

专题: 高能重离子碰撞过程的自旋与手征效应 • 封面文章

RHIC 能区 Au+Au 碰撞中带电粒子直接流与超子整体极化的计算与分析*

江泽方¹⁾²⁾ 吴祥宇²⁾ 余华清¹⁾ 曹杉杉^{3)†} 张本威²⁾

1) (湖北工程学院物理与电子信息工程学院, 孝感 432000)

2) (华中师范大学物理学院, 粒子物理研究所, 夸克与轻子物理教育部重点实验室, 武汉 430079)

3) (山东大学前沿交叉科学青岛研究院, 青岛 266237)

(2022 年 12 月 15 日收到; 2023 年 1 月 17 日收到修改稿)

非对心的相对论重离子碰撞中, 不参与碰撞的核子会对参与碰撞的核子产生纵向拖拽, 形成一个相对于纵向倾斜的夸克胶子等离子体 (QGP) 火球. 同时, 对撞的原子核可将巨大的轨道角动量沉积于 QGP 中, 使其中的部分子沿系统总角动量方向发生自旋极化. 在光学 Glauber 模型基础上, 本文构建了倾斜的三维 QGP 初态条件, 并结合 3+1 维黏滞流体力学模型 CLVisc, 研究了重离子碰撞的末态带电粒子的直接流和 $\Lambda/\bar{\Lambda}$ 超子的整体极化. 计算表明, 倾斜的初态条件与流体力学模型的结合能够较好地描述 RHIC-STAR 实验上观测到的直接流与超子整体自旋极化的数据. 这为人们利用这些观测量进一步约束重离子碰撞产生的核物质的初始几何与运动学状态提供了理论依据.

关键词: 相对论重离子碰撞, 夸克胶子等离子体, 直接流, $\Lambda/\bar{\Lambda}$ 超子整体自旋极化

PACS: 25.75.-q, 25.75.Ld, 24.70.+s, 24.10.Nz

DOI: 10.7498/aps.72.20222391

1 引言

两个接近光速运动的原子核进行对撞时, 可产生一种高温高密度的强相互作用物质——夸克胶子等离子体 (quark-gluon plasma, QGP)^[1,2]. 对撞的原子核中, 参与碰撞的核子 (参与子) 将其能量沉积于中心快度区附近形成 QGP, 而未参与碰撞的核子 (旁观子) 迅速飞离碰撞区域. 非对心碰撞时, 由于旁观子对参与子沿纵向 ($\pm\hat{z}$) 的拖拽作用, QGP 火球会在碰撞平面 (xz 平面) 上产生一个逆时针的旋转 (如图 1 所示). 这种相对于碰撞参数方向 ($\hat{x}$) 的非对称几何结构将通过 QGP 的演化

最终导致末态强子的动量沿 $\pm\hat{x}$ 方向的不对称分布, 即非零直接流 (v_1)^[3-9]. 同时, 两个非对心碰撞的原子核携带有巨大的轨道角动量. 虽然大部分的角动量被旁观子带走, 然而仍然有一部分沉积于碰撞区域内, 因而形成 QGP 内的涡旋结构. 由于轨道角动量与部分子自旋的相互作用, 这一涡旋效应将进一步导致 QGP 中夸克的极化, 并最终体现于末态强子的极化^[10].

相对论重离子碰撞中的整体自旋极化效应最早由梁作堂和王新年提出^[11,12], 该工作利用静态势模型计算了非对心碰撞中部分子沿整体轨道角动量方向 ($-\hat{y}$) 的极化率. 随后, 涌现出大量理论和实验工作对这一强相互作用系统中的自旋-涡旋

* 国家自然科学基金 (批准号: 11935007, 12175122, 2021-867)、广东省基础与应用基础研究重大专项 (批准号: 2020B0301030008)、湖北省自然科学基金 (批准号: 2021CFB272)、湖北省教育厅中青年人才项目 (批准号: Q20212703) 和教育部分子物理重点实验室开放基金 (批准号: QLPL202104) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: shanshan.cao@sdu.edu.cn

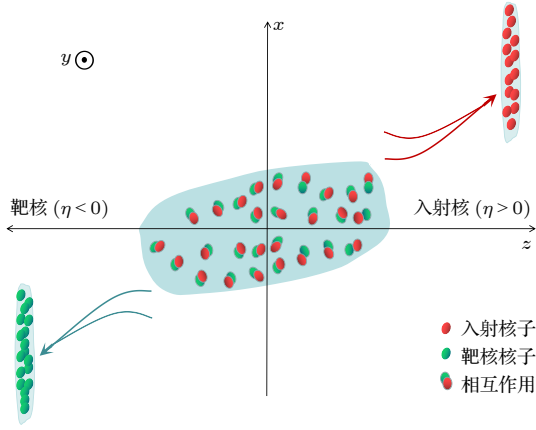


图1 相对论重离子碰撞中核-核非对心碰撞示意图, 碰撞后介质沿纵向($\pm z$)方向不对称. QGP火球在碰撞平面(xz 平面)上存在逆时针旋转的纵向倾斜

Fig. 1. Schematic figure for non-central heavy-ion collisions. Counter-clockwise tilt of the QGP fireball is created in the reaction (xz) plane.

耦合机制与极化进行更细致的研究^[13-23]. 2017—2019年, RHIC-STAR实验在Au + Au非对心碰撞中发现了整体自旋极化现象, 并相继测量了7.7—200 AGeV对撞能量范围内 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子沿初始角动量方向的整体极化信号. 此外, 沿束流方向的局域自旋极化也被广泛研究, 尤其是该极化率对横平面方位角的依赖^[24-26]. 2023年, STAR发布了 ϕ 介子和 K^*0 介子的自旋排列实验结果^[27], 为QGP内的强相互作用提供了新方向^[28-30].

本文将在相对论流体力学模型CLVisc^[20,31]的框架中对200 AGeV Au+Au碰撞产生的带电粒子直接流和 $\Lambda/\bar{\Lambda}$ 超子整体自旋极化同时进行系统的计算与分析. 基于光学Glauber模型, 构建了三维空间中具有纵向倾斜的初态能量密度的分布函数^[6], 特别地, 引入了一个参数化的重子密度纵向倾斜分布^[3]和一个初始流体流速^[7,8,17]. 将此新发展的QGP初始化模型与CLVisc流体力学模型相结合, 研究了带电强子在不同中心度的赙快度分布和直接流分布, 结果与PHOBOS和STAR实验的观测结果相符. 同时, 分别计算了 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子的热涡旋、剪切张量、流体加速度与温度梯度以及重子化学势梯度这些自旋极化矢量的强度^[21,22], 研究了它们随碰撞中心度、横动量以及赙快度的分布, 并与RHIC-STAR实验的测量数据进行了对比. 计算结果表明, 将我们的纵向倾斜初态条件与流体力学模型相结合, 可以同时描述非对心碰撞中产生的带电粒子直接流与系统的整体极化现象.

本文的结构如下: 第2节介绍纵向倾斜的三维光学Glauber模型、3+1维流体力学模型CLVisc以及QGP的强子化机制; 第3节计算和分析带电轻强子直接流和 $\Lambda/\bar{\Lambda}$ 超子整体自旋极化率; 第4节进行总结.

2 理论框架

2.1 流体力学初态条件: 光学Glauber模型

为研究非对心重离子碰撞中产生的带电粒子直接流与QGP的整体极化, 本文发展了含有纵向倾斜效应的三维光学Glauber模型, 为QGP的流体力学演化提供了所需的初始条件^[5,6].

首先, 利用原子核中核子的Woods-Saxon分布, 可将原子核的厚度函数表示为

$$T(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} dz \frac{n_0}{1 + e^{(\sqrt{x^2 + y^2 + z^2} - R)/d}}, \quad (1)$$

其中, n_0 是核子密度分布的归一化参数, 与原子核中心的核子密度接近, d 是原子核的边缘宽度, (x, y, z) 是空间坐标, R 是原子核的核半径. 对于本研究中的金核(^{197}Au), 相关参数可取为 $n_0 = 0.17 \text{ fm}^{-3}$, $R = 6.38 \text{ fm}$, $d = 0.535 \text{ fm}$. Glauber模型将原子核的对撞视为原子核内核子之间碰撞的叠加. 对于沿 $\pm z$ 方向运动, 以碰撞参数 b 进行碰撞的两个原子核, 它们的厚度函数可分别写为

$$T_+(\mathbf{x}_T) = T(\mathbf{x}_T - b/2), \quad T_-(\mathbf{x}_T) = T(\mathbf{x}_T + b/2). \quad (2)$$

其中, $\mathbf{x}_T = (x, y)$ 为横平面坐标. 因此, 入射原子核与靶核中参与子的密度分布可写为

$$T_1(\mathbf{x}_T) = T_+(\mathbf{x}_T) \left\{ 1 - \left[1 - \frac{\sigma_{\text{NN}} T_-(\mathbf{x}_T)}{A} \right]^A \right\}, \quad (3)$$

$$T_2(\mathbf{x}_T) = T_-(\mathbf{x}_T) \left\{ 1 - \left[1 - \frac{\sigma_{\text{NN}} T_+(\mathbf{x}_T)}{A} \right]^A \right\}, \quad (4)$$

这里 $A = 197$ 是Au原子核内的核子数, $\sigma_{\text{NN}} = 42 \text{ mb}$ 为核子-核子间非弹性散射的截面^[32]. 由于核阻止效应, 向右(左)运动的参与子在前(后)向快度区间会产生更多的粒子. 这种效应可以通过在参与子(亦称为损伤核子)的权函数 W_N 中引入快度依赖得到:

$$W_N(x, y, \eta_s) = [T_1(x, y) + T_2(x, y)] + H_t [T_1(x, y) - T_2(x, y)] \tan(\eta_s/\eta_t), \quad (5)$$

其中, 参数 H_t 反映了介质相对于纵向的倾斜形变的整体强度, 依赖于束流快度 y_{beam} 和碰撞参量 b , 通过之后与不同中心度下的实验数据相对比, 本文将它参数化为 $H_t = 0.76/y_{\text{beam}} + 0.53b$. 其中, $y_{\text{beam}} \equiv \text{arccosh}[\sqrt{s_{\text{NN}}}/(2m_N)]$, m_N 是核子质量. 此外, (5) 式中 $\tan(\eta_s/\eta_t)$ 反映了快度方向上初态能量密度的倾斜形态. 对于本文研究的所有碰撞系统, 取 $\eta_t = 8.0$. 将此参与子的权重函数与两体碰撞 (binary collision, BC) 的空间分布相结合, 可以定义总权重函数为

$$W(x, y, \eta_s) = \frac{(1 - \alpha)W_N(x, y, \eta_s) + \alpha n_{\text{BC}}(x, y)}{[(1 - \alpha)W_N(0, 0, 0) + \alpha n_{\text{BC}}(0, 0)]|_{b=0}}, \quad (6)$$

这里, $\alpha = 0.05$ 被称为碰撞硬度参数, 表征了参与子同两体碰撞对 QGP 能量密度的相对贡献. 后者的分布函数可以由 $n_{\text{BC}}(x, y) = \sigma_{\text{NN}} T_+(x, y) T_-(x, y)$ 计算.

利用上述权重函数, QGP 的初态能量密度 $\varepsilon(x, y, \eta_s)$ 和重子数密度 $n(x, y, \eta_s)$ 分别可以写为

$$\varepsilon(x, y, \eta_s) = K \cdot W(x, y, \eta_s) \cdot H(\eta_s), \quad (7)$$

$$n(x, y, \eta_s) = \frac{1}{N} \cdot W(x, y, \eta_s) \cdot H(\eta_s) \cdot H_B(\eta_s), \quad (8)$$

其中, $K = 70.5 \text{ GeV/fm}^3$, 由末态带电粒子的产额分布 $dN/d\eta$ 确定, N 是归一化因子. 此外, $H(\eta_s)$ 函数用于满足 $dN/d\eta$ 在中心快度区的平台结构:

$$H(\eta_s) = \exp \left[-\frac{(|\eta_s| - \eta_w)^2}{2\sigma_\eta^2} \theta(|\eta_s| - \eta_w) \right]. \quad (9)$$

式中, $\eta_w = 2.5$ 和 $\sigma_\eta = 0.6$ 分别是平台宽度以及平台区域外高斯衰减的宽度. 根据 Bozek 的工作 [3], 初态重子的纵向分布 $H_B(\eta_s)$ 可写为

$$H_B(\eta_s) = \exp \left[-\frac{(\eta_s - \eta_n)^2}{2\sigma_n^2} \right] + \exp \left[-\frac{(\eta_s + \eta_n)^2}{2\sigma_n^2} \right], \quad (10)$$

其中, η_n 和 σ_n 可通过实验所测带电强子的横动量分布进行校准 [8,20]. 需要指出的是, 虽然这种重子密度分布属于唯象模型 [3], 它与弦碎裂模型给出的纵向分布在定性上是一致的 [20,33,34]. 利用这一模型, 在图 2 中给出了 200 AGeV Au-Au 碰撞在 20%—60% 中心度区间的初态能量密度 (上) 及重子密度 (下) 的分布. 可以发现, 初态能量密度和重子密度在 η_s - x 平面上相对于纵向具有逆时针旋转的倾斜分布. 这是产生末态粒子直接流的重要原因, 也影响着 QGP 整体极化的强度.

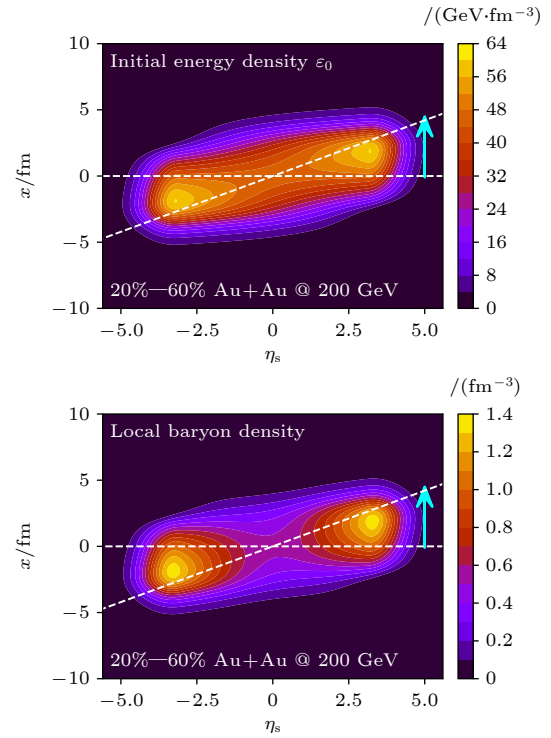


图 2 非对心 Au+Au 碰撞产生的 QGP 的初始能量密度 (上) 与重子数密度 (下) 在反应平面内的分布. 此处展现了中心度为 20%—60% ($b = 9.0 \text{ fm}$) 下 200 AGeV Au+Au 碰撞的情形. 箭头表示 QGP 火球相对于纵方向的逆时针倾斜. Fig. 2. The initial energy density (up) and baryon density (down) on the η_s - x plane in 20%–60% ($b = 9.0 \text{ fm}$) 200 AGeV Au+Au collisions.

除了几何形态, 介质的初始速度分布对末态强子的直接流和自旋极化亦有显著影响. 在 QGP 介质产生的初始时刻 τ_0 , 介质的流速可由能量动量守恒导出 [7,8,17,18]. 作为流体, QGP 的能动量张量在 τ 与 η_s 上的分量可构造如下:

$$T^{\tau\tau} = \varepsilon(x, y, \eta_s) \cosh(y_L), \quad (11)$$

$$T^{\tau\eta_s} = \frac{1}{\tau_0} \varepsilon(x, y, \eta_s) \sinh(y_L), \quad (12)$$

式中, $y_L \equiv f_v y_{\text{CM}}$. 其中, y_{CM} 为给定位置的核物质在整体质心系中的快度, 可通过束流快度 y_{beam} 构造为 [18]

$$y_{\text{CM}} = \text{arctanh} \left[\frac{T_1 - T_2}{T_1 + T_2} \tanh(y_{\text{beam}}) \right]. \quad (13)$$

此外, $f_v \in [0, 1]$ 是控制纵向流速大小的参数. 对于 200 AGeV Au+Au 碰撞系统, $f_v = 0.15$ [8]. 本文忽略了 τ_0 时刻 QGP 在横平面上的初始速度. 因而, $T^{\tau x} = T^{\tau y} = 0$. 相对于纵向速度, 横向速度对 QGP 的整体极化影响较弱.

2.2 流体力学演化: 3+1 维 CLVisc 模型

基于前一小节构造的 QGP 初始条件, 采用 3+1 维黏滞流体力学模型 CLVisc^[20,31] 模拟 QGP 介质随后在时空中的演化. 流体力学方程如下:

$$\nabla_\mu T^{\mu\nu} = 0, \quad (14)$$

$$\nabla_\mu J^\mu = 0, \quad (15)$$

其中, 能动量张量 $T^{\mu\nu}$ 和净重子流 J^μ 为

$$T^{\mu\nu} = \varepsilon U^\mu U^\nu - P \Delta^{\mu\nu} + \pi^{\mu\nu}, \quad (16)$$

$$J^\mu = n U^\mu + V^\mu, \quad (17)$$

式中, ε , P , n , u^μ , $\pi^{\mu\nu}$, V^μ 分别为系统的局域能量密度、压强、净重子数密度、流速、剪切黏滞张量和重子耗散流. 利用度规张量 $g^{\mu\nu} = \text{diag}(1, -1, -1, -1)$, 投影算符定义为 $\Delta^{\mu\nu} = g^{\mu\nu} - u^\mu u^\nu$. 参照文献 [7, 20, 33, 35, 36], 本文只考虑剪切黏滞效应, 而未考虑体积黏滞的贡献. 根据 Israel-Stewart 二阶流体动力学 [36], 剪切黏滞耗散 $\pi^{\mu\nu}$ 及重子耗散流 V^μ 满足

$$\begin{aligned} \Delta_{\alpha\beta}^{\mu\nu} (u \cdot \partial) \pi^{\alpha\beta} &= -\frac{1}{\tau_\pi} (\pi^{\mu\nu} - \eta_v \sigma^{\mu\nu}) \\ &\quad - \frac{4}{3} \pi^{\mu\nu} \theta - \frac{5}{7} \pi^{\alpha\langle\mu} \sigma_{\alpha}^{\nu\rangle} + \frac{9}{70} \frac{4}{e+P} \pi_{\alpha}^{\langle\mu} \pi^{\nu\rangle\alpha}, \\ \Delta^{\mu\nu} (u \cdot \partial) V_\nu &= -\frac{1}{\tau_V} \left(V^\mu - \kappa_B \nabla^\mu \frac{\mu_B}{T} \right) \\ &\quad - V^\mu \theta - \frac{3}{10} V_\nu \sigma^{\mu\nu}. \end{aligned} \quad (18)$$

其中, $\theta = \partial \cdot u$ 为膨胀率, $\sigma^{\mu\nu} = \partial^{\langle\mu} u^{\nu\rangle}$ 为剪切张量, η_v 和 κ_B 分别为剪切黏度和重子扩散系数. 无迹对称张量满足 $A^{\langle\mu\nu\rangle} = \frac{1}{2}[(\Delta^{\mu\alpha} \Delta^{\nu\beta} + \Delta^{\nu\alpha} \Delta^{\mu\beta}) - \frac{2}{3} \Delta^{\mu\nu} \Delta^{\alpha\beta}] A_{\alpha\beta}$ [20]. 此外, 可定义剪切黏滞率 C_{η_v} , 并将它与重子扩散系数 κ_B 同其他热力学量的关联如下:

$$C_{\eta_v} = \frac{\eta_v T}{e + P}, \quad (19)$$

$$\kappa_B = \frac{C_B}{T} n \left[\frac{1}{3} \cot\left(\frac{\mu_B}{T}\right) - \frac{nT}{e + P} \right], \quad (20)$$

其中, T 为局域温度, μ_B 为重子化学势. 系统的弛豫时间满足 $\tau_\pi = 5C_{\eta_v}/T$, $\tau_V = C_B/T$. 本文将 $C_{\eta_v} = 0.08$ 和 $C_B = 0.4$ 视为模型参数. 流体力学方程的求解还依赖于系统的物态方程. 我们采用格点 QCD 计算得到 NEOS-BQS 状态方程 [37,38]. 它包含了状态方程对有限重子数的依赖, 并提供了

QGP 与强子气状态间的平滑过渡.

2.3 超曲面强子化: Cooper-Frye 公式

当 QGP 膨胀至局域温度低于临界温度时, 它会转变为强子气体, 即“冻出”. 本文采用等温冻出条件 [31] 实现这一过程. 粒子冻出的超曲面由恒定的冻结能量密度 ($e_{\text{fr}} = 0.4 \text{ GeV/fm}^3$ [20]) 确定. 在这个超曲面上, 可利用 Cooper-Frye 公式得到粒子的末态动量分布:

$$\frac{dN}{p_T dp_T d\phi dy} = \frac{g_i}{(2\pi)^3} \int_\Sigma p^\mu d\Sigma_\mu f_{\text{eq}} (1 + \delta f_\pi + \delta f_V), \quad (21)$$

式中, g_i 是强子的自旋-色荷简并度, $d\Sigma_\mu$ 是由投影法确定的超曲面面元. 此外, f_{eq} 为热平衡分布, δf_π 和 δf_V 则为非平衡修正. 它们满足 [39]

$$f_{\text{eq}} = \frac{1}{\exp[(p_\mu U^\mu - B\mu_B)/T_f] \mp 1}, \quad (22)$$

$$\delta f_\pi(x, p) = (1 \pm f_{\text{eq}}(x, p)) \frac{p_\mu p_\nu \pi^{\mu\nu}}{2T_f^2(e + P)}, \quad (23)$$

$$\delta f_V(x, p) = (1 \pm f_{\text{eq}}(x, p)) \left(\frac{n}{e + P} - \frac{B}{U^\mu p_\mu} \right) \frac{p^\mu V_\mu}{\kappa_B/\tau_V}, \quad (24)$$

式中, T_f 为化学冻结温度, μ_B 为净重子化学势, B 为给定强子所含的重子数, n 为局域净重子密度, $\mp(\pm)$ 符号中上标用于玻色子, 下标用于费米子.

3 数值结果

将上述初始化方法用于 3+1 维 CLVisc 流体力学模型, 计算并分析了 200 AGeV Au+Au 碰撞中带电粒子的直接流和超子极化. 本节首先给出带电粒子的赙快度分布结果. 随后, 分析了不同中心度带电粒子以及质子-反质子直接流 v_1 的分布. 最后, 计算了 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子的整体自旋极化率 ($-P_y$) 随中心度、横动量及赙快度的分布.

3.1 带电粒子赙快度分布 $dN_{\text{ch}}/d\eta$ 与直接流 v_1

如前文所述, 对于给定的碰撞能量 $\sqrt{s_{\text{NN}}}$, 初始化模型中描述初态能量纵向分布的参数可根据实验测得的带电强子快度分布 dN_{ch}/dy 或赙快度分布 $dN_{\text{ch}}/d\eta$ 进行校准.

利用纵向倾斜的三维光学 Glauber 模型与 3+1 维流体力学模型, 首先计算了带电粒子的产额分

布, 如图 3 所示. 图 3 给出了 200 AGeV Au+Au 碰撞在中心度为 0—6% ($b = 2.7$ fm), 6%—15% ($b = 4.8$ fm), 15%—25% ($b = 6.7$ fm) 以及 25—35% ($b = 8.1$ fm) 的赝快度分布 $dN_{ch}/d\eta$ 结果. 如图 3 所示, 本文的模型计算能够较好地描述 RHIC-PHOBOS 的实验数据.

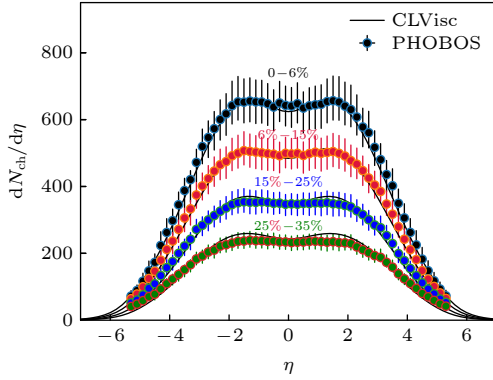


图 3 末态带电强子在 200 AGeV Au+Au 碰撞不同中心度的赝快度分布 $dN_{ch}/d\eta$. 实线为理论计算结果, 实心圆点为 RHIC-PHOBOS 的测量结果 [40]

Fig. 3. Pseudorapidity distribution $dN_{ch}/d\eta$ of charged light hadrons in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV, compared between the CLVisc hydrodynamic calculation and the PHOBOS data [40].

直接流的形成对 QGP 初始形态有较强的依赖, 因此可作为理解原子核结构、QGP 介质早期的几何结构以及重子阻止效应的有效工具之一. 直接流可定义为

$$v_1 = \langle \cos(\phi - \Psi_1) \rangle = \frac{\int \cos(\phi - \Psi_1) \frac{dN}{dy(\eta)d\phi} d\phi}{\int \frac{dN}{dy(\eta)d\phi} d\phi}, \quad (25)$$

其中, Ψ_1 是碰撞的一阶事件平面, 与实验中测量使用偏转中子确定的旁观子平面相同. 在计算中, 横动量积分范围为 $p_T \in [0.5, 3.0]$ GeV. 此外, 由于使用光学极限的平滑 Glauber 模型作为初态条件来初始化能量密度和局域重子密度, 初态核子的涨落、碰撞产生的强磁场 [41] 以及末态强子级联过程的 [42] 贡献被忽略, 这将在我们以后的工作中细致探索.

图 4 左图给出了 200 AGeV Au+Au 碰撞在中心度为 0—5% ($b = 2.4$ fm) 和 5%—40% ($b = 6.7$ fm) 带电强子直接流的赝快度分布. 线是理论计算的结果, 实心点为 STAR 的实验结果. 通过理论计算与实验数据的对比发现, 通过结合纵向倾斜的初态条件与流体力学模型的演化, 可以较好地描

述中心快度附近的直接流分布. 这印证了非对心重离子碰撞形成的 QGP 介质在早期具备纵向倾斜的行为. 几何形状的不对称性导致了压强梯度的不对称性, 并最终形成了带电粒子在前向与后向快度区不同的直接流.

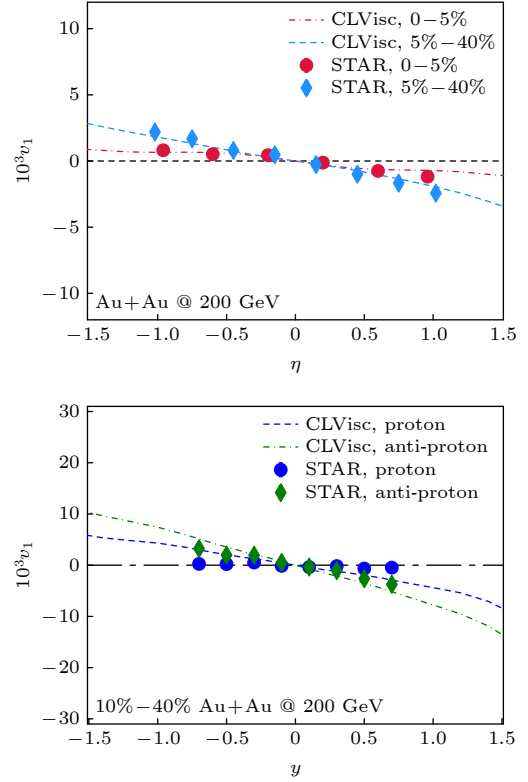


图 4 200 AGeV Au+Au 碰撞不同中心度的直接流 v_1 . 左图为带电粒子直接流对赝快度的依赖, 右图为质子及反质子直接流对快度的依赖. 实验结果取自 STAR 实验组 [43,44]

Fig. 4. Directed flow v_1 of charged hadrons (left) and protons and anti-protons (right) in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV, compared between the CLVisc hydrodynamic calculation and the STAR data [43,44].

图 4 中的右图为 200 AGeV Au+Au 碰撞在中心度为 10%—40% ($b = 7.2$ fm) 时质子与反质子的直接流快度分布. 可以发现, 正负质子的直接流存在劈裂现象, 这是由非零的重子数密度产生的. 由于低横动量反质子的来源主要是 QGP 介质的膨胀冷却, 因此它的 v_1 更直接地反映了 QGP 介质的纵向倾斜强度. 此外, 在初态模型中, 我们假设初态重子数密度的倾斜与能量密度的倾斜强度一致. 与实验数据相比, 这一假设高估了质子的直接流. 在以后的工作中, 我们将通过修正重子数密度的纵向倾斜强度来进一步研究质子与反质子间的劈裂现象. 通过图 4 可以发现, 非对心碰撞中的

核阻止效应会强于中心碰撞,使得前者产生的火球在早期有更强的倾斜状态,同时也伴随着产生更大的角动量. 这为下面计算超子极化提供了研究基础.

3.2 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子的整体自旋极化

在非对心重离子碰撞中,由于 QGP 介质有一巨大的初始轨道角动量,介质内部的夸克将被极化. 首先假设夸克在冻结为强子的超平面上已达到局部(热)平衡,并假设夸克或强子的自旋在强子化和共振衰变过程中并未发生改变^[20–22],则对于自旋为 $1/2$ 的费米子的自旋矢量可以通过如下方法计算^[45,46]:

$$S^\mu(p) = \frac{\int d\Sigma \cdot p \mathcal{J}_5^\mu(p, X)}{2m \int d\Sigma \cdot \mathcal{N}(p, X)}, \quad (26)$$

式中 $\mathcal{J}_5^\mu$ 为轴电荷电流密度, $\mathcal{N}^\mu(p, X)$ 为相空间中的费米子数密度. 根据量子动力学理论的结果^[21,22,47], 可以将 $S^\mu(p)$ 分解为以下部分:

$$S^\mu(p) = S_{\text{thermal}}^\mu(p) + S_{\text{shear}}^\mu(p) + S_{\text{accT}}^\mu(p) + S_{\text{chemical}}^\mu(p) + S_{\text{EB}}^\mu(p), \quad (27)$$

式中右侧各项分别为

$$\begin{aligned} S_{\text{thermal}}^\mu(p) &= \int d\Sigma^\sigma F_\sigma \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} p_\nu \partial_\alpha \frac{u_\beta}{T}, \\ S_{\text{shear}}^\mu(p) &= \int d\Sigma^\sigma F_\sigma \frac{\epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} p_\nu u_\beta}{(u \cdot p)T} \times p^\rho (\partial_\rho u_\alpha + \partial_\alpha u_\rho - u_\rho D u_\alpha), \\ S_{\text{accT}}^\mu(p) &= - \int d\Sigma^\sigma F_\sigma \frac{\epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} p_\nu u_\alpha}{T} \left(D u_\beta - \frac{\partial_\beta T}{T} \right), \\ S_{\text{chemical}}^\mu(p) &= 2 \int d\Sigma^\sigma F_\sigma \frac{1}{(u \cdot p)} \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} p_\alpha u_\beta \partial_\nu \frac{\mu}{T}, \\ S_{\text{EB}}^\mu(p) &= 2 \int d\Sigma^\sigma F_\sigma \left[\frac{\epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} p_\alpha u_\beta E_\nu}{(u \cdot p)T} + \frac{B^\mu}{T} \right], \end{aligned} \quad (28)$$

$F^\mu = \frac{\hbar}{8m_\Lambda \Phi(p)} p^\mu f_{\text{eq}}(1 - f_{\text{eq}})$, $\Phi(p) = \int d\Sigma^\mu p_\mu f_{\text{eq}}$. (28) 式中的方程分别表示热涡旋极化矢量 (S_{thermal}^μ), 剪切张量极化矢量 ($S_{\text{shear}}^\mu(p)$), 流体加速度及温度梯度极化矢量 (S_{accT}^μ), 化学势随温度的梯度极化矢量 (S_{chemical}^μ) 以及外电磁场极化 (S_{EB}^μ). 同时, S_{shear}^μ 和 S_{chemical}^μ 又被称为剪切诱导极化 (shear induced polarization) 和重子自旋霍尔效应 (spin Hall effect). 上述极化矢量的详细表达式亦可参见文献^[20–22, 47–53]. 由于重离子碰撞中电磁场衰

减很快^[20–22], 本文暂不考虑它的贡献.

在 Λ 超子和 $\bar{\Lambda}$ 超子的静止系中, 自旋极化矢量为

$$\vec{P}^*(p) = \vec{P}(p) - \frac{\vec{P}(p) \cdot \vec{p}}{p^0(p^0 + m)} \vec{p}, \quad (29)$$

其中,

$$P^\mu(p) \equiv \frac{1}{s} S^\mu(p), \quad (30)$$

式中, $s = 1/2$ 是粒子的自旋. 通过对横动量和速度求平均, 还可以得到超子的局域极化:

$$\langle \vec{P}(\phi_p) \rangle = \frac{\int_{y_{\min}}^{y_{\max}} dy \int_{p_{T\min}}^{p_{T\max}} p_T dp_T [\Phi(p) \vec{P}^*(p)]}{\int_{y_{\min}}^{y_{\max}} dy \int_{p_{T\min}}^{p_{T\max}} p_T dp_T \Phi(p)}, \quad (31)$$

式中, ϕ_p 是方位角, 选取计算的横向动量和快度区域为 $p_T \in [0.5, 3.0]$ 及 $y \in [-1, 1]$. 在当前的工作中, 超子 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 的质量为 $m = 1.116 \text{ GeV}$.

将 (30) 式对方位角积分再取其 $-\hat{y}$ 分量, 图 5 给出了 200 AGeV Au+Au 碰撞在不同中心度的末态超子整体自旋极化率 (global polarization) 随中心度的分布. 图 5 左图给出了四种不同极化矢量的贡献. 可以发现, 超子的整体极化中热涡旋极化 (thermal) 的贡献占据主要地位, 而剪切张量极化 (shear)、加速度及温度梯度极化 (accT) 及化学势随温度的梯度极化 (chemical) 结果均小于热涡旋极化的贡献. 理论计算与实验数据共同表明, 从中心碰撞到边缘碰撞, QGP 介质随着中心度的增大在纵向上会更倾斜, 初始角动量也会更大, 因而末态超子的整体自旋极化率也随之增大.

图 5 右图给出了 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子的四种自旋极化矢量之和 (total = thermal + shear + accT + chemical), 并与实验数据做对比. 考虑整体贡献后, 我们的理论计算结果和超子极化的实验结果相近. 同时, Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子之间的劈裂非常小. 这些结果表明, 直接流和自旋极化存在一定关联: 直接流斜率越大, 火球越倾斜, 超子的自旋极化越大. 将直接流和整体极化联合分析, 有助于对重离子碰撞早期介质几何结构和动力学特征更深入的理解.

除了整体自旋极化与中心度的关系, 还计算了 200 AGeV Au+Au 碰撞中末态超子整体自旋极化率 P^y 随横动量 p_T 的分布, 结果如图 6 所示. 从图 6 左图可以看到, 热涡旋自旋极化贡献在大横动量区域 ($p_T > 1.5 \text{ GeV}$) 被压低, 而剪切张量极化

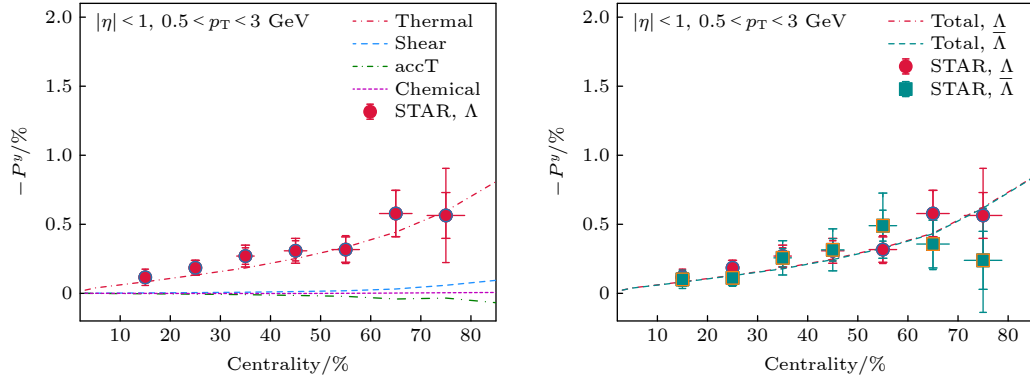


图 5 200 AGeV Au+Au 碰撞在不同中心度的超子整体自旋极化 P_y . 左图为 Λ 超子的四种自旋极化 (thermal, shear, accT, chemical) 随碰撞中心度的依赖. 右图为 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子的四种自旋极化之和 (total = thermal + shear + accT + chemical) 随中心度的依赖. 实验数据取自 RHIC-STAR^[25]. 需要注意的是, 根据最新的超子衰变参数 α_Λ , STAR 合作组采集到的数据点被缩放 0.877 倍. Fig. 5. Global polarization P_y of Λ and $\bar{\Lambda}$ as a function of centrality in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV, compared between the CLVisc hydrodynamic calculation and the STAR data^[25].

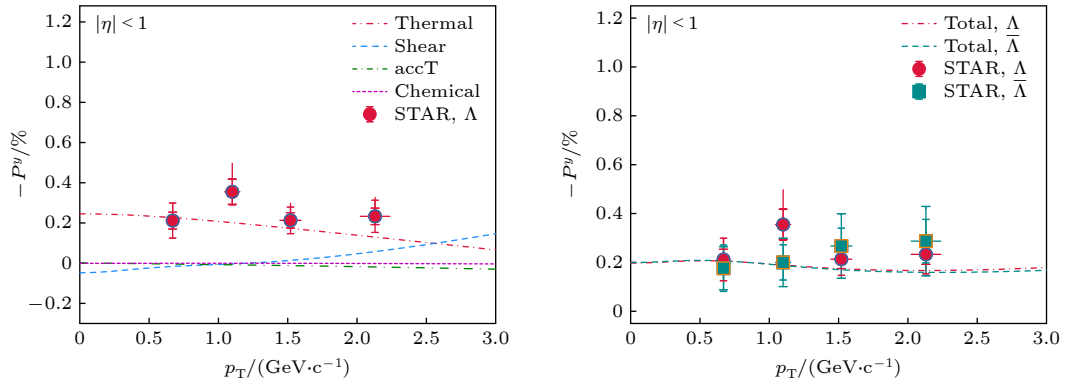


图 6 在 200 AGeV Au+Au 碰撞中心度 20%—60% 超子整体自旋极化 P_y 对横动量 p_T 的依赖关系. 左图为 Λ 超子的四种自旋极化随横动量 p_T 的依赖. 右图为 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子四种贡献之和的整体自旋极化随横动量 p_T 的依赖. 实验数据取自 RHIC-STAR^[25]. Fig. 6. Global polarization P_y of Λ and $\bar{\Lambda}$ as a function of transverse momentum p_T in 20%–60% Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV, compared between the CLVisc hydrodynamic calculation and the STAR data^[25].

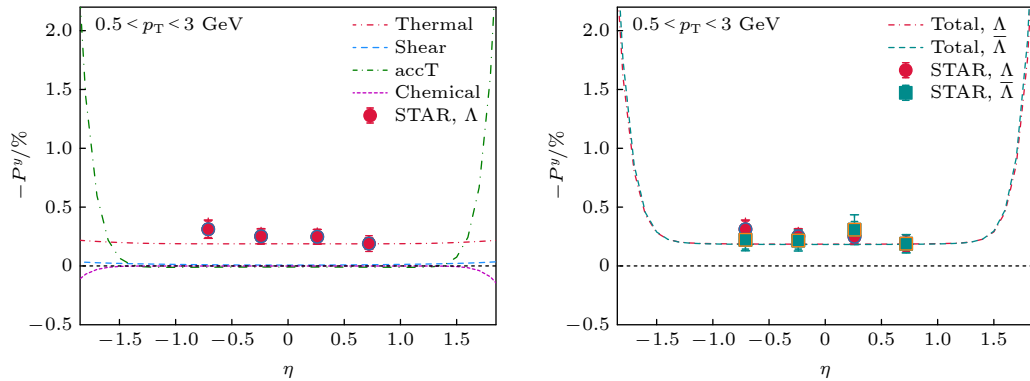


图 7 200 AGeV Au+Au 碰撞在中心度为 20%–60% 的超子整体自旋极化率 P_y 随赝快度 η 的分布. 左图为 Λ 超子的四种自旋极化随赝快度 η 的分布. 右图为 Λ 超子和 $\bar{\Lambda}$ 超子四种贡献之和的整体自旋极化率随赝快度的分布. 实验数据来自 RHIC-STAR^[25]. Fig. 7. Global polarization P_y of Λ and $\bar{\Lambda}$ as a function of pseudo-rapidity in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV, compared between the CLVisc hydrodynamic calculation and the STAR data^[25].

(shear) 在横动量大于 1.5 GeV 时增强了整体自旋极化强度. 此外, 从图 6 右图可以看出, 四种自旋极化效应的整体贡献可以合理地描述 STAR 实验

所观测的超子与反超子整体极化随横动量的依赖.

最后, 计算了 200 AGeV Au+Au 碰撞中末态超子整体自旋极化率 P_y 随赝快度 η 的分布, 结果如

图 7 所示. 从图 7 左图可以看出, 热涡旋的贡献在中心快度区域占据了主要地位. 在前后赭快度大于 1.3 的区域, 流体加速度及温度梯度极化矢量 (accT) 的贡献存在急剧增加. 由于计算中存在温度 T 的负二次方贡献, 而介质在边缘的温度是非常低的, 所以理论计算上这是可预期的. 期待未来实验在大快度区域的测量可以帮助检验这一理论预期.

图 7 的右图给出了 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子整体自旋极化率 P^y 随赭快度 η 的分布. 可以看到四种自旋极化之和给出的整体自旋极化率在中心快度区域在幅值和分布上都能够较好地描述 STAR 的实验结果. 同时, 理论计算的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子整体自旋极化率在赭快度分布上没有发现明显的区别, 这也和实验数据符合.

4 结 论

将具有纵向倾斜的初态条件与 3+1 维流体力学模型相结合, 对 200 AGeV Au+Au 碰撞中带电粒子的直接流和超子的整体自旋极化率同时进行了研究. 在该理论框架下, 我们发现直接流和超子整体自旋极化都与 QGP 介质早期的倾斜结构有关. 从另一方面看, 两者均可以对 QGP 的初态流速、初态核几何以及原子核结构效应提供有效约束. 另外还发现热涡旋 (thermal) 极化在整体自旋极化中的贡献占据主要地位, 而剪切张量极化 (shear)、加速度及温度梯度极化 (accT) 及化学势随温度的梯度极化 (chemical) 贡献较小, 这为之后研究超子的局域极化, 例如横向极化和纵向极化随角度的变化提供了基础. 此外要指出的是, 我们设定的重子数密度的纵向分布与能量密度的分布一致. 这一局限将在我们未来的研究中改进. 本文的计算为相对论重离子碰撞实验中测得的末态强子产额、直接流、自旋极化均提供了合理的理论描述.

感谢湖北工程学院物电学院机器视界研究中心提供的 GPU 计算资源.

参考文献

- [1] Bass S A, Gyulassy M, Stoecker H, Greiner W 1999 *J. Phys. G* **25** R1
- [2] Rischke D H, Pirsün Y, Maruhn J A, Stoecker H, Greiner W 1995 *Acta Phys. Hung.* **A 1** 309
- [3] Bozek P 2022 *Phys. Rev. C* **106** L061901
- [4] Bozek P 2012 *Phys. Rev. C* **85** 034901
- [5] Jiang Z F, Cao S S, Wu X Y, Yang C B, Zhang B W 2022 *Phys. Rev. C* **105** 034901
- [6] Jiang Z F, Yang C B, Peng Q 2021 *Phys. Rev. C* **104** 064903
- [7] Shen C, Alzhrani S 2020 *Phys. Rev. C* **102** 014909
- [8] Ryu S, Jupic V, Shen C 2021 *Phys. Rev. C* **104** 054908
- [9] Wang H, Chen J H 2022 *Nucl. Sci. Tech.* **33** 15
- [10] Gao J H, Huang X G, Liang Z T, Wang Q, Wang X N 2023 *Acta Phys. Sin.* **72** 072501 (in Chinese) [高建华, 黄旭光, 梁作堂, 王群, 王新年 2023 物理学报 **72** 072501]
- [11] Liang Z T, Wang X N 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 102301
- [12] Liang Z T, Wang X N 2005 *Phys. Lett. B* **629** 20
- [13] Sun X, Zhou C S, Chen J H, Chen Z Y, Ma Y G, Tang A H, Xu Q H 2023 *Acta Phys. Sin.* **72** 072401 (in Chinese) [孙旭, 周晨升, 陈金辉, 陈震宇, 马余刚, 唐爱洪, 徐庆华 2023 物理学报 **72** 072401]
- [14] Pu S, Huang X G 2023 *Acta Phys. Sin.* **72** 071202 (in Chinese) [浦实, 黄旭光 2023 物理学报 **72** 071202]
- [15] Yin Y 2023 *Acta Phys. Sin.* **this volume** Accepted (in Chinese) [尹伊 2023 物理学报 Accepted]
- [16] Huang X G, Huovinen P, Wang X N 2011 *Phys. Rev. C* **84** 054910
- [17] Li X W, Jiang Z F, Cao S S, Deng J 2023 *Eur. Phys. J. C* **83** 96
- [18] Alzhrani S, Ryu S, Shen C 2022 *Phys. Rev. C* **106** 014905
- [19] Li H, Xia X L, Huang X G, Huang H Z 2022 *Phys. Lett. B* **827** 136971
- [20] Wu X Y, Qin G Y, Pang L G, Wang X N 2022 *Phys. Rev. C* **105** 034909
- [21] Yi C, Pu S, Yang D L 2021 *Phys. Rev. C* **104** 064901
- [22] Yi C, Pu S, Gao J H, Yang D L 2022 *Phys. Rev. C* **105** 044911
- [23] Zhang H X, Xiao Y X, Kang J W, Zhang B W 2022 *Nucl. Sci. Tech.* **33** 150
- [24] STAR Collaboration, Adamczyk L, et al. 2017 *Nature* **548** 62
- [25] STAR Collaboration, Adam J, et al. 2018 *Phys. Rev. C* **98** 014910
- [26] STAR Collaboration, Adam J, et al. 2019 *Phys. Rev. Lett.* **123** 132301
- [27] STAR Collaboration, Abdallah M S, et al. 2023 *Nature* **614** 244
- [28] Wang X N 2023 *Nucl. Sci. Tech.* **34** 16
- [29] Gao J H, Sheng X L, Wang Q, Zhuang P F 2023 *Acta Phys. Sin.* **72** 072501 (in Chinese) [高建华, 盛欣力, 王群, 庄鹏飞 2023 物理学报 **72** 072501]
- [30] Sheng X L, Liang Z T, Wang Q 2023 *Acta Phys. Sin.* **72** 072502 (in Chinese) [盛欣力, 梁作堂, 王群 2023 物理学报 **72** 072502]
- [31] Pang L G, Petersen H, Wang X N 2018 *Phys. Rev. C* **97** 064918
- [32] Loizides C, Kamin J, d'Enterria D 2018 *Phys. Rev. C* **97** 054910
- [33] Shen C, Schenke B 2018 *Phys. Rev. C* **97** 024907
- [34] Bialas A, Jezabek M 2004 *Phys. Lett. B* **590** 233
- [35] Akamatsu Y, Asakawa M, Hirano T, Kitazawa M, Morita K, Murase K, Nara Y, Nonaka C, Ohnishi A 2018 *Phys. Rev. C* **98** 024909
- [36] Denicol G S, Gale C, Jeon S, Monnai A, Schenke B, Shen C 2018 *Phys. Rev. C* **98** 034916
- [37] Monnai A, Schenke B, Shen C 2019 *Phys. Rev. C* **100** 024907
- [38] Monnai A, Schenke B, Shen C 2021 *Int. J. Mod. Phys. A* **36** 2130007
- [39] McNelis M, Heinz U 2021 *Phys. Rev. C* **103** 064903
- [40] PHOBOS Collaboration, Alver B, et al. 2011 *Phys. Rev. C* **83** 024913
- [41] Zhao X L, Ma G L, Ma Y G 2023 *Acta Phys. Sin.* Accepted (in Chinese) [赵新丽, 马国亮, 马余刚 2023 物理学报

Accepted]

- [42] Lan S W, Shi S S 2022 *Nucl. Sci. Tech.* **33** 21
- [43] STAR Collaboration, Abelev B I, et al. 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 252301
- [44] STAR Collaboration, Adamczyk L, et al. 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 202301
- [45] Becattini F, Chandra V, Zanna L D, Grossi E 2013 *Annals Phys.* **338** 32
- [46] Fang R H, Pang L G, Wang Q, Wang X N 2016 *Phys. Rev. C* **94** 024904
- [47] Hidaka Y, Pu S, Yang D L 2018 *Phys. Rev. D* **97** 016004
- [48] Becattini F, Buzzegoli M, Palermo A 2021 *Phys. Lett. B* **820** 136519
- [49] Becattini F, Buzzegoli M, Inghirami G, Karpenko I, Palermo A 2021 *Phys. Rev. Lett.* **127** 272302
- [50] Liu S Y F, Yin Y 2021 *Phys. Rev. D* **104** 054043
- [51] Liu S Y F, Yin Y 2021 *JHEP* **07** 188
- [52] Fu B C, Liu S Y F, Pang L G, Song H C, Yin Y 2021 *Phys. Rev. Lett.* **127** 142301
- [53] Fu B C, Pang L G, Song H C, Yin Y 2022 arXiv: 2201.12970.

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

The direct flow of charged particles and the global polarization of hyperons in 200 AGeV Au+Au collisions at RHIC*

Jiang Ze-Fang¹⁾²⁾ Wu Xiang-Yu²⁾ Yu Hua-Qing¹⁾

Cao Shan-Shan^{3)†} Zhang Ben-Wei²⁾

1) (College of Physics and Electronic Information Engineering, Hubei Engineering University, Xiaogan 432000, China)

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

3) (Institute of Frontier and Interdisciplinary Science, Shandong University, Qingdao 266237, China)

(Received 15 December 2022; revised manuscript received 17 January 2023)

Abstract

In non-central relativistic heavy-ion collisions, the non-colliding nucleons drag the colliding nucleons along the longitudinal direction asymmetrically, producing a longitudinally tilted quark-gluon plasma (QGP) fireball. Meanwhile, these colliding nuclei deposit a huge initial orbital angular momentum into the system, leading to the polarization of partons inside the QGP along the direction of the total angular momentum. Based on the optical Glauber model, we develop a 3-dimensional initial condition of the tilted QGP. By combining it with the (3+1)-dimensional viscous hydrodynamic model CLVisc, we investigate the directed flow of charged hadrons and the global polarization of $\Lambda/\bar{\Lambda}$ hyperons in heavy-ion collisions. Our calculation indicates that the combination of a tilted initial condition of the QGP and the hydrodynamic model can provide a satisfactory description of the directed flow and global polarization observed at RHIC-STAR. This offers a theoretical baseline for using these observables to further constrain the initial geometry and kinematic properties of the nuclear matter created in heavy-ion collisions.

Keywords: relativistic heavy ion collision, quark-gluon plasma, directed flow, $\Lambda/\bar{\Lambda}$ global polarization

PACS: 25.75.-q, 25.75.Ld, 24.70.+s, 24.10.Nz

DOI: 10.7498/aps.72.20222391

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11935007, 12175122, 2021-867), the Major Project of Basic and Applied Basic Research of Guangdong Province, China (Grant No. 2020B0301030008), the Natural Science Foundation of Hubei Province, China (Grant No. 2021CFB272), the Young Talents Project of the Education Department of Hubei Province, China (Grant No. Q20212703), and the Open Foundation of Key Laboratory of Quark and Lepton Physics of the Education Ministry of China (Grant No. QLPL202104).

† Corresponding author. E-mail: shanshan.cao@sdu.edu.cn

RHIC能区Au+Au 碰撞中带电粒子直接流与超子整体极化的计算与分析

江泽方 吴祥宇 余华清 曹杉杉 张本威

The direct flow of charged particles and the global polarization of hyperons in 200A GeV Au+Au collisions at RHIC

Jiang Ze-Fang Wu Xiang-Yu Yu Hua-Qing Cao Shan-Shan Zhang Ben-Wei

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 072504 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20222391

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222391>

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

低能高电荷态离子与Al表面作用产生的X射线

X-ray emission produced by interaction of slow highly charged ions with Al surfaces

物理学报. 2021, 70(19): 193201 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210757>

掺Be硼团簇BeB ($n = 10-15$)的基态结构和性质

Ground state structures and properties of Be atom doped boron clusters BeB(n)

物理学报. 2020, 69(19): 193101 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200756>

不同温度下bcc-Fe中螺位错滑移及其与 $\square$ 位错环相互作用行为

Screw dislocation slip and its interaction with $\square$ dislocation loop in bcc-Fe at different temperatures

物理学报. 2021, 70(6): 068701 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201659>

分子离子, $\Lambda^2\Pi_u$ 和态的不透明度

Molecular opacities of $\Lambda^2\Pi_u$ and states of nitrogen cation

物理学报. 2022, 71(19): 193101 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220734>

体心立方Fe中位错环对微裂纹扩展影响的分子动力学研究

Effect of interstitial dislocation loop on expansion of micro-crack in body centered cubic iron investigated by molecular dynamics method

物理学报. 2020, 69(11): 116102 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200317>

对称极化子凝聚体系统中的稳定孤子及其调控

Stable solitons and their controllability in symmetrical polariton condensates

物理学报. 2022, 71(18): 181101 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220475>