中高能重离子碰撞中奇异粒子产生和超核形成机制

冯兆庆

中国科学院近代物理研究所, 兰州 730000

E-mail: fengzhq@impcas.ac.cn

2017-12-09收稿, 2017-01-23修回, 2018-01-05接受, 2018-03-19网络版发表

国家自然科学基金(11722546, 11675226)和中国科学院前沿科学重点项目(QYZDJ-SSW-SLH041)资助

摘要 中高能重离子碰撞可以形成大于饱和密度的核物质状态. 高密核物质中奇异粒子成分影响核物质状态方程. 重离子碰撞是产生丰中子超核的唯一途径. 本文评述了中高能重离子碰撞中奇异粒子研究最新进展, 讨论了在我国强流重离子加速器(HIAF)上开展核物质状态方程和丰中子超核研究的可行性. 基于兰州量子分子动力学模型, 以反应系统 $^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$ 和 $^{197}\text{Au}+^{197}\text{Au}$ 为例, 分析了阈能附近奇异粒子产生动力学和高密核物质状态方程; 系统研究了 Λ 超核形成动力学机制并给出了超核的质量、电荷、动能分布和动能谱; 讨论了核物质状态方程和碰撞中心度对奇异粒子产生和超核形成的影响. 研究结果表明, K 介子在高动能部分产额可以提取高重子密度下核物质状态方程; Λ 超子与核子相互作用势会影响超核的形成, 如吸引的相互作用势有利于超核的形成; 重离子碰撞有利于形成轻质量区超核并且碰撞中心度对超核的形成有重要影响.

关键词 重离子碰撞, 奇异粒子产生, 状态方程, 超核形成, 兰州量子分子动力学模型

在过去20余年来, 中高能重离子碰撞中奇异粒子产生在实验和理论方面取得了重要进展, 主要涉及的科学问题有核物质状态方程、含有奇异粒子的原子核性质、奇异粒子核介质效应、量子色动力学(quantum chromodynamics, QCD)物质和相变等^[1~3]. 重离子碰撞产生奇异粒子(K , $\bar{K}$, Λ , Σ , Ξ , Ω)动力学过程极为复杂, 主要涉及所有奇异粒子产生反应道, 奇异粒子与核子相互作用及输运动力学过程. 由于动力学涨落, 重离子碰撞与质子引起的反应不同, 在阈能以下区域也可以产生大量奇异粒子. 值得一提的是, 德国重离子研究中心系统测量了 $^{197}\text{Au}+^{197}\text{Au}$ 和 $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ 产生 K^+ 介子产额比激发函数^[4], 不同输运模型约束给出了较软的核物质状态

方程^[5~8]. 实验上也精确测量了不同能区奇异介子和超子动能谱、快度分布、集体流等信息. 高重子密度下同位旋非对称核物质状态方程即对称能信息目前还完全不清楚, 其对理解中子星性质和内部结构起着重要作用. 研究发现, 中高能重离子碰撞中 K^0/K^+ 比值可以提取高密对称能信息^[9~11]. 另一方面, 重离子碰撞产生的高温高密重子物质为研究手征对称性破缺和强子物质相变提供了手段, 其中奇异粒子是主要成分. 由于核介质效应影响, 奇异粒子阈能和相互作用势会改变动力学演化 and 相空间分布. 重离子碰撞中产生的超子如果被周围核子俘获构成结团发射出去即形成超核. 相对于强子引起的核反应和电子-原子核碰撞超核的形成, 重离子碰撞可以

引用格式: 冯兆庆. 中高能重离子碰撞中奇异粒子产生和超核形成机制. 科学通报, 2018, 63: 735–744

Feng Z Q. Strange particle production and hypernucleus formation in medium and high energy heavy-ion collisions (in Chinese). Chin Sci Bull, 2018, 63: 735–744, doi: 10.1360/N972017-01291

<https://engine.scichina.com/doi/10.1360/N972017-01291>

产生极端丰中子或丰质子的超核,极大地扩充了超核研究范畴.含有超子的原子核性质与通常原子核有很大不同,如较大的半径、极端丰中子、延迟裂变现象等.超核物理扩展了三维核素图并成为当前核物理研究的前沿课题.

在世界核物理大科学装置中,奇异粒子产生机制和超核物理被列为其主要研究课题,如我国强流重离子加速器(high intensity heavy-ion accelerator facility, HIAF)^[12],德国重离子研究中心FOPI和KAOS合作组以及正在建设的反质子离子加速器装置(facility for antiproton and ion research, FAIR) CBM和Super-FRS/NUSTAR合作组^[13,14],美国相对论重离子对撞机STAR合作组^[15],欧洲核子中心强子对撞机LHC-ALICE^[16],俄罗斯重离子加速器NICA(<http://theor.jinr.ru/twiki/cgi/view/NICA/WebHome>),日本加速器装置J-PARC^[17]等.迄今为止,人们已建立了各种方法描述重离子碰撞中奇异性物理,如统计模型^[18]、核内级联模型^[19,20]、微观输运模型等^[21~24].这些模型在一定程度上能够很好地解释实验数据.本文基于中国科学院近代物理研究所发展的兰州量子分子动力学输运模型研究了重离子碰撞中奇异粒子的产生机制和超核形成动力学,结合HIAF科学目标,给出了一些可行的实验观测量.

1 兰州量子分子动力学输运模型简介

微观输运模型可以自治地描述重离子碰撞动力学过程时空演化.在兰州量子分子动力学(Lanzhou quantum molecular dynamics, LQMD)输运模型中,发展了密度、同位旋和动量依赖的平均场表征核子动力学演化,引入了奇异粒子产生所有可能的反应道,共振态($\Delta(1232)$, $N^*(1440)$, $N^*(1535)$ 等),超子(Λ , Σ , Ξ , Ω)和介子(π , η , K , $\bar{K}$, ρ , ω)动力学演化由自治产生的平均场描述,考虑了奇异粒子核介质效应和产生截面的修正^[11,25,26].

在LQMD模型中,采用了Skyrme形式的单粒子势:

$$U_{\tau}(\rho, \delta, \mathbf{p}) = \frac{1}{\rho_0} C_{\tau, \tau} \int d\mathbf{p}' f_{\tau}(\mathbf{r}, \mathbf{p}) [\ln(\epsilon(\mathbf{p} - \mathbf{p}')^2 + 1)]^2$$

$$+ \frac{1}{\rho_0} C_{\tau, \tau'} \int d\mathbf{p}' f_{\tau'}(\mathbf{r}, \mathbf{p}) [\ln(\epsilon(\mathbf{p} - \mathbf{p}')^2 + 1)]^2 + \alpha \frac{\rho}{\rho_0} + \beta \frac{\rho^\gamma}{\rho_0^\gamma} + E_{\text{sym}}^{\text{loc}}(\rho) \delta^2 + \frac{\partial E_{\text{sym}}^{\text{loc}}(\rho)}{\partial \rho} \rho \delta^2 + E_{\text{sym}}^{\text{loc}}(\rho) \rho \frac{\partial \delta^2}{\partial \rho_{\tau}}, \quad (1)$$

其中, $\tau \neq \tau'$, $\partial \delta^2 / \partial \rho_n = 4\delta \rho_p / \rho^2$ 和 $\partial \delta^2 / \partial \rho_p = -4\delta \rho_n / \rho^2$. 有效质量可由单粒子势给出 $m_{\tau}^* = m_{\tau} / (1 + \frac{m_{\tau}}{|\mathbf{p}|} \frac{dU_{\tau}}{d\mathbf{p}})$, 其中自由质量 m_{τ} , 费米动量 $\mathbf{p} = \mathbf{p}_F$, 同位旋不对称度 $\delta = (\rho_n - \rho_p) / (\rho_n + \rho_p)$, 中子密度 ρ_n 和质子密度 ρ_p . 动量相关项 $C_{\tau, \tau} = C_{\text{mom}}(1 + x)$, $C_{\tau, \tau'} = C_{\text{mom}}(1 - x)$ ($\tau \neq \tau'$), 同位旋符号 $\tau(\tau')$ 表示中子或者质子, 其中 $C_{\text{mom}} = 1.76 \text{ MeV}$ 和 $\epsilon = 500 \text{ c}^2/\text{GeV}^2$ 给出了饱和密度下有效质量 $m^*/m = 0.75$. 体参数 α, β 和 γ 表征了对称核物质的不可压缩系数, 如 $-215.7, 142.4 \text{ MeV}$, 1.322 给出不可压缩系数 $K = 230 \text{ MeV}$. 图1是在不同的对称核物质不可压缩系数下单核子结合能随密度变化关系. 可以看出, 在高密下不同软硬的状态方程差异比较明显. 通过中高能重离子碰撞, 可以产生高密核物质形态. 然而, 随着碰撞能量的增加, 反应弛豫时间迅速减小. 为了研究高重子密度物质状态, 需要分析在高密区域发射并敏感于状态方程信息的观测量.

介子和超子动力学演化受到核介质环境的影响, 考虑用正则方程表征演化过程. 哈密顿量中仅考虑

图1 (网络版彩色)在不同的不可压缩系数下对称核物质状态方程随密度变化

Figure 1 (Color online) Density dependence of the symmetric nuclear equation of state with different incompressibility modulus

库仑作用和粒子-核子相互作用, 可以写成如下形式:

$$H_v = \sum_{i=1}^{N_v} (V_i^{\text{Coul}} + \omega_v(\mathbf{p}_i, \rho_i)), \quad (2)$$

其中, v 表示粒子种类, 如 $\pi, K, \bar{K}, \Lambda$ 等. 库仑势看作点电荷求得

$$V_i^{\text{Coul}} = \sum_{j=1}^{N_h} \frac{e_i e_j}{r_{ij}}, \quad (3)$$

其中, N_v 和 N_h 分别表示同一种类粒子数和带电粒子数. 核介质中的能量 $\omega_v(\mathbf{p}_i, \rho_i)$ 是粒子动量和重子密度依赖的, 通常是由自能的矢量和标量部分求得. 例如, K 介子 (K 和 K^0) 在核介质中的能量可以写成

$$\begin{aligned} \omega_K(\mathbf{p}_i, \rho_i) = & [m_K^2 + \mathbf{p}_i^2 - a_K \rho_i^S - \tau_3 c_K \rho_{i3}^S \\ & + (b_K \rho_i + \tau_3 d_K \rho_{i3})^2]^{1/2} + b_K \rho_i \\ & + \tau_3 d_K \rho_{i3}, \end{aligned} \quad (4)$$

反 K 介子 (K^- 和 $\bar{K}^0$) 为

$$\begin{aligned} \omega_{\bar{K}}(\mathbf{p}_i, \rho_i) = & [m_{\bar{K}}^2 + \mathbf{p}_i^2 - a_{\bar{K}} \rho_i^S - \tau_3 c_K \rho_{i3}^S \\ & + (b_K \rho_i + \tau_3 d_K \rho_{i3})^2]^{1/2} - b_K \rho_i \\ & - \tau_3 d_K \rho_{i3}, \end{aligned} \quad (5)$$

其中, 系数 $b_K = 3\hbar^3/(8f_\pi^2) \approx 0.337 \text{ GeV fm}^3$, a_K 和 $a_{\bar{K}}$ 分别取为 $0.18 \text{ GeV}^2 \text{ fm}^3$ 和 $0.31 \text{ GeV}^2 \text{ fm}^3$. 同位旋 $\tau_3=1$ 和 -1 分别对应 $K^+(\bar{K}^0)$ 和 $K^0(K^-)$. 系数 $c_K=0.0298 \text{ GeV}^2 \text{ fm}^3$ 和 $d_K=0.111 \text{ GeV fm}^3$ 给出了丰中子

物质中同位旋劈裂. 光学势可由 $V_{\text{opt}}(\mathbf{p}, \rho) = \omega(\mathbf{p}, \rho) - \sqrt{\mathbf{p}^2 + m_K^2}$ 给出, 如在饱和密度和同位旋不对称度 0.2 时 K^+, K^0, K^- 和 $\bar{K}^0$ 值分别为 31, 25, -96, -104 MeV. 有效质量 $m_K^*/m_K=1.056$ 和 $m_{\bar{K}}^*/m_{\bar{K}}=0.797$ 用于阈能修正, 如 K 介子和 Λ 超子 (kaon hyperon, KY) 产生, 阈能 $\sqrt{s_{\text{th}}} = m_Y^* + m_K^*$. 超子在核介质中能量由色散关系给出

$$\omega_Y(\mathbf{p}_i, \rho_i) = \sqrt{(m_Y + \Sigma_Y^S)^2 + \mathbf{p}_i^2} + \Sigma_Y^V, \quad (6)$$

假定 s 夸克不参与相互作用, 标量自能 $\Sigma_S^{\Lambda\Sigma} = 2\Sigma_S^N/3$, $\Sigma_S^{\Xi} = \Sigma_S^N/3$, 矢量自能 $\Sigma_V^{\Lambda\Sigma} = 2\Sigma_V^N/3$, $\Sigma_V^{\Xi} = \Sigma_V^N/3$. 核子自能 $\Sigma_{S,V}^N$ 可由相对论平均场模型给出. K 介子和 Λ 超子的光学势随密度变化如图 2 所示. 可以看出, K 介子和反 K 介子呈现出相反的趋势, 在高密下光学势更明显. Λ 超子与核子光学势相似, 在饱和密度处与超核提取出的光学势接近. 奇异粒子光学势会影响粒子演化动力学和超核形成. 通常吸引的光学势会降低高动量粒子产生并且有利于超核的形成, 而排斥的光学势则相反.

核子-核子碰撞弹性散射截面在核介质环境中通常会压低, 也是同位旋相关的, 基于核子有效质量刻度了介质中核子-核子散射截面, 而自由截面通过拟合实验数据获取. 而非弹性截面都采用了自由截面, 如共振态 $\Delta(1232)$, $N^*(1440)$, $N^*(1535)$ 等产生和衰变, π, η 等介子产生和吸收反应. 奇异粒子的产生

图 2 K 介子 (a) 和 Λ 超子 (b) 在核介质中光学势随密度变化, 并与超核性质提取的光学势做了比较^[27]

Figure 2 The kaon (a) and Λ optical (b) potentials as a function of nuclear density and compared with the value extracted from the hypernucleus properties^[27]

则由直接的两体或者三体碰撞, 没有中间共振态的产生, 涉及的反应道有

其中 B 表示核子和共振态(N, Δ, N^*), 超子(Λ, Σ), K 介子(K^0, K^+)和反 K 介子($\bar{K}^0, K^-$). 图3是夸克层次奇异粒子产生和奇异性交换示意图. 可以看出, 为了产生 s 夸克需要一定的入射能量, 如 $n + p \rightarrow nK^+\Lambda$ 阈能为1.58 GeV. 不同反应道对奇异粒子产生均有贡献, 在1~4 AGeV能区重离子碰撞, 如SIS18, HIAF等, $\Delta(1232)N$ 碰撞是主要贡献奇异粒子产生的反应道. 由于核介质效应, 奇异粒子产生截面的修正是通过阈能来实现. 涉及奇异粒子产生产生的各反应道考虑了阈能效应的修正. 通常吸引的光学势降低了阈能而增强了粒子产生, 而排斥的光学势正好相反.

2 重离子碰撞中奇异粒子产生和超核形成动力学分析

利用重离子碰撞可以产生高温高密度的核物质状

态. 在极高碰撞能量下, 重离子碰撞可以产生夸克-胶子物质并发生夸克-胶子相到强子的相变. 在较低能量下, 以产生强子为主, 其中含有 s 夸克的奇异粒子引起了广泛重视. 重离子碰撞产生的 K^+ 介子与核子散射截面较小, 约10 mb. 因此, 有较大的平均自由程, 如饱和密度区域约5 fm, K^+ 主要是在高密区域产生, 可以作为高密核物质信息的探针. 图4是在不可压缩系数200和380 MeV下2 AGeV的 $^{197}\text{Au}+^{197}\text{Au}$ 碰撞产生 K^+ 和超子的快度和横向动量分布. 可以看出, 核物质状态方程软硬仅对 K^+ 介子略有影响, 即较软的状态方程增加高动量 K^+ 产额, 而对超子产生影响很小. 然而, 在阈下区域, K^+ 产额更加灵敏于状态方程, 即较软的核物质增加了 K^+ 介子产额, 特别是在高重子区域. 图5是碰撞中心度对 K^+ 介子产生影响. 在中心碰撞下, 大部分核子参与了反应并且形成的“碰撞火球”区域较大, 容易产生奇异粒子, 同时原子核的碎裂程度也大. 在半中心碰撞下, 尽管奇异粒子产额较小, 但横向发射的超子容易被“旁观者”俘获以形成超核. 可以看出, 奇异粒子主要是在中心快速区域产生, 极少部分大于弹靶核快度的粒子是平行于碰撞方向发射的.

近年来, 超核的研究在实验和理论方面都引起了研究者的广泛兴趣. 利用重离子碰撞可以产生非

图3 (网络版彩色)夸克层次上奇异粒子产生和奇异交换反应

Figure 3 (Color online) Strange particle production and strangeness exchange reactions within the quark concept

图4 在不同不可压缩系数下2 AGeV的 $^{197}\text{Au}+^{197}\text{Au}$ 中心碰撞产生总的 K^+ 和超子快度(a)和横向动量(b)分布

Figure 4 Rapidity (a) and transverse momentum (b) distributions of K^+ and hyperons produced in the 2 AGeV $^{197}\text{Au}+^{197}\text{Au}$ with a hard and soft equation of state, respectively

图5 在不同碰撞参数下2 AGeV的 $^{197}\text{Au}+^{197}\text{Au}$ 碰撞产生 K^+ 快度(a)和横向动量(b)分布

Figure 5 The rapidity (a) and transverse momentum (b) distributions of K^+ yields produced in the 2 AGeV $^{197}\text{Au}+^{197}\text{Au}$ within the different collision centrality

常丰富的超核,如纯中子和 Λ 构成的超核、反超核、极端丰中子或者丰质子超核等.对超核反应机制研究有利于人们认识超核形成机理和实验室测量超核探测器布局.然而,重离子碰撞形成超核机制理论研究还比较少,动力学模型较缺乏.本文基于LQMD 输运模型初步分析了中高能重离子碰撞、反质子(质子、 π 和 K 介子)引起的反应中超核形成机制^[28].在LQMD 模型中,基于经典并合方法构造碎片,即核子的相对动量和相对距离小于某一值时被认为是结合为同一碎片,如 $|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j| < 3$ fm和 $|\mathbf{p}_i - \mathbf{p}_j| < 200$ MeV/c.并合参数的选取主要依据原子核多重碎裂反应的描述.不同参数的选取对核碎片产额影响甚小,主要改变低动能核子的多重性.经典并合方法在构造重碎片时有一定优势,但对轻核有局限性.基于波函数的量子并合方法在构造

轻碎片有一定优势,仅适合于质量数 $A \leq 4$ 的原子核.初级碎片均方根半径和经验值作比较以检查构造的原子核是否合理.并合方法构造的初级碎片具有一定激发能,借助统计模型GEMINI 描述初级碎片的退激过程^[29],但仅考虑 $Z \geq 8$ 初级碎片退激.量子分子动力学类型的模型在描述两个原子核碰撞过程中量子效应不完全,如系统波函数没有考虑反对称化,核子-核子碰撞中仅考虑两体碰撞,没有引入三体或者四体碰撞和结团的形成.因此,初级碎片产额没有结构效应.引入统计衰变后,碎片产额略有改善.分析了2 GeV/核子的 $^{197}\text{Au}+^{197}\text{Au}$ 碰撞产生不含奇异成分的原子核碎片、 Λ 超核碎片和自由 Λ 超子的快度和动能分布,如图6所示.可以清楚地看到,超核碎片较核碎片产额很快下降,约降低 10^4 ,并且主要分布在中心快度和低动能区域.原子核内 Λ 超子通常强衰

变为质子和 π^- , 寿命约160 ps, 如 ${}^4_\Lambda H \rightarrow t + p + \pi^-$. 重离子碰撞产生的超子以较快速度运动, 只有少数被核碎片俘获形成超核并以较慢速度演化, 自由超子形成超核碎片产额降低约100倍.

奇异粒子和核子相互作用势会影响其动力学演化, 如KN(kaon nucleon)势增加了高动量 K 介子产生并影响集体流分布, K^+/K^- 比值也与光学势有密切关系. 超子-核子相互作用势会改变超子相空间分布, 进而影响超核的形成. 图7是1.93 AGeV的 ${}^{58}\text{Ni}+{}^{58}\text{Ni}$ 碰撞产生电荷数 $Z \geq 2$ 的超核快度和动能分布. 可以发现, 吸引的光学势有利于超核的形成. 在该能区 Λ 主要是在密度 $1 \sim 2\rho_0$ 区间产生的. 光学势压低了高动量 Λ 产生, 而增大了横向

发射. 另外, 分析了2 AGeV的 ${}^{197}\text{Au}+{}^{197}\text{Au}$ 碰撞在不同碰撞中心度和不可压缩系数下产生 $Z \geq 2$ 的超核和自由超子分布, 如图8所示. 在半中心碰撞下, 生成的超核具有较宽的快度分布和高动能产额. 随着碰撞参数增加, 产生的超子容易被类弹或类靶碎片俘获形成超核. 碰撞中心度会影响超核质量、动能分布等. 较软的状态方程产生的自由超子较少并且容易形成超核, 而硬的状态方程则相反. 主要由于软的状态方程使得碰撞系统更容易碎裂. 在下面的计算中, 均采用了较软的状态方程.

系统分析了重离子碰撞产生超核的质量和电荷分布, 如图9和10所示. 可以看到, 超核碎片相对于核

图6 (网络版彩色)原子核碎片、超核碎片和自由超子产生的快度(a)和动能(b)分布
Figure 6 (Color online) The rapidity (a) and kinetic (b) distributions of nucleonic fragments, Λ -hypernucleide fragments and free hyperons

图7 1.93 AGeV的 ${}^{58}\text{Ni}+{}^{58}\text{Ni}$ 碰撞中 Λ 与核子相互作用势在产生电荷数 $Z \geq 2$ 超核的快度(a)和动能(b)分布
Figure 7 The impacts of Λ -nucleon potential on the rapidity (a) and kinetic distributions (b) of hypernucleides with the charged numbers of $Z \geq 2$ in the ${}^{58}\text{Ni}+{}^{58}\text{Ni}$ collisions at an incident energy of 1.93 AGeV

碎片产额大幅下降, 约降低 $10^3 \sim 10^4$. 产生的超核主要分布在轻质量区域. 在2 AGeV的 $^{197}\text{Au}+^{197}\text{Au}$ 碰撞中, 原子核多重碎片已非常明显. 碰撞产物主要以中

子、质子、类氢粒子、类氦粒子和中等质量碎片为主. 超子容易被该类产物俘获形成超核. 在中心碰撞时, 主要形成轻质量的超核, 而在半中心碰撞才可以

图 8 2 AGeV的 $^{197}\text{Au}+^{197}\text{Au}$ 碰撞在不同碰撞参数产生电荷数 $Z \geq 2$ 超核快度(a), 动能分布(b), 以及不同核物质压缩系数下自由 Λ 超子(c)和超核动能分布(d)

Figure 8 The distributions of the rapidity (a), kinetic energy (b) for Λ -hypernuclei ($Z \geq 2$) with different collision centrality and the kinetic energies of free Λ hyperons (c) and Λ -hypernuclei (d) with different incompressibility modulus in the $^{197}\text{Au}+^{197}\text{Au}$ reaction at an incident energy of 2 AGeV

图 9 2 AGeV的 $^{197}\text{Au}+^{197}\text{Au}$ 在碰撞参数 $b=0 \sim 8$ fm时产生核碎片(a)和超核产额(b)比较

Figure 9 The nucleonic fragments (a) and Λ -hypernuclei (b) within the collision centrality of 0–8 fm

图 10 2 AGeV的 $^{197}\text{Au}+^{197}\text{Au}$ 碰撞在不同碰撞参数下产生超核的质量(a)和电荷(b)分布

Figure 10 The mass (a) and charge distributions (b) of Λ -hypernuclei in the $^{197}\text{Au}+^{197}\text{Au}$ reaction with different collision centrality at an incident energy of 2 AGeV

产生中等质量超核碎片. 产生 $Z \leq 20$ 超核碎片截面在 μb 以上量级.

3 结论和展望

基于LQMD输运模型, 研究了中高能重离子碰撞奇异粒子产生和超核碎片的形成. K 介子 R 主要是在高重子密度区域产生的, 超子产生后容易和 π 介子、核子等发生次级反应. 结果给出较软的状态方程增加了 K^+ 介子产额, 而对超子的影响很小. 重

离子碰撞形成的超核较超子和核碎片有较窄的速度分布并且主要集中在低动能区域. 反应过程中产生的超子主要与中子、质子、类氢粒子、类氦粒子、中等质量碎片结合为超核. 吸引的超子-核子相互作用势有利于超核的形成. 重离子碰撞产生的超核具有较宽阔的质量分布和电荷分布区域, 有可能形成极端丰中子超核如 ${}^6_{\Lambda}H$ 等和双超子 ${}_{\Lambda\Lambda}X$ 超核. 研究结果有助于我国在惠州即将建设的强流重离子加速器(HIAF)上开展超核实验研究并提供参考依据.

参考文献

- 1 Aichelin J, Ko C M. Subthreshold kaon production as a probe of the nuclear equation of state. *Phys Rev Lett*, 1985, 55: 2661–2663
- 2 Cassing W, Bratkovskaya E L. Hadronic and electromagnetic probes of hot and dense nuclear matter. *Phys Rep*, 1999, 308: 65–233
- 3 Friedman E, Gal A. In-medium nuclear interactions of low-energy hadrons. *Phys Rep*, 2007, 452: 89–153
- 4 Sturm C, Böttche I, Dębowski M, et al. Evidence for a soft nuclear equation-of-state from kaon production in heavy-ion collisions. *Phys Rev Lett*, 2001, 86: 39–42
- 5 Li G Q, Ko C M. Subthreshold kaon production and the nuclear equation of state. *Phys Lett B*, 1995, 349: 405–410
- 6 Fuchs C, Faessler A, Zabrodin E, et al. Probing the nuclear equation of state by K^+ production in heavy-ion collisions. *Phys Rev Lett*, 2001, 86: 1974–1977
- 7 Hartnack C, Oeschler H, Aichelin J. Hadronic matter is soft. *Phys Rev Lett*, 2006, 96: 012302
- 8 Feng Z Q. Constraining the high-density behavior of the nuclear equation of state from strangeness production in heavy-ion collisions. *Phys Rev C*, 2011, 83: 067604
- 9 Li Q, Li Z, Zhao E, et al. Σ^-/Σ^+ ratio as a candidate for probing the density dependence of the symmetry potential at high nuclear densities. *Phys Rev C*, 2005, 71: 054907
- 10 Ferini G, Gaitanos T, Colonna M, et al. Isospin effects on subthreshold kaon production at intermediate energies. *Phys Rev Lett*, 2006, 97: 202301
- 11 Feng Z Q. Dynamics of strangeness and collective flows in heavy-ion collisions near threshold energies. *Nucl Phys A*, 2013, 919: 32–45
- 12 Yang J C, Xia J W, Xiao G Q, et al. High intensity heavy ion accelerator facility (HIAF) in China. *Nucl Instr Meth B*, 2013, 317: 263–265

- 13 Merschmeyer M, Lopez X, Bastid N, et al (FOPI Collaboration). K^0 and Λ production in Ni+Ni collisions near threshold. *Phys Rev C*, 2007, 76: 024906
- 14 Saito T R, Nakajima D, Rappold C, et al. Production of hypernuclei in peripheral HI collisions: The HypHI project at GSI. *Nucl Phys A*, 2012, 881: 218–227
- 15 STAR Collaboration. Observation of an antimatter hypernucleus. *Science*, 2010, 328: 58–62
- 16 Dönig B. (Anti-)matter and hyper-matter production at the LHC with ALICE. *Nucl Phys A*, 2013, 904-905: 547c–550c
- 17 Tamura H. Strangeness nuclear physics experiments at J-PARC. *Prog Theor Exp Phys*, 2012, 2012: 02B012
- 18 Andronic A, Braun-Munzinger P, Stachel J, et al. Production of light nuclei, hypernuclei and their antiparticles in relativistic nuclear collisions. *Phys Lett B*, 2011, 697: 203–207
- 19 Cugnon J, Deneye P, Vandermeulen J. Multipion dynamics following antiproton annihilation on nuclei. *Nucl Phys A*, 1989, 500: 701–730
- 20 Toneev V D, Amelin N S, Gudima K K, et al. Dynamics of relativistic heavy-ion collisions. *Nucl Phys A*, 1990, 519: 463–478
- 21 Li G Q, Lee C H, Brown G E. Kaons in dense matter, kaon production in heavy-ion collisions, and kaon condensation in neutron stars. *Nucl Phys A*, 1997, 625: 372–434
- 22 Fuchs C. Kaon production in heavy ion reactions at intermediate energies. *Prog Part Nucl Phys*, 2006, 56: 1–103
- 23 Hartnack C, Oeschler H, Leifels Y, et al. Strangeness production close to the threshold in proton-nucleus and heavy-ion collisions. *Phys Rep*, 2012, 510: 119–200
- 24 Feng Z Q, Xie W J, Chen P H, et al. In-medium and isospin effects on particle production near threshold energies in heavy-ion collisions. *Phys Rev C*, 2015, 92: 044604
- 25 Feng Z Q. Momentum dependence of the symmetry potential and its influence on nuclear reactions. *Phys Rev C*, 2011, 84: 024610
- 26 Feng Z Q. Nuclear in-medium effects and collective flows in heavy-ion collisions at intermediate energies. *Phys Rev C*, 2012, 85: 014604
- 27 Millener D J, Dover C B, Gal A. Λ -nucleus single-particle potentials. *Phys Rev C*, 1988, 38: 2700–2708
- 28 Feng Z Q. Production of fragments and hyperfragments in antiproton-nucleus collisions. *Phys Rev C*, 2016, 93: 041601(R)
- 29 Charity R J, McMahan M A, Wozniak G J, et al. Systematics of complex fragment emission in niobium-induced reactions. *Nucl Phys A*, 1988, 483: 371–405

Summary for “中高能重离子碰撞中奇异粒子产生和超核形成机制”

Strange particle production and hypernucleus formation in medium and high energy heavy-ion collisions

Zhaoqing Feng

Institute of Modern Physics, Chinese Academy of Sciences, Lanzhou 730000, China
E-mail: fengzhq@impcas.ac.cn

The nuclear matter at supra-saturation densities might be created in medium and high energy heavy-ion collisions. The strangeness ingredient in dense nuclear matter impacts the equation of state and maybe exists in the neutron stars. On the other hand, heavy-ion collisions provide a unique way for producing the neutron-rich hypernucleides. In this article, the new progress on strangeness physics in heavy-ion collisions is reviewed. Possible experiments at the high-intensity heavy-ion accelerator facility (HIAF) are to be discussed, in particular on the topics of the high-density nuclear equation of state and hypernucleide in the neutron-rich domain. Within the framework of the Lanzhou quantum molecular dynamics (LQMD) model, the strangeness production and high-density nuclear equation of state in heavy-ion collisions near threshold energies has been investigated, i.e., for the reactions of $^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$ and $^{197}\text{Au}+^{197}\text{Au}$. The formation mechanism of Λ -hyperfragments in heavy-ion collisions is to be investigated. A coalescence approach is developed for constructing the primary fragments in phase space. The secondary decay process of the fragments is described by the well-known statistical code. The impacts of nuclear equation of state on the hyperfragment formation are discussed. The mass, charge and kinetic energy spectra of hypernucleides produced in heavy-ion collisions are thoroughly analyzed. It is found that the kaon yields in the high kinetic energy domain are useful for extracting the high-density nuclear equation of state. The K^+ yields are strongly suppressed with a hard equation of state. However, the hyperon production is weakly influenced by the incompressibility of nuclear matter. The Λ -nucleon potential impacts the hypernucleide formation, i.e., the attractive potential enhancing the hypernucleide yields. The heavy-ion collisions are available to produce the light mass neutron-rich hypernucleides and the mid-central collisions are favorable for the medium mass hypernucleide formation. Free hyperons are captured by nucleonic fragments to form hypernucleides in the domain of lower kinetic energies and narrower rapidities. A soft equation of state is available for producing the hyperfragments. The results are very valuable for the forthcoming hypernucleide physics at HIAF.

heavy-ion collisions, strangeness production, equation of state, hypernucleus production, Lanzhou quantum molecular dynamics transport model

doi: 10.1360/N972017-01291