

依赖系统大小的能量损失对强子谱压低的影响*

王晓东 张汉中 王恩科¹⁾

(华中师范大学粒子物理研究所 武汉 430079)

摘要 基于微扰量子色动力学(pQCD)的部分子模型,在领头阶(LO)近似下分别计算了质子-质子(p+p)碰撞, Au+Au 和 Cu+Cu 不同对心度碰撞产生 π^0 的强子谱和相应的核修正因子 R_{AA} . 在考虑部分子喷注能量损失(即喷注淬火)效应后的理论计算表明,与相同质心系能量 $\sqrt{s}=200\text{GeV}$ 的 p+p 碰撞相比, Au+Au 或 Cu+Cu 不同对心度碰撞产生的强子谱被压低,被压低的程度与依赖系统大小的能量损失有强烈的关系. 系统越大,部分子喷注的能量损失越大,导致强子谱被压低得越多, R_{AA} 越小. 理论计算的数值结果和实验数据相符合,说明能量损失机制的可靠性和真实性.

关键词 重离子碰撞 喷注淬火 强子谱 核修正因子 夸克胶子等离子体

1 引言

实验上研究高温高密的核物质以及寻找夸克胶子等离子体(QGP)^[1, 2]最有效的方法是通过相对论性重离子碰撞来实现的. 近年来,通过 AGS, SPS 以及 RHIC 实验,人们已经积累了大量丰富的实验数据^[3-5]. 通过对实验数据分析和研究,有迹象表明强耦合的 QGP 这一物质形态已经在 RHIC 实验中形成^[6]. 预计在 2007 年,将在 CERN 建成的大型强子对撞机(LHC),其质心系能量大约是 RHIC 的 30 倍,它将产生寿命更长的 QGP 物质,有助于进一步了解 QGP 的一些基本特性. 在 RHIC 能区研究 QGP 是否形成的信号中,由于碰撞能量很高($\sqrt{s}=200\text{GeV}$),与碰撞硬过程相关的硬探针信号,特别是部分子喷注能量损失^[7-9]成为目前 QGP 信号研究的热点. 部分子喷注能量损失又称为喷注淬火(jet quenching),是指在重离子碰撞中产生的部分子喷注穿过碰撞产生的 QGP 介质时,由于多重散射诱导胶子辐射导致部分子喷注损失能量. 理论计算表明^[10-12],由胶子辐射产生的非阿贝尔 LPM 效应导致喷注的能量损失与发生多次散射的强作用介质靶的厚度的平方成正比关系. 前期的理论研究工作还讨论了在热 QGP 介质中喷注能量损失的细致平衡效应^[12, 13],结果表明对于中等能量大

小的喷注,其热胶子的吸收对喷注能量损失有重要的影响.

部分子喷注损失能量必然减少部分子碎裂为强子的产额,导致与相同能量的核子-核子碰撞相比,核-核碰撞产生的大横动量强子谱被压低^[7-9]. 这一理论预言已被最近的 RHIC 实验证实,并被作为在 RHIC 实验中可能已产生强耦合的 QGP 物质的重要证据之一^[3-5]. 值得注意的是, RHIC 的实验数据还表明强子谱的压低与碰撞产生系统的大小有关. 这一实验现象不仅证明存在部分子喷注损失能量的事实,而且说明能量损失与介质的尺寸大小有关,印证了以往理论研究中能量损失依赖强相互作用介质靶厚度的结论. 本文利用 pQCD 部分子模型,在领头阶近似下分别计算了大小不同的 Au+Au 和 Cu+Cu 不同对心度碰撞产生 π^0 的强子谱和相应的核修正因子,并通过理论结果与实验数据的比较,研究了依赖系统大小的能量损失对强子谱的压低的影响.

2 核核碰撞中的散射截面

研究核-核碰撞中的强子产生,一般要用到核子-核子碰撞产生强子的散射截面. 根据 pQCD 理论和因子化定理,核子-核子碰撞产生强子的单举散射截面

2006-09-30 收稿

* 国家自然科学基金(10447109, 10475031)和教育部基金(IRT0624, NCET-04-0744)资助

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

可以写为^[9]

$$\frac{d\sigma_{pp}^h}{dp_T^2 dy} = K \sum_{abcd} \int dx_a dx_b f_{a/p}(x_a, Q^2) f_{b/p}(x_b, Q^2) \times \frac{d\sigma}{dt}(ab \rightarrow cd) \frac{D_{h/c(d)}^0(z_{c(d)}, Q^2)}{\pi z_{c(d)}}, \quad (1)$$

其中 \sum 是对所有可能的初态和末态求和. $f_{a/p}(x_a, Q^2)$ 是在真空环境中, 部分子 a 在核子 p 中的部分子的分布函数. $D_{h/c(d)}^0(z_{c(d)}, Q^2)$ 表示在真空环境中, 部分子 $c(d)$ 碎裂成强子 h 的碎裂函数, z_c (或 z_d) 是强子 h 在部分子 c (或 d) 的动量中所占份额. $d\sigma/dt$ 是硬散射 $ab \rightarrow cd$ 领头阶的微分散射截面, $K \approx 1.0-2.0$ 用来计及高阶修正^[14]. 利用 (1) 式可以得到核-核碰撞产生强子的不变截面^[9],

$$\frac{d\sigma_{AA}^h}{dp_T^2 dy} = K \sum_{abcd} \int db^2 dr^2 t_A(\mathbf{r}) t_A(|\mathbf{r}-\mathbf{b}|) \times \int dx_a dx_b f_{a/A}(x_a, Q^2, \mathbf{r}) f_{b/A}(x_b, Q^2, \mathbf{r}) \times \frac{d\sigma}{dt}(ab \rightarrow cd) \frac{D_{h/c(d)}(z_{c(d)}, Q^2, \Delta E_{c(d)})}{\pi z_{c(d)}}, \quad (2)$$

其中 $t_A(\mathbf{r})$ 是核的厚度函数, 本文采用硬核模型^[8],

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

满足 $\int t_A(\mathbf{r}) d\mathbf{r}^2 = A$, 其中 A 是半径为 R 的核的核子数.

核-核碰撞并不是核子-核子碰撞的简单叠加. 一方面, 因为参与强相互作用的两个部分子在发生作用时, 存在初态的核遮蔽效应^[8]. 另一方面, 核-核碰撞产生 QGP 后, 硬过程产生的高能部分子喷注在穿出 QGP 介质时, 由于多重散射辐射胶子导致能量损失, 这是末态的喷注淬火效应. 在利用 (2) 式计算核-核碰撞产生的强子谱时, 如果要考虑这两种介质效应, 可以通过修正 (2) 式中的部分子分布函数和碎裂函数来实现.

在 HIJING 模型^[15] 的基础上, 以往的理论研究^[16] 使用了轻子和核深度非弹的实验数据以及真空中的 DGLAP 演化方程得到一个反映核遮蔽效应的参数化因子 $S_{a/A}(x, \mathbf{r})$. 夸克 q 在核 A 中的核遮蔽因子是^[16]

$$S_{q/A}(x, \mathbf{r}) = 1.0 + 1.19 \ln^{1/6} A (x^3 - 1.2x^2 + 0.21x) - \frac{0.5}{3} \left(1 - \frac{r^2}{R^2}\right) (A^{1/3} - 1)^{0.6} \times (1 - 3.5\sqrt{x}) \exp\left(\frac{-x^2}{0.01}\right), \quad (4)$$

胶子 g 在核 A 中的核遮蔽因子是^[16]

$$S_{g/A}(x, \mathbf{r}) = 1.0 + 1.19 \ln^{1/6} A (x^3 - 1.2x^2 + 0.21x) - \frac{1.3}{3} \left(1 - \frac{r^2}{R^2}\right) (A^{1/3} - 1)^{0.6} \times (1 - 1.5x^{0.35}) \exp\left(\frac{-x^2}{0.004}\right), \quad (5)$$

其中 \mathbf{r} 是部分子在核中的位置矢量, R 是核的半径, 利用这一因子, 部分子分布函数在质量数为 A , 电荷数为 Z 的核中的修正形式如下:

$$f_{a/A}(x, Q^2, \mathbf{r}) = S_{a/A}(x, \mathbf{r}) \left[\frac{Z}{A} f_{a/p}(x, Q^2) + \left(1 - \frac{Z}{A}\right) f_{a/n}(x, Q^2) \right], \quad (6)$$

它的含义是在核 A 平均每个核子中找到占核子能量份额为 x 的部分子 a 的概率密度, 在方程 (2) 中将用到这个修正的部分子分布函数.

本文的计算中, 将在 (2) 式使用如下的修正的碎裂函数^[17] 来考虑喷注淬火效应,

$$D_{h/c}(z_c, Q^2, \Delta E_c) = (1 - e^{-\frac{L}{\lambda}}) \left[\frac{z'_c}{z_c} D_{h/c}^0(z'_c, Q^2) + \left\langle \frac{L}{\lambda} \right\rangle \frac{z'_g}{z_c} D_{h/g}^0(z'_g, Q^2) \right] + e^{-\frac{L}{\lambda}} D_{h/c}^0(z_c, Q^2), \quad (7)$$

其中 $z'_c = p_T / (p_{Tc} - \Delta E_c)$, $z'_g = \left\langle \frac{L}{\lambda} \right\rangle p_T / \Delta E_c$ 是重新标度的能量份额. 方程 (7) 描述下面这样一个物理过程的概率密度: 横动量为 p_{Tc} 的末态部分子 c 经过 $\left\langle \frac{L}{\lambda} \right\rangle$ 次散射, 由于辐射胶子而损失能量 ΔE_c , 最后碎裂成横动量为 p_T 的末态强子 h .

硬过程产生的高能部分子喷注穿过核-核碰撞产生的 QGP 介质时, 平均能量损失与 QGP 介质系统的尺寸有关^[10-12]. 而对于一个在核-核碰撞的重叠区域内某点 (其位矢 \mathbf{r}) 产生的部分子喷注, 其能量损失与它在重叠区域 (或 QGP 介质区域) 穿出的距离 $L(\phi, \mathbf{r})$ 的平方成正比. 在核-核非对心碰撞中, $L(\phi, \mathbf{r})$ 还随着方位角 ϕ (喷注运动方向与相互作用平面的夹角) 的变化而大小不同. 如果系统静止, 这个距离可以通过求解一个椭圆方程近似得到^[18]. 实际的系统可能是膨胀的, 本文考虑 1+1 维的膨胀系统. 以往的理论研究^[12, 13], 在考虑喷注能量损失的细致平衡效应之后, 给出 1+1 维膨胀系统中部分子喷注总的能量损失,

$$\Delta E \approx \left\langle \frac{dE}{dL} \right\rangle_{1d} \int_{\tau_0}^{\tau_0+L} \frac{\tau - \tau_0}{\tau_0 \rho_0} \rho_g(\tau, \mathbf{b}, \mathbf{r} + \mathbf{n}\tau) d\tau, \quad (8)$$

其中 $\rho_g(\tau, \mathbf{b}, \mathbf{r})$ 是在给定碰撞参数为 b 的核-核碰撞产生的重叠区域中位矢为 \mathbf{r} 、固有时为 τ 的点, 所产生的

胶子的密度^[17]

$$\rho_g(\tau, \mathbf{b}, \mathbf{r}) = \frac{\tau_0 \rho_0 \pi R^2}{\tau} [t(\mathbf{r}) + t(|\mathbf{b} - \mathbf{r}|)], \quad (9)$$

在(8)式中单位长度能量损失的参数化形式^[12, 13]为

$$\left\langle \frac{dE}{dL} \right\rangle_{1d} = \epsilon_0 (E/\mu_0 - 1.6)^{1.2} / (7.5 + E/\mu_0), \quad (10)$$

这里 ϵ_0 , μ_0 为参数.

由于实验上给出了不同对心度核-核碰撞的强子谱, 为了能够与实验数据比较, 我们需要在理论上定义碰撞的对心度与碰撞参数的关系. 根据文献[8]的计算, 忽略强相互作用中软过程的贡献, 核-核碰撞的非弹性散射截面为

$$\sigma_{in}^{AB}(b_{min}, b_{max}) = \int [1 - e^{-\sigma_{in}^{NN} T_{AB}(b)}] d^2b, \quad (11)$$

其中 σ_{in}^{NN} 是核子-核子碰撞的非弹性散射截面. 质心系能量 $\sqrt{s}=200\text{GeV}$ 时, $\sigma_{in}^{NN} \approx 42\text{mb}$. 利用(11)式定义

$$\text{对心度} = \frac{\int_0^b [1 - e^{-\sigma_{in}^{NN} T_{AB}(r)}] d^2r}{\sigma_{in}^{AB}(\text{total})} \times 100\%. \quad (12)$$

图1是根据(12)式给出的 Au+Au 和 Cu+Cu 碰撞不同碰撞参数 b 对应的对心度.

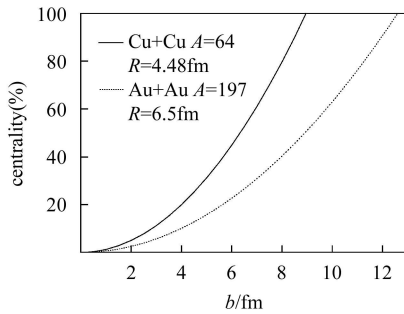


图1 硬核模型中 Au+Au 碰撞和 Cu+Cu 的对心度与碰撞参数 b 的关系

3 数值结果分析比较

对于本文的数值结果, 在(1)式和(6)式中用到真空中 CETQ6M 部分子分布函数的参数化形式^[19]; 在(1)式和(7)式中用到真空中 KKP 部分子碎裂函数的参数化形式^[20]; 在(1)和(2)式中我们也选取标度 Q 正比于产生的强子的横动量 p_T ^[17]. 在(8)和(10)式中估计能量损失的参数为 $\mu_0=1.5\text{GeV}$, $\tau_0=0.2\text{fm}$, $\lambda_0=0.3\text{fm}$, 与文献[16]一致. 不同的是, 本文在(7)式中用到: 对于 Au+Au 碰撞, 我们通过拟合最对心碰撞的实验数据定出 $\epsilon_0^{\text{AuAu}}=1.68\text{GeV/fm}$; 对于 Cu+Cu 碰撞, 利用了 PHOBOS 实验组关于强子产额与参加碰撞

的核子数的关系的实验数据^[21]. 根据文献[12, 13]的理论研究, 在(10)式中的参数 ϵ_0 满足

$$\epsilon_0 \propto \frac{dN}{d\eta} \frac{1}{\tau_0 \pi R^2}, \quad (13)$$

因此,

$$\frac{\epsilon_0^{\text{CuCu}}}{\epsilon_0^{\text{AuAu}}} = \frac{(dN/dy)^{\text{CuCu}} R_{\text{Au}}^2}{(dN/dy)^{\text{AuAu}} R_{\text{Cu}}^2}. \quad (14)$$

由于实验上没有 Cu+Cu 最对心碰撞的强子产额的实验数据, 所以我们在(14)式中用参加碰撞的核子数为 $64 \times 2 = 128$ 的 Au+Au 非对心碰撞的强子产额代替相同参加碰撞的核子数的 Cu+Cu 对心碰撞的强子产额, 从而定出 $\epsilon_0^{\text{CuCu}} = 1.01\text{GeV/fm}$.

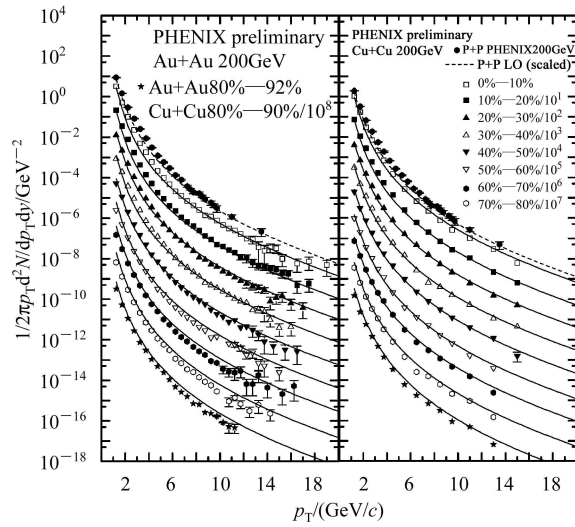


图2 在质心系能量 $\sqrt{s}=200\text{GeV}$ 时 p+p 碰撞, Au+Au 和 Cu+Cu 不同对心度碰撞产生 π^0 的强子谱
实验数据取自文献[22].

根据(2)和(11)式, 我们定义在某一个对心度区间, 平均每对核-核碰撞的强子产生率

$$\frac{dN_{AA}^h}{dp_T^2 dy} = \frac{1}{\sigma_{in}^{AA}(b_{min}, b_{max})} \frac{d\sigma_{AA}^h(b_{min}, b_{max})}{dp_T^2 dy}. \quad (15)$$

利用(15)式, 我们在图2中分别给出了 p+p 碰撞(虚线)、不同对心度 Au+Au 和 Cu+Cu 碰撞(实线)产生 π^0 的横动量谱. 为便于将 p+p 的结果和 Au+Au (或 Cu+Cu) 的结果比较, 虚线由下式给出:

$$\frac{dN_{pp}^h}{dp_T^2 dy}(\text{scaled}) = \frac{\langle N_{bin} \rangle (0-10\%)}{\sigma_{in}^{AA} (0-10\%)} \frac{d\sigma_{pp}^h}{dp_T^2 dy}. \quad (16)$$

通过比较(15)和(16)式, 如果没有介质效应, 图2左右两个图中最上面的实线(对心度为0%—10%的 Au+Au 或 Cu+Cu 的强子谱)应该分别与虚线重合. 实际情况是由于介质效应, 最上面的实线与 p+p 碰撞的虚线相比较被压低了, 而且被压低的实线刚好符合

相应的实验数据. 其他对心度的理论结果也与相应的实验数据符合较好. 必须说明, 我们的计算尽管考虑了核遮蔽效应和喷注淬火效应, 但核遮蔽效应只在小横动量区域对强子谱的压低有一定的贡献^[8]. 因此, 在大横动量区域强子谱的压低几乎全部来自喷注淬火效应的贡献.

在我们作理论计算所用到的硬核模型中, Au核半径($R_{Au}=6.5\text{fm}$)比Cu核半径($R_{Cu}=4.5\text{fm}$)大. 在对心碰撞(0%—10%)中, Au+Au形成的QGP系统比Cu+Cu形成的QGP系统大, 硬过程产生的高能部分子喷注在Au+Au对心碰撞形成的系统中穿过的平均距离大. 根据(8)式, 部分子因经历更多的散射而损失更多的能量, 所以从图2中可以看出Au+Au对心碰撞的强子谱比Cu+Cu对心碰撞的强子谱被压低得更多.

另外, Au+Au(或Cu+Cu)不同对心度碰撞形成的夸克物质系统大小也不同. 对心度越大, 系统的尺寸越小. 由于初始的系统近似椭圆(在横向平面内), 所以, 系统的尺寸还与方位角有关, 但是系统对方位角平均的尺寸只与对心度有关. 随着对心度的增大, 喷注穿出介质的平均距离将减小, 喷注的能量损失也随之减小. 因此, 从理论上来说, 强子谱的压低将随对心度的增大而减小.

为了方便分析系统的大小对强子谱压低的影响, 计算了为了检查介质效应而引入的核修正因子^[23],

$$R_{AA} = \frac{d\sigma^{AA}/dp_T dy}{\langle N_{bin} \rangle d\sigma^{pp}/dp_T dy}, \quad (17)$$

其中

$$\langle N_{bin} \rangle = \int db^2 dr^2 t_A(\mathbf{r}) t_A(|\mathbf{r} - \mathbf{b}|). \quad (18)$$

图3是利用(17)式计算的Au+Au和Cu+Cu不同对心度碰撞产生 π^0 的核修正因子的理论结果与实验数据的比较. 总的来说, 数值结果符合实验数据. 在相同对心度的条件下, Au+Au碰撞形成的系统比Cu+Cu碰撞形成的系统大, 部分子喷注损失更多的能量, 所以Au+Au的核修正因子小于Cu+Cu的核修正因子. Au+Au(或Cu+Cu)碰撞对心度越大, 形成的系统平均尺寸越小, 部分子喷注损失的能量也越小, 因此核修正因子随着对心度的增大而减小. 擦边碰撞时(例如对心度大于80%), 无论是Au+Au还是Cu+Cu, QGP系统几乎没有形成(或者形成的系统很小), 部分子喷注没有经历多重散射而损失能量(或者损失的能量可以忽略不计), 因此部分子几乎是在真空中完成碎裂强子的过程, 所以, 在图3中对心度大于80%的

Au+Au和Cu+Cu碰撞的核修正因子都接近于1.

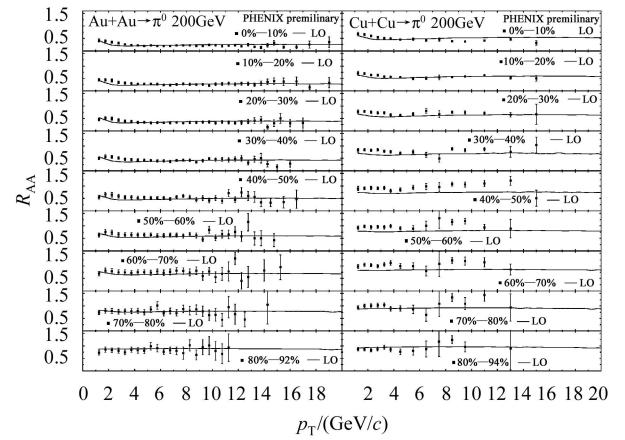


图3 Au+Au和Cu+Cu碰撞($\sqrt{s}=200\text{GeV}$)核修正因子 R_{AA} 的横动量分布
实验数据取自文献[22].

4 结论

本文在pQCD的部分子模型的基础上, 在领头阶近似下分别计算了p+p碰撞, Au+Au和Cu+Cu不同对心度碰撞产生 π^0 的强子谱和相应的核修正因子 R_{AA} . 就产生大横动量的强子而言, 核-核碰撞和核子-核子碰撞的不同之处在于核-核碰撞中存在介质效应. 本文考虑了初态的核遮蔽效应和末态的喷注淬火效应, 但影响核-核碰撞产生的大横动量强子谱被压低的效应主要是喷注淬火效应. 理论计算的数值结果表明, 核-核的强子谱被压低的程度与依赖系统大小的能量损失有直接关系. Au核比Cu核体积大, 相同对心度Au+Au产生的系统比Cu+Cu产生的系统尺寸大; Au+Au(或Cu+Cu)不同对心度碰撞产生的系统大小随着对心度的增大而减小. 由于部分子喷注总的平均能量损失与系统平均尺寸的平方成正比^[10-12], 又由于部分子能量损失导致强子谱压低, 因此相同对心度碰撞Au+Au产生的强子谱比Cu+Cu产生的强子谱被压低的程度大, 或 $R_{AuAu} < R_{CuCu}$. 同理, Au+Au(或Cu+Cu)对心碰撞产生的强子谱比非对心碰撞产生的强子谱被压低的程度大, 或 $R_{AA}(\text{对心}) < R_{AA}(\text{非对心})$. 简而言之, 系统越大, 部分子喷注的能量损失越大, 系统强子谱被压低得越多. 理论计算的数值结果和实验数据相符合, 不仅说明能量损失机制的可靠性和真实性, 而且为证实QGP的存在提供了更进一步的依据.

参考文献(References)

- 1 Friedman B, McLerran L. Phys. Rev., 1978, **D17**: 1109—1122
- 2 McLerran L. Rev. Mod. Phys., 1986, **58**: 1021—1064
- 3 Adler S S et al. Phys. Rev. Lett., 2002, **89**(202301): 1—6
- 4 Adler S S et al. Phys. Rev. Lett., 2003, **91**(072301): 1—6
- 5 Adcox K et al. Phys. Rev. Lett., 2003, **88**(022301): 1—6; Phys. Rev. Lett., 2003, **91**(241803): 1—6
- 6 Gyulassy M. Prog. Theor. Phys., 2004, **111**: 841—855
- 7 WANG X N, Gyulassy M. Phys. Rev. Lett., 1992, **68**: 1480—1483
- 8 WANG X N. Phys. Rep., 1997, **280**: 287—371
- 9 WANG X N, HUANG Z, Sarcevic I. Phys. Rev. Lett., 1996, **77**: 231—234
- 10 Baier R, Dokshitzer Y L, Muller A H et al. Nucl. Phys., 1997, **B484**: 265—282; Baier R, Dokshitzer Y L, Muller A H et al. Nucl. Phys., 1998, **B531**: 403—425
- 11 Gyulassy M, Levai P, Vitev I. Phys. Rev. Lett., 2000, **85**: 5535; Nucl. Phys., 2001, **B594**: 371
- 12 WANG En-Ke, WANG Xin-Nian. Phys. Rev. Lett., 2001, **87**(142301): 1—4
- 13 WANG En-Ke, WANG Xin-Nian. Phys. Rev. Lett., 2002, **89**(162301): 1—4
- 14 Eskola K J, WANG X N. Int. J. Mod. Phys., 1995, **A10**: 3071—3080
- 15 WANG X N, Gyulassy M. Phys. Rev., 1991, **D44**: 3501—3516
- 16 LI Shi-Yuan, WANG X N. Phys. Lett., 2002, **B527**: 85—91
- 17 WANG Xin-Nian. Phys. Lett., 2004, **B595**: 165—170
- 18 ZHANG Han-Zhong, WANG En-Ke. HEP & NP, 2004, **28**(9): 967—972 (in Chinese)
(张汉中, 王恩科. 高能物理与核物理, 2004, **28**(9): 967—972)
- 19 LAI H L et al. Eur. Phys. J, 2000, **C12**: 375—382
- 20 Kniehl B A, Kramer G, Potter B. Nucl. Phys., 2000, **B582**: 514—536
- 21 Back B B et al. Phys. Rev., 2004, **C70**(021902): 1—5
- 22 Sefan Bathe U C Riverside for the PHENIX Collaboration DNP/JPS 200, Moui, September 20
- 23 WANG E, WANG X N. Phys. Rev., 2001, **C64**(034901): 1—8

Influence of System Size Dependence of Energy Loss on Hadron Spectra Suppression *

WANG Xiao-Dong ZHANG Han-Zhong WANG En-Ke¹⁾

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

Abstract Based on parton model in QCD, at the leading-order approximation we studied the π^0 spectra and nuclear modification factor R_{AA} in Au+Au and Cu+Cu collisions with different centralities. Because of parton jet energy loss in heavy ion collision, large transverse momentum hadrons spectra are suppressed as compared to p+p collisions at the same energy. It is shown that the suppression has strong dependence on the system size which determines the amount of the jet energy loss. The bigger the system is, the larger parton energy loss is. It results in the much more suppression of the spectra and also the much less R_{AA} .

Key words heavy ion collision, jet quenching, hadronic spectrum, nuclear modification factor, quark gluon plasm

Received 30 September 2006

* Supported by National Natural Science Foundation of China (10447109, 10475031) and Fund of Ministry of Education of China (IRT0624, NCET-04-0744)

1) E-mail: wangek@iopp.cnu.edu.cn