

高能重离子碰撞中的末态分布 与夸克物质信号*

程庆华

(湖北省荆州师范专科学校物理系, 荆州 434100)

庄鹏飞 刘连寿

(华中师范大学粒子物理研究所, 武汉 430070)

摘 要

本文结合流体动力学模型与状态方程, 分析讨论了高能重离子碰撞过程中是否发生相变以及相变的级次对末态分布的影响。由于集体效应随入射能量和核质量的增加而加强, 预计对于 RHIC (每对核子能量 $\sqrt{S} = 100 + 100\text{GeV}$) 上进行的 $^{197}\text{Au}-^{197}\text{Au}$ 碰撞, 快度分布有可能作为夸克物质形成的信号。

一、引 言

有限温度下的格点 QCD 以及唯象模型的理论研究都预言, 在高温高密度条件下存在从强子物质到夸克物质的相变。由于夸克物质持续的时空范围的限制, 实验不可能直接观测到夸克物质, 只能通过分析夸克物质对末态的影响来间接说明夸克物质的存在。一般认为: 轻子和直接光子对产生^[1], 奇异粒子相对产额的增长^[2], 出现奇异态, J/ψ 压低等可能是夸克物质的信号, 但这些信号难以从强子物质背景中清楚地挑选出来。

实验可直接观测到的大部分末态粒子为 π 介子, 末态大横能密度和大量次级粒子产生被认为是反映夸克物质形成的信号之一^[3], Van Hove 也曾根据流体动力学模型提出: 如果发生了相变, 末态快度分布有可能出现尖锐峰^[4]。为了得到能和 π 介子分布直接比较的信号, 本文应用流体动力学模型, 结合状态方程的输入, 讨论在 RHIC 能量下的碰撞过程中局域形成夸克物质以及相变的级次与末态快度分布的关联, 考虑将末态快度分布作为标识产生了夸克物质信号的可能性。

本文分如下几部分: 首先给出是否包含相变的状态方程和描述碰撞过程时空演化的流体动力学方程组, 然后推导末态快度分布的表达式并给出计算结果, 在此基础上讨论与相变的联系, 最后对全文进行总结。

本文 1991 年 8 月 26 日收到。

* 国家自然科学基金资助。

二、状态方程与流体动力学方程

如果高能重离子碰撞后形成一个局域热平衡的复合系统,其时空演化过程可用流体动力学模型描述^[5]。在这个模型中,流体是否发生了从强子物质到夸克物质的相变以及相变的级次均由状态方程输入,并通过流体动力学方程影响时空演化,温度分布以及末态分布。

若把流体描述成理想气体,在碰撞中心区纯重子数密度几乎等于零,在化学势为零的近似下,有如下几种可能的状态方程:

(1) 流体的演化过程中无相变,忽略强子质量,有:

$$P_h(T) = \frac{3}{90} \pi^2 T^4,$$

$$\varepsilon_h(T) = 3P_h(T). \quad (1)$$

(2) 流体在温度 T_c 处发生了一级相变,对于强子气体:

$$P = P_h(T) = \frac{3}{90} \pi^2 T^4, \quad T < T_{c..} \quad (2a)$$

$$\varepsilon = \varepsilon_h(T) = 3P_h(T)$$

对于夸克物质气体,只考虑 u, d 味时:

$$P = P_q(T) = \frac{37}{90} \pi^2 T^4 - B, \quad T \geq T_c, \quad (2b)$$

$$\varepsilon = \varepsilon_q(T) = 3P_q(T) + 4B,$$

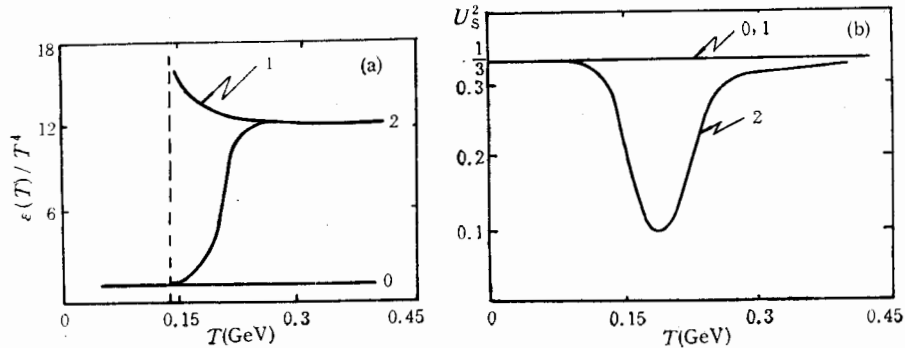


图1 无相变(0),一级相变(1)和连续相变(2)时的状态方程(a)以及声速(b)

其中 $T_c = 144 \text{ MeV}$ 。

(3) 流体在温度 T_c 处发生了连续相变,用格点 QCD 计算的结果^[6]拟合的状态方程为:

$$\varepsilon(T) = \varepsilon_h(T) + [\varepsilon_q(T) - \varepsilon_h(T)] \frac{1}{1 + e^{a(1-T/T_c)}}, \quad (3)$$

其中 $T_c = 200 \text{ MeV}$, $a = 16$ 描述了相变的温度区间。

上面三式中, P, ε 分别是流体的压强和能量密度, T 为流体的演化温度, $B^{\frac{1}{3}} = 200 \text{MeV}$ 为袋常数.

三种状态方程和温度 T 的关系见图 1(a), 声速 $v_s^2 = \frac{d\varepsilon}{dP}$ 对温度 T 的关系见图 1(b).

流体的时空演化过程用相对论流体动力学方程来描述:

$$\partial_\mu T^{\mu\nu} = \Sigma^\nu \quad (\mu, \nu = 0, 1, 2, 3). \quad (4)$$

式中 $T^{\mu\nu}$ 为流体能量动量张量:

$$T^{\mu\nu} = -Pg^{\mu\nu} + (\varepsilon + P)u^\mu u^\nu, \quad (5)$$

其中 $g^{\mu\nu}$ 为 Bjorken 度规, u^μ 为物质流四速度, Σ^ν 为能量动量输入源项.

作为一级近似, 忽略流体的横向膨胀, 将状态方程(1)–(3)代入(4), 得在碰撞核的等速度系中的 1 + 1 维流体动力学方程:

$$\begin{aligned} \frac{d\varepsilon}{dT} (\partial_t + \bar{V} \partial_y) T + (\varepsilon + P) (\bar{V} \partial_t + \partial_y) \Theta \\ = \frac{c^2}{\cos(\Theta - y)} (\Sigma^0 \cos h\Theta - \Sigma^1 \sin h\Theta), \\ \frac{d\varepsilon}{dT} (\bar{V} \partial_t + \partial_y) T + (\varepsilon + P) (\partial_t + \bar{V} \partial_y) \Theta \\ = \frac{c^2}{\cosh h(\Theta - y)} (-\Sigma^0 \sin h\Theta + \Sigma^1 \cos h\Theta). \end{aligned} \quad (6)$$

(6) 式中 $\Theta = \frac{1}{2} \ln \frac{1 - V_z}{1 + V_z}$ 为流体元的快度, V_z 为流体元的纵向速度,

$$\xi = \ln \frac{\tau}{\tau_0}, \quad y = \frac{1}{2} \ln \frac{z + x}{z - x}$$

为时空变量, $\tau = \sqrt{t^2 - x^2}$ 为固有时, 取初始时 $\tau_0 = 1$, Σ^ν 的具体形式由碰撞过程决定^[7], 初始温度 $T(\xi = 0)$ 由核子-核子碰撞的快度分布给出, 由于初始时刻无热运动, 流体快度 $\Theta(\xi = 0, y) = y$.

将状态方程(1)–(3)分别和流体力学方程组(6)联立求解, 得到流体的温度分布 $T(\tau, y)$ 和快度分布 $\Theta(\tau, y)$.

三、末态快度分布

流体膨胀到一定程度时不再保持连续性质而碎裂成为末态粒子, 设碎裂温度为 T_f , 令:

$$T(\tau, y) = T_f, \quad (7)$$

得流体衰变的时间分布:

$$\tau_f = \tau_f(T_f, y) \quad (8)$$

和流体衰变时的快度分布:

$$\Theta_f = \Theta_f(\tau_f(y), y), \quad (9)$$

τ_f 和 Θ_f 与时空变量 y 一一对应.

对于 1 + 1 维流体, 某一固定 y 处单位体积流体元在静止系中衰变的末态粒子相空间分布为:

$$\frac{dn(y)}{dk_x' dx'} = \frac{cg}{(2\pi)^3} \frac{1}{e^{k^\mu u_\mu / T_f \pm 1}} \quad (10)$$

上面式子中, g 是统计权重因子, c 是归一化常数, \pm 号分别对应费米子和玻色子.

$$u_\mu = (\cos h\Theta_f, -\sin h\Theta_f) \quad (11)$$

和

$$k^\mu = \bar{m}_\perp (\cos h\eta, \sin h\eta) \quad (12)$$

分别是等速度系中流体四速度和末态粒子四动量的二维形式, \bar{m}_\perp 为末态粒子横质量, η 是末态粒子的快度.

由: $k_x' = \bar{m}_\perp \sinh(\eta - \Theta_f), \quad (13)$

有: $\frac{dn(y)}{d\eta dx'} = \frac{cg\bar{m}_\perp}{(2\pi)^3} \frac{\cosh(\eta - \Theta_f)}{e^{\bar{m}_\perp \cosh(\Theta_f - \eta) / T_f \pm 1}} \quad (14)$

因为: $x' = \tau_f \sinh(y - \Theta_f), \quad (15)$

若认为末态粒子均由 π 介子组成, 对所有衰变的流体积分得末态快度分布:

$$\frac{dn}{d\eta} = \frac{cg_\pi \bar{m}_\pi}{(2\pi)^3} \int \frac{\cosh(\eta - \Theta_f)}{e^{\bar{m}_\pi \cosh(\Theta_f - \eta) / T_f} - 1} \cdot \left[\frac{d\tau_f}{dy} \sinh(y - \Theta_f) + \tau_f \cosh(y - \Theta_f) \left(1 - \frac{d\Theta_f}{dy} \right) \right] dy. \quad (16)$$

四、快度分布与相变的关联

利用(16)式, 只需输入碎裂温度 T_f 即可得到快度分布. 系统是否发生了相变, 相变的级次通过联立求解状态方程和流体动力学方程得到的解 $T(\tau, y)$ 和 $\Theta(\tau, y)$ 反映出来而不影响快度分布的表达式(16)式.

在流体绝热膨胀区域, 固有时 τ 和声速 v_s^2 有如下关系^[8]:

$$\left(\frac{\tau}{\tau_s} \right)^{v_s^2} = \frac{T_{\max}}{T}, \quad (17)$$

T_{\max} 为流体最大温度, τ_s 为与 T_{\max} 对应的固有时, 到流体碎裂时

$$\tau_f = \tau_s \left(\frac{T_{\max}}{T_f} \right)^{\frac{1}{v_s^2}} \quad (18)$$

由 T_{\max} 和 v_s^2 共同决定. 分析状态方程(1)–(3), 增加同样的能量密度 ε 时, 强子气体比夸克物质温度上升快. 若同样的入射能量, 无相变流体的 T_{\max} 最高, 一级相变时 T_{\max} 次之, 连续相变流体 T_{\max} 最低. 由图 1 (b) 容易看出, 无相变和一级相变时, v_s^2 相等为常数 $\frac{1}{3}$. 连续相变时 v_s^2 在 T_c 附近急剧下降比 $\frac{1}{3}$ 小得多. 计算结果表明连续相变时

τ_{f2} 最大, 一级相变时 τ_{f1} 最小, 无相变时 τ_{f0} 介于二者之间. 如果取中心区宽度为核的厚度 $2r_0 A^{1/3}$, r_0 为核子半径, A 为碰撞核核子数, 与此厚度对应的 y 宽度为 $-2.5 \leq y \leq 2.5$. 对于每对核子碰撞能量 $\sqrt{S} = 100 + 100 \text{ GeV}$ 的 $^{197}\text{Au}-^{197}\text{Au}$ 对撞, 末态碎裂固有

时 τ_f 和时空变量 y 的关系如图 2 所示。

在流体演化的过程中,若中心区局域发生了相变,正如引言所指出的,相变区域多重数将大量增加,形成末态分布的尖锐峰。图 3 给出了每对核子碰撞能量

$$\sqrt{s} = 100 + 100\text{GeV}$$

的 $^{197}\text{Au}-^{197}\text{Au}$ 对撞快度分布。连续相变时流体发生相变的区域最窄,快度分布曲线有尖

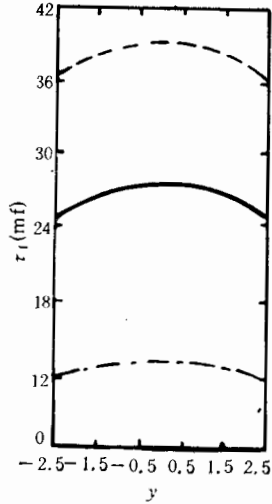


图 2 每对核子能量 $\sqrt{s} = 100 + 100\text{GeV}$ $^{197}\text{Au}-^{197}\text{Au}$ 对撞时无相变(实线),一级相变(点划线),连续相变(虚线)的末态碎裂固有时的

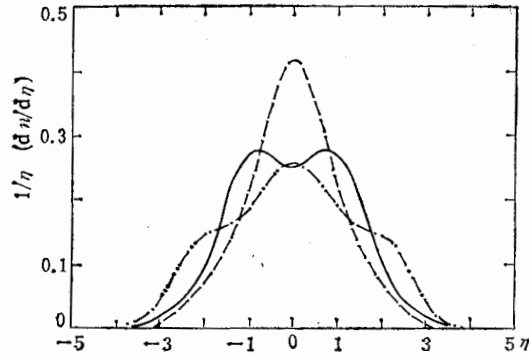


图 3 每对核子能量 $\sqrt{s} = 100 + 100\text{GeV}$ $^{197}\text{Au}-^{197}\text{Au}$ 对撞时无相变(实线),一级相变(点划线),连续相变(虚线)的末态快度分布

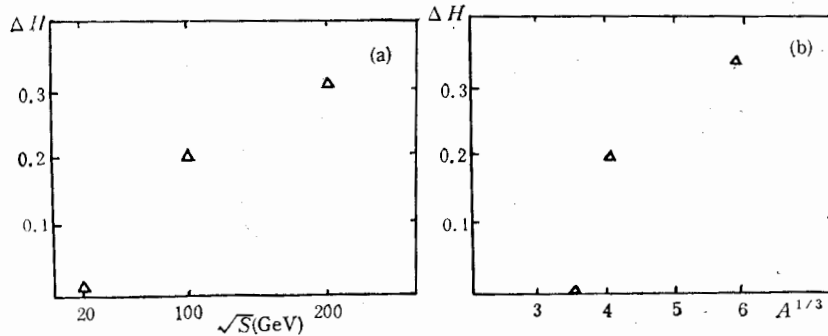


图 4 $^{197}\text{Au}-^{197}\text{Au}$ 对撞时 ΔH 与每对核子能量 \sqrt{s} 的关系 (a), 每对核子能量 $\sqrt{s} = 100 + 100\text{GeV}$, 改变碰撞核质量时 ΔH 与 $A^{1/3}$ 的关系 (b)

锐峰,一级相变时流体发生相变的区域较宽,快度分布曲线有平台结构,无相变时快度分布曲线最宽且中心下凹,形成双峰,双峰间宽度 $|\eta_0| \sim 0.8$, 下凹深度 $\Delta H \sim 0.03$ 。由此可见,末态快度分布有无中心下凹可作为碰撞过程中发生了相变与否的信号。

无相变时 ΔH 对碰撞核质量和入射能量的依赖性见图 4, 可看出入射能量降低时, ΔH 变浅直至消失,碰撞核质量降低时有同样结果。我们还计算了 $200\text{GeV}/n^{16}\text{O}-^{197}\text{Au}$ 的

末态快度分布(如图5所示),确实,因为入射能量低,末态快度分布中心无下凹。计算结果在中心区与实验值符合较好,在碎裂区由于没有考虑核子贡献,略低于实验值。

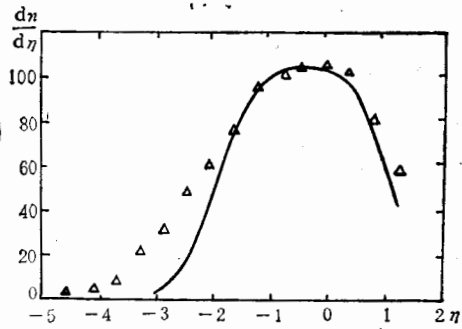


图5 200 GeV/ $n^{16}\text{O}-^{197}\text{Au}$ 碰撞的末态快度分布(实线),实验数据取自参考文献[9]

五、结 语

本文从状态方程和流体动力学方程出发分析了流体的时空,温度演化及其对末态分布的影响。对于无相变流体,末态分布出现双峰结构是流体动力学模型考虑碰撞中集体效应的结果,在流体演化的过程中,纵向膨胀使末态快度中心区的多重数下降,碰撞能量 \sqrt{s} 越高或碰撞核越重,流体持续时间越长,膨胀越强。这种效应越明显,因而在 RHIC 的高能重核碰撞中导致这种双峰结构,随着入射能量和核质量的下降,集体效应减弱,双峰变平逐渐消失。当在 RHIC 的碰撞中考虑相变时,由于相变区域末态多重数增加,快度中心区双峰结构消失,特别是对于连续相变,得到了 Van Hove 所预言的尖锐峰结构,所以末态快度分布曲线的形状下凹与否可作为碰撞过程中是否发生了相变的一个信号。

由于目前对高温高密度物质本身的性质,状态方程以及高能重离子碰撞机制仍不很清楚,且由于三维流体数值求解的技术困难,我们没有考虑横向膨胀,因此本文工作有待进一步研究及 RHIC 运行后实验的检验。

参 考 文 献

- [1] L. D. McLerran and T. Toimela, *Phys. Rev.*, **D31**(1985), 545.
- [2] J. Rafelstki and B. Muller, *Phys. Rev. Lett.*, **48**(1982), 1066.
- [3] M. Jacob, *Nucl. Phys.*, **A498**(1989) 1c.
- [4] L. Van. Hove, CERN-TH. 3924.
- [5] L. D. Landau, Collected papers of L. D. Landau, (1965), p. 596, 665.
- [6] T. Celik, J. Engels, and H. Saze, *Nucl. Phys.*, **B256**(1985), 670.
- [7] 庄鹏飞,华中师范大学粒子物理研究所博士论文,(1990).
- [8] J. D. Bjorken, *Phys. Rev.*, **D27**(1983), 140.
- [9] WA80 Conaboration LUIP-8806.

Final State Distribution and Signal of Quark-Gluon Plasma in High Energy Heavy-Ion Collisions

CHENG QINGHUA

(Physics Department, Jingzhou Teachers College, Jingzhou 434100)

ZHUANG PENGFEI LIU LIANSHOU

(Institute of Particle Physics, Huazhong Normal University, Wuhan 430070)

ABSTRACT

With hydrodynamical model and equations of state, the dependence of the final state distributions on phase transition and its order is analysed in heavy-ion collisions. Because of the important collective phenomena at high energies and heavy nuclear mass, the rapidity distributions of $^{197}\text{Au}-^{197}\text{Au}$ collisions at $100+100$ GeV per pair of nucleons may be considered as the signal of quark-gluon plasma.