

专题: 华南师范大学建校暨物理学科建立 90 周年

相对论重离子碰撞中的喷注淬火效应*

张善良¹⁾²⁾ 邢宏喜^{1)2)†} 王恩科^{1)2)‡}

1) (华南师范大学量子物质研究院, 原子亚原子结构与量子调控教育部重点实验室,

广东省高等学校物质结构与相互作用基础研究卓越中心, 广州 510006)

2) (华南师范大学南方核科学计算中心, 粤港量子物质联合实验室, 广东省核物质科学与技术重点实验室, 广州 510006)

(2023 年 6 月 15 日收到; 2023 年 9 月 16 日收到修改稿)

相对论重离子碰撞中产生了高温高密解禁闭的夸克胶子等离子体 (QGP), 研究 QGP 的性质是高能核物理目前最重要的物理目标之一. 其中, 应用喷注淬火作为硬探针研究 QGP 的性质是一个非常重要的手段. 喷注淬火指的是相对论重离子碰撞中产生的高能部分子穿过 QGP 时, 通过强相互作用导致的能量损失效应. 本文主要介绍喷注淬火效应的最新研究进展, 具体包含喷注淬火效应对强子、喷注和喷注子结构的介质影响, 以及目前理论上面临的问题和困难.

关键词: 相对论重离子碰撞, 夸克胶子等离子体, 喷注淬火**PACS:** 03.67.Lx, 14.20.Dh, 25.40.Cm, 71.10.Hf**DOI:** 10.7498/aps.72.20230993

1 引言

高能核物理是在高能量标度和小的时空尺度上探索物质世界的深层次结构及其相互作用规律的基础科学. 根据目前对可见物质深层次结构的探索, 物质构成的最小单元有夸克和轻子, 夸克通过强相互作用结合成强子, 同样强子之间也因为强相互作用构成原子核. 量子色动力学 (QCD) 是描述强相互作用的基本理论. 量子色动力学的非阿贝尔规范对称性导致其有两个显著的特点: 一个是色禁闭, 另一个是渐近自由. 真空中的夸克和胶子由于强相互作用被禁闭在强子中, 因此在自然状态下人们无法观测到自由夸克. 另一方面, 由于渐近自由的性质, 在高温高密的极端条件下强子束缚态会被打破, 真空结构改变而导致相变, 对称性破缺并且出现解禁闭的自由的夸克和胶子, 从而形成一种新

的物质形态, 称为夸克胶子等离子体 (QGP), 研究 QGP 性质是高能核物理目前最重要的物理目标之一. 为了深入研究 QGP 的性质, 1970 年李政道先生提出可以在实验室中通过高能重离子碰撞产生夸克胶子等离子体. 因为高能重离子碰撞可以产生高能量密度的物质, 在足够高的碰撞能量下, 可以达到 QGP 相变的临界条件. 高能重离子碰撞实验始于 20 世纪 80 年代初伯克利的 Bevalac 加速器, 紧接着 80 年代后期, 布鲁克海文国家实验室的 AGS 和欧洲核子中心的 SPS 也相继跟进. 进入 21 世纪后, 布鲁克海文国家实验室的相对论重离子碰撞机 (RHIC) 开始运行, 随后欧洲核子中心更高能量的大型强子对撞机 (LHC) 上的重离子碰撞实验也开始产生数据. 在 AGS 和 SPS 上的实验中观测到了热密物质所表现的一些丰富的现象, 特别是矢量介子的展宽和粲夸克偶素的反常压低等. 最大核-核碰撞能量 200 GeV 的 RHIC 开创了

* 国家自然科学基金 (批准号: 12147131, 12035007, 12022512) 和广东省基础与应用基础研究项目 (批准号: 2020B0301030008, 2022A1515010683) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: hxing@m.scnu.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: wangek@scnu.edu.cn

极端条件下强相互作用核物质研究的新时代. 在 2010 年开始运行的 LHC 能量更是达到了 TeV 级别, 为 QGP 形成以及研究开创了新机遇. 对 RHIC 和 LHC 的大量数据进行分析确实验证了, 在极高能核-核心碰撞中产生了高温高密、近似局部平衡的强相互作用物质形态-夸克胶子等离子体^[1-4].

在 RHIC 和 LHC 能区, 两束接近光速的重离子束发生对心碰撞后, 系统温度急剧上升, 达到临界温度后, 形成高温、高密、解禁闭、不同区域有温度涨落但是局部平衡的夸克胶子等离子体. 夸克胶子等离子体系统内部的压强非常大, 因此会迅速膨胀和冷却. 这种新的物质形态显示了近似理想的强耦合流体的性质, 因此可以用流体力学模型来模拟夸克胶子等离子体的演化动力学信息^[5], 例如温度、流速等. 随着时间的演化, 系统温度逐渐降低, 当温度和粒子数密度到达夸克胶子等离子体相向强子气体相转变的临界条件, 部分子之间的相互作用终止, 系统中的夸克胶子迅速结合形成强子^[2,6,7]. 部分子到强子相的转变是一个非微扰的过程, 从 QCD 第一原理计算非常困难, 理论上可以通过有效的, 非严格的 QCD 唯象模型来描述. 随后系统继续膨胀和冷却, 随着化学势的降低和温度的降低, 强子之间的相互作用也发生终止, 强子获得它们的最终能量和动量, 最终达到平衡状态.

在极高能重离子碰撞实验中, 根据碰撞系统的不同, 夸克胶子等离子体存活的时间在 0.6—10 fm/ c 以内 (c 为真空中光速), 寿命非常短, 因此我们在实验室中只能看到末态强子的分布, 而不能直接观测到夸克胶子等离子体, 正如无法探测自由的夸克. 但是末态观测到的粒子信息会根据粒子产生机制以及与介质相互作用的时间, 受其中一个阶段或所有阶段的影响, 从而会携带相关阶段的信息. 实验上可以从大量的末态粒子中挑选合适的物理观测量并与相对于基本的质子-质子碰撞中的结果比较来间接地探测 QGP 存在的证据. 对这些观测量更加细致的研究, 可以分析并提取夸克胶子等离子体的性质, 这样的物理量被称为 QGP 信号或者 QGP 探针^[8]. 夸克胶子等离子体系统中的夸克胶子解禁闭, 形成丰富的自由的夸克胶子, 这些夸克胶子携带色荷, 它们之间的相互作用会产生大量的新粒子, 这些粒子在 QGP 中产生, 因此会携带夸克胶子等离子体的信息. 同时, 初始硬碰撞过程中产生的高能部分子经过 QGP 时, 也会与解禁闭的夸克胶子发生相互作用或诱导胶子辐射, 因此这些

高能部分子也会携带夸克胶子等离子体的信息. 将这些信号与基本的质子-质子碰撞中的结果进行比较, 能够提取夸克胶子等离子体的热力学信息以及输运性质.

硬散射发生在 QGP 形成之前, 大横动量转移的硬散射过程产生的大动量部分子与热密介质的相互作用贯穿整个介质演化过程. 因为部分子携带色荷, 散射产生的高能夸克和胶子穿过夸克胶子等离子体时, 会与夸克胶子等离子体中的部分子发生弹性散射或韧致辐射导致能量损失. 这种高能部分子通过强相互作用导致能量损失的过程叫作喷注淬火^[9]. 基于强相互作用基本理论, 人们对相对论重离子碰撞的喷注淬火效应进行了广泛而深入的研究, 并且基于不同的假设提出了不同的能量损失机制, 其中主要有: Baier-Dokshitzer-Mueller-Peigne-Schiff 和 Zakharov 提出的 BDMPS-Z/ASW 框架^[10-16]、高扭度展开理论框架 (HT)^[17-21]、Arnold-Moore-Yaffe 提出的 AMY 框架^[22]、Gyulassy, Levai 和 Vitev 基于光度展开的 GLV 模型^[23,24]. 基于上述能量损失机制, 喷注淬火效应很好地解释了重离子碰撞实验的大横动量强子和喷注产额的压低、双喷注和光子标记喷注的不对称度的偏移、以及整体喷注内部结构的修正等. 理论学家也基于这些能量损失机制和实验测量结果提取了夸克胶子等离子体的输运性质和动力学性质.

本文主要对近期在相对论重离子碰撞中的喷注淬火方面的理论和实验进展进行了综述. 在第 2 节, 重点介绍线性玻尔兹曼输运模型, 第 3 节介绍喷注淬火效应对强子产额的影响, 第 4 节介绍喷注淬火效应对整体喷注的影响, 第 5 节介绍喷注淬火效应对喷注子结构的影响. 最后, 第 6 节是对这一系列工作的总结.

2 线性玻尔兹曼输运模型

在硬散射过程中产生的高能喷注部分子在穿过夸克胶子等离子体时, 会与热密介质中的热化部分子交换四维动量和色荷, 从而导致喷注部分子能量损失和热部分子的激发. 基于不同的能量损失机制, 不同理论组建立了不同的模拟能量损失的蒙特卡罗模型, 如: JEWEL^[25], PYQUEN^[26], HYBRID^[27], MARTINI^[28], LIDO^[29], jet-coupled fluid model^[30] 和线性玻尔兹曼输运模型 (LBT)^[31-33], 以及将 LBT 和 MARTINI 组合一起的 JETSCAPE^[34].

本节主要介绍线性玻尔兹曼输运模型^[31–33]模拟这一能量转移过程的基本思想.

高能部分子 i 在夸克胶子等离子体中传播的散射率^[35] 为

$$\Gamma_i(p_1, u(x), T(x)) = \sum_{j(kl)} \Gamma_{ij \rightarrow kl}(p_1, u(x), T(x)), \quad (1)$$

通过对初态碰撞粒子 j ($j = u, d, s, \bar{u}, \bar{d}, \bar{s}, g$) 和所有可能的末态粒子 k 和 l 求和, 这个公式包含了所有的弹性和非弹性 $ij \rightarrow kl$ 过程. 一般情况下, 这个散射率依赖于参考系, 高能部分子的能量 p_1 , 四维流速 $u(x)$ 以及每个时空演化位置 x 的温度 $T(x)$. 忽略泡利压低和玻色加强因子, 散射率可以表达成:

$$\begin{aligned} \Gamma_{ij \rightarrow kl} = & \frac{1}{2E_1} \int \frac{d^3 p_2}{(2\pi)^3 2E_2} \int \frac{d^3 p_3}{(2\pi)^3 2E_3} \int \frac{d^3 p_4}{(2\pi)^3 2E_4} \\ & \times f_j(p_2 \cdot u, T) |M_{ij \rightarrow kl}|^2(s, t, u) S_2(s, t, u) \\ & \times (2\pi)^4 \delta^{(4)}(p_1 + p_2 - p_3 - p_4), \end{aligned} \quad (2)$$

其中 $|M_{ij \rightarrow kl}|^2$ 为散射振幅, 依赖于曼德斯通变量 s, t 和 u , $f_j(p_2 \cdot u, T)$ 是动量为 p_2 的热化部分子的分布函数, 在模拟中, 我们总是在流体的局部静止系中计算散射率. 因此 $p_2 \cdot u = E_2$, E_1 是粒子 i 在这个静止系中的能量. 如果忽略部分子质量, 振幅中的 $t, u \rightarrow 0$, 会导致发散. 引入一个类似热化质量的量 $m = s_m g_s T$, 对动量空间进行截断, 即 $u, t \leq -m^2$, 其中 g_s 是强耦合常数, s_m 是一个参量常数. 由于 $s + u + t = 0$, 上述截断等价于 $-s + m^2 \leq t \leq -m^2$, 其中要求 $s \geq 2m^2$. 这个截断是方程 (2) 中的 S_2 , 其定义为

$$S_2(s, t, u) = \theta(s \geq 2m^2) \theta(-s + m^2 \leq t \leq -m^2), \quad (3)$$

方程 (2) 中的散射率可以用散射截面表示.

高能部分子与介质中的热部分子发生弹性散射, 每次弹性散射也都有有一定的概率诱发部分子发生韧致辐射而辐射胶子. 线性玻尔兹曼输运模型中采用高扭度能量损失机制^[17,19,21] 来描述每次散射过程中诱导的胶子辐射过程. 高扭度的能量损失机制的表达式为

$$\begin{aligned} \frac{dN_g}{dx dk_\perp^2 dt} = & \frac{6\alpha_s C_A P(x) \hat{q}}{\pi k_\perp^4} \left(\frac{k_\perp^2}{k_\perp^2 + x^2 M^2} \right)^4 \\ & \times \sin^2 \left(\frac{t - t_i}{2\tau_f} \right), \end{aligned} \quad (4)$$

$P(x)$ 是部分子在介质中的劈裂函数. 其中 x 和

k_\perp 是辐射的胶子占入射部分子的能量份额和横动量. \hat{q} 是输运系数, $\tau_f = 2Ex(1-x)/(k_\perp^2 + x^2 M^2)$ 是胶子的形成时间, 每个辐射出来的胶子经过累计时间超过 τ_f 后才能再次当做独立粒子与介质继续相互作用.

在线性玻尔兹曼模型中, 首先计算部分子在不同温度和不同能量下在局域流体静止系中发生不同反应过程的散射率及其总散射率. 然后假定部分子在 QGP 流体演化中沿着经典轨迹传播, 最小时间间隔为 Δt . 这样就可以通过对以下的泊松分布抽样来得到部分子在时间间隔 Δt 中与介质中的热部分子发生弹性散射的次数 n :

$$\Delta N_a(E, \Delta t) = \Delta t \frac{p \cdot u}{E} \Gamma_a(p \cdot u, T), \quad (5)$$

$$P_a(E, \Delta t) = \frac{[\Delta N_a(E)]^n}{n!} e^{-\Delta N_a(E, \Delta t)}, \quad (6)$$

$$P_{el}(E, \Delta t) = 1 - e^{-\Delta N_a(E, \Delta t)}, \quad (7)$$

同样对于非弹性散射, 有以下概率:

$$\langle N_g \rangle(E, \Delta t) = \Delta t \int dx dk_\perp^2 \frac{dN_g}{dx dk_\perp^2 dt}, \quad (8)$$

$$P_{a,n}(E, \Delta t) = \frac{\langle N_g \rangle^n}{n!} e^{-\langle N_g \rangle}, \quad (9)$$

$$P_{inel}(E, \Delta t) = 1 - e^{-\langle N_g \rangle}, \quad (10)$$

则部分子在介质中发生强相互作用的总散射率为

$$\begin{aligned} P_{total} &= P_{el}(1 - P_{inel}) + P_{inel} \\ &= P_{el} + P_{inel} - P_{el}P_{inel}, \end{aligned} \quad (11)$$

其中 $\Gamma_a(p \cdot u, T)$ 是一个入射能量 $E_a = p \cdot u$ (u 是局域流体的四速度) 的部分子 a 在局域流体静止系中的散射率 (包括弹性散射和辐射过程). 在确定时间间隔 Δt 中所发生的散射次数后, LBT 假定这些散射过程会在 Δt 连续发生, 并在模拟中保证所有散射过程中的能动量守恒. 如果选取的时间间隔 Δt 远小于入射粒子的平均自由程 $\Delta t \ll 1/\max(\Gamma_g, \Gamma_q)$, 可以假定部分子在时间间隔 Δt 内至少发生一次与热部分子的散射概率近似为

$$P_a(E, \Delta t) = 1 - e^{-\Delta N_a(E, \Delta t)}, \quad (12)$$

对每次部分子-介质散射, 采用概率分数 $\Gamma_{ab \rightarrow cd}/\Gamma_a$ 来决定散射过程具体的反应道和初始热部分子 b 与出射部分子 c 和 d 的种类和味道. 部分子-部分子散射过程中具体的能动量转移通过能量-动量守恒方程来决定. 在线性玻尔兹曼模型中, 所有的部

分子, 包括在每次弹性散射过程和辐射过程中所产生的领头部分子, 辐射胶子和被激发的热部分子都会被记录, 并通过玻尔兹曼输运模拟其在介质中的运动和相互作用, 并在最后喷注重建的时候考虑到. 同时忽略上述粒子之间的相互作用, 这就是称其为线性输运模型的原因. 这个假设适用于在部分子传播所引起的介质激发相对较小的情况. 为了考虑在玻尔兹曼方程 (2) 中所描述的逆反应过程, 同时记录了每次散射过程中初始部分子 b 和它的四动量 p_2 , 在这里将这些部分子定义为负部分子, 并同样模拟其在介质中的运动, 在最后计算末态粒子分布或者喷注引起的介质激发时减去这些负部分子的贡献, 这里将被激发的热部分子和负部分子统一称为喷注激发的介质部分子 (介质响应).

LBT 的模拟结果能很好地定量描述实验测量的大横动量轻味强子和重味强子在铅-铅碰撞中的产额压低, 单喷注和双喷注以及喷注子结构的介质修正, 同时也能很好地描述玻色子标记的喷注关联 [31–33,36–42], 因此 LBT 是描述高能部分子能量损失的一个有效的模型.

3 喷注淬火效应对大横动量强子产生的影响

喷注淬火效应最直观的结果就是高能部分子能量以及产额的减少. 在对喷注淬火效应的定量计算中, 通常将核-核碰撞中的实验可观测量与 pp 碰撞中的相应测量的比值定义为核修正因子:

$$R_{AA} = \frac{\sigma_{NN}}{\langle N_{bin} \rangle} \frac{d^2 N_{AA}/dp_T d\eta}{d^2 \sigma_{pp}/dp_T d\eta}, \quad (13)$$

式中, $\langle N_{bin} \rangle$ 是给定碰撞中心度内的等效核子-核子碰撞数. 喷注与热密介质的相互作用引起的喷注淬火会导致核修正因子 $R_{AA} \neq 1$. RHIC-STAR 实验组在 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV 的金核-金核对心碰撞中所观测到的强子核修正因子在大横动量区域小于 1 [43,44], 而在氩核-金核对心碰撞中并没有观测到压低效应, 表明 RHIC $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV 的金核-金核对心碰撞中产生了热密夸克物质, 并且高能部分子与热密介质相互作用从而损失能量, 导致末态强子产额压低, 这些带电强子谱的压低首次证实了在重离子碰撞中的喷注淬火效应. 此外, STAR 在金-金碰撞实验中还观测到了双强子背靠背关联的消失 [45], 因为喷注淬火效应使得这种关联被破坏,

该现象也被作为 QGP 存在的信号之一. 随后在 LHC 重离子碰撞实验也观测到了带电强子谱的压低 [46,47], 进一步验证了喷注淬火效应的存在.

高能部分子与介质的相互作用会导致高能部分子横动量展宽, 其中喷注在 QGP 介质中单位路径横动量展宽的平方的平均值被称为 QGP 输运参数 \hat{q} (反映了喷注部分子与介质的相互作用强度). 定量地提取 QGP 输运参数 \hat{q} 是高能核物理研究的一个重要物理目标. 在理论方面, 喷注合作组 (JET Collaboration) [48] 根据不同的喷注淬火理论模型对 RHIC 和 LHC 中的强子谱的核修正因子实验数据进行分析, 提取了 QGP 的输运参数 \hat{q} 与初始温度的依赖关系, 结果如图 1(a) 所示, 在 RHIC $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV 的金核-金核碰撞中, $\hat{q} = (1.2 \pm 0.3)$ GeV²/fm, 在 LHC $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV 的铅核-铅核碰撞中, $\hat{q} = (1.9 \pm 0.7)$ GeV²/fm. 随后多个合作组通过对不同的实验观测量或者参数化形式进一步提取了 \hat{q} 与介质演化温度的依赖关系. 例如 JETSCAPE 合作组 [49] 基于 Matter 和 LBT 能量损失模型以及贝叶斯分析方法提取了喷注的输运参数. 文献 [50] 采用信息场的、不依赖于参数化形式的贝叶斯方法提取了输运参数对介质演化温度的依赖关系, 结果如图 1(b) 所示. 不同理论组提取的 \hat{q} 数值在误差范围内是一致的, 但是对介质演化温度的依赖关系略有不同.

与 QGP 输运参数紧密相关的另一个量是部分子在穿过热密介质中的能量损失分布. 文献 [51] 发现胶子碎裂过程是大横动量 J/ψ 的主要产生机制, 并且基于 LBT 的数值计算也发现胶子的能量损失是重离子碰撞中大横动量 J/ψ 产额压低和产生椭圆流的主要机制. 通过对大横动量 J/ψ 的核修正因子贝叶斯分析发现, 胶子的核修正因子和能量损失分布很好地被限制, 并且与 LBT 的计算结果一致, 如图 2(a) 所示. 文献 [52] 基于 LBT 的数值计算也能同时描述轻味强子、D 介子以及 b 夸克碎裂的 J/ψ 的核修正因子. 随后, 文献 [52] 通过同时对轻味强子、D 介子以及 B 介子衰变的 J/ψ 的核修正因子进行系统的贝叶斯分析, 同时提取了胶子、轻味夸克、c 夸克和 b 夸克的平均能量损失份额和能量损失分布, 并且验证了喷注淬火效应中的味道排序 $\Delta E_g > \Delta E_{u,d,s} \simeq \Delta E_c > \Delta E_b$, 如图 2(b) 所示. 通过上述的结果可以看到, 不同于简单的领头阶微扰 QCD 近似, 胶子的能量损失并不

等于夸克能量损失的 9/4 倍. 这些提取的部分子的能量损失分布能够反过来限制理论模型的不确定

性和限制对味道依赖的能量损失机制, 也为将来提取对味道依赖的输运参数奠定了基础.

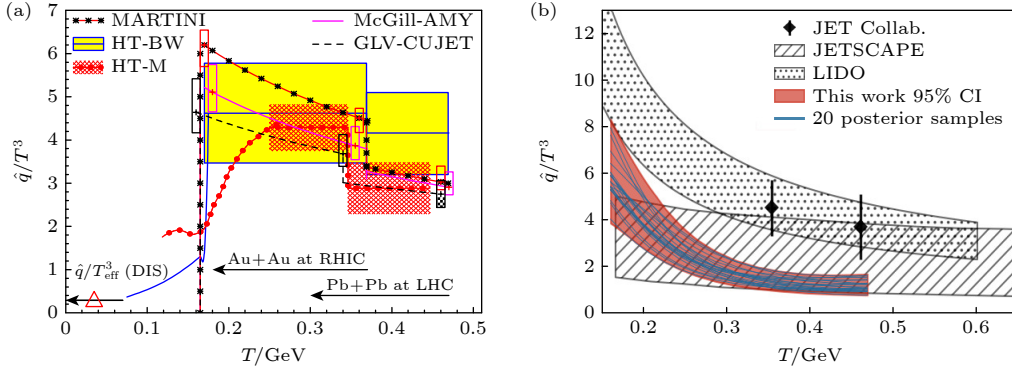


图 1 (a) 根据不同能量损失机制对 RHIC 和 LHC 中强子的核修正因子进行分析提取 QGP 的输运参数 \hat{q} 与初始温度的依赖关系^[48]; (b) 根据不同的模型以及参数化形式提取的输运参数 \hat{q} 对介质演化温度的依赖关系^[49,50]

Fig. 1. (a) The dependence of transport coefficient \hat{q} on the initial temperature T , extracted from the nuclear modification factor of hadrons from RHIC and LHC measurements^[48], based on four different energy loss formalism; (b) the dependence of transport coefficient \hat{q} on the evolution temperature T , extracted with different models and parameterized functions^[49,50].

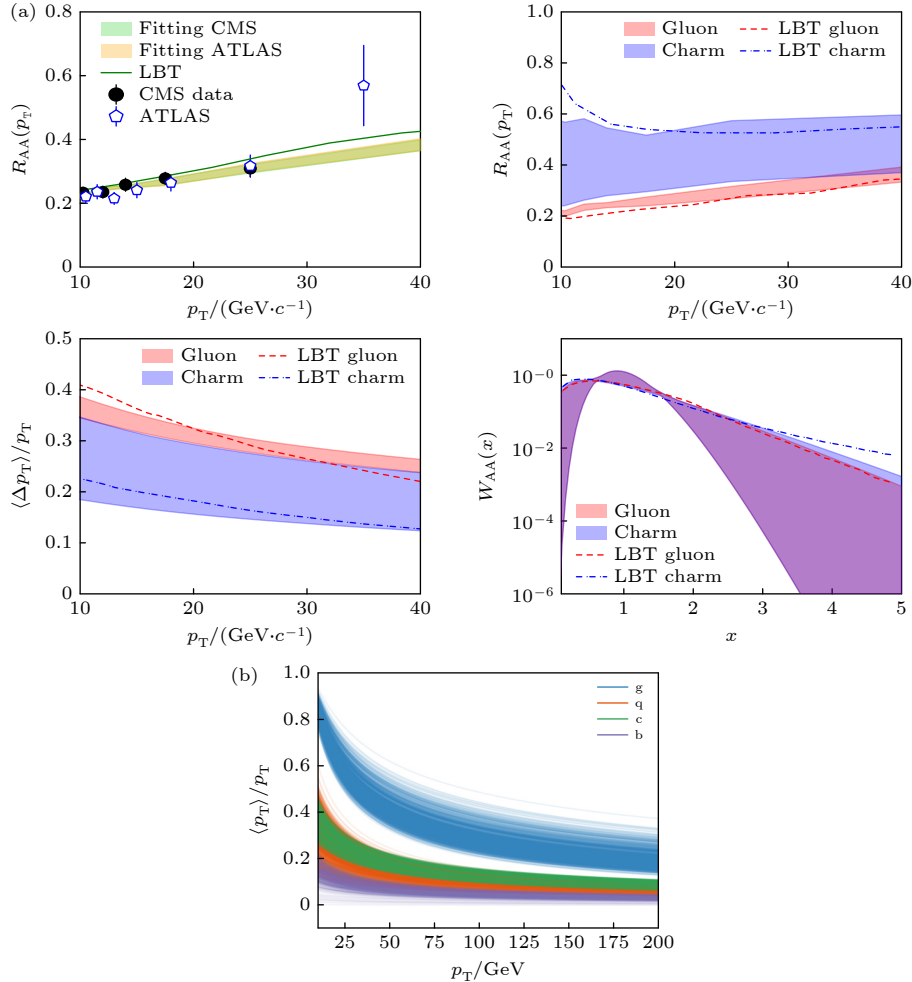


图 2 (a) 通过 J/ψ 的核修正因子贝叶斯分析提取的胶子和粲夸克的能量损失分布^[51]; (b) 同时对轻味强子, D 介子以及 B 介子衰变的 J/ψ 的核修正因子进行系统的贝叶斯分析提取的胶子, 轻味夸克, c 夸克和 b 夸克的平均能量损失份额^[52]

Fig. 2. (a) The final extracted energy loss distributions of charm quark and gluon from Bayesian analysis to experimental data on inclusive J/ψ ^[51]; (b) fractional jet energy loss of gluon, light quarks, charm quarks and bottom quarks from Bayesian analysis to experimental data on the R_{AA} of charged hadrons, D mesons and B-decayed J/ψ ^[52].

我们还能从末态粒子的快度分布以及横动量分布推论出系统的温度、熵和能量密度, 并可以与格点 QCD 计算进行比较分析^[6]. 此外在重离子碰撞中重子与介子产额比的异常现象也是目前研究 QCD 理论以及 QGP 性质的热门课题, 同时也有研究显示重子异常也会与重离子碰撞的中心度有明显关系^[53].

4 通过喷注研究喷注淬火效应

喷注是一定锥角内的一束粒子簇, 整体喷注包含丰富的物理过程^[54], RHIC 和 LHC 对单喷注、双喷注和各种标记的喷注进行了大量的测量. CMS 对双喷注的方位角关联以及横动量不对称分布的测量首次直观地验证了 LHC 能区整体喷注的喷注淬火效应^[55]. 随后 CMS 测量到单喷注横动量谱的压低^[56], 规范玻色子 (光子和 Z 玻色子) 标记的喷注的关联修正^[57,58], 都进一步验证了整体喷注的淬火效应. 规范玻色子不参与强相互作用, 从而穿过 QGP 保持能量不变, 喷注在介质中会损失能

量导致横动量 p_T^{jet} 减小, 最终导致 $x_{Zj} = p_T^{\text{jet}}/p_T^Z$ 减小, 大量的理论唯象计算都能很好地描述实验结果^[31,38,59–66].

近期 ATLAS 实验组测量的光子标记喷注 (γ +jet)^[67] 和 b 夸克喷注 (b-jet) 的核修正因子 R_{AA} ^[68] 都要大于单举喷注 (inclusive jet)^[69] 的核修正因子. 这些测量结果表明能量损失分布对味道的依赖性, 但是唯象模型不能同时描述这些实验测量结果^[67,68]. 不同味道的喷注在介质中损失的能量大小不同, 从而导致横动量谱的偏移程度不同. 并且横动量谱的相对偏移程度也与质子-质子碰撞中谱线的斜率紧密相关. 而喷注的核修正因子是核-核碰撞中的喷注谱线与 pp 碰撞中的喷注谱线的比值. 因此核修正因子不仅与喷注的夸克胶子的贡献份额相关, 同时也与质子-质子碰撞中谱线的斜率相关. 基于次领头阶矩阵元组合部分子簇射机制的事件生成器 MadGraph+PYTHIA 的模拟结果能很好地描述实验测量的单举喷注、 γ +jet、b-jet 的谱线, 如图 3(a), (b), (c) 所示, 并且发现^[70]: 单举

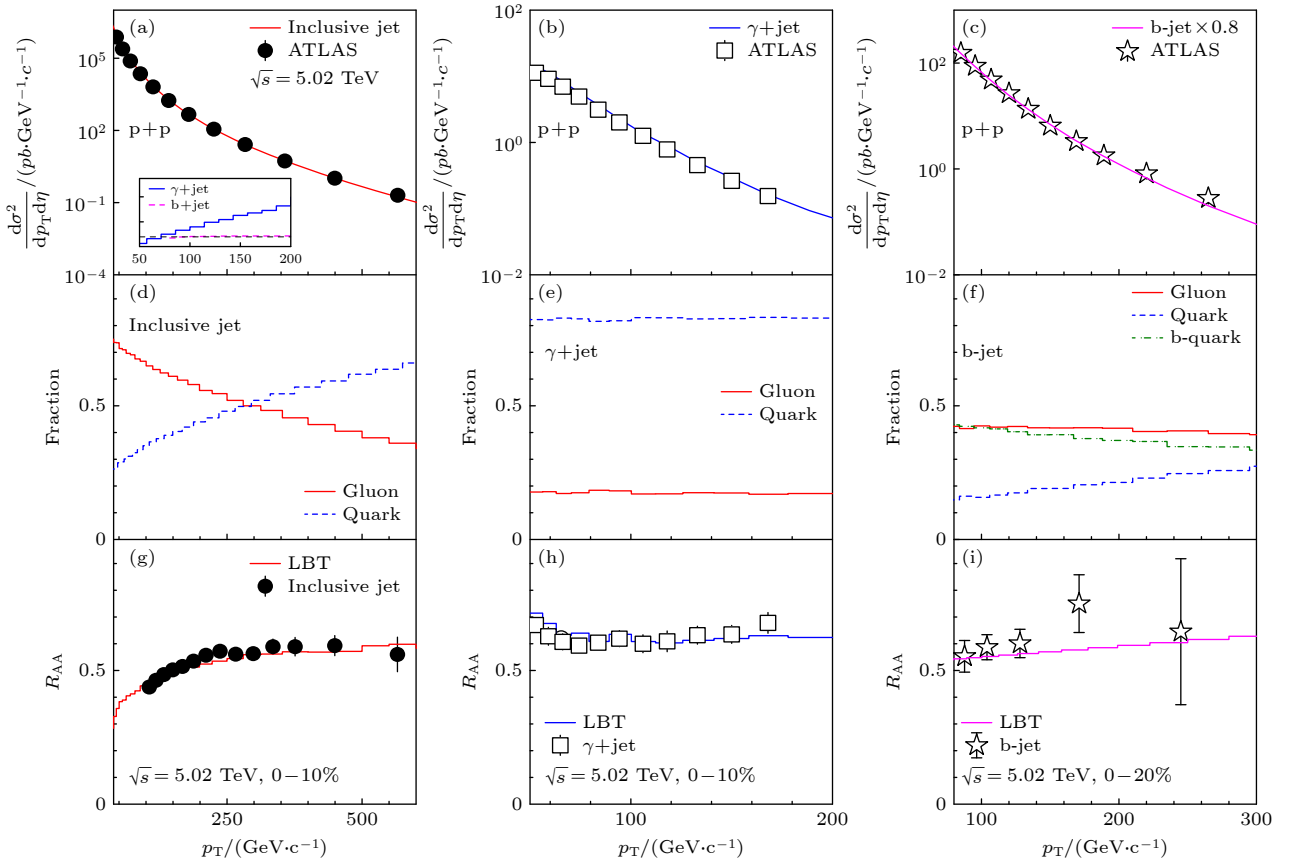


图 3 单举喷注, 光子标记喷注和 b 夸克喷注的微分散射截面, 夸克胶子份额和核修正因子^[70], 并与实验测量结果进行比较
Fig. 3. The differential cross sections of, fraction of quark and gluon in, nuclear modification factor of inclusive jet, γ -tagged jet, and b-jet^[70] as well as the comparison with experimental data^[67–69].

喷注主要是胶子喷注, 光子标记的喷注主要是夸克喷注, 胶子碎裂过程对 b-jet 有 40% 的贡献, 如图 3 (d), (e), (f) 所示. 同时发现光子标记喷注的 p_T 谱斜率要大于单举喷注, 但是 b 夸克喷注的 p_T 谱斜率与单举喷注谱线的斜率一致, 如图 3(a) 中插图所示. 从图 3(g), (h), (i) 可以看到, LBT 模型计算的单举喷注、 γ +jet、b-jet 的核修正因子能很好地描述实验测量结果^[70].

研究喷注淬火效应的目的之一是要抽取 QGP 的输运性质, 例如输运系数 \hat{q} 或者喷注部分子在 QGP 介质中的能量损失分布. 文献 [40] 通过贝叶斯分析方法提取了味道平均的单喷注和光子标记

喷注的能量损失分布. 文献 [70] 将单举喷注、光子标记喷注和 b 夸克喷注的核修正因子分解成对夸克胶子份额以及夸克胶子核修正因子的权重叠加. 然后通过贝叶斯分析方法^[70] 同时对单举喷注、光子标记喷注和 b 夸克喷注的核修正因子进行系统地分析, 进一步提取了轻味夸克、胶子和 b 夸克喷注的核修正因子以及平均能量损失份额和能量损失分布, 如图 4(a) 所示. 结果发现相对于夸克喷注, 胶子喷注的核修正因子对于横动量和碰撞中心度有更强的依赖性. 由于部分子质量效应, b 夸克损失的能量较小, 但是质量效应会随着 p_T 的增大而减小, 与文献 [52, 71–73] 结论一致. 唯象模型

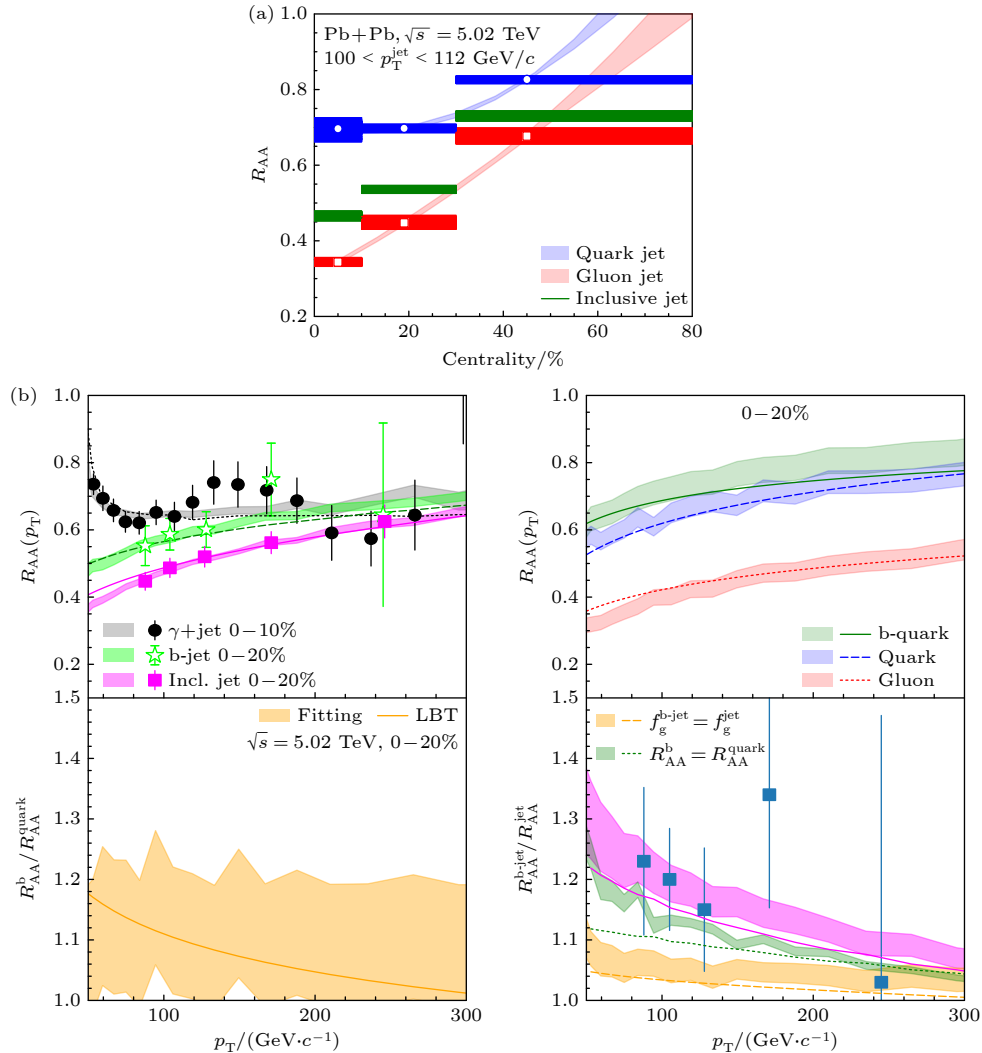


图 4 (a) 5.02 TeV Pb+Pb 碰撞中胶子喷注 (红色)、夸克喷注 (蓝色)、单举喷注 (绿色) 的核修正因子 R_{AA} 的中心度依赖^[70]; (b) 最终拟合的 b-喷注、单举喷注、光子标记喷注的核修正因子 R_{AA} , 以及数据驱动提取出的胶子喷注、轻夸克喷注和 b 夸克喷注的 R_{AA} 和能量损失分布^[70]

Fig. 4. (a) The centrality dependence of final fitted gluon jet (red), quark jet (blue) and inclusive jet (green) R_{AA} in Pb+Pb collisions at 5.02 TeV^[70]; (b) final fitted nuclear modification factor R_{AA} of b-jets, inclusive jet and γ -tagged jet, and the data-driven extracted R_{AA} and energy loss distributions of gluon, light quark, and b-quark initiated jets^[70].

计算 [72,73] 表明质量效应会在 $p_T > 70$ GeV 消失, 然而贝叶斯分析结果发现质量效应在 $p_T = 300$ GeV 依然存在, 与实验数据以及强耦合场理论 [52,71] 结果一致. 文献 [70] 通过定性分析发现, 初始谱线斜率不同是单举喷注和光子标记喷注的核修正因子在小动量区间不同的主要机制, 而夸克胶子份额的不同是导致大横动量区间差异的主要原因. 由于 b-jet 和单举喷注的谱线斜率一致, 因此喷注质量效应和色荷效应是导致 b-喷注和单举喷注的核修正因子不同的主要原因. 为了定量地分析喷注质量效应, 文献 [70] 首先人为假设 b-jet 与单举喷注有相同的胶子份额, 所计算的 b-jet 的核修正因子与单举喷注的核修正因子的比值结果如图 4(b) 右下图中的绿线 (表示为 “ $f_g^{\text{b-jet}} = f_g^{\text{jet}}$ ”) 所示; 为了分析色荷效应的贡献, 文献 [70] 人为假设 b 夸克喷注与轻味夸克喷注损失相同大小的能量, 所计算得到的 b-jet 的核修正因子与单举喷注的核修正因子的比值结果如图 4(b) 右下图中的黄色线 (表示为 “ $R_{\text{AA}}^{\text{b}} = R_{\text{AA}}^{\text{quark}}$ ”) 所示. 色荷效应对 b-jet 和单举喷注的核修正因子不同的贡献略微大于质量效应的贡献, 但是结果误差比较大. 将来更加精确的实验测量能进一步定量地确定 b 夸克喷注的能量损失分布以及质量效应的大小.

另外一个重要的实验观测量是单举整体喷注的核修正因子对于喷注锥角的依赖分布 [74]. 理论预言, 喷注锥角越大, 辐射到喷注锥角外的胶子越少, 因此损失的能量减少. 但是最近 CMS 测量的结果 [74] 发现核修正因子几乎不依赖于喷注锥角, 目前几个理论模型都还未能对其进行定量地描述和解释, 特别是包含了介质响应的蒙特卡罗模型, 如图 5(a) 所示. 而 ALICE 测量的通过带电强子重建喷注的核修正因子 [75] 对于喷注锥角 R 有明显的依赖, 如图 5(b) 所示, 带电强子重建的喷注的核修正因子随着喷注锥角的增大而减小, 不同的理论模型对该观测量的预言存在明显的差异. 定性上, 带电强子重建喷注与完整喷注呈现不同的喷注锥角依赖性可能与带电喷注的重建过程中不考虑中性粒子以及扣除背景的方法和动力学区间有关.

理论模型计算的核修正因子对喷注锥角的依赖分布对介质响应比较敏感, 如图 5(a) 所示. 并且喷注散射截面与喷注锥角也有比较强的依赖性 [76], 如图 6(a) 所示, 特别是小喷注锥角的散射截面对非微扰过程强子化也比较敏感. 为了降低非微扰强子化以及介质响应对喷注锥角依赖的核修正因子的影响, 文献 [77] 提出了先重建 $R = 0.2$ 的小半径喷注, 然后再将小半径喷注重建成大半径喷注, 再

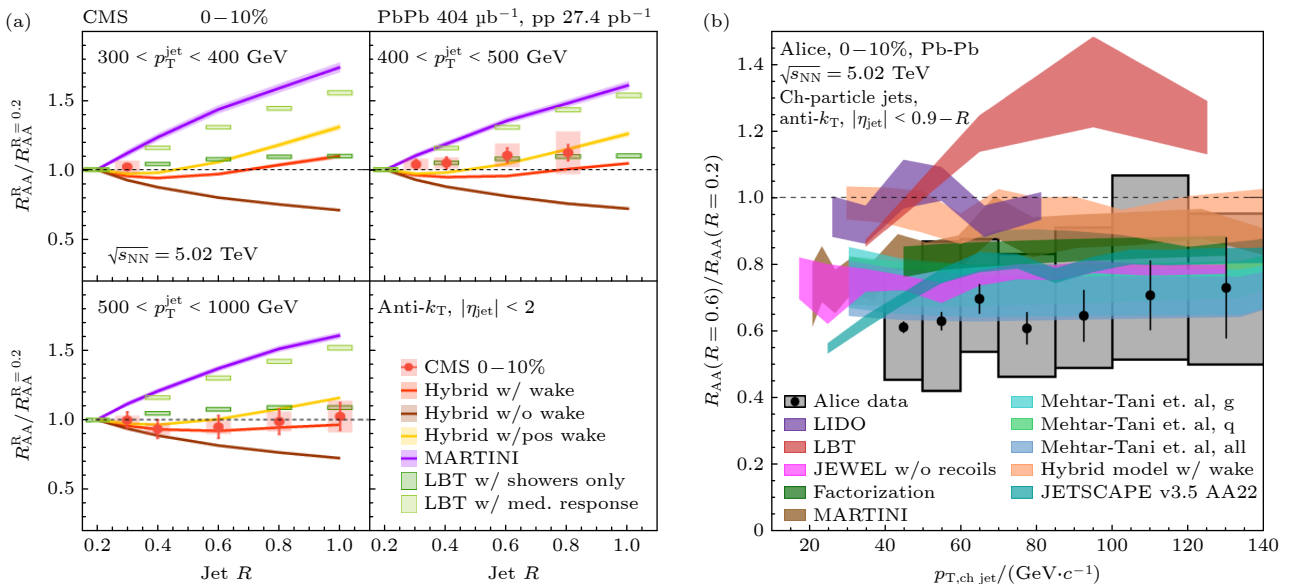


图 5 (a) CMS 测量的在不同横动量区间内喷注锥角为 $R = 0.3$ — 1.0 的单举喷注的核修正因子与 $R = 0.2$ 的结果的比值对 R 的分布, 及与理论模型计算结果的比较 [74]; (b) ALICE 测量的 $R = 0.6$ 的带电强子重建喷注的核修正因子与 $R = 0.2$ 的结果的比值, 并与理论模型进行比较 [75]

Fig. 5. (a) The double ratio R_{AA} for inclusive jet, as a function of R , for $R = 0.3$ – 1.0 with respect to $R = 0.2$ in various p_T^{jet} ranges for the 0–10% centrality class as well as the comparison with model calculations [74]; (b) the ratio of charged jet R_{AA} with $R = 0.6$ to that with $R = 0.2$ measured by ALICE [75] and the comparison with model calculations.

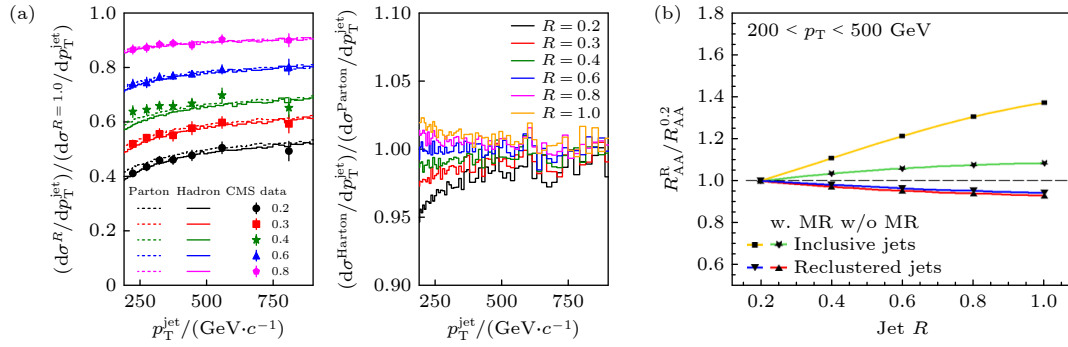


图 6 (a) 部分子层次和强子层次的不同喷注锥角的微分散射截面与 $R = 1.0$ 的微分散射截面的比值并与实验结果的比较 (左图), 强子层次的散射截面与部分子层次的散射截面的比值 (右图); (b) 单喷注以及重建喷注的核修正因子对喷注锥角的依赖分布. 图片来源于文献 [76]

Fig. 6. (a) The ratio of inclusive jet cross section with $R = 0.2, 0.3, 0.4, 0.6, 0.8$ with respect to $R = 1.0$ calculated as parton level and hadron level as well as the comparison with CMS data (left); the ratio of jet cross section at hadron level to parton level with different jet cones (right); (b) jet cone dependent R_{AA} of inclusive jet and reclustered jet. Pictures are taken from Ref [76].

通过逆重建的方法找到喷注内部最硬的劈裂过程. 这种重建方法可以将喷注内软粒子剔除并且对强子化以及介质响应不敏感. 计算结果发现小半径喷注之间距离越宽, 大半径喷注产额的核修正因子越小. 图 6(b) 是基于 LBT 模型计算的半单举喷注以及重建喷注的核修正因子对喷注锥角的依赖分布. 由于重建过程中将辐射到小半径喷注之间的粒子减掉, 计算结果发现重建的大半径喷注的核修正因子会随着喷注锥角增大而减小, 并且对介质响应也不敏感. 这种重建喷注的方法为研究对喷注锥角依赖的核修正因子提供了新思路.

除了上述观测量, 实验上也测量强子-喷注关联、喷注质量 (jet mass) [78]、喷注弥散 (dispersion) [79]、喷注尺寸 (girth) [80,81]、子喷注个数 (subjettiness) [82]、喷注电荷 (jet charge) [83,84]、喷注事件的整体结构 (global event shapes) [85] 等, 这些观测量都从各个方面反映了喷注与热密介质的相互作用机制. 同时也有很多理论组将先进的数据分析方法, 比如贝叶斯分析和人工智能中的深度学习技术应用用于高能核物理, 来研究区分夸克胶子喷注, 以及喷注层析等.

喷注部分子与 QGP 中部分子的相互作用不仅会导致喷注能量的减小, 同时也会改变喷注内部的精细结构. 对喷注内部结构的研究能够进一步揭示喷注部分子与 QGP 介质的相互作用机制并提取 QGP 的热动力学性质. CMS 实验测量的单喷注的喷注形状以及劈裂函数发现, 在对心铅-铅碰撞中, 喷注的碎裂函数相对于 pp 碰撞有明显的修正 [86–89], 理论计算表明主要是喷注轴附近的大横

动量的热部分子的大角辐射导致的远离喷注轴的软粒子数增加, 从而导致碎裂函数的修正. 近期 LHC 的 CMS 和 ATLAS 实验组对单喷注、光子标记喷注的内部能量以及粒子数密度分布进行大量的测量 [86–89], 发现单喷注和光子标记喷注的内部结构的介质修正存在明显的差异, 最直观的解释是光子标记的喷注主要是夸克喷注, 夸克胶子喷注与热密介质的相互作用机制不同从而会导致夸克胶子喷注介质修正不同. 文献 [90] 对喷注内部能量的介质修正给出了定性解释, 认为单喷注和光子标记喷注的喷注形状不同主要是由于不同的动力学截断导致的. 但是到目前为止, 还没有理论对不同过程中的喷注内部粒子数密度的介质修正的差异给出明确的解释, 并且喷注的粒子数密度分布对强子化非常敏感 [91], 为理论模型带来了巨大的挑战.

5 喷注淬火效应对喷注子结构的影响

对喷注碎裂函数和喷注形状的研究, 理论上非常依赖于非微扰的强子化机制 [90]. 如图 7 所示, 部分子层次的结果不能描述碎裂函数的谱线, 部分子层次的部分子能量较大, 数量较少, 并且主要集中在喷注轴附近. 为了考虑非微扰强子化对喷注子结构的影响, 文献 [91] 基于线性玻尔兹曼输运模型, 将一套团簇强子化机制 [92–95] 运用到相对论重离子碰撞中, 以此来模拟部分子向强子转化这一非微扰过程. 团簇强子化机制的核心是要求色禁闭, 即末态产生的夸克之间要组成色单态的团簇, 再由色单态团簇级联衰变到末态强子.

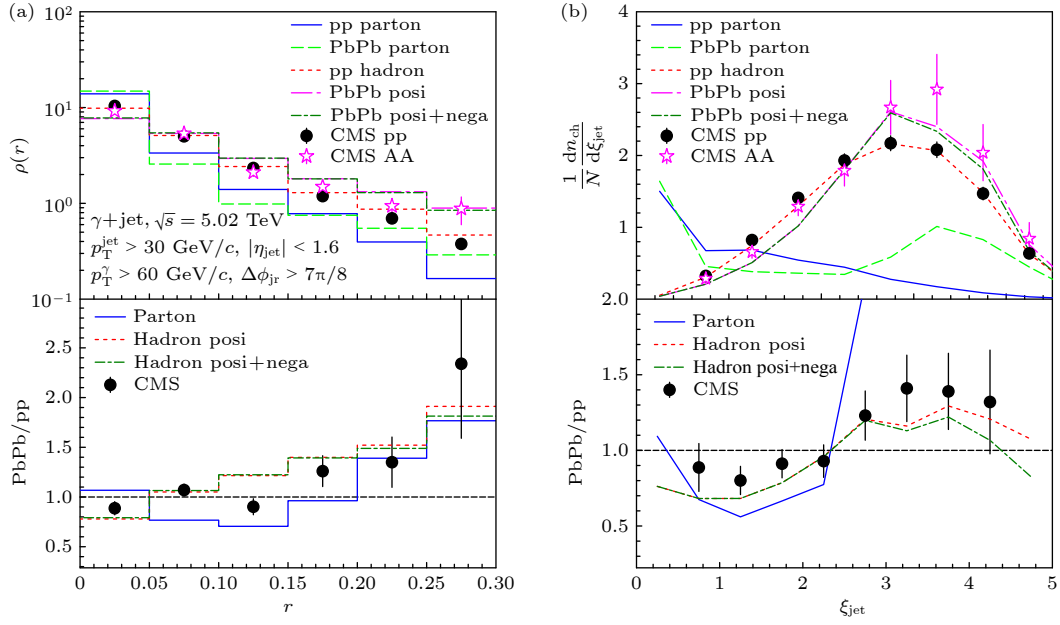


图 7 基于部分子层次和团簇强子模型计算的光子标记喷注的喷注形状 (a) 与光子标记喷注的碎裂函数 (b) 以及它们的介质修正^[91]
Fig. 7. Distributions of and R_{AA} of jet shape (a) and jet fragmentation function (b) calculated at parton and hadron level^[91].

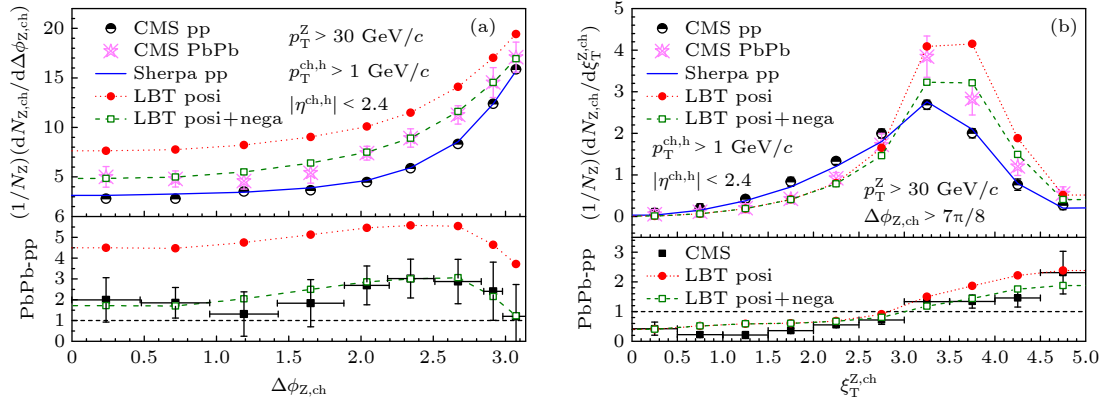


图 8 基于团簇强子化模型计算的质子-质子碰撞和核碰撞中 Z 玻色子与其标记的带电强子的方位角关联 (a) 以及 Z 玻色子标记的带电强子相对于 Z 玻色的碎裂函数 (b)^[91]
Fig. 8. (a) The azimuthal angle correlation $\Delta\phi_{Z, \text{ch}}$ between charged hadron and the recoiling Z boson; (b) the fragmentation pattern of the charged hadron recoiling from a Z boson^[91].

如图 7, 团簇强子化模型能够很好地描述质子-质子碰撞和核-核碰撞中光子标记喷注的喷注形状和碎裂函数以及介质修正, 以及 Z 玻色子与其标记的带电强子的方位角关联和带电强子的横动量谱以及它们的介质修正 (如图 8). 强子化对喷注子结构分布以及他们在介质中的分布都有比较大的影响, 特别是小横动量区间和喷注轴附近的粒子分布. 同样对喷注锥角依赖的喷注微分散射截面进行分析发现, 强子化对小喷注锥角的喷注产额有 10% 的影响, 如图 6(a) 右图所示. 强子化过程在本质上也是一种劈裂过程或者辐射过程, 在一定程度上对喷注也是一种能量损失. 由于质子-质子碰撞中和核核

碰撞中部分子的相空间不同, 因此强子化对质子-质子碰撞中分布的影响会大于对核核碰撞中分布的影响. 所以在计算喷注淬火以及提取喷注能量损失分布或者输运参数 \hat{q} 时, 强子化效应是不可忽略的.

强子化对软粒子的贡献比较大, 并且由于铅-铅碰撞系统的复杂性, 导致软粒子增多, 背景贡献变大. 为了减少软粒子的贡献, 实验上也测量修饰后的喷注的子结构. 修饰的目的是将喷注内的大角的软辐射减除掉而找到喷注内的最大的硬劈裂过程. 修饰方法是指将整体喷注进行逆分解, 如果一个分裂过程的两个子喷注 $p_{T,1}, p_{T,2}$ 满足:

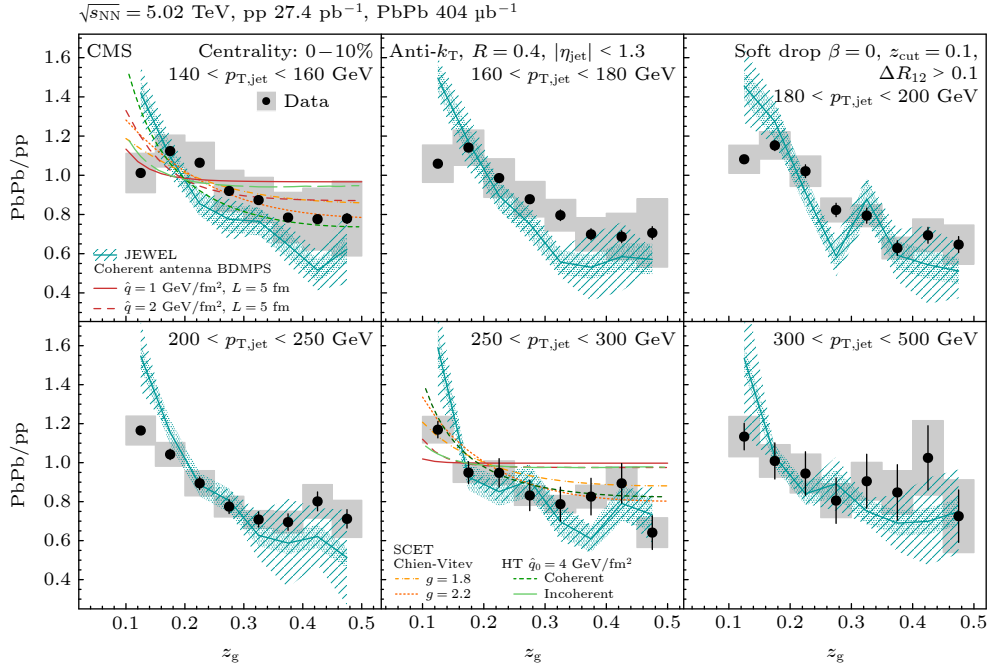


图 9 CMS 测量的单喷注在不同的动量区间内的修饰的碎裂函数 z_g 的介质修正, 并与理论模型的计算结果进行比较^[89]

Fig. 9. Medium modification on groomed fragmentation function z_g of inclusive jet in different p_T intervals measured by CMS and the comparison with model calculations^[89].

$$z_g = \frac{\min(p_{T,1}, p_{T,2})}{p_{T,1} + p_{T,2}} > z_{\text{cut}} \theta^\beta, \quad (14)$$

则这个分裂过程认为是硬劈裂^[89,96]. 其中 θ 是两个子喷注之间的相空间距离, z_{cut} 和 β 是动力学参量. $\beta < 0$ 主要测量小角辐射区域的贡献, $\beta = 0$ 与角度无关. 图 9 给出了 CMS 测量的单喷注在不同的动量区间内的修饰的碎裂函数 z_g 的介质修正, 并与理论模型的计算结果进行比较. 在铅-铅碰撞中, z_g 有明显的修正. CMS 也测量了修饰的喷注质量的介质修正^[89], 并且测量了不同的参量对应不同的相空间的介质修正, 发现喷注的核心不受介质的影响, 但是喷注的边缘对喷注与 QGP 的相互作用比较敏感. ALICE 也测量了 z_g 对 β 的依赖关系^[97], 发现大角辐射区域被压低, 而小角区域被增强.

6 结 论

本文对近期在相对论重离子碰撞中的喷注淬灭方面的理论和实验进展进行了综述. 我们首先综述了不同理论组基于大横动量强子的核修正因子提取的 QGP 的输运参数 \hat{q} 的数值在误差范围内是一致的, 但是对介质演化温度的依赖关系略有不同; 以及基于各种大横动量强子的核修正因子提取了对味道依赖的部分子能量损失分布并且验证了喷注淬灭

效应中味道排序 $\Delta E_g > \Delta E_{u,d,s} \simeq \Delta E_c > \Delta E_b$.

随后重点介绍了近期 LHC 上测量到的对喷注味道以及喷注锥角依赖的核修正因子, 以及理论上的相关进展和遇到的困难. ATLAS 测量的单举喷注、 γ +jet、b-jet 的核修正因子存在明显的差异, 对这些结果系统地分析发现: 初始谱线斜率不同是单举喷注和光子标记喷注的核修正因子在小动量区间不同的主要机制, 夸克胶子份额的不同是导致大横动量单举喷注和光子标记喷注的核修正因子存在区间差异的主要原因, 部分子质量效应和色荷效应对 b 夸克喷注与单举喷注的核修正因子不同有几乎相等的贡献. 与此同时, 不同实验组测量的对喷注锥角依赖的核修正因子存在明显的差异, 不同理论模型预言存在明显的差异并且也不能定量地描述和解释这些结果. 理论研究发现喷注的散射截面对非微扰强子化以及软粒子比较敏感, 因此考虑强子化效应以及通过重建扣除软粒子的方法是将来研究对喷注锥角依赖的核修正因子的新方向.

最后本文总结了喷注子结构的实验和理论进展, 发现喷注子结构分布及其在介质中的修正对强子化和软粒子产生比较敏感, 因此引入了一套团簇强子化机制以及减掉软粒子的修饰的方法来研究喷注子结构.

参考文献

- [1] Adcox K, Adler S S, Afanasiev S, et al. 2005 *Nucl. Phys. A* **757** 184
- [2] Adams J, Aggarwal M M, Ahammed Z, et al. 2005 *Nucl. Phys. A* **757** 102
- [3] Back B B, Baker M D, Ballintijn M, et al. 2005 *Nucl. Phys. A* **757** 28
- [4] Arsene I, Bearden I G, Beavis D, et al. 2005 *Nucl. Phys. A* **757** 1
- [5] Bleicher M, Zabrodin E, Spieles C, et al. 1999 *J. Phys. G* **25** 1859
- [6] Fodor Z, Katz S D 2004 *JHEP* 04 050
- [7] Adam J, et al. 2016 *Phys. Rev. C* **93** 024917
- [8] Qin G Y, Wang X N 2015 *Int. J. Mod. Phys. E* **24** 1530014
- [9] Wang X N, Gyulassy M 1992 *Phys. Rev. Lett.* **68** 1480
- [10] Baier R, Dokshitzer Y L, Mueller, et al. 1997 *Nucl. Phys. B* **483** 291
- [11] Baier R, Dokshitzer Y L, et al. 1998 *Phys. Rev. C* **58** 1706
- [12] Baier R, Schiff D, Zakharov B G 2000 *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **50** 37
- [13] Eskola K J, Honkanen H, Salgado C A, Wiedemann U A 2005 *Nucl. Phys. A* **747** 511
- [14] Zakharov B G 1996 *JETP Lett.* **63** 952
- [15] Wiedemann U A 2001 *Nucl. Phys. A* **690** 731
- [16] Armesto N, et al. 2012 *Phys. Rev. C* **86** 064904
- [17] Guo X f, Wang X N 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 3591
- [18] Wang X N, Guo X f 2001 *Nucl. Phys. A* **696** 788
- [19] Zhang B W, Wang E, Wang X N 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 072301
- [20] Zhang B W, Wang X N 2003 *Nucl. Phys. A* **720** 429
- [21] Majumder A 2012 *Phys. Rev. D* **85** 014023
- [22] Arnold P B, Moore G D, Yaffe L G 2002 *JHEP* **06** 030
- [23] Gyulassy M, Levai P, Vitev I 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 5535
- [24] Gyulassy M, Levai P, Vitev I 2001 *Nucl. Phys. B* **594** 371
- [25] Zapp K C 2014 *Eur. Phys. J. C* **74** 2762
- [26] Lokhtin I P, Snigirev A M 2006 *Eur. Phys. J. C* **45** 211
- [27] Pablos D 2020 *Phys. Rev. Lett.* **124** 052301
- [28] Schenke B, Gale C, Jeon S 2009 *Phys. Rev. C* **80** 054913
- [29] Ke W, Xu Y, Bass S A 2019 *Phys. Rev. C* **100** 064911
- [30] Tachibana Y, Chang N B, Qin G Y 2017 *Phys. Rev. C* **95** 044909
- [31] Wang X N, Zhu Y 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 062301
- [32] He Y, Luo T, Wang X N, Zhu Y 2015 *Phys. Rev. C* **91** 054908 [Erratum: *Phys. Rev. C* **97**, 019902 (2018)]
- [33] Cao S, Luo T, Qin G Y, Wang X N 2016 *Phys. Rev. C* **94** 014909
- [34] Cao S, et al. 2017 *Phys. Rev. C* **96** 024909
- [35] Auvinen J, Eskola K J, Renk T 2010 *Phys. Rev. C* **82** 024906
- [36] Chen W, Cao S, Luo T, et al. 2018 *Phys. Lett. B* **777** 86
- [37] Luo T, Cao S, He Y, Wang X N 2018 *Phys. Lett. B* **782** 707
- [38] Zhang S L, Luo T, Wang X N, Zhang B W 2018 *Phys. Rev. C* **98** 021901
- [39] He Y, Cao S, Chen W, et al. 2019 *Phys. Rev. C* **99** 054911
- [40] He Y, Pang L G, Wang X N 2019 *Phys. Rev. Lett.* **122** 252302
- [41] He Y, Pang L G, Wang X N 2020 *Phys. Rev. Lett.* **125** 122301
- [42] Chen W, Cao S, Luo T, et al. 2020 *Phys. Lett. B* **810** 135783
- [43] Adler S S, et al. 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 072301
- [44] Adams J, et al. 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 172302
- [45] Adler C, et al. 2003 *Phys. Rev. Lett.* **90** 082302
- [46] Aamodt K, et al. 2011 *Phys. Lett. B* **696** 30
- [47] Chatrchyan S, et al. 2012 *Eur. Phys. J. C* **72** 1945
- [48] Burke K M, et al. 2014 *Phys. Rev. C* **90** 014909
- [49] Cao S, et al. 2021 *Phys. Rev. C* **104** 024905
- [50] Xie M, Ke W, Zhang H, Wang X N 2023 *Phys. Rev. C* **108** L011901
- [51] Zhang S L, Liao J, Qin G Y, et al. 2023 *Sci. Bull.* **68** 2003
- [52] Xing W J, Cao S, Qin G Y 2023 arXiv: 2303.12485
- [53] Chen X, Zhang H, Zhang B W, et al. 2010 *J. Phys.* **37** 015004
- [54] Sterman G F, Weinberg S 1977 *Phys. Rev. Lett.* **39** 1436
- [55] Chatrchyan S, et al. 2011 *Phys. Rev. C* **84** 024906
- [56] Aad G, et al. 2013 *Phys. Lett. B* **719** 220
- [57] Sirunyan A M, et al. 2018 *Phys. Lett. B* **785** 14
- [58] Sirunyan A M, et al. 2017 *Phys. Rev. Lett.* **119** 082301
- [59] Dai W, Vitev I, Zhang B W 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 142001
- [60] Chen L, Qin G Y, Wang L, et al. 2018 *Nucl. Phys. B* **933** 306
- [61] Neufeld R B, Vitev I, Zhang B W 2011 *Phys. Rev. C* **83** 034902
- [62] Neufeld R B, Vitev I 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 242001
- [63] Casalderrey-Solana J, Gulhan D C, Milhano J G, et al. 2016 *JHEP* **03** 053
- [64] Kunnawalkam Elayavalli R, Zapp K C 2016 *Eur. Phys. J. C* **76** 695
- [65] Kang Z B, Vitev I, Xing H 2017 *Phys. Rev. C* **96** 014912
- [66] Zhang S L, Wang X N, Zhang B W 2022 *Phys. Rev. C* **105** 054902
- [67] Aad G, et al. 2023 *Phys. Lett. B* **846** 138154
- [68] Aad G, et al. 2023 *Eur. Phys. J. C* **83** 438
- [69] Aaboud M, et al. 2019 *Phys. Lett. B* **790** 108
- [70] Zhang S L, Wang E, Xing H, et al. 2023 arXiv: 2303.14881
- [71] Horowitz W A, Gyulassy M 2008 *Phys. Lett. B* **666** 320
- [72] Huang J, Kang Z B, Vitev I 2013 *Phys. Lett. B* **726** 251
- [73] Xing W J, Cao S, Qin G Y, Xing H 2020 *Phys. Lett. B* **805** 135424
- [74] Sirunyan A M, et al. 2021 *JHEP* **05** 284
- [75] ALICE 2023 arXiv: 2303.00592
- [76] Zhang S L, Yang M Q 2023 *In preparation*
- [77] Zhang S L, Yang M Q, Zhang B W 2022 *Eur. Phys. J. C* **82** 414
- [78] Acharya S, et al. 2018 *Phys. Lett. B* **776** 249
- [79] Connors M, Nattrass C, Reed R, Salur S 2018 *Rev. Mod. Phys.* **90** 025005
- [80] Cunqueiro L 2016 *Nucl. Phys. A* **956** 593
- [81] Yan J, Chen S Y, Dai W, et al. 2021 *Chin. Phys. C* **45** 024102
- [82] Zardoshti N 2017 *Nucl. Phys. A* **967** 560
- [83] Krohn D, Schwartz M D, Lin T, Waalewijn W J 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 212001
- [84] Chen S Y, Zhang B W, Wang E K 2020 *Chin. Phys. C* **44** 024103
- [85] Chen S Y, Dai W, Zhang S L, et al. 2020 *Eur. Phys. J. C* **80** 865
- [86] Sirunyan A M, et al. 2019 *Phys. Rev. Lett.* **122** 152001
- [87] Sirunyan A M, et al. 2018 *Phys. Rev. Lett.* **121** 242301
- [88] Aaboud M, et al. 2019 *Phys. Rev. Lett.* **123** 042001
- [89] Sirunyan A M, et al. 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 142302
- [90] Chang N B, Tachibana Y, Qin G Y 2020 *Phys. Lett. B* **801** 135181
- [91] Zhang S L, Xing H, Zhang B W 2022 arXiv: 2209.15336
- [92] Gottschalk T D 1983 *Nucl. Phys. B* **214** 201
- [93] Gottschalk T D 1984 *Nucl. Phys. B* **239** 349
- [94] Gottschalk T D, Morris D A 1987 *Nucl. Phys. B* **288** 729
- [95] Webber B R 1984 *Nucl. Phys. B* **238** 492
- [96] Larkoski A J, Marzani S, Soyez G, et al. 2014 *JHEP* **05** 146
- [97] Acharya S, et al. 2020 *Phys. Lett. B* **802** 135227

SPECIAL TOPIC — The 90th Anniversary of South China Normal University and Physics Discipline

Jet quenching effect in relativistic heavy-ion collisions*

Zhang Shan-Liang¹⁾²⁾ Xing Hong-Xi^{1)2)†} Wang En-Ke^{1)2)‡}

1) (*Key Laboratory of Atomic and Subatomic Structure and Quantum Control (Ministry of Education), Guangdong Basic Research Center of Excellence for Structure and Fundamental Interactions of Matter, Institute of Quantum Matter, South China Normal University, Guangzhou 510006, China*)

2) (*Guangdong-Hong Kong Joint Laboratory of Quantum Matter, Guangdong Provincial Key Laboratory of Nuclear Science, Southern Nuclear Science Computing Center, South China Normal University, Guangzhou 510006, China*)

(Received 15 June 2023; revised manuscript received 16 September 2023)

Abstract

One of the main goals of high-energy nuclear physics is to explore the fundamental properties of quark-gluon plasma (QGP), a new state of quantum chromodynamics (QCD) matter created in relativistic heavy-ion collisions, in which the energetic quarks and gluons, known as fast partons, created prior to the formation of the QGP, traverse the hot-dense medium and experience strong interactions with the constituents of the medium, and eventually lead to the attenuation of jet energy. Such a novel phenomenon, referred to as jet quenching, plays an essential role in probing the transport properties of the QGP. The objective of this paper is to review some of the latest experimental and theoretical progress of jet quenching, such as medium modification on the large p_T hadrons, full jets, and jet substructures in heavy-ion collisions, as well as the challenges in the forefront theoretical investigations.

Keywords: relativistic heavy-ion collisions, quark-gluon-plasma, jet quenching

PACS: 03.67.Lx, 14.20.Dh, 25.40.Cm, 71.10.Hf

DOI: [10.7498/aps.72.20230993](https://doi.org/10.7498/aps.72.20230993)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12147131, 12035007, 12022512) and the Major Project of Basic and Applied Basic Research of Guangdong Province, China (Grant Nos. 22020B0301030008, 2022A1515010683).

† Corresponding author. E-mail: hxing@m.scnu.edu.cn

‡ Corresponding author. E-mail: wangek@scnu.edu.cn

相对论重离子碰撞中的喷注淬火效应

张善良 邢宏喜 王恩科

Jet quenching effect in relativistic heavy-ion collisions

Zhang Shan-Liang Xing Hong-Xi Wang En-Ke

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 200304 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20230993

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230993>

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>

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>

相对论多组态相互作用方法计算Mg⁺离子同位素位移

Calculation of 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>

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>

基于气体放电等离子体射流源的模拟离子引出实验平台物理特性

Physical characteristics of ion extraction simulation system based on gas discharge plasma jet

物理学报. 2018, 67(18): 182801 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180919>