

化学非平衡夸克 - 胶子等离子体中的双轻子产生*

龙家丽¹ 贺泽君^{1,2;1)} 蒋维洲¹ 马余刚¹ 刘波³

1 (中国科学院上海应用物理研究所 上海 201800)

2 (兰州重离子加速器国家实验室理论核物理中心 兰州 730000)

3 (中国科学院高能物理研究所 北京 100039)

摘要 研究了正在进行化学平衡的具有有限重子密度的夸克 - 胶子等离子体系统的演化和双轻子产生。结果发现由于夸克相的寿命随初始夸克化学势的增加而增加,以及其他一些因素,如较高的初始温度、较大的胶子密度和较大的胶子聚变和夸克湮没反应截面,导致热粲夸克对双轻子产生提供了占统治的贡献。这个效应造成中等质量双轻子的重大增强。

关键词 夸克 - 胶子等离子体 双轻子产生 化学平衡

相对论重离子碰撞器(RHIC)和大强子碰撞器(LHC)都将为研究夸克胶子等离子体(QGP)的形成和演化提供很好的机会。由于 QGP 存在时间极短,不能对它直接探测。在许多间接的探测信号中,双轻子被认为是最有希望的一种探测信号。

许多作者^[1,2]认为碰撞中产生的 QGP 系统是一个热力学平衡系统,并在此基础上计算了双轻子的产生,发现双轻子产额是初始夸克化学势的减函数。先前双轻子产生的这一特征被看作为 QGP 产生的一种信号。最近几年,一些作者^[3,4]的研究表明,由于在 RHIC 能量下 QGP 系统的部分子密度很大,它们碰撞频繁,系统能达到热平衡。但是,要达到化学平衡,则需要更多正反夸克对。而产生夸克对需要能量,这又会使系统温度下降得更快,因此,系统远未达到化学平衡^[5]。描述这样的非平衡系统的参数是夸克(反夸克)逃逸因子 $\lambda_{q(\bar{q})}$ 和胶子逃逸因子 λ_g 。这些因子远小于 1,当系统达到化学平衡时就取 1。文献[6,7]的作者已经推导了化学非平衡零重子系统的演化方程,研究了化学平衡对双轻子产生的影响。特别指出的是,文献[8,9]的作者计算了 RHIC 能量下非平衡 QGP 系统的初始条件,结果显示系统具有重子数密度。因而进一步研究化学平衡对富重

子 QGP 系统的影响是必要的。另一方面,文献[6,7,10]指出,化学非平衡系统的部分子分布函数可以用 Jüttner 分布表示。对于夸克和反夸克为:

$$f_{q(\bar{q})} = \lambda_{q(\bar{q})} / (e^{(\rho \mp \mu_q)/T} + \lambda_{q(\bar{q})});$$

对于胶子为: $f_g(p) = \lambda_g / (e^{p/T} - \lambda_g)$ 。当逃逸因子远小于 1 时,可以近似为 Boltzmann 形式 $f_{q(\bar{q})} = \lambda_{q(\bar{q})} \times e^{-(\rho \mp \mu_q)/T}$ ^[11]。但是,正如文献[6]指出的,在接近平衡时,将引入 40% 的误差。对于夸克(或反夸克)经常采用系数化的 Fermi-Dirac 近似分布 $f_{q(\bar{q})} = \lambda_{q(\bar{q})} / (e^{(\rho \mp \mu_q)/T} + 1)$ 。对于胶子则采用系数化的 Bose-Einstein 近似分布 $f_g(p) = \lambda_g / (e^{p/T} - 1)$ 。但是文献[6]在用这样的近似来计算热屏蔽质量时,只有在 $\lambda_g = 1$ 时,计算结果才和 Jüttner 分布的计算结果一致,而在 λ_g 的中值区域,结果差别很大。从以上叙述不难看出,用这些近似分布函数来描述系统的整个化学平衡过程,要获得好的结果是比较困难的。

本文基于 Jüttner 部分子分布函数,研究富重子化学非平衡 QGP(CEQGP)系统的演化,计算夸克反夸克湮没 $q\bar{q} \rightarrow l\bar{l}$ 、 $q\bar{q} \rightarrow c\bar{c}$ 、胶子聚变 $gg \rightarrow c\bar{c}$ 和类 Compton 反应 $qg \rightarrow ql$ 对双轻子的贡献,揭示重子数密度对 CEQGP 系统的演化和双轻子产生的影响。

2003 - 06 - 12 收稿

* 中国科学院知识创新工程重要方向项目(KJ9X2-N11),国家自然科学基金(10075071),国家重点基础研究发展规划项目(G200077400)和中国科学院领域前沿重要项目资助

1) E-mail: hezj@sinr.ac.cn

夸克(反夸克)的数密度为

$$n_{q(\bar{q})} = \frac{g_{q(\bar{q})}}{2\pi^2} \lambda_{q(\bar{q})} \int \frac{p^2 dp}{\lambda_{q(\bar{q})} + e^{(p \mp \mu_q)/T}}, \quad (1)$$

将其对 μ_q 展开, 得到系统的重子数密度

$$\begin{aligned} n_{b,q} = & \frac{g_q}{6\pi^2} \left[T^3 (Q_1^2 \lambda_q - \bar{Q}_1^2 \lambda_{\bar{q}}) + \right. \\ & 2\mu_q T^2 (Q_1^1 \lambda_q + \bar{Q}_1^1 \lambda_{\bar{q}}) + \\ & T\mu_q^2 (Q_1^0 \lambda_q - \bar{Q}_1^0 \lambda_{\bar{q}}) + \\ & \left. \frac{1}{3} \mu_q^3 \left(\frac{\lambda_q}{\lambda_q + 1} + \frac{\lambda_{\bar{q}}}{\lambda_{\bar{q}} + 1} \right) \right] \quad (2) \end{aligned}$$

和相应的包括了胶子贡献的能量密度

$$\begin{aligned} \varepsilon_{\text{QGP}} = & \frac{g_g}{2\pi^2} \left[T^4 (Q_1^3 \lambda_g + \bar{Q}_1^3 \lambda_{\bar{g}})^2 + \right. \\ & 3\mu_q T^3 (Q_1^2 \lambda_q - \bar{Q}_1^2 \lambda_{\bar{q}}) + 3\mu_q^2 T^2 (Q_1^1 \lambda_q + \\ & \bar{Q}_1^1 \lambda_{\bar{q}}) + T\mu_q^3 (Q_1^0 \lambda_q - \bar{Q}_1^0 \lambda_{\bar{q}})] + \\ & \frac{1}{3} \mu_q^4 \left(\frac{\lambda_q}{\lambda_q + 1} + \frac{\lambda_{\bar{q}}}{\lambda_{\bar{q}} + 1} \right) + \frac{g_g}{g_q} T^4 \lambda_g G_1^3 + \\ & \left. \frac{2\pi B_0}{g_q} \right], \quad (3) \end{aligned}$$

其中 $g_{q(\bar{q})}$ 和 g_g 分别是夸克(反夸克)和胶子的简并因子. 出现在上面展开式中的 G_m^n , Q_m^n 和 \bar{Q}_m^n 依次是胶子、夸克和反夸克的积分因子, 对它们很容易进行数值计算.

假设导致化学平衡的主要反应为 $gg \leftrightarrow ggg$ 和 $gg \leftrightarrow q\bar{q}$. 假定部分弹性散射足够快以至于能够建立起局域热平衡, 则部分子密度的演化能够由主方程得出. 考虑到取 $\lambda_q = \lambda_{\bar{q}}$ 不会影响系统演化的定性特性, 把主方程组与能量-动量守恒方程和重子数守恒方程结合起来, 考虑系统纵向标度膨胀, 基于上面所得到的热力学关系, 可以得到描述富重子 CEQGP 系统的温度 T 、夸克化学势 μ_q 、夸克逃逸因子 λ_q 和胶子逃逸因子 λ_g 演化的耦合弛豫方程组.

$$\begin{aligned} \left(\frac{1}{\lambda_g} + \frac{G_2^2}{G_1^2} \right) \dot{\lambda}_g + 3 \frac{\dot{T}}{T} + \frac{1}{\tau} = & R_3 \left[1 - \frac{G_1^2}{2\xi(3)} \lambda_g \right] - \\ & 2R_2 \left[1 - \left(\frac{2\xi(3)}{G_1^2} \right)^2 \frac{n_q n_{\bar{q}}}{\bar{n}_q \bar{n}_{\bar{q}}} \frac{1}{\lambda_g^2} \right], \quad (4) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \dot{\lambda}_q \left[T^3 (Q_1^2 - \lambda_q Q_2^2) + 2\mu_q T^2 (Q_1^1 - \lambda_q Q_1^1) + \right. \\ & T\mu_q^2 (Q_1^0 - \lambda_q Q_2^0) + \left. \frac{1}{3} \mu_q^3 \frac{1}{(\lambda_q + 1)^2} \right] + \\ & \dot{T} [3\lambda_q T^2 Q_1^2 + 4\lambda_q \mu_q T Q_1^1 + \lambda_q \mu_q^2 Q_1^0] + \\ & \dot{\mu}_q \left[2\lambda_q T^2 Q_1^1 + 2\lambda_q \mu_q T Q_1^0 + \mu_q^2 \frac{\lambda_q}{\lambda_q + 1} \right] + \end{aligned}$$

$$\frac{\dot{n}_q^0}{\tau} = n_g^0 R_2 \left[1 - \left(\frac{2\xi(3)}{G_1^2} \right)^2 \frac{n_q n_{\bar{q}}}{\bar{n}_q \bar{n}_{\bar{q}}} \frac{1}{\lambda_g^2} \right], \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \dot{\lambda}_q \left[4\mu_q T^2 (Q_1^1 - \lambda_q Q_1^1) + \frac{2}{3} \mu_q^3 \frac{1}{(\lambda_q + 1)^2} \right] + \\ \dot{T} 8\mu_q T Q_1^1 \lambda_q + \dot{\mu}_q \left[4T^2 Q_1^1 \lambda_q + 2\mu_q^2 \frac{\lambda_q}{(\lambda_q + 1)} \right] = \\ - \frac{1}{\tau} \left[4\mu_q T^2 Q_1^1 \lambda_q + \frac{2}{3} \mu_q^2 \frac{\lambda_q}{\lambda_q + 1} \right], \quad (6) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} - \lambda_q Q_2^3 + 6T^2 \mu_q^2 (Q_1^1 - \lambda_q Q_1^1) + \frac{2}{4} \mu_q^2 \times \\ \frac{1}{(\lambda_q + 1)^2} + \dot{T} \left[8T^3 Q_1^3 \lambda_q + 12\mu_q^2 T Q_1^1 \lambda_q + \right. \\ \left. 4 \frac{g_g}{g_q} T^3 \lambda_g G_1^3 \right] + \dot{\mu}_q \left[12\mu_q T^2 Q_1^1 \lambda_q + \right. \\ \left. 2\mu_q^3 \frac{\lambda_q}{\lambda_q + 1} \right] = - \frac{1}{\tau} \left[2T^4 Q_1^3 \lambda_q + 6\mu_q^2 T^2 \times \right. \\ \left. Q_1^1 \lambda_q \left(\frac{\lambda_q}{\lambda_q + 1} \right) + \frac{g_g}{g_q} T^4 \lambda_g G_1^3 + \frac{2\pi B_0}{g_q} \right], \quad (7) \end{aligned}$$

这里 $\bar{n}_{q(\bar{q})}$ 是 $\lambda_{q(\bar{q})} = 1$ 时 $n_{q(\bar{q})}$ 的值, $n_q^0 = n_q / \left(\frac{g_q}{2\pi^2} \right)$,

$n_g^0 = n_g / \left(\frac{g_g}{2\pi^2} \right)$, 袋常数 $B_0^{1/4} = 250 \text{ MeV}$, $\xi(3) =$

1.20206. 胶子和夸克产生率 R_3/T 和 R_2/T 分别为:

$$\begin{aligned} R_3/T = \frac{32}{3a_1} \frac{\alpha_s}{\lambda_g} \left[\frac{(M_D^2 + s/4) M_{\text{DB}}^2}{9T^{3/2}} \right]^2 \times \\ I(\lambda_g, \lambda_q, T, \mu_q), \quad (8) \end{aligned}$$

$$R_2/T = \frac{g_g}{24\pi} \frac{G_1^2}{G_1^2} N_f \alpha_s^2 \lambda_g \cdot \ln(1.65/\alpha_s \lambda), \quad (9)$$

$$\begin{aligned} M_D^2 = \frac{3g^2 T^2}{\pi^2} \left[2G_1^1 \lambda_g + 2N_f Q_1^1 \lambda_q + \right. \\ \left. \left(\frac{\mu_q}{T} \right)^2 \left(\frac{\lambda_q}{\lambda_q + 1} \right) \right], \quad (10) \end{aligned}$$

这里 M_D^2 是 Debye 屏蔽质量, $a_1 = g_g 2\pi^2 G_1^2$, $M_{\text{DB}}^2 = M_D^2/g^2$ ($g^2 = 4\pi\alpha_s$), $I(\lambda_g, \lambda_q, T, \mu_q)$ 是 $\lambda_g, \lambda_q, T, \mu_q$ 的函数. 按照文献[6,7], 我们也取夸克味 $N_f = 2.5$.

给出了部分子系统的演化, 就可以计算夸克反夸克湮没 $q\bar{q} \rightarrow l\bar{l}$ 和系统平衡过程中的热聚夸克衰变所产生的轻子对. RHIC 能量碰撞产生的 QGP 系统具有很高的初始温度(约 0.57 GeV)^[6], 热聚夸克产生和它对轻子对的贡献应该被考虑进去, 特别是胶子聚变 $gg \rightarrow c\bar{c}$ 和夸克反夸克湮没 $q\bar{q} \rightarrow c\bar{c}$ 所产生的热聚夸克. 现在我们计算夸克湮没反应 $q\bar{q} \rightarrow l\bar{l}$ 的双轻子产生率. 用文献[12]的基本公式, 经过推导, 并做代换 $p_{01}/T = x$, $p_{02}/T = y$, $\mu_q/T = z$ 和 $M/T = u$, 对纵向标度膨胀, 当取 $N_f = 2.5$ 时, 我们得到产额

$$\frac{dN}{dM^2 dY} = \frac{8}{3} \frac{M^2 \sigma}{(2\pi)^4} \pi R^2 \int \lambda_q^2 \times \frac{dx dy d\tau T^2 \theta(xy - u^2/4)}{[e^{x-z} + \lambda_q][e^{y+z} + \lambda_q]}, \quad (11)$$

这里 M 是双轻子不变质量. 由于这些积分很容易进行数值计算, 因而可以得到更精确的结果. 夸克和胶子简并因子分别是 $g_q = N_f(2 \times 3)$ 和 $g_g = (2 \times 8)/2$. $q\bar{q} \rightarrow c\bar{c}$ 和 $gg \rightarrow c\bar{c}$ 的反应截面已经给在文献 [13,14] 中. 因此, 类似反应 $q\bar{q} \rightarrow l\bar{l}$ 的计算, 可以计算出反应 $q\bar{q} \rightarrow c\bar{c}$ 和 $gg \rightarrow c\bar{c}$ 的产额. 几乎所有产生的热粲夸克最终都强子化为 D 介子^[13]. 考虑到带电 D 介子衰变为轻子(衰变为 μ_q 或者 e)的分支比为 34%, 中性 D 介子衰变的分支比为 15%. 最后我们得到反应 $q\bar{q} \rightarrow c\bar{c}$ 和 $gg \rightarrow c\bar{c}$ 产生的热粲夸克对轻子对的贡献. 这里如同文献 [3] 一样, 忽略了粲碎裂.

本文主要讨论 RHIC 能量下 $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ 碰撞. 文献 [8] 的作者基于微扰 QCD 的方法, 用 Glauber 多重散射理论计算了 $\sqrt{s} = 200A \text{ GeV}$ 和 $\sqrt{s} = 5.5A \text{ TeV}$ 时非平衡系统的初始条件. 他们已得到夸克、反夸克、胶子的数密度、能量密度和初始温度 $T_0 = 0.552\text{GeV}$. 用他们所给出的密度值, 基于上述富重子 CEQGP 系统的热力学关系, 对于初值 $\lambda_{g0} = 0.08$ 和 $\lambda_{q0} = 0.02$, 我们得到初始温度 $T_0 = 0.566\text{GeV}$ 和初始夸克化学势 $\mu_{q0} = 0.284\text{GeV}$. 很明显, 这些初始温度都很接近 Hijing 模型^[6] 的计算结果. 采用 Hijing 模型的结果, 取系统的初始值为: $\tau_0 = 0.70\text{fm}$, $T_0 = 0.57\text{GeV}$, $\lambda_{g0} = 0.08$ 和 $\lambda_{q0} = 0.02$. 为了进一步理解重子数密度对双轻子产额的影响, 我们把计算扩展到初始化学势 $\mu_{q0} = 0.568\text{GeV}$. 对于初始化学势 $\mu_{q0} = 0.000, 0.284$ 和 0.568GeV , 求解耦合弛豫方程组 (4) — (7) 得到系统的温度、夸克化学势、逃逸因子 λ_q 和 λ_g 的演化. 计算出的温度、夸克化学势、部分子产生率和逃逸因子的分布分别示于图 1 中.

下面我们讨论初始夸克化学势对系统演化的影响. 对于零重子 QGP 系统, 仅当系统温度沿着相图的温度轴降低到某一个确定的临界温度 T_c 时, 系统的强子化才会发生. 但是, 在本文中, 系统的夸克化学势和温度都是时间的函数, 相对于零重子 QGP 系统来说, 系统的 (μ_q, T) 值到达相边、发生相变必定经历更长的时间. 这将导致夸克相寿命的增加. 而且, 我们也发现随着夸克相初始夸克化学势的增加, 胶子的产生率 R_g/T 上升, 如图 1(c) 所示, 从而导致

胶子的平衡化率下降, 如图 1(d). 因而系统的能量损耗降低, 夸克相寿命进一步增加.

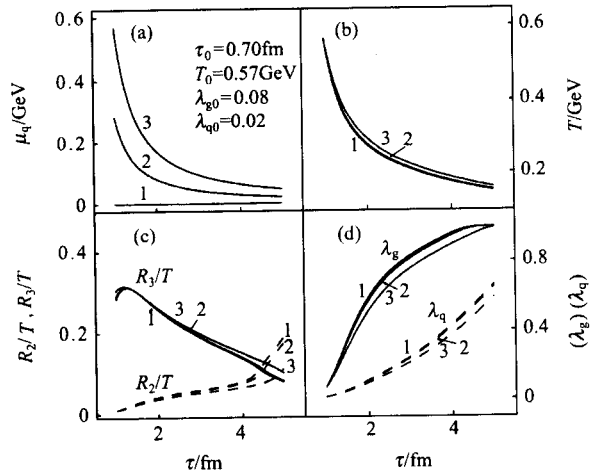


图 1 温度、夸克化学势、部分子产生率和逃逸因子的分布曲线 1—3 分别对应初始化学势 $\mu_{q0} = 0.000, 0.284$ 和 0.568GeV 的贡献. 实线来自胶子的贡献, 虚线来自夸克的贡献.

我们计算了夸克湮没 $q\bar{q} \rightarrow l\bar{l}$ 的双轻子谱 $dN/dM^2 dY$, 结果见图 2. 对于热力学平衡的 QGP 系统, 反应 $q\bar{q} \rightarrow l\bar{l}$ 的产额随着初始夸克化学势 μ_{q0} 增加而抑制^[10]. 但是, 从上面的讨论指出随着夸克相初始夸克化学势的增加, 富重子 CEQGP 系统夸克相的寿命增加. 相应地, 夸克相对双轻子的贡献也增加. 对于 RHIC 能量下产生的系统, 由于具有非常高的初始温度, 这一影响会更加显著. 这可以从图 2 中的曲线 1 到 3 看出, 对于 CEQGP 系统, 随着夸克相初始夸克化学势的增加, 双轻子产额增加. 这表明夸克相寿命的增加是由富重子 CEQGP 系统的演化特性所决定的.

在图 3 中, 我们给出了过程类 Compton 反应 qg

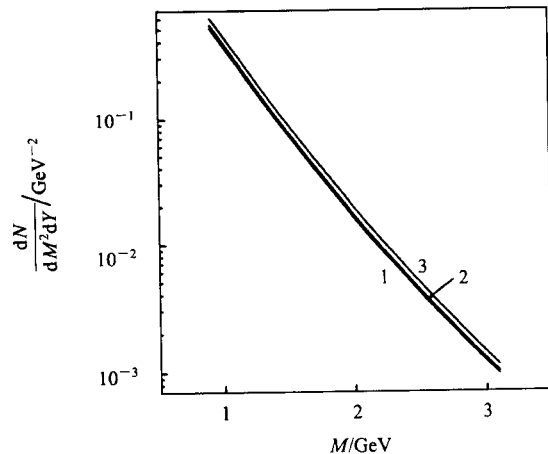


图 2 反应 $q\bar{q} \rightarrow l\bar{l}$ 的双轻子谱 $dN/dM^2 dY$ 初始值和图中说明同图 1.

→ $q\bar{q}$ 、湮没 $q\bar{q} \rightarrow l\bar{l}$ 、湮没 $q\bar{q} \rightarrow c\bar{c}$ 、聚变 $gg \rightarrow c\bar{c}$ 和它们总和的双轻子谱 $dN/dM^2 dY$ ，依次用曲线 1 到 5 表示。由于胶子聚变 $gg \rightarrow c\bar{c}$ 和夸克湮没 $q\bar{q} \rightarrow c\bar{c}$ 的产额对初始温度的强烈依赖、中等质量区聚变反应 $gg \rightarrow c\bar{c}$ 大的反应截面^[13] 和 CEQGP 系统高的胶子密度，反应 $q\bar{q} \rightarrow l\bar{l}$ ，特别是 $gg \rightarrow c\bar{c}$ 和 $q\bar{q} \rightarrow c\bar{c}$ 必然在系统的演化期间对双轻子产额有重要贡献，见图 3 中的曲线 3 和曲线 4。这使得中等质量双轻子增强，见图 3 中的曲线 5。可见双轻子谱主要由聚变反应 $gg \rightarrow c\bar{c}$ 决定，其次是湮没反应 $q\bar{q} \rightarrow c\bar{c}$ ，它的贡献比前一反应低半个数量级，湮没反应 $q\bar{q} \rightarrow l\bar{l}$ 低了两个数量级，而类 Compton 反应 $qg \rightarrow q\bar{q}$ 又比湮没反应 $q\bar{q} \rightarrow l\bar{l}$ 低了两个数量级。另外，在图 4 中给出了 4 种反应的总产额。曲线 1 到曲线 3 分别对应初始温度 $T_0 = 0.57\text{GeV}$ 时，初始夸克化学势 $\mu_{q0} = 0.000, 0.284$ 和 0.568GeV 的情形。计算已经显示富重子 CEQGP 系统的反应 $q\bar{q} \rightarrow l\bar{l}$ 的双轻子产额是初始夸克化学势的

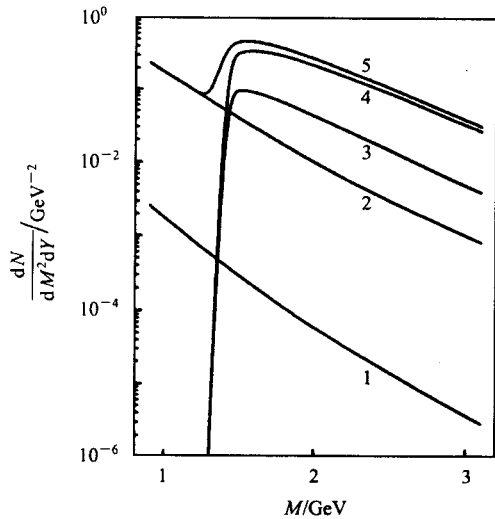


图 3 初始温度 $T_0 = 0.57\text{GeV}$ ，初始化学势 $\mu_{q0} = 0.284\text{GeV}$ 的双轻子谱 $dN/dM^2 dY$ 详细说明见正文。

增函数。夸克相寿命的增加进一步引起反应 $gg \rightarrow c\bar{c}$ 和 $q\bar{q} \rightarrow c\bar{c}$ 贡献的增强。因此，总产额必然随初始夸克化学势的增加而显著地上升，显现出中等质量双轻子的重大增强。

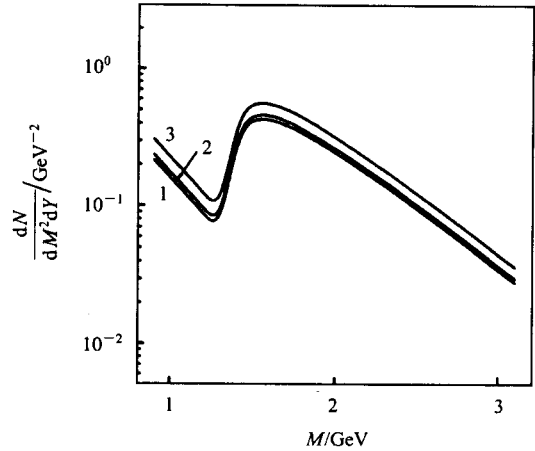


图 4 总的双轻子谱 $dN/dM^2 dY$ 过程包括类 Compton 反应 $qg \rightarrow q\bar{q}$ ，湮没 $q\bar{q} \rightarrow l\bar{l}$ ，湮没 $q\bar{q} \rightarrow c\bar{c}$ ，聚变 $gg \rightarrow c\bar{c}$ 。初始值和图中说明同图 1。

综上所述，我们从 CEQGP 系统部分的 Jüttner 相空间分布函数出发，建立了系统的演化模型。发现初始夸克化学势的上升将改变 CEQGP 系统的流体力学行为而导致夸克相寿命的增加。这一效应提高了双轻子产额，能补偿甚至超过由于初始夸克化学势增加引起的双轻子的抑制效应，使双轻子产额成为初始夸克化学势的增函数。另一方面，由于系统的高初始温度、高胶子密度、以及中等质量区反应 $gg \rightarrow c\bar{c}$ 和 $q\bar{q} \rightarrow c\bar{c}$ 大的反应截面，来自反应 $gg \rightarrow c\bar{c}$ 和 $q\bar{q} \rightarrow c\bar{c}$ 的热聚夸克对中等质量双轻子产生会有显著的贡献。这使得双轻子产额进一步增加。我们应该强调，夸克相寿命的增加必然进一步提高过程 $gg \rightarrow c\bar{c}$ 和 $q\bar{q} \rightarrow c\bar{c}$ 的贡献。因此，我们能期望观察到产生在 RHIC 能量的富重子 CEQGP 系统的中等质量双轻子的显著增强。

参考文献 (References)

- 1 Bjorken J D. Phys. Rev., 1983, **D27**:140
- 2 HE Z J, ZHANG J J, QIU X J et al. Nucl. Phys., 1997, **A614**:552
- 3 Shuryak E. Phys. Rev. Lett., 1992, **68**:3270
- 4 Eskola K J, WANG X N. Phys. Rev., 1994, **D49**:1284
- 5 Srivastava D K, Mustafa M G, Müller B. Phys. Lett., 1997, **B396**:451
- 6 Biró T S, Doorn E V, Müller B et al. Phys. Rev., 1993, **C48**:1275
- 7 Traxler C T, Thoma M H. Phys. Rev., 1996, **C53**:1345
- 8 Hammon N, Stöcker H, Greiner W. Phys. Rev., 1999, **C61**:014901-1
- 9 Geiger K, Kapusta J I. Phys. Rev., 1993, **D47**:4905
- 10 Kämpfer B, Pavlenko O P, Gorenstein M I et al. Z. Phys., 1995, **A353**:71
- 11 Kämpfer B, Pavlenko O P, Peshier A et al. Phys. Rev., 1995, **C52**:2704
- 12 Domokos G, Goldman J I. Rev., 1981, **D23**:203
- 13 Shor A. Phys. Lett., 1988, **B215**:375; Phys. Lett., 1989, **B233**:231; Combridge B L. Nucl. Phys., 1979, **B151**:429
- 14 Gavin S, McGaughey P L, Ruuskanen P V et al. Phys. Rev., 1996, **C54**:2606

Dileptons from a Chemically Non-equilibrated Quark-Gluon Plasma*

LONG Jia-Li¹ HE Ze-Jun^{1,2,1)} JIANG Wei-Zhou¹ MA Yu-Gang¹ LIU Bo³¹(Shanghai Institute of Applied Physics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China)²(Center of Theoretical Nuclear Physics, National Laboratory of Heavy Ion Accelerator, Lanzhou 730000, China)³(Institute of High Energy Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100039, China)

Abstract The evolution and dilepton production of a chemically equilibrating quark-gluon plasma system at finite baryon density have been studied. It was found that due to the increase of the quark phase life-time with increasing initial quark chemical potential, and other factors like higher initial temperature, larger gluon density and gluon fusion or quark annihilation cross section, thermal charmed quarks provide a dominant contribution to dilepton yield. This results in a significant enhancement of intermediate mass dilepton production.

Key words quark-gluon plasma, dilepton production, chemical equilibration

Received 12 June 2003

* Supported by CAS Knowledge Innovation Project (KJ CX2-N11), National Natural Science Foundation of China (10075071), Major State Basic Research Development Program (G200077400) and CAS Knowledge Innovation Project

1) E-mail: hezj@sinr.ac.cn