

# 介质对部分子劈裂几率的影响\*

向文昌<sup>1)</sup> 丁亨通<sup>2)</sup> 周代翠<sup>3)</sup>

(华中师范大学粒子物理研究所 武汉 430079)

**摘要** 利用部分子在热密QCD介质中的辐射谱,研究部分子在热密介质中的演化规律. 研究表明,在相同能量下介质诱导效应使得部分子在介质中的劈裂几率大于部分子在真空中的劈裂几率;高密度介质中的部分子劈裂几率大于低密度介质中的劈裂几率. 本文研究结果与美国BNL/RHIC相对论重离子碰撞实验中观测到的高横动量强子产额压低现象一致,揭示了在RHIC能区已经生成高温高密物质.

**关键词** 高能重离子碰撞 部分子簇射演化规律 部分子辐射能量损失

## 1 引言

量子色动力学(QCD)预言,在极端高温或高密条件下,普通强子物质会发生退禁闭相变到夸克胶子等离子体(QGP)相,即原来被束缚在强子体系内部的夸克和胶子退禁闭成自由的QGP物质. 这种相变的发生是由于以相对论速度飞行的高能重离子在相互发生猛烈碰撞过程中,巨大的粒子动能被沉积在核-核(AA)碰撞的有限区域内,并转化为热能,形成极端高温高密环境,迫使强子体系解除色禁闭,形成QGP新物质形态,并最终转化为末态粒子的产生. 在相对论重离子碰撞中,末态高横动量强子产额的压低被认为是夸克胶子等离子体已经生成的一个重要信号. 在高能核-核碰撞过程中,硬散射发生在碰撞过程的初期,由硬散射过程形成的大横动量部分子将穿越强相互作用物质,这些硬部分子与热密物质发生强相互作用,经过韧致辐射而损失能量,我们把这种现象称为喷注淬火(Jet Quenching)<sup>[1, 2]</sup>. 为了度量介质效应对高横动量粒子产生的影响,实验上定义核修正因子<sup>[3, 4]</sup>:

$$R_{AA} = \frac{\frac{d^2 N^{AA}}{dp_T dy}}{\langle N_{coll} \rangle \frac{d^2 N^{pp}}{dp_T dy}}, \quad (1)$$

其中 $\langle N_{coll} \rangle$ 为碰撞数. 在美国BNL/RHIC运行1( $\sqrt{S_{NN}} = 130\text{GeV}$ )和运行2( $\sqrt{S_{NN}} = 200\text{GeV}$ )实验中,通过比较核-核碰撞和强子-强子碰撞中领头粒子的产额,分别观测到领头的中性 $\pi^0$ 和带电强子产额压低现象. 对最中心和最边缘的核-核碰撞, RHIC运行2分别测得 $R_{AA} \sim 0.5$ 和 $R_{AA} \sim 1.0$ <sup>[5]</sup>. 由此揭示了核-核中心碰撞中形成热密的强相互作用物质,而擦边的核-核碰撞没有形成热密的强相互作用物质,核-核的擦边碰撞和p+p碰撞没有本质上的不同. 本文从以下两方面研究领头粒子产额压低现象,首先考虑硬部分子在穿越热密物质过程中介质诱导部分子辐射能量损失效应;然后应用部分子在介质中的辐射谱研究部分子簇(parton shower)在介质中的演化规律;最后给出总结.

## 2 介质诱导部分子辐射能量损失

核-核碰撞初期形成的硬部分子在穿越热密强相互作用物质时将与热密物质发生相互作用,从而导致部分子发生韧致辐射. 辐射出来的部分子带走母部分子的一部分能量,母体部分子的能量损失等于辐射部分子带走的能量总和<sup>[6, 7]</sup>. 本文采用Gyulassy-Wang模型<sup>[1]</sup>描述硬部分子与介质的相互作用,假定

2006-01-04 收稿

\* 国家自然科学基金(10575044)和教育部重大科研项目([2006]55)资助

1) E-mail: wxiang@mails.cnu.edu.cn

2) E-mail: dinght@iopp.cnu.edu.cn

3) E-mail: dczhou@mail.cnu.edu.cn

介质为静止的散射中心, 硬部分与散射中心的相互作用采用德拜屏蔽势来描述<sup>[7, 8]</sup>, 并认为硬部分之间的散射截面不变. 在G-W模型的基础上, 考虑到胶子辐射时的相消干涉效应——LPM效应<sup>[9]</sup> (Landau, Pomeranchuk 和 Migdal), Wiedemann 通过非阿贝尔 Furry 近似得到介质诱导胶子辐射谱<sup>[10, 11]</sup>:

$$\begin{aligned} \omega \frac{dI}{d\omega d\mathbf{k}_\perp} &= \frac{\alpha_s C_F}{(2\pi)^2 \omega^2} 2\text{Re} \int_0^\infty dy_l \int_{y_l}^\infty d\bar{y}_l \int d\mathbf{u} e^{-i\mathbf{k}_\perp \cdot \mathbf{u}} \times \\ &e^{-\frac{1}{2} \int_{\bar{y}_l}^\infty d\xi n(\xi) \sigma(\mathbf{u})} \frac{\partial}{\partial \mathbf{y}} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{u}} \int_{\mathbf{y}=\mathbf{r}(y_l)}^{\mathbf{u}=\mathbf{r}(\bar{y}_l)} \times \\ &\mathcal{D} \mathbf{r} \exp \left[ i \int_{y_l}^{\bar{y}_l} d\xi \frac{\omega}{2} \left( \dot{\mathbf{r}}^2 - \frac{n(\xi) \sigma(\mathbf{r})}{i\omega} \right) \right], \end{aligned} \quad (2)$$

其中  $C_F$  为卡西米尔算子, 夸克  $C_F = \frac{4}{3}$  胶子,  $C_F = 3$ ,  $\omega$  和  $\mathbf{k}_\perp$  分别为辐射胶子的能量和横动量. 在以下的数值计算中, 我们取固定的强耦合常数  $\alpha_s = \frac{1}{3}$ . 方程(2)中不依赖于时间的散射中心密度  $n(\xi)$  与单次弹性散射截面  $\sigma(\mathbf{r})$  的乘积反应了介质对部分子辐射的影响. 偶极截面  $\sigma(\mathbf{r})$  由高能单次弹性散射截面在色八重态中的表示给出<sup>[12]</sup>:

$$\sigma(\mathbf{r}) = 2 \int \frac{d\mathbf{q}}{(2\pi)^2} |a(\mathbf{q})|^2 (1 - e^{i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}}). \quad (3)$$

本文对方程(2)采用两种不同的近似方案: 1) 单次硬散射近似, 根据  $[n(\xi)\sigma(\mathbf{r})]^N$  展开方程(2), 即 opacity 展开. 本文中只展开到  $N=1$  阶项, 文献[11,10]的数字结果显示  $N>1$  的高阶项对部分子辐射贡献很小.  $N=0$  阶项独立于介质, 因此认为是真空的贡献;  $N=1$  阶项是胶子辐射对介质的主要依赖项. 对于一个在壳的部分子与介质之间的散射,  $N=1$  阶项为非相干辐射, 即等于单次散射乘以有效的散射中心数目. 对于一个离壳的部分子与介质之间的散射,  $N=1$  项为相干辐射, 即包括了真空和介质之间的干涉效应. 2) 多重软散射近似, 即 dipole 近似. 认为部分子与介质之间的散射由大量的软动量转移过程组成, 这时射弹沿横向作布朗运动 (Brownian motion), 这种情况下可以运用鞍点近似简化路径积分方程(2),

$$n(\xi)\sigma(\mathbf{r}) \simeq \frac{1}{2} \hat{q}(\xi) \mathbf{r}^2, \quad (4)$$

其中  $\hat{q}(\xi)$  为输运系数, 它描述单位路径长度上从介质转移到射弹的横动量平方的平均  $\langle q_\perp^2 \rangle$ .

在 opacity 展开近似下,  $N=0$  为真空项, 此时散

射中心的密度  $n(\xi)=0$ , 方程(2)变为

$$\begin{aligned} \omega \frac{dI(N=0)}{d\omega d\mathbf{k}_\perp} &= \frac{\alpha_s C_F}{(2\pi)^2 \omega^2} 2\text{Re} \int_0^\infty dy_l \int_{y_l}^\infty d\bar{y}_l \int d\mathbf{u} e^{-i\mathbf{k}_\perp \cdot \mathbf{u}} \times \\ &\frac{\partial}{\partial \mathbf{y}} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{u}} \int_{\mathbf{y}=0}^{\mathbf{u}=\mathbf{r}(\bar{y}_l)} \mathcal{D} \mathbf{r} e^{i \int_{y_l}^{\bar{y}_l} d\xi \frac{\omega}{2} \dot{\mathbf{r}}^2}, \end{aligned} \quad (5)$$

式(5)中的路径积分为自由粒子传播函数. 经计算得到  $N=0$  情况下辐射胶子的谱分布:

$$\omega \frac{dI(N=0)}{d\omega d\mathbf{k}_\perp} = \frac{\alpha_s C_F}{\pi^2} \frac{1}{\mathbf{k}_\perp^2}. \quad (6)$$

$N=1$  为单次硬散射近似下的介质贡献项, 此时展开方程(2)中的路径积分部分并保留到散射中心密度的一次项,

$$\begin{aligned} \mathcal{K}(\mathbf{y}, y_l; \mathbf{u}, \bar{y}_l) &= \mathcal{K}_0(\mathbf{y}, y_l; \mathbf{u}, \bar{y}_l) - \int d\xi n(\xi) \int d\rho \times \\ &\mathcal{K}_0(\mathbf{y}, y_l; \rho, \xi) \frac{1}{2} \sigma(\rho) \mathcal{K}_0(\rho, \xi; \mathbf{u}, \bar{y}_l), \end{aligned} \quad (7)$$

把(7)式代入方程(2)中, 经过计算可得

$$\begin{aligned} \omega \frac{dI(N=1)}{d\omega d\bar{\kappa}^2} &= \frac{\alpha_s C_F}{\pi} (2n_0 L) \int_0^\infty d\bar{q}^2 \frac{\bar{q}^2 - \frac{1}{\gamma} \sin(\bar{\gamma} \bar{q}^2)}{\bar{q}^4} \times \\ &\frac{(1 + \bar{\kappa}^2 - \bar{q}^2)}{[(1 + \bar{\kappa}^2 + \bar{q}^2)^2 - 4\bar{\kappa}^2 \bar{q}^2]^{3/2}}, \end{aligned} \quad (8)$$

其中  $\bar{\kappa}^2 = \frac{\mathbf{k}_\perp^2}{\mu^2}$ ,  $\bar{\gamma} = \frac{\bar{\omega}_c}{\omega}$ ,  $\bar{\omega}_c = \frac{1}{2} \mu^2 L$  为胶子特征能量,  $L$  为部分子在介质中的穿越长度,  $n_0$  为积分后的散射中心密度. 在以下的数值计算中, 取  $n_0 L = 1$ <sup>[11]</sup>.

对于多重软散射情况, 采用鞍点近似式(4), 并把方程(2)中的纵向积分划分为6部分<sup>[11]</sup>:

$$\begin{aligned} \omega \frac{dI}{d\omega d\kappa^2} &= \omega \frac{dI_1}{d\omega d\kappa^2} + \omega \frac{dI_2}{d\omega d\kappa^2} + \omega \frac{dI_3}{d\omega d\kappa^2} + \\ &\omega \frac{dI_4}{d\omega d\kappa^2} + \omega \frac{dI_5}{d\omega d\kappa^2} + \omega \frac{dI_6}{d\omega d\kappa^2} = \\ &\int_{z_-}^0 \int_{y_l}^0 \cdots + \int_{z_-}^0 \int_0^L \cdots + \int_{z_-}^0 \int_L^{z_+} \cdots + \\ &\int_0^L \int_{y_l}^L \cdots + \int_0^L \int_L^{z_+} \cdots + \int_L^{z_+} \int_{y_l}^{z_+} \cdots \end{aligned} \quad (9)$$

这里  $z_- \rightarrow 0$ ,  $z_+ \rightarrow \infty$ , 由此可知前三项积分消失. 第4项和第5项为介质的贡献, 第6项为真空贡献. 通过计算可得

$$\begin{aligned} \omega \frac{dI_4}{d\omega d\kappa^2} &= \frac{\alpha_s C_F}{4\pi^2 \omega^2} 2\text{Re} \int_0^L dy_l \int_{y_l}^L d\bar{y}_l \left[ \frac{-4A_4^2 D_4}{(D_4 - iA_4 B_4)^2} + \right. \\ &\left. \frac{iA_4^3 B \mathbf{k}_\perp^2}{(D_4 - iA_4 B_4)^3} \right] \exp \left[ -\frac{\mathbf{k}_\perp^2}{4(D_4 - iA_4 B_4)} \right], \\ \omega \frac{dI_5}{d\omega d\kappa^2} &= \frac{\alpha_s C_F}{4\pi^2 \omega} \text{Re} \int_0^L dy_l \frac{-i}{B_5^2} \exp \left[ -i \frac{\mathbf{k}_\perp^2}{4A_5 B_5} \right], \\ \omega \frac{dI_6}{d\omega d\kappa^2} &= \frac{\alpha_s C_F}{\pi^2} \frac{1}{\mathbf{k}_\perp^2}, \end{aligned} \quad (10)$$

其中,

$$\begin{aligned} A_4 &= \frac{\omega\Omega}{2\sin(\Omega(\bar{y}_l - y_l))}, & B_4 &= \cos(\Omega(\bar{y}_l - y_l)), \\ D_4 &= \frac{1}{4}n_0\hat{q}(\xi)(L - \bar{y}_l), & A_5 &= \frac{\omega\Omega}{2\sin(\Omega y_l)}, \\ B_5 &= \cos(\Omega y_l), \end{aligned} \quad (11)$$

$\Omega = \frac{1-i}{\sqrt{2}}\sqrt{\frac{\hat{q}(\xi)n_0}{2\omega}}$  为谐振子复频率. 在多重软散射近似下, 部分子辐射谱可以表示为

$$\omega \frac{dI}{d\omega d\kappa^2} = \omega \frac{dI_4}{d\omega d\kappa^2} + \omega \frac{dI_5}{d\omega d\kappa^2} + \omega \frac{dI_6}{d\omega d\kappa^2}. \quad (12)$$

以上的两种近似描述了两种极限情形, opacity 展开把部分子与介质之间的散射简化为单次硬散射; dipole 近似则认为部分子与介质发生相互作用时, 每次动量转移都很小, 把他们之间的相互作用简化为多次软散射. 真实的物理过程介于这两种极限情形之间, 这两种极限情况下所得结果之间的偏差, 可以用来估计近似的优劣程度. 需要强调的是, 对于介质诱导部分子辐射, 这两种近似都能得到物理上等价的结果.

### 3 介质诱导部分子簇射

核-核碰撞过程中形成的硬部分子在穿越热密介质时会受到热密介质的诱导作用而发生劈裂. 可能的劈裂过程有:  $a \rightarrow bc \equiv q \rightarrow qg, \bar{q} \rightarrow \bar{q}g, g \rightarrow gg, g \rightarrow q\bar{q}$ . 对于部分子在介质中的辐射, 前3个过程占主要部分, 本文只考虑前3个过程的贡献. 这里采用前一节介绍的介质诱导部分子辐射谱来研究介质诱导部分子簇射情况.

本文采用虚度  $t$  和动量份额  $z$  来描述末态部分子簇射. 末态部分子簇射是类时物理过程, 虚度  $t$  为描述部分子演化的类时变量, 它代表部分子簇射过程中的四动量转移的大小, 即  $t = Q^2$ . 在某个虚度  $t$  和动量份额  $z$  时, 部分子的劈裂几率可表示为<sup>[13]</sup>

$$d\mathcal{P}_a = \sum_{b,c} \frac{\alpha}{2\pi} P_{a \rightarrow bc}(z) dz dt, \quad (13)$$

由此可知, 在特定的劈裂模式下在  $t$  周围的一个领域  $\delta t$  间隔内部分子劈裂的几率为

$$I_{a \rightarrow bc}(t)\delta t = \int dz \frac{\alpha}{2\pi} P_{a \rightarrow bc}(z), \quad (14)$$

相应的, 在  $\delta t$  间隔内部分子没有劈裂的几率为:  $1 - I_{a \rightarrow bc}(t)\delta t$ . 由此可知, 对于一个以虚度  $t_0 = 1\text{GeV}^2$  开始演化的部分子, 在虚度  $t > t_0$  的演化过程中没有

劈裂的几率为

$$\mathcal{P}_{\text{nosplit}} = \exp \left[ - \int_{t_0}^t dt' \sum_{b,c} I_{a \rightarrow bc}(t') \right], \quad (15)$$

利用部分子没有劈裂几率  $\mathcal{P}_{\text{nosplit}}$ , 可得部分子劈裂的几率为:  $1 - \mathcal{P}_{\text{nosplit}}$ . 首先, 考虑部分子在真空中没有劈裂的几率. 真空中部分子的劈裂函数为

$$\begin{aligned} P_{q \rightarrow qg}(z) &= C_F \left[ \frac{1+z^2}{1-z} \right], \\ P_{g \rightarrow gg}(z) &= C_F \left[ \frac{z}{1-z} + \frac{1-z}{z} + z(1-z) \right], \end{aligned} \quad (16)$$

把(16)式代入(14)和(15)式, 可得部分子在真空中没有劈裂的几率. 对于部分子在介质中没有劈裂的几率, 采用前一节给出的介质诱导部分子辐射谱来研究部分子劈裂情况. 利用(8), (12), (14)和(15)式, 可得在单次硬散射近似和多重软散射近似下的部分子没有劈裂的几率.

下面对数值结果进行分析, 部分子在真空中传播时, 它没有受到外力的作用, 部分子在真空中的辐射为自发辐射. 部分子在介质中传播时, 它会与介质发生相互作用, 从而发生受激辐射. 部分子在介质中的受激辐射大于在真空中的自发辐射. 图1和图2给出了单次硬散射近似下夸克和胶子在真空和介质中没有劈裂的几率. 从图1和图2可明显的看出, 部分子在介质中没有劈裂的几率小于在真空中没有劈裂的几率, 由  $1 - \mathcal{P}_{\text{nosplit}}$  可知部分子在介质中劈裂的几率大于在真空中劈裂的几率, 则导致末态领头粒子横动量减少. 由此可以说明美国BNL/RHIC实验中观测到的领头粒子产额压低现象. 图3到图6给出了多重软散射近似下夸克和胶子在真空和介质中没有劈裂的几率. 图3和图4描述较低能量  $E = 10\text{GeV}$  时, 夸克和胶子在不同的散射中心密度下的没有劈裂的几率.  $\hat{q}L = 5, \hat{q}L = 20$  和  $\hat{q}L = 50$  分别表示动量转移的大小, 也反应了介质的疏密程度. 图3和图4显示介质的密度越大, 部分子没有劈裂的几率就越小, 劈裂几率就越大. 同时, 图3和图4也显示了在  $t$  很小和  $t$  接近  $E^2$  时不同密度下部分子没有劈裂的几率趋于重合. 这是因为  $t$  很小时, 部分子有足够的空间劈裂, 所以没有劈裂的几率趋向于0; 在  $t$  接近于  $E^2$  时, 部分子瞬间就飞离了介质, 受介质的影响很小, 所以没有劈裂的几率趋向于1. 图5和图6给出能量  $E = 100\text{GeV}$  时夸克和胶子在真空和介质中没有劈裂的几率. 此时部分子具有很高的能量, 它们受到介质的影响很小, 所以在  $t$  趋近于  $E^2$  的过程中, 两幅图中不同密度时的部分子没有劈裂的几率很早就重合在一起. 分别比较  $E = 10$

和  $E = 100\text{GeV}$  夸克和胶子的没有劈裂的几率, 可以看出  $E = 100\text{GeV}$  时夸克和胶子没有劈裂的几率都大于  $E = 10\text{GeV}$  的没有劈裂的几率, 即  $E = 10\text{GeV}$  时的部分子劈裂几率大于  $E = 100\text{GeV}$  时的部分子劈裂几率. 这是因为部分子的能量越大, 它在很短时间内就飞离了介质, 介质对部分子的影响就小. 图 7 给出了 opacity 近似和 dipole 近似的比较, 从图 7 可以看出, 这两种近似给出一致的物理结果.

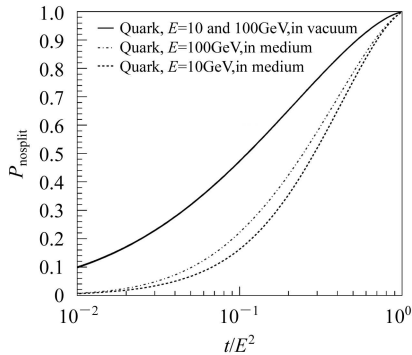


图 1 Opacity 近似下, 能量  $E = 10$  和  $E = 100\text{GeV}$  的夸克在真空和介质中没有劈裂几率

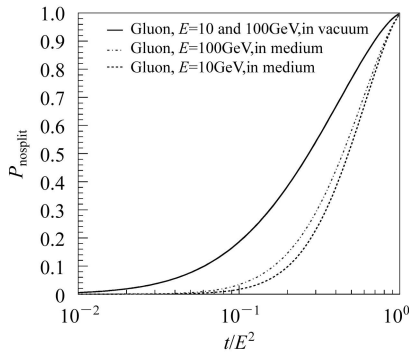


图 2 Opacity 近似下, 能量  $E = 10$  和  $E = 100\text{GeV}$  的胶子在真空和介质中没有劈裂几率

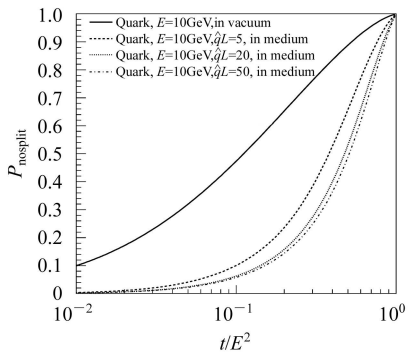


图 3 Dipole 近似下, 能量  $E = 10\text{GeV}$  的夸克在真空和不同密度的介质中没有劈裂几率

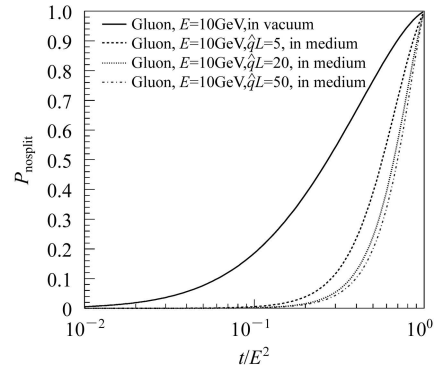


图 4 Dipole 近似下, 能量  $E = 10\text{GeV}$  的胶子在真空和不同密度的介质中没有劈裂几率

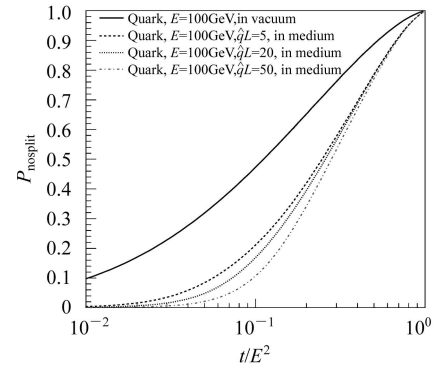


图 5 Dipole 近似下, 能量  $E = 100\text{GeV}$  的夸克在真空和不同密度的介质中没有劈裂几率

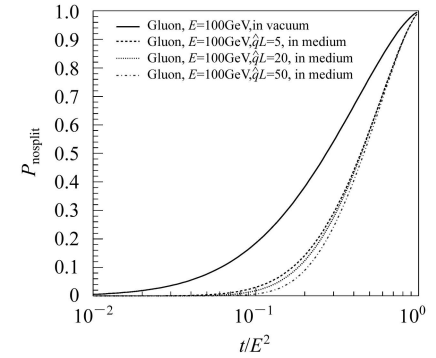


图 6 Dipole 近似下, 能量  $E = 100\text{GeV}$  的胶子在真空和不同密度的介质中没有劈裂几率

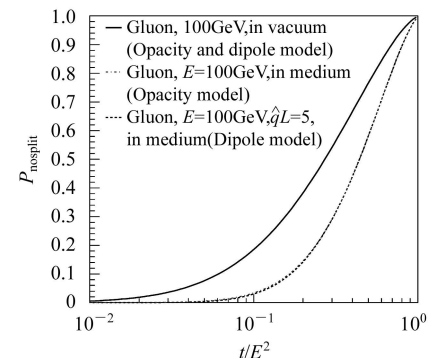


图 7 Opacity 近似和 dipole 近似的结果比较

## 4 小结

本文采用Gyulassy-Wang模型描述硬部分子与介质的相互作用, 假定介质为静止的散射中心, 硬部分子与散射中心的相互作用采用德拜屏蔽势来描述, 并认为硬部分之间的散射截面不变. 采用opacity和dipole两种近似方法简化介质诱导部分子辐射谱, 并利用介质诱导部分子辐射谱研究部分子簇射在介质中的演化规律. 推导了部分子在真空和介质中没有劈

裂的几率, 给出了部分子在真空和介质中的劈裂几率. 通过比较 $E = 10$ 和 $E = 100\text{GeV}$ 夸克和胶子没有劈裂的几率, 发现能量大的部分子劈裂几率小于能量小的部分子劈裂几率. 研究结果还表明, 部分子在介质中的劈裂几率大于在真空中的劈裂几率, 从而导致高横动量粒子产额压低, 这是高能核-核碰撞中存在热密QCD物质的有力证据之一. 本文研究结果与美国BNL/RHIC实验中观测到的领头粒子产额压低现象一致<sup>[14, 15]</sup>, 这显示RHIC能区高能重离子碰撞中生成了高温高密强相互作用的物质.

## 参考文献(References)

- 1 Mikols G, WANG X N. Nucl. Phys., 1994, **B420**: 583
- 2 WANG E K, WANG X N. Phys. Rev. Lett., 2001, **87**: 142301
- 3 Adcox K et al(PHENIX Collaboration). Phys. Rev. Lett., 2002, **88**: 022301
- 4 Adler C et al(STAR Collaboration). Phys. Rev. Lett., 2002, **89**: 202301
- 5 Jeon S Y, Moore G D. Phys. Rev., 2005, **C71**: 034901
- 6 XIANG W C, DING H T, ZHOU D C. Chin. Phys. Lett., 2005, **22**: 72
- 7 XIANG W C, DING H T, ZHOU D C et al. Eur. Phys. J., 2005, **A25**: 75
- 8 LIU J, MAO Y X, XIANG W C et al. Chinese Science Bulletin., 2006, **51**: 139
- 9 Landau L D, Pomeranchuk I Y. Dokl. Akad. Nauk., 1953, **SSSR92**: 535
- 10 Wiedemann U A. Nucl. Phys., 2000, **B588**: 303
- 11 Wiedemann U A. Nucl. Phys., 2001, **A690**: 731
- 12 Salgado C A, Wiedemann U A. Phys. Rev., 2003, **D68**: 014008
- 13 Sjostrand T et al. hep-ph/0308153
- 14 Adcox S S et al(PHENIX Collaboration). Phys. Rev. Lett., 2003, **91**: 072301
- 15 Adams J et al(STAR Collaboration). Phys. Rev. Lett., 2003, **91**: 172301

## Medium-Induced Parton Splitting Probability\*

XIANG Wen-Chang<sup>1)</sup> DING Heng-Tong<sup>2)</sup> ZHOU Dai-Cui<sup>3)</sup>

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

**Abstract** The parton shower evolution law in the hot and dense matter is studied by using the spectrum of parton radiative energy loss. At the same energy, the numerical results indicate that the splitting probability of parton, in the medium, is large than those in the vacuum. And when the density of medium is higher, the splitting probability of parton is larger. This result is in agreement with the suppression of leading particles production in BNL/RHIC, it indicates that the hot and dense matter has already been produced at RHIC energy.

**Key words** high-energy heavy ion collision, evolution of parton shower, parton radiative energy loss

Received 4 January 2006

\* Supported by National Natural Science Foundation of China (10575044) and the Grant of China Ministry of Education for Grand Scientific Research Project ([2006]55)

1) E-mail: wxiang@mails.cnu.edu.cn

2) E-mail: dinght@iopp.cnu.edu.cn

3) E-mail: dczhou@mail.cnu.edu.cn