物理学报 Acta Physica Sinica
Chinese Physical Society
Institute of Physics, CAS

相对论重离子碰撞中π介子椭圆流劈裂

刘鹤 初鹏程

Elliptic flow splitting of charged pions in relativistic heavy-ion collisions

Liu He Chu Peng-Cheng

引用信息 Citation: Acta Physica Sinica, 72, 132101 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20230454
在线阅读 View online: https://doi.org/10.7498/aps.72.20230454
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

相对论多组态相互作用方法计算Mg+离子同位素位移
Calculationof isotope shift of Mg+ ion by using the relativistic multi-configuration interaction method
物理学报. 2018, 67(1): 013101 https://doi.org/10.7498/aps.67.20171817

X波段高重频长脉冲高功率多注相对论速调管放大器的设计与实验研究
Design and experiment of X-band high-repetition rate high-power multi-beam relativistic klystron amplifier
物理学报. 2020, 69(21): 218401 https://doi.org/10.7498/aps.69.20201013

吉瓦级强流相对论多注电子束二极管的优化设计与实验研究
Optimal design and experimental research of several-gigawatt multiple electron beam diode
物理学报. 2021, 70(3): 038401 https://doi.org/10.7498/aps.70.20201336

相对论强激光与近临界密度等离子体相互作用的质子成像
Proton imaging of relativistic laser-produced near-critical-density plasma
物理学报. 2019, 68(15): 155201 https://doi.org/10.7498/aps.68.20190610

相对论皮秒激光在低密度等离子体中直接加速的电子束的横向分布特征研究
Transverse distribution of electron beam produced by relativistic picosecond laser in underdense plasma
物理学报. 2019, 68(19): 195203 https://doi.org/10.7498/aps.68.20191106

收集极释气对相对论返波管影响的粒子模拟
Particle-in-cell simulation on effect of collector outgassing on relativistic backward oscillator
物理学报. 2019, 68(18): 185203 https://doi.org/10.7498/aps.68.20190554

相对论重离子碰撞中π介子椭圆流劈裂*

刘鹤[1)2)†] 初鹏程[1)2)]

1) (青岛理工大学理学院, 青岛 266000)

2) (青岛理工大学, 理论物理研究中心, 青岛 266033)

(2023 年 3 月 25 日收到; 2023 年 4 月 28 日收到修改稿)

近年来, 美国布鲁克海文国家实验室的相对论重离子对撞机上正在进行着束流能量扫描实验, STAR 国际合作组的研究人员发现π介子椭圆流劈裂与电荷不对称度存在着线性关系. 该现象被认为是手征磁波效应的重要信号. 本文基于拓展的多相输运模型, 利用三味 Nambu-Jona-Lasinio (NJL) 模型研究了构成π^+和π^-介子不同的夸克同位旋平均场势, 为解释π介子椭圆流劈裂与电荷不对称度线性关系的实验现象提供了新思路, 可为同质异素体碰撞以及致密星体中夸克物质同位旋效应研究提供理论依据.

关键词: 相对论重离子碰撞, 同位旋, 椭圆流, 多相输运模型

PACS: 21.65.Qr, 25.75.–q, 25.75.Ld **DOI:** 10.7498/aps.72.20230454

1 引 言

探索和研究夸克胶子等离子体 (QGP) 性质需要极端高温或者高压的条件, 目前实验上主要通过相对论重离子碰撞来实现. 在相对论重离子碰撞的过程中, 首先重离子加速到接近光速, 然后将两束重离子束流进行对撞, 当两个原子核以相对论的速度相向运动并互相穿过对方时, 在碰撞中心区域会产生非常巨大的能量并快速膨胀, 此时的能量密度或者说温度非常高, 有大量实验证据表明该过程产生了 QGP 这一新的物质形态. 随着体系的膨胀冷却, 系统会发生从 QGP 相到强子相的相变过程, 最后冷却到动力学冻出温度时, 强子间的弹性散射停止, 粒子的动量都趋于恒定, 这些末态粒子的信息最终被探测器记录下来.

为了搜索与夸克-强子相变有关的临界点信号, 位于美国布鲁克海文国家实验室的相对论重离子对撞机 (relativistic heavy ion collision, RHIC) 在过去几年的运行中通过束流能量扫描来寻找相变临界点信号, 与此同时也揭示了许多在高温高密情况下夸克物质强相互作用的特征. 比如, STAR 合作组在 RHIC 上的束流能量扫描实验中, 给出了 Au+Au 碰撞中处于中快度粒子的椭圆流 (elliptic flow, v_2)的结果[1]. 根据测量结果, 可以观察到粒子 (p, Λ, Ξ, K^+, π^+) 与相应的反粒子之间的椭圆流劈裂, 且正反粒子的椭圆流劈裂随着碰撞能量的减小而增加, 相较于介子, 正反重子的劈裂更大. 在这之后, 基于 RHIC 束流能量扫描实验数据的逐事件分析, 在 Au+Au 碰撞的中快度区域又进一步发现带电π介子椭圆流劈裂与电荷不对称度存在着线性关系[2]. 对于正反粒子椭圆流劈裂现象的研究已有多种理论模型给予了解释: 1) 认为π^-和π^+之间的椭圆流劈裂及其对电荷不对称度的线性依赖性是由强外磁场作用下手征磁波效应诱导的 QGP 电四极矩引起的[3]; 2) 有限重子和同位旋化学势

* 国家自然科学基金 (批准号: 12205158, 11975132) 和山东省自然科学基金 (批准号: ZR2021QA037, ZR2022JQ04, ZR2019YQ01) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: liuhe@qut.edu.cn

© 2023 中国物理学会 Chinese Physical Society

下, 流体动力学演化过程中由于各向异性的古布瑟流 (anisotropic Gubser flow) 导致了不同的正反粒子椭圆流[4,5].

椭圆流是相对论重离子碰撞实验的重要观测量之一, 其物理机制是在非中心碰撞情况下, 初态部分子坐标空间的不对称性会转化为末态强子动量空间的不对称性. 在极端相对论重离子碰撞实验中, 将探测器测到的末态强子的椭圆流分别除以其对应夸克组分数, 如果横动量也除以夸克组分数, 则所有粒子的椭圆流几乎都重合, 这被称为椭圆流的夸克组分标度[6–9]. 该结果表明椭圆流主要贡献是在部分子相演化过程中形成的, 然而在 RHIC 束流能量扫描能区, 观测到的正反粒子椭圆流劈裂现象, 与上述夸克组分标度是不一致的, 这可能与部分子 (夸克) 在演化过程中强相互作用不同有关. 在之前的相关工作中[10–12], 已经研究了强子相或部分子相平均场效应对正反粒子椭圆流的影响, 结果表明质子和反质子以及 K^+ 和 K^- 之间的椭圆流劈裂可以归因于粒子及其反粒子平均场势的不同, 而 π^- 和 π^+ 之间的椭圆流劈裂则可能需要用同位旋不对称的部分子平均场势来解释[13].

同位旋物理一直是核物理学和核天体物理学研究的的热门课题. 核物质对称能对于有限核, 核反应和致密星体中各种现象的理解是十分重要的[14–17]. 对于同位旋非对称的夸克物质而言, 夸克物质对称能 (symmetry energy) 和状态方程也是反映夸克物质相互作用重要的宏观物理量. 由于在相对论重离子碰撞的实验中往往采用的是丰中子的重离子束流, 其部分子演化阶段则处于丰 d 夸克的系统. 如果在同位旋非对称夸克物质中 u 夸克和 d 夸克相互作用是不同的, 那么由此可能导致 QGP 的动力学具有同位旋依赖性. 通常, 同位旋量子数为正的粒子具有排斥力, 同位旋量子数为负的粒子具有吸引力, 因此具有不同同位旋量子数的粒子的平均场势会发生劈裂, 且劈裂的程度随着同位旋化学势 (或同位旋不对称度) 的增大而增大. 在非对心碰撞中, 由于体系在横平面为椭圆形, 如果粒子受到更吸引的平均场势, 粒子偏向停留在体系内, 椭圆流减小; 如果粒子受到更排斥的平均场势, 粒子会尽快离开体系, 椭圆流增大. 在之前的工作中已经探索和研究了同位旋平均场对 π 介子椭圆流劈裂的影响, 且椭圆流劈裂程度随着碰撞能量的降低而增大[13]. 本文基于拓展的多相输运 (AMPT) 模型框架, 从三味 Nambu-Jona-Lasinio (NJL) 模型提取部分子同位旋矢量场势, 并进一步研究和定量分析 Au+Au 碰撞的中快度区域 π 介子椭圆流劈裂与电荷不对称度的线性关系.

2 模型与计算

为了在理论上能够解释相对论重离子碰撞的一些实验现象, 人们基于各种物理思想提出了多种理论模型. 其中, 多相输运模型作为唯象的输运模型被广泛应用于相对论重离子碰撞的动力学研究[18]. AMPT 模型可以描述相对论重离子碰撞各个环节的物理过程, 该模型包括 4 个主要子过程: 1) 相空间的初始化, 由重离子喷注相互作用发生器 (heavy ion jet INteraction generator, HIJING) 给出; 2) 部分子的相互作用, 由部分子散射 (Zhang's parton cascade, ZPC) 输运模型描述; 3) 强子化过程, 由弦碎裂模型 (lund string fragmentation model, LSFM) 或夸克组合模型 (quark coalescence model, QCM) 描述; 4) 强子散射过程, 由强子的相对论输运模型 (a relativistic transport model, ART) 描述. 为了描述部分子演化过程中平均场势的作用, 对 AMPT 模型进行了进一步拓展, 采用三味 NJL 输运模型代替 ZPC 输运模型来描述部分子的相互作用. 该模型主要包含部分子平均场相互作用和部分子之间的两体弹性散射. 利用试验粒子方法和基于平行事件的模拟方法来计算部分子平均场势[19,20], 这些平均场势包含夸克间相互作用的标量场势, 矢量场势以及同位旋矢量场势. 部分子之间的两体弹性散射截面, 被看作自由参数来拟合实验上末态强子的椭圆流分布. 当体系中心区域的能量密度低于 0.8 GeV/fm^3 时, 部分子相互作用的演化过程结束.

描述部分子相互作用的三味 NJL 模型的拉氏量可表示为[21]

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{\rm NJL} =& \bar{q}(\mathrm{i}\partial - \boldsymbol{m})q + \frac{G_{\rm S}}{2}\sum_{a=0}^{8}[(\bar{q}\boldsymbol{\lambda}_a q)^2 + (\bar{q}\mathrm{i}\gamma_5\boldsymbol{\lambda}_a q)^2] \\ & - \frac{G_{\rm V}}{2}\sum_{a=0}^{8}[(\bar{q}\gamma_\mu\boldsymbol{\lambda}_a q)^2 + (\bar{q}\gamma_5\gamma_\mu\boldsymbol{\lambda}_a q)^2] \\ & - K[\det\bar{q}(1+\gamma_5)q + \det\bar{q}(1-\gamma_5)q] \\ & - G_{\rm IV}\sum_{a=0}^{3}[(\bar{q}\gamma_\mu\boldsymbol{\lambda}_a q)^2 + (\bar{q}\gamma_5\gamma_\mu\boldsymbol{\lambda}_a q)^2], \end{aligned} \tag{1}$$

式中, $q=(u,d,s)^{\mathrm{T}}$ 和 $\boldsymbol{m}=\mathrm{diag}(m_u,m_d,m_s)$ 分别为三种不同味道的夸克场和夸克流质量矩阵; λ_a 为三味空间的盖尔曼矩阵且 $\lambda_0=\sqrt{2/3}I$; G_{S} 和 G_{V} 分别为标量和矢量相互作用的耦合常数; K 项为六夸克相互作用项 (KMT interaction), 可以用于描述轴对称 $U(1)_A$ 的自发破缺; G_{IV} 为同位旋矢量相互作用的耦合常数.

在平均场近似下, 味单态的单粒子哈密顿量表示为

$$H_i=\sqrt{M_i^2+\boldsymbol{p}_i^2}\pm\frac{2}{3}G_{\mathrm{V}}(\rho_u+\rho_d+\rho_s)\pm G_{\mathrm{IV}}\tau_{3i}(\rho_u-\rho_d),\tag{2}$$

其中夸克组分质量可以由以下能隙方程给出:

$$M_i=m_i-2G_{\mathrm{S}}\sigma_i+2K\sigma_j\sigma_k,\tag{3}$$

且夸克 (部分子) 的动量为

$$\boldsymbol{p}_i=\boldsymbol{p}_i^*\mp\frac{2}{3}G_{\mathrm{V}}(\boldsymbol{j}_u+\boldsymbol{j}_d+\boldsymbol{j}_s)\mp G_{\mathrm{IV}}\tau_{3i}(\boldsymbol{j}_u-\boldsymbol{j}_d).\tag{4}$$

这里, $\sigma_i=\langle q_i\bar{q}_i\rangle$ 为夸克凝聚, τ_{3i} 为不同夸克的同位旋量子数, $\tau_{3u}=1$, $\tau_{3d}=-1$, $\tau_{3s}=0$ 分别对应为 u, d, s 三味夸克, 公式中符号"$\pm$"中, $+$对应正粒子, $-$对应反粒子; 此外, $\boldsymbol{p}_i^*$ 为部分子正则动量, $\boldsymbol{\rho}_i$ 和 $\boldsymbol{j}_i$ 分别为流密度 $\langle\bar{q}_i\gamma^\mu q_i\rangle$ 的时间和空间分量. 夸克凝聚和流密度分别为

$$\langle\bar{q}_iq_i\rangle=-2N_{\mathrm{c}}\int_0^{\Lambda}\frac{\mathrm{d}^3p}{(2\pi)^3}\frac{M_i}{E_i}(1-f_i-\bar{f}_i),\tag{5}$$

$$\langle\bar{q}_i\gamma^\mu q_i\rangle=2N_{\mathrm{c}}\int_0^{\Lambda}\frac{\mathrm{d}^3p}{(2\pi)^3}\frac{p^\mu}{E_i}(f_i-\bar{f}_i),\tag{6}$$

其中, $2N_{\mathrm{c}}=6$ 为夸克自旋与颜色自由度的总和; f_i 和 $\bar{f}_i$ 分别为夸克和反夸克的相空间分布函数——费米狄拉克分布; Λ 为动量截断参数. 本文中 Λ, G_{S}, K 及夸克流质量等参数分别为 $\Lambda=750$ MeV, $G_{\mathrm{S}}\Lambda^2=3.6$, $K\Lambda^5=8.9$, $m_u=m_d=3.6$ MeV, $m_s=87$ MeV[22]. 在输运模拟中, 粒子流密度的时间和空间分量可以通过试验粒子方法计算, 即将所有平行事件对该相空间格点的贡献求和平均. 在碰撞过程中, 除了散射以外, 夸克和反夸克的平均场势也会影响部分子的动力学演化. 在非相对论近似中, 部分子受到的平均场势可以表示为

$$U_{q_i,\bar{q}_i}=-2G_{\mathrm{S}}\sigma_i+2K\sigma_j\sigma_k-M_i\pm\frac{2}{3}G_{\mathrm{V}}(\rho_u+\rho_d+\rho_s)\pm G_{\mathrm{IV}}\tau_{3i}(\rho_u-\rho_d).\tag{7}$$

由 (7) 式可知, 当 $G_{\mathrm{V}}>0$ 时, 正反夸克受到相反矢量场势, 其中正夸克受到了比反夸克更排斥的平均场势, 且不同 (劈裂) 程度随夸克物质粒子数密度 $\rho_q=(\rho_u+\rho_d+\rho_s)$ 的增加而增大. 引入同位旋矢量相互作用之后, 当 $G_{\mathrm{IV}}>0$ 时, 不同同位旋夸克的同位旋矢量场势也发生了劈裂, $d(\bar{u})$ 夸克受到了比 $u(\bar{d})$ 夸克更排斥的平均场势, 也随着同位旋不对称度的增大而增大, 其中同位旋不对称度定义为 $\delta\equiv3(\rho_d-\rho_u)/(\rho_d+\rho_u)$. 因此, 同位旋不对称度成为理解同位旋矢量场势和重离子碰撞中带电 π 介子椭圆流分裂的关键. 值得一提的是, 在 (3) 式中矢量势的空间分量对部分子的动力学演化也有一定的影响, 但由于空间分量在部分子演化过程中比较小, 因而不如时间分量重要[12], 所以在后面的讨论中被忽略.

3 结果与讨论

利用 RHIC 实验数据, STAR 国际合作组的研究人员通过在逐事件分析的基础上测量了 Au+Au 碰撞中处于中快度区域内 π^- 和 π^+ 之间的椭圆流劈裂 $\Delta v_2=v_2(\pi^-)-v_2(\pi^+)$, 并发现了对碰撞系统的电荷不对称性 A_{ch} 的线性依赖性. 其系统的电荷不对称性 A_{ch} 可以定义为[2]

$$A_{\mathrm{ch}}\equiv\frac{N_+-N_-}{N_++N_-},\tag{8}$$

其中, $N_\pm$ 是末态带正 (负) 电荷强子的多重数. 根据第 2 节的分析可知, 末态强子的动量空间分布 (或椭圆流) 与部分子演化过程中受到的平均场势有很大关系. 由于 π^- 和 π^+ 的夸克组成形式分别为 $\bar{u}d$ 和 $u\bar{d}$, 因此 $d(\bar{u})$ 夸克和 $u(\bar{d})$ 受不同的同位旋矢量场势影响经过强子化之后也会反映在末态 π 介子的动量空间分布, 从而导致 π^- 和 π^+ 介子椭圆流劈裂. 图 1 给出了不同味正反夸克的平均场势随夸克物质粒子数密度的变化关系. 设定系统的条件为温度 $T=200$ MeV, 同位旋不对称度 $\delta=0.2$; 相互作用的耦合常数设定为 $G_{\mathrm{V}}=1.1G_{\mathrm{S}}$ 和 $G_{\mathrm{IV}}=2.0G_{\mathrm{S}}$. 这些条件和耦合常数的选择考虑了以下 4 点原因. 1) 格点量子色动力学计算表明, 在零重子化学势下夸克-强子相变是连续相变, 相变温度大约是 155—175 MeV[23–25], 当温度为 200 MeV 基本可以认为处于夸克相; 2) RHIC上的束流能量扫描实验中采用的是 Au+Au 碰撞, 金核的同位旋不对称度

$\delta=(N-Z)/(N+Z)\approx 0.2$, 而且由 AMPT 输运模型模拟 Au+Au 碰撞产生的初态部分子的同位旋不对称度的平均值也约为 0.2; 3) 当 $G_{\rm V}=1.1G_{\rm S}$ 时, 通过 NJL 模型能更好地得到矢量介子的质量分布, 且能有效地解释质子和反质子以及 K^+ 和 K^- 之间的椭圆流劈裂[11]. 4) 当 $G_{\rm IV}=2.0G_{\rm S}$ 时, 包含同位旋矢量相互作用的 NJL 模型给出的夸克物质状态方程可以满足大质量致密星体观测的一些约束条件, 也能有效地解释 π^- 和 π^+ 介子椭圆流随碰撞能量的变化关系[13]. 从图 1可以清晰看出, 夸克的矢量相互作用使得正反夸克的平均场势发生了劈裂, 正夸克 (u,d) 受到了平均场势大于反夸克 $(\bar{u},\bar{d})$ 平均场势; 同理, 同位旋矢量相互作用使得同位旋不对称夸克物质平均场势也发生了劈裂, 具体表现为 $d(\bar{u})$ 夸克受到了平均场势大于 $u(\bar{d})$ 夸克平均场势.

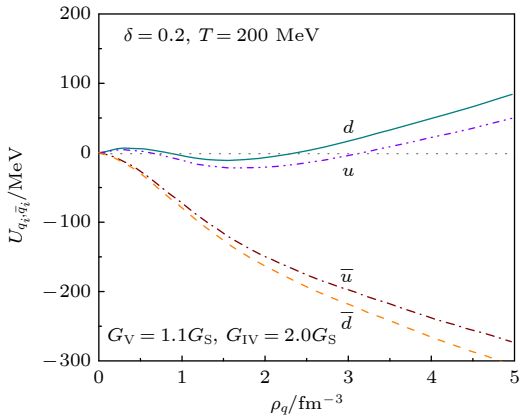

图 1 NJL 模型中不同味正反夸克的平均场势随夸克物质粒子数密度的变化关系

Fig. 1. Mean-field potentials of quarks and antiquarks of different flavors from NJL model as a function of net quark density.

从单粒子哈密顿量或平均场势出发, 就可以通过数值求解正则方程模拟体系的动力学演化. 根据前文的分析, 部分子平均场势同位旋矢量部分主要取决于同位旋不对称度, 因而部分子的同位旋不对称度成为理解重离子碰撞中带电 π 介子椭圆流分裂的关键. 图 2 给出了利用拓展的 AMPT 模型模拟 Au+Au 碰撞在质心系能量为 $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV, 碰撞中心度为 30%—40% 以及不同同位旋不对称度区间下体系中心区域各部分子密度随时间的演化. 可以看出部分子通常都在 0.2 fm/c 之后形成, 并在体系中心区域密度为 0.5 fm/c 左右达到峰值, 之后体系膨胀冷却各部分子的密度也逐渐减少. 在部分子演化过程中, 尤其是 2.0 fm/c 之前, 正夸克密度基本保持着比对应的反夸克密度高, $d(\bar{u})$ 夸克密度也基本大于 $u(\bar{d})$ 夸克的密度, 并随着时间演化中心区域密度的减小, 其差异程度也减小. 对于选取的不同同位旋不对称度区间, $d(\bar{u})$ 夸克和 $u(\bar{d})$ 夸克演化过程中的密度差异随同位旋不对称度增大, 因此其体系中心区域的同位旋矢量势 $U_{\rm IV}=G_{\rm IV}(\rho_u-\rho_d)$ 也增大.

我们已经从理论和模拟实验分析了带电 π 介子椭圆流与同位旋矢量场势, 以及同位旋矢量场势与部分子同位旋不对称度的关系. 而 RHIC 实验观察到带电 π 介子椭圆流劈裂是与末态带电强子电荷不对称度 $A_{\rm ch}$ 有关. 因此, 接下来需要了解末态强子电荷不对称度分布情况, 以及建立末态强子电荷不对称度和部分子同位旋不对称度的联系. 图 3(a) 显示了由拓展的 AMPT 模型模拟 Au+Au 质心不变能量 200 GeV 碰撞实验得到的末态强子电荷不对称度分布. 为了拟合实验结果, 末态强子电荷不

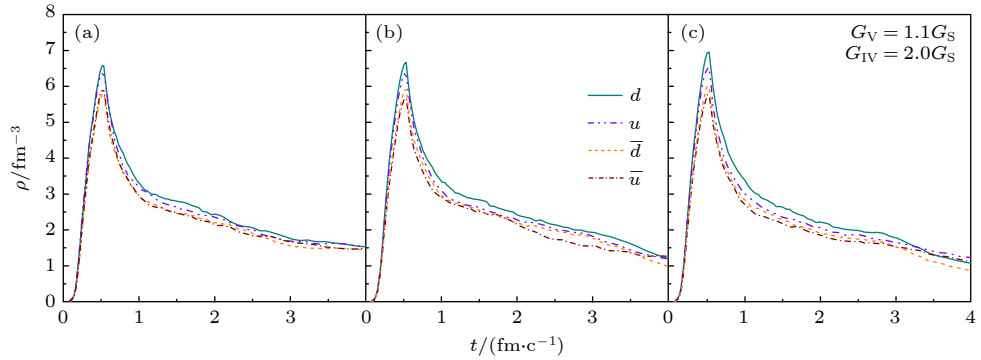

图 2 在质心系能量为 $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV, 碰撞中心度为 30%—40% 的 Au+Au 碰撞中, 不同同位旋不对称度区间的体系中心区域各部分子密度随时间的演化 (a) $\delta=0.1$; (b) $\delta=0.2$; (c) $\delta=0.3$

Fig. 2. Central number densities of partons as a function of time in centrality 30%—40% Au + Au collisions at collision energies $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV for the cases of including different isospin asymmetries: (a) $\delta=0.1$; (b) $\delta=0.2$; (c) $\delta=0.3$.

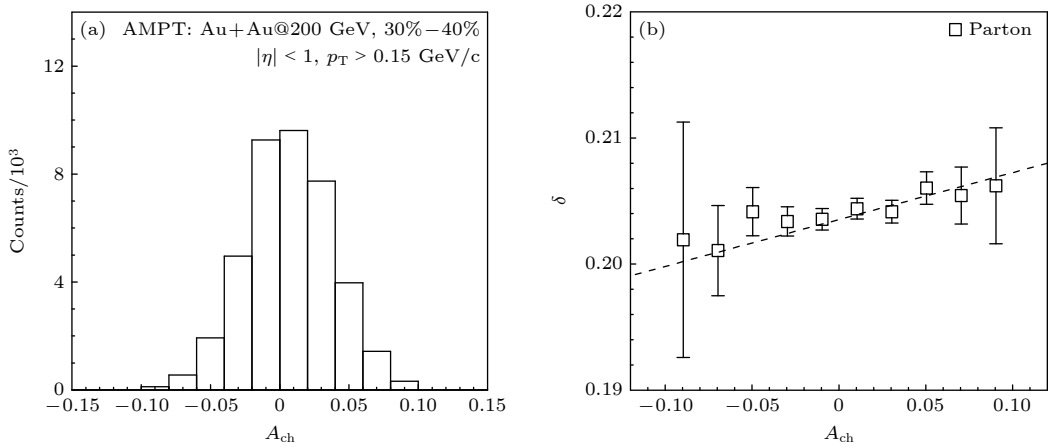

图 3 基于拓展 AMPT 模型, 末态强子电荷不对称度分布 (a) 和部分子同位旋不对称度 δ (b) 与电荷不对称度 $A_{\rm ch}$ 依赖关系

Fig. 3. Distribution of final hadron charge asymmetry (a) and isospin asymmetry δ (b) as a function of charge asymmetry $A_{\rm ch}$ from the extended AMPT model.

对称度统计的筛选条件与实验一致, $A_{\rm ch}$ 是由横向动量 $p_{\rm T} > 0.15\,{\rm GeV/c}$, $|\,\eta\,| < 1$ 和中心度 30%—40% 的末态带电强子确定的; 并排除了 $p_{\rm T} < 0.4\,{\rm GeV/c}$ 的质子和反质子[2]. 由此可知, 拓展的 AMPT 模型得到末态强子电荷不对称度分布基本与实验结果相同[2], $A_{\rm ch}$ 基本分布在 −0.1—0.1 之间, 与高斯分布接近, 但 $A_{\rm ch}$ 为正值的事件数略大于为负的事件数. 图 3(b) 统计了基于拓展的 AMPT 模型在不同 $A_{\rm ch}$ 区间部分子的同位旋不对称度的平均值. 通过直线拟合可以发现末态强子电荷不对称度 $A_{\rm ch}$ 与部分子同位旋不对称度 δ 具有一定的线性正相关. 而一般情况下我们的分析认为, 同位旋不对称度越大, 其 d 夸克越多, 通过夸克组合模型形成的 π^- 等带负电末态强子越多, 因此电荷不对称度 $A_{\rm ch}$ 减小. 而部分子的同位旋不对称度与电荷不对称度的正相关依赖性也被 Hatta 等[5] 发现, 他们研究表明在高温 (对应高能量碰撞) 情况下电荷不对称度 $A_{\rm ch}$ 是与同位旋化学势 $\mu_{\rm I}$ 成反比 (对应与同位旋不对称度 δ 成正比); 而低温情况下, 两者依赖关系相反; 其主要原因是在高温情况下 $A_{\rm ch}$ 不是由带电 π 介子主导的. 这与实验结果也较为符合, 实验给出的结论是在 Au+Au 质心不变碰撞能量为 200 GeV 情况下带电 π 介子椭圆流劈裂 Δv_2 与 $A_{\rm ch}$ 有明显的线性正相关性, 且线性斜率最大; 而碰撞能量为 7.7 GeV 情况下, 统计误差较大没有明显线性依赖性. 这也是本文选择 Au+Au 质心不变碰撞能量 200 GeV 作为一个典型碰撞能量研究的原因.

接下来, 将讨论矢量势与同位旋矢量势对部分子椭圆流的效应. 图 4 中展示了在耦合常数 $G_{\rm V} = 1.1G_{\rm S}$ 和 $G_{\rm IV} = 2.0G_{\rm S}$ 情况下, 拓展的 AMPT 模拟 Au+Au 质心不变能量 200 GeV 碰撞过程中末态部分子椭圆流与末态强子电荷不对称度的依赖关系. 从图 4 观察到由于矢量势与同位旋矢量势的作用, 不仅正反夸克的椭圆流有劈裂, 具有不同同位旋部分子的椭圆流也有较小劈裂. 对于不同 $A_{\rm ch}$ 区间, 由于部分子的同位旋不对称度的增加, 不同同位旋部分子的椭圆流劈裂有所增加, 具体表现为 $v_2(d)$ 和 $v_2(\bar{u})$ 小幅增加, 而 $v_2(u)$ 和 $v_2(\bar{d})$ 小幅减小.

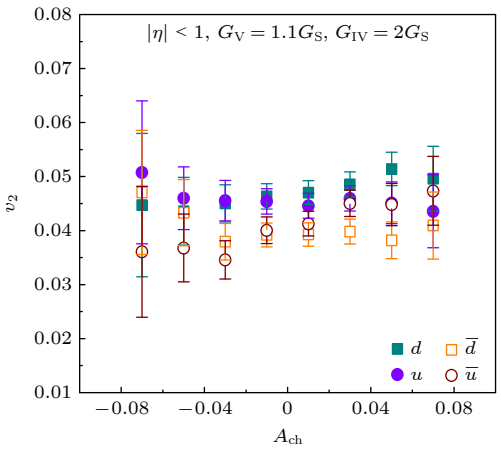

图 4 在质心不变碰撞能量 200 GeV, 中心度 30%—40% 的 Au+Au 碰撞中, 末态部分子椭圆流 (v_2) 与末态强子电荷不对称度的依赖关系

Fig. 4. Elliptic flow (v_2) of partons as a function of final hadron charge asymmetry for 30%–40% central Au+Au collisions at 200 GeV.

在强子化过程中, 通过夸克组合模型形成的末态 π^- 和 π^+ 介子, 其组成形式分别为 $\bar{u}d$ 和 $u\bar{d}$. 因此 π^- 和 π^+ 介子的椭圆流劈裂经过强子化之后由 d 和

u的椭圆流劈裂与$\bar{u}$和$\bar{d}$的椭圆流劈裂相加而得到增强, 并在强子相的平均场势中得到维持. 而π^-和π^+介子都由相同数量的正反夸克组成, 因此由平均场矢量势导致的正反夸克椭圆流劈裂在π介子强子化过程中被相互抵消, 失去了作用. 因此π^-和π^+介子的椭圆流劈裂主要受同位旋矢量势的作用. 图 5(a) 给出了利用拓展的 AMPT 模拟 Au+Au 质心不变能量 200 GeV 碰撞实验, 中心度为 30%—40%, 末态π介子椭圆流与末态强子电荷不对称度的依赖关系. 可以看出$v_2(\pi^-)$随着 $A_{\rm ch}$ 的增加而增加, 而$v_2(\pi^+)$则以略小的斜率减小, 印证了同位旋矢量势对$v_2(\pi^-)$和$v_2(\pi^+)$不同的影响. 相应地, 图 5(b) 展示了π介子椭圆流劈裂与末态强子电荷不对称度的

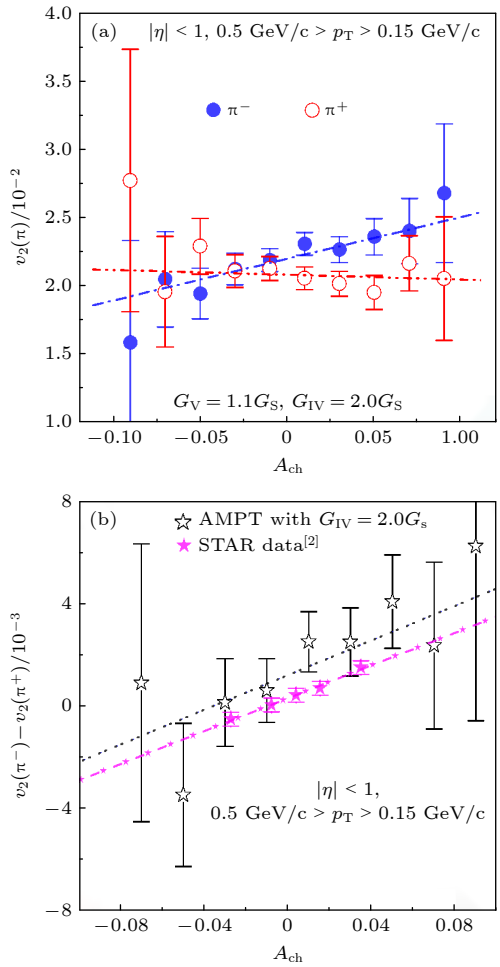

图 5 在质心不变碰撞能量为 200 GeV, 中心度 30%—40% 的 Au+Au 碰撞中 (a) π介子椭圆流与末态强子电荷不对称度的依赖关系; (b) π介子椭圆流劈裂与末态强子电荷不对称度的依赖关系

Fig. 5. For 30%–40% central Au+Au collisions at 200 GeV: (a) Pion v_2 as a function of final hadron charge asymmetry; (b) v_2 difference between π^+ 和 π^- as a function of final hadron charge asymmetry.

依赖关系, 其中粉红实心五角星 RHIC-STAR 国际合作根据实验数据通过中快度区域逐事件分析得到结果[2]. 由此可见基于同位旋矢量相互作用拓展的 AMPT 模型, π介子椭圆流劈裂 Δv_2 与末态强子电荷不对称度 $A_{\rm ch}$ 的依赖关系定量上是与实验结果在统计误差内接近的, 其斜率也基本符合实验结果.

4 总结与展望

为了在相对论重离子碰撞中寻找 QCD 相变临界点信号, RHIC 正在进行束流能量扫描实验, 与此同时研究人员也发现了许多在高温高密的情况下的夸克物质强相互作用的特征, 比如π介子椭圆流劈裂与电荷不对称度具有线性关系. 我们基于拓展的 AMPT 框架, 从三味 NJL 模型提取部分子同位旋矢量场势, 并定量解释了 Au+Au 碰撞的中快度区域π介子椭圆流劈裂与电荷不对称度的线性关系. 结果表明同位旋矢量相互作用使得同位旋不对称夸克物质平均场势发生劈裂, 表现为$d(\bar{u})$夸克受到了平均场势大于$u(\bar{d})$夸克平均场势. 因此, $d(\bar{u})$夸克在碰撞过程中受到了比$u(\bar{d})$夸克更排斥力, 这导致了部分子椭圆流$v_2(d)$和$v_2(\bar{u})$小幅增加, 而$v_2(u)$和$v_2(\bar{d})$小幅减小. 在强子化过程中, 通过夸克组合模型形成的末态π^-和π^+介子, 由于 d 和 u 的椭圆流劈裂与$\bar{u}$和$\bar{d}$的椭圆流劈裂相加而使得π介子椭圆劈裂发生. 我们在输运模型中也发现了电荷不对度与同位旋不对称的线性关联, 从而利用夸克物质的同位旋矢量平均场势解释了 Au+Au 碰撞的中快度区域π介子椭圆流劈裂与电荷不对称度的线性关系. 在目前的研究工作中, 只具体研究了 Au+Au 质心不变能量为 200 GeV 碰撞的情况, 对于其他碰撞能量下相关的研究, 将在下一步工作继续展开.

此外, 近年来同质异素体碰撞, 即 ^{96}Zr +^{96}Zr 和 ^{96}Ru +^{96}Ru 碰撞研究成为热点, 这有助于人们提取到核物质中子皮和对称能的关键信息[26,27], 以及促进手征磁效应 (chiral magnetic effect, CME) 的研究[28,29]. 由于同质异素体碰撞过程中也产生了不同同位旋不对称度的夸克物质, 为夸克物质同位旋性质研究提供了实验基础, 因而我们可以进一步探索不同同位旋不对称夸克物质的相图, 同质异素体碰撞中正反粒子椭圆流劈裂等.

感谢同济大学物理科学与工程学院徐骏教授和美国得州农工大学 Che-Ming Ko 教授的指导和帮助, 感谢复旦大学现代物理研究所孙开佳研究员的讨论.

参考文献

[1] Adamczyk L, et al. (STAR Collaboration) 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 142301
[2] Adamczyk L, et al. (STAR Collaboration) 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 252302
[3] Burnier Y, Kharzeev D E, Liao J, Yee H U 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 052303
[4] Hatta Y, Monnai A, Xiao B W 2015 *Phys. Rev. D* **92** 114010
[5] Hatta Y, Monnai A, Xiao B W 2016 *Nucl. Phys. A* **947** 155
[6] Adams J, Adler C, Aggarwal M M, et al. 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 052302
[7] Adams J, Aggarwal M M, Ahammed Z, et al. 2005 *Phys. Rev. C* **72** 014904
[8] Adare A, Afanasiev S, Aidala C, et al. 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 162301
[9] Afanasiev S, Aidala C, Ajitanand N N, et al. 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 052301
[10] Xu J, Chen L W, Ko C M, Lin Z W 2012 *Phys. Rev. C* **85** 041901
[11] Xu J, Song T, Ko C M, Li F 2014 *Phys. Rev. Lett.* **112** 012301
[12] Ko C M, Song T, Li F, Greco V, Plumari S 2014 *Nucl. Phys. A* **928** 234
[13] Liu H, Wang F T, Sun K J, et al. 2019 *Phys. Lett. B* **798** 135002
[14] Lattimer J M, Prakash M 2007 *Phys. Rep.* **442** 109
[15] Steiner A W, Prakash M, Lattimer J M, Ellis P J 2005 *Phys. Rep.* **411** 325
[16] Li B A, Chen L W, Ko C M 2008 *Phys. Rep.* **464** 113
[17] Horowitz C J, Brown E F, Kim Y, et al. 2014 *J. Phys. G* **41** 093001
[18] Lin Z W, Ko C M, Li B A, Zhang B, Pal S 2005 *Phys. Rev. C* **72** 064901
[19] Wong C Y 1982 *Phys. Rev. C* **25** 1460
[20] Bertsch G F, Gupta S D 1988 *Phys. Rep.* **160** 189
[21] Liu H, Xu J, Chen L W, et al. 2016 *Phys. Rev. D* **94** 065032
[22] Batovic N, Hatsuda T, Weise W 2013 *Phys. Lett. B* **719** 131
[23] Karsch F 2002 *Lect. Notes. Phys.* **583** 209
[24] Gupta S, Luo X, Mohanty B, et al. 2011 *Science* **332** 1525
[25] Battacharya T, Buchoff M I, Christ N H, et al. 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 082001
[26] Xu H j, Wang X, Li H, et al. 2018 *Phys. Rev. Lett.* **121** 022301
[27] Li H L, Xu H J, Zhou Y, et al. 2020 *Phys. Rev. Lett.* **125** 222301
[28] Koch V, Schlichting S, Skokov V, et al. 2017 *Chin. Phys. C* **41** 072001
[29] Liang G R, Liao J, Lin S, Yan L, Li M 2020 *Chin. Phys. C* **44** 094103

Elliptic flow splitting of charged pions in relativistic heavy-ion collisions*

Liu He [1)2)†] Chu Peng-Cheng [1)2)]

1) (*Science School, Qingdao University of Technology, Qingdao* 266000, *China*)

2) (*Research Center of Theoretical Physics, Qingdao University of Technology, Qingdao* 266033, *China*)

(Received 25 March 2023; revised manuscript received 28 April 2023)

Abstract

Relativistic heavy-ion collisions are an important experimental way of studying the new state of matter as well as the phase diagram of the quantum chromodynamics (QCD) under extremely high temperatures and high densities. In recent years, the beam-energy scan program has been carried out on the relativistic heavy-ion collider at Brookhaven National Laboratory in USA, and the STAR collaboration at relativistic heavy ion collision (RHIC) has measured the difference in the elliptic flow v_2 between π^- and π^+ on an event-by-event basis, and found a linear dependence on the charge asymmetry $A_{\rm ch}$ of the collision system, which is considered as a possible signal of the chiral magnetic wave. Based on the extended multi-phase transport model (AMPT), this paper uses a 3 flavor Nambu-Jona-Lasinio (NJL) model to study the quark isospin Mean-field potential, which provides a new idea for explaining the experimental phenomenon of the linear relationship between the pion elliptic flow splitting $\Delta v_2 = v_2(\pi^-) - v_2(\pi^+)$ and charge asymmetry $A_{\rm ch}$. Our results show that isovector interaction can cause a splitting of the isospin asymmetric quark matter mean-field potential, manifesting as $d(\bar{u})$ quarks experiencing a mean-field potential greater than $u(\bar{d})$ quarks. Therefore, $d(\bar{u})$ quarks experience more repulsion than $u(\bar{d})$ quarks in collision processes, resulting in a small increase in the elliptic flow of the partial subflow $v_2(d)$ and $v_2(\bar{u})$, while $v_2(u)$ and $v_2(\bar{d})$ decrease slightly. In the hadronization process, the π elliptic flow splitting occurs due to the split of d and u elliptic flows combined with the split of $\bar{u}$ and $\bar{d}$ elliptic flows. We also found a linear correlation between charge asymmetry and isospin asymmetry at mid-rapidity region from our transport model, and thus explained the experimental phenomenon of the linear relationship between the pion elliptic flow splitting Δv_2 and charge asymmetry $A_{\rm ch}$ by using the isospin mean-field potential of quark matter. Further, isospin properties of quark matter also provide a theoretical basis for isobar collisions and the equation of state of compact star matter.

Keywords: relativistic heavy-ion collisions, isospin, elliptic flow, a multi-phase transport model

PACS: 21.65.Qr, 25.75.–q, 25.75.Ld **DOI:** 10.7498/aps.72.20230454

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12205158, 11975132) and the Natural Science Foundation of Shandong Province, China (Grant Nos. ZR2021QA037, ZR2022JQ04, ZR2019YQ01).

† Corresponding author. E-mail: liuhe@qut.edu.cn