

RHIC能区 Au+Au 碰撞中椭圆流的横半径依赖*

冯启春 张景波 霍雷 张卫宁

(哈尔滨工业大学物理系 哈尔滨 150001)

摘要 用RQMD模型模拟了质心系束能量为 $\sqrt{s_{NN}}=200\text{GeV}$ 的Au+Au非对心碰撞,研究了椭圆流对末态粒子冻出位置的关系.研究表明,随着冻出半径的增加,椭圆流逐渐增强,在源的初始表面处达到最大值,随着冻出半径的继续增加,椭圆流逐渐减小.椭圆流的这种变化趋势反映了随着半径的增加,压力梯度在各个方向上不同的变化.本文提出了利用平均径向速度分析压力梯度的方法.

关键词 相对论重离子碰撞 椭圆流 压力梯度 平均径向速度

1 引言

高温高密度核物质性质的研究和强子气体到夸克胶子等离子体(QGP)的相变是相对论重离子碰撞实验研究的主要目的^[1].实验上和理论上都在寻找不被强子化过程掩盖的QGP真实信号.集合流被认为是探测QGP产生的很有希望的信号^[2-4].由于集合流的演化与核物质的状态方程关系密切,因此能够很好地研究QGP的相变及接下来的强子化过程,特别是椭圆流包含了极为丰富的信息^[5-8].在非对心的高能重离子碰撞中,源在最初的坐标空间是几何非对称的,粒子之间有着强烈的再散射,这两个因素共同导致了压力梯度的各向异性,压力梯度的各向异性又造成了末态粒子在动量空间分布的非对称性.椭圆流就是描述这种末态粒子分布非对称性的末态可观测量^[5].椭圆流的形成主要是在碰撞后几fm/c的时间内完成的,因此能够提供在碰撞的早期达到热平衡的信息.如果从QGP相向强子相的转变是一级相变,则在混合相中压力梯度的消失会导致方程的“软化”^[9].这种“软化”可以在集合流中体现出来,尤其会导致椭圆流暂时的减小. RHIC实验最先得到的测量结果之一就是与理论预言符合较好的椭圆流信号^[4].人们讨论椭圆流主要集中在中间快度区.在中间快度区,粒子之间的相互作用最为激烈,最容易达到局域热平衡.在演化的初期,坐标空间的各向异性是很大的,所以椭圆流对演

化早期最为敏感^[10, 11].目前,椭圆流的研究取得了很多的成果.在RHIC能区,在碰撞参数为 $b \sim 7\text{fm}$ 及横动量 $p_T < 1.5\text{GeV}/c$ 的范围内,椭圆流的实验值与模型得到的结果符合得较好^[12].在较大的横动量区,椭圆流出现了饱和,这时需要用部分子理论来进行研究.椭圆流在微观上的演化机制还有待进一步研究.

本文利用相对论量子分子动力学(RQMD)模型对质心系束能量为 $\sqrt{s_{NN}}=200\text{GeV}$ 的Au+Au非对心碰撞中末态粒子的椭圆流进行了研究,提出了利用平均径向速度分析压力梯度的方法.利用平均径向速度研究了压力梯度和椭圆流对末态粒子位置的关系,并对二者进行了比较分析.

2 方位角分布的各向异性

在相对论重离子碰撞中,粒子之间的相互作用会产生压力.由于源的中心区域密度大,边缘区域密度小,这导致了径向的压力梯度.粒子在进行热运动的同时,在径向上还存在集体运动,在压力梯度的作用下,大量粒子产生向外的集体膨胀,这种大量粒子有序的集体运动称作集合流.在对心碰撞中,压力梯度是各向同性的,因此粒子的集体运动也是各向同性的.这种各向同性的集合流被称作径向流.在非对心碰撞中,通常人们把束流方向定为 z 轴(纵向),两个碰撞核的中心连线在横向的投影称为碰撞参量.其方向定为 x 轴,同时,可定出满足右手规则的 y 轴. x 轴和 z 轴所

2005-10-31 收稿

*国家自然科学基金(10275015),黑龙江省自然科学基金(A0208)和哈尔滨工业大学校基金(HIT.2002.47)资助

成的平面称为反应平面. 粒子沿 x 轴出射称为在反应平面内 (in-plane) 出射, 粒子沿 y 轴出射称为在反应平面外 (out-of-plane) 出射. 碰撞中核核重叠的部分称为参与者, 未重叠的部分称为旁观者. 对于非对心的相对论重离子碰撞, 由于束能量很高, 旁观者会迅速地离开反应区域, 剩余的参与者形成一个椭球, 在横向上是一个短轴在反应平面内, 长轴在反应平面外的椭圆. 由于源的外部为真空, 因此, 短轴方向的压力梯度要大于长轴方向的压力梯度, 从而产生压力梯度的各向异性. 在各向异性的压力梯度作用下, 粒子更倾向于沿短轴方向运动. 从而得到末态粒子在横向上的动量分布是一个长轴在反应平面内, 短轴在反应平面外的椭圆. 粒子单举动量谱可对方位角做傅里叶展开^[13, 14],

$$E \frac{d^3 N}{d^3 p} = \frac{1}{2\pi} \frac{d^2 N}{p_T dp_T dy} \left[1 + \sum_{n=1}^{\infty} 2v_n \cos(n\phi) \right], \quad (1)$$

这里 ϕ 是粒子的方位角, p_T 和 y 分别是粒子的横动量和快度. 对多重数为 M 的事件, 傅里叶展开系数 v_n 可通过对粒子求平均得到,

$$v_n \equiv \frac{1}{M} \sum_{i=1}^M \cos(n\phi_i), \quad (2)$$

v_n 描述不同类型的流. 椭圆流被定义为傅里叶展开的第二阶系数 v_2 , 描述了粒子在动量空间分布的各向异性. 这种各向异性是由源的初始压力梯度的各向异性导致的. 压力梯度的各向异性会使源在坐标空间向各向同性发展. 这个过程反过来又不断地削弱压力梯度的各向异性^[15]. 因此, 末态所体现的各向异性主要是早期产生的. 人们普遍认为椭圆流能反映源早期特别是 QGP 的有关信息.

椭圆流能够反映源早期压力梯度的变化. 在强子相与 QGP 相之间发生相变时, 压力梯度开始减小. 出现“软化”的现象, 椭圆流会暂时地减小^[9]. 因此, 如果 QGP 存在, 在椭圆流的演化过程中会体现出来. 从微观上对源的演化的了解非常重要, 只有从微观上把握源的演化, 才能更深入地理解椭圆流的产生与演化. 微观模型通常是某种级联模型, 主要从微观层面对源的演化进行描述. 本文采用微观模型从末态粒子的位置出发研究椭圆流. 提出了用平均径向速度分析压力梯度的方法, 平均径向速度反映了在压力梯度的作用下, 粒子集体的宏观有序运动. 给出了随着半径的增加, 压力梯度在反应平面内和反应平面外的不同变化. 本文还研究了椭圆流对冻出半径的关系. 并与压力梯度的变化进行了比较.

3 相对论量子分子动力学 (RQMD) 模型

利用相对论量子分子动力学 (RQMD) 模型模拟了 RHIC 对撞机束能量为 $\sqrt{s_{NN}}=200\text{GeV}$ 的 Au+Au 碰撞. RQMD 模型是一个把经典动力学演化和量子散射过程结合起来描述高能重离子碰撞的半经典微观模型^[16]. 在经典的分子动力学方法里, 核子以长程力相互作用, 系统由 N 体相空间密度来描写, 其时间演化由 V. Neumann 方程支配. RQMD 模型结合了经典分子动力学的优点和重要的量子散射特性以及相对论运动学效应. 其中, 散射振幅的平方可以用一个几率分布来描写, 散射角和碰撞的阻塞也可以统计地处理. 该模型可看作是考虑了密度矩阵直至二阶的量子修正的 N 体动力学方法. RQMD 模型中发生的是一个 Glauber 型的碰撞序列. 它把核子视为局域的波包, 按相对论力学沿直线运动, 若两个核子的距离小于 $\sqrt{\sigma/\pi}$, 那么这两个核子将发生碰撞. 这里, σ 是实验上测得的自由核子散射截面. 在相互作用过程中, 动量和能量守恒, 系统一直演化到大多数的碰撞停止时为止. RQMD 的数值方法考虑了核的一些重要的量子特征, 在组态空间中, 密度由入射核和靶核对所有的波包求和得到. 同时, 坐标和动量满足测不准关系. RQMD 模型在 $p_T < 2\text{GeV}/c$ 的范围内能够较好地重建 RHIC 能区 $\sqrt{s_{NN}}=200\text{GeV}$ Au+Au 碰撞中椭圆流对横动量的关系.

本文选取了碰撞参数在 $5\text{fm} < b < 8\text{fm}$ 之间的非对心 RQMD 事件约 20K 例, 这种选择既满足了非对心的要求, 又保证了较大的参与者区域. 研究的末态粒子主要是 π 介子, K 介子和核子. 并对粒子进行了适当的截断. 横动量截断范围为 $p_T < 2\text{GeV}/c$, 对应的是低横动量的末态粒子. 这相当于软碰撞过程中产生的粒子. 快度截断为 $-1 < y < 1$, 对应的是中间快度区的粒子. 在这样的截断区域, 椭圆流更加敏感, 而且这也对应着 STAR 实验主 TPC 的快度区.

4 模拟结果的分析 and 讨论

人们普遍认为椭圆流主要是由各向异性的压力梯度产生的^[15]. 首先通过平均径向速度来研究压力梯度. 在相对论重离子碰撞中, 由于能量密度和粒子数密度非常大, 粒子间的再散射特别剧烈. 再散射包含弹性散射和非弹性散射两种过程, 其中非弹性散射会

产生大量的新粒子. 再散射的过程一方面导致源的热化, 这可以用温度来表征; 另一方面, 在源的中心区域和边缘区域, 再散射的强度和频率不一样, 这种差别导致在宏观上产生了压力梯度. 压力梯度使粒子产生向外的集体运动, 形成源的集体膨胀, 这可以用集合流来表征. 平均径向速度, 即集体膨胀速度定义为

$$\beta_r = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{\mathbf{p}_{T_i} \cdot \mathbf{r}_{T_i}}{p_{0_i} r_{T_i}}, \quad (3)$$

式中 r_T 是末态粒子在横向的冻出位置, p_0 表示粒子的能量, p_T 表示横动量, N 表示某一横向半径 r_T 附近球壳内的粒子数. 图 1 中的点线给出了质心系能量 $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{GeV}$ 下 Au+Au 碰撞 RQMD 非对心事件中平均径向速度对末态粒子位置的关系. 碰撞参数范围在 $5\text{fm} < b < 8\text{fm}$ 之间, 横动量和快度分别为 $p_T < 2\text{GeV}/c$ 和 $-1 < y < 1$. 从图中可以看出, 粒子的平均径向速度 β_r 随着 r_T 单调递增, 最后趋于饱和. 平均径向速度的增加是压力梯度持续作用的结果. 平均径向速度增加的趋势应该能够反映压力梯度的变化. 随着末态粒子位置离源的中心区域越来越远, 平均径向速度增加的趋势也越来越缓, 这反映了压力梯度的作用也越来越小. 最后平均径向速度趋于饱和, 这表明在源的边缘区域, 源的压力梯度趋于 0, 粒子基本不再受到加速. 图 1 下部的实线给出了混沌源的平均径向速度对末态粒子位置的关系. 对于同一个 RQMD 事件, 把事件中不同粒子的冻结位置互换, 这样既保持了粒子的动量分布不变, 又剔除了动量与坐标间的关联, 从而得到一个混沌源. 由图 1 中的实线可以看到, 混沌源的平均径向速度基本等于 0. 由于混沌源中不存在空间-动量关联, 源内压力是各处均匀的, 从而也不会产生集体运动. 这反过来表明图 1 中虚线确实能够反映源中压力梯度的变化.

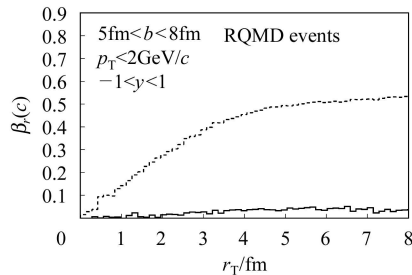


图 1 在束能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{GeV}$ 的 Au+Au 非对心碰撞中, 平均径向速度对末态粒子冻出半径的关系
实线表示混沌源, 虚线表示 RQMD 模型中的源.

由于压力梯度的各向异性是椭圆流的主要成因, 因此对压力梯度各向异性的分析可以得到椭圆流产生

和演化的信息. 上文提出平均径向速度与压力梯度直接相关, 因此压力梯度的各向异性可以通过分析不同方向的平均径向速度来研究. 下面取反应平面内 (in-plane) 和反应平面外 (out-of-plane) 两个方向 (这两个方向是垂直的) 分别进行研究. 图 2 给出了质心系束能量 $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{GeV}$ 下 Au+Au 碰撞 RQMD 非对心事件中反应平面内和反应平面外两个方向的平均径向速度对末态粒子位置的关系. 这里粒子截断与图 1 相同. 由图可知, 在反应平面内和反应平面外, 平均径向速度的变化趋势是基本一致的, 即都是径向速度对末态粒子的位置单调递增, 最后趋于饱和. 通过在反应平面内和反应平面外两个方向上细致比较, 可以看到在 $r_T < 3.5\text{fm}$ 的范围内, 反应平面内粒子的平均径向速度要大于反应平面外粒子的平均径向速度, 在 $r_T > 3.5\text{fm}$ 的范围内, 则平面外粒子的平均径向速度大于平面内粒子的平均径向速度. 在这一范围内, 平均径向速度在反应平面内外不同的变化表明了平面内的压力梯度大于平面外的压力梯度. 如果平面内的压力梯度一直大于平面外的压力梯度, 则平面内和平面外的平均径向速度会差的越来越多, 而在 $r_T \sim 3.5\text{fm}$ 处两个方向上的平均径向速度相等, 这说明从 $r_T < 3.5\text{fm}$ 的某一处开始, 平面外的径向速度的增加开始超过平面内平均径向速度的增加. 由上文提出的平均径向速度的变化反映压力梯度可知, 在此处平面外的压力梯度就开始大于平面内的压力梯度. 从图 2 中可以看到这一变化发生在 $r_T \sim 3\text{fm}$ 附近. 由于平面外的压力梯度开始大于平面内的压力梯度, 平面外的平均径向速度逐渐的达到并超过平面内的平均径向速度.

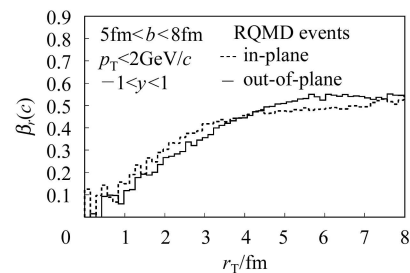


图 2 在束能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{GeV}$ 的 Au+Au 的非对心碰撞中, 反应平面内 (虚线) 和反应平面外 (实线) 的平均径向速度分别随末态粒子冻出半径的变化

压力梯度的各向异性导致了椭圆流 v_2 的产生, 因此压力梯度的各向异性对粒子位置的变化也会体现在椭圆流 v_2 对冻出位置的关系上. 图 3 给出了质心系束能量 $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{GeV}$ 下 Au+Au 碰撞 RQMD 非对心事件中末态粒子的椭圆流 v_2 对冻出位置的关系. 粒子

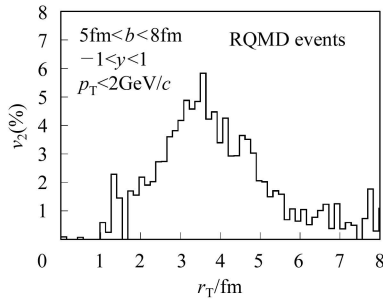


图3 在束能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{GeV}$ 的 Au+Au 非对心碰撞中, 椭圆流对末态粒子冻出半径的关系

截断与图1相同。由图3所示, 在 $r_T < 3.5\text{fm}$ 的范围内, 椭圆流 v_2 是随半径的增大而增大的。在冻出位置约为 3.5fm 处, 椭圆流 v_2 出现了峰值, 随着半径的继续增加, 椭圆流 v_2 开始逐渐减小。在源的演化过程中, 椭圆流 v_2 随着末态粒子位置的变化如实地体现了反应平面内和反应平面外压力梯度的变化。通过图2和图3的比较可以看出, 椭圆流与平面内和平面外速度的变化相对应, 即在平面外的平均径向速度与平面内的平均径向速度相等处, 椭圆流出现了峰值。而由平均径向速度的变化反映压力梯度可知, 是压力梯度的作用导致了平面内和平面外平均径向速度的变化。因此椭圆流的变化趋势反映了压力梯度的变化。在小半径处, 反应平面内的平均径向速度的变化小于反应平面外的平均径向速度的变化。这表明反应平面内的压力梯度大于反应平面外的压力梯度, 又反应平面内的平均径向速度大于反应平面外的平均径向速度。因此在小半径处, 粒子动量空间分布的各向异性会随着半径的增加而增加, 反应平面内的末态粒子数逐渐超过平面外的末态粒子数。因此椭圆流会逐渐增大。随着冻出半径的增加, 在 $r_T \sim 3\text{fm}$ 附近, 平面内的压力梯度开

始小于平面外的压力梯度。这时平面内的平均径向速度仍大于平面外的平均径向速度, 椭圆流仍继续增加, 并在 3.5fm 处达到峰值。在 $r_T > 3.5\text{fm}$ 的区间, 平面内的平均径向速度的增加小于平面外的平均径向速度的增加, 因此平面内的压力梯度开始小于平面外的压力梯度。且在此区域, 平面外的平均径向速度也更大。这种变化会在粒子动量分布的各向异性上有所体现。即粒子开始更多地在平面外冻出, 椭圆流开始逐渐减小。因此椭圆流对末态粒子位置的关系体现了平面内和平面外压力梯度的变化。在 $5\text{fm} < b < 8\text{fm}$ 的非对心碰撞中, 碰撞源最初的表面半径的平均值约为 3.5fm , 这表明椭圆流的极值出现在最初的源的表面处。

5 结论

本文利用相对论量子分子动力学 (RQMD) 模型模拟了质心系束能量为 $\sqrt{s_{NN}}=200\text{GeV}$ 的 Au+Au 的非对心碰撞。研究了椭圆流对末态粒子位置的关系, 随着冻出半径的增加, 椭圆流逐渐增加, 在源的最初表面的平均半径处达到最大值, 随着冻出半径的继续增加, 椭圆流逐渐减小。文中提出了用平均径向速度分析压力梯度的方法。平均径向速度随冻出半径的变化越大, 则压力梯度越大。通过平均径向速度, 研究了随着冻出半径的增大, 压力梯度在不同方向的变化。研究表明随着冻出半径的增加, 反应平面内的压力梯度大于反应平面外的压力梯度, 在表面的平均半径附近, 反应平面外的压力梯度开始超过反应平面内的压力梯度。通过与压力梯度的变化进行比较解释了椭圆流的演化与压力梯度随冻出半径变化的关系。

参考文献(References)

- 1 Brachmann J et al. Phys. Rev., 2000, **C61**: 024909
- 2 Adler C et al (STAR Collaboration). Phys. Rev. Lett., 2002, **89**: 132301
- 3 Adler S S et al (PHENIX Collaboration). Phys. Rev. Lett., 2003, **91**: 182301
- 4 Back B B et al (PHOBOS Collaboration). Phys. Rev. Lett., 2002, **89**: 222301
- 5 Kolb P F, Huovinen P, Heinz U W et al. Phys. Lett., 2001, **B500**: 232
- 6 Hirano T. Phys. Rev., 2002, **C65**: 011901
- 7 Gyulassy M, McLerran L. Nucl. Phys., 2005, **A750**: 30
- 8 Shuryak E V. Nucl. Phys., 2005, **A750**: 64
- 9 Shuryak E V. Nucl. Phys., 1999, **A661**: 119c
- 10 Sorge H. Phys. Rev. Lett., 1999, **82**: 2048
- 11 Kolb P F, Sollfrank J, Heinz U. Phys. Lett., 1999, **B459**: 667
- 12 Kolb P F, Huovinen P, Heinz U et al. hep-ph/0012137
- 13 Voloshin S, ZHANG Y. Z. Phys., 1996, **C70**: 665
- 14 Poskanzer A M, Voloshin S A. Phys. Rev., 1998, **C58**: 1671
- 15 Herrmann N, Wessels J P, Wienold T. Annu. Rev. Nucl. Part. Sci., 1999, **49**: 581
- 16 Sorge H. Phys. Rev., 1995, **C52**: 3291

Radius Dependence of Elliptic Flow in Au+Au Non-central Collisions at RHIC Energy^{*}

FENG Qi-Chun ZHANG Jing-Bo HUO Lei ZHANG Wei-Ning

(Department of Physics, Harbin Institute of Technology, Harbin 150001, China)

Abstract Non-central Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{GeV}$ are studied with the RQMD model. The dependence of elliptic flow on freezeout radius of final particles is analyzed. We find that elliptic flow increases with freezeout radius firstly, and then decreases, with a maximum value at the original size of the surface. The results show the different evolution of pressure gradient in different direction. The method to analyze the pressure gradient with mean radial velocity is used.

Key words relativistic heavy-ion collisions, elliptic flow, pressure gradient, mean radial velocity

Received 31 October 2005

^{*}Supported by National Natural Science Foundation of China (10275015), Natural Science Foundation of Heilongjiang Province (A0208) and Scientific Research Foundation of Harbin Institute of Technology (HIT.2002.47)