



自旋与手征动力学的输运模拟研究

徐骏

Studies on Spin and Chiral Dynamics with Transport Simulations

XU Jun

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.37.2019CNPC22>

引用格式:

徐骏. 自旋与手征动力学的输运模拟研究[J]. 原子核物理评论, 2020, 37(3):650-659. doi: 10.11804/NuclPhysRev.37.2019CNPC22

XU Jun. Studies on Spin and Chiral Dynamics with Transport Simulations[J]. *Nuclear Physics Review*, 2020, 37(3):650-659. doi: 10.11804/NuclPhysRev.37.2019CNPC22

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

相对论重离子碰撞中手征磁效应寻找的现状(英文)

Status of the Chiral Magnetic Effect Search in Relativistic Heavy-ion Collisions

原子核物理评论. 2018, 35(3): 225-242 <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.35.03.225>

相对论重离子碰撞手征电荷分离效应的研究

Study of Chiral Charge Separation Effect in Relativistic Heavy Ion Collisions

原子核物理评论. 2017, 34(3): 557-562 <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.34.03.557>

基于中能重离子碰撞研究高密对称能

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

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

相对论重离子碰撞的输运模型研究

Transport Model Studies on Relativistic Heavy-ion Collisions

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

HIAF-BRring中极化质子加速研究

Study on Acceleration of Polarized Beam at HIAF-BRring

原子核物理评论. 2017, 34(4): 735-739 <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.34.04.735>

Au+Au重离子碰撞中5~200 GeV碰撞能量下的温度涨落与比热(英文)

Temperature Fluctuation and the Specific Heat in Au+Au Collisions at Collision Energies from 5 to 200 GeV

原子核物理评论. 2019, 36(4): 395-399 <https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.36.04.395>

文章编号: 1007-4627(2020)03-0650-10

自旋与手征动力学的输运模拟研究

徐 骏^{1,2}

(1. 中国科学院上海高等研究院, 上海 201210;
2. 中国科学院上海应用物理研究所, 上海 201800)

摘要: 自旋相关的物理是多个研究领域的热门课题。核子和夸克都是自旋为 $1/2$ 的费米子, 在非对心重离子碰撞中受到自旋-轨道相互作用以及磁场的影响, 会产生有趣的自旋动力学, 特别是在垂直于反应平面方向上会出现自旋极化。在相对论重离子碰撞中, 由于产生了极端的高温高密环境, 夸克可以近似看作无质量粒子, 此时自旋动力学过渡为手征动力学。在外界电磁场、涡旋场作用下以及在电荷与手征荷不对称的条件下, 会产生一系列手征反常效应。本文介绍我们课题组基于输运模拟在自旋与手征动力学方面开展的一系列研究工作, 包括中能重离子碰撞及相对论重离子碰撞中粒子的自旋极化、理想体系及相对论重离子碰撞中的手征磁波等。

关键词: 重离子碰撞; 自旋; 手征

中图分类号: O571.53

文献标志码: A

DOI: 10.11804/NuclPhysRev.37.2019CNPC22

1 引言

理解强相互作用和强作用物质的性质是核物理的基本目标之一, 重离子碰撞则是产生强作用物质并研究其性质的重要实验手段。在中低能重离子碰撞中, 动力学过程主要由核子自由度主导。在相对论重离子碰撞中, 动力学过程被夸克-胶子等离子体所主导。核子和夸克都是自旋为 $1/2$ 的费米子。在非对心重离子碰撞中, 会产生垂直于反应平面的涡旋场与磁场, 与核子和夸克的自旋相耦合, 将产生一系列有趣的自旋动力学。理解这些动力学行为对获取自旋相关的核力和夸克-胶子等离子体的性质十分重要。

众所周知, 核自旋-轨道相互作用对解释原子核的幻数和壳结构十分重要^[1-3]。除了在核结构领域, 核自旋-轨道相互作用还影响着中低能重离子碰撞的动力学过程^[4]。在熔合反应中, 核自旋-轨道相互作用会引起原子核的内部自旋激发^[5], 增加核反应的耗散^[6], 使得熔合反应的阈能增加^[7]。进一步研究表明, 核自旋-轨道相互作用的平均场贡献可以分为时间反演对称项和时间反演不对称项^[8], 两者对耗散的相对贡献与反应能量有关^[9-10]。在非对心中能重离子碰撞中, 在垂直于反应平面的涡旋场的作用下, 自旋平行于涡旋场和自旋反平行于涡旋场的核子将受到不同的自旋-轨道相互作用, 形成不同的集体流^[11-14]。这些不同自旋的核子组成轻

核后, 也将造成轻核末态分布的自旋依赖性^[15]。如果能在实验上测量这些物理量, 将有助于理解核自旋-轨道相互作用的性质。作为另一自旋相关的核力, 核张量力也影响着原子核的壳层结构和能级劈裂^[16-18]。但在平均场层次, 张量力对核反应动力学的影响远不如核自旋-轨道相互作用^[4, 19-20]。

在相对论重离子碰撞中, 由于产生了高温高密的环境, 夸克可以近似看作无质量的粒子, 此时自旋动力学过渡为手征动力学。根据粒子的自旋与动量平行还是反平行, 可以区分不同螺旋度的粒子, 螺旋度与重子数荷同号或反号的粒子分别定义为右手征粒子或左手征粒子。正反夸克数目的不同形成电荷不对称, 左右手征粒子数目的不同形成手征荷不对称。手征荷不对称的体系, 在外磁场下会产生沿磁场方向的净电荷流, 称为手征磁效应^[21-23]。该效应可能会造成相对论重离子碰撞中垂直于反应平面的宏观电荷分离^[24-27], 但基于不同实验观测的分析结果, 现在认为真实效应可能只占 5% ~ 10% 左右, 其余大部分是背景的贡献, 相关讨论及后续同质异位原子核碰撞的实验还在进行中。电荷不对称的体系, 在外磁场下会产生沿磁场方向的净手征流, 称为手征分离效应^[28-29]。手征磁效应与手征分离效应互相激发, 会产生手征磁波^[30-32], 造成相对论重离子碰撞横平面上的电四极矩^[33]。实验上观测到正反 π 介子的椭圆流差别随体系电荷不对称度呈线性正关联^[34-35],

收稿日期: 2019-12-27; 修改日期: 2020-03-27

基金项目: 国家自然科学基金资助项目 (11922514)

作者简介: 徐骏 (1981-), 男, 上海人, 研究员, 从事理论核物理研究; E-mail: xujun@zjlab.org.cn.

当时被认为是手征磁波的重要证据，目前也受到一定的争议。比如，在小系统中磁场方向与反应平面关联不强，但也观察到了类似的椭圆流差别与电荷不对称度的相关性^[36]。近期，STAR合作体观察到三角流差别与电荷不对称度也有类似的线性关系^[37]，而三角流的事件平面方向是和磁场方向完全无关的。除了手征磁波，该相关性也可以有其他理论解释，包括局域电荷守恒^[38]、有限同位旋化学势下的流体动力学^[39]、以及非流效应的背景贡献^[40]等。

在非对心重离子碰撞中，由于自旋与涡旋场的耦合，还会产生垂直于反应平面的自旋极化^[41]。由于超子的弱衰变角分布与其自旋极化方向有关，因此后者可以在实验上被探测。实验结果表明，在极端相对论重离子碰撞中 ($\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV)， Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 的自旋极化均比较弱^[42–43]。随着碰撞能量的降低，超子的自旋极化增强，且 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 的自旋极化发生了明显的劈裂， $\bar{\Lambda}$ 的自旋极化比 Λ 强^[44]，这在当时被认为主要是磁场造成的。随着这方面研究的推进^[45–49]，人们不但发现了垂直于反应平面的整体极化，还观测到了沿束流方向的局域极化^[50]，这些极化的快度分布和方位角分布成为理论研究的焦点^[51–54]。进一步地，强子相的再散射和超子自旋极化的反馈贡献也引发了人们的关注^[55–56]。除了超子，矢量介子自旋极化的相关研究也在进行中^[57–58]。

本文主要介绍近年来我们课题组在自旋与手征动力学方面基于输运模拟开展的相关工作。在过去的研究中，我们将核自旋-轨道相互作用引入了输运模拟^[11]。基于自旋依赖的波尔兹曼方程，我们在试验粒子方法基础上得到了核子的自旋相关运动学方程^[59]，并基于核子散射的相移分析结果引入了自旋相关的核子-核子散射截面^[60]。近期，我们基于格点哈密顿量方法进一步改进了模型，研究了中能重离子碰撞中核子的自旋极化^[61]。我们还拓展了多相输运模型，计算了磁场的时空分布，基于部分子的手征运动学方程尝试解释 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 的自旋极化劈裂^[62]。在周期性边界条件的箱体中，我们分别基于无质量粒子的自旋运动学方程和手征运动学方程模拟了外磁场下的手征磁效应和手征磁波^[63–64]。在拓展的多相输运模型框架下，我们也基于手征运动学方程进行动力学模拟，试图通过手征磁波解释实验上观测到的正反 π 介子椭圆流劈裂随体系电荷不对称度的关系^[65]。

2 理论框架

本节我们给出核子的自旋运动学方程 (Spin kinetic Equations Of Motion, SEOM) 和夸克的自旋和手征运动学方程 (Chiral kinetic Equations Of Motion,

CEOM)。前者可以看作大质量极限下的 SEOM，后者则是无质量极限下的 SEOM。

2.1 核子的自旋运动学

基于试验粒子方法^[66–67]和格点哈密顿量方法^[68]，整个核子体系的哈密顿量可以写作

$$H = \sum_i \frac{\mathbf{p}_i^2}{2m} + N_{\text{TP}} V. \quad (1)$$

式中， m 为自由核子的质量，

$$N_{\text{TP}} V = N_{\text{TP}} l^3 \sum_{\alpha} [V_{\text{MID}}(\mathbf{r}_{\alpha}) + V_{\text{so}}(\mathbf{r}_{\alpha})] \quad (2)$$

为总的势能，其中： N_{TP} 为试验粒子数； l 为格点间距； α 为格点指标； $\sum_{\alpha}$ 指对所有格点求和。动量无关势的贡献 V_{MID} 描述核物质基本性质，自旋相关势的贡献 V_{so} 写作

$$V_{\text{so}} = -\frac{W_0}{2} \left[\rho \nabla \cdot \mathbf{J} + \mathbf{s} \cdot \nabla \times \mathbf{j} + \sum_{\tau} (\rho_{\tau} \nabla \cdot \mathbf{J}_{\tau} + \mathbf{s}_{\tau} \cdot \nabla \times \mathbf{j}_{\tau}) \right], \quad (3)$$

W_0 为核自旋-轨道相互作用的强度参数，输运模拟中一般取 $W_0 = 150 \text{ MeV fm}^5$ 。 $\tau=n, p$ 为同位旋指标。 V_{so} 的表达式是通过标准的 Skyrme 自旋-轨道耦合基于完整的 Hartree-Fock 方法计算得到的^[8]，其中核子密度 ρ 、自旋密度 $\mathbf{s}$ 、动量密度 $\mathbf{j}$ 和自旋流密度 $\mathbf{J}$ 基于格点哈密顿量方法可以写作

$$\rho(\mathbf{r}_{\alpha}) = \sum_i S(\mathbf{r}_{\alpha} - \mathbf{r}_i), \quad (4)$$

$$\mathbf{s}(\mathbf{r}_{\alpha}) = \sum_i \boldsymbol{\sigma}_i S(\mathbf{r}_{\alpha} - \mathbf{r}_i), \quad (5)$$

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}_{\alpha}) = \sum_i \mathbf{p}_i S(\mathbf{r}_{\alpha} - \mathbf{r}_i), \quad (6)$$

$$\mathbf{J}(\mathbf{r}_{\alpha}) = \sum_i (\mathbf{p}_i \times \boldsymbol{\sigma}_i) S(\mathbf{r}_{\alpha} - \mathbf{r}_i), \quad (7)$$

其中： ρ 和 $\mathbf{J}$ 对应时间反演对称项； $\mathbf{s}$ 和 $\mathbf{j}$ 对应时间反演不对称项。上式中， $\mathbf{p}_i$ 和 $\boldsymbol{\sigma}_i$ 分别为第 i 个试验粒子的动量和自旋期望值，形状函数 $S(\mathbf{r}_{\alpha} - \mathbf{r}_i)$ 表示位置在 $\mathbf{r}_i$ 的试验粒子对格点位置 $\mathbf{r}_{\alpha}$ 的密度贡献，其具体形式写作

$$S(\mathbf{r}) = \frac{1}{N_{\text{TP}}(nl)^6} g(x)g(y)g(z), \quad (8)$$

其中

$$g(q) = (nl - |q|)\Theta(nl - |q|), \quad (9)$$

Θ 为阶跃函数， n 表示 S 的空间范围。计算中我们取

$N_{\text{TP}}=200$, $l=1$ fm, $n=2$ 。每个试验粒子的 SEOM, 则基于体系哈密顿量由以下方程给出

$$\frac{d\mathbf{r}_i}{dt} = \frac{\partial H}{\partial \mathbf{p}_i}, \quad (10)$$

$$\frac{d\mathbf{p}_i}{dt} = -\frac{\partial H}{\partial \mathbf{r}_i}, \quad (11)$$

$$\frac{d\boldsymbol{\sigma}_i}{dt} = \frac{1}{i}[\boldsymbol{\sigma}_i, H]. \quad (12)$$

这和从自旋依赖的波尔兹曼方程导出的运动学方程是一致的^[59]。

2.2 夸克的自旋和手征运动学

在外磁场 $\mathbf{B}$ 下, 对于电荷数为 q 、螺旋度为 $c=\pm 1$ 的无质量自旋 1/2 粒子, 其哈密顿量可表示为(略去粒子指标 i)

$$h = c\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{k}. \quad (13)$$

式中: $\boldsymbol{\sigma}$ 为粒子的自旋期望值; $\mathbf{k}=\mathbf{p}-q\mathbf{e}\mathbf{A}$ 为粒子的真实动量, 其中 $\mathbf{p}$ 为粒子的正则动量; $\mathbf{A}$ 为磁场 $\mathbf{B}$ 的矢量势。基于以上单粒子哈密顿量, 粒子的 SEOM 可以写作

$$\dot{\mathbf{r}} = c\boldsymbol{\sigma}, \quad (14)$$

$$\dot{\mathbf{k}} = c\boldsymbol{\sigma} \times q\mathbf{e}\mathbf{B}, \quad (15)$$

$$\dot{\boldsymbol{\sigma}} = c\frac{2}{\hbar}\mathbf{k} \times \boldsymbol{\sigma}. \quad (16)$$

考虑 $\boldsymbol{\sigma}$ 与 $c\hat{\mathbf{k}}$ 夹角较小, 可以将前者展开到 $\hbar$ 阶^[69-70]

$$\boldsymbol{\sigma} \approx c\hat{\mathbf{k}} - \frac{\hbar}{2k}(\hat{\mathbf{k}} \times \dot{\hat{\mathbf{k}}}). \quad (17)$$

如果 $\boldsymbol{\sigma}$ 随时间的演化比 $\mathbf{r}$ 和 $\mathbf{k}$ 快得多, 则可以在绝热近似下将上式代入粒子的 SEOM, 得到 CEOM^[71-72]

$$\sqrt{G}\dot{\mathbf{r}} = \hat{\mathbf{k}} + \hbar(\mathbf{c}\mathbf{b} \cdot \hat{\mathbf{k}})q\mathbf{e}\mathbf{B}, \quad (18)$$

$$\sqrt{G}\dot{\mathbf{k}} = \hat{\mathbf{k}} \times q\mathbf{e}\mathbf{B}. \quad (19)$$

式中: $\hat{\mathbf{k}}=\mathbf{k}/k$ 为单位矢量; $\sqrt{G}=1+\hbar(q\mathbf{e}\mathbf{B} \cdot \mathbf{c}\mathbf{b})$ 是无质量粒子 Berry 曲率 $\mathbf{b}=\mathbf{k}/(2k^3)$ 的函数。在 SEOM 中, 如果将坐标 $\mathbf{r}$ 、动量 $\mathbf{k}$ 、自旋 $\boldsymbol{\sigma}$ 看作独立变量, 可以证明在演化过程中相空间的体积元没有发生变化。在 CEOM 中, 可以证明式 (19) 改变了相空间体积元, 在计算热力学变量时相空间积分不再是 $d^3r d^3k/(2\pi\hbar)^3$ 而是 $\sqrt{G}d^3r d^3k/(2\pi\hbar)^3$ ^[73]。因此, 在计算任意统计变量时, 也应该将第 i 个粒子对应的 $\sqrt{G_i}$ 值作为权重因子, 即 $\langle A \rangle = \sum_i A_i \sqrt{G_i} / \sum_i \sqrt{G_i}$ 。此外, 当 k 很小或磁场

很强时, 上面的推导会有问题^[71], 甚至 $\sqrt{G_i}$ 会变为负数。因此在实际模拟过程中, 采用了 $0.3 < \sqrt{G_i} < 1.7$ 截断。这里的截断方式具有随意性, 对于具体数值的选取考虑了粒子动量分布及涨落的因素。基于式 (19) 做积分, 可以得到手征磁效应和手征分离效应的传统表达式, 而 $\sqrt{G_i}$ 的截断一般会使得这些手征反常效应变弱。

3 结果与讨论

本节讨论中能重离子碰撞中核子的自旋极化、相对论重离子碰撞中 Λ 与 $\bar{\Lambda}$ 的自旋极化劈裂、以及理想箱体和相对论重离子碰撞中的手征磁波及其产生的效应等输运模拟结果, 输运模拟中应用了上文给出的核子 SEOM 以及夸克的 SEOM 和 CEOM。在重离子碰撞的输运模拟中, 反应平面均为 xoz 平面, 其中 z 为束流方向, xoy 平面则为横平面。

3.1 核子的自旋极化

我们基于自旋依赖的 Boltzmann-Uheling-Uhlenbeck 输运模型研究中能重离子碰撞中核子的自旋极化。初始核子密度分布由 Skyrme-Hartree-Fock 模型计算得到, 动量在局域费米球内抽样, 所有核子初始自旋取向在 4π 立体角内均匀抽样。初态确定了之后, 每个核子随时间的演化遵循式 (10)、(11)、(12)。除了自旋依赖的核子-核子微分散射截面^[60], 我们还考虑了同位旋与自旋依赖的泡利阻塞, 这里暂未考虑核子自旋因碰撞而发生的变化, 更详细的讨论见文献^[61]。在下文的讨论中, 我们观察重离子碰撞过程中密度分布的演化, 以及末态自由核子的自旋极化分布, 其中自由核子定义为局域密度低于饱和密度的 1/8 的核子。

图 1 给出了束流能量为 100 A MeV 的非对心 Au+Au 碰撞中反应平面内的密度演化和末态自由核子整体自旋极化率的快度分布, 其中 Y_t/Y_t^{beam} 为约化快度。这里 $+y$ 方向是总角动量方向, 极化率 P_y 为自旋投影在 $+y$ 方向和 $-y$ 方向的粒子数之差与总粒子数之比。从自旋密度的 y 分量可以看出, 旁观者核子的自旋沿 $-y$ 方向极化, 参与者核子的自旋沿 $+y$ 向极化。对应地, 可以看到末态自由核子在中心快度区域沿 $+y$ 方向被极化, 这主要来自参与者核子的贡献。在大快度的末态自由核子沿 y 方向的极化率几乎为 0, 这是参与者核子与旁观者核子共同贡献的结果。核子的自旋极化率还与核自旋-轨道相互作用的强度参数 W_0 取值有关。通过仔细分析可知, 核子的整体自旋极化主要由时间反演不对称项贡献决定。

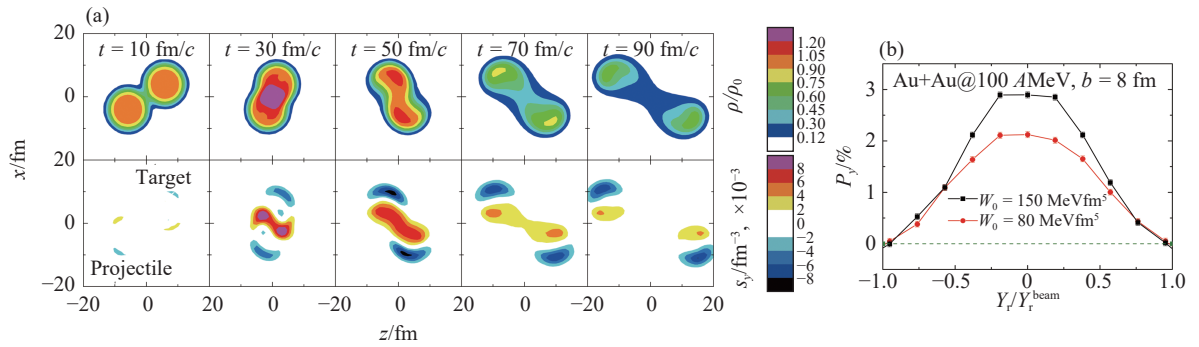


图1 (在线彩图) (a) 束流能量为 $E_{\text{beam}}=100$ A MeV 的非对心 Au+Au 碰撞中, xoz 平面内核子约化密度和沿 y 方向自旋密度分布的演化; (b) 为图(a) 重离子碰撞末态自由核子沿 y 方向自旋极化率 P_y 的快度分布

图2给出了束流能量为 100 A MeV 的非对心 Au+Au 碰撞中横平面内的密度演化和中心快度区域末态自由核子整体自旋极化率的方位角分布。其中, 核子密度和自旋密度分布与图1中 $z \sim 0$ 切片符合。方位角 $\varphi = \text{atan2}(p_y, p_x)$ 为 0 或 π 对应核子沿 $\pm x$ 方向出射, 方

位角为 $\pm\pi/2$ 对应核子沿 $\pm y$ 方向出射。可以看到, 沿 $\pm x$ 方向出射的参与者核子被旁观者阻塞了, 使得原本沿 $+y$ 方向的自旋极化率降低。高横动量 (p_T) 粒子在碰撞早期出射, 此时阻塞效应尤为显著, 甚至使得穿过旁观者的核子自旋极化反向。

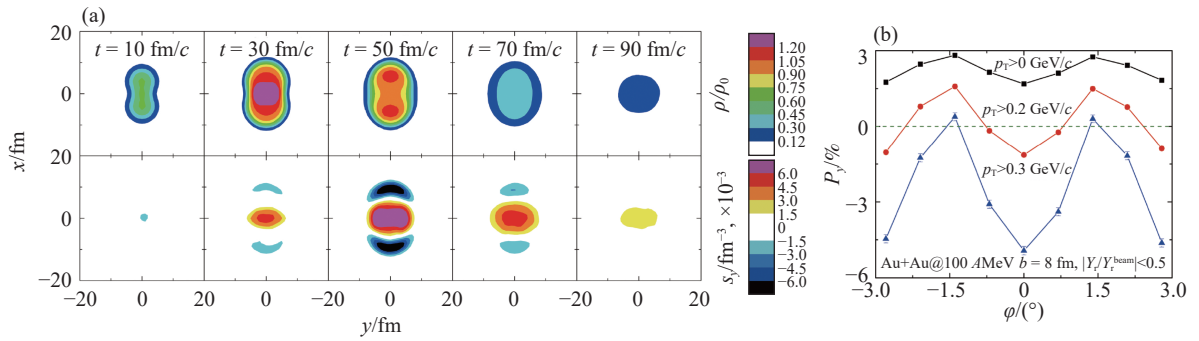


图2 (在线彩图) (a) 束流能量为 $E_{\text{beam}}=100$ A MeV 的非对心 Au+Au 碰撞中, xoy 平面内核子约化密度和沿 y 方向自旋密度分布的演化; (b) 为图(a) 重离子碰撞中心快度区域末态自由核子沿 y 方向自旋极化率 P_y 的方位角分布

图3给出了束流能量为 100 A MeV 的非对心 Au+Au 碰撞中横平面内的密度演化和中心快度区域末态自由核子局域自旋极化率的方位角分布。可以看到, 沿束流方向的自旋密度呈花瓣状, 这是由于局域涡旋场与核子自旋耦合产生了局域自旋极化。这里旁观者核子的局域自旋极化由时间反演对称项贡献决定, 而参与者核子

的局域自旋极化仍由时间反演不对称项贡献决定。从末态自由核子自旋极化率的方位角分布看, $-\pi/2 < \varphi < 0$ 和 $\pi/2 < \varphi < \pi$ 范围内自旋极化率为正, $-\pi < \varphi < -\pi/2$ 和 $0 < \varphi < \pi/2$ 范围内自旋极化率为负, 与自旋密度分布符合。高横动量核子的局域自旋极化更强, 因为这些核子是碰撞早期出射的, 从演化图看那时局域自旋极化

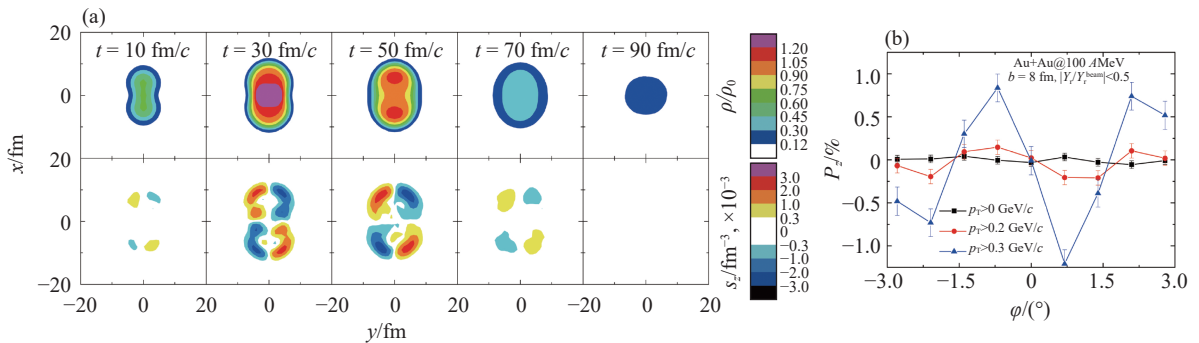


图3 (在线彩图) (a) 束流能量为 $E_{\text{beam}}=100$ A MeV 的非对心 Au+Au 碰撞中, xoy 平面内核子约化密度和沿 z 方向自旋密度分布的演化; (b) 为图(a) 重离子碰撞末态自由核子沿 z 方向自旋极化率 P_z 的方位角分布

更强。如引言中所述, 相对论重离子碰撞中局域自旋极化方位角分布的所谓符号问题是近年来的研究热点。如果假定粒子自旋被局域涡旋场热化^[51, 54], 则难以解释 STAR 合作体的实验结果^[50]。如果粒子自旋与涡旋场之间不满足热化条件^[52-53], 却可能得到实验上的局域自旋极化方位角分布结果。本研究预言中低能重离子碰撞中的局域自旋极化方位角分布与相对论重离子碰撞中的又有所不同, 值得进一步实验验证。

3.2 Λ 与 $\bar{\Lambda}$ 的自旋极化劈裂

我们基于拓展的多相输运 (A MultiPhase Transport, AMPT) 模型框架研究 Λ 与 $\bar{\Lambda}$ 的自旋极化劈裂。AMPT 模型中初始的部分子分布由熔化 HIJING (Heavy-Ion Jet Interaction Generator) 模型所产生的强子给出, 其中横平面部分子的坐标即为初始发生碰撞的核子坐标, 纵向部分子的坐标分布则根据相对论重离子碰撞能量进行洛伦兹收缩。接下来, 部分子随时间的演化由外磁场下的 CEOM [式 (18)、(19)] 决定。我们考虑了部分子之间的两体弹性碰撞过程, 其中各向同性的散射截面在

$\sqrt{s_{NN}} = 7.7$ 和 39 GeV 时分别取为 3 和 10 mb。当 $t \sim 3.7$ fm/c 时部分子相演化基本结束。本研究中未考虑 CEOM 中涡旋场的贡献。以往研究表明, 涡旋场使得正反粒子具有类似的自旋极化^[46]。这里主要考虑磁场对正反粒子自旋极化劈裂的贡献。

计算中, 我们只考虑了旁观者质子所产生的外磁场的时空分布。在真空条件下, 该磁场的时空演化由 Liénard-Wiechert 势给出。在更实际情况下要考虑部分子物质对外磁场的响应, 我们采用文献^[74]中的计算方法, 并假设部分子物质的电导率 σ_{con} 与温度成正比, 而温度则通过自由费米子气体模型与部分子密度相联系。图 4 中给出了真空 ($\sigma_{con}=0$) 和考虑部分子物质响应 ($\sigma_{con}>0$) 两种情况下, 质心系能量为 $\sqrt{s_{NN}}=39$ GeV 的非对心 Au+Au 碰撞中 xoz 平面内沿 y 方向磁场的时空演化。其中, $t=0$ 时刻为两原子核重叠的时刻。随着体系的演化, 磁场强的区域随着旁观者向 $\pm z$ 方向移动。在真空条件下, 体系中心的磁场衰减得很快。考虑部分子物质响应后, 体系中心磁场的寿命大大延长了。

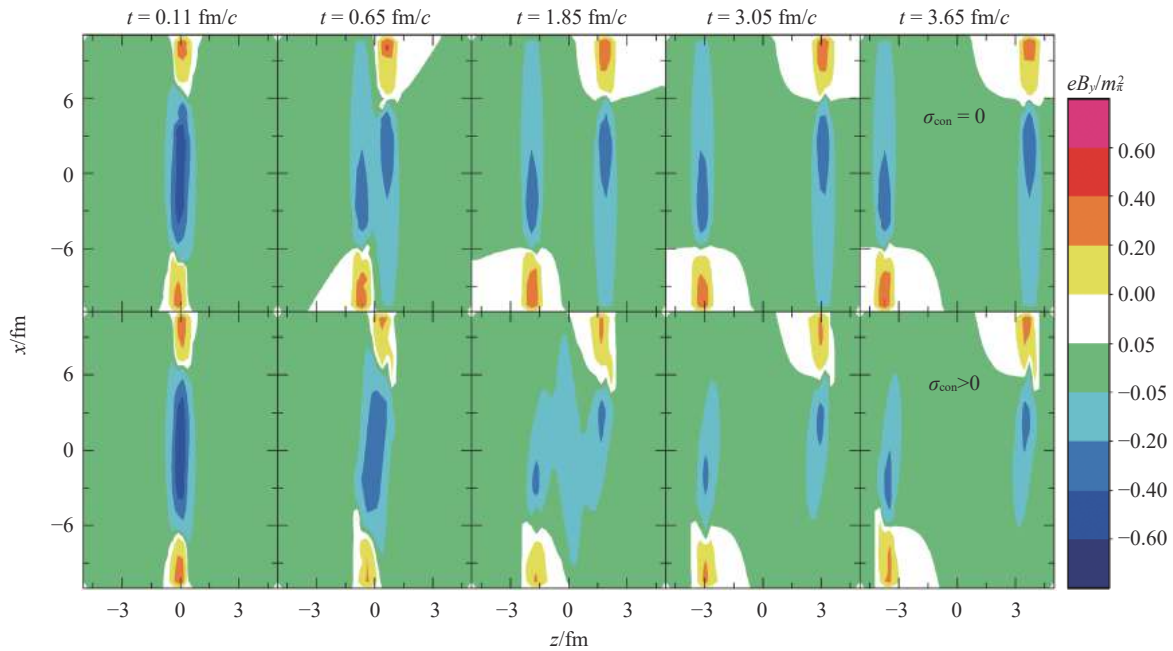


图 4 (在线彩图) 质心系能量为 $\sqrt{s_{NN}}=39$ GeV 的非对心 Au+Au 碰撞中, xoz 平面内沿 y 方向磁场 eB_y 的时空演化

图 5 给出了两种不同情况下, 中心快度区域各类部分子的自旋极化率随时间的演化, 它们主要由体系中心的磁场强度决定。从图 4 可知, 由于初态原子核摆放位置的关系, 体系中心的磁场沿 $-y$ 方向, 故带正电部分子的自旋极化沿 $-y$ 方向, 带负电部分子的自旋极化沿 $+y$ 方向。由于体系中心初始时刻磁场很强, 自旋极化率显著上升, 随着磁场的迅速下降, 自旋极化率也下降,

最终达到基本稳定。部分子的电荷数越大, 自旋极化率一般也越大。由于初始动量分布的差别, $s(\bar{s})$ 的自旋极化率比 $d(\bar{d})$ 的小, 两者的差别随着部分子的碰撞和体系的热化而逐渐消失。这里可以看到, 由于电荷数的不同, $\bar{s}$ 与 s 的自旋极化发生了劈裂。考虑部分子物质对外磁场的响应后, 体系中心的磁场强度比真空条件下更强, 因此部分子的自旋极化进一步增强, 正反夸克的自

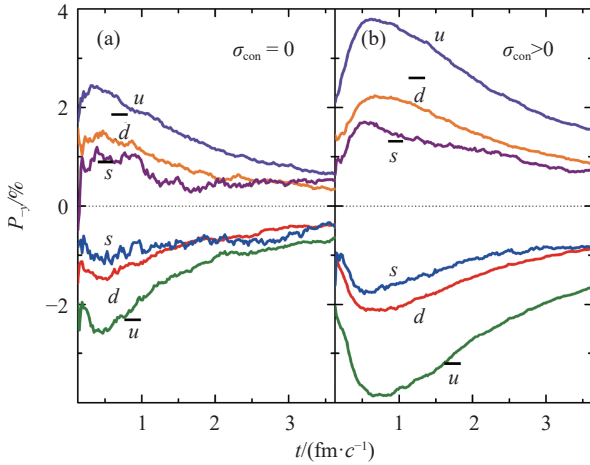


图 5 (在线彩图) 质心系能量为 $\sqrt{s_{NN}}=39$ GeV 的非对心 Au+Au 碰撞中, 中心快度区域部分子沿 $-y$ 方向的自旋极化率 P_y 随时间的演化

旋极化劈裂也更大。

图 6 给出了不同碰撞能量下非对心 Au+Au 碰撞中 s 与 $\bar{s}$ 自旋极化率的快度依赖性。可见, 自旋极化总是在中心快度区域更强, 大快度较弱, 这一特征在重离子碰撞中更为显著。如果进一步考虑涡旋场的贡献, 那么 s 与 $\bar{s}$ 自旋极化率都将沿 $-y$ 方向增加, 但预计自旋极化的劈裂程度基本不变。在夸克模型中, $\Lambda(\bar{\Lambda})$ 的自旋基本由 $s(\bar{s})$ 决定, 两者自旋极化率大致相等 [46]。因此, 定性上得到 $\bar{\Lambda}$ 的自旋极化率比 Λ 的大, 符合实验结果 [44]。但从定量上看, $\sqrt{s_{NN}}=7.7$ GeV 时 Λ 与 $\bar{\Lambda}$ 的自旋极化劈裂程度仍远小于实验结果, 说明无法单纯用磁场解释该现象。近期研究发现, 假设 Λ 与 $\bar{\Lambda}$ 在碰撞能量较低时具有不同的冻出时间, 或许有助于定量解释它们的自旋极化劈裂 [75]。在 $\sqrt{s_{NN}}=39$ 和 200 GeV 下, Λ 与 $\bar{\Lambda}$ 的自旋极化劈裂可以由磁场定量解释 [62, 65]。

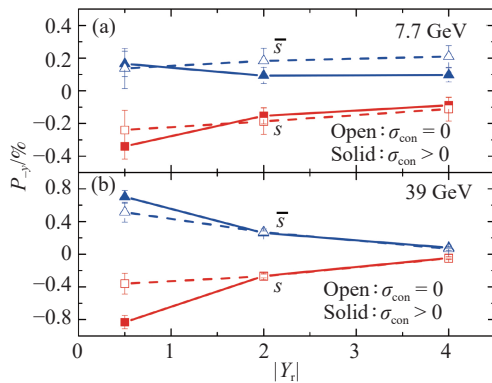


图 6 (在线彩图) 质心系能量为 $\sqrt{s_{NN}}=7.7$ (a) 和 39 GeV (b) 的非对心 Au+Au 碰撞中, s 与 $\bar{s}$ 沿 $-y$ 方向自旋极化率 P_y 的快度依赖性

3.3 箱体中的手征磁波

在利用输运模拟研究相对论重离子碰撞的手征反常效应之前, 先在周期性边界条件的箱体中进行模拟, 有助于在理想体系中测试手征动力学过程, 并可与理论极限相比较。我们在 $10 \text{ fm} \times 10 \text{ fm} \times 10 \text{ fm}$ 的立方体中开展模拟, 粒子从立方体的一面出去, 就会从立方体的另一面以相同的动量回到立方体。系统包含具有左右螺旋度的无质量正反粒子, 其中正粒子带电 $+e$, 反粒子带电 $-e$ 。初始时刻粒子均匀分布, 满足一定温度 ($T=300$ MeV) 和化学势条件下的费米-狄拉克分布。系统内的粒子受到沿 y 方向空间分布均匀的恒定外磁场作用。对于粒子的演化, 我们分别基于 SEOM [式 (14)、(15)、(16)] 和 CEOM [式 (18)、(19)] 进行模拟, 比较两者的结果。从 2.2 节我们看到, 后者可以由前者在一定近似条件下导出, 因此比较两者的结果有助于进一步理解无质量粒子的自旋/手征动力学。对于自旋动力学模拟, 粒子初始的自旋取向 $\sigma=c\hat{k}$, 初始自旋与动量均满足各向同性分布。我们还考虑了粒子之间的两体弹性碰撞, 其中各向同性的散射截面由约化剪切粘滞系数 $\eta/s=\hbar/4\pi$ 决定。为了维持体系的费米-狄拉克分布, 我们对于自旋动力学和手征动力学模拟中的粒子碰撞分别应用了泡利阻塞条件。体系在运动学方程演化和粒子碰撞过程中均保持能量守恒。自旋动力学模拟中, 还考虑了碰撞后外磁场对粒子自旋取向的影响。

我们先取定手征化学势为 20 MeV, 观察体系由于左右手征粒子数不同而引起沿外磁场方向的净电荷流。图 7(a) 给出了 SEOM 条件下净电荷流密度在不同强度的恒定外磁场下随时间的变化。由于初始时刻粒子自旋与动量均随机取向, 故无净电荷流。随着体系的演化, 系统很快产生了净电荷流并达到平衡。系统平衡态的净

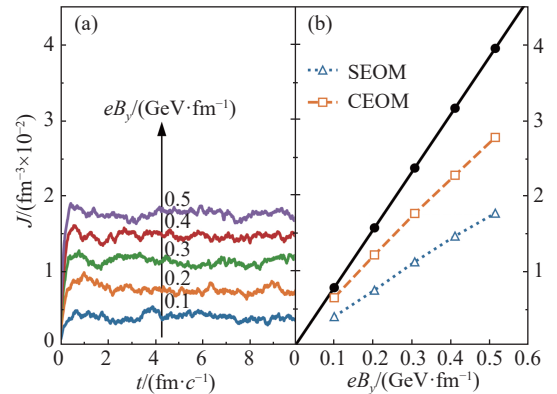


图 7 (在线彩图) 不同强度外磁场 eB_y 下净电荷流密度随时间的演化 (a) 及平衡态净电荷流密度随外磁场强度的关系 (b), 黑色实线代表手征磁效应的理论极限结果

电荷流密度随外磁场强度的关系如图 7(b) 所示, 可见净电荷流密度随着外磁场强度的增加呈正比关系。在 CEOM 条件下, 净电荷流密度在外磁场下不随时间变化 [63], 其引发的净电荷流密度比 SEOM 大。由于基于 CEOM 模拟过程中采用了 $0.3 < \sqrt{G_i} < 1.7$ 截断, 因此得到的净电荷流密度仍比黑色实线代表的手征磁效应理论极限结果小。

理论上说, 在相对论重离子碰撞中部分子相的净电荷密度会引发局域手征分离效应, 造成沿磁场方向净手征荷密度分布的不均匀, 并进一步造成局域净电流以及横平面上的电四极矩, 此即为手征磁波。在周期性边界

条件的箱体中, 均匀的净电荷密度无法激发手征磁波。要模拟该体系下的手征磁波, 我们在初始状态引入了正弦形式的净手征荷密度 (ρ_5) 分布, 即对应不同的右手征粒子 ($cq > 0$) 和左手征粒子 ($cq < 0$) 密度分布 (ρ_R 与 ρ_L)。如图 8 所示, 随着时间的推移, 右手征粒子的密度分布沿磁场方向 (+y) 传播, 左手征粒子的密度分布沿磁场反方向 (-y) 传播, 造成净手征荷密度 $\rho_5 = \rho_R - \rho_L$ 分布沿磁场方向 (+y) 传播, 并激发出净电荷密度 $\rho = \rho_R + \rho_L$ 分布的电四极矩。相比于 CEOM, SEOM 给出的手征磁波更弱, 传播速度也更慢, 这与图 7 中其较弱的手征磁效应对应。

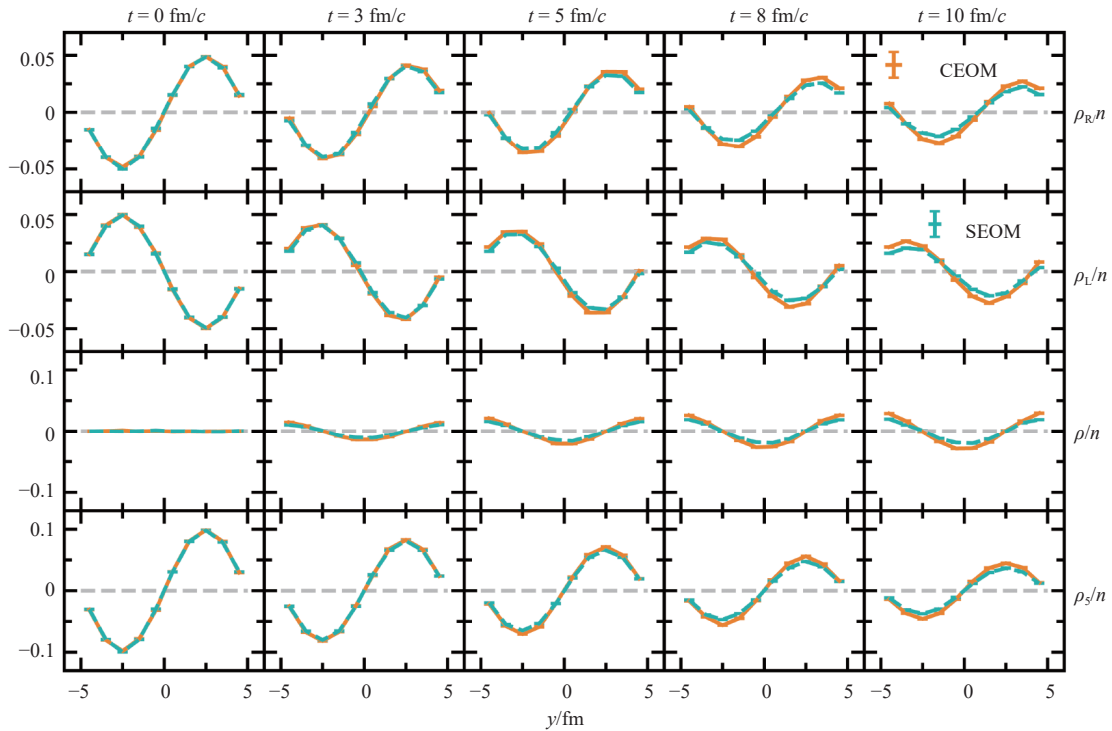


图 8 (在线彩图) 右手征约化密度 (ρ_R/n)、左手征约化密度 (ρ_L/n)、净电荷约化密度 (ρ/n)、及净手征荷约化密度 (ρ_5/n) 在 y 方向的分布随时间的演化, n 为总粒子数密度

图 8 中形成的电四极矩可定量表示为

$$\mathcal{D}_{22} = \int \rho(r) (3y^2 - r^2) d^3r. \quad (20)$$

图 9 中给出了在不同强度的外磁场下约化电四极矩 $\mathcal{D}_{22}/(NA_c)$ 随时间的演化, 其中 N 为总粒子数, A_c 表示初始净手征荷密度分布不均匀的程度。对于 SEOM 和 CEOM, 约化电四极矩均随时间的推移而增大, 且随磁场的增强而增大。SEOM 得到比 CEOM 较弱的约化电四极矩, 这也源于图 7 中所示较弱的手征磁效应。在实际相对论重离子碰撞中, 外磁场会随时间很快衰减。在这种情况下, SEOM 由于包含自旋弛豫过程, 反而能够在末态保留较大的电四极矩 [64]。

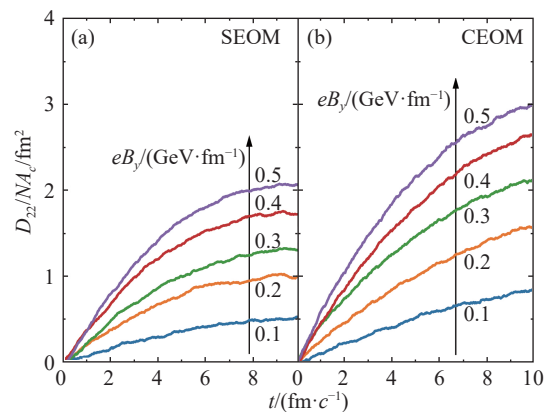


图 9 (在线彩图) 在不同强度的外磁场 eB_y 下约化电四极矩随时间的演化

3.4 相对论重离子碰撞中的手征磁波效应

3.3 节中已经提到, 手征磁波确实形成了电四极矩, 但其是否能解释相对论重离子碰撞实验中观察到的正反 π 介子的椭圆流差别随电荷不对称度的线性关系有待进一步定量研究。为此, 我们基于拓展的多相输运模型框架模拟了质心系能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV 非对心 Au+Au 碰撞中的手征动力学。我们采用文献 [62, 74] 中相同的方法计算了旁观者质子引起的磁场时空演化, 并考虑了部分子物质对外磁场的响应。部分子的演化用 CEOM [式 (18)、(19)] 描述, 用各向同性的 1.5 mb 散射截面来描述部分子之间的弹性碰撞。当部分子相演化结束后, 我们进一步分析了部分子组合形成的正反 π 介子, 并考虑了强子再散射效应对结果的影响。

从 AMPT/HIJING 的初始部分子分布出发, 我们发现末态正反 u 夸克的椭圆流差别 $v_2(\bar{u}) - v_2(u)$ 随体系的电荷不对称度 A_{ch} 呈现负关联, 如图 10(b) 所示, 与实验上得到的正反 π 介子对应的正关联关系 [34] 定性上不一致。这里 A_{ch} 定义为反应平面内正电荷数与负电荷数的差与总电荷数之比。仔细观察 AMPT 的初态部分子分布发现, z 方向的平均速度 $\langle k_z/k \rangle$ 与坐标 x 呈正关联, 如图 10(a) 所示, 这可以理解初始部分子有垂直于反应平面的涡旋场。在这样的情况下, 式 (19) 中的洛伦兹力将使得带正电的粒子远离 yo 平面, 使得带负电的粒子靠向 yo 平面。综合效应是使得带正电的粒子 v_2 增加, 带负电的粒子 v_2 减小。由于带正电和带负电的粒子会分别聚集并发生进一步散射, 该效应随着 A_{ch} 的增加而增强 [76]。因此, 在有涡旋场的情况下, 洛伦兹力的效应比手征磁波效应更强。作为测试, 为了消除初态涡旋场的效应, 我们随机交换了初始部分子的 x

坐标。从图 10(a) 中可以看到, 解关联后 (uncorr) 的初态分布 z 方向的平均速度 $\langle k_z/k \rangle$ 与 x 坐标无关。基于该初态分布, 得到末态正反 u 夸克的椭圆流差别 $v_2(\bar{u}) - v_2(u)$ 随体系的电荷不对称度 A_{ch} 呈现较弱的正关联或关联不明显。这是由于磁场衰减得很快, 手征磁波效应很小所致。这里我们只考虑 $v_2(\bar{u}) - v_2(u) \sim A_{ch}$ 的斜率, $v_2(\bar{u}) - v_2(u)$ 的绝对差可能由其他因素决定。

正反夸克的椭圆流差别与体系电荷不对称度的关系可能受到强子化和强子再散射的影响。这里我们忽略了强子化和强子再散射过程中的自旋自由度, 仅讨论该过程中正反夸克椭圆流劈裂的电荷不对称度依赖性 $v_2(\bar{q}) - v_2(q) \sim A_{ch}$ 如何转化为 $v_2(\pi^-) - v_2(\pi^+) \sim A_{ch}$ 及其可能造成的影响。在多相输运模型中, 坐标空间比较接近的末态部分子组合成初态强子, 强子的种类由部分子组合的不变质量及其味决定。比如, $u\bar{d}$ 可能组合成 π^+ 介子, 也可能组合成 ρ^+ 介子。强子将经历进一步的弹性与非弹性碰撞, 包括共振态的衰变及其逆过程等, 直到动力学冻出。从多相输运模型的初始部分子分布和解关联的初态部分子分布出发, 表 1 中分别比较了末态部分子 $v_2(\bar{u}) - v_2(u) \sim A_{ch}$ 的斜率以及初态强子和末态强子 $v_2(\pi^-) - v_2(\pi^+) \sim A_{ch}$ 的斜率。可见, 强子化过程及强子再散射过程均会对斜率造成显著影响。但是, 基于我们比较完善的磁场时空演化及部分子手征动力学模拟, 仍无法定量得到实验上末态 $v_2(\pi^-) - v_2(\pi^+) \sim A_{ch}$ 大约 3% 的斜率 [34]。

表 1 在部分子相的末态、强子相的初态、强子相的末态, 通过线性拟合正反 u 夸克椭圆流差别 $v_2(\bar{u}) - v_2(u)$ 或正反 π 介子椭圆流差别 $v_2(\pi^-) - v_2(\pi^+)$ 与电荷不对称度关系, 得到的斜率 r

	AMPT	Uncorr
$r(\%)$ (末态部分子)	-3.244 ± 2.139	1.161 ± 2.073
$r(\%)$ (初态强子)	2.488 ± 2.113	-0.475 ± 2.076
$r(\%)$ (末态强子)	0.301 ± 1.154	0.422 ± 1.139

“AMPT”与“Uncorr”分别表示多相输运模型的初态部分子分布与解关联的初态部分子分布。

4 总结与展望

在本文中, 我们介绍了中能重离子碰撞中的自旋动力学及相对论重离子碰撞中的自旋和手征动力学相关输运模拟工作。基于自旋与手征运动学方程, 我们分别研究了中能重离子碰撞中核子的自旋极化以及相对论重离子碰撞中 Λ 与 $\bar{\Lambda}$ 的自旋极化劈裂, 并在周期性边界条件的箱体和相对论重离子碰撞中模拟了手征磁波及其可能产生的效应。

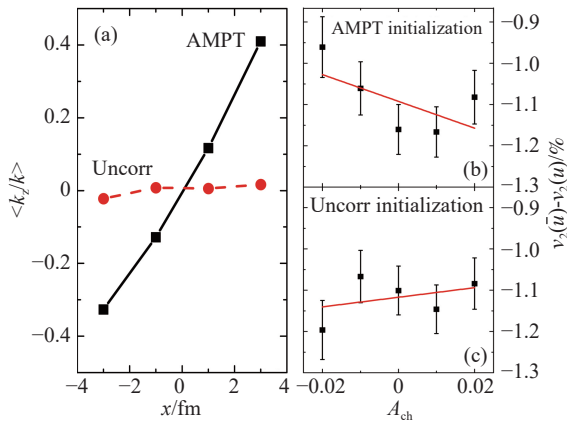


图 10 (在线彩图) 在质心系能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV 的非对心 Au+Au 碰撞中, 在不同的初始部分子分布条件下 (a), 正反 u 夸克椭圆流差别与电荷不对称度 A_{ch} 的关系 (b)

该领域的研究工作可以进一步改进和拓展。比如,可以在自旋依赖的 Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck 输运模型中进一步引入自旋依赖的非弹性散射道,用于研究超子的自旋极化,或用来描述相对论重离子碰撞中强子相的自旋动力学。在手征运动学方程中,可进一步引入色散关系的量子修正,以及涡旋场和电场与粒子手征的耦合。对于带自旋或手征粒子的碰撞,可以进一步改进使之满足洛伦兹协变条件下的角动量守恒^[77]等约束。

目前,相对论重离子碰撞中手征反常效应的相关理论和实验研究都在如火如荼地开展中。虽然科学家们开始认识到,原本认为由手征磁效应及手征磁波造成的实验观测结果多为背景效应,但这仍然无法阻挡大家进一步探索手征反常效应的步伐。另一方面,中能重离子碰撞中的自旋动力学仍未引起足够的重视,迫切需要这方面的理论和实验研究。相关研究将深化人们对强作用物质的认识,理解自旋相关强相互作用的性质。

参考文献:

- [1] MAYER M G. *Phys Rev*, 1948, 74: 235.
- [2] MAYER M G. *Phys Rev*, 1949, 75: 1969.
- [3] HAXEL O, JENSEN J H D, SUESS H E. *Phys Rev*, 1949, 75: 1766.
- [4] XU J, XIA Y, LI B A, et al. *Front Phys*, 2015, 10: 102501.
- [5] MARUHN J A, REINHARD P G, STEVENSON P D, et al. *Phys Rev C*, 2006, 74: 027601.
- [6] UMAR A S, STRAYER M R, REINHARD P G. *Phys Rev Lett*, 1986, 56: 2793.
- [7] REINHARD P G, UMAR A S, DAVIES K T R, et al. *Phys Rev C*, 1988, 37: 1026.
- [8] ENGEL Y M, BRINK D M, GOEKE K, et al. *Nucl Phys A*, 1975, 249: 215.
- [9] UMAR A S, OBERACKER V E. *Phys Rev C*, 2006, 73: 054607.
- [10] DAI G F, GUO L, ZHAO E G, et al. *Phys Rev C*, 2014, 90: 044609.
- [11] XU J, LI B A. *Phys Lett B*, 2013, 724: 346.
- [12] XIA Y, XU J, LI B A, et al. *Phys Rev C*, 2014, 89: 064606.
- [13] XU J, XIA Y, LI B A, et al. *Nuclear Techniques*, 2014, 37: 100513. (in Chinese)
(徐骏, 夏银, 李宝安, 等. 核技术, 2014, 37: 100513.)
- [14] XU J, XIA Y, LI B A, et al. *Nuclear Physics Review*, 2014, 31: 306. (in Chinese)
(徐骏, 夏银, 李宝安, 等. 原子核物理评论, 2014, 31: 306.)
- [15] XIA Y, XU J, LI B A, et al. *Nucl Phys A*, 2016, 955: 41.
- [16] OTSUKA T, SUZUKI T, FUJIMOTO R, et al. *Phys Rev Lett*, 2005, 95: 232502.
- [17] OTSUKA T, MATSUO T, ABE D. *Phys Rev Lett*, 2006, 97: 162501.
- [18] OTSUKA T, SUZUKI T, HONMA M, et al. *Phys Rev Lett*, 2010, 104: 012501.
- [19] STEVENSON P D, SUCKLING E B, FRACASSO S, et al. *Phys Rev C*, 2016, 93: 054617.
- [20] GODBEY K, GUO L, UMAR A S. *Phys Rev C*, 2019, 100: 054612.
- [21] VILENKIN A. *Phys Rev D*, 1980, 22: 3080.
- [22] KHARZEEV D E, MCLERRAN L D, WARRINGA H J. *Nucl Phys A*, 2008, 803: 227.
- [23] FUKUSHIMA K, KHARZEEV D E, WARRINGA H J. *Phys Rev D*, 2008, 78: 074033.
- [24] VOLOSHIN S A. *Phys Rev C*, 2004, 70: 057901.
- [25] ABELEV B I, AGGARWAL M M, AHAMMED Z, et al (STAR Collaboration). *Phys Rev Lett*, 2009, 103: 251601.
- [26] ABELEV B I, AGGARWAL M M, AHAMMED Z, et al (STAR Collaboration). *Phys Rev C*, 2010, 81: 054908.
- [27] ABELEV B I, ADAM J, ADAMOVIĆ D, et al (ALICE Collaboration). *Phys Rev Lett*, 2013, 110: 012301.
- [28] SON D T, ZHITNITSKY A R. *Phys Rev D*, 2004, 70: 074018.
- [29] METLITSKI M A, ZHITNITSKY A R. *Phys Rev D*, 2005, 72: 045011.
- [30] NEWMAN G M. *J High Energy Phys*, 2006, 01: 158.
- [31] KHARZEEV D E, YEE H U. *Phys Rev D*, 2011, 83: 085007.
- [32] GORBAR E V, MIRANSKY V A, SHOVKOVY I A. *Phys Rev D*, 2011, 83: 085003.
- [33] BURNIER Y, KHARZEEV D E, LIAO J F, et al. *Phys Rev Lett*, 2011, 107: 052303.
- [34] ADAMCZYK L, ADKINS J K, AGAKISHIEV G, et al (STAR Collaboration). *Phys Rev Lett*, 2015, 114: 252302.
- [35] ADAM J, ADAMOVIĆ D, AGGARWAL M M, et al (ALICE Collaboration). *Phys Rev C*, 2016, 93: 044903.
- [36] SIRUNYAN A M, TUMASYAN A, ADAM W, et al (CMS Collaboration). *Phys Rev C*, 2019, 100: 064908.
- [37] SHOU Q Y (STAR Collaboration). *Nucl Phys A*, 2019, 982: 555.
- [38] BZDAK A, BOZEK P. *Phys Lett B*, 2013, 726: 239.
- [39] HATTA Y, MONNAI A, XIAO B W. *Nucl Phys A*, 2016, 947: 155.
- [40] XU H J, ZHAO J, FENG Y, et al. *Phys Rev C*, 2020, 101: 014913.
- [41] LIANG Z T, WANG X N. *Phys Rev Lett*, 2005, 94: 102301; LIANG Z T, WANG X N. *Phys Rev Lett*, 2006, 96: 039901(E).
- [42] ABELEV B I, AGGARWAL M M, AHAMMED Z, et al (STAR Collaboration). *Phys Rev C*, 2007, 76: 024915.
- [43] ADAM J, ADAMCZYK L, ADAMS J R, et al (STAR Collaboration). *Phys Rev C*, 2018, 98: 014910.
- [44] ADAMCZYK L, ADKINS J K, AGAKISHIEV G, et al (STAR Collaboration). *Nature*, 2017, 62: 548.
- [45] LI H, PANG L G, WANG Q, et al. *Phys Rev C*, 2017, 96: 054908.
- [46] SUN Y, KO C M. *Phys Rev C*, 2017, 96: 024906.
- [47] XIE Y, WANG D, CSERNAI L P. *Phys Rev C*, 2017, 95: 031901.
- [48] BECATINI F, KARPENKO I, LISA M A, et al. *Phys Rev C*, 2017, 95: 054902.
- [49] PANG L G, PETERSEN H, WANG Q, et al. *Phys Rev Lett*, 2016, 117: 192301.

- [50] ADAM J, ADAMCZYK L, ADAMS J R, et al(STAR Collaboration). *Phys Rev Lett*, 2019, 123: 132301.
- [51] XIA X L, LI H, TANG Z B, et al. *Phys Rev C*, 2018, 98: 024905.
- [52] SUN Y, KO C M. *Phys Rev C*, 2019, 99: 011903.
- [53] WU H Z, PANG L G, HUANG X G, et al. *Phys Rev Research*, 2019, 1: 033058.
- [54] BECATTINI F, KARPENKO I. *Phys Rev Lett*, 2018, 120: 012302.
- [55] XIA X L, LI H, HUANG X G, et al. *Phys Rev C*, 2019, 100: 014913.
- [56] BECATTINI F, CAO G, SPERANZA E. *Eur Phys J C*, 2019, 79: 741.
- [57] LIANG Z T, WANG X N. *Phys Lett B*, 2005, 629: 20.
- [58] ABELEV B I, AGGARWAL M M, AHAMMED Z, et al(STAR Collaboration). *Phys Rev C*, 2008, 77: 061902.
- [59] XIA Y, XU J, LI B A, et al. *Phys Lett B*, 2016, 759: 596.
- [60] XIA Y, XU J, LI B A, et al. *Phys Rev C*, 2017, 96: 044618.
- [61] XIA Y, XU J. *Phys Lett B*, 2020, 800: 135130.
- [62] HAN Z Z, XU J. *Phys Lett B*, 2018, 786: 255.
- [63] ZHOU W H, XU J. *Phys Rev C*, 2018, 98: 044904.
- [64] ZHOU W H, XU J. *Phys Lett B*, 2019, 798: 134932.
- [65] HAN Z Z, XU J. *Phys Rev C*, 2019, 99: 044915.
- [66] WONG C Y. *Phys Rev C*, 1982, 25: 1460.
- [67] BERTSCH G F, DAS GUPTA S. *Phys Rep*, 1988, 160: 189.
- [68] LENK R J, PANDHARIPANDE V R. *Phys Rev C*, 1989, 39: 2242.
- [69] BIJL E VAN DER, DUINE R A. *Phys Rev Lett*, 2011, 107: 195302.
- [70] HUANG X G. *Sci Rep*, 2016, 6: 20601.
- [71] STEPHANOV M A, YIN Y. *Phys Rev Lett*, 2012, 109: 162001.
- [72] CHEN J W, PU S, WANG Q, et al. *Phys Rev Lett*, 2013, 110: 262301.
- [73] XIAO D, SHI J R, NIU Q. *Phys Rev Lett*, 2005, 95: 134204.
- [74] TUCHIN K. *Phys Rev C*, 2016, 93: 014905.
- [75] VITIUK O, BRAVINA L V, ZABRODIN E E. *Phys Lett B*, 2020, 803: 135298.
- [76] SUN Y, KO C M, LI F. *Phys Rev C*, 2016, 94: 045204.
- [77] LIU S Y, SUN Y, KO C M. *Phys Rev Lett*, 2020, 125: 062301.

Studies on Spin and Chiral Dynamics with Transport Simulations

XU Jun^{1,2,1)}

(1. Shanghai Advanced Research Institute, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201210, China;
2. Shanghai Institute of Applied Physics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China)

Abstract: Spin-related physics are hot topics in various research fields. Nucleons and quarks are both spin-half fermions. They are affected by the spin-orbit interaction as well as the magnetic field in non-central heavy-ion collisions, leading to interesting spin dynamics, especially the spin polarization perpendicular to the reaction plane. In relativistic heavy-ion collisions, the produced quarks can be approximately considered as massless particles due to the extremely high temperatures and high densities reached there, and the spin dynamics turns to the chiral dynamics in this case. Under the external electromagnetic field and vortical field, a series chiral anomaly effects may appear once there are asymmetries of electric charges and/or chirality charges. This manuscript reviews a series of studies on the spin and chiral dynamics based on transport simulations from our research group, including particle spin polarizations in intermediate-energy heavy-ion collisions and relativistic heavy-ion collisions, as well as chiral magnetic waves in an ideal system and in relativistic heavy-ion collisions.

Key words: heavy-ion collisions; spin; chirality

Received date: 27 Dec. 2019; **Revised date:** 27 Mar. 2020

Foundation item: National Natural Science Foundation of China(11922514)

1) E-mail: xujun@zjlab.org.cn.