

文章编号: 1007-4627(2015)04-0392-06

2.76 TeV 铅-铅碰撞中带电粒子的方位角分布

司瑞芳¹, 刘福虎²

(1. 吕梁学院汾阳师范分校数学与科学系, 山西 汾阳 032200;
2. 山西大学理论物理研究所, 太原 030006)

摘要: 利用多源热模型分析了 ATLAS 实验组 2.76 TeV 铅-铅碰撞中产生的、带电粒子在多个不同中心度事例中的方位角分布, 并与 $n=2, 4, 6$ 和 $n=2$ 的傅里叶级数形式的方位角分布进行了比较。同时, 利用由多源热模型得到的散射源在横动量空间的结构参数, 计算了散射源在横动量空间的各向异性率和相对膨胀率, 且与相关傅里叶系数进行了比较。在各个中心度区间, 横动量空间的各向异性率和相对膨胀率都小于相应的傅里叶系数, 椭圆各向异性是末态方位角分布中最主要的成分, 其他成分的各向异性在各中心度区间的贡献不同且作用不可忽视。

关键词: 铅-铅碰撞; 带电粒子; 方位角分布; 多源热模型

中图分类号: O572.25 **文献标志码:** A **DOI:** 10.11804/NuclPhysRev.32.04.392

1 引言

研究表明, 宇宙大爆炸发生的初期, 可能产生过夸克-胶子等离子体(Quark-Gluon Plasma, QGP)特殊物质相。目前, 重离子碰撞是实验室可控条件下产生 QGP 并研究其性质及演化的最有可能的实验手段。对相对论性重离子对撞机(Relativistic Heavy Ion Collider, RHIC)和大型强子对撞机(Large Hadron Collider, LHC)能区的大数值椭圆流研究发现, 重离子碰撞产生了行为与理想流体相似的强耦合夸克物质(strongly Coupled Quark-Gluon Plasma, sQGP), 切向粘性与熵的比值 η/s 接近理想流体的极限值 $1/4\pi$ ^[1-3]。不同模型通过调节 η/s 比值拟合椭圆流数据发现, 粘性的微小变化可能导致流数值较大的改变。文献[4]利用修正的相对论性量子分子动力学(Relativistic Quantum Molecular Dynamic Model, RQMD)模型计算发现, 椭圆流 v_2 对初始条件的敏感性有所减低, v_2/ε (ε 为空间各向异性率)并不是保持简单的单调关系。文献[4]的研究否定了之前认为在很大的能量范围内 v_2 与 ε 满足线性比例关系^[5]的论断, 甚至希望能通过对 v_2/ε 的研究发现新物理^[6]。

流涨落可能是 QGP 的基本相变信号之一, 对引起流涨落主要原因之一的初始各向异性率涨落的研究因此显得很迫切^[7]。利用碰撞核半径、空间各向异性率和饱和动量等信息, 可以建立关于椭圆流的几何标度, 探

讨椭圆流起源的动力学信息。方位角的傅里叶级数分布的系数不仅描述各种不同的各向异性, 还可与脊(ridge)结构联系, 其动力学来源可能是碰撞几何的不对称引起的各向异性效应。核-核碰撞的脊结构得到很好的描写, 但质子-核和高多重数质子-质子碰撞的脊结构的讨论遇到困难。方位角分布分析可辨别这种特殊结构, 两粒子关联可能是合适的方法^[8-9]。文献[10]中用两粒子关联测量 ATLAS 实验 5.02 TeV 质子-铅碰撞中的方位角分布, 观测其远边(away-side)和近边(near-side)关联。

LHC 能区一些新现象的发现及之前分析产生的疑问, 意味着对可提供 QGP 信息的各向异性集体流需进行详细全面的研究。同时, 对于分析数据所借助的模型也提出挑战, 之前的成功是否还能在 LHC 能区延续? 面对更多高质量的实验数据, 在未来的研究中发现和解释新的物理并对模型做出检测将是巨大的机遇和挑战。描述高能重离子碰撞的模型很多, 大致可分为两类: 一类描述碰撞过程中反应系统动力学演化的非局域问题, 另一类描述冻结时刻末态粒子分布特征的局域问题。前一类模型探究更深层次的物理原因, 后一类模型寻找末态粒子的统计规律, 两类模型互为补充, 共同构成了对高能重离子碰撞过程的比较完整的描述。作者比较熟悉的多源热模型^[11-20]正是属于后一类模型。

本文对 2.76 TeV 铅-铅碰撞中带电粒子径迹的方位角分布进行研究, 进一步分析检验多源热模

收稿日期: 2015-03-31; 修改日期: 2015-08-09

作者简介: 司瑞芳(1979-), 女, 山西交城人, 讲师, 硕士, 从事粒子物理与核物理方面的研究工作; E-mail: 654525027@qq.com。

型^[11-23]在LHC能区的有效性。

2 多源热模型对方位角的描述

多源热模型是专注于末态产物分布规律研究的热与统计模型, 曾成功分析了(赳)快度^[11-12], 多重数^[13-14], 发射角^[15-17], 椭圆流^[18-19], 横动量^[20-23]等多个物理量在LHC以下多个能区的分布。该模型认为, 两核发生碰撞时, 产生的散射源按一定概率分布在作用区, 在散射源静止系末态粒子是各向同性发射的。对某个静止的散射源而言, 在非相对论情况下, 同时不考虑量子效应时, 末态粒子的动量分量分布是同宽度的高斯分布(用 σ 表示, 同时可表征散射源的激发度), 表达式为^[16]

$$f_{p_{x,y,z}}(p_{x,y,z}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left[-\frac{p_{x,y,z}^2}{2\sigma^2}\right] \quad (1)$$

基于式(1)可以知道, 横动量分布为瑞利型, 动量分布为麦克斯韦型。在多源热模型中, 有时为避免繁琐的解析计算, 会用蒙特卡罗方法得到一些量的数值结果。在蒙特卡罗方法中, 式(1)对应的符合高斯分布的离散值可表示为

$$p_{x,y,z} = \sigma\sqrt{-2\ln R_{1,3,5} \cos(2\pi R_{2,4,6})}, \quad (2)$$

其中 R_{1-6} 是 $[0,1]$ 之间均匀分布的随机数。

实际上, 碰撞一旦发生, 系统内会存在各种相互作用, 产物间不断进行次级和级联碰撞直到系统达到热平衡或局域热平衡。不同散射源贡献的总结果, 不论在实验室参考系还是在质心系, 看到的都不是各向同性的散射。早期的多源热模型将各种复杂的作用归结为末态源在动量空间三个方向的膨胀和移动, 分别用自由参数 $a_{x,y,z}$ 和 $b_{x,y,z}$ 表示。于是, 在实验室参考系(或质心系)中, 末态动量分量分布的解析表达式和蒙特卡罗方法给出的动量分量离散值的表达式分别是

$$f_{P_{x,y,z}}(P_{x,y,z}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma a_{x,y,z}} \exp\left[-\frac{(P_{x,y,z} - b_{x,y,z}\sigma)^2}{2\sigma^2 a_{x,y,z}^2}\right], \quad (3)$$

$$P_{x,y,z} = a_{x,y,z} p_{x,y,z} + B_{x,y,z} = a_{x,y,z} p_{x,y,z} + b_{x,y,z} \sigma \quad (4)$$

将 z 轴定为入射轴, xoz 平面为反应平面, xoy 平面为横向平面, 则相对反应平面的出射粒子的方位角离散值表达式为

$$\varphi = \arctan \frac{P_y}{P_x} = \arctan \left(\frac{a_y \sqrt{-2\ln R_3} \cos(2\pi R_4) + b_y}{a_x \sqrt{-2\ln R_1} \cos(2\pi R_2) + b_x} \right), \quad (5)$$

式(5)中 σ 没有出现, 说明散射源的激发度对方位角没有影响, 但散射源的结构参数对方位角的影响不可忽略, 特别是表征源在横向空间行为的 $a_{x,y}$ 和 $b_{x,y}$ 。 $a_x > 1$, $a_y < 1$ 源在 x 方向扩散 y 方向被压缩, $a_x < 1$, $a_y > 1$ 源在 y 方向扩散 x 方向被压缩。 $b_x > 0$ ($b_y > 0$)源沿 x (y)轴正向移动, 反之沿 x (y)轴负向移动。参数 $a_{x,y}$ 和 $b_{x,y}$ 的缺省值1和0分别表示源在横向空间无膨胀和无移动。 a_z 、 b_z 意义与 $a_{x,y}$ 和 $b_{x,y}$ 相仿, 描写源在 z 轴的扩散和移动行为。结合参数的物理意义, 定义了多源热模型中散射源在横向空间的相对膨胀率 $\varepsilon_m = a_x/a_y - 1$, $\varepsilon_m > 0$ 散射源横向扩散大于纵向扩散, $\varepsilon_m < 0$ 则纵向优于横向扩散, 且数值越大说明散射源形变程度越大。

值得指出的是, 虽然从式(2)到式(4)[或从式(1)到式(3)]没有经过洛伦兹变换, 但式(4)[或式(3)]可以看成是式(2)[或式(1)]经过洛伦兹变换后的平均效果。多源热模型的改进版中, 在考虑了粒子的化学势、波色和费米性后, 已用玻尔兹曼分布或Tsallis分布描述横动量 p_T , 并考虑了动量分量受流效应影响后从源静止系到实验室系(或质心系)的洛伦兹变换。但经过洛伦兹变换后只有纵向动量分量 p_z 发生变化, 而横向动量分量 p_x 和 p_y 变换前后是一样的^[21-22], 即相对论效应只在纵向有所体现。本文主要研究横向空间的方位角分布, 为简单起见, 故仍然沿用早期的多源热模型。

3 与实验结果的比较和讨论

图1给出了2.76 TeV铅-铅碰撞中产生的带电粒子径迹方位角相对二阶事件平面的夹角在多个中心度事例中的分布。可以看出图中数据虽然振荡形式相似, 但振荡幅度有明显的中心度依赖, 随着中心度增加, 在30%~50%中心度区间振荡达到最强, 之后随中心度减弱, 70%~80%最边缘碰时减到最弱, 几乎与0~10%最中心碰的振荡强度相仿。根据多源热模型以往分析方位角分布的经验^[16-17], 对于具有明显对称特征的方位角分布模拟, 式(5)中涉及到的调节参数只用到了表示源在 x 方向膨胀的参数 a_x , 其具体值及拟合相应的 χ^2/dof 值见表1, 其他参数都取缺省值。可以看出, 从0~10%到30%~50%, a_x 随中心度百分数的增大而增大, 之后又减小, 到70%~80%时减到最小, 与数据的振荡强度的变化趋势一致, 散射源在横向空间的膨胀程度随中心度变化呈中间大两头小的特点。同时利用所得参数和公式 $\varepsilon_m = a_x/a_y - 1$ 计算了散射源在各个中心度的相对膨胀率, 数据列于表4中。显示源在 x 方向的膨胀只是略优于 y 方向, 但可以肯定的是这时散射源的横向结构已不是圆而是椭圆, 这一点如图2所示。

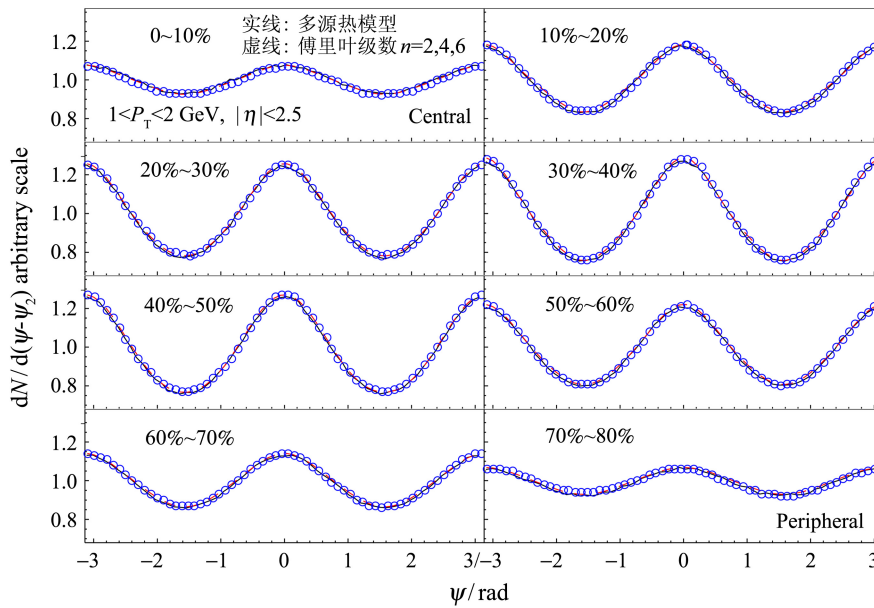


图 1 (在线彩图)多源热模型拟合的 2.76 TeV 铅-铅碰撞中产生的带电粒子径迹在多个中心度事例中的方位角分布图中, 实线是多源热模型的结果, 虚线是傅里叶级数 $n=2, 4, 6$ 的结果, 圆圈是ATLAS合作组的实验结果[24]。

表 1 多源热模型中的参数 a_x 值及拟合相应的 χ^2/dof 值

| 中心度 | a_x | χ^2/dof |
|---------|---------------------|--------------|
| 0~10% | 1.0455 ± 0.0035 | 0.0977 |
| 10%~20% | 1.1142 ± 0.005 | 0.1765 |
| 20%~30% | 1.16 ± 0.006 | 0.1394 |
| 30%~40% | 1.175 ± 0.002 | 0.1513 |
| 40%~50% | 1.17 ± 0.003 | 0.1432 |
| 50%~60% | 1.1372 ± 0.0045 | 0.1708 |
| 60%~70% | 1.090 ± 0.004 | 0.1157 |
| 70%~80% | 1.042 ± 0.005 | 0.1228 |

动量张量横向成分的对角线^[25]), 则可利用图 2 中椭圆长轴 p_x 和短轴 p_y 来计算末态横动量空间的各向异性 ε_p' ,

多源热模型常用拟合方位角所得参数定性描写碰撞散射源在横向动量空间的形状^[16-17], 本文模拟的 2.76 TeV 铅-铅碰撞中散射源在横向动量空间的形状, 见图 2。多源热模型给出散射源在横向动量空间的形状随 p_x 轴的膨胀程度的变大有椭圆化的趋势, 椭圆长轴方向的延伸程度随中心度百分数的增大有微小的变化, 30%~50%时延伸最大, 0~10%和70%~80%时延伸最小。即在最中心和边缘碰撞中源沿 x 轴方向的膨胀最小, 中间中心度时源沿 x 轴方向的膨胀最大。横向动量空间散射源的变化趋势与图 1 数据及多源热模型模拟所得参数的变化趋势一致, 物理意义也获得一致的解。如果我们仿照空间各向异性率的定义 $\varepsilon = \langle\langle y^2 - x^2 \rangle\rangle / \langle\langle y^2 + x^2 \rangle\rangle$ ^[25], 用 $\varepsilon_p' = \langle\langle p_x^2 - p_y^2 \rangle\rangle / \langle\langle p_x^2 + p_y^2 \rangle\rangle$ 定义末态动量空间的各向异性(注: 有些文献中用 $\varepsilon_p = \langle\langle T_{xx} - T_{yy} \rangle\rangle / \langle\langle T_{xx} + T_{yy} \rangle\rangle$ 定义动量空间的各向异性, (其中 T_{xx} 和 T_{yy} 表示能量-

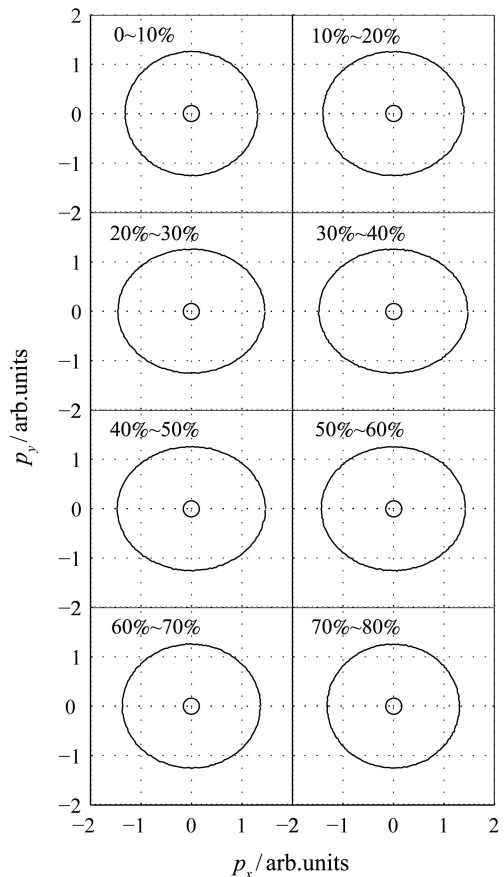


图 2 散射源在横动量空间的形状

结果列在表 4 中。 ε_p' 在 0~40% 范围内随中心度增加而变大, 在 40%~80% 范围内随中心度增大而变小, 这个结果是源的膨胀特征自然给出的。

图 3 给出了利用方位角分布的傅里叶级数方法 $1 + \sum_{n=1}^6 \alpha_n \cos(n\varphi)$ 画出的 2.76 TeV 铅-铅碰撞中产生的带电粒子径迹方位角相对二阶事件平面的夹角在多个中心度事例中的分布。用傅里叶级数的前六项表达式 $1 + \sum_{n=1}^6 \alpha_n \cos(n\varphi)$ 拟合时, 其中 n 可以从 1 取到 6, α_n 作为碰撞系统各向异性的数量化, 偶数项 α_n 更多源于系统初始几何的各向异性, 奇数项 α_n 则对系统初态的涨落敏感^[26]。本文数据由于与二阶事件平面相关, 所以忽略了奇数次傅里叶级数的贡献, 只选择了 α_n 的偶数项, 即取 $n = 2, 4, 6$, 结果见图 3 实线, 具体参数

值及拟合相应的 χ^2/dof 值在表 2 给出。图 3 虚线是傅里叶级数取 $n = 2$ 的结果, 相关参数见表 3。表 2 和表 3 数据具有相同的变化趋势, 均是先随中心度区间的变大而变大, 在 30%~50% 中心度参数值达到最大, 之后随中心度减小。说明各成分对末态各向异性的贡献随着中心度增加先增大后又减小。可以看出, 在傅里叶级数中取 $n = 2, 4, 6$ 和 $n = 2$ 均能很好呈现数据, 只是 $n = 2, 4, 6$ 的结果比 $n = 2$ 的结果对数据的描写更完美。说明对于末态方位角的分布, 第二阶傅里叶级数(椭圆流)是主要成分, 其他高阶项如 $n = 4, 6$ 对整体分布只起微调作用。可见椭圆流确实是最合适的主要观测量。考虑到目前研究椭圆流所遇到的瓶颈及现在实验已能测量出 $n = 1 \sim 6$ 的傅里叶系数, 要想得到核物质的主要数据, 也许研究傅里叶系数高阶项将是不错的选择。

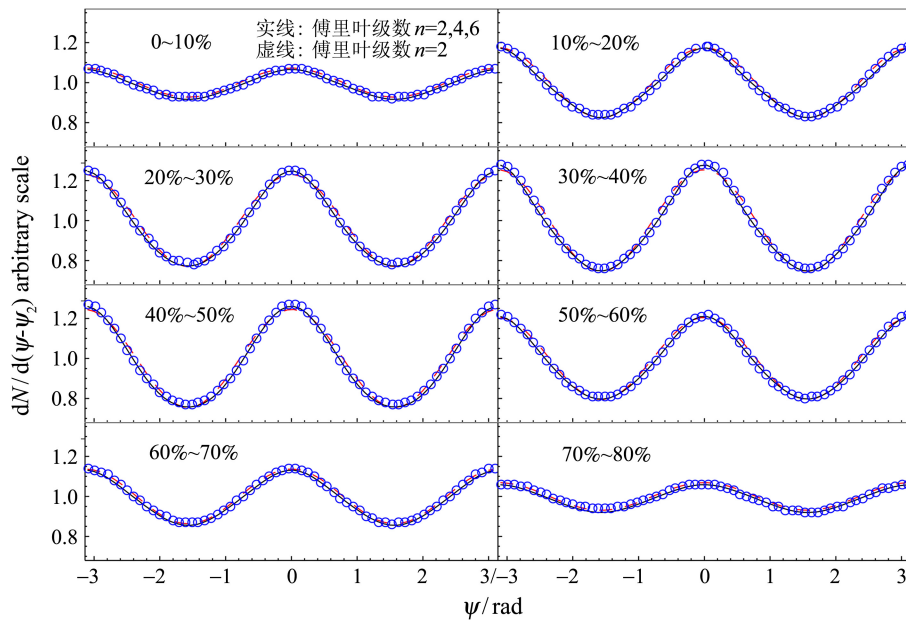


图 3 (在线彩图) 傅里叶级数公式 $1 + \sum_{n=1}^6 \alpha_n \cos(n\varphi)$ 模拟 2.76 TeV 铅-铅碰撞中产生的带电粒子径迹在多个中心度事例中的方位角分布

实线是傅里叶级数 $n = 2, 4, 6$ 的模拟结果, 虚线是傅里叶级数 $n = 2$ 的结果, 圆圈是 ATLAS 合作组的实验结果^[24]。

表 2 傅里叶级数 $n = 2, 4, 6$ 相应的参数值及 χ^2/dof 值

| 中心度 | α_2 | α_4 | α_6 | χ^2/dof |
|---------|-------------------|-------------------|---------------------|--------------|
| 0~10% | 0.072 ± 0.005 | 0.002 ± 0.004 | 0.003 ± 0.003 | 0.0674 |
| 10%~20% | 0.166 ± 0.004 | 0.01 ± 0.006 | 0.0085 ± 0.004 | 0.1493 |
| 20%~30% | 0.234 ± 0.01 | 0.021 ± 0.011 | 0.004 ± 0.006 | 0.0856 |
| 30%~40% | 0.254 ± 0.008 | 0.024 ± 0.014 | 0.0115 ± 0.0075 | 0.1419 |
| 40%~50% | 0.252 ± 0.01 | 0.02 ± 0.01 | 0 ± 0.01 | 0.0965 |
| 50%~60% | 0.202 ± 0.006 | 0.015 ± 0.007 | 0.005 ± 0.007 | 0.1241 |
| 60%~70% | 0.135 ± 0.005 | 0.004 ± 0.008 | 0.003 ± 0.005 | 0.0663 |
| 70%~80% | 0.068 ± 0.004 | 0 ± 0.002 | 0.0015 ± 0.0035 | 0.1016 |

表 3 傅里叶级数 $n=2$ 相应的 α_2 值及 χ^2/dof 值

| 中心度 | α_2 | χ^2/dof |
|---------|--------------------|--------------|
| 0~10% | 0.0725 ± 0.004 | 0.0707 |
| 10%~20% | 0.175 ± 0.005 | 0.2034 |
| 20%~30% | 0.23 ± 0.01 | 0.3720 |
| 30%~40% | 0.254 ± 0.004 | 0.4638 |
| 40%~50% | 0.245 ± 0.005 | 0.4345 |
| 50%~60% | 0.205 ± 0.005 | 0.2780 |
| 60%~70% | 0.137 ± 0.007 | 0.0839 |
| 70%~80% | 0.069 ± 0.003 | 0.1000 |

注意到傅里叶级数的第二阶系数 α_2 ，即椭圆流 $v_2 = \langle (p_x^2 - p_y^2) / (p_x^2 + p_y^2) \rangle$ ，且 v_2 与 ε_p' 就形式和意义而言非常相似，可将第二阶系数 α_2 理解为末态横向空间的椭圆各向异性，将表 2 中 α_2 重新列于表 4 中。从 ε_p' 和 α_2 相似的变化趋势不难发现，源的膨胀程度或末态各向异性与 α_2 成正向的比例关系，即大的源膨胀产生大的椭圆流或者大的椭圆流导致末态源的大的各向异性。虽然趋势一致，而 $\varepsilon_p' < \alpha_2$ ，说明在末态源的各向异性中，应该是各种类型各向异性贡献权重的叠加。

表 4 2.76 TeV 铅-铅碰撞中带电粒子的 α_2 和多源热模型计算得到的 ε_p' 和 ε_m

| 中心度 | α_2 | ε_p' | ε_m | α_2/ε_p' | α_2/ε_m |
|---------|------------|------------------|-----------------|---------------------------|--------------------------|
| 0~10% | 0.0725 | 0.023 | 0.0455 | 3.152 | 1.593 |
| 10%~20% | 0.175 | 0.088 | 0.1142 | 1.989 | 1.532 |
| 20%~30% | 0.230 | 0.132 | 0.160 | 1.742 | 1.438 |
| 30%~40% | 0.254 | 0.152 | 0.175 | 1.671 | 1.451 |
| 40%~50% | 0.245 | 0.139 | 0.17 | 1.763 | 1.441 |
| 50%~60% | 0.205 | 0.111 | 0.1372 | 1.847 | 1.494 |
| 60%~70% | 0.137 | 0.061 | 0.090 | 2.246 | 1.522 |
| 70%~80% | 0.069 | 0.023 | 0.042 | 3 | 1.643 |

这里不准备计算各类各向异性成份在末态表现中的具体权重，只利用比式 α_2/ε_p' 和 α_2/ε_m 粗略估计椭圆各向异性在末态的比重，数值列于表 4 中。如果每次椭圆流贡献的权重差不多，那么最后这两组数据就应该各自在某个定值附近。事实是虽然两组数据完全不同，但却有完全相同的变化趋势，具有明显的中心度依赖，在中间中心度最小，在最中心和最边缘的中心度区间则最大。结合图 1 关于中心度和源的膨胀程度的讨论，可知比值随散射源膨胀程度的变大而变小。也就是说散射源膨胀程度越大， $n=2$ 的椭圆各向异性在末态各向异性中所占的比重越小，而其他高阶项参与的成分和比重就越大，这正好与表 2 呈现的参数结构相印证。

将图 1 多源热模型的模拟结果与图 3 利用傅里叶级数模拟的结果进行比较，不难发现傅里叶级数 $n=2, 4, 6$

的结果与多源热模型的结果达到了相同的拟合精度。但对每组中心度数据而言，多源热模型只用一个表示源横向膨胀的参数 a_x ，就完成了方位角分布曲线的模拟，且清楚预示了源在横向空间的形状，而傅里叶级数方法则可能用到一到六个 α 参数。但从另一角度来讲，傅里叶级数方法可以清楚看到各种流效应对方位角分布的贡献，而多源热模型只能定性给出散射源的膨胀程度，对各阶流效应的贡献则无法预见。可见每种模型或者方法均有其优越性和局限性，对一个物理现象的清楚的理解结合多个模型假设和分析方法是必要的。

在 ATLAS 实验中，最中心的 0~10% 事例对应的横能最大，而边缘的 70%~80% 事例对应的横能很小，但这两个中心度区间的末态横动量空间散射源却表现出相似的膨胀程度，是否意味着在这两个中心度区间有基本相同的动力学过程？且各傅里叶系数在不同中心度的不同也给我们留下疑问：是什么原因导致表现的不同？遗憾的是，在我们目前的分析中，还无法确定各高阶项对最后分布的参与度或者贡献，如果有其他高阶项的数据，也许我们将能对这些问题进行更全面的分析和理解。

4 结论

本文应用多源热模型研究了 LHC 能区铅-铅碰撞中，带电粒子的方位角分布及散射源在横动量空间的形状，且与傅里叶级数方法拟合的方位角分布进行了比较。同时，利用多源模型定义的相对膨胀率和从源的横向结构提取的横向动量空间的各向异性率，与方位角傅里叶级数的二阶系数 α_2 进行了比较。研究表明，散射源末态各向异性现象不但有椭圆各向异性的贡献，而且有其他阶各向异性的贡献。不同中心度事例对应相似的横向源结构，预示着存在共性规律。

通过本文工作，我们验证了，多源热模型在分析 LHC 能区重离子碰撞中末态粒子的方位角分布方面依然有效。同时，通过与其他方法比较知道，作为同样有效的方法，多源热模型为我们提供了一种从别的角度理解重离子碰撞过程的途径。多源热模型是一种研究局域问题的热与统计模型，如果能与研究非局域问题的动力学模型结合，将会展现出更加丰富的结果，我们期待着在以后的研究工作中朝着这一方向努力。

参考文献:

- [1] The STAR Collaboration. Phys Rev Lett, 2001, **87**(18): 182301-6.

- [2] GYULASSY M, MCLERRAN L. Nucl Phys A, 2005, **750**(1): 30-63.
- [3] SONG H, HEINZ U. Phys Rev C, 2008, **78**(2): 024902-14.
- [4] SONG H. Phys Rev Lett, 1999, **82**(10): 2048.
- [5] OLLITRAULT J Y. Phys Rev D, 1992, **46**(1): 229.
- [6] VOLOSHIN S A, POSKANZER A M. Phys Lett B, 2000, **474**(1-2): 27.
- [7] BHALERAO R S, OLLITRAULT J Y. Phys Lett B, 2006, **641**(3-4): 260.
- [8] HE Min, FRIES R J, RAPP R. Phys Rev C, 2010, **82**(3): 034907-9.
- [9] TEANEY D, SHURYAK E V. Phys Rev Lett, 1999, **83**(24): 4951.
- [10] The ATLAS Collaboration. Phys Rev Lett, 2013, **110**(18): 182302-18.
- [11] LIU Fuhu, YIN Xinyi, TIAN Junlong, *et al.* Phys Rev C, 2004, **69**(3): 034905-5.
- [12] LIU Fuhu. Phys Rev C, 2008, **78**(1): 014902-6.
- [13] LIU Fuhu. Nucl Phys A, 2008, **810**(1): 159.
- [14] LV Qiwen, LIU Lingling, LIU Fuhu, *et al.* Journal of the Korean Physical Society, 2011, **59**(4): 2684.
- [15] LIU Fuhu, ABD A N, ZHANG Donghai, *et al.* Chinese Journal of Physics, 2004, **42**(2): 152.
- [16] FAKHRADDIN S, RAHIM M A, LIU Fuhu. Nucl Phys A, 2011, **858**(1): 95.
- [17] LIU Fuhu, MA Yinqun, DUAN Maiying. Chinese Physics, 2005, **14**(12): 2458.
- [18] WANG Erqin, WEI Huarong, LI Baochun, *et al.* Phys Rev C, 2011, **83**(3): 034906-5.
- [19] LIU Fuhu, LI Junsheng, DUAN Maiying. Phys Rev C, 2007, **75**(5): 054613-5.
- [20] LIU Fuhu. Nucl Phys A, 2008, **808**(1-4): 160.
- [21] LI Baochun, FU Yuanyuan, WANG Lili, *et al.* J Phys G: Nucl Part Phys, 2012, **39**(2): 025009-9.
- [22] LIU Fuhu, GAO Yaqin, WEI Huarong. Advances in High Energy Physics, 2014(2014): 293873-12.
- [23] CHEN Yahui, ZHANG Guoxing, LIU Fuhu. Advances in High Energy Physics, 2015(2015): 614090-9.
- [24] The ATLAS Collaboration. Phys Lett B, 2012, **707**(3-4): 330.
- [25] KOLB P F, SOLLFRANK J, HEINZ U. Phys Lett B, 1999, **459**(4): 667.
- [26] PHENIX Collaboration. Phys Rev Lett, 2014, **112**(22): 222301-8.

Azimuthal Distribution of Charged Particles in Pb-Pb Collisions at 2.76 TeV

SI Ruifang¹, LIU Fuhu²

(1. Department of Mathematics and Science, Fenyang Normal Campus Lvliang College, Fenyang 032200, Shanxi, China;
2. Institute of Theoretical Physics, Shanxi University, Taiyuan 030006, China)

Abstract: We analyze the azimuthal distributions of charged particles produced in 2.76 TeV Pb-Pb collisions from ATLAS experimental group in eight different centralities by using the multi-source thermal model. The modeling results are compared with the results from Fourier series forms with $n = 2, 4, 6$ and $n = 2$. Meanwhile, the anisotropy ratios and the relative expansion rates of scattering source in transverse momentum space are calculated applying the transverse structural parameters of multi-source thermal model, and the modeling results are compared with the associated fourier coefficients. The anisotropy ratios and the relative expansion rates are less than the corresponding fourier coefficients in transverse momentum space in different center intervals. Elliptical anisotropy is main component in azimuthal distribution. Other anisotropies have different contributions in different centralities, and these contributions cannot be neglected.

Key words: Pb-Pb collisions; charged particle; azimuthal distribution; multi-source thermal model

Received date: 31 Mar. 2015; Revised date: 9 Aug. 2015

1) E-mail: 654525027@qq.com.