

# 膨胀的热夸克-胶子物质的中等 质量双轻子的增强\*

贺泽君<sup>1)2)</sup> 周文杰<sup>2)</sup> 蒋维洲<sup>2)</sup> 张家驹<sup>2)</sup> 刘波<sup>3)</sup>

<sup>1)</sup> 兰州重离子加速器国家实验室理论核物理中心, 兰州 730000)

<sup>2)</sup> 中国科学院上海原子核研究所, 上海 201800)

<sup>3)</sup> 中国科学院高能物理研究所, 北京 100039)

(2001 年 6 月 2 日收到, 2001 年 11 月 19 日收到修改稿)

基于一个描述夸克-胶子火柱演化的相对论流体力学模型, 研究了夸克相、强子相互作用以及非热过程(Drell-Yan 对、粲强子衰变)的中等质量双轻子的产生. 发现由于相变对夸克-胶子物质演化的影响和 RHIC 能量核碰撞产生的夸克-胶子物质具有高的初始温度, 夸克相对双轻子的贡献显著增强, 比那些来自强子相互作用的贡献重要, 甚至能与来自非热的贡献比较. 表明中等质量双轻子的增强是一个在核碰撞中产生了夸克-胶子物质的可能信号.

关键词: 夸克-胶子物质, 双轻子增强, 相对论流体力学模型

PACC: 4775, 2485

## 1. 引 言

在 Brookhaven 国家实验室建成的 RHIC<sup>[1]</sup>和 CERN 正在建造的 LHC 为在实验室中产生夸克-胶子物质(QGM)提供了可能. 许多实验观察已被提供来作为强子退禁闭到夸克和胶子的可能信息. 其中双轻子的产生被首选, 因为双轻子不会遭受到强的末态相互作用, 更能获得 QGM 的真实信息.

许多作者已经研究了中等质量区(1.0—2.9GeV)的双轻子产生<sup>[2-5]</sup>. 特别, Gal 和 Li 把产生在中等质量区的双轻子增强归结为次级介子-介子相互作用<sup>[3]</sup>. 而 Lin 和 Wang 认为从 NA50 实验观察到的增强是由末态再散射引起的<sup>[4]</sup>. 由于在 RHIC 碰撞能量<sup>197</sup>Au + <sup>197</sup>Au 反应产生 QGM 是可能的, 因而双轻子增强有三种可能的来源: 形成在碰撞中的 QGM, 次级强子过程和本底源(初始粲强子衰变、Drell-Yan 对). 在这个工作中, 对 RHIC 能量的<sup>197</sup>Au + <sup>197</sup>Au 中心碰撞, 我们基于相对论流体力学模型计算上述三种双轻子源对中等质量双轻子的贡献, 看在 QGM 形成的情况下哪一个贡献最重要.

## 2. 理论框架

如在文献[6—8]中指出的, 一旦系统的热力学平衡被建立, QGM 系统的膨胀由能量-动量、熵和重子数的守恒来控制. 使用热力学关系  $d\epsilon = Tds + \mu_b dn$  和  $dp = sdT + nd\mu_b$ , 我们就得到一组描述 QGM 演化的耦合的相对论流体力学方程(RHE).

$$\partial_t(\gamma s) + \frac{1}{r}\partial_r(r\gamma s v_r) + \partial_z(s\gamma v_z) = 0, \quad (1)$$

$$\partial_t(\gamma n) + \frac{1}{r}\partial_r(r\gamma n v_r) + \partial_z(n\gamma v_z) = 0, \quad (2)$$

$$\begin{aligned} & \{ \partial_t(T\gamma v_r) + \partial_r(T\gamma) + v_z(\partial_z(T\gamma v_r) - \partial_r(T\gamma v_z)) \} \\ & + n \{ \partial_t(\mu_b \gamma v_r) + \partial_r(\mu_b \gamma) \\ & + v_z(\partial_z(\mu_b \gamma v_r) - \partial_r(\mu_b \gamma v_z)) \} = 0, \quad (3) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \{ \partial_t(T\gamma v_r) + \partial_r(T\gamma) - v_z(\partial_z(T\gamma v_r) - \partial_r(T\gamma v_z)) \} \\ & + n \{ \partial_t(\mu_b \gamma v_r) + \partial_r(\mu_b \gamma) \\ & - v_z(\partial_z(\mu_b \gamma v_r) - \partial_r(\mu_b \gamma v_z)) \} = 0, \quad (4) \end{aligned}$$

这里  $v = (v_r^2 + v_z^2)^{1/2} = \tanh \eta$  为流速度,  $v_r$  和  $v_z$  分别为横向和纵向速度分量,  $\eta$  是流快度,  $\gamma = (1 - v^2)^{-1/2}$  是 Lorentz 收缩因子. 此外  $n, T$  和  $\mu_b$  分别是系统的重子密度、温度和重子化学势.

\* 国家自然科学基金(批准号: 19975053 和 10075071), 中国科学院知识创新工程重要方向项目(批准号: KJCX2-N11), 中国重大基础科学研究纲要(批准号: G2000FF400)和中国科学院领域前沿重要项目资助的课题.

为了求解 RHE, 我们应当找到系统的态方程. 如在文献 [9, 10] 中所做的, 借助一个唯象的 MIT 袋模型, 考虑轻夸克  $u, d$ , 同时取夸克质量  $m_q = 0$ , 夸克相的态方程被得到. 计算中热粲夸克也被包括. 在计算强子相的态方程时, 粒子  $p$  (质子),  $n$  (中子),  $\pi$ ,  $\rho$ ,  $\Phi$ ,  $\eta$ ,  $\omega$  轴矢量  $\alpha_1$  以及它们的反粒子被包括. 对于富重子 QGM 系统的 RHE 方程组应当在  $T, \mu_b$  相图中求解. 通常在相图中连接夸克相与强子相的相边是由两相的温度、压强和重子化学势相等来定出的<sup>[11]</sup>.

假定从夸克相到强子相的成核率比系统的膨胀率大, 当系统演化只与时间有关时, 强子化过程可以用一个混合相来模拟. 这表示系统的所有点的强子化开始在同一时刻, 并具有相同的强子化率. 显然混合相模型只能描述热力学量分布均匀的系统. 然而, 在现在的工作中, 系统是在时空中演化的, 热力学量在系统中是非均匀的. 因此系统的各个局域点的值  $(T, \mu_b)$  在不同的时刻到达相边的不同点. 对于这样一个演化过程, 采用混合相模型来描述系统的相变是困难的. 在文献 [11] 中我们建议了一个相变图像. 我们假定系统的局域强子化率是如此之大, 以致一旦定域的  $(T_h, \mu_{bh})$  值到达相边, 一个到达具有温度  $T_h$ 、化学势  $\mu_{bh}$  和流速  $v_h$  的强子相的定域相变立刻发生. 为简单起见, 我们仅要求发生在两相间的相变满足能量、动量和重子数守恒. 于是相变被能量、动量和重子的流通量密度在断点的连续性条件描述. 因此强子相的物理量  $T_h, \mu_{bh}$  和  $v_h$  能够通过解连续性条件, 用夸克相中的物理量  $T_q, \mu_{bq}$  和  $v_q$  来定出<sup>[11]</sup>.

取柱坐标原点在 QGM 火柱的中心, 火柱在这个坐标系中是一个横向半径为  $R_0$ , 且  $Z$  方向伸展在  $-Z_0$  到  $Z_0$  的柱对称系统. 初始系统对  $Z = 0$  是反射对称的. 这里的  $R_0$  是碰撞核 Au 的球半径. 显然我们已经注意到在碰撞过程中, 只有纵向发生了 Lorentz 收缩. 初始条件的不确定性主要来源于对系统的平衡化的时间尺度和碰撞对停下 (Stopping power) 机制的不了解. 于是出现了两个极端模型: Landou 的全停模型 (full stopping model) 和 Bjorken 的标量膨胀模型 (full scaling expansion model). 由于实验结果处于两个极端情况之间, 于是我们发展了一种参数化, 使之能反映实验情况<sup>[12]</sup>. 按照文献 [13] 中的假设, 碰撞核是两个 Lorentz 收缩的具有横向半径为  $R_0$  的圆盘, 于是考虑到重子数守恒我们定出 QGM

对称火柱的半长度  $Z_0 = A(\pi R_0^2 n_{i0})$ . 这里  $n_{i0}$  是初始重子密度. 由于我们只考虑中心碰撞, 不存在大的集体运动, 于是横向速度  $v_{i0} = 0$ . 我们也按照文献 [14, 15], 在  $Z$  方向取一个非零的初速度  $v_{i0} = \tanh(Z_0/t_0)$ ,  $t_0$  是一个参数, 取  $t_0$  使  $v_{i0}$  光滑地外推到初始火柱外面的值.

在文献 [2, 16] 中, RHIC 能量重离子碰撞的次级  $\pi$  的快度密度  $dN/dY$  已经得到, 它对于对称 AA 碰撞, 在  $A = 200, |Y| \leq 4$  时是有效的. 由此可得到在 RHIC 能量碰撞中广泛使用的熵密度  $s_0(Y)$ . 为了从熵密度计算初始温度, 重子对熵密度的影响也被包括. 如在文献 [2, 16] 中用相对论分子动力学计算, 取夸克化学势的参数化形式  $\mu_q = bY^a T$ , 人们得到初始夸克化学势  $\mu_{i0}$ . 这里参数  $a = 1.8, b = 0.15$ .

为了避免数值计算中出现振荡, 在火柱的边沿初始分布总是被光滑地截断. 我们推广文献 [11] 的做法得到初始温度、夸克化学势分布:

$$T(r, z, \rho) = T_0 \exp\{-[(r/R_0)^N + (z/z_0)^N]\}, \quad (5)$$

$$n_b(r, z, \rho) = n_{i0} \exp\{-[(r/R_0)^N + (z/z_0)^N]\}, \quad (6)$$

这里自由参数  $N = 10$ . 按照文献 [12] 假定快度随  $Z$  轴线性地增加, 我们能通过温度(也夸克化学势)与快度的关系得到初始温度和重子密度(也重子化学势)沿  $Z$  轴的分布. 这些初始重子分布在中心区域是零, 与 Bjorken 的图像给出的<sup>[17]</sup>和文献 [18] 模拟的在定性上是一致的. 给定初始温度、初始化学势和初始流速度, 在相图中使用初值问题的有限差分法求解 RHE, 得到系统的温度、夸克化学势在时空中的分布.

众所周知, 双轻子产生率可以表示为

$$\frac{dR}{d^4p} = \int \frac{d^3p_1}{(2\pi)^3} \frac{d^3p_2}{(2\pi)^3} f_a(p_1) f_{\bar{a}}(p_2) \times U_{aa} \sigma_{aa}^{\parallel} \delta^4(p - p_1 - p_2), \quad (7)$$

这里  $R = dn/dx^4$  是单位时空产生的双轻子对,  $v_{aa}$  是粒子  $a$  和反粒子  $\bar{a}$  的相对速度,  $\sigma_{aa}$  是粒子对  $a\bar{a}$  到双轻子  $l\bar{l}$  的反应截面,  $\gamma_a$  是  $a\bar{a}$  反应系统的简并因子,  $f_a(P)$  是粒子的分布函数. 在 (7) 式中采用  $f_a(P)$  的玻尔兹曼近似, 在夸克相, 我们得到  $q\bar{q}$  湮没的双轻子产额

$$\frac{dN}{d^4x dM_T^2 dM^2 dY} = \frac{\alpha^2}{8\pi^3} F_q \exp\left[-\frac{M_T \text{ch}(Y - \eta)}{T}\right] J_q. \quad (8)$$

这里  $Y$  是双轻的快度,  $M$  是不变质量,  $M_T$  是横向质量. 同时  $\eta = \text{Tanh}^{-1} v$  是流速度,  $F_q$  是  $u, d$  夸克的形状因子,  $J_q$  是温度和夸克化学势的函数. 当初始温度  $T_{0, \text{max}} \sim (1/3 - 1/2)m_c$  时, 夸克相中热聚夸克产生的双轻子是不可忽略的. 在 (7) 式中只要采用热聚夸克与它的反夸克的截面  $\sigma_{cc} = \gamma_q \sigma_{q\bar{q} \rightarrow cc} + \gamma_g \sigma_{gg \rightarrow cc}$  我们就得到热聚的贡献, 这里  $\gamma_q = 3 \times (2 \times 3)^3$ ,  $\gamma_g = (2 \times 3)^3/2$ , 聚夸克质量  $m_c = 1.30 \text{ GeV}$ .

对于强子相,  $\pi\pi$  湮没的贡献也从 (7) 式得到类似 (8) 式的形式. 这里  $\pi$  的形状因子为  $F_\pi = \frac{1}{12} m_\rho^4 \times [m_\rho^2 - M^2 + m_\rho^2 \Gamma_\rho^2]^{-1}$ , 其中  $m_\rho = 0.77 \text{ GeV}$ ,  $\Gamma_\rho = 0.15 \text{ GeV}$ . 文献 [3] 的作者已研究了强子相互作用的中等质量双轻子产生, 如  $\pi a_1 \rightarrow \bar{l} l$ ,  $\pi \rho \rightarrow \bar{l} l$ ,  $\pi \omega \rightarrow \bar{l} l$  和  $K\bar{K} \rightarrow \bar{l} l$ . 发现  $\pi a_1 \rightarrow \bar{l} l$  和  $\pi \omega \rightarrow \bar{l} l$  的贡献是非常重要的. 这两个反应在这里也被计算. 由于强相互作用截面上不能给出可信值, 我们按照文献 [3], 采用  $e^- e^+$  到  $\pi a_1$  或  $\pi \omega$  的截面经过细致平衡原理得到.

我们基于 Duke-Owens 的结构函数计算了 Drell-Yan 双轻子对 [19, 20]. 对于初始聚强子衰变的双轻子贡献, 已按照文献 [21] 的方案得到. 首先  $a + b \rightarrow c + \bar{c}$  然后  $c \rightarrow D$ ,  $\bar{c} \rightarrow \bar{D}$ , 最后  $D \rightarrow X + l$ ,  $\bar{D} \rightarrow X + \bar{l}$ . 这里  $a$  和  $b$  是碰撞部分子. 对于一个定性研究, 我们采用卷积函数 (convolution function)  $H(X_a, X_b)$  描述子过程  $a + b \rightarrow c + \bar{c}$  [20, 21], 其中的部分子分布  $q(x)$ ,  $g(x)$  以及截面  $(d\sigma/dt)_{q\bar{q} \rightarrow cc}$  和  $(d\sigma/dt)_{gg \rightarrow cc}$  取自文献 [22].

### 3. 计算结果和讨论

对于 RHIC 能量的  $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$  中心碰撞, QGM 火柱的温度和重子化学势的演化已在袋常数  $B^{1/4} = 250 \text{ MeV}$  定的相图中作了计算. 沿着径向  $(r, 0)$  的分布已分别示于图 1 和 2 中. 在图 1 中曲线 1 到 6 依次代表在时刻  $t/R_0 = 0.02, 1.15, 2.30, 3.45, 4.60$  和  $5.75$  的温度分布 (在图 2 中是相应的夸克化学势分布). 这里的  $R_0$  是火柱的初始横向半径.

计算的双轻子  $dN/dM^2$  被显示在图 3 中. 曲线 1 到 7 分别代表过程  $\pi a_1 \rightarrow \bar{l} l$ ,  $\pi \omega \rightarrow \bar{l} l$ , 初始聚强子衰变, Drell-Yan 对  $q\bar{q} \rightarrow \bar{l} l$  + 热  $c\bar{c} \rightarrow \bar{l} l$ ,  $\pi\pi \rightarrow \bar{l} l$  的双轻子产额和它们的总和. 计算表明来自夸克相 ( $q\bar{q} \rightarrow \bar{l} l$  和热  $c\bar{c} \rightarrow \bar{l} l$ ) 的贡献比那些来自强子相互作用  $\pi a_1$ ,  $\pi \omega$  和  $\pi\pi$  的贡献重要. 十分清楚零重子的 QGM 随着温度的降低相变只能沿着温度轴进行, 相变产生在临

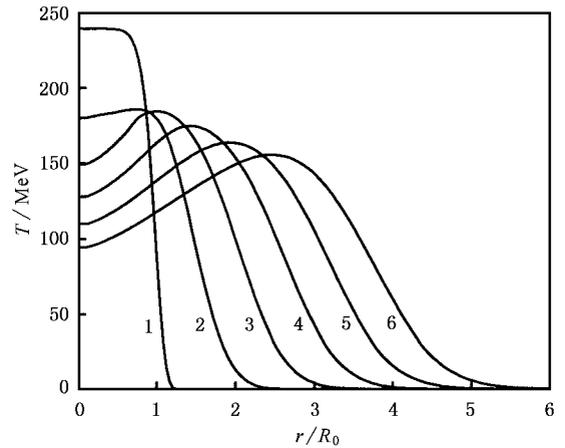


图 1 在 RHIC 能量的  $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$  中心碰撞产生的 QGM 的温度分布 (曲线 1 到 6 依次代表在时刻  $t/R_0 = 0.02, 1.15, 2.30, 3.45, 4.60$  和  $5.75$  的温度分布;  $R_0$  是火柱的横向半径)

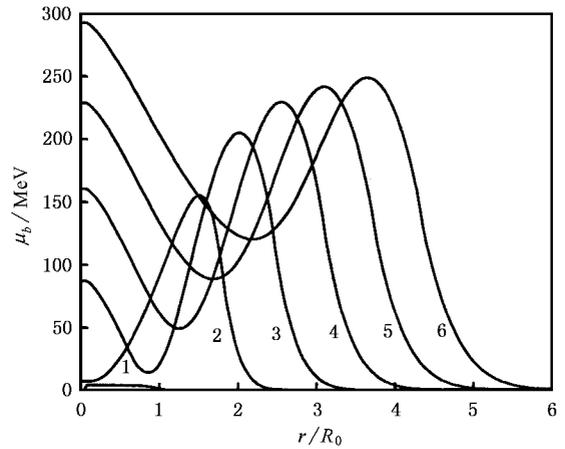


图 2 在 RHIC 能量的  $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$  中心碰撞产生的 QGM 的重子化学势分布 (曲线 1 到 6 依次代表在时刻  $t/R_0 = 0.02, 1.15, 2.30, 3.45, 4.60$  和  $5.75$  的重子化学势分布)

界温度处, 显然相变后系统仍处在比较高的温度, 强子相能给出显著的贡献 [23]. 然而从图 1 和 2 看到, 在我们的演化模型中, 各个局域的温度减少, 相应的重子化学势要增加. 大多数局域相变发生在较低温度和较高化学势处. 于是需要花长的时间来实现系统的各个局域的  $(T, \mu_b)$  值在不同时刻到达相边的不同点, 最后完成相变. 这样的效应会推迟系统的演化, 增加 QGM 的寿命, 从而抬高夸克相对双轻子的贡献. 进一步考虑到产生在 RHIC 能量的 QGM 的初始温度比较高, 夸克相的贡献会更大, 如图 3 所示.

这里值得指出的是, 在文献 [3] 中对在 SPS 能量的  $S + W$  碰撞产生的中等质量的双轻子增强已经通过强子相互作用  $\pi a_1, \pi \omega$  产生的双轻子来解释了.

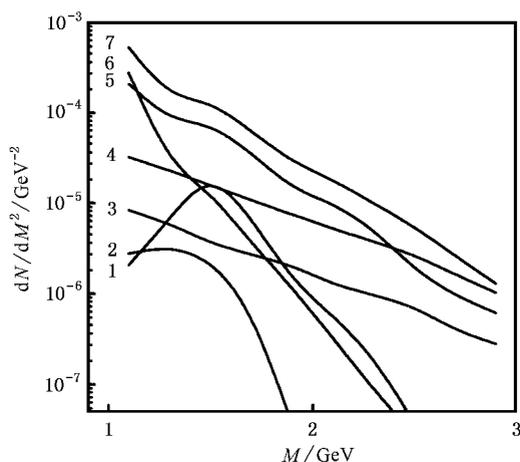


图3 在 RHIC 能量的 $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$  中心碰撞产生的双轻子质量谱  $dN/dM^2$  (曲线 1 到 7 依次代表来自  $\pi\pi_1 \rightarrow \bar{l}l$ ,  $\pi\omega \rightarrow \bar{l}l$ , 初始粲强子衰变, Drell-Yan 对  $q\bar{q} \rightarrow \bar{l}l$  + 热粲  $c\bar{c} \rightarrow \bar{l}l$ ,  $\pi\pi \rightarrow \bar{l}l$  过程的双轻子谱和它们的总和)

显然在这个图像中碰撞没有产生 QGM. 文献 [4] 的作者认为从 NA50 实验观察到的增强是由于末态再散射. 而在现在工作中, 从 RHIC 能量的 $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$  中心碰撞的双轻子谱的研究发现, 如果 QGM 在碰撞中真地产生了, 由于相变在 QGM 系统演化上的效应, 夸克相的寿命增长, 以及非常高的 QGM 系统的初始温度必然重大地抬高夸克相对双轻子产生的贡献, 以致于产生的双轻子谱比那些强子相互作用贡献的重要, 甚至能与那些非热过程的 (Drell-Yan 对、初始粲强子衰变) 的贡献相比. 因而 RHIC 能量 $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$  中心碰撞产生的中等质量双轻子的增强本质上可以看作为 QGM 形成的信号.

在本文中已经采用文献 [21] 中的方法估计了初始粲强子衰变对双轻子的贡献. 但由于 QCD 的微扰计算、 $K$  因子和部分子的结构函数以及粲夸克质量  $m_c$  的选择都会带来结果的不确定性, 因而初始粲强子衰变的双轻子产生还值得人们作进一步研究.

- [ 1 ] Ozaki S 1991 *Nucl. Phys. A* **525** 125c
- [ 2 ] Kampfer B, Pavlenko O P, Gorenstein M I et al 1995 *Z. Phys. A* **353** 71
- [ 3 ] Li G Q and Gale C 1998 *Phys. Rev. C* **58** 2944
- [ 4 ] Lin Z and Wang X N 1998 *Phys. Lett. B* **444** 245
- [ 5 ] Masera M 1995 *Nucl. Phys. A* **590** 93c
- [ 6 ] Landau L D and Lifshita F M 1959 *Course of Theoretical Physics* **6** (Fluid. Mechanics, Pergamon, Oxford) ch XV
- [ 7 ] Baym G, Friman B L et al 1983 *Nucl. Phys. A* **407** 541
- [ 8 ] He Z J et al 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 911 [ in Chinese ] 贺泽君等 2000 *物理学报* **49** 911 ]  
He Z J et al 1991 *Nucl. Phys. A* **532** 743
- [ 9 ] Dumitru A and Rischke D H 1993 *Phys. Rev. Lett.* **70** 2860
- [ 10 ] Chodos A, Jaffe R L, Johnson K, Thorn C B and Weisskopf V 1974 *Phys. Rev. D* **23** 3471
- [ 11 ] He Z J, Zhang J J, Qiu X J and Chen J F 1997 *Nucl. Phys. A* **614** 552
- [ 12 ] Sollfrank J, Huovinen P, Kataja M et al *Phys. Rev. C* **55** 392
- [ 13 ] Kapusta J and Vischer A 1995 *Phys. Rev. C* **51** 901
- [ 14 ] Kapusta J and Mekjian A 1986 *Phys. Rev. D* **33** 1304
- [ 15 ] Kataja M 1988 *Z. Phys. C* **38** 419
- [ 16 ] Sorge H, Stocker H and Greiner W 1989 *Nucl. Phys. A* **498** 567c
- [ 17 ] Bjorken J D 1983 *Phys. Rev. D* **27** 140
- [ 18 ] Bravina L V, Zabrodin E E et al 1999 *Phys. Rev. C* **60** 024904-1
- [ 19 ] Owens J F 1991 *Phys. Lett. B* **266** 126
- [ 20 ] Duke D W and Owens J F 1984 *Phys. Rev. D* **30** 49
- [ 21 ] Vogt R, Jacak B V, McGaughey P L and Ruuskanen P V 1994 *Phys. Rev. D* **49** 3345
- [ 22 ] Vogt R, Brodsky S J and Hoyer P 1992 *Nucl. Phys. B* **383** 643
- [ 23 ] Kajantie K, Kapusta J et al 1986 *Phys. Rev. D* **34** 2746

# Enhancement of intermediate mass dileptons from expanding hot quark-gluon matter<sup>\*</sup>

He Ze-Jun<sup>1,2)</sup> Zhou Wen-Jie<sup>2)</sup> Jiang Wei-Zhou<sup>2)</sup> Zhang Jia-Ju<sup>2)</sup> Liu Bo<sup>3)</sup>

<sup>1)</sup>*Center of Theoretical Nuclear Physics, National Laboratory of Heavy Ion Accelerator, Lanzhou 730000, China*

<sup>2)</sup>*Institute of Nuclear Research, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China*

<sup>3)</sup>*Institute of High Energy Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100039, China*

( Received 2 June 2001 ; revised manuscript received 19 November 2001 )

## Abstract

A study of the production of intermediate mass dileptons from the quark phase and hadronic interactions as well as nonthermal contributions ( Drell-Yan pairs, charmed hadronic decays ) in the initial stage has been carried out based on a relativistic hydrodynamic model describing the evolution of a quark-gluon matter fire-cylinder. We find that due to the influence of the phase boundary on the evolution of the quark-gluon matter system and the high initial temperature of the quark-gluon matter produced at RHIC energies, the contribution of the quark phase to dileptons is obviously enhanced and is more important than those from hadronic interactions and even is comparable with those from nonthermal contributions. It is shown that the enhancement of intermediate mass dileptons is a possible signature for the quark-gluon matter formation in heavy ion collisions at RHIC energies.

**Keywords :** quark-gluon matter, dilepton enhancement, relativistic hydrodynamic model

**PACC :** 4775, 2485

---

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China ( Grant Nos. 19975053, 10075071 ), CAS Knowledge Innovation Project ( Grant No. KJCX2-N11 ), the Major Program for the Fundamental Research of the Chinese Academy of Sciences, China ( Grant No. G2000FF400 ) and CAS Knowledge Innovation Project.