

文章编号: 1007-4627(2011)04-0377-19

利用重离子碰撞确定对称能的密度依赖形式^{*}

张英逊¹, 卢晓华¹, 赵凯¹, 李祝霞¹, P. Danielewicz², M. B. Tsang²

(1. 中国原子能科学研究院核物理研究所, 北京 102413;

2. Michigan State University/NSCL, East Lansing, MI 48824, USA)

摘要: 对称能的密度依赖形式对于中子星结构及其演化规律、不稳定核结构及其反应等都有非常重要的影响。由于目前理论上预言的对称能密度依赖形式有很大的不确定性, 因此确定对称能的密度依赖形式已经成为目前核物理研究的一个重要课题。丰中子核重离子碰撞是目前在实验室条件下确定对称能密度依赖形式的一种重要手段, 其主要的理论依据就是微观输运理论。首先回顾了目前输运理论的两个处理方法, 即 Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck(BUU)和量子分子动力学(QMD)方法, 并重点介绍了改进的量子分子动力学模型(ImQMD05)。利用 ImQMD05 对中能重离子碰撞的一些基本观测量, 如碎块分布、集体流、核核碰撞的阻止本领等进行了详细研究, 通过与实验数据的比较, 确定了 ImQMD05 中同位旋无关部分的平均场、介质中核子-核子散射截面。为了从重离子碰撞的实验数据确定对称能的密度依赖形式, 详细研究了输运理论中对称势以及同位旋相关的介质中核子-核子散射截面对于同位旋敏感观测量的影响。研究显示, 对于 Fermi 能附近的重离子碰撞, 输运理论预言的同位旋敏感的观测量, 如 $DR(n/p)$ 和 R_i , 强烈依赖于对称势的软硬, 而不敏感于介质中同位旋相关的核子-核子散射截面。多重碎裂作为中能重离子碰撞的一个主要特点, 本文论述的研究显示碎块发射机制对同位旋敏感的观测量, 出射核子的双中子质子之比 $DR(n/p)$ 和同位旋转移之比 R_i , 都有重要影响。以重碎块的同位旋不对称度为探针得到的同位旋转移之比 $R_i(\delta_{z_{\max} > 20})$ 要大于 $R_i(\delta)$, 这些测量能够在 NSCL/RIKEN 的相关实验上进行测量。同时, 这一现象的研究对于理解碎块的发射机制及碎块发射的特征时间等问题将有重要的帮助。为此, 采用 ImQMD05 研究了 $^{112, 124}\text{Sn} + ^{112, 124}\text{Sn}$ 在入射能量 50 MeV/u, 不同碰撞参数条件下的多个实验观测量, 如 $DR(n/p)$ 、同位旋扩散 R_i 以及同位旋转移之比的快度分布。研究表明, 模型能够同时自洽地解释这几个实验观测量, 并通过与这些实验数据的分析比较, 自洽地确定出低密区对称能密度依赖形式的范围。

关键词: 对称能; 重离子碰撞; 集体流; 核核碰撞的阻止本领

中图分类号: O571.6; O571.25

文献标志码: A

1 引言

核物质状态方程描述了核物质的不同状态量, 如压力、能量、温度、密度、化学势、体系的同位旋不对称度 $\delta = (\rho_n - \rho_p) / (\rho_n + \rho_p)$ 等之间的变化关系, 其中 ρ_n 和 ρ_p 分别是系统的中子数密度以及质子数密度。由于核力电荷对称性的特点, 核物质中每核子能量作为一个同位旋标量的物理量, 它满足质子-中子交换的不变性。如果对同位旋非对称核物

质每核子能量按同位旋不对称度 δ 展开, 则这个展开式中只含有 δ 的偶次项。如

$$E(\rho, \delta) = E(\rho, \delta = 0) + S(\rho)\delta^2 + O(\delta^4), \quad (1)$$

其中第二项为对称能部分,

$$S(\rho) = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 E(\rho, \delta)}{\partial \delta^2}$$

通常被称为核物质对称能的密度依赖形式(或者纯中子物质的对称能), 最后一项为高阶项。目前各种

* 收稿日期: 2011-03-02; 修改日期: 2011-05-09

* 基金项目: 国家自然科学基金资助项目(11075215, 10979023, 11005155, 11005022, 10875031, 10235030)

作者简介: 张英逊(1976—), 男, 陕西蒲城人, 副研究员, 博士, 从事理论核物理研究; E-mail: zhyx@ciae.ac.cn

多体理论以及相关的实验数据表明,在非对称核物质状态方程中高阶项的贡献很小^[1-3]。因此非对称核物质状态方程,即每核子能量随密度以及同位旋不对称度的关系可以写为

$$E(\rho, \delta) \approx E(\rho, \delta=0) + S(\rho)\delta^2, \quad (2)$$

它通常被称为 Parabolic 近似。非对称核物质状态方程的研究对于了解中子星及其它致密星体的性质、不稳定核反应中同位旋相关的裂变位垒、丰中子核中子皮厚度等问题有重要意义^[4-12]。

目前,理论上关于非对称核物质状态方程以及对称能密度依赖形式的计算可以通过各种不同的微观多体理论,比如:Skyrme-HF, RMF, ... 等理论方法^[13]来进行。各种模型以及理论方法中有效相互作用参数的确定主要是基于一些原子核性质的实验数据以及核物质的一些基本性质。例如:(1)零温时核物质的饱和密度 $\rho_0 \approx 0.16 \text{ fm}^{-3}$; (2)在核物质饱和密度 ρ_0 时每核子能量为 -16 MeV ; (3) ρ_0 附近核物质的不可压缩系

$$K = \frac{9\rho_0^2}{d\rho^2} \left(\frac{E}{A} \right) = \frac{R^2}{dR^2} \left(\frac{E}{A} \right), \quad (3)$$

$K \sim 210 \text{ MeV}$; (4)核子在饱和密度处核子有效质量的大小; (5)对称能在饱和密度附近的值等。基于性质(1), (2)和(3), 各种模型对对称核物质在饱和密度附近的性质都能给出较为一致的结果,然而它们所给出的非对称核物质状态方程或者对称能的密度依赖形式在远离饱和密度时却大相径庭。

图 1(a)给出了不同的有效核子-核子相互作用所给出的纯中子物质状态方程随密度变化^[14]。可以看出,在高密以及低密区对称能的大小存在很大的差异。图 1(b)是通过目前已有的大量重离子碰撞的实验数据(比如集体流、Kaon 凝聚, 巨单极共振等)与理论分析比较后给出的对称核物质状态方程 $p \sim \rho/\rho_0$ 约束。可以看出,目前已经较好的确定了 $1 \sim 5$ 倍饱和密度区间的对称核物质状态方程^[15-16]。

非对称核物质状态方程的确定主要是对称能部分的确定。通过重离子碰撞研究确定非对称核物质状态方程(主要是对称能密度依赖形式的确定)已成为目前重离子碰撞研究的核心问题之一,也是许多实验室研究的主要内容之一。例如,我国的“九五”大科学工程——兰州重离子加速器冷却储存环装置(HIRFL-CSR),日本理化学研究所(RIKEN) Big-

RIPS 装置,美国能源部计划投入巨资的稀有同位素核束装置(FRIB),以及德国重离子研究中

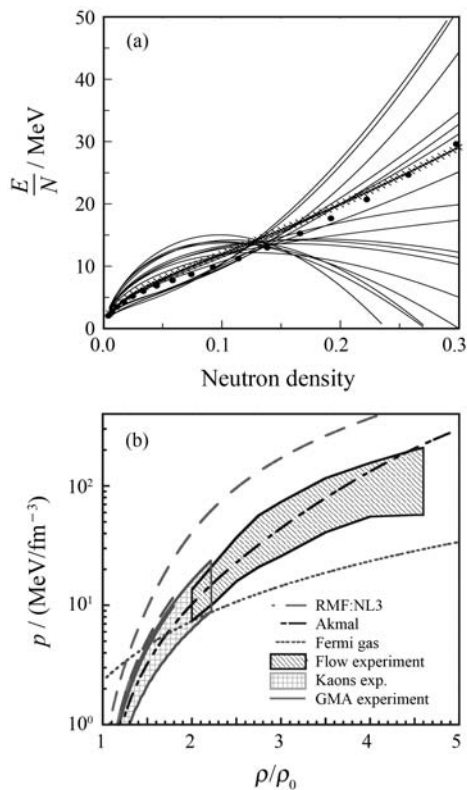


图 1 (a)18 种不同的 Skyrme 参数给出的纯中子物质状态方程^[14], (b)重离子碰撞中集体流、Kaons 凝聚以及 GMR 等实验数据对于对称核物质状态方程的约束

心(GSI)计划建立的 FAIR 装置等。这些加速器和实验装置将为核物理学家提供高品质、大能量范围及非常广的同位素种类的放射性核束,为丰中子核重离子碰撞中核反应动力学与非对称核物质状态方程等问题的研究提供了巨大的机会。

总之,确定对称能大小的方法主要可以分为 3 大类。第一类为天体物理方面的研究。比如中子星的质量半径、冷却速率等。通过天体物理的测量结果与相应的理论模型比较就可以得到对称能(非对称核物质状态方程)的信息。这方面研究所给出的对称能的信息主要集中在高密区。第 2 类为核结构方面的研究。比如丰中子核中子皮厚度、GDR、PDR 等。这方面的研究给出的对称能信息主要集中在饱和密度附近。第 3 类为中能重离子碰撞方面的研究。由于该能区重离子碰撞过程中反应体系会经历不同的反应阶段,比如压缩、膨胀、碎裂等过程,会涉及不同密度、不同同位旋的核物质状态,因此

非常适于研究核物质的状态方程。利用重离子碰撞获取对称能密度依赖形式的基本思路是: 在实验室测量丰中子体系反应中的同位旋敏感观测量, 例如出射核子的中子数质子数产额之比 $Y(n)/Y(p)$ 、 $Y(^3H)/Y(^3He)$ 之比、碎块的 N/Z 之比和 π^-/π^+ 等^[17-21], 通过与采用不同对称势的输运理论计算结果相比较, 间接获取对称能的密度依赖形式。到目前为止, 国内外对该问题进行了大量的理论和实验研究^[13-49], 并取得了一定的成果。

在本文中, 我们将对利用 ImQMD05 获取低密区对称能信息方面的研究进行简单的总结和展望。第二部分简单介绍了输运理论以及 ImQMD05 的主要内容。第三部分讨论了 ImQMD05 对于中能重离子碰撞的一些基本观测量的描述。第四部分论述了如何利用 ImQMD05 模型获取对称能的信息, 并将它与其他模型所得结论进行了比较。最后对对称能研究与输运理论研究进行了总结与展望。

2 重离子碰撞的微观输运理论模型以及 ImQMD05 简介

重离子碰撞的微观输运理论描述目前可以分为两大类: 一类是求解单体相空间分布函数演化的 Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck (BUU) 类; 另一类是求解多体演化的分子动力学方法——量子分子动力学 (QMD) 类。

BUU 类的微观输运理论主要是求解单体的相空间分布函数的演化^[50], 如

$$\begin{aligned} \frac{\partial f}{\partial t} + U \cdot \nabla_r f - \nabla_r U \cdot \nabla_p f = \\ - \frac{1}{(2\pi)^3} d^3 p_2 d^3 p'_2 d\Omega \frac{d\sigma}{d\Omega} v_{12} \times \\ \{ [ff_2(1-f_1')(1-f_2')] - \\ [f_1'f_2'(1-f_1)(1-f_2)] \} \times \\ (2\pi)^3 \delta^3(p + p_2 - p_1' - p_2'), \quad (4) \end{aligned}$$

方程(4)左侧是相空间分布函数 f 对时间的微分, 其中 U 是核子所处的势场, 而右侧是玻尔兹曼(Boltzmann)的碰撞积分项, 其中 $d\sigma/d\Omega$ 与 G -matrix 的虚部紧密相关。其中 $[ff_2(1-f_1')(1-f_2')] - [f_1'f_2'(1-f_1)(1-f_2)]$ 是与散射末态 Pauli 阻塞紧密相关的 Uehling-Uhlenbeck 因子。 σ 是介质中核子-核子散射截面, δ 函数给定了散射的初末态的动量守恒。茅广军、李祝霞和卓益忠等在 20 世纪

90 年代在自洽的 RBUU 理论发展方面做了系统深入的研究, 详细地考虑了 Δ , π , N^* 等的微观输运方程以及碰撞项等, 有兴趣的读者可阅文献[51-53]。

BUU 类方程的求解主要是基于试验粒子方法(test particle method)。其核心思想就是将单体相空间分布函数 f 描写为如下形式:

$$f(r, p) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{\tilde{N}} \delta(r - r_i) \delta(p - p_i), \quad (5)$$

其中: N 是反应系统的核子数; \tilde{N} 就是每个核子具有的试验粒子的数目; r_i 和 p_i 是试验粒子在位置空间和动量空间的坐标。因此, 相空间大小为 Ω 的单体相空间分布函数 f 的平均值 \bar{f} 可以从以下关系式得到:

$$\int f d^3 r d^3 p = \bar{f} \Omega = \frac{1}{\tilde{N}} \sum_{i \in \Omega} 1.$$

在 BUU 方程的数值求解过程中, 主要是求解 \bar{f} (\bar{f} 为相空间分布函数的平均值) 的演化。在空间点 r 处小体积 $(\Delta r)^3$ 内的密度写为 $\rho(r) = N'/(\Delta r)^3 \tilde{N}$, 其中 N' 为空间大小为 $(\Delta r)^3$ 的格子内的试验粒子数。在最低阶的近似下, 方程(4)右侧为零, 它也就是我们经常提到的 Vlasov 方程。并且很容易验证当试验粒子的坐标 r_i 和 p_i 满足哈密顿方程的演化规律时, 方程(4)将自动满足。因此, 试验粒子在它们自己产生的平均场下运动。由于输运理论本身的困难, 目前对方程(4)右侧的处理是采用了随机散射的 Cascade 模型。对于 BUU 类的模型而言, 由于求解的是单体相空间分布函数, 因此它对中高能重离子碰撞的单粒子观测量

$$\langle O(t) \rangle = \int f(r, p) o(r, p) d^3 r d^3 p$$

的描述方面(如集体流、阻止本领和粒子能谱等)取得了很大的成功。为了进一步利用微观输运理论研究对称能以及反应系统的多重碎裂的问题, 国际上很多理论小组对 BUU 模型的发展与改进做了大量的工作。例如, IBUU04^[13], SMF^[46], ... 等。这里就不一一介绍了。

QMD 模型即量子分子动力学 (Quantum Molecular Dynamics) 模型是 20 世纪 80 年代末由 Aichelin 等^[54] 提出用来逐个事件模拟重离子碰撞的

N 体微观输运理论。它基于广义的变分原则。和其他的变分方法一样, QMD 模型也需要一个试验波函数(test wave function) Φ 。在 QMD 的方法中, 如果反应体系具有 N 个核子, 那么这个试验波函数 Φ 就是一个 N 体的波函数, 具有 $6N$ 个时间依赖的参数, 即 $\{r_i, p_i\}$, $i=1, 2, \dots, N$ 。QMD 模型最基本的假设就是体系的波函数可以写成每个核子波函数的乘积:

$$\Phi = \prod_{i=1}^{A_T+A_p} \phi_i, \quad (6)$$

其中

$$\phi_i = \frac{1}{(2\pi\sigma_r)^{3/4}} \exp\left[-\frac{(r-r_i)^2}{4\sigma_r^2} + ip_i \frac{r}{\hbar}\right], \quad (7)$$

参数 σ_r 是波包的空间宽度, 它与粒子相互作用的范围和有限体系的密度分布紧密相关, 其在 QMD 的计算过程中是固定的。

为了得到反应系统的时间演化, 从作用量出发

$$S = \int_{t_1}^{t_2} L(\phi, \phi^*) dt, \quad (8)$$

其中拉格朗日函数 \mathcal{L} 如下

$$\mathcal{L} = \left\langle \Phi \left| i\hbar \frac{d}{dt} - H \right| \Phi \right\rangle. \quad (9)$$

上式中总的时间导数也包括了对 $\{r_i$ 和 $p_i\}$ 的求导。由作用量(action)最小原理我们可以导出每个时间依赖的参量 $\{r_i, p_i\}$ 满足欧拉-拉格朗日方程(Euler-Lagrange equation)。对于体系的哈密顿量(Hamiltonian)为

$$H = \sum_i T_i + \frac{1}{2} \sum_{ij} V_{ij}$$

式中: T_i 是粒子动能; V_{ij} 是粒子势能, 其拉氏量可以写为

$$L = \sum_i \left[-\dot{r}_i p_i - T_i - \frac{1}{2} \sum_{i \neq j} \langle V_{ij} \rangle \right]. \quad (10)$$

利用变分法, 可以给出波包中心 r_i 和 p_i 的演化规律, 如下式:

$$\dot{r}_i = \frac{p_i}{m} + \nabla_{p_i} \sum_j \langle V_{ij} \rangle = \nabla_{p_i} \sum_j \langle H \rangle, \quad (11)$$

$$\dot{p}_i = -\nabla_{r_i} \sum_j \langle V_{ij} \rangle = -\nabla_{r_i} \sum_i \langle H \rangle, \quad (12)$$

该方程的求解类似于经典分子动力学问题的求解。对于中高能重离子碰撞而言, 核子的粒子性比较

强, 因此可以通过对核子波函数进行 Wigner 变换^[55]将量子空间对应到经典空间从而方便求解。对于核子 i 而言, 容易得到其相应的 Wigner 分布函数 f_i :

$$f_i(r, p) = \frac{1}{(\pi\hbar)^3} \times \exp\left[-\frac{(r-r_i)^2}{2\sigma_r^2}\right] \exp\left[-\frac{(p-p_i)^2}{2\sigma_p^2}\right]. \quad (13)$$

总之, $f(r, p) = \sum_i f_i(r, p)$ 。体系的 $\langle H \rangle$ 为

$$\begin{aligned} \langle H \rangle &= \sum T_i + V_i = \sum \int \frac{f_i p_i^2}{2m} d^3 r_i d^3 p_i + \\ &\sum \int f_i V_{ij} f_j d^3 r_i d^3 p_i d^3 r_j d^3 p_j + \\ &\sum \int f_i f_j f_k V_{ijk} d^3 r_i d^3 p_i d^3 r_j d^3 p_j d^3 r_k d^3 p_k + \\ &\dots, \end{aligned} \quad (14)$$

其密度分布以及动量分布为

$$\begin{aligned} \rho(r) &= \int f(r, p) dp = \frac{1}{(2\pi\sigma_r^2)^{3/2}} \times \\ &\sum_i \exp\left[-\frac{(r-r_i)^2}{2\sigma_r^2}\right], \end{aligned} \quad (15)$$

$$\begin{aligned} g(r) &= \int f(r, p) dr = \frac{1}{(2\pi\sigma_p^2)^{3/2}} \times \\ &\sum_i \exp\left[-\frac{(p-p_i)^2}{2\sigma_p^2}\right]. \end{aligned} \quad (16)$$

为了将 QMD 模型用于中低能重离子碰撞研究, 中国原子能科学研究院李祝霞研究员的研究组自 2000 年开始对原来的 QMD 理论方法做了进一步的发展和改进。早期发展和改进的 ImQMD 模型已成功的用于研究低能区重核反应机制及近垒的熔合反应等问题^[56-58]。为了利用重离子碰撞来获取对称能的信息, 我们又在此基础上对 ImQMD 程序做了进一步的发展, 其主要改进在以下几个方面: (1)核子所处的平均场部分直接从 Skyrme 能量密度泛函导出, 在模型中详细考虑了表面能、表面对称能以及不同密度依赖形式的对称能; (2)采用了依赖于入射能量、介质中密度以及同位旋相关的核子-核子散射截面, 在微分散射截面方面详细考虑了其同位旋相关性; (3)同位旋相关的 Pauli 阻塞等。目前用来研究中能区丰中子核重离子碰撞版本为 ImQMD05^[19, 59-61] 版。

为方便读者, 现将 ImQMD05 作以简单介绍。

在 ImQMD05 模型中，反应体系统的哈密顿量为

$$\langle H \rangle = T + U = \int u_{\text{loc}} + u_{\text{md}} + u_{\text{coul}} d^3 r ,$$

其中 u_{loc} 直接从 Skyrme 能量密度泛函给出。

$$\begin{aligned} u_{\text{loc}} = & \frac{\alpha}{2} \frac{\rho^2}{\rho_0} + \frac{\beta}{\gamma + 1} \frac{\rho^{\gamma+1}}{\rho_0^\gamma} + \frac{g_{\text{sur}}}{2\rho_0} (\nabla \rho)^2 + \\ & \frac{g_{\text{sur, iso}}}{2\rho_0} [\nabla(\rho_n - \rho_p)]^2 + \\ & (A_{\text{sym}} \rho^2 + B_{\text{sym}} \rho^{\gamma+1} + \\ & C_{\text{sym}} \rho^{8/3}) \delta^2 + \frac{g_{\rho\tau} \rho^{8/3}}{\rho_0^{5/3}} \end{aligned} \tag{17}$$

其中：右边第 4 项为表面对称能项；第 5 项为体对称能项；第 6 项为修正项，源于 $\rho\tau$ 项；而各项的系数可由 Skyrme 相互作用的参数直接决定^[19, 59]：

$$\frac{\alpha}{2} = \frac{3}{8} t_0 \rho_0, \quad \frac{\beta}{\gamma + 1} = \frac{1}{16} t_3 \rho_0^\gamma, \tag{18}$$

$$\frac{g_{\text{sur}}}{2} = \frac{1}{64} (9t_1 - 5t_2 - 4x_2 t_2) \rho_0, \tag{19}$$

$$\begin{aligned} \frac{g_{\text{sur, iso}}}{2} = & -\frac{1}{64} [3t_1 (2x_1 + 1) + \\ & t_2 (2x_2 + 1)] \rho_0, \end{aligned} \tag{20}$$

$$A_{\text{sym}} = -\frac{t_0}{4} \left(x_0 + \frac{1}{2} \right), \tag{21}$$

$$B_{\text{sym}} = \frac{-t_3}{24} \left(x_3 + \frac{1}{2} \right), \tag{22}$$

$$C_{\text{sym}} = \frac{1}{24} \left(\frac{3\pi^2}{2} \right)^{2/3} \Theta_{\text{sym}}, \tag{23}$$

$$g_{\rho\tau} = \frac{3}{80} [3t_1 + (5 + 4x_2) t_2] \left(\frac{3\pi}{2} \right)^{2/3} \rho_0^{5/3}, \tag{24}$$

其中 $\Theta_{\text{sym}} = 3t_1 x_1 - t_2 (4 + 5x_2)$ 。表 1 和表 2 列出了几种不同的 Skyrme 力的参数及其在 ImQMD 模型中相应的系数，动量依赖的相互作用部分，依然采用了 Aichelin 等的 QMD 模型中采用的同位旋无关的动量相关势，具体形式见文献[62]。

对于碰撞部分，QMD 模型主要处理两体散射。首先将两核子的散射过程变换到两核子质心系中进行处理，从而避免碰撞过程中可能出现的因果律问题；对于两个核子碰撞的判断需要：第一，两个核子的碰撞参数小于 $b_{\text{max}} = \sqrt{\sigma_{\text{nn}}^{\text{tot}}/\pi}$ ；第二，两个核子在 δt 时间步长内通过的距离使得这两个核子能够接触上。其中， $\sigma_{\text{nn}}^{\text{tot}}$ 是依赖于碰撞粒子的质心系能量以及粒子种类的截面。如果两粒子发生散射，散射

后的粒子动量方向按照微分散射截面 $d\sigma/d\Omega$ 的分

表 1 部分 Skyrme 力参数

	SkP	SkM *	Sly7	SIH
$t_0/(\text{MeVfm}^3)$	-2931.70	-2645.00	-2480.80	-1128.75
$t_1/(\text{MeVfm}^5)$	320.618	410.00	461.29	935.00
$t_2/(\text{MeVfm}^5)$	-337.409	-135.00	-433.93	-95.00
$t_3/(\text{MeVfm}^{3+3\sigma})$	18708.96	15595.00	13669.00	14000.00
x_0	0.29215	0.09	0.848	0.45
x_1	0.65318	0.00	-0.492	0.00
x_2	-0.53732	0.00	-1.000	0.00
x_3	0.19103	0.00	1.393	1.0
σ	1/6	1/6	1/6	1

表 2 与表 1 Skyrme 参数相应的 ImQMD05 中的参数

	SkP	SkM *	Sly7	SIH
α/MeV	-356.20	-317.40	-293.97	-122.75
β/MeV	303.03	248.96	215.03	55.19
γ	7/6	7/6	7/6	2
$g_{\text{sur}}/(\text{MeVfm}^2)$	19.47	21.82	22.64	18.26
$g_{\text{sur, iso}}/(\text{MeVfm}^2)$	-11.35	-5.45	-2.25	-4.94
$g_{\rho\tau}/\text{MeV}$	0.00	5.92	9.92	6.42
$\rho_\infty/\text{fm}^{-3}$	0.162	0.160	0.158	0.145
a_s/MeV	30.66	30.68	32.62	28.78
K_∞/MeV	200	216	229	354

布随机选取。在 ImQMD05 中，介质中核子-核子散射截面采用了唯象公式

$$\sigma_{\text{nn}/\text{np}}^* = \left[1 - \eta(E_{\text{beam}}) \frac{\rho}{\rho_0} \right] \sigma_{\text{nn}/\text{np}}^{\text{free}},$$

其中 $\sigma_{\text{nn}/\text{np}}^{\text{free}}$ 以及相应的同位旋相关的微分散射截面取自文献[63]。由于核子是费米子，它在相空间的分布应当满足 Pauli 原理 ($f \leq 1$)，在输运理论中的散射过程会被 Pauli 阻塞。在 ImQMD05 中 Pauli 阻塞是这么实现的，取核子散射后的末态 1' 和 2' 的相空间密度 $f_{1'}$ 和 $f_{2'}$ 为 Pauli 阻塞的几率，因此散射后的末态被允许占有的几率为 $(1 - f_{1'}) (1 - f_{2'})$ 。如果核子被阻塞，则其动量保持碰撞前的动量不变。另外，在 ImQMD05 模型中也采用了相空间约束^[56]的方法来进一步完善核子的费米子性质。

ImQMD05 主要由以下 3 部分构成：(1) 弹核以及靶核的初始化。弹核与靶核中核子的初始相空间

位置 r_i , p_i 是根据 $f(r, p, t=0)$ (即弹核靶核的密度分布、动量分布 (采用了局域密度处的费米动量内均匀分布) 等) 利用 Monte-Carlo 随机抽样的方法来确定, 这种随机抽取出的初始弹核与靶核应当满足其基态核的相应性质; (2) 核子在平均场作用下的运动。在这一方面, 体系的哈密顿量 $\langle H \rangle$ 对于核子运动方程非常重要; (3) 核子-核子散射以及 Pauli 阻塞。这一项直接与核子-核子在介质中的散射截面紧密相关。在计算中, 与运动学相关的基本输入量有弹核以及靶核的质量数、电荷数、入射能量以及碰撞参数等。模型中与物理因素有关的有核子-核子相互作用 (即核子势场) 参数, 介质中核子-核子散射截面以及波包宽度等。这些项可以在一定的范围内调整, 通过与相应的实验数据比较可以获取与之相关的物理知识。在 ImQMD05 模型中, 核子是否属于同一个碎块主要是利用了最小树展开的判断方法。其主要思想是, 相对动量以及相对距离小于某一判断值 $P_0=200$ MeV/c, $R_0=3.5$ fm 时, 被认为属于同一个碎块。

3 ImQMD05 对于中能重离子碰撞基本特点的描述

在中能重离子碰撞中, 实验上观察到的一个显著特点是多重碎裂现象, 它与核物质状态方程、核体系的液汽相变紧密相关。目前, 重离子碰撞中的

观测量如碎块产额的多重数分布、集体流激发函数以及核核碰撞的阻止本领等观测量已积累了大量的实验数据。这些实验数据对于检验描写重离子碰撞的微观输运理论具有重要作用。在这一节我们将基于 ImQMD05 模型对这几个方面进行研究, 并通过这些研究确定同位旋无关部分的相互作用参数及介质中核子-核子散射截面等信息。

3.1 碎块的电荷分布

中能区重离子碰撞的多重碎裂现象是指体系在反应过程中会产生多种中等质量的碎块。重离子碰撞中产生的不同电荷碎块的多重数分布是研究有限核体系的液汽相变、多重碎裂的动力学过程等物理问题的基本观测量。我们利用 ImQMD05 研究了多个反应体系的中能重离子碰撞。图 2(a) 给出了 Xe + Sn 在入射能量为 $E_{\text{beam}}=50$ MeV/u, 图 2(b) 给出了 Ca + Ca 在入射能量为 $E_{\text{beam}}=35$ MeV/u 计算结果以及图 2(c) 给出了 Au + Au 在入射能量为 $E_{\text{beam}}=60, 150$ 和 400 MeV/u 等反应条件下产物的电荷多重数分布与实验数据的比较。空心符号为理论计算结果, 实心为实验数据^[19, 59-60]。从图 2 可以看出, 在中能区 ImQMD05 能够对这些不同反应体系、不同入射能量下的电荷数与相应的多重数分布给出很好的描述。

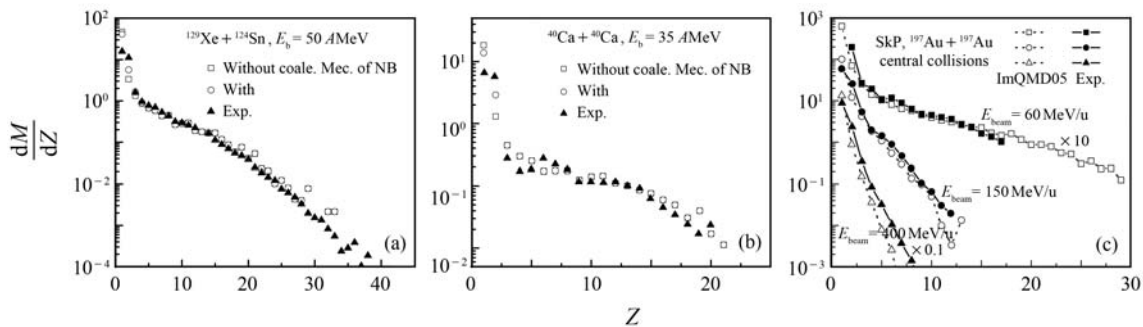


图 2 ImQMD05 模型计算的电荷多重数分布与实验数据的比较

(a) 入射能量为 50 MeV/u, 中心碰撞条件下 Xe + Sn 反应出射产物的电荷分布; (b) 入射能量为 35 MeV/u 中心碰撞条件下 Ca + Ca 反应出射产物的电荷分布; (c) 入射能量为 60, 150 和 400 MeV/u 时, 中心碰撞条件下 Au + Au 反应出射产物的电荷分布。

图 3(a) 给出了 Sn + Sn 在入射能量为 $E_{\text{beam}}=50$ MeV/u 的条件下, 出射碎片产物的电荷数与带电粒子多重数的关联, 图 3(b) 给出了实验上测得的产物电荷多重数分布与产物电荷数以及碰撞参数的关联^[37]。可以看出, ImQMD 计算可以很好地再现出

射碎片产物的电荷数与带电粒子多重数的关联形状, 但是它在多重数方向有偏离。这实际上是由于 QMD 模型产生的轻带电粒子 (特别是质子) 多重数过多造成的。其原因是 QMD 模型中采取的核力形式对于核体系结合能的描写类似于液滴模型, 不能

很好地描写轻粒子(比如 He 等)的结合能, 因此 QMD 模型对于轻粒子($Z \leq 2$)绝对产额的描写还

不能很好地再现实验数据。这是目前 QMD 类模型值得进一步发展和解决的问题之一。

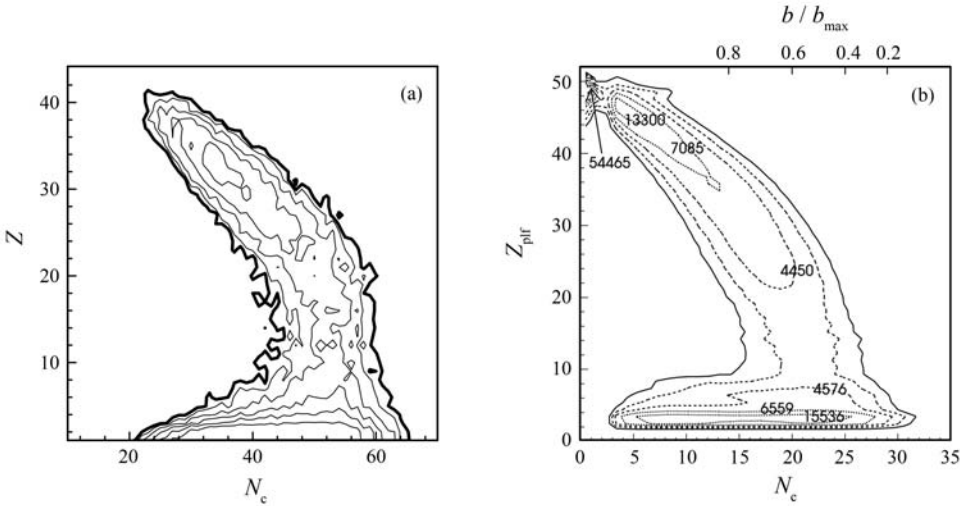


图 3 (a)ImQMD05 计算给出的入射能量为 50 MeV/u 的 $^{112}\text{Sn} + ^{112}\text{Sn}$ 反应的电荷多重数与碎块电荷的关联和(b)入射能量为 50 MeV/u 的 Sn+Sn 实验数据

3.2 集体流

中高能重离子碰撞过程中形成的高密核物质所产生的压强大小对于喷射出的粒子的运动方向有强烈影响。出射粒子的这种集体运动(集体流)与核态方程的软硬有关, 因此对出射粒子集体流的研究也是目前获取核态方程信息的主要途径。在这方面目前已经积累了不少实验数据, 因此对于集体流激发函数的研究也从另一方面检验和促进了微观输运理论的发展。

图 4 给出了集体流中的直接流与椭圆流的示意图。直接流反映了旁观者中的核子在碰撞所形成的压缩区的压力下, 粒子的动量方向由初始的束流方向发生偏转的程度。图 4(a)的在平面运动的偏转轨迹反映了直接流的物理意义, 所以直接流也经常被称为 Sideward flow。容易理解, 如果压缩核物质具有较大的压强, 则出射粒子动量方向会发生较大偏转。因此, 直接流是直接依赖于核态方程的敏感物理量。作为例子, 图 4(b)给出了实验上测得的 400 MeV/u Ru+Ru 的出射粒子($Z=2$)的横动量在 x 方向的平均值 $\langle (p_x)^0 \rangle$ 随着 $(p_z)^0_{cm}$ 变化规律。由于粘滞性以及压缩区的压力梯度, $\langle (p_x)^0 \rangle$ 随着 $(p_z)^0_{cm}$ 的增长而单调地增长, 显示出直接流的存在。更加定量地比较经常采用直接流的流参数 $F_s^{[64]}$:

$$F_s^0 = \frac{d\langle p_x^0 \rangle}{dy^0} \Big|_{y^0 \approx 0}, \quad (25)$$

其中: $\langle (p_x)^0 \rangle$ 为质心系中出射粒子在 x 方向的平均动量; y^0 为出射粒子在质心系中的快度。因此, 较大的流参数 F 反映了出射核物质受到了碰撞形成高密区的更强烈排斥, 使其发生较大的偏转。输运理论采取硬的状态方程将给出大的流参数。椭圆流给出了粒子在平面出射与出平面出射的差别, 反映了重离子碰撞过程中系统将位置空间的不均匀性转化为动量空间不均匀性的能力。对出射粒子的方位角分布进行 Fourier 展开, 即有

$$\frac{dN}{d\phi} = p_0 (1 + 2v_1 \cos\phi + 2v_2 \cos 2\phi), \quad (26)$$

$v_2 = \cos 2\phi$ 量度了椭圆流的大小, ϕ 为出射粒子的方位角 ($\tan\phi = \frac{p_y}{p_x}$, p_x , p_y 为垂直于束流方向的横动量在平面分量与出平面的分量, 如果在旋转参考系内分析 v_2 , ϕ 角要进行相应的变换)。实验上对于 v_2 的抽取是利用如图 4(c)的中等快度区出射粒子的方位角分布。容易看出, $v_2 < 0$ 时出平面核子的发射($\phi \approx 90^\circ$ 以及 $\phi \approx 270^\circ$)要比在平面($\phi \approx 0^\circ$ 以及 $\phi \approx 180^\circ$)的多; $v_2 > 0$ 所对应的情况相反, 即在平面核子的发射要比出平面的多。从 v_2 的定义可以看出, 它不仅受到压缩区压力大小的影响, 而且还受到旁观者遮挡的影响。因此, v_2 的值对于状态方程软硬的依赖并不单调, 而 $|v_2|$ 则是随着状态方程变硬而变大^[59-60]。

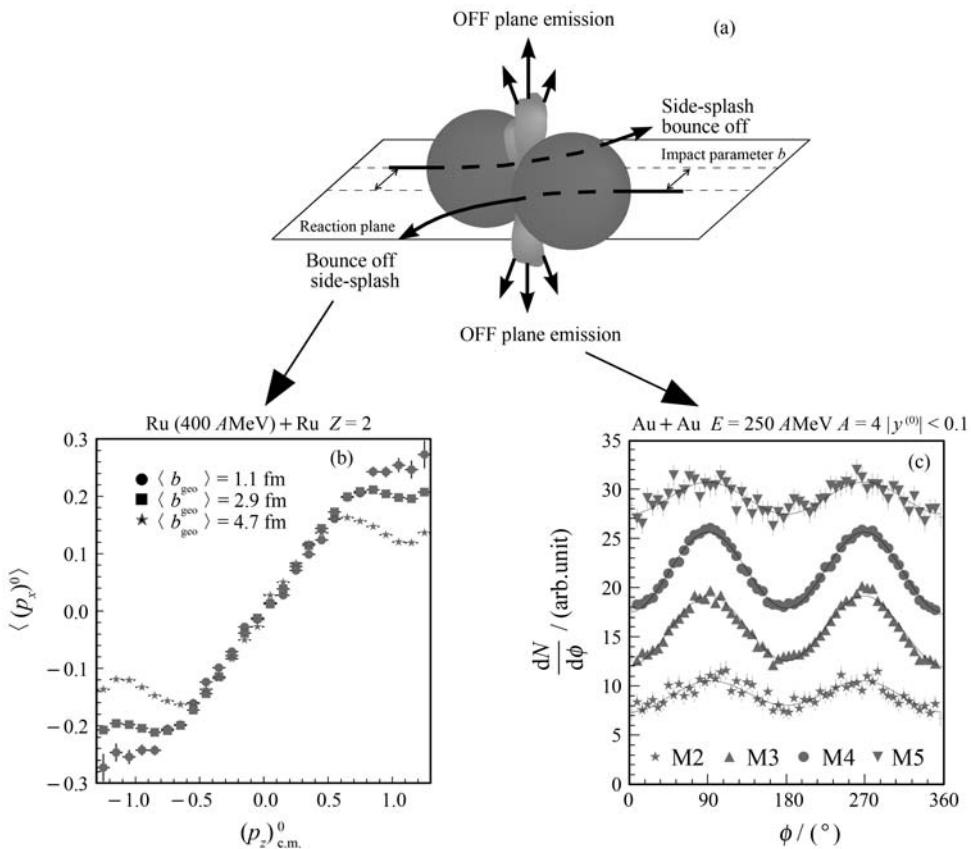


图 4 (a)直接流与椭圆流的出射示意图, (b)入射能量为 400 A MeV 时 Ru+Ru 出射粒子的平均横动量随快度的变化关系, (c)入射能量为 250 A MeV 时 Au+Au 不同的碰撞参数下出射粒子的方位角分布

图 5 是 ImQMD05 模型计算的中等快度区出射 ($\left| \frac{y_{\text{c.m.}}}{y_{\text{beam}}} \right| < 0.1$) 的 $Z \leq 2$ 轻带电粒子的 v_2 激发函数以及 $Z \leq 10$ 碎块给出的 $p_{x\text{dir}}^0 = p_{x\text{dif}}/u_{\text{c.m.}}^{\text{beam}}$ (即 scaled flow) 的激发函数, 其中 $u_{\text{c.m.}}^{\text{beam}} = \gamma_{\text{c.m.}}^{\text{beam}} \beta_{\text{c.m.}}^{\text{beam}}$, $p_{x\text{dir}} = \sum \text{sgn}(y) z u_x / \sum z$ 。目前大量的研究认为对称核物质的压缩系数约为 220 MeV。因此我们采用 ImQMD05 研究了 SkP 和 Sly7 两种 Skyrme 力 (其压缩系数均在比较认可的范围内) 以及 3 种不同的介质中核子-核子散射截面的修正: (1) $\sigma_{\text{NN}}^{*(1)} = (1 - 0.2\rho/\rho_0)\sigma_{\text{NN}}^{\text{free}}$; (2) $\sigma_{\text{NN}}^{*(2)} = (1 - \eta_{\text{ctpg}}\rho/\rho_0)\sigma_{\text{NN}}^{\text{free}}$, 其中 η_{ctpg} 是同位旋依赖、能量依赖的介质修正因子, 它是基于 QHD-II 相互作用从闭合时间回路格林函数方法抽取出的介质中核子-核子散射截面的信息^[36]; (3) $\sigma_{\text{NN}}^{*(3)} = (1 - \eta(E_{\text{beam}})\rho/\rho_0)\sigma_{\text{NN}}^{\text{free}}$ 。 $\eta(E_{\text{beam}})$ 是依赖于入射能量的介质修正因子, 通过与实验数据的比较可以对介质中核子-核子散射截面的修正因子给出约束。图 5 中空心点是 ImQMD05 的计算结果, 实心点是实验数据^[65-67]。图 5(a)给出了 v_2 激

发函数对不同核力参数 (SkP 以及 Sly7) 的依赖 (即不同的状态方程), 可以看出 v_2 对于所选取的核力参数依赖并不明显; 图 5(b) 给出了 v_2 激发函数对不同的介质中核子-核子散射截面的依赖, 可以看出输运理论要想重现实验数据, 其介质修正因子必须考虑能量依赖。输运理论的研究表明, 由文献^[36]中理论计算给出的截面介质修正的效应仍然不够。通过与实验数据的比较, 可以对 $\eta(E_{\text{beam}})$ 给出一个简单的密度、能量依赖关系, 即

$$\sigma_{\text{n n/n p}}^* = \left[\left(1 - \eta(E_{\text{beam}}) \frac{\rho}{\rho_0} \right) \right] \sigma_{\text{n n/n p}}^{\text{free}},$$

$$\eta(E_{\text{beam}}) = \begin{cases} 0.2, & E_{\text{beam}} < 150 \text{ MeV/u} \\ 0.0, & 150 \text{ MeV/u} \leq E_{\text{beam}} < 200 \text{ MeV/u} \\ -0.2, & 200 \text{ MeV/u} \leq E_{\text{beam}} < 400 \text{ MeV/u} \\ -0.4, & 400 \text{ MeV/u} \leq E_{\text{beam}} \end{cases} \quad (27)$$

图 5(c) 和 (d) 给出了不同的核力参数以及不同的介质中核子-核子散射截面对于 Scaled flow 的影响,

得到的结论与通过与 v_2 比较得到的结论相同。即在 ImQMD05 中 SkP 参数以及能量依赖的介质中核

子-核子散射截面能够很好地重现集体流激发函数的实验数据。

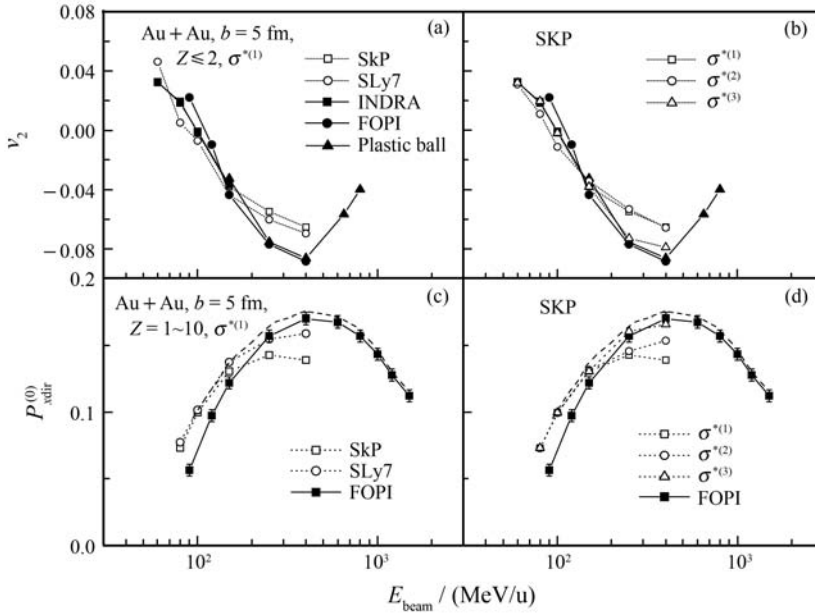


图 5 (a) ImQMD05 计算中采用 SkP 和 SLy7 两种不同的平均场参数给出的 Au+Au 在 $b=5$ fm 时椭圆流参数 V_2 的激发函数 (实线为 INDRA, FOPI, Plastic Ball 实验数据); (b) ImQMD05 计算中采用 SkP 的平均场参数以及 3 种不同的介质中核子-核子散射截面所给出的 Au+Au 在 $b=5$ fm 时椭圆流参数 v_2 的激发函数 (实线为实验数据); (c) ImQMD05 计算中采用 SkP 和 SLy7 两种不同的平均场参数给出的 Au+Au 在 $b=5$ fm 时直接流 p_{xdir}^0 的激发函数 (实线为 FOPI 实验数据); (d) ImQMD05 计算中采用 SkP 的平均场参数以及 3 种不同的介质中核子-核子散射截面所给出的 Au+Au 在 $b=5$ fm 时直接流 p_{xdir}^0 的激发函数

3.3 核核碰撞的阻止本领

核核碰撞的阻止本领反映了体系在反应过程中动量分布趋于各向同性 (也就是热化) 的能力, 是反映体系是否达到平衡程度的必要条件。它与核核碰撞过程中核子-核子碰撞的剧烈程度紧密相关。动量四极矩 $Q_{zz} = \sum_i (2p_{i,z}^2 - p_{i,x}^2 - p_{i,y}^2)$ 能够反映系统在动量空间的平衡程度, Q_{zz} 定义式中的求和遍及反应体系的核子。如果系统已处于热力学平衡的状态, 动量分布具有各向同性的特点, 则 $Q_{zz} = 0$ 。由于实验测量不能给出出射碎块中每个核子的动量, 因此该定义并不能在实验上用来量度系统的平衡度。实验上, 出射粒子的横向动能与纵向动能之比 $E_{rat} = \sum_i E_{trans}^i / \sum_i E_{long}^i$ 及出射粒子的横向快度分布宽度与纵向快度分布宽度之比 $vartl = \sigma_{trans}^2(y) / \sigma_{long}^2(y)$ 通常被用来测量系统在动量空间的平衡度。

图 6(a) 给出了 ImQMD05 中采用 SkP 以及 Sly7 参数所得到的 Au+Au 在入射能量为 400

MeV/u 时出射的 $Z \leq 6$ 粒子的纵向快度分布与横向快度分布, 图 6(b) 给出了 ImQMD05 中采用 3 种不同的介质中核子-核子散射截面所得到的 Au+Au 在入射能量为 400 MeV/u 时出射的 $Z \leq 6$ 粒子的纵向快度分布与横向快度分布。可以看出, 出射粒子的横向 (纵向) 快度分布强烈依赖于介质中核子-核子散射截面。图 6(c) 给出了 ImQMD05 模型采用 SkP 参数以及 3 种不同的介质中核子-核子散射截面时, 计算给出的 Au+Au 在入射能量为 400 MeV/u 时得到的阻止本领 $vartl$ 的激发函数与实验数据的比较。图中实点连线是 FOPI 的相关实验数据^[65-67]。与集体流得到的结论类似, 当采用式 (28) 给出的介质中核子-核子散射截面时, ImQMD05 模型的计算能够再现阻止本领的实验数据。作为对理论模型的进一步检验, 也研究了核核碰撞阻止本领 $vartl$ 对于反应系统的依赖, 如图 6(d)。可以看出, ImQMD05 模型也能够对核核碰撞阻止本领 $vartl$ 的系统大小依赖给出较好的描述。

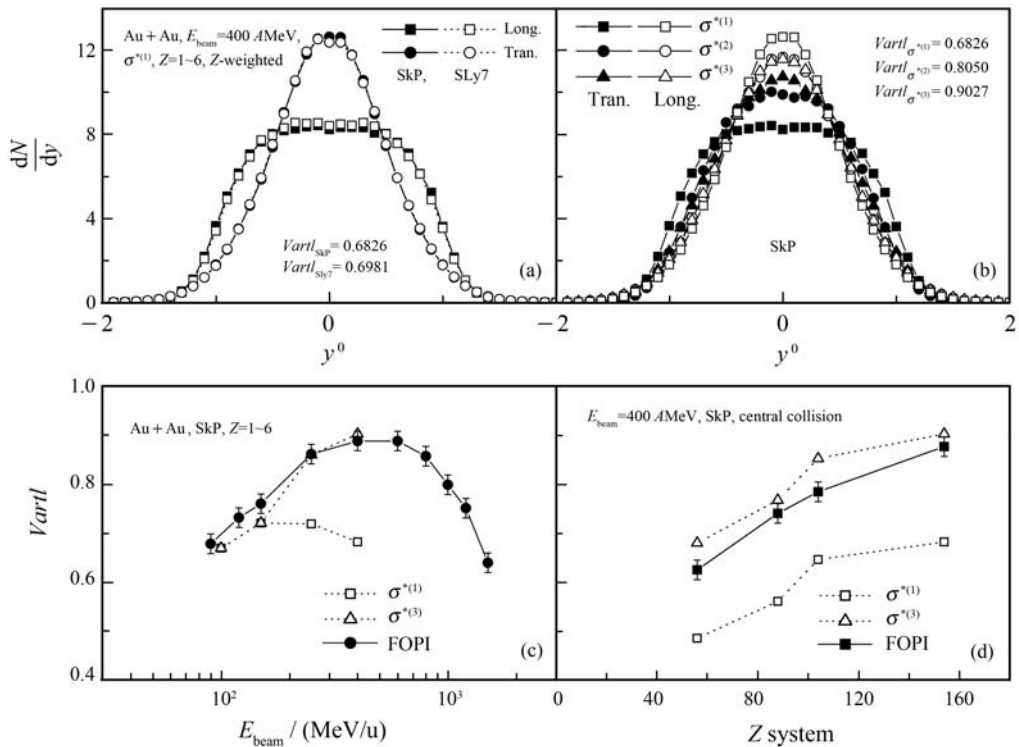


图 6 (a) ImQMD05 计算中采用 SkP 和 SLy7 的平均场参数所给出的入射能量为 400 A MeV, Au+Au 在中心碰撞时出射的 $Z=1\sim 6$ 粒子的横向速度与纵向速度分布之比; (b) ImQMD05 计算中采用 SkP 平均场参数, 3 种不同介质中核子-核子散射截面所给出的入射能量为 400 A MeV, Au+Au 在 $b=5$ fm 时出射 $Z=1\sim 6$ 粒子的结束; (c) ImQMD05 计算中采用 SkP 平均场参数, $\sigma^{*(1)}$ 和 $\sigma^{*(3)}$ 两种不同的介质中核子-核子散射截面所给出的阻止本领 $vartl$ 的激发函数; (d) ImQMD05 计算中采用 SkP 平均场参数, $\sigma^{*(1)}$ 和 $\sigma^{*(3)}$ 两种不同的介质中核子-核子散射截面所给出的阻止本领 $vartl$ 对反应系统的依赖(实心为实验数据)

4 对称能密度依赖形式的约束

目前, 不同的理论模型都指出, 非对称核物质状态方程可以写为 Parabolic 的形式, 如式(2)。其中 $S(\rho)\delta^2$ 为对称能项, $S(\rho)$ 为对称能的密度依赖形式。 $S(\rho)$ 源于两部分, 即动能及势能部分。

$$S(\rho) = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 E(\rho, \delta)}{\partial \delta^2} = \frac{1}{3} T_F(\rho, 0) + V_{\text{sym}}(\rho), \quad (28)$$

其中: $T_F(\rho, 0) = \frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{3\pi^2 \rho}{2} \right)^{2/3}$ 为动能部分的对称能密度依赖形式; $V_{\text{sym}}(\rho)$ 是势能部分的对称能密度依赖形式。在饱和密度附近, 对称能密度依赖形式 $S(\rho)$ (中子物质的对称能) 作泰勒展开得:

$$S(\rho) = S(\rho_0) + \frac{L}{3} \left(\frac{\rho - \rho_0}{\rho} \right) + \frac{K_{\text{sym}}}{18} \left(\frac{\rho - \rho_0}{\rho} \right)^2 + \dots, \quad (29)$$

其中: $S(\rho_0)$ 为对称能密度依赖形式在饱和密度处

的大小;

$$L = 3\rho_0 \left. \frac{\partial S(\rho)}{\partial \rho} \right|_{\rho=\rho_0} = \frac{3}{\rho_0} p_0$$

为 $S(\rho_0)$ 在饱和密度处的斜率 (p_0 为纯中子物质的对称能在饱和点产生的压力);

$$K_{\text{sym}} = 9\rho_0^2 \left. \frac{\partial^2 S(\rho)}{\partial \rho^2} \right|_{\rho=\rho_0}$$

为饱和密度附近对称能的曲率。对称能密度依赖形式的确定也就相当于上述几个参数 ($S(\rho_0)$, L 以及 K_{sym}) 的确定。

在输运理论中, 研究不同的核物质状态方程对于重离子碰撞观测量的影响主要是通过改变不同的核子-核子相互作用参数 (或者核子所处势场的参数) 来实现。因此, 在不同的输运模型中, 对对称能密度依赖形式的改变主要是通过改变对称势的参数来实现的。为了便于研究以及描写对称能的密度依赖形式, 在下边的讨论过程中, ImQMD05 模型采用的对称势的能量密度形式为密度的指数形式:

$$u_{\text{sym}} = \frac{c_s}{2} u^{\gamma_i} \delta^2 \rho, \quad (30)$$

其中: $u = \rho/\rho_0$, $\delta = (\rho_n - \rho_p)/(\rho_n + \rho_p)$; γ_i 为对称势参数。与其相应的冷的核物质对称能密度依赖形式可以写为

$$S(\rho) = \frac{1}{3} \frac{\hbar^2}{2m} \rho_0^{2/3} \left(\frac{3\pi^2}{2} \frac{\rho}{\rho_0} \right)^{2/3} + \frac{c_s}{2} \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{\gamma_i}. \quad (31)$$

图 7 给出了 $\gamma_i = 0.5$ 和 2.0 时对称能密度依赖形式。

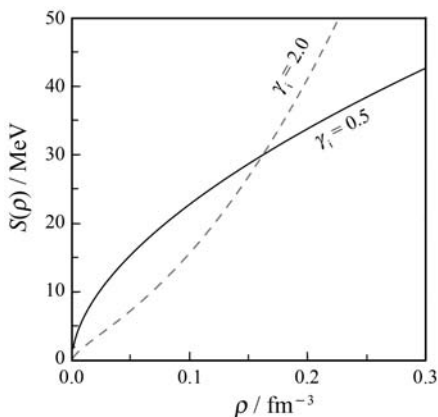


图 7 与 ImQMD05 中对称势相应的对称能密度依赖形式

对于 $\gamma_i < 1$ 的形式通常称为软的对称能密度依赖形式, $\gamma_i \sim 1$ 的形式常称之为线性依赖形式, 而通常将 $\gamma_i > 1$ 的形式称为硬的对称能密度依赖形式。从密度 ρ 小于饱和密度 ρ_0 的情形可看出, 软的对称能密度依赖形式给出的对称能要大于硬的对称能密度依赖形式给出的对称能; 在高密区则相反, 即硬的对称能密度依赖形式给出较大的对称能。

人们知道, 输运理论中的对称势以及介质中同位旋相关的核子-核子散射截面, 对于中能重离子碰撞中的同位旋灵敏的观测量都有影响。因此, 弄清这两种不同的因素对同位旋灵敏观测量的影响, 从而对最终高精度确定对称能大小有重要的意义。另一方面, 由于多重碎裂是中能重离子碰撞的一个主要反应机制, 因此研究反应过程中碎块发射对于同位旋灵敏观测量的影响也非常必要。

这一节将基于 ImQMD05 模型研究在入射能量为 50 MeV/u $^{112,124}\text{Sn} + ^{112,124}\text{Sn}$ 中心碰撞以及擦边碰撞的条件下, 对称势和同位旋相关的介质中核子-核子散射截面及其他因素对多个同位旋敏感观测量(如: $DR(n/p)$ 之比, 同位旋扩散以及同位旋

转移之比的快度依赖等)的影响, 并通过与 NSCL 相应反应系统的实验数据比较获取对称能的信息。

4.1 出射核子的中子数产额与质子数产额之比 $Y(n)/Y(p)$

由于对称势对 neutron 排斥, 对 proton 吸引, 因此出射核子的中子产额与质子产额之比 $Y(n)/Y(p)$ (即 $R(n/p)$) 能够直接与对称能密度依赖形式相联系。出射核子的 $R(n/p)$ 能谱成为研究对称能密度依赖形式的首选观测量^[17, 20, 39]。但是由于实验上中子探测效率的问题, $R(n/p)$ 的直接测量将会带来很大的误差。从理论方面来讲, 退激过程以及碎块发射等机制对于 $R(n/p)$ 的影响都需要研究。为了消除中子、质子在实验探测效率的差别, Famiano 等^[18, 20] 从实验上提出了研究双中子质子比来约束对称能。所谓的双中子质子之比定义如下:

$$DR\left(\frac{n}{p}\right) = \frac{R_A(n/p)}{R_B(n/p)}, \quad (32)$$

其中:

$$R_A\left(\frac{n}{p}\right) = \frac{dM_n(E_k)}{dE_k} \frac{dE_k}{dM_p(E_k)};$$

A 为丰中子系统 $^{124}\text{Sn} + ^{124}\text{Sn}$; B 为缺中子系统 $^{112}\text{Sn} + ^{112}\text{Sn}$ 。

图 8 给出了 ImQMD05 计算的反应体系 $^{112,124}\text{Sn} + ^{112,124}\text{Sn}$ 在入射能量为 50 MeV/u 和碰撞参数 $b=2$ fm 时横向出射核子 $DR(n/p)$ (a) 以及包含碎块贡献的 $DR(n/p)$ 的结果 (b) 与实验结果 (五角星号) 的比较。对于入射能量为 50 MeV/u 的中心碰撞而言, 多重碎裂是反应的主要机制, 核子的发射主要来源于低密区。因此, 采用软的对称能密度依赖形式的输运理论能够给出较大的 $R(n/p)$ 以及 $DR(n/p)$ 。即 ImQMD05 采用 $\gamma_i = 0.5$ 计算得到的 $DR(n/p)$ 要大于采用 $\gamma_i = 2.0$ 时得到的值。通过对 (a) 与 (b) 的比较可以看出, 碎块发射对于 $DR(n/p)$ 的影响主要体现在低能端 ($E_{c.m.} \leq 40$ MeV)。对于退激过程的影响, 我们采用 GEMINI 对于动力学演化末期的碎片进行退激发。由于 $DR(n/p)$ 的构造来源于相同碰撞条件下 (相同的入射能量和碰撞参数) 的两个相似的反应体系 ($^{112}\text{Sn} + ^{112}\text{Sn}$ 以及 $^{124}\text{Sn} + ^{124}\text{Sn}$), 因此退激过程对于出射核子的 $DR(n/p)$ 的影响主要在低能端并且效应很弱。通过与实验数据的比较可以看出, 输运理论采用较软的对称能密

度依赖形式能够很好地重现上述两种实验数据。另外,通过对两幅图的比较还可以看出,对出射粒子的动能大于 40 MeV 情形下,其行为基本上由预发

射的自由核子决定。碎块的发射主要影响了出射双中子、质子能谱之比低能端的行为。

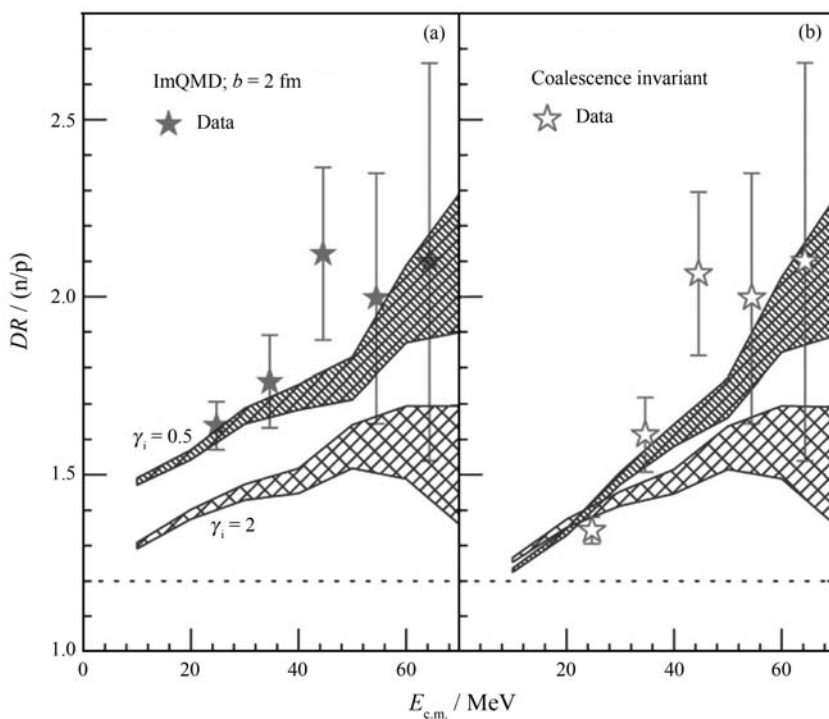


图 8 (a)入射能量为 50 MeV/u 的 $^{112}\text{Sn}+^{112}\text{Sn}$, $^{124}\text{Sn}+^{124}\text{Sn}$ 在中心碰撞条件下出射核子的 $DR(n/p)$ 随其相应的质心系动能的变化规律, (b)包含了轻碎块出射贡献的 $DR(n/p)$ 随其相应的质心系动能的变化规律;五角星号为 NSCL 的相关实验数据

作为输运理论中另一个重要的物理因素,介质中同位旋相关的核子-核子散射截面对于中能重离子碰撞观测量的影响也需要弄清楚。它对于最终确定非对称核物质状态方程以及对称能密度依赖形式非常重要。为了研究介质中核子-核子散射截面的同位旋依赖性对于重离子碰撞观测量的影响,必须保持总的碰撞数不变。在计算不同介质中同位旋依赖的核子-核子散射截面时必须保持总的两体碰撞数不变。我们的研究表明,介质中同位旋相关的核子-核子散射截面对于入射能量为 ~ 50 MeV/u 的重离子碰撞的同位旋敏感观测量 $DR(n/p)$ 的影响小于 5%。这是由于该能区的重离子碰撞过程中,核子-核子散射的总碰撞数较小以及较强的 Pauli 阻塞效应所导致的。

由于实验上 $DR(n/p)$ 的测量是在一定的中心度下完成的,因此从理论上研究 $DR(n/p)$ 对碰撞参数的依赖对于通过重离子碰撞确定对称能密度依赖

形式非常重要。图 9(a)给出了碰撞参数加权平均后出射核子的 $DR(n/p)$ 随其相应质心系动能变化的计算结果与实验数据的比较,图 9(b)给出了计算得到的高能端 $DR(n/p)$ 随碰撞参数的变化规律。可以看出,图 9 所显示的结果与图 8 的结果在统计误差范围内一致。这些反映了横向出射核子的 $DR(n/p)$ 对于碰撞参数的依赖比较弱,这一点可以在图 9(b)中明确看出。由于选取的横向出射核子的 $DR(n/p)$ 主要反映了碰撞形成的压缩区域的对称势的信息,因此其对碰撞参数的依赖很弱。

通过对上述各种因素的分析表明,横向出射的高能端核子所给出的 $DR(n/p)$ 对于介质中同位旋相关的核子-核子散射截面、退激、碎块发射、碰撞参数等的依赖很弱,而强烈依赖于对称势的软硬,因此可以说 $DR(n/p)$ 是约束对称能密度依赖形式的一个有力的观测量。

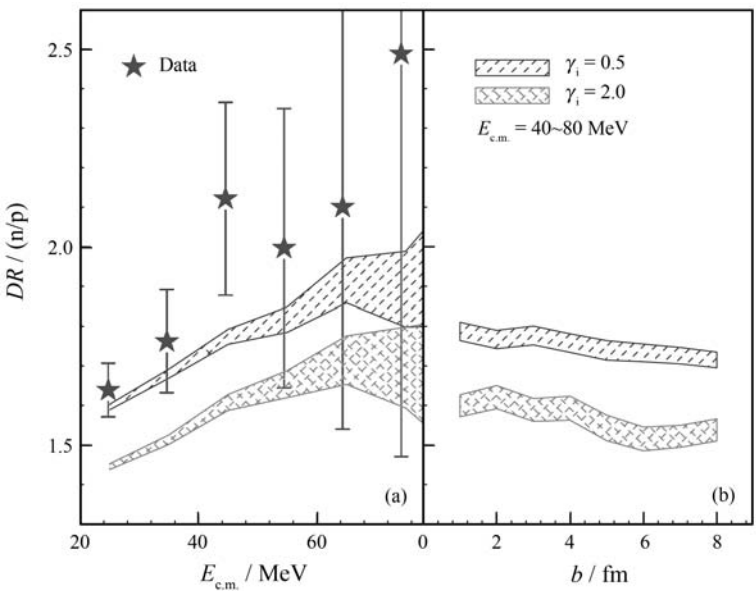


图 9 (a) 阴影区是 ImQMD05 计算给出的碰撞参数加权平均后出射核子的 $DR(n/p)$ 随其相应的质心系动能的变化规律与实验数据的比较, (b) 由 ImQMD05 计算的出射高能端核子的 $DR(n/p)$ 随碰撞参数的变化

4.2 同位旋扩散与同位旋转移之比的快度分布

对于非平衡的反应体系, 如果系统内的同位旋浓度(isospin concentration)存在差别, 则系统内将

$$R_i = \frac{2X - X_{AA} - X_{BB}}{X_{AA} - X_{BB}}, \tag{33}$$

其中: X 是同位旋敏感的观测量, 被用来量度同位旋的转移之比。 R_i 的获取需要至少 3 个反应系统, 即对称体系 $A+A, B+B$ 和不对称体系 $A+B(B+A)$ 。 A 代表 ^{124}Sn , B 代表 ^{112}Sn 。 从定义可看出, 如果弹核与靶核之间不发生同位旋扩散, 则 $R_i = \pm 1$; 当系统完全达到同位旋平衡时, 则 $R_i \approx 0$ 。 根据同位旋扩散导致弹核或靶核同位旋不对称度改变的物理图像, 在理论上, 探针 X 常被选取为反应中类弹残余碎块的同位旋不对称度。 图 11 给出了 ImQMD05 计算出 $^{124}\text{Sn} + ^{112}\text{Sn}$ 在碰撞参数为 $b = 6\text{ fm}$ 和入射能量为 50 MeV/u 的条件下某一事件时间演化的密度等高图。 从图中可以看出, 弹靶之间的同位旋扩散主要发生在 50 fm/c 到 150 fm/c 这段时间内。 在 150 fm/c 之后, 类弹(类靶)作为发射源继续发射核子、轻带电粒子以及中等质量碎块, 剩余相应的重碎块。 因此, 在 $\sim 150\text{ fm/c}$ 时的类弹或者类靶的同位旋不对称度相对于初始的弹或靶同位旋不对称度的改变反映了重离子擦边碰撞过程中的同位旋扩散。 对于动力学末期而言, 类弹残余碎块(发射源)的同位旋组分应当包括: 弹区的重碎块以及从类弹残余碎块(发射源)发射出来的各种轻碎块、自由核子等。 由于实验探测的限制, 很难准确反推类弹或类靶发射源的同位旋不对称度。 从式(33)定义可看

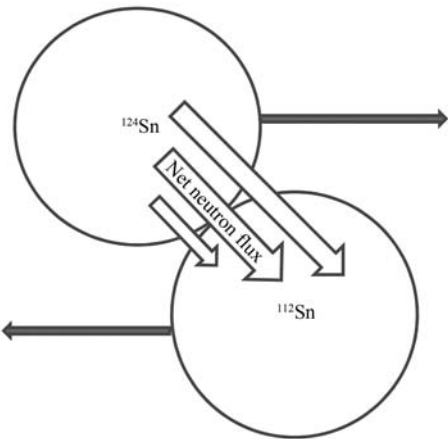


图 10 重离子擦边碰撞中同位旋扩散的示意图

会发生同位旋扩散。非平衡输运理论证明^[68] 同位旋扩散能力在形式上依赖于对称能的大小和 np 的散射截面。对于实际的重离子碰撞而言, 如果反应体系中弹核与靶核的同位旋不对称度不同(比如 $^{124}\text{Sn} + ^{112}\text{Sn}$), 这种同位旋浓度的差别将会使更多中子从丰中子体系转移到缺中子体系, 如图 10 所示。

在重离子碰撞中, 这种同位旋扩散能力可以通过同位旋转移之比 R_i 来量度。同位旋转移之比 R_i 定义如下:

出, 如果不同的探针 X 之间存在线性关系, 则它们将会给出相同的 R_i 的值。就给实验上提供利用其他的探针来构造同位旋扩散观测量 R_i 的可能。目前, 理论与实验都已经证实类弹残余碎块的同位旋不对

称度 δ 正比于近弹快度区出射轻粒子 $Z=3\sim 8$ 的同位素产额之比的 isoscaling 的参数 α ^[32, 69]。因此, 理论上可采用类弹残余碎块的同位旋不对称度来量度同位旋扩散, 并与实验观测量 $R_i(\alpha)$ 进行比较。

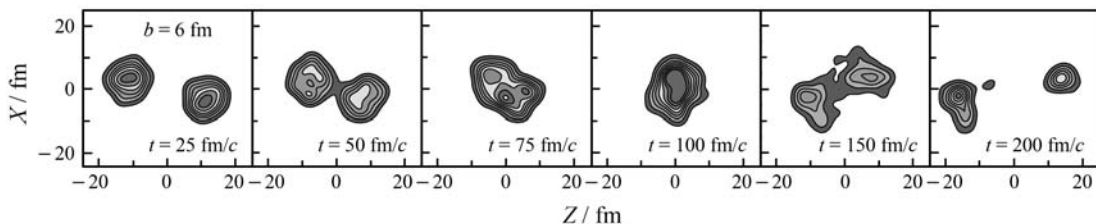


图 11 ImQMD05 计算给出的 Sn+Sn 在 $b=6$ fm 时的动力学演化密度分布图

图 12(a)给出了 ImQMD05 计算中采用软($\gamma_i=0.5$)和硬($\gamma_i=2.0$)的对称势的情况下同位旋扩散能力, 即 $R_i(\delta)$ 的大小, 随碰撞参数的变化规律。在 ImQMD05 模型计算重离子擦边碰撞过程中, 类弹残余碎块(发射源)的同位旋不对称度 δ 定义为: 出射速度满足 $v_{N, \text{frag}} > 0.5 v_{\text{beam}}^{\text{c.m.}}$ 的核子、碎块等构成的发射源的同位旋不对称度。由于重离子擦边碰撞过程中同位旋扩散过程主要发生在低密的“脖子”区并且软的对称能在低密区具有大的对称能, 因此在各种碰撞参数下, 采用软的对称势输运理论所预言的同位旋扩散 $R_i(\delta)$ 值比采用硬的对称势所预言的 $R_i(\delta)$ 的值要大。在 $b < 5$ fm 时, R_i 对于碰撞参数的依赖很弱; 当 $b > 5$ fm 时, 弹靶之间交换的核子数随碰撞参数的增加而快速减小, 从而造成的 R_i 随碰撞参数的增加而快速变大, 即同位旋扩散的能力快速减弱。

由于 ImQMD05 中包含了重离子反应中碎块的形成机制, 因此可以利用 ImQMD05 分析弹区重碎块, 如 $Z_{\text{max}} > 20$ 的同位旋不对称度为探针($X = \delta_{Z_{\text{max}} > 20}$)所给出的 R_i 大小。图 12(b)给出了采用新的同位旋探针(弹区重碎块 $Z > 20$ 的同位旋不对称度)给出的同位旋转移之比 R_i 对于对称能软硬及碰撞参数的依赖关系。从图中可以看出, 无论选取何种探针, 软的对称能($\gamma_i=0.5$)给出的 R_i 较小。但是同位旋转移之比的大小也依赖于探针的选取。对于软的对称势而言, $R_i(\delta_{Z_{\text{max}} > 20})$ 的值要明显高于反映同位旋扩散的 $R_i(\delta)$ 。这是由于同位旋扩散主要发生在脖子区, 并且碎块的发射机制减少了质子中子扩散到类弹类靶碎块的可能而造成的。对于重碎

块而言, 退激过程对于动力学末期给出的 R_i 值在 $\gamma_i=0.5$ 时也有 $\sim 10\%$ ($\gamma_i=2.0$ 时, $\sim 30\%$) 的增加。这些工作得到了实验学家的关注, 他们将在 NSCL 和 RIKEN 进行相关实验^[70]来验证这一物理机制。

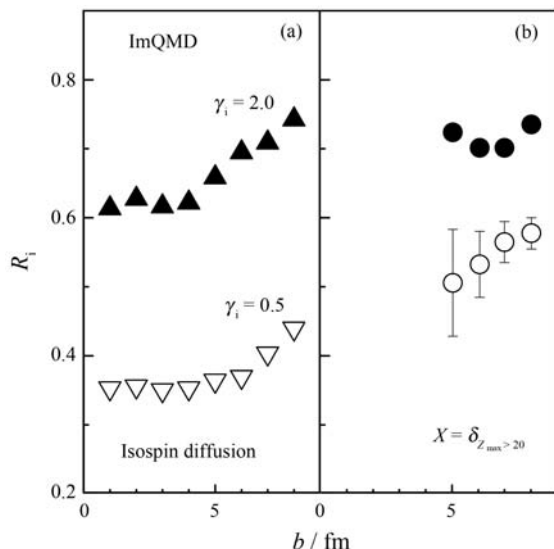


图 12 (a) ImQMD05 计算给出的同位旋转移之比 $R_i(\delta)$ 对对称势以及碰撞参数依赖, (b) 以重碎块的同位旋不对称度为探针所给的同位旋转移之比 $R_i(X = \delta_{Z_{\text{max}} > 20})$ 的对对称势以及碰撞参数依赖

通过 $R_i(\delta)$ 对于快度的依赖关系探究, 可能对对称能的大小提供更为可靠的约束, 并对输运理论提供更为严格的检验。图 13(a)给出了实验数据^[37] $R_7 = R_i(X = \ln(Y(^7\text{Li})/Y(^7\text{Be})))$ 随快度的变化关系, 图 13(b)和(c)分别是软的对称能($\gamma_i=0.5$)和硬的对称能($\gamma_i=2.0$)的计算结果。从图中可以看

出, 在大碰撞参数时 ImQMD05 采用软的对称能时能够重现 R_i 对于快度依赖的实验数据。对于中心碰撞而言, ImQMD05 所预言的 R_i 在中心快度区表现出较强的穿透效应。这来源于两部分: 实验上中心度选取与理论的碰撞参数不同和介质中微分散射截面的效应。

与前边分析 $DR(n/p)$ 对于截面依赖时采用的截面相同, 另外也分析了不同介质中同位旋相关的核子-核子散射截面对于同位旋转移之比 R_i 的影响。研究显示, 在该能区 R_i 强烈依赖于对称能的软硬, 而不敏感于介质中核子-核子散射截面。

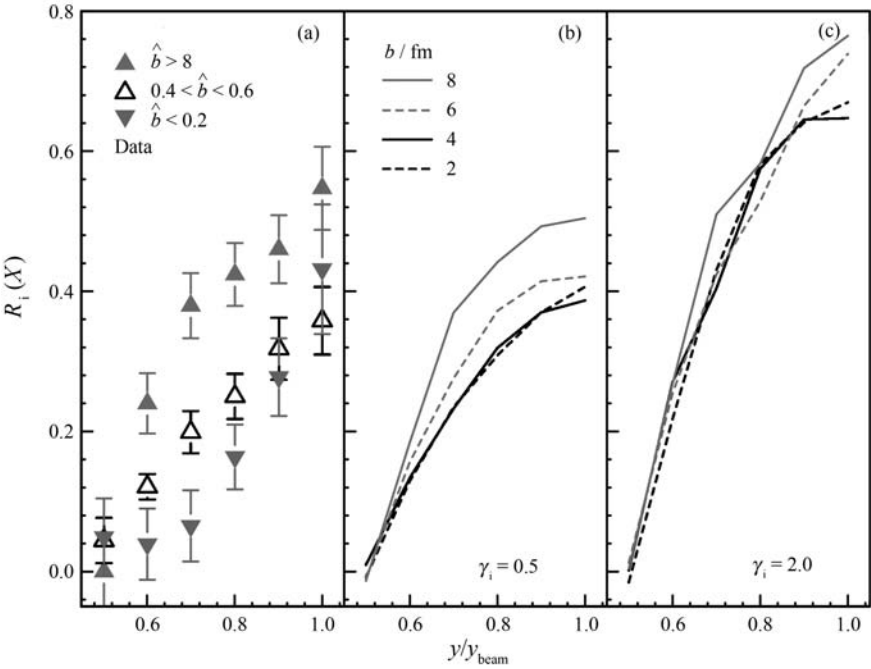


图 13 (a)不同碰撞参数时实验测量给出 $^{112,124}\text{Sn}+^{112,124}\text{Sn}$ 的 R_i 对快度的依赖, (b)ImQMD05 采用软的对称势($\gamma_i=0.5$)计算出的不同碰撞参数下 R_i 的快度依赖, (c)ImQMD05 采用硬的对称势($\gamma_i=2.0$)计算出的不同碰撞参数下 R_i 的快度依赖

4.3 低密区对称能的约束以及最新进展

上述研究表明, ImQMD05 模型能够对于中能重离子反应过程给出合理的解释, 但准确约束对称能密度依赖形式还需进一步的研究。因此, 我们采用 ImQMD05 模型研究了一系列不同的对称势参数 $\gamma_i = 0.35, 0.5, 0.75, 1.0$ 和 2.0 条件下预言的目前已有的 3 个实验观测量, 即 $^{112,124}\text{Sn} + ^{112,124}\text{Sn}$ 在入射能量为 50 A MeV 时中心以及擦边碰撞的条件下: (1)出射核子的双中子质子之比 $DR(n/p)$; (2)同位旋扩散 R_i ; (3)同位旋转移之比 R_t 的快度分布等, 即 $X = \ln[Y(^7\text{Li})/Y(^7\text{Be})]$ 。图 14 给出了计算结果与实验值的比较。

研究显示, 对于有限的核反应体系 $DR(n/p)$ 的值并不随 γ_i 的减小而单调增加。这是由于在输运理论的模型中, 对称势参数 γ_i 不仅影响核子的输运过程, 且影响弹核与靶核的稳定性。随着 γ_i 的变小,

初始核的稳定性变弱而核子更容易出射, 使得双中质比 $DR(n/p)$ 随 γ_i 的减小而减小。当 γ_i 非常小时, 弹核与靶核都将在对称势的作用下分成单个核子, 对于 $^{112,124}\text{Sn} + ^{112,124}\text{Sn}$ 体系而言, $DR(n/p) \sim 74/62 = 1.1935$ 。通过对理论结果与实验数据的 Chi-Square 分析给出, 在不确定度为 2σ 范围内, γ_i 应当在 $0.4 \sim 1.05$ 之间, 而与实验拟合最佳时所对应的对称势参数为 $\gamma_i \sim 0.7$ 。通过对 ImQMD05 的计算结果与相应实验数据的比较分析可以得到: 对于观测量 $DR(n/p)$, χ^2 在 2σ 范围内对称势参数 γ_i 的范围在 $0.4 \sim 1.05$ 之间。对于同位旋扩散的观测量 R_i , 由于类弹残余碎块(发射源)构造过程中已经包含了核子以及碎块发射的贡献, 因此 R_i 表现出随 γ_i 增加而增加的行为。通过对理论结果与实验数据的 Chi-Square 分析显示, χ^2 在 2σ 范围内对称势参数 γ_i 的范围在 $0.45 \sim 1.0$ 之间; 对于同位旋转移之

比的快度依赖 $R_i(\delta)$, χ^2 在 2σ 范围内对称势参数 γ_i 的范围在 0.45~0.95 之间。可以看

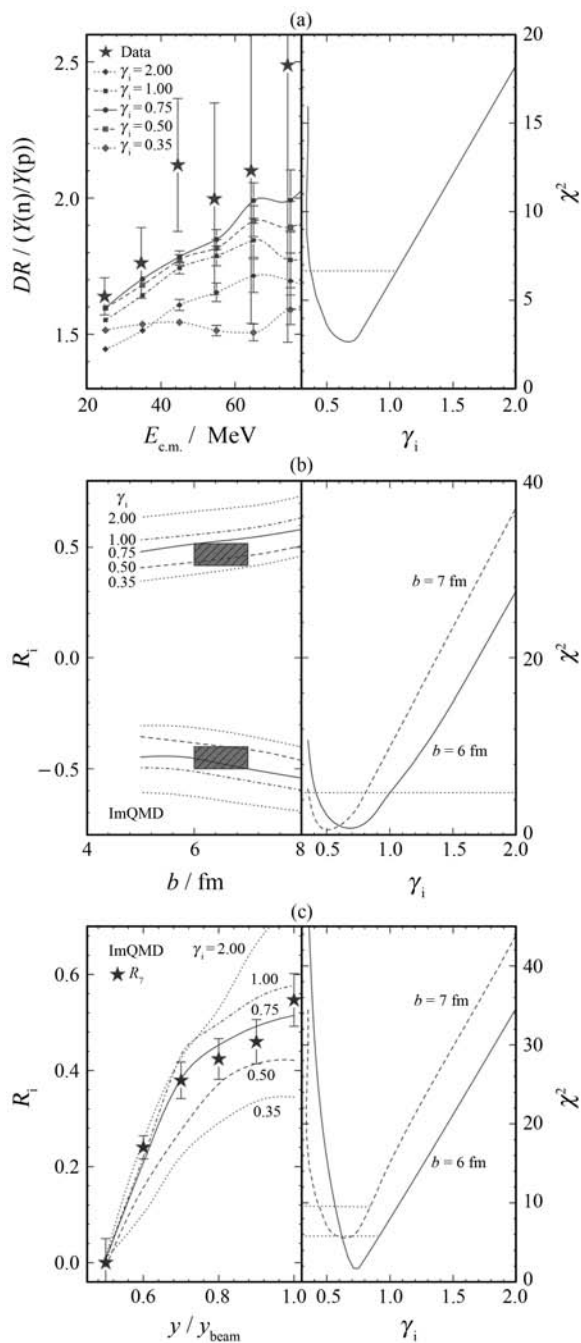


图 14 (a) $DR(n/p)$ 的计算结果与实验数据的比较以及相应的 χ^2 分析, (b) 同位旋扩散 $R_i(\delta)$ 的计算结果与实验数据的比较以及相应的 χ^2 分析, (c) $R_i(\delta)$ 的快度分布计算结果与实验数据的比较以及相应的 χ^2 分析

出, 这 3 个不同的同位旋灵敏观测量所约束的对称势的密度依赖形式都落在了相同的区间。同时, 由式(32)和(7)可以看出, 对称能的大小不仅仅依赖

于对称势的参数 γ_i (或者对称能斜率 L), 同时也依赖于对称能因子 S_0 对称能的曲率 K_{sym} 等。对于低密区对称能密度依赖形式而言, 首先需要确定对称能密度依赖形式中的低阶部分, 即确定 S_0 以及 L (或者 γ_i)。图 15 给出的两条实线所夹阴影区域是 ImQMD05 与实验数据比较所确定的对称能在 S_0 和 L 平面上的范围, 该阴影区对应的不确定度范围为 2σ 。为了对对称能

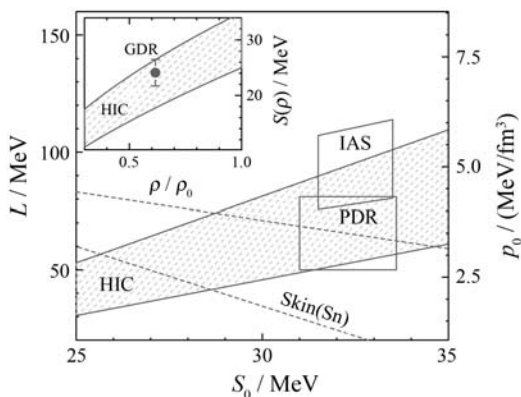


图 15 图中阴影部分是 ImQMD05 对 3 种不同的重离子碰撞实验观测量分析后确定的对称能参数 L 和 $S_0 = S(\rho_0)$ 的范围

密度依赖形式给出更为可靠的约束, 我们对这些结论也进行了模型独立的检验。图 15 给出了近来从结构性性质等方面对对称能给出约束的部分结果, 空心矩形部分是 RQRPA 模型通过 PDR 的实验数据分析给出的对称能范围^[10]; 菱形部分是从 IAS 的实验数据给出的对称能约束^[71], 两虚线所夹部分是对 Sn 同位素中子皮研究所给出的对称能约束^[72]。图中阴影部分是 ImQMD05 对 3 种不同的重离子碰撞实验观测量进行卡方(chi-square)分析后确定的对称能参数 L 和 S_0 范围, 其中利用 GDR 对对称能密度依赖形式的约束在插图中用点表示^[10, 71-75]。从图中可以看出, 不同模型对于低密区对称能目前能够给出较为一致的约束, 但仍有一定的不确定范围。这些研究表明, 目前对于对称能密度依赖形式的约束正变得越来越严格, 进一步的研究仍然非常迫切。

5 总结

本文首先回顾了近年来 ImQMD05 的发展以及它对于中能重离子碰撞中诸多特点的描写。通过模

型对于中能重离子碰撞的多个基本物理量的成功描写，如碎块的多重数分布、集体流、核核碰撞的阻止本领等，确定了输运理论中的平均场和介质中核子-核子散射截面等。在此基础上，进一步研究了 ImQMD05 中采用不同对称势的情况下，所预言的同位旋敏感观测量对对称能大小的依赖和对同位旋相关的介质中核子-核子散射截面的依赖。研究指出，在目前研究低密区对称能密度依赖形式的能区 ($E_{\text{beam}} \sim 50 \text{ MeV/u}$)，同位旋敏感的观测量 $DR(n/p)$ ， R_i 等强烈依赖于对称能密度依赖形式的软硬，介质中同位旋相关的核子-核子散射截面对它们的影响小于 5%。同时研究表明，该能区碎块发射对于同位旋敏感观测量 $DR(n/p)$ 在低能端有压低效应，对于同位旋转移之比也有压低效应。通过 ImQMD05 模型研究了目前已有的 3 个实验数据 $DR(n/p)$ 、同位旋扩散 R_i 以及同位旋转移之比 R_i 的快度分布，模型同时成功地再现了 3 个实验观测量的行为。通过对实验值和理论结果的比较，给出了对称能密度依赖形式的一致的约束，这在利用输运理论与重离子碰撞的实验数据获取对称能密度依赖形式研究方面是一个重要的进展。这些进展目前也得到了其它理论模型以及方法的支持。总之，低密区对称能密度依赖形式的约束目前变得越来越严格，随着未来几年一些新的、高精度实验数据的出现，对对称能约束的不确定性会不断的降低。对于更大密度范围对称能密度依赖形式的确定，目前也是国内外很多实验室的重要方向，并且成立了很多国际合作小组，未来几年这些方面的研究进展将是非常令人期待的。

致谢 该工作中关于对称能研究的部分计算在美国密西根州立大学高性能计算中心、得克萨斯大学先进计算中心 (the High Performance Computing Center (HPCC) at Michigan State University and the Texas Advanced Computing Center, University of Texas.) 完成，作者在此表示感谢。

参考文献 (References):

[1] Sjöberg O. Nucl Phys, 1974, **A222**: 161.
[2] Bombaci I, Lombardo U, Phys Rev, 1991, **C44**: 1892.
[3] Lee C H, Kuo T T, Li G Q, *et al.* Phys Rev, 1998, **C57**: 3488.

[4] Lattimer J, Prakash M. Astrophys J, 2001, **550**: 426.
[5] Lattimer J M, Prakash M. Science, 2004, **304**: 536.
[6] Steiner A, Prakash M, Lattimer J M, *et al.* Phys Rep, 2005, **411**: 325.
[7] Villarreal A R, Strohmayer T E, Astrophys J, 2004, **614**: L121.
[8] Neutron Star Equation of State[EB/OL]. [2011-02-24]. <http://ixo.gsfc.nasa.gov/science/goals.html>.
[9] Danielewicz P. Nucl Phys, 2003, **A727**: 233.
[10] Klimkiewicz A, Paar N, Adrich P, *et al.* Phys Rev, 2007, **C76**: 051603.
[11] Watts A L, Strohmayer T E. Astrophys J, 2006, **637**: L117.
[12] Yakovlev D G, Pethick C J. Annu Rev Astron Astrophys, 2004, **42**: 169.
[13] Li Baoan, Chen Liewen, Ko Chemin. Phys Rep, 2008, **464**: 113.
[14] Brown B A. Phys Rev Lett, 2000, **85**: 5296.
[15] Danielewicz P, Lacey R, Lynch W G. Science, 2002, **298**: 1592.
[16] Lynch W G, Tsang M B, Zhang Yingxun, *et al.* Progress in Particle and Nuclear Physics, 2009, **62**: 427.
[17] Li B, Ko C, Ren Z. Phys Rev Lett, 1997, **78**: 1644.
[18] Famiano M A, Liu T, Lynch W G, *et al.* Phys Rev Lett, 2006, **97**: 052701.
[19] Zhang Yingxun, Li Zhuxia. Phys Rev, 2005, **C71**: 024604.
[20] Zhang Yingxun, Danielewicz P, Famiano M, *et al.* Phys Lett, 2008, **B664**: 145.
[21] Xiao Z G, Li B A, Chen L W, *et al.* Phys Rev Lett, 2009, **102**: 062502.
[22] Feng Z Q, Jin G M. Phys Lett, 2010, **B683**: 140.
[23] Zhang Fengshou, Chen Liewen, Zhu Zhiyuan. Eur Phys J, 2000, **A9**: 149.
[24] Zhang Fang, Zuo Wei. Chin Phys Lett, 2008, **25**: 2436.
[25] Fang D Q, Ma Y G, Zhang C, *et al.* J Phys G: Nucl Part Phys, 2007, **34**: 2173.
[26] Bian Baoan, Zhang Fengshou, Zhou Hongyu. Chin Phys Lett, 2007, **24**: 1529.
[27] Fuch C, Wolter H. Eur Phys J, 2006, **A30**: 5.
[28] Garg U. Nucl Phys, 2004, **A731**: 3.
[29] Xu H S, Tsang M B, Liu T X, *et al.* Phys Rev Lett, 2000, **85**: 716.
[30] Tsang M B, Fiedman W A, Gelbke C K, *et al.* Phys Rev Lett, 2001, **86**: 5023.
[31] Shetty D V, Yennello S J, Bot A S, *et al.* Phys Rev, 2004, **C70**: 011601.
[32] Tsang M B, Liu T X, Shi L, *et al.* Phys Rev Lett, 2004, **92**: 062701.
[33] Chen L W, Ko C M, Li B A. Phys Rev Lett, 2005, **94**:

- 032701.
- [34] Li Qingfeng, Li Zhuxia, Soff Sven, *et al.* Phys Rev, 2005, **C72**: 034613.
- [35] Li Qingfeng, Li Zhuxia, Stocker H, *et al.* Phys Rev, 2006, **C73**: 051601.
- [36] Li Qingfeng, Li Zhuxia, Mao Guangjun. Phys Rev, 2000, **C62**: 014606.
- [37] Liu T X, Lynch W G, Tsang M B, *et al.* Phys Rev, 2007, **C76**: 034603.
- [38] Li B A, Chen L W. Phys Rev, 2005, **C72**: 064611.
- [39] Li B, Chen L W, Yong G C, *et al.* Phys Lett, 2006, **B634**: 378.
- [40] Li B. Phys Rev Lett, 2000, **85**: 4221.
- [41] Li B. Nucl Phys, 2004, **A734**: 539c.
- [42] Yong G, Li B, Chen L. Phys Rev, 2006, **C73**: 034603.
- [43] Tsang M B, Zhang Yingxun, Danielewicz P, *et al.* Phys Rev Lett, 2009, **102**: 122701.
- [44] Giordano B, Colonna M, Toro M D, *et al.* Phys Rev, 2010, **C81**: 044611.
- [45] Napolitani P, Colonna M, Gulminelli F, *et al.* Phys Rev, 2010, **C81**: 044619.
- [46] Rizzo J, Colonna M, Baran V, *et al.* Nucl Phys, 2008, **A806**: 79.
- [47] Yong Gaochan, Li Baoan, Chen Liewen. Nuclear Physics Review, 2009, **26**(2): 85(in Chinese).
(雍高产, 李宝安, 陈列文. 原子核物理评论, 2009, **26**(2): 85.)
- [48] Xu Jun, Chen Liewen, Li Baoan, *et al.* Nuclear Physics Review, 2009, **26**(2): 93(in Chinese).
(徐骏, 陈列文, 李宝安, 等. 原子核物理评论, 2009, **26**(2): 93.)
- [49] Shen Gang, Li Jun, Hillhouse G C, *et al.* Nuclear Physics Review, 2005, **22**(1): 32(in Chinese).
(沈刚, 李俊, Hillhouse G C, 等. 原子核物理评论, 2005, **22**(1): 32.)
- [50] Bertsch G F, Gupta S Das. Phys Rep, 1988, **160**: 189.
- [51] Mao G, Li Zhuxia, Zhuo Yizhong. Phys Rev, 1994, **C49**: 3137.
- [52] Mao G, Li Zhuxia, Zhuo Yizhong, *et al.* Phys Lett, 1996, **B378**: 5.
- [53] Mao G, Neise L, Stocker H, *et al.* Phys Rev, 1998, **C57**: 1938.
- [54] Aichelin J. Phys Rep, 1991, **202**: 233.
- [55] Carruthers P, Zachariasen F. Rev Mod Phys, 1983, **55**: 245.
- [56] Wang Ning, Li Zhuxia, Wu Xizhen. Phys Rev, 2002, **C65**: 064608.
- [57] Wang Ning, Wu Xizhen, Li Zhuxia. Phys Rev, 2003, **C67**: 024604.
- [58] Wang Ning, Li Zhuxia, Wu Xizhen, *et al.* Phys Rev, 2004, **C69**: 034608.
- [59] Zhang Yingxun, Li Zhuxia. Phys Rev, 2006, **C74**: 014602.
- [60] Zhang Yingxun, Li Zhuxia, Danielewicz P. Phys Rev, 2007, **C75**: 034615.
- [61] Zhang Yingxun. The Isospin Effect in Heavy Ion Collisions at Intermediate Energy and the Studies on the Equation of State [D]. Beijing: China Institute of Atomic Energy, 2005(in Chinese).
(张英逊. 中能重离子反应中的同位旋效应及核态方程的研究[D]. 北京:中国原子能科学研究院, 2005.)
- [62] Aichelin J, Rosenhauer A, Peilert G, *et al.* Phys Rev Lett, 1987, **58**: 1926.
- [63] Cugnon J J, L'Hôte D. Nucl Instr and Meth Phys, 1996, **B111**: 215.
- [64] Doss K G R, Gustafsson H A, Gutbrod H H, *et al.* Phys Rev Lett, 1986, **57**: 302.
- [65] Reisdorf W, Andronic A, Gobbi A, *et al* (FOPI Collaboration). Phys Rev Lett, 2004, **92**: 232301.
- [66] Lukasik J, Auger G, Begemann-Blaich M L, *et al.* Phys Lett, 2005, **B608**: 223.
- [67] Andronic A, Stoicea G, Petrovici M, *et al.* Nucl Phys, 2001, **A679**: 765; Andronic A, Barret V, Basrak Z, *et al.* Phys Lett, 2005, **B612**: 173.
- [68] Shi L, Danielewicz P. Phys Rev, 2003, **C68**: 064604.
- [69] Ono A, Danielewicz P, Friedman W A, *et al.* Phys Rev, 2003, **C68**: 051601(R).
- [70] Jack Winkelbauer, Tsang M B. Precision Measurements of Isospin Diffusion [EB/OL]. [2011-2-14]. http://groups.nslc.msu.edu/hira/07038/07038_prop.pdf.
- [71] Pawel Danielewicz, Jenny Lee. Nucl Phys, 2009, **A818**: 36.
- [72] Chen L W, Ko C M, Li B A, *et al.* Phys Rev, 2010, **C82**: 024321.
- [73] Liu M, Wang N, Li Zhuxia, *et al.* Phys Rev, 2010, **C82**: 064306.
- [74] Carbone Andrea, Colò G, Bracco A, *et al.* Phys Rev, 2010, **C81**: 041301(R).
- [75] Trippa Luca, Colò G, Vigezzi E. Phys Rev, 2008, **C77**: 061304(R).

Extracting the Symmetry Energy Information with Heavy Ion Collisions^{*}

ZHANG Ying-xun^{1, 1)}, LU Xiao-hua¹, ZHAO Kai¹, LI Zhu-xia¹, M. B. Tsang², P. Danielewicz²

(1. *Department of Nuclear Physics, China Institute of Atomic Energy, Beijing 102413, China;*

2. Michigan State University/NSCL, East Lansing, MI 48824, USA)

Abstract: Nuclear symmetry energy plays an important role in the properties of nuclei and neutron stars. Since theoretical predictions of the density dependence of symmetry energy $S(\rho)$ from microscopic nucleon-nucleon interactions show large uncertainties, especially in the region of suprasaturation density, constraining the density dependence of symmetry energy has become one of the main goals in nuclear physics and has stimulated many theoretical and experimental studies. In this paper, we have reviewed the ImQMD05 code and its description on charge distribution, collective flow and nuclear-nuclear stopping. By comparing ImQMD05 prediction with data, the isoscalar part of nucleonic mean field, the energy and density dependence of inmedium NN cross section in the ImQMD05 were determined. In order to extracting the symmetry energy information by comparing the ImQMD05 calculations with the data for $^{112, 124}\text{Sn} + ^{112, 124}\text{Sn}$ at $E_{\text{beam}} = 50 \text{ MeV/u}$, the influence of symmetry potential and in-medium NN cross section on the isospin sensitive observables of intermediate-energy heavy-ion collisions was investigated. Focusing on the region above the Fermi energy, our results show that the symmetry potential plays a more important role in the experimental observables, such as double neutron to proton ratio and the isospin transport ratio R_i , than that the in-medium nucleon-nucleon cross section does. Since the copious production of intermediate mass fragments is a distinguishing feature of intermediate-energy heavy-ion collisions, we also examined the influence of cluster emission on the isospin transport ratio using different isospin tracers. The values of the isospin transport ratios with the tracer defined by the isospin asymmetry of the heaviest fragments with $Z \geq 20$ in the projectile region is greater than those obtained from projectile residues (emitting source). This phenomenon can be tested experimentally. By comparing the ImQMD05 predictions with the data for three observables, the self-consistent constraints on the symmetry energy at subsaturation density were obtained.

Key words: symmetry energy; heavy ion collision; collective flow; stopping power

* Received date: 2 Mar. 2011; Revised date: 9 May 2011

* Foundation item: National Natural Science Foundation of China(11075215, 10979023, 11005155, 11005022, 10875031, 10235030)

1) E-mail: zhyx@ciae.ac.cn