

一个膨胀的热夸克物质的双轻子谱的研究*

贺泽君 李盘林 张家驹 邱锡钧

(中国科学院上海原子核研究所, 201800)

摘 要

一个从能量-动量守恒导出的, 用来描写一个膨胀的热夸克物质的相对论性的流体力学方程被普遍化, 使之包括粒子数守恒。基于新的描述, 我们研究了潜热和粒子分布在谱上的效应。计算表明, 要获得一个合理的关于夸克物质形成的预言, 这些效应是必须考虑的。

关于夸克物质系统的力学演化存在着两种不同的图象。Bjorken 的标量流体力学描述了一个一维的圆柱相空间的纵向膨胀^[1], 这个模型依赖中心区的平坦的快度分布; 另一个则假定在碰撞中形成了核火球, 在它的静止坐标中, 各向同性地发射粒子^[2]。文献[3]的作者指出真正的物理机制可能存在于这两者之间。然而最近的极端相对论性原子核-原子核碰撞的实验表明, 在中心碰撞中强子相物质被强烈地阻挡, 同时一个相当部分的人射能量在横的方向上被观测到^[4-6]。于是三维空间中相对论性流体力学方程被用来尝试描述由碰撞得到的夸克系统的演化过程是合理的^[6]。

用相对论性流体力学处理极端相对论性原子核碰撞已广泛地进行^[7,8], 特别是文献[9]的作者在假定时空的演化用相对论性流体力学方程的解来描述后, 研究了来自膨胀的夸克系统的双轻子谱, 它被作为夸克物质形成的一种信号。我们知道这个从能量-动量守恒推导出的相对论性流体力学方程仅仅能给出系统温度的演化^[9,10]。众所周知, 双轻子反应率是由粒子和反粒子的占有数决定的^[11], 而占有数则是由局域温度和粒子数密度决定的, 因而从反应率导出的双轻子谱必定不但是温度依赖的, 而且也是密度依赖的。显然合理的谱不可能用先前的相对论性流体力学方程 (注意它不能同时给出粒子分布) 来得到; 此外, 从 QCD 理论^[11]我们发现在相变过程中释放的潜热显著地抬高了强子相的温度, 自然导致系统的温度分布和相继的结果发生不可忽视的改变。因此, 基于先前的描述预言夸克物质的形成是困难的。

在这个工作中, 我们首先普遍化相对论性流体力学方程包括粒子数守恒, 以便建立一个更为完全的关于系统的流体力学演化的描述, 它能同时给出系统温度和粒子的分布。在这个处理中, 我们忽略了在系统膨胀过程中从夸克和 π 到其它粒子的转化; 在研究潜热的影响时, 我们给出了一个相变的图象, 它与 Kapusta 的有些不同^[11], 我们假定夸克的成核率是如此之大, 当局域温度一下降到临界值 T_c 时, 一个到达温度为 T_c 的强子相的相

本文 1990 年 5 月 15 日收到。

* 国家自然科学基金资助。

变发生。能量守恒保证了在临界点两相的能量密度相同, 由此我们可定出 T_h , 并作为强子相的初始温度, 于是潜热效应被包括在温度分布之中。

在这里, 我们首先导出具有粒子分布影响, 产生于夸克对湮灭的双轻子谱的表示式, 在本工作的计算中我们采用了 $\hbar = c = 1$ 。考虑到在我们研究的高温范围内粒子的占有数变成玻尔兹曼分布, 取 $R(a^+a^- \rightarrow l^+l^-)$ 为局域反应率, 按照系统的演化, 积分定域反应率, 我们得到系统的反应率为:

$$R_B(a^+a^- \rightarrow l^+l^-) = \frac{\iint [\int R(a^+a^- \rightarrow l^+l^-) n_1(r_1, t) d\vec{r}_1] n_2(r_2, t) \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) d\vec{r}_2 dt}{\iint n_1(r_1, t) d\vec{r}_1 n_2(r_2, t) \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) d\vec{r}_2 dt}, \quad (1)$$

n_1 和 n_2 分别为粒子和反粒子的密度, 函数 $\delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2)$ 表示湮灭发生在粒子遇上反粒子的地方, 积分方程(1)得:

$$R_B(a^+a^- \rightarrow l^+l^-) = \frac{\iint R(a^+a^- \rightarrow l^+l^-) n_1(r, t) n_2(r, t) dr dt}{\iint n_1(r, t) n_2(r, t) dr dt}. \quad (2)$$

当取来自局域反应率 $R(a^+a^- \rightarrow l^+l^-)$ 的局域双轻子反应谱 $dN/dM d^4X$ 为文献 [12--14] 中的形式, 于是相应于率 $R_B(a^+a^- \rightarrow l^+l^-)$ 的双轻子谱可写为:

$$\frac{dN}{dM} = \frac{\iint \left(\frac{dN}{dM d^4X} \right) n_1(r, t) n_2(r, t) dr dt}{\iint n_1(r, t) n_2(r, t) dr dt}. \quad (3)$$

这里的双轻子谱要求满足下面的相变图象^[9,12]:

$$\frac{dN}{dM d^4X} = \begin{cases} \left(\frac{dN}{dM d^4X} \right)_q & T_0 > T > T_c \\ \left(\frac{dN}{dM d^4X} \right)_\pi & T_c \geq T \geq T_f \\ 0 & T_f > T \end{cases} \quad (4)$$

记号 q 和 π 分别代表夸克相和强子相, 最后积分(3)式得物理量:

$$N(T_0) = \int \left(\frac{dN}{dM} \right) dM. \quad (5)$$

正如文献[10]中指出的, 系统的热力学平衡一旦被建立, 系统的进一步演化则由下面的能量-动量守恒律来决定^[16]:

$$\partial_\mu (T^{\mu\nu}) = 0, \quad (6)$$

这里 $T^{\mu\nu}$ 是熟知的能量-动量张量, 为了得到一个对于系统流体力学演化较为完全的描述, 我们普遍化来自方程(6)的流体力学方程包括粒子数守恒方程:

$$\partial_\mu (n u^\mu) = 0, \quad (7)$$

$n = \gamma n_r$ 是粒子数密度, γ 为 Lorentz 收缩系数, n_r 为静止坐标中的粒子密度, u 为局域流速。

最后从方程(6)和(7)我们获得普遍化了的相对论性流体力学联立方程组,它依次由下面的温度方程、熵方程和粒子数守恒方程组成:

$$\begin{aligned} & \sinh\eta \partial_r \ln T + \cosh\eta \partial_t \ln T + c_0^2(\sinh\eta \partial_r \eta + \cosh\eta \partial_t \eta) \\ & + \frac{2c_0^2}{r} \sinh\eta = 0, \end{aligned} \quad (8)$$

$$\sinh\eta \partial_r \ln T + \cosh\eta \partial_t \ln T + \sinh\eta \partial_r \eta + \cosh\eta \partial_t \eta = 0, \quad (9)$$

$$\partial_t(n, \cosh\eta) + \frac{1}{r^2} \partial_r(r^2 n, \sinh\eta) = 0, \quad (10)$$

η 为径向速度.

在解上面的方程组时,我们已分别参数化初始温度和粒子数其分布为:

$$T(r, 0) = T_0 \exp[-(r/R_0)^N], \quad (11)$$

$$n(r, 0) = n_0 [1 + \exp(r - R_0)/a_f]^{-1}, \quad (12)$$

(11)式取自文献[9], T_0 易初始温度, n_0 粒子密度参数, N 和 a_f 自由参数, R_0 初始夸克系统的半径, 当 $N = 12$, $a_f = 1.5$, 在区间 $0 < r < R_0$ 中我们得到很好的常量分布, 在计算中我们取局域流速为零.

本工作研究了来自相变的潜热在谱上的效应, 没有研究相变的机制. 为了简便, 我们建立了一个有些不同于 Kapusta 的相变图象. 我们假定夸克相的局域温度降到临界值 T_c . (而没有到达低于 T_c 下面的过冷温度 T_{qs}) 到强子相温度在 T_h 的相变就突然发生了, 能量守恒隐含着 T_c 与 T_h 的关系为^[11,12]:

$$\varepsilon_q(T_c) = \varepsilon_h(T_h), \quad (13)$$

ε_q 和 ε_h 分别为夸克相和强子相的能量密度, 从 QCD 袋模型得到:

$$\varepsilon_q(T) = \left(16 + \frac{21}{2} N_f\right) \frac{\pi^2}{30} T^4 + B, \quad (14)$$

$$\varepsilon_h(T) = \frac{\pi^2}{10} T^4, \quad (15)$$

这里 B 是袋常数, N_f 夸克的味, 从(13)–(15)式可计算 T_h , 我们用有限差分法求解了普遍化了的方程组(8)–(10). 当局域温度下落到 T_c 时, 我们用 T_h 代替 T_c 作为强子相的初始温度; 文献[17]中的作者假定一个夸克对的 75% 转变为一个 π , 25% 到 η 介子或 η' 介子, 进一步考虑到文献[18]中已作的关于 $\eta \rightarrow 3\pi$, $\eta' \rightarrow 3\pi$ 和 $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ 过程的研究, 我们假定一个夸克对的 80% 转化为 π , 而且强子相主要由 π 介子组成. 因此, 在临界处夸克密度的 80% 作为强子相的初始粒子密度, 先前的作者也忽略了来自相变的效应.

由于潜热的释放 T_h 比 T_c 高得多, 于是在温度分布中产生了尖锐的梯度. 为了处理这个问题, 我们已经采用了由 V. Neumann 等人发展起来的伪粘滞法^[19], 加 $\delta(\partial^2 T / \partial r^2)$ 项到方程(8)中以使梯度缓减. 这里的 δ 是一个参数, 它的取值范围为 $0 < \delta < 1$. 在我们的计算中 $\delta = 0.03$.

下面我们讨论主要的结果. 在没有考虑来自相变的任何效应, 解普遍化了的相对论性流体力学方程得到的粒子的时空分布和温度分布各示于图 1 和图 2 中. 图 1 的 v /

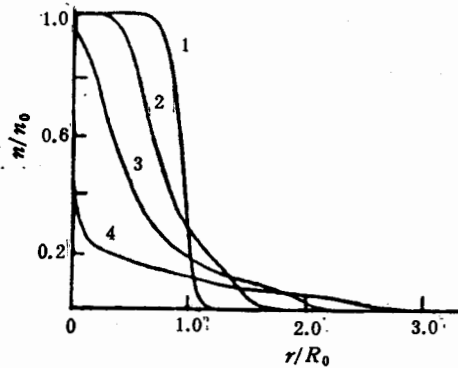


图1 球形夸克物质的粒子数密度随时间的演化。曲线1到4依次对应着,在 $T_0 = 180\text{MeV}$, 时间 $\tau/R_0 = 0.0, 0.475, 0.975$ 和 1.475 的分布

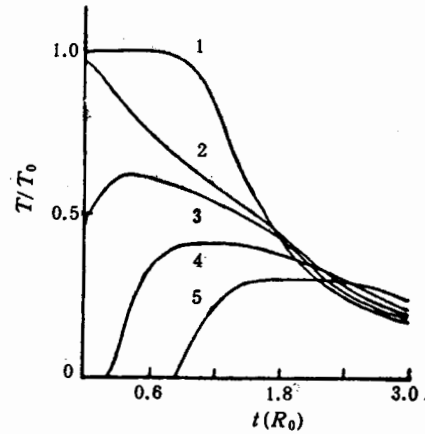


图2 球形夸克物质的温度随时间的演化。曲线1到4依次对应着,在 $T_0 = 180\text{MeV}$, 时间 $\tau/R_0 = 0.0, 0.475, 0.975$ 和 1.475 的分布

$R_0 = 0.0$ 对应初始分布,由计算可知,这个分布是满足粒子数守恒的。图2的温度分布也是合理的。

为了研究粒子分布和潜热在谱上的影响,在临界温度 $T_c = 160\text{MeV}$ 时对下述情况进行了计算。1)在文献[9]给的相变图象下。如(4)式所示的没有夸克粒子分布和潜热的影响。2)在情况1)的基础上加上有粒子分布的影响,3)在2)的基础上再加上潜热的影响。

在情况1)中对 $T_c = 160\text{MeV}$ 和各种初始温度 T_0 计算的谱被示于图3中。夸克湮灭发生在 $T > T_c$, 而 π 的湮灭则在 $T < T_c$ 。于是当 $T_0 < T_c$, 仅仅来自 π 的贡献,其谱是单峰。对 $T_0 > T_c$ 谱的贡献既来自夸克又来自 π , 因而谱呈现双峰, 进一步增加 T_0 , 由于夸克的湮灭区的增加,将抬高夸克相的贡献。因此,对于情况1), 谱的结构主要由温度 T_0, T_c 和冻结温度 T_f 的组合而定,双峰明显, 谱随初始温度的变化是单调的。

情况2)的结果示于图4中,夸克的峰随着 T_0 的增加上升得比情况1)快得多,这是因为一方面随着 T_0 的增加夸克相的湮灭区域加宽,另一方面夸克相有大的占有数。因此随着 T_0 的增加首先出现双峰结构,随后夸克的贡献比情况1)快得多地湮没掉 π 贡献的峰。于是粒子的分布效应起着加快抹掉谱的双峰结构的作用。

研究潜热效应在谱上的影响是我们这个工作的目的之一,对于情况3),在 $T_c = 160\text{MeV}$ 对各种 T_0 计算的双轻子谱被示于图5中,它显示了如下的特征。

(1) 潜热仅仅释放在夸克相外的一个温度为 T_h 的局域球壳中,由于热传导,在此壳中的热量不但被输送到这个壳的外边,而且也输送到中心的夸克区,抬高夸克区的温度,此外来自潜热效应的高温 T_h 应趋向于阻止中心区域的夸克粒子向外扩散以保持高的粒子占有。因而夸克相的贡献进一步升高。双峰结构则进一步被抹掉。

(2) 随着 T_0 的增高,壳中的温度 T_h 与中心区的温度梯度下降,然而与壳外边的温度间的梯度仍然比较高,于是向外的热传导和粒子的流动逐渐变为主要的,两相的存在时

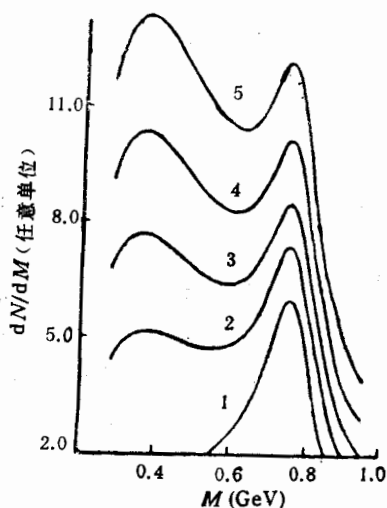


图3 在情况1)中 $T_c = 160\text{MeV}$ 时计算的谱。曲线1到5依次对应着, $T_0 = 170, 190, 200, 210$ 和 220MeV 的谱

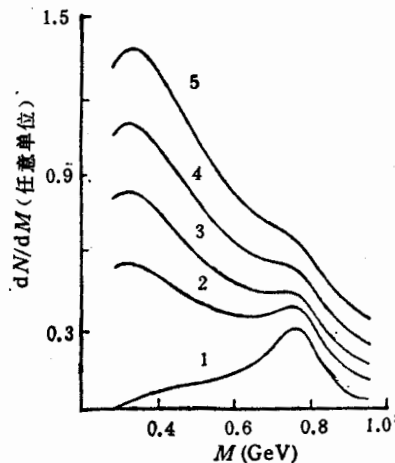


图4 在情况2)中 $T_c = 160\text{MeV}$ 计算的谱。曲线1到5依次对应着 $T_0 = 170, 190, 200, 210$ 和 220MeV 的谱

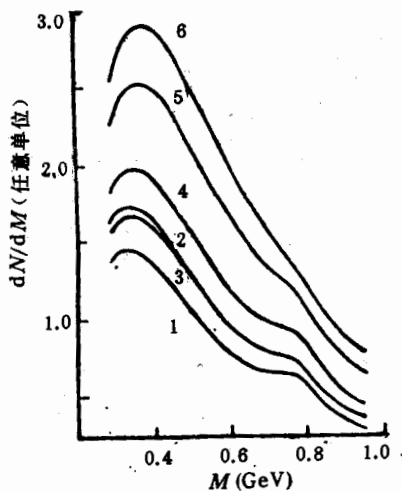


图5 在情况3)中 $T_c = 160\text{MeV}$ 计算的谱
曲线1到6依次对应着, $T_0 = 195, 200, 210, 240, 250$ 和 260MeV 的谱

间缩短,随之两相的贡献也降低。从图5我们能看见:当 T_0 增加到某值时,谱出现在其它具有较低的初始温度的谱的下面。如果我们继续增加温度 T_0 , T_0 的影响又变为主要的,谱又单调地随着 T_0 上升,这样就呈现出谱随初始温度变化的非单调性。对于 $T_c = 180\text{MeV}$, 我们已经完成了如上的各个计算,其结果是相似的。对于 $T_c = 180\text{MeV}$, 我们只给出情况3)的结果,如图6。

为了进一步了解谱随 T_0 变化的非单调性。在 $T_c = 160, 180\text{MeV}$, 对每一个 T_0 我们对谱作了如方程(5)那样的积分。结果示于图7中,显然随着 T_0 的增加,谱是非单调

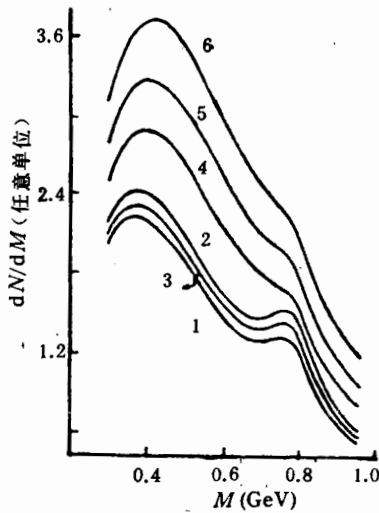


图 6 在情况 3) $T_c = 180\text{MeV}$ 计算的谱. 曲线从 1—6 依次对应着 $T_0 = 195, 200, 210, 240, 250$ 和 260MeV 的谱

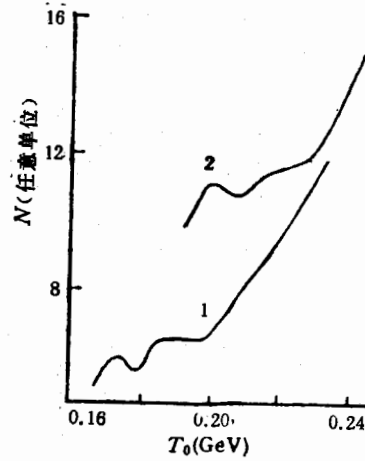


图 7 谱对双轻子质量积分所得的物理量随初始温度的变化. 曲线 1 和 2 依次对应着 $T_c = 160, 180\text{MeV}$ 的情况

的. 当 T_0 大到一定程度时, 两条曲线随 T_0 的增加又单调地上升, 最后两条曲线趋于重合, 说明此时潜热的影响与 T_0 相比已经微不足道了.

从前面对计算结果的讨论, 我们得到了下面的认识: 来自一个膨胀的热夸克物质的双轻子谱已被别的作者所计算, 如我们在情况 1) 中所作的, 它的结构主要由温度 T_0 、 T_c 和 T_f 的组合而定. 然而粒子的分布和相变时释放的潜热显著地抬高了夸克相的贡献, 导致加快抹掉谱的双峰结构, 特别当临界温度比较低, 如 $T_c = 160\text{MeV}$ 时, 特征双轻子谱的双峰结构已经消失. 因此, 作为一个特征轻子谱, 用去判明在极端相对论性原子核碰撞中是否真的产生了夸克物质, 应当从我们建议的情况 3) 得到, 它包括了粒子分布与潜热的物理作用, 而不是从情况 1) 得到, 它没有包括这些效应. 从前面的计算可以看到, 它们作为夸克存在的特征物理量是非常不同的. 此外, 我们从计算已发现粒子分布和潜热效应引起了谱随初始温度 T_0 的非单调性, 它是夸克物质形成的一种新的特征量. 因此, 计算表明为了获得一个合理的关于在极端相对论性原子核碰撞中产生出夸克物质的预言, 粒子分布和潜热效应是必须包括在计算中.

感谢中国科学院上海分院测试中心, 在本工作的计算中提供了计算机并保证了所需的计算时间.

参 考 文 献

- [1] J. D. Bjorken, *Phys. Rev.*, **D27**(1982), 140.
- [2] T. Akesson et al., *Z. Phys.*, **C38**(1988), 383; J. Schukraft, *Z. Phys.*, **C38**(1988), 59.
- [3] M. Neubert, *Z. Phys.*, **C42**(1989), 231.
- [4] P. L. Jain, *Phys. Rev. Lett.*, **59**(1987), 2531.

- [5] H. R. Schmit, et al., (Wa-80 Collaboration), Proc. of the 6th Int. Cof. on ultrarelativistic nucleus-nucleus collisions, 1987; *Z. Phys.*, **C38**(1988), 109.
- [6] L. P. Csernai, M. Gong and D. D. Strottman, *Nucl. Phys.*, **A495**(1989), 403c.
- [7] T. Rensch, et al., *Mod. Phys. Lett.*, **2**(1987), 193.
- [8] H. Stocker, et al., *Phys. Rept.*, **137**(1986), 277.
- [9] S. A. Chin, *Phys. Lett.*, **B119**(1982), 51.
- [10] G. Baym, B. L. Friman, *Nucl. Phys.*, **A407**(1983), 541.
- [11] J. Kapusta and A. Mekjian, *Phys. Rev.*, **D33**(1986), 1304.
- [12] K. Kjantie and J. Kapusta et al., *Phys. Rev.*, **D34**(1986), 2746.
- [13] E. L. Feinberg, *Nuovo Cimento*, **A34**(1976), 391.
- [14] E. Shuryak, *Sov. J. Nucl. Phys.*, **28**(1978), 408.
- [15] G. Domokos and J. L. Godman, *Phys. Rev.*, **D23**(1981), 203.
- [16] L. D. Landau and M. Lifshitz, course of theoretical Physics, Vol. 6, chapter XV. fluid Mechanics, Authorized Translation from the Russian by B. Sykes and W. H. Reid, PERGAMON PRESS 1959.
- [17] H. W. Barz, B. L. Friman, J. Knoll and H. Schule, *Nucl. Phys.*, **A484**(1988), 661.
- [18] P. Castoldi and J. M. Frere, *Z. Phys.*, **C40**(1988), 283.
- [19] R. D. Richtmyer, Difference Method for Initial Value Problems (chapter 10), Interscience Publishers, Inc New York 1957.

A Studying for the Dilepton Mass Spectrum from an Expanding Hot Quark Matter

HE ZEJUN LI PANLIN ZHANG JIAJU QIU XIJUN

(Institute of Nuclear Research, Academia Sinica, Shanghai 201800)

ABSTRACT

The relativistic hydrodynamic equations derived from the energy-momentum conservation, are generalized to include the equation of the particle number. The influences of the latent heat and particle distribution on the spectrum are studied on the basis of the generalized formalism. It is shown that these influences should be included, in order to get a reasonable prediction for the formation of the quark matter.