

极端相对论性原子核碰撞产生的 热夸克物质的特征轻子谱*

陈军锋 贺泽君

(中国科学院上海原子核研究所)

摘 要

基于相对论性流体力学,我们计算了在极端相对论性原子核碰撞中形成的高温高密夸克-胶子等离子体在衰变过程中产生的特征双轻子谱。我们不但考虑了物质的伴随横向膨胀的纵向膨胀,而且也首先在用相对论性流体力学方程描述膨胀过程时考虑了相变的影响。计算结果已预言,当夸克-胶子等离子体存在时展示的特征现象,从而为实验提供了理论依据。

一、引 言

人们已预言,在极端相对论性原子核碰撞中会发生 QCD 相变^[1-4],产生一种新的 QCD 相物质-夸克-胶子等离子体。光子和轻子是这种物质存在的最好探针之一^[1-5]。迄今有许多作者在相对论性流体力学的基础上对此作过探讨^[6-9],给出了 QCD 相物质存在的特征双轻子谱,然而在他们的计算中没有计入极其重要的,因相变引起的温度重新分布。此外,虽然诸如 K. Kajantie 等人基于 Bjorken 模型给出了对实验测量十分有意义的物理量^[10],然而他们只考虑了纵向膨胀而忽略了横向膨胀,同时又只考虑了温度在时间上的变化而忽略了它在空间上的分布,显然这方面的工作值得作进一步探讨。

在本文中我们首先用 Landau 的相对论性流体力学方程描述 QCD 相物质的膨胀过程^[11],为保证流体力学方程初始值的 Lorentz 不变性,我们考虑了伴有横向膨胀的纵向膨胀,进而在方程的求解中计入了在临界温度处由于相变产生的温度重新分布,它是由在临界点两相满足能量守恒所定出的,它明显地改变了膨胀过程的温度分布,因而也自然地给与温度有关的夸克-反夸克和 $\pi^+\pi^-$ 产生双轻子的过程带来显著的影响。

在物理上,我们这样来描述经过极端相对论性原子核碰撞形成的柱形热化中心区域的演化过程。初始时刻中心区域被看成是由胶子组成的,这样一个高激发的物质区域,在达到平衡时就形成 QCD 相物质,柱体在时刻 t_0 ($t_0 = 1\text{fm}/c$) 之前的流动是自由的,到 t_0 时刻就开始作相对论性流体力学运动^[3],且 t_0 时刻物质所处的状态为其问题的初始条件。当系统温度降至临界值 T_c 时,系统立刻按照夸克相和强子相的态方程发生相变,系

本文 1989 年 1 月 23 日收到。

* 国家自然科学基金资助的课题。

统由夸克相进入强子相(主要由 π 介子组成),最后温度继续下降到冻结温度 T_f , π 介子的密度变得很低,双轻子的产生过程就结束了。

由于衰变过程的复杂性,目前我们仅能对问题作半定量的研究, T_0 、 T_c 和 T_f 直接从文献引入^[10]。夸克相主要由 u 、 d 夸克组成,强子相主要由 π 介子组成。在 π 介子通过湮灭产生双轻子的过程中, π 介子的形状因子只包括 ρ 和 ρ' 矢量介子的共振。

我们在第二节中描述了 QCD 相物质的膨胀和产生双轻子的过程;计算结果和讨论放在第三节中;最后在第四节中给出了我们所讨论问题的结论。

二、高温高密 QCD 相物质的演化

根据 Bjorken 的模型^[3],原子核在碰撞后的很短时间 τ_0 内,因渐近自由,被激发的自由度之间的相互作用很弱,直到 τ_0 时刻相互作用才变得足够强,以至于系统能建立起局部热平衡,随后系统开始流体力学运动,系统的流体力学行为的初值则由 τ_0 时刻的状态给出。

1. 描述 QCD 相物质的膨胀

系统在局域热平衡建立之后,系统的时空演化则由下面的相对论性流体力学方程所规定^[12,13]:

$$\partial_\mu T^{\mu\nu}(x) = 0, \quad (2.1)$$

这里的 $T^{\mu\nu}$ 是不包含耗散的应力张量,其形式为:

$$T^{\mu\nu}(x) = (\varepsilon + P)u^\mu u^\nu + P g^{\mu\nu} \quad (2.2)$$

式中的 ε 、 $g^{\mu\nu}$ 、 u^μ 、 P 依次为能量密度、度规张量、四维速度和压强。其中 $u^\mu = \gamma(1, \mathbf{v})$, $\gamma = (1 - v^2)^{-1/2}$, $g^{00} = -1$, $\mathbf{v}(x)$ 是局域流速。

在中心区域重子数密度等于零,利用热力学关系由(2.1)式可得:

$$u^\mu \partial_\mu (T u^\mu) + \partial^\nu T = 0. \quad (2.3)$$

Bjorken 模型的一个重要特征是:在描述横向和纵向膨胀并存的过程时,中心区域的任何纵坐标为 z 的横向运动,可由 $z = 0$ 处的横向运动通过 z 方向上的 Lorentz 升速(boost)得到,这样才能保持流体力学方程的初始值的 Lorentz 不变性^[8]。因此,我们不必在一个柱形体中去求解(2.3)式的空间分量,而是把它放在 $z = 0$ 处去求解。为此在 $z = 0$ 处,把(2.3)式的空间分量加以简化,同时利用熵与温度的关系,可得下面的联立方程:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (T \sinh \eta) + \frac{\partial}{\partial r} (T \cosh \eta) &= 0, \\ \frac{\partial}{\partial t} (r t s \cosh \eta) + \frac{\partial}{\partial r} (r t s \sinh \eta) &= 0, \end{aligned} \quad (2.4)$$

其中 $\eta = \tanh^{-1} V_r$,联立方程(2.4)是我们所求解的 Landau 相对论性流体力学方程。

在求解方程组(2.4)时,为了避免过大的梯度,初始温度分布参数化为^[6]:

$$T(r, 0) = T_0 \exp[-(r/r_0)], \quad (2.5)$$

这里取 $N = 12$, 以使初始值在 $0 \leq r \leq r_0$ 范围内近似为常数, 此外, 在计算中我们还取声速 $c_s = \sqrt{1/3}^{[6-9]}$, 初始的横向速度 $V_r(r, 0) = 0$.

2. 相变过程对温度分布的影响

在我们的图象中, 假定在 T_c 时夸克物质的成核率很大, 当局域温度达到 T_c 时立即发生局域相变.

由 QCD 理论得到的夸克相和强子相的能量分别为:

$$\varepsilon_q = 111aT^4 + B, \quad (2.6)$$

$$\varepsilon_h = 9aT^4, \quad (2.7)$$

系数 $a = \pi^2/90$, B 是袋模型常数.

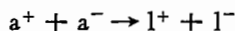
这样, 由能量守恒关系得:

$$\varepsilon_q(T_c) = \varepsilon_h(T_h). \quad (2.8)$$

因而, 一旦夸克相中的局域温度达到 T_c 值时, 夸克相就进入强子相, 新产生的强子相的初始温度 T_h 就由(2.8)式定出, 显然 $T_h > T_c$, 这是由于在相变过程中发生了潜能的释放.

3. QCD 相物质的双轻子衰变

本文只考虑了下述产生双轻子谱的过程:



这里 a 代表夸克或 π 介子, l 是轻子.

按照运动学理论写出反应率:

$$R(a^+a^- \rightarrow l^+l^-) = \int \frac{d^3p_1}{(2\pi)^3} f(\mathbf{p}_1) \int \frac{d^3p_2}{(2\pi)^3} f(\mathbf{p}_2) \sigma(a^+a^- \rightarrow l^+l^-; \mathbf{p}_1\mathbf{p}_2) v_{rel}, \quad (2.9)$$

$$v_{rel} = [(\mathbf{p}_1 \cdot \mathbf{p}_2)^2 - m_a^4]^{1/2} / E_1 E_2,$$

这里 $f(\mathbf{p})$ 是 a 在动量空间的占有几率, 在我们处理的高温情况下, 量子效应并不重要, $f(\mathbf{p})$ 退化成玻尔兹曼分布 $f(\mathbf{p}) = \exp(-E/T)$. 于是由(2.9)式依次得到产生轻子对的速率和具有横向能量的轻子对的速率分别为:

$$\frac{dN}{d^4x dM^2} = \frac{\sigma(M)}{64\pi^4} M^3 T K_1(M/T) \left(1 - \frac{4m_l^2}{M^2}\right), \quad (2.10)$$

$$\frac{dN}{d^4x dM^2 dE_T} = \frac{\sigma(M)}{64\pi^4} M^2 E_T K_0(E_T/T) \left(1 - \frac{4m_l^2}{M^2}\right), \quad (2.11)$$

其中 $\sigma(M)$ 为已考虑了色因子和分数电荷修正的产生轻子对的截面, m_l 、 M 、 K_0 和 K_1 依次为轻子质量、质心能量、零阶和一阶变型 Bessel 函数. 上面各式中的 T 是求解流体力学方程提供的温度分布.

为了获得有实际测量意义的轻子的快度区密度 $\frac{dN}{dy dM^2}$ 和具有固定横向能量 E_T 的快度区密度 $\frac{dN}{dy dM^2 dE_T}$, 必须对(2.10)、(2.11)式按系统的演化的历史积分, 在 Bjorken 的模型中体积元为 $d^4x = d^2x_T dy dt$, y 是纵向流元的速度. 积分(2.10)式后得:

$$\frac{dN}{dydM^2} = \begin{cases} 2\pi \int r dr \int z dz \left(\frac{dN}{d^4x dM^2} \right)_q, & \text{对于 } T_0 > T > T_c \\ 2\pi \int r dr \int z dz \left(\frac{dN}{d^4x dM^2} \right)_\pi, & \text{对于 } T_h > T > T_c \end{cases} \quad (2.12)$$

重复上述步骤立即可得物理量 $\frac{dN}{dydM^2 dE_T}$ 的表示。

三、结果和讨论

在计算中我们忽略了在湮灭过程中夸克-反夸克和 $\pi^+-\pi^-$ 对密度的减少带来的影响。也认为过程中由于基本粒子转化带来的影响是很小的。由于所处理的问题是非常高的系统温度,因而在计算中我们也忽略了化学势的影响。显然,忽略这些物理量不会对我们的结果在定性上带来影响。

在图1中我们示出了退化到没有考虑因相变引起温度重新分布情况的系统温度演化,在物理上看它是合理的,与文献[8]一致。

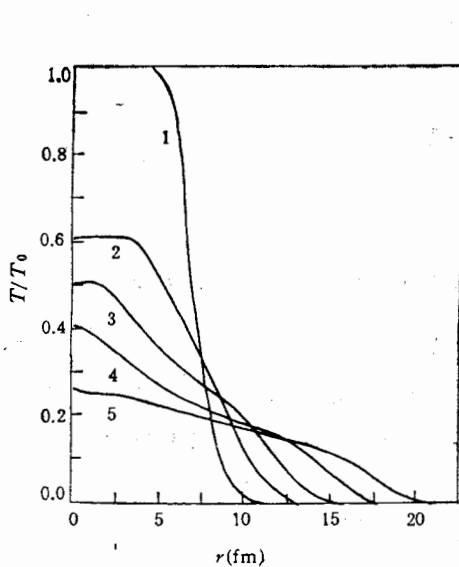


图1 温度的时空分布曲线,曲线上的标号1、2、3、4、5分别对应于时间为1、3.75、6.51、9.26和12.02fm/c

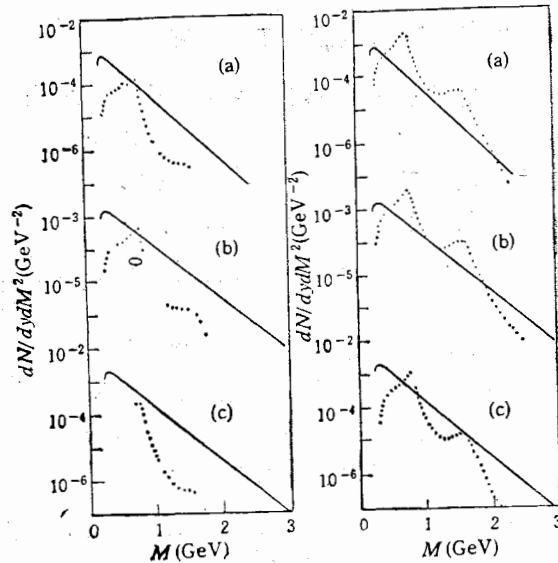


图2 没有考虑相变影响的双轻子质量分布

图3 考虑了相变影响时的双轻子质量分布

在计算中,我们选取参数 $T_f = 100\text{MeV}$, $m_l = 106\text{MeV}$, $m_p = 775\text{MeV}$, $m'_p = 1600\text{MeV}$, $\Gamma_p = 155\text{MeV}$, $\Gamma'_p = 260\text{MeV}$ 图2至图5中的(a)对应取参数为 $T_0 = 250\text{MeV}$, $T_c = 160\text{MeV}$; (b)取 $T_0 = 300\text{MeV}$, $T_c = 180\text{MeV}$; (c)取 $T_0 = 300\text{MeV}$, $T_c = 160\text{MeV}$ 和 (d)取 $T_0 = 350\text{MeV}$, $T_c = 160\text{MeV}$ 作的计算。图4和图5的(a)、(b)、(c)和(d)中的三组曲线依次对应于自上到下取横向能量为1、2和3GeV的计算结果。图2至图5中含有两个峰的曲线为强子相的贡献,图2和图3中的斜线以及

图 4 和图 5 中近似为直线的曲线为夸克相的贡献。

图 2 是没有考虑由于相变引起温度重新分布的结果。由图可知这时夸克相和强子相的贡献主要取决于当我们给定 T_c 后如何取 T_0 值。十分自然,从图 2 的 (a)、(c) 可见,当 T_0 小时,夸克相与强子相的贡献都减小,这点可从我们在求解方程组 (2.4) 时所给的初始值和图 1 清楚地知道。方程组 (2.4) 的初始值如图 1 中的曲线 1 是指数形式的,当我们减小 T_0 时,从图上可见将同时减小夸克相和强子相的存在时间,且夸克相比强子相要减小得更多,因而夸克相的贡献比强子相的贡献减小得更多。又从图 2 的 (b)、(c) 可见, T_0 不变,当 T_c 大时,夸克相的存在时间相对于强子相的存在时间变小,因而夸克相的贡献相对于强子相要减小。此外,我们也不难从图 1, 2 看到,当 T_0 、 T_c 不变时,减少 T_f , 强子相的贡献将会增加。从上述的分析可见,我们的计算结果所反映的物理事实是合理的。

图 3 是我们在计算图 2 的基础上,考虑了相变引起的温度重新分布影响后得的结果。由 (2.8) 式知,当系统的局域温度下降到 T_c 时,系统的局域就进入强子相,且温度由 T_c 升到 T_h , 然后再按照流体力学方程的规定继续进行演化,显而易见在这过程中夸克相存在的时间没有变化,而强子相存在的时间得到增加,于是正如图 3 所示的强子相的贡献就升高了。从图 3(c) 还可以看到,当 T_0/T_c 比值大到一定程度时,夸克的贡献仍然占优势。

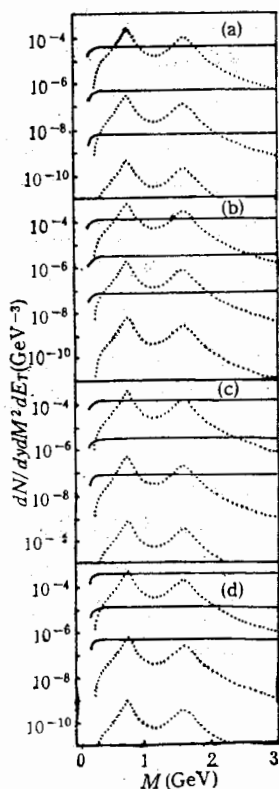


图 4 没有考虑相变影响且固定横向能量的双轻子质量分布

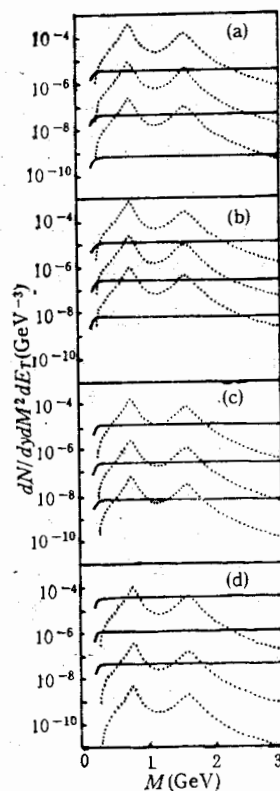


图 5 考虑了相变影响且固定横向能量的双轻子质量分布

T_0/T_c 。大意味着夸克相有相对长的存在时间,当这个存在时间长到比考虑了相变将强子相的起始温度抬高到 T_c 时增长了强的强子相的存在时间还要长时,当然夸克相的贡献依然可以是占优势的。从图 3 以及图 2 与图 3 的比较可知,相变在物理上的效应是提高了强子相的起始温度,增加了强子相的存在时间,因而提高了强子相的贡献。

图 4 和图 5 中,我们分别画出了没有考虑因相变引起的温度重新分布和考虑了这种分布在固定横向能量为 1、2、3 GeV 时的双轻子质量分布。关于夸克和 π 的贡献的相对大小与图 2、3 中的情况相似,主要由物理量 T_0 、 T_c 和 T_f 的取值所决定。但在图 4.5 中,我们能看到的另外的规律是: a) 夸克的贡献在固定的 T_0 、 T_c 中基本上是一个常数,而 π 介子的贡献是有峰结构的; b) 随着 $T_0 - T_c$ 值的增加, π 介子相对于夸克的贡献减小,在考虑了相变引起的温度重新分布的影响后更为明显; c) 随着横向能量增加, π 相对于夸克的贡献呈数量级的减小, π 介子贡献的峰值很快淹没在夸克贡献的海洋中。

四、结 论

本文用伴随横向膨胀的纵向膨胀来描述了同时具有纵向膨胀和横向膨胀的 QCD 相物质系统^[6],在解相对论流体力学方程求得温度分布过程中考虑了由于相变带来温度重新分布的影响,在此基础上获得的双轻子谱展现了 QCD 相物质存在的主要特征。

由计算结果可知,高温高密 QCD 相物质的衰变过程主要由 T_0 、 T_c 和 T_f 物理量来表征。相变的主要物理作用在于提高了强子相的贡献。夸克相与强子相对双轻子谱的相对贡献对 T_0 和 T_c 的组合敏感,当 $T_0 - T_c$ 增大时,强子相的贡献减小,最后强子相贡献的峰值被淹没掉。因此在实验上可利用这一特征现象,通过改变 T_0 来研究 QCD 相物质存在的可能性。此外,随着 $T_0 - T_c$ 和横向能量的增大,强子相的峰很快地淹没在夸克相的贡献之中,显然这个矢量介子的湮灭可以看作 QCD 相物质存在的又一个特征现象,因此通过峰的淹没的测定来判定在极端相对论性原子核碰撞中是否产生了 QCD 相物质也是十分有意义的。

最后指出,本文的结果在定性上与文献[7]基于纵向膨胀的 Bjorken 模型和他们那样考虑了相变的作用后获得的结果相似,因而我们在不同角度上预言了 QCD 相物质存在时必然呈现的特征现象。

目前我们只能给出半定量的结果,除了由于系统演化过程的复杂性外,还由于一些可以考虑的而暂时未考虑的因素,如对系统的相对论性流体力学的完整描述应该包括连续性方程,它将带来夸克和强子的时空分布,改变在计算反应率时的粒子占有几率,从而导致不同的结果,这方面的计算我们正在进行。此外关于相变的机制、系统在演化过程中是否是等熵进行的等都是进一步考虑的重要课题,只有这些研究完成后,我们才有可能得到定量的关于 QCD 相物质存在时的特征物理量。

本工作在进行过程中曾与邱锡钧教授多次讨论,并得到他的有益建议;在 W. Nörenberg 教授来沪访问期间我们也对此作过有益的讨论;本工作在数值计算上曾得到张家驹副教授的帮助;在此一并感谢。

参 考 文 献

- [1] K. Kajantie, H. I. Miettinen, *Z. Phys.*, **C9**(1981), 341.
- [2] László P. Csernai, *Phys. Rev.*, **D29**(1984), 1945.
- [3] D. Bjorken, *Phys. Rev.*, **D27**(1983), 140.
- [4] C. Cale and J. Kapusta, *Nucl. Phys.*, **A47** (1987), 35C.
- [5] G. Domokos and J. I. Goldman, *Phys. Rev.*, **D23**(1981), 203.
- [6] S. Chin, *Phys. Lett.*, **119B**(1982), 51.
- [7] K. Kajantie et al., *Phys. Rev.*, **D34**(1986), 811.
- [8] G. Baym et al., *Nucl. Phys.*, **A407**(1983), 541.
- [9] F. Cooper et al., *Phys. Rev.*, **D11**(1975), 192.
- [10] K. Kajantie, J. Kapusta and A. Melerran, *Phys. Rev.*, **D34**(1986), 2746.
- [11] L. D. Landau, *Izv. Akad. Nauk SSSR*, **17**(1953), 51.
- [12] I. L. Rozental, *Sov. Phys. Usp.*, **18**(1975), 430.
- [13] F. Cooper, Particle and Field, 1974 AIP Conf. Proc. No. **23**(1975), 499.
- [14] J. Kapusta and A. Mekjian, *Phys. Rev.*, **D33**(1986), 1304.

THE CHARACTERISTIC DILEPTON MASS DISTRIBUTION FROM HOT QUARK MATTER IN ULTRARELATI- VISTIC NUCLEUS-NUCLEUS COLLISIONS

CHEN JUNFENG HE ZEJUN

(Institute of Nuclear Research, Academic Sinica, Shanghai)

ABSTRACT

The characteristic dilepton mass distributions from the decay of high temperature-density quark-gluon matter in ultrarelativistic nucleus-nucleus collisions were calculated via the relativistic hydrodynamics. Both longitudinal expansion accompanying transverse expansion of the matter and the effect of phase transition leading to the re-distribution of the temperature were considered. The characteristic phenomena which have been suggested as a test for the existence of quark-gluon plasma were given and provided as a theoretical basis of experiment.