

分类号: O572
密级: 公开

单位代码: 10422
学号: 201820249

山东大学

博士学位论文

Dissertation for Doctoral Degree

论文题目: RHIC-STAR 实验上 200 GeV 铙核-铙核和钉核-钉核
碰撞中超子整体极化和局域极化测量

Measurements of global and local polarization of hyperons in Ru+Ru and
Zr+Zr collisions at 200 GeV at RHIC-STAR

作者姓名 苟兴瑞
培养单位 前沿交叉科学青岛研究院
专业名称 粒子物理与原子核物理
指导老师 徐庆华 教授
合作导师 陈震宇 教授

2023 年 5 月 30 日

原创性声明

本人郑重声明：所呈交的学位论文，是本人在导师指导下，独立进行研究所取得的成果。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科研成果。对本论文的研究作出重要贡献的个人和集体，均已在文中以明确方式标明。本声明的法律责任由本人承担。

论文作者签名：_____ 日期：_____

关于学位论文使用授权的声明

本人完全了解山东大学有关保留、使用学位论文的规定，同意学校保留或向国家有关部门或机构送交论文的复印件和电子版，允许论文被查阅和借阅；本人授权山东大学可以将本学位论文全部或部分内容编入有关数据库进行检索，可以采用影印、缩印或其他复制手段保存论文和汇编本学位论文。

（保密的论文在解密后应遵守此规定）

论文作者签名：_____ 导师签名：_____ 日期：_____

摘要

根据量子色动力学 (Quantum Chromodynamics, QCD) 理论, 强子物质在极端高温高密的环境下会发生解禁闭相变, 形成新物质形态, 即夸克胶子等离子体 (Quark-Gluon Plasma, QGP)。实验证据表明, 在相对论重离子对撞机 (Relative Heavy Ion Collider, RHIC) 上的高能重离子碰撞中产生了 QGP。在非对心碰撞中, 碰撞系统不仅能产生 QGP, 还能产生巨大的角动量、流体涡旋场和磁场。这些极端强场与 QGP 发生相互作用时, 会产生很多新奇的现象, 比如粒子的自旋极化效应、磁场和涡旋场对 QCD 相结构研究的拓展等。这些现象是近几年相对论重离子对撞领域的研究热点, 引起了人们很大的兴趣。

整体极化效应作为一种探测强作用物质流体性质的新探针, 使人们对重离子碰撞产生的热密物质的精细的流体运动特征有了全新的认识。超子整体极化现象最早由梁作堂、王新年于 2005 年提出。碰撞初期产生的系统轨道角动量或涡旋会通过轨道-自旋耦合的方式导致 QGP 中夸克的极化, 极化的夸克强子化之后表现为末态强子的极化, 这种现象称为整体极化。除了在非对心碰撞中产生的一个沿着轨道角动量方向的涡旋以外, 在横平面方向上也会由各向异性流、喷注淬火产生的能量沉积、密度波动等原因产生局域涡旋场, 这种由各向异性流导致的自旋极化效应称为局域极化。

实验上利用 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子弱衰变产物的角分布测量其自旋极化。STAR 实验在碰撞能量从 7.7 GeV 到 39 GeV 的金核-金核碰撞中首次明确观测到 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子明显的整体极化信号, 证实了夸克物质的整体极化新现象, 是近几年高能核物理领域最重要的突破之一, 为研究夸克物质性质开启了一个新的方向。

目前, 实验上已经对超子整体极化和局域极化进行了系统的测量, 理论研究也取得很大进展, 但是仍然存在一些问题, 例如磁场对超子整体极化的影响、超子极化随碰撞系统尺寸的依赖问题、高阶集体流导致的局域极化问题等。STAR 实验组于 2018 年采集了高统计量的钕核-钕核和铀核-铀核碰撞数据, 为研究上述问题提供了很好的机遇。钕核和铀核的核子数目相同但核内质子数不同, 两个碰撞系统的初始磁场差异约为 10%。在这两个系统中的整体极化测量, 可以研究磁场对整体极化的影响。整体极化的测量结果同时可以与金核-金核比较, 研究整体极化对碰撞系统尺寸的依赖性。高统计量的实验数据也将为研究局域极化的碰撞系统尺寸依赖以及探索高阶集体流导致的局域极化提供新机遇。因此, 本论文基于 STAR 实验采集的碰撞能量为 200 GeV 的钕核-钕核和铀核-铀核碰撞数据, 系统研究了超子的整体极化和局域极化。

首先, 我们测量了 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子的整体极化。观测到了 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子的整体极化随碰撞中心度的变化, 表明边缘碰撞中的涡旋强度相较于对心碰撞更强。对比 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子的测量结果, Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子的整体极化是一致的, 没有观测到磁场效应对整体极化的影响。 $\Lambda + \bar{\Lambda}$ 超子的整体极化在钕核-钕核碰撞与铀核-铀核碰撞中一致, 并且与更大尺寸的金核-金核碰撞相比较, 误差范围内也是一致的, 表明本测量中没有观测到显著的碰撞系统尺寸依赖。另外, 当前精度下并没有观测到整体极化对横动量和赝快度的依赖关系。其次, 我们测量了 Ξ^- 和 Ξ^+ 超子的整体极化。多奇异超子相对于 Λ 超子的产生

时间更早，受衰变的影响较小，携带了更多的自旋极化信息， Ξ^- 超子的整体极化测量可以对 Λ 超子自旋极化作验证，同时为理论模型提供约束。本分析中使用直接测量与间接测量的方法测量 Ξ^- 和 Ξ^+ 超子的整体极化。基于目前的统计量，我们没有观测到显著的 Ξ^- 和 Ξ^+ 超子整体极化信号，同时两种方法的测量结果是一致的。

随后，我们测量了 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子相对于二阶和三阶事例平面的局域极化，其中关于三阶事例平面的局域极化是本领域内的首次测量。 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子局域极化相对于二阶事例平面的方位角呈现明显的正弦结构，这种方位角的依赖来自于碰撞系统非均匀膨胀导致的沿着束流方向的局域涡旋四级结构，并且信号显著性比相同能量下的金核-金核碰撞的测量结果更强。 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子局域极化随着碰撞中心度的增加呈现明显的增大趋势，误差范围内与金核-金核碰撞没有明显的差异，没有观测到碰撞系统尺寸的依赖。其次，观测到了明显的沿束流方向相对于三阶事例平面的超子局域极化。测量结果关于三阶事例平面方位角呈现正弦结构，这是首次观测到三角流导致的局域极化。其随中心度的增大而增大，这可能是由于三角流在边缘碰撞中更大导致。相对于二阶和三阶事例平面的局域极化对横动量的依赖，与椭圆流和三角流随横动量变化的趋势一致，这种相似性间接表明局域极化是由集体流导致的。

重离子碰撞中超子整体极化和局域极化的实验测量，为相关理论研究提供了丰富的实验依据。流体力学模型能合理地描述 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 整体极化随碰撞中心度、横动量和赝快度依赖的实验结果，表明热涡旋的贡献在整体极化中占据主要地位。该模型同样给出了整体极化的碰撞系统尺寸依赖性，目前测量结果和模型一致，但精度还不足以检验该模型。另外，理论上还未给出钿核-钿核和锆核-锆核碰撞中的多奇异超子的整体极化计算结果，本分析中的 Ξ^- 和 Ξ^+ 超子的整体极化测量结果将为理论提供实验检验。AMPT+MUSIC 的流体力学模型在包含热涡旋效应、流体剪切效应和奇异夸克极化的贡献之后，能大致描述实验测得的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子局域极化对方位角的依赖，但是还不能合理地解释局域极化的碰撞中心度和横动量依赖性。本分析中超子局域极化的实验测量结果也将为理论研究提供新的约束，推动 QGP 局域涡旋研究的发展。

关键词： 相对论重离子碰撞，超子整体极化，超子局域极化，涡旋

Abstract

According to the Quantum Chromodynamics (QCD) theory, hadronic matter undergoes a deconfinement phase transition at extremely high temperatures and densities, forming a new state of matter called Quark-Gluon Plasma (QGP). Experimental evidence shows that QGP is produced in high-energy heavy ion collisions at the Relative Heavy Ion Collider (RHIC). In non-central collisions, the collision system not only produces QGP, but also generates large angular momentum, fluid vorticity, and magnetic fields. When these extremely strong fields interact with QGP, many novel phenomena arise, such as the global polarization effect of particles and the extension of QCD phase structure research by magnetic and vorticity fields. In recent years, these phenomena have attracted great interest and are a rapidly developing field.

The global polarization effect, as a new probe for exploring the fluid properties of strong interaction matter, has provided a new understanding of the fine fluid dynamics characteristics of the hot and dense matter produced in heavy ion collisions. The phenomenon of hyperon global polarization was first proposed by Zuo-tang Liang and Xin-nian Wang in 2005. The initial orbital angular momentum or vorticity generated in the collision system can lead to the polarization of quarks in the quark-gluon plasma through the orbital-spin coupling, and the polarization of quarks is manifested as the polarization of the final-state hadrons after quark hadronization, which is called global polarization. In addition to the vorticity along the direction of the orbital angular momentum generated in non-central collisions, a local vorticity field can also be generated in the transverse plane due to the energy deposition, density fluctuations caused by jet quenching and anisotropic flow, which is called local polarization.

Global polarization can be measured experimentally with hyperons via parity-violating weak decays, in which the daughter is preferentially emitted in the direction of the hyperon spin. The STAR experiment has observed significant signals of global polarization of Λ and $\bar{\Lambda}$ hyperons in Au+Au collisions at 7.7 GeV to 39 GeV, confirming the new phenomenon of global polarization of quark matter. This is one of the most important breakthroughs in the field of high-energy nuclear physics in recent years and opens up a new direction for the study of quark matter properties.

Currently, systematic measurements of hyperon global and local polarization have been carried out experimentally, and theoretical studies have also made great progress. However, there are still some questions to be answered, such as the influence of magnetic fields on hyperon global polarization, the dependence of hyperon polarization on the collision system size, and the problem of local polarization caused by higher-order collective flow. In 2018, the STAR experiment collected high-statistics data in Ru+Ru and Zr+Zr collisions, which provided a good opportunity to study the above-mentioned

problems. The number of nucleons in Ru and Zr nuclei is the same, but the number of protons in the nuclei is different, and the initial magnetic field difference between the two collision systems is about 10%. The measurement of global polarization in these two systems allow the study of the effect of magnetic fields on the global polarization. The measurement results of global polarization can also be compared with Au+Au collisions to study the collision system size dependence. The high-statistics experimental data will also provide new opportunities for studying the dependence of local polarization on the collision system size and exploring local polarization caused by higher-order collective flow. Therefore, this thesis performs an experimental study of global and local polarization of hyperons. The measurement is based on the data of Ru+Ru and Zr+Zr collisions at 200 GeV collected by the STAR experiment in 2018.

Firstly, we measure the global polarization of Λ and $\bar{\Lambda}$ hyperons. The global polarization of Λ and $\bar{\Lambda}$ hyperons is found to be larger in more peripheral collisions, as expected from an increase in the thermal vorticity. The global polarization of Λ hyperons is consistent with $\bar{\Lambda}$ results, no magnetic field effect on the global polarization is observed. The results of $\Lambda + \bar{\Lambda}$ hyperons are consistent between Ru+Ru and Zr+Zr collisions, and also consistent with Au+Au collisions within uncertainty, indicating that there is no significant collision system size dependence in this measurement. No dependence of the global polarization on transverse momentum and pseudorapidity is observed at the current precision. Secondly, we measure the global polarization of Ξ^- and Ξ^+ hyperons. Multi-strange hyperons are produced earlier than Λ hyperons, are less affected by decay, and carry more spin polarization information. The measurement of the global polarization of Ξ^- hyperons can verify the spin polarization of Λ hyperons and provide constraints for theoretical models. In this analysis, we use direct and indirect methods to measure the global polarization of Ξ^- and Ξ^+ hyperons. Based on the current statistics, we do not observe significant global polarization signals for Ξ^- and Ξ^+ hyperons, and the results of both methods are consistent.

Subsequently, we measure the local polarizations of the Λ and $\bar{\Lambda}$ hyperons with respect to the second-order event plane and, for the first time, to the third-order event plane in this field. The local polarization of Λ and $\bar{\Lambda}$ hyperons with respect to the azimuthal angle of the second-order event plane exhibited a clear sinusoidal structure, which arises from a vorticities quadrupole structure along the beam direction due to the non-uniform expansion of the collision system, and the significance of the signal is stronger than that in Au+Au collisions at the same collision energy. Furthermore, a significant local polarization of hyperons with respect to the third-order event plane is observed. The results is found to have a sinusoidal azimuthal dependence relative to the third-order event plane, indicating the creation of complex vorticities induced by the triangular flow in heavy-ion collisions. The local polarization of Λ and $\bar{\Lambda}$ hyperons exhibit increasing trends

toward peripheral collisions. The local polarization also exhibits p_T dependence similar to those of elliptic and triangular flow coefficients. The local polarization with respect to the second-order event plane is also compared to those in 200 GeV Au+Au and 5.02 TeV Pb+Pb collisions, showing little system size dependence and energy dependence of the polarization.

Experimental measurements of hyperon global and local polarizations in heavy ion collisions provide experimental evidence for existing theoretical models. The hydrodynamics model can reasonably describe the experimental results of Λ and $\bar{\Lambda}$ global polarization dependences on centrality, transverse momentum, and pseudorapidity, indicating that the contribution of thermal vortices dominates the global polarization. This model also gives the collision system size dependence of global polarization, which is currently consistent with the measurement results but the precision is not sufficient to test the model. Currently, theoretical calculations of global polarization for multi-strange hyperons in Ru+Ru and Zr+Zr collisions have not been given. The measurement results of global polarization for Ξ^- and Ξ^+ hyperons in this analysis will provide experimental verification for the theory. The hydrodynamics model (AMPT+MUSIC) calculations including thermal vorticity, thermal shear and S-quark polarization contributions qualitatively describe the data with the correct sign for both harmonics though the model underestimates the data in peripheral collisions and predict different shape of the p_T dependence. These results provide new insights into polarization mechanism and vorticity fields in heavy-ion collisions as well as additional constraints on properties and dynamics of the matter created in the collisions.

Key words: relativistic heavy ion collisions, hyperon global polarization, hyperon local polarization, vorticity

目录

Abstract	iii
第一章 引言	1
1.1 粒子物理标准模型简介	1
1.2 夸克胶子等离子体	3
1.3 超子整体极化	5
1.3.1 研究背景	5
1.3.2 实验测量进展	6
1.4 超子局域极化	9
1.4.1 研究背景	9
1.4.2 实验测量进展	11
1.5 论文研究动机和结构安排	12
第二章 实验装置	15
2.1 相对论重离子对撞机	15
2.2 螺线管径迹探测器 (STAR)	16
2.2.1 时间投影室探测器 (TPC)	16
2.2.2 飞行时间探测器 (TOF)	19
2.2.3 事例平面探测器 (EPD)	20
2.2.4 零度量能器 (ZDC)	21
第三章 数据检验、反应平面和超子重建	25
3.1 数据样本获取	25
3.2 数据质量检验	25
3.3 反应平面重建方法	33
3.3.1 事例平面法	33
3.3.2 一阶事例平面	33
3.3.3 二阶事例平面和三阶事例平面	36
3.3.4 事例平面分辨率	40
3.4 超子重建	41
3.4.1 粒子鉴别	42
3.4.2 $\Lambda(\bar{\Lambda})$ 超子重建	43
3.4.3 $\Xi^-(\Xi^+)$ 超子重建	47
3.4.4 KFParticle 方法重建超子	49
3.5 本章小结	51
第四章 超子整体极化测量	53
4.1 Λ 超子整体极化抽取	53
4.1.1 平均值方法	56
4.1.2 不变质量谱方法	57

4.1.3	事例平面分布方法	59
4.1.4	v_1 拟合检验	61
4.1.5	K_S^0 整体极化检验	62
4.1.6	KFParticle 方法检验	63
4.2	Ξ^- 和 Ξ^+ 超子整体极化抽取	64
4.2.1	直接测量 Ξ^- 和 Ξ^+ 整体极化	64
4.2.2	间接测量 Ξ^- 和 Ξ^+ 整体极化	66
4.3	系统误差分析	68
4.3.1	衰变参数的系统误差估计	68
4.3.2	抽取方法的系统误差估计	68
4.3.3	超子重建背景贡献	71
4.3.4	系统误差总结	74
4.4	测量结果与讨论	76
第五章	超子局域极化测量	83
5.1	Λ 超子局域极化抽取	83
5.1.1	不变质量谱方法	84
5.1.2	事例平面分布方法	86
5.1.3	EPD 事例平面检验	90
5.2	系统误差分析	91
5.2.1	衰变参数的系统误差估计	91
5.2.2	抽取方法的系统误差估计	91
5.2.3	超子重建背景贡献	93
5.2.4	系统误差总结	95
5.3	测量结果与讨论	96
第六章	总结与展望	101
	参考文献	112
	攻读博士论文期间发表的论文及其他成果	113
	致谢	115

插图

图 1.1	标准模型中的基本粒子 [1]。	1
图 1.2	强相互作用耦合常数 $\alpha_s(Q^2)$ 随动量转移 Q^2 的演化关系 [9]。	2
图 1.3	宇宙大爆炸理论中, 早期宇宙的演化示意图。	3
图 1.4	重离子碰撞过程演示 [18]。	4
图 1.5	非对心重离子碰撞的交叠区域几何示意图 [36, 37]。	5
图 1.6	STAR 探测器测量整体极化示意图 [47]。	6
图 1.7	(a) STAR 实验组整体极化的测量结果作为封面发表在《自然》杂志 [47]; (b) Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子的整体极化随碰撞能量的变化 [50, 51]。	7
图 1.8	STAR 实验组测量的金核-金核碰撞中 $\Xi^- + \Xi^+$ 和 $\Omega^- + \bar{\Omega}^+$ 超子的整体极化 [57]。	8
图 1.9	AMPT 模型中, (a) Cu-Cu、Cu-Au、Au-Au 碰撞中 Λ 超子整体极化随碰撞能量的变化; (b) 不同碰撞系统中的涡旋强度随时间的变化 [58]。	8
图 1.10	各向异性流示意图 [72]。	10
图 1.11	STAR 实验 200 GeV 的 Au+Au 碰撞中 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子局域极化相对于二阶事例平面方位角的变化 (左图) 以及碰撞中心度依赖性 (右图) [72]。	11
图 1.12	ALLIC 实验 5.02 TeV 的 Pb+Pb 碰撞中 $\Lambda + \bar{\Lambda}$ 超子局域极化的碰撞中心度依赖性 [78]。	11
图 1.13	理论模型中 Λ 超子局域极化度相对于不同方位角的分布 [84]。	12
图 1.14	Ru+Ru 碰撞和 Zr+Zr 碰撞中, 磁场对整体极化的影响示意图。	13
图 2.1	布鲁克海文国家实验室相对论重离子对撞机 (RHIC) 俯瞰图。	15
图 2.2	STAR 探测器示意图。	16
图 2.3	TPC 结构示意图 [92]。	17
图 2.4	带电粒子在 TPC 中的飞行径迹示意图。	17
图 2.5	TPC 中带电粒子的电离能量损失随粒子动量的变化 [92]。	18
图 2.6	TOF 的探测模块 MRPC 结构示意图 [89]。	19
图 2.7	EPD 安装位置示意图 [91]。	20
图 2.8	EPD 结构及组件模块示意图 [91]。	20
图 2.9	ZDC 安装位置示意图 [90]。	21
图 2.10	ZDC 结构示意图。SMD 位于第一个和第二个 ZDC 模块之间 [90]。	22
图 2.11	ZDC 模块簇射探测器 (SMD) 结构示意图 [90]。	22
图 3.1	Ru+Ru 碰撞中, 主碰撞顶点的 z 分量平均值随 run 的分布。	26

图 3.2	Ru+Ru 碰撞中, 主碰撞顶点的 r 分量平均值随 run 的分布。	26
图 3.3	Ru+Ru 碰撞中, EPD 探测器上 $nMipSum$ 平均值随 run 的分布。	27
图 3.4	Ru+Ru 碰撞中, EPD 探测器重建的 $Q_{2,x}$ 平均值随 run 的分布。	27
图 3.5	Ru+Ru 碰撞中, TPC 记录的带电粒子多重数 $refMult$ 平均值随 run 的分布。	28
图 3.6	Ru+Ru 碰撞中, TOF 记录的粒子数目 $ntofmult$ 平均值随 run 的分布。	28
图 3.7	Ru+Ru 碰撞中, 同时被 TPC 和 TOF 记录的粒子数目 $ntofmatch$ 的平均值随 run 的分布。	28
图 3.8	Ru+Ru 碰撞中, 所有径迹的横动量 p_T 平均值随 run 的分布。	29
图 3.9	Ru+Ru 碰撞中, 所有径迹的赝快度 η 平均值随 run 的分布。	29
图 3.10	Ru+Ru 碰撞中, 所有径迹的方位角 ϕ 平均值随 run 的分布。	29
图 3.11	Ru+Ru 碰撞中, 各个 run 中异常的观测量出现的次数。	30
图 3.12	Zr+Zr 碰撞中, 各个 run 中异常的观测量出现的次数。	30
图 3.13	事例筛选前后的 V_z 和 $ V_{z,TPC} - V_{z,VPD} $ 的分布。	31
图 3.14	事例筛选前后的主碰撞顶点 r 分量分布。	32
图 3.15	事例堆积修正前后的 $tofmult$ 与 $refmult$ 的关联。	32
图 3.16	Q-Vector 再定位修正前后的 Q-Vector 的 x,y 分量的分布。	35
图 3.17	ZDC 重建的一阶事例平面方位角分布, 修正前后的比较。	36
图 3.18	ϕ 权重修正前 (左图) 后 (右图) 的 TPC 径迹的 η vs ϕ 分布。	37
图 3.19	ϕ 权重修正前 (左图) 后 (右图) 的 EPD 信号的 PP vs TT 分布。横轴为 $PP(\phi)$, 纵轴为 $TT(\eta)$ 。	38
图 3.20	TPC 探测器重建出的二阶事例平面方位角分布, 修正前后的比较。	38
图 3.21	EPD 探测器重建出的二阶事例平面方位角分布, 修正前后的比较。	38
图 3.22	TPC 探测器重建的三阶事例平面方位角分布, 修正前后的比较。	39
图 3.23	EPD 探测器重建的三阶事例平面方位角分布, 修正前后的比较。	39
图 3.24	ZDC 重建的事例平面 Ψ_1 分辨率随碰撞中心度的变化。	40
图 3.25	TPC 重建的事例平面 Ψ_2, Ψ_3 分辨率随碰撞中心度的变化。	41
图 3.26	EPD 重建的事例平面 Ψ_2, Ψ_3 分辨率随碰撞中心度的变化。	41
图 3.27	(a)TPC 探测器中带电粒子的电离能损对动量的依赖. (b) TOF 探测器中带电粒子的质量平方对动量的依赖。	42
图 3.28	$V_0(\Lambda$ 和 $\bar{\Lambda})$ 衰变的拓扑结构。	43
图 3.29	30-40% 碰撞中心度下, 各个拓扑筛选条件与 Λ 不变质量的关联, 图中 x 轴是拓扑筛选条件, y 轴是 Λ 不变质量。	44
图 3.30	Ru+Ru 碰撞中, 20-50% 中心度下拓扑方法重建的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 不变质量分布。	45

图 3.31 在 Zr+Zr 碰撞中, 20-50% 中心度下拓扑方法重建的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 不变质量分布。	45
图 3.32 Ξ^- 衰变的拓扑结构。	47
图 3.33 在 Ru+Ru 碰撞中, 拓扑方法重建出的 20-50% 碰撞中心度下的 Ξ^- 和 Ξ^+ 候选者不变质量。	48
图 3.34 在 Zr+Zr 碰撞中, 拓扑方法重建出的 20-50% 碰撞中心度下的 Ξ^- 和 Ξ^+ 候选者不变质量。	49
图 3.35 Ru+Ru 碰撞中, KFParticle 方法重建出的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 候选者不变质量分布。	50
图 3.36 Zr+Zr 碰撞中, KFParticle 方法重建出的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 候选者不变质量分布。	50
图 3.37 Ru+Ru 碰撞中, KFParticle 方法重建出的 Ξ^- 和 Ξ^+ 候选者不变质量分布。	50
图 3.38 Zr+Zr 碰撞中, KFParticle 方法重建出的 Ξ^- 和 Ξ^+ 候选者不变质量分布。	51
图 4.1 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 的接收度修正参数 A_0 随碰撞中心度的变化。	55
图 4.2 Ξ^- 和 Ξ^+ 超子 (左图) 和其衰变子粒子 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ (右图) 的接收度修正参数 A_0 随碰撞中心度的变化。	55
图 4.3 20-60% 碰撞中心度下, Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子的接收度修正参数 A_0 随横动量的依赖。	55
图 4.4 20-60% 碰撞中心度下, Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子的接收度修正参数 A_0 随速度的依赖。	56
图 4.5 Ru+Ru 碰撞 (a)、Zr+Zr 碰撞 (b) 以及 Ru+Ru&Zr+Zr 碰撞 (c) 中, 平均值方法抽取的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子整体极化随碰撞中心度的变化。	57
图 4.6 Ru+Ru&Zr+Zr 撞中, 20-50% 中心度下不变质量谱方法抽取的 Λ 超子整体极化信号。左图中用公式 4.19 拟合 Λ 超子不变质量谱, 右图中用公式 4.21 抽取整体极化, 参数 p_9 为信号超子的整体极化。	58
图 4.7 Ru+Ru 碰撞 (a)、Zr+Zr 碰撞 (b) 以及 Ru+Ru&Zr+Zr 碰撞 (c) 中, 不变质量谱方法抽取的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子整体极化随碰撞中心度的变化。	58
图 4.8 20-50% 中心度下, 事例平面分布方法中使用不同的函数抽取超子整体极化。	59
图 4.9 Ru+Ru 碰撞中, 20-50% 中心度下事例平面分布方法抽取的 Λ (左图) 和 $\bar{\Lambda}$ (右图) 超子整体极化, 参数 p_1 表示整体极化信号。	60
图 4.10 Zr+Zr 碰撞中, 20-50% 中心度下事例平面分布方法抽取的 Λ (左图) 和 $\bar{\Lambda}$ (右图) 超子整体极化, 参数 p_1 表示整体极化信号。	60

图 4.11 Ru+Ru 碰撞 (左图) 和 Zr+Zr 碰撞 (右图) 中, 事例平面分布方法抽取的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子整体极化随碰撞中心度的变化。	60
图 4.12 Ru+Ru 碰撞 20-50% 中心度下通过 v_1 拟合方法抽取的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子整体极化。	61
图 4.13 Zr+Zr 碰撞 20-50% 中心度下通过 v_1 拟合方法抽取的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子整体极化。	61
图 4.14 v_1 拟合方法抽取的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子整体极化随碰撞中心度的变化。	62
图 4.15 左图为 Ru+Ru&Zr+Zr 碰撞中, 0-80% 碰撞中心度下的 K_S^0 不变质量分布, 右图为不同碰撞中心度下的 K_S^0 整体极化。	63
图 4.16 Ru+Ru 碰撞中, 不同碰撞中心度下 KFPparticle 方法的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子整体极化与拓扑方法的结果的比较。	63
图 4.17 Zr+Zr 碰撞中, 不同碰撞中心度下 KFPparticle 方法的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子整体极化与拓扑方法的结果的比较。	64
图 4.18 Ru+Ru&Zr+Zr 碰撞中, 20-50% 中心度下通过不变质量谱方法抽取的 Ξ^- 超子整体极化。右图中 p_9 表示信号超子的整体极化, p_{10} 表示背景超子的极化度贡献。	65
图 4.19 Ru+Ru&Zr+Zr 碰撞中, 20-50% 中心度下通过事例平面分布方法抽取的 Ξ^- 和 Ξ^+ 超子整体极化, p_1 表示信号超子的整体极化。	65
图 4.20 Ru+Ru&Zr+Zr 碰撞中, 直接测量的 Ξ^- 和 Ξ^+ 整体极化随碰撞中心度的变化。左图为不变质量谱方法的结果, 右图为事例平面分布方法的结果。	66
图 4.21 Ru+Ru&Zr+Zr 碰撞中, 20-50% 中心度下通过不变质量谱方法抽取的 Λ 超子整体极化。右图中 p_9 表示信号超子的整体极化, p_{10} 表示背景超子的极化度贡献。	66
图 4.22 Ru+Ru&Zr+Zr 碰撞中, 事例平面分布方法抽取 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子整体极化。	67
图 4.23 Ru+Ru&Zr+Zr 碰撞中, 子粒子 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子整体极化随碰撞中心度的变化。	67
图 4.24 Ru+Ru&Zr+Zr 碰撞中, 母粒子 Ξ^- 和 Ξ^+ 超子整体极化随碰撞中心度的变化。	67
图 4.25 Ru+Ru 碰撞中, 不同抽取方法的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子整体极化随中心度的变化。	69
图 4.26 Zr+Zr 碰撞中, 不同抽取方法的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子整体极化随中心度的变化。	69
图 4.27 Ru+Ru 碰撞中, 使用平均值方法和 v_1 拟合方法对抽取结果的检验。	69
图 4.28 Zr+Zr 碰撞中, 使用平均值方法和 v_1 拟合方法对抽取结果的检验。	70

图 4.29 直接测量中, 两种抽取方法的 Ξ^- 和 Ξ^+ 超子整体极化随中心度的变化。	70
图 4.30 间接测量中, 两种抽取方法的 Ξ^- 和 Ξ^+ 超子整体极化随中心度的变化。	71
图 4.31 Ru+Ru&Zr+Zr 碰撞中, 20-50% 中心度下不变质量谱方法抽取的 Λ 超子整体极化信号, 参数 p_9 为信号超子的整体极化信号。	71
图 4.32 Ru+Ru 碰撞中, 不变质量谱方法中背景部分超子对整体极化的影响。	72
图 4.33 Zr+Zr 碰撞中, 不变质量谱方法中背景部分超子对整体极化的影响。	72
图 4.34 Ru+Ru&Zr+Zr 碰撞中, 20-50% 中心度下通过不变质量谱方法抽取的 Ξ^- 超子整体极化, 参数 p_9 为信号超子的整体极化。	73
图 4.35 Ru+Ru&Zr+Zr 撞中, 20-50% 中心度下不变质量谱方法抽取的衰变出的子粒子 Λ 整体极化, 参数 p_9 为信号超子的整体极化。	73
图 4.36 直接测量中, 不变质量谱方法中背景部分的 Ξ^- 和 Ξ^+ 超子对整体极化的影响。	73
图 4.37 间接测量中, 不变质量谱方法中背景部分的 Ξ^- 和 Ξ^+ 超子对整体极化的影响。	74
图 4.38 Ru+Ru 碰撞中, Λ 超子整体极化测量中抽取方法 (左图) 和超子重建背景贡献 (右图) 引入的相对系统误差。	74
图 4.39 Ru+Ru 碰撞和 Zr+Zr 碰撞中, Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子整体极化对碰撞中心度的依赖。	77
图 4.40 Ru+Ru&Zr+Zr 碰撞中, Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子整体极化对碰撞中心度的依赖。	77
图 4.41 不同碰撞中心度下, $\Lambda+\bar{\Lambda}$ 的整体极化在 Ru+Ru 碰撞和 Zr+Zr 碰撞中的比较。	78
图 4.42 不同碰撞中心度下, Λ (左图) 和 $\bar{\Lambda}$ (右图) 超子整体极化在 Ru+Ru 碰撞、Zr+Zr 碰撞和 Au+Au 碰撞系统中的比较。	78
图 4.43 左图: 本分析测量的 $\Lambda + \bar{\Lambda}$ 超子整体极化在 Ru+Ru&Zr+Zr 碰撞中的中心度依赖性以及与 Au+Au 碰撞的比较。右图: 流体力学模型计算的 Λ 超子整体极化在 O+O 碰撞、Ru+Ru 碰撞和 Au+Au 碰撞系统中的中心度依赖性 [112]。	79
图 4.44 左图: Ru+Ru&Zr+Zr 碰撞中, 20-60% 碰撞中心度下, Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子整体极化随横动量的变化。右图: 20-60% 碰撞中心度下, Ru+Ru&Zr+Zr 碰撞 $\Lambda+\bar{\Lambda}$ 超子整体极化的横动量依赖, 以及与 Au+Au 碰撞比较。	79

图 4.45	左图: Ru+Ru&Zr+Zr 碰撞中, 20-60% 碰撞中心度下, Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子整体极化随赙快度的变化。右图: 20-60% 碰撞中心度下, Ru+Ru&Zr+Zr 碰撞 $\Lambda+\bar{\Lambda}$ 超子整体极化的赙快度依赖, 以及与 Au+Au 碰撞比较。	80
图 4.46	Ru+Ru&Zr+Zr 碰撞中, 直接测量 (左图) 和间接测量 (右图) 得到的 Ξ^- 和 Ξ^+ 超子整体极化随碰撞中心度的变化。	81
图 4.47	Ru+Ru&Zr+Zr 碰撞和 Au+Au 碰撞中的 $\Xi^-+\Xi^+$ 超子整体极化随碰撞中心度的变化。	81
图 5.1	Ru+Ru 碰撞 (左图)、Zr+Zr 碰撞 (右图) 中 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 相对于二阶事例平面的局域极化接收度修正项 $\langle(\cos\theta_p^*)^2\rangle$ 随碰撞中心度的变化。	83
图 5.2	Ru+Ru 碰撞 (左图)、Zr+Zr 碰撞 (右图) 中 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 相对于三阶事例平面的局域极化度接收度修正项 $\langle(\cos\theta_p^*)^2\rangle$ 随碰撞中心度的变化。	84
图 5.3	Ru+Ru 碰撞中, 20-60% 中心度下不变质量谱方法抽取的 Λ 超子相对于 TPC 二阶事例平面的局域极化, 参数 p_9 为局域极化。	85
图 5.4	Ru+Ru 碰撞中, 20-60% 中心度下不变质量谱方法抽取的 $\bar{\Lambda}$ 超子相对于 TPC 二阶事例平面的局域极化, 参数 p_9 为局域极化。	85
图 5.5	Ru+Ru 碰撞和 Zr+Zr 碰撞中, Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子局域极化的正弦分量的二阶傅立叶系数随碰撞中心度的变化。	86
图 5.6	Ru+Ru 碰撞和 Zr+Zr 碰撞中, Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子局域极化的正弦分量的三阶傅立叶系数随碰撞中心度的变化。	86
图 5.7	$\Delta\phi \in (0, 2\pi)$	87
图 5.8	Ru+Ru&Zr+Zr 碰撞中, 20-60% 中心度下 Λ 超子在方位角 $\Delta\phi \in (0, 2\pi)$ 区间的局域极化随不变质量的变化。	87
图 5.9	Ru+Ru&Zr+Zr 碰撞中, 20-60% 中心度各方位角区间 $\Delta\phi$ 上的 Λ 超子局域极化随不变质量的变化。	87
图 5.10	Ru+Ru&Zr+Zr 碰撞中, 事例平面分布方法抽取的 20-60% 中心度下相对于 TPC 二阶事例平面不同方位角 $\Delta\phi$ 上的 Λ 超子局域极化。参数 p_9 为局域极化。	88
图 5.11	Ru+Ru (左图) 和 Zr+Zr (右图) 碰撞中 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子局域极化相对于二阶事例平面的方位角依赖。	89
图 5.12	Ru+Ru (左图) 和 Zr+Zr (右图) 碰撞中, 事例平面分布方法抽取的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子局域极化随碰撞中心度的变化。	89
图 5.13	Ru+Ru (左图) 和 Zr+Zr (右图) 碰撞中 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子局域极化相对于三阶事例平面的方位角依赖。	89
图 5.14	Ru+Ru (左图) 和 Zr+Zr (右图) 碰撞中, 事例平面分布方法抽取的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子局域极化随碰撞中心度的变化。	90

图 5.15	$\Lambda + \bar{\Lambda}$ 超子相对于 TPC 探测器和 EPD 探测器重建的二阶和三阶事例平面的局域极化度随碰撞中心度的变化。	90
图 5.16	Ru+Ru 碰撞两种方法抽取的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子局域极化（相对于二阶事例平面）。	91
图 5.17	Zr+Zr 碰撞两种方法抽取的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子局域极化（相对于二阶事例平面）。	92
图 5.18	Ru+Ru 碰撞两种方法抽取的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子局域极化（相对于三阶事例平面）。	92
图 5.19	Zr+Zr 碰撞两种方法抽取的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子局域极化（相对于三阶事例平面）。	92
图 5.20	Ru+Ru 碰撞中，20-60% 中心度下不变质量谱方法抽取的 Λ 超子的局域极化度（相对于二阶事例平面），参数 p_9 为信号超子的局域极化。	93
图 5.21	Ru+Ru 碰撞中，20-60% 中心度下不变质量谱方法抽取的 $\bar{\Lambda}$ 超子的局域极化度（相对于二阶事例平面），参数 p_9 为信号超子的局域极化。	93
图 5.22	Ru+Ru 碰撞中，背景超子对局域极化（相对于二阶事例平面）的影响。	94
图 5.23	Zr+Zr 碰撞中，背景超子对局域极化（相对于二阶事例平面）的影响。	94
图 5.24	Ru+Ru 碰撞中，背景超子对局域极化（相对于三阶事例平面）的影响。	94
图 5.25	Zr+Zr 碰撞中，背景超子对局域极化（相对于三阶事例平面）的影响。	95
图 5.26	Ru+Ru&Zr+Zr 碰撞中，20-60% 碰撞中心度下， Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 的 $\langle \cos\theta_p^* \rangle^{sub}$ 相对于二阶（左图）和三阶（右图）事例平面方位角的分布 [113]。	96
图 5.27	Ru+Ru&Zr+Zr 碰撞中，相对于二阶和三阶事例平面的 $\Lambda+\bar{\Lambda}$ 的局域极化随碰撞中心度的变化 [113]。	97
图 5.28	碰撞能量为 200 GeV 的 Ru+Ru&Zr+Zr 碰撞、Au+Au 碰撞和碰撞能量为 5.02 TeV 的 Pb+Pb 碰撞中， $\Lambda+\bar{\Lambda}$ 的局域极化随中心度和 $\langle N_{part} \rangle$ （小图）的变化 [113]。	97
图 5.29	Ru+Ru&Zr+Zr 碰撞中， $\Lambda+\bar{\Lambda}$ 的局域极化随超子横动量的变化 [113]。	98

表格

表 2.1	ZDC-SMD x-y 闪烁体条的空间位置 (cm)。	22
表 3.1	事例触发名称及编号。	25
表 3.2	ZDC-SMD x-y 闪烁体条的空间位置 (cm)。	34
表 3.3	超子重建所用径迹的筛选条件。	43
表 3.4	Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 重建主要挑选判据。	46
表 3.5	整体极化测量中, 20-50% 中心度下拓扑方法得到的超子数目。	46
表 3.6	局域极化测量中, 20-60% 中心度下拓扑方法得到的超子数目。	46
表 3.7	Ξ^- 和 Ξ^+ 拓扑重建主要挑选判据。	48
表 3.8	拓扑方法中重建的 Ξ^- 和 Ξ^+ 超子数目。	49
表 3.9	20-50% 碰撞中心度下, KFParticle 方法重建的超子数目。	51
表 4.1	Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子整体极化测量中引入的相对系统误差。	75
表 4.2	Ξ^- 和 Ξ^+ 超子整体极化直接测量中引入的相对系统误差。	75
表 4.3	Ξ^- 和 Ξ^+ 超子整体极化间接测量中引入的相对系统误差。	76
表 4.4	20-50% 中心度下 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子整体极化结果。	77
表 5.1	相对于二阶事例平面的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子局域极化测量中引入的相对系统误差。	95
表 5.2	相对于三阶事例平面的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子局域极化测量中引入的相对系统误差。	96

第一章 引言

本章中我们简要介绍粒子物理的标准模型和相对论重离子碰撞的理论及实验研究现状。在此基础上介绍超子整体极化和局域极化在相对论重离子碰撞中的研究背景及近期实验测量进展。最后介绍本论文的整体结构。

1.1 粒子物理标准模型简介

对世界的起源以及最基本构成等问题的探索一直以来都是人类文明的不懈追求。目前，人们认识到浩瀚的宇宙是由原子和其它物质粒子组成，原子是由原子核和核外电子组成，原子核又由核子（质子和中子）组成，而核子则是由夸克和胶子组成。我们所处的物质世界是各种基本粒子存在和相互作用的世界。研究基本粒子性质及其相互作用的前沿学科就是粒子物理学。

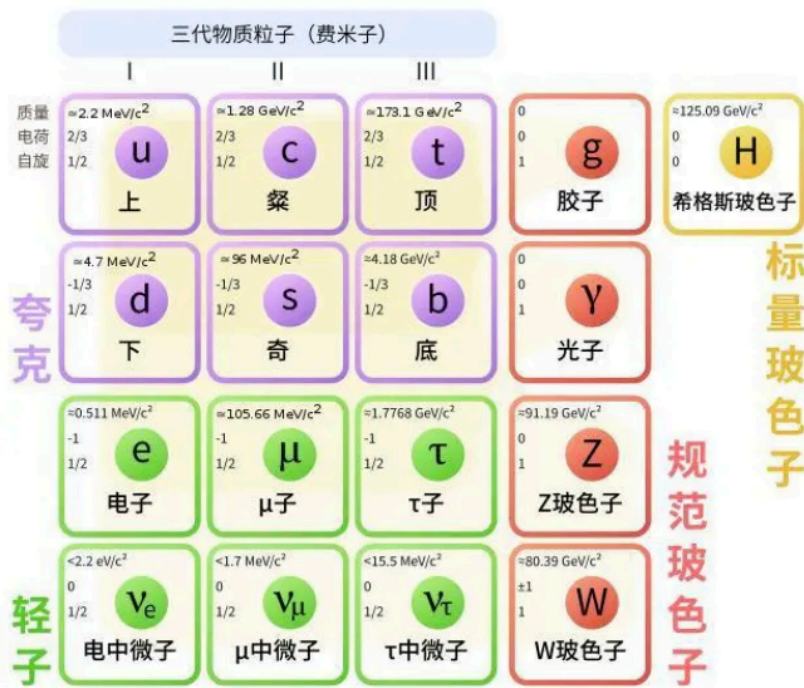


图 1.1: 标准模型中的基本粒子 [1]。

20 世纪 40 年代，粒子物理学开始从原子核物理学中分离出来，是研究比原子核更深层的微观世界中物质的结构、性质和相互作用规律的基础学科，也是物理学研究的最前沿。通过几十年实验和理论的探索，人们对物质世界的认识已经深入到夸克层次，描述基本粒子性质及其相互作用的标准模型 (Standard Model, SM) 已经建立并取得了前所未有的成功。基本粒子之间的基本相互作用包括强相互作用、弱相互作用、电磁相互作用和引力相互作用，其中标准模型可以对强、弱、电磁相互作用统一描述。如

图1.1所示，在标准模型中，夸克分为两类：一类带有三分之二的正电荷，又细分为带有三种“味道”的上夸克（u）、粲夸克（c）和顶夸克（t）；另一类带有三分之一的负电荷，又细分为三种“味道”的下夸克（d）、奇异夸克（s）和底夸克（b）。而轻子同样可以分为两类：中性的轻子称为中微子，有电中微子（ ν_e ）、缪中微子（ ν_μ ）、韬中微子（ ν_τ ）三种味道；带一个单位负电荷的轻子分为电子（e）、缪子（ μ ）和韬子（ τ ）三种味道。另外标准模型中的基本粒子还包括传递强相互作用的胶子（g）、传递电磁相互作用的光子（ γ ）、传递弱相互作用的 W^\pm 和 Z^0 中间矢量玻色子、给夸克和轻子所需质量的希格斯玻色子（Higgs）[2-4]。

量子色动力学（Quantum Chromodynamics, QCD）[5, 6] 是描述强相互作用的基本理论，具有与众不同的性质，即渐进自由、夸克胶子色禁闭、非常规强子态和夸克胶子等离子体及色超导 [7, 8]。

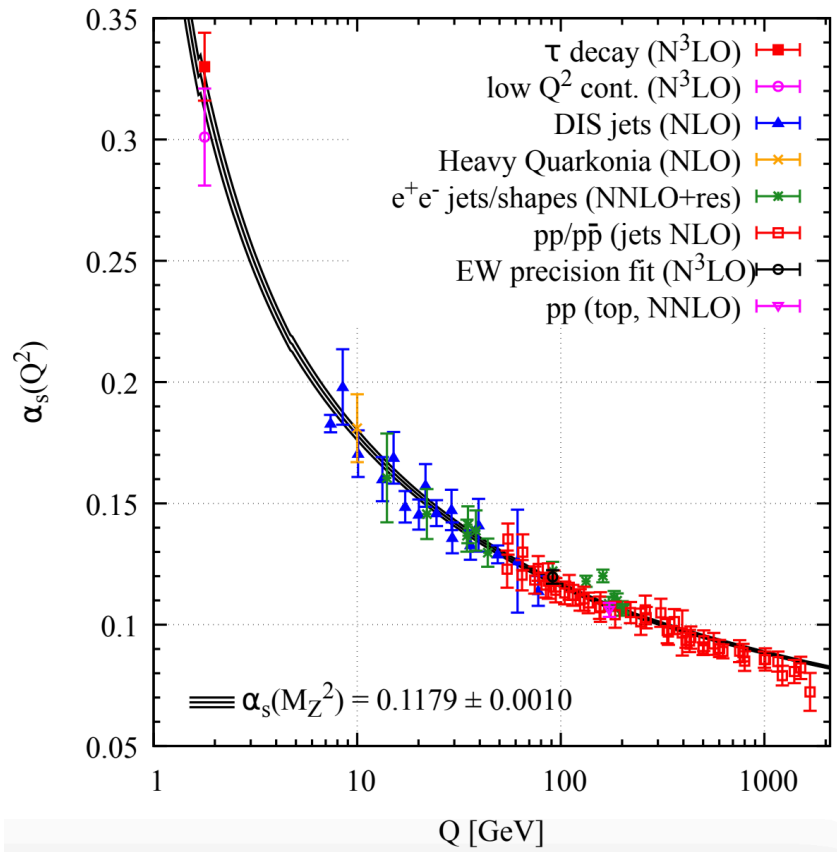


图 1.2: 强相互作用耦合常数 $\alpha_s(Q^2)$ 随动量转移 Q^2 的演化关系 [9]。

渐进自由是指当夸克之间距离很小或者当动量转移 Q^2 很大时，夸克之间的相互作用变得很弱，可以近似得看成自由粒子。夸克禁闭与之相反，当夸克之间距离比较大或者动量转移 Q^2 比较小时，夸克之间的相互作用变得很大，使夸克被“禁闭”在强子内部，找不到“自由夸克”或“自由胶子”。非常规强子态是指 QCD 强子物质可以存在由胶子自由度引起的胶球和混杂态形式，夸克胶子等离子体则是极端高温高密的由退禁闭的夸克和胶子构成的物质新形态。

描述基本粒子及强、电磁、弱相互作用的标准模型可以很成功地解释微观世界中的

粒子产生和衰变现象及其规律，也可以解释宏观世界中的宇宙演化和天体运动的规律，推导结果得到了大量精确实验数据的支持与证实 [10, 11]，是当今物理学对世界认知和探索的重要里程碑。与此同时，标准模型的局限性已经显现，超出标准模型的新粒子物理模型的研究是当前高能物理的重要研究方向，特别是希格斯粒子被发现以后，粒子物理的研究也进入了一个新的阶段。比如 CDF 实验组公布的 W 粒子质量实验结果 [12]、缪子反常磁矩的测量结果 [13]、天文观测到的暗物质、暗能量现象以及中微子振荡等，这些新发现是目前的标准模型不能解释的。新问题的出现表明标准模型是认识自然道路上的“阶段性”理论，为此物理学家构建了很多超出标准模型的新物理模型，相关的研究也在快速进展中。

1.2 夸克胶子等离子体

根据量子色动力学理论，强子物质在极端高温高密的环境下会发生相变，形成“热汤”一般的新物质形态，被称作夸克胶子等离子体 (Quark-Gluon Plasma, QGP)[10, 11, 14-16]，其特征是用色部分子作为核心的动态自由度。这种在极端高温高密的环境条件下从强子物质到夸克胶子等离子体物质的相变叫做解禁闭相变。

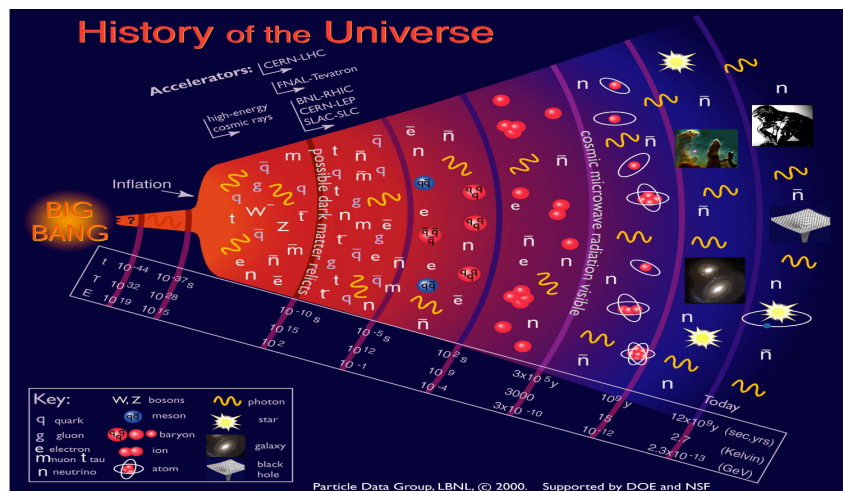


图 1.3: 宇宙大爆炸理论中，早期宇宙的演化示意图。

这种新物质形态还可能存在于早期宇宙之中。根据宇宙大爆炸理论，宇宙起源于 150 亿年前的极端高温高密的“奇点”的大爆炸。在大爆炸发生之后的 10^{-37} - 10^{-10} s 时间内，宇宙是一团包含了正反夸克、轻子和胶子等基本粒子的极端高温高密的大火球。随着宇宙膨胀冷却，夸克胶子重新禁闭形成强子物质，逐渐演化到现在的宇宙。那我们如何研究宇宙起源和宇宙演化呢？夸克胶子等离子体可以在极端相对论重离子碰撞中产生，可以在一定程度上重现早期宇宙，由于重离子碰撞的演化过程和宇宙大爆炸有很多相似之处，人们也常将它称为“小爆炸”。

相对论重离子碰撞是目前在实验室中产生 QGP 的唯一手段。两个接近光速运动的重离子核发生碰撞，巨大的能量沉积在很小的空间中，如果达到强子物质解禁闭的临界条件就可以产生 QGP。实验上，碰撞过程中产生的 QGP 物质寿命很短，探测器不能

记录它们的信息，科研人员只能通过观测末态粒子的性质来反推 QGP 的性质，也是研究 QCD 物理的一个重要手段 [17]。下图1.4所示，一次典型的相对论重离子碰撞过程大致可以分为三个阶段：

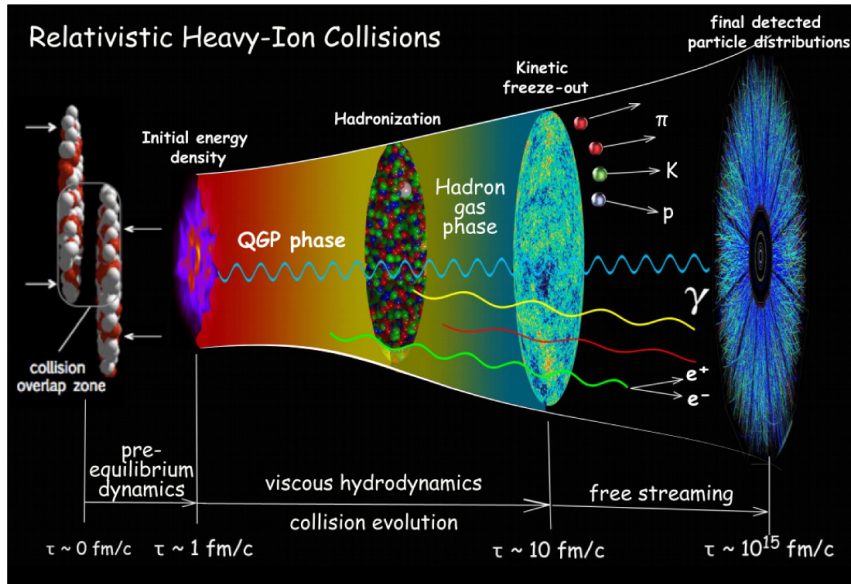


图 1.4: 重离子碰撞过程演示 [18]。

- 预平衡和热化。当两个重离子核被加速到接近光速发生碰撞时，部分能量会沉积下来并从真空中激发出大量夸克、反夸克和胶子，在这些物质的相互作用下碰撞系统在 $1 \text{ fm}/c$ 的时间内达到热平衡。此时如果碰撞系统的温度超过了强子物质解禁闭的临界温度，碰撞之后的物质就会热化形成 QGP。
- QGP 的流体演化。。QGP 在压强梯度的驱动下在空间中膨胀冷却。这一段过程的时间尺度大约是 $10 \text{ fm}/c$ ，可以用相对论流体力学描述。理论研究表明，QGP 的剪切粘滞系数与熵密度的比值 η/s 非常小，是目前我们知道的最完美的流体。
- 强子化和强子再散射。随着温度的不断降低，当低于解禁闭的临界温度时，QGP 内的夸克物质重新禁闭形成强子。强子物质产生后，它们在空间中还继续进行相互作用，包括强子间的散射和不稳定强子的衰变。随碰撞系统的进一步膨胀冷却，强子之间不再发生相互作用，最终末态强子进入探测器并被探测到。

在实验上，科研人员通过测量末态粒子的性质来反推 QGP 的性质。目前世界上正在运行相对论重离子碰撞实验的对撞机主要有美国布鲁克海文国家实验室 (Brookhaven National Laboratory, BNL) 的相对论重离子对撞机 (Relativistic Heavy Ion Collider, RHIC) 和欧洲核子研究中心 (European Organization for Nuclear Research, CERN) 的大型强子对撞机 (Large Hadron Collider, LHC) 等。这些实验已经取得了丰富的成果，实验结果表明 QGP 已经在重离子碰撞中产生 [19, 20]。实验观测到一系列在较低 AGS 和 SPS 能区质子-质子或核-核碰撞实验中没有的新现象：喷柱淬灭现象 [21–26]、重子

介子比在中等横动量区增强 [27–29]、强子椭圆流的“constituent-quark-number scaling” [30–33]、 J/Ψ 压低 [34] 等。

相对论重离子碰撞不仅能产生 QGP，还能产生巨大的角动量、流体涡旋场和磁场。在非对心碰撞中，碰撞系统还携带着巨大的轨道角动量。以 RHIC 的碰撞能量 200 GeV 的 Au+Au 碰撞为例，参与非对心碰撞的物质所携带的角动量可达 $10^6 \hbar$ 。对于 QGP 的空间尺度在 10 fm 的量级来说，这个角动量是非常巨大的。如此巨大的角动量沉积在如此小的空间内将产生非常大的流体涡旋场。此外，两个带正电的重离子核以接近光速进行碰撞，可以产生非常大的磁场。在 RHIC 的碰撞能量 200 GeV 下重离子核被加速至 0.99995 倍的光速，碰撞瞬间所产生的磁场可以达到 10^{13} T [35]。当相对论重离子碰撞所产生的这些极端强场与 QGP 发生相互作用的时候，会产生很多有趣的现象，比如手征反常输运现象、粒子的自旋极化效应以及磁场和涡旋场对 QCD 相结构的拓展等。这些现象是近几年相对论重离子对撞领域的研究热点，引起了人们很大的兴趣。

1.3 超子整体极化

1.3.1 研究背景

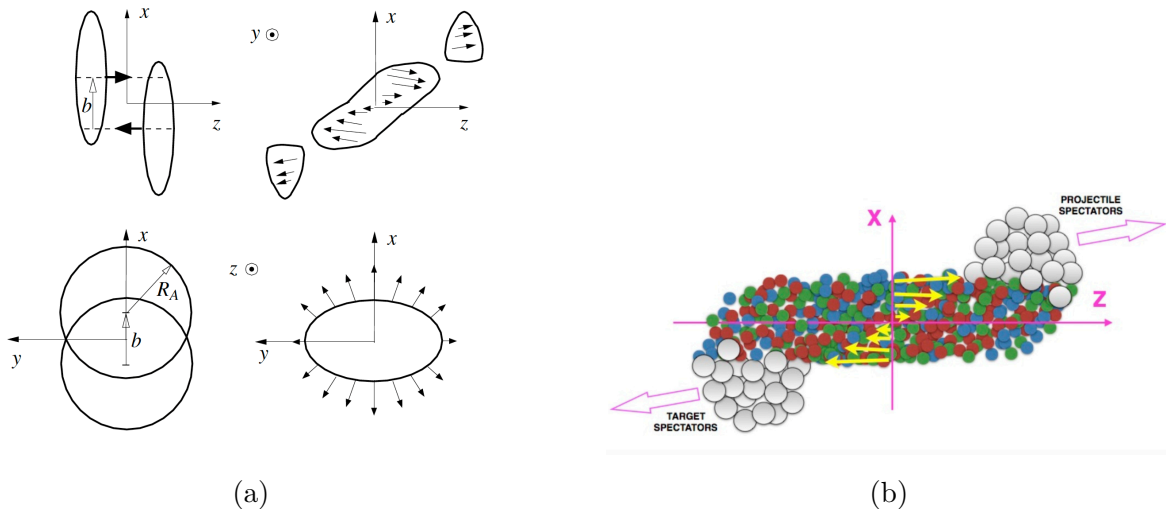


图 1.5: 非对心重离子碰撞的交叠区域几何示意图 [36, 37]。

超子极化现象最早由梁作堂、王新年在 2005 年提出 [36, 38]。在非对心的高能重离子碰撞中，产生的系统存在巨大的轨道角动量。以碰撞能量为 200 GeV 的金核与金核碰撞为例，系统的碰撞参数为 6 fm ，一个金核的动量为 19700 GeV，那么其轨道角动量为 $6 \times 19700 \text{ fm} \cdot \text{GeV} = 6 \times 10^5 \hbar$ ，大部分的角动量会被碰撞核中未参与反应的部分带走，但是仍有一部分的角动量会传递到碰撞中心的火球中 [39–41]。考虑到碰撞的核子内部仍然有复杂的结构，精确计算碰撞系统的轨道角动量需要考虑核子之间的相互作用等。

上一小节中我们知道，高能重离子碰撞中会产生 QGP 物质，那么，碰撞初期的轨

道角动量是如何传递到末态强子中的呢？首先要了解非对心碰撞系统的演化过程。在非对心碰撞的交叠区域中，如图1.5所示，碰撞之前的两个核子沿着 $+z$ 轴和 $-z$ 轴方向运动，两核子的距离为碰撞参数 b ，发生碰撞之后，未参与碰撞的核子继续沿着 $+z$ 轴和 $-z$ 轴方向飞出，被称为旁观者，参与碰撞的核子被称为参与者，在图中显示为椭圆形的交叠区域，碰撞的能量沉积在交叠区域内并形成膨胀的火球。我们分别用两个平面来解构火球：一个是核子运动方向 (z 轴) 和碰撞参数 (b) 构成的反应平面 ($x-z$ 平面)，另一个是垂直于核子运动方向的横平面 ($x-y$ 平面)，分别如图1.5(a) 中右上和左下。在 $x-z$ 平面上，碰撞之后的火球沿着 z 轴方向的集体运动速度在 x 方向有梯度，如图1.5 (b)，即在 $x-z$ 平面的第一象限， x_1 处的部分子沿着 $+z$ 轴方向的动量增量 Δp_1 大于 x_2 处的部分子的动量增量 Δp_2 ($x_1 > x_2$)，整个系统平均之后，系统会存在一个非零的净轨道角动量，方向沿着 $(x_1 - x_2) \times (\Delta p_1 - \Delta p_2)$ 。在碰撞之后的系统膨胀演化过程中，碰撞初期产生的系统轨道角动量会通过轨道自旋耦合的方式导致 QGP 中夸克的极化，极化的夸克强子化之后表现为末态强子的极化，这种现象称为整体极化 [42-46]。

另外一个方面，在非对心的重离子碰撞中同时也会产生沿着轨道角动量方向的巨大磁场，由于 Λ 超子具有负磁矩， $\bar{\Lambda}$ 超子具有正磁矩，磁场会导致 Λ 超子沿着磁场反方向极化，同时 $\bar{\Lambda}$ 超子沿着磁场方向极化。由系统轨道角动量导致的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子极化都会沿着磁场方向，但是磁场的影响会增大 $\bar{\Lambda}$ 超子极化度并压低 Λ 超子的极化度，从而表现为 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子极化度的差异。

那么实验上是如何测量整体极化现象的呢？梁作堂、王新年在 2005 年提出 [36] 利用 $\Lambda/\bar{\Lambda}$ 超子弱衰变测量其自旋极化度。这是由于 Λ 衰变到质子和 π^- 介子是违反宇称守恒的弱衰变，衰变出的质子沿着 Λ 自旋方向出射，因此可以通过测量其衰变产物质子在 Λ 质心系中的出射方向和反应平面法线方向的关联来测量整体极化。在非对心的重离子碰撞中， Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子的产额相对较大，降低了测量难度。

1.3.2 实验测量进展

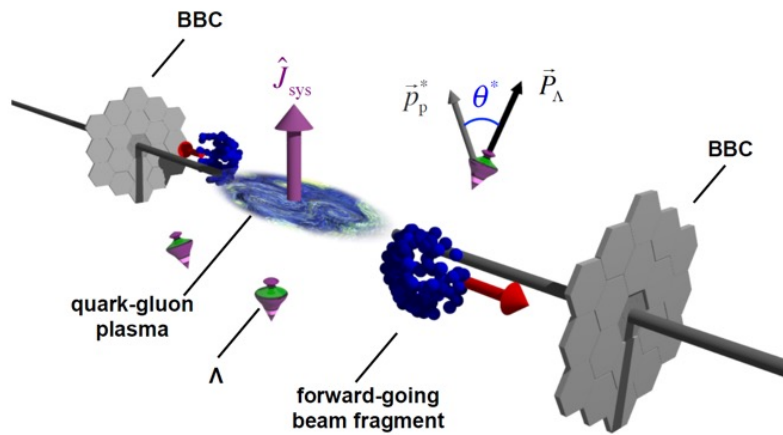


图 1.6: STAR 探测器测量整体极化示意图 [47]。

自 2006 年以来,位于美国布鲁克海文国家实验室 (Brookhaven National Laboratory, 简称 BNL) 的相对论重离子对撞机 (Relativistic Heavy Ion Collision, 简称 RHIC) 上的 STAR (Solenoidal Tracker at RHIC, 简称 STAR) 实验一直致力于测量超子整体极化效应, 并取得了丰硕的成果。整体极化的测量示意图见图 1.6, 图中使用的 BBC (Beam-Beam Counter) 探测器 [48] 重建反应平面。最早的实验测量结果是 STAR 实验组在 2007 年发表的碰撞能量为 62.4 GeV 和 200 GeV 的金核-金核碰撞的 Λ 超子整体极化结果, 受限于当时的数据统计量, 误差范围内没有测量到 Λ 超子整体极化信号 [49]。

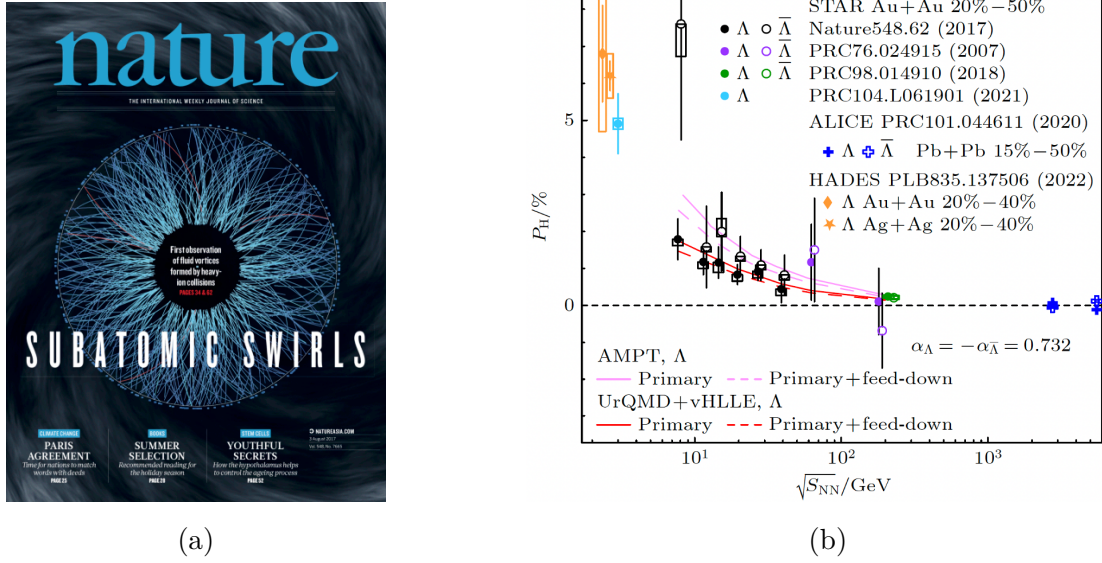


图 1.7: (a) STAR 实验组整体极化的测量结果作为封面发表在《自然》杂志 [47]; (b) Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子的整体极化随碰撞能量的变化 [50, 51]。

之后, STAR 实验在碰撞能量从 7.7 GeV 到 39 GeV 的金核-金核碰撞中首次观测到了 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子整体极化现象 [47], 测量结果作为封面发表在《自然》杂志上。利用测量到的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子整体极化通过流体力学模型来计算碰撞之后产生的 QGP 物质的平均涡旋度, $\omega \sim 9 \times 10^{21} \text{ s}^{-1}$ 。

$$\omega \approx k_B T (P_{\Lambda} + P_{\bar{\Lambda}}) / \hbar. \quad (1.1)$$

式 1.1 中, T 是粒子强子化从 QGP 中出射时的系统温度, k_B 是玻尔兹曼常数。STAR 实验测量的重离子碰撞中产生的 QGP 是目前已知的最完美的旋转最快的流体。

实验上观测到了超子的整体极化对碰撞能量的依赖, 结果如图 1.7 (b), Λ 超子整体极化随碰撞能量的增大而降低, 这是由于更高的碰撞能量下碰撞系统的演化时间更长, 初始的碰撞轨道角动量随着时间快速被稀释, 导致越高能量碰撞中测得的末态超子整体极化越小。实验测量结果与自旋轨道角动量耦合的物理图像一致。随着 STAR 实验上二期能量扫描计划的展开 [52] 和探测器的升级, 更高精度的实验数据被用来测量超子整体极化。图 1.7 (b) 中, 在取得更高统计量的数据之后, STAR 实验观测到了碰撞能量为 200 GeV 的金核-金核碰撞中的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子整体极化 [53], 并更新了 27 GeV 的

测量结果。STAR 的金核-金核打靶实验将整体极化的能量依赖范围扩展到了 3 GeV[54], Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 的整体极化结果与 HADES 实验组的测量结果误差范围内一致 [55]。ALICE 实验组测量了碰撞能量 2.76 TeV 和 5.02 TeV 的铅核-铅核碰撞中 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子的整体极化 [56], 在如此高的碰撞能量下, 误差范围内并没有观测到整体极化的信号。

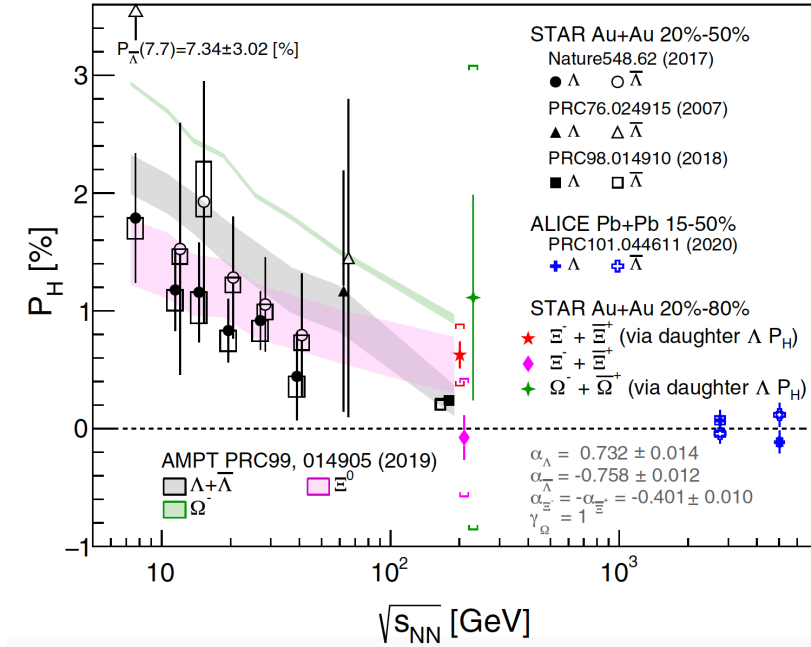


图 1.8: STAR 实验组测量的金核-金核碰撞中 $\Xi^- + \Xi^+$ 和 $\Omega^- + \bar{\Omega}^+$ 超子的整体极化 [57]。

除了 Λ 超子, STAR 实验组对 200 GeV 的金核-金核碰撞中在 20-80% 的碰撞中心度下的 $\Xi^- + \Xi^+$ 和 $\Omega^- + \bar{\Omega}^+$ 超子的整体极化进行测量 [57], 测量结果如图 1.8。实验上使用两种方法测量 $\Xi^- + \Xi^+$ 整体极化: 直接测量的 $P_{\Xi^- + \Xi^+} = -0.07 \pm 0.19(stat) \pm 0.50(syst)[\%]$; 通过衰变出的 Λ 整体极化利用自旋转移因子 ($C_{\Xi} = 0.944$) 间接测量的 $P_{\Xi^- + \Xi^+} = 0.63 \pm 0.11(stat) \pm 0.26(syst)[\%]$ 。这两种测量方法的结果在误差范围内一致。

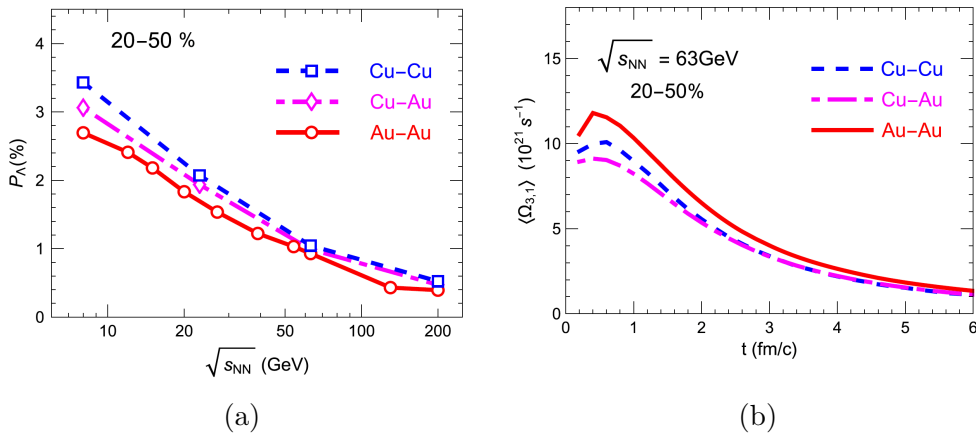


图 1.9: AMPT 模型中, (a) Cu-Cu、Cu-Au、Au-Au 碰撞中 Λ 超子整体极化随碰撞能量的变化; (b) 不同碰撞系统中的涡旋强度随时间的变化 [58]。

在相对论重离子碰撞的理论中，有多种模型可以被用来定量计算超子的整体极化 [59–63]。例如夸克被静态势散射的简单模型即 Gyulassy-Wang 模型 [26]，模型通过夸克与胶子的散射来计算夸克的整体极化，计算过程中可以直观地看到整体极化来自于非对心重离子碰撞中产生的整体轨道角动量与夸克自旋角动量的耦合。流体力学模型也提供了另外的解释，如图 1.7 (b) 中的极端相对论量子分子动力学模型 (Ultrarelativistic Quantum Molecular Dynamics, UrQMD) [64]、多相输运模型 (A Multi-Phase Transport, AMPT) [60, 64–67]、流体力学模型 (HydroDynamics) 等。模型中，QGP 作为一团流体，当碰撞系统有一个整体角动量时，这团流体应该也具有整体的角动量，由于 QGP 不能如同固体一样整体旋转，这部分角动量就以局域流体涡旋的形式出现 [68]。即 QGP 流体微元具有一个围绕其质心的轨道角动量，从而可以极化该流体微元中粒子的自旋。

根据 AMPT 模型的计算结果 [58]，如图 1.9 所示，(a) 为不同碰撞系统中的 Λ 超子整体极化随碰撞能量的变化。可以看到，随着碰撞能量的增大，三个系统中的超子整体极化随之降低，并且在相同的碰撞能量下，更大的碰撞系统（金核-金核）的整体极化强度要小于小的碰撞系统（铜核-铜核）。这种碰撞能量和碰撞尺寸的依赖性可以用图 (b) 解释，更大的碰撞系统（金核-金核）的初始涡旋强度要大于小的碰撞系统（铜核-铜核），但是三种碰撞系统中的涡旋强度都随着演化时间迅速衰减。另外，更大的系统膨胀演化所需要的时间更长，会稀释不同尺寸的核核初始碰撞带来的涡旋度差异，导致末态强子的整体极化在小碰撞尺寸系统中要强于大的碰撞系统。

1.4 超子局域极化

1.4.1 研究背景

超子沿着碰撞系统的轨道角动量方向产生的自旋极化称为整体极化，这意味着沿着碰撞中特定方向的净自旋有取向。而除了在非对心碰撞中产生的一个沿着轨道角动量方向的涡旋以外，在横平面方向上也会由各向异性流、喷射淬火产生的能量沉积、密度波动等原因产生局域涡旋场，这种由各向异性流导致的自旋极化效应称为局域极化 [69–72]。

在介绍局域极化之前，我们首先需要了解集体流的概念。重离子碰撞中产生的热密物质随着系统的演化在宏观上会表现出一种“集体行为”，热密物质中的部分子发生相互作用，并推动系统向外膨胀，末态产生的粒子相对于反应平面呈现各向异性，这种现象称之为“集体流”[73]。这种末态粒子的空间分布中的各向异性主要来自于碰撞初期系统几何结构中的不对称性，因此集体流对系统演化初期的性质十分敏感，提供了有关 QGP 的直接信息，是探究高能核核碰撞中产生的热密物质的重要方法之一 [74]。

根据碰撞系统的膨胀方向，集体流可以分为沿着束流方向的“纵向流”和垂直于束流方向的“横向流”。“横向流”又包括“径向流”和“各向异性流”。不同的集体流反映了不同的碰撞几何结构。径向流反映的是碰撞系统的径向运动学演化，多存在于对心碰撞中（碰撞参数 $b \sim 0$ ）。各向异性流表征了末态粒子在动量空间中分布的各向异性，主要包含相对于一阶反应平面的“直接流”，相对于二阶反应平面的“椭圆流”，相对于三阶反应

平面的“三角流”以及更高阶的流等，如图1.10。实验上一般通过测量末态粒子在动量空间中的各向异性参数 v_n 来对其进行研究。相对于反应平面的末态粒子在动量空间方位角的分布是各向异性的，可用傅里叶函数展开 [75]，

$$E \frac{d^3 N}{d^3 p} = \frac{1}{2\pi} \frac{d^2 N}{p_T dp_T dy} \left(1 + \sum_{n=1}^{\infty} 2v_n \cos [n(\phi - \Psi_{RP})] \right) \quad (1.2)$$

式中， $v_n = \langle \cos [n(\phi_i - \Psi_{RP})] \rangle$ 系数用于事件各向异性的定量表征，角括号表示所有事件中所有粒子的平均值。由于相对于反应平面的对称性，正弦项不存在。

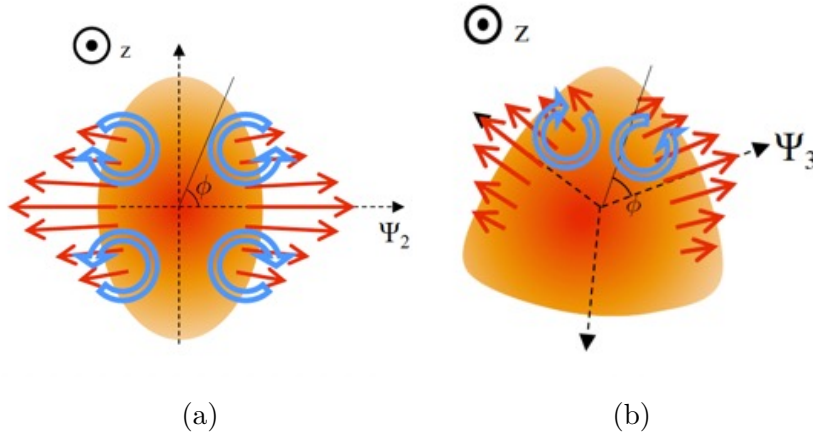


图 1.10: 各向异性流示意图 [72]。

椭圆流的物理图像如图1.10 (a) 所示，在非对心碰撞中，碰撞重叠区域在横平面 (x-y 平面) 呈现椭圆状。碰撞初始阶段，椭圆的短轴 (x 轴) 相对于长轴 (y 轴) 方向上的压力梯度更大，因此短轴方向的粒子运动的动量更大，最终形成末态粒子在动量空间中分布的各向异性。这种由初始的碰撞系统几何结构导致的末态粒子各向异性，表征椭圆流直接和碰撞早期的动力学相关联。椭圆流的大小依赖于碰撞过程中相互作用的强弱，因此它可以提供早期重离子碰撞所形成的系统中有效自由度及热动力学参数的信息。椭圆流 (v_2) 是末态粒子在动量空间相对于事例反应平面方位角分布的傅里叶展开式的第二项系数 [76]。

三角流来自于碰撞核子的密度分布不均匀，碰撞之后的系统可能形成三角形的几何结构。如图1.10 (b) 所示，三角形的短轴即为 Ψ_3 ，在不同的区域压力梯度不同，初始的几何结构同样会导致末态粒子角分布的各向异性。三角流 (v_3) 是末态粒子在动量空间相对于事例反应平面方位角分布的傅里叶展开式的第三项系数。

由于各向异性流动、喷注产生的能量沉积、密度波动等原因，涡旋以及由此产生的粒子自旋极化可能会因流体的不同区域而变化。涡度场的详细结构可能会很复杂，所导致的粒子极化可能取决于粒子的横向动量和相对于反应平面的方位角分布，甚至呈现环状结构。如图1.10 (a) 所示，短轴方向 (x 轴) 的压力梯度相对于长轴方向 (y 轴) 更大，这种压力梯度差会导致在各个区域产生局域涡旋且呈现四极结构，涡旋在第一象限和第三象限的方向与其在第二象限和第四象限的方向是相反的 [77]。根据系统对称性，

局域涡旋导致的沿着束流方向的局域极化相对于二阶事例平面会有正弦分布 [72]。而在图1.10 (b) 中，局域涡旋的结构更为复杂，可能呈现六极结构。

1.4.2 实验测量进展

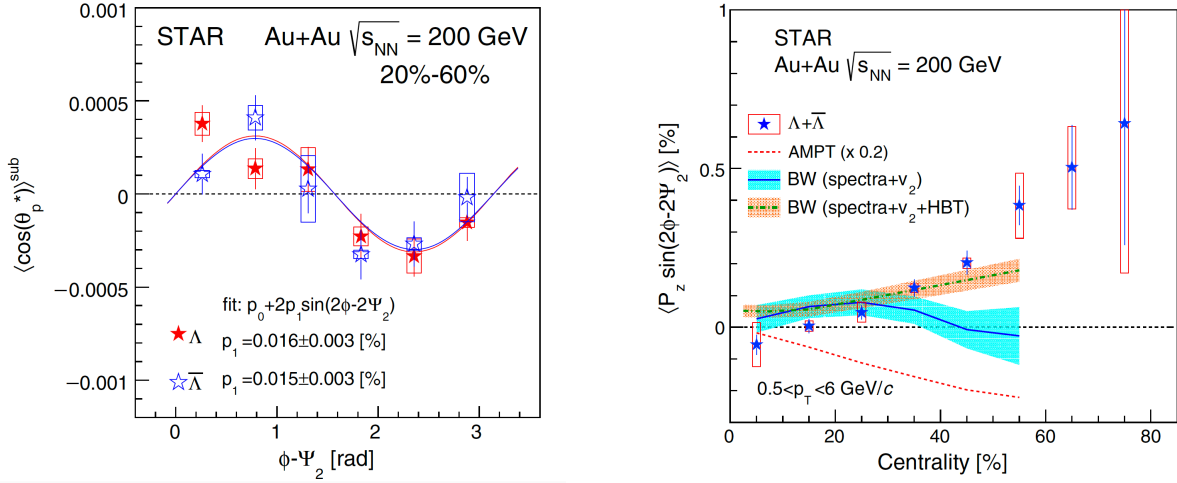


图 1.11: STAR 实验 200 GeV 的 Au+Au 碰撞中 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子局域极化相对于二阶事例平面方位角的变化 (左图) 以及碰撞中心度依赖性 (右图) [72]。

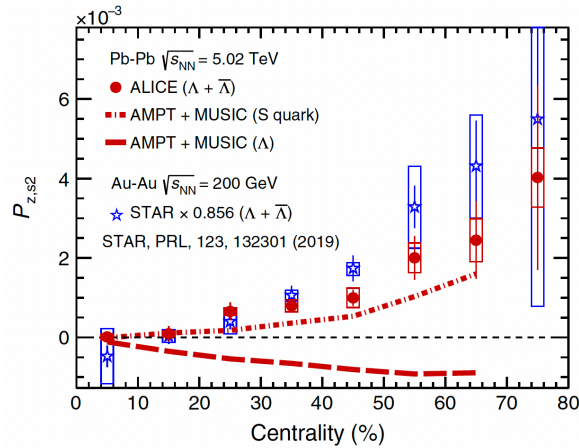


图 1.12: ALICE 实验 5.02 TeV 的 Pb+Pb 碰撞中 $\Lambda + \bar{\Lambda}$ 超子局域极化的碰撞中心度依赖性 [78]。

STAR 实验组利用碰撞能量为 200 GeV 的金核-金核碰撞实验数据，对 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子的局域极化效应进行了精确测量 [72]。测量结果如图1.11，左图所示为 20%-60% 碰撞中心度下超子局域极化 ($\langle \cos\theta_p^* \rangle^{sub}$) 相对于二阶事例平面方位角的变化，上角标 *sub* 表示数据结果经过了探测器接收度和粒子重建效率修正。从图中可以看到， Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子局域极化相对于二阶事例平面方位角呈现正弦结构，这与局域涡旋的四级结构的物理图像是一致的。右图中所示为在不同的碰撞中心度下的 $\Lambda + \bar{\Lambda}$ 超子局域极化，

使用函数 $p_0 + 2p_1 \sin(2\phi - 2\Psi_2)$ 对左图中的正弦结构数据点进行拟合抽取得到, 即 $P_{z,s2} = p_1 = \langle P_z \sin(2\phi - 2\Psi_2) \rangle$, 可以看到, 局域极化随着碰撞中心度增加而增大, 这可能是边缘碰撞中椭圆流贡献增大导致。

另外, ALICE 实验组在碰撞能量为 5.02 TeV 的铅核-铅核碰撞中对 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子的局域极化效应进行了精确测量 [78]。图1.12所示为 $\Lambda + \bar{\Lambda}$ 超子的局域极化随碰撞中心度的变化, 这种局域极化随碰撞中心度增加而增大的现象与 200 GeV 金核-金核的测量结果一致。比较铅核-铅核和金核-金核的局域极化测量结果, 误差范围内两者并没有显著不同, 并没有展现出明显的碰撞能量依赖性。

理论上, 各种唯象模型对超子的局域极化进行了深入研究 [79–83]。图1.12中的实线和虚线为 AMPT+MUSIC 模型的计算结果 [84], 该模型以 AMPT 为初始条件, 利用 3+1 维流体力学模型 MUSIC 来计算超子局域极化随碰撞中心度的变化。模型结果若仅考虑 Λ 本身的极化效应, 无法描述实验数据。在包含奇异夸克极化对末态 Λ 超子极化的贡献之后, 大致可以描述实验数据的中心度依赖性。

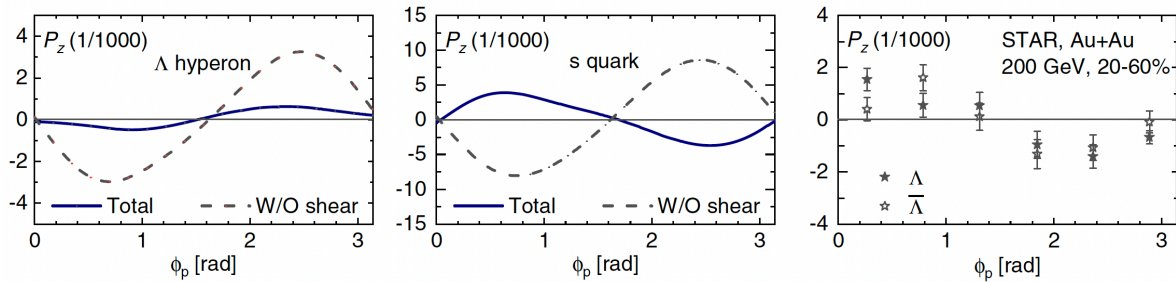


图 1.13: 理论模型中 Λ 超子局域极化度相对于不同方位角的分布 [84]。

该模型同样计算了 Λ 超子局域极化相对于二阶事例平面方位角的依赖, 结果如图1.13。左图中, 基于 Λ 本身的极化效应的计算结果与右图中的实验数据的局域极化信号符号相反。中图可以看到, 在考虑奇异夸克极化效应和流体剪切效应 (shear induced polarization, SIP) 之后, 模型计算结果的正弦结构趋势与实验数据一致 (实线), 但是如果仅考虑热涡旋的贡献 (虚线), 计算结果同样不能描述实验数据。这表明局域极化的来源不止是局域热涡旋, 奇异夸克极化效应和流体剪切效应同样占据很重要的位置。

1.5 论文研究动机和结构安排

自旋极化效应作为一种探测强作用物质流体性质的新探针, 使人们对重离子碰撞产生的热密物质的精细的流体运动特征有了全新的认识。目前, 实验上已经对超子整体极化进行了系统的测量, 测量结果与理论预期一致 [84]。但是目前仍然存在一些问题, 例如磁场对超子整体极化的影响, 超子极化对碰撞系统尺寸的依赖问题等。另外, 实验上在铅核-铅核、金核-金核碰撞中测量了超子局域极化度, 误差范围内并没有观测到碰撞系统尺寸或碰撞能量的依赖。那么在更小的碰撞系统中, 是否仍然能观测到局域极化呢? 其性质是否与金核-金核碰撞一致? 另外一个很自然的问题是是否存在更高阶集体流导致的局域极化呢?



图 1.14: Ru+Ru 碰撞和 Zr+Zr 碰撞中，磁场对整体极化的影响示意图。

STAR 实验组于 2018 年采集了高统计量的钕核-钕核和锆核-锆核碰撞数据，为研究上述问题提供了很好的平台。如图 1.14 所示，钕核和锆核的核子数目相同但核内质子数不同，两个碰撞系统的初始磁场差异约为 10%。在这两个系统中的整体极化测量，可以研究磁场对整体极化的影响。整体极化的测量结果同时可以与金核-金核比较，研究整体极化对碰撞系统尺寸的依赖性，同时对不同的理论模型进行检验。高统计量的实验数据也将为研究局域极化的碰撞系统依赖以及探索高阶集体流导致的局域极化提供新机遇。

基于上述问题，本论文利用 STAR 实验组于 2018 年采集的碰撞能量为 200 GeV 的钕核-钕核和锆核-锆核碰撞数据，测量了 Λ 、 $\bar{\Lambda}$ 和 Ξ^- 、 Ξ^+ 超子的整体极化，测量了 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子相对于二阶事例平面和三阶事例平面的局域极化度。

论文的框架安排如下：第一章简要介绍粒子物理标准模型、相对论重离子碰撞时空演化、超子整体极化、超子局域极化等基本知识。第二章是相对论重离子对撞机 RHIC 和 STAR 探测器的简介，主要介绍了时间投影室、飞行时间探测器、零度量能器、事例平面探测器。基于 STAR 探测器的数据采集，数据分析方法在第三章中给出，主要包括：数据样本质量检验、反应平面重建方法、超子重建方法。之后，超子整体极化的测量和讨论在第四章中介绍，而超子局域极化的测量和讨论在第五章中介绍。最后在第六章中给出总结与展望。

第二章 实验装置

本论文中所提到的物理分析都是基于相对论重离子对撞机 (Relative Heavy Ion Collider, RHIC) 上的 STAR(Solenoidal Tracker at RHIC, STAR) 实验。本章中对 RHIC 对撞机和 STAR 探测器进行简要的介绍。

2.1 相对论重离子对撞机

美国布鲁克海文国家实验室 (Brookhaven National Laboratory, 简称 BNL) 的相对论重离子对撞机 (Relativistic Heavy Ion Collision, 简称 RHIC) 位于纽约长岛, 是目前世界上两个正在运行的重离子对撞机之一 (另外一个 Large Hardon Collision, 简称 LHC), 也是唯一的可以对质子束流进行极化对撞的对撞机 [85, 86]。

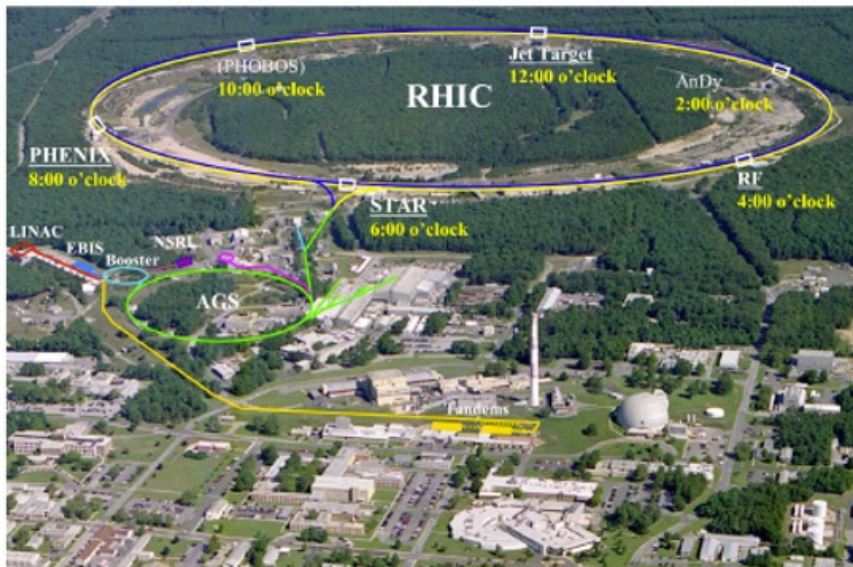


图 2.1: 布鲁克海文国家实验室相对论重离子对撞机 (RHIC) 俯瞰图。

RHIC 整体结构是一个周长 3.8 公里的环, 如图2.1所示, 其中沿着顺时针方向加速的束流 (称为“蓝束”) 可以与逆时针方向加速的束流 (称为“黄束”) 在 6 个固定的相互作用区发生碰撞。RHIC 是建立在 BNL 高能重离子实验的基础上的, 这些实验设施作为加速器的束流注入装置, 利用交变梯度同步加速器 (AGS) 在 19.6 GeV 下将离子注入 RHIC。在射频电磁场的共振腔中, 将它们一簇簇地注入 (每簇团注入 109 个离子) 束流管道。这些粒子簇团在电场的作用下加速, 并在一组强大的偶极磁铁的磁场作用下沿着管道环加速。

2000 年开始运行时, RHIC 在不同的交互点上有 4 个探测器, 分别是位于 2 点钟方向的 BRAHMS, 位于 6 点钟方向的 PHENIX, 位于 8 点钟方向的 PHENIX, 以及位于 10 点钟方向的 PHOBOS。目前, STAR 实验是唯一正在运行取数的探测器, 并

且在不久的将来，RHIC 将停机升级成电子-离子对撞机 (Electron-Ion Collider, EIC)。RHIC 具有从低能到高能的对撞能力以及非常多样化的碰撞系统。在对撞机模式下，重离子物理的对撞能量范围是 $\sqrt{s_{NN}} = 7.7-200$ GeV，而 pp 碰撞的上限是 510 GeV，同时，RHIC 能够极化质子束流来研究质子的自旋结构，为研究宇宙早期的物质形态以及完善 QCD 相图提供了很好的平台。

2.2 螺线管径迹探测器 (STAR)

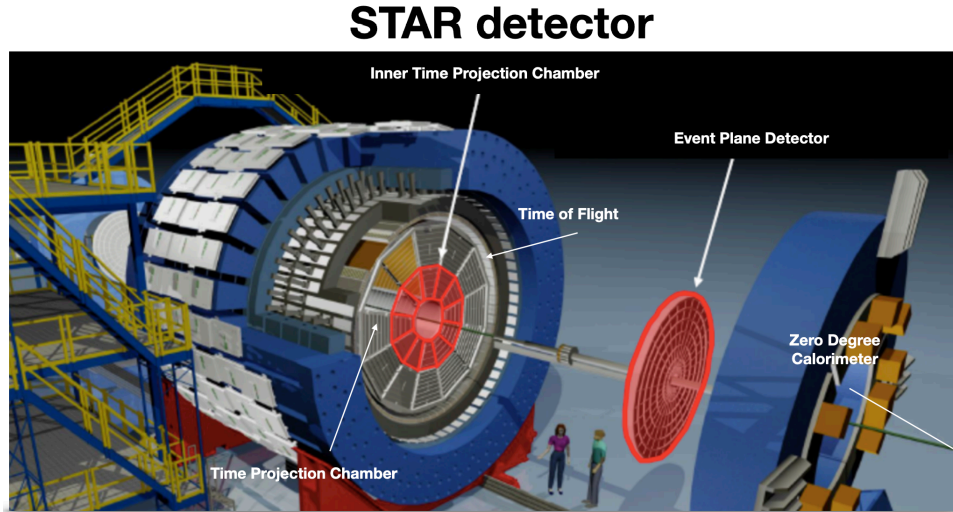


图 2.2: STAR 探测器示意图。

本论文的物理分析工作是在 RHIC 上 6 点钟位置的螺线管径迹探测器 (Solenoidal Tracker at RHIC, STAR) 上完成的 [87]。在 STAR 合作组中，大约有 600 名科研人员从事记录数据、分析数据和维护复杂的探测器系统的工作。STAR 是一个圆柱对称的“桶状”探测器。探测器的三维模型如图 2.2，图中都忽略了零度量能器 (Zero Degree Calorimeters, ZDC)，它位于距离主碰撞顶点 18 m 的位置。STAR 探测器的结构是十分复杂的，由多个子探测器组成。本论文所用的实验数据是实验组于 2018 年采集，探测器接收度为赙快度 $|\eta| < 1$ 、全方位角覆盖 $0 < \phi < 2\pi$ 。2018 年底 STAR 对核心径迹探测器时间投影室进行升级，探测器的接收度扩大为赙快度 $|\eta| < 1.5$ 。

在本分析中涉及到的探测器有时间投影室探测器 (Time Projection Chamber, TPC)[88]，飞行时间探测器 (Time of Flight Detector, TOF)[89]，零度量能器 (Zero Degree Calorimeter, ZDC) [90]，事例平面探测器 (Event Plane Detector, EPD) [91] 和束流计数器 (Beam Beam Counter, BBC) [48]。

2.2.1 时间投影室探测器 (TPC)

TPC 是 STAR 最主要最核心的探测器，占据了 STAR 的大部分空间，是粒子径迹探测的最主要设备。TPC 可以记录带电粒子在匀强电场和磁场中的飞行路径，并根据

径迹的偏转方向给出飞行粒子的电荷信息，根据径迹的曲率半径给出飞行粒子的动量信息，根据粒子在漂移室气体中飞行时的能量损失实现粒子种类鉴别 [92]。

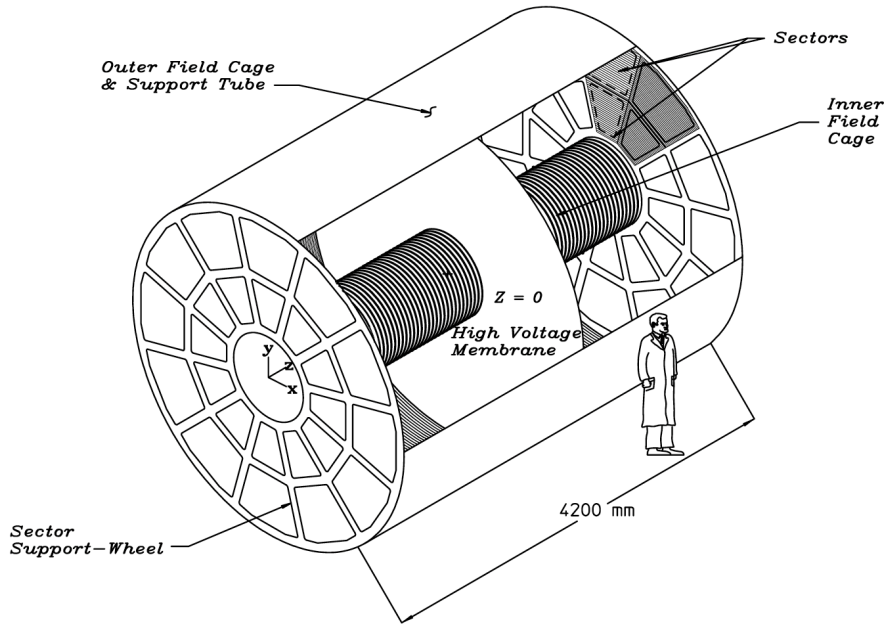


图 2.3: TPC 结构示意图 [92]。

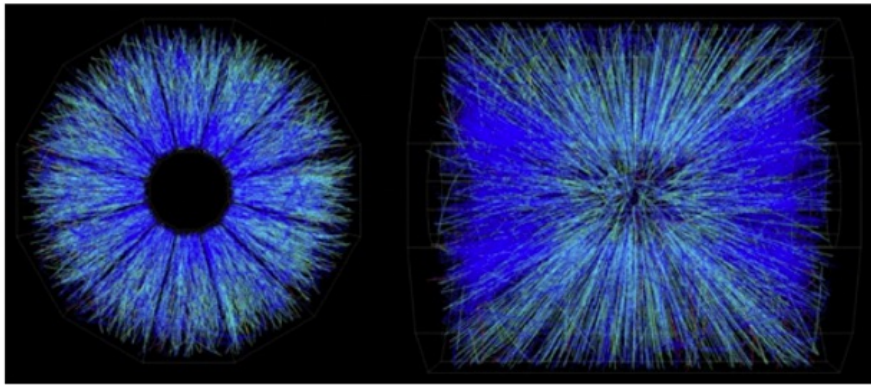


图 2.4: 带电粒子在 TPC 中的飞行径迹示意图。

TPC 主体由圆筒状漂移室和桶端盖的多丝读出系统组成，如图2.3。整个漂移室长 4.2 m，内径 0.5 m，外径 2 m，赝快度覆盖范围为 $|\eta| < 1.3$ ，方位角为 2π 全覆盖。漂移室内部充有工作气体 P10 (90% 氩气和 10% 甲烷混合)，外部环绕着一个大型的螺线管磁铁，用于提供沿着束流方向的匀强磁场 (磁场方向可反转，磁场强度为 0.5 T，强度可改变)。漂移室中间的内场膜有负高压，提供沿着水平方向的 135 V/cm 的匀强电场。TPC 的读出系统位于端盖处，两侧端盖都分为 12 个扇形区域，每个扇形区域又进

一步分为内环和外环两部分，每个扇形区域都是一个独立的多丝正比室。2018 年底，实验组对 TPC 内环进行了升级，使内环读出版密度达到了和外环相同的水平 [93]，赙快速度覆盖范围提升到了 $|\eta| < 1.5$ 。

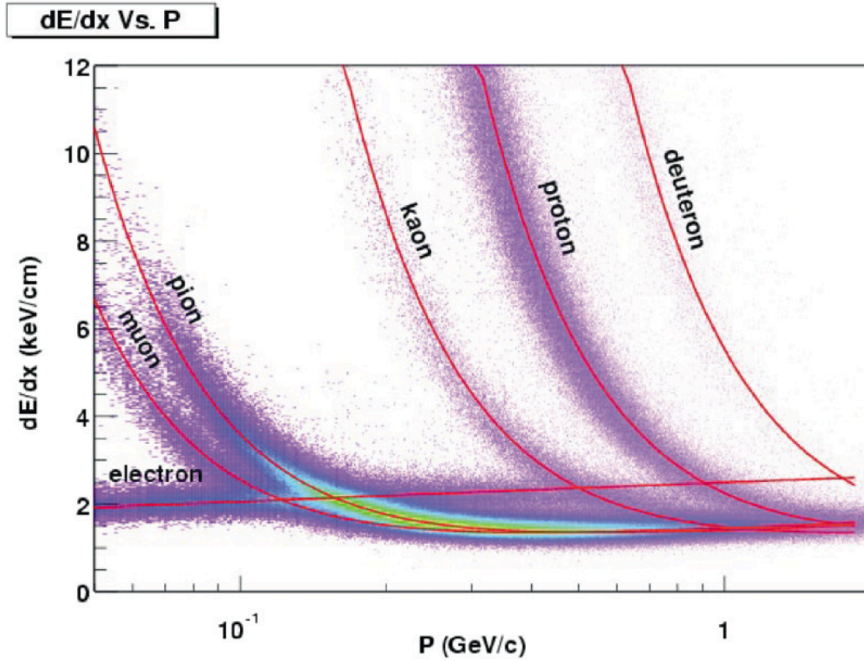


图 2.5: TPC 中带电粒子的电离能量损失随粒子动量的变化 [92]。

当带电粒子穿过 TPC 时，带电粒子在匀强磁场的作用下发生偏转，其径迹形成一条螺旋线。带电粒子在穿过漂移室内的工作气体时发生多次电离，电离产生的初始电子在匀强电场的作用下沿着电场线的方向漂移向两侧的端盖，在初始电子接近带高压的多丝正比室阳极丝时发生雪崩放大，在信号接收板上产生感应信号，随即通过模拟到数字转换器 (ADC) 进行数字化存储。

漂移电子的雪崩放大发生在阳极丝附近，阳极丝分布沿方位角方向，阳极丝下方的信号接收版由多块阴极片组成，每块阴极片可以提供击中点信号的径向坐标 r 和方位角 ϕ ，再加上安装位置 z ，这样，对于电离过程中产生的每一个初始电子，时间投影室能够测量其三维空间坐标 (r, ϕ, z) 。实验上通过拟合阴极片上记录的击中点 (Hits) 得到带电粒子的飞行径迹，其径迹分辨率为 $500 \mu m$ 。径迹的动量通过螺旋线的曲率半径计算得到，一般动量分辨率为 2%。图 2.4 中所示为重建出的带电粒子在 TPC 中的飞行径迹。

TPC 还可以通过测量带电粒子在工作气体中的电离能损来进行粒子种类鉴别。Bethe-Bloch 公式 [88] 将粒子在介质中单位距离内的能量损失与粒子速度联系起来。公式具体形式如下，

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta} \left[\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right] \quad (2.1)$$

式中, N_A 是阿伏伽德罗常数, z 是入射带电粒子的电荷, Z 是介质的原子序数, A 为介质的原子量, M_e 是电子质量, r_e 是电子经典半径, I 是吸收物质的平均激发能, β 和 γ 是相对论因子, δ 是介质密度的修正参数。

图2.5所示为 TPC 中不同的带电粒子的电离能损随动量的变化, 在低动量时, 不同种类粒子的电离能量损失存在显著差异, 该方法适用于动量小于 0.8 GeV 的粒子鉴别。在较高的动量区间 ($p > 1$ GeV), 粒子的电离能损分布混杂在一起, 这时需要其它的信息进行辅助粒子鉴别, 如粒子飞行速度。粒子飞行速度可以通过飞行时间探测器进行测量, 将会在下一小节进行介绍。

2.2.2 飞行时间探测器 (TOF)

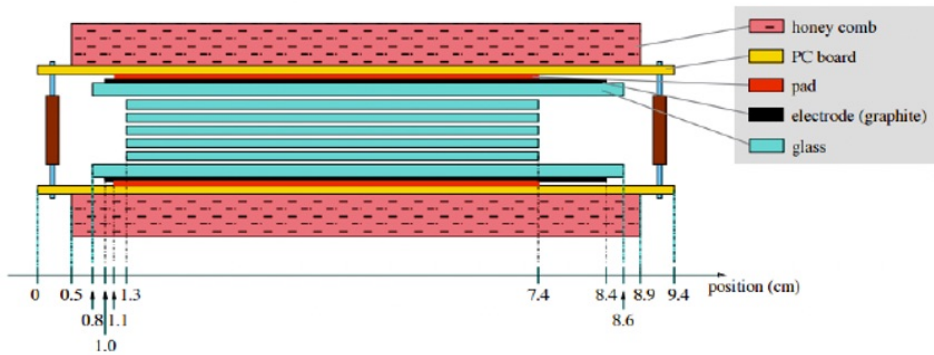


图 2.6: TOF 的探测模块 MRPC 结构示意图 [89]。

飞行时间探测器 TOF 是一种桶状探测器, 安装在 TPC 桶壁外层, 其覆盖范围与 TPC 基本相同 ($|\eta| < 0.9$)。TOF 一共有 120 块探测模块, 在 TPC 漂移室内场膜的东侧和西侧各有 60 块。探测模块的结构如图2.6, 模块内部有 32 个多间隙电阻板腔 (Multi-gap Resistive Plate Chambers, 即 MRPCs[94]), 电阻板腔由厚度为 0.54 mm 的玻璃电阻板 (电阻率为 $10^{13} \Omega/cm$) 组成, 玻璃之间的间隔为 0.22 mm, 间隙内填充氟利昂工作气体。探测模块外部安装有高压电极, 为每个间隙提供匀强电场。

当带电粒子穿过 TOF 模块时会在间隙气体中产生雪崩放大。间隙中所有雪崩信号的总和就是需要的信号。该设计可以得到总飞行时间 $\Delta t = t_{stop} - t_{start}$, 分辨率约为 100 ps, 碰撞的起始时间 t_{start} 由顶点位置探测器 (Vertex Position Dectector, VPD) [94] 给出, 带电粒子飞行结束时间 t_{stop} 由 TOF 探测器模块记录。然后, TPC 中的径迹与 TOF 的击中点进行匹配。径迹信息来自 TPC, 并外推到 TOF 和主碰撞顶点, 可以计算出粒子飞行的路径长度 L 。利用飞行时间 Δt 可以计算出粒子的速度 β :

$$\beta = \frac{L}{c\Delta t} \quad (2.2)$$

根据质量与速度的关系, 可以测得带电粒子的质量:

$$m^2 = p^2 \left(\frac{1}{\beta^2} - 1 \right) \quad (2.3)$$

通过粒子的飞行速度可以对粒子种类进行鉴别，同时也可以通过计算的粒子质量对粒子种类进行鉴别，极大的提升了探测器粒子鉴别的效率。

2.2.3 事例平面探测器 (EPD)

事件平面探测器 (EPD) 是 RHIC-STAR 实验上于 2018 年安装的探测器，安装位置位于距离对撞中心点 3.75 m 处，束流管道（半径 4 cm）穿过 EPD 中心内孔，如图 2.7 所示，这是由 STAR 中其他探测器系统的空间位置决定的。

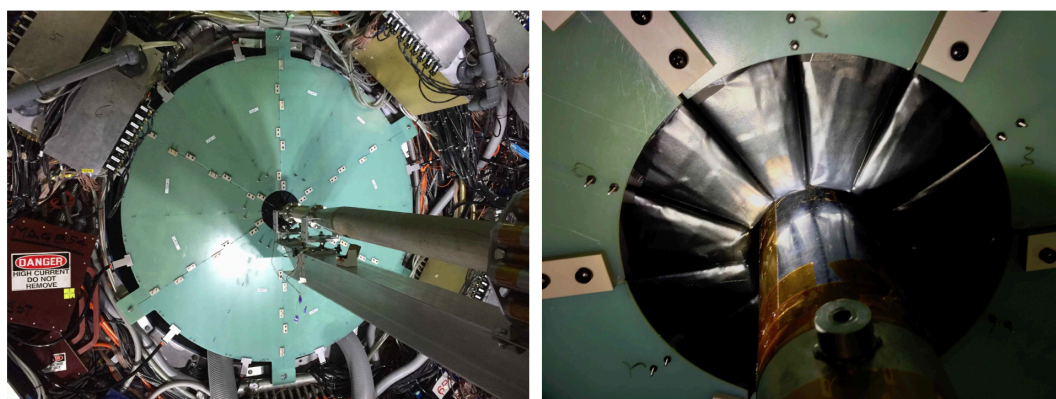


图 2.7: EPD 安装位置示意图 [91]。

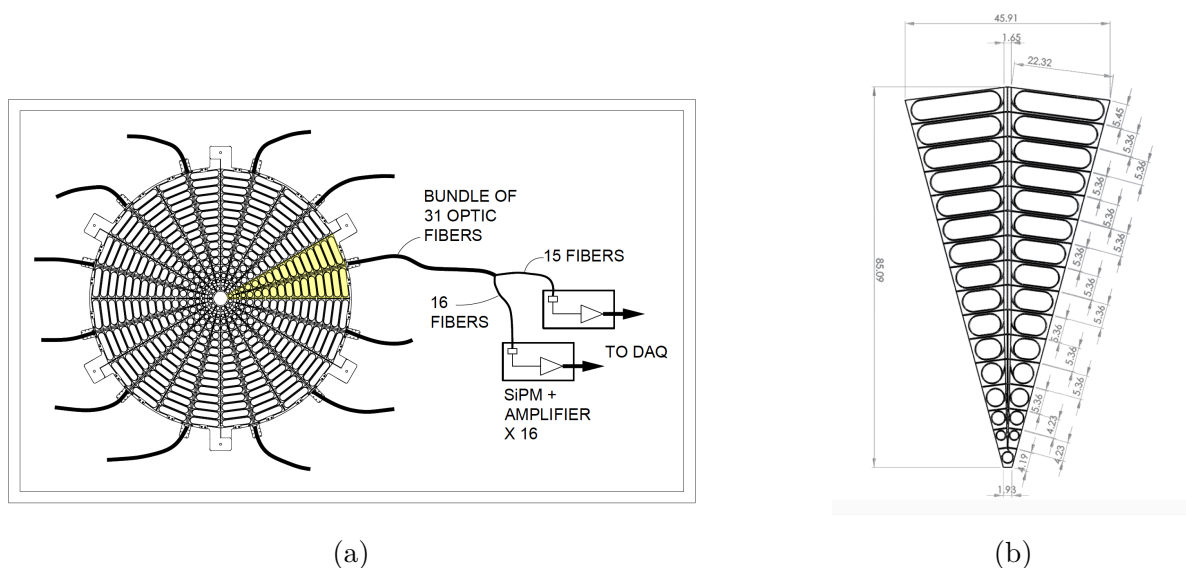


图 2.8: EPD 结构及组件模块示意图 [91]。

EPD 以相对于束流初始方向的 $0.7^\circ < \theta < 13.5^\circ$ 角度测量向前和向后出射的带电粒子（赝快度为 $2.14 < \eta < 5.09$ ）。EPD 系统由东西两侧的探测器组成，图 2.8 (a) 中

显示的是单侧的 EPD 结构图。每侧 EPD 分为 12 扇区 (PP)，每个扇区被分为 31 个模块 (TT)，如图 (b)。扇区上模块分别连接单独的光纤，粒子的信号通过光纤从模块传输到硅光电倍增管 (SiPM)，经过光电倍增管放大后发送到 STAR 信号数字化和采集系统。

EPD 通过粒子的出射方位角的傅立叶分解抽取出事例平面，无需对粒子进行种类鉴别。根据模拟结果显示，EPD 接收到的粒子信号是否来自主碰撞顶点或次级衰变的子粒子并不会显著影响事例平面的重建 [91]，因此 EPD 不需要对粒子进行径迹重建，只需记录每个粒子击中点的位置信息和能量沉积。EPD 采用了半径为 0.9 m、内孔半径为 4.6 cm 的圆盘几何结构，可以使得对于不同方向的入射粒子，EPD 探测器具有相同的响应，并且圆形设计可以最大程度地覆盖事例平面，从而提高探测器的灵敏度和覆盖范围。

除了作为事例平面的探测器外，EPD 还可用作 STAR 数据采集系统的在线触发探测器之一。在这种情况下，EPD 需要具备非常快的响应时间，以满足实时触发的要求。EPD 通过在探测器前端电路中加入快速信号传输和处理模块来实现快速响应。当粒子进入探测器后，产生的电荷信号会经过前端电路进行放大、采集和数字化，在经过一系列快速信号传输和处理后，将触发信号发送给 STAR 数据采集系统。在这个过程中，需要控制噪声水平和信号与噪声比，以提高触发效率和减小误判率。由于 EPD 的响应时间已达到纳秒级别，因此可以作为 STAR 的触发系统之一，用于实现更高效的数据采集和分析。

2.2.4 零度量能器 (ZDC)

零度量能器是高能重离子碰撞中的前向中子探测器。ZDC 位于距离碰撞中心的前向和后向 18 米的位置，处于束流弯曲偶极磁铁的后部，因此它们只能探测到非常前向的中性粒子，其赝快度范围为 $|\eta| > 6.3$ 。图 2.9 显示了 ZDC 的安装位置。

ZDC 的结构如图 2.10 所示，由于空间限制，量能器的总宽度小于 10 cm。ZDC 由三个相同的模块和一个最大簇射探测器 (Shower Maximum Detectors, SMD)，每个模块以相对于束流 45 度角度安装，可以最大限度地减小背景干扰，并提供精确的测量结果。更多的 ZDC 设计的细节详见 [95]。

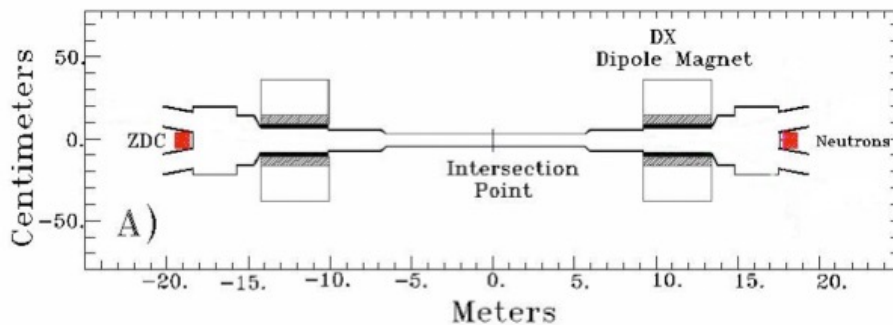


图 2.9: ZDC 安装位置示意图 [90]。

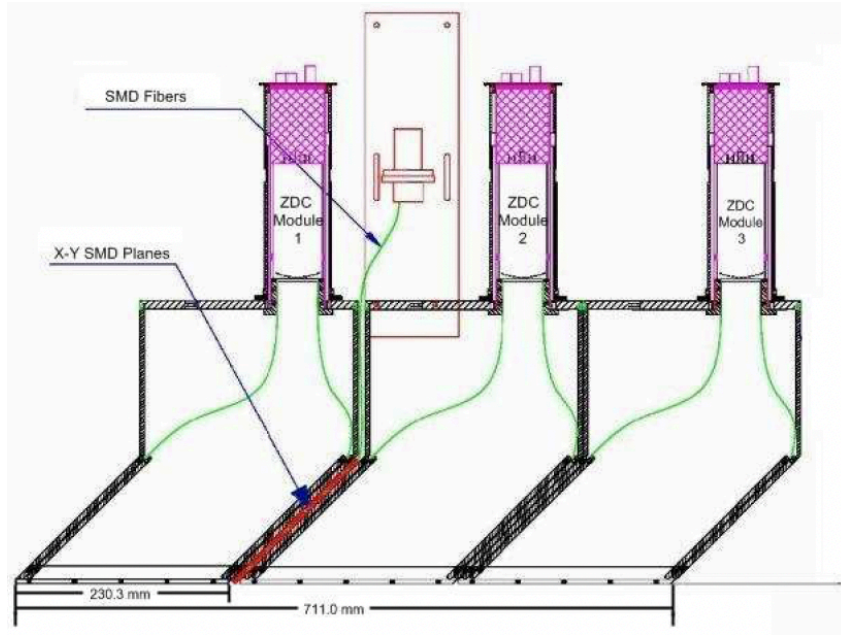


图 2.10: ZDC 结构示意图。SMD 位于第一个和第二个 ZDC 模块之间 [90]。

ZDC Shower Max Detector (SMD)

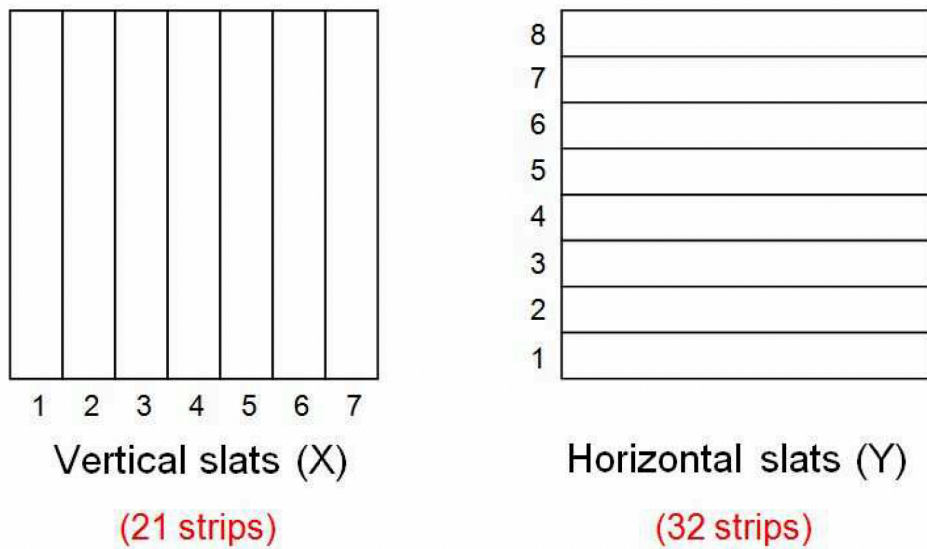


图 2.11: ZDC 模块簇射探测器 (SMD) 结构示意图 [90]。

表 2.1: ZDC-SMD x-y 闪烁体条的空间位置 (cm)。

闪烁体条编号	1	2	3	4	5	6	7	8
x	0.5	2.	3.5	5.	6.5	8.	9.5	
y	1.25	3.25	5.25	7.25	9.25	11.25	13.25	15.25

在高能重离子碰撞中，中子通常来自于两个对撞核子，其出射方向与束流方向的角度小于 2 毫弧度。在这个区域出射的带电粒子受束流管道附近的磁场约束，而出射的中子则不会受磁场影响被 ZDC 探测到。与中子相比，带电粒子在 ZDC 中沉积的能量微不足道。因此，ZDC 接收到的粒子主要由中子组成，可能也包含很少部分的反中子 [96]。

早期安装的 ZDC 是没有空间坐标分辨能力的，2003 年底，RHIC 对 ZDC 进行了升级，安装了最大簇射探测器 (Shower Maximum Detectors, SMD)[90, 97-99]，用于提供由中子信号的横平面位置信息。SMD 是位于第一和第二 ZDC 模块之间的闪烁体探测器，由 8 个水平模块和 7 个垂直模块组成。垂直模块提供信号水平位置的信息，水平模块提供信号垂直位置的信息。每个水平模块中包含 4 个闪烁体条带（总共 32 个水平条带），每个垂直模块包含 3 个闪烁体条带（总共 21 个垂直条带）。图 2.11 显示了垂直和水平平面的 SMD 模块分布。基于 ZDC-SMD 的结构，通过中子击中模块的能量沉积以及模块的空间坐标，可以重建事例平面。SMD 闪烁体条带编号及空间位置如表 2.1 所示，

第三章 数据检验、反应平面和超子重建

本章中介绍了数据样本的分析过程，包括数据样本的质量检验与事例筛选、事例平面重建方法、超子重建及筛选。

3.1 数据样本获取

本分析中使用的数据样本是 STAR 实验组在 2018 年采集的碰撞能量为 200 GeV 的铅核-铅核 (Zr+Zr) 和钨核-钨核 (Ru+Ru) 碰撞的实验数据。在数据采集过程中，根据运行时长将数据样本分割成多个独立的区段，每个区段称为一个“run”，区段的持续时长由值班人员根据实际情况决定，每个“run”都有其唯一的编号 (runnumber)。runnumber 可以使用如下命令得到，

```
get_file_list.pl -key runnumber -cond filetype = daq_reco_picoDst,
trgsetupname = production_isobar_2018, filename st_physics, storage! =
HPSS -limit 0
```

STAR 数据采集的效率是有上限的，通常低于事例碰撞的速率。由于探测器运行的成本很高，数据采集中需要非常迅速地对碰撞事例进行筛选，决定哪些事例是需要被记录下来的，哪些事例来自于背景 (例如，束流对束流管道的碰撞)。这种对碰撞事例的筛选称为“触发”。本分析中使用最小偏差触发 (Minimal Bias Trigger, MB) 事例，即通过零度量能器 (ZDC) 两侧的通量和顶点位置探测器 (VPD) 的碰撞顶点来筛选需要记录下来的事例。最小偏差触发的名称和编号列在下表中 3.1。

表 3.1: 事例触发名称及编号。

Trigger	ID
Minbias	600001, 600011, 600021, 600031

3.2 数据质量检验

(a) 采集时段的数据质量检验

数据分析的第一步是对采集的实验数据进行质量检验，以 run 为基本单位，抽取每个 run 中的观测量的平均值进行检验。如果某个 run 中有观测量平均值偏离整体平均值 3 倍标准偏差，在查阅其运行日志之后，确实存在问题，这个 run 将被剔除。若是运行日志显示正常，但是此 run 中有多个观测量平均值偏离整体平均值 3 倍标准偏差，我们也将这个 run 从分析样本中剔除。数据质量检验中用到的观测量如下：

- $\langle |V_r| \rangle, \langle V_z \rangle$
- $\langle Q_{n,x} \rangle, \langle Q_{n,y} \rangle, \langle nMipSum \rangle, \langle BBCrate \rangle, \langle ZDCrate \rangle$

- $\langle refMult \rangle, \langle ntofmatch \rangle, \langle ntofmult \rangle$
- $\langle p_T \rangle, \langle \eta \rangle, \langle \phi \rangle, \langle DCA \rangle$

首先，我们查看了主碰撞顶点 (Primary Vertex, PV) 的相关信息。主碰撞顶点是入射核子核子发生碰撞的位置，其 z 分量由 VPD 探测器东侧和西侧的响应时间和 VPD 在整个 STAR 探测器系统中的安装位置决定， x - y 分量由 TPC 探测器的径迹反推拟合得到。由于 STAR 探测器是圆柱体对称结构，主碰撞顶点发生在探测器中心位置（空间坐标为 $(0, 0, 0)$ ）时，数据采集的性能最佳。

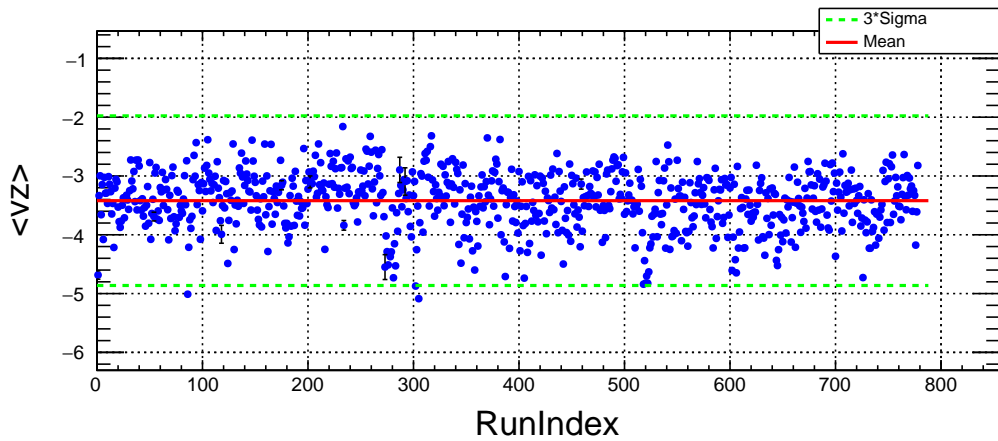


图 3.1: Ru+Ru 碰撞中，主碰撞顶点的 z 分量平均值随 run 的分布。

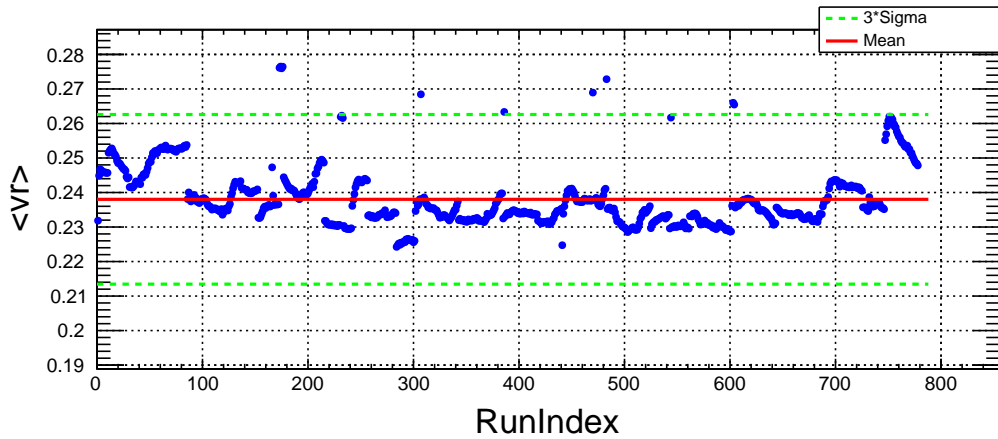


图 3.2: Ru+Ru 碰撞中，主碰撞顶点的 r 分量平均值随 run 的分布。

图3.1为在 Ru+Ru 碰撞中主碰撞顶点的 z 分量平均值 ($\langle V_z \rangle$) 随 run 的分布，图3.2为主碰撞顶点的 r 分量平均值 ($\langle V_r \rangle$) 随 run 的分布。图中的点为每个 run 中所有事例的 V_z 的平均值，误差为标准偏差，红色实线是所有 run 的平均值，上下的绿色虚线是整体数据平均值加减 3 倍标准差，超出绿线部分的点表示该 run 可能存在异常。我们对于超出 3 倍标准差的 run 的碰撞运行日志进行一一检查，将异常且存在问题的 run

剔除，例如，编号为 19102020 的 run 中，TPC 探测器的 4、5、7 号扇区离线，重建出的事例碰撞顶点的 z 分量出现两个信号峰，那么这个 run 将被剔除。

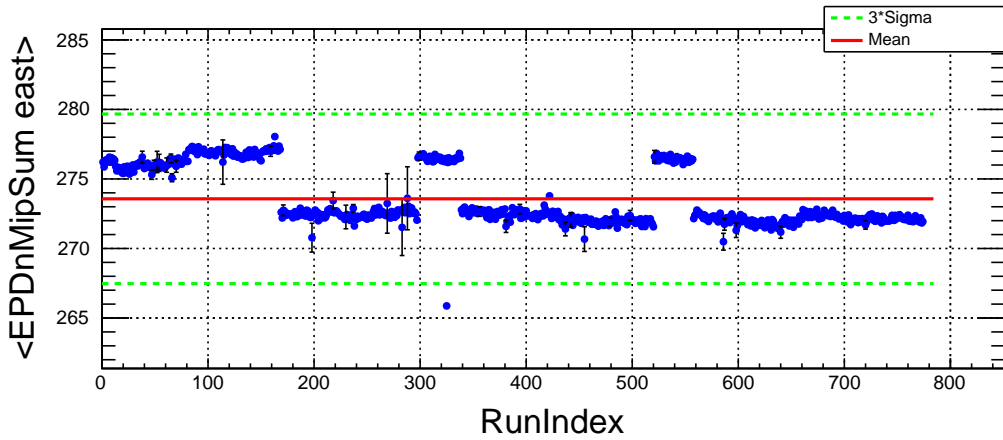


图 3.3: Ru+Ru 碰撞中，EPD 探测器上 $nMipSum$ 平均值随 run 的分布。

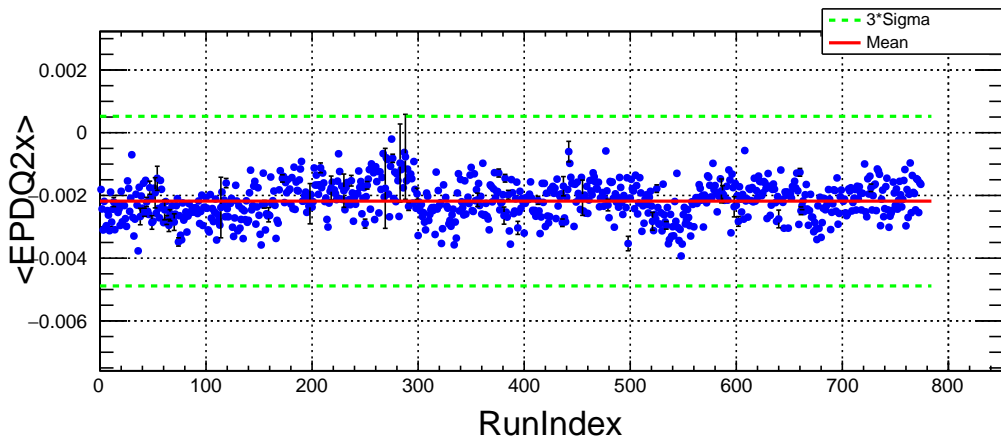


图 3.4: Ru+Ru 碰撞中，EPD 探测器重建的 $Q_{2,x}$ 平均值随 run 的分布。

反应平面的重建对于极化度的测量也至关重要，与反应平面相关的观测量是 $\langle Q_{1,x} \rangle$ 、 $\langle Q_{1,y} \rangle$ 、 $\langle Q_{2,x} \rangle$ 、 $\langle Q_{2,y} \rangle$ 是用 Q-Vector 方法重建事例平面时的矢量， $\langle nMipSum \rangle$ 是粒子击中探测器时候的能量沉积。这些观测量的定义在章节 3.3 会提到。图 3.3 是 Ru+Ru 碰撞中 $\langle nMipSum \rangle$ 随 run 的分布。图 3.4 是 Ru+Ru 碰撞中 $\langle Q_{2,x} \rangle$ 随 run 的分布。

$refMult$ 是 TPC 记录的事例的带电粒子多重数，用来确定碰撞中心度，碰撞中心度的大小反映了核子核子碰撞时对冲碰撞的程度。 $ntofmult$ 是 TOF 记录的带电粒子多重数， $ntofmatch$ 是同一条径迹同时被 TPC 和 TOF 记录的粒子多重数。通过 $ntofmatch$ 与 $refMult$ 的关联可以排除一部分堆积事例的影响。这部分观测量的质量检验结果如图 3.5、图 3.6、图 3.7。例如，19093042 中，TPC 停止运行并且进行重启，会导致采集到的 $\langle refMult \rangle$ 低于整体平均值，这个 run 将被剔除。

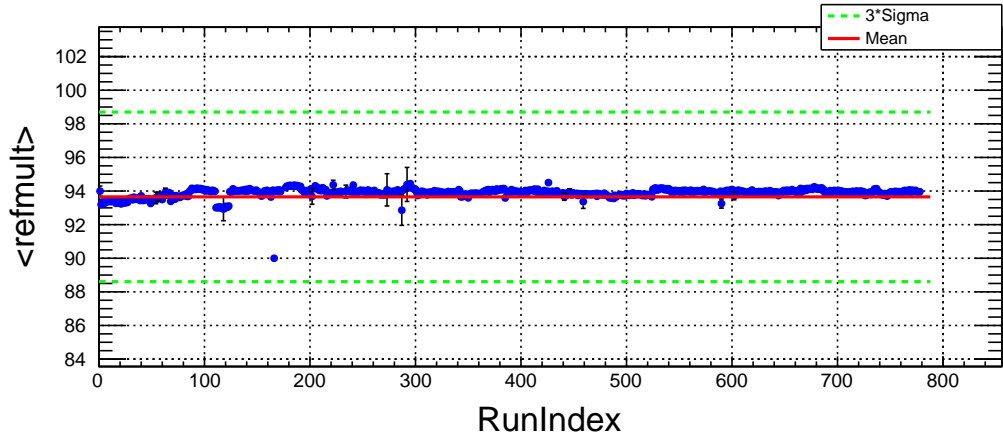


图 3.5: Ru+Ru 碰撞中, TPC 记录的带电粒子多重数 refMult 平均值随 run 的分布。

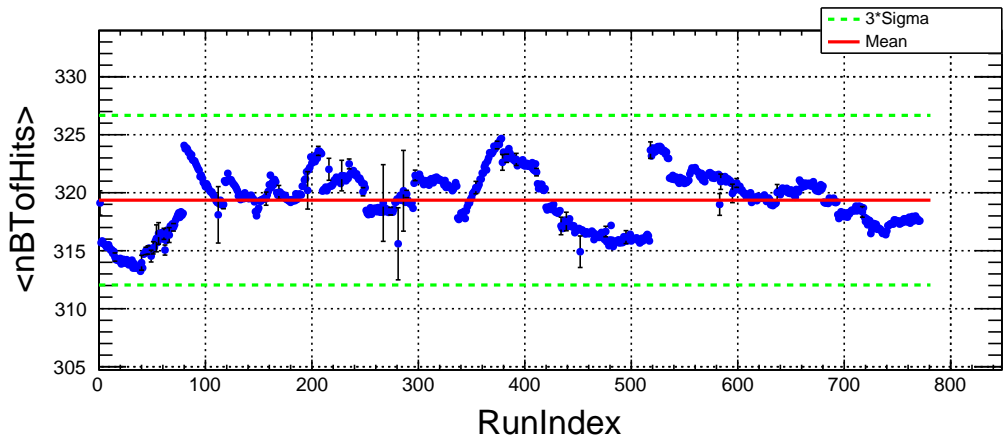


图 3.6: Ru+Ru 碰撞中, TOF 记录的粒子数目 ntofmult 平均值随 run 的分布。

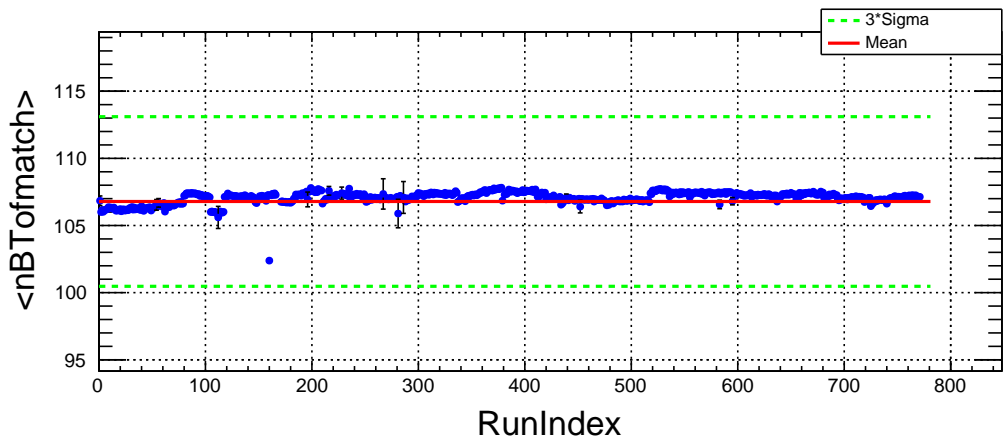


图 3.7: Ru+Ru 碰撞中, 同时被 TPC 和 TOF 记录的粒子数目 ntofmatch 的平均值随 run 的分布。

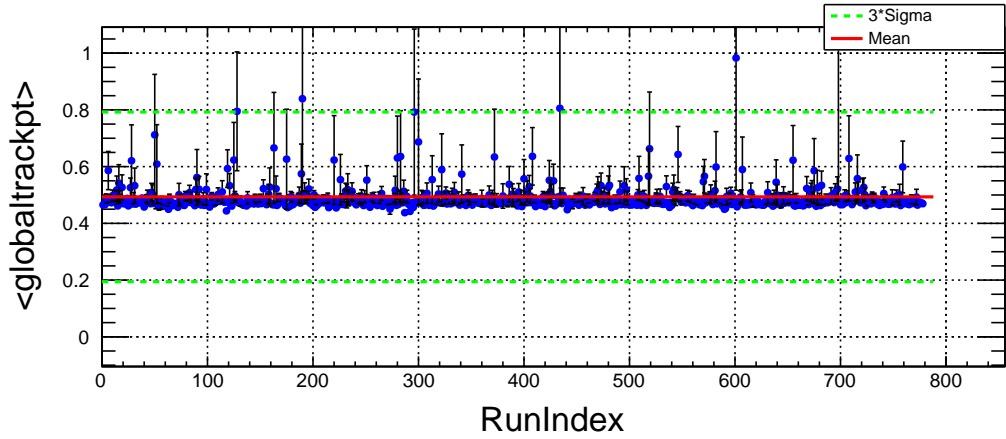


图 3.8: Ru+Ru 碰撞中, 所有径迹的横动量 p_T 平均值随 run 的分布。

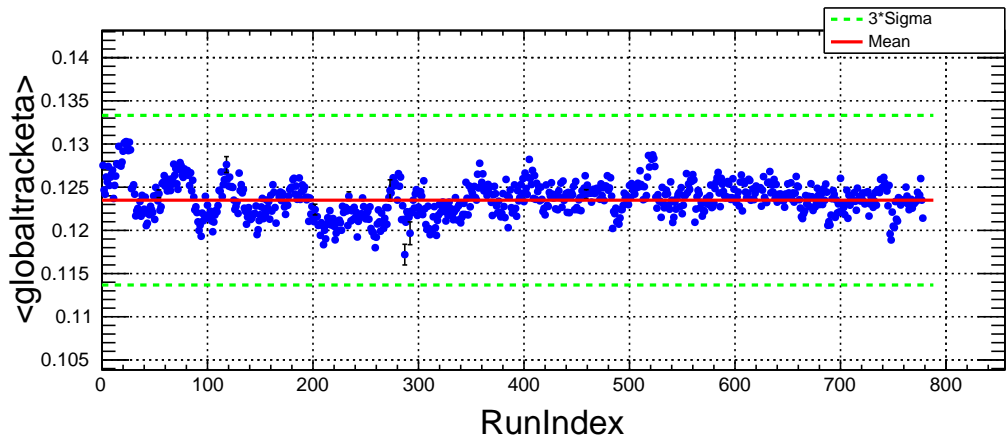


图 3.9: Ru+Ru 碰撞中, 所有径迹的赝快度 η 平均值随 run 的分布。

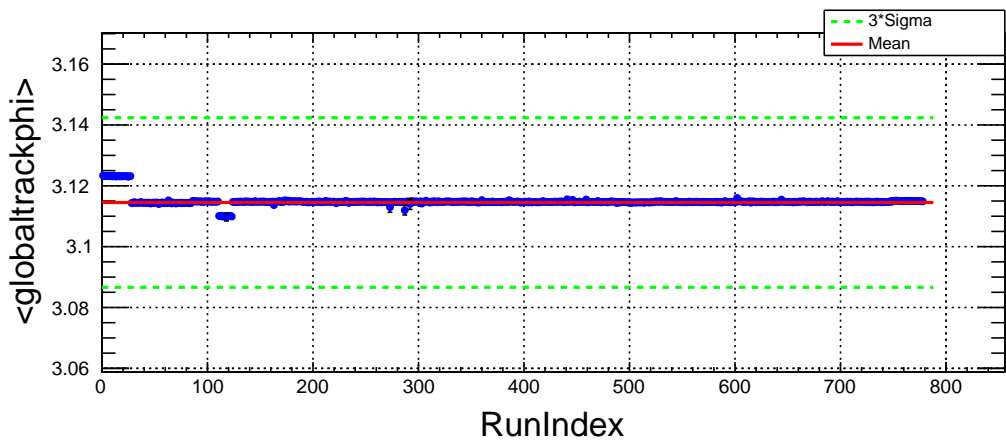


图 3.10: Ru+Ru 碰撞中, 所有径迹的方位角 ϕ 平均值随 run 的分布。

本分析中, 需要对超子进行重建, 因此, 需要对径迹级别的观测量进行质量检验, 分别是径迹的横动量 (p_T), 赝快度 (η), 方位角 (ϕ), DCA (径迹距离主碰撞顶点的

最短距离), 拟合重建径迹时用来拟合的击中点数目 (nhitsfit)。末态粒子在 TPC 中飞行的轨迹统称为径迹 (Global track), 包括碰撞直接产生的粒子以及衰变产生的次级粒子的径迹。其中一部分径迹包含了主碰撞顶点, 被称为原初径迹 (primary track), 大概率来自于对撞之后。图3.8、3.9、3.10分别表示径迹横动量 (p_T), 赝快度 (η), 方位角 (ϕ) 平均值随 run 的分布。一条径迹的质量对于重建超子和事例平面至关重要, 我们对于超出 3 倍标准偏差的 run 的对撞运行日志一一检查, 例如在编号为 19093042 的 run 数据采集中, TPC 探测器编号为 4, 5, 6 扇区停止运行, 这将会导致采集的事例中径迹方位角 (ϕ) 的平均值出现异常, 这样的 run 将被剔除。

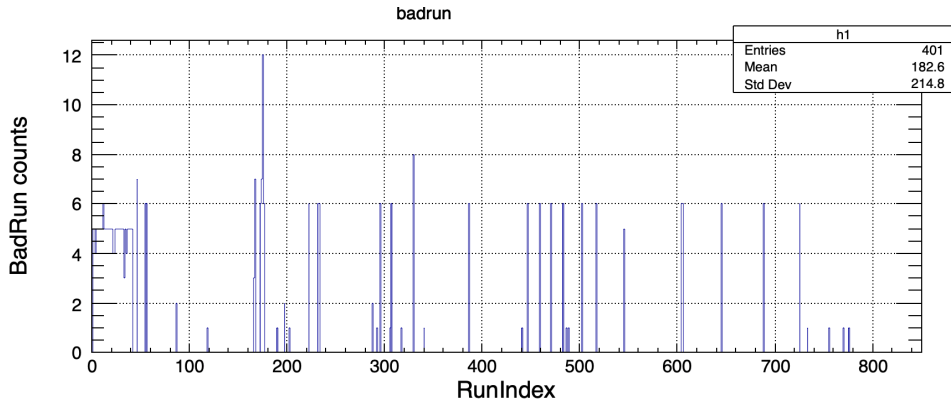


图 3.11: Ru+Ru 碰撞中, 各个 run 中异常的观测量出现的次数。

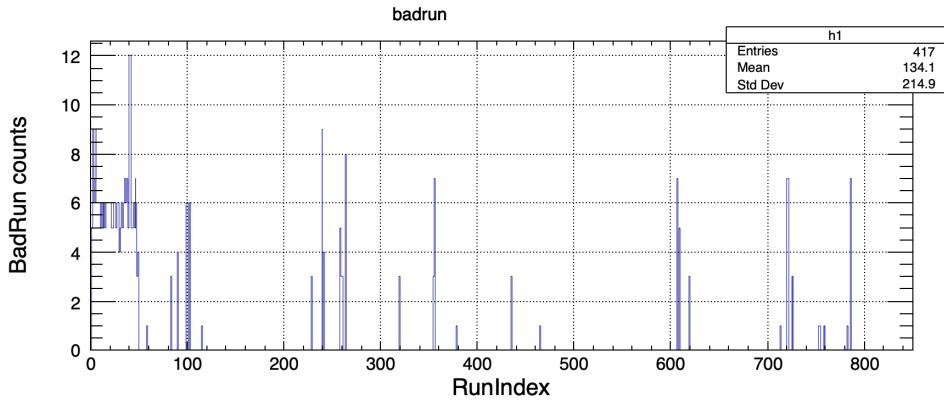


图 3.12: Zr+Zr 碰撞中, 各个 run 中异常的观测量出现的次数。

图3.11和图3.12为 Ru+Ru 碰撞和 Zr+Zr 碰撞中, 各个 run 中异常的观测量中出现的次数, 横轴为 run 的编号。根据图中信息, 观测量异常次数大于 2 次的 run 将被认为是数据有问题而被剔除, 异常次数为 1 次的 run, 在查找其运行日志确认异常原因后将其剔除, 若是没有明确原因, 我们仍然将其用作分析样本。综合上述各个观测量, 最终剔除的 run 有:

在 Ru+Ru 碰撞中有 36 个 run:

19086038, 19086050, 19086052, 19089047, 19090019, 19090021, 19093042, 19093043, 19095061, 19096002, 19096005, 19096006, 19098005, 19098017, 19098018, 19098020,

19102020, 19102023, 19103041, 19104012, 19107045, 19111038, 19111051, 19112012, 19112029, 19113030, 19114007, 19114022, 19116035, 19120047, 19120048, 19122054, 19124025, 19126015, 19127045, 19128002.

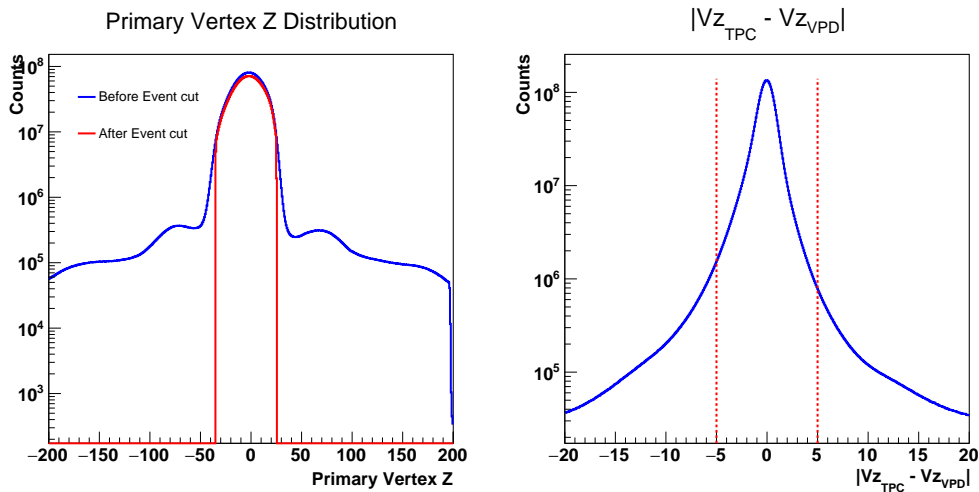
在 Zr+Zr 碰撞中有 26 个 run:

19083050, 19084032, 19084033, 19085039, 19086016, 19086026, 19088052, 19088053, 19088055, 19089005, 19095031, 19097001, 19097005, 19097040, 19097046, 19100054, 19102055, 19103007, 19103022, 19107002, 19115020, 19117030, 19122004, 19122005, 19122010, 19126043.

(b) 事例质量检验

在剔除明显有问题的 run 之后，我们仍然需要加一些基础的筛选条件来进一步提高分析样本的质量。下面是对事例的质量检验条件：

- $-35 \text{ cm} < V_z < 25 \text{ cm}$
- $|V_r| < 2 \text{ cm}$
- 事例堆积去除 (Pileup rejection)
- $|V_{z,TPC} - V_{z,VPD}| < 5 \text{ cm}$
- Centrality $\leq 80\%$



(a) 主碰撞顶点 Z 分量 V_z 。

(b) $|V_{z,TPC} - V_{z,VPD}|$ 。

图 3.13: 事例筛选前后的 V_z 和 $|V_{z,TPC} - V_{z,VPD}|$ 的分布。

主碰撞顶点的 z 分量距离探测器中心小于一定的值，即 $-35 \text{ cm} < V_z < 25 \text{ cm}$ ，在 x-y 平面上的 r 分量距离探测器中心小于 2cm，即 $|V_r| < 2 \text{ cm}$ ，结果如图 3.13 (a) 和

图3.14。在理想情况下，每个碰撞事例应当只有一个主碰撞顶点，但由于 TPC 的响应速度限制以及主碰撞顶点的重建算法等原因，在高频率的碰撞发生时，可能会因为多事例堆积导致一个事例中重建出多个主碰撞顶点，即事例堆积 (pileup effect)。因此，在高能量的重离子碰撞中（如 200 GeV），要求 TPC 重建主碰撞顶点位置与顶点位置探测器 (VPD) 重建的碰撞顶点的 z 分量相差小于 5 cm，可以去除一部分事例堆积的影响，即 $|V_{z,TPC} - V_{z,VPD}| < 5 \text{ cm}$ 。事例筛选结果如图3.13 (b)。

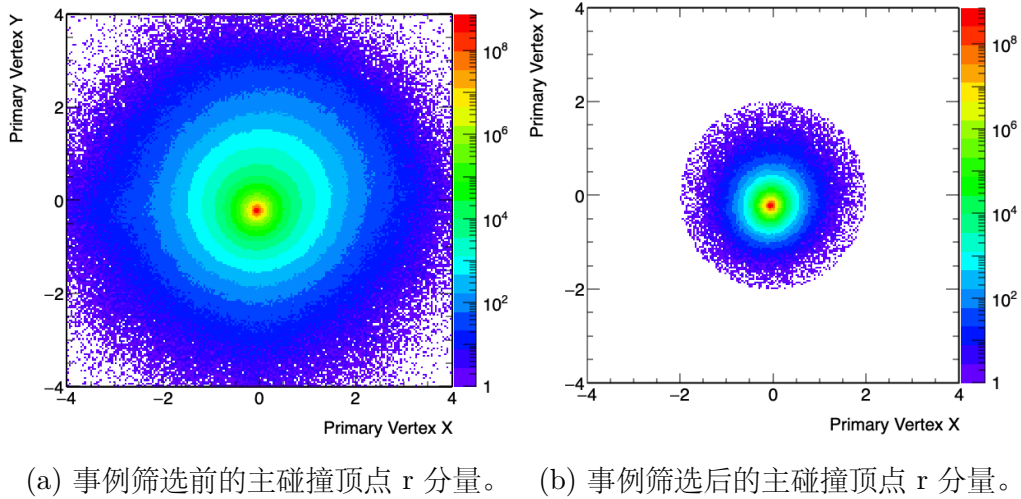


图 3.14: 事例筛选前后的主碰撞顶点 r 分量分布。

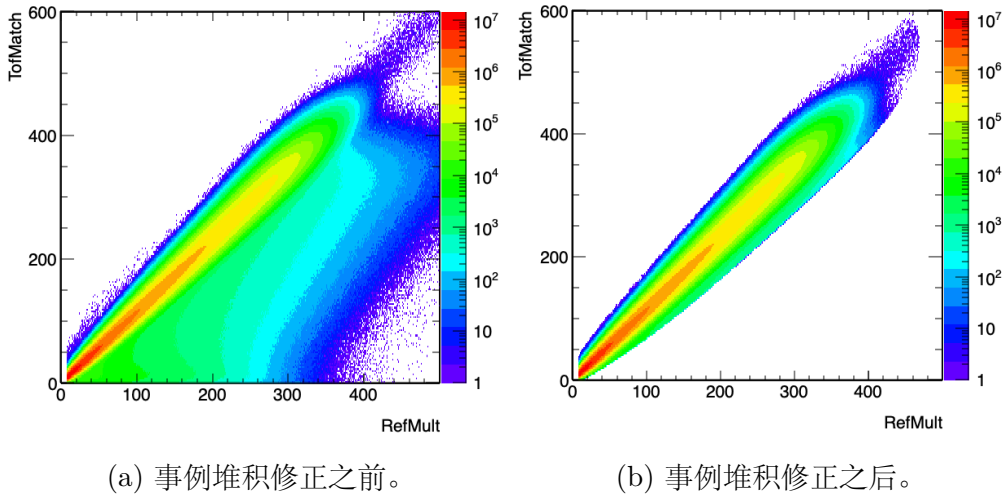


图 3.15: 事例堆积修正前后的 tofmult 与 refmult 的关联。

另外，TOF 是一个快速响应探测器，我们可以通过 TOF 和 TPC 记录的粒子多重数关联 (tofmult vs refmult) 来去除事例堆积的影响。分析过程中，事例堆积去除 (Pileup rejection) 通过 StRefMultCorr (STAR 物理工作组提供的集合带电粒子多重数修正、中心度定义、事例堆积修正等功能的软件包) 来实现。事例堆积修正结果如图3.15。另外，在重离子碰撞中，非常边缘碰撞的事例的统计量较低，很难区分这部分信号是来自于背景或上次碰撞的残余物，本分析中使用 0-80% 碰撞中心度的数据。

3.3 反应平面重建方法

3.3.1 事例平面法

在非对心的高能重离子碰撞中，碰撞核子运动方向（z 轴）和碰撞参数（b）构成的平面称为反应平面。如图 1.10 (a)。实验上不能直接测量真实的反应平面，但可以从末态粒子方位角分布逐事件估算反应平面方位角，即事例平面法 [73]。初始的事例平面 Ψ_n 通过 Q-Vector 方法重建。碰撞之后产生的粒子打击到探测器上，其击中点的空间位置及能量沉积会被记录下来，击中点的空间位置与探测器中心点的连线构成了矢量 \vec{Q} ，对此次事例中所有击中点的 \vec{Q}_i 累加得到本事例碰撞的总的 \vec{Q}_n [100]。通过零度量能器（ZDC-SMD）重建的事例平面流失量 \vec{Q}_n 定义如下：

$$\vec{Q}_n = (Q_{n,x}, Q_{n,y}) = \left(\frac{\sum_{i=1}^7 \omega_i x_i}{\sum_{i=1}^M \omega_i}, \frac{\sum_{i=1}^8 \omega_i y_i}{\sum_{i=1}^M \omega_i} \right), \quad (3.1)$$

式中， $n = 1$ 表示一阶事例平面， ω_i 是权重因子（第 i 击中点的能量沉积）， x_i 和 y_i 是编号为 i 的横向和垂直模块的空间坐标。

通过时间投影室探测器（TPC）和事例平面探测器（EPD）重建的 n 阶事例平面流失量 \vec{Q}_n 定义如下：

$$\vec{Q}_n = (Q_{n,x}, Q_{n,y}) = \left(\frac{\sum_{i=1}^M \omega_i \cos(n * \phi_i)}{\sum_{i=1}^M \omega_i}, \frac{\sum_{i=1}^M \omega_i \sin(n * \phi_i)}{\sum_{i=1}^M \omega_i} \right), \quad (3.2)$$

式中， $n = 2$ ($n = 3$) 表示二阶（三阶）事例平面， ω_i 是第 i 条径迹的动量（TPC），或第 i 个击中点的能量沉积（EPD）， ϕ 是径迹或者击中点的方位角。

事例平面方位角与事例平面流失量 \vec{Q}_n 的关系如下：

$$\Psi_n = \frac{1}{n} \arctan \left(\frac{Q_{n,y}}{Q_{n,x}} \right), \quad (3.3)$$

因此，我们可以从东西两侧的 ZDC，TPC，EPD 探测器分别重建出事例平面流失量 $\vec{Q}_{n,east}$ 和 $\vec{Q}_{n,west}$ ，对于整体的探测器， $\vec{Q}_{n,full}$ ，

$$\vec{Q}_{n,full} = \vec{Q}_{n,west} - \vec{Q}_{n,east}, \quad (3.4)$$

由于用来重建事例平面的末态粒子数目有限，重建的事例平面存在一定的涨落，这种与真实反应平面之间的差别称为事例平面分辨率（event plane resolution）。在重建得到初始的事例平面方位角 Ψ_n 之后，我们需要对事例平面进行一系列的修正。本分析中使用的是整体事例平面，即 $\Psi_{n,full}$ 。

下面将分别介绍 ZDC 探测器重建的一阶事例平面、TPC 和 EPD 探测器重建的二阶事例平面和三阶事例平面的修正方法。

3.3.2 一阶事例平面

对于用 ZDC-SMD 探测器重建的一阶事例平面，使用了束流中心再定位修正，Q-Vector 再定位修正，移位修正。

- 束流中心再定位修正 (Beam Center Correction)

基于 ZDC-SMD 的结构, SMD 是位于第一个和第二个 ZDC 模块之间的闪烁体, 由 8 个水平板条和 7 个垂直板条组成, 从而提供有关粒子击中点的空间位置的信息。但是 SMD 读出的击中点的空间坐标是相对于闪烁体条编号的空间位置, 其闪烁体条编号及空间位置如下表所示,

表 3.2: ZDC-SMD x-y 闪烁体条的空间位置 (cm)。

闪烁体条编号	1	2	3	4	5	6	7	8
x	0.5	2.	3.5	5.	6.5	8.	9.5	
y	1.25	3.25	5.25	7.25	9.25	11.25	13.25	15.25

所以束流中心再定位修正就是将击中点的空间坐标转换到相对于碰撞中心点的坐标系中, 即:

$$\begin{aligned} Q'_{1,x,east/west} &= Q_{1,x,east/west} - R_{x,east/west} \\ Q'_{1,y,east/west} &= Q_{1,y,east/west} - R_{y,east/west}, \end{aligned} \quad (3.5)$$

式中, $Q_{1,x,east/west}$ 是从东侧或西侧的 ZDC-SMD 读出的击中点的 x 或 y 的位置信息, 东侧和西侧的 ZDC 探测器结构中心点相对于束流原点的空间坐标分别为 $R_{east}(4.9681, 6.07848)$ 和 $R_{west}(4.83575, 5.49629)$ 。图3.17中所示黑色的线 $Raw\Psi_1$ 为最初重建的事例平面方位角分布, 蓝色的线为经过束流中心再定位修正之后的建的一阶事例平面方位角分布。

- Q-Vector 再定位修正 (Recenter Correction)

在高统计量的重离子碰撞中, 事例平面方向是各向同性的, 即矢量 \vec{Q}_n 应该是中心值为 0 的高斯分布。在探测器数据收集过程中, 可能某个闪烁体条相对于相邻的模块更容易达到饱和状态, 其能量沉积会受到影响, 从而导致多矢量累加后的 \vec{Q}_n 仍有取向性, 也就是 \vec{Q}_n 的分布的平均值有可能仍不为 0。所以, 我们需要在上一步的基础上对 \vec{Q}_n 进行再定位修正, 即:

$$\begin{aligned} \vec{Q}'_{n,x} &= \vec{Q}_{n,x} - \langle \vec{Q}_{n,x} \rangle \\ \vec{Q}'_{n,y} &= \vec{Q}_{n,y} - \langle \vec{Q}_{n,y} \rangle, \end{aligned} \quad (3.6)$$

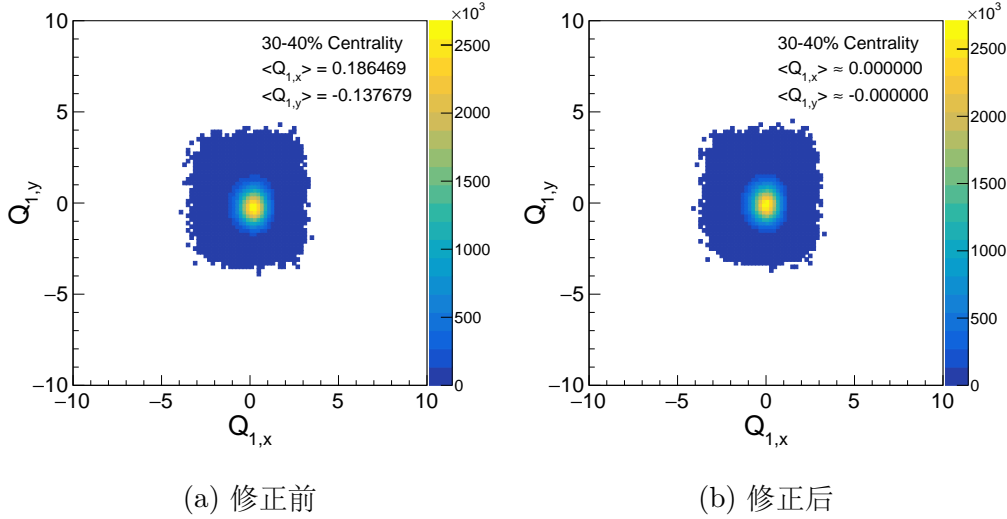


图 3.16: Q-Vector 再定位修正前后的 Q-Vector 的 x,y 分量的分布。

图3.16中 (a) 是 Q-Vector 再定位修正之前的 Qvector 的 x, y 分量分布, $\langle Q_{1,x} \rangle$ 和 $\langle Q_{1,y} \rangle$ 均不为 0, 在经过修正之后, (b) 图中 $\langle Q_{1,x} \rangle, \langle Q_{1,y} \rangle \approx 0$ 。图3.17所示蓝色的线和绿色的线分别是 Q-Vector 再定位修正之前和之后的的一阶事例平面方位角分布。

- 移位修正 (Shift Correction)

原则上, 在经过上面的修正之后, 事例平面方位角的分布应当是均匀的, 但是由于探测器的接收度以及探测效率等原因, 测量到的事例平面方位角的分布并不均匀。因此, 我们需要使用移位修正的方法, 使事例平面方位角的分布强行变均匀。判断移位修正是否有效, 最直观的就是 $\Psi_{1,E}$ vs $\Psi_{1,W}$ 的关联。经过修正之后, $\Psi_{1,E}$ 和 $\Psi_{1,W}$ 的关联变得更好。在这里需要强调的是, 我们并未对每个事例平面方位角做操作, 而是仅仅从数学上让其分布变均匀。下面是移位修正的具体数学推导过程: 事例平面的方位角分布可以用傅立叶级数展开,

$$\begin{aligned}
 \frac{dN}{d\Psi} &= \frac{a_0}{2} + \sum_n (a_n \cos n\Psi + b_n \sin n\Psi) \\
 a_0 &= \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \frac{dN}{d\Psi} d\Psi \\
 a_n &= \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \frac{dN}{d\Psi} \cos n\Psi d\Psi \\
 b_n &= \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \frac{dN}{d\Psi} \sin n\Psi d\Psi,
 \end{aligned} \tag{3.7}$$

为了强行使分布变均匀, 对 Ψ 进行一个小的修正 $\Delta\Psi$, 并将 $\Delta\Psi$ 展开为傅立叶级数, 则修正之后的 Ψ' 写为,

$$\Psi' = \Psi + \Delta\Psi = \Psi + \sum_n (A_n \cos n\Psi + B_n \sin n\Psi), \tag{3.8}$$

因为修正之后的事例平面方位角分布是均匀的，则

$$\begin{aligned} \frac{dN}{d\Psi'} &= \frac{N}{2\pi} = \frac{a_0}{2} \\ \frac{dN}{d\Psi} &= \frac{dN}{d\Psi'} \frac{d\Psi'}{d\Psi} = \frac{a_0}{2} \left(1 + \sum_n (-n \cdot A_n \sin n\Psi + n \cdot B_n \cos n\Psi) \right) \\ A_n &= -\frac{2}{n} \cdot \frac{b_n}{a_0} = -\frac{2}{n} \langle \sin n\Psi \rangle \\ B_n &= \frac{2}{n} \cdot \frac{a_n}{a_0} = \frac{2}{n} \langle \cos n\Psi \rangle, \end{aligned} \quad (3.9)$$

那么修正之后的事例平面方位角分布可以写为，

$$\Psi' = \Psi + \Delta\Psi = \Psi + \sum_n \frac{2}{n} \cdot (-\langle \sin n\Psi \rangle \cos n\Psi + \langle \cos n\Psi \rangle \sin n\Psi), \quad (3.10)$$

在本论文中，我们取前 20 阶的傅立叶级数，即上式中的 $n = 20$ 。

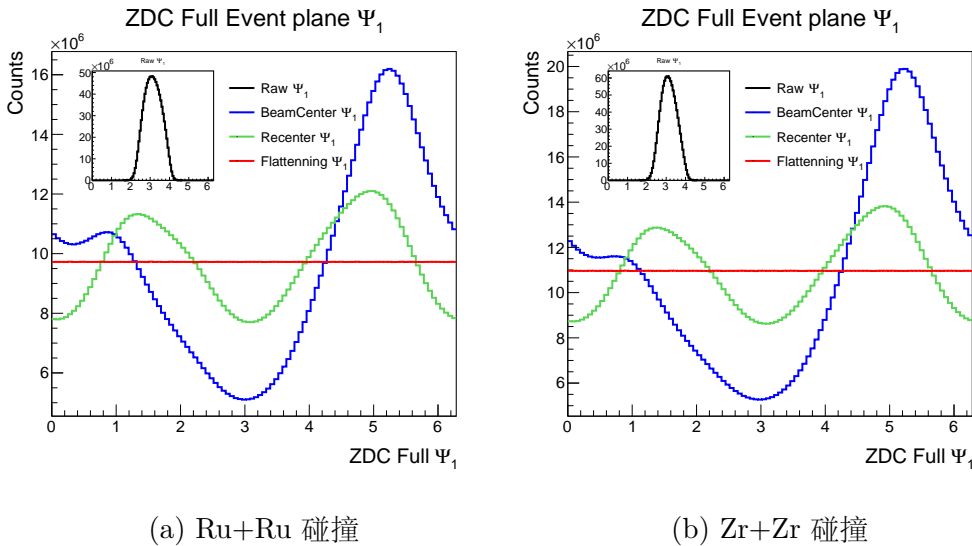


图 3.17: ZDC 重建的一阶事例平面方位角分布，修正前后的比较。

图3.17是由 ZDC-SMD 探测器重建的一阶事例平面的方位角分布，左图是 Ru+Ru 碰撞，右图是 Zr+Zr 碰撞，图中黑线是未经任何修正的初始的 $\Psi_{1\ full}$ ，蓝线是经过束流中心再定位修正之后的 $\Psi_{1\ full}$ 分布，绿线是再经过 Q-Vector 再定位修正之后的 $\Psi_{1\ full}$ 分布，红线是最终经过移位修正之后的 $\Psi_{1\ full}$ 分布。在经过以上修正之后， $\Psi_{1\ full}$ 的分布变得十分均匀。

3.3.3 二阶事例平面和三阶事例平面

二阶事例平面和三阶事例平面通过 TPC 和 EPD 探测器来重建，我们分别对其进行了 ϕ 权重修正，再中心修正，移位修正。其中再中心修正，移位修正与3.3.2小节中修正方法相同，本小节仅介绍 ϕ 权重修正。

- ϕ 权重修正 (ϕ weight Correction)

在一次碰撞事例中，碰撞产生的粒子的出射方位角分布在 ϕ 方向应是各向同性的，但是由于探测器的接收度和效率问题，并非所有探测器小模块都可以为相同的击中输出相同的 ADC 值，有些击中点信号可能是过饱和的，导致探测到的粒子在 ϕ 方向的分布并不均匀。为了修正这个问题，我们将探测器记录下来的击中点信号按 ϕ 和 η 分别划分为 n 个区间，在第 i 个 η 区间内对所有的 j (0 到 n) 个 ϕ 区间的值求平均，然后将每个 j 的 ϕ 区间的值除以这个平均值作为权重 b_j ，需要注意的是，这种取平均需要足够的统计量，本分析中以 run 为单位来进行修正。具体计算公式如下

$$W'_j = \frac{W_j}{b_j} \quad (3.11)$$

$$b_j = \frac{W_j}{\langle W_j \rangle_{all\phi bins}},$$

上式中， b_j 是每个 ϕ 区间的权重，对于 EPD， W_j 表示 ϕ 区间上 $\sum nMip_k$ ， k 是击中点数目， $nMip$ 表示能量沉积；对于 TPC， W_j 表示 ϕ 区间上径迹的数目。

图3.18为 TPC 探测器中径迹的方位角与赝快度分布，左图为 ϕ 权重修正之前，右图为 ϕ 权重修正之后，经过修正，径迹的分布在 ϕ 方向上是均匀的。图3.19为 EPD 探测器中在每个模版上的能量沉积分布，横轴为 PP，表示 η 方向，纵轴为 TT，表示 ϕ 方向（EPD 的结构可见章节2.2.3）。修正之后，EPD 探测到的信号能量沉积在 ϕ 方向上也是均匀的。

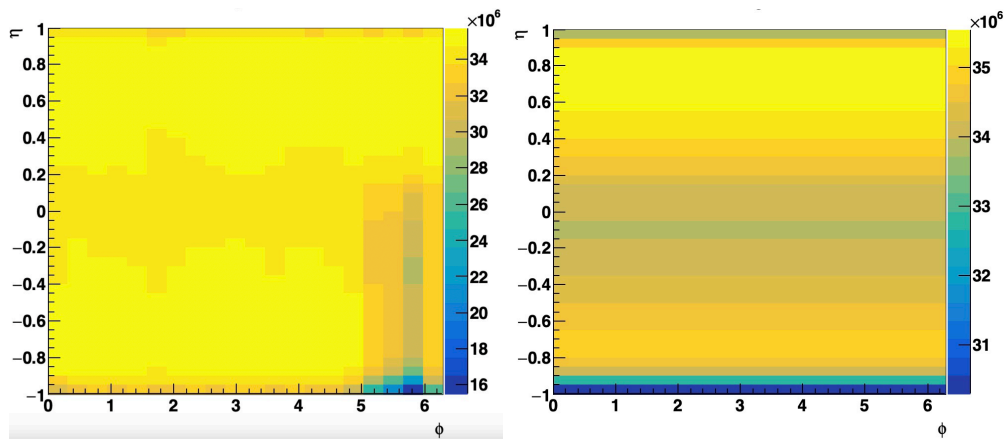


图 3.18: ϕ 权重修正前 (左图) 后 (右图) 的 TPC 径迹的 η vs ϕ 分布。

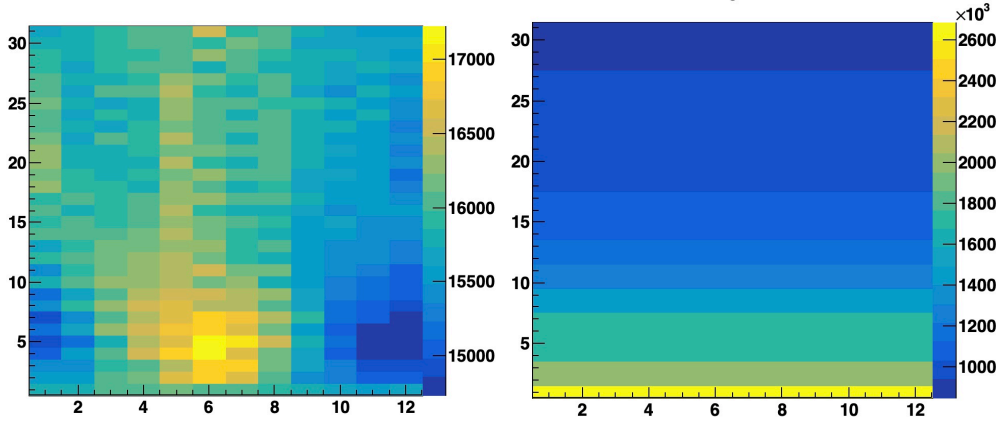


图 3.19: ϕ 权重修正前 (左图) 后 (右图) 的 EPD 信号的 PP vs TT 分布。横轴为 $PP(\phi)$, 纵轴为 $TT(\eta)$ 。

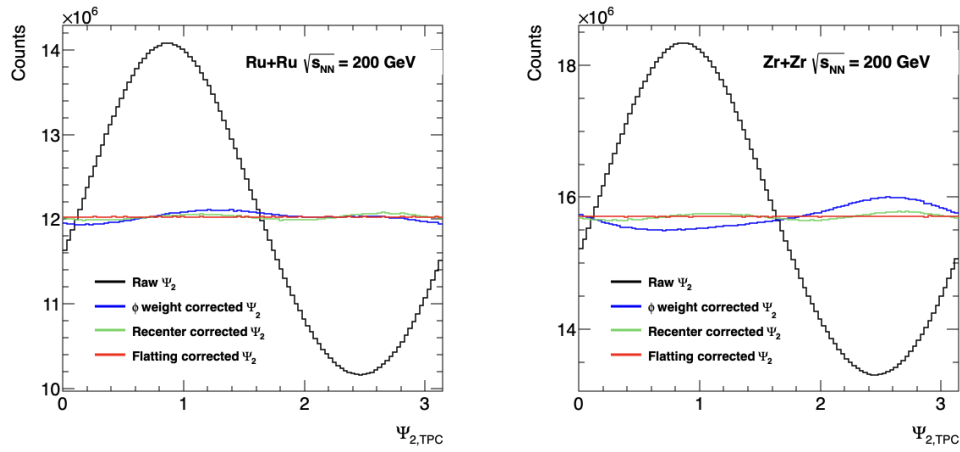


图 3.20: TPC 探测器重建出的二阶事例平面方位角分布, 修正前后的比较。

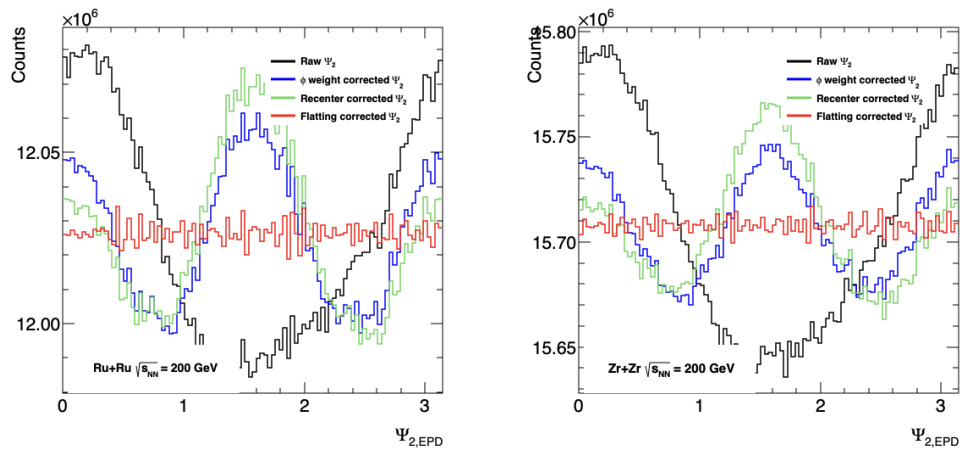


图 3.21: EPD 探测器重建出的二阶事例平面方位角分布, 修正前后的比较。

Ru+Ru 和 Zr+Zr 碰撞中, TPC 探测器重建的二阶和三阶事例平面方位角 ($\Psi_{2,TPC}$ 和 $\Psi_{3,TPC}$) 分布如图3.20、图3.22, 两图中的左图为 Ru+Ru 碰撞, 右图为 Zr+Zr 碰撞。黑色的线为初始的事例平面方位角, 蓝色的线表示经过 ϕ 权重修正, 绿色的线表示经过再定位修正, 红色的线表示经过移位修正之后的事例平面方位角分布。与初始事例平面方位角分布相比, 经过上述修正之后, 最终的事例平面方位角分布变得十分均匀。

同样, EPD 探测器重建的事例平面也经过相同的修正。图3.21和图3.23分别表示 Ru+Ru 和 Zr+Zr 碰撞中 EPD 探测器重建的二阶和三阶事例平面方位角 ($\Psi_{2,EPD}$ 和 $\Psi_{3,EPD}$) 分布。两图中的左图为 Ru+Ru 碰撞, 右图为 Zr+Zr 碰撞。同 TPC 事例平面修正类似, 最终的 EPD 探测器的事例平面方位角分布变得十分均匀。

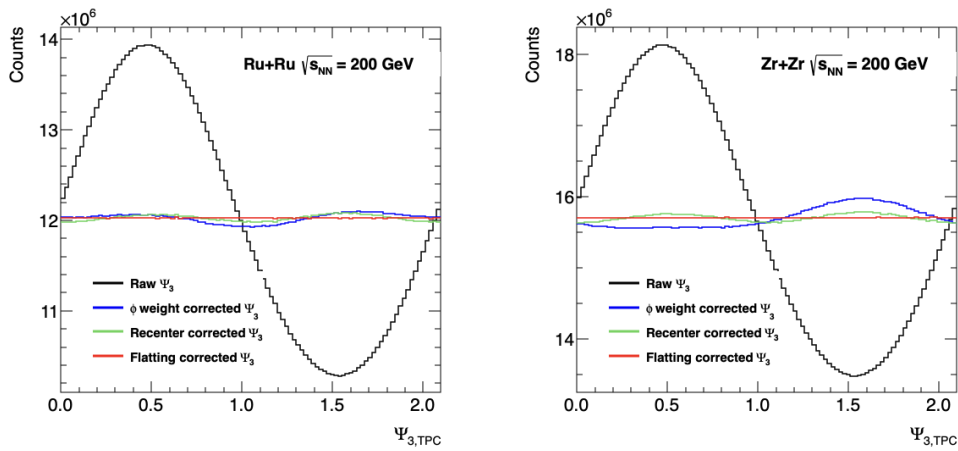


图 3.22: TPC 探测器重建的三阶事例平面方位角分布, 修正前后的比较。

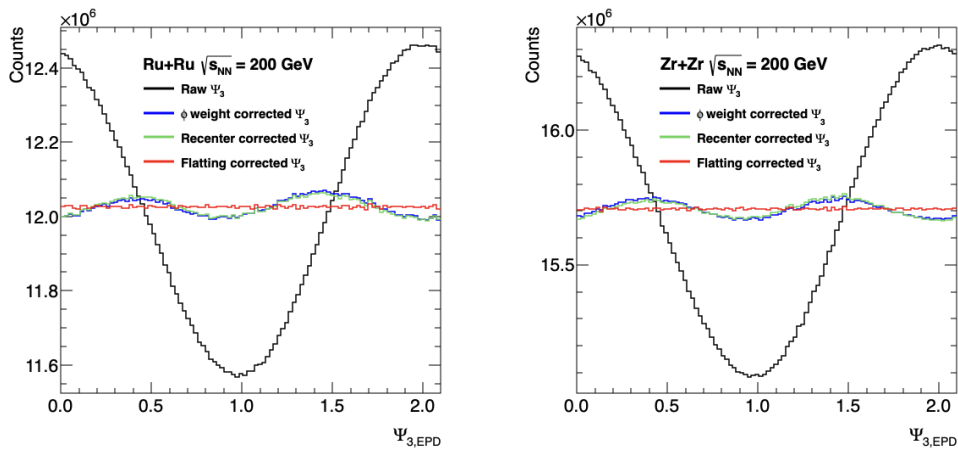


图 3.23: EPD 探测器重建的三阶事例平面方位角分布, 修正前后的比较。

3.3.4 事例平面分辨率

由于探测器的限制，我们测量到的事例平面与真实的反应平面会有不同，两者之间的差别用事例平面分辨率来描述，记为 R_n 。

$$R_n = \langle \cos(km(\Psi_m - \Psi_{RP})) \rangle, \quad (3.12)$$

式中， $n = km$ ， m 是反应平面的阶数， n 是各向异性流的阶数， R_n 由分辨率参数 χ 决定，并且 χ 与碰撞事例的各向异性流 (v_m) 和粒子多重数 (M) 相关，

$$\chi_m = v_m \sqrt{M}, \quad (3.13)$$

通过东西两侧的子事例平面估算整个探测器的分辨率 [74]，即

$$R_{n,sub} = \sqrt{\langle \cos [n(\Psi_n^A - \Psi_n^B)] \rangle}, \quad (3.14)$$

上式中，A 和 B 表示两个子事例平面，在本分析中是指东西两侧的探测器分别重建的事例平面。整个探测器探测到的粒子数约为单侧探测器的 2 倍，因此整个探测器的分辨率为，

$$R_{n,full} = R_n(\sqrt{2}\chi_{sub}), \quad (3.15)$$

在较低分辨率时，可近似的认为 $R_{full} \approx \sqrt{2}R_{sub}$

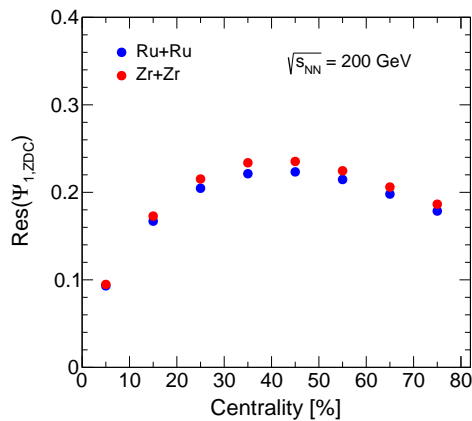
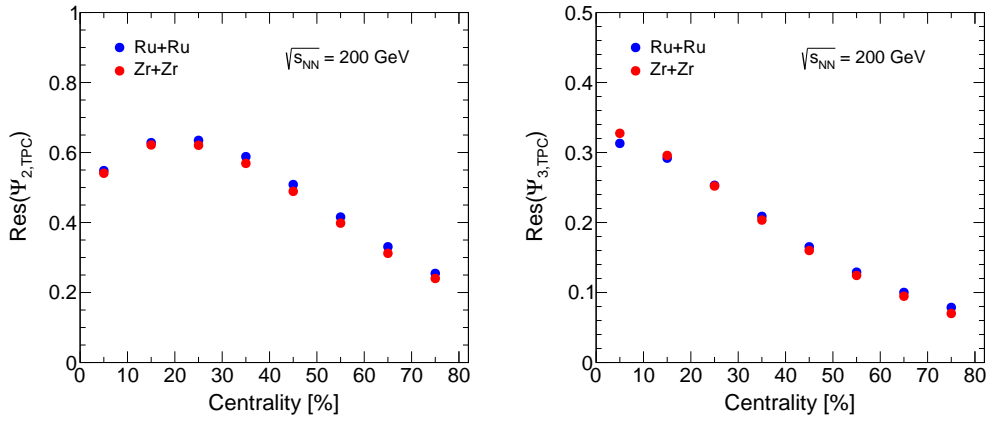
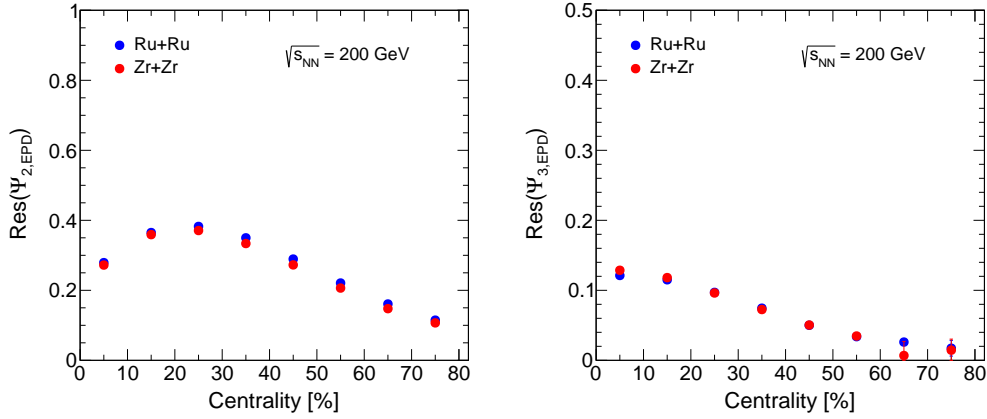


图 3.24: ZDC 重建的事例平面 Ψ_1 分辨率随碰撞中心度的变化。

图3.24中所示为 ZDC-SMD 探测器重建的一阶事例平面分辨率。图中蓝色的点表示 Ru+Ru 碰撞，红色的点表示 Zr+Zr 碰撞。可以看到，Zr+Zr 碰撞中的一阶事例平面分辨率略高于 Ru+Ru 碰撞，这是因为 ZDC 探测器接收的更多是未参与碰撞的中子的信号，Zr 的核内中子数比 Ru 更多，Zr+Zr 碰撞事例的事例平面分辨率略高。


 图 3.25: TPC 重建的事例平面 Ψ_2, Ψ_3 分辨率随碰撞中心度的变化。


(a)

(b)

 图 3.26: EPD 重建的事例平面 Ψ_2, Ψ_3 分辨率随碰撞中心度的变化。

图3.25为 TPC 探测器重建的二阶事例平面（左图）和三阶事例平面（右图）的分辨率，图3.26为 EPD 探测器重建的二阶事例平面（左图）和三阶事例平面（右图）的分辨率。对于二阶以及三阶事例平面分辨率，TPC 重建出的分辨率要高于 EPD 探测器，因此我们将 TPC 探测器的结果作为最终结果，EPD 探测器的结果用作检验。

3.4 超子重建

Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子是电中性粒子， Ξ^- 和 Ξ^+ 超子是带电粒子，在 STAR 实验上通过其弱衰变的拓扑特征进行重建。在本分析中，经过事例筛选后，我们分别通过拓扑方法和 KFPARTICLE 方法 [101] 用所有径迹（global track）重建超子。拓扑方法的结果作分析的最终结果，KFPARTICLE 方法的结果用作检验。本节中，首先介绍径迹的粒子鉴别，然后重建 Λ 、 $\bar{\Lambda}$ 和 Ξ^- 、 Ξ^+ 超子并对候选者进行筛选，最后估算用作分析样本的超子数目。

3.4.1 粒子鉴别

STAR 实验上，带电粒子的鉴别是由 TPC 和 TOF 探测器完成。TPC 是对带电粒子种类鉴别的主要探测器，能够测量赙快度范围 $|\eta| < 1.3$ 和全方位角覆盖 (2π) 内的带电粒子径迹。TPC 可以测量带电粒子的径迹在恒定磁场 (0.5T) 中的曲率半径从而确定其动量。TPC 还可以测量带电粒子在飞行过程中的单位长度的电离能量损失 dE/dx ，如图 3.27 所示。理论计算上，不同粒子的电离能损可以通过 Bethe-Bloch 函数 [88] 计算得到，归一化的电离能损可以写成如下公式：

$$n\sigma_{particle} = \ln \left(\frac{dE/dx_{particle}}{dE/dx_{Bishsel}} \right) / \sigma_{particle}, \quad (3.16)$$

式中 $\sigma_{particle}$ 是 TPC 对于带电粒子电离能损的分辨率，在本分析中，我们取 $n | \sigma_{particle} | \leq 3.0$ 。结合其他的径迹鉴别筛选条件，能很好的区分带电粒子 $\pi^\pm, K^\pm, p(\bar{p})$ 。

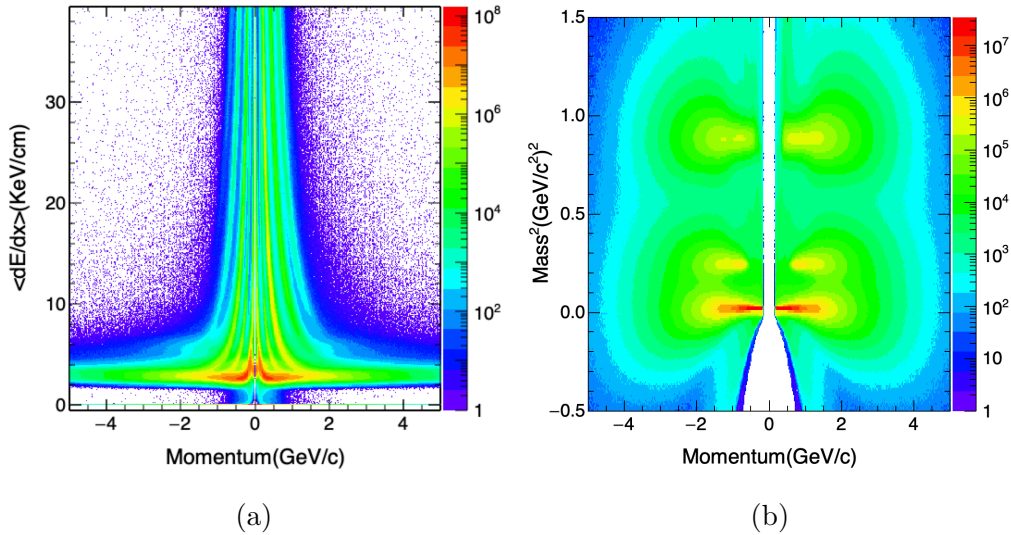


图 3.27: (a) TPC 探测器中带电粒子的电离能损对动量的依赖. (b) TOF 探测器中带电粒子的质量平方对动量的依赖。

飞行时间探测器 (TOF) 主要用来记录赙快度范围 $|\eta| < 0.9$ 和全方位角覆盖 (2π) 内的带电粒子的飞行时间。粒子的飞行时间是指带电粒子从主碰撞顶点出射到击中 TOF 探测器的时间，因此可以通过粒子的飞行时间计算得到粒子的飞行速度 ($\beta = \frac{L}{c\tau}$)。结合 TPC 给出的此粒子动量信息，可以由公式 3.17 计算得到此粒子的质量，如图 3.27 (b)，通常也可以作为径迹鉴别的依据之一。

$$m^2 = p^2 \left(\frac{1}{\beta^2} - 1 \right), \quad (3.17)$$

本分析中仅用 TPC 探测器进行粒子鉴别，为保证径迹拟合的质量，要求最终用来拟合一条径迹的击中点数目大于 15，即 $nHitsFit \geq 15$ 。最终用来拟合径迹的击中点的数量大于可能用来拟合该径迹的击中点数目的一半，即 $nHistFit/nHistPoss \geq 0.52$ ，

可以将径迹重建算法对径迹的影响降到最小，避免击中点被重复使用。径迹筛选条件见表3.3。

表 3.3: 超子重建所用径迹的筛选条件。

nHitsfit	$> 15, < 100$
nHitsfit ratio	> 0.52
$ n\sigma_{\pi,K,p} $	≤ 3
$ \eta $	≤ 1
p_T	$\geq 0.15 \text{ GeV}/c$

3.4.2 $\Lambda(\bar{\Lambda})$ 超子重建

Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子是电中性粒子，其衰变为弱衰变，衰变通道如下：

- $\Lambda \rightarrow \pi^- + p$ (Branching fraction = $63.9 \pm 0.5\%$)
- $\bar{\Lambda} \rightarrow \pi^+ + \bar{p}$ (Branching fraction = $63.9 \pm 0.5\%$)

因此我们可以通过衰变出的 $p(\bar{p})$ 、 $\pi^-(\pi^+)$ 拓扑重建 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子。子粒子 $p(\bar{p})$ 、 $\pi^-(\pi^+)$ 可以通过 TPC 探测器中径迹的电离能损来鉴别。

在经过径迹筛选之后，我们进一步设定了若干拓扑筛选条件，如图3.28所示。

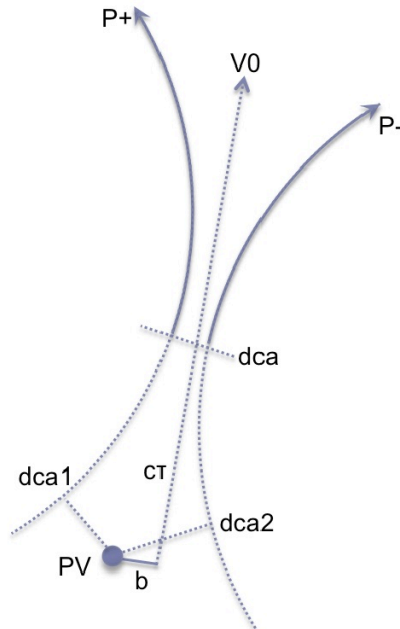


图 3.28: $V0(\Lambda$ 和 $\bar{\Lambda})$ 衰变的拓扑结构。

从碰撞事例中产生的超子发生衰变的物理过程非常简单，图中 PV 是主碰撞顶点 (Primary Vertex)；对撞后产生的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子从主碰撞顶点出射，沿着图中 $\vec{V0}$ 的方向

飞行; Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子在飞行一段时间之后发生衰变, 衰变点为 V0-vertex。从衰变点产生的子粒子 $p, \pi^- (\bar{p}, \pi^+)$ 在 TPC 中匀强磁场和电场的作用下沿螺旋线继续飞行。

实验上我们直接测量到的是末态衰变产物 $p, \pi^- (\bar{p}, \pi^+)$ 的径迹, 两条电荷相反的径迹之间的最短距离记为 dca; 两条径迹距离主碰撞顶点的最短距离记为 dca1、dca2, 如果两径迹是从 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 衰变出来, 则 dca1 和 dca2 应大于一定值; 两条径迹间最近点的连线的中心为 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子发生衰变的位置, 即 V0-vertex; 衰变点到主碰撞顶点的距离为衰变长度 (Decay length); 参数 b 是主碰撞顶点距离母粒子动量方向 ($\vec{V}0$) 的最短距离, 记为 dcaV0; 母粒子动量方向和默认飞行方向的夹角的余弦值, 记为 CosRP。

为了减少背景事例, 我们对上述的拓扑量设定了筛选条件: (1) 要求 dca 的上限, 因为两个子粒子从同一个母粒子衰变而来, 其衰变的径迹应有且最多只有一个重合点; (2) 对撞中直接产生的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子的动量方向应与默认飞行方向一致, 因此要求 Decay length 的上限以及 CosRP 的下限; (3) Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子的衰变长度为 $c\tau = 7.89 \text{ cm}$, 应有一定的飞行距离, 因此要求 decay length 的下限; (4) 母粒子的衰变点距离主碰撞顶点有一定的距离, 其衰变产物在匀强电磁场中沿着螺旋线飞行, 因此两个衰变径迹也应距离主碰撞顶点有一定的距离, 要求 dca1 和 dca2 的下限。具体的筛选条件见表3.4。如果两条衰变径迹通过了以上的筛选条件, 那么母粒子的质量可以由以下公式计算得到:

$$m_{inv} = \sqrt{\left(\sqrt{p_1^2 + m_1^2} + \sqrt{p_2^2 + m_2^2}\right)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2}, \quad (3.18)$$

式中 p_1, p_2 是两条径迹的动量, m_1, m_2 是衰变子粒子的静质量。由此, 我们可以得到各个拓扑筛选条件与粒子不变质量分布的关联, 如图3.29所示。

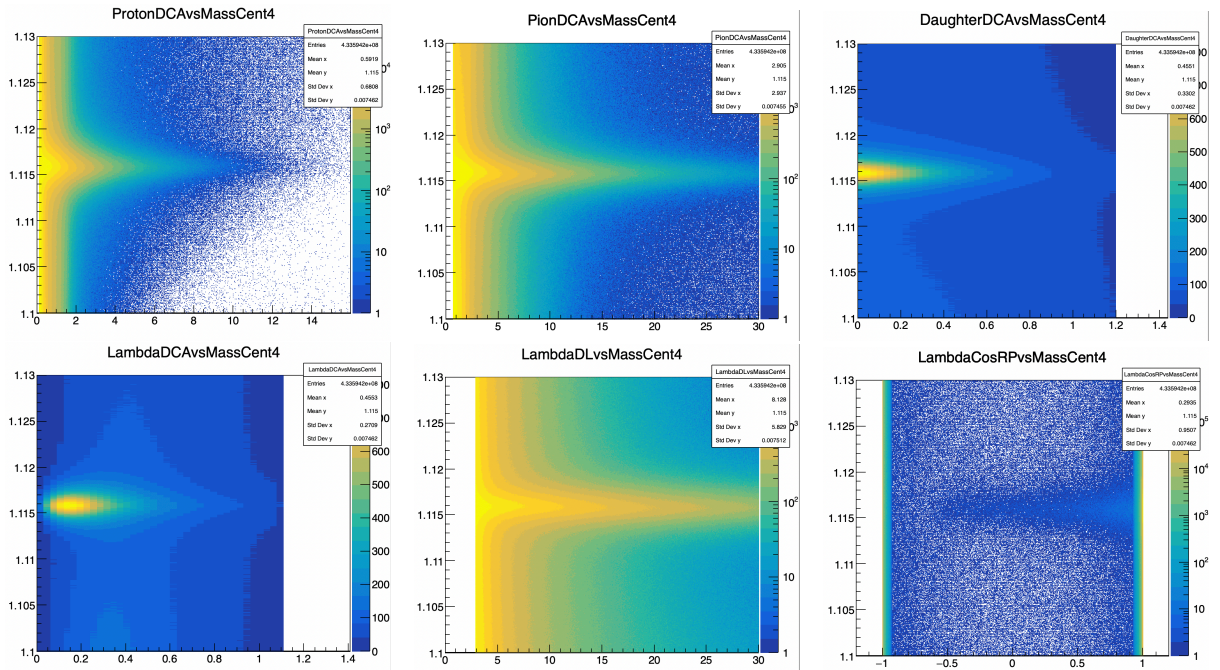


图 3.29: 30-40% 碰撞中心度下, 各个拓扑筛选条件与 Λ 不变质量的关联, 图中 x 轴是拓扑筛选条件, y 轴是 Λ 不变质量。

经过衰变径迹种类鉴别，子粒子配对，以及拓扑量筛选之后，我们就可以得到 p, π^- 对和 \bar{p}, π^+ 对的不变质量谱。从图3.30中可以看到，在 $M_{\Lambda, \bar{\Lambda}} = 1.1156 \text{ GeV}/c^2$ 附近有明显的信号峰，在其它质量区间仍然存在一定的背景，背景主要来自于两个正反带电粒子的随机组合以及粒子种类的错判等，在质量区间 $M_{\Lambda, \bar{\Lambda}} \pm 0.005 \text{ GeV}/c^2$ ，背景部分占候选者的比例大约是 9%。

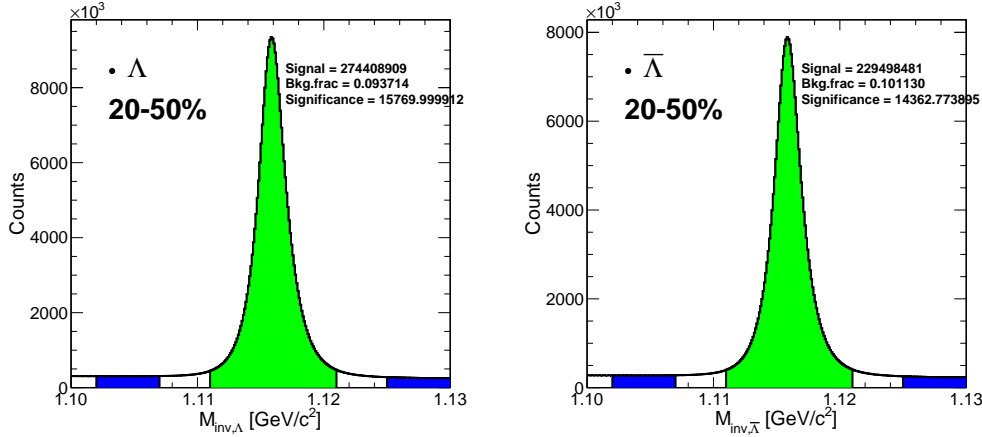


图 3.30: Ru+Ru 碰撞中，20-50% 中心度下拓扑方法重建的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 不变质量分布。

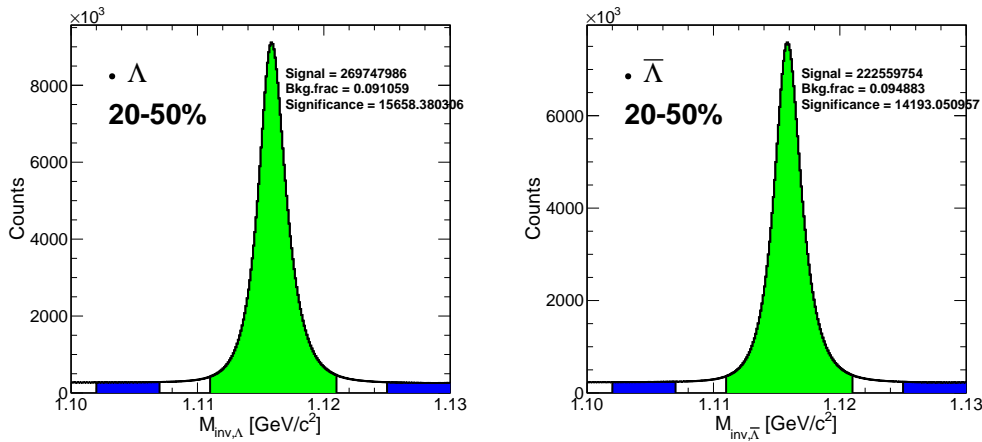


图 3.31: 在 Zr+Zr 碰撞中，20-50% 中心度下拓扑方法重建的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 不变质量分布。

更加严格的拓扑筛选条件会降低 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 样本的统计性，但同样会降低背景提高信号的显著性。拓扑筛选条件优化的最终目标是尽量提高 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 信号的显著性，可以通过下面的公式计算得到，

$$Significance = \frac{S}{\sqrt{S+B}}, \quad (3.19)$$

式3.19中 S 是信号峰下的信号数目， B 是信号峰下背景的数目。

信号峰下的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 信号、背景是通过 Side-band 方法进行估计，即在信号峰左右对称的位置各选择一段宽度与信号峰宽度相同的区间（距离信号峰有足够的距离，如

图3.30中的蓝色区域所示,作为背景估计的区间,即 Side-band。20-50% 中心度下的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子信号数目,背景占比以及显著度可见表3.5。图3.30和图3.31中展示的是在 Ru+Ru 碰撞和 Zr+Zr 碰撞中 20-50% 中心度下的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子不变质量分布,图中绿色区域是信号区间,蓝色区域是 Side-band 方法中的背景区间,估计出的信号数目、背景占比以及显著性分别列在图中右上角。相对于非对心碰撞中心度,对心碰撞中心度下的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 背景占比更高,这是因为对心碰撞中产生的带电粒子径迹更多,相应的重建出的背景部分的占比更大。依据超子的信号显著性,我们比较了多组不同的拓扑筛选条件,其中信号显著性最高的条件列在表3.4中,挑选出的超子数据样本将被用于本论文的分析工作。

 表 3.4: Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 重建主要挑选判据。

Topological Cuts	
CosRP	>0.99
dca1(p)	>0.35 cm
dca2(π^-)	>1.1 cm
dca($p - \pi^-$)	<0.85 cm
dcaV0(Λ)	<1.1 cm
Decay Length	>4.0 cm

表 3.5: 整体极化测量中, 20-50% 中心度下拓扑方法得到的超子数目。

Collision	Hyperons	Signal counts	Bkg.frac	Significance
Ru+Ru	Λ	274.4M	0.094	15770
	$\bar{\Lambda}$	229.5M	0.101	14362
Zr+Zr	Λ	270.2M	0.095	15633
	$\bar{\Lambda}$	223.2M	0.097	14183

表 3.6: 局域极化测量中, 20-60% 中心度下拓扑方法得到的超子数目。

Collision	Hyperons	Signal counts	Bkg.frac	Significance
Ru+Ru	Λ	299.1M	0.095	16210
	$\bar{\Lambda}$	247.1M	0.110	14913
Zr+Zr	Λ	294.5M	0.093	16112
	$\bar{\Lambda}$	243.3M	0.099	14572

在本论文中,我们分别对超子的整体极化和局域极化进行测量,整体极化测量中使用了 ZDC 探测器重建的一阶事例平面,局域极化测量中使用了 TPC 和 EPD 探测器重建的二阶和三阶事例平面。由于在每次碰撞的事例中,并不一定在重建出超子的同时,

ZDC、EPD、TPC 探测器能探测到信号，因此，我们挑选了同时记录有 ZDC 信号和能够重建出超子的事例来测量整体极化，同时记录有 TPC 信号和能重建出超子的事例来测量局域极化，EPD 探测器仅用来检验。表3.5和表3.6中分别列出了用于整体极化和局域极化测量的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子数目。

3.4.3 $\Xi^- (\Xi^+)$ 超子重建

多奇异超子 Ξ^- 和 Ξ^+ (dss) 弱衰变到带电的 $\pi^- (\pi^+)$ 和一个中性的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ ，衰变的子 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 再次弱衰变到 p, π 。衰变道如下，

- $\Xi^- \rightarrow \Lambda + \pi^-$ (Branching fraction = $99.887 \pm 0.035\%$)
- $\Xi^+ \rightarrow \bar{\Lambda} + \pi^+$ (Branching fraction = $99.887 \pm 0.035\%$)

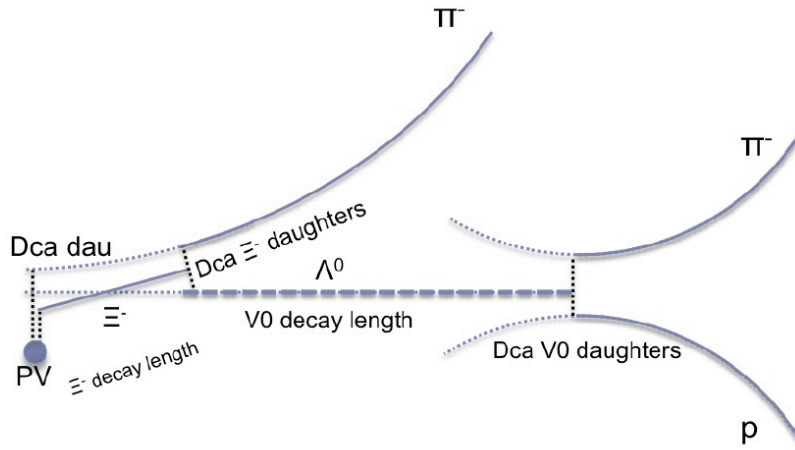


图 3.32: Ξ^- 衰变的拓扑结构。

多奇异超子 Ξ^- 和 Ξ^+ 可以通过拓扑衰变来重建，如图3.32。衰变产生的末态粒子 π^\pm 通过 TPC 鉴别， Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 的重建方法我们在上面已经介绍过。由于部分 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 是从母粒子 Ξ^- 和 Ξ^+ 衰变产生，而不是从主碰撞顶点直接产生的，我们需要对 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 的 Dca V0(Λ) 设一定的下限，来排除直接产生的 Λ ($\bar{\Lambda}$) 和 $\pi^- (\pi^+)$ 随机组合带来的背景的影响。

Ξ^- 和 Ξ^+ 的重建过程类似于 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 的重建，它只是将衰变的一个粒子从带电粒子变为中性的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 。首先，我们对 Λ ($\bar{\Lambda}$) 和 $\pi^- (\pi^+)$ 之间的最短距离 (Dca Ξ^- daughters) 设一个上限，来挑选出 Ξ^- 和 Ξ^+ 的候选者，然后对另外的拓扑筛选条件做出一定的限制： Ξ^- 和 Ξ^+ 的衰变长度 (Ξ^- decay length)； Ξ^- 和 Ξ^+ 动量方向距离主碰撞顶点的最短距离 (Ξ^- Dca)；衰变子粒子 Λ ($\bar{\Lambda}$) 和 $\pi^- (\pi^+)$ 距离主碰撞顶点的最短距离 (Dca V0(Λ), Dca1 (π^-))； Ξ^- 和 Ξ^+ 默认飞行方向要求与动量方向一致 (Ξ^- CosRP)； Ξ^- 动量方向和子粒子 Λ 动量方向一致 (XitoLambdaCosRP)。以及子粒子 Λ 的拓扑筛选条件：子粒子 Λ 衰变的子粒子距离主碰撞顶点的最短距离，记为 Dca V0 daughter1(p)、

Dca V0 daughter2(π^-); 子粒子 Λ 衰变的两个子粒子的最短距离, 记为 Dca V0 daughter; 子粒子 Λ 的衰变长度, 记为 V0(Λ) decay length。

同样, 通过 Side-band 方法, 选取信号区间 (1.317, 1.327) GeV/c^2 (图3.33中绿色区域) 和背景区间 (1.307, 1.312) + (1.332, 1.337) GeV/c^2 (图3.33中蓝色区域) 估算了 Ξ^- 和 Ξ^+ 超子的信号显著性 (计算公式3.19), 并以此为依据挑选出信号显著性最高的拓扑筛选条件列在表3.7中。图3.33和图3.34分别展示了 Ru+Ru 和 Zr+Zr 碰撞中, 20-50% 中心度下 Ξ^- (左图) 和 Ξ^+ (右图) 超子经过拓扑筛选之后的不变质量分布。信号数目、背景占比以及信号显著度列在表3.8中。

表 3.7: Ξ^- 和 Ξ^+ 拓扑重建主要挑选判据。

Topological Cuts	
Ξ^- CosRP	>0.99
XitoLambdaCosRP	>0.99
Dca1 (π^-)	>1.05 cm
Dca Ξ^- daughters	<0.85 cm
Ξ^- Dca	<0.60 cm
Ξ^- decay length	>4.0 cm
Dca V0 daughter1(p)	>0.5 cm
Dca V0 daughter2(π^-)	>1.0 cm
Dca V0 daughter	<0.93 cm
Dca V0(Λ)	<0.35 cm
V0(Λ) decay length	>4.0 cm

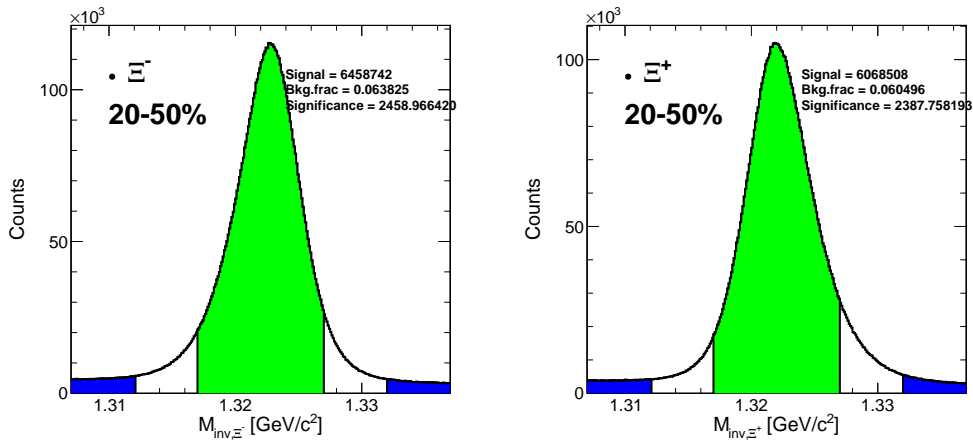


图 3.33: 在 Ru+Ru 碰撞中, 拓扑方法重建出的 20-50% 碰撞中心度下的 Ξ^- 和 Ξ^+ 候选者不变质量。

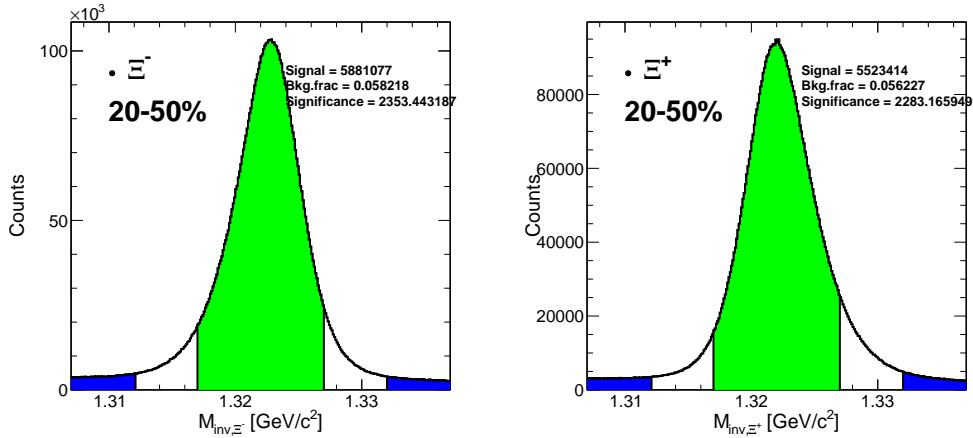


图 3.34: 在 Zr+Zr 碰撞中, 拓扑方法重建出的 20-50% 碰撞中心度下的 Ξ^- 和 Ξ^+ 候选者不变质量。

表 3.8: 拓扑方法中重建的 Ξ^- 和 Ξ^+ 超子数目。

Collision	Hyperons	Signal counts	Bkg.frac	Significance
Ru+Ru	Ξ^-	6.46M	0.064	2459
	Ξ^+	6.07M	0.060	2388
Zr+Zr	Ξ^-	5.88M	0.058	2353
	Ξ^+	5.52M	0.056	2283

3.4.4 KFParticle 方法重建超子

本分析中采用一种基于机器学习的算法来重建超子, 称为 KFParticle[101]。与传统的拓扑重建方法相比, 该方法重建的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$, Ξ^- 和 Ξ^+ 超子信号显著性更高。KFParticle 的程序会根据径迹中的 TPC 和 TOF 记录的信息来首先进行粒子鉴别, 即分辨 $\pi^\pm, p(\bar{p}), K^\pm$ 粒子, 然后通过拓扑方法对超子进行重建。在 KFParticle 程序中, 我们仅仅需要预加基础的判选条件, 其它的拓扑筛选分析将由程序完成, 最终得到最优的超子信号。图3.35、3.36、3.37、3.38是通过 KFParticle 重建得到的 Λ 、 $\bar{\Lambda}$ 和 Ξ^- 、 Ξ^+ 超子不变质量分布。使用 Side-band 方法估计的去除背景之后的超子信号产额列在表3.9中。

KFParticle 方法重建的超子信号显著性比拓扑方法更高, 背景占比也更低。但是由于在 KFParticle 方法重建超子的过程中, 我们不清楚具体的重建筛选条件, 其重建结果的可靠性还有待验证。另外, 我们在使用 KFParticle 方法重建 Ξ^- 和 Ξ^+ 超子时, 发现背景区间的子粒子 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 仍然能重建出母粒子信号, 必须通过额外的挑选条件将其尽可能压低或去除。因此, 我们选择了拓扑方法重建的超子作为本分析的数据样本。

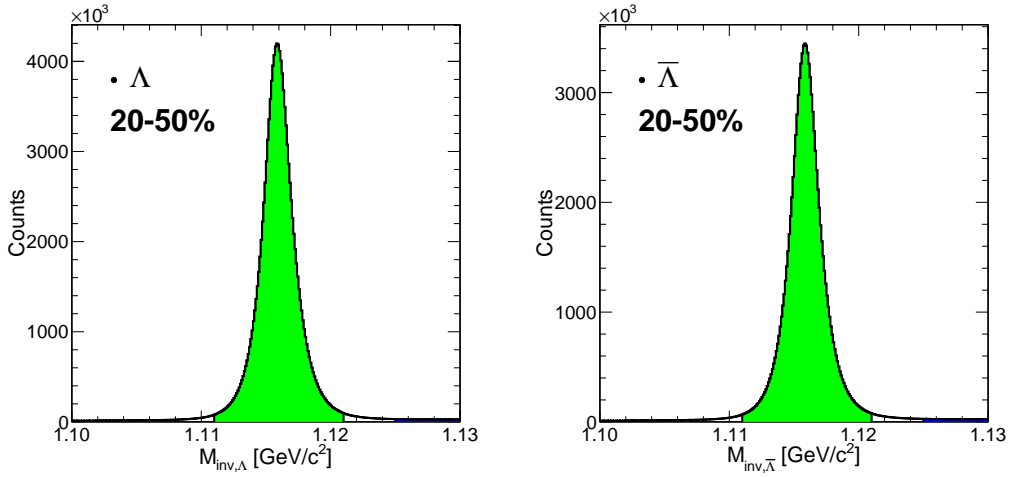


图 3.35: Ru+Ru 碰撞中, KFParticlce 方法重建出的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 候选者不变质量分布。

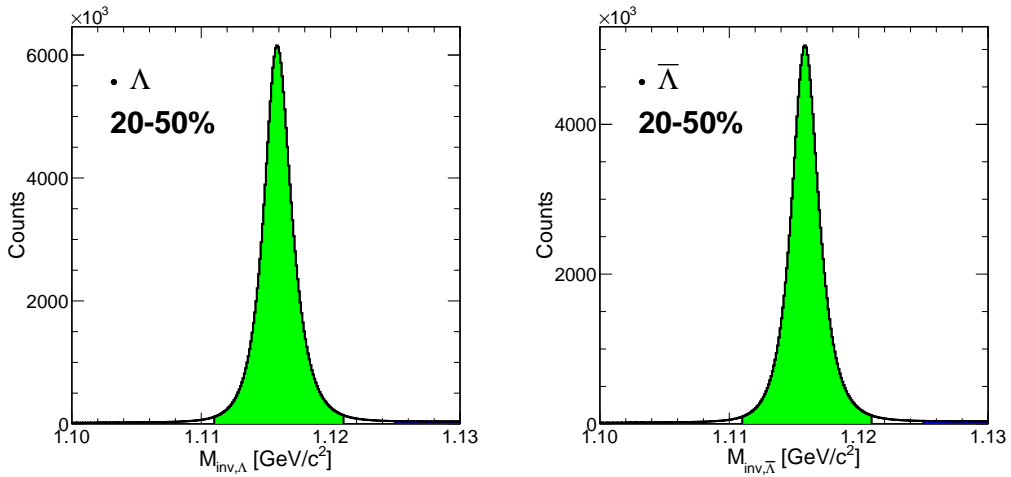


图 3.36: Zr+Zr 碰撞中, KFParticlce 方法重建出的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 候选者不变质量分布。

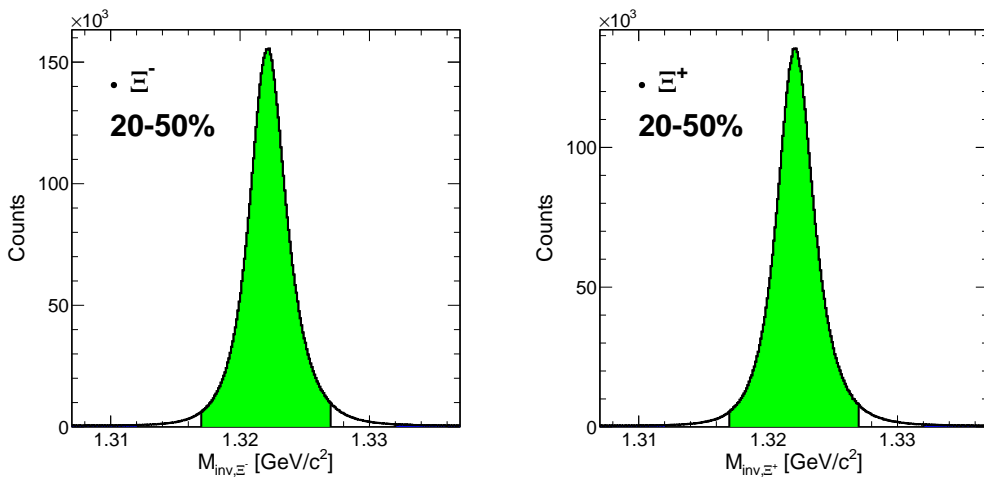


图 3.37: Ru+Ru 碰撞中, KFParticlce 方法重建出的 Ξ^- 和 Ξ^+ 候选者不变质量分布。

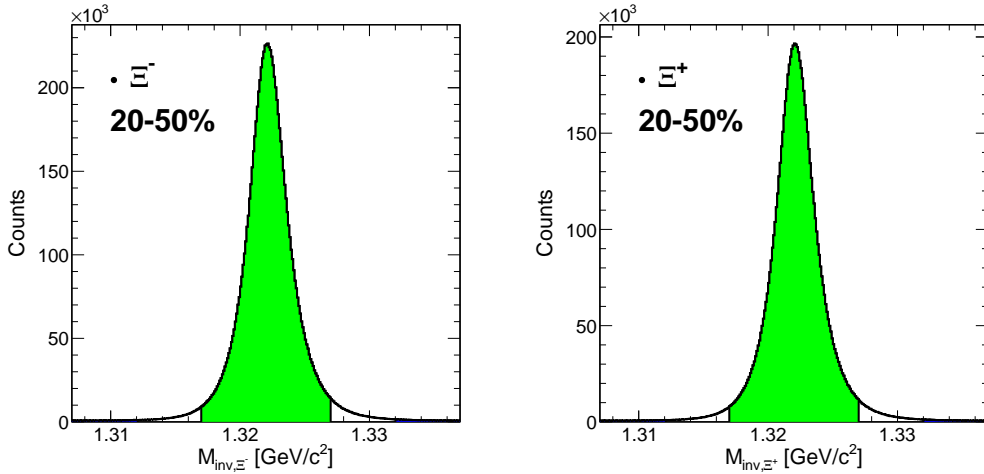

 图 3.38: Zr+Zr 碰撞中, KFPparticle 方法重建出的 Ξ^- 和 Ξ^+ 候选者不变质量分布。

表 3.9: 20-50% 碰撞中心度下, KFPparticle 方法重建的超子数目。

Collision	Hyperons	Signal counts	Bkg.frac	Significance
Ru+Ru	Λ	278.4M	0.0255	16265
	$\bar{\Lambda}$	226.5M	0.0256	14669
	Ξ^-	8M	0.0156	2978
	Ξ^+	7M	0.0146	2775
Zr+Zr	Λ	303.1M	0.0251	16978
	$\bar{\Lambda}$	246.8M	0.0251	15320
	Ξ^-	9M	0.0153	3010
	Ξ^+	8M	0.0144	2814

3.5 本章小结

本章首先介绍了数据样本的质量检验。数据样本为 STAR 实验组在 2018 年采集的碰撞能量为 200 GeV 的 Ru+Ru 和 Zr+Zr 碰撞的实验数据, 以单个数据样本的编号 (runnumber, run) 为基本单位, 综合考虑所有 run 中各观测量的异常情况, 将观测量平均值超出整体平均值三倍标准偏差的 run 剔除, 最终得到用于分析的 Ru+Ru 碰撞的 run 有 726 个, Zr+Zr 碰撞的 run 有 781 个。

然后介绍了反应平面的重建方法以及修正过程。本分析中, 我们使用 ZDC 探测器重建一阶事例平面, 使用 TPC 探测器重建二阶和三阶事例平面, 并对重建的初始事例平面进行束流再中心修正 (一阶事例平面)、 ϕ 权重修正 (二阶、三阶事例平面)、Q-Vector 再定位修正、移位修正, 最终得到均匀分布的事例平面方位角。EPD 探测器重建的二阶和三阶事例平面用作对结果的检验。

最后介绍了 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子和 Ξ^- 和 Ξ^+ 超子的重建。我们使用 TPC 探测器根据电离能损对径迹进行粒子鉴别, 通过超子衰变的拓扑结构进行子粒子配对重建得到母粒子。

重建过程中利用拓扑筛选条件尽可能压低背景增大信号显著性。最终得到的超子样本将被用于整体极化和局域极化的测量。

第四章 超子整体极化测量

本章主要介绍 Λ 和 $\bar{\Lambda}$, Ξ^- 和 Ξ^+ 超子整体极化的抽取方法、系统误差估算, 最后给出碰撞能量 200 GeV 的 Ru+Ru 碰撞和 Zr+Zr 碰撞中超子整体极化的测量结果并进行讨论。

4.1 Λ 超子整体极化抽取

超子的整体极化可以通过超子衰变产物相对于系统轨道动量的角分布来确定 [49],

$$\frac{dN}{d\cos\theta^*} \propto 1 + \alpha P_H \cos\theta^*, \quad (4.1)$$

式4.1中, P_H 是超子整体极化, $*$ 表示 Λ 静止系, α 是 Λ 的衰变参数, θ^* 是 Λ 静止系中衰变产物质子的动量方向和系统轨道角动量方向的夹角, 系统的角动量方向垂直于反应平面 (由碰撞参数和束流方向定义的平面)。由此可以得到,

$$P_H = \frac{3}{\alpha} \langle \cos\theta^* \rangle, \quad (4.2)$$

式4.2中的尖括号表示对所有的 $\cos\theta^*$ 取平均。根据三角函数变换关系,

$$\cos\theta^* = \sin\theta_p^* \sin(\Psi_{RP} - \phi_p^*), \quad (4.3)$$

将式4.3代入式4.1中, 并对极化角度 θ_p^* 积分可得, 整体极化的形式如下,

$$P_H = \frac{8}{\alpha\pi} \frac{1}{A_0} \frac{\langle \sin(\Psi_1 - \phi_p^*) \rangle}{Res(\Psi_1)}, \quad (4.4)$$

上式中 Ψ_1 是一阶事例平面方位角, ϕ_p^* 是 Λ 静止系中衰变质子的方位角, A_0 是接收度修正项, $Res(\Psi_1)$ 是事例平面分辨率。

在对整体极化进行抽取之前, 我们需要先计算接收度修正项 A_0 , 其估计方法和 STAR 合作组此前完成的分析一致 [49, 102]。对于 Λ 超子整体极化的测量主要是通过衰变出的质子出射方向来确定极化方向, 公式4.1是假设探测器的接收度完美覆盖空间角。但是真实的探测器由于接收度或者接收效率的问题, 并不能完全覆盖质子的出射角度。因此为了修正探测器接收度的效应, 我们可以将极化度的公式写成如下形式 ($d\Omega_p^* = d\phi_p^* \sin\theta_p^* d\theta_p^*$),

$$\begin{aligned} \langle \sin(\Psi_{RP} - \phi_p^*) \rangle &= \int \frac{d\Omega_p^*}{4\pi} \frac{d\phi_H}{2\pi} A(P_H, \phi_p^*) \\ &\cdot \int_0^{2\pi} \frac{d\Psi_{RP}}{2\pi} \sin(\Psi_{RP} - \phi_p^*) \\ &\cdot [1 + \alpha_H P_H(p_H; \Psi_{RP}) \sin\theta_p^* \sin(\Psi_{RP} - \phi_p^*)], \end{aligned} \quad (4.5)$$

上式中 p_H 是超子三动量, Ψ_{RP} 是反应平面方位角, 数据分析中使用的是事例平面方位角 (Ψ_1) 并通过事例平面分辨率修正。 $A(P_H, \phi_p^*)$ 是包含接收度效应项。上式对其对整个空间立体角积分 ($\frac{d\Omega_p^*}{4\pi} \frac{d\phi_H}{2\pi}$) 应该为 1。由于极化度原则上依赖于方位角 ($\Psi_{RP} - \phi_p^*$), 考虑系统的对称性, 可以将极化度相对于方位角 ($\Psi_{RP} - \phi_p^*$) 作傅立叶展开:

$$P_H(\Psi_{RP} - \phi_p^*, p_T^H, \eta^H) = \sum_{n=0}^{\infty} P_H^{2n}(p_T^H, \eta^H) \cos [2n(\Psi_{RP} - \phi_p^*)], \quad (4.6)$$

取遍所有的 ($\Psi_{RP} - \phi_H$) 值可得

$$P_H(p_T^H, \eta^H) \equiv \overline{P_H(\Psi_{RP} - \phi_p^*, p_T^H, \eta^H)} = P_H^{(0)}(p_T^H, \eta^H), \quad (4.7)$$

将式4.6 代入4.5 并且对反应平面角 Ψ_{RP} 积分可得

$$\begin{aligned} \langle \sin(\Psi_{RP} - \phi_p^*) \rangle &= \frac{\alpha_H}{2} \int \frac{d\Omega_p^*}{4\pi} \frac{d\phi_H}{2\pi} A(P_H, \phi_p^*) \sin\theta_p^* \\ &\cdot \left\{ P_H(p_T^H, \eta^H) - \frac{1}{2} \cos [2(\phi_H - \phi_p^*)] P_H^{2n}(p_T^H, \eta^H) \right\}, \end{aligned} \quad (4.8)$$

因此, 整体极化的观测量 $P_H = \frac{8}{\pi\alpha} \langle \sin(\Psi_{RP} - \phi_p^*) \rangle$ 可以被写成,

$$\begin{aligned} \frac{8}{\pi\alpha} \langle \sin(\Psi_{RP} - \phi_p^*) \rangle &= \frac{4}{\pi} \overline{\sin\theta_p^*} P_H(p_T^H, \eta^H) - \frac{2}{\pi} \overline{\sin\theta_p^* \cos [2(\phi_H - \phi_p^*)]} P_H^2(p_T^H, \eta^H) \\ &= A_0(p_T^H, \eta^H) P_H(p_T^H, \eta^H) - A_2(p_T^H, \eta^H) P_H^2(p_T^H, \eta^H), \end{aligned} \quad (4.9)$$

式中 $A_0(p_T^H, \eta^H)$ 和 $A_2(p_T^H, \eta^H)$ 可分别被定义为 $\overline{\sin\theta_p^*}$ 和 $\overline{\sin\theta_p^* \cos [2(\phi_H - \phi_p^*)]}$ 的平均值, 即,

$$A_0(p_T^H, \eta^H) = \frac{4}{\pi} \overline{\sin\theta_p^*} \equiv \frac{4}{\pi} \int \frac{d\Omega_p^*}{4\pi} \frac{d\phi_H}{2\pi} A(p_H, p_p^*) \sin\theta_p^*, \quad (4.10)$$

$$A_2(p_T^H, \eta^H) = \frac{2}{\pi} \overline{\sin\theta_p^* \cos [2(\phi_H - \phi_p^*)]} \equiv \frac{2}{\pi} \int \frac{d\Omega_p^*}{4\pi} \frac{d\phi_H}{2\pi} A(p_H, p_p^*) \sin\theta_p^* \cos [2(\phi_H - \phi_p^*)], \quad (4.11)$$

式4.9中存在两项接收度贡献, 一项 $A_0(p_T^H, \eta^H)$ 是对所有的极化角度积分之后给出接收度修正项, 另外一项则由更高阶的修正项给出的 $P_H^2(p_T^H, \eta^H)$ 。本分析中并没有测量 $P_H^2(p_T^H, \eta^H)$ 并且 $A_2(p_T^H, \eta^H)$ 的值很小, 因此我们仅用 $A_0(p_T^H, \eta^H)$ 作为接收度修正项。

如果探测器的接收度是完美的, 那么 $A_0(p_T^H, \eta^H) = 1$ 和 $A_2(p_T^H, \eta^H) = 0$ 。我们可以直接从实验数据中计算 $A_0(p_T^H, \eta^H)$ 和 $A_2(p_T^H, \eta^H)$, 如下式,

$$A_0(p_T^H, \eta^H) = \overline{\sin\theta_p^*}, \quad (4.12)$$

$$A_2(p_T^H, \eta^H) = \overline{\sin\theta_p^* \cos [2(\phi_H - \phi_p^*)]}, \quad (4.13)$$

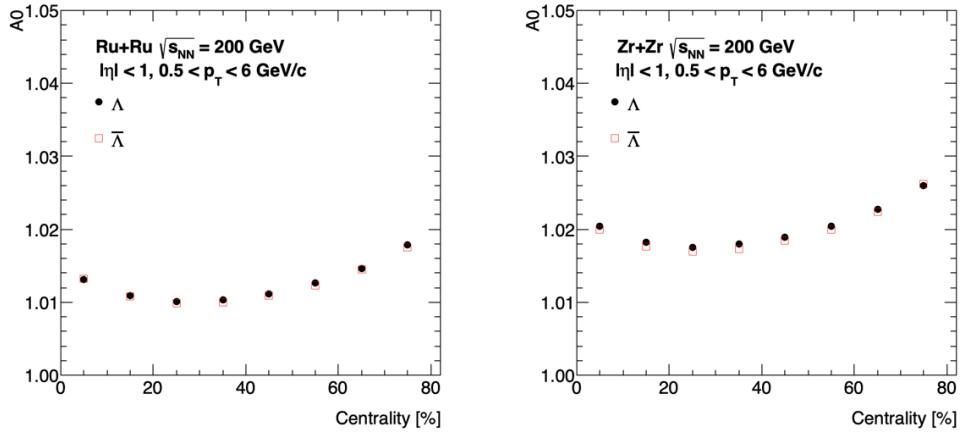


图 4.1: Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 的接收度修正参数 A_0 随碰撞中心度的变化。

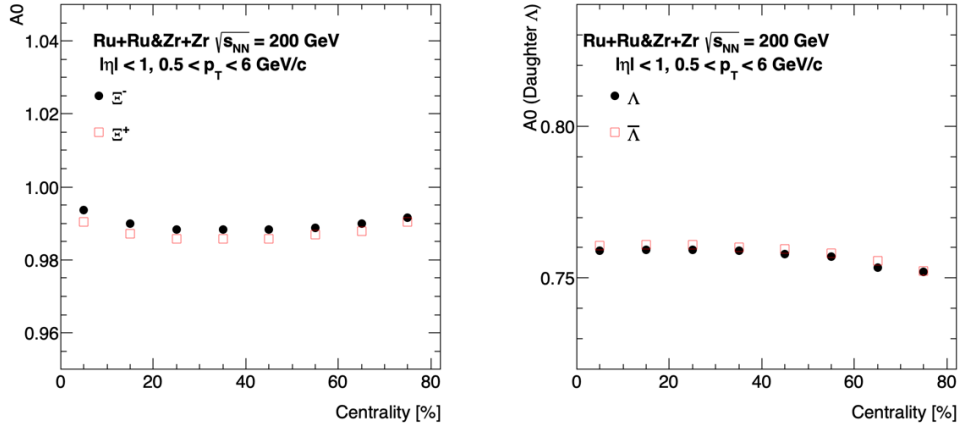


图 4.2: Ξ^- 和 Ξ^+ 超子（左图）和其衰变子粒子 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ （右图）的接收度修正参数 A_0 随碰撞中心度的变化。

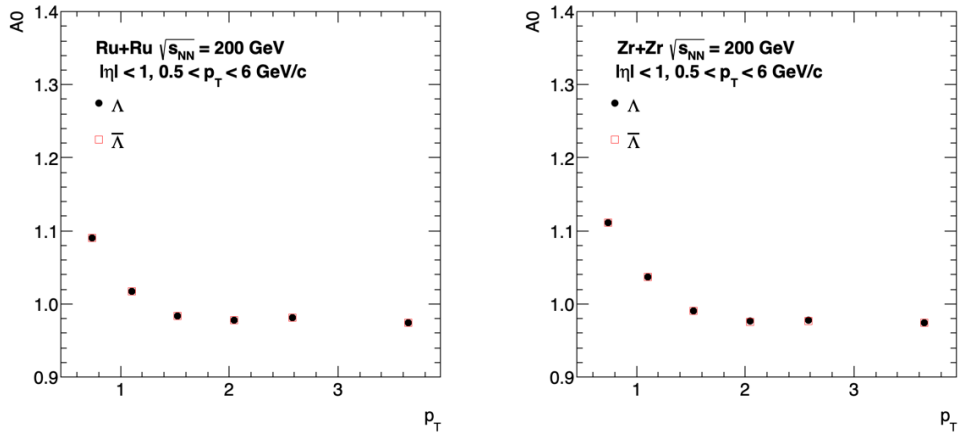


图 4.3: 20-60% 碰撞中心度下, Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子的接收度修正参数 A_0 随横动量的依赖。

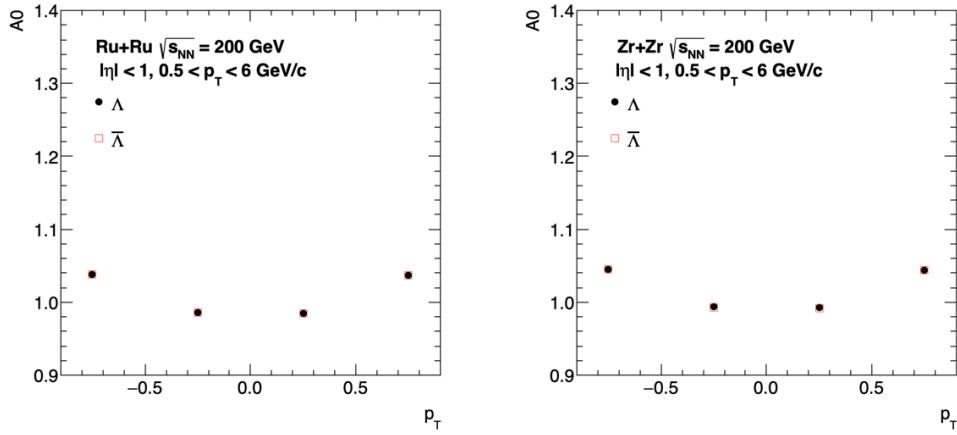


图 4.4: 20-60% 碰撞中心度下, Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子的接收度修正参数 A_0 随横快度的依赖。

Λ 、 $\bar{\Lambda}$ 和 Ξ^- 、 Ξ^+ 超子整体极化的接收度修正项分别如图4.1和图4.2所示, 由于探测器接收度不完美, A_0 不等于 1。对于不同中心度下的超子整体极化, 我们分别使用不同的接收度进行修正。图4.3和图4.4是 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子的接收度修正项 A_0 随 p_T 和 η 的变化。 A_0 项反映了探测器探测质子和 π 介子的效率, 如果是完美接收度, A_0 应该等于 1。每个中心度下的来自于探测器接收度的相对系统误差 $\frac{\delta A_0}{A_0} < 0.01\%$, 将作为系统误差的来源之一。

接下来我们将对超子的整体极化进行抽取, 主要介绍三种抽取方法: 平均值法、不变质量谱方法、事例平面分布法, 以及用来检验的 v_1 拟合检验、 K_s^0 整体极化检验。

4.1.1 平均值方法

基于拓扑筛选条件的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 重建, 其不变质量分布中包含了部分非来自于 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 衰变的 $p\pi^-$ ($\bar{p}\pi^+$) 对, 这些非衰变的候选者构成了不变质量分布的背景部分。背景部分的整体极化应该为零但是有可能不为零。原则上, 离质量峰值足够远的 ($p\pi^-$) 对不是真正的 Λ 的衰变产物, 因此在 Λ 静止系中这部分质子的动量方向不应该沿着轨道角动量方向有取向。但是 Λ 极化的信号可能会通过真正的衰变质子泄漏到背景中, 这些真正的衰变质子与一个非衰变的 π^- 配对, 导致测量到背景部分的极化度可能不为零。同样, 在信号峰区间同样包含了信号部分和背景部分。因此, 我们需要计算信号峰下的背景比例, 并对信号峰下候选者中抽取的极化度做背景纯度修正 (Mass purity correction)。信号峰下背景比例可以通过拟合或者 side-band 方法得到, 下式是极化度背景纯度修正的公式,

$$P_{H,Onpeak} = \frac{S * P_{H,Signal} + B * P_{H,Background}}{S + B}, \quad (4.14)$$

式中, $P_{H,Onpeak}$, $P_{H,Signal}$, $P_{H,Background}$ 分别是信号峰下候选者, 信号部分, 背景部分的极化度, S 和 B 分别是信号峰下信号数目和背景数目。那么信号部分的极化度可写为,

$$P_{H,Signal} = \frac{S + B}{S} * P_{H,Onpeak} + \frac{B}{S} * P_{H,Background}, \quad (4.15)$$

$\frac{S+B}{S}$ 即是背景纯度修正项。此处认为背景部分极化度为零，即 $P_{H,Background} = 0$ 。整体极化抽取的公式可写为，

$$P_{\Lambda} = \frac{8}{\alpha\pi} \frac{1}{A_0} \frac{S+B}{S} \frac{\langle \sin(\Psi_1 - \phi_p^*) \rangle}{Res(\Psi_1)}, \quad (4.16)$$

在本分析中，平均值方法仅用作不变质量谱方法的检验。若要以平均值方法的结果作为最终的测量结果，则需要估算此方法中背景部分的极化度贡献，即抽取背景部分的 $P_{H,Background}$ ，并根据式4.15抽取信号部分超子的极化度，背景部分的极化度影响作为系统误差的来源之一。

数据分析中可以直接计算 $\langle \sin(\Psi_1 - \phi_p^*) \rangle$ 来抽取极化度，结果如下，

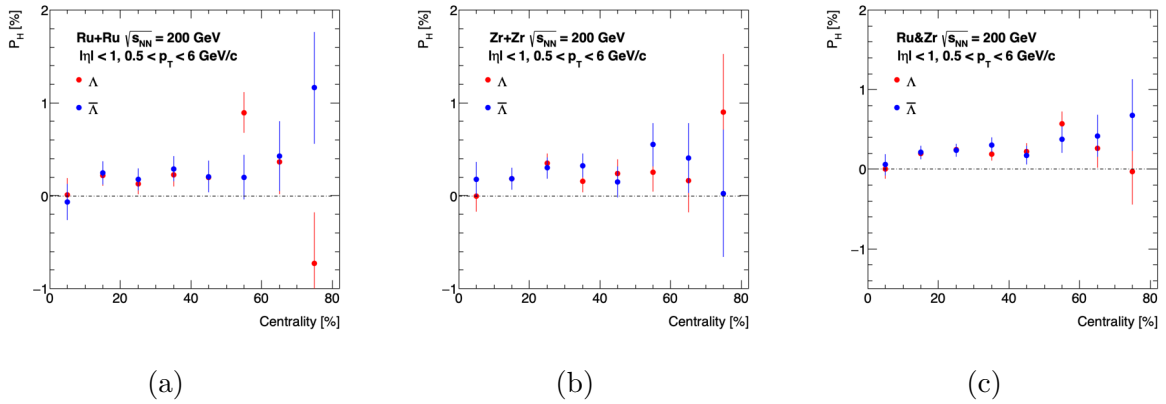


图 4.5: Ru+Ru 碰撞 (a)、Zr+Zr 碰撞 (b) 以及 Ru+Ru&Zr+Zr 碰撞 (c) 中，平均值方法抽取的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子整体极化随碰撞中心度的变化。

4.1.2 不变质量谱方法

类似于对重离子碰撞中各向异性流的抽取，不变质量谱方法 (Invariant Mass method, IM) [103, 104] 也可以用于超子整体极化信号的抽取。

首先，需要估计质量区间内的超子背景比例， $f^{Bg}(M_{inv})$ ，可以通过拟合 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 的不变质量谱得到。传统的单高斯函数（信号部分）+ 线性函数（背景部分）并不能很好的描述不变质量的分布，为了更好地估算背景部分占比，我们选用双高斯函数 + 二阶多项式函数作为拟合公式（式4.19），拟合区间为 $(1.10, 1.13) \text{ GeV}/c^2$ ，

$$f_{Signal} = p_0 * e^{-\frac{(x-p_1)^2}{2p_2^2}} + p_3 * e^{-\frac{(x-p_4)^2}{2p_5^2}}, \quad (4.17)$$

$$f_{Bkg} = p_6 + p_7x + p_8x^2, \quad (4.18)$$

$$f_{M_{inv}} = f_{Signal} + f_{Bkg}, \quad (4.19)$$

式4.19中， f_{Signal} 为超子信号部分的不变质量分布， f_{Bkg} 为超子背景部分的不变质量分布， $f_{M_{inv}}$ 被用来拟合超子不变质量谱，从而抽取出 f_{Signal} 和 f_{Bkg} 中的各项参数 $p_1 - p_8$ ，

进而可以得到,

$$f^{Bg}(M_{inv}) = \frac{f^{Bkg}}{f_{M_{inv}}}, \quad (4.20)$$

式4.20即为背景比例相对于不变质量的函数。对不变质量谱的拟合如图4.6中左图所示, 蓝色的线表示信号部分, 绿色的线表示背景部分。

然后, 用式4.21来拟合数据: $\langle \sin(\Psi_1 - \phi_p^*) \rangle$ 随超子不变质量的分布。

$$\begin{aligned} \langle \sin(\Psi_1 - \phi_p^*) \rangle^{obs} = & (1 - f^{Bg}(M_{inv})) \langle \sin(\Psi_1 - \phi_p^*) \rangle^{Sg} \\ & + f^{Bg}(M_{inv}) \langle \sin(\Psi_1 - \phi_p^*) \rangle^{Bg}, \end{aligned} \quad (4.21)$$

式4.21中, $f^{Bg}(M_{inv})$ 是背景比例相对于不变质量的函数, 角标 Sg 表示 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 信号部分, 角标 Bg 表示背景部分。式4.21的拟合结果如图4.6中右图所示, 其中参数 p_9 为信号超子的整体极化, p_{10} 为背景超子的整体极化。

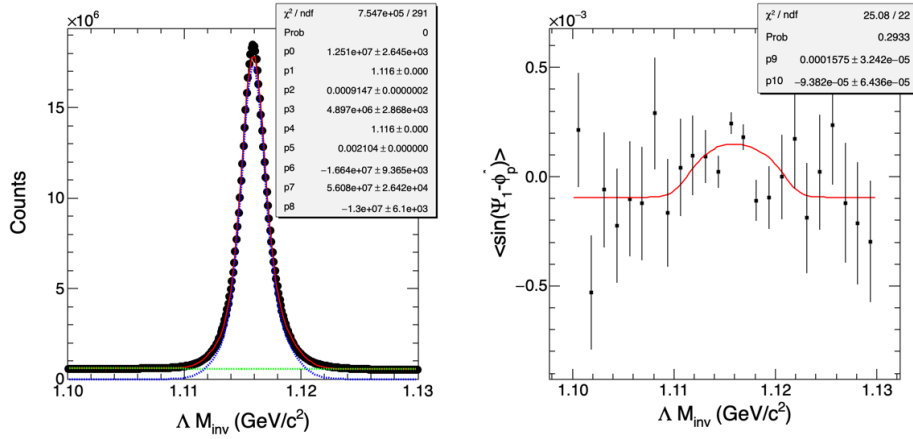


图 4.6: Ru+Ru&Zr+Zr 撞中, 20-50% 中心度下不变质量谱方法抽取的 Λ 超子整体极化信号。左图中用公式4.19拟合 Λ 超子不变质量谱, 右图中用公式4.21抽取整体极化, 参数 p_9 为信号超子的整体极化。

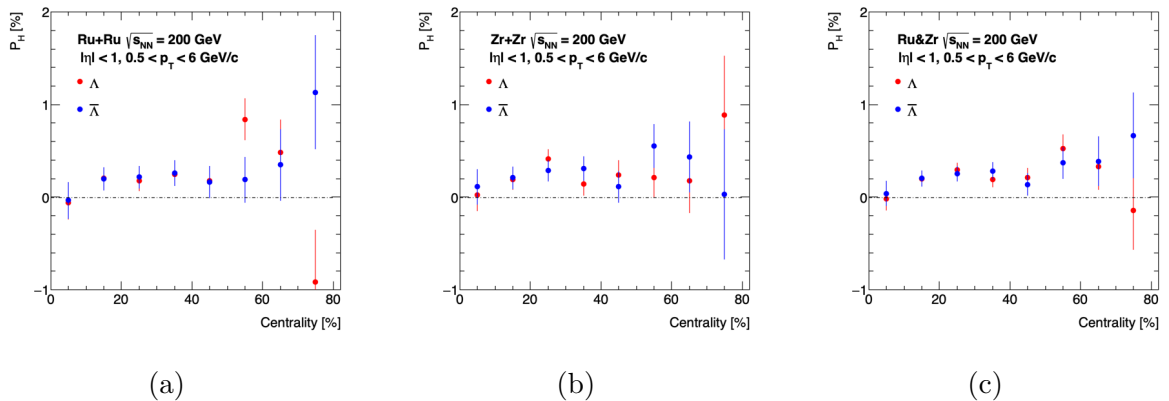


图 4.7: Ru+Ru 碰撞 (a)、Zr+Zr 碰撞 (b) 以及 Ru+Ru&Zr+Zr 碰撞 (c) 中, 不变质量谱方法抽取的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子整体极化随碰撞中心度的变化。

最后，我们可以得到各个中心度下的不变质量谱方法抽取的整体极化结果。如图4.7所示为抽取得到的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子整体极化随碰撞中心度的变化。

4.1.3 事例平面分布方法

另外一种抽取整体极化的方法就是事例平面分布方法 (Event Plane method, EP)。

首先，通过 Side-Band 方法计算每个 $\Psi_1 - \phi_p^*$ 方位角区间上的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 信号的数目。信号峰左侧选取的区间是 $(1.102, 1.107) \text{ GeV}/c^2$ ，右侧选取的区间是 $(1.125, 1.130) \text{ GeV}/c^2$ ，信号峰下的区间是 $(1.111, 1.121) \text{ GeV}/c^2$ 。那么，就得到了扣除背景部分的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 信号数目相对于 $\Psi_1 - \phi_p^*$ 方位角区间的关联分布。

在此，我们用不同的拟合函数对极化度进行抽取，拟合函数如下，

$$f_1 = p_0 [1 + 2 \cdot p_1 \cdot \sin(\Psi_1 - \phi_p^*)], \quad (4.22)$$

$$f_2 = p_0 \{1 + 2 \cdot p_1 \cdot \sin(\Psi_1 - \phi_p^*) + 2 \cdot p_2 \cdot \cos[2 \cdot (\Psi_1 - \phi_p^*)]\}, \quad (4.23)$$

$$f_3 = p_0 \{1 + 2 \cdot p_1 \cdot \sin(\Psi_1 - \phi_p^*) + 2 \cdot p_2 \cdot \cos[2 \cdot (\Psi_1 - \phi_p^*)] + 2 \cdot p_3 \cdot \cos(\Psi_1 - \phi_p^*)\}, \quad (4.24)$$

$$f_4 = p_0 \{1 + 2 \cdot p_1 \cdot \sin(\Psi_1 - \phi_p^*) + 2 \cdot p_2 \cdot \cos[2 \cdot (\Psi_1 - \phi_p^*)] + 2 \cdot p_3 \cdot \cos(\Psi_1 - \phi_p^*) + 2 \cdot p_4 \cdot \sin[2 \cdot (\Psi_1 - \phi_p^*)]\}, \quad (4.25)$$

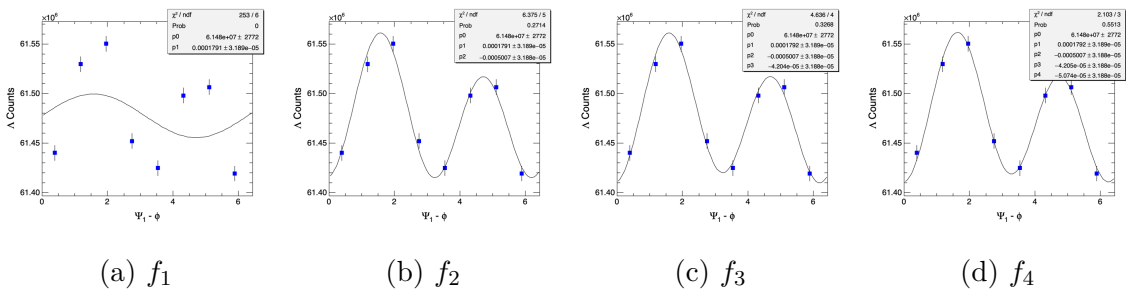


图 4.8: 20-50% 中心度下，事例平面分布方法中使用不同的函数抽取超子整体极化。

20-50% 中心度下的不同函数拟合的检验结果如图4.8所示，图中 (a) 为公式4.22对实验数据点的拟合结果，(b)、(c)、(d) 分别为公式4.23、4.24、4.25的拟合结果。可以看到，仅包含正弦项的拟合结果并不能很好的描述数据，而包含余弦项之后则比较好地拟合实验数据。检验结果表明包含更高阶项的拟合函数 (式4.25) 对于抽取的极化度 (参数 p_1) 并没有影响，余弦项的结果可能来自于椭圆流的贡献。后续的分析中我们将用式4.25对整体极化进行抽取。

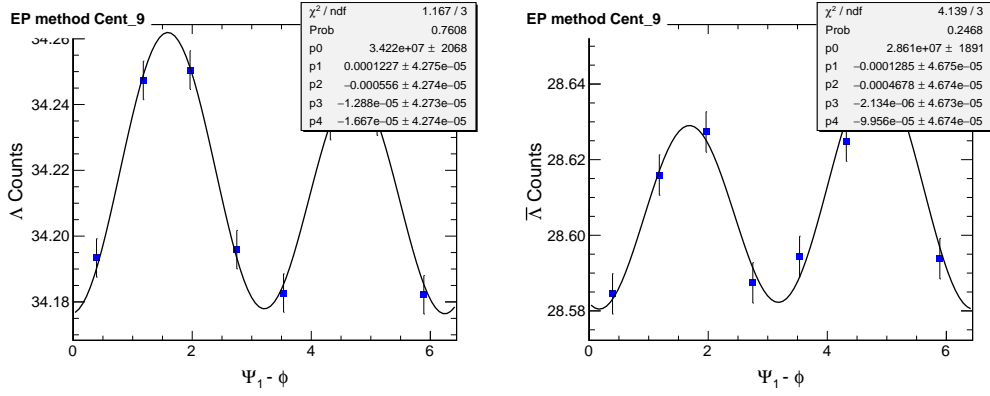


图 4.9: Ru+Ru 碰撞中, 20-50% 中心度下事例平面分布方法抽取的 Λ (左图) 和 $\bar{\Lambda}$ (右图) 超子整体极化, 参数 p_1 表示整体极化信号。

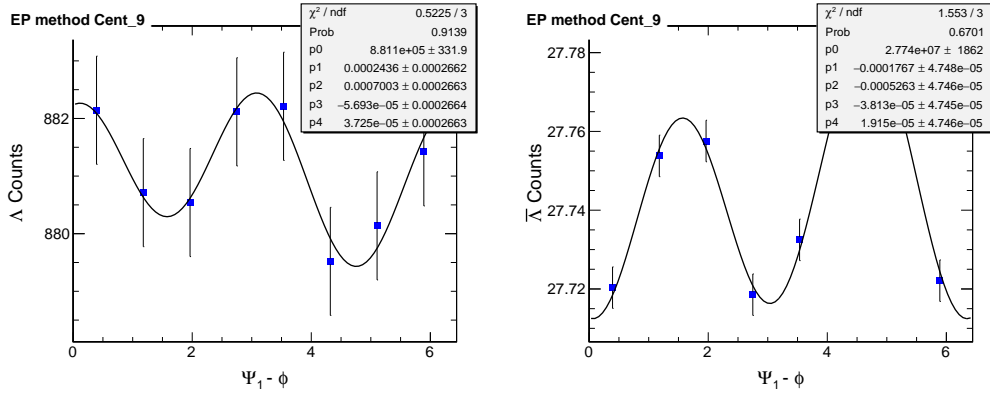


图 4.10: Zr+Zr 碰撞中, 20-50% 中心度下事例平面分布方法抽取的 Λ (左图) 和 $\bar{\Lambda}$ (右图) 超子整体极化, 参数 p_1 表示整体极化信号。。

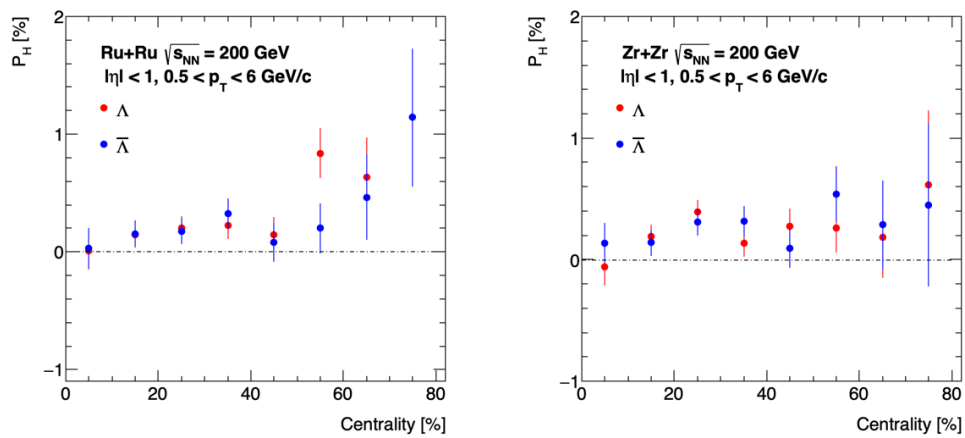


图 4.11: Ru+Ru 碰撞 (左图) 和 Zr+Zr 碰撞 (右图) 中, 事例平面分布方法抽取的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子整体极化随碰撞中心度的变化。

Ru+Ru 碰撞和 Zr+Zr 碰撞中 20-50% 中心度下的函数拟合的结果如图4.9、4.10所示，图中的拟合参数 p_1 表示整体极化。由此我们可以得到事例平面分布方法抽取的各个中心度的超子整体极化，图4.11为抽取得到的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子整体极化随碰撞中心度的变化。

4.1.4 v_1 拟合检验

直接流 v_1 表征碰撞系统几何结构的不对称性，直接流的斜率越大表明火球的倾斜越大，对应的系统涡旋强度更大进而导致的超子整体极化则越大。直接流和超子整体极化可能存在一定的关联。本分析中，我们通过对 $\langle \sin(\Psi_1 - \phi_p^*) \rangle$ 与 $\phi_\Lambda - \phi_p^*$ 关联的拟合来检验 v_1 的影响，并抽取扣除 v_1 效应之后的整体极化。拟合公式如下4.26，

$$\langle \sin(\Psi_1 - \phi_p^*) \rangle^{obs} = \langle \sin(\Psi_1 - \phi_p^*) \rangle^{ture} + cv_1 \langle \sin(\phi_\Lambda - \phi_p^*) \rangle, \quad (4.26)$$

上式中，角标 obs 表示测量得到的整体极化，角标 ture 是扣除 v_1 影响之后的整体极化， v_1 是抽取出的 v_1 贡献。

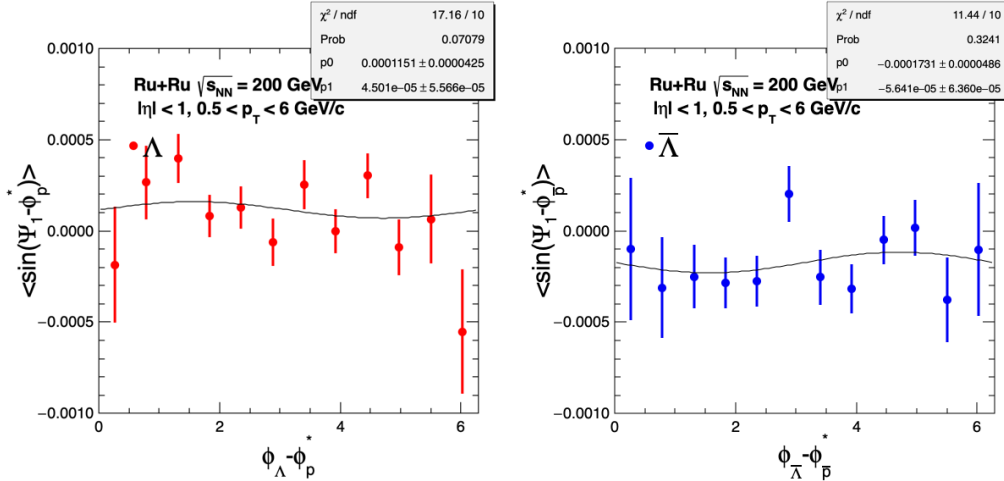


图 4.12: Ru+Ru 碰撞 20-50% 中心度下通过 v_1 拟合方法抽取的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子整体极化。

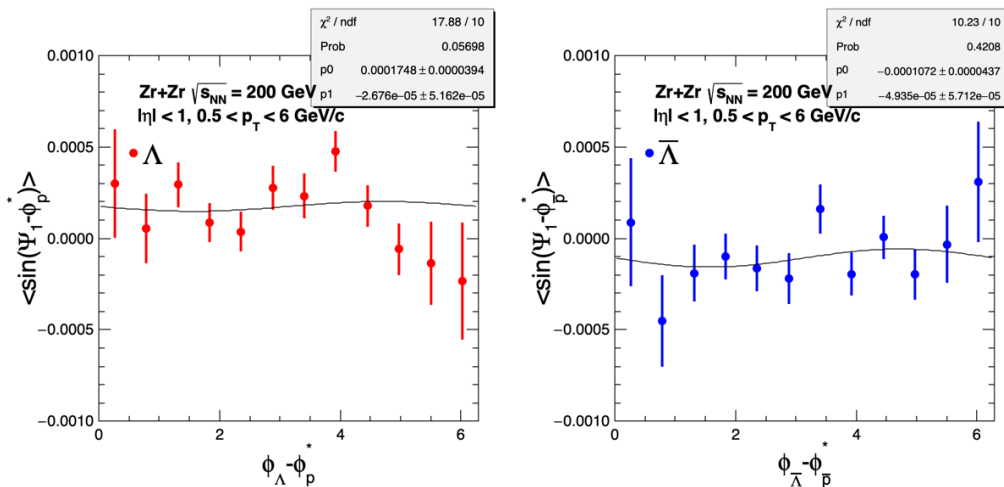


图 4.13: Zr+Zr 碰撞 20-50% 中心度下通过 v_1 拟合方法抽取的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子整体极化。

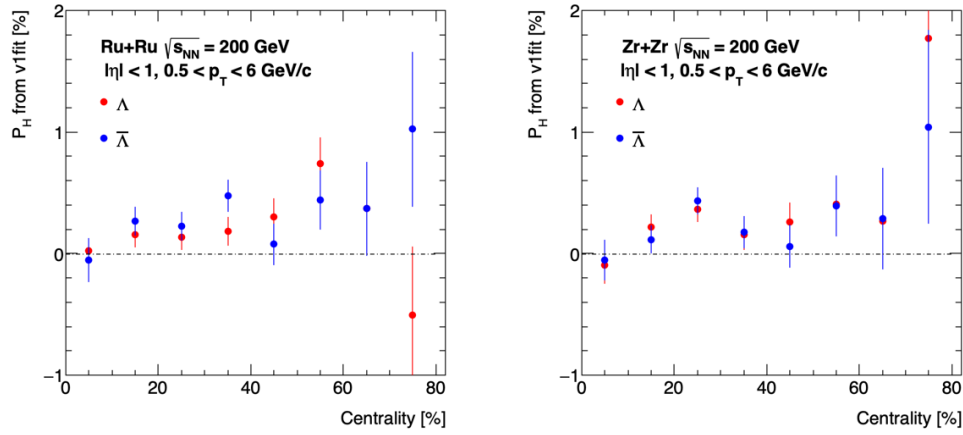


图 4.14: v_1 拟合方法抽取的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子整体极化随碰撞中心度的变化。

拟合结果如图4.12、4.13所示，分别为 Ru+Ru 碰撞和 Zr+Zr 碰撞中，20-50% 中心度下通过 v_1 拟合方法抽取的 Λ (左图) 和 $\bar{\Lambda}$ (右图) 超子整体极化，图中 p_0 为整体极化信号， p_1 为 v_1 贡献。

由此，可以得到 v_1 拟合方法抽取的各个中心度下的整体极化，结果如图4.14所示， Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子扣除 v_1 影响之后的整体极化随碰撞中心度的变化。在小节4.3.2中，将给出与不变质量谱方法的比较结果，在每个中心度下， v_1 拟合方法抽取的结果与不变质量谱方法结果是一致的， v_1 贡献对整体极化的测量几乎没有影响。

4.1.5 K_S^0 整体极化检验

本小节中，我们对超子整体极化实验测量方法进行检验。 K_S^0 粒子是自旋为 0 的中性粒子，其衰变道为 $K_S^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ ，因此，我们可以使用与 Λ 超子整体极化测量同样的方法来抽取 K_S^0 的整体极化，以此验证实验测量方法。 K_S^0 的自旋为 0，也就不会产生整体极化，预期 K_S^0 的整体极化为 0。实验上， K_S^0 整体极化测量的公式如下，

$$P_{K_S^0} = \frac{8}{\alpha_{K_S^0} \pi} \frac{\langle \sin(\Psi_1 - \phi_{\pi^+}^*) \rangle}{Res(\Psi_1)}, \quad (4.27)$$

式4.27中， $Res(\Psi_1)$ 为事例平面分辨率，与 Λ 超子的整体极化抽取中相同。 K_S^0 没有真正的弱衰变参数，此处取 $\alpha_{K_S^0} = 1$ 。

作为检验，我们使用平均值方法来抽取 K_S^0 粒子的整体极化。图4.15中 (a) 是通过 KFPparticle 方法重建的 K_S^0 不变质量分布，KFPparticle 方法在保证足够高的统计量情况下尽可能的压低了背景，取不变质量区间为 $M_{inv, K_S^0} \in (0.492, 0.502) \text{ GeV}/c^2$ 的 K_S^0 来抽取整体极化。(b) 是 K_S^0 在不同碰撞中心度的整体极化结果，可以看到，误差范围内 $P_{K_S^0}$ 和 0 一致，并且显著性小于 1σ 。这与理论上的预期一致，也验证了实验上测量 Λ 超子整体极化方法的可靠性。

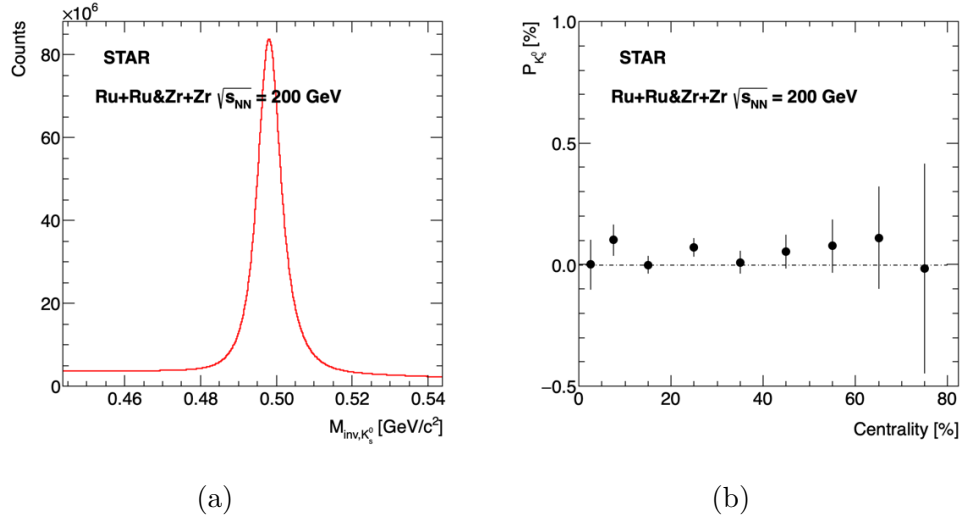


图 4.15: 左图为 Ru+Ru&Zr+Zr 碰撞中, 0-80% 碰撞中心度下的 K_S^0 不变质量分布, 右图为不同碰撞中心度下的 K_S^0 整体极化。

4.1.6 KFParticle 方法检验

本分析中, 除了用传统的拓扑方法重建超子, 我们同时也采用 KFParticle 方法对超子进行重建, 并通过不变质量谱方法抽取 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子的整体极化, 其结果作为对拓扑方法结果的检验。

图4.16和图4.17为 Ru+Ru 碰撞和 Zr+Zr 碰撞中, 从 KFParticle 方法重建的 Λ (左图) 和 $\bar{\Lambda}$ (右图) 超子样本中抽取的整体极化 (图中红色空心方点, KFParticle) 随碰撞中心度的变化, 并与拓扑方法的结果 (图中黑色圆点, Topological Cuts) 进行比较。在所有中心度下, 两种重建方法得到的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子整体极化是一致的。

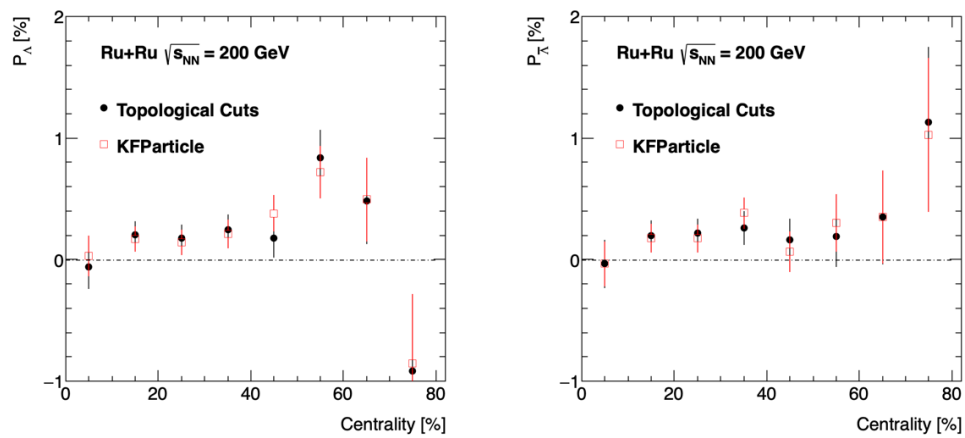


图 4.16: Ru+Ru 碰撞中, 不同碰撞中心度下 KFParticle 方法的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子整体极化与拓扑方法的结果的比较。

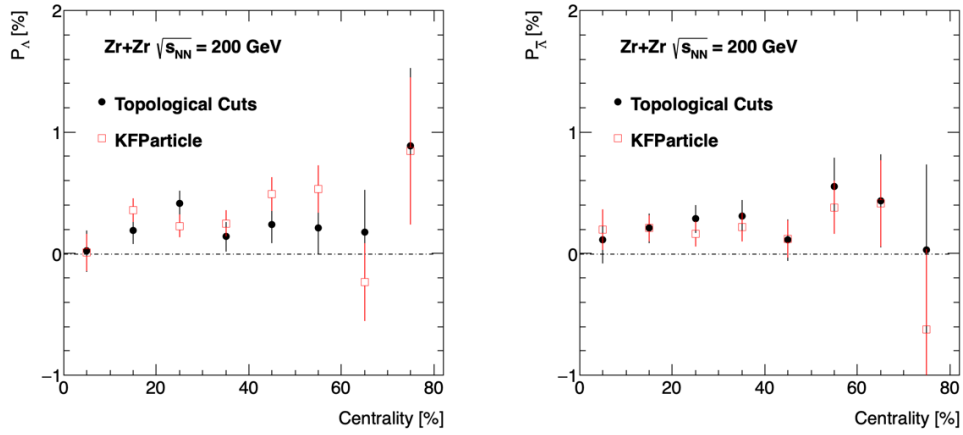


图 4.17: Zr+Zr 碰撞中, 不同碰撞中心度下 KFPparticle 方法的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子整体极化与拓扑方法的结果的比较。

4.2 Ξ^- 和 Ξ^+ 超子整体极化抽取

非对心碰撞中的系统轨道角动量随着系统演化而快速衰减 [58], 多奇异超子 Ξ^- 在系统中的产生时间早于 Λ 超子, 能够提供更多的极化信息, 同时, 多奇异超子的整体极化测量也可以为理论模型提供实验约束, 测量 Ξ^- 和 Ξ^+ 超子整体极化十分重要。

Ξ^- 和 Ξ^+ 超子可以通过其衰变道 $\Xi^- \rightarrow \Lambda + \pi^-$ 和 $\Xi^+ \rightarrow \bar{\Lambda} + \pi^+$ 进行重建 [105]。目前实验上对其整体极化测量有两种方式 [57]:

(1) 直接测量: 与 Λ 超子整体极化测量类似, 直接利用 $\Xi^- \rightarrow \Lambda + \pi^-$ 弱衰变过程中的子粒子 Λ 在 Ξ^- 静止系中的方位角分布提取, 其定义式如下,

$$P_{\Xi^-} = \frac{8}{\alpha_{\Xi^- \pi} A_0} \frac{1}{\langle \sin(\Psi_1 - \phi_\Lambda^*) \rangle} \frac{Res(\Psi_1)}{Res(\Psi_1)}, \quad (4.28)$$

式4.28中 ϕ_Λ^* 是 Ξ^- 静止系中衰变子粒子 Λ 的方位角, $Res(\Psi_1)$ 是反应平面分辨率, A_0 是接收度修正项, 其测量结果见图4.2。 $\alpha_{\Xi^-} = -0.401 \pm 0.010$ [106]。

(2) 间接测量: 用 Ξ^- 和 Ξ^+ 衰变出的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 的整体极化通过自旋转移因子进行间接测量 [107–109]。子粒子 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 与母粒子 Ξ^- 和 Ξ^+ 之间的自旋极化关系如下,

$$P_\Lambda = C_{\Xi^- \rightarrow \Lambda} P_{\Xi^-}, \quad (4.29)$$

式4.29中, $C_{\Xi^- \rightarrow \Lambda}$ 是衰变自旋转移因子, $C_{\Xi^- \rightarrow \Lambda} = 0.944$ [57]。

下面我们将介绍上述两种测量方式中通过不变质量谱方法和事例平面分布法两种抽取极化度方法提取的 Ξ^- 和 Ξ^+ 整体极化。

4.2.1 直接测量 Ξ^- 和 Ξ^+ 整体极化

首先我们用不变质量谱方法对 Ξ^- 和 Ξ^+ 整体极化进行提取。不变质量谱方法与4.1.2小节中介绍的相同, Ξ^- 超子不变质量谱的拟合区间为 $(1.307, 1.337) \text{ GeV}/c^2$ 。

Ru+Ru 碰撞和 Zr+Zr 碰撞中，20-50% 中心度下不变质量谱方法抽取极化度的过程如图4.18。左图为使用式4.19对 Ξ^- 超子不变质量谱的拟合结果，蓝线表示信号超子的不变质量分布，绿线表示背景部分。右图为使用式4.21抽取整体极化信号，图中 p_9 为信号超子的整体极化， p_{10} 为背景超子的极化贡献。

其次，我们用事例平面分布方法对 Ξ^- 整体极化进行提取。事例平面分布方法与4.1.3小节中介绍的相同，通过 Side-band 方法估算 Ξ^- 超子信号数目，选取的质量区间为：左侧为 $(1.307, 1.312) \text{ GeV}/c^2$ ，右侧为 $(1.332, 1.337) \text{ GeV}/c^2$ ，信号区间为 $(1.317, 1.327) \text{ GeV}/c^2$ 。Ru+Ru 碰撞和 Zr+Zr 碰撞中，20-50% 中心度下事例平面分布方法抽取极化度的结果如图4.19。用 Side-band 方法估计信号区间扣除背景之后的 Ξ^- 超子信号数目，之后用公式4.25抽取极化度信号。左图为 Ξ^- 结果，右图为 Ξ^+ 结果，参数 p_1 表示抽取出的整体极化。

最终，Ru+Ru&Zr+Zr 碰撞中两种方法抽取出的各个中心度下的 Ξ^- 和 Ξ^+ 超子整体极化如图4.20。左图为不变质量谱方法的结果，右图为事例平面分布方法的结果。

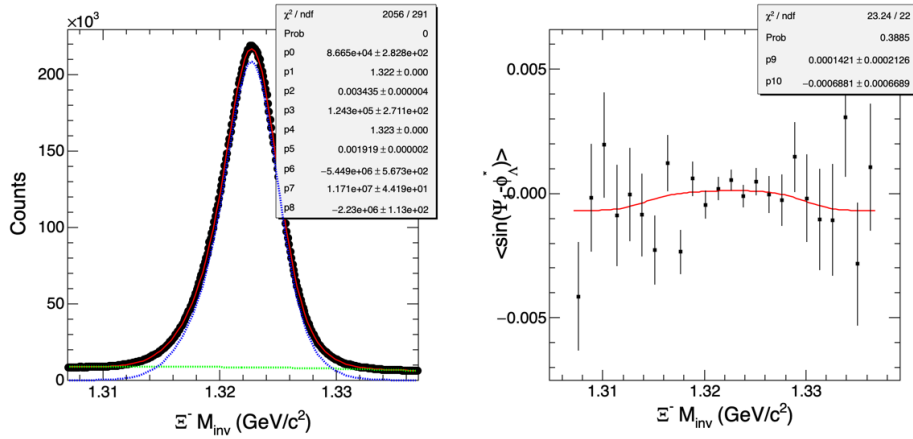


图 4.18: Ru+Ru&Zr+Zr 碰撞中，20-50% 中心度下通过不变质量谱方法抽取的 Ξ^- 超子整体极化。右图中 p_9 表示信号超子的整体极化， p_{10} 表示背景超子的极化度贡献。

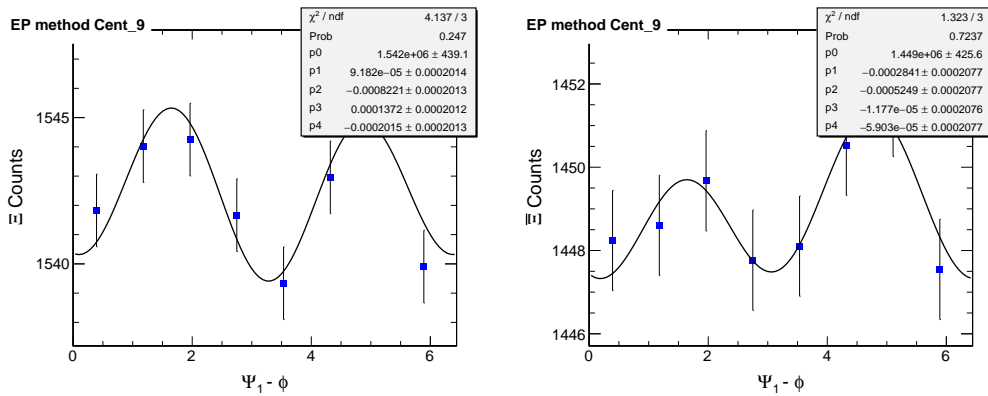


图 4.19: Ru+Ru&Zr+Zr 碰撞中，20-50% 中心度下通过事例平面分布方法抽取的 Ξ^- 和 Ξ^+ 超子整体极化， p_1 表示信号超子的整体极化。

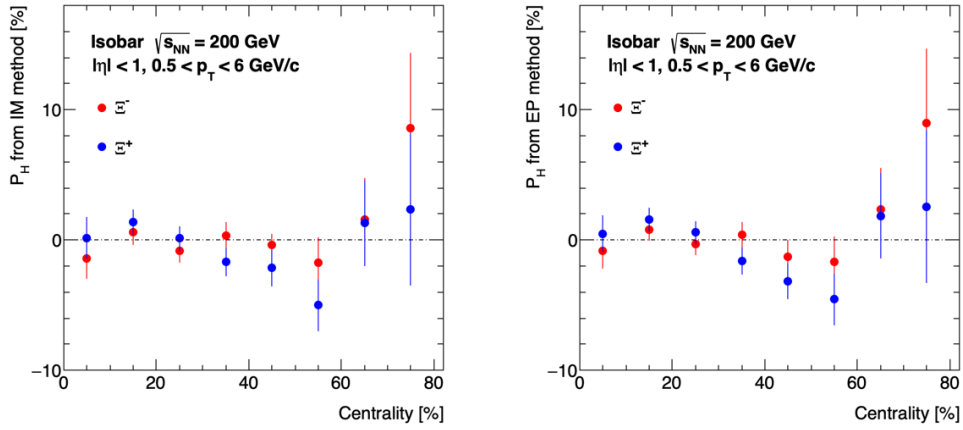


图 4.20: Ru+Ru&Zr+Zr 碰撞中, 直接测量的 Ξ^- 和 Ξ^+ 整体极化随碰撞中心度的变化。左图为不变质量谱方法的结果, 右图为事例平面分布方法的结果。

4.2.2 间接测量 Ξ^- 和 Ξ^+ 整体极化

首先我们用不变质量谱方法对子粒子 Λ 整体极化进行提取。Ru+Ru&Zr+Zr 碰撞中, 抽取的过程如图4.21, 左图为使用式4.19对 Λ 超子不变质量谱的拟合结果, 蓝线表示信号超子的不变质量分布, 绿线表示背景部分。右图为使用式4.21抽取整体极化信号, 图中 p_9 为信号超子的整体极化, p_{10} 为背景超子的极化贡献。各个中心度下的极化度结果如图4.23中左图所示。

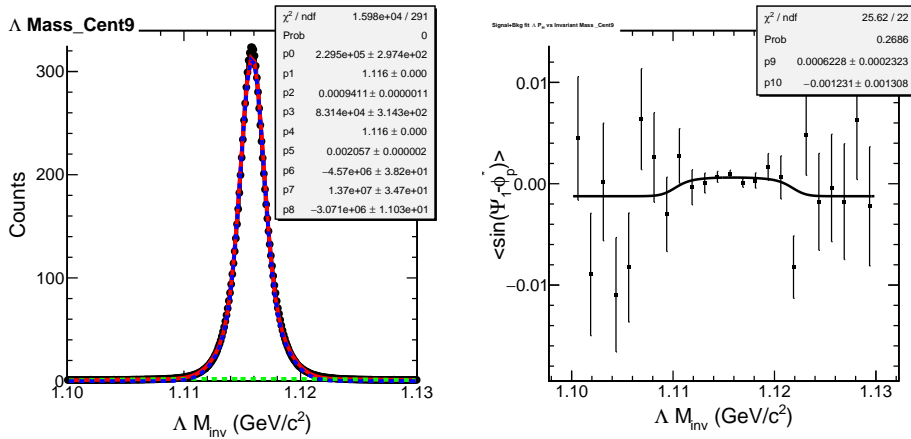


图 4.21: Ru+Ru&Zr+Zr 碰撞中, 20-50% 中心度下通过不变质量谱方法抽取的 Λ 超子整体极化。右图中 p_9 表示信号超子的整体极化, p_{10} 表示背景超子的极化度贡献。

其次, 我们用事例平面分布方法对子粒子 Λ 整体极化进行提取。Ru+Ru&Zr+Zr 碰撞中, 抽取的过程如图4.22, 用 Side-band 方法估计信号区间扣除背景之后的 Λ 超子信号数目, 之后用公式4.25抽取极化度信号。左图为 Λ , 右图为 $\bar{\Lambda}$ 结果, 参数 p_1 表示抽取出的整体极化。

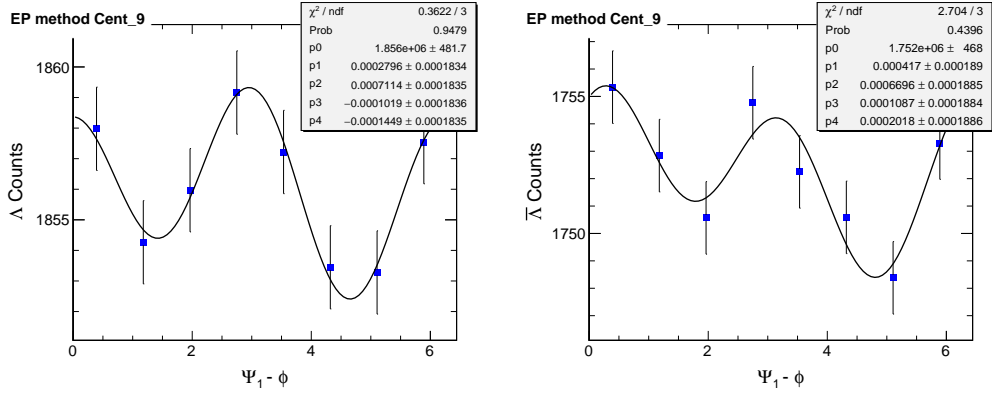


图 4.22: Ru+Ru&Zr+Zr 碰撞中，事例平面分布方法抽取 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子整体极化。

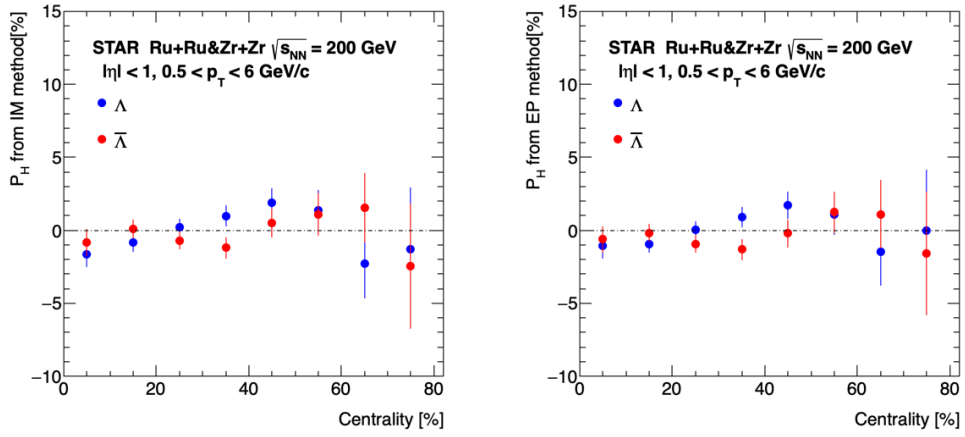


图 4.23: Ru+Ru&Zr+Zr 碰撞中，子粒子 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子整体极化随碰撞中心度的变化。

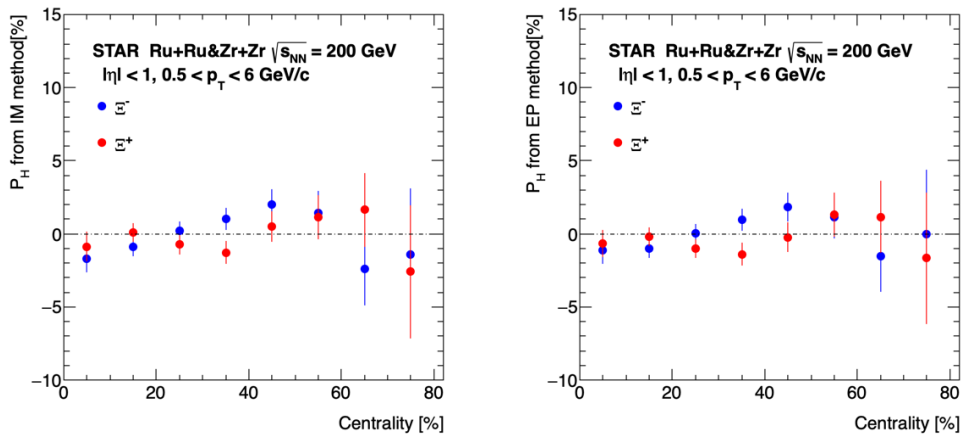


图 4.24: Ru+Ru&Zr+Zr 碰撞中，母粒子 Ξ^- 和 Ξ^+ 超子整体极化随碰撞中心度的变化。

最后，我们可以得到不同碰撞中心度下两种抽取方法的子粒子 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子整体极化结果，如图4.23所示。然后，利用自旋转移因子，可以通过公式4.29计算得到母粒子 Ξ^- 的整体极化，图4.24中所示为不变质量谱方法（左图）和事例平面分布方法（右图）中抽取出的不同碰撞中心度下的 Ξ^- 和 Ξ^+ 超子整体极化。

4.3 系统误差分析

在本分析中，系统误差主要来自于衰变参数的不确定性、探测器接收度的影响、事例平面分辨率的影响、极化度抽取方法的差异、超子重建背景的影响。

从3.3.4小节和4.1小节可知，来源于事例平面分辨率和探测器接收度的相对系统误差 $< 0.1\%$ ，本节中主要对来源于衰变参数、整体极化抽取方法和超子重建背景影响的系统误差进行介绍，最后给出系统误差总结。

4.3.1 衰变参数的系统误差估计

Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子是电中性粒子，弱衰变到 $p(\bar{p}), \pi^-(\pi^+)$ ，衰变道如下：

- $\Lambda \rightarrow \pi^- + p$ ($\alpha_\Lambda = 0.732 \pm 0.014$)
- $\bar{\Lambda} \rightarrow \pi^+ + \bar{p}$ ($\alpha_{\bar{\Lambda}} = -0.758 \pm 0.012$)

多奇异超子 $\Xi^-(\Xi^+)$ (dss) 弱衰变到带电的 $\pi^-(\pi^+)$ 和一个中性的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ ，衰变的子 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 再次弱衰变到 p, π 。衰变道如下，

- $\Xi^- \rightarrow \Lambda + \pi^-$ ($\alpha_{\Xi^-} = -0.401 \pm 0.010$)
- $\Xi^+ \rightarrow \bar{\Lambda} + \pi^+$ ($\alpha_{\Xi^+} = 0.401 \pm 0.010$)

α_Λ 和 $\alpha_{\bar{\Lambda}}$ 分别是 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子的衰变参数，本分析中取 $\alpha_\Lambda = -\alpha_{\bar{\Lambda}} = 0.732 \pm 0.014$ ，其相对误差为 1.9%。同样，取 Ξ^- 和 Ξ^+ 超子的衰变参数 $\alpha_{\Xi^-} = -\alpha_{\Xi^+} = -0.401 \pm 0.010$ ，相对误差为 2.5%。衰变参数来自于 PDG 手册 [106]。

4.3.2 抽取方法的系统误差估计

(a) Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子抽取方法的系统误差

本分析中，使用不变质量谱方法（IM method）和事例平面分布方法（EP method）抽取超子整体极化。由于不变质量谱方法可以很好地估计背景部分超子的极化度贡献，我们将其结果作为最终结果，与事例平面分布方法的差异作为抽取方法的系统误差。

图4.25和图4.26为 Ru+Ru 碰撞和 Zr+Zr 碰撞中各个中心度下的不变质量谱方法和事例平面分布方法抽取的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子整体极化。两种方法抽取的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 整体极化在每个碰撞中心度下都是一致的。

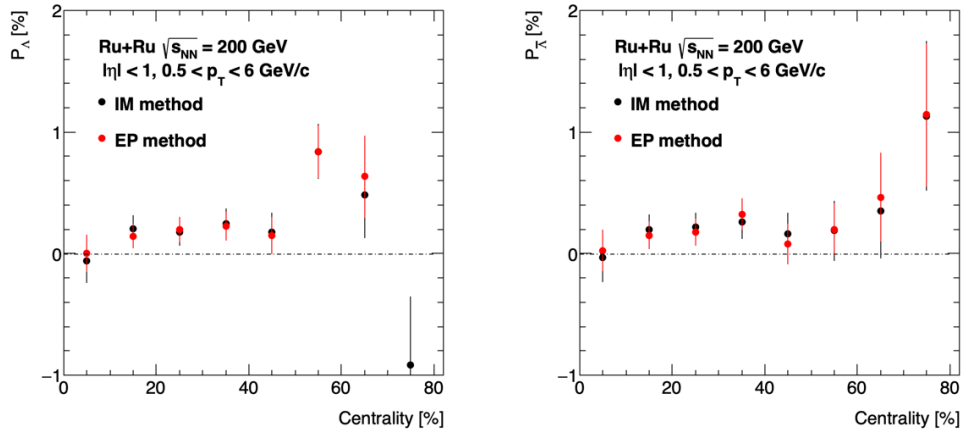


图 4.25: Ru+Ru 碰撞中，不同抽取方法的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子整体极化随中心度的变化。

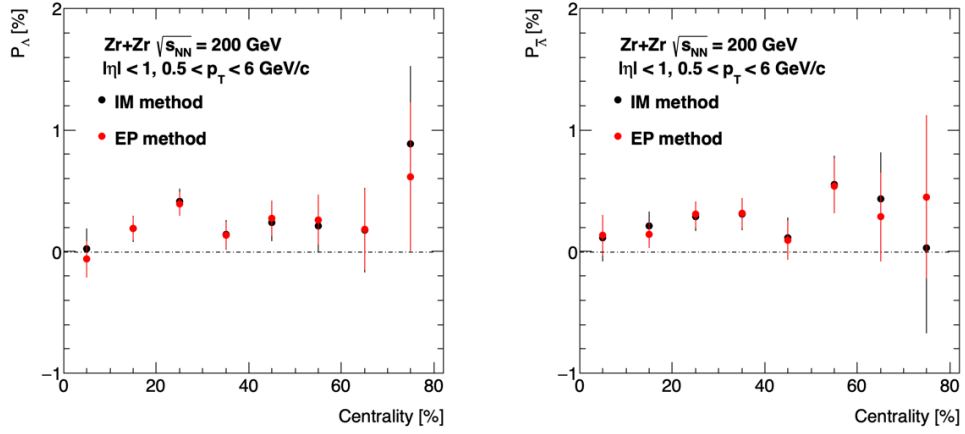


图 4.26: Zr+Zr 碰撞中，不同抽取方法的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子整体极化随中心度的变化。

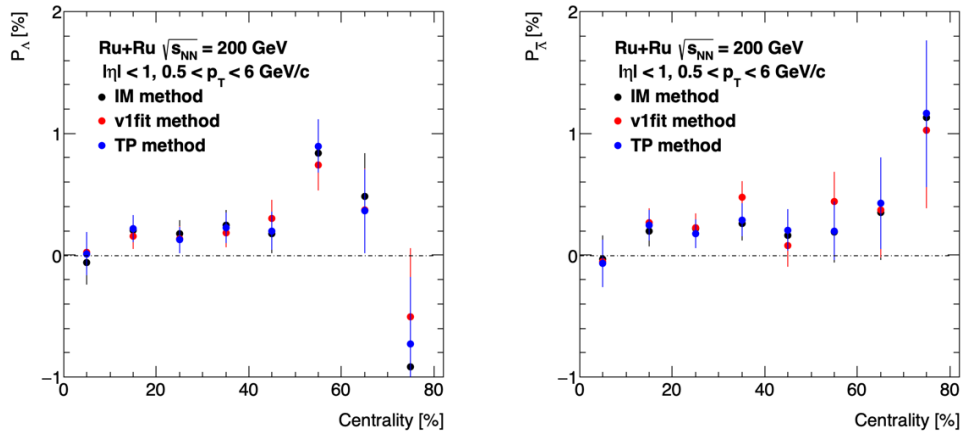


图 4.27: Ru+Ru 碰撞中，使用平均值方法和 v_1 拟合方法对抽取结果的检验。

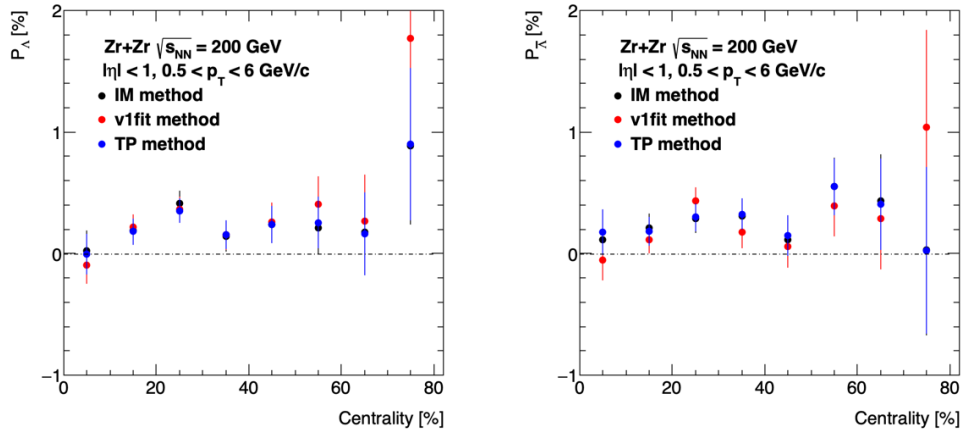


图 4.28: Zr+Zr 碰撞中, 使用平均值方法和 v_1 拟合方法对抽取结果的检验。

另外, 我们分别在4.1.1和4.1.4小节使用平均值法、 v_1 拟合方法抽取超子整体极化, 其与不变质量谱方法的比较结果如图4.27、4.28所示。图中为 Ru+Ru 碰撞和 Zr+Zr 碰撞中, 不变质量谱方法 (图中黑点, IM method)、平均值法 (图中蓝点, TP method) 和 v_1 拟合方法 (图中红点, v1fit method) 抽取的 Λ (左图) 和 $\bar{\Lambda}$ (右图) 超子整体极化随碰撞中心度的变化, 在各个中心度下, 三种方法的结果是一致的。

(b) Ξ^- 和 Ξ^+ 超子抽取方法的系统误差

Ξ^- 和 Ξ^+ 超子的整体极化有直接测量和间接测量两种方式, 两种方式中分别通过不变质量谱方法 (IM method) 和事例平面分布方法 (EP method) 对整体极化进行抽取。抽取结果如图4.29、4.30, 分别为 Ru+Ru&Zr+Zr 碰撞中, 直接测量和间接测量方式中两种抽取方法的 Ξ^- (左图) 和 Ξ^+ (右图) 超子整体极化随中心度的变化。两种抽取方法的结果在各个中心度下都是一致的。抽取方法结果的差异将作为系统误差之一。

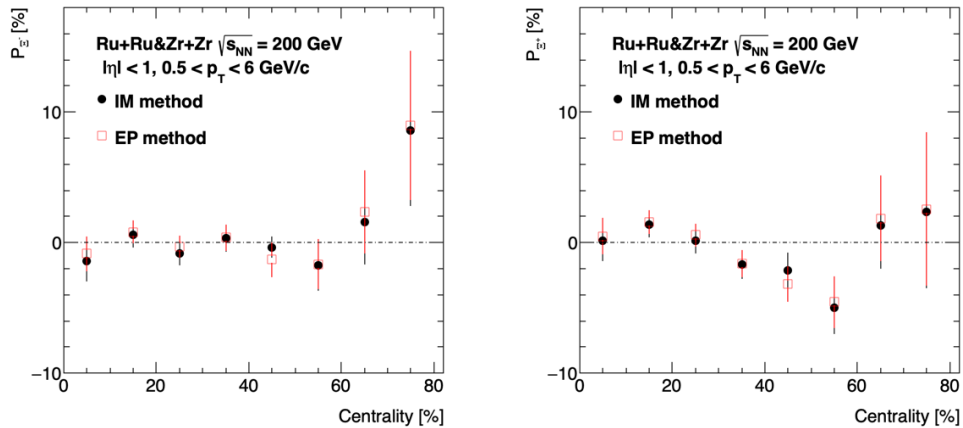


图 4.29: 直接测量中, 两种抽取方法的 Ξ^- 和 Ξ^+ 超子整体极化随中心度的变化。

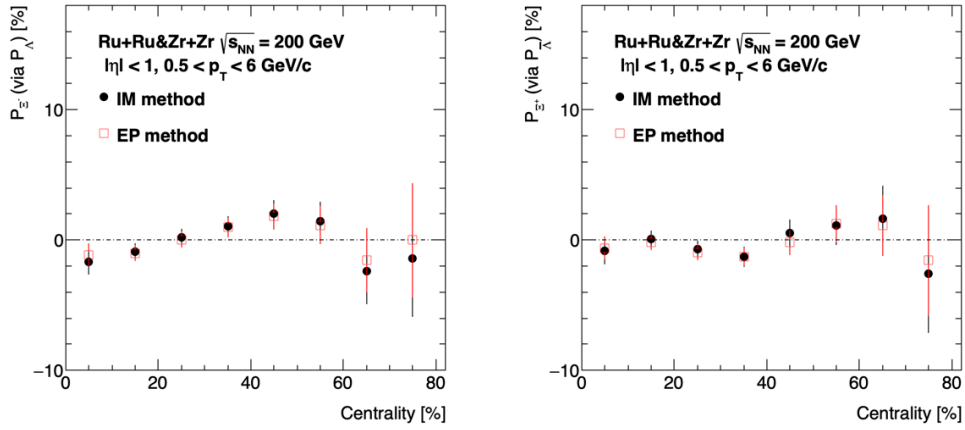


图 4.30: 间接测量中, 两种抽取方法的 Ξ^- 和 Ξ^+ 超子整体极化随中心度的变化。

4.3.3 超子重建背景贡献

(a) Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子重建背景贡献的系统误差

同小节4.1.1所述, 背景部分的超子可能有非零的整体极化, 因此最终结果要扣除背景部分的影响, 这部分影响将作为系统误差之一。

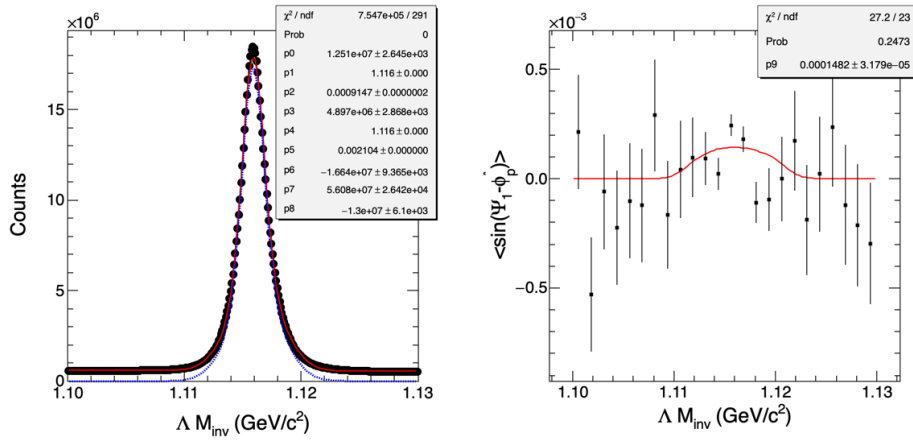


图 4.31: Ru+Ru&Zr+Zr 碰撞中, 20-50% 中心度下不变质量谱方法抽取的 Λ 超子整体极化信号, 参数 p_9 为信号超子的整体极化信号。

从4.1.2小节可知, 不变质量谱方法中使用公式4.19抽取极化度。为了研究背景对极化度的影响, 此处我们使用不包含背景贡献的函数 (式4.30) 来进行拟合, 拟合公式如下,

$$\langle \sin(\Psi_1 - \phi_p^*) \rangle^{obs} = (1 - f^{Bg}(M_{inv})) \langle \sin(\Psi_1 - \phi_p^*) \rangle^{Sg}, \quad (4.30)$$

上式中, $f^{Bg}(M_{inv})$ 是背景比例相对于不变质量的函数, 角标 Sg 表示 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 信号部分的整体极化。与式4.21比较, 此处认为背景部分超子的极化度贡献为 0。

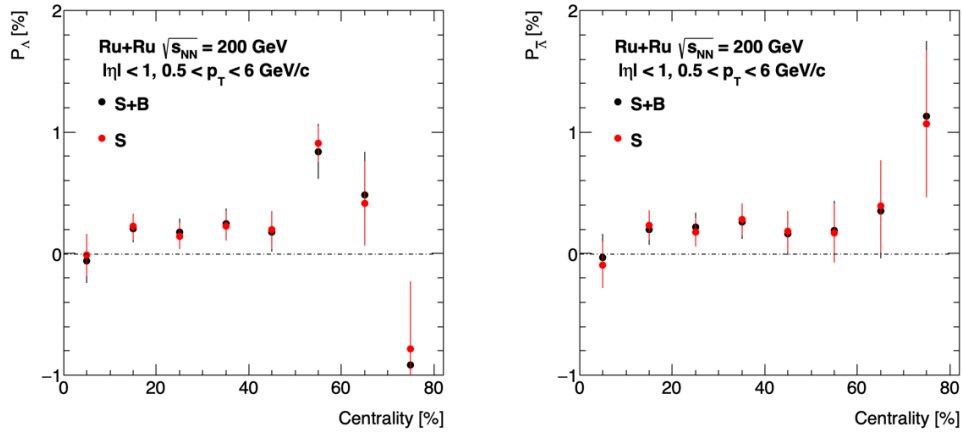


图 4.32: Ru+Ru 碰撞中, 不变质量谱方法中背景部分超子对整体极化的影响。

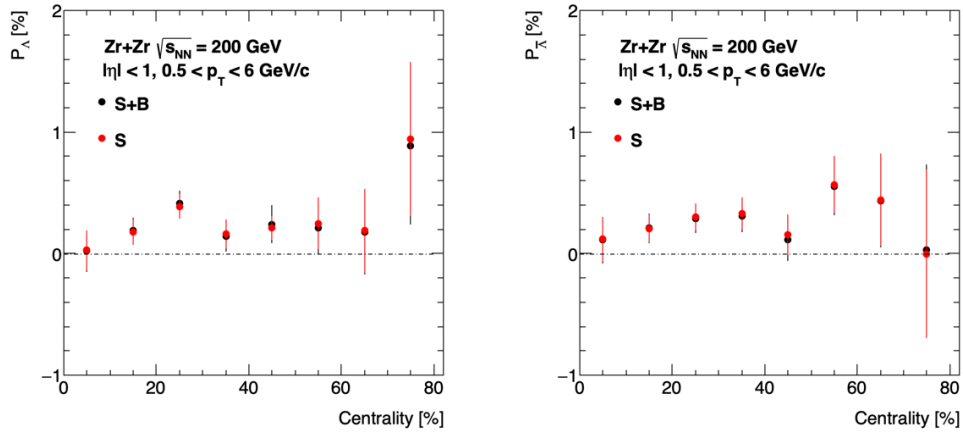


图 4.33: Zr+Zr 碰撞中, 不变质量谱方法中背景部分超子对整体极化的影响。

Λ 超子整体极化抽取过程如图4.31所示, 左图中用公式4.19拟合 Λ 超子不变质量谱, 右图中用公式4.30抽取极化度信号, 参数 p_9 为信号超子的整体极化。然后, 将此结果与公式4.21的抽取结果进行比较。结果如图4.32和图4.33, 分别为 Ru+Ru 碰撞和 Zr+Zr 碰撞中通过式4.21和式4.30抽取的各个中心度下的 Λ (左图) 和 $\bar{\Lambda}$ (右图) 超子整体极化。图中黑色的点 (S+B) 表示抽取时扣除了背景贡献的极化度结果, 红色的点 (S) 表示抽取时不包含背景部分贡献 (认为背景部分极化度为 0) 的极化度结果, 比较可知, 两种抽取的结果在每个碰撞中心度下都是一致的, 其差异来自于背景部分极化度的影响, 将作为系统误差的来源之一。

(b) Ξ^- 和 Ξ^+ 超子重建背景贡献的系统误差

同样, 为了研究 Ξ^- 和 Ξ^+ 背景超子的整体极化的影响, 我们使用不包含背景贡献的函数 (式4.30) 来通过不变质量谱方法进行极化度抽取, 直接测量和间接测量方式中的抽取过程如图4.34和4.35。

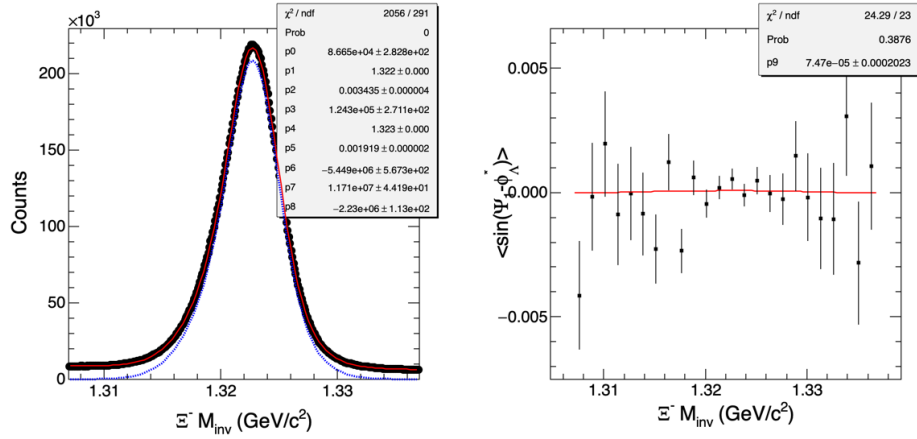


图 4.34: Ru+Ru&Zr+Zr 碰撞中, 20-50% 中心度下通过不变质量谱方法抽取的 Ξ^- 超子整体极化, 参数 p_9 为信号超子的整体极化。

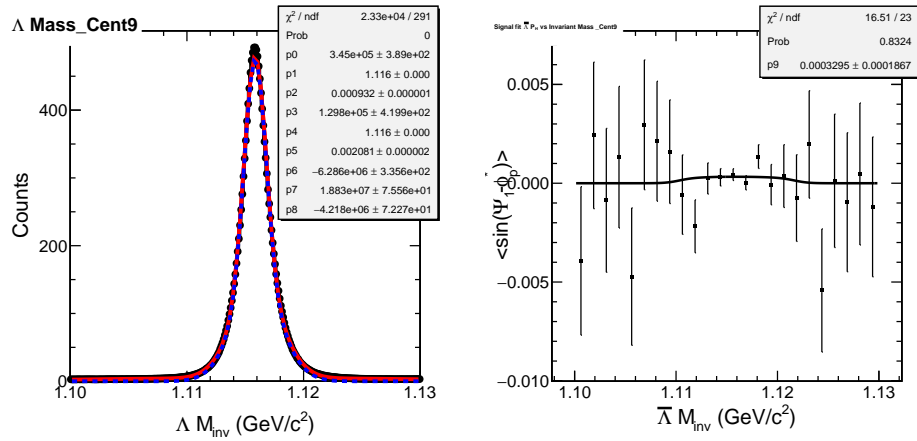


图 4.35: Ru+Ru&Zr+Zr 碰撞中, 20-50% 中心度下不变质量谱方法抽取的衰变出的粒子 Λ 整体极化, 参数 p_9 为信号超子的整体极化。

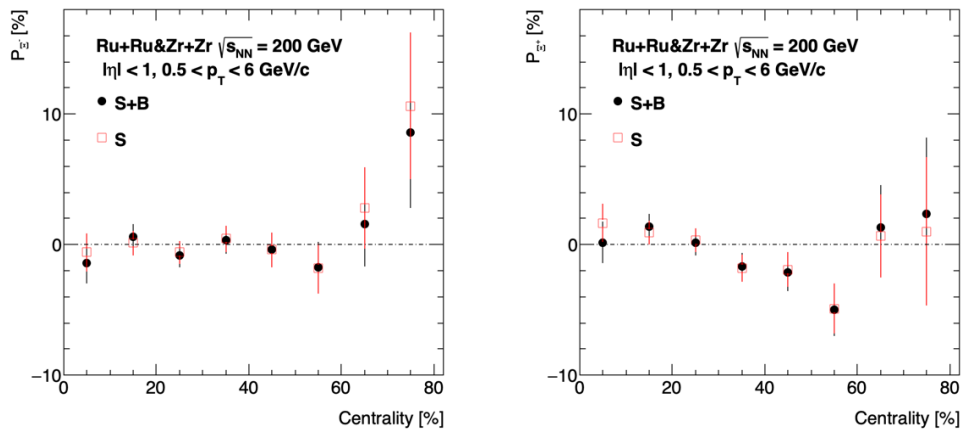


图 4.36: 直接测量中, 不变质量谱方法中背景部分的 Ξ^- 和 Ξ^+ 超子对整体极化的影响。

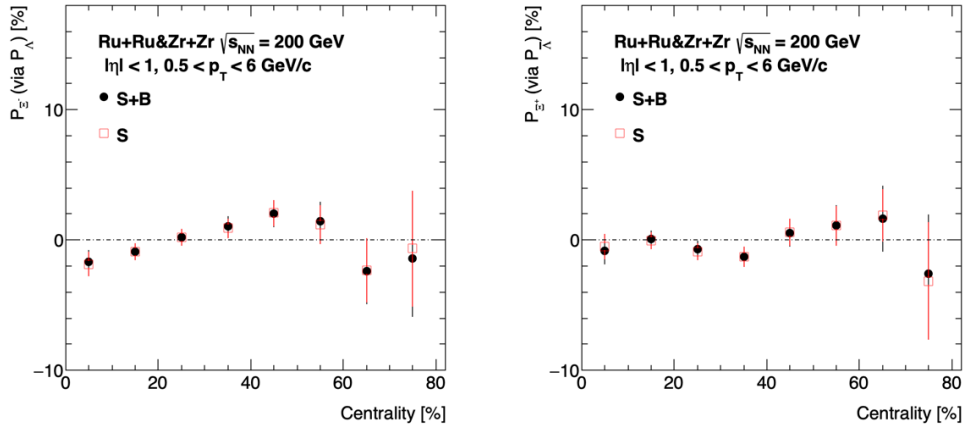


图 4.37: 间接测量中, 不变质量谱方法中背景部分的 Ξ^- 和 Ξ^+ 超子对整体极化的影响。

Ξ^- 超子整体极化抽取过程如图4.34所示, 左图中用公式4.19拟合 Ξ^- 超子不变质量谱, 右图中用公式4.30抽取整体极化, 参数 p_9 为信号超子的整体极化信号。然后, 将此结果与公式4.21的抽取结果进行比较。

图4.36和图4.37分别为 Ru+Ru&Zr+Zr 碰撞中直接测量方式和间接测量方式中通过式4.21和式4.30抽取的 Ξ^- (左图) 和 Ξ^+ (右图) 超子整体极化随碰撞中心度的变化。两种抽取方法的结果在每个碰撞中心度下都是一致的。背景部分超子的极化度贡献将作为系统误差之一。

4.3.4 系统误差总结

本小节给出来源于抽取方法和超子重建背景贡献的系统误差的估算方法, 之后对所有来源的系统误差进行总结。

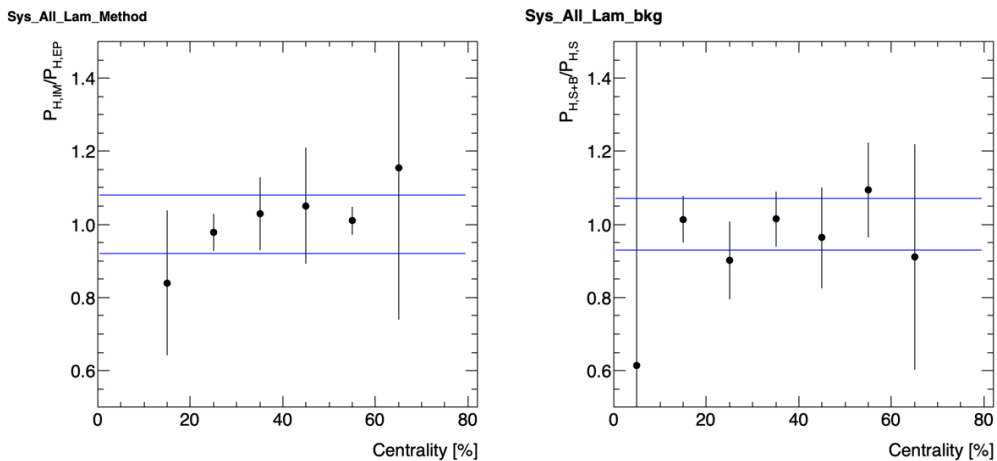


图 4.38: Ru+Ru 碰撞中, Λ 超子整体极化测量中抽取方法 (左图) 和超子重建背景贡献 (右图) 引入的相对系统误差。

以图4.38为例, 左图为不同中心度下的 Λ 超子整体极化来自于抽取方法的相对系

统误差估算，图中点为不变质量谱方法抽取的整体极化 ($P_{H,IM}$) 与事例平面分布方法抽取结果 ($P_{H,EP}$) 的比值，即 $\frac{P_{H,IM}}{P_{H,EP}}$ 。比值越接近于 1 表示抽取方法引入的系统误差越小。我们取 1 ± 0.08 的误差区间 (图中蓝线)，在考虑所有中心度下系统误差之后，最终估计整体极化的中心度依赖测量中抽取方法引入的相对系统误差为 8%。用同样的方法估计的超子重建背景贡献引入的相对系统误差为 7% (右图)。在整体极化的横动量和赝快度依赖性测量中，抽取方法和背景贡献的相对系统误差分别为 6.5% 和 6%。另外，衰变参数引入的相对系统误差为 1.9%，事例平面分辨率和接收度影响的相对系统误差小于 0.1%。

在 Ξ^- 和 Ξ^+ 超子整体极化测量中，事例平面分辨率和接收度影响的相对系统误差小于 0.1%。直接测量方式中，衰变参数引入的相对系统误差为 2.5%，抽取方法和超子重建背景贡献的相对系统误差分别为 30% 和 25%。间接测量方式中，衰变参数引入的相对系统误差为 1.9%，抽取方法和背景贡献的相对系统误差分别为 27% 和 23%。

由于上述系统误差是互相独立的，将每一项取平方和相加开平方，最终计算出总系统误差，详见表 4.1、4.2、4.3。

表 4.1: Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子整体极化测量中引入的相对系统误差。

来源 (%)	Ru+Ru		Zr+Zr		Ru&Zr	
	Λ	$\bar{\Lambda}$	Λ	$\bar{\Lambda}$	Λ	$\bar{\Lambda}$
衰变参数			1.9			
事例平面分辨率			<0.1			
抽取方法	8.0	8.0	5.5	8.0	7.5	8.0
背景贡献	7.0	7.5	8.5	7.0	9.0	8.5
接收度影响			<0.01			
总计	10.8	11.1	10.3	10.8	11.9	12.5

表 4.2: Ξ^- 和 Ξ^+ 超子整体极化直接测量中引入的相对系统误差。

来源 (%)	Ru+Ru		Zr+Zr		Ru&Zr	
	Ξ^-	Ξ^+	Ξ^-	Ξ^+	Ξ^-	Ξ^+
衰变参数			2.5			
事例平面分辨率			<0.1			
抽取方法	30.0	30.0	27.0	31.5	32.0	30.5
背景贡献	25.0	21.0	26.0	26.0	28.5	25.0
接收度影响			<0.01			
总计	39.1	36.7	37.6	40.9	42.9	39.5

表 4.3: Ξ^- 和 Ξ^+ 超子整体极化间接测量中引入的相对系统误差。

来源 (%)	Ru+Ru		Zr+Zr		Ru&Zr	
	Ξ^-	Ξ^+	Ξ^-	Ξ^+	Ξ^-	Ξ^+
衰变参数			1.9			
事例平面分辨率			<0.1			
抽取方法	27.0	30.0	25.5	26.0	30.0	29.0
背景贡献	23.0	18.5	21.0	25.0	21.0	27.0
接收度影响			<0.01			
总计	35.5	35.3	33.1	36.1	36.7	39.7

4.4 测量结果与讨论

本分析使用多种方法对整体极化进行抽取，不变质量谱方法的结果作为最终结果，在此方法中，我们研究了背景部分对整体极化的贡献，并对其作出扣除，其影响也被作为系统误差的一部分。另外，抽取方法的不同可能影响最终结果的稳定性，因此我们用事例平面方法抽取整体极化，并将其与不变质量谱方法结果的差别作为系统误差的来源之一。

最终，经过数据样本筛选，事例平面重建，超子重建，整体极化抽取和系统误差分析之后，得到了碰撞能量 200 GeV 的 Ru+Ru 碰撞和 Zr+Zr 碰撞中的 Λ 、 $\bar{\Lambda}$ 、 Ξ^- 、 Ξ^+ 超子整体极化结果，并对整体极化关于碰撞中心度、横动量和赝快度的依赖关系进行系统研究。

理论计算中估计了 feed-down 对整体极化的贡献 [64, 66]，发现它将整体极化稀释了 15% - 20%。但是，该估计是模型相关的，此外，由于拓扑筛选条件减少了次级衰变的粒子，其贡献在实验测量中可能会更低。因此，我们未对测量结果进行 feed-down 修正，模型计算可以考虑和不考虑 feed-down 效应从而与实验比较。

(a) Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子整体极化结果

我们首先研究了碰撞能量 200 GeV 的 Ru+Ru 碰撞和 Zr+Zr 碰撞中 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子整体极化随碰撞中心度的变化，测量结果如图 4.39。观测到 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子整体极化的清晰信号，其随着碰撞中心度的增加而增大，碰撞中心度越大即越边缘碰撞，体系的角动量更大导致整体极化增大，这与理论预期一致 [44, 110, 111]。在 20-50% 碰撞中心度下的超子整体极化平均值如表 4.4 所示，Ru+Ru&Zr+Zr 碰撞中， Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子整体极化信号显著性达到 4 倍标准偏差。对比 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子的测量结果，其整体极化是一致的，没有观测到磁场效应对整体极化的影响。因此，我们将 Ru+Ru 碰撞和 Zr+Zr 碰撞的数据合并到一起，如图 4.40，在当前的测量精度下，各个中心度下的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 的整体极化没有明显区别，表明在本分析中，我们没有观测到磁场效应对整体极化的影响。

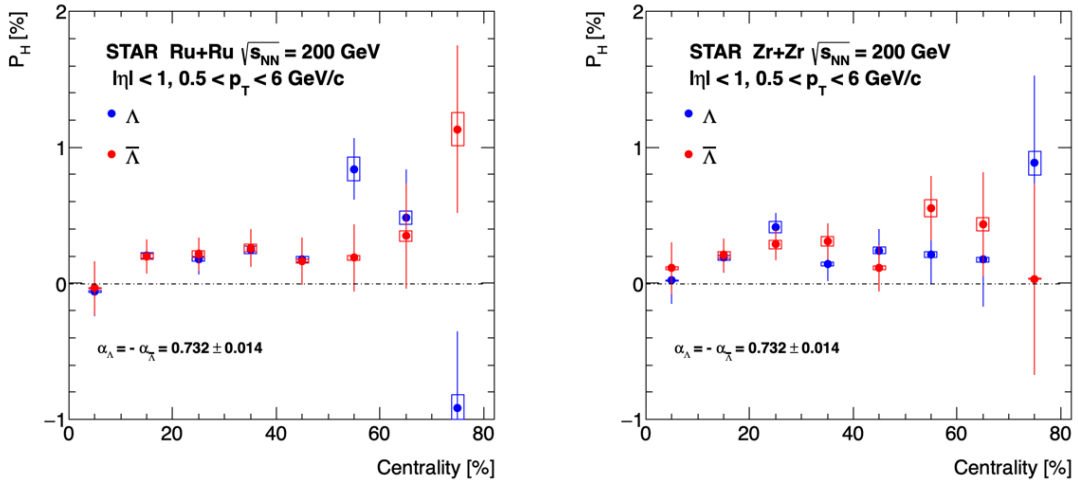
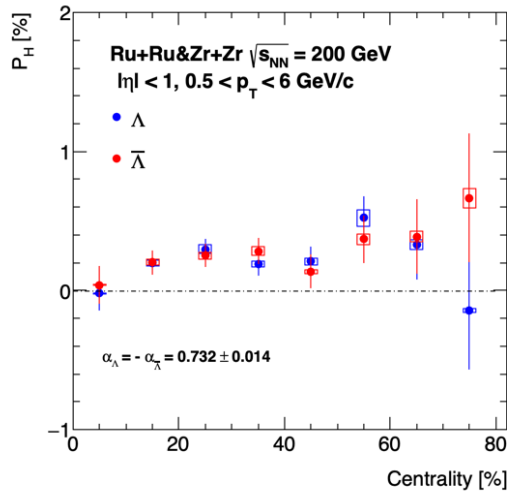

 图 4.39: Ru+Ru 碰撞和 Zr+Zr 碰撞中, Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子整体极化对碰撞中心度的依赖。

 图 4.40: Ru+Ru&Zr+Zr 碰撞中, Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子整体极化对碰撞中心度的依赖。

 表 4.4: 20-50% 中心度下 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子整体极化结果。

20-50%	Ru+Ru	Zr+Zr	Ru+Ru&Zr+Zr	Au+Au[53]
$P_{\Lambda}(\%)$	$0.200 \pm 0.073 \pm 0.022$	$0.286 \pm 0.069 \pm 0.029$	$0.243 \pm 0.050 \pm 0.029$	$0.277 \pm 0.040 \pm_{0.049}^{0.039}$
$P_{\bar{\Lambda}}(\%)$	$0.217 \pm 0.080 \pm 0.024$	$0.258 \pm 0.076 \pm 0.028$	$0.238 \pm 0.055 \pm 0.030$	$0.240 \pm 0.045 \pm_{0.045}^{0.061}$

其次, 研究了整体极化关于碰撞系统尺寸的依赖性。我们将 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子的数据样本合并到一起, Ru+Ru 碰撞和 Zr+Zr 碰撞中的 $\Lambda + \bar{\Lambda}$ 的整体极化测量结果如图 4.41。在不同碰撞中心度下, $\Lambda + \bar{\Lambda}$ 的整体极化在 Ru+Ru 碰撞和 Zr+Zr 碰撞两个系统中是一致的。那么, 如果我们与更大尺寸的碰撞系统 (Au+Au 碰撞) 进行比较, 是否能发现一些新的现象呢?

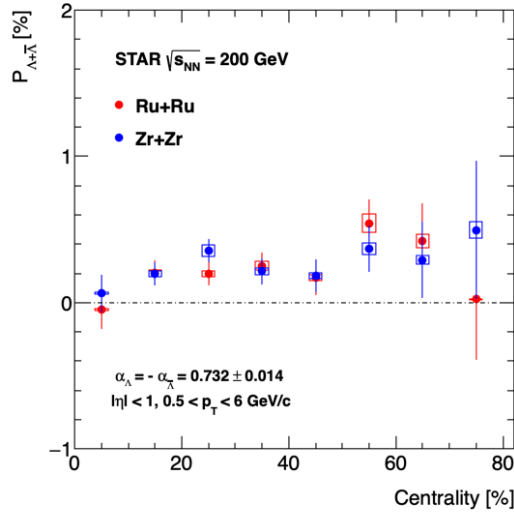


图 4.41: 不同碰撞中心度下, $\Lambda+\bar{\Lambda}$ 的整体极化在 Ru+Ru 碰撞和 Zr+Zr 碰撞中的比较。

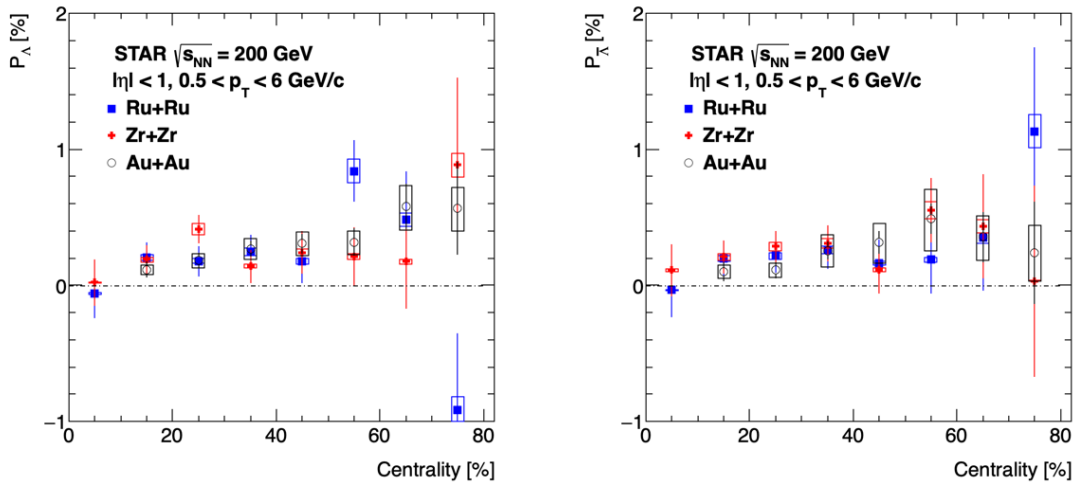


图 4.42: 不同碰撞中心度下, Λ (左图) 和 $\bar{\Lambda}$ (右图) 超子整体极化在 Ru+Ru 碰撞、Zr+Zr 碰撞和 Au+Au 碰撞系统中的比较。

因此, 我们给出了碰撞能量 200 GeV 的 Ru+Ru 碰撞、Zr+Zr 碰撞和 Au+Au 碰撞中 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子整体极化关于碰撞中心度依赖的测量结果, 如图 4.42。Au+Au 碰撞的数据来自于 STAR 实验早前的测量结果 [53]。在每个碰撞中心度下, Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子的整体极化在三个不同碰撞尺寸的系统中都是一致的。然后, 将 Ru+Ru 碰撞和 Zr+Zr 碰撞的测量结果合并到一起, 如图 4.43 中左图所示, 本次测量中没有观测到整体极化关于碰撞系统尺寸的依赖性。

流体力学模型计算了 Λ 超子整体极化在 O+O 碰撞、Ru+Ru 碰撞和 Au+Au 碰撞系统中的中心度依赖性 [112], 结果如图 4.43 中右图。在三个碰撞系统, 整体极化随着碰撞中心度的增加而增大。在相同中心度下, 较小的碰撞系统中整体极化较大。这种碰撞

系统尺寸的依赖性可以理解为越小的碰撞系统，火球寿命越短，而热涡旋随着时间快速衰减。在 O+O 碰撞中碰撞初始相同的热涡旋强度在系统演化结束时的衰减幅度要比 Au+Au 碰撞更小，因而小系统中的热涡旋极化贡献会使超子整体极化更大。目前的测量精度不足以支撑模型的结论，STAR 实验已经采集的 O-O 碰撞数据，将为研究整体极化中的热涡旋贡献提供新的机遇。

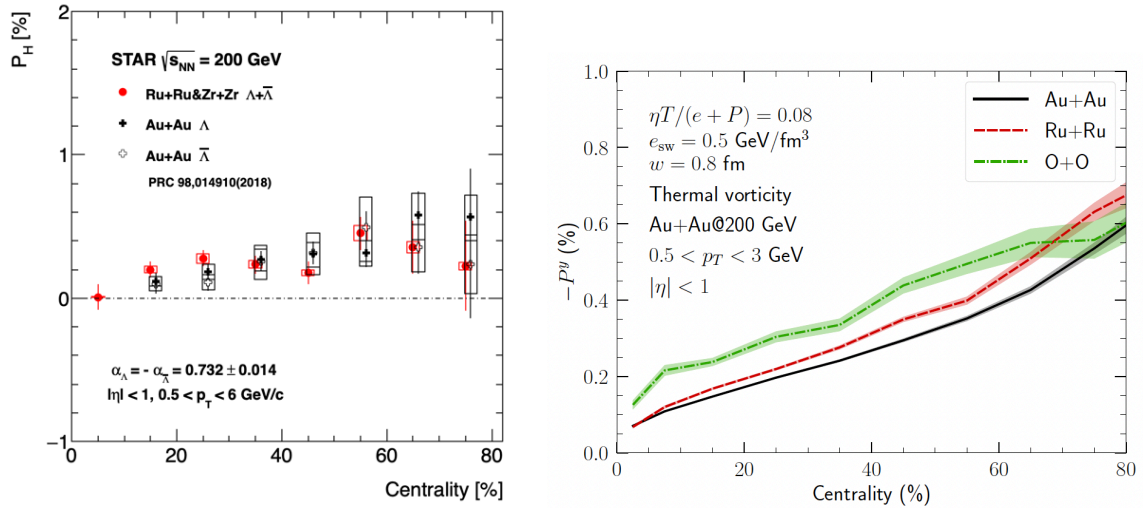


图 4.43: 左图: 本分析测量的 $\Lambda + \bar{\Lambda}$ 超子整体极化在 Ru+Ru&Zr+Zr 碰撞中的中心度依赖性以及与 Au+Au 碰撞的比较。右图: 流体力学模型计算的 Λ 超子整体极化在 O+O 碰撞、Ru+Ru 碰撞和 Au+Au 碰撞系统中的中心度依赖性 [112]。

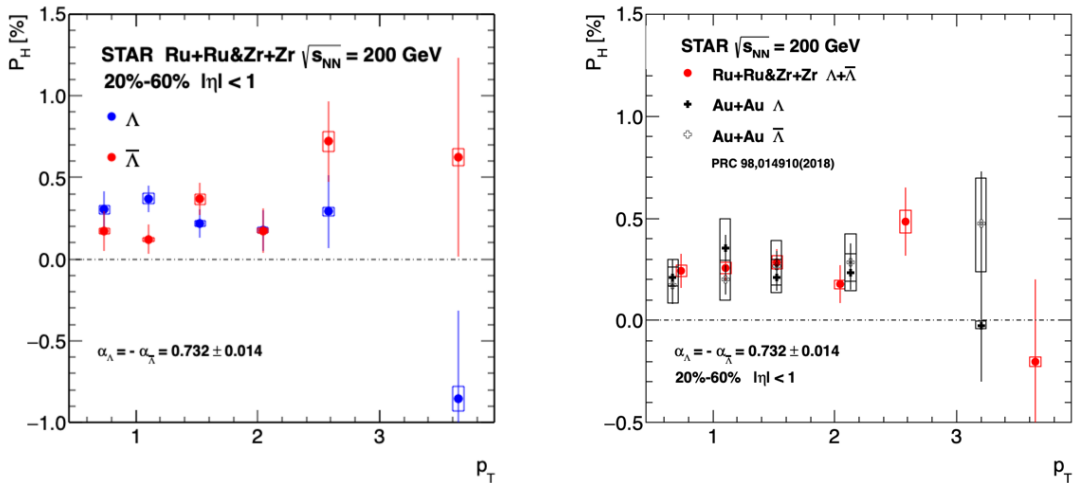


图 4.44: 左图: Ru+Ru&Zr+Zr 碰撞中, 20-60% 碰撞中心度下, Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子整体极化随横动量的变化。右图: 20-60% 碰撞中心度下, Ru+Ru&Zr+Zr 碰撞 $\Lambda + \bar{\Lambda}$ 超子整体极化的横动量依赖, 以及与 Au+Au 碰撞比较。

此外, 我们还研究了整体极化对横动量 (p_T) 和赝快度 (η) 的依赖。图4.44展示了

碰撞中心度为 20-60% 下的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子整体极化对横动量的依赖关系。左图中, Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 整体极化在不同的横动量区间是一致的, 没有观测到整体极化可能在大横动量区间发生劈裂的现象。右图中将 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 合并到一起, 并与碰撞能量为 200 GeV 的 Au+Au 碰撞测量结果比较, 两者在误差范围内是一致的。目前, 理论模型能定性地描述整体极化对横动量的依赖, 本论文的测量结果将为理论模型提供新的实验依据 [112]。

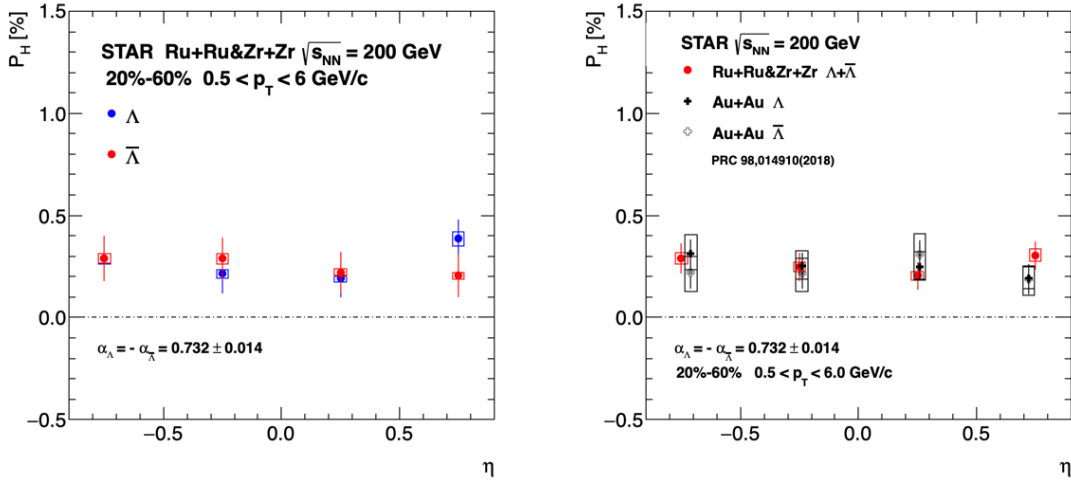


图 4.45: 左图: Ru+Ru&Zr+Zr 碰撞中, 20-60% 碰撞中心度下, Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子整体极化随赙快度的变化。右图: 20-60% 碰撞中心度下, Ru+Ru&Zr+Zr 碰撞 $\Lambda+\bar{\Lambda}$ 超子整体极化的赙快度依赖, 以及与 Au+Au 碰撞比较。

整体极化关于赙快度的依赖如图4.45所示, 左图为 Ru+Ru&Zr+Zr 碰撞中 20-60% 碰撞中心度下 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子整体极化随赙快度的变化, Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子整体极化在不同的赙快度区间是一致的, 并且没有观测到对赙快度的依赖。右图为不同赙快度区间的 $\Lambda+\bar{\Lambda}$ 超子整体极化在 Ru+Ru&Zr+Zr 碰撞和 Au+Au 碰撞中的比较, 其在三个碰撞尺寸的系统是一致的。本分析中数据样本的赙快度区间为 $|\eta| < 1$, 虽然 STAR 实验上将赙快度范围拓展到 $|\eta| < 1.5$, 但尚不足以支撑理论预言的在更前向赙快度区 ($|\eta| > 2.5$) 的整体极化的赙快度依赖 [112]。

(b) Ξ^- 和 Ξ^+ 超子整体极化结果

我们首先给出了直接测量和间接测量两种方式得到的 Ξ^- 和 Ξ^+ 超子整体极化对碰撞中心度的依赖, 如图4.46。两种测量方式中, Ξ^- 和 Ξ^+ 超子整体极化是一致的, 没有观测到明显的碰撞中心度依赖。

然后, 我们给出不同碰撞中的 $\Xi^- + \Xi^+$ 超子整体极化关于碰撞中心度依赖的测量结果, 如图4.47。图中, 蓝色的点和红色的点分别表示间接测量和直接测量得到的 $\Xi^- + \Xi^+$ 超子整体极化, 这两种测量方式的结果在误差范围内是一致的。在 20-50% 碰撞中心度下, 直接测量方式得到的结果为 $P_{\Xi^- + \Xi^+} = -0.644 \pm 0.441(stat) \pm 0.185(sys)[\%]$, 通过衰变自旋转移间接测量方式观测的结果为 $P_{\Xi^- + \Xi^+} = 0.068 \pm 0.296(stat) \pm 0.213(sys)[\%]$ 。

在 Au+Au 碰撞中，直接测量方式的结果为 $P_{\Xi^-+\Xi^+} = -0.07 \pm 0.19(stat) \pm 0.50(sys)[\%]$ ，间接方式的结果为 $P_{\Xi^-+\Xi^+} = 0.63 \pm 0.11(stat) \pm 0.26(sys)[\%]$ [53]。两种测量方式的结果在两个碰撞系统中是一致的，目前精度下没有看到碰撞系统的依赖。

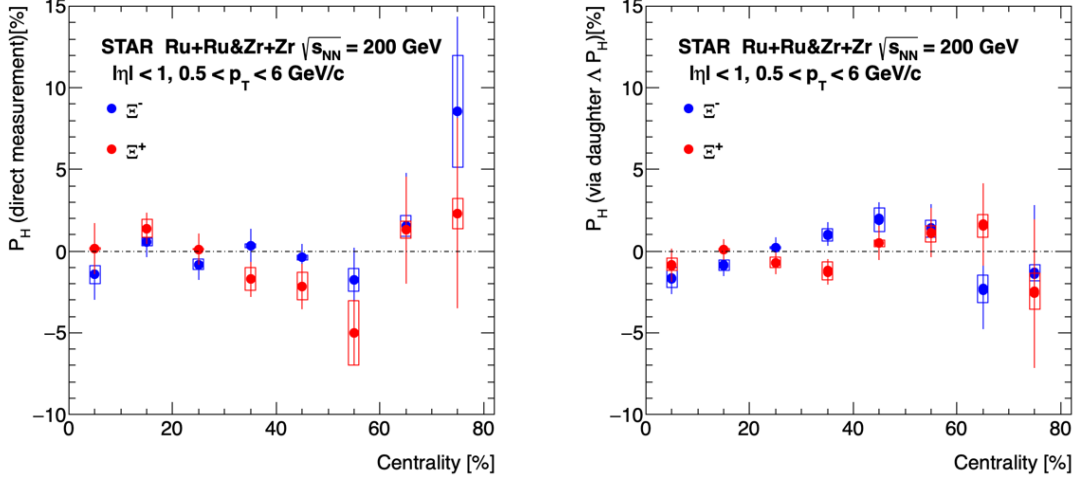


图 4.46: Ru+Ru&Zr+Zr 碰撞中，直接测量（左图）和间接测量（右图）得到的 Ξ^- 和 Ξ^+ 超子整体极化随碰撞中心度的变化。

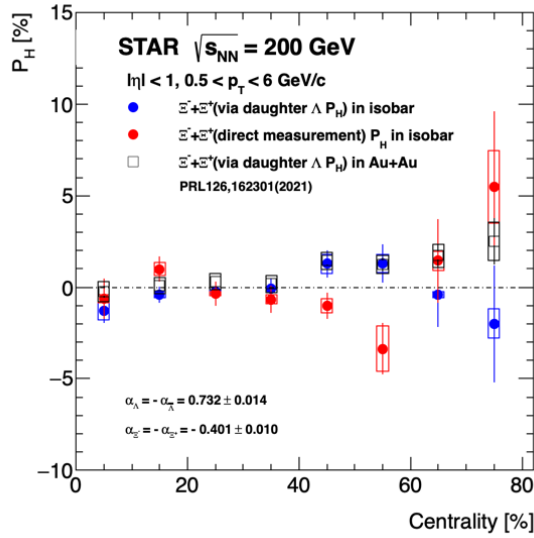


图 4.47: Ru+Ru&Zr+Zr 碰撞和 Au+Au 碰撞中的 $\Xi^-+\Xi^+$ 超子整体极化随碰撞中心度的变化。

第五章 超子局域极化测量

本章主要介绍 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子局域极化的抽取方法、系统误差估算，最后给出碰撞能量 200 GeV 的 Ru+Ru 碰撞和 Zr+Zr 碰撞中局域极化的测量结果并进行讨论。

5.1 Λ 超子局域极化抽取

与整体极化不同，由局域涡旋场导致的局域极化是沿着束流方向。局域极化一般用 P_z 表示。可以通过公式 5.1 测量 [72]，

$$\begin{aligned} \langle \cos\theta_p^* \rangle &= \int \frac{dN}{d\Omega^*} \cos\theta_p^* d\Omega^* = \alpha_H P_z \langle (\cos\theta_p^*)^2 \rangle, \\ P_z &= \frac{\langle \cos\theta_p^* \rangle}{\alpha_H \langle (\cos\theta_p^*)^2 \rangle} = \frac{3 \langle \cos\theta_p^* \rangle}{\alpha_H}, \end{aligned} \quad (5.1)$$

上式中， θ_p^* 是衰变质子在 Λ 静止系中的出射方向与束流方向（z 轴）的夹角， α_H 是衰变参数， $\alpha_\Lambda = -\alpha_{\bar{\Lambda}} = 0.732 \pm 0.014$ 。 $\langle (\cos\theta_p^*)^2 \rangle$ 是探测器修正项，如果是完美探测器，则修正项等于 1/3。

在本分析中， $\langle (\cos\theta_p^*)^2 \rangle$ 是通过直接测量实验数据得到，结果如图 5.1 和图 5.2 所示，Ru+Ru 碰撞和 Zr+Zr 碰撞中 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 的相对于二阶和三阶事例平面的局域极化接收度修正项随碰撞中心度的变化。修正参数整体略小于 1/3（图中虚线）并且没有中心度的依赖。

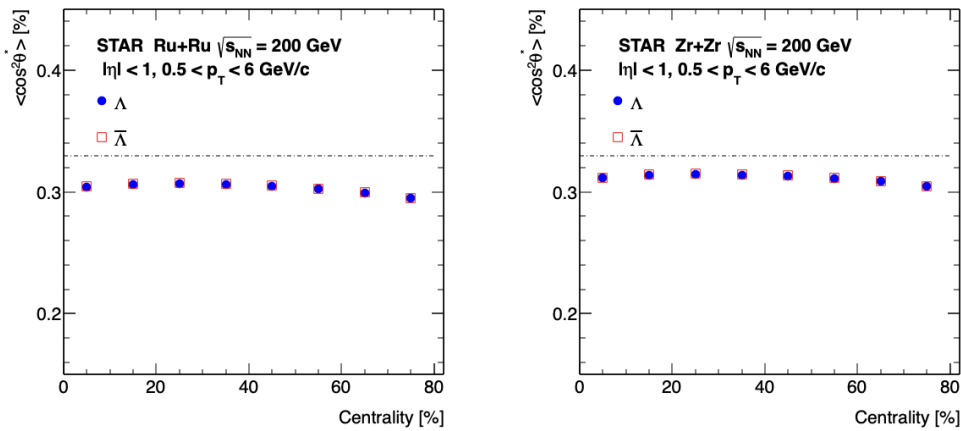


图 5.1: Ru+Ru 碰撞（左图）、Zr+Zr 碰撞（右图）中 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 相对于二阶事例平面的局域极化接收度修正项 $\langle (\cos\theta_p^*)^2 \rangle$ 随碰撞中心度的变化。

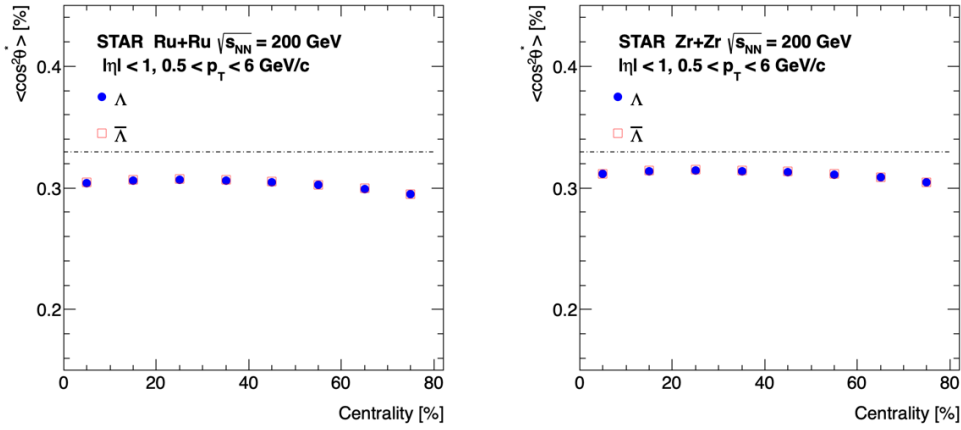


图 5.2: Ru+Ru 碰撞（左图）、Zr+Zr 碰撞（右图）中 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 相对于三阶事例平面的局域极化度接收度修正项 $\langle (\cos\theta_p^*)^2 \rangle$ 随碰撞中心度的变化。

同整体极化的抽取类似，局域极化也可以通过不变质量谱方法和事例平面分布方法来进行抽取，再对抽取的到的信号 $P_z \sin(n\phi - n\Psi_n)$ 进行事例平面分辨率修正，修正如下：

$$\begin{aligned}
 & \langle P_z \sin(n\phi - n\Psi_n^{obs}) \rangle \\
 &= \langle P_z \sin[(n\phi - n\Psi_n) - (n\Psi_n^{obs} - n\Psi_n)] \rangle \\
 &= \langle P_z \sin((n\phi - n\Psi_n) \cos(n\Psi_n^{obs} - n\Psi_n) - P_z \cos(n\phi - n\Psi_n) \sin(n\Psi_n^{obs} - n\Psi_n)) \rangle \\
 &\approx \langle P_z \sin((n\phi - n\Psi_n)) \rangle \langle \cos(n\Psi_n^{obs} - n\Psi_n) \rangle,
 \end{aligned} \tag{5.2}$$

上式中， ϕ 超子方位角。由于对称性， $\langle \sin(n\Psi_n^{obs} - n\Psi_n) \rangle$ 应该为零，因此可得，

$$\langle P_z \sin(n\phi - n\Psi_n) \rangle = \frac{\langle P_z \sin(n\phi - n\Psi_n^{obs}) \rangle}{\langle \cos(n\Psi_n^{obs} - n\Psi_n) \rangle} = \frac{\langle P_z \sin(n\phi - n\Psi_n^{obs}) \rangle}{Res(\Psi_n)}, \tag{5.3}$$

$Res(\Psi_n)$ 在本分析中是 TPC 探测器和 EPD 探测器重建的二阶和三阶事例平面的分辨率，结果见图 3.25、图 3.26。

5.1.1 不变质量谱方法

实验上，可以直接测量局域极化的正弦分量的二阶傅立叶系数以及三阶傅立叶系数随超子不变质量的分布来抽取局域极化度。抽取局域极化的拟合公式为式 5.4，

$$\begin{aligned}
 \langle \cos(\theta_p^*) \sin(n\phi - n\Psi_n) \rangle^{obs} &= (1 - f^{Bg}(M_{inv})) \langle \cos(\theta_p^*) \sin(n\phi - n\Psi_n) \rangle^{Sg} \\
 &+ f^{Bg}(M_{inv}) \langle \cos(\theta_p^*) \sin(n\phi - n\Psi_n) \rangle^{Bg},
 \end{aligned} \tag{5.4}$$

式 5.4 中， $f^{Bg}(M_{inv})$ 是背景比例相对于不变质量的函数，角标 Sg 表示 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 信号部分的局域极化，角标 Bg 表示背景部分可能存在的极化度。 $f^{Bg}(M_{inv})$ 可以通过拟合 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 候选者的不变质量谱来得到（图 5.3 中左图）。

同整体极化测量中不变质量谱方法抽取极化度过程类似，在得到背景部分占比之后通过式5.4抽取局域极化。图5.3和5.4分别展示了 Ru+Ru 碰撞中，20-60% 中心度下使用不变质量谱方法抽取 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子局域极化的过程，左图为式4.19对不变质量谱的拟合结果，蓝线表示信号，绿线表示背景。在抽取出背景部分占比之后，对右图使用5.4公式抽取局域极化，参数 p_9 为超子信号部分的局域极化，参数 p_{10} 为超子背景部分局域极化贡献。

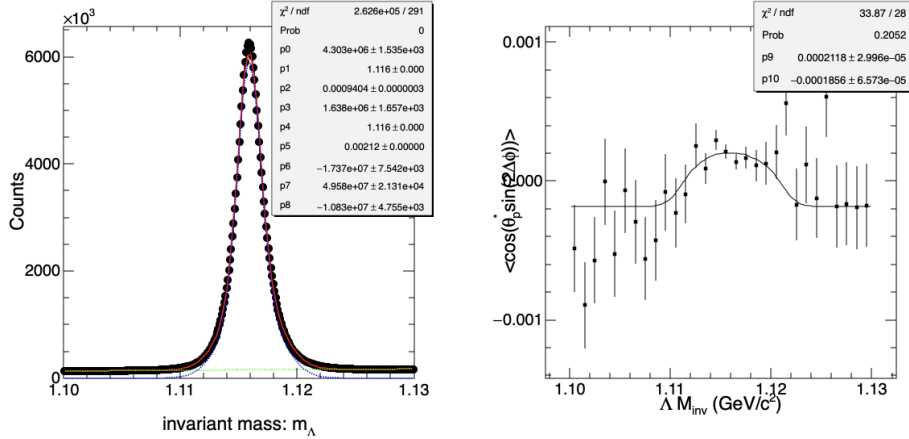


图 5.3: Ru+Ru 碰撞中，20-60% 中心度下不变质量谱方法抽取的 Λ 超子相对于 TPC 二阶事例平面的局域极化，参数 p_9 为局域极化。

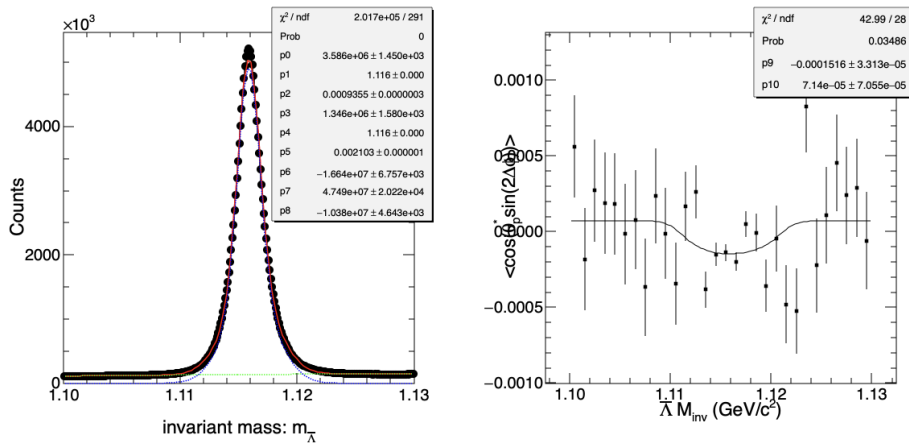


图 5.4: Ru+Ru 碰撞中，20-60% 中心度下不变质量谱方法抽取的 $\bar{\Lambda}$ 超子相对于 TPC 二阶事例平面的局域极化，参数 p_9 为局域极化。

由此我们可以得到不变质量谱方法抽取的各个中心度下的超子局域极化，图5.5所示为 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子局域极化的正弦分量的二阶傅立叶系数随碰撞中心度的变化， Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 的局域极化在各个碰撞中心度下是一致的，并且随中心度增加而增大。

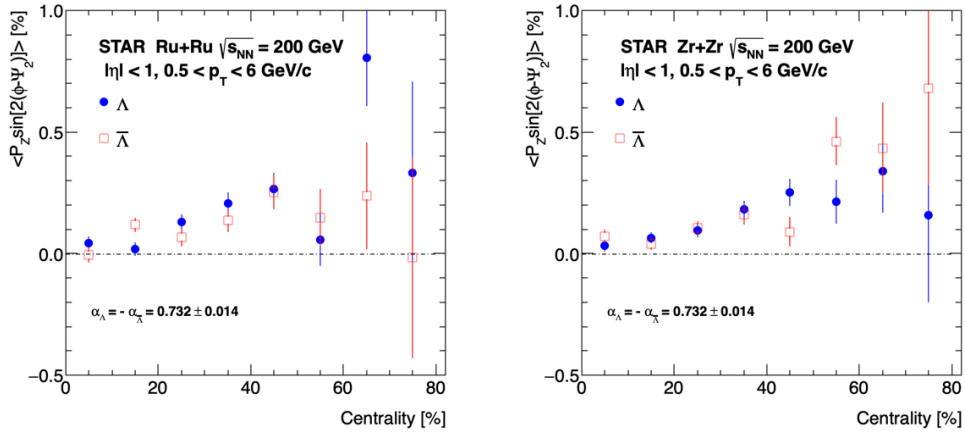


图 5.5: Ru+Ru 碰撞和 Zr+Zr 碰撞中, Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子局域极化的正弦分量的二阶傅立叶系数随碰撞中心度的变化。

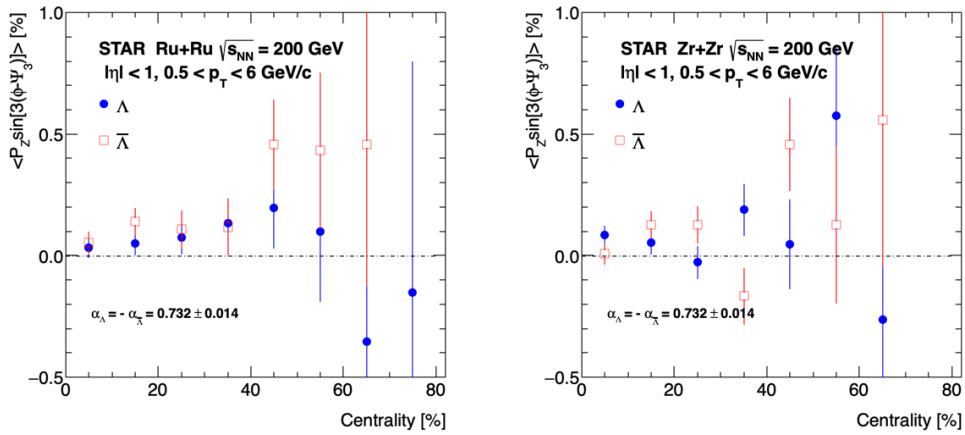


图 5.6: Ru+Ru 碰撞和 Zr+Zr 碰撞中, Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子局域极化的正弦分量的三阶傅立叶系数随碰撞中心度的变化。

使用不变质量谱方法对相对于三阶事例平面的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子局域极化抽取过程与图5.3相同, 抽取结果如图5.6。Ru+Ru 碰撞和 Zr+Zr 碰撞中各个中心度下的测量结果误差较大, 我们将两个碰撞系统的数据合并, 并且将 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 合并, 来研究其随碰撞中心度的变化。合并后的测量结果将在之后讨论。

5.1.2 事例平面分布方法

接下来使用事例平面分布方法抽取超子局域极化。首先, 测量在不同的方位角 $\Delta\phi$ ($\Delta\phi = \phi - \Psi_n$) 上相对于 n 阶事例平面的 $\langle \cos(\theta^*) \rangle$ 与超子不变质量的关联, ϕ 是超子方位角, Ψ_n 是 n 阶事例平面方位角。图5.9为 6 个不同 $\Delta\phi$ 区间上的 $\langle \cos(\theta^*) \rangle$ 关于 M_{inv} 的分布。由于沿着束流方向的局域极化主要来自于二阶椭圆流 (或三阶三角流) 的贡献, 根据椭圆流相对于二阶事例平面的对称性可知局域极化应该是对方位角积分为零。

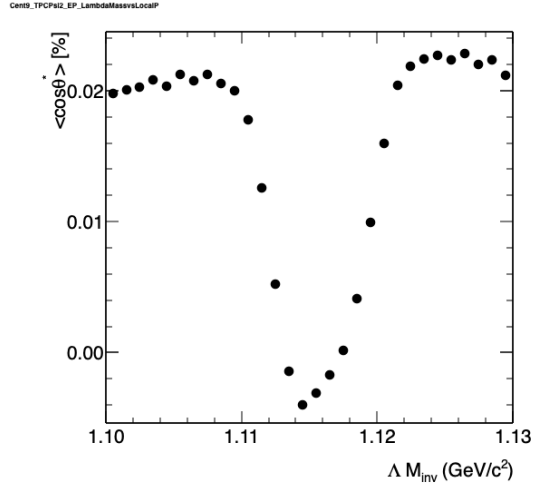


图 5.7: $\Delta\phi \in (0, 2\pi)$

图 5.8: Ru+Ru&Zr+Zr 碰撞中, 20-60% 中心度下 Λ 超子在方位角 $\Delta\phi \in (0, 2\pi)$ 区间的局域极化随不变质量的变化。

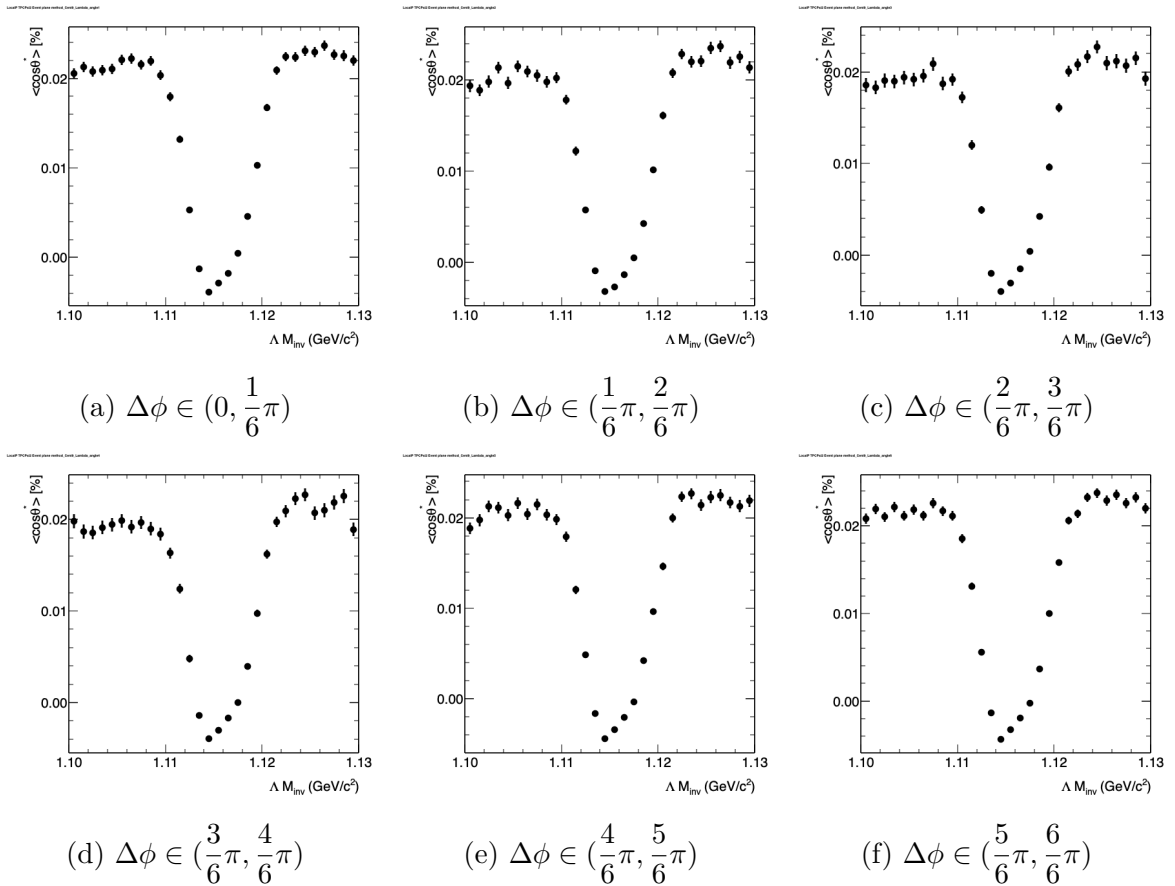


图 5.9: Ru+Ru&Zr+Zr 碰撞中, 20-60% 中心度各方位角区间 $\Delta\phi$ 上的 Λ 超子局域极化随不变质量的变化。

图5.8为 $\Delta\phi \in (0, 2\pi)$ 区间上的 $\langle \cos(\theta^*) \rangle$ 关于 Λ 超子不变质量的分布，我们将其作为修正项对每个 $\Delta\phi$ 区间上 $\langle \cos(\theta^*) \rangle$ 的进行如下修正，

$$\langle \cos(\theta^*) \rangle^{sub} = \langle \cos(\theta^*) \rangle^{\delta\phi} - \langle \cos(\theta^*) \rangle^{(0,2\pi)} \quad (5.5)$$

上式中，角标 sub 表示已经扣除接收度效应，角标 $\delta\phi$ 表示 6 个不同的 $\Delta\phi$ 区间，角标 $(0,2\pi)$ 表示 $\Delta\phi$ 区间为 $(0, 2\pi)$ 。修正之后的结果如图5.10中的右图所示。然后使用与不变质量谱方法相同的方式来抽取各个 $\Delta\phi$ 区间内的超子局域极化（抽取方法见5.1.1小节），以 20-60% 碰撞中心度下的 Λ 超子为例，抽取过程如图5.10。

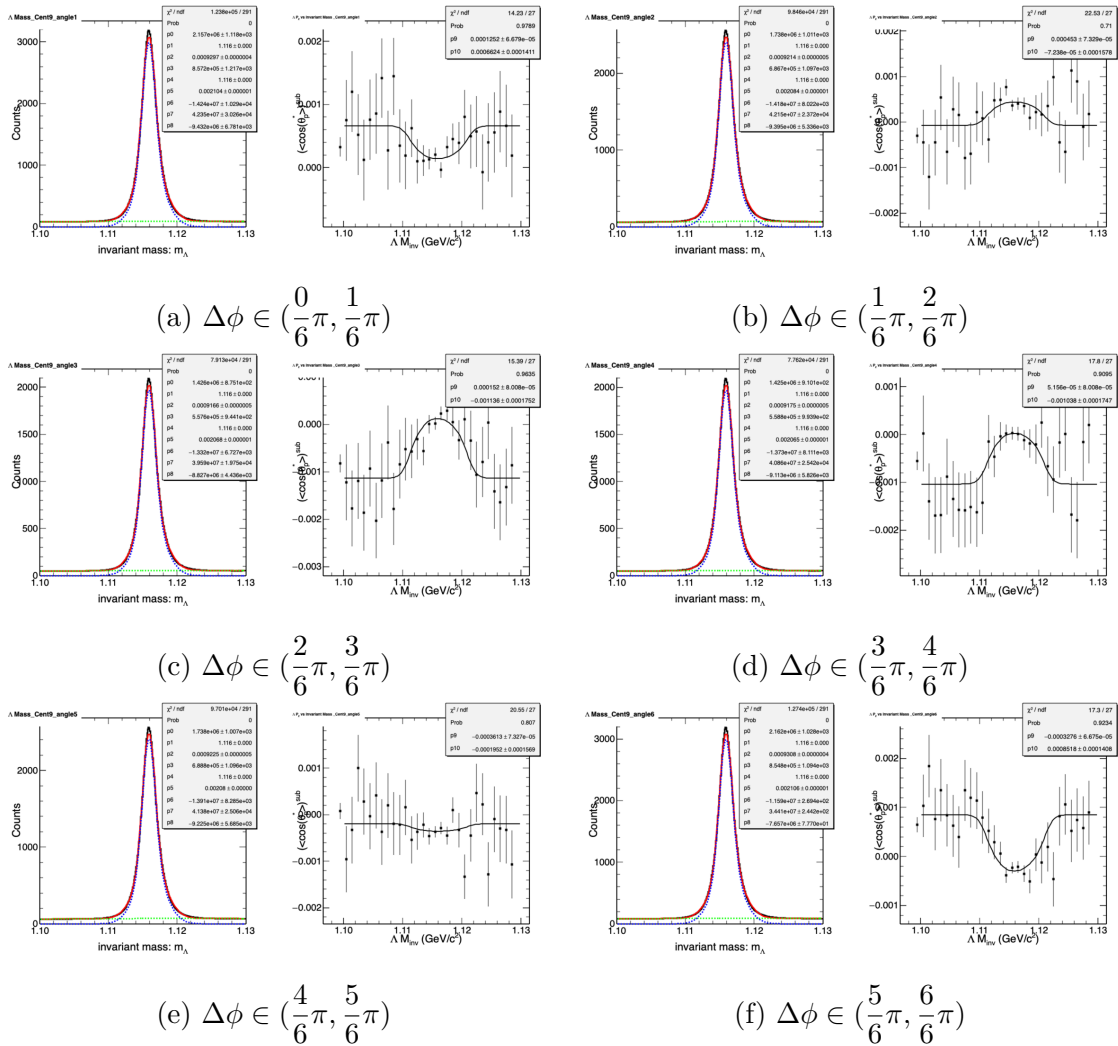


图 5.10: Ru+Ru&Zr+Zr 碰撞中，事例平面分布方法抽取的 20-60% 中心度下相对于 TPC 二阶事例平面不同方位角 $\Delta\phi$ 上的 Λ 超子局域极化。参数 p_9 为局域极化。

图5.10中左图中使用公式4.19抽取背景超子占比，然后使用公式5.4抽取各个方位角区间的局域极化信号（参数 p_9 ）。抽取结果如图5.11，分别展示了 Ru+Ru 碰撞和 Zr+Zr 碰撞中超子局域极化相对于 TPC 二阶事例平面方位角的依赖，图中红线和蓝线分别通过图中公式拟合数据点来抽取此中心度下的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 局域极化。 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子局域极化（相对于二阶事例平面）随碰撞中心度的变化如图5.12。

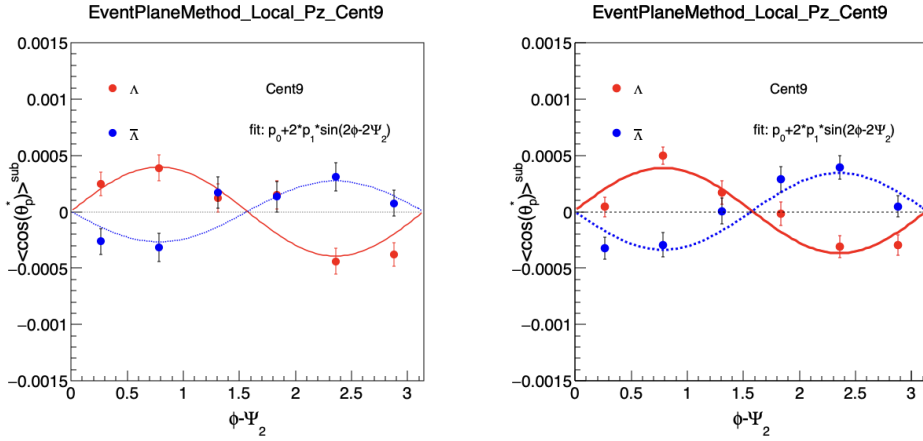


图 5.11: Ru+Ru (左图) 和 Zr+Zr (右图) 碰撞中 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子局域极化相对于二阶事例平面的方位角依赖。

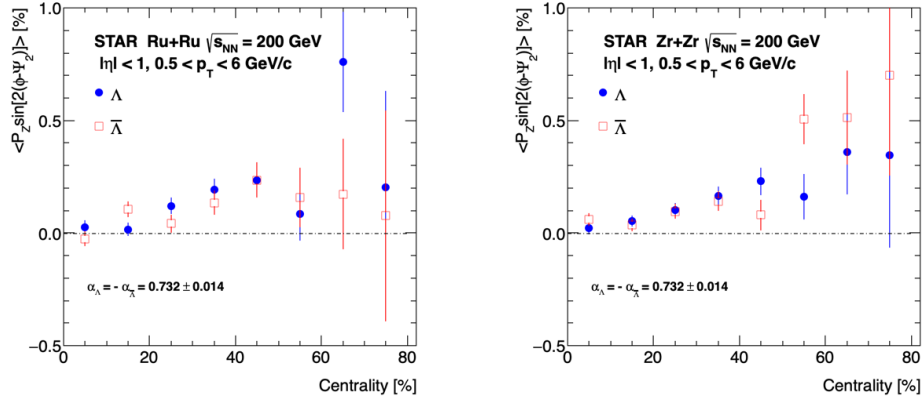


图 5.12: Ru+Ru (左图) 和 Zr+Zr (右图) 碰撞中, 事例平面分布方法抽取的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子局域极化随碰撞中心度的变化。

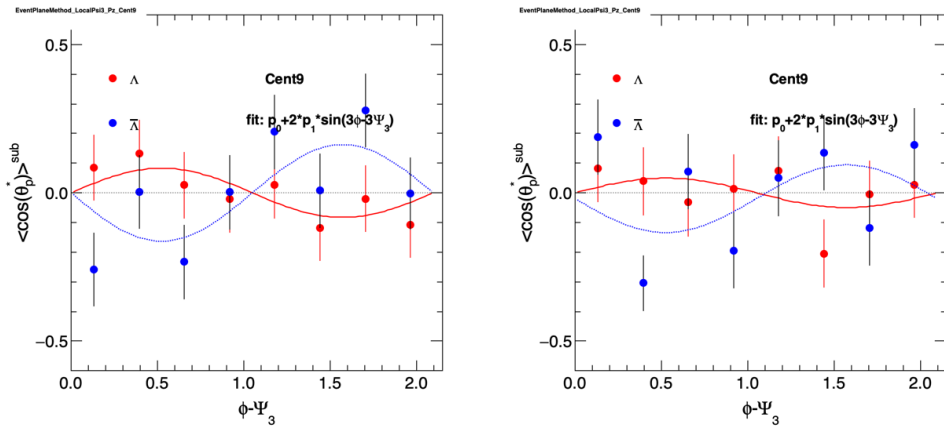


图 5.13: Ru+Ru (左图) 和 Zr+Zr (右图) 碰撞中 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子局域极化相对于三阶事例平面的方位角依赖。

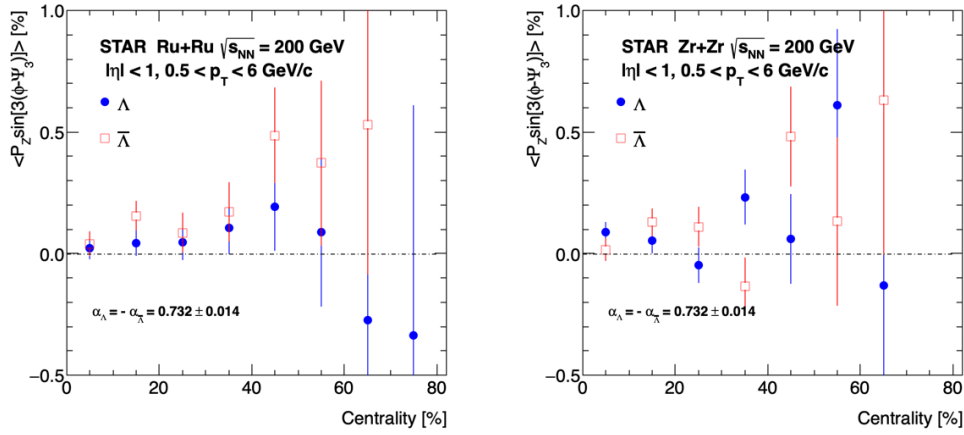


图 5.14: Ru+Ru (左图) 和 Zr+Zr (右图) 碰撞中, 事例平面分布方法抽取的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子局域极化随碰撞中心度的变化。

我们使用相同的方法, 抽取了相对于三阶事例平面方位角的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子局域极化。图5.13所示为局域极化在不同方位角 (相对于三阶事例平面) 的分布, 图5.14所示为 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子局域极化 (相对于三阶事例平面) 随碰撞中心度的变化。两图中, 左图为 Ru+Ru 碰撞结果, 右图为 Zr+Zr 碰撞结果。

5.1.3 EPD 事例平面检验

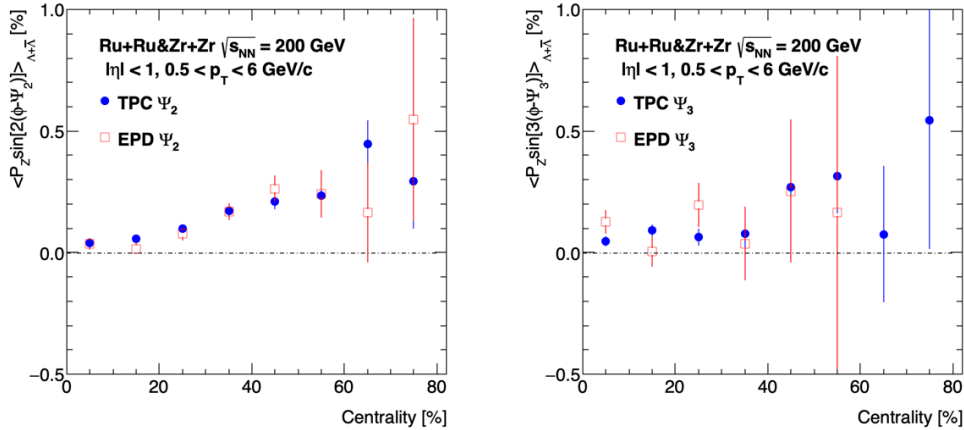


图 5.15: $\Lambda + \bar{\Lambda}$ 超子相对于 TPC 探测器和 EPD 探测器重建的二阶和三阶事例平面的局域极化度随碰撞中心度的变化。

本分析中, 我们同样用 EPD 探测器重建了二阶事例平面和三阶事例平面, 并使用不变质量谱方法测量了 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子局域极化, 其结果仅作为对 TPC 探测器结果的检验。如图5.15所示, 左图为 Ru+Ru&Zr+Zr 碰撞中, $\Lambda + \bar{\Lambda}$ 超子的局域极化度 (相对于二阶事例平面) 随碰撞中心度的变化, 图中蓝色圆点为 TPC 探测器重建的二阶事例平

面的测量结果，红色空心方点为 EPD 探测器重建的二阶事例平面的测量结果，比较发现两个探测器的测量结果在各个中心度下都是一致的。右图为 $\Lambda + \bar{\Lambda}$ 超子的局域极化度（相对于三阶事例平面）随碰撞中心度的变化，两种测量结果同样也是一致的。

5.2 系统误差分析

在本分析中，超子局域极化的系统误差主要来自于衰变参数的不确定性、局域极化抽取方法的差异、超子重建背景的影响，本节中将其进行简要介绍。另外，事例平面分辨率引入的相对系统误差 $<0.1\%$ ，最后我们给出系统误差的总结。

5.2.1 衰变参数的系统误差估计

本分析中取 $\alpha_{\Lambda} = -\alpha_{\bar{\Lambda}} = 0.732 \pm 0.014$ ，其相对误差为 1.9%。衰变参数来自于 PDG 手册 [106]。

5.2.2 抽取方法的系统误差估计

在超子的局域极化测量中，我们使用了不变质量谱方法（IM method）、事例平面分布方法（EP method）来抽取局域极化的信号。不变质量谱方法的结果作为本分析的最终结果，其与事例平面分布方法结果的差异作为抽取方法的系统误差。

我们首先给出了 Ru+Ru 碰撞和 Zr+Zr 碰撞中，不变质量谱方法和事例平面分布方法抽取的 Λ （左图）和 $\bar{\Lambda}$ （右图）超子局域极化（相对于二阶事例平面）比较，如图 5.16 和图 5.17，两种抽取方法的结果是一致的。然后我们对两种方法抽取得到的相对于三阶事例平面的超子局域极化的中心度依赖做比较，如图 5.18（Ru+Ru 碰撞）和图 5.19（Zr+Zr 碰撞），图中左图为 Λ ，右图为 $\bar{\Lambda}$ 。两种抽取方法的结果是也一致的。抽取方法结果的差异将作为系统误差之一。

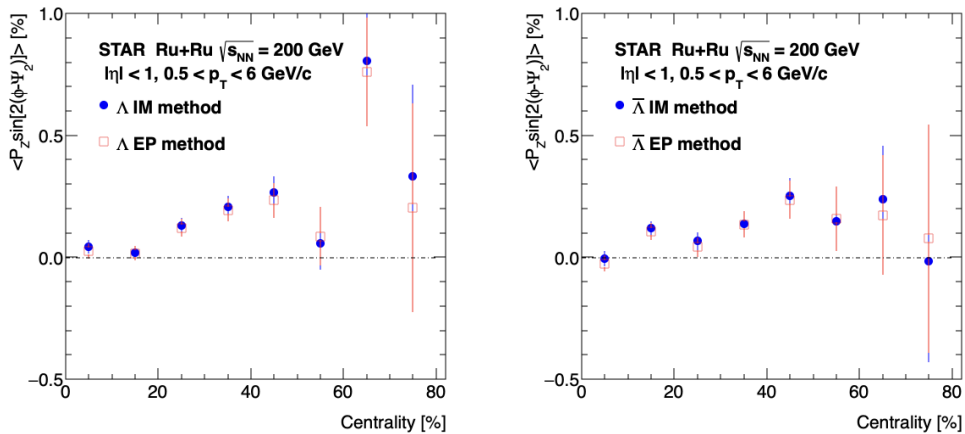


图 5.16: Ru+Ru 碰撞两种方法抽取的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子局域极化（相对于二阶事例平面）。

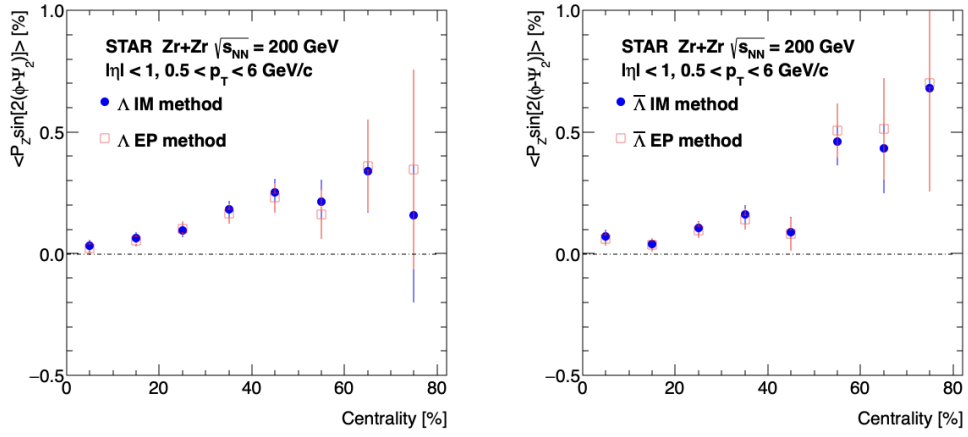


图 5.17: Zr+Zr 碰撞两种方法抽取的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子局域极化（相对于二阶事例平面）。

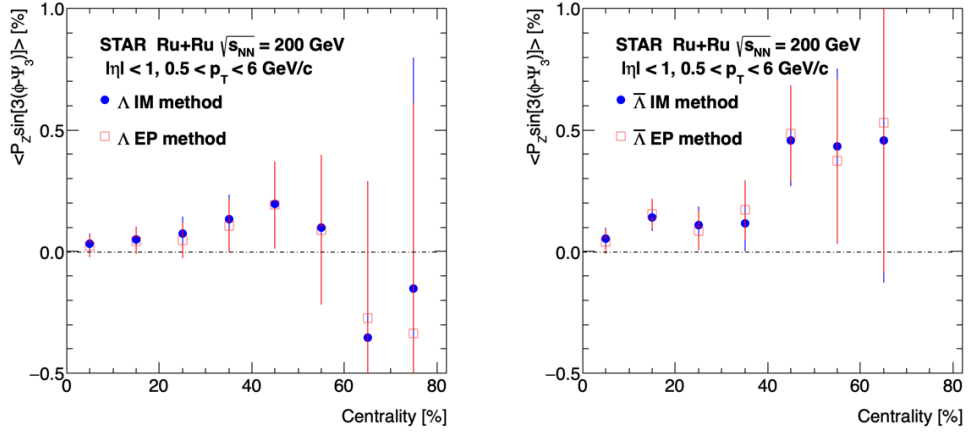


图 5.18: Ru+Ru 碰撞两种方法抽取的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子局域极化（相对于三阶事例平面）。

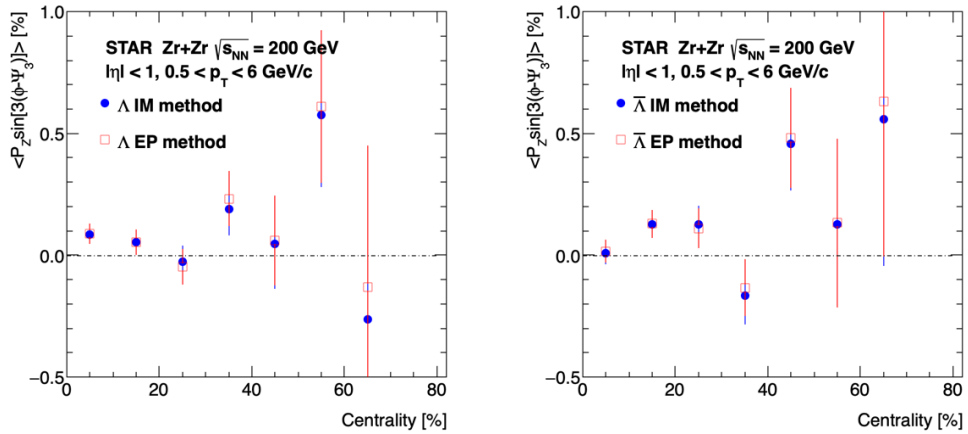


图 5.19: Zr+Zr 碰撞两种方法抽取的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子局域极化（相对于三阶事例平面）。

5.2.3 超子重建背景贡献

与估计整体极化中背景贡献的方法相同，在超子局域极化分析中，使用不变质量谱方法抽取的极化度结果作为最终结果，在抽取极化度时分别用包含背景贡献的函数（式5.4）以及不包含背景贡献的函数（式5.6）来进行拟合，拟合公式如下，两者抽取的局域极化度差别当作系统误差。

$$\langle \cos(\theta_p^*) \sin(n\phi - n\Psi_n) \rangle^{obs} = (1 - f^{Bg}(M_{inv})) \langle \cos(\theta_p^*) \sin(n\phi - n\Psi_n) \rangle^{Sg}. \quad (5.6)$$

式中， $f^{Bg}(M_{inv})$ 是背景比例相对于不变质量的函数，角标 Sg 表示 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 信号部分的局域极化。

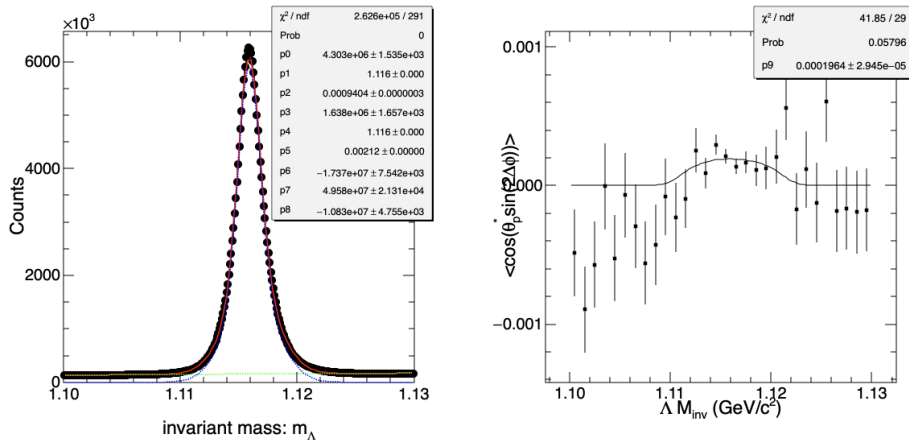


图 5.20: Ru+Ru 碰撞中，20-60% 中心度下不变质量谱方法抽取的 Λ 超子的局域极化度（相对于二阶事例平面），参数 p_9 为信号超子的局域极化。

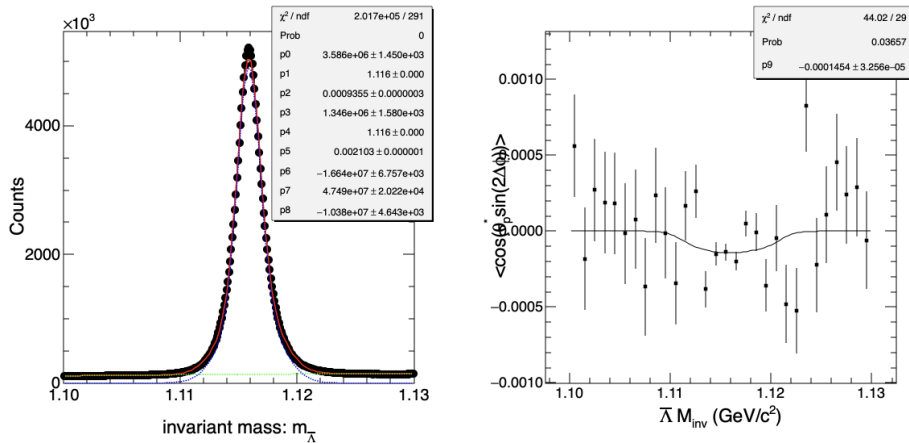


图 5.21: Ru+Ru 碰撞中，20-60% 中心度下不变质量谱方法抽取的 $\bar{\Lambda}$ 超子的局域极化度（相对于二阶事例平面），参数 p_9 为信号超子的局域极化。

Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子局域极化抽取过程如图5.20、5.21所示，左图中用公式4.19拟合 Λ 超子不变质量谱，右图中用公式5.6抽取极化度信号，参数 p_9 为信号超子的局域极化。

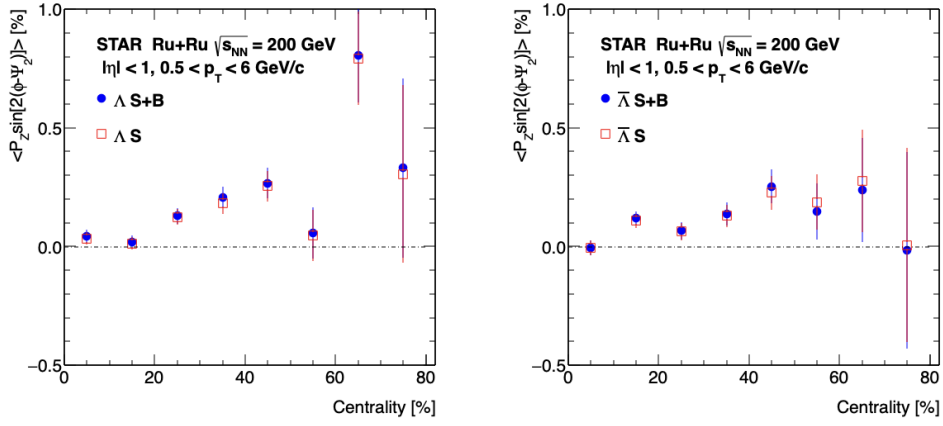


图 5.22: Ru+Ru 碰撞中，背景超子对局域极化（相对于二阶事例平面）的影响。

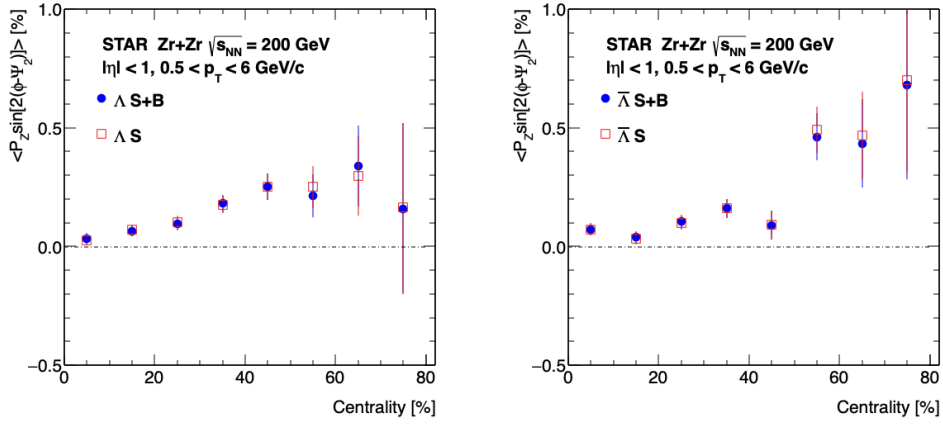


图 5.23: Zr+Zr 碰撞中，背景超子对局域极化（相对于二阶事例平面）的影响。

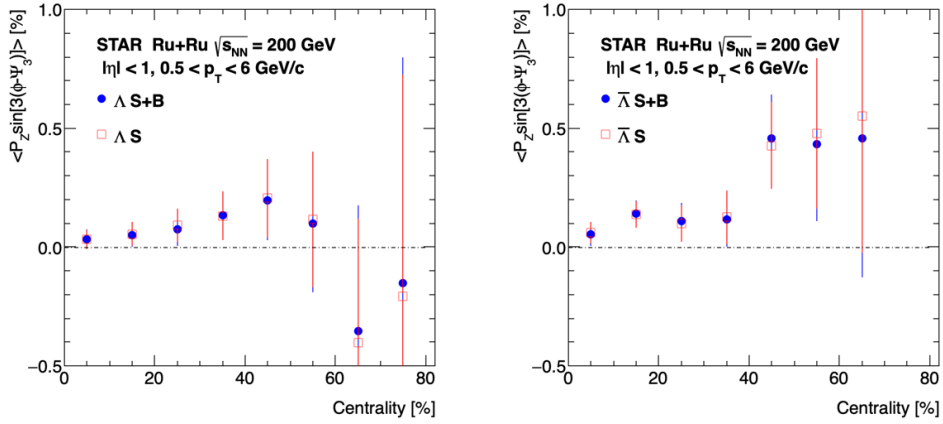


图 5.24: Ru+Ru 碰撞中，背景超子对局域极化（相对于三阶事例平面）的影响。

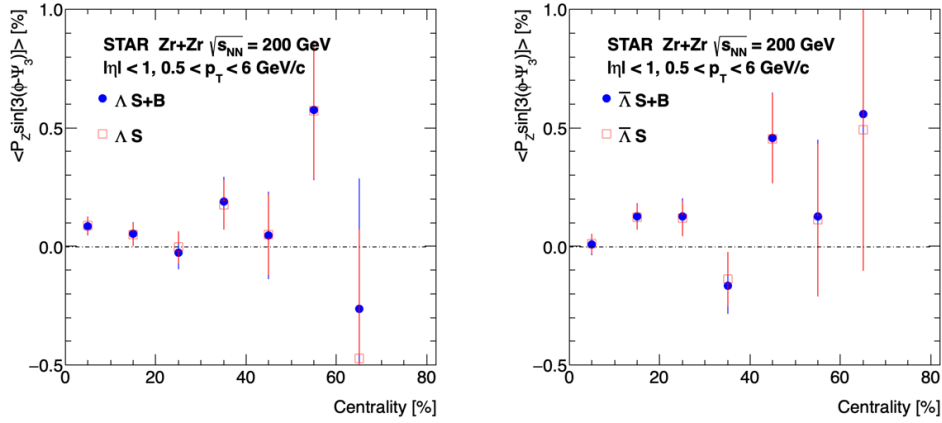


图 5.25: Zr+Zr 碰撞中, 背景超子对局域极化 (相对于三阶事例平面) 的影响。

然后, 将此结果与公式5.4的抽取结果进行比较。结果如图5.22和图5.23, 分别为 Ru+Ru 碰撞和 Zr+Zr 碰撞中通过式5.4和式5.6抽取的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子各个中心度下的局域极化 (相对于二阶事例平面)。图中黑色的点 (S+B) 表示抽取时扣除了背景贡献的局域极化结果, 红色的点 (S) 表示抽取时不包含背景部分贡献 (认为背景部分极化度为 0) 的局域极化结果, 比较可知, 两种拟合方法的结果在每个碰撞中心度下都是一致的, 其差异来自于背景部分极化度的影响, 将作为系统误差的来源之一。

同样, 图5.24和图5.25, 分别为 Ru+Ru 碰撞和 Zr+Zr 碰撞中通过式5.4和式5.6抽取的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子各个中心度下的局域极化度 (相对于三阶事例平面)。比较可知, 两种拟合方法的结果在每个碰撞中心度下都是一致的, 其差异同样将作为系统误差的来源之一。

5.2.4 系统误差总结

同4.3.4小节中整体极化测量中相对系统误差的估算方法相同, 本小节给出了 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子局域极化测量中的相对系统误差估计, 详见表5.1和表5.2。

由于上述系统误差是互相独立的, 将每一项取平方和相加开平方, 最终计算出总系统误差。

表 5.1: 相对于二阶事例平面的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子局域极化测量中引入的相对系统误差。

来源 (%)	Ru+Ru		Zr+Zr		Ru&Zr	
	Λ	$\bar{\Lambda}$	Λ	$\bar{\Lambda}$	Λ	$\bar{\Lambda}$
衰变参数			1.9			
事例平面分辨率			<0.1			
抽取方法	8.5	9.5	9.0	7.0	6.5	8.0
背景贡献	10.5	10.0	11.0	9.5	7.5	11.0
总计	13.6	13.9	14.3	12.0	10.1	13.7

表 5.2: 相对于三阶事例平面的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子局域极化测量中引入的相对系统误差。

来源 (%)	Ru+Ru		Zr+Zr		Ru&Zr	
	Λ	$\bar{\Lambda}$	Λ	$\bar{\Lambda}$	Λ	$\bar{\Lambda}$
衰变参数			1.9			
事例平面分辨率			<0.1			
抽取方法	9.0	10.0	8.5	9.5	7.0	5.5
背景贡献	11.0	12.5	8.5	10.5	7.5	9.0
总计	14.3	16.1	12.2	14.3	10.4	10.7

5.3 测量结果与讨论

本分析使用不变质量谱方法的结果作为最终结果，经过上面的分析，我们得到了碰撞能量 200 GeV 的 Ru+Ru 碰撞和 Zr+Zr 碰撞中的相对于 TPC 二阶和三阶事例平面的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子局域极化，并对局域极化随碰撞中心度、横动量的依赖关系进行系统研究 [113]。

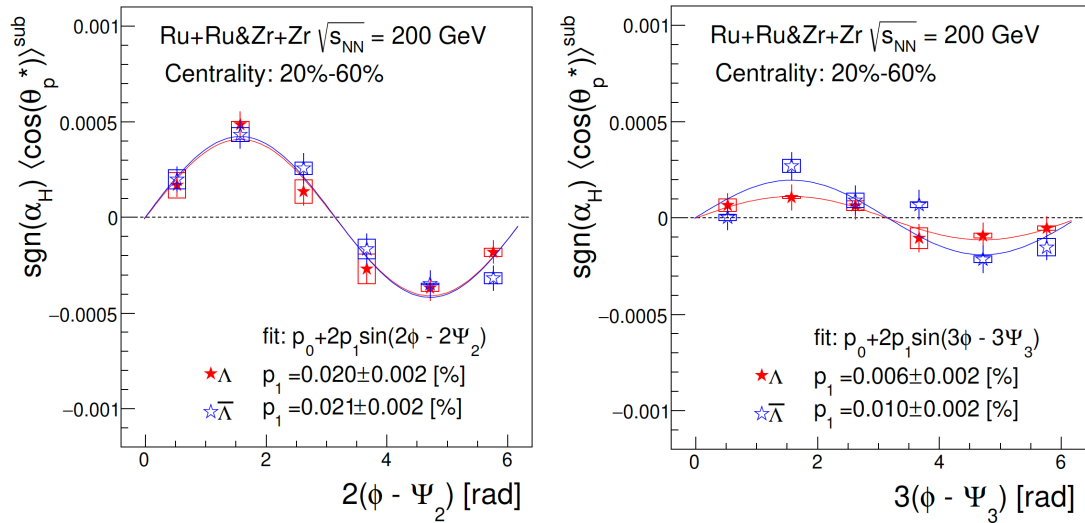


图 5.26: Ru+Ru&Zr+Zr 碰撞中，20-60% 碰撞中心度下， Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 的 $\langle \cos\theta_p^* \rangle^{sub}$ 相对于二阶（左图）和三阶（右图）事例平面方位角的分布 [113]。

首先，我们给出了 20-60% 碰撞中心度下相对于二阶事例平面以及三阶事例平面的不同方位角区间内测得的 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子局域极化，如图 5.26 所示。 $\langle \cos\theta_p^* \rangle^{sub}$ 的右上角角标“sub”表示经过了探测器接收度修正和效率修正。为了更方便的比较 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 的测量结果，此处我们乘以衰变参数 α_H 的符号。从左图中可以看到， Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子的局域极化相对于二阶事例平面的方位角呈现明显的正弦结构，这种方位角的依赖来自于碰撞系统非均匀膨胀导致的沿着束流方向的局域涡旋的四级结构，并且显著性比相同能量下的 Au+Au 碰撞系统的测量结果更强。另外， Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 的局域极化在各个方位角区间是一致的。从右图中可以看到， Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子局域极化相对于三阶事例平面的方位角呈现

出与左图相似的正弦结构，这是首次观测到三角流导致的局域极化。同样，在误差范围内， Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 的局域极化在各个方位角区间并无明显差别。因此，我们将 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 的局域极化结果合并，研究其对碰撞中心度、横动量的依赖。

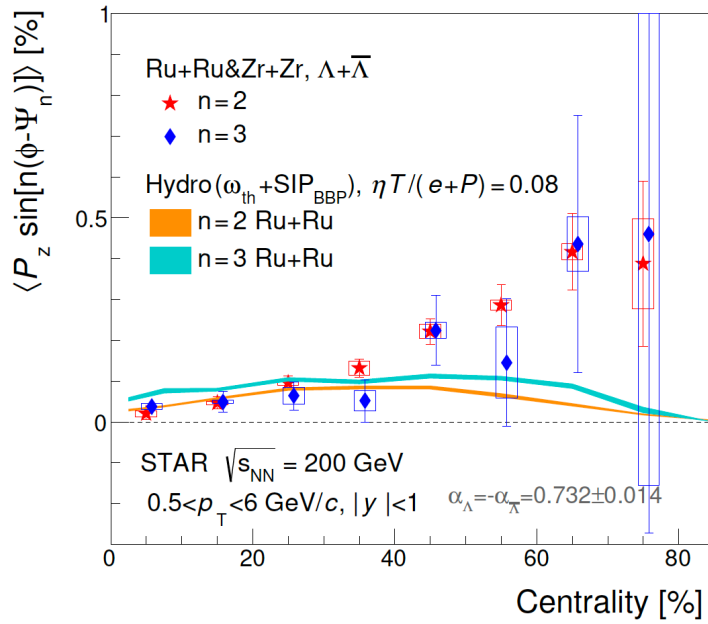


图 5.27: Ru+Ru&Zr+Zr 碰撞中，相对于二阶和三阶事例平面的 $\Lambda + \bar{\Lambda}$ 的局域极化随碰撞中心度的变化 [113]。

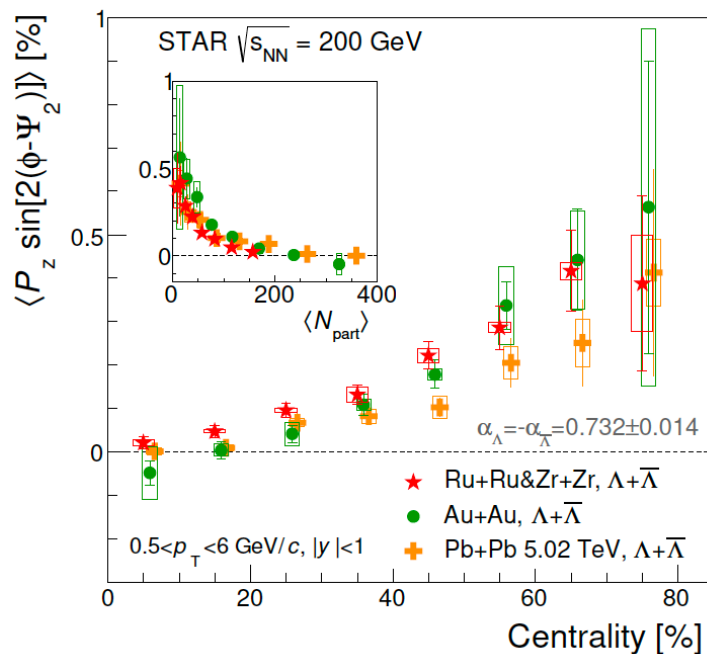


图 5.28: 碰撞能量为 200 GeV 的 Ru+Ru&Zr+Zr 碰撞、Au+Au 碰撞和碰撞能量为 5.02 TeV 的 Pb+Pb 碰撞中， $\Lambda + \bar{\Lambda}$ 的局域极化随中心度和 $\langle N_{part} \rangle$ (小图) 的变化 [113]。

其次，我们研究了 $\Lambda + \bar{\Lambda}$ 超子的局域极化随碰撞中心度的变化，如图5.27所示。观

测到相对于二阶事例平面和三阶事例平面的局域极化随着碰撞中心度的增加呈现明显的增大趋势，这是由于椭圆流和三角流在更边缘碰撞中更大。在每个碰撞中心度下，相对于二阶事例平面的局域极化测量结果与相对于三阶事例平面的结果在误差范围内并没有显著差异。图中的实线为包含热涡旋效应 (ω_{th}) 和流体剪切效应 (SIP_{BBP}) 的流体力学模型计算结果 [112]，并没有很好地描述局域极化对于中心度的依赖。模型中，若不包含流体剪切效应，模型计算的局域极化随事例平面方位角的分布与实验中观测到的局域极化符号相反。在同时考虑热涡旋效应和流体捡起效应之后，模型结果仅能描述 0-40% 碰撞中心度下的局域极化的中心度依赖趋势，但是在 40-80% 中心度下的计算结果与实验测量的趋势相反，模型计算的局域极化结果对热涡旋效应等参数的依赖较小，目前模型中考虑的几项局域极化的参数并不能解决中心度的依赖。局域极化的实验测量为流体力学模型提供了一个新的约束（流体剪切效应），也是对理论模型的检验。

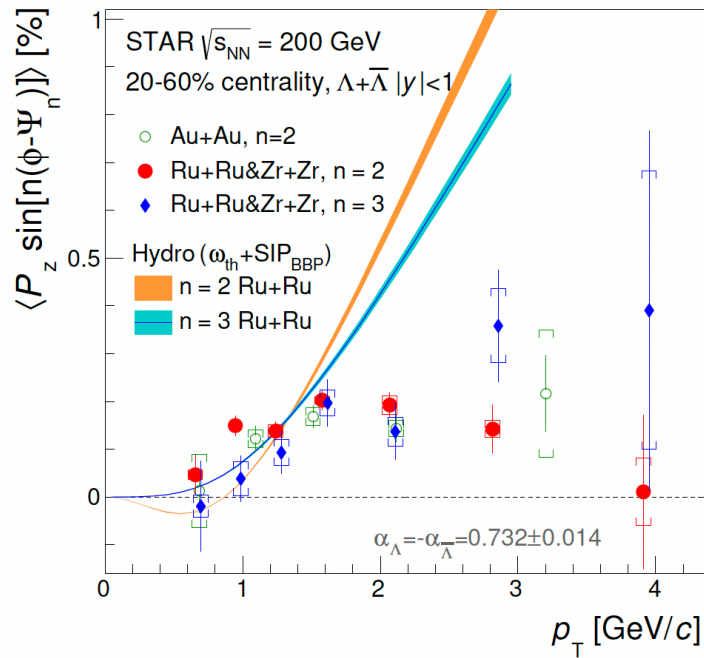


图 5.29: Ru+Ru&Zr+Zr 碰撞中， $\Lambda+\bar{\Lambda}$ 的局域极化随超子横动量的变化 [113]。

下面我们对不同碰撞系统中的局域极化测量结果进行比较。图5.28所展示的是碰撞能量 200 GeV 的 Ru+Ru&Zr+Zr 碰撞、Au+Au 碰撞系统 [72] 以及碰撞能量为 5.02 TeV 的 Pb+Pb 碰撞 [78] 中 $\Lambda+\bar{\Lambda}$ 超子局域极化的碰撞中心度的依赖性。在显著性比较高的 20-50% 碰撞中心度下，局域极化在三种碰撞系统中表现出轻微的碰撞尺寸依赖和碰撞能量依赖。200GeV 的 Au+Au 碰撞中的局域极化中心值在边缘碰撞中心度下整体比 5.02TeV 的 Pb+Pb 碰撞中更低，但是误差范围内并没有显著不同。虽然更高的碰撞能量下初始磁场强度更大，但是局域极化主要来自于碰撞之后的 QGP 物质的流体局域涡旋场演化，初始碰撞产生的磁场对局域极化的影响并不大。尽管实验上观测到了椭圆流在 5.02 TeV 的 Pb+Pb 碰撞系统 [114] 和 200 GeV 的 Ru+Ru&Zr+Zr 碰撞系统中的显著差异 ($\sim 60\%$) [115]，但是主要由椭圆流导致的相对于二阶事例平面的超子局域极化在两个碰撞系统之间的差别并没有同样显著。另外，我们给出了局域极化对参与碰撞的

部分子数目 (N_{part}) 的依赖, 如图中小窗口所示, 超子局域极化在三个碰撞系统中的一致性更强, 表明碰撞系统尺寸可能在涡旋构成中扮演重要角色。

最后, 我们研究了局域极化的横动量依赖性。图5.29为碰撞能量 200 GeV 的 Ru+Ru & Zr+Zr 碰撞中 20-60% 碰撞中心度下的 $\Lambda + \bar{\Lambda}$ 的局域极化随超子横动量的变化, 同时与 Au+Au 碰撞进行比较。相对于二阶事例平面的局域极化随着 p_T 的增大而增大, 在 $p_T \approx 2 \text{ GeV}$ 处达到最大值, 之后随 p_T 的增大而减小, 这种先增后减的趋势与椭圆流随 p_T 的变化十分类似 [116, 117]。同样, 相对于三阶事例平面的局域极化随 p_T 的增大而增大, 其趋势也与三角流相似。这种相似性也间接表明局域极化是由集体流导致的。另外, Ru+Ru&Zr+Zr 碰撞中的局域极化结果要轻微大于 Au+Au 碰撞。流体力学模型的计算结果表现出比实验数据更强的 p_T 依赖性, 这是因为流体力学模型能比较好地解释来自于 QGP 物质的性质 ($p_T < 2 \text{ GeV}$), 但是大 p_T 区间的物质主要来自于初始碰撞产生, 流体力学模型并不能很好地对其进行描述。模型结果在小 p_T 区间, 二阶事例平面的局域极化要小于三阶事例平面的局域极化, 而在大 p_T 区间则相反。这是由模型中的热涡旋效应和流体剪切效应的竞争机制导致。

第六章 总结与展望

本论文基于 STAR 实验在碰撞能量 200 GeV 的钕核-钕核和铅核-铅核碰撞中采集的高统计量的实验数据，测量了超子的整体极化和局域极化。

首先，我们测量了 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 、 Ξ^- 和 Ξ^+ 超子的整体极化。观测到了 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子的整体极化随碰撞中心度的增大而增强，表明边缘碰撞中的涡旋强度相较于对心碰撞更强。对比 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子的测量结果， Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子的整体极化是一致的，当前精度下没有观测到磁场效应对整体极化的影响。 $\Lambda+\bar{\Lambda}$ 超子的整体极化在钕核-钕核碰撞与铅核-铅核碰撞中一致，并且与更大尺寸的金核-金核碰撞相比较，误差范围内也是一致的，表明本测量中没有观测到显著的碰撞系统尺寸依赖。流体力学模型能合理地描述 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 整体极化随中心度、横动量和赝快度依赖的实验结果，表明热涡旋的贡献在整体极化中占据主要地位。该模型同样给出了整体极化的碰撞系统尺寸依赖性，但目前的测量结果不足以支撑理论结论。另外，本测量中没有观测到整体极化的横动量和赝快度依赖。

其次，测量了 Ξ^- 和 Ξ^+ 超子的整体极化。多奇异超子相对于 Λ 超子的产生时间更早，受衰变的影响较小，携带了更多的自旋极化信息， Ξ^- 超子的整体极化测量可以对 Λ 超子自旋极化作验证，同时为理论模型做出约束。本分析中使用直接测量与间接测量的方法测量 Ξ^- 超子的整体极化。受限于 Ξ^- 超子数据样本较少，并没有观测到显著的 Ξ^- 和 Ξ^+ 超子整体极化信号，两种方法的测量结果是一致的。

最后，测量了 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子相对于高阶事例平面的局域极化。观测到了 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子相对于二阶事例平面的局域极化。 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 超子局域极化相对于二阶事例平面的方位角呈现明显的正弦结构，这种方位角的依赖来自于碰撞系统非均匀膨胀导致的沿着束流方向的局域涡旋的四级结构，并且显著性比相同碰撞能量下的金核-金核碰撞的测量结果更强。其次，观测到了明显的沿束流方向相对于三阶事例平面的超子局域极化。测量结果关于三阶事例平面方位角同样呈现正弦结构，这是首次观测到三角流导致的局域极化。在误差范围内， Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 的局域极化在各个方位角区间并无明显差别。

相对于二阶事例平面和三阶事例平面的局域极化随着碰撞中心度的增加呈现明显的增大趋势，这是由于椭圆流和三角流在更边缘碰撞中更大。在每个碰撞中心度下，相对于二阶事例平面的局域极化测量结果与相对于三阶事例平面的结果在误差范围内并没有显著差异。比较不同中心度下的碰撞能量 200 GeV 的 Ru+Ru&Zr+Zr 碰撞、Au+Au 碰撞系统以及碰撞能量为 5.02 TeV 的 Pb+Pb 碰撞中 $\Lambda+\bar{\Lambda}$ 超子局域极化，在显著性比较高的 20-50% 碰撞中心度下，局域极化在三种碰撞系统中表现出轻微的碰撞尺寸依赖和碰撞能量依赖，但在其他中心度下，误差范围内是一致的。当前精度下没有观测到显著的碰撞系统尺寸的依赖。相对于二阶和三阶事例平面的局域极化对横动量的依赖，与椭圆流和三角流随横动量变化的趋势一致，这种相似性间接表明局域极化是由集体流导致的。考虑热涡旋效应和流体剪切效应的流体力学模型能够定性地描述局域极化的方位角依赖，但是并不能很好地解释局域极化的碰撞中心度以及横动量依赖性。

本论文系统地研究了相对论重离子碰撞中的磁场效应、涡旋结构、自旋极化的碰撞尺寸依赖和更高阶集体流导致的局域极化。虽然受限于当前精度，没有观测到显著的磁

场影响以及碰撞尺寸依赖的信号，但在未来的分析中，STAR 实验已经完成 BES-II 的实验数据采集，在更低的碰撞能量下，磁场强度更大并且超子的自旋极化更强，高统计量的数据为进一步研究磁场对自旋极化的影响提供了很好的平台。同时，STAR 实验已经采集的碰撞能量 200 GeV 的氧核-氧核实验数据，为研究更小碰撞系统中自旋极化效应提供新的机遇。三角流导致的局域极化测量结果同样对理论模型提供了实验依据，将推动对自旋极化和涡旋效应物理机制的深入研究。

参考文献

- [1] Andrea Romanino. “The Standard model of particle physics”. In: *9th Baikal Summer School on Physics of Elementary Particles and Astrophysics*. 2009.
- [2] Murray Gell-Mann. “A Schematic Model of Baryons and Mesons”. In: *Phys. Lett.* 8 (1964), pp. 214–215. DOI: [10.1016/S0031-9163\(64\)92001-3](https://doi.org/10.1016/S0031-9163(64)92001-3).
- [3] G. Zweig. “An SU(3) model for strong interaction symmetry and its breaking. Version 2”. In: *DEVELOPMENTS IN THE QUARK THEORY OF HADRONS. VOL. 1. 1964 - 1978*. Ed. by D. B. Lichtenberg and Simon Peter Rosen. Feb. 1964, pp. 22–101.
- [4] Serguei Chatrchyan et al. “Observation of a New Boson at a Mass of 125 GeV with the CMS Experiment at the LHC”. In: *Phys. Lett. B* 716 (2012), pp. 30–61. DOI: [10.1016/j.physletb.2012.08.021](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.08.021). arXiv: [1207.7235](https://arxiv.org/abs/1207.7235) [hep-ex].
- [5] Peter Skands. “Introduction to QCD”. In: *Theoretical Advanced Study Institute in Elementary Particle Physics: Searching for New Physics at Small and Large Scales*. 2013, pp. 341–420. DOI: [10.1142/9789814525220_0008](https://doi.org/10.1142/9789814525220_0008). arXiv: [1207.2389](https://arxiv.org/abs/1207.2389) [hep-ph].
- [6] John C. Collins and M. J. Perry. “Superdense Matter: Neutrons Or Asymptotically Free Quarks?” In: *Phys. Rev. Lett.* 34 (1975), p. 1353. DOI: [10.1103/PhysRevLett.34.1353](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.34.1353).
- [7] David J. Gross and Frank Wilczek. “Ultraviolet Behavior of Nonabelian Gauge Theories”. In: *Phys. Rev. Lett.* 30 (1973). Ed. by J. C. Taylor, pp. 1343–1346. DOI: [10.1103/PhysRevLett.30.1343](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.30.1343).
- [8] H. David Politzer. “Reliable Perturbative Results for Strong Interactions?” In: *Phys. Rev. Lett.* 30 (1973). Ed. by J. C. Taylor, pp. 1346–1349. DOI: [10.1103/PhysRevLett.30.1346](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.30.1346).
- [9] P. A. Zyla et al. “Review of Particle Physics”. In: *PTEP* 2020.8 (2020), p. 083C01. DOI: [10.1093/ptep/ptaa104](https://doi.org/10.1093/ptep/ptaa104).
- [10] V. Soni. “SCREENED CHARGE AND PHASE TRANSITION IN QCD QUARK MATTER”. In: *International School of Nuclear Physics, 7th Course: Mesons, Isobars, Quarks and Nuclear Excitations*. 1984.
- [11] J. D. Anand, P. Bhattacharjee, and S. N. Biswas. “QUARK MATTER CORE IN NEUTRON STAR”. In: *J. Phys. A* 13 (1980), pp. 3105–3112. DOI: [10.1088/0305-4470/13/9/036](https://doi.org/10.1088/0305-4470/13/9/036).
- [12] Chris Hays. “High precision measurement of the W-boson mass with the CDF II detector”. In: *PoS ICHEP2022* (2022), p. 898. DOI: [10.22323/1.414.0898](https://doi.org/10.22323/1.414.0898).

- [13] B. Abi et al. “Measurement of the Positive Muon Anomalous Magnetic Moment to 0.46 ppm”. In: *Phys. Rev. Lett.* 126.14 (2021), p. 141801. DOI: [10.1103/PhysRevLett.126.141801](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.126.141801). arXiv: [2104.03281 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/2104.03281).
- [14] G. F. Chapline et al. “Highly excited nuclear matter”. In: *Phys. Rev. D* 8 (1973), pp. 4302–4308. DOI: [10.1103/PhysRevD.8.4302](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.8.4302).
- [15] Akhilesh Ranjan and V. Ravishankar. “Introduction to Quark-Gluon plasma”. In: *Indian J. Phys.* 84 (2010), pp. 11–40. DOI: [10.1007/s12648-010-0007-1](https://doi.org/10.1007/s12648-010-0007-1).
- [16] M. J. Ablowitz and H. Segur. *SOLITONS AND THE INVERSE SCATTERING TRANSFORM*. 1981.
- [17] Hans J. Specht. “Experimental conference summary”. In: *Nucl. Phys. A* 698 (2002). Ed. by T. J. Hallman et al., pp. 341–359. DOI: [10.1016/S0375-9474\(01\)01381-1](https://doi.org/10.1016/S0375-9474(01)01381-1). arXiv: [nuc1-ex/0111011](https://arxiv.org/abs/nuc1-ex/0111011).
- [18] C. Shen. “Sketch of relativistic heavy-ion collisions”. In: (2014). DOI: <https://u.osu.edu/vishnu/2014/08/06/sketch-of-relativistic-heavy-ion-collisions/>.
- [19] Betty Abelev et al. “Centrality determination of Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV with ALICE”. In: *Phys. Rev. C* 88.4 (2013), p. 044909. DOI: [10.1103/PhysRevC.88.044909](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.88.044909). arXiv: [1301.4361 \[nucl-ex\]](https://arxiv.org/abs/1301.4361).
- [20] Betty Bezverkhny Abelev et al. “ K_S^0 and Λ production in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV”. In: *Phys. Rev. Lett.* 111 (2013), p. 222301. DOI: [10.1103/PhysRevLett.111.222301](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.111.222301). arXiv: [1307.5530 \[nucl-ex\]](https://arxiv.org/abs/1307.5530).
- [21] Leticia Cunqueiro. “Jet structure in 2.76 TeV Pb Pb collisions at ALICE”. In: *Nucl. Phys. A* 904-905 (2013). Ed. by Thomas Ullrich, Bolek Wyslouch, and John W. Harris, pp. 728c–731c. DOI: [10.1016/j.nuclphysa.2013.02.118](https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2013.02.118). arXiv: [1210.7610 \[nucl-ex\]](https://arxiv.org/abs/1210.7610).
- [22] K. Adcox et al. “Suppression of hadrons with large transverse momentum in central Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 130$ -GeV”. In: *Phys. Rev. Lett.* 88 (2002), p. 022301. DOI: [10.1103/PhysRevLett.88.022301](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.88.022301). arXiv: [nuc1-ex/0109003](https://arxiv.org/abs/nuc1-ex/0109003).
- [23] C. Adler et al. “Centrality dependence of high p_T hadron suppression in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 130$ -GeV”. In: *Phys. Rev. Lett.* 89 (2002), p. 202301. DOI: [10.1103/PhysRevLett.89.202301](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.89.202301). arXiv: [nuc1-ex/0206011](https://arxiv.org/abs/nuc1-ex/0206011).
- [24] C. Adler et al. “Disappearance of back-to-back high p_T hadron correlations in central Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ -GeV”. In: *Phys. Rev. Lett.* 90 (2003), p. 082302. DOI: [10.1103/PhysRevLett.90.082302](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.90.082302). arXiv: [nuc1-ex/0210033](https://arxiv.org/abs/nuc1-ex/0210033).

- [25] J. Adams et al. “Evidence from d + Au measurements for final state suppression of high p(T) hadrons in Au+Au collisions at RHIC”. In: *Phys. Rev. Lett.* 91 (2003), p. 072304. DOI: [10.1103/PhysRevLett.91.072304](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.91.072304). arXiv: [nucl-ex/0306024](https://arxiv.org/abs/nuc1-ex/0306024).
- [26] Miklos Gyulassy and Xin-nian Wang. “Multiple collisions and induced gluon Bremsstrahlung in QCD”. In: *Nucl. Phys. B* 420 (1994), pp. 583–614. DOI: [10.1016/0550-3213\(94\)90079-5](https://doi.org/10.1016/0550-3213(94)90079-5). arXiv: [nucl-th/9306003](https://arxiv.org/abs/nuc1-th/9306003).
- [27] K. Adcox et al. “Centrality dependence of pi+ / pi-, K+ / K-, p and anti-p production from s(NN)**(1/2) = 13-GeV Au+Au collisions at RHIC”. In: *Phys. Rev. Lett.* 88 (2002), p. 242301. DOI: [10.1103/PhysRevLett.88.242301](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.88.242301). arXiv: [nucl-ex/0112006](https://arxiv.org/abs/nuc1-ex/0112006).
- [28] Rudolph C. Hwa and C. B. Yang. “Scaling behavior at high p(T) and the p / pi ratio”. In: *Phys. Rev. C* 67 (2003), p. 034902. DOI: [10.1103/PhysRevC.67.034902](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.67.034902). arXiv: [nucl-th/0211010](https://arxiv.org/abs/nuc1-th/0211010).
- [29] R. J. Fries et al. “Hadronization in heavy ion collisions: Recombination and fragmentation of partons”. In: *Phys. Rev. Lett.* 90 (2003), p. 202303. DOI: [10.1103/PhysRevLett.90.202303](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.90.202303). arXiv: [nucl-th/0301087](https://arxiv.org/abs/nuc1-th/0301087).
- [30] John Adams et al. “Particle type dependence of azimuthal anisotropy and nuclear modification of particle production in Au + Au collisions at s(NN)**(1/2) = 200-GeV”. In: *Phys. Rev. Lett.* 92 (2004), p. 052302. DOI: [10.1103/PhysRevLett.92.052302](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.92.052302). arXiv: [nucl-ex/0306007](https://arxiv.org/abs/nuc1-ex/0306007).
- [31] J. Adams et al. “Azimuthal anisotropy and correlations at large transverse momenta in p+p and Au+Au collisions at s(NN)**(1/2) = 200-GeV”. In: *Phys. Rev. Lett.* 93 (2004), p. 252301. DOI: [10.1103/PhysRevLett.93.252301](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.93.252301). arXiv: [nucl-ex/0407007](https://arxiv.org/abs/nuc1-ex/0407007).
- [32] C. Adler et al. “Elliptic flow from two and four particle correlations in Au+Au collisions at s(NN)**(1/2) = 130-GeV”. In: *Phys. Rev. C* 66 (2002), p. 034904. DOI: [10.1103/PhysRevC.66.034904](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.66.034904). arXiv: [nucl-ex/0206001](https://arxiv.org/abs/nuc1-ex/0206001).
- [33] S. S. Adler et al. “Elliptic flow of identified hadrons in Au+Au collisions at s(NN)**(1/2) = 200-GeV”. In: *Phys. Rev. Lett.* 91 (2003), p. 182301. DOI: [10.1103/PhysRevLett.91.182301](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.91.182301). arXiv: [nucl-ex/0305013](https://arxiv.org/abs/nuc1-ex/0305013).
- [34] 黄旭光 and 庄鹏飞. “一种新的物质形态——夸克胶子等离子体”. In: *物理* 46.5 (2017), pp. 273–280.
- [35] V. Skokov, A. Yu. Illarionov, and V. Toneev. “Estimate of the magnetic field strength in heavy-ion collisions”. In: *Int. J. Mod. Phys. A* 24 (2009), pp. 5925–5932. DOI: [10.1142/S0217751X09047570](https://doi.org/10.1142/S0217751X09047570). arXiv: [0907.1396 \[nucl-th\]](https://arxiv.org/abs/0907.1396).

- [36] Zuo-Tang Liang and Xin-Nian Wang. “Globally polarized quark-gluon plasma in non-central A+A collisions”. In: *Phys. Rev. Lett.* 94 (2005). [Erratum: *Phys.Rev.Lett.* 96, 039901 (2006)], p. 102301. DOI: [10.1103/PhysRevLett.94.102301](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.94.102301). arXiv: [nucl-th/0410079](https://arxiv.org/abs/nuc1-th/0410079).
- [37] F. Becattini et al. “Global hyperon polarization at local thermodynamic equilibrium with vorticity, magnetic field and feed-down”. In: *Phys. Rev. C* 95.5 (2017), p. 054902. DOI: [10.1103/PhysRevC.95.054902](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.95.054902). arXiv: [1610.02506](https://arxiv.org/abs/1610.02506) [[nucl-th](#)].
- [38] Zuo-Tang Liang and Xin-Nian Wang. “Spin alignment of vector mesons in non-central A+A collisions”. In: *Phys. Lett. B* 629 (2005), pp. 20–26. DOI: [10.1016/j.physletb.2005.09.060](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2005.09.060). arXiv: [nucl-th/0411101](https://arxiv.org/abs/nuc1-th/0411101).
- [39] L. P. Csernai et al. “Vorticity in peripheral collisions at the Facility for Antiproton and Ion Research and at the JINR Nuclotron-based Ion Collider fAcility”. In: *Phys. Rev. C* 90.2 (2014), p. 021904. DOI: [10.1103/PhysRevC.90.021904](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.90.021904).
- [40] F. Becattini et al. “A study of vorticity formation in high energy nuclear collisions”. In: *Eur. Phys. J. C* 75.9 (2015). [Erratum: *Eur.Phys.J.C* 78, 354 (2018)], p. 406. DOI: [10.1140/epjc/s10052-015-3624-1](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-015-3624-1). arXiv: [1501.04468](https://arxiv.org/abs/1501.04468) [[nucl-th](#)].
- [41] Yu. B. Ivanov and A. A. Soldatov. “Vorticity in heavy-ion collisions at the JINR Nuclotron-based Ion Collider fAcility”. In: *Phys. Rev. C* 95.5 (2017), p. 054915. DOI: [10.1103/PhysRevC.95.054915](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.95.054915). arXiv: [1701.01319](https://arxiv.org/abs/1701.01319) [[nucl-th](#)].
- [42] Sergei A. Voloshin. “Polarized secondary particles in unpolarized high energy hadron-hadron collisions?” In: (Oct. 2004). arXiv: [nucl-th/0410089](https://arxiv.org/abs/nuc1-th/0410089).
- [43] Barbara Betz, Miklos Gyulassy, and Giorgio Torrieri. “Polarization probes of vorticity in heavy ion collisions”. In: *Phys. Rev. C* 76 (2007), p. 044901. DOI: [10.1103/PhysRevC.76.044901](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.76.044901). arXiv: [0708.0035](https://arxiv.org/abs/0708.0035) [[nucl-th](#)].
- [44] F. Becattini, F. Piccinini, and J. Rizzo. “Angular momentum conservation in heavy ion collisions at very high energy”. In: *Phys. Rev. C* 77 (2008), p. 024906. DOI: [10.1103/PhysRevC.77.024906](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.77.024906). arXiv: [0711.1253](https://arxiv.org/abs/0711.1253) [[nucl-th](#)].
- [45] Jian-Hua Gao et al. “Global quark polarization in non-central A+A collisions”. In: *Phys. Rev. C* 77 (2008), p. 044902. DOI: [10.1103/PhysRevC.77.044902](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.77.044902). arXiv: [0710.2943](https://arxiv.org/abs/0710.2943) [[nucl-th](#)].
- [46] 高建华, 梁作堂, and 王群. “宇宙“小爆炸”中的“华尔兹”——高能重离子碰撞中的自旋极化”. In: *现代物理知识* 1 (2019), pp. 44–53.
- [47] L. Adamczyk et al. “Global Λ hyperon polarization in nuclear collisions: evidence for the most vortical fluid”. In: *Nature* 548 (2017), pp. 62–65. DOI: [10.1038/nature23004](https://doi.org/10.1038/nature23004). arXiv: [1701.06657](https://arxiv.org/abs/1701.06657) [[nucl-ex](#)].

- [48] C. A. Whitten. “The beam-beam counter: A local polarimeter at STAR”. In: *AIP Conf. Proc.* 980.1 (2008). Ed. by Ahovi Kponou, Yousef Makdisi, and Anatoli Zelenski, pp. 390–396. DOI: [10.1063/1.2888113](https://doi.org/10.1063/1.2888113).
- [49] B. I. Abelev et al. “Global polarization measurement in Au+Au collisions”. In: *Phys. Rev. C* 76 (2007). [Erratum: *Phys.Rev.C* 95, 039906 (2017)], p. 024915. DOI: [10.1103/PhysRevC.76.024915](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.76.024915). arXiv: [0705.1691](https://arxiv.org/abs/0705.1691) [[nucl-ex](#)].
- [50] Takafumi Niida. “Global polarization and spin alignment measurements”. In: *EPJ Web Conf.* 259 (2022), p. 06002. DOI: [10.1051/epjconf/202225906002](https://doi.org/10.1051/epjconf/202225906002). arXiv: [2204.03598](https://arxiv.org/abs/2204.03598) [[nucl-ex](#)].
- [51] 孙旭 et al. “重离子碰撞中 QCD 物质整体极化的实验测量”. In: (2023).
- [52] Chi Yang. “The STAR beam energy scan phase II physics and upgrades”. In: *Nucl. Phys. A* 967 (2017). Ed. by Ulrich Heinz, Olga Evdokimov, and Peter Jacobs, pp. 800–803. DOI: [10.1016/j.nuclphysa.2017.05.042](https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2017.05.042).
- [53] Jaroslav Adam et al. “Global polarization of Λ hyperons in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV”. In: *Phys. Rev. C* 98 (2018), p. 014910. DOI: [10.1103/PhysRevC.98.014910](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.98.014910). arXiv: [1805.04400](https://arxiv.org/abs/1805.04400) [[nucl-ex](#)].
- [54] M. S. Abdallah et al. “Global Λ -hyperon polarization in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}=3$ GeV”. In: *Phys. Rev. C* 104.6 (2021), p. L061901. DOI: [10.1103/PhysRevC.104.L061901](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.104.L061901). arXiv: [2108.00044](https://arxiv.org/abs/2108.00044) [[nucl-ex](#)].
- [55] Frédéric Julian Kornas. “Systematics in the global polarization measurements of Λ hyperons with HADES at SIS18”. In: *EPJ Web Conf.* 259 (2022), p. 11016. DOI: [10.1051/epjconf/202225911016](https://doi.org/10.1051/epjconf/202225911016).
- [56] Shreyasi Acharya et al. “Global polarization of $\Lambda\bar{\Lambda}$ hyperons in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ and 5.02 TeV”. In: *Phys. Rev. C* 101.4 (2020). [Erratum: *Phys.Rev.C* 105, 029902 (2022)], p. 044611. DOI: [10.1103/PhysRevC.101.044611](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.101.044611). arXiv: [1909.01281](https://arxiv.org/abs/1909.01281) [[nucl-ex](#)].
- [57] J. Adam et al. “Global Polarization of Ξ and Ω Hyperons in Au+Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV”. In: *Phys. Rev. Lett.* 126.16 (2021), p. 162301. DOI: [10.1103/PhysRevLett.126.162301](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.126.162301). arXiv: [2012.13601](https://arxiv.org/abs/2012.13601) [[nucl-ex](#)].
- [58] Shuzhe Shi, Kangle Li, and Jinfeng Liao. “Searching for the Subatomic Swirls in the CuCu and CuAu Collisions”. In: *Phys. Lett. B* 788 (2019), pp. 409–413. DOI: [10.1016/j.physletb.2018.09.066](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2018.09.066). arXiv: [1712.00878](https://arxiv.org/abs/1712.00878) [[nucl-th](#)].
- [59] Ren-hong Fang et al. “Polarization of massive fermions in a vortical fluid”. In: *Phys. Rev. C* 94.2 (2016), p. 024904. DOI: [10.1103/PhysRevC.94.024904](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.94.024904). arXiv: [1604.04036](https://arxiv.org/abs/1604.04036) [[nucl-th](#)].

- [60] Yilong Xie, Dajuan Wang, and László P. Csernai. “Global Λ polarization in high energy collisions”. In: *Phys. Rev. C* 95.3 (2017), p. 031901. DOI: [10.1103/PhysRevC.95.031901](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.95.031901). arXiv: [1703.03770](https://arxiv.org/abs/1703.03770) [nucl-th].
- [61] Yifeng Sun and Che Ming Ko. “ Λ hyperon polarization in relativistic heavy ion collisions from a chiral kinetic approach”. In: *Phys. Rev. C* 96.2 (2017), p. 024906. DOI: [10.1103/PhysRevC.96.024906](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.96.024906). arXiv: [1706.09467](https://arxiv.org/abs/1706.09467) [nucl-th].
- [62] Mircea Baznat et al. “Hyperon polarization in heavy-ion collisions and holographic gravitational anomaly”. In: *Phys. Rev. C* 97.4 (2018), p. 041902. DOI: [10.1103/PhysRevC.97.041902](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.97.041902). arXiv: [1701.00923](https://arxiv.org/abs/1701.00923) [nucl-th].
- [63] D. E. Kharzeev et al. “Chiral magnetic and vortical effects in high-energy nuclear collisions—A status report”. In: *Prog. Part. Nucl. Phys.* 88 (2016), pp. 1–28. DOI: [10.1016/j.pnpnp.2016.01.001](https://doi.org/10.1016/j.pnpnp.2016.01.001). arXiv: [1511.04050](https://arxiv.org/abs/1511.04050) [hep-ph].
- [64] I. Karpenko and F. Becattini. “Study of Λ polarization in relativistic nuclear collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 7.7 - 200$ GeV”. In: *Eur. Phys. J. C* 77.4 (2017), p. 213. DOI: [10.1140/epjc/s10052-017-4765-1](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-017-4765-1). arXiv: [1610.04717](https://arxiv.org/abs/1610.04717) [nucl-th].
- [65] Yu B. Ivanov, V. D. Toneev, and A. A. Soldatov. “Estimates of hyperon polarization in heavy-ion collisions at collision energies $\sqrt{s_{NN}} = 4-40$ GeV”. In: *Phys. Rev. C* 100.1 (2019), p. 014908. DOI: [10.1103/PhysRevC.100.014908](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.100.014908). arXiv: [1903.05455](https://arxiv.org/abs/1903.05455) [nucl-th].
- [66] Hui Li et al. “Global Λ polarization in heavy-ion collisions from a transport model”. In: *Phys. Rev. C* 96.5 (2017), p. 054908. DOI: [10.1103/PhysRevC.96.054908](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.96.054908). arXiv: [1704.01507](https://arxiv.org/abs/1704.01507) [nucl-th].
- [67] O. Vitiuk, L. V. Bravina, and E. E. Zabrodin. “Is different Λ and $\bar{\Lambda}$ polarization caused by different spatio-temporal freeze-out picture?” In: *Phys. Lett. B* 803 (2020), p. 135298. DOI: [10.1016/j.physletb.2020.135298](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2020.135298). arXiv: [1910.06292](https://arxiv.org/abs/1910.06292) [hep-ph].
- [68] Wei-Tian Deng and Xu-Guang Huang. “Vorticity in Heavy-Ion Collisions”. In: *Phys. Rev. C* 93.6 (2016), p. 064907. DOI: [10.1103/PhysRevC.93.064907](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.93.064907). arXiv: [1603.06117](https://arxiv.org/abs/1603.06117) [nucl-th].
- [69] Sergei A. Voloshin. “Vorticity and particle polarization in heavy ion collisions (experimental perspective)”. In: *EPJ Web Conf.* 171 (2018). Ed. by A. Mischke and P. Kuijter, p. 07002. DOI: [10.1051/epjconf/201817107002](https://doi.org/10.1051/epjconf/201817107002). arXiv: [1710.08934](https://arxiv.org/abs/1710.08934) [nucl-ex].
- [70] Jian-Hua Gao et al. “Chiral Anomaly and Local Polarization Effect from Quantum Kinetic Approach”. In: *Phys. Rev. Lett.* 109 (2012), p. 232301. DOI: [10.1103/PhysRevLett.109.232301](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.109.232301). arXiv: [1203.0725](https://arxiv.org/abs/1203.0725) [hep-ph].

- [71] Xiao-Liang Xia et al. “Probing vorticity structure in heavy-ion collisions by local Λ polarization”. In: *Phys. Rev. C* 98 (2018), p. 024905. DOI: [10.1103/PhysRevC.98.024905](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.98.024905). arXiv: [1803.00867](https://arxiv.org/abs/1803.00867) [nucl-th].
- [72] Jaroslav Adam et al. “Polarization of Λ ($\bar{\Lambda}$) hyperons along the beam direction in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV”. In: *Phys. Rev. Lett.* 123.13 (2019), p. 132301. DOI: [10.1103/PhysRevLett.123.132301](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.123.132301). arXiv: [1905.11917](https://arxiv.org/abs/1905.11917) [nucl-ex].
- [73] H. A. Gustafsson et al. “Collective Flow Observed in Relativistic Nuclear Collisions”. In: *Phys. Rev. Lett.* 52 (1984), pp. 1590–1593. DOI: [10.1103/PhysRevLett.52.1590](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.52.1590).
- [74] Sergei A. Voloshin, Arthur M. Poskanzer, and Raimond Snellings. “Collective phenomena in non-central nuclear collisions”. In: *Landolt-Bornstein* 23 (2010). Ed. by R. Stock, pp. 293–333. DOI: [10.1007/978-3-642-01539-7_10](https://doi.org/10.1007/978-3-642-01539-7_10). arXiv: [0809.2949](https://arxiv.org/abs/0809.2949) [nucl-ex].
- [75] S. Voloshin and Y. Zhang. “Flow study in relativistic nuclear collisions by Fourier expansion of Azimuthal particle distributions”. In: *Z. Phys. C* 70 (1996), pp. 665–672. DOI: [10.1007/s002880050141](https://doi.org/10.1007/s002880050141). arXiv: [hep-ph/9407282](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9407282).
- [76] Jean-Yves Ollitrault. “Anisotropy as a signature of transverse collective flow”. In: *Phys. Rev. D* 46 (1992), pp. 229–245. DOI: [10.1103/PhysRevD.46.229](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.46.229).
- [77] F. Becattini and Iu. Karpenko. “Collective Longitudinal Polarization in Relativistic Heavy-Ion Collisions at Very High Energy”. In: *Phys. Rev. Lett.* 120.1 (2018), p. 012302. DOI: [10.1103/PhysRevLett.120.012302](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.120.012302). arXiv: [1707.07984](https://arxiv.org/abs/1707.07984) [nucl-th].
- [78] Shreyasi Acharya et al. “Polarization of Λ and $\bar{\Lambda}$ Hyperons along the Beam Direction in Pb-Pb Collisions at $\sqrt{s_{NN}}=5.02$ TeV”. In: *Phys. Rev. Lett.* 128.17 (2022), p. 172005. DOI: [10.1103/PhysRevLett.128.172005](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.128.172005). arXiv: [2107.11183](https://arxiv.org/abs/2107.11183) [nucl-ex].
- [79] Baochi Fu et al. “Hydrodynamic study of hyperon spin polarization in relativistic heavy ion collisions”. In: *Phys. Rev. C* 103.2 (2021), p. 024903. DOI: [10.1103/PhysRevC.103.024903](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.103.024903). arXiv: [2011.03740](https://arxiv.org/abs/2011.03740) [nucl-th].
- [80] Wojciech Florkowski et al. “Longitudinal spin polarization in a thermal model”. In: *Phys. Rev. C* 100.5 (2019), p. 054907. DOI: [10.1103/PhysRevC.100.054907](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.100.054907). arXiv: [1904.00002](https://arxiv.org/abs/1904.00002) [nucl-th].
- [81] Ekkard Schnedermann, Josef Sollfrank, and Ulrich W. Heinz. “Thermal phenomenology of hadrons from 200-A/GeV S+S collisions”. In: *Phys. Rev. C* 48 (1993), pp. 2462–2475. DOI: [10.1103/PhysRevC.48.2462](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.48.2462). arXiv: [nuc1-th/9307020](https://arxiv.org/abs/nuc1-th/9307020).

- [82] Fabrice Retiere and Michael Annan Lisa. “Observable implications of geometrical and dynamical aspects of freeze out in heavy ion collisions”. In: *Phys. Rev. C* 70 (2004), p. 044907. DOI: [10.1103/PhysRevC.70.044907](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.70.044907). arXiv: [nucl-th/0312024](https://arxiv.org/abs/nuc1-th/0312024).
- [83] Hong-Zhong Wu et al. “Local spin polarization in high energy heavy ion collisions”. In: *Phys. Rev. Research*. 1 (2019), p. 033058. DOI: [10.1103/PhysRevResearch.1.033058](https://doi.org/10.1103/PhysRevResearch.1.033058). arXiv: [1906.09385 \[nucl-th\]](https://arxiv.org/abs/1906.09385).
- [84] Baochi Fu et al. “Shear-Induced Spin Polarization in Heavy-Ion Collisions”. In: *Phys. Rev. Lett.* 127.14 (2021), p. 142301. DOI: [10.1103/PhysRevLett.127.142301](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.127.142301). arXiv: [2103.10403 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/2103.10403).
- [85] E. C. Aschenauer et al. “The RHIC Spin Program: Achievements and Future Opportunities”. In: (Mar. 2013). arXiv: [1304.0079 \[nucl-ex\]](https://arxiv.org/abs/1304.0079).
- [86] M. Harrison, T. Ludlam, and S. Ozaki. “RHIC project overview”. In: *Nucl. Instrum. Meth. A* 499 (2003), pp. 235–244. DOI: [10.1016/S0168-9002\(02\)01937-X](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(02)01937-X).
- [87] K. H. Ackermann et al. “STAR detector overview”. In: *Nucl. Instrum. Meth. A* 499 (2003), pp. 624–632. DOI: [10.1016/S0168-9002\(02\)01960-5](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(02)01960-5).
- [88] H. Bichsel. “A method to improve tracking and particle identification in TPCs and silicon detectors”. In: *Nucl. Instrum. Meth. A* 562 (2006), pp. 154–197. DOI: [10.1016/j.nima.2006.03.009](https://doi.org/10.1016/j.nima.2006.03.009).
- [89] W. J. Llope. “The large-area time-of-flight upgrade for STAR”. In: *Nucl. Instrum. Meth. B* 241 (2005), pp. 306–310. DOI: [10.1016/j.nimb.2005.07.089](https://doi.org/10.1016/j.nimb.2005.07.089).
- [90] MB Bitters et al. “Analysis of STAR ZDC SMD Data for Polarimetry”. In: *STAR note, SN-0480* 325 (2009).
- [91] Joseph Adams et al. “The STAR Event Plane Detector”. In: *Nucl. Instrum. Meth. A* 968 (2020), p. 163970. DOI: [10.1016/j.nima.2020.163970](https://doi.org/10.1016/j.nima.2020.163970). arXiv: [1912.05243 \[physics.ins-det\]](https://arxiv.org/abs/1912.05243).
- [92] M. Anderson et al. “The Star time projection chamber: A Unique tool for studying high multiplicity events at RHIC”. In: *Nucl. Instrum. Meth. A* 499 (2003), pp. 659–678. DOI: [10.1016/S0168-9002\(02\)01964-2](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(02)01964-2). arXiv: [nucl-ex/0301015](https://arxiv.org/abs/nuc1-ex/0301015).
- [93] Fuwang Shen et al. “MWPC prototyping and performance test for the STAR inner TPC upgrade”. In: *Nucl. Instrum. Meth. A* 896 (2018), pp. 90–95. DOI: [10.1016/j.nima.2018.04.019](https://doi.org/10.1016/j.nima.2018.04.019). arXiv: [1805.03938 \[physics.ins-det\]](https://arxiv.org/abs/1805.03938).
- [94] W. J. Llope et al. “The STAR Vertex Position Detector”. In: *Nucl. Instrum. Meth. A* 759 (2014), pp. 23–28. DOI: [10.1016/j.nima.2014.04.080](https://doi.org/10.1016/j.nima.2014.04.080). arXiv: [1403.6855 \[physics.ins-det\]](https://arxiv.org/abs/1403.6855).

- [95] C. Adler et al. “The RHIC zero-degree calorimeters”. In: *Nucl. Instrum. Meth. A* 461 (2001). Ed. by G. Batignani et al., pp. 337–340. DOI: [10.1016/S0168-9002\(00\)01238-9](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(00)01238-9).
- [96] A. Bazilevsky et al. “Single Transverse-Spin Asymmetry in Very Forward and Very Backward Neutral Particle Production for Polarized Proton Collisions at $s^{*}(1/2) = 200\text{-GeV}$ ”. In: *Phys. Lett. B* 650 (2007), pp. 325–330. DOI: [10.1016/j.physletb.2007.05.049](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2007.05.049). arXiv: [hep-ex/0610030](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0610030).
- [97] J. Adams et al. “Directed flow in Au+Au collisions at $s(\text{NN})^{*}(1/2) = 62\text{-GeV}$ ”. In: *Phys. Rev. C* 73 (2006), p. 034903. DOI: [10.1103/PhysRevC.73.034903](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.73.034903). arXiv: [nuc1-ex/0510053](https://arxiv.org/abs/nuc1-ex/0510053).
- [98] B. I. Abelev et al. “System-size independence of directed flow at the Relativistic Heavy-Ion Collider”. In: *Phys. Rev. Lett.* 101 (2008), p. 252301. DOI: [10.1103/PhysRevLett.101.252301](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.101.252301). arXiv: [0807.1518](https://arxiv.org/abs/0807.1518) [[nuc1-ex](https://arxiv.org/abs/0807.1518)].
- [99] Sergei A. Voloshin and Takafumi Niida. “Ultrarelativistic nuclear collisions: Direction of spectator flow”. In: *Phys. Rev. C* 94.2 (2016), p. 021901. DOI: [10.1103/PhysRevC.94.021901](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.94.021901). arXiv: [1604.04597](https://arxiv.org/abs/1604.04597) [[nuc1-th](https://arxiv.org/abs/1604.04597)].
- [100] Arthur M. Poskanzer and S. A. Voloshin. “Methods for analyzing anisotropic flow in relativistic nuclear collisions”. In: *Phys. Rev. C* 58 (1998), pp. 1671–1678. DOI: [10.1103/PhysRevC.58.1671](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.58.1671). arXiv: [nuc1-ex/9805001](https://arxiv.org/abs/nuc1-ex/9805001).
- [101] Maksym Zyzak. “Online selection of short-lived particles on many-core computer architectures in the CBM experiment at FAIR”. PhD thesis. Goethe U., Frankfurt (main), Frankfurt U., 2016.
- [102] Ilya Selyuzhenkov. “Acceptance effects in the hyperons global polarization measurement”. In: *AIP Conf. Proc.* 870.1 (2006). Ed. by T. M. Liss, pp. 712–715. DOI: [10.1063/1.2402736](https://doi.org/10.1063/1.2402736). arXiv: [nuc1-ex/0608034](https://arxiv.org/abs/nuc1-ex/0608034).
- [103] L. Adamczyk et al. “Elliptic flow of identified hadrons in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 7.7\text{-}62.4\text{ GeV}$ ”. In: *Phys. Rev. C* 88 (2013), p. 014902. DOI: [10.1103/PhysRevC.88.014902](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.88.014902). arXiv: [1301.2348](https://arxiv.org/abs/1301.2348) [[nuc1-ex](https://arxiv.org/abs/1301.2348)].
- [104] N. Borghini and J. Y. Ollitrault. “Azimuthally sensitive correlations in nucleus-nucleus collisions”. In: *Phys. Rev. C* 70 (2004), p. 064905. DOI: [10.1103/PhysRevC.70.064905](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.70.064905). arXiv: [nuc1-th/0407041](https://arxiv.org/abs/nuc1-th/0407041).
- [105] T. D. Lee and Chen-Ning Yang. “General Partial Wave Analysis of the Decay of a Hyperon of Spin 1/2”. In: *Phys. Rev.* 108 (1957), pp. 1645–1647. DOI: [10.1103/PhysRev.108.1645](https://doi.org/10.1103/PhysRev.108.1645).
- [106] M. Tanabashi et al. “Review of Particle Physics”. In: *Phys. Rev. D* 98.3 (2018), p. 030001. DOI: [10.1103/PhysRevD.98.030001](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.98.030001).

- [107] K. B. Luk et al. “Search for direct CP violation in nonleptonic decays of charged Xi and Lambda hyperons”. In: *Phys. Rev. Lett.* 85 (2000), pp. 4860–4863. DOI: [10.1103/PhysRevLett.85.4860](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.85.4860). arXiv: [hep-ex/0007030](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0007030).
- [108] M. Huang et al. “New measurement of Xi- \rightarrow Lambda pi- decay parameters”. In: *Phys. Rev. Lett.* 93 (2004), p. 011802. DOI: [10.1103/PhysRevLett.93.011802](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.93.011802).
- [109] Jewan Kim et al. “Polarization effects in spin 3/2 hyperon decay”. In: *Phys. Rev. D* 46 (1992), pp. 1060–1063. DOI: [10.1103/PhysRevD.46.1060](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.46.1060).
- [110] Piotr Bozek and Iwona Wyskiel. “Directed flow in ultrarelativistic heavy-ion collisions”. In: *Phys. Rev. C* 81 (2010), p. 054902. DOI: [10.1103/PhysRevC.81.054902](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.81.054902). arXiv: [1002.4999](https://arxiv.org/abs/1002.4999) [[nucl-th](#)].
- [111] Leszek Adamczyk et al. “Azimuthal anisotropy in Cu+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV”. In: *Phys. Rev. C* 98.1 (2018), p. 014915. DOI: [10.1103/PhysRevC.98.014915](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.98.014915). arXiv: [1712.01332](https://arxiv.org/abs/1712.01332) [[nucl-ex](#)].
- [112] Sahr Alzhrani, Sangwook Ryu, and Chun Shen. “ Λ spin polarization in event-by-event relativistic heavy-ion collisions”. In: *Phys. Rev. C* 106.1 (2022), p. 014905. DOI: [10.1103/PhysRevC.106.014905](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.106.014905). arXiv: [2203.15718](https://arxiv.org/abs/2203.15718) [[nucl-th](#)].
- [113] “Hyperon polarization along the beam direction relative to the second and third harmonic event planes in isobar collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV”. In: (Mar. 2023). arXiv: [2303.09074](https://arxiv.org/abs/2303.09074) [[nucl-ex](#)].
- [114] Jaroslav Adam et al. “Anisotropic flow of charged particles in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV”. In: *Phys. Rev. Lett.* 116.13 (2016), p. 132302. DOI: [10.1103/PhysRevLett.116.132302](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.116.132302). arXiv: [1602.01119](https://arxiv.org/abs/1602.01119) [[nucl-ex](#)].
- [115] Mohamed Abdallah et al. “Search for the chiral magnetic effect with isobar collisions at $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV by the STAR Collaboration at the BNL Relativistic Heavy Ion Collider”. In: *Phys. Rev. C* 105.1 (2022), p. 014901. DOI: [10.1103/PhysRevC.105.014901](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.105.014901). arXiv: [2109.00131](https://arxiv.org/abs/2109.00131) [[nucl-ex](#)].
- [116] Jaroslav Adam et al. “Higher harmonic flow coefficients of identified hadrons in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV”. In: *JHEP* 09 (2016), p. 164. DOI: [10.1007/JHEP09\(2016\)164](https://doi.org/10.1007/JHEP09(2016)164). arXiv: [1606.06057](https://arxiv.org/abs/1606.06057) [[nucl-ex](#)].
- [117] A. Adare et al. “Measurement of the higher-order anisotropic flow coefficients for identified hadrons in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV”. In: *Phys. Rev. C* 93.5 (2016), p. 051902. DOI: [10.1103/PhysRevC.93.051902](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.93.051902). arXiv: [1412.1038](https://arxiv.org/abs/1412.1038) [[nucl-ex](#)].

攻读博士学位期间发表的论文及其他成果

发表论文:

1. Measurements of global and local polarization of hyperons in isobar collisions at 200 GeV from STAR, EPJ Web of Conferences 276, 04007 (2023).
2. Hyperon polarization along the beam direction relative to the second and third harmonic event planes in isobar collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV.
Xingrui Gou for the STAR collaboration(as one of principal authors)
arXiv:2303.09074(submitted to Physical Review Letter)

口头报告:

1. Measurements of global and local polarization of hyperons in isobar collisions at 200 GeV from STAR, The 20th International Conference on Strangeness in Quark Matter (SQM 2022) .
2. Measurements of global and local polarization of hyperons in isobar collisions at 200 GeV from STAR, 中国物理学会高能物理分会第十一届全国会员代表大会暨学术年会.

墙报:

1. Measurements of global polarization of $\Lambda/\bar{\Lambda}$ in isobar collisions at 200 GeV from STAR, Quark Matter 2022.

致谢

流年似水，岁月蹉跎，行文至此，百感交集，五年的博士旅程已经接近尾声，总觉得来日方长，却不知时光匆匆，些许不舍，些许憧憬，对未来满怀热爱的我又要开始新的征程。回首在山东大学青岛校区的这五年，感恩每个从我身边出现的人，正是有你们的善意和陪伴，才拼凑出我对这段旅程的不舍与热爱。祝福你们的未来如鲜花般灿烂，回首过往，不忘曾全力以赴的自己。

饮水思其源，学成念吾师。感谢我的导师徐庆华教授和陈震宇教授，能成为您的学生，是我一生的荣幸。徐老师带我走进了重离子碰撞物理实验领域，让我接触到了最前沿的物理世界。五年的求学之路，徐老师不仅是传道授业解惑，教导我高能物理实验知识和数据分析方法，教导我如何清楚地表达自己的想法以及如何讲好一个报告，在科研工作和日常生活中更是以身作则，对待学术的专注严谨、对待学生的谦逊和善、对待文章的字斟句酌都深深地影响了我。回首一封封邮件，一条条微信，一通通电话，一次次深夜组会的守候，这些点点滴滴记录着您对我的辛勤栽培和耐心教导，让我愈发严谨、稳重、坚韧。陈老师是一位非常优秀的青年科研工作者，他渊博的学识和儒雅的言谈让人如沐春风，让我时而焦虑的心平静下来，踏踏实实地把工作做好。与陈老师的每次讨论总能收获良多，他在科学上的敏锐的思维和洞察力总能迅速地发现问题，严谨地给出解决方案。在课题进展的每一步，陈老师始终给予细心的指导和不懈的支持，温柔中透着严谨和坚定，鼓励着我不断前进。从论文的选题到最终的成文离不开两位导师的层层把关和悉心指导，在此，谨向两位导师表示崇高的敬意和衷心的感谢！

感谢山大的 STAR 实验组各位老师，感谢许长补老师、杨驰老师、易立老师、Nihar 老师、张金龙老师、林挺老师、熊伟志老师、聂茂武老师、杨钱老师，感谢他们在组会上对我科研工作做出的大量指导和建议。感谢 Isaac Upsal 博士在整体极化分析学习阶段对我的指导和帮助，带我了解该领域的物理和分析细节。感谢日本筑波大学的 Takafumi Niida 教授在本论文工作中的建议和帮助，能让我及时地发现分析中的问题，相互验证之下顺利完成科研工作。

愿岁并谢，与友长兮。感谢聂茂武、杨钱、朱展文师兄，刚进入实验分析领域，是你们帮助我熟悉 ROOT、STAR 的软件环境。感谢山大 STAR 实验组的各位：梅金成、沈付旺、杨钱、王帅、孔凡刚、朱展文、陈佳、李长丰、王楨、许一可、纪赵惠子、闫高国、于毅、史迎迎、何杨、孙川、张晴、王晓凤、王永红、高涛亚、张梦雪、张宜新、汪杰克、沈丹丹、包贤文等帮助。那些一起激烈讨论的时光，一起手忙脚乱赶 DDL 的日子，一起闲暇时间出去团建聚餐的集体活动等，仍然历历在目。科研上经常性的碰到各种稀奇古怪的 bug，总能在与大家的交流之后得到及时解决，谢谢大家能分享给我计算资源、帮我校对论文，能够顺利完成科研任务和毕业论文离不开你们的助力！真心祝福即将毕业的学弟学妹毕业顺利，还在努力的科研顺利。

山青一程，三生有幸。感谢在山东大学里认识的朋友们，张建伟、李畅、王麒麟、孙泽浩、董雪、吴建龙、金绍彬、冯念云、王萧、游泓慧、陈钊、李世榕、胡欣然、方立恒、蔡家源、向昱桐、吴晓钥、莘子玉、周汶楷、钟驭涛、李浩然、王顺、姚越、孙

翰宇、臧立轩、孙兰菊、朱国庆、李长勇等，从去海大蹭场到 N7 楼前的自制场地，到现在的风雨操场，谢谢你们陪伴一路走来不离不弃。那些在球场挥洒汗水的日子，一起并肩的搭档和一场场精彩的赛事，每一幕都深深的记在心里。祝愿大家在以后的学习工作中，继续保持生活的热情，一切顺利，周三小分队万岁！

十月胎恩重，三生报答轻。感谢父母家人见证了我的成长，教会我正直、真诚的对待别人，谢谢你们一路以来默默的陪伴，在我最困难的时候，给我肩膀依靠。感谢那些陪我聊到深夜的电话，把行李箱塞的满满当当的家乡特产，苦口婆心的叮咛嘱咐，默默关注我的步数，提醒我喝水吃饭，为我点赞，你们是我前进路上最大的底气。

所爱隔山海，愿山海可平。感谢风里雨里为我撑伞的季女士，与你的相识相爱，治愈了我的焦躁，平复了我的不安，陪我单曲循环，陪我熬夜写论文，陪我走过每一个冬与夏，让我坚定和开心地度过研究生时光。在浩瀚的人海里，何其庆幸自己多看一眼，换来了你朝朝暮暮的陪伴。谢谢你出现在我论文里，出现在我生命里。有太多话想说，此处容不下万分之一，唯穷尽一生才能书写，希望漫漫人生，有你的陪伴，一起奔赴更美的未来。

情不知所起，一往情深。山东大学，感恩相遇，后会有期。

苟兴瑞

2023 年 5 月 20 日