



相对论重离子碰撞中的手征效应实验研究

寿齐辉 赵杰 徐浩洁 李威 王钢 唐爱洪 王福强

Progress on the experimental search for the chiral magnetic effect, the chiral vortical effect, and the chiral magnetic wave

Shou Qi-Ye Zhao Jie Xu Hao-Jie Li Wei Wang Gang Tang Ai-Hong Wang Fu-Qiang

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 112504 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20230109

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230109>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

强子夸克相变表面张力解析求解

Analytical solution of surface tension of quark-hadron phase transition

物理学报. 2022, 71(21): 211101 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220659>

手征马约拉纳费米子

Chiral Majorana fermion

物理学报. 2020, 69(11): 117302 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200534>

声子角动量与手性声子

Phonon angular momentum and chiral phonons

物理学报. 2018, 67(7): 076302 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172407>

椭圆波束对非均匀手征分层粒子的俘获特性研究

Analysis of trapping force exerted on multi-layered chiral sphere induced by laser sheet

物理学报. 2022, 71(10): 104208 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212284>

层状手性拓扑磁材料 $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ 的磁学特性

Magnetic properties of layered chiral topological magnetic material $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$

物理学报. 2020, 69(11): 117501 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200007>

不同抗磁行为量子点发光在波导中的手性传输

Chiral optical transport of quantum dots with different diamagnetic behaviors in a waveguide

物理学报. 2022, 71(6): 067801 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211858>

专题: 高能重离子碰撞过程的自旋与手征效应

相对论重离子碰撞中的手征效应实验研究*

寿齐焯¹⁾²⁾ 赵杰^{1)2)†} 徐浩洁^{3)†} 李威^{4)†}王钢^{5)†} 唐爱洪^{6)†} 王福强^{7)3)†}

1) (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)

2) (复旦大学, 国家自然科学基金委理论物理专款-上海核物理理论研究中心, 上海 200438)

3) (湖州师范学院理学院, 湖州 313000)

4) (莱斯大学物理与天文系, 休斯顿 77005, 美国)

5) (加州大学洛杉矶分校物理与天文系, 洛杉矶 90095, 美国)

6) (布鲁克海文国家实验室物理系, 纽约 11973, 美国)

7) (普渡大学物理与天文系, 西拉法叶 47907, 美国)

(2023 年 1 月 28 日收到; 2023 年 4 月 3 日收到修改稿)

量子色动力学中夸克和拓扑胶子场的相互作用可以产生局域宇称和电荷共轭宇称不守恒, 这为解释宇宙中物质-反物质的不对称性提供了一种可能. 在强磁场下, 宇称不守恒会导致粒子按正负电荷分离, 此现象称为手征磁效应 (CME). 相对论重离子碰撞中与 CME 类似的手征反常效应还有手征涡旋效应 (CVE), 以及手征磁波效应 (CMW) 等. 本文简要综述了当前相对论重离子碰撞实验中 CME, CVE, CMW 的研究进展.

关键词: 手征磁效应, 量子色动力学, 相对论重离子碰撞, 手征对称性**PACS:** 25.75.-q, 25.75.Gz, 25.75.Ld**DOI:** 10.7498/aps.72.20230109

1 简介

量子色动力学 (QCD) 是描述夸克胶子相互作用的基本理论, 其核心是非阿贝尔的规范场论. QCD 理论的两大基本特征是渐进自由和色荷禁闭, 但目前还不能清楚地从基本理论出发解释微扰 QCD 理论中的渐进自由态 (带色荷的夸克与胶

子) 是怎样形成实验中观测到的色荷禁闭的粒子 (色单态的强子). 色荷的禁闭超出了微扰理论的范畴, 必然源自非微扰动力学, 而后者被普遍认为源自 QCD 真空的拓扑结构. 微扰理论往往忽略掉 QCD 的一个重要特征, 即非阿贝尔规范群的紧致性, 以至于对系统的基态都难以描述. 紧致的 $SU(3)$ 规范群允许胶子场产生非平凡的拓扑形态, 从而改变真空结构, 例如 θ -真空理论描述了一个无穷多真

* 国家自然科学基金 (批准号: 12275053, 11975078, 12275082, 12035006, 12075085, 12147219)、上海市青年科技启明星 (批准号: 20QA1401500)、国家重点研发计划 (批准号: 2022YFA1604900) 和美国能源部 (批准号: DE-FG02-88ER40424, DE-AC02-98CH10886, DE-FG02-89ER40531, DE-SC0012910) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: jie_zhao@fudan.edu.cn

† 通信作者. E-mail: haojiexu@zjhu.edu.cn

† 通信作者. E-mail: wl33@rice.edu

† 通信作者. E-mail: gwang@physics.ucla.edu

† 通信作者. E-mail: aihong@bnl.gov

† 通信作者. E-mail: fqwang@purdue.edu

空态的集合, 其中元素具有彼此不同的拓扑形态, 并通过量子隧道效应互相跃迁^[1-3]. 很有可能正是 QCD 的拓扑效应导致了手征对称性破缺^[4] 以及色荷的禁闭^[5].

QCD 真空态可以存在手征解, 即不同拓扑结构的胶子场具有不同的手征宇称 (P) 和电荷共轭宇称 (CP) 破缺属性, 这些属性通过手征反常机制^[6,7] 传递至夸克, 从而导致在局域内夸克的左右手螺旋不对称性. 由于夸克带有电荷、自旋和磁矩, 其手征性可以通过一个外部施加的超强磁场来探知, 称为“手征磁效应 (CME)” . 类似于 CME, 还有“手征涡旋效应 (CVE)” 和“手征磁波效应 (CMW)” 等.

从实验上探测验证上述手征效应, 从而回答自然界的最基本物理问题, 需要创建一个系统, 类似于初始宇宙状态并具有超强磁场. 现所知的唯一方法是相对论高能重离子碰撞. 高能重离子碰撞产生高温高密度的解禁闭夸克物质, 称作夸克-胶子等离子体 (QGP), 跟初始宇宙状态类似. 同时, 在非对心碰撞中, 不参加反应的高速带电旁观者 (质子) 能够产生瞬时强磁场, 其磁场强度量级达到 π 介子质量的平方, 近 10^{18} G ($1 \text{ G} = 10^{-4} \text{ T}$)^[8]. 因此高能重离子碰撞预期满足产生手征效应的所有条件.

在重离子碰撞中手征效应的发生及其实验证实具有重要的物理意义. 其一, QGP 的局域手征性可能来源于 QCD 真空态之间的跃迁, 人们普遍认为宇宙的组成 (如正反物质不对称性)、结构 (如大尺度星系)、演化 (如宇宙膨胀) 等都跟其初始时的真空涨落有关, 因此关于 QGP 的局域手征性的研究对于理解微观世界和宏观世界都具有重要指导意义. 其二, 手征效应对于近似无质量的费米子才能起到明显作用, 所以对手征效应的证实将为 QGP 中“手征对称性的恢复” 提供重要证据. 其三, 由此验证强磁场的产生及其在 QGP 中的时间演化, 进而可以探测 QGP 的电导率及夸克密度随时间的演化. 综上所述, 对重离子碰撞中手征效应的验证会同时促进以上三个方向的物理学发展.

这篇综述将主要关注在实验中被广泛研究的手征磁效应, 阐述其实验测量的难度和目前进展, 讨论其未来的发展方向. 同时也将综述手征涡旋效应和手征磁波效应的研究状态, 并指出未来可能的努力方向.

2 手征磁效应 (CME)

手征磁效应^[8,9] 是指具有手征性的费米子在强磁场的诱导下产生沿 (逆) 着磁场方向的电流: $J_e \propto \mu_5 \mathbf{B}$, 其中 μ_5 是轴矢量化学势, 用来量化系统中费米子的左右手螺旋不对称性. 强磁场使费米子极化, 带正 (负) 电的费米子其自旋沿 (逆) 着磁场方向. 如果左手螺旋的费米子多于右手螺旋的, 则电荷分离产生逆着磁场方向的电流; 反之, 如果存在更多右手螺旋的费米子, 则产生沿着磁场方向的电流. 因此夸克的手征不对称性可以通过外加强磁场来实验探测.

CME 的工作原理已经在凝聚态物理实验中得到证实. 例如, 狄拉克半金属 ZrTe_5 是一种人造手征性材料, 强磁场在其中引发的超导效应可以很好地被 CME 理论描述^[10]. 类似的效应在其他狄拉克半金属 Na_3Bi ^[11], Cd_3As_2 ^[12] 以及维尔半金属 TaAs ^[13] 等中都得到了印证. 本文将致力于讨论 QCD 中 CME 在高能重离子碰撞中发生的实验证据. 值得指出的是, 凝聚态材料中的手征不对称性是人为制造的, 而 QCD 中的手征不对称性是由真空态涨落产生的, 具有更重要的物理意义.

高能重离子碰撞产生高温高密度的解禁闭核物质, 即 QGP. QGP 的热力学属性除了温度以及矢量化学势等, 还包括用来量化手征性的轴矢量化学势 μ_5 . QGP 的局部区域可以通过各种机制获得手征性 (非零的 μ_5), 例如之前提到的胶子场拓扑涨落. 在非对心碰撞中, 不参加反应的高速带电旁观者 (质子) 能够产生瞬时强磁场^[8], QGP 中的近似无质量费米子 (夸克) 将沿 (逆) 着磁场方向输运电荷. 由于磁场方向垂直于碰撞的反应平面, 我们可以将垂直于反应平面的电荷分离当作观测 QCD 中 CME 的相关实验观测量.

近年来理论学家对 CME 理论进行了更广泛和细致的研究, 同时实验学家也进行了大量的实验研究工作, 如在美国布鲁克海文国家实验室 (BNL) 相对论重离子对撞机 (RHIC) 以及欧洲核子中心 (CERN) 大型强子对撞机 (LHC) 上进行了多项研究, 以寻找相对论重离子碰撞实验中的 CME 信号^[14-19]. 在对 CME 的实验观测中, 由于手征化学势 μ_5 取正值与取负值的概率相同, 如果直接对诱导电流取事例平均, 结果必然为零. 所以, 需要对诱导电流取

平方, 然后再进行事例平均, 才有可能通过观测量的涨落验证相关效应. 相对论重离子碰撞产生的粒子在动量空间按照方位角方向的分布可以按照傅里叶公式展开为

$$\frac{dN}{d\phi} \propto 1 + 2v_1 \cos(\phi - \psi_{RP}) + 2a_1 \sin(\phi - \psi_{RP}) + 2v_2 \cos 2(\phi - \psi_{RP}) + \dots, \quad (1)$$

其中 a_1 可以用来描述粒子沿磁场方向 (垂直于反应平面 ψ_{RP} 的方向) 的发射. 对于 CME 产生的正负电荷分离现象来说, 正反电荷粒子有相同大小的 $|a_1|$, 但是 $a_1^+ = -a_1^-$. 同时如前所述, μ_5 也是可正可负, 因此实验上不可能直接测量 a_1 . 为了寻找手征磁效应的电荷分离信号, 科学家提出了两粒子关联函数:

$$\gamma_{112} \equiv \langle \cos(\varphi_\alpha + \phi_\beta - 2\Psi) \rangle, \quad (2)$$

其中, ϕ_α, ϕ_β 是 α, β 粒子的方位角; α, β 粒子各自带有电荷; Ψ 是反应平面. $\langle \cdot \rangle$ 代表先对粒子对求平均, 然后对事件求平均. 在不考虑背景的情况下异号电荷 (α, β 粒子电荷相反, opposite-sign, OS) 的关联函数 $\gamma_{112}^{OS} = a_1^2$, 同号电荷 (α, β 粒子电荷相同, same-sign, SS) 的关联函数 $\gamma_{112}^{SS} = -a_1^2$. 2009 年 RHIC-STAR 实验组首次发表了此关联函数的测量结果 [20,21]. 图 1 给出了质心能量为 200 GeV 的 Au+Au (金金) 和 Cu+Cu (铜铜) 碰撞中 γ_{112} 关联函数随着碰撞系统中心度的变化, 发现异号电荷与同号电荷的关联函数有很大的区别 ($\Delta\gamma_{112} = \gamma_{112}^{OS} -$

γ_{112}^{SS}), 表现出了 CME 预期的电荷分离效果. 同时其中心度依赖性, 即 $\Delta\gamma_{112}$ 随中心度增加而减小, 与磁场强度随中心度变化的趋势也相符合.

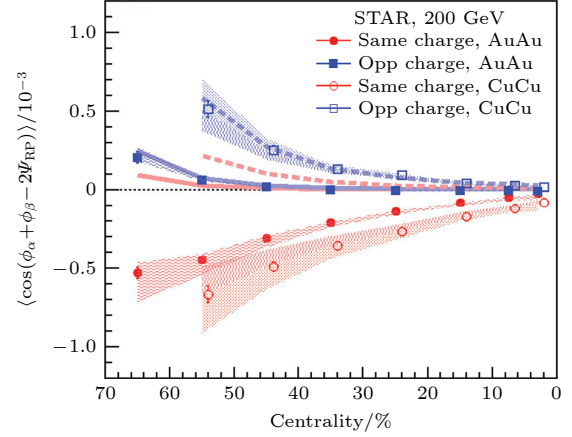


图 1 RHIC-STAR 合作组于 2009 年左右对 γ_{112} 关联函数的首次测量结果 [20,21]. 粗实线和虚线表示 HIJING 模型计算的三粒子关联背景贡献. 碰撞中心度从左到右增加; 0% 对应于中心碰撞

Fig. 1. First measurement of the γ_{112} correlator from RHIC-STAR experiment around 2009 [20,21]. The thick solid (Au+Au) and dashed (Cu+Cu) lines represent HIJING calculations of the contributions from three-particle correlations. Collision centrality increases from left to right. 0% corresponds to the most central collisions.

此外, RHIC-STAR 测量了 7.7—200 GeV 能量下 Au+Au 碰撞的 γ_{112} 关联函数 [20–22], 与此同时 LHC-ALICE 实验组在更高能量的 2.76 TeV Pb+Pb (铅铅) 碰撞中进行了相关测量 [23]. 如图 2 所示, 在不同的碰撞能量下, $\Delta\gamma_{112}$ 基本保持了正值. γ_{112}^{OS}

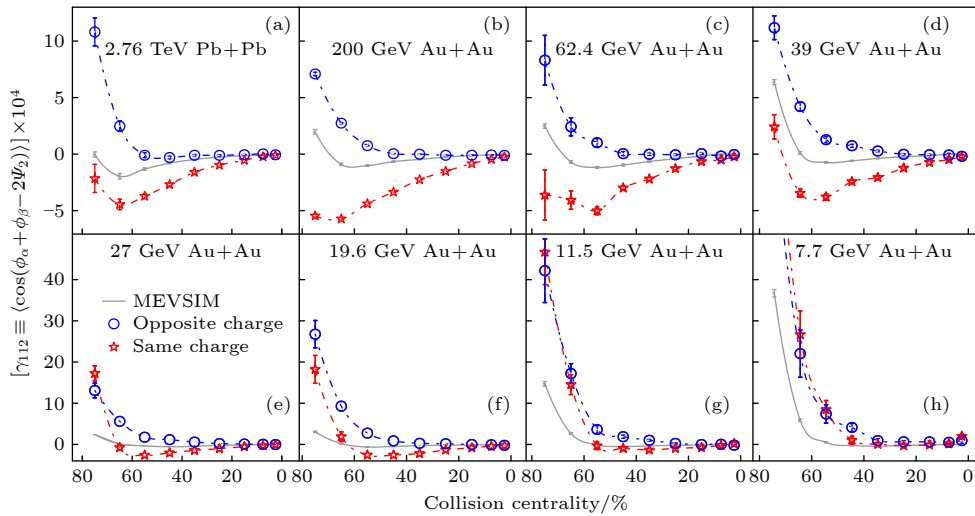


图 2 RHIC-STAR 7.7—200 GeV Au+Au 以及 LHC-ALICE 2.76 TeV Pb+Pb 碰撞中 γ_{112} 关联函数的中心度依赖性 [20–23]. 灰色曲线是 MEVSIM 模型估计的与电荷无关的背景贡献

Fig. 2. γ_{112} correlator as a function of centrality for Au+Au collisions at 7.7–200 GeV from RHIC-STAR, and for Pb+Pb collisions at 2.76 TeV from LHC-ALICE [20–23]. Gray curves are the charge-independent results from MEVSIM calculations.

和 γ_{112}^{SS} 分别显示出在边缘碰撞中上升的趋势, 并且随着碰撞能量降低而越发明显. 这种 γ_{112}^{OS} 和 γ_{112}^{SS} 共同拥有的特性符合椭圆流与横向动量守恒的耦合, 与电荷无关, 可以用 MEVSIM 模型定性地描述. 在 $\Delta\gamma_{112}$ 中, 这种物理机制可以抵消掉.

尽管实验已经收集的各种数据和理论估计的 CME 定性符合, 但目前仍然无法完全确定这种 QCD 效应在 QGP 中是否真实存在. 背景物理机制仍有可能占据观测量的大部分甚至全部. 针对 CME 的观测量, 其受到的本底污染主要来自椭圆流与其他物理机制的耦合, 例如衰变^[24]、横向动量守恒^[25,26] 以及局域电荷守恒^[27]. 为了方便实验数据与模型的比较, 这里引入一个新的观测量, $\kappa_{112} \equiv \Delta\gamma_{112}/(v_2\Delta\delta)$, 这里 $\delta \equiv \langle \cos(\phi_\alpha - \phi_\beta) \rangle$ 代表了两粒子之间的关联. 图 3 给出了在不同的碰撞能量下 κ_{112} 随中心度的变化, 同时展示的 AMPT^[28–30] 模型可以提供来自背景机制贡献的一个参考. AMPT 模拟的背景大致上是一个常数, 而且对碰撞能量的依赖很弱. 在 7.7 GeV 以及 2.76 TeV 能量下, κ_{112} 的实验数据跟纯背景模型一致, 表明 CME 信号也许在此消失. 这可能是由于在很低的碰撞能量下, 强子作用相对占主导地位, QGP 无法形成, 手征对称性破缺^[31]; 而在很高的碰撞能量下, 磁场的寿命也许过短而导致 CME 无法产生. 在碰撞能量的中间区域 (11.5–200 GeV), 实验数据一般高于模型, 只有在中心度高的地方它们才相符合, 而那里也是

磁场消失的地方. 因此实验结果定性上与 CME 导致的电荷分离现象相符.

在小碰撞系统如 p+Pb, p+Au 及 d+Au 中, 磁场方向趋于随机, 不再与事件平面关联, 所以针对小系统的 γ_{112} 测量不再反映 CME 的强度, 而是完全来自背景贡献. 图 4(a) 比较了 LHC-CMS 合作组在 5.02 TeV p+Pb 和 Pb+Pb 碰撞中测量的 γ_{112} 关联函数随多重数的依赖性^[32]. 在相同的多重数下, p+Pb 和 Pb+Pb 的测量结果非常接近, 表明在非常高能量 (5.02 TeV) 的 Pb+Pb 碰撞中, γ_{112} 的测量值由背景主导. 这些背景贡献除了前面所述的椭圆流的贡献, 还包括 (尤其在小系统中的) 三粒子关联产生的背景信号. 这也符合来自磁场寿命的预期, 在碰撞系统还没有产生夸克的时候, 磁场已经过分衰减, 无法形成 CME. 图 4(b) 给出了 RHIC-STAR 合作组测量的 200 GeV 小系统 p+Au, d+Au 碰撞中 γ_{112} 关联函数与 Au+Au 碰撞结果的比较^[33,34]. 受到实验本身的限制, 小系统与大系统碰撞的多重数只有较少的重叠区域, 但小系统和大系统有明显相似的多重数依赖关系. 在小系统碰撞中, RHIC 能区的椭圆流即使存在也相对小于 LHC 能区的椭圆流, 所以 RHIC 能区小系统碰撞的 γ_{112} 实验测量包括相对多的三粒子关联的背景贡献. 无论背景贡献的物理机制是什么, 从小系统到大系统的连续变化的特征无异, 说明了在 RHIC 和 LHC 大系统中的实验结果主要都是由物理背景引起的.

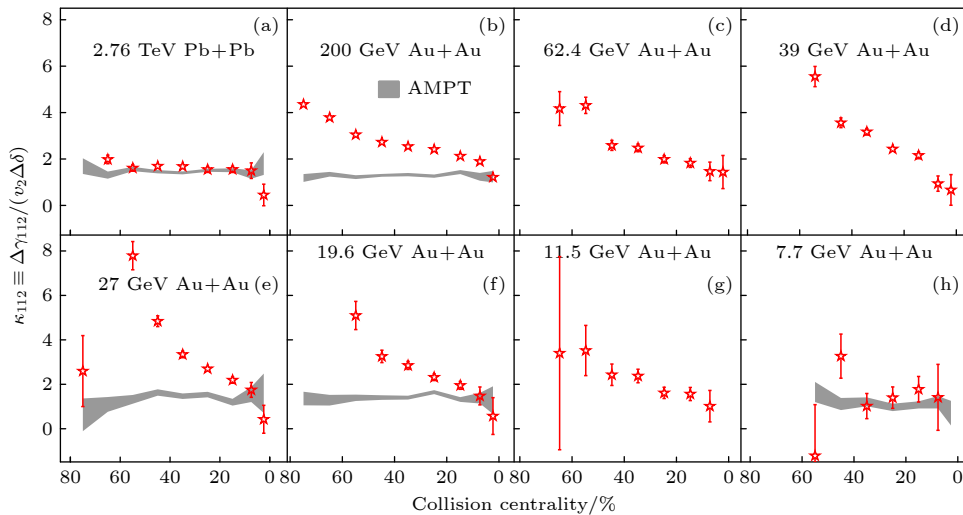


图 3 RHIC-STAR 7.7—200 GeV Au+Au 以及 LHC-ALICE 2.76 TeV Pb+Pb 碰撞中 κ_{112} 关联函数的中心度依赖性^[20–23]. 灰色粗实线是 AMPT 模型估计的与 CME 无关的背景贡献^[28–30]

Fig. 3. κ_{112} correlator as a function of centrality for Au+Au collisions at 7.7–200 GeV from RHIC-STAR, and for Pb+Pb collisions at 2.76 TeV from LHC-ALICE^[20–23]. Gray curves are the non-CME background estimations from AMPT^[28–30].

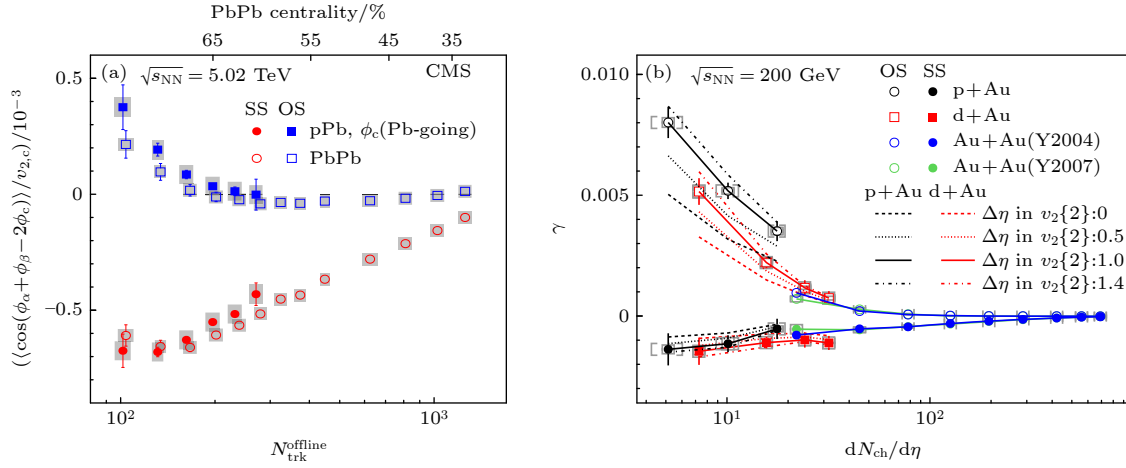


图 4 (a) LHC-CMS 合作组在 5.02 TeV p+Pb 和 Pb+Pb 碰撞中测量的 γ_{112} 关联函数随多重数的依赖性^[32]; (b) RHIC-STAR 合作组测量的系统 p+Au, d+Au 碰撞中 γ_{112} 关联函数与 Au+Au 碰撞结果的对比^[33]. 图中的灰色标记代表实验测量的系统误差
Fig. 4. (a) γ_{112} as a function of N in p+Pb and Pb+Pb collisions at 5.02 TeV from LHC-CMS collaboration^[32]; (b) γ_{112} as a function of N in p+Au, d+Au and Au+Au collisions at 200 GeV from RHIC-STAR collaboration^[33]. Systematic uncertainties are indicated by the shaded regions.

有鉴于大系统测量中的背景贡献主要来源于椭圆流 (v_2) 和其他机制的耦合, 人们开发出了一系列“事件形状筛选”的方法, 将寻找 CME 的观测测量投射到 $v_2 = 0$ 的地方, 以消除背景. 第一个此类尝试来自 RHIC-STAR 合作组在 200 GeV Au+Au 碰撞中测量 Δ 关联函数与每个事件 v_2 的关系^[35], 如图 5 所示. Δ 关联函数大致等同于 $\Delta\gamma_{112}$. 线性拟合表明在椭圆流观测测量消失的时候 ($v_2^{\text{obs}} = 0$), 此 CME 观测测量 $(1.3 \pm 1.4) \times 10^{-5}$ 与零相符. 此后分析的大统计量数据表明此 CME 观测测量在 $v_2^{\text{obs}} = 0$ 时并不完全消失, 而为稍许正值^[36]. 由于 $v_2^{\text{obs}} = 0$ 并不保证那些引起 CME 背景的关联源具有零椭圆流, 此投影截距仍然包含一些背景的贡献. 图 5 中横轴和纵轴的两个观测测量均未修正事件平面的分辨率; 事件平面的分辨率在 $v_2^{\text{obs}} = 0$ 的事例中也或许无法精确估算, 导致此方法存在局限性.

LHC-ALICE 合作组改进了事件形状筛选方法, 把每个事件分割成三个彼此独立的赝快度区域, 其中一个提供带电粒子对, 第二个用于定义事件平面, 第三个定义流矢量, 在每一个流失量区间测量 v_2 和 γ_{112} , 然后再把它们分别画在横轴和纵轴上^[37]. 图 6(a) 给出了相应的 2.76 TeV Pb+Pb 碰撞中按粒子多重数缩放的 $\Delta\gamma_{112}$ 关联函数 ($\Delta\gamma_{112} \cdot dN_{\text{ch}}/d\eta$) 在不同中心度下随 v_2 的变化. 因为带电粒子对和流矢量分别来自不同的区域, 观测到的 v_2 总有比较大的非零值, 这导致了对 $v_2 = 0$ 处的投射会产生较大的不确定性. 图 6(b) 给出了通过事件

形状筛选方法比较关联函数以及不同模型下磁场强度和 v_2 的关系, 提取其中与磁场相关部分的贡献, 也就是手征磁效应的贡献, 手征磁效应的贡献所占的比重也就是 f_{CME} . 在每个多重数区间, f_{CME} 都与零相符合, 但是同时统计误差过大, 以至于无法得出明确的结论.

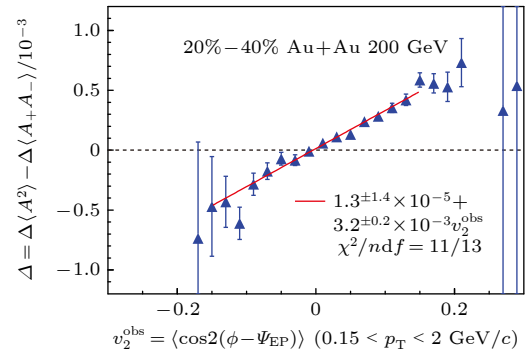


图 5 RHIC-STAR 合作组通过事件形状筛选方法在 200 GeV Au+Au 碰撞中测量 Δ 关联函数与每个事件椭圆形状观测测量 v_2^{obs} 的关系^[35]

Fig. 5. Charge multiplicity asymmetry correlations (Δ) as a function of event-by-event v_2^{obs} from 200 GeV Au+Au collisions^[35].

LHC-CMS 合作组在事件形状筛选方法测量中, 把 $\Delta\gamma_{112}$ 按照 $\Delta\delta$ 放缩, 同时在每一个中心度区间画出 $\Delta\gamma_{112}/\Delta\delta$ 随 v_2 的变化^[38]. 图 7(a) 给出了相应的 5.02 TeV Pb+Pb 碰撞中 $\Delta\gamma_{112}/\Delta\delta$ 在不同中心度下随 v_2 的关系. 同样地, 因为带电粒子对和流矢量依然分别来自不同的区域, 数据点总是距离 $v_2 = 0$ 比较远, 以至于线性拟合得到的截距有较大

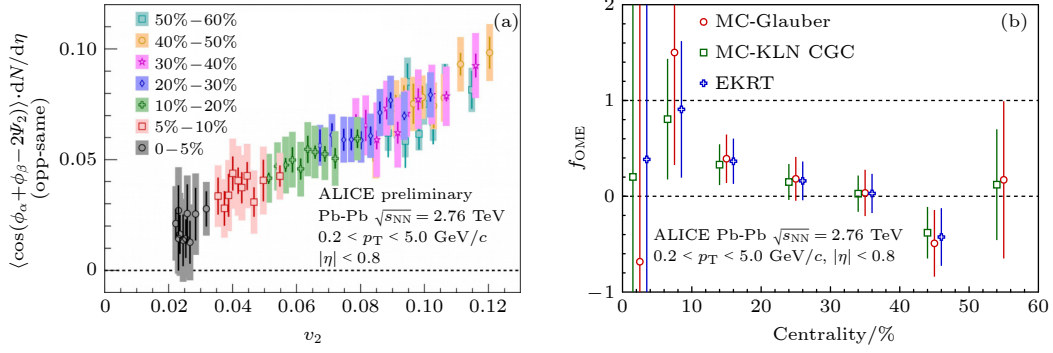


图 6 LHC-ALICE 合作组 (a) 通过事件形状筛选方法在 2.76 TeV Pb+Pb 碰撞中测量的按粒子多重数缩放的 $\Delta\gamma_{112}$ 关联函数 ($\Delta\gamma_{112} \cdot dN_{ch}/d\eta$) 在不同中心度下随 v_2 的关系, (b) 通过事件形状筛选方法比较关联函数以及不同模型下磁场强度和 v_2 的关系, 提取的手征磁效应的贡献^[37]

Fig. 6. (a) Charge-particle density scaled correlator ($\Delta\gamma_{112} \cdot dN_{ch}/d\eta$) as a function of v_2 for shape selected events in 2.76 TeV Pb+Pb collisions from LHC-ALICE; (b) extracted CME fraction (f_{CME}) by comparing the correlator and magnetic field dependence on v_2 with different models^[37].

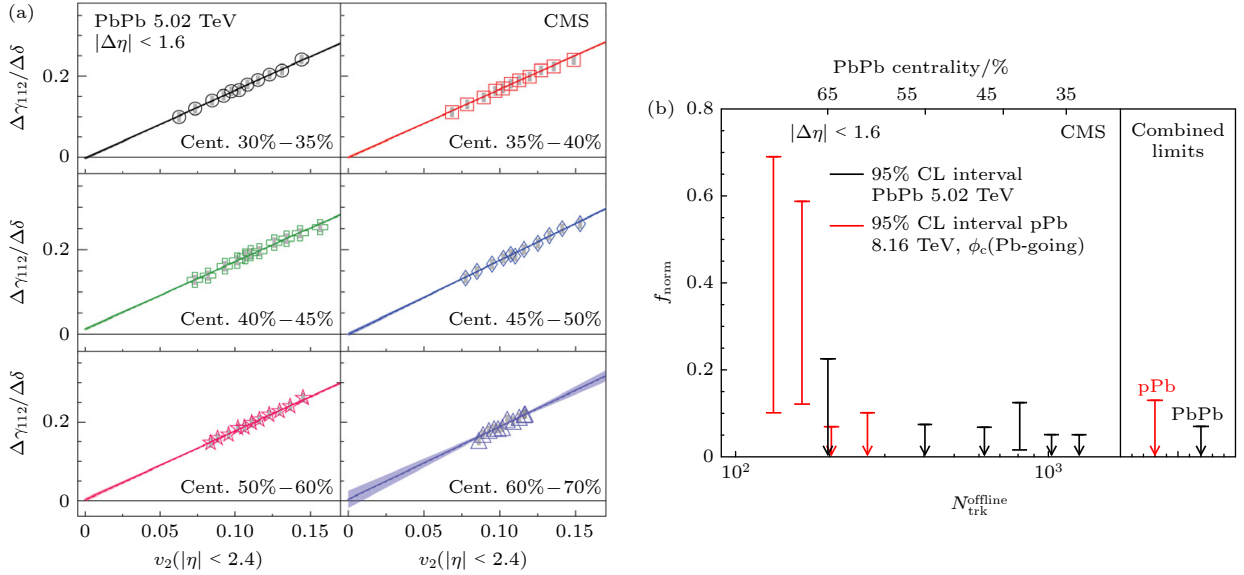


图 7 LHC-CMS 合作组 (a) 通过事件形状筛选方法在 5.02 TeV Pb+Pb 碰撞中测量的按 $\Delta\delta$ 缩放的关联函数 ($\Delta\gamma_{112}/\Delta\delta$) 在不同中心度下随 v_2 的关系, (b) 通过事件形状筛选方法研究关联函数在 $v_2 = 0$ 的结果, 提取的 Pb+Pb 以及 p+Pb 碰撞中手征磁效应的贡献^[38]

Fig. 7. (a) Scaled correlator, $\Delta\gamma_{112}/\Delta\delta$, as a function of v_2 evaluated with the ESE method, for different multiplicity ranges in Pb+Pb collisions from LHC-CMS; (b) extracted CME contributions, v_2 -independent component, in Pb+Pb and p+Pb collisions^[38].

的误差. 图 7(b) 给出了通过事件形状筛选方法研究关联函数在 $v_2 = 0$ 的结果, 提取的 5.02 TeV Pb+Pb 以及 8.16 TeV p+Pb 碰撞中的 f_{CME} . 在这两种情况下, f_{CME} 的上限都较小, 这符合之前提到的来自磁场寿命过短的预期.

人们的预期以及各种实验结果都表明, 实验测量的 $\Delta\gamma_{112}$ 信号有很大一部分来源于与椭圆流有关的背景贡献, 那么造成这些背景的机制到底是什么呢? 人们预计是椭圆流与 cluster (比如共振态粒子) 衰变造成的^[24,39]. 实验上可以通过不变质量来

研究共振态粒子的影响, 用不变质量来区分以及压制共振态粒子造成的背景, 从而更有效地研究以及寻找更干净的手征磁效应信号^[40]. 图 8 是 RHIC-STAR 合作组测量的 $\Delta\gamma_{112}$ 关联函数与 α, β 粒子不变质量的关系^[41]. 如图 8(a) 所示, 实验结果可以清晰地看到来自共振态粒子衰变的贡献. 同时为了减少这类背景, STAR 通过事件形状筛选方法研究不同 q_2 (或者说 v_2) 下 $\Delta\gamma_{112}$ 随不变质量的变化, 从而提取有更高可信度的手征磁效应信号. 实验结果表明 f_{CME} 的上限在 15% 左右.

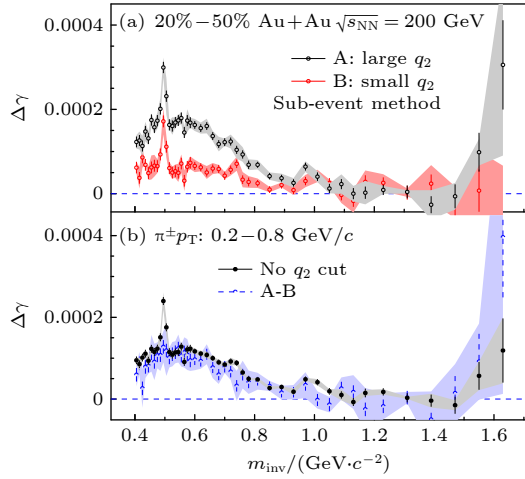


图 8 RHIC-STAR 合作组 (a) 通过事件形状筛选方法选择的不同 q_2 事件 (A: large q_2 , B: small q_2) 中 $\Delta\gamma_{112}$ 关联函数与不变质量的关系, (b) A-B 与无事件形状筛选的测量结果的比较^[41]

Fig. 8. (a) $\Delta\gamma_{112}$ as functions of mass in different q_2 events (A: large q_2 , B: small q_2) using the event shape selection method; (b) inclusive measurement compared with the A-B^[41].

手征磁效应导致的电荷分离现象主要是沿着磁场方向发生的,而造成背景的主要原因是椭圆流引起的沿参与者平面 (participant plane, PP) 的各向异性分布. 磁场主要是旁观者质子 (带电) 产生的,因此磁场方向平均指向垂直于旁观者平面 (spectator plane, SP) 的方向. 由于高能核核碰撞的初始几何形状,旁观者平面方向与参与者平面方向有很强的关联,这也就导致了手征磁效应信号与椭圆流背景纠缠一起. 与此同时,由于几何形状涨落,这两个方向也有所不同. 按照旁观者平面方向

测量的实验结果有最强的手征磁效应信号,同时按照参与者平面方向测量的实验结果有最强的椭圆流背景的贡献. 如果能够区别两个方向以及测量他们之间的关系,也就能够提取手征磁效应信号^[42]. 实验上 RHIC-STAR 通过零度角量能器 (ZDC) 重建旁观者平面,以及通过中心快度区域的带电粒子重建参与者平面,从而提取了可能的手征磁效应信号,如图 9 所示. 实验结果表明,在 20%—50% 中心度的 200 GeV 金金碰撞中,可能存在着约 10% 的手征磁效应信号,实验置信度大概为 2—3 倍标准误差^[43]. 在 RHIC 2023-2025 高亮度实验采集计划中,STAR 计划采集 20 B 的数据量,大约 8—10 倍于当前的实验数据量,从而能够更精确地研究是否真的存在手征磁效应信号以及其大小.

另一方面,手征磁效应信号以及背景的关系不只是沿磁场方向以及椭圆流平面方向的差别,同时信号和背景的大小也各自受到磁场强度以及椭圆流大小的影响. 因此如果能够精确地改变磁场或者椭圆流大小,那么可以有效地提取信号. 2010 年前后,实验学家提议可以通过同位素核核对撞,以及超对心的 U+U (铀铀) 对撞来帮助提取真正的手征磁效应信号^[45]. 如 $^{96}_{44}\text{Ru} + ^{96}_{44}\text{Ru}$ 及 $^{96}_{40}\text{Zr} + ^{96}_{40}\text{Zr}$ 的碰撞,由于 Ru 和 Zr 有相同的核子数,以及相近的核子分布,因此预计由此产生的背景接近. 然而 Ru 和 Zr 有不同的质子数 (带电),因此预计磁场的强度不同,而信号与磁场强度的平方近似成正比. 因此预期通过比较 $^{96}_{44}\text{Ru} + ^{96}_{44}\text{Ru}$ 以及 $^{96}_{40}\text{Zr} + ^{96}_{40}\text{Zr}$ 的实验测量结果,可以有效去除背景以提取信号^[46,47].

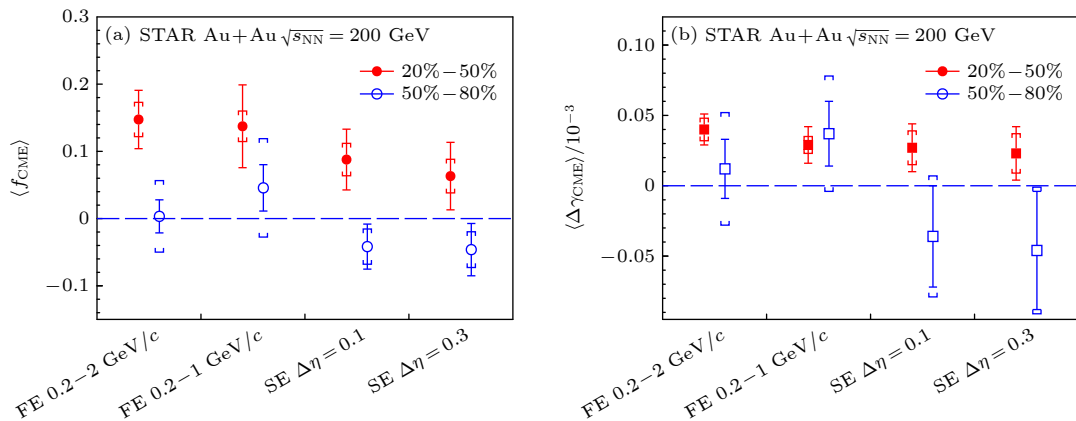
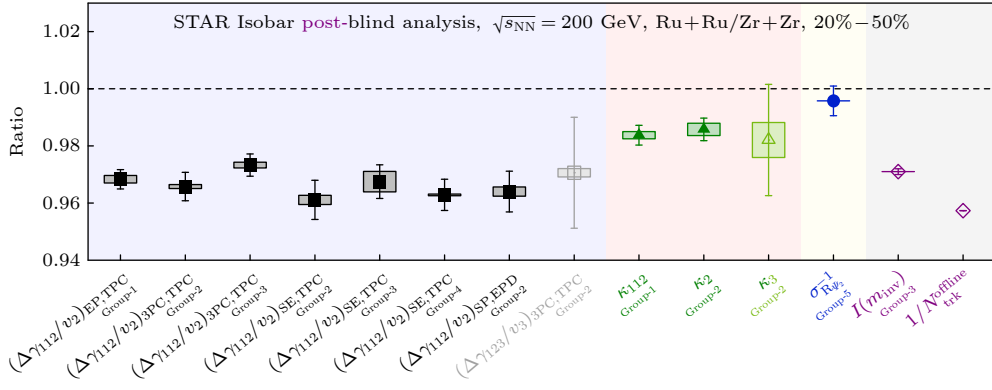


图 9 RHIC-STAR 合作组 200 GeV Au+Au 实验中通过比较旁观者平面和参与者平面测量结果而提取的手征磁效应信号百分比 (a), 以及其信号大小 (b)^[43]

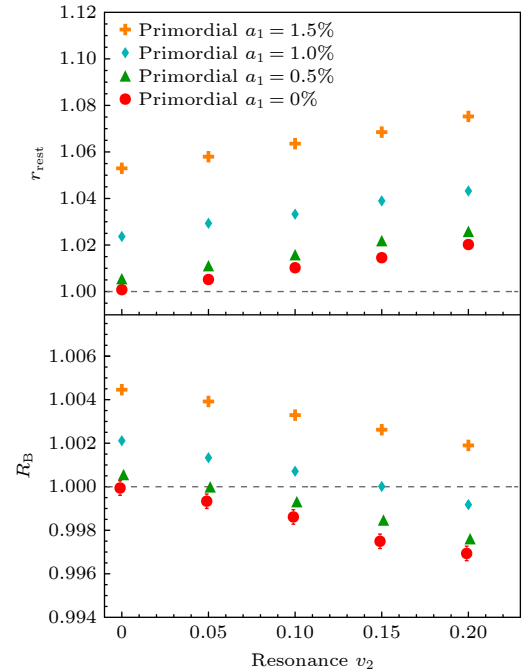
Fig. 9. (a) Extracted CME fraction (f_{CME}) and (b) CME signal ($\Delta\gamma_{\text{CME}}$) using the spectator and participant planes method from RHIC-STAR^[43].

图 10 RHIC-STAR 合作组 200 GeV 同位异素核 Ru+Ru 和 Zr+Zr 实验中的关联函数结果的比较^[44]Fig. 10. Ratio of different observables between 200 GeV isobar Ru+Ru and Zr+Zr collisions from RHIC-STAR^[44].

对于超对心 U+U 对撞, 主要因为 U 是形变核, 在超对心对撞中磁场可能消失, 但是由于铀核的椭球形状变, 会造成一个椭圆流背景, 因此可以检验信号和背景的贡献. 然而实验上超对心对撞实验数据处理比较复杂, 还没有好的结论. 另一方面, 2018 年 RHIC-STAR 采集了 $^{96}\text{Ru} + ^{96}\text{Ru}$ 及 $^{96}\text{Zr} + ^{96}\text{Zr}$ 的实验数据. 通过盲分析^[48,49], STAR 实验组比较了实验中 Ru+Ru 和 Zr+Zr 不同关联函数的结果. 如图 10 所示, 实验结果表明: 1) 在当前的盲分析结果中没有发现预期的手征磁效应信号; 2) 实验结果的比值比预期的小很多. 人们预期 Ru+Ru 和 Zr+Zr 两个系统大小接近, 背景的贡献与椭圆流成正比, 因此通过椭圆流归一的 $\Delta\gamma_{112}$ 关联函数在没有信号的情况下 Ru+Ru/Zr+Zr 的比值为 1, 在有信号的情况下大于 1 (Ru+Ru 质子数多, 磁场强度大). 然而实验结果出乎预料比 1 小, 这可能由于 Ru 和 Zr 的原子核结构有较大差异^[50,51]. 更多对实验数据更细致的分析与理解也在进展当中^[52,53]. 此外, 之前人们也注意到在 isobar 实验中手征磁效应信号与 Au+Au 相比可能小一些. 简单的解释是, $\Delta\gamma_{112}$ 函数的背景随多重数的降低而增加, 另一方面, isobar 系统的质子数比 Au+Au 少, 因此磁场强度也更小, 所以最终在 isobar 系统中的 f_{CME} 与 Au+Au 相比更小. 因此实验上 isobar Ru+Ru 以及 Zr+Zr 碰撞中发现手征磁效应信号的可能性较 Au+Au 更低^[54]. 所以不能简单地从 isobar 的实验结果推断说在 Au+Au 也看不到手征磁效应信号.

研究 CME 信号和背景关系的另一个方法是带标记平衡函数 (signed balance function, SBF)^[55].

SBF 分布的宽度取决于带电粒子对的动量排序的计数. CME 的存在会增强排序扰动, 使 SBF 的分布变得更宽. 这意味着垂直和平行于反应平面的宽度比值 r_{lab} , 会与 CME 信号成正关联, 从而成为一个有价值的观测量. CME 的存在可以造成 $r_{\text{lab}} > 1$. 但是 r_{lab} 和大多数 CME 观察量一样, 会受到共振态粒子流的影响. 为了避免此影响, 可以在粒子对静止坐标系下重复此比值测量 r_{rest} . 研究表明^[55], 如果定义双比值 $R_B = r_{\text{rest}}/r_{\text{lab}}$, 共振态粒子流的贡献造成 $R_B < 1$, 而 CME 的贡献导致 $R_B > 1$ (见图 11).

图 11 玩具模型显示 r_{rest} 和 R_B 在不同 CME 强度下 (a_1) 和共振态粒子椭圆流的关系^[55]Fig. 11. r_{rest} (Upper) and R_B (Bottom) as functions of resonance v_2 with different CME strength (a_1) using the Toy model simulation^[55].

虽然 R_B 和大多数其他方法一样, 还不能消除动量守恒和局域电荷守恒带来的影响, 但是在消除共振态粒子流的影响方面是一个进步.

STAR 实验组关于带标记平衡函数的初步测量结果与 EBE-AVFD (event-by-event anomalous-viscous fluid dynamics) 模型 [56–58] 进行了比较. EBE-AVFD 模型是一个全面动态模拟重离子碰撞中 CME 演化的平台. 它描述了在急剧扩张中的 QGP 黏滞流体里的 CME 输运和夸克流, 另外还包含了诸如局域电荷守恒和共振态等主要的背景关联. STAR 初步测量的 r_{lab} , r_{rest} , 特别是 R_B 均大于基于纯背景 EBE-AVFD 模型的预期, 趋向支持 CME 存在. 但是, 这种比较非常取决于模型是否完整描述了 CME 和背景的比例及演化, 还有待进一步研究.

由于有多种用来研究 CME 的观测量, 有必要全面理解它们之间的联系和各自敏感度. STAR 实验组联合 EBE-AVFD 作者做了一次系统的 CME 方法比较 [49]. 在该研究中, STAR 直接采用了用来盲分析同位异素核核对撞 (见上文) 数据的代码, 排除了任何可能的主观臆断. 该研究发现, $\Delta\gamma_{112}$, R 关联函数 (介绍见文献 [59,60]), 以及带标记平衡函数 [55] 如果在同等条件下运用得当时会有相似的敏感度. 图 12 给出了三种方法的盲分析代码运用在 AVFD 模拟数据上的表现. $\Delta\gamma_{112}$ 和带标记平衡函数的 r_{lab} 表现大致相当. R 关联函数 (中图) 表现相对迟钝, 原因主要是其实际运用采用了更严厉的

运动学截断.

同时, 近年来在手征理论和模型研究方面也有很多新的发展 [61–63], 期待在理论学家和实验学家的共同努力下手征磁效应研究方面早日有更近一步的发现.

3 手征涡旋效应 (CVE)

手征涡旋效应 (CVE) 可以类比于 CME, 只是将磁场 B 替换为涡旋 ω 与重子化学势 μ_B 的乘积 $\mu_B \omega$. 而作为结果, 被诱发的不是电流而是重子数流 (同样沿着或逆着磁场方向) [64]. 在技术上, 凝聚态物理实验难以实现 CVE 所需要的高强度涡旋, 所以重离子碰撞是其主要的实验途径. 在非对心碰撞中, 系统的全局角动量大部分被旁观者带走, 但仍然有 10%–20% 留在 QGP 中且大致守恒 [65,66], 这保证了涡旋的产生以及较长的寿命. 在实验观测中, CVE 将表现为垂直于反应平面的重子与反重子分离. 因此实验上还是通过和测量手征磁效应相同的两粒子关联函数 ((2) 式) 来测量 CVE, 其中与测量 CME 不同的是此时的 α, β 不再表示粒子的电荷, 而是代表粒子重荷 (baryon charge).

RHIC-STAR 实验测量了 p-p, p- Λ 等重子重子关联函数 [67–69]. 实验初步结果表明有正的 $\Delta\gamma_{112}$ 关联信号. 由于背景贡献还没有理解清楚, 实验数据目前还没有完整的结论. 需要更好地理解各种背景对实验数据的贡献, 如重子对产生、重子数守恒、重子对湮灭等影响.

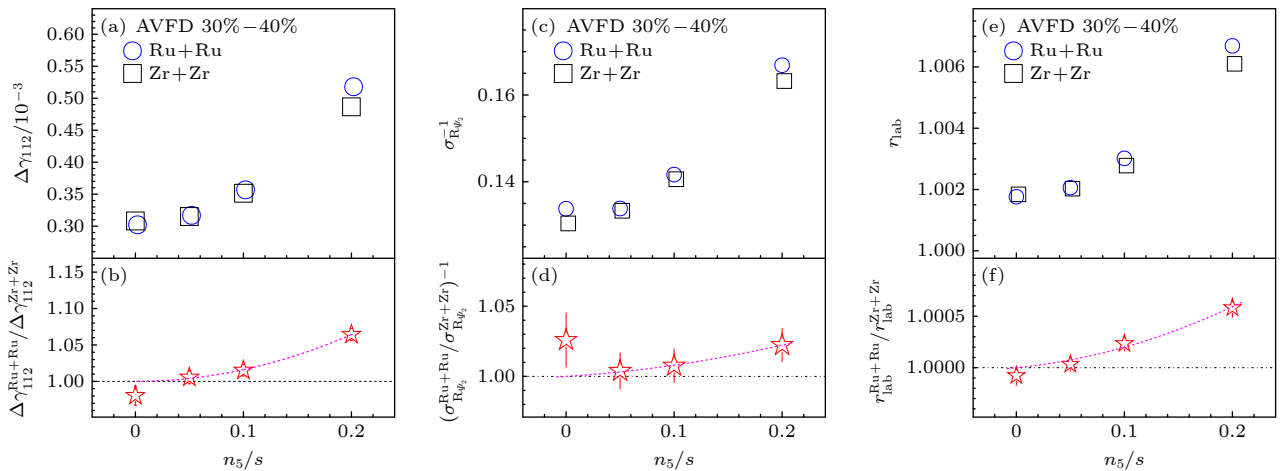


图 12 基于 EBE-AVFD 模拟数据计算的 $\Delta\gamma_{112}$ (a), σ_{R2}^{-1} (σ_{R2} 为 R 关联函数宽度) (c) 和 r_{lab} (e) 关于 n_5/s 的函数. n_5/s 在 AVFD 里表示原始植入的 CME 强度. 该计算是针对 30%–40% 中心度同位异素 $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 200$ GeV 核核对撞. (b), (d), (f) 观测量在 Ru+Ru 对 Zr+Zr 比值 [49]

Fig. 12. $\Delta\gamma_{112}$ (a), σ_{R2}^{-1} (c) and r_{lab} (e) as functions of n_5/s in EBE-AVFD model simulation. (b), (d), (f) Corresponding ratios between Ru+Ru and Zr+Zr [49].

4 手征磁波效应 (CMW)

另一个与 CME 类似的效应叫作手征分离效应 (CSE), 是指具有电化势的费米子在强磁场的诱导下产生沿 (逆) 着磁场方向的手征流: $J_5 \propto \mu_e B$ [70,71]. 在手征对称性已经恢复的 QGP 中, CSE 与 CME 耦合在一起, 互相诱发, 形成一个新的电荷与手征荷的集体波动模式, 称为手征磁波效应 (CMW) [72]. CMW 会在 QGP 中产生一个电四极矩: QGP 的“赤道”附近累积更多的负电荷, 而“两极”附近则累积更多正电荷. 当这样的电四极矩被集体径向流推动, 带负电的粒子就会比带正电的粒子表现出更大的椭圆流. 理论预言这种椭圆流的差别会与系统电荷的不对称性 ($A_{ch} \equiv \frac{N^+ - N^-}{N^+ + N^-}$) 成正比, 即

$$\Delta v_2 \equiv v_2^- - v_2^+ \approx r_2 A_{ch}, \quad (3)$$

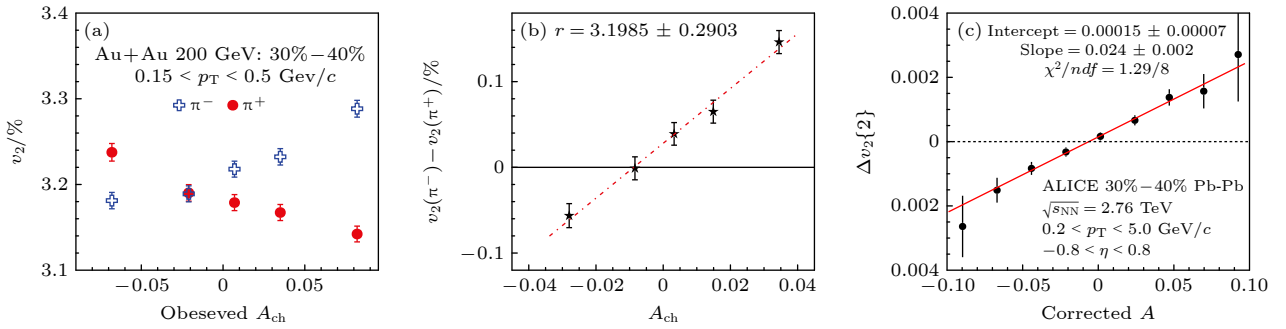


图 13 (a) STAR 实验 200 GeV Au+Au 对撞中 $v_2^\pm - A_{ch}$ 的关系和 (b) $\Delta v_2 - A_{ch}$ 的关系 [73]; (c) ALICE 实验 2.76 TeV Pb+Pb 对撞中 $\Delta v_2 - A_{ch}$ 的关系 [74]

Fig. 13. (a) $v_2^\pm$, (b) Δv_2 as functions of A_{ch} in 200 GeV Au+Au collisions from STAR [73]; (c) Δv_2 as functions of A_{ch} in 2.76 TeV Pb+Pb collisions from ALICE [74].

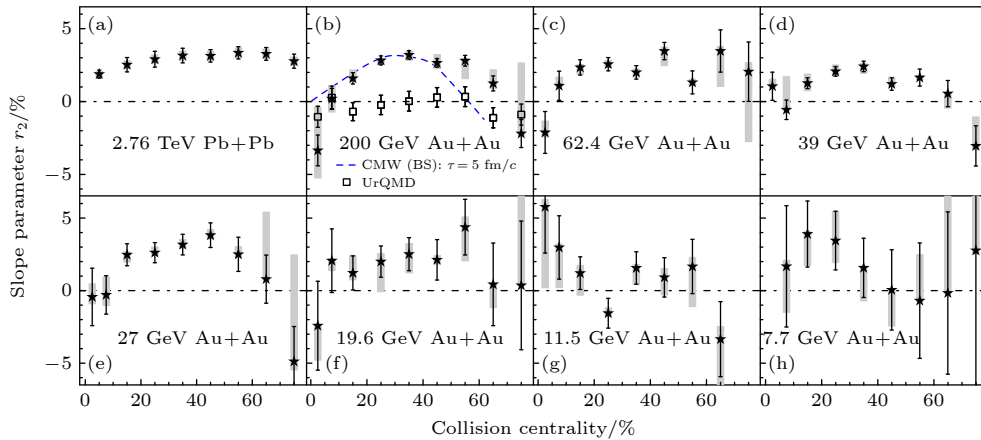


图 14 RHIC 和 LHC 不同碰撞系统和能量下 $\Delta v_2 - A_{ch}$ 斜率的中心度依赖 [73,74]

Fig. 14. Slopes of the $\Delta v_2 - A_{ch}$ as functions of centrality in different collisions systems and energies from RHIC and LHC [73,74].

其中 N 为粒子数, v_2 为椭圆流, 正负上角标代表电荷. 该线性关系中的斜率 r_2 正是在实验中寻找的 CMW 的观测量.

图 13 给出了 STAR 实验在 200 GeV Au+Au 对撞中和 ALICE 实验在 2.76 TeV Pb+Pb 对撞中观测到的正负带电粒子椭圆流 ($v_2^\pm$)、椭圆流差 (Δv_2) 与 A_{ch} 的关系 [73,74]. 可以发现, 在两个不同的碰撞系统和能量下, 正负粒子的椭圆流差均和 A_{ch} 形成清楚的线性关系, 与 CMW 的理论预言定性符合. 不仅如此, 从 $\Delta v_2 - A_{ch}$ 线性关系中提取出的斜率大小及其中心度依赖, 在 200 GeV 下, 从中心到周边碰撞表现出先升后降的趋势, 如图 14(b) 所示, 这与理论计算结果非常接近, 似乎印证了 CMW 假设. 另一方面, 从图 14 可见, $\Delta v_2 - A_{ch}$ 的斜率值表现出较弱的碰撞能量依赖, 无论是 2.76 TeV, 200 GeV 还是 27 GeV, 在半中心碰撞 (30%—40%) 时, 斜率大小均为 3% 左右. 与 CME 的研究类似, 在 CMW 测量中也一定存在背景效应, 有理论认为 [75], 该背

景很大可能同样来自局域电荷守恒 (LCC)+集体流机制, 因此, 如何厘清背景的贡献继而分离出可能存在信号的大小, 是实验研究的重点.

一个可能区分信号和背景的方法是研究三阶集体流——三角流 (v_3) 对 A_{ch} 的依赖. 因为 CMW 可能导致的电四极矩构型与 v_3 无关, 因此不会形成 $\Delta v_3 - A_{ch}$ 线性关系, 然而基于局域电荷守恒的流体计算却发现, 背景能够导致该关系. 通过对比二阶和三阶线性关系及其斜率大小 r_2 和 r_3 的差别, 就可能区分信号和背景. 图 15(a) 和图 15(b) 分别为 STAR 实验在 200 GeV Au+Au 对撞中和 CMS 实验在 5.02 TeV Pb+Pb 对撞中观测到的 r_3 和 r_2 的中心度依赖 [76,77]. 因为 v_2 和 v_3 值大小不同, 斜率均做了归一化处理以便直接比较. 需要特别说明的是, 文献 [78] 指出, 在计算集体流时, 选择不同电荷的粒子作为参考流 (reference flow), 会通过 A_{ch} 的耦合导致不同的结果. 该效应在集体流涨落较大的 RHIC 能区较为明显, 而在 LHC 能区可忽略不计, 因此 STAR 测量的斜率 r_3 需要经过额外的修正. 从图 15 可见, 经过修正后的 STAR r_3 和 r_2 结果在误差范围内保持一致, 但因为误差较大, 无法进行定量判断. 而 CMS 的结果所展示的非零 r_3 值以及 r_2 和 r_3 的一致性则清晰地证实了测量中背景效应的存在.

除了借助三角流研究背景外, 在小系统中开展测量并与核核碰撞结果进行对比, 也是判断背景存在与否的有效手段. 与 CME 的研究类似, 在小系统中磁场方向与事件平面无关, 因此无法形成可观测的电荷分离现象, 也不可能形成如 CMW 预

测的对电荷依赖的集体运动模式. 如果在小系统中也发现了相似的观测结果, 则说明了背景的存在. 图 16(a) 和图 16(b) 分别给出了 STAR 实验在 200 GeV Au+Au、p+Au 和 d+Au 对撞中和 CMS 实验在 5.02 TeV Pb+Pb 和 p+Pb 对撞中测量的斜率 r_2 的中心度依赖 [76,77]. 在 STAR 的小系统结果中, r_2 斜率值在误差范围内与零一致; 而 CMS 的结果表明大小系统的 r_2 非常接近, 证实了测量中背景的存在.

如前所述, LCC 是 CMW 的重要背景 [75], 这是由于动量小的共振态粒子或者速度小的流体单元具有更小的椭圆流, 但也更容易产生快度差异大的 $\pi^+\pi^-$ 对, 进而贡献非零的 A_{ch} , 使得 Δv_2 与 A_{ch} 呈现平庸的线性关联. 文献 [79–82] 等通过对比实验结果和多种模型, 如多相输运模型 AMPT、弦碎裂模型 PYTHIA 和 HIJING 以及引入局域电荷守恒的 Blast wave 模型, 进一步揭示背景形成的机制并确认了背景来源. 原来, 在测量中, A_{ch} 在挑选事件净电荷的同时, 也自动对正负电荷粒子的运动学观测量做出了不同筛选. 例如, 当 $A_{ch} > 0$ 时, 有 $p_T^- > p_T^+$ 以及 $|\eta|^- < |\eta|^+$, 而 $A_{ch} < 0$ 时, 有 $p_T^- < p_T^+$ 以及 $|\eta|^- > |\eta|^+$. 虽然实验测量中对正负电荷粒子采用了同样的运动学截断, 但筛选后的相空间微分布截然不同, 这从实验中 $p_T - A_{ch}$ 和 $\eta - A_{ch}$ 关系中得到了清楚体现, 继而导致了集体流的差异. 在厘清了背景产生原因后, 文献 [83] 提出在 CME 研究中采用的“事件形状筛选” (ESE) 技术同样适用于 CMW 测量: 当事件的 v_2 减小至零时, 局域电荷守恒背景会导致观测量也一同缩减为零, 而 CMW

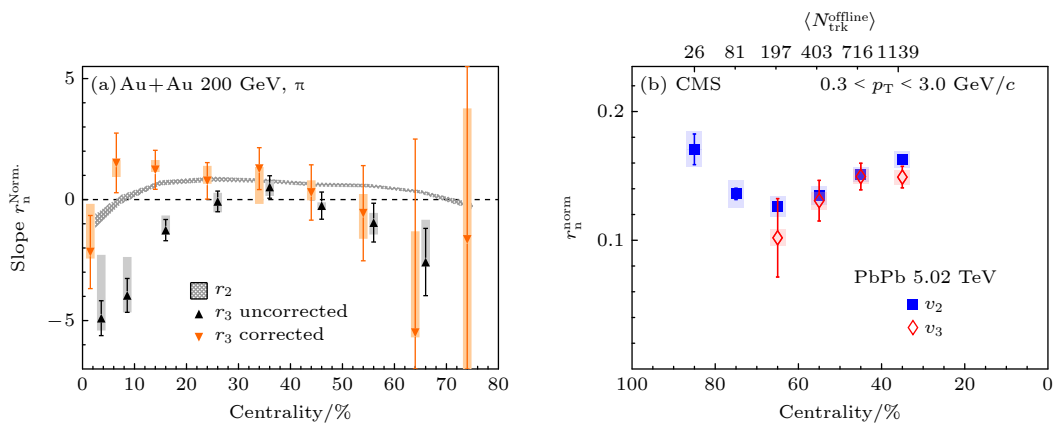


图 15 (a) STAR 实验 200 GeV Au+Au 对撞和 (b) CMS 实验 5.02 TeV Pb+Pb 对撞中观测到的 r_2 、 r_3 斜率, 在误差范围内基本一致 [76,77]

Fig. 15. Measured r_2 , r_3 slopes as functions of centrality in 200 GeV Au+Au collisions from STAR (a), and in 5.02 TeV Pb+Pb collisions from CMS (b), within the uncertainties, the slopes of r_2 , r_3 are consistent with each other [76,77].

信号则不会. 这是定量分离信号和背景, 提取观测量中 CMW 强度的有效方法.

图 17 给出了 ALICE 实验采用 ESE 方法在 5.02 TeV Pb+Pb 对撞中提取出的 CMW 强度 [84]. 从图 17(a) 可见, Δv_2 和 A_{ch} 的协方差 $\Delta \text{Int. Cov.}$

(注意此时观测量从线性依赖变为协方差, 二者在定义上等价, 而后者能更有效控制统计涨落) 表现出对 v_2 的显著依赖. 通过拟合外推可知, 当 v_2 缩小至零时, 观测量也降低至零附近. 在仔细考察了各种实验误差后, 精确提取了截距并换算为 CMW

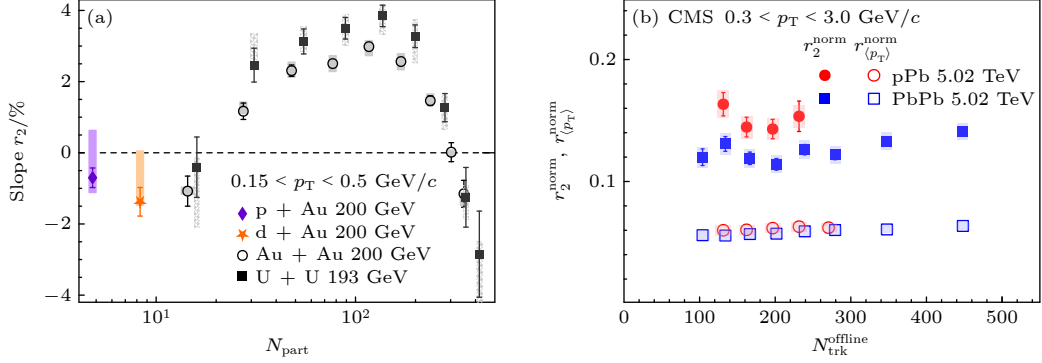


图 16 (a) STAR 实验 200 GeV Au+Au, U+U, p+Au 和 d+Au 对撞和 (b) CMS 实验 5.02 TeV Pb+Pb 和 p+Pb 对撞中观测到的 r_2 斜率 [76,77]

Fig. 16. Measured r_2 slopes as functions of multiplicity (a) in small system collisions of 200 GeV p+A, d+Au compared with Au+Au and U+U from STAR, and (b) in 5.02 TeV p+Pb and Pb+Pb collisions from CMS [76,77].

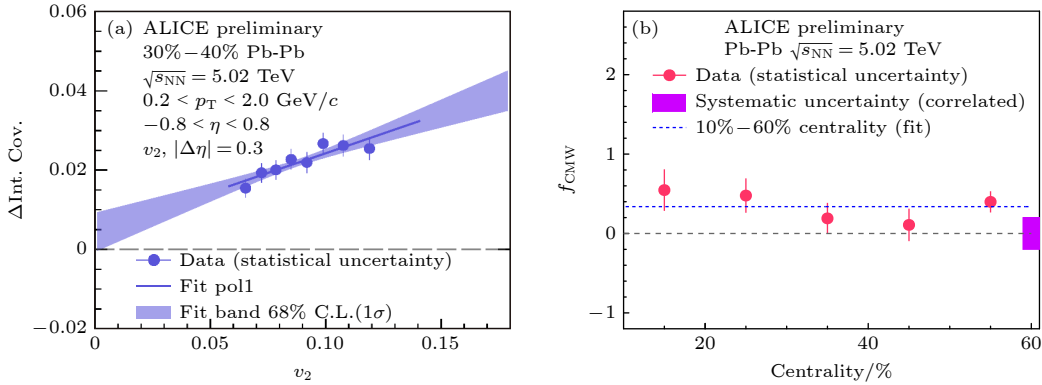


图 17 ALICE 实验利用“事件形状筛选”方法得到 (a) 观测量和 v_2 显著的线性关联, 继而提取出 (b) CMW 信号在观测量中的占比 [84]

Fig. 17. Covariance of Δv_2 and A_{ch} ($\Delta \text{Int. Cov.}$) as functions of v_2 from the ESE method (a) and (b) the corresponding extracted CMW fraction [84].

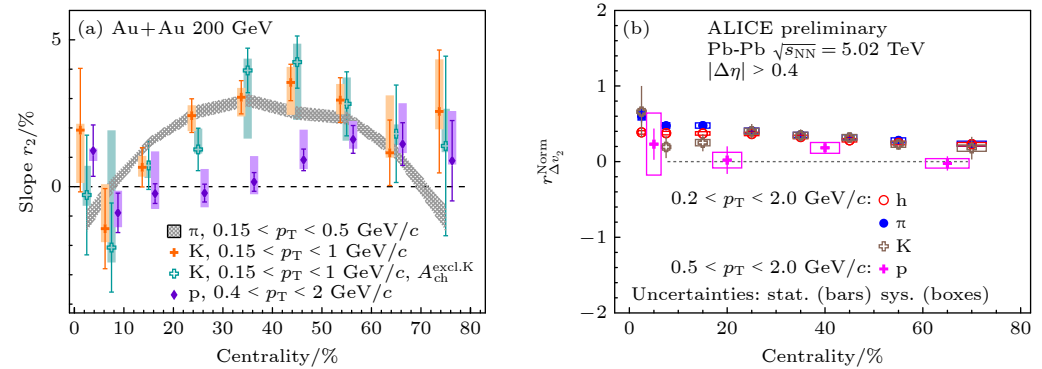


图 18 (a) STAR 实验 200 GeV Au+Au 对撞和 (b) ALICE 实验 5.02 TeV Pb+Pb 对撞中可鉴别强子 π , K, p 的 r_2 斜率, π 和 K 的结果在误差范围内基本一致 [76,84]

Fig. 18. Measured r_2 slopes of identified particles (π , K, p) as functions of centrality in (a) 200 GeV Au+Au collisions from STAR, and (b) in 5.02 TeV Pb+Pb collisions from ALICE [76,84].

占比, 如图 17(b) 所示. 这是实验测量中首次定量分离出 CMW 信号占比: $f_{\text{CMW}} = 0.338 \pm 0.084(\text{stat.}) \pm 0.198(\text{syst.})$, 意味着信号非常微弱, 在误差范围内与零一致.

此外, 通过测量可鉴别强子, 即 π , K, p, 研究观测量的味依赖, 也有助于理解手征反常理论和 QGP 中电荷相关的集体运动. 早期 CMW 理论认为该现象只可能在轻夸克中得到体现, 而近年的计算结果认为奇异夸克 s 和轻夸克的质量差别不足以导致结果差异, 因此手征反常也可能作用于 s 夸克. 另一方面, 文献 [85] 提出 A_{ch} 和 v_2 能通过同位旋化学势和奇异化学势联系到一起, 基于流体计算推测 K 介子的 $\Delta v_2 - A_{\text{ch}}$ 斜率可能与 π 介子结果反号, 产生负值. 图 18(a) 和图 18(b) 分别为 STAR 实验和 ALICE 实验测量的可鉴别强子结果 [76,84]. 在两种碰撞系统和能量下, K 介子斜率均和 π 介子斜率在误差范围内一致, 并无显著负值产生, 这排除了化学势的理论解释; 同时质子则展现出较弱的 $\Delta v_2 - A_{\text{ch}}$ 依赖. 这些结果为后续进一步探索味依赖提供了实验依据.

5 总 结

相对论重离子碰撞中手征效应的实验证实具有极其重要的物理意义, 对研究 QCD 真空、手征对称性破缺以及强相互作用中的 CP 问题等一系列基本问题有重要指导意义. 本综述从手征磁效应的最初实验探测, 到小系统实验结论的挑战, 以及各种椭圆流背景消除方法的探索, 最后介绍最新的实验进展, 如 RHIC-STAR 金核金核碰撞中手征磁效应的寻找以及 isobar 实验结果的讨论. 目前实验上还没有发现手征磁效应的强力证据. 由于反应平面方向与磁场方向的关联, 椭圆流背景与手征磁效应信号纠缠, 实验上很难将其剔除以提取干净的信号; 从 RHIC 和 LHC 多个实验来看, 当前的实验结果表明有大量的椭圆流背景. 通过旁观者平面剥离椭圆流背景而提取的手征磁效应信号占比 10% 左右, 然而当前实验结果还存在较大误差, RHIC 2023-2025 实验的高统计量数据将会带来更精确的结论. 另外在手征涡旋效应和手征磁波效应的研究方面, 实验结果目前还没有较明确的结论, 期待更多新的实验方法 and 研究.

参考文献

- [1] Belavin A A, Polyakov A M, Schwartz A S, Tyupkin Y S 1975 *Phys. Lett. B* **59** 85
- [2] Callan C G, Dashen R F, Gross D J 1976 *Phys. Lett. B* **63** 334
- [3] Hooft G T 1976 *Phys. Rev. D* **14** 3432
- [4] Schäfer T, Shuryak E V 1998 *Rev. Mod. Phys.* **70** 323
- [5] Kharzeev D E, Levin E M. 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 242001
- [6] Adler S L 1969 *Phys. Rev.* **177** 2426
- [7] Bell J S, Jackiw R 1969 *Nuovo Cim. A* **60** 74
- [8] Kharzeev D E 2006 *Phys. Lett. B* **633** 260
- [9] Kharzeev D E, McLerran L D, Warringa H J 2008 *Nucl. Phys. A* **2008** 227
- [10] Li Q, Kharzeev D E, Zhang C, Huang Y, Pletikoscic I, Fedorov A V, Zhong R D, Schneeloch J A, Gu G D, Valla T 2016 *Nat. Phys.* **12** 550
- [11] Xiong J, Kushwaha S K, Liang T, Krizan J W, Hirschberger M, Wang W, Cava R J, Ong N P 2015 *Science* **350** 413
- [12] Li C Z, Wang L X, Liu H W, Wang J, Liao Z M, Yu D P 2015 *Nat. Commun.* **6** 10137
- [13] Long Y J, Wang P P, Chen D, Yang Z H, Liang H, Xue M Q, Weng H M, Fang Z, Dai X, Chen G F, Huang X C, Zhao L X 2015 *Phys. Rev. X* **5** 031023
- [14] Kharzeev D E, Liao J F, Voloshin S A, Wang G 2016 *Prog. Part. Nucl. Phys.* **88** 1
- [15] Zhao J 2018 *Int. J. Mod. Phys. A* **33** 1830010
- [16] Zhao J, Tu Z, Wang F Q 2018 *Nucl. Phys. Rev.* **35** 225
- [17] Zhao J, Wang F Q 2019 *Prog. Part. Nucl. Phys.* **107** 200
- [18] Li W, Wang G 2020 *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **70** 293
- [19] Kharzeev D E, Liao J F 2021 *Nat. Rev. Phys.* **3** 55
- [20] Abelev B I, Aggarwal M M, Ahammed Z, et al. 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 251601
- [21] Abelev B I, Aggarwal M M, Ahammed Z, et al. 2010 *Phys. Rev. C* **81** 054908
- [22] Adamczyk L, Adkins J K, Agakishiev G, et al. 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 052302
- [23] Abelev B I, Adam J, Adamova D, et al. 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 012301
- [24] Voloshin S A 2004 *Phys. Rev. C* **70** 057901
- [25] Pratt S, Schlichting S, Gavin S 2011 *Phys. Rev. C* **84** 024909
- [26] Bzdak A, Koch V, Liao J F 2013 *Lect. Notes Phys.* **871** 503
- [27] Schlichting S, Pratt S 2011 *Phys. Rev. C* **83** 014913
- [28] Lin Z W, Ko C M, Li B A, Zhang B, Pal S 2005 *Phys. Rev. C* **72** 064901
- [29] Lin Z W 2014 *Phys. Rev. C* **90** 014904
- [30] Lin Z W, Zheng L 2021 *Nucl. Sci. Tech.* **32** 113
- [31] Zhang H X, Xiao Y X, Kang J W, Zhang B W 2022 *Nucl. Sci. Tech.* **33** 150
- [32] Khachatryan V, et al. 2017 *Phys. Rev. Lett.* **118** 122301
- [33] Adam J, et al. 2019 *Phys. Lett. B* **798** 134975
- [34] Zhao J, Feng Y C, Li H L, Wang F Q 2020 *Phys. Rev. C* **101** 034912
- [35] Adamczyk L, et al. 2014 *Phys. Rev. C* **89** 044908
- [36] Tu B In *Poster Given at 25th International Conference on Ultrarelativistic Nucleus-Nucleus Collisions* (Quark Matter 2015) Kobe, Japan, September 27-October 3, 2015
- [37] Acharya S, et al. 2018 *Phys. Lett. B* **777** 151
- [38] Sirunyan A M, et al. 2018 *Phys. Rev. C* **97** 044912
- [39] Wang F Q, Zhao J 2017 *Phys. Rev. C* **95** 051901 (R)
- [40] Zhao J, Li H L, Wang F Q 2019 *Eur. Phys. J. C* **79** 168
- [41] Abdallah M S, et al. 2022 *Phys. Rev. C* **106** 034908
- [42] Xu H J, Zhao J, Wang X B, Li H L, Lin Z W, Shen C W,

- Wang F Q 2018 *Chin. Phys. C* **42** 084103
- [43] Abdallah M S, et al. 2022 *Phys. Rev. Lett.* **128** 092301
- [44] Abdallah M, et al. 2022 *Phys. Rev. C* **105** 014901
- [45] Voloshin S A 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 172301
- [46] Deng W T, Huang X G, Ma G L, Wang G 2016 *Phys. Rev. C* **94** 041901
- [47] Koch V, Schlichting S, Skokov V, Sorensen P, Thomas J, Voloshin S, Wang G, Yee H U 2017 *Chin. Phys. C* **41** 072001
- [48] Adam J, et al. 2021 *Nucl. Sci. Tech.* **32** 48
- [49] Choudhury S, et al. 2022 *Chin. Phys. C* **46** 014101
- [50] Xu H J, Wang X B, Li H L, Zhao J, Lin Z W, Shen C W, Wang F Q 2018 *Phys. Rev. Lett.* **121** 022301
- [51] Li H L, Xu H J, Zhou Y, Wang X B, Zhao J, Chen L W, Wang F Q 2020 *Phys. Rev. Lett.* **125** 222301
- [52] Feng Y C 2023 *EPJ Web Conf.* **276** 06013
- [53] Kharzeev D E, Liao J F, Shi S Z 2022 *Phys. Rev. C* **106** L051903
- [54] Feng Y C, Lin Y F, Zhao J, Wang F Q 2021 *Phys. Lett. B* **820** 136549
- [55] Tang A H 2020 *Chin. Phys. C* **44** 054101
- [56] Shi S Z, Jiang Y, Lilleskov E, Liao J F 2018 *Annals Phys.* **394** 50
- [57] Jiang Y, Shi S Z, Yin Y, Liao J F 2018 *Chin. Phys. C* **42** 011001
- [58] Shi S Z, Zhang H, Hou D F, Liao J F 2020 *Phys. Rev. Lett.* **125** 242301
- [59] Ajitanand N N, Lacey R A, Taranenko A, Alexander J M 2011 *Phys. Rev. C* **83** 011901
- [60] Magdy N, Shi S Z, Liao J F, Ajitanand N N, Lacey R A 2018 *Phys. Rev. C* **97** 061901
- [61] Liu Y C, Huang X G 2020 *Nucl. Sci. Tech.* **31** 56
- [62] Gao J H, Ma G L, Pu S, Wang Q 2020 *Nucl. Sci. Tech.* **31** 90
- [63] Zhao X L, Ma G L, Ma Y G 2023 *Acta Phys. Sin.* **72** 112502 (in Chinese) [赵新丽, 马国亮, 马余刚 2023 物理学报 **72** 112502]
- [64] Kharzeev D E, Son D T 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 062301
- [65] Jiang Y, Lin Z W, Liao J F 2016 *Phys. Rev. C* **94** 044910
- [66] Baznat M, Gudima M, Sorin A, Teryaev O 2016 *Phys. Rev. C* **93** 031902
- [67] Zhao F 2014 *Nucl. Phys. A* **931** 746
- [68] Zhao J 2017 *EPJ Web Conf.* **141** 01010
- [69] Wen L W 2017 *Nucl. Phys. A* **967** 756
- [70] Son D T, Zhitnitsky A R 2004 *Phys. Rev. D* **70** 074018
- [71] Metlitski M A, Zhitnitsky A R 2005 *Phys. Rev. D* **72** 045011
- [72] Burnier Y, Kharzeev D E, Liao J F, Yee H U 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 052303
- [73] Adamczyk L, Adkins J K, Agakishiev G, et al. 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 252302
- [74] Adam J, et al. 2016 *Phys. Rev. C* **93** 044903
- [75] Bzdak A, Boek P 2013 *Phys. Lett. B* **726** 239
- [76] STAR Collaboration Search for the Chiral Magnetic Wave Using Anisotropic Flow of Identified Particles at RHIC arXiv: 2210.14027
- [77] Sirunyan A M, et al. 2019 *Phys. Rev. C* **100** 064908
- [78] Xu H J, Zhao J, Feng Y C, Wang F Q 2021 *Nucl. Phys. A* **1005** 121770
- [79] Ma G L 2014 *Phys. Lett. B* **735** 383
- [80] Voloshin S A, Belmont R 2014 *Nucl. Phys. A* **931** 992
- [81] Xu H J, Zhao J, Feng Y C, Wang F Q 2020 *Phys. Rev. C* **101** 014913
- [82] Wu W Y, Wang C Z, Shou Q Y, Ma Y G, Zheng L 2021 *Phys. Rev. C* **103** 034906
- [83] Wang C Z, Wu W Y, Shou Q Y, Ma G L, Ma Y G, Zhang S 2021 *Phys. Lett. B* **820** 136580
- [84] Wu W Y 2023 *EPJ Web Conf.* **276** 01001
- [85] Hatta Y, Monnai A, Xiao B W 2016 *Nucl. Phys. A* **947** 155

SPECIAL TOPIC—Spin and chiral effects in high energy heavy ion collisions

Progress on the experimental search for the chiral magnetic effect, the chiral vortical effect, and the chiral magnetic wave^{*}

Shou Qi-Ye¹⁾²⁾ Zhao Jie^{1)2)†} Xu Hao-Jie^{3)†} Li Wei^{4)†} Wang Gang^{5)†}
Tang Ai-Hong^{6)†} Wang Fu-Qiang^{7)3)†}

1) (*Key Laboratory of Nuclear Physics and Ion-beam Application, Ministry of Education, Institute of Modern Physics, Fudan University, Shanghai 200433, China*)

2) (*Shanghai Research Center for Theoretical Nuclear Physics, National Natural Science Foundation of China, Fudan University, Shanghai 200438, China*)

3) (*School of Science, Huzhou University, Huzhou 313000, China*)

4) (*Department of Physics and Astronomy, Rice University, Houston 77005, USA*)

5) (*Department of Physics and Astronomy, University of California, Los Angeles 90095, USA*)

6) (*Department of Physics, Brookhaven National Laboratory, New York 11973, USA*)

7) (*Department of Physics and Astronomy, Purdue University, West Lafayette IN 47907, USA*)

(Received 28 January 2023; revised manuscript received 3 April 2023)

Abstract

In quantum chromodynamics, the interactions of quarks with the topological gluon field can lead to nonconservation of local parity (P) and conjugated parity (CP), which provides a solution to the strong CP problem and a possibility to explain the asymmetry of matter-antimatter in the current universe. Under the action of a strong magnetic field, the nonconservation of P and CP can lead to the separation of particles according to their electric charges, which is called the chiral magnetic effect (CME). An observation of the CME-induced charge separation will confirm several fundamental properties of quantum chromodynamics (QCD), namely, approximate chiral symmetry restoration, topological charge fluctuation, and local parity violation. In relativistic heavy-ion collisions, there are other chiral anomalous effects similar to the CME, such as the chiral vortical effect (CVE) and the chiral magnetic wave (CMW). This review briefly summarizes the current progress of experimental research on the CME, CVE, and CMW in relativistic heavy-ion collisions.

Keywords: chiral magnetic effect, quantum chromodynamics, heavy-ion collisions, chiral symmetry

PACS: 25.75.-q, 25.75.Gz, 25.75.Ld

DOI: 10.7498/aps.72.20230109

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12275053, 11975078, 12275082, 12035006, 12075085, 12147219), the Shanghai Rising-Star Program, China (Grant No. 20QA1401500), the National Key R&D Program of China (Grant No. 2022YFA1604900), and the U.S. Department of Energy (Grant Nos. DE-FG02-88ER40424, DE-AC02-98CH10886, DE-FG02-89ER40531, DE-SC0012910).

† Corresponding author. E-mail: jie_zhao@fudan.edu.cn

† Corresponding author. E-mail: haojiexu@zjhu.edu.cn

† Corresponding author. E-mail: wl33@rice.edu

† Corresponding author. E-mail: gwang@physics.ucla.edu

† Corresponding author. E-mail: aihong@bnl.gov

† Corresponding author. E-mail: fqwang@purdue.edu