CSR能区的高重子密度核物质研究进展

王世陶¹, 胡强¹, 孙亚洲¹, 马朋¹, 何军^{1,2}, 冯兆庆^{1,3}, 张松⁴, 孙志宇^{1*}, 王建松^{1,5*}

1. 中国科学院近代物理研究所, 兰州 730000;

2. 南京师范大学物理科学与技术学院, 南京 210023;

3. 华南理工大学物理与光电子学院, 广州 510641;

4. 复旦大学现代物理研究所, 核物理与离子束应用教育部重点实验室, 上海 200433;

5. 湖州师范学院理学院, 湖州 313000

*联系人, 孙志宇, E-mail: sunzhy@impcas.ac.cn; 王建松, E-mail: jswang@impcas.ac.cn

收稿日期: 2019-02-16; 接受日期: 2019-05-07; 网络出版日期: 2019-07-31

国家重点基础研究计划(编号: 2014CB845405)资助项目

摘要 本文主要结合我国核物理大科学装置研究QCD相图的低能部分, 即高重子密度下核物质的性质. 通过理论结合实验, 研究了高重子密度下核物质及强子共振态的性质, 并且给出0.5–1.2 GeV/u能区的重离子碰撞可能产生的与高重子密度核物质性质相关的一些实验信号, 在实验上完善了测量装置, 进行了初步测试实验. 初步的实验结果显示可以在HIRFL-CSR外靶开展高重子密度核物质性质实验研究, 为后续建造专门谱仪研究QCD相图在低能部分的行为奠定了基础.

关键词 QCD相图, 核子共振态, 高重子密度核物质

PACS: 25.70.Lm, 25.75.Dw, 21.65.+f

1 引言

在物质科学里, 组成物质的最基本粒子是夸克. 通常根据描述强相互作用的量子色动力学(QCD)理论, 夸克是被禁闭在强子里的. 人们预期通过高能重离子碰撞可以解放被囚禁的夸克, 形成一种新的物质形态, 即夸克胶子等离子体(QGP). 该理论预期已先后在美国布鲁克海文国家实验室(Brookhaven National Laboratory, BNL)和欧洲核子中心(European Organization for Nuclear Research, CERN)找到相关实验证据. 目前,

探寻夸克胶子等离子体并研究其性质是物质科学里的一个重要研究热点. 其中很重要的就是QCD相图, 即QCD物质在不同的温度和重子化学势(或重子数密度)下的存在状态, 理论预言相图中存在一条从强子物质到QGP的一级相变线, 该一级相变线的终点就是临界点^[1,2-4]. 低温高密的QCD物质有可能在中子星等天体中存在, 并可以通过观测中子星合并过程中的引力波得到一级相变发生的相关信息^[5]. 在实验室里, 我们可以利用重离子加速器产生的不同能量重离子进行碰撞来研究QCD相图中的不同区域, 比如欧洲核子中心的

引用格式: 王世陶, 胡强, 孙亚洲, 等. CSR能区的高重子密度核物质研究进展. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2019, 49: 102006

Wang S T, Hu Q, Sun Y Z, et al. Progress of study on the properties of nuclear matter with high baryon density at CSR energy region (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2019, 49: 102006, doi: [10.1360/SSPMA-2019-0046](https://doi.org/10.1360/SSPMA-2019-0046)

大型强子对撞机(CERN-LHC)和美国的布鲁克海文国家实验的相对论重离子对撞机(BNL-RHIC)可以研究相图中的高温低重子密度区域,在这一能区, QGP到强子的变化是一个平滑的过程. 在BNL-RHIC的能量低端, CERN-SPS和GSI-FAIR能区和俄罗斯的JINR-NICA等可以产生净重子密度很高的核物质,从而可能观测到QGP到强子物质的一级相变过程. 我国兰州的大科学装置HIRFL-CSR和在建的HIAF所在的能区也是研究QCD相图的低温高重子密度区域的一个重要实验场所.

为了研究CSR/HIAF能区的低温高密核物质性质,首先开展了以下相关理论研究. 1) 用唯像方法研究了核子/光子与核子、氘核及其他原子核反应的介子产生过程,以及其中核子共振态的质量和宽度的变化. 基于玻色子交换模型开展共振态($\Delta(1232)$, $N^*(1440)$, $N^*(1535)$ 等)在核介质中的产生截面和衰变宽度研究,分析其同位旋相关性,完成程序编写和计算. 认识原子核中介子产生过程与自由介子产生过程的区别,以及核子共振态在核介质中性质的变化. 完成共振态在核介质中产生截面和衰变宽度与质心不变能量和重子密度依赖关系计算,将结果进行参数化,并加入到运输模型中. 2) 基于夸克模型的衰变振幅研究了CLAS的最新实验数据. 对于 $\Sigma(1385)$ 光致产生过程在所有共振态的贡献中, $F35$ 态 $\Delta(2000)$ 的贡献比较重要; 对于 $\Lambda(1520)$ 的光致产生, $N(2080)$ 的贡献非常重要,其他共振态的贡献可以忽略. 我们研究了在光致产生过程中 $N(1875)$ 和 $N(2100)$ 等核子共振态的性质,以及光子打氘核靶产生 $f(1285)$ 等介子的过程,研究了强子-强子相互作用及其与核子共振态等强子的关系. 并且研究了重味强子在原子核靶中产生与核子靶产生的区别,讨论了核介质环境对于强子态产生的影响. 这些研究使人们可以更深刻地了解核子共振态的性质,对于理解CSR及HIAF上的重离子碰撞过程非常重要,因为在这个能区,核子共振态的贡献变得非常重要.

在开展以上理论研究的同时,我们完善了HIRFL-CSR外靶装置的相关实验条件,完成了在CSR外靶开展的两轮测试性实验,对实验数据进行了分析. 对于带电粒子的径迹分析是实验数据处理的一个难点,需要耗费很多机时. 于是我们发明了等效磁场方法,改进了实验数据分析方法,将实验数据的分析效率提高了5.6倍. 我们在两次实验中成功观测到 π^+ 和 π^- 粒子.

初步分析结果表明,我们的探测装置能够很好地鉴别 π^+ , π^- 和质子等粒子. 为了得到更加精确的实验数据,我们还将对如何扣除本底,对不同粒子的探测效率修正,对空气给粒子带来的能损修正等工作进行深入的研究. 从目前得到的粒子鉴别谱,可以明显地观测到 π^+ 和 π^- 的产额比对轻靶和重靶是不一样的,其中的物理需要结合理论模型进行进一步研究.

2 CSR能区运输模型发展

为了获取核物质相结构信息,通常采用重离子碰撞产生高温高密核物质,实验上通过测量粒子产物分布结合运输模型推断碰撞过程不同时刻、不同密度区域核物质形态. 泡利效应、核子平均场和核子-核子碰撞是运输模型中的关键物理量. 目前描述中能重离子碰撞的运输模型有玻尔兹曼模型和量子分子动力学模型两类. 近年来,国际运输模型研究组对各类模型进行了对比、评估,得出了一些有意义的结论^[6,7]. 中高能重离子碰撞(100–1000 MeV/u),即CSR能区,可以使得碰撞中心区域密度达到 $2-3\rho_0$,其中 ρ_0 是核物质饱和密度. 描述CSR能区重离子碰撞的模型有同位旋相关的Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck^[8],极端相对论量子分子动力学模型(UrQMD)^[9]和兰州量子分子动力学模型(LQMD)^[10]等. 在亚饱和密度区域($0.1\rho_0-1.2\rho_0$)各种运输模型基本能够一致地给出对称能形式 $E_{\text{sym}}(\rho) \approx 31.6(\rho/\rho_0)^\gamma$ MeV,其中 $\gamma=0.69-1.05$ ^[11]. 在更低密度区域,核子结团效应会变得尤为重要,使得对称能变大^[12]. 在高重子密度区域,对称能信息目前很不清楚. 而高密对称能在理解中子星等致密星体结构有重要应用. 人们可以通过中高能重离子碰撞提取高密区域对称能性质.

基于LQMD运输模型,我们研究了致密核物质中的中子和质子有效质量劈裂,给出中子和质子椭圆流差和微分流可以作为提取核子有效质量劈裂的观测量. 我们分析了CSR能区重离子碰撞早期发射的粒子,获取高密对称能信息,找到了一些可供实验测量的物理观测量^[13,14]. 进一步研究表明,这些观测量对核子有效质量劈裂依赖性不明显,并指出重离子碰撞中产生的 π 介子可以作为高密对称能信息的有效探针. 我们还研究了重离子碰撞中阈能附近赝标量介子(π),

η , K)产生机制和核介质效应、核子和 π 介子产生集体流现象、费米能区重离子碰撞同位旋效应等^[15-17].

我们基于介子交换模型和 Δ -hole模型计算了核介质中 π , η 和 K 介子光学势, 并结合LQMD模型研究了重离子碰撞中阈能附近 π , η , K 的产生机制, 包括CSR能区重离子碰撞 π 介子产生和核介质效应、反质子引起的核反应中粒子产生动力学, 高能质子和原子核碰撞产生奇异粒子(K , $\bar{K}$, Λ , Σ , Ξ 等)微观机制和介质效应, 丰质子(丰中子)铜系核和超重核产生机制探索. 我们发展的LQMD模型包括了强子-强子碰撞产生奇异粒子所有可能反应道, 考虑了奇异粒子和核子相互作用势以及奇异粒子产生截面的核介质修正, 引入了反质子和核子碰撞产生的弹性散射、电荷转移反应、湮灭反应和非弹性碰撞等. 核子-核子碰撞非弹性碰撞产生的粒子主要是共振态($\Delta(1232)$, $N^*(1440)$, $N^*(1535)$ 等)和 π , η 介子, 涉及的主要反应道有

$$\begin{aligned} NN &\leftrightarrow N\Delta, NN \leftrightarrow NN^*, NN \leftrightarrow \Delta\Delta, \Delta \leftrightarrow N\pi, \\ N^* &\leftrightarrow N\pi, NN \leftrightarrow NN\pi(\text{s-state}), N^*(1535) \rightarrow N\eta. \end{aligned}$$

还有共振态之间的弹性碰撞 $NN \leftrightarrow NN$, $N\Delta \leftrightarrow N\Delta$, $\Delta\Delta \leftrightarrow \Delta\Delta$, $\Delta N^* \leftrightarrow \Delta N^*$. 在阈能附近, π 介子主要通过 $\Delta(1232)$ 衰变产生. $N^*(1440)$ 衰变和s态 π 介子产生贡献约10%.

阈能附近 π 介子产生核介质效应主要涉及 π 介子和 $\Delta(1232)$ 共振态光学势, $\Delta(1232)$ 产生截面的阈能修正. 我们基于 Δ -hole模型和唯象方法研究了 π 介子光学势并考虑了同位旋效应, 即区分 π^- , π^0 , π^+ 与核子相互作用势差异, 提出了采用阈能附近重离子碰撞中 π^-/π^+ 比值随动能或横向动量分布研究 π 介子光学势和同位旋相关性, 相关方案可以在兰州CSR外靶装置和日本RIKEN实验室的SAMURAI探测器上开展实验研究. 采用玻色子交换模型分析共振态产生截面和衰变宽度的介质效应.

我们仔细分析了 π 介子产生动力学, 发现 $\pi N \rightarrow \Delta(1232)$ 吸收反应道和 π 光学势对 π 介子产生有重要影响. 如果不考虑吸收反应, π 介子会在较早时刻产生, 最大密度在 $1.5\rho_0$ 附近. 考虑吸收反应使得一部分 π 介子在亚饱和密度区域产生. 另一方面, πN 势略微会影响 π 介子分布. 因此, 为了从 π^-/π^+ 比值研究对称能信息, 需要分析在高密区域产生的 π 介子, 如重离子碰撞中挤出 π 介子产生等. 我们分析了在兰州重离子加速器可行的

反应系统 n/p 比值横向动量分布和 π^-/π^+ 比值, 如300 MeV/u $^{197}\text{Au}+^{197}\text{Au}$ 碰撞^[17]. 对称能的密度依赖性对 n/p 比影响更大, 而光学势会改变 π^-/π^+ 动能谱分布(图1). 中高能重离子碰撞中, 尽管不同对称能形式差异明显, 但碰撞时间较短, 因此同位旋耗散时间也较短, 会导致同位旋效应并不明显. 另一方面, 重离子碰撞产生的粒子 π , η , K 等提取高密对称信息时, 核介质效应也会影响其动力学演化. 进一步研究了CSR能区重离子碰撞和质子引起的反应中产生 K^+/K^- 比值动能或横质量分布(图2), 结合德国重离子研究中心FOPI合作组实验数据给出 K^- 光学势在饱和密度处为-100 MeV^[18]. 另外, 我们还研究了奇异粒子产生集体流, K^0/K^+ , Σ^-/Σ^+ 比值提取高密对称能信息和超核形成机制. 相关工作即将在广东惠州建设的强流重离子加速器(HIAF)奇异核物理研究提供了参考依据.

费米能区(10-100 MeV/u)重离子碰撞中同位旋耗散时间较长, 对称能在同位旋观测量中的效应也明显^[11,19]. 但是, 费米能区重离子碰撞主要产生亚饱和密度区域核物质, 同位旋相关的物理主要涉及对称能、核子-核子碰撞截面、核子有效质量同位旋劈裂等. 我们在费米能区同位旋物理方面做了系统研究, 分析了对称能的软硬和核子有效质量同位旋劈裂在费米能区重离子碰撞中的影响, 如同位素反应系统 $^{124}\text{Sn}+^{124}\text{Sn}$ 和 $^{112}\text{Sn}+^{112}\text{Sn}$ 产生气相碎片双中子比(图3)^[20], 发现在较低入射能量, 如50 MeV/u下, 对称能的密度依赖性对同位旋碎片比值影响比较明显, 有效质量劈裂对动能谱影响很小. 而在能量较高时核子有效质量同位旋劈裂和对称能软硬均对气相碎片双中质比有影

图1 (网络版彩图) 在300 MeV/u $^{197}\text{Au}+^{197}\text{Au}$ 反应中不同的光学势对 π^-/π^+ 比值随横向动量分布影响明显^[17]

Figure 1 (Color online) Transverse momentum distribution of the π^-/π^+ ratio in central $^{197}\text{Au}+^{197}\text{Au}$ collisions at an incident energy of 300 MeV/u ^[17].

图2 在入射能量为1.8 GeV/u的 $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ 和1.5 GeV/u的 $^{197}\text{Au}+^{197}\text{Au}$ 碰撞以及动能为2.5 GeV质子引起的 ^{12}C 和 ^{197}Au 反应中 K^+/K^- 比值动能或横质量分布^[18]

Figure 2 The ratios of K^-/K^+ as functions of kinetic energy (a) and transverse mass (b)–(d) in collisions of $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ and protons on ^{12}C and ^{197}Au at the beam energies of 1.8 GeV/u and 2.5 GeV, respectively. Reactions of $^{197}\text{Au}+^{197}\text{Au}$ at the incident energy of 1.5 GeV/u ^[18].

图3 (网络版彩图) 能量分别在50和120 MeV/u的 $^{124}\text{Sn}+^{124}\text{Sn}$ 和 $^{112}\text{Sn}+^{112}\text{Sn}$ 两个具有不同同位旋系统的双中子/质子比率实验和理论计算比较. 理论计算采用了有效质量劈裂(图中蓝色区域和红色区域)和不同的对称能硬度(图中绿色区域用软的对称能, 紫色区域用硬的对称能)^[20]

Figure 3 (Color online) Comparison of experimental data and theoretical calculations for the double neutron to proton ratios of gas-phase particles in collisions of $^{124}\text{Sn}+^{124}\text{Sn}$ over $^{112}\text{Sn}+^{112}\text{Sn}$ at the incident energy of 50 MeV/u (upper panels) and 120 MeV/u (lower panels). The different isospin splitting of effective mass and different stiffness of symmetry energy are used in the calculations. The available data were measured at NSCL ^[20].

响. 因此, 在研究高密对称能信息时, 核子有效质量劈裂对同位旋观测量的影响也要仔细考虑. 可以分析一些对有效质量劈裂不太敏感但又灵敏于对称能高密行

为的物理量, 如 π^-/π^+ , K^0/K^+ , Σ^-/Σ^+ 等. 我们研究了库仑位垒附近重离子碰撞中准裂变碎片分布的同位旋效应, 特别是“类弹”和“类靶”附近碎片的分布, 发现准裂变碎片中质比敏感地依赖于对称能, 如采用较硬的对称能会导致较丰中子碎片形成, 而自由中子质子比值和 $t/{}^3\text{He}$ 呈现出相反趋势.

3 类核子共振态研究

核物理的核心问题是研究由强相互作用组成的束缚体系. 就像电磁相互作用在分子和原子两个层次上起主要作用一样, 强相互作用既是核子组成原子核的原因也是核子内夸克间相互作用的来源. 因此无论是原子核还是强子都可以看作是夸克通过强相互作用形成的强束缚体系.

人们已经知道强相互作用可以由QCD来描述. 在高能情况下, 由于强相互作用的渐进自由性质, 微扰计算结果可以描述实验数据. 在低能情况下, 相互作用部分不能微扰处理, 受困于计算能力基于第一性原理的计算遇到严重困难, 而且目前实验数据的精度和广度都严重不足. 因此, 在低能强相互作用区域还存在很多重要物理问题有待解决, 如核子内部结构和强子谱.

既然低能区强相互作用的精确计算遇到了很大的困难, 人们发展了很多的唯像方法来研究强相互作用体系. 对于原子核来说, 其内部的夸克形成了由三个夸克组成的单色集团, 即原子核由核子组成. 通过核子自由度, 不需要具体的QCD理论也可以很好地描述原子核的性质. 如果有奇异夸克的参与, 也可以形成超核. 这些物理图像已经被无数的实验结果所验证.

原子核与超核都是由重子组成的, 也就是夸克个数都是3的倍数而且都是由正夸克组成. 那么是否存在由重子与介子甚至介子与介子组成的类核结构呢? 甚至是否存在夸克不组团的多夸克态? 这是目前粒子物理与核物理领域的一个重要问题^[21–23]. 这里我们关注含一个反夸克的类核子共振态五夸克体系, 它们可以组团为一个介子和一个重子. 与原子核类似, 他们的质量应该与组分强子的总质量接近^[23]. 这类五夸克态体系是很多核物理实验设施的重要研究目标, 如CSR和美国杰斐逊国家实验室JLab上都有寻找核子与 ϕ 介子组成的 $N\phi$ 束缚态的建议.

重离子高能碰撞过程是研究多夸克态的重要途径. 在这类过程中, 可以产生高温/高密核物质, 这些核物质在强子化过程中将容易产生含有多个夸克的强子态. 比如目前LHC上的LHCb探测器已经是研究多夸克态最重要的实验设备之一^[22]. 德国的COSY上也发现了双重子态 $d^*(2380)$. 由于重离子是由核子构成的, 因此重离子碰撞过程是研究核子共振态及类核子共振态很好的场所. 因此我们开展了类核子共振态的相关研究.

3.1 $N(2120)$ 与 $N(1875)$

传统上核子和核子共振态是由三个夸克组成的, Zou等人^[24]提出核子内部可能存在隐奇异的五夸克成分. 如果这些五夸克体系内部组团的话, 可以看成是由一个奇异介子和一个奇异重子组成的分子态. 那么在核子共振态中是否有这种分子态的候选者呢?

目前人们对于2100 MeV附近的核子共振态比较关注, 因为这与 $N\phi$ 束缚态的质量比较接近. 近年来JLab的CLAS合作组公布了伴随K介子产生 $\Lambda(1520)$ 的光致产生微分截面的精确数据^[25]. 我们通过等效拉氏量的方法拟合了实验数据. 结果表明, 对于这两个过程, t道和u道分别对应于前角和后角的微分反应截面. 我们在t道中加入了Regge的处理方法, 发现对于拟合前角的微分反应截面非常重要. 同时考虑了组分夸克模型中的三夸克核子共振态的预言, 如图4所示, 质量在2100附近自旋宇称为 $3/2^-$ 的核子共振态 $N(2120)$ (在早期命名为 $N(2080)$)的贡献对于拟合实验结果非常重要, 而其他共振态的贡献也可以忽略^[26,27]. 而且这个态必须作为组分夸克模型的第三个 $3/2^-$ 态才能解释实验数据^[28].

如果 $N(2120)$ 是组分夸克模型中的第三个自旋为 $3/2$, 同位旋为 $1/2$ 的负宇称态, 考虑到 $N(1535)$ 和 $N(1700)$ 作为夸克模型中第一和第二个态已经得到了很多实验和理论研究的支持, 粒子表上列出的第三个 $3/2^-$ 核子共振态 $N(1875)$ 将不能放入组分夸克模型^[29]. 由于 $N(1875)$ 与 Σ^*K 的阈值接近, 因此很自然地可以将 $N(1875)$ 作为 Σ^*K 束缚态. 通过求解顶点的准势Bethe-Salpeter所得到的束缚能和衰变行为支持将 $N(1875)$ 解释为 Σ^*K 束缚态. 而如果将其作为组分夸克模型的三夸克态则不能很好地解释实验的衰变模式, 比如 $N\rho$ 道的衰变宽度明显偏小^[28].

图4 (网络版彩图) $\Lambda(1520)$ 的光致产生微分截面及各项的贡献. 具体解释见文献^[27]

Figure 4 (Color online) The cross section σ of the $\Lambda(1520)$ photoproduction and the contribution from different terms (refer to ref. ^[27] for the explicit explanations).

3.2 隐粲五夸克态的光致产生

如果核子被激发到4 GeV左右将可以产生隐粲夸克对, 即形成隐粲核子共振态^[30]. 在多夸克态和单玻色子模型中的结果也支持隐粲核子共振态的存在^[31,32]. 由于隐粲核子共振态与常规核子共振态在质量上有较大差距, 所以应该在实验上较易发现. 目前JLab 12 GeV升级之后和提议中的EIC@HIAF等研究设备均达到了产生隐粲核子共振态的阈值. 因此我们研究了在这些实验设备上产生隐粲核子共振态的可能性. 如图5所示, $N(4412)$ 在 $J/\psi\rho$ 道的总截面可以达到1 nb, 且信号比较明显. 并且 $N(4412)$ 对于微分反应截面的影响非常明显. 这些预言与早期的实验结果一致. 我们的结果显示如果实验精度能拿到0.1 nb量级, 将可以开展在相关研究设备上开展隐粲核子共振态的研究^[33].

3.3 LHCb隐粲五夸克态

虽然人们预测隐粲五夸克态在核子碰撞或光致产生过程中容易产生, 但是隐粲五夸克态是在欧洲核子中心的大型强子对撞机LHCb探测器上被第一次观测到. 2015年LHCb合作组宣布在 Λ_b 衰变过程中发现了质量约为4380和4450 MeV的两个共振结构^[34]. 由于这两个共振态是在 $J/\psi\rho$ 衰变道里发现的, 因此具有核子共振态的量子数, 但是其能量却在两个粲夸克的质量附近, 因此必须有三个u/d夸克和一个正反夸克对, 因此被认为是五夸克组成的隐粲核子共振态的候选者. 如

图 5 (网络版彩图) J/ψ 光致产生过程的总截面 σ 随总能量 W 的变化, 其中实线、划线、点划线分别代表总贡献, $N(4412)$ 信号和背景. $2g+3g$ 模型和 PM 模型的结果表示为点线和划点线. 小图里面是总能量在 $W=4.412$ GeV 附近的结果. 实验值为 SLAC75 和 SLAC76. 具体解释见文献 [33]

Figure 5 (Color online) The total cross section σ of the J/ψ photoproduction with the variation of the total energy W . The full, dashed, dash-dotted lines are for the total contribution, $N(4412)$ signal, and the background. The dotted and dash-dot-dotted lines are for the contribution from $2g+3g$ and PM models. The results around 4.412 GeV are given in the subfigure. The experimental data are from SLAC75 and SLAC76. The explicit explanation can be found in ref. [33].

果进一步考虑这两个态非常接近 $\Sigma_c \bar{D}^*$ 和 $\Sigma_c^* \bar{D}$ 的阈值, 五夸克态内可能形成了两个单色团, 即可能是这两个体系的束缚态. 但是考虑到 $\bar{D}$ 介子和 Σ_c 的宇称和他们的第一激发态的宇称是相同的, 那么他们形成的束缚态应该具有相同的宇称. 令人困惑的是实验结果强烈支持这两个态具有相反的宇称. 在文献 [35] 中利用准势 Bethe-Salpeter 方程方法和玻色子交换模型中研究了相关的强子相互作用, 在考虑 P 波后很自然地得到了相反的宇称, 即 $P(4380)$ 和 $Pc(4450)$ 分别是 S 波 $\Sigma_c \bar{D}$ 和 P 波 $\Sigma_c \bar{D}^*$ 分子态. 而 $P(4380)$ 可能混杂有 $\Sigma_c \bar{D}^*$ 的 S 波态. 而且 P 波态的宽度比 S 波态更窄, 实验上也发现 $P(4450)$ 比 $Pc(4380)$ 窄很多 [17] (图 6, 束缚态对应极点).

3.4 LHCb 隐粲五夸克态的隐奇异伴随态

隐粲五夸克态是由轻夸克和粲夸克对组成的, 如果将相应的粲夸克换成奇异夸克, 那么在奇异能区可能存在相应的隐奇异伴随态. 在 LHCb 隐粲五夸克态发现以前, 我们已经研究了 $N(1875)$ 作为 $\Sigma^* K$ 分子态的可能性 [28]. 这个态可以看作 $Pc(4380)$ 作为 $\Sigma_c \bar{D}^*$ 分子态

图 6 (网络版彩图) $\Sigma_c \bar{D}^*$ 相互作用振幅延拓到能量复平面后的极点. 具体解释见文献 [36]

Figure 6 (Color online) The poles from the amplitude of $\Sigma_c \bar{D}^*$ interaction in the complex plane of the total energy after continuation. The explicit explanation can be found in ref. [36].

的伴随态. 当然由于 $N(1875)$ 在 $N\phi$ 阈值以下, 所以不能像 $Pc(4380)$ 一样在隐奇异道 $N\phi$ 中观测到. 对应于 $Pc(4450)$, 在 ΣK^* 附近应该也存在一个对应的隐奇异分子态. 而 $\Lambda(1520)$ 的光致产生中的 $N(2120)$ 被认为是夸克模型中的第三个三夸克态. 那么 $Pc(4450)$ 的隐奇异伴随态在哪儿呢? 很多分析表明, 实验数据支持在 $N\phi$ 光致产生过程中存在一个质量约为 2100 MeV、自旋宇称为 $3/2^-$ 核子的共振态 $N(2100)$ [37]. 这个态如果是三夸克态的话, 其到 $N\phi$ 道的衰变是受 OZI 规则压低的. 而如果将其作为一个隐奇异五夸克态, 则 $N\phi$ 光致产生过程产生是自然的. 同时考虑到 $N(2100)$ 和 $Pc(4450)$ 分别在 $N\phi$ 和 $J/\psi p$ 道观测到, 可以认为 $N\phi$ 光致产生过程中的 $N(2100)$ 是 $Pc(4450)$ 在奇异能区的伴随态. 如图 7 所示, 这四个态的质量与相应阈值有很好的对应关系.

我们采用与研究 LHCb 隐粲五夸克态相同的理论框架, 研究了 $\Sigma^* K$ 和 ΣK^* 耦合相互作用, 结果支持可以在相互作用中可以产生对应于 $N(1875)$ 和 $N(2100)$ 的自旋宇称为 $3/2^-$ 的分子态 [38] (图 8). 同时可以发现加入 $N\phi$ 间的 QCD 范德瓦尔斯力之后, $N\phi$ 是可以形成束缚的, 但是目前的实验数据还无法判断假定的范德瓦尔斯力的合理性 [39].

4 探测装置

本次测试实验在兰州重离子加速器大科学装置上完成 [40-46]. 利用兰州重离子加速器冷却储存环

图 7 (网络版彩图) Pc(4380), Pc(4450), N(1875)和N(2100)的质量与相关阈值的关系

Figure 7 (Color online) The masses and the thresholds of the Pc(4380), Pc(4450), N(1875), and N(2100).

图 8 (网络版彩图) $\Sigma^* K$ 和 ΣK^* 耦合相互作用中产生的极点. 左右两个分别对应N(1875)和N(2100)^[39]

Figure 8 (Color online) The poles from coupled $\Sigma^* K$ and ΣK^* interaction. The left and right poles can be related to N(1875) and N(2100), respectively.

(HIRFL-CSR)的主环(CSRm)将 ^{40}Ar 束流加速至380 MeV/u, 然后引出至外靶实验终端开展打靶实验.

4.1 探测器系统

反应产物 π 介子等轻碎片的动量测量及粒子鉴别由CSR外靶实验装置完成. CSR外靶实验装置是用于核物理基础研究的、多用途实验探测装置. 该装置主要针对以下物理目标:

1) 核物质性质研究: 包括非对称核物质状态方程研究和高重子密度核物质状态方程研究.

2) 基于放射性束的逆运动学研究: 包括与放射性核相关天体核反应率和不稳定核的性质研究.

本实验用到的外靶装置的设备有靶前起始时间探测器 T_{start} 、大接收度二极磁铁、多丝漂移室(MWDC)及飞行时间墙(TOFW). 外靶实验装置布局如图9所示, T_{start} 用于测量靶中发生反应事件的起始时间, 大接收度二极磁铁用来偏转前冲带电粒子, 并通过磁铁后方MWDC定出来的粒子的径迹, 可以准确地得到粒子的

动量, 再与TOFW和 T_{start} 测到的飞行时间信息结合可以对粒子进行鉴别.

T_{start} 为塑料闪烁体探测器^[47]. 该探测器由BC408塑料闪烁体作为闪烁材料, 闪烁体灵敏面积为5 cm×5 cm, 采用光电倍增管双端读出. 该探测器位于反应靶前20 cm. 由于离大接收度二极磁铁较近, 在该探测器处会有一定的磁场分布. 为了避免磁场对光电倍增管的影响, 选用了抗磁的R7761型光电倍增管作为读出器件, 此型号的光电倍增管即使在1 Tesla强磁场环境下也可正常工作. T_{start} 探测器的时间分辨为~100 ps, 可承受的粒子计数率为 10^6 pps.

大接收度二极磁铁是CSR外靶装置的关键部件之一, 其磁隙高度为27 cm, 极头纵向和横向宽度分别为100和98 cm, 可提供的最大场强为1.5 Tesla. 大接收度二极磁铁的实物照片如图10所示. 图11展示了在1000 A电流强度下大接收度二极磁铁 $Y=0$ 平面磁场强度分布.

在磁铁下游左右两侧分别放置了两组MWDC^[48], 每组由3套MWDC组成, 共6套, 如图9所示. 6套MWDC的各项参数完全相同. 每套MWDC的灵敏面积为80 cm×60 cm, 由9个阴极面和6个阳极面组成, 阳极和阴极面全部由丝面来构成, 阳极丝材料为 $\Phi 20 \mu\text{m}$ 的W(Au), 阴极丝和场丝采用了 $\Phi 100 \mu\text{m}$ 的Be-Cu丝(Be含量2%). 阴极丝间距为2 mm, 张力70 g; 阳极丝间距为10 mm, 张力40 g; 场丝间距10 mm, 张力90 g. 所有阴极丝与场丝与探测器的外壳相连并保持接地, 每根阳极丝通过1 M电阻连接到高压供电电源上, 信号通过1000 pF的高压隔直电容从阳极丝引出. 每个阳极面有80根阳极丝, 探测器共有480个阳极丝信号. MWDC的6个阳极面分别为定义为X, X', U, U', V, V', 其中X, X'的丝竖直排列, U, U'的丝与X的丝成30°夹角, V, V'的丝与X的丝成-30°夹角. 每2层阳极面组成一个双层探测面, 其中的第二个阳极面所有的丝向右侧平移了4 mm, 用来解决左右分辨的问题. 每2个阳极面共用3层阴极面, 阴极丝的排列与阳极丝平行(图12). 图13给出了MWDC的组装结构示意图. MWDC阳极板和阴极板全部采用5 mm厚的环氧树脂板加工, 挑选厚度差别较小的环氧树脂板, 以减小电场的不均匀性. 支持板采用10 mm厚的铝合金板, 使MWDC具有较高的强度和较轻的重量. 电极板以及支持板之间采用2 mm的O型圈来实现气体密封; 入射窗和出射窗采用25 mm厚、

图 9 (网络版彩图)CSR外靶实验装置示意图

Figure 9 (Color online) Schematic of the external target facility.

图 10 (网络版彩图)大接收度二极磁铁实物照片

Figure 10 (Color online) Photo of the large acceptance dipole magnet.

图 11 (网络版彩图)大接收度二极磁铁 $Y=0$ 平面磁场分布, 单位Tesla

Figure 11 (Color online) The magnetic field strength distribution in units of Tesla for the $Y=0$ plane of the dipole magnet measured at $I=1000$ A.

图 12 (网络版彩图)MWDC阳极丝和阴极丝排列图. 图中的空心圆圈代表阳极丝, 实心点代表阴极丝和场丝

Figure 12 (Color online) Schematic of the arrangement of the anode and cathode wires. The open circle denotes the anode wire and the filled circle denotes cathode and field wires.

图 13 (网络版彩图)MWDC探测平面结构图

Figure 13 (Color online) Sense wire layer arrangement of the MWDC.

双面镀铝Kapton膜. 图14是一套组装好的MWDC实物图. MWDC的工作气体为80%Ar+20%CO₂, 位置分辨为~200 μ m, 探测效率>95%.

TOFW是由塑料闪烁体组成的探测器阵列^[49]. 每组MWDC下游配有1套TOFW, 共有2套TOFW. 每套TOFW由30条尺寸为120 cm (长) $\times$ 4 cm (宽) $\times$ 1 cm (厚)的闪烁体单元组成, 信号由光电倍增管从单元条的两端读出. TOFW探测介质材料选用的是Bicron公司生产的BC-408快塑料闪烁体, 读出器件为滨松公司生产的型号为R7525的光电倍增管, 其中分压器自行设计. 出于形状过渡和改善光收集均匀性的考虑, 闪烁体单元和PMT采用光导连接, 光导材料为航空有机玻璃, 形状基于模拟确定, 设计尺寸长度为12 cm. 为了改善单元条的时间性能, 用Dupont公司生产的Tyvek1056D纸对单元条的表面进行了包装, 并在包装层外面缠上黑胶带, 使之能够有效避光. 图15展示的是TOFW的实物照片. TOFW灵敏面积为120 cm $\times$ 120 cm,

时间分辨为~130 ps^[49].

4.2 读出电子学系统

外靶实验装置数据获取是基于PXI系统实现的^[50]. 由于外靶实验装置探测信号路数多, 且探测器空间分布区域较广, 需要由6台PXI机箱同时工作来完成实验数据的采集, PXI机箱实物图如图16所示. 每台PXI机箱由一台零槽机箱控制器进行控制. 总时钟模块通过光纤向各PXI机箱中的子时钟模块提供高精度40 MHz的同步信号, 子时钟模块再通过差分电缆将同步信号发送至各测量模块. 各测量模块将相应探测器输出信号处理后暂存于本模块缓存中, 继而通过PXI接口传送到机箱零槽控制器进行初级数据组装, 并通过以太

网汇总至DAQ计算机进行最终数据组装.

外靶装置数据获取系统的工作原理如图17所示, T_{start} 和TOFW的光电倍增管输出的信号经6 m长的lemo同轴电缆传输至PXI机箱中的TOF模块进行前沿甄别及时间数字化处理. 首先, 输入信号经放大后转换为差分模拟信号, 差分信号送入前沿定时模块进行甄别产生LVDS信号, 然后送至高精度时间数字转换芯片HPTDC进行时间数字转换. 在前沿甄别模块中, 除了产生LVDS信号用于时间测量外, 还将此信号转换为LVTTTL信号进行初步逻辑运算并送至本PXI机箱内的子触发模块进行一级逻辑运算, 然后汇总至总触发模块进行最终判选. 总触发模块根据多路子触发信号进行逻辑运算产生总触发信号, 并传回各子触发模块.

图 14 (网络版彩图)MWDC实物图
Figure 14 (Color online) Photo of the MWDC.

图 16 (网络版彩图)PXI机箱实物图
Figure 16 (Color online) Photo of the PXI crate.

图 15 (网络版彩图) TOFW实物图
Figure 15 (Color online) Photo of the TOFW.

图 17 (网络版彩图) CSR外靶实验装置数据获取系统框图
Figure 17 (Color online) Schematic of the DAQ system for ETF.

子触发模块通过PXI背板上的星形触发总线扇出至各测量模块进行有效数据的读出. 为了实现远距离传输, 总触发模块同子触发模块间通过光纤传输触发信息, 同时隔离了各机箱间的电气连接. MWDC输出的原始信号首先经过安装在MWDC上SFE16前端电子学处理并甄别产生LVDS信号, 然后送至PXI机箱上的MWDC模块进行数字化处理.

5 实验与数据分析

5.1 实验

实验采用380 MeV/u的 ^{40}Ar 束流分别与2 mm厚的 ^{208}Pb 靶和7 mm厚的 ^{12}C 靶进行碰撞, 束流流强约 10^6 pps. 此外, 为了扣除本底的影响, 我们在空靶情形下进行了测量.

本实验的主要目标是对 ^{40}Ar 与 ^{208}Pb 碰撞后的轻带电粒子, 如 π^- , π^+ 和质子等进行测量, 确定探测器的粒子鉴别能力, 为将来的物理研究提供基础, 如利用反应中出射的 π^- 与 π^+ 之比来研究核物质对称能, 提取不同粒子的反应截面随动量变化的分布谱做QCD相变相关的研究. 因此, 我们需要对粒子进行很好的鉴别, 以提取不同带电粒子的计数及动量分布等信息.

5.2 粒子鉴别

本实验主要是利用时间探测器和多丝漂移室来探测粒子, 因此时间信号和位置信息的精度极其重要. 粒子的飞行时间可由靶前的塑料闪烁体探测器和TOF墙来确定. 粒子出磁场之后的径迹重建, 根据漂移室测到的信息即可确定. 若只重建粒子的二维径迹, 分析速度会很快, 但由于噪声影响, 很难有效剔除所谓的“幽灵”径迹, 降低了探测器对粒子的鉴别能力. 为了能有效抑制本底, 必须对粒子的三维径迹进行重建来剔除假径迹. 对于三维径迹的重建, 简单的做法是将每个漂移室的X, U, V丝投影至与其垂直的平面, 然后进行线性拟合. 约束条件是所有点火丝到拟合曲线的方差最小. 详细的寻迹模式及三维径迹重建过程可参考Sun等人^[48]关于HIRFL-CSR外靶装置上漂移室的研究论文. 通过三维径迹重建, 可以得到粒子在XOZ平面内投影的直线方程, 结合磁场边界条件可确定粒子出射磁场时的位置. 由于粒子从靶到磁场之间的径迹没有测量, 因此无法直接确定其进入磁场前的飞行距离. 又因磁

场是非均匀场, 亦无法确定其在磁场中的运动轨迹.

为了能够将粒子鉴别出来, 我们采用磁刚度(质荷比 A/Z)扫描法来寻找候选事例. 图18是带电粒子的径迹示意图, 粒子从靶点 T 入射到磁场中, 从 P_c 离开磁场, 先后被多丝漂移室及TOF墙探测到. 根据多丝漂移室及TOF墙测得的位置信息对粒子离开磁场后的径迹进行重建, 得到相应直线 l_{out} 的表达式为

$$x = k_2 z + b_2. \quad (1)$$

根据(1)式可以确定粒子离开磁场后的径迹 L_{out} . 粒子在XOZ平面内的总飞行距离为

$$l_{\text{tot}} = L_{\text{tot}} + |TO| + |OP_c|. \quad (2)$$

靶点到 P_c 的径迹长度用 $|TO| + |OP_c|$ 作为初始值. 在XOZ平面的速率初始值为 $v = (|TO| + |OP_c|) / t$, t 为粒子飞行的总时间. 在给定初始速率的条件下对 A/Z 进行扫描. 根据不同的 A/Z , 对粒子离开磁场后的径迹进行反推, 得到径迹反推至反应靶处粒子在 x 方向的位置分布 x_i , 同时对粒子在磁场中的径迹方程积分得到弧长, 亦可得粒子总的飞行距离. 再次对 A/Z 扫描, 当 x_i 最小(靶心处 $x=0$)时 A/Z 被认为是有效的. 图19是采用磁刚度扫描法得到380 MeV/u的 ^{40}Ar 与 ^{12}C 碰撞粒子鉴别谱. 图19(a)是质荷比 A/Z 随动量变化的分布谱, 图19(b)是粒子速度(β)随动量变化的分布谱. 从图19(a)中可以看出, π^- ,

图 18 (网络版彩图)带电粒子径迹在XOZ平面的投影. 束流从左往右, T 是靶, 蓝色矩形区域是磁场, O 是磁场几何中心

Figure 18 (Color online) Projection of charged particle trajectory in the XOZ plain. The beam comes from left to right along the z axis. The target is located at the origin of the coordinate. The magnetic field is the rectangle area and O is its geometric center (in blue).

π^+ 和质子可以被鉴别出来. 质子形成一条亮带, 其 A/Z 基本上都分布在1附近, 但是 π^- 和 π^+ 的 A/Z 却形成一条斜带. 图19(b)中的质子形成了清晰可见的亮带, 但是 π^- 和 π^+ 几乎成团. 原因之一是质子的能量比较高, 空气对它的影响相对较小, 而 π 的能量较小, 受空气影响较大. 原因二是粒子的径迹重建不够准确和飞行时间测量的误差所致. 另外, 还存在一些 A/Z 较大和 $A/Z \leq -1$ 的事例, 这主要是由于数据获取过程中时间窗过大, 导致下一个周期的事例也在门内.

采用磁刚度扫描法来重建事例, 由于需要多次迭代, 分析数据的速度非常慢, 分析 10^6 个事例大约需要410 min. 为了提高效率, 我们尝试运用解析的方法对事例进行重建. 解析方法是将非均匀磁场等效于一匀强磁场, 根据粒子离开磁场后在XOZ平面内投影的径迹方程、靶点位置及磁场边界条件来求解粒子的入射点, 从而达到确定粒子飞行轨迹的目的. 如图18所示, 假设靶为一个点, 粒子从靶点 $T(0,0)$ 沿 l_{in} 进入磁场, 在磁场中沿圆弧 $\overline{PP_c}$ 飞出磁场. 粒子离开磁场后在XOZ平面内的径迹方程即式(1). 设粒子运动轨迹与磁场边界交点 P_a, P_c 的坐标分别为 (z_a, x_a) 和 (z_c, x_c) . 粒子进入磁场前在XOZ平面的投影方程可以表示为

$$x = k_1 z + b_1. \quad (3)$$

由靶点坐标易得 $b_1=0$, $k_1 = \frac{x_a}{z_a}$.

假设 l_{in} 与 l_{out} 相交于点 $P(z_j, x_j)$, 此时有等式:

$$k_1 z + b_1 = k_2 z + b_2. \quad (4)$$

由于 l_{in} 与 l_{out} 是同一圆的两条切线, 则有如下等式:

$$|P_a P| = |P P_c|,$$

即

$$(z_a - z_j)^2 + (x_a - x_j)^2 = (z_c - z_j)^2 + (x_c - x_j)^2. \quad (5)$$

联合(1), (3)–(5)式可得如下的一元三次方程:

$$Ax_a^3 + Bx_a^2 + Cx + D = 0, \quad (6)$$

其中,

$$A = \frac{1}{z_a}, \quad (7)$$

$$B = -\left(\frac{2b_2}{z_a} + k_2\right), \quad (8)$$

$$C = \frac{z_a^2 - z_c^2 + (2b_2 - x_c)x_c}{z_a}, \quad (9)$$

$$D = k_2(x_c^2 + z_c^2 - z_a^2) + 2b_2(z_c - z_a). \quad (10)$$

解此方程即可确定粒子进入磁场前的直线方程. 通常, 采用卡丹公式法或盛金公式法进行求解, 最后将复数解舍弃而只取满足磁场边界条件的实数解. 如此, 很容易得到粒子进入磁场之前的径迹长度. 在磁场中, 带电粒子受到洛伦兹力而发生偏转. 于是有如下关系式:

$$Bqv = m \frac{v^2}{\rho}, \quad (11)$$

$$\beta = v/c, \quad (12)$$

图 19 (网络版彩图)用磁刚度扫描法得到的粒子鉴别谱. (a) A/Z 随动量变化的分布谱, (b) 粒子速度(β)随动量变化的分布谱
Figure 19 (Color online) Spectra of particle identification with the rigidity scan method. (a) Distribution of A/Z as a function of momentum. (b) Particle velocity (β) distribution as a function of momentum.

$$\gamma = 1 / \sqrt{1 - \beta^2}, \quad (13)$$

其中 ρ 为偏转半径, B 为磁场强度, q 为粒子带电量, m 为粒子质量, v 为粒子速率. 由表达式(11)–(13)可得

$$B\rho = \frac{m\beta\gamma}{q} = \frac{p}{q}, \quad (14)$$

$$\frac{m}{q} = \frac{B\rho}{\beta\gamma}, \quad (15)$$

其中, p 为粒子动量. 粒子在磁场中的飞行距离在 XOZ 平面的投影长度为

$$lP_dP_c = \rho\theta, \quad (16)$$

其中, θ 为图18中弧 P_dP_c 对应的圆心角.

图20是采用解析法得到380 MeV/u的 ^{40}Ar 分别与7 mm厚的 ^{12}C 和2 mm厚的 ^{208}Pb 碰撞的粒子鉴别谱. 图20(a)和(c)分别是 ^{40}Ar 打 ^{12}C 和 ^{208}Pb 后得到的 A/Z 随动量变化的分布谱, 图20(b)和(d)分别是 ^{40}Ar 打 ^{12}C 和 ^{208}Pb 后

得到粒子速度(β)随动量变化的分布谱. 从图中不难看出, ^{40}Ar 打 ^{12}C 比轰击 ^{208}Pb 的粒子鉴别谱要干净, 这主要是打 ^{12}C 时的流强压低了. 此外, 在图20(d)的下方 $\beta < 0.1$ 的区域仍有大量粒子存在, 这主要是由于门太宽, 导致下个周期的事例也在门内, 使粒子的实际飞行时间变长. 从图中可以清晰地看到, 打 ^{12}C 时, π^+ 比 π^- 多, 而打 ^{208}Pb 时, π^- 明显增多, 这可能是由于反应系统的中质比增大所致. 与图19采用磁刚度扫描法的结果相比, 解析法的粒子鉴别能力并没有显著提高, 但是分析速率提高了近5.6倍.

5.3 本底

靶前的塑料闪烁探测器虽然测量了起始时间和束流位置, 但也充当了靶的角色. Stock^[51]的研究表明, π^- 与 π^+ 之比近似为碰撞中心核物质中子数与质子数之比的平方. 显然, 闪烁探测器的应用使得反应系统的中子数与质子数之比减小. Xiao等人^[52]的研究表明, π^- 与

图 20 (网络版彩图)用解析法得到粒子鉴别谱. (a), (c) A/Z 随动量变化的分布谱, (b), (d) 粒子速度(β)随动量变化的分布谱
Figure 20 (Color online) Spectra of particle identification with the analytical method (without target). (a) and (c) Distribution of A/Z as a function of momentum. (b) and (d) Particle velocity (β) distribution as a function of momentum.

π^+ 的比值对研究核物质对称能比较敏感. 因此, 我们需要尽可能扣除由于闪烁探测器带来的本底, 以减小实验系统误差.

图21是采用解析法得到空靶运行时粒子的鉴别谱. 图21(a)是质荷比 A/Z 随动量变化的分布谱, 图21(b)是粒子速度(β)随动量变化的分布谱. 对比图21与图20(a)和(b), 可以清晰地看到, 空靶运行时 π^- , π^+ 和质子的分布与 ^{40}Ar 轰击 ^{12}C 靶的结果相比, 粒子分布基本一致. 这足以证明闪烁探测器是本底贡献的最主要来源.

为了对不同的粒子有更好的鉴别能力, 提取粒子的计数和动量分布等信息, 必须从数据谱中扣除这部分本底.

6 讨论和结论

围绕QCD物质相图结构的低能端物理以及大科学装置HIRFL-CSR和正在建设中的HIAF, 我们一方面在理论上对该能区的物理和实验观测量进行了深入研究; 另一方面完善了现有实验装置, 进行了初步的可行性实验测试, 为后续建立大型实验装置奠定基础.

在理论上, 基于LQMD输运模型研究了CSR能区重离子碰撞中赝标量介子产生机制, 分析了核介质效应并提取了饱和密度区域的光学势. 指出了重离子碰撞中高动量区域 π^-/π^+ 比值可以提取高密度对称能信息, π 介子核子相互作用势会影响比值, 而对称能对 η 介子影响不明显. K介子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. 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

快度分布并且主要集中在低动能区域. 高能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, 可以形成极端丰中子超核如 $^6\text{H}_\Lambda$ 等和双超子 $X_{\Lambda\Lambda}$ 超核. 对称能软硬会影响丰中子超核的形成. 在惠州即将建设的强流重离子加速器(HIAF)可以为奇异性物理研究提供实验平台. 我们系统地研究了由5个夸克组成的多夸克体系. 在介子-重子双色团图像下, 我们可以很好地描述已有的实验数据. LHCb上所发现的隐粲五夸克态可以解释为S波 $\Sigma_c^* \bar{D}$ 和P波 $\Sigma_c \bar{D}^*$ 分子态, 而N(2100)和N(1875)可以作为隐粲五夸克态的伴随态. 这些隐奇异五夸克态可以在CSR和HIAF上开展实验研究, 而且在提议中的EIC@HIAF上也可以开展隐粲五夸克态的实验研究, 从而加深我们对这些五夸克态的理解, 进一步确认他们的内部结构和性质.

我们完善了HIRFL-CSR外靶的现有实验装置, 发展了大型探测器所需的电子学和数据获取系统, 开展了测试实验. 在数据分析中, 我们尝试采用磁刚度扫描法和解析法两种不同的方法对380 MeV/u的 ^{40}Ar 与 ^{208}P 反应实验数据进行了分析. 初步结果表明, 这两种方法得到的结果基本一致. 由于数据获取时的时间窗较宽, 有不少本来属于不同周期内的粒子混在一起, 导致 π^- , π^+ 和质子等粒子没法很好地鉴别开. 在进一步的数据分析过程中需对时间窗的宽度进行研究, 同时, 分析方法还需通过深入的模拟研究来验证, 并给出探测器装置对不同粒子的探测效率和系统误差. 通过这些实验结果和分析, 我们发现了现有探测装置的某些不足, 为后续建造专门谱仪积累了经验.

图 21 (网络版彩图)用解析法得到粒子鉴别谱(空靶). (a) A/Z 随动量变化的分布谱, (b) 粒子速度(β)随动量变化的分布谱

Figure 21 (Color online) Spectra of particle identification with the analytical method (without target). (a) Distribution of A/Z as a function of momentum. (b) Particle velocity (β) distribution as a function of momentum.

致谢 感谢HIRFL-CSR加速器人员为测试实验提供束流.

参考文献

- Stephanov M, Rajagopal K, Shuryak E. Signatures of the tricritical point in QCD. *Phys Rev Lett*, 1998, 81: 4816–4819
- Fukushima K, Hatsuda T. The phase diagram of dense QCD. *Rep Prog Phys*, 2011, 74: 014001, arXiv: [1005.4814](#)
- Luo X, Xu N. Search for the QCD critical point with fluctuations of conserved quantities in relativistic heavy-ion collisions at RHIC: An overview. *Nucl Sci Tech*, 2017, 28: 112
- Schmidt C, Sharma S. The phase structure of QCD. *J Phys G-Nucl Part Phys*, 2017, 44: 104002, arXiv: [1701.04707](#)
- Bauswein A, Bastian N U F, Blaschke D B, et al. Identifying a first-order phase transition in neutron-star mergers through gravitational waves. *Phys Rev Lett*, 2019, 122: 061102, arXiv: [1809.01116](#)
- Xu J, Chen L W, Tsang M Y B, et al. Understanding transport simulations of heavy-ion collisions at 100A and 400A MeV: Comparison of heavy-ion transport codes under controlled conditions. *Phys Rev C*, 2016, 93: 044609, arXiv: [1603.08149](#)
- Zhang Y X, Wang Y J, Colonna M, et al. Comparison of heavy-ion transport simulations: Collision integral in a box. *Phys Rev C*, 2018, 97: 034625, arXiv: [1711.05950](#)
- Li B A, Das C B, Das Gupta S, et al. Effects of momentum-dependent symmetry potential on heavy-ion collisions induced by neutron-rich nuclei. *Nucl Phys A*, 2004, 735: 563–584
- Li Q, Shen C, Guo C, et al. Nonequilibrium dynamics in heavy-ion collisions at low energies available at the GSI Schwerionen Synchrotron. *Phys Rev C*, 2011, 83: 044617
- Feng Z Q. Momentum dependence of the symmetry potential and its influence on nuclear reactions. *Phys Rev C*, 2011, 84: 024610, arXiv: [1106.3797](#)
- Li B A, Chen L W, Ko C M. Recent progress and new challenges in isospin physics with heavy-ion reactions. *Phys Rep*, 2008, 464: 113–281, arXiv: [0804.3580](#)
- Natowitz J B, Röpke G, Typel S, et al. Symmetry energy of dilute warm nuclear matter. *Phys Rev Lett*, 2010, 104: 202501, arXiv: [1001.1102](#)
- Feng Z Q. Transverse emission of isospin ratios as a probe of high-density symmetry energy in isotopic nuclear reactions. *Phys Lett B*, 2012, 707: 83–87, arXiv: [1111.3590](#); Feng Z Q. Effective mass splitting of neutron and proton and isospin emission in heavy-ion collisions. *Nucl Phys A*, 2012, 878: 3–13, arXiv: [1110.1515](#)
- Feng Z Q. Dynamics of strangeness and collective flows in heavy-ion collisions near threshold energies. *Nucl Phys A*, 2013, 919: 32–45
- Feng Z Q. Nuclear dynamics and particle production near threshold energies in heavy-ion collisions. *Nucl Sci Tech*, 2018, 29: 40
- Chen P H, Niu F, Guo Y F, et al. Nuclear dynamics in multinucleon transfer reactions near Coulomb barrier energies. *Nucl Sci Tech*, 2018, 29: 185
- 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, arXiv: [1509.04792](#)
- Feng Z Q, Xie W J, Jin G M. Nuclear in-medium effects of strange particles in proton-nucleus collisions. *Phys Rev C*, 2014, 90: 064604, arXiv: [1409.5235](#)
- Zhang Y, Tian J, Cheng W, et al. Long-time drift of the isospin degree of freedom in heavy ion collisions. *Phys Rev C*, 2017, 95: 041602
- Guo Y F, Chen P H, Niu F, et al. Isospin splitting of nucleon effective mass and symmetry energy in isotopic nuclear reactions. *Chin Phys C*, 2017, 41: 104104, arXiv: [1611.08709](#)
- Olsen S L, Skwarnicki T, Zieminska D. Nonstandard heavy mesons and baryons: Experimental evidence. *Rev Mod Phys*, 2018, 90: 015003, arXiv: [1708.04012](#)
- Chen H X, Chen W, Liu X, et al. The hidden-charm pentaquark and tetraquark states. *Phys Rep*, 2016, 639: 1–121, arXiv: [1601.02092](#)
- Guo F K, Hanhart C, Meißner U G, et al. Hadronic molecules. *Rev Mod Phys*, 2018, 90: 015004, arXiv: [1705.00141](#)
- Zou B S, Riska D O. $s\bar{s}$ component of the proton and the strangeness magnetic moment. *Phys Rev Lett*, 2005, 95: 072001
- Moriya K, Schumacher R A, Adhikari K P, et al. Differential photoproduction cross sections of the $\Sigma^0(1385)$, $\Lambda(1405)$, and $\Lambda(1520)$. *Phys Rev*

- C, 2013, 88: 045201, arXiv: [1305.6776](#)
- 26 He J, Chen X R. Roles of nucleon resonances in $\Lambda(1520)$ photoproduction off the proton. *Phys Rev C*, 2012, 86: 035204, arXiv: [1209.4138](#)
- 27 He J. Theoretical study of the $\Lambda(1520)$ photoproduction off proton target based on the new CLAS data. *Nucl Phys A*, 2014, 927: 24–35, arXiv: [1405.1145](#)
- 28 Jun He. *Phys Rev C*, 91 2015, 1: 018201
- 29 Tanabashi M, Hagiwara K, Hikasa K, et al. Review of particle physics. *Phys Rev D*, 2018, 98: 030001
- 30 Wu J J, Molina R, Oset E, et al. Dynamically generated N^* and Λ^* resonances in the hidden charm sector around 4.3 GeV. *Phys Rev C*, 2011, 84: 015202, arXiv: [1011.2399](#)
- 31 Yang Z C, Sun Z F, He J, et al. Possible hidden-charm molecular baryons composed of an anti-charmed meson and a charmed baryon. *Chin Phys C*, 2012, 36: 6–13, arXiv: [1105.2901](#)
- 32 Yuan S G, Wei K W, He J, et al. Study of $qqqc\bar{c}$ five quark system with three kinds of quark-quark hyperfine interaction. *Eur Phys J A*, 2012, 48: 61, arXiv: [1201.0807](#)
- 33 Huang Y, He J, Zhang H F, et al. Discovery potential of hidden charm baryon resonances via photoproduction. *J Phys G-Nucl Part Phys*, 2014, 41: 115004, arXiv: [1305.4434](#)
- 34 Aaij R, Adeva B, Adinolfi M, et al. Observation of $J/\psi p$ resonances consistent with pentaquark states in $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi K^- p$ decays. *Phys Rev Lett*, 2015, 115: 072001, arXiv: [1507.03414](#)
- 35 He J. $\bar{D}\Sigma_c^*$ and $\bar{D}^*\Sigma_c$ interactions and the LHCb hidden-charmed pentaquarks. *Phys Lett B*, 2016, 753: 547–551, arXiv: [1507.05200](#)
- 36 He J. Understanding spin and parity of $P_c(4450)$ and $Y(4274)$ in a hadronic molecular state picture. *Phys Rev D*, 2017, 95: 074004, arXiv: [1607.03223](#)
- 37 Kiswandhi A, Xie J J, Yang S N. Is the nonmonotonic behavior in the cross section of ϕ photoproduction near threshold a signature of a resonance? *Phys Lett B*, 2010, 691: 214–218, arXiv: [1005.2105](#)
- 38 He J. Nucleon resonances $N(1875)$ and $N(2100)$ as strange partners of the LHCb pentaquarks. *Phys Rev D*, 2017, 95: 074031, arXiv: [1701.03738](#)
- 39 He J, Huang H, Chen D Y, et al. Hidden-strange molecular states and the $N\phi$ bound states via a QCD van der Waals force. *Phys Rev D*, 2018, 98: 094019, arXiv: [1804.09383](#)
- 40 Sun Z Y, Yan D, Wang S T, et al. Knockout reactions from ^{14}O at 305 MeV/nucleon. *Phys Rev C*, 2014, 90: 037601
- 41 Xia J W, Zhan W L, Wei B W, et al. The heavy ion cooler-storage-ring project (HIRFL-CSR) at Lanzhou. *Nucl Instrum Methods Phys Res Sect A*, 2002, 488: 11–25
- 42 Zhan W L, Xia J W, Zhao H W, et al. HIRFL Today. *Nucl Phys A*, 2008, 805: 533c–540c
- 43 Zhan W L, Xu H S, Xiao G Q, et al. Progress in HIRFL-CSR. *Nucl Phys A*, 2010, 834: 694c–700c
- 44 Zhang H J, Bai Z, Shangguan J B, et al. Upgrade of power supplies control system of HIRFL-RIBLL1 (in Chinese). *Nucl Tech*, 2017, 40: 110103 [张华剑, 白真, 上官靖斌, 等. HIRFL-RIBLL1电源控制系统升级改造, 核技术 2017, 40: 110103]
- 45 Duan F F, Yang Y Y, Hu B T, et al. Silicon detector array for radioactive beam experiments at HIRFL-RIBLL. *Nucl Sci Tech*, 2018, 29: 165
- 46 Huang W, Lu F, Li H, et al. Laser test of the prototype of CEE time projection chamber. *Nucl Sci Tech*, 2018, 29: 41
- 47 Zhang X H, Yu Y H, Sun Z Y, et al. A time-of-flight system for the external target facility. *Chin Phys C*, 2013, 37: 056002
- 48 Sun Y Z, Sun Z Y, Wang S T, et al. The drift chamber array at the external target facility in HIRFL-CSR. *Nucl Instrum Methods Phys Res Sect A*, 2018, 894: 72–80
- 49 Sun Y, Sun Z Y, Yu Y H, et al. Design and construction of a time-of-flight wall detector at external target facility of HIRFL-CSR. *Nucl Instrum Methods Phys Res Sect A*, 2018, 893: 68–74
- 50 Li M, Zhao L, Liu J X, et al. The trigger system for the external target experiment in the HIRFL cooling storage ring. *Chin Phys C*, 2016, 40: 086102, arXiv: [1512.05337](#)
- 51 Stock R. Particle production in high energy nucleus-nucleus collisions. *Phys Rep*, 1986, 135: 259–315
- 52 Xiao Z, Li B A, Chen L W, et al. Circumstantial evidence for a soft nuclear symmetry energy at suprasaturation densities. *Phys Rev Lett*, 2009, 102: 062502, arXiv: [0808.0186](#)

Progress of study on the properties of nuclear matter with high baryon density at CSR energy region

WANG Shi-Tao¹, HU Qiang¹, SUN Ya-Zhou¹, MA Peng¹, HE Jun^{1,2}, FENG Zhao-Qing^{1,3},
ZHANG Song⁴, SUN Zhi-Yu¹ & WANG Jian-Song^{1,5*}

¹ *Institute of Modern Physics, Chinese Academy of Sciences, Lanzhou 730000, China;*

² *School of Physics and Technology, Nanjing Normal University, Nanjing 210023, China;*

³ *School of Physics, South China University of Technology, Guangzhou 510641, China;*

⁴ *Key Laboratory of Nuclear Physics and Ion-beam Application (MOE), Institute of Modern Physics, Fudan University, Shanghai 200433, China;*

⁵ *School of Science, Huzhou University, Huzhou 313000, China*

This review is focused on the low energy part of the QCD phase diagram, the properties of the nuclear matter with high baryon density which could be experimentally studied at the large scale facility for nuclear physics in China, such as the split of nucleon effect mass, symmetric energy of high baryon density nuclear matter, the properties of hadrons in the nuclear medium. The properties of nuclear matter with high baryon density and the resonance states of hadron have been studied theoretically and some physical observables related to the properties of nuclear matter with high baryon density are pointed out under the heavy ion collisions with the energy at the region of 0.5–1.2 GeV/u. The existing experimental setup at HIRFL-CSR has been improved and a test experiment has been performed. The results show the ability to explore the properties of the nuclear matter with high baryon density. Our studies are helpful to design and built a professional spectrometer for the low energy part of the QCD phase diagram in the near future.

QCD phase diagram, resonant state of nucleon, nuclear matter with high baryon density

PACS: 25.70.Lm, 25.75.Dw, 21.65.+f

doi: [10.1360/SSPMA-2019-0046](https://doi.org/10.1360/SSPMA-2019-0046)