

Investigation of Anisotropic Flow in Relativistic Heavy-ion Collisions

**A dissertation submitted to the
University of Chinese Academy of Sciences
in partial fulfillment of the requirement
for the degree of
Doctor of Philosophy
in Particle Physics and Nuclear Physics**

By

Nie Maowu

Supervisor: Ma Guoliang

Shanghai Institute of Applied Physics, Chinese Academy of Sciences

June, 2018

中国科学院大学
学位论文原创性声明

本人郑重声明：所呈交的学位论文是本人在导师的指导下独立进行研究工作所取得的成果。尽我所知，除文中已经注明引用的内容外，本论文不包含任何其他个人或集体已经发表或撰写过的研究成果。对论文所涉及的研究工作做出贡献的其他个人和集体，均已在文中以明确方式标明或致谢。本人完全意识到本声明的法律结果由本人承担。

作者签名： 聂茂武
日 期： 2018年5月24日

中国科学院大学
学位论文授权使用声明

本人完全了解并同意遵守中国科学院大学有关保存和使用学位论文的规定，即中国科学院大学有权保留送交学位论文的副本，允许该论文被查阅，可以按照学术研究公开原则和保护知识产权的原则公布该论文的全部或部分内容，可以采用影印、缩印或其他复制手段保存、汇编本学位论文。

涉密及延迟公开的学位论文在解密或延迟期后适用本声明。

作者签名： 聂茂武
日 期： 2018年5月24日


导师签名： 马国亮
日 期： 2018.5.24

学位论文版权使用授权书

本人完全了解中国科学院大学有关保留、使用学位论文的规定，即：学校有权保留学位论文的印刷本和电子版，并提供目录检索与阅览服务；学校可以公布论文的全部或部分内容，可以采用影印、缩印、数字化或其它复制手段保存学位论文。

本人同意《中国优秀博硕士学位论文全文数据库》出版章程的内容，愿意将学位论文提交《中国学术期刊（光盘版）》电子杂志社，编入CNKI学位论文全文数据库并充实到“学位论文学术不端行为检测系统”比对资源库，同意按章程规定享受相关权益。

保密论文在解密后遵守此规定。

论文作者签名： 指导教师签名：

日期：2018年5月24日

摘要

量子色动力学是描述夸克胶子之间强相互作用的基本理论，夸克是强子的基本组成成分。格点量子色动力学的计算表明，在高温、低重子数密度的条件下，夸克会从强子中解禁闭出来从而形成一种被称为夸克胶子等离子体 (QGP) 的新物质形态。宇宙大爆炸之后的几十微秒也会产生这种物质，因此研究这种物质对于理解宇宙早期的演化过程也具有重要意义。位于布鲁克海文国家实验室的相对论重离子对撞机 (RHIC) 和位于欧洲核子中心的大型强子对撞机 (LHC)，通过加速重离子对撞可以产生这种高温致密的新物质。

在相对论重离子碰撞中，各向异性流作为研究 QGP 的重要探针已经被广泛研究。通过逐事件流矢量概率分布，可以得到关于各向异性流的全部信息。这对于理解重离子碰撞中的初始几何形状和粒子的产生非常重要。铀核由于独特的椭球形态，在最中心碰撞时会出现不同的重叠构形，比如 **body-body** 和 **tip-tip** 两种构形。正因为此，铀核-铀核碰撞是研究各向异性流的理想系统之一。我们利用贝叶斯 **Unfolding** 方法有效扣除了流矢量分布中的非流效应和统计涨落，从而得到了真实的流矢量分布。为了研究集体流的涨落，通过对高阶 **cumulant** 的系统计算，表明集体流的涨落不是纯高斯分布的，而是有非高斯部分的贡献。

中快度区域各向异性流已经得到广泛研究，这些研究加深了我们对于流的认知。长久以来，各向异性流都被认为是洛伦兹不变量，最近的研究表明，在纵向方向各向异性流不再是洛伦兹不变量，而是会发生退关联。**CMS** 实验组首次定量测量了退关联的强度，随后的理论研究表明在低能量系统中，因为参与核子的涨落更大，集体流退关联效应会更加明显。我们首次在 **RHIC** 能区测量了集体流退关联，结果表明在 **RHIC** 能区的退关联效应要明显高于 **LHC** 能区。流体力学模型很好地解释了 **LHC** 能区的退关联效应，却过大地估计了 **RHIC** 能区的结果。我们的结果将会为理论研究工作提供更好地参考。

小系统中各向异性流的发现使得小系统成为近来的研究热点，对于如何理解小系统中的各向异性流，至今仍存有较大争议。在小系统中，因为非流效应更加显著，因此如何有效地扣除这些非流效应从而提取出相对准确的集体流信号也是目前的一大难点。最近发展了一种被称为 **subevent cumulant** 方法，通过将事件按照快度人为地分割成若干子事件，可以有效地减少非流效应，这种方法也被认为是小系统中行之有效地提取集体流的方法。我们基于 **AMPT** 模型采用

subevent cumulant 方法，系统比较了其与标准 cumulant 计算方法的差别。计算结果支持了 subevent cumulant 在小系统中的有效性。

各向异性的计算不仅仅局限在低横向动量的粒子，高横向动量粒子的各向异性体现的是能损的路径效应。我们采用 AMPT 模型计算了完整重构喷注的椭圆流和三角流。结果表明，重建喷注的各向异性能很好地反映喷注淬火的路径依赖性，这加深了我们对喷注淬火机制路径效应的认知。

关键词： 各向异性流，退关联，涨落，小系统，喷注淬火，STAR

Abstract

Quantum-Chromo-Dynamics (QCD) is the fundamental theory that describes hadron-hadron collision on the fm scale. According to QCD, quarks and gluons (partons) are the basic building blocks of the hadrons, and gluons are the carriers of strong interaction. Lattice QCD calculation predicts that matter at extremely high temperature, low baryon density where partons are “deconfined”, i.e. not confined together by the QCD force, will create hot and dense matter which is called Quark-Gluon-Plasma (QGP). Such a state of matter was realized in the early universe, a few μs after the “Big Bang”. The Relativistic Heavy Ion Collider at the Brookhaven National Laboratory and the Large Hadron Collider at the European Organization for Nuclear Research produce such a dense, high-temperature matter by accelerating heavy-ions.

Anisotropic flow has been widely studied as an important probe for the investigations of QGP signal in relativistic heavy-ion collisions. Event-by-event measurement of anisotropic flow is crucial to understand the initial state conditions and particle production in heavy-ion collisions. Uranium nuclei provide a unique opportunity to study this, owing to the intrinsic prolate shape and the presence of different overlap configurations in the central collisions like body-body and tip-tip. The measured flow vector distributions are unfolded by a data-driven Bayesian Unfolding process to suppress non-flow and statistic fluctuation to obtain the true flow distributions. To investigate the flow fluctuation, multi-particle cumulants are analytically calculated. The ratio of $v_2\{6\}/v_2\{4\}$ is less than unit, which indicates the flow fluctuation is a non-Gaussian fluctuation.

Measurement of the flow decorrelation in the longitudinal direction explores the non-boost-invariant nature of the initial collision geometry and final state collective dynamics. The decorrelations were first observed at the LHC, but are predicted by several (3+1)D hydrodynamic models to be stronger for lower $\sqrt{s_{NN}}$ at RHIC due to the smaller number of initial partons and shorter string length at lower $\sqrt{s_{NN}}$. We first measure the flow decorrelation at the RHIC energies. The results show a larger decorrelation effect at RHIC than LHC. Hydrodynamic models tuned to the Pb+Pb data at 2.76 TeV fail to describe the strength of the decorrelation at 54 and 200 GeV. These results will help to constrain the initial condition along longitudinal direction and help to understand the

longitudinal evolution of the fireball.

The observation of "ridge" in the small systems opens up opportunities to study the collective behaviour. Is the effect a response to initial geometry or initial momentum correlation from gluon saturation effect? The controversy still remains. A new subevent cumulant method was recently developed, which can significantly reduce the non-flow contributions in long-range correlations for small systems. In this work, we use both standard and subevent cumulant methods to study multi-particle correlations in p +Pb collisions at $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$ TeV with a multiphase transport (AMPT) model, including two- and four-particle cumulants ($c_2\{2\}$ and $c_2\{4\}$) and symmetric cumulants (SC(2, 3) and SC(2, 4)). Our numerical results show that the measurements from the standard cumulant method could be contaminated by some non-flow effects, especially when the number of produced particles is small, hence one better to use the subevent cumulant method to explore the *real* collectivity in small systems.

The elliptic anisotropy and triangular anisotropy of reconstructed jets are investigated in Pb+Pb collisions at $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2.76$ TeV within a multiphase transport model. We do observe that the jet energy loss fraction is dependent of the azimuthal angle with respect to the different orders of event plane. Azimuthal anisotropies of the reconstructed jet can be utilized as a good probe to study the initial spatial geometry, and imposes constraints on the path-length dependence of jet quenching models.

Keywords: anisotropic flow, decorrelation, fluctuation, small system, jet quenching, STAR

目 录

第 1 章 引言	1
1.1 相对论重离子碰撞	1
1.1.1 喷注淬火	2
1.1.2 各向异性流	4
1.2 中心度	7
1.3 各向异性流的研究现状	8
1.4 相对论重离子碰撞中的模型	12
1.5 论文概要	13
第 2 章 各向异性流简介	15
2.1 事件平面法	17
2.2 双粒子关联法	19
2.3 多粒子关联方法	20
2.4 对称 cumulant	22
2.5 本章小结	22
第 3 章 相对论重离子碰撞实验装置	25
3.1 STAR 探测器	26
3.1.1 时间投影室 TPC	27
3.1.2 前向介子分光仪 FMS	29
3.2 STAR 探测器的升级计划	30
3.2.1 iTPC 升级计划	30
3.2.2 事件平面探测器 EPD	30
3.3 本章小结	32
第 4 章 逐事件集体流分布方法测量铀核-铀核碰撞中的集体流 研究	33
4.1 Bayesian Unfloding	33
4.2 事件与径迹选择	35
4.2.1 事件选择	36
4.2.2 径迹选择	36
4.3 实验分析方法	36
4.4 系统误差估计	39
4.5 结果与讨论	40
4.6 本章小结	43

第 5 章 金核-金核碰撞中的集体流退关联研究	45
5.1 事件与径迹选择	46
5.1.1 事件选择	46
5.1.2 径迹选择	47
5.2 实验观测量	48
5.3 实验数据分析	49
5.3.1 flattening 过程	49
5.3.2 补偿修正	52
5.3.3 混合事件	53
5.4 系统误差估计	54
5.5 结果与讨论	56
5.6 本章小结	63
第 6 章 在小系统中基于 AMPT 模型的各向异性流研究	65
6.1 AMPT 模型	66
6.2 多粒子关联	66
6.3 结果与讨论	68
6.4 本章小结	72
第 7 章 基于 AMPT 模型完整重构喷注的各向异性研究	73
7.1 AMPT 模型与喷注重构	73
7.2 结果与讨论	73
7.3 本章小结	77
第 8 章 总结与展望	79
8.1 展望	80
参考文献	81
攻读学位期间发表的学术论文与研究成果	87
致谢	89

图形列表

1.1	质心系能量为 200GeV 的金核-金核中心碰撞、氩核-金核的 0 – 20% 中心度碰撞和质子-质子的最小偏歧碰撞中两粒子方位角关联分布。	3
1.2	质心系能量为 200GeV 的金核 + 金核碰撞中不同粒子的核修正因子随横向动量的分布。	3
1.3	坐标空间的各向异性随系统演化而转移到动量空间。	4
1.4	STAR 金核-金核 200GeV 中不同种类的粒子的 v_2 关于横向动量的依赖性，其中点是实验数据，线是流体力学模型的计算结果。 ...	6
1.5	LHC-ATLAS 铅核-铅核碰撞的 v_n 结果，其中实心点是实验数据点，实线是流体力学模型的计算结果。	7
1.6	实验中中心度观测量与 Glauber 模型中的类比。	8
1.7	0-5% 中心度下三个不同事件中的粒子的方位角分布图，其中实线是拟合至六阶的傅里叶函数。	9
1.8	集体流在不同中心度下的逐事件分布。	9
1.9	铀核-铀核和金核-金核碰撞中椭圆流关于多重数的函数。	10
1.10	在不同中心度下，椭圆流退关联与快度的函数关系。	10
1.11	质子-质子，质子-铅核，铅核-铅核中的双粒子关联函数分布。 ...	11
1.12	基于事件平面法的椭圆流关于横向动量的关系。其中实心点为 CMS 实验组的数据，空心点为 ATLAS 实验组的实验数据。	11
1.13	AMPT 流程示意图。(a) 默认版本 AMPT (b) 弦融化机制版本的 AMPT。	13
2.1	ATLAS 探测器在不同中心度下不同阶的事件平面分辨率。	19
2.2	左图是双粒子关联函数的二维展示图，右图是一维方位角关联函数傅里叶展开拟合，其中黑色点是实验数据，彩色线是各阶傅里叶展开系数。	20
2.3	对称 cumulant $SC(4,2)$ 和 $SC(3,2)$ 的中心度依赖性，实心点是实验数据，线是流体力学模型的计算结果。	22
3.1	相对论重离子对撞机的俯视图。	26
3.2	STAR 探测器的示意图，图中标注了 STAR 的几个主要的子探测器。	27
3.3	STAR 探测器的剖视图。	28
3.4	STAR 时间投影室的三维示意图。	28

3.5	FMS 探测器的示意图。	29
3.6	事件平面探测器的示意图。	31
3.7	事件平面探测器 1/8 部分安装在 STAR 后的示意图。	31
4.1	流矢量的二维分布图。	37
4.2	响应函数的二维分布图。	37
4.3	一维流矢量和响应函数分布。	38
4.4	椭圆流的贝叶斯 Unfolding。 (a)Unfolding 过程 (b) Refolding 过程。	39
4.5	不同中心度下椭圆流的分布。 (a) 铀核-铀核 (b) 金核-金核。	40
4.6	逐事件 cumulant 计算结果与 STAR 已发表结果的比较。 (a) 铀核-铀核的比较结果 (b) 金核-金核的比较结果。	41
4.7	二阶, 四阶和六阶 cumulant 的计算结果比较。 (a) 铀核-铀核的结果 (b) 金核-金核的结果。	42
4.8	$v_2\{6\}/v_2\{4\}$ 的比值。	42
4.9	偏度系数关于中心度的依赖性。	43
5.1	双粒子在快度方向上的长程关联。	45
5.2	前后向离心率的示意图。	46
5.3	FMS 的 XY 空间分布。 (a) 正常的 run 中的 FMS XY 分布 (b) bad run 中的 FMS XY 分布, 有 1/4 的信号丢失。	47
5.4	在 $500 < \text{refMult} < 505$ 中心度下, 在不同的横动量区间的初始 $\eta - \phi$ 二维分布图。 第一行为带正电粒子, 第二行为带负电粒子。	50
5.5	径迹效率关于横向动量的函数。	50
5.6	在 $500 < \text{refMult} < 505$ 中心度下, 在不同的横向动量区间的加了权重后的 $\eta - \phi$ 二维分布图。 第一行为带正电粒子, 第二行为带负电粒子。	51
5.7	在 $500 < \text{refMult} < 505$ 中心度下, 在不同的横向动量区间里的快度分布, 黑色线为初始分布, 红色为加了权重之后的分布。	51
5.8	在 $500 < \text{refMult} < 505$ 中心度下, 在不同的横向动量区间里的方位角分布, 黑色线为初始分布, 红色为加了权重之后的分布。	52
5.9	$\eta - \phi$ 权重强烈的中心度依赖, 红线是多项式拟合的结果。	52
5.10	在 TPC 中的不同子探测器中流矢量 q_2 在 x 方向上的的 offset。 ..	53
5.11	在 TPC 中的不同子探测器中流矢量 q_2 在 y 方向上的的 offset。 ..	53
5.12	系统误差。 (a)0-5% (b) 20-30%(c)50-60%	55
5.13	r_2 在不同中心度下关于快度的函数。	56
5.14	r_3 在不同中心度下关于快度的函数。	57
5.15	斜率系数 F_n 关于中心度的依赖性。	57
5.16	r_2 在不同中心度下关于横向动量的依赖性。	58

5.17	r_3 在不同中心度下关于横向动量的依赖性。	59
5.18	r_2 在不同中心度下关于参考快度区间的依赖性。	59
5.19	r_3 在不同中心度下关于参考快度区间的依赖性。	60
5.20	r_2 在 RHIC 能区与 LHC 能区的直接比较。	60
5.21	r_3 在 RHIC 能区与 LHC 能区的直接比较。	61
5.22	r_2 快度归一化后在 RHIC 能区与 LHC 能区的直接比较。	61
5.23	r_3 快度归一化后在 RHIC 能区与 LHC 能区的直接比较。	62
6.1	subevent 扣除非流效应的示意图。	67
6.2	$v_2\{2\}$ 关于多重数的函数, 其中实心方框是 AMPT three-subevent 的计算结果, 空心方框是已发表的 AMPT 双粒子关联的结果, 实心点是 CMS 实验组的数据点。	68
6.3	$c_2\{4\}$ 关于多重数的函数, 标准 cumulant, two-subevent 和 three-subevent 的计算结果与 ATLAS 采用 three-subevent 方法的结果进行了系统比较。	69
6.4	$c_2\{2\}$ 随系统演化的四个不同阶段。	70
6.5	$c_2\{4\}$ 随系统演化的四个不同阶段。	70
6.6	SC(2, 3) 关于多重数的函数, 标准 cumulant, two-subevent 和 three-subevent 的计算结果与 CMS 采用标准 cumulant 的结果进行了系统比较	71
6.7	与图 Figure 6.6 描述类似, SC(2,4) 的结果。	72
7.1	v_2^{jet} 关于参与核子数 N_{part} 的函数, 实心点表示 ATLAS 实验点。 ·	74
7.2	v_n^{jet} 关于参与核子数 N_{part} 的函数。(a) 横向动量为 $45 < p_T < 60$ GeV/c (b) 横向动量为 $60 < p_T < 80$ GeV/c。	75
7.3	v_n^{jet} 在四个不同的演化阶段关于参与核子数 N_{part} 的函数。(a) 喷注的椭圆流 (b) 喷注的三角流。	75
7.4	喷注的相对能损关于方位角的依赖性。(a) 横向动量为 $45 < p_T < 60$ GeV/c (b) 横向动量为 $60 < p_T < 80$ GeV/c。	76
7.5	v_n^{jet}/ϵ_n 关于参与核子数 N_{part} 的函数。	77

表格列表

3.1	不同方案中, iTPC 内部扇区读出片的尺寸和数量。其中 Y2011 则是目前的 TPC。	30
4.1	Run11 金核-金核和 Run12 铀核-铀核的事件选择。	36
4.2	Run11 金核-金核和 Run12 铀核-铀核的径迹选择。	36
4.3	铀核-铀核系统误差估计。	39
4.4	金核-金核系统误差估计。	40
5.1	Run16 金核-金核碰撞事件选择。	46
5.2	Run16 和 Run17 金核-金核碰撞径迹选择。	47

符号列表

QCD	Quantum Chromo-dynamics
QGP	Quark Gluon Plasma
RHIC	Relativistic Heavy Ion Collider
LHC	Large Hadron Collider
BNL	Brookhaven National Laboratory
CMS	Compact Muon Solenoid
ATLAS	A Toroidal LHC ApparatuS
ALICE	A Large Ion Collider Experiment
BRAHMS	Broad RAnge Hadron Magnetic Spectrometers
AGS	Alternating Gradient Synchrotron
PHENIX	Pioneering High Energy Nuclear Interaction eXperiment
PHOBOS	PHysics Background for non-Scientists
STAR	Solenoid Tracker at RHIC
HFT	Heavy Flavor Tracker
TOF	Time of Flight
TPC	Time Projection Chamber
ZDC	Zero Degree Calorimeter
MTD	Muon Telescope Detector
FMS	Forward Meson Spectrometer
VPD	Vertex Position Detector
FMS	Forward Meson Spectrometer
EPD	Event Plane Detector
pVPD	pseudo Vertex Position Detector
MRPC	Multi-gap Resistive Plate Chamber
HIJING	Heavy Ion Jet INteraction Generator
MC	Monte Carlo
DCA	Distance of Closest Approach

AMPT	A Multi-Phase Transport
UrQMD	Ultra-relativistic Quantum Molecular Dynamics
ZPC	Zhang's Parton Cascade
ART	A Relativistic transport

第 1 章 引言

20 世纪 70 年代末, 李政道先生指出, 20 世纪物理学存在两大挑战, 即对称性的丢失 (Missing symmetry) 和夸克禁闭 (Unseen quark)。现代物理学的基石是对称性, 根据诺特定律: 对于每个局部作用下的可微对称性, 存在一个对应的守恒流。然而不少对称量子却不守恒。量子场论认为真空不是空无一物, 而是量子场的基态。当处于基态的物理真空不对称时, 整个系统的对称性就发生破缺。因此对称性的丢失与真空结构密切相关。另一方面, 既然夸克是基本粒子, 但至今却从未发现单个夸克存在的证据。

量子色动力学 (Quantum-Chromo-Dynamics, QCD) 是描述夸克胶子之间强相互作用的理论。该理论有两个重要特征, 其一是夸克禁闭 (quark confinement), 亦即夸克被束缚在强子内, 这可以解释为什么无法在自然界中观察到自由夸克。另一个重要特征被称为“渐进自由”(asymptotic freedom), 在极端高温高密度条件下, 夸克之间的相互作用很小, 可以被认为是自由的。1978 年 E. Shuryak (Shuryak, 1978) 首先意识到规范场的热涨落会主导真空涨落, 从而导致色荷场的反屏蔽, 在极端高温高密条件下, 会发生 QCD 相变, 产生一种新的物质形态: 夸克胶子等离子体 (Quark Gluon Plasma, QGP)。夸克是强子的组成成分, 是组成物质的基本粒子。这种包含夸克胶子一类基本粒子的物质形态与大爆炸产生的早期宇宙类似, 因此研究这种新物质对于理解物质结构和早期宇宙的演化有重要意义。

1.1 相对论重离子碰撞

为了产生这种新物质, 实验上采用的是相对论重离子碰撞, 即通过让加速至接近光速的两个重离子碰撞。所谓重离子, 一般是指质量数大于 4 的原子核。在相对论重离子碰撞中, 参与相互作用的高能核子很多, 在密度效应和温度效应的共同作用会在较大区域造成高温、高能量密度, 进而导致 QCD 相变, 这样夸克的热化将使得夸克解禁闭, 即夸克可以在原子核的尺度范围内自由运动, 从而促使新物质形态的产生。

位于美国长岛布鲁克海文国家实验室的相对论重离子对撞机 (Relativistic Heavy Ion Collider, RHIC) 和横跨法国和瑞士边境的欧洲核子中心的大型强子对撞机 (Large Hadron Collider, LHC) 是目前国际上高能核物理研究的最大规模的两个科学研究装置。在 RHIC 中的金核-金核碰撞最高质心系能量可以达到每核

子对 200GeV，而在 LHC 中的铅核-铅核碰撞的最高质心系能量可以达到每核子对 5.02TeV。

QGP 的产生阶段只是一个暂时阶段，最终随着系统的演化，粒子会很快衰变和强子化为稳定粒子。关于碰撞系统的演化研究只能通过研究来自碰撞最终状态的强子等来进行推断。为了判断 QGP 的产生，至今已经有了很多直接和间接的证据。这些判断 QGP 信号产生的观测量也被称为探针 (probe)。概括来说，按照所研究末态粒子的横向动量划分，可以把这些探针分为硬探针和软探针。所谓硬探针是参与初始硬散射过程的一类具有高横向动量的末态粒子，而软探针则与之相对是低横向动量的粒子。这些探针包括：喷注淬灭，奇异性增强，夸克偶素压低，双轻子发射，各向异性流等。本文只重点介绍喷注淬灭和各向异性流。

1.1.1 喷注淬灭

相对论重离子碰撞早期的硬过程可以产生一对背对背的喷注 (jet, 高能量的部分子束，最终会强子化为强子束)。微扰 QCD 计算表明，喷注穿过碰撞形成的高温高密物质时所损失的能量要远大于其穿过强子相时所损失的能量，因此产生的双喷注因为穿越致密物质路径的不同，相对能损也会出现明显不同。这种喷注淬灭 (Wang et al., 1992) (jet quenching) 现象已经在实验上被很多观测量所证实。一个重要的证据来自双强子方位角关联。图1.1给出了质子-质子, 氩核-金核和金核-金核中心碰撞中双强子方位角关联分布 (Adams et al., 2003, 2005)，我们可以很清楚地看到相比于质子-质子, 氩核-金核碰撞中的背对背的双峰结构，金核-金核中心碰撞中的背向峰 ($\phi \approx \pi$) 消失了，这说明背向喷注穿过形成的热密物质时产生了很大的能量损失，形象地说即被“吃掉”了。因为喷注直接参与 QGP 的相互作用，因此这种喷注淬灭效应是判断 QGP 产生的直接信号。

为了更直观地刻画这种能量的损失，引入一个观测量，核修正因子 R_{AA} 。它是相对论重离子碰撞中核-核碰撞中粒子的不变产额与质子-质子碰撞中粒子的不变产额和碰撞次数乘积的比值。图1.2给出金核-金核中心碰撞中不同粒子的核修正因子 R_{AA} 的横向动量依赖性 (Afanasyev et al., 2012)。金核-金核中心碰撞中核修正因子小于 1，尤其是高横向动量的区域接近 0.2，这被认为是热密物质中喷注淬灭的重要证据。直接光子的核修正因子，在低横向动量区域大于 1，这是由于核物质的冷核效应导致光子的产额会增强，而当横向动量增加时，光子的核修正因子慢慢趋于 1，因为光子只受电磁作用影响不参与强相互作用，所以高能直接光子可以不受其影响，因此光子喷注被喻为是探测 QGP 介质的黄金探针。

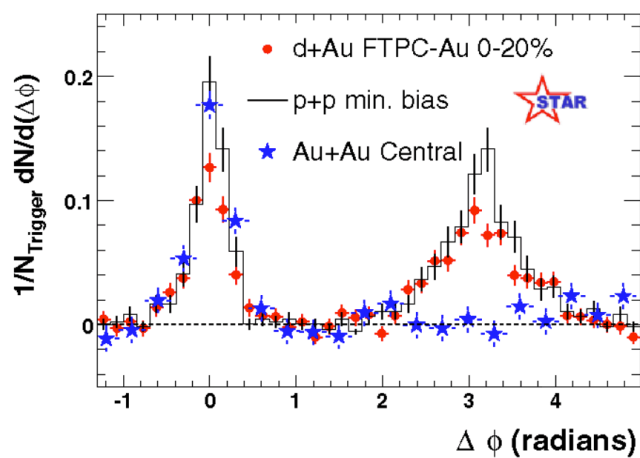


图 1.1 质心系能量为 200GeV 的金核-金核中心碰撞、氩核-金核的 0 – 20%中心度碰撞和质子-质子的最小偏歧碰撞中两粒子方位角关联分布。

Figure 1.1 The two-particle azimuthal correlation in Au-Au, d-Au in 0-20%, and the p-p min-bias collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV.

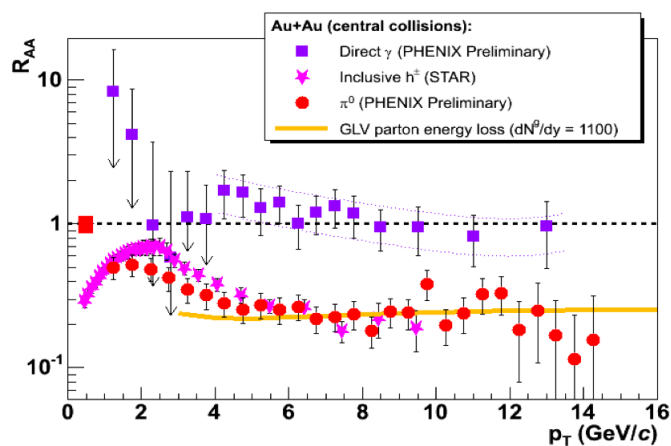


图 1.2 质心系能量为 200GeV 的金核 + 金核碰撞中不同粒子的核修正因子随横向动量的分布。

Figure 1.2 R_{AA} as a function of p_T in Au-Au collision at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV.

目前实验上测量喷注有两种方法，一种是利用高横动量的领头粒子来代表喷注，另一种则是通过探测到的末态稳定粒子的运行轨迹，动量和初始顶点进行重构粒子的初始具体信息，以这种重构方法得到的喷注称为完整重构喷注 (full reconstructed jet)。相对于只研究领头粒子，重构喷注包含更多和更为完整的初始硬散射部分子的信息。对于喷注的重构注的重构需要采用程序算法来进行，最广泛使用的是基于标准 FASTJET 程序包的锥形算法 (cone algorithm) (Cacciari et al., 2012)，基于该算法的重构实验已经给出了很多非常重要的实验结果。本文的第7章会再作具体介绍。

1.1.2 各向异性流

与上述硬探针相对的，是研究低横向动量粒子的观测量，一般也被称为软探针。本节将重点介绍作为软探针的各向异性流。在非中心的相对论重离子碰撞中，在初始碰撞时的重叠区域会产生出射方位角各向异性，而随着碰撞过程中的各种相互作用，压强梯度会使初始坐标空间的各向异性会转移至动量空间，图1.3是各向异性从坐标空间随系统演化而转移至动量空间的示意图。

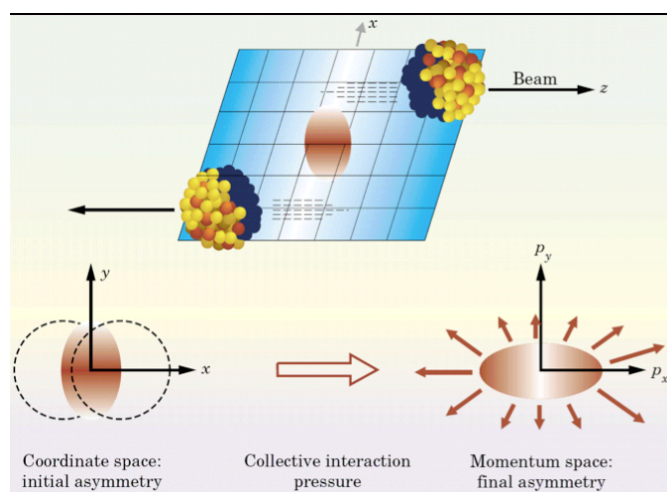


图 1.3 坐标空间的各向异性随系统演化而转移到动量空间。

Figure 1.3 Sketch of the formation of anisotropic flow from coordinate space to momentum space.

我们用流 (flow) 的概念来描述大量粒子所表现出的集体行为，因此也叫集体流 (collective flow)。在早期高能核物理研究中，通过研究形成的集体流，可以帮助了解在重离子碰撞中形成的核物质的状态方程 (Equation of State, EoS)(Nix, 1979)。椭圆张量法 (Gyulassy et al., 1982; Cugnon et al., 1983) 利用末态粒子的动量构造了一个 3×3 的椭圆张量，是最早的分析方法之一。该方法后来被证明强

烈依赖于探测器的性质，本文不再作过多介绍。1992年 J. Y. Ollitrault 提出由于洛伦兹不变性，在中快度区域的集体流会随时间演化从束流方向分离出来，于是可以利用二维的椭圆张量取代三维椭圆张量，该方法成功预测了基于反应平面的椭圆流的存在，并证明其可以作为 QGP 信号产生的探针 (Ollitrault, 1992)。随后 S. Voloshin 和 Y. Zhang 意识到可以基于傅里叶展开来描述横平面内所有的集体流现象 (Voloshin et al., 1996)。这种利用末态粒子的方位角关联的傅里叶展开形式也逐步发展为高能核物理中计算集体流的标准方法。我们在这里直接给出傅里叶展开形式 (Poskanzer et al., 1998)，具体介绍会在第2章展开。

$$\frac{dN}{d\phi} \propto 1 + \sum_{i=1}^{\infty} 2v_n \cos(n(\phi - \Psi_n)) \quad (1.1)$$

$$v_n = \langle \cos(n(\phi_i - \Psi_n)) \rangle \quad (1.2)$$

方程1.2中， ϕ_i 是末态粒子的方位角， $\phi = \arctan(p_y/p_x)$ ， Ψ_n 被称为反应平面 (reaction plane)， v_n 是傅里叶展开系数，也被称为流系数 (flow coefficient or flow harmonics)。特别地， v_1 被称为直接流 (directed flow)， v_2 被称为椭圆流 (elliptic flow)， v_3 被称为三角流 (triangular flow)，以此类推。当 v_n 被表示为横动量和快度¹的函数形式， $v_n(p_T, \eta)$ 时，又被称为微分流 (differential flow)。与微分流相对的，是考虑整个横动量和快度区间的粒子的流系数，也被称为积分流 (integrated flow)。

为了厘清上述观测量与 QGP 的关联，我们做一简短小结：因为 QGP 产生的压强梯度导致碰撞区域的空间各向异性转移到动量空间，而动量空间横平面的分量与方位角直接关联，因此方位角分布所提取出来的流系数可以与 QGP 信号的产生直接关联。流因为是各向异性产生的，因此也被叫做各向异性流 (anisotropic flow)。同时因为这种流的方位角分布可以用傅里叶形式展开，因此也被称为谐流 (harmonic flow)。在本文中，我们不过分强调集体流，各向异性流和谐流的异同，笼统来使用这三个概念。

基于量子色动力学中的渐进自由和德拜色屏蔽，QGP 产生的夸克胶子最早被认为是类似于弱相互作用的夸克胶子气体，这样相应的椭圆流 v_2 应该很小，但是 RHIC 和 LHC 的实验观测却看到了相对较大的椭圆流 v_2 信号 (Ackermann et al., 2001; Adler et al., 2003)，这一发现极大地挑战了我们对于产生的夸克胶子等离子体的认知。图1.4展示了 RHIC-STAR 中不同类型的粒子的椭圆流与横向动

¹ 赝快度，为了表述方便，在本文中如无特殊说明，均特指赝快度。

量的关系 (Adams et al., 2005), 流体力学模型的计算结果能很好地解释了这些实验结果。图1.5展示了 LHC 能区, 不同阶的集体流系数与横向动量的依赖性 (Gale et al., 2013)。可以看到, 引入较小的约化粘滞系数 $\eta/s = 0.2$ 后的流体力学模型非常完美解释低横向动量区域的集体流行为。这些结果表明, QGP 必然也有一定粘滞性。现在 QGP 被普遍认为是强相互作用夸克胶子等离子体 (strong interact Quark Gluon Plasma, sQGP), 接近理想流体 (perfect fluid) 的一种流体。

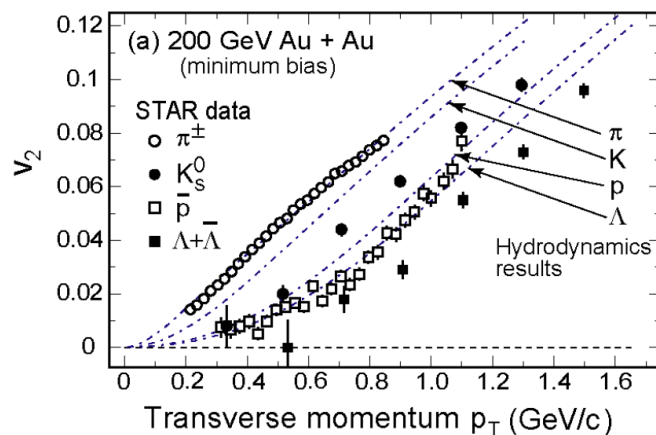


图 1.4 STAR 金核-金核 200GeV 中不同类型的粒子的 v_2 关于横向动量的依赖性, 其中点是实验数据, 线是流体力学模型的计算结果。

Figure 1.4 STAR experimental results of the transverse momentum dependence of the elliptic flow parameter in 200 GeV Au + Au collisions for different charged particles, where points are STAR data, lines are hydrodynamics results.

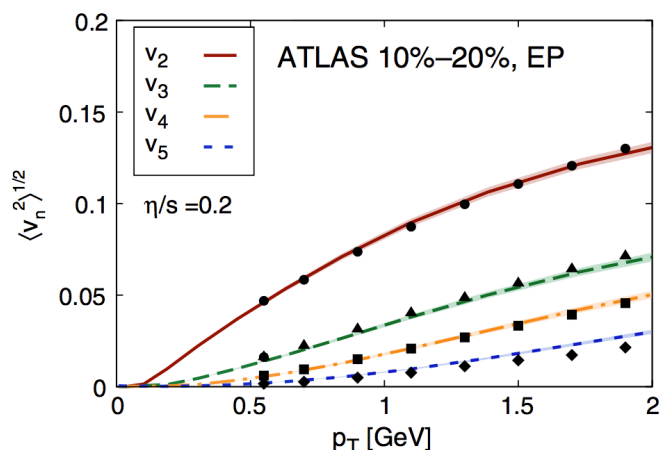


图 1.5 LHC-ATLAS 铅核-铅核碰撞的 v_n 结果，其中实心点是实验数据点，实线是流体力学模型的计算结果。

Figure 1.5 The v_n values from Pb+Pb collisions at LHC by ATLAS (solid points) compared to values from hydrodynamic calculations (solid curves).

1.2 中心度

在相对论重离子碰撞中，中心度是一个很重要的物理量。它表示的是两个碰撞核的重叠区域的大小。中心度一般用 0-100% 的百分比来表示，其中 0 对应于两个核完全重叠的情况，被称为最中心碰撞。随着两个核的逐渐分离重叠区域逐渐减少，100% 对应于两个核完全分离。中心度接近 100% 的碰撞称为周边碰撞。中心度是重离子碰撞中的重要变量，因为系统的几何形状和大小随着中心度变化而变化，因此在相对论重离子碰撞中，很多物理观测量都是在特定的中心度下研究。

在实验分析中，中心度的选择一般采用多重数 (产生的带电粒子, N_{ch} 或者 $dN/d\eta$) 的分布或者横向能量的分布来进行划分。在理论计算中，中心度一般有两种表示方式：其一是碰撞参数 b ，指两个碰撞核的中心之间的距离。其二是参与碰撞的核子数 (N_{part})。图1.6展示了中心度划分的示意图 (Miller et al., 2007)。

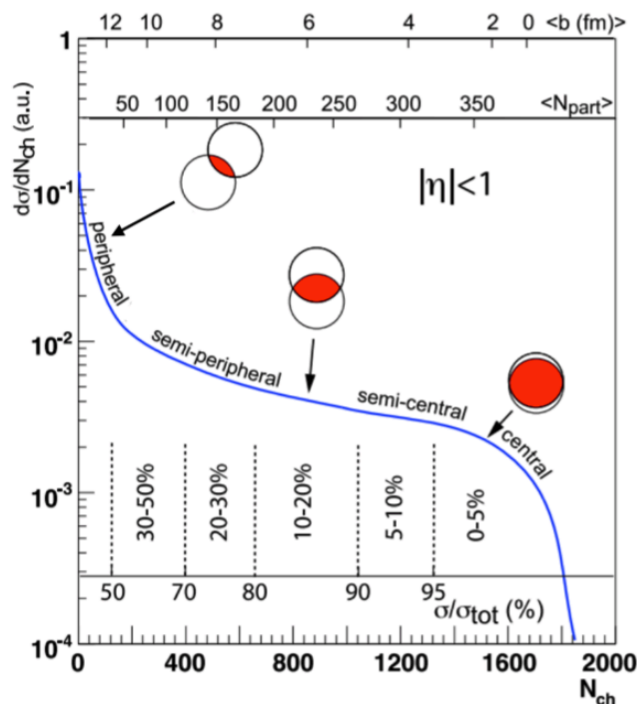


图 1.6 实验中中心度观测与 Glauber 模型中的类比。

Figure 1.6 The schematic of the mapping of the experimental observables to centrality variable and to Glauber quantities.

1.3 各向异性流的研究现状

各向异性流因为对系统早期的演化敏感，因此一直是研究热点。各向异性流的计算有赖于反应平面的确定，而反应平面会随着碰撞事件逐事件变化，因此在计算各向异性流时，更多的是计算很多事件后再求平均的结果。这样得到的集体流结果在集体流涨落很小的时候，趋近于集体流的平均值。图1.7展示了3个不同的事件的方位角分布。通过简单的傅里叶函数拟合，可以看到，这三个事件中包含有丰富的集体流信息。ATLAS 实验组通过逐事件集体流分布研究了集体流的涨落，图1.8展示了铅核-铅核的集体流的逐事件分布 (Aad et al., 2013c)。

铀核因为本身的椭球形状，是研究集体流的理想系统。图1.9展示了在不同多重数下铀核-铀核和金核-金核碰撞的 $v_2\{2\}$ 和 $v_2\{4\}$ 分布 (Adamczyk et al., 2015)。特别地，在高多重数区域即中心碰撞，金核-金核的 $v_2\{4\}$ 为负，铀核-铀核的则 $v_2\{4\}$ 为正。这与集体流的涨落直接相关。本文在第4章将具体讨论铀核-铀核系统中的集体流涨落。

逐事件的集体流涨落不仅仅体现在横平面上，同时在纵向即快度方向上也会有较大的涨落。因为集体流涨落的影响，集体流在纵向会发生退关联，图1.11展

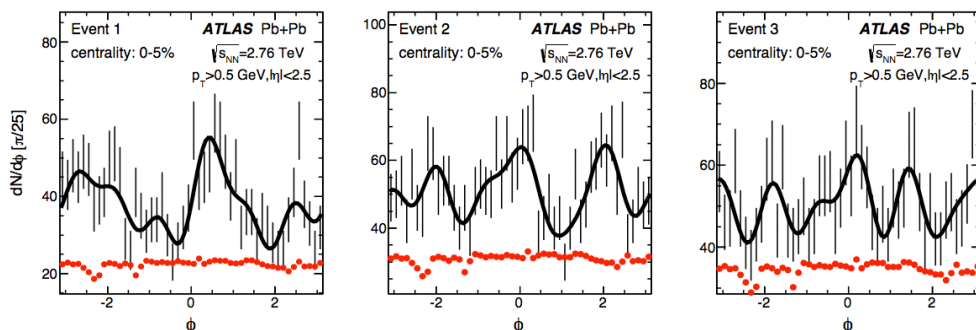


图 1.7 0-5% 中心度下三个不同事件中的粒子的方位角分布图，其中实线是拟合至六阶的傅里叶函数。

Figure 1.7 Single particle ϕ distributions for three events in the (0-5)% centrality interval, where black curve is a simple Fourier parameterization including first six harmonics.

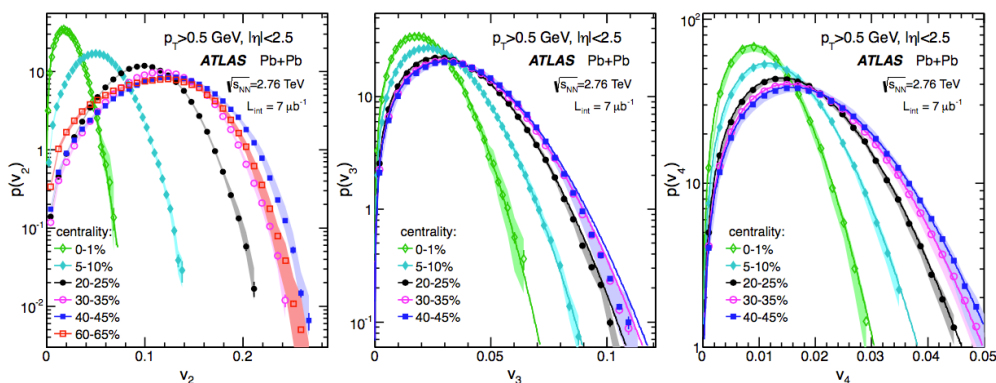


图 1.8 集体流在不同中心度下的逐事件分布。

Figure 1.8 The event-by-event v_n distributions in several centrality intervals.

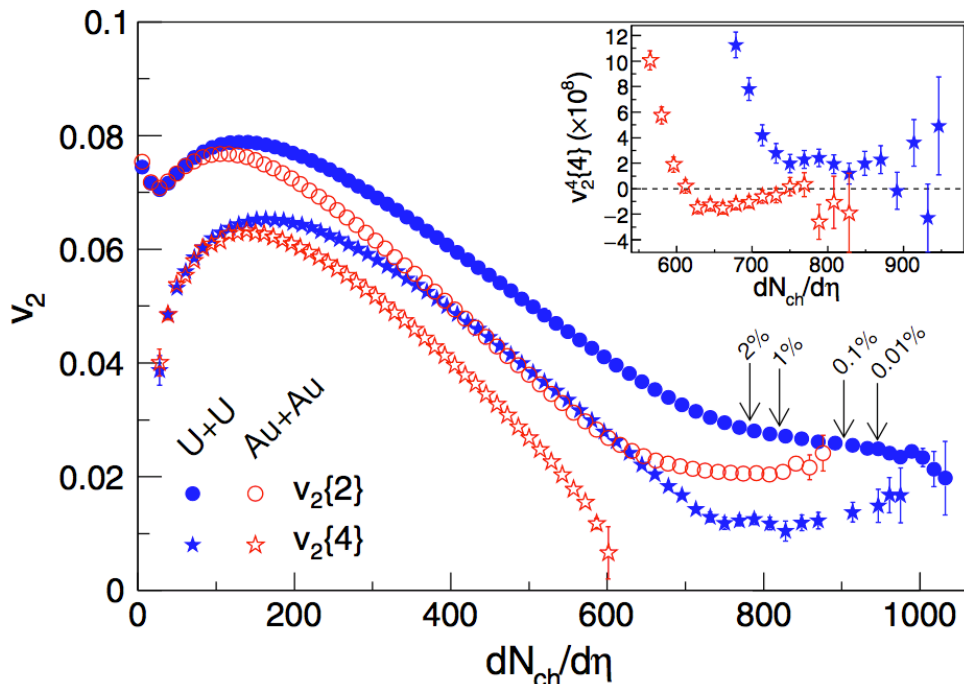


图 1.9 铀核-铀核和金核-金核碰撞中椭圆流关于多重数的函数。

Figure 1.9 v_2 as a function of multiplicity in U+U and Au+Au collisions.

示了椭圆流在长程方向上的退关联效应 (Khachatryan et al., 2015)。本文在第5章会具体探讨 RHIC 能区下的集体流退关联效应。

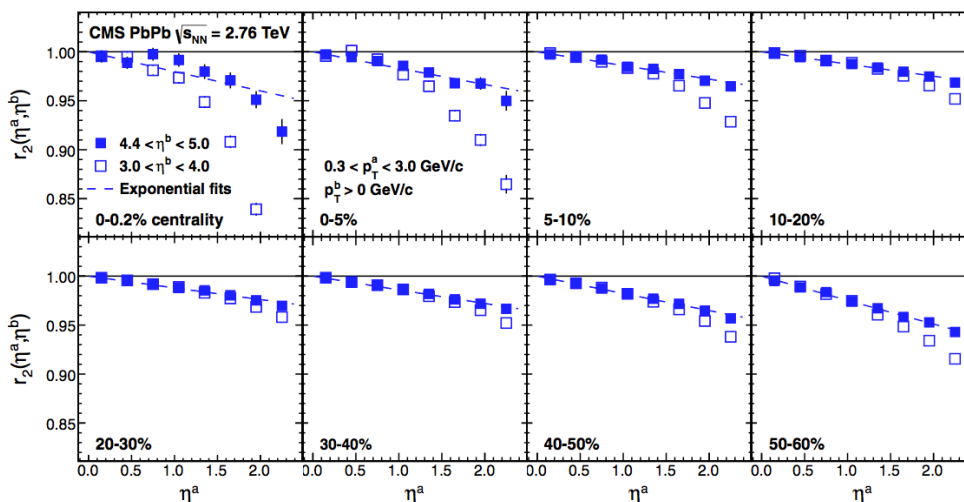


图 1.10 在不同中心度下，椭圆流退关联与快度的函数关系。

Figure 1.10 The decorrelation of elliptic flow along the pseudorapidity direction in different centrality ranges.

双粒子关联是集体流计算中普遍采用的方法，基于双粒子关联可以得到粒

子对的快度-方位角分布。在近端 (near side) ($\Delta\phi \approx 0$) 的区域看过去, 可以在快度方向上看到一条类似“山脊”(ridge) 的结构。这种山脊结构就可以通过傅里叶分解为集体流各阶系数的形式, 因此山脊结构一般也被认为是集体流存在的直接证据, 这已经在重核-重核系统中得到证实。小系统一般是指质子-质子 (p+p) 或者质子-重核 (p+A) 系统, 近来在小系统也发现了这种山脊结构, 图 1.11 分别展示了质子-质子, 质子-铅核, 铅核-铅核三个系统中的双粒子关联分布 (Chatrchyan et al., 2012, 2013a; Khachatryan et al., 2016)。关于小系统中的集体流研究也随之成为热点, 小系统中集体流因为更多被非流效应所主导, 如何有效提出这些非流而准确提取集体流信号是一大难点。本文在第 6 章将会就这一课题进行讨论。

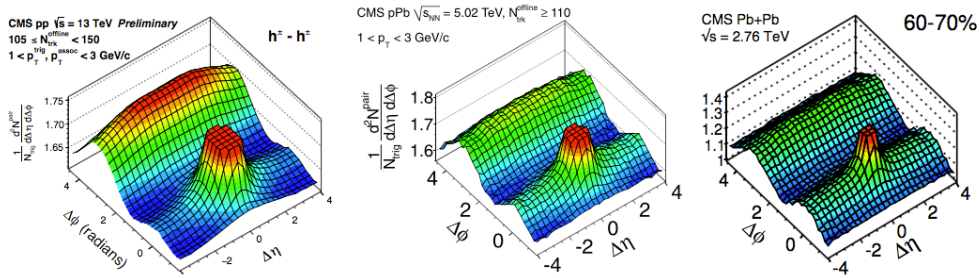


图 1.11 质子-质子, 质子-铅核, 铅核-铅核中的双粒子关联函数分布。

Figure 1.11 Two-particle correlation function in p+p, p+Pb and Pb+Pb.

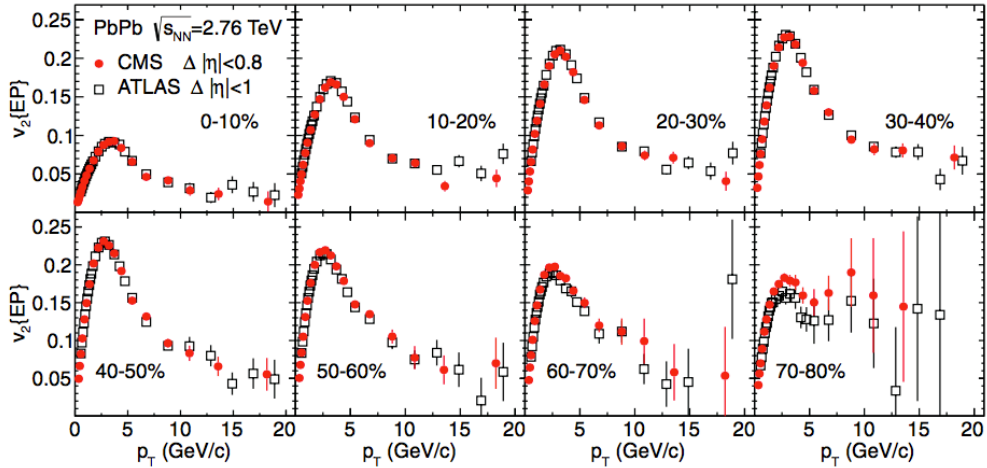


图 1.12 基于事件平面法的椭圆流关于横向动量的关系。其中实心点为 CMS 实验组的数据, 空心点为 ATLAS 实验组的实验数据。

Figure 1.12 Comparison of results for $v_2(p_T)$ obtained with the event-plane method from CMS (solid symbols) and ATLAS (open symbols) for the centrality classes marked.

各向异性流的研究对象一般是低横向动量粒子, 用来表征这些粒子的集体

行为。图1.12展示了在不同中心度下椭圆流关于横向动量的依赖性 (Chatrchyan et al., 2013b; Aad et al., 2012a), 可以看到随着横向动量的增加椭圆流先增加然后逐步减小。特别地, 对于高横向动量的粒子, 椭圆流虽然减小了, 但并没有完全消失。高横向动量的粒子一般较少, 是少数粒子的关联。此时不能用流的概念来描述, 准确说应该是高横向动量粒子的各向异性行为。需要特别指出, 高横向动量粒子的各向异性行为与低横向动量粒子的各向异性流是两个不同的概念。前者是基于很多事件, 多事件平均后提取的各向异性行为, 并没有所谓流的概念; 而后的各向异性则可以通过单个事件来表征。本文的第7章, 我们研究了完整重构喷注的各向异性行为, 考虑到计算的物理量依然用 v_2^{jet}, v_3^{jet} 来表示, 因为中文叫法习惯, 我们称之为喷注的椭圆流和喷注的三角流。这些物理量反映的是喷注的能损路径效应, 而与流的概念无关。

1.4 相对论重离子碰撞中的模型

在相对论重离子碰撞的唯像理论中, 有不少模型被用来模拟碰撞过程, 并成功解释了实验观测。这些模型包括: 流体力学模型 (HydroDynamics), 多相运输模型 (Lin et al., 2005)(A Multi-Phase Transport, AMPT), 极端相对论量子分子动力学模型 (Cassing et al., 1999)(Ultrarelativistic Quantum Molecular Dynamics, UrMQMD) 等。这些唯像模型研究与实验数据分析是相辅相成的, 一方面实验数据往往需要模型的理论解释, 另一方面理论模型的参数往往需要根据实验分析结果来给出相应的限制。本节不对各个模型具体展开, 仅重点介绍 AMPT 模型。

AMPT 模型因为能很好地解释 RHIC 和 LHC 能区的诸多实验观测量, 同时基于 AMPT 的预测也在实验中得到证实 (例如基于 AMPT 模型的三角流研究 (Alver et al., 2010))。因而 AMPT 是相对论重离子碰撞领域广泛使用的唯像模型之一。AMPT 是一个复合运输模型, 由多个模型组合而来。目前 AMPT 模型包含两个版本, 默认版本和包含弦融化 (string melting) 机制的版本, 图1.13分别展示了两个版本的区别。AMPT 模型包括四个主要过程: 相空间初始化; 部分子相互作用; 强子化; 强子再散射。在默认版本中, 激发弦直接强子化然后进入强子再散射阶段; 而弦融化版本中, 激发弦则全部变成部分子。相空间初始化主要包括 minijet 的部分子和软的激发弦的坐标空间和动量空间分布, 这些由 HIJING(Heavy Ion Jet Interaction Generator) 模型 (Wang et al., 1991) 完成接下来, 初始化产生的 minijet 部分子和弦融化产生的部分子之间的相互作用级联过程由 ZPC(Zhang's Parton Cascade)(Zhang, 1998) 来描述, 其中部分子的反应截面由强

耦合常数 (strong coupling constant) 和德拜屏蔽质量 (Debye screening mass) 的值来调节。目前 AMPT 模型的部分子级联过程只包含两体弹模型的部分子级联过程只包含两体弹性碰撞。对于强子化阶段, 部分子的强子化使用简单的夸克组合模型, 即在组合过程中只保持三动量守恒, 通过组合夸克的味度和不变质量, 判断它与哪一种强子更接近, 从而组合产生相应的粒子。强子化结束后, 所有的强子将发生再散射相互作用, 本阶段采用相对论输运 (A Relativistic transport, ART) 模型][Li et al., 1995) 来模拟。

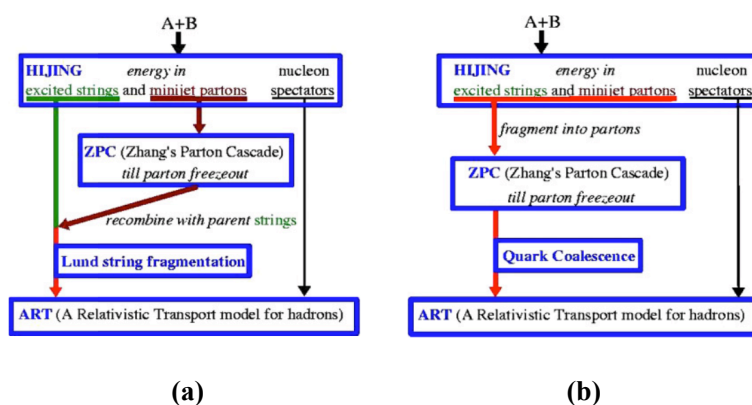


图 1.13 AMPT 流程示意图。(a) 默认版本 AMPT (b) 弦融化机制版本的 AMPT。

Figure 1.13 Illustration of the structure of the AMPT model.(a) The default AMPT version (b) The AMPT with string melting.

1.5 论文概要

本论文系统论述了相对论重离子碰撞中的各向异性流。各向异性流作为相对论重离子碰撞研究中的重要探针, 历来是研究热点。在第 1 章本文简单回顾了各向异性流的研究现状。第 2 章就各向异性流的各个研究方法作了简单介绍。第 3 章介绍现今的相对论重力碰撞装置, 并主要介绍了时间投影室和前向介子分光仪。第 4 章我们基于逐事件集体流分布, 利用贝叶斯 Unfolding 方法, 首次在 RHIC 能区研究了铀核-铀核中的集体流涨落。集体流退关联反映的是集体流长程关联涨落, 本文第 5 章利用 RHIC-STAR 金核-金核碰撞数据, 首次测量了 RHIC 能区的集体流退关联效应。小系统中的各向异性流是近几年兴起的研究热点, 小系统中的研究难点就是无法提取出准确的各向异性流信息。本文第 6 章基于最新的 sub-event cumulant 方法, 利用 AMPT 模型, 研究了小系统中的各向异性流。重构喷注的各向异性能反应喷注淬灭的路径效应, 本文第 7 章基于 AMPT 模型, 利用完整重构喷注手段, 研究了喷注的各向异性。

关于本论文的安排如下：

第一章：相对论重离子碰撞

第二章：各向异性流简介

第三章：相对论重离子碰撞实验装置

第四章：逐事件集体流分布方法测量铀核-铀核碰撞中的集体流研究

第五章：金核-金核碰撞中的集体流退关联研究

第六章：在小系统中基于 AMPT 模型的各向异性流研究

第七章：基于 AMPT 模型完整重构喷注的各向异性研究

第八章：总结与展望

第2章 各向异性流简介

在第1章，我们直接给出了各向异性流的表达式，并简单介绍了各向异性流的研究现状。

在本章开始前，我们首先介绍各向异性流中的重要概念，非流 (non-flow)。所谓非流通俗地说就是只要不是流的都可以包含到非流里面。我们已经知道集体流是低横向动量粒子的集体行为，它是由初始的各向异性造成的，直接反映初始的时空演化。非流所涉及的粒子通常都很少，也叫少体关联。非流的来源一般包括两个方面，长程关联和短程关联。短程关联的贡献主要来自于共振态衰变，玻色-爱因斯坦关联，独立喷注的碎裂部分等，长程关联的贡献则主要来自于全局的横向动量守恒 (global Transverse Momentum Conservation)，双喷注 (dijet) 等。横向动量守恒主要影响的是直接流 (v_1) 的测量，对于大多数各向异性流的研究，研究的主要是椭圆流和更高阶的流，因此非流效应可以等同于认为完全来自于短程关联的贡献。在计算各向异性流时，非流效应的量级估计为末态带电粒子数的倒数 ($1/M$)。各向异性流的涨落也是一个重要概念，在讲到多粒子关联部分时会再具体提及。

本章我们将首先从末态粒子方位角函数出发，具体介绍计算各向异性流的各种方法。末态粒子方位角的分布函数 $f(\phi)$ 可以用傅里叶级数展开：

$$f(\phi) = \frac{x_0}{2\pi} + \frac{1}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} [x_n \cos(n\phi) + y_n \sin(n\phi)] \quad (2.1)$$

其中，

$$\begin{cases} x_n = \int_0^{2\pi} f(\phi) \cos(n\phi) d\phi \\ y_n = \int_0^{2\pi} f(\phi) \sin(n\phi) d\phi \end{cases} \quad (2.2)$$

对于每一对傅里叶系数, x_n 和 y_n , 可以定义一个量 v_n

$$v_n \equiv \sqrt{x_n^2 + y_n^2} \quad (2.3)$$

v_n 可以直接与方位角分布函数 $f(\phi)$ 联系起来，如下所示：

$$\begin{aligned}
 \langle \cos(n\phi) \rangle &= \frac{\int_0^{2\pi} f(\phi) \cos(n\phi) d\phi}{\int_0^{2\pi} f(\phi) d\phi} \\
 &= \frac{\frac{1}{\pi} v_n \int_0^{2\pi} \cos^2(n\phi) d\phi}{v_0} \\
 &= \frac{v_n}{v_0}
 \end{aligned} \tag{2.4}$$

对于已经归一化的分布函数 $f(\phi)$, 有 $v_0 = \int_0^{2\pi} f(\phi) d\phi = 1$, 这样, 可以直接得到

$$v_n = \langle \cos(n\phi) \rangle \tag{2.5}$$

上述定义中, 没有考虑反应平面 Ψ_n , 在实际计算中, 反应平面并不是确定的, 而是会随着每个碰撞事件而变化, 这样上述公式中的 $\phi = \phi_{obs} - \Psi_n$, ϕ_{obs} 是测量到的末态粒子的方位角。为了更直观地表述, 我们用复数形式改写上述公式, 用大写的 V_n 表示复数, 而小写的 v_n 表示模长。

$$\cos(n\phi) = \frac{1}{2}(e^{in\phi} + e^{-in\phi}) \tag{2.6}$$

$$\sin(n\phi) = \frac{1}{2i}(e^{in\phi} - e^{-in\phi}) \tag{2.7}$$

$$V_n = \begin{cases} x_n - iy_n, & n > 0 \\ x_n + iy_n, & n < 0 \\ x_0, & n = 0 \end{cases} \tag{2.8}$$

代入方位角分布函数 $f(\phi)$ 中, 则有,

$$f(\phi) = \frac{x_0}{2\pi} + \frac{1}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{2}(x_n - iy_n)e^{in\phi} + \frac{1}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{2}(x_n + iy_n)e^{-in\phi} \tag{2.9}$$

$$= \frac{x_0}{2\pi} + \frac{1}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{2}(x_n - iy_n)e^{in\phi} + \frac{1}{\pi} \sum_{n=-\infty}^{-1} \frac{1}{2}(x_{-n} + iy_{-n})e^{in\phi} \tag{2.10}$$

于是,

$$f(\phi) = \frac{1}{2\pi} \sum_{n=-\infty}^{\infty} V_n e^{in\phi} \tag{2.11}$$

注意到分布函数 $f(\phi)$ 是可观测量，必然是实数，则有 $f(\phi) = f(\phi)^*$ 。于是可以得到 $V_n = V_{-n}^*$ 。

$$f(\phi) = \frac{v_0}{2\pi} + \frac{1}{2\pi} \sum_{n=1}^{\infty} V_n^* e^{-in\phi} + \frac{1}{2\pi} \sum_{n=1}^{\infty} V_n e^{in\phi} \quad (2.12)$$

$$= \frac{v_0}{2\pi} + \frac{1}{2\pi} \sum_{n=1}^{\infty} 2 \cdot \text{Re}(V_n e^{in\phi}) \quad (2.13)$$

考虑到 V_n 是一个复数，我们将 V_n 写成模长和相位两部分，即 $V_n = v_n e^{-in\Psi_n}$ 。于是，

$$f(\phi) = \frac{v_0}{2\pi} + \frac{1}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} v_n \text{Re} [e^{in(\phi - \Psi_n)}] \quad (2.14)$$

只考虑实部的时候，上式也写为：

$$f(\phi) = \frac{v_0}{2\pi} + \frac{1}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} v_n \cos [n(\phi - \Psi_n)] \quad (2.15)$$

考虑归一化的 $f(\phi)$ 分布， $v_0 = 1$ ，于是有

$$v_n = \langle \cos(n(\phi - \Psi_n)) \rangle \quad (2.16)$$

2.1 事件平面法

由方程2.16可以看出，要计算椭圆流，需要知道真实的反应平面，而反应平面无法直接得到，因此一般用事件平面来估计反应平面。事件平面则需要通过末态粒子重构获得。首先引入流矢量 \mathbf{Q}_n ，流矢量是一个二维矢量，定义如下：

$$Q_{n,x} = \sum_i^n \omega_i \cos(n\phi_i) = \mathbf{Q}_n \cos(n\Psi_n) \quad (2.17)$$

$$Q_{n,y} = \sum_i^n \omega_i \sin(n\phi_i) = \mathbf{Q}_n \sin(n\Psi_n) \quad (2.18)$$

$$\mathbf{Q}_n = \sqrt{Q_{n,x}^2 + Q_{n,y}^2} \quad (2.19)$$

其中 ω_i 是每个粒子的权重，在实验分析中，它通常是 η ， ϕ 和 p_T 的函数。 Ψ_n 即是事件平面，通过计算可知：

$$\Psi_n = \frac{1}{n} \arctan(Q_{n,x}, Q_{n,y}) \quad (2.20)$$

一旦上述事件平面确定后，集体流便可表示为：

$$v'_n = \langle \cos(n(\phi_i - \Psi_n)) \rangle \quad (2.21)$$

需要指出这里的 v'_n 并不是最终的结果，因为每个事件的粒子数是有限的，这样通过流矢量来重构得到的事件平面并不完全等同于真实的反应平面。我们需要对事件平面进行修正，引入事件平面分辨率 (event plane resolution)，记为 $\text{Res}\Psi_n$ 。

$$\text{Res}\{\Psi_n\} = \langle \cos(n(\Psi_n - \Psi_{RP})) \rangle \quad (2.22)$$

其中 Ψ_{RP} 是真实反应平面角。这样最终的集体流系数 v_n 为

$$v_n = \frac{v'_n}{\text{Res}\{\Psi_n\}} \quad (2.23)$$

事件平面分辨率的公式里依然用到了未知量真实反应平面 Ψ_{RP} ，在实验分析处理时，我们是采用探测器的分辨率来估计事件分辨率。具体的操作需要采用所谓 two-subevent 或者 three-subevent 的方式来估计，这里不再继续展开。图2.1展示了 ATLAS 实验组探测器的事件平面分辨率。

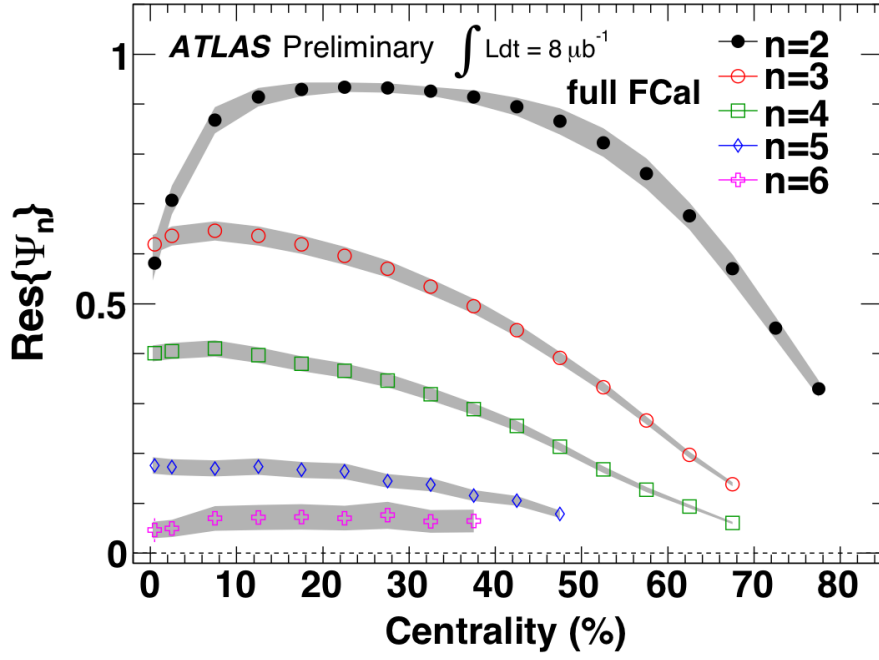


图 2.1 ATLAS 探测器在不同中心度下不同阶的事件平面分辨率。

Figure 2.1 Event plane resolution with different order in different centrality intervals in ATLAS.

2.2 双粒子关联法

在第一章我们已经提到了双粒子关联法 (two-particle correlation)，当有集体流效应的时候，双粒子关联法总是跟山脊结构联系在一起。在上述方法中，我们需要估计反应平面，双粒子关联方法则不需要估计反应平面。双粒子关联法需要构造关联函数，在实验上，关联函数一般构造为关于快度和方位角的函数，我们用两粒子的快度和方位角之差来构造关联函数，记为 $C(\Delta\eta, \Delta\phi)$ ，其中 $\Delta\eta = \eta_a - \eta_b$ ， $\Delta\phi = \phi_a - \phi_b$ 。一般粒子 a, b 也被分别叫为触发 (trigger) 粒子和伴随 (associated) 粒子。在实验分析中，我们通常在相同的事件中选取粒子对 $S(\Delta\eta, \Delta\phi)$ 作为前景 (foreground)，在不同事件中选取的粒子对 $B(\Delta\eta, \Delta\phi)$ 作为背景 (background)。于是关联函数可以表示为：

$$C(\Delta\eta, \Delta\phi) = \frac{S(\Delta\eta, \Delta\phi)}{B(\Delta\eta, \Delta\phi)} \quad (2.24)$$

图2.2展示了 ATLAS 双粒子关联的二维示意图 (Aad et al., 2012b)，可以看到对应的一维方位角关联函数中在 $\phi \approx 0$ 的地方有一个很大的峰，这主要是因为非流效应带来的，如前所述，非流效应主要是短程关联，因此我们加上一个足够大的快速度间隔可以有效扣除非流效应的影响。

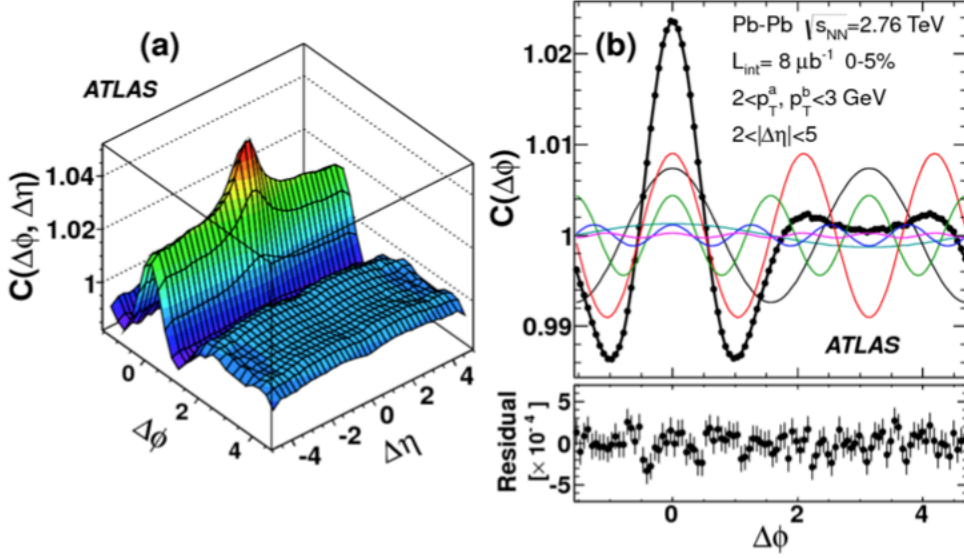


图 2.2 左图是双粒子关联函数的二维展示图，右图是一维方位角关联函数傅里叶展开拟合，其中黑色点是实验数据，彩色线是各阶傅里叶展开系数。

Figure 2.2 (left) The 2D two particle correlation function. (Right) The 1D correlation function overlaid with the contributions from the individual $v_{n,n}$

在小系统中各向异性流计算时，基于 ZYAM (zero-yield-at-minimum)(Adare et al., 2008; Ajitanand et al., 2005)，ATLAS 和 CMS 实验组分别在双粒子关联方法的基础上发展出了两套被称为“template fit”和“peripheral subtraction”的方法，目前这两种方法的之间还存在着争议。

2.3 多粒子关联方法

集体流是多体关联，而非流效应则是少体关联，因此采用多粒子关联方法可以有效扣除非流部分的贡献。多粒子关联可以直接与多粒子 cumulant 联系起来。具体地，

$$\langle\langle 2 \rangle\rangle = \langle\langle e^{in(\phi_1 - \phi_2)} \rangle\rangle \quad (2.25)$$

$$\langle\langle 4 \rangle\rangle = \langle\langle e^{in(\phi_1 + \phi_2 - \phi_3 - \phi_4)} \rangle\rangle \quad (2.26)$$

由上述多粒子关联式可以得到与多粒子 cumulant 的关系

$$c_n\{2\} = \langle\langle 2 \rangle\rangle \quad (2.27)$$

$$c_n\{4\} = \langle\langle 4 \rangle\rangle - 2 \langle\langle 2 \rangle\rangle^2 \quad (2.28)$$

cumulant 可以通过一级一级地方式来扣除非流效应的贡献，具体地说，就是四阶 **cumulant** 中，两粒子关联的非流效应就被很好地扣除了，依次往上推。不同阶的 **cumulant** 有对应的集体流系数，其中二阶和四阶项 (Borghini et al., 2001a,b) 为：

$$v_n\{2\}^2 = c_n\{2\} \quad (2.29)$$

$$v_n\{4\}^4 = -c_n\{4\} \quad (2.30)$$

通过以上表达式，我们就直接得到相应的集体流系数。但是直接采用上式来进行计算并不划算，随着 **cumulant** 阶数的增加，我们需要的 for 循环也会相应增加，计算的时间复杂度是成指数增加的。因此基于 **cumulant** 的改进方法被广泛使用，这种方法因为是计算流矢量 \mathbf{Q}_n ，因此被称为 Q-cumulant (Bilandzic et al., 2011)，同时因为该方法是对 **cumulant** 方法的直接计算，也叫做直接 **cumulant** (direct cumulant)。在本文第6章，采用的是基于该方法改进的 subevent cumulant。为了称呼上的统一，在本文中，我们把它统称为标准 **cumulant** (standard cumulant) 方法。标准 **cumulant** 方法，通过计算流矢量来估计 **cumulant** 项，在计算时严格扣除了因粒子挑选带来自关联的影响，因此虽然形式上变复杂了，但是计算时间复杂度依然只有一个 for 循环，因此计算时间大为减少。标准 **cumulant** 中单事件的 2 粒子和 4 粒子关联可以用流矢量表示为：

$$\langle 2 \rangle = \frac{|\mathbf{Q}_n^2| - M}{M(M-1)} \quad (2.31)$$

$$\langle 4 \rangle = \frac{|\mathbf{Q}_n^4| + |\mathbf{Q}_{2n}^2| - 2 \cdot \text{Re} [\mathbf{Q}_{2n} \mathbf{Q}_n^* \mathbf{Q}_n^*]}{M(M-1)(M-2)(M-3)} - 2 \frac{2(M-2) \cdot |\mathbf{Q}_n|^2 - M(M-3)}{M(M-1)(M-2)(M-3)} \quad (2.32)$$

其中，M 是集体流计算中的粒子数。2 粒子和 4 粒子事件平均后的 **cumulant** 项为：

$$c_n\{2\} = \langle \langle 2 \rangle \rangle \quad (2.33)$$

$$c_n\{4\} = \langle \langle 4 \rangle \rangle - 2 \langle \langle 2 \rangle \rangle^2. \quad (2.34)$$

集体流的涨落

2.4 对称 cumulant

对称 cumulant (Symmetric Cumulant, SC) 是在标准 cumulant 方法上更进一步发展来的。对称 cumulant 研究的是不同阶集体流振幅的涨落的关联 (Adam et al., 2016)。

$$SC(n, m) = \langle\langle e^{in(\phi_1-\phi_2)+im(\phi_3-\phi_4)} \rangle\rangle - \langle\langle e^{in(\phi_1-\phi_2)} \rangle\rangle \langle\langle e^{im(\phi_3-\phi_4)} \rangle\rangle = \langle v_m^2 v_n^2 \rangle - \langle v_m^2 \rangle \langle v_n^2 \rangle. \quad (2.35)$$

图2.3展示了 $SC(4, 2)$ 和 $SC(3, 2)$ 随中心度的依赖性，可以看到 v_2 和 v_4 的大小是正关联的，而 v_2 和 v_3 的大小是负关联的。对称 cumulant 的这一特性反映的是集体流的逐事件涨落。从图中还可以看到，对称 cumulant 的结果可以准确被流体动力学模型重现，这一重要观测量为以后的唯像模型也提出了更高的要求。本文第6章计算了小系统中的对称 cumulant，相关结果与讨论会在随后的章节中具体说明。

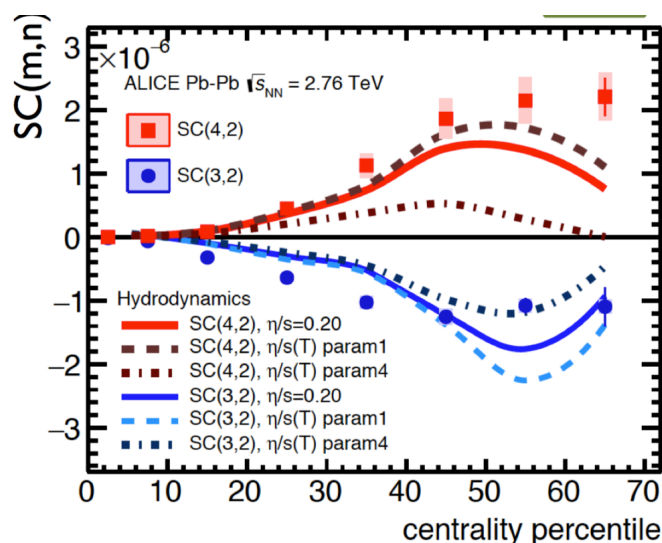


图 2.3 对称 cumulant $SC(4,2)$ 和 $SC(3,2)$ 的中心度依赖性，实心点是实验数据，线是流体动力学模型的计算结果。

Figure 2.3 Centrality dependence of the observables $SC(4,2)$ and $SC(3,2)$, the hydrodynamics results are also presented (lines).

2.5 本章小结

计算各向异性流的方法有很多，本章首先提到了直接通过重构事件平面来估计反应平面的事件平面法。双粒子关联法是在实验上被广泛采用的方法，该方

法的一大好处是可以直观地看到集体流的表现形状，长程“山脊”结构，同时该方法不需要重构反应平面，该方法的缺陷则是会含有非流效应的贡献。虽然双粒子关联法通过一个相对较大的快度间隔可以几乎扣除非流效应的贡献，在 $A+A$ 系统中，该方法算是行之有效，因为相比集体流，非流效应带来的贡献也相对较小。但是在小系统中，非流效应会明显增强，此时要完全扣除这些贡献，将会相对困难。集体流是多粒子关联，因此多粒子 **cumulant** 方法可以更准确地反映多粒子关联的信息。脱胎于 **cumulant** 方法的标准 **cumulant** 因为极大地简化了计算，使得 **cumulant** 得以广泛使用。对称 **cumulant** 通过关联不同阶的流系数的大小，可以准确反映系统逐事件的涨落。本文还将在小系统中具体讨论这一观测量。

第 3 章 相对论重离子碰撞实验装置

美国长岛布鲁克海文国家实验室 (Brookhaven National Laboratory, BNL) 的相对论重离子对撞机 (Harrison et al. (2003); Burns et al. (2003))(Relativistic Heavy Ion Collider, RHIC) 和横跨法国和瑞士边境的欧洲核子中心的大型强子对撞机 (Large Hadron Collider, LHC) 是目前国际上高能核物理研究的最大规模的两个科学研究装置。前者运行于 2000 年, 后者运行于 2010 年。

LHC 是目前世界上运行能量最高的粒子对撞机。它的主要目标是在长达 27km 的轨道上, 让两束质子反向运行, 在被加速到光速的 99.999999% 后, 这些质子及其包含的夸克与胶子将发生相互碰撞, 在猛烈撞击的瞬间, 试图重现宇宙大爆炸之初的图像。在 LHC 的加速环上有四个碰撞点, 分别设有四个探测器。其中 ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) 和 CMS (Compact Muon Solenoid) 是通用型的粒子探测器, LHCb (Large Hadron Collider beauty), ALICE (A Large Ion Collider Experiment) 则是较小型的探测器。

RHIC 的设计目的就是为了探索 QGP 和 QGP 相变。RHIC 的重核-重核碰撞最高质心系能量可以达到每核子对 200 GeV。质子-质子碰撞和质子-重核碰撞则可以用来研究初始的部分子分布, 同时为重核对撞的研究提供背景参考。此外, RHIC 是目前世界上仅有的可以在质心系能量为每核子对 510 GeV 下, 进行极化质子-质子碰撞的实验装置。

整个 RHIC 在一个周长为 3.8 km 的轨道上。RHIC 的系统由范德格拉夫串列静电加速器 (Tandem van de Graaff), 直线加速器 (a Linear Accelerator, Linac), 增强器 (Booster Synchrotron), 交变梯度同步加速器 (Alternating Gradient Synchrotron, AGS) 和 RHIC 主存储环等一系列子系统组成。以金束流为例, 带有 $Q = -1e$ 电荷的金原子束首先在脉冲溅射离子源 (Pulsed Sputter Ion source) 中产生并通过范德格拉夫串列静电加速器加速, 金核在此过程中被加速至每核子 15MeV。然后再通过一系列剥离箔 (stripping foils) 后, 金离子的净电荷为 $Q = +32e$ 。随后金离子通过增强器被加速到每核子 95 MeV, 再通过一系列剥离箔后, 金离子的电子被进一步剥离, 带电荷为 $Q = +77e$ 。随后再被注入到 AGS 中, 金离子束被加速到每核子 8.86 GeV, 同时金离子的轨道电子被完全剥离, 净电荷为 $Q = +79e$ 。最后被完全剥离电子的金离子束通过 AGS-To-RHIC (ATR) 转移到 RHIC 环中, 进一步加速至所需的碰撞能量。

在 RHIC 上一共设有六个不同的对撞点，其中四个对撞点上装有实验装置，包括 6:00 位置的 STAR (Solenoid Tracker at RHIC)(Ackermann et al. (2003))，8:00 位置的 PHENIX (Pioneering High Energy Nuclear Interaction experiment)(Morrison et al. (1998))，10:00 位置的 PHOBOS (Physics Background for non-Scientists)(Back et al. (2003))，以及 2:00 位置的 BRAHMS (Broad Range Hadron Magnetic Spectrometers)(Adamczyk et al. (2003))。PHOBOS 在 2005 年 6 月停止了数据采集，BRAHMS 则在 2006 年 6 月停止了数据采集。目前，只有 STAR 和 PHENIX 仍然在运行。图3.1显示了整个 RHIC 装置的俯视图。

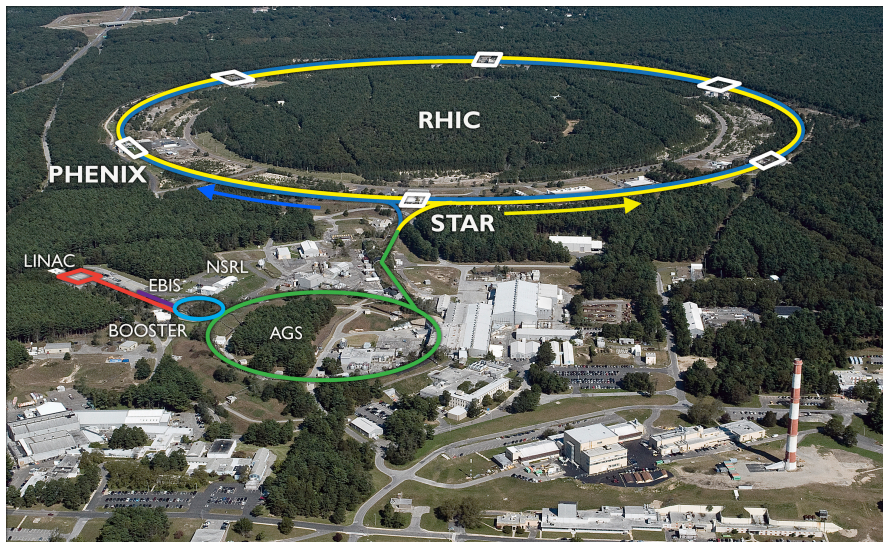


图 3.1 相对论重离子对撞机的俯视图。

Figure 3.1 Top view of RHIC.

3.1 STAR 探测器

STAR (Solenoid Tracker at RHIC) 探测器位于 RHIC 对撞机的六点钟位置。STAR 是一个大型复合探测器，拥有全方位角接收度，具有优异的多径迹重构能力。图3.2为 STAR 探测器的三维示意图 STAR 的子探测器主要包括重味径迹探测器 (Heavy Flavor Tracker, HFT)、时间投影室 (Time Projection Chamber, TPC)(Anderson et al. (2003))、飞行时间探测器 (Time of Flight, TOF)、 μ 子探测器 (Muon Telescope Detector, MTD)、束流探测器 (Beam Beam Counter, BBC)、零度量能器 (Zero Degree Calorimeter, ZDC)(Adler et al. (2001))、顶点探测器 (Vertex Position Detector, VPD)、端部电磁量能器 (Endcap ElectroMagnetic Calorimeter, EEMC)、前向介子分光仪 (Forward Meson Spectrometer, FMS) 等。

图3.3则展示了 STAR 的侧向剖面图，从图中可以看到次级探测器大都集中

在环形的磁铁当中，TPC 是主要探测器。在沿着束流方向的前向端，可以看到 FMS 探测器，这个探测器直到 2016 年才整合到整个 STAR 系统中，探测的实验数据得以整合到整个 STAR 的数据里。

本节只重点介绍与实验分析相关的 TPC 和 FMS。

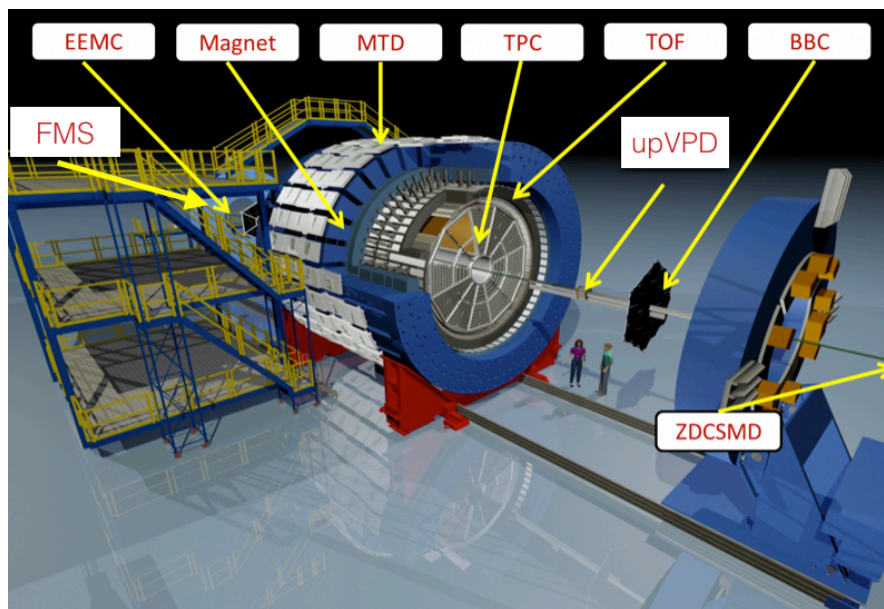


图 3.2 STAR 探测器的示意图，图中标注了 STAR 的几个主要的子探测器。

Figure 3.2 A schematics of the STAR detector.

3.1.1 时间投影室 TPC

TPC 是 STAR 上最重要的径迹重构探测器，具有很好的探测接收度， 2π 的方位角覆盖，快度 η 范围从 -1.8 至 1.8。图3.4展示了 TPC 的三维示意图。TPC 是一种具有高分辨粒子径迹的探测器。它主要是通过测量原初电子的漂移时间来确定垂直于阳极丝平面内的坐标 (Z 坐标)，同时通过信号丝位置和感应信号的方法确定出粒子在灵敏丝上 X, Y 的位置坐标，通过二者的有机结合，构成一个能够测量三维空间坐标的气体探测器。STAR-TPC 长 4.2m，直径为 4m，工作气体采用 $10\%CH_4+90\%Ar$ ，气压略大于大气压。内部场强为 135 V/cm。信号读出系统是基于带有读写 pad 的多丝正比室，分为 12 个扇区，每个扇区又分为内扇区和外扇区，内外扇区 pad 大小分别为 $2.85mm \times 11.5mm$ 和 $6.02mm \times 19.5mm$ ，共有 136608 个读出条 pad。在实际测量过程中，通过寻找沿着径迹的电离簇团的空间坐标来确定原初粒子穿过 TPC 的径迹。因为每个次级电子团簇的 X, Y 坐标可以用三个 pad 的电荷重心确定，而 Z 坐标则是通过测量次级电子簇团从原初位置漂移到端盖阳极丝的时间来确定的，因此通过径迹重建可以反推原初顶点。

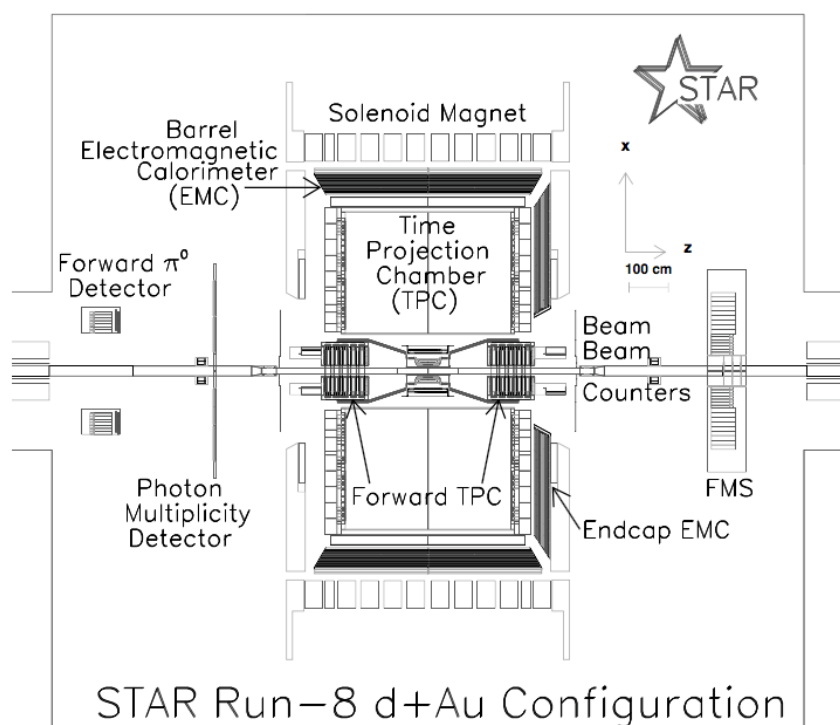


图 3.3 STAR 探测器的剖视图。

Figure 3.3 A schematics of the STAR detector.

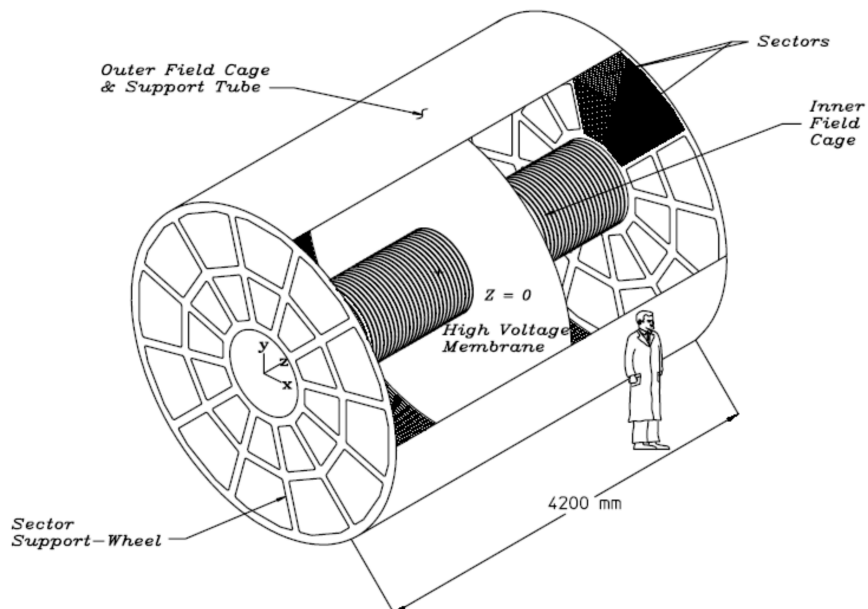


图 3.4 STAR 时间投影室的三维示意图。

Figure 3.4 3D schematic of the STAR-TPC

STAR-TPC 的顶点分辨可以达到 $350\mu\text{m}$ 。在顶点分辨很好的情况下不仅可以改善动量分辨,同时次级顶点也能很好地与原初顶点分开,重离子碰撞中产生的许多奇异粒子可以用这种方法鉴别。除了径迹重建鉴别粒子外,还可以通过低动量带电粒子的电离能损 dE/dx 来测量,STAR-TPC 可鉴别的粒子动量范围是 $100\text{MeV}/c - 1\text{GeV}/c$ 。

3.1.2 前向介子分光仪 FMS

前向介子分光仪 (FMS) 是一个电磁量能器,位于 STAR 相互作用点西面 7.30 米处。它由一个 $2\text{m} \times 2\text{m}$ 的铅玻璃矩阵组成,在带电粒子穿过这些铅玻璃矩阵(透明介质)时,当粒子速度大于光在铅玻璃矩阵中的相速度时会发出微弱的可见光,即切伦科夫光。FMS 即是收集这种切伦科夫光的探测器。FMS 由两部分组成,内部探测器和外部探测器。其中内部探测器由 476 块 $3.8\text{cm} \times 3.8\text{cm}$ 的小单元组成,而外部探测器则由 788 块 $5.8\text{cm} \times 5.8\text{cm}$ 的小单元组成,如图 3.5 所示。整个 FMS 覆盖全方位角,正向快度接收范围为 $2.5 < \eta < 4.0$ 。其中外部探测器快度的接收范围为 $2.5 < \eta < 3.4$,内部探测器快度的接收范围为 $3.0 < \eta < 4.0$ 。FMS 扩展了 STAR 在前向区域的接收度,将 STAR 的探测快度范围由 $-1 < \eta < 2$ 提升到 $-1 < \eta < 4$ 。

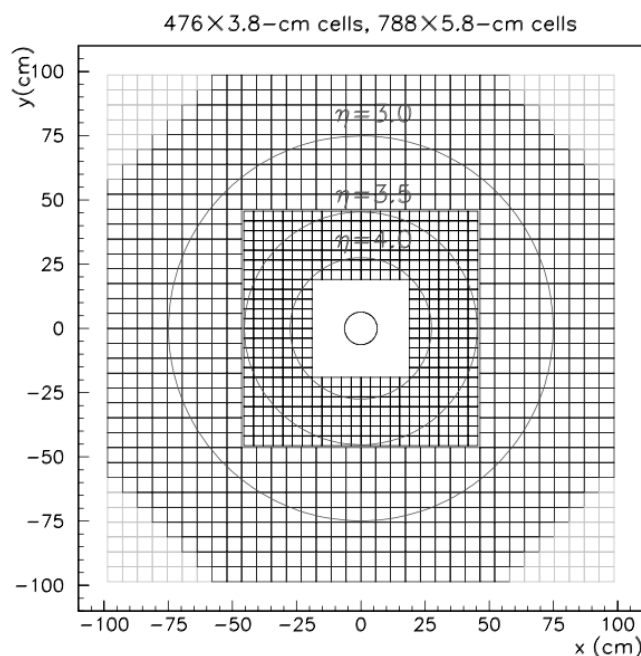


图 3.5 FMS 探测器的示意图。

Figure 3.5 Schematic of the STAR-FMS.

3.2 STAR 探测器的升级计划

自 1999 年 RHIC 建成以来，其对撞亮度不断提高，STAR 探测器获取了大量的实验数据，得到了很多重要的物理结果。随着新的物理目标的提出，针对 STAR 探测器的升级计划也逐渐被提上日程。

3.2.1 iTPC 升级计划

表 3.1 不同方案中，iTPC 内部扇区读出片的尺寸和数量。其中 Y2011 则是目前的 TPC。

Table 3.1 the size and numbers of the iTPC internal sector readout, where Y2011 is the current TPC.

方案	devTA	devTB	devTC	devTD	devTE	devTF	Y2011
排数	32	40	40	32	50	32	13
尺寸 (cm)	0.67×2.0	0.67×1.6	0.5×1.6	0.5×2.0	0.335×1.28	0.4×2.0	0.335×1.15
数量	2162	2572	3496	2762	6494	3456	1750

作为 STAR 最主要的探测器，TPC 已经成功运行了十几年，不少扇区都出现了不同程度的老化，同时读出系统也不能满足现在的亮度要求。现在的 TPC 内部扇区的读出片只有 13 排，并且每排之间存在较大的空隙，而外部扇区却很多，在实际对撞中，内部空间的径迹密度大于外部，因此 STAR 的 TPC 升级计划为内部扇区的读出数量，升级之后被称之为 iTPC(inner TPC)。通过增加内部扇区的读出数量，可以得到更好的带电粒子位置分辨和 dE/dx 分辨，同时可以提高低动量粒子的鉴别能力。对前向粒子的重构效率也会相应提高。

目前，iTPC 计划有多套方案，每套方案的读出片的排数、尺寸、总体数量如表3.1所示。

3.2.2 事件平面探测器 EPD

随着近年来前向物理的需求越来越旺盛，STAR 也急需升级前向探测器来满足前向物理研究的需求。STAR 现有的前向探测器 FMS 只在正快度区域，一个对称的探测器可以减小实验分析中的系统误差带来的影响。事件平面探测器 (Event Plane Detector, EPD) 的安装已经被提上日程。EPD 由两个 1.2cm 厚的塑料闪烁体圆盘构成，也叫轮子 (wheels)。其中内径为 4.5 cm，外半径为 90 cm。每个圆盘由 24 个扇区组成，共 48 个扇区。图3.6展示了 EPD 的示意图。EPD 将取代 BBC 被安装到整个 STAR 系统中，安装 EPD 之后，STAR 的快度覆盖范围将变成 $-5.1 < \eta < 5.1$ ，同时因为相比 BBC，EPD 的模块更多，因此方位角的测量

也将更加精细。EPD 的安装不仅为测量前向物理的相关观测量提供了可能，同时也可以用来确定中心度的划分，以及作为触发系统。2017 年，EPD 有 1/8 已经安装到 STAR 上进行测试，图3.7是安装在 STAR 上测试的 EPD 组件示意图。

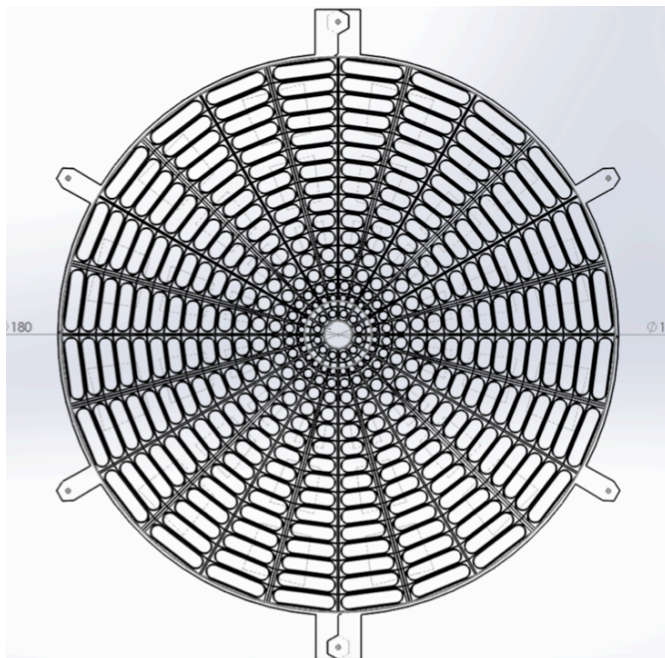


图 3.6 事件平面探测器的示意图。

Figure 3.6 Schematic of the STAR-EPD.

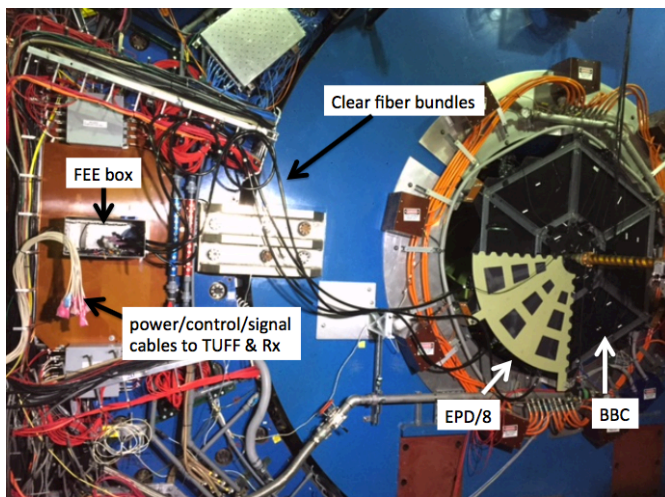


图 3.7 事件平面探测器 1/8 部分安装在 STAR 后的示意图。

Figure 3.7 Schematic of the one eighth STAR-EPD.

3.3 本章小结

本章主要介绍了相对论重离子对撞机 RHIC 和 STAR 探测器，并着重介绍了其中的两个子探测器，时间投影室 TPC、前向介子分光仪 FMS。随着运行年限的增加，STAR 的探测器也将会逐步升级，我们简要介绍了 iTPC 的升级计划和即将安装的 EPD 探测器。

第 4 章 逐事件集体流分布方法测量铀核-铀核碰撞中的集体流研究

末态动量空间粒子的各向异性流可以帮助我们理解产生的夸克胶子等离子体。大多数集体流的测量都是通过事件平均来计算集体流的平均值。这样得到的集体流的平均值基于流体力学可以反映碰撞初始几何形状，但是却无法反映集体流的涨落信息。为了得到集体流的全部信息，从集体流的逐事件分布着手可以有效利用所有关于流的信息。在铀-铀核的碰撞中，因为铀核本身的椭球形状，即使在最中心碰撞也会出现有几何形状差异，最极端的例子就是对心碰撞 (tip-tip) 和体体碰撞 (body-body)。tip-tip 碰撞中因为二体碰撞次数更多，因此会产生更多的多重数，而 body-body 碰撞由于初始的椭球形状，会有更大的椭圆流。也正是因为这个原因，铀-铀碰撞被认为是用来研究集体流的最理想的系统之一。

本章通过逐事件集体流分布方法 (Jia et al., 2013) 测量了铀-铀系统和金-金系统中的集体流，逐事件流矢量分布通过贝叶斯 Unfolding (Bayesian Unfolding) 方法来扣除其中的非流效应，从而得到真正的流矢量分布。通过集体流的概率分布，我们计算了分布函数的矩，即 cumulant，来估计集体流的涨落。

4.1 Bayesian Unfolding

逐事件集体流分布中，因为包含有非流效应和统计涨落的影响，因此真实的集体流被这些效应掩盖了。为了提取出真实的集体流分布，需要扣除上述两个效应的影响。在数据处理上，我们通常用一种被称为 Bayesian Unfolding 的方法来进行迭代处理。

在第2章我们提到了流矢量 \mathbf{Q}_n ，这里我们对流矢量做一些简单处理。

$$\mathbf{q}_n \equiv \frac{\sum_i^n \omega_i e^{in\phi_i}}{\sum_i^n \omega_i} \equiv q_n e^{in\Psi_n} \quad (4.1)$$

其中 ω_i 是粒子的权重，对于 TPC 中的粒子，求和针对的是在特定的相空间所有观测到的带电粒子， ω_i 是第 i 个粒子的权重，权重考虑了探测器的探测效率和径迹重构效率， $\omega_i = \omega_i(\eta, \phi)/\epsilon(p_T)$ 。 \mathbf{q}_n 是每粒子的流矢量 (per-particle flow vector)，它与 \mathbf{Q}_n 没有太大差别。在实验处理上，这样处理可以带来很多方便，我们把 \mathbf{q}_n 也简称为流矢量。

$$\mathbf{q}_n = (q_n^x, q_n^y) \quad (4.2)$$

二维流矢量的模长既是流矢量概率分布 $p(q_n)$ 。

$$q_n = \sqrt{(q_n^x)^2 + (q_n^y)^2} \quad (4.3)$$

因为每个事件中的多重数是有限的，则必然存在统计涨落，同时因为非流效应的影响，真实的流矢量被在二维流矢量中被掩盖了。我们把统计涨落和非流效应记为 s_n ，则观测到的流矢量 q_n 可以写成真实的流矢量 v_n 和 s_n 的矢量相加。

$$q_n = v_n + s_n \quad (4.4)$$

同时，观测到的流矢量 q_n 的概率分布可以写为真实的流矢量 v_n 的概率分布和 s_n 的卷积。

$$p(q_n) = p(v_n) \otimes p(s_n) \quad (4.5)$$

条件概率函数 $p(q_n|v_n)$ 也被称为响应函数 (Response Function)。为了得到响应函数，我们沿着快度方向将探测器分为两部分，前向和后向。前后向的定义，依照每个事件中快度 $\eta > 0$ 和 $\eta < 0$ 作为分界。考虑到集体流是一个全局效应，因此在前后快度区域应该是对称的。因此当用前向的流矢量减去后向的流矢量之后，所有的物理贡献，即集体流部分将相互抵消，而只剩下非流效应和统计涨落。

$$RF = (q_n^F - q_n^B)/2 \quad (4.6)$$

由二维响应函数的模长即可得到相应的一维响应函数的概率分布 $p(q_n|v_n)$ 。这个分布函数满足贝塞尔-高斯分布。

$$p(q_n|v_n) \approx \frac{1}{2\pi\delta_n^2} q_n e^{-\frac{(q_n)^2 + v_n^2}{2\delta_n^2}} I_0\left(\frac{q_n v_n}{\delta_n^2}\right) \quad (4.7)$$

为了扣除非流效应和统计涨落，从而得到真实的集体流分布，可以利用上述响应函数的概率分布，基于一套植根于 RooUnfold 框架下的标准 Bayesian Unfolding 方法。这是一套依照数据处理的方法，已被证明用一套行之有效的计算集体流方法之一。在该方法中，需要两个输入，作为“果”(e) 的末态集体流概率分布函数 $p(q_n)$ 和作为逆矩阵的响应函数 $p(q_n|v_n)$ ，由此来反推作为“因”的真实集体流概率分布函数 $p(v_n^{true})$ 。

$$Ac = e, \quad A_{ji} = p(e_j|c_i) \quad (4.8)$$

$$\hat{c}^{iter+1} = \hat{M}^{iter} \hat{e} \quad (4.9)$$

作为初始输入的逆矩阵 \hat{M}^0 由响应函数和 \hat{c}^0 构成, \hat{c}^0 是末态集体流矢量分布函数 $p(q_n)$ 作为先验 (prior) 输入。随着反复迭代, 对于先验输入的依赖会不断降低, 同时最终得到的分布函数也更逼近真实的流矢量分布。但是迭代不能无限进行下去, 因为随着迭代次数的增加, 由此引入的误差也会不断累积, 因此迭代次数的选择有赖于样本大小和区间数。通过得到的真实的流矢量概率分布, 集体流的高阶矩可以系统地计算出来:

$$\mu_m = \frac{\sum v_n^m p(v_n)}{\sum p(v_n)} \quad (4.10)$$

一阶矩即是平均值。二阶矩则是均方差, 也即标准误差。

$$\langle v_n \rangle = \frac{\sum v_n p(v_n)}{\sum p(v_n)} \quad (4.11)$$

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum (v_n - \langle v_n \rangle)^2 p(v_n)}{\sum p(v_n)}} \quad (4.12)$$

多粒子 cumulants 被用来估计 v_n^{RP} and δ_{v_n} , 从而来研究形如贝塞尔-高斯的分布。通过 unfolding 方法得到的 $p(v_n)$ 可以直接用来计算这些偶数阶 cumulants。

$$c_n\{2\} = \langle v_n^2 \rangle \quad (4.13)$$

$$c_n\{4\} = \langle v_n^4 \rangle - 2\langle v_n^2 \rangle^2 \quad (4.14)$$

$$c_n\{6\} = \langle v_n^6 \rangle - 9\langle v_n^4 \rangle \langle v_n^2 \rangle + 12\langle v_n^2 \rangle^3 \quad (4.15)$$

相应的集体流系数也可以得出:

$$v_n\{2\} = (c_n\{2\})^{1/2} \quad (4.16)$$

$$v_n\{4\} = (-c_n\{4\})^{1/4} \quad (4.17)$$

$$v_n\{6\} = \left(\frac{c_n\{6\}}{4} \right)^{1/6} \quad (4.18)$$

4.2 事件与径迹选择

本分析数据涉及两个碰撞系统, 质心系能量为 193 GeV 的铀核-铀核碰撞和质心系能量为 200 GeV 的金核-金核碰撞。在实验分析上, 最小偏歧事件 (mini-bias events) 是指经历尽可能少的触发选择的事件, 这样的事件因为没有人为挑选因而趋近于总体事件。在实验上, 一般可以认为最小偏歧事件即是总体事件。本分析中, 铀核-铀核碰撞采用的是 2012 年的最小偏歧实验数据, 金核-金核碰撞采用的是 2011 年的最小偏歧实验数据。

4.2.1 事件选择

对于铀核-铀核系统，碰撞顶点在束流方向 (Z 方向) 的位置 V_z 被限制为-30 cm 到 30 cm。碰撞顶点在横平面的大小 V_r 小于 2 cm。同时为了更好地扣除 pile-up 事件的影响，要求顶点探测器在束流方向的 $VPDV_z$ 与 V_z 的差值小于 3 cm。对于金核-金核系统，事件的选择也采用相同的截断。如表 4.1 所示。

表 4.1 Run11 金核-金核和 Run12 铀核-铀核的事件选择。

Table 4.1 Event selection for Run11 Au+Au and Run12 U+U.

	$ Vertex_z $	V_r	$ VPDV_z - V_z $
Run12 U+U	<30cm	<2cm	<3cm
Run11 Au+Au	<30cm	<2cm	<3cm

4.2.2 径迹选择

粒子径迹的快度范围为 $-1 < \eta < 1$ ，同时保证粒子的横动量 $0.2 < p_T < 2$ GeV/c。同时每条径迹距离事件顶点的最小距离 (Distance of Closest Approach, DCA) 小于 3 cm，在 TPC 上保证至少有 15 个击中点，TPC 的实际击中点与最大的可能击中点之比大于 0.52。如表 4.2 所示。

表 4.2 Run11 金核-金核和 Run12 铀核-铀核的径迹选择。

Table 4.2 Track selection for Run11 Au+Au and Run12 U+U.

TPC tracks Selection
$ \eta < 1$
$0.2 < p_T < 2 \text{ GeV}/c$
$DCA < 3\text{cm}$
$nHitsFit > 15$
$nHitsFit/nHitsPoss > 0.52$

4.3 实验分析方法

图 4.1和4.2分别展示了铀核-铀核系统在中心度为 0-2% 的流矢量和响应函数的二维分布图4.3 展示了一维流矢量和响应函数的分布，可以明显看到，因为物理部分被扣除了，响应函数的分布宽度要明显低于流矢量的分布宽度。

有了上述输入条件，如前文所述，我们可以利用 Unfolding 程序进行迭代。为了检测 Unfolding 程序是否正常进行了迭代，我们也计算了 Unfolding 的反向

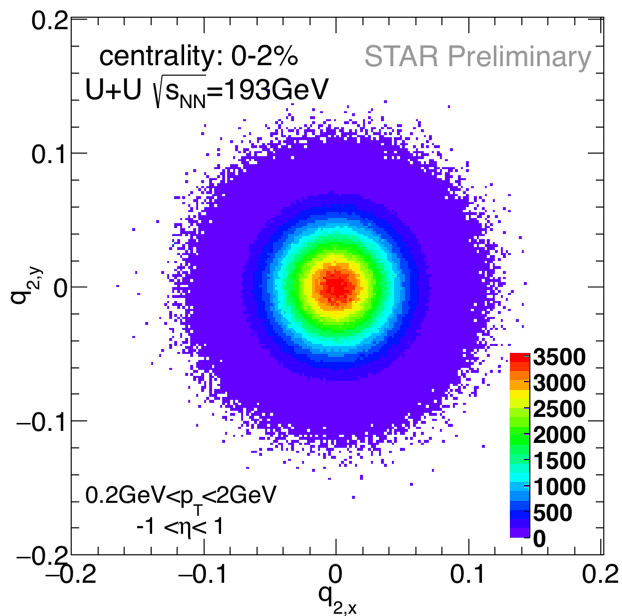


图 4.1 流矢量的二维分布图。

Figure 4.1 2D plot for flow vector.

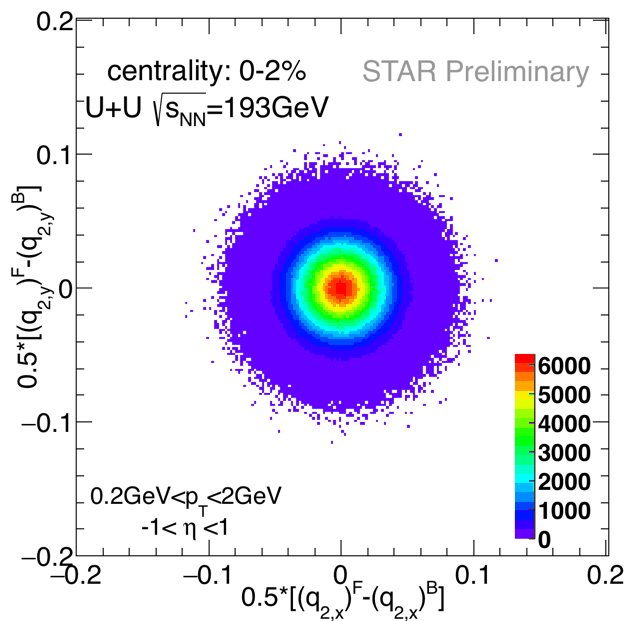


图 4.2 响应函数的二维分布图。

Figure 4.2 2D plot for response function.

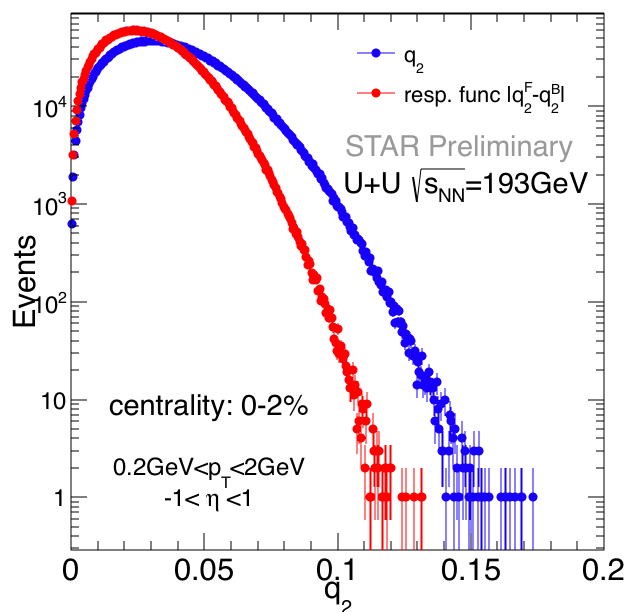


图 4.3 一维流矢量和响应函数分布。

Figure 4.3 flow and response function distribution in 1D.

过程，Refolding 过程，如果通过 Unfolding 得到的分布函数是正确的，那么进行反向操作的时候，应该会得到原来的输入分布函数。图 4.4 分别展示了 Unfolding 和 Refolding 经历不同迭代次数时的分布情况。对于 Unfolding 过程 $iter = 0$ 对应的即是初始输入分布函数；而对于 Refolding 过程 $iter = 0$ 则正好相反，对应的末态输出结果。可以很明显的看到，对于 Unfolding 过程，在迭代次数为 16 的时候基本趋于收敛。随着迭代次数的增加，非流效应和统计涨落可以得到更好地扣除，同时为了兼顾因迭代引入的误差不能过大，因此我们选择迭代次数 128 次作为最终结果。

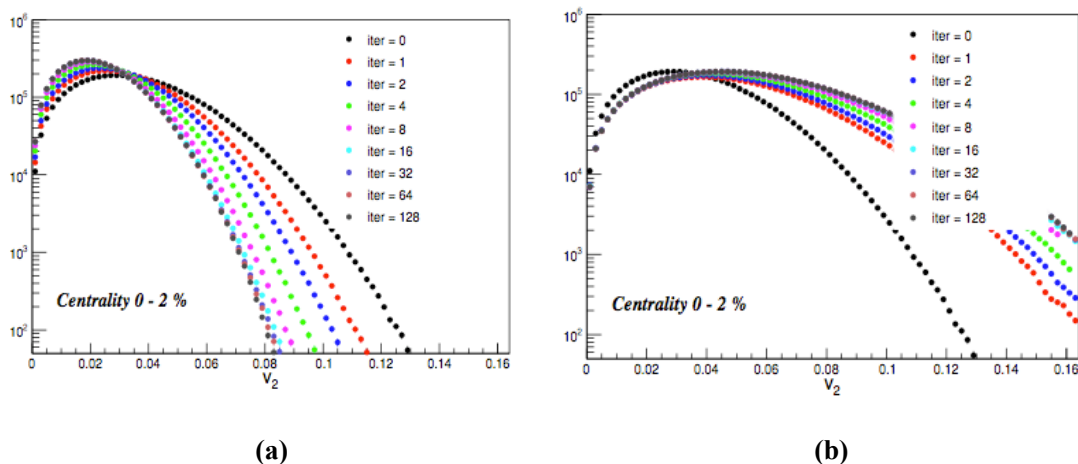


图 4.4 椭圆流的贝叶斯 Unfolding。(a)Unfolding 过程 (b) Refolding 过程。
 Figure 4.4 Bayesian Unfolding.(a) Unfolding process (b) Refolding process.

4.4 系统误差估计

本系统误差分析主要检测 Unfolding 方法对于不同参数的依赖性，因而来确定方法的适用性。我们检测了如下 5 点来估计系统误差：

1. 对于 Prior 的依赖性，为了得到不同的 Prior，我们对初始分布函数进行了相应地缩放 (scale)。
2. 响应函数的误差，改变响应函数的宽度。
3. 径迹探测效率的依赖性，不考虑径迹探测修正情况下，对结果的影响。
4. 快度间隔的依赖性，加入一定的快度间隔来测试结果的稳定性。
5. 分布函数区间宽度的变化，改变区间宽度来看对结果的影响。

表 4.3 铀核-铀核系统误差估计。

Table 4.3 Systematic uncertainty for U+U.

Check	Shape (%)	Mean (%)	Cumulant (%)
Prior	< 2	< 1	< 1
Tracking Efficiency	< 2	< 3	< 3
Response Function	< 3	< 4	< 4
Eta Gap	< 3	< 3	< 3
Bin Width	< 3	< 3	< 3

表 4.3和4.4分别展示了上述系统误差来源对铀核-铀核系统和金核-金核系统的结果的偏离估计。可以看出，相比于其他的系统误差，priors 是比较弱的系统误差源。所有这些系统误差估计都被考虑在最终的结果中。

表 4.4 金核-金核系统误差估计。

Table 4.4 Systematic uncertainty for Au+Au.

Check	Shape (%)	Mean (%)	Cumulant (%)
Prior	< 2	< 1	< 1
Tracking Efficiency	< 2	< 3	< 3
Response Function	< 3	< 4	< 4
Eta Gap	< 3	< 3	< 3
Bin Width	< 3	< 3	< 3

4.5 结果与讨论

图4.5分别展示了铀核-铀核系统和金核-金核系统在不同中心度下的椭圆流分布，其中带状区域为统计误差。在半中心和周边碰撞区域，两个系统的椭圆流分布的趋势几乎一致，在最中心碰撞，铀核-铀核的椭圆流出现了一些不同。通过计算 cumulant 可以更直观地展现这些不同。

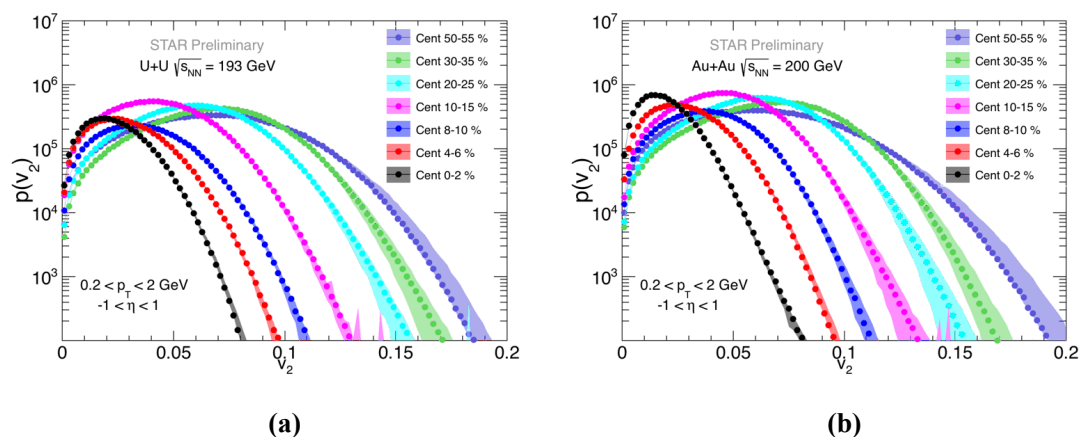


图 4.5 不同中心度下椭圆流的分布。(a) 铀核-铀核 (b) 金核-金核。

Figure 4.5 Event-by-Event distribution of elliptic flow in different centralities .(a) U+U (b) Au+Au.

STAR 通过标准 cumulant 方法已经计算并发表了铀核-铀核的 $v_2\{2\}$ 和 $v_2\{4\}$ 的结果 (Adamczyk et al., 2015)。为了检测结果的可靠性，我们直接比较了通过逐事件分布函数得到的 $v_2\{2\}$ 和 $v_2\{4\}$ 与 STAR 已发表的结果，如图4.6所示。通过比较发现，逐事件分布的计算结果与 STAR 已发表的结果吻合得较好，在周边碰撞区域，因为逐事件流分布方法成功扣除了非流效应和统计涨落，因此原则上比通过标准 cumulant 的计算结果更为准确。

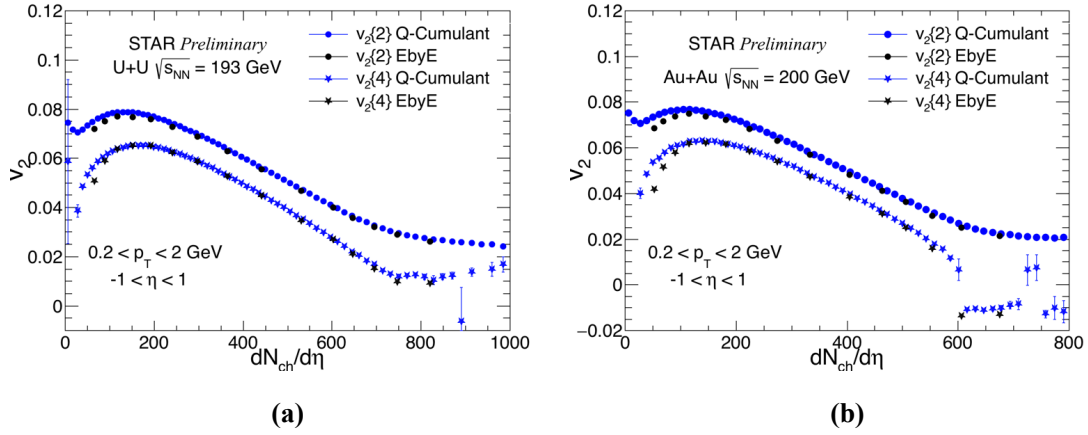


图 4.6 逐事件 cumulant 计算结果与 STAR 已发表结果的比较。(a) 铀核-铀核的比较结果 (b) 金核-金核的比较结果。

Figure 4.6 Event-by-Event cumulant results compared with STAR published results .(a) For U+U (b) For Au+Au.

图4.7则分别展示了两个系统的二阶、四阶和六阶 cumulant 的计算结果。可以看到在两个系统中，四阶 $v_2\{4\}$ 和六阶 $v_2\{6\}$ 的结果几乎一致。在最中心碰撞，对于铀核-铀核系统，四阶 $v_2\{4\}$ 的结果大于 0，六阶 $v_2\{4\}$ 的结果小于 0；而对于金核-铀金核系统，情况则正好相反，四阶 $v_2\{4\}$ 的结果小于 0，六阶 $v_2\{4\}$ 的结果大于 0。在最中心碰撞区域，因为参与碰撞的核子几乎完全重叠，因此重叠区域的离心率接近 1，测得的集体流更多地是来自集体流涨落的贡献。在金核-金核碰撞中的 $v_2\{4\}$ 小于 0 主要是因为集体流涨落导致的。而对于铀核-铀核系统，因为铀核本身的椭球形状，因此即使在最中心碰撞，重叠区域的几何形状也会有与金核系统不同，从而导致集体流效应的增强。这也能大致解释铀核-铀核中的 $v_2\{4\}$ 大于 0。

cumulant 可以直接反映集体流的涨落，如果集体流的涨落是纯高斯 (Gaussian)，那么这将不会反映在高阶 cumulant 里 (Voloshin et al., 2008)，也就意味着， $v_2\{4\} \approx v_2\{6\} \approx v_2\{8\} = v_2^{RP}$ 。为了具体研究集体流的涨落，我们分别比较了两个系统中六阶与四阶 cumulant 的比值。图4.8展示了，我们比较了铀核-铀核，金核-金核和铅核-铅核三个系统，在不同中心度下，六阶与四阶 cumulant 的比值。可以看到，在铀核-铀核和金核-金核系统中，在所有的中心度下，这个比值都小于 1，这与 ATLAS 中的铅核-铅核结果一致。这表明集体流的涨落不完全是高斯的，而有很多非高斯的贡献。

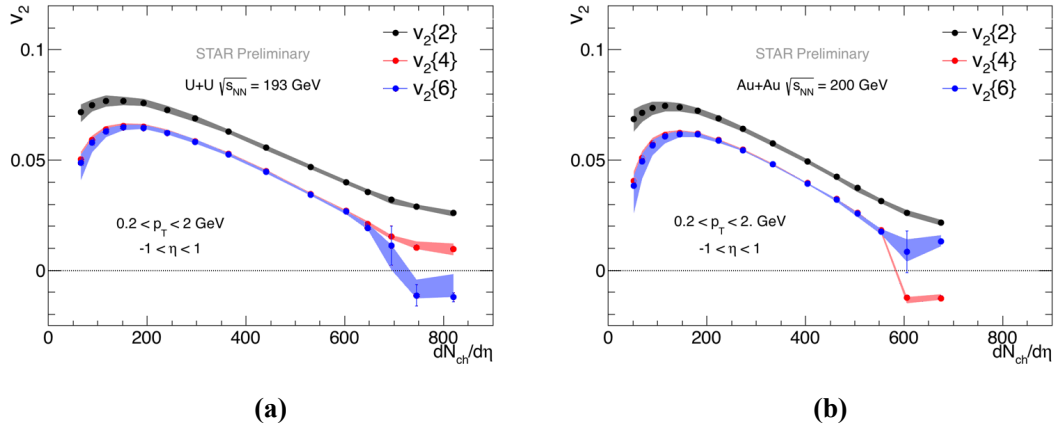


图 4.7 二阶，四阶和六阶 cumulant 的计算结果比较。(a) 铀核-铀核的结果 (b) 金核-金核的结果。

Figure 4.7 Different orders of cumulant results (a) For U+U (b) For Au+Au.

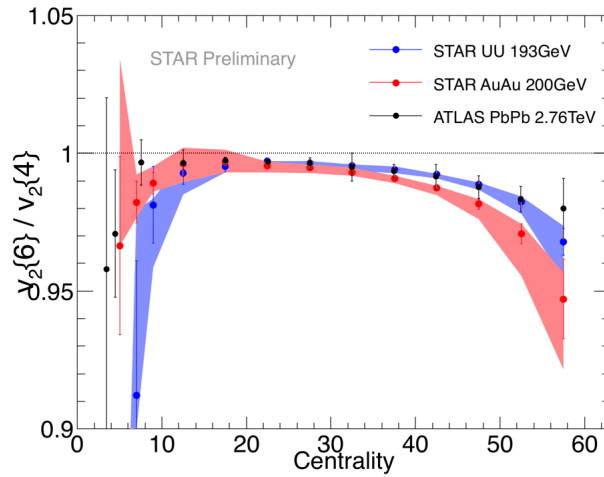


图 4.8 $v_2\{6\}/v_2\{4\}$ 的比值。

Figure 4.8 Ratio of between $v_2\{6\}$ and $v_2\{4\}$

$$\gamma_1^{exp} = -6\sqrt{2}v_2 \{4\}^4 \frac{v_2 \{4\} - v_2 \{6\}}{(v_2 \{2\}^2 - v_2 \{4\}^2)^{\frac{3}{2}}} \quad (4.19)$$

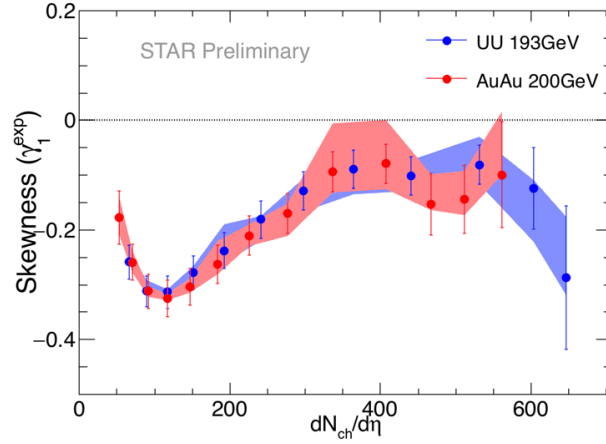


图 4.9 偏度系数关于中心度的依赖性。

Figure 4.9 skewness on centrality dependence.

偏度 (skewness) 衡量的是分布的不对称度。特别地，对于椭圆流，我们可以通过高阶 cumulant 估计偏度的表达式 (Giacalone et al., 2017)，如方程4.19所示。图4.9展示了铀核-铀核与金核-金核系统中偏度系数中心度的依赖性。

4.6 本章小结

我们首次在 RHIC 能区，通过逐事件流分布的方法测量了铀核-铀核和金核-金核系统的集体流。我们采用 Bayesian Unfloding 的方法来扣除流分布中的非流效应和统计涨落。利用得到的流概率分布，我们分别计算了两个系统的二阶，四阶和六阶 cumulant。结果表明在最中心碰撞区域，金核-金核系统的 $v_2\{4\}$ 小于 0， $v_2\{6\}$ 大于 0，而铀核-铀核系统的 $v_2\{4\}$ 则大于 0， $v_2\{6\}$ 则小于 0，这主要是由于集体流涨落导致的，铀核-铀核系统因为本身的几何形变，因为在中心碰撞区域集体流得到了增强。为了更具体研究集体流的涨落，我们比较了 $v_2\{6\}$ 和 $v_2\{4\}$ 的值，在所有的中心度区域，这个比值都小于 1，这表明集体流的涨落不是纯高斯的，而是包含非高斯的贡献。

第5章 金核-金核碰撞中的集体流退关联研究

在第4章我们研究了集体流的涨落，集体流涨落不仅仅体现在横平面，也会体现在纵向，也即长程集体流涨落。第2章我们具体介绍了双粒子关联方法，我们也可以把两个粒子在快度方向上作关联。图5.1展示了双粒子在快度方向的关联。可以看到在 $\Delta\eta = \eta_1 - \eta_2 \approx 0$ ，随着快度的增加，关联函数有明显地减小。

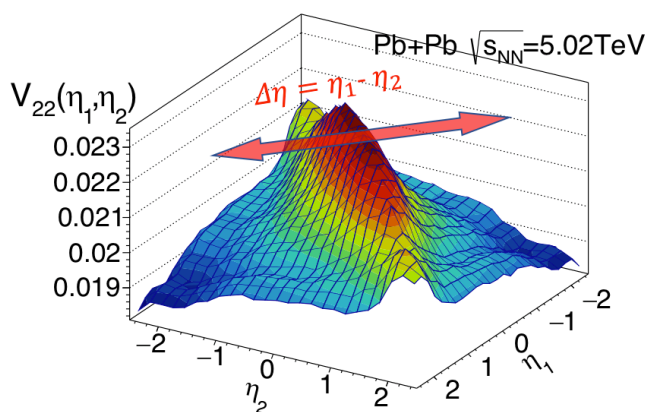


图 5.1 双粒子在快度方向上的长程关联。

Figure 5.1 two-particle long-range correlaiton along eta range.

集体流的研究一般假定系统的初始条件和时空演化在快度方向是洛伦兹不变。在中快度区域，理论预测和实验的测量确实都保持一致。近期的实验测量表明，通过测量两个不同快度区间的集体流 v_n ， v_n 并不能因子化，即 v_n 并不等于这两个快度的 v_n 的内积。这种在快度方向上的集体流因子化破缺又被称为集体流退关联 (Bozek et al., 2011; Xiao et al., 2013; Jia et al., 2014)。

在相对论重离子碰撞的 $A + A$ 碰撞系统中，尽管这个系统是对称的，但是由于逐事件涨落的存在，每个事件就不是严格意义上的对称系统。正因为这样的不对称性，导致碰撞的重叠区域参与碰撞的核子也会有相应的统计涨落。于是从逐事件层面来说，碰撞的重叠区域的形状也会因涨落而不同，从而在快度方向上，前向和后向碰撞重叠区域的离心率也会不同。因为离心率的不同，如图 5.2 所示，导致前后向的集体流不再严格相等。这种不等不仅仅体现在集体流的大小上，也会表现为相位的差异。这样就导致了在纵向方向上前后向集体流的不对称 (Forward-backward asymmetry)，同时事件平面也会出现扭曲 (event-plane twist)。

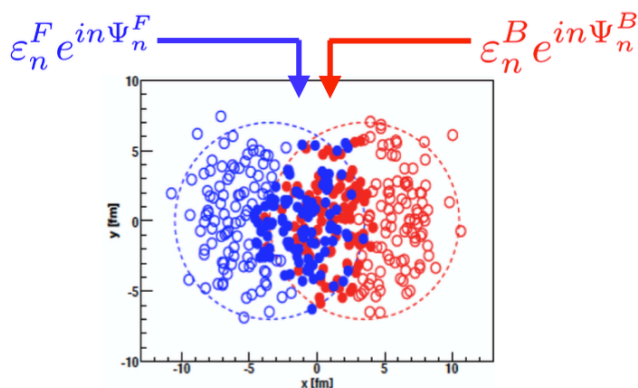


图 5.2 前后向离心率的示意图。

Figure 5.2 A schematic of the forward and backward eccentricity.

CMS 实验组提出了一种被称为因子化系数比 (factorization ratio) 的观测量 (Khachatryan et al., 2015), 可以用来量化集体流退关联的强度。ATLAS 实验组则更进一步的研究了在不同能量下集体流退关联的能量依赖性, 实验结果表明在低能量下, 退关联效应更强 (Aaboud et al., 2018), 这与能量更低的系统洛伦兹不变性相对较低的理论预期一致。流体力学模型对于 LHC 的结果进行了很好地解释, 同时也大胆预言了 RHIC 能区下的集体流退关联效应 (Pang et al., 2016)。因为 RHIC 能区的能量比 LHC 要低一个量级, 因此退关联效应应该更加显著。有鉴于此, 在 RHIC 能区下测量集体流退关联显得迫在眉睫。

5.1 事件与径迹选择

本分析数据采用质心系能量为 200 GeV 的金-金碰撞最小偏歧实验数据。

5.1.1 事件选择

在事件选择方面, 碰撞顶点在束流方向 (Z 方向) 的位置 V_z 被限制为 -6 cm 到 6 cm, 碰撞顶点在横平面的大小 V_r 小于 2 cm。同时为了更好地扣除 pile-up 事件的影响, 要求顶点探测器在束流方向的 $VPDV_z$ 与 V_z 的差值小于 3 cm。如下表 5.1 所示。

表 5.1 Run16 金核-金核碰撞事件选择。

Table 5.1 Event selection for Run16 Au+Au.

	$ Vertex_z $	V_r	$ VPDV_z - V_z $
Run16 Au+Au	<6cm	<2cm	<3cm

本分析需要用到 FMS 探测器, FMS 的相关介绍已经在第3章做了具体介绍。

图 5.3 分别展示了两个不同的 run 中，FMS 探测到的光子在坐标空间的分布。可以看到对于一些 run 中，FMS 有 1/4 模块丢失，这些 run 在本分析中都被扣除了。

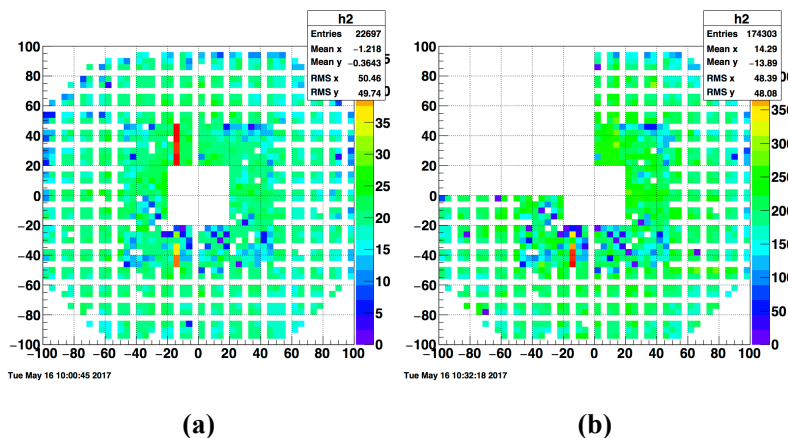


图 5.3 FMS 的 XY 空间分布。(a) 正常的 run 中的 FMS XY 分布 (b) bad run 中的 FMS XY 分布，有 1/4 的信号丢失。

Figure 5.3 FMS XY distribution.(a) FMS XY distribution for good run (b) FMS XY distribution for bad run, a quarter of FMS lost in this run.

5.1.2 径迹选择

对于 TPC 径迹，横动量的选取范围为 $0.4 < p_T < 4 \text{ GeV}$ ，快度在 -1 到 1 之间。同时每条径迹距离事件顶点的最小距离 (Distance of Closest Approach, DCA) 小于 3cm，在 TPC 上保证至少有 15 个击中点，TPC 的实际击中点与最大的可能击中点之比大于 0.52。对于 FMS，为了减少探测器背景噪声和一些过热模块，横能量的选择范围为 $0.1 < E_T < 100 \text{ GeV}$ 。see Table.5.2.

表 5.2 Run16 和 Run17 金核-金核碰撞径迹选择。

Table 5.2 Track selection for Run16 and Run17 Au+Au.

TPC tracks Selection	FMS hits selection
$ \eta < 1$	$2.5 < \eta < 4$
$0.5 < p_T < 4 \text{ GeV}/c$	$0.1 < E_T < 100 \text{ GeV}/c$
$DCA < 3 \text{ cm}$	
$nHitsFit > 15$	
$nHitsFit/nHitsPoss > 0.52$	

5.2 实验观测量

为了观测到这种纵向的长程关联，我们选取一个固定的快度区间的集体流作为参考区间 η_{ref} ，同时让它和另外一个快度区间的集体流关联起来，这样我们可以构造出关联函数 $C(\eta)$ ，其中 $C(\eta) = \langle v_n(\eta)v_n(\eta_{ref}) \rangle$ 为了反映在正负快度区间的差别，我们通过求 $C(\eta)$ 和 $C(-\eta)$ 之间的比值，记为 $r(\eta)$ ，

$$r(\eta) = \frac{C(-\eta)}{C(\eta)} \quad (5.1)$$

$$= \frac{\langle v_n(\eta)v_n(\eta_{ref}) \rangle}{\langle v_n(-\eta)v_n(\eta_{ref}) \rangle} \quad (5.2)$$

$r(\eta)$ 也被叫做因子化系数比，这样构造的 $r(\eta)$ 在 $\eta = 0$ 时自然地等于 1。假设集体流是洛伦兹不变量不会随着事件变化，这样 $r(\eta) = 1$ ，也即没有集体流退关联。而一旦集体流在纵向方向上不再严格是洛伦兹不变量，则 $r(\eta) = 1$ 不再成立，也就是发生了集体流退关联。 $r(\eta)$ 刻画了集体流退关联的强度，测量的是正负快度区间的相对集体流涨落。

碰撞事件产生的粒子的各向异性流可以用集体流矢量来描述： $\mathbf{V}_n = v_n e^{in\Psi_n}$ ，其中 v_n 和 Ψ_n 分别表示大小和相位 (或事件平面)。因为每个事件中产生的粒子数是有限的，因此我们不能通过逐事件的方法精确得到 v_n and Ψ_n 的值。我们定义每粒子的归一化流矢量 \mathbf{q}_n 来估计真实的流矢量 \mathbf{V}_n 。 \mathbf{q}_n 的定义如下

$$\mathbf{q}_n \equiv \frac{\sum_i^n \omega_i e^{in\phi_i}}{\sum_i^n \omega_i} \equiv q_n e^{in\Psi_n} \quad (5.3)$$

其中 ω_i 是粒子的权重，对于 TPC 中的粒子，求和针对的是在特定的相空间所有观测到的带电粒子， ω_i 是第 i 个粒子的权重，权重考虑了探测器的探测效率和径迹重构效率， $\omega_i = \omega_i(\eta, \phi)/\epsilon(p_T)$ 。而对于 FMS 中的光子，求和针对的是所有有效模块， ω_i 是第 i 个模块的横能量 (E_T)。真实的流矢量 \mathbf{V}_n 可以通过每粒子流矢量 \mathbf{q}_n 来估计。 \mathbf{q}_n 因为不仅包含有 \mathbf{V}_n ，同时还有非流效应和统计涨落的贡献，因而也可以写为：

$$\mathbf{q}_n \equiv \mathbf{V}_n + \sigma + \delta_{non-flow} \quad (5.4)$$

统计误差是随机误差，不会和流矢量和非流效应关联，当对很多事件求平均之后，统计误差会很自然地得到消除。关联函数 $C(\eta)$ 可以用流矢量表示为：

$$\langle \mathbf{q}_n(\eta) \mathbf{q}_n^*(\eta_{ref}) \rangle \equiv \langle \mathbf{V}_n(\eta) \mathbf{V}_n^*(\eta_{ref}) \rangle + Corr_{non-flow} \quad (5.5)$$

绝大多数的非流效应都只是短程关联的，因此，通过要求 η 和 η_{ref} 之间有较大的快度间隔时，可以有效抑制非流效应的贡献。于是我们可以得到如下式子：

$$\langle \mathbf{q}_n(\eta) \mathbf{q}_n^*(\eta_{ref}) \rangle = \langle \mathbf{V}_n(\eta) \mathbf{V}_n^*(\eta_{ref}) \rangle = \langle V_n(\eta) V_n(\eta_{ref}) \cos n(\Psi_n(\eta) - \Psi_n(\eta_{ref})) \rangle \quad (5.6)$$

因子化系数比 $r(\eta)$ 也可表示为：

$$\begin{aligned} r_n(\eta) &= \frac{\langle \mathbf{q}_n(-\eta) \mathbf{q}_n^*(\eta_{ref}) \rangle}{\langle \mathbf{q}_n(\eta) \mathbf{q}_n^*(\eta_{ref}) \rangle} \\ &= \frac{\langle V_n(-\eta) V_n(\eta_{ref}) \cos n(\Psi_n(-\eta) - \Psi_n(\eta_{ref})) \rangle}{\langle V_n(\eta) V_n(\eta_{ref}) \cos n(\Psi_n(\eta) - \Psi_n(\eta_{ref})) \rangle} \end{aligned} \quad (5.7)$$

5.3 实验数据分析

实验数据分析中，因为探测器的接受度不是完全规则的，同时探测效率不是 100%。这些因为探测器的原因可能会带来一些假的信号，从而影响分析，因此我们需要有效地扣除这些非物理的信号。本分析采用以下三个步骤来对流矢量进行修正。

5.3.1 flattening 过程

探测器的探测效率修正涉及到探测的不规则和径迹探测效率。在计算流矢量的权重时，必须考虑这两方面的影响，即 $\omega_i = \omega_i(\eta, \phi) / \epsilon(p_T)$ 。探测器的不规则一般通过二维的快度-方位角分布来进行修正，因为探测器是圆筒形，原则上全方位角的接收度应该一致。图 5.4 分别展示正负粒子在特定的中心度 ($500 < \text{Mult} < 505$) 下在不同的横动量区间的快度-方位角二维分布。我们可以看到明显的带状结构，这主要是因为粒子达到了 TPC 的扇区边界导致的，这样在方位角维度，粒子的分布就不是平的，我们需要对此进行修正。对于上述得到的快度-方位角二维分布，取其中的一个二维区间 ($\delta\eta = 0.08, \delta\phi = 2\pi/60$)。权重表示为 $\omega_i(\eta, \phi) = \langle N(\delta\eta) \rangle / N_i(\delta\eta, \delta\phi)$ 。通过这样的权重可以强制把方位角的分布修正平，但同时不改变快度的分布。径迹的探测效率也需要做相应的修正，一

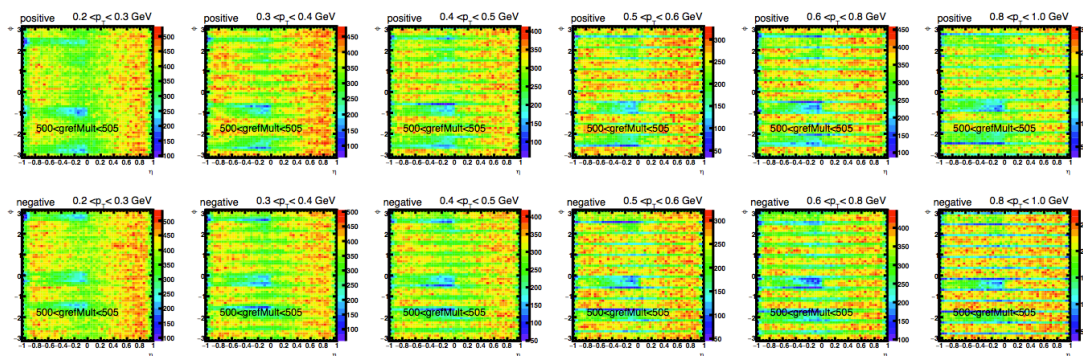


图 5.4 在 $500 < \text{grfMult} < 505$ 中心度下，在不同的横动量区间的初始 $\eta - \phi$ 二维分布图。第一行为带正电粒子，第二行为带负电粒子。

Figure 5.4 $\eta - \phi$ map for raw tracks for different p_T ranges in a certain centrality bin $500 < \text{grfMult} < 505$. The upper row is for positive tracks and the bottom row is for negative tracks.

一般来说径迹的探测效率是关于横动量的函数。本分析中我们沿用 Run11 Au+Au 的径迹探测效率， $\epsilon(p_T) = C / (1 + \exp(-(p_T + 0.1)/0.15))$ 。径迹探测效率与横动量的关系如图5.5所示。

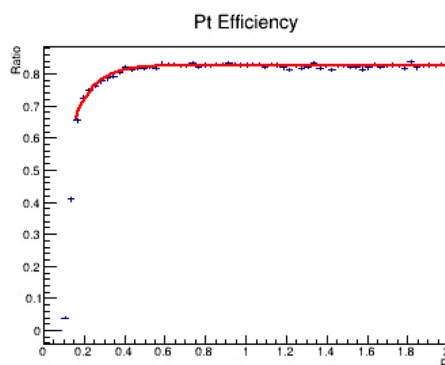


图 5.5 径迹效率关于横向动量的函数。

Figure 5.5 Track efficiency as a function of p_T .

为了检测上述操作有效性。考虑权重后的快度-方位角二维分布图如图5.4所示。通过直接的比较可以看到带状结构的到了很好地消除。为了更具体地看考虑权重后的快度和方位角分布。图5.4和5.4分别展示了快度和方位角在考虑权重前后的对比图。其中黑色线表示我考虑权重修正的结果，红色线是经过权重修正后的结果。可以明显看到，快度的分布几乎没有改变，而方位角分布则由之前的不规则分布而变平了，这与之前的推测一致，证明权重修正确实起到了作用。

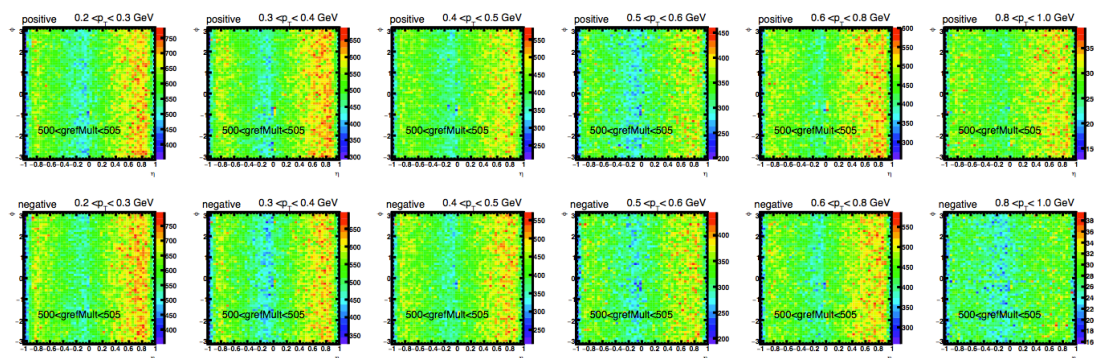


图 5.6 在 $500 < \text{grfMult} < 505$ 中心度下，在不同的横向动量区间的加了权重后的 $\eta - \phi$ 二维分布图。第一行为带正电粒子，第二行为带负电粒子。

Figure 5.6 $\eta - \phi$ map for weighted tracks for different p_T ranges in a certain centrality bin $500 < \text{grfMult} < 505$. The upper row is for positive tracks and the bottom row is for negative tracks.

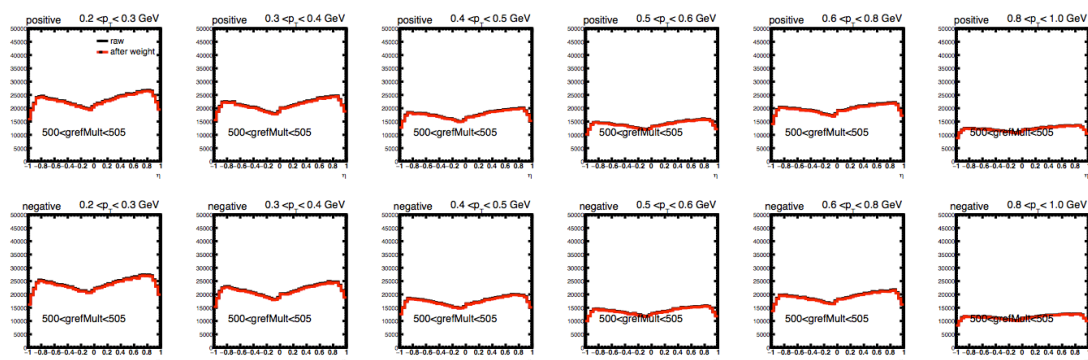


图 5.7 在 $500 < \text{grfMult} < 505$ 中心度下，在不同的横向动量区间里的快度分布，黑色线为初始分布，红色为加了权重之后的分布。

Figure 5.7 η distribution for different p_T ranges in a certain centrality bin $500 < \text{grfMult} < 505$, the black line represents the raw tracks, the red line is for weighted tracks.

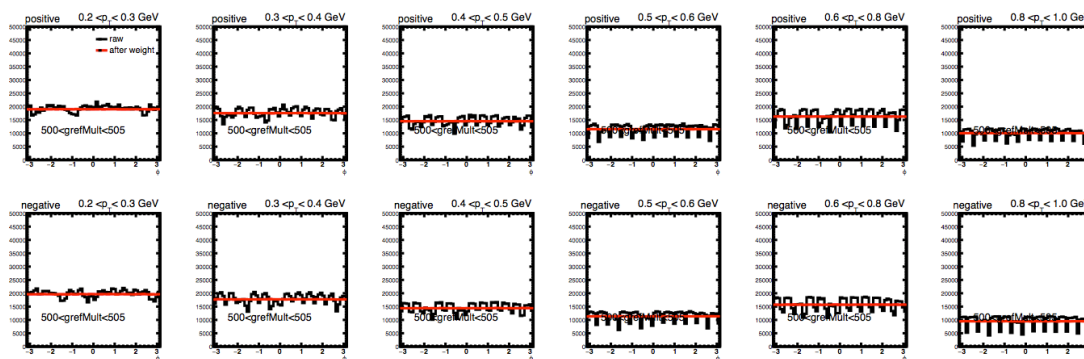


图 5.8 在 $500 < \text{grefMult} < 505$ 中心度下，在不同的横向动量区间里的方位角分布，黑色线为初始分布，红色为加了权重之后的分布。

Figure 5.8 ϕ distribution for different p_T ranges in a certain centrality bin $500 < \text{grefMult} < 505$, the black line represents the raw tracks, the red line is for weighted tracks.

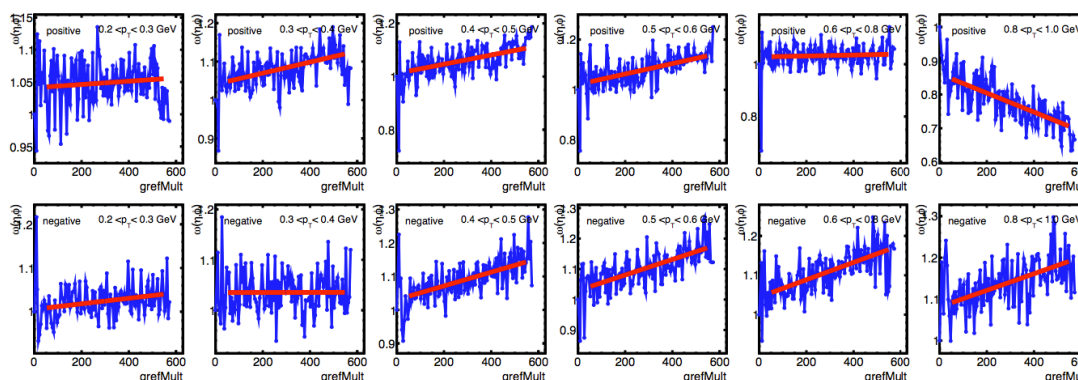


图 5.9 $\eta - \phi$ 权重强烈的中心度依赖，红线是多项式拟合的结果。

Figure 5.9 EtaPhi weight show strong centrality dependence the red line is the polynomial fit.

按照上述修正，对于每一个快度-方位角相空间，都有一个具体的权重修正项 $\omega_i(\eta, \phi)$ 。通过对一确定快度-方位角相空间的研究发现，权重 $\omega_i(\eta, \phi)$ 有较强的中心度依赖性，如图5.9所示，红色的线是采用线性拟合得到的结果，因为线性拟合能大体描述这种中心度的依赖性，因此最终的权重结果采用拟合的值。

5.3.2 补偿修正

在计算流矢量的时候，流矢量的 x, y 方向的二维分布，中心点原则上应该位于坐标原点，但是因为探测器效应，上述条件无法满足，因此我们需要对此作出补偿修正 (offset correction)，也叫做 recentering procedure。该修正的具体操作是对于流矢量的 x, y 分量分别在一个固定的中心度下，减去该分量在该中心度下的平均值，如方程5.8所示。这样就相当于人为地将流矢量的中心做了平移。

$$q_{n,x} = \frac{\sum \omega \cos(n\phi)}{\sum \omega} - \langle q_{n,x} \rangle, q_{n,y} = \frac{\sum \omega \sin(n\phi)}{\sum \omega} - \langle q_{n,y} \rangle \quad (5.8)$$

图 5.10, 5.11 分别展示了在不同的快速度区间里, 流矢量在 x, y 方向上的补偿修正。offset 是关于中心度 $grefMult$ 的函数, 其中 $grefMult$ 是产生的多重数按照每 5 条径迹一个区间划分的。

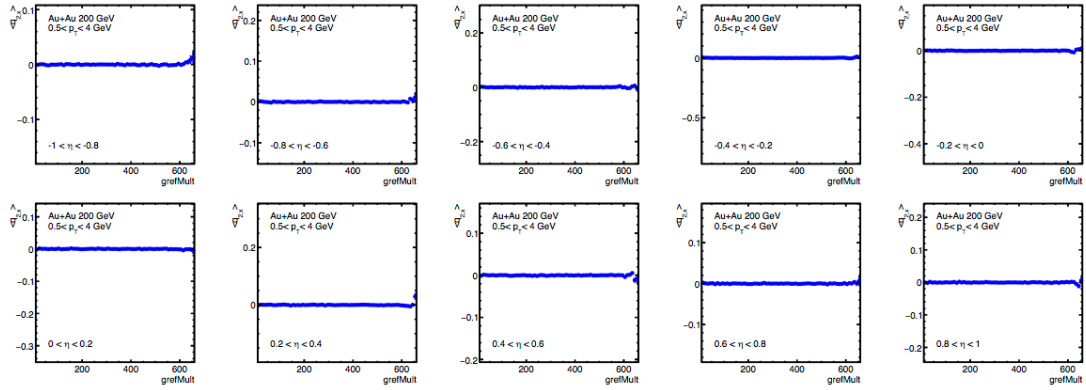


图 5.10 在 TPC 中的不同子探测器中流矢量 q_2 在 x 方向上的 offset。

Figure 5.10 The offset in x direction of flow vector q_2 calculated in different sub-detectors from TPC.

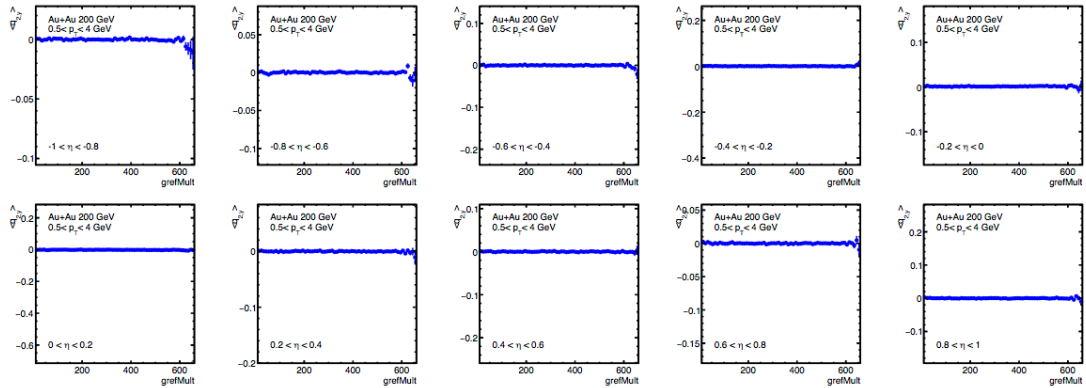


图 5.11 在 TPC 中的不同子探测器中流矢量 q_2 在 y 方向上的 offset。

Figure 5.11 The offset in y direction of flow vector q_2 calculated in different sub-detectors from TPC.

5.3.3 混合事件

经过上述两步处理之后, 流矢量中的探测器效应已经被很好地修正了, 为了完全扣除这些影响, 我们还需要考虑探测器本身的背景修正。通常对于这类修正采用的是混合事件 (mix event) 方法。混合事件通常是将关联量的一部分取自

事件 A 而将另一部分取自事件 B，因为事件 A 和事件 B 本身肯定是没有关联的，因此这样得到的关联量就被认为是探测器背景，在计算同一事件中的关联量的时候再予以扣除。特别地，在本分析中，事件被按照中心度和 VertexZ 区间进行划分：对于 200 GeV 的数据，中心度被分为 10 个区间，VertexZ 按照 2cm 的间隔，被等分为 6 个区间；而对于 54.4 GeV 的数据，中心度被分为 10 个区间，VertexZ 按照 10cm 的间隔，被等分为 6 个区间。我们计算的关联量是 $\langle q_n(\eta)q_n^*(\eta_{ref}) \rangle$ ，事件 A, B 选取在相同的中心度和 VertexZ 区间里。通过这种混合事件方法，可以得到最终的关联量的表达式如方程 5.9 所示：

$$\langle q_n(\eta)q_n^*(\eta_{ref}) \rangle \equiv \langle q_n(\eta)q_n^*(\eta_{ref}) \rangle_{same} - \langle q_n(\eta)q_n^*(\eta_{ref}) \rangle_{background} \quad (5.9)$$

5.4 系统误差估计

本分析的系统误差主要考虑三个来源方面的系统误差：分别只考虑正负带电粒子的退关联和更严格的径迹挑选。图 5.12 展示了默认值与这些系统误差之间的差，其中的带状结构为统计误差。

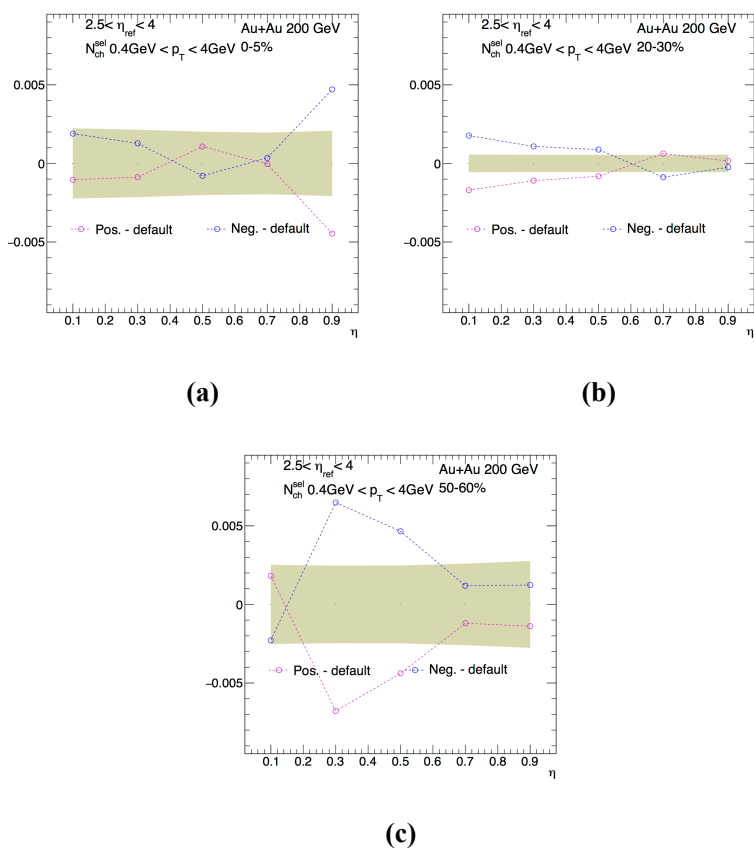


图 5.12 系统误差。(a)0-5% (b) 20-30%(c)50-60%

Figure 5.12 systematics uncertainty(a)0-5% (b) 20-30%(c)50-60%.

5.5 结果与讨论

图5.13 展示了在不同的中心度下 r_2 关于 η 的函数关系。可以看到在所有的中心度, r_2 都随着 η 几乎线性减小。线性拟合基本能很好地描述这种趋势。同时在中心度为 20-30% 时, 退关联效应相对最小, 因为线性拟合的斜率大小最小, 而在最中心和周边的碰撞的退关联效应则相对较强。图5.14展示了不同中心度下 r_3 关于 η 的函数关系。可以看到在所有的中心度下, 跟 r_2 类似, r_3 也都随着 η 而减小, 线性拟合能很好地描述这种趋势。在不同的中心度下, r_3 的强度几乎没有明显改变, 这表明 r_3 没有较强的中心度的依赖性, 另一方面, 可以明显看到 r_3 的退关联强度比 r_2 要强。

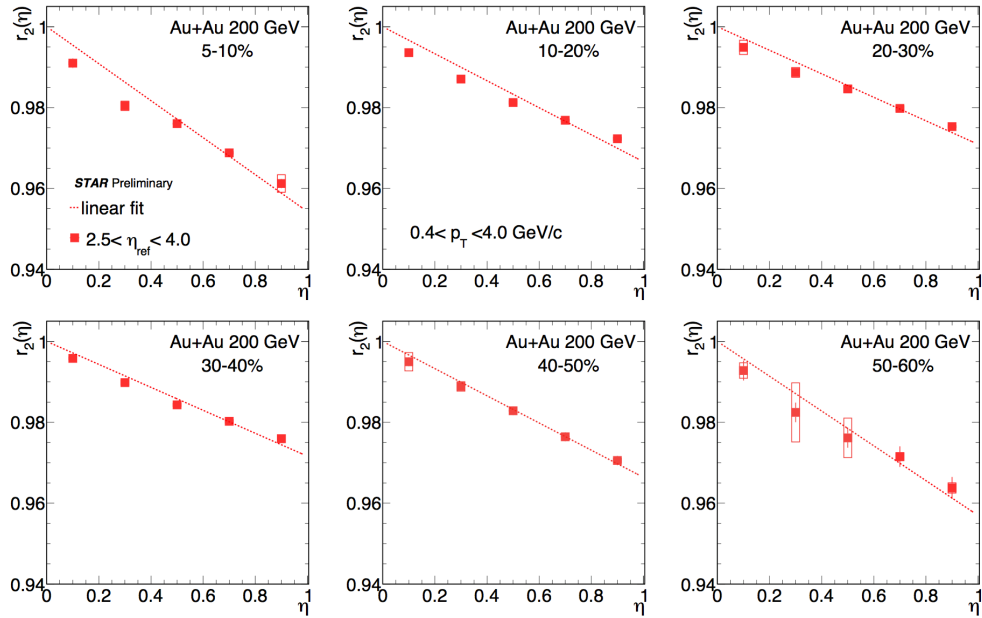


图 5.13 r_2 在不同中心度下关于快度的函数。

Figure 5.13 r_2 as a function of η for different centralities.

由上图可以看出, 线性拟合能很好地描述 r_2 和 r_3 随着 η 的趋势, 因此, 为了具体量化退关联的强弱, 可以用线性函数来描述从而提取出线性系数。方程5.10即可用来表示这种线性关系, 其中 F_n 是斜率的值, 其大小直接表示退关联的强弱。为了更直观地表示 r_n 随中心度的依赖关系, 图5.15展示了 F_n 随中心度 N_{part} 的关系, 可以看到 r_2 的中心度依赖性, 而 r_3 则几乎不随中心度改变。

$$r_n = 1 - 2F_n\eta \quad (5.10)$$

集体流退关联效应反映的是系统的长程集体流的涨落, 因此它应该是一个

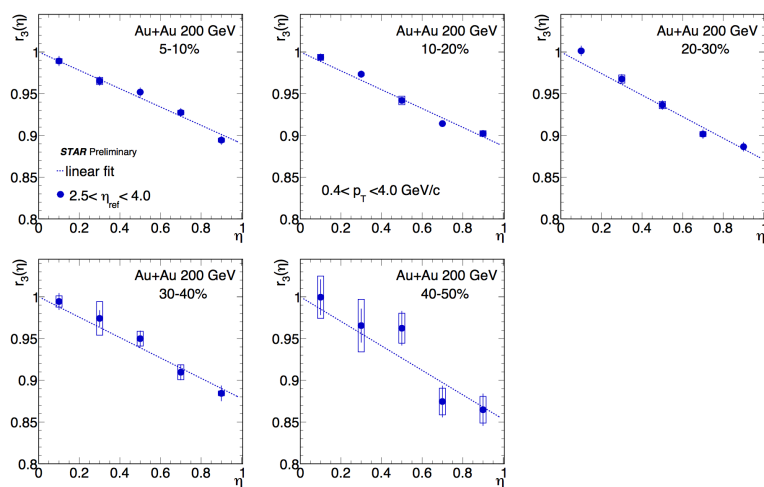


图 5.14 r_3 在不同中心度下关于快度的函数。

Figure 5.14 r_3 as a function of η for different centralities.

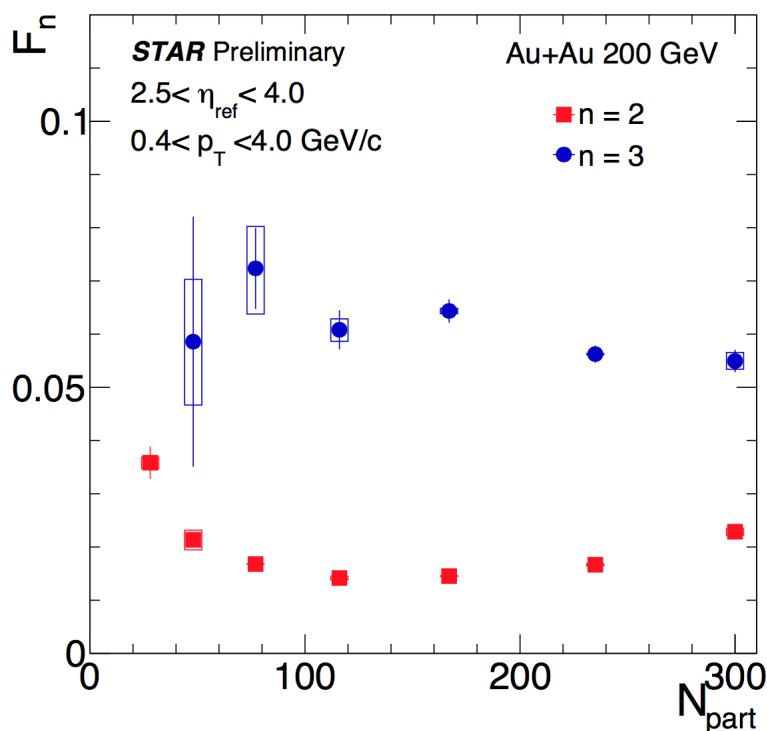


图 5.15 斜率系数 F_n 关于中心度的依赖性。

Figure 5.15 Slope parameter as a function of centrality.

全局效应，不依赖于初始粒子的出射横动量。图5.16和5.17分别展示了 r_2 和 r_3 关于横动量的函数。可以看到除了最中心碰撞，不同的横动量区间的集体流退关联效应几乎一致，这表明集体流退关联不依赖于横动量的选择，支持了退关联效应是全局效应的猜测。另一方面，在最中心碰撞，集体流退关联的确有明显的横向动量依赖，这表明在中心碰撞集体流关于横动量也出现了因子化破缺。这一现象还有待更进一步地研究。

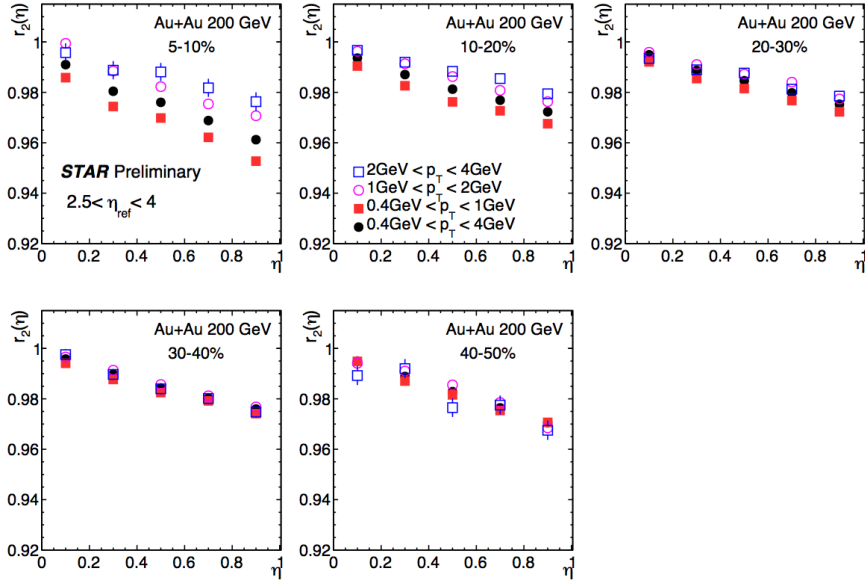


图 5.16 r_2 在不同中心度下关于横向动量的依赖性。

Figure 5.16 r_2 dependence on p_T for different centralities.

图5.18和5.19分别展示了 r_2 和 r_3 关于参考快度区间 (η_{ref}) 的依赖性。可以看到除了最中心碰撞，集体流退关联效应对不同的参考快度区间的依赖性很弱。而在最中心碰撞，不同的参考快度区间的结果出现了劈裂，这可能与初始集体流有关。流体力学模型研究给出了唯象解释 (Pang et al., 2018)，还需要更进一步的理论解释。

图5.20和5.21分别展示了 RHIC 能区与 LHC 能区退关联效应的直接比较。可以明显看到在 RHIC 能区集体流退关联效应要更强，这与理论预期一致。

随着束流能量的增加，快度会出现一定地展宽，直接比较同样不同束流能量在同一快度的区间的观测量会受到快度展宽的影响。为了消除这种不同能量下快度带来的展宽，我们将不同能量的快度都归一化相同的快度区间。方程5.11是快度与能量的关系，其中 m 是核子的质量， E 是每核子的质心系能量。

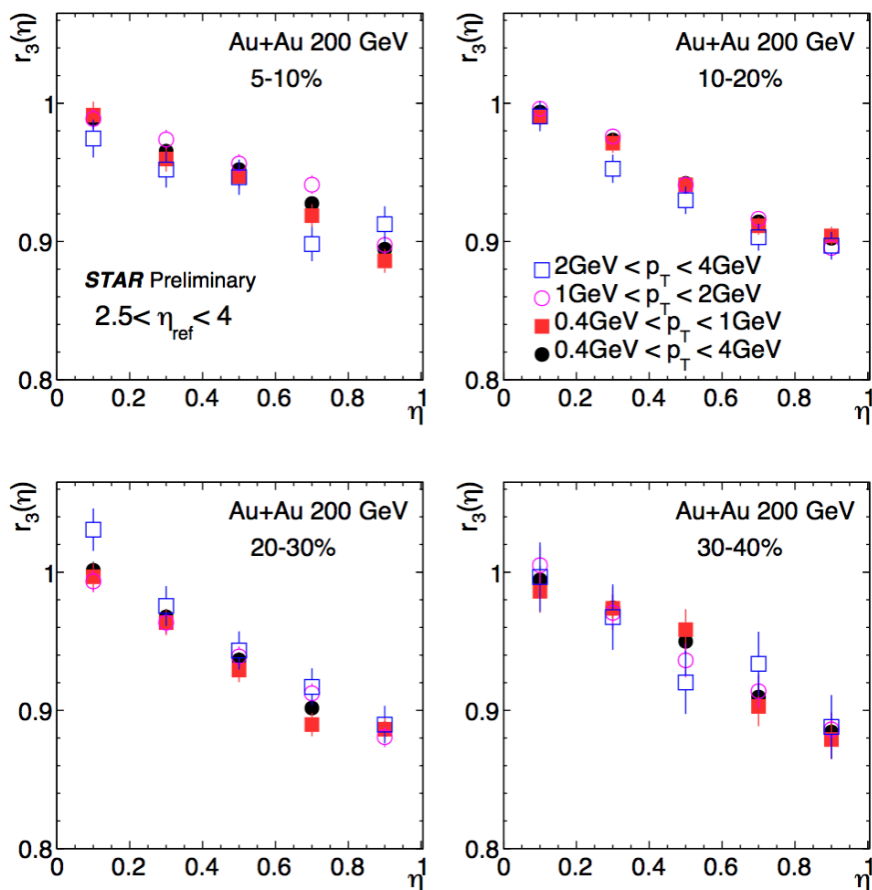

 图 5.17 r_3 在不同中心度下关于横向动量的依赖性。

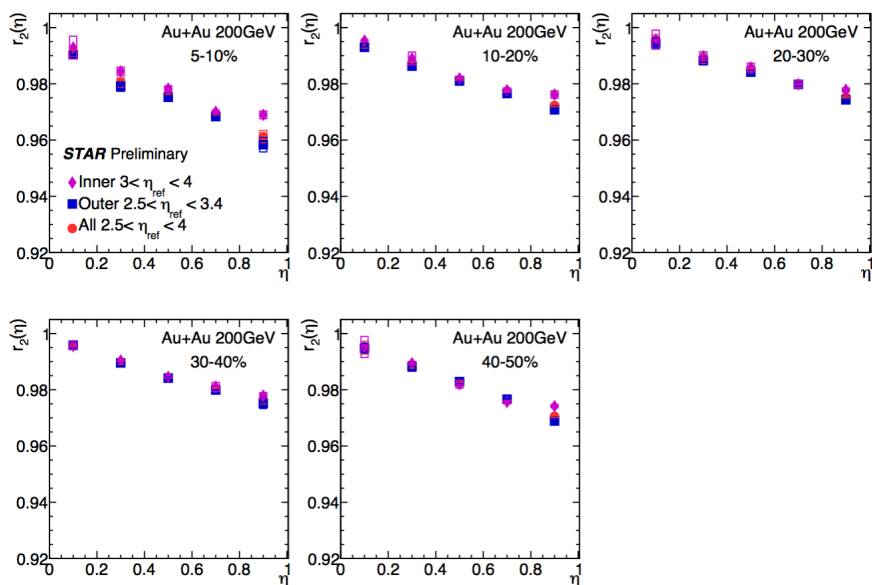
 Figure 5.17 r_3 dependence on p_T for different centralities..

 图 5.18 r_2 在不同中心度下关于参考速度区间的依赖性。

 Figure 5.18 r_2 dependence on η_{ref} for different centralities.

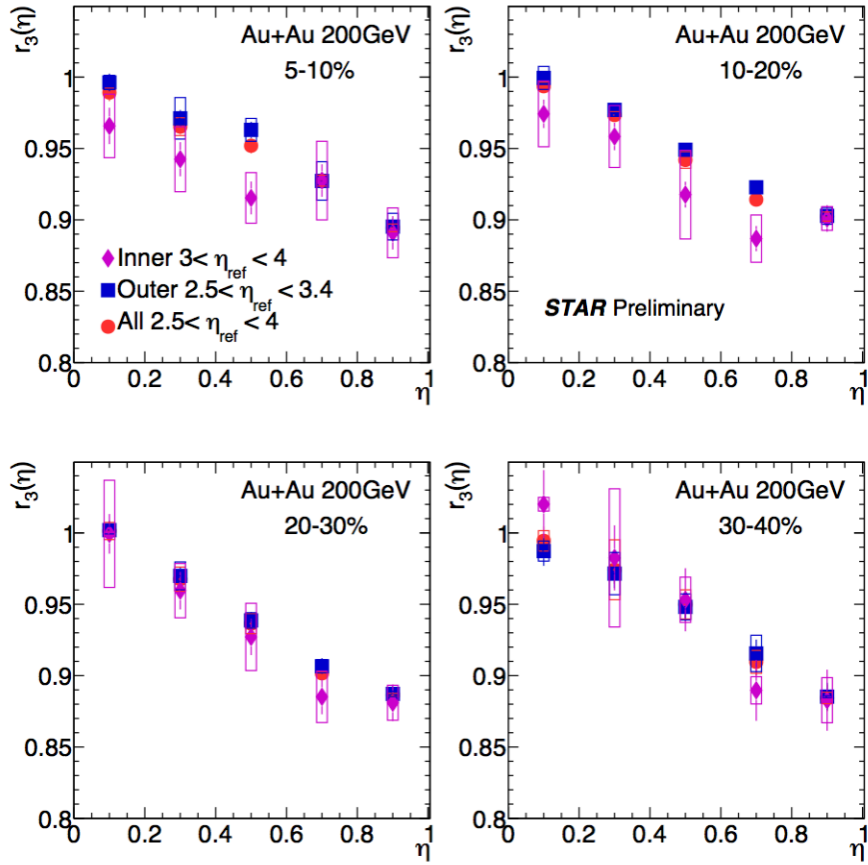


图 5.19 r_3 在不同中心度下关于参考快度区间的依赖性。

Figure 5.19 r_3 dependence on η_{ref} for different centralities.

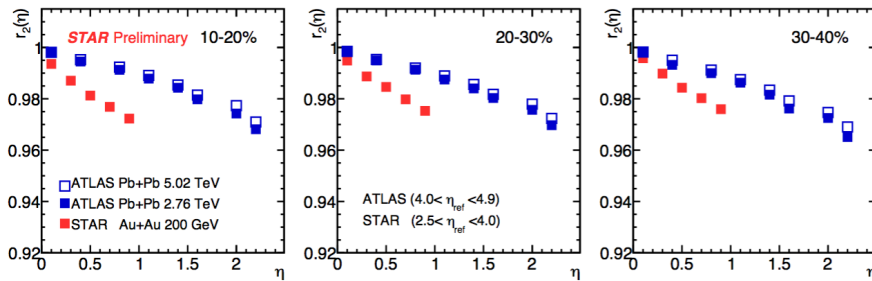


图 5.20 r_2 在 RHIC 能区与 LHC 能区的直接比较。

Figure 5.20 A direct comparison of r_2 between RHIC and LHC.

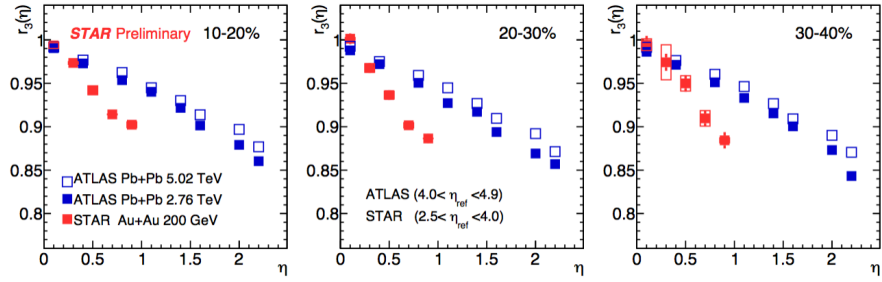


图 5.21 r_3 在 RHIC 能区与 LHC 能区的直接比较。

Figure 5.21 A direct comparison of r_3 between RHIC and LHC.

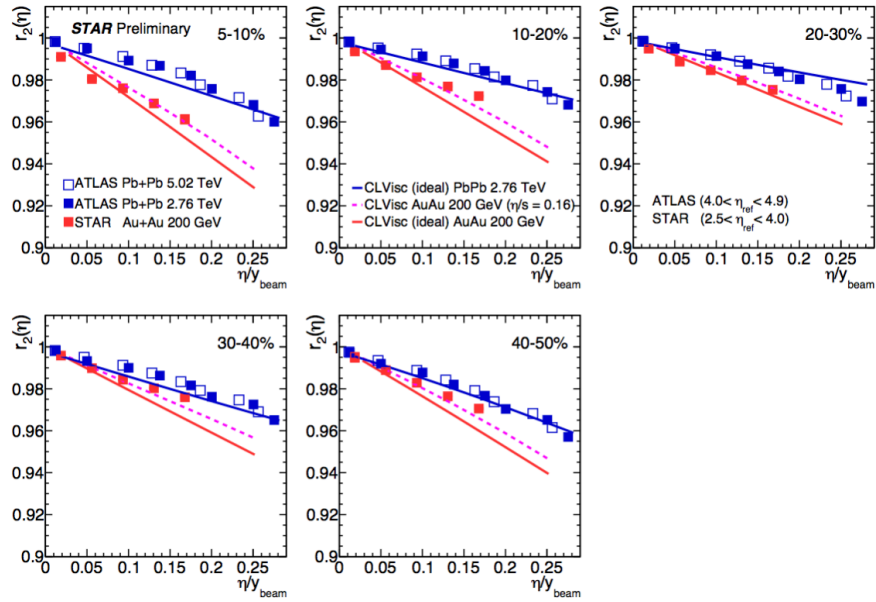


图 5.22 r_2 快度归一化后在 RHIC 能区与 LHC 能区的直接比较。

Figure 5.22 A direct comparison of rapidity normalized r_2 between RHIC and LHC.

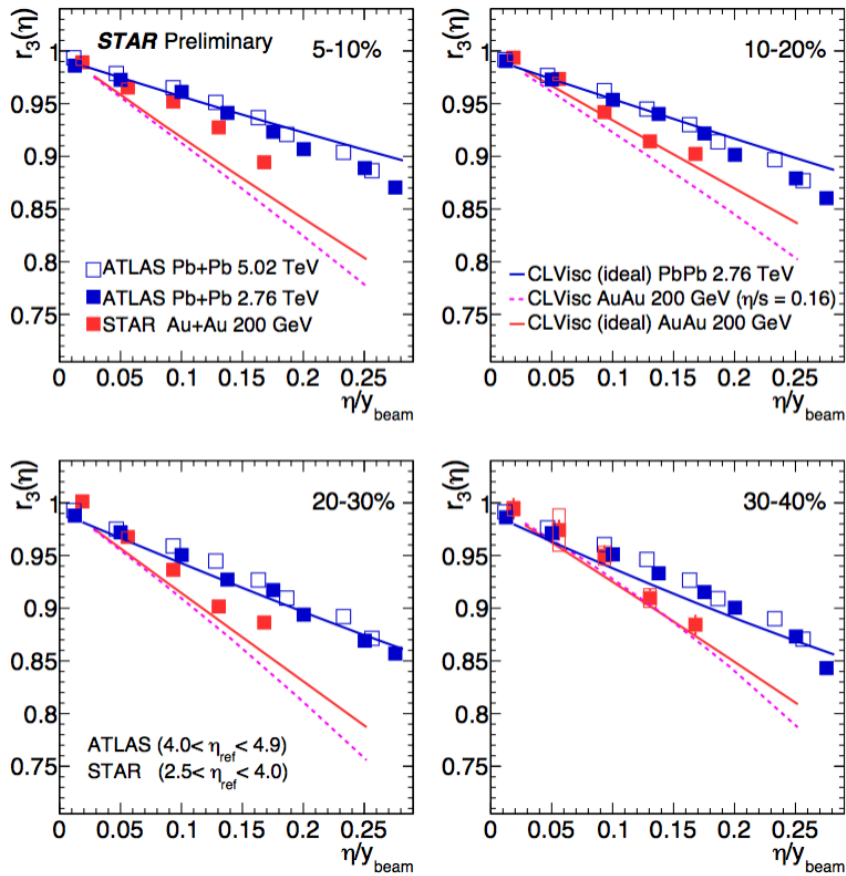


图 5.23 r_3 快度归一化后在 RHIC 能区与 LHC 能区的直接比较。

Figure 5.23 A direct comparison of rapidity normalized r_3 between RHIC and LHC.

$$y_{beam} = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z}{E - p_z} = \ln \frac{E + p_z}{\sqrt{E^2 - p_z^2}} = \ln \frac{E + p_z}{m} \approx \ln \frac{2E}{m} \quad (5.11)$$

图5.22展示快度归一化后 RHIC 能区与 LHC 能区的椭圆流退关联强度比较, 可以看到快度归一化后, RHIC 能区的退关联效应依然明显高于 LHC 能区, 这说明退关联效应的能量依赖性并不是由于快度展宽导致的, 而是明确的物理信号。同时我们通过比较 LHC 能区与 RHIC 能区的差别发现, 在中心碰撞差异较大, 而到了周边碰撞则显著减小。基于 (3+1)D 的理想流体模型的计算 (蓝色实线) 能很好地解释 LHC 能区的退关联效应, 却过大地估计了 RHIC 能区 (红色实线) 的退关联效应。理想流体模型也捕捉到了高能区与低能区差异的中心度依赖性, 与实验结果保持了很好地一致。在考虑了粘滞系数修正后的 (3+1)D 粘滞流体模型 (粉色虚线) 可以较好地描述 RHIC 能区数据。

图5.23展示快度归一化后 RHIC 能区与 LHC 能区的三角流退关联强度比较, 同样地, 快度归一化后, RHIC 能区的退关联效应依然明显高于 LHC 能区。与椭圆流的结果不同, LHC 能区与 RHIC 能区的差值没有明显的中心度依赖。(3+1)D 的理想流体模型的计算 (蓝色实线) 能很好地解释 LHC 能区的退关联效应, 却过大地估计了 RHIC 能区 (红色实线) 的退关联效应。在考虑了粘滞系数修正后的 (3+1)D 粘滞流体模型 (粉色虚线) 反而让三角流的退关联效应更大。

这表明集体流退关联效应也对末态系统演化敏感。

5.6 本章小结

本章我们首次在 RHIC 能区系统研究了集体流退关联效应, 集体流退关联效应是因为集体流的长程涨落导致的。通过研究因子化系数比 r_n , 我们定量研究了 RHIC 能区退关联效应的强弱。研究表明 r_2 随着快度 η 的增加而下降, 同时 r_2 有明确的中心度依赖性, 这与 v_2 的中心度依赖性相关。在最中心和周边碰撞, 退关联更强, 而在半中心碰撞, 退关联效应最弱。而对于 r_3 则没有看到明显的中心度依赖性。 r_2 和 r_3 都随着 η 的增加线性下降, 为了具体刻画退关联的强度, 我们用线性拟合了下降趋势, 同时提取出了斜率系数来量化退关联效应的强弱。

如果集体流退关联效应是一个全局效应, 那么它与末态粒子的横向动量弱相关。我们通过研究不同横向动量区间的退关联效应, 发现除了最中心碰撞区域, 集体流退关联对于横向动量的依赖性很弱, 这符合我们关于退关联效应是全局效应的预期。但是在最中心碰撞, 退关联效应却出现了明显的动量依赖, 这

可能跟最中心碰撞集体流关于横向动量的破缺有关，这还有待更进一步的研究。RHIC-STAR 的前向探测器是 FMS，这个探测器氛围两个部分。两个部分的快度范围不一致，因此我们可以分别研究某一部分，看退关联效应对于参考快度区间的依赖性。我们的结果表明，退关联效应对于参考快度区间的依赖性很弱。

对于能量越低的系统，系统的洛伦兹不变性相对较弱，因此退关联效应也更加强。RHIC 能区比 LHC 能区的能量低上一个量级，我们通过直接比较 LHC 能区和 RHIC 能区的退关联效应发现，RHIC 能区的退关联效应更强。考虑到能量越高，快度也会有相应的伸展，因此我们必须扣除快度对于能量依赖性的影响。我们将快度归一化之后，退关联的能量依赖性依然存在，这表明，退关联效应的能量依赖性不是因为快度伸缩导致的，而是物理效应。流体模型可以很好解释 LHC 能区的退关联现象，但是却过大地估计了 RHIC 能区的退关联效应。加入粘滞系数修正后，流体模型的计算结果让椭圆流的退关联更小却让三角流的退关联更大。这些结果既为初态几何形状又为末态动力学提供了限制。

第 6 章 在小系统中基于 AMPT 模型的各向异性流研究

在第5章和第4章中，我们具体研究了重核-重核系统中的各向异性流。对于小系统质子-重核和质子-质子系统中，因为碰撞区域远小于重核-重核系统，一般认为小系统中的集体流应该接近于零，即使有的话，也应该远小于重核-重核系统中的值。然而最近的实验观测却表明，小系统中的集体流效应极为显著 (Khachatryan et al., 2010; Chatrchyan et al., 2013a; Abelev et al., 2013; Aad et al., 2013a; Adare et al., 2013; Aad et al., 2016, 2014)，这个发现引起了研究人员的广泛兴趣，同时也极大地挑战了我们对于小系统中集体流的认知。

集体流是多粒子的集体行为，多粒子关联的 **cumulant** 方法正是为了能更好地扣除非流效应，更准确地提取出流信号。在标准 **cumulant** 方法中，因为是把整个快度范围的粒子合在一起考虑来计算流矢量，因为也被称为 **Q-cumulant** 方法。这个方法在重核-重核系统中，被广泛使用。在小系统中，因为碰撞系统中的非流效应更加显著，其中尤其以喷注和双喷注带来的非流效应，更是对集体流的精确测量提出极大挑战。CMS 实验组最近发表的关于 **symmetric cumulant** 结果，**SC(2, 3)**, **SC(2, 4)**(Sirunyan et al., 2018)，是直接利用标准 **cumulant** 方法来进行计算，他们的计算结果表明在低多重数区域，**SC(2, 3)** 的结果为正，这与 v_2, v_3 是负关联的预期不符。该计算结果可能受到了非流效应的影响，因为在低多重数区域，非流效应将更加显著，如果没有很好地扣除这些非流，测量结果会出现较大偏差。

就目前而言，对于小系统观测到的集体流，有两套理论解释，一种是反映初始几何形状和涨落的流体力学框架，一种是反应胶子饱和效应的初态动量关联的色玻璃凝聚理论 (CGC, Color Glass Condensate)。目前两套理论都能很好地解释小系统中的实验观测量。关于这两套理论解释，哪一个才是正确的，还有待更多的实验观测量来进行进一步检测。

最近，发展了一种基于 **cumulant** 方法的被称为“**subevent cumulant**”的方法。小系统中非流效应的主要贡献是喷注带来的。喷注在方位角上是以簇团形式喷发出来，但是在快度方向上却是分离的。在这个方法中，将整个接收度在快度方向上平均分割为若干块。这样通过挑选不同子区间的粒子来进行关联可以极大的减少非流效应带来的影响。近期，ATLAS 利用 **subevent cumulant** 测量了小系统质子-重核和质子-质子的集体流，研究证实了该方法是研究小系统中集体流

的强有力工具。基于 PYTHIA 模型的结果表明 (Huo et al., 2018), 如果采用标准 cumulant 来计算对称 cumulant, 只有非流效应的 PYTHIA 也会给出与实验数据一致的趋势, 而采用了 subevent 方法后, 计算的结果就趋于零, 与没有集体流因而没有关联的预期一致。PYTHIA 模型能很好地说明 subevent cumulant 的有效性, 但是毕竟该模型中没有集体流效应, 在拟合实验结果的过程中, 还是有着某种缺失。

本研究基于 AMPT 模型, 同时采用 subevent cumulant 方法来计算小系统质子-铅核中的集体流, 这样和实验结果的直接比较更有说服力。

6.1 AMPT 模型

AMPT 模型的基本介绍已经在第一章具体提及了, 在本研究中, 我们沿用部分子散射截面 $\sigma = 3mb$ 来模拟质子-铅核质心系能量 $\sqrt{s_{NN}} = 5.02 \text{ TeV}$ (Ma et al., 2014; Bzdak et al., 2014)。该模拟结果能很好地解释实验观测到的双粒子关联 v_n , 已经被证明能很好地模拟质子-铅核质心系能量 $\sqrt{s_{NN}} = 5.02 \text{ TeV}$ 。

6.2 多粒子关联

Cumulant 方法因为能直接反映多粒子关联, 同时可以一级一级地扣除演化系统中的非流效应, 因而是研究集体流的重要工具。 $\langle\langle 2k \rangle\rangle$ 是直接把偶数个粒子方位角关联起来。前两项分别是 $\langle\langle 2 \rangle\rangle = \langle\langle e^{in(\phi_1 - \phi_2)} \rangle\rangle$, $\langle\langle 4 \rangle\rangle = \langle\langle e^{in(\phi_1 + \phi_2 - \phi_3 - \phi_4)} \rangle\rangle$ 。对于给定的集体流阶数, 2 粒子, 4 粒子 cumulants 为

$$c_n\{2\} = \langle\langle 2 \rangle\rangle, \quad (6.1)$$

$$c_n\{4\} = \langle\langle 4 \rangle\rangle - 2\langle\langle 2 \rangle\rangle^2. \quad (6.2)$$

这样集体流 v_n 可以直接由 2 粒子, 4 粒子 cumulants 给出。

$$v_n\{2\} = \sqrt{c_2\{2\}}, \quad (6.3)$$

$$v_n\{4\} = \sqrt[4]{-c_n\{4\}}. \quad (6.4)$$

如前文所述, 因为计算量过大, 标准 cumulant 方法中, 通过计算流矢量来简化运算。对于流矢量 Q_n 的计算是直接计算整个事件中的所有观测粒子。在小系统中, 因为非流效应更加显著, 特别是在低多重数区域, 由喷注和双喷注带来的非流效应会显著影响 cumulant 的计算结果, 从而最终导致集体流的计算结果中包含的

了显著的非流贡献。在 **subevent cumulant** 方法中，每个事件的粒子被按照快度方向平均划分为若干部分。更具体地，在 **two-subevent** 方法中，粒子被按照快度分为两部分， $-\eta_{\max} < \eta_a < 0$ 和 $0 < \eta_b < \eta_{\max}$ 分别记为 a, b 。在 **three-subevent** 方法中，粒子被按照快度分为三部分， $-\eta_{\max} < \eta_a < -\eta_{\max}/3$ ， $-\eta_{\max}/3 < \eta_b < \eta_{\max}/3$ 和 $\eta_{\max}/3 < \eta_c < \eta_{\max}$ ，分别记为 a, b 和 c 。其中 η_{\max} 是探测到的粒子的最大快度。图 6.1 展示了构造 4 粒子关联函数时，**subevent** 扣除非流效应的示意图。

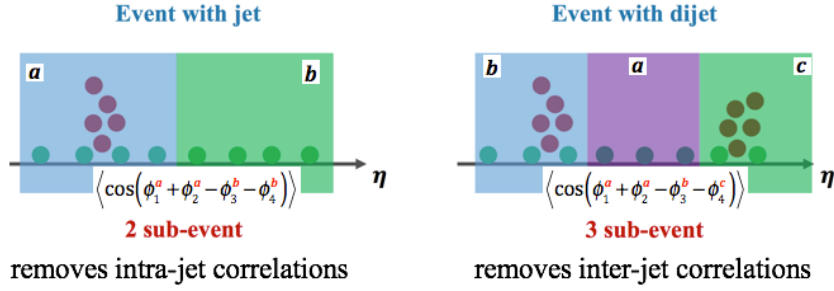


图 6.1 **subevent** 扣除非流效应的示意图。

Figure 6.1 A schematic of how the non-flow is subtracted via sub-event.

这样偶数阶的粒子方位角关联函数可以重新表示为：

$$\langle\langle 2 \rangle\rangle_{\text{two-sub}} = \left\langle \left\langle e^{in(\phi_1^a - \phi_2^b)} \right\rangle \right\rangle, \quad (6.5)$$

$$\langle\langle 4 \rangle\rangle_{\text{two-sub}} = \left\langle \left\langle e^{in(\phi_1^a + \phi_2^a - \phi_3^b - \phi_4^b)} \right\rangle \right\rangle, \quad (6.6)$$

$$\langle\langle 4 \rangle\rangle_{\text{three-sub}} = \left\langle \left\langle e^{in(\phi_1^a + \phi_2^a - \phi_3^b - \phi_4^c)} \right\rangle \right\rangle. \quad (6.7)$$

Symmetric Cumulant 是基于多粒子 **cumulants** 发展起来的，通过测量不同阶的流系数的关联，从而反应逐事件涨落。 $SC(n, m)$ 被定义为：

$$SC(n, m) = \left\langle \left\langle e^{in(\phi_1 - \phi_2) + im(\phi_3 - \phi_4)} \right\rangle \right\rangle - \left\langle \left\langle e^{in(\phi_1 - \phi_2)} \right\rangle \right\rangle \left\langle \left\langle e^{im(\phi_3 - \phi_4)} \right\rangle \right\rangle = \langle v_m^2 v_n^2 \rangle - \langle v_m^2 \rangle \langle v_n^2 \rangle. \quad (6.8)$$

同样的，我们可以方便的把上式改写为 **subevent** 的形式：

$$SC(n, m)_{\text{two-sub}} = \left\langle \left\langle e^{in(\phi_1^a - \phi_2^b) + im(\phi_3^a - \phi_4^b)} \right\rangle \right\rangle - \left\langle \left\langle e^{in(\phi_1^a - \phi_2^b)} \right\rangle \right\rangle \left\langle \left\langle e^{im(\phi_3^a - \phi_4^b)} \right\rangle \right\rangle, \quad (6.9)$$

$$SC(n, m)_{\text{three-sub}} = \left\langle \left\langle e^{in(\phi_1^a - \phi_2^b) + im(\phi_3^a - \phi_4^c)} \right\rangle \right\rangle - \left\langle \left\langle e^{in(\phi_1^a - \phi_2^b)} \right\rangle \right\rangle \left\langle \left\langle e^{im(\phi_3^a - \phi_4^c)} \right\rangle \right\rangle. \quad (6.10)$$

更多细节可以参考 (Jia et al., 2017).

为了让计算结果可以直接与实验进行比较，我们的快度区间选为 $\eta_{\max} = 2.5$ ，与 ATLAS 的实验结果保持一致。与实验测量一致，我们选取的是各向动量 $p_T > 0.4 \text{ GeV}/c$ 的带电粒子的数目 $\langle N_{\text{ch}} \rangle$ 来表示不同中心度。而在 cumulant 计算中，选取的是横动量 $0.3 < p_T < 3 \text{ GeV}/c$ 质子-铅核的带电粒子，这样可以得到一个 $N_{\text{ch}}^{\text{sel}}$ 。需要指出的是， $N_{\text{ch}}^{\text{sel}}$ 和 N_{ch} 因为横动量的选择不同，因为也是有差别的。对于给定的 $N_{\text{ch}}^{\text{sel}}$ 都可以对应到不同的中心度 $\langle N_{\text{ch}} \rangle$ ，cumulant 最终结果再依此精确映射过去。

6.3 结果与讨论

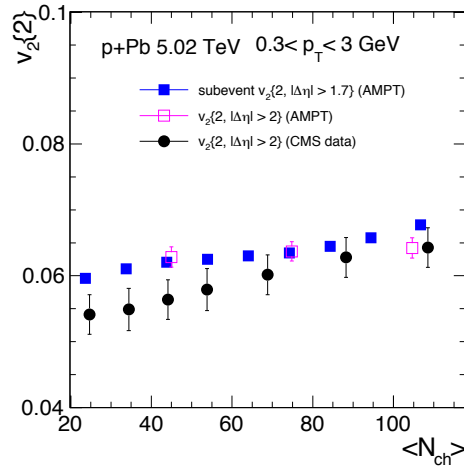


图 6.2 $v_2\{2\}$ 关于多重数的函数，其中实心方框是 AMPT three-subevent 的计算结果，空心方框是已发表的 AMPT 双粒子关联的结果，实心点是 CMS 实验组的数据点。

Figure 6.2 $v_2\{2\}$ as a function of the number of charge particles in p +Pb collisions at $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02 \text{ TeV}$. The solid square represents the AMPT results using the three-subevent method. The open square and solid circle represent the two-particle correlation results (with $|\Delta\eta| > 2$) from the published AMPT results and CMS data, respectively.

图 6.2 展示了 $v_2\{2\}$ AMPT 计算结果与实验点的比较。其中，实心点是 CMS 实验测量结果，空心方块是已发表的利用双粒子关联直接测量的 AMPT 结果，实心方块是采用 subevent 方法得到的结果。三个结果基本吻合。

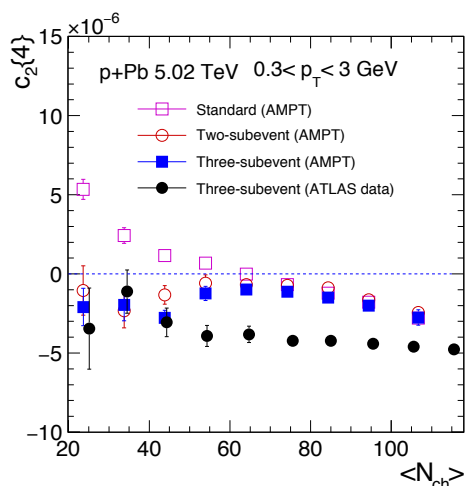


图 6.3 $c_2\{4\}$ 关于多重数的函数，标准 cumulant，two-subevent 和 three-subevent 的计算结果与 ATLAS 采用 three-subevent 方法的结果进行了系统比较。

Figure 6.3 $c_2\{4\}$ as a function of the number of charge particles in p +Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV using the standard cumulant (open square), two-subevent (open circle) and three-subevent (solid square) methods. The solid circle represents the ATLAS data with three-subevent cumulant method.

图 6.3 展示了 $c_2\{4\}$ 对应不同多重数下的结果。其中 AMPT 展示了三种不同方法得到的计算结果，标准 cumulant, two-subevent 和 three-subevent cumulant。我们发现 $c_2\{4\}$ 采用标准 cumulant 方法的计算结果在多重数小于 70 的时候，都是负的，而在多重数低于 70 的区域则为正。因为受到非流效应的影响，在低多重数区域，可能会使计算结果出现偏差。与标准 cumulant 结果不同，two-subevent 和 three-subevent cumulant 在整个多重数区域都为负。同时我们的结果表明在 AMPT 中，two-subevent 和 three-subevent 并没有明显差别。Three-subevent 相比于 two-subevent 会更好地扣除非流效应的影响，这个结果表明在 AMPT 中，two-subevent 就可以很好地扣除非流效应带来的影响。AMPT 的计算结果很好地描述了 ATLAS 实验中的 $c_2\{4\}$ 为负的趋势，但是 $c_2\{4\}$ 在大小上却整体比实验测量值要小。考虑到 $c_2\{4\}$ 对于 v_2 的概率密度分布比较敏感。 $c_2\{4\}$ 的整体偏小表明 AMPT 模型中，集体流涨落可能缺少非高斯涨落。

为了更进一步地探讨这种集体效应，我们追踪了 $c_2\{2\}$ 和 $c_2\{4\}$ 的四个不同演化阶段：初始阶段，部分子级联，级联过程和强子再散射过程。 $c_2\{2\}$ 和 $c_2\{4\}$ 在这四个不同阶段的计算结果均采用 three-subevent cumulant 方法，如图 6.4 和 6.5 所示。在初始阶段 $c_2\{2\}$ 和 $c_2\{4\}$ 在低多重数区域为正，在高多重数区域基本

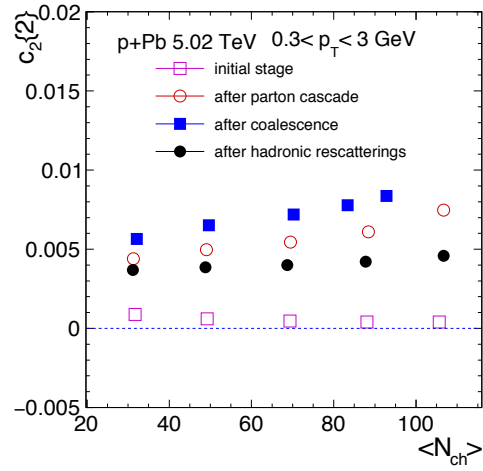


图 6.4 $c_2\{2\}$ 随系统演化的四个不同阶段。

Figure 6.4 $c_2\{2\}$ from three-subevent method as a function of the number of charge particles for four different evolution stages [initial stage (open square), after parton cascade (open circle), after coalescence (solid square), and after hadronic rescatterings (solid circle)] in the AMPT model in p +Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV.

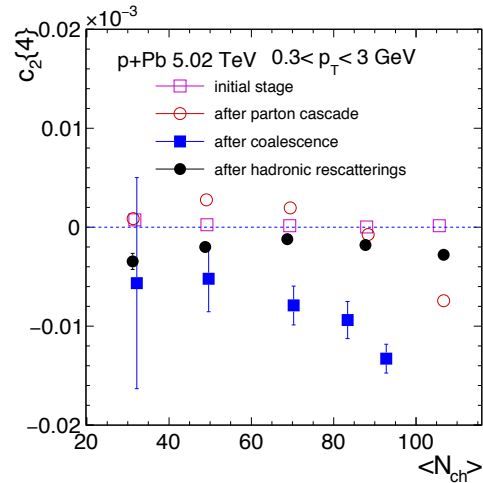


图 6.5 $c_2\{4\}$ 随系统演化的四个不同阶段。

Figure 6.5 Same as Figure 6.4 but for $c_2\{4\}$ from three-subevent method.

保持在零附近。在低多重数区域为正主要是因为横动量守恒造成的。在部分子级联阶段，由于有了集体流效应， $c_2\{2\}$ 有了明显增强，而 $c_2\{4\}$ 则由正变为负。在末态级联阶段， $c_2\{2\}$ 相较前一阶段更大，同时 $c_2\{4\}$ 在量级上也有了明显增强，这表明集体行为有了明显提升，因为在这个阶段，粒子的横动量有了明显增加。在强子再散射阶段，随着系统的逐渐冷却， $c_2\{2\}$ 和 $c_2\{4\}$ 的量级都明显降低。同时，我们注意到强子再散射阶段， $c_2\{4\}$ 会有明显压低，这个还有待将来进一步的研究。

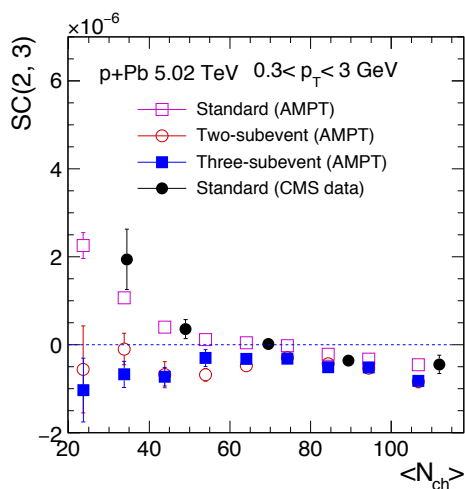


图 6.6 $SC(2, 3)$ 关于多重数的函数，标准 cumulant，two-subevent 和 three-subevent 的计算结果与 CMS 采用标准 cumulant 的结果进行了系统比较

Figure 6.6 The $SC(2, 3)$ as a function of the number of charge particles from $p+Pb$ collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV using standard cumulant(open square), two-subevent(open circle) and three-subevent(solid square) methods. The solid circle represents the experimental data with standard cumulant method.

图 6.6 和 6.7 分别展示了 symmetric cumulants $SC(2, 3)$ 和 $SC(2, 4)$ 的结果。与之前的相似，我们也用三种计算方法分别计算了 $SC(2, 3)$ 和 $SC(2, 4)$ 。我们的计算结果表明，利用标准 cumulant 方法计算的 $SC(2, 3)$ 在高多重数区域为负，而在低多重数区域为正，这与 CMS 的实验结果一致。而对于 subevent cumulant 方法，则在整个多重数区间， $SC(2, 3)$ 均为负。我们的计算结果强烈表明，利用标准 cumulant 方法会因为非流效应的影响而出现比较大的偏差。另一方面，利用 subevent cumulant 方法计算的 $SC(2, 4)$ 与实验结果的趋势基本相似，但是却比实验结果和标准 cumulant 方法计算的结果要小。这再一次说明，在小系统里要想得到一个相对干净的集体流信号，必须把非流效应消除干净。

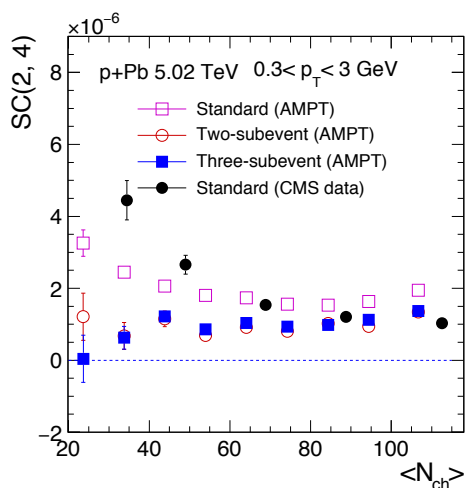


图 6.7 与图 Figure 6.6描述类似，SC(2,4) 的结果。

Figure 6.7 Same as Figure 6.6 but for SC(2, 4).

6.4 本章小结

自从在小系统中发现疑似集体流的信号以来，小系统中的集体流研究逐步成为研究热点。小系统因为受到非流效应的影响显著，在集体流的测量时，如何有效扣除小系统中非流贡献一直是一大难点。我们利用最新发展的 sub-event cumulant 方法，通过人为将事件按快度分为若干部分，从而显著减少了在多粒子关联中粒子挑选可能出现的非流贡献。我们采用 AMPT 模型利用这种最新的方法，计算了小系统 $p+Pb$ 的集体流。通过直接与 ATLAS 最新的 $c_2\{4\}$ 比较发现，AMPT 的结果的绝对大小要比 ATLAS 的结果低，这表明 AMPT 中的集体流涨落可能更多的是高斯的，而相对缺少非高斯的贡献。基于对称 cumulant 的计算结果表明，标准 cumulant 方法中，在低多重数区域，因为没有有效扣除非流效应，因而会给出有偏差甚至错误的估计。我们的结果证明了 sub-event 方法在小系统计算中的可靠性。

第 7 章 基于 AMPT 模型完整重构喷注的各向异性研究

各向异性流的研究往往是针对横向动量的粒子，正因为这些粒子的共同作用才形成了末态的集体流效应。集体流的这种傅里叶展开对于高横向动量粒子依然有效，只是表征的不再是集体流，而是跟路径效应有关的能损机制。研究喷注的各向异性行为因而也具有十分重要的意义，这有助于加深我们对于能损机制的理解。

在碰撞初始硬过程产生的喷注，由于与中间介质会发生相互作用，导致大量的能量损失，这种被称为喷注淬火的效应是研究 QGP 产生的重要探针。在 RHIC 和 LHC 上对于末态高横向动量粒子的椭圆流测量表明，对于大于 10 GeV/c 的粒子，依然可以明显看到椭圆流信号，这侧面揭示了喷注淬火的路径依赖性。ATLAS 实验组通过重构喷注测量了铅核-铅核碰撞中横动量位于 45-60 GeV/c 区间的喷注粒子在不同中心度下的椭圆流，结果与路径效应的预期一致 (Aad et al., 2013b)。因为喷注的椭圆流已经很小，三角流则更小，在实验上得出可靠的三角流估计会相对棘手。因此利用现有的实验数据，利用模型对其进行更进一步的展开研究就是一个行之有效的方法。

本章，我们基于弦融化机制的 AMPT 模型，通过重构喷注的方式，系统研究了完整重构喷注的椭圆流和三角流。

7.1 AMPT 模型与喷注重构

本研究采用弦融化机制的 AMPT 模型版本，部分子散射截面 $\sigma = 1.5\text{mb}$ 来模拟铅核-铅核质心系能量 $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2.76\text{ TeV}$ 。近期的一系列基于 AMPT 的研究已经表明，在该散射截面下可以很好地模拟和解释实验结果。为了完整重构喷注，我们的动力学截断与 ATLAS 实验保持一致。重构喷注采用的是基于标准 FASTJET 库的 anti- k_t 算法 (Cacciari et al., 2012)。重构喷注锥的大小 $R = \sqrt{(\delta\eta)^2 + (\delta\phi)^2} = 0.2$ ，与实验保持一致。为了提高模拟效率，我们在初始阶段基于 HIJING 模型，人为放入了一个 $p_T > 40\text{ GeV}/c$ 的双喷注。

7.2 结果与讨论

图 7.1 展示了在不同的横动量区间重构喷注的椭圆流 v_2^{jet} 关于参与碰撞的核子数的函数。通过与 ATLAS 的实验结果比较可以看到，AMPT 的计算结果能基

本描述这些重构喷注椭圆流的趋势和量级，AMPT 模拟结果基本能解释实验观测。

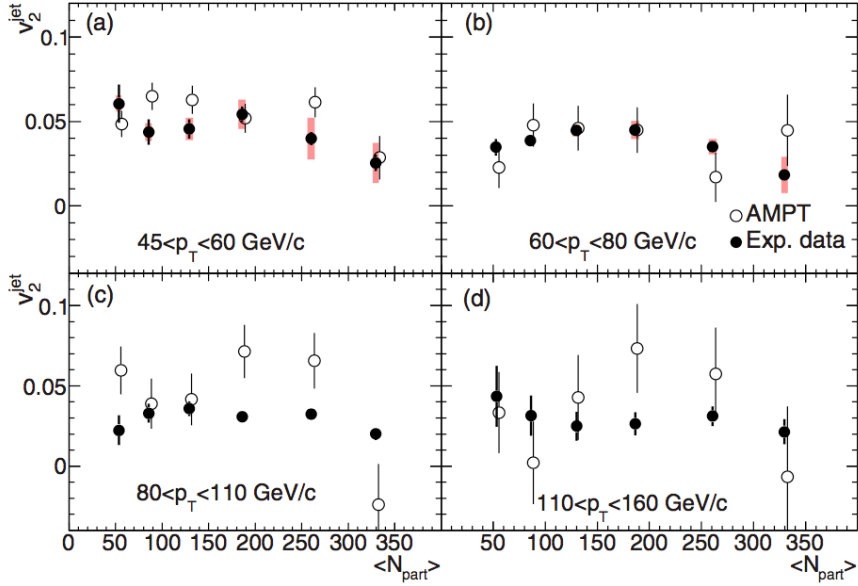


图 7.1 v_2^{jet} 关于参与核子数 N_{part} 的函数，实心点表示 ATLAS 实验点。

Figure 7.1 v_2^{jet} as functions of N_{part} for four different jet p_T bins in Pb + Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV, where open circles represent the AMPT results and solid circles represent the ATLAS experimental data.

在集体流的计算中，因为事件平面随事件而变化，因此确定事件平面是尤为重要的。事件平面的定义如下

$$\Psi_n^r = \frac{1}{n} \left[\arctan \frac{\langle r^n \sin(n\varphi) \rangle}{\langle r^n \cos(n\varphi) \rangle} + \pi \right] \quad (7.1)$$

通过重构事件平面方法，可以分别计算重构喷注的椭圆流和三角流，作为参考，我们也计算了固定二阶事件平面的情况，即 $\Psi_2^r = 0$ 。图 7.2 分别在两个横动量区间，展示了重构喷注的椭圆流和三角流。我们可以看到，喷注的三角流要明显小于椭圆流。随着横动量的增加，三角流逐渐减小。

相对论重离子碰撞过程是一个动力学演化过程，研究喷注各向异性的动力学演化显得极为迫切。图 7.3 展示了在横动量为 $45 < p_T < 60$ GeV/c 区间的喷注的椭圆流和三角流在四个不同阶段随系统演化的过程。我们可以看到，在初始阶段，喷注的椭圆流和三角流基本在 0 附近。在部分子阶段，随着部分子级联过程，喷注的椭圆流和三角流有了明显的上升。随后的级联过程和强子再散射对于喷注的椭圆流和三角流虽然也有影响，但是影响有限。这表明喷注的各向异性行为主要是因为喷注与介质的强相互作用导致的。

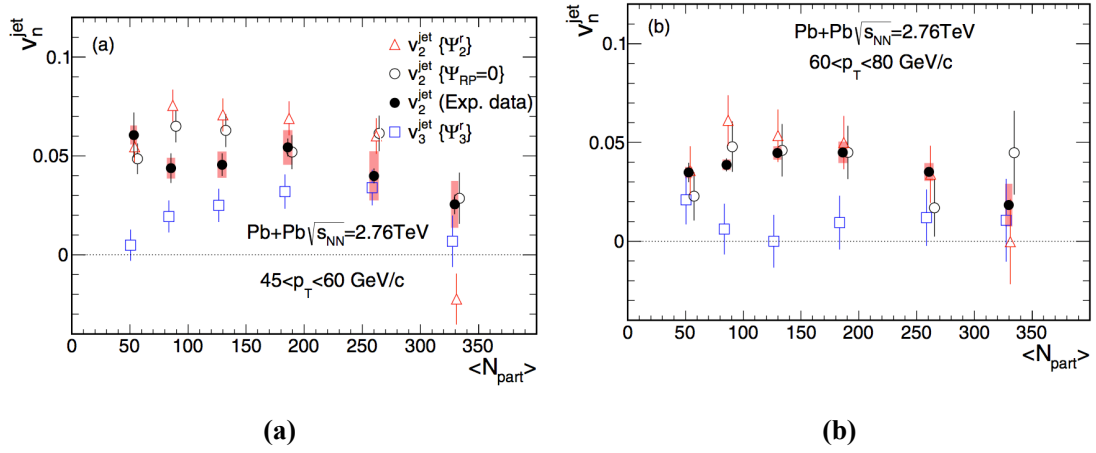


图 7.2 v_n^{jet} 关于参与核子数 N_{part} 的函数。(a) 横向动量为 $45 < p_T < 60 \text{ GeV}/c$ (b) 横向动量为 $60 < p_T < 80 \text{ GeV}/c$ 。

Figure 7.2 v_n^{jet} as functions of N_{part} . (a) $45 < p_T < 60 \text{ GeV}/c$ (b) $60 < p_T < 80 \text{ GeV}/c$.

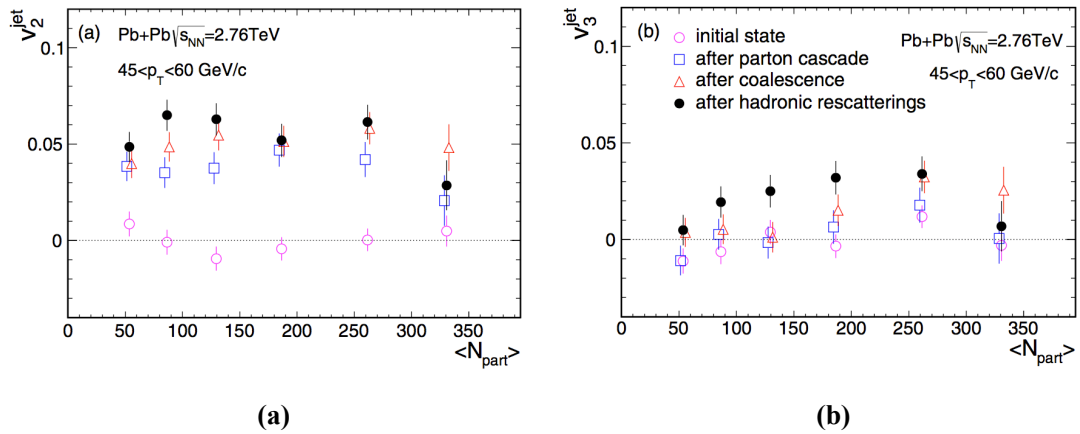


图 7.3 v_n^{jet} 在四个不同的演化阶段关于参与核子数 N_{part} 的函数。(a) 喷注的椭圆流 (b) 喷注的三角流。

Figure 7.3 Variation of v_n^{jet} with number of participants, N_{part} , at different evolution stages (a) v_2^{jet} (b) v_3^{jet} .

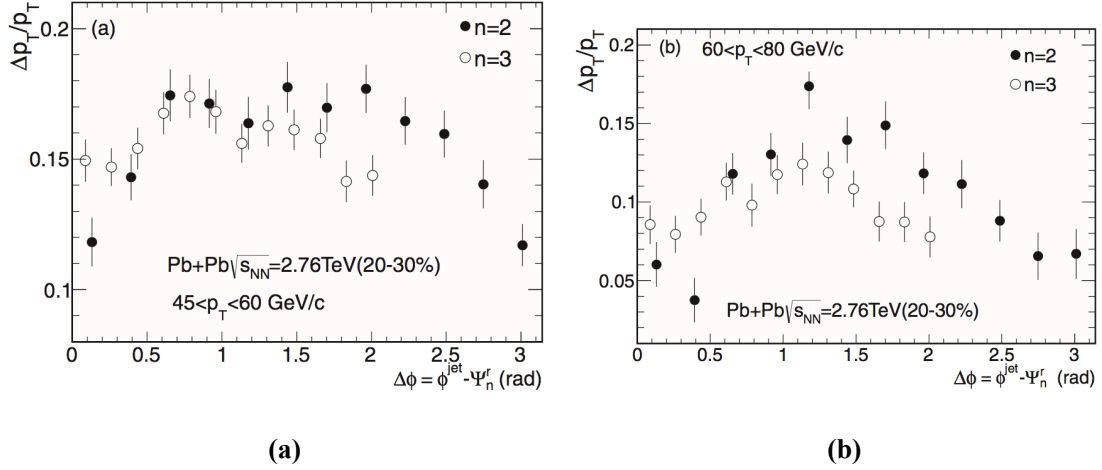


图 7.4 喷注的相对能损关于方位角的依赖性。(a) 横向动量为 $45 < p_T < 60$ GeV/c (b) 横向动量为 $60 < p_T < 80$ GeV/c。

Figure 7.4 The relative jet energy loss as a function of azimuthal angle. (a) $45 < p_T < 60$ GeV/c (b) $60 < p_T < 80$ GeV/c.

图 7.4 分别展示了喷注在 $45 < p_T < 60$ GeV/c 和 $60 < p_T < 80$ GeV/c 这两个横向动量区间下的相对能量损失, $\Delta p_T/p_T = (p_T^{jet,initial} - p_T^{jet,final})/p_T^{jet,initial}$ 。可以看到对于喷注的椭圆流, 相对能损在 $\Delta\phi \approx \pi/2$ 附近最大, 而喷注的三角流则在 $\Delta\phi \approx \pi/3$ 附近最大。这种显著的方位角依赖性直接反应了喷注各向异性的路径效应。

$$\varepsilon_n = \frac{\sqrt{\langle r^n \sin(n\varphi) \rangle^2 + \langle r^n \cos(n\varphi) \rangle^2}}{\langle r^n \rangle} \quad (7.2)$$

离心率可以直接反应初始碰撞的几何形状, 离心率的定义如方程 7.2 所示。 v_n/ε_n 反映的是集体流初始几何不对称度与末态各向异性的转换率, 同样地, 对于重构喷注也可以相应提取 v_n^{jet}/ε_n , 用来反映喷注的初始几何形状与各向异性的转换。图 7.5 展示了 v_n^{jet}/ε_n 关于中心度的依赖性, 可以看到除了最中心碰撞区域, 随着中心度的增加, v_n^{jet}/ε_n 也随之增加。

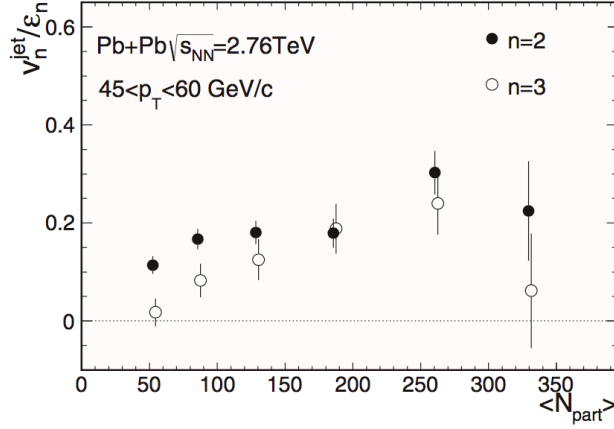


图 7.5 v_n^{jet}/ϵ_n 关于参与核子数 N_{part} 的函数。

Figure 7.5 v_n^{jet}/ϵ_n as functions of N_{part} .

7.3 本章小结

喷注的各向异性行为直接反映喷注能损的路径效应。本研究基于 AMPT 模型，系统研究了喷注的椭圆流和三角流。基于椭圆流在不同横动量区间的 AMPT 计算结果与实验结果一致，我们预测了三角流随中心度的依赖性，计算结果表明三角流将明显小于椭圆流的值。因为 QGP 系统是随时空演化的，研究喷注的椭圆流和三角流对于理解其产生和形成显得至关重要。我们的结果表明喷注的各向异性主要发生在部分子级联阶段，随后的级联和强子再散射过程并不会改变各向异性的大小。基于重构的反应平面，我们具体计算的喷注的相对能损随方位角的关系，相对能损大小对于椭圆流和三角流分别在 $\Delta\phi \approx \pi/2$ 和 $\Delta\phi \approx \pi/3$ ，这更明确表明了喷注能损的路径效应。 v_n^{jet}/ϵ_n 的比值随着中心度的增加而增加表明，在较为中心碰撞中，因为能量的损失，喷注的各向异性行为更容易产生。喷注的各向异性主要由喷注与中介质的强相互作用产生，同时能表征中介质初始的不对称度，我们的研究结果表明喷注的各向异性可以用作研究早期空间不对称的探针，同时对于理解喷注淬火中的路径效应也至关重要。

第 8 章 总结与展望

各向异性流是研究相对论重离子碰撞中产生的夸克胶子等离子体的重要探针。本文基于实验数据分析和唯像模型两方面对各向异性流进行了系统研究。

关于各向异性流的研究往往集中于研究能反映初始的碰撞的平均几何形状 v_n 的平均值。从逐事件流分布的角度着手，可以更好地理解各向异性流的全部信息。基于 RHIC-STAR 2012 年形变核铀核-铀核碰撞和 2011 年金核-金核碰撞的实验数据，我们利用贝叶斯 Unfolding 方法得到了真实的逐事件流矢量的分布。利用这些分布函数我们计算了相应的 cumulant 项。结果表明，由于集体流的涨落，在最中心碰撞金核-金核中 $v_2\{4\} < 0$, $v_2\{6\} > 0$ ；而铀核-铀核中 $v_2\{4\} > 0$, $v_2\{6\} < 0$ 。四阶与六阶 cumulant 的结果不收敛，这种不收敛与偏度系数的计算结果保持了一致，同时表明各向异性流的涨落是非高斯的。

各向异性流的涨落也会反映到纵向，因为前后向参与核子数的涨落导致的纵向各向异性流涨落会使各向异性流在纵向不再是洛伦兹不变量，这会导致各向异性流退关联。基于 RHIC-STAR 2017 年金核-金核碰撞的实验数据，我们采用因子化系数比 r_n 来具体测量了退关联效应。结果 r_n 随着快度增加线性减小。椭圆流的退关联效应 r_2 有明确的中心度依赖关系，在半中心碰撞的时候最弱。三角流的退关联效应 r_3 则与中心度没有直接依赖性。退关联效应对于粒子的横向动量依赖很弱，这反映了它是一种全局效应。退关联效应对于参考快度区间的依赖性很弱，但是在最中心碰撞区域却有明显的依赖性，这可能与初始流现象有关。RHIC 能区的退关联效应要强于 LHC 能区，流体力学模型能很好地解释 LHC 能区的结果，却过大估计了 RHIC 能区的退关联效应。我们的结果将为以后的模型提供更强的限制。

在唯像模型方面，我们基于 AMPT 模型，采用最新的 subevent cumulant 方法研究了小系统质子-铅核中各向异性流，通过与 ATLAS 实验组最新的 subevent cumulant 结果比较发现，AMPT 的 $c_2\{4\}$ 的绝对值要明显小于实验点，这表明在 AMPT 模型里可能缺少非高斯涨落。另一方面，通过采用标准 cumulant 方法和 subevent cumulant 方法计算的对称 cumulant，我们发现标准 cumulant 的结果会被非流效应所影响，而 subevent cumulant 则能很好扣除小系统的非流效应，我们的结果证明了 subevent cumulant 方法在小系统中各向异性流计算的正确性。

高横向动量粒子的各向异性行为能反应能损的路径效应，我们基于 AMPT

模型研究了完整重构喷注的各向异性。结果表明，喷注的各向异性主要是在部分子级联阶段产生，之后的演化并不会改变喷注各向异性的大小。通过研究喷注相对能损基于重构平面与方位角的关系，可以看到明显的路径效应依赖。我们的研究结果表明喷注的各向异性可以用作研究初始几何空间不对称的探针同时对于理解喷注淬火中的路径效应也有重要意义。

8.1 展望

随着 STAR iTPC 的升级，我们可以得到更加精确的实验数据。而随着 EPD 的安装，STAR 的探测快度范围扩大至 ± 5 ，在目前集体流退关联的研究中，我们只能利用 FMS 在正向快度的区域，来测量观测量 r_n ，有了 EPD 之后，可以通过前向和后向的 EPD 来测量观测量 R_n 。STAR 在未来几年会进行 BESII，退关联效应在 BES 中的直接测量也显得尤为重要，这对于理解系统的整个三维时空演化将提供重要参考。另一方面，在最中心区域，退关联效应有明显的横向动量依赖性和参考快度区间的依赖性，这可能与初始流有关。我们现有的认知认为各向异性流是粒子的末态集体行为，反映的是初始的压强不对称引发的各向异性。初始流的贡献目前无法完全从现有的观测量中分离出来。小系统依然是目前的研究热点，关于小系统的末态各向异性流的起源还存有较大争议。最近实验上测量了小系统中重味夸克的各向异性流，这些结果值得在 AMPT 模型中来重现。

参考文献

- AABOUD M, et al., 2018. Measurement of longitudinal flow decorrelations in Pb+Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ and 5.02 TeV with the ATLAS detector[J]. Eur. Phys. J., C78(2): 142. DOI: [10.1140/epjc/s10052-018-5605-7](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-018-5605-7).
- AAD G, et al., 2012a. Measurement of the pseudorapidity and transverse momentum dependence of the elliptic flow of charged particles in lead-lead collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV with the ATLAS detector[J]. Phys. Lett., B707: 330–348. DOI: [10.1016/j.physletb.2011.12.056](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2011.12.056).
- AAD G, et al., 2012b. Measurement of the azimuthal anisotropy for charged particle production in $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV lead-lead collisions with the ATLAS detector[J]. Phys. Rev., C86: 014907. DOI: [10.1103/PhysRevC.86.014907](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.86.014907).
- AAD G, et al., 2013a. Observation of Associated Near-Side and Away-Side Long-Range Correlations in $\sqrt{s_{NN}}=5.02$ TeV Proton-Lead Collisions with the ATLAS Detector[J]. Phys. Rev. Lett., 110(18): 182302. DOI: [10.1103/PhysRevLett.110.182302](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.110.182302).
- AAD G, et al., 2013b. Measurement of the Azimuthal Angle Dependence of Inclusive Jet Yields in Pb+Pb Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV with the ATLAS detector[J]. Phys. Rev. Lett., 111(15): 152301. DOI: [10.1103/PhysRevLett.111.152301](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.111.152301).
- AAD G, et al., 2013c. Measurement of the distributions of event-by-event flow harmonics in lead-lead collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV with the ATLAS detector at the LHC[J]. JHEP, 11: 183. DOI: [10.1007/JHEP11\(2013\)183](https://doi.org/10.1007/JHEP11(2013)183).
- AAD G, et al., 2014. Measurement of long-range pseudorapidity correlations and azimuthal harmonics in $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV proton-lead collisions with the ATLAS detector[J]. Phys. Rev., C90(4): 044906. DOI: [10.1103/PhysRevC.90.044906](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.90.044906).
- AAD G, et al., 2016. Observation of Long-Range Elliptic Azimuthal Anisotropies in $\sqrt{s} = 13$ and 2.76 TeV pp Collisions with the ATLAS Detector[J]. Phys. Rev. Lett., 116(17): 172301. DOI: [10.1103/PhysRevLett.116.172301](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.116.172301).
- ABELEV B, et al., 2013. Long-range angular correlations on the near and away side in p -Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV[J]. Phys. Lett., B719: 29–41. DOI: [10.1016/j.physletb.2013.01.012](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2013.01.012).
- ACKERMANN K H, et al., 2001. Elliptic flow in Au + Au collisions at $(S(NN))^{1/2} = 130$ GeV [J]. Phys. Rev. Lett., 86: 402–407. DOI: [10.1103/PhysRevLett.86.402](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.86.402).
- ACKERMANN K H, et al., 2003. STAR detector overview[J]. Nucl. Instrum. Meth., A499: 624–632. DOI: [10.1016/S0168-9002\(02\)01960-5](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(02)01960-5).
- ADAM J, et al., 2016. Correlated event-by-event fluctuations of flow harmonics in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV[J]. Phys. Rev. Lett., 117: 182301. DOI: [10.1103/PhysRevLett.117.182301](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.117.182301).
- ADAMCZYK L, et al., 2015. Azimuthal anisotropy in U+U and Au+Au collisions at RHIC[J]. Phys. Rev. Lett., 115(22): 222301. DOI: [10.1103/PhysRevLett.115.222301](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.115.222301).

- ADAMCZYK M, et al., 2003. The BRAHMS experiment at RHIC[J]. Nucl. Instrum. Meth., A499: 437–468. DOI: [10.1016/S0168-9002\(02\)01949-6](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(02)01949-6).
- ADAMS J, et al., 2003. Evidence from d + Au measurements for final state suppression of high p(T) hadrons in Au+Au collisions at RHIC[J]. Phys. Rev. Lett., 91: 072304. DOI: [10.1103/PhysRevLett.91.072304](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.91.072304).
- ADAMS J, et al., 2005. Experimental and theoretical challenges in the search for the quark gluon plasma: The STAR Collaboration's critical assessment of the evidence from RHIC collisions[J]. Nucl. Phys., A757: 102–183. DOI: [10.1016/j.nuclphysa.2005.03.085](https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2005.03.085).
- ADARE A, et al., 2008. Dihadron azimuthal correlations in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ -GeV[J]. Phys. Rev., C78: 014901. DOI: [10.1103/PhysRevC.78.014901](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.78.014901).
- ADARE A, et al., 2013. Quadrupole Anisotropy in Dihadron Azimuthal Correlations in Central d+Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV[J]. Phys. Rev. Lett., 111(21): 212301. DOI: [10.1103/PhysRevLett.111.212301](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.111.212301).
- ADLER C, DENISOV A, GARCIA E, et al., 2001. The RHIC zero degree calorimeter[J]. Nucl. Instrum. Meth., A470: 488–499. DOI: [10.1016/S0168-9002\(01\)00627-1](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(01)00627-1).
- ADLER S S, et al., 2003. Elliptic flow of identified hadrons in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ -GeV[J]. Phys. Rev. Lett., 91: 182301. DOI: [10.1103/PhysRevLett.91.182301](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.91.182301).
- AFANASIEV S, et al., 2012. Measurement of Direct Photons in Au+Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV[J]. Phys. Rev. Lett., 109: 152302. DOI: [10.1103/PhysRevLett.109.152302](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.109.152302).
- AJITANAND N N, ALEXANDER J M, CHUNG P, et al., 2005. Decomposition of harmonic and jet contributions to particle-pair correlations at ultra-relativistic energies[J]. Phys. Rev., C72: 011902. DOI: [10.1103/PhysRevC.72.011902](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.72.011902).
- ALVER B, ROLAND G, 2010. Collision geometry fluctuations and triangular flow in heavy-ion collisions[J]. Phys. Rev., C81: 054905. DOI: [10.1103/PhysRevC.82.039903](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.82.039903), [10.1103/PhysRevC.81.054905](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.81.054905).
- ANDERSON M, et al., 2003. The Star time projection chamber: A Unique tool for studying high multiplicity events at RHIC[J]. Nucl. Instrum. Meth., A499: 659–678. DOI: [10.1016/S0168-9002\(02\)01964-2](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(02)01964-2).
- BACK B B, et al., 2003. The PHOBOS detector at RHIC[J]. Nucl. Instrum. Meth., A499: 603–623. DOI: [10.1016/S0168-9002\(02\)01959-9](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(02)01959-9).
- BILANDZIC A, SNELLINGS R, VOLOSHIN S, 2011. Flow analysis with cumulants: Direct calculations[J]. Phys. Rev., C83: 044913. DOI: [10.1103/PhysRevC.83.044913](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.83.044913).
- BORGHINI N, DINH P M, OLLITRAULT J Y, 2001a. A New method for measuring azimuthal distributions in nucleus-nucleus collisions[J]. Phys. Rev., C63: 054906. DOI: [10.1103/PhysRevC.63.054906](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.63.054906).
- BORGHINI N, DINH P M, OLLITRAULT J Y, 2001b. Flow analysis from multiparticle azimuthal correlations[J]. Phys. Rev., C64: 054901. DOI: [10.1103/PhysRevC.64.054901](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.64.054901).

- BOZEK P, BRONIEWSKI W, MOREIRA J, 2011. Torqued fireballs in relativistic heavy-ion collisions[J]. Phys. Rev., C83: 034911. DOI: [10.1103/PhysRevC.83.034911](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.83.034911).
- BURNS R, HSEUH H C, LEE R C, et al., 2003. The RHIC vacuum systems[J]. Nucl. Instrum. Meth., A499: 349–355. DOI: [10.1016/S0168-9002\(02\)01942-3](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(02)01942-3).
- BZDAK A, MA G L, 2014. Elliptic and triangular flow in p +Pb and peripheral Pb+Pb collisions from parton scatterings[J]. Phys. Rev. Lett., 113(25): 252301. DOI: [10.1103/PhysRevLett.113.252301](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.113.252301).
- CACCIARI M, SALAM G P, SOYEZ G, 2012. FastJet User Manual[J]. Eur. Phys. J., C72: 1896. DOI: [10.1140/epjc/s10052-012-1896-2](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-012-1896-2).
- CASSING W, BRATKOVSKAYA E L, 1999. Hadronic and electromagnetic probes of hot and dense nuclear matter[J]. Phys. Rept., 308: 65–233. DOI: [10.1016/S0370-1573\(98\)00028-3](https://doi.org/10.1016/S0370-1573(98)00028-3).
- CHATRCHYAN S, et al., 2012. Centrality dependence of dihadron correlations and azimuthal anisotropy harmonics in PbPb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV[J]. Eur. Phys. J., C72: 2012. DOI: [10.1140/epjc/s10052-012-2012-3](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-012-2012-3).
- CHATRCHYAN S, et al., 2013a. Observation of long-range near-side angular correlations in proton-lead collisions at the LHC[J]. Phys. Lett., B718: 795–814. DOI: [10.1016/j.physletb.2012.11.025](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.11.025).
- CHATRCHYAN S, et al., 2013b. Measurement of the elliptic anisotropy of charged particles produced in PbPb collisions at $\sqrt{s_{NN}}=2.76$ TeV[J]. Phys. Rev., C87(1): 014902. DOI: [10.1103/PhysRevC.87.014902](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.87.014902).
- CUGNON J, L'HOTE D, 1983. GLOBAL VARIABLES AND THE DYNAMICS OF RELATIVISTIC NUCLEUS NUCLEUS COLLISIONS[J]. Nucl. Phys., A397: 519–543. DOI: [10.1016/0375-9474\(83\)90614-0](https://doi.org/10.1016/0375-9474(83)90614-0).
- GALE C, JEON S, SCHENKE B, et al., 2013. Event-by-event anisotropic flow in heavy-ion collisions from combined Yang-Mills and viscous fluid dynamics[J]. Phys. Rev. Lett., 110(1): 012302. DOI: [10.1103/PhysRevLett.110.012302](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.110.012302).
- GIACALONE G, YAN L, NORONHA-HOSTLER J, et al., 2017. Skewness of elliptic flow fluctuations[J]. Phys. Rev., C95(1): 014913. DOI: [10.1103/PhysRevC.95.014913](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.95.014913).
- GYULASSY M, FRANKEL K A, STOECKER H, 1982. DO NUCLEI FLOW AT HIGH-ENERGIES?[J]. Phys. Lett., 110B: 185–188. DOI: [10.1016/0370-2693\(82\)91232-1](https://doi.org/10.1016/0370-2693(82)91232-1).
- HARRISON M, LUDLAM T, OZAKI S, 2003. RHIC project overview[J]. Nucl. Instrum. Meth., A499: 235–244. DOI: [10.1016/S0168-9002\(02\)01937-X](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(02)01937-X).
- HUO P, GAJDOŠOVÁ K, JIA J, et al., 2018. Importance of non-flow in mixed-harmonic multi-particle correlations in small collision systems[J]. Phys. Lett., B777: 201–206. DOI: [10.1016/j.physletb.2017.12.035](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2017.12.035).
- JIA J, HUO P, 2014. Forward-backward eccentricity and participant-plane angle fluctuations and their influences on longitudinal dynamics of collective flow[J]. Phys. Rev., C90(3): 034915. DOI: [10.1103/PhysRevC.90.034915](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.90.034915).
- JIA J, MOHAPATRA S, 2013. Disentangling flow and nonflow correlations via Bayesian unfolding

- of the event-by-event distributions of harmonic coefficients in ultrarelativistic heavy-ion collisions[J]. Phys. Rev., C88(1): 014907. DOI: [10.1103/PhysRevC.88.014907](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.88.014907).
- JIA J, ZHOU M, TRZUPEK A, 2017. Revealing long-range multiparticle collectivity in small collision systems via subevent cumulants[J]. Phys. Rev., C96(3): 034906. DOI: [10.1103/PhysRevC.96.034906](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.96.034906).
- KHACHATRYAN V, et al., 2010. Observation of Long-Range Near-Side Angular Correlations in Proton-Proton Collisions at the LHC[J]. JHEP, 09: 091. DOI: [10.1007/JHEP09\(2010\)091](https://doi.org/10.1007/JHEP09(2010)091).
- KHACHATRYAN V, et al., 2015. Evidence for transverse momentum and pseudorapidity dependent event plane fluctuations in PbPb and pPb collisions[J]. Phys. Rev., C92(3): 034911. DOI: [10.1103/PhysRevC.92.034911](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.92.034911).
- KHACHATRYAN V, et al., 2016. Measurement of long-range near-side two-particle angular correlations in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV[J]. Phys. Rev. Lett., 116(17): 172302. DOI: [10.1103/PhysRevLett.116.172302](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.116.172302).
- LI B A, KO C M, 1995. Formation of superdense hadronic matter in high-energy heavy ion collisions [J]. Phys. Rev., C52: 2037–2063. DOI: [10.1103/PhysRevC.52.2037](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.52.2037).
- LIN Z W, KO C M, LI B A, et al., 2005. A Multi-phase transport model for relativistic heavy ion collisions[J]. Phys. Rev., C72: 064901. DOI: [10.1103/PhysRevC.72.064901](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.72.064901).
- MA G L, BZDAK A, 2014. Long-range azimuthal correlations in proton – proton and proton – nucleus collisions from the incoherent scattering of partons[J]. Phys. Lett., B739: 209–213. DOI: [10.1016/j.physletb.2014.10.066](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2014.10.066).
- MILLER M L, REYGERS K, SANDERS S J, et al., 2007. Glauber modeling in high energy nuclear collisions[J]. Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., 57: 205–243. DOI: [10.1146/annurev.nucl.57.090506.123020](https://doi.org/10.1146/annurev.nucl.57.090506.123020).
- MORRISON D P, et al., 1998. The PHENIX experiment at RHIC[J]. Nucl. Phys., A638: 565–570. DOI: [10.1016/S0375-9474\(98\)00390-X](https://doi.org/10.1016/S0375-9474(98)00390-X).
- NIX J R, 1979. THEORY OF HIGH-ENERGY HEAVY ION COLLISIONS[J]. Prog. Part. Nucl. Phys., 2: 237–284. DOI: [10.1016/0146-6410\(79\)90006-1](https://doi.org/10.1016/0146-6410(79)90006-1).
- OLLITRAULT J Y, 1992. Anisotropy as a signature of transverse collective flow[J]. Phys. Rev., D46: 229–245. DOI: [10.1103/PhysRevD.46.229](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.46.229).
- PANG L G, PETERSEN H, QIN G Y, et al., 2016. Decorrelation of anisotropic flow along the longitudinal direction[J]. Eur. Phys. J., A52(4): 97. DOI: [10.1140/epja/i2016-16097-x](https://doi.org/10.1140/epja/i2016-16097-x).
- PANG L G, PETERSEN H, WANG X N, 2018. Pseudorapidity distribution and decorrelation of anisotropic flow within CLVisc hydrodynamics[Z]. [S.l.: s.n.].
- POSKANZER A M, VOLOSHIN S A, 1998. Methods for analyzing anisotropic flow in relativistic nuclear collisions[J]. Phys. Rev., C58: 1671–1678. DOI: [10.1103/PhysRevC.58.1671](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.58.1671).
- SHURYAK E V, 1978. Theory of Hadronic Plasma[J]. Sov. Phys. JETP, 47: 212–219.
- SIRUNYAN A M, et al., 2018. Observation of Correlated Azimuthal Anisotropy Fourier Harmonics

- in pp and $p+Pb$ Collisions at the LHC[J]. Phys. Rev. Lett., 120(9): 092301. DOI: [10.1103/PhysRevLett.120.092301](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.120.092301).
- VOLOSHIN S, ZHANG Y, 1996. Flow study in relativistic nuclear collisions by Fourier expansion of Azimuthal particle distributions[J]. Z. Phys., C70: 665–672. DOI: [10.1007/s002880050141](https://doi.org/10.1007/s002880050141).
- VOLOSHIN S A, POSKANZER A M, TANG A, et al., 2008. Elliptic flow in the Gaussian model of eccentricity fluctuations[J]. Phys. Lett., B659: 537–541. DOI: [10.1016/j.physletb.2007.11.043](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2007.11.043).
- WANG X N, GYULASSY M, 1991. HIJING: A Monte Carlo model for multiple jet production in $p p$, $p A$ and $A A$ collisions[J]. Phys. Rev., D44: 3501–3516. DOI: [10.1103/PhysRevD.44.3501](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.44.3501).
- WANG X N, GYULASSY M, 1992. Gluon shadowing and jet quenching in $A + A$ collisions at $s^{1/2} = 200\text{-GeV}$ [J]. Phys. Rev. Lett., 68: 1480–1483. DOI: [10.1103/PhysRevLett.68.1480](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.68.1480).
- XIAO K, LIU F, WANG F, 2013. Event-plane decorrelation over pseudorapidity and its effect on azimuthal anisotropy measurements in relativistic heavy-ion collisions[J]. Phys. Rev., C87(1): 011901. DOI: [10.1103/PhysRevC.87.011901](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.87.011901).
- ZHANG B, 1998. ZPC 1.0.1: A Parton cascade for ultrarelativistic heavy ion collisions[J]. Comput. Phys. Commun., 109: 193–206. DOI: [10.1016/S0010-4655\(98\)00010-1](https://doi.org/10.1016/S0010-4655(98)00010-1).

攻读学位期间发表的学术论文与研究成果

已发表 (或正式接受) 的学术论文:

1. M. W. Nie and G. L. Ma, "Azimuthal anisotropies of reconstructed jets in Pb + Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}}=2.76$ TeV in a multiphase transport model," *Physical Review C*, vol. 90, no. 014907, 2014.

2. M. W. Nie and G. L. Ma, "Full Jet in A Multi-Phase Transport model," *Nuclear Techniques*, vol. 37, no. 10, 2014.

3. G. L. Ma and M. W. Nie, "Properties of full jet in high-energy heavy-ion collisions from parton scatterings," *Advances in High Energy Physics*, no. 967474, 2014.

4. J. Jia, P. Huo, G. L. Ma and M. W. Nie, "Observables for longitudinal flow correlations in heavy-ion collisions," *J. Phys. G*, 44 (2017) no.7, 075106.

5. M. W. Nie, P. Huo, J. Jia and G. L. Ma, "Multi-particle azimuthal cumulants in p+Pb collisions from a multiphase transport model," arXiv:1802.00374.

学术报告清单:

1. Measurement of longitudinal decorrelation of anisotropic flow v_2 and v_3 in 200 GeV Au+Au collisions at STAR

Quark Matter 2018, May, 2018, Venice, Italy.

2. Measurements of longitudinal flow decorrelation in Au+Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV from the STAR Collaboration

Initial Stage 2017, September, 2017, Krakow, Poland.

3. Measurement of longitudinal decorrelation of anisotropic flow v_2 and v_3 in 54 and 200 GeV Au+Au collisions at STAR

STAR Collaboration Meeting, January, 2018, LBNL, USA.

4. Event-by-Event Distribution of Flow Harmonics in U+U Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 193$ GeV

STAR Analysis Meeting, November, 2017, LBNL, USA.

5. Event-by-Event v_2 measurement in U+U

STAR Collaboration Meeting, August, 2016, OSU, USA.

致 谢

本文是在马国亮研究员的悉心指导下完成的。马老师是一位非常优秀的青年科研工作者，他严谨的科研作风，扎实的物理功底，对待科研一丝不苟的态度都切实影响到了我。作为马老师的第一个学生，我无疑是极其幸运的，我有幸得到马老师手把手的入门指导，在我遇到问题时，马老师总是能耐心给我解答。无论是马老师在我取得进展时的赞许，还是在我迷茫时对我的严厉劝告，我一直都充满感激。

特别感谢马老师在我求学期间将我送到纽约州立大学石溪分校进一步学习。在石溪大学求学期间，贾江涌教授是我的直接指导老师，贾老师清晰的物理图像，勤奋的科研作风值得我终身学习。

感谢黄胜利研究员在石溪大学给我的帮助，有了黄胜利研究员的帮助，我的实验分析工作得以事半功倍，与黄胜利研究员的很多直接讨论也极大加深了我对研究课题的理解。感谢 Roy Lacey 教授，Roy 对待科研极其严肃，各种会议上的发言也极具攻击性，但是在组内，尤其是对学生却非常和蔼。例行组会上 Roy 总能给出有洞察力的建议。

特别感谢霍鹏博士，在我一年半的访学期间，我与霍鹏博士建立了深厚的友谊，我感激霍鹏博士在科研和生活上对我的全部帮助。感谢 Arabinda Behera 同学，我与 Arabinda 同学合作完成了逐事件集体流的数据分析工作，我们都是从零开始，相互之间有过不少学习和讨论，第一个分析工作虽然干得吃力，但却获得了不少宝贵的经验。感谢周明亮博士，刘培风博士，Niseem Magdy, Benjamin Schweid, 计钟灵同学和秘书 Linda Dixon 给我的帮助。

非常感谢沈文庆老师，马余刚老师，部门主任方德清老师和副主任王宏伟老师，正是在他们的带领下，核物理室得以发展成为一个极富创新能力和活力的优秀团队。这个优秀的团队为研究生提供了一个良好的学习环境，也为年轻的科研人员提供了理想的科研环境。

感谢钟晨老师，陈金辉老师和张松老师，我与三位老师关系良好，甚至每每过于“胆大妄为”和“目无尊长”。感谢三位老师的不计较以及在学习生活上给我的帮助。感谢寿齐烨博士和张正桥博士，博士最后一年我们在一个办公室有过不少有意思的讨论。

感谢夏银博士，我依然怀念刚到组时我们互相监督对方，不到凌晨一点不准

回宿舍的那种共同学习的氛围。感谢孔海云博士教会我音乐的节奏和生活的节奏。感谢我的室友杨一舟博士和徐博博士，我关于材料和水科学的粗浅认知大多来自于杨一舟博士的讲解，而徐博博士则为我科普了反应堆的基本原理，甚至给我完整口述过整个日本战国史。每每在吃火锅喝酒之际，我们也会开始进行各种跨学科交流，这种交流虽然不会深入，但是却大有益处。因为如果不能简单让我的两位室友明白我所研究的课题，那一定是我自己还没有完全理解。感谢赵新丽同学在本论文的校正工作上花费的大量精力。

感谢龙家丽老师、张国强老师、徐骏老师，曹喜光老师、李琛老师、卢飞老师、吴琛老师、李薇老师、范功涛老师、李永江博士、周铖龙博士、叶绍强博士、韩立欣博士、何万兵博士、吕明博士、代智涛博士、刘应都博士、安振东博士、朱亮博士，马龙博士、徐亦飞博士，黄勃松博士，周凤雏博士在工作和生活中给予的帮助和关心。感谢王玉廷、王闪闪、周晨升、余浩、李秀芳、李贺，施晨钟、张春健、刘鹤、叶永金、邓先概、王康、韩章柱、黄文、黄玲等同学在学习过程中的讨论与合作及在生活中的关心与帮助。

感谢研究生部王文峰、叶惠芳、钟静、刘青等老师对我学习和生活上的帮助与关心。

最后，感谢我的父母和弟弟，感谢他们在我求学生涯中的无条件支持，家庭的支持永远是我前进的动力。感谢整个聂氏大家族对我的偏爱。

谨以此文献给所有关心和帮助过我的人！