



重离子碰撞中阈能附近超子产生机制

张定昌 冯兆庆

Hyperon Dynamics and Production in Heavy-ion Collisions Near Threshold Energy

ZHANG Dingchang, FENG Zhaoqing

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.39.2021075>

引用格式:

张定昌, 冯兆庆. 重离子碰撞中阈能附近超子产生机制[J]. *原子核物理评论*, 2022, 39(1):1–15. doi: 10.11804/NuclPhysRev.39.2021075

ZHANG Dingchang, FENG Zhaoqing. Hyperon Dynamics and Production in Heavy-ion Collisions Near Threshold Energy[J]. *Nuclear Physics Review*, 2022, 39(1):1–15. doi: 10.11804/NuclPhysRev.39.2021075

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

[相对论重离子碰撞的输运模型研究](#)

Transport Model Studies on Relativistic Heavy-ion Collisions

原子核物理评论. 2017, 34(3): 370–373 <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.34.03.370>

[重离子碰撞中同位旋自由度输运和对称能约束](#)

Transport of Isospin Degree of Freedom in Heavy Ion Reactions and the Constraint of Symmetry Energy

原子核物理评论. 2020, 37(3): 249–259 <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.37.2019CNPC63>

[核物质和夸克物质的对称能 \(英文\)](#)

Symmetry Energy in Nucleon and Quark Matter

原子核物理评论. 2017, 34(1): 20–28 <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.34.01.020>

[基于中能重离子碰撞研究高密对称能](#)

Probing High-density Symmetry Energy Using Heavy-ion Collisions at Intermediate Energies

原子核物理评论. 2020, 37(2): 136–150 <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.37.2019068>

[RHIC-STAR重离子碰撞实验中可鉴别粒子的集体流研究](#)

Collective Flow of Identified Particles in Heavy Ion Collisions at RHIC-STAR

原子核物理评论. 2020, 37(3): 668–673 <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.37.2019CNPC72>

[原子核放射性对核对称能的约束 \(英文\)](#)

Nuclear Symmetry Energy Constrained by Nuclear Radioactivities

原子核物理评论. 2017, 34(1): 46–50 <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.34.01.046>

文章编号: 1007-4627(2022)01-0001-15

重离子碰撞中阈能附近超子产生机制

张定昌, 冯兆庆[†]

(华南理工大学物理与光电学院, 广州 510641)

摘要: 在量子分子动力学输运模型 LQMD(Lanzhou quantum molecular dynamics transport model) 框架下, 研究了不同重离子反应系统中同位旋和核介质效应对超子产生以及动能谱的影响。基于手征有效场理论, 引入了动量和密度相关的排斥超子-核子光学势, 并且考虑了该势对超子产生截面阈能的修正。结果表明, Σ 超子的产生在中心快度区域和动能谱中被抑制, 其集体出射的行为也受到抑制, 超子在反应平面内将更倾向于沿束流方向运动, 在出平面内倾向于沿垂直反应平面方向运动。最后, 分析了高能区域 Σ^-/Σ^+ 比值对高密核物质对称能软硬的依赖, 发现排斥的超子-核子光学势增大了对称能较硬情况下 Σ^-/Σ^+ 比值, 同时发现核物质不可压缩系数会明显影响超子的产生。

关键词: LQMD 模型; 超子产生; 介质效应; 集体流; 对称能

中图分类号: O571.53

文献标志码: A

DOI: 10.11804/NuclPhysRev.39.2021075

1 引言

在很长一段时间中, 原子核都被认为只能由核子(质子与中子)组成。但随着 20 世纪 50 年代 Danysz 和 Pniewski 在暴露于宇宙射线的核乳胶中发现了包含“奇异”粒子的原子核^[1], 以及随后通过引入奇异量子数 S 来进行解释, 人们意识到一种奇异粒子, 即超子, 也可以存在于原子核的组分当中, 并把这种由超子和核子共同组成的原子核称为超核。自此, 核素图也从二维扩展为三维。从发现超子到现在的 70 余年里, 人们逐渐认识到超子的夸克组分中存在奇异夸克 s , 并根据奇异数的不同可以分为 Λ 、 $\Sigma^{+,0}$ 、 $\Xi^{-,0}$ 以及 Ω^- 超子。同时, 超子与核子形成束缚态的行为在这段时间里也得到了大量的研究^[2-4]。目前, 人们已在实验中发现了大量包含一个超子 ($S=-1$) 的超核, $S=-2$ 的超核数量较少, 包含 Ω^- 超子 ($S=-3$) 的超核, 相关的实验更少^[5]。另一方面, 由于超核中存在着收缩效应(包含 Λ 超子的原子核半径较小)^[6] 等反常的情况, 超子与核子的相互作用也受到了广泛的关注, 关于自由空间中超子与核子的相互作用通过超子-核子散射的实验已经研究得比较充分, 但介质中的 YN (超子-核子) 相互作用以及包含更多奇异夸克超子和核子的相互作用, 目前的研究还不是很清楚。围绕这些问题, Nagels 等^[7], Rijken 等^[8-9] 陆续提出了

一些模型用于描述介质中的 YN 相互作用, 相应的实验也在世界范围内广泛地开展^[10]。

相对论重离子碰撞为研究高温高密环境下核物质的产生提供了良好的环境, 尤其是在奇异性粒子的产生方面, 相关的研究得到了广泛的关注。对于超子-核子相互作用势, 通过一些模型^[11-14] 以及超子-核子散射实验^[15-17] 的描述, Λ 超子和核子的吸引作用已经描述得比较好, 但对于高密核物质中 Σ 超子与核子的相互作用以及超子产生的动力学过程现在还不是很清楚。在早期的研究中, 使用相对论平均场的方式得到的超子与核子势普遍是吸引的^[18-20], 但在 1999 年 BNL(美国布鲁克海文国家实验室) 的实验中得出了一个较弱的排斥的 Σ 核子势^[21-22], 由此围绕 Σ 核子势引起了广泛的讨论。近些年, 由 Rijken 等^[23] 提出的软芯模型 以及使用手征有效场论方法(chiral Effective Field Theory, EFT)^[24] 都计算出了排斥的 Σ 核子势。尤其是通过手征有效场理论得出了强同位旋相关的 Lane 势的一些相对准确的参数, 这将会影响之后对于奇异性为 -1 的超子在核介质中的产生以及演化过程的研究。同时, 排斥的光学势可能会对超子的集体出射和运动行为造成一定的影响^[25]。

同位旋非对称致密核物质的状态方程一直是研究的热点问题, 目前对于对称核物质以及饱和密度处的对称能研究已经比较充分, 但高密核物质的对称能信息还不

收稿日期: 2021-10-11; 修改日期: 2021-11-23

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(12175072, 11722546); 华南理工大学双一流建设经费(20210115)

作者简介: 张定昌(1997-), 男, 河南洛阳人, 硕士研究生, 从事原子核物理研究; E-mail: cc199778@163.com

[†] 通信作者: 冯兆庆, E-mail: fengzhq@scut.edu.cn.

是很清楚, 其对于研究中子星的性质和结构都有重要的影响^[26]。高能核物理过程中产生的奇异粒子会导致核物质状态方程的软化, 对于中子星也会使其质量-半径关系发生变化, 甚至在一些模型中对中子星的质量-半径关系约束不允许其内部出现奇异粒子^[27-30]。中子星中超子的出现和超子-核子相互作用势有关。例如, 吸引的 ΣN 势会导致在中子星低密区域 Σ 超子先于 Λ 超子出现, 但排斥的光学势则会导致 Σ 超子无法出现在中子星中。因此, 超子和核子的相互作用很大程度上影响着我们对中子星内部结构的认识^[31]。高能重离子碰撞产生的高密核物质的压力梯度会影响超子的出射, 其集体运动情况也和核物质状态方程的性质有关, 通过碰撞产物研究高密核物质对称能也是一个倍受关注的问题^[32]。

在世界主要的核物理相关的大科学装置中, 奇异粒子的产生机制、致密物质相结构和超核物理已被列为主要的研究课题, 如我国强流重离子加速器 (High Intensity heavy-ion Accelerator Facility, HIAF)^[33]、美国布鲁克海文国家实验室的交变梯度同步加速器 (Alternating Gradient Synchrotron, AGS)^[34]、欧洲核子中心强子对撞机 LHC-ALICE^[35] 和日本加速器装置 J-PARC^[36] 等。在理论模型方面, 目前已经有如统计模型^[37]、核内级联模型^[38]、微观运输模型^[39] 等各种方法描述重离子碰撞中的奇异性物理。这些模型能在某些方面很好地解释实验结果。深入研究重离子碰撞中超子的动力学过程有助于提取高密的对称能信息和 YN (超子-核子) 相互作用。

在本文, 我们将利用量子分子动力学模型 (Lanzhou Quantum Molecular Dynamics transport model, LQMD) 研究重离子碰撞中超子的产生以及动力学过程。为了研究超子的产生以及动力学过程, 我们对 LQMD 模型进行相应的改进, 采用手征有效场理论 (EFT) 的计算结果作为模型中的 Σ 超子光学势, Σ 超子光学势的动量相关性也在其中得到了实现。通过阈能修正考虑核介质中奇异性的产生以及动力学过程, 同时将研究超子的集体流的性质。我们还将基于 LQMD 模型计算多个反应体系, 系统研究排斥的光学势对超子的产生以及超子集体运动的影响。通过增加阈能修正, 探索排斥的光学势对于核物质状态方程对称能的影响。

本文分为以下几个部分: 第一部分介绍相关背景; 第二部分主要介绍使用的 LQMD 模型; 第三部分主要介绍 Σ 超子的介质效应以及所采用光学势和相关参数; 第四部分主要分为 4 个小节来介绍相关计算结果, 第 1 小节介绍 Σ 超子光学势对 Σ 超子整体产生的影响, 第 2 小节介绍不同反应系统的计算结果如 Σ 超子光学势对 Σ 超子产生、快度分布、动能谱的影响, 第 3 小节主要介

绍在采用排斥光学势情况下不同碰撞参数的影响以及 Σ 超子的集体流等, 第 4 小节介绍排斥的 Σ 超子光学势对于核物质对称能的影响; 最后对全文进行总结。

2 模型介绍

对于重离子碰撞的理论研究, 目前主要是使用理论模型进行计算, 常用的模型有微观运输模型、统计模型等。运输模型主要分为两类^[40], 第一类是 QMD 类模型 (量子分子动力学模型), 其遵从多体分子动力学规律, 在描述核物质的多体效应和集体运动方面存在优势^[41]; 第二类是 BUU 类模型 (Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck), 其主要利用单体相空间分布时间演化规律进行模拟^[42]。由于 QMD 类模型在模拟中采用单个事件逐步进行运输, 因此在描述多重碎裂和粒子间的关联等方面更为成功, 在经过不断发展后, 目前已经有很多不同的 QMD 类模型用于核反应的研究^[43]。在本次工作中, 主要使用 LQMD 模型来进行研究。LQMD 模型已经广泛用于研究中高能重离子碰撞过程中粒子的产生和相关的同位旋物理效应, 如前平衡阶段粒子发射、粒子的集体流信息、高密核物质的对称能信息等。在经过不断的发展后, LQMD 模型可以描述包括核子、共振态 [$\Delta(1232)$, $N^*(1440)$, $N^*(1535)$]、超子 (Λ , Σ , Ξ , Ω) 和介子 (π , η , K , \bar{K}) 的反应与动力学过程, 其演化主要由自洽产生的平均场来描述, 同时还受到介质效应和产生截面阈能修正的影响^[44]。

2.1 动力学演化

QMD 类模型的主要运输过程, 首先由结合能和均方根半径约束构造出参与碰撞原子核的核子初始相空间分布, 随后让核子在平均场中进行演化。LQMD 模型中使用正则方程作为演化方程:

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

其中 \mathbf{p}_i , \mathbf{r}_i 分别表示反应体系中第 i 个核子的动量和位置中心。反应系统依照时间步长进行演化, 在每个时间步长内完成运输、判断、反应、蒙特卡罗抽样、Pauli 阻塞判断。首先给出参与反应原子核核子的初始相空间分布, 随后核子在平均场下依照正则方程进行运输, 之后判断核子是否发生碰撞、衰变、吸收, 若为正则进行反应, 采用蒙特卡罗抽样的方式对反应进行模拟, 之后进行 Pauli 阻塞判断^[41]。在经过一段演化时间后得到反应中所有产物 (重子与介子) 的相空间分布, 随后对结果取平均即可得分析结果。

在 LQMD 中, 单个核子利用高斯波包来表示^[45-46]:

$$\phi_i(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{(2\pi L)^{3/4}} \exp\left[-\frac{(\mathbf{r}-\mathbf{r}_i(t))^2}{4L}\right] \cdot \exp\left(\frac{i\mathbf{p}_i(t)\cdot\mathbf{r}}{\hbar}\right), \quad (2)$$

其中 $\mathbf{r}_i(t)$ 和 $\mathbf{p}_i(t)$ 为相空间中 6 维时间相关的参数, L 为坐标空间高斯波包宽度的平方。全系统波函数可表示为 N 体单粒子波函数的直积:

$$\Phi(\mathbf{r}, t) = \prod_i \phi_i(\mathbf{r}, \mathbf{r}_i, \mathbf{p}_i, t), \quad (3)$$

由于 LQMD 模型是半经典框架下的模型, 因此需要对核子的量子力学波函数做 Wigner 变换得到其在经典力学中的相空间 Wigner 密度分布函数^[47]:

$$f_i(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) = \frac{1}{(\pi\hbar)^3} \exp\left\{-\frac{[\mathbf{r}-\mathbf{r}_i(t)]^2}{2L} - \frac{[\mathbf{p}-\mathbf{p}_i(t)]^2 \cdot 2L}{\hbar^2}\right\}, \quad (4)$$

由上式可得全系统的 Wigner 密度分布函数(即所有核子的叠加):

$$\begin{aligned} f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) &= \sum_i f_i(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) \\ &= \sum_i \frac{1}{(\pi\hbar)^3} \exp\left\{-\frac{[\mathbf{r}-\mathbf{r}_i(t)]^2}{2L} - \frac{[\mathbf{p}-\mathbf{p}_i(t)]^2 \cdot 2L}{\hbar^2}\right\}, \end{aligned} \quad (5)$$

由全系统 Wigner 密度分布可得核子的单粒子空间密度和动量密度:

$$\begin{aligned} \rho(\mathbf{r}, t) &= \int f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) d\mathbf{p} \\ &= \sum_i \frac{1}{(2\pi L)^{3/2}} \exp\left\{-\frac{[\mathbf{r}-\mathbf{r}_i(t)]^2}{2L}\right\}, \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} g(\mathbf{p}, t) &= \int f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) d\mathbf{r} \\ &= \sum_i \left(\frac{2L}{\pi\hbar^2}\right)^{3/2} \exp\left\{-\frac{[\mathbf{p}-\mathbf{p}_i(t)]^2 \cdot 2L}{\hbar^2}\right\}, \end{aligned} \quad (7)$$

反应系统总的哈密顿量可表示为

$$H = T + U_{\text{Coul}} + U_{\text{loc}} + U_{\text{mom}}, \quad (8)$$

其中: T 为动能; U_{Coul} 为库仑势; U_{loc} 为有效势; U_{mom} 为动量依赖势。库仑势、有效势和动量依赖势的具体形式将在平均场部分进行详细介绍。

2.2 平均场

平均场主要描述碰撞中粒子所受相互作用的平均, 平均场会影响式(1)中的哈密顿量 H , 重子(核子、共振态等)的哈密顿量主要由相对论能量、有效势和动量依赖势得到^[48-50]:

$$H_B = \sum_i \sqrt{\mathbf{p}_i^2 + m_i^2} + U_{\text{int}} + U_{\text{mom}}, \quad (9)$$

其中: \mathbf{p}_i 和 m_i 分别表示重子的动量和质量; U_{int} 和 U_{mom} 分别表示有效势和动量依赖势。有效势包括库仑势 U_{Coul} 和局域相互作用势 U_{loc} , 其中库仑势表示为

$$U_{\text{Coul}} = \frac{1}{2} \sum_{i,j,i \neq j} \frac{e_i e_j}{r_{ij}} \text{erf}(r_{ij}/\sqrt{4L}), \quad (10)$$

其中 e_j 为质子和带电共振态的电荷数, $r_{ij} = |\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|$ 为两带电粒子间距离, L 为高斯波包宽度的平方, $\text{erf}(x) = (2/\sqrt{\pi}) \int_0^x e^{-u^2} du$ 为误差函数。核子的有效势通过 Skyrme 能量密度泛函得到: $U_{\text{loc}} = \int V_{\text{loc}}[\rho(\mathbf{r})] d\mathbf{r}$, 能量密度泛函可表示为

$$\begin{aligned} V_{\text{loc}}(\rho) &= \frac{\alpha \rho^2}{2\rho_0} + \frac{\beta}{1+\gamma} \frac{\rho^{1+\gamma}}{\rho_0^\gamma} + E_{\text{sym}}^{\text{loc}}(\rho) \rho \delta^2 + \\ &\quad \frac{g_{\text{sur}}}{2\rho_0} (\nabla\rho)^2 + \frac{g_{\text{sur}}^{\text{iso}}}{2\rho_0} [\nabla(\rho_n - \rho_p)]^2, \end{aligned} \quad (11)$$

这里 ρ_n , ρ_p 和 $\rho = \rho_n + \rho_p$ 分别代表中子密度、质子密度和核子总密度。 $\delta = (\rho_n - \rho_p)/(\rho_n + \rho_p)$ 为同位旋不对称度。参数 α , β , γ , g_{sur} , $g_{\text{sur}}^{\text{iso}}$ 和 ρ_0 的值分别为 -215.7 MeV , 142.4 MeV , 1.322 , $23 \text{ MeV} \cdot \text{fm}^2$, $-2.7 \text{ MeV} \cdot \text{fm}^2$ 和 0.16 fm^{-3} ^[51]。这里, 动量相关势采用 Skyrme 形式^[49], 由核物质中的能量密度泛函得到, 具体表示为

$$\begin{aligned} U_{\text{mom}} &= \frac{1}{2\rho_0} \sum_{i,j,i \neq j} \sum_{\tau,\tau'} C_{\tau,\tau'} \delta_{\tau,\tau'} \delta_{\tau',\tau_j} \iiint d\mathbf{p} d\mathbf{p}' d\mathbf{r} \times \\ &\quad f_i(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) \{ \ln[\epsilon(\mathbf{p}-\mathbf{p}')^2 + 1] \}^2 f_j(\mathbf{r}, \mathbf{p}', t), \end{aligned} \quad (12)$$

其中 $\tau(\tau')$ 为同位旋符号, 表示中子或质子。 $C_{\tau,\tau} = C_{\text{mom}}(1+x)$, $C_{\tau,\tau'} = C_{\text{mom}}(1-x)$, 参数 x 表示核子有效质量的劈裂, 当 $x = -0.65$ 时, $m_n^* > m_p^*$; 当 $x = 0.65$ 时, $m_n^* < m_p^*$, m_n^* 和 m_p^* 分别为中子和质子的有效质量。参数 C_{mom} 和 ϵ 由源自质子-原子核弹性散射数据的光学势实部所决定, 分别取值为 1.76 MeV 、 $500 \text{ c}^2/\text{GeV}^2$ 。超子相关的哈密顿量及光学势将在下一章进行详细介绍。

介子(主要是 π 介子和 K 介子)的哈密顿量^[44]可以表示为

$$H_M = \sum_{i=1}^{N_M} [V_i^{\text{Coul}} + \omega(\mathbf{p}_i, \rho_i)], \quad (13)$$

其中库仑相互作用势可以表示为

$$V_i^{\text{Coul}} = \sum_{j=1}^{N_B} \frac{e_i e_j}{r_{ij}}, \quad (14)$$

这里 N_M 和 N_B 分别表示所有的介子和重子数, $\omega(\mathbf{p}_i, \rho_i)$ 表示介子的自能。以 K 介子为例, 其核介质中自能由手征有效场论得到^[39, 50, 52]:

$$\omega_K(\mathbf{p}_i, \rho_i) = \left[m_K^2 + \mathbf{p}_i^2 - a_K \rho_i^s + (b_K \rho_i)^2 \right]^{1/2} + b_K \rho_i, \quad (15)$$

$$\omega_{\bar{K}}(\mathbf{p}_i, \rho_i) = \left[m_{\bar{K}}^2 + \mathbf{p}_i^2 - a_{\bar{K}} \rho_i^s + (b_{\bar{K}} \rho_i)^2 \right]^{1/2} - b_{\bar{K}} \rho_i, \quad (16)$$

这里 $b_K = 3/(8f_\pi^2) \approx 0.32 \text{ GeV} \cdot \text{fm}^3$, a_K 和 $a_{\bar{K}}$ 分别为 $0.18 \text{ GeV}^2 \cdot \text{fm}^3$ 和 $0.3 \text{ GeV}^2 \cdot \text{fm}^3$. ρ_i^s 表示核子的标量密度[53].

2.3 对称能

LQMD 模型中对称能主要由费米气体的动能、局域密度相互作用和动量依赖势组成:

$$E_{\text{sym}}(\rho) = \frac{1}{3} \frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{3}{2} \pi^2 \rho \right)^{2/3} + E_{\text{sym}}^{\text{loc}}(\rho) + E_{\text{sym}}^{\text{mom}}(\rho), \quad (17)$$

其中局域密度依赖项有以下两种形式:

$$E_{\text{sym}}^{\text{loc}}(\rho) = \frac{1}{2} C_{\text{sym}}(\rho/\rho_0)^{\gamma_s}, \quad (18)$$

$$E_{\text{sym}}^{\text{loc}}(\rho) = a_{\text{sym}}(\rho/\rho_0) + b_{\text{sym}}(\rho/\rho_0)^2, \quad (19)$$

其中 C_{sym} , a_{sym} 和 b_{sym} 分别取值为 52.5, 43 和 -16.75 MeV[50].

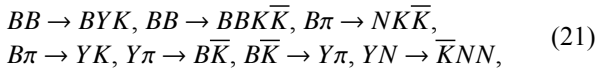
对于冷核物质, 我们可以给出其相空间密度分布:

$$f_\tau(\mathbf{r}, \mathbf{p}) = \frac{\rho_\tau(\mathbf{r}) \Theta[p_F(\tau) - |\mathbf{p}|]}{4\pi p_F^3(\tau)/3}, \quad (20)$$

其中 $p_F(\tau) = \hbar(3\pi^2 \rho_\tau)^{1/3}$ 为费米动量. 将上述相空间密度分布代入式(12)可得对称能中的动量依赖势 $E_{\text{sym}}^{\text{mom}}(\rho)$ [54].

2.4 反应道

在 LQMD 模型中奇异粒子的产生主要由强子间的非弹性碰撞产生, 包含的反应道如下[50, 55]:



其中 B 表示 N, Λ, N^* 等核子与共振态, Y 表示包括 Λ, Σ 等在内的超子, K 表示 K^0, K^+ , \bar{K} 表示 \bar{K}^0, K^- 等介子. 奇异粒子和重子的弹性散射主要由 $KB \rightarrow KB$, $YB \rightarrow YB$, $\bar{K}B \rightarrow \bar{K}B$ 等反应道包含在模型内. $YN \rightarrow YN$, $KN \rightarrow KN$ 等反应道来描述电荷交换反应, 其与弹性散射采用相同的截面.

3 超子的介质效应

LQMD 模型中, 超子的哈密顿量主要由相对论能量项、库仑相互作用项以及超子-核子相互作用部分构成[44]:

$$H_Y = \sum_{i=1}^{N_Y} \left[\sqrt{\mathbf{p}_i^2 + m_i^2} + V_i^{\text{Coul}} + V_{\text{opt}}^Y(\mathbf{p}_i, \rho_i) \right], \quad (22)$$

其中库仑相互作用部分采用和介子相同的形式[如式(14)], N_Y 表示所有的超子数目, 这里 Y 表示不同超子 (Λ, Σ, Ξ 等). 对于 Λ 超子, 它和核子的相互作用为吸引的, ΛN 光学势由相对论平均场方法得到, 其在核介质中的能量由色散关系给出:

$$\omega(\mathbf{p}_i, \rho_i) = \sqrt{(m_H + \Sigma_S^H)^2 + \mathbf{p}_i^2 + \Sigma_V^H}, \quad (23)$$

这里自能标量 $\Sigma_S^H = 2\Sigma_S^N/3$ 和自能矢量 $\Sigma_V^H = 2\Sigma_V^N/3$ 可由核子的自能标量 Σ_S^N 及矢量 Σ_V^N 得到, 由此得到的 Λ 与核子的光学势在饱和密度处(动量为 0)为 -32 MeV [50].

对于 Σ 超子, 起初普遍认为其与 Λ 超子类似, 与核子的光学势也为吸引的, 大小在 $-(25\sim 30) \text{ MeV}$, 但在随后美国布鲁克海文国家实验室进行的实验中观察到了较弱的排斥的 Σ 超子与核子的相互作用, 随后也有许多人使用不同的模型进行了相关的计算[56]. 由于 Σ 超子的同位旋三重态, 因此普遍使用一种强同位旋相关的参数化形式的势(此势重点突出 Σ 超子与核子相互作用中同位旋相关与不相关的部分)表示 Σ 与核子的相互作用: $V_\Sigma(r) = (V_0^\Sigma + \frac{1}{A} V_1^\Sigma \mathbf{T}_A \cdot \mathbf{t}_\Sigma) \rho(r)/\rho_0$, 其中 \mathbf{t}_Σ 、 \mathbf{T}_A 分别表示 Σ 超子和核子(此处 A 为核子总数)的同位旋矢量的第三分量. 式中 V_0^Σ , V_1^Σ 分别为同位旋标量参数与同位旋矢量参数, 它们具体值的精细计算一直是很多人关注的对象, 包括 Gal 得到的现象学中的参数[57]、Rijken 等[23]使用软芯模型(NSC97f)和随后发展的扩展软芯模型(ESC08b)得到的数值以及 Haidenbauer 等[25]使用手征有效场方法计算得到的数值. 在本次工作中, 我们也采用这种强同位旋相关的光学势, 并实现了密度和动量依赖[58], 具体形式为

$$\begin{aligned} V_{\text{opt}}^\Sigma(\mathbf{p}_i, \rho_i) &= V_0(\rho_i/\rho_0)^{\gamma_s} + V_1(\rho_n - \rho_p) \mathbf{t}_\Sigma \rho_i^{\gamma_s-1} / \rho_0^{\gamma_s} + \\ &C_{\text{mom}} \rho_i \ln(\epsilon \mathbf{p}_i^2 + 1), \end{aligned} \quad (24)$$

其中 $\mathbf{t}_\Sigma = 1, 0, -1$ 分别表示 $\Sigma^-, \Sigma^0, \Sigma^+$, 在动量相关部分, 参数 C_{mom} 和 ϵ 分别为 1.76 MeV 和 $500 \text{ c}^2/\text{GeV}^2$. V_0 和 V_1 采用了 Haidenbauer 等[25]使用手征有效场方法在采用截止能量 $\Lambda = 600 \text{ MeV}$ 情况下计算到次领头阶(Next-to-Leading Order)得到的数值, 手征有效场论方法中 YN 的反应矩阵 G_{YN} 可以由 Bethe-Goldstone 方程得到:

$$\begin{aligned} G_{YS'L', YSL}^{J, I_0}(q, p; p_Y) &= V_{YS'L', YSL}^{J, I_0}(q, p) + \\ &\sum_{\beta S''L'} \int_0^\infty \frac{k^2 dk}{(2\pi)^3} V_{YS'L', YS''L'}^{J, I_0}(q, k) \times \\ &\bar{Q}_\beta(k; p_Y, p) e_\beta(k; p_Y, p) G_{YS''L', YSL}^{J, I_0}(k, p; p_Y), \end{aligned} \quad (25)$$

其中 Y 表示各类超子 (Λ 、 Σ 等), p_Y 、 p 和 k 分别表示超子动量、超子和核子的相对动量和超子以及核子的总动量。 I_0 为全部超子核子的同位旋第三分量之和, 其值为 $1/2$ 或 $3/2$ 。 J 、 S 、 L 分别为超子-核子体系的总角动量、轨道角动量和自旋角动量。超子和核子的稳定势为

$$U_{YI_0}(p_Y) = (1 + \xi_Y)^3 \sum_{I_0} \frac{2I_0 + 1}{2(2I_Y + 1)} \sum_{JSL} (2J + 1) \times \int_0^{p_{\max}} \frac{p^2 dp}{(2\pi)^3} W(p, p_Y) G_{YSL, YSL}^{J, I_0}(p, p; p_Y), \quad (26)$$

这里 $p_{\max} = (k_F + \xi_Y p_Y)/(1 + \xi_Y)$, $\xi_Y = M_N/M_Y$, M_N , M_Y 分别为核子和超子的质量。这里 $W(p, p_Y)$ 具体形式如下:

$$W(p, p_Y) = \begin{cases} 1 & \text{for } p \leq \frac{k_F - \xi_Y p_Y}{1 + \xi_Y} \\ 0 & \text{for } |\xi_Y p_Y - (1 + \xi_Y)p| > k_F \\ \frac{k_F^2 - [\xi_Y p_Y - (1 + \xi_Y)p]^2}{4\xi_Y(1 + \xi_Y)p_Y p}, & \text{otherwise} \end{cases} \quad (27)$$

这里 k_F 为费米动量。由此可得 $U^0 = U_{3/2} + U_{1/2}$, $U^1 = U_{3/2} - 2U_{1/2}$, 这里 U^0 、 U^1 就是我们采用的光学势中参数 V_0 、 V_1 , 具体值为: $V_0 = 14.8$ MeV、 $V_1 = 67.8$ MeV。同时, 光学势对超子有效质量的影响 $m_Y^* = V_{\text{opt}}^Y + m_Y$ 同时也被考虑在超子产生的阈能修正当中 [58]。具体光学势的情况如图 1 所示, 可以看到其为动量和密度依赖的, 且为排斥的, 对于不同同位旋的 Σ 超子, 在高密区域其光学势的差异逐渐增大。

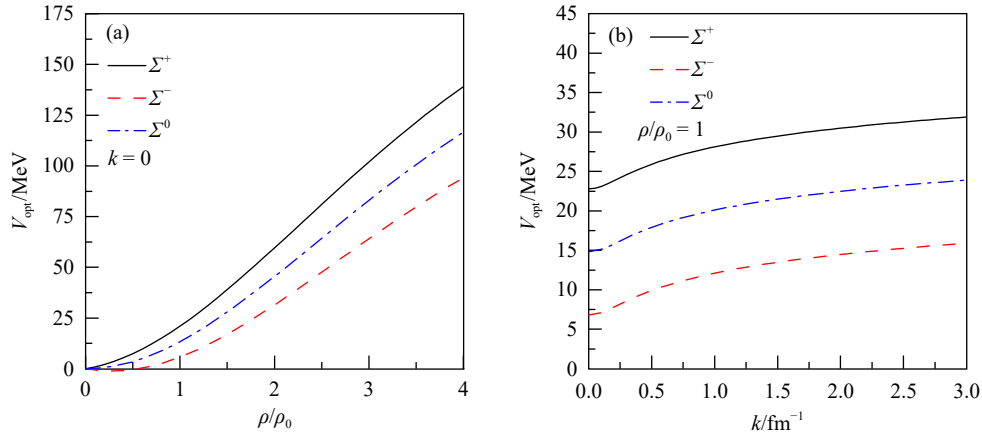


图 1 (在线彩图) 排斥的 Σ 超子-核子光学势

(a) 光学势密度依赖形式; (b) 光学势动量依赖形式。

4 计算结果和讨论

4.1 重离子碰撞中超子的产生

超子主要由核子-核子和 π -核子碰撞产生, 通过反应道 $NN \rightarrow KYN$ 和 $\pi N \rightarrow KY$ 产生, 在过程中超子总是与其他奇异性粒子成对出现, 反应初末态 $S=0$, 即奇异性量子数守恒。同时超子还可能通过上文提到的奇异性交换反应和电荷交换反应产生, 还可以通过光产生 ($\gamma + p \rightarrow \Lambda + K^+$) 和电产生 ($e + p \rightarrow \Lambda + e' + K^+$) 过程产生。由此可以看出, 超子的产生主要是通过强相互作用产生, 其产生过程截面约为毫靶量级, 而其衰变平均寿命约为 10^{-10} s (Σ^0 通过电磁相互作用衰变为 $\Lambda + \gamma$, 其寿命约为 10^{-20} s), 即通过弱相互作用衰变, 因此超子的一个重要特点就是强产生弱衰变(快产生慢衰变) [59]。在本次工作中, 首先, 我们使用增加了排斥光学势的 LQMD 模型, 计算了 $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ 在 1.5 GeV/核子入射能量中心碰撞情况 ($b=1$ fm) 下 Σ 超子的产生情况, 同时对比计

算了相同反应体系下不采用排斥光学势的情况。图 2 给出了超子产生率 $dN/d\rho$ 与其产生密度 ρ/ρ_0 间的关系, 可以看出, Σ 超子在低密区域 ($< 1\rho_0$) 也有产生, 但主

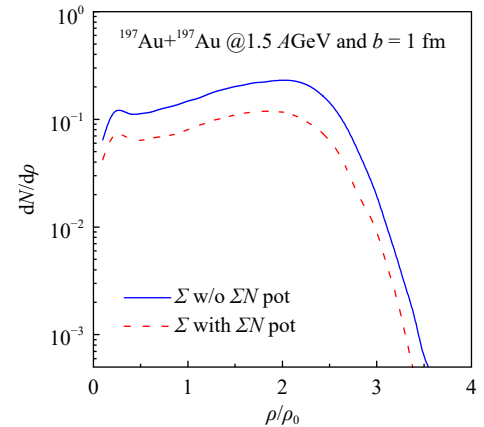


图 2 (在线彩图) $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ 反应体系在入射能量为 1.5 GeV/核子、碰撞参数为 1 fm 情况下 Σ 超子产生密度依赖

要产生还是集中在高密度区域 ($\geq 2\rho_0$), 大约在 2 倍饱和密度处出现最大的产生率。对于低密区域的 Σ 超子产生的峰值, 其原因可能在于: 在我们的计算中, Σ 超子产生的反应道主要是 $NN \rightarrow KYN$ 和 $\pi N \rightarrow KY$, 其中 π 介子在低密区域 (图 2 中低密峰值所对应的密度区域) 会大量产生, 随着密度的增加其产生会不断减少。低密区域大量产生的 π 介子与核子相互作用, 贡献了部分 Σ 超子的产生。另一方面, 可能存在低密区域产生的部分 Λ 超子与核子相互作用, 通过奇异性交换反应转化为 Σ 超子。可以看出 Σ 超子产生在核反应产生的核物质的高密区域, 因此有可能作为能够提取高密核物质对称能信息的有效探针, 对称能相关的讨论将在第 4.4 节进行详细描述。同时可以看到, 排斥的光学势在全部产生密度范围都压低了 Σ 超子的产生。光学势对超子产生的影响主要是通过阈能修正实现的, 核反应中 Σ 超子产生的阈能约为 1.582 GeV, 一般来说吸引的光学势将增加超子的产生, 而排斥的光学势增大了超子产生的阈能, 导致超子的产生减少。

4.2 Σ 超子快度分布与动能谱

实验中, 重离子碰撞为产生高温的致密强子物质提供了良好的环境, 而其中奇异粒子的产生主要是在两原子核碰撞的压缩阶段产生的。在所采用的入射能量下,

Σ 超子主要是通过核子-核子碰撞 ($NN \rightarrow NYK$)、核子- π 介子碰撞 ($N\pi \rightarrow YK$) 等反应道产生。其周围的重子通过相互作用势和多重散射过程影响奇异粒子的演化过程。奇异粒子的动力学如快度分布、动能谱和集体运动等和高密的核物质状态方程有关。为研究超子的动力学过程, 我们计算了 $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ 、 $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$ 和 $^{112}\text{Sn}+^{112}\text{Sn}$ 三个反应系统在 1 和 1.5 GeV/核子入射能量中心碰撞 ($b=1$ fm) 下 Σ 超子的快度分布, 如图 3 和图 4 所示。明显可以看出, Σ 超子主要产生于中心快度区域, 同时 Σ 超子的产生也受到不同反应体系和入射能量的影响。随着反应体系逐渐变重, Σ 超子的产生大约提升了 10 倍, 而对于相同的反应体系, 随着入射能量的增加, Σ 超子的产生也有 10 倍左右的增加。反应系统越重, 入射能量越高, 在核反应压缩过程中, 就越容易形成更为高温高密的压缩核物质, 从而更容易产生超子。由于 Σ^- 和 Σ^+ 超子是带电粒子, 因此其除了受到光学势的影响外还受到库仑相互作用的影响。从图 3 和图 4 中可以看出, 光学势对 Σ^- 和 Σ^+ 超子产生的影响非常明显, 尤其是在中心快度区域。由于排斥的光学势, Σ 超子的产生受到了明显抑制, 而且对于较轻的反应体系以及较低的入射能量, 排斥光学势对 Σ 超子产生的抑制作用更强。由于超子与核子的相互作用是排斥的, 因此在 Σ 超子产生后, 其更倾

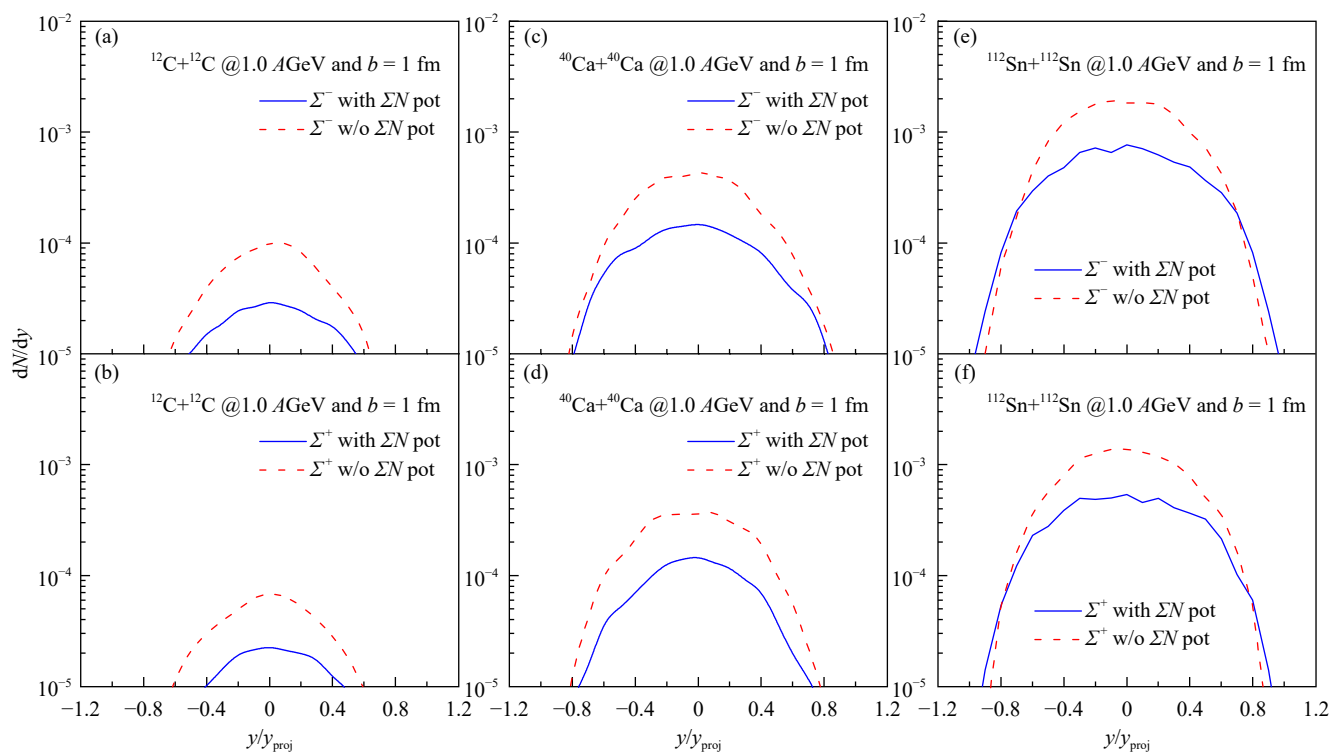


图 3 (在线彩图) 入射能量为 1 GeV/核子时, Σ 超子在不同反应体系中的快度分布

(a~b) Σ^- 、 Σ^+ 超子在 $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ 反应体系中的快度分布; (c~d) Σ^- 、 Σ^+ 超子在 $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$ 反应体系中的快度分布; (e~f) Σ^- 、 Σ^+ 超子在 $^{112}\text{Sn}+^{112}\text{Sn}$ 反应体系中的快度分布。

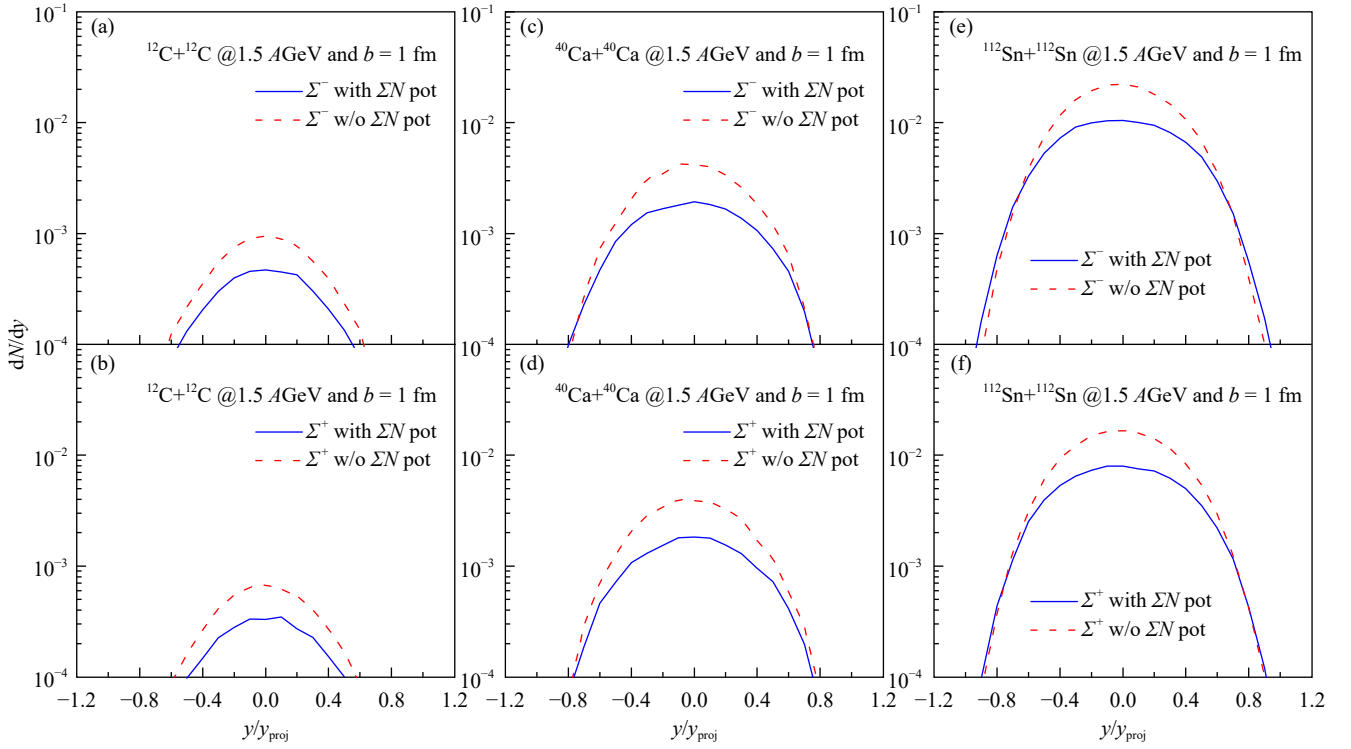


图 4 (在线彩图) 入射能量为 1.5 GeV/核子时, Σ 超子在不同反应体系中的快度分布

(a-b) Σ^- 、 Σ^+ 超子在 $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ 反应体系中的快度分布; (c-d) Σ^- 、 Σ^+ 超子在 $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$ 反应体系中的快度分布; (e-f) Σ^- 、 Σ^+ 超子在 $^{112}\text{Sn}+^{112}\text{Sn}$ 反应体系中的快度分布。

向于从反应区逃逸而非被周围粒子或团团俘获形成超核。同时, 由于光学势也是同位旋依赖的, 因此对于 Σ^+ 和 Σ^- 超子的阈能修正也不同, Σ^+ 的阈能大于 Σ^- , 因此 Σ^+ 产生的抑制更强。另一方面, 对于更轻的反应体系, 由于其本身相对于重反应体系就更难以形成高温高密的压缩区域, Σ 超子的产生更少, 因此排斥光学势会更明显地减少轻反应体系中 Σ 超子产生。

对于动能谱存在相同的情况, 图 5 和图 6 分别给出了 $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ 、 $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$ 和 $^{112}\text{Sn}+^{112}\text{Sn}$ 三个反应系统在 1 和 1.5 GeV/核子入射能量中心碰撞 ($b=1$ fm) 下 Σ^- 和 Σ^+ 超子不变截面的动能谱。对于图 5 和图 6, 从不同的反应体系来看, 更重的反应系统存在更大的分布截面, 和快度分布同理, 重反应体系能够在碰撞的压缩区域形成更为高温高密的核物质, 相应动能 Σ 超子的形成也会更多。从不同的产物来看, 对于 Σ^- 和 Σ^+ , 由于光学势的同位旋依赖, 两者的阈能修正也不同, 这也导致其不变截面动能谱的不同。从不同入射能量来看, 更高的入射能量同样也对应于更大的不变截面分布, 同时随着入射能量的增大, 不变截面分布变得更平缓, 也对应于 Σ 超子的局域发射温度变高。从光学势的影响来看, 不变截面分布与反应系统中粒子发射的局域温度有关。在增加了光学势后, Σ 超子不变截面的动能分布略微变缓, 因

此对应于 Σ 超子的局域发射温度变高。光学势对不同入射能量反应体系的影响也不同, 从图 5 和图 6 的对比中可以看出, 排斥的光学势对低入射能量的反应系统的 Σ 超子产生的抑制作用更明显, 这同样与快度分布相对应。

4.3 超子的集体流

对于重离子碰撞中的动力学过程, 主要关心的是粒子的集体运动, 即集体流。在重离子碰撞过程中的集体流主要指的是核物质在碰撞后由于受到部分相互作用从而发生的集体流动。核反应中的集体流动主要源自流体力学, 20 世纪 50 年代通过将流体力学引入原子核反应中, 人们预言了碰撞的原子核经过强烈的压缩后使得核物质形成纵向膨胀流。20 世纪 70 年代 Scheid 等 [60] 在流体力学理论框架下预言了高能核反应可以形成 $3\sim 5\rho_0$ 的高密区域, 高温高密的核物质经过膨胀后会将大部分压缩能转化为动能释放, 从而形成集体流。20 世纪 80 年代, Buchwald 等 [61] 和 Gustafsson 等 [62] 首先在实验上观测到集体流, Gustafsson 利用塑料球探测阵列测量了 $10^\circ\sim 160^\circ$ 范围内 p、d、t、 ^3He 、 ^4He 及 π^+ , 发现集体流随束流能量的降低而变小。Krofcheck 等 [63] 利用加速器的流光实验室, 研究了不同轰击能量 130、70、50 MeV/u 下 $^{139}\text{La}+^{139}\text{La}$ 的核反应过程, 首次研究了中能区核反应中的集体流, 发现中能区集体流随轰击束流能

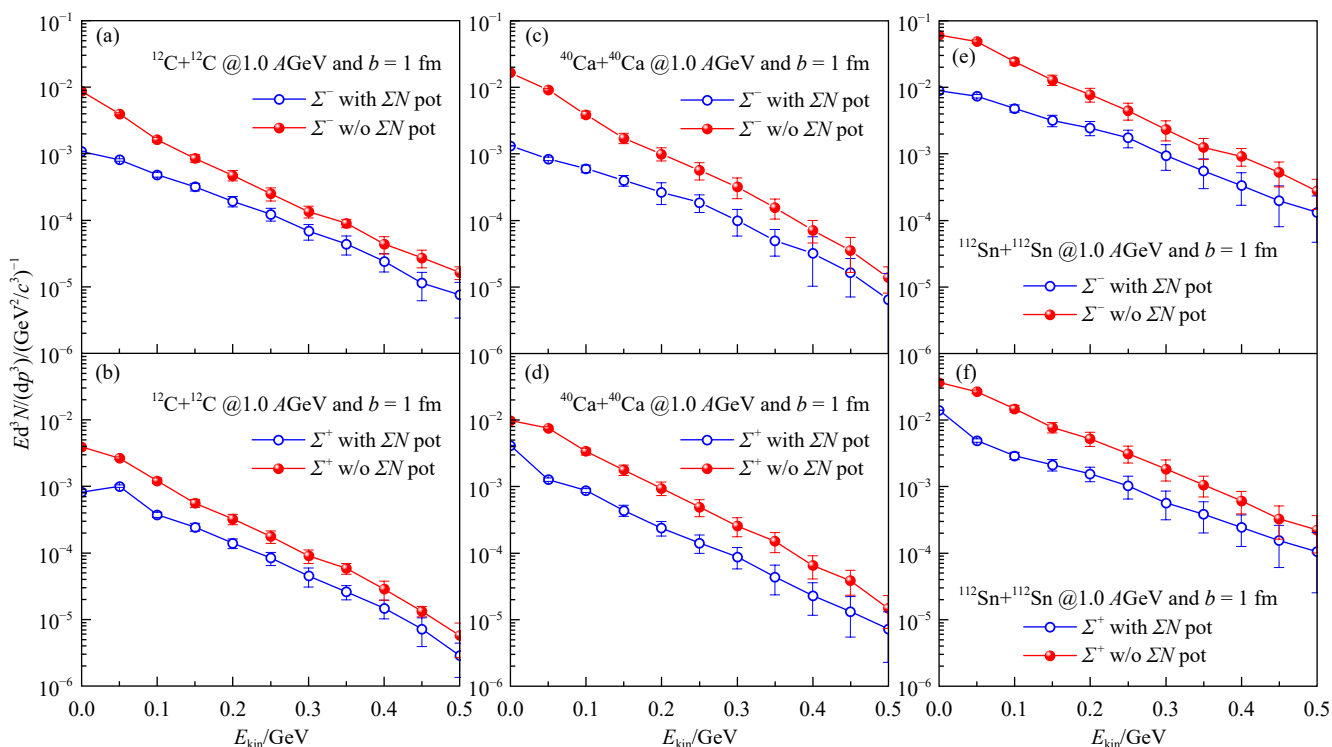


图 5 (在线彩图) 入射能量为 1 GeV/核子时, Σ 超子在不同反应体系中的不变能谱分布

(a~b) Σ^- 、 Σ^+ 超子在 $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ 反应体系中的不变能谱分布; (c~d) Σ^- 、 Σ^+ 超子在 $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$ 反应体系中的不变能谱分布; (e~f) Σ^- 、 Σ^+ 超子在 $^{112}\text{Sn}+^{112}\text{Sn}$ 反应体系中的不变能谱分布。

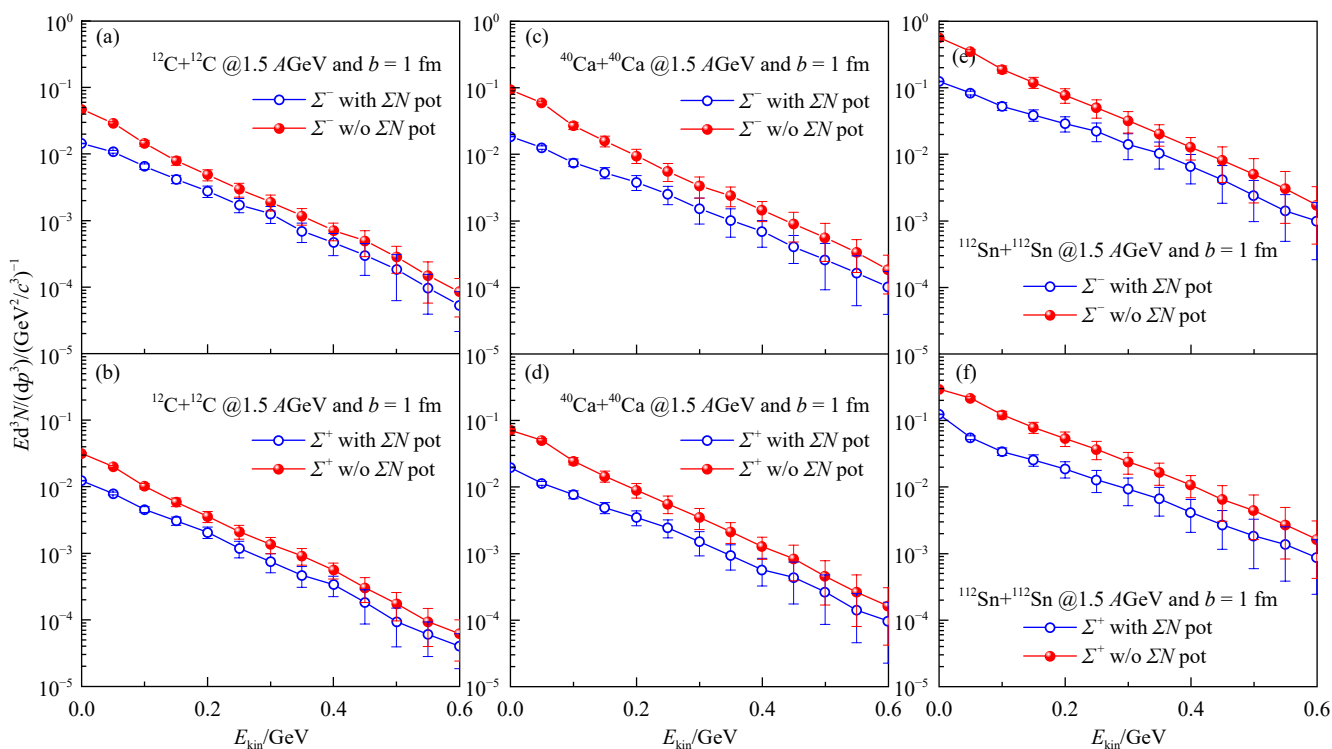


图 6 (在线彩图) 入射能量为 1.5 GeV/核子时, Σ 超子在不同反应体系中的不变能谱分布

(a~b) Σ^- 、 Σ^+ 超子在 $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ 反应体系中的不变能谱分布; (c~d) Σ^- 、 Σ^+ 超子在 $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$ 反应体系中的不变能谱分布; (e~f) Σ^- 、 Σ^+ 超子在 $^{112}\text{Sn}+^{112}\text{Sn}$ 反应体系中的不变能谱分布。

量降低而降低，同时发现 50 MeV/u 处集体流会消失。研究核物质集体流的主要目的一方面是为了研究核反应机制和动力学过程，另一方面是为了研究核物质状态方程的部分属性，如粘滞性和压缩性。最后通过集体流可以研究核介质中的核子-核子碰撞截面。

重离子碰撞过程中，根据碰撞参数的不同会引起核物质不同的运动状态。当碰撞参数较小即中心碰撞中，核物质经过压缩后会各向同性的横向膨胀，其沿方位角存在对称性，当碰撞参数增大，碰撞由中心碰撞变为周边碰撞后，横向流动的方位角对称性会消失，从而形成各种形式的流。根据反应平面分类，可将集体流分为平面流和出平面流。平面流主要反映核物质在反应平面内的集体运动，出平面流主要反映了碰撞过程中核物质的挤出效应[64]。对于平面流，当发生周边碰撞时，其主要反映为直接流，直接流主要反映了粒子动量方向偏离束流方向的程度，其主要是重离子碰撞过程形成的核物质的压力梯度造成的，碰撞造成的压缩区域的压力越大，粒子动量方向的偏转程度也越大。一般定义反应平面内粒子横向动量的投影 $\langle p_x/p_t \rangle$ 为直接流的大小[65]。出平面流主要为椭圆流，在碰撞能量较低时，核物质的集体运动在核反应刚发生时表现为垂直反应平面，但在随后的膨胀中表现为和碰撞参数方向平行。当碰撞能量增大后，出平面流主要表现为垂直反应平面发射。造成椭圆流为负的原因主要是，在碰撞发生后，作为旁观者的核物质会阻止参与者的核物质的运动，使得核物质被挤出[66]。对于集体流的信息可以表示为出射粒子沿方位角分布做傅里叶展开的第一项和第二项系数： $dN/d\phi = N_0[1 + 2v_1(y, p_t)\cos(\phi) + 2v_2(y, p_t)\cos(2\phi)]$ ，其中 $p_t = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$ 和 y 分别为沿束流方向的横向动量和纵向快度， ϕ 为粒子出射的方位角 ($\tan(\phi) = p_y/p_x$ ， p_x 和 p_y

分别为反应平面内和出平面内垂直于束流方向的横动量的分量)。椭圆流可表示为 $v_2 = \langle (p_x^2 - p_y^2)/p_t^2 \rangle$ ，其本质是反映平面内 ($v_2 > 0$) 和出平面 ($v_2 < 0$) 粒子出射的竞争[58]。

在本次工作中，我们计算了 $^{112}\text{Sn}+^{112}\text{Sn}$ 反应体系在入射能量为 1.5 GeV/核子情况下碰撞参数 $b=1, 4$ fm 的结果，图 7 反映了不同碰撞参数对超子产生的影响。从图中可以看出，随着碰撞参数的增大，超子的产生受到了抑制。尤其在中心快度区域，对超子产生的抑制较为明显。同时由于同位旋依赖的光学势， Σ^- 超子的产生多于 Σ^+ 超子。当中心碰撞 ($b=1$ fm) 时，有更多的核子有较大概率发生碰撞，从而形成高温高密度的碰撞区域更大，因此能产生更多的超子；而对于擦边碰撞则会产生更多种类的流。碰撞参数对于是否采用排斥光学势的反应体系都存在影响，但对于未采用光学势的反应体系，超子的产生被抑制的程度更大。另一方面，集体流的计算结果同样也反映出了光学势对超子集体运动的影响。图 8 和图 9 分别给出了超子直接流和椭圆流的快度分布。从图 8 中可以看出，当采用排斥的光学势后，超子的直接流趋势趋于平缓，表明此时超子更倾向于沿束流方向出射。其原因在于，在此时的入射能量时，核子更倾向于从旁边挤出，而 Σ 超子与核子的相互作用为排斥的，因此超子将更倾向于沿束流方向运动。同时从图 9 可以看出，无论是否采用排斥势，超子的椭圆流快度分布基本为负，由此表明 Σ 超子更倾向于从 y 方向被挤出。当采取排斥的光学势后，超子沿 y 方向的挤出更为明显。这也是容易理解的，由于核子与 Σ 超子间相互作用为排斥，使得 Σ 超子更加倾向于沿出平面方向进行出射。图 10 和图 11 分别给出 Σ 超子直接流和椭圆流的横动量分布。对于直接流，其低动量区域基本没有差异，在高

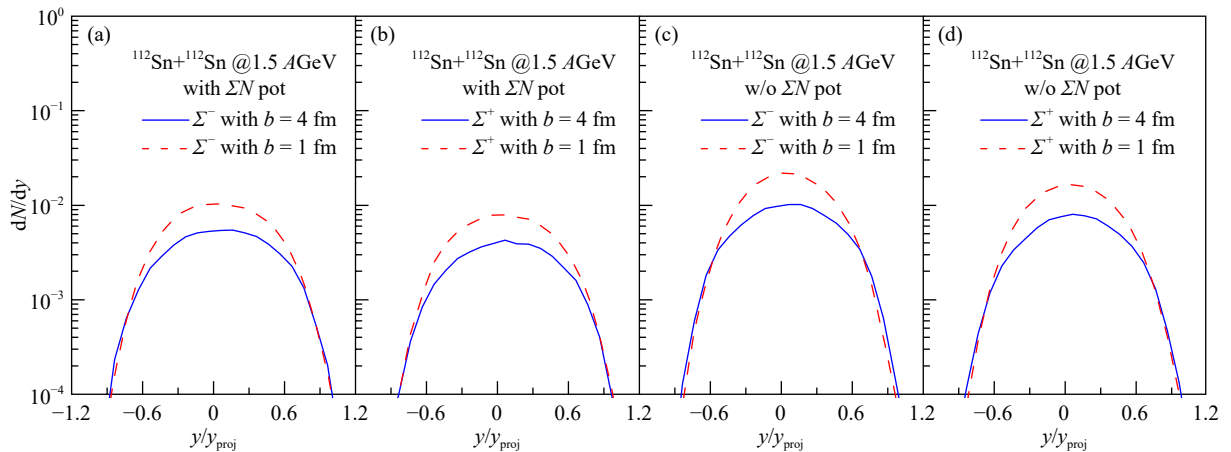


图 7 (在线彩图) $^{112}\text{Sn}+^{112}\text{Sn}$ 反应体系在入射能量为 1.5 GeV/核子情况下的 Σ 超子快度分布碰撞参数对比采用排斥势时 (a) Σ^- 快度分布; (b) Σ^+ 快度分布和没有采用排斥势时 (c) Σ^- 快度分布; (d) Σ^+ 快度分布。

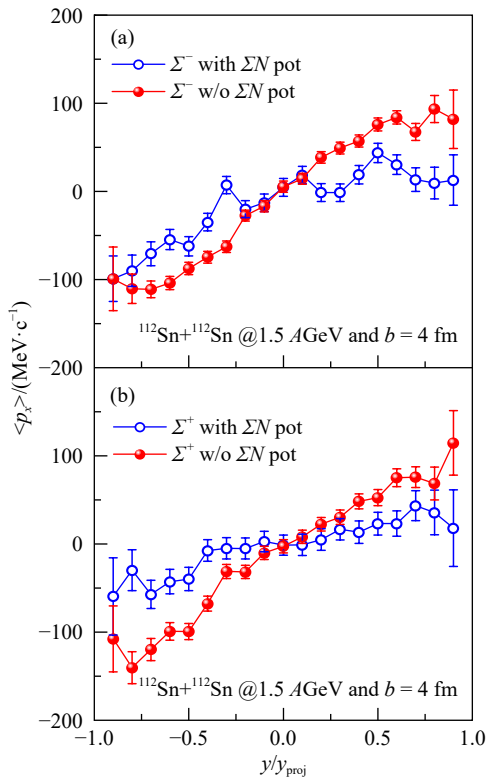


图 8 (在线彩图) $^{112}\text{Sn}+^{112}\text{Sn}$ 反应体系在入射能量为 1.5 GeV/核子情况下的 Σ 超子直接流速度分布对比
(a) Σ^- 直接流速度分布; (b) Σ^+ 直接流速度分布。

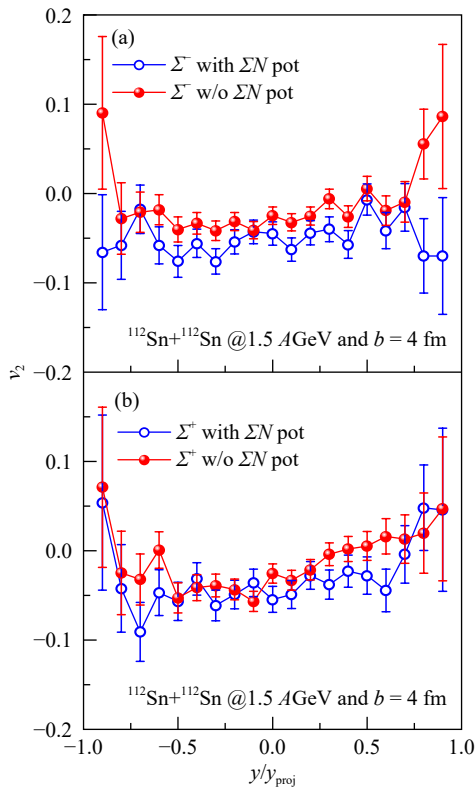


图 9 (在线彩图) $^{112}\text{Sn}+^{112}\text{Sn}$ 反应体系在入射能量为 1.5 GeV/核子情况下的 Σ 超子椭圆流速度分布对比
(a) Σ^- 椭圆流速度分布; (b) Σ^+ 椭圆流速度分布。

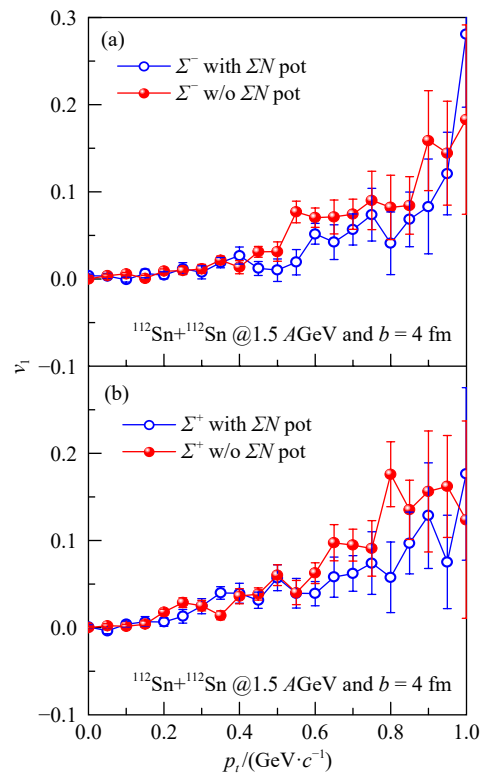


图 10 (在线彩图) $^{112}\text{Sn}+^{112}\text{Sn}$ 反应体系在入射能量为 1.5 GeV/核子情况下的 Σ 超子直接流横动量分布对比
(a) Σ^- 直接流横动量分布; (b) Σ^+ 直接流横动量分布。

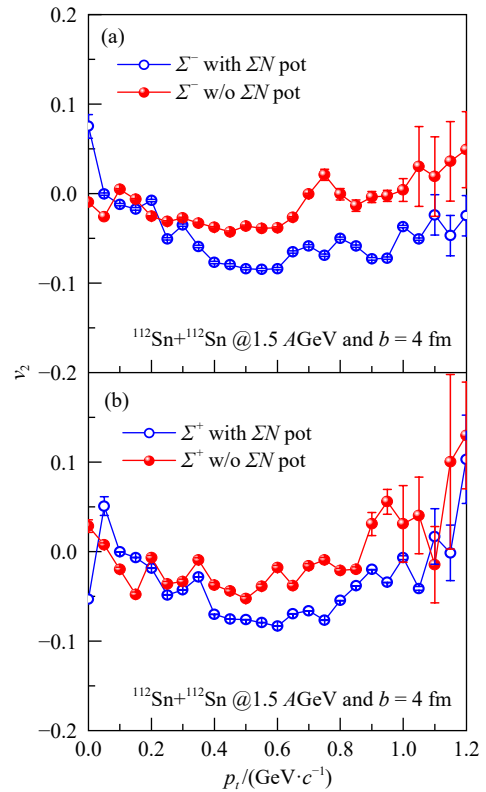


图 11 (在线彩图) $^{112}\text{Sn}+^{112}\text{Sn}$ 反应体系在入射能量为 1.5 GeV/核子情况下的 Σ 超子椭圆流横动量分布对比
(a) Σ^- 椭圆流横动量分布; (b) Σ^+ 椭圆流横动量分布。

动量区域差距比较明显，其原因在于光学势的动量依赖在高动量部分区别较大。同时椭圆流也存在类似情况，由于核子与 Σ 超子的排斥相互作用，对于直接流，由于核子更倾向于沿碰撞参数方向出射，因此将排斥超子使其沿束流方向出射减少。但对于椭圆流，排斥势使得 Σ 超子更倾向于沿挤出方向运动，因此其横动量分布负值更大。效应在更大横动量的位置都不很明显，其原因在于高动量的 Σ 超子发射得更快，使其在反应系统中受到相互作用影响的时间更短，因此效应并不明显；同时大横动量处统计误差较大，而且本身具有较大横动量的 Σ 超子较少，因此对于结果会有一定影响。

4.4 核物质状态方程

由于原子核中核子存在对称出现的趋势，因此将自然界稳定的原子核放在由质子数和重子数组成的坐标轴当中可以形成原子核 β 稳定线。在结合能半经验公式中同样存在对称能项 $B_a = -a_a(A/2 - Z)^2 A^{-1}$ [67]，其中 A 表示原子核中核子数； Z 表示质子数； a_a 为参数。在引入同位旋概念后，原子核的同位旋不对称度同样可以表征原子核当中质子、中子对称分布的情况。核物质的各种状态量如压力、温度、能量、密度等可以影响核物质的状态方程，同时核物质状态方程也是同位旋不对称度依赖的。核物质中平均每核子能量可以由按同位旋不对称度展开的经验公式来表示 [68-70]：

$$E(\rho, \delta) = E_{\text{sym}}(\rho, \delta = 0) + E_{\text{sym}}(\rho)\delta^2 + O(\delta^4), \quad (28)$$

其中： $E_{\text{sym}}(\rho, \delta = 0)$ 为对称核物质中平均每核子能量， δ 为同位旋不对称度： $\delta = (\rho_n - \rho_p)/(\rho_n + \rho_p)$ 。 ρ_n ， ρ_p 分别为系统中中子密度和质子密度， $\rho = \rho_n + \rho_p$ 为体系中总密度。第二项系数 E_{sym} 为对称能，可在饱和密度处做泰勒展开可得：

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

式中斜率 L 和曲率 K_{sym} 可分别表示为 $L = 3\rho_0(dE_{\text{sym}}/d\rho)|_{\rho=\rho_0}$ ， $K_{\text{sym}} = 9\rho_0^2(d^2E_{\text{sym}}/d\rho^2)|_{\rho=\rho_0}$ ，其中 $\rho_0 = 0.16 \text{ fm}^{-3}$ 为饱和密度，饱和密度处对称能 $E_{\text{sym}}(\rho_0)$ 为 31.5 MeV [49]。

对于对称能的研究一直是受到广泛关注的问题，一方面，高密核物质的状态方程对于我们理解高能核反应有着重要作用，高密核物质的对称能将影响核物质的能量密度，从而影响核反应体系的化学势平衡，因此其影响着我们对重离子碰撞过程的理解；另一方面，通过高能核反应理论与实验研究的符合，可以研究对称能的高密行为，从而增加我们对中子星内部精细结构的认识，

进一步影响我们对如引力波、中子星合并等宇宙中致密大质量天体运动行为的了解。LIGO-VIRGO 合作组首次观察到双中子星合并事件 GW170817 产生的引力波，让我们得以看到宇宙极端条件下同位旋不对称致密核天体的运动行为，而高密核物质对称能的信息可以明显影响这些行为 [71-72]。围绕核物质状态方程的约束，许多不同的运输模型和原子核碰撞实验的测量都在饱和密度 ρ_0 以下区域给出了很好的描述，但对于 $2\rho_0$ 甚至更高密度处的对称能信息，目前还存在着很大的不确定性。在中子星中，理论上应该存在奇异性物质 [27]，但对于不同的模型，奇异性物质的引入都会使其在描述中子星的质量-半径关系时遇到问题，如软化中子星的核物质状态方程 [30]、明显降低中子星的最大质量理论预言值等。超子与核子以及超子之间的相互作用也直接地影响着中子星的内部成分，例如，一些模型中当采用的 Σ 与核子的相互作用为排斥时，中子星中将不能出现 Σ 超子 [31]。因此，准确的超子-核子相互作用对于中子星的结构和中子星物质的状态方程是十分必要的。

目前，通过重离子碰撞来研究高密核物质对称能信息的提取是当前研究的热点。理论和实验中的主要方法是利用对对称能高密行为敏感的产物作为观测量来提取高密核物质的对称能信息，如中子质子比值以及 π^-/π^+ 、 Σ^-/Σ^+ 和 K^0/K^+ 产额比等 [73-75]。理论研究中，Li [76] 首先提出利用 π 介子产物的比值作为提取对称能信息的敏感物理量并获得了成功。之后许多不同的运输模型都开始应用于探索高密核物质对称能信息中，Li 等 [77] 使用 UrQMD 模型讨论了 Σ 超子产物作为提取对称能信息探针的可能性。Feng [50] 使用 LQMD 模型研究了 K 介子和 Σ 超子产生对对称能的依赖。实验上，许多国家的大科学装置也都将确定非对称核物质的状态方程作为核心研究问题之一，如我国的兰州重离子加速器冷却储存环装置 (HIRFL-CSR) [78] 和正在建设的惠州强流重离子加速器 (HIAF) [33]、日本理化研究所 (RIKEN) RIBF 装置 [79]、美国的稀有同位素核束装置 (FRIB) [80] 以及德国重离子研究中心 (GSI) 的 FAIR 装置 [81]，这些大科学装置将帮助科学家在探索重离子碰撞对非对称核物质状态方程研究方面的影响起到重要作用。同时，一些实验合作组已经取得了进展，如 S π RIT 合作组利用 Sn 与 Sn 反应体系中 π 介子产物的比值研究了其对对称能参数 L 的约束，并与 dcQMD 模型的计算结果进行了对比 [82]。TMEP 合作组测量了 $^{132}\text{Sn}+^{124}\text{Sn}$ 、 $^{112}\text{Sn}+^{124}\text{Sn}$ 和 $^{108}\text{Sn}+^{112}\text{Sn}$ 反应体系在入射能量为 270 MeV/核子时 π 介子产物比值的多重性，并与 7 种不同的运输模型结果进行了对比，发现高能 π 介子产物的比值能够限制对称能的密度依赖

性以及平均场势同位旋矢量部分的动量依赖性^[83]。

在我们的工作中, 首先计算了 $^{112}\text{Sn}+^{112}\text{Sn}$ 和 $^{132}\text{Sn}+^{124}\text{Sn}$ 两个反应体系在入射能量为 1.5 GeV/核子中心碰撞($b=1$ fm)情况下不同对称能刚度的 Σ^-/Σ^+ 比率的动能谱, 如图 12 所示。在丰中子反应体系中, 相较于 Σ^+ , Σ^- 的产生更多。对于不同的对称能软硬, Σ 超子的比值在高动能处存在差异(约 5%), 其主要是由于对应不同对称能刚度的不同阈能修正以及超子和核子在反应过程中的输运造成的。而差异不大的主要原因在于, 首先, 对称能效应本身为较弱的次级效应(其为泰勒展开的第二项系数), 另外, 由于 Σ 超子在高密区域($> 2\rho_0$)产生, 此时 Σ 超子的运动受到多种作用的影响, 如库仑相互作用、 Σ 超子-核子相互作用以及对称能的影响, 并且作用的时间较短, 导致对称能对 Σ 超子的影响不能完全地通过 Σ 超子反映出来, 这也就导致了虽然不同对称能刚度在高密区域不确定性较大, 但 Σ^-/Σ^+ 比率在高动能处的差异并不是很大。使用 Σ 超子作为提取高密区域对称能信息探针的优势在于, Σ 超子主要是在高密区域产生, 同时不存在二次吸收, 因此能够较好地反映高密区域对称能的信息, 但同时, 高密区域粒子发射速度快, 对称

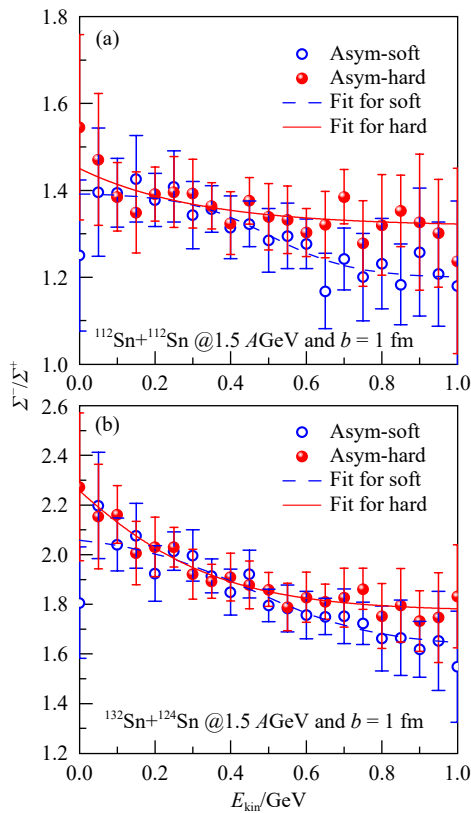


图 12 (在线彩图) 不同对称能的 Σ 超子比值动能谱 (a) $^{112}\text{Sn}+^{112}\text{Sn}$ 反应体系入射能量为 1.5 GeV/核子, 碰撞参数为 1 fm; (b) $^{132}\text{Sn}+^{124}\text{Sn}$ 反应体系入射能量为 1.5 GeV/核子, 碰撞参数为 1 fm。

能影响作用时间短也是影响结果的原因之一。最后, 我们计算了 $^{197}\text{Au}+^{197}\text{Au}$ 反应体系在入射能量为 1.5 GeV/核子中心碰撞情况下不同压缩系数对应 Σ 超子的快度分布, 如图 13 所示。不同压缩系数表征着不同核物质状态方程的软硬, 在 LQMD 模型中, 单粒子势可以表示为

$$U = \alpha \left(\frac{\rho_{\text{int}}}{\rho_0} \right) + \beta \left(\frac{\rho_{\text{int}}}{\rho_0} \right)^\gamma + \delta \ln^2 \left[\epsilon \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^2 + 1 \right] \frac{\rho_{\text{int}}}{\rho_0}, \quad (30)$$

其中 ρ_0 为饱和密度, ρ_{int} 为相互作用密度:

$$\rho_{\text{int}}^i(\mathbf{r}_i) = \frac{1}{(4\pi L)^{3/2}} \sum_{j \neq i} \exp \left[-\frac{(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)^2}{4L} \right]. \quad (31)$$

根据势参数 α 、 β 和 γ 的不同可对应不同的核物质状态方程软硬, 在我们的计算中采用了两组分别代表软和硬的核物质状态方程, 即软势(soft)与硬势(hard), 具体参数值如表 1^[84]所列。

表 1 两组不可压缩系数参数

α	β	γ	K/MeV
-215.755	142.402 0	1.322 63	230(soft)
-127.086	53.732 7	2.165 21	380(hard)

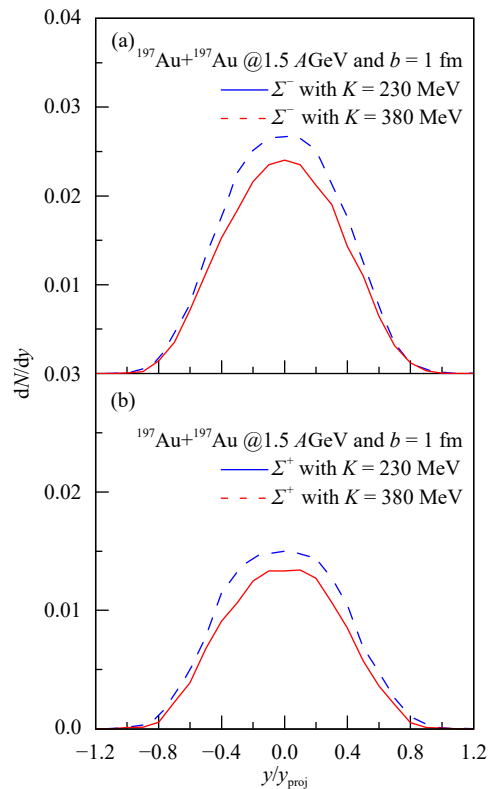


图 13 (在线彩图) $^{197}\text{Au}+^{197}\text{Au}$ 反应体系在入射能量为 1.5 GeV/核子、碰撞参数为 1 fm 的情况下, 不同压缩系数的 Σ 超子快度分布 (a) Σ^- 超子快度分布对比; (b) Σ^+ 超子快度分布对比。

核物质的不可压缩系数是无限大核物质的三个基本性质(饱和密度、每核子能量、压缩模量)之一, 现实中的原子核是有限核, 存在一定厚度的表面区, 表面区的密度随着半径的增加而减小到 0, 核中心密度基本为常数, 但有限核的性质与结构一般比较复杂。因此, 为了研究方便, 引入了理想无限大的核物质作为有限核的低阶近似进行研究。巨单级共振是实验上来测定核物质不可压缩系数大小的重要方法。在图 13 中可以看到, 当采用不可压缩系数参数 $K=230$ MeV 时, Σ 超子的产生明显更多, 尤其在中心快度处更为明显。这也是很好理解的, Σ 超子的产生主要集中在中心快度处, 而且, 当采用较软的不可压缩系数参数时, 对应较软的核物质状态方程, 因此原子核将会更容易被压缩, 更容易形成高温高密的压缩区域, 也就更有利于 Σ 超子的产生。当采用不可压缩系数参数 $K=380$ MeV 时, 拥有较硬的核物质状态方程的原子核将不易被压缩, 因此无法产生更多的超子。同时, 由于采用的 Σ 超子光学势和阈能修正是同位旋相关的, 因此当采用同位旋不对称度较大的反应系统时, Σ^- 超子的产生也明显比 Σ^+ 超子的产生要多。

5 结论

在本次的工作中, 首先, 我们在 LQMD 模型中实现了密度和动量相关排斥的 Σ 超子光学势, 并计算了 Σ 超子的产生过程的密度依赖。结果发现, Σ 超子的产生主要集中在高密度区域, 排斥的光学势将会在 Σ 超子产生的全过程中抑制 Σ 超子的产生。其次, 系统性地计算了轻、重反应体系 ($^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ 、 $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$ 和 $^{112}\text{Sn}+^{112}\text{Sn}$) 在不同入射能量情况下排斥光学势对 Σ 超子产生的影响, 结果发现, 排斥的光学势在中心快度处会明显抑制 Σ 超子的产生, 并且反应体系的轻重也会影响 Σ 超子的产生和动能谱。之后, 我们研究了排斥光学势对 Σ 超子集体运动的影响, 结果发现, 排斥势会使 Σ 超子更倾向于沿束流方向发射, 在出平面方向更倾向于从 y 方向被挤出。对于集体流的横动量分布, 采用光学势后在高动量区域会对 Σ 超子的集体流产生较大的影响。最后, 通过研究核物质状态方程和对称能对于 Σ 超子产生的影响, 我们发现, 当采用较硬的对称能时 Σ 超子的比率会增大, 主要是阈能修正和输运过程导致的, 由此说明 Σ^-/Σ^+ 可以作为提取高密度区域对称能信息的敏感探针。同时研究了不同不可压缩系数对 Σ 超子产生的影响, 发现采用较软的不可压缩系数参数时将会促进 Σ 超子的产生。希望之后在我国强流重离子加速器上将会有相应的实验开展, 对重离子碰撞中超子的产生和动力学过程进行更加详细的研究, 同时希望本文对相关实验能够提供一定的参考。

参考文献:

- [1] DANYSZ M, PNIEWSKI J. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 1953, 350(44): 348.
- [2] GAO J H, MA G L, PU S, et al. *Nucl Sci Tech*, 2020, 31: 90.
- [3] LV H, ZHANG S S, ZHANG Z H, et al. *Chin Phys Lett*, 2018, 35(6): 062102.
- [4] HE Y J, GUO C C, SU J, et al. *Nucl Sci Tech*, 2020, 31: 84.
- [5] YAO W M, AMSLER C D, ASNER D M, et al. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 2006, 33(1): 001.
- [6] SASAO J, ABE D, AKIKAWA H, et al. *Phys Lett B*, 2004, 579(3-4): 258.
- [7] NAGELS M M, RIJKEN T A, DE SWART J J. *Phys Rev D*, 1977, 15(9): 2547.
- [8] RIJKEN T A, STOKS V G J, YAMAMOTO Y. *Phys Rev C*, 1999, 59(1): 21.
- [9] RIJKEN T A, YAMAMOTO Y. *Phys Rev C*, 2006, 73(4): 044008.
- [10] EISELE F, FILTHUTH H, FÖHLISCH W, et al. *Phys Lett B*, 1971, 37(2): 204.
- [11] HAIDENBAUER J, MEIBNER U G. *Phys Rev C*, 2005, 72(4): 044005.
- [12] DAI L R, ZHANG Z Y, YU Y W, et al. *Nucl Phys A*, 2003, 727(3-4): 321.
- [13] FUJIWARA Y, NAKAMOTO C, SUZUKI Y, et al. *Prog Theor Phys Suppl*, 2004, 156: 17.
- [14] FUJIWARA Y, SUZUKI Y, NAKAMOTO C, et al. *Prog Part Nucl Phys*, 2007, 58(2): 439.
- [15] NAGATA J, YOSHINO H, LIMKAISANG V, et al. *Phys Rev C*, 2002, 66(6): 061001(R).
- [16] KADOKAKI T, ASAI J, IMOTO W, et al. *Eur Phys J A*, 2002, 12: 295.
- [17] KONDO Y, AHN J K, AKIKAWA H, et al. *Nucl Phys A*, 2000, 676(1-4): 371.
- [18] RUFA M, SCHAFFNER J, MARUHN J, et al. *Phys Rev C*, 1990, 42(6): 2469.
- [19] LOMBARD R J, MARCOS S, MAREŠ J, et al. *Phys Rev C*, 1995, 51(4): 1784.
- [20] BATTY C J. *Phys Lett B*, 1979, 87(4): 324.
- [21] TANG L, HUNGERFORD E, KISHIMOTO T, et al. *Phys Rev C*, 1988, 38(2): 846.
- [22] BART S, CHRIEN R E, FRANKLIN W A, et al. *Phys Rev Lett*, 1999, 83(25): 5238.
- [23] RIJKEN T A, NAGELS M M, YAMAMOTO Y. *Nucl Phys A*, 2010, 835(1-4): 160.
- [24] PETSCHAUER S, HAIDENBAUER J, KAISER N, et al. *Eur Phys J A*, 2016, 52(15): 13.
- [25] HAIDENBAUER J, MEIBNER U G. *Nucl Phys A*, 2015, 936: 29.
- [26] XU Y, ZHI Q J, WANG Y B, et al. *Chin Phys Lett*, 2019, 36(6): 061301.
- [27] WEBER F. *Prog Part Nucl Phys*, 2005, 54(1): 193.
- [28] JIANG W Z, LI B A, CHEN L W. *Astrophys J*, 2012, 756(1): 56.
- [29] TSURATA S, SADINO J, KOBELSKI A, et al. *Astrophys J*, 2009, 691(1): 621.
- [30] BALDO M, BIRGIO G F, SCHULZE H J. *Phys Rev C*, 2000, 61(5): 055801.

- [31] SCHAFFNER B J, HANAUSKE M, STÖCKER H, et al. *Phys Rev Lett*, 2002, 89(17): 171101.
- [32] YAN T Z, LI S, WANG Y N, et al. *Nucl Sci Tech*, 2019, 30(9): 15.
- [33] YANG J C, XIA J W, XIAO G Q, et al. *Nucl Instrum Methods B*, 2013, 317(15): 263.
- [34] PINKENBURG C, AJITANAND N N, ALEXANDER J M, et al. *Phys Rev Lett*, 1999, 83(7): 1295.
- [35] DÖNIGUS B. *Phys Rev Lett*, 2013, 904-905(2): 547c.
- [36] TAMURA H. *Prog Theor Exp Phys*, 2012, 2012(1): 02B012.
- [37] ANDRONIC A, BRAUN-MUNZINGER P, STACHEL J, et al. *Phys Lett B*, 2011, 697(3): 203.
- [38] CUGNON J, DENEYE P, VANDERMEULEN J. *Nucl Phys A*, 1989, 500(3): 701.
- [39] HARTNACK C, OESCHLER H, LEIFELS Y, et al. *Phys Rep*, 2012, 510(4-5): 119.
- [40] LI Q F. *Isospin in Heavy Ion Collision and K Production at Near Threshold*[D]. Beijing: China Institute of Atomic Energy, 2002.
- [41] FENG Z Q. *Studies on Heavy-ion Fusion Reactions near Coulomb Barrier and Synthesis of Superheavy Nuclei*[D]. Lanzhou: Institute of Modern Physics, Chinese Academy of Sciences, 2007.
- [42] HARTNACK C, OESCHLER H, LEIFELS Y, et al. *Phys Rep*, 2012, 512(1-2): 1.
- [43] FENG Z Q, JIN G M, LI J Q. *Nucl Phys Rev*, 2011, 28(1): 1.
- [44] FENG Z Q, XIE W J, CHEN P H, et al. *Phys Rev C*, 2015, 92(4): 044604.
- [45] AICHELIN J. *Phys Rep*, 1991, 202(5-6): 233.
- [46] FENG Z Q, JIN G M. *Phys Rev C*, 2010, 82(4): 044615.
- [47] WIGNER E P. *Phys Rep*, 1932, 40: 749.
- [48] FENG Z Q. *Nucl Sci Tech*, 2018, 29: 40.
- [49] FENG Z Q. *Phys Rev C*, 2012, 85(1): 014604.
- [50] FENG Z Q. *Nucl Phys A*, 2013, 919(2): 32.
- [51] FENG Z Q, JIN G M, ZHANG F S. *Nucl Phys A*, 2008, 802(1-4): 91.
- [52] LI G Q, LEE C H, BROWN G E. *Nucl Phys A*, 1997, 625(1-2): 372.
- [53] FENG Z Q. *Nucl Phys Rev*, 2014, 31(3): 326.
- [54] FENG Z Q. *Phys Lett B*, 2012, 707(1): 83.
- [55] FENG Z Q. *Nucl Phys Rev*, 2017, 34(1): 29.
- [56] GAL A, HUNGERFORD E V, MILLENER D J. *Rev Mod Phys*, 2016, 88: 035004.
- [57] GAL A. *Prog Theor Phys Suppl*, 2010, 186: 270.
- [58] ZHANG D C, CHENG H G, FENG Z Q. *Chin Phys Lett*, 2021, 38(9): 092501.
- [59] NING P Z, MIN D F, LI L, et al. *Strangeness Nuclear Physics*[M]. Beijing: Science Press, 2008. (in Chinese)
(宁平治, 闵德芬, 李磊, 等. 奇异性核物理[M]. 北京: 科学出版社, 2008: 9.)
- [60] SCHEID W, MÜLLER H, GREINER W. *Phys Rev Lett*, 1974, 32(13): 741.
- [61] BUCHWALD G, GRAEBNER G, THEIS J, et al. *Phys Rev Lett*, 1984, 52(18): 1594.
- [62] GUSTAFSSON H A, GUTBROD H H, KOLB B, et al. *Phys Rev Lett*, 1984, 52(18): 1590.
- [63] KROFCHECK D, BAUER W, CRAWLEY G M, et al. *Phys Rev Lett*, 1989, 63(19): 2028.
- [64] WEI Z Y, LI Z Y, ZHU Y T, et al. *Nucl Phys Rev*, 2002, 19(4): 380. (in Chinese)
(魏志勇, 李祖玉, 诸永泰, 等. 原子核物理评论, 2002, 19(4): 380.)
- [65] HE Z Y, PETER J. *High Energy Physics and Nuclear Physics*, 1994, 18(9): 800. (in Chinese)
(贺智勇, Peter J. 高能物理与核物理, 1994, 18(9): 800.)
- [66] GUTBROD H H, KAMPERT K H, KOLB B W, et al. *Phys Lett B*, 1989, 216(3-4): 267.
- [67] LU X T, JIANG D X, YE Y L, et al. *Nuclear Physics*[M]. Beijing: Atomic Energy Press, 2000. (in Chinese)
(卢希庭, 江栋兴, 叶沿林. 原子核物理[M]. 北京: 原子能出版社, 2000: 49.)
- [68] BOMBACI I, LOMBARDO U. *Phys Rev C*, 1991, 44(5): 1892.
- [69] LI B A, CHEN L W, KO C M. *Phys Rep*, 2008, 464(4-6): 113.
- [70] BARAN V, COLONNA M, GRECO V, et al. *Phys Rep*, 2005, 410(5-6): 335.
- [71] ABBOTT B P. *Phys Rev Lett*, 2017, 119(18): 161101.
- [72] ABBOTT B P, ABBOTT R, ABBOTT T D, et al. *Phys Rev Lett*, 2018, 121(16): 161101.
- [73] CHEN L W, KO C M, LI B A. *Phys Rev Lett*, 2005, 94(3): 032701.
- [74] FERINI G, GAITANOS T, COLONNA M, et al. *Phys Rev Lett*, 2006, 97(20): 202301.
- [75] YONG G C, GUO Y F. *Nucl Phys Rev*, 2020, 37(2): 136.
- [76] LI B A. *Phys Rev Lett*, 2002, 88(19): 192701.
- [77] LI Q F, LI Z X, ZHAO E G, et al. *Phys Rev C*, 2005, 71(5): 054907.
- [78] LV L M, YI H, XIAO Z G, et al. *Sci China-Phys Mech Astron*, 2017, 60(1): 012021.
- [79] SHANE R, MCLINTOSH A B, ISOBE T, et al. *Nucl Instr and Meth A*, 2015, 784(1): 513.
- [80] BOLLEN G. *AIP Conf Proc*, 2010, 1224(1): 432.
- [81] RUSSOTTO P. *Phys Rev C*, 2016, 94(3): 034608.
- [82] ESTEE J, LYNCH W G, TSANG C Y, et al. *Phys Rev Lett*, 2021, 126(16): 162701.
- [83] JHANG G, ESTEE J, BARNEY J, et al. *Phys Lett B*, 2021, 813(10): 136016.
- [84] CHEN J. *The Dynamics of η and K Mesons Produced Near Threshold Energy in Heavy-ion Collisions*[D]. Lanzhou: Institute of Modern Physics, Chinese Academy of Sciences, 2016.

Hyperon Dynamics and Production in Heavy-ion Collisions Near Threshold Energy

ZHANG Dingchang, FENG Zhaoqing[†]

(School of Physics and Optoelectronic Technology, South China University of Technology, Guangzhou 510641, China)

Abstract: Within the framework of Lanzhou quantum molecular dynamics(LQMD) transport model, the isospin and in-medium effects on the hyperon production and kinetic energy spectra in the reaction of different heavy-ion reaction are investigated thoroughly. A repulsive hyperon-nucleon potential which is related to the hyperon momentum and baryon density from the chiral effective field theory is implemented into the model. The correction on threshold energy of the elementary hyperon cross section is taken into account. It is found that the Σ yields are suppressed in the domain of midrapidity and domain of kinetic energy spectra with the potential. The emission behavior of the hyperons is also affected by the repulsive hyperon-nucleon potential. The hyperons tend to move along the direction of the beam and along the direction perpendicular to the reaction plane. Finally, we found that Σ^-/Σ^+ yield ratio depends on the stiffness of nuclear symmetry energy in the high-energy region. The Σ^-/Σ^+ yield ratio with a hard symmetry energy is increased by the repulsive hyperon-nucleon potential. And it is found that the compressibility of nuclear matter will affect the hyperon production obviously.

Key words: LQMD model; hyperon production; in-medium effect; collective flow; symmetry energy

Received date: 11 Oct. 2021; **Revised date:** 23 Nov. 2021

Foundation item: National Natural Science Foundation of China(12175072, 11722546); Talent Program of South China University of Technology (20210115)

[†] **Corresponding author:** FENG Zhaoqing, E-mail: fengzhq@scut.edu.cn.