

中国科学技术大学

博士学位论文



RHIC 上 ρ^0 的高横动量谱 及双轻子椭圆流的测量

作者姓名: 崔相利

学科专业: 粒子物理与原子核物理

导师姓名: 汪晓莲 教授

阮丽娟 教授

完成时间: 二零一三年五月

University of Science and Technology of China
A dissertation for doctor degree



The measurements of high- p_T ρ^0
spectra and di-electron elliptic flow
at RHIC

Author : Xiangli Cui
Speciality : Particle and Nuclear Phsyics
Supervisor : Prof. Xiaolian Wang
Prof. Lijuan Ruan
Finished Time : May, 2013

RHIC 上 ρ^0 的高横动量谱及双轻子椭圆流的测量

近代物理系

崔相利

中国科学技术大学

中国科学技术大学学位论文原创性声明

本人声明所呈交的学位论文,是本人在导师指导下进行研究工作所取得的成果。除已特别加以标注和致谢的地方外,论文中不包含任何他人已经发表或撰写过的研究成果。与我一同工作的同志对本研究所做的贡献均已在论文中作了明确的说明。

作者签名: _____ 签字日期: _____

中国科学技术大学学位论文授权使用声明

作为申请学位的条件之一,学位论文著作权拥有者授权中国科学技术大学拥有学位论文的部分使用权,即:学校有权按有关规定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,可以将学位论文编入《中国学位论文全文数据库》等有关数据库进行检索,可以采用影印、缩印或扫描等复制手段保存、汇编学位论文。本人提交的电子文档的内容和纸质论文的内容相一致。

保密的学位论文在解密后也遵守此规定。

公开 保密 _____ 年

作者签名: _____ 导师签名: _____

签字日期: _____ 签字日期: _____

摘 要

大爆炸理论认为在宇宙大爆炸发生后的几十微妙内会产生一种特殊的物质状态 - 夸克胶子等离子体 (QGP)。格点量子色动力学 (Lattice QCD) 预言在高温低重子数密度条件下可以产生夸克胶子等离子体。位于美国布鲁克海文国家实验室 (BNL) 的相对论重离子对撞机 (RHIC) 是目前除了 LHC 之外的最高能量的重离子对撞机。RHIC 加速重离子束到极高能量, 使其对撞产生高温高密度的物质 (可能是 QGP), 该高温高密物质演化、冻结产生大量的末态粒子。一般我们通过末态粒子的测量寻找研究可能的 QGP。当高能部分子穿过高温高密的物质时会使其损失能量产生低能量的粒子, 这称为喷注淬灭。喷注淬灭是 QGP 特征之一。与喷注淬灭现象相关的高横动量的强子测量是研究夸克胶子等离子体特性的极好途径。 ρ^0 介子就是一个很好的探针, 其衰变寿命约为 1.3 fm, 与相对论重离子对撞产生的高温高密物质的寿命相当。通过对质子质子 (p+p) 碰撞, 金核金核 (Au+Au) 碰撞中 ρ^0 的横动量谱、核修正因子等的测量助于理解可能产生的 QGP 的一些性质。

STAR 合作组在过去 10 多年对 ρ^0 已有相关研究, 但是由于实验技术的限制, 对 ρ^0 的研究主要集中在低横动量区域。而高横动量 ρ^0 的研究对部分子在高温高密介质中的能损机制的理解有至关重要的作用。我们利用新的重建方法, 将 ρ^0 的横动量由 2GeV/c 扩展到 15GeV/c。我们测量了 200GeV p+p 碰撞中高横动量 ρ^0 的谱, 200GeV Au+Au 碰撞中中心度依赖的高横动量的 ρ^0 谱, 并利用测量的 ρ^0 谱计算了不同中心度下核修正因子 (R_{AA})。测量的 200GeV p+p 碰撞中高横动量 ρ^0 的谱可以为理论计算提供新的输入。而中心度依赖的核修正因子越中心的碰撞 R_{AA} 越小, 表明部分子与介质的相互作用越强。并且当 $p_T > 8\text{GeV}/c$, 中心度为 0-12% 时, 尽管 K_S^0 , ρ^0 和 $\pi^\pm$ 质量不同、夸克数组成也不一样, 但它们有相同的压制, 即 $R_{AA}(\rho^0) \sim R_{AA}(\pi^\pm) \sim R_{AA}(K_S^0)$, 此压制略低于理论模型 (含有喷注转换机制) 计算的 $R_{AA}(K_S^0)$ 。这表明此模型在高横动量区域过高的估计了 K_S^0 的增强。

除了 ρ^0 探针, 双轻子也是一个研究高温高密物质强相互作用的理想探针。其一旦产生几乎不与其他物质发生强相互作用, 并且在演化的各个阶段双轻子都有产生, 因此利用它们可以探索系统的整个演化过程。在中不变质量区域 ($1.1 < M_{ll} < 3.0\text{GeV}/c^2$), 双轻子的谱与 QGP 的热发射和粲介子的衰变有关。

在低不变质量区间 ($M_{ll} < 1.1\text{GeV}/c^2$), 我们研究矢量介子在介质中的性质, 理解可能的手征对称性的恢复。低、中不变质量区间内双轻子椭圆流的测量有助于理解强子气占主导及 QGP 占主导的介质的性质。

2010 和 2011 年 STAR 探测器采集了 1000M 多个 200GeV 最小无偏 (Minbias) 的 Au+Au 碰撞的事例。覆盖 2π 角的飞行时间探测器 (TOF) 的安装使双电子椭圆流的测量成为可能。我们测量了从低不变质量区到中不变质量区域内, 质量依赖的双电子的椭圆流; 不同不变质量区间内横动量依赖的双电子的椭圆流; 并模拟了对应的双电子椭圆流, 模拟结果与测量结果符合的很好。同时还计算了修正探测效应后的双电子积分椭圆流, 发现其遵循来自强子气的双电子椭圆流的分布趋势。这些结果都将在本文中给出。

关键词: 双轻子, 椭圆流, ρ^0 , 夸克胶子等离子体, 重离子碰撞

ABSTRACT

The theory of Big Bang predicates that Quark Gluon Plasma(QGP) will appear in a few tens of microseconds after the Big Bang. Lattice QCD calculations predict that QGP will appear in the high temperature and small baryon density. So far, the Relativistic Heavy Ion Collider(RHIC) is the highest energy heavy ion collider except LHC. It accelerates the heavy ions to very high energy and then makes them collide. A hot and dense medium (QGP) is formed. The medium evolves and cools down and particles freeze out at the final state. We can search for and study QGP through the measurements of particles created. Energetic partons will lose energy when they pass through the hot and dense medium, resulting in less production for hadrons at high transverse momentum. This is called jet quenching, which is one of the characteristic of QGP. The ρ^0 is a good probe due to its short lifetime 1.3 fm which is nearly the same as the lifetime of the hot and dense medium created in heavy ion collisions. The measurements of spectra and nuclear modification factor(R_{AA}) of ρ^0 will help us understand the characteristic of QGP created on RHIC.

STAR collaboration has done ρ^0 measurements in the last 10 years. But the measurements are limited in the low p_T region. The measurements at high- p_T are very important for understanding the energy loss mechanisms of partons in the hot and dense medium. We use the new method to reconstruct the ρ^0 , extending its p_T reach from 2GeV/ c to 15GeV/ c . We have measured the spectra of ρ^0 in 200GeV p+p collisions and in 200GeV Au+Au collisions for different centralities. The $R_{AA}(\rho^0)$ is presented in 200GeV Au+Au collisions for different centralities. The spectra of identified particles at high p_T in 200GeV p+p collisions can provide more stringent constraints on the quark and gluon fragmentation functions by comparing theoretical calculations with experimental data in the same kinematics in p+p collisions. We observe that the R_{AA} decreases from peripheral to central collisions. For $p_T > 8\text{GeV}/c$, a common suppression pattern is observed in central collisions(0-12%) for different mesons($\rho^0, \pi^\pm, K_S^0$), despite the differences in quark flavor composition and mass. A model for jet conversion in the hot and dense

medium overpredicts the K_S^0 enhancement at high p_T .

Di-leptons are also ideal probes to study the hot and dense medium. Once produced, they are not affected by the strong interaction and can be produced in the whole evolution. Therefore they can probe the whole evolution of the collision. In the intermediate mass range($1.1 < M_{ll} < 2.9\text{GeV}/c$), the di-lepton spectra are related to the thermal radiation of the QGP and heavy-flavor decays. In the low mass range($M_{ll} < 1.1\text{GeV}/c$), we can study the vector meson in-medium properties through their di-lepton decays, the observable of possible chiral symmetry restoration. In the low and intermediate mass region, the measurements of di-electron elliptic flow help us understand the properties of medium from hadron-gas dominated to QGP dominated.

In the years 2010 and 2011, the STAR detector collected more than one billion minimum bias events for Au+Au collision at $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{GeV}$. The 2π azimuthal coverage of the newly installed time-of-flight (TOF) subdetector enables the elliptic flow measurements of di-electrons. We have measured the mass dependence of elliptic flow of di-electrons from low to intermediate mass range. We also measure the transverse momentum differential elliptic flow of di-electrons in different sub-mass regions in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{GeV}$. The mass and p_T dependence of elliptic flow of di-electron have been simulated. They are found to be consistent with the measured results. In addition, we report the elliptic flow of di-electron as a function of mass with STAR acceptance corrected and compare the results with theoretical model calculations.

Keywords: di-electron, elliptic flow, ρ^0 , quark-gluon plasma, heavy ion collision

目 录

摘 要	I
ABSTRACT	III
目 录	V
表 格	IX
插 图	XVII
第一章 引言	1
1.1 标准模型和量子色动力学	1
1.1.1 标准模型	1
1.1.2 量子色动力学	2
1.2 相对重离子碰撞机	5
1.2.1 相对论重离子碰撞	5
1.2.2 强子的横动量谱	7
1.2.3 椭圆流	12
1.2.4 双轻子探针	15
1.2.5 以前的实验结果	17
1.2.6 双轻子椭圆流的研究意义	21
第二章 实验装置	23
2.1 相对论重离子对撞机 (RHIC)	23
2.2 STAR 探测器	24
2.2.1 时间投影室 (Time Projection Chamber, TPC)	26
2.2.2 飞行时间探测器 (Time Of Flight Detector, TOF)	30
2.2.3 桶部电磁量能器 (Barrel Electro-Magnetic Calorimeter, BEMC)	31

第三章 200GeV Au + Au 碰撞和 p + p 碰撞中高横动量 ρ^0 的重建	35
3.1 200GeV Au+Au 碰撞中高横动量 ρ^0 的重建	35
3.1.1 数据样本和事例选择	35
3.1.2 $\pi^\pm$ 的鉴别	35
3.1.3 ρ^0 的重建	36
3.1.4 ρ^0 信号计数	37
3.1.5 ρ^0 的重建效率	39
3.1.6 系统误差的研究	42
3.2 200GeV p+p 碰撞中高横动量 ρ^0 的重建	44
3.2.1 数据样本和事例选择	44
3.2.2 $\pi^\pm$ 的鉴别	44
3.2.3 ρ^0 的重建	44
3.2.4 ρ^0 信号计数	45
3.2.5 ρ^0 的重建效率	45
3.2.6 系统误差	47
3.2.7 系统误差的研究	47
第四章 200 GeV Au+Au 对撞中双轻子的椭圆流的测量	53
4.1 Au+Au 碰撞的数据样本和事例的选择	53
4.2 电子的鉴别	54
4.3 双轻子的重建	57
4.3.1 背景的研究	57
4.4 椭圆流的分析方法	62
4.4.1 椭圆流的分析方法	65
4.5 模拟	69
4.5.1 轻强子椭圆流的模拟	69
4.5.2 不同中心度内的 π^0 Dalitz 衰变	71
4.5.3 $c\bar{c} \rightarrow e^+e^-$ 过程的椭圆流模拟	72
4.6 系统误差的研究	76
4.6.1 径迹的选择条件	76
4.6.2 信号/(信号+背景) 的不确定性	77
4.6.3 椭圆流计算方法的改变	77
4.6.4 归一化范围的改变	78
4.6.5 p_T 分布的不确定性	79

第五章 结果与讨论	83
5.1 ρ^0 横动量谱	83
5.2 ρ^0 核修正因子 (R_{AA})	83
5.3 双轻子横动量依赖的椭圆流	85
5.4 双轻子不变质量 M_{ee} 依赖的椭圆流	86
第六章 总结和展望	89
6.1 总结	89
6.2 展望	89
参考文献	93
学术报告和发表文章列表	99
致 谢	101

表格

2.1	RHIC 的性能参数	24
2.2	TPC 读出单元的参数	27
2.3	不同 run 中 TOF 系统的时间分辨	34
3.1	200GeV Au+Au 碰撞的数据样本和事例选择	35
3.2	$\pi^\pm$ 的选择条件	36
3.3	模拟及关联的 π 选择条件	41
3.4	不同中心度下的系统误差	44
3.5	200GeV p+p 对撞的数据样本	44
3.6	$\pi^\pm$ 的选择条件	45
3.7	200GeV p+p 对撞中研究 ρ^0 产额的系统误差	47
4.1	Run10 和 Run11 中心度的划分	53
4.2	事例的选择条件	53
4.3	电子的选择条件	55
4.4	重建事件平面的径迹的选择条件	64
4.5	轻强子椭圆流的模拟输入物理量	69
4.6	π^0 Dalitz 衰变模拟输入物理量	71
4.7	De-correlation 椭圆流的模拟输入物理量	75
4.8	子质量区间内的系统误差汇总	82

插图

1.1	标准模型中的基本粒子。	2
1.2	不同动量转换能标测得的 QCD 耦合常数 α_s	4
1.3	QCD 卡通相图 [4]。	5
1.4	相对论重离子对撞演化的过程。从左到右依次为，两个原子核以光速接近，对撞，形成可能的 QGP，QGP 扩张演化，强子化，强子再散射及动力学冻结。	6
1.5	200GeV 和 62.4GeV Au+Au 对撞的中心度的定义。	6
1.6	200GeV Au+Au 碰撞中心快度区内不同中心度内强子谱 [18–21]。每个方格内，强子的谱的中心度从上向下依次减小，只有 K^* 方格内最低下的谱是 200GeV p+p 碰撞的谱，a)，b) 和 e) 中的虚线为 200GeV 最小无偏的 Au+Au 碰撞的强子谱。	7
1.7	图左：图片上面一行是中心的选择。对 200GeV Au+Au 对撞中 π 、 K 和 p 有 9 个中心度，来自 200GeV p+p 的结果也展示在图中。 ϕ 、 Ω 只展示了最中心碰撞的结果，虚线和实线分别为 1 倍 σ 和 2σ 的等高线；图右：200GeV Au+Au 碰撞中，中心快度区内，中心碰撞（0-5%）和偏心碰撞（40-60%）的各种强子的产额的比值，此时各种强子的产额被对应中心度的两体碰撞数缩小。	8
1.8	高横动量的双强子的角关联。 左图 :200GeV p+p、中心的 d+Au 碰撞和中心的 Au+Au 碰撞中双强子的角关联分布 [12]， 右图 :不同方向（触发强子关于事件平面的方向）内，去除背景的高横动量强子的角度关联。	9
1.9	200GeV 最小无偏 d+Au 碰撞、中心 d+Au 碰撞和中心 Au+Au 碰撞中的核修正因子 $R_{AB}(p_T)$ [26]。	10
1.10	200GeV 0-12%、60-80% Au+Au 碰撞中 p/π ， $\bar{p}/\pi$ 的比值 [31]。	11
1.11	左图：200GeV Au+Au 碰撞中，有无喷注转换的 K_s^0 的 R_{AA} 。右图：200GeV Au+Au 碰撞中，有无喷注转换的 $R_{AA}(p)/R_{AA}(\pi)$ 的比值 [33]。	12
1.12	椭圆流的形成。	12

1.13	图中的数据点为 STAR 和 PHENIX 测量的最小无偏事例中的 $\pi^\pm$, K_s^0 , $\bar{p}(p+\bar{p})$, $\Lambda + \bar{\Lambda}$ 的椭圆流随横向动量 ($p_T < 1.6\text{GeV}/c$) 的分布 [39, 40]。虚线为理想流体计算的结果 [45, 46]。	13
1.14	200GeV 最小无偏 Au+Au 碰撞中不同中心度内带电强子的椭圆流, 圆圈为标准的事件平面方法的结果, 实心点为修改过的事件平面方法的结果 [47]。	14
1.15	200GeV 最小无偏 Au+Au 碰撞中 $\pi^\pm$, $p+\bar{p}$, K_s^0 , $\Lambda+\bar{\Lambda}$ 及 K^++K^- 的椭圆流的组分夸克数标度的检验 [48]。	14
1.16	相对论重离子碰撞中双轻子不变质量分布的示意图。HMR 中主要过程为 Drall-Yan 过程和重味夸克偶素的衰变, IMR 中主要过程为热夸克和反夸克的湮灭, LMR 中主要过程是 π^0 , η 等粒子的两体衰变和 Dalitz 过程 [53]。	15
1.17	Drell-Yan 过程的费曼图	16
1.18	双 μ 的不变质量分布。左图: 圆圈是没有减掉已知的衰变源的双 μ 的不变质量谱, 三角是减掉了已知衰变源的双 μ 的不变质量谱。右图: 理论对减掉已知衰变源的双 μ 的不变质量谱的描述 [60, 61]。图片来自 [62]。	17
1.19	左图: 双 μ 在 IMR 区间内不变质量的分布 [62], 右图是增强的双轻子的有效温度随不变质量的分布 [63]。	18
1.20	PHENIX 测量的双电子的分布 [100]。左图: 200GeVp+p 碰撞中双电子的不变质量谱, 右图: 200GeV Au+Au 碰撞中双电子的不变质量谱 [100]。	19
1.21	在低不变质量区域内, PHENIX 测量的 200GeV Au+Au 碰撞中双轻子的不变质量分布, 及与理论计算的比较。(a) 测量结果与 cocktail 和粲介子的半轻子衰变的比较; (b) 为测量结果与 cocktail+ 粲介子的半轻子衰变 +Rapp 理论计算的比较; (c) 为测量结果与 cocktail+ 粲介子的半轻子衰变 +Dusling 理论计算的比较; (d) 为测量结果与 cocktail+ 粲介子的半轻子衰变 +HSD 理论计算的比较 [100]。	20
1.22	STAR 测量的 200GeV 双电子的不变质量的分布 [65]。	21
1.23	理论计算的 200GeV Au+Au 碰撞中双轻子的椭圆流 [66]。左图: 双轻子的椭圆流随不变质量的分布; 右图: 在不变质量 $M=2\text{GeV}$ 时, 双轻子的椭圆流随横向动量的分布。	22
2.1	RHIC 装置示意图	23

2.2	STAR 探测器示意图	25
2.3	STAR 探测器剖面图。	26
2.4	STAR TPC 结构示意图	27
2.5	一个 TPC 读出区的阳极读出面	28
2.6	不同粒子径迹的能量损失随动量的变化 [79]。	29
2.7	Run8 和 Run9 中 TOF tray 的分布 [83]。	30
2.8	TOF tray, 模块, 读出条的几何形状和局域坐标 [84]。	31
2.9	MRPC 模块侧面图和剖面图, 上面是剖面图, 下面是侧面图, 两个图的比例不一样 [88]。	32
2.10	左图: 200GeV d+Au 碰撞中径迹的速度的倒数随动量的分布。 右图: 200GeV d+Au 碰撞中粒子的能量损失随动量的变化, a) 图为没有加 $ 1/\beta - 1 < 0.03$ 条件的能量损失随动量的变化, b) 为加了 $ 1/\beta - 1 < 0.03$ 条件的能量损失随动量的变化。图片引 自 [91]。	33
2.11	BEMC 的结构示意图	33
2.12	STAR BEMC 模块端面图	34
3.1	200GeV Au+Au (a) 和 p+p (b) 碰撞中 $\pi\pi$ 不变质量分布。 . . .	37
3.2	200GeV Au+Au 碰撞中的 $\pi\pi$ 信号的不变质量拟合。	39
3.3	200GeV Au+Au 碰撞中不同横动量区间内的 $M_{\pi^+\pi^-}$ 的拟合。 . .	40
3.4	200GeV Au+Au 碰撞不同中心度下 $\pi^\pm$ 的重建效率拟合。	41
3.5	200GeV Au+Au 碰撞 $n\sigma_\pi$ 选择条件的效率。	42
3.6	200GeV Au+Au 碰撞不同中心度下 ρ^0 的重建效率。	43
3.7	200GeV p+p 碰撞中 HT1 中不同横动量区间内 $\pi^+\pi^-$ 的拟合。 . .	48
3.8	200GeV p+p 碰撞中 HT2 中不同横动量区间内 $\pi^+\pi^-$ 的拟合。 . .	49
3.9	200GeV p+p 碰撞中 HT1 和 HT2 中 ρ^0 信号的计数, 图左为 HT1 中 ρ^0 信号的计数, 图右为 HT2 中 ρ^0 信号的计数。	50
3.10	200GeV p+p 碰撞中的只在 TPC 中 π 的重建效率, 其中, 黑线 是在 $ \eta < 0.8$ 且 $Dca < 1.0\text{cm}$ 要求下的 $\pi^\pm$ 的重建效率; 红线是 在 $ \eta < 0.5$ 且 $Dca < 1.0\text{cm}$ 要求下的 $\pi^\pm$ 的重建效率; 绿线是在 $ \eta < 0.8$ 且 $Dca < 0.5\text{cm}$ 要求下的 $\pi^\pm$ 的重建效率。	50
3.11	200GeV p+p 碰撞中 π 的产额。其中, 倒三角和圆圈为 TPC 中 π^+ 、 π^- 的产额; 三角和圆点为 $ \eta < 0.8$ 且 $Dca < 1.0\text{cm}$ 要求下 被 TPC 重建出来且被 BEMC 触发的 π^+ 、 π^- 信号的计数。 . .	50

3.12	200GeV p+p 碰撞中, 在不同的径迹选择条件下, 被 TPC 重建出来且被 BEMC 触发 π 的效率, 图左为 HT1 中结果, 图右为 HT2 中结果。圆圈为 $ \eta < 0.8$ 且 $Dca < 1.0\text{cm}$ 要求下的 π 的效率; 方块为 $ \eta < 0.5$ 且 $Dca < 1.0\text{cm}$ 要求下的 π 的效率; 三角为 $ \eta < 0.8$ 且 $Dca < 0.5\text{cm}$ 要求下的 π 的效率。	51
3.13	200GeV p+p 碰撞中的 $n\sigma_\pi$ 选择条件的效率 [86]。	51
3.14	200GeV p+p 碰撞中 HT1 和 HT2 的 ρ^0 的重建效率, 方块为在 $ \eta < 0.8$ 且 $Dca < 1.0\text{cm}$ 条件下的 ρ^0 的重建效率, 三角为在 $ \eta < 0.5$ 且 $Dca < 1.0\text{cm}$ 条件下的 ρ^0 的重建效率, 倒三角为在 $ \eta < 0.8$ 且 $Dca < 0.5\text{cm}$ 条件下的 ρ^0 的重建效率。。图左为 HT1 中的 ρ^0 的重建效率, 图右为 HT2 中的 ρ^0 的重建效率效率。 . .	51
3.15	200GeV p+p 碰撞中不同横动量范围内径迹的动量分布, 横动量越大, 其分布的分辨率越大。	52
3.16	左图 200GeV p+p 碰撞中径迹的动量分辨率的分布; 右图 200GeV p+p 碰撞中的 ρ^0 的产额的拟合。	52
4.1	a): 没有经过事例选择条件的 v_z (TPC) 与 $v_z(\text{VPD})$ 的关联; b): 实线为没有经过事例选择条件的 v_z (TPC) 与 $v_z(\text{VPD})$ 的差别的分布, 虚线为经过事例选择条件的 $v_z(\text{TPC})$ 与 $v_z(\text{VPD})$ 的差别的分布; c) 为没有经过事例选择条件的 v_x 与 v_y 的关联的分布, 其中的圆圈为 $vr = 2$ 的圆; d) 实线为没有经过事例选择条件的 $v_z(\text{TPC})$ 的分布; 虚线为经过事例选择条件的 $v_z(\text{TPC})$ 的分布。	54
4.2	a) TPC 测量的 $n\sigma_e$ 随动量的分布, b) TOF 测量的径迹的 $1/\beta$ 随动量的分布, c) 经过 $ 1/\beta - 1 < 0.025$ 选择的径迹 $n\sigma_e$ 随动量的分布, d) $0.68 < p_T < 0.73\text{GeV}/c$ 范围内, $n\sigma_e$ 的拟合	56
4.3	a) 为 mixed-event 的 like-sign 和 mixe-event 的 unlike-sign; b) 为 STAR 探测器接收度的修正因子。	58
4.4	like-sign 不变质量分布与 unlike-sign mixed-event 不变质量分布的比值的拟合。	60
4.5	a) 是双轻子的不变质量分布, 圆点为信号与背景的分布, 三角为接收度修正的 like-sign 背景的分布, 方格为归一化后的 unlike-sign mixed-event 的背景的分布; b) 是接收度修正后的 like-sign 与归一化后的 unlike-sign mixed-event 的比值。	61

4.6	a) 是双轻子的信号的不变质量分布; b) 是双轻子的信号与背景的比值。	61
4.7	模拟的和测量的双轻子不变质量分布。	62
4.8	左图是 <i>buferrindex</i> 中保存事例的个数的分布; 右图是某个 <i>bufferindex</i> 中保存事例的情况。	63
4.9	左图是每个 <i>buferrindex</i> 中平均事例的个数随 <i>bufferindex</i> 的分布; 右图是每个 <i>bufferindex</i> 中事例数是 10 的个数与该 <i>bufferindex</i> 中总的事例的个数的比值。用线性函数分别拟合这 Mean 和 Ratio 的分布。	63
4.10	事件平面的分布。左图: 虚线是经过重定中心方法后的事件平面的分布, 实线是经过重定方法和移动方法后事件平面的分布; 右图是经过重定方法和移动方法后事件平面的拟合。	65
4.11	利用 TPC 径迹重建的事件平面的分辨率。	66
4.12	unlike-sign 重建的双轻子的 $dN/d(\phi - \Psi_r)$ 的分布。	67
4.13	左图为事件平面分不同等份时背景的椭圆流; 右图为事件平面分不同等份是, like-sign 的椭圆流与 unlike-sign mixed-event 椭圆流的比值。	67
4.14	第一排为不同 $\phi - \psi_r$ 区间里 unlike-sign mixed-event 背景与 like-sign 背景的比值, 第二排为两种 unlike-sign mixed-event 背景的比值。	68
4.15	不同情况下背景的椭圆流的比值。	68
4.16	a) 方格为双轻子背景的椭圆流, 圆圈为双轻子背景和信号的椭圆流; b) 双轻子的信号与其信号与背景的比值。	69
4.17	最小无偏的 200GeV Au+Au 碰撞中 $\pi^\pm$, η , ω , ϕ 粒子的横动量谱, 而图中的线为 Tsallis 预言的横动量的分布 [97]。	70
4.18	最小无偏的 200GeV Au+Au 碰撞中 π 、 K_s^0 、 ϕ 的椭圆流 [98, 99, 101, 102]。	71
4.19	cocktail 的积分椭圆流及各组分的积分椭圆流。	72
4.20	在不同质量区间内 cocktail 的微分椭圆流。	72
4.21	kE_T 标准拟合。	73
4.22	模拟的 cocktail 的椭圆流的比较。	73
4.23	200GeV Au+Au 碰撞最小无偏事件不同中心度下 π 的横动量谱 [110]。	73
4.24	200GeV Au+Au 碰撞最小无偏事件不同中心度下 π 的椭圆流的拟合 [104, 116]。	74

4.25	200GeV Au+Au 碰撞最小无偏事件不同中心度下质量区间是 $M_{ee} < 0.14 \text{ GeV}/c^2$ 双轻子的椭圆流。	74
4.26	200GeV Au+Au 碰撞最小无偏事件: a)NPE 的谱; b)NPE 的椭圆流。	75
4.27	200GeV Au+Au 碰撞最小无偏事件: a) 双轻子的积分的椭圆流; b) 双轻子的微分椭圆流。	75
4.28	200GeV Au+Au 碰撞中双轻子的椭圆流。	76
4.29	子事例的事件平面。	78
4.30	子事例的事件平面的分辨率。	79
4.31	双轻子的椭圆流和系统误差。	80
4.32	不同方法引起的系统误差的拟合。	81
5.1	200GeV p+p 碰撞中 ρ^0 的产额, 低横动量 ($p_T < 3 \text{ GeV}/c$) 的到三角是发表的 ρ^0 的产额 [114], 黑色到三角为平均了 HT1 和 HT2 的 ρ^0 的产额。	84
5.2	200GeV Au+Au 碰撞不同中心度下 ρ^0 的产额, 其中圆点是中心度 0-12% 的 ρ^0 的产额, 方块是中心度 0-20% 的 ρ^0 的产额, 正三角是 20-40% 的 ρ^0 的产额, 到三角是 40-80% 的 ρ^0 的产额。	84
5.3	p+p 碰撞中强子 $\pi^\pm$, K_s^0 , $K^\pm$, ρ^0 , p , $\bar{p}$ 的产额, Au+Au 中心碰撞中 ρ^0 , $K + p(\bar{p})$, K_s^0 的产额及用 AKK 和 DSS 为 FF 的 NLO 计算 [116]。	84
5.4	200GeV Au+Au 碰撞中不同中心度下的 ρ^0 的 R_{AA} : 其中圆圈是中心度 0-12% 的 ρ^0 的 R_{AA} , 方格是中心度 0-20% 的 ρ^0 的 R_{AA} , 正三角是 20-40% 的 ρ^0 的 R_{AA} , 到三角是 40-80% 的 ρ^0 的 R_{AA} , 圆圈是 P.Fachini 测量的 0-12% 的结果, 方格是 P.Fachini 测量的最小偏差的结果 [113]。	85
5.5	200GeV Au+Au 中心碰撞下 $\pi^\pm$, K_s^0 , $K^\pm + p(\bar{p})$, ρ^0 的 R_{AA} 及其 R_{AA} 的比值 [116]。	86
5.6	200GeV Au+Au 碰撞中不同质量区间内双轻子的横动量依赖的椭圆流, 虚线是模拟的结果, 三角是 PHENIX 测量的 π^0 的椭圆流, 空心圆圈是 STAR 测量的 $\phi \rightarrow K^+ + K^-$ 的椭圆流。	87
5.7	200GeV Au+Au 碰撞中, 不同中心度下双轻子的横向动量依赖的椭圆流。图中虚线是模拟的来自 π^0 Dalitz 衰变的双轻子的椭圆流, 方格是 PHENIX 测量的 $\pi^\pm$ 的椭圆流 [100], 三角是 PHENIX 测量的 π^0 的椭圆流 [98]。	87

5.8	200GeV Au+Au 碰撞中，双轻子的不变质量以来的椭圆流。a)STAR 接收度内双轻子的椭圆流，实线是模拟的双轻子的椭圆流；b)STAR 接收度修正的双轻子的椭圆流，实线是模拟的双轻子的椭圆流，其他虚线是在不同条件计算的结果 [66, 117]，圆圈是测量的强子的积分椭圆流。	88
6.1	MTD 预期的 $J\psi$ 和 Υ 不变质量分布	91
6.2	200GeV Au+Au 碰撞中，来自有关联的粲介子衰变的 $\mu - e$ 的不变质量分布，其中圆圈为 Au+Au 碰撞中 $\mu - e$ 关联没有变的情况，黑线为 Au+Au 碰撞中 $c\bar{c}$ 关联消除的情况。[120]。	91

第一章 引言

1.1 标准模型和量子色动力学

1.1.1 标准模型

世界是由不同物质组成，物质是由原子组成，原子又是由质子、中子和电子组成，那么质子、中子又是由什么组成，它们是不是最基本的单元？这些所谓的基本单元又有什么特性，它们如何进行相互作用形成我们的物质世界？这些基本的问题始终困扰着人类，并吸引人们前赴后继的寻找答案。英国物理学家汤姆森 1897 年发现第一个基本粒子电子，后来中子，质子等其他大量粒子先后被发现。在此基础上人们先后建立了量子力学、量子场论、量子电动力学及后来几乎可以解释所有发现的粒子及其相互作用的标准模型 (Standard Model, SM)。标准模型可以描述除引力之外的所有已知相互作用（强相互作用、弱相互作用和电磁相互作用）。到目前为止，标准模型及其预言几乎和上述三种相互作用的所有实验结果相吻合，如其预言的 $W^\pm$ 和 Z^0 玻色子的发现及其质量的精确测量。

标准模型理论是一个基于定域规范不变性的拉格朗日量子场论，其规范对称群是 $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ 。其中， $SU(3)_C$ 用来描述强相互作用， $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ 用来描述弱相互作用和电磁相互作用。

标准模型将粒子概括为两类：基本费米子和规范矢量玻色子。费米子为拥有半整数自旋并遵守泡利不相容原理（两个全同费米子不可能占据同一量子态）的基本粒子，包括 6 种夸克（上夸克 u 、下夸克 d 、奇异夸克 s 、粲夸克 c 、顶夸克 t 和底夸克 b ）和 6 种轻子（ e 、 μ 、 τ 和其相应的中微子 ν_e 、 ν_μ 、 ν_τ ）以及这些夸克和轻子的反粒子。如图 1.1 所示，这些费米子分为三代。标准模型把这些粒子排列成三代是因为每一代的四种粒子与另一代相对应的四种粒子的性质几乎一样，唯一的区别是它们的质量。第一代是上、下夸克、电子和电子中微子；第二代是粲夸克、奇异夸克、 μ 和 ν_μ ；第三代是顶夸克，底夸克， τ 和 ν_τ 。所有普通的物质都由第一代粒子组成，第二代和第三代粒子只能在宇宙射线或高能物理实验中制备出来，并在短时间内衰变为第一代粒子。夸克带有色荷，参与强相互作用，同时它们也带有电荷和弱同位旋，因此还参与电磁相互作用和弱相互作用。而 6 种轻子不携带色荷，故不参加强相互作用。 e 、 μ 和 τ 带有电荷，参与电磁相互作用。而中微子不带电，其行为只受弱相互作用影响。

Three Generations of Matter (Fermions)				
	I	II	III	
mass →	2.4 MeV	1.27 GeV	171.2 GeV	0
charge →	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	0
spin →	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
name →	up	charm	top	photon
Quarks	4.8 MeV $-\frac{1}{3}$ $\frac{1}{2}$ d down	104 MeV $-\frac{1}{3}$ $\frac{1}{2}$ s strange	4.2 GeV $-\frac{1}{3}$ $\frac{1}{2}$ b bottom	0 0 1 g gluon
	<2.2 eV 0 $\frac{1}{2}$ ν_e electron neutrino	<0.17 MeV 0 $\frac{1}{2}$ ν_μ muon neutrino	<15.5 MeV 0 $\frac{1}{2}$ ν_τ tau neutrino	91.2 GeV 0 1 Z^0 weak force
	0.511 MeV -1 $\frac{1}{2}$ e electron	105.7 MeV -1 $\frac{1}{2}$ μ muon	1.777 GeV -1 $\frac{1}{2}$ τ tau	80.4 GeV ± 1 1 $W^\pm$ weak force
Leptons				Bosons (Forces)

图 1.1 标准模型中的基本粒子。

这些费米子之间通过规范矢量玻色子传递相互作用力。这些玻色子如图 1.1 所示的最后一列。带电粒子之间通过零质量的 γ 光子传递电磁相互作用，此相互作用可用量子电动力学 (Quantum Electrodynamics, QED) 很好的描述。不同味道的粒子之间通过 $W^\pm$ 和 Z^0 传递弱相互作用。而夸克之间通过带色的零质量胶子 (gluon) 传递强相互作用。胶子共有 $3^2 = 9$ 种，由红、绿、蓝三种颜色和它们的反色的组合来标定。其中，带色的有 8 种，剩下一种是不带色的色单态，不传递强相互作用。胶子之间也可发生强相互作用。胶子、夸克间的强相互作用可以用量子色动力学 (Quantum Chromodynamics, QCD) [1] 来描述。

1.1.2 量子色动力学

1972 年由 Gell-Mann 和 Fritzsch 建立起来的量子色动力学成功的描述了夸克、胶子间的强相互作用。量子色动力学是规范场论的一个成功运用，它是一个基于 $SU(3)_C$ 群的非阿贝尔重整化群。其拉氏量可以表示为:

$$\mathcal{L}_{QCD} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}^{(a)}F^{(a)\mu\nu} + i \sum_q \bar{\psi}_q^i \gamma^\mu (D_\mu)_{ij} \psi_q^j - \sum_q m_q \bar{\psi}_q^i \psi_q^i, \quad (1.1)$$

$$F^{(a)\mu\nu} = \partial_\nu A_\mu^a - \partial_\mu A_\nu^a - g_s f_{abc} A_\mu^b A_\nu^c,$$

$$(D_\mu)_{ij} = \delta_{ij} \partial_\mu + ig_s \sum_a \frac{\lambda_{ij}^a}{2} A_\mu^a,$$

其中, g_s 为 QCD 的耦合常数, f_{abc} 为 $SU(3)_C$ 的结构常数, $\psi_q^i(x)$ 为与每个夸克的色荷场 i 和味道场 q 相关的四重狄拉克旋量, 而 $A_\mu^a(x)$ 是 Yang-Mills (胶子) 场。

1.1.2.1 渐近自由

渐近自由是 QCD 不同于 QED 的一个重要特性, 即 α_s 随着夸克之间的距离的变化或者动量转移 (μ) 的变化而变化。类似于 QED, 重整化后的 QCD 的等效耦合常数 $\alpha_s = g_s^2/4\pi$ 依赖于重整化能标 (跑动耦合)。它可以表示为:

$$\alpha_s(\mu) \equiv \frac{g_s^2(\mu)}{4\pi} \approx \frac{4\pi}{\beta_0 \ln(\mu^2/\Lambda_{QCD}^2)}, \quad (1.2)$$

其中, β_0 是常数, 但其与质量小于 μ 的夸克数相关; Λ_{QCD} 是 QCD 的一个非常重要的参数。

当动量转移 $\mu \rightarrow \infty$ 时, $\alpha_s \rightarrow 0$, 并且其随着 μ 的变化改变比较缓慢, 因此一些物理量可以围绕 α_s 作微扰展, 即在短距离或大动量转移时, QCD 可以像 QED 那样进行微扰展开计算, 即微扰量子色动力学 (pQCD)。

当动量转移 μ 比较小时, α_s 随着 μ 的下降很快的变大, 并接近于 1, 此时 QCD 的耦合变为强耦合, 不能再用微扰展开的方法计算。因此 pQCD 在这种情况下不适用, 需要用其它的处理方法, 比较成熟的如格点 QCD (LQCD) [2]。在格点 QCD 中, 时空是不连续的, 呈晶格状, 由一些格点和其之间的连线组成。格点代表夸克, 而胶子则沿格点之间的连线传播。当格点之间的距离趋近于 0 时, 格点 QCD 就演变为连续的 QCD 了, 但这在计算上是不可能实现的。在低密度高温的情况下, 人们通常选择一系列的格点计算待分析的物理量随格点大小的变化, 然后外推到连续的 QCD。在高温高密的环境下, 如相对论重离子碰撞产生的高温高密的环境, 需要用其他的非微扰计算。目前除了格点 QCD, 处理 QCD 的其他非微扰计算方法主要有 $1/N$ 展开和等效理论等。 $1/N$ 是一个在颜色种类是无限的假设下, 通过增加一系列修正减小这一假设带来的缺陷的 QCD 近似处理方法。Ads/CFT(anti-de-sitter/conformal field theory) 是目前比较通用的一种 $1/N$ 展开方法。它假定 $(p+1)$ 维空间中的规范量子场论等价于 $(p+2)$ 维空间中的超弦理论, 通过研究一个弱耦合的弦理论得到强耦合中场论的一些信息。

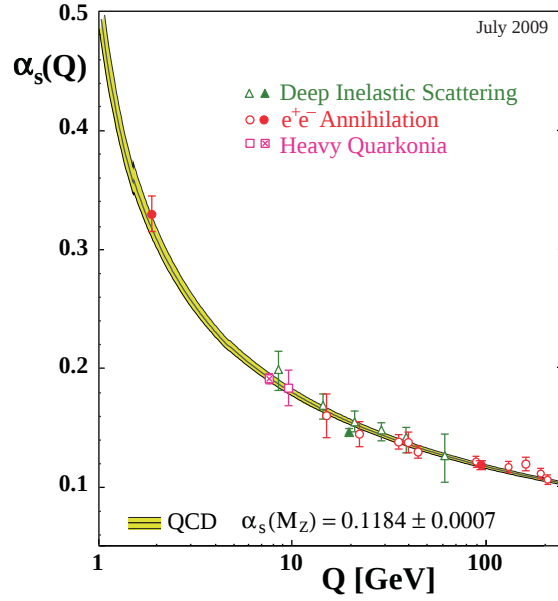


图 1.2 不同动量转换能标下测得的 QCD 耦合常数 α_s [3]。

通过实验可以测量 α_s 的值，当 $\mu = M_Z$ 时，其世界平均值为： $\alpha_s = 0.1176 \pm 0.002$ ， $\Lambda_{QCD} \sim 200\text{MeV}$ 。图1.2显示了不同动量转移 (μ) 下测量得到的和 QCD 预言的强耦合标度依赖性 α_s [3]。

1.1.2.2 解禁闭和相变

QCD 不同于 QED 的另外一个重要特征是色禁闭，这是一个非常难以理解的物理现象。到目前为止，实验上还没有发现自由的夸克和胶子，也没有直接的证据解释色禁闭。目前的解释是因为渐近自由和胶子带有色荷，当两个夸克之间的距离变大时，它们之间的吸引力由于渐近自由会迅速变大，然后通过胶子场产生色弦阻止其分离。当两个夸克具有足够大的能量时，它们便从真空中拉出一对新的正反夸克对，而不是继续分离。因此在 QCD 的理论框架下，不可能观察到自由的夸克和胶子。这种带色的夸克和胶子不能自由存在的现象叫色禁闭。

在通常情况下，夸克胶子都被束缚在强子内。但是格点 QCD 预言，在极端的情况如高温高密度的环境下，普通的 QCD 物质会转变为具有新的色自由度的夸克胶子等离子体 (Quark Gluon Plasma, QGP)。在 QGP 中，介子和重子都分解为等离子态的夸克和胶子。这些夸克、胶子不是被禁闭在强子中，而是在大范围内运动，这称为‘解禁闭’。由格点 QCD 计算可知达到 QGP 的条件为：临界温度 T_c 约为 $150 \sim 180 \text{ MeV}$ ，相变能量密度阈值为 $1 \sim 3 \text{ GeV}/f\text{m}^3$ （普通核物质对应的能量密度值 $\sim 0.17 \text{ GeV}/f\text{m}^3$ ）。图1.3为格点 QCD 卡通相图 [4]。格点 QCD 预言在相图上有一个可以区分强子相和 QGP 相的边界，此边界称为

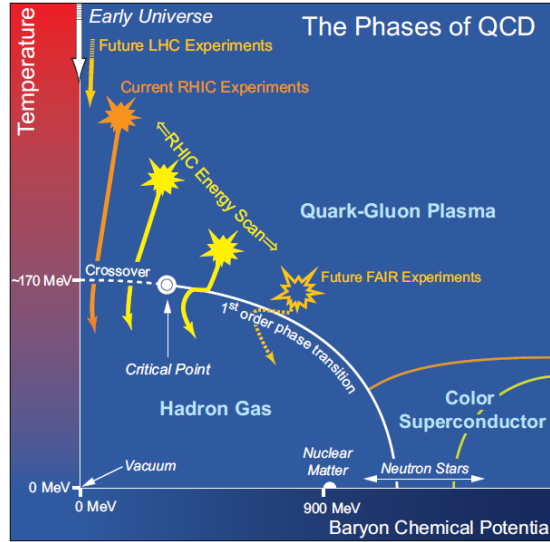


图 1.3 QCD 卡通相图 [4]。

一阶相变线或者 QGP 的相边界 (1st order phase transition)。图1.3中的点为一阶相变的终结点，被简称为 QCD 临界点 (Critical Point)，同时它也是穿越区的起点。当重子化学势 (μ_B) 接近 0 时，QGP 很快过度到强子相，不再是 QCD 的一阶相变，而且平滑穿越，如图1.3中虚线 (cross over)。现在很多理论学家和实验家都在努力标定临界点的位置，但是它的位置甚至是它的存在性都还没有被确定。

1.2 相对重离子碰撞机

根据 QCD 相图1.3，实验上可以从两个方向寻找 QGP：1) 沿温度方向，高温低化学势；2) 沿重子化学势方向，低温高重子化学势。相对重离子碰撞实验是按照第一种方向寻找 QGP 的。

位于 BNL 的相对论重离子对撞机 (RHIC) 的设计是为了实现高能核核碰撞，寻找 QGP。到目前为止，已成功运行多年，采集了大量的质心能量为 7.7、11.5、19.6、27、39、62.4、130 和 200GeV 的 Au+Au 对撞，62.4GeV 和 200GeV 铜核 -铜核 (Cu+Cu) 对撞，200GeV 的氘核 -金核 (d+Au) 碰撞和 200GeV 和 500GeV p+p 对撞的数据。

1.2.1 相对论重离子碰撞

图1.4是相对重离子碰撞的一个卡通图。由于在束流方向上的洛伦兹压缩效应，两个以近似光速相向运动的原子核被看作两个很薄的圆盘。对于 200GeV 中心 Au+Au 碰撞，两个原子核的能量密度以 Bjorken 近似 [7] 约为 $5\text{GeV}/\text{fm}^3$ 。这个能量密度远大于 QGP 形成时所需的能量密度 (格点 QGP 计算 QGP 形

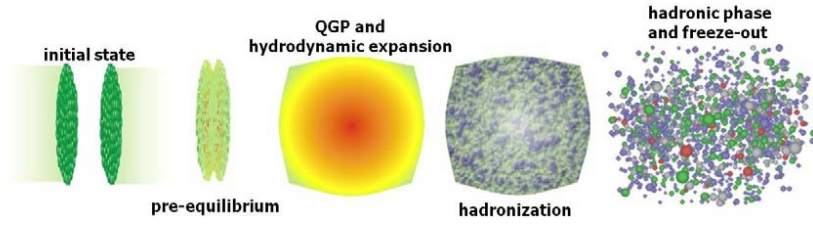


图 1.4 相对论重离子对撞演化的过程。从左到右依次为，两个原子核以光速接近，对撞，形成可能的 QGP，QGP 扩张演化，强子化，强子再散射及动力学冻结。

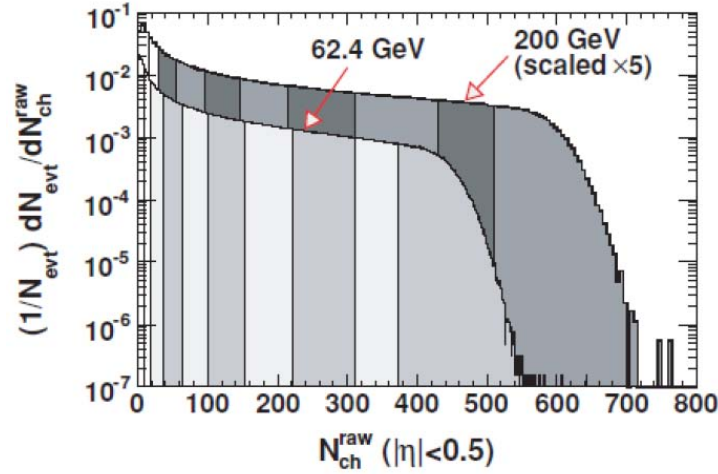


图 1.5 200GeV 和 62.4GeV Au+Au 对撞的中心度的定义。

成时所需能量密度约为 1 GeV/fm^3)。初始碰撞阶段 (约 $1 \text{ fm}/c$) 主要的物理过程是硬散射，如夸克对的产生，喷注的产生和淬灭。在初始碰撞阶段，重离子在对撞区域内相互作用产生了高温高密度的物质、强子也被溶解成夸克和胶子 (此时可能形成 QGP)，接着 QGP 扩张，系统冷却温度下降，部分通过强子化形成强子 ($1 \sim 10 \text{ fm}/c$)；然后对撞系统达到化学冻结，此后再没有新的强子产生，强子间的非弹性碰撞停止；最后强子间的弹性散射终止达到动力学冻结 ($10 \sim 15 \text{ fm}/c$)。

RHIC 上许多测量结果揭示了在 200GeV Au+Au 碰撞下已经形成了一种不同于以前我们观察到的物质，这种物质不能用强子气自由度描述。这些测量结果暗示了 QGP 的存在 [5]，下面将讨论部分测量结果。

首先介绍中心度的定义。在实验室中，两个相对论重离子以接近光速的速度相向运动，由于洛伦兹压缩效应，两个重离子被看作两个圆盘。我们用物理量碰撞参数 (b) 来描述两个重离子碰撞的中心度。碰撞参数为垂直于束流方向上的两个重离子核心的相对距离。当 $b \rightarrow 0$ 时，为中心的碰撞。当 $b \rightarrow$ 核半径时为偏心碰撞。在实验上，我们没法测量真实的碰撞参数，因此我们利用可以描述初始碰撞的几何模型 Glauber Model 模拟产生末态带电粒子的分布，然后给出事例的中心度。图1.5测量的 TPC 中 200GeV 和 62.4GeV Au+Au

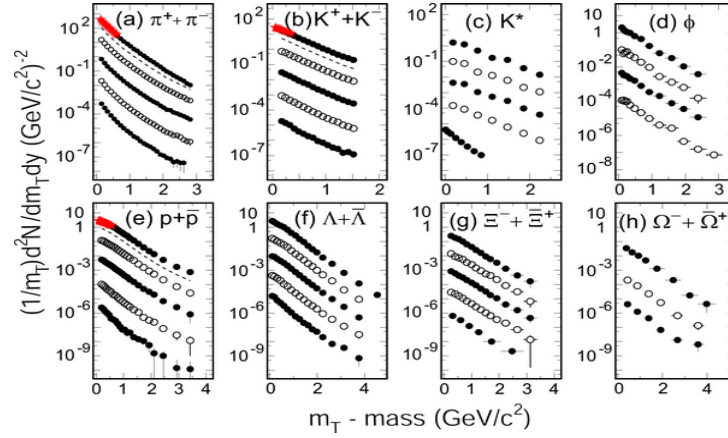


图 1.6 200GeV Au+Au 碰撞中心快度区内不同中心度内强子谱 [18–21]。每个方格内，强子的谱的中心度从上向下依次减小，只有 K^* 方格内最低下的谱是 200GeV p+p 碰撞的谱，a), b) 和 e) 中的虚线为 200GeV 最小无偏的 Au+Au 碰撞的强子谱。

碰撞中带电粒子多重数的分布，其中带电粒子径迹的选择条件为 $|\eta| < 0.5$, $nHitFit > 9$, $Gdca < 3\text{cm}$ ，其中， η 为赝快度， $nHitFit$ 为拟合径迹的 TPC 击中数， $Gdca$ 为径迹离对撞顶点的距离。图1.5中展示了有 9 个中心度，0-5%，5-10%，10-20%，20-30%，30-40%，40-50%，50-60%，60-70%，70-80% 相应的为测量的从偏心到中心碰撞所有散射截面的和的分数。中心度 80-100% 在 STAR 的分析中一般不会被用到，这是因为该碰撞为极偏心的碰撞，碰撞产生的带电粒子多重数比较少，进而重建的对撞顶点的效率很差，因此会造成很大的触发偏差。

1.2.2 强子的横动量谱

通过测量分析各种强子横动量谱，我们可以研究系统在动力学冻结时的性质。图1.6为测量的几种强子横动量谱。为了描述强子的横向运动，用流体动力学模型拟合 [13] 测量的各种强子谱，提取刻画随机性（动力学冻结时的温度 T_{fo} ）和集体性（径向流速 β_T ）的模型参数。不同中心度下，各种强子的拟合参数如图1.7左，横坐标为集体流速 $\langle \beta_T \rangle$ ，纵坐标为动力学冻结时的温度 T_{fo} 。

在动力学冻结时，碰撞越中心，介质中占据主要份额的 π 、 K 、 p 的温度越低而集体流速越强，如图1.7左所示。这些结果暗示在化学冻结之后，随着对撞中心度的增加，系统扩展的也越快。另外一方面，对于最中心的碰撞（0-5%），奇异粒子 ϕ 、 Ω 的谱在较大测量的不确定性下还是反映了一个较高的温度。 ϕ 、 Ω 的测量结果暗示在化学冻结之后，它们与扩张的介质的反应很小。如果这种理解是正确的，则 ϕ 、 Ω 的径向流速应该是在化学冻结之前累积的，因此奇异强子对系统演化早期的部分子阶段的集体行为更敏感。

除了上面所述之外，横动量和中心度依赖的强子谱在介子和重子之间有系

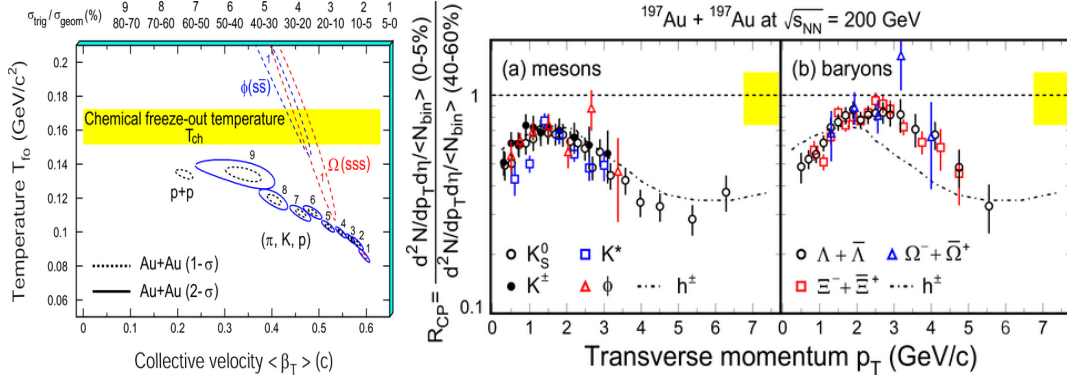


图 1.7 图左：图片上面一行是中心度的选择。对 200GeV Au+Au 对撞中 π 、 K 和 p 有 9 个中心度，来自 200GeV p+p 的结果也展示在图中。 ϕ 、 Ω 只展示了最中心碰撞的结果，虚线和实线分别为 1 倍 σ 和 2σ 的等高线；图右：200GeV Au+Au 碰撞中，中心快速区内，中心碰撞（0-5%）和偏心碰撞（40-60%）的各种强子的产额的比值，此时各种强子的产额被对应中心度的两体碰撞数缩小。

统的区别，这与低横质量 m_T 依赖的强子谱不同。 R_{CP} 用来描述不同中心度下强子横动量谱的区别，如图1.7右。

$$R_{cp} = \frac{\frac{d^2 N}{\langle N_{bin} \rangle dp_T d\eta}(0-5\%)}{\frac{d^2 N}{\langle N_{bin} \rangle dp_T d\eta}(40-60\%)}, \quad (1.3)$$

其中， N_{bin} 为某个中心度内两体碰撞数，由 Glauber 模型模拟计算得到 [26]； $d^2 N / dp_T d\eta$ 为单位赝快度单位横动量内粒子的产额。横动量依赖的介子、重子的 R_{cp} 依次为图1.7右中 a) 和 b) 所示，而图1.7右 a) 和 b) 中的虚线为所有带电强子的 R_{cp} 的分布。如果中心度依赖性简单的追随两体碰撞数 (N_{bin}) 的标度，则 $R_{cp} = 1$ 。此种情况只在重子的横动量 $p_T = 2.5 \text{ GeV}/c$ 的时候出现，在 $2 < p_T < 5 \text{ GeV}/c$ 时，重子的 R_{cp} 显著大于带电强子的 R_{cp} ，而介子的 R_{cp} 显著的小于带电强子的 R_{cp} ，介子与重子的 R_{cp} 系统的不同。图1.7右中还包含了奇异粒子 ϕ 、 Ω 的 R_{cp} ， ϕ 介子和其他介子的 R_{cp} 符合， Ω 重子和其他的重子的 R_{cp} 符合，但是它们与介子、重子的质量显著不同。这表示介子、重子在不同中心度下横动量谱的区别不依赖于强子的质量，而依赖于强子的组分夸克数。当横动量 $p_T \approx 5 \text{ GeV}/c$ 时，重子与介子的 R_{cp} 都显著的变小且值几乎一样， $R_{cp} \approx 0.3 \text{ GeV}/c$ 。在中心碰撞的情况下，高横动量强子产额为什么显著的减少？这个问题与高横动量的强子产生及其与系统的相互作用有关。

1.2.2.1 喷注淬灭和能损

高能重离子碰撞可产生高温高密物质，但是其存在非常短暂，该物质表面探针不能用来研究其性质。而通过硬散射产生的高能部分子可以穿过高温高密的物质并与其相互作用产生高能强子，这些高能强子可以提供一类独一、穿

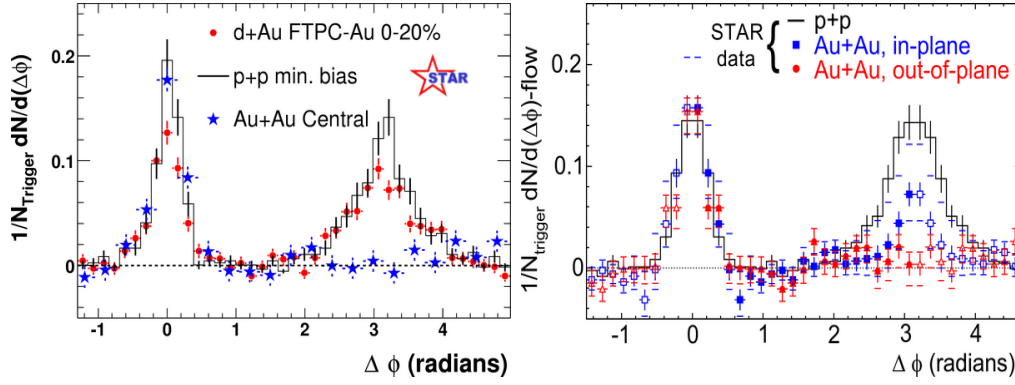


图 1.8 高横动量的双强子的角关联。左图:200GeV p+p、中心的 d+Au 碰撞和中心的 Au+Au 碰撞中双强子的角关联分布 [12], 右图: 不同方向(触发强子关于事件平面的方向)内, 去除背景的高横动量强子的角度关联。

透性的探测, 这样的探测方法类似医学中的断层扫描技术。

图1.8为 STAR 测量的高横动量强子角关联的分布。图1.8左为横动量 $p_T > 2\text{GeV}/c$ 的强子与触发强子的角关联的分布, 此触发强子的横动量 $p_T > 4\text{GeV}/c$ 。如果两个强子来自同一个喷注, 它们在 $\Delta\phi \approx 0$ 处有很强的角关联。图1.8左, p+p、d+Au 和 Au+Au 在 $\Delta\phi \approx 0$ 处有显著的角关联, 且它们的关联强度相同, 关联宽度相同; 如果两个强子来自背对背的喷注, 它们在 $\Delta\phi \approx \pi$ 时也会产生很强的角关联。图1.8左 p+p 和 d+Au 碰撞在 $\Delta\phi \approx \pi$ 处也有显著的角关联, 只是关联强度比 $\Delta\phi \approx 0$ 处的关联强度小, 宽度比 $\Delta\phi \approx 0$ 处的宽度宽。但是这种背对背的双强子的角关联在中心的 Au+Au 碰撞中明显的消失了。在偏心的 Au+Au 碰撞中, 双强子的角关联分布类似于 p+p 和 d+Au 碰撞中的分布。如果此角关联是高横动量部分子碎裂的结果, 则中心 Au+Au 碰撞中背对背角关联的消失就是因为硬散射部分子的末态相互作用或者是高横动量部分子在介质中碎裂等原因。在这样的环境下, 我们看到的高横动量的强子(近侧角关联, $\Delta\phi \approx 0$)主要来自部分子在对撞区表面向外的散射, 因为远侧($\Delta\phi \approx \pi$)的部分子必须穿过相对较长的高温高密物质。

测量强子关联时所用的强子主要为中横动量区间内的强子 ($2-6\text{GeV}/c$), 而这个横动量区间内的介子和重子谱有相当大的区别(如图1.7右), 这和真空中的部分子碎裂的预期大相径庭, 因此高温高密介质中部分子碎裂的优势条件是必须的。该横动量区间内介子重子系统的差别暗示有相当大的强子来自软机制, 如夸克组合模型。当提高触发粒子的横动量为 $6\text{GeV}/c$ 后, 重新计算强子间的角关联, 计算结果仍然显示类似于图1.8左的结果, 这暗示角关联分布中的峰结构确实证实了双喷注的产生, 背对背的压制也确实是因为喷注的淬灭。中横动量区间的组合背景和长程的关联背景都贡献到平滑的背景中, 这些在图1.8左中都被扣除。

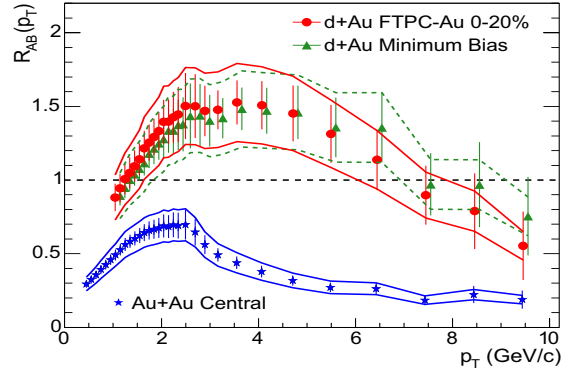


图 1.9 200GeV 最小无偏 d+Au 碰撞、中心 d+Au 碰撞和中心 Au+Au 碰撞中的核修正因子 $R_{AB}(p_T)$ [26]。

另外一个探测部分子能量损失的探针为高横动量双强子相对于反应平面方向的角关联。图1.8右为 STAR 测量的中心度为 20-60% Au+Au 对撞中双强子的角关联。其中方格代表触发的强子位于反应平面内的方位象限 (in-plane)，圆点代表触发的强子位于垂直反应平面的方位象限 (out-plane)。两种情况下位于近侧的双强子的关联与 p+p 测量的关联类似，而背对背关联的压制很强烈的依赖于触发粒子与反应平面的相对角度。这种依赖性和部分子的能损机制是一致的。双喷注于介质中穿过的路径在 out-plane 方向要比在 in-plane 的方向长，这样会导致更多能量损失。理论预言部分子的能量损失与路径的关系远大于线性的关系。能损的方向性依赖会进一步被介质在 in-plane 和 out-plane 扩展的速度所影响。

横动量 $p_T > 5 \text{ GeV}/c$ 的粒子主要来自初始碰撞硬散射过程产生的粒子。如果在相对论重离子碰撞中产生 QGP，则末态粒子的产额会因为部分子与 QGP 的相互作用而改变，因此我们用一个表征末态粒子产额改变程度的物理量 - 核修正因子 (R_{AA}) 研究 QGP 的性质。在实验上， R_{AA} 被定义为核核碰撞中两核子碰撞产生的粒子数与 p+p 碰撞中产生的粒子数的比值 [25]。

$$R_{AA}(p_T) = \frac{d^2 N_{AA}/dp_T dy}{N_{bin} d^2 N_{pp}/dp_T dy} \quad (1.4)$$

其中， N_{bin} 是由 Glauber 模型计算得到的两体碰撞数 [26]。如果重离子碰撞是简单 p+p 碰撞的叠加，该核修正因子为 1。如果核修正因子偏离 1 表明重离子碰撞不是简单的 p+p 碰撞的叠加，而是受到了碰撞产生的介质的影响。图1.9是 200GeV 最小无偏、中心 d+Au 碰撞及中心 Au+Au 碰撞中测量的核修正因子 R_{AB} 随 p_T 的分布。由图1.9可得中心度为 0-5% Au+Au 碰撞相对于 p+p 碰撞在高横动量区粒子的产额明显的被压制 [27-29, 34]，但是在最小无偏的 d+Au、0-20% 中没有受到压制。这种现象说明 Au+Au 碰撞中的压制不是受初始状态的影响，而是受硬散射部分子的末态相互作用或者是受硬散射部分子的碎裂的

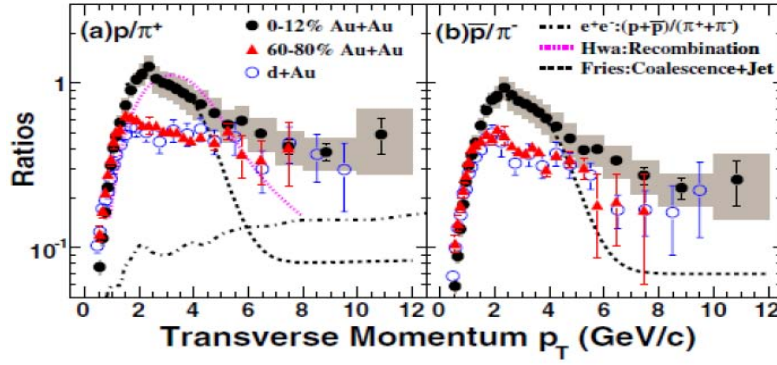


图 1.10 200GeV 0-12%、60-80% Au+Au 碰撞中 p/π , $\bar{p}/\pi$ 的比值 [31]。

影响。因此 R_{AA} 是一个通过末态相互作用探索高温高密物质的独特工具。

喷注是如何与介质发生相互作用的？为了弄清这个问题，理论学家进行了一步一步的探索。首先，能损。当一个高横动量的部分子穿越介质时，与介质反应通过辐射胶子丢失能量，这个在某种层度上可以解释高横动量带电强子的压制，和背对背喷注的淬灭。但是在 QCD 的框架下，高横动量的胶子比高横动量的夸克更容易丢失能量 [30]，因此 Au+Au 碰撞中高横动量质子产额的压制应该比 π 介子的压制更强。因为高横动量的质子主要来自胶子的碎裂，而 π 主要来自高横动量的夸克碎裂。可是，最近 STAR 用更多的统计测量的结果（如图1.10）和上面的理论相违背。为了解决这个问题，理论学家又发展了一套喷注转换的理论 [32, 33]。一个高横动量的部分子在与物质相互作用辐射胶子时不仅丢失能量，还要改变它的味量子数。主要通过下面两个反应过程：

$$q + \bar{q} \rightarrow g + g, \quad (1.5)$$

和

$$q(\bar{q}) + g \rightarrow g + q(\bar{q}). \quad (1.6)$$

基于这种想法，理论预言了有喷注转换的高横动量的 K_s^0 的 R_{AA} 为 0.4，没有喷注转换的高横动量的 K_s^0 的 R_{AA} 为 0.2。用相同的喷注转换系数，计算得到高横动量的 $R_{AA}(p)/R_{AA}(\pi) \sim 1$ ，而没有喷注转换的高横动量的 $R_{AA}(p)/R_{AA}(\pi) \sim 0.6$ ，所有这些理论的预言如图1.11[31]。

ρ^0 产额的研究意义

为什么我们要研究 ρ^0 的产额？像上面所讨论的，我们在 RHIC 上的目标是寻找相对论重离子碰撞中形成的新的物质态 -QGP。到目前为止，已经有很多探针探索 QGP，研究 QGP 的性质。本论文的前半部分我们将专注于 200GeV Au+Au 碰撞中高横动量 ρ^0 的 R_{AA} 的测量，因为此区域内产生的粒子主要来自

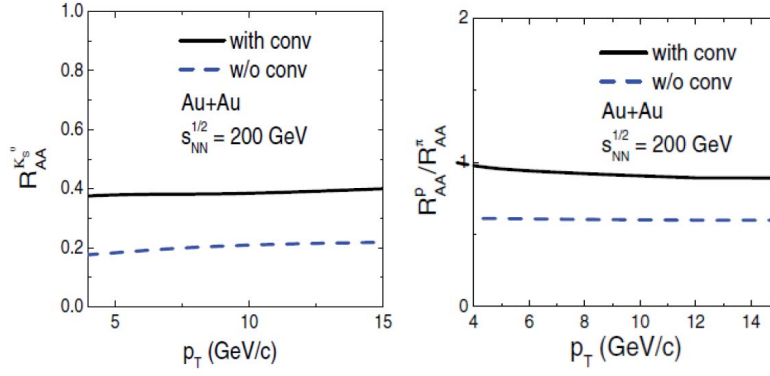


图 1.11 左图：200GeV Au+Au 碰撞中，有无喷注转换的 K_s^0 的 R_{AA} 。右图：200GeV Au+Au 碰撞中有无喷注转换的 $R_{AA}(p)/R_{AA}(\pi)$ 的比值 [33]。

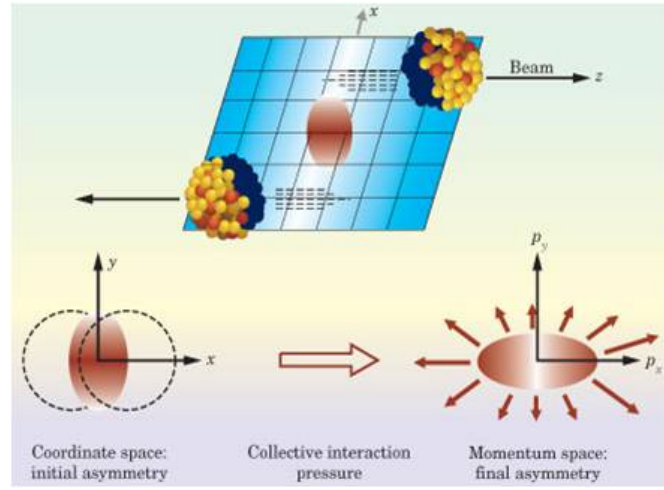


图 1.12 椭圆流的形成。

硬散射过程。通过高横动量的 $R_{AA} \rho^0$ 的测量，我们可以研究部分子与 QGP 相互作用的能损，同时我们还可与其他高横动量强子的 R_{AA} 作比较，研究 QGP 的性质，验证 QCD 理论的预言等。在计算 $R_{AA}(\rho^0)$ 时，首先，我们要精确的测量 p+p 碰撞中 ρ^0 的产额作为参考。在此分析中，我们发展了一种新的技术鉴别高横动量的带电粒子，即通过 EMC 触发的事例，用触发的 π 重建高横动量的 ρ^0 。p+p 中 ρ^0 等高横动量强子的测量可以为基本理论微扰 QCD 提供一个很好检验。

1.2.3 椭圆流

如图1.12，在非对心重离子碰撞中，两个原子核重叠区域的粒子数密度在坐标空间中的分布是各向异性的，此时坐标空间的各向异性是最大的，粒子间的相互作用把粒子在坐标空间中的各向异性转换为动量空间的各向异性。随着时间的演化，坐标空间的各向异性减小，动量空间的各向异性增大。通过测量末态粒子动量空间的各向异性，可以了解系统演化早期的情况 [45]。对末态粒

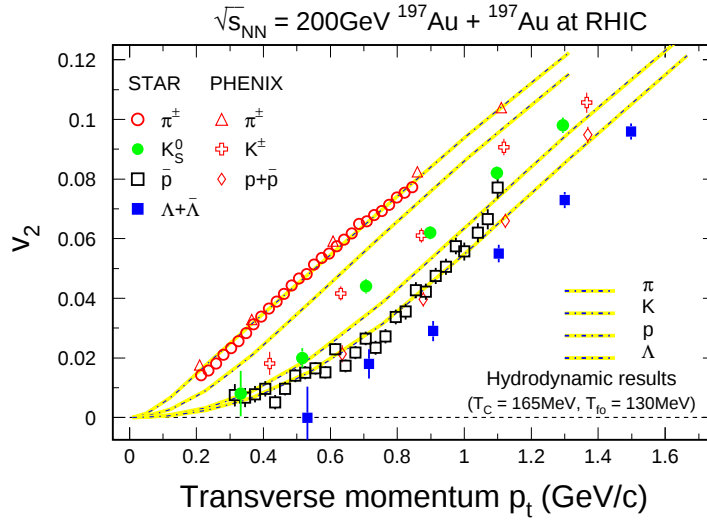


图 1.13 图中的数据点为 STAR 和 PHENIX 测量的最小无偏事例中的 $\pi^\pm$, K_s^0 , $\bar{p}(p + \bar{p})$, $\Lambda + \bar{\Lambda}$ 的椭圆流随横向动量 ($p_T < 1.6 \text{ GeV}/c$) 的分布 [39, 40]。虚线为理想流体计算的结果 [45, 46]。

子在动量空间的各向异性进行傅立叶展开 [36–38]：

$$E \frac{d^3 N}{dp^3} = \frac{d^2 N}{2\pi p_T dp_T dy} \left\{ 1 + \sum_{i=1}^n 2v_n \cos[n(\phi - \psi_{rp})] \right\}, \quad (1.7)$$

$$v_n = \langle \cos[n(\phi - \psi_{rp})] \rangle, \quad (1.8)$$

其中, ψ_{rp} 表示反应平面的角度, v_n 为各级展开系数。公式 (1.8) 第一项 v_1 为直接流, 第二项 v_2 为椭圆流。由于碰撞的重叠区近似为椭圆形状, 椭圆流是中央快度区内观察到的最大的傅立叶展开系数。

图1.13显示了 STAR 和 PHENIX 测量的 200GeV 最小无偏的 Au+Au 碰撞中 $\pi^\pm$ 、 K_s^0 、 $\bar{p}(p + \bar{p})$ 及 $\Lambda + \bar{\Lambda}$ 的椭圆流随横向动量的分布 [39, 40]。由图1.13可知, 越重的粒子其椭圆流越小 [41–44]。理想流体的计算结果也表现了这种质量顺序性, 如图1.13中的虚线, 计算结果和实验结果吻合, 这表明在 RHIC 上流的集体行为已经形成。理想流体的计算采用了系统早期已经热化、按理想流体演化的假设 [45, 46]。该计算所用临界温度 (165MeV), 冻结温度 (130MeV) 和状态方程都来自格点 QCD 的计算。

由图1.14可知粒子的椭圆流随碰撞中心度增大而增大。越偏心的碰撞, 坐标空间中的各向异性越大, 粒子间相互作用使得末态粒子在动量空间中的各向异性也越大, 因此末态粒子的椭圆流也越大 [47]。

图1.15中显示不同粒子的 v_2 、 p_T 及其组分夸克数 (n) 的关联 [48]。从

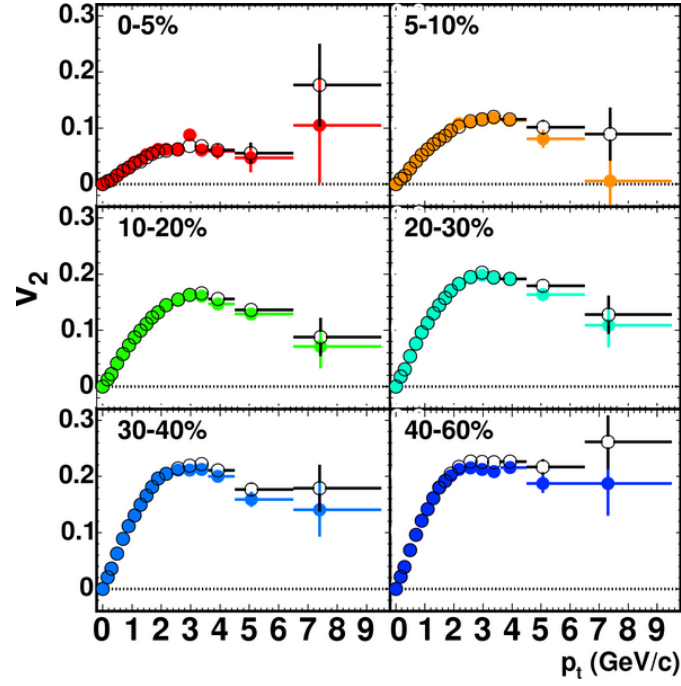


图 1.14 200GeV 最小无偏 Au+Au 碰撞中不同中心度内带电强子的椭圆流，圆圈为标准的事件平面方法的结果，实心点为修改过的事件平面方法的结果 [47]。

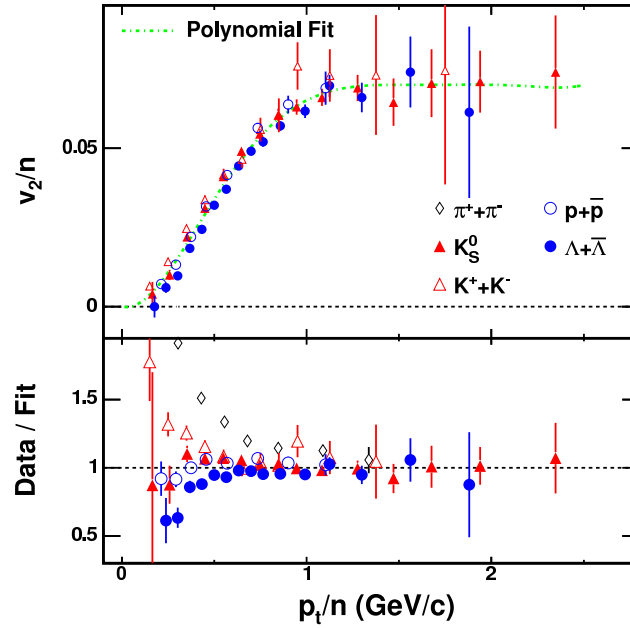


图 1.15 200GeV 最小无偏 Au+Au 碰撞中 $\pi^\pm$, $p + \bar{p}$, K_s^0 , $\Lambda + \bar{\Lambda}$ 及 $K^+ + K^-$ 的椭圆流的组分夸克数标度的检验 [48]。

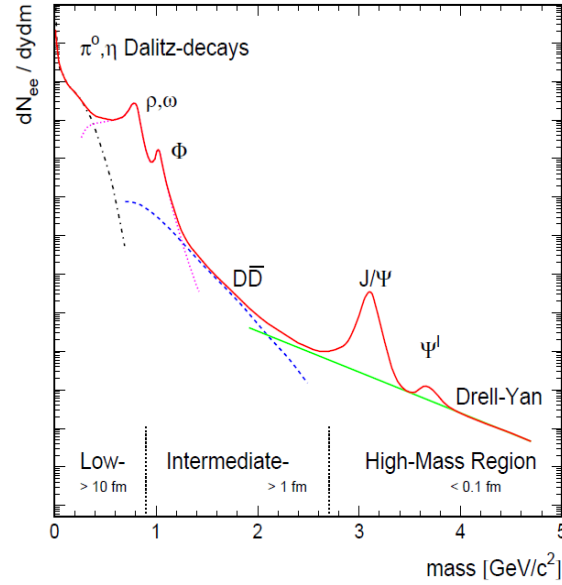


图 1.16 相对论重离子碰撞中双轻子不变质量分布的示意图。HMR 中主要过程为 Drell-Yan 过程和重味夸克偶素的衰变，IMR 中主要过程为热夸克和反夸克的湮灭，LMR 中主要过程是 π^0 , η 等粒子的两体衰变和 Dalitz 过程 [53]。

图1.15中可知，当 $p_T/n > 0.6 \text{ GeV}/c$ 时，除了 π 介子在低横动量区有些偏离外（有相当部分来自共振态的衰变）其他测量的粒子都在一条曲线上，这种现象叫做组分夸克标度性（Number of Constituent Quark, NCQ）。夸克组合模型的假设为，组分夸克在形成强子之前携带自己的椭圆流，当夸克组合成强子后，强子的椭圆流通过联合其组分夸克而获得其椭圆流 [49–52]。这个模型可以简单的解释 NCQ 标度性，这暗示了系统在强子化之前就已经处于解禁闭的状态。

1.2.4 双轻子探针

在相对重离子碰撞中，双轻子探针是一种很干净的探针，因为轻子产生之后在碰撞区域内只通过电磁作用和其他物质发生反应，而电磁作用的耦合常数很小（ $\alpha=1/137$ ），所以这些轻子一旦产生几乎不与其他物质发生相互作用。因此它可准确记录当时的信息。再者，双轻子可以在碰撞系统演化的各个阶段产生，因此通过它的测量可以得知整个演化阶段的信息。和光子相比，除了可以测量其横向动量分布之外，还可以测量其不变质量的分布。

图1.16为相对论重离子碰撞中双轻子的不变质量分布。对双轻子不变质量分布有主要贡献为 Drell-Yan 过程，强子共振态，重味强子的贡献及 QGP 的热发射。这些主要的贡献在不同的质量区间内贡献不同，按其贡献，我们把整个不变质量区间分为三部分，下面分别详细的讨论每个质量区间。

在高不变质量区间（High mass region, HMR, $m_{ll} > 3 \text{ GeV}/c^2$ ）内，双轻子主要来自核子间部分子的硬散射过程（大部分是 Drell-Yan 过程）和重味夸

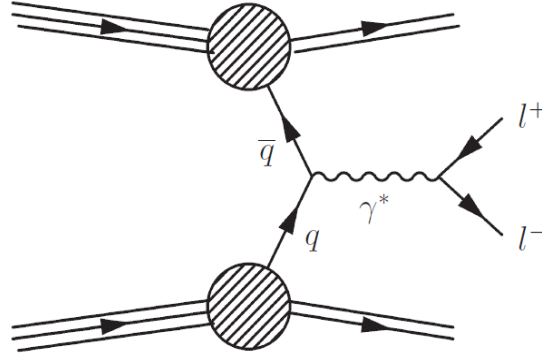


图 1.17 Drell-Yan 过程的费曼图

克偶素的衰变（如 J/ψ , ψ' 衰变）。Drell-Yan 过程是指一个核子中的夸克和另外一个核子中的反夸克相互作用，产生一个虚光子，然后衰变成一对双轻子。此过程发生在碰撞早期的预平衡阶段，描述该过程的费曼图如图1.17，其他过程在此不变质量区域的贡献相对的较小。此不变质量区域的研究有助于我们理解介质在碰撞早期的行为。

在中不变质量区间（Intermediate mass region, IMR, $1.1 < m_{ll} < 3 \text{ GeV}/c^2$ ），对双轻子贡献占主要部分的是粲介子，B 介子的半轻子衰变和 QGP 的热辐射。粲夸克和底夸克在两个核子的部分子硬的非弹性散射过程中产生（ $q\bar{q} \rightarrow g^* \rightarrow Q\bar{Q}$, $Q\bar{Q} = c\bar{c}, b\bar{b}$ ）。粲夸克（ $c, \bar{c}$ ）或者 B 夸克分别组合一个轻夸克（u, d 或者 s）形成粲介子（ D^+, D^- ）或者 B 介子，该粲介子经过一个弱相互作用过程产生一个轻子（ $D^+ \rightarrow \bar{K}^0 l^+ \nu_l$, $D^- \rightarrow K^0 l^- \nu_l$ ），因此 D^+ 和 D^- 衰变形成双轻子对。在 p+p 碰撞中，模拟的介子产额、粲介子和底介子衰变的产额与测量的产额相符合，然后把此模拟的介子产额、粲介子和底介子的反应截面经过两体碰撞数（ N_{bin} ）刻度。在此不变质量区间，如果测量的 Au+Au 碰撞中双轻子的产额高于模拟刻度后的双轻子产额，我们认为此增强部分来自 QGP 的热辐射 [54, 55]。

在低不变质量区间（Low mass region, LMR, $m_{ll} < 1.1 \text{ GeV}/c^2$ ），对双轻子贡献比较多的是强子到双轻子的衰变。主要包括来自 $\pi^0, \eta, \eta' \rightarrow \gamma l^+ l^-$, $\omega \rightarrow \pi^0 l^+ l^-$ 及 $\phi \rightarrow \pi^0 l^+ l^-$ 的 Dalitz 衰变和来自 $\rho, \omega, \phi \rightarrow l^+ l^-$ 的两体衰变。此不变质量区间对介质中矢量介子的性质的变化比较敏感，而介质中矢量介子的性质可能与手征对称性的恢复有关系，因此通过对此不变质量区域内矢量介子的研究可以了解手征对称性的恢复等问题 [56, 57]。

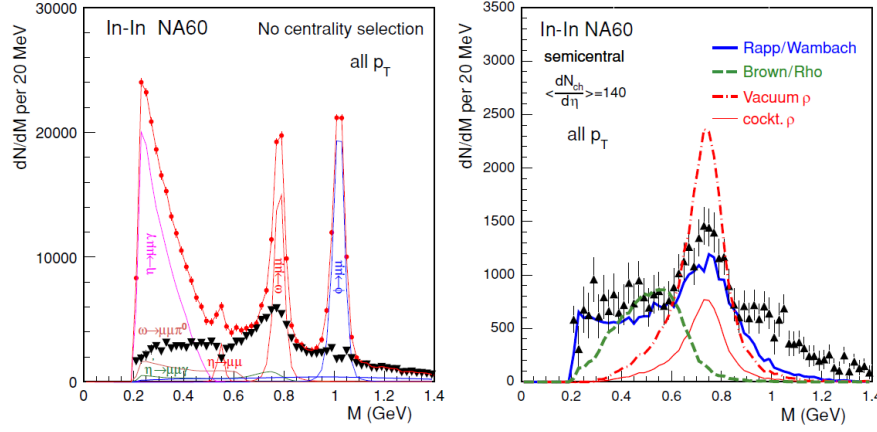


图 1.18 双 μ 的不变质量分布。左图：圆圈是没有减掉已知的衰变源的双 μ 的不变质量谱，三角是减掉了已知衰变源的双 μ 的不变质量谱。右图：理论对减掉已知衰变源的双 μ 的不变质量谱的描述 [60, 61]。图片来自 [62]。

1.2.5 以前的实验结果

虽然双轻子是一种比较好的探针，但在实验中由于其本底大，产额低而很难测量。到目前为止，仅有少数几个实验组对此做过测量，如 SPS 上的 NA60 实验组对双 μ 的测量和 RHIC 上 PHENIX 实验组的双电子的测量。下面简要介绍这两个实验组的测量结果。

1.2.5.1 NA60

位于 CERN 的 SPS 对撞机上的三个实验组 (NA45、HELIOS-3 和 NA38/50) 首先测量了精度不高的双轻子的不变质量谱。这些实验发现在低不变质量区间内，双轻子的不变质量产额比已知源的所有产额和还要大。为了精确的测量双轻子谱在低不变质量区的增强，NA60 在 NA50[59] 探测器的基础上于靶区位置为 μ 轻子谱仪和零度量能器增添了两个硅微条探测器。利用硅微条探测器，NA60 可以测量对撞顶点到 μ 径迹的距离，因此可以将来自粲介子衰变的双 μ 子从 $\mu^+\mu^-$ 中分离开 [58]。

图1.18左是 NA60 测量的 158AGeV In+In 对撞产生的双 $\mu^+\mu^-$ 不变质量谱。除了 ρ^0 粒子之外，NA60 模拟了所有有贡献的强子衰变，这些模拟结果的累加为 cocktail 模拟。图1.18左中的三角为去除 cocktail 模拟之后，残余双 μ 的不变质量分布。由于 ρ^0 与介质相互作用会改变 ρ^0 的性质（可能会改变 ρ^0 的质量，也可能会改变 ρ^0 的宽度），基于此有两个理论解释残余的双 μ 分布，一个是改变 ρ 粒子谱函数中的宽度 [60]，另一个是改变 ρ 粒子谱函数中的质量中心值 [61]，如图1.18右。由图1.18右理论曲线和实验点比较可知第一个理论可以更好的描述实验数据。

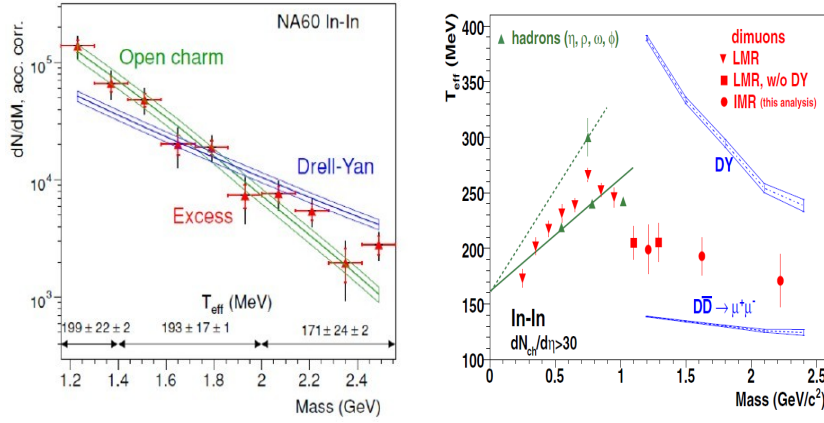


图 1.19 左图：双 μ 在 IMR 区间内不变质量的分布 [62]，右图是增强的双轻子的有效温度随不变质量的分布 [63]。

图1.19左中的数据点为 NA60 在 IMR 区间内测量的结果。在 IMR 区间内对双 muon 不变质量分布贡献较大为粲介子、B 介子的半轻子衰变和 QGP 热辐射，Drell-Yan 对此区间也有贡献。此测量结果为去除了 Drell-Yan 及粲介子的半轻子衰变之后残余的双 muon 的不变质量分布。蓝线和绿线为模拟的结果，其中蓝线为模拟的 Drell-Yan 过程产生的双 muon，绿线为模拟的粲介子的半轻子衰变产生的双 muon。由图1.19左可知，残余的双 muon 的不变质量分布与粲介子半轻子衰变产生的双 muon 的分布相似，这也可以解释‘NA50 把此区间内增强的分布解释为粲介子的衰变过程的增强’。

图1.19右展示了用指数函数拟合增强的双 muon（去除了不包含 ρ^0 的 cocktail、粲介子的半轻子衰变和 DrellYan 过程的贡献） m_T 谱得到的斜率 T_{eff} 随 $M_{\mu\mu}$ 的分布。当 $M_{\mu\mu} < 1\text{GeV}/c$ 时， T_{eff} 随 $M_{\mu\mu}$ 的增大而增大，且该分布与强子的 m_T 随 $M_{\mu\mu}$ 的分布类似，且值比较接近，此线性增强可能与强子相的径向流相关。当 $M_{\mu\mu} > 1\text{GeV}/c$ 时， T_{eff} 随 $M_{\mu\mu}$ 增大而下降，且下降趋势与 $D\bar{D} \rightarrow \mu^+\mu^-$ 趋势相似。如果 $M_{\mu\mu} < 1\text{GeV}/c$ 区间的上升由于流效应，则 $M_{\mu\mu} > 1\text{GeV}/c$ 区间内流的减少暗示双轻子的发射源可能发生了变化，此区间内的双轻子很可能主要来自碰撞早期的部分子过程，如 $q\bar{q} \rightarrow \mu^+\mu^-$ 。

1.2.5.2 PHENIX

RHIC 上的 PHENIX 实验组测量了 200GeV p+p、Au+Au 碰撞中的双电子不变质量谱 [100]。图1.20左是 p+p 碰撞中测量的双电子不变质量谱，其中数据点为 PHENIX 测量的在 PHENIX 接收度内经过效率修正后的双电子的不变质量谱，而线（sum）为模拟的双电子不变质量谱，其主要来自轻味强子衰变、关联的粲介子、B 介子半轻子衰变和 Drell-Yan 过程，不包括介质中修改的矢量介子（in-medium vector meson modifications）和 QGP 的热发射。图1.20左

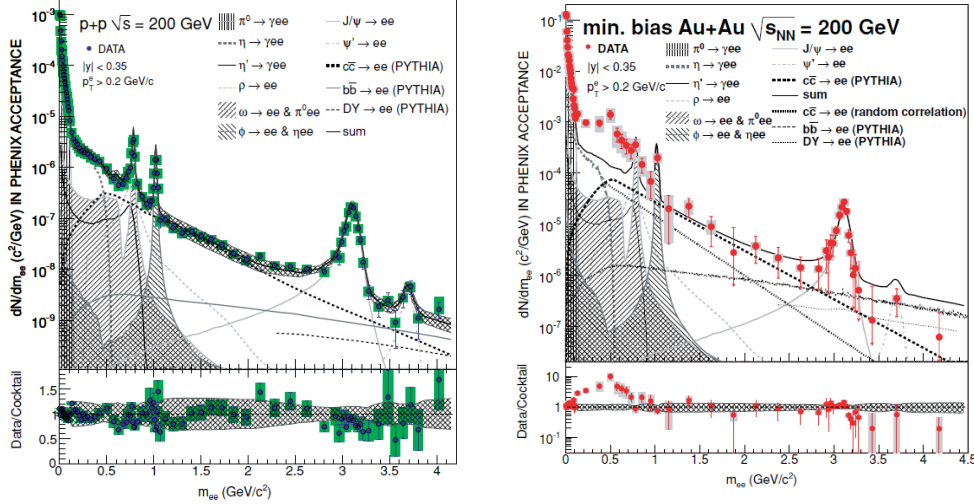


图 1.20 PHENIX 测量的双电子的分布 [100]。左图：200GeVp+p 碰撞中双电子的不变质量谱，右图：200GeV Au+Au 碰撞中双电子的不变质量谱 [100]。

下方为测量结果和模拟结果的比值。在整个不变质量区间内，模拟结果和测量结果在误差范围内符合的很好。图1.20右是 Au+Au 碰撞中测量的双电子谱，其中的数据点为测量的双电子的不变质量的分布，而图中实线为模拟的来自来自轻味强子衰变、关联的粲介子、B 介子半轻子衰变和 Drell-Yan 过程的双电子不变质量谱，图1.20右下方为测量结果和模拟结果的比值。在不变质量区间 0.15-0.75GeV/c² 内，测量的双电子产额明显高于模拟的双电子的产额。增强因子约 4.7 ± 0.4 (stat) ± 1.5 (sys)。

图1.21为在低不变质量区间内，在 PHENIX 接收度内，测量的 200GeV Au+Au 碰撞中双轻子的不变质量的分布及理论的计算。(a) 数据点为测量结果，实线为模拟的 cocktail 的结果，短划线为来自 PYTHIA 的粲介子的半轻子衰变，点线为粲介子的半轻子衰变，但是衰变出的双轻子已经没有关联。(b) 测量结果与 cocktail+ 粲介子 +Rapp 和 vanHees 的理论计算结果的比较，Rapp 等计算了处于热平衡状态的强子气中双轻子的发射率。在理论计算中，通过实验中双电子到强子的湮灭来控制真空中的电磁谱函数。在介质中，谱函数通过强子气的多体散射而改变。在低不变质量区域，谱函数通过矢量介子主导模型 (vector-meson dominance model, VDM) 借助轻味矢量介子 ρ^0 , ω , ϕ 来表示，在高不变质量区间，谱函数通过微扰夸克反夸克连续来表示。(c) 测量结果与 cocktail+ 粲介子 +Dusling 的理论计算结果的比较。Dusling 利用手征还原形式 (chiral reduction formalism) 计算介质中的电磁的电流电流关联函数。通过 Au+Au 碰撞中流体动力学演化模型计算处于有限温有限密度的强子气中的双轻子的发射率。通过 Born $q\bar{q}$ 的湮灭相计算来自 QGP 相的双轻子的发射，并且小于 ϕ 质量，来自 QGP 的双轻子的发射不占主要部分。(d) 测量结果与

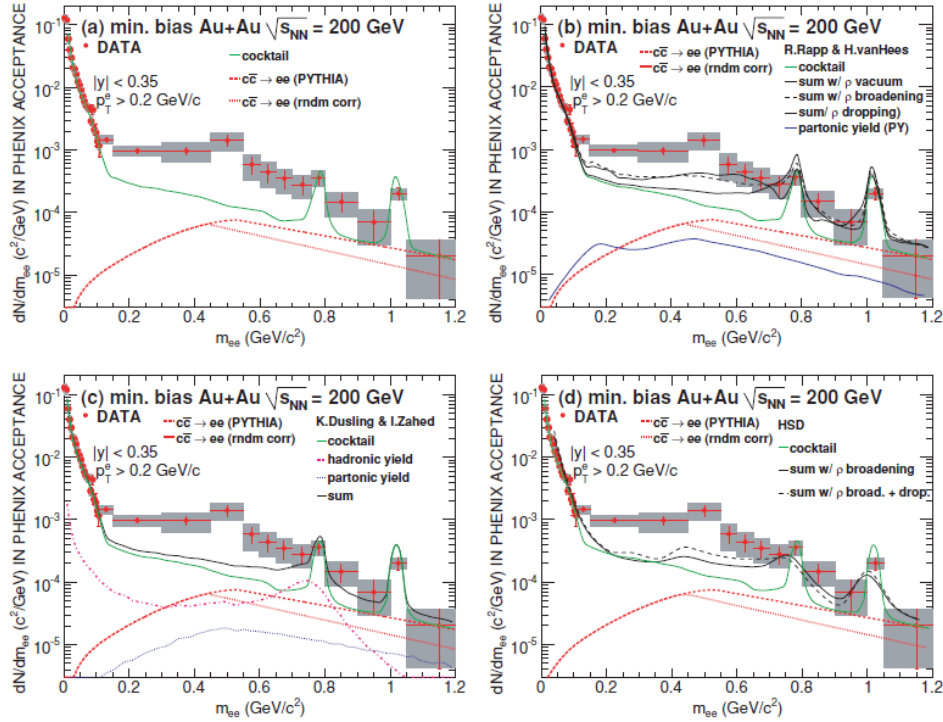


图 1.21 在低不变质量区域内，PHENIX 测量的 200GeV Au+Au 碰撞中双轻子的不变质量分布，及与理论计算的比较。(a) 测量结果与 cocktail 和粲介子的半轻子衰变的比较；(b) 为测量结果与 cocktail+ 粲介子的半轻子衰变 +Rapp 理论计算的比较；(c) 为测量结果与 cocktail+ 粲介子的半轻子衰变 +Dusling 理论计算的比较；(d) 为测量结果与 cocktail+ 粲介子的半轻子衰变 +HSD 理论计算的比较 [100]。

cocktail+ 粲介子 +HSD 理论计算的结果比较。Cassing 和 Bratkovskaya 用微观相对论输运模型 (microscopic relativistic transport model (HSD)) 进行了相关的计算，在该模型中引入了相对离壳的矢量介质的动力学 (relevant off-shell dynamics of vector mesons)。在 p+p 对撞中，利用 HSD 计算的双轻子不变质量谱和测量结果符合的很好。在 Au+Au 模型中，该模型引入了被修改过的 ρ^0 的谱函数。由图中可得 Rapp 和 Hees 计算的结果在 $M_{ee} > 0.5 \text{ GeV}/c^2$ 与测量值符合的较好；Cassing 和 Bratkovskaya 计算的结果在 $M_{ee} > 0.5 \text{ GeV}/c^2$ 在误差范围内与测量值符合；而 Dusling 计算的结果在整个低不变质量区间内都比测量值低。所有的模型都和手征对称性的恢复有关，而所有的模型的计算在质量区间 $0.2 < M_{ee} < 0.5 \text{ GeV}/c^2$ 都比测量值低，不能解释此区间的增强。

1.2.5.3 STAR

TOF 安装之后，利用 TOF 和 TPC 可以鉴别电子，因此可以测量双电子的不变质量分布。图1.22是 STAR 测量的 200GeV p+p 碰撞中双电子的不变质量分布 [65]。其中的数据点为经过效率修正后的双轻子不变质量谱，实线为模拟的 cocktail+ 粲介子、B 介子的半轻子衰变的双轻子的不变质量分布。图1.22下

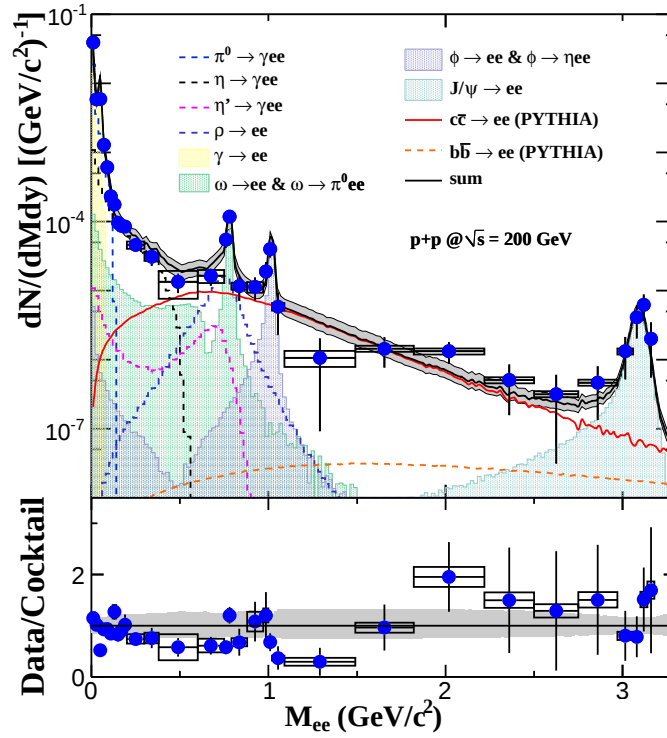


图 1.22 STAR 测量的 200GeV 双电子的不变质量的分布 [65]。

为测量结果与模拟结果的比值。在误差范围内，测量结果与模拟结果在整个不变质量范围内符合的很好。p+p 中的双轻子的测量是基础的测量，为了研究 Au+Au 中介质的性质，STAR 正利用 2010 及 2011 年采集的 200GeV Au+Au 的数据测量双电子的不变质量分布。

1.2.6 双轻子椭圆流的研究意义

从双电子谱中，我们可以探索矢量介子在介质中的性质、手征对称性的恢复及 QGP 的热发射等现象。椭圆流产生于碰撞早期，随着系统的演化而演化，并且在系统演化的各个阶段都有双电子的产生，因此双电子的椭圆流也可以给出我们系统演化过程中的相关信息。图1.23左是理论计算的双轻子的椭圆流随不变质量的分布，其中的点为系统演化过程中各种强子积分的椭圆流，点线（HM）为系统演化过程中来自强子气的双轻子的椭圆流，短划线（QM）为系统演化过程中来自 QGP 的双轻子的椭圆流，实线是系统演化过程中来自强子气和 QGP 的双轻子的椭圆流。来自强子气的双轻子 $v_2(HM)$ 远大于来自 QGP 的 $v_2(QM)$ [66–68]。在低不变质量区域内，总的双轻子的椭圆流比较接近来自强子气的 $v_2(HM)$ ，说明双轻子主要来自强子气，在中不变质量区域内，双轻子的椭圆流比较接近来自 QGP 的 $v_2(QM)$ ，说明双轻子主要来自 QGP。图1.23右是双轻子不变质量为 2.0GeV 时，其 v_2 随 p_T 的分布，其中点线为来自

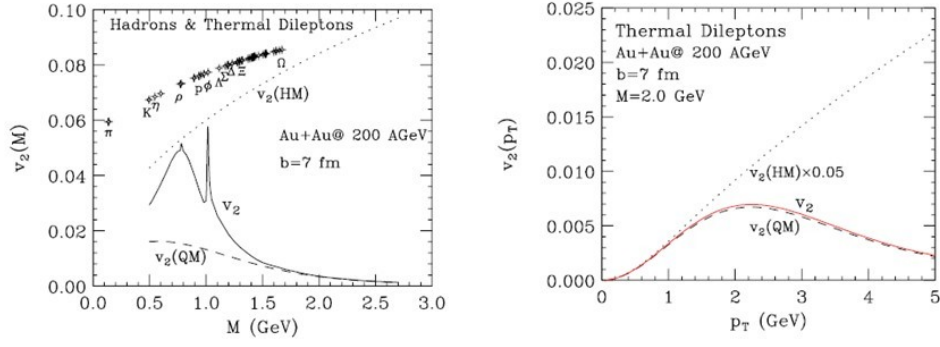


图 1.23 理论计算的 200GeV Au+Au 碰撞中双轻子的椭圆流 [66]。左图：双轻子的椭圆流随不变质量的分布；右图：在不变质量 $M=2\text{GeV}$ 时，双轻子的椭圆流随横向动量的分布。

强子气的双轻子的椭圆流，短划线为来自 QGP 的双轻子的椭圆流，实线为来自强子气和 QGP 的双轻子的椭圆流。由图1.23右可知，在整个横动量区间内，双轻子的椭圆流比较接近来自 QGP 的双轻子的椭圆流，说明双轻子几乎全部来自 QGP。通过双轻子 v_2 的不变质量依赖性和每个不变质量区间内的动量依赖性可以得知每个不变质量区间内双轻子的主要来源。

第二章 实验装置

2.1 相对论重离子对撞机（RHIC）

位于美国布鲁克海文国家实验室（Brookhaven National Laboratory, BNL）的相对论重离子对撞机（Relativistic Heavy Ion Collider, RHIC）[69]，始建于1991年，于1999年建成，是世界上第一个实现重离子对撞的实验装置，也是世界上第一个实现极化质子对撞的实验装置。该装置通过加速对撞重离子，提供一个高温高密的环境。通过该环境，物理学家可以寻找和研究夸克胶子等离子体（Quark Gluon Plasma, QGP），这是 RHIC 设计的主要目的，其次是用极化的 p+p 对撞研究质子的自旋，及利用束流能量扫描，寻找 QCD 相图中的临界点。图2.1是 RHIC 的分布示意图。金原子束由脉冲溅射离子源（Pulsed Sputter

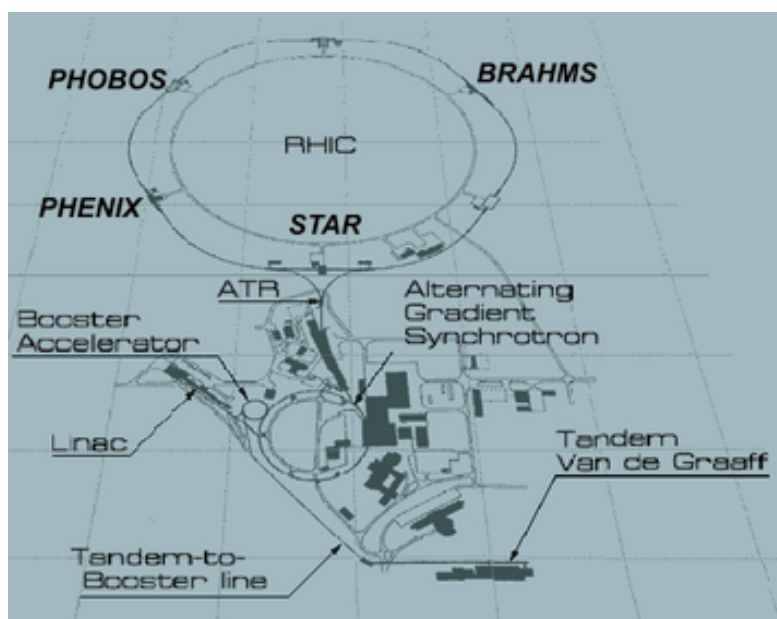


图 2.1 RHIC 装置示意图。

Ion Source) 串列发射，通过第一个串列的静电加速器（The Tandem Van de Graff）之后，金离子电荷 $Q = -1e$ ，离子束能量达到 15MeV。然后离子束通过第一个剥离器（The Striping Foil），此时金离子电荷为 $Q = +12e$ 。然后离子束被注入第二个静电加速器，经过第二个静电加速器的加速，金离子获得 1MeV/u 的能量。再经过第二个剥离器，金离子电荷变为 $Q = +32e$ 。接着离子束通过 700 米长的 Tandem to Booster (TtB) Line 进入增强同步加速器（the Booster Synchrotron）。经过增强同步加速器的加速，束流被加速到 95MeV/u 的能量。

然后束流再经过第三个剥离器，使金离子电荷变为 $Q=+77e$ 。金离子经过第三次剥离以后进入交变梯度同步加速器（the Alternating Gradient Synchrotron-AGS），经其加速，金离子束达到 10.8 GeV/u 的能量。金离子束再通过最后一个剥离器，剥离掉所有电子，此时金离子电荷为 $Q=+79e$ 。最后离子束被送到 RHIC 环。在 RHIC 环里，离子束被进一步加速。RHIC 环全长 3834 米，有两个独立的超导存储环（由 1740 块超导磁铁组成，这些超导磁铁可以用来聚集引导和加速束流，并实现束流对撞），这两个存储环用来累积，存储和加速束流。图2.1有四个对撞点，它们分别是：位于 6: 00 钟方向的 STAR，8:00 钟方向的 PHENIX，10: 00 钟方向的 PHOBOS 及 2:00 钟方向的 BRAHMS。2008 年以后，PHOBOS 和 BRAHMS 被关闭了。表2.1[70] 列出了 RHIC 的一些主要设计

表 2.1 RHIC 的性能参数 [70]

Top Au+Au $\sqrt{S_{NN}}$	200GeV
Top p+p $\sqrt{S_{NN}}$	500GeV
Ave.luminosity(Au+Au)	$\sim 2 \times 10^{26} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
Ave.luminosity(p+p)	$\sim 4 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
Bunches per ring	60
Ions per bunch(Au)	10^9
Ions per bunch(p)	10^{11}
Crossing points	6
Beam lifetime(store length)	10hours
Circumference	3.8km

参数，2009 年，极化的 p+p 质心能量是 250GeV/u，平均存储亮度是 $55 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ，2010 年（Run10）Au+Au 的质心能量是 100GeV/u，平均存储亮度是 $20 \times 10^{26} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ，与 RHIC 的设计参数相比，Au+Au 和 p+p 的亮度都提高了一个量级。自 2000 年起，RHIC 成功运行了 200、130、62.4、39、27、19.6、11.5、9.2、7.7GeV 的 Au+Au 碰撞实验，200GeV 和 500GeV 的 p+p，200GeV 的 d+Au，200GeV 和 62.4GeV 的 Cu+Cu 碰撞实验。

2.2 STAR 探测器

The Solenoidal Tracker at RHIC（STAR）位于 RHIC6: 00 钟方向位置。STAR 实验装置的物理目标是研究高温高密下物质强相互作用以及寻找 QGP 形成的证据。为了完成这些物理目标，STAR 被设计成一个能在很大的立体角内测量强子的产额、粒子的径迹、动量及对强子进行鉴别的装置。RHIC 核环境的重要特性是大的多重数（单位快度大约有 1000 个粒子产生）和来自硬的部分子-部分子散射产生的高横动量粒子。大的接收度使 STAR 比较适合做重

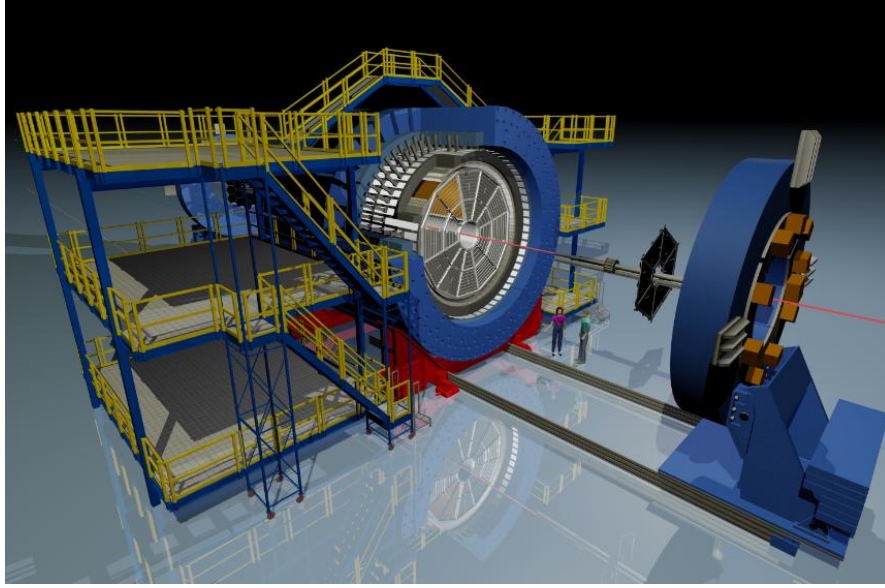


图 2.2 STAR 探测器示意图。

离子碰撞中逐事例特性的研究和强子喷注的测量 [71] 等。利用 STAR 测量的多个观测量，研究可能的 QGP 相变信号和相对论重离子对撞过程中的时空演化。整个 STAR 探测器由一系列子探测器组成，如图2.2所示。

图2.3为 STAR 剖面图，展示了 STAR 一系列子探测器，包含已经完成和正在建造的探测器。除了正在建造的 MTD 探测器，STAR 所有的探测器都被封装在感应磁铁内。该磁铁呈桶状，长 6.85 米，内径 5.27 米，外径 7.32 米 [72]。它可在内部产生沿束流方向的磁场，磁场强度最高可达 0.5T。这使得 STAR 可以通过粒子在磁场中运动形成的螺旋线来测量带电粒子的三维动量。到目前为止，该磁铁运行过全磁场，反转磁场和半磁场。

STAR 包含两个径迹探测器，一个是覆盖赝快度为 $|\eta| < 1.8$ ，角度为 $\delta\phi = 2\pi$ 的主要径迹探测器：时间投影室（Time Projection Chamber, TPC）；另外一个是在前向区域，覆盖赝快度为 $2.5 < |\eta| < 4$ ，角度为 $\delta\phi = 2\pi$ 的前向时间投影室（Forward Time projection Charm, FTPC）。

飞行时间探测器（Time of Flight, TOF）[74–76] 用来测量径迹的飞行时间，其时间分辨率小于 100ps，位于 TPC 的外侧，覆盖赝快度为 $|\eta| < 0.9$ 。它的安装提高了 π ， K ， p 的动量鉴别范围。并且 TOF 联合 TPC 还可以对电子进行鉴别。

位于飞行时间探测器外面的是电磁量能器，它分为两个，一个是覆盖赝快度为 $|\eta| < 1$ ，角度为 $\Delta\phi = 2\pi$ 的桶部电磁量能器（Barrel Electro-Magnetic Calorimeter, BEMC）[77]；另一个是位于端盖位置，覆盖赝快度为 $1 < |\eta| < 2$ ，角度为 $\Delta\phi = 2\pi$ 的端盖电磁量能器（Endcap Electro-Magnetic Calorimeter, EEMC）[78]。电磁量能器可以从 π 和 η 衰变来的光子中鉴别单光子，以及从

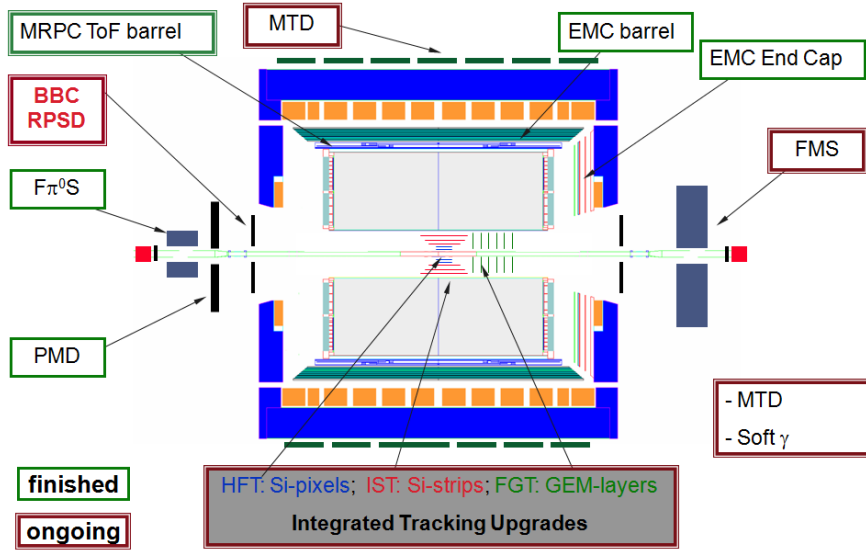


图 2.3 STAR 探测器剖面图。

带电强子中鉴别电子。同时 EMC 还可以为高横动量的强子或者电子做触发器，成功的把强子的横动量谱扩展到 $15\text{GeV}/c$ 。

位于磁铁外面，STAR 目前正在安装的探测器为 μ 望远镜探测器（Muon Telescope Detector, MTD）。这个探测器与 STAR 正在用的飞行时间探测器非常类似，都是基于 MRPC 技术。用桶部电磁量能器和磁铁作吸收体，大大降低了强子的污染。模拟结果显示，对于高横动量 $p_T > 2\text{GeV}/c^2$ 的 muon，其接收度和探测器效率的乘积约为 36%。它于 2014 安装完毕，2013 年安装了 63%。它的安装有助于高横动量的 J/Ψ 、及双轻子方面的研究。

STAR 触发系统的设计是为了更有效的选择所需事例。该系统是一个 10MHz 的流水线系统，通过快探测器采集的数字信号控制慢探测器（如 TPC）的事例采集。快探测器主要包括：位于前向区约 $\theta < 2 \text{ mrad}$ 的零度量能器（Zero-degree calorimeter, ZDC）、离对撞点约 $\pm 3.5\text{m}$ 的束流计数器（Beam-Beam counter, BBC）及顶点探测器（Vertex Position Detectors, VPD）。不同的物理目标，我们会选择不同的触发系统，设置不同的触发条件，采集的数据对应的会有不同的触发标记（Trig.Id）。

2.2.1 时间投影室（Time Projection Chamber, TPC）

时间投影室（TPC）[79] 是 STAR 谱仪的主要径迹探测器，其覆盖的赝快度（ η ）区间为 $|\eta| < 1.8$ 和 2π 的方位角。TPC 可以记录碰撞产生的大量粒子信息，如径迹、动量等，并通过测量粒子的电离能损（ dE/dx ）鉴别粒子。图2.4是 STAR TPC 的示意图，它处于桶状磁铁的里面，其内半径约 50cm，外半径 200cm，纵向长约 420cm。它是一个中空结构，中间被很薄的阴极导电膜

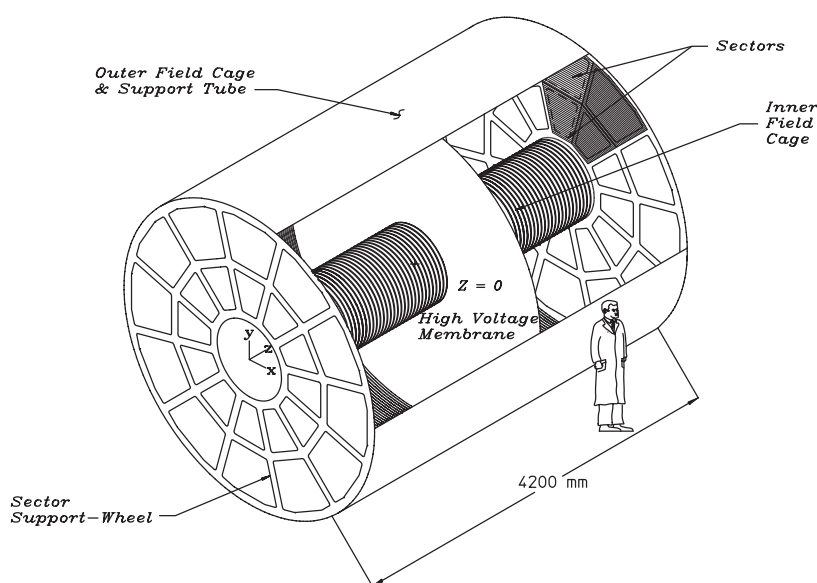


图 2.4 STAR TPC 结构示意图 [79]。

(Central Cathode Membrane - CM) 隔开形成两个漂移区，阴极导电膜上加高压 28kV。两个漂移区中充满非常均匀的电场 ($E \sim 135\text{V/cm}$)、磁场和气体。当粒子穿过 TPC 内的气体时，会沿其径迹使气体产生原初电离。电离产生的电子，沿着均匀的电场线漂移到 TPC 的两个端盖，并由端盖上的读出系统读出。径迹在端盖上的投影可以通过端盖上位置灵敏读出单元直接记录，而沿电场方向的位置可以通过每个读出单元记录的次级电子漂移的时间，电子漂移的速度 (5.45cm/s) 反推得到。

STAR TPC 的两个漂移区内所充的气体为 TPC 常用的 P10 气体（10% 的甲烷和 90% 的氩气），它的压强比大气压高约 2mbar[80]。在低电场下，P10 气体有漂移速度快的优点，并且漂移速度对温度和压强的小范围变化不敏感。在磁场为 0.5T 时，P10 气体中电子的横向扩散约 $230\mu\text{m}/\sqrt{\text{cm}}$ ，当次级电子漂移 210cm 之后，它的横向扩散约 $\sigma_T = 3.3\text{mm}$ ，电子簇的纵向扩散约 $\sigma_L = 5.2\text{mm}$ 。纵向漂移的宽度决定了漂移方向径迹重建的精度。

表 2.2 TPC 读出单元的参数

	内半部	外半部	备注
读出单元大小	2.85 mm × 11.5 mm	6.20 mm × 19.5mm	
I 读出单元之间间隔	0.5 mm	0.5 mm	
读出排数	13	32	
读出单元数	1750	3942	总共 5692
阳极电压	1170 V	1390 V	信噪比 20:1
阳极增益	3770	1230	

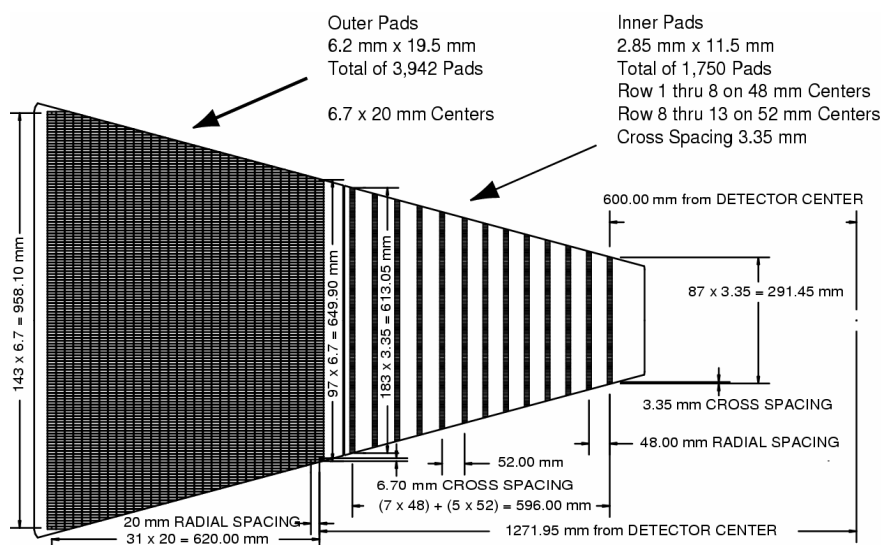


图 2.5 一个 TPC 读出区的阳极读出面. 右边是内半部读出面, 具有更小的读出单元, 但是不同排之间的间隔更大. 左边是外半部读出面, 读出单元面积更大, 但是每个读出块靠的很近.

TPC 的读出系统是由多丝正比室 (Multi-Wire Proportional Chamber, MWPC) 和读出单元构成。电离产生的电子, 沿着电场线漂移到 TPC 两端, 在 20 m 的阳极丝周围的高压电场中发生雪崩放大, 可以达到 1000-3000 倍的增益, 信号由读出单元读出。读出部分由三个丝面和一个读出面构成。整个 TPC 由 24 个读出区构成, 每端各 12 个区, 每个读出区由内外两部分组成, 如图2.5所示。外半部分由 32 排连续的读出条组成, 这样可以尽可能多的收集感应电荷, 多的感应电荷可以提高 dE/dx 测量的统计量, 降低测量误差。连续的排列还可以减少不同排的读出块之间的误差的反关联, 从而可以提高径迹的精度, 提高 dE/dx 的分辨率。内半部分由 13 排不连续的读出条组成。由于内半部分处于径迹密度最高的区域, 为了优化双击中情况的分辨能力, 采用了更小的读出块, 并且减小了阳极丝的丝距。内半部分读出主要用来扩展径迹的位置测量, 因此可以提高动量分辨率并能更好的与内部径迹探测器测量到的径迹进行配对。它还可以提高低横动量的粒子的探测效率, 这对物理分析很重要。表2.2给出了内外读出区读出单元的一些参数。

粒子的径迹通过寻找其穿过 TPC 的路径上的电离簇团来重建。粒子穿越 TPC 时, 在其径迹上会产生一系列的电离簇团, 通过电离簇团, 可以重建粒子的径迹。横平面和束流方向上的电离簇团的寻找是分开进行的, 粒子的位置分辨率取决于粒子漂移的长度和粒子动量与漂移方向的夹角。一条径迹上的所有电离簇团被找到后, 可以用径迹模型来拟合它们, 所用的径迹模型是考虑了二阶效应的螺旋模型。二阶效应中包含了粒子在穿越气体时的能量损失。经过径迹模型拟合之后可以将该径迹外推到其他探测器, 如果其他探测器测量到的击

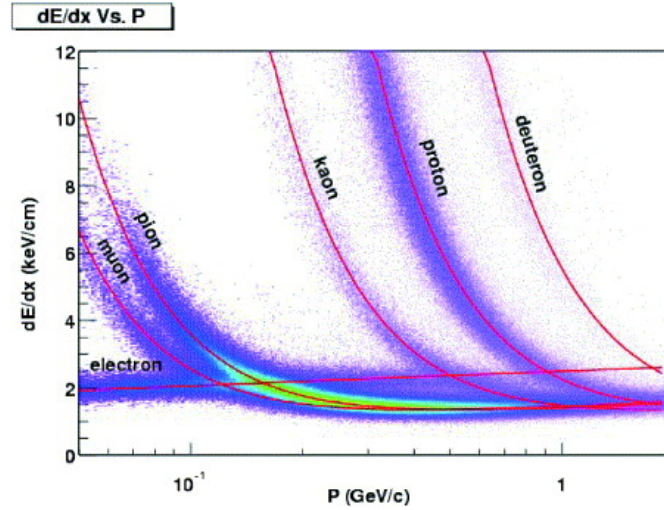


图 2.6 不同粒子径迹的能量损失随动量的变化 [79]。

中点落在外推点的一定范围内，可以将该击中点加入径迹中。之后可以用螺旋模型拟合方法再来拟合这条径迹，这样得到的径迹被称为 global 径迹。得到一个事例中的所有 global 径迹之后，把这些径迹延伸到一个原点，这个原点被称为原初顶点，即对撞点。原初顶点的分辨率与用来计算该顶点的径迹数的平方根成反比。当径迹数超过 1000 时，原初顶点的分辨率可以达到 $350\mu\text{m}$ 。有了原初顶点就可以判断哪些径迹是从原初顶点产生的，对于从原初顶点产生的径迹（如果该径迹离原初顶点的最近距离小于 3cm ，可被认为是从原初顶点产生的），可以将高精度的原初顶点作为该径迹的一个额外的点重新进行径迹拟合。这条重新拟合的径迹被称为 primary 径迹。primary 径迹的动量分辨率要远远好于 global 径迹的动量分辨。在 $p+p$ 对撞中约为 $\Delta p_T/p_T = 1\% + 0.5\% \times p_T$ 。

粒子在 TPC 气体中由于电离而产生的能量损失是鉴别粒子的一个较好的工具。 dE/dx 是通过最多 45 个 TPC 读出点测量的能损而得到的。由于测量的路径较短，测得的电离能损不可能覆盖高能区的朗道尾巴而得到精确的平均值。因此 STAR 去掉一部分能损最高点（典型的是 30% 的截断），再把剩下的测量点平均而得到最可几能损。图 2.6 显示了 30% 截断之后 dE/dx 的平均值的分布 [79]。 dE/dx 的分辨率好于 8%，这使得 π/K 的分辨达到 $p \sim 0.7\text{GeV}/c$ ，质子和（ π 和 K ）的分辨达到 $p \sim 1.1\text{GeV}/c$ 。电子带宽在低动量区被 π 、 K 、 p 等带宽依次穿过，因此 TPC 不能鉴别电子。TPC 的 dE/dx 原始设计是用来鉴别低动量的粒子。但是在相对论上升区，当粒子 $p > 3\text{GeV}/c$ ，粒子 dE/dx 的差别也可用来鉴别带电粒子 [74, 81]。这个方法对高横动量的电子的鉴别是非常有用的。实验研究表明，在横动量 $p_T = 3\text{GeV}/c$ ，电子和 $\pi(K)$ 介子的 dE/dx 差别可达到 $3\sigma(5\sigma)$ ，在横动量 $p_T = 10\text{GeV}/c$ ，电子和 $\pi(K)$ 介子的 dE/dx 差别可达到 $2\sigma(3\sigma)$ [81]。

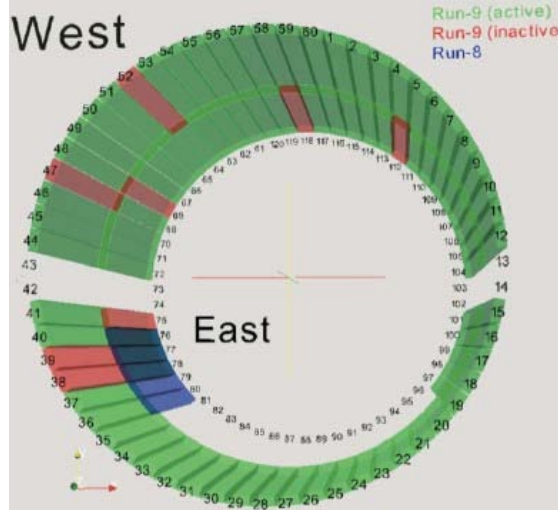


图 2.7 Run8 和 Run9 中 TOF tray 的分布 [83]。

2.2.2 飞行时间探测器 (Time Of Flight Detector, TOF)

STAR TOF 探测器是基于多气隙电阻板室 (Multi-gap Resistive Plate Chamber -MRPC) [74–76, 88] 技术的一种气体探测器。此技术首先由欧洲核子中心的 ALICE 组发展起来的 [82]。它结构简单, 价格便宜, 并能达到很好的探测效率和时间分辨。MRPC 位于 TPC 和 BEMC 之间, 覆盖 $|\eta| < 0.9$ 和 2π 的方位角。2003 年 (Run3) 装了 1/120 个 TOF 样机。2009 年 (Run9) 装了 72% 的 TOF。所有的 TOF 在 2010 年 (Run10) 安装完毕。在数据采集过程中, TOF 工作稳定。在 2010 年 (Run10) 数据采集过程中, 有 119 盒子 (tray) 是正常工作的, 一个盒子由于高压的问题被关掉。图2.7是 TOF tray 的分布, 围绕着 TPC 的每个盒子在方位角方向覆盖 6 度 [83]。TOF 由 120 盒子构成, 东西各 60 个盒子, 每个盒子里装了 32 个多气隙电阻版室 (MRPC), 而且这些 MRPC 模块是沿着束流方向摆放的。每个 MRPC 有 6 个读出条, 读出条的方向是沿着方位角的方向。图2.8展示了每个读出条的几何形状和它的局域坐标 [84]。

MRPC 由一系列的平行电阻板组成, 每个玻璃板之间的空隙是 $220\mu\text{m}$ 。最外层的玻璃板外表面涂一层电阻率是 $\sim 8 \times 10^5$ 的碳膜作为电极和高压相连, 电极和印刷线路板直接用一层 0.25mm 厚的聚酯薄膜作为绝缘材料。为防止玻璃变形, 在印刷线路板外面粘以 4mm 厚的蜂窝板。两个外玻璃之间是 5 块内玻璃, 内玻璃之间用直径为 0.25mm 的尼龙丝分隔成 6 个均匀气隙。图2.9是 MRPC 基本结构的侧面图和剖面图。当给 MRPC 加上高压时, 所有气隙处于均匀的强电场下。带电粒子穿过 MRPC, 与气体分子发生相互作用, 使气体分子电离产生电子和离子对, 由于电场很高, 电子沿电场线漂移过程中被加速获

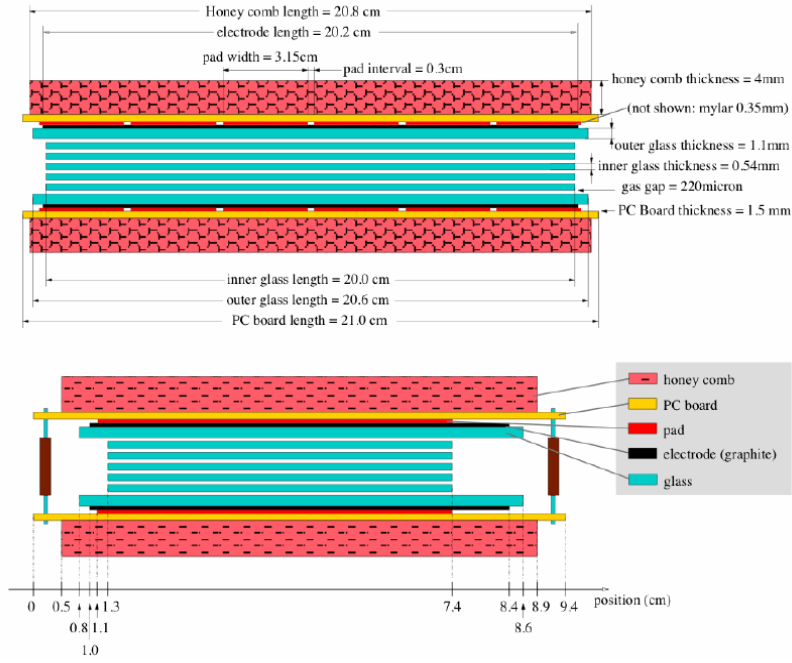


图 2.9 MRPC 模块侧面图和剖面图，上面是剖面图，下面是侧面图，两个图的比例不一样 [88]。

23.6cm。每个模块又被分为 40 个单元，在方位角 ϕ 方向上 2 个，赝快度 η 方向上 20 个。整个 BEMC 共由 4800 个单元组成，每个单元相对于 TPC 中心成辐射状，覆盖范围为 $\Delta\phi = 0.05$ $\Delta\eta = 0.05$ ，如图2.11。。

由于受面积和径向空间的限制，STAR BEMC 采用取样型量能器，由铅和塑料闪烁体层叠而成。图2.12是一个桶部量能器模块的端面示意图。其主体部分为铅-闪烁体层和距离内表面约 5 个辐射长度 ($5X_0$) 的 BSMD (由于探测单元的覆盖范围远大于一般簇射的覆盖范围，因此其可以精确的测量粒子沉积的能量，但不能精确的定其位置，而具有双层结构的 BSMD 的插入可以精确的测量簇射的形状和大小，因此利用 BSMD 可以区分高横动量的直接光子和 π^0 衰变的双光子) [92]。BEMC 总共包含 20 层 5mm 厚的铅、19 层 5mm 厚的塑料闪烁体和 2 层 6mm 厚的塑料闪烁体。两层较厚的闪烁体放在 BEMC 的最前面两层，单独读出，作为预簇射探测器 (preshower)，既可以用来区分电子和强子，也能用来区分 π^0 和光子。BEMC 在 $\eta = 0$ 的方向上的厚度约为 20 个辐射长度 ($20X_0$)。BEMC 的本征能量分辨为 $\sigma_E/E \approx 1.5\% \oplus 14\%/\sqrt{E}$ 。强子本底会导致其有效分辨变差，在中心 Au+Au 对撞中，1.5 GeV 的电子的能量分辨率约为 17%，3 GeV 的电子的能量分辨率则可达到 10% [92]。

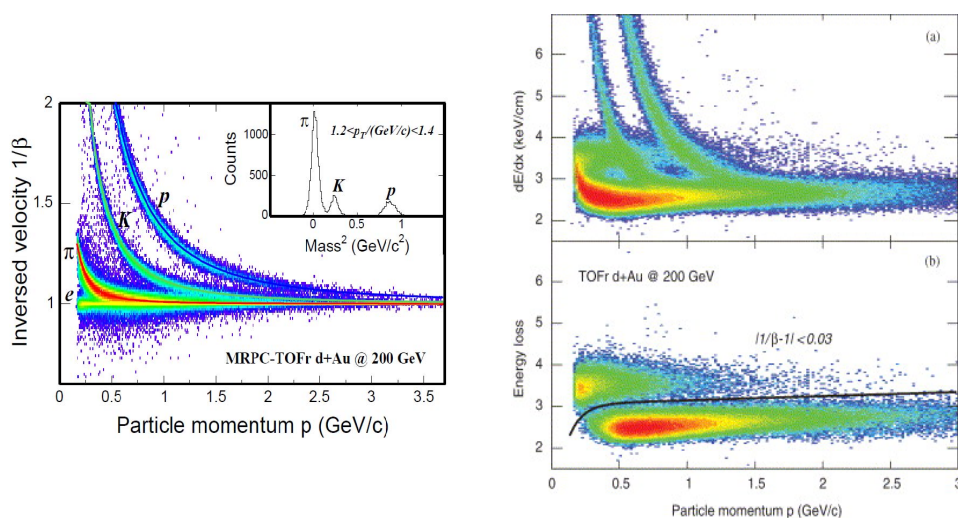


图 2.10 左图：200GeV d+Au 碰撞中径迹的速度的倒数随动量的分布。右图：200GeV d+Au 碰撞中粒子的能量损失随动量的变化，a) 图为没有加 $|1/\beta - 1| < 0.03$ 条件的能量损失随动量的变化，b) 为加了 $|1/\beta - 1| < 0.03$ 条件的能量损失随动量的变化。图片引自 [91]。

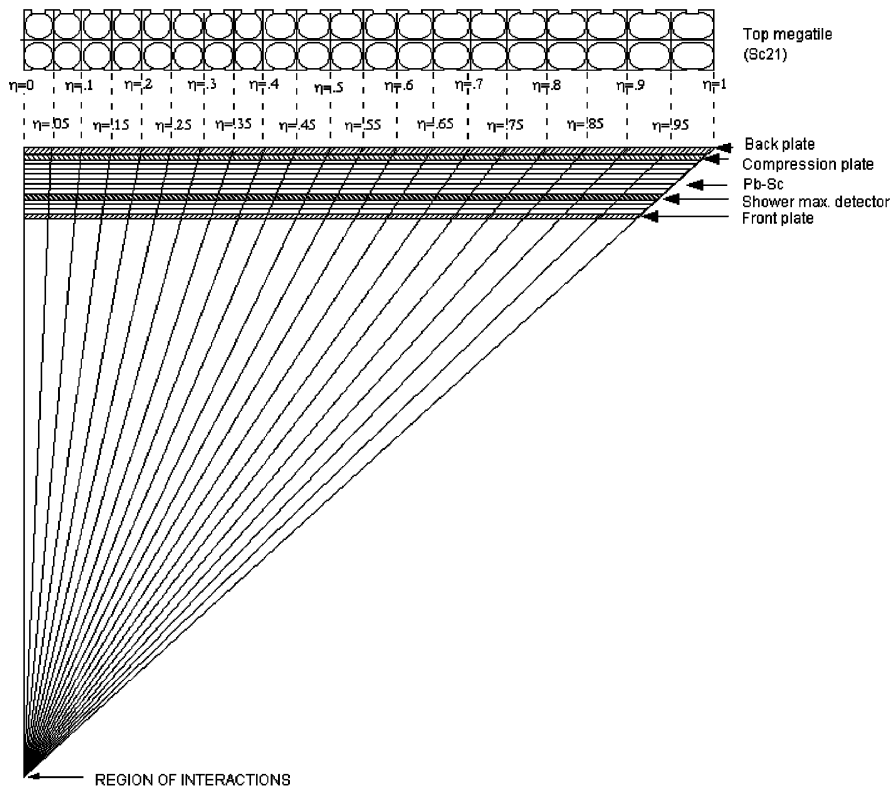


图 2.11 EMC 的结构示意图。

表 2.3 不同 run 中 TOF 系统的时间分辨。

Operating condition			Timing Resolution (ps)		
			VPD	Overall	TOF
Run 3	200GeV $d+Au$		85	120	85
	200GeV $p+p$		140	160	80
Run 4	62GeV $Au+Au$		55	105	89
	200GeV $Au+Au$	Full-field	27	86	82
		Half-field	20	82	80
Run 5	200GeV $Cu+Cu$ (ToT)		50	92	75
	62GeV $Cu+Cu$ (ToT)		82	125	94
Run 8	200GeV $d+Au$ (ToT)		N/A	N/A	N/A
	200GeV $p+p$ (ToT)		83	112	75
Run 9	500GeV $p+p$		85	115	78
	200GeV $p+p$		81	110	74
Run 10	200GeV $Au+Au$		28	87	82

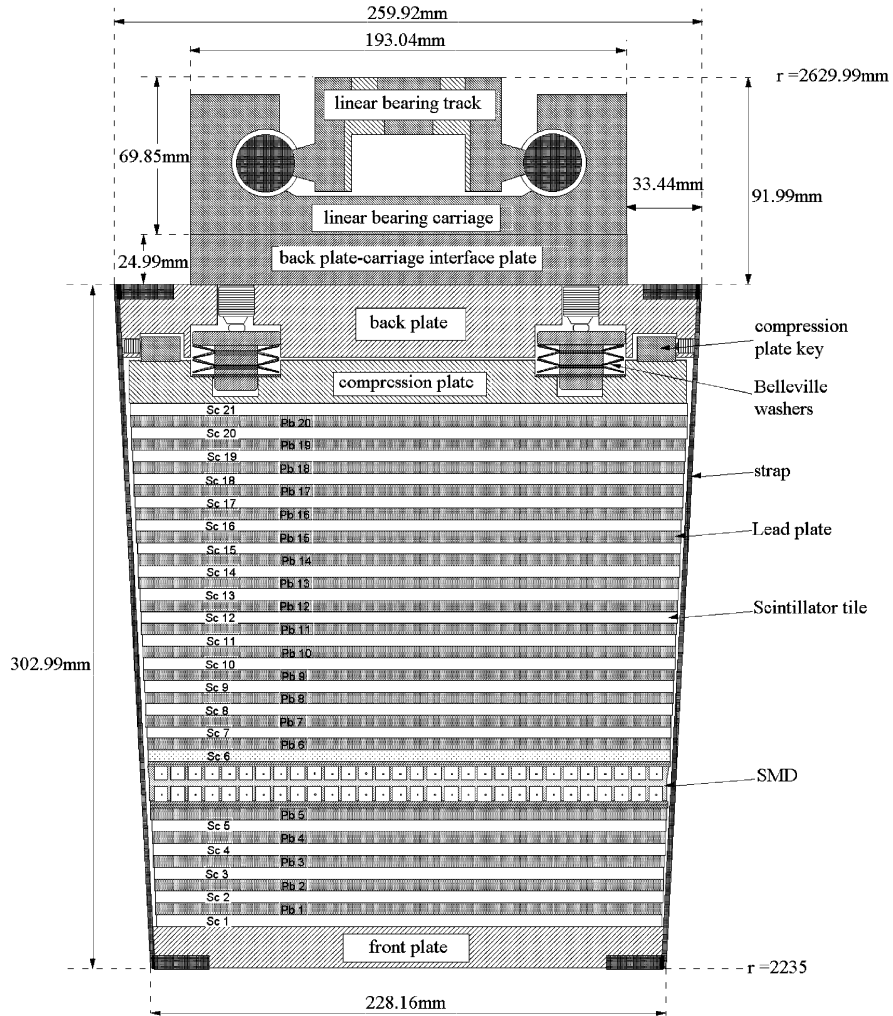


图 2.12 STAR BEMC 模块端面图。

第三章 200GeV Au + Au 碰撞和 p + p 碰撞中高横动量 ρ^0 的重建

ρ^0 介子的衰变寿命与相对论重离子对撞产生的 QGP 的寿命相当，因此研究 ρ^0 介子对 QGP 的演化特性具有独特的意义。STAR 合作组在过去的 10 年中，对 ρ^0 介子已有相关的研究 [109, 110, 115]。但由于探测器的数据采集频率低，分析方法等的限制，对 ρ^0 测量主要集中在低横动量区域。而高横动量的 ρ^0 对部分子在高温高密介质中的能损机制的理解有至关重要的作用。

这一章主要讲述 200GeV Au+Au 碰撞和 200GeV p+p 碰撞中，利用 $\rho^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ 衰变道，重建高横动量的 ρ^0 ，测量了 ρ^0 的横动量谱和 ρ^0 的核修正因子 $R_{AA}(\rho^0)$ 。

3.1 200GeV Au+Au 碰撞中高横动量 ρ^0 的重建

3.1.1 数据样本和事例选择

200GeV Au+Au 碰撞中高横动量 ρ^0 的研究采用的数据是在 2004 年 RHIC-STAR 上采集的 200GeV Au+Au 对撞产生的数据，该数据包括两部分：最小偏差的数据（Minbias）和中心碰撞的数据（Central），数据的具体信息如表3.1所示。经过事例选择后，最小偏差的事例约 20M 个，中心碰撞的事例约 14M 个。

表 3.1 200GeV Au+Au 碰撞的数据样本和事例选择

中心碰撞 (Run4)	最小偏差碰撞 (Run4)
Production Low, Mid, High Trig.Id 15105, $ \text{VertexZ} \leq 30$ cm	P.M.B Trig.Id 15007, $ \text{VertexZ} \leq 30$ cm.
	P.L.M.H Trig.Id 15007, $ \text{VertexZ} \leq 30$ cm.
	P.M.B Trig.Id 15003, $-10 \leq \text{VertexZ} \leq 50$ cm.

3.1.2 $\pi^\pm$ 的鉴别

ρ 的寿命约为 1.3fm/c，其衰变顶点非常接近事例的碰撞顶点，因此我们只对经过碰撞顶点的径迹即 primary 径迹感兴趣。在 Au+Au 碰撞中，要重建高横动量的 ρ^0 ，需要用较高横动量的 $\pi^\pm$ 。在此分析中我们所用的探测器为时间投影室，它可以测量带电粒子的径迹和动量，还可测量带电粒子在气体中电离

表 3.2 $\pi^\pm$ 的选择条件

$\pi^\pm$ 的选择条件	$p_T \geq 2.5 \text{ GeV}/c$
	$ \eta \leq 0.8$
	$nHitsFit \geq 15$
	$nHitsFit/nMax \geq 0.52$
	$Globaldca \leq 0.5 \text{ cm}$
	$-1.0 \leq n\sigma_\pi \leq 2$

能损 (dE/dx)。一般我们利用带电粒子在气体中的电离能损 (dE/dx) 与动量的关联来鉴别粒子, 如图2.6。在低动量区, 不同粒子的电离能损带很清晰的分开, 因此可以用来带电粒子; 在中动量区, 不同粒子的电离能损带重叠在一起, 无法鉴别粒子, 在高动量区 (相对论上升区), 带电粒子的电离能损带又可以分开, 因此也可用来鉴别粒子。为了鉴别高横动量的 π , 我们利用了带电粒子在相对论上升区域内电离能损与动量的关联鉴别 π 。为了更有效的利用 dE/dx 鉴别粒子, STAR 定义了一个变量 $n\sigma_\pi$:

$$n\sigma_\pi = \log \left[\frac{(dE/dx)_{Measured}}{(dE/dx)_{Bichsel}} \right] / R \quad (3.1)$$

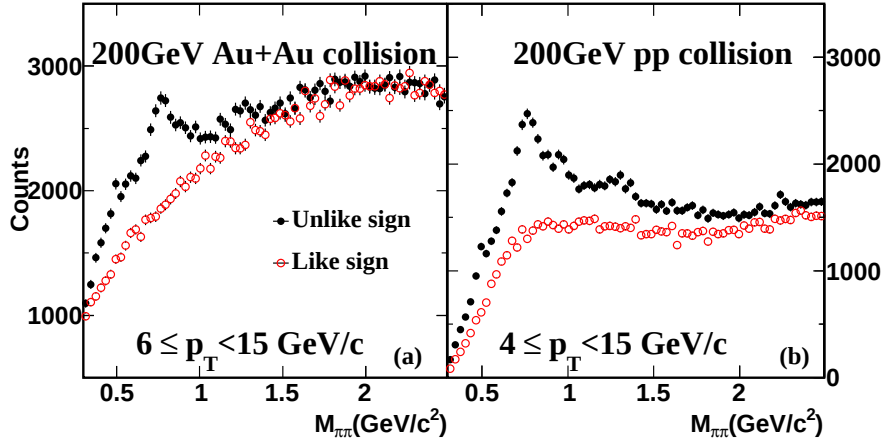
其中, $(dE/dx)_{Measured}$ 是测量的 π 在 TPC 中的电离能损, $(dE/dx)_{Bichsel}$ 是用 *Bichsel* 公式预言某带电 π 在某个动量下的电离能损 [73], R 是测量的电离能损的能量分辨率 [74]。径迹 $\pi^\pm$ 的选择条件如表格3.2所示, 其中, *Globaldca* 为 TPC 测量到的第一个点离对撞点的距离, 为了保证径迹尽可能来自对撞点, 要求 π 的 $Globaldca \leq 0.5 \text{ cm}$, 为了保证 π 径迹的动量分辨率, 我们要求用来拟合这条径迹的 TPC 击中数不少于 15, 即 $nHitFit \geq 15$, 此要求降低了径迹重建中把一条长的径迹重建成两条独立的短的径迹的几率。 $nMax$ 为该径迹的最大击中数。考虑到 TPC 的接收度, 我们要求 π 的赝快度范围为 $|\eta| \leq 0.8$ 。

3.1.3 ρ^0 的重建

利用高纯度的 $\pi^\pm$, 可以重建双 π 对。在同一事例中, 利用不同电荷的 π , 重建出的双 π 不变质量分布叫 unlike-sign 分布, 利用同种电荷重建出的双 π 不变质量分布叫 like-sign 分布。利用公式 (3.2) 计算 unlike-sign 不变质量的分布,

$$M_{\pi\pi}^2 = (E_+ + E_-)^2 - (\vec{p}_+ + \vec{p}_-)^2 \quad (3.2)$$

其中, $E_\pm = \sqrt{p_\pm^2 + m_\pi^2}$, $m_\pi = 139.57 \text{ MeV}/c$, $\vec{p}_\pm$ 为 TPC 测量的径迹的动量。 π 的候选者要求在 $|\eta| < 0.8$ 和 $p_T > 2.5 \text{ GeV}/c$ 范围内, 同时也要求重建出的电子对的快度 $|y_{ee}| < 1$, 重建出的 unlike-sign 电子对分布如图3.1中的实心圆点。该分


 图 3.1 200GeV Au+Au (a) 和 p+p (b) 碰撞中 $\pi\pi$ 不变质量分布。

布包含信号和背景，背景主要是组合背景和长程的关联背景。

我们用 like-sign 方法重建组合背景和长程的关联背景。在同一事例中，unlike-sign 和 like-sign 对径迹有相同的接收度和效率，因此用 unlike-sign 重建出的双 π 不变质量分布减去 like-sign 重建出的双 π 不变质量分布为信号的不变质量分布。在此分析中 like-sign 用的是 $\pi^+\pi^+$ 和 $\pi^-\pi^-$ 的几何平均值，计算公式如 (3.3)，其中 N_{++} 为 $\pi^+\pi^+$ 的个数， N_{--} 为 $\pi^-\pi^-$ 的个数。由 like-sign 重建出的背景的分布如图3.1中的圆圈。

$$\langle N_{\pm\pm} \rangle = 2\sqrt{\langle N_{++} \rangle \langle N_{--} \rangle} \quad (3.3)$$

3.1.4 ρ^0 信号计数

图3.2为扣除了随机组合本底之后的 $\pi^+\pi^-$ 不变质量分布。在如图3.2所示的不变质量区间里，除了 ρ^0 的贡献外还有来自 ω 、 f_0 和 f_2 等的贡献。在 ρ^0 的分析中，我们采用了 cocktail 方法得到 ρ^0 的产额。在 cocktail 拟合的函数中 (如公式 (3.4))，

$$F(\text{cocktail}) = F(\rho) + F(f_0) + F(f_2) + F(\omega) \quad (3.4)$$

高横动量 $\rho^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ 的共振态形状源于低横动量 $\rho^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ 的共振态形式 [109]，如公式 (3.5)。高横动量的 f_0 、 f_2 共振态形式与 ρ^0 类似，如公式 (3.5)，

$$F(\rho, \text{or } f_0, f_2) = PS(M) \times BW(M) \quad (3.5)$$

$PS(M)$ 解释共振态粒子相空间的因子, $BW(M)$ 为相对论 Breit-Wigner 公式。

$$PS(M) = \exp \left[-\sqrt{(M^2 + p_T^2)/T} \right] M / \sqrt{M^2 + p_T^2} \quad (3.6)$$

$$BW(M) = \frac{MM_\rho\Gamma(M)}{(M^2 - M_\rho^2)^2 + M_\rho^2 + M_\rho^2\Gamma(M)^2} \quad (3.7)$$

$$\Gamma(M) = \Gamma_\rho \left[\frac{M^2 - 4M_\pi^2}{M_\rho^2 - 4M_\pi^2} \right]^{\frac{2l+1}{2}} \frac{M_\rho}{M} \quad (3.8)$$

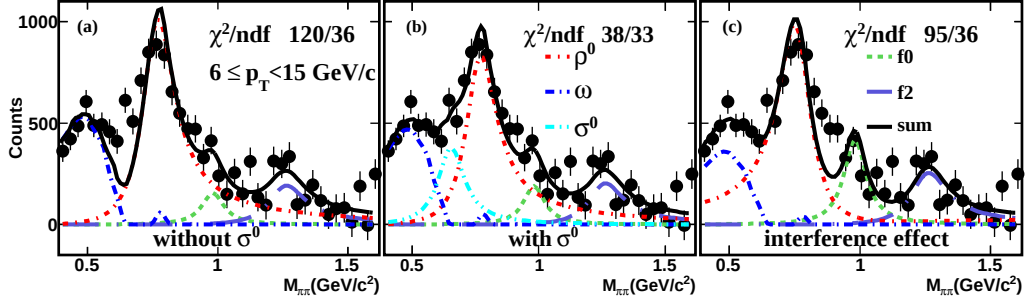
其中, $T = 0.16\text{GeV}$ 为共振态发射时的温度 [89], $\Gamma(M)$ 为横动量依赖的共振态的宽度, $M_\pi = 0.13957\text{GeV}/c^2$, M 为 $\pi^+\pi^-$ 的不变质量。对于 ρ^0 粒子: $M_\rho = 0.775\text{GeV}/c^2$, Breit-Wigner 的宽度为 $\Gamma_\rho = 0.155\text{GeV}/c^2$, $BW(M)$ 为相对论 p 波 ($l = 1$) Breit-Wigner; 对于 f_0 粒子: $M_\rho = 0.98\text{GeV}/c^2$, Breit-Wigner 的宽度为 $\Gamma_\rho = 0.1\text{GeV}/c^2$, $BW(M)$ 为相对论 s 波 ($l = 0$) Breit-Wigner; 对于 f_2 粒子: $M_\rho = 1.275\text{GeV}/c^2$, Breit-Wigner 的宽度为 $\Gamma_\rho = 0.18\text{GeV}/c^2$, $BW(M)$ 为相对论 D 波 ($l = 2$) Breit-Wigner。

在 cocktail 函数中, ω 的形状来源于 Hing 模拟。在大部分不变质量区间内 cocktail 函数可以较好的描述 $M_{\pi^+\pi^-}$ 的分布, 但是在不变质量区间 $500 \sim 700\text{MeV}/c^2$, cocktail 函数远低于数据点, 拟合比较差, 如图3.2(a)。为了研究可能丢失的 cocktail 组分及它对 ρ^0 粒子产额的影响, 我们做了另外两种研究。一种是在 cocktail 的组分里面加入一个可能存在的 σ^0 粒子, 另一种是在 $\rho^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ 过程和直接散射过程 $\pi^+ + \pi^- \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ 之间加入干涉项, 如公式 (3.9) [110], 其中, Γ_{ρ^0} 、 M_{ρ^0} 为 ρ^0 宽度和质量, A 为 Breit-Wigner 函数的幅度, B 为直接散射过程 $\pi^+\pi^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ 的幅度。对于最小无偏差的数据, $|B/A| = 0.89 \pm 0.08(\text{stat.}) \pm 0.09(\text{syst.})(\text{GeV}/c)^{-1/2}$ 。

$$\frac{dN}{dM_{\pi^+\pi^-}} = \left| A \frac{\sqrt{M_{\pi^+\pi^-} M_{\rho^0} \Gamma_{\rho^0}}}{M_{\pi^+\pi^-}^2 - M_{\rho^0}^2 + i M_{\rho^0} \Gamma_{\rho^0}} + B \right|^2 \quad (3.9)$$

$$\Gamma_{\rho^0} = \Gamma_0 (M_{\rho^0}/M_{\pi^+\pi^-}) \times [(M_{\pi^+\pi^-}^2 - 4m_\pi^2)/(M_{\rho^0}^2 - 4m_\pi^2)]^{3/2} \quad (3.10)$$

第一种方法是, 加入可能粒子 σ^0 (由 PDG 可知其质量约为 $550 \sim \text{MeV}/c^2$, Breit-Wigner 的宽度约为 $100 \sim 500\text{MeV}/c^2$), 由拟合可得 σ^0 的质量约为 $600\text{MeV}/c^2$, 宽度约为 $120\text{MeV}/c^2$ 。此种方法可以导致 ρ^0 的产额下降 20%, 但是使 χ^2/ndf 从 120/36 下降到 38/33, 近 3 倍的改善, 如图3.2(b)。在不同横动量区间内, 用图3.2(b) 中拟合得到的 σ^0 的参数值, 可以得到 σ^0 、 ρ^0 的产额。第二种方法是, 散射过程 $\pi^+ + \pi^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ 可能会对 $M_{\pi^+\pi^-}$ 有贡献, 在 ρ^0 的拟合函数里加入此散射效应会改变 ρ^0 的拟合函数的形状。利用引入干涉效应的 cocktail 拟


 图 3.2 200GeV Au+Au 碰撞中的 $\pi\pi$ 信号的不变质量拟合。

合 $M_{\pi^+\pi^-}$ 的分布，此拟合也可使 χ^2/ndf 得到改善，但是改善效果不如第一种方法，而且也使 ρ^0 的产额下降，拟合情况如图3.2(c)。

在不同的横动量区间内，同样可以得到 $M_{\pi^+\pi^-}$ 的信号分布、利用 cocktail 函数 (此函数中已加入可能存在的 σ^0 粒子) 拟合信号的分布。不同横动量区间内的拟合如图3.3，通过拟合可得横动量依赖的 σ^0 、 ρ^0 粒子的产额。

3.1.5 ρ^0 的重建效率

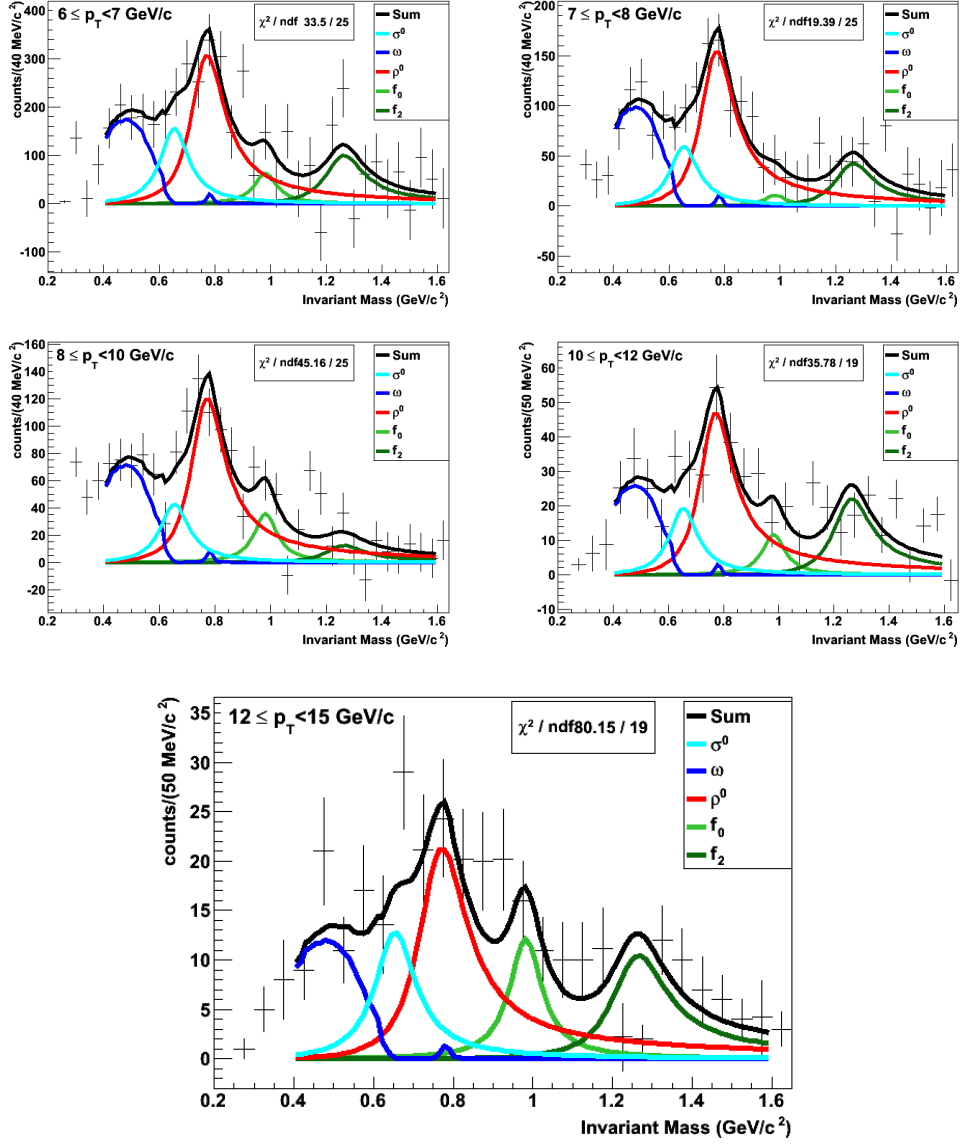
为了得到 ρ^0 的重建效率，首先要知道其衰变的每个子粒子的效率。由于所用子粒子都是 TPC 的径迹，因此子粒子的效率包括两种：

1. TPC π 径迹重建效率；
2. $n\sigma_\pi$ 选择条件的效率。

3.1.5.1 TPC π 径迹的重建效率

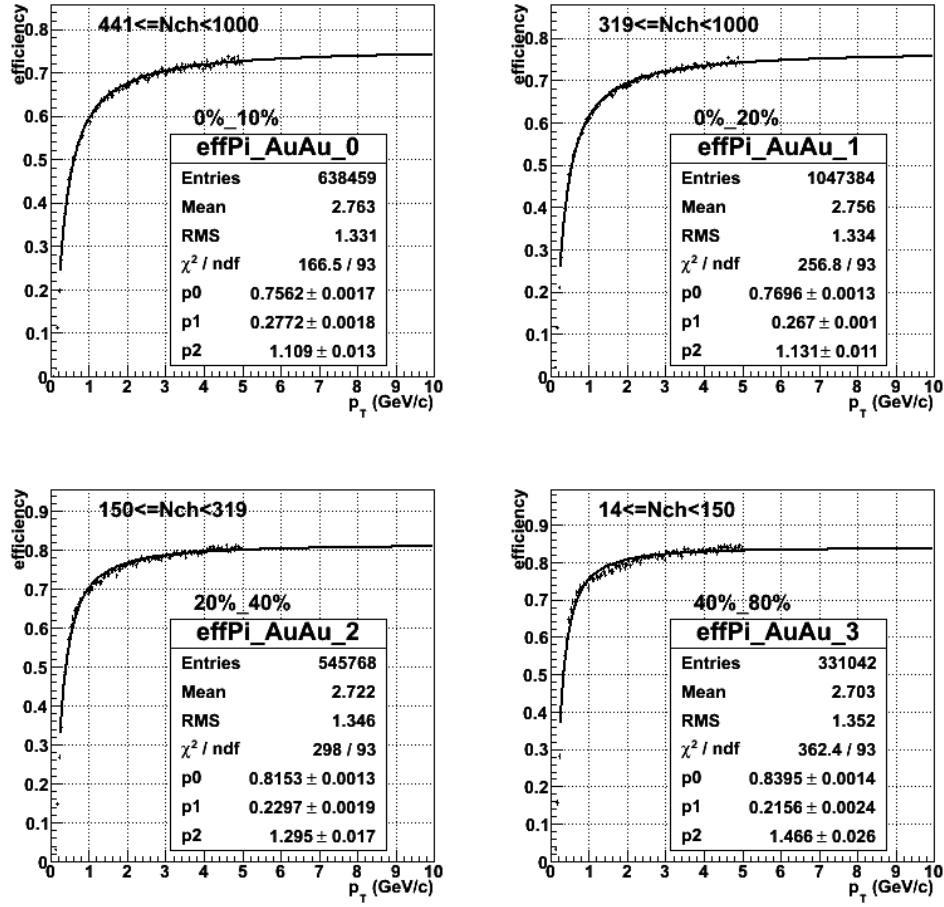
我们利用蒙特卡罗模拟和置入技术 (embedding technique) 研究 TPC π 径迹重建效率 [111]。利用蒙特卡罗模拟产生 π 粒子 (其 p_T 为均匀分布, y 也为均匀分布)，然后让其通过 GSTAR 环境 [112] (该软件包是用 GEANT 和 TRS (TPC Response Simulator) 模拟 STAR 探测器环境和探测器相应的软件包)，通过 GSTAR 环境的径迹叫做模拟的径迹或者蒙特卡罗的径迹。模拟的径迹被植入到一个真实的事例中，这样的事例叫做模拟事例。模拟事例通过标准的 STAR 重建软件，我们把经过重建软件的事例为重建事例。然后我们把重建事例中模拟的径迹信息和模拟事例中蒙特卡罗径迹信息相关联 (be associated)。在某个 p_T 区间某个中心度内，我们可得到模拟事例中总的蒙特卡罗 π 径迹，同时也可得到重建事例中总的关联径迹 (associated track)，最后 TPC 中 π 径迹的重建效率为：

$$\epsilon = \frac{N_{associatedTracks}}{N_{simulatedTracks}} \quad (3.11)$$


 图 3.3 200GeV Au+Au 碰撞中不同横动量区间内的 $M_{\pi^+\pi^-}$ 的拟合。

其中, $N_{associatedTracks}$ 为关联径迹数, $N_{simulatedTracks}$ 为模拟的径迹数。蒙特卡罗径迹和关联径迹的选择条件如表格3.3。在不同中心度、不同 p_T 区间内, 利用公式 (3.11) 及蒙特卡罗和关联径迹的选择条件我们可得 TPC 中 π 径迹的重建效率, 如图3.4中的数据点。然后我们用函数 (3.12) 拟合 $\pi^\pm$ 的效率, 拟合结果如图3.4中的实线。

$$f(p_T) = A \exp \left[(-B/p_T)^C \right] \quad (3.12)$$


 图 3.4 200GeV Au+Au 碰撞不同中心度下 $\pi^\pm$ 的重建效率拟合。

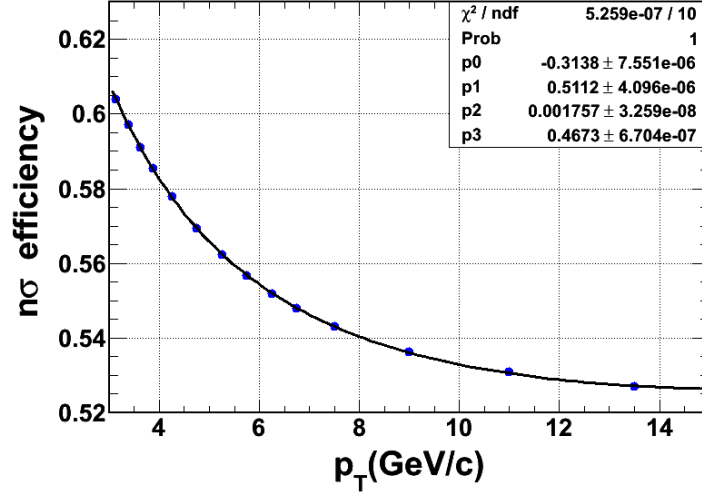
3.1.5.2 $n\sigma_\pi$ 选择条件的效率

$n\sigma_\pi$ 的选择条件是为了选择比较纯的 $\pi^\pm$ ，此选择条件也会影响 ρ^0 的产额。图3.5是 $n\sigma_\pi$ 的选择条件的效率随 p_T 的分布，图中的数据点来自许依春，具体的研究过程见 [86]，图中的实线为该数据点的拟合函数。

径迹 π 的效率 = $n\sigma_\pi$ 选择条件的效率 $\times$ TPC π 径迹的重建效率。利用 $\rho^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ 的衰变道，通过 PYTHIA 模拟，可得 ρ^0 的重建效率。

 表 3.3 模拟及关联的 π 选择条件

蒙特卡罗径迹	关联径迹
$ \eta < 0.8$	$ \eta < 0.8$
	$nHitsFit/nMax \geq 0.52$
	$nHitsFit \geq 15$
	$Globaldca < 0.5\text{cm}$
	$Ncommon \geq 10$

图 3.5 200GeV Au+Au 碰撞 $n\sigma_\pi$ 选择条件的效率。

3.1.5.3 ρ^0 的重建效率

在 PYTHIA 模拟中, 输入 10^7 个 ρ^0 粒子 ($M = 0.775\text{GeV}/c^2$ 、 p_T 按照 ρ^0 的横动量分布随机抽样和 y 在 -0.5 到 0.5 区间均匀抽样), 选择其强子衰变道 $\rho^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$, 然后 π^+ , π^- 通过数据分析中径迹的动力学选择条件选择 ($p_T(\pi^-) > 2.5$ & $p_T(\pi^+) > 2.5$ & $|\eta(\pi^+)| < 0.8$ & $|\eta(\pi^-)| < 0.8$), 经过选择条件后的带电 $\pi^\pm$ 再被用来重建 ρ^0 (以两个子粒子 $\pi^\pm$ 的效率的乘积为权重)。重建的 ρ^0 与输入的 ρ^0 的比值为 ρ^0 的重建效率。不同中心度下的 ρ^0 的重建效率分布如图3.6。

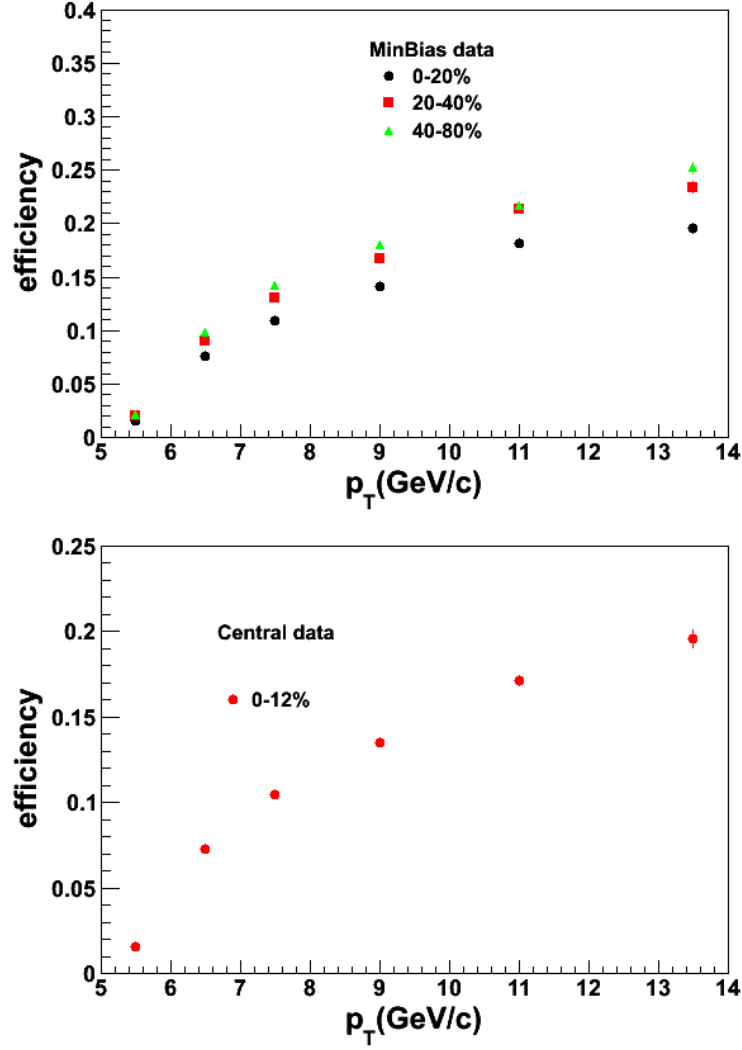
3.1.6 系统误差的研究

ρ^0 的产额的系统误差来源主要有下面三个:

1. 径迹的选择条件 (Dca, η);
2. cocktail 函数中有无 σ^0 的影响;
3. cocktail 函数中有无干涉项的影响。

3.1.6.1 改变径迹的选择条件

改变径迹的选择条件可改变 $\pi^\pm$ 的纯度, 用新的选择条件下选择出的径迹重新计算 ρ^0 的产额。它与在标准条件下计算出的产额的差值作为径迹的选择条件引起的系统误差。径迹选择条件的改变是: Dca 由 $\text{Dca} < 0.5\text{cm}$ 变为 $\text{Dca} < 1.0\text{cm}$; η 由 $|\eta| < 0.8$ 变为 $|\eta| < 0.5$ 。在不同的中心度下, 改变径迹的选择条件引起的系统误差如表格3.4。


 图 3.6 200GeV Au+Au 碰撞不同中心度下 ρ^0 的重建效率。

3.1.6.2 cocktail 函数中有无 σ^0 粒子的影响

由上面讲述可知，没有加入 σ^0 粒子的 cocktail 函数拟合的结果比较差。在 cocktail 中加入可能存在的 σ^0 粒子，可大大改善 cocktail 函数的拟合结果。同时 cocktail 拟合函数中有无 σ^0 粒子，会影响 ρ^0 的产额，这个影响作为拟合函数引起的系统误差。不同中心度下，由拟合函数引起的系统误差也列在表格3.4中。

3.1.6.3 cocktail 函数中有无干涉项的影响

除了在 cocktail 中加入 σ^0 粒子，我们还采用另外一种方法改善拟合结果，即在 ρ^0 的拟合函数中加入干涉项，此种方法引起的系统误差也被列在表格3.4中。

表 3.4 不同中心度下的系统误差

centrality	0 – 12%	0 – 20%	20 – 40%	40 – 80%
dca cut	(0 – 14)%	(3 – 15)%	(1 – 23)%	(0.7 – 6)%
η cut	(15 – 45)%	(15 – 33)%	(1 – 24)%	(5 – 36)%
σ^0	(12 – 36)%	(8 – 44)%	(3 – 42)%	(6 – 74)%
干涉项	(0.01 – 0.34)%	-	-	-

3.2 200GeV p+p 碰撞中高横动量 ρ^0 的重建

3.2.1 数据样本和事例选择

p+p 对撞中高横动量 ρ^0 的研究采用了在 2005 年 RHIC-STAR 上采集的 200GeV p+p 对撞的数据。STAR 主要的径迹探测器 TPC 通过测量带电粒子的动量和电离能损鉴别带电粒子。在 STAR 上, TPC 是个慢探测器, 而 BEMC 是快探测器, 因此把 BEMC 设置为在线触发器, "High Tower trigger" 是指径迹在单独的 Tower 上 (0.05×0.05 在 $\eta \times \phi$) 的能量损失大于某个阈值。对于阈值为 2.6GeV 的 High Tower 1(HT1), 采集了约 5.1M 个事例, 对于阈值为 3.5GeV 的 High Tower 2(HT2), 采集了约 3.4M 个事例。这样设置触发器采集的数据大大提高了高横动量区域的带电粒子的统计。该数据样本的具体信息如表格3.5所示, 关于此数据的其他具体信息见 [86]。

表 3.5 200GeV p+p 对撞的数据样本

EMC triggered events with $E_T = 2.6$ GeV(High Tower 1, HT1)
EMC triggered events with $E_T = 3.5$ GeV(High Tower 2, HT2)
trigger Id =96201 96211
$ V_z < 100$ cm
Integral luminosity: L1 =0.65pb ⁻¹ and L2 = 2.83pb ⁻¹

3.2.2 $\pi^\pm$ 的鉴别

为了研究高横动量的 ρ^0 , 要求 π 的径迹有且仅有一条是被 BEMC HT1 或者 HT2 触发的。 $\pi^\pm$ 的选择条件如表格3.6。

3.2.3 ρ^0 的重建

200GeV p+p 对撞中 ρ^0 的重建过程类似于 200GeV Au+Au 碰撞中 ρ^0 的重建过程。用 unlike-sign 方法重建信号和背景, 用 like-sign 方法重建背景, 如

表 3.6 $\pi^\pm$ 的选择条件

$\pi^\pm$ 的选择条件	一条径迹 $p_T \geq 0.2\text{GeV}/c$
	触发的径迹 $p_T \geq 3.0\text{GeV}/c$
	$ \eta \leq 0.8$
	$nHitsFit \geq 25$
	$ndEdx \geq 15$
	$Globaldca \leq 1.0\text{cm}$
	$-2.0 \leq n\sigma_\pi \leq 2$

图3.1 b)。

3.2.4 ρ^0 信号计数

200GeV p+p 对撞中 $M_{\pi^+\pi^-}$ 的拟合的研究类似于 Au+Au 碰撞中的研究，唯一区别是在 p+p 对撞中的 cocktail 函数中加入了 K_s^0 粒子。因为 p+p 碰撞中末态粒子径迹数比 Au+Au 碰撞中末态粒子径迹数少很多，因此 p+p 碰撞中事例顶点的重建效率要差的多，而且 p+p 碰撞中 π 的选择条件中要求 $Dca < 1\text{cm}$ 比 Au+Au 碰撞中 ($Dca < 0.5\text{cm}$) 的要求松很多，这使得来自 K_s^0 衰变的 π 混进来 (K_s^0 的寿命比较长约为 $c_\tau \sim 2.6\text{cm}$)，因此在重建的 $\pi^+\pi^-$ 不变质量分布中含有 K_s^0 粒子，所以要在 cocktail 函数中加入此粒子，此粒子的分布形状类似于 ω 粒子也来自 Hing 模拟。图3.7是 HT1 的不同高横动量区间内的信号的拟合，图3.8是 HT2 的不同横动量区间的信号的拟合。

在不同的横动量区间内，由拟合可得 ρ^0 信号的计数，如图3.9所示，其中左图是 HT1 中的结果，右图是 HT2 中的结果。

3.2.5 ρ^0 的重建效率

为了得到 ρ^0 的重建效率，首先要知道 ρ^0 的每个子粒子的效率。由于子粒子有两种，一种是被 TPC 重建出来且被 BEMC 触发的粒子，另一种是只被 TPC 重建出来没有被 BEMC 触发的粒子。因此子粒子的效率包括三部分：

1. “TPC only” π 的重建效率 (未被触发的粒子)；
2. “TPC + BEMC” π 的重建效率 (触发的粒子)；
3. $n\sigma_\pi$ 选择条件的效率。

3.2.5.1 TPC only π 的重建效率

只被 TPC 重建出来没有被 BEMC 触发的子粒子重建效率的研究过程类似于 Au+Au 碰撞中的 $\pi^\pm$ 研究过程。在不同选择条件下，TPC 中的 $\pi^\pm$ 的重建

效率的分布如图所示3.10，其中，黑线是在 $|\eta| < 0.8$ 且 $Dca < 1.0\text{cm}$ 要求下的 $\pi^\pm$ 的重建效率；红线是在 $|\eta| < 0.5$ 且 $Dca < 1.0\text{cm}$ 要求下的 $\pi^\pm$ 的重建效率；绿线是在 $|\eta| < 0.8$ 且 $Dca < 0.5\text{cm}$ 要求下的 $\pi^\pm$ 的重建效率。

3.2.5.2 TPC + BEMC π 的重建效率

为了重建出高横动量的 ρ^0 ，要求重建 ρ^0 的另一个子粒子是被 TPC 重建出来且被 BEMC 触发的 π 。首先我们得到了在 TPC 中被重建出来的经过效率修正的 π^+ 、 π^- 的产额，如图3.11中的倒三角和圆圈，其次是鉴别出被 TPC 重建出来且被 BEMC 触发的 $\pi^\pm$ 信号的计数，如图3.11中的实心点和三角。最后，我们用被 TPC 重建出来且被 BEMC 触发的 $\pi^\pm$ 的计数除以对应 p_T 区间内的仅由 TPC 重建出的 $\pi^\pm$ 的产额，此比值为 TPC + BEMC π 的重建效率。图3.12为 HT1 和 HT2 中不同选择条件下的 TPC+BEMC $\pi^\pm$ 的效重建率。图3.12左为 HT1 中的结果，图3.12右为 HT2 中的结果，其中黑点为 $|\eta| < 0.8$ 且 $Dca < 1.0\text{cm}$ 条件下的 π 的重建效率；红点为 $|\eta| < 0.5$ 且 $Dca < 1.0\text{cm}$ 条件下的 π 的重建效率；绿点为 $|\eta| < 0.8$ 且 $Dca < 1.0\text{cm}$ 条件下 π 的重建效率。

3.2.5.3 $n\sigma_\pi$ 选择条件的效率

$n\sigma_\pi$ 是为了选择比较纯的 $\pi^\pm$ ，图3.13为 $n\sigma_\pi$ 选择条件的效率随横动量的分布，图中的数据来自许依春，详细研究见 [86]，图中的实线为拟合曲线。

仅被 TPC 重建出的径迹 π 的效率 = $n\sigma_\pi$ 选择条件的效率 $\times$ π 径迹的重建效率 (TPC only)；

被 BEMC 触发的径迹 π 的效率 = $n\sigma_\pi$ 选择条件的效率 $\times$ π 径迹的重建效率 (TPC + BEMC)。利用两条用来重建 ρ^0 径迹的效率，通过 PYTHIA 模拟，借助于 $\rho^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ 的衰变道，可得 ρ^0 的重建效率。

3.2.5.4 ρ^0 的重建效率

类似于 Au+Au 对撞中 ρ^0 的重建效率的研究，利用 PYTHIA 模拟选择 $\rho^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ 的衰变道，让每一个子粒子经过动力学选择条件后再重建 ρ^0 粒子。重建出的 ρ^0 粒子的产额（以两个子粒子的效率的乘积为权重）与输入 ρ^0 产额的比值为 ρ^0 的重建效率。不同选择条件下， ρ^0 的重建效率如图3.14，其中，图左为 HT1 中的结果，图右为 HT2 中的结果；两图中方块为在 $|\eta| < 0.8$ 且 $Dca < 1.0\text{cm}$ 条件下的 ρ^0 的重建效率，三角为在 $|\eta| < 0.5$ 且 $Dca < 1.0\text{cm}$ 条件下的 ρ^0 的重建效率，倒三角为在 $|\eta| < 0.8$ 且 $Dca < 0.5\text{cm}$ 条件下的 ρ^0 的重建效率。

3.2.6 系统误差

3.2.7 系统误差的研究

ρ^0 产额的系统误差来源主要有下面五个：

1. 径迹的选择条件 (Dca, η);
2. cocktail 函数中有无 σ^0 的影响;
3. cocktail 函数中有无干涉项的影响;
4. 横动量的分辨率;
5. 触发的影响。

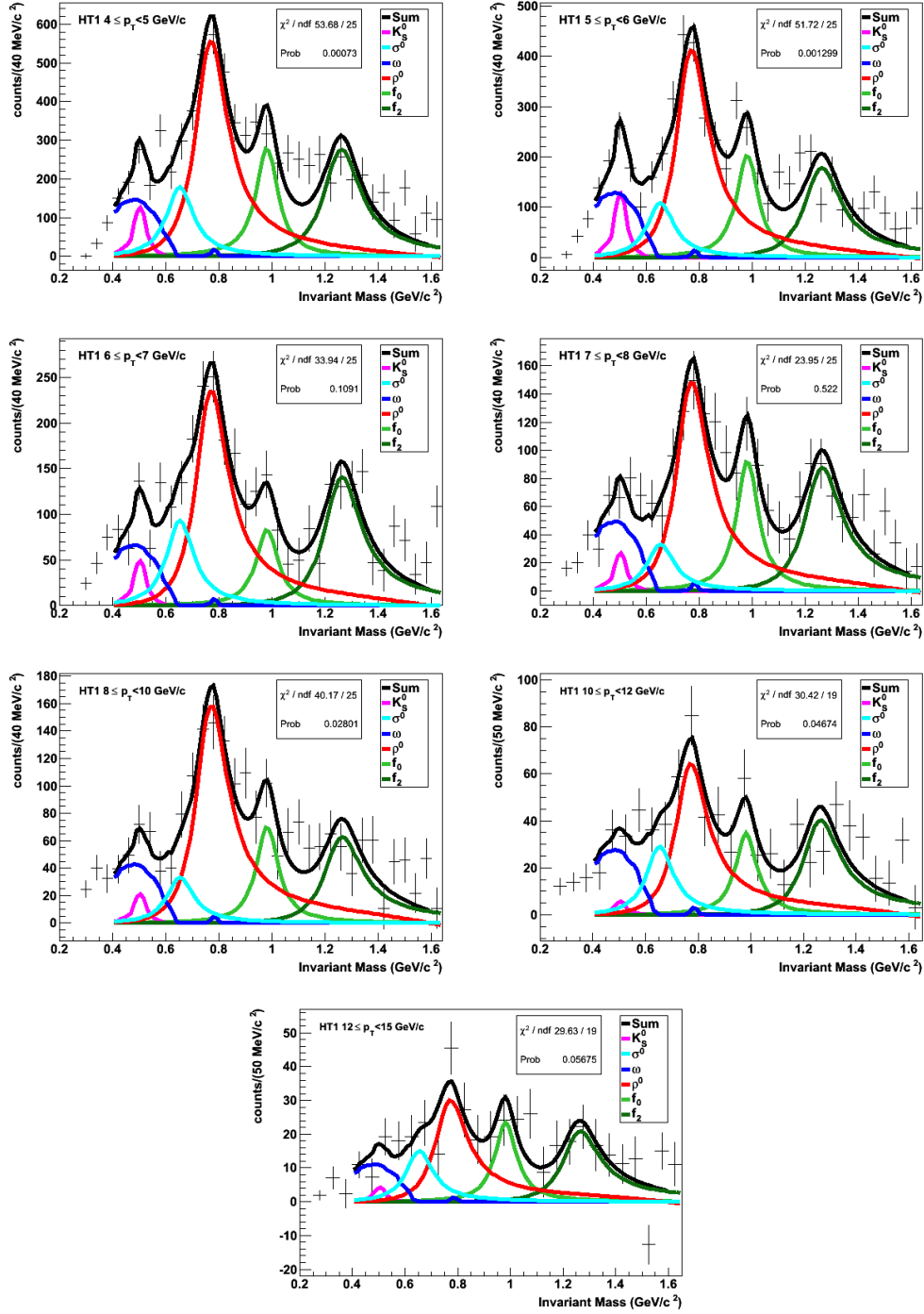
其中，径迹的选择条件和 cocktail 拟合函数的选择造成系统误差的研究都类似于 Au+Au 碰撞中的研究，其值如表格3.7所示。

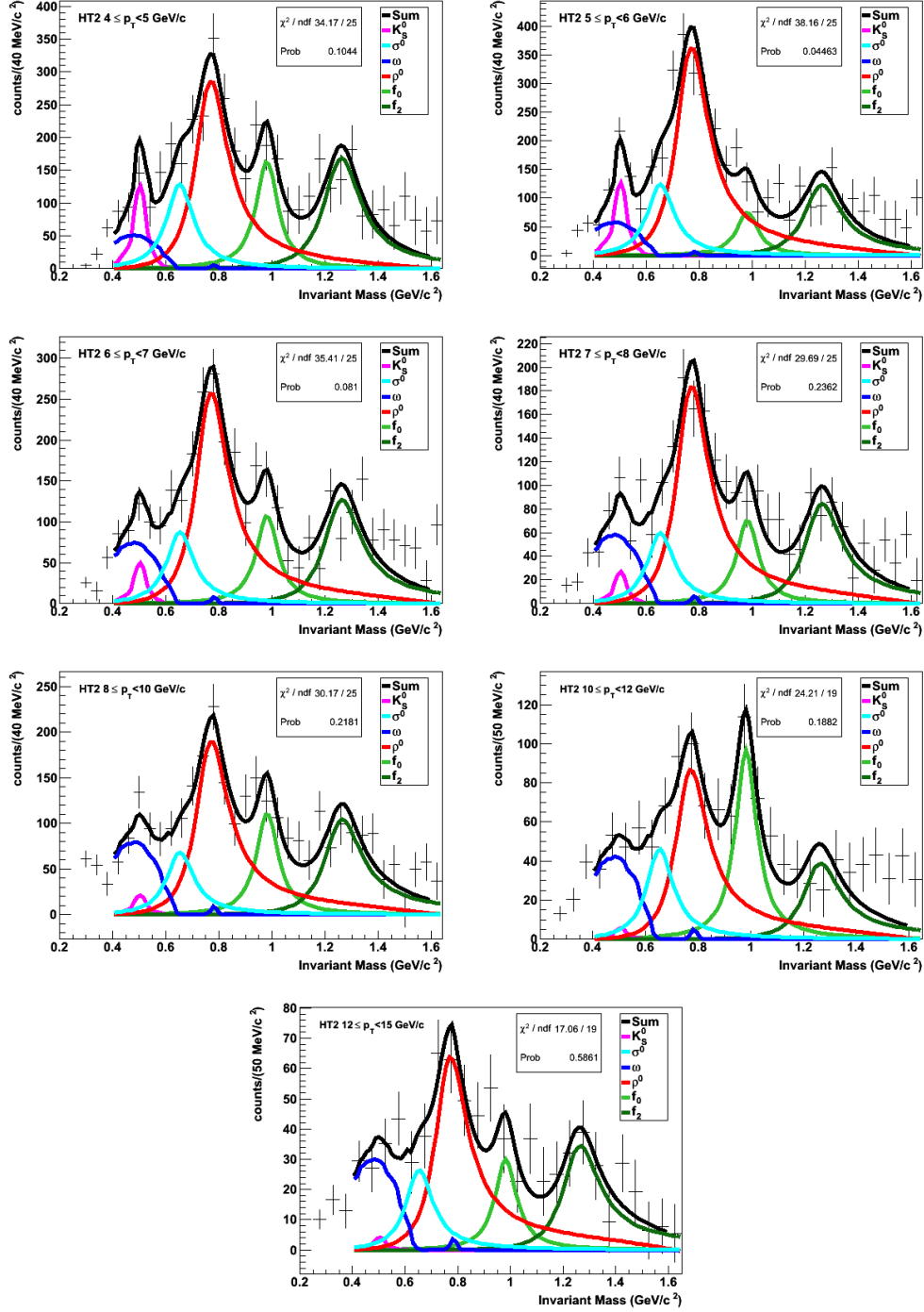
横动量的分辨率也可影响 ρ^0 产额。由于探测器探测到的径迹的横动量遵循高斯分布，如图3.15所示。随着径迹横动量的增大，高斯宽度变宽，如图3.16左所示。径迹的横动量分辨率会影响重建的 ρ^0 粒子的横动量分辨率，因此会影响 ρ^0 的产额，这种影响造成的产额差别为系统误差。用 Levy 函数拟合测量的 ρ^0 产额，进而可得 ρ^0 横动量的分布，如图3.16右。用此横动量分布作为 ρ^0 的输入量，利用 PYTHIA 模拟选择 $\rho^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ 的强子衰变道。按照 TPC 中径迹横动量的分布随机抽样子粒子横动量的大小，然后再用抽样的横动量重建 ρ^0 粒子。重建后的 ρ^0 的产额与输入的 ρ^0 粒子的产额的差别为径迹的横动量分辨率引起的系统误差，此系统误差较小，如表格3.7。

在 p+p 对撞中有两个测量结果：一个是用 HT1 触发器采集的数据测量的结果，另一种是用 HT2 触发器采集的数据测量的结果，两种测量结果的差别为触发引起的系统误差，如表格3.7。

表 3.7 200GeV p+p 对撞中研究 ρ^0 产额的系统误差

Dca 截断	η 截断	σ^0	干涉项	横动量分辨率	触发
(2-19) %	(11 – 26)%	(16 – 26)%	(0.01 – 0.14)%	< 2%	(0-5)%


 图 3.7 200GeVp+p 碰撞中 HT1 中不同横动量区间内 $\pi^+\pi^-$ 的拟合。


 图 3.8 200GeVp+p 碰撞中 HT2 中不同横动量区间内 $\pi^+\pi^-$ 的拟合。

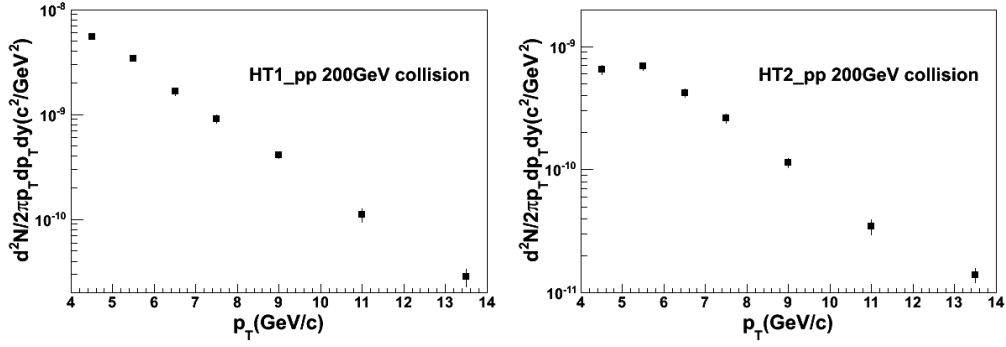


图 3.9 200GeV p+p 碰撞中 HT1 和 HT2 中 ρ^0 信号的计数，图左为 HT1 中 ρ^0 信号的计数，图右为 HT2 中 ρ^0 信号的计数。

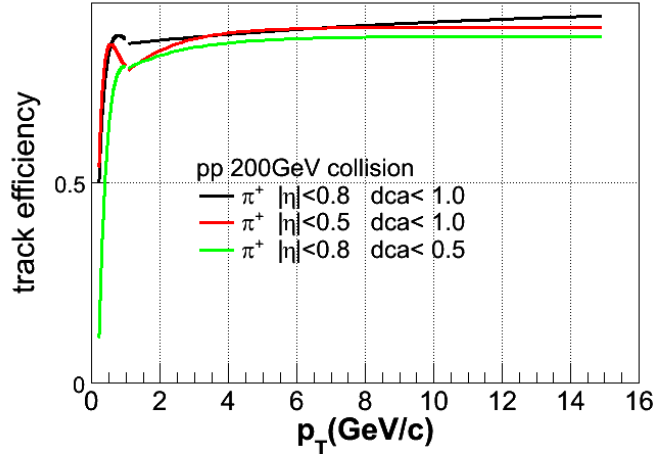


图 3.10 200GeV p+p 碰撞中的只在 TPC 中 π 的重建效率，其中，黑线是在 $|\eta| < 0.8$ 且 $Dca < 1.0\text{cm}$ 要求下的 $\pi^\pm$ 的重建效率；红线是在 $|\eta| < 0.5$ 且 $Dca < 1.0\text{cm}$ 要求下的 $\pi^\pm$ 的重建效率；绿线是在 $|\eta| < 0.8$ 且 $Dca < 0.5\text{cm}$ 要求下的 $\pi^\pm$ 的重建效率。

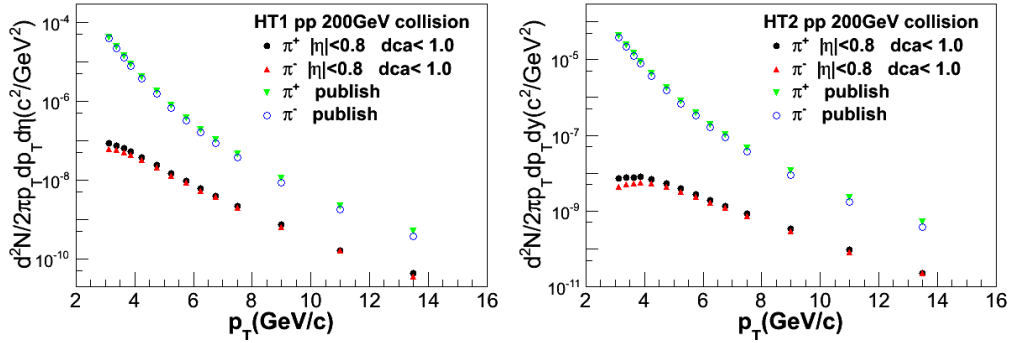


图 3.11 200GeV p+p 碰撞中 π 的产额。其中，倒三角和圆圈为 TPC 中 π^+ 、 π^- 的产额；三角和圆点为 $|\eta| < 0.8$ 且 $Dca < 1.0\text{cm}$ 要求下被 TPC 重建出来且被 BEMC 触发的 π^+ 、 π^- 信号的计数。

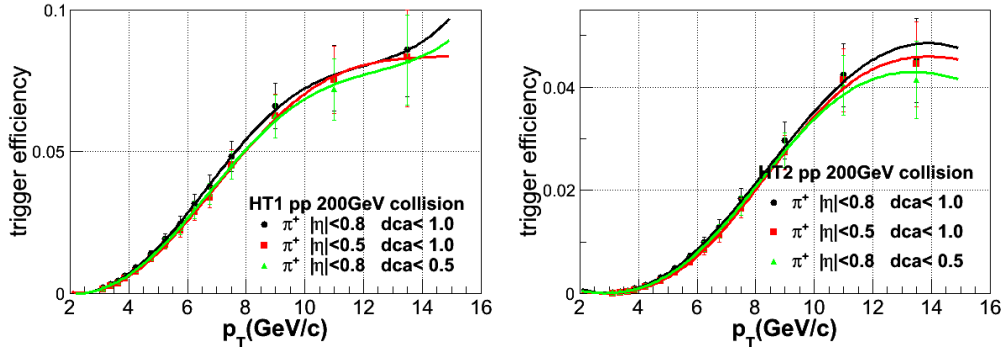


图 3.12 200GeV p+p 碰撞中，在不同的径迹选择条件下，被 TPC 重建出来且被 BEMC 触发 π 的效率，图左为 HT1 中结果，图右为 HT2 中结果。圆为 $|\eta| < 0.8$ 且 $Dca < 1.0\text{cm}$ 要求下的 π 的效率；方块为 $|\eta| < 0.5$ 且 $Dca < 1.0\text{cm}$ 要求下的 π 的效率；三角为 $|\eta| < 0.8$ 且 $Dca < 0.5\text{cm}$ 要求下的 π 的效率。

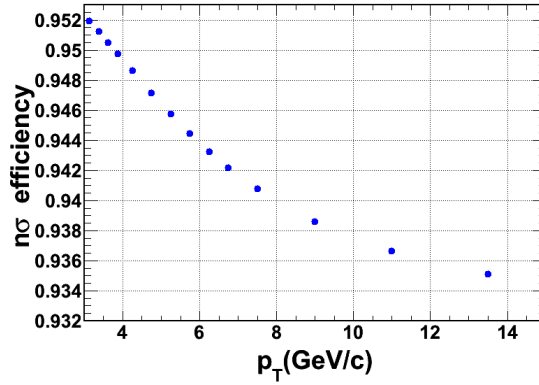


图 3.13 200GeV p+p 碰撞中的 $n\sigma_\pi$ 选择条件的效率 [86]。

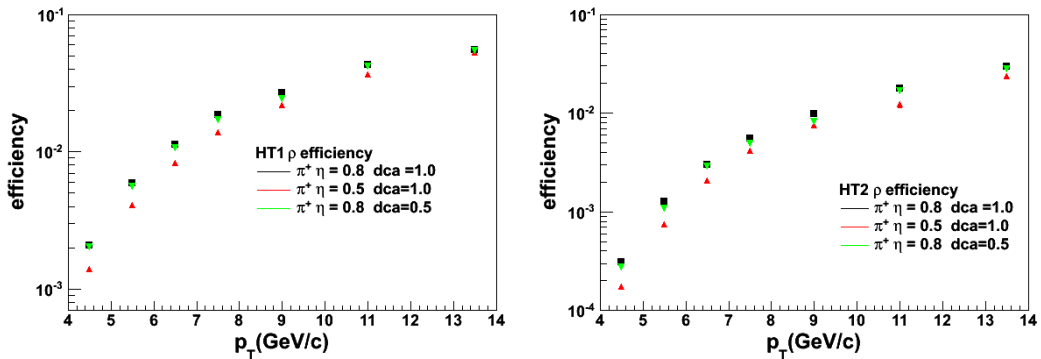


图 3.14 200GeV p+p 碰撞中 HT1 和 HT2 的 ρ^0 的重建效率，方块为在 $|\eta| < 0.8$ 且 $Dca < 1.0\text{cm}$ 条件下的 ρ^0 的重建效率，三角为在 $|\eta| < 0.5$ 且 $Dca < 1.0\text{cm}$ 条件下的 ρ^0 的重建效率，倒三角为在 $|\eta| < 0.8$ 且 $Dca < 0.5\text{cm}$ 条件下的 ρ^0 的重建效率。。图左为 HT1 中的 ρ^0 的重建效率，图右为 HT2 中的 ρ^0 的重建效率效率。

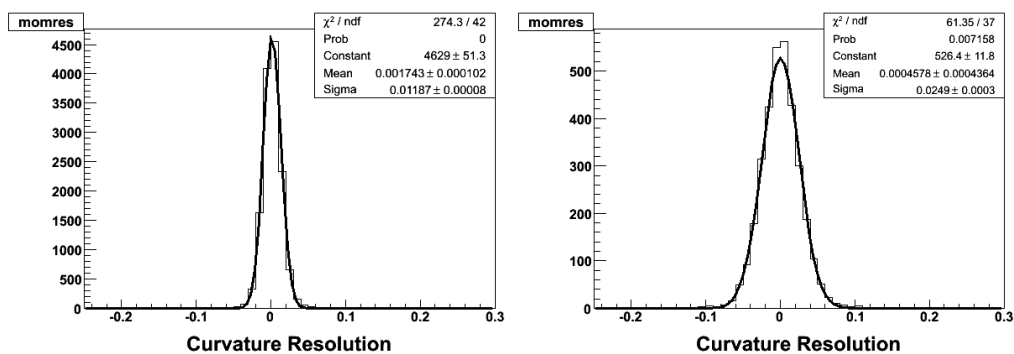


图 3.15 200GeV p+p 碰撞中不同横动量范围内径迹的动量分布，横动量越大，其分布的分辨率越大。

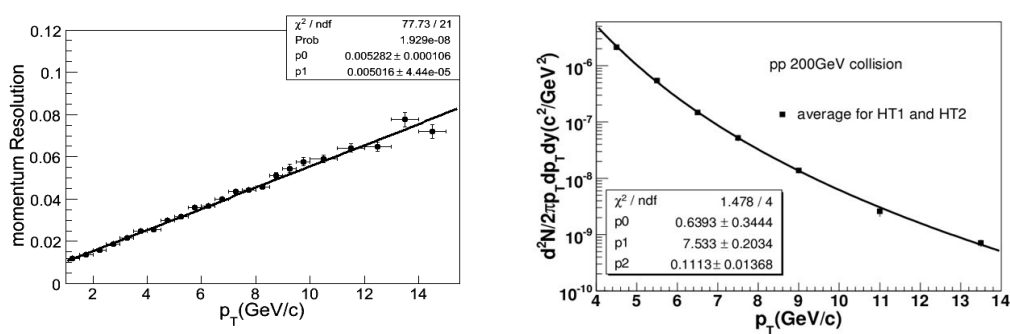


图 3.16 左图 200GeV p+p 碰撞中径迹的动量分辨率的分布；右图 200GeV p+p 碰撞中的 ρ^0 的产额的拟合。

第四章 200 GeV Au+Au 对撞中双轻子的椭圆流的测量

在 RHIC 能区的研究中, 轻子是一个比较干净的电磁探针。电磁探针的电磁耦合常数很小 ($\alpha = 1/137$), 其产生之后几乎不再和介质发生相互作用。而且, 在系统演化的各个阶段双轻子都有产生。所以通过双轻子, 我们可以研究介质在整个时空的演化过程。椭圆流在介质演化早期产生, 通过介质间的相互作用, 把坐标空间的各项异性转化为动量空间的各项异性。利用双轻子的椭圆流可以更好的研究介质演化的信息。

4.1 Au+Au 碰撞的数据样本和事例的选择

双轻子椭圆流的测量所采用的数据样本是 RHIC 于 2010(Run10) 和 2011(Run11) 年采集的 200 GeV Au+Au 对撞的产生的最小偏差 (0-80%) 的数据。在 Run10 和 Run11 中, 200GeV Au+Au 碰撞的中心度划分标准如表格4.1中。

表 4.1 Run10 和 Run11 中心度的划分

centrality	Run10	Run11
0 – 5%	> 441	> 466
5 – 10%	> 375	> 396
10 – 20%	> 266	> 281
20 – 30%	> 182	> 156
30 – 40%	> 118	> 125
40 – 50%	> 72	> 76
50 – 60%	> 41	> 43
60 – 70%	> 21	> 22
70 – 80%	> 10	> 10

表 4.2 事例的选择条件

事例的选择	$ vz < 30 \text{ cm}$
	$vr < 2 \text{ cm}$
	$ vz_{\text{TPC}} - vz_{\text{VPD}} < 3 \text{ cm}$
	centrality (0 – 80%)

双轻子椭圆流的数据分析所用中心度是 0 – 80%, 满足此条件的事例被称为最小偏差事例。在数据分析中, 选择事例所用条件如表格4.2所示。我们可以

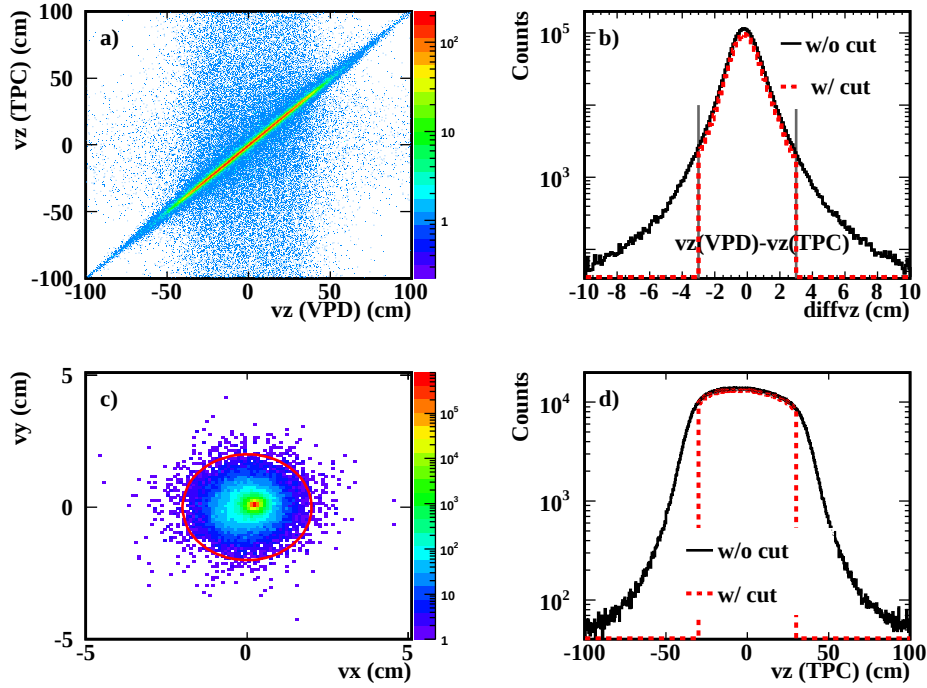


图 4.1 a): 没有经过事例选择条件的 v_z (TPC) 与 v_z (VPD) 的关联; b): 实线为没有经过事例选择条件的 v_z (TPC) 与 v_z (VPD) 的差别的分布, 虚线为经过事例选择条件的 v_z (TPC) 与 v_z (VPD) 的差别的分布; c) 为没有经过事例选择条件的 v_x 与 v_y 的关联的分布, 其中的圆圈为 $vr = 2$ 的圆; d) 实线为没有经过事例选择条件的 v_z (TPC) 的分布; 虚线为经过事例选择条件的 v_z (TPC) 的分布。

用时间投影室的 global 径迹来重建事例顶点, 也可以用 VPD 重建事例顶点。图4.1a) 是没有经过事例选择条件的 TPC 和 VPD 重建的事例顶点的分布。我们看到在 v_z 一个很宽范围内有一个随机的分布。这个随机分布是因为事例打到束流壁上造成的, 这种事例在数据分析中要被去除, 我们利用 $vr < 2$ cm, $v_z(\text{VPD}) - v_z(\text{TPC}) < 3$ cm 选择条件去除此种事例。图4.1b) 是 TPC 和 VPD 各自重建的事例顶点在 z 方向的差别的分布, 其中的实线为没有经过事例选择的两种事例的 v_z 差别, 虚线为经过事例选择的两种事例 v_z 的差别。图4.1c) 为事例的 v_x 与 v_y 的分布, 大部分的事例是在圆圈内的 (圆圈的半径为 2cm), 而圆圈外的事例被认为是打在束流壁上的事例。图4.1d) 为用 global 径迹重建的 v_z 的分布, 其中实线为没有经过事例选择条件的, 虚线为经过事例选择的。在 Run10 和 Run11 的最小偏差的数据分析中, 去除坏的 run 及坏的事例后, 最后用来分析的事例数分别是 240M 个事例和 480M 个事例。

4.2 电子的鉴别

在 Run10 中, STAR 已经安装了全部的飞行时间探测器。飞行时间探测器极大的提高了粒子鉴别的动量范围, 并且联合 TPC 可以鉴别电子。这使得在

STAR 上可以做双轻子的研究。

除了径迹和动量的测量，时间投影室（TPC）还可以通过粒子在气体中的电离能损（ dE/dx ）来鉴别带电粒子，图2.6为不同粒子的径迹的 dE/dx 随动量的变化关系。带电粒子在物质中的 dE/dx 可以用 Bethe-Bloch 公式预言，图2.6中的实线为 Bichsel 公式的预言的值，它们与实验数据符合的很好。为了更有效的利用 dE/dx 鉴别电子，STAR 定义了一个变量 $n\sigma_e$:

$$n\sigma_e = \log \left[\frac{(dE/dx)_{Measured}}{(dE/dx)_{Bichsel}} \right] / R \quad (4.1)$$

其中， $(dE/dx)_{Measured}$ 是测量的电子在 TPC 中的电离能损， $(dE/dx)_{Bichsel}$ 是用 Bichsel 公式预言某电子在某个动量下的电离能损 [73]， R 是测量的电离能损的能量分辨率 [74]。为了得到比较好的 dE/dx 分辨率，我们要求每条径迹至少有 16 个 TPC 击中点被用来计算 dE/dx ，图4.2中的 a) 为 $n\sigma_e$ 随动量的关系分布。TPC 对 π 和 K 的横动量鉴别的范围是 $p_T < 0.7\text{GeV}/c$ ， π 和 p 的鉴别范围是 $p_T < 1.2\text{GeV}/c$ ，但是 TPC 无法鉴别电子，图2.6中显示电子的 dE/dx 与动量之间的带状关系在低动量区依次穿过了 π 、K 和 p 的带，因此很难被清晰的鉴别出来，而在高动量区间，尽管电子的 dE/dx 要高于所有强子的 dE/dx ，但是电子和强子的低产额比还是限制了电子的鉴别 [108]。飞行时间探测器可以测量粒子飞行的时间，利用 TPC 测量的粒子径迹可以计算粒子的飞行速度。不同粒子的飞行速度是不一样的，通过速度可以鉴别粒子。

在数据分析中，联合 TPC 和 TOF 两个探测器的测量信息可以鉴别出电子。图4.2中的 a) 是 TPC 测量的电离能损（ $n\sigma_e$ ）随动量的分布；b) 是 TOF 测量径迹的 $1/\beta$ 随动量的分布；c) 是经过选择条件 $|1/\beta - 1| < 0.025$ ，TPC 测量的归一化电离能损随动量的分布；d) 为 $0.68 < p_T < 0.73\text{GeV}/c$ 范围内， $n\sigma_e$ 的拟合。从图4.2d) 中可清楚的看到鉴别出来的电子。

表 4.3 电子的选择条件

径迹的选择条件	$p_T \geq 0.2\text{GeV}/c$
	$ \eta \leq 1$
	$n \text{ HitsFit} \geq 20$
	$n \text{ Dedx} \geq 16$
	$n \text{ HitsFit}/n\text{Max} \geq 0.52$
	$\text{Global } dca \leq 1\text{cm}$
	$ 1/\beta - 1/\beta_{mean} \leq 0.025$
	$ y_{local} \leq 1.8$
	$f(p) \leq n\sigma_e \leq 2$

分析所用的径迹是 primary 径迹，电子径迹的选择条件如表格4.3所示。要求某条径迹对应的 global 径迹离对撞顶点足够近，即 Dca（Distance of Closest

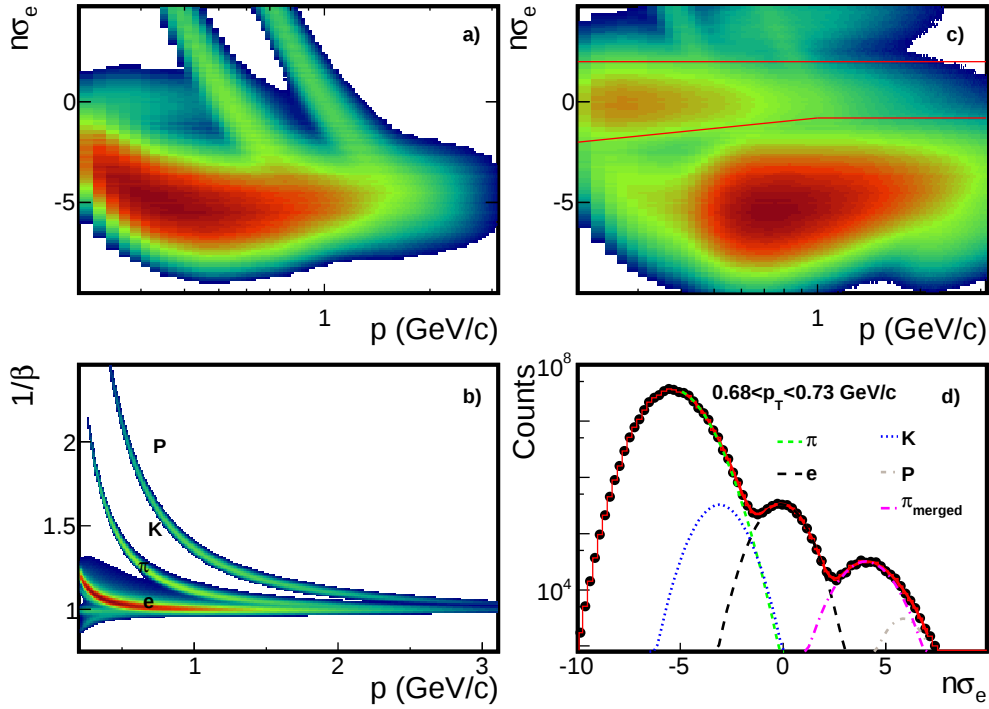


图 4.2 a) TPC 测量的 $n\sigma_e$ 随动量的分布, b) TOF 测量的径迹的 $1/\beta$ 随动量的分布, c) 经过 $|1/\beta - 1| < 0.025$ 选择的径迹 $n\sigma_e$ 随动量的分布, d) $0.68 < p_T < 0.73$ GeV/c 范围内, $n\sigma_e$ 的拟合

Approach) 小于某个值可以排除下列本底: 1) 从其他对撞产生的径迹; 2) 长寿命的粒子例如 K_S , Λ 等的衰变产物; 3) 被束流散射过的径迹等。原则上从对双轻子有贡献的母粒子衰变出来的正负电子的 $Dca \sim 0$, 但是 TPC 测量到的第一个点离对撞点至少有 50cm, 因此 Dca 的分辨率在厘米量级, 且与动量有关。因此, 我们要求电子的 $Dca < 1$ cm。为了保证电子的动量分辨率, 我们要求用来拟合这条径迹的 TPC 击中数不少于 20 个 (最多 45 个), 这个条件也能降低径迹重建中把一条长的径迹重建成两条独立的短的径迹的几率。考虑到 TPC 的接收度, 我们也要求电子的赝快度范围为 $|\eta| < 1.0$ 。

在 Au+Au 碰撞中, 经过苛刻的速度选择之后 ($|1/\beta - 1/\beta_{mean}| \leq 0.025$), 电子还是被相当数量的强子污染。这种污染主要是由于在 Au+Au 碰撞中多重数比较大, 而飞行时间探测器的粒度不够小导致的。对影响 TOF 鉴别电子的一些污染, 例如, K 或者 p 和从 γ 光子转换的电子同时打到 TOF 的同一个模块, 而时间投影室测量的径迹信息来自于 K 或 p, 时间信息来自 γ 光子转换来的电子 (K 或 p 和光子转换来的电子同时打到一个 TOF 的模块上, 而 TOF 的时间分辨又不能区分)。为了降低这种污染, 我们要求 $|y_{local}| < 1.8$ cm (y_{local} 为 TOF 的击中点在读出条上的位置), 该要求保证只有一个读出条有击中。最后我们得到 200GeV Au+Au 碰撞最小偏差事例中电子的纯度约为 97%。

4.3 双轻子的重建

利用高纯度的电子，可以重建双电子对。在同一事例中，利用不同电荷的电子重建的双电子不变质量的分布叫 unlike-sign 电子对；利用同种电荷的电子重建的双电子不变质量的分布叫 like-sign 电子对。在不同事例中，利用不同电荷的电子（正负电子来自不同的事例）重建的双电子不变质量分布较 unlike-sign mixed-event 电子对；利用同种电荷的电子（两个同种电荷的电子来自不同事例）重建的双电子不变质量分布较 like-sign mixed-event 电子对。unlike-sign 电子对分布包含信号和背景。利用公式 (4.2) 计算 unlike-sign 不变质量的分布。

$$M_{ee}^2 = (E_+ + E_-)^2 - (\vec{p}_+ + \vec{p}_-)^2 \quad (4.2)$$

其中， $E_{\pm} = \sqrt{\vec{p}^2 + m_e^2}$ ， $m_e = 0.511 \text{ MeV}/c$ ， $\vec{p}_{\pm}$ 为 TPC 测量的径迹的动量。电子的候选者要求在 $|\eta| < 1$ 和 $p_T > 0.2 \text{ GeV}/c$ 范围内，同时也要求重建出的电子对的快度 $|y_{ee}| < 1$ ，重建出的 unlike-sign 电子对分布如图4.5中的圆点。

unlike-sign 中的双轻子信号包含轻味强子的衰变、重味强子的衰变及 Dell-Yan 的贡献；unlike-sign 中的背景主要包含随机组合背景和关联背景，下一章节主要讨论背景的研究。

4.3.1 背景的研究

关联背景主要指两条用来重建电子对的径迹来自有关联的两个不同的母粒子（如 $\pi^0 \rightarrow \gamma + e^+ + e^-$ ， $\gamma \rightarrow e^+ + e^-$ ，一条径迹来自 π^0 ，另外一条径迹来自 γ ）及长程的流效应，而随机组合背景是指两条径迹来自没有任何关联的两个源，但是被组合在一起重建不变质量。关联背景和随机组合背景可以用 like-sign 来重建出来。

4.3.1.1 like-sign 方法

like-sign 方法是指在同一个事例中组合两个有相同电荷的径迹，它不包含任何的信号而且可以直接重建出关联背景和组合背景。在同一事例中，unlike-sign 和 like-sign 对径迹有相同的接收度和效率，因此用 unlike-sign 重建的双电子不变质量分布减去 like-sign 重建的双电子不变质量分布为信号的不变质量分布。在此分析中 like-sign 用的是 e^+e^+ 和 e^-e^- 的几何平均值。计算公式如 (3.3)：

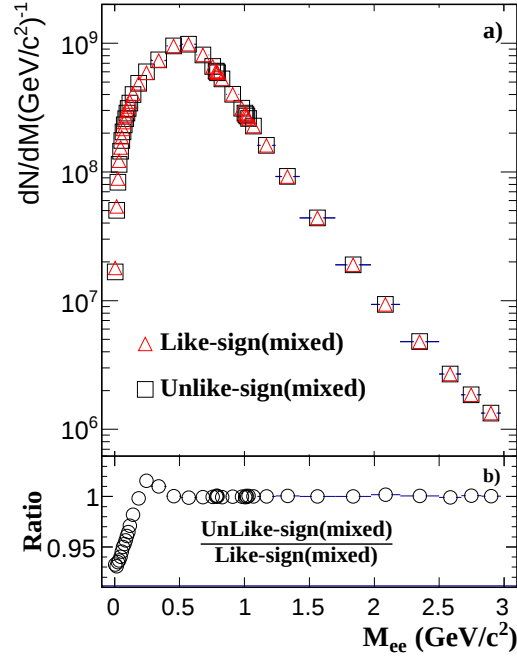


图 4.3 a) 为 mixed-event 的 like-sign 和 mixe-event 的 unlike-sign; b) 为 STAR 探测器接收度的修正因子。

TPC 在 ϕ 方向不是全部覆盖, 每个扇区之间有死区, 两个不同电性的径迹在磁场中会打到不同的 ϕ 的位置, 因此扇区间的死区会影响 unlike-sign 和 like-sign 的接收度。unlike-sign 和 like-sign 的接收度的差别可以利用 like-sign mixed-event 的和 unlike-sign mixed-event 的差别来估计 (此差别由探测器的接收度造成的), 有关详细的 mixed-event 介绍见 4.3.1.2 节。探测器的接收度的修正因子可用公式 (4.3) 计算:

$$f_{\text{acpt}}(m_{ee}, P_T) = \frac{B_{+-}(m_{ee}, P_T)}{2\sqrt{B_{++}(m_{ee}, P_T)B_{--}(m_{ee}, P_T)}} \quad (4.3)$$

其中, $B_{+-}(m_{ee}, P_T)$ 、 $B_{--}(m_{ee}, P_T)$ 和 $B_{++}(m_{ee}, P_T)$ 分别是 mixed-event 中的 e^+e^- 、 e^-e^- 和 e^+e^+ 的个数, 并且 $2\sqrt{B_{++}(m_{ee}, P_T)B_{--}(m_{ee}, P_T)}$ 是 like-sign mixed-event 中的双轻子对个数, $B_{+-}(m_{ee}, P_T)$ 是 unlike-sign mixed-event 中的双轻子对个数。图 4.3a) 为 like-sign mixed-event 和 unlike-sign mixed-event 的双电子的不变质量分布, 图 4.3b) 为 STAR 探测器接收度的修正因子的分布, 经过接收度修正后的 like-sign 的分布如图 4.5 中的三角。由于在高不变质量区间内的电子对主要来自高横动量的电子, 而高横动量的电子比低横动量的电子少, 因此高不变质量区间内 like-sign 的统计误差比较大, 而且此区间内关联背景的贡献相对比较小, 为了降低统计误差, 我们选用另外一种方法来重建背景, 该方法为 mixed-event 方法, 下面比较仔细的讨论此方法。

4.3.1.2 mixed-event 方法

mixed-event 方法要求用来重建双轻子的两个电子来自不同的事例, 这样大大的提高了统计量, 减小了统计误差。为了保证 mixed-event 比较准确的重建出组合背景, 要求用来 mixed 的事例有比较相似的结构, 因此需要对事例进行划分。事例按照标识事例的事例顶点、事件平面、中心度和磁场来划分。在本分析中事例顶点的选择范围是 $-30cm$ 到 $30cm$, 这个范围被分成了 10 等份; 最小偏差的事例被定义了 9 个中心度, 事件平面的角度的范围是 0 到 π , 这个范围被分成了 100 等份; 磁场有两种: 正磁场, 反磁场, 关于如何保证事例被充分 mix 见 4.3.1.3 节。被用来 mixed 的事例必须在相同的中心度、磁场、事件平面角度范围和事例顶点范围内。下面讨论如何将 unlike-sign mixed-event 谱归一化到 like-sign 的谱。在 $m_{ee}(0.9,3)GeV/c^2$, $p_T(0,4)GeV/c$ 范围内, 用 mixed-event 方法重建的 unlike-sign mixed-event 组合背景 $B_{\pm\pm}^{comb}$ 被归一化到 like-sign 背景 $N_{\pm\pm}$ 。我们定义比值 $A_+(4.4)$, $A_-(4.5)$:

$$A_+ = \frac{\int_{N.R} N_{++}(m_{ee}, p_T) dm_{ee} dp_T}{\int_{N.R} B_{++}(m_{ee}, p_T) dm_{ee} dp_T}, \quad (4.4)$$

$$A_- = \frac{\int_{N.R} N_{--}(m_{ee}, p_T) dm_{ee} dp_T}{\int_{N.R} B_{--}(m_{ee}, p_T) dm_{ee} dp_T}, \quad (4.5)$$

其中 $N.R$ 是归一化范围。然后在整个相空间积分被归一的 like-sign mixed-event 背景:

$$B_{++} = \int_0^\infty A_+ \times B_{++}(m_{ee}, p_T) dm_{ee} dp_T, \quad (4.6)$$

$$B_{--} = \int_0^\infty A_- \times B_{--}(m_{ee}, p_T) dm_{ee} dp_T, \quad (4.7)$$

$B_{+-}(m_{ee}, p_T)$ (unlike-sign mixed-event) 被归一化到 like-sign mixed-event 的几何平均值 $2\sqrt{B_{++}B_{--}}$:

$$B_{\pm}(m_{ee}, p_T) = \frac{2\sqrt{B_{++}B_{--}}}{\int_0^\infty B_{\pm}(m_{ee}, p_T) dm_{ee} dp_T} B_{\pm}(m_{ee}, p_T), \quad (4.8)$$

图 4.4 中的比值是经过接收度修正的 like-sign 和被归一的 unlike-sign mixed-event 的比值。用线性函数拟合该比值, 拟合的范围是 $(0.9,3)GeV/c^2$, 由拟合得 $\chi^2/ndf = 15/16$, 比值 $= 0.99998 \pm 0.0004$ 。由拟合参数说明在 $M_{ee} > 0.9GeV/c^2$ 范围内 unlike-sign mixed-event 可以很好的重建背景。图 4.5 中的方格为被归一化的 unlike-sign mixed-event 的分布。

在 STAR 的接收度内, 利用最小偏差的事例, 当 $M_{ee} \geq 0.9GeV/c^2$ 时,

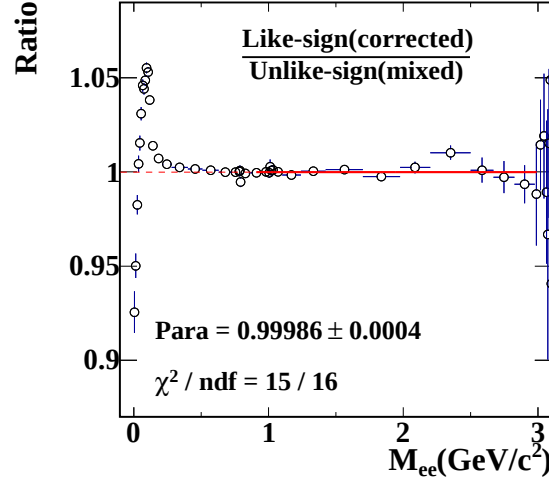


图 4.4 like-sign 不变质量分布与 unlike-sign mixed-event 不变质量分布的比值的拟合。

unlike-sign 减去 unlike-sign mixed-event 重建的双轻子背景，因为 unlike-sign mixed-event 可以在此区间内很好的重建统计误差很小的背景；当 $M_{ee} \leq 0.9 \text{ GeV}/c^2$ 时，unlike-sign 减去经过接收度修正的 like-sign 重建的背景，因为此区间内利用 like-sign 可以重建真实的背景。unlike-sign 去除背景后为信号的分布，如图 4.6a)。图 4.6b) 是信号和背景的比值。由于信号和背景的比值很小，要得到统计误差比较小的双电子的椭圆流需要大的统计量。

图 4.7 是双轻子不变质量的分布，其中，实线是 cocktail 模拟 [85]，各种虚线代表各种不同的组分。把整个低质量和中质量区间划分为 7 个小的子质量区间，由 cocktail 模拟得到在不同质量区间内，不同的粒子贡献不同。当 $M_{ee} \leq 0.14 \text{ GeV}/c^2$ 时， $\pi^0 \rightarrow \gamma e^+ e^-$ 贡献比较大；当 $0.14 \leq M_{ee} \leq 0.3 \text{ GeV}/c^2$ 时， $\eta \rightarrow \gamma e^+ e^-$ 衰变贡献比较大；当 $0.5 \leq M_{ee} \leq 0.7 \text{ GeV}/c^2$ 时，粲介子半轻子衰变和介质中的 ρ 贡献比较大；当 $0.7 \leq M_{ee} \leq 0.9 \text{ GeV}/c^2$ 时， $\omega \rightarrow e^+ e^-$ 贡献比较大；当 $0.9 \leq M_{ee} \leq 1.1 \text{ GeV}/c^2$ 时， $\phi \rightarrow e^+ e^-$ 贡献比较大；当 $1.1 \leq M_{ee} \leq 2.0 \text{ GeV}/c^2$ 时，粲介子的半轻子衰变贡献比较大。

4.3.1.3 如何判断事例被充分 mix

两个事例做 mix 时，要求其是随机被选中的事例，如何确保事例被随机的 mix，下面我们仔细讨论这个问题。我们定义了 *bufferindex*：

$$bufferindex = x \times N_1 \times N_2 + y \times N_2 + z; \quad (4.9)$$

其中，中心度的等份为 $N_0 = 9$ ，事例顶点的选择范围等份为 $N_1 = 10$ ，事件平面的角度范围等份为 $N_2 = 100$ ， x 为中心度的等份的变量 (0-8)， y 为事例

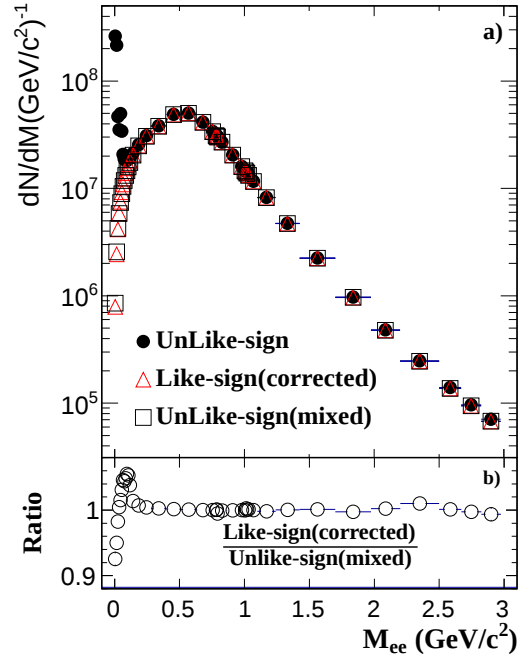


图 4.5 a) 是双轻子的不变质量分布，圆点为信号与背景的分布，三角为接收度修正的 like-sign 背景的分布，方格为归一化后的 unlike-sign mixed-event 的背景的分布；b) 是接收度修正后的 like-sign 与归一化后的 unlike-sign mixed-event 的比值。

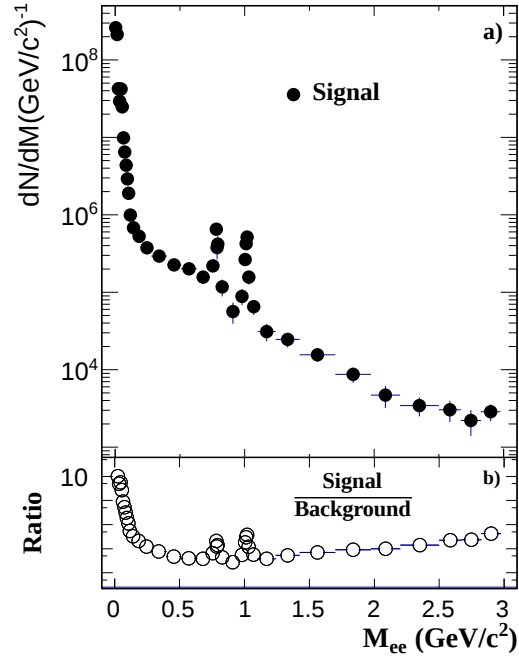


图 4.6 a) 是双轻子的信号的不变质量分布；b) 是双轻子的信号与背景的比值。

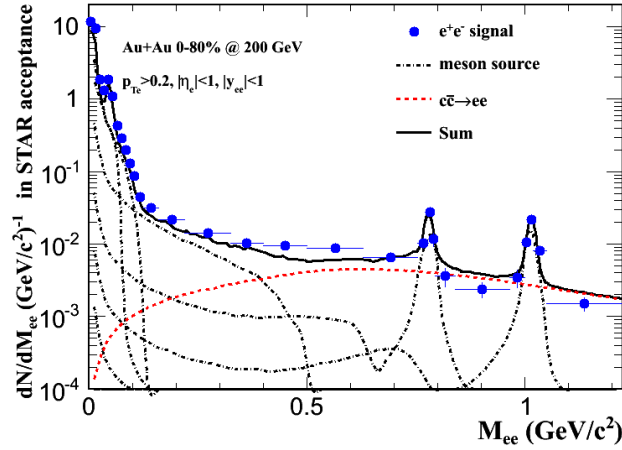


图 4.7 模拟的和测量的双轻子不变质量分布。

顶点的选择范围等份变量 (0-9), z 为事件平面的角度范围等份变量 (0-99)。每个事例用 *bufferindex* 标记, 每个 *bufferindex* 中最多可以保存 10 个事例。被用来 mix 的事例个数为 *bufferindex* 中存在事例的个数, 其从 0 到 9。当 *bufferindex* 中事例的个数达到 10 时, 以后每次有相同 *bufferindex* 标识的事例会随机的取代 10 个事例中的一个。只有在事例比较多的情况下, 这种随机取代才能达到 mixed-event 要求。为了检验这种随机取代事例是否达到 mixed-event 的要求, 我们选择两个物理量来衡量。

一个是, 每个 *bufferindex* 中保存事例个数的平均值 (Mean); 另一个是, *bufferindex* 中完全被填满的情况 (10 个事例) 占 *bufferindex* 中总的情况 (10 个事例和小于 10 个事例) 的比值 (Ratio)。图4.8左中是每一个 *bufferindex* 中保存的事例的个数的分布, 图4.8右是某个 *bufferindex* 中保存事例的情况。图4.8右的平均值 (Mean) 和比值 (事例数是 10 的事例的个数与总的事例的个数的比值, Ratio) 来表示 *bufferindex* 中事例被用来 mix 的情况。图4.9左中是每个 *bufferindex* 中事例的平均值 (Mean) 随 *bufferindex* 的分布, 图4.9右是每个 *bufferindex* 中比值 (Ratio) 随 *bufferindex* 的分布。分别用线性函数去拟合图4.9b) 的平均值和比值的分布, 当图4.9右的平均值近似为 10, 比值近似为 1 时, 表明达到了 mix 的要求。从图4.9拟合的值看出事例被随机的 mix。

4.4 椭圆流的分析方法

4.4.0.4 事件平面的重建

两个金核相碰撞时, 把碰撞参数 (两个核心之间矢量) 与束流方向所组成的平面叫反应平面。每一次碰撞都有一个反应平面, 每个反应平面的方向都是不一样的, 在大量碰撞的情况下, 反应平面在各个方向上出现的几率是一样的,

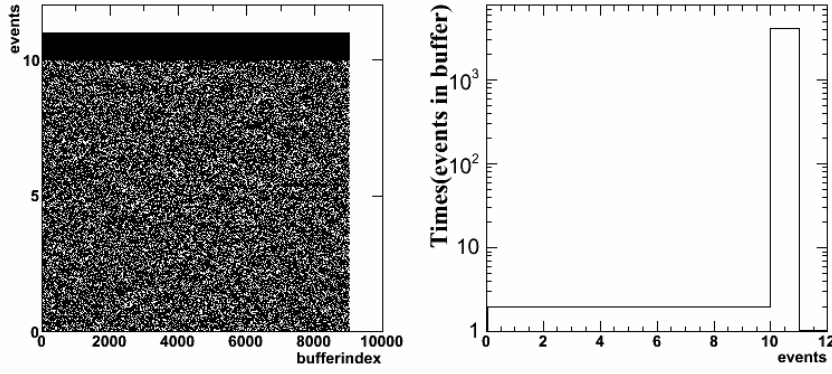


图 4.8 左图是 *buferrindex* 中保存事例的个数的分布；右图是某个 *bufferindex* 中保存事例的情况。

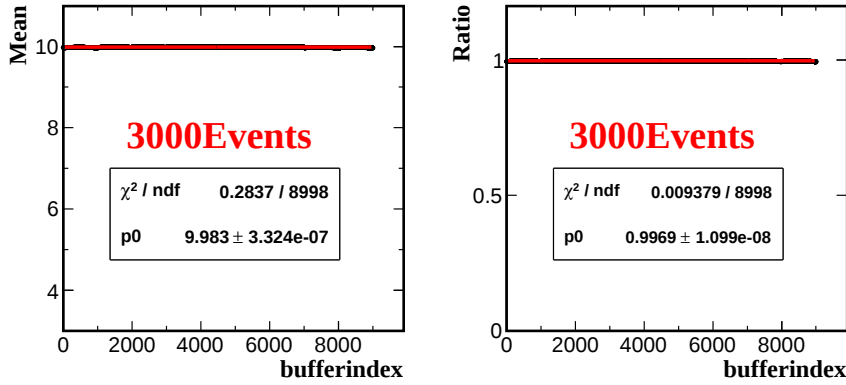


图 4.9 左图是每个 *buferrindex* 中平均事例的个数随 *bufferindex* 的分布；右图是每个 *bufferindex* 中事例数是 10 的个数与该 *bufferindex* 中总的事例的个数的比值。用线性函数分别拟合这 Mean 和 Ratio 的分布。

因此反应平面的方位角的分布是均匀的分布。在实验中，我们没有办法测量反应平面，但我们可以利用碰撞后产生的径迹重建反应平面，该反应平面叫事件平面。我们利用公式 (4.10, 4.11, 4.12) 计算事件平面，其中， X_2 、 Y_2 为事件平面到 x 、 y 轴的投影。 $\sum_i$ 是对所有用来计算事件平面的 primary 径迹求和，该径迹的选择条件如表格 4.4， w_i 是权重，一般我们用径迹的横动量作为权重，这种选择可以使重建出的事件平面的分辨率最好。最后重建出的事件平面的角度的范围为 $0 < \Psi_2 < \pi$ 。

$$Q_2 \cos(2\Psi_2) = X_2 = \sum_i w_i \cos(2\phi_i) \quad (4.10)$$

$$Q_2 \sin(2\Psi_2) = Y_2 = \sum_i w_i \sin(2\phi_i) \quad (4.11)$$

$$\Psi_2 = \left(\tan^{-1} \frac{\sum_i w_i \sin(2\phi_i)}{\sum_i w_i \cos(2\phi_i)} \right) \quad (4.12)$$

如果所用的探测器是理想的，即在各个方向的接受、探测几率都是一样的，则重建出的事件平面的角分布也应该是平的分布，但实际上探测器在各方面的探测效率，接收度都不一样，造成最后重建出的事件平面不是均匀分布。一般用 ϕ weight 方法（公式4.10，4.11）可去除探测器的影响，把事件平面拉平。

表 4.4 重建事件平面的径迹的选择条件

径迹的选择条件	$0.2 \geq p_T \geq 2\text{GeV}/c$
	$ \eta \leq 1$
	$n\text{HitsFit} \geq 20$
	$n\text{Dedx} \geq 16$
	$n\text{HitsFit}/n\text{Max} \geq 0.52$
	$n\text{HitsFit}/n\text{Max} \leq 1.05$
	$\text{Global } dca \leq 2\text{cm}$

在 Run10 中，由于 TPC 的一个扇区不工作，重建出的对撞点不在 TPC 的中心位置，用 ϕ weight 方法不足以去除探测器的影响，因此我们改选用重定中心（recentering）方法 [93]，但是经过此方法后事件平面的分布还是不平如图4.10左中的虚线，探测器的效应没有被完全修正，为此，移动（shifting）方法被用来拉平重建的事件平面 [94]。公式（4.13）被用来计算移动修正项，在此分析中修正项被计算到 $n = 20$ ，图4.10中的实线为经过移动方法后事件平面的分布。为了在计算双电子椭圆流时去除自关联，用来重建事件平面的径迹中已经去除用来重建双电子的径迹。为了表征事件平面已经被拉平，用直线去拟合该事件平面的分布，如图4.10右，其拟合参数 $\chi^2/ndf = 150/179 < 1$ ，表明事件平面已经被拉平。

$$\Psi' = \Psi + \sum_n \frac{1}{n} [-\langle \sin(2n\Psi) \rangle \langle \cos(2n\Psi) \rangle + \langle \cos(2n\Psi) \rangle \langle \sin(2n\Psi) \rangle] \quad (4.13)$$

4.4.0.5 事件平面的分辨率

我们观测到的椭圆流是与事件平面有关联的，由于在重建事件平面时，我们所用的径迹数是有限径迹数，而且事件平面与反应平面之间存在不确定性。因此我们所观测到的椭圆流要经过反应平面分辨率的修正。利用公式（4.14）修正观测的椭圆流 [96]。

$$v_2 = \frac{v_2^{obs}}{\langle \cos [2(\Psi_2 - \Psi_r)] \rangle} \quad (4.14)$$

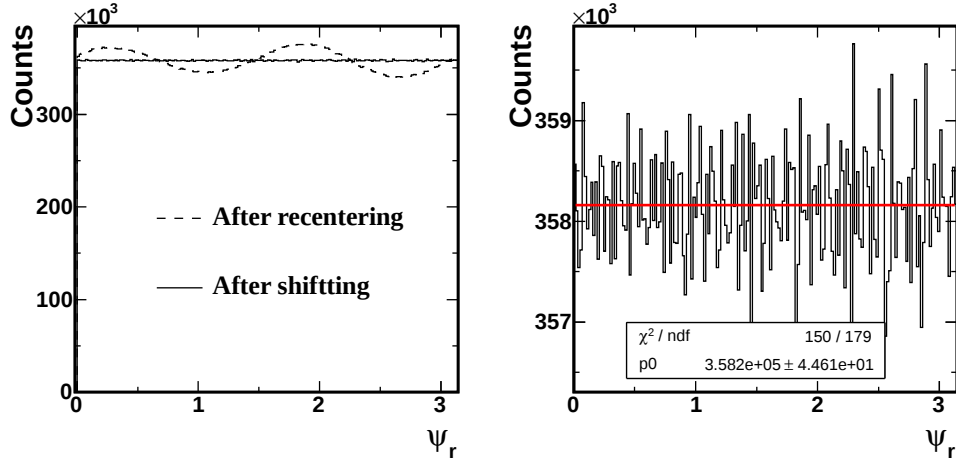


图 4.10 事件平面的分布。左图：虚线是经过重定中心方法后的事件平面的分布，实线是经过重定方法和移动方法后事件平面的分布；右图是经过重定方法和移动方法后事件平面的拟合。

其中， $\langle \rangle$ 是对所有的事例求平均， v_2 、 v_2^{obs} 、 Ψ_2 和 Ψ_r 分别对应真实的椭圆流，观测到的椭圆流，事件平面的角度和反应平面的角度。 $\langle \cos [2 (\Psi_2 - \Psi_r)] \rangle$ 为反应平面分辨率。为了计算反应平面分辨率，我们把整个事例的径迹分成两个子事例，每个子事例随机分得整个事例径迹的一半。利用公式4.12计算每个子事例的事件平面。在通过公式（4.15）计算每个子事例的反应平面的分辨率 [96]。

$$\langle \cos [2 (\Psi_2^A - \Psi_r)] \rangle = \sqrt{\langle \cos [2 (\Psi_2^A - \Psi_2^B)] \rangle}, \quad (4.15)$$

$$\langle \cos [2 (\Psi_2 - \Psi_r)] \rangle = \sqrt{2} \sqrt{\langle \cos [2 (\Psi_2^A - \Psi_2^B)] \rangle}, \quad (4.16)$$

考虑到整个事例的径迹数是每个子事例径迹数的两倍，整个事例的反应平面的分辨率利用公式（4.16）计算。图4.11为反应平面分辨率随中心度的分布。此分辨率依赖于用来重建事件平面的径迹数和事例的对称性。对于最偏心的碰撞，比较少的径迹数是分辨率减小，对于最中心的碰撞，小的椭圆流也使它减小。反应平面的分辨率在中心度为 20-30% 时达到最大。

4.4.1 椭圆流的分析方法

一般我们可以利用不变质量方法按照公式（4.17）计算信号的椭圆流。

$$v_2^T(m_{inv}) = v_2^S(m_{inv}) \frac{N_S}{N_{S+B}}(m_{inv}) + v_2^B(m_{inv}) \frac{N_B}{N_{S+B}}(m_{inv}), \quad (4.17)$$

其中 v_2^T 、 v_2^S 、 v_2^B 分别为信号和背景的椭圆流、信号的椭圆流、背景的椭圆流， N_S 、 N_B 、 N_{S+B} 分别为信号的数目、背景的数目、信号与背景的数目。在比较小的质量区间内，双电子的统计量比较小，我们无法像其他信噪比好或者统计

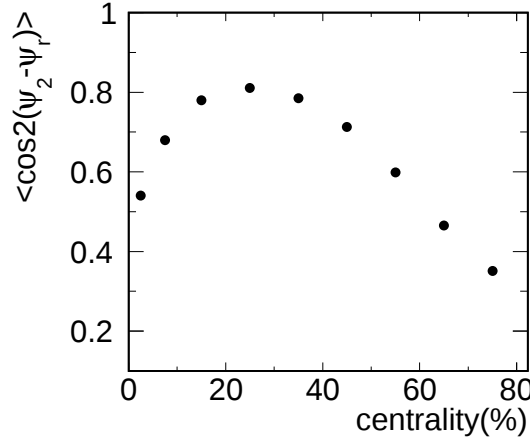


图 4.11 利用 TPC 径迹重建的事件平面的分辨率。

好的 K_S^0 等粒子直接利用公式 (4.17) 计算双电子的椭圆流。因此我们对所研究的信号、背景、信号与背景分别对质量积分，得到对应积分质量区间内的积分公式 (4.18)，利用此积分公式计算双轻子的椭圆流。

$$v_2^T = v_2^S \frac{N_S}{N_{S+B}} + v_2^B \frac{N_B}{N_{S+B}}, \quad (4.18)$$

为了得到双轻子信号的椭圆流，首先要计算双轻子的信号与背景之和的椭圆流 v_2^T 、双轻子背景的椭圆流 v_2^B 及双轻子的信号与信号及背景的比值 N_S/N_{S+B} 。我们利用公式 (4.19, 4.20) 计算 v_2^T , v_2^B 。

$$v_2 = \langle \cos [2(\phi - \Psi_r)] / r_j \rangle, \quad (4.19)$$

$$\frac{dN}{d(\phi - \Psi_r)} = 1 + 2v_2 \cos [2(\phi - \Psi_r)], \quad (4.20)$$

其中, r_j 是中心度为 j 的事件平面的分辨率, ϕ 是双轻子的角度, ψ_r 是事件平面的角度。 $\langle \rangle$ 意味着平均所有事例中的所有双轻子对。在一个事例中, 如果事件平面的角度、事件平面的分辨率及双轻子的角度都知道, 我们就可以计算该双轻子的 $\cos(2(\phi - \Psi_r))$, 然后对积分区间内所有的事例所有的双轻子数求平均; 同时我们也可得到双轻子的 $\phi - \Psi_r$ 的分布, 如图4.12, 然后用公式 (4.20) 拟合该分布, 可得拟合参数 v_2 , 所以利用公式 (4.19, 4.20) 都可以计算 v_2^T 、 v_2^B 。

当双轻子的不变质量大于 $0.9\text{GeV}/c^2$ 时, 有两种方法可以重新产生背景, 一种是 like-sign 方法, 一种是 mixed-event 方法, 但是利用 like-sign 重建的背景的统计误差相当大, 因此我们选用可以产生相同背景 mixed-event 方法。这两种方法可产生一样的谱, 但是不是也可产生一样的椭圆流? 图4.13左为两

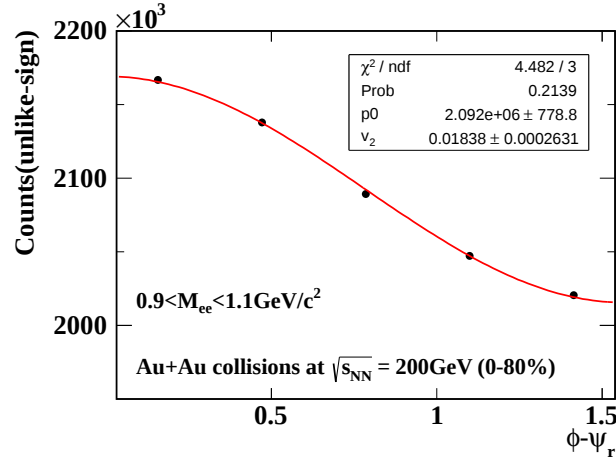


图 4.12 unlike-sign 重建的双轻子的 $dN/d(\phi - \Psi_r)$ 的分布。

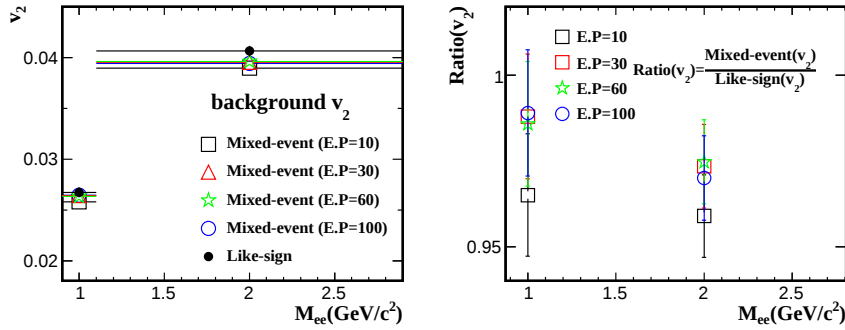


图 4.13 左图为事件平面分不同等份时背景的椭圆流；右图为事件平面分不同等份是，like-sign 的椭圆流与 unlike-sign mixed-event 椭圆流的比值。

种方法计算的背景的椭圆流，而且利用 mixed-event 方法分别计算了反应平面角等分为 10、30、60 的情况下的背景的椭圆流。图4.13右为反应平面角分不同等份时，利用这两种方法计算的椭圆流的比值。由于事件平面分辨率的限制，当事件平面的角度分为 30 等份时，利用 mixed-event 计算的椭圆流达到饱和，而且所有的比值都系统的小于 1，因此由于事件平面分辨率的限制 like-sign 与 mixed-event 不可产生一样的椭圆流。下面我们选用另外一种途径研究这个问题。

我们利用公式（4.20）重新计算背景的椭圆流之前要解决的一个问题是在不同 $\phi - \Psi_r$ 区间内，如何归一化 unlike-sign mixed-event 的谱。处理这个问题有两种方法：一种方法是用同一个归一化常数（该常数为不分 $\phi - \Psi_r$ 区间时使 unlike-sign mixed-event 归一化到 like-sign 的常数）归一不同 $\phi - \Psi_r$ 内 unlike-sign mixed-event 的谱，另外一种方法是用该区间内归一化常数（该常数为为此区间内使 unlike-sign mixed-event 归一化到 like-sign 的常数）归一此 $\phi - \Psi_r$ 区间内的 unlike-sign mixed-event 的谱。在不同 $\phi - \Psi_r$ 内区间内，这两种方法得到的 unlike-sign mixed-event 谱的比值如图4.14下排，该比值对 $\phi - \Psi_r$ 有很

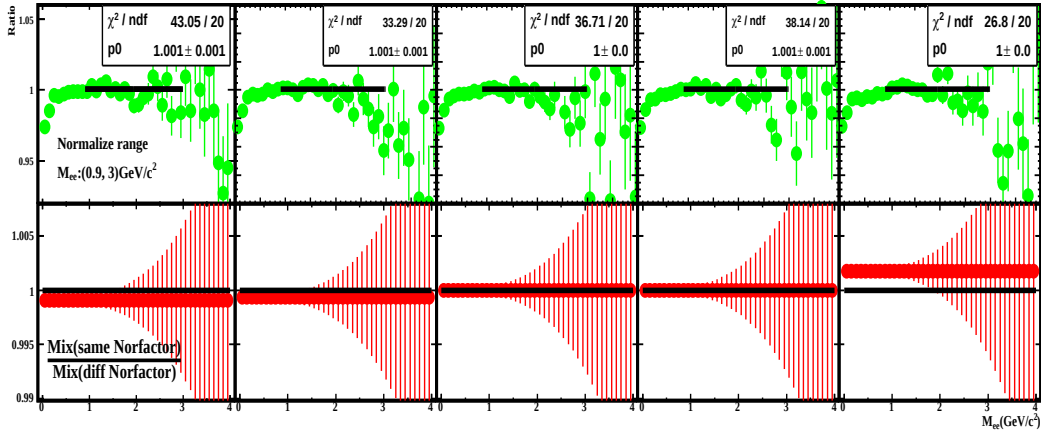


图 4.14 第一排为不同 $\phi - \psi_r$ 区间里 unlike-sign mixed-event 背景与 like-sign 背景的比值，第二排为两种 unlike-sign mixed-event 背景的比值。

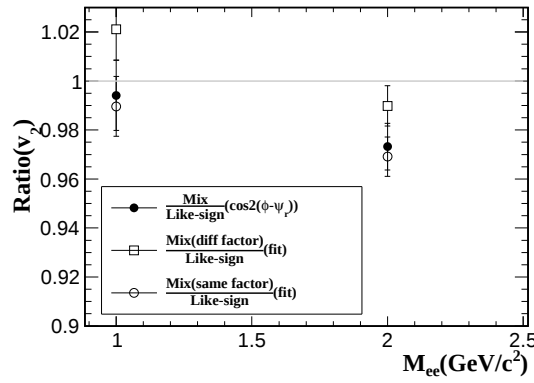


图 4.15 不同情况下背景的椭圆流的比值。

强的依赖性，而这种依赖性是因为流的存在。此外，我们还研究了这两种方法下 unlike-sign mixed-event 重建的双轻子对数随 $\phi - \Psi_r$ 分布，然后利用公式 (4.20) 去拟合该分布，得到 unlike-sign mixed-event 的椭圆流，然后计算了其 with like-sign 方法得到的椭圆流的比值，如图4.15。图4.15中的圆圈为用第一种方法下的 unlike-sign mixed-event 的椭圆流与 like-sign 椭圆流的比值；方格为第二种方法下的比值；圆点为利用公式 (4.19) 计算出的 unlike-sign mixed-event 与 like-sign 的椭圆流的比值。圆圈与圆点都系统的小于 1，而方格在误差范围内等于 1。为了消除这种流的影响，最后我们采用公式 (4.20) 计算椭圆流的值，及采用第二种方法归一 unlike-sign mixed-event 的谱。unlike-sign mixed-event 归一化后与 like-sign 的谱的比值如图4.14的上排。

当双轻子的不变质量小于 $0.9 \text{ GeV}/c^2$ 时，用公式 (4.19) 计算 v_2^T 和 v_2^B 。图4.16a) 是 v_2^T 和 v_2^B 的分布，图4.16b) 是 $\frac{N_S}{N_{S+B}}$ 的分布。在每个子质量区间内，有 v_2^T 、 v_2^B 和 $\frac{N_S}{N_{S+B}}$ ，利用方程 (4.18) 可以计算双轻子信号的椭圆流 (v_2^S)。

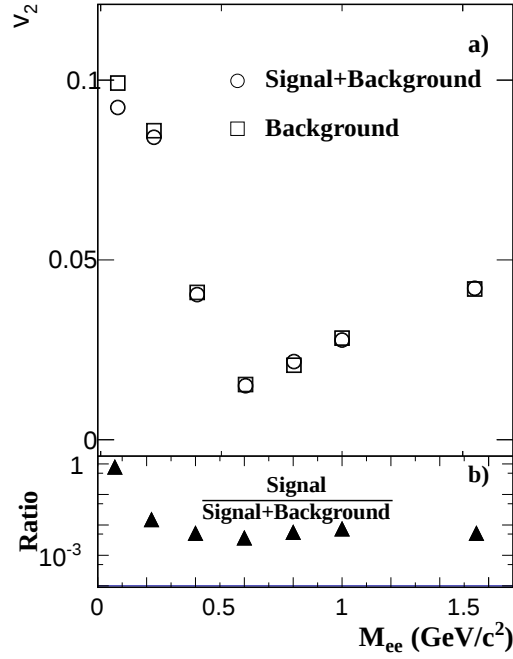


图 4.16 a) 方格为双轻子背景的椭圆流，圆圈为双轻子背景和信号的椭圆流；b) 双轻子的信号与其信号与背景的比值。

4.5 模拟

除了双轻子的数据分析外，我们还做了双轻子椭圆流的模拟。对于最小偏差的事例，当 $M_{ee} < 1.1\text{GeV}/c^2$ 时，模拟了包含 π^0 、 η 、 ω 和 ϕ 的两体和三体衰变的 cocktail 的椭圆流。当 $M_{ee} > 1.1\text{GeV}/c^2$ 时，用 $c\bar{c} \rightarrow e^+e^-$ 过程模拟双轻子椭圆流。

4.5.1 轻强子椭圆流的模拟

双轻子的信号主要来自于轻味强子和重味强子的衰变。我们用蒙特卡罗程序模拟对双轻子信号有贡献的母粒子的两体衰变或者三体衰变。cocktail 谱的模拟主要包括组分 π^0 、 η 、 η' 、 ρ 、 ω 、 ϕ 、 J/ψ 和 ψ' 等介子。cocktail 椭圆流的模拟主要包含四个组分： π^0 、 η 、 ω 、 ϕ ，其输入参数如表格4.5。

表 4.5 轻强子椭圆流的模拟输入物理量

p_T	Tsallis 函数
$y(\text{快度})$	flat(-1,1)
ϕ	$1+2v_2\cos(2\phi)$

利用蒙特卡罗程序模拟组分的两体衰变和三体衰变，衰变产生的子粒子经过 STAR 探测器的选择条件后，重建成双轻子对。下面详细介绍利用蒙特卡罗模拟 cocktail 的组分轻强子的衰变。

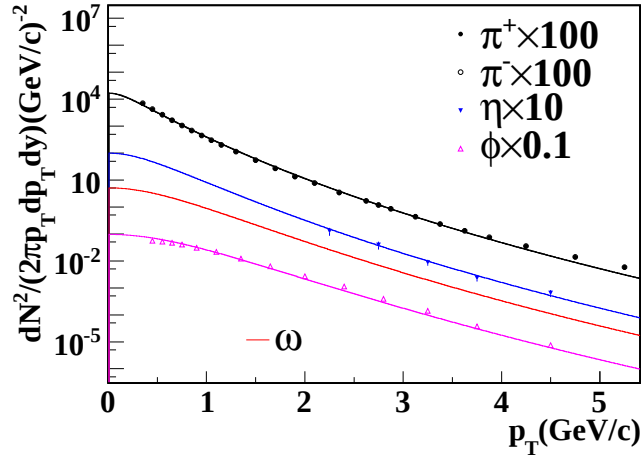


图 4.17 最小无偏的 200GeV Au+Au 碰撞中 $\pi^\pm$, η , ω , ϕ 粒子的横动量谱, 而图中的线为 Tsallis 预言的横动量的分布 [97]。

利用 Tsallis 函数 [97] 抽样横动量 (p_T)。图4.17显示了组分粒子的产额分布。由该分布, 可以得到组分粒子的横动量分布; 快度的分布是从 -1 到 1 的区间内均匀随机抽样; 方位角是按照公式 $dN/d\phi = 1 + 2v_2(p_T) \cos(2\phi)$ 的分布抽样。其中 $v_2(p_T)$ 是按微分椭圆流的拟合函数抽样, 如图4.18。图4.18a) 为 π 的椭圆流及其拟合, 其中, $p_T < 1\text{GeV}/c$ 的数据点为 STAR 测量的 $\pi^\pm$ 的椭圆流 [99], $p_T > 1\text{GeV}/c$ 的数据点为 PHENIX 测量的 π^0 的椭圆流 [98]; 图4.18b) 为 K_s^0 的椭圆流拟合 [101]; 图4.18c) 是 ϕ 的椭圆流拟合 [102]。由于 η 、 ω 都没有测量的椭圆流, 而 K_s^0 与 η 、 ϕ 与 ω 相应的质量都比较接近, 因此用 K_s^0 的椭圆流代替 η 的椭圆流, 用 ϕ 的椭圆流代替 ω 的椭圆流。

对每一个组分的横动量、快度、已经椭圆流化的方位角及质量随机抽样, 然后模拟其两体或 Dalitz 衰变, 让产生的子粒子通过 STAR 探测器的选择条件, 重建双轻子对。通过组合各个组分的椭圆流可以得到 cocktail 的椭圆流, 如图4.19。黑线代表 cocktail 的椭圆流, 其他颜色的线代表各个组分的椭圆流。图4.20 a) 到 e) 是对应的子质量区间内 cocktail 微分椭圆流。

为了研究椭圆流输入的不确定性, 我们采用了另外一种椭圆流的输入。粒子的椭圆流在低中横动量区间内遵循 kE_T 标准, 即粒子的椭圆流来自粒子的组分夸克, 当不同粒子的椭圆流及其 kE_T 分别除以它的组分夸克数 (n_q) 后落在同一条线上, 如图4.21, 其中, $kE_T = m_T - m$, $m_T = \sqrt{(p_T^2 + m^2)}$, 横坐标为组分夸克的 kE_T (kE_T/n_q), 纵坐标为组分夸克的椭圆流 (v_2/n_q)。图中方格表示 K_s^0 组分夸克的椭圆流 (v_2/n_q) 的分布 [101], 圆圈表示 $\pi^\pm$ 中组分夸克的椭圆流 (v_2/n_q) 的分布 [98, 99], 它们组分夸克的椭圆流在误差范围内相等。由图4.21中的数据点拟合得到组分夸克的椭圆流及 kE_T 标度函数, 用该函数可计算 η 、 ω 和 ϕ 等粒子的椭圆流。利用新计算出的组分粒子的椭圆流作为新的输

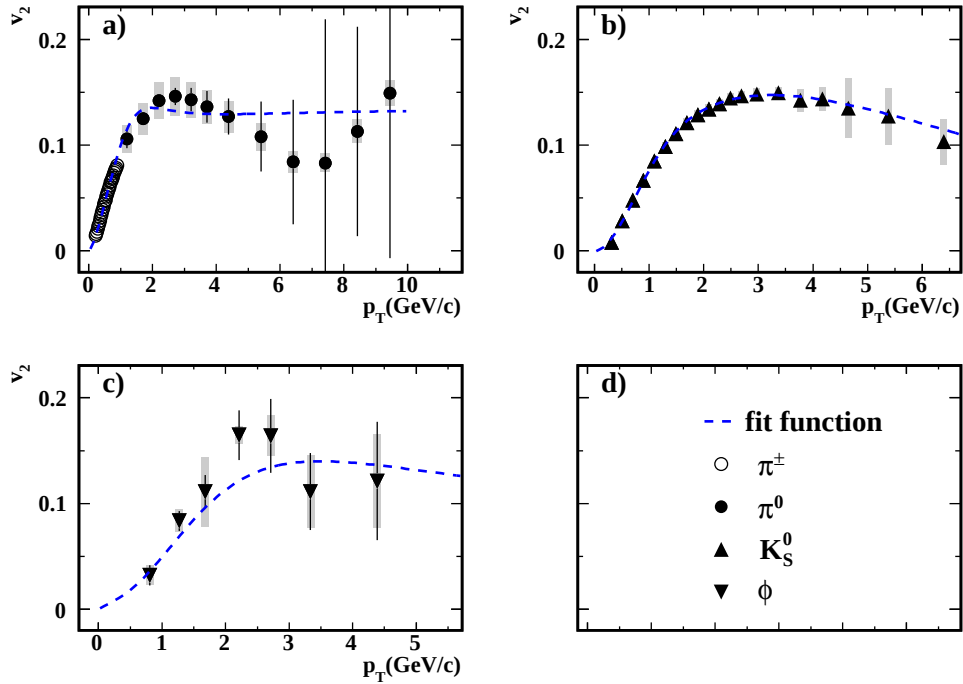


图 4.18 最小无偏的 200GeV Au+Au 碰撞中 π 、 K_s^0 、 ϕ 的椭圆流 [98, 99, 101, 102]。

入，按相同的过程模拟 cocktail 椭圆流，结果如图4.22中的虚线，而实线为用先前的椭圆流的输入模拟出的 cocktail 的椭圆流。由图4.22中模拟结果的比较及现在测量的双轻子椭圆流的精度可以得出 cocktail 椭圆流的输入的不确定性（相对误差 $<10\%$ ）是可以忽略的。

4.5.2 不同中心度内的 π^0 Dalitz 衰变

在 $M_{ee} < 0.14 \text{ GeV}/c^2$ 内， π^0 粒子的 Dalitz 衰变起主导作用，因此仅需模拟 π^0 Dalitz 衰变。 π^0 的 Dalitz 衰变过程和 cocktail 中组分粒子的模拟过程类似，唯一的不同是母粒子横动量的分布输入不同。 π^0 的 Dalitz 衰变的输入如表格4.6。

表 4.6 π^0 Dalitz 衰变模拟输入物理量

p_T	拟合函数 ($f(m_T)$)
y	flat(-1,1)
ϕ	$dN/d\phi = 1 + 2v_2 \cos(2\phi)$

图4.23显示的是 200GeV Au+Au 对撞不同中心度内 $\pi^\pm$ 的横动量谱 [107]，并用函数 (4.21) 拟合它。

$$f(p_T) = 2\pi a_0 p_T (\exp(-(a_1 p_T + a_2 p_T^2)) + \frac{p_T}{a_3})^{-a_4}, \quad (4.21)$$

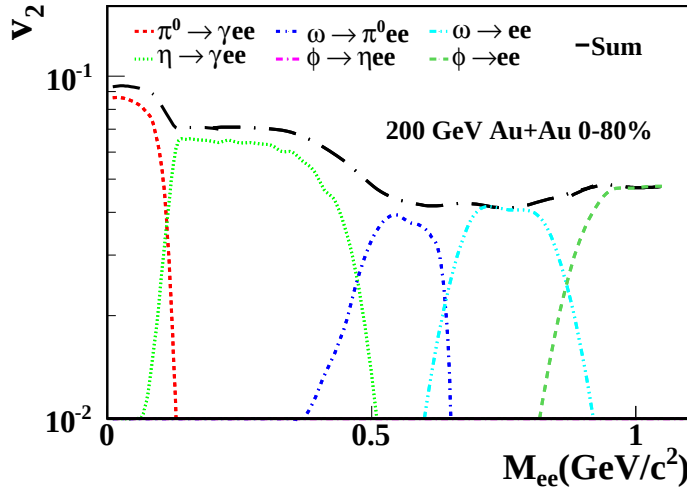


图 4.19 cocktail 的积分椭圆流及各组分的积分椭圆流。

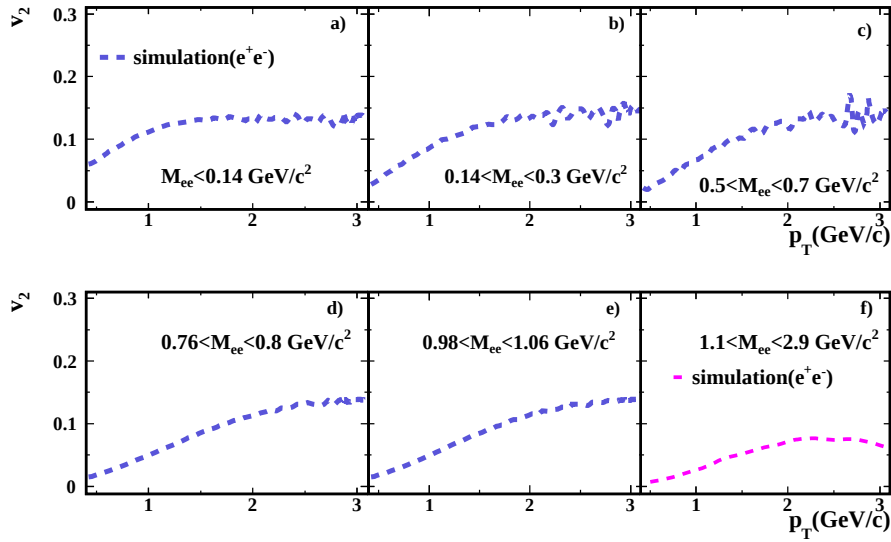


图 4.20 在不同质量区间内 cocktail 的微分椭圆流。

图4.24是 200GeV Au+Au 对撞不同中心度内 π 的微分椭圆流 [104, 116]。图4.25是模拟的双轻子椭圆流的结果。

4.5.3 $c\bar{c} \rightarrow e^+e^-$ 过程的椭圆流模拟

我们可采用 De-correlation 方法模拟 $c\bar{c} \rightarrow e^+e^-$ 的椭圆流。此方法的输入参量的分布如表格4.7。

对每一个电子的横动量 (p_T)、快度 (y) 和方位角 (ϕ) 按期对应的分布进行抽样，其中， ϕ 是被 NPE 的微分椭圆流参数化的方位角。然后让每一个正负电子经过 STAR 的接收度，经过接收度选择后的正负电子随机组合为正负电子对。图4.27中的圆圈是双轻子的质量和横动量依赖的椭圆流。此质量区间内双

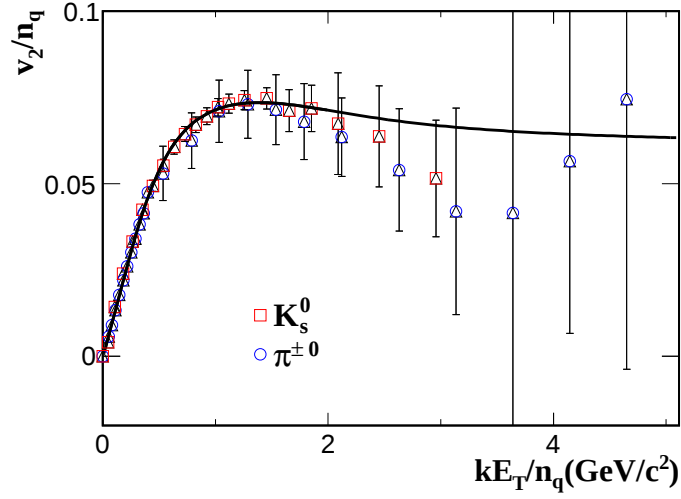
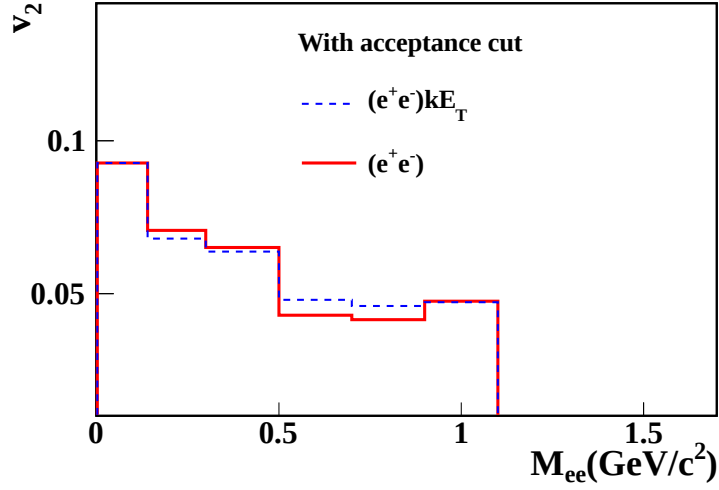
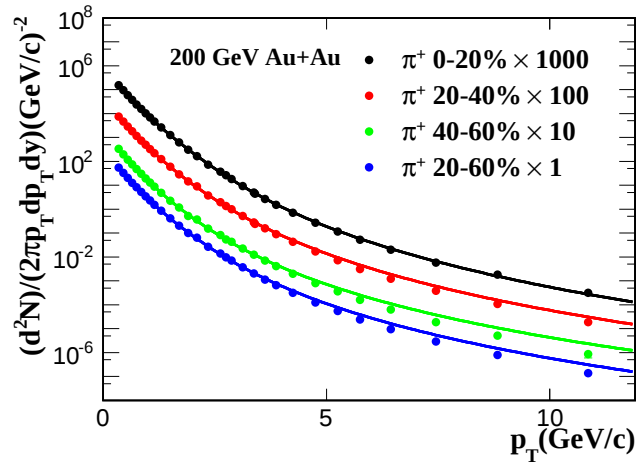
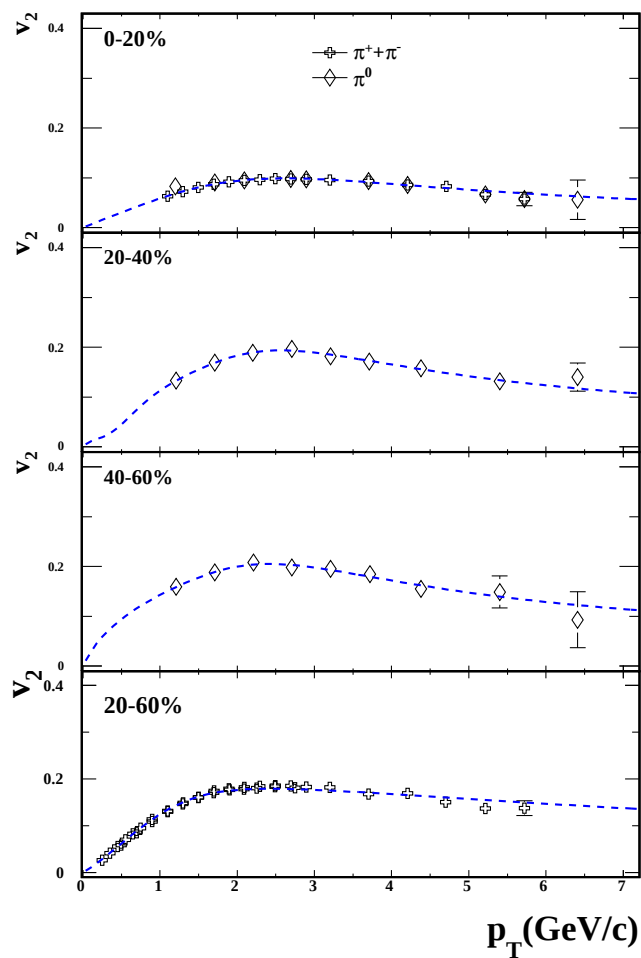
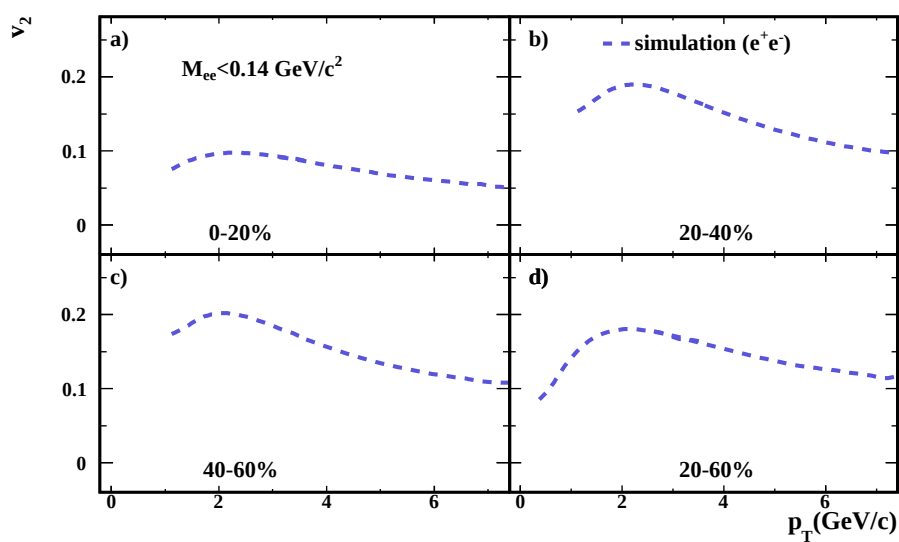

 图 4.21 kE_T 标准拟合。


图 4.22 模拟的 cocktail 的椭圆流的比较。


 图 4.23 200GeV Au+Au 碰撞最小无偏事件不同中心度下 π 的横动量谱 [110]。


 图 4.24 200GeV Au+Au 碰撞最小无偏事件不同中心度下 π 的椭圆流的拟合 [104, 116]。

 图 4.25 200GeV Au+Au 碰撞最小无偏事件不同中心度下质量区间是 $M_{ee} < 0.14 \text{ GeV}/c^2$ 双轻子的椭圆流。

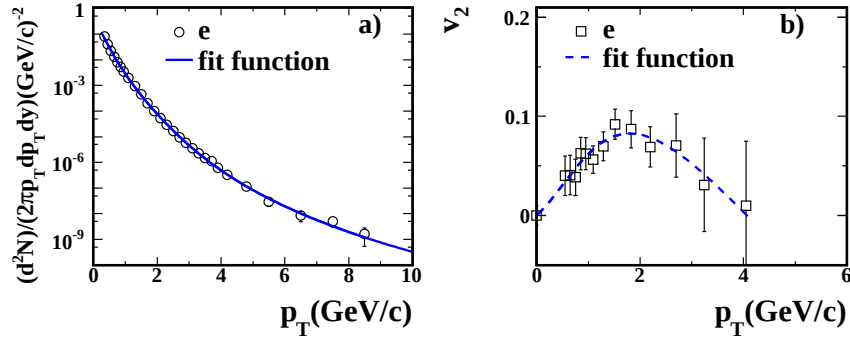


图 4.26 200GeV Au+Au 碰撞最小无偏事件：a) NPE 的谱；b) NPE 的椭圆流。

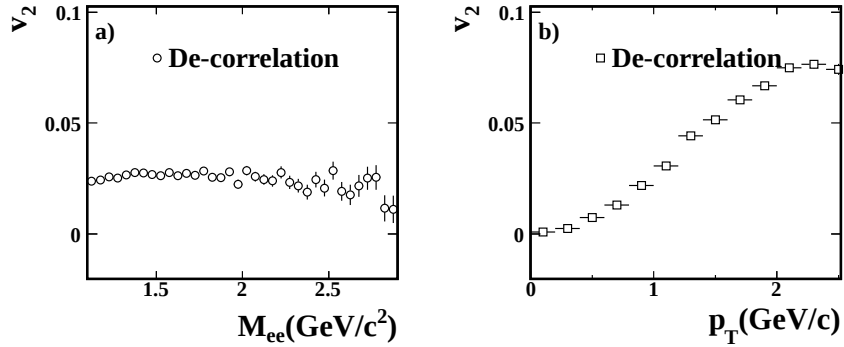


图 4.27 200GeV Au+Au 碰撞最小无偏事件：a) 双轻子的积分的椭圆流；b) 双轻子的微分椭圆流。

轻子积分的椭圆流是 0.0257。

4.5.3.1 双轻子椭圆流的接收度修正

双轻子椭圆流是 STAR 接收度内的测量结果。如何修正接收度对双轻子椭圆流的影响。在每个子质量区间内，首先要有测量的双轻子横动量谱和双轻子微分椭圆流。然后以双轻子的横动量谱为权重积分双轻子的椭圆流，积分结果为接收度修正后的双轻子椭圆流。

在每个子质量区间内，我们有测量的双轻子微分椭圆流和模拟的双轻子的谱。然后用经过接收度修正后的产额为权重对双轻子的微分椭圆流进行积分，积分结果如图4.28中星点。除此之外，我们还研究了不同双轻子谱对结果的影响。在不同的子质量区间内，以 PHENIX 测量的双轻子谱 (经过探测接收度修正的谱) 为权重积分双轻子的微分椭圆流。分别以这两种双轻子谱为权重计算

表 4.7 De-correlation 椭圆流的模拟输入物理量

p_T	m_T 标度函数
y	flat(-1,1)
ϕ	$1+2v_2\cos(2\phi)$

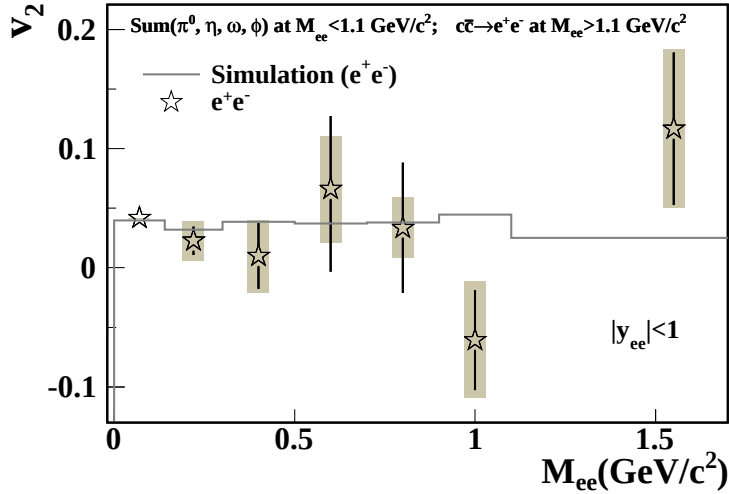


图 4.28 200GeV Au+Au 碰撞中双轻子的椭圆流。

出的双轻子的积分椭圆流的差别为系统误差。在不同的子质量区间内，还模拟了双轻子的椭圆流（没有经过接收度的选择条件），以其产额为权重积分双轻子的微分椭圆流，结果如图4.28中实线。

4.6 系统误差的研究

双轻子椭圆流的系统误差来源主要有下面几个：

1. 径迹的选择条件 (Dca , $n\sigma_e$)；
2. 信号/(信号 + 背景) 不确定性；
3. 椭圆流计算方法的改变（仅质量区间： $M_{ee} < 0.14\text{GeV}/c^2$ 微分的椭圆流）；
4. 归一化范围的改变 (仅质量区间： $M_{ee} > 1.1\text{GeV}/c^2$)；
5. 横动量谱的不确定性。

4.6.1 径迹的选择条件

改变径迹的选择条件可以改变电子的纯度。在新的径迹选择条件下，重新计算的双轻子椭圆流，该结果与标准的结果的差别是为系统误差。径迹选择条件的改变： $Dca < 1.0\text{cm}$ 改变到 $Dca < 0.8\text{cm}$ (或 $Dca < 1.2\text{cm}$)； $n\sigma_e < 2.0$ 改变到 $n\sigma_e < 1.9$ (或 $n\sigma_e < 2.1$)。

4.6.2 信号/(信号+背景)的不确定性

由于在整个低、中不变质量区间内 信号/(信号+背景) 的值比较小, 它的不确定性可能会影响最后双轻子的椭圆流。因此我们还计算了这种不确定性引起的系统误差。信号/(信号+背景) 的不确定性是由统计量引起的, 因此将信号/(信号+背景) 改变到 信号/(信号+背景) $\pm \Delta$ [信号/(信号+背景)], 然后新的 信号/(信号+背景) 计算双轻子的椭圆流。此条件下的双轻子椭圆流和标准的结果的差别称为 信号/(信号+背景) 的不确定性导致的系统误差。我们计算了 信号/(信号+背景) $+\Delta$ [信号/(信号+背景)], 和 信号/(信号+背景) $-\Delta$ [信号/(信号+背景)] 两种情况下双轻子的椭圆流, 这两种结果的平均值与标准的结果的差别为最后的系统误差的值, 此系统差较小。

4.6.3 椭圆流计算方法的改变

在 $M_{ee} < 0.14 \text{ GeV}/c^2$ 内, 统计误差比较小、信号/(信号+背景) 比较大, 因此可以用 sub-event 方法研究不同中心度下不同 η 区间内双轻子的椭圆流。此种方法降低了双轻子与事件平面的关联, 可以较好的压低非流效应。

首先, 我们利用 sub-event 的方法研究了两种事例范围下的双轻子椭圆流。第一种子事例的范围是 $0.3 < |\eta| < 1$, 即 $0.3 < \eta < 1$ 或者 $-1 < \eta < -0.3$, 同样用 recentring 和 shifting 方法分别拉平 $-1 < \eta < -0.3$ 范围内事件平面和 $0.3 < \eta < 1$ 范围内的事件平面, 如图4.29中的上两图, 用线性函数分别拟合两个范围内拉平后的事件平面, 拟合的 $\chi^2/ndf < 1$, 表明事件都已经拉平。同时我们利用这两个范围内拉平的事件平面计算 $0.3 < |\eta| < 1$ 范围内事件平面的分辨率, 如图4.30中的红点。为了降低双轻子与事件平面之间的关联, 压低非流效应, 我们选用 $0.3 < \eta < 1$ 区间内的径迹重建的双轻子和 $-1 < \eta < -0.3$ 区间内的事件平面计算双轻子的椭圆流, 或选用 $-1 < \eta < -0.3$ 内的径迹重建的双轻子和 $0.3 < \eta < 1$ 区间内的事件平面计算双轻子的椭圆流, 此计算结果如图4.31左列中的红点。然后计算了此结果与标准结果的差别, 如图4.31右列中的红点。

为了进一步压低非流效应, 我们拉大了双轻子与事件平面之间的间隙, 即第二种子事例的范围 $0.5 < |\eta| < 1$ 。利用同样的方法与过程, 拉平了事件平面如图4.29中的下两图, 计算了此范围内的事件平面的分辨率, 如图4.30中的蓝点, 然后计算了双轻子的椭圆流, 如图4.31左列中的绿点。同样也计算了此结果与标准双轻子的椭圆流的差别, 如图4.31右列中的绿点。两种事例范围下计算的双轻子的椭圆流与标准结果的差别几乎相同, 因此我们采用了在第一种子事例范围下计算的双轻子的椭圆流的差别作为椭圆流计算方法的改变引起的

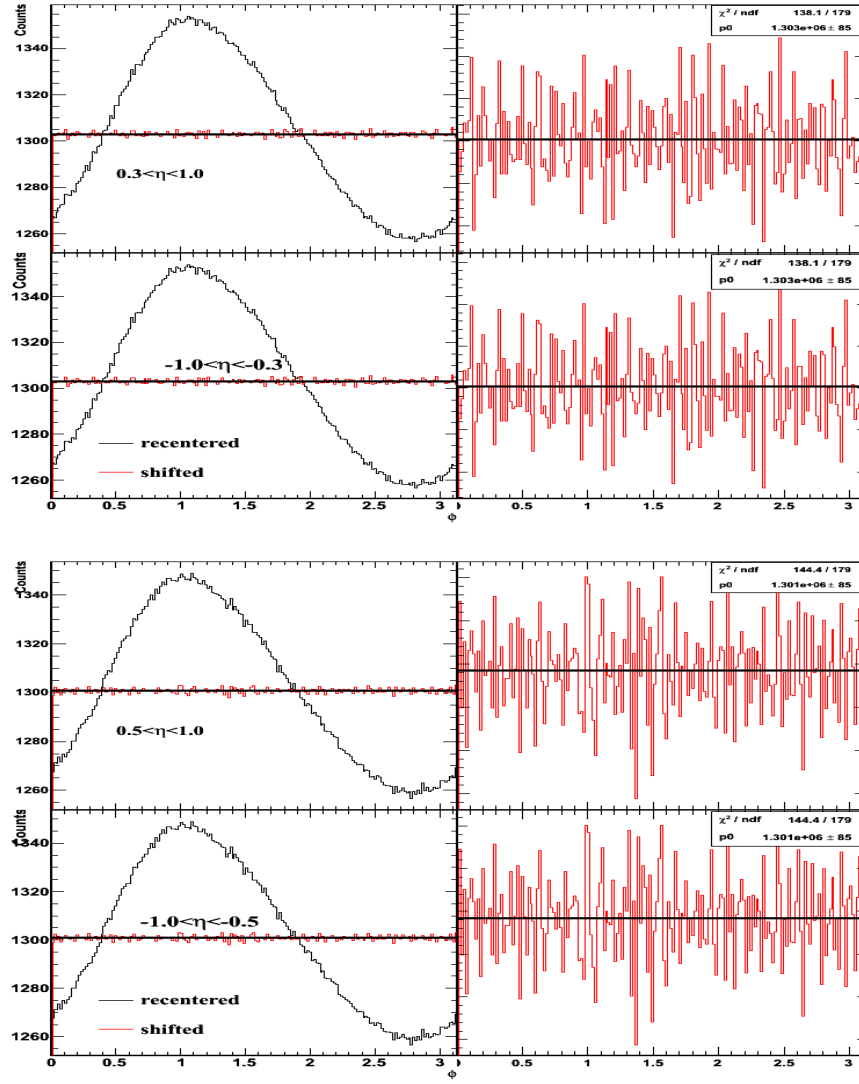


图 4.29 子事例的事件平面。

系统误差。由于此系统误差在高横动量的统计误差较大，因此我们采用多项式函数拟合该系统误差作为最后的系统误差，如图4.32。

4.6.4 归一化范围的改变

在双轻子的研究中，所采用的归一化范围是 $0.9 < M_{ee} < 3\text{GeV}/c^2$ ， $p_T < 4\text{GeV}/c$ 。为了研究归一化范围对结果的影响，在 $0.7 < M_{ee} < 3\text{GeV}/c^2$ ， $p_T < 4\text{GeV}/c$ 范围下，我们重新计算了双轻子椭圆流。两种归一化范围内计算出的双轻子椭圆流的差别作为归一化范围的选择引起的系统误差。

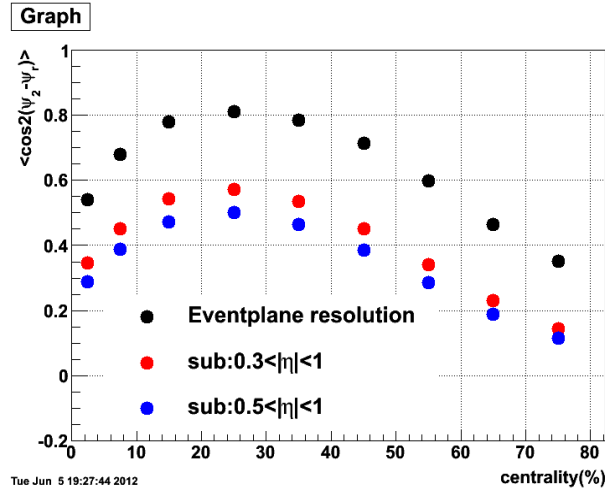


图 4.30 子事例的事件平面的分辨率。

4.6.5 p_T 分布的不确定性

在修正双轻子椭圆流的接收度影响时，在每个子区间内我们有双轻子的微分产额及双轻子的微分椭圆流，然后以其产额为权重，积分双轻子的椭圆流，修正接收度的影响。当我们采用不同的双轻子微分产额时，会造成双轻子积分椭圆流的差别，这种差别为 p_T 分布的不确定性引起的系统误差。由于 STAR 没有测量的双轻子的微分产额，因此我们采用 cocktail 模拟的双轻子产额（没有接收度截断）。为了研究此系统误差，我们又采用了 PHENIX 测量的双轻子微分产额（经过了接收度修正）[100] 计算了双轻子的积分椭圆流。我们主要利用下面 PHENIX 测量的几个子质量区间来研究此系统误差：0.2-0.3GeV/ c^2 、0.3-0.5GeV/ c^2 、0.5-0.75GeV/ c^2 和 0.81-0.99 GeV/ c^2 。它们的系统误差分别为：0.01、0.01、0.021 和 0.02。

利用 Run10 和 Run11 的数据，研究了上面的系统误差。然后平均 Run10 和 Run11 的系统误差作为最后的系统误差，此系统误差被列在表格4.8中。

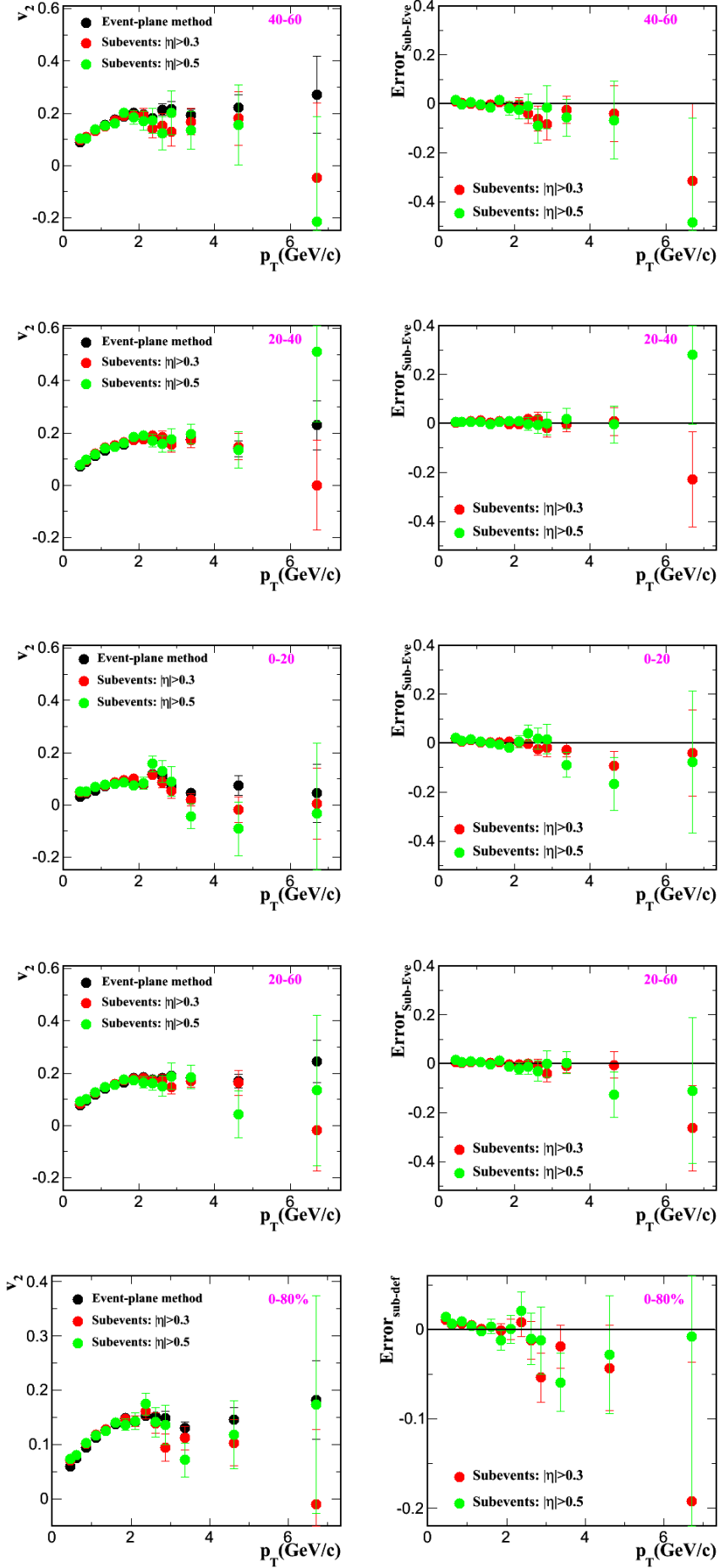


图 4.31 双轻子的椭圆流和系统误差。

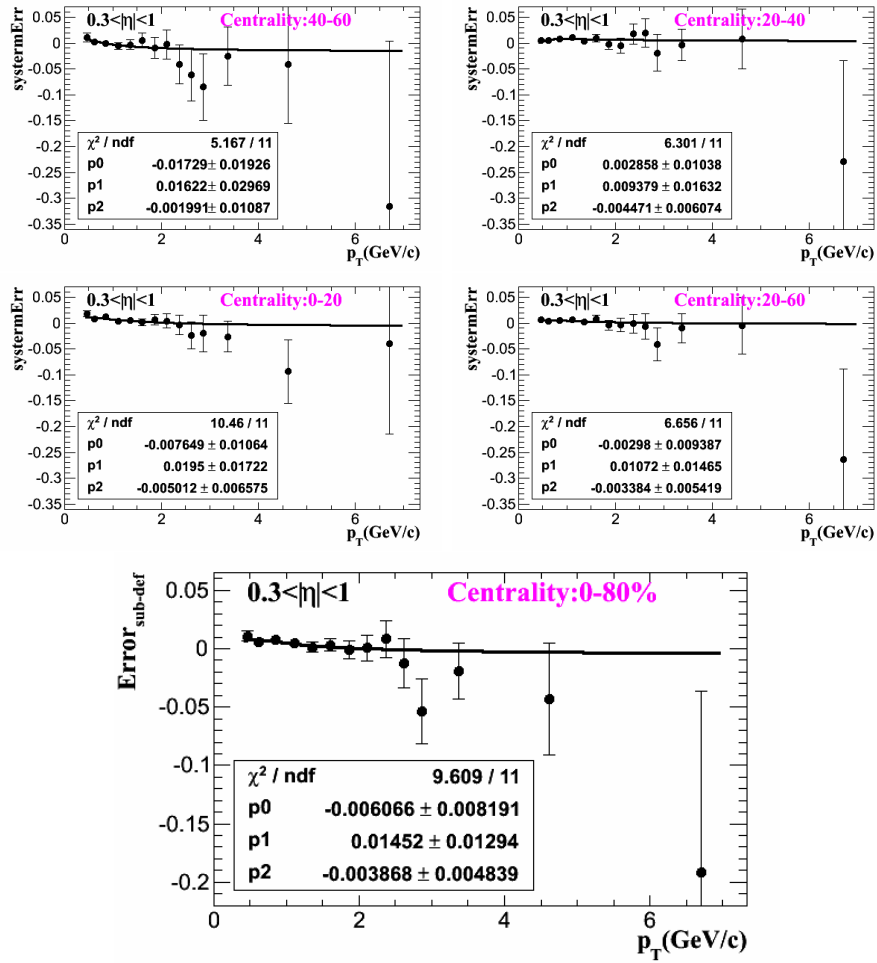


图 4.32 不同方法引起的系统误差的拟合。

表 4.8 子质量区间内的系统误差汇总

系统误差来源	$M_{ee} < 0.14$	$0.14 < M_{ee} < 0.30$	$0.5 < M_{ee} < 0.70 \text{ GeV}/c^2$
dca 截断	$(0 - 1) \times 10^{-3}$	$(0.6 - 2.8) \times 10^{-2}$	$(2.5 - 9.7) \times 10^{-2}$
$n\sigma_e$ 截断	$< 10^{-4}$	$(0.1 - 0.4) \times 10^{-2}$	$(0.2 - 0.4) \times 10^{-2}$
信噪比	$< 10^{-4}$	$(0.1 - 2.2) \times 10^{-2}$	$(0.9 - 2.6) \times 10^{-2}$
归一化范围	-	-	-
背景方法	-	-	-
η 间隙	$(0 - 7) \times 10^{-3}$	-	-
总系统误差	$(0 - 7) \times 10^{-3}$	$(0.7 - 3.6) \times 10^{-2}$	$(2.7 - 10.0) \times 10^{-2}$

系统误差来源	$0.76 < M_{ee} < 0.80$	$0.98 < M_{ee} < 1.06$	$1.1 < M_{ee} < 2.9$
dca 截断	$(0.4 - 0.5) \times 10^{-2}$	$(1.3 - 2.7) \times 10^{-2}$	$(0.9 - 12.5) \times 10^{-2}$
$n\sigma_e$ 截断	$(0.1 - 0.6) \times 10^{-2}$	$(0.3 - 1.0) \times 10^{-2}$	$(0.3 - 2.8) \times 10^{-2}$
信噪比	$(0.2 - 2.5)10^{-2}$	$(0 - 0.1) \times 10^{-2}$	$(0 - 0.9) \times 10^{-2}$
归一化范围	-	$(1.0 - 3.0) \times 10^{-2}$	$(3.2 - 6.8) \times 10^{-2}$
背景方法	-	-	$(8.0 - 34.1) \times 10^{-2}$
η 间隙	-	-	-
总系统误差	$(0.5 - 3.7) \times 10^{-2}$	$(2.6 - 3.3) \times 10^{-2}$	$(9.4 - 36.5) \times 10^{-2}$

第五章 结果与讨论

5.1 ρ^0 横动量谱

粒子的不变产额计算公式定义如下5.1。

$$\frac{1}{N_{evt}} \frac{d^2 N}{2\pi p_T dp_T dy} \quad (5.1)$$

其中 N_{evt} 是事例数, N 是经过效率修正的被测量粒子的数目。

在 200GeV Au+Au 碰撞和 200GeV p+p 碰撞中, 我们利用新的技术把 ρ^0 的横动量由 $2\text{GeV}/c^2$ 扩展到 $15\text{GeV}/c^2$ 。图5.1是 200GeV p+p 碰撞中利用 BEMC 作事例触发器测量的 ρ^0 的横动量谱。其中, 横动量 $p_T < 3\text{GeV}/c^2$ 的 ρ^0 的谱, 是 STAR 先前测量的高横动量的结果 [114]。图5.2为 200GeV Au+Au 碰撞中不同中心度下 ρ^0 的产额, 其中, 中心度 0-12% 代表的是利用中心碰撞的数据测量的 ρ^0 的高横动量谱。0-20%、20-40%、40-80% 代表的是利用最小无偏的数据测量的不同中心度 ρ^0 的横动量谱。由图5.2可知, 越中心的碰撞, 参加碰撞的核子数越多, ρ^0 粒子的产额越大。

同时我们还把中心度为 0-12% 的 200GeV Au+Au 碰撞中 ρ^0 的产额和 200GeV p+p 碰撞中 ρ^0 的产额与其他测量的强子及理论计算相比较, 如图5.3, 并发表在 [116] 上。图5.3中的线是理论学家借助于 AKK 和 DSS 碎裂函数 (FF) 利用微扰 QCD next-to-leading order(NLO) 计算的强子横动量谱, 此理论计算可以很好的描述 π 的产额, 但是不能描述 K 和 p 的产额, 因此 200GeV p+p 碰撞中高横动量各种强子产额的测量结果可以为这种基于微扰理论的模型计算提供新的定量的限制。

5.2 ρ^0 核修正因子 (R_{AA})

我们利用核修正因子 $R_{AA}(p_T)$ 进一步研究了 200GeV Au+Au 碰撞中可能产生的夸克胶子等离子体的性质和行为。 $R_{AA}(p_T)$ 的定义为核核 (A+A) 碰撞中两核子碰撞产生的粒子数与 $p + p$ 碰撞中产生的粒子的比值, 如果重离子碰撞是简单的 p+p 碰撞的叠加, 则该修正因子为 1, 如果核修正因子偏离 1 表明重离子碰撞不是简单的 p+p 碰撞的叠加, 而且受到了碰撞产生的介质的影响。

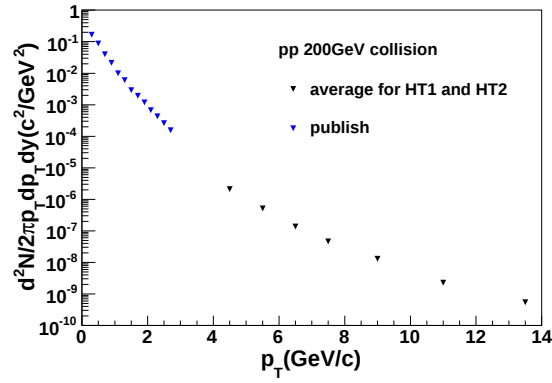


图 5.1 200GeV p+p 碰撞中 ρ^0 的产额，低横动量 ($p_T < 3\text{GeV}/c$) 的到三角是发表的 ρ^0 的产额 [114]，黑色到三角为平均了 HT1 和 HT2 的 ρ^0 的产额。

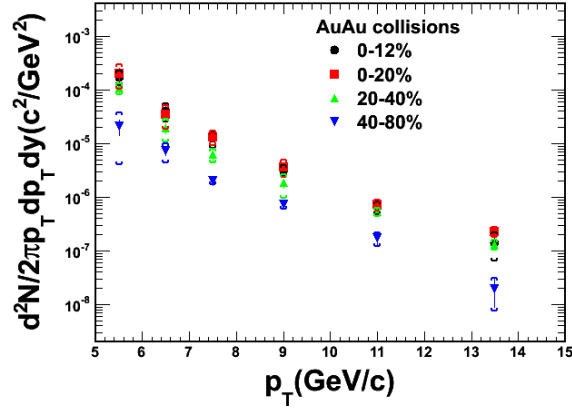


图 5.2 200GeV Au+Au 碰撞不同中心度下 ρ^0 的产额，其中圆点是中心度 0-12% 的 ρ^0 的产额，方块是中心度 0-20% 的 ρ^0 的产额，正三角是 20-40% 的 ρ^0 的产额，到三角是 40-80% 的 ρ^0 的产额。

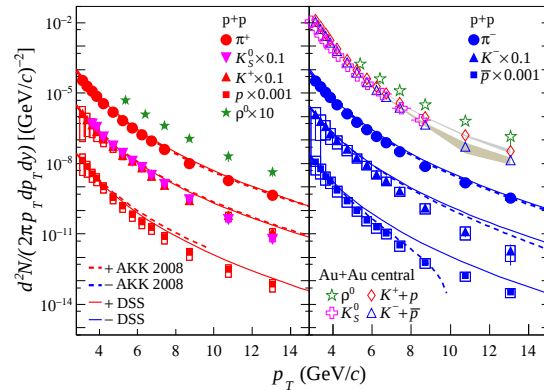


图 5.3 p+p 碰撞中强子 $\pi^\pm$, K_s^0 , $K^\pm$, ρ^0 , p , $\bar{p}$ 的产额，Au+Au 中心碰撞中 ρ^0 , $K+p(\bar{p})$, K_s^0 的产额及用 AKK 和 DSS 为 FF 的 NLO 计算 [116]。

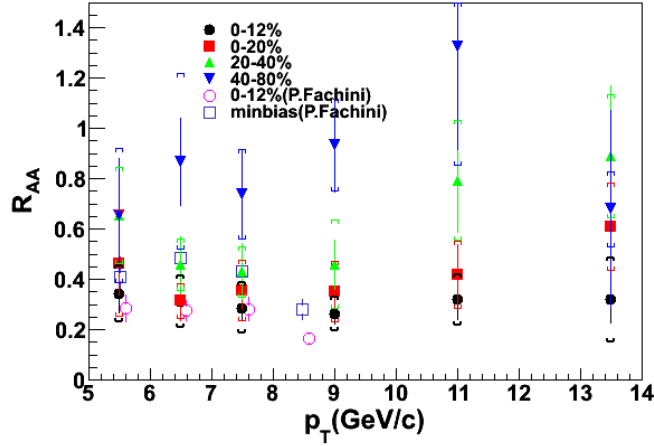


图 5.4 200GeV Au+Au 碰撞中不同中心度下的 ρ^0 的 R_{AA} : 其中圆圈是中心度 0-12% 的 ρ^0 的 R_{AA} , 方格是中心度 0-20% 的 ρ^0 的 R_{AA} , 正三角是 20-40% 的 ρ^0 的 R_{AA} , 到三角是 40-80% 的 ρ^0 的 R_{AA} , 圆圈是 P.Fachini 测量的 0-12% 的结果, 方格是 P.Fachini 测量的最小偏差的结果 [113]。

我们测量了中心度为 0-12%、0-20%、20-40% 和 40-80% 200GeV Au+Au 碰撞中 ρ^0 的横动量谱, 如图5.2所示。通过与本论文测量的 200GeV p+p 碰撞中高横动量 ρ^0 的谱进行比较, 可得不同中心度下 ρ^0 的核修正因子 R_{AA} 。图5.4中实心圆圈、方块、正三角和到三角分别对应本论文测量的中心度为 0-12%、0-20%、20-40% 和 20-40% 200GeV Au+Au 碰撞中高横动量 ρ^0 的 R_{AA} 。图5.4中空心圆圈和方格为 P.Fachini 测量的中心的和最小无偏的 ρ^0 的 R_{AA} 。在误差范围内, 两个测量的结果符合的比较好。由图5.4可知, R_{AA} 对中心度有很强的依赖性, 即越中心的碰撞 ρ^0 的 R_{AA} 越小, 相对于 p+p 碰撞中的 ρ^0 的产额, Au+Au 碰撞中 ρ^0 被压制的越强。这说明越中心的碰撞, 碰撞越可能产生高温高密的物质, 高能部分子与该介质的相互作用越强, 高能部分子的能量损失越多, 因此高横动量区域内高能部分子能损机制占据主导位置。

同时我们把中心度 0-12% 的 ρ^0 的 R_{AA} 与该中心度下的其他强子的 R_{AA} 做比较, 如图5.5, 也发表在 [116]。由图5.5可知, 当 $p_T > 8\text{GeV}/c$, 中心度为 0-12% 时, 尽管 K_S^0 , ρ^0 和 $\pi^\pm$ 质量不同、夸克数组成也不一样, 但它们有相同的压制, 即 $R_{AA}(\rho^0) \sim R_{AA}(\pi^\pm) \sim R_{AA}(K_S^0)$, 此压制略低于理论模型 (含有喷注转换机制) 计算的 $R_{AA}(K_S^0)$ 。这表明此模型在高横动量区域过高的估计了 K_S^0 的增强。

5.3 双轻子横动量依赖的椭圆流

如4.7中所述, 我们把整个低、中 M_{ee} 区间分为 6 个子不变质量区间, 然后计算每个子不变质量区间内双轻子横动量依赖的椭圆流, 如图5.6。其中, 星

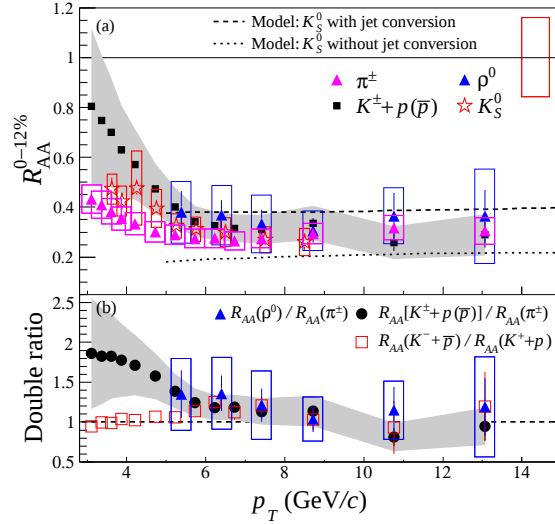


图 5.5 200GeV Au+Au 中心碰撞下 $\pi^\pm$, K_s^0 , $K^\pm + p(\bar{p})$, ρ^0 的 R_{AA} 及其 R_{AA} 的比值 [116]。

状的数据点为测量的双轻子椭圆流，虚线为模拟的双轻子椭圆流。由图5.6可知，当 $M_{ee} < 1.1\text{GeV}/c^2$ 时，在误差范围内，测量的双轻子椭圆流和模拟的双轻子椭圆流符合的比较好。在 ϕ 质量区间内，测量的双轻子的椭圆流和通过 $\phi \rightarrow K^+ + K^-$ 强子衰变道测得的结果在误差范围内符合。除此之外，在粲介子的伴轻子衰变、QGP 热发射占主导的不变质量区间 ($1.1 < M_{ee} < 2.9\text{GeV}/c^2$) 内，测量的双轻子的椭圆流于误差范围内可以用模拟的 $c\bar{c} \rightarrow e^+e^-$ 的双轻子椭圆流描述。

在不变质量区间 $M_{ee} < 0.14\text{GeV}/c^2$ 内，由于测量的双轻子有较好的统计，因此我们计算了不同中心度下双轻子的椭圆流，如图5.7。图5.7中虚线是模拟的 π^0 Dalitz 衰变的双轻子椭圆流 [98, 100]，星状数据点是测量的结果。在不同中心度内，测量的双轻子椭圆流和模拟结果在误差范围内符合。测量值和模拟结果的符合肯定我们的测量的方法是正确的。

5.4 双轻子不变质量 M_{ee} 依赖的椭圆流

在 STAR 接收度内，我们利用 200GeV Au+Au 碰撞的最小无偏的数据，除了测量了双轻子横动量依赖的椭圆流，还测量了双轻子不变质量依赖的椭圆流，如图5.8a)。图5.8 a) 中的星状数据点是测量的双轻子的椭圆流，实线是模拟的来自 π^0 、 η 、 ω 和 ϕ 两体衰变或三体衰变的双轻子椭圆流（当 $M_{ee} < 1.1\text{GeV}/c^2$ 时）及粲介子伴轻子衰变过程产生的 ($c\bar{c} \rightarrow e^+e^-$) 的双轻子椭圆流（当 $M_{ee} < 1.1\text{GeV}/c^2$ 时）。由图5.8a) 可知，在整个不变质量区间内，测量的双轻子的椭圆流和模拟的结果于误差范围内符合比较好。

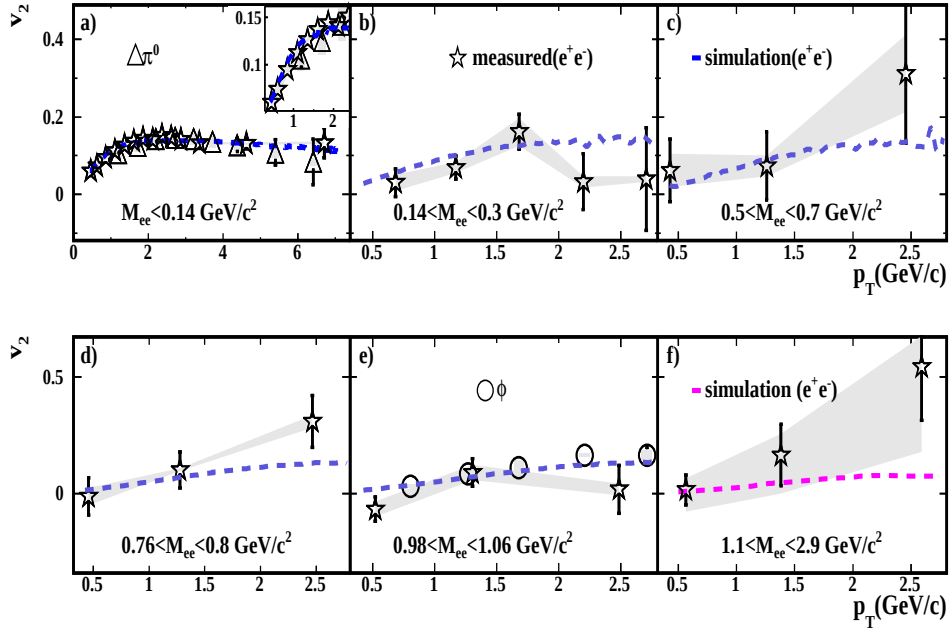


图 5.6 200GeV Au+Au 碰撞中不同质量区间内双轻子的横动量依赖的椭圆流，虚线是模拟的结果，三角是 PHENIX 测量的 π^0 的椭圆流，空心圆圈是 STAR 测量的 $\phi \rightarrow K^+ + K^-$ 的椭圆流。

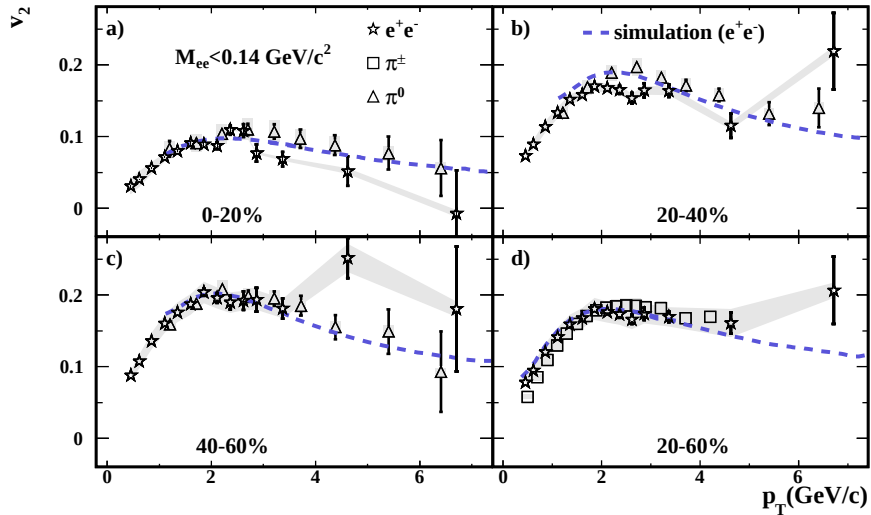


图 5.7 200GeV Au+Au 碰撞中，不同中心度下双轻子的横向动量依赖的椭圆流。图中虚线是模拟的来自 π^0 Dalitz 衰变的双轻子的椭圆流，方格是 PHENIX 测量的 $\pi^\pm$ 的椭圆流 [100]，三角是 PHENIX 测量的 π^0 的椭圆流 [98]。

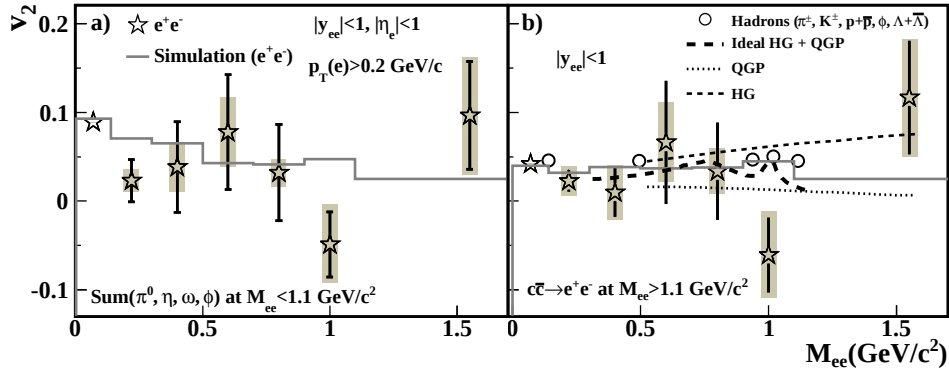


图 5.8 200GeV Au+Au 碰撞中，双轻子的不变质量以来的椭圆流。a) STAR 接收度内双轻子的椭圆流，实线是模拟的双轻子的椭圆流；b) STAR 接收度修正的双轻子的椭圆流，实线是模拟的双轻子的椭圆流，其他虚线是在不同条件计算的结果 [66, 117]，圆圈是测量的强子的积分椭圆流。

为了和理论计算的结果相比较，我们还对模拟的和测量的双轻子椭圆流修正了 STAR 接收度的影响，如图 5.8b)。在每个子质量区间内，利用模拟的双轻子横动量产额（没有 STAR 接受度的影响）做权重来积分双轻子横动量依赖的椭圆流，得到的积分结果为没有 STAR 接收度影响的双轻子椭圆流，如图 5.8b) 中的星状数据点。图 5.8b) 中的圆圈是测量的强子 π 、 K 、 P 、 ϕ 和 $\Lambda + \bar{\Lambda}$ 的积分椭圆流，而所有虚线是理论计算的结果 [66, 117]。由图 5.8b) 可知测量的双轻子椭圆流遵循理论计算的强子气随质量分布的趋势。与理论计算的来自强子气 (HG) 和来自 QGP 的双轻子的椭圆流相比，我们测量的结果在能区分 HG 和 QGP 的边界上，不能有力的证明双轻子的来源。我们需要大约 2-4 倍或者更多的数据，才可使测量结果的统计误差减小到可以区分 HG、QGP 两者贡献的水平。然后我们减去 cocktail 的贡献，可得增强部分双轻子的椭圆流，把此结果与理论计算结果相比较可能可以区分双轻子椭圆流中强子气和 QGP 的贡献。

第六章 总结和展望

6.1 总结

综上所述，我们利用 RHIC-STAR 实验组采集的数据，借助于 $\rho^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ 的强子衰变道测量了 200GeV p+p 碰撞中 ρ^0 的高横动量谱和 200GeV Au+Au 碰撞中不同中心度内 ($p_T > 5\text{GeV}/c$) ρ^0 的高横动量谱，并把在 p+p 碰撞中测量的结果、中心 Au+Au 碰撞中测量的结果与相应的测量的强子 $\pi^\pm$, K , p 的结果作比较。同时我们利用在 p+p 碰撞和 Au+Au 碰撞中测量的 ρ^0 的高横动量谱计算了不同中心度下 ρ^0 的核修正因子 R_{AA} 。发现 ρ^0 的 R_{AA} 随中心度的增加而减小，在 $p_T > 8\text{GeV}/c^2$ 时，其核修正因子与 $\pi^\pm$, K_s^0 的核修正因子相同。这些结果对深入理解 ρ^0 在 p+p 碰撞和 Au+Au 对撞中的产生机制以及高能重离子对撞产生的高温高密物质的特性理解和研究有重要意义。

利用 2010 年和 2011 年 RHIC-STAR 采集的最小无偏的 200GeV Au+Au 对撞的数据，我们第一次测量了 200GeV Au+Au 碰撞中双轻子横动量依赖的椭圆流和不变质量依赖的椭圆流，同时模拟了其横动量依赖的和不变质量依赖的椭圆流。在整个不变质量区间内，测量的结果和模拟的结果都符合的比较好。目前的测量结果统计误差比较大，该测量结果在能区分 QGP 和强子气的边界上，不能有力的证明双轻子的来源。我们需要大约 2-4 倍或者更多的数据，才可使测量结果的统计误差减小到可以区分 HG、QGP 两者贡献的水平。然后我们减去 cocktail 的贡献，可得增强部分双轻子的椭圆流，把此结果与理论计算结果相比较可能可以区分双轻子椭圆流中强子气和 QGP 的贡献。

6.2 展望

到目前为止，RHIC-STAR 采集了更多统计量的 200GeV Au+Au 碰撞的事例。利用这些事例，我们可以降低测量的高横动量 ρ^0 谱的统计误差，而且还可以测量 ρ^0 的椭圆流。到目前为此，RHIC-STAR 测量了低、高横动量的 ρ^0 的谱，中间区域还没有测量结果。2010 年飞行时间探测器已全部安装完毕，而且飞行时间探测器可以使 $\pi^\pm$ 的横动量鉴别范围由 $0.7\text{GeV}/c$ 扩展到 $1.6\text{GeV}/c$ ，因此我们可以利用飞行时间探测器采集的数据测量中横动量区域内 ρ^0 粒子谱、椭圆流及对应的核修正因子研究 ρ^0 的产生机制及部分子与介质的相互作用。

现在测量的双轻子椭圆流的统计误差比较大（即使我们用两年采集的约 1000M 个事例），不足以达到我们的物理目标。因此我们需要利用更多的统计量做双轻子椭圆流的分析，初步估计约 2-4 倍的精度改善将有助于我们理解双轻子的产生机制。除此之外，STAR 在 2010 和 2011 年利用全角度覆盖的 TOF 采集了几百万的最小偏差的 Au+Au 对撞的不同能量的事例（19.6, 27, 39, 62GeV），这些事例可以使我们的研究能量依赖的物理专题：1）低质量区的双电子的增强，2）矢量介子的在介质中性质的改变，3）虚光子，4） $c\bar{c}$ 在介质中的改变，5）在中不变质量区间内可能的 QGP 热辐射。用现在的数据很难测量 4）和 5），因为它们彼此相互联系并且在物理上它们是彼此的背景。到目前为止，在 RHIC 上对中不变质量区间内的热辐射没有一个清晰的答案。STAR 的重味径迹探测器的升级（到 2014 年装完）将为粲夸克的产生截面提供精确的测量；muon 探测器的升级（2014 年装完）将通过 $\mu - e$ 关联为双电子（或者双 μ 子）的连续谱中来自重味关联的贡献提供一个独立的测量，这使的中不变质量区域内热辐射的测量成为可能。

STAR 正在安装的 muon 探测器（Muon Telescope Detector, MTD）和正在研制的重味径迹探测器（Heavy Flavor Tracker, HFT）都有助于双轻子的物理研究。

重味径迹探测器（Heavy Flavor Tracker, HFT）最靠内的两层探测器为硅像素探测器（silicon pixel detector, PIXEL），离对撞点 2.5cm，能在大赳快度范围和 2π 方位角范围里提供极高精度的径迹重建，其第一层的位置分辨可达 $10\mu\text{m}$ ，这大大改善了对撞顶点和次级顶点的精度，使得 STAR 能在很高的精度内测量重味夸克的产生。其主要目标是 $D^0(c\tau=123\mu\text{m})$ 的拓扑重建，对 D 介子的精确测量可提供粲夸克的产生截面从而帮助我们理解重味夸克在介质中的动力学机制，并且还可限制用来计算双轻子产生的（此双轻子来自关联的重味介子）模型的输入 [118]。

MTD 位于 STAR 磁铁的外面，覆盖 $|\eta| < 0.5$ 的赳快度区和约 $45\% \times 2\pi$ 有效方位角。它将于 2014 年全部装完，2012 年，安装了 10% 的 MTD，2013 年安装了 63% 的 MTD。它将 STAR 现有的 BEMC 和磁铁作为强子的吸收体，大大降低了强子对轻子的污染。模拟结果显示，对于横动量 $p_T > 2\text{GeV}/c$ 的 muon，其接收度和探测器效率的乘积约为 36%，而对于 π 约为 0.5-1%[119]。图6.1为 d+Au 中预期的 $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ 及本底造成的 $\mu^+\mu^-$ 的不变质量分布，高横动量 J/ψ 的信噪比为 7: 1。

另外，muon ($m_\mu = 105\text{MeV}$) 相对于电子还有一个巨大的优势是其质量比电子要大的多，其穿过探测器材料发生韧致辐射的几率要比电子小的多，因此 TPC 重建 muon 的动量与其原初动量几乎没有差别，这大大改善了 J/ψ 和

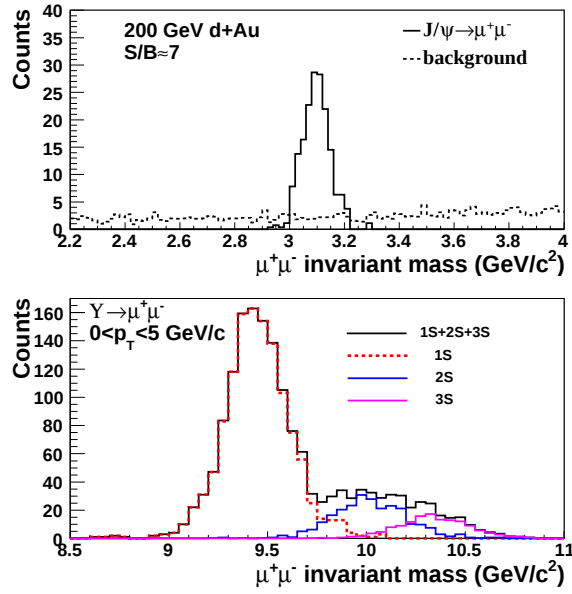


图 6.1 d+Au 对撞中通过双 muon 重建可得到的 J/ψ 和 Υ 的不变质量分布及其本底。

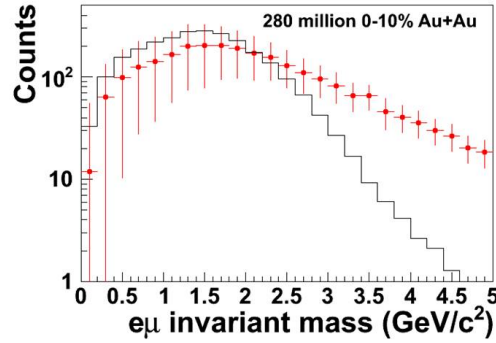


图 6.2 200GeV Au+Au 碰撞中，来自有关联的粲介子衰变的 $\mu - e$ 的不变质量分布，其中圆圈为 Au+Au 碰撞中 $\mu - e$ 关联没有变的情况，黑线为 Au+Au 碰撞中 $c\bar{c}$ 关联消除的情况。[120]。

Υ 的质量分辨率。图6.1的下图为通过 muon 重建的 Υ ，可清晰的分辨其三个态 ($\Upsilon(1S)$), ($\Upsilon(2S)$), ($\Upsilon(3S)$)，这在双电子重建中几乎是不可能的。除此之外， $e - \mu$ 关联可以被用来区分来自重味夸克衰变的双轻子 ($c + \bar{c} \rightarrow e + \mu(e)$, $B \rightarrow e(\mu) + c \rightarrow e + \mu(e)$)。图6.2为模拟的 200GeV Au+Au 碰撞中来自有关联的粲介子衰变的 $\mu - e$ 的不变质量分布。如果 Au+Au 对撞中 $\mu - e$ 的角关联没有变化，则图6.2中的圆圈为其分布，图6.2中黑线为来自没有关联的 $c\bar{c}$ 的 $\mu - e$ 的分布。通过 $c\bar{c} \rightarrow l^+l^-$ 的测量，进而可测量来自可能的 QGP 热辐射的双轻子，这在目前的双电子分析中也是不可能实现的。

参考文献

- [1] H. Fritzsch, M. Gell-Man, “Current algebra: Quarks and what else? eConf, C720906 V2:135-165,1972.
- [2] R. Gupta, “Introduction to Lattic QCD”, 1998.
- [3] C. Amsler, et al, “Review of particle physics”, Phys. Lett. B 667, 1 (2008).
- [4] D. Das, “Recent results from STAR experiment in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}=9.2\text{GeV}$ ”,2009.
- [5] K. Adcox et al, Phys. Rev. Lett 88, 192303 2002.
- [6] I. Heppe, P. Braun-Munzinger, J. Stachel, Phys. Lett. B 465, 15 1999.
- [7] J. D. Bjorken, Phys. Rev. D 27, 140 (1983).
- [8] A. Keranen, E. Suhonen, F. Becattini, Phys. Rev. C 64, 024901 2001.
- [9] J. Adams, et al, Phys. Rev. L 92, 182301 2004.
- [10] Olga Barannikova, “Probing collision dynamics at RHIC”, 2004.
- [11] Mark T. Heinz, “Neutral strange particle production in p+p collisions at $\sqrt{s_{NN}}=200\text{GeV}$ and pentaquark searches with STAR at RHIC”.
- [12] J. Adamas, et al, Nucl. Phys. A 757, 102-183 2005.
- [13] E. Schnedermann, J. Sollfrank, Ulrich W. Heinz. Phys. Rev. C 48, 2462 -2475 1993.
- [14] J. Adamas, et al, Phys. Rev. Lett. 92, 112301 2004.
- [15] J. Adamas, et al, Phys. Rev. Lett. 92, 052302 2004.
- [16] J. Adamas, et al, Phys. Lett. B 612, 181-189 2005.
- [17] J. Castillo, et al, J. Phys. G. 30, S1207 2004.
- [18] C. Adler, et al., STAR Collaboration, Phys. Rev. Lett. 89, 092301 2002;
J. Adams, et al., STAR Collaboration, Phys. Lett. B 595, 143 2004;
J. Adams, et al., STAR Collaboration, Phys. Rev. C 70, 041901 2004;
J. Adams, et al., STAR Collaboration, nucl-ex/0406003.
- [19] S.S. Adler, et al., PHENIX Collaboration, Phys. Rev. C 69, 034909 2004.

-
- [20] E. Yamamoto, et al., STAR Collaboration, Nucl. Phys. A 715, 466c 2003.
- [21] K. Schweda, et al., STAR Collaboration, J. Phys. G 30, S693 2004.
- [22] C. Adler, et al, Phys. Rev. C 66, 061901 2002.
- [23] J. Adamas, et al, Phys. Rev. C 71, 064902 2005.
- [24] B. I. Abelev, et al, Phys. Lett. B 655, 104-113 2007.
- [25] C. Adler, et al, Phys. Rev. Lett 89, 202301 2002.
- [26] B. I. Abelev, “Systematic Measurements of Identified Particle Spectra in pp, d+Au and Au+Au Collisions from STAR.” 2008.
- [27] I. Arsene, et al, Phys. Rev. Lett 91, 072305 2003.
- [28] Stephen Scott Adler, et al, Phys. Rev. Lett 91, 072303 2003.
- [29] B. B. Back, et al, Phys. Rev. Lett 91, 072302 2003.
- [30] X.N.Wang, Phys.Rev.C 58 2321 1998.
- [31] Y. Xu PHD theses.
- [32] W. Liu, C.M. Ko, and B. W. Zhang. Phys. Rev. C 75 051901 2007.
- [33] W. Liu and R. J Fries, Phys. Rev. C 77 054902 2008.
- [34] J. Adams, et al, Phys. Rev. Lett 91, 072304 2003.
- [35] P. F. Kolb, U.Heinz “Hydrodynamic description of ultrarelativistic heavy-ion collisions.” SUNY-NTG-03/06.
- [36] J. Y. Ollitrault. Phys. Rev. D 46, 229 1992.
- [37] J. Y. Ollitrault. Phys. Rev. D 48,1132 1993.
- [38] S. Voloshin, Y. Zhang Phys. Rev. C 70, 665 1996.
- [39] P. Huovinen, P. F. Kolb, et al, Phys. Lett. B 503, 58 2001.
- [40] P. Huovinen “Private Communication” 2003.
- [41] O. Barannikova, et al, nucl-ex/0403014.
- [42] S. A. Bass, et al, Phys Rev C 60, 021902 1999.
- [43] P. Braun-Munzinger, J. Stachel, J. Wessels and N. Xu, Phys. Lett. B 344, 43 1995.

-
- [44] P. Braun-Munzinger, I. Heppe, J. Stachel, Phys. Lett B 465, 15 1995.
- [45] P. F. Kolb, U. Heinz, nucl-th/0305084.
- [46] M. Oldenburg, et al, J. Phys. G 31, S437 2004.
- [47] J. Adams, et al, Phys. Rev. C 72, 14904 2005.
- [48] S. A. Voloshin, A. M. Poskanzer, R. Snellings, “Collective phenomena in non-central nuclear collisions.” 2008.
- [49] R. J. Fries, B. MÅuller, C. Nonaka, S. A. Bass. Phys. Rev. Lett. 90, 202303 2003.
- [50] V. Greco, C. M. Ko, P. Levai. Phys. Rev. Lett 90, 202302 2003.
- [51] Z. W. Lin, C. M. Ko. Phys. Rev. Lett 89, 202302 2002.
- [52] D. Molnar, S. Voloshin. Phys. Rev. Lett 91, 092301 2003.
- [53] Gunar Hering, “Dielectron production in heavy ion collisions at 158GeV/ c per nucleon.” 2001. P.H.D thesis
- [54] E. V. Shuryak, Phys. Lett. B 78, 150 1978.
- [55] L. D. McLerran and T. Toimela, Phys. Rev. D 31, 545 1985.
- [56] K. Nakamura, et al, J. Phys. G 37, 075021 2010.
- [57] R. Rapp. “Thermal lepton production in heavy ion collisions”. 2002.
- [58] R. Shahoyan, J. Phys. G 34, S1029-1032 2007.
- [59] M. C. Abreu, et al, Phys. Lett. B 410, 327-336 1997.
- [60] R. Rapp, J. Wambach, Adv. Nucl. Phys 25, 1 2000.
- [61] G. E. Brown, Mannque Rho, Phys. Rept 363, 85-171 2002.
- [62] S. Damjanovic, J. Phys. G 35, 104036 2008.
- [63] R. Arnaldi, et al, Eur. Phys. J C59, 607-623 2009.
- [64] A. Adare, et al, Phys. Rev. C 81, 034911 2010.
- [65] L. Adamczyk, et al, Phys. Rev. C 86, 24906 2012.
- [66] R. Chatterjee, et al, Phys. Rev. C 75, 054909 2007.
- [67] J. Deng, et al Phys. Lett. B 701, 581-586 2011.

-
- [68] R. Rapp, Phys. Rev. C 63, 054907 2001.
- [69] M. Harrison, T. Lundlam, S. Ozaki. RHIC project overview. Nucl. Instrum. Meth. A 499, 235-244 2003.
- [70] H. Hahna, E. Forsyth, H. Foelsche, et al. The RHIC design overview. Nucl. Instrum. Meth. A 499, 245-263 2003.
- [71] K. H. Ackermann, et al, Nucl. Instrum. Meth. A 499, 624-632 2003.
- [72] F. Bergsma, et al, "The STAR detector magnet subsystem" Nucl. Instrum. Meth. A 499, 633-639 2003.
- [73] H. Bichsel, "Comparison of Bethe-Bloch and Bichsel Functions" , STAR Note 439,
<http://www.star.bnl.gov/star/starlib/doc/www/sno/ice/sn0439.html>
- [74] M. Shao, et al. Nucl. Instrum. Meth. A 558, 419-429 2006.
- [75] X. Dong, "The time-of-flight detector for RHIC/STAR and the related physics." AIP conf. Proc, 865, 332-337 2006.
- [76] W. J. Llope, Nucl. Instrum. Meth. B 241 , 306-310 2005.
- [77] M. Beddo, et al, Nucl. Instrum. Meth. B 241 , 306-310 2005.
- [78] C. E. Allgower, et al, Nucl. Instrum. Meth. B 499 , 740-750 2003.
- [79] M. Anderson, et al, Nucl. Instrum. Meth. A 499 , 659-678 2003.
- [80] L. Kochendal, et al, Nucl. Instrum. Meth. A 499 , 703-712 2003.
- [81] Y. Xu, et al, "Calibration of ionization energy loss at relativistic rise with STAR Time Projection Chamber." 2008.
- [82] E. C. Zeballos, et al, Nucl. Instrum. Meth. A 374 , 132-136 1996.
- [83] STAR-TOF software documentation. <http://drupal.star.bnl.gov/STAR/system/files/TOFSoftware.2.pdf>.
- [84] X. P. Zhang, P.H.D thesis(2010). <http://drupal.star.bnl.gov/STAR/files/xpzhangthesisnew.pdf>.
- [85] B. C. Huang. P.H.D thesis (2011). http://drupal.star.bnl.gov/STAR/files/PhDthesis_Bingchu_Huang.pdf
- [86] Y.Ch. Xu. P.H.D thesis (2009) <http://drupal.star.bnl.gov/STAR/theses/phd/yichunxu-0>
- [87] W.J. Llope, et al, Nucl. Instrum. Methods A 522, 252 2004.
- [88] M. Shao, et al, Nucl. Instrum. Methods A 492, 344 2002.
- [89] E.V.Shuyak and G.E.Brown. Nucl.Phys.A 717,322 (2003).

-
- [90] • • The TOFP/pVPD Time-Of-Flight System for STAR. “
- [91] “Proposal for a large Area Time of Flight System for STAR.” 2004.
- [92] M. Beddo , et al, Nucl. Instrum. Meth. A 499, 725–739 2003.
- [93] I. Selyuzhenkov and S. Voloshin, Phys. Rev. C, 77, 034904 (2008).
- [94] J. Barrette et al. (E877 Collaboration), Phys. Rev. C 56, 3254 (1997).
- [95] Stephe J. Sander, et al, “Glauber Modeling in High Energy Nuclear Collisions.” Ann. Rev. Nucl. Part. Sci, 57 205-243 2007.
- [96] A. M. Poskanzer and S. A. Voloshin. Phys. Rev. C, 58 1671, 1998.
- [97] Z., Tang, et al Phys. Rev. C 79, 051901 2009.
- [98] S. Afanasiev, et al. Phys. Rev. C 80, 054907 2009.
- [99] [http : //drupal.star.bnl.gov/STAR/files/BaiYuting.pdf](http://drupal.star.bnl.gov/STAR/files/BaiYuting.pdf).
- [100] A. Adare et al. Phys. Rev. C 85, 064914 2012.
- [101] B.I. Abelev et al. Phys. Rev. C 77, 54901 2008.
- [102] B. I. Abelev et al. Phys. Rev. Lett. 99, 112301 2007.
- [103] H. Agakishiev, et al, Phys. Rev. D 83, 052006 2011.
- [104] M. M. Aggarwal, et al, Phys. Rev. Lett 105, 202301, 2010.
- [105] A. Adare et al, Phys. Rev. C 84, 044905 (2011).
- [106] H. L. Lai, et al, Eur. Phys. J. C. 12, 375 -392 2000.
- [107] B.I. Abelev et al, Phys. Rev. Lett. 97, 152301 2006.
- [108] http://drupal.star.bnl.gov/STAR/files/Tang_Zebo.pdf
- [109] J. Adams Phys. Rev. Lett. 92, 92301 2004.
- [110] B. I. Abelev Phys. Rev. C 77, 34910 2008.
- [111] B.I.Abelev et al. “Systematic measurements of Identified particle spectra in pp, d+Au and Au+Au Collisions from STAR” Phys. Rev. C 79 034909, 2009.
- [112] Hui Long. UMI-30-63922.
- [113] <http://drupal.star.bnl.gov/STAR/presentations/qm-2008/patricia-fachini>

- [114] J. Adams, et al. Phys. Rev. Lett. 92 (2004) 92301
- [115] B. I. Abelev Phys. Rev. Lett. 102, 112301 2009.
- [116] G. Agakishiev et al, Phys. Rev. Lett. 108, 072302 2012.
- [117] G. Vujanovic, et al, Quark Matter 2012 proceeding.
- [118] http://rnc.lbl.gov/hft/docs/hft_final_submission_version.pdf; S. Kleinfelder et al., Nucl. Instr. Meth. A 565, 132 (2006).
- [119] <http://drupal.star.bnl.gov/STAR/publications/perspectives-a-midrapidity-dimuon-program-rhic-a-novel-and-compact-muon-telescope-detector-0>
- [120] L. Ruan, HP2012.

学术报告和发表文章列表

学术报告：

1. Di-electron elliptic flow measurements in 200 GeV Au+Au from STAR. Thermal Radiation Workshop, Decemver 5-7, 2012
2. Di-electron elliptic flow in $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV Au + Au collisions at STAR. Hot Quark 2012. Copamarina, PUERTO RICO, OCTOBER 14-20,2012.
3. Centrality, mass and transverse momentum dependence of di-electron elliptic flow in $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV Au+Au collisions at STAR. Quark Matter 2012 International conference(QM2012), DC, USA
4. The elliptic flow of di-electrons in 200 GeV Au+Au collisions from . 2011 Fall Meeting of the APS Division of Nuclear Physics(DNP), October 26–29, 2011; East Lansing, Michigan,USA
5. The elliptic flow of di-electron in 200 GeV Au+Au collisions at STAR. 11 th Internaonal Conference on Nucleus-Nucleus Collisions (NN2012), Hyatt Regency, San Antonio, Texas, USA

已发表论文：

1. Identified hadron compositions in p+p and Au+Au collisions at high transverse momenta at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. (Principal Author)Phys. Rev. Lett. 108, 072302 (2012).
2. Spatial anisotropy: a method to study anaisotropi flow in heavy ion collisions. Cui Xiangli,et al, Chinese Physics C 35, 5, 2011.
3. The elliptic flow of di-electron in 200 GeV Au+Au collisions at STAR (11TH International conference on Nucleus-Nucleus Collisions,Volume 420 of IOP Publishing's open access Journal of Physics: Conference Series)
4. Hadronic Trigger using electromagnetic calorimeter and particle identification at high- p_T with STAR Detector. Hongyu Da, Xiangli Cui, et al, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, Volume 698, p.19-25.

5. System size and energy dependence of near-side dihadron correlations G. Agakishiev et al. (STAR Collaboration) PHYSICAL REVIEW C 85, 014903 (2012).
6. Energy and system-size dependence of two- and four-particle v_2 measurements in heavy-ion collisions at 62.4 and 200 GeV and their implications on flow fluctuations and nonflow Agakishiev et al. (STAR Collaboration) Phys. Rev. C 86 (2012) 0.
7. Di-electron spectrum at mid-rapidity in $p + p$ collisions at $\sqrt{s} = 200$ GeV Agakishiev et al. (STAR Collaboration) Phys. Rev. C 86 (2012) 24906.

致 谢

这篇论文使我想起了很多很多给予我帮助、支持、鼓励的人们。没有他们的帮助、支持、鼓励、我不可能完成这篇论文。

首先，我要感谢汪晓莲教授。我刚进实验室，对高能领域一无所知，是汪老师指引我进入这个领域，并在学习和生活上给了我很大帮助。我还要感谢许长补教授、阮丽娟教授、和中国留学基金委给我机会，让我在美国布鲁克海文国家实验室学习和研究。特别感谢阮丽娟教授的帮助和指导。她是我博士论文的导师之一，她指导了本论文的每个细节。她知识渊博，对研究的兴趣、激情和源源不断的想法使我感触很多。我从她的指导和与他的讨论中学习到了很多宝贵的东西。

我还要感谢吕龔老师，是他指引我从一无所知的高能领域向前迈出了重要的一步，从中我学会了编程，学会了 Linux 等等。我更要感谢唐泽波副教授和许依春副研究员，是他们两个把我领进了相对论重离子碰撞的数据分析中，并在 ρ^0 粒子的分析中指导我近两年，在生活上也给了我很大的帮助。我还要感谢黄柄鑫博士、邓健老师、陈丽珠等同学，感谢他们在布鲁克海文国家实验室研究和生活上为我提供的很多帮助，感谢和你们一起度过的两年多的快乐时光。

感谢 STAR 粒子轻味物理工作组和其组的召集人，感谢所有其他的 STAR 合作组成员的努力，提供了如此好的探测器性能和如此多的数据，感谢布鲁克海文国家实验室的 STAR 组为我提供的帮助和支持，感谢中国科学技术大学近代物理系高能组的各位老师的帮助，特别是赵政国教授，陈宏芳教授，许咨宗教授，张子平教授，王群教授，邵明教授，孙勇杰教授等。

我还要特别感谢我男朋友多年来的帮助、理解、支持。最后，我深深的感谢我的家人，感谢家人的贡献，支持，鼓励和教育！

崔相利

2013 年 5 月 9 日