

中国极化电子离子对撞机计划

曹 须^{1,2} 常 雷³ 畅宁波⁴ 陈旭荣^{1,2} 陈卓俊⁵ 崔著钫⁶ 戴凌云⁵
邓维天⁷ 丁明慧⁸ 龚 畅⁹ 桂龙成^{1,2,10} 郭奉坤^{11,2} 韩成栋^{1,2} 何 军¹²
黄虹霞¹² 黄 银¹³ Kaptari L P^{1,14} 李德民¹⁵ 李衡讷¹⁶ 李民祥^{1,17} 李学潜³
梁羽铁^{1,2} 梁作堂¹⁸ 刘国明¹⁶ 刘 杰^{1,2} 刘柳明^{1,2} 刘 翔¹⁷ 罗晓峰¹⁹
吕 准²⁰ 马伯强⁹ 马 伏^{1,2} 马建平^{11,2} 马余刚^{21,22,2} 冒立军^{1,2} Mezrag C²³
平加伦¹² 秦思学²⁴ 任 航^{1,2} Roberts C D⁶ 申国栋^{1,2} 史 潮²⁵ 宋勤涛¹⁵
孙 昊²⁶ 王恩科¹⁶ 王 凡⁶ 王 倩¹⁶ 王 荣^{1,2} 王睿儒^{1,2} 王涛峰²⁷
王 伟²⁸ 王晓玉¹⁵ 王晓云²⁹ 吴佳俊² 吴兴刚²⁴ 肖博文¹⁹ 肖国青^{1,2}
谢聚军^{1,2} 谢亚平^{1,2} 邢宏喜¹⁶ 徐珊瑚^{1,2} 许 怒^{1,2,19} 徐书生³⁰ 鄢文标³¹
闫文成¹⁵ 闫新虎³² 杨建成^{1,2} 杨一玻^{11,2} 杨 智^{1,2} 姚德良⁵ 尹佩林³⁰
詹文龙^{1,2} 张建辉³³ 张金龙³⁴ 张鹏鸣³⁵ 张肇西^{11,2} 张振宇³⁶ 赵红卫^{1,2}
赵光达⁹ 赵 强^{37,2} 赵宇翔^{1,2} 赵政国³¹ 郑 亮³⁸ 周 剑¹⁸ 周 详³⁶
周小蓉³¹ 邹冰松^{11,2} 邹丽平^{1,2}

1(中国科学院近代物理研究所 兰州 730000)

2(中国科学院大学 北京 100049)

3(南开大学 天津 300071)

4(信阳师范学院 信阳 464000)

5(湖南大学 长沙 410082)

6(南京大学 南京 210093)

7(华中科技大学 武汉 430074)

8(European Centre for Theoretical Studies in Nuclear Physics and Related Areas (ECT*) and Fondazione Bruno Kessler, Villa Tambosi, Strada delle Tabarelle 286, I-38123 Villazzano (TN) Italy)

9(北京大学 物理学院 北京 100871)

10(湖南师范大学 长沙 410081)

11(中国科学院理论物理研究所 中国科学院理论物理前沿重点实验室 北京 100190)

12(南京师范大学 南京 210023)

13(西南交通大学 成都 610000)

14(Bogoliubov Laboratory of Theoretical Physics, Joint Institute for Nuclear Research, Dubna 141980, Russia)

15(郑州大学 物理学院 郑州 450001)

16(华南师范大学 量子物质研究院 广东省核物质科学与技术重点实验室 广州 510631)

17(兰州大学 物理科学与技术学院 兰州 730000)

18(山东大学 粒子物理与粒子辐照教育部重点实验室 青岛 266237)

19(华中师范大学 夸克与轻子教育部重点实验室和粒子物理研究所 武汉 430079)

20(东南大学 物理学院 南京 211189)

中国科学院 B 类先导科技专项培育项目(No.XDPB09)资助

所有作者均为本文共同第一作者

收稿日期:2020-01-08, 修回日期:2020-01-16

Supported by Key Research Program of Chinese Academy of Sciences (No.XDPB09)

All authors contributed equally to this work

Received date: 2020-01-08, revised date: 2020-01-16

- 21(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)
 22(中国科学院上海应用物理研究所 上海 201800)
 23(IRFU, CEA, Université Paris-Saclay, F-91191 Gif-sur-Yvette, France)
 24(重庆大学 物理系 重庆 400044)
 25(南京航空航天大学 核科学与技术系 南京 211106)
 26(大连理工大学 大连 116024)
 27(北京航空航天大学 物理学院 北京 100191)
 28(上海交通大学 上海 200240)
 29(兰州理工大学 兰州 730050)
 30(南京邮电大学 南京 210023)
 31(中国科学技术大学 合肥 230026)
 32(黄山学院 黄山 245021)
 33(北京师范大学 高等量子研究中心 北京 100875)
 34(Department of Physics and Astronomy, Stony Brook University, Stony Brook, NY 11794, USA)
 35(中山大学 物理与天文学院 珠海 519082)
 36(武汉大学 物理科学与技术学院 武汉 430072)
 37(中国科学院高能物理研究所 中国科学院大科学装置理论中心 北京 100049)
 38(中国地质大学(武汉)数学与物理学院 武汉 430074)

摘要 轻子散射实验是探索核子与原子核结构的理想工具。中国电子离子对撞机(Electron Ion Collider in China, EicC)建议书设想在已开建的强流重离子加速器装置(High Intensity heavy ion Accelerator Facility, HIAF)的基础上,升级质子束流为20 GeV的极化束流,并建造2.8~5 GeV极化电子束流,从而实现质心系能量为15~20 GeV的双极化电子-离子对撞。EicC设计的亮度为 $(2\sim4)\times 10^{33}\text{ cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$,质子束流极化率达到70%,电子束流极化率达到80%。该装置除了能提供极化轻离子束流(例如:氮-3)外,也可产生非极化重离子束流(碳-12~铀-238)。EicC将聚焦核子海夸克部分子结构、原子核物质结构与性质、奇特强子态三个方面的物理研究。高亮度、高精度的对撞机有助于精确地测量核子结构函数并对核子进行三维成像,揭示强相互作用的动力学规律;原子核部分子分布包括核子短程关联以及原子核介质效应同样是该提案的重要科学目标;EicC能区接近重味夸克产生阈值,在研究重味强子谱方面拥有低背景的独特优势,有助于发现研究新的奇特强子态。质子质量起源问题也可以通过重味矢量介子的产生来研究。为了完成上述物理目标,我们将利用最先进的探测器技术建造接近全立体角覆盖的EicC对撞机谱仪。在准备EicC白皮书的过程中,我们得到世界各国专家的支持。EicC的物理与已有的实验和美国即将建设的EIC中的物理项目相互补充。EicC的建成及运行有望引领前沿的中高能核物理研究,使我国在加速器和探测器先进技术等领域实现跨越式发展,为我国核物理与强子物理以及相关科学领域提供大型综合实验平台与人才培养基地。

关键词 电子离子对撞机,核子结构,核子质量,奇特强子态,量子色动力学,螺旋度,横动量依赖部分子分布,广义部分子分布,深度虚康普顿散射,深度虚介子散射,能量回收型直线加速器,极化度,自旋旋转器,三维成像
中图分类号 O571.1

DOI: 10.11889/j.0253-3219.2020.hjs.43.020001



左侧的EicC徽标有4个图层构成:最底层的绿色大写字母E代表电子(Electron);向上的蓝色箭头代表极化的离子(ion);绿色字母c代表对撞机(collider);最上层的红色大写字母C代表中国(China)。三基色“红绿蓝”代表强相互作用中基本量子数,诠释了中国极化电子离子对撞机的物理含义。

EicC Logo: Capital E in green color represents Electron; Blue upward arrow represents polarized ion; Lower case c in green represents collider; Capital C in red represents China.

Electron ion collider in China

CAO Xu^{1,2} CHANG Lei³ CHANG Ningbo⁴ CHEN Xurong^{1,2} CHEN Zhuojun⁵ CUI Zhufang⁶
DAI Lingyun⁵ DENG Weitian⁷ DING Minghui⁸ GONG Chang⁹ GUI Longcheng^{1,2,10} GUO Fengkun^{11,2}
HAN Chengdong^{1,2} HE Jun¹² HUANG Hongxia¹² HUANG Yin¹³ Kaptari L P^{1,14} LI Demin¹⁵
LI Hengne¹⁶ LI Minxiang^{1,17} LI Xueqian³ LIANG Yutie^{1,2} LIANG Zuotang¹⁸ LIU Guoming¹⁶
LIU Jie¹² LIU Liuming^{1,2} LIU Xiang¹⁷ LUO Xiaofeng¹⁹ LYU Zhun²⁰ MA Boqiang⁹ MA Fu^{1,2}
MA Jianping^{11,2} MA Yugang^{21,22,2} MAO Lijun^{1,2} Mezrag C²³ PING Jialun¹² QIN Sixue²⁴
REN Hang¹² Roberts C D⁶ SHEN Guodong^{1,2} SHI Chao²⁵ SONG Qintao¹⁵ SUN Hao²⁶
WANG Enke¹⁶ WANG Fan⁶ WANG Qian¹⁶ WANG Rong^{1,2} WANG Ruiru^{1,2} WANG Taofeng²⁷
WANG Wei²⁸ WANG Xiaoyu¹⁵ WANG Xiaoyun²⁹ WU Jiajun² WU Xinggang²⁴ XIAO Bowen¹⁹
XIAO Guoqing^{1,2} XIE Jujun^{1,2} XIE Yaping^{1,2} XING Hongxi¹⁶ XU Hushan^{1,2} XU Nu^{1,2,19}
XU Shusheng³⁰ YAN Wenbiao³¹ YAN Wencheng¹⁵ YAN Xinhui³² YANG Jiancheng^{1,2}
YANG Yi-Bo^{11,2} YANG Zhi^{1,2} YAO Deliang⁵ YIN Peilin³⁰ ZHAN Wenlong^{1,2} ZHANG Jianhui³³
ZHANG Jinlong³⁴ ZHANG Pengming³⁵ CHANG Chao-Hsi^{11,2} ZHANG Zhenyu³⁶
ZHAO Hongwei^{1,2} CHAO Kuang-Ta⁹ ZHAO Qiang^{37,2} ZHAO Yuxiang^{1,2} ZHAO Zhengguo³¹
ZHENG Liang³⁹ ZHOU Jian¹⁸ ZHOU Xiang³⁶ ZHOU Xiaorong³¹ ZOU Bingsong^{11,2} ZOU Liping^{1,2}

1(Institute of Modern Physics, Chinese Academy of Sciences, Lanzhou 730000, China)

2(University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

3(Nankai University, Tianjin 300071, China)

4(Xinyang Normal University, Xinyang 464000, China)

5(Hunan University, Changsha 410082, China)

6(Nanjing University, Nanjing 210093, China)

7(Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074, China)

8(European Centre for Theoretical Studies in Nuclear Physics and Related Areas (ECT*) and Fondazione Bruno Kessler, Villa Tambosi, Strada delle Tabarelle
286, I-38123 Villazzano (TN), Italy)

9(School of Physics, Peking University, Beijing 100871, China)

10(Hunan Normal University, Changsha 410081, China)

11(CAS Key Laboratory of Theoretical Physics, Institute of Theoretical Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China)

12(Nanjing Normal University, Nanjing 210023, China)

13(Southwest Jiaotong University, Chengdu 610000, China)

14(Bogoliubov Laboratory of Theoretical Physics, Joint Institute for Nuclear Research, Dubna 141980, Russia)

15(School of Physics and Engineering, Zhengzhou University, Zhengzhou 450001, China)

16(Guangdong Provincial Key Laboratory of Nuclear Science, Institute of Quantum Matter, South China Normal University, Guangzhou 510631, China)

17(School of Physical Science and Technology, Lanzhou University, Lanzhou 730000, China)

18(Key Laboratory of Particle Physics and Particle Irradiation (MOE), Shandong University, Qingdao 266237, China)

19(Key Laboratory of Quark and Lepton Physics (MOE) and Institute of Particle Physics, Central China Normal University, Wuhan 430079, China)

20(School of Physics, Southeast University, Nanjing 211189, China)

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

22(Shanghai Institute of Applied Physics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China)

23(IRFU, CEA, Université Paris-Saclay, F-91191 Gif-sur-Yvette, France)

24(Department of Physics, Chongqing University, Chongqing 400044, China)

25(Department of nuclear science and technology, Nanjing University of Aeronautics and Astronautics, Nanjing 211106, China)

26(Dalian University of Technology, Dalian 116024, China)

27(School of Physics, Beihang University, Beijing 100191, China)

28(Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China)

29(Lanzhou University of Technology, Lanzhou 730050, China)

30(School of Science, Nanjing University of Posts and Telecommunications, Nanjing 210023, China)

31(University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China)

32(Huangshan University, Huangshan 245021, China)

33(Center of Advanced Quantum Studies, Department of Physics, Beijing Normal University, Beijing 100875, China)

34(Department of Physics and Astronomy, Stony Brook University, Stony Brook, NY 11794, USA)

35(School of Physics and Astronomy, Sun Yat-sen University, Zhuhai 519082, China)

36(School of Physics and Technology, Wuhan University, Wuhan 430072, China)

37(Institute of High Energy Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

38(School of Mathematics and Physics, China University of Geosciences (Wuhan), Wuhan 430074, China)

Abstract Lepton scattering is an established ideal tool for studying inner structure of microscopic particles such as nucleons as well as nuclei. As a future high energy nuclear physics project, an Electron-ion collider in China (EicC) has been proposed. It will be constructed based on an upgraded heavy-ion accelerator, High intensity heavy-ion accelerator facility (HIAF) which is currently under construction, together with an additional electron ring. The proposed collider will provide highly polarized electrons (with the polarization $\sim 80\%$), protons and Helium-3 (both with the polarization $\sim 70\%$), as well as unpolarized ion beams from carbon to uranium with viable center of mass energy from 15 GeV to 20 GeV and the luminosity of $(2\sim 4)\times 10^{33} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$. The main foci of the EicC will be the precision measurements of proton structure in the sea quark region, including 3D tomography of nucleon; the partonic structure of nuclei and the parton interaction with the nuclear environment, in particular, the short range correlation of nucleons and the cold nuclear matter effects; the exotic hadronic states, especially those with heavy flavor quark contents. In addition, issues fundamental to understanding the origin of mass could be addressed by measurements of heavy quarkonia near-threshold production at the EicC. In order to achieve the above-mentioned physics goals, a hermetical detector system will be constructed with the cutting-edge technology.

During preparation of the document, we have received valuable inputs and help from experts across the globe. The EicC physics program complements the ongoing scientific programs at the Jefferson Laboratory and the future EIC project in the United States. The success of this project will also advance both nuclear and hadron physics as well as accelerator and detector technology in China.

Key words Electron ion collider, Nucleon structure, Nucleon mass, Exotic hadronic states, Quantum chromodynamics, Helicity, Transverse momentum dependent parton distribution, Generalized Parton Distribution, Deeply virtual compton scattering, Deeply virtual meson production, Energy recovery linac, Polarization, Spin rotator, 3D-tomography

1 引言

现代核物理基本目标是研究强、弱和电磁三种相互作用在核物质微观层次的各种物理现象,理解宇宙的起源与演化、可见物质的基本结构。自卢瑟福发现原子核以来,经过一百多年的不懈努力,人类已经在核物理研究中取得巨大和重要的成功,从根本上改变了过去一百年的社会发展和科学研究。

极化的电子离子对撞机(Electron Ion Collider, EIC)是研究核子结构和强相互作用的“具有超高分辨率的立体电子显微镜”,既能深化人们对核子结构和强相互作用的认识,又能揭示非微扰能区的强相互作用的性质。EIC实验及其相关物理研究是全球

高能核物理界竞争非常激烈的一个领域。为了建造类似的对撞机,国际上已经有了一些概念设计和物理研究,例如美国的电子离子对撞机和欧洲的大型强子电子对撞机。

我国核物理领域的科学家经过多次战略研讨会和咨询会,已形成共识:充分利用广东惠州在建重大科技基础设施及其升级计划,确立我国在核物理前沿及交叉领域研究的优势,加速取得重大原创性成果。基于我国2050年大科学装置发展路线图的规划,我们提出在强流重离子加速器装置(High Intensity heavy ion Accelerator Facility, HIAF)基础上建造世界上第一台主要运行在海夸克能区的极化电子离子对撞机:中国电子离子对撞机

(EIC in China, EicC)。它将配以高亮度电子与离子加速器和高精度的探测装置,能完成关于核子结构的一系列重要的实验精确测量,非常有希望获得一批国际领先的重要成果和重大发现。EicC 不仅将使我国在核子结构方面的研究进入国际前沿,而且能促进我国在加速器和探测器先进技术等领域实现跨越式发展,建成具有重大影响的领跑型国际核物理研究中心,让我国成为中高能核物理基础研究的大国。

1.1 物理亮点

对物质深层次结构及其相互作用基本性质的研究始终是自然科学最基础也是最前沿的领域,它不仅引领着人类基本时空观的发展,而且不断催生出变革性技术进步。20 世纪物理学取得的最大成就之一就是建立了描述物质结构与相互作用的标准模型,标准模型是一套描述强相互作用、弱相互作用及电磁相互作用这三种基本力及组成所有可见物质的基本粒子的理论。如图 1 所示,基本粒子包含三代夸克和三代轻子。光子 γ 是电磁相互作用力的媒介粒子, $W^\pm$ 和 Z^0 是弱相互作用的媒介粒子,胶子 g 是强相互作用的媒介粒子,希格斯粒子 H 作为希格斯机制引入来解释这些基本粒子及媒介粒子的产生。在标准模型中,原子核中的质子和中子是由夸克和胶子构成的,而把这些夸克和胶子束缚在一起形成核子的相互作用,由量子色动力学(Quantum Chromodynamics, QCD)描述。作为非阿贝尔规范理论的量子色动力学具有短距离下渐近自由和长距离下色禁闭的特性,这一理论描写了宇宙中绝大多数可见物质的基本特征。但由于量子场论非微扰求解的困难和实验条件的限制,我们依然缺乏对核子或强子内部结构的全面了解,缺乏对量子色动力学色禁闭性质的深刻理解。对核子内部结构和量子色动力学的研究是当前理论和实验研究重要前沿。其中,和 EicC 直接相关的研究主要包括如下三方面的内容。

1.1.1 核子的部分子结构与三维结构图像

在早期的夸克模型中,核子被认为是由 u 和 d 夸克组成的三夸克态(质子为 uud 态,中子为 udd 态)。这两个夸克被称为价夸克。但是量子场论有一基本特点就是真空激发,即夸克可以在极短时间内释放胶子,进而产生正反夸克对。因此,核子中不仅包含价夸克,还包含了大量的其它夸克、反夸克和胶子。除价夸克之外的所有夸克被称为海夸克。总而言之,核子是由价夸克、海夸克以及胶子组成的相对论束缚态。相应的图像见图 2 所示,能标不同所观测的内部结构不一样。

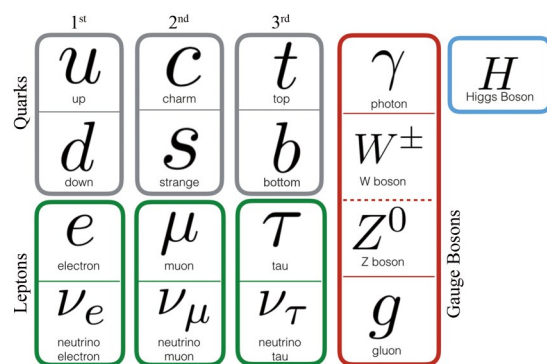


图 1 标准模型中的基本粒子
Fig.1 Standard model of elementary particles

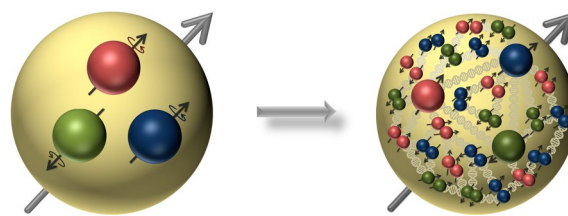


图 2 核子内部结构示意图
能标不同所观测的内部结构不一样
Fig.2 A schematic illustrating of the nucleon internal structure at different energy scales

高速运动的核子可以形象地想象成由一束高速运动的夸克、反夸克和胶子组成,统称为部分子。在高能散射过程中,核子内部结构由部分子分布函数描述。部分子分布函数描写了部分子在核子内的动量分布。随着时空分辨率的提高或相互作用距离的变小,部分子数目和动量分布都会改变,这种改变可以用微扰 QCD 计算。但是,这些分布函数本身无法利用微扰论计算。根据量子色动力学因子化定理,可以从实验观测到的散射截面得到部分子分布函数。因此,利用高能散射实验可以探索核子内部结构。

人们对核子部分子结构的研究就是从电子-核子深度非弹性散射(Deep Inelastic Scattering, DIS)实验开始的。电子没有结构且不参与强相互作用,是研究核子结构最理想的探针。DIS 实验被称作“当代的卢瑟福散射实验”,是研究核子结构最理想的场所。DIS 实验从非极化固定靶实验开始并延伸到高能电子-质子对撞,逐步推动人们对核子结构的认识。早期 DIS 实验的结果表明与电子发生散射的粒子是没有结构的点粒子,其自旋为 $1/2$ 且带分数电荷,从而确立了核子是由夸克构成的。尤其是,实验中观察到的 Bjorken 标度无关性的破坏现象完全符合微扰 QCD 的理论预言。这一结果表明 QCD 正确

描述了夸克胶子之间的相互作用。通过DIS实验, QCD理论的正确性在大量的不同能量标度下得到了验证。在目前实验能够达到的精度范围内, 人们确认轻子和夸克在 10^{-3} fm, 即质子本身尺度千分之一的量级下, 仍然是没有结构的粒子。

随着实验精度的提高, 人们对核子结构的认识不断加深, 即使是在一维非极化情况下就发现了许多令人没有预期到的现象, 如海夸克分布同位旋对称的破坏、奇异夸克与其反夸克不对称等。这些仍是中高能物理的研究热点。随着20世纪90年代极化实验的开展, 人们开始对部分子自旋分布进行研究, 并发现了更加出人意料的现象, 其中最著名的就是所谓的“质子自旋危机”。实验数据表明: 价夸克的自旋对质子自旋的贡献仅占一小部分。这一结果激发了人们对质子自旋各种来源的大量研究。目前为止, 我们知道核子自旋应为各种味道的夸克和胶子的自旋以及轨道角动量的贡献之和, 但是对于它们的具体贡献数值, 尤其是轨道角动量是否有重要贡献, 目前则知之甚少。随着实验和理论研究的进展, 对核子结构的研究由一维延伸到三维, 研究的反应过程也由仅在末态测量散射后的轻子的单举过程扩展到了在末态同时测量散射后的轻子和产生的强子的半单举过程。这些为研究质子自旋之谜提供了全新的研究途径。

当前, 对核子部分子结构研究的前沿核心问题包括两个重要的部分: 1) 一维自旋结构的精细测量; 2) 核子三维部分子结构的研究。对一维自旋结构的研究主要集中在不同夸克反夸克和胶子对质子自旋的贡献, 最近美国布鲁克海文国家实验室(Brookhaven National Laboratory, BNL)相对论重离子对撞机(Relativistic Heavy Ion Collider, RHIC)上自旋物理实验的测量, 明确显示海夸克自旋分布也具有同位旋不对称性等。但是, 这些数据的误差依然很大, 更进一步, 不同味道的夸克的极化分布, 尤其是海夸克的极化分布的误差依然很大, 导致对质子自旋的各种来源缺乏准确的认识。因此, 海夸克自旋分布的精确测量并由此确定不同味道海夸克对质子自旋的贡献是当前实验和理论面临的重要任务之一。

通过在半单举过程中测量末态中强子在相空间的角分布及强子的横动量分布, 或者通过在遍举过程测量所有末态粒子的动量分布, 可以探测初态核子中部分子的横向分布信息, 进而可以在实验上探测核子内部三维结构。核子内部三维结构可用三维的部分子分布函数描述, 主要包括三维动量空间的部分子分布函数(Transverse Momentum Dependent

PDFs, TMD)和横向坐标空间及纵向动量依赖的广义部分子分布函数(Generalized Parton Distributions, GPD)。这些全新的部分子分布函数可提供非常丰富的核子内部结构信息, 例如不仅可以给出部分子对质子自旋的贡献, 而且可以研究核子内夸克和胶子的轨道角动量以及QCD多重胶子散射引起的量子效应等。目前对TMD和GPD的理论计算和实验测量仍在发展阶段, 亟需各类精确的实验数据, 因此针对这些分布函数的研究是当前核子结构实验测量和QCD理论研究的重要前沿, 比如美国杰佛逊实验室(Jefferson Lab, JLab)、CERN COMPASS(Common Muon and Proton Apparatus for Structure and Spectroscopy)、BNL RHIC、Fermi Drell-Yan、以及未来的美国EIC等的实验项目都将对核子的三维结构做重点研究。

1.1.2 原子核的部分子结构

由于部分子的尺度远小于质子本身的大小, 最早人们预期当我们探测到核子内部如此微小的结构时, 原子核内核子与核子之间的相互作用的影响应该非常小。20世纪80年代欧洲核子研究中心(CERN)的EMC(European Muon Collaboration)合作组试图利用重原子核作为高密度靶进行核子的部分子结构的测量, 然而结果表明: 不同原子核内的部分子分布不仅不同于其在自由核子内的分布, 而且其对核子数具有明显的依赖性, 被称作EMC效应。随后SLAC(Stanford Linear Accelerator Center)、HERMES等实验进行了更精细的测量, 得出EMC效应和核子数的非平庸关系, 从而加深了人们对原子核内部分子分布的认识, 然而我们对其物理根源目前尚不得而知。最近, 美国JLab的实验对动量分数 $x > 1$ 区域的测量不仅表明在不同原子核内部核子和核子有很强的短距离关联, 而且不同原子核的短程关联强度和核子数之间也存在和EMC效应一致的非平庸关系。这一全新发现给研究原子核内部分子结构提供新的机遇与挑战。

EMC效应暗示着价夸克在原子核内的分布有别于其在自由核子内的分布。而针对原子核内的海夸克和胶子部分子分布的测量则更加不精确, 例如尚未发现海夸克是否存在类似于EMC效应的核介质效应, 而在更小 x 区间的反遮蔽和遮蔽效应的物理机制以及和原子核结构的关联都亟需理论和实验的共同研究。

与此同时, 研究夸克禁闭等机制同样是目前中高能物理的重点。由于夸克无法单独存在, 被电子击打出的夸克会在核子内部和真空中通过碎片化过程形成各种末态强子, 这一过程称之为强子化过程。

研究强子化过程对物质的形成甚至宇宙的演化都有至关重要的贡献。我们可以通过测量电子-原子核的单举过程及其末态强子产物来研究夸克在不同原子核微观尺度下的强子化机制。

1.1.3 奇特强子态

在传统的夸克模型中,夸克与反夸克可以构成介子束缚态,三个夸克可以组成重子。但是在QCD理论框架内,可以存在诸如所谓四夸克态和五夸克态等,还可以存在仅由胶子组成的胶球等,见图3。这些在传统夸克模型中不存在的强子态统称为奇特强子态。对它们的研究是强子结构研究的一个重要方向。

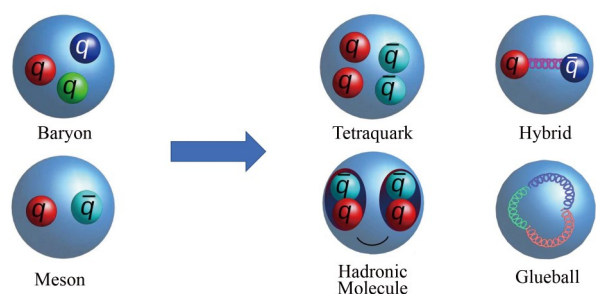


图3 可能的强子态(左:普通的强子态;右:奇特强子态)

Fig.3 Hadronic states (left: conventional hadrons, right: exotic hadrons)

21世纪伊始,实验上对强子态的研究取得了重要进展,多个实验组如我国 BEPC BESIII (Beijing Spectrometer III)、日本 KEK Belle、欧洲 CERN LHCb 等相继报道了多个可能的奇特强子态的发现,将该方向的研究推上了高潮。但是,到目前为止,观测到的绝大多数奇特强子态的内部基本组分及内部结构仍是待解之谜。

EicC 对开展上述三方面的研究有独特的优势。在 EicC 设计中,电子、质子和氦-3 束流能量分别为 3.5 GeV、20 GeV 和 40/3 GeV · u⁻¹,亮度为 (2~4) × 10³³ cm⁻² · s⁻¹,运行一个月可以获得的积分亮度约为 5 fb⁻¹。在 EicC 上将使用双极化束流,其中,电子极化度为 80%,质子和氦-3 的极化度为 70%。根据这些设计条件,经过研究和科学合理估算,我们得到在后续章节里描述的预期的物理成果。这些成果可简单总结如下:EicC 所处的能区是研究质子中海夸克分布的最佳区间。通过在 EicC 上对单举及半单举过程的研究,可以得到最精确的海夸克极化分布,将目前质子中海夸克极化分布的误差缩小约 10 倍。

通过在 EicC 上对半单举过程的研究,可以得到各种横动量依赖的部分子分布函数(TMD)。尤其是,EicC 将第一次精确测量和提取海夸克的 TMD 函数,并在测量奇异夸克分布函数上有不可替代的

优势。结合未来其它实验室(比如 JLab)针对价夸克 TMD 的实验结果,EicC 对 TMD 分布函数的测量结果可提供核子中的夸克在三维动量空间的完整图像。EicC 还可以对 GPD 函数进行高精度的测量和提取,特别是其能量范围将打开全新的物理反应相空间,允许我们运用产生多种末态介子的遍举反应过程来精确测量和区分不同味道种夸克的 GPD 函数,而这是目前世界上其他现有的和计划的 GPD 实验所无法实现的。因此,在 EicC 上对广义部分子分布函数的研究是极其重要的。

现有实验数据的不足导致对原子核中部分子分布函数的研究存在很大不确定性,尤其是核环境中海夸克和胶子分布函数的不确定度非常大。过去测量到的 EMC 效应实际上表明的是原子核中的价夸克分布和自由核子中的价夸克分布在中间 x 区域内有非平庸的关系。一个重要的问题是,是否在海夸克和胶子分布函数中也存在类似的效应? EicC 上的实验可以对此问题给出答案。比如我们可以测量在反遮蔽区间的海夸克部分子分布与原子核的关系来第一次观测其核介质效应。又比如, J/ψ 粒子标记的 DIS 过程主要来自于光子-胶子融合过程,因此 EicC 实验对 J/ψ 粒子核修正因子的测量可以精确约束原子核中较大 x 区间 ($0.4 < x < 0.8$) 的胶子分布。通过测量重味夸克的产生去研究 EMC 效应和核子短程关联的普适性,EicC 可望做出突破性的发现。另一方面,EicC 实验的多粒子鉴别能力和较广的动力学覆盖区间可以实现对核环境中部分子强子化机制和能量损失效应的有效甄别。同时,结合其它的核介质效应研究,如横动量展宽效应,有望实现对原子核介质基本输运性质的精确探测。

相比现有实验装置上的研究,在 EicC 上开展奇特强子态的研究有独特的优势,尤其是对于可能的“五夸克态”。在 LHC 上,产生可能的“五夸克态”的散射振幅含有所谓的振幅运动学的奇异性贡献,这些贡献的存在对判断“五夸克态”的性质造成了困难。但在 EicC 上,由于产生机制的不同,含有隐粲的“五夸克态”可以直接产生,从而摆脱此类运动学奇异性的干扰,因此可以更清楚地了解或确认“五夸克态”的性质。

1.2 中国极化电子离子对撞机(EicC)

中国极化电子离子对撞机实验将聚焦上述的独特物理目标和物理亮点。该装置基于已有的强流重离子加速器装置 HIAF,采用环形对撞机方案,建造一台“8”字型离子对撞环 pRing、一台电子注入器以及一台跑道形电子对撞环 eRing。EicC 装置质心系能量位于 15~20 GeV 的区间,亮度为

$(2\sim4)\times 10^{33} \text{ cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$, 质子(氦-3)极化率约70%, 电子极化率约80%, 可满足实现物理目标的需求。

EicC装置的离子加速器由极化离子源、iLinac、增强器BRing以及离子对撞环pRing组成, 电子加速器由电子注入器、电子对撞环eRing组成。加速器关键设计包括:

1) 低发射度离子束流制备。降低离子束流发射度至设计指标对EicC装置达到亮度要求是至关重要的。将采用分阶段电子冷却方案, 在增强器BRing中使用直流电子冷却装置对较低能量的质子束流进行第一阶段冷却, 然后在离子对撞环pRing中使用基于能量回收型直线加速器ERL的高能束团电子冷却装置对撞能量的质子束流进行第二阶段冷却。该方案将使EicC装置离子加速器束流冷却系统具有最佳冷却效率。

2) 束流极化率保持与控制。EicC物理目标对束流极化率以及极化方向有非常严格的要求, 必须在离子加速器和电子加速器中设计相应的极化率控制方案。存在退极化效应的增强器BRing中将设置极化工作点控制装置西伯利亚蛇, 以此在加速过程中保持极化率。离子对撞环pRing中虽也有加速过程, 但其采用了特殊的“8”字型环结构, 仅需较弱的螺线管场即可保持离子束流极化率。各加速器连接段、对撞区两侧均将设置极化方向控制装置, 能够任意旋转束流的极化方向, 以进行极化方向匹配和对撞点极化方向控制。

3) 对撞区优化。EicC将设计建造两个接近全立体角覆盖的探测器, 以探测、鉴别接近100%的反应产物。该探测器特性对EicC装置对撞区优化提出了诸多要求。由于离子束流和电子束流性质存在较大差别, EicC装置对撞区采用了非对称设计, 可在减小探测器本底的同时, 保证探测器的全立体角覆盖特性。同时, 在对撞点下游, 针对前向反应产物, 离子对撞环pRing和电子对撞环eRing均有相应的束线设计。

针对这些加速器关键设计, 将开展包括极化离子源、光阴极极化电子枪、能量回收型直线加速器ERL高能束团电子冷却装置、西伯利亚蛇、自旋旋转器、“8”字型同步加速器极化率保持等预研项目, 为EicC的顺利实施提供重要的技术基础。

1.3 EicC与EIC-US对比

作为新一代对撞机物理研究, 无论是中国的还是美国的电子离子对撞机都是对物质深层次结构理解的无可替代的实验装置。最近美国宣布了将要依托布鲁克海文国家实验室建设电子离子对撞机, 表1列出了中美计划建造的电子离子对撞机参数对比。图4显示了国际上电子-离子装置所处的质心系能量和亮度设计, 刚刚完成能量升级的JLab主要针对价夸克在较大 x 区间的物理, 而未来美国依托美国布鲁克海文国家实验室将要建设的EIC-US主要针对高能和小 x 物理。EicC则处于中间这一空白区域, 主要针对中高能物理和海夸克, 所以这两个对撞机是互补又缺一不可的。

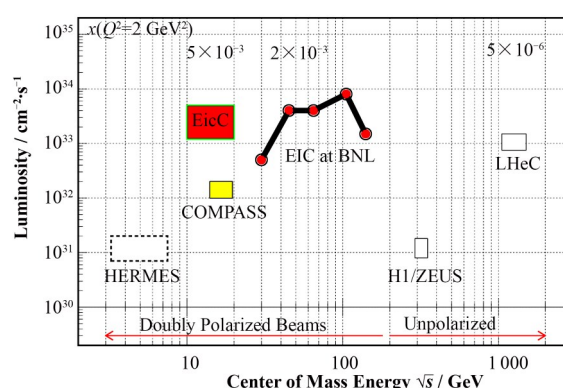


图4 国际上电子离子装置(包括拟建)亮度和质心系能量比较

Fig.4 Luminosity and center-of-mass energy of the proposed electron ion colliders

我们先讨论两者在运动学区间的互补性。EIC-US能量高, EicC碰撞能量相对较低, 直接后果就是对同一个物理观测量, 在相同的Bjorken- x , EIC-US集中在高 Q^2 区间而EicC在相对较低的 Q^2 区间(图5), JLab处于研究价夸克结构的运动学区域, EicC运动学区域是研究海夸克结构的最佳窗口, US-EIC是研究胶子的最佳装置。不同的 Q^2 区间对于物理测量有非常重要的作用: 高 Q^2 利于确定物理根源, 低 Q^2 利于测量跟非微扰有关的物理量。特别是很多跟质子自旋-轨道耦合有关的物理观测量只能在中间的 Q^2 区间才能被观测到。这有力地突出了EicC的独特性和重要性。所以, 为了能彻底了解物

表1 中美计划建造的电子离子对撞机参数对比
Table 1 The comparison between the parameters of the electron-ion colliders proposed in China and in US

装置 Facility	年代 Years	质心能量 $E_{\text{cms}} / \text{GeV}$	亮度 Luminosity / $10^{33} \text{ cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$	离子种类 Ions	极化情况 Polarization
EicC	>2028	15~20	2~4	p→U	e, p, and light nuclei
EIC (eRHIC)	>2025~2030	30~140	2~15	p→U	e, p, ^3He , Li

质深层次结构,一个很重要的手段就是把EIC-US和EicC结合起来。下面我们就EIC 最重要的几个物理目标来具体讨论两者的互补性:

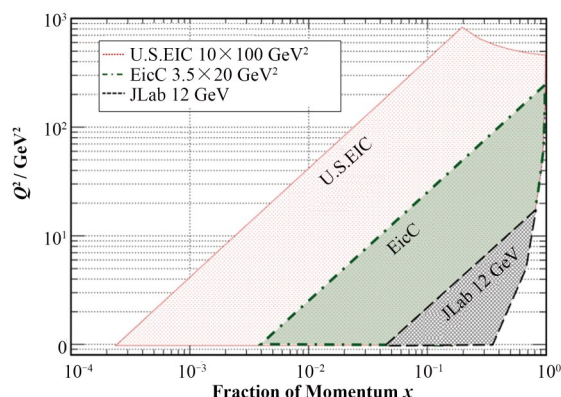


图5 国际上电子-离子装置(包括拟建)运动学区域比较
Fig.5 Kinematic coverage of the proposed electron ion colliders

1)核子自旋。自旋为1/2是核子的一个最基础性质。过去几十年的研究想要回答的一个重要问题就是核子自旋的1/2是如何从核子的内部组分中产生。夸克和胶子组成核子,但夸克和胶子本身的自旋及其轨道角动量是如何具体对核子自旋分别产生贡献目前并不清楚。中国和美国的EIC一起会帮助我们回答这个问题。

EIC-US的一个主要目标是能在将来的实验中精确测量胶子自旋的贡献。这是夸克和胶子自旋部分不确定性最大的一个量。但是高能和高标度的设计让EIC-US对价夸克和海夸克的自旋以及轨道角动量并不是很敏感。对于这两个量,我们需要在EicC上的相关实验研究。对于夸克的自旋轨道角动量,JLab-12 GeV近期将有很多实验进行精确探测。而EicC的实验将在其基础上进一步区分价夸克和海夸克的单独贡献,并精确测量海夸克的自旋对核子的贡献,更将是唯一能系统研究海夸克轨道角动量的对撞机。前者可以通过测量海夸克的一维纵向部分子函数获得,而后者可以通过仔细测量海夸克的TMD函数和GPD函数。理论研究预言中间动量区间海夸克以及胶子轨道角动量对核子轨道角动量的贡献最大。也就是说,EicC对于夸克胶子轨道角动量的测量具有不可替代的作用。

2)部分子结构的核效应。这是EIC-US和EicC设计中一个重要物理目标。EIC-US集中在小 x 区间,重点探测胶子分布函数在极小 x 的饱和效应;EicC集中在中间 x 区间,对价夸克和海夸克分布函数的核效应有很好的测量,从而帮助我们研究原子核结构和部分子结构之间的关联。EicC也将重点研究夸克在原子核中的强子化过程。

3)核子质量。虽然核子质量是一个基本物理量,但是我们对于核子质量根源知之甚少。一方面核子是由夸克和胶子组成的,另一方面胶子质量为零而且夸克质量远远低于核子的质量,这就说明核子的质量与夸克和胶子之间的强相互作用也就是量子色动力学的动力学机制紧密相关。量子色动力学的研究告诉我们核子的质量分解中胶子场的迹反常的贡献至关重要。最近几年有很多实验尝试通过阈值区域重夸克偶素的产生来探究这个问题,特别是JLab-12 GeV实验针对在阈值附近产生的 J/ψ 的实验研究。我们可以在EicC上通过阈值附近 Υ 的产生来研究这个问题。由于 Υ 质量比 J/ψ 大很多,因此EicC上对 Υ 产生的观测不但能对JLab-12 GeV J/ψ 产生的物理研究起到确认作用,还能研究这个过程的重夸克质量依赖性,更有助于厘清对实验结果的物理解释。从这个角度来说,EicC在核子质量的研究方面与已有的JLab-12 GeV实验是互相补充和相辅相成的。从另外一个角度来说,与美国布鲁克海文的高能EIC的实验设计比较,EicC在通过 Υ 的近阈产生来探究迹反常对核子质量的贡献方面是有独特优势的。

2 EicC重要物理

目前,EicC主要科学目标为:1)核子一维结构;2)核子结构三维成像;3)核介质效应;4)强子和奇特强子态;5)其他重要探索研究。以下各节将对这些物理及EicC对其的重要贡献进行展开讨论。

2.1 核子的一维纵向结构

EicC将对核子一维纵向结构进行广泛并且深入的研究,将以前所未有的实验精度探索以往实验未能回答的核子结构领域一系列基本问题。具体来说,EicC将通过高精度测量,为我们提供最直接和准确的核子内部价夸克、海夸克以及胶子的部分子分布函数的信息,深入揭示核子的内部结构的图像,深化人们对核子结构的微观认识,为核子结构领域研究做出重大发现提供极佳的机遇。除了自身的重要物理价值,精确的部分子分布函数对于在大型强子对撞机上粒子物理的精确研究甚至新物理的探索都是极其重要的。

如何在夸克和胶子的自由度层次来理解质子的自旋一直是一个重要的前沿科学问题。20世纪80年代,EMC合作组利用缪轻子探针发现^[1],质子内部所有夸克的自旋之和大约只有质子自旋的四分之一。由此在核物理研究领域引发了所谓的“质子自旋危机”。当前对质子自旋结构的认识是,质子的自

旋由夸克和胶子的自旋,以及夸克和胶子的轨道角动量组成。除了三个价夸克,众多实验结果还发现质子内部的海夸克也具有非零的自旋分布。目前,一个亟须解决的问题是当前实验对海夸克自旋分布的测量结果不是特别精确。通过双极化的碰撞过程,在EicC上可以精确测量不同味道海夸克自旋分布,开展针对质子内部海夸克自旋分布的详尽的实验研究,这将有助于更加深入地研究核子的自旋结构问题,同时丰富我们对非微扰量子色动力学的认识。

随着对撞机亮度的提高,EicC能够提供高精度的实验数据,这有助于厘清过去几年实验中观测到的一些有趣的问题和现象。第一个现象是轻味海夸克分布不对称性。在高精度非极化实验中,我们已经观测到非极化的 $\bar{u}$ 和 $\bar{d}$ 是不对称分布的,而且不对称性比人们的预期要大^[2-6]。解释这种不对称性的理论和模型同样也预测了极化轻味海夸克的不对称性分布^[7-9]。另一个有趣的问题是奇异(s)夸克的极化分布和其对质子自旋贡献问题。若假设SU(3)味对称性,对深度非弹性散射(Deep Inelastic Scattering, DIS)数据的分析^[10-11]得出极化 s 夸克对质子自旋的贡献约为-0.1。当前,对奇异夸克部分的直接测量需要通过半单举深度非弹性散射(Semi-inclusive DIS, SIDIS)来实现。但是,在半单举深度非弹性散射实验中,目前精确区分流碎裂过程和靶碎裂过程还有一些困难,同时描述奇异夸克到强子的碎裂过程的碎裂函数还不够精确。由于以上一些困难,目前还很难针对奇异夸克的极化问题得出确定性的结论^[12-13]。另外,极化的 s 夸克关于 x 的分布函数是否随着 x 的改变而改变符号也是很有研究价值的一个问题^[14]。

如果在双极化电子-核子散射中只测量末态电子,实验上测量到的极化结构函数 g_1 在夸克部分子模型中可以被表述为对各种不同味道夸克贡献的求和:

$$g_1(x, Q^2) = \frac{1}{2} \sum_q e_q^2 [\Delta q(x, Q^2) + \Delta \bar{q}(x, Q^2)] \quad (1)$$

其中:求和 $q = (u, d, s)$ 。图6给出了在EicC上对质子的结构函数的大致测量区间,同时也给出目前已有的实验数据。通常来说,实验上往往通过以上被称为深度非弹性散射的单举过程测量 g_1 ,然后通过假设SU(3)味对称性提取各种味道的夸克的极化分布函数。这种方法有较大的模型依赖,同时对不同味的夸克的贡献区分能力不强。另一种方法^[15]是通过SIDIS过程,从实验数据中提取更多的夸克和强子的味道信息。当质子中的一个夸克吸收电子发射

出虚光子,该夸克能够脱离质子的束缚从而在末态产生由一簇末态强子组成的喷注。这一过程由不同的强子碎裂函数来描述。喷注中末态强子的组成成分能够反映初态夸克的味道的信息,这提供了一种标记夸克味道的方法。如果在测量散射电子的同时再探测一个 π 介子或者 K 介子(SIDIS),不同味道的夸克的贡献可以得到更好的区分。此时实验测量的极化结构函数在夸克部分子模型中表述为:

$$g_1(x, Q^2, z) = \frac{1}{2} \sum_q e_q^2 [\Delta q(x, Q^2) D^{q \rightarrow h}(Q^2, z) + \Delta \bar{q}(x, Q^2) D^{\bar{q} \rightarrow h}(Q^2, z)] \quad (2)$$

其中: $D^{q \rightarrow h}(Q^2, z)$ 为不同夸克(q)到末态强子 h (π 介子或者 K 介子)的碎裂函数,运动学因子 z 为末态强子动量占散射末态夸克动量的百分比。在SIDIS实验中 z 可以被具体表述为 $z = \frac{P_h \cdot P}{q \cdot P}$,其中 P_h 是末态强子四动量, P 是强子束流四动量, q 是虚光子四动量。

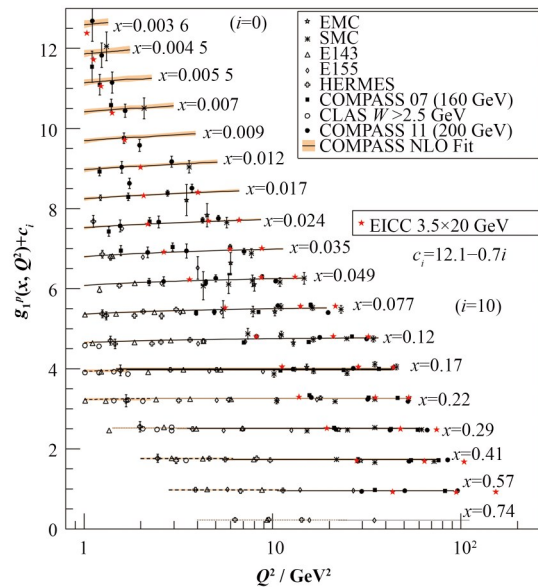


图6 全球各个实验在单举过程中测量的质子极化结构函数 g_1 以及EicC基于 50 fb^{-1} 的积分亮度预计所能达到的测量精度

Fig.6 World data of the polarized proton structure function g_1 from inclusive DIS measurements compared with the projected EicC data based on the integrated luminosity of 50 fb^{-1}

通过正负电子对撞和轻子核子散射等实验,我们可以对不同强子碎裂函数进行深入研究。此外,在全球数据拟合中同时包含双极化DIS和SIDIS的数据,因此在研究极化夸克分布函数的同时,这也有助于研究不同的强子碎裂函数。将强子碎裂函数作为输入,我们能够从足够精确的双极化的半单举过程的散射数据中,准确提取出不同味道的夸克和反

夸克极化分布函数。图7和8显示了利用EicC的双极化SIDIS数据得到的不同味道的极化夸克分布。其中,三角形图标代表EicC上预期测量的数据点。柠檬色的区域显示了当前NNPDF合作组对全球数据分析后的误差区域。红色的区域对应的是对EicC SIDIS数据(电子质子,电子氦-3)进行领头阶分析(leading order)得到的极化夸克测量精度。

另外,在此基础上,我们还考虑了电子和质子(氦-3)束流极化率的不确定性所造成的系统误差。若我们假设质子和氦-3的极化率不确定度为5%,电子极化率的不确定度为2%,同时将系统误差和统计误差进行平方叠加,我们可以得到图7和8中淡蓝色的色带。结果显示:EicC由于有较高的亮度,海夸克极化分布函数的测量误差将主要来自于极化率等其他系统误差。目前根据海夸克极化分布得到的海夸克自旋对质子自旋的贡献有很大的不确定性, $\int \Delta q dx (q = \bar{u}, \bar{d}, s)$ 的误差范围在100%~200%。通过在EicC上的实验测量,该误差可缩小10倍左右。

从图8可以看出,高精度的SIDIS数据使得EicC在对海夸克的极化分布的测量方面拥有很明显的优势。这些优势来源于EicC能区的设定,高亮度的加速器设计以及探测器全方位角的覆盖。而且,利用不同的极化强子束流(质子和氦-3),以及通过探测器鉴别不同的强子末态粒子种类,EicC能帮

助我们在对极化分布的测量中极大地提高对不同味道夸克的鉴别和区分能力。

2.2 核子结构三维成像

在QCD因子化定理框架下,核子内部结构由部分子分布函数所描述。由费曼首先引入的传统的部分子分布函数(PDF)^[16]只包含核子内部夸克和胶子一维纵向运动的信息。为了获得更广泛更全面的核子内部非微扰结构信息,我们需要进一步推广部分子函数的概念。其中最直接最自然的二种推广分别是:横动量依赖部分子分布函数(TMD)^[17-18]与广义的部分子函数(GPD)^[19-22]。除了描述部分子的纵向运动外,它们分别描述部分子在横向动量空间和核子横向平面上的分布。现有实验设施上虽然对三维部分子分布函数做了初步的研究,但由于在亮度或质心能量等方面的局限,无法对海夸克区域的TMD和GPD做高精度测量。EicC结合其高亮度、相对高的质心能量和丰富多样的极化束流将是探索海夸克区域核子结构的理想机器。

2.2.1 横动量依赖部分子分布函数研究

通过引入极化自由度,在扭度的领头幂次阶,人们可以定义8种夸克TMD分布函数和8种胶子TMD分布函数(图9),外部箭头代表核子自旋方向,内部箭头代表夸克自旋方向,没有箭头代表非极化,

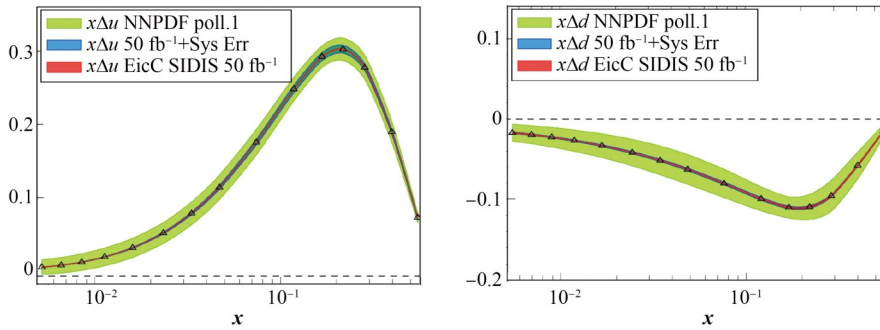


图7 极化的价夸克分布函数的预计测量精度与当前最精确的拟合结果的比较

Fig.7 Comparison of the projected EicC precision of the polarized valence quark distribution with the currently most accurate fitted result from NNPDF collaboration

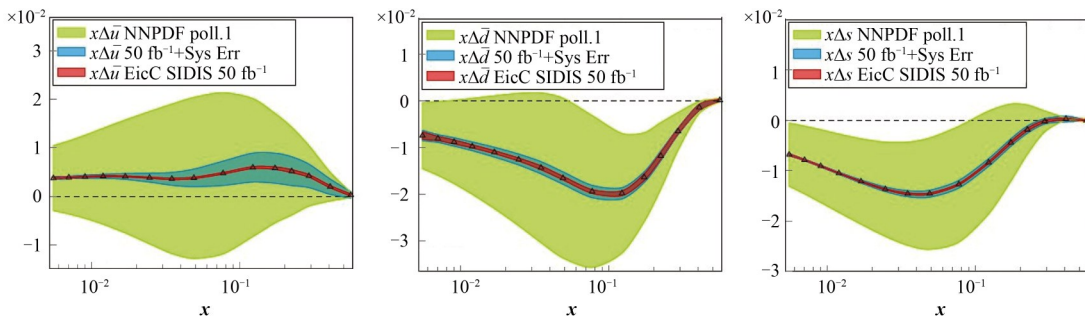


图8 极化的海夸克分布函数的预计测量精度与当前最精确的拟合结果的比较

Fig.8 Comparison of the projected EicC precision of the polarized sea quark distribution with the currently most accurate fitted result from NNPDF collaboration

U 、 L 、 T 分别代表非极化、纵向极化和横向极化。极化依赖的TMD分布函数包含了更加完备的有关核子内部结构的信息,特别是提供了一个研究部分子轨道角动量以及自旋-轨道角动量耦合的新渠道。其中有3种TMD分布函数,非极化分布函数 $f_1(x, k_\perp)$ 、螺旋度分布函数 $g_{1L}(x, k_\perp)$ 和横向度分布函数 $h_{1T}(x, k_\perp)$,对横动量积分后得到对应的一维部分子分布函数;包括Sivers函数在内的另外5种TMD分布函数没有一维部分子分布函数与之相对应,它们分别描述部分子横动量与夸克自旋或核子自旋的关联。

		Quark Polarization		
Nucleon Polarization	U	U	L	T
	 $f_1(x, k_\perp)$ Unpolarized			 $h_1(x, k_\perp)$ Boer-Mulders
		 $g_{1L}(x, k_\perp)$ Helicity		 $h_{1L}(x, k_\perp)$ Worm-gear/ longi-transversity
	 $f_{1T}(x, k_\perp)$ Sivers	 $g_{1T}(x, k_\perp)$ Worm-gear/ trans-helicity		 $h_{1T}(x, k_\perp)$ Transversity  $h_{1T}(x, k_\perp)$ Pretzelosity

图9 领头扭度夸克横动量依赖的分布函数及其物理含义
Fig.9 Illustration of different TMDs at leading twist

在8种领头阶TMD分布函数中,Sivers函数是近年来TMD物理领域人们最感兴趣的一个分布函数^[23],它描述部分子横动量与核子横向极化之间的耦合。即,非零的Sivers函数表明横向极化的核子内部,在与核子横向自旋矢量垂直的平面上部分子横动量是左右不对称分布的。Sivers函数的存在依赖于非平庸的初态或末态QCD相互作用。如果没有初态或末态相互作用,利用时间反演不变性可以严格证明Sivers函数为零^[24],Sivers函数也因此被称为时间反演奇性(T-odd)分布函数。如考虑初态或末态相互作用,应用时间反演不变性和强相互作用宇称守恒,则可以严格证明半单举深度非弹过程(SIDIS)和Drell-Yan过程中的Sivers函数大小相同但符号相反: $f_{\text{Sivers}}^{\text{SIDIS}}(x, k_\perp) = -f_{\text{Sivers}}^{\text{DY}}(x, k_\perp)$ ^[25-26]。因此,实验上测量Sivers函数对于检验QCD的预言将有极为重要的意义。另一方面,理论研究也表明了Sivers函数与轨道角动量相关联^[27]。因此,通过Sivers函数的研究不仅有助于揭示核子自旋结构,同时也会加深我们对部分子分布函数普适性的理解。这使得实验上精确测量Sivers函数成为当前高能核物理领域最热门的课题之一。

实验上测量包括Sivers函数在内的TMD部分子分布函数的最理想场所是轻子-核子半单举深度

非弹性散射过程。当末态强子横动量 p_T 远小于电子辐射出的虚光子离壳度 Q 的时候,在TMD因子化定理框架下,可以将这些结构函数表示为横动量依赖的分布函数和碎裂函数的卷积的形式。若考虑喷注产生过程 $e^-N \rightarrow e^-qX$,则结构函数直接由TMD分布函数给出。不同的TMD分布函数与碎裂函数可通过不同的方位角结构抽取。

在过去近20年间,HERMES、COMPASS和JLab等多个实验组通过SIDIS过程对这些TMD进行了很多探索。但目前在现有实验设施上测量TMD分布函数仍有诸多局限。例如,在COMPASS上流碎裂区域与靶碎裂区域不能清晰分离,这对于干净地提取TMD以及碎裂函数十分不利。JLab上质心能量偏低、高扭度效应以及靶质量修正相对比较显著,因此阻碍了高精度地抽取领头阶TMD分布函数。HERMES上的粒子束流亮度较低^[28-29],且主要的数据集中在价夸克区域($0.023 < x < 0.4$),还无法对海夸克和胶子的TMD提供约束。特别地,由于世界上现有的极化SIDIS产生 K 介子的数据在数量和精度上都很有有限,TMD函数的味道分离对目前的实验设施仍然是一个艰巨挑战。

在所有 $k_\perp$ -odd TMD函数中,Sivers函数是目前被测量的最好的一个。表2列出当前已有的实验在不同能区、靶类型和末态强子类型等情形下对Sivers不对称度的测量。虽然最近的中子靶单自旋不对称实验结果在一定程度上改善了Sivers函数的味道分离,但最新的拟合仍然有相当大的不确定性^[30]。特别是对海夸克区域的Sivers函数我们还知之甚少,甚至至关重要的符号都不能完全确定。

图10显示了EicC上SIDIS过程中 π 介子产生事例数在 x - Q^2 平面上的分布。限定在微扰区域内 $2 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 40 \text{ GeV}^2$,在 $0.02 < x < 0.2$ 区域EicC上可以进行SIDIS过程的高精度测量。在相对高 Q^2 区域,EicC将在亮度方面大大超过现有的深度非弹实验。比起固定靶实验,EicC的对撞模式使其可以覆盖更宽广的 Q^2 , x 等运动学范围,因此,EicC的高亮度以及较高的质心能量相对现有实验设施可以更好地测量海夸克分布。

同时,电子束和离子束的不同极化组合可以让我们对SIDIS过程的所有结构函数进行测量。结合质子束和氦-3束的数据以及 π 介子和 K 介子等不同末态强子的测量结果可以帮助我们区分不同味道夸克的贡献。由于 K 介子的价夸克组分中包含有奇异(或反奇异)夸克,对 K 介子SIDIS产生过程的测量可以有效地帮助我们提取奇异夸克的分布函数。EicC的SIDIS实验能够提供高统计精度的 K 介子数

表2 当前已有实验组对轻子-核子深度非弹性散射过程中对Sivers不对称度的测量
Table 2 Existing measurements for the Sivers asymmetry in lepton-nucleon deep inelastic scatterings

合作组(实验室) Collaboration	$\sqrt{s}$ / GeV	靶类型 Target	末态强子类型 Final state hadrons	文献 Reference
COMPASS (CERN)	18	氘	$h^\pm, \pi^\pm, K^\pm, K^0$	[31–32]
		质子	$h^\pm$	[33]
		质子	$\pi^\pm, K^\pm$	[34]
HallA (JLab)	3.5	中子	$\pi^\pm$	[35]
HERMES (DESY)	7.4	质子	$\pi^\pm$	[28]
		质子	$\pi^\pm, (\pi^+ - \pi^-), \pi^0, K^\pm$	[29]

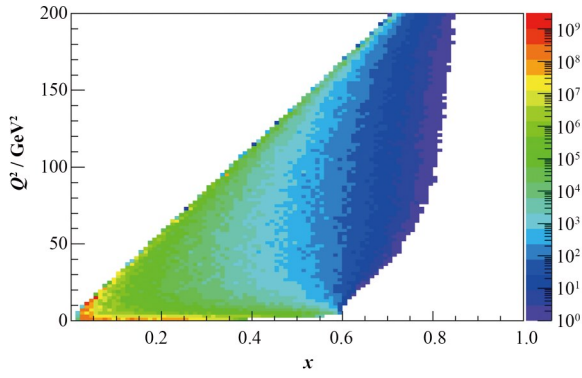


图10 EicC上SIDIS过程中产生 π 介子的事例数在 x - Q^2 平面上的分布

Fig.10 x - Q^2 phase space coverage for the pion SIDIS processes at EicC

据,并且相比其它实验有更高的比例处于流碎裂区间,这对提取奇异夸克TMD具有显著的优越性。

在图11和12中,根据设计条件,我们给出了EicC对Sivers函数测量的模拟结果。灰色区域代表对世界上已有实验数据的拟合结果的不确定度,红色区域代表加入了EicC模拟数据(50 fb^{-1} 电子-质子对撞和 50 fb^{-1} 电子-氘-3对撞)后的拟合结果,这里EicC的数据只包含了统计误差。图12为了显示更清晰,对奇异夸克的Sivers函数乘上了额外的因子,模拟参数与图11描述一致。可以看到,三种轻夸克

Sivers函数的测量精度在EicC上都会得到大幅提高。结合EicC上SIDIS过程和现有设施上单自旋不对称测量可以检验海夸克区域不同味道Sivers函数的符号改变。此外,最近的理论工作表明除了Drell-Yan与SIDIS过程中的符号改变外,奇异夸克与反奇异夸克Sivers函数之间也会改变符号^[36]。如果这一理论预言在EicC上得到证实,将对小 x 自旋物理的发展有重要促进作用。

由于在相对高 Q^2 区域能提供高质量的SIDIS过程测量数据,对比已有的实验设施,在EicC上测量其它夸克TMD分布函数以及核子张量荷等都具有独特优势。EicC的SIDIS实验与JLab-12 GeV和EIC-US相结合可以对海夸克、价夸克和胶子的TMD进行全面的高精度测量,提供一个完整的三维动量空间的核子结构图像。同时,EicC的能区介于JLab-12 GeV和EIC-US能区之间,填补了能区空白,对于研究TMD的演化效应有重要意义。

2.2.2 广义部分子分布函数研究

除了TMD部分子分布函数,另外一组描述核子三维结构的分布函数为广义部分子分布函数GPD^[19–22,37]。它主要用来描述一类遍举过程:核子中的一个部分子参与了硬散射过程后又被吸收回核子,核子在散射末态保持完整。在领头幂次阶,描述

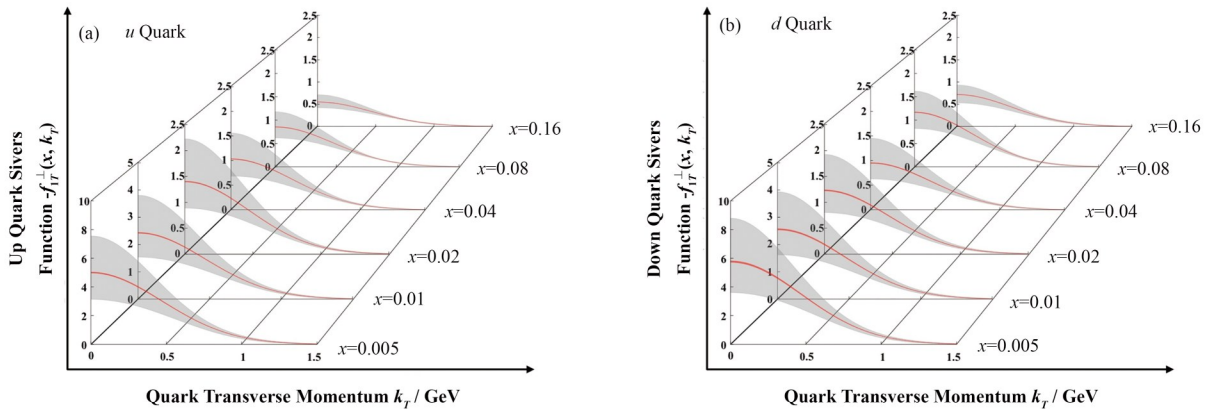


图11 三维上和下夸克Sivers函数的投影模拟

Fig.11 Projections of the Sivers TMD function for up and down quarks

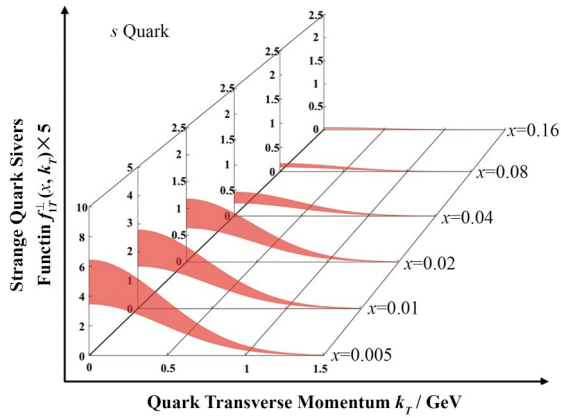


图12 奇异夸克Sivers函数的投影模拟
Fig.12 Projection of the Sivers TMD function for strange quark

核子的夸克GPD函数一共有8类。在一定的 Q^2 下,广义部分子分布函数依赖于 x 、 ξ 和 t 三个独立的运动学变量。 t 是核子在高能散射中获得的反冲四动量的平方。参与硬碰撞的部分子携带的纵向动量分数依赖于 x 和 ξ 。

广义部分子分布函数与其它物理量之间有广泛联系。在不同的运动学极限下,GPD分别可以和部分子PDF,以及核子弹性散射因子联系起来。此外,在 $\xi = 0$ 时,GPD的傅里叶变换描述了部分子在核子二维横向空间和一维纵向动量空间的分布。

GPD函数测量的一个重要物理目标是帮助我们理解质子自旋结构。质子自旋可以分解为夸克和胶子总角动量,其中夸克总角动量可以进一步分解为夸克自旋和夸克轨道角动量:

$$\frac{1}{2} = J_q + J_g = \frac{1}{2} \Delta \Sigma_q + L_q + J_g \quad (3)$$

根据Ji求和规则:

$$J_{q,g} = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 dx x [H_{q,g}(x, \xi, 0) + E_{q,g}(x, \xi, 0)] \quad (4)$$

通过对GPD函数 H 和 E 的测量,我们可以确定夸克轨道角动量的贡献。此外,对GPD函数 H 的精确测量还可以研究核子的动力学性质^[38-39]。因此,GPD函数包含了丰富的核子内部结构信息,其实验研究也因此成为当前高能核物理领域的重要前沿方向之一。

在电子-核子对撞过程中测量GPD函数的主要反应道是深度虚康普顿散射(Deeply Virtual Compton Scattering, DVCS) $ep \rightarrow ep\gamma$ 和深度虚介子产生(Deeply Virtual Meson Production, DVMP) $ep \rightarrow epM$ 。在领头阶,DVCS反应过程由部分子过程 $q\gamma^* \rightarrow q\gamma$ 所描述。末态核子在吸收回被虚光子击中夸克后保持完整。实验中测量末态电子、实光子与末态核子的动量。DVCS过程的微分截面可以表

示为微扰可算的硬部分与包含GPD的卷积。通过测量微分截面和方位角或极化依赖不对称度随着多个运动学变量(Q^2, x, t)的改变,我们可以提取对应于不同GPD的贡献。

DVCS过程测量的GPD函数是不同味道夸克贡献的叠加。DVMP反应可以通过测量不同末态介子产生过程针对性地测量特定味道夸克的GPD函数,并且也可以区分来自不同夸克和胶子的贡献^[40]。比如以赝标量介子($\pi^{0,\pm}, K^\pm, \eta, \dots$)为末态的DVMP过程突出的是价夸克和海夸克GPD的贡献。矢量介子($\rho^0, \phi, \omega, \dots$)的DVMP反应则对海夸克和胶子的GPD更为敏感。在有极化电子或者极化核子的反应中,不同GPD对应了不同的方位角调制。类似于在SIDIS下区分不同TMD函数,我们可以通过测量DVMP反应的各种方位角分布,分离出不同GPD^[41]的贡献。

由于遍举过程截面本身较小以及Bethe-Heitler(BH)过程的干涉等多重因素使得实验测量GPD函数变得极具挑战。对GPD的实验测量主要在JLab^[42]、HERA^[43-44]、HERMES^[45]、COMPASS^[46]上展开。目前的实验仅对GPD函数之一 H 的函数形式有了一个初步的约束。完整地抽取所有的GPD函数需要更高的亮度,更完整的探测器覆盖范围,多样的极化束流,更广的运动学范围覆盖。但是现在没有任何实验同时满足以上所有的要求。例如,HERA对撞机亮度太低。COMPASS实验测量的运动学范围和EicC实验的比较类似,但COMPASS实验的质子是而非极化的,无法对所有GPD函数进行有效地抽取。美国JLab在12GeV升级后,DVCS实验测量的运动学范围为 $1 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 10 \text{ GeV}^2$ ^[47-50]。但各种高阶和高扭度修正带来的不确定性通常在 $Q^2 > 10 \text{ GeV}^2$ 区域才能得到有效控制^[51]。

EicC装置可以利用其极化电子束流、极化质子束流和较高对撞质心能量的优势,对不同极化束流条件下的DVCS和DVMP反应过程进行高精度测量。EicC实验可以实现 $1 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 30 \text{ GeV}^2$ 范围的测量(如图13所示),电子束流能量为3.5 GeV,质子束流能量为20 GeV,图13(a)中红色网格为运动学区分,图13(b)中虚线内标注为JLab 12 GeV覆盖范围。并且, $Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$ 的硬散射要求下,Bjorken变量 x 最小可达到0.005左右。所以EicC实验能很好地探测海夸克的三维结构。对于价夸克区域的测量,EicC实验能测量到更高 Q^2 的数据($Q^2 > 10 \text{ GeV}^2$),从而可以有效地压低高扭度效应或次领头阶胶子的贡献^[52]。EicC将是在 $x \sim 0.01$ 运动学区间对DVCS反应进行高精度测量的唯一的对撞机

装置。

此外,EicC对撞机可以提供高质量的横向极化质子束流,从而可以通过DVCS过程精细测量GPD函数 E 。完整地测量GPD函数 H 和 E 是目前已知的理论上可靠的获取部分子轨道角动量知识的渠道。图14展示了EicC上的一个横向极化质子DVCS实验的模拟结果,横坐标为Bjorken变量 x ,纵坐标 $A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S)\cos\phi}$ 的绝对大小采用的是Goloskokov-Kroll模型^[53]。该实验测量的极化截面不对称度的振幅 A_{UT} 可以用来提取GPD函数 E 。我们采用了 $-t > 0.01 \text{ GeV}^2$,相应的分辨率为 $\Delta t > 0.02 \text{ GeV}^2$ 。可以看出,EicC上的测量在很宽的运动学区间可以得到非常小的统计误差,预期可以精确地提取GPD函数 E 。EicC上的双极化束流设计,可以测量DVCS过程一系列的极化依赖的不对称性,例如 A_{UL} 、 A_{LU} 和 A_{LL} 等。它们对应于不同的GPD函数的组合,从而可以让我们首次在海夸克区域分离出不同GPD函数。

EicC同样可以对DVMP过程做精确测量来研究核子的GPD函数。由于DVMP过程截面公式中引入了非微扰的介子波函数,其理论计算具有更大

的不确定性。为了压低非微扰和高扭度贡献,我们需要 $Q^2 > 10 \text{ GeV}^2$ 运动学区DVMP过程的实验数据来可靠地抽取GPD。这是EicC相对JLab实验测量DVMP过程一个重要优势。如图15所示,DVMP反应道的模拟结果显示在 $10 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 30 \text{ GeV}^2$ 区间EicC能获得足够多的事例数,同时由于DVMP反应截面随 Q^2 增长快速下降,因此中等能量的EicC相对于高能EIC对DVMP过程的测量更有优势。结合DVCS数据,利用DVMP可以很好地分解出不同味道夸克的GPD函数。另外,EicC上DVMP过程的测量可以很好地确定DVCS过程难以测量的手征奇性GPD函数。手征奇性GPD函数的测量对于确定核子的张量荷有重要意义。图15展示了在标度 $Q^2 > 10 \text{ GeV}^2$ 的区间,EicC上 π^0 -DVMP反应道实验观测 $A_{LL}^{\cos\phi}$ 的统计误差。通过测量 π^+ 和 π^- 产生道,我们可以进一步分离上夸克和下夸克的贡献。可以看到,在EicC上测量手征奇性GPD的统计误差相当的小。

综上所述,我们发现从目前的模拟结果看,EicC将是获得夸克在核子内空间分布以及夸克轨道角动

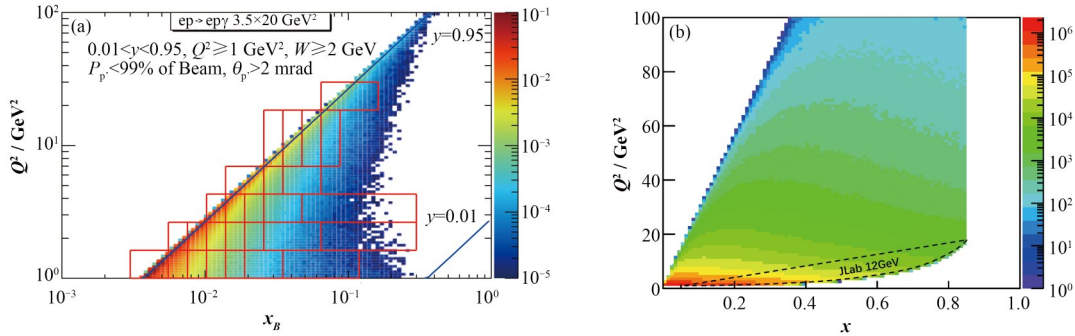


图13 EicC装置上,DVCS (a)与DVMP (b)反应事例数随运动学变量 x_B 和 Q^2 的分布
Fig.13 The DVCS (a) and DVMP (b) coverage of kinematical variables x_B vs. Q^2 at EicC

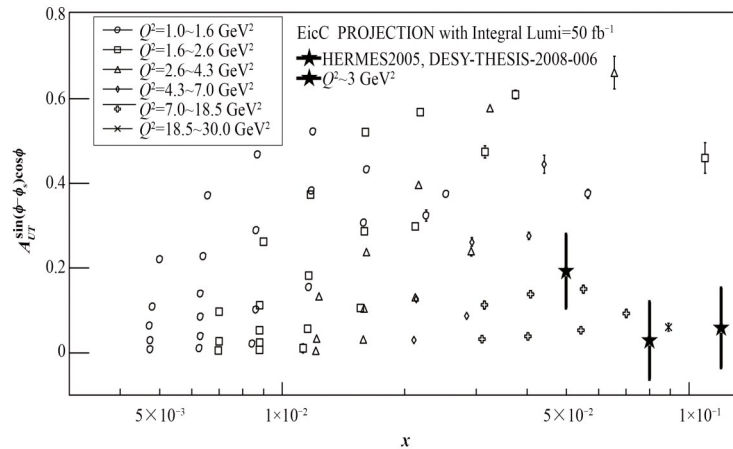


图14 EicC对撞能量下,横向极化质子DVCS的微分截面不对称度 $A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S)\cos\phi}$ 在 $1.0 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 30.0 \text{ GeV}^2$ 下的统计误差^[53]
Fig.14 The statistical uncertainties of asymmetry $A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S)\cos\phi}$ in the range of $1.0 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 30.0 \text{ GeV}^2$ at EicC energies with T being the transverse polarization of proton beam^[53]

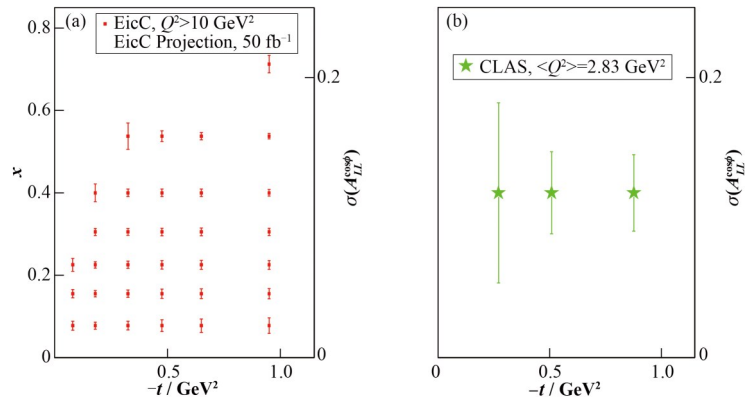


图15 在标度 $Q^2 > 10 \text{ GeV}^2$ 的区间, EicC 上 π^0 -DVMP 反应道实验观测量 $A_{LL}^{\cos\phi}$ 的统计误差, CLAS 数据来自文献[54]

Fig.15 In the range of scale $Q^2 > 10 \text{ GeV}^2$, the statistical uncertainties of the experimental observable $A_{LL}^{\cos\phi}$ of the π^0 -DVMP channel on EicC. The CLAS data are taken from Ref.[54].

量贡献等知识的关键实验装置,与美国规划中的EIC-US 互为补充,有望最终回答质子的自旋起源问题。

2.3 核介质效应

电子-离子(eA)对撞过程被认为是探测原子核部分子分布和冷核介质效应的最理想场所。该过程中的初态电子在实验和理论上均可以精确调控,因此可以保证分析误差较小,被认为是探测原子核结构的最优探针。另一方面,在电子-离子对撞过程中,我们可以把原子核看成是一个研究部分子与核介质相互作用的费米尺度QCD实验室。当快速部分子穿过核介质时,与其中的部分子发生多重散射,导致非平庸的核修正效应。通过对核介质效应的精确研究,我们可以深入理解核环境中的部分子强子化过程以及核介质的基本输运性质。

利用 EicC 实验的高能散射过程可以研究原子核中的价夸克和海夸克分布,不仅可以极大地提高各种原子核内部夸克的部分子函数分布的测量精度,又可以探索尚未观测到的海夸克的核介质效应(类似于价夸克的 EMC 效应)。EicC 也可以从全新的角度进一步研究 EMC 效应和核子短程关联(SRC),如利用 J/ψ 标记的 DIS 过程精确约束原子核中较大 x 区间的胶子分布,并通过测量重味夸克的产生研究与胶子相关的 EMC 效应和 SRC 的普适性。另外,在 EicC 实验上测量不同粒子的核修正因子可以实现对核环境中部分子强子化机制和能量损失效应的有效甄别,对 π 和 J/ψ 横动量展宽效应的测量可以精确探测原子核介质的基本输运性质。

2.3.1 原子核内部的夸克胶子分布

研究自由态核子的夸克胶子分布函数与原子核束缚态中的核子的夸克胶子分布函数之间的差别可

以帮助我们理解原子核的形成过程。夸克和胶子在自由核子中的动量分布可以通过电子-质子碰撞过程作精确测量,其性质由部分子分布函数(PDFs)描述。自由核子的 PDFs 在描述高能质子碰撞过程的实验数据方面已取得极大的成功。那么,当核子被束缚在原子核当中,其中的夸克胶子动量分布是如何受到核环境的影响? 这是高能核物理领域的基本问题和重要挑战之一。

过去 30 年的实验测量表明核子中的夸克分布在原子核束缚态下相对于自由核子态呈现出较大的差别。图 16 中实心圆点代表的实验数据来源于 SLAC E139^[55], 空心方形点代表 BCDMS 实验数据^[56], 星号代表 EMC 实验数据^[57], 图片来源于文献[58]。如图 16 所示, eA 碰撞与 eD 碰撞的单举 DIS 反应截面之比呈现出非平庸的核介质效应, 不同实验测量给出的核介质效应在 Bjorken 变量 x 分布上具有非常类似的行为, 存在 4 个明显不同的区间^[59]: 1) $x > 0.7$, 费米运动区; 2) $0.3 < x < 0.7$, EMC 效应区; 3) $x \sim 0.1$, 反遮蔽效应区; 4) $x < 0.01$, 核遮蔽效应区。对这个普适核修正现象的解释迄今为止尚未有定论, 由此造成了我们理解原子核内部夸克胶子结构及其形成机制的极大困难。

由于现有实验数据的不足和运动学覆盖区间小的限制, 对 nPDFs 的研究远不及自由核子中的 PDFs 精确。尤其是对于原子核中海夸克和胶子分布的提取还存在很大的不确定性, 成为亟需解决的问题之一。电子-离子碰撞过程中的重味夸克偶素产生主要来源于光子-胶子融合过程, 因此对于原子核中的胶子分布非常敏感, 是研究胶子分布的一个非常重要的观测通道。图 16 给出 EicC 能区 e+Pb 碰撞中 J/ψ 产生的核修正因子:

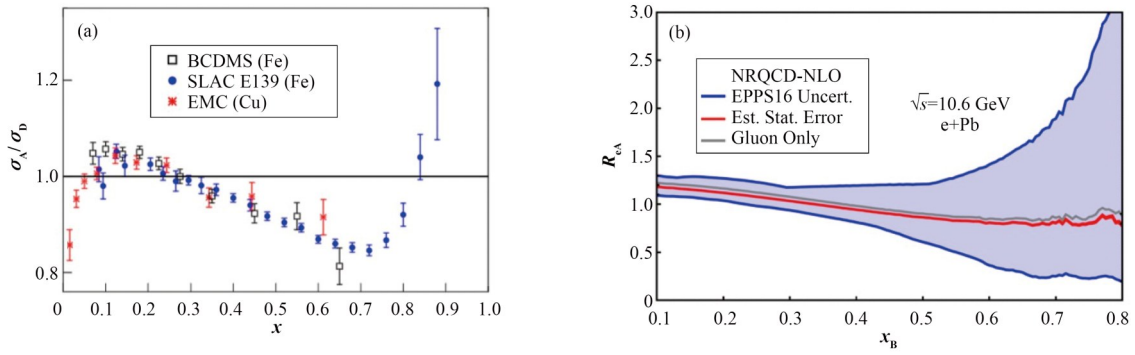


图16 (a) 电子-重核与电子-氘核的深度非弹性散射反应截面之比, x 为 Bjorken 动量份额, (b) EicC e+Pb 碰撞中 J/ψ 产生的核修正因子

Fig.16 (a) The cross section ratio between electron-ion and electron-deuteron deep inelastic scattering, (b) the nuclear modification factor for J/ψ production in e+Pb collision at EicC

$$R_{eA} = \frac{d\sigma^{eA}/dx dQ^2}{d\sigma^{ep}/dx dQ^2} \quad (5)$$

基于非相对论量子色动力学(NRQCD)次领头阶计算,并考虑部分子分布函数的核修正效应,可以给出 EicC 能区的理论预言。图 16 中蓝色区域来源于原子核中部分子分布函数参数化形式 EPPS16^[87]的不确定度,红色曲线是 EPPS16 的中心值,并由 EicC 积分亮度 50 fb^{-1} 估算的统计误差,灰色曲线是初态胶子的贡献。由图 16 可见,核修正因子主要来源于胶子的贡献,EicC 高亮度设计给出近乎忽略不计的统计误差,而现有的 nPDFs 给出的不确定度非常大。因此在 EicC 上测量 J/ψ 的核修正因子可以精确约束原子核中大 x 的胶子分布。

除了研究原子核内部分子的一维纵向动量分布特性,我们也可以采用自由态核子的 TMD 因子化理论框架来描述 eA 对撞中的 SIDIS 反应,将原子核结构研究扩展到核子三维分布函数的核介质修正效应。现有关于原子核的 SIDIS 实验数据非常有限,未来几年的 JLab 实验也将只集中在价夸克区间的测量。未来 EicC 上采集的含有多种末态强子的 SIDIS 数据可被用来提取价夸克和海夸克在不同重核内部的三维分布^[60-61],从而揭秘原子核物质对三维部分子分布的影响。

2.3.2 EMC 效应和核子短程关联

在过去的几年,利用高能硬散射过程去研究原子核中核子短程关联(Short-range-correlation, SRC)逐渐发展成一个前沿的课题^[62-67]。核子短程关联效应是指在原子核中两个核子之间距离非常接近时所带来的物理现象。在这种情况下,两个核子的总动量很小但有大的相对动量,而其物理根源主要来自于核子之间的张量力^[68]。JLab 的一系列实验发现了 EMC 效应和 SRC 的非平庸关系^[69-79]。这种关系被进一步确认的话,将为我们提供一个有效的方法

来研究原子核的结构。

SRC 的普适性是上述研究中的一个非常重要的特性。这个普适性包含两方面的内容:1)实验和理论计算表明 SRC 主要由质子中子配对产生,不同原子核就可以用一个简单的 SRC 因子来描述。也就是说不同的原子核参与的高能散射过程反应可以用一个普适函数来表达;2)质子中子配对的 SRC 对不同过程的贡献有普适性。这样,我们就可以把不同的过程关联在一起。JLab 最近的这些实验主要就是针对这两个普适性来检验是否存在新的物理。由于研究的过程主要是由原子核中的夸克引发的,这些实验研究主要集中在原子核结构函数中夸克分布的核介质修正效应。

EicC 可以在这个方面有突破性的贡献。从实验上研究 EMC 效应和 SRC 现象的关联最直接方法是在测量 eA 碰撞的 DIS 反应过程中,同时观测可能来自 2N-SRC 对的高动量反冲核子^[80],从而研究 EMC 效应的大小与反冲核子动量大小的直接关联。该观测手段在类似于 JLab 的固定靶实验上极为困难(主要原因是反冲核子很难逃离固定靶并达到探测器),在 eA 碰撞环境下实验测量相对容易,但是能量过高的情况下(比如美国 EIC)反应截面又变得极其微小。EicC 上的碰撞能区可将 Q^2 拓展至少一个数量级但是又不至于过高,因此提供不同探测尺度下的 EMC 和 SRC 关联的系统性分析。

EicC 也可以通过测量不同过程中重味夸克的产生来研究与胶子相关的 EMC 效应和 SRC 的普适性。这些实验结果同 JLab 的结果一起可以最终确定 EMC 效应的来源以及它与核子短程关联的关系。更重要的是,由于同位旋对称性,研究胶子参与高能碰撞的 EMC 效应有独特的地方。相对而言,在测量结构函数中夸克的贡献时,由于同位旋依赖性,会使得 EMC 效应的研究变的很复杂^[79,81-83]。

根据SRC的普适性,原子核里胶子的部分子分布函数可以写成^[79,83-85]: $g_A(x, Q^2) = Ag_p(x, Q^2) + 2n_{src}^A \delta\tilde{g}(x, Q^2)$, 式中: n_{src}^A 代表原子核里 SRC 对的几率; $\delta\tilde{g}$ 代表胶子分布函数在 SRC 关联对中跟自由核子的区别。SRC 的普适性意味着 SRC 关联对中的胶子分布函数是一个普适函数,跟原子核种类无关。而原子核之间的区别可以用一个所谓的 a_2^A 参数来表示: $a_2^A = (n_{src}^A/A)/(n_{src}^d/2)$, a_2 比值可以从 x 大于 1 的原子核结构函数测量中抽取^[71-74]。

在 EicC 能区,通过粲夸克结构函数的测量可以系统研究胶子的 EMC 效应,这是因为粲夸克产生跟胶子直接相关。实验上可以测量如下结构函数的核效应:

$$R_A^{c\bar{c}}(x, Q^2) = \frac{\sigma_{A/red}^{c\bar{c}}(x, Q^2)}{A\sigma_{red}^{c\bar{c}}(x, Q^2)} \quad (6)$$

式中: $R_A^{c\bar{c}}$ 表示粲夸克结构函数的核效应,分子分母分别代表核和质子深度非弹散射的简约截面。

图 17 显示了不同原子核的结果,其中我们用了 EPPS16^[87] 的参数化来描述金核中胶子分布函数 ($a_2^Au = 5.16$)。图 17(b)除了金核的结果外,其它的结果对应参数是 $a_2^A = 4$ 和 2,即对应着不同的原子核。由于粲夸克质量 m_c 不等于零,实际上胶子分布函数会有平移 $x \approx x\tau$ 其中 $\tau = (1 + 4m_c^2/Q^2)$ 。所以,EMC 区间应该在 0.15~0.35。EMC 效应的普适性在图 17(d)中表现更明显,这里我们把核效应除以

SRC 因子 $a_2^A: [R_A^{c\bar{c}} - 1]/a_2^A$ 。可以看到,图 17(c)的三条曲线变成了一条。这就是 SRC 普适性的预言。作为比较,图 17 中也包括了 JLab 最新的实验结果。最近的一篇理论文章做了更严格普适函数的抽取^[83]。

除了上面讨论的粲夸克结构函数测量之外, EicC 还可以通过亚阈值(sub-threshold)重夸克的产生来研究原子核里面的核子短程效应。以光子原子核碰撞产生粲夸克偶素 J/ψ 为例,亚阈值区是指实验中光子和自由核子的质心能量小于 J/ψ 的质量。因此,在这个区域, J/ψ 的产生只能通过原子核中的 SRC,即通过光子和两个或更多的核子发生的碰撞。图 18 展示光子核碰撞产生 J/ψ 和 Υ 的截面。JLab 将对 J/ψ 产生做出仔细研究,与之相对应, EicC 可以对 Υ 的产生做详尽的研究。

原子核平均场的效应(Mean Field, MF)主要来源于如下区域:核子在原子核内动量小于平均场能量($k_F \sim 0.3$ GeV),研究表明核的平均场效应在阈值附近很重要。但离开阈值区域, J/ψ 的产生几乎完全是由 SRC 效应造成。因此,在偏离阈值区域的能量区间可以研究 SRC 效应。在 EicC,如果入射光子能量在 7.5 GeV 以下, J/ψ 的产生是由 SRC 造成。对 Υ 产生,对应的质心系能量为 9.5 GeV 以下。综上所述,我们得到在 EicC 上可检验的普适性预言:

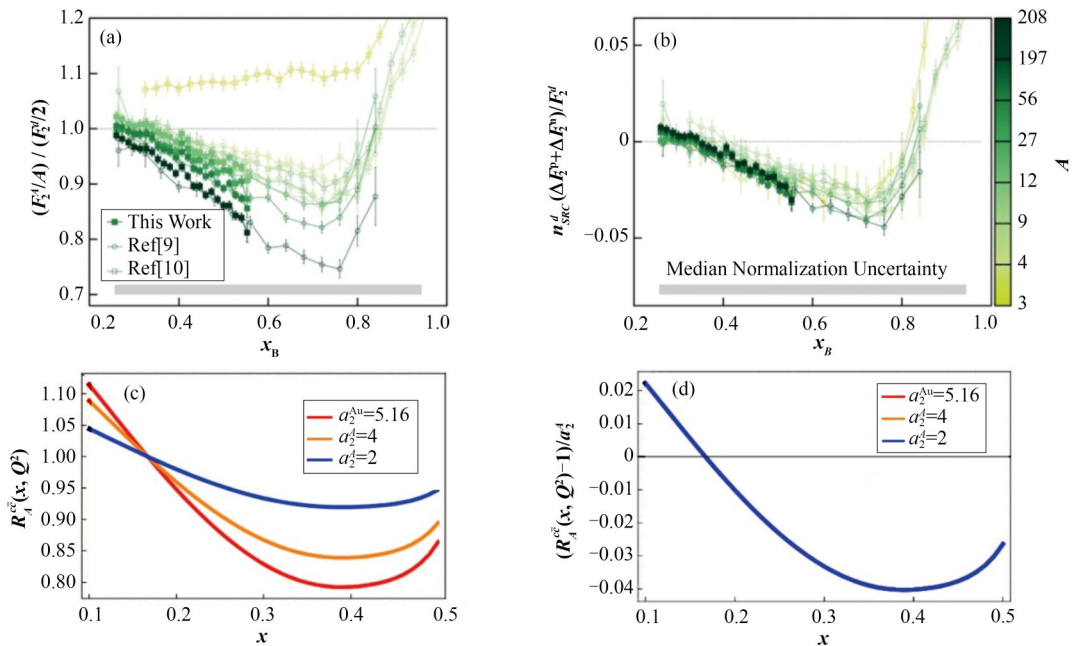


图 17 (a, b) 展示 EMC/SRC 普适性在原子核结构函数测量中的发现^[79], (c, d) EicC 上测量粲夸克结构函数在原子核散射中的 EMC 效应的普适性^[86], (c) 核效应比值 $R_A^{c\bar{c}}(x, Q^2)$ 定义为核结构函数除以质子的结构函数 Eq.6; (d) 普适性函数 $[R_A^{c\bar{c}} - 1]/a_2^A$ 对不同原子核变成一条曲线: $a_2^Au = 5.16$, $a_2^A = 4$ 和 $a_2^A = 2$

Fig.17 The universality of EMC/SRC as discovered in the measurements of nuclear structure function (a, b), the universality of EMC effects in the Charm structure function measurements at future EicC (c, d)^[86]

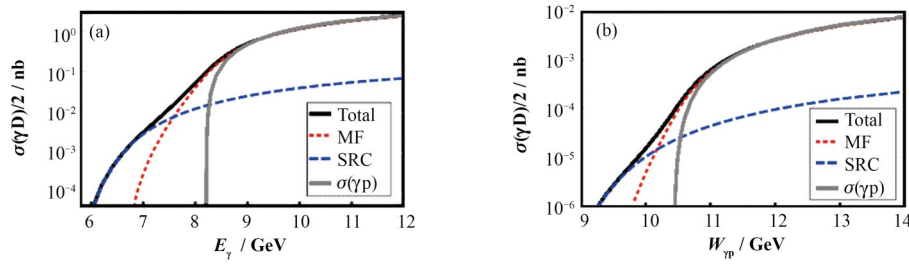


图 18 光子原子核(氘核)碰撞中阈值和亚阈值附近产生重夸克偶素截面

(a) 杰弗逊实验室 J/ψ 产生的预言, (b) EicC 上 Y 产生的预言

Fig.18 The cross section for threshold and sub-threshold heavy quarkonium production in photon-nucleus (deuteron) collisions
 (a) The prediction for J/ψ production at JLab and Y production at EicC, (b) The contribution from nuclear mean field (MF) represents for the case that the nucleon momentum inside nucleus is smaller than the energy for mean field

$$\frac{\tilde{\sigma}_{\gamma A \rightarrow J/\psi}}{\sigma_{\gamma d \rightarrow J/\psi}} \Big|_{E_\gamma \sim 7 \text{ GeV}} = \frac{\tilde{\sigma}_{\gamma A \rightarrow Y}}{\sigma_{\gamma d \rightarrow Y}} \Big|_{W_p \sim 9.5 \text{ GeV}} = \frac{n_{src}^A}{n_{src}^d} = \frac{F_2^A(x_B)}{F_2^d(x_B)} \Big|_{1.5 < x_B < 2.0} \quad (7)$$

式中:最右边的比值可通过测量夸克分布函数得到。对这一比值, JLab 已经得到较精确的结果。上述结论同样适用于 $D\bar{D}$ 和 $B\bar{B}$ 在它们的亚阈值区域的产生。所以,利用 EicC 可以对在亚阈值区域重夸克以及重夸克偶素的产生开展研究,检验 SRC 普适性。

2.3.3 原子核介质中的部分子能量损失与强子化

通过电子-离子碰撞实验对核介质效应作精确测量和唯象研究是分析核环境中部分子能量损失和强子化机制的基本手段。在核环境中,硬散射过程产生的高能量部分子与核介质发生多重强相互作用,导致非平庸的核介质效应,如能量损失和平均横动量展宽现象等^[88-92]。这些核效应对核介质中的部分子密度等基本信息非常敏感,被认为是研究核介质基本性质和核环境中多重散射动力学的基本工具之一。这类现象已经在 HERMES 半单举电子-离子非弹性散射实验^[93]和 FNAL-E866 质子-原子核碰撞中的双轻子产生^[94]中被观测到,并被用来研究核环境中的部分子能量损失机制和提取冷核介质输运信息^[95-98]。然而,此类研究仍然存在较大的不确定度,主要来源于两方面:1)实验数据的运动学覆盖区间有限;2)基于理论模型的假设-部分子在核介质外部(真空)碎裂。为了提高对核介质基本性质的提取精度,我们亟需 EicC 实验填补当前实验数据的运动学空白窗口,以及应用实验数据检验我们所应用的基本理论假设的适用范围,即,精确研究核介质中的强子化机制。

强子化描述的是带色荷的夸克和胶子碎裂成末态强子的过程,由碎裂函数表示。强子化不仅对核介质基本性质的精确提取至关重要,它与 QCD 理论中的色禁闭性质也紧密相关。部分子在核介质环境中的强子化过程与在真空中类似,但其强子化动力

学特性会受到核介质影响^[99-100],最终导致末态观测到的强子谱与真空中的不一样。这类现象与部分子能量损失效应纠缠在一起,当前的实验对于核修正因子的测量无法区分这两类现象。EicC 实验具有更高的对撞能量以及亮度,可实现在较广的运动学区间上对多种末态粒子($\pi^\pm$ 、 $K^\pm$ 、 p 、 π^0 、 η 等)进行鉴别。利用这些优势,我们可以将 R_M^h 和 $\Delta\langle p_T^2 \rangle$ 的测量结果扩展到更广的虚光子入射能量 ν 和虚度 Q^2 的范围上,实现对强子化过程和部分子能量损失效应的明确区分。

如图 19(a)所示,在 EicC 条件下 3.5 GeV 能量的电子束流与每电荷 20 GeV 的重离子束流(对铅核束流约 $8 \text{ GeV} \cdot \text{u}^{-1}$)进行对撞时, ePb 碰撞中 π^+ 、 K^+ 、 p 粒子的 R_M^h 随着交换虚光子能量 ν 的变化关系。在多维运动学变量限制的条件下,部分子能量损失模型与强子重散射模型给出的预言将被实验数据更好地甄别。我们在这里比较了基于高扭度能量损失框架(High-Twist Eloss)的计算结果和通过 Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck 方程构建的强子输运模型(Giessen Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck, GiBUU)的模拟结果。在图示的运动学区间中,可以看出 π^+ 在不同模型下的计算结果非常类似。 K^+ 的 R_M^h 随 ν 的变化在高扭度计算中体现出逐渐增大的行为,而在 GiBUU 模型中则会呈现出在 ν 比较小的区域有一段下降的变化。EicC 实验中多维运动学限制条件下的精确测量可以对强子化图像和能量损失效应作出有效的甄别。图 19(a)中误差棒对应于在积分亮度为 50 fb^{-1} 下的统计误差,事件判选条件为 $0.1 < y < 0.85$, $W^2 > 4 \text{ GeV}^2$, $Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$ 。

横动量展宽效应在高能重离子碰撞已被广泛研究,被认为是研究核环境中部分子多重散射动力学和核介质基本输运性质的敏感观测量。在精确研究了核介质中的强子化机制后,横动量展宽效应是 EicC 实验中研究原子核介质基本输运性质的一个重要物理量。基于部分子在真空中强子化的基本假

设,图 19(b)给出 EicC 能区 ePb 碰撞中轻强子(红色曲线)和 J/ψ (蓝色曲线)的横动量相对应 ep 碰撞的展宽效应。EicC 实验中对轻强子横动量展宽效应的测量可以给出夸克喷注的输运系数,对重味夸克偶数的测量将给出胶子喷注的输运系数的精确研究,胶子喷注输运系数的实验研究目前近乎空白,是亟需解决的问题之一,EicC 实验有望在这一方面实现突破。

2.4 强子和奇特强子态

夸克势模型是描述强子谱的唯象模型,在历史上取得了很大成功。在此模型中,介子由一对正反夸克组成,重子由三个夸克组成,而超出此图象的强子则被称为奇特强子态。2003 年来,世界上众多高能物理实验如我国的 BESIII、日本的 Belle、美国的 BaBar 和 CLEO 以及欧洲的 LHCb 等发现了大量新的强子态,它们大部分是在重夸克的能区被发现的(位于粲夸克偶素能区的被称为 XYZ 粒子)。其性质与夸克势模型预期不符,对它们结构的理解是低能强相互作用研究的一个难点,也是当前研究的热点^[101-117]。这些新强子态包括粲介子 D_{s1}^* (2317) 和 D_{s1} (2460)、类粲夸克偶素粒子 X (3872) 和 Y (4260) 等;其中, BESIII 发现的带电结构 Z_c^+ (3900) 和 Z_c^+ (4020)、Belle 发现的 Z_b^+ (10610) 和 Z_b^+ (10650)、以及 LHCb 上发现的 P_c (4312)、 P_c (4440) 和 P_c (4457),明显超出了普通强子的范畴,是含有一对正反重夸克的多夸克奇特态候选者。可以说,实验上的这些发现掀开了强子谱研究的新篇章,它们的奇特性质促使唯象上提出了多种模型,试图用多夸克态、强子分子态、混杂态、不同组分之间的混合态等图像来解释这些实验发现。不论何种模型或物理机制,都会预言一系列的按照味道对称性以及自旋

对称性分类的态。此外,人们也注意到了两粒子的阈值效应或者三体末态的特殊运动学奇点(即三角奇点)对理解某些结构的重要性^[107,117]。目前,需要更多的实验观测,并结合理论分析以得到一个完整地、清晰地理解这些新的强子态并对它们按照其物理性质进行分类的物理图像,以期对理解 QCD 的非微扰相互作用和夸克禁闭的机制提供更多信息。

迄今为止,做出相关发现的物理过程主要包括以下几类(参见表 3,完整的 XYZ 列表及它们的相关信息,参见最新版的粒子物理综述^[114]):

1) $b \rightarrow c \bar{c} s$ 弱衰变:主要实验是 B 介子工厂 Belle, BaBar 以及大型强子对撞机上的 LHCb。主要过程是:1) B 介子的三体衰变,末态可为 K 介子、一对正反粲介子或者一个粲夸克偶素和轻介子;通过此类过程能够产生的 XYZ 态的最大质量为 B 和 K 介子的质量差,即约 4.8 GeV,目前实验上报道的最重的类粲偶素为 LHCb 观测到的 X (4700)。2) Λ_b 的三体衰变,如 LHCb 发现 P_c 的 $\Lambda_b \rightarrow K J/\psi p$,利用 LHC 第二轮运行的全部实验数据,目前观测到五夸克态候选者: P_c (4312)、 P_c (4440) 和 P_c (4457);通过此类过程能够产生的 P_c 态的最大质量为 Λ_b 和 K 介子的质量差,即约 5.1 GeV。此外,此类过程的初态粒子 (B 和 Λ_b) 的质量是固定的。

2) e^+e^- 对撞:主要实验为 BESIII、CLEO-c 以及 Belle 和 BaBar,过程为直接产生或者通过初态辐射机制以及双光子过程产生类粲偶素、通过 Υ (5S, 6S) 衰变产生类底偶素。矢量量子数的 Υ 共振态可以通过虚光子直接产生,目前, BESIII 的 e^+e^- 质心系能量限制其能研究的质量范围最高为约 4.6 GeV,而初态辐射过程的截面则会小两个量级。其它量子数的共振态则只能通过矢量共振态的衰变或双光子过程产生,它们的产生几率会小很多。

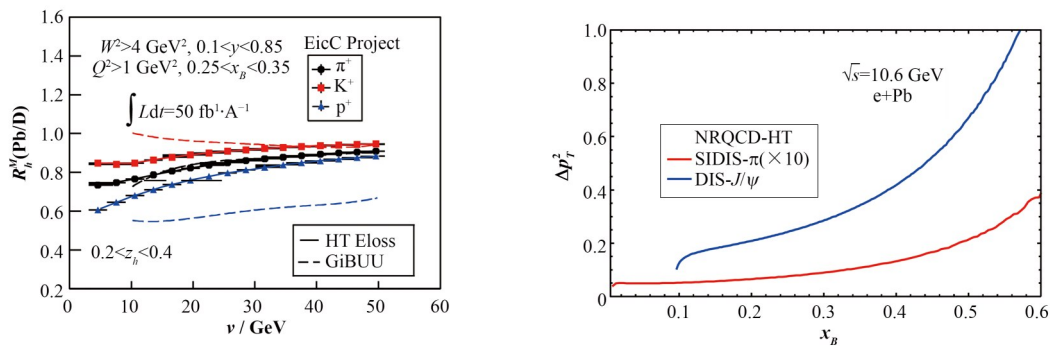


图 19 (a) 在 EicC 能区,即 3.5 GeV 的电子束流与每电荷 20 GeV 的重原子核束流, π^+ 、 K^+ 和 p 三种粒子在电子重核碰撞中的产额相对于电子质子碰撞中的产额比值随着虚光子能量 v 的变化, (b) EicC 能区 ePb 碰撞中轻强子和 J/ψ 的横动量相对应 ep 碰撞的展宽效应

Fig.19 (a) The cross section ratios for π^+ , K^+ and p between electron-ion and electron-proton collisions at EicC energy region, i.e., 3.5 GeV electron beam and 20 GeV per charge for heavy ion beam, as a function of virtual photon energy v , (b) the transverse momentum broadening for π and J/ψ at future EicC

3) 强子对撞的半单举过程：包括费米实验室的CDF和D0以及LHC上的CMS、ATLAS和LHCb。此类实验背景很大，可有效探测的末态有限。

可以看到，以上实验有其局限性，即使在粲夸克的能区，所观测到的结构仍然不足以构建一个完整的物理图像。可以预期在包含底夸克的系统中会出现类似的现象。然而，到目前为止，观测到的包含底夸克的强子共振态远少于包含粲夸克的类似态。以重夸克偶素为例，图20是观测到的粲夸克偶素(a)以及底夸克偶素(b)与Godfrey-Isgur夸克模型^[118]预言的质量谱的比较。可以看到，所有的类粲偶素XYZ结构的质量至少在 $D^{(*)}\bar{D}^{(*)}$ 的阈值附近，而已观测到的相应的在 $B^{(*)}\bar{B}^{(*)}$ 阈值附近或以上的类底偶素则寥寥无几。可预期一定会存在大量的结构等待实验去发现。同时，一对正反重介子阈上的高激发态包含了关于重夸克之间的长程相互作用(包括夸克禁闭势)的重要信息。因此，在底偶素的质量区间寻找更多的激发态有重要意义，而这正是EicC能覆盖的能区。

EicC实验可重点关注的重味强子谱的问题有：

1) (类)粲偶素：通过光生过程遍举产生 $J/\psi p$ 的截面在 γp 质心能量位于10~20 GeV之间(EicC能

区内)为 $\mathcal{O}(10\text{ nb})$ ，双举产生 $c\bar{c}X$ 的截面则是其大约50倍，见图21左图。 e^-p 的截面大约比光生截面小两个数量级。EicC可以产生的 J/ψ 数目为 $\mathcal{O}(5 \times 10^6)$ ，并由于激发态粲介子和粲重子都会衰变到基态，将可产生比 J/ψ 更多的粲介子 D 和粲重子 Λ_c 。因此，可以在EicC上研究含有隐粲的XYZ态，特别是可以通过一对正反粲介子的末态来寻找粲介子阈上的类粲偶素，包括目前BESIII、JLab和通过 B 衰变无法产生的高激发态。作为标定，可研究 $X(3872)$ 与带电类粲偶素 $Z_c(3900)^+$ 在EicC上的产生。

2) 包含隐粲的五夸克态：既然在粲偶素区间存在大量的类粲偶素XYZ介子激发态，那么类似地，也应该存在大量包含一对正反粲夸克的重子共振态，即含有隐粲的五夸克态 P_c 。目前，只有LHCb实验发现了三个明确的 P_c 结构： $P_c(4312)$ 、 $P_c(4440)$ 和 $P_c(4457)$ 。实际上，在LHCb发现之前，就有一些模型在此质量区间预言了含有隐粲的粲重子-粲介子强子分子态的存在^[119-125]。可以预期，还有众多类似结构等待发现，对它们的寻找将对高激发态强子谱的理解提供重要的实验输入。在EicC上，可以通过一个粲重子和一个粲介子的末态(如 $\bar{D}^{(*)}\Lambda_c$)来寻找含有隐粲的五夸克态。如果LHCb实验发现的 P_c 结

表3 粲夸克偶素质量区间的XYZ态及其产生过程和衰变道
Table 3 The XYZ states in the charmonium region and their production processes and decay channels

XYZ	产生过程 Production	衰变道 Decay channels
$X(3872)$	$B \rightarrow KX/K\pi X, e^+e^- \rightarrow \gamma X,$ $pp/p\bar{p}$ 单举(Inclusive)	$\pi^+\pi^- J/\psi, \omega J/\psi, D^{*0}\bar{D}^0, \gamma J/\psi, \gamma\psi(2S)$
$X(3915)$	$B \rightarrow KX, \gamma\gamma \rightarrow X$	$\omega J/\psi$
$X(4140)$	$B \rightarrow KX, p\bar{p}$ 单举(Inclusive)	$\phi J/\psi$
$X(4274)$	$B \rightarrow KX$	$\phi J/\psi$
$X(4500)$	$B \rightarrow KX$	$\phi J/\psi$
$X(4700)$	$B \rightarrow KX$	$\phi J/\psi$
$X(3940)$	$e^+e^- \rightarrow J/\psi + X$	$D\bar{D}^*$
$X(4160)$	$e^+e^- \rightarrow J/\psi + X$	$D^*\bar{D}^*$
$X(4350)$	$\gamma\gamma \rightarrow X$	$\phi J/\psi$
$Y(4008)$	$e^+e^- \rightarrow Y$	$\pi\pi J/\psi$
$Y(4260)$	$e^+e^- \rightarrow Y$	$\pi\pi J/\psi, D\bar{D}^*, \pi, \chi_{c0}\omega, h_c\pi\pi$
$Y(4360)$	$e^+e^- \rightarrow Y$	$\pi\pi\psi(2S)$
$Y(4660)$	$e^+e^- \rightarrow Y$	$\pi\pi\psi(2S), \Lambda_c\bar{\Lambda}_c$
$Z_c(3900)$	$e^+e^- \rightarrow \pi Z_c, b$ 强子单举衰变 (Inclusive decay)	$\pi J/\psi, D\bar{D}^*$
$Z_c(4020)$	$e^+e^- \rightarrow \pi Z_c$	$\pi h_c, D^*\bar{D}^*$
$Z_1(4050)$	$B \rightarrow KZ_c$	$\pi^\pm \chi_{c1}$
$Z_2(4250)$	$B \rightarrow KZ_c$	$\pi^\pm \chi_{c1}$
$Z_c(4200)$	$B \rightarrow KZ_c$	$\pi^\pm J/\psi$
$Z_c(4430)$	$B \rightarrow KZ_c$	$\pi^\pm J/\psi, \pi^\pm\psi(2S)$

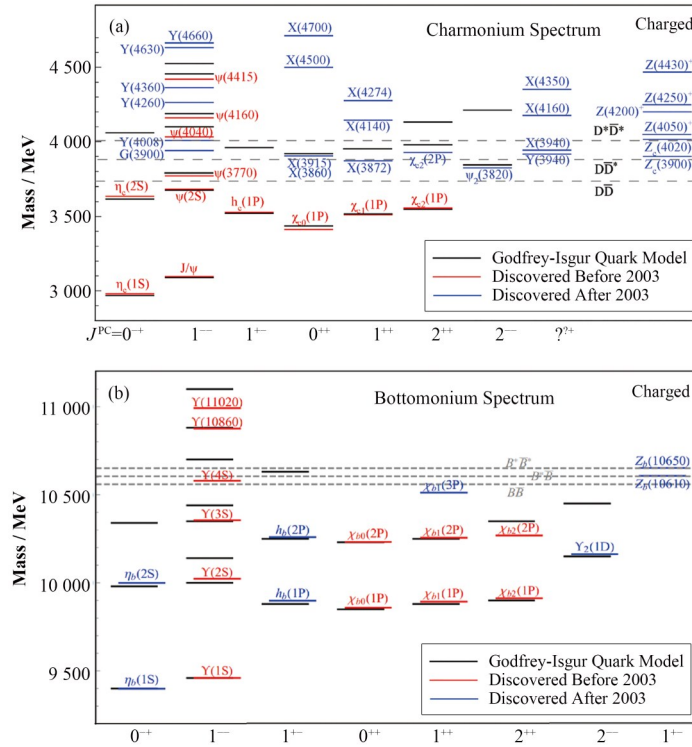


图20 (a) 观测到的(类)粲偶素与Godfrey-Isgur夸克模型预言的比较,(b) 底夸克偶素与Godfrey-Isgur夸克模型预言的比较
Fig.20 The observed charmonium(-like) states in comparison with the prediction of Godfrey-Isgur quark model (a), the observed Bottomonium(-like) states in comparison with the prediction of Godfrey-Isgur quark model (b)

构如大部分相关理论文章^[126-133]主张的那样是由一个 Σ_c^* 粲重子和一个 $\bar{D}^*$ 反粲介子组成的强子分子态,那么它们可通过交换轻介子(如 π 介子)衰变到阈值更低的 $\bar{D}^* \Lambda_c$;可以预期,这样的衰变几率要比

通过交换重味介子从而衰变到LHCb观测到的末态 $J/\psi p$ 大得多^[134]。在EicC上,可以考虑产生 $\bar{D}^* \Lambda_c$ 或 $\bar{D}^* \Sigma_c$ 以及其它伴随产生轻强子的过程,通过探测 $\bar{D}^* \Lambda_c$ 或 $\bar{D}^* \Sigma_c$ 的能谱来寻找 P_c 态。

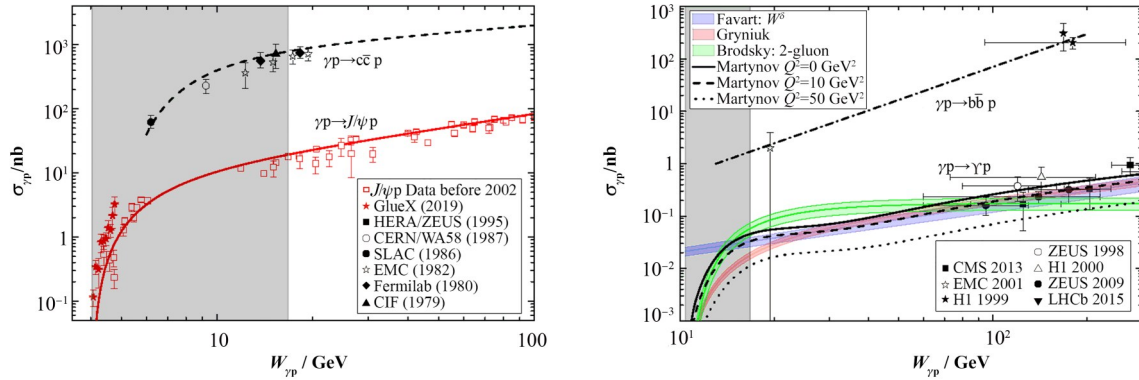


图21 $\gamma p \rightarrow J/\psi p$ 和 $\gamma p \rightarrow c\bar{c}p$ (a)、 $\gamma p \rightarrow Yp$ 和 $\gamma p \rightarrow b\bar{b}p$ (b) 的截面随质心系能量的变化^[135]
Fig.21 The cross sections of $\gamma p \rightarrow J/\psi p$ and $\gamma p \rightarrow c\bar{c}p$ (a) and $\gamma p \rightarrow Yp$ and $\gamma p \rightarrow b\bar{b}p$ (b) as a function of center of mass (c.m.) energy

3) 包含底夸克的强子: 图21^[135]中灰色区域为EicC能区覆盖范围,右图中实验数据取自LHCb(实心倒三角^[136]),ZEUS(空心圆^[137],实心圆^[138]),H1(空心三角^[139]),CMS(实心方块^[140]),所采用的模型包括DVMP的经验公式(Favart)^[141],Brodsky等^[142]的2-gluon交换模型,Gryniuk等^[143]的参数化公式,Martynov等^[143-144]的soft dipole pomeron模型

($Q^2 = 0 \text{ GeV}^2, 10 \text{ GeV}^2, 50 \text{ GeV}^2$)。从图21中可看到, γp 的光生截面在质心能量在15~20 GeV之间为 $\mathcal{O}(10^{-2} \text{ nb})$,相应的 $ep \rightarrow e\gamma p$ 的截面则为 $\mathcal{O}(0.1 \text{ pb})$,考虑 50 fb^{-1} 的积分亮度,则可以产生的 γ 数目约为 $\mathcal{O}(10^4)$ 。而双举过程产生 $b\bar{b}X$ 的截面则比 $ep \rightarrow e\gamma p$ 高两个量级,这意味着EicC上可产生大量

的含底夸克的介子和重子,它们最终的强衰变产物中包含基态底介子 B 和重子 Λ_b 。如果对这些弱衰变的粒子可以有较高的探测效率,则EicC也可以用来研究含底夸克的强子激发态。并可通过与上面所讨论 P_c 类似的过程寻找正反底介子阈上的类底偶素态以及含有一对正反底夸克的五夸克态 P_b 。

与通过现有的正负电子对撞以及 B/Λ_b 衰变来研究类重夸克偶素和五夸克态相比,EicC的一大特色在于其涉及到的过程的运动学不同,可以避免三角奇点带来的信号解释上的歧义。三角奇点是一种运动学效应,可以在不变质量谱中产生类似于共振峰的结构(参见最近的综述^[117])。在含有重夸克的强子奇特态的候选者中,通过构造包含三角奇点的振幅,可以不引入共振态定性地给出与实验上观测到的 $P_c(4450)^{+[-145-146]}$ 、 $Z_c(3900)^{+[-147]}$ 以及 $Z_c(4200, 4430)^{+[-148]}$ 和 $Z_c(4050, 4250)^{+[-149]}$ 的共振峰相似的不变量谱结构。这意味着我们需要区分运动学效应与共振态才能确认观测到的结构确实是奇特强子态而不仅仅是三角奇点造成的运动学效应。三角奇点最重要的特点是其位置对于反应过程涉及到的运动学变量(包括质量、能量)极其敏感。上述举例的几个结构都是在 B 或 Λ_b 衰变或者 e^+e^- 对撞中产生的。EicC上的光生过程则具有完全不同的运动学区域,并且可以通过改变能量和 Q^2 来研究信号对运动学变量的依赖。此外,与非极化的实验相比,极化束流使得EicC可以更好地测量共振态的自旋、宇称等量子数。与强子对撞机相比,EicC的背景较低。而且,EicC的能量覆盖了全区间的类粲偶素和类底偶素,五夸克态 P_c 和 P_b ,以及重味重子的激发态。

综上所述,EicC不但可以利用电生过程产生奇特强子态,其极化束流也能用来确定它们的自旋、宇称等量子数。所以,对于奇特介子态和奇特重子态等研究将是EicC的重要物理目标之一。为此,我们模拟研究了 $ep \rightarrow eX(3872)p$ 和 $ep \rightarrow eZ_c^+(3900)n$ 和 $ep \rightarrow eP_c \rightarrow eJ/\psi p$ 、 $ep \rightarrow eP_b \rightarrow e\Upsilon p$ 等典型过程。

鉴于五夸克态候选者 P_c 的发现,根据重夸克自

旋和味道对称性,很多理论模型都预言相应的隐底五夸克态候选者 P_b 的存在^[125,150-158]。在EicC上利用电产生过程寻找 P_b ,或者确定它们电产生截面的上限,对于研究五夸克态的内部结构和量子色动力学的非微扰性质都有决定性的作用。几乎所有模型都预言了一个质量在11.12 GeV附近、能衰变到 Υp 的 P_b ,其宽度在几十MeV至300 MeV之间。基于这些研究,我们模拟了两种 P_b 在EicC上的电产生,宽度分别为30 MeV($P_b(\text{narrow})$)和300 MeV($P_b(\text{wide})$)。另外,我们也模拟了 $P_c(4312)$ 、 $P_c(4440)$ 和 $P_c(4457)$ 的产生,其宽度分别取为LHCb实验测量的中心值。其费曼图如图22(b)所示,图中棕色区域代表 s 道的 P_c 或 P_b , V 代表 J/ψ 或 Υ ,非共振的背景主要是如§2.5.1所讨论的Pomeron的贡献。该过程可以分解为电子发射一个虚光子,虚光子击中质子后产生 P_c/P_b 的光生过程,它的反应截面是EicC上模拟产生的输入。GlueX实验组确定了 $\gamma p \rightarrow P_c \rightarrow J/\psi p$ 的截面上限,我们用其作为输入确定了EicC上产生数量的上限值。对LHCb实验数据的分析表明, $P_c \rightarrow J/\psi p$ 分支比的下限应该在0.5%左右^[159], $P_b \rightarrow \Upsilon p$ 的分支比也采用这个范围,利用矢量介子为主模型(VMD)可以估计EicC上产生数量的下限值。考虑到探测效率之后,我们发现EicC上这些奇特强子态将会有可观的探测数量,如表4所示,已经考虑了 J/ψ 和 Υ 衰变到轻子对的分支比,第三列探测效率为预估的探测器对所有末态粒子的重建效率。另外,半单举过程产生的事例数会更多。图23给出了 P_b/P_c 的质量谱、横动量、赝快度和快度的分布。可以看到,它们具有明显的 s 道共振态产生的特点。 P_b/P_c 的横向动量很小,快度和赝快度都集中在很小的范围,明显区别于非共振的Pomeron的分布,有利于实验上区分两者。如图21所示,显粲反应道如 $\bar{D}^{(*)}\Lambda_c$ 比 $J/\psi p$ 具有更大的产生截面,显底反应道如 $\bar{B}^{(*)}\Lambda_b$ 等也比 Υp 具有更大的截面。虽然这些末态粒子都只能弱衰变而重建效率更低,综合考虑我们乐观地预计EicC也能用来研究 $ep \rightarrow e\bar{B}^{(*)}\Lambda_b$ 和 $e\bar{D}^{(*)}\Lambda_c$ 等反应道。

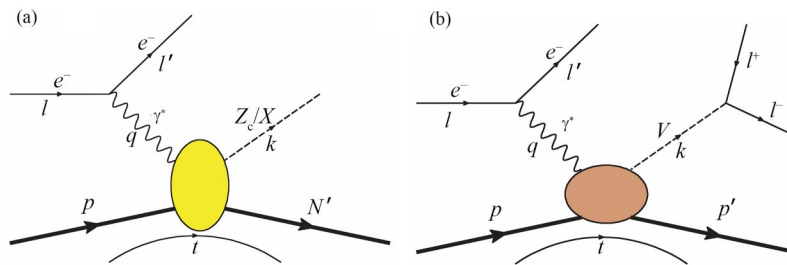


图22 (a) $ep \rightarrow eX(3872)p$ 和 $ep \rightarrow eZ_c^+(3900)n$ 过程的示意图,(b) $ep \rightarrow ep\Upsilon \rightarrow epl^+l^-$ 反应过程
Fig.22 (a) The diagrams of $ep \rightarrow eX(3872)p$ and $ep \rightarrow eZ_c^+(3900)n$ process, (b) The $ep \rightarrow ep\Upsilon \rightarrow epl^+l^-$ process

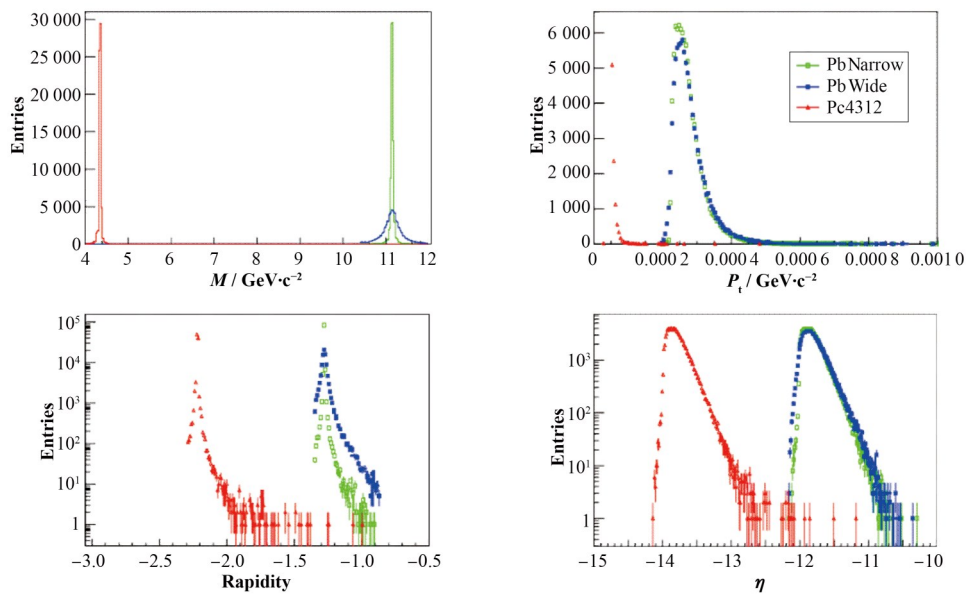
表 4 在 50 fb^{-1} 积分亮度下 EicC 上奇特强子态产生与探测预估Table 4 The expected production and detection of exotic states at EicC under 50 fb^{-1} integrated luminosity

奇特强子态 Exotic states	产生、探测过程 Production, decay processes	探测效率 Detection efficiency	预期探测数量 Expected events
$P_c(4312)$	$ep \rightarrow eP_c(4312)$ $P_c(4312) \rightarrow pJ/\psi$ $J/\psi \rightarrow l^+l^-$	$\sim 30\%$	15~1 450
$P_c(4440)$	$ep \rightarrow eP_c(4440)$ $P_c(4440) \rightarrow pJ/\psi$ $J/\psi \rightarrow l^+l^-$	$\sim 30\%$	20~2 200
$P_c(4457)$	$ep \rightarrow eP_c(4457)$ $P_c(4457) \rightarrow pJ/\psi$ $J/\psi \rightarrow l^+l^-$	$\sim 30\%$	10~650
$P_b(\text{narrow})$	$ep \rightarrow eP_b(\text{narrow})$ $P_b(\text{narrow}) \rightarrow p\Upsilon$ $\Upsilon \rightarrow l^+l^-$	$\sim 30\%$	0~20
$P_b(\text{wide})$	$ep \rightarrow eP_b(\text{wide})$ $P_b(\text{wide}) \rightarrow p\Upsilon$ $\Upsilon \rightarrow l^+l^-$	$\sim 30\%$	0~200
$X(3872)$	$ep \rightarrow eX(3872)p$ $X(3872) \rightarrow \pi^+\pi^-J/\psi$ $J/\psi \rightarrow l^+l^-$	$\sim 50\%$	0~90
$Z_c^+(3900)$	$ep \rightarrow eZ_c^+(3900)n$ $Z_c^+(3900) \rightarrow \pi^+J/\psi$ $J/\psi \rightarrow l^+l^-$	$\sim 60\%$	90~9 300

$X(3872)$ 的质量为 $(3\,971.69 \pm 0.17) \text{ MeV}$, 宽度小于 1.2 MeV , 同位旋为 0, LHCb 实验确认其量子数为 $J^{PC}=1^{++}$ [160]。该粒子是第一个在粲偶素能区发现的奇特介子的候选者[161]。 $Z_c(3900)$ 的质量为

$(3\,887.2 \pm 2.3) \text{ MeV}$, 宽度 $(28.2 \pm 2.6) \text{ MeV}$ 。该粒子首先由 BESIII 和 Belle 实验组在 $J/\psi\pi^+$ 的不变质量谱中发现[162–163], 并被其它实验组证实。BESIII 实验组确定其自旋宇称为 1^+ , 同位旋为 1 [164–165]。 $Z_c(3900)$ 是带电粒子且衰变产物含有粲偶素, 其夸克组成应该是 $u\bar{d}c\bar{c}$, 是一个潜在的四夸克态候选者。图 22(a) 为 $ep \rightarrow eX(3872)p$ 过程的费曼图, 图中黄色区域代表 t 道交换。该过程可以分解为电子发射一个虚光子, 虚光子击中质子后产生 $X(3872)/Z_c(3900)$ 和一个核子的光生过程, 它的反应截面是 EicC 上模拟产生的输入。 $\gamma p \rightarrow X(3872)p$ 可以通过 t 道交换一个矢量介子(ρ, ω 和 J/ψ 等)产生, $\gamma p \rightarrow Z_c^+(3900)n$ 可以通过 t 道交换一个 Regge[166] 或者带电介子(π^+, a_0^+ 等)[167] 产生。在质心系能量 $W_{\gamma p}=13.7 \text{ GeV}$ 附近(这非常靠近 EicC 能量区间), COMPASS 实验组确定了它们的截面上限, 将它们参数化以后作为输入, 利用 eSTARlight 产生子得到的 EicC 上的产额见表 4。其中下限值是我们参考 P_c/P_b 的上下限值(相差约两个数量级)来估计的。虽然 $X(3872)$ 的探测数量偏低, 但是 COMPASS 实验组的数据表明, 其它产生道例如 $ep \rightarrow eX(3872)\pi p$ 会有更高的产率。

我们预计能探测到可观数量的 $Z_c^+(3900)$ 事例。图 24 为该过程产生的 $Z_c^+(3900)$ 的分布, (a) 为其质量谱, (b) 为横动量, (c) 为赝快度, (d) 为快度。其中红色(十字)直方图为 $0 < Q^2 < 1 \text{ GeV}^2$ 区间的贡献, 蓝色(星形)直方图为 $1 < Q^2 < 5 \text{ GeV}^2$ 区间的贡献, 黑色(圆形)直方图为总贡献。可见绝大部分事例数都在 $0 < Q^2 < 1 \text{ GeV}^2$ 区间。

图 23 P_c 和 P_b 的质量分布以及横动量、赝快度、快度分布Fig.23 The mass spectrum of P_c and P_b and their distribution of transverse momentum, pseudo-rapidity and rapidity

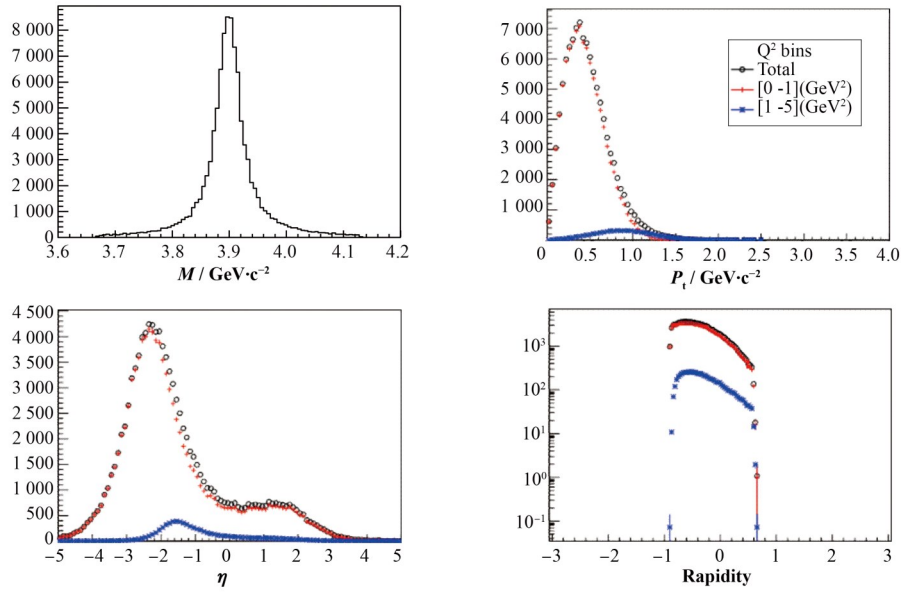


图24 $Z_c(3900)$ 的质量分布以及横动量、赝快度、快度在不同 Q^2 区间下的分布
Fig.24 The mass spectrum of $Z_c(3900)$ and its distribution of transverse momentum, pseudo-rapidity and rapidity in different Q^2 range

从我们的模拟结果可以看到，EicC 上产生的奇特强子态靠近中心快度区，能为研究已发现奇特强子态的本质、寻找新的奇特强子态提供一个很好的平台，将为最终理解强相互作用和量子色动力学提供契机。

2.5 其他重要探索研究

EicC 上的实验研究还将对如下的重要物理问题给出答案或重要线索，例如，质子质量起源，核子内禀重夸克以及 π 介子的非极化结构函数等，同时将对重要的非微扰理论研究方法—格点量子色动力学以及 DSE 给出的理论预言做出检验。

2.5.1 质子质量

宇宙中的可见物质的质量主要由质子和中子提供，而质子和中子由夸克和胶子构成。确定质子的质量是如何来源于小质量的夸克和零质量的胶子及其相互作用，是人类通过核物理与粒子物理来理解宇宙中的可见物质的重要途径。希格斯机制提供了对夸克和其他基本费米粒子质量的解释，但是夸克质量之和并不直接对应质子质量。基于 QCD 能动张量 (EMT) 的迹的求和规则^[168]，质子质量可以分解为夸克质量贡献 H_m 和迹反常贡献 H_a ， $M_N = H_m + H_a$ ， H_m 和 H_a 的定义是：

$$H_m = \langle N | m \bar{\psi} \psi | N \rangle, \quad (8)$$

$$H_a = \langle N | (\gamma_m m \bar{\psi} \psi + \beta(g)(E^2 - B^2)) | N \rangle$$

其中： $\langle N | N \rangle = 1$ 。 m 是 QCD 轻夸克质量，大小为几个 MeV。同时，基于 EMT 的能量分量的求和规

则^[169]，质子在静止系的能量可以进一步分解为夸克动能 H_q 、胶子动能 H_g 、夸克质量 H_m 和迹反常 H_a 四部分贡献：

$$M_N = H_q + H_g + H_m + H_a/4, \quad (9)$$

$$H_q = \langle N | \psi^\dagger (-iD \cdot \alpha) \psi | N \rangle,$$

$$H_g = \langle N | \frac{1}{2} (E^2 + B^2) | N \rangle \quad (10)$$

只有约 9% 的质子质量来自于三种轻夸克 (上/下/奇异) 的质量^[170-172]，其他 91% 可以认为全部来自于强相互作用引起的迹反常效应和在重夸克极限下与迹反常具有同样形式的重夸克质量贡献；可以基于能量分量的求和规则，也认为 91%/4=23% 来自于迹反常，而其余 68% 来自于三种轻夸克与胶子的动能^[169,173]；此外也可以将 EMT 分解为能量与压强^[174]。

无迹的 QCD EMT 在正规化紫外发散之后产生了不为零的迹。这是一个纯粹的量子效应，其形式对于不同的正规化只在次领头阶有差别。QCD 预言它在手征极限下 (夸克质量为零) 贡献了除赝标介子以外所有粒子的全部质量，而这个预言的数学证明是七大千禧年数学难题之一。格点 QCD 的最新进展，使严格计算迹反常的形状因子和它对强子质量的贡献成为可能；而是否能进行相关的实验测量与之相互验证，是最终检验 QCD 对迹反常预言的关键。

光子 (包括实光子和电子散射产生的虚光子) 和质子碰撞产生重夸克偶素的过程，是从实验上检验 QCD 迹反常预言的一个有效方法。以粲味夸克偶

素 J/ψ 介子的产生为例, $\gamma + N \rightarrow J/\psi + N$ 的截面在质心系能量 W 远离阈值时以散射振幅的虚部为主, 而在阈值附近振幅的实部正比于色电场的平方, 并对总截面有显著增强^[175-176]。GlueX 对 JLab Hall D 在该截面阈值附近数据的初步分析, 与上述理论预期符合^[177]。对于 $t = 0$ 的情形, QCD 能动量张量的求和规则认为色电场平方的核子矩阵元中约 80% 的部分与 QCD 迹反常在核子中的矩阵元成正比; 但是, 在 J/ψ 的产生阈值处 $t_{\min}$ 为 -2.23 GeV^2 。对于这样的情形, 如果 QCD 迹反常的形状因子对 t 的依赖与 QCD EMT 的无迹部分接近, 那么最终微分散射截面也将显著依赖于迹反常^[178]。格点 QCD 的数值计算, 将从理论方面检验上述论断, 确定色电场平方的核子矩阵元在阈值附近对迹反常的依赖。

和粲味夸克偶素 J/ψ 介子相比, 底味夸克偶素 Υ 介子拥有 3 倍的质量和阈值处 3.6 倍的 $t_{\min} = -8.09 \text{ GeV}^2$, 这使得基于重夸克有效理论的计算更加有效可靠, 并能得到完全不同的运动学区间。在实验方面, 美国 JLab 实验室在未来 10 年将会对粲味夸克偶素 J/ψ 介子在阈值附近的产生做出精确的测量。而对于底味夸克偶素 Υ 介子, 已有的实验数据如图 21 右图所示, 都在远离阈值的区间 $W > 90 \text{ GeV}$ 。EicC 的碰撞能量在底味夸克偶素 Υ 介子的阈值附近 $W < 20 \text{ GeV}$ (比美国 EIC-US 的碰撞能量更接近阈值), 由此我们将能首次测量其在阈

值附近的产生, 从而进一步促进我们对 QCD 迹反常机制及其对质子质量贡献的理解。

另外, 相对于 J/ψ 来说, 由于底夸克质量比粲夸克大得多, Υ 能区的夸克质量和跑动耦合常数的相对误差都小得多, 这对理论计算和实验数据分析都是非常有利的。所以 Υ 的产生过程是研究 QCD 迹反常及其对质子质量贡献的最佳反应道, 也是寻找隐底五夸克态 P_b 的重要背景反应道。我们计划在 EicC 上研究如图 22(b) 所示的 $ep \rightarrow ep\Upsilon \rightarrow epl^+l^-$ 过程, 这时橙色区域代表 t 道的 Pomeron, V 代表 Υ 。EicC 能量附近的事例数的分布如图 25 所示, 图 25 中质心系能量 $\sqrt{s} = 16.755 \text{ GeV}$ 即为 EicC 的最优质心系能量, 我们也给出了相近质心系能量 $\sqrt{s} = 15.0 \text{ GeV}$ 、 17.755 GeV 和 20.0 GeV 下的情况, 模型输入为图 21 中的 Martynov 模型^[144]。我们预计 EicC 上能产生约 1 000 余个事例数, 其中 80%~85% 的事例数集中在 $Q^2 < 1.0 \text{ GeV}^2$, 超过 90% 的事例数集中在 $Q^2 < 10 \text{ GeV}^2$ 。如果同时探测 $\Upsilon \rightarrow \mu^+\mu^-$ 和 e^+e^- 两个衰变道, 重建的事例数还能增加。末态都是带电粒子, 我们预计探测器的重建效率能达到约 30% 左右。 Υ 的重建、横向动量、快度和赝快度的分布如图 26 所示。

由此可见, EicC 很好的覆盖了 Υ 在阈值附近的产生, 有望首次测量到这个重要的截面, 对质子质量的研究和隐底五夸克态的寻找具有开创性的意义。

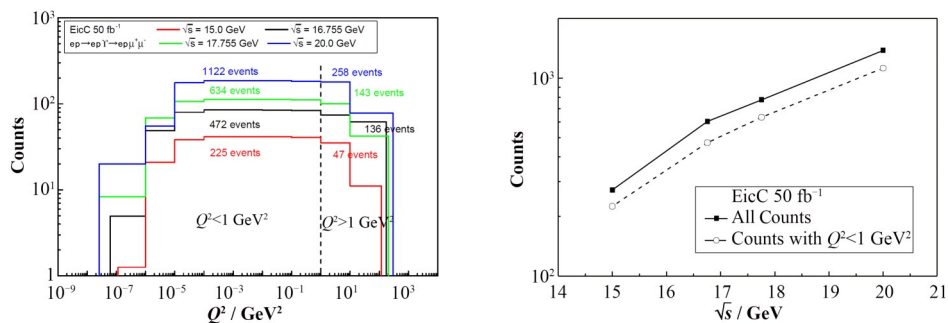


图 25 在积分亮度为 50 fb^{-1} 的情况下, EicC 上 $ep \rightarrow epr \rightarrow ep\mu^+\mu^-$ 产生事例的分布 (a) 事例数随光子虚度 Q^2 的分布, (b) 事例数随 ep 质心系能量 $\sqrt{s}$ 的变化

Fig.25 The counts distribution of $ep \rightarrow epr \rightarrow ep\mu^+\mu^-$ at EicC under 50 fb^{-1} integrated luminosity (a) The event counts distributions versus the photon virtuality Q^2 , (b) Those versus c.m. energies $\sqrt{s}$ of ep system

2.5.2 π 介子的非极化结构函数

π 介子是迄今发现的质量最轻的强子, 在粒子物理和核物理研究中具有独特的重要地位。如果忽略夸克质量, QCD 具有手征对称性。手征对称性的自发破缺产生无质量 Goldstone 玻色子。很小的轻夸克质量对手征对称性的明显破坏使 π 介子获得有限质量。 π 介子还是传递核子间强相互作用的媒介

粒子, 对理解原子核内的核力以及低能核子核子散射过程均有重要意义。因此, 理解 π 介子性质是十分重要的。

目前关于 π 介子和 K 介子的夸克分布函数或结构函数的实验数据很少, 而且都是几十年前的。EicC 将提供 π 介子和 K 介子的海夸克区域的结构函数测量。对 π 和 K 介子长寿命基态强子结构函数的

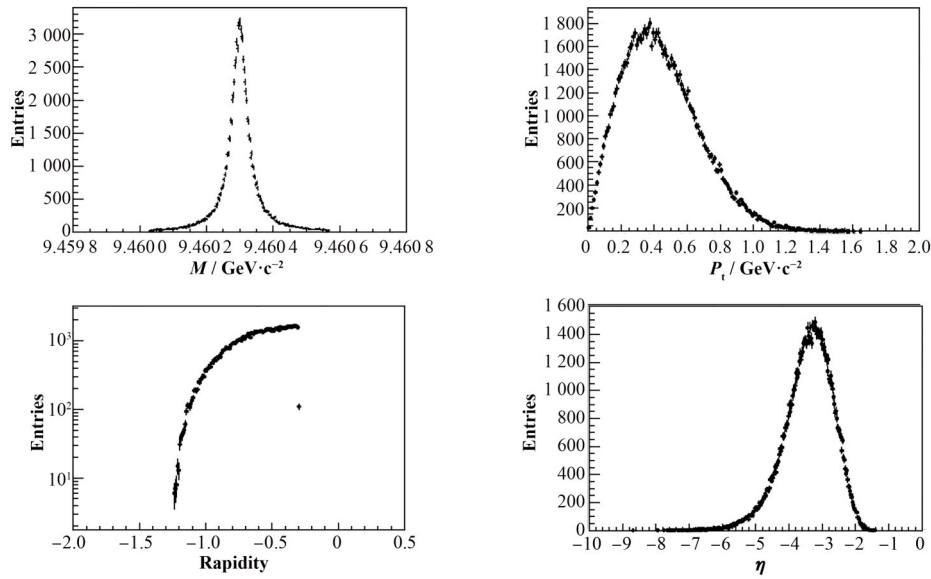


图26 EicC装置上 $ep \rightarrow epr \rightarrow ep\mu^+\mu^-$ 过程的末态 Υ 的重建、横向动量、快度和赝快度的分布
Fig.26 The reconstruction and distribution of transverse momentum, rapidity and pseudo-rapidity of final r -meson in $ep \rightarrow epr \rightarrow ep\mu^+\mu^-$ process at EicC

精确测量,包括SU(3)破缺对轻夸克结构函数在不同 x 的影响,可以让我们更全面地了解QCD的非微扰性质。该实验结果可以检验格点QCD理论的计算^[179]。同时, π 和 K 结构函数的数据与Dyson-Schwinger方程^[180-181]、光前(Light Front, LF)QCD^[182]、最大熵估计^[183]等模型结果的比较能加深我们对介子结构的认识。

由于 π 介子是不稳定粒子,精确测量 π 的结构函数并非易事。一种常用的测量方法是 π 介子束流打固定靶实验的Drell-Yan过程^[184];另一种方法则是在ep对撞机上测量领头核子散射过程^[185-186]。自20世纪70年代来,Drell-Yan实验初步揭示了 π 介子中价夸克的动量分布。缺点是测量到的 x 区域有限,误差较大。JLab 12 GeV升级后的一个重要物理目标之一就是拓宽该测量的 x 的区域。EicC运动学范围比JLab 12 GeV升级项目的更大,因此将会有更大的优势。

在EicC上,在一定的实验条件下,可以用标定领头中子的深度非弹性散射来研究核子外围虚 π 介子的夸克分布,即利用Sullivan过程 $ep \rightarrow enX$ ^[187](图27),在这些事例中,核子的 π 介子云可用于测量 π 介子的弹性电磁形状因子和部分子分布函数,中间过程的 π 介子不在质壳上,即 $\pi^*(P = k - k'), P^2 = -t$,其中 $t = -(k - k')^2$ 是Mandelstam变量。在这个过程中,质子被假设由一个中子核和核外(虚) π 介子云构成。如果电子直接撞在外围的虚 π 介子(π 介子极点)上,由于动量和能量守恒,在质心坐标系里,中子核有极大的概率往入射虚光子的相反方向反弹

(因此又被称为反弹中子)。该末态反弹中子的动量和入射质子的动量越接近(这时其快度值会比较大),越能保证 π 介子受到核的束缚越小,从而可以在一定程度上忽略中子核对 π 介子的影响。如果电子散射发生在质子上,那么末态中子会出现在中央快度区域。实验上可以通过测量中子的快度来筛选电子与虚 π 的散射过程。虚 π 的内部结构则可通过测量在不同角度和不同 Q^2 区间电子散射截面来探测。理论计算表明,当核子散射过程中的动量转移平方 $-t < 0.6 \text{ GeV}^2$ 时,虚 π 介子的部分子分布函数可以可靠地线性延拓至质量在壳的 π 介子^[188]。具体的方法是测量结构函数随 $v = (\vec{p}_\pi^2 - E_\pi^2 + m_\pi^2)/m_\pi^2$ 的依赖关系,并延拓到 $v = 0$ 处。类似地,测量 K 介子结构函数可采用标定领头 Λ 重子的深度非弹性散射过程。测量 π 和 K 介子的结构函数是一项技术上可行的而且很有价值的实验。模拟结果表明,EicC可实现 π 介子的结构函数测量,在 $x_\pi < 0.9, -t < 0.3 \text{ GeV}^2$ 的绝大部分区域其误差都非常小(见图28),图中显示了利用3.5 GeV电子束流和20 GeV质子束流对撞的深度非弹性散射过程对 π 介子结构函数在 $3.0 \text{ GeV}^2 < Q^2 \leq 5.0 \text{ GeV}^2$ 区间的测量误差的模拟结果,积分亮度为 50 fb^{-1} ,图28中的横坐标和纵坐标分别代表 x_π 和 t ,每个点的统计误差棒的大小由右边的坐标轴度量(以百分比为单位)。

2.5.3 核子内禀重夸克

由于量子涨落,核子内部可以存在重夸克,例如粲夸克。这些重夸克是否存在,可以利用双重味介子或双重味重子在高能强子加速器上的产生来判

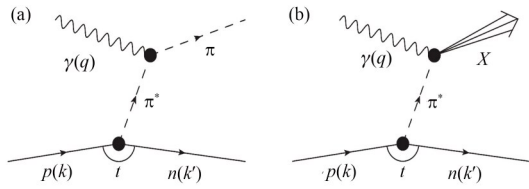


图 27 Sullivan 过程图示
Fig.27 Sullivan processes

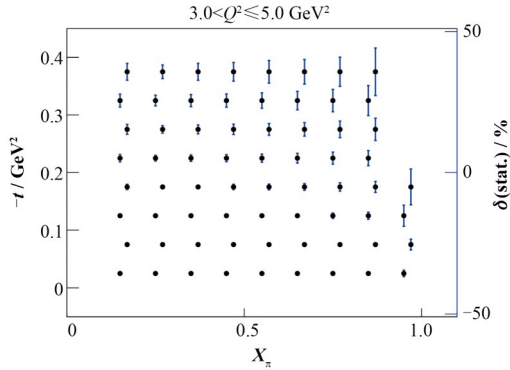


图 28 π 介子的结构函数在 EicC 上的测量误差
Fig.28 The statistical uncertainty of Pion structure function at EicC

断。核子内的重夸克根据来源的不同可以分为外禀重夸克和内禀重夸克。核子内的外禀重夸克由动量较大的胶子产生,在某个初始能量标度下,它在核子内的分布可利用 QCD 微扰论计算;在其它能量标度下的分布可通过 QCD 演化得到。利用全球数据拟合,国际上多个组如 CTEQ 研究了外禀重夸克分布,通常,外禀重夸克在核子内的分布随着其占核子的动量分量的增加($x \in [0, 1]$)呈对数下降的趋势。核子内的内禀重夸克来源于非微扰效应。为了保证与传统的核子夸克图像的一致性,内禀重夸克在绝大部分 x 区域的分布相比于外禀重夸克分布来说均可忽略不计,这也是通常的高能物理过程处理中,人们往往不考虑内禀重夸克的原因。但在特定的 x 区域,内禀重夸克的分布有可能会大于外禀重夸克的分布,延缓重夸克分布在核子内随 x 增加的对数下降趋势。这种分布变化极有可能增加双重味强子在特定动量区域内的微分产生截面,从而在强子对撞机里收获更多的事例数。例如,按 BHPS 模型假设^[189],内禀重夸克在 $x \sim 0.1$ 附近的分布函数值远大于外禀重夸克的分布函数值。在这种情况下,内禀重夸克可对含重夸克的产生截面造成在实验上可测量的重要影响;因此我们可通过测量此类过程来验证核子内是否存在内禀重夸克成分。以双粲重子在强子对撞机上的固定靶实验如 SELEX 和 After@LHC 上的产生为例,理论计算表明^[190-191]:外

禀重夸克产生机制会使其产生截面比传统胶子-胶子融合机制的产生截面增加近 30 倍;若进一步假定在质子内找到内禀重夸克的几率为 1%,内禀重夸克产生机制可进一步增加 3 倍左右的事例数。

在 EicC 上将有足够事例数去研究 B_c 介子和 Ξ_{cc} 重子等双重味强子的性质以及研究核子内的非微扰内禀重夸克分布。特别是,双粲重子的实验研究可以是 EicC 上的重要课题。LHCb 实验组于 2017 年发现了双重味强子 Ξ_{cc}^{++} ,但一直没有发现和它的产生截面相当但寿命稍短的 Ξ_{cc}^+ 。寿命短意味着实验上需要花费更大的代价去识别真实信号,从而会丢失大量的 Ξ_{cc}^+ 事例,导致更难以被发现。最近 LHCb 实验组利用比 2013 年测量时高近一个量级的积分亮度数据再次尝试寻找 $\Xi_{cc}^{+ [192]}$,仍然是零结果。这是一件很奇怪的事情,SELEX 实验组早在 2002 年就已声称发现了大量的 Ξ_{cc}^+ 。这种差别可能是因为 LHCb 实验和 SELEX 实验的截断条件不同所造成的:LHCb 实验会损失大量的小横动量事例,考虑到核子内的内禀重夸克在这些区域贡献很大,因此在 SELEX 上观测到比 LHCb 更多的事例数可以理解。但我们仍然需要更多的实验才能确定真正的问题所在。在更多的实验平台上,如背景更干净的 EicC,ILC 和 LHeC 等实验上,去寻找双粲重子意义重大。不同的实验条件可增加发现它们的可能性、验证核子中的粲夸克分布、也可相互验证各自实验数据及相关分析的正确性。

2.6 格点 QCD 和 Dyson-Schwinger 方程

2.6.1 格点 QCD

EicC 的主要物理目标是对强子以及原子核的夸克胶子结构进行精确研究和深入理解,对非微扰强相互作用的理论方法是其中必不可少的环节。格点 QCD 是目前最重要的从 QCD 第一性原理来研究非微扰强相互作用的理论方法。随着近年来计算机技术的高速发展和格点 QCD 中理论和算法的不断突破,格点 QCD 已经能够对 EicC 中的许多物理问题进行直接计算并能给出精确的结果,例如对质子自旋和质量的研究,对部分子分布函数的直接计算,以及对重味强子谱的精确计算等。可以预见,随着进一步的发展,格点 QCD 将为 EicC 实验提供重要的理论输入,并与实验结果进行直接比较,促使我们对 QCD 非微扰性质的理解。下面我们对相关的重要物理问题分别进行阐述。

2.6.1.1 质子自旋结构

按照目前对质子自旋结构的理解,质子自旋由夸克和胶子的自旋以及轨道角动量组成。夸克自旋

对核子自旋的贡献等价于在核子中的夸克部分子的自旋沿核子自旋方向的极化的总和。格点 QCD 计算对各夸克味道的极化贡献的计算已经日渐精确^[193-195],彼此自洽并与对实验值全局拟合的结果吻合,特别对奇异夸克的极化贡献的预言已经比目前的全局拟合的结果更精确。此外,实验数据分析^[196]和格点 QCD 计算^[197]都显示胶子的极化对于核子自旋有可观的贡献。目前的格点 QCD 计算还需要进一步改进计算方案,才能精确预言与胶子极化分布函数的积分对应的胶子极化^[198]。

夸克和胶子的轨道角动量对核子总自旋贡献的形式可以从 QCD 能动量张量导出。在光锥坐标系下基于未对称化的能动量张量,可以定义夸克和胶子轨道角动量以及总角动量^[199];而基于对称化能动量张量,也可以定义规范不变的夸克和胶子总角动量^[21]。两种定义的差别在于前者将夸克与胶子的相互作用项的贡献计入夸克轨道角动量,而后者将其计入胶子轨道角动量。规范不变的夸克和胶子总角动量在格点 QCD 中已有计算结果^[193],但其对胶子总角动量的计算存在一些近似,需要进一步完善。格点 QCD 计算夸克轨道角动量也已经有了探索性的研究并有初步计算结果^[200-201]。

总之,格点 QCD 对质子自旋结构的研究正在取得重要进展。对各味道夸克自旋贡献的计算已经将误差降到 10% 或更低,对胶子极化、夸克轨道角动量以及夸克和胶子总角动量也已经有了初步的计算结果。在未来几年之内,格点 QCD 将提供质子自旋结构更为全面精确的信息。

2.6.1.2 质子质量

从 QCD 能动量张量出发,质子不变质量等于夸克质量项与 QCD 迹反常相加^[168]。同时,质子在静止系的能量也可以被分解为 4 部分:夸克质量项、夸克动能、胶子动能、QCD 迹反常的四分之一^[169]。夸克质量项的贡献等于夸克质量乘以质子中的标量凝聚,是一个与标度无关的可观测量,直接体现 Higgs 机制所产生的质量对质子质量的贡献。然而这一部分三种轻味夸克对质子质量的贡献只占约 10%^[173],按照文献^[168]基于 QCD 的预言,质子的不变质量绝大部分来自于迹反常以及与之关联的重味夸克贡献。这一预言尚待实验和 QCD 理论计算来检验。

在手征极限下,QCD 迹反常在 π 介子中的矩阵元趋于 0,而在核子中的矩阵元保持有限并趋于核子的质量。这是强子态与 QCD 真空之间存在能隙的直接证据。格点 QCD 还没有对迹反常的直接计算,目前只能通过 QCD 对质子不变质量的求和规则来推测^[173]。格点 QCD 将探索迹反常在格点正规化

下的正确形式,直接计算迹反常在质子(以及 π 介子)中的矩阵元,验证质子与在 π 介子不变质量的求和规则。实验上,EicC 可以通过重夸克偶素的近阈产生来获取 QCD 迹反常对质子质量贡献的信息。EicC 在阈值附近的双胶子交换矩阵元有较大的动量转移,在格点 QCD 中精确计算迹反常在核子中的形状因子,可以帮助从实验数据分析得到迹反常对质子质量的贡献^[178]。

夸克与胶子的动能对质子质量贡献可以通过计算夸克和胶子的动量分数(非极化分布函数的一阶矩)来得到。格点 QCD 目前对夸克与胶子的动量分数的完整计算^[173]与对实验的拟合 CT14^[202]及其他拟合^[203]符合,但是还有较大的统计和系统误差。尤其是对海夸克(如奇异夸克)与胶子的动量分数的计算结果,还需要进一步改进。此外粲夸克的动量分数也有待探索。

2.6.1.3 核子一维和三维结构

核子内部部分子分布函数(PDF),以及推广的分布函数 GPD 和 TMD,在 QCD 中都由核子态里的一系列光锥关联函数定义给出。由于格点 QCD 定义在欧氏空间,因此无法直接处理光锥关联函数这类有时间依赖的闵氏空间物理量。历史上,人们只能通过计算分布函数的矩——即期望值 $\langle x^n \rangle$ ——来获取分布函数的信息。但是由于这个方法自身的限制,能获取的矩的数目十分有限,不高于 $n = 3$ ^[204-206]。

近年来,由季向东提出的大动量有效理论(Large-Momentum Effective Theory, LaMET)^[207-208]为解决计算 PDF 的 x 依赖提供了新的办法。这个办法的核心是,用一个大动量核子态里的不含时关联函数去逼近光锥关联函数。这个不含时的关联函数定义一个准 PDF(quasi-PDF),而且能在格点上被直接计算。当核子的动量足够大的时候,quasi-PDF 可以因子化为可微扰计算的匹配函数和物理的 PDF。LaMET 经过几年的发展,已经被多个国际格点合作组用于 PDF 的 x 依赖的计算。目前在质子的非单态夸克 PDF($u(x) - d(x)$)方面—包括非极化、纵向极化以及横向极化情况—取得快速进展,在胶子 PDF 方面也有一些探索。最新的格点 QCD 结果和实验拟合结果相比有较好的符合^[209-212],但是计算精度还需要进一步改进。此外,格点 QCD 也可以计算海夸克的贡献,从而可以为 EicC 上如轻味海夸克分布不对称性等将要研究的物理现象,提供重要信息。LaMET 也可以被用来计算 GPD,格点 QCD 也据此对 π 介子非极化夸克 GPD^[213]有一些初步的探索。相似的方法可以扩展到核子中的 GPD。

与一维的部分子分布函数和GPD相比,横动量分布函数的格点计算更为困难,因为它包含一个共线的矩阵元(通常称作 beam function 或者 unsubtracted TMD)和一个软函数(soft function)。这两部分除了包含紫外(Ultraviolet Rays, UV)发散,也有所谓的快度(Rapidity)发散,需要进行额外的重整化,而该重整化群方程被称作 Collins-Soper 演化方程^[17,214-215]。在 LaMET 提出之前,格点理论家已经开始尝试计算 TMD 分布函数的 x 的矩。不过,要得到物理的 TMD 的矩,依然需要计算软函数。最近,利用 LaMET 在格点上计算软函数和 TMD 的方法已经被提出^[216-217]。因此,格点 QCD 计算 TMD 也将在不久的将来被实现。

2.6.1.4 奇特强子态

格点 QCD 中研究强子谱的理论方法已经非常成熟。相比以上提到的物理量,对谱的计算有一个优势,即它不需要考虑复杂的重整化问题。我们通过计算一系列具有一定量子数的算符的关联函数,然后分析关联函数对时间的依赖关系来得到具有相应量子数的强子态的质量。算符的结构可以从一定程度上反映强子的结构。除了构造传统的含有一个夸克和一个反夸克,或者三个夸克的算符之外,我们还可以构造含有非平庸的胶子的算符,以及含有四个夸克和五个夸克等结构的算符。完备的算符集可以让我们更加全面地探索强子谱,尤其是奇特强子态的质量谱。绝大部分强子都是不稳定的共振态,对共振态的研究需要考虑强子之间的相互作用。格点 QCD 中研究散射过程普遍的方法是 Lüscher 提出的有限体积方法^[218]。其基本思想是将有限体积中两粒子系统的能量与无限体积中两粒子的散射参数联系起来。我们可以在格点 QCD 中计算有限体积中两粒子的能量,再通过 Lüscher 公式得到这两个粒子相互作用的散射信息。通过系统地研究强子谱以及强子之间相互作用,可以对奇特强子态的性质和结构给出可靠的结论。

针对 EicC 的物理目标,我们将着重对含粲夸克和底夸克的强子态进行研究。实验上发现了大量含有粲夸克的奇特强子态,如 XYZ 粒子以及 LHCb 上发现的五夸克态 P_c 粒子等。这些奇特强子态的性质目前并未有一个清晰的物理图像,仍需从实验和理论上进行更为细致深入的研究。格点 QCD 对 XYZ 粒子已有一些研究结果^[219-222],但系统误差尚未很好控制。我们将从谱学以及强子相互作用两个方面更加系统地研究 XYZ 粒子和 P_c 粒子的性质,给出准确可靠的结果,为实验和唯象理论提供重要输入。我们预期,对应含粲夸克的强子态,应该存在类似的

含底夸克的强子态,但是目前实验中观测到含底夸克的态明显少于含粲夸克的态。EicC 的能量范围和产生机制提供了很好的研究含底夸克强子态的实验环境。我们从格点 QCD 对含底夸克强子态的研究将包括:对实验上已发现的含底夸克的奇特强子态,如 Z_b^+ , 的性质和结构进行研究;计算含底夸克的重子谱并进行预言;预言可能的含底夸克的奇特结构,如五夸克态等。

2.6.2 Dyson-Schwinger 方程

Dyson-Schwinger 方程(DSE)提供了一种系统且保持对称性的求解 QCD 束缚态问题的连续方法^[223]。目前为止,DSE 在一些格点 QCD 可以有效计算的领域给出了与之一致的结果,并在更多领域作了理论预言。因此,DSE 与格点 QCD 互相补充,有着极大的协作潜力,这可由图 29 中 QCD 过程无关的有效荷明显看出^[224-225]。通过 Bjorken 求和规则定义的 α_{g_1} 的世界数据也在图 29 中标出^[224](注意:垂直虚线左边的 k -轴坐标采取线性坐标而右边采取对数坐标),更多细节可参考文献^[226-228]。通过结合连续场论和格点对 QCD 规范区域的最佳现有结果,计算出了图 29 中的红色曲线,其形状表明 QCD 有严格定义。如果是这样,那么它在已知的四维量子场论中是唯一的。

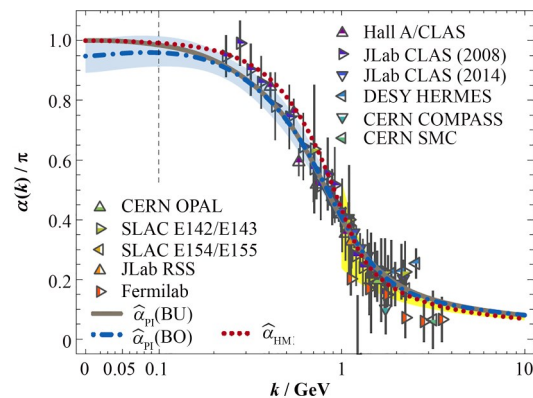


图 29 蓝色带内点虚蓝线:结合 DSE 与格点 QCD 对规范场的研究计算得到的过程无关的跑动耦合系数 $\hat{\alpha}_{pt}(k^2)$ ^[224]; 实黑色线:改进的计算结果^[225]

Fig.29 Dot-dashed blue curve within blue band: process-independent running-coupling $\hat{\alpha}_{pt}(k^2)$ ^[224] obtained by combining modern continuum and lattice analyses of QCD's gauge sector; Solid black curve: updated result^[225]

随着二十多年来的快速发展,DSE 方法在理论概念和计算技术上都取得了长足的进步,并对许多强子物理观测量给出了自己的预言^[229-231]。这些预言有些正在被现代实验所验证,有些促进了世界范围内新一代加速器装置的实验测量,而其中关于强子质量和自旋的产生、分布以及其他的基本结构物

量的预言对 EicC 有着重要意义。

2.6.2.1 强子—维结构

自 20 世纪 60 年代末发现夸克以来,人们通过一系列实验研究了夸克如何组成可观测的物质。其中,对强子的弹性、转变电磁形状因子的研究为了解强子内部电荷和磁化强度分布提供了实证方法,而深度非弹性散射则研究了强子内部夸克动量的概率分布。至关重要的是,这些观测与 QCD 理论预言有着非常紧密的联系,而新一代 EicC 等装置将最终通过实验来验证这些预言。

目前, QCD 给出的最为人知的严格预言是关于 π 和 K 等赝标介子的电磁形状因子。作为赝-Nambu-Goldstone 粒子^[232-233],在核物理中 π 和 K 介子的质量轻地反常。现代理论预言,对它们性质的研究为标准模型框架下的质量产生机制提供了最干净的窗口^[234],这一关联有很多种表述方式,其中最有力的研究对象是大动量转移区域的介子电磁形状因子。在这个区域,实验测量同时与 QCD 的低能和高能性质相联系,亦即同时与介子波函数的精细特征和高能夸克-夸克散射性质相联系^[235-237]。现代 DSE 研究给出了这些联系的具体形式,展示了动力学质量在其中扮演的至关重要的角色^[238]。因此,这方面的实验研究有着极重要的意义。

利用高亮度和高能量, EicC 有望通过 Sullivan 过程提供精确的大 Q^2 区域的 π 和 K 介子电磁形状因子^[187]。Sullivan 过程见图 27 所示。当前的唯象和理论研究皆表明,在实验可以达到的运动学范围内,质子的介子云可以为实验提供可靠的介子靶^[188,229]。目前, JLab 已经批准了一系列相关实验^[239]。

另一个例子是 QCD 对介子的部分子结构函数在大 x 区域行为的预言。QCD 理论研究早前已经指出^[240-242], π 介子中轻夸克的动量分布函数在大 x 时的行为应符合 $u^\pi(x; \zeta = \zeta_H) \sim (1-x)^2$, 其中: ζ_H 是非微扰 QCD 的典型标度。关于 $u^\pi(x; \zeta)$ 最近的测量是 30 年前完成的^[184,243-247], 且结果仍有争议^[248]。例如,采用领头阶(LO)的微扰 QCD 分析,文献[184] (E615 实验)发现($\zeta_s = 5.2$ GeV): $u_{E615}^\pi(x; \zeta_s) \sim (1-x)$, 与 QCD 预言明显不符。随后的 DSE 计算确认了 QCD 的结果^[249]并促使人们重新分析 E615 实验数据。重新分析表明:在完整的次领头阶(Next-to-Leading Order, NLO)计算下^[250-251], E615 数据与 QCD 理论预言吻合。虽然有了这些进步,但是 $u^\pi(x)$ 仍然有一定的不确定度,如最近的 E615 数据分析仍没有考虑完整的 NLO 效应,更重要的是,人们缺乏更新的数据。

理论研究的最新进展也迫切要求进一步的实验

测量。新的格点 QCD 方法^[207,254-257]开始给出 $u^\pi(x)$ 的逐点行为,而最近的 DSE 研究也提供了新的信息^[252,258-260]。图 30 是 DSE 对 π 介子中价夸克、海夸克和胶子分布的第一个无参数的预言^[253],它揭示了动力学手征对称性破缺对于 $u^\pi(x)$ 的展宽效应,这与 π 介子中部分子分布振幅的展宽效应一致。图 30 中 $\zeta_s = 5.2$ GeV, 阴影区域内的点-点-虚(灰色)曲线为格点 QCD 结果^[252];长虚(黑色)线代表早期 DSE 计算结果^[249];阴影内实(蓝色)线是最新 DSE 计算结果^[253]。 π 介子内的胶子动量分布, $xg^\pi(x; \zeta_s)$ - 阴影区域内虚(绿色)线;海夸克动量分布, $xS^\pi(x; \zeta_s)$ - 阴影区域内点-虚(红色)曲线(阴影区域来自计算方法中的不确定度,具体参见[253]),实验数据(紫色)采自文献[184,251]。值得注意的是,这些结果符合格点 QCD 的预言^[252]。因此,标准模型这一预言, $u^\pi(x; \zeta = \zeta_H) \sim (1-x)^2$, 比以往任何时候都要强,而具有针对性设计的 EicC 将从实验上验证这一基本理论预言。

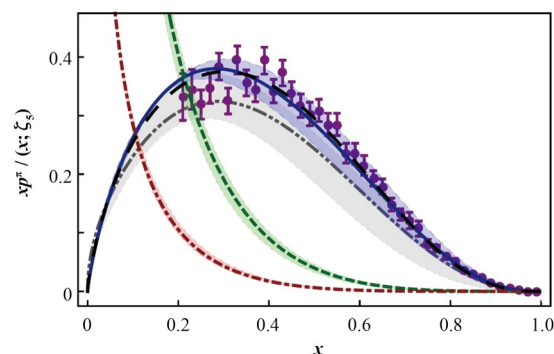


图 30 π 介子价夸克动量分布函数 $xu^\pi(x; \zeta_s)$
Fig.30 Pion valence-quark momentum distribution function $xu^\pi(x; \zeta_s)$

类似地,对 K 介子的测量将进一步揭示质量产生的机制。通过 DSE 和格点 QCD 的联合研究人们发现, s 夸克物理位于质量强产生(DCSB 机制)和弱产生(Higgs 机制)的边界上^[234]。因此,两种质量产生机制的可观测信号可以通过轻夸克和 s 夸克分布函数的对比来揭示,其中最引人注意的例子是 π 介子和 K 介子价夸克 PDF 的对比。它们之间的差异将揭示 π 介子和 K 介子中其他部分子(尤其是胶子)所携带的动量分数。

此外, DSE 亦对核子部分子函数作出了一定预言^[261],未来将对相关领域进行更加深入的研究。

2.6.2.2 强子三维结构

当前,对于 GPD 和 TMD 的测量是极有吸引力的 QCD 研究前沿。它们将给出强子的三维结构与全息图像。EicC 将成为这个领域的领导者之一。

然而,从新一代实验中抽取这些三维图像仍然面临诸多挑战,其中各类部分子分布的唯象模型至关重要。它们可以为散射截面的估算提供指导,从而找到最有效的测量方法^[262]。另一方面,介子结构函数的研究已经表明,为了充分利用此类实验,人们应该使用与QCD紧密相关的理论工具。与格点QCD相补充,DSE方法将填补这一角色。目前,DSE已初步计算了介子波函数、GPD与TMD^[263-267],这些简化的计算也为相关分布函数提供了重要的物理信息。

3 加速器设计

针对§2提出的物理目标,EicC将建设一台质心系能量为15~20 GeV,电子、离子双极化(电子极化率约80%,质子极化率约70%),亮度 $(2\sim4)\times10^{33}\text{ cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ 的高性能电子离子对撞机。EicC装置将充分利用已有的HIAF加速器装置和配套设施^[268],新建一台“8”字型离子对撞环、一台极化电子注入器、一台跑道形电子对撞环,在满足物理目标的同时,优化项目投入。§3.1将描述EicC装置的设计目标、整体框架、加速器关键参数和技术挑战,§3.2将集中描述离子加速器和电子加速器的基本设计与运行模式,§3.3~3.5将详细讨论EicC装置中最重要的三项核心关键设计——束流冷却、束流极化和对撞区设计,§3.6将给出核心关键技术预研项目的相关内容。

3.1 总体设计与关键参数

EicC物理目标对EicC装置提出了诸多要求,以质子束流为参考束流的条件下(接下来各小节均以质子束流为参考束流),主要包括:

1)质心系能量在15~20 GeV区间,即电子对撞环中电子束流对撞能量范围为2.8~5 GeV,离子对撞环中质子束流的对撞能量为20 GeV,其他重离子束流以质子束流相对应的最大磁刚度折算;

2)亮度为 $(2\sim4)\times10^{33}\text{ cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$,并主要针对质心系能量16.7 GeV进行亮度优化;

3)电子束流在对撞点处为纵向极化,极化率约为80%;质子束流在对撞点处为纵向极化或横向极化,极化率约为70%;离子加速器也能够提供极化氘束($^2\text{D}^+$)、极化氦3束流($^3\text{He}^{2+}$)以及非极化重离子束流;

4)对撞区设计将针对EicC全方位角覆盖探测器进行优化,确保所有反应产物均能得到探测和鉴别。

针对上述要求,综合考虑各方面因素,EicC装

置总体布局如图31所示。由于依托于已有的HIAF项目加速器系统,EicC离子加速器中新建离子对撞环pRing能够极大减小项目投入。HIAF项目中的增强器BRing是强流重离子加速器,能够制备最高能量为9.3 GeV的强流质子束流,其能量范围能够覆盖离子对撞环pRing的注入能量2 GeV。同时,当前已在BRing预留安装直流电子冷却装置和极化装置西伯利亚蛇的空间,其完全能够升级为EicC装置所需的增强器。离子对撞环pRing接收来自增强器BRing预冷却的2 GeV极化质子束流,并加速到对撞能量20 GeV,其利用了增强器BRing的部分隧道。为了避免加速过程中的退极化共振,离子对撞环pRing采用了非常特殊的“8”字型结构,使该环自旋工作点总是为0,确保质子束流在加速过程中保持极化率,也能更高效地控制质子束流极化方向。该设计是EicC装置达到高极化率指标的重要技术方案。除了增强器BRing中的预冷却,为了进一步减小质子束流的发射度,增加对撞亮度,并维持较长的对撞寿命,能量回收型直线加速器ERL高能束团电子冷却装置将在质子束流加速到对撞能量20 GeV后再次进行束流冷却,并在整个对撞过程中保持运行,用来抑制强流离子束的束内散射作用。这是EicC装置达到亮度指标的关键。

电子加速器主要包括电子注入器以及电子对撞环eRing。电子注入器为超导射频SRF循环直线加速器,是提供能量2.8~5.0 GeV电子束流的最佳方案。由于采用全能量注入而没有加速过程,且电子束流在环形加速器中存在自极化过程,电子对撞环采用了常规的跑道形结构。但电子注入器产生电子束流的极化方向需与电子对撞环eRing相匹配。

基于图31中的总体布局,可在离子对撞环pRing与电子对撞环eRing长直线节重合段设置两个对撞点。这两个对撞点具有完全相同的参数与功能,在布置两套探测器的情况下,可同时进行不同的实验或相同实验的交叉验证。

亮度是评价对撞机性能最重要的指标。不同于国际上已有的电子离子对撞机方案中高对撞频率、低束团粒子数的设计,EicC装置采用了独特的低对撞频率、高束团粒子数的方案,以此将亮度提高4倍,达到物理目标对亮度的要求,即 $(2\sim4)\times10^{33}\text{ cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ 。这是EicC装置亮度设计的核心方案。在质子束流平均流强 I_p 和电子束流平均流强 I_e 固定的条件下,有:

$$N_p f_c \propto I_p \equiv \text{const} \quad (11)$$

$$N_e f_c \propto I_e \equiv \text{const} \quad (12)$$

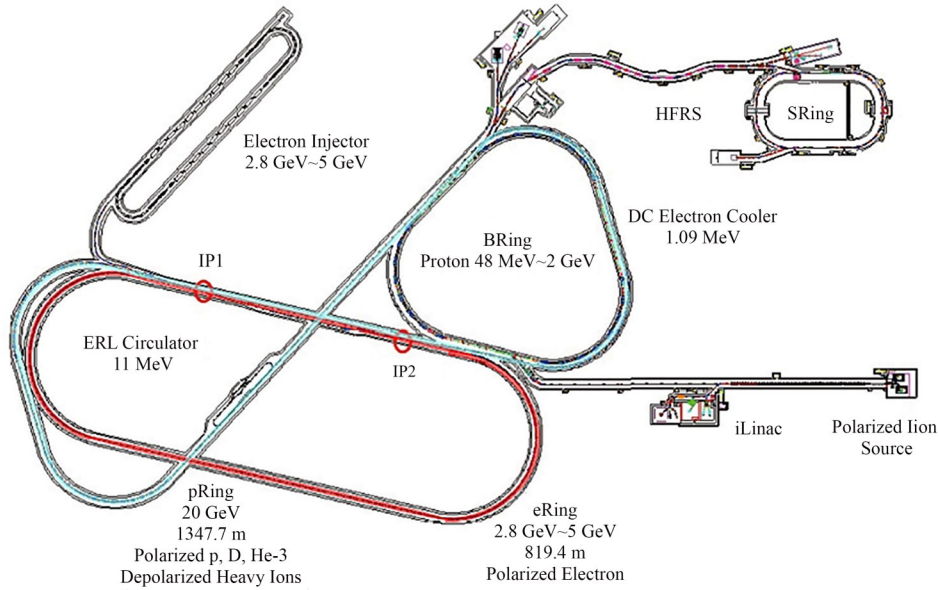


图31 EicC装置总体布局
Fig.31 The layout of EicC

$$L = \frac{N_p N_e f_c}{4\pi\sigma_x\sigma_y} H \propto \frac{I_p I_e}{f_c} \equiv \frac{\text{const}}{f_c} \quad (13)$$

其中： N_p 为质子束团粒子数； N_e 为电子束团粒子数； f_c 为对撞频率； σ_x 为质子束流水平方向尺寸； σ_y 为质子束流垂直方向尺寸。虽然在增加束团粒子数时亮度会增加，但 σ_x 和 σ_y 也会有相应增加，其对亮度的影响远小于 f_c 变化引入的影响，减小 f_c 能够增加亮度。事实上，在平均流强固定的条件下，加上束内散射（影响对撞寿命的主要因素）强度不变的条件：

$$\frac{1}{\tau} \propto \frac{N_p}{\varepsilon_x \varepsilon_y \sigma_\delta \sigma_s} \equiv \text{const} \quad (14)$$

可得，如果束团流强增加了 m 倍，束团水平发射度 ε_x 、垂直发射度 ε_y 、纵向束团长度 σ_δ 和动量分散 σ_s 的变化分别为：

$$\varepsilon_x \propto m^{\frac{1}{3}}, \varepsilon_y \propto m^{\frac{1}{3}}, \sigma_\delta \propto m^{\frac{1}{6}}, \sigma_s \propto m^{\frac{1}{6}} \quad (15)$$

代入亮度表达式，对撞亮度与束团流强增加倍数 m 的关系为：

$$L \propto \sqrt{m} \quad (16)$$

即束团流强增加 m 倍，对撞亮度将增加 $\sqrt{m}$ 倍。

基于该亮度优化方案，设计了EicC装置亮度相关关键参数，合并极化参数，在表5中列出。表5以质子束流作为参考束流，质心系能量16.7 GeV为优化条件。此外，表5也考虑了诸多加速器物理及技术限制，主要包括：1) 质子束流平均流强小于0.5 A，电子束流平均流强小于3 A；2) 电子对撞环中同步辐射功率密度小于20 kW·m⁻¹；3) 质子束流的Laslett频移小于0.1；4) 质子束流的束束相互作用参数小于0.03；5) 电子束流的束束相互作用参数小于0.1。

作为对比，表5中给出了高对撞频率、低束团粒子数的设计参数。可见，使用该优化方案，EicC装置的对撞亮度相比高对撞频率、低束团粒子数方案增长了4倍，能够达到EicC的亮度要求。表5中参数的具体设计和实现方案将在后面各小节详细论述。

3.2 加速器装置

EicC装置主要分为离子加速器和电子加速器，总体布局如图31所示。图32标示了离子加速器和电子加速器的运行模式。两加速器中对撞束流的制备过程非常复杂，且两者的关键设计、运行模式差异较大，下面将分别详细说明。§3.2.1详细介绍离子加速器特别是新建造的离子对撞环pRing的加速方案、强流效应评估等。而§3.2.2将详细介绍电子加速器特别是电子对撞环eRing的关键设计和运行模式。有关束流冷却的内容将在§3.3中详细叙述，有关束流极化的内容将在§3.4中详细叙述，而§3.5将给出最关键的碰撞区设计及其优化。

3.2.1 离子加速器

EicC离子加速器采用HIAF已有的iLinac作为离子注入器、BRing作为增强器，产生离子对撞环pRing所需的注入束。iLinac采用连续波运行模式，可将1 mA流强、准连续的极化质子束流加速到48 MeV，并在进行极化方向匹配后注入到增强器BRing中。增强器BRing采用双向涂抹注入方案在连续束状态累积束流，以提高束流流强。该注入方案采用了倾斜静电偏转板，能够同时进行水平涂抹和垂直涂抹，获得近100倍增益，使增强器BRing中质子流强达到 7×10^{12} ppp (Particles per Pulse, 每秒

表5 EicC装置关键参数
Table 5 The main parameters of EicC

	高对撞频率、低束团粒子数方案 High collision frequency and less particles per bunch		低对撞频率、高束团粒子数方案 Low collision frequency and more particles per bunch	
粒子 Particle	质子 p	电子 e	质子 p	电子 e
对撞环周长 Circumference / m	1 347.7	869.4	1 347.7	819.4
能量 Beam energy / GeV	20	3.5	20	3.5
极化率 Polarization	~70%	~80%	~70%	~80%
对撞频率 Collision frequency / MHz	750		30	
束团数 Bunch number	135	87	135	82
单束团粒子数 Particles per bunch / 10^{10}	0.5	2.6	10.4	62.5
RMS $\varepsilon_x/\varepsilon_y$ / nm·rad	100/60	10	300/180	60
β_x^*/β_y^* / m	0.024/0.012	0.24/0.072	0.04/0.02	0.2/0.06
束团长度 Bunch length / m	0.02	0.01	0.035	0.02
动量分散 Momentum spread	5×10^{-4}		8.5×10^{-4}	
束束相互作用参数 Beam-beam parameter	0.002	0.007	0.011	0.04
Laslett 频移 Laslett tune shift	0.01		0.05	
单圈能量损失 Energy loss per turn / MeV		0.32		0.32
同步辐射功率密度 Synchrotron radiation power density / $\text{kW}\cdot\text{m}^{-1}$		3.7		3.6
平均流强 Beam current / A	0.6	3.1	0.5	3.0
交叉角 Cross angle / mrad	50		50	
沙漏因子 Hour-glass factor	0.87		0.85	
蟹腔 Crab cavity	有 Yes		有 Yes	
亮度 Luminosity / $\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$	0.5×10^{33}		2.0×10^{33}	

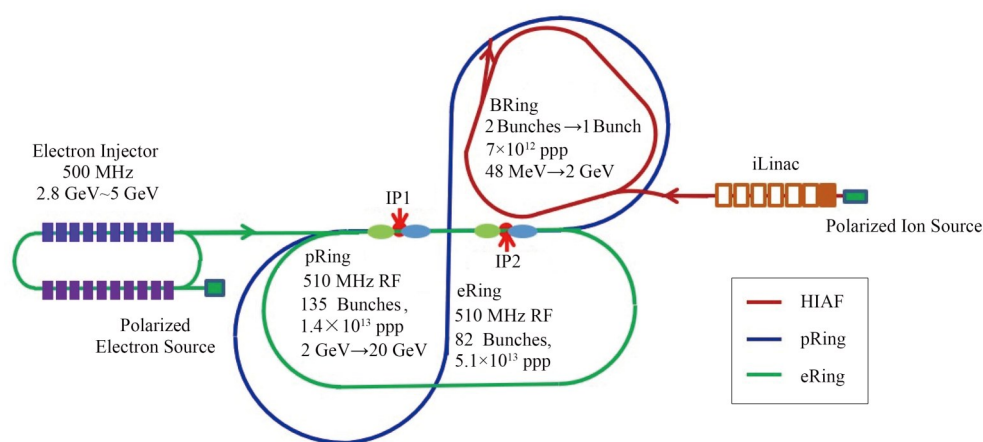


图32 EicC装置运行模式
Fig.32 The beam path of EicC

的离子数)。增强器 BRing 将能量 48 MeV 的质子束流俘获为两个束团并加速到 2 GeV, 在该过程中, 质子束流将穿越多条退极化共振线, 可采用西伯利亚蛇保持质子束流的极化率^[269]。在质子束流达到引出能量 2 GeV 后, 使用直流电子冷却装置进行第一阶段的束流冷却。选择该能量进行冷却的原因主要

为该能量下空间电荷效应较弱而电子冷却作用仍然较强, 可以缩短束流冷却时间。同时, 该能量下可使用成熟的直流电子冷却装置, 能够有效减小技术难度和经费投入。为了更高效的冷却束流, 质子束流能量达到 2 GeV 后, 将在纵向上进行束团旋转, 极大减小动量分散。同时, 由于采用了直流电子冷却装

置,质子束流将在旋转后散束为连续束,可更好利用束流冷却的优势。束流冷却过程结束后,处于连续束状态的质子束流将再次被聚束为一个束团,以匹配离子对撞环 pRing 的注入设置。同时,质子束流引出后将通过自旋旋转器完成 BRing 与离子对撞环 pRing 的极化方向匹配。

离子对撞环 pRing 将质子束流从注入能量 2 GeV 加速到最高能量 20 GeV。由于该能量范围较大,使用西伯利亚蛇等极化控制手段很难保持质子束流的极化率。离子对撞环 pRing 采用了非常特殊的“8”字型结构,使加速器装置引入的净极化工作点总是为 0,配合长直线节的螺线管,确保质子束流在加速过程中不会穿越任何退极化共振线。同时,该结构也利于极化方向的操作。考虑离子对撞环 pRing 的周长为 1 347.7 m,大于 BRing 周长的两倍,可利用 bucket-to-bucket 注入方式将两个增强器 BRing 引出束团注入到离子对撞环 pRing,将束流流强提升到 1.4×10^{13} ppp,对应的平均流强为 0.5 A。注入结束后,束流将散束为连续束,并在俘获成 135 个束团后加速到最高能量 20 GeV,该束团数对应的对撞频率 30 MHz,束团粒子数为 1.04×10^{11} ,达到了亮度设计指标。

为了提高对撞亮度,离子对撞环 pRing 采用了 510 MHz 的高频系统,极大地缩短了束团长度。在质子束流加速到 20 GeV 后,将进行与增强器 BRing 中相反的束团旋转操作,在增大动量分散的同时急剧缩短束团长度。在此过程中,切换到 510 MHz 高频系统,以在保持束团粒子数的条件下获得较短的束团长度,满足亮度设计的要求。

质子束流纵向操作结束后,基于能量回收型直线加速器 ERL 的高能束团电子冷却装置将进行第二阶段的束流冷却,并在全对撞过程中抑制束内散射作用,提高对撞寿命。

低对撞频率、高束团粒子数的亮度优化方案可能引入较强的单束团集体效应。因此,除了表 5 中平均流强限值、Laslett 频移限值以及束束相互作用限值,单束团集体效应给出的全环阻抗限值也是非常重要的,决定了离子对撞环 pRing 亮度优化方案的可行性。通常,纵向微波不稳定性是最需要考虑的纵向集体效应,其由纵向宽带阻抗引入。在束团粒子数超过阈值时,纵向微波不稳定性将造成动量分散的增长。而动量分散的增长将直接导致束团长度的增长,降低对撞亮度。通常,该不稳定性增长时间小于一个纵向振荡周期。经过计算,离子对撞环 pRing 纵向宽带阻抗应小于 19Ω ,工程中能够将纵向宽带阻抗优化到该值以下。对于横向,最可能

发生的单束团集体效应是横向模耦合不稳定性,其由横向宽带阻抗引入。当束团粒子数超过不稳定性阈值时,束流将很快损失。通过计算,离子对撞环 pRing 横向宽带阻抗阈值为 $33 \text{ M}\Omega \cdot \text{m}^{-1}$,在工程中也能够达到。从离子对撞环 pRing 的角度,EicC 装置所采用的低对撞频率、高束团粒子数的对撞方案是完全可行的。

通常,对撞环光学设计的难点是在保持动力学孔径不变的条件下补偿对撞点极小的 β 函数而引入的极大色品。如图 31 所示,离子对撞环 pRing 存在 4 个弧区,弧区之间由两个短直线节和两个长直线节连接。在长直线节上布置对撞点、电子冷却段、极化操作装置以及高频装置等。在弧区和短直线节上布置色品校正等对撞环参数控制装置。离子对撞环 pRing 即采用弧区加有色散短直线节的色品补偿方案。离子对撞环 pRing 每个弧区由 8 个相移为 90° 的 FODO 节构成,共安装 12 台六极磁铁;其短直线节存在色散,且光学参数以中心为参考对称设计,并在距离中心 $\pm\pi/2$ 处有较大的 β_y 值,以增强在此安装的一组六极磁铁的垂直色品补偿能力。采用弧区和短直线节共 52 台六极磁铁进行色品补偿,能够在将色品校正为 0 的同时保持动力学孔径大于 8σ ,满足了 EicC 装置的设计要求。

3.2.2 电子加速器

电子加速器采用超导射频 SRF 循环直线加速器作为注入器。SRF 循环直线加速器兼有直线加速器高加速梯度、紧凑的特点和环形加速器高效、经济的特点,是电子注入器的最佳选择。由光阴极极化电子枪产生与电子注入器极化方向相匹配的极化电子束,注入到电子注入器后,极化电子束将在数圈运行后多次经过加速腔,以达到 2.8~5 GeV 的引出能量,对电子对撞环 eRing 进行全能量注入。在这个过程中,极化电子束流将形成皮秒长度的微束团。考虑功率限制以及束流垃圾桶限制,SRF 循环直线加速器可提供微安量级平均流强的电子束流。同时,电子注入器引出束的极化方向需要与电子对撞环的极化方向匹配,该过程可通过自旋旋转器完成。

由于采用全能量注入方式,且电子束流存在自极化性质,电子对撞环 eRing 采用了常规的跑道形结构。其高频系统将在注入时保持 510 MHz 的频率,构建出 1 394 个相稳定区。可通过高精度定时系统,将 SRF 循环直线加速器引出的极化电子束流注入到其中的 82 个相稳定区,形成等间距分布的 82 个电子束团,以适应亮度设计中的 30 MHz 对撞频率。同时,由于电子束流存在较快的同步辐射阻尼,电子束团的横、纵向尺寸将快速缩减,可以进行多圈注入

以满足亮度设计指标要求的束团粒子数 6.25×10^{11} 。束流累积完成后,SRF 循环电子直线加速器将对电子对撞环 eRing 中的电子束团进行在线补充或更新,以维持对撞亮度。

与离子对撞环 pRing 相同,除了表 5 中平均流强限值、同步辐射功率密度限值和束束相互作用参数限值,低对撞频率、高束团粒子数的亮度设计也会在电子对撞环 eRing 中引入纵向微波不稳定性和横向模耦合不稳定性。通过计算,电子对撞环 eRing 的纵向阻抗阈值为 0.035Ω , 横向阻抗阈值为 $0.272 \text{ M}\Omega \cdot \text{m}^{-1}$ 。参考日本高能研究所正负电子对撞机 KEKB 给出的阻抗优化目标纵向 0.012Ω , 横向 $0.235 \text{ M}\Omega \cdot \text{m}^{-1}$, 该阻抗阈值可以达到。从电子对撞环 eRing 的角度,EicC 装置特有的低对撞频率、高束团粒子数对撞方案也是完全可行的。

由于电子对撞环 eRing 为跑道形结构,色品补偿可采用弧区色品补偿方案。如图 31 所示,电子对撞环包含两个弧区,每段弧区由 20 组相移为 120° 的 FODO 节构成,以接近最小水平平衡发射度相移 135° 。除了两端各有两组 FODO 节用于光学匹配外,中部 16 组 FODO 节均设置六极磁铁用于色品补偿,并且每 3 组 FODO 节组成超周期结构,以抵消该结构内六极磁铁的非线性效应。该色品补偿方案能够在将色品校正为 0 的同时保持动力学孔径大于 20σ ,达到了 EicC 装置的设计要求。

3.3 束流冷却

高亮度是电子离子对撞机的首要目标,是 EicC 装置最关键的参数。由亮度公式可知降低离子束六维发射度可以有效地提高亮度。由于离子束没有同步辐射阻尼效应,需要外部的冷却机制来获得更小的发射度。经过几十年的发展,电子冷却已经成为一个非常有效且成熟的降低离子束流发射度的冷却方案,其冷却时间与离子束的六维发射度以及能量的平方成正比,因此低能量和低发射度下电子冷却效率更高,因而 EicC 装置采用多级电子冷却的方案以缩减冷却时间、提高冷却效率。将在增强器 BRing 中安装一套基于传统静电高压的电子冷却装置进行第一阶段的冷却^[270],使低能离子束的横向发射度和动量分散降低到设计值;在离子对撞环 pRing 中安装一套基于能量回收型直线加速器 ERL 的高能束团电子冷却装置进行第二阶段的冷却,使高能离子束的横向发射度和动量分散(即束团尺寸)再次降低,并在整个对撞过程中抑制束内散射,维持发射度和动量分散(也即束团长度)在 EicC 装置设计值,从而保证 EicC 装置的对撞亮度与对撞寿命。在高能量冷却时由于低能冷却后的离子束发射度减小,高能冷却所需要的时间也极大缩减,从而总的冷却时间减小、冷却效率提高。图 33 为 EicC 装置离子束多级电子冷却方案示意图。

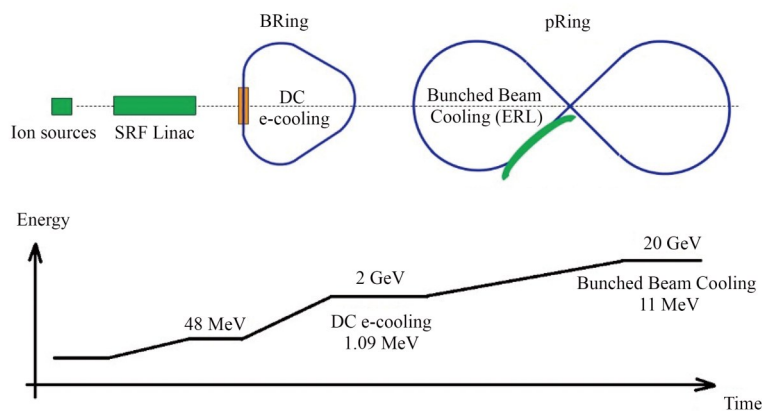


图 33 EicC 装置离子束多级电子冷却示意图
Fig.33 The staged electron cooling of EicC

表 6 列出了 EicC 装置的多级电子冷却过程。对于质子束流,经 iLinac 加速后能量为 48 MeV 的强流极化质子束将注入到增强器中进行累积并由高频腔快速加速到 2 GeV。经过束团旋转减小动量分散并散束为连续束后,利用传统的静电高压电子冷却装置产生的 1.09 MeV 直流电子束进行冷却,使质子束发射度和动量分散减小到设计值。此后,将增强器中的强流极化质子束引出并注入到离子对撞环

pRing 中进行累积和加速,当质子束流能量达到对撞能量 20 GeV 时再利用基于能量回收型直线加速器 ERL 产生的高能、强流、高品质电子束团进行第二阶段的冷却以抑制由于束内散射效应导致的质子束流发射度、束团长度的增长。对于其它重离子束流,束流能量更低,冷却效率更高,相同的多级电子冷却过程需要的时间更短。

表 6 EicC 装置离子束多级电子冷却过程
Table 6 The staged electron cooling of EicC

	位置 Position	功能 Function	质子能量 Proton energy / GeV	电子能量 Electron energy / MeV	冷却类型 Cooler
阶段 1 Phase 1	BRing	减小束流发射度 Reduction of beam emittance	2	1.09	DC
阶段 2 Phase 2	pRing	进一步减小束流发射度抑制内束散射 Beam emittance reduction and intra-beam scattering suppression	20	11	束团(ERL) Bunched beam (ERL)

EicC 装置增强器 BRing 中的直流电子冷却装置如图 34 所示,由电子枪、加速段、冷却段、减速段、收集器以及一系列螺线管和校正线圈组成。电子枪阴极发射的电子束经过阳极电势引出到加速段,静电高压电场将电子束加速到与离子束平均速度相同,然后注入到冷却段与离子束进行相互作用,通过库仑相互作用吸收部分离子束热量后的电子束再进入减速段减速,最后在收集器被收集,重复更新的低温电子束最终可将离子束发射度和动量分散降低到设计值。目前直流电子冷却发展已经成熟,国际上现有的直流电子冷却装置也较多,电子束能量范围可从几十千电子伏特到几兆电子伏特,例如美国费米实验室 Tevatron 上的 Recycler Ring 冷却装置中的电子束能量可达 4.3 MeV,德国 Jülich 的 COSY 冷却装置中的电子束能量可达 2 MeV。EicC 装置 BRing 直流电子冷却装置的最大电子束能量为 1.09 MeV,设计建造不存在技术挑战。

离子对撞环 pRing 中的离子束流冷却最大需要

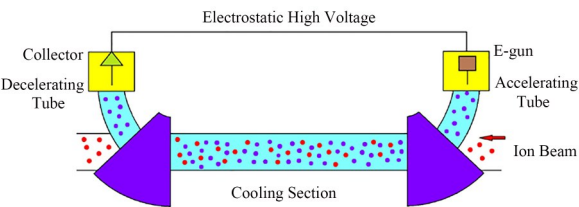


图 34 低能直流电子冷却装置
Fig.34 Low energy DC electron cooler

能量为 11 MeV 的电子束,传统的基于静电高压的电子冷却装置无法将电子束加速到 11 MeV,必须使用基于高频腔加速产生的电子束,即高能电子束团冷却。由于电子冷却要求高品质的电子束(低发射度、低能散、高流强、高束团电荷量),冷却过程中电子束几乎不损失能量,且电子束也不能无限重复利用,必须不断地用新电子束替换并收集废弃电子束。电子储存环装置受到同步辐射平衡条件的限制,电子束品质很难满足高能束团冷却要求;电子直线加速器能很好地加速、传输并基本保持电子枪提供的高品质电子束,但高频腔的功率指标过高,将增加建造和运行成本,且高功率电子束的收集也会带来中子活化等辐射防护和环境污染问题。能量回收型直线加速器 ERL 不仅能像环形加速器一样有效地累积电子束流强,也能像直线加速器一样保持束流的高品质,满足高能束团电子冷却的要求,同时能够将应用后的高能电子束以减速相位返回到主加速腔中,把高能电子束的功率转换为微波加速场功率,用于加速新注入的电子束。能量回收型直线加速器 ERL 实现了废弃电子束能量回收,能够有效地减小高频功率源的技术难度和成本,也能够降低进入束流收集器的功率,解决了高功率废弃电子束收集带来的辐射防护和环境污染问题。EicC 装置将采用的基于能量回收型直线加速器 ERL 高能束团电子冷却装置如图 35 所示,由光阴极电子枪、低能合束线、超导高频腔、弯曲段、两个 25 m 长的冷却段、束流匹配段、循环段、收集器等组成。

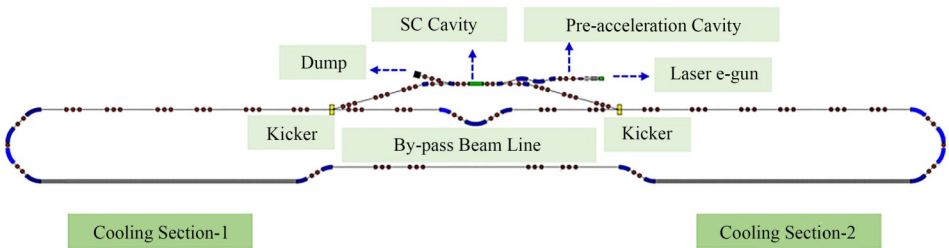


图 35 基于 ERL 的高能束团冷却示意图
Fig.35 High energy bunched beam cooler based on ERL

光阴极上产生的强流、高品质电子束经预加速腔预加速到 2 MeV, 然后经过合束线在保持其初始发射度和能散的条件下传输到能量回收型直线加速器 ERL 主加速段。经超导高频腔进一步加速到设计能量 11 MeV 后的电子束团由弧区段束线传输到长直线段与离子束团同轴重合, 并在具有强螺线管磁场的两个冷却段中循环多次与离子束团相互作用, 实现束流冷却。然后电子束团由超快冲击腔体踢出循环环并在超导高频腔回收能量, 最终在收集器收集剩余功率。同时, 新注入的电子束利用已回收的能量加速并重复该过程, 直到离子束流发射度和动量分散冷却到满足设计参数要求。表 7 为 ERL 和循环环的设计参数。

表 7 能量回收型直线加速器 ERL 和循环环的设计参数
Table 7 The main parameters of ERL and circulator ring

腔类型 Gun type	NCRF	RMS 动量分散 RMS energy spread	5×10^{-4}
RF 频率 RF frequency	700 MHz	RMS 束团长度 RMS bunch length	200 ps
重复频率 PRF	2 MHz	冷却段长度 Cooling section length	50 m
单束团电荷 Charge per bunch	4 nC	低温槽数目 Cryostat number	1
注入能量 Injection energy	2 MeV	低温槽长度 Cryostat length	1.5 m
加速能量 Cooling energy	11 MeV	循环环周长 Circumference of circulating ring	160 m
横向 RMS 归一化发射度	$2.5\pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$	循环环频率	30 MHz
Transverse RMS normalized emittance		Bunch frequency in circulating ring	

能量回收型直线加速器由于其功率消耗少, 束流品质高等巨大优势, 近几年在高能粒子加速器中备受关注, 发展速度快, 应用范围广, 如自由电子激光、同步辐射光源、对撞机、电子冷却等装置都计划使用能量回收型直线加速器 ERL 代替传统的直线或环形加速器。目前国际上已建成的能量回收型直线加速器 ERL 装置有美国杰斐逊实验室 JLab 的 CEBAF-ER、IR ERL(自由电子激光), 布鲁克海文国家实验室 BNL 的 test ERL, 日本高能研究所 KEK 的 cERL 等。随着光阴极电子枪和超导高频腔技术的发展, 高能、强流能量回收型直线加速器 ERL 的建造难度也在降低, 国际上正在建设和计划建造的能量回收型直线加速器 ERL 有德国海姆霍兹柏林材料所 HZB 的 bERLinPro、美国康奈尔大学 Cornell 的光源、布鲁克海文国家实验室 BNL 的 eRHIC 以及欧洲核子中心 CERN 的 LHeC 等, 其中部分装置是应用在高能束团电子冷却中的。这为 EicC 项目基于能量回收型直线加速器 ERL 的高能束团电子冷却装置建设打下了坚实的基础, 极大地降低了本项目高能量电子冷却的技术风险。

3.4 束流极化

EicC 装置是双极化电子离子对撞机。除了常规对撞机关注的亮度设计及相关的束流冷却设计, 极化设计是 EicC 装置另一项重要设计内容。EicC 物理目标对束流极化提出了如下要求:

- 1) 极化电子束流与极化质子束流、氘束流、氦 3 束流对撞, 其中电子束流的极化率约为 80%, 质子束流的极化率约 70%, 其余重离子束流为非极化束流;
- 2) 在对撞点, 电子束流的极化方向为纵向, 质子

束流、氘束流、氦 3 束流的极化方向可任意选择;

- 3) 质子束流、氘束流、氦 3 束流的极化率测量误差小于 5%, 电子束流的极化率测量误差小于 2%。

针对这些物理目标, 根据图 31 所示的总体布局以及图 32 所示的运行模式, 进行了相应的极化方案设计, 设计方案如图 36 所示, 包括极化控制以及极化测量。

3.4.1 离子极化

在离子加速器中, 原子束极化离子源 (Atomic Beam Polarized Ion Source, ABPIS) 可以产生极化、非极化质子束流 (以质子束流为参考, 其余极化束流与之相似)。从氢气到极化质子束通常需要进行离解、六极场筛选、受激辐射以及电离 4 个步骤。离解产生的氢原子自旋分布是各向同性的, 可通过六极场筛选较高能级即电子自旋在磁场方向分量为 1/2 的原子束引入下一级装置。在受激辐射模块中, 质子自旋为 -1/2 的原子将通过受激辐射选择性的跃迁到质子自旋为 1/2 的原子态, 形成强流高极化原子束。同时, 通过选择入射激光的偏振方向, 能够在受激辐射模块中控制极化原子束的极化方向, 以对后续束线或加速器装置的极化方向进行匹配。将该原子束进行电离, 即能够得到所需的高流强、高极化质子束流。ABPIS 是当前常用的极化离子源, 可提供极化率高达 90% 的极化质子束流^[271]。

极化质子束流从极化离子源引出后, 将经过一套质子极化方向及极化率测量装置进行测量。该装置主要通过测量极化质子束与极化靶库伦散射角分布计数率推算得到特定方向的极化率, 可用于调节极化离子源, 或匹配极化质子束与增强器 BRing 极

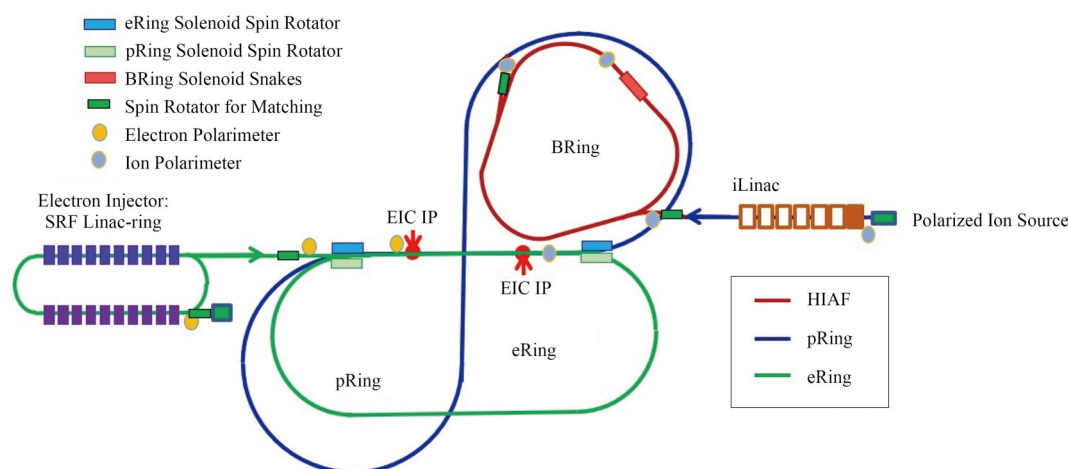


图 36 EicC 装置极化设计
Fig.36 The polarization design of EicC

化方向。极化质子束将通过离子注入器 iLinac 加速到增强器 BRing 的注入能量 48 MeV，并通过注入线注入至增强器 BRing。该过程中不存在退极化共振，质子束流的极化不会受到影响，但为了确认增强器 BRing 注入束流的极化方向，仍在增强器 BRing 注入线安装一套极化方向及极化率测量装置。该过程中可通过自旋旋转器进行极化匹配。

48 MeV 强流极化质子束将在增强器 BRing 中加速到 2 GeV。在加速过程中，由于束流极化工作点穿越多个退极化共振线，出现束流极化率明显下降的现象。因此，为了保持极化质子束流的高极化率，在增强器 BRing 电子冷却段两侧将安装可以改变自旋工作点的西伯利亚蛇。该西伯利亚蛇由安装在电子冷却装置两侧的螺线管构成，其场强将在加速过程中随束流能量同步变化，使自旋工作点总是位于 1/2 处，远离退极化共振线，避免退极化共振导致质子束流极化率下降的问题。同时，在相同的直线段安装一套极化方向及极化率内靶测量装置，可以在线测量质子束流极化方向及极化率变化，为调整、优化增强器 BRing 极化相关物理参数提供重要参考。该测量装置运行于 48 MeV~2 GeV 能量，且在该能量范围内均有较高的计数率，能够满足增强器 BRing 控制所需的精度。

2 GeV 极化质子束流从 BRing 快引出，经过极化方向匹配及测量后注入离子对撞环 pRing。极化匹配由自旋旋转器实现，通过螺线管-水平偏转二极铁-螺线管-水平偏转二极铁的组合将束流极化方向任意旋转，这是 EicC 装置中极其重要的极化控制装置。图 37 以垂直方向极化旋转到纵向方向极化为例给出对极化方向的控制方案，蓝色线表示螺线管引入的极化方向旋转，紫色线表示水平偏转二极铁

引入的极化方向旋转，红色线表示初始及最终的极化方向。极化束流在经过螺线管时，极化方向将以束流前进方向为轴旋转一定角度，然后水平偏转二极铁能够将束流极化方向围绕垂直方向为轴进行旋转。再次重复一次该操作，能够将束流的极化方向由垂直旋转为水平。同样地，选择各步操作中的自旋旋转角度，该自旋旋转器能够将束流极化方向旋转到任意方向。同时，由于 4 个自旋旋转角度提供了足够的极化控制变量，对特定极化方向的调整存在多组解，能够在较宽能量范围内、不影响中心轨道的条件下同时实现极化方向的控制。使用自旋旋转器，能够将 BRing 引出的强流极化质子束流极化方向旋转至与离子对撞环 pRing 弧段极化方向一致，避免极化方向失配导致的退极化。在接近离子对撞环 pRing 注入入口处也布置了一套极化方向及极化率测量装置，以确保注入时极化方向高效、完全的匹配。

极化质子束流注入到离子对撞环 pRing 后，进行第二次加速达到最高能量 20 GeV，该过程中质子

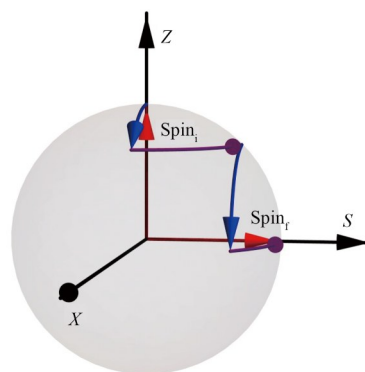


图 37 自旋旋转器对束流极化方向的操作
Fig.37 The spin rotation in a spin rotator

束也将多次穿越退极化共振线,常规跑道形加速器难以保持质子束流的极化率。而且,该能量范围下,螺线管型西伯利亚蛇技术难度较大,而二极铁型西伯利亚蛇造成的轨道畸变较大,这使得完全使用西伯利亚蛇来避免退极化共振非常困难。针对这些问题,在EicC设计方案中,离子对撞环采用了“8”字型创新结构,一侧弧区造成的自旋进动将被另一弧区抵消,使全环净极化工作点为0,采用长直线节较小的螺线管磁场强度就能使机器的极化工作点在加速过程中远离所有退极化共振线。经过方案优化,也可以直接采用对撞点处已有的探测器螺线管达到该目标。这是EicC项目离子加速器的创新设计。

由于质子束流需要任意的极化方向,在对撞点所处的长直线段与两侧弧段之间设置两组对称的自旋旋转器。如前所述,该自旋旋转器能够将对撞点质子束流的极化方向旋转到任意方向,并在下游进入弧区前将质子束流的极化方向旋转为与弧区匹配的方向。该方案能够在提供任意极化方向的情况下同时确保环中的极化匹配。

离子对撞环pRing中也布置了极化方向与极化率测量装置,在线测量质子束流的极化方向和极化率,用于监测和调整对撞点处的极化方向,为各项物理实验提供极化率数据。该装置的极化率测量精度达到5%,能够满足物理目标的要求。

3.4.2 电子极化

在电子加速器中,光阴极极化电子枪可以产生极化电子束。通过镀Cs, GaAs阴极的电子激发能带能够和真空能带重合,电子跃迁到激发能带的同时将变为自由电子。特定能量、特定偏振方向的激光能够选择性的将特定自旋态的电子跃迁到激发能级,形成高极化率电子束流。改变激光的偏振方向,即可改变电子束流极化方向。目前,该类极化电子枪的极化率可达到90%^[272],满足EicC装置的要求。在注入到电子注入器前,借助于极化方向和极化率测量装置测量电子束流的极化特性,根据物理实验和加速器的要求对光阴极极化电子枪的各项参数进行调整。

极化电子束流注入到电子注入器后,加速到对撞能量2.8 GeV~5 GeV,但该过程中电子束流每一圈都会走不同的弧线段,没有周期性横向、纵向运动与自旋周期性进动发生共振,不会产生退极化现象^[273]。因此,该部分装置不需要布置极化保持装置。

极化电子束流在电子注入器中加速到最高能量后注入电子对撞环eRing,该过程中需要将电子束流

极化方向匹配到电子对撞环eRing弧段的极化方向。采用离子加速器中同样的自旋旋转器可以实现极化匹配。

电子束流注入电子对撞环eRing前对电子束流的极化方向和极化率进行测量,与离子加速器或低能电子加速器采用极化内靶模式测量不同。高能电子束流可产生较强的同步辐射效应,通过测量电子束流同步辐射偏振强度能够间接得到电子束流的极化方向与极化率。这种测量方案为非拦截式测量,不会对电子束流品质产生影响。

极化电子束流在对撞过程中需要保持极化率约80%。结合国际上已有装置的实验结果^[274],电子对撞环eRing设计为跑道型结构,便于电子束流同步辐射引起的自极化效应与退极化效应相抵消,达到高平衡极化率,维持对撞过程中极化率约80%。在与极化质子束流对撞时,极化电子束流的方向需要为纵向方向,但电子对撞环eRing弧段的匹配极化方向为横向,因此需要在对撞点所处的长直线段与两侧弧段间布置两个自旋旋转器,以同时满足极化方向匹配与物理目标要求。该自旋旋转器与离子加速器中的类似。极化方向与极化率在线探测装置与电子对撞环eRing注入线同样采用同步辐射光探测装置,不同之处在于测量精度提高到物理目标要求的2%。

3.5 对撞区设计

为了实现EicC的物理目标,EicC设计建造两个接近全立体角覆盖的探测器,对反应产物电子e、缪子μ、介子π、介子K、质子p等带电粒子以及光子γ、中子n等中性粒子进行探测及粒子鉴别。该探测器包括有端盖的中心探测器和前向探测器。有端盖的中心探测器围绕螺线管超导磁铁构建,分为桶部及两侧端盖部分,主要由顶点探测器、径迹探测器、飞行时间探测器、切伦科夫探测器、电磁量能器及强子量能器等一系列探测器构成,主要探测较大角度的反应产物。有端盖的中心探测器需约8 m长度的安装空间。前向探测器主要检测小角度、极小角度出射反应产生的末态粒子,距离对撞点较远,需要增设二极磁铁提供分辨能力。电子前向探测器需要二极磁铁及较长的漂移节来完成鉴别。而离子前向探测器则需要第一块聚焦四极铁前设置二极磁铁保证小角度产物的鉴别,以及第一块聚焦四极铁后设置二极磁铁及长直线节保证极小角度产物的鉴别。相对于常规对撞机,这些探测器要求对EicC装置对撞区设计提出了更多要求。

常规对撞机设计对对撞区布局及光学提出了如下要求:

1) 对撞点处有尽可能小束流尺寸, 即尽量小的 β^* ;

2) 对撞区无元件长度需要满足探测器最小安装长度;

3) 对撞区第一块聚焦四极铁处的 β 函数不可过大, 应在1 000~2 000 m附近;

4) 对撞区光学需要满足对撞环色品补偿要求;

5) 对撞点交角需要大于束团分离所需的最小值, 也需要小于蟹腔能够调节的最大值;

6) 对撞区光学设计中需要考虑对撞区各磁铁元件不可超过探测器给出的安装空间限制, 各磁铁之间也不能相互干扰。

同时, 为了能够以更高的分辨率鉴别近100%的反应产物, 全立体角覆盖探测器对EicC装置的对撞区设计提出了更多的要求:

1) 电子对撞环eRing对撞区在电子束流进入方向应避免较大的偏转, 以减小电子束流同步辐射本底对对撞区探测器的影响;

2) 离子对撞环pRing的对撞区应尽量接近其弧区, 以减小质子束流与残余气体分子碰撞产生的强子本底对对撞区探测器的影响;

3) 离子对撞环pRing对撞点后需设置一块二极

铁以提高小角度反应产物的分辨能力^[275];

4) 离子对撞环pRing第一块聚焦四极铁后需设置一组二极铁以提高极小角度反应产物的分辨能力;

5) 电子对撞环eRing第一块聚焦四极铁后至少需设置一组二极铁以提高小角度反应产物的分辨能力;

6) 对撞区磁铁横向孔径至少需保有10倍束团横向RMS尺寸大小的束流清晰区, 以使小角度反应产物内较大散射角度的碰撞碎片能够穿越磁铁真空管道到达位于对撞点下游的前向探测器。

综合考虑各方面的要求, 对撞区的总体设计方案如图38所示。由于电子束团与质子束团性质存在较大差异, 两侧探测器对对撞区布局的要求也不完全相同, EicC装置对撞区采用非对称布局结构。在离子对撞环pRing中, 对撞区接近前一弧段, 以减小因质子束流与残余气体相互作用产生的强子本底, 提高探测器系统的分辨能力。在电子对撞环中, 对撞区前为长直线节, 远离弧区, 并设置电子束流同步辐射吸收装置, 以减小因电子束流同步辐射产生的同步辐射本底, 进一步提高探测系统的分辨能力。

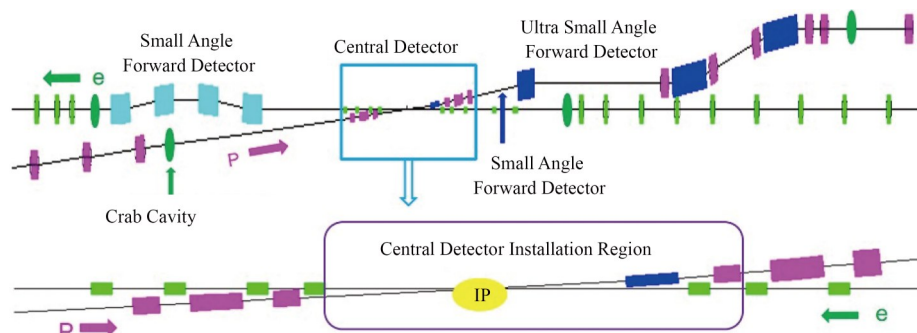


图38 EicC装置对撞区总体布局
Fig.38 The interaction region of EicC

对撞区主要包括两个部分: 位于对撞点附近的少元件直线节, 以安装有端盖的中心探测器; 相对远离对撞点、包含二极铁及相关漂移节的束线, 以安装前向探测器。有端盖的中心探测器安装需要约8 m的空间, 为了满足对撞区磁铁强度限制并充分利用安装空间, 对撞点处所有磁铁元件均使用超导设计, 以尽可能地增加无元件长度、减小安装所需的空间, 确保除了小角度及极小角度反应产物外的末态粒子均能被检测到。基于这些超导磁铁设计, 对撞点处的交角选择为50 mrad, 能够在抑制长程束束相互作用的同时实现电子束与离子束的更快速分离, 减小对撞点处直线节长度的限制, 以便优化对撞点处的最小 β 函数、第一块聚焦四极铁处的最大 β 函数和小

角度前向探测器所需的二极磁铁。

离子对撞环pRing在对撞点处的 β 函数为0.04 m(水平)和0.02 m(垂直), 可达到亮度设计中的要求。同时, 第一块聚焦四极铁处的最大 β 函数约为1 000~2 000 m, 可以满足超导磁铁安装尺寸的限制。除了对撞点以及第一块聚焦四极铁处 β 函数的要求, 亮度设计要求对撞点处的色散为零, 以进一步缩小束流尺寸, 保证亮度。但对撞区两侧往往存在较大的色散, 必须设计相关的消色散节。采用两台二极铁与两台四极铁的消色散结构, 以在进入对撞点前实现消色散, 同时为前向探测器提供足够的分辨能力。

电子对撞环eRing在对撞点处的 β 函数为0.2 m

(水平)和0.06 m(垂直),可达到亮度设计指标。同时,相比于离子对撞环pRing,电子对撞环eRing第一块聚焦四极铁离对撞点更近,以错开质子束流和电子束流束斑尺寸最大处,减小分离对撞束流的难度。由于更接近对撞点,电子对撞环eRing中第一块聚焦四极铁处最大的 β 函数约1 000 m。选择电子对撞环eRing第一块聚焦四极铁靠近对撞点是因为电子束流所需的磁铁孔径较小,相应的安装尺寸也较小,能够使带端盖的中心探测器更有效地探测所有的反应产物,避免与探测器全方位角覆盖设计方案的冲突。

在离子对撞环pRing对撞点下游,布置了一块长度为1 m、最大磁场强度为2.1 T、偏转角度为30 mrad的超导二极磁铁,该二极磁铁将提供较大的色散,以增强安装在其后的小角度前向探测器的分辨能力。同时,该二极磁铁能够进一步分离束流,使两个对撞环的光学设计更加灵活。该超导二极磁铁后方是仅包含聚焦四极磁铁的直线节,可用于小角度反应产物的漂移分离、安装小角度前向探测器。此后,设置了一台偏转角度较大的二极磁铁,将束线由倾斜偏转为与电子对撞环eRing束线平行,两者间距约1 m。结合该二极磁铁后方较长的直线节,该二极磁铁可提高极小角度反应产物的分辨能力。同时,在经过该二极磁铁时,反应产生的中性粒子不会被偏转,可在倾斜直线节延长线方向设置相关探测器,检测反应产生的中性粒子。通过两台二极磁铁组成的系统,能够近于100%的观察到离子束流中的小角度及极小角度前向反应产物,确保了探测器的全方位角覆盖特性。

电子对撞环eRing在对撞点下游也设置了相关的小角度前向反应产物的探测束线。采用水平偏转二极磁铁,将束流偏转至倾斜方向并再次偏转回平行方向。两组二极铁磁铁(共4台)对称布置,在保证 β 函数平滑下降的情况下同时抵消自身产生的色散,方便上下游束流光学参数的匹配。将最靠近对撞点的二极磁铁作为第一块二极磁铁,经过第一块二极磁铁后,布置一段较长的直线节,为电子束流中的反应产物提供足够的漂移空间,使小角度前向探测器能够观察到反应产物。第二块二极磁铁与第三块二极磁铁之间的直线节是平行于对撞区长直线节的,在该直线节延长线可布置基于电子束流同步辐射检测电子束流极化方向和极化率的装置。通过4块二极磁铁组成的偏转束线,能够保证电子束流侧探测器的全方位角覆盖特性。

为了在较大的对撞点交角下获得更高的亮度,离子对撞环pRing和电子对撞环eRing两侧在相距

对撞点 $\pi/2$ 相移处均设置了蟹腔,能够在束团进入对撞点前进行旋转,使质子束流与电子束流在对撞点处实现完全的头碰头对撞。对撞后,另一套蟹腔将束团旋转至原状态,便于和对撞环其他动力学相匹配。蟹腔方案已在日本高能研究所正负电子对撞机KEKB等对撞机上实现^[276]。

3.6 核心关键技术预研

基于以上设计,将在已有的强流重离子加速器装置(High Intensity Heavy-ion Accelerator Facility, HIAF)上进行相关核心关键技术的预研与验证,主要包括:极化离子源ABPIS、光阴极极化电子枪、能量回收型直线加速器ERL高能束团电子冷却装置、西伯利亚蛇、自旋旋转器、“8”字型环验证装置以及内靶型极化方向与极化率测量装置。

极化离子源ABPIS是生成极化质子束流(以及较轻重离子极化束流)的关键装置,研究它的最大极化率以及最大流强是EicC装置的重要预研课题。预研的极化离子源将能够安装于HIAF装置进行在线测试,以验证ABPIS是否满足EicC装置的要求。

光阴极极化电子枪的技术较为成熟,但其极化方向控制、流强优化、寿命优化仍然是亟待深入研究的课题。需要验证光阴极极化电子枪的相关参数,以此确定电子对撞环eRing的注入累积方式。由于HIAF装置没有电子加速器,EicC装置预研的光阴极极化电子枪将独立测试。

能量回收型直线加速器ERL高能束团电子冷却装置是实现EicC装置设计对撞亮度和对撞寿命的不可或缺的关键装置,需要在EicC装置预研中进行技术开发,并在HIAF装置增强器BRing中进行验证测试。预研涉及到三方面的内容。第一是高品质能量回收型直线加速器ERL的研制。相比于非电子冷却用能量回收型直线加速器ERL,由于需要电子束流保持较冷的状态,EicC装置中的能量回收型直线加速器ERL对电子束流品质的要求更高。预研项目中将设计建造一台低能量的能量回收型直线加速器ERL样机,为HIAF装置增强器BRing中高能束团电子冷却实验提供电子束流,以积累能量回收型直线加速器ERL腔体设计、能量回收等关键技术。第二是循环环的设计及实现。从电子枪产生的电子束流并不能达到高能电子冷却所需的流强,需要在循环环中不断累积、加速后才能制备电子冷却所需的电子束。该过程中,也需要保持电子束流在较冷的状态。第三是超快冲击腔体的研制。由于基于能量回收型直线加速器ERL的高能电子冷却装置需要在累积加速的同时将电子束团从循环环注入到冷却段,或者将冷却段废弃的电子束团引出到主

加速腔体段进行能量回收,冲击腔体必须能够分辨几个甚至一个电子束团。这是冲击腔体的设计和制造的技术挑战,需要进行先期验证。EicC装置预研建造的基于能量回收型直线加速器ERL的高能束团电子冷却装置将能够在HIAF装置增强器BRing中开展高能束团电子冷却实验,进行在线测试,为建设EicC装置更高能量的束团电子冷却装置奠定坚实的技术基础。

西伯利亚蛇是避免EicC装置增强器BRing退极化共振的关键装置。技术方案选定为螺线管型。相较于二极铁型方案,螺线管型西伯利亚蛇不会改变增强器BRing的束流轨道,但其磁场上升速率将远小于二极铁型。增强器BRing将运行于快循环模式,其二极铁磁场上升速率为 $12\text{ T}\cdot\text{s}^{-1}$,螺线管磁场随质子束流能量上升存在较大的技术难度,需要进行非常详尽的优化设计。可在增强器BRing中设计、建造EicC装置所需的螺线管型西伯利亚蛇,并于极化离子源预研项目完成后集成测试增强器BRing是否能够达到EicC装置对增强器流强、极化率等的要求,在预研项目中完成EicC装置增强器的建设。

自旋旋转器是EicC装置中对撞点处极化调节、加速器间极化方向匹配的关键装置。运行在不同能量、旋转到任意给定方向、但不影响束流轨道是其最重要的三个特点。该装置主要采用螺线管+二极铁+螺线管+二极铁的方案,需要验证在所需的能量范围内、对任意极化方向旋转角度,是否总是能够找到不影响束流轨道的4个磁场强度参数。可针对增强器BRing的注入能量设计并建造一套自旋旋转器,以在极化离子源预研样机完成后,在HIAF装置增强器BRing注入线中在线测试自旋旋转器的相关设计,并改进设计,最终应用于EicC装置。

目前,世界上尚没有“8”字型同步加速器,该型加速器净极化工作点为0的性质也没有得到过实验验证。HIAF项目在设计、建设中已在高精度环形谱仪SRing附近预留了其镜像环的空间,可通过较小的投入升级为一个“8”字型同步加速器,用于验证退极化共振对“8”字型同步加速器的影响。若EicC装置预研完成该升级并验证其极化率保持等特性性能,高精度环形谱仪SRing升级装置将是世界上第一台储存强流极化质子束流的“8”字型同步加速器。该预研项目,是EicC装置预研项目中非常关键的部分,将为EicC装置离子对撞环pRing提供多项技术积累。

由于HIAF项目没有高能电子加速器,无法测试同步辐射型极化方向与极化率测量装置,可先期

验证内靶型极化方向与极化率测量装置。内靶型测量装置一般使用极化气体内靶,通过测量库伦散射角分布计数率来确定各个特定方向的极化率,极化率最大的方向即是束流的极化方向。该测量方案在束流能量较低时会极大地影响束流传输,是阻拦式的,无法在线测量,但在束流能量较高时对束流传输影响较小,可进行在线测量。极化率测量装置是控制极化离子源、光阴极电子枪极化率与极化方向的关键装置之一,也是加速器间极化方向匹配、测量同步加速器中退极化共振的唯一装置。EicC装置预研项目将设计、建造多台内靶型极化方向与极化率测量装置,安装于极化离子源出口、光阴极极化电子枪出口、增强器BRing注入线自旋旋转器出口、增强器BRing、高精度环形谱仪SRing等位置,以在线综合验证EicC装置各预研项目的技术指标。

EicC装置预研项目能够确保EicC装置的设计、建造、调试及运行顺利完成,是EicC实施不可或缺的保证和基础。完成这些预研项目后,EicC装置关键技术难点将得到解决,相关技术方案将得到验证。

4 探测器设计

EicC丰富的物理课题,对探测器提出了不同的探测要求,如对SIDIS过程的测量需要在中心区域较大立体角内有好的动量、能量以及粒子鉴别能力,对DVCS、 π 介子结构函数等研究需在离子束流前冲方向极小角度有质子及中子的探测能力。为支撑EicC丰富的物理课题,我们将建造通用的多功能探测谱仪。

在粒子物理与核物理实验领域,有众多先例值得EicC探测器借鉴。如已停机的德国的HERA上的H1以及ZEUS;正在运行的北京谱仪BESIII实验,欧洲CERN的LHC上的实验,美国JLab的实验和BNL的RHIC上的实验等;以及处于建设中的德国FAIR上的实验或尚在提议阶段的美国EIC实验等。这些实验,质心能量或高或低,对撞(打靶)粒子种类也不尽相同,但是其中探测器部分有很多可以借鉴之处。

为便于下述章节讨论,图39定义了EicC探测区域坐标系,以电子束流反方向为 z 轴正方向。图中 η 为赝快度, $\eta=0$ 对应于 $\theta=90^\circ$, η 正(负)无穷对应于 z 轴正(负)方向。

4.1 探测需求

在EicC束流能量中心值下(3.5 GeV电子、20 GeV质子),其质心系能量为16.7 GeV,电子质子对撞反应总截面约为 $20.8\text{ }\mu\text{b}$ 。在设计亮度 $L=$

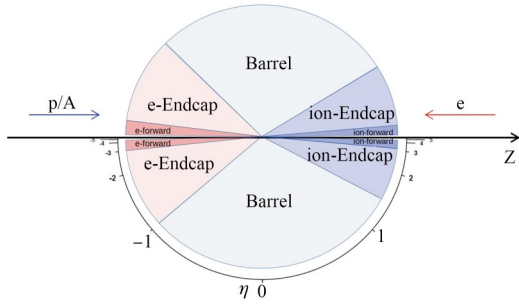


图39 EicC探测区域坐标系定义
Fig.39 Coordinate definition of the detector region

$4 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ 时, EicC 预期总事例率约为 83.2 kHz。通过 Pythia6^[277] 模拟, 我们研究了 EicC 在该能量下反应末态粒子的空间分布以及事例多重数。在赭快度空间, 末态粒子聚集的峰值在 η 约为 1 附近(单位赭快度空间每秒径迹数约 80 000), 单事例平均带电径迹和中性径迹数均低于 10。从事例率和多重数上看, EicC 探测器及数据获取系统面临的压力适中。

对于电子质子散射, 其末态散射电子的能量、赭

快度、非弹性度等参数在 x - Q^2 二维空间内的分布反应了散射电子的运动学特征。如图 40 所示, 红线为散射电子的能量等势线, 由 $x=0.175$ 的竖直线将两侧分开。 $x=0.175$ 的竖直线对应于被撞击部分子携带动量为 3.5 GeV 的情形, 动量 3.5 GeV 的电子与相同动量的部分子弹性碰撞, 散射电子的方向不确定, 但其动量大小始终为 3.5 GeV, 这是竖直线的意义。在 x 较大的区间(如 $x>0.5$), 部分子携带动量较大, 散射电子有被反弹获取很高能量的可能性, 在图 40 中对应于右上角的散射电子能量很高的等势线。同时这部分区域, 自然会有较大的 Q^2 值。在 x 较小的区域(如 $x<0.005$), 被撞击部分子携带极少动量, 电子将不会有很大的四动量变化, 对应的 Q^2 也将偏小。以上是散射电子的能量等势线特征解析。对于散射电子的赭快度等势线, 如图中蓝线所示。在 Q^2 很小时(如 $Q^2<0.01 \text{ GeV}^2$), 对应于极小的电子四动量转移, 此时散射电子基本与初态电子束流相近, 因此其赭快度很小。以上特征分析对于探测器的设计提供了基本运动学信息。

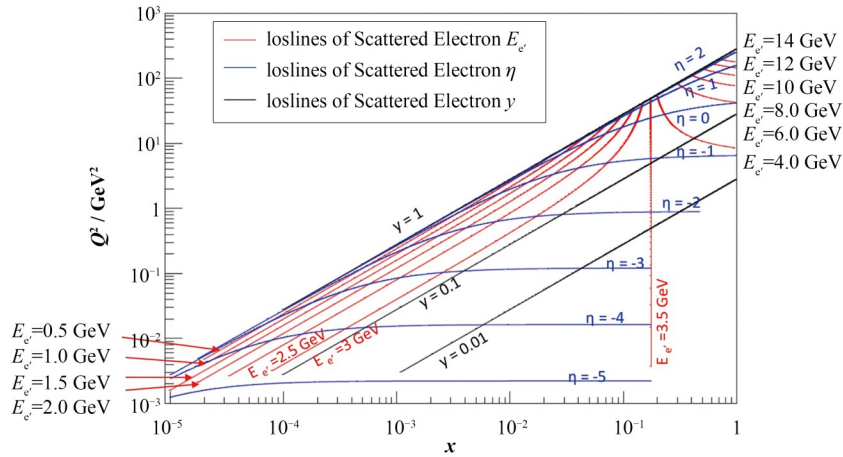


图40 散射电子等势线分布
Fig.40 Isolines of the scattered electron

4.1.1 末态产物分布

在众多末态粒子中, 散射电子的探测几乎对 EicC 的所有物理课题(如 DIS、SIDIS 等)有重要的作用。图 41 为不同 Q^2 区间内散射电子的分布, 图中二维空间极坐标系内每个 bin 到极点的距离对应于该散射电子的动量大小, 每个 bin 的角度对应于散射电子的赭快度。图 41 中颜色代表截面信息, 下方半圆弧包含赭快度刻度。电子束流从右侧飞向左侧。在 $Q^2 < 1 \text{ GeV}^2$ 时(左上图), 散射电子集中在前冲方向(赭快度 $\eta < -2$)。随着选取的 Q^2 变大, 散射电子的赭快度值也随之变大。在前述物理章节, 奇特强子态等过程的研究, 对小 Q^2 区域有一定的探测需求, 需

要在电子前冲方向极小角度考虑散射电子的探测。而在 SIDIS 过程研究中, 为保证深度非弹特性采用了 $Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$ 的限制, 对于散射电子前冲方向极小角度没有探测需求。

除了散射电子, 其他末态粒子的探测对 EicC 的众多物理课题也有重要意义。如在 SIDIS 过程的研究中, 对末态强子的探测是提取 TMD 的有效途径。图 42 为 Pythia6 模拟反应末态在赭快度区间 $2 < \eta < 3$ 的分布。其中红色为 π^- 粒子, 绿色为 K^- 粒子, 蓝色为反质子, 灰色为质子, 黑色为电子, 紫色为光子。由图 42 可以看出, 对于强子末态, π 粒子产额最大, 比 K 、 p 粒子高 1~2 个数量级。此处 Pythia 模拟显示

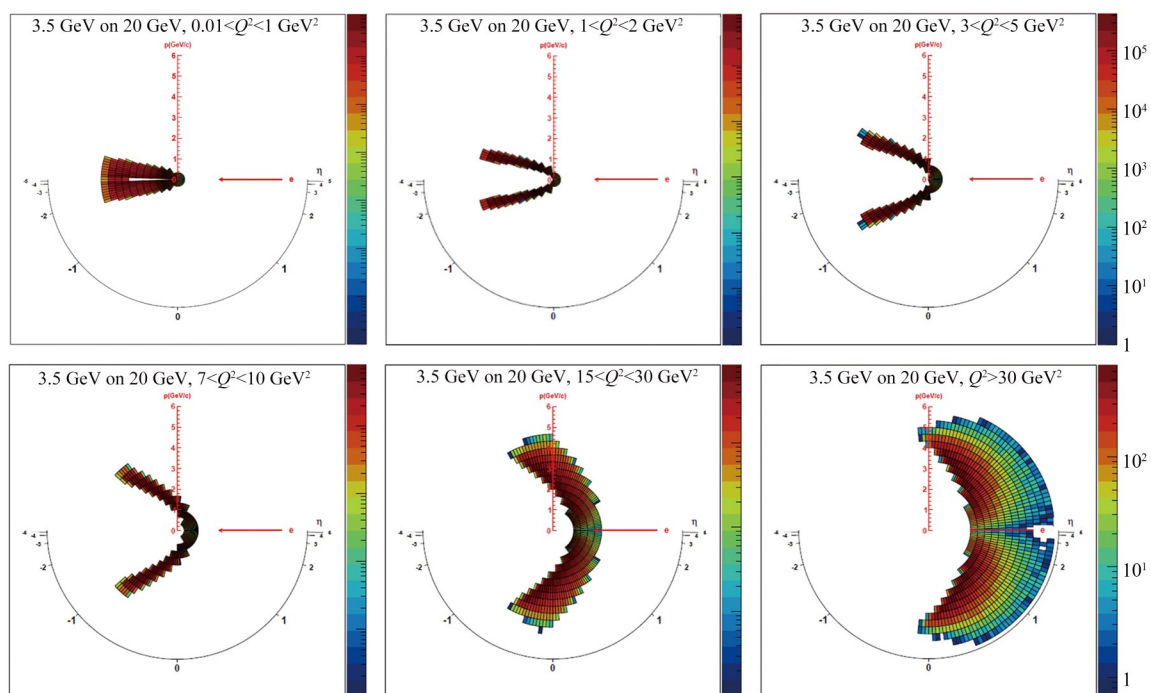


图41 Pythia模拟的散射电子在不同 Q^2 区间内的分布
Fig.41 Distributions of the scattered electrons in different Q^2 bins simulated with Pythia

的强子末态动量分布与在SIDIS过程中的模拟结果吻合。在赙快度 $\eta < 1$ 时,强子末态动量低于 $6 \text{ GeV} \cdot \text{c}^{-1}$;在赙快度较大时(如 $\eta > 2$ 时)强子末态动量可能高达 $15 \text{ GeV} \cdot \text{c}^{-1}$ 。对于末态强子的探测与鉴别,需要在不同赙快度空间根据不同的动量范围分别考虑。

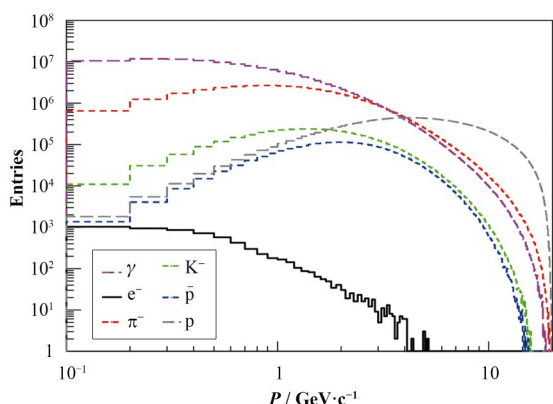


图42 不同末态粒子, e^- (黑色)、 γ (紫色)、 π^- 介子(红色)、 K^- 介子(绿色)、 $\bar{p}$ 为反质子(蓝色)、质子(灰色),在赙快度空间 $2 < \eta < 3$ 的动量分布

Fig.42 Momentum distributions of e^- (black), γ (purple), π^- (red), K^- (green), $\bar{p}$ (blue), p (grey) in the pseudo-rapidity range of $2 < \eta < 3$

以上是通过Pythia模拟得到的末态产物的运动学分布。对于EicC的重要物理过程,如SIDIS过程、DVCS过程,其末态分布对于探测器的设计有直接指导意义。其中SIDIS过程要求探测器在中心区域

有大的覆盖范围以及好的动量分辨和粒子鉴别能力。而DVCS过程则在质子束流前向区域提出了对大动量、极小角度散射质子的探测要求。

另外,末态中子的探测也是EicC探测器需要考虑的一点。在前述物理章节 π 介子结构函数测量研究中,发现末态反弹中子的动量与入射质子的动量非常接近,因此需要考虑在极小角度安装中子探测器。与上述探测DVCS过程的极小角度质子相比,探测极小角度中子有所差异,比如在前向探测区域经过分析二极磁铁之后,离子束流管有所偏转,中性的中子将在束流管偏转处穿出管道,可以方便地在束流管偏转处外侧的开放区域放置中子探测装置。

4.1.2 亮度和极化测量

作为主要系统误差来源之一,对束流亮度和极化度的精确测量将是至关重要的。亮度测量可以采用韧致辐射过程,如在HERA的电子质子对撞中用到的 $ep \rightarrow ep\gamma$ 。韧致辐射过程截面大,可以由QED精确计算(精度高达0.2%),可以保证在很低的统计误差下快速地测量亮度值。通过韧致辐射方法测量亮度时,需在小角度测量在前向产生的辐射光子。另外,韧致辐射过程的截面对于束流的极化度有依赖关系。

在海夸克区间对核子结构的精确测量,其中包括对纵向自旋-味道结构、横向动量分布函数以及广义部分子分布函数的测量,是EicC的主要物理亮点

之一。对这些自旋相关的观测量的测量中,束流的极化度都将作为归一化因子进入最终测量结果。基于EicC的高亮度特性,在海夸克区间的测量结果将会达到前所未有的统计精度。因此,对系统误差的控制将对实验精度带来不可忽视、甚至在某些情况下起决定性的影响。对电子束流极化度的测量可以通过不同的QED散射过程来实现,例如,电子光子康普顿散射、电子电子穆勒散射。这些QED过程的自旋依赖的反应截面可以通过计算给出精确的结果。而极化测量中靶光子或者电子的极化度则是已知并且可控的,从而我们可以测定电子束流的极化度。对于质子束流的极化度的测量可以利用质子-质子或者质子-原子核的弹性散射过程来实现。质子束流在加速和存储阶段将保持横向极化,在前述散射过程中,相对于极化方向散射截面将会产生明显的左右不对称。质子束流的极化度可以通过对这个左右不对称度的测量来抽取。在过去几十年间,极化测量的技术手段和测量精度都在不断的改进。对于电子束流极化的测量,以目前在美国JLab运行的CEBAF加速器为例,三种不同类型的极化仪(莫特^[278]、穆勒^[279]和康普顿^[280]极化仪)可以在不同位置分别对电子束流的极化进行测量,测量精度可以达到1%左右。其中康普顿极化仪,用圆偏振、大功率的激光束作为散射靶,对束流质量的影响极小,因此,可以对束流的极化度进行实时并且连续的测量。

莫特和穆勒极化仪则分别采用金和铁薄片作为固体散射靶。对于事例率较高的情况,它们可以在短时间内实现对束流的极化的精确测量。对于质子束流的极化度测量,我们以美国布鲁克海文的RHIC对撞机为例进行介绍。在RHIC上,两种不同类型的极化仪分别采用碳薄膜和极化氢气作为散射靶。类似CEBAF上的莫特和穆勒极化仪,碳纤维^[281]靶极化仪利用较高的散射事例率可以在短时间内实现对质子束流极化度的抽样测量。由于极化氢气靶^[282]对质子束流的影响非常小,类似于康普顿极化仪,它可以持续地对质子束流的极化度进行检测。目前RHIC上对质子束流极化度的测量可以达到3%左右的精度。

4.2 探测器概念设计

根据上述研究,我们可以将EicC的探测需求分区间讨论。如图43所示,中心区域作为探测主体,需要提供好的动量测量、散射电子的能量测量、强子末态的粒子鉴别等功能,除此之外,还需要考虑在极小角度探测散射质子等。该图下侧半圆弧为赭快度坐标,不同颜色标定中心探测器的子部分,上侧半圆弧分四个功能部分总结了探测器的物理需求:寻迹系统、散射电子测量需求、强子末态粒子鉴别需求、强子量能器需求。该图对于中心探测器子部分的赭快度划分仅为示意图。同时对于物理需求的总结也还需在探测器模拟过程中反复推敲。

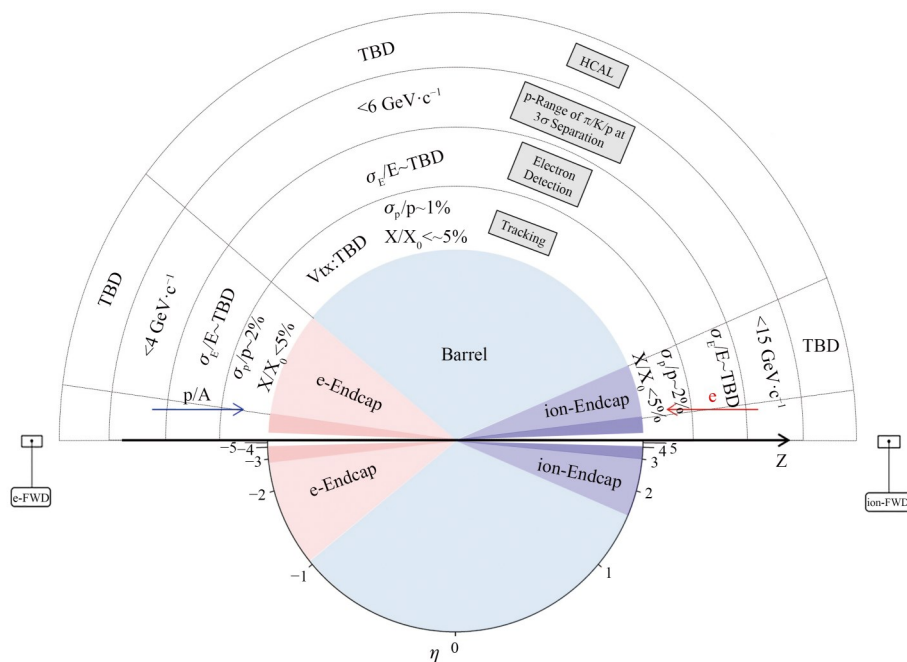


图43 EicC探测器物理需求总结
Fig.43 Summary of the EicC detector requirements

EicC 探测器的设计将在物理需求的指导下通过探测器模拟进行多次迭代。作为初步的概念设计, EicC 探测器将由中心探测器和前向探测器组成。中心探测器围绕螺线管超导磁铁构建, 分为桶部及两侧端盖部分。EicC 探测器概念设计图见图 44。中心探测器从功能上由以下 4 个主要探测部分组成:

1) 用于测量对撞顶点、以及次级顶点的顶点探测器, 可选用在多个实验中成熟应用的基于 MAPS、

DEPFET 等技术的顶点探测器;

2) 用于测量带电粒子动量的径迹探测器, 如时间投影室(TPC)、气体电子倍增器(GEM)、稻草管探测器、漂移室等;

3) 用于粒子鉴别的飞行时间探测器和切伦科夫探测器;

4) 用于测量电子、光子、和强子能量的电磁量能器以及强子量能器。

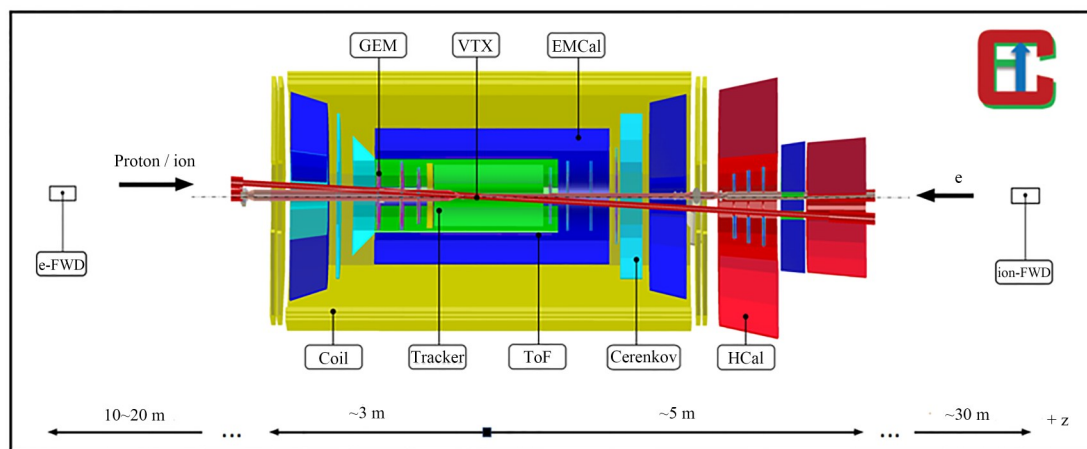


图 44 EicC 探测器概念设计图(Geant4 版本)

Fig.44 Conceptual design of the EicC detector (Geant4 Version)

从探测器概念设计出发, 由探测器模拟反馈逐步提出 EicC 各个子探测器的细节要求。如对散射电子的探测要求建议在不同赭快度空间采用不同能量分辨的量能器, 如在电子前冲方向靠近束流管的端盖部分采用能量分辨高的晶体量能器, 其它部分采用能量分辨稍低的抽样型量能器。对强子的探测鉴别也需在不同 η 范围考虑不同探测技术, 如在离子束流前冲一侧($1 < \eta < 4$), 末态强子前冲动量较大(可高达约 $15 \text{ GeV} \cdot \text{c}^{-1}$), 而其它部分($-3 < \eta < 1$)末态强子动量较低($< 6 \text{ GeV} \cdot \text{c}^{-1}$)。在不同动量范围内有效区分 $\pi/K/p$ 粒子, 对粒子鉴别技术等选取显然也会不同。

除了中心探测器, EicC 需研究在小角度安装前向探测器的必要性。如在强子束流前冲方向极小角度对散射质子提供探测将对 DVCS 过程的测量提供帮助。在强子束流前冲方向对光子末态提供探测也有重要意义。另外, EicC 作为极化的电子离子对撞机, 对电子、离子束流极化的测量也是探测器中的重要部分。对极小角度的前向探测器设计将综合考虑物理需求与加速器对撞区空间情况逐步开展。

作为大型的综合谱仪, EicC 探测器将面临诸多难题和挑战, 因此在项目筹备阶段, 我们将逐步开展探测器预研装置的建设工作(R&D): 如切伦科夫探

测器各种探测技术的性能对比、选取、样机制造与测试; 各种常用以及新型径迹探测器在 EicC 能区及亮度下的性能研究、技术选择; 电磁量能器以及强子量能器的性能研究、技术选择、样机测试验证; 大型超导磁铁的制造等; 数据获取系统、计算存储系统等研究。我们希望通过关键探测器的预研, 提前解决或预知未来 EicC 正式建设时技术上的难题。

参考文献

- 1 Ashman J, Badelek B, Baum G, *et al.* A measurement of the spin asymmetry and determination of the structure function $g(1)$ in deep inelastic muon-proton scattering[J]. *Physics Letters B*, 1988, **206**(2): 364–370. DOI: 10.1016/0370-2693(88)91523-7.
- 2 Amaudruz P, Arneodo M, Arvidson A, *et al.* The gottfried sum from the ratio $F_2(n)/F_2(p)$ [J]. *Physical Review Letters*, 1991, **66**: 2712–2715.
- 3 Arneodo M, Arvidson A, Badelek B, *et al.* A reevaluation of the gottfried sum[J]. *Physical Review D*, 1994, **50**(1): R1–R3.
- 4 Ackerstaff K, Ariapetian A, Akopov N, *et al.* The flavor asymmetry of the light quark sea from semi-inclusive deep-inelastic scattering[J]. *Physics Review Letters*,

- 1998, **81**(25): 5519 – 5523. DOI: 10.1103/PhysRevLett.81.5519.
- 5 Baldit A, Barrière C, Castor J, *et al.* Study of the isospin symmetry breaking in the light quark sea of the nucleon from the Drell-Yan process[J]. Physics Letters B, 1994, **332**(1 – 2): 244 – 250. DOI: 10.1016/0370-2693(94)90884-2.
- 6 Towell R S, McGaughey P L, Awes T C, *et al.* Improved measurement of the $\bar{d}/\bar{u}$ asymmetry in the nucleon sea[J]. Physical Review D, 2001, **64**(5): 052002. DOI: 10.1103/PhysRevD.64.052002.
- 7 Bhalerao R S. Is the polarized antiquark sea in the nucleon flavor symmetric? [J]. Physical Review C, 2001, **63**(2): 025208. DOI: 10.1103/physrevc.63.025208.
- 8 Peng J C. Flavor structure of the nucleon sea[J]. The European Physical Journal A, 2003, **18**(2–3): 395 – 399. DOI: 10.1140/epja/i2002-10243-1.
- 9 Bourrely C, Soffer J, Buccella F. A statistical approach for polarized parton distributions[J]. European Physical Journal C, 2002, **23**(3): 487 – 501. DOI: 10.1007/s100520100855.
- 10 Leader E, Sidorov A V, Stamenov D B. Impact of CLAS and COMPASS data on polarized parton densities and higher twist[J]. Physical Review D, 2007, **75**(7): 074027. DOI: 10.1103/physrevd.75.074027.
- 11 Hirai M, Kumano S, Saito N. Determination of polarized parton distribution functions with recent data on polarization asymmetries[J]. Physical Review D, 2006, **74**: 014015. DOI: 10.1103/physrevd.74.014015.
- 12 Airapetian A, Akopov N, Akopov Z, *et al.* Quark helicity distributions in the nucleon for up, down, and strange quarks from semi-inclusive deep-inelastic scattering[J]. Physical Review D, 2005, **71**(1): 012003. DOI: 10.1103/PhysRevD.71.012003.
- 13 Airapetian A, Akopov N, Akopov Z, *et al.* Measurement of parton distributions of strange quarks in the nucleon from charged-kaon production in deep-inelastic scattering on the deuteron[J]. Physics Letters B, 2008, **666**(5): 446–450. DOI: 10.1016/j.physletb.2008.07.090.
- 14 De Florian D, Sassot R, Stratmann M, *et al.* Global analysis of helicity parton densities and their uncertainties [J]. Physical Review Letters, 2008, **101**(7): 072001. DOI: 10.1103/physrevlett.101.072001.
- 15 Airapetian A, Akopov N, Akopov Z, *et al.* Flavor decomposition of the sea quark helicity distributions in the nucleon from semiinclusive deep inelastic scattering [J]. Physical Review Letters, 2004, **92**(1): 012005. DOI: 10.1103/PhysRevLett.92.012005.
- 16 Feynman R P. Photon-hadron interactions[J]. Physics Bulletin, 1973, **25**: 3.
- 17 Collins J C, Soper D E. Back-to-back jets in QCD[J]. Nuclear Physical B, 1981, **193**(2): 381 – 443. DOI: 10.1016/0550-3213(81)90339-4.
- 18 Collins J C, Soper D E. Parton distribution and decay functions[J]. Nuclear Physics B, 1982, **194**(3): 445–492. DOI: 10.1016/0550-3213(82)90021-9.
- 19 Müller D, Robaschik D, Geyer B, *et al.* Wave functions, evolution equations and evolution kernels from light-ray operators of QCD[J]. Fortschritte Der Physik, 1994, **42**(2): 101–141. DOI: 10.1002/prop.2190420202.
- 20 Ji X D. Deeply virtual Compton scattering[J]. Physical Review D, 1997, **55**(11): 7114 – 7125. DOI: 10.1103/physrevd.55.7114.
- 21 Ji X D. Gauge-invariant decomposition of nucleon spin [J]. Physical Review Letters, 1997, **78**(4): 610–613. DOI: 10.1103/physrevlett.78.610.
- 22 Radyushkin A V. Nonforward parton distributions[J]. Physical Review D, 1997, **56**(9): 5524 – 5557. DOI: 10.1103/physrevd.56.5524.
- 23 Sivers D. Single-spin production asymmetries from the hard scattering of pointlike constituents[J]. Physical Review D, 1990, **41**(1): 83. DOI: 10.1103/physrevd.41.83.
- 24 Collins J. Fragmentation of transversely polarized quarks probed in transverse momentum distributions[J]. Nuclear Physics B, 1993, **396**(1): 161 – 182. DOI: 10.1016/0550-3213(93)90262-n.
- 25 Brodsky S J, Hwang D S, Schmidt I. Final-state interactions and single-spin asymmetries in semi-inclusive deep inelastic scattering[J]. Physics Letters B, 2002, **530**(1–4): 99–107. DOI: 10.1016/s0370-2693(02)01320-5.
- 26 Collins J C. Leading-twist single-transverse-spin asymmetries: Drell-Yan and deep-inelastic scattering[J]. Physics Letters B, 2002, **536**(1–2): 43–48. DOI: 10.1016/s0370-2693(02)01819-1.
- 27 Ji X D, Ma J P, Yuan F. Three-quark light-cone amplitudes of the proton and quark orbital-motion-dependent observables[J]. Nuclear Physics B, 2003, **652**: 383–404. DOI: 10.1016/s0550-3213(03)00010-5.
- 28 Airapetian A, Akopov N, Akopov Z, *et al.* Single-spin asymmetries in semi-inclusive deep-inelastic scattering on a transversely polarized hydrogen target[J]. Physical Review Letters, 2005, **94**(1): 012002. DOI: 10.1103/PhysRevLett.94.012002.

- 29 Airapetian A, Akopov N, Akopov Z, *et al.* Observation of the naive-t-odd sivers effect in deep-inelastic scattering [J]. Physical Review Letters, 2009, **103**(15): 152002. DOI: 10.1103/PhysRevLett.103.152002.
- 30 Boglione M, D'Alesio U, Flore C, *et al.* Assessing signals of TMD physics in SIDIS azimuthal asymmetries and in the extraction of the Sivers function[J]. Journal of High Energy Physics, 2018, (7): 148. DOI: 10.1007/jhep07(2018)148.
- 31 Ageev E S, Alexakhin V Y, Alexandrov Y, *et al.* A new measurement of the collins and sivers asymmetries on a transversely polarised deuteron target[J]. Nuclear Physics B, 2007, **765**(1–2): 31–70. DOI: 10.1016/j.nuclphysb.2006.10.027.
- 32 Alekseev M, Alexakhin V, Alexandrov Y, *et al.* Collins and Sivers asymmetries for pions and kaons in muon-deuteron DIS[J]. Physics Letters B, 2009, **673**(2): 127–135. DOI: 10.1016/j.physletb.2009.01.060.
- 33 Alekseev M G, Alexakhin V Y, Alexandrov Y, *et al.* Measurement of the collins and sivers asymmetries on transversely polarised protons[J]. Physics Letters B, 2010, **692**(4): 240–246. DOI: 10.1016/j.physletb.2010.08.001.
- 34 Adolph C, Akhunzyanov R, Alexeev M G, *et al.* Collins and Sivers asymmetries in muonproduction of pions and kaons off transversely polarised protons[J]. Physics Letters B, 2015, **744**: 250–259. DOI: 10.1016/j.physletb.2015.03.056.
- 35 Qian X, Allada K, Dutta C, *et al.* Single spin asymmetries in charged pion production from semi-inclusive deep inelastic scattering on a transversely polarized ^3He target [J]. Physical Review Letters, 2011, **107**(7): 072003. DOI: 10.1103/PhysRevLett.107.072003.
- 36 Dong H, Zheng D X, Zhou J. Sea quark sivers distribution [J]. Physics Letters B, 2019, **788**: 401–408. DOI: 10.1016/j.physletb.2018.11.010.
- 37 Diehl M. Introduction to GPDs and TMDs[J]. The European Physical Journal A, 2016, **52**(6): 149. DOI: 10.1140/epja/i2016-16149-3.
- 38 Burkert V D, Elouadrhiri L, Girod F X. The pressure distribution inside the proton[J]. Nature, 2018, **557**(7705): 396–399. DOI: 10.1038/s41586-018-0060-z.
- 39 Lorcé C, Moutarde H, Trawiński A P. Revisiting the mechanical properties of the nucleon[J]. The European Physical Journal C, 2019, **79**(1): 89. DOI: 10.1140/epjc/s10052-019-6572-3.
- 40 Goeke K, Polyakov M V, Vanderhaeghen M. Hard exclusive reactions and the structure of hadrons[J]. Progress in Particle and Nuclear Physics, 2001, **47**(2): 401–515. DOI: 10.1016/s0146-6410(01)00158-2.
- 41 Diehl M, Sapeta S. On the analysis of lepton scattering on longitudinally or transversely polarized protons[J]. The European Physical Journal C, 2005, **41**(4): 515–533. DOI: 10.1140/epjc/s2005-02242-9.
- 42 Hyde C E, Guidal M, Radyushkin A V. Deeply virtual exclusive processes and generalized parton distributions [J]. Journal of Physics: Conference Series, 2011, **299**: 012006. DOI: 10.1088/1742-6596/299/1/012006.
- 43 Aaron F D, Martin M A, Alexa C, *et al.* Deeply virtual compton scattering and its beam charge asymmetry in $e(+/-)p$ collisions at HERA[J]. Physics Letters B, 2009, **681**(5): 391–399. DOI: 10.1016/j.physletb.2009.10.035.
- 44 Collaboration Z. A measurement of the Q^2 , W and t dependences of deeply virtual compton scattering at HERA[J]. Journal of High Energy Physics, 2009, (5): 108. DOI: 10.1088/1126-6708/2009/05/108.
- 45 Airapetian A, Akopov N, Akopov Z, *et al.* Beam-helicity asymmetry arising from deeply virtual compton scattering measured with kinematically complete event reconstruction[J]. Journal of High Energy Physics, 2012, (10): 042. DOI: 10.1007/JHEP10(2012)042.
- 46 Sandacz A, Collaboration C. COMPASS results on DVCS and exclusive π^0 production[J]. Journal of Physics: Conference Series, 2017, **938**(1): 012015. DOI: 10.1088/1742-6596/938/1/012015.
- 47 Camsonne A, Hyde C, Munoz-Camacho C, *et al.* Measurements of the electron-helicity dependent cross sections of the DVCS with CEBAF at 12GeV[ED/OL]. https://www.jlab.org/exp_prog/experiments/summaries/E12-06-114_summary.pdf.
- 48 Biselli A. Deeply virtual compton scattering with CLAS at 11 GeV[ED/OL]. https://www.jlab.org/exp_prog/proposals/06/PR12-06-119.pdf.
- 49 Fradi A, Guegan B, Guidal M, *et al.* Deeply virtual compton scattering on the neutron with CLAS12 at 11 GeV[ED/OL]. https://www.jlab.org/exp_prog/proposals/11/PR12-11-003.pdf.
- 50 Camsonne A, Covrig S, Ent R, *et al.* Exclusive deeply virtual compton and neutral pion cross-section measurements in hall C[ED/OL]. https://www.jlab.org/exp_prog/proposals/13/PR12-13-010.pdf.
- 51 Goloskokov S V, Kroll P. An attempt to understand exclusive π^+ electroproduction[J]. The European Physical Journal C, 2010, **65**(1–2): 137–151. DOI: 10.1140/epjc/s10052-009-1178-9.

- 52 Defurne M, Jimenez-Arguello A M, Ahmed Z, *et al.* A glimpse of gluons through deeply virtual compton scattering on the proton[J]. *Nature Communications*, 2017, **8**: 1408. DOI: 10.1038/s41467-017-01819-3.
- 53 Goloskokov S V, Kroll P. Transversity in hard exclusive electroproduction of pseudoscalar mesons[J]. *The European Physical Journal A*, 2011, **47**(9): 112. DOI: 10.1140/epja/i2011-11112-6.
- 54 Kim A, Avakian H, Burkert V, *et al.* Target and double spin asymmetries of deeply virtual π^0 production with a longitudinally polarized proton target and CLAS[J]. *Physics Letters B*, 2017, **768**: 168–173.
- 55 Gomez J, Arnold R G, Bosted P E, *et al.* Measurement of the A-dependence of deep-inelastic electron scattering[J]. *Physical Review D*, 1994, **49**(9): 4348 – 4372. DOI: 10.1103/physrevd.49.4348.
- 56 Benvenuti A C, Bollini D, Bruni G, *et al.* Nuclear effects in deep inelastic muon scattering on deuterium and iron targets[J]. *Physics Letters B*, 1987, **189**(4): 483 – 487. DOI: 10.1016/0370-2693(87)90664-2.
- 57 Ashman J G, Badelek B, Baum G, *et al.* A measurement of the ratio of the nucleon structure function in copper and deuterium[J]. *Zeitschrift Fur Physik C-Particles and Fields*, 1993, **57**(2): 211–218.
- 58 Guzey V, Zhu L Y, Keppel C E, *et al.* Impact of nuclear dependence of $R = \sigma_L / \sigma_T$ on antishadowing in nuclear structure functions[J]. *Physical Review C*, 2012, **86**: 045201.
- 59 Geesaman D F, Saito K, Thomas A W. The nuclear EMC effect[J]. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 1995, **45**: 337–390.
- 60 Gao J H, Liang Z T, Wang X N. Nuclear dependence of azimuthal asymmetry in semi-inclusive deep inelastic scattering[J]. *Physical Review C*, 2010, **81**(6): 065211. DOI: 10.1103/physrevc.81.065211.
- 61 Song Y K, Liang Z T, Wang X N. Nuclear suppression of azimuthal asymmetries in semi-inclusive deep inelastic scattering off polarized targets[J]. *Physical Review D*, 2014, **89**(11): 117501. DOI: 10.1103/physrevd.89.117501.
- 62 Frankfurt L, Sargsian M, Strikman M. Recent observation of short-range nucleon correlations in nuclei and their implications for the structure of nuclei and neutron stars [J]. *International Journal of Modern Physics A*, 2008, **23** (20): 2991–3055. DOI: 10.1142/s0217751x08041207.
- 63 Arrington J, Higinbotham D W, Rosner G, *et al.* Hard probes of short-range nucleon-nucleon correlations[J]. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 2012, **67**(4): 898 –938. DOI: 10.1016/j.ppnp.2012.04.002.
- 64 Hen O, Higinbotham D W, Miller G A, *et al.* The EMC effect and high momentum nucleons in nuclei[J]. *International Journal of Modern Physics E*, 2013, **22**(7): 1330017. DOI: 10.1142/S0218301313300178.
- 65 Hen O, Miller G A, Piasetzky E, *et al.* Nucleon-nucleon correlations, short-lived excitations, and the quarks within [J]. *Reviews of Modern Physics*, 2017, **89**(4): 045002. DOI: 10.1103/revmodphys.89.045002.
- 66 Fomin N, Higinbotham D, Sargsian M, *et al.* New results on short-range correlations in nuclei[J]. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 2017, **67**: 129 – 159. DOI: 10.1146/annurev-nucl-102115-044939.
- 67 Cloët I C, Dupré R, Riordan S, *et al.* Exposing novel quark and gluon effects in nuclei[J]. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 2019, **46**(9): 093001. DOI: 10.1088/1361-6471/ab2731.
- 68 Carlson J, Gandolfi S, Pederiva F, *et al.* Quantum Monte Carlo methods for nuclear physics[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2015, **87**(3): 1067 – 1118. DOI: 10.1103/RevModPhys.87.1067.
- 69 Egiyan K S, Dashyan N B, Sargsian M M, *et al.* Measurement of two- and three-nucleon short-range correlation probabilities in nuclei[J]. *Physical Review Letters*, 2006, **96**(8): 082501. DOI: 10.1103/PhysRevLett.96.082501.
- 70 Seely J, Daniel A, Gaskell D, *et al.* New measurements of the EMC effect in very light nuclei[J]. *Physical Review Letters*, 2009, **103**(20): 202301. DOI: 10.1103/PhysRevLett.103.202301.
- 71 Weinstein L B, Piasetzky E, Higinbotham D W, *et al.* Short range correlations and the EMC effect[J]. *Physical Review Letters*, 2011, **106**(5): 052301. DOI: 10.1103/PhysRevLett.106.052301.
- 72 Fomin N, Arrington J, Asaturyan R, *et al.* New measurements of high-momentum nucleons and short-range structures in nuclei[J]. *Physical Review Letters*, 2012, **108**(9): 092502. DOI: 10.1103/PhysRevLett.108.092502.
- 73 Hen O, Piasetzky E, Weinstein L B. New data strengthen the connection between short range correlations and the EMC effect[J]. *Physical Review C*, 2012, **85**(4): 047301. DOI: 10.1103/physrevc.85.047301.
- 74 Arrington J, Daniel A, Day D B, *et al.* Detailed study of the nuclear dependence of the EMC effect and short-range correlations[J]. *Physical Review C*, 2012, **86**(6): 065204. DOI:10.1103/physrevc.86.065204.

- 75 Hen O, Sargsian M, Weinstein L B, *et al.* Momentum sharing in imbalanced fermi systems[J]. Science, 2014, **346**(6209): 614–617. DOI: 10.1126/science.1256785.
- 76 Cohen E O, Hen O, Piasetzky E, *et al.* Center of mass motion of short-range correlated nucleon pairs studied via the $A(e, e'pp)$ reaction[J]. Physical Review Letters, 2018, **121**(9): 092501. DOI: 10.1103/PhysRevLett.121.092501.
- 77 Collaboration T C. Probing high-momentum protons and neutrons in neutron-rich nuclei[J]. Nature, 2018, **560** (7720): 617–621. DOI: 10.1038/s41586-018-0400-z.
- 78 Duer M, Schmidt A, Pybus J, *et al.* Direct observation of proton-neutron short-range correlation dominance in heavy nuclei[J]. Physical Review Letters, 2019, **122**(17): 172502. DOI: 10.1103/PhysRevLett.122.172502.
- 79 Schmookler B, Duer M, Schmidt A, *et al.* Modified structure of protons and neutrons in correlated pairs[J]. Nature, 2019, **566**(7744): 354–358. DOI: 10.1038/s41586-019-0925-9.
- 80 Cosyn W, Guzey V, Sargsian M, *et al.* Electron-deuteron DIS with spectator tagging at EIC: development of theoretical framework[J]. EPJ Web of Conferences, 2016, **112**: 01022. DOI: 10.1051/epjconf/201611201022.
- 81 Arrington J, Fomin N. Searching for flavor dependence in nuclear quark behavior[J]. Physical Review Letters, 2019, **123**(4): 042501. DOI: 10.1103/physrevlett.123.042501.
- 82 Hen O, Hauenstein F, Higinbotham D W, *et al.* Comment on "Searching for flavor dependence in nuclear quark behavior"[ED/OL]. <https://arxiv.org/abs/1905.02172>.
- 83 Segarra E P, Schmidt A, Higinbotham D W, *et al.* Neutron valence structure from nuclear deep inelastic scattering [ED/OL]. <https://arxiv.org/abs/1908.02223>.
- 84 Frankfurt L L, Strikman M I, Day D B, *et al.* Evidence for short-range correlations from high $Q^2(e, e')$ reactions[J]. Physical Review C, 1993, **48**(5): 2451. DOI: 10.1103/physrevc.48.2451.
- 85 Chen J W, Detmold W, Lynn J E, *et al.* Short-range correlations and the EMC effect in effective field theory [J]. Physical Review Letters, 2017, **119**(26): 262502. DOI: 10.1103/physrevlett.119.262502.
- 86 Xu J, Yuan F. Gluonic probe for the short range correlation in nucleus[J]. Physics Letters B, 2020, **801**: 135187. DOI: 10.1016/j.physletb.2019.135187.
- 87 Eskola K J, Paakkinen P, Paukkunen H, *et al.* EPPS16: nuclear parton distributions with LHC data[J]. European Physical Journal C, 2017, **77**(3): 163. DOI: 10.1140/epjc/s10052-017-4725-9.
- 88 Gyulassy M, Wang X N. Multiple collisions and induced gluon bremsstrahlung in QCD[J]. Nuclear Physics B, 1994, **420**(3): 583 – 614. DOI: 10.1016/0550-3213(94)90079-5.
- 89 Baier R, Dokshitzer Y L, Mueller A H, *et al.* Radiative energy loss and $p_{\perp}$ -broadening of high energy partons in nuclei[J]. Nuclear Physics B, 1997, **484**(1–2): 265–282. DOI: 10.1016/s0550-3213(96)00581-0.
- 90 Gyulassy M, Levai P, Vitev I. Reaction operator approach to non-abelian energy loss[J]. Nuclear Physics B, 2001, **594**(1 – 2): 371 – 419. DOI: 10.1016/s0550-3213(00)00652-0.
- 91 Zakharov B G. Radiative energy loss of high-energy quarks in finite-size nuclear matter and quark-gluon plasma[J]. Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters, 1997, **65**(8): 615 – 620. DOI: 10.1134/1.567389.
- 92 Guo X F, Wang X N. Multiple scattering, parton energy loss, and modified fragmentation functions in deeply InelasticAScattering[J]. Physical Review Letters, 2000, **85**(17): 3591. DOI: 10.1103/physrevlett.85.3591.
- 93 Airapetian A, Akopov N, Akopov Z, *et al.* Hadronization in semi-inclusive deep-inelastic scattering on nuclei[J]. Nuclear Physics B, 2007, **780**(1–2): 1–27. DOI: 10.1016/j.nuclphysb.2007.06.004.
- 94 Vasiliev M A, Beddo M E, Brown C N, *et al.* Parton energy loss limits and shadowing in Drell-Yan dimuon production[J]. Physical Review Letters, 1999, **83**(12): 2304. DOI: 10.1103/physrevlett.83.2304.
- 95 Wang E K, Wang X N. Jet tomography of dense and nuclear matter[J]. Physical Review Letters, 2002, **89**: 162301.
- 96 Chang N B, Deng W T, Wang X N. Initial conditions for the modified evolution of fragmentation functions in the nuclear medium[J]. Physical Review C, 2014, **89**(3): 034911. DOI: 10.1103/physrevc.89.034911.
- 97 Xing H X, Guo Y, Wang E K, *et al.* Parton energy loss and modified beam quark distribution functions in Drell-Yan process in collisions[J]. Nuclear Physics A, 2012, **879**: 77–106. DOI: 10.1016/j.nuclphysa.2012.01.012.
- 98 Arleo F, Naïm C J, Platchkov S. Initial-state energy loss in cold QCD matter and the Drell-Yan process[J]. Journal of High Energy Physics, 2019, **2019**: 129. DOI: 10.1007/jhep01(2019)129.
- 99 Bialas A. Attenuation of high-energy particles leptonproduced in nuclear matter[J]. Acta Physical Polonica B, 1980, **11**(6): 475–480.
- 100 Akopov N, Grigoryan L, Akopov Z. Application of the

- two-scale model to the HERMES data on nuclear attenuation[J]. The European Physical Journal C, 2005, **44** (2): 219–226. DOI: 10.1140/epjc/s2005-02366-x.
- 101 Swanson E S. The new heavy mesons: a status report[J]. Physics Reports, 2006, **429**(5): 243–305. DOI: 10.1016/j.physrep.2006.04.003.
- 102 Voloshin M B. Charmonium[J]. Progress in Particle and Nuclear Physics, 2008, **61**: 455–511.
- 103 Chen H X, Chen W, Liu X, *et al.* The hidden-charm pentaquark and tetraquark states[J]. Physics Reports, 2016, **639**: 1–121. DOI: 10.1016/j.physrep.2016.05.004.
- 104 Hosaka A, Iijima T, Miyabayashi K, *et al.* Exotic hadrons with heavy flavors: X , Y , Z , and related states[J]. Progress of Theoretical and Experimental Physics, 2016, **2016**(6): 062C01. DOI: 10.1093/ptep/ptw045.
- 105 Lebed R F, Mitchell R E, Swanson E S. Heavy-quark QCD exotica[J]. Progress in Particle and Nuclear Physics, 2017, **93**: 143–194. DOI: 10.1016/j.ppnp.2016.11.003.
- 106 Esposito A, Pilloni A, Polosa A D. Multiquark resonances [J]. Physics Reports, 2017, **668**: 1–97. DOI: 10.1016/j.physrep.2016.11.002.
- 107 Guo F K, Hanhart C, Meißner U, *et al.* Hadronic molecules[J]. Reviews of Modern Physics, 2018, **90**(1): 015004. DOI: 10.1103/RevModPhys.90.015004.
- 108 Ali A, Lange J S, Stone S. Exotics: heavy pentaquarks and tetraquarks[J]. Progress in Particle and Nuclear Physics, 2017, **97**: 123–198. DOI: 10.1016/j.ppnp.2017.08.003.
- 109 Olsen S L, Skwarnicki T, Zieminska D. Nonstandard heavy mesons and baryons: experimental evidence[J]. Reviews of Modern Physics, 2018, **90**: 015003. DOI: 10.1103/revmodphys.90.015003.
- 110 Karliner M, Rosner J L, Skwarnicki T. Multiquark states [J]. Annual Review of Nuclear and Particle Science, 2018, **68**: 17–44. DOI: 10.1146/annurev-nucl-101917-020902.
- 111 Yuan C Z. The XYZ states revisited[J]. International Journal of Modern Physics A, 2018, **33**(21): 1830018. DOI: 10.1142/s0217751x18300181.
- 112 Kou E, Urquijo P, Altmannshofer W, *et al.* The belle II physics book[J]. Progress of Theoretical and Experimental Physics, 2019, **12**: 123C01. DOI: 10.1093/ptep/ptz106.
- 113 Cerri A, Gligoriev V V, Malvezzi S, *et al.* Opportunities in flavour physics at the HL-LHC and HE-LHC[ED/OL]. <https://arxiv.org/abs/1812.07638>.
- 114 Tanabashi M, Hagiwara K, Hikasa K, *et al.* Review of particle physics[J]. Physical Review D, 2018, **98**(3): 030001. DOI: 10.1103/PhysRevD.98.030001.
- 115 Liu Y R, Chen H X, Chen W, *et al.* Pentaquark and tetraquark states[J]. Progress in Particle and Nuclear Physics, 2019, **107**: 237–320. DOI: 10.1016/j.ppnp.2019.04.003.
- 116 Brambilla N, Eidelman S, Hanhart C, *et al.* The XYZ states: experimental and theoretical status and perspectives [ED/OL]. <https://arxiv.org/pdf/1907.07583.pdf>.
- 117 Guo F K, Liu X H, Sakai S. Threshold cusps and triangle singularities in hadronic reactions[J]. Progress in Particle and Nuclear Physics, 2020: 103757. DOI: 10.1016/j.ppnp.2020.103757.
- 118 Godfrey S, Isgur N. Mesons in a relativized quark model with chromodynamics[J]. Physical Review D, 1985, **32** (1): 189. DOI: 10.1103/physrevd.32.189.
- 119 Wu J J, Molina R, Oset E, *et al.* Prediction of narrow N^* and Λ^* resonances with hidden charm above 4 GeV[J]. Physical Review Letters, 2010, **105**(23): 232001. DOI: 10.1103/physrevlett.105.232001.
- 120 Wu J J, Molina R, Oset E, *et al.* Dynamically generated N^* and Λ^* resonances in the hidden charm sector around 4.3 GeV[J]. Physical Review C, 2011, **84**: 015202. DOI: 10.1103/physrevc.84.015202.
- 121 Wang W L, Huang F, Zhang Z Y, *et al.* $\Sigma_c \bar{D}$ and $\Lambda_c \bar{D}$ states in a chiral quark model[J]. Physical Review C, 2011, **84**: 015203. DOI: 10.1103/PhysRevC.84.015203.
- 122 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[J]. Chinese Physica C, 2012, **36**(1): 6–13. DOI: 10.1088/1674-1137/36/1/002, 10.1088/1674-1137/36/3/006.
- 123 Wu J J, Lee T S H, Zou B S. Nucleon resonances with hidden charm in coupled-channels models[J]. Physical Review C, 2012, **85**(4): 044002. DOI: 10.1103/physrevc.85.044002.
- 124 Xiao C W, Nieves J, Oset E. Combining heavy quark spin and local hidden gauge symmetries in the dynamical generation of hidden charm baryons[J]. Physical Review D, 2013, **88**(5): 056012. DOI: 10.1103/physrevd.88.056012.
- 125 Karliner M, Rosner J L. New exotic meson and baryon resonances from doubly heavy hadronic molecules[J]. Physical Review Letters, 2015, **115**(12): 122001. DOI: 10.1103/physrevlett.115.122001.
- 126 Chen R, Liu X, Li X Q, *et al.* Identifying exotic hidden-charm pentaquarks[J]. Physical Review Letters, 2015, **115** (13): 132002. DOI: 10.1103/physrevlett.115.132002.

- 127 Chen H X, Chen W, Liu X, *et al.* Towards exotic hidden-charm pentaquarks in QCD[J]. Physical Review Letter, 2015, **115**(17): 172001. DOI: 10.1103/PhysRevLett.115.172001.
- 128 Roca L, Nieves J, Oset E. LHCb pentaquark as a $\bar{D}^*\Sigma_c^-$ - $\bar{D}^*\Sigma_c^*$ molecular state[J]. Physical Review D, 2015, **92** (9): 094003. DOI: 10.1103/PhysRevD.92.094003.
- 129 He J. $\bar{D}^*\Sigma_c^*$ and $\bar{D}^*\Sigma_c^-$ interactions and the LHCb hidden-charmed pentaquarks[J]. Physical Letters B, 2016, **753**: 547–551. DOI: 10.1016/j.physletb.2015.12.071.
- 130 Liu M Z, Peng F Z, Sanchez M, *et al.* Heavy-quark symmetry partners of the $P_c(4450)$ pentaquark[J]. Physical Review D, 2018, **98**(11): 114030. DOI: 10.1103/PhysRevD.98.114030.
- 131 Chen R, Sun Z F, Liu X, *et al.* Strong LHCb evidence supporting the existence of the hidden-charm molecular pentaquarks[J]. Physical Review D, 2019, **100**(1): 011502. DOI: 10.1103/PhysRevD.100.011502.
- 132 Liu M Z, Pan Y W, Peng F Z, *et al.* Emergence of a complete heavy-quark spin symmetry multiplet: seven molecular pentaquarks in light of the latest LHCb analysis [J]. Physical Review Letters, 2019, **122**(24): 242001. DOI: 10.1103/PhysRevLett.122.242001.
- 133 Du M L, Baru V, Guo F K, *et al.* Evidence that the LHCb P_c states are hadronic molecules and the existence of a narrow $P_c(4380)$ [ED/OL]. <https://arxiv.org/abs/1910.11846>.
- 134 Lin Y H, Shen C W, Guo F K, *et al.* Decay behaviors of the Pchadronic molecules[J]. Physoca Review D, 2017, **95** (11): 114017. DOI: 10.1103/PhysRevD.95.114017.
- 135 Gryniuk O, Vanderhaeghen M. Accessing the real part of the forward J/ψ -p scattering amplitude from J/ψ photoproduction on protons around threshold[J]. Physical Review D, 2016, **94**(7): 074001. DOI: 10.1103/physrevd.94.074001.
- 136 Aaij R, Beaucourt L, Chefdeville M, *et al.* Measurement of the exclusive production cross-section in pp collisions at $\sqrt{s}=7$ TeV and 8 TeV[J]. Journal of High Energy Physics, 2015, **9**: 84. DOI: 10.1007/JHEP09(2015)084.
- 137 Breitweg J, Derrick M, Krakauer D, *et al.* Measurement of elastic Upsilon photoproduction at HERA[J]. Physics Letters B, 1998, **437**: 432–444. DOI: 10.1016/S0370-2693(98)01081-8.
- 138 Chekanov S, Derrick M, Magill S, *et al.* Exclusive photoproduction of upsilon mesons at HERA[J]. Physics Letters, 2009, **B680**: 4 – 12. DOI: 10.1016/j.physletb.2009.07.066.
- 139 Adloff C, Andreev V, Andrieu B, *et al.* Elastic photoproduction of J/ψ and Upsilon mesons at HERA [J]. Physics Letters, 2000, **B483**: 23 – 35. DOI: 10.1016/S0370-2693(00)00530-X.
- 140 CMS Collaboration. Measurement of exclusive Y photoproduction in pPb collisions at $\sqrt{s_{NN}}=5.02$ TeV[J]. The European Physical Journal C, 2019, **79**: 277. DOI: 10.1140/epjc/s10052-019-6774-8.
- 141 Favart L, Guidal M, Horn T, *et al.* Deeply virtual meson production on the nucleon[J]. The European Physical Journal A, 2016, **52**(6): 158. DOI: 10.1140/epja/i2016-16158-2.
- 142 Brodsky S J, Chudakov E, Hoyer P, *et al.* Photoproduction of charm near threshold[J]. Physics Letters B, 2001, **498**(1–2): 23–28. DOI: 10.1016/s0370-2693(00)01373-3.
- 143 Martynov E, Predazzi E, Prokudin A. A universal Regge pole model for all vector meson exclusive photoproduction by real and virtual photons[J]. The European Physical Journal C, 2002, **26**(2): 271 – 284. DOI: 10.1140/epjc/s2002-01058-5.
- 144 Martynov E, Predazzi E, Prokudin A. Photoproduction of vector mesons in the soft dipole Pomeron model[J]. Physical Review D, 2003, **67**(7): 074023. DOI: 10.1103/physrevd.67.074023.
- 145 Guo F K, Meißner U G, Wang W, *et al.* How to reveal the exotic nature of the $P_c(4450)$ [J]. Physical Review D, 2015, **92**(7): 071502. DOI: 10.1103/physrevd.92.071502.
- 146 Liu X H, Wang Q, Zhao Q. Understanding the newly observed heavy pentaquark candidates[J]. Physics Letters B, 2016, **757**: 231 – 236. DOI: 10.1016/j.physletb.2016.03.089.
- 147 Pilloni A, Fernández-Ramírez C, Jackura A, *et al.* Amplitude analysis and the nature of the $Z_c(3900)$ [J]. Physics Letters B, 2017, **772**: 200–209. DOI: 10.1016/j.physletb.2017.06.030.
- 148 Nakamura S, Tsushima K. $Z_c(4430)$ and $Z_c(4200)$ as triangle singularities[J]. Physical Review D, 2019, **100**(5): 051502. DOI: 10.1103/physrevd.100.051502.
- 149 Nakamura S X. Triangle singularities in $\bar{B}^0 \rightarrow \chi_{c1} K^- \pi^+$ relevant to $Z_1(4050)$ and $Z_2(4250)$ [J]. Physical Review D, 2019, **100**: 011504. DOI: 10.1103/physrevd.100.011504.
- 150 Wu J J, Zou B S. Prediction of super-heavy N^* and Λ^* resonances with hidden beauty[J]. Physical Letters B,

- 2012, **709**: 70–76.
- 151 Lin Y H, Shen C W, Zou B S. Decay behavior of the strange and beauty partners of P hadronic molecules[J]. Nuclear Physics A, 2018, **980**: 21–31. DOI: 10.1016/j.nuclphysa.2018.10.001.
 - 152 Karliner M, Rosner J L. Photoproduction of exotic baryon resonances[J]. Physics Letters B, 2016, **752**: 329–332. DOI: 10.1016/j.physletb.2015.11.068.
 - 153 Yang G, Ping J L, Segovia J. Hidden-bottom pentaquarks [J]. Physical Prview D, 2019, **99**(1): 014035. DOI: 10.1103/physrevd.99.014035.
 - 154 Ferretti J, Santopinto E, Naeem Anwar M, *et al.* The baryo-quarkonium picture for hidden-charm and bottom pentaquarks and LHCb Pc(4380) and Pc(4450) states[J]. Physics Letters B, 2019, **789**: 562–567. DOI: 10.1016/j.physletb.2018.09.047.
 - 155 Huang H X, Ping J L. Investigating the hidden-charm and hidden-bottom pentaquark resonances in scattering process[J]. Physical Review D, 2019, **99**: 014010. DOI: 10.1103/physrevd.99.014010.
 - 156 Huang H X, Deng C R, Ping J L, *et al.* Possible pentaquarks with heavy quarks[J]. European Physical Journal C, 2016, **76**(11): 624. DOI: 10.1140/epjc/s10052-016-4476-z.
 - 157 Shen C W, Rönchen D, Meißner U G, *et al.* Exploratory study of possible resonances in heavy meson - heavy baryon coupled-channel interactions[J]. Chinese Physics C, 2018, **42**(2): 023106. DOI: 10.1088/1674-1137/42/2/023106.
 - 158 Xiao C W, Oset E. Hidden beauty baryon states in the local hidden gauge approach with heavy quark spin symmetry[J]. The European Physical Journal A, 2013, **49** (11): 139. DOI: 10.1140/epja/i2013-13139-y.
 - 159 Cao X, Dai J P. Confronting pentaquark photoproduction with new LHCb observations[J]. Physical Review D, 2019, **100**(5): 054033. DOI: 10.1103/physrevd.100.054033.
 - 160 Aaij R, Abellan B C, Adeva B, *et al.* Determination of the X(3872) meson quantum numbers[J]. Physical Review Letters, 2013, **110**: 222001. DOI: 10.1103/PhysRevLett.110.222001.
 - 161 Choi S K, Olsen S L, Abe K, *et al.* Observation of a narrow charmonium - like state in exclusive $B^+ \rightarrow K^+ \pi^+ \pi^- J/\psi$ decays[J]. Physical Review Letters, 2003, **91**: 262001.
 - 162 Ablikim M, Achasov M N, Albayrak O, *et al.* Observation of a charged charmoniumlike structure in $e^+e^- \rightarrow \pi^+ \pi^- J/\psi$ at $\sqrt{s}=4.26$ GeV[J]. Physical Review Letters, 2013, **110**: 252001.
 - 163 Liu Z Q, Shen C P, Yuan C Z, *et al.* Study of $e^+e^- \rightarrow \pi^+ \pi^- J/\psi$ and observation of a charged charmoniumlike state at Belle[J]. Physical Review Letter, 2013, **110**: 252002. DOI: 10.1103/PhysRevLett.110.252002.
 - 164 Ablikim M, Achasov M N, Ai X C, *et al.* Determination of the spin and parity of the Zc(3900)[J]. Physical Review Letter, 2017, **119**(7): 072001. DOI: 10.1103/PhysRevLett.119.072001.
 - 165 Ablikim M, Achasov M N, Ai X C, *et al.* Observation of Zc(3900) in e^+e^- to $\pi^0 \pi^0 J/\psi$ [J]. Physical Review Letters, 2015, **115**(11): 112003. DOI: 10.1103/PhysRevLett.115.112003.
 - 166 Galatà G. Photoproduction of Z(4430) through mesonic Regge trajectories exchange[J]. Physical Review C, 2011, **83**(6): 065203. DOI: 10.1103/physrevc.83.065203.
 - 167 Liu X H, Zhao Q, Close F E. Search for tetraquark candidate Z(4430) in meson photoproduction[J]. Physical Review D, 2008, **77**(9): 094005. DOI: 10.1103/physrevd.77.094005.
 - 168 Shifman M A, Vainshtein A I, Zakharov V I. Remarks on Higgs-boson interactions with nucleons[J]. Physics Letters B, 1978, **78**(4): 443–446. DOI: 10.1016/0370-2693(78)90481-1.
 - 169 Ji X D. QCD analysis of the mass structure of the nucleon [J]. Physical Review Letters, 1995, **74**(7): 1071. DOI: 10.1103/physrevlett.74.1071.
 - 170 Yang Y B, Alexandru A, Draper T, *et al.* πN and strangeness sigma terms at the physical point with chiral fermions[J]. Physical Review D, 2016, **94**(5): 054503. DOI: 10.1103/physrevd.94.054503.
 - 171 Abdel-Rehim A, Alexandrou C, Constantinou M, *et al.* Direct evaluation of the quark content of nucleons from lattice QCD at the physical point[J]. Physical Review Letters, 2016, **116**(25): 252001. DOI: 10.1103/physrevlett.116.252001.
 - 172 Bali G S, Collins S, Richtmann D, *et al.* Direct determinations of the nucleon and pion σ terms at nearly physical quark masses[J]. Physical Review D, 2016, **93** (9): 094504. DOI: 10.1103/physrevd.93.094504.
 - 173 Yang Y B, Liang J, Bi Y J, *et al.* Proton mass decomposition from the QCD energy momentum tensor [J]. Physical Review Letters, 2018, **121**(21): 212001. DOI: 10.1103/PhysRevLett.121.212001.
 - 174 Lorcé C. On the hadron mass decomposition[J]. The

- European Physical Journal C, 2018, **78**(2): 120. DOI: 10.1140/epjc/s10052-018-5561-2.
- 175 Kharzeev D. Quarkonium interactions in QCD[J]. Proceedings of the International School of Physics Enrico Fermi, 1996, **130**: 105–131.
- 176 Kharzeev D, Satz H, Syamtomov A, *et al.* J/ψ - photoproduction and the gluon structure of the nucleon[J]. The European Physical Journal C, 1999, **9**(3): 459–462. DOI: 10.1007/s100520050039.
- 177 Ali A, Amarian M, Anassontzis E G, *et al.* First measurement of near-threshold J/ψ exclusive photoproduction off the proton[J]. Physical Review Letters, 2019, **123**(7): 072001. DOI: 10.1103/PhysRevLett.123.072001.
- 178 Hatta Y, Yang D L. Holographic J/ψ production near threshold and the proton mass problem[J]. Physical Review D, 2018, **98**(7): 074003. DOI: 10.1103/physrevd.98.074003.
- 179 Best C, Gökeler M, Horsley R, *et al.* Pion and rho structure functions from lattice QCD[J]. Physical Review D, 1997, **56**: 2743–2754.
- 180 Chen C, Chang L, Roberts C D, *et al.* Valence-quark distribution functions in the kaon and pion[J]. Physical Review D, 2016, **93**(7): 074021. DOI: 10.1103/physrevd.93.074021.
- 181 Shi C, Mezrag C, Zong H S. Pion and kaon valence quark distribution functions from Dyson-Schwinger equations [J]. Physical Review D, 2018, **98**(5): 054029. DOI: 10.1103/physrevd.98.054029.
- 182 De Teramond G F, Liu T B, Sufian R S, *et al.* Universality of generalized parton distributions in light-front holographic QCD[J]. Physical Review Letters, 2018, **120** (18): 182001. DOI: 10.1103/PhysRevLett.120.182001.
- 183 Han C D, Xing H Y, Wang X P, *et al.* Pion valence quark distributions from maximum entropy method[EB/OL]. 2018-09-05. <https://arxiv.org/abs/1809.01549>. DOI: 10.1016/j.physletb.2019.135066.
- 184 Conway J S, Adolphsen C E, Alexander J P, *et al.* Experimental study of muon pairs produced by 252 GeV pions on tungsten[J]. Physical Review D, 1989, **39**(1): 92. DOI: 10.1103/physrevd.39.92.
- 185 Chekanov S, Krakauer D, Magill S, *et al.* Leading neutron production in $e^+ p$ collisions at HERA[J]. Nuclear Physics B, 2002, **637**: 3–56. DOI: 10.1016/S0550-3213(02)00439-X.
- 186 Aaron F D, Alexa C, Andreev V, *et al.* Measurement of leading neutron production in deep-inelastic scattering at HERA[J]. The European Physical Journal C, 2010, **68**: 381–399. DOI: 10.1140/epjc/s10052-010-1369-4.
- 187 Sullivan J D. One-pion exchange and deep-inelastic electron-nucleon scattering[J]. Physical Review D, 1972, **5**(7): 1732. DOI: 10.1103/physrevd.5.1732.
- 188 Qin S X, Chen C, Mezrag C, *et al.* Off-shell persistence of composite pions and kaons[J]. Physical Review C, 2018, **97**(1): 015203. DOI: 10.1103/PhysRevC.97.015203.
- 189 Brodsky S J, Hoyer P, Peterson C, *et al.* The intrinsic charm of the proton[J]. Physics Letters B, 1980, **93**(4): 451–455. DOI: 10.1016/0370-2693(80)90364-0.
- 190 Chang C H, Ma J P, Qiao C F, *et al.* Hadronic production of the doubly charmed baryon $\Xi(cc)$ with intrinsic charm [J]. Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics, 2007, **34**(5): 845–657. DOI: 10.1088/0954-3899/34/5/006.
- 191 Chen G, Wu X G, Zhang J W, *et al.* Hadronic production of Ξ_{cc} at a fixed-target experiment at the LHC[J]. Physical Review D, 2014, **89**(7): 074020. DOI: 10.1103/physrevd.89.074020.
- 192 Aaij R, Beteta C, Ackernley T, *et al.* Search for the doubly charmed baryon Ξ^+ [J]. Science China (Physics, Mechanics & Astronomy), 2020, **63**(2): 221062.
- 193 Alexandrou C, Constantinou M, Hadjiyiannakou K, *et al.* Nucleon spin and momentum decomposition using lattice QCD simulations[J]. Physical Review Letters, 2017, **119** (14): 142002. DOI: 10.1103/physrevlett.119.142002.
- 194 Liang J, Yang Y B, Draper T, *et al.* Quark spins and anomalous ward identity[J]. Physical Review D, 2018, **98** (7): 074505. DOI: 10.1103/PhysRevD.98.074505.
- 195 Lin H W, Gupta R, Yoon B, *et al.* Quark contribution to the proton spin from 2+1+1-flavor lattice QCD[J]. Physical Review D, 2018, **98**(9): 094512. DOI: 10.1103/PhysRevD.98.094512.
- 196 De Florian D, Sassot R, Stratmann M, *et al.* Evidence for polarization of gluons in the proton[J]. Physical Review Letters, 2014, **113**: 012001. DOI: 10.1103/physrevlett.113.012001.
- 197 Yang Y B, Sufian R S, Alexandru A, *et al.* Glue spin and helicity in the proton from lattice QCD[J]. Physical Review Letters, 2017, **118**(10): 102001. DOI: 10.1103/physrevlett.113.012001.
- 198 Yang Y B. A lattice story of proton spin[C]. The 36th Annual International Symposium on Lattice Field Theory, 2019. DOI: 10.22323/1.334.0017.
- 199 Jaffe R L, Manohar A. The $G(1)$ problem: fact and fantasy on the spin of the proton[J]. Nuclear Physics B, 1990, **337** (3): 509–546. DOI: 10.1016/0550-3213(90)90506-9.

- 200 Engelhardt M, Green J, Hasan N, *et al.* Quark orbital angular momentum in the proton evaluated using a direct derivative method[J]. PoS LATTICE, 2018, **2018**: 115. DOI: 10.22323/1.346.0047.
- 201 Engelhardt M. Quark orbital dynamics in the proton from lattice QCD: from Ji to Jaffe-Manohar orbital angular momentum[J]. Physical Review D, 2017, **95**(9): 094505. DOI: 10.1103/physrevd.95.094505.
- 202 Dulat S, Hou T J, Gao J, *et al.* New parton distribution functions from a global analysis of quantum chromodynamics[J]. Physical Review D, 2016, **93**(3): 033006. DOI: 10.1103/PhysRevD.93.033006.
- 203 Lin H W, Nocera E R, Olness F, *et al.* Parton distributions and lattice QCD calculations: a community white paper [J]. Progress in Particle and Nuclear Physics, 2018, **100**: 107–160. DOI: 10.1016/j.pnpnp.2018.01.007.
- 204 Detmold W, Melnitchouk W, Thomas A W. Parton distributions from lattice QCD[J]. EPJ Direct, 2001, **3**(1): 1–15. DOI: 10.1007/s1010501c0013.
- 205 Detmold W, Melnitchouk W, Thomas A W. Moments of isovector quark distributions from lattice QCD[J]. Physical Review D, 2002, **66**(5): 054501. DOI: 10.1103/physrevd.66.054501.
- 206 Dolgov D, Brower R, Capitani S, *et al.* Moments of nucleon light cone quark distributions calculated in full lattice QCD[J]. Physical Review D, 2002, **66**(3): 034506. DOI: 10.1103/physrevd.66.034506.
- 207 Ji X D. Parton physics on a euclidean lattice[J]. Physical Review Letters, 2013, **110**(26): 262002. DOI: 10.1103/physrevlett.110.262002.
- 208 Ji X D. Parton physics from large-momentum effective field theory[J]. Science China Physics, Mechanics & Astronomy, 2014, **57**(7): 1407 – 1412. DOI: 10.1007/s11433-014-5492-3.
- 209 Lin H W, Chen J W, Ji X D, *et al.* Proton isovector helicity distribution on the lattice at physical pion mass [J]. Physical Review Letters, 2018, **121**(24): 242003. DOI: 10.1103/physrevlett.121.242003.
- 210 Alexandrou C, Cichy K, Constantinou M, *et al.* Light-cone parton distribution functions from lattice QCD[J]. Physical Review Letters, 2018, **121**(11): 112001. DOI: 10.1103/PhysRevLett.121.112001.
- 211 Alexandrou C, Cichy K, Constantinou M, *et al.* Transversity parton distribution functions from lattice QCD[J]. Physical Review D, 2018, **98**(9): 091503. DOI: 10.1103/physrevd.98.091503.
- 212 Fan Z Y, Yang Y B, Anthony A, *et al.* Gluon quasi-parton-distribution functions from lattice QCD[J]. Physical Review Letters, 2018, **121**(24): 242001. DOI: 10.1103/physrevlett.121.242001.
- 213 Chen J W, Lin H W, Zhang J H. Pion generalized parton distribution from lattice QCD[EB/OL]. 2019-04. <https://arxiv.org/abs/1904.12376>.
- 214 Collins J C, Soper D E. Back-to-back jets: Fourier transform from b to kT[J]. Nuclear Physics B, 1982, **197** (3): 446–476. DOI: 10.1016/0550-3213(82)90453-9.
- 215 Collins J C, Soper D E, Sterman G. Transverse momentum distribution in Drell-Yan pair and W and Z boson production[J]. Nuclear Physics B, 1985, **250**(1–4): 199–224. DOI: 10.1016/0550-3213(85)90479-1.
- 216 Ji X D, Liu Y Z, Liu Y S. QCD soft function from large-momentum effective theory on lattice[ED/OL]. <https://arxiv.org/abs/1910.11415>.
- 217 Ji X D, Liu Y Z, Liu Y S. Transverse-momentum-dependent PDFs from large-momentum effective theory [ED/OL]. <https://arxiv.org/abs/1911.03840>.
- 218 Lüscher M. Two-particle states on a torus and their relation to the scattering matrix[J]. Nuclear Physics B, 1991, **354**(2–3): 531–578. DOI: 10.1016/0550-3213(91)90366-6.
- 219 Liu L M, Moir G, Peardon M, *et al.* Excited and exotic charmonium spectroscopy from lattice QCD[J]. Journal of High Energy Physics, 2012, **7**: 126. DOI: 10.1007/jhep07(2012)126.
- 220 Prelovsek S S, Lang C, Leskovec L K, *et al.* Study of the Z_c^+ channel using lattice QCD[J]. Physical Review D, 2015, **91**(1): 014504. DOI: 10.1103/PhysRevD.91.014504.
- 221 Chen Y, Gong M, Lei Y H, *et al.* Low-energy scattering of the $(D\bar{D}^*)^+$ system and the resonance-like structure $Z_c(3900)$ [J]. Physical Review D, 2014, **89**(9): 094506. DOI: 10.1103/physrevd.89.094506.
- 222 Ikeda Y, Aoki S, Doi T, *et al.* Fate of the tetraquark candidate $Z_c(3900)$ from lattice QCD[J]. Physical Review Letters, 2016, **117**(24): 242001. DOI: 10.1103/physrevlett.117.242001.
- 223 Roberts C D, Williams A G. Dyson-Schwinger equations and their application to hadronic physics[J]. Progress in Particle and Nuclear Physics, 1994, **33**: 477–575. DOI: 10.1016/0146-6410(94)90049-3.
- 224 Binosi D, Mezrag C, Papavassiliou J, *et al.* Process-independent strong running coupling[J]. Physical Review D, 2017, **96**(5): 054026. DOI: 10.1103/physrevd.96.054026.
- 225 Rodríguez-Quintero J, Binosi D, Mezrag C, *et al.* Process-

- independent effective coupling: from QCD Green's functions to phenomenology[J]. Few-Body Systems, 2018, **59**(6): 121. DOI: 10.1007/s00601-018-1437-0.
- 226 Deur A, Burkert V, Chen J P, *et al.* Experimental determination of the effective strong coupling constant[J]. Physics Letters B, 2007, **650**(4): 244–248. DOI: 10.1016/j.physletb.2007.05.015.
- 227 Deur A, Burkert V, Chen J P, *et al.* Determination of the effective strong coupling constant $\alpha_{s,gl}(Q^2)$ from CLAS spin structure function data[J]. Physics Letters B, 2008, **665**(5): 349–351. DOI: 10.1016/j.physletb.2008.06.049.
- 228 Deur A, Brodsky S J, De Teramond G F. The QCD running coupling[J]. Progress in Particle and Nuclear Physics, 2016, **90**: 1 – 74. DOI: 10.1016/j.ppnp.2016.04.003.
- 229 Horn T, Roberts C D. The pion: an enigma within the standard model[J]. Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics, 2016, **43**(7): 073001. DOI: 10.1088/0954-3899/43/7/073001.
- 230 Eichmann G, Sanchis-Alepuz H, Williams R, *et al.* Baryons as relativistic three-quark bound states[J]. Progress in Particle and Nuclear Physics, 2016, **91**: 1 – 100. DOI: 10.1016/j.ppnp.2016.07.001.
- 231 Burkert V D, Roberts C D. Colloquium: roper resonance: toward a solution to the fifty year puzzle[J]. Reviews of Modern Physics, 2019, **91**: 011003. DOI: 10.1103/revmodphys.91.011003.
- 232 Nambu Y. Quasi-particles and gauge invariance in the theory of superconductivity[J]. Physical Review, 1960, **117**(3): 648. DOI: 10.1103/physrev.117.648.
- 233 Goldstone J. Field theories with «Superconductor» solutions[J]. Il Nuovo Cimento, 1961, **19**(1): 154 – 164. DOI: 10.1007/bf02812722.
- 234 Roberts C D. Insights into the origin of mass[C]. 27th International Nuclear Physics Conference (INPC 2019) Glasgow, Scotland, United Kingdom, 2019.
- 235 Peter Lepage G, Brodsky S J. Exclusive processes in quantum chromodynamics: Evolution equations for hadronic wavefunctions and the form factors of mesons [J]. Physics Letters B, 1979, **87**(4): 359 – 365. DOI: 10.1016/0370-2693(79)90554-9.
- 236 Efremov A V, Radyushkin A V. Factorization and asymptotic behaviour of pion form factor in QCD[J]. Physics Letters B, 1980, **94**(2): 245–250. DOI: 10.1016/0370-2693(80)90869-2.
- 237 Lepage G P, Brodsky S J. Exclusive processes in perturbative quantum chromodynamics[J]. Physical Review D, 1980, **22**(9): 2157. DOI: 10.1103/physrevd.22.2157.
- 238 Gao F, Chang L, Liu Y X, *et al.* Exposing strangeness: Projections for kaon electromagnetic form factors[J]. Physical Review D, 2017, **96**(3): 034024. DOI: 10.1103/physrevd.96.034024.
- 239 Carmignotto M, Ali S, Aniol K, *et al.* Separated kaon electroproduction cross section and the kaon form factor from 6 GeV JLab data[J]. Physical Review C, 2018, **97** (2): 025204. DOI: 10.1103/PhysRevC.97.025204.
- 240 Ezawa Z F. Wide-angle scattering in softened field theory [J]. Il Nuovo Cimento A, 1974, **23**(2): 271 – 290. DOI: 10.1007/bf02739483.
- 241 Farrar G R, Jackson D R. Pion and nucleon structure functions near $x=1$ [J]. Physical Review Letters, 1975, **35**: 1416. DOI: 10.1103/PhysRevLett.35.1416.
- 242 Berger E L, Brodsky S J. Quark structure functions of mesons and the Drell-Yan process[J]. Physical Review Letters, 1979, **42**(15): 940. DOI: 10.1103/physrevlett.42.940.
- 243 Badier J, Boucrot J, Bourotte J, *et al.* Measurement of the structure function ratio using the Drell-Yan process[J]. Physics Letters B, 1980, **93**(3): 354–356. DOI: 10.1016/0370-2693(80)90530-4.
- 244 Badier J, Boucrot J, Bourotte J, *et al.* Experimental determination of the π meson structure functions by the Drell-Yan mechanism[J]. Zeitschrift Für Physik C Particles and Fields, 1983, **18**(4): 281–287. DOI: 10.1007/bf01573728.
- 245 Betev B, Blaising J J, Bordalo P, *et al.* Observation of anomalous scaling violation in muon pair production by 194 GeV/c π^- -tungsten interactions[J]. Zeitschrift Für Physik C Particles and Fields, 1985, **28**(1): 15–22. DOI: 10.1007/bf01550244.
- 246 Falciano S, Guanziroli M, Hofer H, *et al.* Angular distributions of muon pairs produced by 194 GeV/c negative pions[J]. Zeitschrift für Physik C Particles and Fields, 1986, **31**(4): 513–526. DOI: 10.1007/bf01551072.
- 247 Guanziroli M, Jensen D A, Coulter P Le, *et al.* Angular distributions of muon pairs produced by negative pions on deuterium and tungsten[J]. Zeitschrift für Physik C Particles and Fields, 1988, **37**(4): 545–556. DOI: 10.1007/bf01549713.
- 248 Holt R J, Roberts C D. Distribution functions of the nucleon and pion in the valence region[J]. Review of Modern Physics, 2010, **82**: 2991–3044.

- 249 Hecht M B, Roberts C D, Schmidt S M. Valence-quark distributions in the pion[J]. *Physical Review C*, 2001, **63** (2): 025213. DOI: 10.1103/physrevc.63.025213.
- 250 Wijesooriya K, Reimer P E, Holt R J. Pion parton distribution function in the valence region[J]. *Physical Review C*, 2005, **72**(6): 065203. DOI: 10.1103/physrevc.72.065203.
- 251 Aicher M, Schäfer A, Vogelsang W. Soft-gluon resummation and the valence parton distribution function of the pion[J]. *Physical Review Letters*, 2010, **105**(25): 252003. DOI: 10.1103/physrevlett.105.252003.
- 252 Sufian R S, Karpie J, Egerer C, *et al.* Pion valence quark distribution from matrix element calculated in lattice QCD [J]. *Physical Review D*, 2019, **99**(7): 074507. DOI: 10.1103/PhysRevD.99.074507.
- 253 Ding M, Raya K, Binosi D, *et al.* Symmetry, symmetry breaking, and pion parton distributions[ED/OL]. <https://arxiv.org/abs/1905.05208>.
- 254 Liu K F, Dong S J. Origin of difference between $\bar{d}$ and $\bar{u}$ partons in the nucleon[J]. *Physical Review Letters*, 1994, **72**: 1790–1793. DOI: 10.1103/PhysRevLett.72.1790.
- 255 Radyushkin A V. Nonperturbative evolution of parton quasi-distributions[J]. *Physics Letters B*, 2017, **767**: 314–320. DOI: 10.1016/j.physletb.2017.02.019.
- 256 Radyushkin A. Quasi-parton distribution functions, momentum distributions, and pseudo-parton distribution functions[J]. *Physical Review D*, 2017, **96**(3): 034025. DOI: 10.1103/physrevd.96.034025.
- 257 Chambers A J, Horsley R, Nakamura Y, *et al.* Nucleon structure functions from operator product expansion on the lattice[J]. *Physical Review Letters*, 2017, **118**(24): 242001. DOI: 10.1103/physrevlett.118.242001.
- 258 Zhang J H, Chen J W, Jin L C, *et al.* First direct lattice-QCD calculation of the x -dependence of the pion parton distribution function[J]. *Physical Review D*, 2019, **100**(3): 034505. DOI: 10.1103/PhysRevD.100.034505.
- 259 Karthik N, Izubichi T, Jin L C, *et al.* Renormalized quasi parton distribution function of pion[J]. *PoS LATTICE*, 2019, **2018**: 109.
- 260 Karpie J, Orginos K, Rothkopf A, *et al.* Reconstructing parton distribution functions from Ioffe time data: from Bayesian methods to neural networks[J]. *Journal of High Energy Physics*, 2019, **2019**(4): 57. DOI: 10.1007/jhep04(2019)057.
- 261 Roberts C D, Holt R J, Schmidt S M. Nucleon spin structure at very high- x [J]. *Physical Letters B*, 2013, **727** (1–3): 249–254. DOI: 10.1016/j.physletb.2013.09.038.
- 262 Berthou B, Binosi D, Chouika N, *et al.* PARTONS: PARtonic tomography of nucleon software[J]. *The European Physical Journal C*, 2018, **78**(6): 478. DOI: 10.1140/epjc/s10052-018-5948-0.
- 263 Mezrag C, Chang L, Moutarde H, *et al.* Sketching the pion's valence-quark generalised parton distribution[J]. *Physics Letters B*, 2015, **741**: 190–196. DOI: 10.1016/j.physletb.2014.12.027.
- 264 Mezrag C, Moutarde H, Rodríguez-Quintero J. From Bethe-Salpeter wave functions to generalised parton distributions[J]. *Few-Body Systems*, 2016, **57**(9): 729 – 772. DOI: 10.1007/s00601-016-1119-8.
- 265 Chouika N, Mezrag C, Moutarde H, *et al.* A Nakanishi-based model illustrating the covariant extension of the pion GPD overlap representation and its ambiguities[J]. *Physics Letters B*, 2018, **780**: 287–293. DOI: 10.1016/j.physletb.2018.02.070.
- 266 Xu S S, Chang L, Roberts C D, *et al.* Pion and kaon valence-quark parton quasidistributions[J]. *Physical Review D*, 2018, **97**(9): 094014. DOI: 10.1103/physrevd.97.094014.
- 267 Shi C, Cloët I C. Intrinsic transverse motion of the pion's valence quarks[J]. *Physical Review Letters*, 2019, **122**(8): 082301. DOI: 10.1103/physrevlett.122.082301.
- 268 Yang J C, Xia J W, Xiao G Q, *et al.* High intensity heavy ion accelerator facility (HIAF) in China[J]. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 2013, **317**: 263–265. DOI: 10.1016/j.nimb.2013.08.046.
- 269 Alekseev I, Allgower C, Bai M, *et al.* Polarized proton collider at RHIC[J]. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 2003, **499**(2): 392–414. DOI: 10.1016/S0168-9002(02)01946-0.
- 270 Mao L J, Yang J C, Xia J W, *et al.* Electron cooling system in the booster synchrotron of the hiaf project[J]. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 2015, **786**: 91–96. DOI: 10.1016/j.nima.2015.03.052.
- 271 Zelenski A. Review of polarized ion sources[J]. *Review of Scientific Instruments*, 2010, **81**(2): 2. DOI: 10.1063/1.3266140.
- 272 Tsentalovich E, Bessuille J, Ihloff E, *et al.* High intensity polarized electron source[J]. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. Section A, Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*,

- 2019, **947**: 12. DOI: 10.1016/j.nima.2019.162734.
- 273 Douglas Higinbotham. Electron spin precession at CEBAF[J]. AIP Conference Proceedings 2009, **1149**: 751. DOI: 10.1063/1.3215753.
- 274 Johnson J R, Prepost R, Wiser D E, *et al.* Beam polarization measurements at the spear storage ring[J]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, 1983, **204**(2): 261 – 268. DOI: 10.1016/0167-5087(83)90056-X.
- 275 Abeyratne S, Accardi A, Ahmed S, *et al.* Science requirements and conceptual design for a polarized medium energy electron-ion collider at Jefferson Lab[J]. 2012.
- 276 Akai K, Morita Y. New design of crab cavity for superkekb[C]. Proceedings of the 2005 Particle Accelerator Conference, 2005: 1129–1131. DOI: 10.1109/PAC.2005.1590682.
- 277 Sjostrand T, Eden P, Friberg C, *et al.* High-energy physics event generation with PYTHIA 6.1[J]. Computer Physics Communications, 2001, 135: 238 – 259. DOI: 10.1016/S0010-4655(00)00236-8.
- 278 Steigerwald M. Mev mott polarimetry at Jefferson Lab[J]. AIP Conference Proceedings, 2001, **570**(1): 935 – 942. DOI: 10.1063/1.1384229.
- 279 Haugera M, Honegger A, Jourdana J, *et al.* A High precision polarimeter[J]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, 2001, **A462**:382–392. DOI: 10.1016/S0168-9002(01)00197-8.
- 280 Magee J A, Narayan A, Jones D, *et al.* A novel comparison of moller and Compton electron-beam polarimeters[J]. Physics Letters B, 2017, **766**: 339 – 344. DOI: 10.1016/j.physletb.2017.01.026.
- 281 Nakagawa I, Alekseev I, Bravar A, *et al.* Polarization measurements of rhicpp run05 using CNI pc polarimeter [J]. AIP Conference Proceedings, 2007, **915**(1): 912–915. DOI: 10.1063/1.2750924.
- 282 Alekseev I G, Bravar A, Bunce G, *et al.* Measurements of single and double spin asymmetry in pp elastic scattering in the CNI region with a polarized atomic hydrogen gas jet target[J]. Physics Review D, 2009, **79**: 094014. DOI: 10.1103/PhysRevD.79.094014.