



相对论重离子碰撞中的喷注淬灭和介质响应

畅宁波^{1,2}, 陈蔚^{1,3}, 贺亚运^{1,4}, 罗傲¹, 庞龙刚^{1*}, 秦广友^{1*}, 王恩科^{1,4*}, 王新年^{1,5*},
邢文静^{1,6}, 杨梦权¹, 杨忠¹, 张本威^{1*}, 张汉中^{1*}, 赵文彬^{1,7}

1. 华中师范大学粒子物理研究所, 夸克与轻子物理教育部重点实验室, 武汉 430079;

2. 信阳师范大学物理电子工程学院, 信阳 464000;

3. 武汉科技大学理学院, 武汉 430065;

4. 华南师范大学量子物质研究院, 广东省核物质科学与技术重点实验室, 广州 510006;

5. 劳伦斯伯克利国家实验室, 核科学部, 伯克利 94720, 美国;

6. 山东大学(青岛), 前沿交叉科学研究院, 青岛 266237;

7. 韦恩州立大学物理与天文系, 底特律 48201, 美国

*联系人, 庞龙刚, E-mail: lgpang@ccnu.edu.cn; 秦广友, E-mail: guangyou.qin@ccnu.edu.cn; 王恩科, E-mail: wangek@scnu.edu.cn; 王新年, E-mail: xnwang@lbl.gov; 张本威, E-mail: bwzhang@ccnu.edu.cn; 张汉中, E-mail: zhanghz@ccnu.edu.cn

收稿日期: 2023-05-04; 接受日期: 2023-08-07; 网络出版日期: 2023-08-30

国家自然科学基金(编号: 11805167, 11890710, 11890711, 11905180, 11935007, 12075098, 12147134, 12205310, 12225503)、国家重点基础研究发展计划(编号: 2020B0301030008)、广东省基础与应用基础研究基金委员会(编号: 2021A1515110817)、U.S. Department of Energy (编号: DE-AC02-05CH11231)和U.S. National Science Foundation (编号: OAC-2004571)资助项目

摘要 本文简要回顾近年来在相对论重离子碰撞中喷注与夸克胶子等离子体相互作用方面的一些研究工作和进展, 主要讨论以下4个方面: 领头强子、整体喷注、重味夸克和介质响应. 大横动量领头强子谱的压低是喷注淬灭研究中最先被关注的观测量之一. 在大横动量区间, 系统研究了喷注淬灭对部分子味道的依赖性, 细致考虑了高能夸克和胶子对轻强子和重味强子的产生和核压低的贡献. 在中低横动量区间, 发现夸克组合机制和非微扰相互作用对解释轻强子和重味强子的核修正因子与椭圆流数据至关重要. 整体喷注是近年来喷注淬灭研究中的一个热点. 利用贝叶斯分析研究了单举喷注和光子-喷注的横动量谱压低效应, 定量提取了整体喷注的能量损失及其分布. 系统性地研究了整体喷注的内部结构, 如喷注形状函数、喷注腰围和喷注横动量弥散、整饰喷注的劈裂函数和劈裂半径、重组大半径喷注以及喷注内重味强子的径向分布等. 介质响应一直是喷注淬灭研究中的一个重点和难点. 喷注在夸克胶子等离子体中的能动能量损失会在喷注的传输方向激发出马赫锥等效应, 同时在后方会产生扩散尾流. 细致研究了介质响应对喷注周围的能量分布以及重子介子产额比的影响; 提出了在光子或Z玻色子标记的喷注事例中探测扩散尾流的二维和三维结构的新方法.

关键词 相对论重离子碰撞, 夸克胶子等离子体, 喷注淬灭, 重味夸克, 介质响应

PACS: 12.38.Mh, 21.65.Qr, 24.85.+p, 13.87.-a

引用格式: 畅宁波, 陈蔚, 贺亚运, 等. 相对论重离子碰撞中的喷注淬灭和介质响应. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2023, 53: 290002
Chang N-B, Chen W, He Y Y, et al. Jet quenching and medium response in relativistic heavy-ion collisions (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2023, 53: 290002, doi: [10.1360/SSPMA-2023-0166](https://doi.org/10.1360/SSPMA-2023-0166)

1 引言

夸克是构成物质的一个基本单元. 由于夸克禁闭, 早期对夸克的认识, 包括建立夸克间强相互作用理论——量子色动力学(QCD), 是通过研究夸克的束缚态——强子来获取的. 现在可以通过夸克物质的另一种状态——夸克胶子等离子体(QGP)来研究夸克物质体系. QGP是QCD理论预言的夸克物质在极端高温高密情况下的一种新颖的物质状态^[1], 可以在美国布鲁克海文国家实验室相对论重离子对撞机(RHIC)及欧洲核子中心的大型强子对撞机(LHC)中接近光速的重核-重核碰撞中产生^[2-6]. 相对论重离子碰撞中, QGP的产生和演化过程主要是非微扰过程, 而碰撞初期产生喷注以及喷注在QGP中演化主要涉及微扰过程, 因此, 研究QGP的性质包含多个标度, 使它成为研究夸克物质及强相互作用理论的重心之一.

探测QGP的实验信号主要分为“软探针”和“硬探针”. 软探针是指QGP本身强子化后的大量低横动量强子形成的观测量. 由于在非微扰标度下夸克胶子之间的相互作用比较强, QGP会像流体一样做集体演化, 造成末态强子的动量分布也有集体行为, 主要信号是各种集体流^[7-13]. 硬探针是指重离子碰撞初期的硬散射产生的各种大横动量的观测量, 主要是高能部分子产生的强子和喷注^[14-17]. 大横动量的部分子在真空中会发生级联簇射并最终强子化形成强子喷注. 在QGP中, 同样的过程也会发生, 但是喷注中的领头部分子和簇射部分子都会与QGP中的组分粒子发生相互作用而损失能量, 造成大横动量强子和喷注的产额压低, 并且喷注的内部结构也会被改变, 这种现象称为“喷注淬火”.

由于末态有大量的低横动量强子, 在相对论重离子碰撞实验中重建整体喷注是比较困难的. 自从LHC运行以来, 实验上可以产生大量高能的喷注, 特别是重离子碰撞中对整体喷注的重建和测量^[18,19]引发了许多研究整体喷注的工作^[14-17]. 在此之前, 喷注淬火的主要研究对象是大横动量的强子, 包含单举事例中的大横动量强子谱的压低^[20-23]、双强子事例^[24-26]和光子-强子事例^[27-32]中动量分数分布的核修正. 以光子 γ 或者Z玻色子标记的事例, 可以在一定程度上区分来自夸克或胶子的大横动量强子. 重味强子^[33,34]则可以把初始部分子限定为重味夸克, 可以研究部分子与QGP相互作用对味道以及质量的依

赖^[17,35-37].

大横动量的强子主要指喷注中的领头强子, 它产生于喷注中领头部分子的碎裂. 而整体喷注既包含领头强子也包含大量簇射部分子形成的横动量相对较小的强子, 所以整体喷注可以提供更多的观测量和信息. 例如, 有关喷注内部结构的观测量可以使更细致地研究喷注与QGP的相互作用机制, 但需要认真处理背景的贡献. 为了规避或者减少背景的影响, 构建了许多有趣的观测量, 例如整饰喷注的劈裂分数 z_g ^[38,39]、劈裂半径 θ_g ^[40,41]和劈裂标度 $\sqrt{d_{12}}$ ^[42]等. 喷注在部分子阶段损失到QGP中的能动量会随着QGP一起演化, 特别是在喷注的传播方向会激发出马赫锥, 在后方产生扩散尾流等. 这些效应在强子化之后会对喷注内部、周围及其后方的能量分布和粒子产生等方面产生一定的影响, 统称为“介质响应”. 例如, 介质响应会影响喷注形状函数^[43-45]、喷注碎裂函数^[46]、 γ/Z -强子关联^[47,48]和喷注周围的重子介子比^[49,50]等. 由于喷注激发的冲击波的细致结构依赖于QGP介质的状态方程和黏滞系数^[51-54], 介质响应将QGP的硬探针和软探针紧密联系起来. 特别是喷注后方的扩散尾流^[48,55,56]的二维和三维结构是探测喷注淬火的介质响应的独特信号.

本文简要回顾近年来华中师范大学粒子物理研究所核理论团队在相对论重离子碰撞中的喷注淬火和介质响应方面的一些重要研究工作. 在第2节, 首先介绍轻强子从低横动量区间到高横动量区间核修正因子 R_{AA} 和椭圆流 v_2 的同时描述, 之后介绍大横动量区间单强子核修正因子对部分子味道的依赖. 第3节主要介绍与整体喷注内部结构相关的研究, 包括喷注形状函数、喷注腰围和喷注横动量弥散, 以及整饰喷注的劈裂分数、劈裂半径和劈裂标度. 第4节主要介绍重味夸克与QGP介质的微扰和非微扰相互作用以及重味夸克在喷注中的扩散效应. 在第5节, 首先介绍介质响应对喷注形状函数和喷注周围重子介子比的影响, 然后介绍介质响应的重要信号: 扩散尾流的二维和三维结构. 第6节对本文作总结.

2 领头强子

2.1 $R_{AA} \otimes v_2$ 之谜

RHIC和LHC开展的高能重离子碰撞产生了高

温、高密和强相互作用QGP. 相对论流体动力学在描述QGP的动力学演化、解释低横动量强子谱和各向异性集体流等方面取得了巨大成功^[7-13]. 另外, 喷注淬火和部分子能量损失机制能成功解释高横动量强子产额的核修正因子 R_{AA} ^[14,15,33,57-64]和椭圆流系数 v_2 ^[65-69], 其中

$$R_{AA}(p_T) = \frac{dN_{AA}/dp_T}{N_{coll}dN_{pp}/dp_T}, \quad v_2(p_T) = \langle \cos(2\phi_p) \rangle. \quad (1)$$

但是, 在中等横动量区域($p_T \sim 2-10$ GeV), 统一模型框架中同时描述强子动量谱及其方位角分布的各向异性仍是一个挑战: 在描述 R_{AA} 之后, 通常会低估 v_2 的值^[70-73]. 此外, 也不能解释 R_{AA} 和 v_2 对组分夸克数(NCQ)的依赖. 上述难题称为“ $R_{AA} \otimes v_2$ 之谜”.

为了解决这个难题, 文献^[74]用基于线性玻尔兹曼喷注输运模型(LBT)^[75-79]和3+1维黏滞流体动力学

模型(CLVisc)^[80,81]的CoLBT-hydro模型^[46-48]来同步描述QGP介质的流体动力学演化、喷注部分子的输运以及喷注淬火引起的介质响应. 运用流体冻结-部分子组合-碎裂的混合模型^[82]来模拟流体和喷注的强子化过程, 涵盖了流体冷却超曲面产生的低横动量强子、介质热部分子和喷注簇射部分子通过组合生成的中横动量强子, 以及喷注部分子通过碎裂形成的高横动量强子. 该模型中, 用分离标度 $p_{Ts} = 1.5$ GeV来区分部分子是经过流体超曲面上冷却还是通过组合碎裂机制形成强子, 采用UrQMD模型^[83,84]描述强子间相互作用及共振态衰变过程. 这是首次结合相对论流体力学、喷注淬火、夸克组合和强子级联散射模型开展高能重离子碰撞的逐事例研究.

图 1展示了质心系能量为每核子对5.02 TeV、对心度分别为10%–20%和40%–50%的铅-铅碰撞中带电

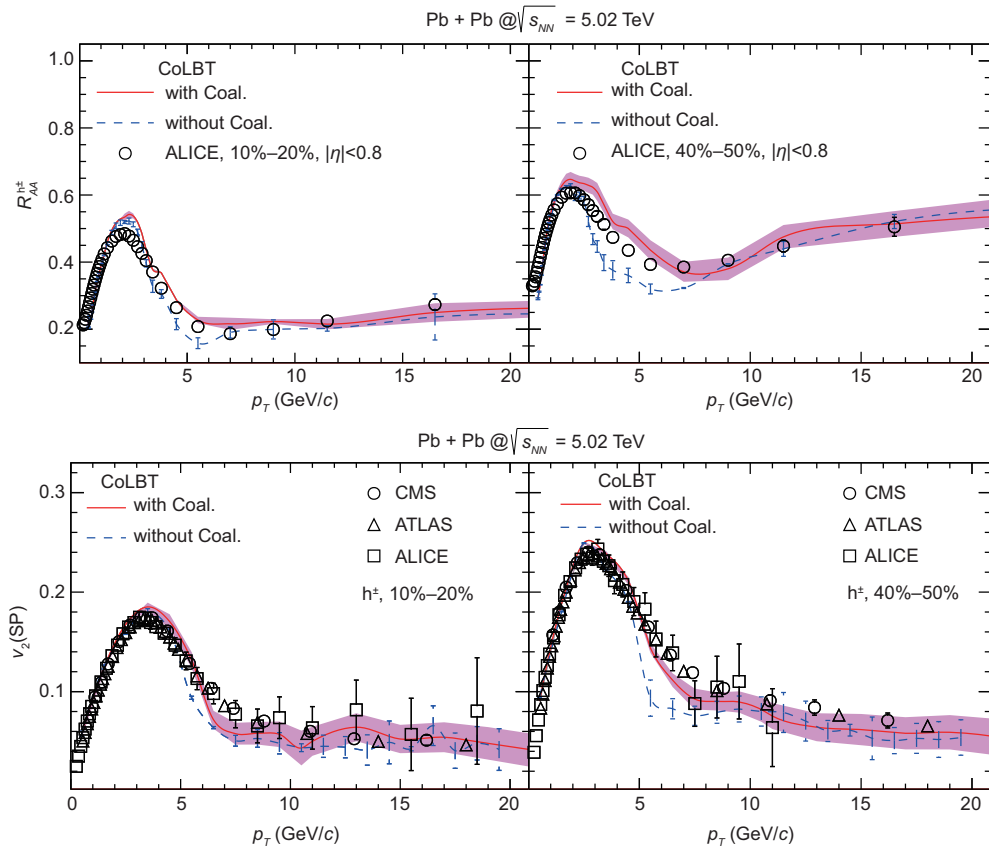


图 1 (网络版彩图) CoLBT-hydro模型得到带电强子的核修正因子 $R_{AA}(p_T)$ 和椭圆流 $v_2(p_T)$ 与实验数据^[66-68,85]的比较, 实线和虚线分别代表是否考虑夸克组合机制. 两图来自文献^[74]

Figure 1 (Color online) CoLBT-hydro results on $R_{AA}(p_T)$ and $v_2(p_T)$ of charged hadrons with (solid) and without (dashed) quark coalescence as compared with experimental data^[66-68,85]. The figures are from ref. ^[74].

强子的核修正因子 $R_{AA}(p_T)$ 和椭圆流 $v_2(p_T)$. 可以看到, CoLBT-hydro的数值结果能够同时描述 R_{AA} 和 v_2 的实验数据. 值得注意的是, 当引入部分子组合机制后, 中横动量区域内的 R_{AA} 和 v_2 的值显著增大. 计算显示, 如果减小分离标度 p_{Ts} , 则中间横动量的强子 v_2 会稍稍增加.

为了显示不同强子化机制的作用, 进一步理解部分子组合机制在解决 $R_{AA} \otimes v_2$ 之谜中的重要性, 图2显示了在中心度40%–50%的铅-铅碰撞中不同强子化机制对 π , K 和 p 三种强子的椭圆流 $v_2(p_T)$ 的贡献. 在 $p_T < 2$ GeV小横动量区域内, 流体冷却冻结形成的强子的 $v_2(p_T)$ 随 p_T 增大而快速增加, 其分布呈现出随强子质量排序的特性. 但是从 $p_T \approx 2.5$ GeV开始, 主导的强子化机制从流体冻结转变为部分子组合或碎裂, $v_2(p_T)$ 对强子质量的排序发生了转变. 当 $p_T > 2.5$ GeV后, $v_2(p_T)$ 随 p_T 的增长势头逐渐变缓. 介子和重子的 $v_2(p_T)$ 分别在3和4.5 GeV附近达到峰值. 在大横动量区域, 由于QGP火球几何各向异性及部分子能量损失导致的各向异性显著变小, $v_2(p_T)$ 随 p_T 开始下降.

2.2 喷注淬火的味道依赖

微扰QCD计算表明, 硬部分子在QGP中的能量损失呈现出对味道和质量的依赖行为^[86–89]: $\Delta E_g > \Delta E_q > \Delta E_c > \Delta E_b$. 通常认为, 大横动量的轻强子来自于轻夸克和胶子的碎裂, 而重味D介子产生于重味夸克的碎裂. 因此, 喷注淬火的理论预言, 大横动量强子

的核修正对味道的依赖行为是: $R_{AA}(h^+) < R_{AA}(D) < R_{AA}(B)$. 然而, LHC的实验结果^[90,91]明确显示, 在大横动量区间($p_T > 6\text{--}8$ GeV), 重味D介子的核修正因子 R_{AA} 和带电轻强子非常接近, 与部分子能量损失的理论预期不符, 称为“喷注淬火味道排序之谜”. 为了解决这个难题, 文献[33]在次领头阶微扰QCD框架下, 利用LBT模型^[75–79], 通过自洽地考虑高能夸克和胶子对轻强子和重味强子的贡献, 细致研究了大横动量区间喷注淬火对部分子味道和质量的依赖.

首先, 文献[33]在次领头阶微扰QCD框架下计算了质心系能量为5.02 TeV的质子-质子碰撞中带电强子和D⁰介子的横动量谱, 如图3所示. 通过与CMS合作组的数据比较发现, 微扰QCD框架可以很好地描述高能质子-质子碰撞中带电强子和D⁰介子产生的微分散射截面. 图3展示了夸克碎裂(蓝色点虚线)和胶子碎裂(绿色虚线)对强子产额的贡献, 可以看到: 对于带电强子, 胶子碎裂过程的贡献随着 p_T 的增大而减小; 而对于D介子, 胶子碎裂的贡献在大横动量区间约为40%.

图4展示的是质心能量为每核子对5.02 TeV、中心度为0–100%的铅-铅碰撞中, 带电强子、重味D介子、B介子以及B介子衰变的D⁰介子的核修正因子 R_{AA} . 当横动量 $p_T \lesssim 40$ GeV时, $R_{AA}(B) > R_{AA}(D) \simeq R_{AA}(h^+)$, 这是因为重夸克的能量损失小于轻夸克, 而底夸克的能量损失小于粲夸克. 当横动量 $p_T \gtrsim 40$ GeV时, 部分子能量损失对质量的依赖效应变得不明显, $R_{AA}(B) \simeq R_{AA}(D) \simeq R_{AA}(h^+)$. 上述结果显示, 考虑胶子对轻强子和重味强子的产生和核修正的贡献后, 能同时描述LHC能区大横动量区间($8 < p_T < 300$ GeV)的轻强子和重味强子的核修正效应. 这表明, 微扰QCD能够描述大横动量区间喷注淬火和能量损失对部分子味道、质量和能量的依赖行为.

3 整体喷注

3.1 喷注能量损失

在大横动量区间, 喷注产额的压低直接反映喷注在介质中的能量损失, 是研究喷注与QGP相互作用机制以及QGP输运性质的重要观测量. 文献[92]利用贝叶斯分析方法从LHC铅-铅碰撞中单举喷注和 γ 喷注的横动量谱中抽取了喷注能量损失的信息(包括平均能量损失和能量损失分布函数).

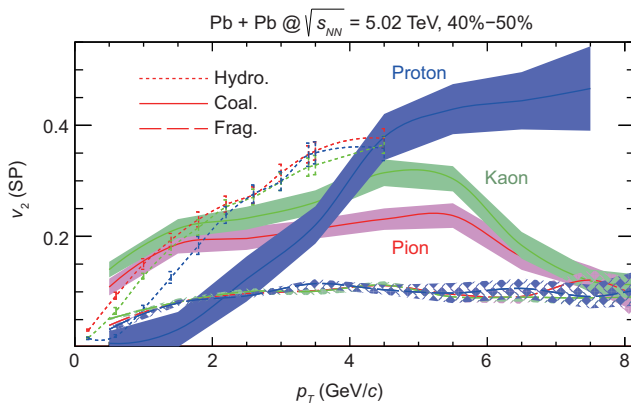


图2 (网络版彩图) CoLBT-hydro模型中三种强子化机制, 即流体冷却(点线)、部分子组合(实线)和碎裂(虚线), 对 π , K 和 p 的椭圆流 $v_2(p_T)$ 的贡献. 此图来自文献[74]

Figure 2 (Color online) CoLBT-hydro results on $v_2(p_T)$ for π , K and p from three hadronization mechanisms: hydrodynamics freeze-out (dotted), parton coalescence (solid) and fragmentation (dashed). Figure is from ref. [74].

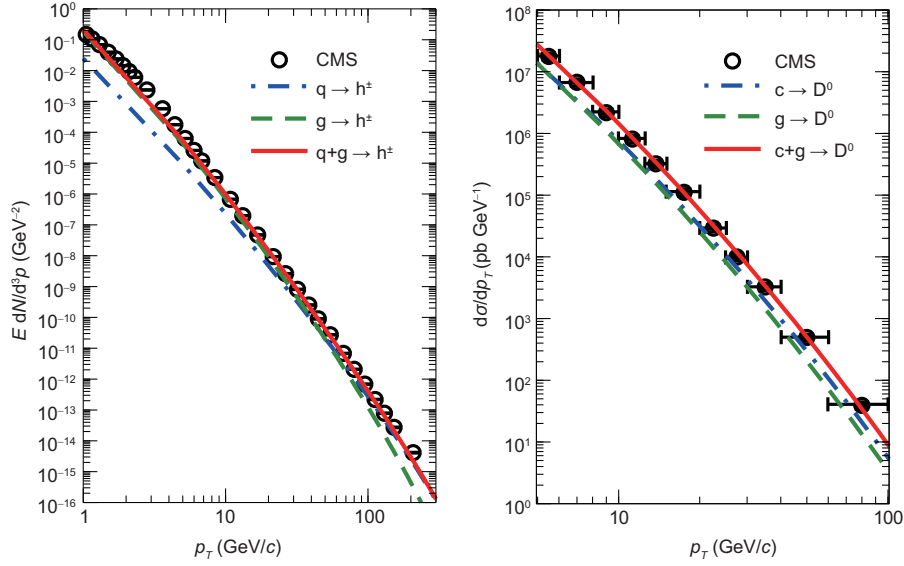


图 3 (网络版彩图)质心能量为5.02 TeV的质子-质子碰撞中带电子和D介子的横动量谱. 此图来自文献[33]

Figure 3 (Color online) Transverse momentum spectra for charged hadrons and D mesons in p+p collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV. Figure is from ref. [33].

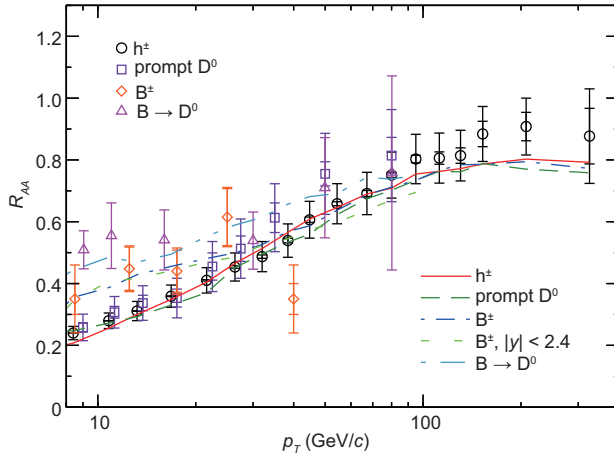


图 4 (网络版彩图)质心系能量为每核子对5.02 TeV、中心度为0–100%的铅-铅碰撞中带电子、D介子、B介子和B介子衰变D介子的核修正因子 R_{AA} . 此图来自文献[33]

Figure 4 (Color online) Nuclear modification factors R_{AA} for charged hadrons, prompt D mesons, B mesons, and B-decayed D mesons in 0–100% Pb+Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV. Figure is from ref. [33].

根据因子化定理, 质子-质子碰撞中喷注的产生截面是部分子分布函数、硬散射部分和喷注产生函数的卷积 [93,94]. 忽略部分子分布函数的核修正, 单举喷注横动量谱的核修正因子可以表示为

$$R_{AA}(p_T) \approx \frac{1}{d\sigma_{pp}^{\text{jet}}(p_T)} \int d\Delta p_T d\sigma_{pp}^{\text{jet}}(p_T + \Delta p_T)$$

$$\times W_{AA}(\Delta p_T, p_T + \Delta p_T, R), \quad (2)$$

其中, $d\sigma_{pp}^{\text{jet}}$ 是质子-质子碰撞中喷注产生的微分截面, W_{AA} 是对喷注初始产生位置、传播方向以及部分子味道平均的能量损失分布函数. 基于LBT模型的计算结果 [77,95], 假设喷注的平均能量损失对 p_T 的依赖关系是 $\langle\Delta p_T\rangle = \beta(p_T/p_T^0)^\gamma \log(p_T/p_T^0)$, 其中 $p_T^0 = 1$ GeV, W_{AA} 是标度 $x = \Delta p_T/\langle\Delta p_T\rangle$ 的函数, 那么 W_{AA} 的形式可写为 $W_{AA}(\Delta p_T, p_T, R) \approx W_{AA}(x, R)$. 假设 $W_{AA}(x)$ 是 Γ 分布, $W_{AA} = \alpha^\alpha x^{\alpha-1} e^{-\alpha x}/\Gamma(\alpha)$, 则喷注的核修正效应可以用 $[\alpha, \beta, \gamma]$ 三个参数来表达.

文献[92]使用蒙特卡罗马尔可夫链(MCMC)方法对 $[\alpha, \beta, \gamma]$ 参数空间进行重要性抽样, 通过与实验数据做对比, 使用贝叶斯分析提取了它们的数值. 图 5展示了质心系能量为每核子对2.76 TeV、对心度为0–10%和20%–30%以及质心系能量为每核子对5.02 TeV、对心度为0–10%的铅-铅碰撞中的单举喷注 R_{AA} 的拟合结果, 以及得到的喷注平均能量损失对初始能量的依赖 $\langle\Delta p_T\rangle(p_T)$ 和能量损失分布 $W_{AA}(x)$, 其中带有实心圆的蓝线代表贝叶斯分析得到的平均结果, 周围蓝带代表偏离平均值1倍标准差的结果. 可以看出, 喷注的平均能量损失随初始能量的增长略快于对数增长, 而喷注能量损失的分布函数很宽. 作为对比,

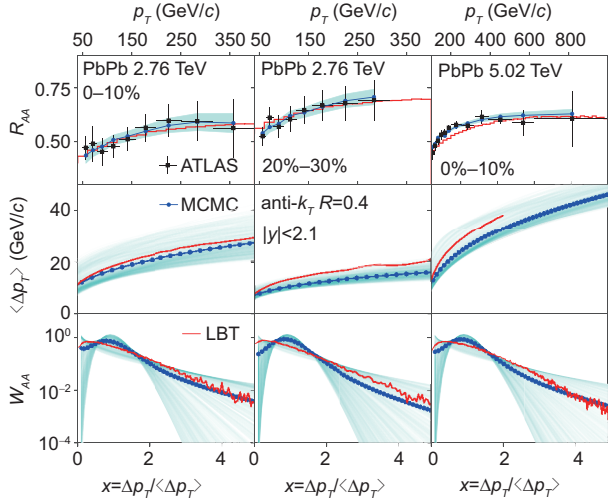


图 5 (网络版彩图) 贝叶斯分析得到的单举喷注的 R_{AA} [96, 97] (上), 平均能量损失 $\langle \Delta p_T \rangle$ 关于喷注初始能量的函数 (中), 和喷注能量损失的分布 $W_{AA}(x = \Delta p_T / \langle \Delta p_T \rangle)$ (下). 此图来自文献 [92]

Figure 5 (Color online) Bayesian fits to R_{AA} for single inclusive jets [96, 97] (top), the extracted average jet energy loss $\langle \Delta p_T \rangle$ as a function of the initial jet energy (middle), and energy loss distributions $W_{AA}(x = \Delta p_T / \langle \Delta p_T \rangle)$ (bottom). Figure is from ref. [92].

图 5 用红线展示了 LBT 模型 [75–79] 的计算结果. 这种数据驱动的方法抽取出来的喷注能量损失及其分布, 可以帮助理论模型定量研究喷注与 QGP 的相互作用.

3.2 喷注形状函数

对于领头的轻味夸克和胶子, 它们在 QGP 中损失能量的主要机制是韧致辐射导致的非弹性能量损失 [61, 98, 99], 而弹性散射导致的能量损失对低动量的重味夸克则更为重要 [100, 101]. 对于整体喷注在 QGP 中的演化, 除了领头部分子, 还需要考虑辐射部分子的贡献. 韧致辐射会改变喷注内部和周围的能量分布, 而喷注中每个部分子都会经历弹性能量损失, 累加起来的效应是非常可观的.

文献 [45, 102] 以喷注簇射部分子的三维动量分布为对象, 构建输运方程研究其在 QGP 中的演化, 并计算了整体喷注的能量损失和喷注形状函数 $\rho(r)$ 的核修正. 整体喷注的输运方程包含了与 QGP 相互作用的三种机制: 弹性散射导致的能量损失、横动量展宽和介质诱发的韧致辐射. 计算结果能很好地描述关于喷注能量损失的观测量, 如单喷注横动量谱的核修正因子 R_{AA} 、

双喷注和 γ 喷注事例中动量分数分布的核修正. 通过分析不同机制对喷注能量损失的贡献发现: 由于介质诱发辐射的部分子很大一部分在喷注范围内, 所以对整体喷注的能量损失贡献较小; 而喷注内每个部分子都有弹性散射损失能量到 QGP 中去, 所以对整体喷注的能量损失有非常大的贡献.

喷注形状函数描述喷注内部能量沿径向的分布, 它的核修正也与不同能量损失机制密切相关. 对半径为 R 的喷注, 喷注形状函数 $\rho(r)$ 定义为

$$\rho_{\text{jet}}(r) = \frac{1}{\Delta r} \frac{\sum_{|r_i - r| \leq \frac{1}{2} \Delta r} p_T^i}{\sum_{r_i < R} p_T^i}, \quad (3)$$

其中, $r_i = \sqrt{(\eta^i - \eta^{\text{jet}})^2 + (\phi^i - \phi^{\text{jet}})^2}$ 代表强子 i 与喷注轴的径向距离, Δr 是测量中 r 被分割的宽度.

实验上, CMS 合作组分别测量了单举喷注事例 [103] 和 γ 喷注的事例 [104] 中喷注形状函数的核修正 $R_{AA}^\rho(r) \equiv \rho_{AA}(r) / \rho_{pp}(r)$. 在单举喷注事例中 ($p_T > 120$ GeV) 观察到 $R_{AA}^\rho(r)$ 随 r 先减小再增大的非单调行为, 却在 γ 喷注事例中 ($p_T > 30$ GeV) 观察到 $R_{AA}^\rho(r)$ 随 r 增大而增大的单调行为. 图 6 展示了文献 [45, 102] 的计算结果与两组实验结果的对比. 需要注意的是, 两组实验结果除喷注半径 R 不同, 喷注横动量 p_T 的下限也不同. 可以看到, 跟实验 p_T 相同的理论结果 (实线) 可以很好地描述 γ 喷注在 $p_T > 30$ GeV 时 $R_{AA}^\rho(r)$ 大致随 r 单调向上的实验结果, 以及单举喷注在 $p_T > 120$ GeV 时 $R_{AA}^\rho(r)$ 随 r 先降低再上升的非单调结果.

上述关于 $R_{AA}^\rho(r)$ 对 r 的依赖来源于三个相互作用机制竞争的结果. 横动量展宽和介质诱发的韧致辐射, 倾向于使喷注中心的能量向外转移从而导致喷注形状函数变得更宽. 而对于弹性碰撞, 通常会使喷注外围低能的部分子更容易被 QGP 吸收, 从而使得喷注形状函数变得更窄. 在喷注横动量较大时, 两类机制相互竞争, 喷注的中心基本不受影响, 导致了非单调的行为. 而当喷注能量降低时, 喷注的中心也会受到影响, 使得喷注的能量向外移动, $R_{AA}^\rho(r)$ 随 r 单调升高. 更大横动量范围内的实验测量可以检验上述理论预期. 需要说明的是, 图 6 中的结果已经包含了介质响应的贡献, 但介质响应对 $r < 0.15$ 内的喷注形状函数影响较小 (后面将会细致讨论介质响应的贡献).

3.3 喷注腰围与横动量弥散

喷注腰围 (Girth) 和横动量弥散 ($p_T D$) 是两个有关

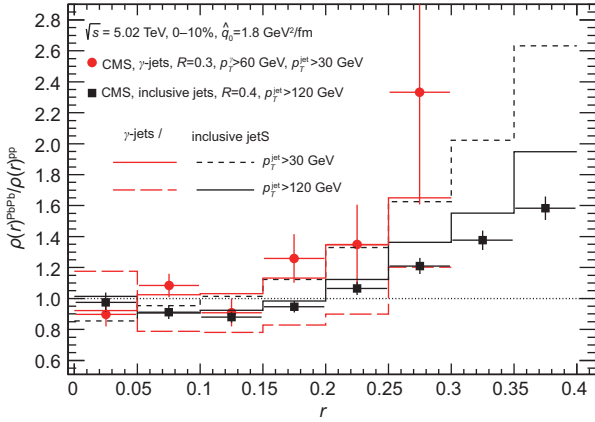


图 6 (网络版彩图)质心系能量为每核子对 5.02 TeV 时铅-铅中心对撞中产生的 $R = 0.4$ 的单举喷注和 $R = 0.3$ 的 γ 喷注的喷注形状函数的核修正 $R_{AA}^\rho(r)$. 此图来自文献[45]

Figure 6 (Color online) $R_{AA}^\rho(r)$ of single inclusive jets with $R = 0.4$ and γ -jets with $R = 0.3$ in central Pb+Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV. Figure is from ref. [45].

喷注结构的观测量. 喷注腰围的定义是: $g = \sum_i \frac{p_{T,i}}{p_{T,jet}} |\Delta R_{i,jet}|$, 其中 $p_{T,i}$ 和 $p_{T,jet}$ 分别是喷注中组分粒子和喷注的横动量, $\Delta R_{i,jet}$ 是组分粒子与喷注之间的径向距离. 可以看出, 腰围表征喷注内横动量的径向分布情况. 横动量弥散 $p_T D$ 是喷注内组分粒子的横动量分布的二阶矩, 它的定义是: $p_T D = \sqrt{\sum_i p_{T,i}^2 / p_{T,jet}}$, 表征喷注碎裂函数的软硬程度和喷注内组分粒子的横动量分布的不均匀性. 文献[105, 106]利用 POWHEG+PYTHIA 模拟了质子-质子碰撞中喷注的

产生, 然后用高扭度能量损失理论得到的韧致辐射谱 [88, 107, 108] 模拟喷注在 QGP 中的演化, 计算了喷注腰围和横动量弥散的核修正.

图 7(a) 显示了质心系能量为每核子对 2.76 TeV 下铅-铅和质子-质子碰撞中喷注腰围的分布. 可以看出, 由于介质效应, 铅-铅碰撞中喷注腰围的分布较质子-质子碰撞向小值区域偏移; 这主要有两种效应, 即喷注内部能量的重新分布以及夸克与胶子喷注相对比例的改变. 进一步计算结果显示, 质心系能量为每核子对 2.76 TeV 的铅-铅碰撞中, Z 玻色子标记喷注的腰围分布的核修正效应比单举喷注要弱, 这是因为 Z 玻色子标记的喷注主要是夸克喷注(其核修正效应比胶子喷注小).

图 7(b) 显示了质心系能量为每核子对 2.76 TeV 下铅-铅和质子-质子碰撞中喷注的横动量弥散 $p_T D$ 的分布. 可以看出, 由于介质效应, 铅-铅碰撞中 $p_T D$ 的分布较质子-质子碰撞向大值方向偏移. 注意, $p_T D$ 与喷注组分粒子横动量标准差 $\sigma = \sqrt{\sum_i (p_{T,i} - \langle p_{T,i} \rangle)^2 / p_{T,jet}}$ 以及喷注内部粒子数 n 密切相关: $(p_T D)^2 = \sigma^2 + \frac{1}{n}$. 由于铅-铅碰撞中的喷注组分平均粒子数 ($\bar{n}_{pp} = 6.54$) 与质子-质子碰撞中的平均粒子数 ($\bar{n}_{pp} = 6.72$) 几乎相等, 所以 $p_T D$ 分布的核修正主要来源于 σ , 即喷注组分粒子横动量的不对称.

3.4 喷注劈裂分数和劈裂半径

近年来, 喷注整饰(Jet Grooming)方法被大量用于

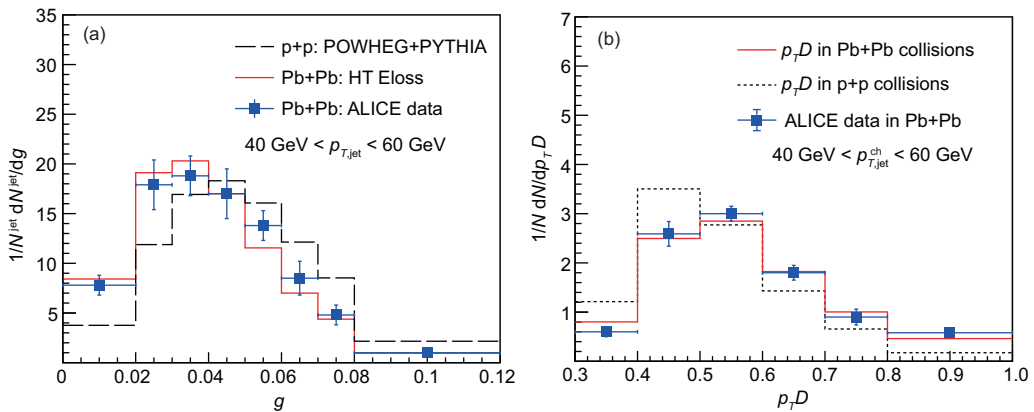


图 7 (网络版彩图)质心系能量为每核子对 2.76 TeV 时质子-质子碰撞和铅-铅碰撞中单举喷注的腰围(a)和 $p_T D$ 分布(b)与 ALICE 实验数据 [109] 的对比. 此图来自文献[105, 106]

Figure 7 (Color online) Normalized girth (a) and $p_T D$ (b) distributions of inclusive jets in p+p and Pb+Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV as compared with ALICE data [109]. The figures are taken from refs. [105, 106].

研究整体碰撞的内部结构, 这种方法能有效降低背景贡献对整体喷注观测量的影响. SoftDrop^[110]是较早被提出来的整饰方法, 它可以筛选出最早满足条件 $z_g \equiv \frac{\min(p_{T,1}, p_{T,2})}{p_{T,1} + p_{T,2}} > z_{\text{cut}} \left(\frac{\Delta R}{R}\right)^\beta$ 的两个子喷注. 而两个子喷注的夹角 $\theta_g \equiv \frac{\Delta R}{R}$ 称为喷注劈裂半径, z_g 称为喷注劈裂(动量)分数, z_g 的分布 $p(z_g)$ 称为喷注劈裂函数.

CMS 合作组和 STAR 合作组都在参数 $z_{\text{cut}} = 0.1$ 和 $\beta = 0$ 时测量了喷注劈裂函数^[38,111]. 在横动量 140–500 GeV 范围内 CMS 合作组发现 $p(z_g)$ 的核修正效应随着横动量减小而增大, 而在横动量 10–30 GeV 范围内 STAR 合作组却发现 $p(z_g)$ 的核修正非常小. 两合作组观察到 $p(z_g)$ 的核修正对横动量的依赖明显有矛盾. 文献^[112]对此展开的细致研究显示, $p(z_g)$ 的核修正可能由两个因素引起. 第一, QGP 介质诱导的韧致辐射会导致部分子劈裂函数的改变, 计算中使用了高扭度部分子能量损失理论的结果^[88,107,108]. 第二, 两个子喷注可能会分别损失能量而导致动量分数 z_g 的改变, 计算中使用了 LBT 模型^[75–79]计算能量损失.

图 8 展示了计算结果, 共考虑了三种情况. 第一种(vac+med, CEL)认为只有 QGP 诱导的韧致辐射引起的劈裂函数的改变, 两个子喷注不能被 QGP 介质区分而一起损失能量. 如图 8 中实线所示, 此情况可以描述 CMS 的实验数据, 以及 STAR 的结果(见文献^[112]). 这种情况下 $p(z_g)$ 的核修正在 $80 \text{ GeV} < p_T < 100 \text{ GeV}$ 时达到最强, 然后随着 p_T 的增大或者减少都会减弱, 对横动量有非单调的依赖. 第二种(vac+med, IEL)认为, 不仅 QGP 诱导的韧致辐射改变劈裂函数, 两个子喷注也可以独立损失能量而改变 z_g . 如图 8 中虚线所示, 这种情况 $p(z_g)$ 的核修正随着横动量的减小而增大, 不能同

时描述 CMS 和 STAR 的实验数据. 第三种(vac, IEL)是不考虑介质诱导的韧致辐射的贡献, 而只考虑两个子喷注独立损失能量导致的 z_g 改变. 如图 8 中点划线所示, 这种情况 $p(z_g)$ 的核修正在大 z_g 处变大, 与实验数据不符合.

另一种喷注的整饰方法是动态整饰(Dynamical Grooming)^[113,114]. 这种整饰方法是找最大的 $z_i(1 - z_i)p_{T,i}\theta_i^a$ 值, 其中 $z_i = \frac{p_{T,\text{sub},i}}{p_{T,\text{leading},i} + p_{T,\text{sub},i}}$, $\theta_i = \Delta R_i/R$. 相对于 SoftDrop 整饰有 z_{cut} 和 β 两个参数, 动态整饰只有一个参数 a . 文献^[115]细致比较了这两种喷注整饰方法. 首先利用 PYTHIA 得到质子-质子碰撞产生的喷注, 然后用 LBT 模型^[75–79]模拟喷注在穿越 QGP 中的能量损失, 最后分析喷注劈裂半径 θ_g 和劈裂分数 z_g 对两种不同整饰方法及其参数值的依赖.

图 9 展示了质心能量为每核子对 5.02 TeV 的铅-铅碰撞中横动量为 $60 < p_T^{\text{jet}} < 80 \text{ GeV/c}$ 的整饰喷注的 θ_g 和 z_g 分布的核修正. 理论计算使用的参数为: 动态整饰取 $a = 0.1$ 和 SoftDrop 整饰取 $z_{\text{cut}} = 0.1$, $\beta = 0$. 图中也显示了 ALICE 目前仅有的实验结果($z_{\text{cut}} = 0.2$, $\beta = 0$)供定性参考. 可以看出, 两种喷注整饰方法都给出相对于质子-质子碰撞, 铅-铅碰撞中有更多比例的动量不对称的劈裂和小角的劈裂过程, 这是喷注淬灭效应的结果. 此外, 相对于 SoftDrop 整饰, 动态整饰下 z_g 的核修正效应更强, 而 θ_g 的核修正效应更弱, 这主要是由于两种整饰方法中, z_g 在质子-质子碰撞中的分布不同导致.

3.5 重组大半径喷注产额对喷注劈裂标度的依赖

最近 ATLAS 合作组^[42]测量了重组大半径喷注的

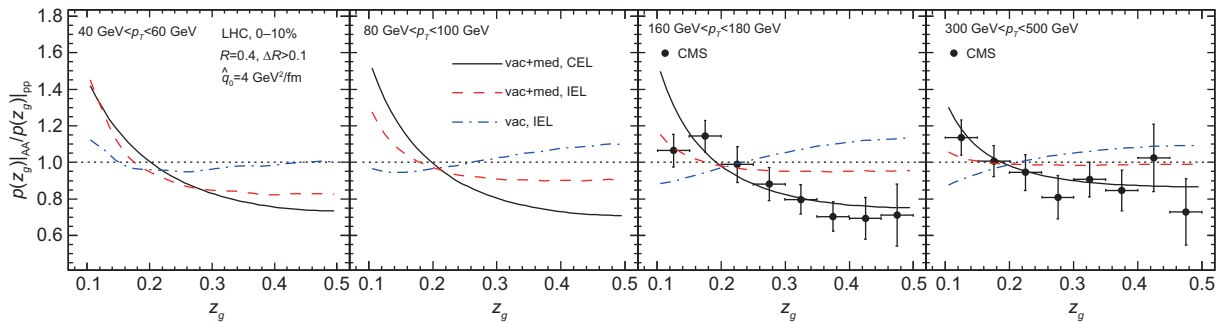


图 8 (网络版彩图)质心能量为每核子对 5.02 TeV 铅-铅碰撞中整饰喷注 z_g 分布的核修正, 细节见文中解释. 此图来自文献^[112]
 Figure 8 (Color online) Nuclear modification of groomed jet z_g distributions in Pb+Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02 \text{ TeV}$, see detailed explanation in the main text. The figure is from ref. ^[112].

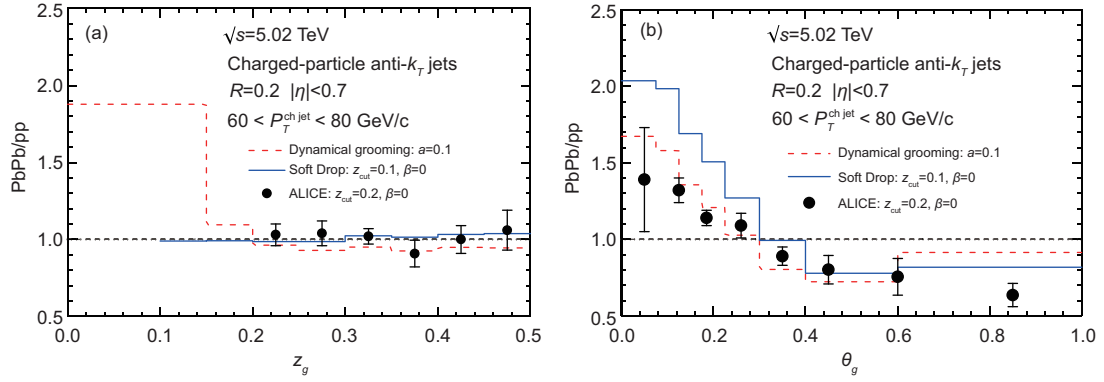


图 9 (网络版彩图)质心能量为每核子对 5.02 TeV 铅-铅碰撞中 SoftDrop 和动态整饰方法计算的归一化 z_g (a) 和 θ_g (b) 分布的核修正. 两图出自文献[115]

Figure 9 (Color online) Nuclear modification of normalized z_g (a) and θ_g (b) distributions with SoftDrop and dynamical grooming algorithms in Pb+Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV. The figures are from ref. [115].

核修正因子 R_{AA} 对喷注劈裂标度 $\sqrt{d_{12}}$ 的依赖. 重组大半径喷注指在 $R = 0.2$ 的小半径喷注基础上重建大半径喷注, 这样可以减弱背景对大半径喷注的影响. 喷注劈裂标度 $\sqrt{d_{12}}$ 定义为: $d_{12} = \min(p_{T1}^2, p_{T2}^2) \frac{\Delta R_{12}^2}{R^2}$, 若只有一个子喷注, 则 $d_{12} = 0$.

文献[116]利用 LBT 模型 [75–79], 计算了质心能量为每核子对 5.02 TeV 铅-铅碰撞中重组大半径喷注产额对喷注劈裂标度的依赖. 结果表明, 重组大半径 $R = 1.0$ 的喷注产额比单举喷注 $R = 0.4$ 喷注的产额压要低一些. 如图 10 所示, 重组大半径喷注的 R_{AA} 随劈裂标度增加而减小, 然后趋于平缓, 与 ATLAS 合作组 [42] 的结果相符. 导致上述现象有两个因素: 喷注能量损失和喷注结构改变. 在大 $\sqrt{d_{12}}$ 区, 喷注能量损失占主导地位, 而在小 $\sqrt{d_{12}}$ 区, 喷注结构改变的贡献逐渐增大. 分析显示, 喷注劈裂标度 $\sqrt{d_{12}}$ 的核修正, 与劈裂夹角 ΔR_{12} 以及劈裂分数 $z = \min(p_{T1}, p_{T2})/p_T^{\text{jet}}$ 的核修正有很强的关联.

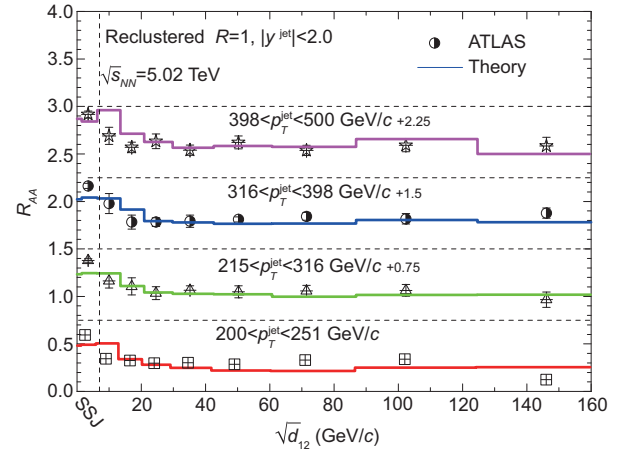


图 10 (网络版彩图)质心能量为每核子对 5.02 TeV 铅-铅碰撞中重组大半径喷注 R_{AA} 随劈裂标度 $\sqrt{d_{12}}$ 的变化, 并与 ATLAS 数据 [42] 对比. 此图出自文献[116]

Figure 10 (Color online) Reclustered large radius jet R_{AA} as a function of $\sqrt{d_{12}}$, compared with ATLAS data [42] in Pb+Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV. Figure is from ref. [116].

4 重味夸克

4.1 重味夸克与 QGP 的微扰与非微扰相互作用

由于重味夸克的质量远远大于 QCD 标度 Λ_{QCD} 和 QGP 的温度, 主要产生于早期硬散射过程, 被认为是研究 QGP 的一个理想硬探针 [117, 118]. 然而, 微扰 QCD 框架内描述中低横动量 ($p_T \lesssim 8\text{--}10$ GeV) 的重味观测量时面临着诸多困难 [119], 因为涉及一些非微扰的物理过程, 如中低能重味夸克与 QGP 的非微扰相互作用及其

强子化过程等.

文献[34]在势场散射的框架下, 将重味夸克势作为重味夸克与 QGP 中轻味部分子相互作用的有效胶子场, 研究重味夸克与 QGP 在能区的微扰与中低能区的非微扰相互作用. 将有效势进行参数化:

$$V(r) = V_Y(r) + V_S(r) = -\frac{4}{3}\alpha_s \frac{e^{-m_d r}}{r} - \frac{\sigma e^{-m_s r}}{m_s}, \quad (4)$$

其中, r 是重味夸克与反夸克之间的距离, 第一项和第二项分别代表短程的汤川势 (Yukawa) 和长程的

色禁闭势(Color Confining). 利用式(4)可求得重味夸克与QGP中部分子的散射振幅, 具体内容可参考文献[34]. 将新的散射振幅应用到线性玻尔兹曼(LBT)模型中, 建立LBT-PNP模型, 并与相对论流体力学模型以及重组合-碎裂强子化模型相结合, 探究了重味夸克与QGP之间的微扰与非微扰相互作用对重味夸克观测量的影响.

图 11展示了在质心系能量为5.02 TeV的铅-铅碰撞中, D^0 介子的核修正因子 R_{AA} 和椭圆流系数 v_2 随横动量的变化. 在图 11中, 蓝色点虚线是仅考虑汤川相互作用的情况, 绿色虚线是仅考虑色禁闭相互作用的情况, 红色实线是同时考虑汤川和色禁闭相互作用的情况. 可以看到, 中低横动量区间的 D^0 介子的压低效应主要来自于粲夸克与QGP介质之间的色禁闭相互作用, 而高横动量区间的 D^0 介子的核压低效应主要来自于粲夸克与介质之间的汤川相互作用. 值得注意的是, 当考虑色禁闭相互作用后, 中低横动量区间 D^0 介子的椭圆流明显增大了. 这是因为当QGP介质温度不断降低至临界温度附近时, 低横动量的粲夸克与介质的色禁闭相互作用会越来越强, 使粲夸克参与QGP介质的集体运动从而增大 D^0 介子的椭圆流. 数值结果表明, 同时考虑重味夸克与QGP介质的微扰和非微扰相互作用时, 能很好描述重味 D 介子从中低横动量区到高横动量区的核修正因子和椭圆流系数.

通过拟合LHC和RHIC能区 D 介子的核修正因子

和椭圆流, 可以得到重味夸克势 $V(r)$ 对距离 r 的依赖. 图 12展示了拟合 R_{AA} 和 v_2 提取的重味夸克势 $V(r)$, 并与格点QCD的计算结果做对比. 可以看到, 在小 r 处, 重味夸克与其反夸克之间的势能表现出了 $-1/r$ 的依赖关系, 而在大 r 处表现为线性依赖关系, 这分别对应着汤川项和色禁闭项, 与格点QCD的结果基本一致.

4.2 重味喷注内的扩散效应

喷注内重味强子径向分布的核修正, 是以喷注为参照研究喷注内重夸克在QGP中扩散效应非常好的观测量, 可用来研究重夸克在介质中弹性和非弹性散射强度. 文献[120]利用蒙特卡罗事例产生器Sherpa^[121]产生质子-质子碰撞中的喷注, 然后利用修正的朗之万方程描述粲夸克在介质中的弹性散射以及非弹性辐射引起的能量损失, 首次研究了相对论重离子碰撞中介质效应对粲夸克在喷注中径向分布的影响.

图 13显示了质心系能量为每核子对5.02 TeV下铅-铅碰撞中 D 介子在喷注中的径向分布及其介质修正. 计算结果与CMS合作组的实验结果一致: 铅-铅碰撞中较低横动量的 D 介子在喷注中的径向分布相比于质子-质子碰撞有明显的由喷注中心向外围扩散的现象, 这是粲夸克与热密QGP介质发生相互作用的结果. 文献[120]进一步计算了不同相互作用对粲夸克角偏移的贡献. 结果表明, 在低横动量区间(0–5 GeV)内弹

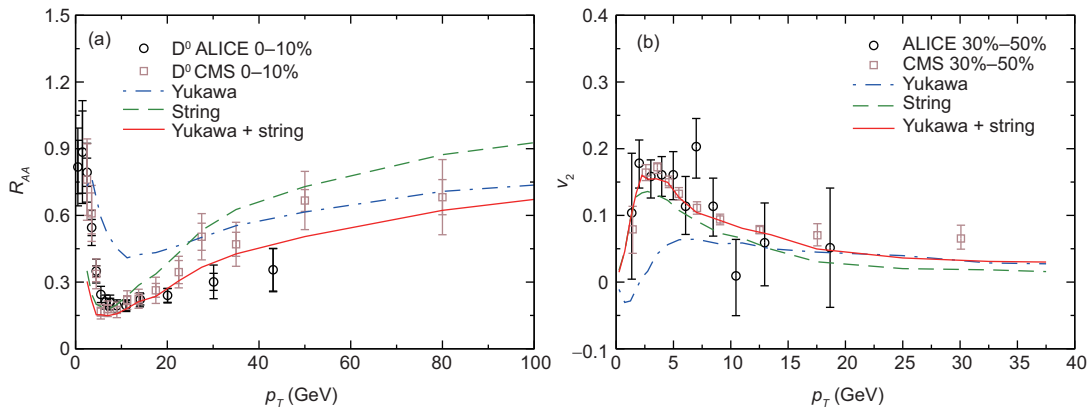


图 11 (网络版彩图)质心能量为每核子对5.02 TeV铅-铅碰撞中重味 D 介子在0–10%碰撞中心度下的核修正因子 R_{AA} (a)和30%–50%碰撞中心度下的椭圆流 v_2 (b). 两图来自文献[34]

Figure 11 (Color online) R_{AA} in 0–10% centrality (a) and v_2 in 30%–50% centrality (b), for heavy D mesons in Pb+Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV. The figures are from ref. [34].

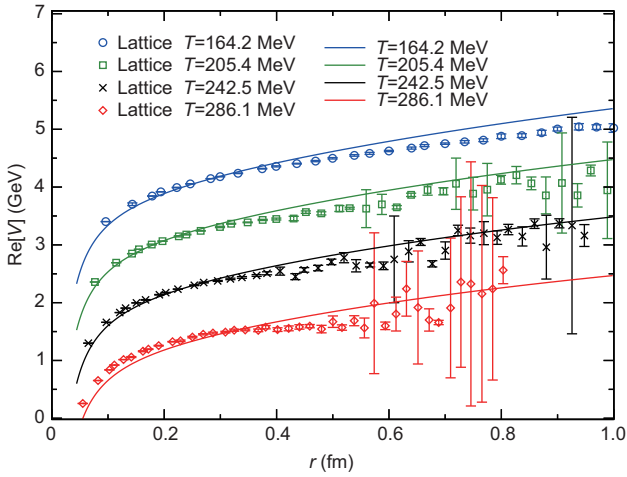


图 12 (网络版彩图)拟合LHC和RHIC能区D介子 R_{AA} 和 v_2 得到的介质中的重夸克势 $V(r)$, 并与格点QCD结果进行对比. 此图来自文献[34]

Figure 12 (Color online) The in-medium heavy quark potential extracted from fitting to D meson R_{AA} and v_2 at the LHC and RHIC, compared with lattice QCD data. Figure is from ref. [34].

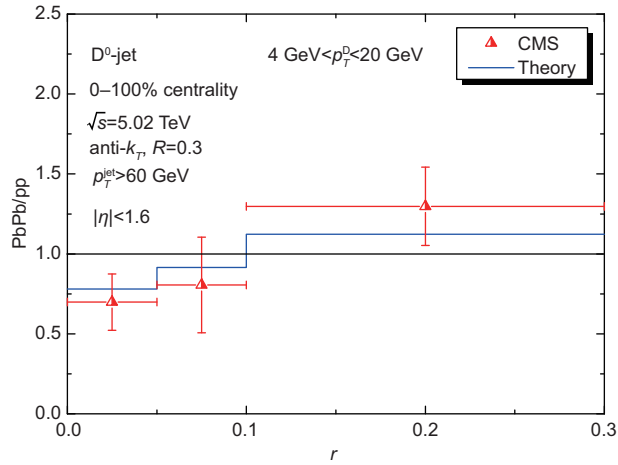


图 13 (网络版彩图)质心能量为每核子对5.02 TeV铅-铅碰撞与质子-质子碰撞中横动量为 $4 \text{ GeV} < p_T^D < 20 \text{ GeV}$ 的D介子在喷注中径向分布的核修正, 并与CMS的实验结果[122]做比较. 此图来自文献[120]

Figure 13 (Color online) Ratios of the radial distribution of D mesons in jets with $4 \text{ GeV} < p_T^D < 20 \text{ GeV}$ in Pb+Pb collisions relative to p+p collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02 \text{ TeV}$, compared with the CMS data [122]. Figure is from ref. [120].

性相互作用贡献占主导; 随横动量的增大, 弹性和非弹性相互作用的贡献都迅速减弱. 角偏移对横动量的依赖可以解释CMS合作组观测到的另一个现象: 大横动

量的D介子在喷注中的扩散效应并不明显. 另外还发现, 单位能量损失造成的角度偏移是一个对空间扩散系数 D 敏感而对喷注输运参数 $\hat{q}$ 不敏感的物理量, 可以为研究重夸克在介质中的弹性和非弹性能量损失的相对贡献提供新的思路.

5 介质响应

喷注与QGP介质的相互作用不仅会导致喷注部分子损失能动量, 也会在QGP中激发出类似于马赫锥形式的介质响应[76,123–127]. 介质响应形成的马赫锥携带着依赖于介质状态方程的声速信息, 还与介质剪切黏度与熵密度比值等输运系数紧密相关[51–54]. 寻找喷注引起的介质响应信号一直是喷注淬火研究的重点和难点. 由于整体喷注不仅包含领头部分子碎裂产生的大横动量领头强子, 也包含辐射部分子生成的次领头粒子, 还包含由于介质响应所产生的粒子. 此外, 喷注损失到QGP中的能量会在QGP中激发额外的能量流动, 所以, 喷注淬火引起的介质激发效应会在与整体喷注相关的观测量中体现出来. 研究显示, 喷注的介质响应对大横动量区间双喷注和光子-喷注不对称的核修正贡献较小[45], 但会影响喷注周围和后方的粒子产生和能量分布(下面将重点讨论).

5.1 介质响应对喷注形状函数的贡献

为了研究整体喷注在QGP中引起的介质响应, 文献[43,45]构建了喷注-流体模型: 喷注在QGP中的演化用玻尔兹曼方程描述, 包含了弹性散射引起的能量损失和横动量展宽贡献, 也包含了QGP诱导的韧致辐射贡献; 而QGP介质的演化和对喷注淬火的响应用带源的流体力学方程来模拟:

$$\partial_\mu T_{\text{fluid}}^{\mu\nu}(x) = J^\nu(x), \quad (5)$$

其中右边的源 $J^\nu(x)$ 描述喷注损失到QGP中的能动量分布, 可以从整体喷注演化方程的解中得到.

图 14显示了喷注-流体模型的计算结果: 质心能量为每核子对2.76 TeV的铅-铅碰撞中横动量大于100 GeV的单举喷注的形状函数 $\rho(r)$, 其中橙色点划线是介质响应的贡献. 在小 r 区域(即喷注内部 $r < R = 0.3$), 喷注形状函数主要是喷注部分子的贡献. 随 r 的增

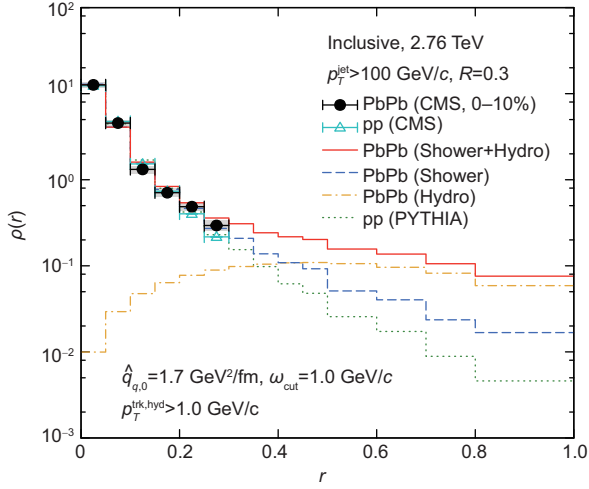


图 14 (网络版彩图)在质心系能量2.76 TeV时铅-铅碰撞和质子-质子对撞中产生的横动量大于100 GeV/c的单举喷注的形状函数, 此图来自文献[43]

Figure 14 (Color online) Jet shape function for single inclusive jets with $p_T^{\text{jet}} > 100$ GeV/c in Pb+Pb and p+p collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV. Figure is from ref. [43].

加, 喷注部分的贡献快速下降. 在大 r 区域, 介质响应对喷注形状函数的贡献占主导地位, 这是因为喷注损失的能量会随QGP的演化留在离喷注很远的地方, 所以其分布非常平和宽. 上述结果表明, 加入喷注

对QGP激发效应的贡献后, 可以解释CMS合作组测量的喷注周围的能量分布数据. 这很可能是喷注淬火引起的介质响应的一个重要信号.

5.2 喷注周围重子介子产额

介质响应不仅会影响喷注周围的能量分布(如喷注形状函数), 也会影响喷注周围粒子的产额和组分, 通常称为强子化学. 文献[50]利用AMPT模型[128]研究了喷注淬火和介质响应对喷注周围不同粒子产额的影响, 发现介质响应的一个重要信号: 喷注周围的重子与介子产额比在中等横动量区明显增大. 一旦得到实验证实, 将为重离子碰撞中喷注淬火的介质响应效应提供一个确凿的证据.

为了研究喷注淬火引起的喷注周围粒子产额的变化, 文献[50]利用AMPT模型构建了与触发喷注关联的带电粒子的二维数密度 $\frac{d^2N}{d\Delta\phi d\Delta\eta}$, 并采用了与CMS合作组[103]相同的混合事例和side-band的方法扣除背景的贡献. 图 15展示了喷注周围 $\Delta r < 1$ 范围内的 π , K , p 和 Λ 的产额随粒子横动量的函数. 第一行是模型计算的质子-质子碰撞和4个不同碰撞中心度铅-铅碰撞的结果. 图中显示, 铅-铅碰撞中小 p_T 的粒子与质子-质子碰撞中相比有所增加, 这意味着喷注中损失能量很

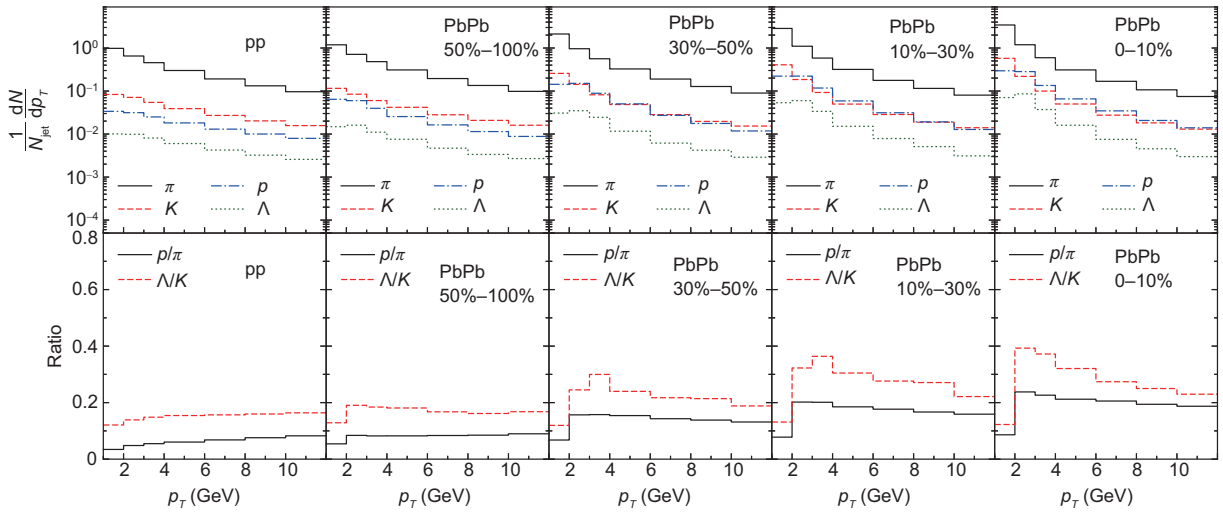


图 15 (网络版彩图)上: 质心能量为每核子对5.02 TeV的质子-质子碰撞和中心度为50%–100%, 30%–50%, 10%–30%, 0–10%的铅-铅碰撞中喷注周围 $\Delta r < 1$ 的区域不同粒子的产额随粒子横动量 p_T 的变化. 下: 对应第一行中 p/π 和 Λ/K 的比值随 p_T 的变化. 此图来自文献[50]

Figure 15 (Color online) Top: Jet-induced identified particle yields in the region $\Delta r < 1$ around the jets as a function of associated particle p_T for p+p and 50%–100%, 30%–50%, 10%–30%, 0–10% Pb+Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV. Bottom: The corresponding p/π and Λ/K ratios as a function of associated particle p_T . Figure is from ref. [50].

显著的一部分被软粒子所携带[43], 与实验的结果一致[103,129,130]. 第二行是相应的 p/π 和 Λ/K 的比值关于 p_T 的函数. 可以看出, 铅-铅碰撞中喷注周围重子与介子的比值在中等横动量 p_T (2–6 GeV)比质子-质子碰撞中有很大的增强, 这是部分子组合机制的普遍特征[131]. 喷注损失的能量传输到介质中的部分子, 由于组合机制, 在中等 p_T 区重子的产额相对于介子有更多的提升. 从左向右, 可以清晰地看到, 在喷注淬火效应更大的对心碰撞中这种产额比的增强现象更加显著. 这意味着喷注周围的中等 p_T 的重子介子比的增强主要是喷注淬火和介质响应导致的. 文献[50]进一步研究了喷注周围中等横动量区间($p_T=2-6$ GeV)的重子介子比对径向距离 Δr 的依赖(见文献[50]), 发现喷注周围的重子介子比的增强在大 Δr 的区域更为显著, 这是因为喷注损失的能量可以扩散到离喷注很远的大角度区域.

5.3 扩散尾流

如同船在湖中掀起的涟漪, QGP介质中喷注引起的马赫锥总是伴随着喷注反方向的扩散尾流. 研究表明, 喷注损失的能量会引起高横动量强子产额压低, 同时喷注激发的马赫锥会引起小横动量的关联强子产额在喷注内部和周围甚至是大角度方向的增强[76,123–127]. 而扩散尾流会导致末态强子谱中沿喷注反方向的软强子产额的减少[47,48,132], 这是喷注淬火引起的介质响应的一个独特信号.

为了寻找扩散尾流的信号, 文献[47]首先采用CoLBT-hydro模型研究了RHIC能量下 γ -强子关联, 并预测在喷注的反方向(即光子方向)的强子产额有减少现象. 但是, 最近CMS合作组测量的Z-强子关联数据[133]显示, 在铅-铅碰撞中, 喷注反方向的带电强子产额相对于质子-质子碰撞是增强的, 如图16(c)所示, 与上述预期相反. 后续研究[48]发现, 这是由于多重部分子散射(MPI)产生了许多独立的微型喷注[134,135]; 这些微型喷注与QGP相互作用, 导致喷注反方向小横动量强子产额的增加. 为了获取喷注引起的扩散尾流信号, 文献[47]采用混合事例的方法扣除MPI对Z/ γ -强子关联的贡献. 图16显示了在质心能量为每核子对5.02 TeV质子-质子碰撞和中心度0–30%的铅-铅碰撞中与Z触发粒子相关联的带电强子产额, 以及两者

带电强子产额差关于方位角 $|\Delta\phi^{hZ}|$ 的分布. 可以看出, MPI对Z-强子关联的贡献在方位角维度呈均匀分布, 如图16(b)所示. 扣除MPI的贡献后, 可以得到喷注淬火引起的介质响应导致的Z-强子关联的实际介质修正, 如图16(c)蓝色带所示, 在喷注反方向呈现出关联强子产额为负值.

为了增强扩散尾流的信号, 文献[48]利用喷注梯度层析的方法[136]定位喷注产生的初始位置. 图17显示, 满足横向不对称性 $A_x < -0.2$ 的 γ 喷注事例, 相对于没有 A_x 限制的 γ 喷注事例, 扩散尾流的效应更为明显, 表现为小横动量强子在 $\Delta\phi^{hjet} > 0$ 方向的大角度区域内, 产额减少也进一步加强. 另外, 选取 γ 喷注中动量非对称度 $p_T^{jet}/p_T^\gamma < 0.8$ 的事例, 使得喷注在介质中平均传播路径变长(纵向喷注层析), 会进一步增强介质响应, 使喷注传输方向强子产额更多, γ 方向的强子产额更

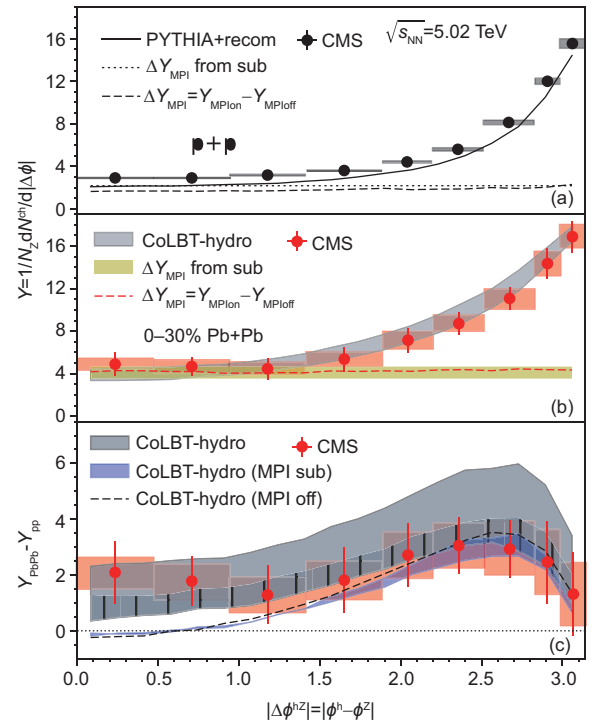


图16 (网络版彩图) (a) 质子-质子和(b) 0–30%铅-铅碰撞中, 与Z粒子($p_T^Z > 30$ GeV)关联的带电强子($p_T^h > 1$ GeV)产额, 以及(c) 两者产额差关于方位角 $|\Delta\phi^{hZ}|$ 的分布, 并与CMS实验数据[133]对比. 此图来自文献[48]

Figure 16 (Color online) Charged hadron yields per Z-trigger as a function of $|\Delta\phi^{hZ}|$ in (a) p+p and (b) central 0–30% Pb+Pb collisions and (c) their difference as compared with CMS data [133] for $p_T^Z > 30$ GeV and $p_T^h > 1$ GeV. Figure is from ref. [48].

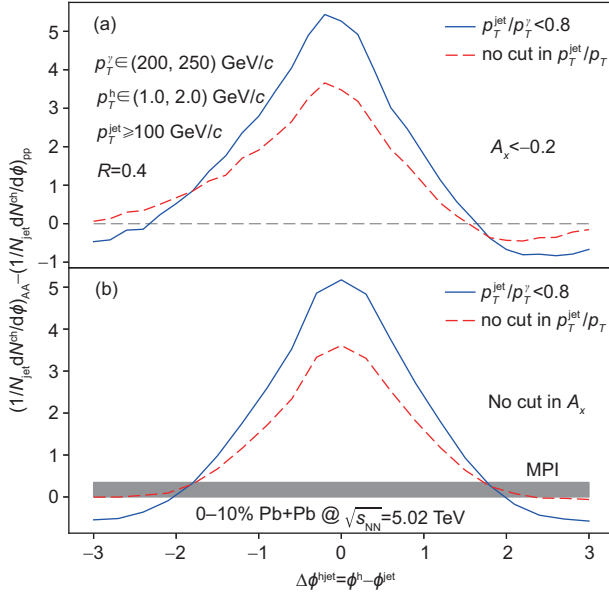


图 17 (网络版彩图)在横向不对称性 $A_x < -0.2$ (a)和不限制(b)情况下, 质子-质子和0–10%铅-铅碰撞中, 关联的强子产额差的方位角分布. 图片来自文献[48]

Figure 17 (Color online) Difference in correlated hadron yields as a function of $\Delta\phi^{\text{hjet}}$ between 0–10% Pb+Pb and p+p collisions (a) with and (b) without transverse asymmetry $A_x < -0.2$. Figure is from ref. [48].

少. 为进一步增强扩散尾流的信号, 文献[55]使用机器学习来确定高能部分子喷注在QGP中的初始产生位置. 在 γ 喷注事例中使用点云神经网络, 将动量空间内的末态强子云、光子触发信息和喷注整体信息作为神

经网络的多通道输入, 将喷注在横平面的初始产生位置坐标 (x, y) 作为神经网络的输出, 使用监督学习的方式, 训练神经网络完成回归任务. 使用机器学习的预测结果, 可以筛选喷注在横平面中不同产生位置的事例, 并分析末态强子与喷注的角关联.

介质响应引起的马赫锥和伴随的扩散尾流有复杂的三维结构. 文献[56]在质心能量为每核子对5.02 TeV的铅-铅碰撞中, 把 γ 喷注事例中关联强子的分布从方位角维度扩展到快度方向, 从而在动量空间上构建了扩散尾流的三维分布. 图 18显示了质子-质子碰撞和0–10%铅-铅碰撞中, 与喷注关联的软强子产额关于快度和方位角的分布. 在质子-质子碰撞中, 由于MPI的贡献, 强子分布在方位角方向上呈山脊结构. 同时, 在山脊结构上喷注轴附近有一个山峰结构. 在铅-铅碰撞中, 介质引起的喷注修正所产生的反冲和辐射部分子进一步增强了该山峰结构. 这与介质修正的喷注碎裂函数中软强子产额的增加现象 [46–48]是一致的. 但是, 在喷注反方向 $|\Delta\phi| = \pi$ 附近区域内, 在MPI的山脊结构上有一个山谷结构, 这是由于喷注引起的扩散尾流导致小横动量强子产额减少所造成的. 沿 $\Delta\eta$ 方向的山谷结构称为扩散尾流山谷, 是喷注淬火引起的扩散尾流的一个非常独特的信号.

文献[56]进一步研究了扩散尾流的三维结构对高能重离子碰撞中产生的高温热密QGP物质的状态方程和剪切黏滞系数的依赖关系. 图 19显示了在介质剪切系数 $\eta/s = 0.0$ 和 0.15 的情况下, 方位角 $|\Delta\phi| > \pi/2$ 区

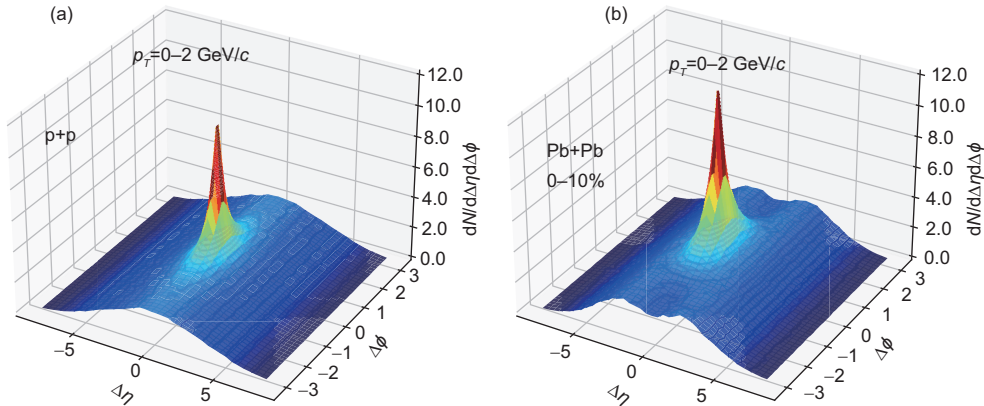


图 18 (网络版彩图)质心能量为每核子对5.02 TeV时, (a) 质子-质子、(b) 0–10%铅-铅碰撞中, 与喷注关联的软强子产额关于快度 $\Delta\eta$ 和方位角 $\Delta\phi$ 的分布. 此图来自文献[56]

Figure 18 (Color online) Jet-hadron correlations for soft hadrons as function of $\Delta\eta$ and $\Delta\phi$ in (a) p+p and (b) 0–10% Pb+Pb collisions at $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$ TeV. Figure is from ref. [56].

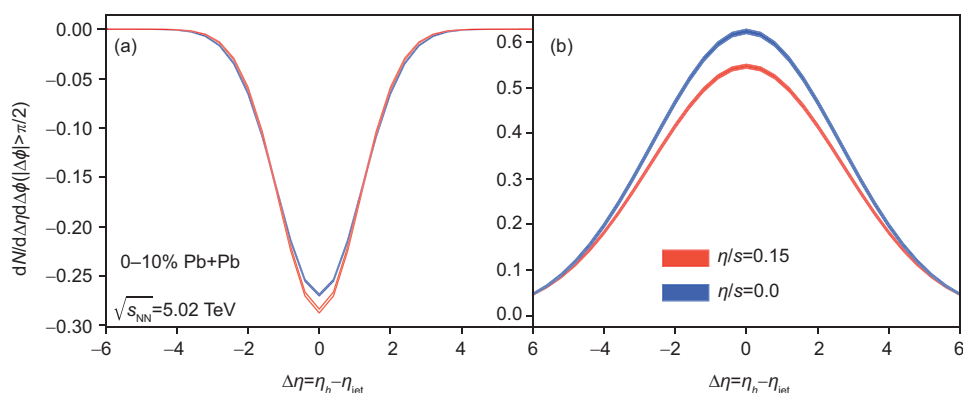


图 19 (网络版彩图)扩散尾流形成的山谷结构(a)和MPI效应形成的山脊结构(b)对剪切黏滞系数 η/s 的依赖. 此图来自文献[56]
Figure 19 (Color online) Dependence of diffusion wake valley (a) and MPI ridge (b) on specific shear viscosity η/s . Figure is from ref. [56].

域内扩散尾流山谷和MPI山脊的快度分布. 介质的剪切黏滞性可以增加整体介质的横向流动速度, 从而增大强子横动量谱的斜率. 这会导致图 19(b)中软强子MPI山脊结构的压低. 另外, 能量动量张量剪切修正中纵向的反向压力会与径向流的增强效应相互制约, 导致图 19(a)中黏滞流体情况下的扩散尾流山谷比理想流体情况下更深一些. 文献[56]比较了在CLVisc流体动力学演化中采用了两种不同的状态方程: eosq (包含一阶相变过程)和s95p-v1 (QGP相与强子相快速平滑过渡), 发现用eosq比用s95p-v1得到的扩散尾流山谷更浅, MPI山脊更低.

6 总结

本文介绍了最近几年相对论重离子碰撞中与喷注淬灭相关的一些研究工作, 主要涉及领头强子、重味夸克、整体喷注和介质响应等. 对于领头强子, 文献[74]使用CoLBT-hydro模型逐事例模拟了喷注在QGP中的演化, 结合流体-组合-碎裂强子化机制和强子级联模型, 同时描述了RHIC和LHC能区重离子碰撞中从低到高横动量区间轻强子的核修正因子和椭圆流, 发现夸克组合机制对解释中等横动量区的椭圆流非常重要. 文献[33]结合次领头阶微扰QCD理论和LBT模型计算了夸克和胶子对轻强子和重味强子的产生和核修正的贡献, 解释了大横动

量区间重味D介子与带电轻强子的核压低因子. 文献[34]构建了重味夸克在QGP介质中微扰与非微扰相互作用的统一模型, 描述了RHIC和LHC能区重味D介子的核修正因子和椭圆流. 对于整体喷注与QGP的相互作用, 文献[92]利用贝叶斯分析从数据中提取了整体喷注的能量损失分布, 为理论模型提供指引和限制. 文献[45, 102]研究了单举喷注和 γ 喷注事例中喷注形状函数的核修正对喷注能量和味道的依赖. 文献[105, 106, 112, 115, 116]分别研究了相对论重离子碰撞中喷注的腰围、横动量弥散、喷注劈裂分数、喷注劈裂半径、不同的喷注整饰方法对观测量的影响以及重组的大半径喷注. 文献[120]研究了聚夸克在QGP中的扩散效应对重味喷注中D介子分布的影响. 对于介质响应, 文献[43, 45]通过构建喷注-流体模型研究了喷注对QGP介质的激发效应对整体喷注观测量的影响, 发现介质响应会主导喷注形状函数在大半径处的分布. 文献[50]研究了介质响应对喷注周围粒子产生的影响, 发现喷注周围的重子与介子的产额比在中等横动量区间有很大的增强. 文献[47, 48, 55]细致研究了喷注引起的马赫锥和扩散尾流的二维和三维分布, 通过扣除MPI背景、利用横向和纵向喷注层析方法在 γ/Z -喷注事例寻找扩散尾流的信号. 未来对介质响应引起的马赫锥和扩散尾流信号的实验测量, 并结合其他喷注观测量, 将为探测夸克胶子等离子体的输运性质和状态方程提供更多信息.

致谢 衷心感谢本文讨论的研究工作中的作者和合作者.

参考文献

- 1 Shuryak E V. Quantum chromodynamics and the theory of superdense matter. *Phys Rep*, 1980, 61: 71–158
- 2 Gyulassy M, McLerran L. New forms of QCD matter discovered at RHIC. *Nucl Phys A*, 2005, 750: 30–63
- 3 Adams J, Aggarwal M M, Ahammed Z, et al. Experimental and theoretical challenges in the search for the quark-gluon plasma: The STAR Collaboration's critical assessment of the evidence from RHIC collisions. *Nucl Phys A*, 2005, 757: 102–183
- 4 Adcox K, Adler S S, Afanasiev S, et al. Formation of dense partonic matter in relativistic nucleus-nucleus collisions at RHIC: Experimental evaluation by the PHENIX Collaboration. *Nucl Phys A*, 2005, 757: 184–283
- 5 Jacobs P, Wang X N. Matter in extremis: Ultrarelativistic nuclear collisions at RHIC. *Prog Particle Nucl Phys*, 2005, 54: 443–534
- 6 Müller B, Schukraft J, Wyslouch B. First results from Pb+Pb collisions at the LHC. *Annu Rev Nucl Part Sci*, 2012, 62: 361–386
- 7 Huovinen P. Hydrodynamics at RHIC and LHC: What have we learned? *Int J Mod Phys E*, 2013, 22: 1330029
- 8 Heinz U, Snellings R. Collective flow and viscosity in relativistic heavy-ion collisions. *Annu Rev Nucl Part Sci*, 2013, 63: 123–151
- 9 Gale C, Jeon S, Schenke B. Hydrodynamic modeling of heavy-ion collisions. *Int J Mod Phys A*, 2013, 28: 1340011
- 10 Derradi de Souza R, Koide T, Kodama T. Hydrodynamic approaches in relativistic heavy ion reactions. *Prog Particle Nucl Phys*, 2016, 86: 35–85
- 11 Zhou Y. Review of anisotropic flow correlations in ultrarelativistic heavy-ion collisions. *Adv High Energy Phys*, 2016, 2016: 1–13
- 12 Yan L. A flow paradigm in heavy-ion collisions. *Chin Phys C*, 2018, 42: 042001
- 13 Zhao W, Xu H, Song H. Collective flow in 2.76 and 5.02 A TeV Pb+Pb collisions. *Eur Phys J C*, 2017, 77: 645
- 14 Mehtar-tani Y, Milhano J G, Tywoniuk K. Jet physics in heavy-ion collisions. *Int J Mod Phys A*, 2013, 28: 1340013
- 15 Qin G Y, Wang X N. Jet quenching in high-energy heavy-ion collisions. *Int J Mod Phys E*, 2015, 24: 1530014
- 16 Cunqueiro L, Sickles A M. Studying the QGP with jets at the LHC and RHIC. *Prog Particle Nucl Phys*, 2022, 124: 103940
- 17 Apolinário L, Lee Y J, Winn M. Heavy quarks and jets as probes of the QGP. *Prog Particle Nucl Phys*, 2022, 127: 103990
- 18 Aad G, Abbott B, Abdallah J, et al. Observation of a centrality-dependent dijet asymmetry in lead-lead collisions at $\sqrt{s_{NN}}=2.76$ TeV with the ATLAS Detector at the LHC. *Phys Rev Lett*, 2010, 105: 252303
- 19 Chatrchyan S, Khachatryan V, Sirunyan A M, et al. Observation and studies of jet quenching in PbPb collisions at $\sqrt{s_{NN}}=2.76$ TeV. *Phys Rev C*, 2011, 84: 024906
- 20 Adcox K, Adler S S, Ajitanand N N, et al. Suppression of hadrons with large transverse momentum in central Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}=130$ GeV. *Phys Rev Lett*, 2001, 88: 022301
- 21 Aamodt K, Abrahantes Quintana A, Adamová D, et al. Suppression of charged particle production at large transverse momentum in central Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}}=2.76$ TeV. *Phys Lett B*, 2011, 696: 30–39
- 22 Burke K M, Buzzatti A, Chang N, et al. Extracting the jet transport coefficient from jet quenching in high-energy heavy-ion collisions. *Phys Rev C*, 2014, 90: 014909
- 23 Zhang Q, Dai W, Wang L, et al. Particle production at large p_T in Xe+Xe collisions with jet quenching using the higher twist approach. *Chin Phys C*, 2022, 46: 104106
- 24 Zhang H, Owens J F, Wang E, et al. Dihadron tomography of high-energy nuclear collisions in next-to-leading order perturbative QCD. *Phys Rev Lett*, 2007, 98: 212301
- 25 Adler C, Ahammed Z, Allgower C, et al. Disappearance of back-to-back high- p_T hadron correlations in central Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV. *Phys Rev Lett*, 2003, 90: 082302
- 26 Ayala A, Jalilian-Marian J, Magnin J, et al. Three and two hadron correlations in $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV proton-proton and nucleus-nucleus collisions. *Phys Rev Lett*, 2010, 104: 042301
- 27 Wang X N, Huang Z, Sarcevic I. Jet quenching in the direction opposite to a tagged photon in high-energy heavy-ion collisions. *Phys Rev Lett*, 1996, 77: 231–234
- 28 Renk T. Towards jet tomography: γ -hadron correlations. *Phys Rev C*, 2006, 74: 034906
- 29 Zhang H, Owens J F, Wang E, et al. Tomography of high-energy nuclear collisions with photon-hadron correlations. *Phys Rev Lett*, 2009, 103: 032302
- 30 Qin G Y, Ruppert J, Gale C, et al. Jet energy loss, photon production, and photon-hadron correlations at energies available at the BNL Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC). *Phys Rev C*, 2009, 80: 054909
- 31 Adare A, Afanasiev S, Aidala C, et al. Photon-hadron jet correlations in p+p and Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV. *Phys Rev C*, 2009, 80: 024908

- 32 Abelev B I, Aggarwal M M, Ahammed Z, et al. Parton energy loss in heavy-ion collisions via direct-photon and charged-particle azimuthal correlations. *Phys Rev C*, 2010, 82: 034909
- 33 Xing W J, Cao S, Qin G Y, et al. Flavor hierarchy of jet quenching in relativistic heavy-ion collisions. *Phys Lett B*, 2020, 805: 135424
- 34 Xing W J, Qin G Y, Cao S. Perturbative and non-perturbative interactions between heavy quarks and quark-gluon plasma within a unified approach. *Phys Lett B*, 2023, 838: 137733
- 35 Dong X, Lee Y J, Rapp R. Open heavy-flavor production in heavy-ion collisions. *Annu Rev Nucl Part Sci*, 2019, 69: 417–445
- 36 Zhao J, Zhou K, Chen S, et al. Heavy flavors under extreme conditions in high energy nuclear collisions. *Prog Particle Nucl Phys*, 2020, 114: 103801
- 37 Tang Z B, Zha W M, Zhang Y F. An experimental review of open heavy flavor and quarkonium production at RHIC. *Nucl Sci Tech*, 2020, 31: 81
- 38 Sirunyan A M, Tumasyan A, Adam W, et al. Measurement of the splitting function in pp and Pb-Pb Collisions at $\sqrt{s_{NN}}=5.02$ TeV. *Phys Rev Lett*, 2018, 120: 142302
- 39 Acharya S, Adamová D, Adhya S P, et al. Exploration of jet substructure using iterative declustering in pp and Pb-Pb collisions at LHC energies. *Phys Lett B*, 2020, 802: 135227
- 40 Adam J, Adamczyk L, Adams J R, et al. Measurement of groomed jet substructure observables in p+p collisions at $\sqrt{s}=200$ GeV with STAR. *Phys Lett B*, 2020, 811: 135846
- 41 Acharya S, Adamová D, Adler A, et al. Measurement of the groomed jet radius and momentum splitting fraction in pp and Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}}=5.02$ TeV. *Phys Rev Lett*, 2022, 128: 102001
- 42 ATLAS Collaboration. Measurement of suppression of large-radius jets and its dependence on substructure in Pb+Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV with the ATLAS detector. arXiv: [nucl-ex/2301.05606](https://arxiv.org/abs/nucl-ex/2301.05606)
- 43 Tachibana Y, Chang N B, Qin G Y. Full jet in quark-gluon plasma with hydrodynamic medium response. *Phys Rev C*, 2017, 95: 044909
- 44 Luo T, Cao S, He Y, et al. Multiple jets and γ -jet correlation in high-energy heavy-ion collisions. *Phys Lett B*, 2018, 782: 707–716
- 45 Chang N B, Tachibana Y, Qin G Y. Nuclear modification of jet shape for inclusive jets and γ -jets at the LHC energies. *Phys Lett B*, 2020, 801: 135181
- 46 Chen W, Cao S, Luo T, et al. Medium modification of γ -jet fragmentation functions in Pb+Pb collisions at LHC. *Phys Lett B*, 2020, 810: 135783
- 47 Chen W, Cao S, Luo T, et al. Effects of jet-induced medium excitation in γ -hadron correlation in A+A collisions. *Phys Lett B*, 2018, 777: 86–90
- 48 Chen W, Yang Z, He Y, et al. Search for the elusive jet-induced diffusion Wake in Z/ γ -jets with 2D jet tomography in high-energy heavy-ion collisions. *Phys Rev Lett*, 2021, 127: 082301
- 49 Chen W, Cao S, Luo T, et al. The effect of jet-induced medium excitation on Λ/k_s^0 in jet in Pb-Pb collisions. *Nucl Phys A*, 2021, 1005: 121934
- 50 Luo A, Mao Y X, Qin G Y, et al. Enhancement of baryon-to-meson ratios around jets as a signature of medium response. *Phys Lett B*, 2023, 837: 137638
- 51 Bouras I, El A, Fochler O, et al. Transition from ideal to viscous Mach cones in a kinetic transport approach. *Phys Lett B*, 2012, 710: 641–646 [Erratum: *Phys. Lett.* 2014, 728: 156]
- 52 Ayala A, Dominguez I, Jalilian-Marian J, et al. Relating q , η/s , and ΔE in an expanding quark-gluon plasma. *Phys Rev C*, 2016, 94: 024913
- 53 Yan L, Jeon S, Gale C. Jet-medium interaction and conformal relativistic fluid dynamics. *Phys Rev C*, 2018, 97: 034914
- 54 Cao S, Wang X N. Jet quenching and medium response in high-energy heavy-ion collisions: A review. *Rep Prog Phys*, 2021, 84: 024301
- 55 Yang Z, He Y, Chen W, et al. Deep learning assisted jet tomography for the study of Mach cones in QGP. arXiv: [2206.02393](https://arxiv.org/abs/2206.02393)
- 56 Yang Z, Luo T, Chen W, et al. 3D Structure of jet-induced diffusion wake in an expanding quark-gluon plasma. *Phys Rev Lett*, 2023, 130: 052301
- 57 Wang X N. Systematic study of high p_T hadron spectra in pp, pA, and AA collisions at ultrarelativistic energies. *Phys Rev C*, 2000, 61: 064910
- 58 Gyulassy M, Vitev I, Wang X N. High p_T azimuthal asymmetry in noncentral A+A at RHIC. *Phys Rev Lett*, 2001, 86: 2537–2540
- 59 Vitev I, Gyulassy M. High- p_T Tomography of d+Au and Au+Au at SPS, RHIC, and LHC. *Phys Rev Lett*, 2002, 89: 252301
- 60 Wang E, Wang X N. Jet tomography of hot and cold nuclear matter. *Phys Rev Lett*, 2002, 89: 162301
- 61 Qin G Y, Ruppert J, Gale C, et al. Radiative and collisional jet energy loss in the quark-gluon plasma at the bnl relativistic heavy ion collider. *Phys Rev Lett*, 2008, 100: 072301
- 62 Pal S, Bleicher M. Suppression of high p_T hadrons in Pb+Pb collisions at LHC. *Phys Lett B*, 2012, 709: 82–86
- 63 Majumder A, Shen C. Suppression of the high- p_T charged-hadron R_{AA} at the LHC. *Phys Rev Lett*, 2012, 109: 202301

- 64 Zigic D, Ilic B, Djordjevic M, et al. Exploring the initial stages in heavy-ion collisions with high- $p_{\perp}$ theory and data. *Phys Rev C*, 2020, 101: 064909
- 65 Adams J, Adler C, Aggarwal M M, et al. Particle-type dependence of azimuthal anisotropy and nuclear modification of particle production in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV. *Phys Rev Lett*, 2004, 92: 052302
- 66 Sirunyan A M, Tumasyan A, Adam W, et al. Azimuthal anisotropy of charged particles with transverse momentum up to 100 GeV/c in PbPb collisions at $\sqrt{s_{NN}}=5.02$ TeV. *Phys Lett B*, 2018, 776: 195–216
- 67 Aaboud M, Aad G, Abbott B, et al. Measurement of the azimuthal anisotropy of charged particles produced in $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV Pb+Pb collisions with the ATLAS detector. *Eur Phys J C*, 2018, 78: 997
- 68 Acharya S, Acosta F T, Adamová D, et al. Energy dependence and fluctuations of anisotropic flow in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ and 2.76 TeV. *J High Energy Phys*, 2018, 2018(7): 103
- 69 Liu Y F, Xing W J, Wu X Y, et al. Heavy and light flavor jet quenching in different collision systems at energies available at the CERN Large Hadron Collider. *Phys Rev C*, 2022, 105: 044904
- 70 Noronha-Hostler J, Betz B, Noronha J, et al. Event-by-event hydrodynamics+jet energy loss: A Solution to the $R_{AA} \otimes v_2$ puzzle. *Phys Rev Lett*, 2016, 116: 252301
- 71 Liao J, Shuryak E. Angular dependence of jet quenching indicates its strong enhancement near the QCD phase transition. *Phys Rev Lett*, 2009, 102: 202302
- 72 Kopeliovich B Z, Nemchik J, Potashnikova I K, et al. Quenching of high- p_T hadrons: Energy loss versus color transparency. *Phys Rev C*, 2012, 86: 054904
- 73 Andres C, Armesto N, Niemi H, et al. Jet quenching as a probe of the initial stages in heavy-ion collisions. *Phys Lett B*, 2020, 803: 135318
- 74 Zhao W, Ke W, Chen W, et al. From hydrodynamics to jet quenching, coalescence, and hadron cascade: A coupled approach to solving the $R_{AA} \otimes v_2$ puzzle. *Phys Rev Lett*, 2022, 128: 022302
- 75 Wang X N, Zhu Y. Medium modification of γ jets in high-energy heavy-ion collisions. *Phys Rev Lett*, 2013, 111: 062301
- 76 Li H, Liu F, Ma G L, et al. Mach cone induced by γ -triggered jets in high-energy heavy-ion collisions. *Phys Rev Lett*, 2011, 106: 012301
- 77 He Y, Luo T, Wang X N, et al. Linear Boltzmann transport for jet propagation in the quark-gluon plasma: Elastic processes and medium recoil. *Phys Rev C*, 2015, 91: 054908 [Erratum: *Phys Rev C*, 2018, 1: 019902]
- 78 Cao S, Luo T, Qin G Y, et al. Linearized Boltzmann transport model for jet propagation in the quark-gluon plasma: Heavy quark evolution. *Phys Rev C*, 2016, 94: 014909
- 79 Cao S, Luo T, Qin G Y, et al. Heavy and light flavor jet quenching at RHIC and LHC energies. *Phys Lett B*, 2018, 777: 255–259
- 80 Pang L, Wang Q, Wang X N. Effects of initial flow velocity fluctuation in event-by-event (3+1)D hydrodynamics. *Phys Rev C*, 2012, 86: 024911
- 81 Pang L G, Petersen H, Wang X N. Pseudorapidity distribution and decorrelation of anisotropic flow within the open-computing-language implementation CLVisc hydrodynamics. *Phys Rev C*, 2018, 97: 064918
- 82 Zhao W, Ko C M, Liu Y X, et al. Probing the partonic degrees of freedom in high-multiplicity p-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}}=5.02$ TeV. *Phys Rev Lett*, 2020, 125: 072301
- 83 Bass S. Microscopic models for ultrarelativistic heavy ion collisions. *Prog Particle Nucl Phys*, 1998, 41: 255–369
- 84 Bleicher M, Zabrodin E, Spieles C, et al. Relativistic hadron-hadron collisions in the ultra-relativistic quantum molecular dynamics model. *J Phys G-Nucl Part Phys*, 1999, 25: 1859–1896
- 85 Acharya S, Acosta F T, Adamová D, et al. Transverse momentum spectra and nuclear modification factors of charged particles in pp, p-Pb and Pb-Pb collisions at the LHC. *J High Energy Phys*, 2018, 2018: 13
- 86 Dokshitzer Y L, Kharzeev D E. Heavy-quark colorimetry of QCD matter. *Phys Lett B*, 2001, 519: 199–206
- 87 Armesto N, Salgado C, Wiedemann U. Medium-induced gluon radiation off massive quarks fills the dead cone. *Phys Rev D*, 2004, 69: 114003
- 88 Zhang B W, Wang E, Wang X N. Heavy quark energy loss in a nuclear medium. *Phys Rev Lett*, 2004, 93: 072301
- 89 Djordjevic M, Gyulassy M. Heavy quark radiative energy loss in QCD matter. *Nucl Phys A*, 2004, 733: 265–298
- 90 Grelli A. D meson nuclear modification factors in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}}=2.76$ TeV with the ALICE detector. *Nucl Phys A*, 2013, 904-905: 635c–638c
- 91 Sirunyan A M, Tumasyan A, Adam W, et al. Nuclear modification factor of D^0 mesons in PbPb collisions at $\sqrt{s_{NN}}=5.02$ TeV. *Phys Lett B*, 2018, 782: 474–496
- 92 He Y, Pang L G, Wang X N. Bayesian extraction of jet energy loss distributions in heavy-ion collisions. *Phys Rev Lett*, 2019, 122: 252302

- 93 Kang Z B, Ringer F, Vitev I. The semi-inclusive jet function in SCET and small radius resummation for inclusive jet production. *J High Energy Phys*, 2016, 2016: 125
- 94 Kang Z B, Ringer F, Vitev I. Inclusive production of small radius jets in heavy-ion collisions. *Phys Lett B*, 2017, 769: 242–248
- 95 He Y, Cao S, Chen W, et al. Interplaying mechanisms behind single inclusive jet suppression in heavy-ion collisions. *Phys Rev C*, 2019, 99: 054911
- 96 Aad G, Abbott B, Abdallah J, et al. Measurements of the nuclear modification factor for jets in Pb+Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}}=2.76$ TeV with the ATLAS detector. *Phys Rev Lett*, 2015, 114: 072302
- 97 Aaboud M, Aad G, Abbott B, et al. Measurement of the nuclear modification factor for inclusive jets in Pb+Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}}=5.02$ TeV with the ATLAS detector. *Phys Lett B*, 2019, 790: 108–128
- 98 Wicks S, Horowitz W, Djordjevic M, et al. Elastic, inelastic, and path length fluctuations in jet tomography. *Nucl Phys A*, 2007, 784: 426–442
- 99 Schenke B, Gale C, Qin G Y. Evolving distribution of hard partons traversing a hot, strongly interacting plasma. *Phys Rev C*, 2009, 79: 054908
- 100 Cao S, Qin G Y, Bass S A. Heavy-quark dynamics and hadronization in ultrarelativistic heavy-ion collisions: Collisional versus radiative energy loss. *Phys Rev C*, 2013, 88: 044907
- 101 Cao S, Qin G Y, Bass S A. Energy loss, hadronization, and hadronic interactions of heavy flavors in relativistic heavy-ion collisions. *Phys Rev C*, 2015, 92: 024907
- 102 Chang N B, Qin G Y. Full jet evolution in quark-gluon plasma and nuclear modification of jet production and jet shape in Pb+Pb collisions at 2.76A TeV at the CERN Large Hadron Collider. *Phys Rev C*, 2016, 94: 024902
- 103 Sirunyan A M, Tumasyan A, Adam W, et al. Jet properties in PbPb and pp collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV. *J High Energy Phys*, 2018, 2018: 6
- 104 Sirunyan A M, Tumasyan A, Adam W, et al. Jet shapes of isolated photon-tagged jets in Pb-Pb and pp collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV. *Phys Rev Lett*, 2019, 122: 152001
- 105 Yan J, Chen S Y, Dai W, et al. Medium modifications of girth distributions for inclusive jets and Z^0 +jets in relativistic heavy-ion collisions at the LHC. *Chin Phys C*, 2021, 45: 024102
- 106 Chen S Y, Yan J, Dai W, et al. p_T dispersion of inclusive jets in high-energy nuclear collisions. *Chin Phys C*, 2022, 46: 104102
- 107 Wang X N, Guo X. Multiple parton scattering in nuclei: Parton energy loss. *Nucl Phys A*, 2001, 696: 788–832
- 108 Majumder A. Hard collinear gluon radiation and multiple scattering in a medium. *Phys Rev D*, 2012, 85: 014023
- 109 Acharya S, Acosta F T, Adamová D, et al. Medium modification of the shape of small-radius jets in central Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV. *J High Energy Phys*, 2018, 2018: 139
- 110 Larkoski A J, Marzani S, Soyez G, et al. Soft drop. *J High Energy Phys*, 2014, 2014: 146
- 111 Kauder K. Measurement of the shared momentum fraction z_g using jet reconstruction in p+p and Au+Au collisions with STAR. *Nucl Particle Phys Proc*, 2017, 289-290: 137–140
- 112 Chang N B, Cao S, Qin G Y. Probing medium-induced jet splitting and energy loss in heavy-ion collisions. *Phys Lett B*, 2018, 781: 423–432
- 113 Mehtar-Tani Y, Soto-Ontoso A, Tywoniuk K. Dynamical grooming of QCD jets. *Phys Rev D*, 2020, 101: 034004
- 114 Caucal P, Soto-Ontoso A, Takacs A. Dynamically groomed jet radius in heavy-ion collisions. *Phys Rev D*, 2022, 105: 114046
- 115 Wang L, Kang J W, Zhang Q, et al. Jet radius and momentum splitting fraction with dynamical grooming in heavy-ion collisions. *Chin Phys Lett*, 2023, 40: 032101
- 116 Zhang S L, Yang M Q, Zhang B W. Parton splitting scales of reclustered large-radius jets in high-energy nuclear collisions. *Eur Phys J C*, 2022, 82: 414
- 117 Andronic A, Arleo F, Arnaldi R, et al. Heavy-flavour and quarkonium production in the LHC era: From proton-proton to heavy-ion collisions. *Eur Phys J C*, 2016, 76: 107
- 118 Dong X, Greco V. Heavy quark production and properties of Quark-Gluon Plasma. *Prog Particle Nucl Phys*, 2019, 104: 97–141
- 119 Caron-Huot S, Moore G D. Heavy quark diffusion in QCD and $N = 4$ SYM at next-to-leading order. *J High Energy Phys*, 2008, 2008: 081
- 120 Wang S, Dai W, Zhang B W, et al. Diffusion of charm quarks in jets in high-energy heavy-ion collisions. *Eur Phys J C*, 2019, 79: 789
- 121 Gleisberg T, Höche S, Krauss F, et al. Event generation with SHERPA 1.1. *J High Energy Phys*, 2009, 2009: 007
- 122 Sirunyan A M, Tumasyan A, Adam W, et al. Studies of charm quark diffusion inside jets using Pb-Pb and pp collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV. *Phys Rev Lett*, 2020, 125: 102001
- 123 Casalderrey-Solana J, Shuryak E V, Teaney D. Conical flow induced by quenched QCD jets. *J Phys-Conf Ser*, 2005, 27: 22–31
- 124 Stöcker H. Collective flow signals the quark-gluon plasma. *Nucl Phys A*, 2005, 750: 121–147

- 125 Ruppert J, Müller B. Waking the colored plasma. [Phys Lett B](#), 2005, 618: 123–130
- 126 Gubser S S, Pufu S S, Yarom A. Sonic booms and diffusion wakes generated by a heavy quark in thermal gauge-string duality. [Phys Rev Lett](#), 2008, 100: 012301
- 127 Qin G Y, Majumder A, Song H, et al. Energy and momentum deposited into a QCD medium by a jet shower. [Phys Rev Lett](#), 2009, 103: 152303
- 128 Lin Z W, Ko C M, Li B A, et al. Multiphase transport model for relativistic heavy ion collisions. [Phys Rev C](#), 2005, 72: 064901
- 129 Khachatryan V, Sirunyan A M, Tumasyan A, et al. Correlations between jets and charged particles in PbPb and pp collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV. [J High Energy Phys](#), 2016, 2016: 156
- 130 Aad G, Abbott B, Abbott D C, et al. Measurement of angular and momentum distributions of charged particles within and around jets in Pb+Pb and pp collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV with the ATLAS detector. [Phys Rev C](#), 2019, 100: 064901 [Erratum: [Phys. Rev. C](#) 2020, 101: 059903]
- 131 Hwa R C, Yang C B. Recombination of shower partons at high p_T in heavy-ion collisions. [Phys Rev C](#), 2004, 70: 024905
- 132 Pablos D. Jet suppression from a small to intermediate to large radius. [Phys Rev Lett](#), 2020, 124: 052301
- 133 Sirunyan A M, Tumasyan A, Adam W, et al. Using Z Boson events to study parton-medium interactions in Pb-Pb collisions. [Phys Rev Lett](#), 2022, 128: 122301
- 134 Sjöstrand T, van Zijl M. A multiple-interaction model for the event structure in hadron collisions. [Phys Rev D](#), 1987, 36: 2019–2041
- 135 Wang X N, Gyulassy M. HIJING: A Monte Carlo model for multiple jet production in pp, pA, and AA collisions. [Phys Rev D](#), 1991, 44: 3501–3516
- 136 He Y, Pang L G, Wang X N. Gradient tomography of jet quenching in heavy-ion collisions. [Phys Rev Lett](#), 2020, 125: 122301

Jet quenching and medium response in relativistic heavy-ion collisions

CHANG Ning-Bo^{1,2}, CHEN Wei^{1,3}, HE YaYun^{1,4}, LUO Ao¹, PANG Long-Gang^{1*},
QIN Guang-You^{1*}, WANG En-Ke^{1,4*}, WANG Xin-Nian^{1,5*}, XING Wen-Jing^{1,6},
YANG Meng-Quan¹, YANG Zhong¹, ZHANG Ben-Wei^{1*},
ZHANG Han-Zhong^{1*} & ZHAO WenBin^{1,7}

¹Key Laboratory of Quark and Lepton Physics (MOE), Institute of Particle Physics, Central China Normal University, Wuhan 430079, China;

²College of Physics and Engineering, Xinyang Normal University, Xinyang 464000, China;

³College of Science, Wuhan University of Science and Technology, Wuhan 430065, China;

⁴Guangdong Provincial Key Laboratory of Nuclear Matter Science and Technology, Institute of Quantum Matter, South China Normal University, Guangzhou 510006, China;

⁵Nuclear Science Division, Lawrence Berkeley National Laboratory, Berkeley 94720, USA;

⁶Institute of Frontier and Interdisciplinary Science, Shandong University, Qingdao 266237, China;

⁷Department of Physics and Astronomy, Wayne State University, Detroit 48201, USA

We briefly review some recent studies pertaining to jet-medium interaction and jet quenching in high-energy heavy-ion collisions. We focus on the following four topics: leading hadrons, full jets, heavy quarks, and medium response. The suppression of large-transverse-momentum hadrons served as a crucial signature of jet quenching in relativistic heavy-ion collisions. In the large-transverse-momentum regime, we discuss the flavor hierarchy of jet quenching by considering the contributions of both quarks and gluons to heavy and light hadron production, alongside the effect of nuclear modification. In the low and intermediate transverse momentum regimes, we discuss the crucial roles of quark coalescence and nonperturbative interactions to further our understanding of nuclear modification and the elliptic flow of light- and heavy-flavor hadrons. Recently, full jets and their nuclear modification have emerged as prominent topics of research within the field. Herein, we discuss the first Bayesian extraction of jet energy-loss distribution from a single inclusive jet and photon-tagged jet data. Additionally, we present several recent studies on jet structure and substructure observables, including jet shape, jet girth, transverse momentum dispersion, groomed jet-splitting momentum fraction and radius, reclustered large-radius jets, and heavy-meson distribution within jets. Jet-induced medium response has been a hot and difficult topic for a long time. Jet quenching not only triggers a Mach cone and wavefront around the propagating jet but also generates a diffusion wake behind the jet. We present some recent studies regarding medium response effect in jet-related observables. In particular, we discuss how jet-induced medium response affects the energy distribution and hadron chemistry around the quenched jets, and how to detect the two- and three-dimensional structures of diffusion wake in photon/Z-tagged jet events.

relativistic heavy-ion collisions, quark-gluon plasma, jet quenching, heavy quark, medium response

PACS: 12.38.Mh, 21.65.Qr, 24.85.+p, 13.87.-a

doi: [10.1360/SSPMA-2023-0166](https://doi.org/10.1360/SSPMA-2023-0166)