

分类号: O572  
密级: 公开

单位代码: 10422  
学号: 201711943

# 山东大学

# 博士学位论文

Dissertation for Doctoral Degree

论文题目: RHIC-STAR 实验上质子-质子对撞中强子横向单自旋不对称与超子横向极化转移的测量

Measurement of Transverse Single Spin Asymmetry of Hardron and Transverse Polarization Transfer of Hyperon in Proton Proton Collisions at RHIC-STAR

作者姓名 许一可  
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

2024 年 5 月 29 日



分类号: O572

密 级: 公开

单位代码: 10422

学 号: 201711943



山东大学  
SHANDONG UNIVERSITY

# 博士学位论文

Dissertation for Doctoral Degree

论文题目: RHIC-STAR 实验上质子-质子对撞中超子横向单自旋不对称与超子横向极化转移的测量

*Measurement of Transverse Single Spin Asymmetry of Hyperon and Transverse Polarization Transfer of Hyperon in Proton Proton Collisions at RHIC-STAR*

作者姓名 许一可

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

指导教师 徐庆华 教授

合作导师 \_\_\_\_\_

2024 年 05 月 28 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： 许一可 日期： 2024-5-28

## 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： 许一可 导师签名： 徐弘 日期： 2024-5-28



## 摘要

轻子-强子的深度非弹性散射实验为人们揭示了质子内部的复杂结构，并促进了量子色动力学（QCD）理论的构建，其中核子的自旋结构是 QCD 的前沿研究领域之一。核子的自旋结构根据其自旋状态，分别由纵向以及横向极化的部分子分布函数描述，经过近 60 年的探索，人们对纵向极化的分布函数已经有了较深入的认知，但对横向极化的分布函数依然知之甚少。尤其是上世纪 70 年代在横向极化实验中观测到很大的单自旋不对称，领头阶的共线微扰 QCD 理论无法对此做出解释。为了解释横向单自旋不对称的实验结果，提出了两种理论框架：横动量依赖的因子化与三阶扭度共线因子化框架，从而开启了质子三维结构的探索。

在三阶扭度的共线因子化框架下，单自旋不对称来自夸克-胶子关联产生的高扭度分布函数与碎裂函数。横动量依赖的因子化框架与三阶扭度因子化框架不同，它基于领头阶扭度的非共线假设，描述了初态或末态的自旋极化与固有横向动量之间的关联。在横动量依赖的因子化框架下，人们认为单自旋不对称的主要来源有两种。一种是源自初态过程，由描述部分子在极化质子里的方位角分布的 Sivers 函数贡献；另一种则是由极化的部分子经过散射传递到末态部分子，并在末态碎裂过程产生，由横向极化的部分子碎裂成强子的方位角分布的 Collins 碎裂函数描述。Sivers 分布函数、横向极化的部分子分布函数与 Collins 碎裂函数尽管可以通过半单举的深度非弹性散射与质子-质子碰撞中抽取，但目前对它们抽取的结果仍有很大的不确定度。

尽管距横向单自旋不对称现象的首次发现已经过去了 40 多年，这些理论模型也取得了很好的进展，人们对其物理来源依然没有最终的结论，仍需要大量的实验数据进行检验。相对论性重离子对撞机（RHIC）是世界上第一台也是唯一一台可以运行极化质子-质子对撞的对撞机，其中运行的高极化度的束流为研究核子自旋结构提供了极好的机遇。本论文的工作依托 RHIC-STAR 实验开展单自旋不对称与横向极化分布函数的实验测量，具体包括质子-质子碰撞中强子横向单自旋不对称与超子横向极化转移的实验测量两部分。

本文对单举喷注的 Sivers 不对称以及喷注中强子的 Collins 不对称的测量，使用了 RHIC-STAR 上于 2017 年获取的  $\sqrt{s} = 510$  GeV 横向极化质子-质子碰撞实验数据。本次测量中我们对抽取方法做了改进，使用 TOF 上粒子鉴别信息作为补充，令此前难以辨别的粒子得以区分，从而使实验数据得到充分利用，并为测量精度带来额外的提升。同时利用 PYTHIA 和 GEANT 产生了 510 GeV 的质子-质子碰撞的模拟样本来修正运动学变量以及分辨率等带来的结果偏差，并估计系统误差。相比此前同能量的测量结果，本次测量在精度上提高了 3 倍以上。而本次测量最大发现是，通过比较 500 GeV 与 200 GeV Collins 不对称的测量结果，不同能量下 Collins 不对称随  $x_T = 2p_T/\sqrt{s}$  的变化展现出很好的一致性。这预示着 Collins 不对称有很弱的  $Q^2$  标度依赖，并为 TMD 演化理论研究提供了实验数据。

本文对  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  的横向极化转移 ( $D_{TT}$ ) 随超子横动量  $p_T$  与动量分数  $z$  变化的测量，使用了 RHIC-STAR 上于 2015 年收集的  $\sqrt{s} = 200$  GeV 横向极化质子-质子对撞数据。

$D_{TT}$  的抽取采用了类似 cross-ratio 的方法。我们利用弱衰变道  $\Lambda \rightarrow p\pi^-$  与  $\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p}\pi^+$  重建  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  超子，并重建包含  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  超子的喷注。同时使用 PYTHIA 和 GEANT 产生了 200 GeV 的质子-质子碰撞的模拟样本来估计系统误差。最终我们得到目前最高精度的  $D_{TT}$  测量结果，相比于 2012 年数据测量结果，本次  $D_{TT}$  随超子横动量  $p_T$  测量在精度上提升了一倍。其中  $D_{TT}$  随超子动量分数  $z$  的变化是世界上首次在质子-质子碰撞实验中的测量，可以为横向极化的碎裂函数的理解提供关键的实验数据。

目前 STAR 已经完成了前向探测器的升级，并在 2022 年获取了 500 GeV 能量的极化质子-质子碰撞的实验数据，目前正于 2024 年的运行中收集更多的数据。这将有助于进一步提高测量精度，并把我们的测量往前向赝快度区间拓展。且未来 RHIC 将升级为电子-离子对撞机 (EIC)，与中国自主提出的电子-离子对撞机 (EicC) 一道对质子的自旋结构做更多更深入的研究。

**关键词：** 质子自旋结构，横向极化转移，Sivers, Collins, 横动量依赖的因子化框架

## Abstract

The leptons-hadrons deep inelastic scattering experiment have revealed the complex structure inside protons, and have promoted the development of quantum chromodynamics (QCD) theory. The spin structure of nucleon is still one hot topic of QCD. The polarized proton can be described by the longitudinally or transversely polarized parton distribution functions based on the proton spin states. After 60 years' study, a deeper understanding of the the longitudinally polarized distribution functions has been gained, but not for transversely polarized distribution. Especially, significant single spin asymmetry was observed in transversely polarized experiments in the 1970s, which cannot be describe by the leading order collinear pQCD theory. Presently, there are two QCD frameworks developed to explain the observed asymmetries: the twist-3 and transverse-momentum-dependent (TMD) formalisms. These studies open up the exploration of the three-dimensional structure of protons.

The twist-3 formalism utilizes the initial-state and final-state multi-parton correlators within collinear pQCD framework. Unlike twist-3, the TMD formalism utilizes the leading-twist framework of pQCD beyond the collinear assumption. It requires correlations between spin polarization and intrinsic transverse momentum either in the initial state or final state. The Sivers effect and Collins effect are two typical examples of TMD mechanisms. The intial-state Sivers effect requires a correlation between the nucleon spin and the intrinsic transverse momentum of the parton inside the proton. On the other hand, the final-state Collins effect requires a correlation between the quark spin and the transverse momentum of a hadron relative to the quark direction. Although the Sivers distribution, transversity and Collins fragmentation function can be extracted from semi-inclusive deep inelastic scattering and proton-proton collisions, there is still significant uncertainty in the results of their extraction.

Although lots of progresses have been made, the origin of the transverse single spin asymmetry is still not conclusive. More experimental data are needed to further uncover the mechanism of the transverse single spin asymmetry. The Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) is the world's first and only facility for polarized proton-proton collisions, which provides excellent opportunities for nucleon spin structures study. The main work of this thesis includes measurements of transverse single spin asymmetry of hadrons and transverse polarization transfer of hyperons using the transversely polarized proton-proton collision data at RHIC-STAR.

The measurements of the Sivers asymmetry of inclusive jets and Collins asymmetry of hadrons within jets used the transversely polarized proton-proton collision data collected in 2017 at  $\sqrt{s} = 510$  GeV. We improved the method in extracting the asymmetries, which can fully utilize the experimental data and helped to improve the precision. With

the particle identification from the TOF, the particles which is difficult to be identified previously can be distinguished now. A simulation sample generated by PYTHIA and GEANT at 510 GeV was used for kinematic correction and systematic uncertainty estimation. These measurements have more than three times precision improvements compared to previous measurements at the same collision energy. With the comparison of Collins asymmetry between the 510 GeV and 200 GeV, it's surprised that these two results with different beam energies nicely align with the jet  $x_T = 2p_T/\sqrt{s}$  scale, indicating a weak  $Q^2$  dependence in Collins asymmetry, which will provide important constraints on the TMD scale evolution.

The measurements of transverse polarization transfer ( $D_{TT}$ ) versus hyperon transverse momentum  $p_T$  and the momentum fraction  $z$  of  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  used the transversely polarized proton-proton data collected in 2015 at  $\sqrt{s} = 200$  GeV.  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  are reconstructed by the dominant weak decay channels  $\Lambda \rightarrow p\pi^-$  ( $\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p}\pi^+$ ). After that, the jet containing  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  hyperons was reconstructed. A cross-ratio-like method was used to extracted the  $D_{TT}$ . A simulation sample generated by PYTHIA and GEANT at 200 GeV was used for systematic uncertainty estimation. Compared to previous measurement versus hyperon  $p_T$  at STAR, our measurement has twice statistics, which is the highest precision measurement of  $D_{TT}$ . The  $D_{TT}$  versus hyperon momentum fraction  $z$  is the first measurement in proton-proton collision, which provides a direct probe of the transversely polarized fragmentation functions.

Presently, STAR has completed the forward detectors upgrade and more proton-proton collision data have been collected in 2022, and a larger sample is being collected in 2024. This will help to further improve the precision and expand our measurements to forward region. RHIC will be upgraded to an Electron Ion Collider (EIC), and EicC in China is also being prepared. They will provide more opportunities for further deep study of nucleon spin structure.

**Key words:** Proton spin structure, Transverse polarization transfer of hyperons in proton-proton collision, Sivers, Collins, TMD factorization

# 目录

<b>Abstract</b> . . . . .	iii
<b>第一章 前言</b> . . . . .	1
1.1 质子结构 . . . . .	1
1.2 深度非弹性散射与部分子分布函数 . . . . .	3
1.3 质子自旋结构 . . . . .	6
1.3.1 纵向极化的质子结构 . . . . .	6
1.3.2 横向极化的质子结构 . . . . .	9
1.4 质子的横向极化研究 . . . . .	10
1.4.1 横向单自旋不对称的理论研究现状 . . . . .	11
1.4.2 Sivers 与 Collins 不对称的实验测量 . . . . .	15
1.4.3 超子横向极化转移的测量 . . . . .	20
1.5 论文结构 . . . . .	23
<b>第二章 实验设施简介</b> . . . . .	25
2.1 相对论重离子对撞机 (RHIC) . . . . .	25
2.1.1 极化质子束流的产生 . . . . .	26
2.1.2 质子极化测量仪 . . . . .	27
2.2 STAR 探测器 . . . . .	29
2.2.1 时间投影室 . . . . .	30
2.2.2 桶部电磁量能器 . . . . .	32
2.2.3 端盖电磁量能器 . . . . .	33
2.2.4 飞行时间探测器 . . . . .	33
2.2.5 束流计数器 . . . . .	34
<b>第三章 强子横向单自旋不对称的测量</b> . . . . .	37
3.1 数据样本 . . . . .	37
3.1.1 数据质量检验 . . . . .	37
3.1.2 模拟数据的产生与比较 . . . . .	41
3.2 粒子鉴别 . . . . .	45
3.2.1 粒子鉴别信息参数的获取 . . . . .	47
3.2.2 喷注中粒子的鉴别 . . . . .	53
3.3 单自旋不对称的抽取 . . . . .	58
3.3.1 Cross-Ratio 方法 . . . . .	58
3.3.2 背景扣除 . . . . .	61
3.3.3 探测器角分辨率的修正 . . . . .	62
3.4 喷注及喷注中强子的运动学变量修正 . . . . .	63
3.5 系统误差的估计 . . . . .	64
3.5.1 运动学变量的系统误差 . . . . .	65

3.5.2	粒子鉴别引入的系统误差	66
3.5.3	探测器角分辨率稀释效应修正引入的误差	67
3.5.4	束流极化度误差引入的误差	67
3.5.5	触发引入的系统误差	68
3.5.6	探测器接收度非均匀性引入的误差	70
3.6	横向单自旋不对称测量结果及讨论	71
3.6.1	单举喷注的横向单自旋不对称	72
3.6.2	$\pi$ 介子 Collins 不对称	74
3.7	本章小结	81
<b>第四章</b>	<b>横向极化转移的测量</b>	<b>83</b>
4.1	数据样本	83
4.1.1	数据质量检验	83
4.1.2	模拟数据产生以及与真实数据的比较	85
4.2	$\Lambda(\bar{\Lambda})$ 喷注重建	92
4.2.1	$\Lambda(\bar{\Lambda})$ 的重建	92
4.2.2	喷注重建	92
4.2.3	$D_{TT}$ 分析中的 $\Lambda(\bar{\Lambda})$ 样本	95
4.3	$D_{TT}$ 的实验测量	97
4.3.1	横向极化转移的抽取	97
4.3.2	$K_S^0$ 的检验	100
4.4	动量分数 $z$ 修正	102
4.5	系统误差的估计	104
4.5.1	衰变常数与束流极化度带来的误差	104
4.5.2	背景事例比例估计方法引入的系统误差	104
4.5.3	触发系统引入的系统误差	104
4.6	$D_{TT}$ 结果与讨论	110
4.6.1	$D_{TT}$ 随超子横动量 $p_T$ 的分布	110
4.6.2	与 2012 年数据测量结果的比较	111
4.6.3	$D_{TT}$ 随超子动量分数 $z$ 的分布	113
4.7	本章小结	115
<b>第五章</b>	<b>总结与展望</b>	<b>117</b>
5.1	总结	117
5.2	未来展望	118
<b>参考文献</b>		<b>133</b>
<b>攻读博士论文期间发表的论文及其他成果</b>		<b>135</b>
<b>致谢</b>		<b>137</b>

## 插图

图 1.1	重子八重态与介子十重态 [3]。 . . . . .	1
图 1.2	基本粒子表 [10]。 . . . . .	2
图 1.3	深度非弹性散射的过程。 . . . . .	3
图 1.4	质子结构函数 $F_2(x, Q)$ 的实验测量结果 [14]。 . . . . .	4
图 1.5	在 $\mu^2 = 10, 10^4 \text{ GeV}^2$ 时, NNPDF3.0 整体参数化给出的质子非极化部分子分布函数 (胶子的分布函数乘上了一个 0.1 的因子) [17]。 . . . . .	5
图 1.6	$Q^2 = 10\text{GeV}^2$ 时, 再加入 RHIC 的新实验结果后, DSSV 整体参数化拟合的 $\Delta G$ 对 $x$ 积分的中心值与 90% 的置信度区间 [26]。 . . . . .	7
图 1.7	NNPDFpol1.1 整体参数化给出的质子纵向极化的部分子分布函数 [14]。 . . . . .	8
图 1.8	整体参数化抽取的 $u(\bar{u})$ , $d(\bar{d})$ 和 $s(\bar{s})$ 夸克的 $h_1(x)$ [49]。 . . . . .	10
图 1.9	在不同质心能量下, 各实验组测量的 $\pi^{+, -0}$ 横向单自旋不对称 [55]。 . . . . .	11
图 1.10	领头阶扭度的横动量依赖的夸克的分布函数 [3]。 . . . . .	12
图 1.11	SIDIS (左) 与 Drell-Yan (右) 过程中 Sivers 函数的不同起源的示意图 [65]。 . . . . .	13
图 1.12	领头阶扭度的横动量依赖的夸克的碎裂函数 [3]。 . . . . .	13
图 1.13	SIDIS 过程中方位角 $\phi_S$ 与 $\phi_H$ 的示意图 [62]。 . . . . .	15
图 1.14	STAR 在 Drell-Yan 过程测量的 $W^\pm/Z$ 的横向单自旋不对称随快度 $y$ 的变化 [80]。 . . . . .	16
图 1.15	质子-质子碰撞中方位角 $\phi_S$ 与 $\phi_H$ 的示意图 [82]。 . . . . .	17
图 1.16	COMPASS 在质子的 SIDIS 过程测量的 $\pi^\pm, K^\pm$ 与 $K^0$ 的 Collins 不对称随 $x, z$ 与 $p_T^h$ 的变化 [83]。 . . . . .	17
图 1.17	JAM20 通过整体参数化在 $Q^2 = 4 \text{ GeV}^2$ 抽取的 $f_{1T}^{\perp(1)}(x)$ 与 $H_1^{\perp(1)}(z)$ [87]。 . . . . .	18
图 1.18	STAR 在质心能量 200 GeV 与 500 GeV 下, 极化质子-质子碰撞的所覆盖的运动学区间 [90]。 . . . . .	19
图 1.19	STAR 在质心能量 200 GeV 与 500 GeV 下, 极化质子-质子碰撞中测量 $\pi^\pm$ 的 Collins 不对称 [90]。 . . . . .	19
图 1.20	200 GeV 的横向极化的质子-质子打靶试验中, $\Lambda$ 超子的 $D_{NN}$ 随 $p_T$ (左) 与 $x_F$ (右) 的分布。图中仅显示了统计误差 [95]。 . . . . .	20
图 1.21	横向极化时, 极化的部分子自旋方向与入射部分子自旋方向的关系 [98]。 . . . . .	21

图 1.22	在 $\Lambda$ 质心系中, $\Lambda$ 极化方向与其衰变的质子动量方向的夹角 $\theta^*$ 的示意图。 . . . . .	21
图 1.23	STAR 在横向极化的质子-质子碰撞的横向极化转移 $D_{TT}$ 随 $\Lambda(\bar{\Lambda})$ 的 $p_T$ 分布的首次测量 [102]。 . . . . .	22
图 2.1	RHIC 在自旋物理研究中的加速系统示意图 [110]。 . . . . .	25
图 2.2	质子-碳靶极化测量仪结构示意图 [115]。 . . . . .	28
图 2.3	H-jet 极化测量仪结构示意图 [116]。 . . . . .	28
图 2.4	STAR 探测器示意图。 . . . . .	30
图 2.5	TPC 示意图 [119]。 . . . . .	31
图 2.6	粒子 $dE/dx$ 随动量 $p$ 分布图 [119]。 . . . . .	32
图 2.7	BEMC 与 BEMC tower 结构示意图 [122]。 . . . . .	32
图 2.8	EEMC 示意图 [123]。 . . . . .	33
图 2.9	TOF 的 MRPC 模块的示意图 [124]。 . . . . .	34
图 2.10	BBC 在 STAR 安装位置的示意图 [125]。 . . . . .	34
图 2.11	BBC 结构示意图 [125]。 . . . . .	35
图 3.1	off-axis cones 的方法示意图。 . . . . .	39
图 3.2	主碰撞顶点 $z$ 分量的分布。 . . . . .	40
图 3.3	事例中喷注平均数的分布。 . . . . .	40
图 3.4	喷注横动量 $p_T$ 的分布。 . . . . .	40
图 3.5	喷注电中性能量比例 $R_T$ 的分布。 . . . . .	40
图 3.6	喷注触发 EMC 上 tower 平均数的分布。 . . . . .	40
图 3.7	喷注在 EMC 上 tower 沉积横能量 $E_T$ 的分布。 . . . . .	40
图 3.8	喷注中径迹平均数分布。 . . . . .	40
图 3.9	喷注中径迹 $n\sigma$ 平均值的分布。 . . . . .	40
图 3.10	模拟样本中 hard $p_T$ 分布, 上为原始的 hard $p_T$ 分布, 下为经过亮度加权归一后的分布。 . . . . .	42
图 3.11	喷注横动量 $p_T$ 的模拟与实验数据比较。 . . . . .	43
图 3.12	喷注赝快度 $\eta$ 的模拟与实验数据比较。 . . . . .	43
图 3.13	喷注空间角 $\phi$ 的模拟与实验数据比较。 . . . . .	43
图 3.14	喷注电中性能量比例 $R_T$ 的模拟与实验数据比较。 . . . . .	43
图 3.15	喷注 tower 横能量 $E_T$ 的模拟与实验数据比较。 . . . . .	44
图 3.16	喷注径迹横动量 $p_T$ 的模拟与实验数据比较。 . . . . .	44
图 3.17	喷注径迹动量分数 $z$ 的模拟与实验数据比较。 . . . . .	44
图 3.18	喷注径迹相对于喷注横动量 $j_T$ 的模拟与实验数据比较。 . . . . .	44
图 3.19	粒子 $1/\beta$ 随动量 $p$ 分布图 [124]。 . . . . .	46
图 3.20	$\Lambda(\bar{\Lambda})$ 衰变的拓扑结构。 . . . . .	47
图 3.21	$\Lambda$ 与 $K_S^0$ 的质量分布图, 蓝色部分为 side-band 区间。 . . . . .	49

图 3.22	经过背景减除后, $\bar{\Lambda}$ 中抽取的 $\bar{p}$ 的 $n\sigma_{dE/dx}^p$ 分布 (左), 与 $K_S^0$ 中抽取的 $\pi^+$ 的 $n\sigma_{dE/dx}^\pi$ 分布 (右)。	49
图 3.23	在 TOF 上测得的粒子 $m^2$ 分布。	50
图 3.24	$K^+$ 的 $n\sigma_{dE/dx}^K$ 分布。	50
图 3.25	低动量 $e^+$ 的 $n\sigma_{dE/dx}^e$ 分布图。	50
图 3.26	高动量 $e^+$ 的 $n\sigma_{dE/dx}^e$ 分布图。	50
图 3.27	$n\sigma_{dE/dx}$ 分布的中心值随 $p/m$ 分布图。	51
图 3.28	$n\sigma_{dE/dx}$ 分布的标准差随 $p/m$ 分布图。	51
图 3.29	粒子 $n\sigma_{dE/dx}$ 随 $p$ 分布。	52
图 3.30	粒子的 $n\sigma_{TOF}$ 随 $p$ 分布。	52
图 3.31	喷注中粒子的 $n\sigma_{dE/dx}$ 多高斯拟合。	54
图 3.32	喷注中粒子 $n\sigma_{dE/dx}$ 与 $n\sigma_{TOF}$ 的二维多高斯拟合。	54
图 3.33	喷注中带正电的粒子通过 $n\sigma_{dE/dx}$ 与 $n\sigma_{TOF}$ 多高斯拟合出的比例随动量分布。	55
图 3.34	$\pi^+$ 在喷注 $p_T = 20.9 \sim 24.5$ GeV, $z = 0.2 \sim 0.3$ 且 $x_F > 0$ 区间下不对称 $A_{raw}$ 随方位角 $\phi_S - \phi_H$ 的变化, 以及函数拟合情况。	60
图 3.35	单自旋不对称抽取拟合 $\chi^2$ 分布。	60
图 3.36	单自旋不对称抽取拟合 $\frac{p_0}{\delta p_0}$ 分布。	60
图 3.37	喷注中径迹经过 $j_{T,max}$ 筛选前 (左) 与筛选后 (后) 的 $j_T$ 分布。	61
图 3.38	径迹与粒子的关联度 $\Delta R \times charge_{track} \times charge_{particle}$ 分布。	62
图 3.39	喷注横动量 $8.2 < p_T < 9.6$ GeV 时, $\phi_{C,particle} - \phi_{C,detector}$ 的多高斯拟合。	63
图 3.40	“探测器喷注”在各喷注横动量 $p_{T,det}$ 区间下所关联的“粒子喷注”横动量 $p_{T,par}$ 分布。其中数据点表示“探测器喷注”在各 $p_{T,det}$ 区间内 $p_{T,par}$ 与 $p_{T,det}$ 的平均值, $p_{T,par}$ 与 $p_{T,det}$ 分布的标准差被作为图中误差。	65
图 3.41	缺失 4% 的径迹的重建喷注样本下, “探测器喷注”在各喷注横动量 $p_{T,det}$ 区间下所关联的“粒子喷注”横动量 $p_{T,par}$ 分布。其中数据点表示“探测器喷注”在各 $p_{T,det}$ 区间内 $p_{T,par}$ 与 $p_{T,det}$ 的平均值, $p_{T,par}$ 与 $p_{T,det}$ 分布的标准差被作为图中的误差。	66
图 3.42	电荷为正的粒子比例随动量 $p$ 分布图。	67
图 3.43	喷注各横动量区间由触发引入的系统误差: (左) 强子来自夸克喷注与胶子喷注的比例, (右) “探测器喷注”层面 (有偏) 与“粒子喷注”层面 (无偏) 的夸克/胶子喷注之比。	69
图 3.44	喷注中强子 $j_T$ 区间由触发引入的系统误差: (左) 强子来自夸克喷注与胶子喷注的比例, (右) “探测器喷注”层面 (有偏) 与“粒子喷注”层面 (无偏) 的夸克/胶子喷注之比。	69

图 3.45	(左) 由 Siverts 串扰到 Collins 的拟合, (右) 由 Collins-like 串扰到 Collins 的拟合。 . . . . .	71
图 3.46	单举喷注的不对称 $A_{UT}^{\sin(\phi_S)}$ 随喷注横动量 $p_T$ 的分布, 上图是沿着极化束流运动方向的结果, 下图则是反向。 . . . . .	72
图 3.47	包含动量分数 $z > 0.3$ 的 $\pi^\pm$ 的喷注不对称 $A_{UT}^{\sin(\phi_S)}$ 随喷注横动量 $p_T$ 的分布, 上图是沿着极化束流运动方向的结果, 下图则是反向。 . . . . .	73
图 3.48	喷注中 $\pi^\pm$ 的 Collins 不对称 $A_{UT}^{\sin(\phi_S-\phi_H)}$ 在各个喷注横动量 $p_T$ 区间下随 $\pi^\pm$ 的动量分数 $z$ 的变化。 . . . . .	74
图 3.49	喷注中 $\pi^\pm$ 的 Collins 不对称 $A_{UT}^{\sin(\phi_S-\phi_H)}$ 在各个喷注横动量 $p_T$ 区间下随 $\pi^\pm$ 相对喷注的横动量 $j_T$ 的变化。 . . . . .	75
图 3.50	喷注中 $\pi^\pm$ 的 Collins 不对称 $A_{UT}^{\sin(\phi_S-\phi_H)}$ 随喷注横动量 $p_T$ 的变化。 . . . . .	76
图 3.51	2017 年数据测量的喷注中 $\pi^\pm$ 的 Collins 不对称 $A_{UT}^{\sin(\phi_S-\phi_H)}$ 随喷注横动量 $p_T$ 变化的结果与 2011 年数据测量结果的比较。 . . . . .	77
图 3.52	在喷注高 $p_T$ 区间, 2017 年测量的喷注中 $\pi^\pm$ 的 Collins 不对称 $A_{UT}^{\sin(\phi_S-\phi_H)}$ 随 $\pi^\pm$ 相对喷注横动量 $j_T$ 变化的结果与 2011 年数据测量结果的比较。 . . . . .	77
图 3.53	2017 年喷注中 $\pi^\pm$ 的 Collins 不对称 $A_{UT}^{\sin(\phi_S-\phi_H)}$ 在喷注大 $p_T$ 区间, 随 $\pi^\pm$ 动量分数 $z$ 变化的结果与 2011 年数据测量结果的比较, 以及与理论预言的比较 [137, 138]。 . . . . .	78
图 3.54	2017 年喷注中 $\pi^\pm$ 的 Collins 不对称 $A_{UT}^{\sin(\phi_S-\phi_H)}$ 随 $x_T$ 的变化与 2015 年 200 GeV 下的测量结果比较。 . . . . .	79
图 3.55	2017 年喷注中 $\pi^\pm$ 的 Collins 不对称 $A_{UT}^{\sin(\phi_S-\phi_H)}$ 随 $\pi^\pm$ 相对喷注的横动量 $j_T$ 的变化与 2015 年 200 GeV 下的测量结果比较。2017 年的数据选取了高喷注横动量 $p_T$ 区间合并的结果, 以保证两年数据的 $x_T$ 平均值相近。 . . . . .	80
图 4.1	BBC 双侧符合率平均值随 run 的分布。 . . . . .	84
图 4.2	每个 event 中主碰撞顶点 $z$ 分量平均值随 run 的分布。 . . . . .	84
图 4.3	global tracks 平均数随 run 的分布。 . . . . .	84
图 4.4	global tracks 径迹重建时 $\chi^2$ 平均值随 run 的分布。 . . . . .	84
图 4.5	global tracks 横动量 $p_T$ 平均值随 run 的分布。 . . . . .	85
图 4.6	亮度归一之前 (上半) 与之后 (下半), 模拟样本各 $\Lambda(\bar{\Lambda})$ 的 $p_T$ 区间下 hard $p_T$ 分布。 . . . . .	86
图 4.7	$\Lambda(\bar{\Lambda})$ 在 $4 < p_T < 5$ GeV 下的不变质量分布比较, 左右依次属于 $\Lambda$ 与 $\bar{\Lambda}$ 的分布。 . . . . .	88
图 4.8	喷注中 $\Lambda(\bar{\Lambda})$ 在 $4 < p_T < 5$ GeV 下, 上下依次 $p_T, \eta$ 与 $\phi$ 分布比较, 左右分别属于 $\Lambda$ 与 $\bar{\Lambda}$ 的分布。 . . . . .	89

图 4.9	喷注中 $\Lambda(\bar{\Lambda})$ 的子粒子 $p(\bar{p})$ 在母粒子 $4 < p_T < 5$ GeV 下, 上下依次 $p_T, \eta$ 与 $\phi$ 分布比较, 左右分别属于 $\Lambda$ 与 $\bar{\Lambda}$ 的分布。 . . .	90
图 4.10	喷注中 $\Lambda(\bar{\Lambda})$ 的子粒子 $\pi^-(\pi^+)$ 在母粒子 $4 < p_T < 5$ GeV 下, 上下依次 $p_T, \eta$ 与 $\phi$ 分布比较, 左右分别属于 $\Lambda$ 与 $\bar{\Lambda}$ 的分布。 .	91
图 4.11	当使用同样的拓扑筛选条件时, 末态 $\pi$ 径迹与 TOF 存在响应 (左) 与不存在响应 (右) 的 $\Lambda$ 的质量分布图。 . . . . .	92
图 4.12	$D_{TT}$ 的抽取中, $\Lambda(\bar{\Lambda})$ 极化方向的确定 [93]。 . . . . .	94
图 4.13	$\Lambda(\bar{\Lambda})$ 喷注重建序列的示意图。 . . . . .	94
图 4.14	$p$ 与 $\bar{p}$ (左) 所指向的 EMC 上的 tower, 与 (右) 所指向的 EMC 上 $3 \times 3$ 的 tower 组中沉积的能量。 . . . . .	95
图 4.15	喷注中 $\Lambda$ 的不变质量在不同 $p_T$ 区间的分布。 . . . . .	96
图 4.16	喷注中 $\Lambda$ 的不变质量在不同 $z$ 区间的分布。 . . . . .	96
图 4.17	2015 年实验数据的束流极化度分布图, 蓝色的点为 BLUE 束流, 黑色的点为 YELLOW 束流。 . . . . .	98
图 4.18	$\Lambda$ (a), $\bar{\Lambda}$ (b) 的 $D_{TT}^{raw}$ 随 $\cos\theta^*$ 的分布。左图为 $2 < p_T < 3$ GeV 区间; 右图为 $0.2 < z < 0.3$ 区间。 . . . . .	99
图 4.19	喷注中 $K_S^0$ 的不变质量的分布。 . . . . .	101
图 4.20	$K_S^0$ 的 $\delta_{TT}^{raw}$ 随 $\cos\theta^*$ 的分布。左图为 $2 < p_T < 3\text{GeV}/c$ 区间; 右图为 $0.2 < z < 0.3$ 区间。 . . . . .	102
图 4.21	“探测器喷注”中超子在各 $z_{det}$ 区间所关联的“探测器喷注”中超子 $z_{par}$ 的分布。(a) 是 JP1 触发下 $\Lambda$ 的分布; (b) 是 JP2 触发下 $\Lambda$ 的分布; (c) 是 JP1 触发下 $\bar{\Lambda}$ 的分布; (d) 是 JP2 触发下 $\bar{\Lambda}$ 的分布。 . . . . .	103
图 4.22	$\Lambda$ 与 $\bar{\Lambda}$ 在 $4 < p_T < 5$ GeV 下 $z$ 的分布。左图为 $\Lambda$ 的部分, 右图为 $\bar{\Lambda}$ 的部分。 . . . . .	106
图 4.23	各 $p_T$ 区间的部分子硬散射过程的相对比例。左图为 $\Lambda$ 的部分, 右图为 $\bar{\Lambda}$ 的部分。 . . . . .	107
图 4.24	各 $z$ 区间的部分子硬散射过程的相对比例。左图为 $\Lambda$ 的部分, 右图为 $\bar{\Lambda}$ 的部分。 . . . . .	107
图 4.25	各 $p_T$ 区间的碎裂部分子味道的相对比例。左图为 $\Lambda$ 的部分, 右图为 $\bar{\Lambda}$ 的部分。 . . . . .	108
图 4.26	各 $z$ 区间的碎裂部分子味道的相对比例。左图为 $\Lambda$ 的部分, 右图为 $\bar{\Lambda}$ 的部分。 . . . . .	108
图 4.27	各 $p_T$ 区间的超子的产生来源的相对比例。左图为 $\Lambda$ 的部分, 右图为 $\bar{\Lambda}$ 的部分。 . . . . .	109
图 4.28	各 $z$ 区间的的超子的产生来源的相对比例。左图为 $\Lambda$ 的部分, 右图为 $\bar{\Lambda}$ 的部分。 . . . . .	109

图 4.29	STAR $\sqrt{s}=200$ GeV 的质子-质子碰撞中, 横向极化转移系数 $D_{TT}$ 随超子横动量 $p_T$ 的变化。(a) 为 $\Lambda(\bar{\Lambda})$ 正赭快度方向的结果, (b) 为 $\Lambda(\bar{\Lambda})$ 负赭快度方向的结果。为了方便区分 $\Lambda$ 与 $\bar{\Lambda}$ , $\Lambda$ 结果在水平方向向左移动了一点。 . . . . .	111
图 4.30	2012 年与 2015 年测量的 $D_{TT}$ 随超子横动量 $p_T$ 变化结果的比较 [102], 图中只展示了正赭快度方向上的 $\Lambda(\bar{\Lambda})$ 超子。为方便区分两年的测量结果, 已发表的结果和 $\Lambda$ 结果在水平方向向左移动了一点。 . . . . .	112
图 4.31	2012 年与 2015 年 $D_{TT}$ 合并的测量结果 [102] 在 $\Lambda(\bar{\Lambda})$ 超子正赭快度方向上, 并与理论预测比较。(a) 为 $\Lambda(\bar{\Lambda})$ 正赭快度方向下的结果, (b) 为 $\Lambda(\bar{\Lambda})$ 负赭快度方向下的结果。为了方便区分 $\Lambda$ 与 $\bar{\Lambda}$ , $\Lambda$ 结果在水平方向向左移动了一点。 . . . . .	112
图 4.32	STAR $\sqrt{s}=200$ GeV 的质子-质子碰撞中, 横向极化转移 $D_{TT}$ 随超子动量分数 $z$ 的变化。(a) 为超子喷注正赭快度方向下的结果, (b) 为超子喷注负赭快度方向下的结果, (c) 为对应 $z$ 区间喷注横动量 $p_T$ 的平均值。 . . . . .	114
图 5.1	RHIC-STAR 上 200 GeV 下质子-质子碰撞中对喷注内 $\Lambda$ 的横向极化转移的预言 [147]。 . . . . .	118

## 表格

表 2.1	2015 年与 2017 年 STAR 横向极化的极化状态组合 . . . . .	26
表 2.2	RHIC 上横向极化的数据样本的束流平均极化度与积分亮度 . . . . .	29
表 3.1	模拟样本的 hard $p_T$ 区间下反应截面, 产生事例数以及亮度归一参数 . . . . .	41
表 3.2	$\Lambda(\bar{\Lambda})$ 与 $K_S^0$ 重建的拓扑筛选判据 . . . . .	48
表 3.3	使用 $n\sigma_{dE/dx}$ 一维划分定出的喷注中 (无 TOF 响应) 各粒子富集区间 . . . . .	56
表 3.4	使用 $n\sigma_{dE/dx}$ 与 $n\sigma_{TOF}$ 二维划分定出的喷注中 (有 TOF 响应) 低动量粒子富集区间 . . . . .	57
表 3.5	Collins 不对称的测量中 $\phi_C$ 角分辨率稀释效应因子 $f_{res}$ . . . . .	64
表 4.1	模拟样本各 $\Lambda(\bar{\Lambda})$ 的 $p_T$ 区间下 hard $p_T$ 反应截面, 产生事例数以及亮度归一参数 . . . . .	87
表 4.2	$\pi^-(\pi^+)$ 有 TOF 响应时, 2015 年样本中 $\Lambda(\bar{\Lambda})$ 重建的主要筛选判据 (较宽松) . . . . .	93
表 4.3	$\pi^-(\pi^+)$ 无 TOF 响应时, 2015 年样本中 $\Lambda(\bar{\Lambda})$ 重建的主要筛选判据 (较严格) . . . . .	93
表 4.4	$\Lambda(\bar{\Lambda})$ 候选者样本在不同 $p_T$ 区间中质量窗下的数量以及背景比例 . . . . .	97
表 4.5	$\Lambda(\bar{\Lambda})$ 候选者样本在不同 $z$ 区间中质量窗下的数量以及背景比例 . . . . .	97
表 4.6	$\pi^-(\pi^+)$ 有 TOF 响应时, 2015 年样本中 $K_S^0$ 重建的主要筛选判据 (较宽松) . . . . .	100
表 4.7	$\pi^-(\pi^+)$ 无 TOF 响应时, 2015 年样本中 $K_S^0$ 重建的主要筛选判据 (较严格) . . . . .	101
表 4.8	$\Lambda(\bar{\Lambda})$ 各 $p_T$ 区间的 $D_{TT}$ 总系统误差 . . . . .	110
表 4.9	$\Lambda(\bar{\Lambda})$ 各 $z$ 区间的 $D_{TT}$ 总系统误差 . . . . .	110



# 第一章 前言

人类探索物质结构的道路从未停止。从发现电子、质子、中子等粒子，再到基本粒子的发现与标准模型的建立，已经花费了一百多年。如今，我们了解到诸如质子中子等粒子有着复杂的结构，但对于一些基本问题，诸如质子的自旋是如何由其内部夸克与胶子贡献的，质子内部禁闭的夸克与胶子的运动与相互作用等，依然知之甚少。本文的工作旨在研究横向极化的质子结构，并为此提供实验证据。

## 1.1 质子结构

人们对质子结构的研究可以追溯到 20 世纪初。1911 年，Ernest Rutherford 通过  $\alpha$  粒子轰击金属箔，表明原子中有一个小而密集的带正电荷的原子核。后来进一步发现原子核由质子和中子组成，旋即打开了人类探索亚原子结构的大门。

20 世纪 50 年代，随着粒子加速器技术的发展，在大量高能物理实验中发现了更多的新粒子，如  $\pi$ ,  $\rho$ ,  $\omega$  等。这时人们自然地提出疑问：这些粒子是基本的吗，是否存在更深入的物质结构层次？受 SU(3) 多重态理论的启发，1964 年 M. Gell-Mann[1] 和 G. Zweig[2] 分别独立地提出了 Quark 与 Aces 模型。他们认为：强子（介子和重子）是由三种更基本的费米子——夸克组成的。夸克带有分数电荷，电荷数为  $Q_u = +2/3$ ,  $Q_d = Q_s = -1/3$ , 自旋量子数为  $1/2$ , 重子数为  $1/3$ 。一个重子，如质子由 3 个夸克组成 ( $p = |uud\rangle$ )；一个介子，如  $\pi^+$  由一对夸克-反夸克组成 ( $\pi^+ = |u\bar{d}\rangle$ )，如图 1.1 所示。

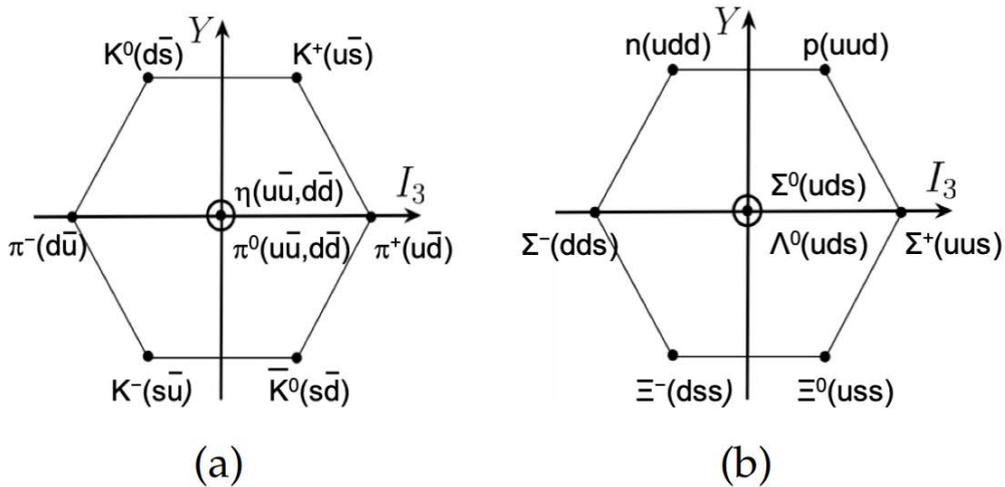


图 1.1: 重子八重态与介子十重态 [3]。

为了解释强子束缚态的形成以及自旋统计问题，O.W.Greenberg 提出了夸克带有“色” (color) 自由度的设想 [4]，M. Gell-Mann、H. Fritzsche 与 H. Leutwyler 提出夸克通过交换胶子而构成色单态的强子束缚态 [5]。而在国内，刘耀阳先生更早于 1966 年提出了带色夸克模型 [6]。至此，描述强相互作用的量子色动力学 (QCD) 初具雏形。

1973 年, D. Gross、F. Wilczek 和 H. D. Politzer 用重整化群方法研究了非阿贝尔规范场的性质 [7, 8], 发现 SU(3) 色规范群下的非阿贝尔规范场具有渐近自由的性质, 这个发现对最终建立起描述强相互作用的理论起到了关键作用。渐近自由是指夸克之间距离很小或在当动量转移  $Q^2$  很大时可以被看成是准自由的粒子, 即夸克之间的相互作用随着动量转移  $Q^2$  的增大而减弱。所以夸克之间的强相互作用应由一个非阿贝尔规范理论描述。这是一个建立在 SU(3) 色对称性基础上的规范场论, 称为量子色动力学。而各种理论和实验都显示夸克除了具有味量子数, 还具有色量子数或称色荷。夸克共有三种颜色量子数, 记为 R (红)、G (绿)、B (蓝)。在量子色动力学的描述中强相互作用具有严格的色对称性, 并通过胶子 (gluon) 传递强相互作用。由于胶子本身也带有色量子数, 胶子之间也可以直接发生相互作用。强相互作用参数  $\alpha_s(\mu)$  是一个跑动耦合常数, 与量子电动力学不同, 当相互作用能变大时, 它反而会变弱, 这就是强相互作用具有渐近自由性质的原因 [9]。

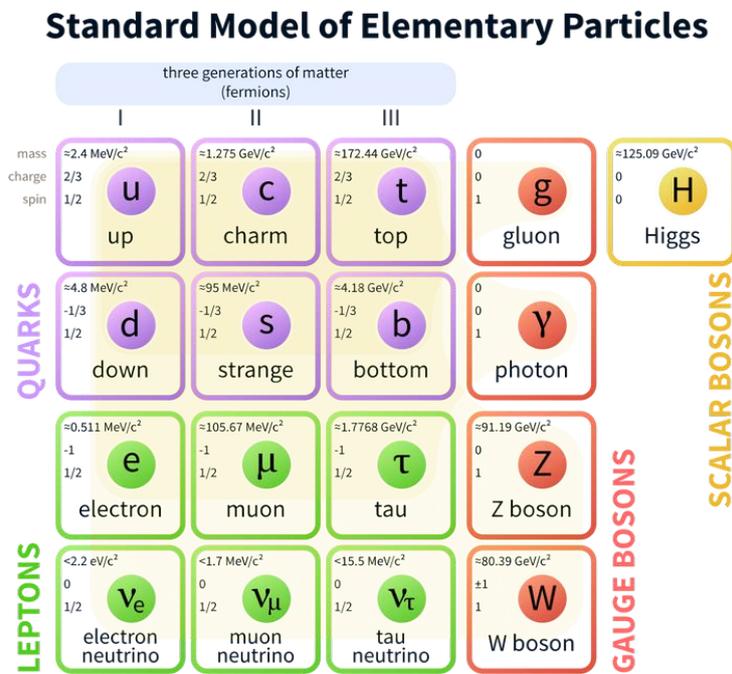


图 1.2: 基本粒子表 [10]。

到了 80 年代, 经过多年的理论与实验研究, “标准模型” (Standard Model, SM) 被汇总出来, 以解释我们目前已知的的基本粒子性质与相互作用方式。标准模型可以对强、弱与电磁相互作用作统一描述, 且已经取得了前所未有的成功。基本粒子表如图 1.2 所示, 在标准模型中构成物质的费米子, 包括夸克与轻子。夸克共有三代六种味道, 分别是  $u$ 、 $d$ 、 $s$ 、 $c$ 、 $b$ 、 $t$ 。轻子也有三代, 包括带负电的  $e$ 、 $\mu$  与  $\tau$  以及它们对应的电中性中微子  $\nu_e$ 、 $\nu_\mu$  与  $\nu_\tau$ 。标准模型还包含传递强相互作用的胶子 ( $g$ )、传递电磁相互作用的光子 ( $\gamma$ )、传递弱相互作用的  $W^\pm$  与  $Z^0$  矢量玻色子; 以及将质量予规范传播子和费米子的希格斯玻色子 (Higgs)。

## 1.2 深度非弹性散射与部分子分布函数

随着加速器和探测器的发展，人们得以更深入地研究质子的内部结构，通过高能散射打靶实验和粒子对撞实验，以获得关于质子内部的更多信息。人们使用电子撞击质子，以洞悉质子内部的结构。当碰撞能量较低时，此时发生的是电子-质子弹性散射，这不足以使质子进入能量较高的激发态甚至将质子撞碎。当电子散射转移的能动量提高，质子可能进入一系列激发态，测量末态强子的不变质量谱会发现一系列共振峰结构，此时的反应是非弹性散射。而当散射的能动量转移进一步提高，质子将碎裂成大量强子，强子的不变质量谱上已经没有峰结构，随之观察到连续的平滑曲线，这时的散射称为电子-质子深度非弹性散射（Deep Inelastic Scattering, DIS），如图1.3所示。

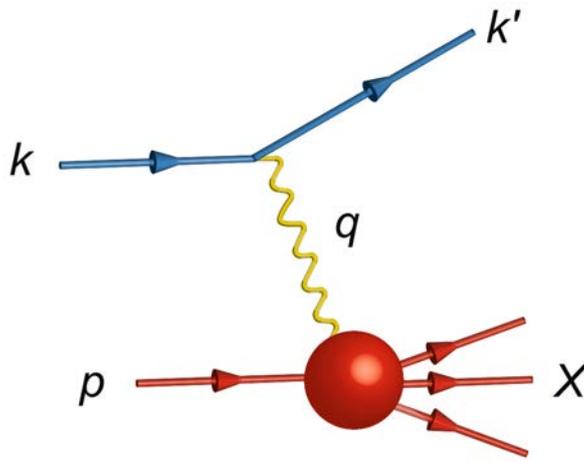


图 1.3: 深度非弹性散射的过程。

DIS 过程中动量转移  $Q^2 = -q^2$  很大，根据海森堡不确定性原理，此时电子作为探针的分辨率很高，因此可以探测质子的内部结构。在深度非弹性散射连续区，散射截面写作 [11]:

$$\frac{d^2\sigma}{dE' d\Omega} = \frac{4\alpha^2 E'^2}{Q^4} \left[ W_2(\nu, Q^2) \cos^2 \frac{\theta}{2} + 2W_1(\nu, Q^2) \sin^2 \frac{\theta}{2} \right]. \quad (1.1)$$

其中， $\Omega$  是相空间参数， $\alpha$  是精细结构参数， $E$  是电子的入射能量，而  $E'$  是电子的出射能量， $\theta$  为散射角， $\nu = E - E'$  是电子散射过程的能量损失。 $W_{1,2}(\nu, Q^2)$  称为质子的结构因子或结构函数。

20 世纪 70 年代初，美国斯坦福直线加速器中心 SLAC 的物理学家进行了一系列的轻子-核子（eN 和  $\nu$ N）深度非弹性散射实验，发现质子内部有定域的散射中心 [12]。并且强子的结构函数具有 Bjorken 标度无关性（Bjorken scaling）[13]，即当  $Q^2$  与  $\nu$  都很大时，结构函数  $W_{1,2}(\nu, Q^2)$  不再同时是  $Q^2$  与  $\nu$  的函数，而只是经过重新标度后单一变量  $x = Q^2/2M\nu$  的函数，即 Bjorken- $x$ 。此时可以将结构函数写作：

$$F_1(x) = MW_1(\nu, Q^2), \quad F_2(x) = MW_2(\nu, Q^2). \quad (1.2)$$

图1.4给出了近 30 年实验中测定的质子结构函数  $F_2$  随 Bjorken- $x$  和动量转移  $Q^2$  变化的曲线 [14]。尽管  $Q^2$  有六个数量级的变化，在大  $x$  区间  $F_2$  基本与  $Q^2$  无关。而这种标度无关性意味着入射虚光子是与质子内的类点粒子发生了散射。

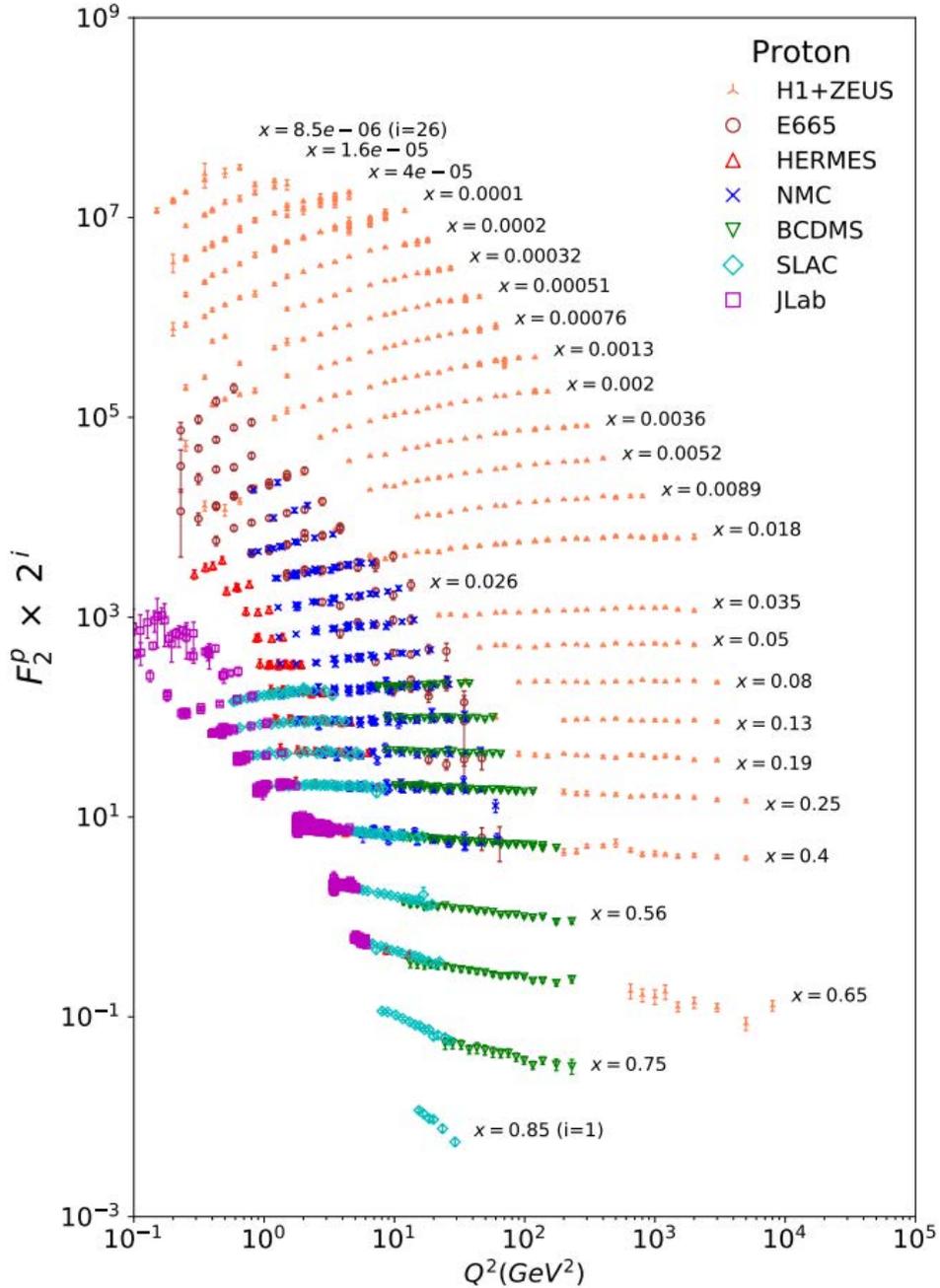


图 1.4: 质子结构函数  $F_2(x, Q)$  的实验测量结果 [14]。

为解释这些结果，Feynman 提出了关于质子的部分子模型 [15]：假设质子是由大量点状 (point-like) 的自旋为 1/2 的部分子 (parton) 组成，在质子动量  $p$  趋于无穷大的坐标系中，每一个部分子带有的纵动量是质子动量的  $x_i$  倍， $\vec{p}_i = x_i \vec{p}$ 。这里的  $x$  正是 Bjorken- $x$ ，因此  $x$  也表示质子中部分子携带质子纵动量的分数。

部分子在深度非弹性散射过程中是近似自由的，所以电子与质子之间的散射可以

等效于电子与部分子散射过程的叠加。设第  $i$  个部分子在动量分数区间  $x \rightarrow x + dx$  内的几率为  $f_i(x)$ ，则质子的结构函数可以写成：

$$F_1(x) = \frac{1}{2} \sum_i e_i^2 f_i(x), \quad F_2(x) = x \sum_i e_i^2 f_i(x). \quad (1.3)$$

上式中  $e_i$  是味道为  $i$  的部分子的电荷,  $f_i(x)$  也就是部分子分布函数 (Parton Distribution Function, PDF)。上式说明部分子模型中质子的结构函数只是标度无关变量  $x$  的函数。而且结构函数  $F_1(x)$  和  $F_2(x)$  具有关系  $x F_1(x) = F_2(x)$ ，称之 Gallan-Gross 关系 [16]。

电子-质子 DIS 实验显示质子是自旋 1/2 的部分子组成，而在夸克模型的描述下所有强子包括质子都是由夸克构成。我们将部分子等同于夸克，称为夸克-部分子模型。如图 1.1 重子八重态所示，夸克模型中质子是由三个夸克构成，而部分子模型的描述中质子内的部分子数量没有限制。为将这两个模型统一起来，我们将质子视为这样的构成，即质子中除了如质子  $uud$  和中子  $udd$  显示其“特性”的夸克外，还包括大量不断产生和湮灭的正反夸克对 ( $u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}, c\bar{c}, b\bar{b}$ ) 并通过胶子 ( $g$ ) 传递着相互作用。我们将标志质子特性的夸克如  $uud$  和  $udd$  称为价夸克 (valence quarks)，而不断产生和湮灭的正反夸克对称为海夸克 (sea quark)。由于海夸克是通过量子涨落才出现，只有在高能电子轰击质子才能感受到海夸克的存在。

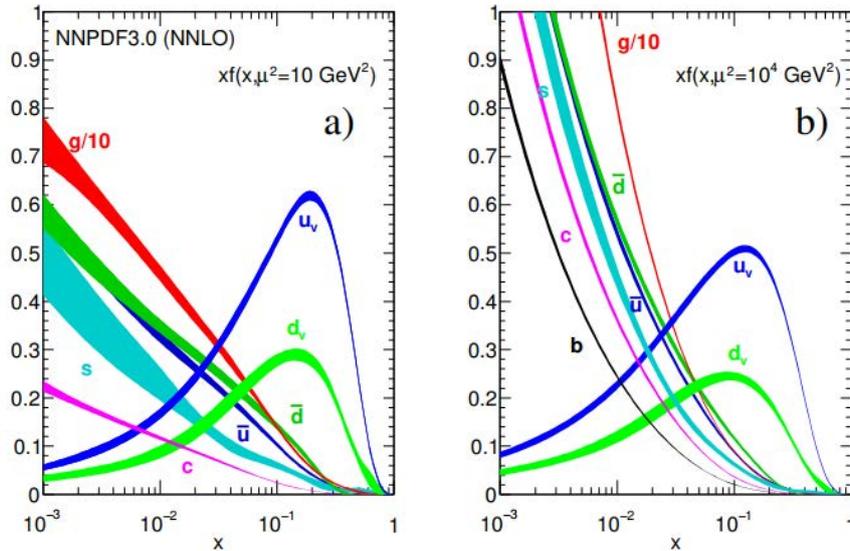


图 1.5: 在  $\mu^2 = 10, 10^4 \text{ GeV}^2$  时，NNPDF3.0 整体参数化给出的质子非极化部分子分布函数（胶子的分布函数乘上了一个 0.1 的因子）[17]。

量子色动力学理论建立起来后，很快被应用到深度非弹性散射过程以检验 QCD 能否给出 Bjorken 标度无关性。但在 QCD 理论描述下夸克会辐射胶子，因此 Bjorken 标度无关性会被轻微破坏，破坏以对数形式呈现 [18, 19]。当  $Q^2$  增加时辐射的胶子又会分裂为正反夸克对，造成初始夸克动量分布的软化和正反夸克对的增加， $x$  越小 ( $Q^2$  越大)，这种过程越强。因此在 QCD 理论中，标度无关性只是个粗略的规律。标度无关性的对数形式破坏被  $\mu$ -质子深度非弹性散射实验所证实 [20, 21]。这是 QCD 理论的一

个强有力的支持，几十年来 QCD 理论经受了大量的实验检验，尤其是在微扰能区，理论预言与实验结果有很好的吻合。在 QCD 框架下，对  $Q^2 \gg M^2$ ，结构函数  $F_i$  可以表示为 [22]：

$$F_i = \sum_a C_i^a \otimes f_a. \quad (1.4)$$

这里  $f_a$  是部分子分布函数， $a$  代表夸克或者胶子， $C_i^a$  是  $\alpha_s$  展开的幂级数。 $f_a$  随标度  $Q^2$  的演化可用 DGLAP 方程描述，而求解这个方程需要初始条件，但这个条件是非微扰 ( $\alpha_s \geq 1$ ) 的，目前只能通过实验测定。有了初始 PDF，通过解方程，QCD 就可以预言 PDF 随  $Q^2$  的变化，并给出在其他任何标度下的值。然而单举的深度非弹性散射实验无法分离出不同味道夸克的贡献。由于被击中的不同味道夸克对碎裂成末态强子的倾向性不同，因此在观测到散射轻子的基础上再探测到一个特定末态强子的过程，即半单举深度非弹性散射 (Semi-inclusive DIS, SIDIS) 可以对不同味道部分子的分布函数做出区分。在强子产生过程中部分子会发生碎裂，这种强子化过程由碎裂函数 (fragmentation functions)  $D(z)$  描述。碎裂函数与分布函数可以看作一种镜像关系。它描述了部分子碎裂形成携带其动量分数为  $z$  的强子概率。

目前国际上有多组参数化组对质子和中子的部分子分布函数做了抽取，图 1.5 展示了 NNPDF 组通过整体参数化在两个不同标度下给出的质子非极化部分子分布函数 [14]，左图是在标度  $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$  下的结果，右图是在标度  $Q^2 = 10^4 \text{ GeV}^2$  下的结果。图中胶子部分为了方便比较是缩小 10 倍的结果，说明在大能标  $Q^2$  区间胶子的比例非常高，并且胶子与海夸克的比例会随着  $x$  的减小而急剧升高，因为此时质子内的部分子会更容易产生小  $x$  的胶子，同时胶子也更容易产生以正反夸克对形式的海夸克。

### 1.3 质子自旋结构

自旋作为粒子的内禀属性，在研究质子的结构时是不容忽视的参量。在早期原子物理学研究中，我们得知质子是自旋为  $1/2$  的费米子。在考虑到质子的自旋状态，质子的自旋方向相对于质子动量方向可以是纵向 (平行动量方向) 或横向 (垂直动量方向)。在领头扭度且不考虑强子中部分子的横动量时，质子的结构由三种分布函数描述：非极化的结构函数  $f_1$ ；纵向极化的结构函数  $g_1$  与横向极化的结构函数  $h_1$ 。与非极化的结构函数相似， $g_1(x)$  与  $h_1(x)$  也是 Bjorken 标度无关的。以下将对纵向与横向极化的质子自旋结构分别讨论。

#### 1.3.1 纵向极化的质子结构

当质子的极化方向相对于质子动量方向平行时，纵向极化的结构函数可以写成极化的各味道部分子函数之和的形式：

$$g_1(x) = \frac{1}{2} \sum_i e_i^2 \Delta q(x). \quad (1.5)$$

粒子自旋在动量方向上的投影称之为螺旋度 (helicity)，我们使用记号  $+/-$  分别代表螺旋度为正或负。上式中， $\Delta q(x) = q^+(x) - q^-(x)$ 。表示在动量分数  $x$  处发现自旋方向与

质子的运动方向同向与反向部分子的概率密度差。而非极化的部分子分布函数等于二者之和。

针对纵向极化的质子，人们在早期的 Gell-Mann 静态夸克模型中，自然地认为质子自旋 100% 由夸克的自旋贡献。即使在相对论夸克模型预言下夸克自旋贡献也应当有 60%。但事实上质子结构更加复杂，在 QCD 的描述下，还应考虑海夸克与胶子的贡献。考虑了种种的自旋来源，Ji 等人给出了保持规范不变性的纵向极化的质子自旋求和规则 [23, 24]，如式 1.6，而这种求和规则是坐标定义无关的。

$$\frac{1}{2}\Delta\Sigma + L_q + J_g = \frac{1}{2}, \quad (1.6)$$

其中  $\Delta\Sigma/2$  为夸克自旋贡献， $L_q$  为夸克轨道角动量贡献， $J_g$  为胶子总角动量贡献。在高能实验中总是可以满足质子无限大动量坐标系条件，相比于将胶子自旋与轨道角动量耦合在一起的  $J_g$ ，实验中更容易测得胶子的自旋贡献。于是在这个坐标系前提下，人们又提出另一套求和规则 [25]：

$$\frac{1}{2}\Delta\Sigma + \Delta G + L_q + L_g = \frac{1}{2}, \quad (1.7)$$

称为 Jaffe-Manohar 求和规则。 $\Delta G$  为胶子自旋贡献， $L_{q/g}$  为夸克/胶子的轨道角动量贡献。

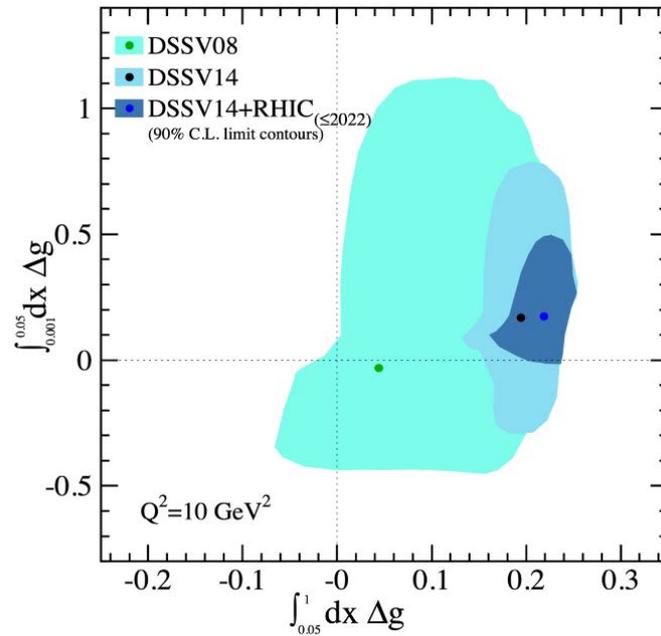


图 1.6:  $Q^2 = 10\text{GeV}^2$  时，再加入 RHIC 的新实验结果后，DSSV 整体参数化拟合的  $\Delta G$  对  $x$  积分的中心值与 90% 的置信度区间 [26]。

1988 年，EMC (European Muon Collaboration) 发表了纵向极化的  $\mu$  子束流与纵向极化的核子靶对撞中深度非弹性截面不对称  $A_1$  的测量 [27]。 $A_1$  定义如式 1.8，包含了极化部分子分布函数的求和信息。因此  $A_1$  的测量可以获取纵向极化的部分子分布函

数的总和。

$$A_1 = \frac{\sigma_{1/2} - \sigma_{3/2}}{\sigma_{1/2} + \sigma_{3/2}} \simeq \frac{g_1}{f_1} = \frac{\sum_i e_i^2 \Delta q(x)}{\sum_i e_i^2 q(x)}. \quad (1.8)$$

测量结果显示  $\Delta\Sigma(Q^2 = 10.7 \text{ GeV}^2) = 0.060 \pm 0.047(\text{stat.}) \pm 0.069(\text{sys.})$ ，表明夸克与反夸克的自旋只贡献了很小的一部分，它们的自旋贡献远小于最初的猜想。结果一经发表便震惊了物理学界，当时也被称为“自旋危机”。同时也激发了 CERN[28]、SLAC[29–31] 和 JLab Hall A[32] 等实验组的进一步研究。一是检查 EMC 的最初结果，同时也是为了解析质子的不同味道部分子的自旋贡献。目前对夸克自旋的贡献研究表明  $\Delta\Sigma$  在 30% 到 40% 之间 [33]。

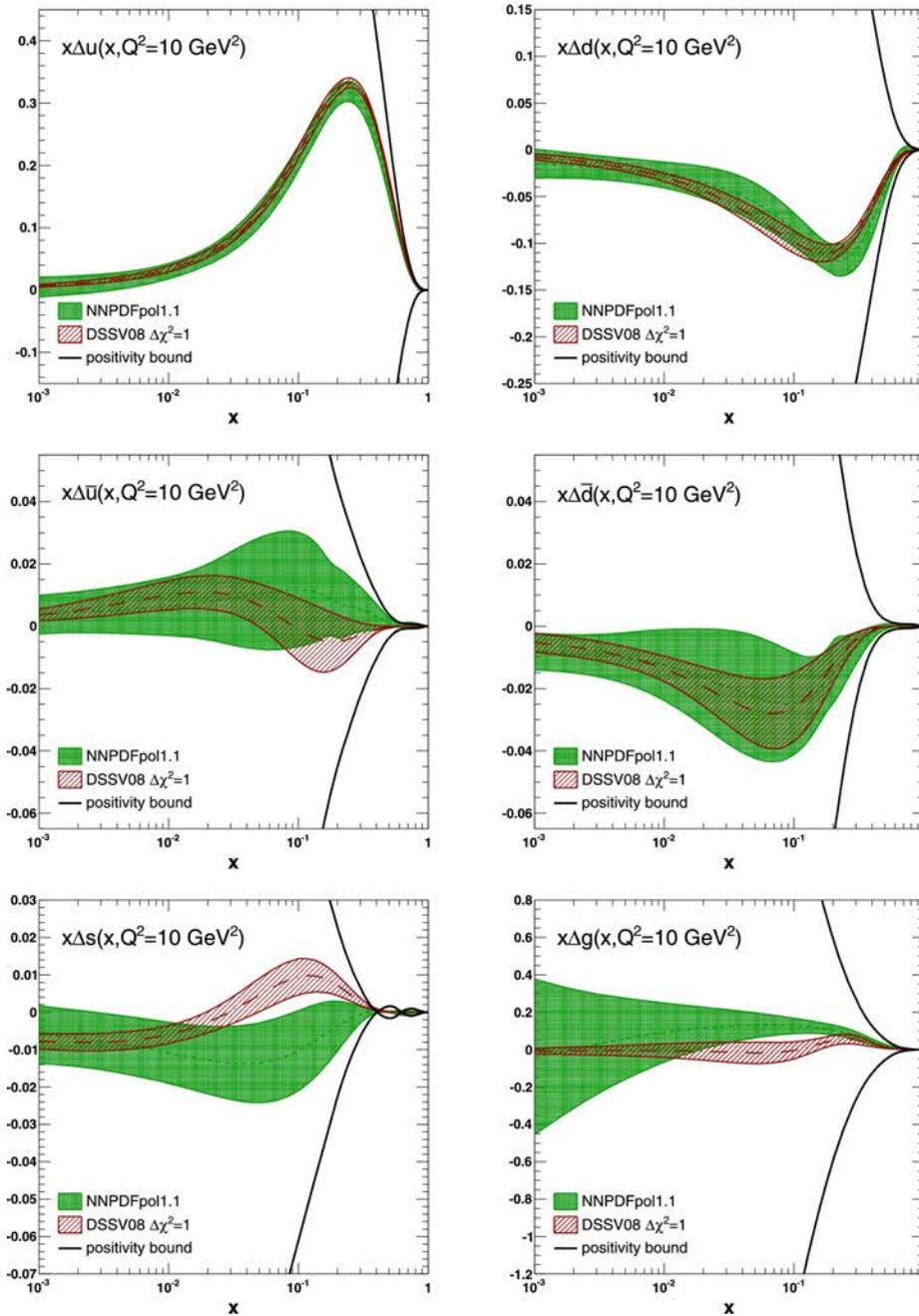


图 1.7: NNPDFpol1.1 整体参数化给出的质子纵向极化的部分子分布函数 [14]。

胶子自旋的贡献无法通过 DIS 直接测量，但在极化质子-质子碰撞实验中抽取。在 RHIC 能区，质子-质子碰撞中胶子参与的部分子散射比例较高，因此可以为估算胶子自旋贡献提供了实验数据。STAR 发表喷注的纵向双自旋不对称结果后 [34]，DSSV 组通过整体参数化拟合首次给出了胶子极化的不为 0 的明确证据 [35]。最近 STAR 利用多年极化质子-质子碰撞数据，测量了喷注的纵向双自旋不对称 [36–38]。一方面证实先前的结果，另一方面，更重要地可以在之前未探测的区域 ( $x < 0.05$ ) 提供了额外的实验数据。此外 STAR 还对双喷注的纵向双自旋不对称做了测量 [36–39]，相比于单举喷注，双喷注的产生携带更多初态部分子的运动学信息，更有利于  $\Delta g(x)$  的抽取。如图 1.6 所示， $Q^2 = 10\text{GeV}^2$  时， $\Delta G$  在  $x > 0.05$  范围内的积分值为  $0.22_{-0.06}^{+0.03}$ ，置信度有 90%。虽然目前结果精度有限，但至少证明胶子自旋有着显著的正贡献。

经过多年实验数据的积累，已有多个整体参数化组抽取了较精确的纵向极化的结构函数  $g_1$ 。图 1.7 展示的是 NNPDF 整体参数化组拟合的不同味道部分子纵向极化的结构函数 [40]。

### 1.3.2 横向极化的质子结构

当质子自旋方向与运动方向垂直时，质子的结构由横向极化的结构函数  $h_1$  描述。横向极化的结构函数也可写成极化的各种味道的部分子函数之和的形式：

$$h_1(x) = \frac{1}{2} \sum_i e_i^2 \Delta_T q(x). \quad (1.9)$$

我们定义其中一个方向为正并用  $\uparrow$  表示，与之相反的用  $\downarrow$  表示。上式中， $\Delta_T q(x) = q^\uparrow(x) - q^\downarrow(x)$ ，表示对于部分子在动量分数  $x$  处发现其自旋方向向上与向下的概率密度之差。 $h_1$  本身是奇手征性，因此其不能像  $f_1$  与  $g_1$  一样在单举的 DIS 中测量。但在与另一个奇手征性对象的耦合中一起抽取 [41]。如 Drell-Yan 过程，在双横向极化的质子-质子碰撞中，会发生夸克与反夸克的横向极化分布函数的耦合；在极化的质子-质子碰撞与 SIDIS 过程中则会与一个奇手征的碎裂函数耦合。强子的碎裂函数的可以在  $e^+e^-$  湮灭实验上对应强子的产生过程测中独立抽取，结合质子-质子碰撞与 SIDIS 过程中横向极化的测量结果，可以通过整体参数化实现  $h_1$  的抽取。

实验上，如 HERMES[42]、COMPASS[43] 和 JLab[44] 均在 SIDIS 过程中测量未态强子的单自旋不对称，以研究  $h_1$  与碎裂函数耦合在一起时横向极化效应，单自旋不对称的讨论将在下一小节展开。而在  $e^+e^-$  湮灭过程中，如 BaBar[45]、Belle[46, 47] 以及 BESIII[48] 实验也可以对碎裂函数进行独立测量。本文的第一项工作，利用 RHIC-STAR 上的实验数据测量质子-质子碰撞中喷注中强子横向极化的单自旋不对称，尤其是对 Collins 不对称的测量，即强子相对部分子极化方向产生的方位角不对称。这种不对称源自横向极化的分布函数与 Collins 碎裂函数的共同作用，可以为  $h_1$  与碎裂函数的抽取提供实验数据。

近年来，理论家们通过整体参数化拟合已经给出了  $u$ 、 $d$  夸克的横向极化分布函数的拟合结果 [50–53]。图 1.8 展示了最新的横向极化分布  $h_1(x)$  的结果，该结果首次考虑了海夸克的横向极化分布。通过同时拟合 SIDIS 和  $e^+e^-$  湮灭的实验数据，抽取  $u(\bar{u})$ ，

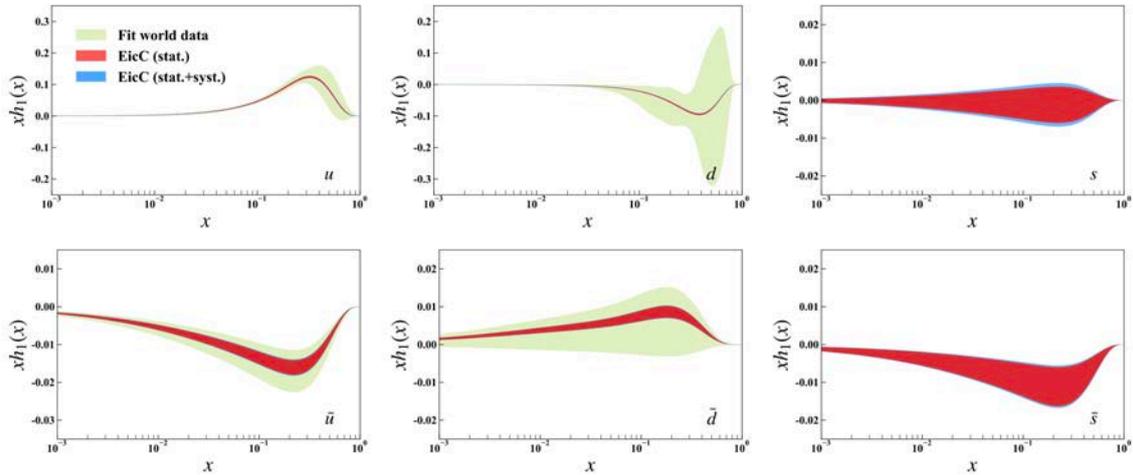


图 1.8: 整体参数化抽取的  $u(\bar{u})$ ,  $d(\bar{d})$  和  $s(\bar{s})$  夸克的  $h_1(x)$ [49]。

$d(\bar{d})$  和  $s(\bar{s})$  夸克的横向极化分布  $h_1(x)$ [49]。同时图中也展示了 EicC 运行取数以后, 对横向极化分布函数拟合精度提升的期望。总的来说, 目前虽然有了对  $u$ ,  $d$  夸克横向极化分布的初步拟合结果, 但受制于实验测量的精度, 仍不能区分各种模型, 且对  $s$  夸克的贡献依然没有很好的限制。而本文的第二项工作对质子-质子碰撞中  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  横向极化转移的测量则可以以为, 尤其是  $s$  夸克的横向极化的分布函数的抽取提供实验数据。

## 1.4 质子的横向极化研究

早在 1976 年, 阿贡国家实验室 (Argonne National Laboratory, ANL) 的零梯度同步加速器 (zero-gradient synchrotron) 上进行的质心能量为 4.9 GeV 的极化质子-质子碰撞中, 首次测量到  $\pi^\pm$  具有很大的横向单自旋不对称 [54]。人们发现, 横向极化的质子结构远比此前所认为的复杂。

横向单自旋不对称 (transverse single spin asymmetry), 是指在极化的散射或对撞实验中, 仅单束束流或靶是横向极化的情况下, 产物的散射截面会在方位角分布上呈现出差异, 如式 1.10 所示。它可以在深度非弹性碰撞与质子-质子碰撞实验中测量, 当然不同过程的物理含义会有差异。与通常较小的纵向不对称测量结果不同, 强子的横向单自旋不对称的测量结果都很显著。

$$A_N = \frac{d\sigma^\uparrow - d\sigma^\downarrow}{d\sigma^\uparrow + d\sigma^\downarrow}. \quad (1.10)$$

在 1990 年左右, 在费米实验室又进行了几项精度更高的实验, 实验结果证实了先前的结论。其中 E704 实验报告, 在质心能量为 22 GeV 的极化质子固定靶实验 [56] 中, 观测到带电和中性  $\pi$  介子都有较大的横向单自旋不对称。对于带电的  $\pi$  介子, 其横向单自旋不对称在较高的费曼标度  $x_F$  时, 可以达到约 0.3,  $x_F$  定义为  $2p_L/\sqrt{s}$ ,  $p_L$  是  $\pi$  介子的纵向动量。BNL-AGS 利用质心能量为 6.6 GeV 的极化质子固定靶碰撞 [57], 以及后来的 RHIC-BREAHMS 利用质心能量为 62.4 GeV 的极化质子-质子碰撞 [58] 也对带电  $\pi$  介子的横向单自旋不对称进行了测量, 其结果同样显著。RHIC 的 PHENIX 与

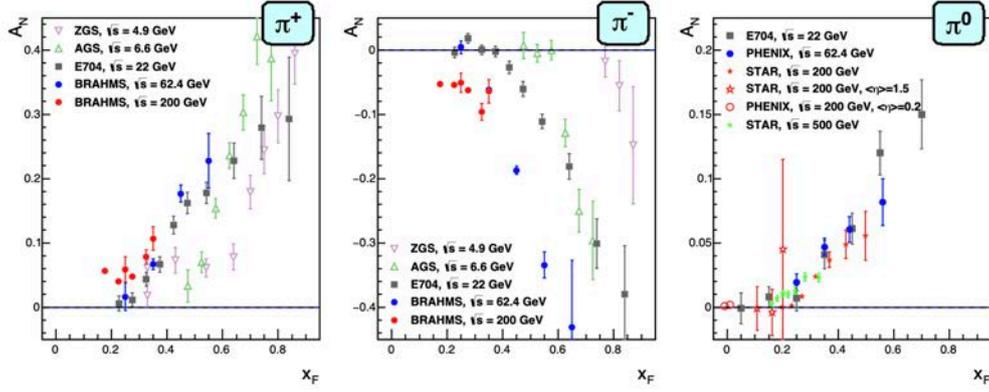


图 1.9: 在不同质心能量下, 各实验组测量的  $\pi^{+,-,0}$  横向单自旋不对称 [55]。

STAR 也发表了  $\pi^0$  的横向单自旋不对称测量 [59]。在前向赧快度区间,  $\pi^0$  的不对称也很显著。图 1.9 展示了各实验组在不同质心能量下测量的  $\pi^{+,-,0}$  横向单自旋不对称随  $x_F$  的分布。

#### 1.4.1 横向单自旋不对称的理论研究现状

横向单自旋不对称测量的显著结果引起了理论家的极大关注, 因为在领头阶的 QCD 因子化模型给出的不对称预测基本为零 [60]。为了解释这种矛盾, 两种新的理论框架被提出: 一种是横向动量依赖的 (Transverse Momentum Dependent, TMD) 部分子分布函数及碎裂函数的因子化框架; 另一种是三阶扭度 (Twist-3) 共线因子化框架。

##### 横动量依赖的因子化框架

共线因子化模型并没有考虑质子内部分子的横动量, 这不能解释横向单自旋不对称显著的实验结果。于是人们试图寻找散射截面与部分子的横动量关系并建立起 TMD 框架。TMD 所适用的过程需要有两个能标依赖的条件。需要动量转移远大于量子色动力学能标, 这使得微扰 QCD 能够进行计算; 还要求挑选生成的强子横动量  $p_T$  接近量子色动力学能标, 以使过程对初态部分子的横动量敏感 [3]。我们把这种要求写作  $\Lambda_{QCD} \leq p_{hT} \ll Q$ 。TMD 框架包含横动量依赖的分布函数与碎裂函数。

在考虑了部分子的横动量贡献后, 领头阶扭度下共有八个独立的横动量依赖的部分子结构函数 (TMDPDF), 如图 1.10 所示。其中每列对应了夸克的三个自旋状态, 而每行对应质子的三个自旋状态。图中假定质子的动量方向水平向右, 平行此方向的箭头表示纵向极化, 而垂直于此方向表示横向极化。如左上角的非极化的部分子分布函数  $f_1^q(x, k_T)$  描述了在高能的质子中, 找到携带质子动量的纵向动量分数  $x$  且横动量  $k_T = |\mathbf{k}_T|$  的夸克的概率。当对  $f_1^q(x, k_T)$  积分,  $\int d^2\mathbf{k}_T f_1^q(x, k_T) = f_1^q(x)$ , 则回归到前文提到的领头阶共线模型下的 PDF。除  $f_1^q(x, k_T)$ , 当质子纵向或横向极化时对应应有:  $g_{1L}^q(x, k_T)$  和  $h_1^q(x, k_T)$ 。其积分对应的领头阶共线 PDF, 正是前面提到的  $g_1(x)$  和  $h_1(x)$ 。这三种分布可以看作是领头阶共线 PDF 在考虑了部分子横动量的一种延伸。更重要地, 由于  $\mathbf{k}_T$  是一个矢量, 这使得它可以与其他矢量产生关联, 诸如质子动量  $\mathbf{P}$ ,

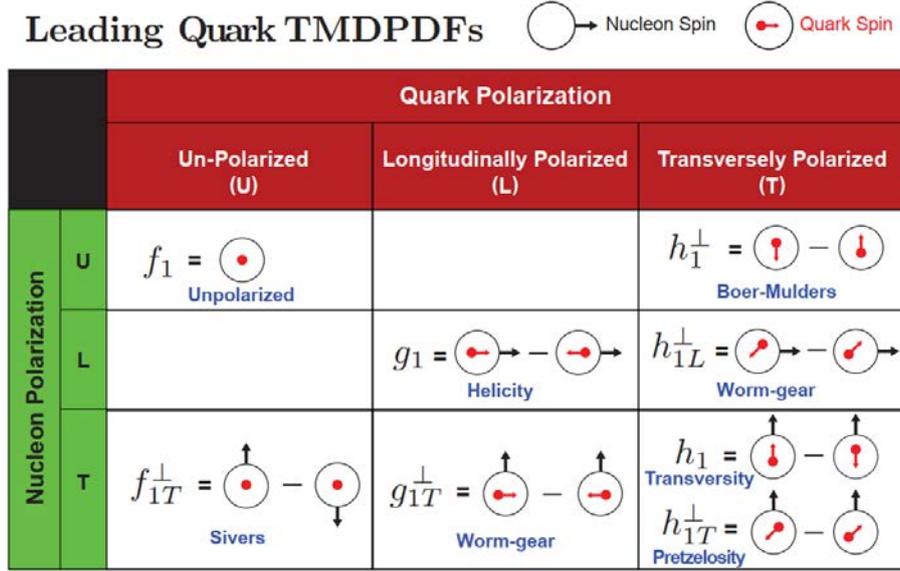


图 1.10: 领头阶扭度的横动量依赖的夸克的分布函数 [3]。

自旋  $\mathbf{S}$ ，以及部分子自旋  $\mathbf{s}_q$ 。因此 TMD 可以描述更为丰富的物理过程。除了提到的三个 TMDPDF，其余的五个 TMDPDF 所描述的部分子分布均对  $\mathbf{k}_T$  方向敏感。例如，左下角的  $f_{1T}^\perp$  被称为 Sivers 分布函数，它表示在横向极化的质子中找到一个动量分数为  $x$ 、横动量为  $k_\perp$  的部分子的概率。如式 1.11 所示，共有两项，第一项与极化无关，而第二项描述了自旋及横动量相关的方位角分布。

$$f_{q/p^\uparrow}(x, k_\perp) = f_{q/p}(x, k_\perp^2) + \frac{1}{2} \Delta^N f_{q/p^\uparrow}(x, k_\perp^2) \frac{(\hat{\mathbf{P}} \times \mathbf{k}_\perp) \cdot \mathbf{S}}{|\mathbf{k}_\perp|}, \quad (1.11)$$

上式中  $\Delta^N f_{q/p^\uparrow}(x, k_\perp^2)$  被称为 Sivers 函数，最早由 D. Sivers 提出以解释横向单自旋不对称 [61]。部分子的方位角分布与部分子的横动量  $\mathbf{k}_T$  和质子自旋  $\mathbf{S}$  共同作用相关，方位角不对称大小由 Sivers 函数  $\Delta^N f_{q/p^\uparrow}(x, k_\perp^2)$  描述 [62]。

Sivers 函数一经提出，J. Collins 就指出其在时间反演下是奇函数，而这违反了 QCD 基础的对称性 [63]。但在 2002 年的一项研究表明，在 SIDIS 过程里如果考虑末态出射夸克与质子的剩余部分的相互作用，仍可以使 Sivers 函数具有非零的可能 [64]。而这种相互作用被称作规范链接 (gauge link)。随后 J. Collins 基于规范链接的理论计算指出，相对于 SIDIS 过程，Drell-Yan 过程中的 Sivers 函数将会发生符号反转，如式 1.12。图 1.11 展示两种过程的差异，Drell-Yan 过程是通过初态的夸克-反夸克与质子剩余部分发生相互作用，这种机制的不同导致了 Sivers 函数符号相反 [65]。

$$f_{1T}^{\perp q}(x, k_T, \xi) \Big|_{\text{DIS}} = -f_{1T}^{\perp q}(x, k_T, \xi) \Big|_{\text{DY}}. \quad (1.12)$$

与 TMDPDF 类似，在考虑了末态强子相对于部分子动量方向的横动量不均匀分布后，横向动量依赖的碎裂函数 (TMDFF) 也有八个且相互独立的函数，如图 1.12 所示。每列对应了夸克的三个极化状态，而每行对应末态强子的三个极化状态。与部分子

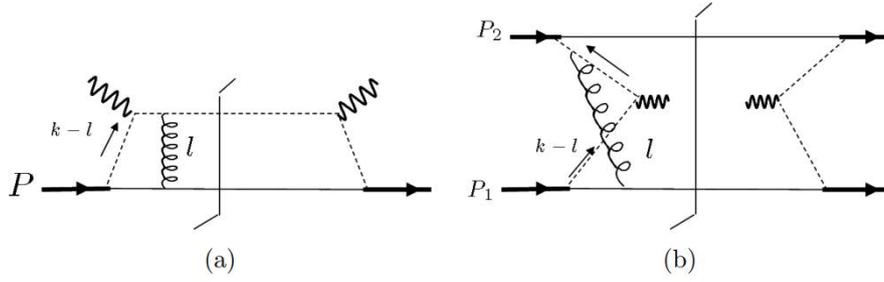


图 1.11: SIDIS (左) 与 Drell-Yan (右) 过程中 Siverts 函数的不同起源的示意图 [65]。

的各横动量依赖的碎裂函数的定义可根据箭头指示的自旋状况一一导出。左上角的  $D_1$  是非极化的碎裂函数，是最简单的 TMDFF，表示非极化的部分子碎裂成非极化或自旋为零的强子概率。右上角的  $H_1^\perp$  是 Collins 碎裂函数，表示横向极化的夸克碎裂产生一个动量分数为  $z$  横动量为  $P_{hT}$  的强子概率，如式 1.13 所示 [62]：

$$D_{h/q^\uparrow}(z, P_{hT}) = D_1^q(z, P_{hT}^2) + \frac{1}{2} \Delta^N D_1^q(z, P_{hT}^2) \frac{(\hat{\mathbf{k}} \times \mathbf{P}_{hT}) \cdot \mathbf{S}_q}{|\mathbf{P}_{hT}|}. \quad (1.13)$$

上式中  $\Delta^N D_1^q(z, P_{hT}^2)$  被称为 Collins 函数，由 J. Collins 提出 [63]，用于解释横向单自旋不对称在末态过程中产生机制。在初态横向极化的夸克通过散射将极化传递到末态，再由末态横向极化的夸克碎裂产生强子，强子方位角分布与强子横动量  $\mathbf{P}_{hT}$  和夸克自旋  $\mathbf{S}_q$  的共同作用相关，方位角的不对称的大小由 Collins 函数  $\Delta^N D_1^q(z, P_{hT}^2)$  描述。

**Leading Quark TMDFFs**      Hadron Spin      Quark Spin

		Quark Polarization		
		Un-Polarized (U)	Longitudinally Polarized (L)	Transversely Polarized (T)
Polarized Hadrons	L		$G_1 = \text{circle with red dot and arrow} - \text{circle with red dot and arrow}$ Helicity	$H_{1L}^\perp = \text{circle with red dot and arrow} - \text{circle with red dot and arrow}$
	T	$D_{1T}^\perp = \text{circle with red dot and arrow} - \text{circle with red dot and arrow}$ Polarizing FF	$G_{1T}^\perp = \text{circle with red dot and arrow} - \text{circle with red dot and arrow}$	$H_1 = \text{circle with red dot and arrow} - \text{circle with red dot and arrow}$ Transversity $H_{1T}^\perp = \text{circle with red dot and arrow} - \text{circle with red dot and arrow}$
Unpolarized (or Spin 0) Hadrons		$D_1 = \text{circle with red dot}$ Unpolarized		$H_1^\perp = \text{circle with red dot and arrow} - \text{circle with red dot and arrow}$ Collins

图 1.12: 领头阶扭度的横动量依赖的夸克的碎裂函数 [3]。

需要注意的是， $h_1^\perp$  与  $f_{1T}^\perp$ ，以及  $H_1^\perp$  与  $D_{1T}^\perp$  这几个函数是时间反演奇函数 (T-odd function)，而在考虑多部分子关联之后，可以证明它们是可以存在的。另外，图 1.10 与

图1.12的最后一列夸克的极化是横向的，该列的函数都是奇手征性函数。由于夸克静止质量在高能实验中近似为零，所以在强相互作用中夸克的手征性应保持不变，需要与另一个奇手征性函数耦合抽取 [66]。比如在横向极化的 SIDIS 过程中观测到的  $\pi$  介子的方位角不对称，正是由一个奇手征性的  $h_1$  与另一个奇手征性的  $H_1^\perp$  耦合的结果；在  $e^+e^-$  湮灭过程后生成正反夸克对，则是由两个奇手征性的碎裂函数耦合描述。

### 三阶扭度 (Twist-3) 共线因子化框架

三阶扭度共线因子化最初由 Efremov, Teryaev, Qiu 与 Sterman 提出用以解释质子-质子碰撞中  $\pi$  介子的横向单自旋不对称 [67, 68]，后推广到其他过程的计算。在不明确对部分子横向动量敏感的标度的情况下，三阶扭度 (Twist-3) 共线因子化框架将比 TMD 更适合解释单自旋不对称现象。而 Ji 等人在文献 [69] 提到，尽管这两种机制有自己的有效区间，但在它们重叠的运动学区域内描述了相同的物理。这两种机制的统一，对单自旋不对称的唯象学研究提供了重要的约束。

在深度非弹性散射中，与部分子分布函数相关的强子张量的定义可以写成概率流算符的乘积，如式1.14所示：

$$4\pi W_{\mu\nu} = \int d^4\xi e^{iq\xi} \langle P, S | [J_\mu(\xi), J_\nu(0)] | P, S \rangle. \quad (1.14)$$

传统的部分子模型是在动量空间中引入的，并在无限大动量坐标中简化了相关计算。而在处理变量对自旋的依赖时，由于横向自旋相关的效应带来的复杂性，会选择在坐标空间中利用算符乘积展开的方法 (operator product expansion, OPE) 进行分析。OPE 是指把两个局域算符乘积  $\hat{A}(\xi)\hat{B}(0)$ ，在短距离 ( $\xi^\mu \rightarrow 0$ ) 展开为一系列非奇异局域算符  $\hat{\theta}_{[\alpha]}(0)$  和一个奇异函数  $C_{[\alpha]}(\xi)$  乘积之和，如式1.15所示 [70]：

$$\hat{A}(\xi)\hat{B}(0) \sim \sum_{[\alpha]} C_{[\alpha]}(\xi)\hat{\theta}_{[\alpha]}(0) \quad \text{as } \xi^\mu \rightarrow 0. \quad (1.15)$$

将 OPE 带入式1.14并以质量标度的幂级数的形式展开。我们将质量标度相关项  $M/Q$  的阶数定义为扭度，扭度最低为 2。对扭度分析表明，需要九个光锥夸克关联的函数 (light-cone quark correlation function) 才能完成完整描述：包括三个 twist-2 的分布函数 ( $f_1, g_1, h_1$ )，三个 twist-3 分布函数 ( $e, g_2, h_2$ ) 和三个 twist-4 分布函数 ( $f_4, g_3, h_3$ )。在每阶扭度下都有一个自旋无关的分布函数 ( $f_1, e, f_4$ )，一个偶手征性的自旋分布函数 ( $g_1, g_3, g_3$ ) 和一个奇手征性的自旋分布函数 ( $h_1, h_3, h_3$ ) [71]。

参照文献 [72] 的描述，在极化的质子-质子碰撞过程  $A(P, \vec{S}_\perp) + B(P') \rightarrow C(P_h) + X$ ，通过 twist-3 描述的散射截面写作：

$$\begin{aligned} d\sigma(\vec{S}_\perp) &= H \otimes f_{a/A(3)} \otimes f_{b/B(2)} \otimes D_{C/c(2)} \\ &+ H' \otimes f_{a/A(2)} \otimes f_{b/B(3)} \otimes D_{C/c(2)} \\ &+ H'' \otimes f_{a/A(2)} \otimes f_{b/B(2)} \otimes D_{C/c(3)}, \end{aligned} \quad (1.16)$$

这里， $f_{a/A(t)}(f_{b/B(t)})$  对应着 twist 为  $t$  来自核子  $A(B)$  的部分子  $a(b)$  的共线因子化关联函数；而  $D_{C/c(t)}$  是 twist 为  $t$  的由部分子  $c$  碎裂到  $C$  的共线因子化碎裂函数；每项的硬散射参数各不相同，用  $H, H'$  和  $H''$  表示。

式1.16中第一项包含一个极化的 twist-3 共线因子化关联函数，该函数考虑了夸克-胶子-夸克 ( $qgq$ ) 关联和三胶子 ( $ggg$ ) 关联 [72]。而在计算  $qgq$  贡献时引入的函数,  $T_F^q(x, x)$ , 称之为 Efremov-Teryaev-Qiu-Sterman (ETQS) 函数 [67, 68]。文献 [73, 74] 指出, 通过 OPE 可以实现 ETQS 函数与 Sivers 函数的关联, 如式1.17所示。

$$T_F^q(x, x) = \int d^2\vec{p}_\perp \frac{\vec{p}_\perp^2}{M} f_{1T}^{\perp q}(x, \vec{p}_\perp^2). \quad (1.17)$$

式1.16第二项中的 twist-3 函数是一个非极化的共线因子化关联函数, 在非极化质子中的 twist-3 效应已被证明是可以忽略不计的 [75]。而式1.16中的第三项则包含了一个极化的 twist-3 共线因子化碎裂函数, 文献 [72] 中指出, 仅这一项就可以解释  $\pi$  介子产生较大的横向单自旋不对称的原因。与极化的 twist-3 共线因子化关联函数类似, 我们也可以通过 OPE 将它与 Collins 碎裂函数关联起来 [51]。可以看到 TMD 与 twist-3 并非毫不相干, 它们在理解核子结构的不同方面起着互补的作用。在某些情况下, 还需要结合使用 TMD 和 twist-3 以获得完整的物理图像。

#### 1.4.2 Sivers 与 Collins 不对称的实验测量

强子的横向单自旋不对称可以展开为不同调制方位角的不对称组合 [76, 77], 其中来自初态的 Sivers 效应与末态的 Collins 效应被认为是横向单自旋不对称的最可能的来源。而且 Sivers 与 Collins 不对称可以在诸如 SIDIS 与质子-质子碰撞过程中测量。

##### Sivers 不对称的实验测量

Sivers 效应是指由横向极化质子内夸克固有横动量引起的, 末态粒子相对于极化的质子极化方向产生的方位角不对称, 在 SIDIS 中, Sivers 不对称方位角, 如图1.13所示, 定义为  $\phi_S - \phi_H$ 。其中  $\phi_S$  是质子极化方向与轻子平面的夹角,  $\phi_H$  是强子平面与轻子平面的夹角。

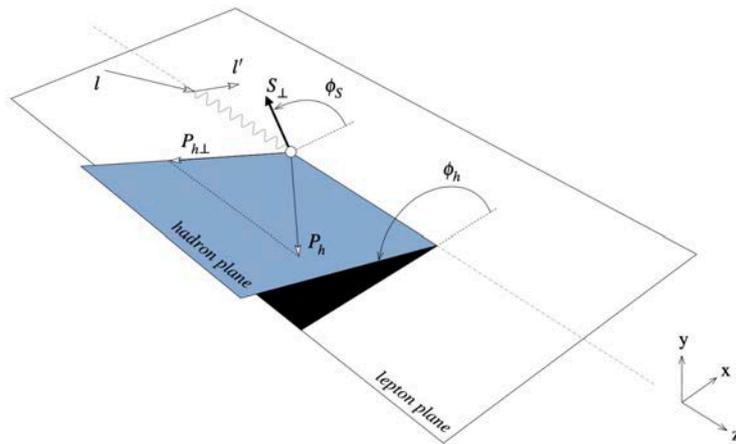


图 1.13: SIDIS 过程中方位角  $\phi_S$  与  $\phi_H$  的示意图 [62]。

实验上, HERMES[78], COMPASS[79] 在 SIDIS 过程中测量到  $\pi^+$  与  $K^+$  有显著

的 Siverts 不对称信号，为 Siverts 函数非零提供了有力证据。STAR 在 Drell-Yan 过程对  $W^\pm/Z$  的横向单自旋不对称进行了测量，首次为验证 Siverts 函数符号反转的预言提供了实验数据 [80]。如图 1.14 所示，实线表示在 Drell-Yan 过程假设 Siverts 函数符号反转时  $W^\pm$  的不对称预言，而虚线表示不发生反转的预言，显然反转的假设预言与实验结果更加符合。另外 COMPASS 也发布了最新的 Drell-Yan 过程中双  $\mu$  子的 Siverts 不对称结果 [81]，该测量结果也支持在 Drell-Yan 过程中 Siverts 函数符号反转的预言。

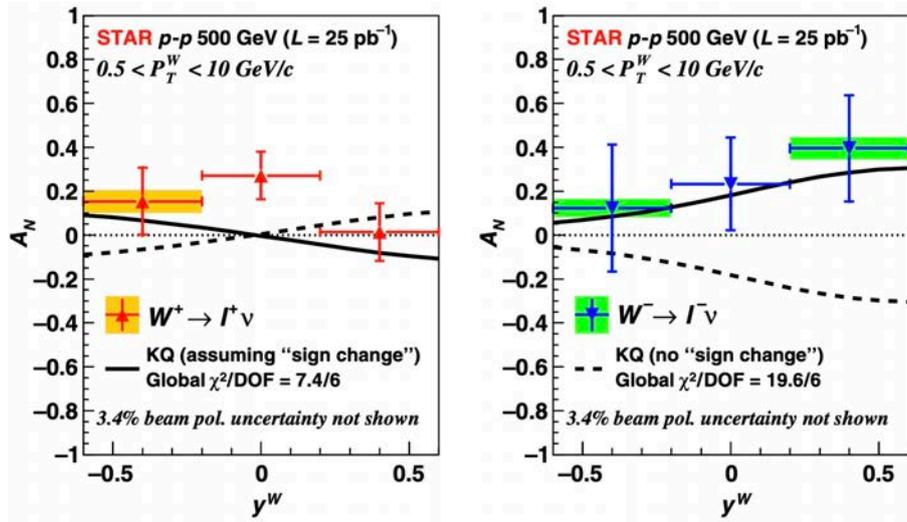


图 1.14: STAR 在 Drell-Yan 过程测量的  $W^\pm/Z$  的横向单自旋不对称随快度  $y$  的变化 [80]。

### Collins 不对称的实验测量

Collins 效应是指横向极化的部分子碎裂成末态强子相对于极化方向的方位角不对称分布，是由横向极化的分布函数与 Collins 碎裂函数耦合的共同作用。在 SIDIS 中，Collins 不对称方位角  $\phi_C$ ，如图 1.13，定义为  $\phi_C = \phi_S + \phi_H$ 。而在质子-质子碰撞过程中则定义为  $\phi_C = \phi_S - \phi_H$ ，如图 1.15，这时， $\phi_S$  是质子极化方向与散射平面的夹角， $\phi_H$  是碎裂平面与散射平面的夹角。尽管如此，它们实际的物理含义是一致的，都表示末态强子相对极化的部分子自旋方向的方位角分布。

目前已在不同实验上测量了 Collins 不对称。HERMES[42]，COMPASS[83]，JLab Hall A[44, 84] 已发表了 SIDIS 实验上的测量结果。图 1.16 展示了 COMPASS 在 SIDIS 过程测量的  $\pi^\pm$ 、 $K^\pm$  与  $K^0$  的 Collins 不对称随 Bjorken  $x$ 、 $z$  与  $p_T^h$  的变化，可以看到  $\pi^\pm$  的 Collins 不对称结果非常显著。另外，COMPASS 最近公布了最新的在横向极化氘核的 SIDIS 实验中强子 Collins 不对称结果 [85]，结合横向极化的质子结果，可以对不同的强子产生过程的 Collins 函数提供限制。此外，在  $e^+e^-$  湮灭实验上也有 BELLE[46] 与 BABAR[45] 的测量结果。Collins 碎裂函数具有普适性，文献 [86] 中已经证明 Collins 函数在 SIDIS，质子-质子碰撞与  $e^+e^-$  湮灭过程都是完全相同的；因此在一个实验中抽取的 Collins 碎裂函数可以用于其他过程的计算。

经过上述多年的实验数据累积，目前已经可以通过整体参数化来拟合 Collins 函数

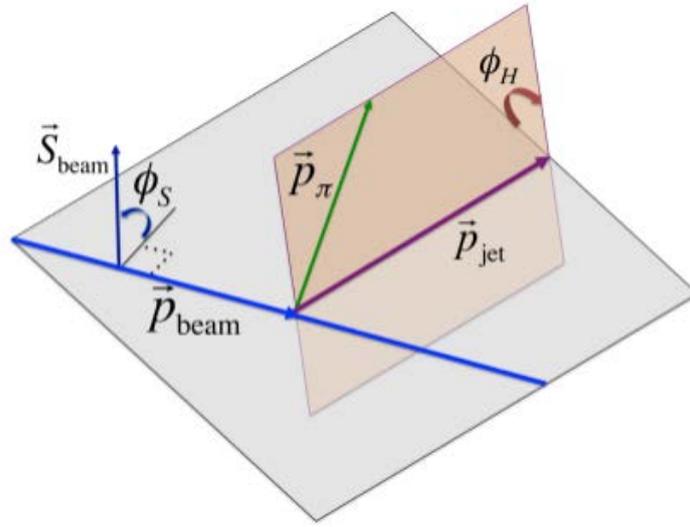


图 1.15: 质子-质子碰撞中方位角  $\phi_S$  与  $\phi_H$  的示意图 [82]。

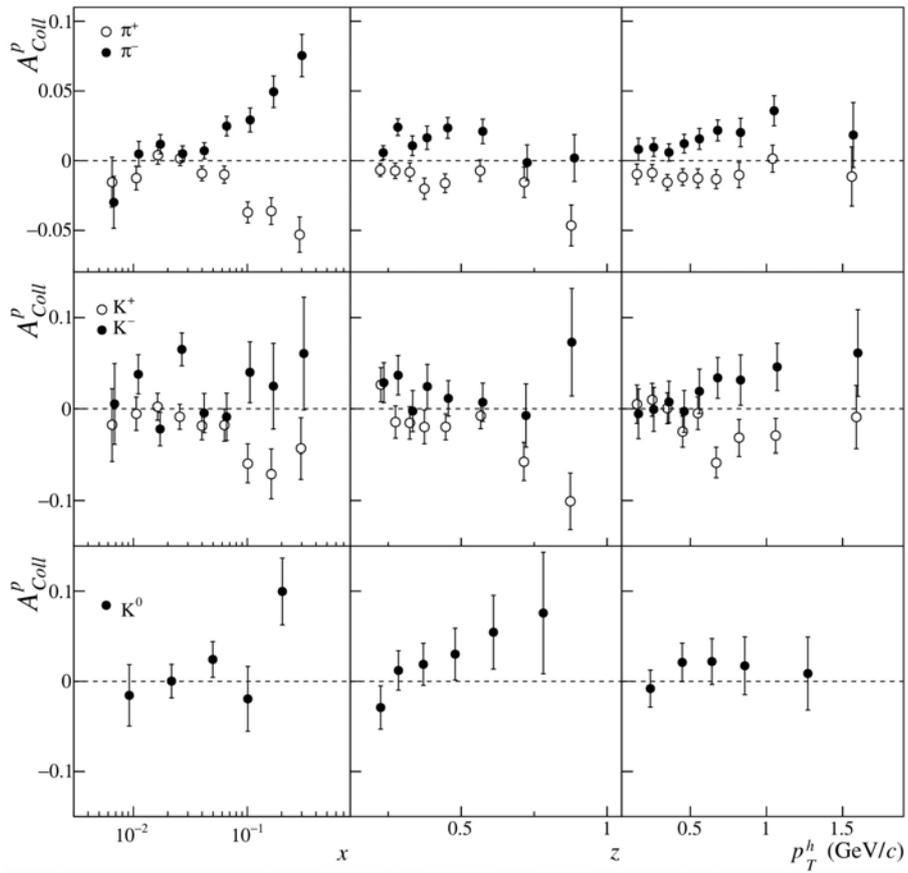


图 1.16: COMPASS 在质子的 SIDIS 过程测量的  $\pi^\pm$ 、 $K^\pm$  与  $K^0$  的 Collins 不对称随  $x$ 、 $z$  与  $p_T^h$  的变化 [83]。

与 Sivers 函数，如图 1.17 红线所示，是 JAM20 在标度  $Q^2 = 4 \text{ GeV}^2$  下给出的拟合结果。左上与右上分别是  $u$  夸克与  $d$  夸克的 Sivers 函数随  $x$  的变化。 $u$ 、 $d$  夸克的 Sivers 函数符号相反，因此这可以一定程度上解释为何  $\pi^+(u\bar{d})$  与  $\pi^-(\bar{u}d)$  的横向单自旋不对称呈现相反的结果。左下与右下则是  $\pi$  介子的 Collins 函数随  $z$  变化的拟合结果，图中的 fav 表示更利于  $\pi$  介子产生的碎裂过程，如  $u$  碎裂成  $\pi^+$ ，该过程的 Collins 函数符号为正；而 unf 表示不利于  $\pi$  介子产生的碎裂过程，如  $u$  碎裂成  $\pi^-$ ，该过程的 Collins 函数与有利于  $\pi$  介子产生的过程大小相当且符号为负。

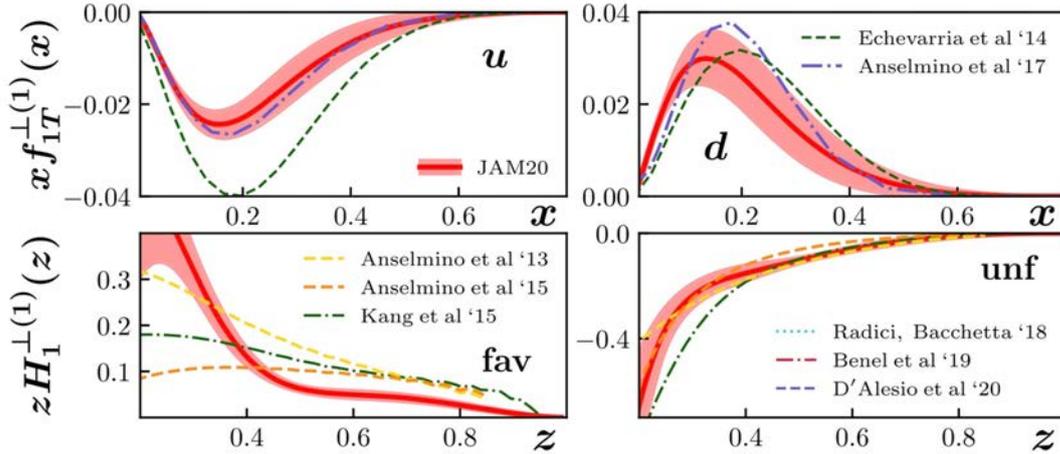


图 1.17: JAM20 通过整体参数化在  $Q^2 = 4 \text{ GeV}^2$  抽取的  $f_{1T}^{\perp(1)}(x)$  与  $H_1^{\perp(1)}(z)$ [87]。

## STAR 上的测量

尽管如今对 Sivers 分布函数与 Collins 碎裂函数的抽取取得了一定的成功，但上述抽取的实验数据基本都来自 SIDIS 与  $e^+e^-$  湮灭过程 [87–89]。我们还可以使用质子-质子碰撞实验数据与理论预言做比较，尤其是有助于进一步证实 Collins 碎裂函数的普适性。如图 1.18 所示，此外以 RHIC 为代表的质子-质子碰撞还可以在更高的标度  $Q^2$  区间进行测量，并为 Sivers 与 Collins 函数的参数化拟合提供更多的实验数据。

RHIC-STAR 在 2011 年与 2015 年分别获取了质心能量为 500 GeV 与 200 GeV 的横向极化质子-质子碰撞数据。并对 Sivers 与 Collins 不对称结果进行了测量 [82, 90]。其中测得  $\pi^\pm$  的 Collins 不对称随喷注横动量  $x_T = 2p_T/\sqrt{s}$  的分布如图 1.19 所示。STAR 的测量与 SIDIS 相比，在  $x$  范围上大部分重叠，但  $Q^2$  更高。除了目前的 SIDIS 结果外，在更高的  $Q^2$  下研究 Sivers 与 Collins 效应将为 TMD 的演化提供必要的输入。

尽管已经发表的结果已经测得了显著的不对称信号，但在 2017 年，STAR 在 510 GeV 的能量下收集了更大的实验样本，积分亮度是此前同质心能量样本的 13 倍。利用此样本，本文对  $\pi^\pm$  的 Collins 不对称随喷注横动量  $p_T$ 、强子的动量分数  $z$  以及强子相对喷注的横动量  $j_T$  的变化进行了更精确细致地测量。本文中也利用极化的质子-质子碰撞产生的喷注做了单举不对称测量；由于这个过程不涉及碎裂过程，该测量直接与部分子的高扭度关联函数相关，从而与 Sivers 函数相关。

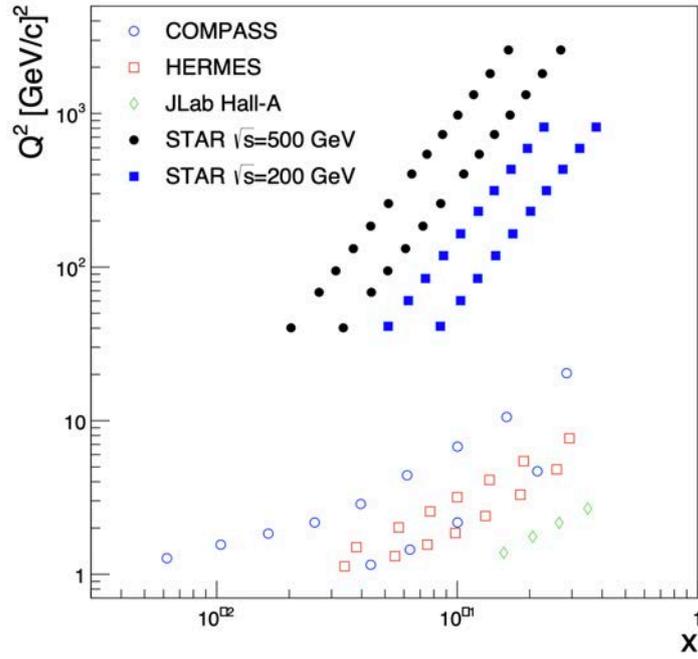


图 1.18: STAR 在质心能量 200 GeV 与 500 GeV 下, 极化质子-质子碰撞的所覆盖的运动学区间 [90]。

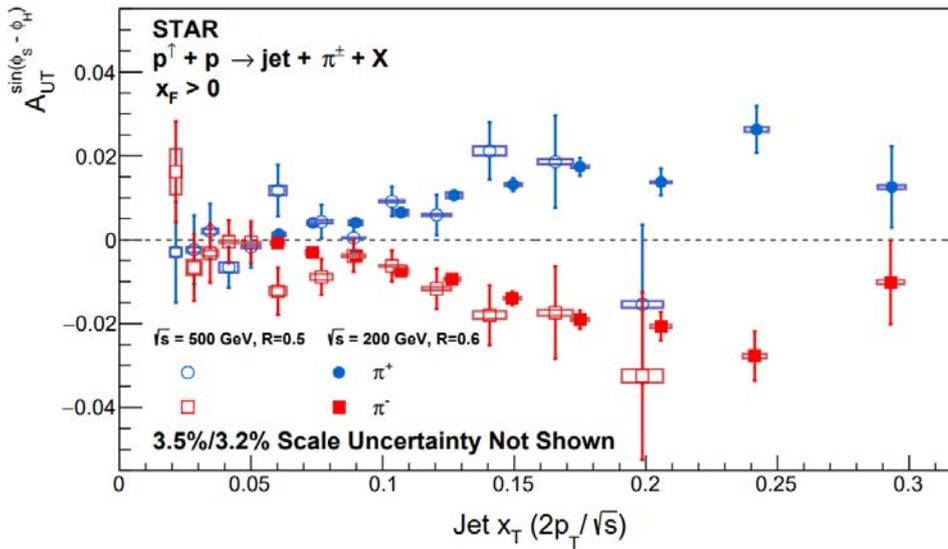


图 1.19: STAR 在质心能量 200 GeV 与 500 GeV 下, 极化质子-质子碰撞中测量  $\pi^\pm$  的 Collins 不对称 [90]。

### 1.4.3 超子横向极化转移的测量

前面提到 Collins 效应是横向极化的分布函数与 Collins 碎裂函数耦合的共同作用，而横向极化的分布函数由于其手征性为奇，需要与另一个奇手征性的对象一起抽取。横向极化的分布函数可以通过 Collins 不对称的测量抽取，还可以在诸如  $\Lambda$  超子等末态粒子的横向极化转移的测量中实现。

末态超子的极化效应是初态分子的极化状态与末态极化碎裂部分子的强子化过程共同作用的结果。当初态分子是纵向极化情况下，初态分子将极化状态转移给末态分子，此时碎裂部分子也是纵向极化的。碎裂产生的超子又会继承碎裂部分子的极化状态，这种转移到末态强子的极化转移定义为纵向极化转移，通常记作  $D_{LL}$ 。STAR 已有过两次对  $D_{LL}$  的测量 [91, 92]。而 STAR 最新的  $D_{LL}$  测量结果也已经与本文测量的横向极化转移的结果一起发表 [93]，这是目前 STAR 上最高精度的  $D_{LL}$  测量。

对于初态分子是横向极化的情况，那么此时由初态转移到末态强子的极化转移称为横向极化转移。对比纵向极化的情形，由于横向极化状态下的末态超子自旋方向垂直于部分子动量方向，导致超子自旋方向的选择具有多种选择。由于末态超子极化方向选择的不同，横向极化转移的定义方式主要有以下三种 [94]：

1. 极化方向选择在散射面内时，定义为  $D_{SS}$ ；
2. 极化方向沿散射面法线方向时，定义为  $D_{NN}$ ；
3. 以极化碎裂部分子极化方向作为超子极化方向时，定义为  $D_{TT}$ 。

其中  $D_{SS}$  与  $D_{NN}$  两者在特定情况下是相等的 [94]。 $D_{NN}$  描述了在产生面的法线方向上末态强子极化与初态质子极化之间的比例。在 E704[95]，DISTO[96] 与 COSY-TOF[97] 实验上已在质子-质子碰撞中测量了  $\Lambda$  超子的  $D_{NN}$ 。图1.20展示了 200 GeV 的横向极化的质子-质子打靶试验中， $\Lambda$  超子  $D_{NN}$  随  $p_T$  与  $x_F$  的分布，可以看出在高  $p_T$  下可以观测到较大的  $D_{NN}$ 。

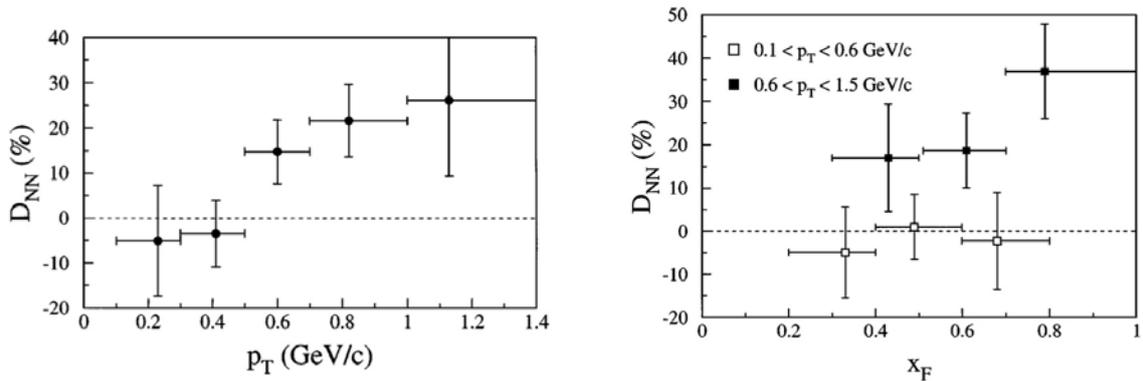


图 1.20: 200 GeV 的横向极化的质子-质子打靶试验中， $\Lambda$  超子的  $D_{NN}$  随  $p_T$  (左) 与  $x_F$  (右) 的分布。图中仅显示了统计误差 [95]。

$D_{TT}$  表示碎裂部分子自旋方向上超子的横向极化转移，反应了全部初态极化转移到末态超子极化的比例。在质子-质子碰撞中， $D_{TT}$  的测量需要先确定碎裂部分子的自旋方向，如图1.23所示，这个方向是由初态部分子自旋方向沿产生面法线旋转所确定，

旋转角度即散射角 [98]。尽管  $D_{TT}$  与  $D_{NN}$  虽然在测量上不同，但两者反映出的物理规律是相同的。

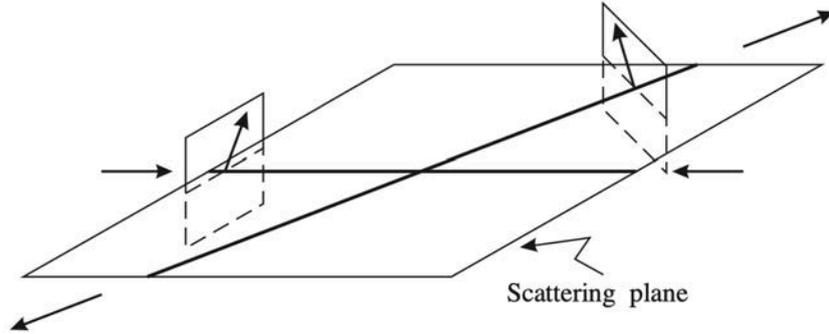


图 1.21: 横向极化时, 极化的部分子自旋方向与入射部分子自旋方向的关系 [98]。

在横向极化转移的测量中我们选择  $\Lambda$  超子作为测量的对象, 因为  $\Lambda$  超子的衰变属于弱衰变, 这个过程会发生宇称破缺。因此极化度可以通过其质心系下衰变产物的末态角分布抽取 [99]。依据文献 [99], 其质心系下衰变产物的末态角分布表示为:

$$dN \propto (1 + \alpha_\Lambda P_\Lambda \cos \theta^*) d \cos \theta^*, \quad (1.18)$$

其中,  $N$  为  $\Lambda$  的数目,  $\alpha_\Lambda$  为其弱衰变常数,  $P_\Lambda$  为  $\Lambda$  的极化度, 而  $\theta^*$  则是在其质心系下的衰变产物的动量方向与极化方向的夹角, 如图 1.22 所示。

另外,  $\Lambda$  超子中包含一个  $s$  夸克, 而且在实验中相比与其它超子容易重建, 因此大量应用与自旋相关的研究。依据此性质,  $\Lambda$  横向极化转移的测量将有助于对横向极化的分布函数及碎裂函数的理解, 尤其是  $s$  夸克的。

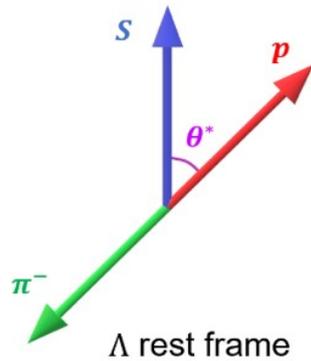


图 1.22: 在  $\Lambda$  质心系中,  $\Lambda$  极化方向与其衰变的质子动量方向的夹角  $\theta^*$  的示意图。

在横向极化的质子-质子碰撞过程中, 单举  $\Lambda$  超子产生过程所发生的横向极化转移  $D_{TT}$  定义为 [93]:

$$D_{TT} \equiv \frac{d\sigma[p^{\uparrow(\downarrow)} p \rightarrow \Lambda^{\uparrow(\downarrow)} X] - d\sigma[p^{\uparrow(\downarrow)} p \rightarrow \Lambda^{\downarrow(\uparrow)} X]}{d\sigma[p^{\uparrow(\downarrow)} p \rightarrow \Lambda^{\uparrow(\downarrow)} X] + d\sigma[p^{\uparrow(\downarrow)} p \rightarrow \Lambda^{\downarrow(\uparrow)} X]} = \frac{d\delta\sigma^\Lambda}{d\sigma^\Lambda},$$

上式中,  $\sigma$  为产生截面,  $\uparrow$  ( $\downarrow$ ) 表示粒子的极化方向向上或向下。在只考虑领头阶过程的情况下,  $d\delta\sigma^\Lambda$  通过因子化 [100, 101] 可以展开为部分子分布函数、硬散射子过程的散射截面与碎裂函数的卷积:

$$\frac{d\delta\sigma^\Lambda}{dp_T^\Lambda} \propto \sum_{abcd} \int dx_a dx_b dz_c h_1^a(x_a) f_1^b(x_b) \delta\sigma^{(a_\perp b \rightarrow c_\perp d)} \Delta D_c^\Lambda(z_c), \quad (1.19)$$

上式中  $ab$  表示入射部分子,  $cd$  表示出射部分子, 其中  $a$  与  $c$  是横向极化的。 $\Delta D_c^\Lambda(z_c)$  是横向极化的部分子碎裂成极化的  $\Lambda$  的碎裂函数, 而  $\delta\sigma^{(a_\perp b \rightarrow c_\perp d)}$  是硬散射子过程  $a_\perp b \rightarrow c_\perp d$  的散射截面, 这一项可以通过微扰 QCD 计算。 $\sum_{abcd}$  表示遍历所有的领头阶部分子硬散射过程。由此公式出发, 超子的横向极化转移将横向极化的分布函数与横向极化的碎裂函数结合在了一起, 因此可以用于研究横向极化的分布函数与横向极化的碎裂过程。

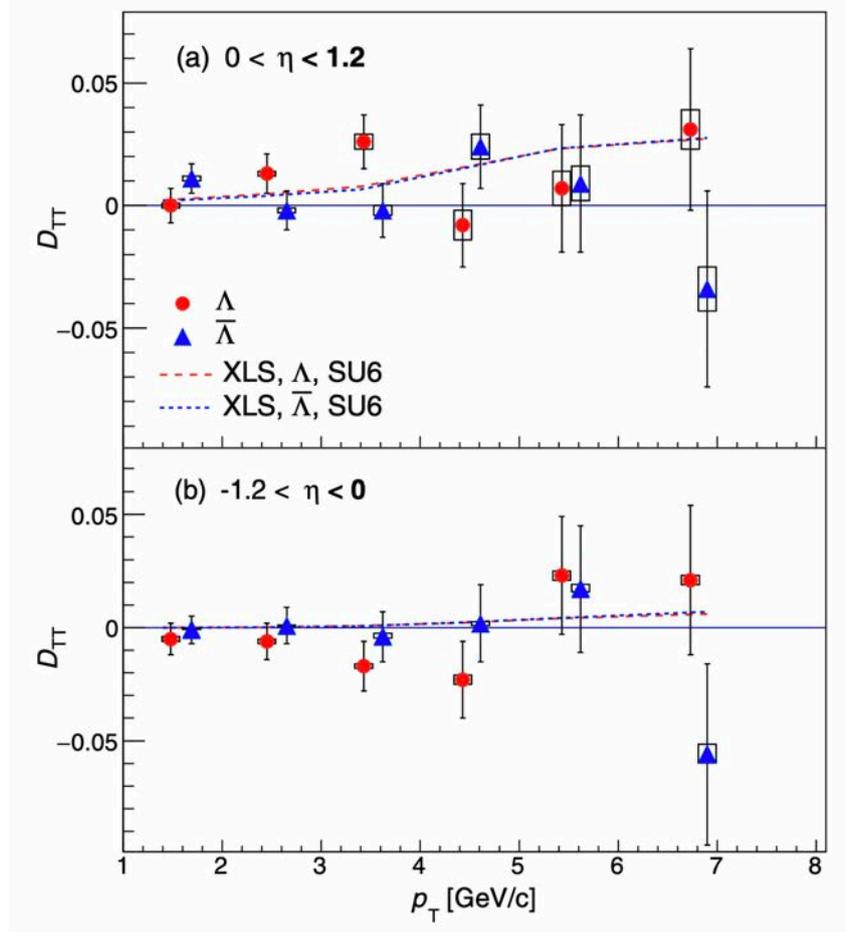


图 1.23: STAR 在横向极化的质子-质子碰撞的横向极化转移  $D_{TT}$  随  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  的  $p_T$  分布的首次测量 [102]。

STAR 实验此前完成了  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  超子横向极化转移  $D_{TT}$  的首次测量 [102], 该测量使用了 2012 年在质心能量 200 GeV 下横向极化的质子-质子碰撞数据。由于缺乏对横向极化部分子分布函数的精确限制, 图 1.23 中的理论预言, 假设夸克的横向极化分布与纵向分布相同 [100, 103]。可以看到这次的测量在误差范围内与理论预言吻合, 但也不排

除为零的可能。而 STAR 在 2015 年采集了更大的 200 GeV 下横向极化的质子-质子碰撞样本。本文其中一项工作便是利用此样本再次测量  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  超子随其横动量  $p_T$  分布的横向极化转移，以提高测量精度。

此外，横向极化的碎裂函数是动量分数  $z$  依赖的函数，对  $D_{TT}$  随超子  $z$  的分布的测量将对  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  超子的横向极化碎裂函数提供直接约束。因此本文也对  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  超子随其相对喷注的动量分数  $z$  分布的横向极化转移进行了首次测量，以期望对极化的碎裂函数的抽取提供数据。

## 1.5 论文结构

本章回顾了质子模型的发展，简要介绍了现有的质子 3D 结构的理论框架与实验研究现状，并介绍了强子的横向极化单自旋不对称，与  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  横向极化转移测量的研究动机。而本文的实验测量工作分为两部分，包括利用 RHIC-STAR 上的实验数据，测量喷注中强子的横向极化单自旋不对称，与  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  的横向极化转移。其余各章安排如下：第二章主要介绍本论文所用到的实验设施，包括实验所用到的相对论重离子对撞机，STAR 探测器。第三章介绍的是喷注中强子的横向极化的单自旋不对称的工作，包括数据筛选，模拟样本的产生，喷注重建，粒子鉴别，不对称的抽取，系统误差以及测量结果。第四章主要介绍  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  的横向极化转移的测量工作，包括数据筛选，模拟样本的产生， $\Lambda(\bar{\Lambda})$  喷注的重建，不对称的抽取，系统误差以及测量结果。最后第五章则是总结和展望。



## 第二章 实验设施简介

本章主要介绍本文所使用的实验设施。本章将简要介绍位于布鲁克海文国家实验室 (Brookhaven National Laboratory) 的相对论性重离子对撞机 (Relativistic Heavy Ion Collider, RHIC) 以及安装在对撞机上的 STAR 探测器系统。本章还将介绍极化质子束流的产生及极化测量仪。

### 2.1 相对论重离子对撞机 (RHIC)

相对论重离子对撞机坐落于美国纽约长岛的布鲁克海文国家实验室，并于 2000 年开始运行，迄今为止实验项目仍正在进行。该对撞机是世界上第一台也是唯一一台可以运行极化质子-质子对撞的对撞机 [104]。其主要物理目标是模拟宇宙大爆炸后的早期宇宙条件，以研究夸克胶子等离子体 (QGP) 的基本性质及其演化的规律 [105]，同时也通过极化的质子-质子碰撞研究核子内部的自旋结构信息 [106]。本文的工作便属于 RHIC 自旋物理的一部分。

如图2.1所示，RHIC 有两个加速储存环，束流顺时针运行的叫 BLUE Ring，逆时针叫 YELLOW Ring，每个环周长为 3.8 km。可以将重离子束流（如金，铀，钕，锆，铝等原子核）加速到最高每核子 100 GeV，也可以将极化质子束流加速到最高 250GeV。这些离子在环形加速器中以相对论速度运行，并设置有四个对撞点，设计之初的四个对撞点设有四个探测器，目前只有 STAR[107] 与 sPHENIX (PHENIX 的升级改造) [108] 还在运行。RHIC 预计在 2025 年完成最后的运行，之后将升级改造为电子离子对撞机 Electron Ion Collider (EIC)[109]。

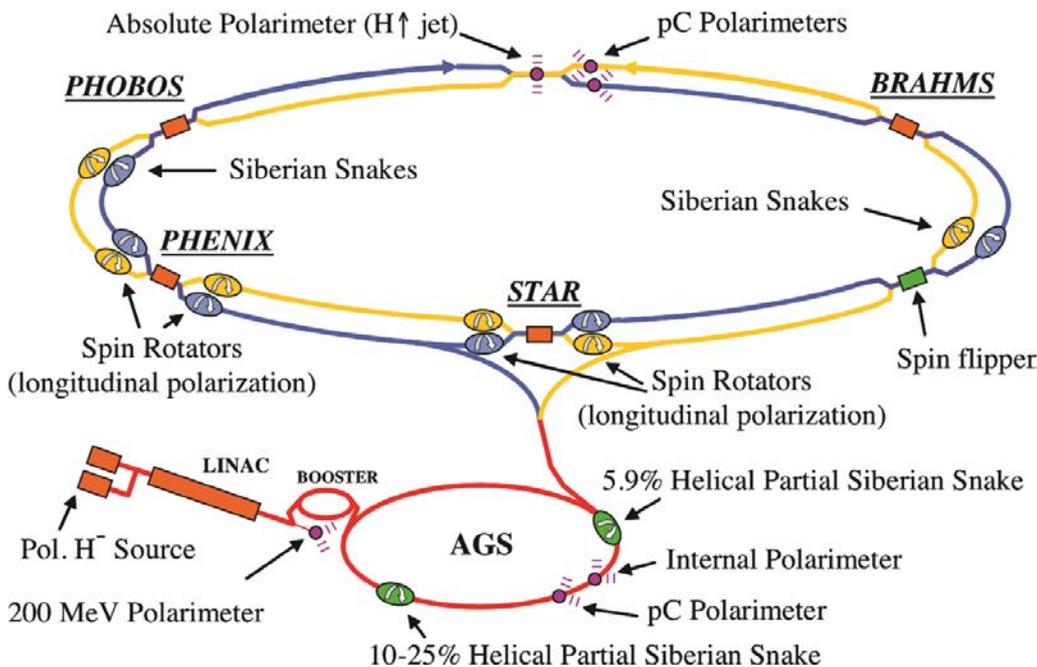


图 2.1: RHIC 在自旋物理研究中的加速系统示意图 [110]。

### 2.1.1 极化质子束流的产生

RHIC 运行极化质子-质子碰撞需要高亮度极化束流。RHIC 上通过极化的离子剥离外层电子并逐级加速获得极化束流。光学泵离子源 (Optically Pumped Polarized Ion Source, OPPIS) 是专门为 RHIC 极化束流的产生而开发的, OPPIS 通过 KeV 量级的初级  $H^-$  离子束流与碱金属蒸汽碰撞的自旋转移获得极化 [111]。极化后的  $H^-$  离子束流极化度为 80%, 能量为 35 keV。OPPIS 可以在  $300 \mu s$  的脉冲中产生 0.5 mA 的极化  $H^-$  离子束流, 强度约为每脉冲  $9 \times 10^{11}$   $H^-$  离子, 以达到对撞机的亮度要求。随后利用射频四极 (Radio Frequency Quadrupole, RFQ) 直线加速器 (Linear Accelerator, LINAC) 将束流加速至 200 MeV, 并注入同步加速器 (BOOSTER)。此过程中  $H^-$  离子脉冲约有一半可以被助推器捕捉, 并剥离外层电子, 随后单个束团将在助推器中加速至 1.5 GeV, 再转移到交替梯度同步加速器 (Alternating Gradient Synchrotron, AGS) 中, 在 AGS 中可以加速至 25 GeV, 最后注入 RHIC 环中。在 RHIC 中将束流加速到最终碰撞的能量 (典型的束流能量为 100 GeV 与 250 GeV) [112]。

RHIC 的束流环里设有 360 个射频段, 其中每三个射频段只有一个用于注入质子束团而将其它两个空置, 以此保持相邻束团之间有足够的空间, 故每个束流环总共可以容纳 120 个束团。在实验中还会空出 9 个束团用来标记束流中束团的位置和次序。我们将 AGS 向 RHIC 注入一次束流并加速到碰撞能量称之一个 fill。考虑到束流极化度和亮度的衰减, 通常一个 fill 可以持续约 10 个小时。

另外, 每个束团中的极化状态可以被沿着 Y 轴方向或者反方向进行排列组合。因此每次在相互作用区发生碰撞的团束组合 (bunch-crossing) 状态可以唯一确定。我们将每一次碰撞事例叫做一次 event, 每个 event 的团束组合可以通过 5, 6, 9, 10 对应的二进制数位标记, 如表 2.1 所示, 展示了 2015 年与 2017 年 STAR 横向极化的极化状态组合。其中  $\uparrow$  为沿着 Y 轴方向, 而  $\downarrow$  则是沿着 Y 轴的反方向。当我们合并其中的两种团束状态, 便可以组合出 BLUE 或 YELLOW 单束流极化的单自旋状态。

表 2.1: 2015 年与 2017 年 STAR 横向极化的极化状态组合

Beam	YELLOW	BLUE
5	$\downarrow$	$\downarrow$
6	$\uparrow$	$\downarrow$
9	$\downarrow$	$\uparrow$
10	$\uparrow$	$\uparrow$

极化质子束流在有磁场引导的环形加速器中运行时, 极化度会在随时间演化。这种演化可以用 Thomas-BMT 方程来描述 [113], 如式 2.1。

$$\frac{d\vec{P}}{dt} = -\left(\frac{e}{\gamma m}\right) \left[ G\gamma \vec{B}_\perp + (1+G)\vec{B}_\parallel \right] \times \vec{P}. \quad (2.1)$$

上式中,  $\vec{P}$  为质子极化矢量,  $G$  是质子的反常磁矩, 值为 1.793,  $B$  是磁感应强度,  $e$

是电荷， $m$  是质量， $\gamma = E/m$  是相对论系数。

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = -\left(\frac{e}{\gamma m}\right) [\vec{B}_\perp] \times \vec{v}. \quad (2.2)$$

与带电粒子在磁场的运动方程2.2相比，可以看到对于不完全与运动方向垂直的磁场，极化矢量会绕  $\vec{B} \times \vec{P}$  轴进动，并且进动频率为束流公转频率的  $G\gamma$  倍。因此，有缺陷的磁场所产生的扰动的会引起质子自旋方向的进动。而真实加速器中的磁场不可能完美垂直粒子运动方向。而在加速过程中，每当自旋进动频率等于遇到自旋扰动磁场的频率时，就会发生退极化共振。在加速器中退极化共振的来源主要有两种：由磁体缺陷引起的缺陷共振和由聚焦磁场带来的固有共振 [112]。

RHIC 使用西伯利亚蛇 (Siberian Snakes) 来抑制这种束流的退极化 [114]，西伯利亚蛇由四个 2 m 的螺旋偶极子模块构成。共有四个西伯利亚蛇安装在 RHIC 环中 (每个环装有两个，间隔  $180^\circ$ )。每一个西伯利亚蛇可以将质子的自旋  $180^\circ$  翻转。通过周期性的反转以抵消 RHIC 环中加速与偏转过程中的退极化效应，为在超高质心能量下自旋物理研究提供了一个独特的条件。此外，质子在加速过程中都是横向极化的。RHIC 上还有两组四个自旋旋转器 (Spin Rotators)，可以将横向极化的束流翻转成沿束流方向的纵向极化，它们分别安装在 PHENIX 和 STAR 探测器的碰撞点的两侧，用于纵向极化的课题研究。

### 2.1.2 质子极化测量仪

在 RHIC 上束流极化度对于自旋相关的物理测量是一个重要的参数，而极化度的测量是基于横向自旋不对称的测量实现的，如下式：

$$\varepsilon_N = PA_N = \frac{N_L - N_R}{N_L + N_R}, \quad (2.3)$$

其中， $A_N$  是横向自旋不对称， $\varepsilon_N$  是直接测得的不对称， $P$  为束流或靶的极化度， $N_{L(R)}$  是以束流为参照在探测器的左手边 (右手边) 探测到的事例数。在 RHIC 上环的 12 点钟位置，有质子-碳靶 (pC) [115] 和氢气-喷注 (H-jet) [116] 两种不同类型的极化测量仪。

质子-碳靶极化测量仪如图2.2所示，通过测量散射质子-碳原子在库仑核相干作用 (CNI) 区域反冲碳原子核数目的左右不对称度，实现对极化度的测量。在极化束流运行时插入一个非常薄的碳靶，再利用散射区域周围的六个硅微条探测器记录左手边 (或右手边) 的反冲碳原子核数目。由于质子-碳散射截面较大，故该测量仪可以在很短的时间里采集足够的数据。RHIC 会通常在每个 fill 的开始和结束，以及在 fill 运行期间每三个小时会使用该极化测量仪测量束流极化度。由于我们不知道质子-碳弹性散射的横向自旋不对称  $A_N$  的精确值，因此质子-碳靶极化测量仪在实际测量中，仅能给出极化度随时间的衰减率以及束流的相对极化度。

H-jet 极化测量仪使用横向极化的氢原子束流作为靶，并与对撞机束流垂直，如图2.3所示。其原理与质子-碳核对撞极化测量仪类似，也是利用质子-质子弹性散射在库

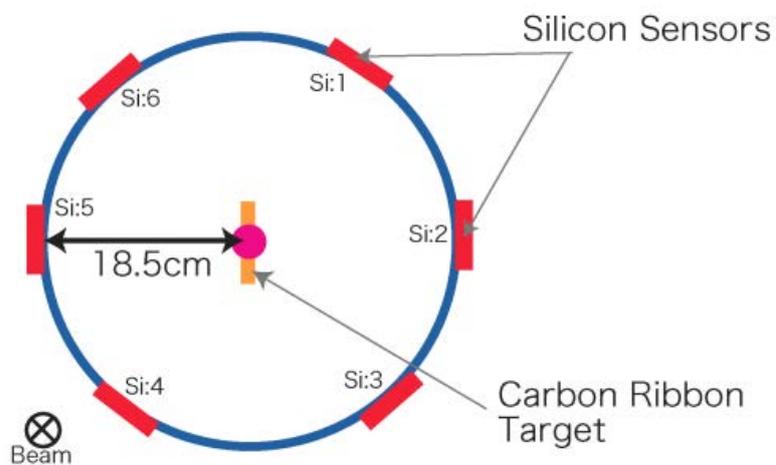


图 2.2: 质子-碳靶极化测量仪结构示意图 [115]。

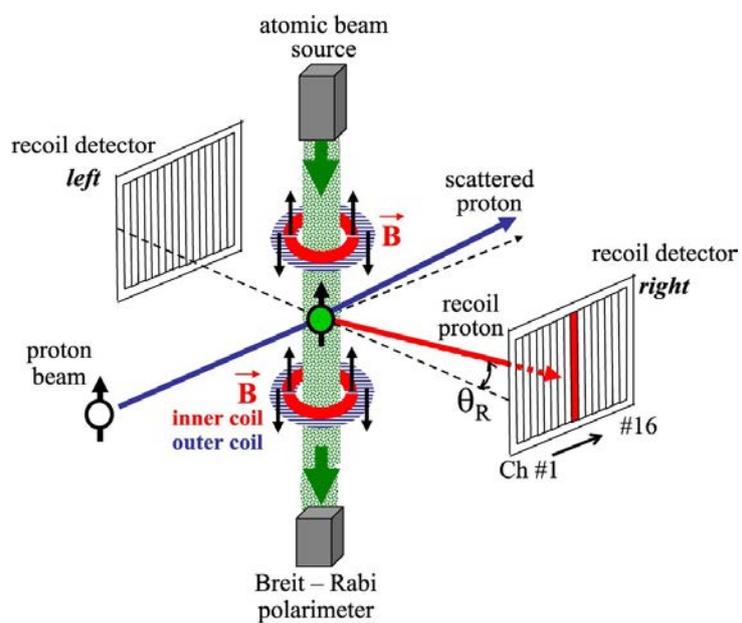


图 2.3: H-jet 极化测量仪结构示意图 [116]。

仑-核干涉区域反冲质子相对于极化方向的不对称度测量束流的极化度。氢原子靶的极化度通过 Breit-Rabi 极化测量仪实现高精度控制，并且束流极化度可以由靶的极化度来直接描述。作为质子-碳靶测量的补充，H-jet 极化测量仪的测量准确度更高但截面较小，因此 H-jet 极化测量仪可以用于极化度绝对值的测量。

在实验分析中，束流极化度的测量是以 fill 为单位，对于每个 fill 给出该 fill 的起始时间、初始极化度  $P_0$ 、极化度的衰减速率  $dP/dt$  以及对应的误差。这些数据已记录在官方网站 [117, 118]。由数据库中的信息，结合每个 run 的开始时间，那么在时刻  $t$  的极化度可以由下面算得：

$$P = P_0 + \frac{dP}{dt}(t - t_0), \quad (2.4)$$

这样每个 event 的对应极化度都可以根据时间推导出。由于在一个 run 里面束流的运行是比较平稳的，因此  $t$  可以使用该 run 的中间时间， $t_0$  则是 run 的起始时间，这样可以算得每个 run 的束流平均极化度。而整个样本的束流平均极化度则是由以下公式做加权平均推算得出：

$$P_{overall} = \frac{\sum_{run} L_{int_{run}} P_{run}}{\sum_{run} L_{int_{run}}}, \quad (2.5)$$

上式中  $L_{int_{run}}$  是每个 run 的积分亮度。表2.2展示了近几年 RHIC 上横向极化的数据样本的束流平均极化度与积分亮度。

表 2.2: RHIC 上横向极化的数据样本的束流平均极化度与积分亮度

Year	2011	2012	2015	2017	2022
$\sqrt{s}$ (GeV)	500	200	200	510	508
$L_{int}$ ( $pb^{-1}$ )	25	14	52	320	400
Polarization	53%	57%	57%	55%	50%

在实验分析中，我们可以选择如式2.4那样的方式，event by event 地计算束流极化度；也可选择束流的平均极化度计算。前者被认为极化度的计算更为精确，后者则更加简便，但两种方式计算的束流极化度并不会有明显差别。

## 2.2 STAR 探测器

STAR (The Solenoidal Tracker at RHIC) 位于 RHIC 的六点钟方向 [107]，是 RHIC 还在运行的两个大型探测器系统之一。STAR 可以研究质子自旋结构，高能量密度下物质间的强相互作用，以及探索 QGP 形成的特征与机制。STAR 拥有  $2\pi$  方位角的接收范围，并且目前 (2024 年) STAR 的桶部赝快度覆盖了 ( $-1.7 < \eta < 1.7$ )；另外还有位于端盖上的探测器扩展了其在前向赝快度区的接收性能。因此，STAR 探测器可以同时测量粒子的多个可观测量，以实现高精度的径迹跟踪、动量分析与粒子鉴别。并进一步研究相对论重离子碰撞中碰撞过程的时空演化，以及通过极化的质子-质子碰撞研究核子自旋结构等。

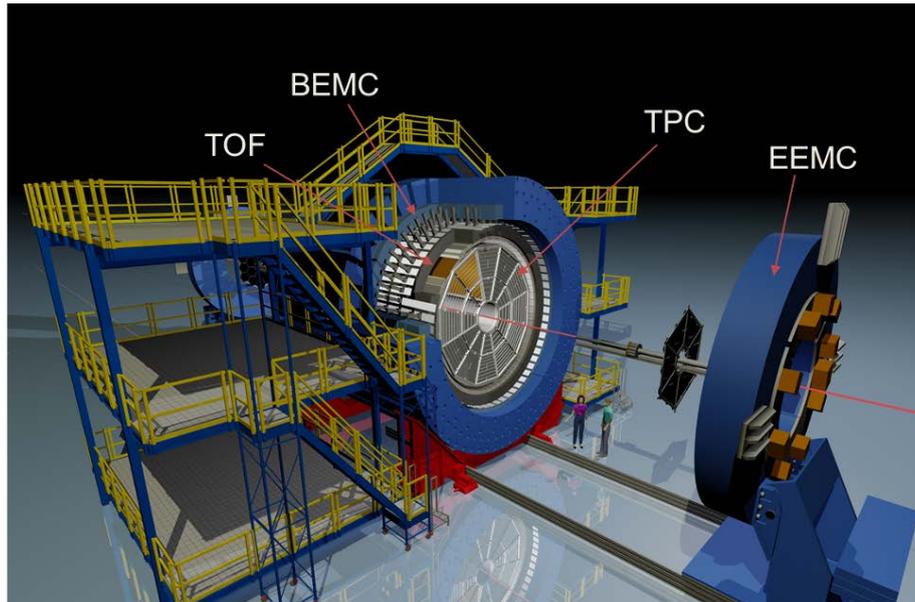


图 2.4: STAR 探测器示意图。

如图2.4所示，STAR 探测器是由众多子探测器集合而成，其主要的子探测器包括 [107]:

- 时间投影室，Time Projection Chamber (TPC)
- 桶部电磁量能器，Barrel Elector-magnetic Calorimeter (BEMC)
- 端盖电磁量能器，Endcap Elector-magnetic Calorimeter (EEMC)
- 束流计数器，Beam Beam Counter (BBC)
- 零度量能器，Zero Degree Calorimeter (ZDC)
- 顶点位置探测器，Vertex Position Dectector,(VPD)
- 飞行时间探测器，Time of Flight Detector (TOF)
- $\mu$  子探测器，Muon Telescope Detector (MTD)
- 重味粒子探测器，Heavy Flavor Tracker (HFT)
- 前向介子探测器，Forward Meson Spectrometer (FMS)

其中 TPC 是 STAR 的核心探测器，而 HFT 于 2016 年拆除。本文的分析主要用到 TPC, BEMC, EEMC, TOF 以及 BBC，接下来将对这些子探测器做简要介绍。

### 2.2.1 时间投影室

STAR 探测器使用时间投影室 (TPC) 作为其主要粒子径迹重建设备 [119]。本文用到的数据样本在收集采样时，TPC 的接收度涵盖了  $2\pi$  的方位角和  $|\eta| < 1.3$  的赙快度，STAR 已经于 2018 年对内扇区完成了升级改造，赙快度区间扩展到  $|\eta| < 1.7$ [120]。TPC 通过记录粒子的轨迹，来测量它们的动量，并通过测量它们的电离能损 ( $dE/dx$ ) 来识别粒子。

TPC 的示意图如图2.5，包括气体漂移室以及端盖上多线正比室的读出系统。螺线管磁铁可以提供 0.5 T 的均匀磁场。TPC 长 4.2 米，直径 4 米。TPC 使用 P10 气体

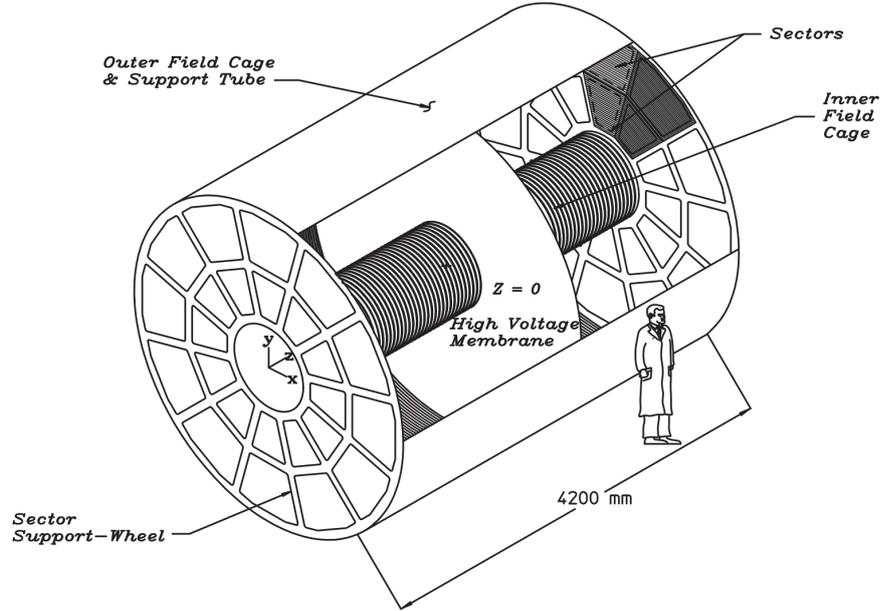


图 2.5: TPC 示意图 [119]。

(10% 甲烷, 90% 氩气)。TPC 通过中央高压膜 (CM) 的平行圆盘、端盖以及同心的圆柱场笼建立均匀电场, 以供电离电子漂移到端盖。径迹位置的  $z$  分量 ( $z$  方向为束流方向) 通过电离电子的漂移时间乘以漂移速度得出, 漂移速度由激光系统刻度 [121]。其中中央高压膜接负 28 kV 的高压, 端盖接地。

端盖读出系统使用多丝比例室 (MWPC), MWPC 是以模块化设计建造的, 在两端的端盖上各有 12 个模块, 分为内扇区和外扇区, 以实现带电粒子径迹位置在  $x$ - $y$  平面的测量。外扇区上读出板是连续覆盖的, 本文用到的数据样本在收集采样期间, 内扇区在每行之间存在空白, 这是 STAR 探测器早期在物理目标与经费之间权衡的结果。升级后读出板的密度已与外扇区一致 [120]。当带电粒子在 P10 气体中电离的电子漂移到端盖时发生雪崩, 雪崩位置下及相邻的读出板会产生感应电荷, 经由前置放大器, 整形器等转化为电信号。结合漂移时间, 完成对带电粒子径迹的三维重建, 粒子的动量由径迹的偏转半径与磁场大小计算得出, 带电粒子的电离能损由读出板上的雪崩电子数量得出。

由于不同种类的粒子单位长度下电离能损随动量变化不同, 凭借 TPC 记录下的这些信息, 我们可以实现带电粒子的鉴别。其原理是, 用一条径迹的平均电离能损的测量值去比较每种粒子的理论期望值, 从而得出偏离期望分布的标准差, 依据其偏离程度来判断这条径迹是哪种粒子。带电粒子通过介质的能量损的理论期望规律, 已经总结成 Bethe-Bloch 公式的经验公式:

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi N_0 r_e^2 m_e c^2 \frac{Z}{A} \rho \frac{1}{\beta^2} z^2 \left[ \ln\left(\frac{2m_e c^2}{I} \beta^2 \gamma^2\right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right], \quad (2.6)$$

上式中,  $N_0$  是阿伏伽德罗常数,  $m_e$  为电子质量,  $Z$  为介质的原子序数,  $\rho$  为介质物质密度,  $z$  是穿过介质的带电粒子的电荷数,  $I$  为介质的电离电位,  $\delta$  为介质密度的修正

参数，而  $\beta$  和  $\gamma$  为相对论因子。如图2.6，展示了 STAR 中各粒子  $dE/dx$  随动量  $p$  分布及其在 Bethe-Bloch 公式中的期望值。

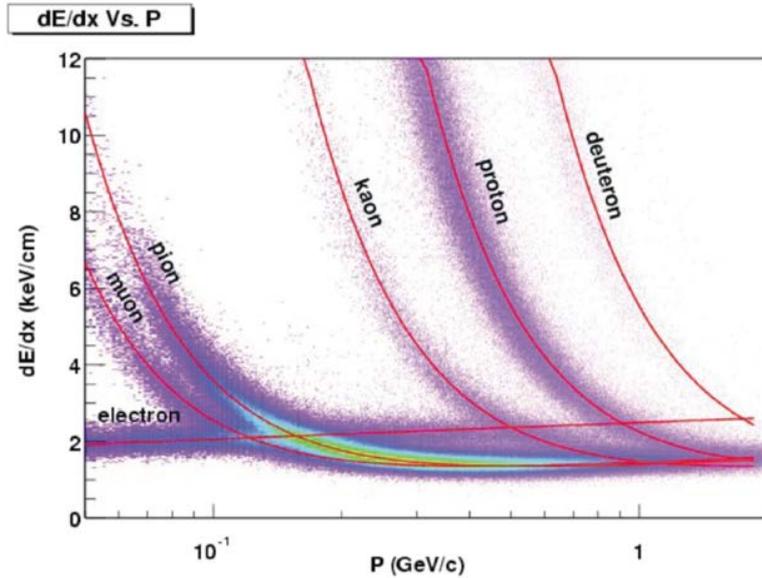


图 2.6: 粒子  $dE/dx$  随动量  $p$  分布图 [119]。

### 2.2.2 桶部电磁量能器

桶部电磁量能器 (BEMC) 位于 STAR 螺线管内 [122]，TPC 的桶部外侧，接收度涵盖了  $2\pi$  的方位角和  $|\eta| < 1.0$  的赝快度。BEMC 结构示意图如图2.7所示，(左) 横截面视图，(中) 侧视图。

BEMC 包括总共 120 个模块，方位角  $\phi$  方向上分成 60 份，赝快度  $\eta$  方向上分为两部分，每个模块覆盖  $\Delta\phi \times \Delta\eta = 0.1 \times 1.0$ 。每个模块有 40 个，总计 4800 个指向探测器中心的单元 (tower)，覆盖  $\Delta\phi \times \Delta\eta = 0.05 \times 0.05$ 。BEMC 的 tower 使用的是采样式量能器，每个模块有 20 层 5mm 厚的铅，19 层 5mm 闪烁体和 2 层 6mm 厚闪烁体构成。tower 结构示意图如图2.7 (右) 所示。

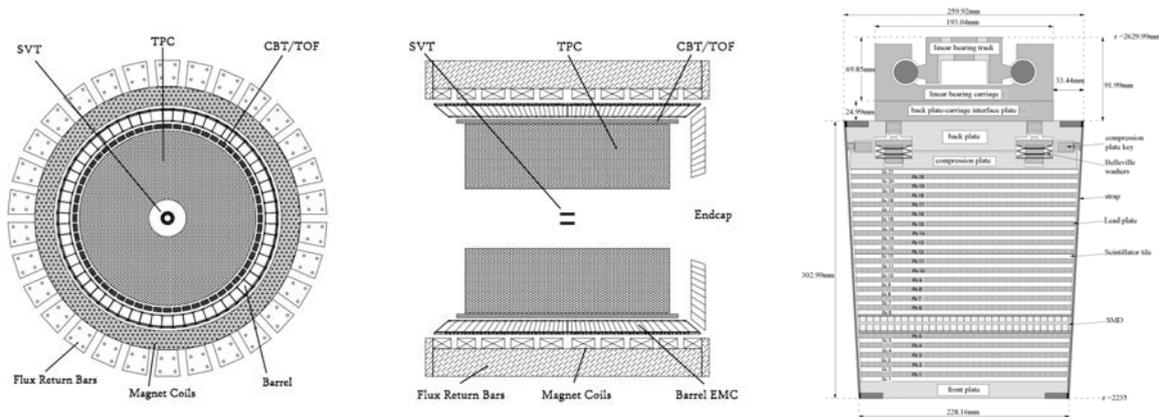


图 2.7: BEMC 与 BEMC tower 结构示意图 [122]。

电子或光子穿过时电磁量能器会产生电磁簇射。由于 BEMC 的总深度约为 20 个辐射长度，因此电子和光子几乎所有的能量都会沉积在量能器中。入射电子或光子在闪烁体产生的光子将由光电倍增管收集转换成电信号，基于这些信息则可以重建电子或光子的能量和位置。BEMC 弥补了 TPC 不能捕捉光子的缺点，且 BEMC 的响应速度比 TPC 快很多，因此 BEMC 常被作为触发探测器。

### 2.2.3 端盖电磁量能器

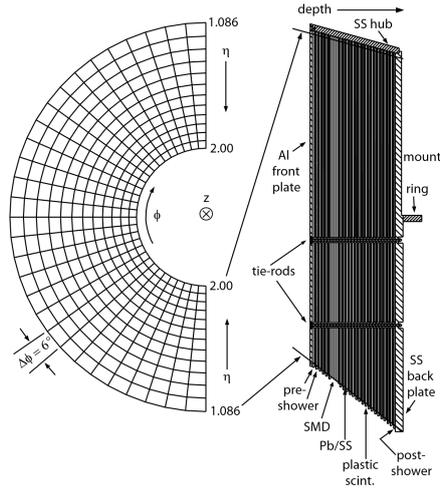


图 2.8: EEMC 示意图 [123]。

端盖电磁量能器 (EEMC) 位于 TPC 的西侧 [123]，因此扩展了 STAR 的前向快速度覆盖区间。赙快速度范围为  $1.086 < \eta < 2.00$ ，方位角范围  $2\pi$ 。与 BEMC 类似，使用 Pb/塑料闪烁体，用于捕捉前向的电子与光子。EEMC 示意图如图 2.8 所示，左图显示了 720 个 tower (图中只展示了一半)，右图是 tower 的结构示意图。每个 tower 的覆盖度方位角上  $\Delta\phi = 0.1$  而赙快速度方向上  $\Delta\eta$  从 0.057 到 0.099 不等。与 BEMC 一样，EEMC 也可以作为触发探测器。

### 2.2.4 飞行时间探测器

STAR 可以通过 TPC 追踪鉴别带电粒子，而 TPC 仅对低动量粒子拥有良好的粒子鉴别能力。在高动量的情况下，大约 30% 的带电粒子无法直接识别。为了解决这一问题，STAR 在 TPC 外侧安装了飞行时间探测器 (TOF) [124]，TOF 由 120 块多间隙电阻板室，Multi-gap Resistive Plate Chambers (MRPC) 构成，结构如图 2.9。模块外部接高压，并为间隙室提供匀强电场。内部的电阻板腔由厚度为 0.54 mm 的玻璃电阻板 (电阻率为  $10^{13} \Omega/\text{cm}$ ) 组成，每块玻璃之间的间隔为 0.22 mm，间隙内填充氟利昂作为工作气体。带电粒子穿过 TOF 模块时会在缝隙内沿着其路径产生初级电离，并在强电场下产生雪崩放大。并在读出板 (电极外部) 产生感应信号，最后将信号传递到电子设备进行预放大和数字化处理。TOF 的时间分辨率约为 80 ~ 90 ps。因此 TOF 也是一种快响应的探测器。

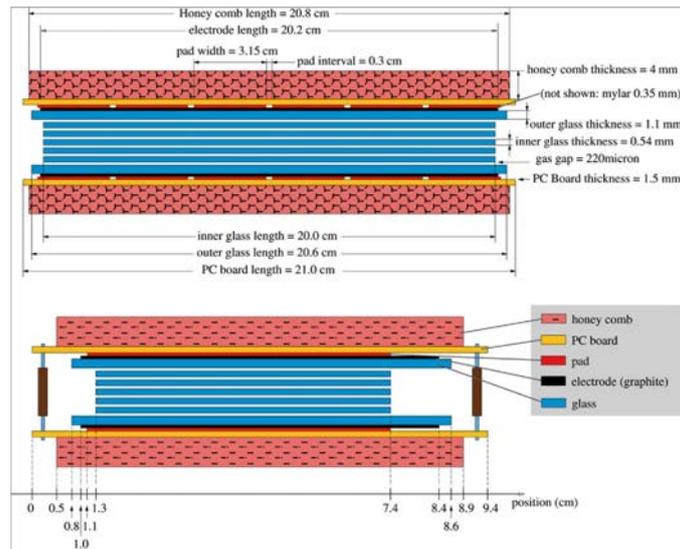


图 2.9: TOF 的 MRPC 模块的示意图 [124]。

当带电粒子穿过 STAR 探测器时, TOF 记录粒子穿过 MRPC 的时间, 结合碰撞的起始时间可以得出粒子的飞行时间。结合 TPC 中测得的粒子径迹长度与动量, 可以算得粒子的不变质量, 从而实现粒子鉴别。

### 2.2.5 束流计数器

BBC 探测器是一组闪烁体阵列, 分两部分安装在 STAR 探测器的东西两端 [125]。图2.10显示了 BBC 在 STAR 的安装位置示意图。BBC 东西两个阵列均距 STAR 的中心 3.75 m。BBC 的结构如图2.11所示, 如图中红色与白色部分所标注, BBC 由两个环带组成。而每个环带又由两个细环组成, 细环由 1 cm 厚的紧密堆积的六边形闪烁体膜组构成。BBC 内外的环带均是六环六个模组, 大环十二个模组。BBC 可以为极化质子束流提供诊断与测量, 且 BBC 响应时间极短, 是 STAR 探测器常用的触发子探测器, 提供最小偏差触发 (minimum bias trigger)。同时, BBC 还可以监测记录碰撞的瞬时亮度, 束流在刚注入的时候瞬时亮度最高, 对应的 BBC 的双侧符合率最高。而随着时间的推移, 束流的瞬时亮度则会衰减, 事例发生率自然也降低。为了采样的效率, 此时则会将束流 dump, 并开始新的注入。

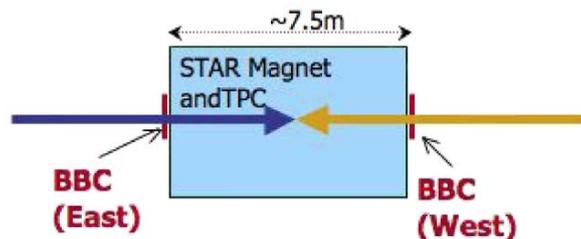


图 2.10: BBC 在 STAR 安装位置的示意图 [125]。

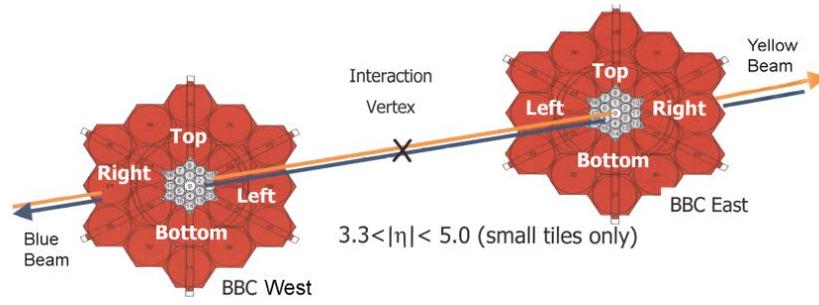


图 2.11: BBC 结构示意图 [125]。



## 第三章 强子横向单自旋不对称的测量

本章将介绍利用 RHIC-STAR 上 2017 年  $\sqrt{s} = 510$  GeV 质子-质子碰撞的数据, 对喷注横向单自旋不对称, 以及喷注中  $\pi^\pm$  Collins 不对称的测量。该测量将为三维质子结构理论研究提供重要的实验数据。

### 3.1 数据样本

在强子的横向单自旋不对称测量分析中我们用到了 STAR 实验 2017 年获取的横向极化质子-质子碰撞数据, 质心系能量  $\sqrt{s} = 510$  GeV, 积分亮度为  $320 \text{ pb}^{-1}$ 。样本集名记为 pp500\_production\_2017。通过命令:

```
get_file_list.pl -keys 'runnumber, events'-cond'production=P22id,
trgsetupname~ pp500_production_2017, filetype=daq_reco_MuDst,
filename st_physics_18, tpx=1, tof=1, emc=1, eemc=1, sanity=1' -limit 100
```

可以获得我们所需要数据的 run 的序列号, run 是 STAR 的数据采集单位, 通常为 8 位的序列号, 前两位表示运行的年份, 自 2000 年 STAR 开始运行采样, 2017 年正好是第 18 年。中间 3 位是该年里运行的天数, 后 3 位为当天的第几次采样。STAR 一个 run 的数据采样时间依据能量与亮度不同而有所不同, 但在质子-质子碰撞下通常不超过 40 分钟。

在强子的横向单自旋不对称测量分析中, 为了提高大横动量喷注的重建效率, 需要挑选通过喷注触发 (Jet Patch) 事例。Jet Patch 触发要求此次事例在 BEMC 或者 EEMC 上的一个 patch 上沉积能量高于设定阈值。BEMC 和 EEMC 上的一个 patch 覆盖  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 1 \times 1$  的范围。2017 年横向极化样本中依据阈值的不同设置有 JP0, JP1 与 JP2 三个硬件触发要求。STAR 上每年对阈值的设定会有所不同, 在 2017 年, JP0 要求横向能量沉积大于  $E_T \sim 7.0$  GeV, JP1 要求横向能量沉积大于  $E_T \sim 9.6$  GeV, 而 JP2 要求横向能量沉积大于  $E_T \sim 15.3$  GeV。

#### 3.1.1 数据质量检验

对 2017 数据样本的质量检验, 需要先剔除采样时间小于三分钟以及事件数小于 5000 的 run, 这些 run 通常都是在运行过程中有问题而被中止。由于我们挑选了 Jet Patch 触发事例, 没有 Jet Patch 触发的 run 也将被剔除。

如第一章所述, 强子的横向单自旋不对称测量中, 无论是喷注的 Sivers 不对称测量还是强子的 Collins 不对称测量都依赖喷注来确定方位角, 因此我们对数据样本的质量检验侧重于重建喷注的质量检验。

#### 喷注重建

实验上表现为由粒子构成的沿相同方向飞行的团簇被称为喷注, 它是部分子发生硬散射后强子化的产物。喷注的产生有三个阶段, 分别是部分子阶段、强子阶段和探测

器阶段。在部分子阶段，硬散射后产生的部分子以及软胶子，这时重建的喷注被称为“部分子喷注”(parton jet)；在强子阶段，部分子强子化演变为由一簇动量方向大致相同的粒子团，这时重建的喷注被称为“粒子喷注”(particle jet)；最终这些粒子被探测器捕捉，以集中在一定空间区域的径迹和量能器的能量沉积形式呈现，这时重建的喷注被称为“探测器喷注”(detector jet)。

在 STAR 探测器，带电径迹会被标记为 primary tracks 与 global tracks，其中 primary tracks 要求穿过主碰撞顶点，primary tracks 加上其余径迹统称为 global tracks。primary tracks 被认为是质子-质子碰撞之后直接产生的原初带电粒子，而其余的则更可能是衰变产生的次级粒子。喷注重建所使用的径迹为 primary tracks。

STAR 实验分析中使用 anti- $k_T$  算法重建喷注 [126]。这是一种以粒子横动量为权重，以空间角的“距离”为限制条件，将相邻粒子或者准喷注合并的迭代算法。重建算法中将两个对象  $i, j$  (粒子或者喷注) 间的“距离” $d_{ij}$  和对象  $i$  与束流之间的“距离” $d_{iB}$  定义为：

$$d_{ij} = \min(k_{ti}^{-2}, k_{tj}^{-2}) \frac{\Delta_{ij}^2}{R^2}, \quad (3.1)$$

$$d_{iB} = k_{ti}^{-2}, \quad (3.2)$$

其中， $\Delta_{ij}^2 = (y_i - y_j)^2 + (\phi_i - \phi_j)^2$ ， $k_{ti}^{-2}$ ， $y$  与  $\phi$  分别是横动量，快度和方位角， $R$  是喷注的半径参数。喷注重建算法通过比较  $d_{ij}$  和  $d_{iB}$  的大小去判断是否应将两个对象合并，如果较大的是  $d_{ij}$ ，将  $i$  视作一个喷注并将其从重建序列中移除，如果较大的是  $d_{iB}$ ，则将两个对象重组。之后将迭代运算新对象序列中各对象之间的距离，直到序列中不再含有任何对象，此时我们会得到多个准喷注。此后若发现两个喷注轴的距离小于  $2R$ ，即两个喷注之间存在重叠部分，重建算法还会进一步做一系列的分割合并，以形成最终的喷注。

在强子的横向单自旋不对称分析中，我们对喷注及喷注中粒子径迹有较高的要求。在 510 GeV 的质子-质子碰撞中，喷注重建中半径参数为  $R = 0.5$ 。对于参与喷注重建的对象序列，要求径迹  $p_T \geq 0.2$  GeV，量能器中 tower 能量沉积  $E_T \geq 0.2$  GeV/ $c^2$ 。为了将喷注以四维矢量的形式重建，TPC 中所重建的径迹被赋予  $\pi$  介子的质量，粒子在 EMC 中的能量沉积被认为由光子沉积。喷注横快度限制在  $-0.9 < \eta < 0.9$ ，喷注在探测器上横快度范围限制在  $-0.8 < \eta_{det} < 0.9$ ，以适配 BEMC 与 EEMC 的覆盖范围。区别于喷注相对于主碰撞顶点的横快度， $\eta_{det}$  是指喷注能量在 EMC 上沉积位置相对于 TPC 中心的横快度。喷注电中性的成分小于 0.95，以避免带电径迹的贡献比例过少。

喷注的产生过程中，会发生部分子与部分子之间以及出射部分子与散射后剩余部分的相互作用，并辐射出一些“软”粒子。这些潜在的粒子与出射部分子无关，但可能会对重建喷注贡献额外的能量和横向动量，这部分被称为 underlying event [127]。

在 RHIC 能量下，underlying event 的能量密度分布被认为均匀分布在方位角上。我们使用 off-axis cones 的方法来估计 underlying event 大小并对喷注做修正。在该方法中，沿重建喷注分别在  $\varphi$  角上向左和向右各旋转  $90^\circ$ ，在这两个方向上通常最不可能有其他喷注产生。再在这个两个方向内重建出两个半径为  $R = 0.5$  的圆锥状“假喷注”，“假喷注”的顶点与喷注相同，如图 3.1 所示。所有落在这两个锥内的粒子都会被收集起来，

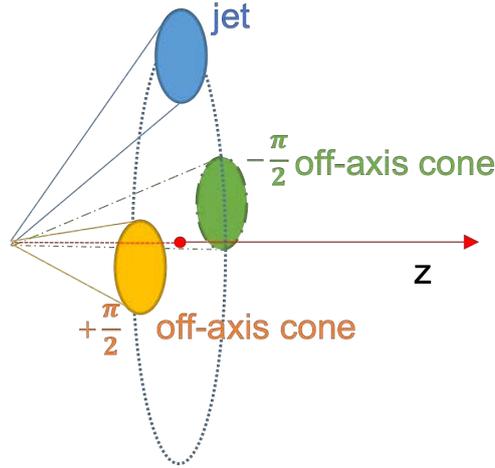


图 3.1: off-axis cones 的方法示意图。

该区域的横向动量密度  $\rho_{p_T}$ ，则定义为两个锥体内所有粒子  $p_T$  的标量和除以锥体面积  $2\pi R^2$ 。对于每个喷注横动量  $p_T$  做以下减除：

$$p_T^{corr} = p_T - \rho_{p_T, UE} \times A_{jet}, \quad (3.3)$$

$A_{jet}$  是喷注在  $\phi - \eta$  空间上的面积大小， $A_{jet}$  可以在重建喷注的时候一并算出。喷注横动量  $p_T^{corr} > 6 \text{ GeV}$ 。

至此我们完成了 2017 年数据样本的喷注重建，接下来将会对重建喷注做相关的质量检验。

### 喷注的质量检验

经过初步筛选后的 run，将做进一步做喷注的质量检验。其原理是统计每个 run 的事例与喷注等相关物理量，得出该物理量平均值随 run 的分布，去寻找偏差过多的 run。通常以是否超出其分布的 3 倍标准差作为依据，并结合运行该 run 时留下的值班日志，判明原因做出取舍。另外，为了保证径迹接收度的对称性，碰撞顶点不可以偏离实验室坐标系原点太远，因此要求碰撞顶点位置的  $z$  分量  $|V_z| < 60 \text{ cm}$ 。

图3.2展示了主碰撞顶点  $z$  分量中心值随 run 的分布。图3.3展示了每个事例中喷注平均数随 run 的分布。图3.4展示了喷注横动量  $p_T$  平均值随 run 的分布。图3.5展示了喷注电中性能量比例  $R_T$  平均值随 run 的分布。

图3.6展示了喷注触发 EMC 上 tower 的平均数随 run 的分布。图3.7展示了喷注在 EMC 上 tower 沉积的横能量  $E_T$  平均值随 run 的分布。图3.8展示了喷注所包含径迹的平均数随 run 的分布。图3.9展示了喷注所包含径迹电离能损测得  $n\sigma$  的平均值随 run 的分布。

最后，经过质量检验我们获得了  $6.92 \times 10^8$  个碰撞事例。

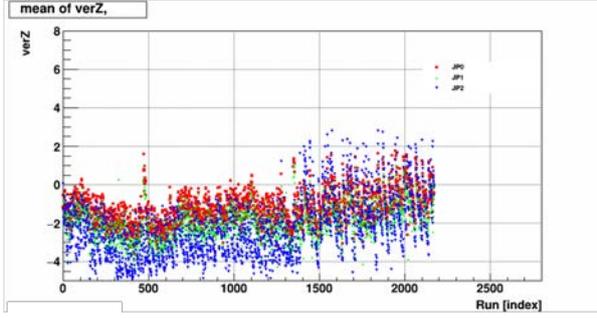


图 3.2: 主碰撞顶点  $z$  分量的分布。

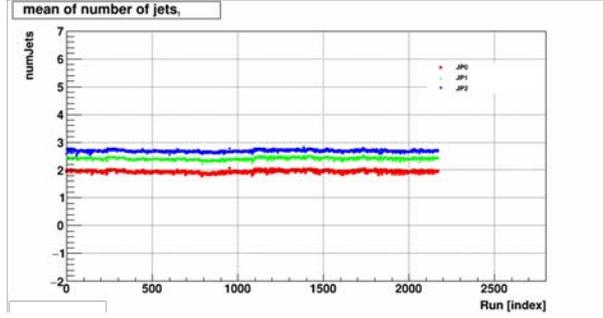


图 3.3: 事例中喷注平均数的分布。

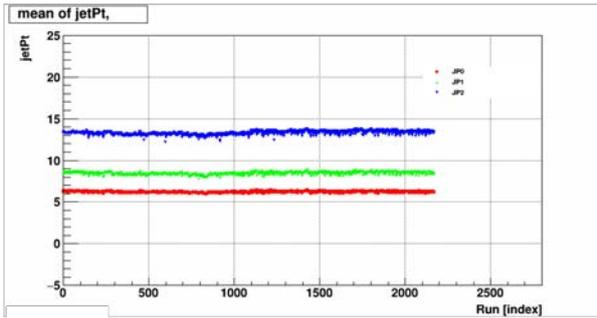


图 3.4: 喷注横动量  $p_T$  的分布。

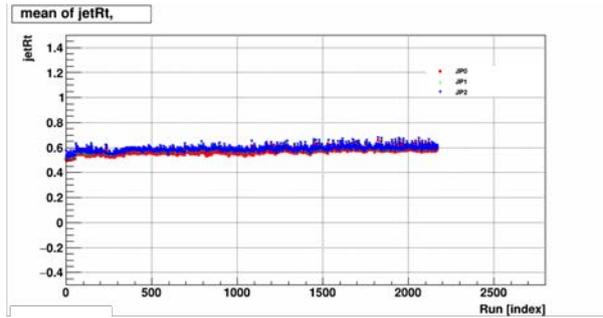


图 3.5: 喷注电中性能量比例  $R_T$  的分布。

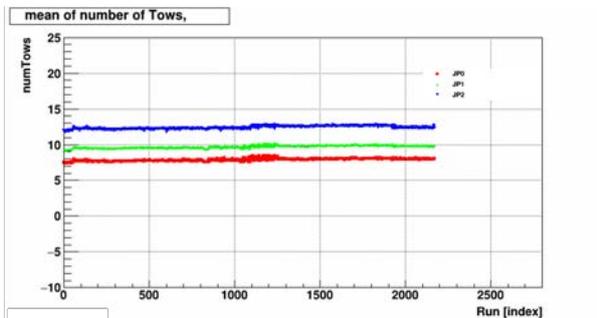


图 3.6: 喷注触发 EMC 上 tower 平均数的分布。

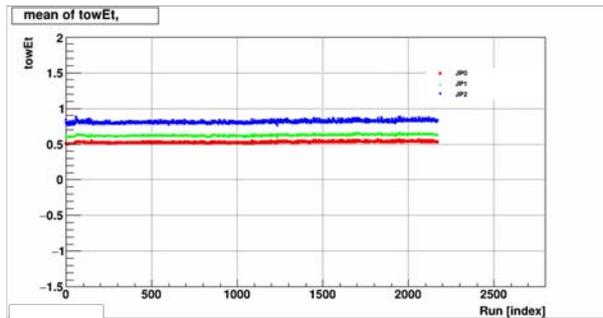


图 3.7: 喷注在 EMC 上 tower 沉积横能量  $E_T$  的分布。

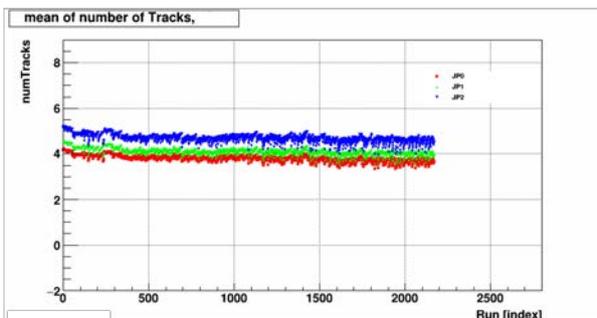


图 3.8: 喷注中径迹平均数分布。

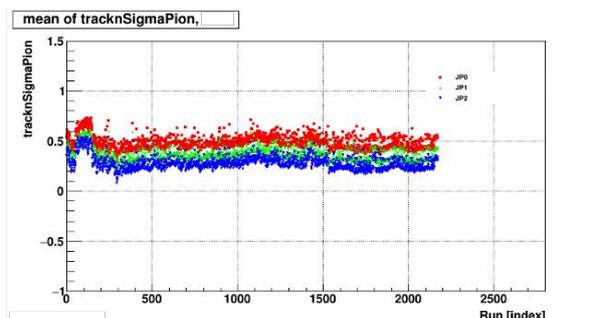


图 3.9: 喷注中径迹  $n\sigma$  平均值的分布。

### 3.1.2 模拟数据的产生与比较

本次分析中，我们产生一批模拟样本，并与实验数据进行对比，以协助我们理解探测器和检验数据。同时基于已有的理论模型，借助模拟样本将分析横向单自旋不对称的系统误差。

模拟选择 PYTHIA 作为事例产生器。事例产生器版本为 Pythia 6.4.28[128]。部分子分布函数版本为 CTEQ6L1，为了更好地模拟 RHIC 能区的碰撞物理，设置多重相互作用参数  $PARP(90)=0.213$ ，并使用 Perugia 2012 调制参数 [129]。事例产生器提供整个事例的详细信息，并作为探测器模拟的输入，模拟程序把粒子信息传至 GEANT[130]。GEANT 负责处理粒子穿过探测器时与探测器材料的相互作用。物理的碰撞事例中所产生的大量粒子与探测器中各敏感物质发生多种相互作用，随后转化成电磁信号并最终被收集记录。STAR 探测器每年的模型信息都被储存在数据库中。GEANT 中探测器模拟过程可以实现对粒子追踪，记录下粒子在探测器中引起的所有相互作用，相应地我们也可以从响应信号出发反推出其来源。在本章的分析，更为关注对时间投影室（TPC）和电磁量能器（BEMC,EEMC）响应的模拟。

表 3.1: 模拟样本的 hard  $p_T$  区间下反应截面，产生事例数以及亮度归一参数

Hard $p_T$ [GeV]	generated events.	$\sigma$ ( $mb^{-1}$ )	reweight factor
2 ~ 3	47828	28.81	$1.609 \times 10^6$
3 ~ 4	31426	5.89	$5.010 \times 10^5$
4 ~ 5	29441	1.69	$1.538 \times 10^5$
5 ~ 7	49577	0.859	$4.615 \times 10^4$
7 ~ 9	33244	0.178	$1.431 \times 10^4$
9 ~ 11	31330	$5.09 \times 10^{-2}$	4326.54
11 ~ 15	51278	$2.50 \times 10^{-2}$	1297.74
15 ~ 20	36308	$5.32 \times 10^{-3}$	391.481
20 ~ 25	24556	$1.07 \times 10^{-3}$	116.239
25 ~ 35	28493	$3.71 \times 10^{-4}$	34.779
35 ~ 45	11825	$4.59 \times 10^{-5}$	10.382
45 ~ 55	6910	$8.50 \times 10^{-6}$	3.287
> 55	6910	$2.59 \times 10^{-6}$	1.000

在质子-质子碰撞过程中，hard  $p_T$  是一个关键的参数，表示两个入射部分子发生碰撞时的横动量转移。在模拟样本产生中，按照 hard  $p_T$  进行分组产生数据，随后根据亮度加权归一，表3.1对此做了归纳。这样可以避免高 hard  $p_T$  的部分由于反应截面较低而导致此 hard  $p_T$  区间产生较大统计涨落。图3.10展示了 hard  $p_T$  分布，上图为原始的 hard  $p_T$  分布，下图为经过亮度加权归一后的分布。

我们利用模拟样本，使用相同的算法进行了喷注重建，重建参数与实验数据分析中保持一致。这种经过 GEANT 模拟探测器作用之后重建的喷注，对应着“探测器喷注”。

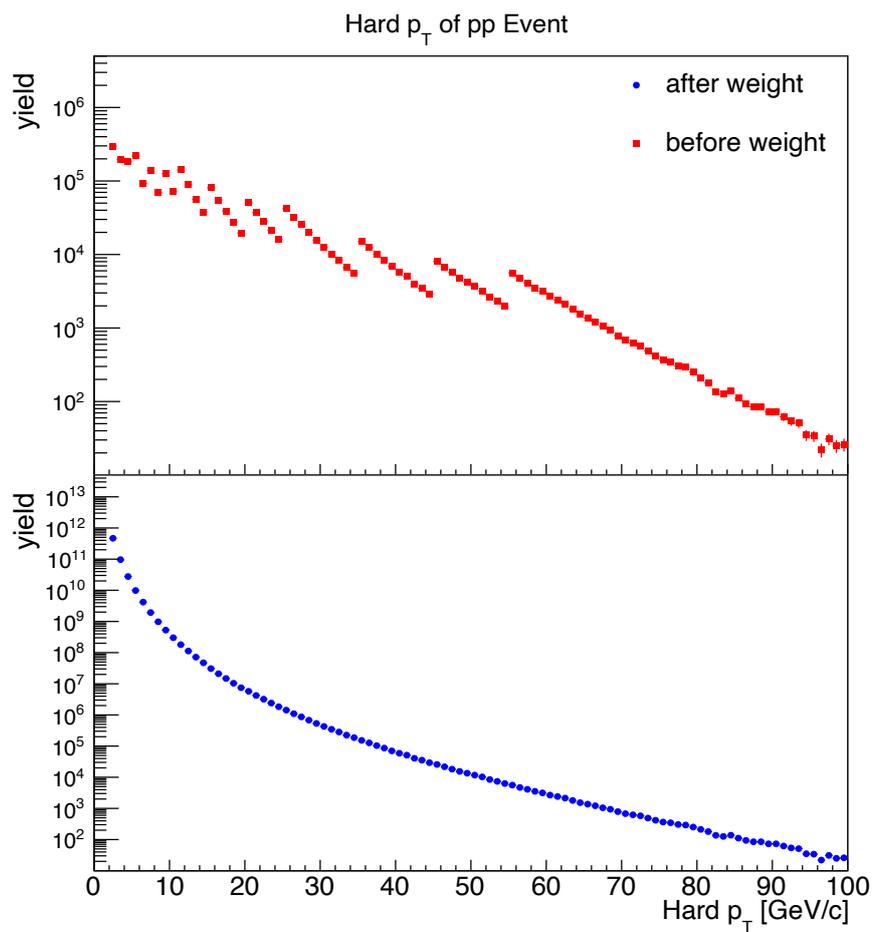


图 3.10: 模拟样本中 hard  $p_T$  分布，上为原始的 hard  $p_T$  分布，下为经过亮度加权归一后的分布。

同时利用 PYTHIA 中记录下的所有粒子与部分子，我们在粒子层面与部分子层面也重建了“粒子喷注”与“部分子喷注”。由于 PYTHIA 中记录下了完整的部分子与粒子的演化过程，因此重建的粒子与部分子喷注更接近真实的部分子碎裂过程。为了将三个过程中重建的喷注关联起来，要使得“探测器喷注”和“粒子喷注”之间两者在同一个事例中且空间角最近，这里我们要求两者在  $\eta - \phi$  空间上满足  $\Delta R < 0.4$  ( $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$ )，对于“粒子喷注”和部分子喷注之间也是采用了相同的操作。在后续分析中，“粒子喷注”与“部分子喷注”将被用于物理量的修正以及系统误差的估算。

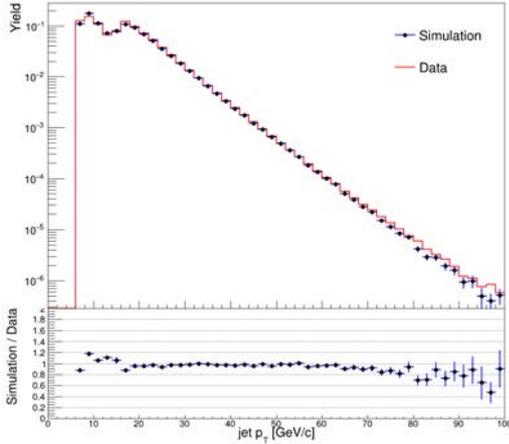


图 3.11: 喷注横动量  $p_T$  的模拟与实验数据比较。

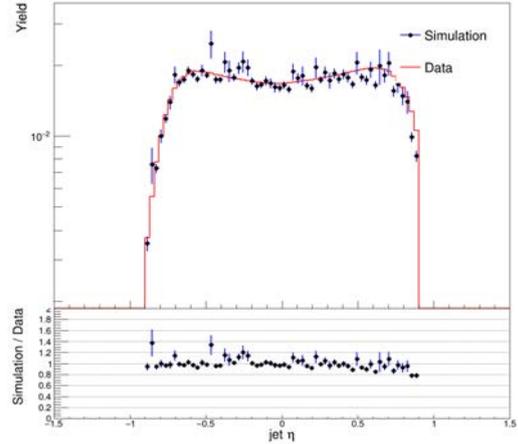


图 3.12: 喷注赝快度  $\eta$  的模拟与实验数据比较。

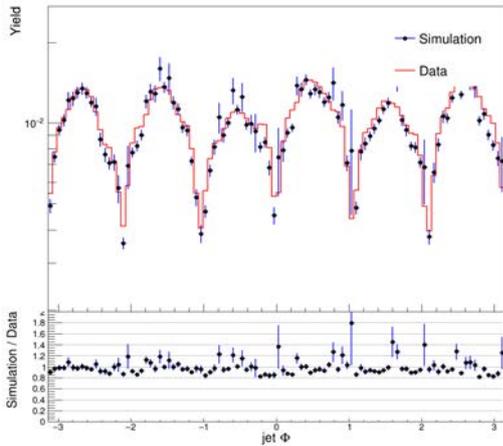


图 3.13: 喷注空间角  $\phi$  的模拟与实验数据比较。

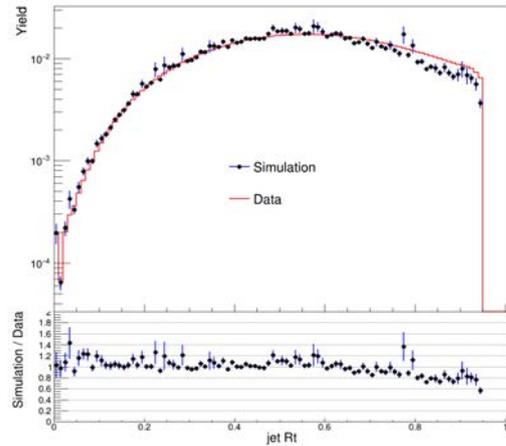


图 3.14: 喷注电中性能量比例  $R_T$  的模拟与实验数据比较。

图3.11、3.12、3.13、3.14，分别展示了喷注横动量  $p_T$ ，赝快度  $\eta$ ，空间角  $\phi$  与电中性能量比例  $R_T$  的模拟与实验数据比较；图3.15喷注 tower 横能量  $E_T$  的模拟与实验数据比较；图3.16、3.17、3.18喷注径迹横动量  $p_T$ ，动量分数  $z$  与对于喷注横动量  $j_T$  的模拟与实验数据比较。通过比较发现模拟样本与实验数据基本保持了很好的一致性，本次模拟样本将用于后续运动学变量的修正与系统误差的估算。

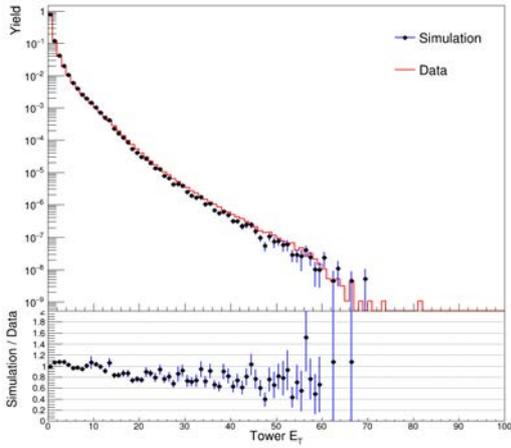


图 3.15: 喷注 tower 横能量  $E_T$  的模拟与实验数据比较。

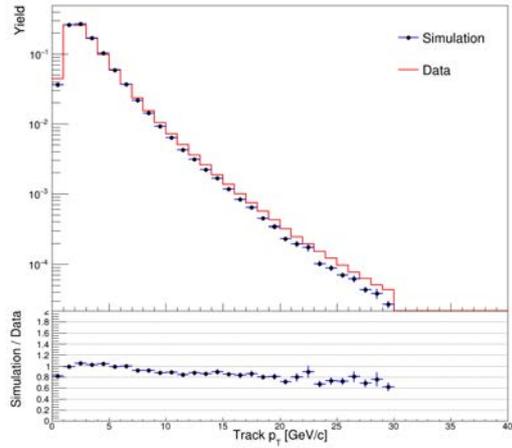


图 3.16: 喷注径迹横动量  $p_T$  的模拟与实验数据比较。

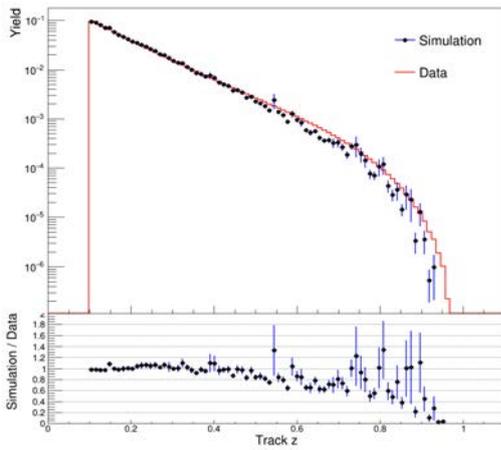


图 3.17: 喷注径迹动量分数  $z$  的模拟与实验数据比较。

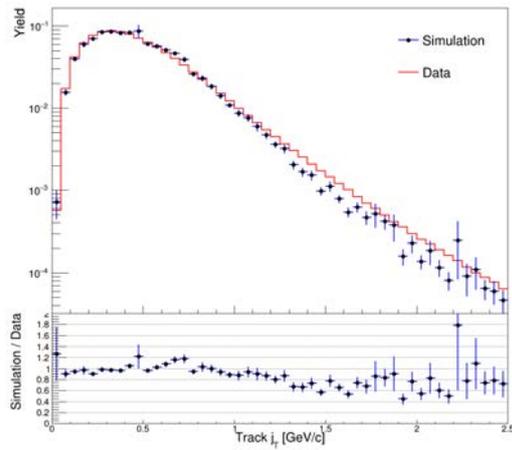


图 3.18: 喷注径迹相对于喷注横动量  $j_T$  的模拟与实验数据比较。

### 3.2 粒子鉴别

为了测量单一种类粒子，如  $\pi^\pm$  介子的单自旋不对称，需要首先做粒子鉴别以筛选所需的粒子。以  $\pi^\pm$  介子为例，在测量其单自旋不对称时，一种显而易见的方法是，先划分出富含  $\pi^\pm$  介子区间并估算该区间的比例，将非  $\pi^\pm$  的部分看作背景，最后算出  $\pi^\pm$  介子的贡献。STAR 在使用 2015 年数据测量强子的横向单自旋不对称时，使用了一种新方法 [90]。首先对喷注中粒子依据其粒子鉴别信息划分出  $\pi^\pm$ 、 $K^\pm$ 、 $p/\bar{p}$  以及  $e^\pm$  的富集区间。在 STAR 能区，除了这四种之外的粒子，如  $\mu$ 、 $\alpha$  等，产额太小可以忽略不计。然后，分别抽取出这些区间的不对称，并且估算出这些区间四种粒子在不同区间的比例。然后通过一个线性方程组解出这些粒子的贡献，并得到结果。这种方法的优点是，不仅可以测量  $\pi^\pm$  介子的贡献，还可以同时测量其他粒子的贡献，并且可以充分地利用实验数据样本。

在 STAR 质子-质子碰撞中，喷注中末态  $e^\pm$  的产额相对于  $\pi^\pm$ 、 $K^\pm$  以及  $p/\bar{p}$  要低很多，并且在后续分析中，还要根据喷注横动量  $p_T$ ，强子纵动量分数  $z$  以及其相对于喷注轴的横动量  $j_T$  细分不同的区间，因此每个区间的  $e^\pm$  统计量还要更低。而且理论上较大动量的  $e^\pm$  来自光子转换与重味粒子的半轻子衰变，而重味粒子的产生主要通过  $gg \rightarrow q\bar{q}$  过程，而该过程对 Collins 效应无贡献。因此这里认为  $e^\pm$  贡献为 0，在 2015 年实验数据分析中，对各粒子横向单自旋不对称贡献的计算方法如下所述 [90]。依据粒子鉴别信息所划分区间抽取的初始不对称记作  $\mathbf{A}_{raw}$ ，而我们所抽取的最终不对称记作  $\mathbf{A}_{pure}$ ：

$$\mathbf{A}_{raw}^T = (A_{\pi_{rich}}, A_{K_{rich}}, A_{p_{rich}}); \quad (3.4)$$

$$\mathbf{A}_{pure}^T = (A_\pi, A_K, A_p). \quad (3.5)$$

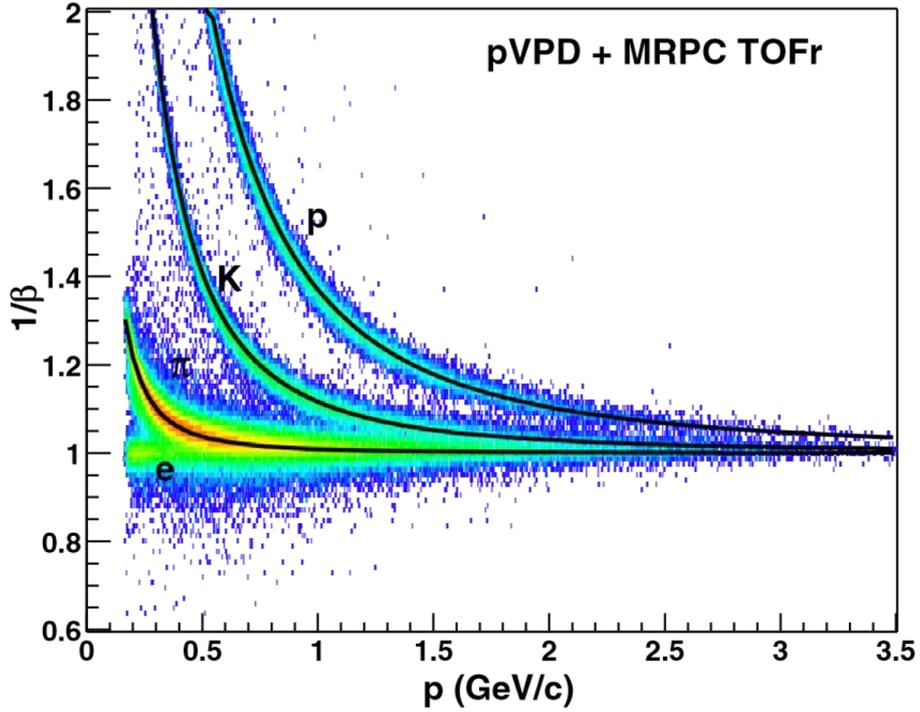
经过简单地矩阵运算则有  $\mathbf{M}\mathbf{A}_{pure} = \mathbf{A}_{raw}$ ，对最后不对称结果的抽取  $\mathbf{A}_{pure} = \mathbf{M}^{-1}\mathbf{A}_{raw}$ 。其中比例分数矩阵  $\mathbf{M}$ ：

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} f_{\pi_{rich}}^\pi & f_{\pi_{rich}}^K & f_{\pi_{rich}}^p \\ f_{K_{rich}}^\pi & f_{K_{rich}}^K & f_{K_{rich}}^p \\ f_{p_{rich}}^\pi & f_{p_{rich}}^K & f_{p_{rich}}^p \end{pmatrix} \quad (3.6)$$

此处  $f_{i_{rich}}^j$  为  $j$  粒子在富含  $i$  粒子区间的比例，且  $f_{i_{rich}}^\pi + f_{i_{rich}}^K + f_{i_{rich}}^p = 1 - f_{i_{rich}}^e$ 。

而在 2017 年实验数据分析中，我们对该方法进行了改进。在第二章探测器介绍中，已经提到 TPC 可以提供粒子鉴别信息。但是 TPC 的粒子鉴别能力有限，尤其是高动量粒子，如第二章图 2.6 所示，动量大于 1 GeV 的粒子已经不能轻易地通过电离能损  $dE/dx$  区分开了。并且在第二章中我们也提到飞行时间探测器 (TOF) 可以探测径迹飞行速度并为径迹提供额外的鉴别信息，如图 3.19 所示。可以看到 TOF 探测器可以在小于 3 GeV 的动量区间拥有比  $dE/dx$  更好的粒子鉴别能力。TOF 做粒子鉴别的原理如下：结合 TOF 探测器测得的飞行时间与 TPC 测得的粒子动量，算出粒子不变质量，从而做为粒子鉴别依据。

$$m^2 = p^2 \left( \frac{1}{\beta^2} - 1 \right). \quad (3.7)$$


 图 3.19: 粒子  $1/\beta$  随动量  $p$  分布图 [124]。

其中,  $\beta = v/c$  为粒子速度,  $p$  是粒子动量。因此图3.19中  $1/\beta$  分布的中心值可以算出来, 宽度受时间分辨率等影响。类比  $dE/dx$ , 测量  $m^2$  偏离理论的大小, 也可以给出 TOF 粒子鉴别的偏离度  $n\sigma_{TOF}$ 。

于是依据粒子是否有 TOF 响应, 我们将数据样本分成两组。若有 TOF 响应, 则结合  $n\sigma_{TOF}$  与  $n\sigma_{dE/dx}$  鉴别信息估算区间的粒子比例, 若无 TOF 响应, 则只能使用  $n\sigma_{dE/dx}$  计算。因此我们将抽取最终不对称用到的比例矩阵  $\mathbf{M}$  扩展为:

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} f_{\pi_{rich}}^{\pi_{TOF}} & f_{\pi_{rich}}^{K_{TOF}} & f_{\pi_{rich}}^{p_{TOF}} \\ f_{K_{rich}}^{\pi_{TOF}} & f_{K_{rich}}^{K_{TOF}} & f_{K_{rich}}^{p_{TOF}} \\ f_{p_{rich}}^{\pi_{TOF}} & f_{p_{rich}}^{K_{TOF}} & f_{p_{rich}}^{p_{TOF}} \\ f_{\pi_{rich}}^{\pi_{dE/dx}} & f_{\pi_{rich}}^{K_{dE/dx}} & f_{\pi_{rich}}^{p_{dE/dx}} \\ f_{K_{rich}}^{\pi_{dE/dx}} & f_{K_{rich}}^{K_{dE/dx}} & f_{K_{rich}}^{p_{dE/dx}} \\ f_{p_{rich}}^{\pi_{dE/dx}} & f_{p_{rich}}^{K_{dE/dx}} & f_{p_{rich}}^{p_{dE/dx}} \end{pmatrix} \quad (3.8)$$

我们所测量初始不对称  $A_{raw}$  也将扩展为:

$$\mathbf{A}_{raw}^T = (A_{\pi_{rich}}^{TOF}, A_{K_{rich}}^{TOF}, A_{p_{rich}}^{TOF}, A_{\pi_{rich}}^{dE/dx}, A_{K_{rich}}^{dE/dx}, A_{p_{rich}}^{dE/dx}). \quad (3.9)$$

我们将原来  $3 \times 3$  的矩阵扩展为  $3 \times 6$  的矩阵, 求解  $\mathbf{A}_{pure}$  时, 在数学上使用  $\mathbf{M}$  的 Moore-Penrose 伪逆 [131, 132], 左乘在等式  $\mathbf{M}\mathbf{A}_{pure} = \mathbf{A}_{raw}$  等号的两端即可求解。该方法的优点是, 可以在粒子富集区间的划分上提高准确性进而提高对应区间的测量精度。因此我们还需要较准确地抽取这些区间的粒子比例  $f_{i_{rich}}^j$ , 这需要准确的粒子鉴别信息, 以区分出各种粒子, 并算出比例。此章节以下部分则是介绍如何抽取粒子比例。

### 3.2.1 粒子鉴别信息参数的获取

在探测器电信号转化成可读取数据的产生过程中，会对用作粒子鉴别测量量，电离能损  $dE/dx$  的标定会产生一定偏差。因此首先我们需要对 2017 年数据中粒子电离能损  $dE/dx$  作校准。首先我们希望可以先获得一批较纯的  $\pi^\pm$ 、 $K^\pm$ 、 $p/\bar{p}$  以及  $e^\pm$  的数据样本，以检查它们的  $dE/dx$  偏离 Bethe-Bloch 公式（见式2.6）的标准差  $n\sigma_{dE/dx}$  的分布。

针于  $\pi^\pm$  与  $e^\pm$ ，我们使用这样的思路：首先重建出纯净的  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  与  $K_S^0$  粒子，能够通过重建的子粒子自然是纯净的  $\pi^\pm$  与  $p$  样本。我们通过  $\Lambda \rightarrow p\pi^-$  与  $\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p}\pi^+$  这个主导的衰变分支，以末态粒子进行次级顶点重建获得，分支比为 63.9%[14]；而  $K_S^0$  则选择  $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  来重建，分支比为 69.2%[14]。

每次碰撞过程都将产生大量径迹，因此自然地在组合之前需要对径迹做一些初步挑选，要求如下：径迹在 TPC 留下的 hit 数目不得少于 12 个；径迹测量  $dE/dx$  时用到的 hit 数目与径迹重建拟合用到的 hit 数目之比大于 0.5；径迹做拟合用到的 hit 数目比上径迹可能拥有的 hit 数目大于 0.51；对重建目标的子粒子，其对应径迹的  $n\sigma_{dE/dx}$  应小于 3； $\pi^\pm$  需要有 TOF 的响应。

其中第一条与第二条是为保证径迹的拟合质量；第三条则是为避免这些 hit 被重复使用；第四条则是为了最大限度地筛选出  $p(\bar{p})$  与  $\pi^-(\pi^+)$ ，以方便后续重建；而第五条则是为了降低重建粒子背景。由于 2017 年数据样本亮度很高，且 TPC 的响应时间较长，很有可能在探测器记录事件时发生多次质子-质子碰撞，即事例堆积 (pile-up)。我们观察到， $\Lambda(\bar{\Lambda})$  的衰变子粒子，尤其是  $\pi^\pm$  径迹在几何上可以匹配到 TOF 探测器响应时， $\Lambda(\bar{\Lambda})$  质量分布的背景比例显著低于没有响应的。TOF 作为快探测器可以很好消除这种事例堆积效应。

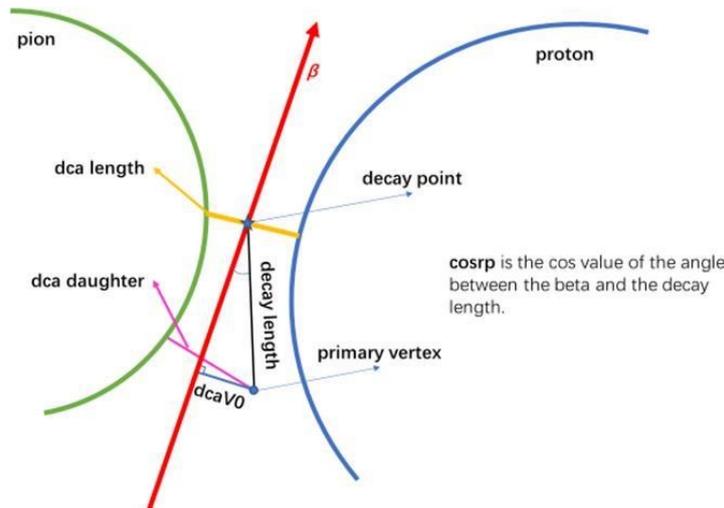


图 3.20:  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  衰变的拓扑结构。

经过上述径迹筛选后，根据径迹所携带电荷分为两组并做配对。再依据  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  衰变的拓扑结构相关量做挑选，以进一步压低背景。图3.20为  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  衰变示意图，两束质子发生硬散射的碰撞点正是图中主碰撞顶点 (primary vertex)，碰撞后生产的  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  从主

碰撞顶点出发，其所重建的动量方向由图中红线  $\beta$  所示，飞行一段时间后  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  发生衰变，其衰变顶点记作 V0 顶点，在图中以 decay point 表示；之后其衰变产物  $p\pi^- (\bar{p}\pi^+)$  在 TPC 的匀强磁场中沿螺旋线飞行。

在实验中我们获得的是电荷相反的衰变产物的径迹，即图中所示的 proton 径迹和 pion 径迹。首先找到两条径迹最近点的距离，记作 dca2；两径迹最近点连成的线段中点作为母粒子发生衰变位置，即 V0 vertex；两径迹最近点处的动量求和则构成母粒子动量；另外，沿母粒子动量方向通过衰变顶点的反向延长线，与主碰撞顶点的最近距离记作 dcaV0；母粒子动量  $\vec{p}$  和默认飞行方向  $\vec{r}$  的夹角余弦值，记作  $\cos(\vec{r}, \vec{p})$ ，以及由主碰撞顶点到两条衰变产物的径迹的最近距离，分别记作 dcaP 和 dcaPi； $\Lambda$  会在探测器中飞行一段距离，我们连接主碰撞顶点与衰变顶点，把这段距离记作 decay length。 $K_S^0$  的结构与  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  类似，只是将图中衰变的子粒子替换成  $\pi^+$  与  $\pi^-$ 。

针对  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  与  $K_S^0$  的拓扑结构筛选，我们要求如下：首先因为真实衰变后的子粒子必然来自同一个点，要求 dca2 的值尽可能性小；另外，对于由碰撞中产生的  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  与  $K_S^0$ ，其飞行方向应与其动量方向基本一致，于是对 dcaV0 以及  $\cos(r, p)$  也应该分别设有上限与下限； $\Lambda(\bar{\Lambda})$  与  $K_S^0$  存在一个特征衰变长度，故对 decay length 还需加一定的下限；而且正因为  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  与  $K_S^0$  在探测器飞行一段时间才会衰变，加之磁场会使其带电粒子径迹弯曲，故子粒子径迹应当偏离主碰撞顶点一段距离，则对应地需要对 dcaP 与 dcaPi 下限加以限制。

我们将重建  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  与  $K_S^0$  的拓扑筛选条件已经汇总在表3.2。表中 DCA (Distance of Closest Approach) 表示最近距离，PV (Primary Vertex) 是主碰撞顶点。图3.21是

表 3.2:  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  与  $K_S^0$  重建的拓扑筛选判据

Cut \ particle	$\Lambda(\bar{\Lambda})$	$K_S^0$
DCA of daughter to PV > [cm]	0.05	0.05
DCA of daughters < [cm]	1.5	1.0
DCA of V0 to PV < [cm]	1.2	1.0
Decay Length > [cm]	10	5
Decay Length < [cm]	250	130
mass > [GeV/c <sup>2</sup> ]	1.105	0.478
mass < [GeV/c <sup>2</sup> ]	1.125	0.518
$\cos(\vec{r}, \vec{p}) >$	0.995	0.995

对应子粒子在其中一个动量区间样本下，经过挑选后的  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  与  $K_S^0$  不变质量分布。这时的  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  与  $K_S^0$  依然残留一部分背景。我们通过 side-band 方法来消除背景带来的影响，在质量窗的左右对称地选择一段宽度相同的区域，作为背景估计的控制区间，即 side-band。真实粒子在质量峰区间  $n\sigma_{dE/dx}$  分布，与在 side-band 区间的分布应是一致的。因此我们可以使用质量峰下  $n\sigma_{dE/dx}$  分布减除 side-band 区间的分布，图中蓝色部分便是所选取的 side-band 区间。如图3.22所示，是由经过 side-band 减除后的分布。然

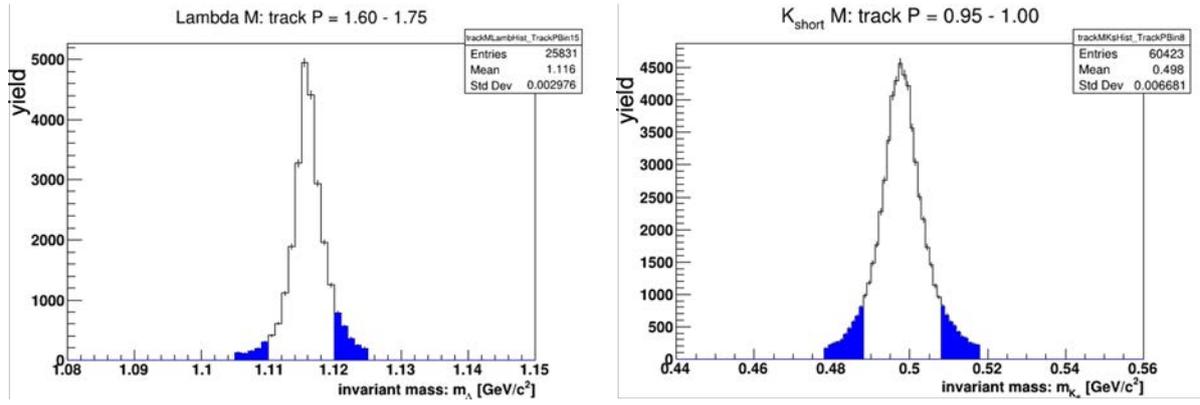


图 3.21:  $\Lambda$  与  $K_S^0$  的质量分布图，蓝色部分为 side-band 区间。

后通过高斯函数对所有动量区间的  $n\sigma_{dE/dx}$  分布做拟合，并给出拟合中心值与标准差随粒子动量的变化。我们得到中心值与标准差将作为固定参数，用于后续分析粒子比例的估算。

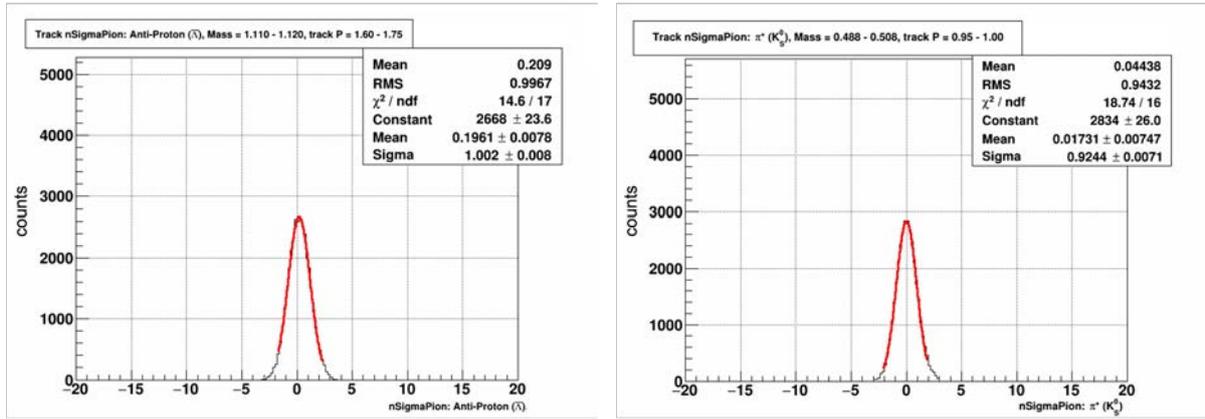


图 3.22: 经过背景减除后， $\bar{\Lambda}$  中抽取的  $\bar{p}$  的  $n\sigma_{dE/dx}^p$  分布（左），与  $K_S^0$  中抽取的  $\pi^+$  的  $n\sigma_{dE/dx}^\pi$  分布（右）。

对于  $K^\pm$  与  $e^\pm$ ，我们只可以通过 TOF 上测得的  $m^2$  做筛选。如图3.23中所示，三个信号峰从左到右为  $\pi^\pm$ 、 $K^\pm$  与  $p/\bar{p}$ 。这种仅依赖  $m^2$  的筛选会使其他粒子混入，所以对它们的  $n\sigma_{dE/dx}$  则采取多高斯拟合来获得中心值与标准差，如图3.24所示，可以看到我们根据  $m^2$  所选取的  $K^+$  样本中有  $\pi^+$  介子混入，这部分已经被图中黑色曲线很好地拟合了，而蓝线拟合的  $K$  介子结果是我们所需的。 $K^\pm$  的筛选条件为： $0.2 < m^2 < 0.3$ 。

在低动量区间， $e^\pm$  相比于其他粒子更轻，其速度更接近光速，因此使用速度  $\beta$  可以较容易地区分。针对低动量  $e^\pm$  ( $0.6 < p < 1.5$  GeV) 的筛选条件为： $0.99 < 1/\beta < 1.01$ 。

但在高动量时，其他粒子同样也很接近光速，但  $e^\pm$  更容易在 EMC 探测器中沉积能量，高动量的  $e^\pm$  可以用能量与动量的沉积比来做区分。针对高动量  $e^\pm$  ( $1.5 < p < 8.0$  GeV) 的筛选条件如下：其一，EMC 上沉积能量与粒子动量之比， $0.8 < E/p < 1.2$ ；其二，径迹所指向 EMC 上的 tower 中的能量沉积与其所指向的  $3 \times 3$  tower 组中的能量沉积比大于 0.85。电子可以很快地把能量沉积在量能器中，所以在量能器中能量分布比

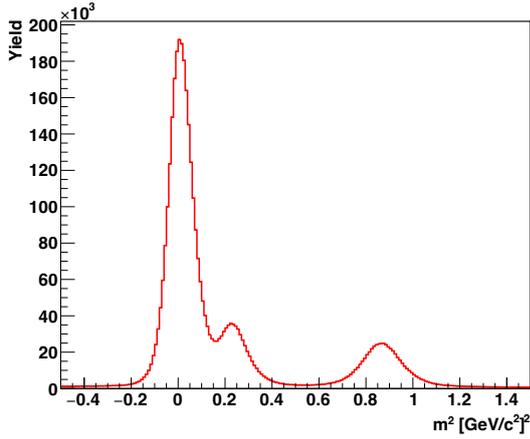


图 3.23: 在 TOF 上测得的粒子  $m^2$  分布。

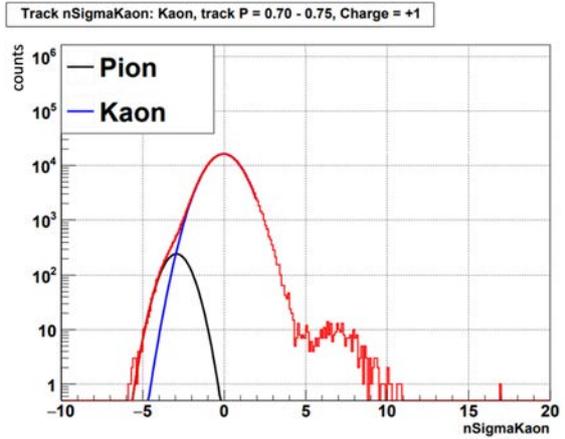


图 3.24:  $K^+$  的  $n\sigma_{dE/dx}^K$  分布。

较集中，因此第二条可以减少其他粒子的影响。

同前面  $K^\pm$  一样， $e^\pm$  挑选也会混入一些其他粒子，但高动量区间其他粒子会少一些，如图3.25与图3.26所示。这里同样使用多高斯拟合来抽取  $e^\pm$  的  $n\sigma_{dE/dx}$  平均值与标准差。

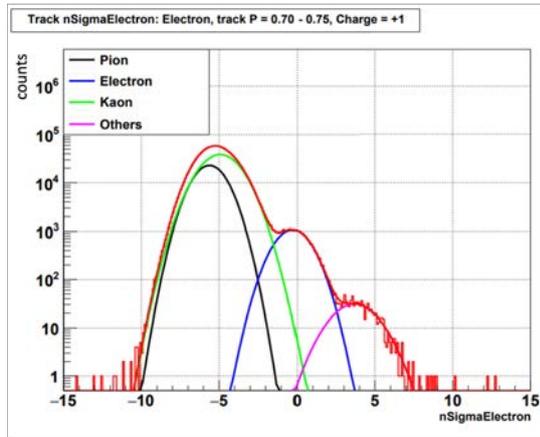


图 3.25: 低动量  $e^+$  的  $n\sigma_{dE/dx}^e$  分布图。

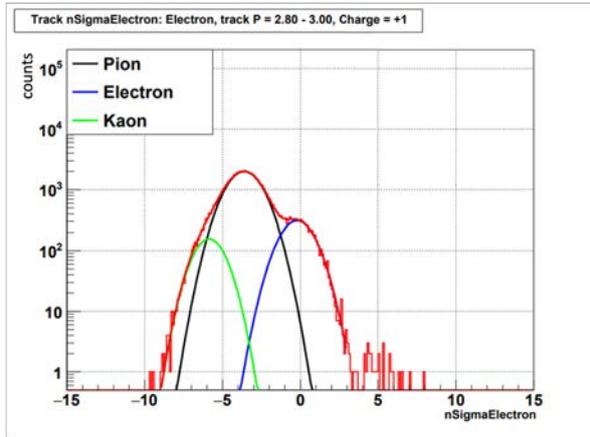


图 3.26: 高动量  $e^+$  的  $n\sigma_{dE/dx}^e$  分布图。

经过以上粒子挑选，可以获得各粒子在不同动量区间  $\sigma_{dE/dx}$  分布的拟合结果，由于  $dE/dx$  只与粒子速度相关，我们将粒子动量除以其不变质量得到其速度，然后把拟合获得的分布结果画在一起，并以收敛函数拟合  $dE/dx$  中心值与标准差随  $p/m$  分布作为对粒子鉴别信息  $dE/dx$  修正的函数，如图3.27与3.28，在后续分析中需要用粒子  $\sigma_{dE/dx}$  与我们修正后的结果比较以确定喷注中粒子比例，修正后的  $n\sigma_{dE/dx}$  结果如图3.29与所示。与此同时，对有 TOF 响应粒子可以根据式3.7精确算出 TOF 粒子鉴别信息的期望值，图3.30则展示了粒子  $n\sigma_{TOF}^\pi$  随  $p$  的分布。

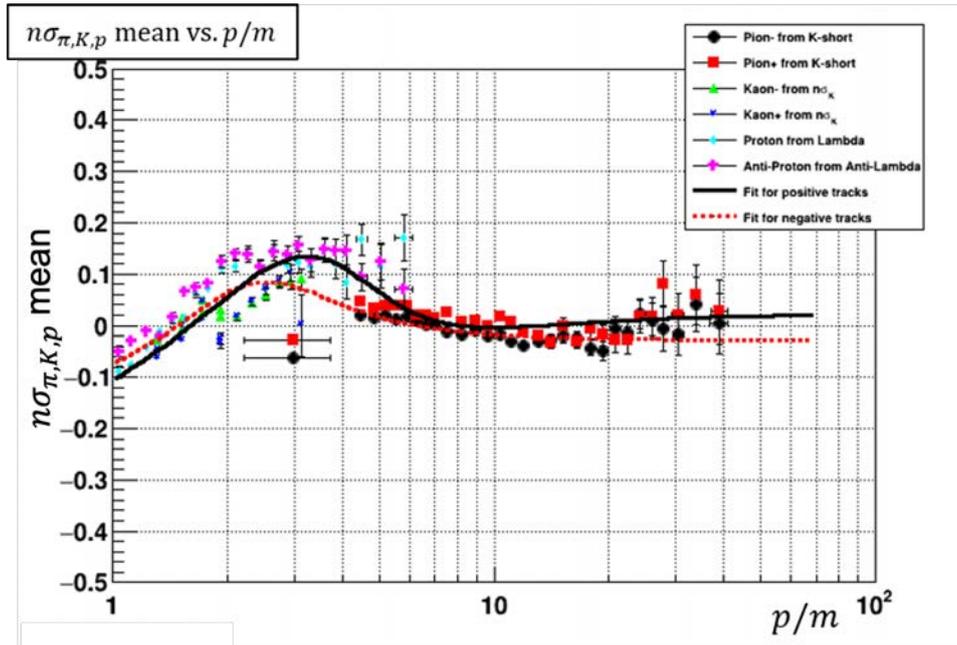


图 3.27:  $n\sigma_{dE/dx}$  分布的中心值随  $p/m$  分布图。

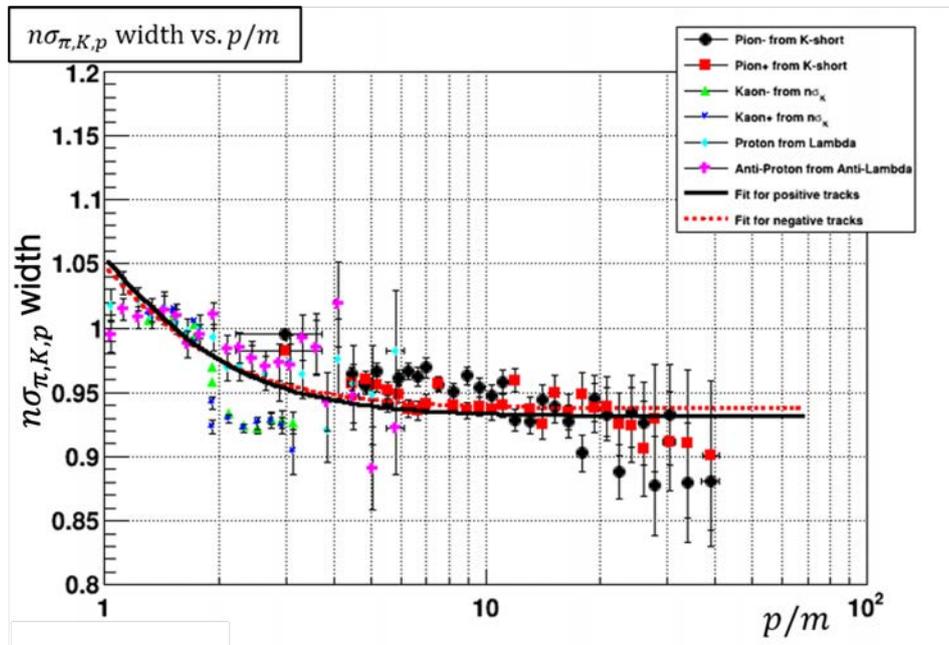


图 3.28:  $n\sigma_{dE/dx}$  分布的标准差随  $p/m$  分布图。

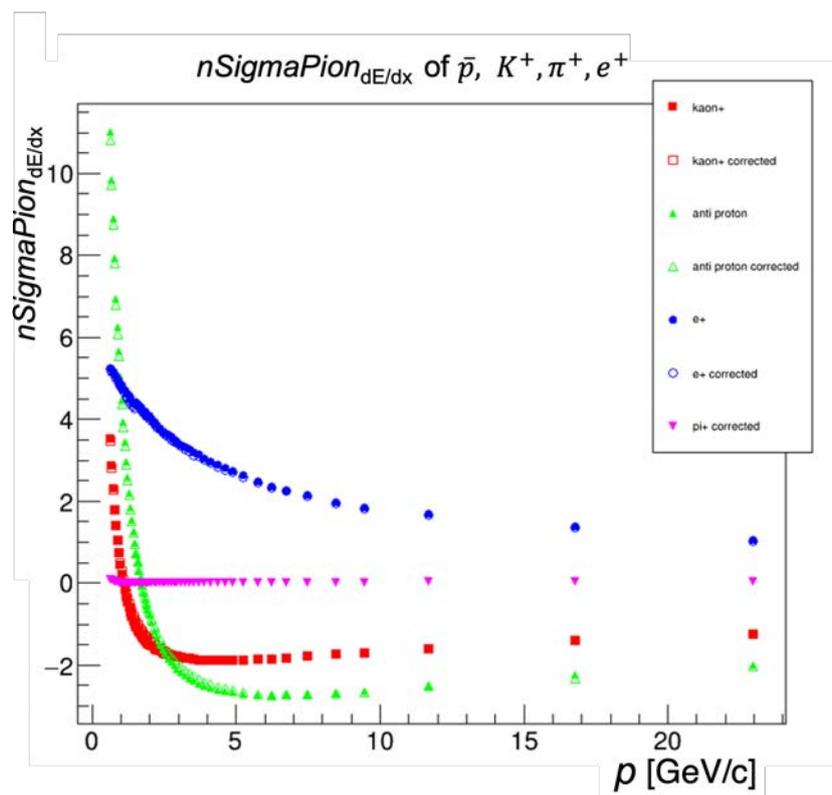


图 3.29: 粒子  $n\sigma_{dE/dx}$  随  $p$  分布。

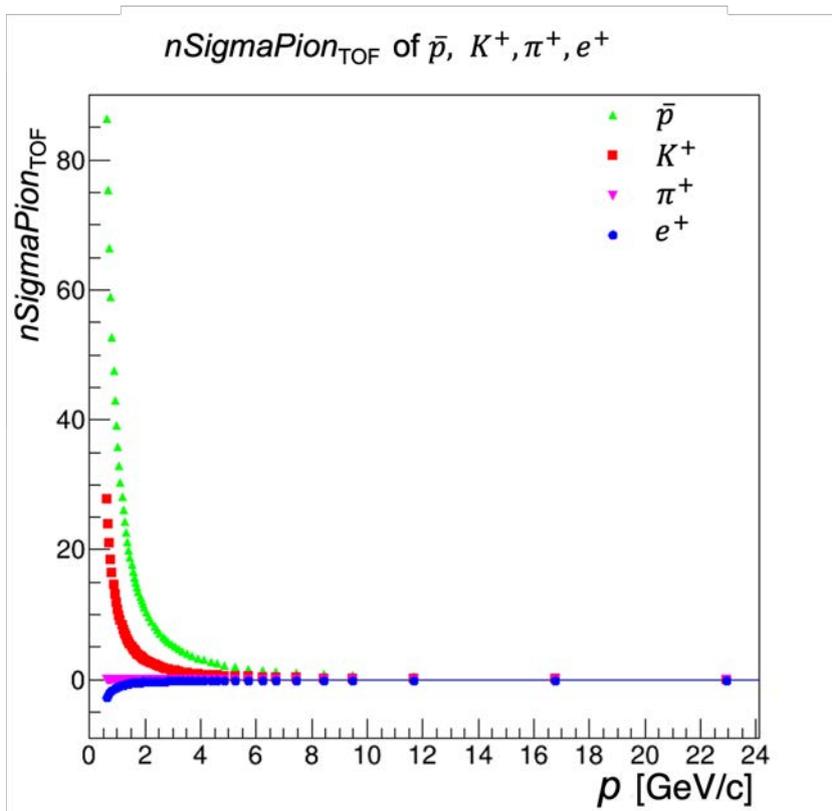


图 3.30: 粒子的  $n\sigma_{TOF}$  随  $p$  分布。

### 3.2.2 喷注中粒子的鉴别

如前文所述，抽取强子的不对称用到的  $\mathbf{M}$  中矩阵元  $f_{jrich}^i$ ，是每个运动学变量下不同粒子富集区间的粒子比例。STAR 在单自旋不对称分析中引入了 Likelihood 的方法估算粒子比例 [90]。对喷注中的每一条径迹，需要算出该粒子为  $\pi^\pm$ 、 $K^\pm$ 、 $p/\bar{p}$  以及  $e^\pm$  的 Likelihood ( $L_\pi$ ) 分布。与  $\pi$  类似，其他三种粒子的 Likelihood 值也可以算出。随后将四种粒子的 Likelihood 分布归一，以  $\pi$  为例：

$$P_\pi = \frac{L_\pi}{L_\pi + L_K + L_p + L_e},$$

而归一后的 Likelihood 分布的中心值在数学上正好对应着该区间某粒子的比例。以  $\pi$  介子为例， $\pi$  的 Likelihood 值为

$$L_\pi = \frac{A_\pi}{\sigma_{dE/dx}^\pi \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2}[(n_{dE/dx}^\pi - \mu_{dE/dx}^\pi)/\sigma_{dE/dx}^\pi]^2},$$

这里  $n_{dE/dx}^\pi$  是径迹  $dE/dx$  偏离预期  $\pi$  介子分布的标准差倍数， $\mu_{dE/dx}^\pi$  与  $\sigma_{dE/dx}^\pi$  为我们校正后  $\pi$  介子的  $n\sigma_{dE/dx}$  分布中心值与标准差，而  $A_\pi$  是在该区间  $\pi$  预期比例。但这个预期比例仍然未知，接下来的部分将叙述如何获得这个预期比例  $A_\pi$  并凭此算出粒子富集区间的粒子比例。

若粒子有 TOF 响应，则计算 Likelihood 值会用到二维高斯分布，此时需要添加新的维度，即  $n\sigma_{TOF}$ ，如下：

$$L_\pi = \frac{A_\pi}{2\pi\sigma_{dE/dx}^\pi\sigma_{TOF}^\pi} e^{-\frac{1}{2}\left[\left(\frac{n_{dE/dx}^\pi - \mu_{dE/dx}^\pi}{\sigma_{dE/dx}^\pi}\right)^2 + \left(\frac{n_{TOF}^\pi - \mu_{TOF}^\pi}{\sigma_{TOF}^\pi}\right)^2\right]}.$$

此时  $n_{TOF}^\pi$  是径迹  $1/\beta$  偏离预期  $\pi$  介子分布的标准差倍数， $\mu_{TOF}^\pi$  与  $\sigma_{TOF}^\pi$  为  $\pi$  介子的  $1/\beta$  分布中心值与标准差。

我们将喷注中的粒子按照动量给出各区间  $n\sigma_{dE/dx}$  与  $n\sigma_{TOF}$  分布，通过多高斯拟合得到各粒子的比例，并最终给出各粒子比例随动量变化的曲线。前面我们已经修正了  $\sigma_{dE/dx}$  的中心值与标准差。因此在拟合过程中会将它们的中心值与标准差固定，仅保留用于描述各粒子分布的高斯函数中高度参数的自由度以规范拟合。如图 3.31 展示了喷注中粒子动量在 1.15 ~ 1.20 GeV/c 区间  $n\sigma_{dE/dx}$  分布的拟合结果。

TOF 探测器可以在低动量区间提供更好的粒子鉴别能力，在这个区间的粒子如果被 TOF 探测到，我们可以使用二维多高斯分布拟合粒子  $n\sigma_{dE/dx}$  与  $n\sigma_{TOF}$  的分布。此时两个维度上各粒子  $n\sigma$  中心值与标准差同样是被固定的，如图 3.32 展示了喷注中粒子 PID 信息与图 3.31 相同动量区间内的二维分布。在该区间由 TOF 提供的 PID 信息更清晰地分辨出了  $K$  与  $\pi$ 。高动量情况下由 Bethe-Bloch 公式（见式 2.6）所描述的各粒子  $dE/dx$  中心值将先发生重叠随后略微分开（如图 2.6， $e$  与  $K$  在动量约 0.5 GeV 时发生重叠，随后  $e$  的  $dE/dx$  分布开始略高于  $K$ ），此时更高动量的粒子  $dE/dx$  分布之间还可以产生细小的差别。并且二维拟合相比一维更加复杂，这会导致了二维拟合发散给不出稳定结果，所以在高动量情况下我们仍然只使用  $n\sigma_{dE/dx}$ 。

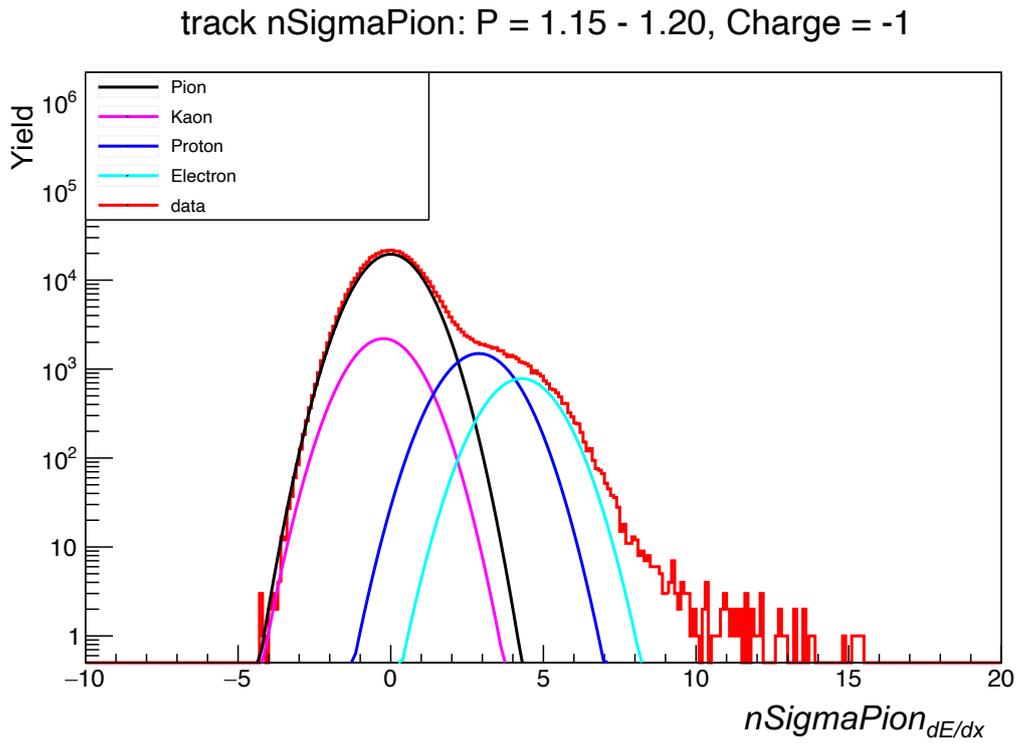


图 3.31: 喷注中粒子的  $n\sigma_{dE/dx}$  多高斯拟合。

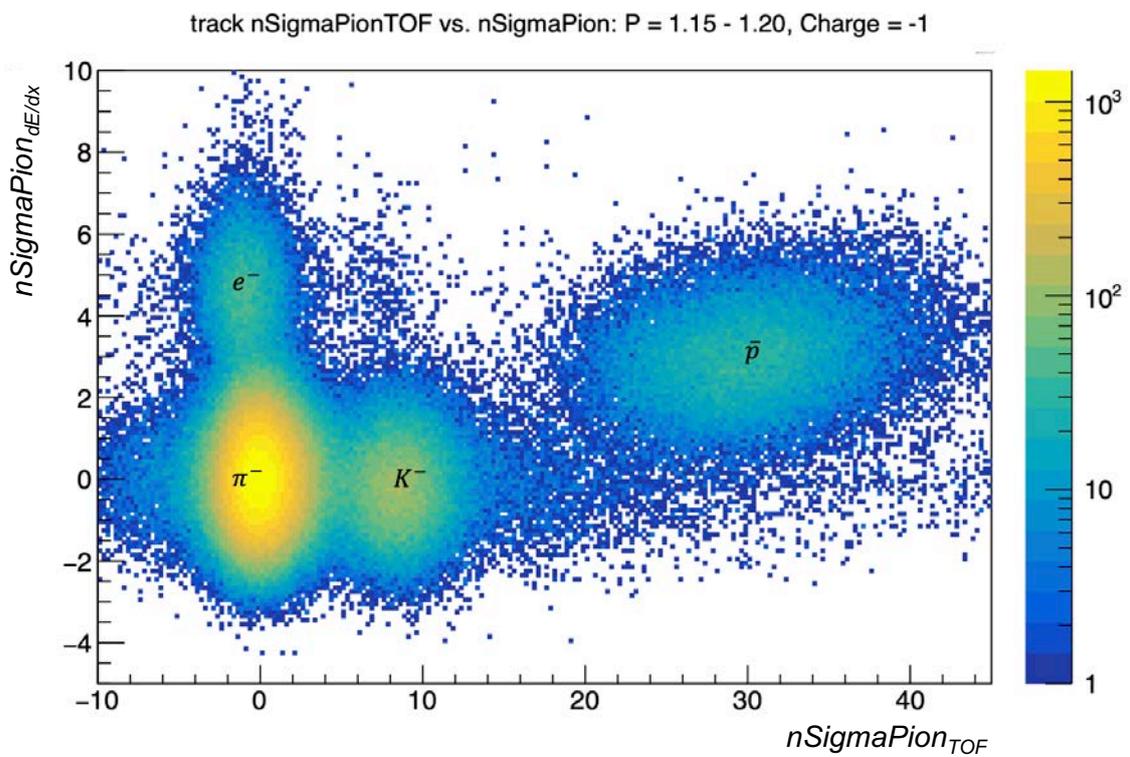


图 3.32: 喷注中粒子  $n\sigma_{dE/dx}$  与  $n\sigma_{TOF}$  的二维多高斯拟合。

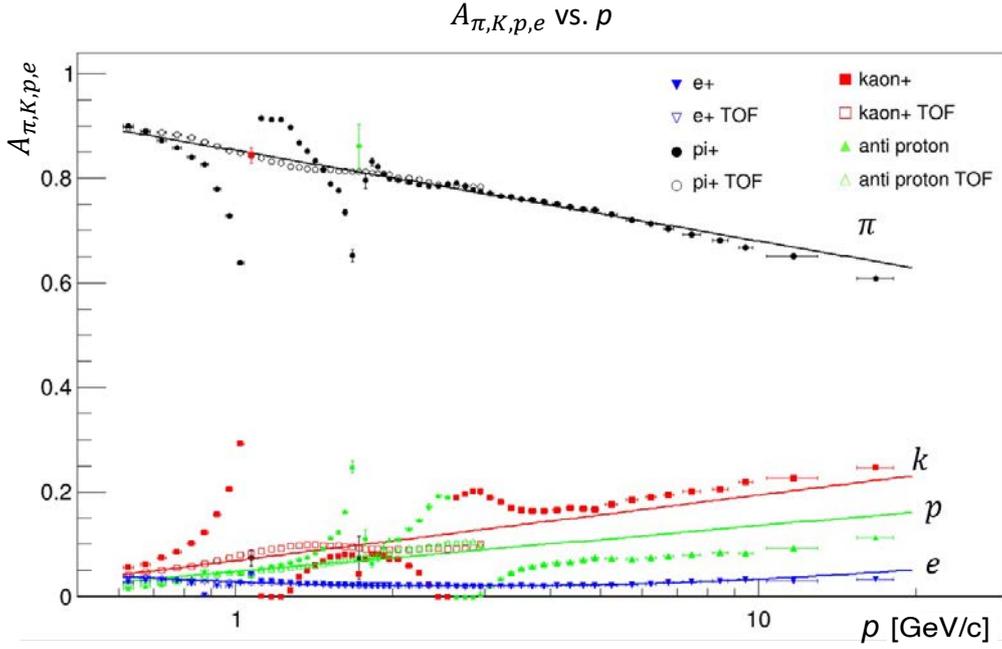


图 3.33: 喷注中带正电的粒子通过  $n\sigma_{dE/dx}$  与  $n\sigma_{TOF}$  多高斯拟合出的比例随动量分布。

完成各动量区间各粒子比例的拟合后，以带正电的粒子为例，将拟合出的比例结果列在图3.33中，图中实心的数据点来自粒子  $n\sigma_{dE/dx}$  多高斯拟合，图中可以看到各粒子比例呈多段分布，这是由于这段动量范围内两种粒子  $n\sigma_{dE/dx}$  发生了重合，如图3.31所示， $\pi$  与  $K$  分布非常接近，从而导致粒子拟合比例突变。在高动量时各粒子  $dE/dx$  的分布恰好可以分开一些，从而使得拟合结果更加稳定。而图3.33中空心点来自低动量区间  $n\sigma_{dE/dx}$  与  $n\sigma_{TOF}$  的二维多高斯拟合结果，这部分动量上限为 3 GeV。喷注中粒子是否有 TOF 响应，仅取决于 TOF 的接收度与探测效率，因此喷注中各粒子比例不应该因是否有 TOF 响应而变化。于是在最终拟合喷注中粒子比例随动量分布时，我们可以在低动量时 ( $< 3 \text{ GeV}/c$ ) 使用由  $n\sigma_{dE/dx}$  与  $n\sigma_{TOF}$  共同给出的粒子比例，在高动量 ( $> 4 \text{ GeV}/c$ ) 使用  $n\sigma_{dE/dx}$  定出来的粒子比例。由于粒子比例变化应是平滑的，在中间两者都不能很好区分的部分，直接通过两端数据点的拟合来估计。

至此我们获得了用于估算各运动学变量区间粒子比例矩阵  $\mathbf{M}$  的矩阵元  $f_{jrich}^i$  中所有参数，粒子  $n\sigma_{dE/dx}$  分布的中心值  $\mu_{dE/dx}^i$ ，粒子  $n\sigma_{dE/dx}$  的分布宽度  $\mu_{TOF}^i$ ，粒子  $n\sigma_{TOF}$  分布的中心值  $\sigma_{dE/dx}^i$ ，粒子  $n\sigma_{TOF}$  的分布宽度  $\sigma_{TOF}^i$  以及粒子比例曲线  $A_i$ 。随后使用 Likelihood 方法便可以得到各运动学变量区间的  $\mathbf{M}$  矩阵，然而各粒子的富集区间仍然需要做出合理划分。

这里我们结合前面结合粒子鉴别信息随动量的分布，对各种粒子富集区间做出如表3.3与表3.4的划分。表3.3为使用  $n\sigma_{dE/dx}$  一维划分定出的喷注中（无 TOF 响应）各粒子富集区间，在表中可以看到，如在喷注  $p_T$  在 7.0 ~ 8.2 GeV 且径迹  $z$  在 0.1 ~ 0.13 的区间， $\pi$  与  $K$  是区分不开的，这里将它们划分在了一个区间。对比表3.4使用  $n\sigma_{dE/dx}$  与  $n\sigma_{TOF}$  二维划分定出的喷注中（有 TOF 响应）低动量粒子富集区间，这些合并区间均可以在有 TOF 响应的部分做出区分，所以粒子比例矩阵  $\mathbf{M}$  仍然可以保证其秩大于

表 3.3: 使用  $n\sigma_{dE/dx}$  一维划分定出的喷注中 (无 TOF 响应) 各粒子富集区间

Track $z$	Jet $p_T$ GeV	Pion-rich $n\sigma(\pi)$	Kaon-rich $n\sigma(\pi)$	proton-rich $n\sigma(\pi)$	electron-rich $n\sigma(\pi)$
0.1 $\sim$ 0.13	7.0 $\sim$ 8.2	-5 $\sim$ 2 ( $\pi + K$ )	-5 $\sim$ 2 ( $\pi + K$ )	2 $\sim$ 6	6 $\sim$ 8
	8.2 $\sim$ 9.6	-5 $\sim$ 2 ( $\pi + K$ )	-5 $\sim$ 2 ( $\pi + K$ )	2 $\sim$ 4	4 $\sim$ 8
9.6 $\sim$ 11.2	9.6 $\sim$ 11.2	-5 $\sim$ 2 ( $\pi + K$ )	-5 $\sim$ 2 ( $\pi + K$ )	2 $\sim$ 4	4 $\sim$ 8
	11.2 $\sim$ 13.1	-1 $\sim$ 3	-5 $\sim$ -1	-1 $\sim$ 3	3 $\sim$ 6
13.1 $\sim$ 15.3	13.1 $\sim$ 15.3	-1 $\sim$ 2	-4 $\sim$ 1 ( $K + p$ )	-4 $\sim$ 1 ( $K + p$ )	2 $\sim$ 7
	15.3 $\sim$ 17.9	-1 $\sim$ 2	-4 $\sim$ 1 ( $K + p$ )	-4 $\sim$ 1 ( $K + p$ )	2 $\sim$ 7
17.9 $\sim$ 20.3	> 17.9	-1 $\sim$ 2	-2.5 $\sim$ 1	-5 $\sim$ -2.5	2 $\sim$ 7
	20.3 $\sim$ 22.7	-1 $\sim$ 2	-5 $\sim$ 2 ( $\pi + K$ )	2 $\sim$ 4	4 $\sim$ 8
22.7 $\sim$ 25.1	22.7 $\sim$ 25.1	-1 $\sim$ 2	-5 $\sim$ -1	2 $\sim$ 4	4 $\sim$ 8
	25.1 $\sim$ 27.5	-1 $\sim$ 2	-5 $\sim$ -1	-1 $\sim$ 3 ( $\pi + p$ )	3 $\sim$ 6
27.5 $\sim$ 30.0	27.5 $\sim$ 30.0	-1 $\sim$ 2	-4 $\sim$ 1 ( $K + p$ )	-4 $\sim$ 1 ( $K + p$ )	2 $\sim$ 7
	30.0 $\sim$ 32.4	-1 $\sim$ 2	-4 $\sim$ 1 ( $K + p$ )	-4 $\sim$ 1 ( $K + p$ )	2 $\sim$ 7
32.4 $\sim$ 34.8	32.4 $\sim$ 34.8	-1 $\sim$ 2	-4 $\sim$ 1 ( $K + p$ )	-4 $\sim$ 1 ( $K + p$ )	2 $\sim$ 7
	34.8 $\sim$ 37.3	-1 $\sim$ 2	-2.5 $\sim$ 1	-5 $\sim$ -2.5	2 $\sim$ 7
37.3 $\sim$ 39.7	37.3 $\sim$ 39.7	-1 $\sim$ 2	-5 $\sim$ -1	-1 $\sim$ 3 ( $\pi + p$ )	3 $\sim$ 6
	39.7 $\sim$ 42.1	-1 $\sim$ 2	-4 $\sim$ 1 ( $K + p$ )	-4 $\sim$ 1 ( $K + p$ )	2 $\sim$ 7
42.1 $\sim$ 44.5	42.1 $\sim$ 44.5	-1 $\sim$ 2	-4 $\sim$ 1 ( $K + p$ )	-4 $\sim$ 1 ( $K + p$ )	2 $\sim$ 7
	44.5 $\sim$ 47.0	-1 $\sim$ 2	-2.5 $\sim$ 1	-5 $\sim$ -2.5	2 $\sim$ 7
47.0 $\sim$ 49.4	47.0 $\sim$ 49.4	-1 $\sim$ 2	-4 $\sim$ 1 ( $K + p$ )	-4 $\sim$ 1 ( $K + p$ )	2 $\sim$ 7
	49.4 $\sim$ 51.8	-1 $\sim$ 2	-2.5 $\sim$ 1	-5 $\sim$ -2.5	2 $\sim$ 7
51.8 $\sim$ 54.2	51.8 $\sim$ 54.2	-1 $\sim$ 2	-2.5 $\sim$ 1	-5 $\sim$ -2.5	2 $\sim$ 7
	54.2 $\sim$ 56.6	-1 $\sim$ 2	-2.5 $\sim$ 1	-5 $\sim$ -2.5	2 $\sim$ 7
56.6 $\sim$ 59.0	56.6 $\sim$ 59.0	-1 $\sim$ 2	-2.5 $\sim$ 1	-5 $\sim$ -2.5	2 $\sim$ 7
	59.0 $\sim$ 61.4	-1 $\sim$ 2	-2.5 $\sim$ 1	-5 $\sim$ -2.5	2 $\sim$ 7

表 3.4: 使用  $n\sigma_{dE/dx}$  与  $n\sigma_{TOF}$  二维划分定出的喷注中 (有 TOF 响应) 低动量粒子富集区间

Track $z$	Jet $p_T$ GeV	Pion-rich $n\sigma_{TOF}$	Kaon-rich $n\sigma_{TOF}$	proton-rich $n\sigma_{TOF}$	electron-rich $n\sigma_{TOF}$
0.1 ~ 0.13	7.0 ~ 8.2	< 5	5 ~ 20	> 20	< 5; > 3n $\sigma$ ( $\pi$ )
	8.2 ~ 9.6	< 4	4 ~ 16	> 16	< 4; > 3n $\sigma$ ( $\pi$ )
	9.6 ~ 11.2	< 3	3 ~ 12	> 12	< 3; > 3n $\sigma$ ( $\pi$ )
	11.2 ~ 13.1	< 3	3 ~ 9	> 9	< 3; > 3n $\sigma$ ( $\pi$ )
	13.1 ~ 15.3	< 7; > -1n $\sigma$ ( $\pi$ )	< 7; < -1n $\sigma$ ( $\pi$ )	> 7	< 7; > 3n $\sigma$ ( $\pi$ )
	15.3 ~ 17.9	< 5; > -1n $\sigma$ ( $\pi$ )	< 5; < -1n $\sigma$ ( $\pi$ )	> 5	< 5; > 3n $\sigma$ ( $\pi$ )
0.13 ~ 0.16	7.0 ~ 8.2	< 3	3 ~ 12	> 12	< 3; > 3n $\sigma$ ( $\pi$ )
	8.2 ~ 9.6	< 2.5	2.5 ~ 9	> 9	< 2.5; > 3n $\sigma$ ( $\pi$ )
	9.6 ~ 11.2	< 8; > -1n $\sigma$ ( $\pi$ )	< 8; < -1n $\sigma$ ( $\pi$ )	> 8	< 8; > 3n $\sigma$ ( $\pi$ )
	11.2 ~ 13.1	< 5; > -1n $\sigma$ ( $\pi$ )	< 5; < -1n $\sigma$ ( $\pi$ )	> 5	< 5; > 3n $\sigma$ ( $\pi$ )
	13.1 ~ 15.3	< 4.5; > -1n $\sigma$ ( $\pi$ )	< 4.5; < -1n $\sigma$ ( $\pi$ )	> 4.5	< 4.5; > 3n $\sigma$ ( $\pi$ )
0.16 ~ 0.2	7.0 ~ 8.2	< 2	2 ~ 9	> 9	< 2; > 3n $\sigma$ ( $\pi$ )
	8.2 ~ 9.6	< 7; > -1n $\sigma$ ( $\pi$ )	< 7; < -1n $\sigma$ ( $\pi$ )	> 7	< 7; > 3n $\sigma$ ( $\pi$ )
	9.6 ~ 11.2	< 5; > -1n $\sigma$ ( $\pi$ )	< 5; < -1n $\sigma$ ( $\pi$ )	> 5	< 5; > 3n $\sigma$ ( $\pi$ )
0.2 ~ 0.3	7.0 ~ 8.2	< 5; > -1n $\sigma$ ( $\pi$ )	< 5; < -1n $\sigma$ ( $\pi$ )	> 5	< 5; > 3n $\sigma$ ( $\pi$ )

等于 3，从而可以求解出稳定的解。相比于 2015 年实验数据分析通过舍弃无 TOF 响应的粒子再使用  $m^2$  划分的方法，使用扩展的粒子比例矩阵  $\mathbf{M}$  可以充分利用上无 TOF 响应的数据，且分析步骤更为简洁。

这里我们通过超子弱衰变，以及粒子  $1/\beta$  抽取出  $\pi$ ,  $K$ ,  $p$  与  $e$  粒子鉴别信息并做出校正，并以此抽取出喷注中粒子比例曲线。借助粒子比例曲线与粒子鉴别信息，划分出粒子富集区间，并通过 Likelihood 方法算得粒子在各个运动学变量区间各富集区间的比例得出比例矩阵。之后将通过比例矩阵求解得到最终的强子的横向极化单自旋不对称。

### 3.3 单自旋不对称的抽取

在质子-质子碰撞中，喷注中强子横向极化的反应截面可以写成不同调制方位角反应截面的组合，如式 3.10，对  $\phi_S$  与  $\phi_H$  不同方位角调制的微分反应截面  $d\Delta\sigma$  对应着不同横向极化效应 [77]。

$$\begin{aligned}
 & d\sigma^\uparrow(\phi_S, \phi_H) - d\sigma^\downarrow(\phi_S, \phi_H) \\
 & \sim d\Delta\sigma_0 \sin(\phi_S) \\
 & + d\Delta\sigma_1^- \sin(\phi_S - \phi_H) + d\Delta\sigma_1^+ \sin(\phi_S + \phi_H) \\
 & + d\Delta\sigma_2^- \sin(\phi_S - 2\phi_H) + d\Delta\sigma_2^+ \sin(\phi_S + 2\phi_H).
 \end{aligned} \tag{3.10}$$

式 3.10 中的角度定义在第一章已经介绍过（见图 1.15），其中  $\phi_S$  是质子极化方向与散射平面的夹角， $\phi_H$  是碎裂平面与散射平面的夹角。 $\sin(\phi_S)$  的不对称源于 Sivers 函数贡献，这一项对应着 Sivers 不对称。 $\sin(\phi_S - \phi_H)$  的不对称源于横向极化分布函数与 Collins 碎裂函数耦合的贡献，对应着 Collins 不对称。而  $\sin(\phi_S + \phi_H)$  的不对称源于胶子线性极化的分布函数与胶子的类 Collins 碎裂函数耦合的贡献，称为 Collins-like 不对称度。对于第四项与第五项，在目前运动学中即使在最大化、正性约束的情况下， $\sin(\phi_S + 2\phi_H)$  与  $\sin(\phi_S - 2\phi_H)$  的不对称所估算的不对称也不会很大 [77]。目前对它们的测量也与零一致 [82, 90]。因此认为它们是可以忽略的。本小节将系统地讨论单举喷注的 Sivers 不对称与喷注中强子的 Collins 不对称测量。

#### 3.3.1 Cross-Ratio 方法

我们采用 cross-ratio 方法抽取末态粒子的横向单自旋不对称 [90]。我们依据在 STAR 探测器坐标系中喷注的  $\phi$  角，将数据分成两部分：位于上半球 ( $\phi_{jet} > 0$ ) 或下半球 ( $\phi_{jet} < 0$ )。由于束流的极化方向是依据束团的预先设定沿着  $y$  轴或反向，对应为  $\phi_{spin} = \pm\pi/2$ 。所以散射平面与束流极化方向的夹角  $\phi_S$  定义为  $\phi_{spin} - \phi_{jet}$ 。从而我们发现：若束流极化方向向上，且有一个喷注 A 属于上半球 ( $\phi_S = \pi/2 - \phi_{jet}$ )，那么当束流极化方向反转时，找到一个属于下半球并与喷注 A 中心对称的喷注 B ( $\phi_S = -\pi/2 - (\phi_{jet} + \pi)$ )，此时两者的截面是满足旋转对称的。类似地，束流极化方向向上且属于下半球的喷注 C，当束流极化方向反转仍然可以找到属于上半球并与喷注 C 中心对称的喷注 D，来满足这种旋转对称。且喷注中强子碎裂平面与散射平面

的夹角  $\phi_H$  与束流极化无关，因此这种对称性可以写成式3.11， $\phi$  为对应不对称效应的调制方位角。cross-ratio 方法现在已经广泛地应用在了各种横向极化不对称分析中，这种方法的优势是可以利用对称性消除相对亮度以及探测器接收度带来的影响。

$$\sigma^\uparrow(\phi) = \sigma^\downarrow(\phi + \pi) \quad \sigma^\downarrow(\phi) = \sigma^\uparrow(\phi + \pi). \quad (3.11)$$

因此 cross-ratio 方法抽取横向单自旋不对称的公式如下：

$$PA_N \sin(\phi) = \frac{\sqrt{N^\uparrow(\phi)N^\downarrow(\phi + \pi)} - \sqrt{N^\downarrow(\phi)N^\uparrow(\phi + \pi)}}{\sqrt{N^\uparrow(\phi)N^\downarrow(\phi + \pi)} + \sqrt{N^\downarrow(\phi)N^\uparrow(\phi + \pi)}} = \frac{\sqrt{N_\alpha^\uparrow N_\beta^\downarrow} - \sqrt{N_\alpha^\downarrow N_\beta^\uparrow}}{\sqrt{N_\alpha^\uparrow N_\beta^\downarrow} + \sqrt{N_\alpha^\downarrow N_\beta^\uparrow}}. \quad (3.12)$$

上式  $P$  是束流极化度， $N$  为对应束流极化状态对应探测器半球区间的事例数， $\alpha$  与  $\beta$  分别表示喷注落在了探测器上半部分与下半部分， $\phi$  角是根据所测物理量对应的  $\phi_S$  与  $\phi_H$  的调和，如在 Collins 不对称测量中取  $\phi_S - \phi_H$ 。横向单自旋不对称分析中极化度以 event by event 的方式计算。这种极化度的计算方法在第二章 2.1.2 节介绍过，通过读取每个 event 的时间我们可以算出此每个事例的极化度，并应用于不对称抽取中。而横向单自旋不对称分析因极化度引入的误差为相对误差。因此极化度使用 event by event 方式所抽取的横向单自旋不对称，如下式表示：

$$A_N \sin(\phi) = \frac{\sqrt{\sum_i P_i N_{1,i} \cdot \sum_i P_i N_{2,i}} - \sqrt{\sum_i P_i N_{3,i} \cdot \sum_i P_i N_{4,i}}}{\sqrt{\sum_i P_i^2 N_{1,i} \cdot \sum_i P_i^2 N_{2,i}} + \sqrt{\sum_i P_i^2 N_{3,i} \cdot \sum_i P_i^2 N_{4,i}}}, \quad (3.13)$$

为了后续表述方便，这里  $N_{1,2,3,4}$  表示为给定自旋状态与给定所在探测器半球下的产额，依次对应  $N_\alpha^\uparrow, N_\beta^\downarrow, N_\alpha^\downarrow, N_\beta^\uparrow$ ，相应地，统计误差公式如下：

$$\begin{aligned} \sigma_{A_N} = & \frac{1}{4(\sqrt{N_\alpha^\uparrow N_\beta^\downarrow} + \sqrt{N_\alpha^\downarrow N_\beta^\uparrow})^2} \left[ \left( \sum_i P_i^2 N_{1,i} \frac{\sum_i P_i N_{2,i}}{\sum_i P_i N_{1,i}} + A_N^2 \sum_i P_i^4 N_{1,i} \frac{\sum_i P_i^2 N_{2,i}}{\sum_i P_i^2 N_{1,i}} \right. \right. \\ & \left. \left. - 2A_N \sum_i P_i^3 N_{1,i} \sqrt{\frac{\sum_i P_i N_{2,i} \sum_i P_i^2 N_{2,i}}{\sum_i P_i N_{1,i} \sum_i P_i^2 N_{1,i}}} \right) + \langle \text{terms with } N_{1,i} \Leftrightarrow N_{2,i} \rangle \right] \\ & + \frac{1}{4(\sqrt{N_\alpha^\uparrow N_\beta^\downarrow} + \sqrt{N_\alpha^\downarrow N_\beta^\uparrow})^2} \left[ \left( \sum_i P_i^2 N_{3,i} \frac{\sum_i P_i N_{4,i}}{\sum_i P_i N_{3,i}} + A_N^2 \sum_i P_i^4 N_{3,i} \frac{\sum_i P_i^2 N_{4,i}}{\sum_i P_i^2 N_{3,i}} \right. \right. \\ & \left. \left. + 2A_N \sum_i P_i^3 N_{3,i} \sqrt{\frac{\sum_i P_i N_{4,i} \sum_i P_i^2 N_{4,i}}{\sum_i P_i N_{3,i} \sum_i P_i^2 N_{3,i}}} \right) + \langle \text{terms with } N_{3,i} \Leftrightarrow N_{4,i} \rangle \right], \end{aligned} \quad (3.14)$$

通过上式算出各方位角调制下不对称随角度的分布，以 Collins 不对称测量为例，将通过一个常数叠加正弦函数拟合来抽取不对称：

$$p_0 + p_1 \times \sin(\phi_S - \phi_H), \quad (3.15)$$

其中  $p_1$  为对应粒子富集区的初始不对称  $A_{raw}$ 。 $p_0$  是为了拟合稳定而引入的参数，我们预期  $p_0$  应当为 0。以一个区间内 Collins 不对称抽取为例，Collins 不对称分布的拟合如

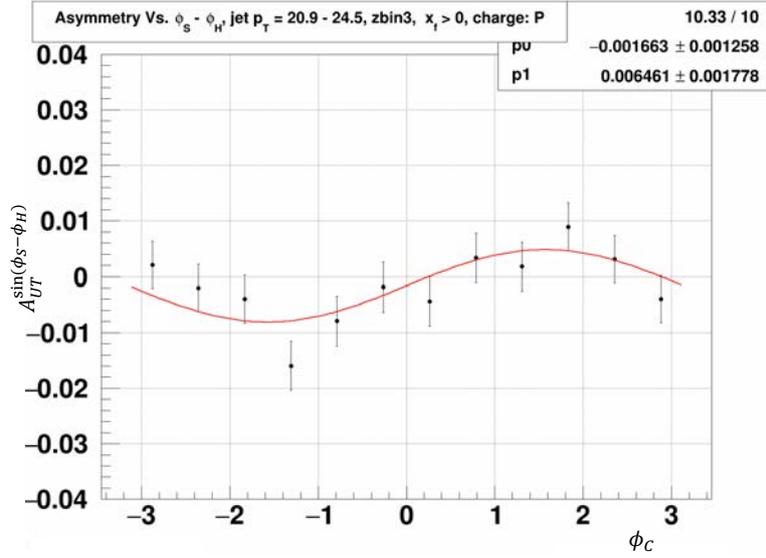


图 3.34:  $\pi^+$  在喷注  $p_T = 20.9 \sim 24.5$  GeV,  $z = 0.2 \sim 0.3$  且  $x_F > 0$  区间下不对称  $A_{raw}$  随方位角  $\phi_S - \phi_H$  的变化, 以及函数拟合情况。

图3.34所示。我们将方位角分成 12 各区间, 拟合需要两个参数, 因此拟合的自由度为 10。我们对所有运动学变量区间拟合质量做了检验。图3.35展示了所有运动学变量区间拟合的  $\chi^2$  分布, 该分布很好地符合了自由度为 10 的  $\chi^2$  分布。图3.36展示了所有运动学变量区间拟合参数  $p_0$  与其误差  $\delta p_0$  之比的分布, 可以看出其很好地符合了中心值为 0 的高斯分布。

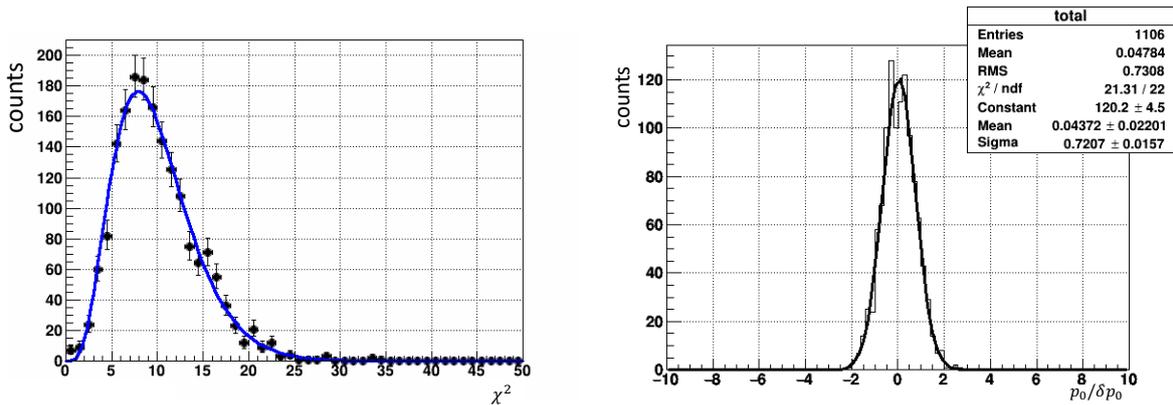


图 3.35: 单自旋不对称抽取拟合  $\chi^2$  分布。图 3.36: 单自旋不对称抽取拟合  $\frac{p_0}{\delta p_0}$  分布。

如 3.2 小节所述, 初始不对称  $A_{raw}$  被写作是各粒子不对称  $A_{pure}$  的线性结合。通过使比例分数矩阵  $\mathbf{M}$  的 Moore-Penrose 伪逆可以求解  $\mathbf{M}\mathbf{A}_{pure} = \mathbf{A}_{raw}$ 。而在求解中还需考虑  $\pi, K, p$  不对称的统计误差  $\delta A_{raw}$ , 因此求解  $A_{pure}$  的过程中需要考虑由  $A_{raw}$  误差引入的权重。这里我们引入一个权重对角矩阵  $\mathbf{O}_{sig}$ , 对角上元素对应着各粒子富



径迹  $z$  在  $0.13 \sim 0.16$  区间筛选前  $j_T$  分布，红色部分是喷注中粒子分布，蓝色是由 off axis 估算的背景分布。我们经过对径迹  $j_T$  上限筛选后，背景比例  $f_{UE}$  由 9% 降到 5%。由于背景不对称贡献为 0，因此在，在对各粒子富集区抽取的初始单自旋不对称使用下式来修正背景稀释：

$$A_{raw} \rightarrow A_{raw,corr} = \frac{A_{raw}}{1 - f_{UE}}; \quad \delta A_{raw} \rightarrow \delta A_{raw,corr} = \frac{\delta A_{raw}}{1 - f_{UE}}. \quad (3.18)$$

### 3.3.3 探测器角分辨率的修正

在实验分析中抽取 Collins 不对称时方位角  $\phi_C$ ，会因为探测器分辨率的限制而受到喷注位置分辨率的影响，从而对所测的不对称产生稀释。我们在模拟样本中，比较了在事例产生器层面上重建的“粒子喷注”与在探测器层面上重建的“探测器喷注”中方位角  $\phi_C$  分布。并以此估计  $\phi_C$  的角分辨率，从而对探测器角分辨率带来的影响进行修正。

我们首先要对“粒子喷注”与“探测器喷注”做关联。如 3.1.2 节中模拟样本喷注重建部分所讨论的，这里我们要求两者在  $\eta - \phi$  空间上满足  $\Delta R < 0.4$  ( $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$ )。在满足上述关联条件的同时，也要保证“探测器喷注”中径迹与“粒子喷注”内粒子的空间角最近。如图 3.38 的  $\Delta R \times charge_{track} \times charge_{particle}$  分布所示，大部分径迹集中在  $\Delta R \times charge_{track} \times charge_{particle} < 0.02$ 。因此径迹方位角关联参数  $\Delta R$  上限取 0.02，这样既保证两者具有良好的关联性，又保证了样本统计量。同时还要要求相匹配径迹与粒子具有相同电荷。

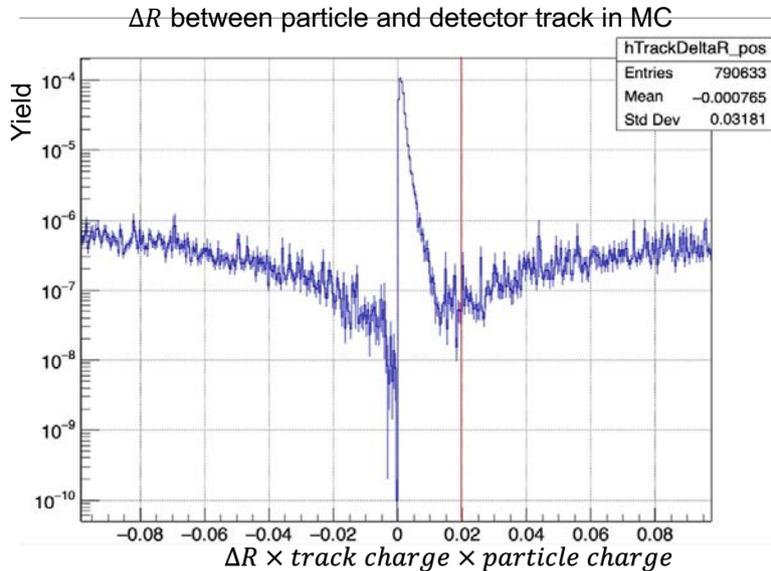


图 3.38: 径迹与粒子的关联度  $\Delta R \times charge_{track} \times charge_{particle}$  分布。

“探测器喷注”和与之关联的“粒子喷注”中  $\phi_C$  之差  $\delta\phi_C$  的分布如图 3.39 所示。随后通过四个高斯函数拟合得出  $\delta\phi_C$  分辨率函数  $A(\delta\phi_C)$ 。

Collins 不对称在数学上表达为  $\phi_C$  角度上正弦函数的振幅。为了修正探测器角分

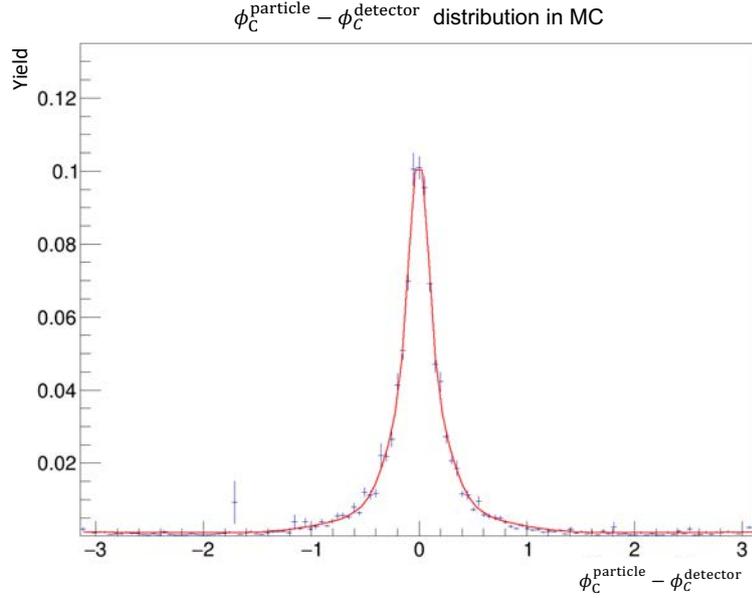


图 3.39: 喷注横动量  $8.2 < p_T < 9.6$  GeV 时,  $\phi_{C,particle} - \phi_{C,detector}$  的多高斯拟合。

分辨率引起的效应, 我们在正弦函数的初始角度  $\phi_{C_0}$  中添加扰动项  $\delta\phi_C$ , 如式所示:

$$A \sin(\phi_{C_0} + \delta\phi_C) = A \sin(\phi_{C_0}) \cos(\delta\phi_C) + A \cos(\phi_{C_0}) \sin(\delta\phi_C), \quad (3.19)$$

式中  $A$  是不对称大小。干扰项带来的影响在多次测量中应用其平均值来衡量。于是在取平均值的情况下,  $A \cos(\phi_{C_0}) \langle \sin(\delta\phi_C) \rangle$  项由于奇对称性而被消除。因此测得的不对称可以表示为物理的不对称乘以干扰项  $\langle \cos(\delta\phi_C) \rangle$ , 这时物理的不对称写作:

$$A_{ture} = A_{measure} / \langle \cos(\delta\phi_C) \rangle. \quad (3.20)$$

显然, 由  $\phi_C$  分辨率引起的扰动会稀释真实的不对称。稀释大小可通过计算  $\cos(\delta\phi_C)$  项的平均值得到。其中  $\delta\phi_C$  分辨率函数  $A(\delta\phi_C)$  已在图3.39中的拟合给出, 至此这个稀释因子可通过式3.21进行计算。

$$\langle \cos(\delta\phi_C) \rangle = \int_{-\pi}^{\pi} \cos(\delta\phi_C) A(\delta\phi_C). \quad (3.21)$$

我们将这个探测器角分辨率稀释效应因子记为  $f_{res}$ 。自然地, 通过式3.22可以将 Collins 不对称大小及统计误差进行校正:

$$A_{pure} \rightarrow A_{pure,corr} = \frac{A_{pure}}{f_{res}}; \quad \delta A_{pure} \rightarrow \delta A_{pure,corr} = \frac{\delta A_{pure}}{f_{res}}. \quad (3.22)$$

表3.5展示了  $\phi_C$  角分辨率稀释效应因子  $f_{res}$  在喷注  $p_T$  区间下的大小。  $f_{res}$  在小  $p_T$  区间迅速增大, 并在大约 20 GeV 后趋于平稳。

### 3.4 喷注及喷注中强子的运动学变量修正

我们通过喷注及喷注中强子的运动学变量分布便可以得到各变量在“探测器喷注”层面的平均值。但为了将实验结果与理论预言进行比较, 我们需要将“探测器喷注”的横

表 3.5: Collins 不对称的测量中  $\phi_C$  角分辨率稀释效应因子  $f_{res}$ 

jet $\langle p_T \rangle$ GeV	$f_{res}$
8.4	0.82
9.9	0.84
12.2	0.89
14.0	0.89
16.0	0.90
19.6	0.91
22.3	0.93
25.6	0.93
29.7	0.94
34.1	0.94
39.2	0.95
45.6	0.95
52.7	0.95
59.4	0.95

动量  $p_T$  修正到“粒子喷注”层面。并且由于 Collins 函数是关于  $z$  与  $j_T$  的函数，我们将“探测器喷注”中强子的  $z$  与  $j_T$  也修正到了“粒子喷注”层面。

对运动学变量的修正需要借助模拟样本。和 3.3.3 小节讨论的一样，需要对“粒子喷注”与“探测器喷注”做关联，然后将这两者的差值修正到实验数据测量的平均值上。

如图 3.40，以喷注横动量  $p_T$  为例，展示了完成关联的“探测器喷注”的  $p_{T_{det}}$  与“粒子喷注”的  $p_{T_{par}}$  的二维分布。我们以“探测器喷注”的  $p_{T_{det}}$  与“粒子喷注”的  $p_{T_{par}}$  之间差值  $\delta p_T$  作为修正量的大小。修正后的喷注横动量  $p_T = p_{T_{measure}} + \delta p_T$ 。

在 Collins 分析中，我们对  $z$  与  $j_T$  的修正所使用的方法与喷注  $p_T$  类似。此时需要在满足“探测器喷注”与“粒子喷注”的关联条件前提下，保证“探测器喷注”中径迹与“粒子喷注”内粒子的空间角最近。再通过比较“探测器喷注”中径迹  $z_{det}$  和  $j_{T_{det}}$  与所关联的“粒子喷注”中粒子  $z_{par}$  和  $j_{T_{par}}$  之间差值作为修正量的大小。

### 3.5 系统误差的估计

在本次测量中我们考虑了五项系统误差贡献，包括由粒子鉴别引入的系统误差，探测器角分辨率引入的误差，束流极化度误差引入的误差，触发引入的系统误差与探测器接收度非均匀性引入的误差。其中触发引入的系统误差与探测器接收度非均匀性引入的误差两项是占主导的来源。同时对运动学变量的系统误差也做了估计。

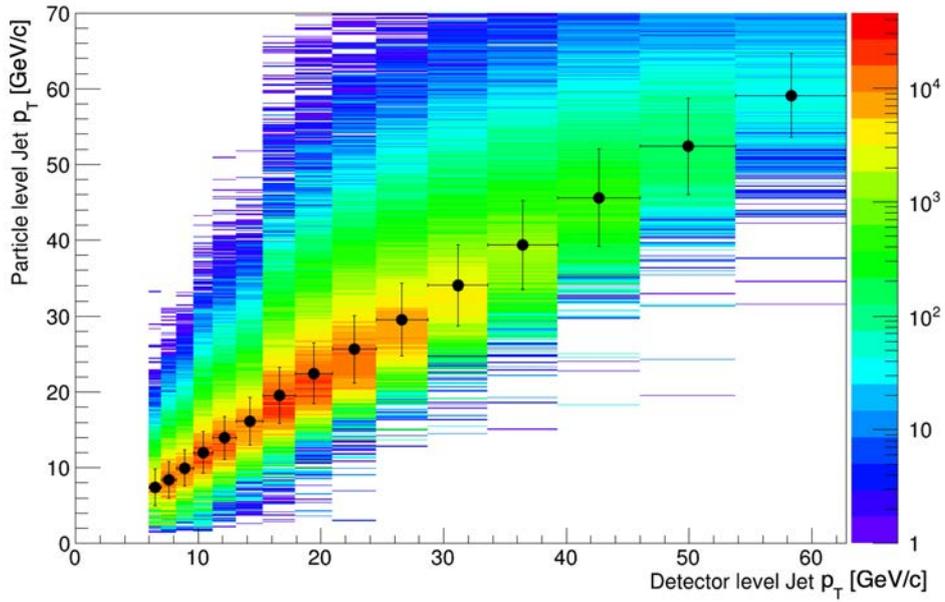


图 3.40: “探测器喷注”在各喷注横动量  $p_{T,det}$  区间下所关联的“粒子喷注”横动量  $p_{T,par}$  分布。其中数据点表示“探测器喷注”在各  $p_{T,det}$  区间内  $p_{T,par}$  与  $p_{T,det}$  的平均值,  $p_{T,par}$  与  $p_{T,det}$  分布的标准差被作为图中误差。

### 3.5.1 运动学变量的系统误差

以喷注  $p_T$  为例, 估算运动学变量的系统误差时, 考虑了四项贡献, 如式3.23所示:

$$\delta p_T = \sqrt{\delta p_{T,track-loss}^2 + \delta p_{T,stat}^2 + \delta p_{T,jet,BEMC}^2 + \delta p_{T,jet,track}^2}, \quad (3.23)$$

其中  $\delta p_{T,track-loss}^2$  是喷注  $p_T$  修正方法引入的系统误差,  $\delta p_{T,stat}^2$  是喷注  $p_T$  修正所使用模拟样本的统计误差,  $\delta p_{T,jet,BEMC}^2$  则是电磁量能器测量喷注中性能量引入的误差,  $\delta p_{T,jet,track}^2$  是喷注中带电径迹的误差;

为了计算修正引入的系统误差, 我们再一次重建了模拟样本的喷注, 这一次的 rebuild 过程中, 将随机地选择 4% 的径迹不参与本次重建。相应地, 此时“粒子喷注”与“探测器喷注”的  $p_T$  关联如图3.41所示。利用缺失 4% 径迹的重建喷注样本也可以相应地做一次修正。我们将缺失 4% 径迹的重建喷注样本与标准重建喷注样本所修正的  $p_T$  之间差作为  $p_T$  修正时引入的系统误差。该项是运动学变量系统误差的主要来源。

电磁量能器测量喷注中性能量引入的误差  $\delta p_{T,jet,BEMC}^2$ , 通过喷注中电中性能量比例与电磁量能器效率与刻度引入的相对误差估计, 如式3.24所示:

$$\delta p_{T,jet,BEMC} = \langle p_T \rangle \times R_T \times \sqrt{\delta_{gain}^2 + \delta_{eff}^2}, \quad (3.24)$$

$\langle p_T \rangle$  是喷注横动量平均值;  $R_T$  是喷注中电中性能量比例。  $\delta_{gain}$  是由于电磁量能器刻度引入的相对误差, 而  $\delta_{eff}$  是由于电磁量能器效率引入的相对误差, 两者合并的相对误差不超过 3.5%。

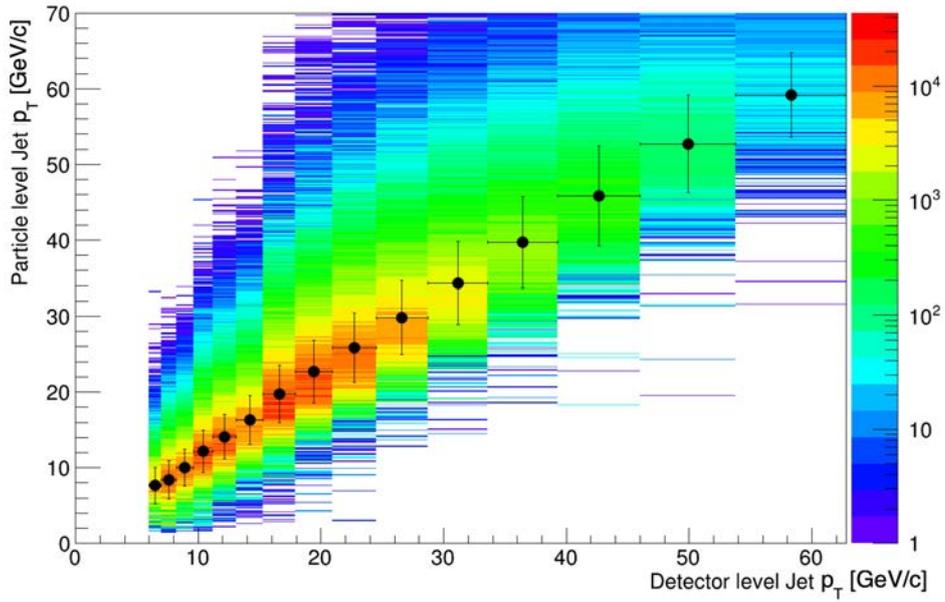


图 3.41: 缺失 4% 的径迹的重建喷注样本下,“探测器喷注”在各喷注横动量  $p_{T,det}$  区间下所关联的“粒子喷注”横动量  $p_{T,par}$  分布。其中数据点表示“探测器喷注”在各  $p_{T,det}$  区间内  $p_{T,par}$  与  $p_{T,det}$  的平均值,  $p_{T,par}$  与  $p_{T,det}$  分布的标准差被作为图中的误差。

喷注中带电径迹的误差  $\delta p_{T,jet,track}^2$  则有两部分贡献:

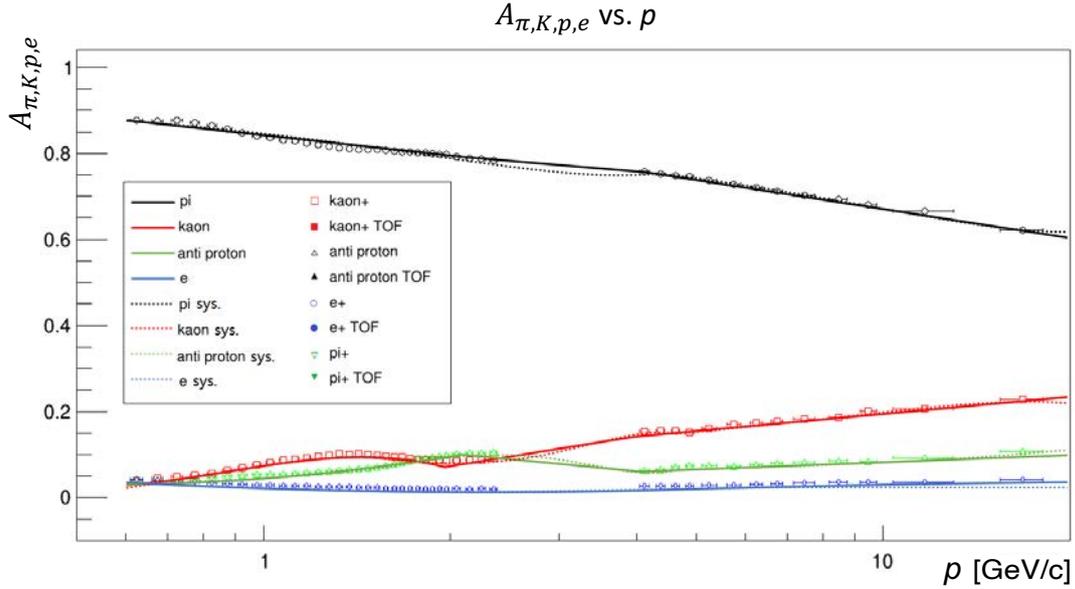
$$\delta p_{T,jet,track} = \sqrt{\delta p_{T,track}^2 + \delta p_{T,jet,BEMC_{track}}^2}, \quad (3.25)$$

$\delta p_{T,track}$  是 TPC 效率引入的误差,  $\delta p_{T,jet,BEMC_{track}}$  是匹配到电磁量能器上径迹的误差, 可以通过喷注中带电粒子能量比例与 TPC 效率与匹配到电磁量能器上径迹的相对误差估计。两部分贡献合并的相对误差不超过 2.4%。

对  $z$  与  $j_T$  的系统误差估算, 所使用的方法与喷注  $p_T$  类似。也包含修正方法引入的系统误差, 模拟样本的统计误差, 测量喷注中性能量与带电径迹引入的误差。修正方法引入的系统误差也是通过随机地选择 4% 的径迹不参与喷注重建估算, 而测量喷注中性能量与带电径迹引入的误差, 也通过喷注中带电或电中性能量比例与对应的相对误差对其做了类似的估算。

### 3.5.2 粒子鉴别引入的系统误差

为了估算粒子比例带来的系统误差, 我们采用了不同拟合曲线。拟合结果如图 3.42 所示, 图中比例的数据点是通过多高斯拟合估计的。在抽取过程中使用了动量对数  $\log(p)$  的多项式拟合, 图中以实线表示; 而估算系统误差的拟合函数则使用动量  $p$  的多项式, 图中以虚线表示。最后使用两种粒子比例曲线抽取不对称结果的差作为该项系统误差。注意到我们采用的拟合函数对数据点的拟合在小动量有细微的差别, 对于  $\pi$  介子这种非完美拟合的相对差值很小, 因此对  $\pi$  介子的不对称的影响可以忽略。经过比较两种粒子比例曲线抽取不对称结果, 该项的误差贡献很小, 几乎可以忽略。


 图 3.42: 电荷为正的粒子比例随动量  $p$  分布图。

### 3.5.3 探测器角分辨率稀释效应修正引入的误差

在 3.3.3 节中提到，我们在测量 Collins 不对称大小时，为修正探测器角分辨率稀释效应，通过式 3.21 估计稀释因子大小。这个因子与我们拟合的分辨率函数  $A(\delta\phi_C)$  相关。为了计算探测器角分辨率稀释效应修正所引入的误差，我们换用三个高斯函数对各喷注横动量  $p_T$  区间  $\delta\phi_C$  分布再做拟合，重新估算稀释因子  $f_{res}$ 。

最后以四高斯拟合得到修正结果与三高斯拟合的修正结果之差的绝对值作为该项系统误差。最终探测器角分辨率稀释效应修正引入的系统误差，最大不超过总系统误差的 5%。

### 3.5.4 束流极化度误差引入的误差

在第二章 2.1.2 节中介绍极化测量仪时提到，RHIC 上极化度由极化测量仪测定 [133]，束流极化度的系统误差包含三项：极化测量仪的系统误差，fill 之间的系统误差与校正过程中的系统误差，如式 3.26 所示。

$$\sigma(P_{set}) = P_{set} \cdot \frac{\sigma(\text{scale})}{P} \oplus \sigma(\text{fill to fill}) \oplus P_{set} \cdot \frac{\sigma(\text{profile})}{P}. \quad (3.26)$$

在 2017 年数据中，在单自旋不对称的测量中，BLUE 束流的该项系统误差为 1.1%，YELLOW 束流的误差为 1.4%。校正过程的系统误差是在测量极化时平均过程造成的。单自旋不对称的测量中，该项估计为  $2.2\%/\sqrt{M}$ ， $M$  为分析中使用的 fill 数 [133]。

fill 之间的系统误差与 fill 数以及每个 fill 的系统误差有关，每个 fill 的极化度系统误差计算如式 3.27 所示。整个数据样本的系统误差由每个 fill 加权平均算出，如式 3.28 所示。

$$\sigma(\mathcal{P}_i) = \sigma(P_{0,i}) \oplus \frac{\int dt \ t L_i(t)}{\mathcal{L}_i} \cdot \sigma(dP/dt_i) \oplus \mathcal{P}_i \cdot (\sigma(P_{\text{fill-to-fill}})/P). \quad (3.27)$$

$$\sigma(P_{\text{dataset}}) = \frac{\oplus_i \mathcal{L}_i \cdot \sigma(\mathcal{P}_i)}{\Sigma_i \mathcal{L}_i}. \quad (3.28)$$

根据极化度系统误差的计算，该项与  $P_0$  与  $dP/dt$  的误差以及 fill 之间标度系统误差附加项有关。该附加项是在质子-碳核碰撞法测量极化度时由能量标度带来的误差。与统计误差相比，这项通常很小或可以忽略不计。通过比较上方和下方质子-碳核极化度的结果，可以得出在 2017 年中 BLUE 于 YELLOW 两个束流的 fill 之间误差附加项分别为 0.0%/ 2.6%[133]。由于每个 fill 各自的系统误差中已经考虑了该项，因此合并到整个数据集的总体极化系统误差时，这一项误差会被重复计算。需要用校正因子  $\sqrt{1 - M/N}$  乘以数据样本的极化系统误差，以修正重复计算的 fill 间的系统误差，如式 3.29 所示。

$$\sigma(\text{fill to fill}) = \sqrt{1 - \frac{M}{N}} \cdot \frac{\oplus_i \mathcal{L}_i \cdot \sigma(\mathcal{P}_i)}{\Sigma_i \mathcal{L}_i}. \quad (3.29)$$

其中  $M$  是分析用到的 fill 数， $N$  是参与极化度计算的总 fill 数。对于 2017 年数据， $M = 184$  和  $N = 242$ 。

合并以上三项贡献后，横向单自旋不对称测量由极化度误差引入的总系统误差为 1.4%。

### 3.5.5 触发引入的系统误差

在质子-质子碰撞中，部分子散射过程主要有夸克-夸克 ( $qq$ )、夸克-胶子 ( $qg$ ) 和胶子-胶子 ( $gg$ ) 三种。STAR 的 Jet Patch 触发系统可能对其中某些过程更敏感，这将改变子过程的相对比例，从而使不对称的实验测量产生偏差。

触发引入的系统误差是通过模拟样本估计的。在模拟样本中，我们可以将已经完成关联的“部分子喷注”再与 PYTHIA 中所记录中硬散射的末态部分子，通过在  $\eta - \phi$  空间上满足  $\Delta R < 0.4$  的方式关联起来，这样我们便可以追溯“探测器喷注”由何种部分子碎裂产生。然后根据 PYTHIA 记录，这些喷注将被分为夸克、反夸克和胶子喷注。以这种方式，便可以计算探测器夸克和胶子喷注所占比例，如图 3.43 左图所示。由于触发系统作用在“探测器喷注”层面上，我们还需要 PYTHIA 样本下所有的“粒子喷注”作为无偏样本，这部分样本将作为基准与触发后样本比较，来估算触发引入的系统误差，如图 3.43 右图所示，展示了“探测器喷注”（有偏）与“粒子喷注”层面（无偏）的夸克/胶子喷注之比随喷注  $p_T$  的变化。在图 3.44 展示了喷注中强子  $j_T$  区间的强子来自夸克喷注与胶子喷注的比例，以及探测器（有偏）与粒子（无偏）的夸克/胶子喷注之比。

在 RHIC 能量下，Sivers 不对称主要由胶子贡献，而高  $z$  区间的  $\pi^\pm$  介子的 Collins 不对称主要由夸克贡献，因此在计算触发引入的系统误差时我们将过程简化，忽略了胶子喷注的 Collins。有偏与无偏的夸克喷注/胶子喷注之比如图 3.43 右图所示。因此我们通过下式计算触发引入的系统误差：

$$\sigma_{\text{Trig.Bias}} = (1 - r) \times \text{Max}(|A|, \sigma_A), \quad (3.30)$$

其中， $r$  是有偏与无偏的夸克喷注/胶子之比， $A$  是我们测得的不对称，而  $\sigma_A$  则是不对称的统计误差。

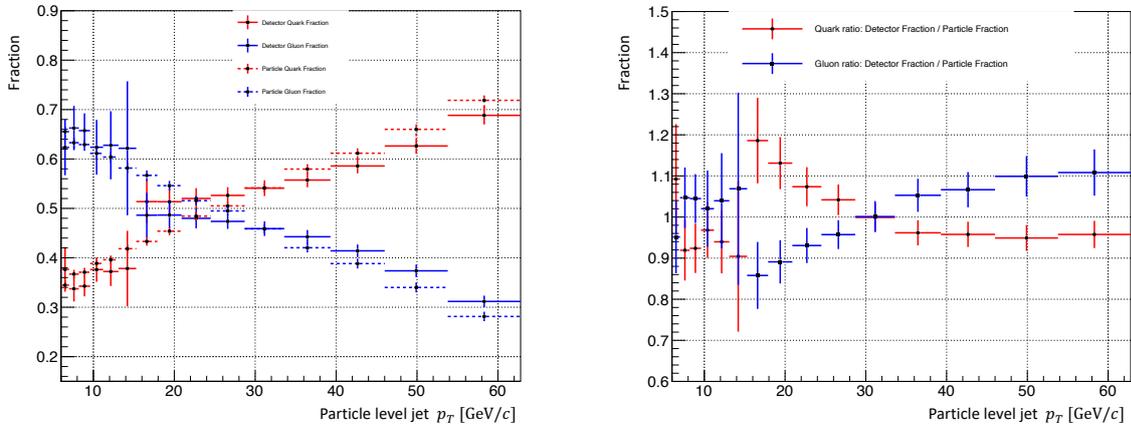


图 3.43: 喷注各横动量区间由触发引入的系统误差: (左) 强子来自夸克喷注与胶子喷注的比例, (右) “探测器喷注”层面 (有偏) 与“粒子喷注”层面 (无偏) 的夸克/胶子喷注之比。

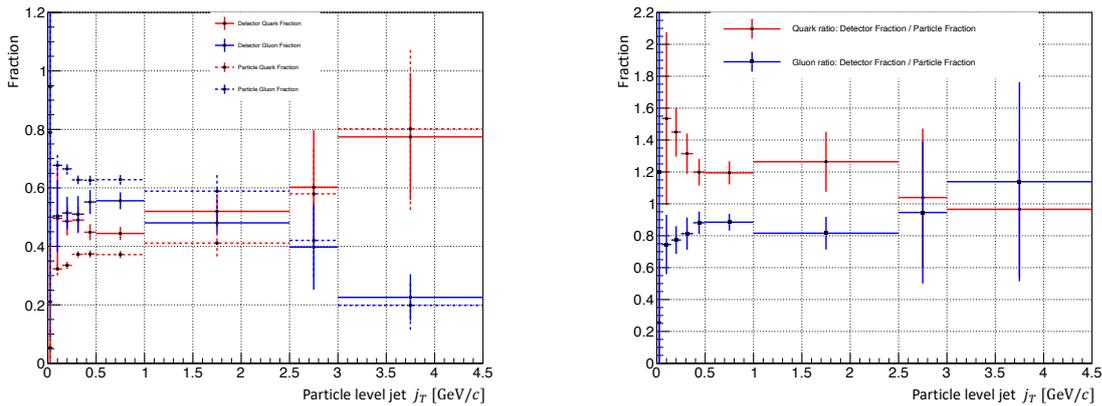


图 3.44: 喷注中强子  $j_T$  区间由触发引入的系统误差: (左) 强子来自夸克喷注与胶子喷注的比例, (右) “探测器喷注”层面 (有偏) 与“粒子喷注”层面 (无偏) 的夸克/胶子喷注之比。

触发引入的系统误差在本章分析中是不对称测量的主要来源之一，约占总系统误差的 40%。

### 3.5.6 探测器接收度非均匀性引入的误差

在前文我们介绍过，如式3.10所示，不同极化方向的喷注和强子的产额由各调制方位角不对称共同贡献，其中五种调制方位角贡献均是正交的。因此当探测器拥有均匀接收度时，使用 cross-ratio 方法可以独立地抽取各方位角的不对称。一旦探测器接收度不均匀，以 Collins 不对称为例，Collins 不对称会与这种非均匀的接收度耦合。通过傅立叶展开，我们可以分析其他调制角不对称所混入的领头阶贡献 [134]。

目前我们没有测得  $\phi_{S+H}$  与  $\phi_{S+2H}$  调制角不对称的非零结果。因此计算接收度非均匀性引入的误差时，对 Siverts 不对称只考虑 Collins 不对称  $A_{UT}^{\sin(\phi_{S-H})}$  与 Collins-like 不对称  $A_{UT}^{\sin(\phi_{S-2H})}$  串扰的贡献；而对 Collins 不对称只考虑 Siverts 不对称  $A_{UT}^{\sin(\phi_S)}$  与 Collins-like 不对称  $A_{UT}^{\sin(\phi_{S-H})}$  串扰的贡献。以 Collins 不对称为例，当探测器接收度不均匀时，我们测量到的 Collins 不对称如式3.31所示，为真实的 Collins 不对称加上 Siverts 不对称与 Collins-like 不对称串扰的贡献 [134]。

$$\epsilon(\phi_{S-H}) = A_{UT}^{\sin(\phi_{S-H})} \sin(\phi_{S-H}) + A_{UT}^{\sin(\phi_S)} \mathcal{S}(\phi_{S-H}) + A_{UT}^{\sin(\phi_{S-2H})} \mathcal{G}(\phi_{S-H}), \quad (3.31)$$

上式中  $\mathcal{S}$  与  $\mathcal{G}$  项分别是 Siverts 不对称与 Collins-like 不对称串扰到 Collins 不对称的比例。以  $\mathcal{S}$  为例，其展开如3.32式所示 [134]。

$$\mathcal{S}(\phi_{S-H}) = \frac{1}{2} \frac{\iint I(\phi_S, \phi_{S-H}, \phi_{S-2H}) \sin(\phi_S) d\phi_S d\phi_{S-2H}}{\iint I(\phi_S, \phi_{S-H}, \phi_{S-2H}) d\phi_S d\phi_{S-2H}}. \quad (3.32)$$

其中， $I$  是探测器接收度。当探测器接收度不均匀时， $\mathcal{S}$  与  $\mathcal{G}$  项将使得  $\phi_S$  与  $\phi_{S-2H}$  的贡献混入。

参考 2011 年以及 2015 年横向单自旋不对称分析 [82, 90]，我们使用 data-driven 的方法估算探测器接收度非均匀性引入的误差。通过人为地在其中一个调制角上引入一个已知不对称  $A_{in}$ ，然后测量其他两个调制角下的不对称，得到各项串扰的比例。以估计 Siverts 不对称对 Collins 不对称的串扰为例，我们人为地构建了两个权重因子：

$$\begin{aligned} w_0 &= 1 + A_{in} \sin(\phi_S); \\ w_1 &= 1 - A_{in} \sin(\phi_S). \end{aligned} \quad (3.33)$$

每个事例将被加权并使用两次，第一次使用  $w_0$  加权，等效于将该事例设置成自旋方向向上，第二次使用  $w_1$ ，此时将等效于设置成自旋方向向下。随后使用与测量物理不对称一致的方法抽取 Collins 不对称，由于我们每个事例都使用了两次，此时已经消除了物理的不对称，在  $\phi_{S-H}$  调制角下抽取到不对称只可能是来自于人为引入的所谓“Siverts 不对称”串扰贡献。Collins-like 对 Collins 不对称串扰的估算方法也类似，将式3.33中  $\phi_S$  替换为  $\phi_{S-2\phi_H}$  即可。与实验数据分析中所使用的抽取方法一致，也是以  $p_0 + p_1 \sin(\phi)$  拟合加权后的空间角不对称分布，此时拟合得到的振幅 ( $p_1$ ) 正是该项串扰的大小。因此探测器接收度非均匀性造成的串扰而引入的误差，如下式：

$$\sigma_{cross-talk} = \frac{Max(|p_1|, \sigma_{p_1})}{A_{in}} \times Max(|A_{means}|, \sigma_{A_{means}}), \quad (3.34)$$

其中,  $A_{means}$  是我们测量到的 Siverts (或 Collins-like) 不对称。  $p_1$  是串扰拟合的振幅, 而  $\sigma_{p_1}$  是拟合  $p_1$  的误差; 用这一项除以人为引入的不对称  $A_{in}$ , 表示由 Siverts (或 Collins-like) 不对称串扰到 Collins 不对称的比列。用该比例乘以我们测量到的 Siverts (或 Collins-like) 不对称, 此时对应实际测量中 Siverts (或 Collins-like) 不对称串扰到 Collins 不对称的贡献。

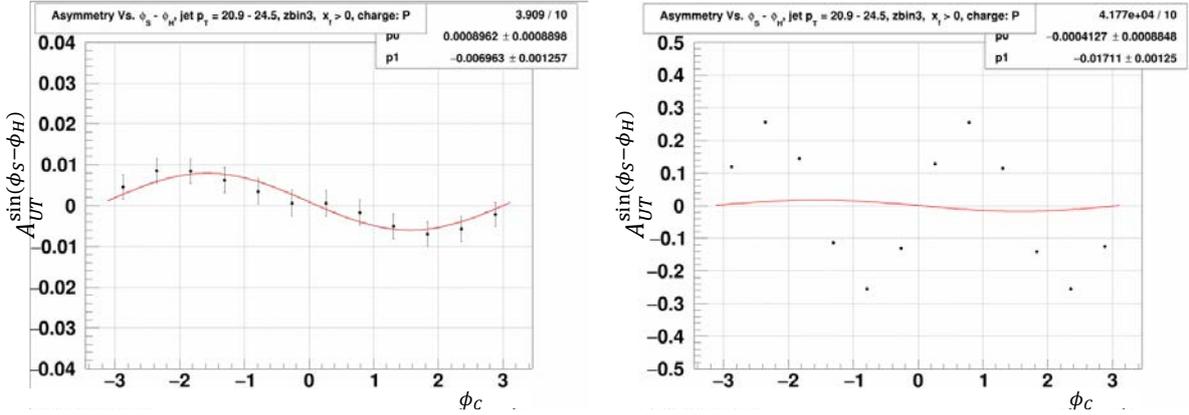


图 3.45: (左) 由 Siverts 串扰到 Collins 的拟合, (右) 由 Collins-like 串扰到 Collins 的拟合。

当计算 Collins 与 Collins-like 不对称对 Siverts 不对称的串扰时,  $w$  权重因子需要循环加在喷注中所有  $\pi$  介子; 但测量 Siverts 不对称是喷注而非强子, 且每个喷注可能包含不止一个  $\pi$  介子, 因此对每个  $\pi$  介子还需增加额外的权重。计算 Collins 引入的串扰时, 使用其动量分数  $z$  作为额外权重, 计算 Collins-like 引入的串扰则使用  $1 - z$ 。在本次分析中, 计算 Siverts 的串扰贡献时,  $A_{in}$  取 0.1, 计算 Collins 的串扰时,  $A_{in}$  取 0.25。图 3.45 展示了 (左) 由 Siverts 串扰到 Collins, 与 (右) 由 Collins-like 串扰到 Collins 的  $p_0 + p_1 \sin(\phi)$  拟合结果。

探测器接收度非均匀性引入的误差在本章分析中是不对称测量系统误差的另一项主要来源, 其贡献与触发引入的误差大致相当。

### 3.6 横向单自旋不对称测量结果及讨论

经过对  $\sqrt{s} = 510$  GeV 质子-质子碰撞的实验数据进行重建喷注, 并使用 cross-ratio 的方法抽取了初始的不对称。再通过对喷注中的粒子做鉴别, 抽取粒子比例矩阵, 并以此求解出各粒子的横向单自旋不对称。同时我们利用模拟样本对运动学变量做了修正, 并估计了一系列系统误差。最后我们得到了 Siverts 相关的喷注的单自旋不对称, 以及  $\pi^\pm$  的 Collins 不对称结果。

在后面的结果展示中, 我们根据喷注的纵动量方向是否沿着极化束流的方向, 将 Siverts 与 Collins 不对称随喷注横动量  $p_T$  的分布分为两部分, 并以费曼标度  $x_F$  的形式

表示。我们在第一章 1.4.2 节中已经提到,  $x_F$  定义为  $2p_L/\sqrt{s}$ , 这里  $p_L$  是喷注的纵向动量。当喷注  $x_F > 0$ , 这时喷注纵向动量沿着极化束流的方向; 而当喷注  $x_F < 0$ , 喷注纵向动量则与极化束流反向。通常认为沿着极化束流方向的喷注更可能来自极化质子的部分子。

### 3.6.1 单举喷注的横向单自旋不对称

本次对 Siverts 相关的不对称测量包括: 对单举喷注的横向单自旋不对称, 与对由大动量分数  $z$  的  $\pi^\pm$  标记的单举喷注不对称的测量。

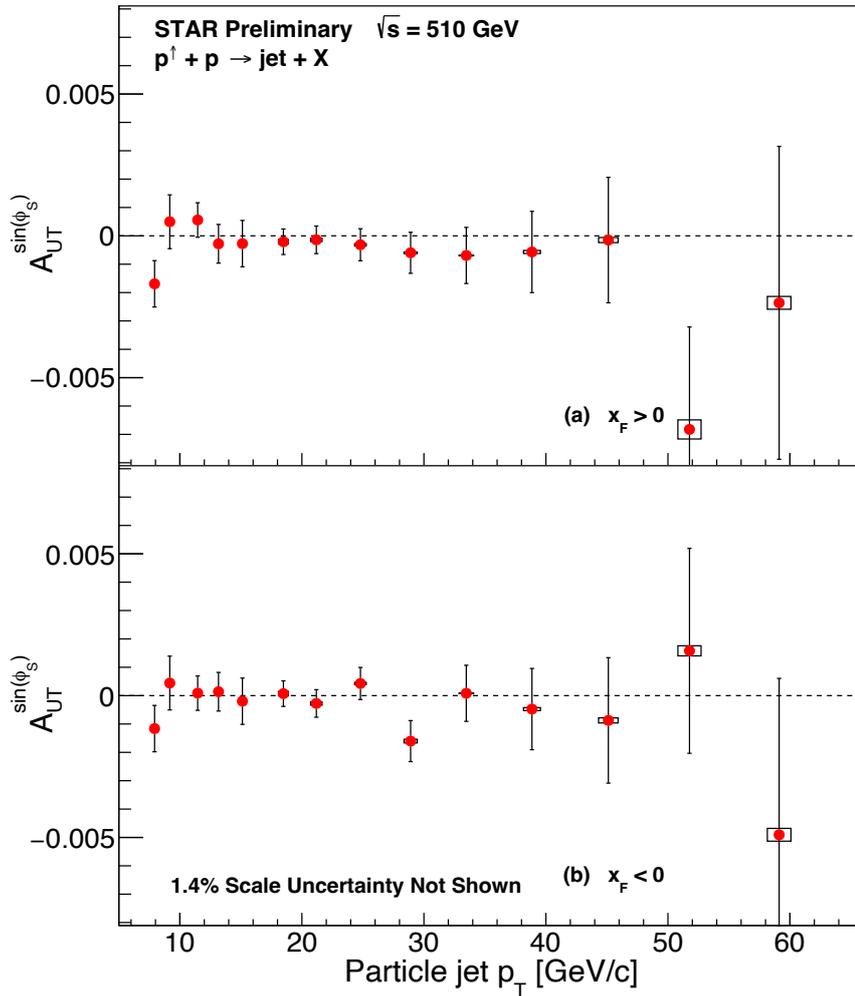


图 3.46: 单举喷注的不对称  $A_{UT}^{\sin(\phi_S)}$  随喷注横动量  $p_T$  的分布, 上图是沿着极化束流运动方向的结果, 下图则是反向。

在 STAR 能区胶子参与的部分子散射截面占据主导, 因此对单举喷注的横向单自旋不对称测量可以为 twist-3 的胶子 Siverts 函数提供实验数据。图 3.47 展示了利用 STAR 在 2015 年横向极化质子-质子碰撞数据测量的单举喷注的不对称  $A_{UT}^{\sin(\phi_S)}$ , 即 Siverts 不对称, 随喷注横动量  $p_T$  的分布。上图展示了喷注  $x_F > 0$  的结果, 下图展示了喷注

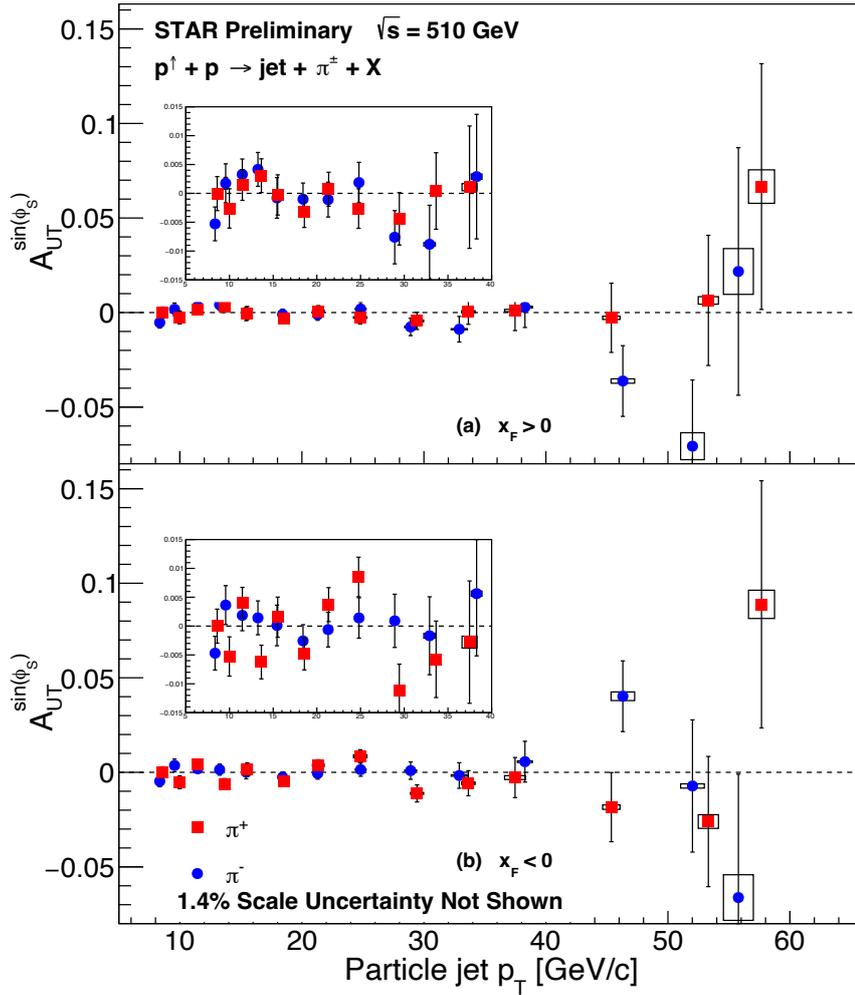


图 3.47: 包含动量分数  $z > 0.3$  的  $\pi^\pm$  的喷注不对称  $A_{UT}^{\sin(\phi_S)}$  随喷注横动量  $p_T$  的分布, 上图是沿着极化束流运动方向的结果, 下图则是反向。

$x_F < 0$  的结果。图中可见单举喷注的 Siverts 不对称，在误差范围内与 0 保持一致。这可能预示着在质子-质子碰撞中在该赝快度区间下的 Siverts 函数很小或者存在  $u$ 、 $d$  夸克依赖的抵消效应。

为了研究由  $u$ 、 $d$  夸克所分别主导的 Siverts 效应，我们测量了包含动量分数  $z > 0.3$  的  $\pi^\pm$  的喷注不对称  $A_{UT}^{\sin(\phi_S)}$  随喷注横动量  $p_T$  的变化，如图 3.46 所示。由于包含大横动量分数  $\pi^+$  与  $\pi^-$  喷注的散射截面将分别由  $u$  与  $d$  夸克主导 [135]，所以对大动量分数的  $\pi^\pm$  标记的喷注横向单自旋不对称测量可以为 twist-3 的夸克 Siverts 函数提供实验数据。图 3.46 中为了方便清晰地展示误差，把  $\pi^\pm$  标记的喷注横动量在  $5 < p_T < 40$  GeV 区间的的结果放大展示在小图中。可以看到在误差范围内大动量分数的  $\pi$  介子标记的喷注 Siverts 不对称与 0 保持一致，并其也未观测到由  $\pi^+$  与  $\pi^-$  标记的喷注之间存在差别。

此外，STAR 在 2011 年 500 GeV 与 2015 年 200 GeV 的横向极化质子-质子碰撞中也进行了单举喷注横向单自旋不对称测量。并且本次测量在相同质心能量下在精度上提高了 13 倍，是目前最高精度的测量，因而本次测量结果可以为 Siverts 函数在高能标区间提供高精度的实验数据。

### 3.6.2 $\pi$ 介子 Collins 不对称

我们测量了 Collins 不对称随喷注横动量  $p_T$ 、 $\pi$  介子动量分数  $z$  与相对喷注横动量  $j_T$  变化的结果，并与理论预言以及已发表的结果做了比较。Collins 不对称是横向极化分布函数与 Collins 碎裂函数耦合的共同作用的结果，因此对  $\pi$  介子的 Collins 不对称测量可以为横向极化分布函数与 Collins 碎裂函数的 TMD 演化提供实验数据。

#### 2017 年新数据的 Collins 测量结果

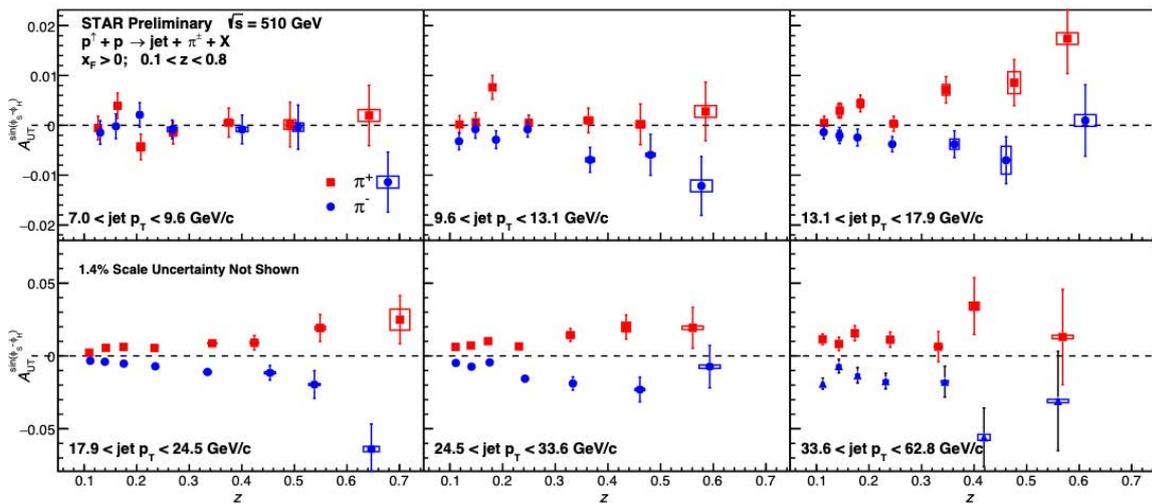


图 3.48: 喷注中  $\pi^\pm$  的 Collins 不对称  $A_{UT}^{\sin(\phi_S - \phi_H)}$  在各个喷注横动量  $p_T$  区间下随  $\pi^\pm$  的动量分数  $z$  的变化。

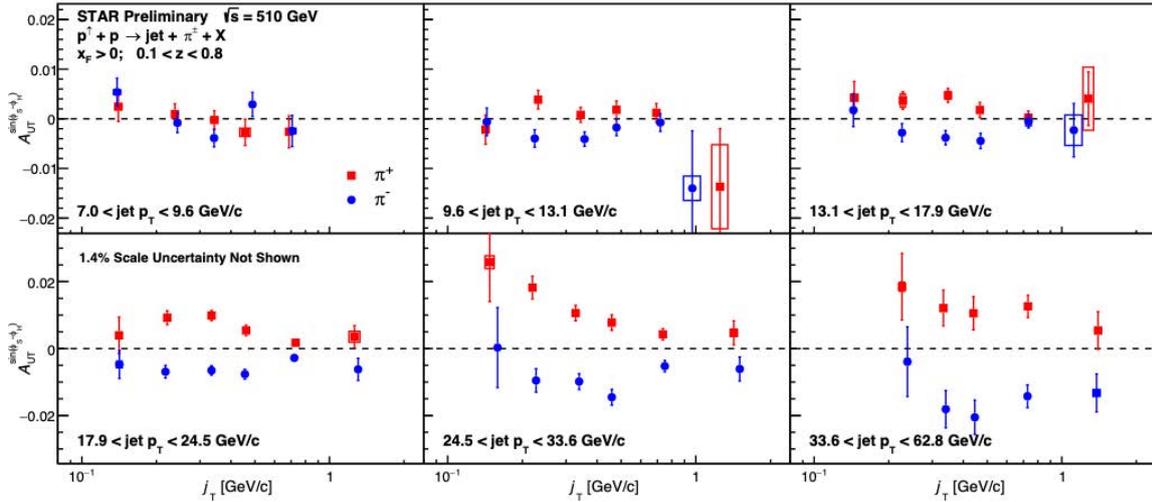


图 3.49: 喷注中  $\pi^\pm$  的 Collins 不对称  $A_{UT}^{\sin(\phi_S - \phi_H)}$  在各个喷注横动量  $p_T$  区间下随  $\pi^\pm$  相对喷注的横动量  $j_T$  的变化。

在图3.48展示了在各个喷注横动量  $p_T$  区间下, 喷注在  $x_F > 0$  时  $\pi^\pm$  的 Collins 不对称  $A_{UT}^{\sin(\phi_S - \phi_H)}$ , 随  $\pi^\pm$  动量分数  $z$  变化的结果。可以看到, 在每个  $p_T$  区间里 Collins 不对称会随  $z$  的增大而增大。而图3.49展示了各个喷注横动量  $p_T$  区间下, 喷注在  $x_F > 0$  时  $\pi^\pm$  的 Collins 不对称随介子相对于喷注横动量  $j_T$  变化的结果。在  $j_T > 0.2$  GeV 时, 可以看到在每个  $p_T$  区间里 Collins 不对称有着明显的随着  $j_T$  增大而减小的趋势, 这种趋势随着  $p_T$  的增加而更加明显。在 TMD 框架下 Collins 碎裂函数是  $z$  和  $j_T$  依赖的函数, 对 Collins 不对称在  $z$  与  $j_T$  维度下的测量将有助于我们细致地了解 Collins 碎裂函数。由于 2017 年数据积分亮度上的提升, 本次测量可以为碎裂函数的 TMD 演化提供精细的实验数据。

Collins 不对称同时也受横向极化分布函数的影响。在螺旋度守恒的限制下胶子横向极化贡献为零 [136], 并且在质子-质子碰撞中随着喷注  $p_T$  的升高导致参与硬散射的胶子比例降低, 因此我们预测 Collins 不对称将会随喷注  $p_T$  的升高而增加。图3.50展示了 Collins 不对称随喷注横动量  $p_T$  的变化; 这里已将喷注的  $p_T$  修正到了“粒子喷注”层面, 并且在上图展示了喷注  $x_F > 0$  的结果, 下图展示了喷注  $x_F < 0$  的结果。图中可以看到  $x_F > 0$  的喷注中  $\pi^\pm$  的 Collins 不对称随着喷注的横动量  $p_T$  增大而不断增大, 并且  $\pi^+$  与  $\pi^-$  的不对称符号相反, 而  $x_F < 0$  的喷注中  $\pi^\pm$  的 Collins 不对称结果在误差范围内与 0 一致。这种趋势与我们的预测以及此前实验测量结果一致 [82, 90]。

### 与 2011 年测量结果的比较

在第一章 1.4.2 节已经提到, STAR 在 2011 年与 2015 年分别收集了质心能量为 500 GeV 与 200 GeV 的横向极化质子-质子碰撞数据, 并对 Collins 不对称做了测量, 于是我们将 2017 年新数据结果与往年的测量结果进行了比较。

图3.51展示了 2017 年测量的喷注中  $\pi^\pm$  的 Collins 不对称随喷注横动量  $p_T$  变化的结果与 2011 年数据测量结果的比较。图中看到两次测得的喷注横动量  $p_T$  依赖的

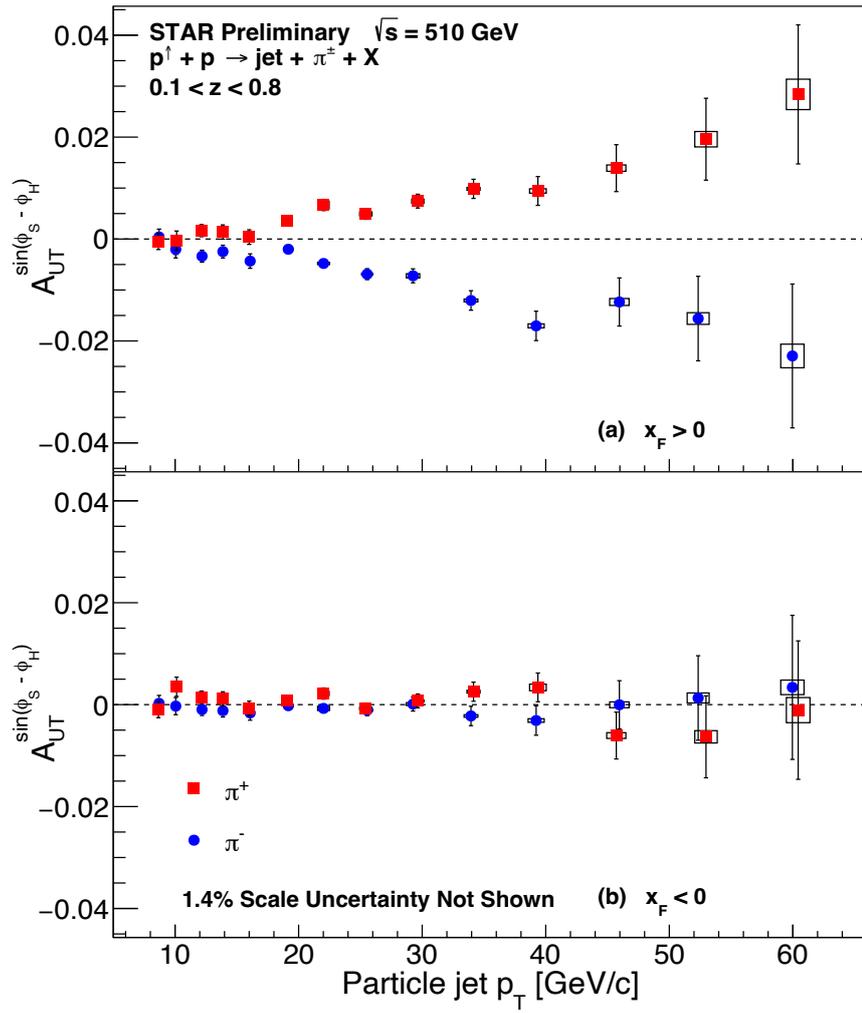


图 3.50: 喷注中  $\pi^\pm$  的 Collins 不对称  $A_{UT}^{\sin(\phi_S - \phi_H)}$  随喷注横动量  $p_T$  的变化。

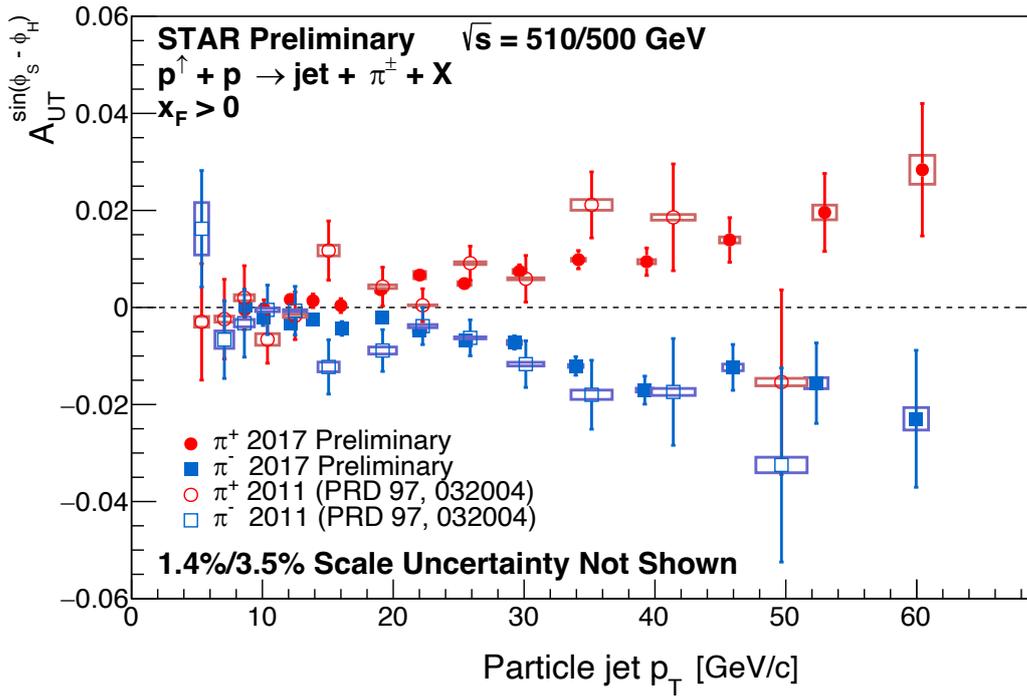


图 3.51: 2017 年数据测量的喷注中  $\pi^\pm$  的 Collins 不对称  $A_{UT}^{\sin(\phi_S - \phi_H)}$  随喷注横动量  $p_T$  变化的结果与 2011 年数据测量结果的比较。

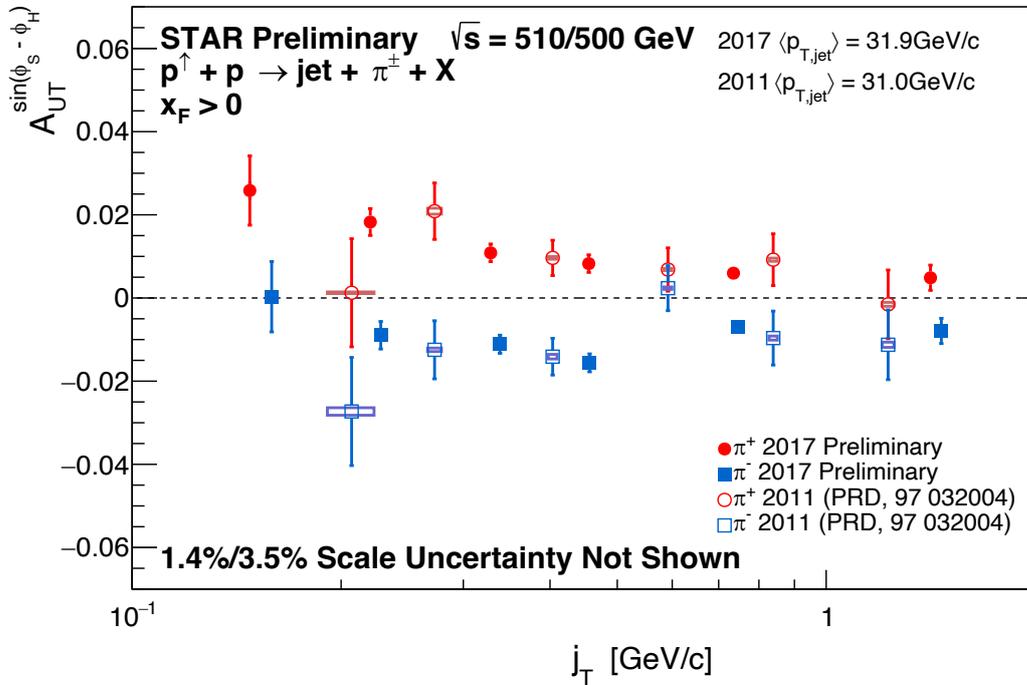


图 3.52: 在喷注高  $p_T$  区间, 2017 年测量的喷注中  $\pi^\pm$  的 Collins 不对称  $A_{UT}^{\sin(\phi_S - \phi_H)}$  随  $\pi^\pm$  相对喷注横动量  $j_T$  变化的结果与 2011 年数据测量结果的比较。

Collins 不对称结果保持了很好的一致性。2017 年新数据积分亮度比 2011 年提高了 13 倍，图中可见本次测量的精度也有了明显地提升，在相同区间的 Collins 不对称统计误差缩小了近 4 倍。并且我们选择了一个大喷注横动量区间，在图 3.52 展示了 Collins 不对称随  $\pi^\pm$  的  $j_T$  变化的测量结果与 2011 年数据测量结果的比较，并且图中看到两次测得的  $\pi^\pm$  的  $j_T$  依赖的 Collins 不对称结果也保持了很好的一致性。

图 3.53 展示了 2017 年喷注中  $\pi^\pm$  的 Collins 不对称  $A_{UT}^{\sin(\phi_S - \phi_H)}$  随  $\pi^\pm$  随动量分数  $z$  的变化与 2011 年数据测量结果以及与理论预言的比较。图中展示的 2011 年数据测量结果，喷注横动量范围为：22.7 <  $p_T$  < 55.0 GeV，横动量平均值为 31.0 GeV；为了方便比较 2017 年的喷注横动量范围为：24.5 <  $p_T$  < 62.8 GeV，平均值为 31.9 GeV。从图中可以看到两次测量结果具有很好的一致性，且在精度上有很大的提升。

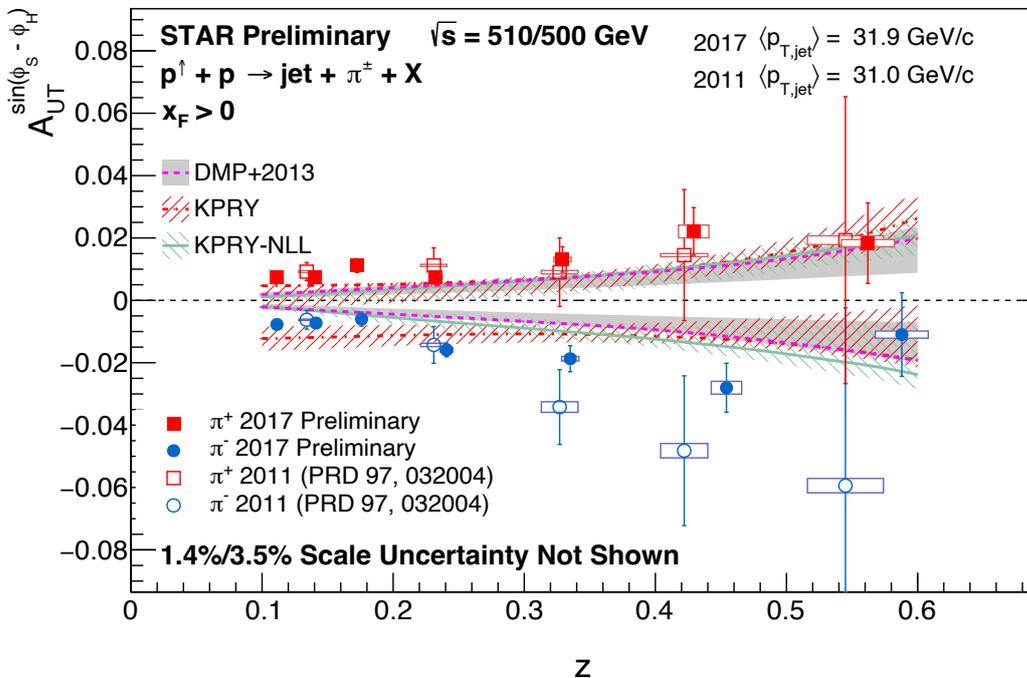


图 3.53: 2017 年喷注中  $\pi^\pm$  的 Collins 不对称  $A_{UT}^{\sin(\phi_S - \phi_H)}$  在喷注大  $p_T$  区间，随  $\pi^\pm$  动量分数  $z$  变化的结果与 2011 年数据测量结果的比较，以及与理论预言的比较 [137, 138]。

图 3.53 中展示的 DMP+2013 [137, 139]、KPRY 和 KPRY-NLL 模型所使用的横向极化分布函数与 Collins 碎裂函数，均是利用 SIDIS 和  $e^+e^-$  湮灭实验数据做整体参数化抽取得到的 [138, 140, 141]。KPRY 和 KPRY-NLL 的区别在于：KPRY-NLL 的预言中考虑 TMD 框架到次领头阶的演化，而 KPRY 的预言则是基于简单的参数化模型。随后通过 TMD 因子化将抽取的横向极化分布函数与 Collins 碎裂函数应用到质子-质子碰撞中。图 3.53 中三种理论模型均与实验测量的信号趋势保持一致，但在大  $z$  区间的预言仍有低估。一方面验证了在 SIDIS、 $e^+e^-$  和质子-质子碰撞实验中 Collins 碎裂函数的普适性，另一方面也对 TMD 演化的理论研究提出了挑战。

## 与 200 GeV 的测量结果的比较

2015 年数据在 200 GeV 碰撞能量下的测量结果已有过一次与 2011 年 500 GeV 结果的比较。虽然两年的碰撞能量不一致，但可以将喷注横动量  $p_T$  除以碰撞能量得到  $x_T = 2p_T/\sqrt{s}$  进行比较，在中间赝快度区喷注  $x_T$  与 Bjorken  $x$  近似。受限于 2011 年结果的统计量，对 Collins 不对称碰撞能量依赖性并不能下确切的结论 [90]。

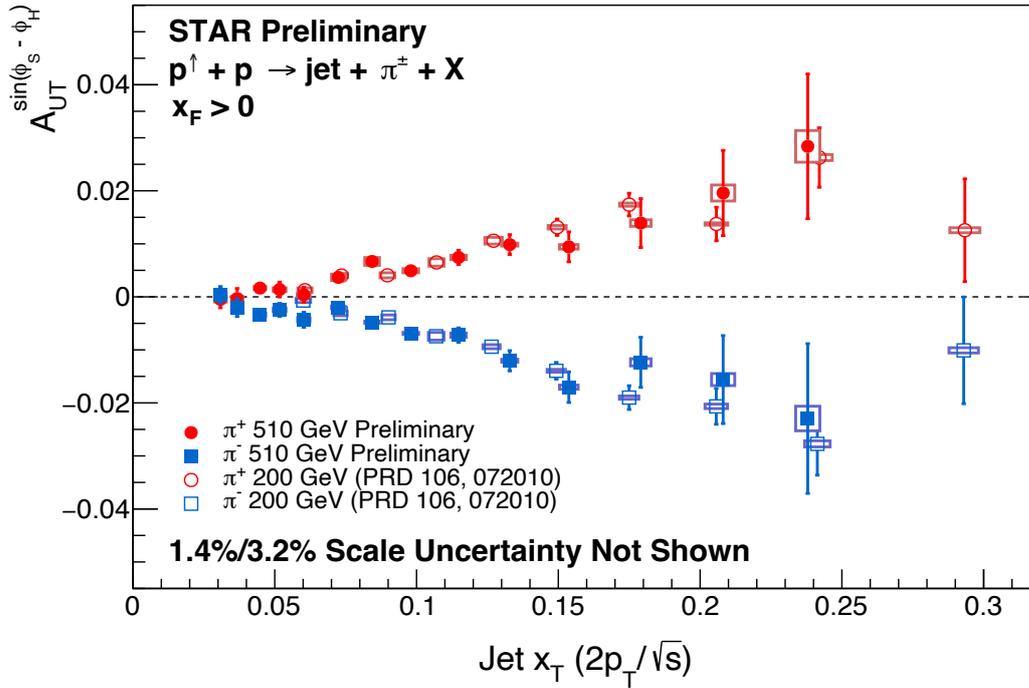


图 3.54: 2017 年喷注中  $\pi^\pm$  的 Collins 不对称  $A_{UT}^{\sin(\phi_S - \phi_H)}$  随  $x_T$  的变化与 2015 年 200 GeV 下的测量结果比较。

图3.54展示了 2017 年喷注中  $\pi^\pm$  的 Collins 不对称  $A_{UT}^{\sin(\phi_S - \phi_H)}$  随  $x_T$  变化的结果与 2015 年 200 GeV 测量结果的比较。即使两个样本的  $Q^2$  值相差约六倍，在重叠区域  $0.06 < x_T < 0.2$ ，我们惊奇地发现本次在 510 GeV 下测量的 Collins 不对称与 2015 年在 200 GeV 下测得的 Collins 不对称随  $x_T$  变化的结果有很好的 consistency。对此，我们定量地进行了检验，首先使用一个线性函数对 2017 年测量结果做拟合，再用这个函数与 2015 年数据测量结果比较：得到  $\pi^+$  结果的  $\chi^2/ndf = 8.57/11$ ， $\pi^-$  结果的  $\chi^2/ndf = 11.84/11$ 。通过定量的比较，显示两个能量下测量结果具有很高的一致性。表明至少在质子-质子碰撞中  $\pi^\pm$  的 Collins 不对称有很弱的  $Q^2$  依赖。这可以为以后的理论研究提供新的实验依据。

由于 Collins 碎裂函数是  $j_T$  与  $z$  依赖的函数，我们在三个不同  $z$  区间对 Collins 不对称随  $\pi^\pm$  的  $j_T$  的变化结果与 2015 年 200 GeV 下测量结果也做了比较，如图3.55所示。为了使得两年数据的测量结果具有可比性，本次测量选取了高喷注横动量  $p_T$  区间结果以保证它们  $x_T$  平均值相近。如图所示，这两个碰撞能量下测量的 Collins 不对称随  $j_T$  以及  $z$  变化结果也展示了很好的一致性，并为对 Collins 不对称弱  $Q^2$  依赖的结

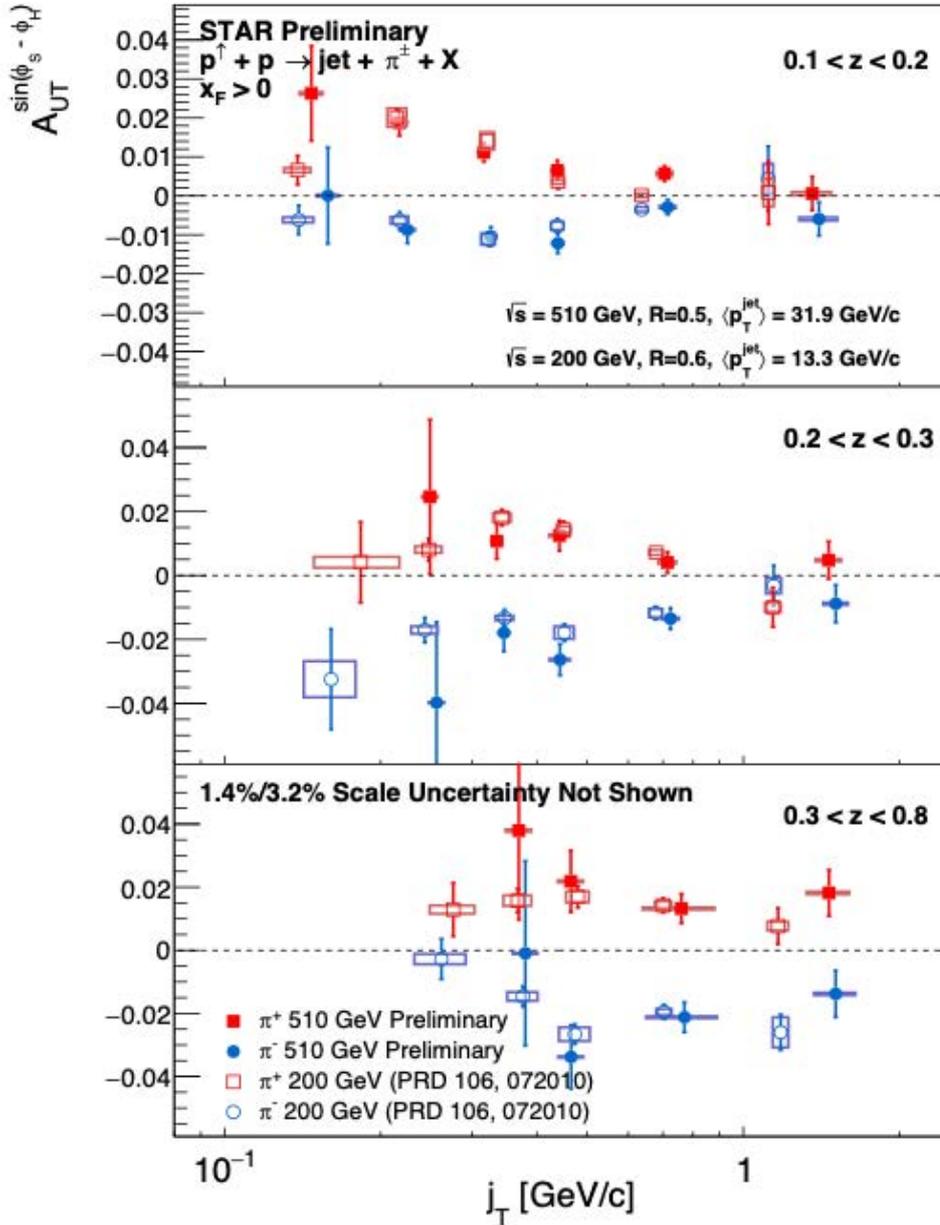


图 3.55: 2017 年喷注中  $\pi^\pm$  的 Collins 不对称  $A_{UT}^{\sin(\phi_S - \phi_H)}$  随  $\pi^\pm$  相对喷注的横动量  $j_T$  的变化与 2015 年 200 GeV 下的测量结果比较。2017 年的数据选取了高喷注横动量  $p_T$  区间合并的结果, 以保证两年数据的  $x_T$  平均值相近。

论再一次提供了证据。

### 3.7 本章小结

我们利用 RHIC-STAR 上 2017 年  $\sqrt{s} = 510$  GeV 质子-质子碰撞的数据, 对喷注和强子的横向单自旋不对称做了测量。由于该样本有很高的积分亮度, 且我们在测量方法上做了改进, 借助 TOF 上的粒子鉴别信息, 优化了粒子富集区的划分, 从而使得数据样本获得充分利用, 因此本次测量结果展示出很高的精度。

我们使用 anti- $k_T$  方法重建喷注, 并使用 cross-ratio 方法抽取了初始不对称。同时借助粒子鉴别信息, 获得了不同粒子富集区域中各粒子准确比例, 求解出各粒子横向单自旋不对称。另外我们借助模拟样本对运动学变量以及分辨率等带来的结果偏差做修正, 并估计系统误差。我们对可能的系统误差做了细致分析, 其主要贡献来自触发引入的系统误差与探测器接收度非均匀性引入的误差。最终我们测得了喷注的 Sivers 不对称, 以及喷注中  $\pi^\pm$  的 Collins 不对称。

我们本次对单举喷注的 Sivers 不对称, 以及大动量分数的  $\pi$  介子标记喷注的 Sivers 不对称随喷注横动量  $p_T$  变化结果显示, 在  $x_F > 0$  以及  $x_F < 0$  区间误差范围内均与 0 保持一致。这可能预示着质子-质子碰撞中在该赝快度区间下的 Sivers 函数很小或者存在夸克依赖的抵消效应。对喷注中  $\pi^\pm$  的 Collins 不对称随喷注  $p_T$  变化结果显示, 在  $x_F > 0$  区间大横动量喷注中的  $\pi^+$  与  $\pi^-$  具有较高的不对称信号, 且符号相反。我们将本次测量结果与 2011 年 500 GeV 数据对 Collins 不对称的测量保持一致, 且在精度上提高了 3 倍以上。同时, 我们还将本次测量结果与已发表的 2015 年 200 GeV 数据测量结果做了比较, 发现不同质心能量下测量 Collins 不对称随  $x_T$  的变化有很好的一致性。这可能预示着 Collins 不对称  $Q^2$  的依赖很弱, 这为以后的理论提供新的实验依据, 并为 TMD 框架模型在高能标的演化提供了必要的实验数据输入。此外我们还将本次 Collins 不对称测量结果与理论预言进行了比较, 尽管我们的测量结果与理论预言的 Collins 趋势一致, 但在大  $z$  区间理论预言仍有低估, 这对 TMD 演化理论的研究提出了挑战。



## 第四章 横向极化转移的测量

本章将介绍 RHIC-STAR 上 2015 年  $\sqrt{s} = 200$  GeV 质子-质子碰撞的数据, 对  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  超子随横动量  $p_T$  以及相对喷注的动量分数  $z$  分布的横向极化转移,  $D_{TT}$ , 进行了测量。对  $D_{TT}$  的测量将对横向极化的分布函数以及横向极化碎裂函数提供约束。

### 4.1 数据样本

在横向极化转移,  $D_{TT}$ , 的测量分析中, 我们使用 STAR 在 2015 年质心系能量  $\sqrt{s} = 200$  GeV 横向极化的质子-质子碰撞数据, 积分亮度为  $52 \text{ pb}^{-1}$ 。样本名记为 `production_pp200trans_2015`。通过命令:

```
get_file_list.pl -keys 'runnumber, events'-cond'production=P16id,
trgsetupname~ production_pp200trans_2015, filetype=daq_reco_MuDst,
filename st_physics_16, tpx=1, tof=1, emc=1, eemc=1, sanity=1' -limit 100
```

可以获得我们所需数据的 run 序列号。

同样地, 在本次测量分析中, 我们也需要挑选通过喷注触发 (Jet Patch) 的事例以提高大横动量的  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  超子的重建效率。由于碰撞能量更低, 200 GeV 的数据样本设置有 JP1 与 JP2 两个硬件触发要求。在该样本中, JP1 要求横向能量沉积大于  $E_T \sim 5.4$  GeV, 而 JP2 要求横向能量沉积大于  $E_T \sim 7.3$  GeV。

#### 4.1.1 数据质量检验

与横向单自旋不对称度分析类似, 也需要对 2015 年数据样本做质量检验。作为初步筛选, 同样需要先剔除采样时间小于三分钟以及事件数小于 5000 的 run 与没有使用 Jet Patch 触发的 run。为了数据的充分利用, 本次分析选择了主碰撞顶点的  $z$  分量  $|V_z| < 90 \text{ cm}$  的筛选依据。

在  $D_{TT}$  测量分析中, 我们更倾向于对径迹做检验, 因此在事例层面上与径迹层面的物理量对数据样本针对性地做了质量检验。通过统计每个 run 中这些相关物理量, 得出该物理量平均值随 run 的分布, 并寻找偏差过多的 run。我们以是否超出其分布的 3 倍  $\sigma$  作为依据, 并结合该 run 运行时留下的值班日志, 判明原因做出取舍。在事例层面上, 我们关注于主碰撞顶点的位置信息。而在径迹层级中, 则关注于径迹的拟合质量与三动量分布, 如重建径迹时拟合质量  $\chi^2$ , 在 TPC 上留下的 hit 数量, 以及  $p_T$ ,  $\eta$ ,  $\phi$  等。以下为质量检验中的部分重要参量的展示。

图4.1展示了 BBC 双侧符合率平均值随 run 的分布。BBC 触发需要该探测器在很短的时间间隔下, 东西两侧的部分都能产生响应。它与瞬时亮度呈严格的正比关系, 我们并不使用 BBC 双侧符合率来对数据样本做筛选, 但可以为后面其他物理量的在质量检验呈现出的变化提供参考。图中也可以看到随着 run 序列号的增长呈向右下趋势的斜线状分布, 此时每一组斜线状分布的 run 都属于同一 fill, 且随时间衰减。

图4.2是每个 event 中主碰撞顶点  $z$  分量平均值随 run 的分布。图4.3 展示了 global

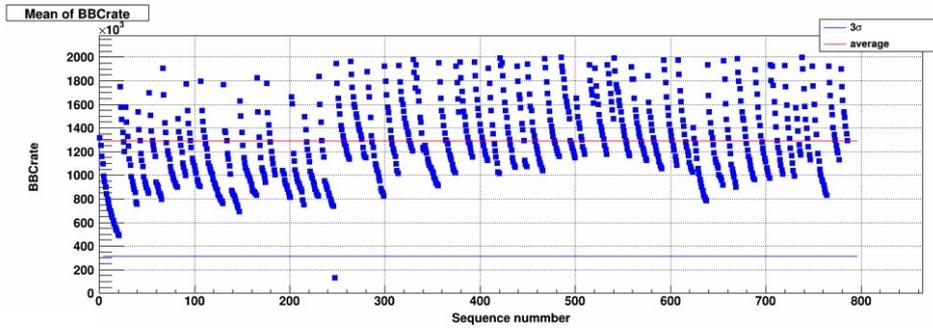


图 4.1: BBC 双侧符合率平均值随 run 的分布。

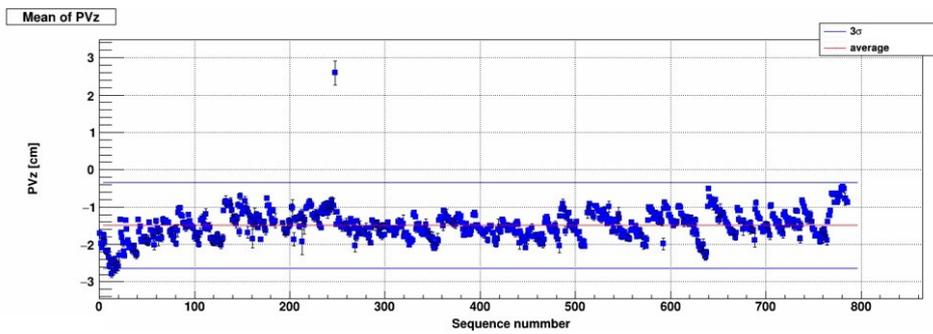


图 4.2: 每个 event 中主碰撞顶点 z 分量平均值随 run 的分布。

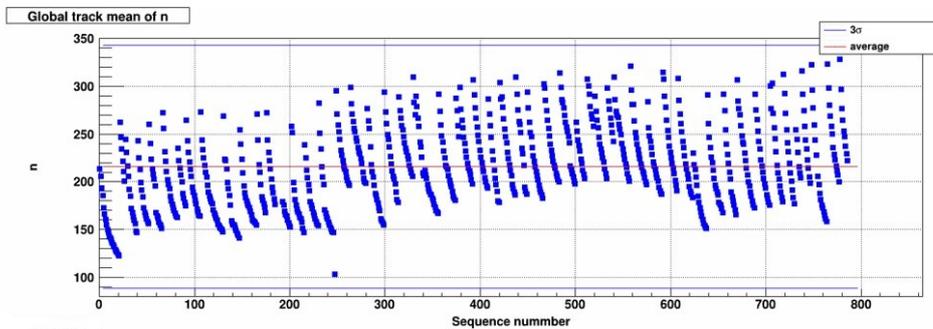


图 4.3: global tracks 平均数随 run 的分布。

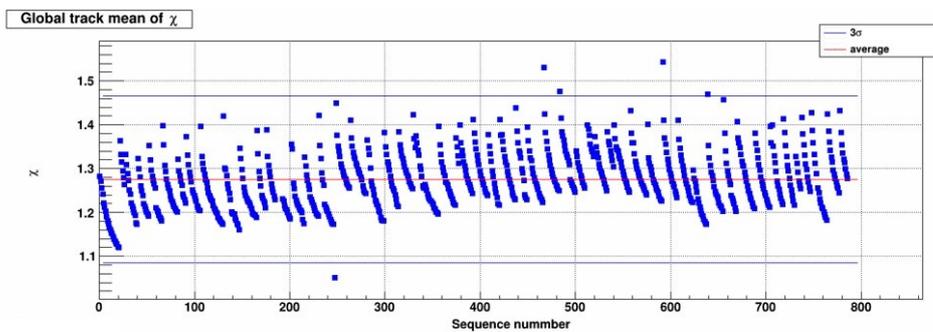


图 4.4: global tracks 径迹重建时  $\chi^2$  平均值随 run 的分布。

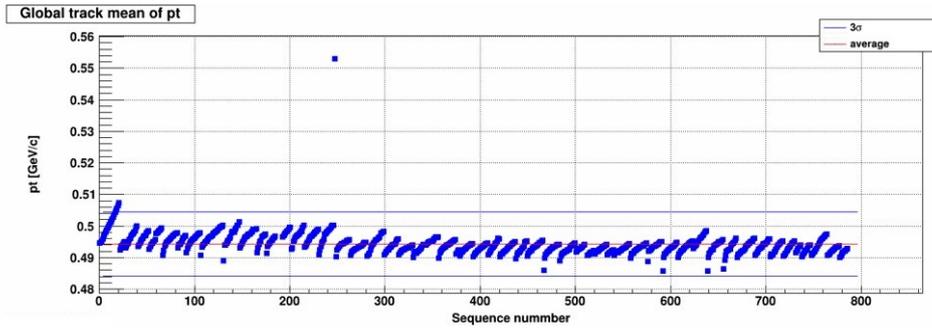


图 4.5: global tracks 横动量  $p_T$  平均值随 run 的分布。

tracks 平均数随 run 的分布。在第三章 3.2 小节介绍  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  与  $K_S^0$  粒子重建时，我们提到受探测器响应速度的限制，TPC 并不能完美地将每一次碰撞事例的所有信息分开记录，从而引起事例堆积。而在瞬时亮度高的时候更容易发生事例堆积，因此径迹数量会随着亮度的下降而下降。图 4.4 展示了 global tracks 径迹重建时  $\chi^2$  平均值随 run 的分布。高瞬时亮度的情况下，探测器记录的 hit 数目更多，拟合难度会随之增加，导致拟合质量变差从而使  $\chi^2$  升高。图 4.5 global tracks 横动量  $p_T$  平均值随 run 的分布。

经过质量检验，我们最终获得了  $3.74 \times 10^8$  个碰撞事例。

#### 4.1.2 模拟数据产生以及与真实数据的比较

针对  $D_{TT}$  的分析，我们也需要对运动学变量修正以方便与理论模型比较，同时也需要理论模型计算来估计触发引入的系统误差。因此相应地产生一批模拟样本来完成修正与系统误差的估计。

本次的模拟样本，使用 PYTHIA 6.4.28 作为事例产生器 [128]。多重相互作用参数  $\text{PARP}(90)=0.213$ ，并使用 Perugia 2012 调制参数 [129]。

与横向单自旋不对称的分析不同， $\Lambda$  与  $\bar{\Lambda}$  超子的产额较低。为提高产生效率并节约存储空间，PYTHIA 产生物理事例之后，我们将依据 PYTHIA 事例的粒子列表，挑出至少含有一个  $\Lambda$  或  $\bar{\Lambda}$  超子的碰撞事例。经过这样对事例进行筛选 ( $\Lambda$  filter)，只有通过筛选的事例才会进入探测器模拟阶段。在模拟样本产生过程中，由于探测器响应模拟上是最消耗计算时间的环节，使用  $\Lambda$  filter 了，不含  $\Lambda$  或  $\bar{\Lambda}$  的碰撞事例将排除在探测器模拟环节之外，这样便节约了数十倍的计算时间和数十 TB 的存储空间。随后这些模拟事例将放入 GEANT 中转换为模拟信号 [130]，最后进入数据产生链中重建成为与实验数据相同格式的文件。

模拟样本的生成过程中，除了划分为数个不同 hard  $p_T$  区间以解决高 hard  $p_T$  部分的统计涨落问题。还需在  $\Lambda$  不同  $p_T$  区间独立产生，这样可以在  $\Lambda$  高动量区间获得足够的  $\Lambda$  模拟样本。各个  $\Lambda$  的  $p_T$  区间下 hard  $p_T$  分布如图所示 4.6，与单自旋对称分析类似，对每个  $\Lambda$  的  $p_T$  区间，按照最小的 hard  $p_T$  区间进行亮度归一。各  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  的  $p_T$  区间下 hard  $p_T$  反应截面，产生事例数以及亮度归一参数归纳在了表 4.1。在低横动量转移的碰撞中很难产生高横动量的  $\Lambda(\bar{\Lambda})$ ，因此如图表中所示高横动量  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  的 hard  $p_T$  下限会有所提高。

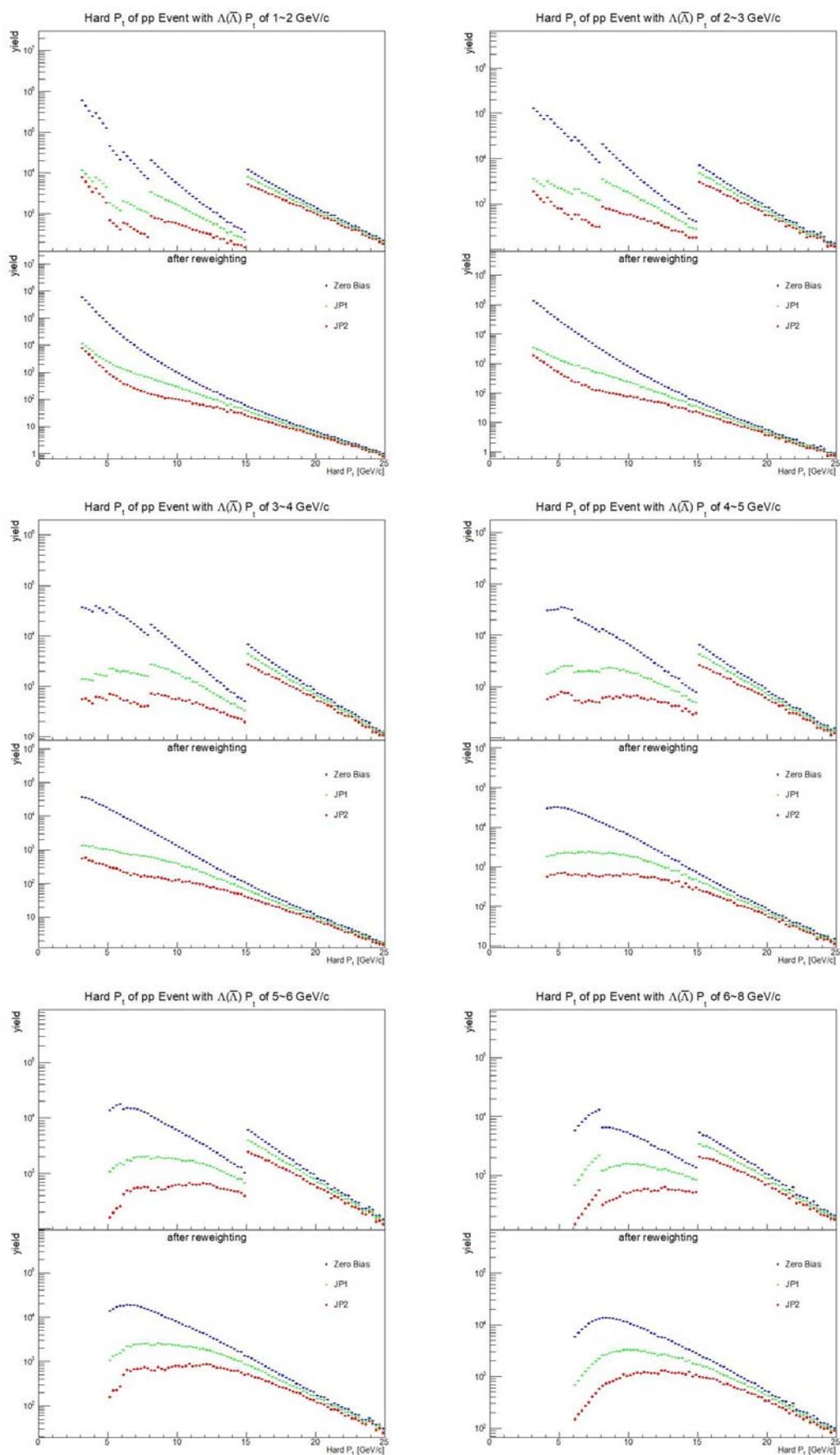


图 4.6: 亮度归一之前 (上半) 与之后 (下半), 模拟样本各  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  的  $p_T$  区间下 hard  $p_T$  分布。

表 4.1: 模拟样本各  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  的  $p_T$  区间下 hard  $p_T$  反应截面, 产生事例数以及亮度归一参数

$\Lambda(\bar{\Lambda})p_T$	Hard $p_T$						
	3 ~ 4 [GeV]	4 ~ 5 [GeV]	5 ~ 6 [GeV]	6 ~ 8 [GeV]	8 ~ 15 [GeV]	> 15 [GeV]	
1 ~ 2 [GeV]	generated events.	19.116K	13.546K	2.327K	2.437K	2.353K	2.231K
	$\sigma$ ( $mb^{-1}$ )	2.920	0.708	0.221	0.116	0.032	0.001
2 ~ 3 [GeV]	reweight factor	428.30	146.56	266.31	133.39	37.95	1.00
	generated events.	61.200K	26.740K	9.739K	7.454K	6.094K	3.064K
3 ~ 4 [GeV]	$\sigma$ ( $mb^{-1}$ )	2.920	0.708	0.221	0.116	0.032	0.001
	reweight factor	183.75	101.98	97.40	59.89	20.15	1.00
3 ~ 4 [GeV]	generated events.	168.582K	72.066K	39.519	22.361K	11.159K	4.221K
	$\sigma$ ( $mb^{-1}$ )	2.920	0.708	0.221	0.116	0.032	0.001
4 ~ 5 [GeV]	reweight factor	91.89	52.13	29.67	27.50	15.15	1.00
	generated events.	-	463.865K	176.577K	71.227K	24.360K	5.861K
4 ~ 5 [GeV]	$\sigma$ ( $mb^{-1}$ )	-	0.708	0.221	0.116	0.032	0.001
	reweight factor	-	11.25	9.22	11.99	9.64	1.00
5 ~ 6 [GeV]	generated events.	-	-	484.382K	193.038K	50.382K	7.746K
	$\sigma$ ( $mb^{-1}$ )	-	-	0.221	0.116	0.032	0.001
5 ~ 6 [GeV]	reweight factor	-	-	4.44	5.85	6.16	1.00
	generated events.	-	-	-	468.074K	62.021K	6.621K
6 ~ 8 [GeV]	$\sigma$ ( $mb^{-1}$ )	-	-	-	0.116	0.032	0.001
	reweight factor	-	-	-	2.06	4.28	1.00

模拟样本中的超子重建也是通过衰变道  $\Lambda \rightarrow p\pi^-$  与  $\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p}\pi^+$  来实现的。但  $p(\bar{p})$  与  $\pi^-(\pi^+)$  的粒子鉴别与真实实验分析略有分析不同。由于我们可以在 PYTHIA 中追溯并记录它们，并且在模拟样本对粒子电离能损的模拟效果不佳。因此在  $D_{TT}$  分析中我们是通过以下方法作为模拟样本的粒子鉴别依据。在第二章介绍 TPC 时讨论过，物理事例的粒子穿过 TPC 产生电离电子，电离电子漂移到 TPC 端盖通过电子雪崩放大留下一次 hit。径迹重建便是基于 hit 的拟合，所以 hit 与重建径迹的对应关系本来就是已知的。并且模拟过程中也模拟了 TPC 的响应，因此物理事例中粒子与每个 hit 的对应关系也是已知的。这样便可以利用 hit 作为中间层来将物理事例中的粒子与探测器重建的径迹做出关联，进而实现径迹关联来实现粒子种类的鉴别。若两者之间有 5 个及以上的 hit 一致，则认为该重建径迹就是由相应粒子产生的。除粒子鉴别信息外，模拟样本中重建  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  过程所用到的筛选条件均与实验数据中使用的一致。

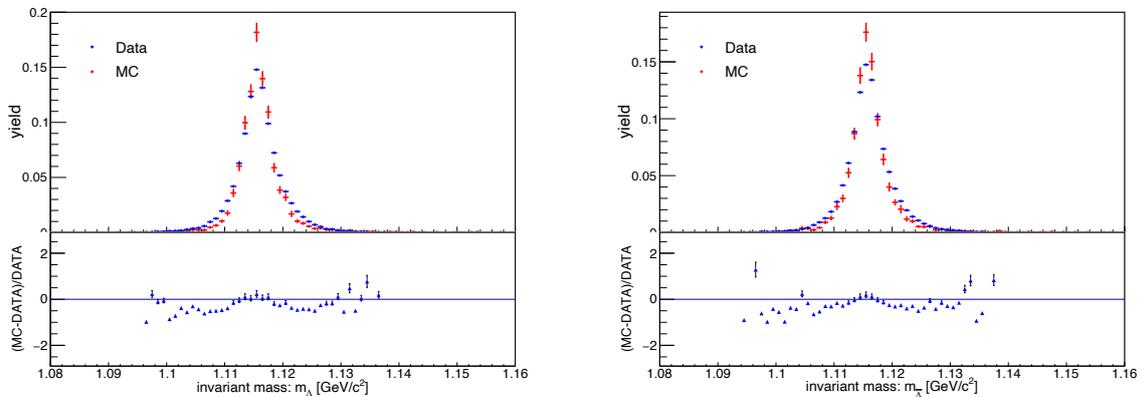


图 4.7:  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  在  $4 < p_T < 5$  GeV 下的不变质量分布比较，左右依次属于  $\Lambda$  与  $\bar{\Lambda}$  的分布。

为检验模拟样本与重建算法，我们对重建超子的一些运动学变量做了比较。这里我们选取了其中一个  $p_T$  区间的变量进行模拟样本与真实数据的比较。由于模拟样本中没有背景贡献，因此这里对真实数据使用 side-band 的方法做了背景减除，具体操作与第三章 3.2 小节抽取  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  与  $K_S^0$  的  $n\sigma_{dE/dx}$  时的方法一致，即用质量峰下分布减除 side-band 区间的分布。

图4.7是在  $4 < p_T < 5$  GeV 下真实数据与模拟样本中  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  不变质量分布的比较，其中图中下半部分是质量峰附近模拟样本与真实数据分布之差。我们假定真实数据不变质量分布的背景满足线性分布，这里对其分布做了一个线性的减除以消除背景。在模拟样本中通过将粒子与重建径迹做出关联的方法做出的粒子鉴别效率高于真实实验数据中通过电离能损所做出的粒子鉴别。因此模拟样本中重建的  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  质量分布宽度要略窄于真实数据的分布，这也是两个分布之比略偏离 0 的原因。

图4.8为真实数据与模拟样本中  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  的  $p_T$ ,  $\eta$  与  $\phi$  分布比较。 $\Lambda(\bar{\Lambda})$  的  $p_T$  区间是依据在探测器测得的探测器层面  $p_T$  而划分的，而  $\Lambda$  filter 筛选的超子是根据产生器中粒子层面  $p_T$  实现的。这使得一些即使通过了  $\Lambda$  filter 的超子在边缘效应的影响下，其探测器层面  $p_T$  也可能超出了我们划分好的区间。如图4.8所示，真实数据与模拟样本的  $p_T$  分布在边缘处有些许差异。图4.9与图4.10为真实数据与模拟样本中  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  子粒子

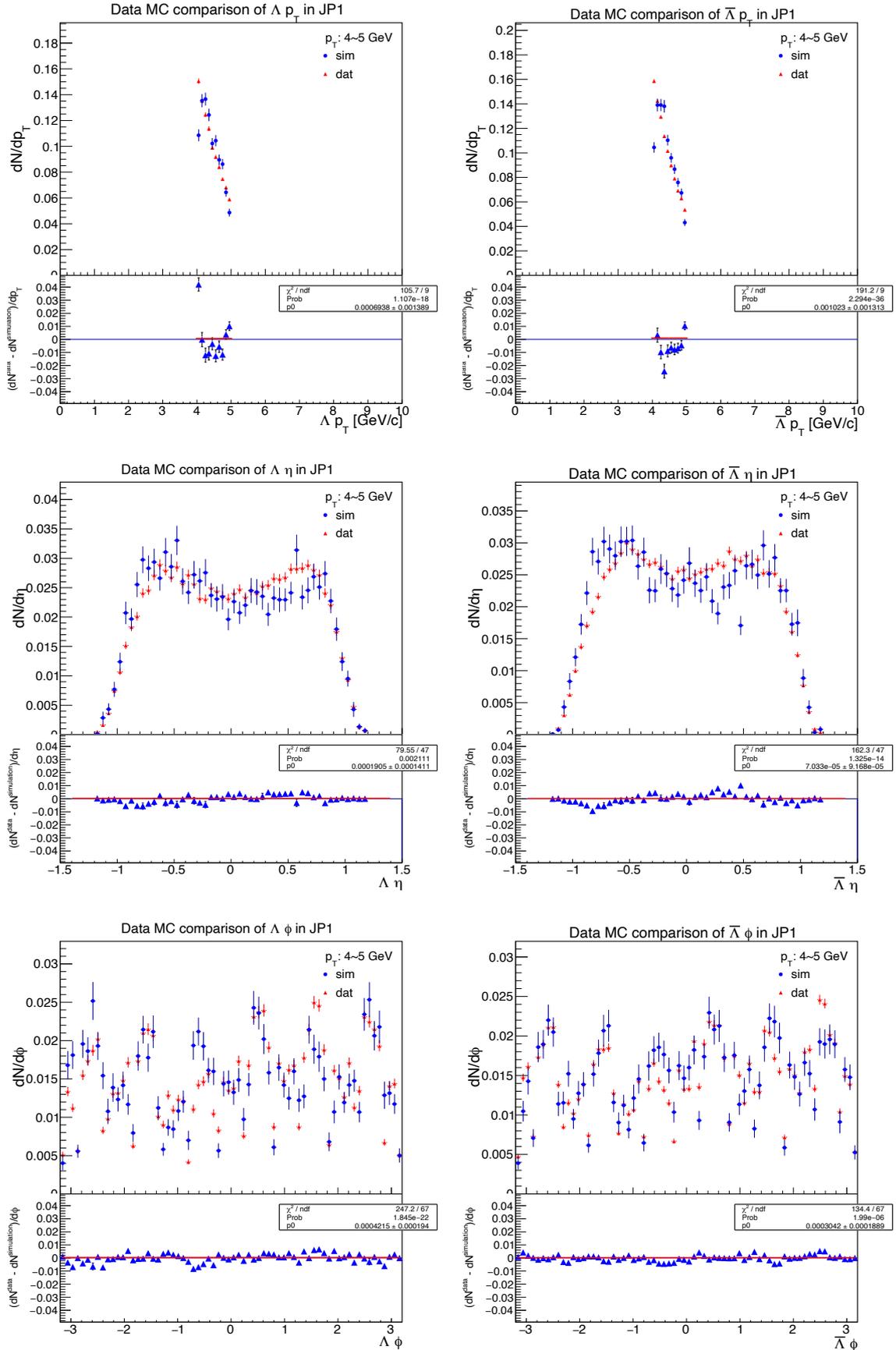


图 4.8: 喷注中  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  在  $4 < p_T < 5$  GeV 下, 上下依次  $p_T, \eta$  与  $\phi$  分布比较, 左右分别属于  $\Lambda$  与  $\bar{\Lambda}$  的分布。

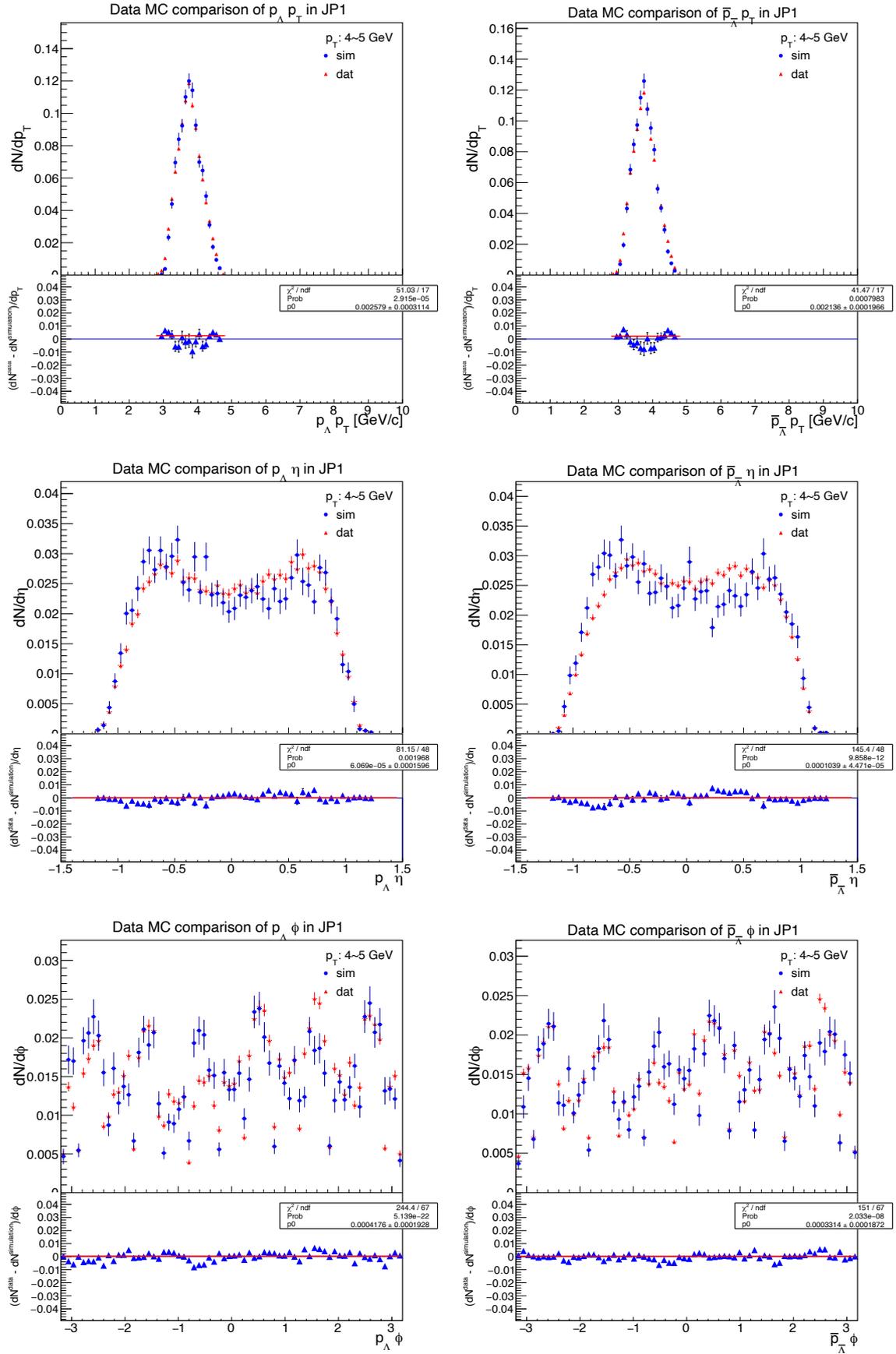


图 4.9: 喷注中  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  的子粒子  $p(\bar{p})$  在母粒子  $4 < p_T < 5$  GeV 下, 上下依次  $p_T, \eta$  与  $\phi$  分布比较, 左右分别属于  $\Lambda$  与  $\bar{\Lambda}$  的分布。

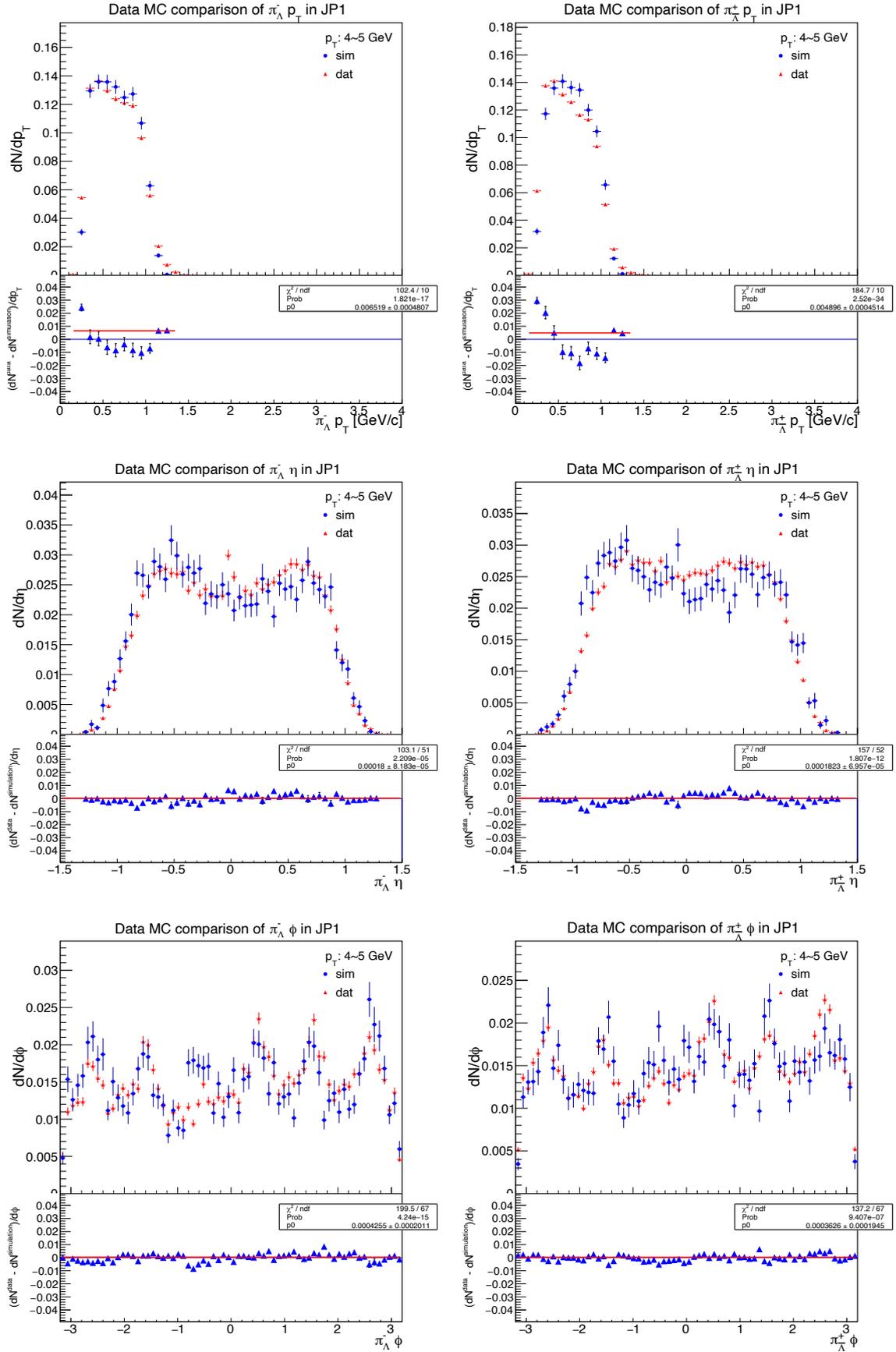


图 4.10: 喷注中  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  的子粒子  $\pi^-(\pi^+)$  在母粒子  $4 < p_T < 5$  GeV 下, 上下依次  $p_T, \eta$  与  $\phi$  分布比较, 左右分别属于  $\Lambda$  与  $\bar{\Lambda}$  的分布。

$p(\bar{p})$  与  $\pi^-(\pi^+)$  的  $p_T$ ,  $\eta$  与  $\phi$  分布比较。除去这些边缘处的差异, 我们的模拟样本与真实实验数据表现出良好的一致性, 因此本次模拟样本很好地模拟  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  超子的产生与衰变过程。

## 4.2 $\Lambda(\bar{\Lambda})$ 喷注重建

### 4.2.1 $\Lambda(\bar{\Lambda})$ 的重建

$\Lambda(\bar{\Lambda})$  的重建已经在第三章 3.2 小节粒子鉴别信息获取中论述过, 这里不做展开。本章针对  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  的具体分析需要兼顾重建超子背景比例与统计量, 挑选判据应当更加谨慎。受相对论效应的影响,  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  的拓扑筛选条件会随其动量而变化。相比于前一章横向单自旋不对称分析中粒子鉴别所使用的拓扑筛选条件, 我们将根据  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  的横动量大小对此做出调整。

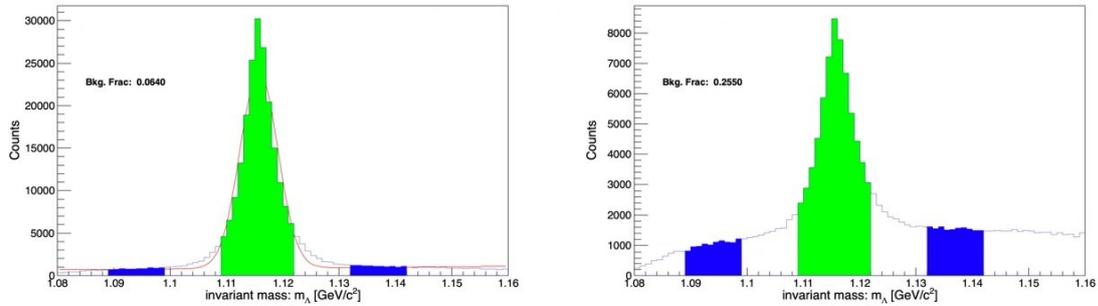


图 4.11: 当使用同样的拓扑筛选条件时, 末态  $\pi$  径迹与 TOF 存在响应 (左) 与不存在响应 (右) 的  $\Lambda$  的质量分布图。

如 3.2 小节所述, 我们发现  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  的衰变粒子径迹在几何上是否可以匹配到 TOF 探测器上响应 (TOF match), 会影响到  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  重建, 而  $\pi^+(\pi^-)$  对此更为敏感。如图 4.11 所示, 在相同的拓扑筛选条件下, 当  $\pi$  没有 TOF 响应的时候, 重建出的  $\Lambda$  呈现出较高的背景比例。这种现象是由 TPC 探测器受制于其响应速度而造成事例堆积所引起的。由于 TOF 是一种快探测器, 没有 TOF 响应的粒子大概率来自事例堆积。这种粒子不会与一个非事例堆积的粒子重建出一个真实的  $\Lambda$ 。我们既要压低重建  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  的背景, 又要保证拥有足够的超子样本。因此根据  $\pi^\pm$  是否有 TOF 响应设置有两种筛选条件: 有响应的情况适用较宽松的一组, 无响应的情况适用较严格的一组。重建  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  所需要的拓扑筛选条件被总结在了表 4.2 (有响应) 与表 4.3 (无响应) 中。表中 DCA (Distance of Closest Approach) 表示最近距离, PV (Primary Vertex) 表示主碰撞顶点。

### 4.2.2 喷注重建

在  $D_{TT}$  的抽取中, 首先需要确定  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  的极化方向。如第一章 1.4.3 小节所述, 我们选择极化的碎裂部分极化方向作为超子极化方向。在质子-质子碰撞过程中发生部分子硬散射时, 如图 4.12 所示, 部分子横向极化方向在硬散射过程中会绕着散射面法线方

表 4.2:  $\pi^-(\pi^+)$  有 TOF 响应时, 2015 年样本中  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  重建的主要筛选判据 (较宽松)

Cut	$p_T$ [GeV]						
		0 ~ 2	2 ~ 3	3 ~ 4	4 ~ 5	5 ~ 6	> 6
N (hits) of daughter tracks >		14	14	14	14	14	14
$n\sigma_{dE/dx}$ for daughters <		3	3	3	3	3	3
DCA of $p(\bar{p})$ to PV > [cm]		0.200	0.150	0.050	0.005	0.005	0.005
DCA of $\pi^-(\pi^+)$ to PV > [cm]		0.600	0.550	0.500	0.500	0.500	0.500
DCA between daughters < [cm]		0.75	0.65	0.60	0.50	0.45	0.45
DCA of V0 to PV < [cm]		1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0
Decay Length > [cm]		3.0	3.5	3.5	4.0	4.5	4.5
Decay Length < [cm]		120	120	120	120	120	120
$\cos(\vec{r}, \vec{p}) >$		0.995	0.995	0.995	0.995	0.995	0.995

 表 4.3:  $\pi^-(\pi^+)$  无 TOF 响应时, 2015 年样本中  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  重建的主要筛选判据 (较严格)

Cut	$p_T$ [GeV]						
		0 ~ 2	2 ~ 3	3 ~ 4	4 ~ 5	5 ~ 6	> 6
N (hits) of daughter tracks >		14	14	14	14	14	14
$n\sigma_{dE/dx}$ for daughters <		3	3	3	3	3	3
DCA of $p(\bar{p})$ to PV > [cm]		0.450	0.300	0.250	0.200	0.150	0.150
DCA of $\pi^-(\pi^+)$ to PV > [cm]		0.650	0.600	0.550	0.550	0.550	0.500
DCA between daughters < [cm]		0.70	0.60	0.55	0.50	0.45	0.45
DCA of V0 to PV < [cm]		0.55	0.55	0.60	0.60	0.60	0.60
Decay Length > [cm]		7.0	7.0	7.0	8.5	10.0	10.5
Decay Length < [cm]		120	120	120	120	120	120
$\cos(\vec{r}, \vec{p}) >$		0.995	0.995	0.995	0.995	0.995	0.995

向转动，转动角度是其散射角 [98]。由于末态的部分子动量不能通过探测器直接测量，包含  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  的喷注动量方向将替代末态部分子动量方向。在第三章 3.1.1 小节已经提到，喷注是发生硬散射后强子化的产物，在 STAR 探测器中最终表现为集中在一定空间区域的带电径迹与量能器的能量沉积。本小节将介绍利用 2015 年数据样本重建包含  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  超子的喷注。

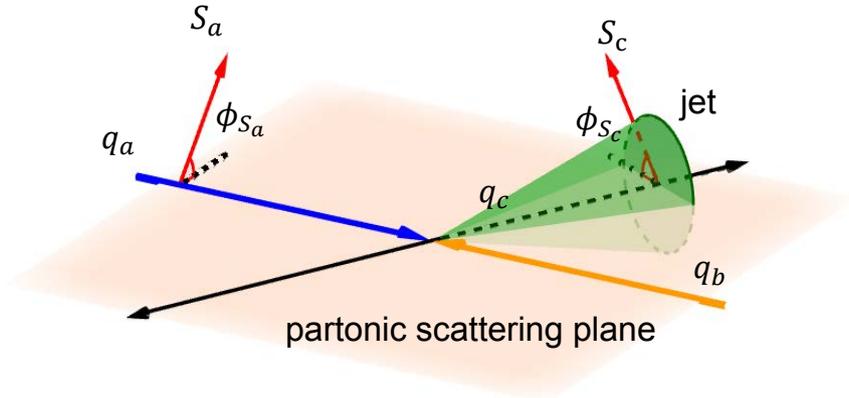


图 4.12:  $D_{TT}$  的抽取中,  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  极化方向的确定 [93]。

在  $D_{TT}$  分析中使用了 anti- $k_T$  算法来重建喷注 [126]。但通常的重建算法会将  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  衰变的末态粒子视作两个独立的对象，且 STAR 上的喷注重建只把 primary track 作为径迹对象放入运算序列之中（径迹与主碰撞顶点的最近距离  $DCA < 3\text{cm}$ ）。而末态衰变的粒子，尤其是  $\pi$  介子的 DCA 会比较大。这使得重建的喷注常常会排除掉  $\pi$  介子的径迹，从而导致喷注里面并没一个完整的  $\Lambda$ 。而本文的分析中需要重建出包含完整  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  的喷注，因此我们修改了喷注的重建算法。

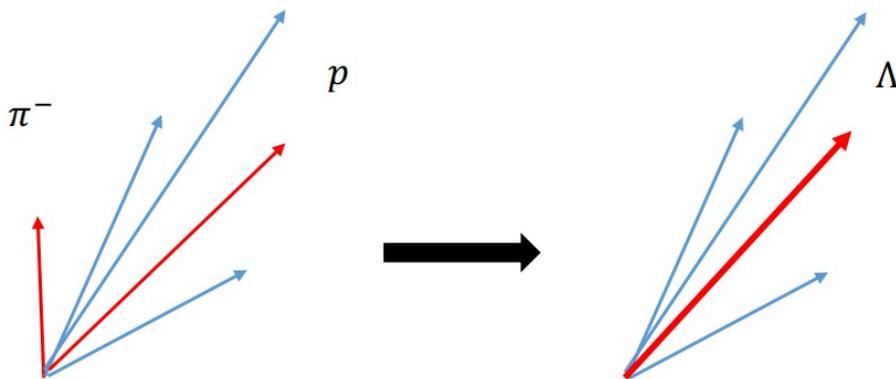


图 4.13:  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  喷注重建序列的示意图。

在本章分析中我们将已经重建好的  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  作为一个对象放入序列中，并将重建所用到的衰变子粒子从序列中清除以避免重复计算，如图 4.13 所示。同时我们也考虑到了  $\bar{\Lambda}$  衰变产生的  $\bar{p}$  在 EMC 中湮灭效应贡献的额外能量对重建喷注带来的影响。 $\bar{p}$  在 EMC

中湮灭预计可以贡献大约  $1.88 \text{ GeV}/c^2$  的能量。如图4.14所示，通过研究  $p(\bar{p})$  径迹在空间角上所指向 EMC 上的 tower 中能量沉积的分布，我们发现：在以  $\bar{p}$  所指向 EMC 上 tower 为中心， $3 \times 3$  的 tower 组所沉积的簇团能量分布中，观测到位于  $1.88 \text{ GeV}/c^2$  处的峰结构，相比  $\bar{p}$  所指向的单一 tower 中能量分布中所观测到的峰结构更加清晰。因此在喷注的重建过程中，为了以消除湮灭效应影响，这部分在  $3 \times 3$  的 tower 组中由  $\bar{p}$  引起的簇团能量将会被重建序列中剔除。

本次  $D_{TT}$  分析中实验数据与模拟样本的喷注重建中半径参数设置为  $R = 0.6$ 。对于参与喷注重建的对象序列，要求径迹的  $p_T \geq 0.2 \text{ GeV}$ ，tower 能量沉积的  $E_T \geq 0.2 \text{ GeV}/c^2$ 。为了将喷注以四维矢量的形式重建，TPC 中径迹被赋予  $\pi$  介子的质量，粒子在 EMC 中的能量沉积被认为由光子沉积。 $\Lambda(\bar{\Lambda})$  超子是使用 TPC 中带电径迹重建所得，考虑到 TPC 赧快度的覆盖范围，喷注相对于主碰撞顶点的赧速度限制在  $-0.9 < \eta < 0.9$ ，喷注在探测器上赧速度限制在  $-0.8 < \eta_{det} < 0.9$ ，这里  $\eta_{det}$  是指喷注能量在 EMC 上沉积位置相对于 TPC 中心的赧速度。同时要求喷注电中性的成分不大于 0.95 以避免 TPC 带电径迹的贡献比例过少。喷注横动量  $p_T^{corr} > 5 \text{ GeV}$ ， $p_T^{corr}$  指经过 underlying event 修正后的喷注横动量。underlying event 修正通过 off-axis cones 方法实现的，这部分已经在第三章 3.1 小节介绍过。

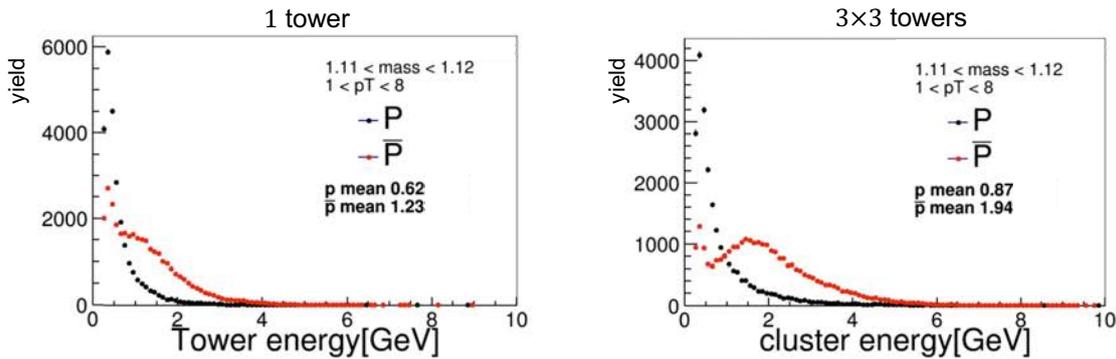


图 4.14:  $p$  与  $\bar{p}$  (左) 所指向的 EMC 上的 tower，与 (右) 所指向的 EMC 上  $3 \times 3$  的 tower 组中沉积的能量。

为了追溯模拟样本中事例碰撞的物理过程，与第三章 3.1.2 节提到的方法一致，我们还重建了“粒子喷注”与“部分子喷注”。“粒子喷注”与“部分子喷注”会在后续运动学变量修正与系统误差的估算中用到。

#### 4.2.3 $D_{TT}$ 分析中的 $\Lambda(\bar{\Lambda})$ 样本

经过前面  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  超子以及包含超子的喷注的重建，我们获得了所需的  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  候选者样本。 $\Lambda$  不变质量在不同  $p_T$  区间的分布如图4.15所示。 $\Lambda$  不变质量在不同  $z$  区间的分布如图4.16所示。这里  $z$  是指  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  超子在喷注中所占纵动量的比例，定义为： $z = (\vec{p}_{\Lambda(\bar{\Lambda})} \cdot \vec{p}_{jet}) / (p_{jet}^2)$ 。

图中在  $m_{\Lambda(\bar{\Lambda})} = 1.1156 \text{ GeV}/c^2$  附近，我们可以看到显著的信号峰，而且信号峰宽度随着横动量的增加而变宽，这是因为探测器能量分辨率随着径迹的动量变大而逐渐

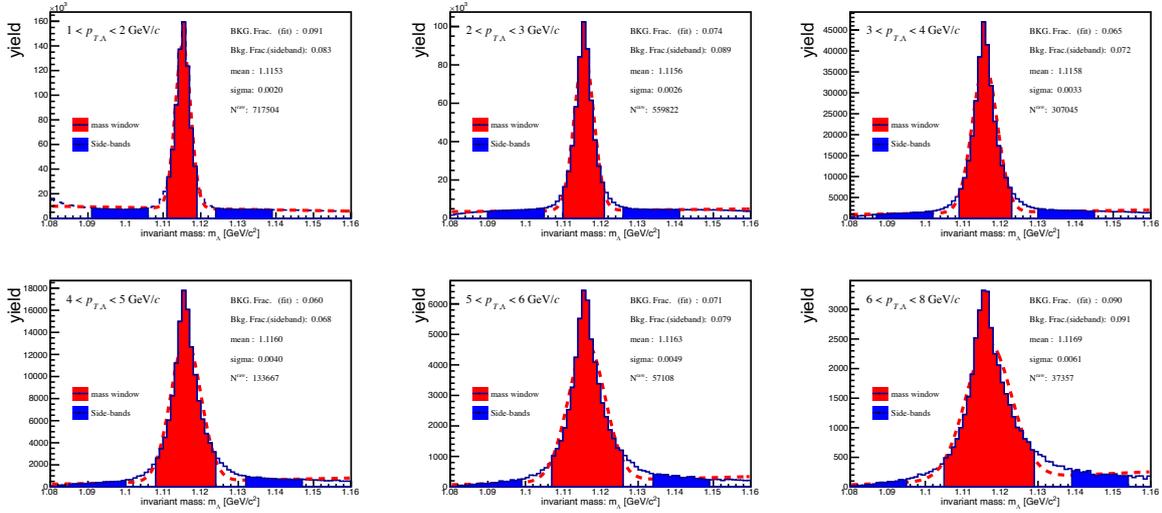


图 4.15: 喷注中  $\Lambda$  的不变质量在不同  $p_T$  区间的分布。

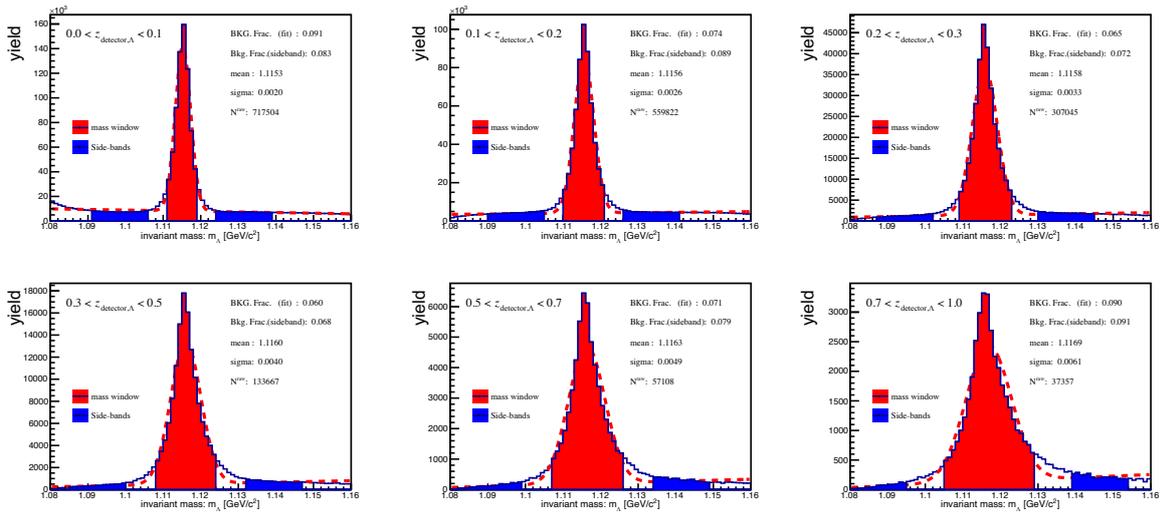


图 4.16: 喷注中  $\Lambda$  的不变质量在不同  $z$  区间的分布。

变差。同时也可以看到仍然存留一些背景，在经过筛选后，背景比例均已控制在了 10% 以下，这些背景主要来自于粒子种类错判以及正负电荷粒子的随机组合。这些背景分布呈现出较好的线性。因此我们可以通过 side-band 方法估计背景贡献。质量窗部分如图中红色的部分所示，然后再在质量窗左右对称地各选择一段宽度相同的区域，作为背景估计的控制区间，即 side-band。side-band 区间应距离信号峰一定距离，同样也不宜选择得过远，以方便较好地描述信号峰下的背景。我们选择的 side-band 区间如图中蓝色部分所示。最后  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  候选者样本在不同  $p_T$  区间中质量窗下的数量以及背景比例总结在了表 4.4，而不同  $z$  区间的数量以及背景比例总结在了表 4.5。

 表 4.4:  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  候选者样本在不同  $p_T$  区间中质量窗下的数量以及背景比例

$N^{raw}$ (background fraction) of $\Lambda(\bar{\Lambda})$ in Run 15			
$p_T$ [GeV]	signal window [GeV]	$\Lambda$	$\bar{\Lambda}$
1~2	[1.111,1.119)	779547 (0.083)	806432 (0.072)
2~3	[1.110,1.121)	607790 (0.089)	663424 (0.078)
3~4	[1.109,1.123)	333353 (0.072)	378957 (0.064)
4~5	[1.108,1.124)	145030 (0.068)	164274 (0.062)
5~6	[1.107,1.126)	61941 (0.078)	66514 (0.072)
6~8	[1.105,1.129)	40626 (0.091)	37861 (0.091)

 表 4.5:  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  候选者样本在不同  $z$  区间中质量窗下的数量以及背景比例

$N^{raw}$ (background fraction) of $\Lambda(\bar{\Lambda})$ in Run 15			
$z$	signal window [GeV]	$\Lambda$	$\bar{\Lambda}$
0.0~0.1	[1.111,1.119)	123280 (0.125)	97234 (0.090)
0.1~0.2	[1.111,1.119)	690006 (0.086)	681867 (0.074)
0.2~0.3	[1.110,1.120)	758407 (0.084)	821273 (0.073)
0.3~0.5	[1.110,1.122)	760624 (0.071)	949377 (0.059)
0.5~0.7	[1.108,1.124)	183956 (0.060)	293253 (0.046)
> 0.7	[1.108,1.126)	30528 (0.076)	66647 (0.059)

## 4.3 $D_{TT}$ 的实验测量

### 4.3.1 横向极化转移的抽取

本次  $D_{TT}$  测量，束流极化度使用的是平均极化度，BLUE 束流极化度为 57.2%，YELLOW 束流极化度为 57.3%。这种极化度的计算方法在第二章 2.1.2 节介绍过，2015 年实验数据的束流极化度随 fill 的分布在图 4.17 展示。

$\Lambda$  的横向极化转移， $D_{TT}$ ，即由横向极化束流转移到横向极化  $\Lambda$  的极化度比例，定

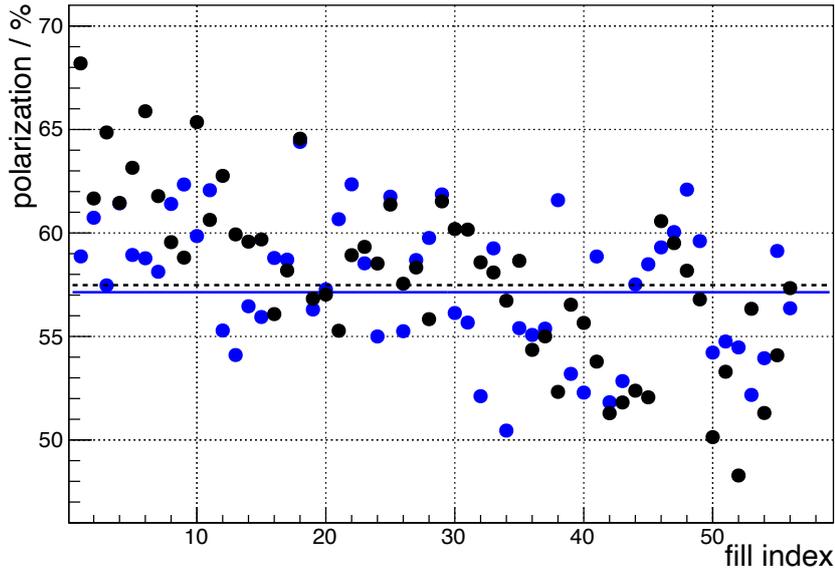


图 4.17: 2015 年实验数据的束流极化度分布图, 蓝色的点为 BLUE 束流, 黑色的点为 YELLOW 束流。

义为:

$$P_{\Lambda} = D_{TT} P_{beam}. \quad (4.1)$$

$\Lambda \rightarrow p\pi^{-} (\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p}\pi^{+})$  是弱衰变过程, 可以通过由宇称破缺引起的衰变产物角分布抽取  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  极化度:

$$dN = \frac{\mathcal{L}\sigma}{2} A(\cos\theta^*) (1 + \alpha P_{\Lambda} \cos\theta^*) d\cos\theta^*. \quad (4.2)$$

其中,  $\mathcal{L}$  是束流亮度;  $\sigma$  是  $\Lambda$  的产生截面;  $\theta^*$  是在  $\Lambda$  质心系中,  $\Lambda$  极化方向与其衰变的质子动量方向的夹角;  $A(\cos\theta^*)$  是随  $\theta^*$  变化的探测器接收度;  $\alpha$  是  $\Lambda$  的衰变参数, 取  $\alpha = 0.732 \pm 0.013$  [14];  $P_{\Lambda}$  即是  $\Lambda$  的极化度。在足够小的  $\cos\theta^*$  区间内, 探测器的接收度变化很小, 可以使用该区间的平均值做代替。同时我们认为探测器对两个极化方向的束流接收度应该是相同的, 在分析中  $\cos\theta^*$  从 -1 到 1 被划分 20 个区间。式 4.2 通过简单的积分运算可以得到:

$$P_{\Lambda} = \frac{1}{\alpha \langle \cos\theta^* \rangle} \frac{N^{\uparrow} - RN^{\downarrow}}{N^{\uparrow} + RN^{\downarrow}}. \quad (4.3)$$

这部分在文献 [102] 已有证明, 此时探测器接收度带来的影响已经被消除。对应的  $D_{TT}$  抽取公式则如下式:

$$D_{TT} = \frac{1}{\alpha P_{\Lambda} \langle \cos\theta^* \rangle} \frac{N^{\uparrow} - RN^{\downarrow}}{N^{\uparrow} + RN^{\downarrow}}, \quad (4.4)$$

$\langle \cos\theta^* \rangle$  为  $\cos\theta^*$  区间的平均值,  $N$  是  $\Lambda$  的计数, 而  $\uparrow$  与  $\downarrow$  表示  $\Lambda$  的自旋方向是沿着极化方向还是与之相反,  $R$  则是极化依赖的  $N^{\uparrow}$  与  $N^{\downarrow}$  之间的相对亮度, 用于把初态不同极化组合状态的事例数归一。

$D_{TT}$  的抽取使用了类似 cross-ratio 的方法，以消除相对亮度的影响 [102]。当入射束流的极化方向反转，末态的极化方向也会反转：

$$\sigma^\uparrow(\cos\theta^*) = \sigma^\downarrow(-\cos\theta^*); \quad \sigma^\downarrow(\cos\theta^*) = \sigma^\uparrow(-\cos\theta^*).$$

这里  $\sigma$  表示超子的产生截面， $\uparrow$  与  $\downarrow$  表示  $\Lambda$  的束流的极化方向是向上或者向下。截面  $\sigma$  的定义又写作：

$$\sigma^\uparrow = \frac{N^\uparrow}{\mathcal{L}^\uparrow}; \quad \sigma^\downarrow = \frac{N^\downarrow}{\mathcal{L}^\downarrow}.$$

因此利用这种反转对称性，结合式4.4，我们可以得到 [142]：

$$\begin{aligned} \alpha P_{beam} \langle \cos\theta^* \rangle D_{TT} &= \frac{\sqrt{\sigma^\uparrow(\cos\theta^*)\sigma^\downarrow(-\cos\theta^*)} - \sqrt{\sigma^\uparrow(-\cos\theta^*)\sigma^\downarrow(\cos\theta^*)}}{\sqrt{\sigma^\uparrow(\cos\theta^*)\sigma^\downarrow(-\cos\theta^*)} + \sqrt{\sigma^\uparrow(-\cos\theta^*)\sigma^\downarrow(\cos\theta^*)}} \\ &= \frac{\sqrt{\frac{N^\uparrow(\cos\theta^*)}{\mathcal{L}} \frac{N^\downarrow(-\cos\theta^*)}{\mathcal{L}}}} - \sqrt{\frac{N^\uparrow(-\cos\theta^*)}{\mathcal{L}} \frac{N^\downarrow(\cos\theta^*)}{\mathcal{L}}}}{\sqrt{\frac{N^\uparrow(\cos\theta^*)}{\mathcal{L}} \frac{N^\downarrow(-\cos\theta^*)}{\mathcal{L}}}} + \sqrt{\frac{N^\uparrow(-\cos\theta^*)}{\mathcal{L}} \frac{N^\downarrow(\cos\theta^*)}{\mathcal{L}}}} \\ &= \frac{\sqrt{N^\uparrow(\cos\theta^*)N^\downarrow(-\cos\theta^*)} - \sqrt{N^\uparrow(-\cos\theta^*)N^\downarrow(\cos\theta^*)}}{\sqrt{N^\uparrow(\cos\theta^*)N^\downarrow(-\cos\theta^*)} + \sqrt{N^\uparrow(-\cos\theta^*)N^\downarrow(\cos\theta^*)}}. \end{aligned} \quad (4.5)$$

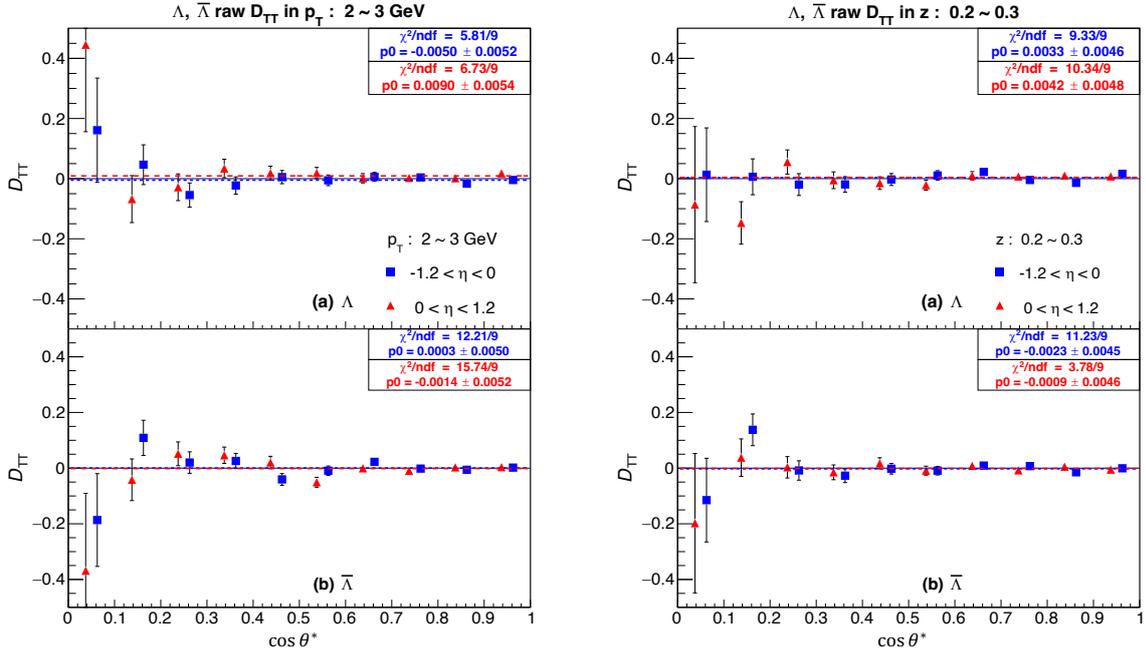


图 4.18:  $\Lambda$ (a),  $\bar{\Lambda}$ (b) 的  $D_{TT}^{raw}$  随  $\cos\theta^*$  的分布。左图为  $2 < p_T < 3$  GeV 区间；右图为  $0.2 < z < 0.3$  区间。

在  $\Lambda$  质量窗处所选择的信号区间抽取  $D_{TT}$  时，区间内依然有背景残留，因此需要对背景贡献做出减除。我们将在信号区间所抽取的  $D_{TT}$  记作  $D_{TT}^{raw}$ ，再对 side-band 区间以同样的办法抽取背景部分的横向极化转移，并记做  $D_{TT}^{bkg}$ 。以  $2 < p_T < 3$  GeV 区间与  $0.2 < z < 0.3$  为例， $\Lambda$  与  $\bar{\Lambda}$  的  $D_{TT}^{raw}$  随  $\cos\theta^*$  的分布，展示在图4.18中。我们通过常

数拟合获得对应区间的  $D_{TT}^{raw}$  值。根据所选择信号区间的背景比例  $r$ ，将  $D_{TT}^{raw}$  中的背景贡献做相应减除得到最终的  $D_{TT}$ ：

$$D_{TT} = \frac{D_{TT}^{raw} - rD_{TT}^{bkg}}{1 - r}, \quad (4.6)$$

统计误差将由下式计算：

$$\delta D_{TT} = \frac{\sqrt{(\delta D_{TT}^{raw})^2 + (r\delta D_{TT}^{bkg})^2}}{1 - r}. \quad (4.7)$$

### 4.3.2 $K_S^0$ 的检验

在  $D_{TT}$  分析中，我们同时也重建了  $K_S^0$ 。 $K_S^0$  作为自旋为 0 的介子，但可以利用  $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ ，采用与  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  相同的方法抽取  $K_S^0$  假定的“横向极化转移”，并以此作为对  $D_{TT}$  分析方法的检验。 $K_S^0$  的重建方法在第三章 3.2 小节已经讨论过。本次对  $K_S^0$  的重建过程中拓扑筛选条件的设置与  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  类似，针对末态粒子是否有 TOF 响应也设有两组拓扑筛选条件，如表 4.6(有 TOF 响应)与 4.7(无 TOF 响应)所示。 $K_S^0$  的产额本身很高，我们可以获得高统计量的干净样本，这将有利于我们的检验。如图 4.19 展示了  $K_S^0$  的不变质量分布，经过筛选  $K_S^0$  样本的背景比例被控制在了 7% 以下。

表 4.6:  $\pi^-(\pi^+)$  有 TOF 响应时，2015 年样本中  $K_S^0$  重建的主要筛选判据（较宽松）

Cut	$p_T$ [GeV]						
		1 ~ 2	2 ~ 3	3 ~ 4	4 ~ 5	5 ~ 6	6 ~ 8
N (hits) of daughter tracks >		14	14	14	14	14	14
$n\sigma_{dE/dx}$ for daughters <		3	3	3	3	3	3
DCA of $\pi^-(\pi^+)$ to PV > [cm]		0.600	0.550	0.500	0.500	0.500	0.500
DCA between daughters < [cm]		0.80	0.70	0.60	0.50	0.45	0.45
DCA of V0 to PV < [cm]		1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0
Decay Length > [cm]		3.0	3.5	3.5	4.0	4.5	4.5
Decay Length < [cm]		120	120	120	120	120	120
$\cos(\vec{r}, \vec{p}) >$		0.995	0.995	0.995	0.995	0.995	0.995

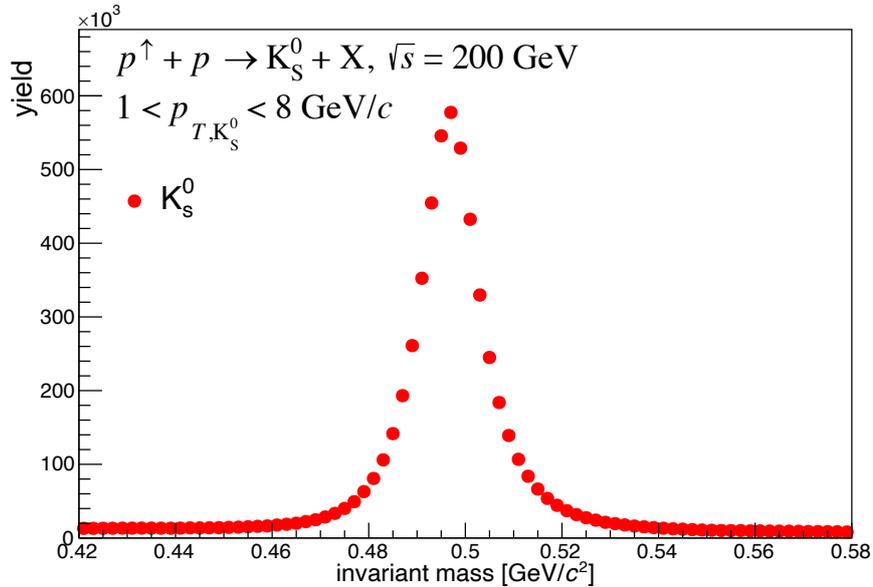
我们以相同的方法将重建好的  $K_S^0$  粒子插入到喷注重建算法中以得到包含  $K_S^0$  喷注。参考抽取  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  横向极化转移所使用的方法，抽取了  $K_S^0$  所谓的“横向极化转移”，这里我们将其记作  $\delta_{TT}$ ，

$$\delta_{TT} = \frac{1}{\alpha_{K_S^0} P_{beam} \langle \cos \theta^* \rangle} \frac{\sqrt{N^\uparrow(\cos \theta^*)N^\downarrow(-\cos \theta^*)} - \sqrt{N^\uparrow(-\cos \theta^*)N^\downarrow(\cos \theta^*)}}{\sqrt{N^\uparrow(\cos \theta^*)N^\downarrow(-\cos \theta^*)} + \sqrt{N^\uparrow(-\cos \theta^*)N^\downarrow(\cos \theta^*)}}. \quad (4.8)$$

这里  $N$  便是  $K_S^0$  在不同束流极化状态下的数目， $\alpha_{K_S^0}$  则是我们假定的衰变常数，这里我们令其等于 1。

表 4.7:  $\pi^-(\pi^+)$  无 TOF 响应时, 2015 年样本中  $K_S^0$  重建的主要筛选判据 (较严格)

Cut	$p_T$ [GeV]						
		1 ~ 2	2 ~ 3	3 ~ 4	4 ~ 5	5 ~ 6	6 ~ 8
N (hits) of daughter tracks >		14	14	14	14	14	14
N( $\sigma$ ) $dE/dx$ for daughters >		3	3	3	3	3	3
DCA of $\pi^-(\pi^+)$ to PV > [cm]		0.600	0.600	0.550	0.550	0.550	0.500
DCA between daughters < [cm]		0.80	0.70	0.60	0.50	0.45	0.45
DCA of V0 to PV < [cm]		0.6	0.6	0.6	0.6	0.6	0.6
Decay Length > [cm]		6.5	7.0	7.0	8.5	10.0	10.5
Decay Length < [cm]		120	120	120	120	120	120
$\cos(\vec{r}, \vec{p}) >$		0.995	0.995	0.995	0.995	0.995	0.995


 图 4.19: 喷注中  $K_S^0$  的不变质量的分布。

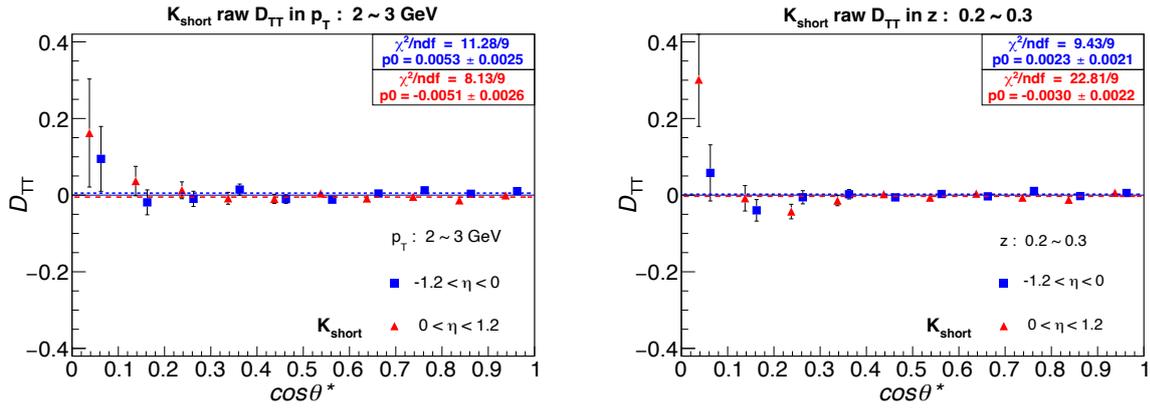


图 4.20:  $K_S^0$  的  $\delta_{TT}^{raw}$  随  $\cos\theta^*$  的分布。左图为  $2 < p_T < 3 \text{ GeV}/c$  区间；右图为  $0.2 < z < 0.3$  区间。

以  $2 < p_T < 3 \text{ GeV}$  区间与  $0.2 < z < 0.3$  为例,  $K_S^0$  的  $\delta_{TT}^{raw}$  随  $\cos\theta^*$  的分布展示在了图4.20。可以看到图中我们拟合的  $\delta_{TT}^{raw}$  大小在误差范围内与 0 保持一致。而  $K_S^0$  作为自旋为 0 的介子, 其所谓的“横向极化转移”应当为零, 因此抽取  $K_S^0$  假定的“横向极化转移”对  $D_{TT}$  抽取的方法做出了验证。

#### 4.4 动量分数 $z$ 修正

我们对超子极化转移  $D_{TT}$  随喷注中超子动量分数  $z$  的分布也进行了测量, 而该测量可以对极化碎裂函数提供更直接的约束。为了将实验结果与在理论预测进行比较, 需要将“探测器喷注”中超子  $z$  修正到了“粒子喷注”层面。

我们对  $z$  的修正所使用的方法与第三章 3.4 运动学变量修正方法一致。在满足“探测器喷注”与“粒子喷注”的关联条件前提下, 也需要将“探测器喷注”中超子与“粒子喷注”内超子关联起来。在本次分析中要求“探测器喷注”与“粒子喷注”在  $\eta - \phi$  空间上的“距离”满足  $\Delta R < 0.5$  ( $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$ ), “探测器喷注”与“粒子喷注”中的超子“距离”满足  $\Delta R < 0.05$ 。再将“探测器喷注”中超子  $z_{det}$  与所关联的“粒子喷注”中超子  $z_{par}$  的差值  $\Delta z$  作为修正的大小。最后, 超子修正后的动量分数为  $z = z_{measure} + \Delta z$ , 通过这种方式我们将  $z$  由“探测器喷注”层面修正到“粒子喷注”层面。

如图4.21, 展示了 JP1 与 JP2 触发下“探测器喷注”中超子在各  $z_{det}$  区间所关联的“探测器喷注”中超子  $z_{par}$  的分布, 为了方便和修正值  $\Delta z$  的大小比较,  $z_{par} = z_{det}$  在图中以虚线表示。图中的数据点表示“探测器喷注”中超子在各  $z_{det}$  区间内  $z_{par}$  与  $z_{det}$  分布的平均值,  $z_{par}$  与  $z_{det}$  分布的标准差被作为图中的误差。图中可以看到  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  的修正  $\Delta z$  在小  $z$  区间并不明显, 而在大  $z$  区间更为突出。并且 JP1 与 JP2 触发下的修正值在误差范围内没有明显差别, 而  $\bar{\Lambda}$  的修正比  $\Lambda$  要略大一些, 这是由  $\bar{\Lambda}$  衰变的  $\bar{p}$  在电磁量能器中湮灭引起的触发偏差所造成。

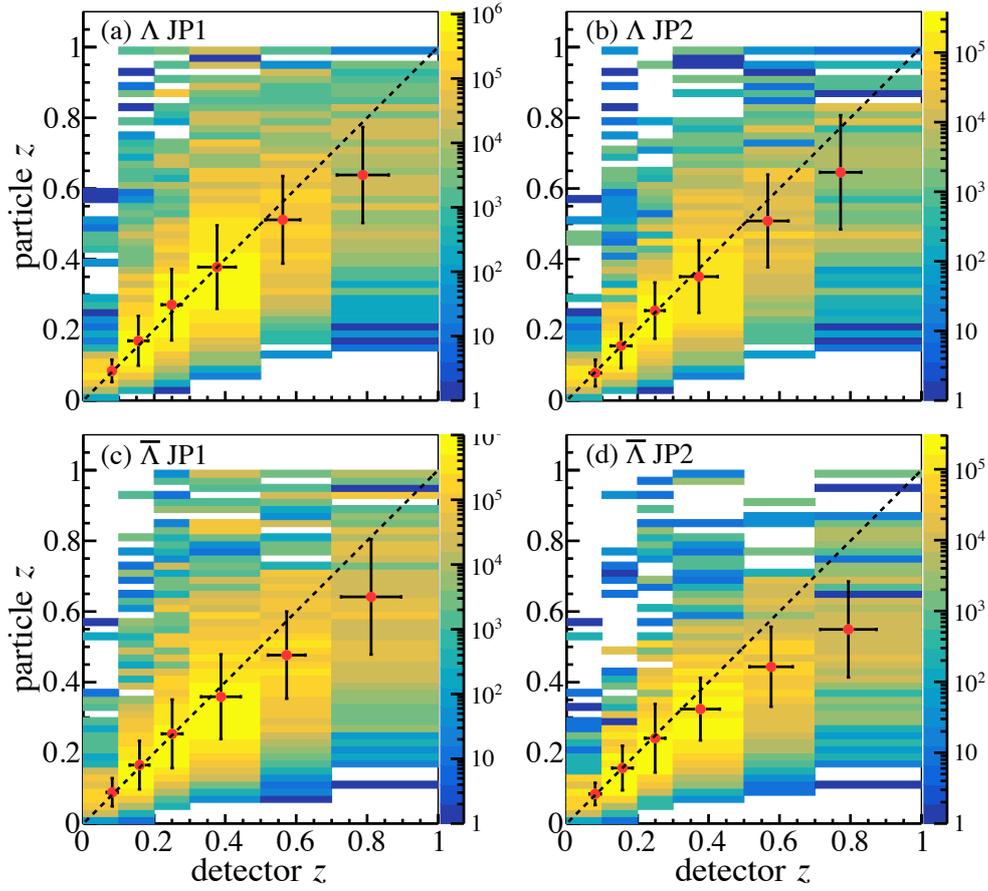


图 4.21: “探测器喷注”中超子在各  $z_{det}$  区间所关联的“探测器喷注”中超子  $z_{par}$  的分布。(a) 是 JP1 触发下  $\Lambda$  的分布; (b) 是 JP2 触发下  $\Lambda$  的分布; (c) 是 JP1 触发下  $\bar{\Lambda}$  的分布; (d) 是 JP2 触发下  $\bar{\Lambda}$  的分布。

## 4.5 系统误差的估计

在本次的测量中我们考虑了四项系统误差贡献，包括由  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  衰变常数的误差引入的系统误差，束流极化度的误差引入的系统误差，背景事例比例估计方法引入的系统误差与触发引入的系统误差。其中触发引入的系统误差是主导来源。

### 4.5.1 衰变常数与束流极化度带来的误差

衰变常数  $\alpha$  的值来自其他实验的精确测量，通过查阅 PDG 手册 [14]， $\Lambda(\bar{\Lambda})$  的  $\alpha$  值，取  $\alpha = 0.732 \pm 0.013$ 。相对误差约为 1.9%，并将转化为绝对误差合并计入总误差里。

$D_{TT}$  分析中，束流极化度作为一个比例系数  $D_{TT} = P_{\Lambda}/P_{beam}$  参与  $D_{TT}$  的抽取，其误差最终以百分比的相对误差的形式呈现。估算方法与第三章 3.5.3 小节对横向单自旋不对称中束流极化度的误差引入的系统误差的方法一致；束流极化度的系统误差包含三项：极化测量仪的系统误差，fill 之间的系统误差与校正过程中的系统误差 [133]。

本次分析中来自 BLUE 束流的极化测量仪系统误差为 3.0%，来自 YELLOW 束流的极化测量仪误差为 3.0%。fill 之间的系统误差的估计参考第三章 3.5.3 小节式 3.27 与式 3.28。校正过程的系统误差在本次分析中该项估计为  $2.2\%/\sqrt{M}$ ， $M = 56$  为使用的 fill 数。合并以上三项贡献后，横向极化转移测量总的由极化度的误差引入的系统误差为 3.0%。

### 4.5.2 背景事例比例估计方法引入的系统误差

从  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  的不变质量分布中可以看到， $\Lambda(\bar{\Lambda})$  质量峰下仍然有背景残留。背景贡献会从  $D_{TT}$  的测量值中扣除。如 4.3 节所述，这种背景贡献的扣除可以通过 side-bands 方法实现，而  $D_{TT}$  的抽取是通过下式得到：

$$D_{TT} = \frac{D_{TT}^{raw} - rD_{TT}^{bkg}}{1 - r}, \quad (4.9)$$

此处  $D_{TT}^{raw}$  对应于  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  质量峰下的信号区间抽取的  $D_{TT}$ ，而  $D_{TT}^{bkg}$  对应于 side-bands 区间抽取背景的  $D_{TT}$ ， $r$  是信号区间背景比例系数。

对背景比例  $r$  单一方法的估计会产生一定系统误差。为了估计这项系统误差，我们采用拟合的方式来独立地估算  $r$ ，并以此重新抽取  $D_{TT}$ 。拟合是通过高斯分布（作为信号）叠加一个线性函数（作为背景）实现。

然后使用两种方法获得的  $D_{TT}$  之差作为此项的系统误差贡献，如下式：

$$\delta D_{TT} = |D_{TT}^{side-band} - D_{TT}^{fit}|. \quad (4.10)$$

该项的系统误差占比很小，绝对误差最大的区间也只有千分之一。

### 4.5.3 触发系统引入的系统误差

正如第三章 3.5.4 小节估计横向单自旋不对称由触发引入的系统误差所介绍的。由于数据采集中的触发是依据 BEMC 与 EEMC 上能量沉积的大小，并非直接采样  $\Lambda$  和

$\bar{\Lambda}$ 。因此 STAR 的 Jet Patch 触发系统可能对其中某些过程更敏感，从而改变子过程的相对比例使实验测量产生偏差。而该项误差正是本次测量中占主导的一项。

我们通过理论模型来细致地计算质子-质子碰撞中各种子过程的横向极化转移大小，再比较模拟样本中特定过程在触发前与触发后的比例来估算触发引入的系统误差。基于质子-质子碰撞因子化模型的分析，此次分析中共考虑了三项触发系统的误差来源：

1. 超子纵动量分数  $z$  的改变引入的系统误差 (仅在  $D_{TT}$  随  $p_T$  分布的情况中考虑)；
2. 部分子硬散射过程与碎裂部分子味道比例的改变引入的系统误差；
3. 超子产生来源比例的改变引入的系统误差。

### $D_{TT}$ 的理论模型估计

如第一章中所讨论的， $D_{TT}$  理论模型的因子化计算需要三部分输入，初态横向极化部分子分布函数、硬散射过程的横向极化的反应截面以及末态部分子的横向极化的碎裂函数。其中横向极化的硬散射反应截面可以通过 pQCD 计算，但剩余两项的研究则只能通过参数化模型实现。

由于目前我们对于  $u$ ,  $d$  两味夸克之外的其他夸克横行极化的部分子分布函数知之甚少，这里假设部分子的横向极化分布函数与纵向一致 [100, 103]，本文的分析中采用了 DSSV2009 的结果替代横向极化分部函数 [143]，而非极化的部分子分布函数则使用 CT10 的结果 [144]。考虑到  $\Lambda$  有可能来自次级衰变，我们将  $\Lambda$  分成直接产生的与其他更重超子衰变来的两种。这里依据强子化过程中极化转移的模型 [100, 103] 对  $\Lambda$  的极化作如下计算：

$$P_{direct\ hyperon} = \sum_f t_{hyperon\ f}^F P_f D_{T\ hyperon\ f}; \quad (4.11)$$

$$P_{daughter\ \Lambda} = t_{daughter\ mother}^D P_{mother}. \quad (4.12)$$

式4.11描述了末态部分子与其碎裂超子之间的自旋转移，式中  $t_{hyperon\ f}^F$  为由末态部分子碎裂到超子的横向极化转移系数， $P_f$  则是部分子发生硬散射之前的横向极化度， $D_{T\ hyperon\ f}$  为横向极化的硬散射过程中由初态部分子到末态发生碎裂的部分子的横向极化转移系数。式4.12描述了碎裂部分子直接产生的超子衰变到  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  的横向极化转移， $t_{daughter\ mother}^D$  为它们之间的转移系数。

对于部分子碎裂过程中的横向自旋转移系数  $t_{hyperon, f}^F$ ，需要描述末态部分子与其碎裂的超子之间的自旋关系的唯象模型作为辅助。文献 [145] 介绍了两种在碎裂过程中自旋转移的模型， $SU(6)$  模型与 DIS 模型。这两个模型均假设夸克携带的自旋在碎裂前后均保持一致。在  $SU(6)$  模型里碎裂过程中的横向自旋转移系数，是根据重子  $SU(6)$  波函数反推极化超子的价夸克分布函数得到的。而在 DIS 模型中，则依于 DIS 实验的测定来反推重子的极化部分子分布函数得到横向自旋转移系数。相比于  $SU(6)$  模型，DIS 模型考虑了海夸克贡献以及超子衰变中味道的  $SU(3)$  对称性。

末态部分子所碎裂的超子要经过衰变才能成为我们最终测量的  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  超子。如式4.12所示，碎裂部分子直接产生的横向极化超子通过衰变将其极化转移到  $\Lambda(\bar{\Lambda})$ 。不

同粒子衰变到  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  时的极化转移系数不同, 因此我们还要对  $\Lambda$  产生来源做区分才能得到最后的  $D_{TT}$  理论值。

基于上述的模型计算, 我们在 PYTHIA 模拟过程中对  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  产生的溯源, 可以算出  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  的极化。进一步地, 我们通过选择特定的硬散射过程或部分子味道的  $D_{TT}$  贡献, 再结合模拟样本统计该分量的相对比例, 估算由触发条件引入的系统误差。

### 超子纵动量分数 $z$ 的改变引入的系统误差

当我们测量  $D_{TT}$  随  $p_T$  的分布时, 触发条件会改变超子动量分数  $z$  的分布。通过前面的模型计算可以得到  $D_{TT}$  在各  $z$  区间的理论结果。如果已知不同触发条件下  $z$  的分布, 通过这个  $z$  分布对  $D_{TT}$  在各  $z$  区间加权平均。比较触发后的结果与无偏结果, 便可以得到该项引入的系统误差。无偏的  $z$  分布以及在模拟样本中应用上 JP1 与 JP2 触发条件的  $z$  分布如图 4.22 所示。图中可以看出随着触发条件的引入,  $z$  的分布中心值有着明显的向左偏移, 且 JP2 的偏移高于 JP1, 这是因为触发系统要求喷注有足够大的横动量且 JP2 的阈值大于 JP1, 这会导致  $z$  值变小。

最终  $D_{TT}$  的值等于对应各  $z$  区间  $D_{TT}$  理论值的加权平均, 权重即  $z$  的分布, 如式 4.13 所示。

$$D_{TT} = \frac{\sum_i D_{TT}^i n^i}{\sum_i n^i}. \quad (4.13)$$

这里  $n^i$  是由模拟模拟样本得到的第  $i$  个  $z$  区间内  $\Lambda$  或者  $\bar{\Lambda}$  数目,  $D_{TT}^i$  是对应的理论值。最后将触发条件前后之间差值作为超子的纵动量分数  $z$  的改变引入的系统误差。

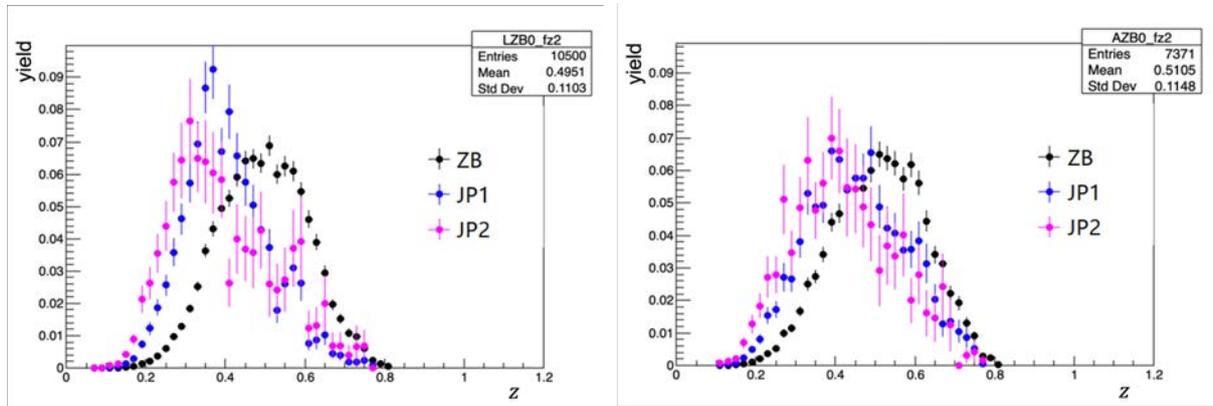


图 4.22:  $\Lambda$  与  $\bar{\Lambda}$  在  $4 < p_T < 5$  GeV 下  $z$  的分布。左图为  $\Lambda$  的部分, 右图为  $\bar{\Lambda}$  的部分。

### 部分子硬散射过程与碎裂部分子味道比例的改变引入的系统误差

由入射部分子转移到碎裂部分子的极化度由下式表示:

$$P_c = \frac{\delta f}{f} D_T^{a \uparrow b \rightarrow c \uparrow d}, \quad (4.14)$$

其中  $P_c$  是碎裂部分子  $c$  的极化度,  $\delta f$  是横向极化的入射部分子分布函数,  $f$  则是该部分子的非极化分布函数, 而  $D_T^{a \uparrow b \rightarrow c \uparrow d}$  则是在子过程  $a \uparrow b \rightarrow c \uparrow d$  下的极化转移系数。而触发条件的设置则会改变硬散射不同子过程以及不同碎裂部分子味道的相对比例。通

过模拟样本可以得到不同子过程以及碎裂部分子的相对比例系数。考虑到部分子硬散射过程与碎裂部分子味道的比例存在一定关联性，于是在计算不同部分子硬散射过程不同碎裂部分子味道分量下的  $D_{TT}$  时，细分为 6 种子过程与 7 种碎裂部分子，共 42 种情况。最后按照不同触发条件给出的比例系数加权求和，用于该项系统误差的估算。

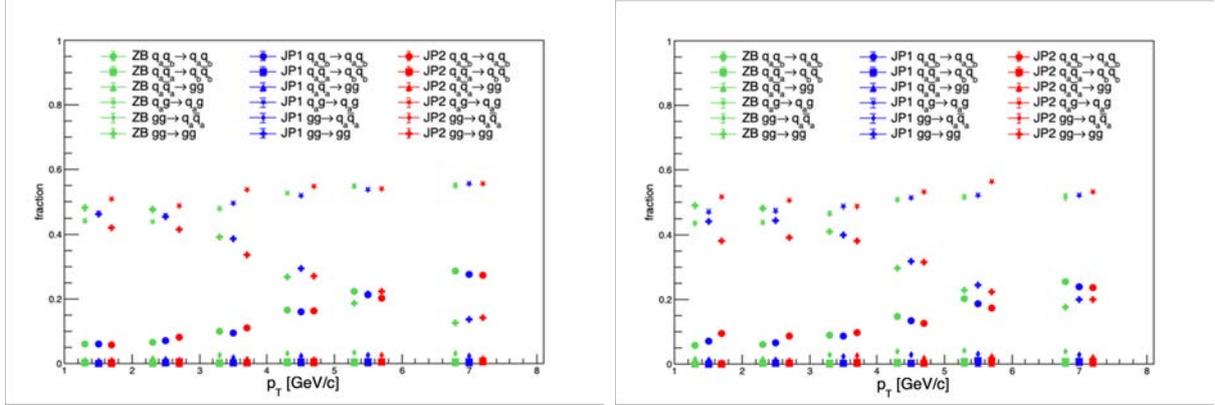


图 4.23: 各  $p_T$  区间的部分子硬散射过程的相对比例。左图为  $\Lambda$  的部分，右图为  $\bar{\Lambda}$  的部分。

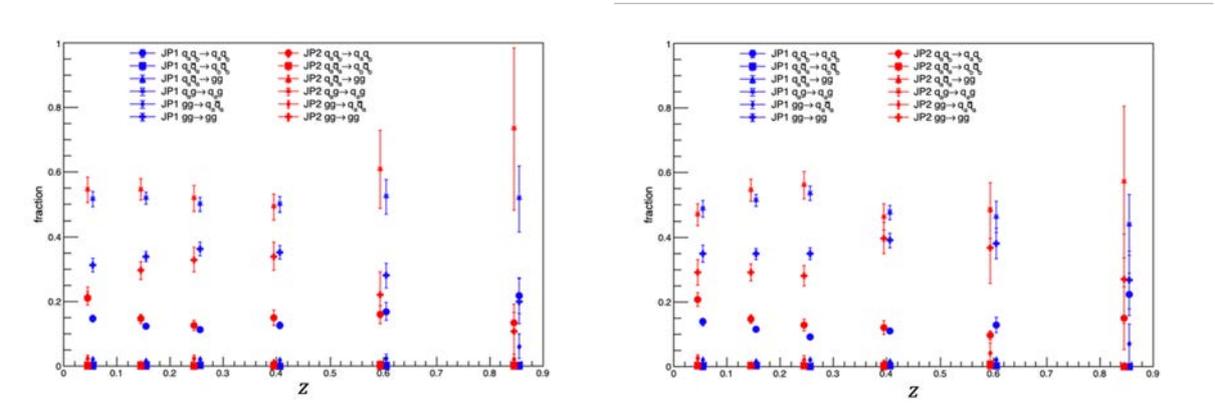


图 4.24: 各  $z$  区间的部分子硬散射过程的相对比例。左图为  $\Lambda$  的部分，右图为  $\bar{\Lambda}$  的部分。

图4.23展示了各  $p_T$  区间中不同子过程的相对比例，而各  $z$  区间的相对比例展示在图4.24。而用于计算各  $z$  区间的系统误差的  $D_{TT}$  理论值，在前文计算动量分数  $z$  引入的系统误差时已经计算得出。图中可以看到  $q_a g \rightarrow q_a g$  与  $g g \rightarrow g g$  过程占据主导。不过随着  $p_T$  与  $z$  的升高，尤其在高  $p_T$  与  $z$  下  $g g \rightarrow g g$  比例开始明显下降，此时  $q_a q_b \rightarrow q_a q_b$  比例开始上升。这是因为这些区间往往对应着更“硬”的散射过程，所以随着触发条件的引入以及触发条件阈值的提升，在同一区间内如  $g g \rightarrow g g$  比例则开始下降。图4.25展示了不同  $p_T$  区间的各种同子过程的相对比例，而不同  $z$  区间的部分展示在图4.26。正如前面提到的，STAR 中由  $g$  碎裂来的超子占据主导，而随着  $p_T$  与  $z$  的升高，来自  $s$  的  $\Lambda$  与来自  $\bar{s}$  的  $\bar{\Lambda}$  的比例则随之升高。

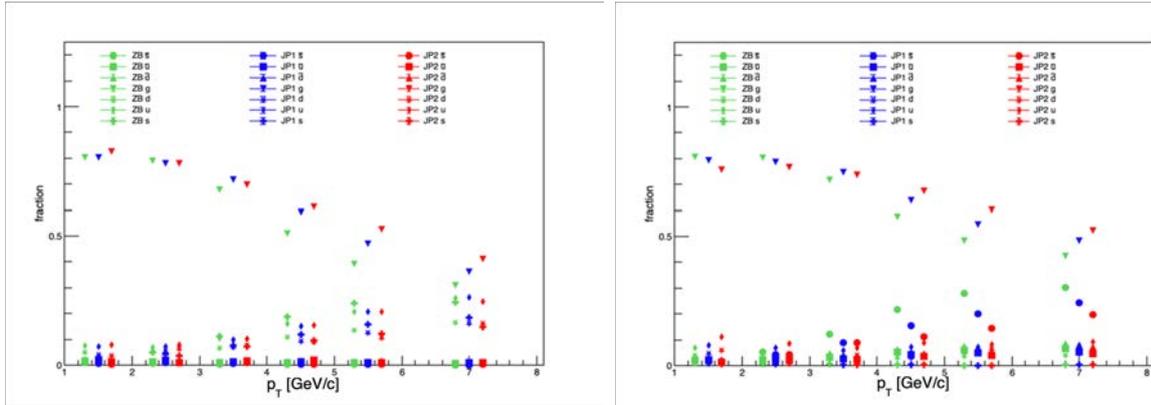


图 4.25: 各  $p_T$  区间的碎裂部分子味道的相对比例。左图为  $\Lambda$  的部分, 右图为  $\bar{\Lambda}$  的部分。

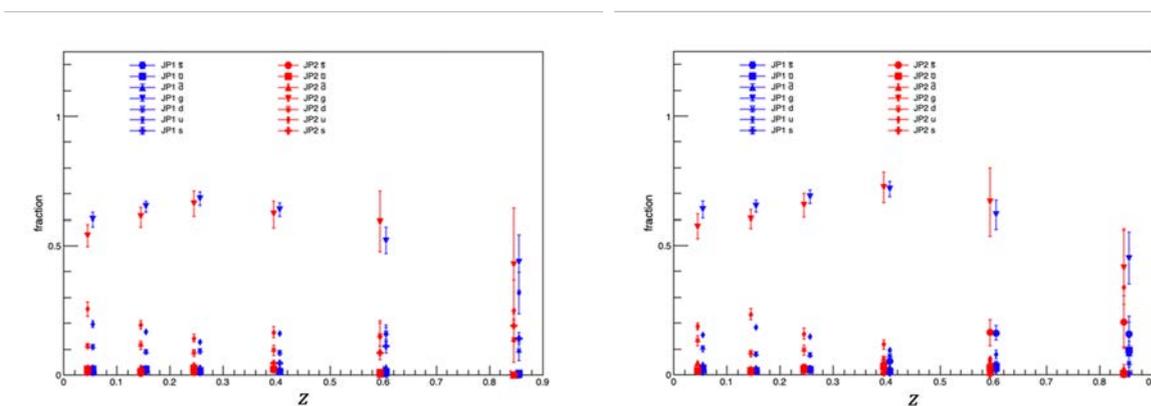


图 4.26: 各  $z$  区间的碎裂部分子味道的相对比例。左图为  $\Lambda$  的部分, 右图为  $\bar{\Lambda}$  的部分。

## 超子产生来源相对比例的改变引入的系统误差

超子产生来源比例会受触发系统影响而改变，这也是系统误差的来源之一。比如在  $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda\gamma$  过程中， $\Sigma^0$  衰变出的光子将会被 EMC 探测并累积更多能量，从而更容易被触发系统记录。 $\Lambda(\bar{\Lambda})$  的衰变来源也被我们记录在模拟样本中，因此可以统计出  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  的母粒子的相对比例。这里将  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  的衰变来源分成七种情况，直接产生，来自  $\Sigma^0$ ，来自  $\Sigma^{*0}$ 、来自  $\Sigma^{+,-}$ 、来自  $\Xi^0$ 、来自  $\Xi^-$  以及其他。前六种是  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  极化的主要贡献。

图4.27展示了各  $p_T$  区间  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  各衰变来源的相对比例，而各  $z$  区间的部分展示在图4.28。图中可知，随着  $p_T$  以及  $z$  的增大，直接产生的  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  比例开始上升。而随着触发条件阈值的提升，直接产生的  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  比例由有所降低，这正对应  $\Sigma^0$  衰变出的光子被 EMC 探测并累积更多能量的情况。

与前面计算方法类似，也是使用不同触发条件下  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  衰变来源相对比例作为权重，对不同来源比例的  $D_{TT}$  理论值求和，最后将与无偏的  $D_{TT}$  的差值作为该项的系统误差。

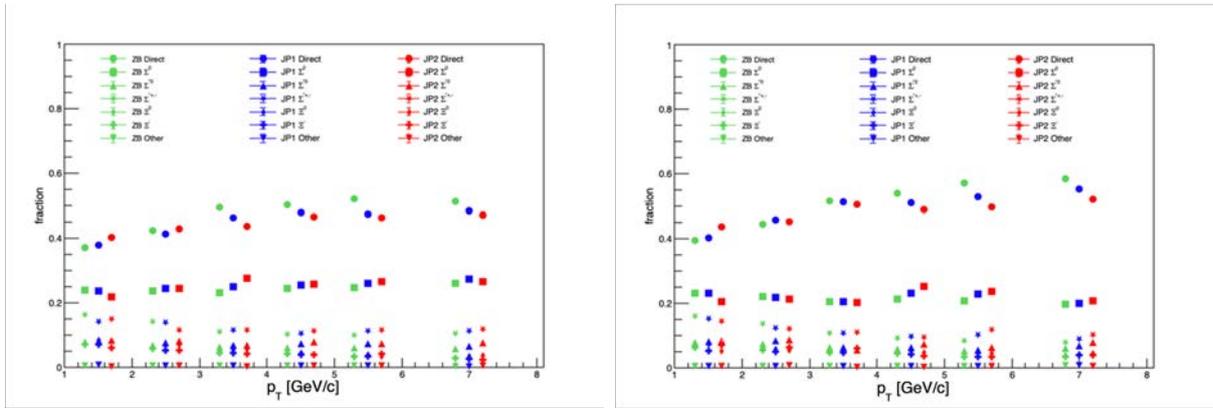


图 4.27: 各  $p_T$  区间的超子的产生来源的相对比例。左图为  $\Lambda$  的部分，右图为  $\bar{\Lambda}$  的部分。

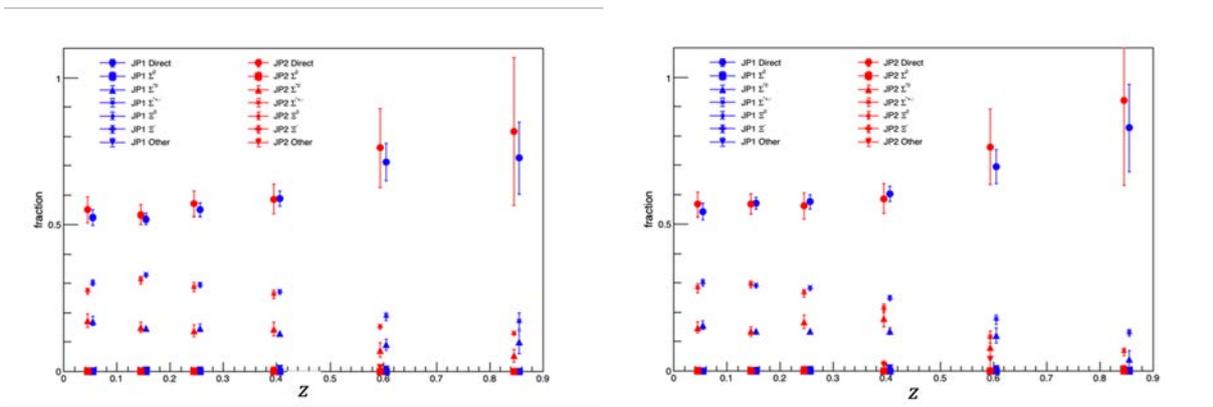


图 4.28: 各  $z$  区间的超子的产生来源的相对比例。左图为  $\Lambda$  的部分，右图为  $\bar{\Lambda}$  的部分。

JP1 与 JP2 触发引起的系统误差是利用模拟样本和模型进行单独计算的，我们根

据实验数据中 JP1 与 JP2 触发样本的相对比例加权求和获得触发引入的总系统误差。

最后我们再触发引入的系统误差与其余三项系统误差合并。 $\Lambda(\bar{\Lambda})$  各  $p_T$  区间与  $z$  区间总的系统误差分别列在了表 4.8 和表 4.9。从表中可以看到  $D_{TT}$  在各  $p_T$  区间内系统误差不超过 0.0085,  $D_{TT}$  在各  $z$  区间内系统误差不超过 0.0031, 并随着  $p_T$  和  $z$  的增大而增大。无论是随  $p_T$  的分布还是随  $z$  的分布, 目前我们的系统误差依然小于统计误差, 因此  $D_{TT}$  测量精度依然受限于实验样本。

表 4.8:  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  各  $p_T$  区间的  $D_{TT}$  总系统误差

$p_T$ [GeV]	$0 < \eta < 1.2$		$-1.2 < \eta < 0$	
	$\Lambda$	$\bar{\Lambda}$	$\Lambda$	$\bar{\Lambda}$
1~2	0.0007	0.0003	0.0003	0.0001
2~3	0.0008	0.0004	0.0005	0.0007
3~4	0.0028	0.0019	0.0007	0.0003
4~5	0.0055	0.0060	0.0010	0.0009
5~6	0.0074	0.0089	0.0012	0.0009
6~8	0.0085	0.0081	0.0015	0.0015

表 4.9:  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  各  $z$  区间的  $D_{TT}$  总系统误差

$z$	$0 < \eta < 1.2$		$-1.2 < \eta < 0$	
	$\Lambda$	$\bar{\Lambda}$	$\Lambda$	$\bar{\Lambda}$
0.0~0.1	0.0003	0.0006	0.0011	0.0004
0.1~0.2	0.0003	0.0001	0.0003	0.0000
0.2~0.3	0.0008	0.0002	0.0002	0.0003
0.3~0.5	0.0003	0.0004	0.0008	0.0004
0.5~0.7	0.0011	0.0010	0.0008	0.0003
0.7~1.0	0.0028	0.0031	0.0024	0.0009

## 4.6 $D_{TT}$ 结果与讨论

经过数据样本选取, 超子喷注的重建,  $D_{TT}$  抽取, 并做了背景减除, 以及系统误差分析后, 我们获得了 200 GeV 横向极化质子-质子碰撞中, 在中心赝快度区  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  超子, 沿碎裂部分子极化方向的横向极化转移  $D_{TT}$  随超子横动量  $p_T$  与动量分数  $z$  分布的测量结果。

### 4.6.1 $D_{TT}$ 随超子横动量 $p_T$ 的分布

图 4.29 展示了 STAR 在 2015 年  $\sqrt{s}=200$  GeV 质子-质子碰撞中, 所测量的横向极化转移  $D_{TT}$  随超子横动量  $p_T$  的分布。上图展示了相对于极化束流的正方向  $0 < \eta < 1.2$

的结果，下图则展示了负方向  $-1.2 < \eta < 0$  的结果。超子横动量范围为  $1 < p_T < 8$  GeV，在最高的横动量区间 ( $6 < p_T < 8$  GeV) 内， $\Lambda$  与  $\bar{\Lambda}$  横动量平均值  $\langle p_T \rangle = 6.7$  GeV，相对极化束流正方向的  $\Lambda$ :  $D_{TT}^{\Lambda} = -0.005 \pm 0.024(\text{stat.}) \pm 0.009(\text{sys.})$ ;  $\bar{\Lambda}$ :  $D_{TT}^{\bar{\Lambda}} = 0.009 \pm 0.024(\text{stat.}) \pm 0.008(\text{sys.})$ 。本次测量的  $D_{TT}$  结果在整个横动量区间上与零相比， $\Lambda$  的  $\chi^2/ndf = 4.34/6$ ;  $\bar{\Lambda}$  的  $\chi^2/ndf = 2.62/6$ 。因此本次测量中  $\Lambda$  和  $\bar{\Lambda}$  的  $D_{TT}$  结果在误差范围内没有观测到非零结果。

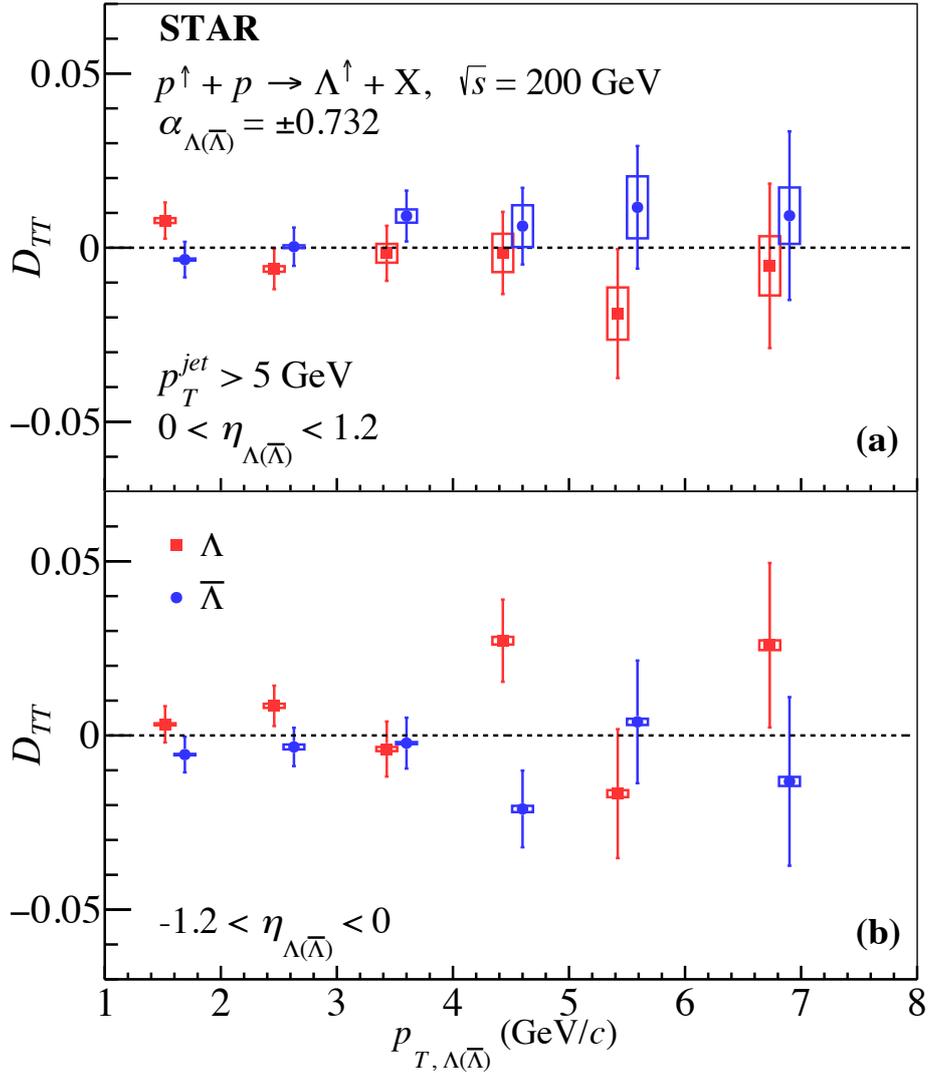


图 4.29: STAR  $\sqrt{s}=200$  GeV 的质子-质子碰撞中，横向极化转移系数  $D_{TT}$  随超子横动量  $p_T$  的变化。(a) 为  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  正赭快度方向的结果，(b) 为  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  负赭快度方向的结果。为了方便区分  $\Lambda$  与  $\bar{\Lambda}$ ， $\Lambda$  结果在水平方向向左移动了一点。

#### 4.6.2 与 2012 年数据测量结果的比较

图4.30展示了 2012 年与 2015 年数据测量的  $D_{TT}$  随超子横动量  $p_T$  变化结果的比较。在 2012 年实验数据测量中使用了旧的衰变常数  $\alpha_{\Lambda} = 0.642 \pm 0.013$ 。为了方便比

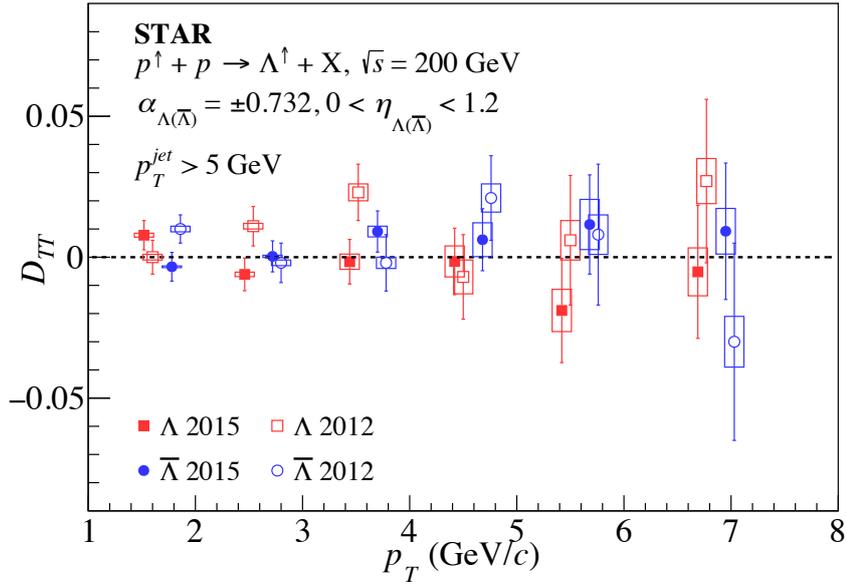


图 4.30: 2012 年与 2015 年测量的  $D_{TT}$  随超子横动量  $p_T$  变化结果的比较 [102], 图中只展示了正赭快度方向上的  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  超子。为方便区分两年的测量结果, 已发表的结果和  $\Lambda$  结果在水平方向向左移动了一点。

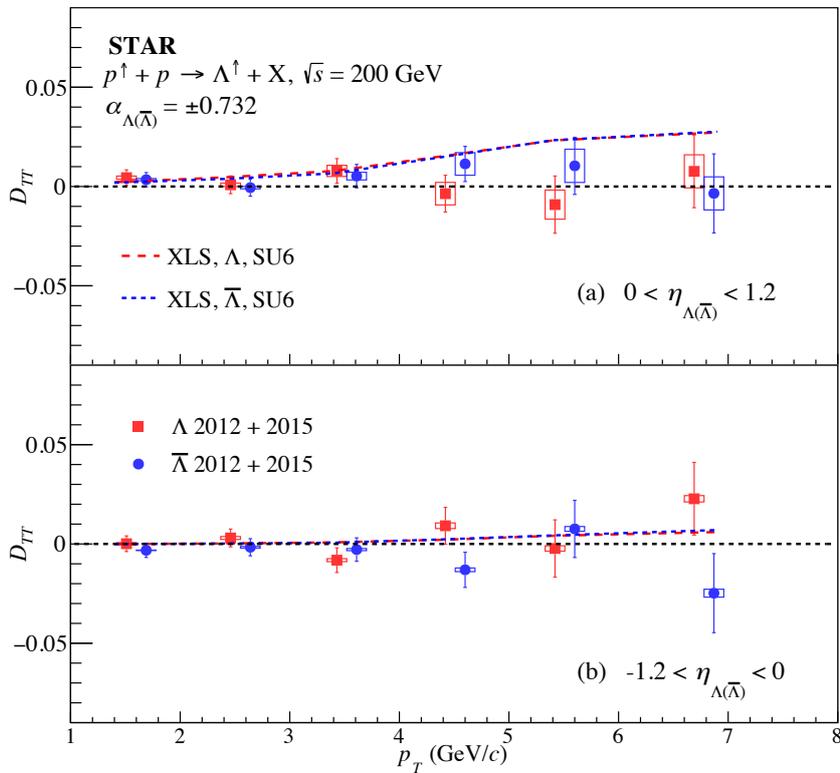


图 4.31: 2012 年与 2015 年  $D_{TT}$  合并的测量结果 [102] 在  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  超子正赭快度方向上, 并与理论预测比较。(a) 为  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  正赭快度方向下的结果, (b) 为  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  负赭快度方向下的结果。为了方便区分  $\Lambda$  与  $\bar{\Lambda}$ ,  $\Lambda$  结果在水平方向向左移动了一点。

较，图中展示的 2012 年实验数据测量结果使用的衰变常数已经修改为与本次测量一致的  $\alpha_\Lambda = 0.732 \pm 0.014$ 。本次测量的  $D_{TT}$  结果与的此前结果相比，展示出很好的一致性，并在精度上提升了一倍。

两次测量的数据碰撞能量一致，在此基础之上可以直接将两年的结果合并。图 4.31 展示了  $D_{TT}$  2012 年与 2015 年数据测量结果的合并 [102]，并且与理论预言做了比较。图中“XLS”的理论预测引用文献自 [100, 103] 的假设，即奇异夸克的横向极化分布等于其纵向极化分布。这也是在 4.5.3 小节  $D_{TT}$  理论估计中所使用的模型。在该模型预言下， $\Lambda$  与  $\bar{\Lambda}$  的  $D_{TT}$  大小没有明显区别，相对极化束流正方向上的  $D_{TT}$  大于负方向的值，且随着超子横动量增大而增大。通过比较测量结果与理论预言，得到两者在相对极化束流正方向上  $\Lambda$  的  $\chi^2/ndf = 9.35/6$ ， $\bar{\Lambda}$  的  $\chi^2/ndf = 4.08/6$ ，表明实验测量与理论预言具有较好的一致性。但即使合并了两次测量结果，依然没有在误差范围内观测到非零结果。与零相比， $D_{TT}$  在相对极化束流正方向上  $\Lambda$  的  $\chi^2/ndf = 3.30/6$ ， $\bar{\Lambda}$  的  $\chi^2/ndf = 3.03/6$ 。从数值上看，我们认为  $\Lambda$  与  $\bar{\Lambda}$  的  $D_{TT}$  理论预言有所高估。因此， $\Lambda(\bar{\Lambda})$  超子的  $D_{TT}$  测量结果可能预示着质子内的（反）奇异夸克具有较小横向极化碎裂函数或较小的横向极化分布函数，甚至可能两者都很较小。

#### 4.6.3 $D_{TT}$ 随超子动量分数 $z$ 的分布

横向极化的碎裂函数是动量分数  $z$  依赖的函数，因此对  $D_{TT}$  随超子  $z$  分布的测量将对  $\Lambda$  与  $\bar{\Lambda}$  的横向极化碎裂函数提供直接约束。并且本次对  $D_{TT}$  随  $z$  分布的测量是 RHIC 上首次测量。图 4.32 展示了横向极化转移  $D_{TT}$  随超子动量分数  $z$  的变化。其中 (a) 和 (b) 分别展示了超子喷注在正赭快度方向与负赭快度方向上  $D_{TT}$  的结果，(c) 为对应  $z$  区间的喷注横动量  $p_T$  的平均值。图中  $\Lambda$  和  $\bar{\Lambda}$  横轴上  $z$  是做了修正后的“粒子喷注”层面的  $z$ ，这里  $\Lambda$  与  $\bar{\Lambda}$  之间的差异反应了修正过程  $\Lambda$  与  $\bar{\Lambda}$  修正值大小的不同。图 (c) 中喷注横动量  $p_T$  也是修正后“粒子喷注”层面的  $p_T$ 。

对  $D_{TT}$  随超子  $z$  分布的测量没有对超子横动量范围做限制。在最小的  $z$  区间下，相对极化束流正方向的  $\Lambda$  对应的“粒子喷注”横动量平均值  $\langle p_T \rangle = 11.4$  GeV，此时  $D_{TT}^\Lambda = -0.002 \pm 0.015(\text{stat.}) \pm 0.000(\text{sys.})$ 。相同区间的  $\bar{\Lambda}$  对应“粒子喷注”横动量平均值  $\langle p_T \rangle = 13.2$  GeV，此时  $D_{TT}^{\bar{\Lambda}} = 0.019 \pm 0.016(\text{stat.}) \pm 0.001(\text{sys.})$ 。 $\Lambda$  与  $\bar{\Lambda}$  的  $D_{TT}$  随超子动量分数  $z$  的分布在误差范围内也没有观测到非零信号，与零相比在相对极化束流正方向上  $\Lambda$  的  $\chi^2/ndf = 2.07/6$ ， $\bar{\Lambda}$  的  $\chi^2/ndf = 5.28/6$ 。

极化质子-质子碰撞中从极化质子束到产生的  $\Lambda$  与  $\bar{\Lambda}$  超子的极化转移  $D_{TT}$  是横向极化分布函数与碎裂函数共同作用的结果。尤其是  $D_{TT}$  关于超子动量分数  $z$  的依赖的测量，可以直接地为（反）奇异夸克的极化碎裂函数的抽取提供必要的实验数据输入。但目前还缺乏  $D_{TT}$  随超子动量分数  $z$  依赖的理论预言，因此我们也期待更多有关超子横向极化的理论研究，来更好地理解横向极化的分布函数和碎裂函数。

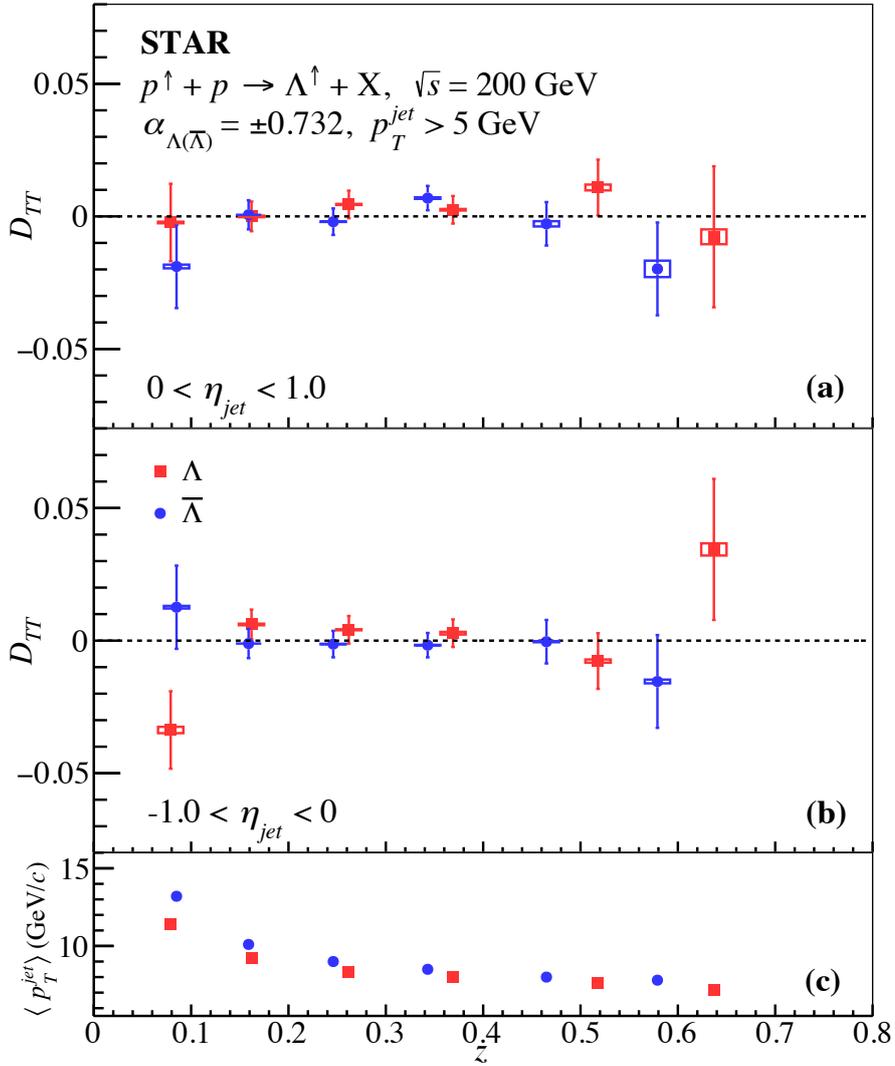


图 4.32: STAR  $\sqrt{s}=200 \text{ GeV}$  的质子-质子碰撞中, 横向极化转移  $D_{TT}$  随超子动量分数  $z$  的变化。(a) 为超子喷注正赝快度方向下的结果, (b) 为超子喷注负赝快度方向下的结果, (c) 为对应  $z$  区间喷注横动量  $p_T$  的平均值。

## 4.7 本章小结

本章介绍了我们使用 STAR 探测器在 2015 年采集的 200 GeV 横向极化质子-质子碰撞数据，中心赭快度区  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  超子，沿碎裂部分子极化方向的横向极化转移  $D_{TT}$  随超子横动量  $p_T$  与动量分数  $z$  变化的结果。

我们使用 STAR 探测器在 2015 年收集的数据，通过弱衰变道  $\Lambda \rightarrow p\pi^-$  与  $\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p}\pi^+$  这个主导衰变分支重建  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  超子，并以此重建喷注。并通过类似 cross-ratio 方法消除探测器接收度和相对亮度引入的系统误差，以抽取  $D_{TT}$ 。为了检验实验数据与分析系统误差，我们利用 PYTHIA 和 GEANT 产生了模拟样本，并借助模拟样本按照理论模型计算了实验数据样本所对应能区的  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  超子的横向极化转移。通过模拟样本中挑选特定过程，研究了由触发条件引入的系统误差。同时也分析了束流极化度和超子弱衰变常数等带来的系统误差。

最后我们得到了  $D_{TT}$  随超子横动量  $p_T$  与动量分数  $z$  分布的测量结果，并与已发表的 2012 年数据测量结果比较合并。由于 2015 年数据样本是 2012 年实验数据首次测量时的两倍，这也是目前最高精度的  $D_{TT}$  测量。 $D_{TT}$  随超子动量分数  $z$  的分布是世界上首次在质子-质子碰撞实验中的测量，该测量为我们更好地理解横向极化的分布函数和极化碎裂函数提供了实验数据。



## 第五章 总结与展望

### 5.1 总结

本文使用 RHIC-STAR 上的横向极化的质子-质子碰撞数据，测量了喷注中强子的横向单自旋不对称，以及  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  的横向极化转移。前者更多的与 Sivers 函数以及 Collins 函数相关，后者则更对  $s(\bar{s})$  夸克的横向极化分布函数以及极化的碎裂函数敏感。

我们使用 RHIC-STAR 上 2017 年获取的  $\sqrt{s} = 510$  GeV 质子-质子碰撞的数据样本，对强子横向单自旋不对称度做了测量，包括对喷注 Sivers 不对称的测量，以及喷注中  $\pi^\pm$  的 Collins 不对称的测量。在本次测量中我们对测量方法做了改进，借助 TOF 上的粒子鉴别信息优化了粒子富集区的划分，从而使得数据样本获得充分利用。由于该样本有很高的积分亮度，本次分析获得了很高精度的测量结果。

本次测量的单举喷注 Sivers 不对称及大动量分数的  $\pi$  介子标记的喷注的 Sivers 不对称随喷注的横动量  $p_T$  变化的结果显示，无论在  $x_F > 0$  还是  $x_F < 0$  区间在误差范围内均与 0 保持一致。这可能预示着质子-质子碰撞中在该速度区间下的 Sivers 函数很小或者存在  $u$ 、 $d$  夸克依赖的抵消效应。对喷注中  $\pi^\pm$  的 Collins 不对称随喷注  $p_T$  的变化结果显示，在  $x_F > 0$  的区间大横动量喷注中的  $\pi^+$  与  $\pi^-$  具有较高的不对称信号，且符号相反。此外还对喷注中  $\pi^\pm$  的 Collins 不对称随  $z$  与  $j_T$  的变化进行了细致地测量，这为 Collins 碎裂函数的理论研究提供了实验数据。

我们将本次测量结果与 STAR 利用 2011 年 500 GeV 数据对 Collins 不对称的测量进行比较，两次测量的结果在随喷注  $p_T$ 、强子的  $z$  和  $j_T$  变化均保持一致，但在精度上本次测量比 2011 年实验测量结果提高了 3 倍以上。此外我们还将本次测量结果与理论测量做了比较，发现尽管实验结果与理论预言的变化趋势一致，但在大  $z$  区间的理论预言有低估。最后我们还将本次结果与 2015 年 200 GeV 数据下 Collins 不对称的测量结果比较，我们惊奇地发现，尽管两年数据样本碰撞能量不同，但 Collins 不对称随  $x_T = 2p_T/\sqrt{s}$  的变化有很好的的一致性。这可能预示着 Collins 不对称的  $Q^2$  依赖很弱，并为三维的质子结构理论研究提供重要的实验数据。

我们使用 RHIC-STAR 上 2015 年获取的  $\sqrt{s} = 200$  GeV 横向极化的质子-质子碰撞数据，对  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  超子沿碎裂部分子极化方向上的横向极化转移  $D_{TT}$  做了测量，包括  $D_{TT}$  随超子横动量  $p_T$  与动量分数  $z$  的变化。 $D_{TT}$  在领头阶因子化模型的描述下，是部分子分布函数与碎裂函数的共同作用。由于  $\Lambda$  超子中包含一个  $s$  夸克，对  $\Lambda$  的横向极化转移测量将有助于我们对横向极化的分布函数以及碎裂函数的认识，并为整体参数化分析提供实验数据，尤其是横向极化的  $s$  夸克的分布函数与碎裂函数。

我们将本次测量结果与 2012 年数据测量的  $D_{TT}$  随超子横动量  $p_T$  变化的结果比较，两次的测量结果具有很好的一致性，而本次测量目前是最高精度的测量，在精度上相比 2012 年数据测量结果提高了一倍。随后我们将两次测量结果合并，发现  $\Lambda$  喷注相对于极化束流的方向  $\eta > 0$  与  $\eta < 0$  区间的测量结果在误差范围内均与 0 保持一致，这可能预示着质子内的  $s(\bar{s})$  夸克的横向极化碎裂函数或横向极化分布函数较小。我们对

$D_{TT}$  随超子动量分数  $z$  的变化的测量是 RHIC 上首次测量，尽管在误差范围内没有观测到非零信号，但对  $D_{TT}$  随超子  $z$  的变化的测量可以为横向极化的碎裂函数提供必要的实验数据。

## 5.2 未来展望

STAR 在 2018 年完成了时间投影室的内扇区 (iTPC) 的升级，将 TPC 的覆盖范围扩展到  $|\eta| < 1.7$ [120]。另外 STAR 也已经完成了前向探测器的升级，包括径迹探测系统与前向量能器系统 [146]，并且在 2022 年 508 GeV 横向极化的质子-质子碰撞取数中运行顺利，现在正于 2024 年的运行中收集更多 200 GeV 的横向极化的数据。前向探测器的升级将 STAR 对前向的粒子探测范围扩展到了  $2.5 < \eta < 4.0$ 。此前 STAR 通过前向介子谱仪的电磁量能器测量了  $\pi^0$  的横向单自旋不对称 [59]，但该测量过程中在前向不能测量带电粒子。而 STAR 对前向探测范围的拓展，可以重建完整的喷注，这将有助于我们在更广的范围内实现对高能标下的各种强子的横向单自旋不对称测量。

在更前向的区间，理论预言 [100] 指出  $D_{TT}$  有更显著的信号。最近还有理论对 RHIC-STAR 上 200 GeV 下质子-质子碰撞中喷注内  $\Lambda$  的横向极化转移的提出了新的预言 [147]，如图 5.1。图中展示了在  $z_h = 0.2, 0.4$  以及喷注  $p_T = 5, 10, 15$  GeV 时，喷注  $0 < \eta < 0.9$  时横向极化转移随  $j_T$  分布的预言。在该预言下，横向极化转移小于百分之一。在更高亮度的实验数据样本进行横向极化转移的测量，STAR 将有希望将统计误差降低到这个水平。

届时对 2022 年 508 GeV 能量下与 2024 年 200 GeV 能量下的数据分析不仅仅是精度上的提升，还可以在更广的运动学范围为三维质子结构函数的研究提供实验数据。

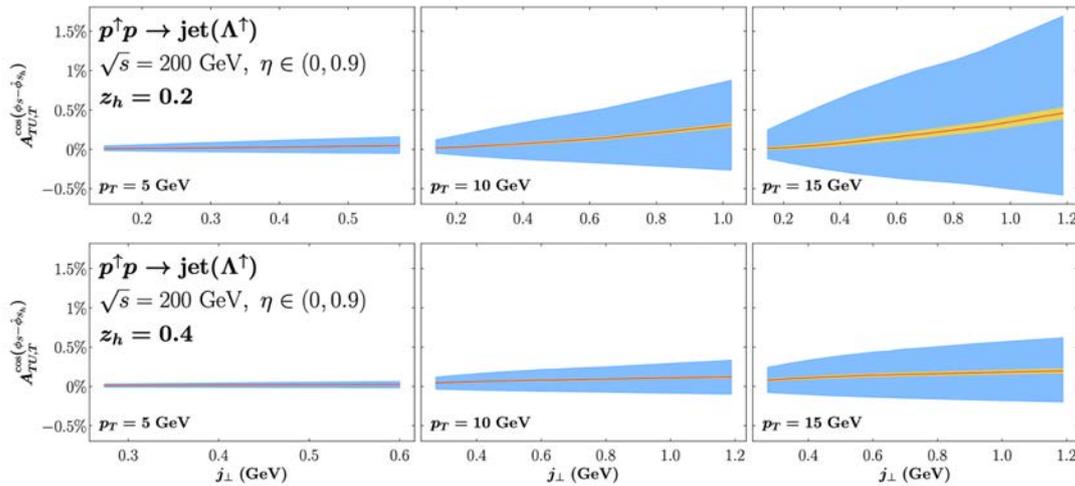


图 5.1: RHIC-STAR 上 200 GeV 下质子-质子碰撞中对喷注内  $\Lambda$  的横向极化转移的预言 [147]。

未来，RHIC 将升级为电子离子对撞机 (EIC) [109]，可以运行极化的电子与质子束流的对撞。新对撞机的电子束流和离子束流亮度与极化度都将得到提高，并且具有更好的运动学覆盖范围。在设计中，电子束能量可以达到 20 GeV，极化度达到 80%；质子

束流最高可以达到 250 GeV，极化度达到 70%，届时其质心能量覆盖范围为 30 至 145 GeV。另外中国电子离子对撞机 (EicC) [148]，也可以运行极化的电子-质子碰撞，其质心能量覆盖范围为 15 至 20 GeV，可以在运动学覆盖范围上对 EIC 有所补充。EIC 与 EicC 作为下一代高能核物理加速器实验，对质子自旋结构以及 QCD 的研究将有巨大的提升；它们的物理目标的重点是核子的自旋和味道结构，核的部分子结构以及部分子与核的相互作用以及海夸克区的核子结构的精确测量上；而 EicC 还将聚焦于奇特强子态以及超出标准模型的新物理的研究。这些研究将使我们对质子的结构了解更进一步。



## 参考文献

- [1] M. 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).
- [2] 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 S. P. Rosen. Feb. 1964, pp. 22–101.
- [3] R. Boussarie et al. “TMD Handbook”. In: (Apr. 2023). arXiv: [2304.03302 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/2304.03302).
- [4] O. W. Greenberg. “Spin and Unitary Spin Independence in a Paraquark Model of Baryons and Mesons”. In: *Phys. Rev. Lett.* 13 (1964), pp. 598–602. DOI: [10.1103/PhysRevLett.13.598](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.13.598).
- [5] H. Fritzsch, M. Gell-Mann, and H. Leutwyler. “Advantages of the Color Octet Gluon Picture”. In: *Phys. Lett. B* 47 (1973), pp. 365–368. DOI: [10.1016/0370-2693\(73\)90625-4](https://doi.org/10.1016/0370-2693(73)90625-4).
- [6] 刘耀阳. “一个可能的基本粒子模型”. In: *原子能* 3 (1966), pp. 232–235.
- [7] D. J. Gross and F. 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. D. 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] 黄涛. *量子色动力学引论*. 北京大学出版社, 2011.
- [10] A. Romanino. “The Standard model of particle physics”. In: *9th Baikal Summer School on Physics of Elementary Particles and Astrophysics*. 2009.
- [11] 杜东升 and 杨茂志. *粒子物理导论*. 科学出版社, 2015.
- [12] E. E. Chambers and R. Hofstadter. “Structure of the Proton”. In: *Phys. Rev.* 103 (1956), pp. 1454–1463. DOI: [10.1103/PhysRev.103.1454](https://doi.org/10.1103/PhysRev.103.1454).
- [13] J. D. Bjorken. “Asymptotic Sum Rules at Infinite Momentum”. In: *Phys. Rev.* 179 (1969), pp. 1547–1553. DOI: [10.1103/PhysRev.179.1547](https://doi.org/10.1103/PhysRev.179.1547).
- [14] R. L. Workman et al. “Review of Particle Physics”. In: *PTEP* 2022 (2022), p. 083C01. DOI: [10.1093/ptep/ptac097](https://doi.org/10.1093/ptep/ptac097).
- [15] R. P. Feynman. “Very high-energy collisions of hadrons”. In: *Phys. Rev. Lett.* 23 (1969). Ed. by L. M. Brown, pp. 1415–1417. DOI: [10.1103/PhysRevLett.23.1415](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.23.1415).

- [16] Curtis G. Callan Jr. and David J. Gross. “High-energy electroproduction and the constitution of the electric current”. In: *Phys. Rev. Lett.* 22 (1969), pp. 156–159. DOI: [10.1103/PhysRevLett.22.156](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.22.156).
- [17] L. A. Harland-Lang et al. “Parton distributions in the LHC era: MMHT 2014 PDFs”. In: *Eur. Phys. J. C* 75.5 (2015), p. 204. DOI: [10.1140/epjc/s10052-015-3397-6](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-015-3397-6). arXiv: [1412.3989](https://arxiv.org/abs/1412.3989) [hep-ph].
- [18] D. J. Gross and F. Wilczek. “Asymptotically Free Gauge Theories - I”. In: *Phys. Rev. D* 8 (1973), pp. 3633–3652. DOI: [10.1103/PhysRevD.8.3633](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.8.3633).
- [19] D. J. Gross and F. Wilczek. “ASYMPTOTICALLY FREE GAUGE THEORIES. 2.” In: *Phys. Rev. D* 9 (1974), pp. 980–993. DOI: [10.1103/PhysRevD.9.980](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.9.980).
- [20] Y. Watanabe et al. “Test of Scale Invariance in Ratios of Muon Scattering Cross-Sections at 150-GeV and 56-GeV”. In: *Phys. Rev. Lett.* 35 (1975), p. 898. DOI: [10.1103/PhysRevLett.35.898](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.35.898).
- [21] C. Chang et al. “Observed Deviations from Scale Invariance in High-Energy Muon Scattering”. In: *Phys. Rev. Lett.* 35 (1975), p. 901. DOI: [10.1103/PhysRevLett.35.901](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.35.901).
- [22] J. C. Collins. “Proof of factorization for diffractive hard scattering”. In: *Phys. Rev. D* 57 (1998). [Erratum: *Phys.Rev.D* 61, 019902 (2000)], pp. 3051–3056. DOI: [10.1103/PhysRevD.61.019902](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.61.019902). arXiv: [hep-ph/9709499](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9709499).
- [23] X. D. Ji. “Gauge-Invariant Decomposition of Nucleon Spin”. In: *Phys. Rev. Lett.* 78 (1997), pp. 610–613. DOI: [10.1103/PhysRevLett.78.610](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.78.610). arXiv: [hep-ph/9603249](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9603249).
- [24] X. D. Ji. “Lorentz symmetry and the internal structure of the nucleon”. In: *Phys. Rev. D* 58 (1998), p. 056003. DOI: [10.1103/PhysRevD.58.056003](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.58.056003). arXiv: [hep-ph/9710290](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9710290).
- [25] R. L. Jaffe and A. Manohar. “The G(1) Problem: Fact and Fantasy on the Spin of the Proton”. In: *Nucl. Phys. B* 337 (1990), pp. 509–546. DOI: [10.1016/0550-3213\(90\)90506-9](https://doi.org/10.1016/0550-3213(90)90506-9).
- [26] T. Lin. “Exploring the Spin Structure of the Nucleon at STAR”. In: *30th International Conference on Ultrarelativistic Nucleus-Nucleus Collisions*. Feb. 2024. arXiv: [2402.16256](https://arxiv.org/abs/2402.16256) [hep-ex].
- [27] J. Ashman et al. “A Measurement of the Spin Asymmetry and Determination of the Structure Function  $g(1)$  in Deep Inelastic Muon-Proton Scattering”. In: *Phys. Lett. B* 206 (1988). Ed. by V. W. Hughes and C. Cavata, p. 364. DOI: [10.1016/0370-2693\(88\)91523-7](https://doi.org/10.1016/0370-2693(88)91523-7).

- [28] B. Adeva et al. “Spin asymmetries  $A(1)$  and structure functions  $g_1$  of the proton and the deuteron from polarized high-energy muon scattering”. In: *Phys. Rev. D* 58 (1998), p. 112001. DOI: [10.1103/PhysRevD.58.112001](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.58.112001).
- [29] P. L. Anthony et al. “Deep inelastic scattering of polarized electrons by polarized He-3 and the study of the neutron spin structure”. In: *Phys. Rev. D* 54 (1996), pp. 6620–6650. DOI: [10.1103/PhysRevD.54.6620](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.54.6620). arXiv: [hep-ex/9610007](https://arxiv.org/abs/hep-ex/9610007).
- [30] K. Abe et al. “Measurements of the proton and deuteron spin structure functions  $g(1)$  and  $g(2)$ ”. In: *Phys. Rev. D* 58 (1998), p. 112003. DOI: [10.1103/PhysRevD.58.112003](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.58.112003). arXiv: [hep-ph/9802357](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9802357).
- [31] P. L. Anthony et al. “Measurement of the deuteron spin structure function  $g_1(d)(x)$  for  $1-(\text{GeV}/c)^2 < Q^2 < 40-(\text{GeV}/c)^2$ ”. In: *Phys. Lett. B* 463 (1999), pp. 339–345. DOI: [10.1016/S0370-2693\(99\)00940-5](https://doi.org/10.1016/S0370-2693(99)00940-5). arXiv: [hep-ex/9904002](https://arxiv.org/abs/hep-ex/9904002).
- [32] X. Zheng et al. “Precision measurement of the neutron spin asymmetries and spin-dependent structure functions in the valence quark region”. In: *Phys. Rev. C* 70 (2004), p. 065207. DOI: [10.1103/PhysRevC.70.065207](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.70.065207). arXiv: [nuc1-ex/0405006](https://arxiv.org/abs/nuc1-ex/0405006).
- [33] C. Alexandrou et al. “Complete flavor decomposition of the spin and momentum fraction of the proton using lattice QCD simulations at physical pion mass”. In: *Phys. Rev. D* 101.9 (2020), p. 094513. DOI: [10.1103/PhysRevD.101.094513](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.101.094513). arXiv: [2003.08486 \[hep-lat\]](https://arxiv.org/abs/2003.08486).
- [34] P. Djawotho. “Gluon polarization and jet production at STAR”. In: *Nuovo Cim. C* 036.05 (2013), pp. 35–38. DOI: [10.1393/ncc/i2013-11569-3](https://doi.org/10.1393/ncc/i2013-11569-3). arXiv: [1303.0543 \[nucl-ex\]](https://arxiv.org/abs/1303.0543).
- [35] D. de Florian et al. “Evidence for polarization of gluons in the proton”. In: *Phys. Rev. Lett.* 113.1 (2014), p. 012001. DOI: [10.1103/PhysRevLett.113.012001](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.113.012001). arXiv: [1404.4293 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/1404.4293).
- [36] M. S. Abdallah et al. “Longitudinal double-spin asymmetry for inclusive jet and dijet production in polarized proton collisions at  $\sqrt{s} = 200$  GeV”. In: *Phys. Rev. D* 103.9 (2021), p. L091103. DOI: [10.1103/PhysRevD.103.L091103](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.103.L091103). arXiv: [2103.05571 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/2103.05571).
- [37] M. S. Abdallah et al. “Longitudinal double-spin asymmetry for inclusive jet and dijet production in polarized proton collisions at  $\sqrt{s} = 510$  GeV”. In: *Phys. Rev. D* 105.9 (2022), p. 092011. DOI: [10.1103/PhysRevD.105.092011](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.105.092011). arXiv: [2110.11020 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/2110.11020).
- [38] J. Adam et al. “Longitudinal double-spin asymmetry for inclusive jet and dijet production in pp collisions at  $\sqrt{s} = 510$  GeV”. In: *Phys. Rev. D* 100.5 (2019), p. 052005. DOI: [10.1103/PhysRevD.100.052005](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.100.052005). arXiv: [1906.02740 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1906.02740).

- [39] J. Adam et al. “Longitudinal double-spin asymmetries for dijet production at intermediate pseudorapidity in polarized  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 200$  GeV”. In: *Phys. Rev. D* 98.3 (2018), p. 032011. DOI: [10.1103/PhysRevD.98.032011](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.98.032011). arXiv: [1805.09742](https://arxiv.org/abs/1805.09742) [hep-ex].
- [40] E. R. Nocera et al. “A first unbiased global determination of polarized PDFs and their uncertainties”. In: *Nucl. Phys. B* 887 (2014), pp. 276–308. DOI: [10.1016/j.nuclphysb.2014.08.008](https://doi.org/10.1016/j.nuclphysb.2014.08.008). arXiv: [1406.5539](https://arxiv.org/abs/1406.5539) [hep-ph].
- [41] R. L. Jaffe. “The Spin structure of the nucleon: Theoretical overview”. In: *AIP Conf. Proc.* 588.1 (2001). Ed. by R. G. Milner, pp. 54–74. DOI: [10.1063/1.1413146](https://doi.org/10.1063/1.1413146). arXiv: [hep-ph/0102281](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0102281).
- [42] A. Airapetian et al. “Effects of transversity in deep-inelastic scattering by polarized protons”. In: *Phys. Lett. B* 693 (2010), pp. 11–16. DOI: [10.1016/j.physletb.2010.08.012](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2010.08.012). arXiv: [1006.4221](https://arxiv.org/abs/1006.4221) [hep-ex].
- [43] C. Adolph et al. “A high-statistics measurement of transverse spin effects in di-hadron production from muon–proton semi-inclusive deep-inelastic scattering”. In: *Phys. Lett. B* 736 (2014), pp. 124–131. DOI: [10.1016/j.physletb.2014.06.080](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2014.06.080). arXiv: [1401.7873](https://arxiv.org/abs/1401.7873) [hep-ex].
- [44] X. Qian et al. “Single Spin Asymmetries in Charged Pion Production from Semi-Inclusive Deep Inelastic Scattering on a Transversely Polarized  $^3\text{He}$  Target”. In: *Phys. Rev. Lett.* 107 (2011), p. 072003. DOI: [10.1103/PhysRevLett.107.072003](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.107.072003). arXiv: [1106.0363](https://arxiv.org/abs/1106.0363) [nucl-ex].
- [45] J. P. Lees et al. “Measurement of Collins asymmetries in inclusive production of charged pion pairs in  $e^+e^-$  annihilation at BABAR”. In: *Phys. Rev. D* 90.5 (2014), p. 052003. DOI: [10.1103/PhysRevD.90.052003](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.90.052003). arXiv: [1309.5278](https://arxiv.org/abs/1309.5278) [hep-ex].
- [46] R. Seidl et al. “Measurement of Azimuthal Asymmetries in Inclusive Production of Hadron Pairs in  $e^+e^-$  Annihilation at  $s^{*(1/2)} = 10.58\text{-GeV}$ ”. In: *Phys. Rev. D* 78 (2008). [Erratum: *Phys.Rev.D* 86, 039905 (2012)], p. 032011. DOI: [10.1103/PhysRevD.78.032011](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.78.032011). arXiv: [0805.2975](https://arxiv.org/abs/0805.2975) [hep-ex].
- [47] A. Vossen et al. “Observation of transverse polarization asymmetries of charged pion pairs in  $e^+e^-$  annihilation near  $\sqrt{s} = 10.58$  GeV”. In: *Phys. Rev. Lett.* 107 (2011), p. 072004. DOI: [10.1103/PhysRevLett.107.072004](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.107.072004). arXiv: [1104.2425](https://arxiv.org/abs/1104.2425) [hep-ex].
- [48] Y. Guan. “Measurement of Collins Asymmetries in Inclusive Production of Charged Pion Pairs at BESIII”. In: *Int. J. Mod. Phys. Conf. Ser.* 40 (2016). Ed. by H. Gao and B. Q. Ma, p. 1660033. DOI: [10.1142/S2010194516600338](https://doi.org/10.1142/S2010194516600338).

- [49] C. Zeng et al. “Role of sea quarks in the nucleon transverse spin”. In: (Oct. 2023). arXiv: [2310.15532 \[hep-ph\]](#).
- [50] M. G. Perdekamp and F. Yuan. “Transverse Spin Structure of the Nucleon”. In: *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 65 (2015), pp. 429–456. DOI: [10.1146/annurev-nucl-102014-021948](#). arXiv: [1510.06783 \[hep-ph\]](#).
- [51] Z. B. Kang et al. “Extraction of Quark Transversity Distribution and Collins Fragmentation Functions with QCD Evolution”. In: *Phys. Rev. D* 93.1 (2016), p. 014009. DOI: [10.1103/PhysRevD.93.014009](#). arXiv: [1505.05589 \[hep-ph\]](#).
- [52] M. Radici and A. Bacchetta. “First Extraction of Transversity from a Global Analysis of Electron-Proton and Proton-Proton Data”. In: *Phys. Rev. Lett.* 120.19 (2018), p. 192001. DOI: [10.1103/PhysRevLett.120.192001](#). arXiv: [1802.05212 \[hep-ph\]](#).
- [53] M. Anselmino, R. Kishore, and A. Mukherjee. “Extraction of the valence transversity distributions from SIDIS data”. In: *Phys. Rev. D* 102.9 (2020), p. 096012. DOI: [10.1103/PhysRevD.102.096012](#). arXiv: [2009.03148 \[hep-ph\]](#).
- [54] R. D. Klem et al. “Measurement of Asymmetries of Inclusive Pion Production in Proton Proton Interactions at 6-GeV/c and 11.8-GeV/c”. In: *Phys. Rev. Lett.* 36 (1976), pp. 929–931. DOI: [10.1103/PhysRevLett.36.929](#).
- [55] E. C. Aschenauer et al. “The RHIC Cold QCD Plan for 2017 to 2023: A Portal to the EIC”. In: (Feb. 2016). arXiv: [1602.03922 \[nucl-ex\]](#).
- [56] D. L. Adams et al. “Analyzing Power in Inclusive  $\pi^+$  and  $\pi^-$  Production at High  $\chi_F$  with a 200 GeV Polarized Proton Beam”. In: *Phys. Lett. B* 264 (1991), pp. 462–466. DOI: [10.1016/0370-2693\(91\)90378-4](#).
- [57] C. E. Allgower et al. “Measurement of analyzing powers of  $\pi^+$  and  $\pi^-$  produced on a hydrogen and a carbon target with a 22-GeV/c incident polarized proton beam”. In: *Phys. Rev. D* 65 (2002), p. 092008. DOI: [10.1103/PhysRevD.65.092008](#).
- [58] I. Arsene et al. “Single Transverse Spin Asymmetries of Identified Charged Hadrons in Polarized p+p Collisions at  $\sqrt{s} = 62.4$ -GeV”. In: *Phys. Rev. Lett.* 101 (2008), p. 042001. DOI: [10.1103/PhysRevLett.101.042001](#). arXiv: [0801.1078 \[nucl-ex\]](#).
- [59] J. Adam et al. “Measurement of transverse single-spin asymmetries of  $\pi^0$  and electromagnetic jets at forward rapidity in 200 and 500 GeV transversely polarized proton-proton collisions”. In: *Phys. Rev. D* 103.9 (2021), p. 092009. DOI: [10.1103/PhysRevD.103.092009](#). arXiv: [2012.11428 \[hep-ex\]](#).

- [60] G. L. Kane, J. Pumplin, and W. Repko. “Transverse Quark Polarization in Large  $p(T)$  Reactions,  $e^+e^-$  Jets, and Leptoproduction: A Test of QCD”. In: *Phys. Rev. Lett.* 41 (1978), p. 1689. DOI: [10.1103/PhysRevLett.41.1689](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.41.1689).
- [61] D. W. Sivers. “Single Spin Production Asymmetries from the Hard Scattering of Point-Like Constituents”. In: *Phys. Rev. D* 41 (1990), p. 83. DOI: [10.1103/PhysRevD.41.83](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.41.83).
- [62] A. Bacchetta et al. “Single-spin asymmetries: The Trento conventions”. In: *Phys. Rev. D* 70 (2004), p. 117504. DOI: [10.1103/PhysRevD.70.117504](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.70.117504). arXiv: [hep-ph/0410050](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0410050).
- [63] J. C. Collins. “Fragmentation of transversely polarized quarks probed in transverse momentum distributions”. In: *Nucl. Phys. B* 396 (1993), pp. 161–182. DOI: [10.1016/0550-3213\(93\)90262-N](https://doi.org/10.1016/0550-3213(93)90262-N). arXiv: [hep-ph/9208213](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9208213).
- [64] S. J. Brodsky, D. S. Hwang, and I. Schmidt. “Final state interactions and single spin asymmetries in semiinclusive deep inelastic scattering”. In: *Phys. Lett. B* 530 (2002), pp. 99–107. DOI: [10.1016/S0370-2693\(02\)01320-5](https://doi.org/10.1016/S0370-2693(02)01320-5). arXiv: [hep-ph/0201296](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0201296).
- [65] J. C. Collins. “Leading twist single transverse-spin asymmetries: Drell-Yan and deep inelastic scattering”. In: *Phys. Lett. B* 536 (2002), pp. 43–48. DOI: [10.1016/S0370-2693\(02\)01819-1](https://doi.org/10.1016/S0370-2693(02)01819-1). arXiv: [hep-ph/0204004](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0204004).
- [66] C. A. Aidala et al. “The Spin Structure of the Nucleon”. In: *Rev. Mod. Phys.* 85 (2013), pp. 655–691. DOI: [10.1103/RevModPhys.85.655](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.85.655). arXiv: [1209.2803 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/1209.2803).
- [67] A. V. Efremov, O. V. Teryaev, and E. Leader. “An Exact sum rule for transversely polarized DIS”. In: *Phys. Rev. D* 55 (1997), pp. 4307–4314. DOI: [10.1103/PhysRevD.55.4307](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.55.4307). arXiv: [hep-ph/9607217](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9607217).
- [68] J. W. Qiu and G. F. Sterman. “Single transverse spin asymmetries in hadronic pion production”. In: *Phys. Rev. D* 59 (1999), p. 014004. DOI: [10.1103/PhysRevD.59.014004](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.59.014004). arXiv: [hep-ph/9806356](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9806356).
- [69] X. D. Ji et al. “A Unified picture for single transverse-spin asymmetries in hard processes”. In: *Phys. Rev. Lett.* 97 (2006), p. 082002. DOI: [10.1103/PhysRevLett.97.082002](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.97.082002). arXiv: [hep-ph/0602239](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0602239).
- [70] R. L. Jaffe. “Spin, twist and hadron structure in deep inelastic processes”. In: *Ettore Majorana International School of Nucleon Structure: 1st Course: The Spin Structure of the Nucleon*. Jan. 1996, pp. 42–129. arXiv: [hep-ph/9602236](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9602236).
- [71] R. L. Jaffe and X. D. Ji. “Chiral odd parton distributions and polarized Drell-Yan”. In: *Phys. Rev. Lett.* 67 (1991), pp. 552–555. DOI: [10.1103/PhysRevLett.67.552](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.67.552).

- [72] K. Kanazawa et al. “Towards an explanation of transverse single-spin asymmetries in proton-proton collisions: the role of fragmentation in collinear factorization”. In: *Phys. Rev. D* 89.11 (2014), p. 111501. DOI: [10.1103/PhysRevD.89.111501](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.89.111501). arXiv: [1404.1033](https://arxiv.org/abs/1404.1033) [hep-ph].
- [73] S. M. Aybat et al. “The QCD Evolution of the Sivers Function”. In: *Phys. Rev. D* 85 (2012), p. 034043. DOI: [10.1103/PhysRevD.85.034043](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.85.034043). arXiv: [1110.6428](https://arxiv.org/abs/1110.6428) [hep-ph].
- [74] D. Boer, P. J. Mulders, and F. Pijlman. “Universality of T odd effects in single spin and azimuthal asymmetries”. In: *Nucl. Phys. B* 667 (2003), pp. 201–241. DOI: [10.1016/S0550-3213\(03\)00527-3](https://doi.org/10.1016/S0550-3213(03)00527-3). arXiv: [hep-ph/0303034](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0303034).
- [75] Y. Kanazawa and Y. Koike. “Chiral odd contribution to single transverse spin asymmetry in hadronic pion production”. In: *Phys. Lett. B* 478 (2000), pp. 121–126. DOI: [10.1016/S0370-2693\(00\)00261-6](https://doi.org/10.1016/S0370-2693(00)00261-6). arXiv: [hep-ph/0001021](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0001021).
- [76] A. Bacchetta et al. “Semi-inclusive deep inelastic scattering at small transverse momentum”. In: *JHEP* 02 (2007), p. 093. DOI: [10.1088/1126-6708/2007/02/093](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2007/02/093). arXiv: [hep-ph/0611265](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0611265).
- [77] U. D’Alesio, F. Murgia, and C. Pisano. “Azimuthal asymmetries for hadron distributions inside a jet in hadronic collisions”. In: *Phys. Rev. D* 83 (2011), p. 034021. DOI: [10.1103/PhysRevD.83.034021](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.83.034021). arXiv: [1011.2692](https://arxiv.org/abs/1011.2692) [hep-ph].
- [78] A. Airapetian et al. “Single-spin asymmetries in semi-inclusive deep-inelastic scattering on a transversely polarized hydrogen target”. In: *Phys. Rev. Lett.* 94 (2005), p. 012002. DOI: [10.1103/PhysRevLett.94.012002](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.94.012002). arXiv: [hep-ex/0408013](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0408013).
- [79] M. Alekseev et al. “Collins and Sivers asymmetries for pions and kaons in muon-deuteron DIS”. In: *Phys. Lett. B* 673 (2009), pp. 127–135. DOI: [10.1016/j.physletb.2009.01.060](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2009.01.060). arXiv: [0802.2160](https://arxiv.org/abs/0802.2160) [hep-ex].
- [80] L. Adamczyk et al. “Measurement of the transverse single-spin asymmetry in  $p^\uparrow + p \rightarrow W^\pm/Z^0$  at RHIC”. In: *Phys. Rev. Lett.* 116.13 (2016), p. 132301. DOI: [10.1103/PhysRevLett.116.132301](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.116.132301). arXiv: [1511.06003](https://arxiv.org/abs/1511.06003) [nucl-ex].
- [81] G. D. Alexeev et al. “Final COMPASS results on the transverse-spin-dependent azimuthal asymmetries in the pion-induced Drell-Yan process”. In: (Dec. 2023). arXiv: [2312.17379](https://arxiv.org/abs/2312.17379) [hep-ex].
- [82] L. Adamczyk et al. “Azimuthal transverse single-spin asymmetries of inclusive jets and charged pions within jets from polarized-proton collisions at  $\sqrt{s} = 500$  GeV”. In: *Phys. Rev. D* 97.3 (2018), p. 032004. DOI: [10.1103/PhysRevD.97.032004](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.97.032004). arXiv: [1708.07080](https://arxiv.org/abs/1708.07080) [hep-ex].

- [83] C. Adolph et al. “Collins and Sivers asymmetries in muonproduction of pions and kaons off transversely polarised protons”. In: *Phys. Lett. B* 744 (2015), pp. 250–259. DOI: [10.1016/j.physletb.2015.03.056](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2015.03.056). arXiv: [1408.4405 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1408.4405).
- [84] Y. X. Zhao et al. “Single spin asymmetries in charged kaon production from semi-inclusive deep inelastic scattering on a transversely polarized  $^3\text{He}$  target”. In: *Phys. Rev. C* 90.5 (2014), p. 055201. DOI: [10.1103/PhysRevC.90.055201](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.90.055201). arXiv: [1404.7204 \[nucl-ex\]](https://arxiv.org/abs/1404.7204).
- [85] G. D. Alexeev et al. “High-statistics measurement of Collins and Sivers asymmetries for transversely polarised deuterons”. In: (Dec. 2023). arXiv: [2401.00309 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/2401.00309).
- [86] F. Yuan. “Azimuthal asymmetric distribution of hadrons inside a jet at hadron collider”. In: *Phys. Rev. Lett.* 100 (2008), p. 032003. DOI: [10.1103/PhysRevLett.100.032003](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.100.032003). arXiv: [0709.3272 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/0709.3272).
- [87] J. Cammarota et al. “Origin of single transverse-spin asymmetries in high-energy collisions”. In: *Phys. Rev. D* 102.5 (2020), p. 054002. DOI: [10.1103/PhysRevD.102.054002](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.102.054002). arXiv: [2002.08384 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/2002.08384).
- [88] A. V. Efremov, K. Goeke, and P. Schweitzer. “Collins effect in semi-inclusive deeply inelastic scattering and in  $e^+e^-$  annihilation”. In: *Phys. Rev. D* 73 (2006), p. 094025. DOI: [10.1103/PhysRevD.73.094025](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.73.094025). arXiv: [hep-ph/0603054](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0603054).
- [89] Z. B. Kang et al. “Nucleon tensor charge from Collins azimuthal asymmetry measurements”. In: *Phys. Rev. D* 91 (2015), p. 071501. DOI: [10.1103/PhysRevD.91.071501](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.91.071501). arXiv: [1410.4877 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/1410.4877).
- [90] M. Abdallah et al. “Azimuthal transverse single-spin asymmetries of inclusive jets and identified hadrons within jets from polarized  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 200$  GeV”. In: *Phys. Rev. D* 106.7 (2022), p. 072010. DOI: [10.1103/PhysRevD.106.072010](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.106.072010). arXiv: [2205.11800 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/2205.11800).
- [91] B. I. Abelev et al. “Longitudinal Spin Transfer to Lambda and anti-Lambda Hyperons in Polarized Proton-Proton Collisions at  $s^{*}(1/2) = 200\text{-GeV}$ ”. In: *Phys. Rev. D* 80 (2009), p. 111102. DOI: [10.1103/PhysRevD.80.111102](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.80.111102). arXiv: [0910.1428 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/0910.1428).
- [92] J. Adam et al. “Improved measurement of the longitudinal spin transfer to  $\Lambda$  and  $\bar{\Lambda}$  hyperons in polarized proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 200$  GeV”. In: *Phys. Rev. D* 98.11 (2018), p. 112009. DOI: [10.1103/PhysRevD.98.112009](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.98.112009). arXiv: [1808.07634 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1808.07634).

- [93] M. Abdulhamid et al. “Longitudinal and transverse spin transfer to  $\Lambda$  and  $\Lambda^-$  hyperons in polarized p+p collisions at  $s=200$  GeV”. In: *Phys. Rev. D* 109.1 (2024), p. 012004. DOI: [10.1103/PhysRevD.109.012004](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.109.012004). arXiv: [2309.14220](https://arxiv.org/abs/2309.14220) [hep-ex].
- [94] D. de Florian et al. “Bounds on transverse spin asymmetries for Lambda baryon production in p p collisions at BNL RHIC”. In: *Phys. Lett. B* 439 (1998), pp. 176–182. DOI: [10.1016/S0370-2693\(98\)01016-8](https://doi.org/10.1016/S0370-2693(98)01016-8). arXiv: [hep-ph/9806513](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9806513).
- [95] A. Bravar et al. “Spin transfer in inclusive Lambda0 production by transversely polarized protons at 200-GeV/c”. In: *Phys. Rev. Lett.* 78 (1997), pp. 4003–4006. DOI: [10.1103/PhysRevLett.78.4003](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.78.4003).
- [96] F. Balestra et al. “Spin transfer in exclusive Lambda production from polarized-p p collisions at 3.67-GeV/c”. In: *Phys. Rev. Lett.* 83 (1999), pp. 1534–1537. DOI: [10.1103/PhysRevLett.83.1534](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.83.1534). arXiv: [nuc1-ex/9906011](https://arxiv.org/abs/nuc1-ex/9906011).
- [97] F. Hauenstein et al. “Measurement of polarization observables of the associated strangeness production in proton proton interactions”. In: *Eur. Phys. J. A* 52.11 (2016), p. 337. DOI: [10.1140/epja/i2016-16337-1](https://doi.org/10.1140/epja/i2016-16337-1). arXiv: [1607.06305](https://arxiv.org/abs/1607.06305) [nucl-ex].
- [98] J. C. Collins, S. F. Heppelmann, and G. A. Ladinsky. “Measuring transversity densities in singly polarized hadron hadron and lepton - hadron collisions”. In: *Nucl. Phys. B* 420 (1994), pp. 565–582. DOI: [10.1016/0550-3213\(94\)90078-7](https://doi.org/10.1016/0550-3213(94)90078-7). arXiv: [hep-ph/9305309](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9305309).
- [99] T. D. Lee and C. N. 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).
- [100] Q. H. Xu, Z. T. Liang, and E. Sichtermann. “Anti-lambda polarization in high energy pp collisions with polarized beam”. In: *Phys. Rev. D* 73 (2006), p. 077503. DOI: [10.1103/PhysRevD.73.077503](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.73.077503). arXiv: [hep-ph/0511061](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0511061).
- [101] Y. Chen et al. “Anti-Hyperon polarization in high energy pp collisions with polarized beams”. In: *Phys. Rev. D* 78 (2008), p. 054007. DOI: [10.1103/PhysRevD.78.054007](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.78.054007). arXiv: [0707.0534](https://arxiv.org/abs/0707.0534) [hep-ph].
- [102] J. Adam et al. “Transverse spin transfer to  $\Lambda$  and  $\bar{\Lambda}$  hyperons in polarized proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 200$  GeV”. In: *Phys. Rev. D* 98.9 (2018), p. 091103. DOI: [10.1103/PhysRevD.98.091103](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.98.091103). arXiv: [1808.08000](https://arxiv.org/abs/1808.08000) [hep-ex].
- [103] Q. H. Xu and Z. T. Liang. “Probing gluon helicity distribution and quark transversity through hyperon polarization in singly polarized pp collisions”. In: *Phys. Rev. D* 70 (2004), p. 034015. DOI: [10.1103/PhysRevD.70.034015](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.70.034015). arXiv: [hep-ph/0406119](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0406119).

- [104] T. Roser. “RHIC spin—The first polarized proton collider”. In: *AIP Conf. Proc.* 338 (1995). Ed. by S. J. Seestrom, pp. 407–411. DOI: [10.1063/1.48503](https://doi.org/10.1063/1.48503).
- [105] Y. I. Makdisi. “The BNL relativistic heavy ion collider (A new frontier in nuclear physics)”. In: *AIP Conf. Proc.* 276 (1993). Ed. by L. Jones, pp. 708–717. DOI: [10.1063/1.43869](https://doi.org/10.1063/1.43869).
- [106] D. Underwood et al. “Polarized protons at RHIC”. In: *Part. World* 3.1 (1992), pp. 1–12.
- [107] 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).
- [108] C. Dean. “The sPHENIX experiment at RHIC”. In: *PoS ICHEP2020* (2021), p. 731. DOI: [10.22323/1.390.0731](https://doi.org/10.22323/1.390.0731).
- [109] A. Accardi et al. “Electron Ion Collider: The Next QCD Frontier: Understanding the glue that binds us all”. In: *Eur. Phys. J. A* 52.9 (2016). Ed. by A. Deshpande, Z. E. Meziani, and J. W. Qiu, p. 268. DOI: [10.1140/epja/i2016-16268-9](https://doi.org/10.1140/epja/i2016-16268-9). arXiv: [1212.1701](https://arxiv.org/abs/1212.1701) [nucl-ex].
- [110] S. Ozaki and T. Roser. “Relativistic Heavy Ion Collider, its construction and upgrade”. In: *PTEP* 2015.3 (2015), 03A102. DOI: [10.1093/ptep/ptu093](https://doi.org/10.1093/ptep/ptu093).
- [111] A. Zelensky et al. “Optically pumped polarized H<sup>-</sup> ion source for RHIC spin physics”. In: *Rev. Sci. Instrum.* 73 (2002). Ed. by V. P. Derenchuk and B. von Przewoski, pp. 888–891. DOI: [10.1063/1.1427669](https://doi.org/10.1063/1.1427669).
- [112] I. Alekseev. “Configuration Manual: Polarized Proton Collider at RHIC”. In: (2006).
- [113] V. Bargmann, L. Michel, and V. L. Telegdi. “Precession of the polarization of particles moving in a homogeneous electromagnetic field”. In: *Phys. Rev. Lett.* 2 (1959). Ed. by Thibault Damour, Ivan Todorov, and Boris Zhilinskii, pp. 435–436. DOI: [10.1103/PhysRevLett.2.435](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.2.435).
- [114] Ya. S. Derbenev et al. “RADIATIVE POLARIZATION: OBTAINING, CONTROL, USING”. In: *Part. Accel.* 8 (1978), pp. 115–126.
- [115] I. Nakagawa et al. “p-carbon polarimetry at RHIC”. In: *AIP Conf. Proc.* 980.1 (2008). Ed. by Ahovi Kponou, Yousef Makdisi, and Anatoli Zelenski, pp. 380–389. DOI: [10.1063/1.2888112](https://doi.org/10.1063/1.2888112).
- [116] I. G. Alekseev et al. “Measurements of single and double spin asymmetry in pp elastic scattering in the CNI region with a polarized atomic hydrogen gas jet target”. In: *Phys. Rev. D* 79 (2009), p. 094014. DOI: [10.1103/PhysRevD.79.094014](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.79.094014).

- [117] RHIC Spin Group. *Final Results for RHIC polarized pp data analysis*. [https://wiki.bnl.gov/rhicspin/Run\\_15\\_polarization](https://wiki.bnl.gov/rhicspin/Run_15_polarization). 2016.
- [118] RHIC Spin Group. *Final Results for RHIC polarized pp data analysis*. [https://wiki.bnl.gov/rhicspin/Run\\_17\\_polarization](https://wiki.bnl.gov/rhicspin/Run_17_polarization). 2018.
- [119] 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: [nuc1-ex/0301015](https://arxiv.org/abs/nuc1-ex/0301015).
- [120] F. 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](https://arxiv.org/abs/1805.03938) [[physics.ins-det](https://arxiv.org/abs/1805.03938)].
- [121] J. Abele et al. “The laser system for the STAR time projection chamber”. In: *Nucl. Instrum. Meth. A* 499 (2003), pp. 692–702. DOI: [10.1016/S0168-9002\(02\)01966-6](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(02)01966-6).
- [122] M. Beddo et al. “The STAR barrel electromagnetic calorimeter”. In: *Nucl. Instrum. Meth. A* 499 (2003), pp. 725–739. DOI: [10.1016/S0168-9002\(02\)01970-8](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(02)01970-8).
- [123] C. E. Allgower et al. “The STAR endcap electromagnetic calorimeter”. In: *Nucl. Instrum. Meth. A* 499 (2003), pp. 740–750. DOI: [10.1016/S0168-9002\(02\)01971-X](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(02)01971-X).
- [124] 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).
- [125] 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).
- [126] M. Cacciari, G. P. Salam, and G. Soyez. “The anti- $k_t$  jet clustering algorithm”. In: *JHEP* 04 (2008), p. 063. DOI: [10.1088/1126-6708/2008/04/063](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2008/04/063). arXiv: [0802.1189](https://arxiv.org/abs/0802.1189) [[hep-ph](https://arxiv.org/abs/0802.1189)].
- [127] M. Cacciari, G. P. Salam, and S. Sapeta. “On the characterisation of the underlying event”. In: *JHEP* 04 (2010), p. 065. DOI: [10.1007/JHEP04\(2010\)065](https://doi.org/10.1007/JHEP04(2010)065). arXiv: [0912.4926](https://arxiv.org/abs/0912.4926) [[hep-ph](https://arxiv.org/abs/0912.4926)].
- [128] T. Sjostrand, S. Mrenna, and P. Z. Skands. “PYTHIA 6.4 Physics and Manual”. In: *JHEP* 05 (2006), p. 026. DOI: [10.1088/1126-6708/2006/05/026](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2006/05/026). arXiv: [hep-ph/0603175](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0603175).
- [129] P. Z. Skands. “Tuning Monte Carlo Generators: The Perugia Tunes”. In: *Phys. Rev. D* 82 (2010), p. 074018. DOI: [10.1103/PhysRevD.82.074018](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.82.074018). arXiv: [1005.3457](https://arxiv.org/abs/1005.3457) [[hep-ph](https://arxiv.org/abs/1005.3457)].

- [130] R. Brun et al. “GEANT3”. In: (Sept. 1987).
- [131] E. Moore. “On the reciprocal of the general algebraic matrix”. In: *Bull. Amer. Math. Soc.* 26 (1920), pp. 394–395.
- [132] R. Penrose. “A generalized inverse for matrices”. In: *Proc. Camb. Philos. Soc.* 51 (1955), pp. 406–413.
- [133] The Polarimetry Group. *RHIC polarization for Runs 9-17*. [https://wiki.bnl.gov/rhicspin/File:Pol\\_results.pdf](https://wiki.bnl.gov/rhicspin/File:Pol_results.pdf). 2019.
- [134] J. Drachenberg et al. *Azimuthal Transverse Single-spin Asymmetries of Inclusive Jets and Charged Pions Within Jets at  $\sqrt{s} = 500$  GeV*. <https://drupal.star.bnl.gov/STAR/starnotes/private/psn0628>. 2015.
- [135] L. Gamberg, Z. B. Kang, and A. Prokudin. “Indication on the process-dependence of the Sivers effect”. In: *Phys. Rev. Lett.* 110.23 (2013), p. 232301. DOI: [10.1103/PhysRevLett.110.232301](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.110.232301). arXiv: [1302.3218](https://arxiv.org/abs/1302.3218) [hep-ph].
- [136] V. Barone, A. Drago, and P. G. Ratcliffe. “Transverse polarisation of quarks in hadrons”. In: *Phys. Rept.* 359 (2002), pp. 1–168. DOI: [10.1016/S0370-1573\(01\)00051-5](https://doi.org/10.1016/S0370-1573(01)00051-5). arXiv: [hep-ph/0104283](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0104283).
- [137] U. D’Alesio, F. Murgia, and C. Pisano. “Testing the universality of the Collins function in pion-jet production at RHIC”. In: *Phys. Lett. B* 773 (2017), pp. 300–306. DOI: [10.1016/j.physletb.2017.08.023](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2017.08.023). arXiv: [1707.00914](https://arxiv.org/abs/1707.00914) [hep-ph].
- [138] Z. B. Kang et al. “Collins azimuthal asymmetries of hadron production inside jets”. In: *Phys. Lett. B* 774 (2017), pp. 635–642. DOI: [10.1016/j.physletb.2017.10.031](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2017.10.031). arXiv: [1707.00913](https://arxiv.org/abs/1707.00913) [hep-ph].
- [139] M. Anselmino et al. “Simultaneous extraction of transversity and Collins functions from new SIDIS and e+e- data”. In: *Phys. Rev. D* 87 (2013), p. 094019. DOI: [10.1103/PhysRevD.87.094019](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.87.094019). arXiv: [1303.3822](https://arxiv.org/abs/1303.3822) [hep-ph].
- [140] M. Anselmino et al. “Transversity and Collins functions from SIDIS and e+ e- data”. In: *Phys. Rev. D* 75 (2007), p. 054032. DOI: [10.1103/PhysRevD.75.054032](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.75.054032). arXiv: [hep-ph/0701006](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0701006).
- [141] M. Anselmino et al. “Update on transversity and Collins functions from SIDIS and e+ e- data”. In: *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* 191 (2009). Ed. by G. Grindhammer et al., pp. 98–107. DOI: [10.1016/j.nuclphysbps.2009.03.117](https://doi.org/10.1016/j.nuclphysbps.2009.03.117). arXiv: [0812.4366](https://arxiv.org/abs/0812.4366) [hep-ph].
- [142] 梅金成. “RHIC-STAR 实验中  $\Lambda$  与  $\bar{\Lambda}$  超子横向极化转移的测量”. PhD thesis. 山东大学, 2018.

- [143] D. de Florian et al. “Extraction of Spin-Dependent Parton Densities and Their Uncertainties”. In: *Phys. Rev. D* 80 (2009), p. 034030. DOI: [10.1103/PhysRevD.80.034030](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.80.034030). arXiv: [0904.3821](https://arxiv.org/abs/0904.3821) [hep-ph].
- [144] H. L. Lai et al. “New parton distributions for collider physics”. In: *Phys. Rev. D* 82 (2010), p. 074024. DOI: [10.1103/PhysRevD.82.074024](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.82.074024). arXiv: [1007.2241](https://arxiv.org/abs/1007.2241) [hep-ph].
- [145] 徐庆华. “高能反应强子化过程中自旋效应的研究”. PhD thesis. 山东大学, 2003.
- [146] X. Sun. “The STAR Forward Detector System Upgrade Status”. In: *Acta Phys. Polon. Supp.* 16.1 (2023), 1–A139. DOI: [10.5506/APhysPolBSupp.16.1-A139](https://doi.org/10.5506/APhysPolBSupp.16.1-A139).
- [147] Z. B. Kang et al. “Polarized fragmenting jet functions in inclusive and exclusive jet production”. In: *JHEP* 03 (2024), p. 142. DOI: [10.1007/JHEP03\(2024\)142](https://doi.org/10.1007/JHEP03(2024)142). arXiv: [2311.00672](https://arxiv.org/abs/2311.00672) [hep-ph].
- [148] D. P. Anderle et al. “Electron-ion collider in China”. In: *Front. Phys. (Beijing)* 16.6 (2021), p. 64701. DOI: [10.1007/s11467-021-1062-0](https://doi.org/10.1007/s11467-021-1062-0). arXiv: [2102.09222](https://arxiv.org/abs/2102.09222) [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. Transverse Spin Transfer of  $\Lambda$  and  $\bar{\Lambda}$  Hyperons in Polarized  $p+p$  Collisions at  $\sqrt{s} = 200$  GeV at RHIC-STAR, SciPost Phys.Proc. 8 (2022) 125.
2. Longitudinal and Transverse Spin Transfer of  $\Lambda$  and  $\bar{\Lambda}$  Hyperons in Polarized  $p+p$  Collisions at  $\sqrt{s} = 200$  GeV at RHIC-STAR, JPS Conf.Proc. 37 (2022) 020117.
3. Longitudinal and transverse spin transfer to  $\Lambda$  and  $\bar{\Lambda}$  hyperons in polarized  $p+p$  collisions at  $\sqrt{s} = 200$  GeV, Phys. Rev. D 109.1 (2024) 012004.

口头报告:

1. Transverse Spin Transfer of  $\Lambda$  and  $\bar{\Lambda}$  Hyperons in Polarized  $p+p$  Collisions at  $\sqrt{s} = 200$  GeV at RHIC-STAR, 28th International Workshop on Deep Inelastic Scattering and Related Subjects (DIS2021) .
2. Longitudinal and Transverse Spin Transfer of  $\Lambda$  and  $\bar{\Lambda}$  Hyperons in Polarized  $p+p$  Collisions at  $\sqrt{s} = 200$  GeV at RHIC-STAR, 24th International Symposium on Spin Physics (SPIN 2021).
3. Azimuthal transverse single-spin asymmetries of inclusive jets and hadrons within jets from polarized  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 510$  GeV, 31th International Workshop on Deep Inelastic Scattering (DIS2024).



## 致谢

“日月忽其不淹兮，春与秋其代序”，遥想初到山东大学求学至今已有七年。七年里经历过从济南校区迁到青岛校区。这其中的每一天都是一份耕耘，也都是一份收获。回想这七年，不由自主地想到五柳先生的《归园田居》。“种豆南山下，草盛豆苗稀”，相比于宏大的现代物理学大厦，自己只是做了一些微不足道的工作。“晨兴理荒岁，带月荷锄归”，虽然有过为了赶分析结果而宵衣旰食。“道狭草木长，夕露沾我衣”，然而在物理学研究中每一项结果无一不是要付出心血与努力的。“衣沾不足惜，但使愿无违”，最快慰依然是找出问题关键而豁然开朗的感觉。在感叹时光不易的同时，我要感谢我这七年来一路上所有人的陪伴。

首先我要感谢我的导师徐庆华教授。“师者，传道受业解惑也”，在我的眼里徐老师是一位治学严谨，博学多闻，为人谦和的好导师。徐老师对科学研究的严谨的态度，是我一生的榜样，在将来的学习工作中，我都将秉承实事求是、一丝不苟的态度。在我七年的求学与科研工作中，徐老师以他的对自旋物理深入理解与丰富的经验，为我指点迷津。在我工作步入僵局歧路时，徐老师的点拨常使我感到柳暗花明。《论语》中子贡形容他的老师孔子，用到“温良恭俭让”五个字，这五个字形容徐老师也十分合适。在外地开会报告的时候，看到徐老师在场总是觉得安心。而除科研以外的生活上，徐老师也给予了我很多关心，使我在求学的七年里感受到温暖。七年来，能够完成两项工作着实不易，因此感谢徐老师一直以来对我的教诲与生活的关心。

感谢课题组的张金龙老师，熊伟志老师，林挺老师。在组会上与三位老师的探讨给予了我关键的指导。感谢三位老师在科研工作中，对我的错误与不足的指正与建议。感谢山东大学 STAR 组的杨驰老师，易立老师，陈震宇老师，杨钱老师，聂茂武老师，Nihar 老师对我的分析工作的各种帮助。另外也要感谢梁作堂老师，周剑老师，黄性涛老师，祝成光老师各位任课老师传授我的专业知识。

感谢课题组的各位前辈与同学。感谢梅金成，朱展文，王帅，沈付旺，孔凡刚这几位师兄，在我刚加入课题组时给我的引导与帮助。感谢王桢，纪赵惠子，于毅，高涛亚，张宜新，付瞳，何金浩，王超同学；也要感谢其它课题方向的同学，“它山之石，可以攻玉”，与你们相互学习借鉴，总是可以拓展视野发散思维。

感谢我的家人对我求学的支持。“儿行千里母担忧”，感谢我的母亲对我学业压力的关心，如今论文的完成是对母亲关心的最大告慰。感谢我的父亲给我的安慰与告诫，父亲一直对科学届的进展很感兴趣，除了听我给他的一些物理科普，同时也告诉我要心平气和，合理规划，戒骄戒躁；而且特别要感谢父亲这段时间对母亲身体上的照顾。感谢我的外祖父在我求学过程中的激励与鞭策，我从小到大他老人家一直关注着我的学习，老人家一直以熊庆来，陈景润等老一辈科学家的故事为榜样教育我。

没有人可以活成一座孤岛，最后我还要感谢我的女朋友苏柏瑜苏小姐。感谢你心灵上的陪伴与生活上的关照，曾经的自己将生活过成了一幢上锁的房子，只有通过窗子向外张望。通过音乐与你相识相爱，如同一把钥匙解开了锁上的自己。相见非恨晚，西泠松柏边。在我学业最后冲刺的时光里，感谢有你的鼓励、理解与陪伴。

再次感谢七年来我这一路上所有人的陪伴。

许一可

2024年1月9日

## 学位论文评阅及答辩情况表

论文评阅人	姓名		专业技术 职 务	是否博导 (硕导)	所 在 单 位		总体评价	
	匿名评审							优秀
	匿名评审							良好
	匿名评审							优秀
答辩委员会成员	姓名		专业技术 职 务	是否博导	所 在 单 位			
	主席	李澄	教授	是	中国科学技术大学			
	委 员	邢宏喜	研究员	是	华南师范大学			
		赵宇翔	研究员	是	中国科学院近代物理研究所			
		周剑	教授	是	山东大学			
		杨驰	教授	是	山东大学			
		刘天博	教授	是	山东大学			
		张金龙	教授	是	山东大学			
答辩委员会对论文的 总体评价			优秀	答辩秘书	肖兴端	答辩日期	2024年5 月22日	
备注								