

高能核碰撞中带电多重数快速度 与能量和中心度的关系*

周代梅¹ 萨本豪² 陆中道² 蔡勳¹

1 (华中师范大学粒子物理研究所 武汉 430079)

2 (中国原子能科学研究院 北京 102413)

摘要 用强子-弦级联模型 JPCIAE 及相应的 Monte Carlo 事例产生器研究相对论性核-核碰撞中带电粒子多重数的赝快速度密度对能量和中心度的依赖关系. 无需另调任何模型参数的条件下, 此模型可以同时较好地描述相对论性 $p\bar{p}$ 实验数据及 PHOBOS 和 PHENIX 实验组的 Au + Au 实验数据. 本文指出: 赝快速度密度 $\langle N_{\text{part}} \rangle$ 并非严格定义的物理量, 致使实验上和理论上确定 $\langle N_{\text{part}} \rangle$ 有一定任意性, 从而使得每参加者核子对的带电粒子赝快速度密度随着 $\langle N_{\text{part}} \rangle$ 的增加可能逐渐增大, 也可能逐渐减小, 因此用它来区分粒子产生机制是欠妥的.

关键词 带电粒子多重数 赝快速度密度 强子-弦级联模型 JPCIAE 粒子产生机制

1 引言

美国布鲁克海汶国家实验室(BNL)的相对论性重离子对撞机(RHIC)实验的重要目的之一, 是探寻夸克禁闭解除及手征对称性恢复相变的信号. RHIC/PHOBOS 实验组最先得到带电粒子多重数的赝快速度密度与对撞能量依赖关系的数据^[1]. 接着 RHIC/PHENIX 实验组发表了质心系能量为 $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 130\text{GeV}$ 的 Au + Au 碰撞中带电多重数的赝快速度密度对碰撞中心度依赖关系的数据^[2].

文献[3,4]曾预言, 在高能重离子碰撞中非常高的带电多重数将预示着夸克胶子等离子体(QGP)相的出现, 因为 QGP 相的过剩熵在强子末态表现为大量粒子的产生. 此外, 文献[5]预言带电多重数随碰撞中心度变化中寓有粒子产生过程中软过程与硬过程相对重要性的信息, 是一种鉴别粒子产生理论模型的方法. 因此, 上述实验的最新结果引起理论界的广泛兴趣.

2001-12-17 收稿

* 国家自然科学基金(19875019, 19975075)资助

1072-1077

除了采用 HIJING 模型^[5] 研究碰撞能量和碰撞中心度对带电多重数的影响外,文献 [6] 采用假设胶子饱和的 pQCD 方法 (EKRT 模型), 还有文献 [7] 采用一般的程函近似和高密的 QCD 方法 (KN 模型) 也研究了带电多重数与中心度的关系. 根据目前的情况看, 每参加者核子对的带电多重数的快度密度随参加者核子数 $\langle N_{part} \rangle$ 增大而增大的实验事实得到 HIJING 模型和 KN 模型的支持, 而与 EKRT 模型的结论相反.

本工作将用强子-弦的级联模型 JPCIAE^[8], 进一步研究带电多重数对碰撞能量与碰撞中心度的依赖关系. 在不改变任何模型参数的条件下, 该模型可以同时较好地符合相对论性 p-p 及 Au + Au 碰撞实验的结果. 在研究对中心度的依赖关系时, 我们把讨论的重点放在 $\langle N_{part} \rangle$ 定义的不确定性上. 虽然 PHENIX 和 PHOBOS 所测得的每参加者核子对的带电多重数的快度密度随着 $\langle N_{part} \rangle$ 的增大而缓慢增加的事实在 JPCIAE 模型框架内可以再现, 然而我们仍然指出: 由于 $\langle N_{part} \rangle$ 的定义在实验上及理论上的不统一性, 使得每参加者核子对的带电多重数的快度密度随着 $\langle N_{part} \rangle$ 的增加既可能慢慢增加, 也可能慢慢减少, 因此用它来鉴别粒子产生机制的理论模型是欠妥的, 而用总截面的百分比代替 $\langle N_{part} \rangle$ 来研究带电多重数的快度密度对中心度的依赖关系也许更确切. JPCIAE 模型对 RHIC 最高能量的 Au + Au 碰撞实验和 ALICE 能量下 Pb + Pb 碰撞实验的预言, 可能为 QGP 的形成提供一些参考和依据.

2 JPCIAE 模型

JPCIAE 模型^[8] 建立在 PYTHIA 模型^[9] 基础上. 在 JPCIAE 模型中, 核内的核子随机分布在半径为 $1.12A^{1/3}$ fm 的球内, 其核子空间分布的模由 Woods-Saxon 分布随机抽样产生, 立体角在 4π 内均匀抽样产生. 核子的束流动量沿 z 轴, 在 x 轴和 y 轴上其初始动量为零. 当建立了初始粒子表后, 接着根据碰撞对最小逼近原则, 即最小逼近距离要小于或等于 $\sqrt{\frac{\sigma_{tot}}{\pi}}$ (σ_{tot} 是碰撞对总截面), 计算碰撞时间, 这样就建立了由所有初始核子碰撞对及相应的碰撞时间构成的初始碰撞表. 如果由碰撞表选出的具有最小碰撞时间的碰撞对的质心系能量 \sqrt{s} 大于或等于 4 GeV, 就执行 PYTHIA, 产生两条弦并完成弦的碎裂过程, 得到末态强子; 否则就按通常的两体散射处理^[10-12]. 接着粒子表和碰撞表都要更新, 一直到碰撞表空了, 一个事件的模拟即告结束. 应当注意到此模型不是 N-N 碰撞的简单叠加, 因为还考虑了参加者核子、旁观者核子以及产生的粒子之间的再散射. 模型细节参见文献 [8].

3 结果与讨论

图 1 给出了相对论性质子-反质子和核-核碰撞中每参加者核子对的带电多重数的快度密度随能量的变化. 图中带误差棒的空心圆圈为欧洲核子研究中心 CERN 的 SPS 能区 Pb + Pb 的实验结果, 带误差棒的实心圆圈为 RHIC 能区 Au + Au 的实验结果, 空方框

和空棱形分别给出 CREN/SPS 的 UA5 实验组和美国费米实验室 FNAL 的 TEVATRON 的 CDF 实验组关于 $p\bar{p}$ 的非单衍实验结果. 而实方框、实三角和实五角星则为 JPCIAE 模型的相应结果. 图中实线是有喷注淬火(jet quenching)的 HIJING 模型结果, 虚线为无喷注淬火的 HIJING 模型结果^[5], 点线为 EKRT 模型的结果^[6]. 从图可以看出, JPCIAE 模型在不改变任何模型参数的情况下, 能够较好符合相对论性 $p\bar{p}$ 碰撞和 A-A 碰撞的实验结果. JPCIAE 模型所模拟的 A-A 碰撞结果与无喷注淬火 HIJING 模型的结果较接近. JPCIAE 模型是无 QGP 的理论模型, 此模型对 RHIC 最高能量下 Au + Au 碰撞及 ALICE 能区 Pb + Pb 碰撞的预言, 可作为 QGP 是否形成的参考.

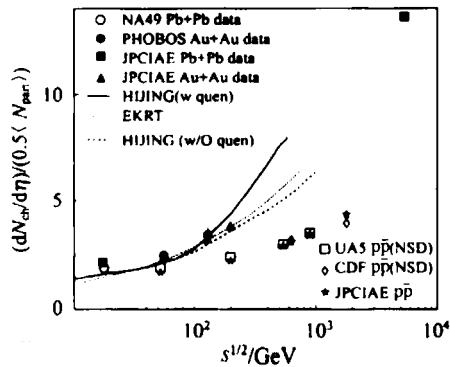


图 1 相对论性质子-反质子和核-核碰撞中, 中心快度区每参加者核子对带电多重数的赝快度密度与能量的依赖关系

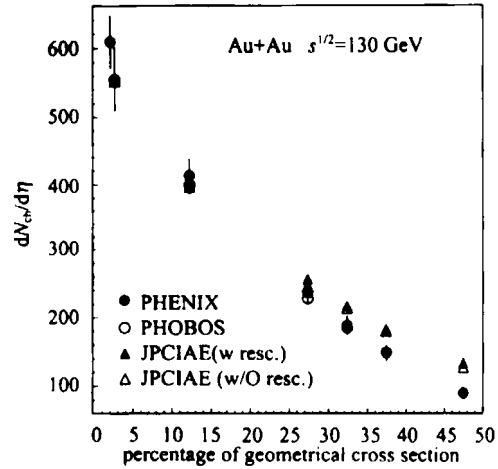


图 2 $\sqrt{s_{NN}} = 130\text{GeV}$ 的 Au + Au 碰撞中在中心快度区带电多重数的赝快度密度与几何截面百分比之间的关系

图 2 给出了质心系能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 130\text{GeV}$ 的 Au + Au 碰撞的中心快度区带电粒子多重数的赝快度密度与几何截面百分比之间的关系. 带误差棒的实心圆圈为 PHENIX 的结果, 带误差棒的空心圆圈为 PHOBOS 的结果, 实三角形为有再散射, 空三角形为无再散射的 JPCIAE 结果. 可以看出 JPCIAE 结果与实验值总体上也符合得比较好. 从图中可进一步看到, 虽然再散射可导致奇异粒子产额成倍数的增加^[13], 但是带电多重数增加的幅度并不大.

参加者核子数在研究 PHENIX 或 PHOBOS 的实验数据中起着非常重要的作用, 因此图 3 中给出了通过不同方法计算出的平均参加者核子数 $\langle N_{part} \rangle$ 与几何截面百分比之间的函数关系以及它们与 PHENIX 和 PHOBOS^[14] 实验结果的比较情况. 图中带误差棒的实心圆圈为 PHENIX 结果, 而带误差棒的空心圆圈为 PHOBOS 结果, 图中较细的实线是由几何方法(方法 a)^[15] 给出的结果. 此方法计算参加者核子数的公式为

$$N_{part}(b) = N_{part}^A(b) + N_{part}^B(b), \quad (1)$$

$$N_{part}^A(b) = \rho_A \int dV \theta(R_A - [x^2 + (b-y)^2 + z^2]^{1/2}) \theta(R_B - (x^2 + y^2)^{1/2}), \quad (2)$$

$$N_{\text{part}}^{\text{B}}(b) = \rho_{\text{B}} \int dV \theta(R_{\text{B}} - [x^2 + y^2 + z^2]^{1/2}) \theta(R_{\text{A}} - [x^2 + (b - y)^2]^{1/2}), \quad (3)$$

式中当 $x < 0$ 时, $\theta(x) = 0$, 否则 $\theta(x) = 1$; R_{A} 和 ρ_{A} (R_{B} 和 ρ_{B}) 分别为入射(靶)核的半径和核子数密度. 图中虚线给出的 $\langle N_{\text{part}} \rangle$ 是无再散射的 FRITIOF 7.02^[16] 的结果(此后记为方法 b), 它统计的是受伤核子数; HIJING 也用类似方法统计 $\langle N_{\text{part}} \rangle$, 但因两者细节不同, 结果也互相有别, 尤其是边缘碰撞时. 图中的点线为方法 c 的结果, 此方法是在不含再散射的 JPCIAE 模拟中统计旁观者核子数, 而参加者核子数则如下得到

$$\langle N_{\text{part}} \rangle = (A + B) - \langle N_{\text{spec}} \rangle, \quad (4)$$

A, B 分别为炮弹和靶核的原子序数; AMPT 模型^[17] 也用类似方法计算 $\langle N_{\text{part}} \rangle$. 图中点划线是方法 d (Glauber 方法) 的结果^[6]. 在此方法中碰撞参数为 b 时, 入射核参加者核子数可由如下公式得到

$$N_{\text{part}}^{\text{B}} = \int d^2 s T_{\text{A}}(b - s) [1 - \exp(-\sigma_{\text{in}} T_{\text{B}}(s))] + \int d^2 s T_{\text{B}}(s) [1 - \exp(-\sigma_{\text{in}} T_{\text{A}}(b - s))], \quad (5)$$

式中 $\sigma_{\text{in}} \approx 40\text{mb}$ 为 RHIC 能区核-核碰撞非弹总截面, T_{A} 为核 A 的厚度函数. EKRT 和 KN 模型也是用方法 d 计算 N_{part} , 不过 KN 模型中 N_{part} 还对中心度百分比间隔作了平均. 粗实线是方法 e 的结果; 方法 e 是在含再散射的 JPCIAE 模拟中统计 $\sqrt{s} \geq 4\text{GeV}$ 的核子-核子碰撞(此时有激发的弦形成并经弦碎裂得到强子末态)中所含的领头核子数目, 并将其作为 $\langle N_{\text{part}} \rangle$. 粗虚线是方法 f 的结果. 此方法与方法 c 相同, 但包含了再散射. 由此图可以看出, 对心碰撞时 $\langle N_{\text{part}} \rangle$ 的值, 除方法 f 外, 其他方法计算的结果都比较接近, 但是彼此间的差别一般随着中心度的减小而增大. 这儿必须指出: 以上计算中用的几何(总)截面百分比 g , 与碰撞参数 b 之间的关系为

$$b = \sqrt{g} b_{\text{max}}, \quad b_{\text{max}} = R_{\text{A}} + R_{\text{B}}. \quad (6)$$

图 4(a) 图给出了每参加者核子对带电多重数的快度密度与 $\langle N_{\text{part}} \rangle$ 的关系. 表示系统误差阴影区中的实心圆圈为 PHENIX 的实验结果, 点线是 HIJING 的结果, 实线为 KN 的结果, 虚线为 EKRT 的结果, 实三角是 $\langle N_{\text{part}} \rangle$ 由方法 e 所得的 JPCIAE 结果. 可以看出 JPCIAE 结果接近阴影区, 与 KN 模型的结果相接近, 比有喷注淬火的 HIJING 所得的结果要稍高一些. 图 4(b) 与 (a) 所描述的物理量一样, 但此图中我们仅比较了 PHENIX 实验值与由 5 种不同方法计算 $\langle N_{\text{part}} \rangle$ 的 JPCIAE 模型的结果. 细实线对应于方法 a, 虚线对应于方法 b, 点线为方法 c, 点划线为方法 d, 粗实线为方法 e. 从图中可以看到: 用同一个 $dN_{\text{ch}}/d\eta$ 的

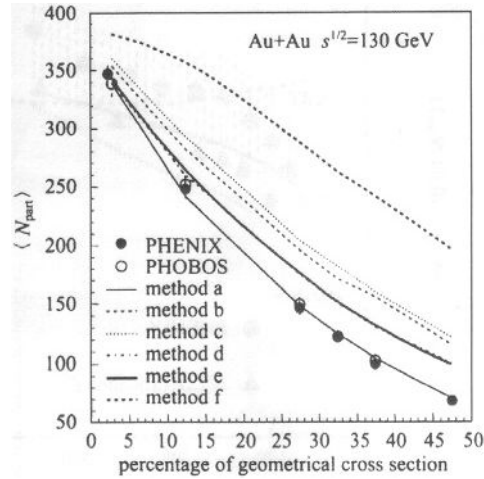


图 3 平均参与核子数 $\langle N_{\text{part}} \rangle$ 与几何截面百分比之间的关系(6 种不同计算方法与实验数据的比较)

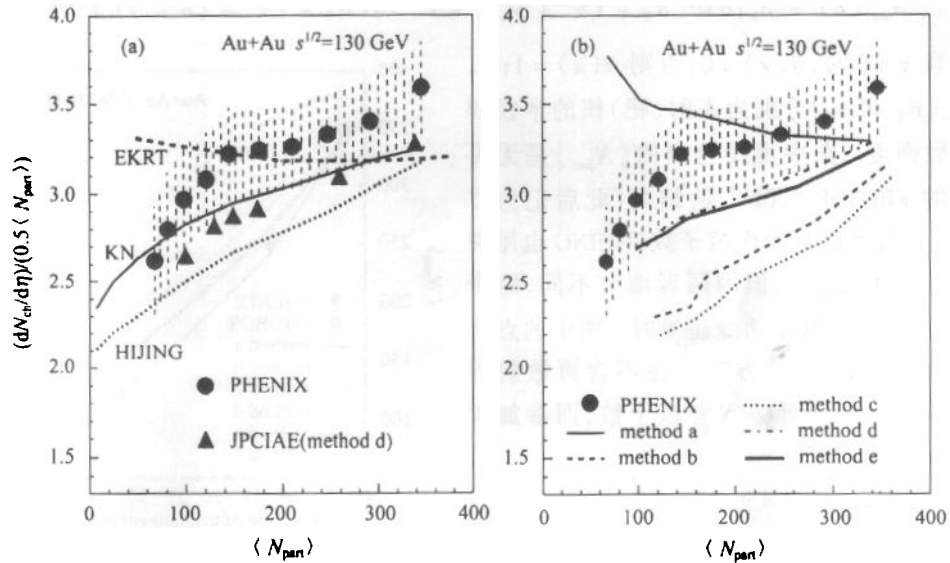


图 4 $\sqrt{s_{NN}} = 130\text{GeV}$ 的 Au + Au 碰撞中在中心快度区每参加者核子对的带电多重数的赝快度密度与平均参与核子数 $\langle N_{\text{part}} \rangle$ 之间的关系

JPCIAE 结果但运用不同种方法计算出的 $\langle N_{\text{part}} \rangle$ 归一化, 得到的每参加者核子对的带电多重数的赝快度密度, 可随 $\langle N_{\text{part}} \rangle$ 增大而增大, 也可随 $\langle N_{\text{part}} \rangle$ 增大而减少. 因此在 $\langle N_{\text{part}} \rangle$ 没有确切的统一定义的情况下, 用每参加者核子对的带电多重数的赝快度密度作为 $\langle N_{\text{part}} \rangle$ 函数的行为来鉴别各种理论模型中粒子产生机制谁是谁非是欠妥的; 比如说, 很难根据图 4(a) 中 EKRT 曲线走势与实验不一致就认为该模型中粒子产生机制不对; 更何况实验曲线上升趋势本身并不强烈.

参考文献 (References)

- 1 Back B B et al (PHOBOS Collab.). Phys. Rev. Lett., 2000, **85**:3100—3104
- 2 Adcox K et al (PHENIX Collab.). Phys. Rev. Lett., 2001, **86**:3500
- 3 Gorestein M I, YANG S N, Ko C M. Phys. Lett., 1992, **B281**:197—201
- 4 Kapusta J I, Vischer A P. Phys. Rev., 1995, **C52**:2725—2732
- 5 WANG Xin-Nian, Gyulassy M. Phys. Rev. Lett., 2001, **86**:3496—3499
- 6 Eskola K J, Kajantie K, Tuominen K. Phys. Lett., 2001, **B497**:39—43
- 7 Kharzeev D, Nardi M. Phys. Lett., 2001, **B507**:121—128
- 8 SA Ben-Hao et al. Phys. Rev., 1999, **C59**:2728—2733; SA Ben-Hao, TAI An. Phys. Rev., 2000, **C62**:044905
- 9 Sjostrand T. Comp. Phys. Comm., 1994, **82**:74—90
- 10 Cugnon J, Mizutani T, Vandermeulen J. Nucl. Phys., 1981, **A352**:505—534
- 11 Bertsch G F, Das Gupta S. Phys. Rep., 1981, **160**:189—233
- 12 TAI An, SA Ben-Hao. Comp. Phys. Comm., 1999, **116**:353—365
- 13 ZHOU Dai-Mei et al. Chin. Phys. Lett., 2001, **18**:1044—1046
- 14 Back B B et al (PHOBOS Collab.). nucl-th/0105011
- 15 MIAO Bi-Xia, CHAO Wei-Qin. Nucl. Phys., 1989, **A494**:620—630; SA Ben-Hao, ZHENG Yu-Ming, ZHANG Xiao-Ze.

Phys. Rev., 1989, C40:2680—2683

16 Andersson B, Gustafson G, PI Hong. Z. Phys., 1993, C57:485—494

17 ZHANG Bin et al. Phys. Rev., 2000, C61:067901; LIN Zi-Wei et al. Phys. Rev., 2001, C64:011902

Energy and Centrality Dependences of Charged Multiplicity Pseudorapidity Density in Relativistic Nuclear Collisions *

ZHOU Dai-Mei¹ SA Ben-Hao² LU Zhong-Dao² CAI Xu¹

¹(Institute of Particle Physics, Huazhong Normal University, Wuhan 430079, China)

²(China Institute of Atomic Energy, Beijing 102413, China)

Abstract Using a hadron and string cascade model, JPCIAE, and the corresponding Monte Carlo events generator, the energy and centrality dependences of charged particle pseudorapidity density in relativistic nuclear collisions were studied. Within the framework of this model, both the relativistic $p\bar{p}$ experimental data and the PHOBOS and PHENIX Au + Au data could be reproduced fairly well without retuning the model parameters. This paper shows that since $\langle N_{part} \rangle$ is not a well defined physical variable both experimentally and theoretically, the charged particle pseudorapidity density per participant pair can increase and also can decrease with increasing of $\langle N_{part} \rangle$, so it may be hard to use charged particle pseudorapidity density per participant pair as a function of $\langle N_{part} \rangle$ to distinguish various theoretical models for particle production.

Key words charged particle multiplicity, pseudorapidity density, hadron and string cascade model JPCIAE, particle production mechanism

Received 17 December 2001

* Supported by NSFC (19875019, 19975075)