带动量依赖的软的状态方程及动量修正的密度依赖的核子核子弹性散射截面的动力学输运过程能够很好描述 INDRA 全能域内实验获得的中心快度区的氢同位素的直接流。利用该套输运系统还研究了直接流平衡能对对称势能密度依赖强度因子的敏感性。发现, 出射的自由中子平衡能敏感依赖于对称势能的密度依赖, 而自由质子却不会。同时还发现, 利用两 Sn 同位素系列反应出射的自由中子直接流的平衡能与初始中子/质子比的关系可以很好地探测对称能的密度依赖。

关键词: 重离子核反应; UrQMD 模型; INDRA 能区; 集体流; 平衡能

中图分类号: 0571.6 **文献标志码:** A **DOI:** 10.11804/NuclPhysRev.30.03.331

1 引言

在中、低能重离子核反应区(此指 GSI 的 INDRA 及较低 SIS 能区, 入射能量在几十 MeV/u 至几百 MeV/u), 相关物理研究已经持续了几十年, 但是, 决定核反应的物理机制并没有被透彻地揭示出来。特别是, 随着近期德国 GSI 的两个实验组 INDRA 和 FOPI 发表了一系列实验观测量后, 如集体流、核阻止、及轻块和新粒子的产生等, 人们发现在与既有的模型比较后存在一些明显的差别^[1]。这表明对这个能区物理的更深入研究将是不可避免的。

尽管如此, 在过去几十年的不懈努力下, 人们对这个能区的核物质状态方程 (EoS) 的认识已大为改观, 人们倾向于相信这个状态方程是相对较软的^[1-5]。但是, 按照量子强子动力学理论 (QHD) 的基本思想, 平均场和两体碰撞应具有共同的物理来源——有效拉氏量密度。因此, 对于两核子碰撞和碰撞间的平均场输运的介质修正需要一个自洽的处理方式^[6-8]。具体而言, 这个介质修正包括了密度 ρ 、同位旋不对称度 δ 及

动量 p 的依赖等。但是, 过去主要在平均场部分考虑这些, 而在碰撞部分却通常不涉及。很显然, 这种做法是不够自洽的。因此, 基于这种处理所作出的结论是不完全可靠的, 同样, 上述模型计算与新实验结果比较不够理想的问题也就不难理解了。

在之前的相关研究中, 我们特别关注这个问题并试图构建一个能在较大入射能量范围内自洽、完整地描述重离子碰撞的动力学输运过程的微观模型。这个模型是在既有的极端量子分子动力学 (UrQMD) 基础上完成的, 具体进展见文献[9]。在该文献展望中曾指出, 希望将此模型扩展到更低 SIS 能区并能给出更为系统和自洽的计算结果, 本文即是回答这个问题并作适度拓展。

在 SIS 的低能区, 随着入射能量及相应的碰撞几率的增加, 平均场与碰撞项的相互影响将在核的动力学过程中产生一些有趣的现象。譬如, 在集体流的入射能量激发函数中, 人们发现, INDRA 能区(从 40 到 150 MeV/u) 出射的质子或轻块在中心快度区的直

收稿日期: 2012-10-28; 修改日期: 2013-04-20

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(10905021, 10979023, 11375062); 浙江省自然科学基金资助项目(Y6090210); 浙江省钱江人才计划资助项目(2010R10102)

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@hutc.zj.cn.

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

接流 v_1 梯度由负变正(这意味着在某一能量, 此直接流将“消失”, 将使直接流消失的入射能量称作平衡能 E_{bal} 或转变能), 与此几乎同时, 中心快度区的椭圆流 v_2 却由正变负^[10-11]。这些正负号的变化意味着两体碰撞的加剧及核阻止本领的增强, 并且也被最近的 INDRA 实验所证实^[12-14]。如果能从模型计算中准确观察到这个集体流及核阻止本领强弱的变化, 就意味着能够较为自如地处理平均场和碰撞项及它们的介质修正。此外, 由于在平衡能处的流消失是整体吸引的平均场与起到排斥效应的碰撞项相互作用、相互抵消的结果, 而发现集体流或相应的微分流对于探测对称能 E_{sym} 的密度依赖起到重要作用^[3], 人们自然很感兴趣平衡能是否也能起到类似的作用。

早先的研究似乎并不明确支持这一想法。一方面, 人们发现自由质子横向集体流的速度分布并不敏感依赖于密度依赖的对称能; 另一方面, 早期由 MSU 和 INDRA 所做的针对轻反应系统(总质量数至约 100)的实验数据表明, 直接的平均横向动量似乎与块的电荷数无关^[15-18]。因此, 人们长久以来一直认为平衡能在初始条件确定的情况下是不依赖于块的电荷大小的。但是, 最近 INDRA-ALADIN 实验组针对 $^{197}\text{Au}+^{197}\text{Au}$ 系统所做的实验表明, 直接流的转变能具有如下特征^[12-14]: (1) 与之前 MSU 的对应实验数据相比, 其转变能更高, 这是由于他们采用了更先进的重构反应平面的方法; (2) 与块的电荷数 Z 相关。因为在现在的实验中人们发现, $Z=2$ 的粒子的转变能约为 60 MeV/u, 而 $Z=1$ 粒子的转变能约为 80 MeV/u。这些新实验数据表明, 我们很需要进一步探索出射核子或块的转变能与同位旋的关系。不仅如此, 其实 MSU 针对 $^{56}\text{Fe}+^{56}\text{Fe}$ 和 $^{56}\text{Ni}+^{56}\text{Ni}$ 的实验结果也表明, 两者反应后出射的 $Z=2$ 块的平衡能是有区别的^[16-17]。这提示人们, 系统地研究一系列的两同位素、同量异位素、或同中子异位素所构成的反应系统出射的轻块平衡能与同位旋, 特别是人们关心的对称能密度依赖的关系, 将会是很有意义的。

本文安排如下: 第 2 节将对如何系统调整 UrQMD 模型中相关参量作简单解释; 第 3 节介绍集体流及直接流消失现象; 第 4 节是计算结果部分(分两个小节)。其中, 第 1 小节着重介绍参量调整对集体流的影响并最终确定一组参数; 第 2 小节是在第 1 小节的基础上论述平衡能对初始系统和出射粒子种类的双重依赖关

系, 期间研究不同对称能密度依赖形式对平衡能的影响强弱, 分析原因并提出对对称能密度依赖敏感的观测量; 第 5 节是总结和展望。

2 UrQMD 输运模型简介及部分参数调整

UrQMD 模型是一个微观的非平衡动力学输运模型。模型具体介绍及前期模型中势修正及核子-核子弹性散射截面(NNECS)的介质修正等情况见文献[9]。

针对 SIS 低能区物理的情况, 我们需要对两体碰撞中的泡利阻塞处理做一更新。这是因为, 为加快高能区核反应的运算速度, 默认版本的 UrQMD 中对泡利阻塞过程通过一个拟合公式做了简化处理。经测试, 在低能区, 这个拟合公式过于粗糙, 不能有效阻止大量碰撞的发生。因此, 有必要按照以往我们在 QMD 模型中类似的处理方式更新这个泡利阻塞。具体而言, 对每次碰撞且为同类粒子的情况, 首先需要保证碰撞后的末态相空间密度满足泡利原理, 其次, 下面两个判据也需要同时满足:

$$\frac{4\pi}{3} r_{ij}^3 \frac{4\pi}{3} p_{ij}^3 \geq (2s+1) \left(\frac{h}{2}\right)^3, \quad (1)$$

$$P_{\text{block}} = 1 - (1-f_i)(1-f_j) < \xi. \quad (2)$$

式(1)中左边的 r_{ij} 和 p_{ij} 分别是末态 i 和 j 两粒子之间的相对距离和相对动量。兼并因子 $(2s+1)$ 是对两粒子自旋 s 的求和。式(2)中的 f_i 和 f_j 是两粒子的相空间 Wigner 分布函数, ξ 是 0~1 之间的随机数。如果这两个判据不能同时满足, 则两粒子将不能发生碰撞并保持原动量。

在势修正部分, 对称势能密度依赖依然采用如下的幂律形式:

$$E_{\text{sym}}^{\text{pot}} = 20(\text{MeV})u^\gamma, \quad (3)$$

其中, $u = \frac{\rho}{\rho_0}$ 为核的相对密度。考虑到采用的费米气近似下的对称动能形式 $12(\text{MeV})u^{2/3}$, 在核正常密度 $u=1$ 时, 其总的对称能 $S_0 = 20 + 12 = 32 \text{ MeV}$, 这是符合人们对该值研究的最新进展的。对称势能的密度依赖强度因子 γ 在过去 10—20 年来一直是中能区核反应物理研究的热点之一。有关该参数的近期研究进展请看文献[3]。人们会发现, 在远离常密区, 特别是在高密区, 该参数的不确定性在增大, 对于对称

能的软硬程度出现了一些意见很大不同甚至相反的争论^[19-22]。这很需要人们尽快加深对它的认识, 因为该值的大小不仅在核物理研究中意义重大, 对于某些天文现象, 譬如对 neutron 星的认识也是至关重要的^[3]。

对于截面的介质修正, 如文献 [9] 所述, 仅对 NNECS 做如下简化处理:

$$\sigma^* = F(u, \delta, p) \sigma^{\text{free}}, \quad (4)$$

其中: σ^{free} 为自由空间下的 NNECS; 因子 $F(u, \delta, p)$ 依赖于核子相对密度 u 、同位旋不对称度 $\delta = \frac{\rho_n - \rho_p}{\rho}$ 、以及核子-核子相对动量 p , 它可以表示为

$$F(u, \delta, p) = F_u^p \cdot F_\delta^p, \quad (5)$$

这表明密度依赖项 F_u 和同位旋依赖项 F_δ 都是与相对动量 p 相关, 并且可以用如下表达式来表示:

$$F_{\delta,u}^p = \begin{cases} g_0, & p_{\text{NN}} > 1 \text{ GeV}/c \\ \frac{F_{\delta,u} - g_0}{1 + \left(\frac{p_{\text{NN}}}{p_0}\right)^w} + g_0, & p_{\text{NN}} \leq 1 \text{ GeV}/c \end{cases} \quad (6)$$

公式 (6) 中的 g_0 , p_0 和 w 为可调参数, 具体请见表 1。 F_δ 已经在文献 [9] 中讨论过, 此处不涉及对它的讨论, 故略。 F_u 可以表示为

$$F_u = \lambda + (1 - \lambda) e^{-u/\zeta}, \quad (7)$$

式 (7) 中的 λ 和 ζ 为可调参数, 具体请见表 2。

表 1 NNECS 中用于描述 F_u 动量依赖的 3 组参数 FP1, FP2 和 FP3*

参数组	参数		
	g_0	p_0	w
FP1	1	0.425	5
FP2	1	0.225	3
FP3	1	0.625	8
无动量依赖	F_u	/	/

* 第 4 组参数不考虑动量依赖, 因此 g_0 需等于 F_u 。

表 2 NNECS 中用于密度修正因子 F_u 的 3 组参数 FU1, FU2 和 FU3

参数组	参数	
	λ	ζ
FU1	1/3	0.545 68
FU2	1/4	0.545 68
FU3	1/6	1/3

其中, 表 1 中的 FP1 和表 2 中的 FU1 参数组在之前的工作中采用过^[9]。此处增加的其它几组参数是考虑到这些参数化在合理范围内自身存在的不确定性, 具体讨论见文献 [23]。

除了上述在 UrQMD 模型中对泡利阻塞及核子-核子弹性散射截面等的修改外, 还需要同时考虑状态方程的软硬以及初始化的不同等对计算结果的影响。为此, 表 3 列出了 14 组模型参数版本, 分别考虑了上述所有因素所带来的影响。

另外, 系统反应初始碰撞参数、入射能量等条件将按相对应的实验条件设置, 末态成块处理采用相空间 Coalescence 模型方法, 具体见文献 [23]。

表 3 在 UrQMD 模型中考虑分别调整泡利阻塞、状态方程软硬、NNECS 的密度及动量修正因子 F_u 和 F_p 、及系统初始化方式 (分为硬球和伍兹-撒克逊两种方式) 等之后的 14 个模型参数版本*

参数组	泡利阻塞	状态方程	F_u	F_p	初始化
UrQMD-0	默认	SM	FU1	FP1	硬球
UrQMD-I	新的	SM	FU1	FP2	硬球
UrQMD-II	新的	SM	FU1	FP1	硬球
UrQMD-III	新的	SM	FU1	FP1	伍兹-撒克逊
UrQMD-IV	新的	cascade	FU1	FP1	伍兹-撒克逊
UrQMD-V	新的	SM ^a	FU1	FP1	硬球
UrQMD-VI	新的	SM	无碰撞项	无碰撞项	硬球
UrQMD-VII	新的	SM	FU1	FP3	硬球
UrQMD-VIII	新的	SM	FU1	无动量依赖	硬球
UrQMD-IX	新的	S	FU1	FP1	硬球
UrQMD-X	新的	S	FU1	无动量依赖	硬球
UrQMD-XI	新的	S	FU2	无动量依赖	硬球
UrQMD-XII	新的	S	FU3	无动量依赖	硬球
UrQMD-XIII	新的	SM	FU3	FP1	硬球

* a 表示无对称能和库仑能。

3 集体流与直接流消失

众所周知，重离子碰撞的集体流现象是系统非平衡输运过程的自然结果，通常采用的表征集体流大小的参数 v_1 和 v_2 可称作直接流和椭圆流参数，它们从出射粒子方位角分布的傅立叶展开中抽取，分别是其第一级和第二级傅立叶常数，具体定义请见文献 [9, 13, 24]。以 v_1 为例，如果正快度区的统计平均的粒子出射方位角大于零，则中心快度区约化直接流为正，反之为负。对于对称核系统，两核质心系下直接流的快度分布是个奇函数，因此，快度分布下的 v_1 呈现出常见的“S”型。为此，如何定义流消失就变得不那么容易了。现在通常的定义有两种，一种是使中心快度区直接流相对快度的梯度为零时的入射能量定义为平衡能^[15-18]；另外一种定义

$$\langle p_x^{\text{dir}} \rangle = \frac{1}{A} \sum_i \text{sign}(y(i)) p_x(i),$$

具体见文献 [25]。但是，这个考虑所有快度区粒子横向动量 p_x 求和的观测量是与粒子种类无关的。本文中采用前一种方法，但是拟合方式稍作修改。图 1 给出了 $Z = 1$ 粒子的 v_1 约化快度 ($y_0 = \frac{y_z}{y_{\text{pro}}}$ ，其中 y_{pro} 是质心系下的弹核快度) 分布。反应系统以半中心 ($0.15 \leq b_0 \leq 0.4$ ，其中 $b_0 = \frac{b}{b_{\text{max}}}$ ， b_{max} 是两碰撞核的半径之和) 的 Au+Au 为例。图 1(a) 给出入射能量

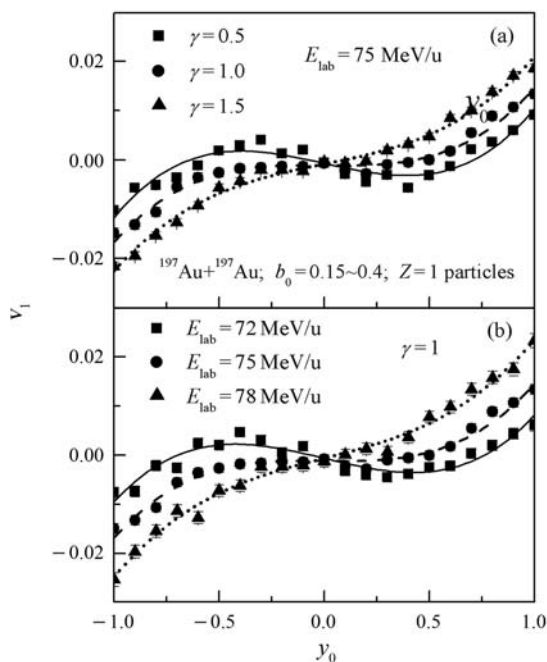


图 1 $Z = 1$ 粒子的 v_1 约化快度分布
反应系统以半中心的 Au+Au 为例

固定在 75 MeV/u，但是对称势能的密度依赖强度因子 γ 分别为 0.5, 1.0 和 1.5 时的结果。图 1(b) 给出 γ 固定在 1，但是入射能量 E_{lab} 分别为 72, 75 和 78 MeV/u 时的结果。可以明显看到，随着 γ 或 E_{lab} 的增加，中心快度区的 v_1 梯度发生从负到正的变号过程。为了定量地得到这个梯度值，我们利用多项式 $\kappa y_0 + b y_0^3 + c$ 拟合计算结果并用不同线型显示在图 1(a) 和 (b) 中。拟合公式中的参数 c 是为了考虑模型计算中可能存在的系统和统计误差。为了尽量减小误差，一方面加大运算量(几十万事件以上)；另一方面，拟合 $|y_0| < 1$ 范围内的计算结果。从拟合结果看，这个拟合的效果还是不错的。

4 计算结果

4.1 UrQMD 参数调整对集体流的影响

首先，通过计算在 40, 80 和 400 MeV/u 的半边缘 ($b = 5.5 \sim 7.5 fm$) Au + Au 碰撞，我们发现在 400 MeV/u 时采用 UrQMD-0 和 UrQMD-II (两者仅泡利阻塞处理不同) 的集体流结果差别很小，而在 40 MeV/u，差别就较大。而且，采用 UrQMD-0 的直接流在中心快度区的梯度为正，并且椭圆流在中心快度区的值过小，这都与现实实验结果不符^[12]。而采用 UrQMD-II，则计算结果与实验结果接近，因此下面的计算中仅将采用新的泡利阻塞处理方式。

为了直观显示初始化、平均场势和两体碰撞对集体流的影响，图 2 给出了采用从 UrQMD-II 到 UrQMD-VI 共 5 组模式计算 40 和 80 MeV/u 入射能量下半边缘 Au+Au 碰撞出射的直接流 ((a) 和 (b)) 和椭圆流 ((c) 和 (d)) 约化快度分布。从该图中可以看出一些有意思的结果。(1) 为看初始化的影响，可以比较 UrQMD-II 和 UrQMD-III 的结果，本计算结果同之前 IQMD 模型的计算结果是类似的^[26]，此处不赘述。又由于这两种初始化对流结果影响较小，在下面的计算中仅采用硬球初始化，这也是 UrQMD 的默认初始化模式。(2) 如不考虑平均场 (采用 UrQMD-IV)，在这两个入射能量出射的中心快度直接流梯度均为正，同时椭圆流也几乎消失。反之，如果将碰撞项关掉而仅保留平均场势修正 (采用 UrQMD-VI)，直接流很明显地反向分布，与同时，椭圆流也是最大的。这均表明一个熟知的共识：在低 SIS 能区，平均场对集体流的贡献要强于碰撞项，而且，净的平均场效应对直接流是吸引的，而

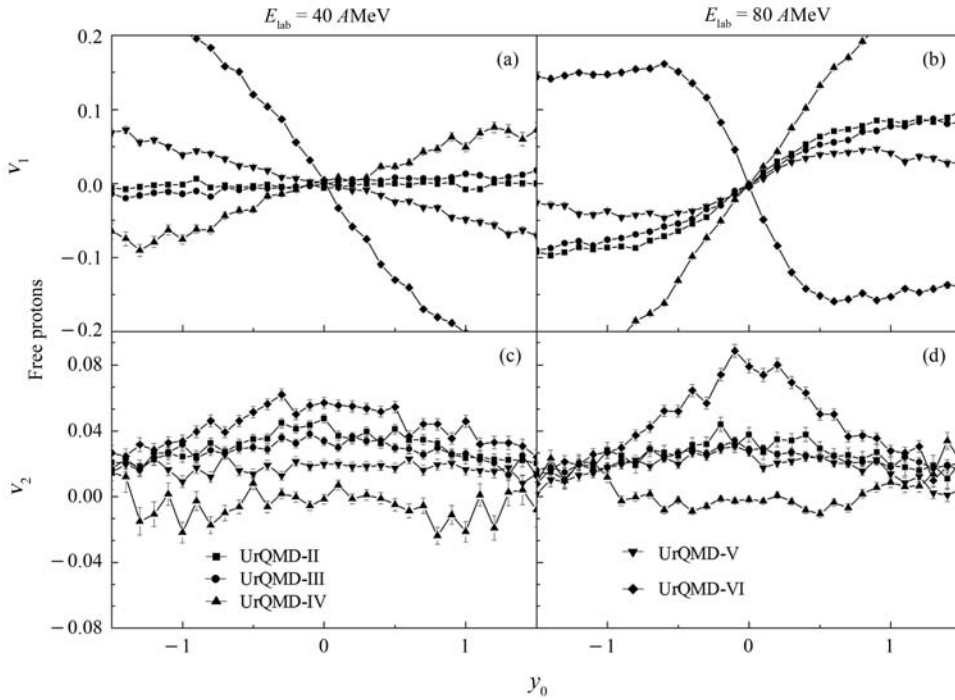


图 2 采用 UrQMD-II、UrQMD-III、UrQMD-IV、UrQMD-V 及 UrQMD-VI 共 5 组模式计算 40 和 80 MeV/u 入射能量下半边缘 Au+Au 碰撞出射的直接流 ((a) 和 (b)) 和椭圆流 ((c) 和 (d)) 的快度分布

碰撞项对直接流是排斥的。大的椭圆流则源于早期反应的在平面几何特性没有受到碰撞项的影响。

如果进一步研究平均场势中的同位旋标量和同位旋矢量部分的贡献，可以比较 UrQMD-II, UrQMD-IV 和 UrQMD-V 的结果：通过比较 UrQMD-IV 和 UrQMD-V，就会发现同位旋标量势部分提供了一个强的吸引力；而通过比较 UrQMD-V 和 UrQMD-II，也会发现同位旋矢量势部分提供了一个相对弱的排斥力。可以看出，无论对称能项对流的影响是吸引的还是排斥的，库仑势对带电粒子的强烈排斥效应是占主要的。

按照类似的思路，也可以比较其它各个 UrQMD 探测版本的结果，从而进一步仔细研究 NNECS 中的密度、动量修正强弱对集体流的影响。研究中还发现，这些参量的调整不仅对流也对诸如核阻止本领等产生相同顺序的影响，这也表明我们的计算结果具有高度的自洽性。所以，为了能与实验数据比较，可以选择其中一个观测量来进行。图 3 给出了 INDRA 能区半中心 Au+Au 碰撞后出射的 Z = 1 粒子在中心快速度区的直接流梯度激发函数与实验结果的比较。实验数据取自文献 [13] 并与 UrQMD-X 及 UrQMD-XIII 的计算结果比较。可以看出，UrQMD-XIII 的计算结果能在

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

全能域较好地符合实验，而且，平衡能的位置也能很好地描述。我们看到，这组参数不仅包含一个带动量依赖的软的状态方程，也包含一个动量修正了的密度依赖的核子-核子弹性散射截面。下面对平衡能的对称能依赖研究中，我们将采用这组模型参数。

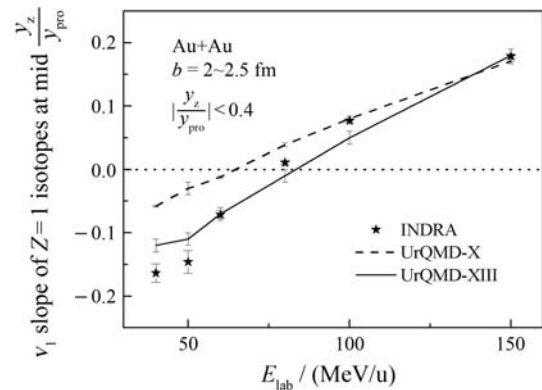


图 3 INDRA 能区 (从 40 到 150 MeV/u) 半中心 Au+Au 碰撞后出射的 Z = 1 粒子在中心快速度区的直接流梯度激发函数与实验结果的比较 (实验数据取自文献 [13])

4.2 平衡能的对称能依赖

图 4 给出了在平衡能附近的 Au+Au 反应出射的自由质子和自由中子的直接流梯度受对称能密度依赖程度因子 γ 的影响程度。首先看到，在 γ 确定时，质子

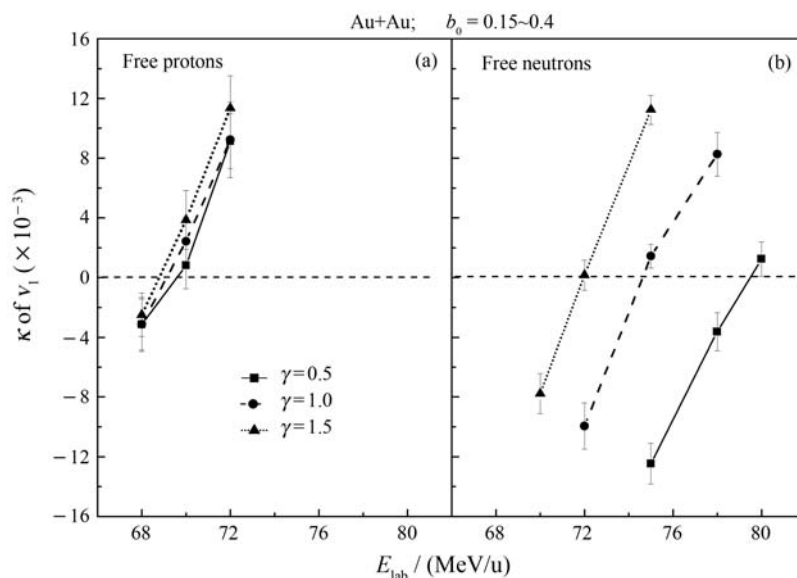


图 4 在平衡能附近的 Au+Au 反应出射的 (a) 自由质子和 (b) 自由中子的直接流梯度受对称能 γ 因子的影响

的平衡能要比中子的平衡能小，这主要是由于质子受到额外的排斥性库仑力。其次，也明显看到， γ 参数的改变对于中子 κ 的影响要远远大于对质子的影响：当 γ 从 0.5 增加到 1.5 时，中子的平衡能差可达到 8 MeV；而对于质子，这个差别小于 1 MeV。采用 IBUU 模型^[27]，之前人们已经对质子的直接流看到类似情况。通过进一步对流的横动量分析^[28]，发现：一方面，这个质子和中子流对对称能密度依赖的程度及顺序表明，可以将中子流的平衡能作为探测高密对称能密度依赖形式的探针；另一方面，由于受到末态残余相互作用特别是库仑势的影响，需要尽量减小反应系统大小及库仑势效应对对称能探测能力的影响。

图 5 给出了从半中心及质量对称的同位素(左列)、同量异位素(中间)、同中子异位素(右列)重离子碰撞出射的自由中子、 $Z=1$ 粒子、自由质子的直接流平衡能与初始核系统 N/Z 比的依赖关系。考虑对称能及不同密度依赖强度因子 γ 的结果用带实心符号的不同线型表示；不考虑对称及库仑势的计算结果用带空心圆型符号的点画线表示。

首先可以看到，不论选择什么碰撞系统，出射中子的平衡能受 γ 因子的影响都是最大的，而出射质子所受影响则是最小的。这与图 4 中对 Au+Au 系统所得到的结果是相同的。其次，出射中子的平衡能与初始 N/Z 比值基本呈线性关系，而且在图 5(a) 从两同位素反应出射的结果看，其斜率随 γ 值的增加呈现有趣的变化：在 $\gamma=0.5$ 时，斜率为正 (5.5 ± 0.6)；

$\gamma=1.0$ 时，斜率基本为零 (0.7 ± 0.9)；而在 $\gamma=1.5$ 时，斜率变为负值 (-2.5 ± 0.4)。所以，很明显，采用两 Sn 同位素序列所做的重离子碰撞出射的中子流平衡能与初始 N/Z 的比这个观测量能很好地探测对称势能的密度依赖强度。

要理解图 5(a) 中受初始 N/Z 影响的平衡能变化斜率随 γ 变化而发生的明显变化，需要仔细比较从同位素、同量异位素、同中子异位素序列中出射中子的平衡能结果。在同量异位素组别里(图(b))，随着 N/Z 的增加，不论 γ 值是多少，平衡能总是增加。这是由于在此组别里，随着 N/Z 增加，系统内中子数增加，质子数减少，因而中子-质子两体弹性散射的总几率减小，而且中子受泡利阻塞的几率也在增加。众所周知(如参见文献[29])，由于在低能区中子-质子两体弹性散射截面要 2~3 倍高于中子-中子或质子-质子的截面，最终导致总碰撞数减少，因此平衡能增加。而在同中子异位素组别(图(c))里，随着 N/Z 的增加，系统变得越来越小，平衡能上升更快。人们知道，平衡能受系统大小的影响是很大的，与系统总质量数基本呈 $-1/3$ 的指数衰减^[15]关系，因此，这种快速上升是好理解的。所以，初始 N/Z 的增加将导致平衡能的上升，而系统总质量数的增加将导致平衡能的下降。两者的作用在同位素组别里很大程度上相互抵消，这对于探测对称能的密度依赖是十分有利的。

中子流的实验测量虽然难度较大，但是之前有这方面的努力^[30-31]，而且同时测量中子和质子的流也

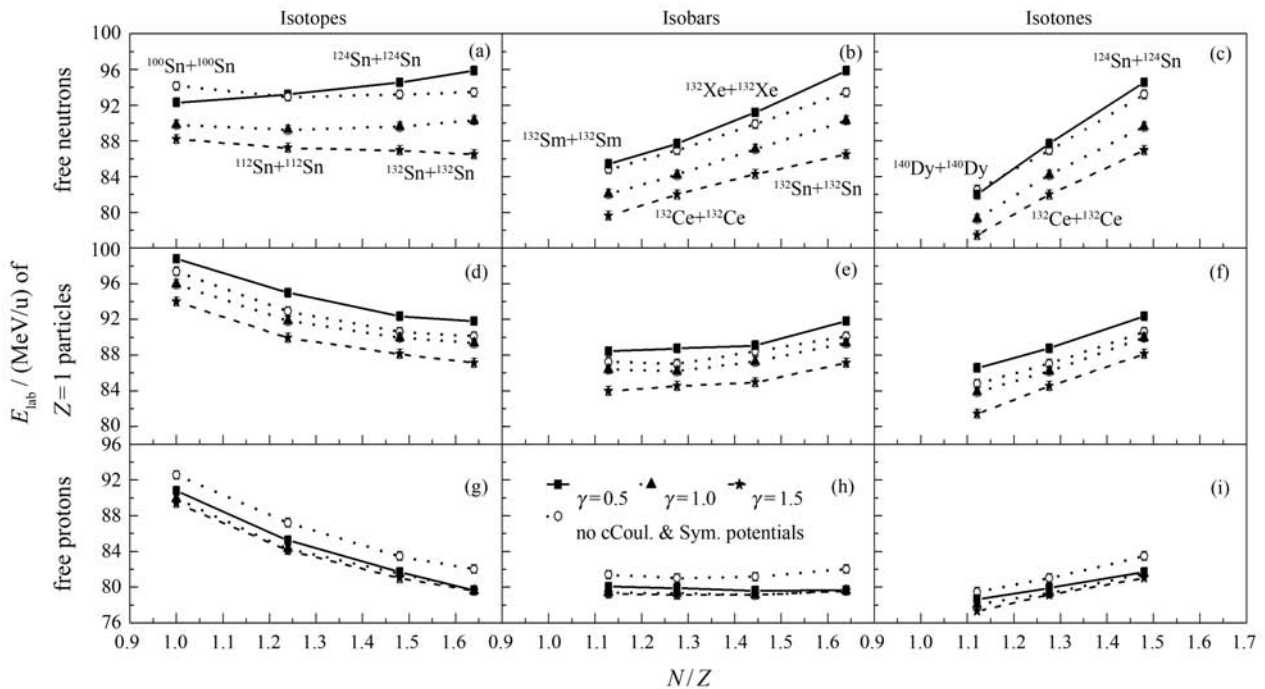


图 5 从半中心及质量对称的同位素((a), (d)和(g))、同量异位素((b), (e)和(h))、同中子异位素((c), (f)和(i))重离子碰撞出射的自由中子((a), (b)和(c)、 $Z = 1$ 粒子((d), (e)和(f)、自由质子((g), (h)和(i))直接流平衡能与初始核系统 N/Z 比的依赖

是可行的^[30, 32]。最近, GSI 的 S394 实验组正在开展入射能在 400 MeV/u 的几个系统出射的中子及轻带电粒子的集体流探测工作^[33]。有鉴于现在的理论研究进展, 希望能将相关实验测量拓展到 SIS 的更低能区。

5 总结与展望

本文基于 UrQMD 运输模型, 通过细致考察初始化、状态方程及两体碰撞内的一些细节, 系统研究了 INDRA 能区重离子碰撞后出射自由核子及轻粒子的集体流和核阻止本领等观测量。研究发现, 一个采用带动量依赖的软的状态方程及动量修正的密度依赖的核子核子弹性散射截面的动力学运输过程能够相当好地描述在 INDRA 全能域实验 $\text{Au} + \text{Au}$ 反应获得的中心快度区的氢同位素的直接流。经过该细致调节得到的起到吸引作用的净的平均场效应和起到排斥作用的碰撞项效应之间的动态竞争, 也能恰当解释实验确定的直接流平衡能的位置。利用该运输模式还研究了直接流平衡能对对称势能密度依赖强度因子的敏感性。发现, 出射的自由中子平衡能敏感依赖于这个强度因子而自由质子却不会。研究进一步表明, 利用两 Sn 同位素系列反应出射的自由中子直接流的平衡能与初始

中子/质子比的关系可以很好探测对称能的密度依赖。

在以后的工作中, 我们将进一步在 UrQMD 运输模型中引入参数丰富的 Skryme 势修正, 更加系统、细致地研究 SIS 能区、特别是当前 INDRA 和 MSU 实验能区的丰富实验结果。

参考文献(References):

- [1] DANIELEWICZ P, LACEY R, LYNCH W G. Science, 2002, **298**: 1592.
- [2] MAGESTRO D J, BAUER W, WESTFALL G D. Phys Rev C, 2000, **62**: 041603.
- [3] LI B A, CHEN L W, KO C M. Phys Rept, 2008, **464**: 113.
- [4] FUCHS C. J Phys G, 2008, **35**: 014049.
- [5] HARTNACK C, OESCHLER H, AICHELIN J. Phys Rev Lett, 2006, **96**: 012302.
- [6] DANIELEWICZ P. Ann Phys, 1984, **152**: 239.
- [7] DANIELEWICZ P. Ann Phys, 1984, **152**: 305.
- [8] CHOU K C, SU Z B, HAO B L, *et al.* Phys Rep, 1985, **118**: 1.
- [9] 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.)
- [10] MAGESTRO D J, BAUER W, BJARKI O, *et al.* Phys Rev C, 2000,

- 61: 021602(R).
- [11] GOYAL S. Phys Rev C, 2011, **83**: 047604.
- [12] LUKASIK J, AUGER G, BEGEMANN-BLAICH M L, *et al.* Phys Lett B, 2005, **608**: 223.
- [13] ANDRONIC A, LUKASIK J, REISDORF W, *et al.* Eur Phys J A, 2006, **30**: 31.
- [14] LEHAUT G, DURAND D, LOPEZ O (INDRA-ALADIN Collaboration), *et al.* Phys Rev Lett, 2010, **104**: 232701.
- [15] WESTFALL G D, BAUER W, CRAIG D, *et al.* Phys Rev Lett, 1993, **71**: 1986.
- [16] PAK R, BENENSON W, BJARKIET O, *et al.* Phys Rev Lett, 1997, **78**: 1022.
- [17] PAK R, LI B A, BENENSON W, *et al.* Phys Rev Lett, 1997, **78**: 1026.
- [18] CUSSOL D, LEFORT T, PETERET J, *et al.* Phys Rev C, 2002, **65**: 044604.
- [19] LI B A, CHEN L W. Phys Rev C, 2005, **72**: 064611.
- [20] XIAO Z G, LI B A, CHEN L W, *et al.* Phys Rev Lett, 2009, **102**: 062502.
- [21] FENG Z Q, JIN G M. Phys Lett B, 2010, **683**: 140.
- [22] RUSSOTTO P, WU P Z, ZORIC M, *et al.* Phys Lett B, 2011, **697**: 471.
- [23] LI Q F, SHEN C W, GUO C C, *et al.* Phys Rev C, 2011, **83**: 044617.
- [24] BASS S A, BELKACEM M, BLEICHER M, *et al.* Prog Part Nucl Phys, 1998, **41**: 255.
- [25] GAUTAM S, SOOD A D, PURI R K. Phys Rev C, 2011, **83**: 014603.
- [26] HARTNACK C, PURI R K, AICHELIN J, *et al.* Eur Phys J, 1998, **A1**: 151.
- [27] LI B A, SUSTICH A T, ZHANG B. Phys Rev C, 2001, **64**: 054604.
- [28] GUO C C, WANG Y J, LI Q F, *et al.* Sci China-Phys Mech Astron, 2012, **55**: 252.
- [29] Li Q F, Li Z X, Mao G J. Phys Rev C, 2000, **62**: 014606.
- [30] LEIFELS Y, BLAICH T, ELZE T W, *et al.* Phys Rev Lett, 1993, **71**: 963.
- [31] HTUN M M, MADEY R, ZHANG W M, *et al.* Phys Rev, C 1999, **59**: 336.
- [32] LAMBRECHT D, BLAICH T, ELZE T W, *et al.* Z Phys A, 1994, **350**: 115.
- [33] LEMMON R C, RUSSOTTO P, TRAUTMANN W, *et al.* Proposal S394 to the GSI Program Advisory Committee, 2009.

Systematic Studies on Transport Process of Heavy-ion Collisions at INDRA Energies and Detection of Symmetry Energy

LI Qingfeng^{1, 1)}, GUO Chenchen^{1, 2}, WANG Yongjia^{1, 3}

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

2. College of Physics Science & Technology, Shenyang Normal University, Shenyang 110034, China;

3. School of Nuclear Science and Technology, Lanzhou University, Lanzhou 730000, China)

Abstract: The terms of initialization, equation of state (EoS), and two-body collision in the updated ultrarelativistic quantum molecular dynamics (UrQMD) model are examined in details so as to systematically study the collective flows and the nuclear stopping of free nucleons and light clusters from heavy-ion collisions at INDRA energies. It is seen that at INDRA energies the dynamic transport with a soft EoS with momentum dependence and with the momentum-modified density-dependent nucleon-nucleon elastic cross sections describes the directed flow exhibited by hydrogen isotopes ($Z = 1$) emitted at midrapidity fairly well. The sensitivity of the balance energy (E_{bal}) of the directed flow to the strength parameter of the density dependence of symmetry potential energy is further studied with the same parameter set. It is found that the E_{bal} of neutrons from HICs is particularly sensitive to the density dependence of the symmetry potential energy, while that of protons is not. And, the initial neutron/proton ratio dependence of the balance energy of neutrons from Sn isotopes can be taken as a useful probe to constrain the stiffness of the nuclear symmetry energy.

Key words: heavy ion collision; UrQMD model; INDRA energy region; collective flow; balance energy

Received date: 28 Oct. 2012; **Revised date:** 20 Apr. 2013

Foundation item: National Natural Science Foundation of China (10905021, 10979023, 11375062); Zhejiang Provincial Natural Science Foundation of China (Y6090210); Qian-Jiang Excellence Project of Zhejiang Province (2010R10102)

1) E-mail: liqf@hutczj.cn

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