

夸克-胶子物质的特征双轻子分布

贺泽君

(中国科学院上海原子核研究所 上海 201800)

1996-01-23 收稿

摘 要

运用相对论性的流体力学模型,研究了夸克-胶子火球的双轻子产生,发现随着初始温度的增加零重子的夸克-胶子火球的双轻子总产额在一个平台后单调地上升,而随着初始重子密度的增加富重子的夸克-胶子火球的双轻子总产额呈现一个峰.夸克-胶子物质在碰撞中形成的特征可在将来的 CERN 和 Brookhaven 实验中得到检验.

关键词 相对论性流体力学模型, 富重子的夸克-胶子火球, 双轻子产生.

量子色动力学(QCD)是强相互作用的基础,格点 QCD 计算^[1]显示了一个从通常核物质到夸克-胶子物质(QGM)的相变.而且猜测在大爆炸后约 $10\mu\text{s}$ 左右的早期宇宙就处在这个物质状态.极端相对论性核-核碰撞提供了一个在实验室中产生这种物质的机会.作为一个 QGM 形成的特征信号,研究得最多的是双轻子.由于它没有强的末态相互作用,因而能真实地给出 QGM 的信息.

先前的作者基于 Bjorken 的相对论性流体力学模型和相空间分布函数的 Boltzmann 近似,研究了重子数为零的 QGM 的双轻子产生,得到了只依赖于温度的双轻子谱.最近实验和理论^[2-6]指出,在 CERN 的 SPS 能量中大量的重子被阻挡,甚至在相对论重离子碰撞器(RHIC)轰击能量 $\sqrt{s} \leq 200\text{GeV}/u$ 的微观计算中^[7,8]也得出了在碰撞时重子可能不是完全透明的结论.这时双轻子的产生就是温度和重子化学势(同样也是重子密度)的函数.

本文运用相对论性流体力学模型,研究了在富重子的 QGM 中的双轻子产生.考虑到零重子的 QGM 的化学势为零,在同样的框架中研究了零重子的 QGM 的双轻子产生.由此找到了具有零重子和富重子的 QGM 双轻子产生的特征.

显然,从文献^[9]给出的相空间分布函数的 Boltzmann 近似 $f(p) = \exp(-E/T)$,人们不可能研究粒子分布在双轻子产生上的效应.在这个工作中为了包括粒子分布的效应,首先,通过变量变换,由 Fermi-Dirac 分布函数获得的双轻子反应率 dR/d^4p 得到夸克相的双轻子产生谱 dN/d^4XdM .在强子相,双轻子的产生主要来自 $\pi\pi$ 湮灭.双轻子产生谱从包括了粒子密度的完全 Boltzmann 近似分布函数 $f(p) = nc \exp(-E/T)$ 得

到. 在核的火球模型中用类似的分布函数研究了核子谱^[10]. 这里 E 是粒子的能量, n 是粒子密度, c 是归一化因子. 显然这里得到的谱是温度和重子化学势(于是也是重子密度)的函数. 由于重子数密度 n_b 为零的系统的化学势 μ_b 也为零, 于是, 重子数为零系统的谱是在上述公式中取重子化学势为零得到的.

如文献[11]指出的, 一旦系统的局域热力学平衡被建立, 系统的膨胀则由下面的能量-动量、重子数和熵守恒律来决定. 进一步使用热力学关系 $d\varepsilon = Tds + \mu_b dn_b$ 和 $dp = sdT + n_b d\mu_b$, 便得到一组耦合的相对论性流体力学方程(RHE)

$$\partial_t (s \cosh \eta) + \frac{1}{r^2} \partial_r (r^2 s \sinh \eta) = 0, \quad (1)$$

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

$$Ts [\sinh \eta \partial_t \ln T + \cosh \eta \partial_r \ln T + \sinh \eta \partial_t \eta + \cosh \eta \partial_r \eta] + \mu_b n_b [\sinh \eta \partial_t \ln \mu_b + \cosh \eta \partial_r \ln \mu_b + \sinh \eta \partial_t \eta + \cosh \eta \partial_r \eta] = 0, \quad (3)$$

这里 s 、 n_b 、 μ_b 、 T 和 η 依次是熵密度、重子数密度、重子化学势、温度和快度. 再一次考虑到零重子的 QGM 的化学势为零, 也得到描述重子数为零的 QGM 演化的 RHE.

求解 RHE(1) — (3) 式, 应当首先找到两相的态方程. 对于夸克相从 MIT 袋模型得到态方程^[5]. 它的重子密度 n_{bq} 、压强 p_{qg} 和熵密度 s_{qg} 依次是

$$n_{bq} = \frac{2}{3} \mu_q (T^2 + \mu_q^2 / \pi^2), \quad (4)$$

$$p_{qg} = \frac{37}{90} \pi^2 T^4 + \mu_q^2 T^2 + \frac{1}{2\pi^2} \mu_q^4 - B \quad (5)$$

和

$$S_{qg} = \frac{\partial P_{qg}}{\partial T} = \frac{74}{45} \pi^2 T^3 + 2\mu_q^2 T. \quad (6)$$

对于强子相, 通常仅仅考虑非奇异的稳定强子(π 、核子), 那些贡献小的粒子和共振态被略去. 于是也得到强子相的态方程. 它的重子密度 n_{bh} 、能量密度 ε_h 和压强 p_h 分别为

$$n_{bh} = \sum_i b_i \frac{\gamma_i}{2\pi^2} \int p^2 dp [(e^{(E_i - \mu_i)/T} \pm 1)^{-1} - (e^{(E_i + \mu_i)/T} \pm 1)^{-1}], \quad (7)$$

$$\varepsilon_h = \sum_i \frac{\gamma_i}{2\pi^2} \int E_i p^2 dp [(e^{(E_i - \mu_i)/T} \pm 1)^{-1} + (e^{(E_i + \mu_i)/T} \pm 1)^{-1}], \quad (8)$$

$$p_h = \sum_i \frac{\gamma_i}{6\pi^2} \int E_i^{-1} p^2 dp [(e^{(E_i - \mu_i)/T} \pm 1)^{-1} + (e^{(E_i + \mu_i)/T} \pm 1)^{-1}], \quad (9)$$

这里 i 代表第 i 个粒子, E_i 是粒子能量, b_i 是重子数, “+”指费米子, “-”指玻色子, γ_i 是简并因子, μ_i 为化学势. i 粒子的化学势 $\mu_i = b_i \mu_b$, 这里 μ_b 是重子化学势. 接着得到强子相的熵密度

$$s_h = \frac{1}{T} (\varepsilon_h + p_h - \mu_{bh} n_{bh}) \quad (10)$$

QG 火球的演化不仅依赖于由 RHE 控制的力学膨胀, 而且也依赖于在相变过程中

的效应. 在相图 $\mu_b - T$ 中的相边由 Gibbs 条件: $T_q = T_h$, $3\mu_q = \mu_{bh}$ 和 $p_{qg} = p_h$ 定出^[12]. 这里 T_q 、 T_h 和 μ_{bh} 分别是夸克相的温度、强子相的温度和重子化学势.

对于系统的相变, 我们建议了一个有些不同于文献[9]的图象. 假定夸克相的定域值 (μ_q, T) 一旦到达相边, 具有温度 T_h 、重子化学势 μ_{bh} 的强子相会突然发生相变. 这个图象隐含了相对于强子化过程, 系统的膨胀是非常缓慢的. 于是相变过程中的能量和重子数守恒可表示为

$$\varepsilon_h(T_h, \mu_{bh}) = \varepsilon_{qg}(T_b, \mu_{bb}), \quad (11)$$

$$n_{bh}(T_h, \mu_{bh}) = n_{bq}(T_b, \mu_{bb}), \quad (12)$$

这里的 T_b 、 μ_{bb} 是夸克相的温度、化学势在相边的值. ε_h 和 ε_{qg} 分别为夸克相和强子相在相边的能量密度. 于是 T_h 和 μ_{bh} 可从联立方程(11)和(12)解出. 它们作为强子相的初始值.

对重子数为零的情况, 只要在(5) — (12)式中取 $\mu_q = 0$ 就可得到相应的关系式.

给出夸克相的初始温度和重子化学势分布, 并取快度 η 为零, 用两相的态方程, 在相图中解 RHE(1) — (3)式就得到系统的温度和夸克化学势在时空中的分布. 它们被用来计算谱. 当重子数为零时, 系统的演化仅沿着相图的温度轴进行, 且相变仅发生在临界温度处. 解重子数为零的 RHE 得到相应的温度在时空中的分布.

首先讨论零重子的初始 QGM 系统的计算结果. 重子数为零的 QGM 系统的双轻子谱见图 1、2. 它们清楚地显示了以下特征:

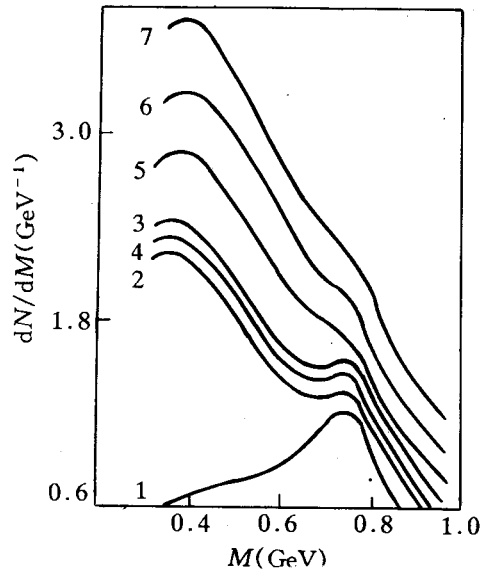


图1 重子数为零的 QGM 系统的双轻子谱
曲线 1 至 7 依次代表初始温度 $T_0 = 170, 195, 200,$
210, 240, 250, 260 MeV, 在临界温度 $T_c = 180$ MeV
和凝固温度 $T_f = 140$ MeV 时的不变质量谱.

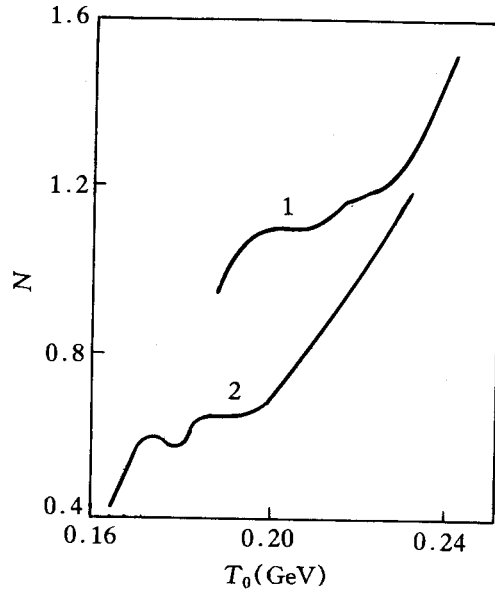


图2 重子数为零的 QGM 系统的总双
轻子产额 N 随初始温度的变化
曲线 1 由图 1 的谱得到, 曲线 2 由 $T_c = 160$
MeV, $T_f = 140$ MeV 计算的谱得到.

(1) 对于各向同性膨胀, 相变发生在中心夸克区外的球壳中. 在那里相变释放的潜热必然也向中心区流动, 从而抬高中心夸克相的温度和双轻子产额. 因而随初始温度增加在不大的初始温度区域双轻子的产生是比较快的(见图 2).

(2) 进一步增加初始温度 T_0 , 壳与内部夸克区的温度梯度变小, 而壳与外部的温度梯度仍然较大, 从而加速中心区的夸克向外流动, 于是夸克相的寿命变短, 双轻子的产额减少, 以致造成较高 T_0 的谱处于具有较低 T_0 谱的下面(见图 1).

(3) 当再增加 T_0 时, 释放的潜热的作用相对变小, 系统主要依赖 T_0 的增加而迅速上升(见图 1、2).

图 3 显示了 $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ 中心碰撞产生的初始温度为 150MeV 的富重子 QGM 系统在袋常数 $B^{1/4} = 240\text{MeV}$ 的相图中计算的谱. $3\mu_0 = 641.25\text{MeV}$ 正好在温度为 T_0 的相边化学势的下面.

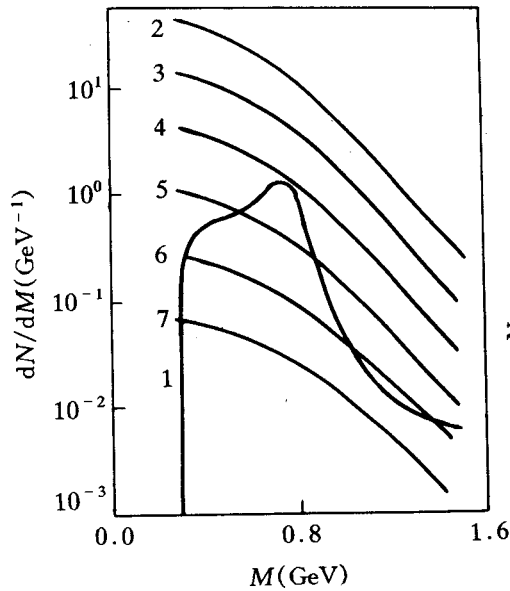


图 3 初始温度 $T_0 = 150\text{MeV}$ 在袋常数 $B^{1/4} = 240\text{MeV}$ 的相图中计算的富重子 QGM 系统的双轻子谱

曲线 1 至 7 依次表示初始重子化学势 $\mu_{b0} = 3\mu_0$ 至 $9\mu_0$ 的谱. 曲线 1 由强子火球贡献, 2 到 7 由 QG 火球贡献.

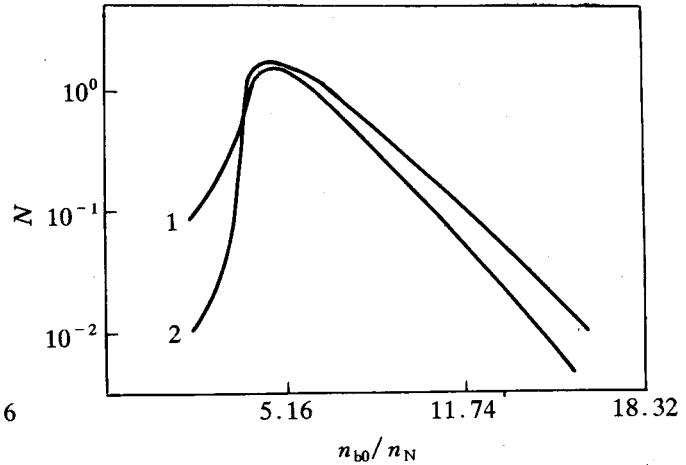


图 4 富重子 QGM 系统的总双轻子产额 N 随初始重子密度 n_{b0}/n_N 的变化

n_{b0} 是初始重子密度, n_N 是通常的核密度. 曲线 1 由图 3 的谱给出, 曲线 2 由初始温度 $T_0 = 121.23\text{MeV}$ 在具有袋常数 $B^{1/4} = 200\text{MeV}$ 的相图中计算的谱得到.

由于温度和重子密度是时空的函数, 所以富重子 QG 火球的各个定域值 (T, μ_b) 到达相边的不同点发生相变需要很长的时间. 这样推迟了夸克相的演化过程, 抬高了夸克相的贡献. 相反, 相变后各个定域的强子化物质区的温度变得很低, 使得强子相的贡献变得不重要, 于是在图 3 的谱上, 看不到明显的 π 峰, 与文献[9]给的谱相比它有着截然不同的特征. 也由于相边对系统演化的效应, 当随着初始重子密度增加, 初始强子火球变到初始 QG 火球时, 富重子 QG 火球的夸克相的贡献占主导地位, 双轻子产额会迅

速增加, 如图3中的曲线1到2. 随初始夸克密度(或者夸克化学势)的进一步增加, 考虑到反夸克化学势为 $-\mu_q$, 于是初始的夸克-反夸克对迅速地减小, 造成双轻子产额的抑制, 见图3中的曲线2到7. 于是, 富重子QG火球的双轻子总产额(如在图4中所示)是一个峰.

在本工作中, 基于相对论性流体力学模型, 研究了零重子数和富重子的QGM系统的双轻子产生, 发现如果在碰撞中产生富重子的QGM, 由于相边在系统演化上的效应, 夸克相的贡献被大大地抬高, 强子相的贡献大大地减小, 以致于强子相的贡献变得不重要. 因而在双轻子谱上找不到明显的 π 峰, 特别是在总产额随初始重子密度变化的曲线上出现了一个由富重子QGM产生的双轻子特征峰. 如果在碰撞中产生的是重子数为零的QGM, 总的双轻子产额随初始温度增加先上升, 后出现一个平台, 最后单调地上升. 因此这两个系统有完全不同的双轻子产生的特征. 由于来自np韧致辐射、Drell-Yan机制和Dalitz衰变等给出的本底在 $2m_\pi - 1\text{GeV}$ 不变质量范围内是可以忽略的, 因此我们的结果在定性上可以直接与实验值相比较, 断定在碰撞中是否产生了QGM, 是产生了富重子的QGM还是零重子的QGM. 在AGS能量($\sim 10\text{GeV}/u$)重子密度已达到通常核密度的7到9倍^[13], 因此我们的预言可望在将来的CERN和Brookhaven的实验中得到检验.

参 考 文 献

- [1] Quark matter' 88. Proceeding Rofeth Saventh International Conference on Ultrarelativistic Nucleus-Nucleus collisions, edited by. G Baym, P Braun-Munzinger and S Nagamiya Nucl. Phys., A **498** (1989) 1c.
- [2] W. Busza, Nucl. Phys., A**418** (1984) 635.
- [3] O. Hansen 1992 in Proceedings of the Twentieth International Workshop on Gross Properties of Nuclei and Nuclear Excitations. Hirschegg, Austria. Edited by. H. Feldmeier.
- [4] G. Odyniec 1989 NA35 Collaboration, Proceedings of the International Workshop on Relativistic Aspects of Nuclear Physics, Rio de Janeiro.
- [5] A. Dumitru, D. H. Rischke, Th. Schonfeld *et al.*, Phys. Rev. Lett., **70** (1993) 2860.
- [6] A. V. Keitz, L. Winckelmann, A. Jakns *et al.*, Phys. Lett., B**263** (1991) 353.
- [7] G. Gustafson 1992 Proceedings of the Workshop on Relativistic Heavy-Ion Physics at Present and Future Accelerators, Budapest.
- [8] H. J. Moring, J. Ranft, Z. Phys., C**52** (1991) 643.
- [9] K. Kajante, J. Kapusta, L. McLerran *et al.*, Phys. Rev., D**34** (1986) 2746.
- [10] J. P. Bondorf, S. I. A. Garpman, J. Zimanyi, Nucl. Phys., A**296** (1978) 320.
- [11] G. Baym, B. L. Friman, J. P. Blaizot *et al.*, Nucl. Phys., A**407** (1983) 541.
- [12] P. Koch, B. Muller, J. Rafelski, Phys. Rep., **142** (1986) 169.
- [13] G. Roche, private communication.

Characteristic Dilepton Distribution for Quark – Gluon Matter

He Zejun

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

Received 23 January 1996

Abstract

Based on the relativistic hydrodynamic model, the dilepton production in the quark–gluon fireball is studied. It is found that with increasing initial temperature the total dilepton yield monotonically goes up after a plateau for the quark–gluon fireball of zero baryon number and shows a peak for the baryon–rich quark–gluon fireball. Such a characteristic as a signal of the quark–gluon matter formation in the collision could be tested in future experiments at CERN and Brookhaven.

Key words relativistic hydrodynamic model, baryon–rich quark–gluon fireball, dilepton production.