

核 - 核碰撞中喷注淬火导致的双强子产生压低^{*}

张汉中¹⁾ 王恩科²⁾

(华中师范大学粒子物理研究所 武汉 430079)

摘要 通过考虑喷注淬火效应,分析了相对论性高能重离子碰撞中双强子的产生.结果表明,喷注淬火压低了大不变质量谱和大横动量的双强子的产生.与质子-质子碰撞的情形类似,核-核的擦边碰撞(碰撞参数很大)产生的强子有很强的背靠背的关联.在核-核对心碰撞(碰撞参数很小)中,由于喷注穿过强作用物质导致的喷注淬火介质效应,产生的强子的背靠背的关联几乎消失.

关键词 重离子碰撞 不变质量谱 喷注淬火 双强子产生

1 引言

在 RHIC 能区,相对论性的高能重离子碰撞中的硬过程起着重要作用.硬过程导致的大横动量粒子(喷注)穿过软过程产生的夸克物质(或夸克胶子等离子体)时,将与强作用介质发生强烈的相互作用,和介质中的部分子多次散射诱导的胶子辐射导致喷注的能量损失或喷注淬火^[1-6].预期喷注淬火所导致的重要物理效应能在 RHIC 实验观察到.由于大横动量的强子谱主要是喷注的碎裂产生的,因此,和同一能量下的 p-p 碰撞比较,高能重离子碰撞中的喷注淬火将压低大横动量的强子谱.在 $\sqrt{s} = 130\text{GeV}$ Au-Au 对心碰撞的 PHENIX 实验所测得的 π^0 谱已证实大横动量强子谱的显著压低^[7].尤其是,最近在 $\sqrt{s} = 200\text{GeV}$ Au-Au 对心碰撞的 STAR 实验^[8]中,人们发现大横动量的强子谱背靠背的关联消失,产生单喷注(Monojet)事件.而且,核-核的完全擦边碰撞与质子-质子碰撞的情形几乎是一样的,强子谱背靠背的关联很强,仍表现为双喷注事件.这一现象可以通过喷注淬火效应定性的解释如下:在 RHIC 能区,对于核-核对心碰撞,将形成由部分子构成的强作用介质(或夸克胶子等离子体).如果硬过程导

致背靠背的双喷注在这个强作用介质表层产生,一个喷注很容易穿过强作用介质的表层而被实验观察到,另一个背对的喷注将穿过强作用介质,由于喷注淬火效应,这个喷注的速度会减慢,甚至完全被吸收,导致实验观察到的单喷注事件.对于擦边碰撞,不能形成大范围的强作用介质(或夸克胶子等离子体),喷注淬火效应可以略去,因而只能观察到双喷注事件.因此,核-核的擦边碰撞和 p-p 碰撞没有本质上的不同.本文的目的就是从理论上定量的研究核-核碰撞中喷注淬火对双强子的产生有怎样的影响.

2 核 - 核碰撞的核几何形状

为了描述核核碰撞过程的动力学,可以考虑在强子层次上的碰撞.而强子层次上的碰撞又可归结为部分子间的碰撞.当一个入射核子受到碰撞后,生成的高能类强子体可以被近似看作沿入射方向继续碰撞的入射体.为简单起见,我们在质心系中考虑两个碰撞核.由于径向洛伦兹收缩,这两个碰撞核可以被看作两个没有厚度的圆盘.假定核子均匀分布在核中,可以定义核子的厚度函数^[9],

2003-12-10 收稿

* 国家自然科学基金(10440420018, 19928511, 10135030, 10347130)资助

1) E-mail: zhanghz@iopp.ccnu.edu.cn

2) E-mail: wangek@iopp.ccnu.edu.cn

$$t_A(\mathbf{r}) = \frac{3A}{2\pi R^2} \sqrt{1 - r^2/R^2}, \quad (1)$$

其中 R 是核半径, A 是核子数, 并且 $\int d^2r t_A(\mathbf{r}) = A$. 如图 1 所示, 当碰撞参数为 b 时, 两个碰撞核圆盘的重叠区域中单位面积内核子 - 核子碰撞的事件数为^[9]

$$T_{AB}(\mathbf{b}) = \int d^2r t_A(\mathbf{r}) t_B(|\mathbf{b} - \mathbf{r}|). \quad (2)$$

图 1 给出了两个碰撞核重叠区域的横剖面. 由于重核能量很大, 在 RHIC 能区, Au + Au 碰撞的质心系能量 $\sqrt{s} = 200\text{GeV}$, 在碰撞的早期很有可能形成一团处于禁闭解除相的 QGP. 并且在 RHIC 能区下, 硬过程变得重要, 硬过程产生的高能部分子喷注, 将穿出这团 QGP 物质. 例如在图 1 中 \mathbf{r} 点产生的一个部分子喷注将穿过在重叠区域内沿 ϕ 方向的一段距离 $L(\phi, \mathbf{r}, \mathbf{b})$. \mathbf{b} 是碰撞参数. 部分子在穿过重叠区域时, 与其他部分子相互作用, 辐射胶子而损失能量. 利用 $L(\phi, \mathbf{r}, \mathbf{b})$, 可以计算部分子喷注的能量损失, 从而给出修正的碎裂函数 (见下节). 如果一个喷注穿过的距离为 $L_1(\phi, \mathbf{r}, \mathbf{b})$, 那么另一个喷注穿过的距离为 $L_2(\phi + \Delta\phi, \mathbf{r}, \mathbf{b})$. 其中 $\Delta\phi$ 是双部分子喷注中两个喷注的夹角. 由于这两个距离存在着关联, 所以双部分子喷注演化为双强子的碎裂存在着距离的关联. 为了得到 $L(\phi, \mathbf{r}, \mathbf{b})$ 的解析表达式, 我们可以把核核碰撞的重叠区域看作是一个椭圆, 其方程为

$$\frac{(L\cos\phi + r\cos\theta - b/2)^2}{(R - b/2)^2} + \frac{(L\sin\phi + r\sin\theta)^2}{(R^2 - b^2/4)} = 1, \quad (3)$$

其中 $\theta = \angle(\mathbf{r}, \mathbf{b})$, 如图 1 所示.

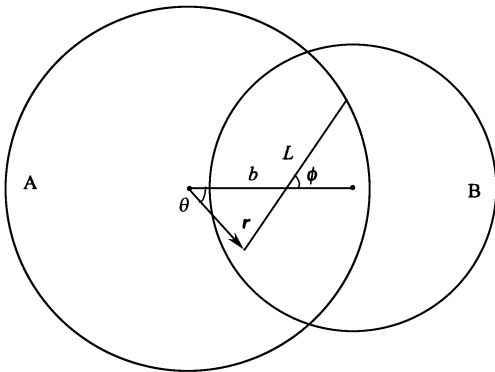


图 1 两个碰撞核重叠区域的横剖面

3 修正的碎裂函数

碎裂函数描述了一个部分子在喷注方向上碎裂成一个强子的概率, 一般被写成强子能量占部分子能量份额 ($z = E_h/E_{\text{jet}}$) 的分布. 现有的结果表明, 实验测量的碎裂函数对动量标度 (Q) 的依赖与 QCD 演化方程符合得很好. 我们使用的在真空中的碎裂函数是近期研究中分析所得的以 z 和 Q^2 为参数的参数化形式^[10]. 高能部分子在核介质中传播, 与核介质发生多重散射, 因辐射胶子而变慢, 必然导致碎裂函数的修正. 这个修正可以通过微扰 QCD 的计算得到. 这里采用文献[5, 6, 9, 11]中提供的用真空中的碎裂函数形式近似给出的修正的碎裂函数,

$$D_{h/c}(z_c, Q^2, \Delta E_c) = (1 - e^{-\langle L/\lambda \rangle}) \left[\frac{z'_c}{z_c} D_{h/c}^0(z'_c, Q^2) + \left\langle \frac{L}{\lambda} \right\rangle \frac{z'_g}{z_c} D_{h/g}^0(z'_g, Q^2) \right] + e^{-\langle L/\lambda \rangle} D_{h/c}^0(z_c, Q^2), \quad (4)$$

其中, $z'_c = p_T / (p_{Tc} - \Delta E_c)$, $z'_g = \langle L/\lambda \rangle p_T / \Delta E_c$ 是重新标度的能量份额; 横向动量为 p_{Tc} 的末态部分子 c 经过 $\langle L/\lambda \rangle$ 次散射, 由于辐射胶子 g 而损失能量 ΔE_c , 最后碎裂成横向动量为 p_T 的末态强子 h . λ 是部分子的平均自由程.

假定核 - 核碰撞核介质处于一维膨胀状态, 所产生的胶子的密度 $\rho_g(\tau, \mathbf{b}, \mathbf{r})$ 正比于参与碰撞的核子的厚度函数^[11],

$$\rho_g(\tau, \mathbf{b}, \mathbf{r}) = \frac{\tau_0 \rho_0}{\tau} \frac{\pi R^2}{2A} [t(\mathbf{r}) + t(|\mathbf{b} - \mathbf{r}|)]. \quad (5)$$

沿着部分子传播路径的平均散射数,

$$\langle L/\lambda \rangle = \int_{\tau_0}^{\tau_0 + L} d\tau \sigma \rho_g(\tau, \mathbf{b}, \mathbf{r} + \mathbf{n}\tau), \quad (6)$$

其中 \mathbf{n} 是方向 ϕ 上的单位矢径. $L(\phi, \mathbf{r}, \mathbf{b})$ 的解析表达式可以由椭圆方程 (3) 得到. 散射截面 $\sigma = 1/(\rho_0 \lambda_0)$, 其中 ρ_0 是中心碰撞初始时刻为 τ_0 时的平均胶子密度, λ_0 是初始胶子的平均自由程.

最近的理论研究表明^[5, 6, 12, 13], 在一个有限的膨胀介质中, 总的能量损失可以表述为一个路径积分形式:

$$\Delta E \approx \left\langle \frac{dE}{dL} \right\rangle_{1d} \int_{\tau_0}^{\tau_0 + L} d\tau \frac{\tau - \tau_0}{\tau_0 \rho_0} \rho_g(\tau, \mathbf{b}, \mathbf{r} + \mathbf{n}\tau), \quad (7)$$

其中 $\langle dE/dL \rangle_{1d}$ 是部分子在一维的膨胀介质中经历一段距离的平均能量损失. 在高能极限情况下, 部分子的能量损失对能量有对数依赖关系^[1, 2, 14]. 但是,

对于非高能极限的部分子而言,能量损失对能量有更强的依赖关系^[4].如果考虑诱发的胶子发射和吸收的细致平衡^[5],这种对能量的依赖关系会进一步加强.这里采用文献[5,6]中的数值结果,喷注的有效能量损失为,

$$\left\langle \frac{dE}{dL} \right\rangle_{1d} = \epsilon_0 (E/\mu_0 - 1.6)^{1.2} / (7.5 + E/\mu_0). \quad (8)$$

在后面的数值计算中,我们将选择文献[11]给出的参数值, $\epsilon_0 = 1.08 \text{ GeV/fm}$, $\lambda_0 = 0.3 \text{ fm}$, $\mu_0 = 1.5 \text{ GeV}$ 和 $\tau_0 = 0.2 \text{ fm}$.

4 核-核碰撞的散射截面

研究核-核碰撞过程的动力学要考虑在强子层次上的碰撞,而微扰 QCD 理论已被证明能够很好地解释高能强子-强子碰撞.分别分布在两个碰撞强子中的两个部分子发生强相互作用,当动量转移很大时将产生两个部分子喷注.这一过程的散射截面可以由微扰 QCD 给出.部分子喷注穿过碰撞核介质后碎裂为强子.因此核-核碰撞的单举散射截面可以写成部分子-部分子相互作用的散射截面、部分子在核中的分布函数、部分子碎裂为强子的碎裂函数以及厚度函数四者的卷积,

$$d\sigma(b) = \sum_{abcd(e)} \frac{1}{T_{AB}(b)} \int d^2 r t_A(\mathbf{r}) t_B(|\mathbf{b} - \mathbf{r}|) \times \\ \int dx_a dx_b \frac{1}{2x_a x_b s} f_{a/A}(x_a, \mathbf{r}) \times \\ f_{b/B}(x_b, |\mathbf{b} - \mathbf{r}|) \int dz_c dz_d D_{h_c/c}(z_c, L_1) \times \\ D_{h_d/d}(z_d, L_2) \times d\hat{\sigma}(ab \rightarrow cd, ab \rightarrow cde), \quad (9)$$

其中 $D_{h_c/c}(z_c, Q^2, L(\phi, \mathbf{r}, \mathbf{b}))$ 是修正后的碎裂函数, $\sum_{abcd(e)}$ 指对所有可能的初态部分子 a, b 和末态的部分子 c, d, 或 e 的种类求和.部分子强相互作用的散射截面 $d\hat{\sigma}(ab \rightarrow cd, ab \rightarrow cde)$ 计算到了次领头阶,包括所有的 $2 \rightarrow 2$ 和 $2 \rightarrow 3$ 的子过程.详细的计算可参阅文献[15—18].假定部分子在核中的分布函数 $f_{b/A}(x, Q^2, \mathbf{r})$ 可以因子化为部分子在核子中的分布函数 $f_{b/N}(x, Q^2)$ 和核修正因子 $S_{a/A}(x, \mathbf{r})$,

$$f_{b/A}(x, Q^2, \mathbf{r}) = S_{b/A}(x, \mathbf{r}) \left[\frac{Z}{A} f_{b/p}(x, Q^2) + \left(1 - \frac{Z}{A}\right) f_{b/n}(x, Q^2) \right], \quad (10)$$

其中 Z 是核电荷数.核修正因子的出现是考虑了核介质的影响而做出的对部分子的分布函数的修正.它的参数化形式已由 Hijing 模型给出^[19,20].夸克分

布的核修正因子的参数化形式是

$$S_{q/A}(x, \mathbf{r}) = 1.0 + 1.19 \ln^{1/6} A (x^3 - 1.2x^2 + 0.21x) - \frac{0.5}{3} (1 - r^2/R^2) (A^{1/3} - 1)^{0.6} \times \\ (1 - 3.5\sqrt{x}) \exp(-x^2/0.01). \quad (11)$$

胶子分布的核修正因子的参数化形式是

$$S_{g/A}(x, \mathbf{r}) = 1.0 + 1.19 \ln^{1/6} A (x^3 - 1.2x^2 + 0.21x) - \frac{1.3}{3} (1 - r^2/R^2) (A^{1/3} - 1)^{0.6} \times \\ (1 - 1.5x^{0.35}) \exp(-x^2/0.004). \quad (12)$$

5 数值分析

在进行数值分析中,我们利用了次领头阶的计算结果和相空间切片技术^[18].微扰 QCD 近似给出的强相互作用的散射截面中,波恩近似项就是所有的 $2 \rightarrow 2$ 的子过程,产生的喷注是背靠背的.如果进一步考虑到次领头阶近似,即 α_s 阶的修正,那么就会出现两种情况:单圈修正项需加进到 $2 \rightarrow 2$ 的子过程中和必须考虑 $2 \rightarrow 3$ 的子过程.这两种修正的贡献分别存在着红外和共线发散.其中一些发散由于这两种修正项的相加而相互抵消,其余的发散都被因子化以及吸收到分布函数和碎裂函数中.在具体利用相空间切片技术进行数值计算时,用了一种近似的方法^[18]处理这些红外和共线奇点的区域,然后对这些奇点积分,从而消除发散.

在下面的数值计算中用到了 CTEQ6M^[21]的核子中的部分子分布函数和 KKP^[10]的在真空中的碎裂函数.由于被定义为 M 的双强子质量是双强子的惟一可被观测的物理量,因此,重正化和因子化标度 μ 都选择为正比于 M .

定义双强子不变质量为

$$M = \sqrt{p_1^2 + p_2^2 + 2p_1 \cdot p_2}, \quad (13)$$

其中 p_1, p_2 分别是产生的两个强子喷注中的两个领头强子的 4 动量.相应的,双强子横动量定义为

$$|\mathbf{p}_T| = \sqrt{(p_{1x} + p_{2x})^2 + (p_{1y} + p_{2y})^2}. \quad (14)$$

图 2 给出了 Au-Au 碰撞产生的双强子的不变质量谱和横动量分布.在大不变质量区域或大横动量区域,考虑了喷注淬火和没有考虑了喷注淬火相比,产生的双强子很明显被压低.

由于 $2 \rightarrow 2$ 的子过程贡献的双强子是背靠背的,只在 $\Delta\phi = \pi$ 附近有贡献,因此双强子的方位角分布仅来源于 $2 \rightarrow 3$ 的子过程的贡献.而 $2 \rightarrow 3$ 的子过程

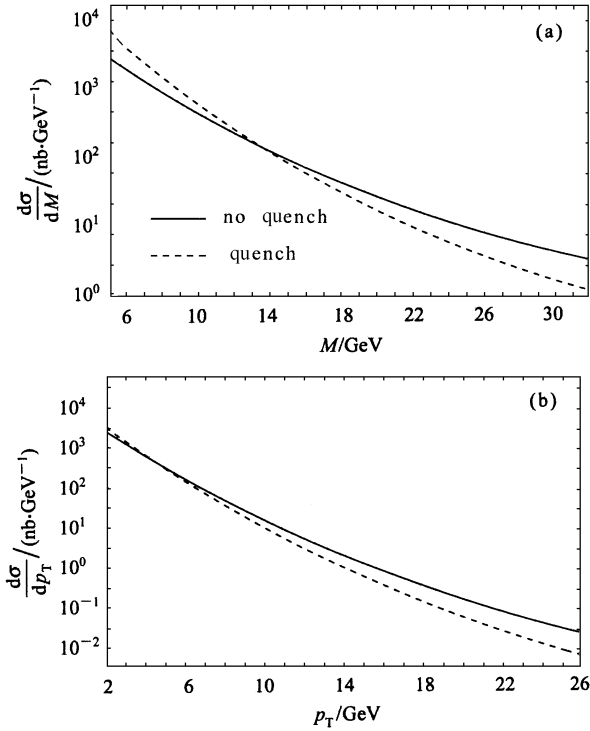


图 2 Au-Au 对心碰撞产生的双强子的不变质量谱(a)和横动量分布(b) ($\sqrt{s} = 200\text{GeV}$)
实线没有考虑喷注淬火, 虚线考虑了喷注淬火.

的贡献是发散的. 这是由于当 $\Delta\phi = \pi$ 时, 散射截面中存在 Sudakov 对数的高阶对数修正是发散的. 对于考虑方位角分布而言, 消除这种发散的严格方法是采用高阶重求和技术. 目前这种技术的发展已经取得一定的进展^[22], 但尚未完全成熟. 本文对于方位角分布采取的重求和技术只进行到了双领头对数近似, 并未消除对数发散. 但本文的研究重点是喷注淬火的影响, 因此我们采用了一种“抹掉技术”^[9] 的唯象的方法来消除这种发散.

图 3 给出了质子-质子碰撞和 Au-Au 碰撞产生的双强子的方位角分布. 其中 N_{triggle} 是双强子中一个强子的产生数, 它的横动量 $p_T^{\text{trig}} = 4-6\text{GeV}$. 根据单强子的不变散射截面可以得到 N_{triggle} 的值. 双强子中另一个强子的横动量 $p_T, p_T^{\text{trig}} > p_T > 2\text{GeV}$. 在我们的计算中, 对双强子的两个强子的横动量做出这样的限制, 是因为 RHIC 实验数据^[8] 的要求. 从图 3 中可以看出, 当 $\Delta\phi = \pi$ 时, 质子-质子碰撞产生的双强子的方位角分布有一个峰值. 碰撞参数取 $b = 1\text{fm}$ 时, Au-Au 碰撞接近于对心碰撞, 在碰撞的中心区域形成强作用物质(或 QGP)介质, 喷注穿过强作

用物质介质时, 由于喷注淬火效应, 喷注的能量降低, 产生的双强子的方位角分布明显被压低了. 反之, 碰撞参数的取值 $b = 11\text{fm}$ 接近擦边碰撞(核半径 $R = 6.5\text{fm}$, b 的最大值是 $2R$) 时, 在碰撞的中心区域形成的强作用介质的范围很小, 喷注淬火效应可忽略不计, Au-Au 碰撞开始接近质子-质子碰撞的分布. 理论计算值与实验结果符合得较好.

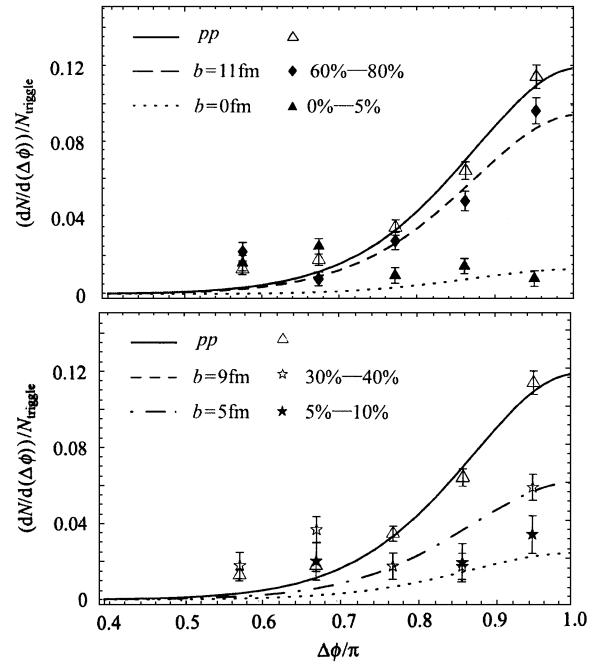


图 3 质子-质子碰撞(实线)和 Au-Au 不同中心度碰撞(虚线)在考虑喷注淬火后产生的双强子的方位角分布 ($\sqrt{s} = 200\text{GeV}$)
实验数据取自文献^[8].

为了更清楚看到这种压低随碰撞参数的变化, 图 4 给出了 Au-Au 碰撞产生的双强子与质子-质子碰撞产生的双强子的比值随碰撞参数的变化. 这个比值的定义为,

$$R^{\text{AA/pp}}(b) = \frac{\int_{\Delta\phi_1}^{\Delta\phi_2} d(\Delta\phi) d\sigma^{\text{AA}}/d(\Delta\phi)(b)}{\int_{\Delta\phi_1}^{\Delta\phi_2} d(\Delta\phi) d\sigma^{\text{pp}}/d(\Delta\phi)}, \quad (15)$$

其中 $\Delta\phi$ 是产生的双强子喷注中两个领头强子的夹角, $0 < \Delta\phi < \pi$. 实际计算中, 为了与实验结果比较, 我们仅考虑了接近背靠背的双强子, 选择了 $\Delta\phi_1 = 0.72\pi, \Delta\phi_2 = \pi$. 事实上, 从图 3 可以看出, 产生的双强子几乎全部集中在这个方位角的区域中. 很明显, 随着碰撞参数取值的减小, 与质子-质子碰撞相比, Au-Au 碰撞产生的双强子越来越少, 大横动量的强

子背靠背的关联越来越弱.比值的规律与实验结果符合得较好.图 3 和图 4 的数值变化规律预示着如下核-核碰撞的物理图像:如果发生核-核中心碰撞,在形成的强作用物质介质的边缘产生的喷注穿过碰撞边缘区时可以演化碎裂产生大横动量的强子,而与它背靠背产生的喷注穿过碰撞中心区时或者在碰撞中心区产生的双喷注穿过碰撞区域时,由于核介质的影响而受激辐射胶子损失能量(喷注淬火),速度会迅速减慢或者完全被吸收.如果发生核-核擦边碰撞,产生的强作用物质介质的区域很小,这时产生的双喷注穿过强作用物质介质区域的能量损失可忽略不计,可以直接演化碎裂产生大横动量的强子.因此,核-核中心碰撞产生的强子的背靠背的关联由于喷注淬火而减弱,核-核的擦边碰

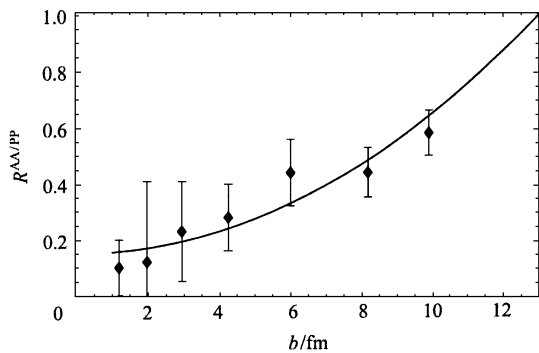


图 4 考虑喷注淬火后的 Au-Au 碰撞产生的双强子与质子-质子碰撞产生的双强子的比值随 Au-Au 碰撞的碰撞参数的变化
实验数据取自文献[8].

撞与质子-质子碰撞的情形几乎是一样的.这一物理图像和最近的 STAR 实验^[8]观察到的结果是一致的.

6 结论

本文通过考虑喷注穿过强作用物质导致喷注淬火的介质效应,数值分析了相对论性高能重离子碰撞中双强子的产生.由于在相对论性高能重离子碰撞中,硬过程产生的部分子喷注穿过强作用介质时,与介质中的部分子靶发生散射而诱发辐射胶子,部分子喷注损失能量,即喷注淬火,从而导致碎裂函数的修正.数值结果表明,考虑了喷注淬火,对心核-核碰撞的大不变质量谱和大横动量的双强子的产生都被压低.在形成的强作用物质介质的边缘产生的喷注穿过碰撞边缘区时可以演化碎裂产生大横动量的强子,而与它背靠背的喷注穿过碰撞中心区时或者在碰撞中心区产生的双喷注穿过碰撞区域时,由于核介质的影响而受激辐射胶子损失能量(喷注淬火),速度会迅速减慢或者完全被吸收.对于核-核擦边碰撞,这时产生的双喷注穿过的强作用物质介质区域很小,喷注淬火效应可忽略不计,因此,如同质子-质子碰撞,所产生的喷注直接演化碎裂产生大横动量的强子.随着碰撞参数取值的减小,与质子-质子碰撞相比,Au-Au 碰撞产生的双强子越来越少,大横动量的强子背靠背的关联越来越弱.因此,核-核碰撞的理论计算结果能直接解释最近 STAR 实验^[8]结果.

参考文献 (References)

- 1 WANG X N, Gyulassy M. Phys. Rev. Lett., 1992, **68**:1480
- 2 Gyulassy M, WANG X N. Nucl. Phys., 1994, **B420**:583
- 3 Baier R, Dokshitzer Y L, Peigne S et al. Phys. Lett., 1995, **B345**:277
- 4 Gyulassy M et al. Phys. Rev. Lett., 2000, **85**:5535; Nucl. Phys., 2001, **B594**:371
- 5 WANG E K, WANG X N. Phys. Rev. Lett., 2001, **87**:142301
- 6 WANG E K, WANG X N. Phys. Rev. Lett., 2002, **89**:162301
- 7 Adcox K et al. Phys. Rev. Lett., 2002, **88**:022301
- 8 Adler C et al. Phys. Rev. Lett., 2003, **90**:082302
- 9 WANG X N et al. Phys. Rev. Lett., 1996, **68**:231; Phys. Rev., 1997, **C55**:3047
- 10 Knieh B A, Kramer G, ötter B P. Nucl. Phys., 2000, **B582**:514
- 11 WANG X N. nucl-th/0305010
- 12 Salgado C A, Wiedemann U A. Phys. Rev. Lett., 2002, **89**:092303
- 13 Gyulassy M, Vitev I, WANG X N. Phys. Rev. Lett., 2001, **86**:2537
- 14 Baier R, Dokshitzer Y L, Mueller A et al. Nucl. Phys. 1997, **B484**:265
- 15 Ellis R K, Sexton J C. Nucl. Phys., 1986, **B269**:445
- 16 Kunszt Z, Soper D. Phys. Rev., 2002, **D46**:192
- 17 Harris B W, Owens J F. Phys. Rev., 2002, **D65**:094032
- 18 Owens J F. Phys. Rev., 2002, **D65**:034011
- 19 WANG X N, Gyulassy M. Phys. Rev., 1991, **D44**:3501; Comp. Phys. Comm., 1994, **83**:307
- 20 LI S Y, WANG X N. Phys. Lett., 2002, **B**:527
- 21 LAI H L et al. Eur. Phys. J., 2000, **C12**:375
- 22 Alberto Guffanti. hep-ph/0305148

Suppression of Dihadron Production with Jet Quenching in $A + A$ Collisions*

ZHANG Han-Zhong¹⁾ WANG En-Ke²⁾

(Institute of Particle Physics, Huazhong Normal University, Wuhan 430079, China)

Abstract Taking into account the jet quenching, we calculate dihadron production numerically when a hard parton jet produced in relativistic high energy heavy ion collision passes through strong interaction medium. It turns out that the dihadron with large invariable mass spectrum and large transverse momentum are all suppressed in the central nucleus-nucleus collision because of jet quenching effect. It is similar to the p-p collision, the produced hadron back-to-back correlation is strong for the peripheral nucleus-nucleus collision. This correlation is much weaker with decreasing the values of compact parameter.

Key words heavy ion collision, invariable mass spectrum, jet quenching, dihadron production

Received 10 December 2003

* Supported by National Natural Science Foundation of China(10440420018, 19928511, 10135030, 10347130)

1) E-mail: zhanghz@iopp.ccnu.edu.cn

2) E-mail: wangek@iopp.ccnu.edu.cn