

膨胀的热的富重子夸克-胶子 物质的双轻子产生*

贺泽君¹ 张家驹² 王子兴¹ 邱锡钧¹

1 (中国科学院上海原子核研究所 上海 201800)

2 (中国科学院上海分院测试计算中心 上海 200031)

摘要 从核完全阻止的假定出发,基于一个相对论性流体力学模型,研究了富重子夸克-胶子物质的双轻子产生,发现随着入射能量的增加,在双轻子总产额中出现一个标志富重子夸克-胶子物质形成的特征平台.这样显著的特征可在 CERN 和 Brookhaven 即将开展的实验中得到检验.

关键词 夸克物质 双轻子谱 相对论性流体力学模型

格点量子色动力学的计算表明存在着一个从通常核物质到退禁闭的夸克-胶子物质(QGM)的相变.双轻子不受末态相互作用的影响,有希望保持 QGM 的信息.因而考虑得最多的是关于 QGM 形成的观测量中的双轻子.

以前的作者主要研究了零重子的 QGM 的双轻子产生^[1-4].但文献[5]指出,在 CERN 的 SPS 能量下,大量重子的受阻已经发生,即在那些“适度”的能量下 Bjorken 的重离子碰撞图象似乎是不可靠的.事实上,最近在 RHIC 的轰击能量 $\sqrt{s} \leq 200 \text{ GeV} / u$ 进行的微观计算^[6,7]也暗示碰撞的重离子可以不是透明的,因此在这种情况下重子密度在 QGM 中不为零.在局域热力学平衡下,双轻子的产生率必定是温度和重子密度(即夸克和反夸克数密度)的函数.

文献[8]的作者基于重离子碰撞的流体力学,研究了富重子 QGM 的双轻子产生.由于他们取了流体力学方程的空间平均,关于时空的微分方程被简化为常微分方程.文献[5]的作者,在有限的重子化学势(或相应的重子密度)下研究了具有给定能量密度的 QGM 的双轻子产生.结果给出了信息与背景之比随化学势减少的预言.近年来文献[9-11]的作者着重研究了初始温度或初始重子密度与富重子 QGM 双轻子产生的关系.在本工作中考虑到实验的要求我们致力于研究富重子 QGM 的双轻子产生与入射能量的关系.

参考文献[9-11]计算了富重子 QGM 的双轻子产生.对于夸克相,最近在文献[5]中得到双轻子产生率的表示 dR/d^4p .经过变量变换得到双轻子产生谱 $dN/d^4x dM$.在文献

1997-05-06收稿, 1997-10-20收修改稿

* 国家自然科学基金(19475060)资助

[9—11]中使用粒子的动量分布函数 $f(p) = nc \exp(-E/T)$ 得到了强子相的双轻子产生谱, 这里 T 是温度, c 是归一化因子, n 是粒子 (如 π 、核子和 η 介子) 的密度. 通过夸克相和强子相的产生谱对系统的演化进行积分可得到系统的双轻子谱 dN/dM .

采用下面的相对论性流体力学方程 (RHE) 描述富重子 QGM 火球在时空中的演化^[11]:

$$\partial_t S + \frac{1}{r^2} \partial_r (r^2 S \tanh \eta) = 0, \quad (1)$$

$$\partial_t n_b + \frac{1}{r^2} \partial_r (r^2 n_b \tanh \eta) = 0, \quad (2)$$

$$ST [\tanh \eta \partial_t \ln T + \partial_r \ln T + \tanh \eta \partial_r \eta + \partial_t \eta] + n_b \mu_b [\tanh \eta \partial_t \ln \mu_b + \partial_r \ln \mu_b + \tanh \eta + \partial_t \eta] = 0, \quad (3)$$

这里 η 是径向快度, μ_b 是重子的化学势, S 是熵, n_b 是重子密度. 显然 S, n_b (相应的 μ_b) 在两个相中是不同的. 因而要求解 RHE 首先应找到两个相的态方程. 对于夸克相, 可借助唯象的 MIT 袋模型得到重子密度 n_{bq} 、熵 S_{qg} 和压强 p_{qg} ^[10, 11]. 对于强子相, 我们只包含非奇异性的稳定强子 (π 、核子和 η 介子). 忽略它们的相互作用可得到重子密度 n_{bh} 、熵 S_h 和压强 p_h .

QGM 火球在演化过程中, 一旦定域球壳的 (μ_b, T) 值达到夸克相和强子相间的相边, 这个壳就开始相变. 通常忽略奇异性粒子, 在相图 μ_b-T 中的相边通过 Gibbs 条件; $T_{qg} = T_h$, $3\mu_q = \mu_{bh}$ 和 $p_{qg} = p_h$ 来得到. 这里 $T_{qg}, T_h, \mu_q, \mu_{bh}, p_{qg}$ 和 p_h 依次是夸克相和强子相的温度、化学势和压强.

对于定性研究, 采用在先前工作中发展起来的突然相变图象^[3, 4, 9, 10]. 假定定域壳的 (μ_b, T) 值一达到相边值就发生相变. 考虑到在相边的能量、动量和重子数守恒就能从夸克相的 μ_b, T_{qg} 定出强子相的这些值. 于是定域相变完成, 系统的演化继续进行.

对于两个相同核的碰撞^[8], 形成的火球的初始重子密度和能量密度依次是 $n_b^0 = 2\gamma n_0$ 和 $e^0 = \omega n_b^0$. 这里 γ 和 ω 分别是 Lorentz 收缩因子和重子的质心能量, 而且它们依赖于核子的人射能量 E_{in} , n_0 是正常核子密度. 用标准袋模型的关系

$$n_b^0 = \frac{2}{3} \mu_{q0} (T_0^2 + \mu_{q0}^2 / \pi^2), \quad (4)$$

$$e^0 = \frac{37}{30} \pi^2 T_0^4 + 3T_0^2 \mu_{q0} + \frac{3}{2\pi^2} \mu_{q0}^4 + B. \quad (5)$$

从核子的人射能量可定出火球的初始温度 T_0 和初始夸克化学势 μ_{q0} . 这里 B 是袋常数. 在图 1 中显示了由 $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ 碰撞产生的火球的初始温度和初始夸克化学势与人射能量的关系.

现在使用火球的态方程和初始值, 在相图 μ_b-T 中解 RHE 得到温度和化学势在火球中的演化. 按照文献 [10, 11] 中的公式计算来自夸克相的夸克-反夸克湮没和强子相的 $\pi\pi$ 湮没的双轻子产生.

由于这里温度和夸克化学势是时空的函数, 比零重子的 QGM 系统, 火球的不同定域的 (μ_b, T) 值在不同时间达到相边上不同的点开始相变必然需费更长的时间. 这个相边在演化上的效应推迟了夸克相的演化过程, 于是大大地提高了夸克相对双轻子产生的贡献.

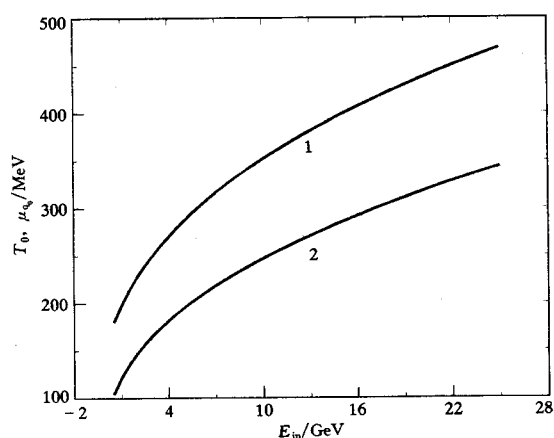


图 1 火球的初始温度和初始夸克化学势与核子入射能量的关系
曲线 1 和 2 分别为初始温度和初始夸克化学势。

而且从相图可以看到,这个效应使得定域相变大多发生在较低的温度和较高的化学势处。即使相变时释放的潜热能导致温度升高,化学势降低,但是局域相变后大多数热化物质区的温度仍然很低,强子相对双轻子产生的贡献很小。于是在图 2 中由曲线 2 到 9 表示的谱在不变质量 $M = 0.775\text{GeV}$ 处不再具有强子相贡献的峰。然而在其他作者计算的谱中能清楚地看见这些峰。

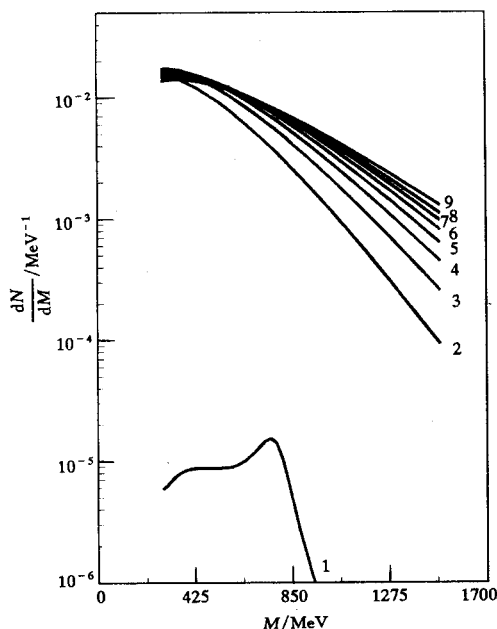


图 2 在袋常数 $B^{1/4} = 0.2\text{ GeV}$ 的相图中计算的双轻子谱
曲线 1 到 9 依次代表核子入射能量 $E_{in} = 1.0, 3.0, 5.0, 7.0, 9.0, 11.0, 13.0, 15.0$ 和 17.0 GeV 的谱。

对一个给定的人射能量能够通过联立地解方程 (4) 和 (5) 得到 QGM 火球的初始值 (μ_{q0}),

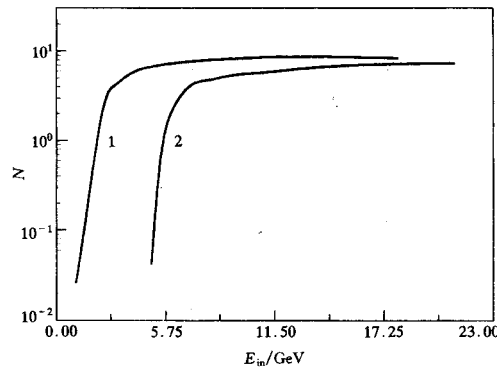


图 3 总的双轻子产额随核子入射能量的变化

曲线 1 和 2 依次从图 2 的谱和在袋常数 $B^{1/4} = 0.3\text{GeV}$ 的相图中计算的谱得到。

T_0). 对于强子火球只要使用相应的重子密度和能量密度表示式, 同样可得到它的初始值. 在强子物质区由于双轻子主要由 $\pi\pi$ 湮灭产生, 而 π 的化学势为零, 因而温度产生的效应占统治地位. 于是双轻子产生如图 2 中的曲线 1 到 2 随入射能量迅速上升. 然而对于 QGM 随着入射能量的增加, 一方面初始夸克化学势迅速增加引起反夸克密度减小, 造成双轻子产生的抑制; 另一方面随着入射能量的增加系统更多的能量转换成流体的动能, 从而导致双轻子产生进一步抑制. 从计算结果看, 抑制几乎能抵消产生的增加. 正如图 2 表明的随着入射能量的增加, 一旦 QGM 形成, 双轻子产生就不再有明显地增加.

为了进一步了解入射能量与双轻子产生的关系, 双轻子总产额随核子入射能量的变化已显示在图 3 中. 其中曲线 1 从图 2 的谱得到, 曲线 2 是从在袋常数 $B^{1/4} = 0.3\text{GeV}$ 的相图中计算的谱得到. 总之, 如果富重子的 QGM 在碰撞中形成了, 由于相变在 QGM 系统演化上的效应, 强子相对双轻子产生贡献的峰几乎无法在谱中找到. 特别是随着入射能量的增加富重子 QGM 系统的双轻子总产额呈现一个平台. 这个十分显著的特征可望将来在 CERN 和 Brookhaven 的实验中得到检验.

参 考 文 献

- [1] Chin S A. Phys. Lett., 1982, **B119**(1):51—56
- [2] Kapusta J, Mekjian A. Phys. Rev., 1986, **D33**(5):1304—1313
- [3] He Zejun, Zhang Jiaju et al. Nucl. Phys., 1991, **A532**(4):743—758
- [4] He Zejun, Zhang Jiaju et al. J. Phys. G: Nucl. Part. Phys., 1990, **16**(9):L179—L185
- [5] Dumitru A, Rischke H et al. Phys. Rev. Lett., 1993, **70**(19):2860—2863
- [6] Gustafson G. Proceedings of the workshop on relativistic heavy-ion physics at present and future accelerators. Budapest: 1992
- [7] Mohring H, Ranft J. Z. Phys., 1991, **C52**(4):643—653
- [8] Ko C M, Xia L H. Phys. Rev. Lett., 1989, **62**(14):1595—1598
- [9] He Zejun, Zhang Jiaju. J. Phys. G: Nucl. Part. Phys., 1995, **21**(4):L49—L55
- [10] He Zejun. Chin. Phys. Lett., 1996, **13**(4):265—268
- [11] He Zejun, Zhang Jiaju, Qiu Xijun, Chen Junfeng. Nucl. Phys., 1997, **A614**(4):552—564

Dilepton Production in Expanding Hot Baryon-Rich Quark-Gluon Matter*

He Zejun¹ Zhang Jiaju² Wang Zixing¹ Qiu Xijun¹

¹ (*Institute of Nuclear Research, The Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800*)

² (*Computing Center of The Chinese Academy of Sciences, Shanghai Branch, Shanghai 200031*)

Abstract From the full stopping scenario, the dilepton production in the baryon-rich quark-gluon fireball is studied based on a relativistic hydrodynamic model. It is found that with increasing incident energy a characteristic plateau indicating the formation of the baryon-rich quark-gluon matter appears in the total yield. This obvious characteristic can be tested in future experiments at CERN and Brookhaven.

Key words baryon-rich quark matter, dilepton spectrum, relativistic hydrodynamic model

Received 6 May 1997, Revised 20 October 1997

* Supported by The National Natural Science Foundation of China(19475060)