

分类号 O571.6
U D C

密级
编号

中国科学院研究生院

博士学位论文

RHIC-STAR Au + Au碰撞实验中奇异粒子的产生和可鉴别粒子方位角关联的研究

左嘉旭

指 导 教 师 沈文庆 院士 蔡翔舟 研究员
中国科学院上海应用物理研究所
申请学位级别 理学博士 学科专业名称 粒子物理与原子核物理
论文提交日期 2008年4月 论文答辩日期 2008年5月
培 养 单 位 中国科学院上海应用物理研究所
学位授予单位 中国科学院研究生院

答辩委员会主席

中国科学院研究生院

博士学位论文

**RHIC-STAR Au + Au碰撞实验中
奇异粒子的产生和可鉴别粒子方位角
关联的研究**

左嘉旭

指导教师 沈文庆 院士 蔡翔舟 研究员

申请学位级别 理学博士

学科专业名称 粒子物理与原子核物理

培养单位 中国科学院上海应用物理研究所

学位授予单位 中国科学院研究生院

论文提交日期 2008年4月

论文答辩日期 2008年5月

学位授予日期

答辩委员会主席_____



RHIC-STAR Au + Au碰撞实验中 奇异粒子的产生和可鉴别粒子方位角 关联的研究

Strangeness Production and Identified
Correlation in Au + Au Collisions at
RHIC-STAR

左 嘉 旭

中国科学院上海应用物理研究所

贰零零捌年肆月贰拾日



摘 要

理论预言在宇宙大爆炸之后很短的时间里, 会存在一种夸克和胶子解禁闭的物质相, 被称为夸克胶子等离子体QGP。通过相对论能区的重离子碰撞可以研究这种QGP高温高密物质的存在证据和自然性质。各向异性流、奇异粒子的产额增强、喷注淬火等都被认为是这种致密物质存在的证据。到目前为止, STAR实验组已经测量和给出了一些令人兴奋的结果。

双粒子方位角关联和中间横动量下重子和介子的产生是一个很有趣的题目和方向。在STAR $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV的Au+Au碰撞中, 我们测量了中间快度区域 K_S^0 粒子的核修正因子和产额谱的碰撞中心度相关性。利用STAR探测器中的时间投影室探测到的衰变粒子径迹通过几何拓扑的方法可以重构 K_S^0 粒子, 得到粒子的产额谱及其核修正因子。在中间横动量区域, 结果表明核修正因子遵循粒子的种类相关性, 这种现象在椭圆流的测量中也可以观测到, 在高横动量区域, 这种粒子种类相关性会消失。核修正因子在中心碰撞中出现了明显的压低, 说明在Au+Au中心碰撞中粒子的产生机制与在d+Au和p+p碰撞中可能是不同的, 在Au+Au中心碰撞中, 存在着较强的能量损失。我们同时测量了 Λ/K_S^0 产额的比率并研究了其能量相关性和碰撞系统相关性, 可以看到重子产额在Au+Au碰撞中出现增强。

在STAR $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV的Au+Au碰撞中, 我们测量了可鉴别粒子的方位角关联。以带电强子作为触发粒子, K_S^0 , Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 分别作为关联粒子, 测

量了方位角关联函数及其碰撞中心度相关性。基于方位角关联条件下，得到了在Near-Side和Away-Side方向上的粒子产额和产额比率，以及粒子产额比率与 $\Delta\phi$ 的关系。研究结果可以帮助我们理解Away-Side方向上部分子密度的变化，对理解Away-Side的马赫角形状的来源有很大的帮助。同时也可能为我们研究夸克的方位角关联提供了一定的研究思路。

应用PYTHIA模型，我们计算了 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV的p+p碰撞中可鉴别粒子的方位角关联。在PYTHIA模型中，已经看到来自夸克喷注事件和胶子喷注事件中粒子产额谱不同的性质，通过计算在夸克事件和喷主事件中可鉴别粒子的方位角关联，发现夸克事件的方位角关联函数要低于胶子事件中的方位角关联函数。同时发现在PYTHIA模型中粒子方位角关联与粒子所带电荷相关性，对于不同的粒子，可能有大小不同的关联函数，但是其形状是一致的。

应用AMPT模型，我们计算了 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV的Au+Au碰撞中 Ω 重子的椭圆流和四极流 v_4 。结果表现，在低横动量区域体现出质量相关性，在中间横动量区域比介子的椭圆流大，存在粒子种类相关性，遵循椭圆流的组分夸克标度率。在与不同模型计算的 Ω 椭圆流结果的比较中，我们发现部分子级联过程对于重现 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV的Au+Au碰撞中的椭圆流是十分重要的。AMPT模型中，在能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV和200 GeV的AuAu碰撞中， Ω 的椭圆流是一致的，这说明在62.4GeV时，椭圆流可能已经达到饱和，在两个对撞能量下可能都形成了类似的高温高密核物质。

我们的测量结果可以一定程度上说明夸克胶子等离子体在RHIC能去的Au+Au碰撞中的存在。

关键词：夸克胶子等离子体，核修正因子，重子产额增加，喷柱淬火，双强子方位角关联，夸克喷柱和胶子喷柱，椭圆流

Abstract

Jia-xu Zuo(Doctor of Philosophy in Physics)

Major Professor: **Prof. Wen-qing Shen, Prof. Xiang-zhou Cai**

It is believed that a deconfined state of quark and gluon existed on the order of micro seconds after the Big Bang, when the universe was at a temperature of approximately 150 to 200 MeV. By relativistic heavy ion, it is able to test the nature of new nuclear matter state with high temperature and heavy density which is called Quark-Gluon Plasma(QGP). The anisotropic flow, strangeness enhancement and jet quenching and so on are considered probes of the QGP state. From now on, STAR has measured many exciting results for which imply the existence of the high temperature and density

Of particular interest are the di-hadron correlation and the yield of baryons and mesons at intermediate p_T . The nuclear modification factor R_{CP} and the centrality dependence of spectra for mid-rapidity K_S^0 production in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV are measured. The K_S^0 candidates are selected based on characteristics of their decay particles in the STAR Time Projection Chamber (TPC). A statistical treatment is used to extract $R_{CP}(p_T)$ from their invariant mass distributions. These measurements establish the particle type dependence of R_{CP} in $0.4 < p_T < 4.0$ and

$|y| < 1.0$. The particle-type dependence of R_{CP} provides a stringent test for various models of heavy-ion collisions. The suppression manifested in R_{CP} suggests that the particle production in central Au+Au is different with that in the d+Au and p+p collision. Also the strong energy loss will be happen of in the central Au+Au collision. The Λ/K_S^0 ratio and its energy and systems dependence are also presented. It indicates that the baryon enhancement is manifested in the Au+Au collision which provide strong evidence for the existence of a quark-gluon plasma in Au+Au collisions at RHIC.

We measure relative abundances of K_S^0 , Λ and $\bar{\Lambda}$ in near-side and away-side cones correlated with triggered high- p_T particles in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. The centrality dependence of identified particles in the triggered particle cones is also presented. Particle yields and ratios are extracted on the near-side and away-side. The associate-particle ratios are studied as a function of the angle relative to the trigger particle azimuth ($\Delta\phi$). Such studies should help elucidate the origin of the modifications in the jet like correlations observed in Au+Au collisions relative to p+p collisions. And these studies also will help understand the variation of local parton densities at the away side. These measurements might be related to several scenarios for interactions of fast partons with the medium created in Au+Au collision.

The di-hadron correlation between charge hadron and identified particle are calculated in minimum bias in $p + p$ collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV in the

PYTHIA model. From the quark and gluon jet events in the PYTHIA model, the different splitting particle yield were manifested in the STAR results. In the quark jet events and the gluon jet events of PYTHIA calculation, the identified di-hadron correlation is calculated and presented. And the particle charge dependance of the di-hadron correlation is also extracted from the PYTHIA model. It seems that the di-hadron correlation of positive and negative hadron are similar in the near-side ($\Delta\phi \sim 0$) distribution, in the away-side, di-hadron correlation of negative hadron seems lower. The Hadron- K_S^0 , hadron- $\Lambda+\bar{\Lambda}$ correlation are also different.

The "A Multi-Phase Transport Model" is used to calculate the elliptic flow and the fourth order anisotropic flow of Ω baryon in Au+Au collision at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV and 62.4 GeV respectively. The v_2 of Ω is consistent with that of STAR measurement within errors. As of other baryons, the value is higher than meson v_2 in the intermediate p_T which also implies the constituent quark number scaling. The comparisons of Ω elliptic flow among the default version of AMPT, the melting version of AMPT and the RQMD model calculation shows that the parton cascade process is important to reproduce the sizeable v_2 in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. The v_2 of Ω in the 62.4 and 200 GeV Au+Au collisions seem follow the same trend. The p_T dependance of v_4 of Ω baryon in 62.4 GeV and 200 GeV Au+Au collisions seems also similar in the string melting AMPT model, which indicates the similar partonic matter phase has been reached in both energies.

Keywords:Quark-Gluon Plasma, Nuclear Modification factor, baryon enhancement, jet quenching, di-hadron correlation, quark jet and gluon jet, elliptic flow

目 录

摘要	i
Abstract	v
1 引言	1
1.1 QCD-渐进自由和夸克禁闭	2
1.2 夸克胶子等离子体(QGP)的预言及其性质	3
1.3 RHIC中QGP存在的相关探针	6
1.4 RHIC实验的测量结果	9
1.4.1 核-核碰撞的碰撞几何	9
1.4.2 粒子的产额分布谱和核修正因子(R_{CP})	10
1.4.3 粒子产额比率的测量	14
1.4.4 椭圆流的测量	16
1.4.5 双粒子(Di-Hadron)方位角关联的实验测量和理论研究	19
1.5 本论文目的和概要	22
2 相对论重离子碰撞实验装置	25
2.1 相对论重离子碰撞机-RHIC	25
2.2 STAR 实验装置	30
2.2.1 触发探测器(The STAR Trigger Detectors)	32
2.2.2 时间投影室(Time Projection Chamber)	33
2.2.3 TPC探测器的气体系统	37
2.2.4 时间飞行谱仪(Time of Flight(TOF))	38
3 STAR 实验分析方法	41
3.1 实验事件和粒子轨迹选择	41
3.2 衰变顶点拓扑测量	44
3.2.1 衰变顶点拓扑测量方法	44
3.2.2 衰变顶点拓扑选择条件分析	46
3.3 不变质量分布	53
3.4 探测器效率修正	55

4 STAR双粒子(Di-Hadron)方位角关联测量	59
4.1 双粒子方位角关联的测量方法	60
4.2 双粒子(Di-Hadron)方位角关联的椭圆流背景修正	64
4.3 双粒子(Di-Hadron)方位角关联的角关联函数	67
4.4 方位角关联条件下粒子产额比率	71
4.5 小结讨论	75
5 STAR实验能量为$\sqrt{s_{NN}}=62.4$ GeV 的 Au + Au 碰撞中 K_S^0 粒子的产生	79
5.1 不变质量谱的拟合	79
5.2 K_S^0 介子产额谱学	81
5.3 核修正因子(R_{CP})	86
5.4 小结讨论	88
6 p+p碰撞中双粒子方位角关联在PYTHIA 模型中的计算	91
6.1 双粒子方位角关联函数	92
6.2 小结讨论	97
7 多相输运模型(A Multi-Phase Transport model)中椭圆流的计算	99
7.1 各向异性流的计算方法	101
7.2 定向流的计算	102
7.3 椭圆流的计算	103
7.3.1 $\Omega^- + \bar{\Omega}^+$ 的椭圆流 v_2 和 v_4	104
7.3.2 带电强子的 v_2 和 v_4	107
7.4 小结	111
8 总结与展望	113
参考文献	117
发表或已接收论文	127
第一作者论文	127
合作论文	127
STAR合作组文章	129
学术会议报告	133
致谢	135

第一章 引言

格点QCD预言在极高温极高密度的状态下可能会产生一种新的物质相: 夸克胶子等离子体(Quark Gluon Plasma: QGP) [1], 通过在相对论能区的重离子碰撞可以寻找和研究这种新物质相的本质特征。理论上认为在宇宙形成之初的一段时间内(宇宙大爆炸 10^{-6} 秒之后)同样存在这种高温高密的物质态, 对这种新物质相的探测和研究有助于我们更进一步地理解宇宙的形成和核物质的性质。

通常, 人们将质量数大于 4 的原子核统称为重离子, 重离子碰撞是指被加速的重离子核与靶核在一定条件下发生碰撞, 从而使原有物质状态发生改变的过程。重离子物理的研究开始于上个世纪五十年代中期, 当时的重离子加速器仅仅能加速质量很轻的重离子, 而且能量很低。重离子物理的发展很大程度上依赖于加速器技术、探测器技术和计算机技术的发展。人们系统地开展中能重离子碰撞的研究始于上世纪八十年代初, 首先是西欧核子中心(CERN)将其原有的 SC 加速器改造为中能重离子加速器以及法国 GANIL 实验室新建的中能加速器投入运行, 至今为止, 已有 RIKEN(日本)、MSU(美国)、OAKRIDGE(美国)、IMP(中国)和 LNS-INFN(意大利)等各大实验室的中能加速器建成运行, 使中能重离子碰撞研究空前活跃, 人们对核物质性质的认识也进一步深化。

随着夸克胶子等离子体的预言被提出, 相对论能区及极端相对论能区的加速器装置也相继建成, 如 BEVALAC/Berkely(约1 AGeV)、SIS/GSI(约1

AGeV)、AGS/Brookhaven(2-15 AGeV)、SPS/CERN(40-200 AGeV), 现在正在运行的RHIC/Brookhaven(质心不变能量约为62-200 GeV), 以及将在2008年开始运行的LHC/CERN(质心不变能量约为6 TeV)。这为我们对微观物质世界的进一步探索提供了更先进的实验装置和手段。加速器技术的大力发展增加了可加速粒子的种类以及提高了粒子的能量, 探测器技术和计算机技术的发展促进了对复杂的核反应产物的测量和鉴别, 这也为相对论重离子碰撞的研究提供了新的条件。

1.1 QCD—渐进自由和夸克禁闭

世界的物质主要是由轻子, 三代夸克和各种媒介子构成的。夸克被禁闭在核子(和所有的强子物质)里面, 携带一个特有的被称为色的自由度, 这个色自由度与电子所带的电荷相类似, 应用Quantum Chromodynamics (QCD)理论, 可以描述这种带色自由度的物质间的强相互作用。在QCD理论中, 就像光子作为电磁力的传播子一样, 胶子被认为是强相互作用的传播子。不同的是光子并不带电荷, 但是胶子却带有色荷, 所以胶子也可以直接参加相互作用。在电磁相互作用中耦合常数是 $\alpha = \frac{1}{137}$, 但是强相互作用中耦合常数 α_s 随着强相互作用的动量转移而改变。图 1-1是实验测量得到的强相互作用耦合常数 α_s [2]和QCD理论预言的比较。

夸克间通过交换胶子实现强相互作用, 当作用距离变小时强相互作用的耦合常数也会相应变小, 夸克间的相互作用也变得越弱, 这种效果被称作**渐进自由**。渐进自由的意思是当两个夸克之间的距离越大时夸克之间的力越强, 于是夸克看起来是被禁闭在一个很小的范围($\sim 1 \text{ fm}^3$)内, 对于介子来说由两个夸克组成无色的组, 重子由三个夸克组成无色的组。由于在短距离内有效的强耦合作用比较小, 微扰理论是可以用于QCD中来研究包括大的动量转移的强相互作用(*i.e.* 硬过程)。微扰QCD(pQCD)的很多计算结果与实验对硬过程的测量结果一致, 但是QCD的计算结果不能很好地预言现今宇宙中占主要地位的软过程。QCD拉格朗日量对夸克间相互作用力的直接计算只有在极限的强相互作用和弱

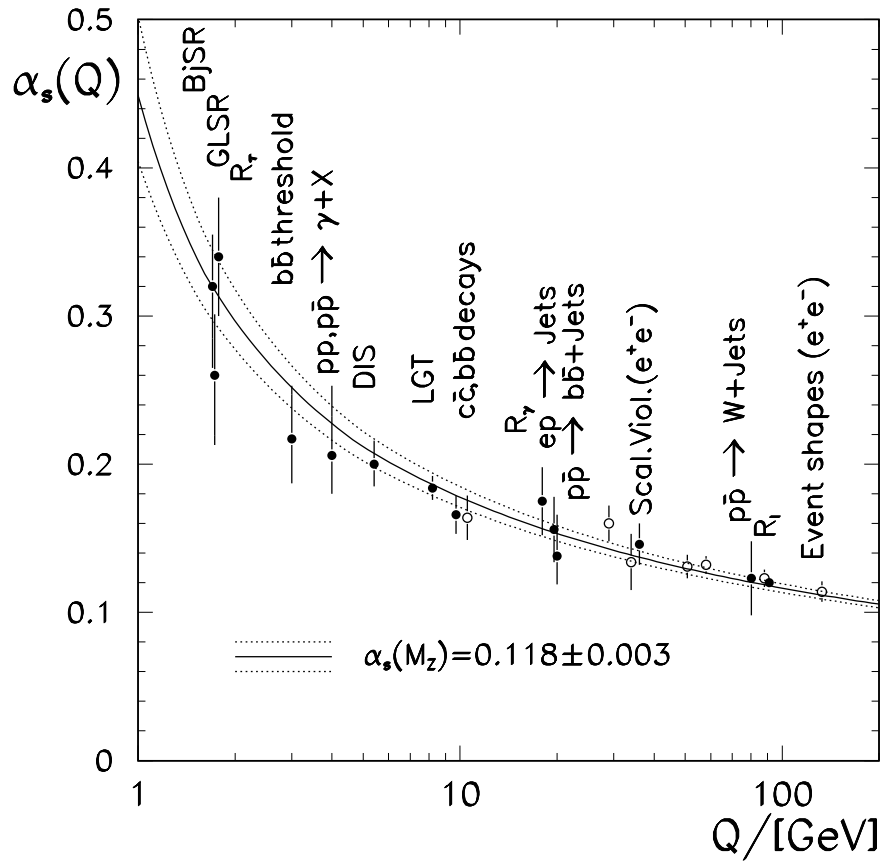


图 1-1 不同的实验对强相互作用耦合常数 α_s 的测量结果。与QCD预言的耦合常数 $\alpha_s(M_Z) = 0.118 \pm 0.003$ 相比较。

相互作用中才适用。对于色相互作用，pQCD不是一个很有效的近似计算方法，而依赖于四维欧几里德时空中的离散格点上对QCD拉格朗日量的路径积分，我们可以更好的研究色相互作用。格点QCD的公式对强耦合近似的准确表达首次示范了夸克是如何被禁闭的[3]。原则上，格点QCD可以用来对很多物理规律进行数值计算，实际上，对这些规律的简单计算并不是很成功，这也对我们的计算方法提出了挑战。

1.2 夸克胶子等离子体(QGP)的预言及其性质

在强耦合中，能量要求分散到两个夸克上，并随着夸克间的距离增加而线性增加。目前为止，我们并没有观察到解禁闭的夸克：解禁闭的夸克的平均自由程要比部分子的大小大的多。近来对有限温度和密度下的热力学格点QCD的研究表明，当达到足够高的温度和密度时，夸克将会成为解禁闭状态。图 1-2 [1]是能量密度与温度的四次方 T^4 的比

率(T 是系统温度), 在一个临界的温度 T_C 附近, ϵ/T^4 迅速的增加。 ϵ/T^4 的量级反应了热力学系统中自由度的数量。快速上升的趋势与系统相变为夸克和胶子成为相应的自由度的过程是相符合的。

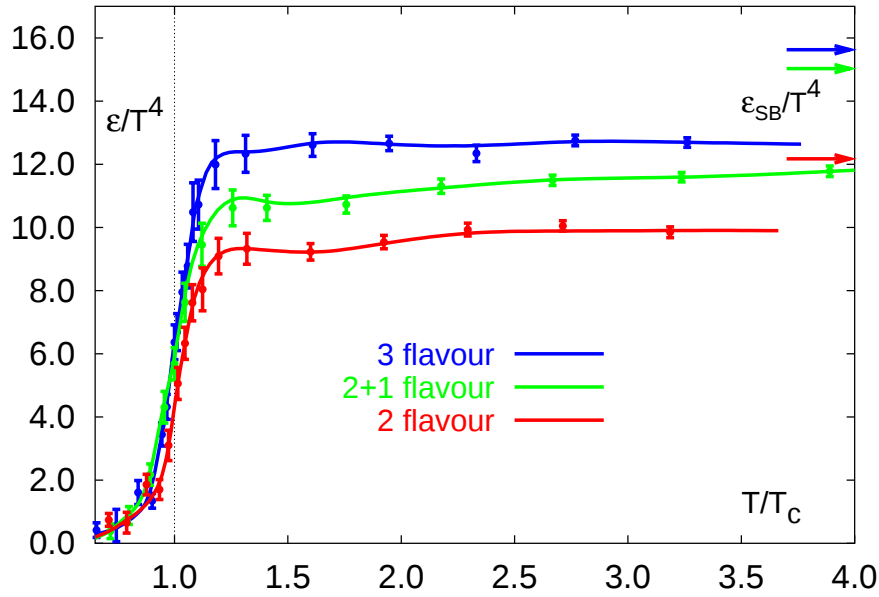


图 1-2 格点QCD的能量密度。当温度 T 达到临界温度 T_c 时, 自由度的数目迅速地上升。这说明夸克和胶子变成了解禁闭态而成为相应的自由度。箭头表示渐进高温的Stefan-Boltzmann值。

在1973年, 渐进自由理论提出后很短的时间, 由QCD理论出发 [4, 5], 预言了在中子星中心存在着高能量密度下解禁闭的夸克物质态 [6], 原文如下:

A neutron has radius of about 0.5–1 fm, and so has a density of about 8×10^{14} gm/cm³, whereas the central density of a neutron star can be as much as $10^{16} - 10^{17}$ gm/cm³. In this case, one must expect the hadrons to overlap, and their individuality to be confused. Therefore, we suggest that there is a phase change, and that nuclear matter at such high densities is a quark soup.

之后, 1974年秋天, 在一次重离子碰撞研讨会上, 李政道(T.D. Lee)先生讨论了研究夸克物质的物理计划 [7]:

Hitherto, in high-energy physics we have concentrated on experiments in which

we distribute a higher and higher amount of energy into a region with smaller and smaller dimensions. In order to study the question of “vacuum,” we must turn to a different direction; we should investigate some “bulk” phenomena by distributing high energy over a relatively large volume.

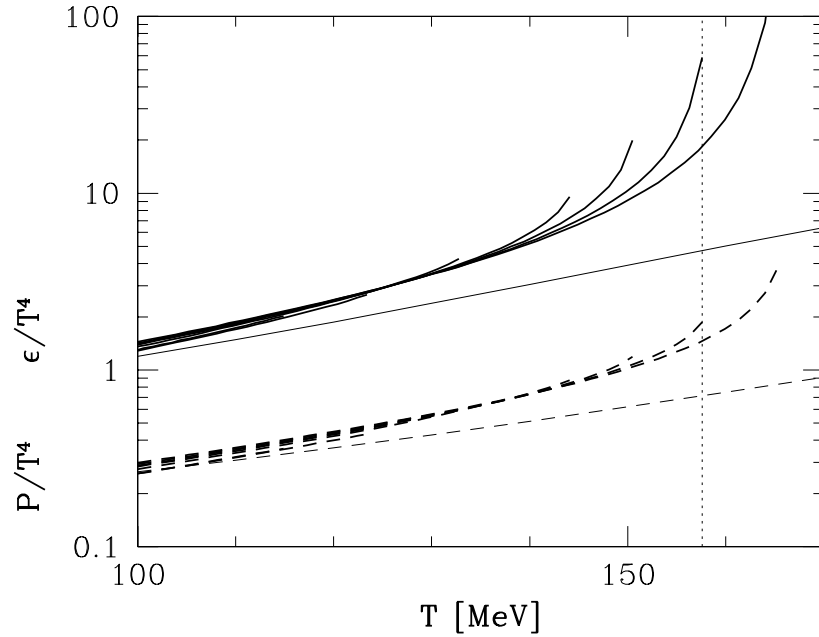


图 1-3 由统计模型计算的被 T^4 归一化的能量密度 ϵ 和压力 P [8]。不同的线是对不同强子质量的谱的计算结果。在临界温度 $T = 158$ MeV附近在能量密度自由度会增加。

在QCD理论和夸克理论中，不是所有的概念都能够越过强子自由度到达一个新的物质态的。在1951年，Pomeranchuk假设了一个强子物质态的温度上限 [9]。在六十年代，Hagedorn应用包括一个自相似的强子共振态合成物的方法给出了一个相似的极限 [10]。我们现在相信这个温度极限反映了一个物质态的相变信息，在这个物质态中夸克和胶子是解禁闭的。图 1-3是被 T^4 归一化的能量密度 ϵ/T^4 与归一化的压力 P/T^4 的关系，这来自于统计模型对强子气体的计算 [8]。在1980年，Shuryak明确的提出了在很高温度下也可能存在这样的一种夸克胶子解禁闭的物质态，并命名为夸克胶子等离子体(Quark Gluon Plasma) [11]，从此关于夸克胶子等离子体 (QGP) 的研究逐渐展开。

随着RHIC实验的测量和相应理论的研究，到2005年，我们认为这种夸克胶子解

禁闭的物质态可以被命名为：强相互作用的夸克胶子等离子体(strongly-interacting quark - gluon plasma) [12]，原文如下：

For our purposes here, we take the QGP to be a (locally) thermally equilibrated state of matter in which quarks and gluons are deconfined from hadrons, so that color degrees of freedom become manifest over nuclear, rather than merely nucleonic, volumes.

自从这种高温高密的物质态被预言以来，人们通过理论和实验在不停地对其性质和特点进行探索。产生并且研究解禁闭的夸克和胶子形成的大块物质(*i.e.* a quark-gluon plasma or QGP)是我们建造和运行相对论重离子碰撞机的最初目标之一。利用高能量的重离子束流相互碰撞，可以产生极端高密度和高温度下的物质。实验中能够达到的温度和密度被认为与在质子和中子形成以前非常早期的宇宙非常类似，因此，我们也期待能够获得早期宇宙的有意义的结果。重离子在高能量下的碰撞实验是我们进入和研究渐进自由的QCD理论的一个实验途径，探索这一领域的QCD相图是一条令人兴奋的科学之路。

研究密集的核物质性质同样对于天体物理也是非常重要的，重离子物理可以给出一些关于中子星的潜在的结构信息(*i.e.*质量半径关系，热量演化，质量上限等)。进一步地，对于核物质性质更好的研究和理解将帮助我们确定是否存在一种新的夸克星。

1.3 RHIC中QGP存在的相关探针

由于相对论重离子碰撞是一个动态的时空演化过程，而夸克胶子等离子体状态很可能只是这个过程中很短暂的一段，我们的实验只能测量到末态强子的信息，如何通过这些末态强子推知夸克胶子等离子体阶段的信息是有一定困难的。为此我们必须找到一些能够反映夸克胶子等离子体阶段信息的物理量，也就是所谓QGP探测的信号。理论上提

出了很多可能的观测量，可以作为寻找夸克胶子等离子体的探针。这些观测量有的已经在实验上得到了很好的结果，有的则还有待于实验检验，也有的被实验证明不是研究QGP的有效信号。下面我们简单的叙述一些夸克胶子等离子体存在的探测信号。

直接光子和双轻子：直接光子和双轻子受到晚期演化过程的相互作用影响很小，并且他们可以用来测量夸克胶子等离子体的热辐射。很多夸克胶子等离子体中的直接光子来自于 $q\bar{q} \rightarrow \gamma g$ (湮灭)和 $gq \rightarrow \gamma g$ (康普顿散射)过程。光子的产额比率和动量分布决定于在等离子体中的夸克，反夸克和胶子。直接硬光子的快度分布反映了最初产生的介子或是夸克胶子等离子体的快度分布 [13]。如果热源最初状态是静止的，并被两个以声速纵向向内传播的波加速，光子的快度分布将在中心快度区出现很强的峰，与之形成对比的是在光子的快度分布谱中，在中心快度区域的一个如同Bjorken分布 [14]的平台。另外一个重要的可以用来观测的是直接光子的横动量 p_T 分布曲线，流体动力学计算给出的结果显示由光子谱线得到的温度在夸克胶子等离子体的一级相变事件中是减小的，因此可以作为QGP存在的探测信号。

粲夸克的产额压低： J/ψ 具有很长的寿命，并且只有当它远离碰撞区域时才衰变到双轻子。这使 J/ψ 成为一个探测早期碰撞信息的很好探针。在夸克胶子等离子体中，由于存在着夸克、反夸克和胶子，夸克的色荷是受到屏蔽的，这一现象被称作德拜屏蔽(Debye screening)。常见的一种德拜屏蔽是在压缩的物质中电荷的屏蔽效应。如果在等离子体中， J/ψ 粒子束缚了一个粲夸克 c 和一个粲反夸克 $\bar{c}$ ，德拜屏蔽效应将削弱 $c\bar{c}$ 之间的相互作用。此外，由于夸克和胶子解禁闭，在 c 和 $\bar{c}$ 之间的弦的张力消失为零。以上两个效果结合起来，在QGP中 J/ψ 的产额将被压低 [15]。

奇异性的增强：在质子-质子碰撞中，产生的粒子中的奇异夸克与 u ， d 夸克相比其产额存在着明显的压低 [16, 17]，这是由于 $s\bar{s}$ 具有较大的质量，这个压低随着粒子所含有的奇异夸克的数目而增加。在达到了热平衡和化学平衡的QGP中， $s\bar{s}$ 可以由两个胶子或是 $q\bar{q}$ 对的相互作用而产生。领头阶pQCD计算表明二次过程只有在 $\sqrt{s} \leq 0.6\text{GeV}$ 的时候才

能够占支配作用 [18]。计算也同时表明由于胶子与胶子相互作用产生的奇异粒子和反奇异粒子化学平衡的时间大约在 $3\sim 6 fm/c$ ，这个时间与等离子体的温度也有关系。由以上的讨论，奇异粒子的产额和多奇异介子和重子的产额在QGP中与在相同温度下的纯粹强子物质中相比较，将具有很强的增加 [19, 20]。研究表明，奇异粒子的增加不会随着碰撞产生物质的膨胀和冷却而被破坏或者产生 [21–23]，然而，对平衡时间的估计不能够充分的促使在QGP冷却前奇异强子的饱和。

热力学变量：在碰撞实验中，粒子产额横向动能分布可以被一个简单的指数函数所描述： $e^{-m_T/T}$ 。这里 T 是斜率， m_T 是横向质量。动力学平衡被认为是在横向自由度中主要的可观测量；因此，横向动量或是横向质量分布曲线的斜率被用来提取温度。斜率的数值提供了关于温度的信息和集体横向流的信息 [24]；我们还能够由一些背离指数函数的分布得到一些新的物理信息，例如介质影响等 [25]。反常的核物质，例如QGP，可以通过粒子谱中的二阶高温成分观测到；或是通过 π 粒子的多重数的肩状分布 [26]来观察。通过平均横动量 $\langle p_T \rangle$ 与快度密度 dN/dy 或横能量密度 dN/dE_T 的分布，状态方程(能量密度 ϵ 和温度 T 的关系)可以作为实验上的探针。如果发生相变(例如：自由度数量迅速改变)，平均横动量 $\langle p_T \rangle$ 的分布在混合相中将是单调上升的曲线，然后稳定在一个水平状态。流体动力学研究 [27, 28]表明这个稳定的水平状态很可能被碰撞产生的集体流所破坏。

高横动量粒子：在物质表面一个快速的带电粒子穿过物质或者辐射带来能量损失，相似的机制也发生在快速的夸克和胶子穿过致密物质的过程中。夸克的能量损失和介质的色电介质极化性之间的联系可以建立在与电磁能量损失相类似的理论上 [29–31]。对于相对论粒子来说辐射作用是非常高效率的能量损失方式，但是在高密度物质中这种效应将被Landau-Pomeranchuk效应 [32]强烈的压低。由以上两点可知，夸克胶子等离子体中的阻止效应比强子物质中的阻止效应要大的多，而且高横动量的粒子产额分布和椭圆流与最初的胶子密度是密切相关的 [33]。

HBT(Hanbury-Brown-Twiss)关联效应：在一个很小的关联动量范围内探测到两个波色子的几率与它们之间的量子力学波动方程的干涉有关，波色子放射源的时空信息决定这种干涉效应，这种效应被称为Hanbury- Brown-Twiss (HBT)效应。它是由Hanbury-Brown和Twiss两人最先应用在对恒星角直径的测量中。对碰撞发射粒子HBT的测量由纵向和横向的半径得到，与发射源在热冷却时的寿命有关 [34-38]。同样也可以研究非鉴别粒子之间的关联，这种非粒子相关的关联可以提供粒子源结构的时空信息，也可以用来确定辐射不同种类粒子的时间次序 [39]。较强的一级相变(first order transition) [37, 40]会导致具有低压力，缓慢膨胀和长寿命蒸发作用的QGP小滴。因此，由HBT效应测量得到的时空信息是非常重要的QGP信号。

除了以上简单介绍的QGP信号之外，我们还可以通过对强子各项异性集体流的测量来确定QGP的存在。另外，如果QGP在对论重离子碰撞中产生，当一个动量很大的粒子(jet)穿过QGP时，会损失能量，理论上认为粒子在QGP当中的能损是在强子物质当中的几十倍，这被称为喷注淬火(jet quenching) [41]，因此寻找喷注淬火现象也能确定QGP的存在。同时通过测量高横动量粒子产额的压低和背对背方位角关联的现象，我们也可以得到QGP的信息。

1.4 RHIC实验的测量结果

1.4.1 核-核碰撞的碰撞几何

对于质子-质子碰撞和核-核碰撞的碰撞几何是不同的。因此我们将不同的碰撞按照事件的碰撞中心度(Centrality)来准确地分类。碰撞中心度是指两个核碰撞时互相交迭的百分比，碰撞参数 b 有密切的关系。 b 被定义为核-核碰撞中碰撞的两个核中心之间的横向距离，尽管 b 不能在实验中直接测量，但是在理论模型研究中却被广泛使用。图 1-4是核-核碰撞的碰撞几何中相关参量的示意图。碰撞参加者数目 N_{part} 是

表示核-核相互作用中碰撞中心度的另外一个参数，是 b 的函数。粗略地讲， b 很小的对心碰撞中包括很多参与碰撞的核子，因而具有比较大的 N_{part} 。对于最中心的碰撞，碰撞参数 $b \approx 0$ ， $N_{part} \approx A + A$ ，有比较小的碰撞中心度百分比数值。另一个类似的碰撞参量， N_{binary} ，描述了不同中心度下核-核碰撞中发生的两体碰撞的次数。 N_{part} 和 N_{binary} 可以由Glauber模型计算得到。在STAR实验中，对于Au+Au碰撞，碰撞中心度是由测量的带电粒子多重数 N_{ch} 来定义的。中心碰撞具有比较大的带电粒子多重数 N_{ch} 。

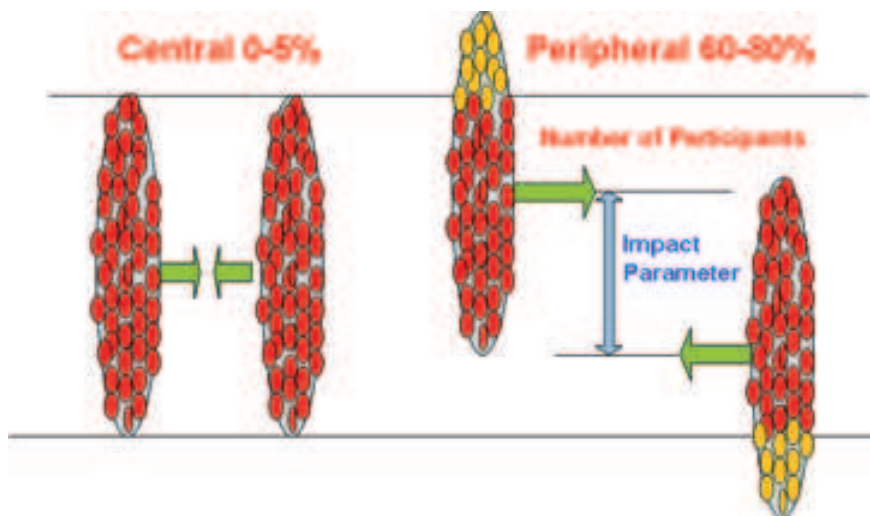


图 1-4 RHIC-STAR实验Au+Au碰撞中，核-核碰撞几何和碰撞中心度的图示说明。图中的碰撞中心度的百分比数字并不准确，只是为了说明定义。

1.4.2 粒子的产额分布谱和核修正因子(R_{CP})

在相对论核-核碰撞中，最重要的观测量之一就是粒子的反应截面或是粒子产额的横向质量 $m_T = \sqrt{m^2 + p_T^2}$ ，和横动量 p_T 分布谱。在p+p或e+e碰撞中，微分不变反应截面 $E d^3\sigma / dp_x dp_y dp_z$ 是一个重要的观测量。在重离子碰撞中，我们通常测量一定快度区间内粒子产额的横向质量(动量)分布 $d^2N / 2\pi p_T dp_T dy$ ，原因是这个分布便于测量，可以证明横向质量和横动量分布是等价的。测量的横向质量谱被事件数归一，就等价于微分截面。

粒子横向质量分布谱的形状决定于碰撞的动力学机制。图 1-5是在STAR能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ 的Au+Au碰撞中， $\Lambda(\bar{\Lambda})$ ， $\Xi(\bar{\Xi})$ ， $\Omega^- + \bar{\Omega}^+$ 在中间快度区域的横动量分布谱。奇异粒子和反奇异粒子具有同样的曲线形状说明它们具有相同的强子化机制。不同的碰撞中心度的粒子横向质量分布谱具有不同的曲线形状，这说明不同的碰撞参数时空演化机制不同。

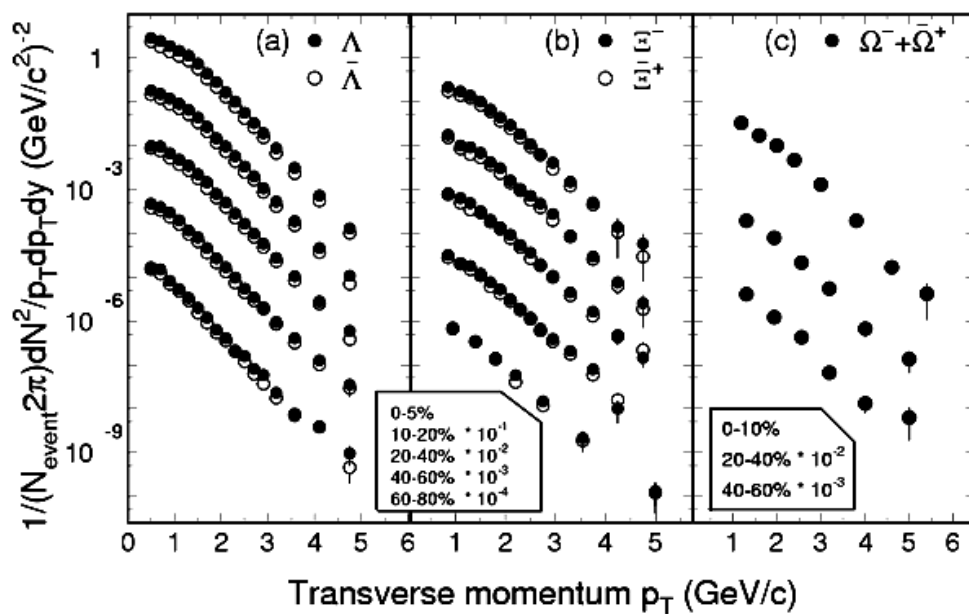


图 1-5 在能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ 的Au+Au碰撞中，中间快度区域 Λ ， Ξ 和 Ω 的 p_T 分布谱 [42]。

图 1-6是在STAR能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ 的Au+Au碰撞中， π^+ ， π^- 和 p ， $\bar{p}$ 产额的横动量分布 [121]。对于产额谱的拟合方程和相关的物理，我们将在后面的章节具体讨论。在重离子碰撞实验中，通过鉴别或重建粒子，可以很好地分别研究低横动量(Soft)和高横动量(Hard)区域的动力学机制。

如前所述，高横动量强子的产生—包括大横动量转移的部分子散射—被认为是研究重离子碰撞早期状态的探针之一。高能量的部分子通过高密度物质时将会通过胶子辐射而损失能量 [44–46]，总的能量损失决定于物质的色荷密度，因此部分子的能量损失或是喷注淬灭(jet-quenching)现象可以通过对核-核碰撞中产生粒子的核修正因子(R_{CP} 或 R_{AA})测量来研究。由核-核碰撞中粒子产额与质子碰撞中粒子产额的比率可以得到核修正因子。该

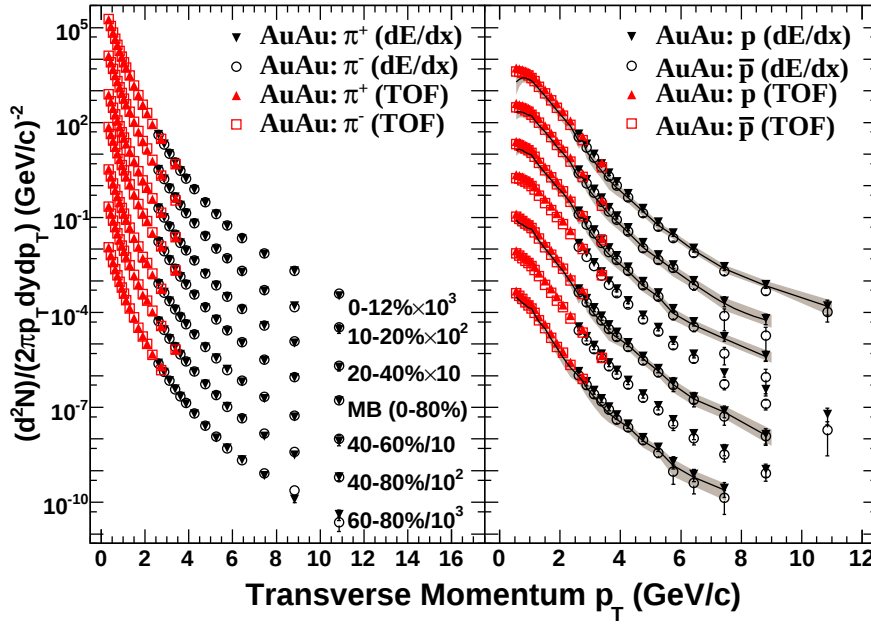


图 1-6 STAR实验组在能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV的Au+Au碰撞中测量的中间快速度区域($|y| < 0.5$)不同碰撞中心度下 $\pi^\pm$, p 和 $\bar{p}$ 产额的 p_T 分布谱。

比率被 $T_{AA} = \langle N_{\text{binary}} \rangle / \sigma_{\text{inel}}^{NN}$ 归一化, 来清除由于系统尺寸不同带来的粒子产额变化:

$$R_{AA}(p_T) = \frac{d^2 n^{AA} / dp_T d\eta}{T_{AA} d^2 \sigma^{NN} / dp_T d\eta} \quad (1-1)$$

其中, η 是赝快度, N_{binary} 是核-核碰撞中两体碰撞的次数。

图 1-7是能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV的Au+Au碰撞中, 带电强子和 π^0 的 R_{AA} 。如果只考虑系统几何效应, 经过 N_{binary} 归一化以后 R_{AA} 应该趋向于1.0。在Au+Au中心碰撞中, 高横动量区域的粒子产额相对于p+p碰撞中是明显压低的, 即 R_{AA} 明显小于1.0。但是在周边碰撞中, N_{binary} 归一化粒子产额和p+p碰撞中是一致的, R_{AA} 等于1.0。对于带电强子横动量范围大约在 $p_T > 5$ GeV/c时出现粒子产额的明显压低, 对于 π^0 产额压低的横动量范围大约在 $p_T > 3$ GeV/c。

如同 R_{AA} , 我们定义中心碰撞粒子产额与周边碰撞粒子产额的比率为产生粒子的核修正因子 R_{CP} :

$$R_{CP}(p_T) = \frac{[dn / (N_{\text{binary}} dp_T)]^{\text{central}}}{[dn / (N_{\text{binary}} dp_T)]^{\text{peripheral}}} \quad (1-2)$$

当周边碰撞的 R_{AA} 遵循 N_{binary} 归一化时, $R_{CP} \approx R_{AA}^{\text{central}}$ 。比率 R_{CP} 的系统误差要比 R_{AA} 小

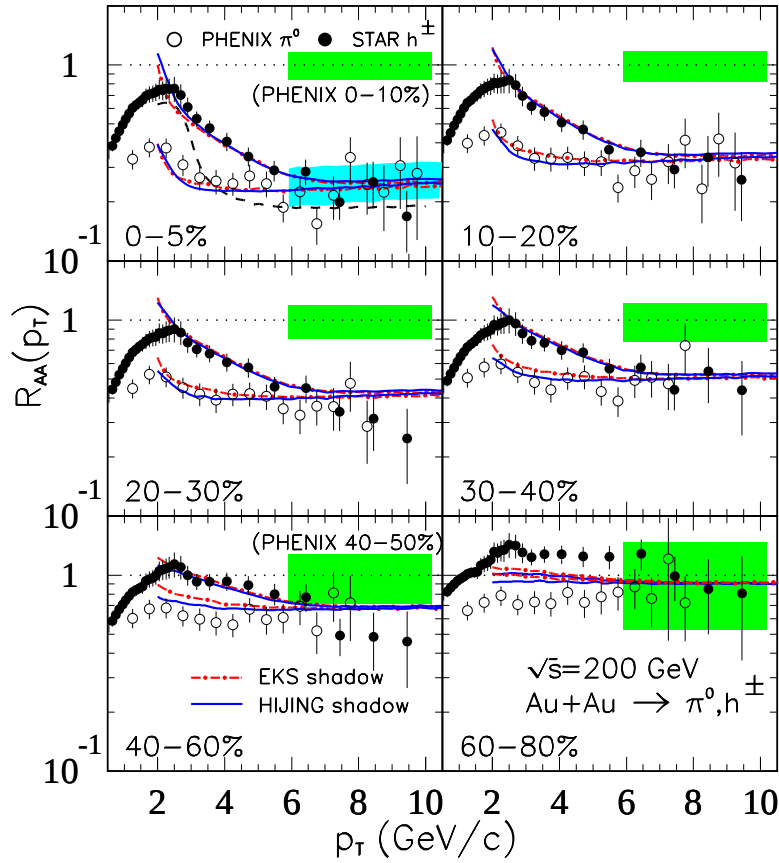


图 1-7 在能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ 的 Au+Au 碰撞中，带电强子 [47] 和 π^0 介子的核修正因子 R_{AA} [48]。图中是由中心碰撞(0-5%)到周边碰撞(60-80%)的核修正因子。图中曲线是基于部分子能量损失和其他原子核效应的模型计算结果 [49]。

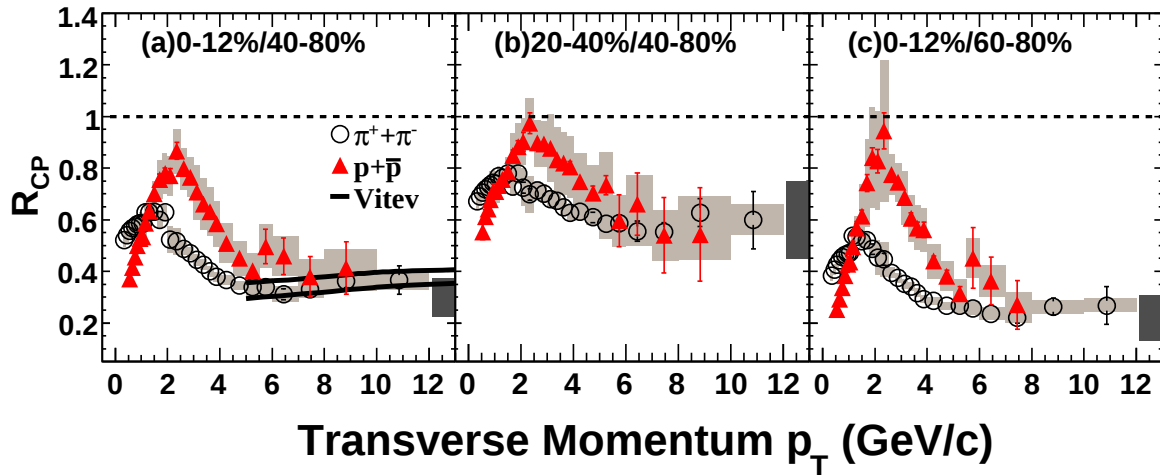


图 1-8 STAR 实验组测量的能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ 的 Au+Au 碰撞中， $\pi^\pm$ 和 $p + \bar{p}$ 的核修正因子 R_{CP} 。三个小图分别显示了不同碰撞中心度(0-12%和20-40%碰撞反应截面)与周边碰撞(40-60%和60-80%碰撞反应截面)的比较 [121]。

的多，并且不需要对 $p+p$ 碰撞的参考量进行测量。在图 1-8中是 $\pi^\pm$ 和 $p + \bar{p}$ 的核修正因子 R_{CP} ，可以看到中心碰撞粒子的产额与被归一化的周边碰撞粒子的产额相比较具有明显的压低，带电粒子的压低大约出现在 $p_T > 5 \text{ GeV}/c$ 的范围 [47]。高横动量 p_T 下粒子产额的压低随着碰撞中心度从中心向周边变化而逐渐减弱。产额压低的粒子种类相关性是我们在RHIC实验中观察到的一个有趣的现象。由图中，我们可以清楚的看到 R_{CP} 在中间横动量区域 $1.5 < p_T < 5.0 \text{ GeV}/c$ 的粒子种类的相关性 [121]，重子的 R_{CP} 在介质的 R_{CP} 上面，但是在高横动量区域，重子和介子的 R_{CP} 归到一起。另外，能量损失可以引起末态动量空间的各向异性，所以 v_2 和 R_{CP} 的粒子种类相关性也将是能量损失有力的探测手段。

1.4.3 粒子产额比率的测量

通过对碰撞中粒子产额横动量谱的测量，我们还可以继续研究不同粒子之间的产额比率的横动量谱。如重子与介子的比率，反重子与重子的比率等等。通过对这些粒子产额比率的研究，我们可以得到关于粒子产生机制和部分子密度的信息，以及QGP产生的信号。

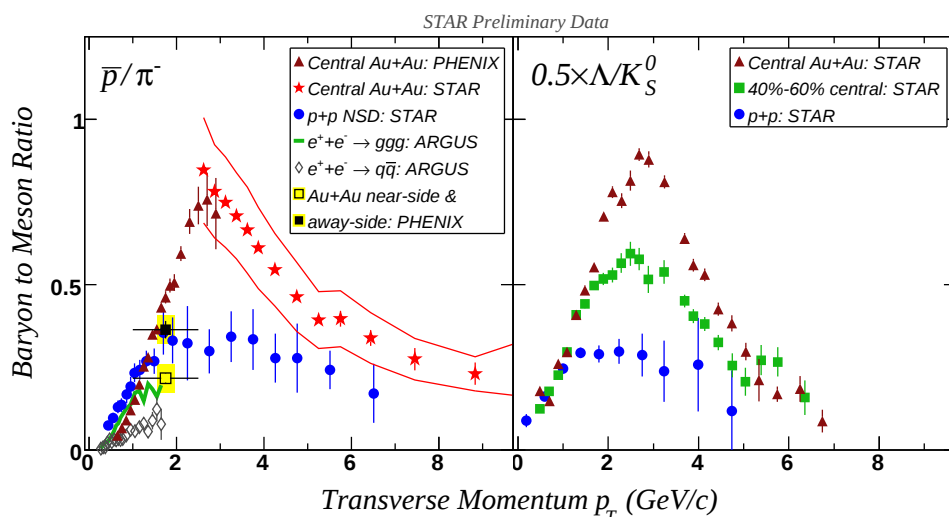


图 1-9 左图：STAR能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ 的 $p+p$ 和 $Au+Au$ 中心碰撞中，中心快度区域的 $\bar{p}/\pi^-$ 比率。同时给出了ARGUS实验组在能量为 $\sqrt{s} = 10 \text{ GeV}$ 的 $e^+ + e^-$ 碰撞中的测量结果，包括两种事件， $e^+ + e^- \rightarrow ggg$ 和 $e^+ + e^- \rightarrow q\bar{q}$ 。PHENIX实验组测量的方位角关联条件下的关联粒子 $\bar{p}/\pi^-$ 比率也一起给出。右图：在 $Au+Au$ 中心碰撞和周边碰撞事件中以及 $p+p$ 碰撞中的 Λ/K_S^0 的比率。

图 1-9 中的左图是 $\bar{p}/\pi^-$ 的比率与横动量 p_T 的分布关系。图中给出了这个比率分别在 $e^+ + e^-$ [50], p+p [51] 和 Au+Au [51, 120] 碰撞中的测量结果。右图是 STAR 测量的 Λ/K_S^0 比率, 实验结果乘了系数 0.5 使数值上可以和左图进行比较 [53]。在中间横动量区域, 重子产额的增加在 $\bar{p}/\pi^-$ 比率中可以明显地被观察到, 在横动量 $p_T \approx 3.0 \text{ GeV}/c$ 时, 这个比率达到最大值, 其值接近 1.0。重子接合模型(baryon junctions)的计算 [54] 预言重子与介子比率出现最大值的横动量值会随着中心度的增加而增加。这可以在 Λ/K_S^0 比率的结果中观测, 但是由于数据条件的限制, 现在还不能得到明确的结论。

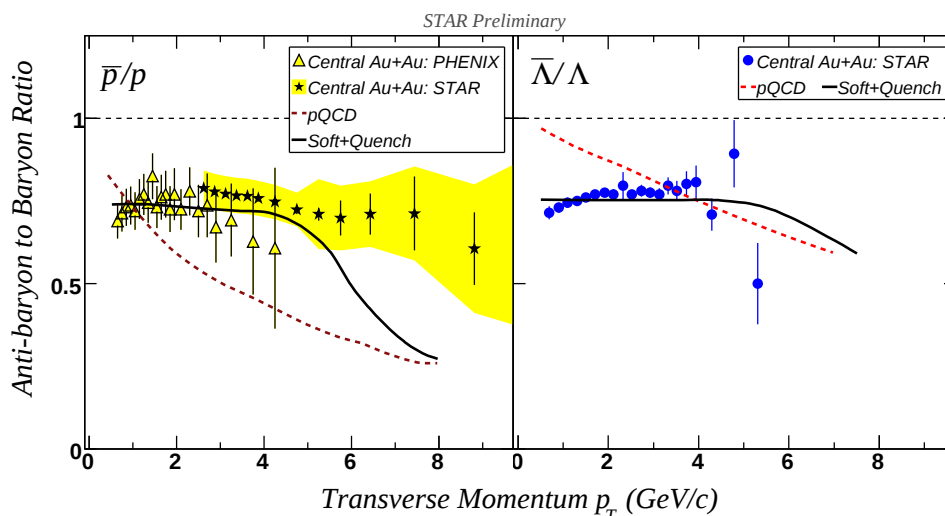


图 1-10 左图: 能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ 的 Au+Au 中心碰撞中, 中心快度区域 $\bar{p}/p$ 比率。黄色的带子是系统误差。右图: 能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ 的 Au+Au 中心碰撞中, 中心快度区域 $\bar{\Lambda}/\Lambda$ 比率。

由反重子和重子的比率我们可以得到更多关于重子产生的信息。图 1-10 是反重子与重子的比率与横动量的关系 [53]。左图是 $\bar{p}/p$ 的比率, 右图是 $\bar{\Lambda}/\Lambda$ 的比率。其中曲线是有关模型的计算 [54]。我们可以看到 pQCD 的计算结果与实验数据明显是不一致的, 这说明在横动量 $p_T < 6.0 \text{ GeV}/c$ 的范围, 非微扰效应对重子产生起了重要作用。“Soft+Quench”的计算应用重子接合的现象成功地描述了实验数据的趋势, 在这个计算中, 重子明显的增加是由于高横动量介子产额的压低造成的, 同时这个模型也可以很好地描述 $\bar{p}/\pi^-$ 比率的能量和碰撞系统的相关性。

最近也有研究表明可以通过 $\bar{d}/\bar{p}$ 的比率(不同反应截面的比率)来测量在动力学冷却时

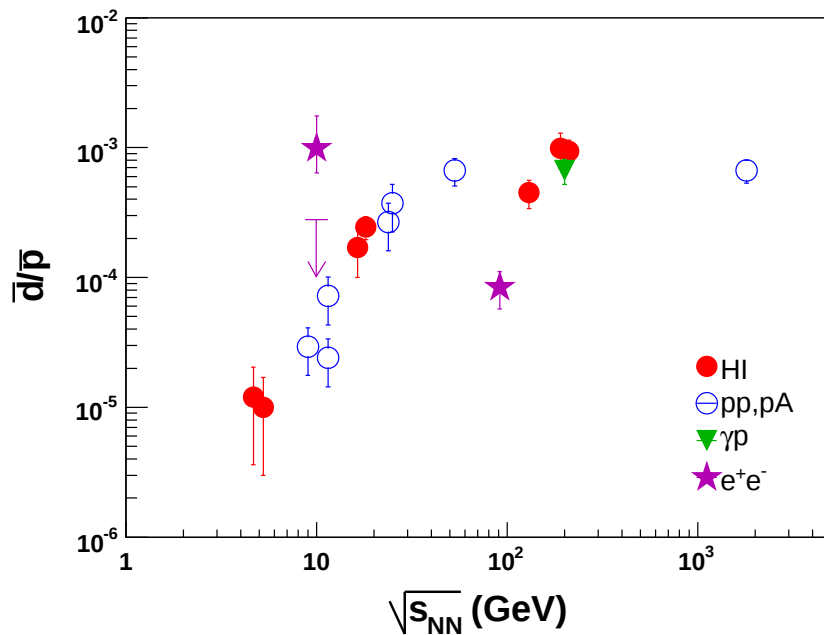


图 1-11 $\bar{d}/\bar{p}$ 的比率与碰撞能量的关系。

刻的反重子相空间密度。图 1-11是在不同实验数据中提取的 $\bar{d}/\bar{p}$ 比率。在 $\bar{q} + g$ 和 $g + g$ 为主要反应的碰撞中，饱和的反重子密度在 10^{-3} 量级，然而在 $q + q(\bar{q})$ 或 $q + g$ 为主的碰撞反应中，反重子的密度将少得多 [55–57]。另外，我们可以看到在胶子喷柱事件中粒子的产额分布要比在相应的夸克喷柱事件中软一些。这个在动量空间和坐标空间上的压缩增加了相空间中重子的密度。总之，在有胶子参加的反应中，重子的密度要远远大于没有胶子参加的反应中重子的密度 [58, 59]。

1.4.4 椭圆流的测量

在非中心的Au+Au碰撞中，在碰撞区域初始空间的各项异性可以用离心率来定义：

$$\varepsilon = \frac{\langle y^2 - x^2 \rangle}{\langle y^2 + x^2 \rangle} \quad (1-3)$$

这里x和y是交迭区域的空间坐标。最近，有建议通过对椭圆流的中心度相关性的测量可以得到系统是否达到热平衡的信息 [60]。通过对系统的热化的研究，我们可以得到QGP形成的证据。这个讨论主要基于两个极限：第一，与热化相比较，在流体的极限内椭圆流的中心度相关性主要由离心率定义。第二，在低密度极限，这时动力学热化还

没有达到，椭圆流与离心率和最初的粒子密度是相关的。有研究表明 v_2/ε 随着中心快度区域粒子密度($1/S * dN_{ch}/dy$ ，其中S是碰撞重叠区域的面积)而增加，粒子密度定义了粒子间再散射的几率。在中心碰撞中，产生粒子之间的碰撞是比较频繁的， v_2/ε 的增加说明在中心碰撞中的物质系统朝着热化的方向演化 [60]。

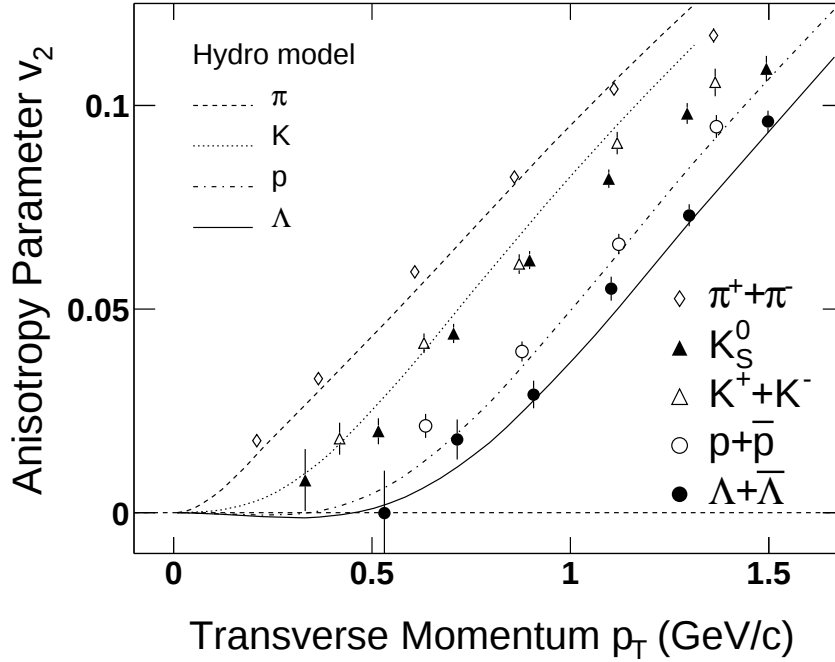


图 1-12 在能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV的Au+Au碰撞中，可鉴别粒子在低横动量范围内的椭圆流。图中曲线是流体力学计算的结果。

图 1-12是在能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV的Au+Au碰撞中，低横动量 p_T 下可鉴别粒子 $\pi^\pm$ ， K_S^0 ， p 和 $\Lambda + \bar{\Lambda}$ 的椭圆流。在横动量 $p_T < 1.6 \text{ GeV}/c$ 范围内，在相同的横动量，重粒子的椭圆流要比轻粒子的椭圆流小，这种粒子质量相关性可以很好地被流体力学模型拟合。在这个流体力学模型的计算中 [61, 62]，临界温度大约是165MeV，而冷却温度是130MeV。同时也需要实验上对椭圆流的碰撞中心度依赖性进行测量。

图 1-13是STAR实验组在能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV的Au+Au碰撞中测量的可鉴别粒子 $\pi^+ + \pi^-$ ， $p + \bar{p}$ 和奇异粒子 K_S^0 ， $\Lambda + \bar{\Lambda}$ ， $\Xi^- + \Xi^+$ ， $\Omega^- + \bar{\Omega}^+$ 的椭圆流。测量结果最大可以达到横动量 $p_T \sim 7 \text{ GeV}$ 的范围。左图是椭圆流与横动量 p_T 的分布关系，图中分别是在不同碰撞中心度测量的结果。在低横动量范围，粒子的椭圆流遵循质量相关性，流体

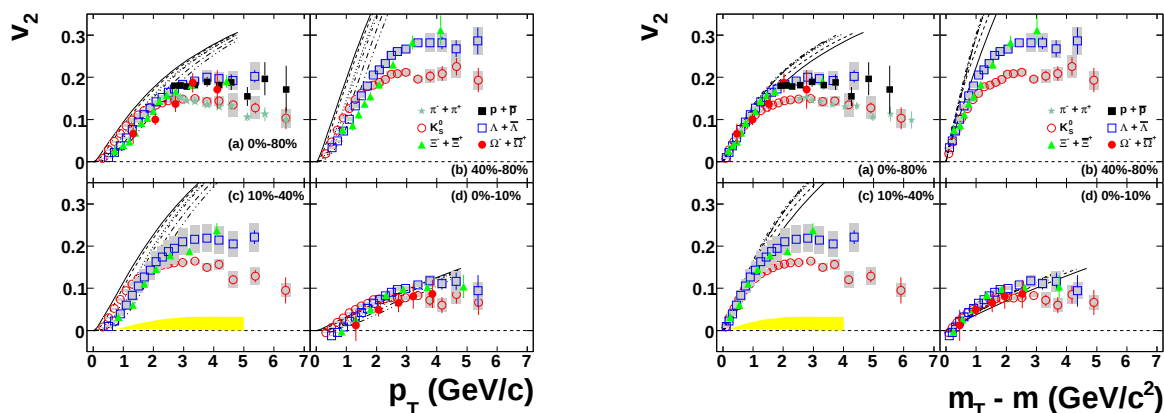


图 1-13 在能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV的Au+Au碰撞中，可鉴别粒子和多奇异夸克粒子的椭圆流。不同的图是椭圆流在不同碰撞中心度的测量结果 [62]。左图：是椭圆流与横动量 p_T 的关系；右图：是椭圆流与 $m_T - m_0$ 的关系。

力学模型计算可以较好地拟合实验数据。在中间横动量区域，粒子的椭圆流不再显示质量相关性，取而代之的是粒子种类相关性，在相同的横动量值，重子的椭圆流要大于介子的椭圆流。强子椭圆流由于其组分夸克数目的不同而分成重子和介子两组。右图是椭圆流与 $m_T - m_0$ 的分布关系，图中同样是在不同碰撞中心度中的测量结果。在低横动能(K_T)区域，所有的强子椭圆流都遵循一个单调增加类似线性的分布。同样，在中间横动能区域，粒子的椭圆流也存在粒子种类相关性。在比较低的横动量和横动能区域，在中心碰撞中，我们还测量到了小于零的强子椭圆流。

多奇异夸克重子 $\Xi^- + \Xi^+$ ， $\Omega^- + \Omega^+$ 的椭圆流与 $\Lambda + \bar{\Lambda}$ 的椭圆流是一致的。多奇异夸克重子具有较小的与强子反应的碰撞截面 [63–66]，所以它们真实的椭圆流一定包含了早期的部分子态的信息，而且在低横动量区域，它们的椭圆流与流体力学的质量相关性一致，这也说明在RHIC实验中部分子态的存在。

被组分夸克数目 n_q 归一化的椭圆流 v_2 和归一化的横动量 p_T 的分布在图 1-14中给出。对于介子 $n_q = 2$ ，对于重子 $n_q = 3$ 。在 $p_T/n_q > 1.0$ GeV/c的范围，所有粒子的椭圆流都可以较好的归一化到一条曲线，我们把这现象叫做椭圆流的组分夸克数目标度率(Number of Constituent Quark Scaling)。这个标度率看起来可以说明在中间横动量区域，组分夸克是

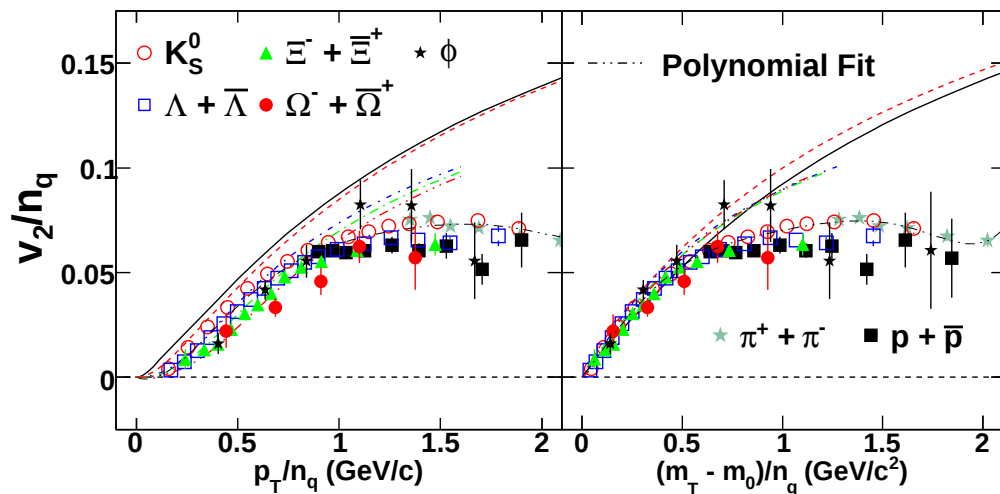


图 1-14 在能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV 的 Au+Au 碰撞中，可鉴别粒子和多奇异粒子的组分夸克数目归一化的椭圆流 v_2/n_q 与 p_T/n_q 和 $m_T - m_0/n_q$ 的分布关系 [62]。

决定强子椭圆流的主要自由度。夸克熔合/再结合模型 [68–70, 135] 假定组分夸克在形成强子之前就携带着椭圆流信息。强子的椭圆流由于这些组分夸克的结合 (*i.e.* 强子化) 而产生，这些模型可以很好地解释这种 NCQ 标度率。

1.4.5 双粒子 (Di-Hadron) 方位角关联的实验测量和理论研究

在 RHIC 中，对两粒子方位角关联的研究可以得到喷柱与碰撞产生的物质相互作用的详细信息，而且这种研究方法要优于通过单强子谱学测量得到的信息。相对论重离子碰撞实验中，背对背的关联事件在基本的 p+p 碰撞中可以归因于不同种类介质的结果，这种背对背事件的选择主要决定于触发粒子的横动量 p_T^{Trig} 和关联粒子横动量 p_T^{Asso} 范围。

在图 1-15 中 [71] 是双粒子关联在不同的触发粒子横动量 p_T^{Trig} 范围和关联粒子横动量 p_T^{Asso} 范围的示意图。基于我们现在的实验结果和理论研究，可以将横动量范围分成四个区间，在不同的区间具有不同的物理。在高横动量 p_T 范围，STAR 的测量结果 [72] 显示在 Au+Au 碰撞中 Away-Side 方向上，喷柱的数量与在 p+p 碰撞中相比具有 4-5 倍的压低，但是还是保持着相关的形状。这个现象可能来源于碎裂的最初喷注在介质中存留并沿着切线方向发射 [73] 或是穿过介质 [74]，或者两种情况都存在 [75] 的机

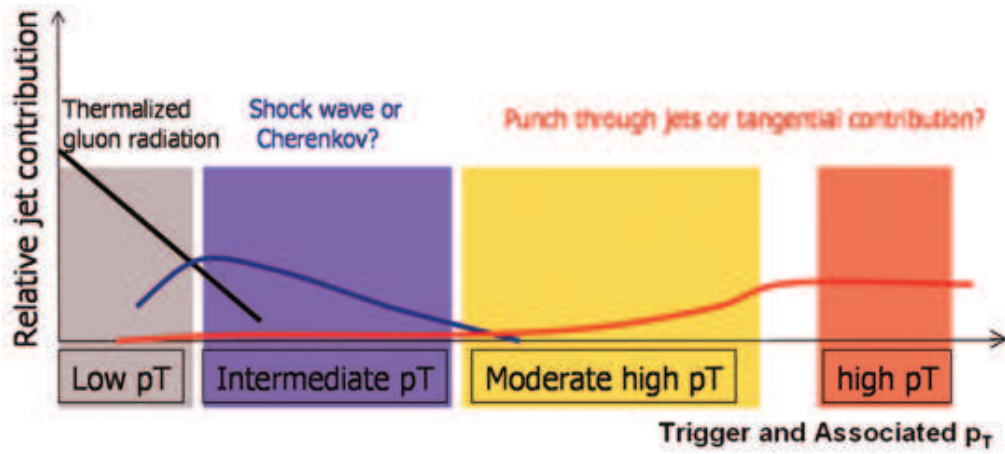


图 1-15 触发粒子和关联粒子横动量 p_T 范围示意图。横动量 p_T 被分为四个不同的区域。

制。在图 1-16 中是 STAR 测量的高横动量粒子间的方位角关联分布，触发粒子的横动量范围是 $p_T > 4.0 \text{ GeV}/c$ ，关联粒子的横动量范围是 $p_T > 2.0 \text{ GeV}/c$ 。图中同时比较了在 Au+Au 中心碰撞，p+p 和 d+Au 碰撞中的测量结果。我们可以发现在 Near-Side 方向 ($\Delta\phi \approx 0$)，不同的碰撞系统中，关联峰的宽度和峰位基本是相同的。在 Away-Side 方向上 ($\Delta\phi \approx \pi$)，p+p 和 d+Au 碰撞中，关联峰相比 Near-Side 有一定的展宽，但是在 Au+Au 碰撞中，关联峰基本消失为零。如果这种关联真的是喷注碎裂的结果，这个关联的消失可能是由于部分子末态的强散射相互作用，或是喷注在 Au+Au 碰撞产生的致密物质中碎裂的结果 [149]。在这种情况下，在碰撞区域表面范围的部分子散射中，硬强子是优先发生的 (Near-Side 峰)，但是 Away-Side 方向部分子必须在致密物质中经过较长的距离。

在中间横动量区域 ($1.0 < p_T < 4.0 \text{ GeV}/c$)，Near-Side 方向仍旧是比较高且窄的关联峰，而且在 d+Au 和 Au+Au 碰撞系统中是可以比较的。但是在 Away-Side 方向上，关联函数的分布并不像在高横动量下的结果，而且具有碰撞中心度相关性 [116]。图 1-17 是 STAR 测量的中间横动量区域的双粒子方位角关联函数，其中触发粒子的横动量范围是 $2.5 < p_T^{\text{Trig}} < 4.0 \text{ GeV}/c$ ，而关联粒子横动量范围是 $1.0 < p_T^{\text{Asso}} < 2.5 \text{ GeV}/c$ ，图中由左到右是由最周边碰撞到最中心碰撞的结果。与 d+Au 碰撞相比，在 Au+Au 碰撞

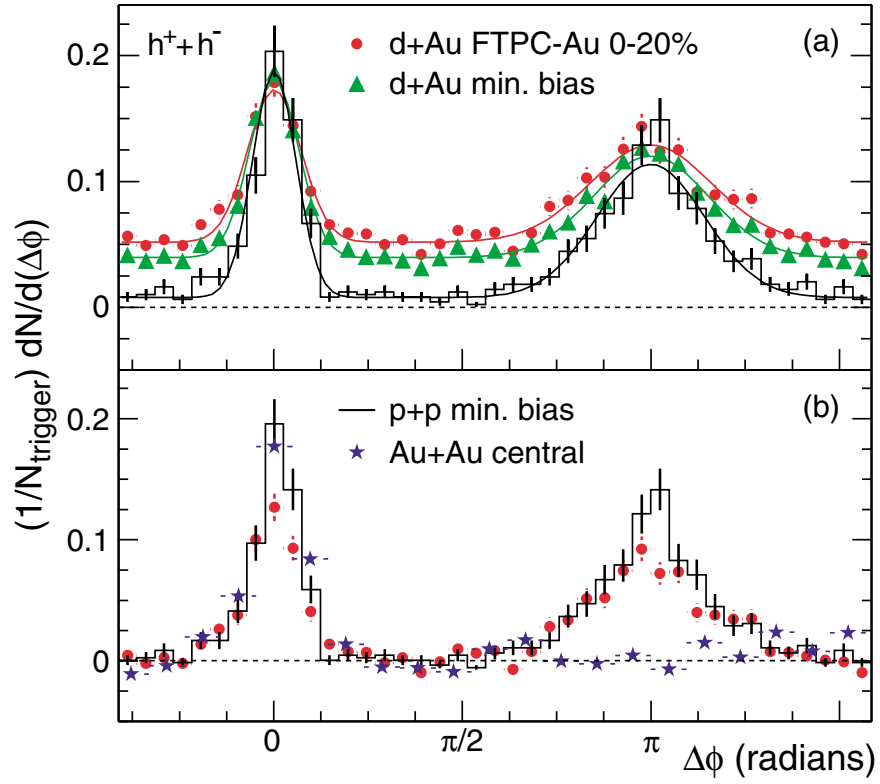


图 1-16 高横动量下双粒子方位角关联。同时比较了在p+p, d+Au和Au+Au中心碰撞中的测量。

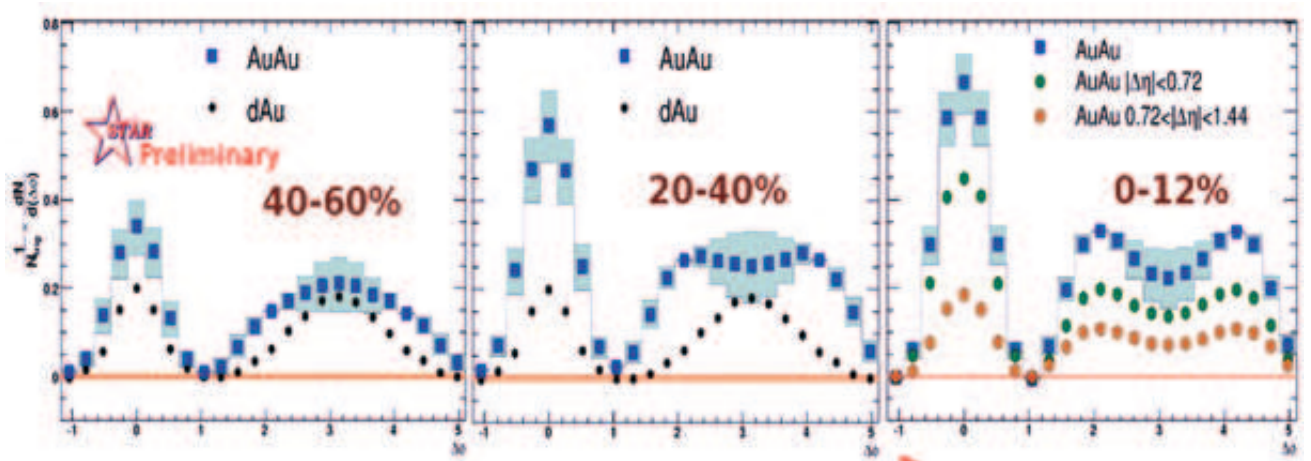


图 1-17 中间横动量区域双粒子方位角关联。同时比较了在能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV的d+Au碰撞和Au+Au碰撞中,不同碰撞中心度的测量结果。

中Away-Side方向有明显的展宽和粒子产额的增加。在不同中心度的Au+Au碰撞中，由周边到中心，Away-Side方向的关联函数由一个单峰，到一个展宽的峰，在最中心的碰撞中不但具有展宽而且出现类似双驼峰的结构。在 $\Delta\phi \sim \pi$ 不再是一个单峰，而是在 π 的两边出现双峰 [78, 79]。我们将这种双峰结构暂时称为马赫峰结构(Mach-Cone)。对于这种现象产生的原因，我们还不是很明确地知道，目前已经有一些理论的研究来试图说明这一现象。有观点认为由于喷注在致密物质中速度非常快，快过了碰撞产生的物质中的声速，从而出现了马赫波，于是在关联函数中出现这种双峰结构 [81, 128, 129]。也有观点认为当喷注穿过致密物质时，胶子的契伦科夫辐射会造成这种Away-Side方向上的双峰结构 [84, 125]。同时也有观点认为喷注在致密物质中运动时，运动方向发生偏离，从而造成了这种结构 [127]。还有观点认为由于胶子的辐射而产生这种结构 [126]。研究也发现部分子散射，对这种双峰结构的产生也起到了重要作用 [186]。同样，应用一个具有色荷的喷注激发致密物质集体运动的方法也可以产生这种结构 [88]。也有通过应用喷注淬火在相对论流体力学中的演化过程来讨论这个结构的形成 [89]。另外，夸克组合模型也能对实验上关联粒子的横向动量谱给出了很好的描述 [90]。测量三粒子关联函数的方法被认为是一种比较有效区分喷注偏离和马赫波机制的方法 [91, 92]。

最后一部分是低横动量区域。在这个横动量范围内，STAR实验组正在测量可鉴别粒子的方位角关联函数。由初步结果可以看到，在最中心碰撞的事件中，低横动量的强子方位角关联分布，在Away-Side方向似乎并没有明显的双峰结构。而且喷注会对这个横动量区域中的重子和介子的产生造成不同的影响。但是这只是很初步的结果，更进一步的研究还在进行中，我们期待能得到人感兴趣的结果。

1.5 本论文目的和概要

在本论文中，我们将测量在STAR能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV的Au+Au碰撞中， K_S^0 介子的粒子产额谱及其核修正因子 R_{CP} ，并与相关粒子做了比较，也和 $\sqrt{s_{NN}} = 200$

GeV的Au+Au碰撞中 K_S^0 测量的结果比较，来研究奇异粒子 K_S^0 的产生机制。我们的重点是探索重离子碰撞的早期信息，和由碰撞产生的致密物质的存在和性质，对于粒子产额和核修正因子的研究可以帮助我们理解重离子碰撞中强子化的机制，以便确定重离子碰撞能够产生致密物质。同时我们也通过对粒子方位角关联的研究，来探索在致密物质中能量损失的机制，和能量损失与粒子产生机制之间的联系。

在第二章中，我们讨论用于研究相对论重离子碰撞的加速器和探测器。BNL的相对论重离子碰撞机(The Relativistic Heavy-Ion Collider (RHIC))将被介绍描述，其中the Solenoidal Tracker at RHIC (STAR)探测器将被系统的介绍。在第三章中，我们主要介绍主STAR的一些实验分析方法。在第四、五章中，分别介绍粒子方位角关联和 K_S^0 介子的粒子产额谱的测量结果。在第六、七章中，介绍应用AMPT模型和PYTHIA模型关于椭圆流和方位角关联的理论研究。最后我们将给出总结和展望。

第二章 相对论重离子碰撞实验装置

现有物理学理论认为，宇宙在诞生后的百万分之几秒内，物质以一种高温高密的状态存在，由夸克(quark)和胶子(gluon)组成，其中还包括少量电子、光子和其他基本粒子，这种物质形态被称为“夸克-胶子等离子体”。这种混合物的温度高达上万亿℃，比太阳核心还要炽热10万倍以上。在宇宙早期的“夸克-胶子等离子体”中，夸克和胶子等基本粒子以解禁闭的自由状态存在。随着宇宙的冷却结合形成质子和中子，随后形成原子核及原子，最终产生今天的宇宙万物。相对论重离子碰撞试图在实验室中重现宇宙大爆炸后早期的物质状态，寻找可能的夸克-胶子等离子体并研究其特性。

2.1 相对论重离子碰撞机—RHIC

美国布鲁克海文国家实验室(Brookhaven National Laboratory(BNL))的相对论重离子碰撞机(The Relativistic Heavy Ion Collider(RHIC))是为了应用相对论能区的重离子束对心碰撞实验而设计的。RHIC是世界上目前正在运行的能量最高的重离子碰撞加速器。在这个加速器中，重离子束的能量可以达到100 GeV/u，其质心系能量可以达到 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV。是固定靶的重离子碰撞实验质心系能量的几十倍或更高。欧洲核子中心(CERN)的LHC加速器能得到更高的质心系能量，它将在2008年开始运行。我们将RHIC加速器的参数与其他运行的重离子碰撞实验加速器的参数在Table 2-1中进行了比较。

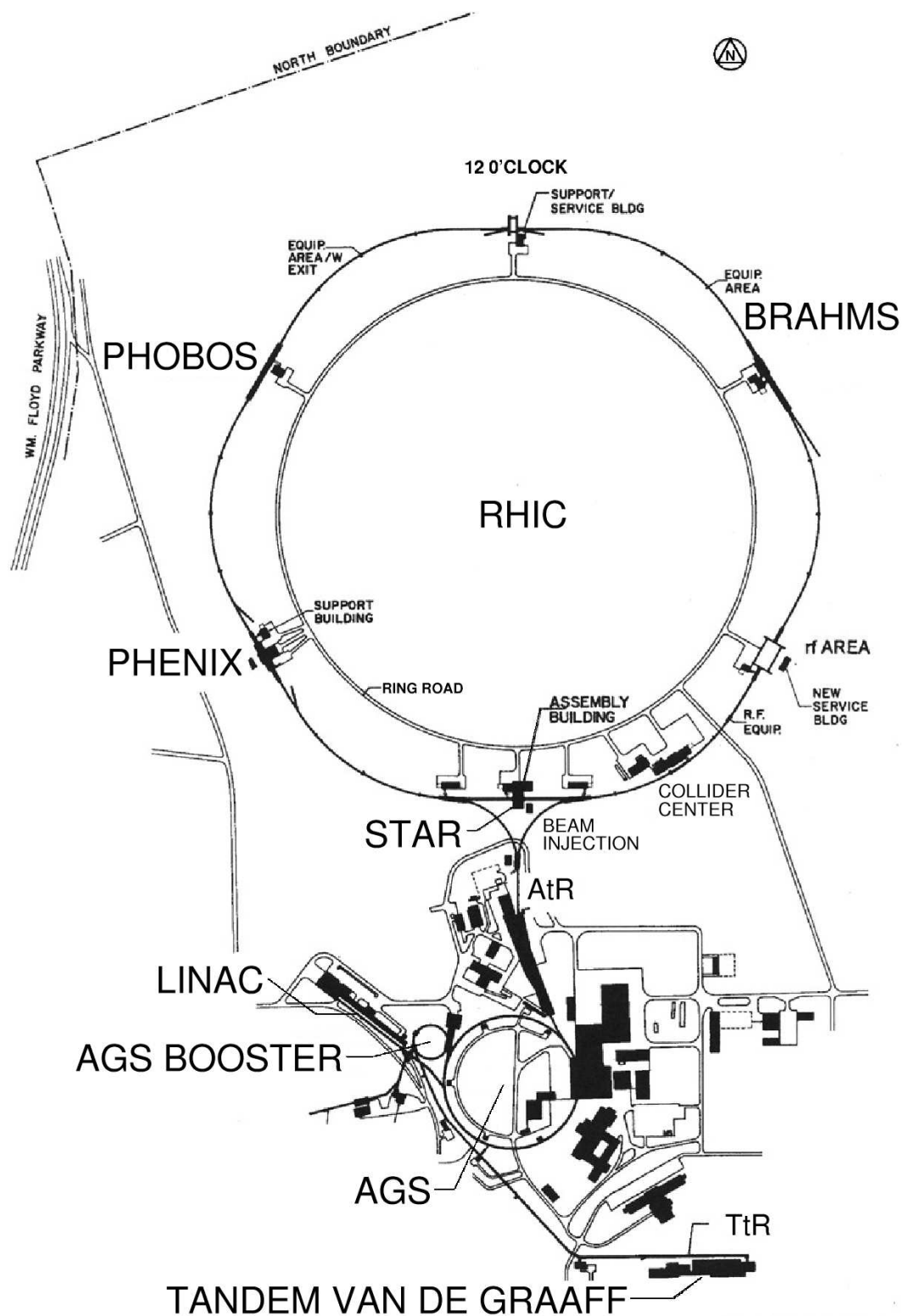


图 2-1 BNL的重离子加速器碰撞机分布示意图。其中包括RHIC对撞环以及在RHIC上的四个实验组位置，还包括AGS加速器和串列加速器。

表 2-1 RHIC实验与其他高能重离子碰撞实验比较; A_{max} 是最大的核素质量数, E_P^{max} 是等价的每核子的固定靶束流最大能量, $\sqrt{s_{NN}}$ 是每核子的最大质心能量, $\sqrt{s_{AA}}$ 是质心总能量, $\Delta y/2$ 是束流到中心快度的差距 [93]。

	AGS	AGS	SPS	SPS	SPS	RHIC	RHIC	LHC
Start year	1986	1992	1986	1994	1999	2000	2001	2006
A_{max}	^{28}Si	^{197}Au	^{32}S	^{208}Pb	^{208}Pb	^{197}Au	^{197}Au	^{208}Pb
E_P^{max} [AGev]	14.6	11	200	158	40	0.91E4	2.1E4	1.9E7
$\sqrt{s_{NN}}$ [GeV]	5.4	4.7	19.2	17.2	8.75	130	200	6000
$\sqrt{s_{AA}}$ [GeV]	151	934	614	3.6E3	1.8E3	2.6E4	4E4	1.2E6
$\Delta y/2$	1.72	1.58	2.96	2.91	2.22	4.94	5.37	8.77

RHIC包括两条同中心的超导磁铁环(冷却温度低于4.6K)用来聚焦和引导束流加速并进行碰撞, 环的直径大约为1.22公里。图 2-1是BNL的RHIC加速器的分布示意图, 其中包括用来加速Au离子使之能量达到RHIC注入能量的加速器, 它可以加速从质子(250GeV)直到Au离子(100GeV每核子)的各种离子并使之对撞。首先重离子在第一个串列静电加速器(the Tandem Van de Graaff)中被加速到15MeV, Au离子带有的电荷为 $Q = -1e$ 。然后离子经过第一个剥离器(the Stripping Foil), 这个剥离器在两个Tandem之间, 在这里电子被剥离, 使Au离子所带的电荷达到 $Q = +12e$ 。伴随着离子带负电荷变化到带正电荷, 离子进入第二个串列静电加速器, 在这里离子获得另外的1MeV/u的能量。当离子完全通过串列静电加速器后, 离子将经过第二个剥离器, 之后离子所带的电荷为 $Q = +32e$ 。然后离子将被注入增强器(the Booster Synchrotron)并且被加速到95MeV/u的能量。在增强器与交变梯度同步加速器(the Alternating Gradient Synchrotron(AGS))之间的剥离器将离子的电子进一步剥离, 使离子所带的电荷达到 $Q = +77e$ 。在交变梯度同步加速器(AGS)中, 离子被加速到10.8GeV/u的能量。离子从交变梯度同步加速器(AGS)出来后, 要通过最后一个剥离器, 这里将离子K-壳层的电子剥离, 使离子的电荷达到 $Q = +79e$ 。最后, 离子被注入RHIC环里面, 被加速到最高能量并且能够保存10个小时来进行实验。在RHIC中, 相互对撞的是同一种重离子, 分别在两个独立的超导储存环中积累、加速、储存, 并可以在六个对撞点交叉对撞。表 2-2 中列出了RHIC的主要参数。

表 2-2 RHIC实验中Au+Au碰撞的参数。

Top Au+Au $\sqrt{s_{NN}}$	200 GeV
Ave. luminosity $\mathcal{L}$ (10 hour store)	$\sim 2 \times 10^{26} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
Bunches per ring	60
Gold ions per bunch	10^9
Crossing points	6
Beam lifetime (store length)	~ 10 hours
RHIC circumference	3833.845 m

RHIC已经得到了一系列的实验数据，其中有能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 22, 62.4, 130$, 和200GeV的Au+Au碰撞；能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ 和200GeV的p+p的碰撞；能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV的d+Au的碰撞。表 2-3中列出了RHIC实验Run-2(能量为200GeV的Au+Au碰撞)的性能参数。对于RHIC实验Run-1(能量为130GeV的Au+Au碰撞)，STAR实验组所记录的总流明为 $\mathcal{L} \sim 2.8 \mu\text{b}^{-1}$ ，对于Run-2总流明为 $\mathcal{L} \sim 80 \mu\text{b}^{-1}$ 。

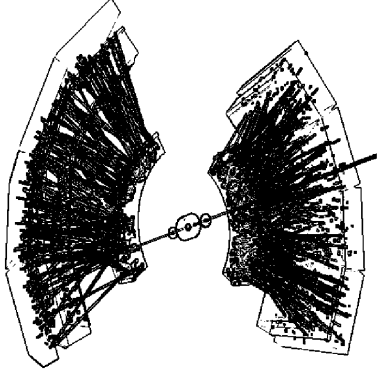
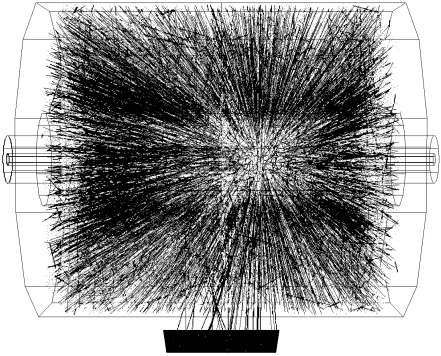
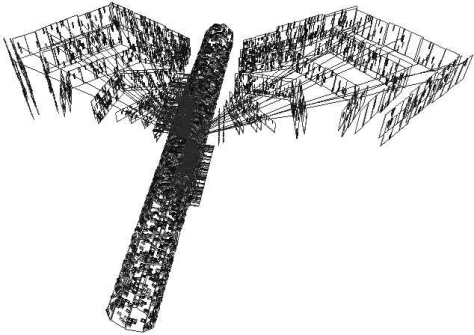
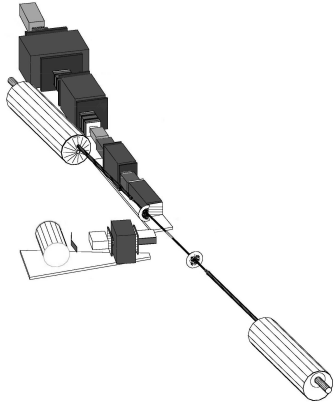
Bunches	Ions/Bunch	$\mathcal{L}_{peak}$ [$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$]	$\mathcal{L}_{ave}$ (store) [$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$]	Integrated $\mathcal{L}$ [$(\mu\text{b})^{-1}$]
55	6×10^8	3.7×10^{26}	3.7×10^{26}	~ 80

表 2-3 在2001年的Au+Au碰撞实验(Run-2)中RHIC实验的性能参数。

在RHIC加速器上有4个实验组，分别是PHOBOS，BRAHMS(The Broad Range Hadron Magnetic Spectrometer)，PHENIX(The Pioneering High Energy Nuclear Interaction eXperiment)和STAR(The Solenoidal Tracker at RHIC)实验组，表 2-4中列出了对四个探测器的简单介绍。到目前为止RHIC加速器上只有PHENIX和STAR两个实验组仍在继续运行。

本论文中，我们将阐述说明的实验分析结果是应用STAR探测器2004年采集的能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 62.4 \text{ GeV}$ 和能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ 的Au+Au碰撞(Run-4)的数据。经过初步的选择，我们分别有 6.6×10^6 (6.6M)个62.4GeV的Au+Au碰撞事件和 1.3×10^7 (13M)个200GeV的Au+Au碰撞事件。

表 2-4 Summary of RHIC experiments.

 PHENIX event display	 STAR event display
两个μ介子光谱仪覆盖的赝快度区域为$1.1 < \eta < 2.4$, 并且方位角范围是$0 < \phi < 2\pi$。一个带有两臂和径迹子系统(每个对向有$\pi/2$弧度)的中心的的光谱仪覆盖的赝快度区域为$\eta < 0.35$。一个较小接受度和快响应时间的探测器的主要目的是对于最珍贵的信号进行探测, 和进行强子鉴别, 电子鉴别。	一个大接收度的螺线管磁场径迹探测器。粒子鉴别覆盖了所有的方位角范围($\phi < \pi$), 和比较大的赝快度范围$\eta < 2.0$, $2.5 < \eta < 4.0$。子系统包括了中心的TPC, 两个前置的TPC, 一个硅顶点径迹探测器和一个桶状的电磁量能器。探测器的主要目的是描述整体的事件, 共振态粒子的鉴别, 涨落和每个事件的不同观测量。
 PHOBOS event display	 BRAHMS detector
用一个多样探测器在整个立体角范围内探测带电粒子。两个小接收度探测器的两臂可以探测在中心快度区域的可鉴别粒子。探测器的设计目的在于在比较大的η和p_T范围内对粒子进行测量。	探测器设计的目标是用两个较小的立体角光谱仪探测器在比较大的快度和横动量p_T范围内($0 < y < 4$; $0.2 < p_T < 3.0$ GeV/c), 得到比较好的粒子分辨。同时也在前向角内测量粒子的产生。

2.2 STAR 实验装置

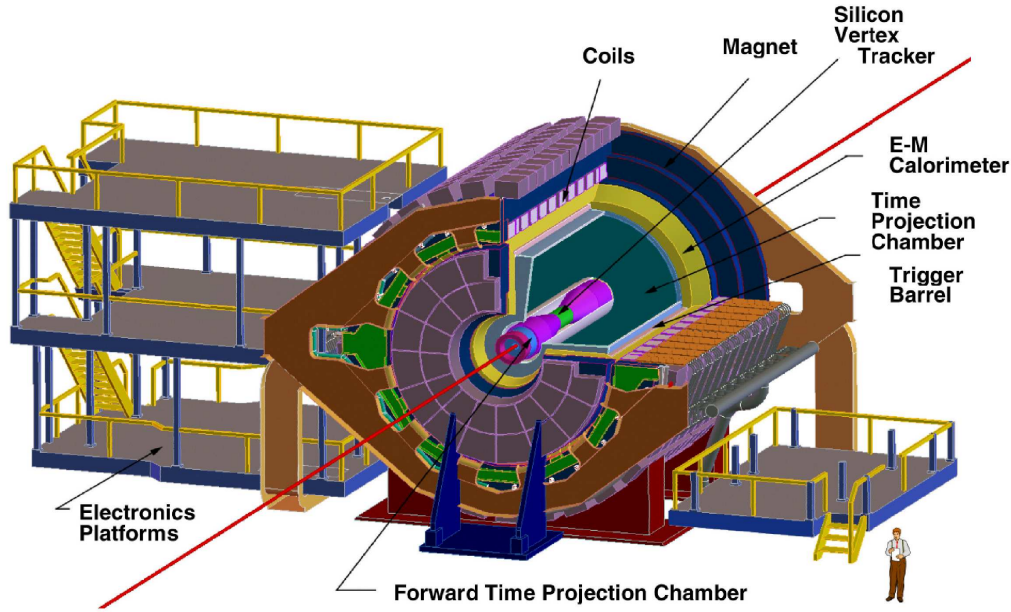


图 2-2 STAR 探测器系统

STAR探测器 [95] (图 2-2)是一个方位角对称具有较大接收度的螺线管探测器。探测器的设计是为了能够同时探测大量的可观测粒子。探测器包括了几个子系统和一个大型的时间投影室(TPC)，放置在一个0.5特斯拉的螺线管分析磁场中。

在图 2-3中展示了在Run-2时候的STAR探测器系统剖面图。子系统包括两个RHIC标准的零角度量能器(ZDC)用来探测中子；一个中心触发粒子桶形探测器(CTB)用来探测事件的多重数；一个环状成像切伦科夫探测器和时间飞行谱仪探测器(TOF)用来分辨高横动量的粒子；覆盖了整体10%的桶状电磁量能器(BEMC)用来探测光子和电子；事件的横向能量探测器和四个径迹探测器。这些径迹探测器包括一个主要的时间投影室(TPC)，两个前端时间投影室(FTPC)和一个硅径迹顶点探测器(SVT)。

时间投影室(TPC)是STAR最主要的探测器 [96]，对每个事件能够探测到的径迹可以达到 $\sim 4 \times 10^3$ 个。在Au+Au中心碰撞中，TPC可以探测的赝快度范围是 $|\eta| < 1.8$ ，能够探测的粒子的横动量范围大约是 $0.07 < p_T < 30 \text{ GeV}/c$ 。由赝快度 η 和动量 p_T 决定的动量

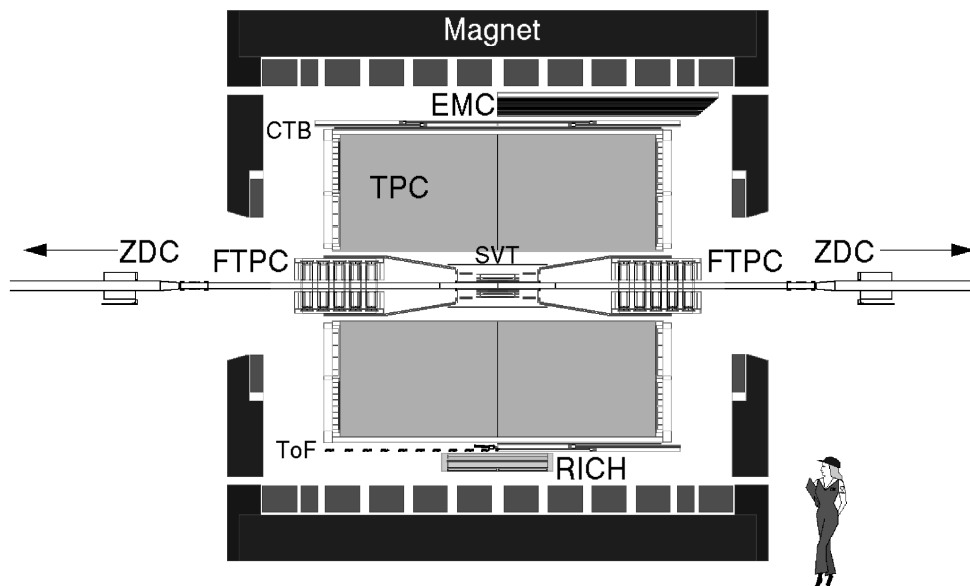


图 2-3 STAR探测器剖面图；包括一个局部安装的电磁量能器(EMC)，临时安置的环状成像切伦科夫探测器(RICH)，和一个时间飞行谱仪(TOF)

分辨率 $\delta p/p$ 对于很多粒子的径迹可以达到 $\delta p/p \sim 0.02$ 。STAR探测器覆盖了全部的方位角范围($-\pi < \phi < \pi$)，能够很好的地探测那些弱衰变的顶点，重建共振态和测量粒子的椭圆流 v_2 ，以及其他的对每个事件进行描述的可观测量。

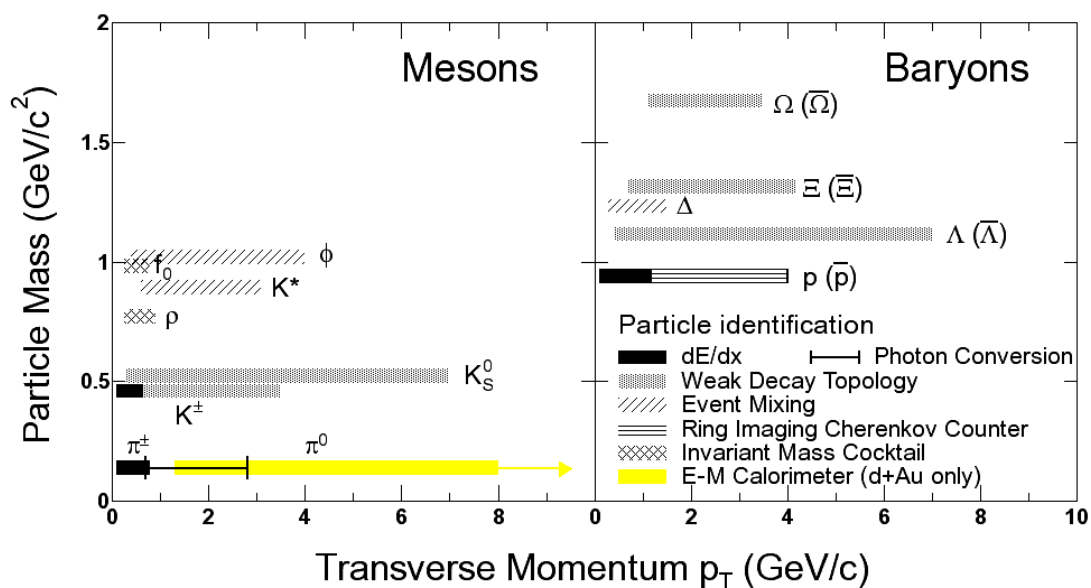


图 2-4 2001年STAR的可鉴别粒子的横动量 p_T 探测范围

图 2-4展示了STAR探测器在Run-2中的粒子鉴别能力。探测器的粒子鉴别能力将随着

探测器的升级, 大量数据的获取, 和一些高级触发机制的引入而进一步提高。例如, 我们可以通过 K_S^0 和 $\Lambda(\bar{\Lambda})$ 在TPC中的衰变拓扑, 在较大的横动量 p_T 范围内($0.3 < p_T < 7.0$ GeV/c)通过计算不变质量谱的方法重构它们。当衰变粒子的动量变得很大, 以至于在TPC中存在测量困难时, K_S^0 和 Λ 及其他的具有拓扑衰变的可鉴别粒子(*i.e.* $\Xi(\bar{\Xi})$, 和 $\Omega(\bar{\Omega})$)的动力学测量范围将达到极限。随着动量接收度变差, 不变质量的计算将越来越不精确, 从结果来看, 不变质量峰的宽度将变宽。另外, 低横动量 p_T 粒子被误鉴别为高横动量 p_T 粒子的情况开始在高横动量 p_T 信号中占优势。由于受到探测器技术的限制, 在电磁量能器(EMC)中对 π^0 粒子的鉴别可粗略地达到 $1.5 < p_T < 20$ GeV/c的横动量范围。随着探测器的升级和获取数据量的增加, STAR有潜力测量重味介子和重子(特别是D介子), 粲素的产生(J/ψ)和直接光子的产生。

2.2.1 触发探测器(The STAR Trigger Detectors)

当STAR的TPC探测器的读出频率为 ~ 100 赫兹时, RHIC中束流的频率为 ~ 10 兆赫兹。当相互作用的频率接近束流的频率时, STAR触发探测器必须能够还原到五个量级的事件。并且需要抑制背景, 例如束流和气体的相互作用(预期的频率为 ~ 100 赫兹), 以便选择更进一步接近我们物理目标的事件, 和给下一个探测器传递触发信号。因此, STAR探测器更进一步的成功也许取决于探测器对于触发事件的探测能力。

随着探测器的升级, STAR探测器系统已经有了四个快速响应的探测器用来作为触发探测器: 中心触发桶状探测器(CTB), 零度热量计探测器(ZDC), 多丝计数器(MWC), 和桶状电磁量能器(EMC)。另外, 束流计数器(BBC), 前置 π^0 探测器(FPD), 和底端电磁量能器(EEMC)也将作为触发探测器 [97]。

CTB探测器测量带电粒子的多重数。有240个闪烁体条, 每一条可以覆盖 ϕ 方向上为 $\pi/30$ 的范围, 在 η 方向上为0.5。整个CTB探测器在半径为四米的圆内覆盖了 $-1.0 < \eta < 1.0$, $-\pi < \phi < \pi$ 的范围。探测器多重数测量的接收度在多重数大于1000时

大约是 $\sim 3\%$ 。

每个RHIC实验都有两个ZDC探测器来监控束流的相互作用。ZDC探测器探测的自由中子来自于碰撞的Au离子(没有参加反应的中子)。STAR的ZDC探测器位于距名义上的碰撞区域 ± 18.25 米处,对向的角度范围 $\theta < 0.002$ 弧度。每一个ZDC探测器由三个模块组成,每个模块由一连串的钨金属板和波长移动光纤层构成。这个光纤传送切伦科夫辐射光到一个多重成像显象管。同时,定时的ZDC探测器信号也用来定位相互作用顶点的纵向位置。

在2000年和2001年Au+Au碰撞中,CTB和ZDC探测器被用来触发0-80%的,周边的和中心的Au+Au碰撞。图 2-5举例说明在ZDC和CTB平面内的触发选择方案。

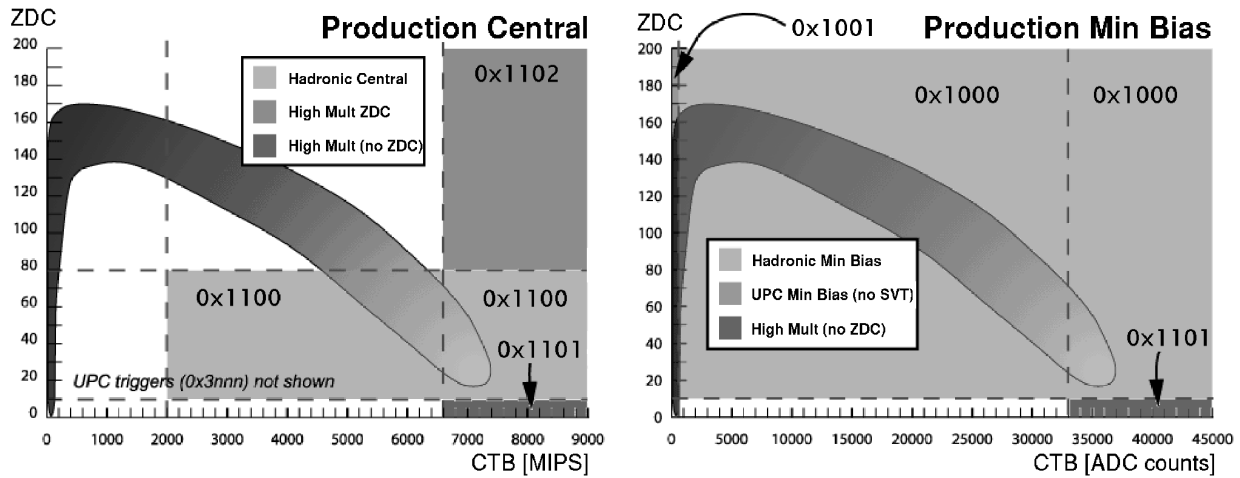


图 2-5 STAR触发图解, 中心碰撞(左图)和0-80%(右图)。中心事件有比较低的ZDC计数和比较高的CTB计数。

2.2.2 时间投影室(Time Projection Chamber)

STAR的TPC漂流室(图 2-6)环绕束流碰撞区域, 内部的和外部的半径分别为50厘米和100厘米, 从中心隔膜到两边底板的漂流长度为209.3厘米, 中心隔膜保持在28kV的高压。183个电阻器组成的电阻串列和等电位的环沿着内部和外部的漂移桶排布, 从中心隔膜分别到两边底板形成一个 $\sim 135V/cm$ 的均匀漂移电场, 在两边底板处, 阳极金属丝和衬垫盘被分布在12个扇区上。

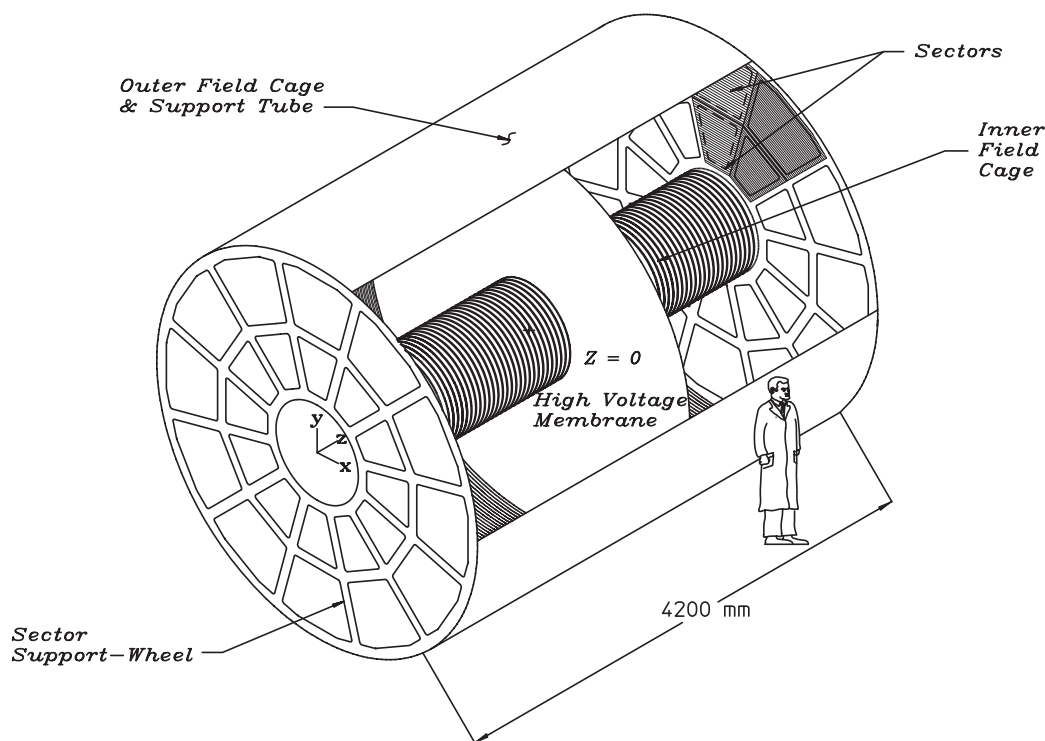


图 2-6 STAR探测器内部和外部区域的剖面图，中间隔膜，和内部外部扇区。

图 2-7是在外部次扇区读出电子学的切面图。三个金属丝平面中的第一个电平面被用作门控格子，阳极金属丝被定位在屏蔽金属平面和阴极板之间。门控格子金属丝被设定在离子可以自由通过的开放构造电压下，当门控格子关闭时，电场线终止在门控格子金属丝上，电子和离子都不能通过。当TPC没有在读出状态时，门控格子是关闭的，并且防止离子漂移回到TPC漂移桶内，从而阻止他们干扰均匀的漂移电场。

第二个金属丝平面保护TPC从强电场到阳极金属丝的漂流范围。当电子漂移通过格子门和防护平面时，它们加速漂向阳极丝，并且产生电荷级联放大。由一个高能粒子在TPC中产生的电子离子对的 x - y 的位置坐标，被用于探测电荷级联放大的阴极板所决定。同时，时间桶和漂移速度决定了 z 的位置坐标。TPC有136608个平面板和512个时间桶，这使TPC有超过 7×10^7 的三维像素。总之，我们可以应用来自三个临近的板的信号来确定团簇质心，因此在板的横方向上的分辨率明显地小于板的尺寸。径迹相对于板的

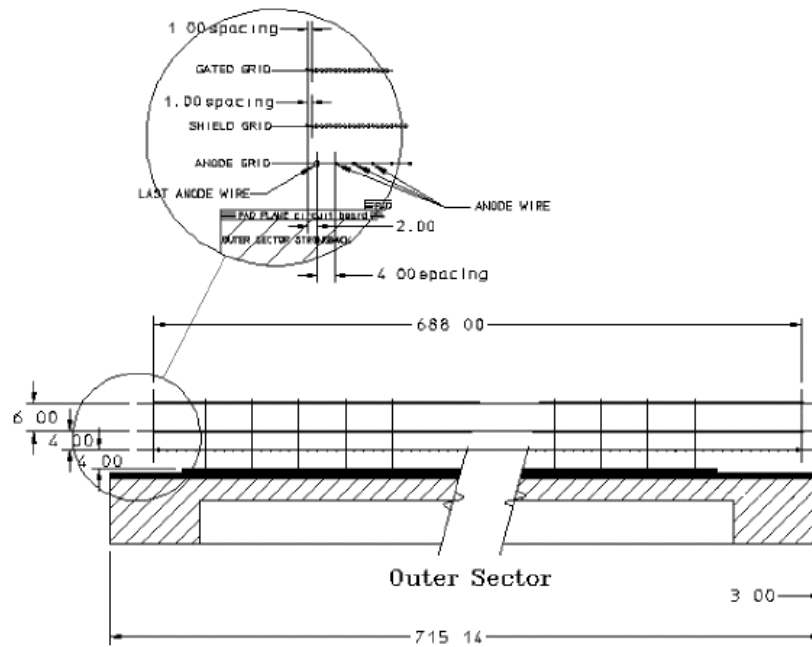


图 2-7 TPC外部次扇区面板切面图

的位置和方向决定了TPC对其分辨率在0.5–1.0毫米之间。

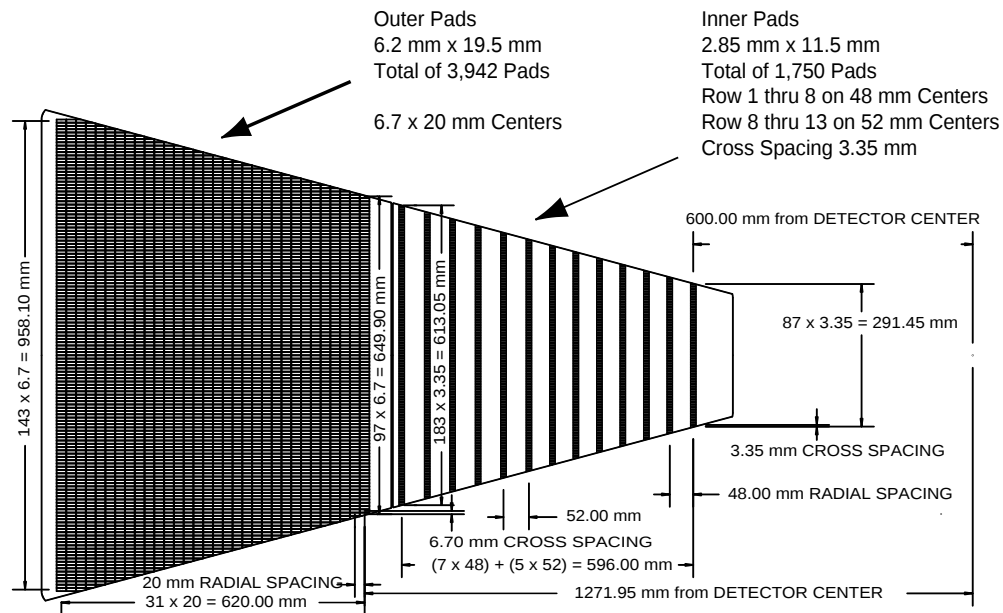


图 2-8 TPC 读出平板扇区的示意图

图 2-8 给出了一个TPC读出平板扇区。内部次扇区是为处理径迹密度较高的碰撞顶点附近的信号而设计的。表 2-5列出了内部和外部次扇区的尺寸。因为前端和末端的电子学的尺寸影响，内部平板的覆盖范围不能是连续的。

表 2-5 内部和外部扇区的几何参数

	内部扇区	外部扇区
平板尺寸(mm)	2.85×11.50	6.20×19.50
板间距离(mm)	0.5	0.5
板的行数	13	32
板的数量	1750	3942
阳极到板的距离(mm)	2.0	4.0
阳极高压(V)	1170	1390
阳极增益	3770	1230

除带电粒子的径迹以外，TPC能够利用不同质量粒子在TPC气体中的能量损失来鉴别这些粒子。当高能量的带电粒子穿过TPC气体的时候，会有能量损失，平均的能量损失取决于粒子的速度，而不是它们的动量 P 。粒子的平均电离能损可以用Bethe-Bloch公式来表示 [98]，

$$\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = 2\pi N_0 r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Zz^2}{A\beta^2} \left[\ln \frac{2m_e \gamma^2 v^2 E_M}{I^2} - 2\beta^2 \right] \quad (2-1)$$

其中 z 为粒子的电荷（以 e 为单位）， $\beta=v/c$ 为粒子的速度， ρ 为介质密度， N_0 为阿伏加德罗常数， m_e 为电子质量， $r_e = e^2/m_e$ 为经典电磁半径， c 为光速， Z 为气体的原子序数， A 为气体的原子量， $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ ， I 为平均的激发能。 $E_M = 2m_e c^2 \beta^2 / (1-\beta^2)$ 是单次碰撞最大的转移能量。在一个给定的动量 $P < 0.8 \text{ GeV}/c$ 的范围内， π ， k ，和 p 存在不同能量损失，因此，对能量沉积的测量可以用来对给定动量范围内的粒子进行鉴别。图 2-9给出了在STAR的TPC探测器测量到的不同粒子的能量损失(dE/dx)，不同的带子对应着不同的粒子。当具有相同的动量时，不同粒子的能量损失是不同的。对于Au+Au碰撞，能量损失(dE/dx)的测量可以使 π 和 k 分辨达到 $\sim 0.7 \text{ GeV}/c$ ， p 和 π 、 k 分辨可以达到 $\sim 1.1 \text{ GeV}/c$ 。应用测量到的带电强子可以重建一些共振态粒子，如 K_s^0 ， $\Lambda(\bar{\Lambda})$ 可以测量到 $0.3 < p_T < 7.0 \text{ GeV}/c$ ， ϕ 可以测量到 $0.4 < p_T < 4.0 \text{ GeV}/c$ 。

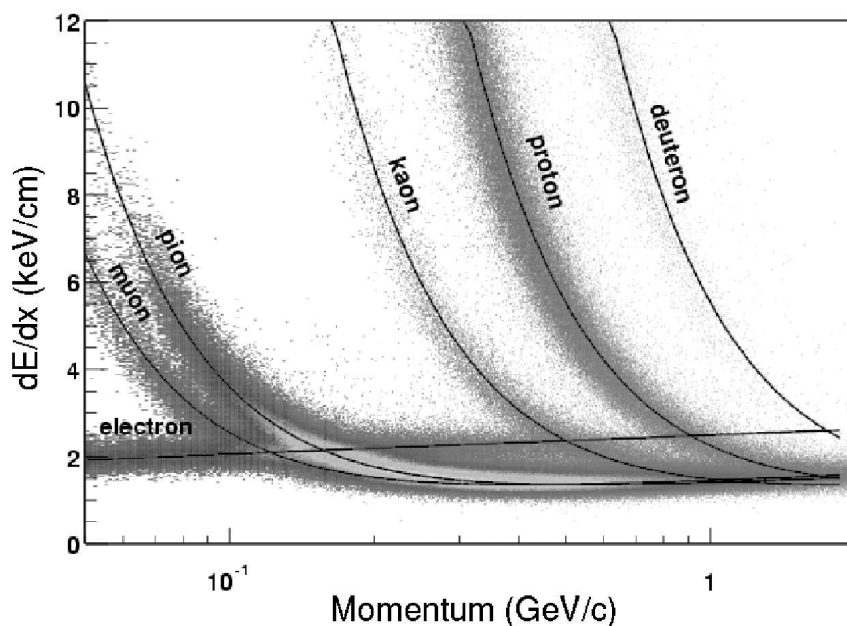


图 2-9 带电粒子穿过TPC气体的能量损失

2.2.3 TPC探测器的气体系统

TPC的气体系统 [99]支持着TPC探测器的工作。TPC中的气体由两种气体混合而成，当探测器在运行时，混合气体为P10 (Ar 90% + CH₄ 10%)，不运行时，用混合气体C₂H₆ 50% + He 50%来清洁探测器。TPC的混合气体必须满足多方面的安全性，它是带电粒子径迹激发电离和电子离子对漂移通过的介质，所以气体的安全性和高效率都被很仔细地研究。

表 2-6 TPC混合气体P10的描述列表

Drift Characteristics		
Drift Velocity (Maximum)	5.45 cm/ μ s	at 130 V/cm
Longitudinal Diffusion	320 μ m/ $\sqrt{cm}$	0.5 Tesla Field
Transverse Diffusion	185 μ m/ $\sqrt{cm}$	0.5 Tesla Field
Ionization Characteristics		
Charge Created	227 electrons	from a 5.9 keV X-ray (Fe ⁵⁵)
Gain (N/N ₀) Characteristics		
Inner Sector Gain	$\approx$ 3770	for $V_{anode} = 1170$ V
Outer Sector Gain	$\approx$ 1230	for $V_{anode} = 1390$ V

电子在混合气体P10中的漂移速度相对较快，并且在相对低的电场(130 V/cm)里面达到饱和峰值。在饱和范围内对漂移电场的控制可以使漂移速度稳定，达到最小起伏。混合气体P10的一些重要参数列在表 2-6中。

电子漂移速度和气体放大对于气体的压力和纯净度都是很敏感的。TPC气体的压力随着大气压的改变而变化，所以对于压力和纯净度的监控同时进行很重要。由TPC中固定位置的激光导致的离子化被用来测量漂移速度，气体放大则通过一个增益室和TPC中粒子径迹的能量损失来监控。表 2-7列出了TPC气体系统的特征参数信息。

表 2-7 TPC气体系统的参数

System Characteristics	
TPC Volume	50000 liters
Internal TPC Pressure	2.0 ± 0.03 mbar
Recirculation Flow	36000 liters/hour
Oxygen Content	< 25 ppm
Water Content	< 20 ppm

2.2.4 时间飞行谱仪(Time of Flight(TOF))

在2003年，STAR开始使用由多气隙电阻板室(MRPC) [100]组成的时间飞行谱仪(TOF)探测器。至此开始，时间飞行谱仪的安装使用在STAR探测器的升级计划中开始实施。

当时间飞行谱仪探测器安装完毕后，STAR探测器将有120组TOF探测器的MRPC组，在TPC的东边和西边各有60组。每一组有33个多气隙电阻板室(MRPC)，每个MRPC有6个信号读出道。每组中每个MRPC将有不同的倾斜，使它们能够最大限度的投影到 $Z = 0$ 的最初顶点。在STAR的Run II时，时间飞行谱仪只有一组MRPC被安装在STAR探测器中，只覆盖了 $-1 < \eta < 0$ 的赝快度范围， $\pi/60$ 的方位角范围，它包括了41个用光电倍增管(PMTs)作为读出的闪烁体条，在Au+Au碰撞中，它的分辨率是 $\tilde{85}$ 皮秒。在进一步的探测器升级中，STAR将改进这个设计。在STAR的Run III和Run

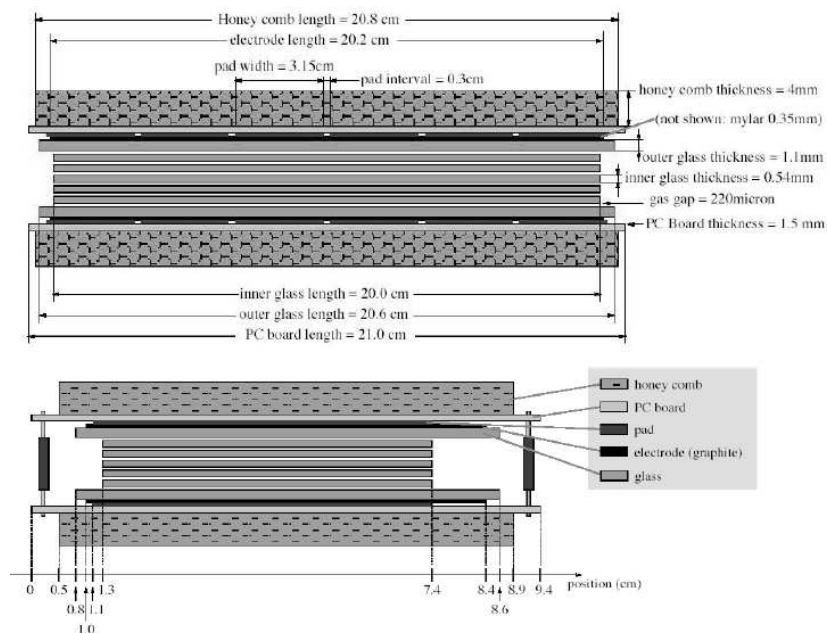


图 2-10 MRPC的示意图。

IV中，也使用了一个新的TOF探测器的MRPC组，同样只覆盖了 $-1 < \eta < 0$ 的赝快度范围和 $\pi/60$ 的方位角范围。在Run III中，一个MRPC组有28个MRPC模块，其中12个装备了电子学读出系统，相应的覆盖了TPC $\sim 0.3\%$ 的接收度 [101]。在Run IV中，一个新的TOF探测器的MRPC组，由24个MRPC模块组成，并且被安装在和Run III同样的位置，但是其中只有12个模块装备了电子学读出系统。这样Run IV和Run III中，TOF探测器具有相同的接收度。

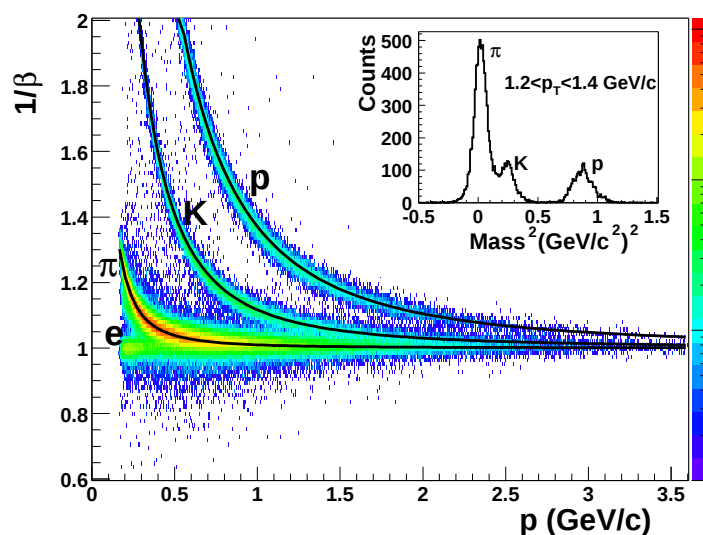


图 2-11 在200GeVd+Au碰撞中TOF测量的带电粒子的 $1/\beta$ 对动量 p 的分布

时间飞行谱仪的安装使用，将大大提高可鉴别粒子分辨的动量范围，图 2-11 给出了能量为 200 GeV 的 d+Au 碰撞中 TOF 测量的带电粒子 $1/\beta$ 对动量 p 的分布，可以看到利用了 TOF 以后， π 和 K 之间分辨到 $\sim 1.6 \text{ GeV}/c$ ， p 和 π ， k 的分辨到 $\sim 3.0 \text{ GeV}/c$ 。飞行时间谱仪（TOF）对改善 STAR 探测器的粒子分辨有极大的帮助。在 2007 年的运行中，STAR 安装使用了 5 组 TOF 探测器的 MRPC 组，到 2009 年将装备所有的 TOF 探测器。

STAR 的 TOF 探测器中主要部分 MRPC 由中国合作组负责研制生产，主要由中国科学技术大学(USTC)和清华大学完成。

第三章 STAR 实验分析方法

在STAR探测器中重建 K_S^0 、 Λ 或 $\bar{\Lambda}$ 以及测量这些粒子的横动量 p_T 和快度 y 分布的方法[102, 103]是很成熟且确定的。到现在为止, 对于可鉴别粒子的 p_T 分布、椭圆流 v_2 和粒子方位角关联测量的精确性, 很大程度上依赖于粒子鉴别的精确程度, 这种鉴别是通过测量带电粒子在TPC气体[183]中的能量损失 dE/dx 来实现的。STAR已经有合适的统计方法来测量椭圆流 v_2 , 同时也有合适的方法来测量粒子的 p_T 分布谱, 这使我们进一步研究可鉴别粒子的方位角关联成为可行。

在这章里, 我们将针对本论文中分析的数据讨论反应事件和粒子径迹的选择标准, K_S^0 、 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 的重构测量。同时我们将讨论对于 K_S^0 、 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 的重构选择条件的旋转背景研究方法。

3.1 实验事件和粒子轨迹选择

表 3-1 RunIV中Au+Au在 $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV和 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV中触发trigger和事件选择。

Data set	Trigger Setup	Run No.	Vertex Cut	Trigger ID	Events No.
Run-IV ($\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV)	Minimum-bias	≥ 5086037	$ V_z < 30$	35007	6.6M
Run-IV ($\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV)	Minimum-bias	≥ 5023099	$ V_z < 30$	15007	13.4M

我们对RHIC-STAR在2004年RunIV中运行采集的能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV 和 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV的Au+Au碰撞数据进行了分析。表 3-1中列出了我们使用的RunIV数据的事件

选择和Trigger选择，以及经过选择条件后最后得到的事件数量，在数据分析过程中，我们将抛弃那些不能准确测量到初级顶点的事件。在RunI(2001年)中，STAR抛弃了顶点 z (VertexZ)分量大于距离TPC中心75cm以外的事件。在RunII(2002年)中，由于加速器的改进，可以选择顶点 z (VertexZ)分量在距离TPC中心25cm之内的事件。在我们分析的RunIV数据中(2004年)，对62.4Gev和200GeV这两个碰撞能量的数据分析中，都选择了顶点 z 分量在距离TPC中心30cm之内的事件。经过选择后虽然有较多事件被抛弃，但是在RunIV中的事件数仍要比在RunII中大的多。我们的分析中，我们只采用了TPC探测器采集的最初顶点在中心附近和碰撞中心度为0-80%的事件数据进行分析。

STAR有两种重建的粒子径迹，一种是整体径迹(Global Track)，另一种是初始径迹(Primary Track)。通过对每一个TPC探测到的点的螺旋拟合，可以得到Global径迹。由所有重建的Global径迹可以得到碰撞的顶点。Primary径迹的重建基本上与Global径迹类似，同样通过对TPC点的螺旋拟合得到，但是拟合曲线必须通过碰撞顶点，或在其附近一个很小的范围内。由TPC对于多重数的测量可以用来定义STAR实验的碰撞中心度，这个定义不是由CTB探测器得到的。在RunIV中，TPC的多重数是由至少15个或更多的TPC探测点拟合出来的在赝快度范围 $|\eta| < 0.5$ 内的 $primary$ 径迹的总数来定义的，并且这些径迹到最初顶点的最短距离(a distance of closest approach (DCA))要小于3cm。在RunII中，我们使用可以至少拟合上10个TPC探测点的Primary径迹来定义多重数。在RunI中，我们使用赝快度范围 $|\eta| < 0.75$ 内的Primary径迹来定义多重数。

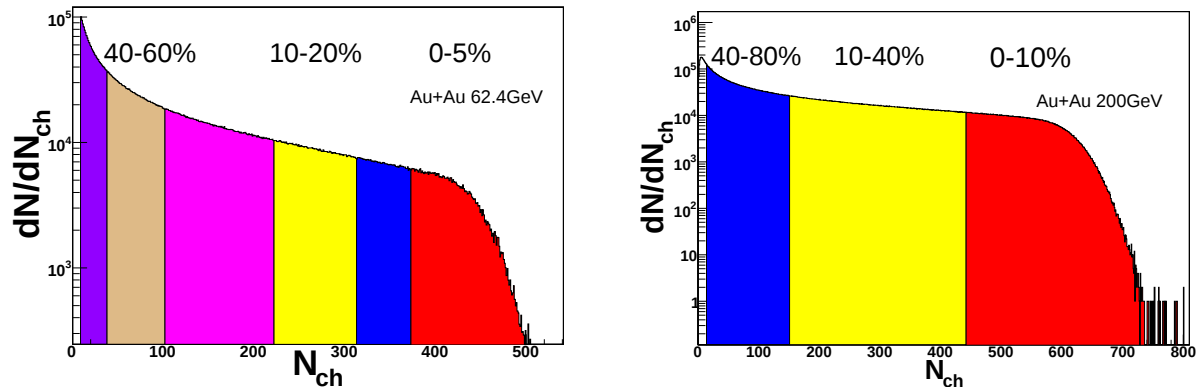
在表 3-2中列出了 $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV和 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV的Au+Au碰撞中心度定义的未修正多重数的范围，根据未修正的参考多重数的分布将这些实验事件分为不同的碰撞中心度。

图 3-1给出了在能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV和 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV的Au+Au碰撞实验中TPC中带电粒子多重数分布，在我们的分析中，抛弃了中心度大于80%的事件。在 $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ 的数据中，我们将事件分为7个中心度(0-5%，5-10%，10-20%，20-

表 3-2 在 $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV和 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV的Au+Au碰撞中心度定义的未修正参考多重数范围。

Centrality	Uncorrected Ref. Mult. Range	
	$\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV	$\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV
0-5 %	$RefMult \geq 373$	$RefMult \geq 520$
5-10 %	$373 > RefMult \geq 313$	$520 > RefMult \geq 441$
10-20%	$313 > RefMult \geq 222$	$441 > RefMult \geq 319$
20-30%	$222 > RefMult \geq 154$	$319 > RefMult \geq 222$
30-40%	$154 > RefMult \geq 102$	$222 > RefMult \geq 150$
40-50%	$102 > RefMult \geq 65$	$150 > RefMult \geq 96$
50-60%	$65 > RefMult \geq 38$	$96 > RefMult \geq 57$
60-70%	$38 > RefMult \geq 20$	$57 > RefMult \geq 31$
70-80%	$20 > RefMult \geq 9$	$31 > RefMult \geq 14$

40%, 40-60%, 60-80%)。在 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ 的数据中，我们将事件分为3个中心度(0-10%, 10-40%, 40-80%)，这样我们可以在相应的中心度得到更多的统计量。

图 3-1 能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV和 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV的Au+Au碰撞实验中TPC中带电粒子多重数分布 N_{ch} 是初始径迹在 $|\eta| < 1$ 的赝快度范围内的参考多重数。表 3-3 在能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV和 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV的Au+Au碰撞中，径迹的选择条件

Track set	Primary Track	Global Track
DCA to primary vertex (cm)	< 3	<i>na</i>
Number of hits	> 15	> 15
Number of hits/possible hits	> 0.52	<i>na</i>
$ \eta $	< 1.0	<i>na</i>

表 3-3中列出了在 $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV和 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV的实验数据分析中选择径迹的条件。在重建 K_S^0 、 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 时，我们使用径迹的能量损失 dE/dx 来鉴别粒子的种类，以及粒

子的衰变拓扑选择条件，这将在以下一节中具体介绍。

3.2 衰变顶点拓扑测量

K_S^0 , $\Lambda(\bar{\Lambda})$, Ξ , Ω 等带有奇异性的粒子具有相对较长的寿命，它们会在产生后飞行一段距离再衰变，这段飞行距离通常达到厘米的量级，可以在半径为2米的TPC探测器里面准确地测量出这段飞行距离。所以应用飞行距离等几何拓扑的选择条件，我们可以比较准确的确定粒子衰变后产物的径迹，从而来重构这个粒子，并且得到较高的信噪比和较小的系统误差。这为我们测量较长寿命的奇异粒子和对于奇异夸克的理解提供了一个较好的方法途径。下面我们将具体介绍这种几何拓扑的粒子重构方法和选择条件的确定。

3.2.1 衰变顶点拓扑测量方法

我们应用 K_S^0 、 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 的衰变道来重构它们： $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ ， $\Lambda \rightarrow p \pi^-$ 和 $\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p} \pi^+$ 。各自衰变道的分枝比(Branch Ratio)分别是68.95%(K_S^0)和63.9%(Λ , $\bar{\Lambda}$)。表 3-4是对这两个衰变道的总结 [98]。

表 3-4 实验测量中用到 K_S^0 、 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 弱衰变的衰变道及其分枝比和衰变距离

Particle Type	Decay Channel	Branching Ratio (%)	$c_\tau(\text{cm})$
K_S^0	$\pi^+ + \pi^-$	69.95%	2.68
Λ	$p + \pi^-$	63.9%	7.89
$\bar{\Lambda}$	$\bar{p} + \pi^+$	63.9%	7.89

对于 K_S^0 、 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 的鉴别基于统计分布的不变质量谱。通过在TPC中的能量损失可以鉴别带电粒子 p 和 π 的径迹，通过在TPC中的螺旋径迹可以定义 p 和 π 的四动量。在同一个事件中计算所有的可能组合在一起的两个衰变产生粒子的Global径迹之间的最短距离(DCA)，选用符合DCA条件的粒子对来重构 K_S^0 、 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 粒子。应用两个衰变粒子在用于计算DCA的那点上瞬时的四动量，我们可以计算粒子的不变质量和运动学性质。通过以

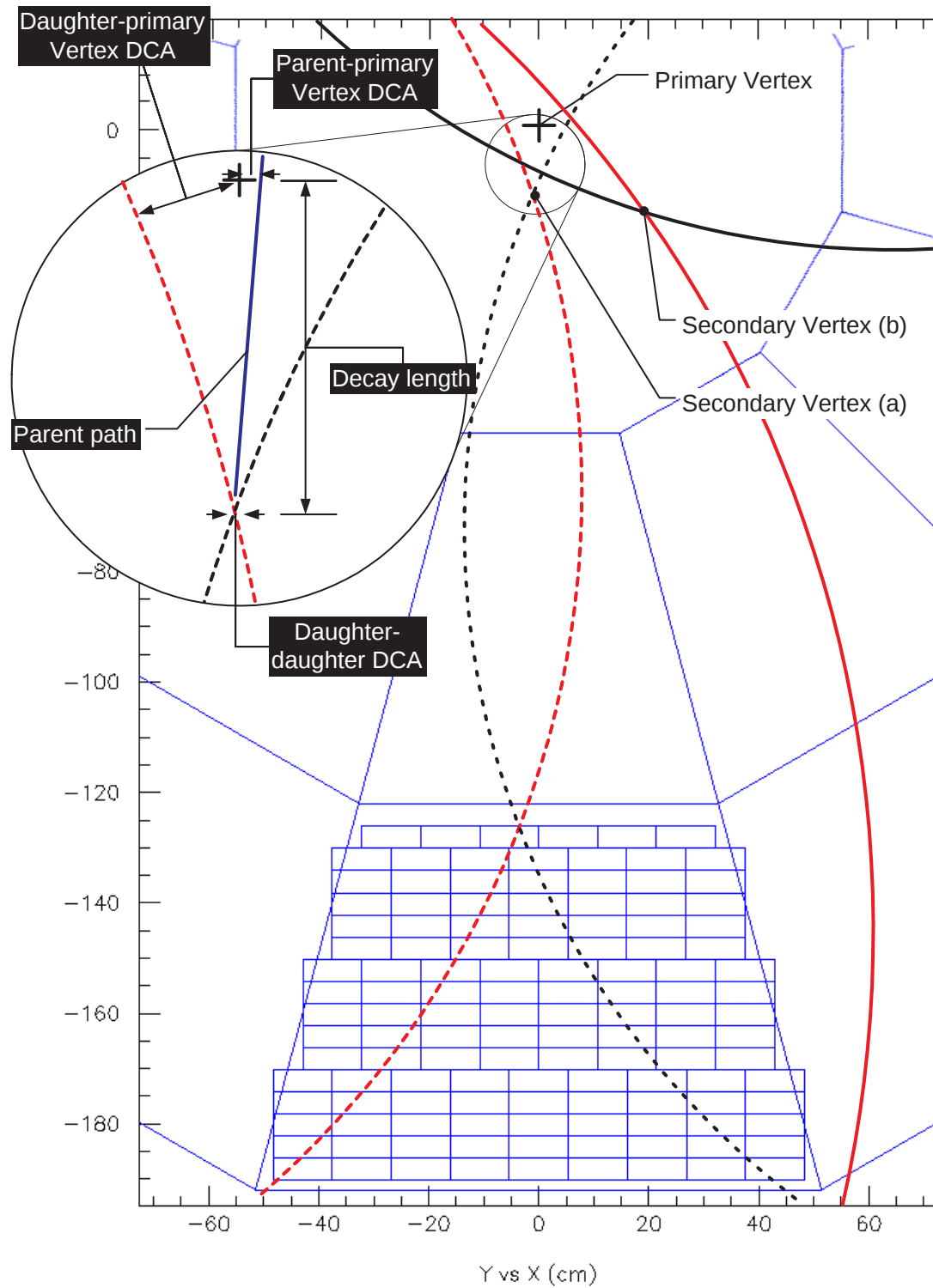


图 3-2 中性粒子在TPC中衰变拓扑的草图。情况a，是由粒子衰变产生的带电粒子径迹向着彼此的方向弯曲；情况b，是带电粒子的径迹向远离彼此的方向弯曲。

下方法可以计算重构粒子的不变质量:

$$m = \sqrt{(\sqrt{m_p^2 + P_p^2} + \sqrt{m_n^2 + P_n^2})^2 - P^2} \quad (3-1)$$

其中, m_p 是衰变产生的正粒子的质量(对于 K_S^0 为 π^+ , $\Lambda(\bar{\Lambda})$ 则为 p); m_n 是衰变产生的负粒子的质量(对于 K_S^0 为 π^- , $\Lambda(\bar{\Lambda})$ 则为 π^-)。 P_p 和 P_n 是在粒子径迹上计算DCA那点上的正负粒子的动量; P 是正负粒子的总动量。

表 3-5 V^0 粒子的选择条件具体定义说明

V_0 Cuts	Cuts Description
Daughter–daughter DCA	Distance of Closest Approach between Positive and Negative Track
Daughter– V_{prim} DCA	Daughter Track Distance of Closest Approach to Primary Vertex
V^0 – V_{prim} DCA	Particle track Distance of Closest Approach to Primary Vertex
Decay Length c_τ	Particle travel distance from produced to decay

应用更进一步的几何选择标准(*i.e.* cuts)来选择两个衰变粒子的径迹(两条彼此相关联的并与最初顶点有关联的)可以增加重构粒子的准确性。被选择的粒子径迹组合是与真正重构粒子衰变相关联的, 这种通过几何拓扑来选择重构粒子的方法称为 V^0 方法, V^0 的命名来自于带电荷为“0”的中性重构粒子的“V”字形状的衰变拓扑。在PDG手册 [98]中 K_S^0 , Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 的衰变长度 c_τ 分别为2.68cm和7.89cm, 所以这些粒子将在半径2米的TPC探测器中衰变, 它们在磁场中衰变时, 有两种可能的情况, 其一是两个衰变粒子彼此朝向飞行; 另一情况是两个粒子彼此背离飞行。图 3-2说明了一个中性粒子衰变顶点(V^0)的几何关系, 用来选择 K_S^0 , Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 粒子衰变的几何变量在图中已经指出, 同时表 3-5也列出了这些几何拓扑的具体定义。

3.2.2 衰变顶点拓扑选择条件分析

在数据分析中, 我们首先对每一个选择条件进行了研究比较。因为 K_S^0 , $\Lambda(\bar{\Lambda})$ 粒子的几何拓扑选择条件与粒子的横动量 p_T 相关, 在不同的横动量 p_T 范围内, 每个选择条件也将有一定的变化。所以根据横动量的变化, 我们把对粒子的几何拓扑选择条件的分析分成一定的范围, 然后在每个横动量范围内对选择条件逐一进行了分析。

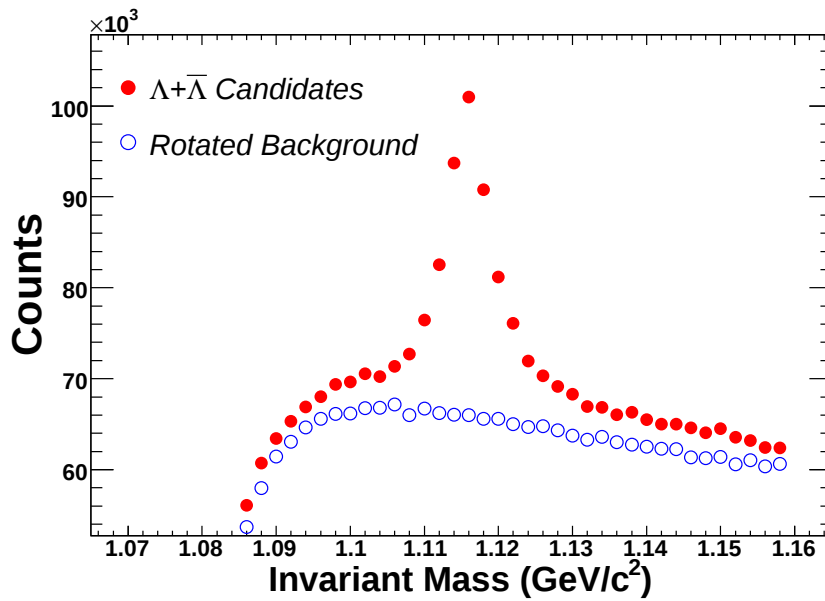


图 3-3 $\Lambda+\bar{\Lambda}$ 的不变质量谱分布。实心点是重构的 $\Lambda+\bar{\Lambda}$ ，空心点是用旋转构造的背景。

以横动量 $p_T > 3.6$ 的 $\Lambda+\bar{\Lambda}$ 为例来说明这个分析方法。首先我们先观察 $\Lambda+\bar{\Lambda}$ 的不变质量谱分布和组合的背景分布。在图 3-3 中，我们对于重构的 $\Lambda+\bar{\Lambda}$ 和旋转背景用了很宽松的选择条件。如图 3-4 所示，旋转构造的背景是通过将其中衰变产生的带正电荷粒子径迹在横断面上旋转 180 度后，再与带负电的粒子重构 $\Lambda(\bar{\Lambda})$ 的衰变顶点 [62, 114]。这种方法破坏了在探测器接收度范围内的所有真正的重构顶点。旋转后的假径迹与带负电荷的粒子是没有关联的，于是构造出来的不变质量分布是没有信号峰的(图 3-3 中空心点)，因此可以大致地描述真正重构粒子的背景。在图 3-3 中，由于选择条件很宽松，我们可以看比较大的背景。这种方法构造的背景不能完全拟合真正的重构粒子的背景，而且这种旋转构造的背景有可能带来一定的不确定性。基于这个原因，我们认为这种旋转构造的背景比较合适用来分析粒子选择条件；但是不适用于扣除实验分析中的真实背景。

同样，对应于每一个拓扑选择条件，我们将计算真实数据和旋转构造背景的不变质量谱，将两种选择条件归一化后，可以得到每个选择条件的 Significance。Significance 的定义如下：

$$Significance = \frac{Signal}{\sqrt{Signal + Background}} \quad (3-2)$$

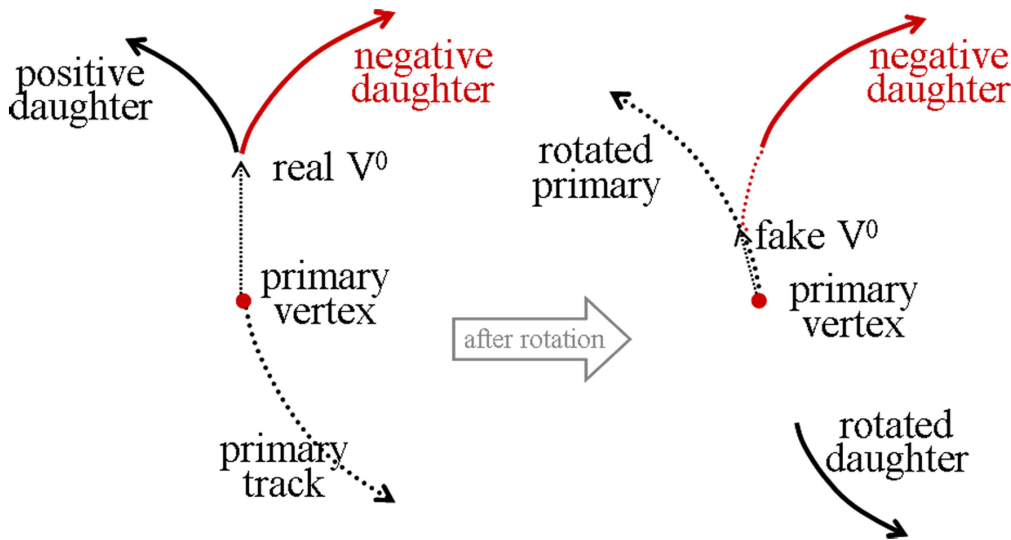


图 3-4 旋转一个衰变产生粒子的径迹来重构背景，用于分析粒子的选择条件。

在significance较大的范围内，说明信号相对较强，因此我们可以把选择条件确定在相应的范围。

在图 3-5，图 3-6和图 3-7，图 3-8中，分别给出了对于 K_S^0 和 $\Lambda(\bar{\Lambda})$ 重构的选择条件的研究。最左面的是从真实事件和构造背景中得到的对应于每个选择条件的分布，红线为真实事件，蓝线为构造事件中的分布。中间的图是从真实事件分布(红线)中扣除构造背景分布(蓝线)得到的比较纯净的选择条件的分布，最右边的图是Significance。我们可以看到对于每一个不同选择条件，都在一个特定的条件范围内其Significance最大，这个范围就是我们将应用在真实重构中相应选择条件的范围。

表 3-6 在能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV和 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV的Au+Au碰撞中，测量 K_S^0 粒子的 R_{CP} 所应用的选择条件。单位是厘米。在测量中我们应用的快度范围是 $|Y| < 1.0$ m，顶点 z 分量范围是 $|V_z| < 30.0$ cm。

V_0 Cuts	Cuts Range				
Au+Au Collision energy	62.4 GeV	200 GeV			
Candidate p_T (GeV/c)		[0,0.8]	[0.8,3.6]	[3.6,5.6]	[5.6,10]
Daughter-daughter DCA	< 0.70	< 0.70	< 0.75	< 0.50	< 0.50
Daughter- V_{prim} DCA	> 0.70	> 1.50	> 1.00	> 0.50	> 0.50
V^0 - V_{prim} DCA	< 0.60	< 0.70	< 0.75	< 0.50	< 0.50
Decay Length $c\tau$	> 2.00	[3.0,150]	[3.0,150]	[10.0,120]	[10.0,120]

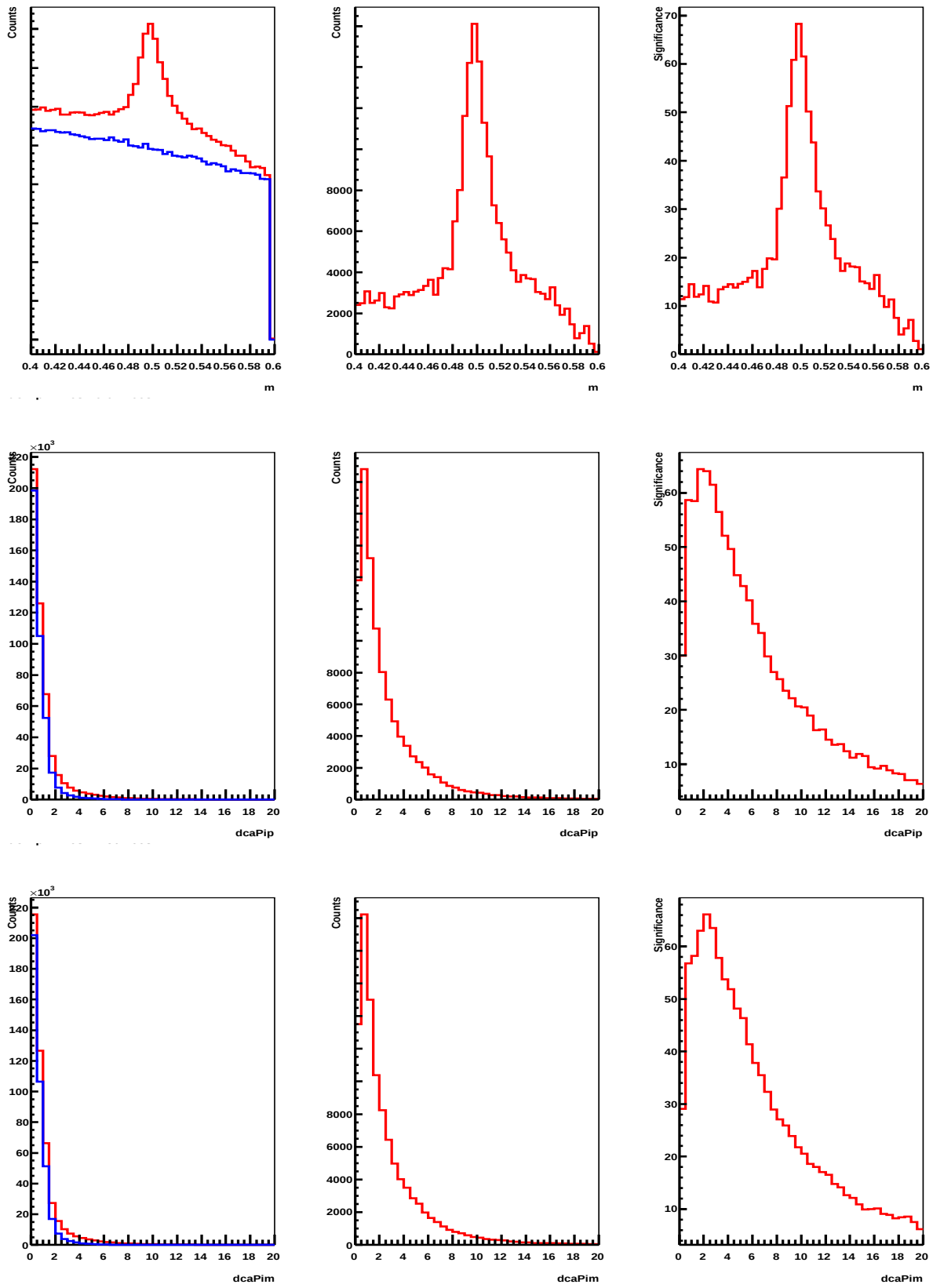


图 3-5 K_S^0 选择条件的分析，由上到下分别是对 K_S^0 的质量， $\pi^+ - V_{prim}$ DCA， $\pi^- - V_{prim}$ DCA。图中红线是来自真实事件，蓝线来自旋转构造的事件。

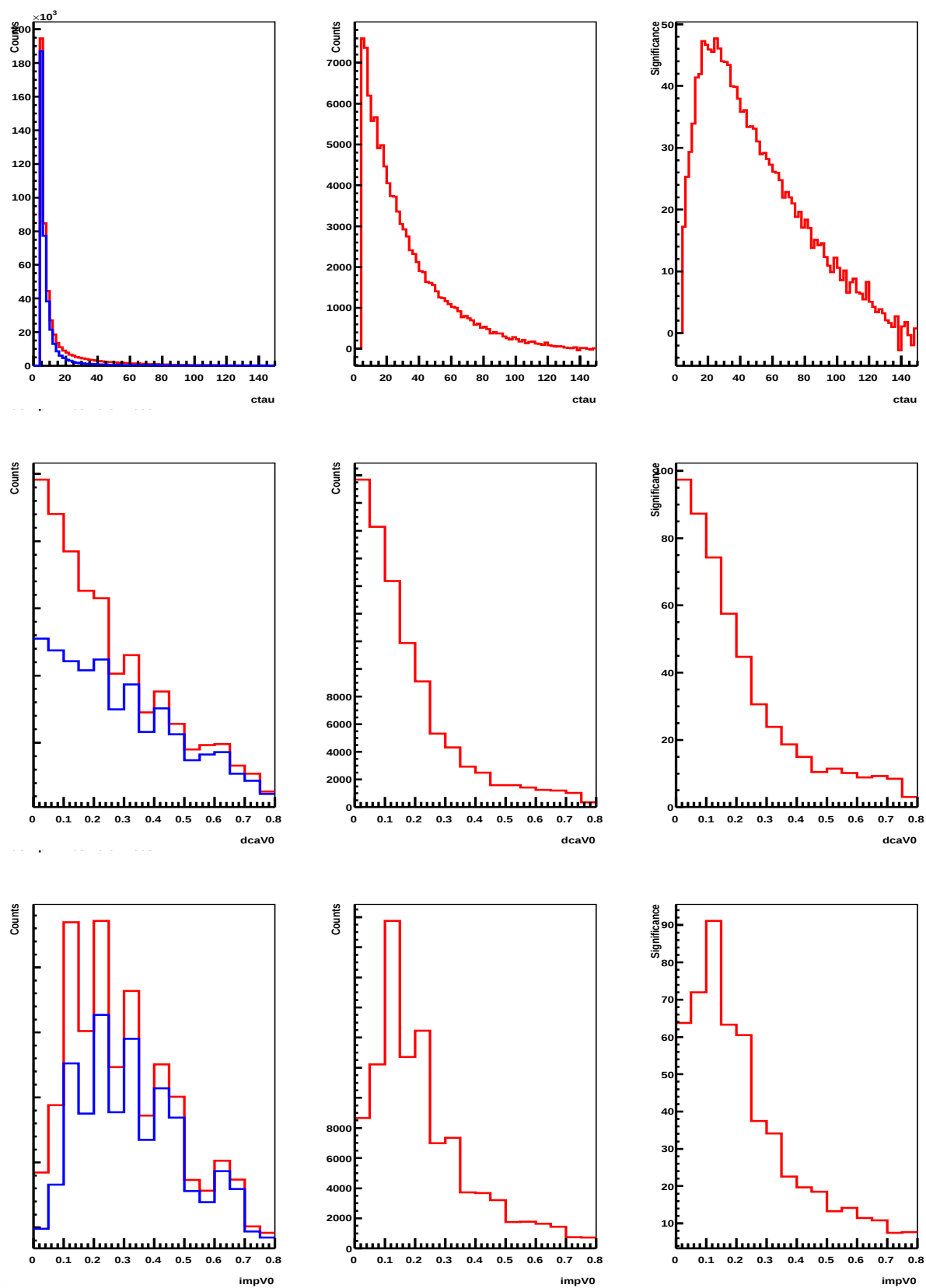


图 3-6 K_S^0 选择条件的分析，由上到下分别是对 K_S^0 的衰变长度 c_τ ， $\pi^+ - \pi^-$ DCA， $V^0 - V_{prim}$ DCA，。图中红线是来自真实事件，蓝线来自旋转构造的事件。

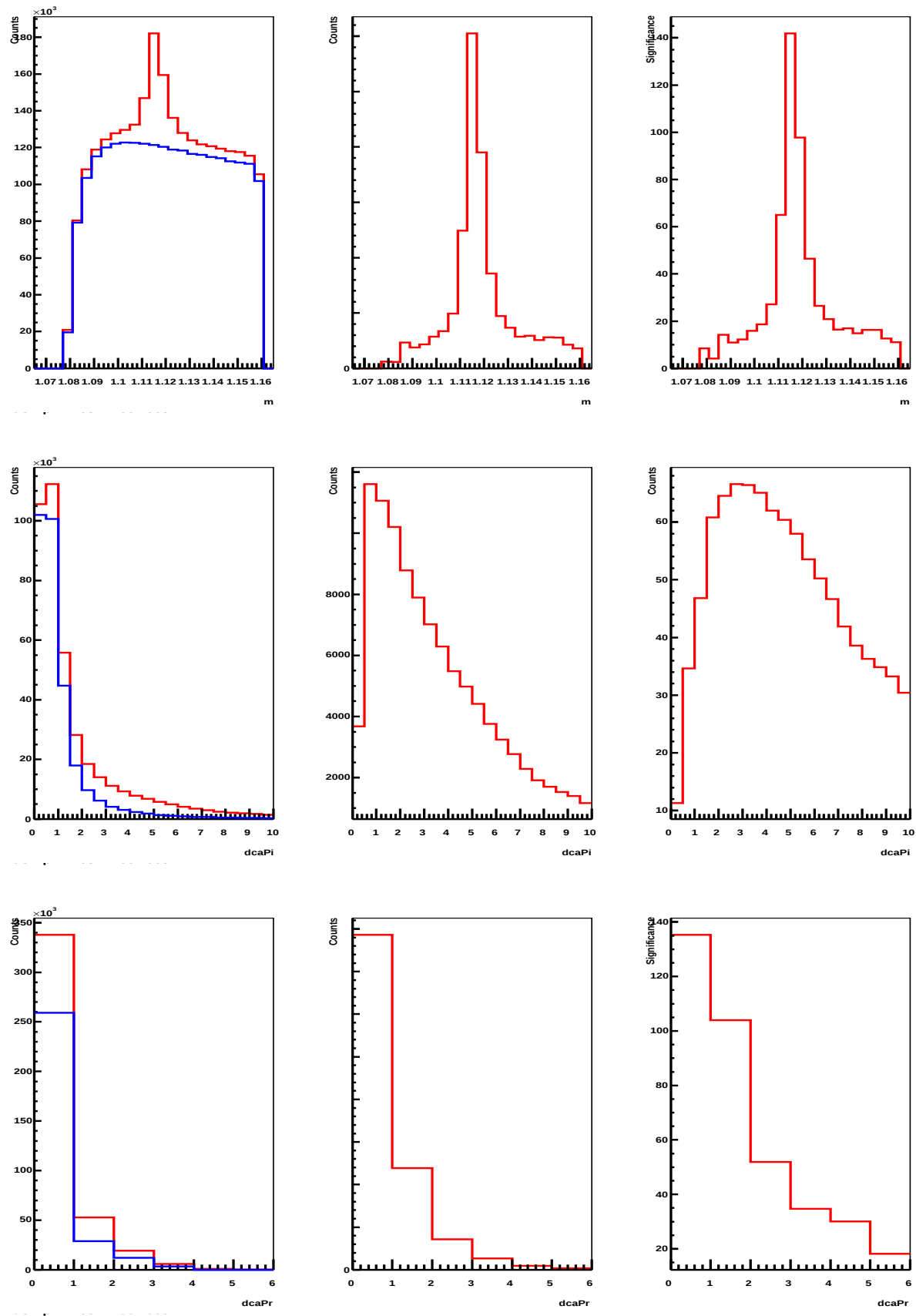


图 3-7 $\Lambda + \bar{\Lambda}$ 选择条件的分析，由上到下分别是对 $\Lambda + \bar{\Lambda}$ 的质量， $\pi - V_{prim}$ DCA， $p - V_{prim}$ DCA。图中红线是来自真实事件，蓝线来自旋转构造的事件。

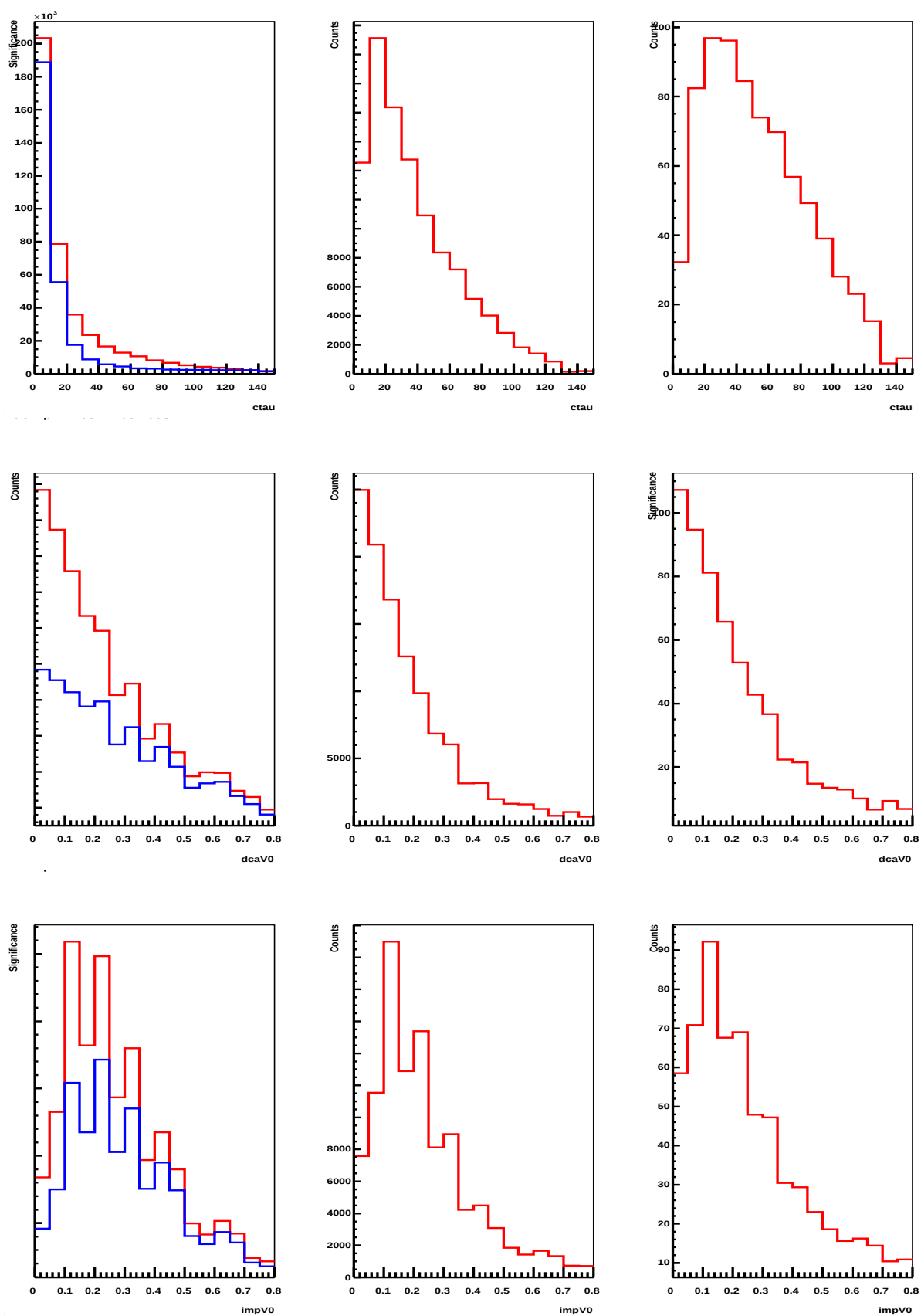


图 3-8 $\Lambda+\bar{\Lambda}$ 选择条件的分析，由上到下分别是对 $\Lambda+\bar{\Lambda}$ 的衰变长度 c_τ ， π - p DCA， V^0 - V_{prim} DCA，。图中红线是来自真实事件，蓝线来自旋转构造的事件。

表 3-7 在能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV的Au+Au碰撞中, 测量 $\Lambda(\bar{\Lambda})$ 的 R_{CP} 和方位角关联所应用的选择条件。单位是厘米。在测量中我们应用的快度范围是 $|Y| < 1.0$ m, 顶点 z 分量范围是 $|V_z| < 30.0$ cm。

Candidate p_T (GeV/c)	[0,0.8]	[0.8,3.6]	[3.6,5.6]	[5.6,10]
Daughter-daughter DCA	< 0.70	< 0.75	< 0.40	< 0.40
Daughter $p-V_{prim}$ DCA	> 1.00	> 0.75	[0,5.0]	[0,5.0]
Daughter $\pi-V_{prim}$ DCA	> 2.50	> 2.00	[0.5,10]	[0.8,8]
V^0-V_{prim} DCA	< 0.70	< 0.75	< 0.40	< 0.40
Decay Length $c\tau$	[3.5,150]	[3.5,150]	[10.0,125]	[10.0,125]

表 3-6和表 3-7中分别给出了 K_S^0 和 Λ 在62.4GeV和200GeV能量的Au+Au碰撞中的选择条件。对62.4GeV的Au+Au碰撞, 我们没有进行选择条件的分析, 采用的是经验值。这些条件被广泛应用在谱学, 核修正因子 R_{CP} 和方位角关联的实验数据分析中, 我们通过应用这些拓扑几何选择条件可以在不变质量分布中得到比较好的信噪比, 并且降低在 R_{CP} 测量中的系统误差。在分析200GeV的实验数据中, 我们将各种选择条件按横动量 p_T 分为了4个范围, 分别是 $0 < p_T < 0.8$, $0.8 < p_T < 3.6$, $3.6 < p_T < 5.6$ 和 $5.6 < p_T < 10.0$ 。但是对于不同的中心度我们没有进行区分, 在以后的工作中我们将会对选择条件在不同碰撞中心度中也进行研究和区分。这会更好的提高实验分析结果的精度和水平。

3.3 不变质量分布

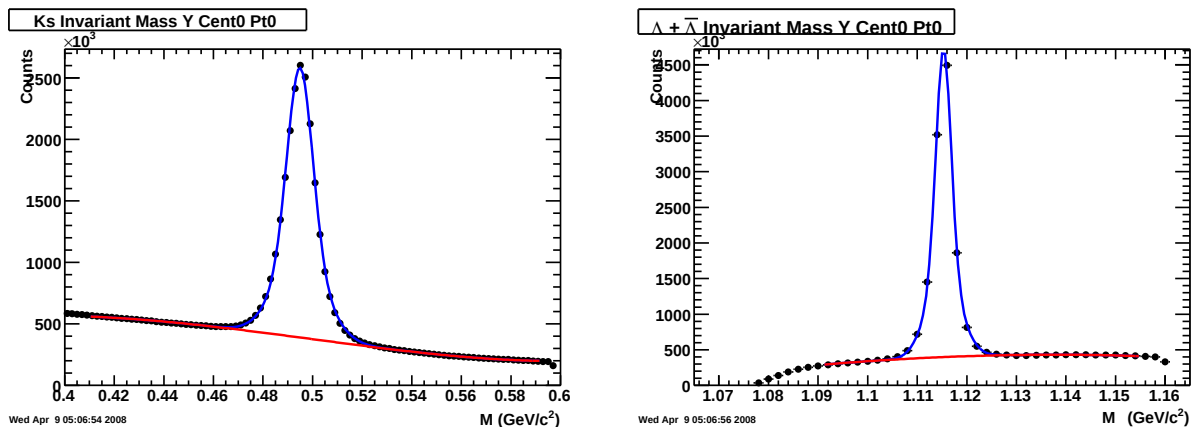


图 3-9 能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV的Au+Au碰撞中, 中心度为0—80%的事件中对重构粒子不变质量峰的拟合。左图: K_S^0 的不变质量谱拟合; 右图: $\Lambda + \bar{\Lambda}$ 不变质量谱拟合。图中蓝线是对质量峰的拟合, 红线是对重构背景的拟合。

K_S^0 、 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 粒子不能被直接鉴别出来, 我们通过其带电粒子衰变道来重构这些粒子,

通过应用光滑的曲线来拟合不变质量分布可以得到粒子未修正的产额。我们通常用四次曲线来拟合重构粒子的背景，用具有相同的固定峰位值的双高斯来拟合质量峰。图 3-9 给出了在能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV 的 Au+Au 碰撞中对 K_S^0 和 Λ 不变质量谱的拟合。我们通过对拟合的四次曲线的积分得到重构粒子质量峰下的背景计数，然后由不变质量拟合范围内的总计数中扣除背景计数来得到粒子信号的未修正产额。在相同的选择条件下，对于相同的横动量或相同的碰撞中心度，在低横动量 p_T 范围和中心碰撞情况下，重构粒子的背景比较大。在高横动量 p_T 下，由于数据量的限制我们也不能得到很好的重构粒子不变质量谱。

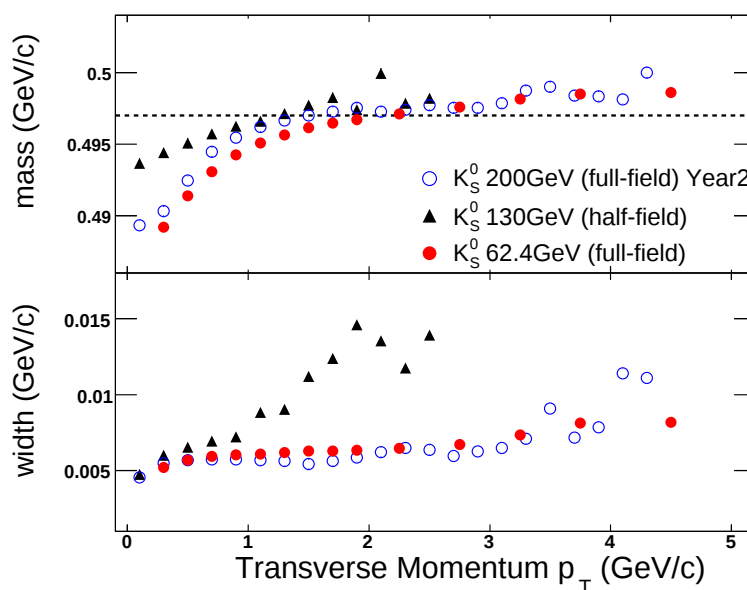


图 3-10 K_S^0 重构质量峰宽度和重构质量随横动量 p_T 分布。

对于 K_S^0 和 Λ 可观测的质量分别为：由 $\pi^+\pi^-$ 重构 K_S^0 为 496 ± 8 MeV/ c^2 ，由 $p\pi$ 重构 Λ 为 1116 ± 4 MeV/ c^2 。这些值与 PDG 手册给出的质量 [98] 是一致的。图 3-10 给出了不变质量峰位与横动量 p_T 的变化关系。在 $p_T < 1.5$ GeV/ c 的范围， K_S^0 质量谱的峰位置会向低质量方向移动。在 $p_T = 0.2$ GeV/ c 的时候，峰位移动位置最大，大约有 10 MeV/ c 。这可能是因为衰变产生的粒子有能量损失在探测器的材料中，使得重构的粒子质量峰位发生移动。

同时, 我们也研究了 K_S^0 质量峰的半高宽(高斯函数中的 σ 变量)。图 3-10 之周给出了半高宽随横动量 p_T 的变化关系。由于探测器对径迹动量的分辨率随着横动量 p_T 的增加而变差, 所以不变质量峰的半高宽随着横动量的增加而变大, 这个效应在 $p_T > 3.0 \text{ GeV}/c$ 的区域明显。

3.4 探测器效率修正

我们应用嵌入(Embedding)的方法来修正探测器的接收度, 响应, 径迹效率和顶点重构效率的影响。事件嵌入方法的原理如图 3-11 所示, 方法中包括了模拟程序GSTAR, TRS, 标准的STAR嵌入和重建过程。对于 K_S^0 和 Λ , 我们使用水平的快度分布和斜率大约为 350 MeV 的 m_T 分布进行嵌入, 然后将它们通过GSTAR和TRS。在GSTAR中, 所有的 K_S^0 和 Λ 在带电粒子衰变模式下都被强制衰变。

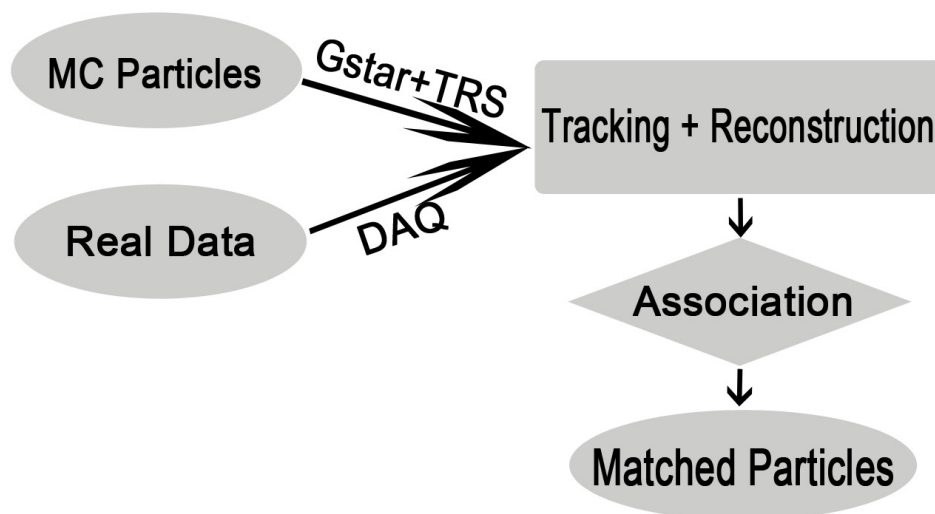


图 3-11 事件嵌入方法说明

从TRS的输出信息将与未修正的真实数据相混合, 这种混合数据接着通过与处理真实数据相同的重构过程。在重构了完整的事件后, 重构的顶点将与蒙特卡罗模拟(Monte Carlo(MC))的顶点进行关联, 这个过程被称为“联合(Association)”。在这个过程中, 如果重构的采样数点与蒙特卡罗模拟产生的采样数点的最大距离在 0.5 cm 以内, 它们将被关

联在一起。当一个重构的径迹至少有5个点和一条蒙特卡罗模拟的径迹上的点相同时，两条径迹将被认为是相关联的。如果来自同一个重建顶点的两条径迹与来自同一个蒙特卡罗模拟顶点的两条径迹分别相关联，那么我们认为这两个顶点也是相关联的。对于每一个横动量 p_T 和快速步长,效率的定义是在精确的步长中相关联的顶点数量除以嵌入的蒙特卡罗模拟顶点数量，最后效率也可以加入粒子衰变的分支比。

图 3-12给出了能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV的Au+Au碰撞中 Λ 粒子在本论文中所用的选择条件下的效率修正。图 3-13给出的是能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV和 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV的Au+Au碰撞中 K_S^0 的效率修正。效率修正的值是随着横动量的增加而增加的，同时从最中心碰撞到最周边碰撞的过程中，效率修正也是变大的，即探测器的探测效率变高。这些效率修正将应用在 K_S^0 和 Λ 的产额和核修正因子 R_{CP} 的测量中。

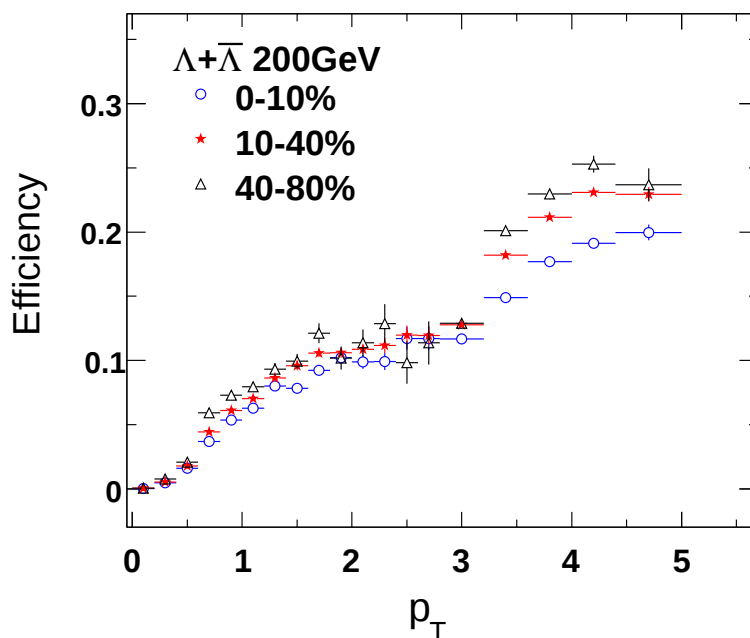


图 3-12 $\Lambda + \bar{\Lambda}$ 在能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV的Au+Au碰撞中，在表 3-7所列出的选择条件下的探测效率与横动量的关系曲线。

在粒子方位角关联测量的效率修正中，我们还需要考虑在选取的横动量范围内的探测器分别对Trigger粒子和Associated粒子的探测效率。在本论文中，我们使用的是在选取的横动量范围内粒子效率修正的平均值，得到这个平均值的方法与得到椭圆流平均值的方

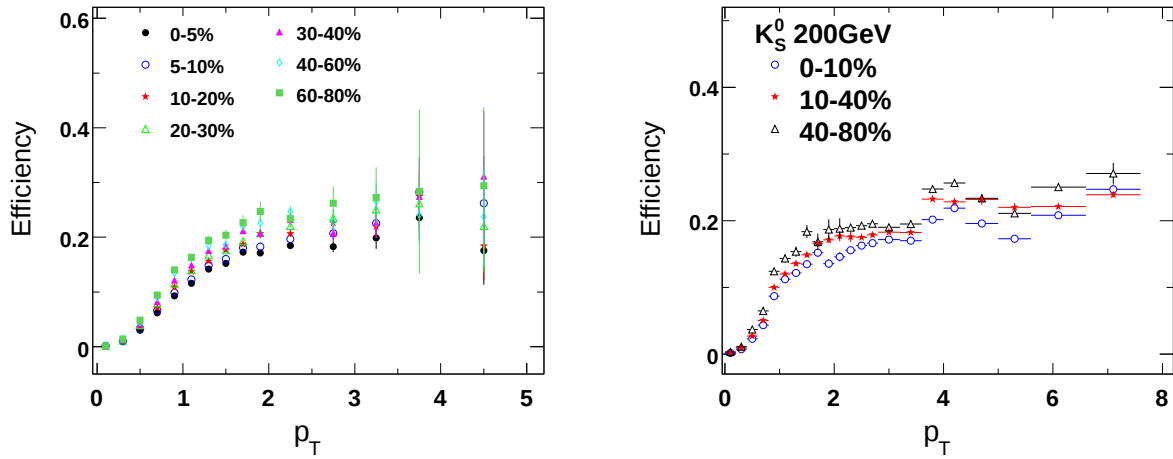


图 3-13 K_S^0 在表 3-6所列出的选择条件下的探测效率与横动量的关系曲线。左边的图是 K_S^0 在能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 62.4 \text{ GeV}$ 的Au+Au碰撞中的探测效率；右边的图是 K_S^0 在能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ 的Au+Au碰撞中的探测效率。

表 3-8 在能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ 的Au+Au碰撞中，测量 K_S^0 和 $\Lambda(\bar{\Lambda})$ 的方位角关联时，在 $1.0 < p_T < 4.0 \text{ GeV}$ 范围内的粒子的探测效率平均值，赝快度范围是 $|\eta| < 1.0$ ，顶点 z 分量范围是 $|V_z| < 30.0 \text{ 厘米}$ 。

Centrality	K_S^0	$\Lambda(\bar{\Lambda})$
0-80%	0.172 ± 0.00063	0.113 ± 0.00104
0-10%	0.157 ± 0.00087	0.104 ± 0.00153
10-40%	0.176 ± 0.00109	0.115 ± 0.00131
40-80%	0.190 ± 0.00197	0.120 ± 0.00287

法相同，由于我们选取的Trigger粒子和Associated粒子的横动量范围较大，所以这种简单的应用平均值作为效率修正的方法，会带来粒子产额的微弱变化。在进一步的研究测量中，我们已经改进了测量方法来避免这种情况。表 3-8中给出了我们在方位角关联测量中应用的效率修正平均值。

第四章 STAR双粒子(Di-Hadron)方位角关联测量

喷注是高能物理中一个很有用的探针，而且可以应用pQCD来很好的计算。在重离子碰撞中我们可以通过对喷注的研究来了解由碰撞产生的致密物质的性质。由于相对论重离子碰撞具有很大的背景，我们没有办法在每一个事件中重建这些喷注。为了研究喷注和喷注与介质间的相互作用，我们可以将方位角关联做为对象来进行研究，其中双粒子方位角关联是一个可选择的比较理想的研究方法。双粒子方位角关联的方法简单叙述如下：我们选择一个高横动量 p_T 或是中间横动量的粒子作为触发粒子(Trigger Particle)，然后研究在同一事件中其他粒子与Trigger粒子相关联的角分布，在本论文中我们称之为双粒子方位角关联。

在能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV的Au+Au碰撞实验数据中，我们测量了双粒子方位角关联函数，所选取的粒子都是在中心赝快度区域 $\eta < 1.0$ 范围内的粒子。以横动量范围在 $3.0 < p_T < 6.0$ GeV/c的带电强子作为触发粒子，以横动量范围在 $1.0 < p_T < 4.0$ GeV/c的可鉴别粒子 K_S^0 、 Λ ，和 $\bar{\Lambda}$ 作为关联粒子。在 $|\Delta\eta| < 1.0$ 范围内，我们测量了 K_S^0 ， Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 的产额 $dN/d\Delta\phi$ 作为 $\Delta\phi$ 的函数。应用相同的选择条件，在混合事件中也做了相关的测量，用来修正由探测器产生的不确定性。本章将主要讨论我们测量的可鉴别奇异粒子(K_S^0 ， $\Lambda(\bar{\Lambda})$)双粒子方位角关联函数，以及基于方位角关联函数测量到的重子与介子的比率。

4.1 双粒子方位角关联的测量方法

我们选择作为Trigger的粒子其横动量 p_T 必须比产生粒子的平均横动量大，这些高横动量的粒子也许主要来自于硬散射的喷注，因此这些被选择的高横动量 p_T 的Trigger粒子被优先认为是来自于喷注中。在同一个事件中，与Trigger粒子相关联的低横动量 p_T 粒子被称为关联粒子(Associated Particle)。我们将研究这些关联粒子的方位角分布，用 ϕ_{asso} 作为低横动量的关联粒子的方位角分布；用 ϕ_{trig} 作为Trigger粒子的方位角分布。 $J_2(\Delta\phi)$ 用来描述与Trigger粒子相关的低横动量关联粒子的关联方位角分布，其中 $\Delta\phi = \phi_{asso} - \phi_{trig}$ 。在同一个事件中，每一个Trigger粒子与在给定的低横动量 p_T 范围内的所有粒子都将构造一个 $\Delta\phi$ 的分布。所有在确定的高横动量 p_T 范围内的Trigger粒子和所有在一个确定碰撞中心度的事件对应的 $\Delta\phi$ 分布都被累积在一起得到方位角关联函数，因为我们关心基于每一个喷注的关联粒子的分布，方位角关联函数将被Trigger粒子的数量归一化，而不是被事件数归一化。这样构建的关联粒子的方位角分布将包括由于探测器不能完全覆盖 2π 范围的方位角产生的涨落和由于各项异性流产生的背景。

对于带电强子与可鉴别的奇异粒子间的双粒子方位角关联，我们以确定的高横动量范围下的带电强子作为Trigger粒子，以给定的横动量范围内的 K_S^0 和 $\Lambda(\bar{\Lambda})$ 粒子分别作为关联粒子。所以在同一个事件中，构建粒子方位角关联的同时，我们将用 V^0 的几何拓扑的方法来重构 K_S^0 和 $\Lambda(\bar{\Lambda})$ 粒子。与带电强子不同对于重建的可鉴别粒子 K_S^0 和 $\Lambda(\bar{\Lambda})$ 的方位角关联分布中将引入由于粒子重构带来的背景。首先我们按照双粒子关联的方法构建带电强子和同一个事件中的 K_S^0 和 $\Lambda(\bar{\Lambda})$ 粒子的角关联分布。在构建过程中，我们必须排除由于 K_S^0 和 $\Lambda(\bar{\Lambda})$ 衰变产生的带电强子与 K_S^0 和 $\Lambda(\bar{\Lambda})$ 自身产生的关联，我们称之为自关联，如果有自关联存在，就会在 $\Delta\phi = 0$ 的位置上产生一个很高且尖的峰。

我们将构建一个由 $\Delta\phi$ ， $\Delta\eta$ 和 $Mass_{inv}$ 构成的三维谱。图 4-1中给出了这个三维谱在 $\Delta\phi$ - $\Delta\eta$ 和 $\Delta\phi$ - $Mass_{inv}$ 方向上的二维投影。得到三维谱之后，我们在固定的 $\Delta\eta$ 的范围

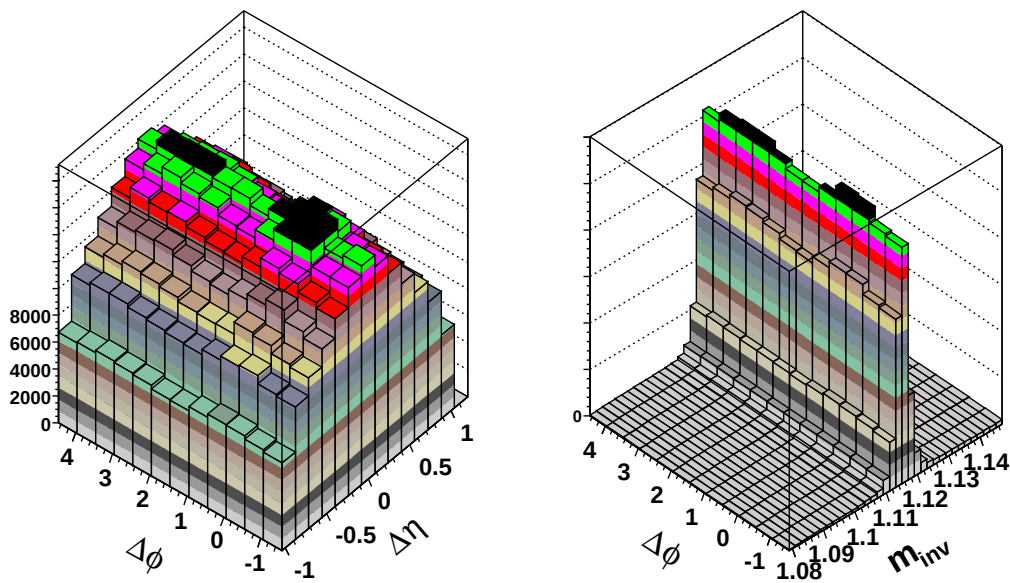


图 4-1 在能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV 的 Au+Au 碰撞中，测量的方位角关联的二维直方图，图中以 Λ 为例。左图是 $\Delta\phi$ 与 $\Delta\eta$ 的关系；右图是 $\Delta\phi$ 与 m_{inv} 的关系。

内(在此论文中我们将 $\Delta\eta$ 的范围取为 $|\Delta\eta| < 1.0$)，将每一个 $\Delta\phi$ 步长(Bin)投影到不变质量谱轴上。这样我们将得到每一个 $\Delta\phi$ 步长上的 K_S^0 和 $\Lambda(\bar{\Lambda})$ 的不变质量分布。对于每一个分布，我们将应用第三章提到的四次曲线加双高斯分布来拟合不变质量峰和背景。图 4-2 和图 4-3 中是不同碰撞中心度事件中一定 $\Delta\phi$ 上的不变质量谱拟合。将不变质量谱累积计数后再减去背景的计数就得到我们所需要的，在每一个 $\Delta\phi$ 步长上的 K_S^0 和 $\Lambda(\bar{\Lambda})$ 的未修正产额，于是我们得到一个未修正的双粒子关联的 $\Delta\phi$ 分布，这个分布中包含了由于探测器和椭圆流带来的不确定性和关联背景。

对于由探测器带来的不确定性和背景影响，我们应用混合事件的方法来扣除。混合事件方法是让关联粒子来自于一个与 Trigger 粒子不同的事件，应用这两个来自不同事件的粒子来构造方位角关联 $\Delta\phi$ 的分布。这种事件混合必须在相同的碰撞中心度和相同的顶点 z (VertexZ)分量步长中进行。这个混合事件中，关联粒子和 Trigger 粒子是没有关联的，但是由于来自于相同的探测器，能够重现探测器在 ϕ 方向上的探测效率分布。

对于混合事件，我们的处理方法与对真实事件的处理方法类似。同样先构建一个

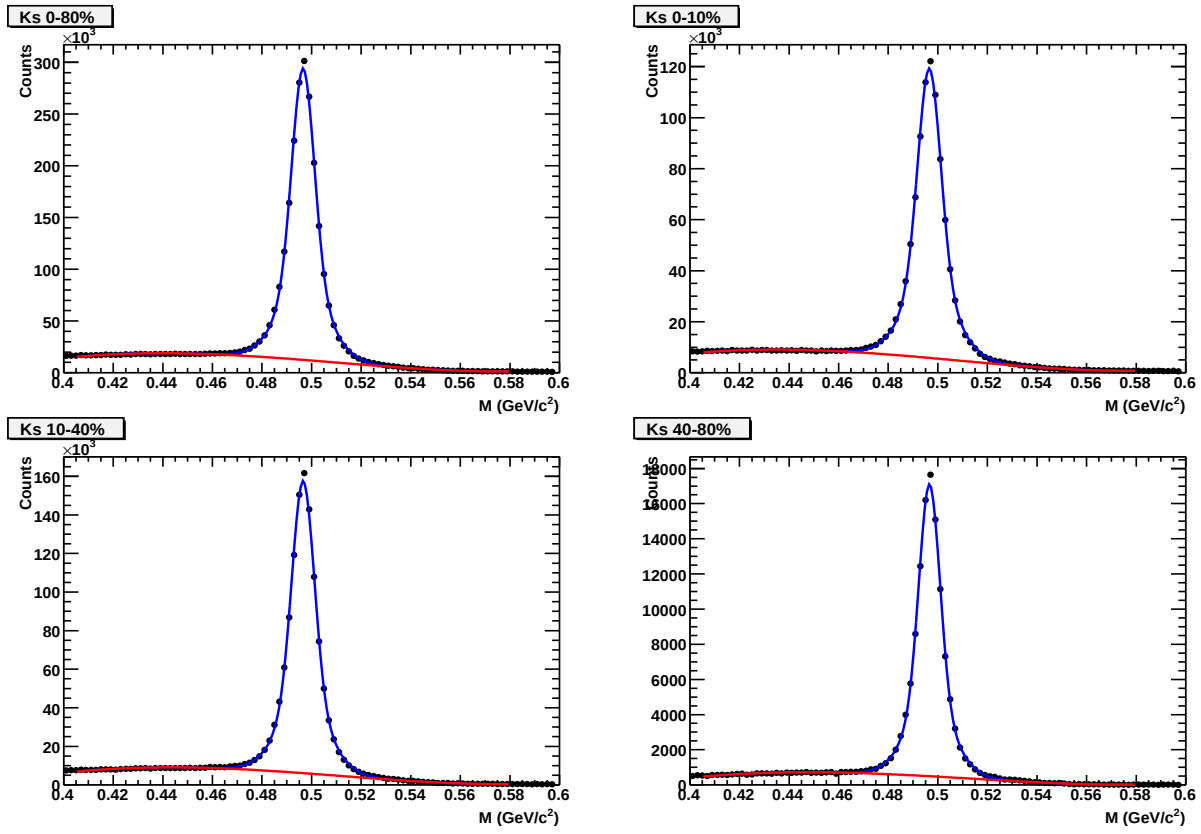


图 4-2 方位角关联测量中, 对 K_s^0 的不变质量谱的拟合。

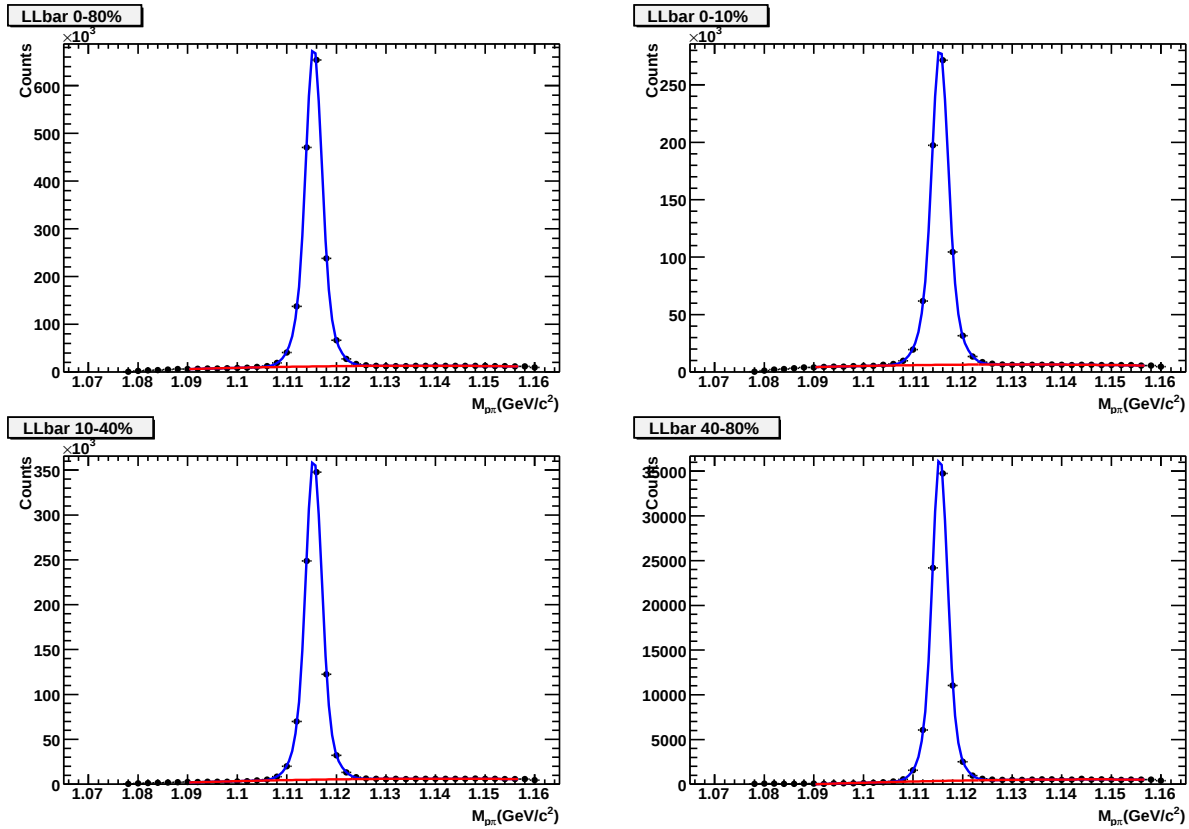


图 4-3 方位角关联测量中, $\Lambda + \bar{\Lambda}$ 的不变质量谱的拟合。

由 $\Delta\phi$, $\Delta\eta$ 和 $Mass_{inv}$ 构成的三维谱。然后在与真实事件相同的 $\Delta\eta$ 区间内, 将 $\Delta\phi$ 分成与真实事件相同的步长, 将每一个步长的三维谱向对应的不变质量轴作投影, 得到不变质量分布。拟合不变质量分布得到混合事件中在每一个 $\Delta\phi$ 步长上的 K_S^0 和 $\Lambda(\bar{\Lambda})$ 信号的计数, 同时也得到混合事件中的 $\Delta\phi$ 分布。随后, 我们将混合事件的 $\Delta\phi$ 分布归一到1.0附近上下波动。如图 4-4, 以10-40%碰撞中心度为例, 对混合事件中得到的未修正的方位角分布, 我们可以明显地看到分布在1.0附近起伏。这种起伏就是来自于探测器在 ϕ 方向的探测效率和探测器不能连续地覆盖 2π 角度。接着我们将真实事件的 $\Delta\phi$ 分布与归一后的混合事件 $\Delta\phi$ 分布相比来去掉真实事件中由于探测器的不确定性带来的影响。由于混合事件 $\Delta\phi$ 分布是被归一后的, 所以不会对真实事件的方位角分布带来影响。

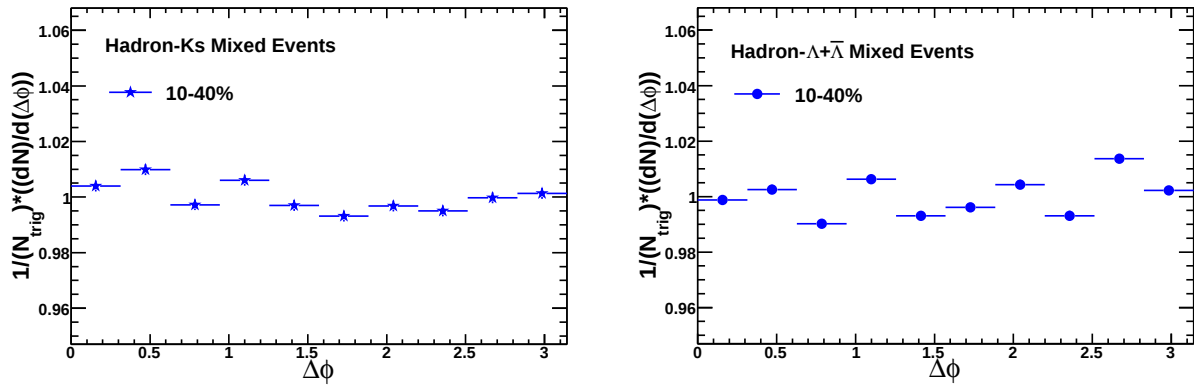


图 4-4 方位角关联测量中, 混合事件的未修正 $\Delta\phi$ 分布。图中产额数值已经被归一化到1.0附近。左图是对 K_S^0 的测量研究, 右图是对 $\Lambda + \bar{\Lambda}$ 的测量研究。

但是在同一个事件中, 所有粒子与反应平面都是有关联的, 这就是各向异性流的关联。这种流带来的关联用事件混合方法是无法重构和消除的, 这是由于在混合事件中, Trigger事件的反应平面与关联事件的反应平面是没有关联的。这种各向异性流导致的关联背景通过应用我们已经测量到的椭圆流(v_2)的值来修正。在原则上, 对于混合事件同样要求在相同或是非常相似的事件平面上进行, 但是由于对于反应平面的确定存在分辨率的原因, 我们测量的事件平面并不等于真正的反应平面。构建混合事件背景时将需要对事件平面的分辨率做出修正, 这将会使分析过程变得更加复杂和不可行。所以这里我们将采用手动的方法来利用测量的椭圆流(v_2)的值来作修正。

4.2 双粒子(Di-Hadron)方位角关联的椭圆流背景修正

对于修正前真实事件中的 $\Delta\phi$ 分布 $C(\Delta\phi)$ 我们可以分解为两部份，一部分是背景，这个背景与 $[1 + 2 \langle v_2^{trig} v_2^{asso} \rangle \cos(2\Delta\phi)]$ 成正比 [109]，另一部分是我们研究的双粒子方位角关联的分布 $J(\Delta\phi)$ ：

$$C(\Delta\phi) = b_0[1 + 2 \langle v_2^{trig} v_2^{asso} \rangle \cos(2\Delta\phi)] + J(\Delta\phi) \quad (4-1)$$

其中，可以近似地认为 $\langle v_2^{trig} v_2^{asso} \rangle \approx \langle v_2^{trig} \rangle \langle v_2^{asso} \rangle$ ，但是如果考虑椭圆流的涨落，则需要更进一步的讨论 [110]。 v_2^{trig} 是Trigger粒子在Trigger横动量范围内的平均椭圆流值， v_2^{asso} 是关联粒子在关联横动量范围内的平均椭圆流值。这两个值我们可以通过STAR测量得到的椭圆流横动量分布来计算。

原则是背景的平均系数 b_0 可以通过一个假定的双粒子关联的分布来确定。因为我们希望测量双粒子关联的方位角分布，要用一种不需要这种假设的技术来确定这个值。从最简单的假设，我们可以由使 $dN/d(\Delta\phi)$ 最小时 $\Delta\phi$ 的值($\Delta\phi_{min}$)来确定 b_0 ，我们将这种方法成为“ZYAM(Zero Yield at minimum)”方法 [111]。ZYAM方法通过是改变 b_0 的值，使构造的椭圆流背景函数与角关联函数在 $\Delta\phi_{min}$ 点相切，此时就得到我们需要的 b_0 的值。图4-5给出了加入了 b_0 系数的椭圆流构造背景和真实事件中未修正的方位角关联函数。

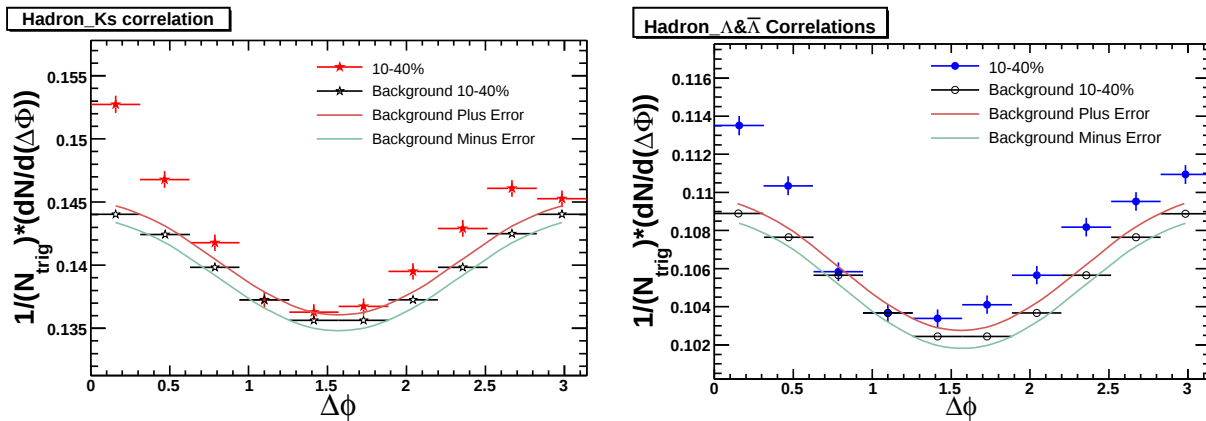


图 4-5 方位角关联测量中，应用ZYAM的方法归一并扣除由于椭圆流带来的背景。在对背景进行归一的同时，会带来一定的系统误差。图中的曲线为带来系统误差的上下限。左图是对 K_s^0 的测量研究，右图是对 $\Lambda + \bar{\Lambda}$ 的测量研究。

由真实事件中未修正的方位角关联函数扣除乘上系数的椭圆流构造背景就得到方位角关联函数。这个关联函数是未经过具有横动量依赖性的探测器效率修正，具体的探测效率修正方法将在以下的章节中介绍。

另外，我们对于椭圆流构造背景和未修正方位角关联函数的归一也会用到另外一种方法，即在 $\Delta\phi \sim 1.0$ 附近将椭圆流构造背景与真实事件中的 $\Delta\phi$ 分布归一到一起，这种方法称为“ZYA1(Zero Yield Around 1.0)”方法。我们认为在 $\Delta\phi \sim 1.0$ 附近，大部分均为背景，如果存在信号与关联峰相比较也是很小的。在足够的数据统计量下，这两种归一的方法得到的结果应该是一致的。

在椭圆流构造背景中，我们必须使用STAR实验组测量得到的椭圆流来构造方位角关联的背景。随着对椭圆流逐步深入的理解，到目前为止，关于椭圆流的测量方法有三种。第一种是基于反应平面的椭圆流测量方法，表示为 $v_2\{EP\}$ [112]；第二种是对于带电粒子椭圆流的四粒子积累的测量方法，表示为 $v_2\{4\}$ [113]；第三种方法是“Lee-Yang Zero”的方法，表示为 $v_2\{LYZ\}$ [62]。在反应平面方法中，“non-flow”(如喷注等)的效应会被混杂在椭圆流的结果中，特别是在高横动量区域影响更加明显，因此，我们用测量椭圆流的其他方法来扣除“non-flow”的效应。四粒子累积的方法和“LYZ”方法得到的椭圆流可以比较好地扣除“non-flow”的效应 [115]，但是结果会存在椭圆流的涨落。在对应用不同方法测量的带电粒子的椭圆流 $v_2\{4\}$ 与 $v_2\{LYZ\}$ 结果的比较中，可以发现二者的结果是一致的。所以对于带电粒子我们应用 $v_2\{4\}$ ，而对于奇异粒子 K_S^0 和 Λ 我们应用 $v_2\{LYZ\}$ 。这两种对椭圆流的测量方法适用于中间碰撞多重数的事件，对于中心碰撞和周边碰撞是不适用的。对于中心碰撞0-5%和周边碰撞60-80%我们采用 $v_2\{4\} = v_2\{LYZ\} = 0.8v_2\{EP\}$ 的值。

表 4-1, 4-2, 4-3中列出了在所选取的横动量范围 $3.0 < p_T^{Trig} < 6.0 \text{ GeV}/c$, $1.0 < p_T^{Ass} < 4.0 \text{ GeV}/c$ 内，对于Trigger粒子(带电强子)和关联粒子(K_S^0 和 $\Lambda(\bar{\Lambda})$)的平均椭圆流数值。我们计算椭圆流平均值时，需要考虑在不同横动量区间粒子产额的影响，所以我们

表 4-1 在能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV的Au+Au碰撞中, 在横动量范围 $3.0 < p_T < 6.0$ GeV内, 带电强子(Charged Hadron)椭圆流 v_2 的平均值。

Centrality	Charged Hadron v_2		
	$v_2\{EP\}$	$v_2\{4\}$	$v_2\{Ave\}$
0-10%	0.101 ± 0.00092	0.081 ± 0.00074	0.091 ± 0.00083
10-40%	0.197 ± 0.00058	0.151 ± 0.0018	0.174 ± 0.00092
40-80%	0.295 ± 0.00175	0.236 ± 0.0014	0.265 ± 0.00157

表 4-2 在能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV的Au+Au碰撞中, 在横动量范围 $1.0 < p_T < 4.0$ GeV内, K_S^0 椭圆流 v_2 的平均值。

Centrality	K_S^0		
	$v_2\{EP\}$	$v_2\{LYZ\}$	$v_2\{Ave\}$
0-10%	0.055 ± 0.00058	0.044 ± 0.00046	0.049 ± 0.00052
10-40%	0.117 ± 0.00031	0.104 ± 0.00092	0.111 ± 0.00048
40-80%	0.153 ± 0.00068	0.122 ± 0.00055	0.138 ± 0.00061

将误差作为计算平均值的权重 [98]。公式如下：

$$\bar{x} = \frac{\sum \omega_i x_i}{\sum \omega_i} \delta \bar{x} = \sqrt{\sum \omega_i \omega_i} = \frac{1}{(\delta x_i)^2} \quad (4-2)$$

其中, x_i 和 δx_i 为需要被求平均值的第i个值及其误差。 $\bar{x}$ 为平均值, $\delta \bar{x}$ 为平均值的误差。

在双粒子方位角关联的分析中, 我们使用 $v_2\{EP\}$ 和 $v_2\{4\}$, $v_2\{LYZ\}$ 的平均值作为构造椭圆流背景的实验测量值。应用 $v_2\{EP\}$ 我们可以得到经过背景修正后粒子关联方位角 $\Delta\phi$ 分布的下限; 应用 $v_2\{4\}$ 和 $v_2\{LYZ\}$ 可以得到的粒子关联方位角 $\Delta\phi$ 分布的上限, 这就给我们提供了由于椭圆流带来的系统误差。系统误差的另外一部分来自于应用ZYAM时归一的位置。在图 4-5中, 蓝线和绿线表示了由于这个因素而带来的系统误差。

表 4-3 在能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV的Au+Au碰撞中, 在横动量范围 $1.0 < p_T < 4.0$ GeV内, $\Lambda + \bar{\Lambda}$ 椭圆流 v_2 的平均值。

Centrality	$\Lambda(\bar{\Lambda})$		
	$v_2\{EP\}$	$v_2\{LYZ\}$	$v_2\{Ave\}$
0-10%	0.057 ± 0.00061	0.046 ± 0.00049	0.052 ± 0.00055
10-40%	0.117 ± 0.00031	0.106 ± 0.00110	0.116 ± 0.00056
40-80%	0.180 ± 0.00081	0.144 ± 0.00065	0.162 ± 0.00073

4.3 双粒子(Di-Hadron)方位角关联的角关联函数

经过探测器效率的修正和椭圆流背景的处理, 我们得到双粒子方位角关联 $dN/d\Delta\phi$ 的分布。图 4-6, 图 4-7和图 4-8 是带电强子和 K_S^0 , $\Lambda + \bar{\Lambda}$ 的方位角关联函数 $dN/d\Delta\phi$ 在不同碰撞中心度的分布, 所有结果是在能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV的Au+Au碰撞实验数据中测量的。图中在零附近的黄色带子是测量的系统误差, 系统误差的估算我们在前文已经叙述。由图 4-6到图 4-8, 分别是对应最中心碰撞到最周边碰撞的事件中的测量结果, 可以清晰地看到带电强子和 K_S^0 , $\Lambda + \bar{\Lambda}$ 的方位角关联, 在Near-Side($|\Delta\phi| < 1.1$)方向都有明显的关联峰, 可以被认为是由高横动量的喷注和部分子碎裂产生的。但是在Away-Side一边, 方位角关联函数具有碰撞中心度相关性。由最中心碰撞到最周边碰撞, Away-Side经过了从一个双驼峰, 到有一定展宽的单峰, 最后到一个明显的单峰的变化。在中心碰撞中, Away-Side方向在 $\Delta\phi = \pi$ 附近达到最小值, 但是在周边和p+p碰撞中, 这一范围出现了角关联分布中的峰值。这个现象也同STAR实验组 [116]和PHENIX实验组 [117]中测量的非鉴别粒子的双强子关联函数结果一致。对于Away-Side中这有趣的双峰结构已经有很多关于这个结构的理论研究, 给出了一定的理论解释和预言, 但是我们还不能很确定地知道其来源和其中具体的物理意义, 一个确定的结论还在我们的探索研究之中。同时由于统计量和系统误差的原因, 在目前的可鉴别粒子的双粒子方位角关联的研究中, 我们很难确定对于重子 Λ 和介子 K_S^0 是否具有相同的关联函数分布。

图 4-9, 图 4-10和图 4-11 是带电强子分别和 Λ , $\bar{\Lambda}$ 的方位角关联函数($dN/d\Delta\phi$)在不同碰撞中心度的分布, 所有结果是在能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV的Au+Au碰撞的实验数据中测量的。图中在零附近的黄色带子也是测量的系统误差。由图 4-9到图 4-11, 也是由最中心碰撞到最周边碰撞的事件。对于 Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 的双粒子方位角关联函数具有与 K_S^0 相似的现象和形状, 都有明确的方位角关联, 同时Away-Side也具有碰撞中心度相关性, 由最中心到最周边也经历了由双驼峰到展宽的峰、最后是单峰的变化过程。在现有的误差范围内, 对

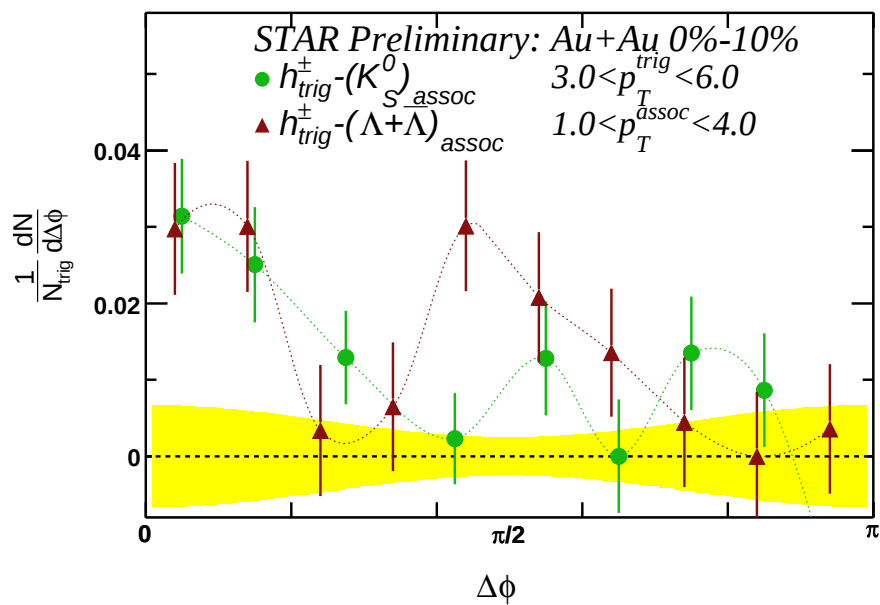


图 4-6 能量 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV的Au+Au碰撞中，碰撞中心度为0-10%的事件中， K_S^0 和 $\Lambda + \bar{\Lambda}$ 的方位角关联函数。零附近黄色的带子为系统误差。

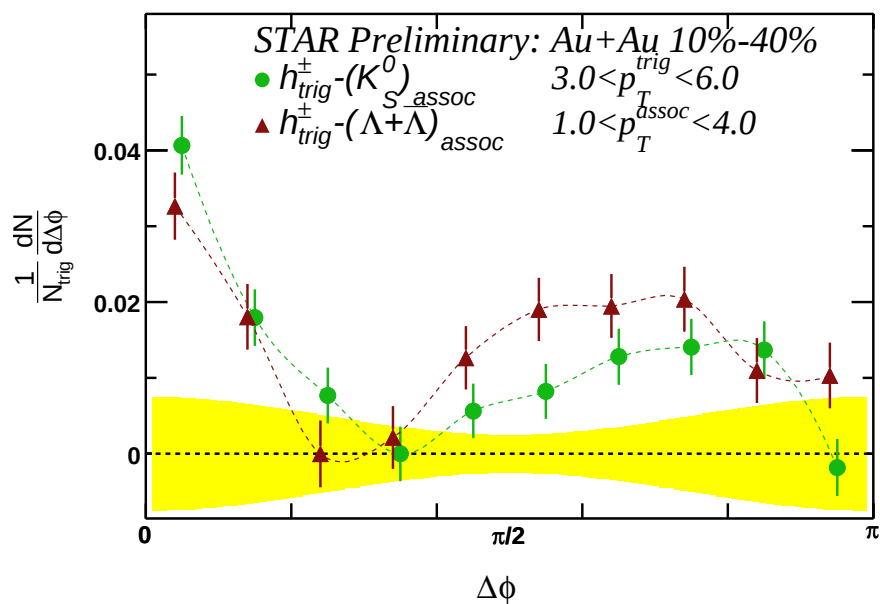


图 4-7 能量 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV的Au+Au碰撞中，碰撞中心度为10-40%的事件中， K_S^0 和 $\Lambda + \bar{\Lambda}$ 的方位角关联函数。零附近黄色的带子为系统误差。

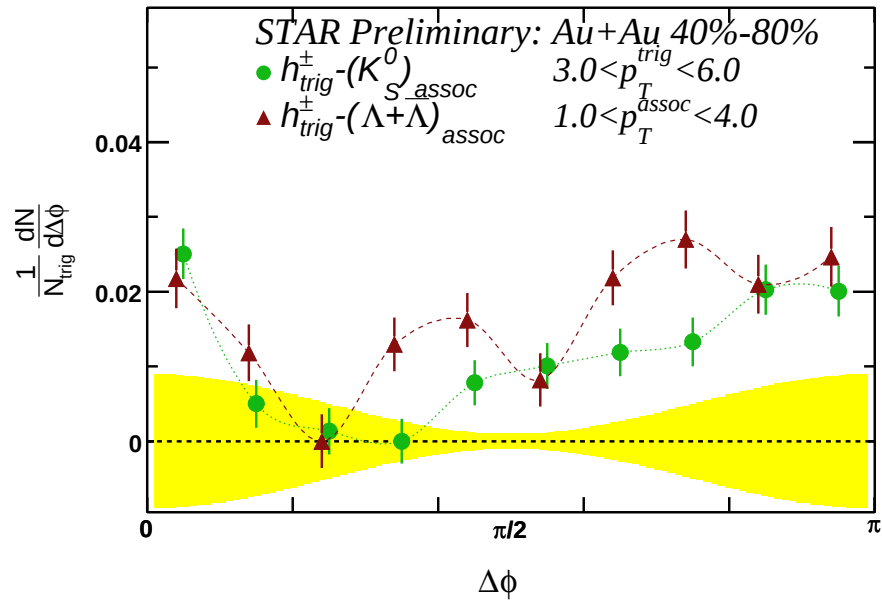


图 4-8 能量 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV的Au+Au碰撞中, 碰撞中心度为40-80%的事件中, K_S^0 和 $\Lambda + \bar{\Lambda}$ 的方位角关联函数。零附近黄色的带子为系统误差。

于 Λ 和 $\bar{\Lambda}$, 方位角关联函数是一致的, 但是由于误差比较大, 要得到重子和反重子的关联函数是否相同的结论, 我们需要更大统计量的数据来进行研究, 比如在2007年STAR的数据中测量。

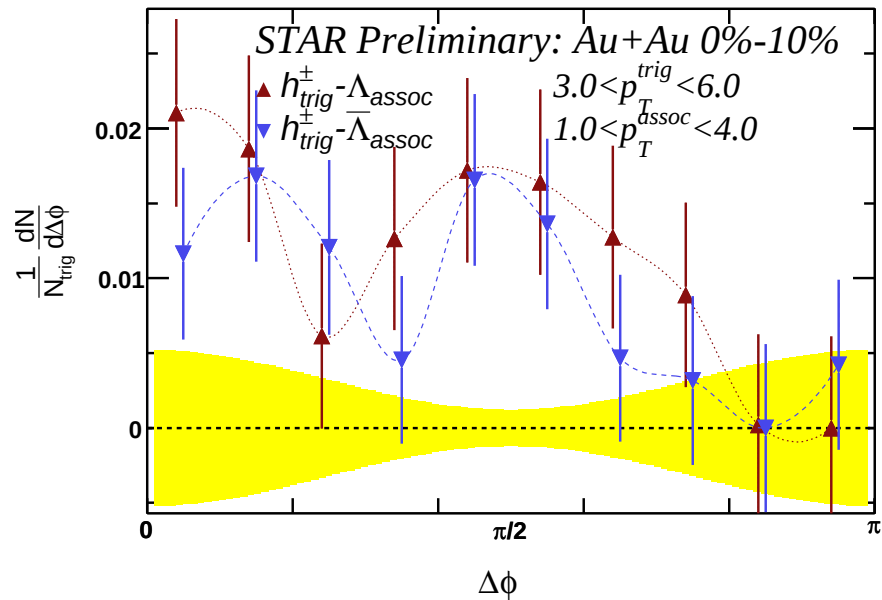


图 4-9 能量 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV的Au+Au碰撞中, 碰撞中心度为0-10%的事件中, Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 的方位角关联函数。零附近黄色的带子为系统误差。

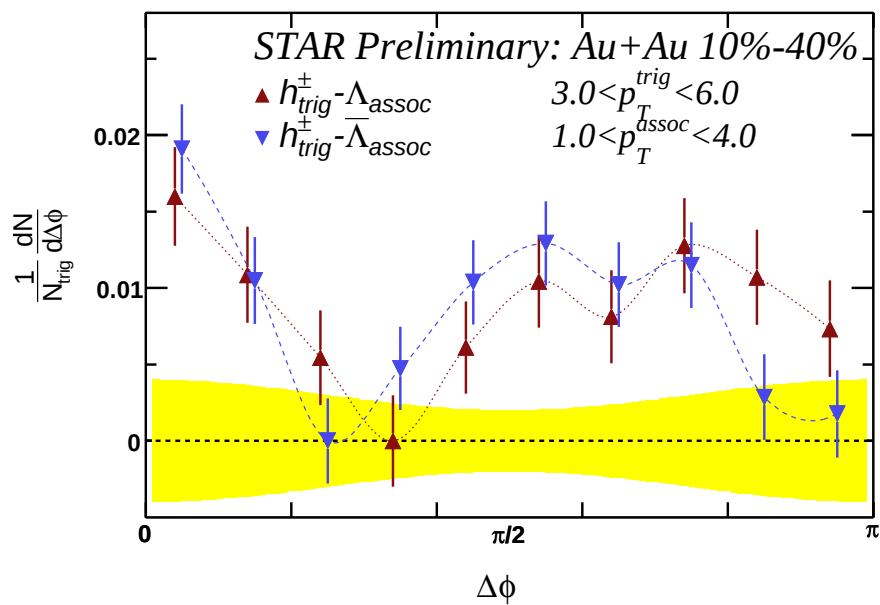


图 4-10 能量 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV的Au+Au碰撞中，碰撞中心度为10-40%的事件中， Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 的方位角关联函数。零附近黄色的带子为系统误差。

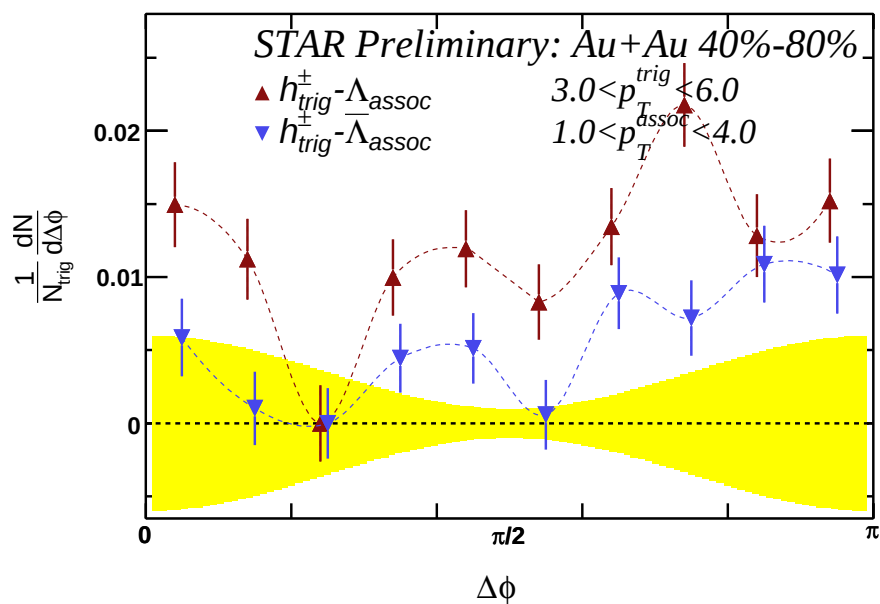


图 4-11 能量 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV的Au+Au碰撞中，碰撞中心度为40-80%的事件中， Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 的方位角关联函数。零附近黄色的带子为系统误差。

4.4 方位角关联条件下粒子产额比率

在图 4-12 中, 我们给出了 $\Lambda + \bar{\Lambda}$ 与 K_S^0 的产额比率, 以及和其他重子与介子比率的比较结果, 这些结果是在不同碰撞系统和碰撞中心度情况下, 对中心快度区域粒子的测量。左图是在 $e^+ + e^-$ [118], $p + p$ [119] 和 $Au + Au$ [120, 121] 碰撞系统中对 $\bar{p}/\pi^-$ 比率的测量。右图是 Λ/K_S^0 的比率在 $p + p$ 碰撞和中心与周边的 $Au + Au$ 碰撞中的测量 [122]。图中在双粒子角关联情况下得到的 $\bar{p}/\pi^-$ 比率来自于 PHTNIX 实验组的测量, 其选取的触发粒子的横动量范围是 $p_T > 2.5 \text{ GeV}$, 同时右图中在双粒子角关联情况下得到的 Λ/K_S^0 的比率是我们测量的结果。通过比较, 可以看到重子与介子比率在 Away-Side 一边比在 Near-Side 一边大, 在 STAR 和 PHENIX 实验组的测量结果中这个现象是一致的。另外, 在 Near-Side 一边的重子与介子的比率很接近在 $p + p$ 碰撞中的重子与介子的比率; 而在 Away-Side 一边这个比率更接近在 $Au + Au$ 碰撞中的重子与介子的比率。这个结果表明在 Near-Side 方向, 喷注多处于物质表面, 与相对较少的处于表面的物质发生相互作用后直接飞出, 而在 Away-Side 方向的喷注进入具有较高部分子密度的物质, 并且与物质相互作用, 于是测量到的关联条件下的重子与介子比率与由谱学直接得到的比率是一致的。这种较大的部分子密度可以引起重子产额的增长, 多部分子的相互作用例如胶子结合 [123] 或夸克联合 [124] 也被认为是产生 $Au + Au$ 碰撞中间横动量范围内的重子产额增长的原因, 同样喷注的作用也会对重子的产额产生影响。

图 4-13 是在能量 $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ 的 $Au + Au$ 碰撞中, 在双粒子方位角关联情况下的 $\Lambda + \bar{\Lambda}$ 和 K_S^0 的比率与碰撞中心度的关系。可以看到在 Near-Side 方向, $\Lambda + \bar{\Lambda}$ 和 K_S^0 的比率随着碰撞中心度变化不大, 基本是与碰撞中心度无关的, 这同样说明在 Near-Side 方向喷注多发生在物质表面, 其更类似于 $p + p$ 碰撞。但是在 Away-Side 方向, 比率看起来随着碰撞中心度由周边到中心碰撞而增加。这种增加可能是由于随着碰撞中心度的变化, 部分子密度也相应地增加, 大密度的部分子物质存在导致重子产额增加。但是由于统计误差

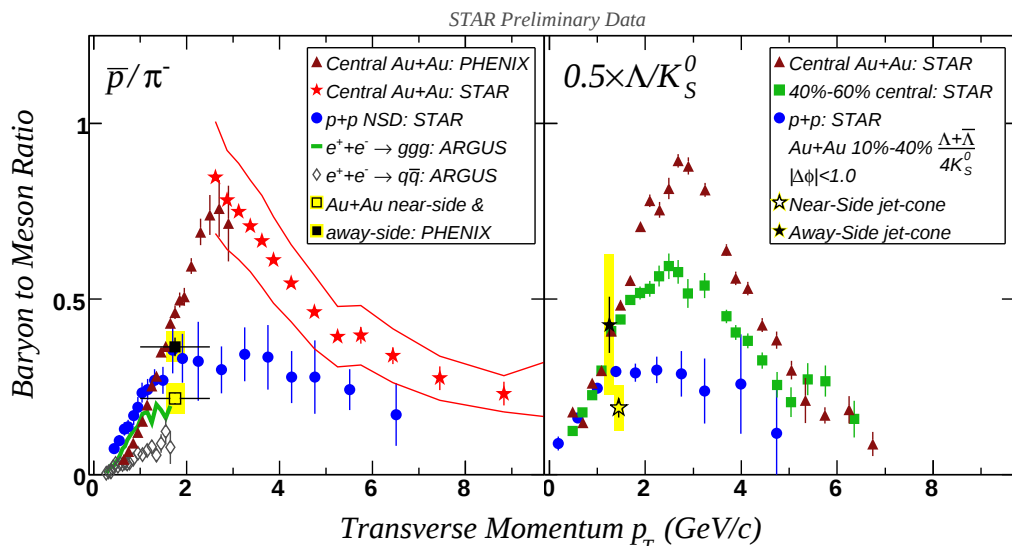


图 4-12 能量 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV的Au+Au碰撞中，重子和介子的比率。左图：最中心碰撞事件的中心快度区域 $\bar{p}$ 与 π^- 的比率。图中比较了能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV的Au+Au和p+p碰撞中的测量。同时也将PHENIX实验组测量的双粒子方位角关联情况($p_T^{Trig} > 2.5$) 下的 $\bar{p}$ 与 π^- 的比率进行了比较。右图：中心快度区域最中心碰撞事件和最周边碰撞事件的 Λ 与 K_S^0 的比率。图中比较了能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV的Au+Au和p+p碰撞中的测量。同时给出了在10-40%碰撞中心度的双粒子方位角关联情况($p_T^{Trig} > 3.0$) 下的 Λ 与 K_S^0 的比率。对于 Λ 与 K_S^0 的比率我们增加了一个0.5的系数，用来整体降低其数值来与 $\bar{p}$ 与 π^- 的比率进行了比较。图中黄色带子是系统误差。

的原因，现阶段并不能得到更确切的结论。

测量重子与介子比率(Λ/K_S^0)的同时，我们也测量了反重子与重子 $\bar{\Lambda}/\Lambda$ 的比率。能量 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV的Au+Au碰撞中，在碰撞中心度为10-40%的事件中双粒子方位角关联情况下的 Λ 与 $\bar{\Lambda}$ 的比率，在Near-Side方向为 $0.92 \pm 0.20(stat) \pm 0.20(sys)$ ，在Away-Side方向为 $0.89 \pm 0.17(stat) \pm 0.37(sys)$ 。在双粒子关联情况下， Λ 与 $\bar{\Lambda}$ 的比率在误差范围内接近1.0，这与我们在产额谱学方面测量的结果有些不同，一部分可能是因为在双粒子关联情况下的角度和横动量限制条件带来的影响。

我们认为粒子比率与 $\Delta\phi$ 的分布关系将带给我们更多的信息例如： Away-Side方向一定条件下的粒子产额的比率可以帮助我们更好的理解方位角关联的产生来源，特别是在 $\Delta\phi = \pi$ 角度两边的大小角度方向上的关联。有理论研究表明，在广角上的关联函数的增加可能是由于胶子辐射产生的 [125, 126]，同样Away-Side方向上喷柱在流体物质中的偏转也可以引起这样的增加 [127]，或者由于物质中快速移动的部分子产生的冲击波也能够

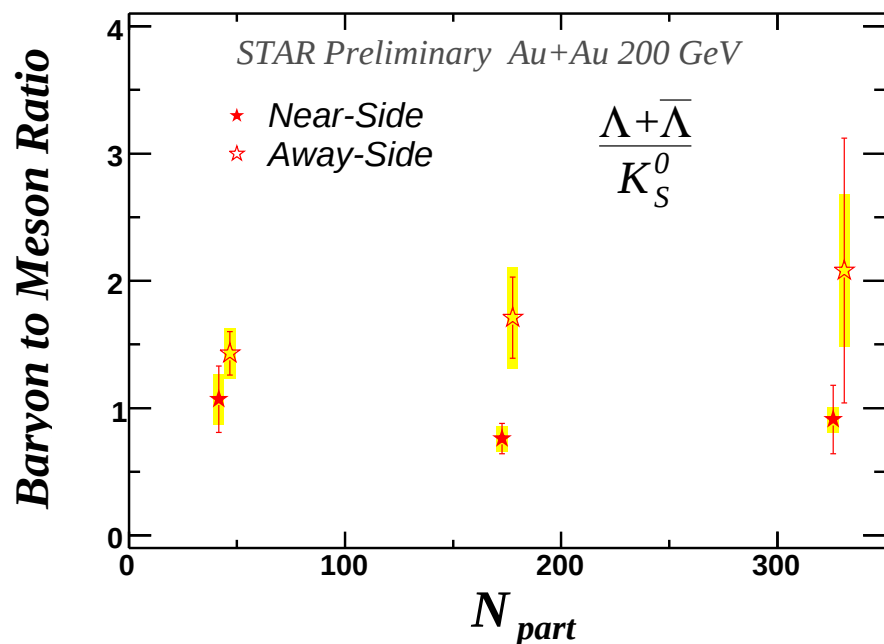


图 4-13 能量 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV的Au+Au碰撞中，在双粒子方位角关联情况下的 K_S^0 和 $\Lambda + \bar{\Lambda}$ 的比率与碰撞中心度的关系。图中黄色的带子是系统误差。

使关联函数增加 [128, 129]。我们认为在以上三种机制中，粒子比率与 $\Delta\phi$ 的关系应该是不同的。胶子辐射在大角度方向上可以导致较大的反重子与重子的比率，有研究表明在有胶子参加的反应中，反重子的产额将会增加 [58]。由于关联粒子的冲击波因素，会在特定的区域产生比较高的部分子密度，这将使由于熔合机制产生的重子增加，使重子与介子的比率增加。也有讨论认为冲击波在介质中应当以声速移动，但是由于这个冲击波推动而产生的粒子不会是很快移动的粒子，在我们所研究的横动量范围内，这些慢速的粒子应该是质量较大的粒子，由于这个原因，在方位角关联函数中的大角度范围会有较多的质量较大的粒子，从而具有较大的重子与介子比率。同时在我们所选取的关联粒子的横动量区间，部分子融合机制在强子的形成中起主要作用，于是 $K_S^0(ds)$ 和 $\Lambda(uds)$ 可认为是由夸克直接融合而构成的，则对 Λ/K_S^0 的比率的研究有可能指示出夸克的方位角关联函数。

图 4-14和图 4-15是在Away-Side方向上粒子双比率(方位角关联条件下的粒子产额的比率)与 $\Delta\phi$ 的关系，这个比率被同时测量的在Near-Side方向上整体的粒子比率所归一。

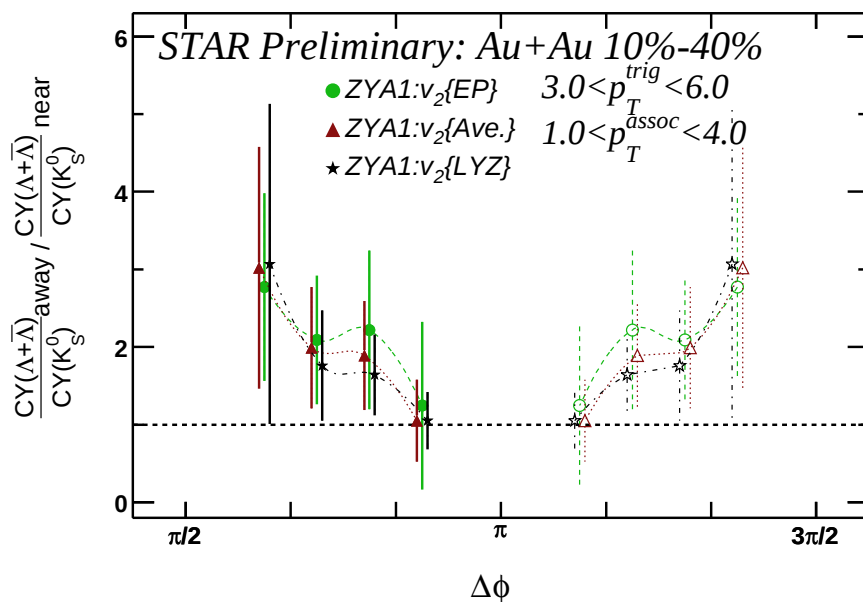


图 4-14 能量 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV的Au+Au碰撞中，碰撞中心度为10-40%的事件，在双粒子方位角关联情况下， $\Lambda + \bar{\Lambda}$ 和 K_S^0 的比率在Away-Side和Near-Side之比与 $\Delta\phi$ 的关系。

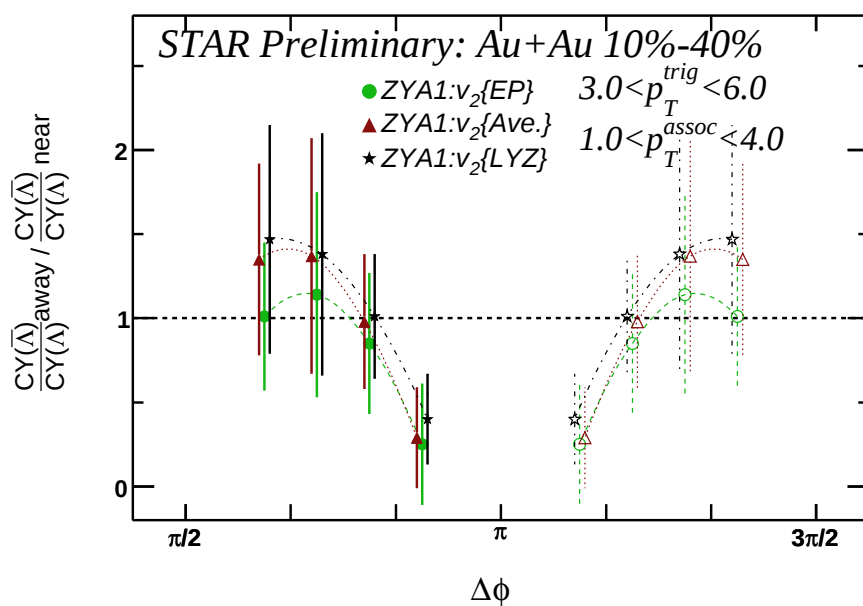


图 4-15 能量 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV的Au+Au碰撞中，在碰撞中心度为10-40%的事件中双粒子方位角关联情况下， Λ 与 $\bar{\Lambda}$ 的比率在Away-Side和Near-Side之比与 $\Delta\phi$ 的关系。

这样可以扣除在Away-Side方向与Near-Side方向部分共同的系统误差。图中给出了应用三种不同的椭圆流作为背景，得到的结果是一致的，所以这种粒子双比率与所采用的椭圆流背景是没有关系的，因而对这种粒子的双比率的测量可以减少Away-Side方向与Near-Side方向上系统误差中相同的部分。图 4-14 是重子与介子的双比率与 $\Delta\phi$ 的关系。图 4-15 是反重子与重子的双比率与 $\Delta\phi$ 的关系。在这两种情况下，我们将 $\Delta\phi < \pi$ 范围的点(实心点)映射到 $\Delta\phi > \pi$ 范围(空心点)。可以发现 $\bar{\Lambda} + \Lambda/K_S^0$ 的比率也许在 $\Delta\phi = \pi/2$ 附近比在 $\Delta\phi = \pi$ 附近的值大，对于 $\bar{\Lambda}$ 与 Λ 的比率也有类似的现象，这可能说明在Away-Side方向远离 $\Delta\phi = \pi$ 的位置，部分子密度比较大，从而产生重子的数量相应的大一些，这种较大的部分子密度很可能是由喷注的冲击波产生的，也可能与冲击波在物质中的传播图像有关。但是由于误差较大，这个比率有可能是与 $\Delta\phi$ 无关的，所以我们目前还不能得到很确定的结论。但是目前的测量，可以指出一个比较有趣的研究方向，其研究方法和目的是具有创新意义。

4.5 小结讨论

在能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV 的 Au+Au 碰撞中，我们测量了双强子方位角关联的分布函数。以横动量在 $3.0 < p_T < 6.0$ GeV/c 区间的带电强子作为触发粒子，以重构的 K_S^0 , Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 作为关联粒子，其横动量范围是 $1.0 < p_T < 4.0$ GeV/c。我们提取了在方位角关联条件下的可鉴别关联粒子 (K_S^0 和 Λ) 在 Near-Side 和 Away-Side 方向上的粒子产额，而且测量了在两个方向上的粒子比率，包括重子与介子的比率和反重子与重子的比率，也研究了粒子比率与 $\Delta\phi$ 的关系。在测量中由于来自于椭圆流 v_2 和背景扣除带来的系统误差很大，这对我们得到确定的结论带来了很大的困难，通过增加数据的统计量并且深入理解椭圆流将有助于我们减小误差并得到确切结论。在 STAR 和 PHENIX 测量的方位角关联条件下的重子与介子的比率都显示出在 Away-Side 方向的比率比 Near-Side 方向的比率大，在 Near-Side 方向上的重子与介子的比率很接近在 p+p 碰撞中 STAR 测量的重子与介子的比

率，而在Away-Side方向上的重子与介子的比率却很接近在Au+Au碰撞中测量的包含所有粒子的重子与介子的比率。对于Away-Side方向上重子与介子的比率与 $\Delta\phi$ 的关系研究，发现在 $\Delta\phi = \pi$ 附近粒子比率相比在远离 $\Delta\phi = \pi$ 附近的值要小一些，也就是在我们观察到的Mach-Cone的位置附近，重子与介子的比率比较大。对于 $\bar{\Lambda}/\Lambda$ 的比率测量，我们发现在不同的方向上这个比率的值大约接近1.0，这个比率与 $\Delta\phi$ 的关系也被研究，发现基本与重子与介子的比率的变化趋势是相同的，其中心值在1.0附近。

由在Near-Side方向上的重子与介子的比率很接近在p+p碰撞中STAR测量的重子与介子的比率；而在Away-Side方向上的重子与介子的比率却很接近在Au+Au碰撞中测量的包含所有粒子的重子与介子的比率。可以说明在Near-Side方向，喷注多处于物质表面，与相对较少的处于表面的物质相互作用后直接飞出物质，也只有处于致密物质表面的喷注才能够飞出物质而被测量到。而在Away-Side方向的喷柱必须经过一个具有较高部分子密度的物质，并且与物质发生比较充分的相互作用。这种较大的部分子密度可以引起重子产额的增长，可以认为我们的测量的结果为致密物质中喷柱淬火的机制提供了一个证据。

在中间横动量区域的双粒子方位角关联中，我们观察到的Away-Side方向上的双峰结构(Mach-Cone)的形成原因并不是很明确，虽然目前很多理论研究都能够重现这个结构，但是并不能给出一个很确定的结论，因此我们试图通过对可鉴别粒子的双粒子关联来研究这种结构的产生原因。有观点认为由于喷柱通过致密物质时，就会产生冲击波，冲击波在介质中应当以声速移动，但是由于这个冲击波而产生的粒子不会是速度很快的粒子，在我们所研究的横动量范围内，这些慢速的粒子应该是质量较大的粒子。由于这个原因，在方位角关联函数中的大角度范围会有较多的质量较大的粒子，于是会具有较大的重子与介子比率，另外，这种冲击波机制也可能在远于 $\Delta\phi = \pi$ 的位置产生比较高的部分子密度，将使由于熔合机制产生的重子数量增加，也会使重子与介子的比率将增加。从我们现在关于重子与介子的比率与 $\Delta\phi$ 关系的测量来看，也许结果与以上观点是一致

的，但是由于测量结果的误差原因，我们无法给出一个确定的结论。但是我们的测量方法为在这个方向上的研究和测量提供了比较好的方向和想法。

再者，在我们研究的中间横动量 p_T 区域，由质子反质子的核修正因子 R_{CP} (在第一章的图1-8)，我们可以看到与介子相比重子具有比较少的压低。同时我们也看到在高横动量区域，重子和介子的区别消失了，重子和介子给出了相同的压低。有理论计算说明，这是由于夸克和胶子的能量损失是不同的。而且这个不同应该反应在重子和介子的核修正因子的测量上，这是因为夸克和胶子碎裂的贡献是不同的。双粒子方位角关联是我们研究媒质的一个重要的探针，也是我们研究部分子在致密物质中能量损失的重要手段。可鉴别粒子的方位角关联的测量和研究以及基于这个条件下的重子和介子的比率的测量，将会给我们提供一个较好的手段来研究能量损失的色相关性。

第五章 STAR实验能量为 $\sqrt{s_{NN}}=62.4$ GeV 的 Au +

Au 碰撞中 K_S^0 粒子的产生

本章介绍了STAR中 K_S^0 介子在能量为 $\sqrt{s_{NN}}=62.4$ GeV的Au+Au碰撞中的产生的分析结果。其中包括在不同碰撞中心度中的修正后的横向动量 p_T 谱, $m_T - m_0$ 谱。粒子产额 dN/dy 和温度 T 与碰撞中心度的关系, 核修正因子 R_{CP} 也将被讨论介绍。其中核修正因子 R_{CP} 由最中心碰撞(0-5%)的粒子产额与周边碰撞(60-80%)的粒子产额相比较而得到。

5.1 不变质量谱的拟合

K_S^0 质量为 496 ± 8 MeV/ c^2 通过 $\pi^+\pi^-$ 来重构。使用前面章节介绍的方法, 我们利用最优化的选择条件来对 K_S^0 介子进行重构。将重构的 K_S^0 介子按照碰撞中心度和横动量进行区分, 然后在各个中心度中将每个横动量步长内的不变质量谱进行拟合。在对能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV的Au+Au碰撞实验数据的分析中, 我们应用高斯函数和二次曲线来分别拟合 K_S^0 介子的信号峰和重构背景。图 5-1给出了在不同中心度对横动量在 $0 < p_T < 6.6$ GeV区间内的 K_S^0 介子的不变质量谱拟合。通过对拟合的二次曲线的积分得到重构粒子质量峰下背景计数, 然后由不变质量拟合范围内的总计数中扣除背景计数来得到 K_S^0 产额的信号未修正计数。在相同的选择条件, 对于相同的碰撞中心度, 在低横动量 p_T 范围重构粒子的背景比较大。在高横动量 p_T 下, 由于统计量的限制我们也不能得到

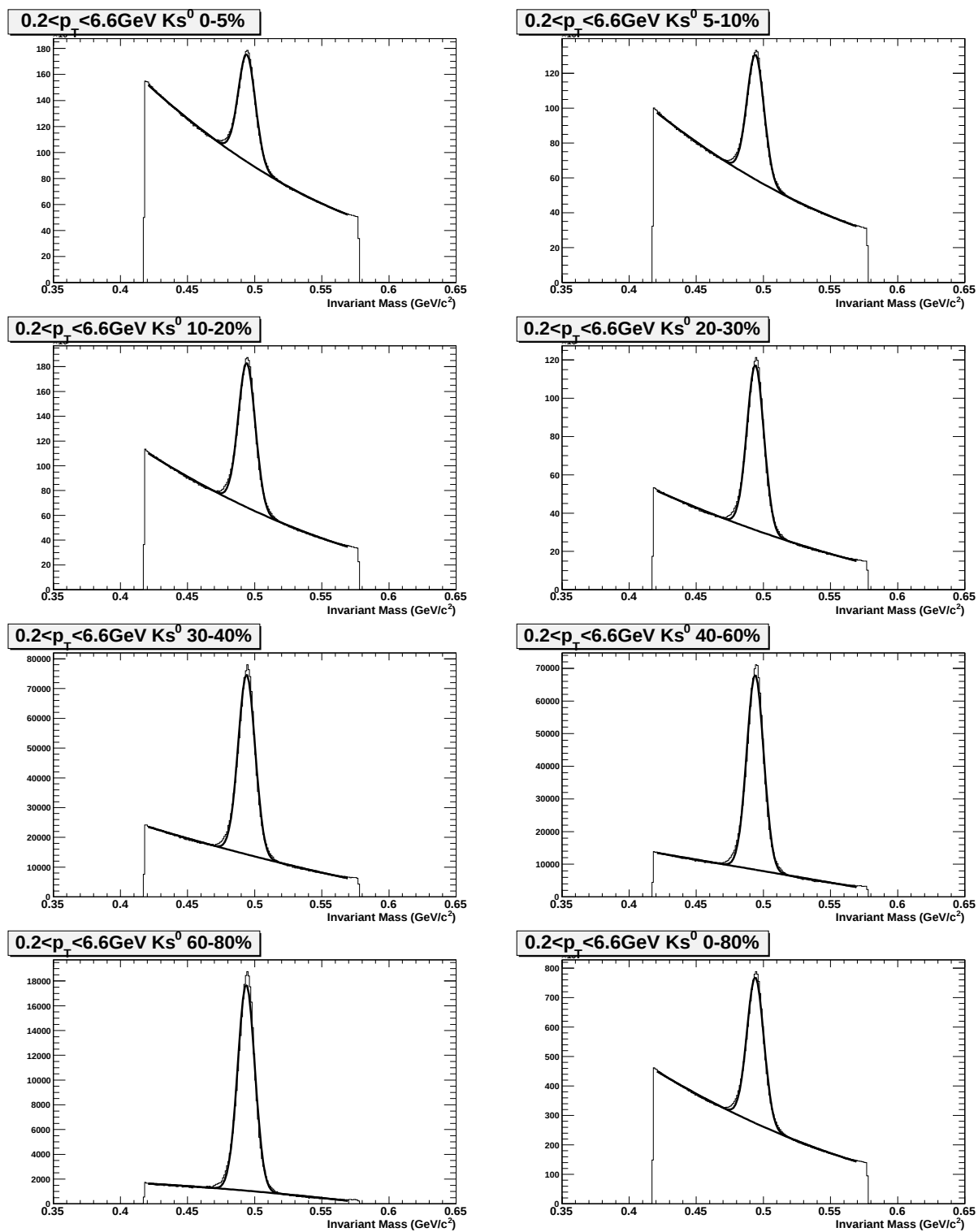


图 5-1 能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV的Au+Au碰撞，不同中心度中， K_S^0 的不变质量谱的拟合。

很好的重构粒子不变质量谱。在相同的横动量范围中，在中心碰撞事件中重构粒子的背景也是比较大，这是因为中心碰撞反应剧烈产生的粒子比较多，给粒子鉴别带来困难。在周边的碰撞中，背景比较低，但是周边碰撞产生的粒子相应地比较少。

5.2 K_S^0 介子产额谱学

经过在前文讨论的选择条件和拓扑几何的方法，我们可以重构每个碰撞中心度和横动量区间的 K_S^0 粒子，由数据直接得到未加修正的产额，然后除以由蒙特卡罗模拟得到的探测器的探测效率修正和几何接收度修正，就得到最后的 K_S^0 粒子的产额分布。首先我们可以得到在不同碰撞中心度中 K_S^0 粒子产额关于横动量 p_T 的分布曲线。可以通过简单的改变横动量分布中的 p_T 标度为 $m_T - m_0$ 标度，得到修正后的 $m_T - m_0$ 分布曲线 ($\frac{1}{2\pi m_T} \frac{d^2 N}{dm_t dy}$ vs. $m_T - m_0$)。其中 p_T 与 m_T 的关系如方程：

$$m_T = \sqrt{p_T^2 + m^2} \quad (5-1)$$

$$m_T dm_T = p_T dp_T \quad (5-2)$$

我们用指数(Exponential)函数、波尔兹曼(Boltzmann)函数和Levy函数分别来拟合 K_S^0 的 p_T 和 $m_T - m_0$ 分布。从每一个拟合函数，可以提取出其中的参数为粒子的运动学退耦温度 T ，中快度区域的产额 dN/dy 可以通过对横向质量 $(m_T - m_0)$ 分布积分得到。指数函数(Exponential)拟合横向质量分布的方程为：

$$\frac{1}{2\pi m_T} \frac{d^2 N}{dm_t dy} = \frac{1}{2\pi} A e^{m_T - m_0/T} \quad (5-3)$$

波尔兹曼函数(Boltzmann)拟合方程为：

$$\frac{1}{2\pi m_T} \frac{d^2 N}{dm_t dy} = \frac{1}{2\pi} A m_T e^{m_T - m_0/T} \quad (5-4)$$

在指数函数拟合中 dN/dy 是 $AT(m_0 + T)$ ，在波尔兹曼函数拟合中 dN/dy 是 $AT(m_0^2 + 2m_0T + 2T^2)$ 。

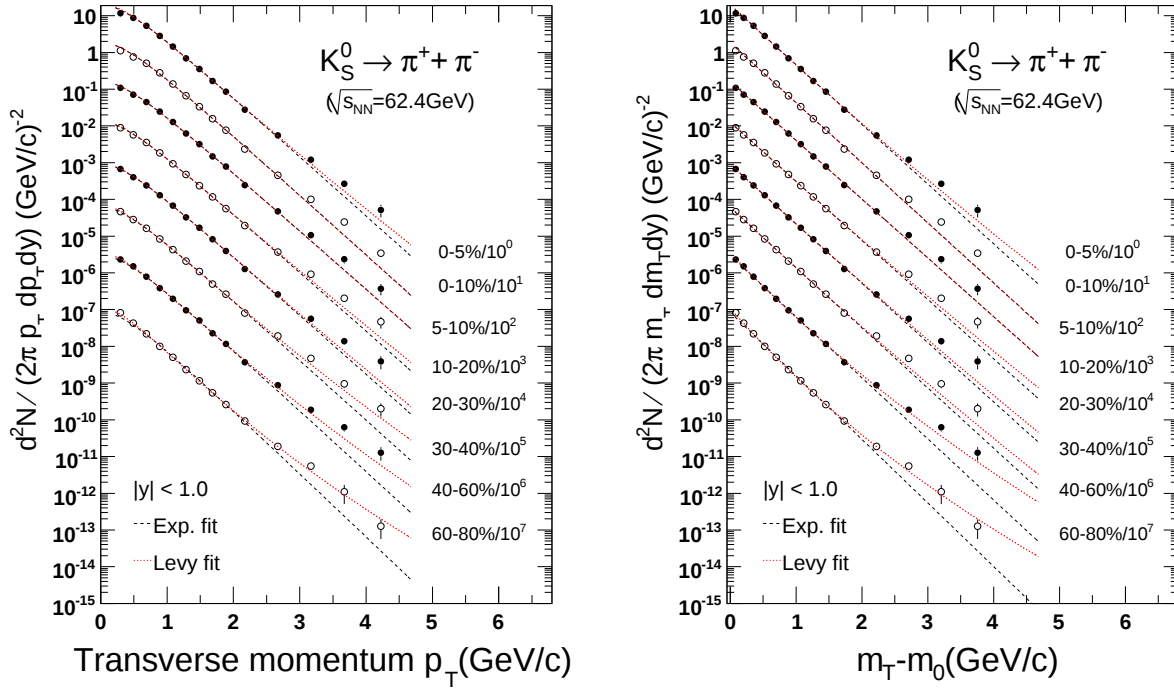


图 5-2 能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV的Au+Au碰撞中，中心快度区 K_S^0 粒子产额谱，并分别由指数函数和Levy函数拟合。左图：粒子产额的横动量 p_T 分布；右图：粒子产额的横向质量 $m_T - m_0$ 分布。

图 5-2和图 5-3中的左图，给出了能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV的Au+Au碰撞，中心快度区 $|y| < 1.0$ 的 K_S^0 介子在不同碰撞中心度的产额 p_T 分布，分别用指数函数、波尔兹曼函数和Levy函数做了拟合。图 5-2和图 5-3中的右图，给出了 K_S^0 介子 $m_T - m_0$ 分布的指数函数、波尔兹曼函数和Levy函数的拟合。对于 K_S^0 介子的横动量 p_T 测量范围为0.2-5.0 GeV/c；相应的 $m_T - m_0$ 测量范围为0.02-4.0 GeV/c。在 $p_T < 2.5$ 和 $(m_T - m_0) < 2.0$ 的范围内，指数函数和波尔兹曼函数都能比较好地拟合数据，但是在较高的横向质量或横动量下，这两个函数的拟合会系统地低估实验数据。为了更好地拟合高横向质量的数据分布，我们可以应用双指数函数 [42]和Levy函数来拟合 [130–132, 181]，图中也给出了相应的Levy函数的拟合曲线。Levy函数的函数形式如下：

$$\frac{1}{2\pi m_t} \frac{dN^2}{dm_t dy} = \frac{dN}{dy} \frac{(n-1)(n-2)}{2\pi n T (nT + m_0(n-2))} \left(1 + \frac{m_T - m_0}{nT}\right)^{-n} \quad (5-5)$$

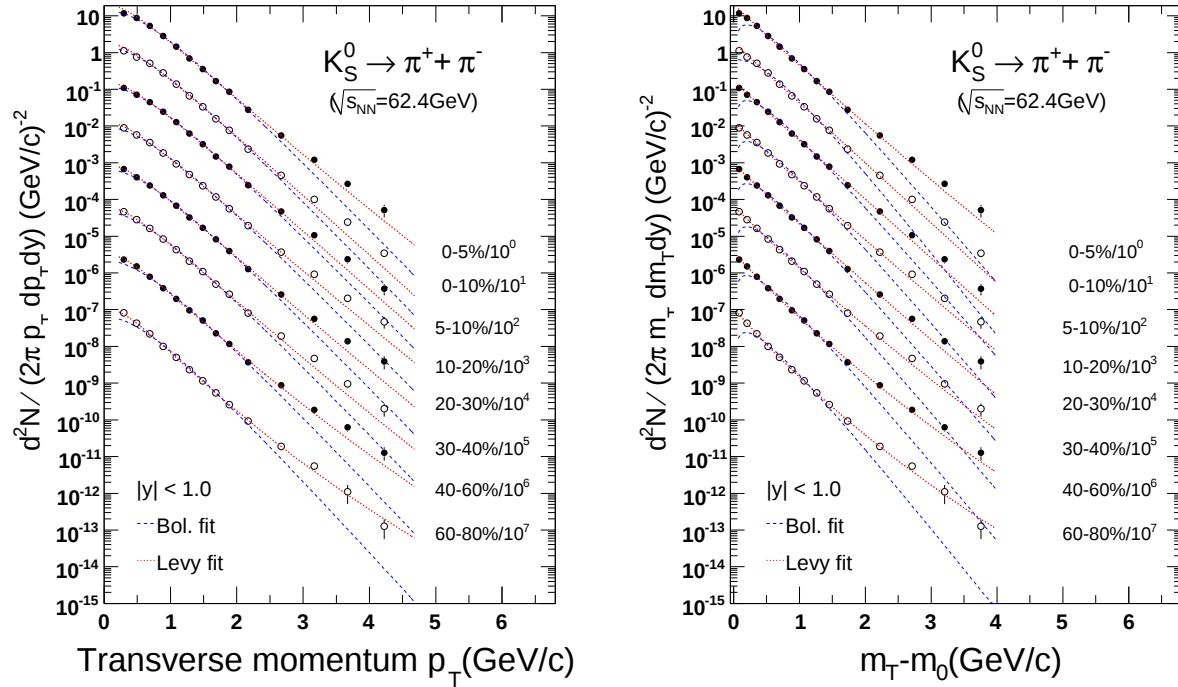


图 5-3 能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 62.4\text{GeV}$ 的Au+Au碰撞中，中心快度区 K_S^0 粒子产额谱，并由波尔兹曼函数和Levy函数拟合。左图：粒子产额的横动量 p_T 分布；右图：粒子产额的 $m_T - m_0$ 分布。

表 5-1 在能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 62.4\text{ GeV}$ 的Au+Au碰撞中，由指数函数和波尔兹曼函数拟合 K_S^0 产额谱得到的 dN/dy 和 T 。所列误差为统计误差。

Centrality	Exponential Fit		Boltamann Fit	
	dN/dy	T	dN/dy	T
0-5 %	25.22 ± 0.262	0.275 ± 0.00127	20.97 ± 0.234	0.228 ± 0.00101
5-10 %	21.39 ± 0.245	0.279 ± 0.00142	18.00 ± 0.221	0.230 ± 0.00114
10-20%	16.58 ± 0.148	0.277 ± 0.00114	13.93 ± 0.134	0.228 ± 0.00090
20-30%	11.67 ± 0.118	0.276 ± 0.00128	9.803 ± 0.107	0.228 ± 0.00103
30-40%	7.766 ± 0.095	0.272 ± 0.00157	6.543 ± 0.086	0.224 ± 0.00124
40-60%	3.720 ± 0.044	0.268 ± 0.00153	3.117 ± 0.040	0.221 ± 0.00122
60-80%	1.015 ± 0.023	0.256 ± 0.00273	0.855 ± 0.021	0.212 ± 0.00217
0-80 %	8.523 ± 0.036	0.275 ± 0.00054	7.159 ± 0.033	0.227 ± 0.00043

经过对于产额谱的拟合，我们可以得到需要的参数 dN/dy 和 T 。表 5-1列出了由指数函数和波尔兹曼函数拟合得到的 dN/dy 和 T 值，其中波尔兹曼拟合得到的参数相对偏小。图 5-4给出了 dN/dy 与平均参加核子数目 $\langle N_{part} \rangle$ 的关系分布，可以看到 dN/dy 与 $\langle N_{part} \rangle$ 基本上成线性关系， dN/dy 由中心碰撞到周边碰撞递减。图 5-5给出

了T与 $\langle N_{part} \rangle$ 的关系分布，随着 $\langle N_{part} \rangle$ 的增加T先增加随后达到饱和。

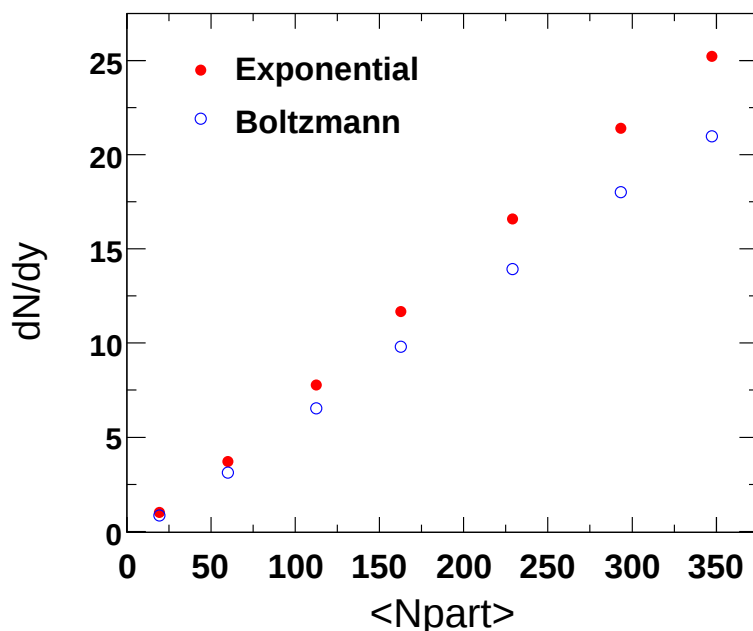


图 5-4 在能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV的Au+Au碰撞中的中心快速区， K_S^0 介子的dN/dy与碰撞的 $\langle N_{part} \rangle$ 的关系。

图 5-6比较了在不同能量下和不同碰撞系统中 Λ/K_S^0 的比率。在Au+Au碰撞，低横动量区域基本属于流体力学模型能够解释的范围，粒子的产额与质量是相关的，产生比较轻的介子要比产生重子容易。在中间横动量区域， π 粒子的产生由于喷注淬火而被压低，但是重子接合机制并不受到影响，于是导致了重子产额的增强。在高横动量区域，因为pQCD成为主要发生机制，使得该比率下降。在d+Au碰撞中，我们没有看到像Au+Au碰撞中间横动量区域的重子产额增加，这是由于在d+Au碰撞中，没有喷注淬火的机制来压低 π 的产额，所以与Au+Au周边碰撞中的比率接近。在不同的能量的Au+Au碰撞中，我们得到了基本相同的重子与介子的比率，也就是存在基本相同的重子产额增强。表明在能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV的Au+Au碰撞中也存在喷柱淬火的过程机制，即同样有致密物质产生。

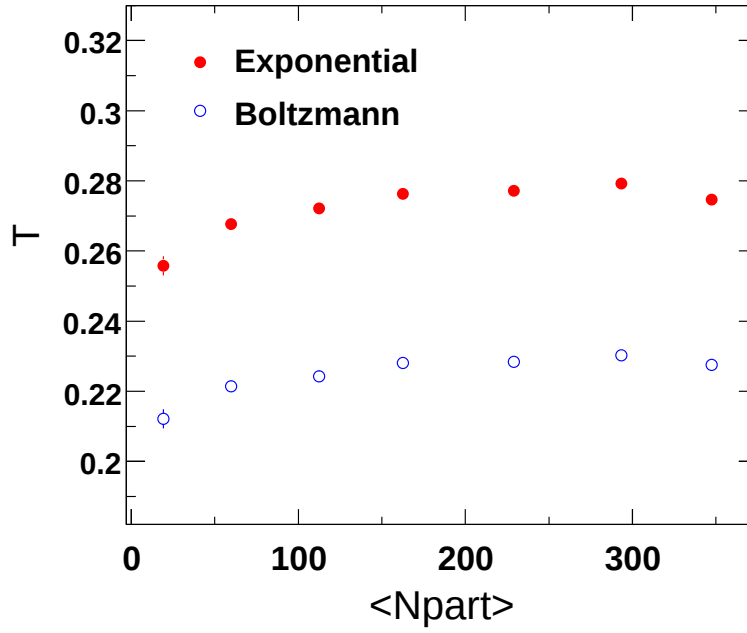


图 5-5 在能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV 的 Au+Au 碰撞中的中心快速区, K_S^0 介子的运动学退耦温度 T 与碰撞的 $\langle N_{part} \rangle$ 的关系。

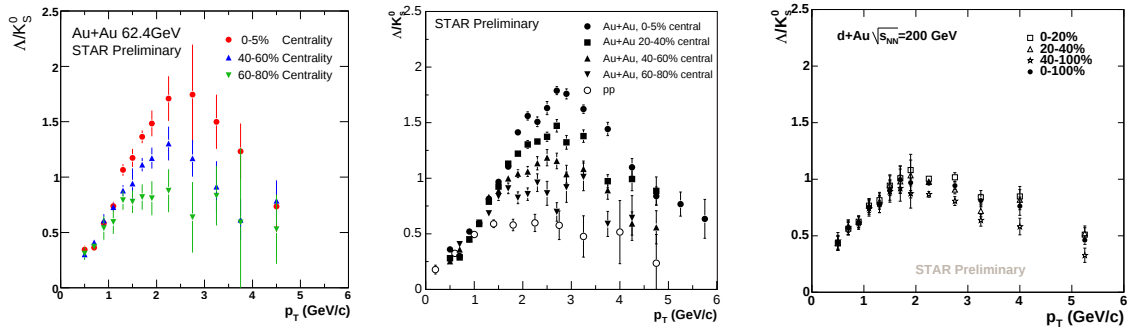


图 5-6 不同碰撞系统、不同能量下 Δ/K_S^0 比率的比较。由左到右分别是能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV 的 Au+Au 碰撞；能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV 的 Au+Au 碰撞，包括 p+p 碰撞；能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV 的 d+Au 碰撞。

5.3 核修正因子(R_{CP})

粒子的核修正因子是研究核效应、喷注淬灭与物质相互作用的重要探针之一。核修正因子的定义是中心碰撞中粒子的产额与周边碰撞中粒子的产额的比率。这个比率用 N_{Binary} 来归一。方程如下：

$$R_{CP}(p_T) = \frac{[(dN/dp_T)/N_{Binary}]^{Central}}{[(dN/dp_T)/N_{Binary}]^{Peripheral}} \quad (5-6)$$

这里 N_{Binary} 是在每次核核碰撞过程中，核子核子两体碰撞的次数，一般由Glauber模型来计算 [107, 108]。

与 R_{CP} 类似，另外一个核修正因子 R_{AA} 定义为在核核碰撞中粒子的产额与在质子质子碰撞中粒子产额的比率。定义方程为：

$$R_{AA}(p_T) = \frac{d^2 N/dp_T d\eta}{T_{AA} d^2 \sigma^{pp}/dp_T d\eta} \quad (5-7)$$

这里 η 是赝快度， $T_{AA} = \langle N_{Binary} \sigma_{inel}^{NN} \rangle$ 。 R_{AA} 将质子质子碰撞作为一个系统参考值来代替 R_{CP} 中的周边核-核碰撞。在质子-质子碰撞中，核的效应可以完全被忽略，所以作为一个较好的参考系统。 R_{CP} 的测量是在同一个系统中，而 R_{AA} 的测量来自于两个不同得反应系统，因此会对 R_{AA} 的测量带来了较大的系统误差。下面我们主要讨论 R_{CP} 的测量结果及其物理意义。

图 5-7给出了 K_S^0 的核修正因子 R_{CP} ，这里的结果是应用0-5%最中心碰撞除以周边碰撞(40-60%或60-80%)得到的。作为比较，我们也画出了相应得 $\Lambda + \bar{\Lambda}$ 的核修正因子 R_{CP} [134]。由图中，可以看到 K_S^0 的 R_{CP} 与 Λ 的 R_{CP} 是不同的。 K_S^0 的 R_{CP} 由 0.3左右开始增加，当 p_T 为 1.0GeV/c时基本变平在0.6左右；当 p_T 达到2.2GeV/c时， K_S^0 的 R_{CP} 开始被压低下降；介子 K_S^0 的 R_{CP} 始终在1.0的下方。而对于 Λ 的 R_{CP} ，同样是先上升，当 $p_T \sim 1.7$ GeV/c的时候，在(0-5%)/(40-60%)的比率中， R_{CP} 基本变平在1.0附近，但在(0-5%)/(60-80%)的比率中， R_{CP} 则上升到1.0以上，当 $p_T \sim 2.7$ GeV/c的时候， R_{CP} 开始下降。

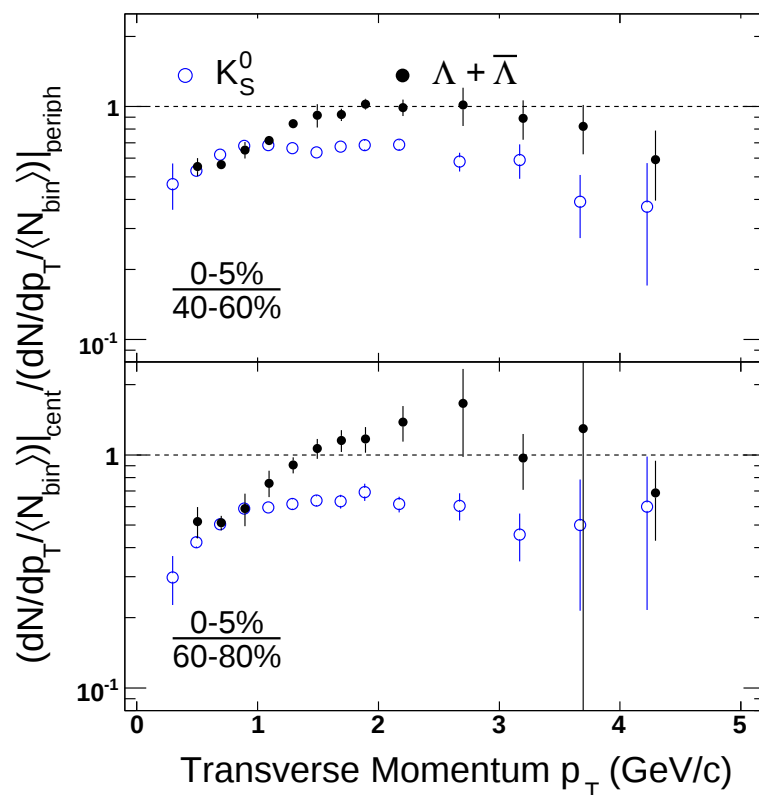


图 5-7 在能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV 的 Au+Au 碰撞中的中心快速区, K_S^0 和 $\Lambda + \bar{\Lambda}$ 的核修正因子 R_{CP} 。上部分是中心度为 0-5% 与 40-60% 的比, 下部分是与中心度 60-80% 的比。实心点表示 $\Lambda + \bar{\Lambda}$ 的 R_{CP} , 空心点是 K_S^0 的 R_{CP} 。我们可以清楚地看到 K_S^0 和 $\Lambda + \bar{\Lambda}$ 的 R_{CP} 存在粒子种类相关性, 分为重子和介子两个组。

在产额谱、核修正因子 R_{CP} 和椭圆流 v_2 的 p_T 分布中, 在基本相同的 p_T 位置, 三种不同物理量基本都开始发生压抑 [114]。核修正因子 R_{CP} 和椭圆流 v_2 也在基本相同的中间横动量区域表现出清晰的粒子种类相关性。在图 5-8 中我们可以看到 R_{CP} 的粒子种类相关性, 在中间横动量区域重子 $\Lambda + \bar{\Lambda}$ 的 R_{CP} 在上方, 介子 ϕ [132] 和 K_S^0 的 R_{CP} 基本是一致的, 而且低于重子。这种粒子种类的相关性与组分夸克组合模型得预言 [135–138] 相一致, 这些模型认为在中间横向动量区域强子的产额决定于强子组分夸克的数目 (也就是粒子的种类), 而不是强子的质量; 同样在椭圆流 v_2 的 p_T 分布中, 在中间横动量区域我们也观察到类似的图像 [169], 也可以应用夸克组合模型来解释。

能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV 的 Au+Au 碰撞中 K_S^0 的 R_{CP} 有些不同于我们在能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV 的 Au+Au 和 d+Au 碰撞中所观察到的结果。图 5-9 中比较了不同能量和不同碰撞

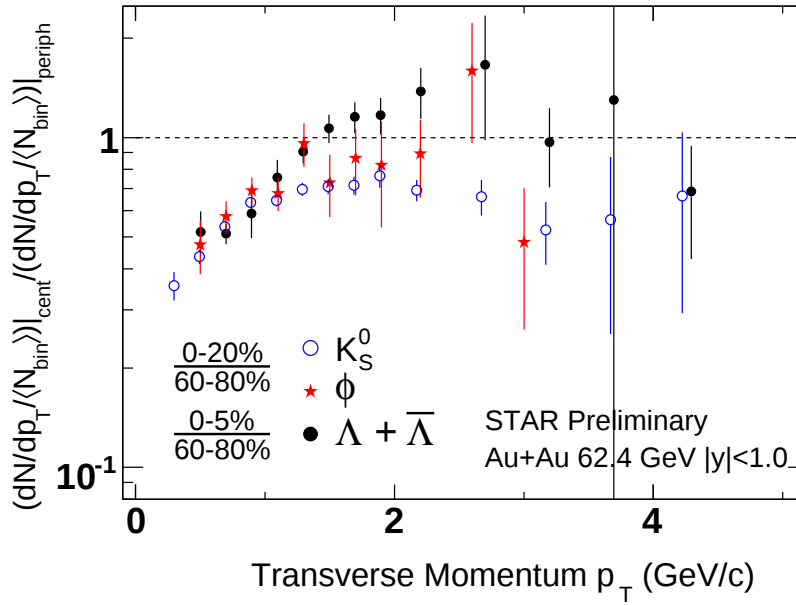


图 5-8 在能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV的Au+Au碰撞中的中心快度区, K_S^0 , ϕ 介子和 $\Lambda + \bar{\Lambda}$ 重子的核修正因子 R_{CP} 比较。 K_S^0 和 ϕ 介子的 R_{CP} 是中心度为0-20%与60-80%的比, $\Lambda + \bar{\Lambda}$ 重子的 R_{CP} 是与中心度0-5%与60-80%的比。

系统下的 K_S^0 介子的核修正因子 R_{CP} 。可以看到, 在Au+Au碰撞的系统中, K_S^0 介子的核修正因子 $R_{CP} < 1.0$, 但是在d+Au碰撞的系统中, $R_{CP} > 1.0$ 。在Au+Au碰撞中, 可以达到形成高温高密物质所需要的能量密度; 但是在d+Au碰撞中, 不能达到所需要的密度, 所以没有高温高密物质态存在。 R_{CP} 在Au+Au碰撞中高横动量区域的压低与喷注碎裂 [140, 141]和分子在色玻璃态中饱和 [142]的图像一致, 但是在d+Au碰撞中, 是没有喷注碎裂情况的, 因此, 喷柱碎裂可以更好地解释核修正因子的图像。在d+Au碰撞的 R_{CP} 中, 在横动量为 $1.5 < p_T < 3.0$ GeV范围内, 我们还可以观察到一定的Cronin效应 [143]。

5.4 小结讨论

我们测量了在能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV的Au+Au碰撞中, 奇异介子 K_S^0 的产生。应用V0几何拓扑的方法重构了 K_S^0 介子, 得到 K_S^0 介子的产额与横动量 p_T 与 $m_T - m_0$ 的分布曲线。应用指数函数、波尔兹曼函数和Levy函数来拟合分布曲线, 得到拟合参数 dN/dy 和

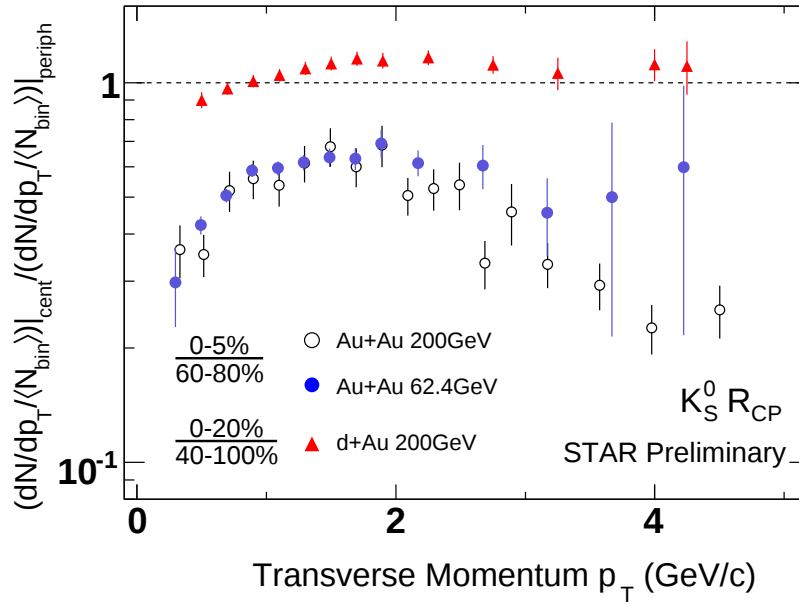


图 5-9 在能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV 和 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV 的 Au+Au 碰撞和能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV 的 d+Au 碰撞中, 中心快度区的 K_S^0 介子的核修正因子 R_{CP} 比较。在 Au+Au 碰撞中的 R_{CP} 是中心度为 0-5% 与 60-80% 的比; 在 d+Au 碰撞中的 R_{CP} 是与中心度 0-20% 与 60-80% 的比。

温度 T 。 dN/dy 随着 $\langle N_{part} \rangle$ 线性增加的, 同时温度 T 也是随着 $\langle N_{part} \rangle$ 由周边到中心而增加, 在一定的碰撞中心度之后达到饱和。

我们计算了在能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV 的 Au+Au 碰撞中, 奇异介子 K_S^0 的核修正因子 R_{CP} , 并与 ϕ 和 Λ 的核修正因子进行了比较。比较了在不同能量下 ($\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV 和 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV) 和不同碰撞系统 (d+Au 和 Au+Au) 中的 K_S^0 核修正因子的测量结果, 在对不同粒子的比较中, 可以看到 ϕ 粒子和 K_S^0 粒子的核修正因子是一致的, 而 Λ 重子的核修正因子要大于两种介子的核修正因子, 呈现粒子种类相关性。这与 STAR 已经测量的其他粒子的核修正因子的规律是一致的, 这种粒子种类相关性, 在椭圆流 v_2 的测量中也能够观测到。在能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV 的 Au+Au 碰撞中, 重子与介子的能量损失是不同的。在对不同反应能量的比较中, 我们发现在 $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV 的 Au+Au 碰撞中, K_S^0 介子的核修正因子要比在 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV 的 Au+Au 碰撞中稍微高一些, 在这两个碰撞能量中, K_S^0 介子的核修正因子在较高横动量下都是有明显的压低的。我们也发现 K_S^0 介子的核修正因子在 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV 的 d+Au 碰撞中, 是在 1.0 附近的, 这与

在Au+Au碰撞中的结果完全不同，说明在不同的碰撞系统中，粒子的能量损失是不同的。

我们比较了在不同能量下不同碰撞系统中 Λ/K_S^0 的比率，可以看到在不同能量的Au+Au碰撞中都存在着重子产额的增强，而在p+p和d+Au碰撞没有看到这种现象。这说明在能量达到 $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV的Au+Au碰撞中有致密物质存在，而且有喷注淬灭机制产生。

在Au+Au碰撞中，能量密度可以达到形成高温高密物质的需要；但是在d+Au碰撞中，达不到需要的能量密度，所以没有高温高密物质态存在。通过对由不同碰撞系统中的比较，可以发现在能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV的Au+Au碰撞中，已经可能产生这种致密物质。

第六章 p+p碰撞中双粒子方位角关联在PYTHIA

模型中的计算

在基本的部分子相互作用中，粒子通常由两种方式产生，软的热过程和硬的部分子相互作用过程。目前，最常用的描述强子强子相互作用的模型之一是PYTHIA模型，PYTHIA模型是高度综合的模型，覆盖了微扰和非微扰各个方面的碰撞，基于Lund弦碎裂模型 [144, 145]，但是精确地包含了初始的和最终的部分子状态和更硬的过程，可以成功地描述 $e + e$ 和 $p + p$ 碰撞的结果 [146]。为了更好地理解可鉴别粒子的方位角关联的动力机制，我们应用PYTHIA模型对能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV的p+p碰撞进行了模拟计算。

应用默认的PYTHIA版本参数计算的粒子产额不能很好地拟合STAR的实验数据，所以我们引入了两个参数，LO K-系数和部分子的内在系数 k_T ，K-系数是一个由高阶部分子过程而来的单调增加的近似系数，通常取决于流出的夸克味和碰撞能量 [147]。基于最终部分子条件，我们将PYTHIA事件加以区分，将最终部分子态为qq的事件称为夸克喷柱事件(quark jets)；最终部分子态为gg的事件成为胶子喷柱事件(gluon jets)。STAR的研究表明夸克事件的粒子产额谱在高 m_T 下显示出按质量分布的规律；但是胶子事件的粒子产额谱却表现出关于介子和重子的粒子种类分类规律，而且介子的谱要更硬些。图 6-1是应用PYTHIA计算的不同末态事件中归一化的粒子产额分布 [148]。另外的一个研究表明

在包括胶子的过程中(如 qg , gg , $q\bar{q}g$ 和 ggg) [58], 重子的密度会增加。同时胶子和夸克在介质中的能量损失也是不同的, 所以通过研究夸克事件和胶子事件中可鉴别粒子的方位角关联可

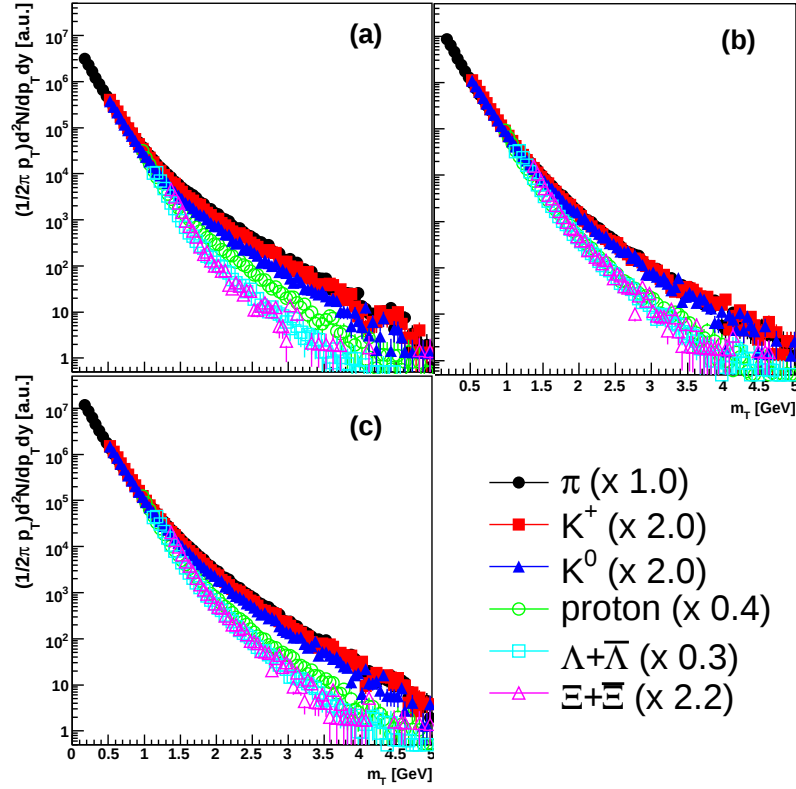


图 6-1 PYTHIA模型中, 能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV的p+p碰撞中可鉴别粒子的 m_T 分布谱学。图(a)夸克事件, 末态是 qq ; 图(b)胶子事件(gg)以及夸克胶子混合的事件(qg); 图(c)所有三种事件混合的事件。粒子产额谱已经被归一化。

6.1 双粒子方位角关联函数

我们在PYTHIA模型中计算 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV的p+p碰撞中的可鉴别粒子作为关联粒子的双粒子方位角关联函数。双粒子方位角关联的测量方法已经在前文有具体描述, 这里应用的方法基本与前文相同, 由于计算的是在p+p碰撞中的双粒子方位角关联, 所以不需要扣除由椭圆流带来的关联背景。在计算中, 在 $|\Delta\eta| < 1.0$ ($\Delta\eta = \eta_{asso} - \eta_{trig}$, $|\eta| < 1.0$)的范围内, 将横动量范围是 $3.0 < p_T < 6.0$ GeV/c的带电强子作为触发粒子; 同时定义关联粒子的横动量范围是 $1.0 < p_T < 4.0$ GeV/c。基于这些条

件，我们计算了可鉴别粒子和不同带电强子的双粒子方位角关联函数。

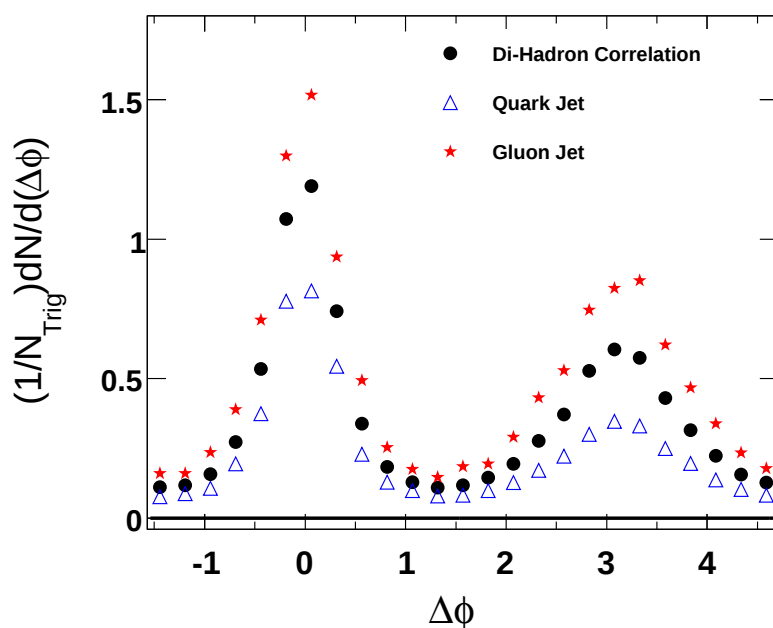


图 6-2 在PYTHIA模型中，能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV的p+p碰撞中的带电强子的双粒子关联函数。其中实心点为全部PYTHIA事件，三角为夸克事件，五角星为胶子事件。

图 6-2是PYTHIA模型中，能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV的p+p碰撞中的带电强子的双粒子方位角关联函数。在双粒子关联函数中，我们可以发现在Away-Side方向，即 $\Delta\phi \sim \pi$ 附近，并没有强烈的压低，这与STAR在p+p碰撞的实验数据测量是一致的。图中比较了不同PYTHIA事件中带电强子的双粒子方位角关联，由比较可以明显地看到在夸克事件中双粒子方位角关联函数最低，而在胶子事件中双粒子方位角关联函数最高。

同时我们也区分了带正电和带负电的强子的双粒子方位角关联函数。图 6-3是在PYTHIA模型中，能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV的p+p碰撞中的带电强子的双粒子角关联与强子所带电荷的关系。方位角关联函数应用一个双高斯方程来拟合，拟合方程为 [149]：

$$D(\Delta\phi) = A_N \frac{e^{-(\Delta\phi)^2/2\sigma_N^2}}{\sqrt{2\pi}\sigma_N} + A_B \frac{e^{-(|\Delta\phi|-\pi)^2/2\sigma_B^2}}{\sqrt{2\pi}\sigma_B} + P \quad (6-1)$$

在图中可以看到带负电荷强子的有条件粒子产额要比带正电荷强子的低。而且在Away-Side($\Delta\phi \sim \pi$)方向，带负电荷的强子角关联的峰宽度要比带正电荷的窄；但是

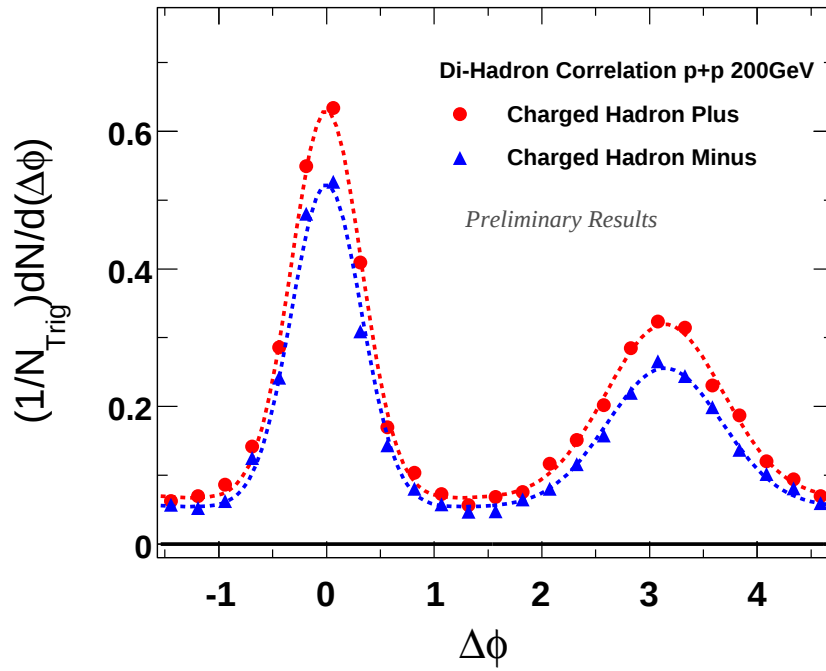


图 6-3 在PYTHIA模型中，能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV的p+p碰撞中带电强子双粒子关联的电荷相关性。实心点是带正电的强子，三角是带负电的粒子。图中的拟合曲线方程是由6-1得到 [149]，文中我们将给出拟合参数。

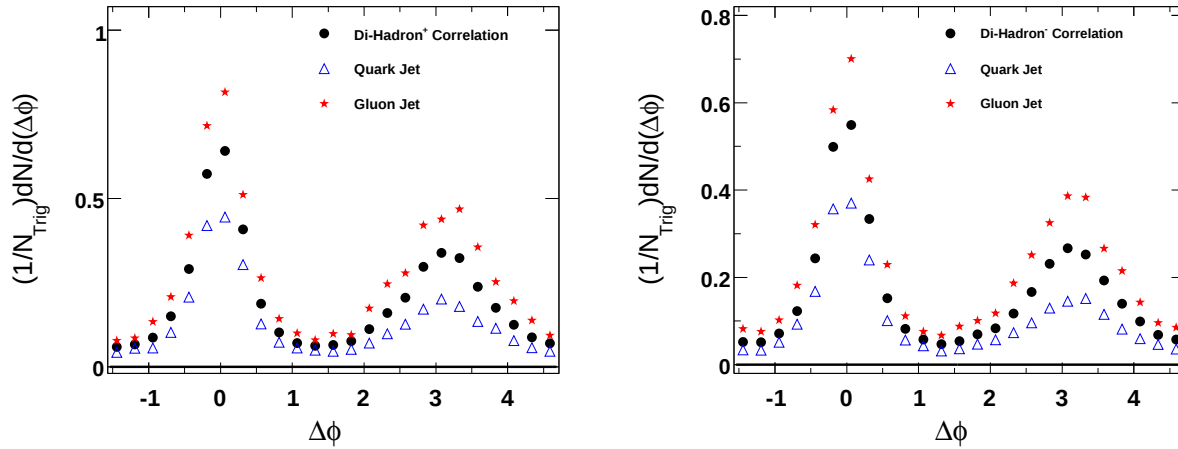


图 6-4 在PYTHIA模型中，能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV的p+p碰撞中的带电强子的双粒子方位角关联的电荷相关性。左图：带正电强子的双粒子关联；右图：带负电强子的双粒子关联。图中同时比较了不同PYTHIA事件中带正电和负电强子的双粒子关联。其中五角星是胶子事件的双粒子关联；三角是夸克事件的双粒子关联。

在Near-Side($\Delta\phi \sim 0$)一边, 两种粒子分布的峰宽度基本相同。在图 6-4中也比较了不同PYTHIA事件中的带正电和负电强子的双粒子方位角关联函数, 在不同的PYTHIA事件中, 区分电性强子的方位角关联与不区分电性强子的方位角关联规律相似。

在计算了方位角关联的电荷相关性之后, 我们也计算了 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV的p+p碰撞中可鉴别粒子的方位角关联。在图 6-5, 图 6-6和图 6-7中, 是不同的可鉴别粒子在全部PYTHIA事件、胶子事件和夸克事件中的双粒子方位角关联。我们可以看到角关联函数具有一定的粒子产额依赖性。对于不同的粒子, 在不同的PYTHIA事件中, 都具有基本相同的规律, 即在胶子事件中方位角函数最高, 在夸克事件中最低。

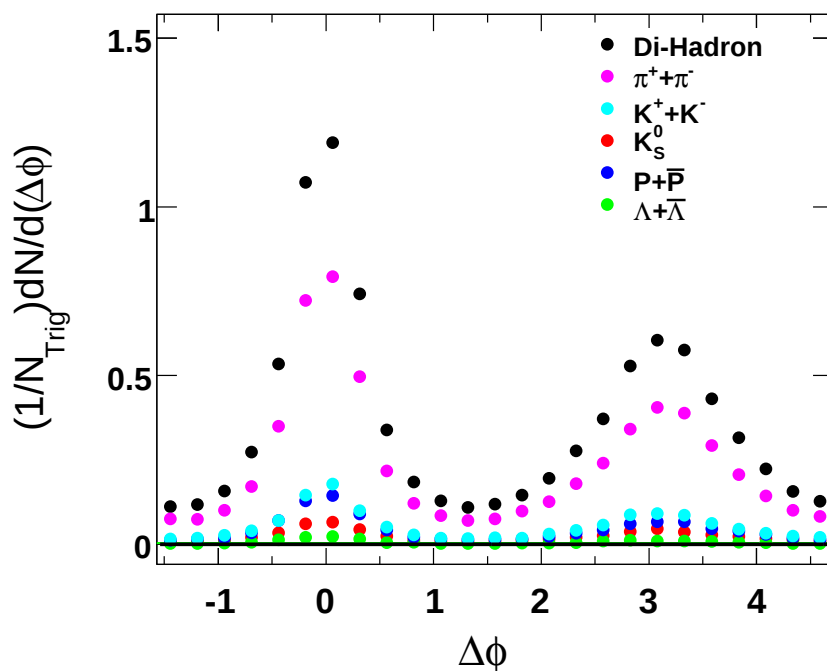


图 6-5 在PYTHIA模型中, 能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV的p+p碰撞中全部PYTHIA事件中可鉴别粒子的双粒子方位角关联。

在图 6-8中我们将 K_S^0 和 $\Lambda+\bar{\Lambda}$ 拿出来单独比较, 并应用方程 6-1进行了拟合。我们可以看到, 在这两种粒子之间方位角分布在PYTHIA模型中是不同的, $\Lambda+\bar{\Lambda}$ 的方位角关联分布看起来要比 K_S^0 的分布低, 同样在 $\Delta\phi \sim \pi$ 附近有明显的关联峰出现。

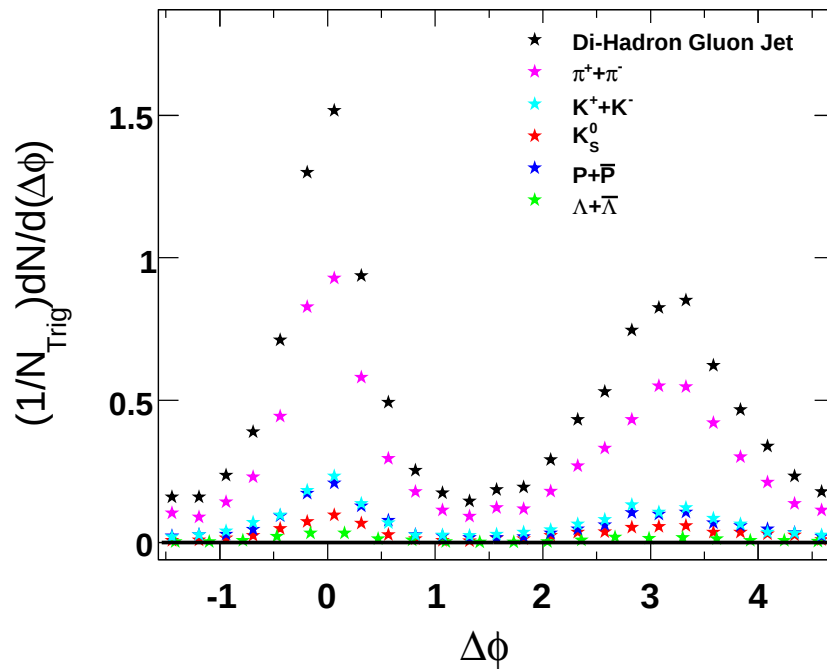


图 6-6 在PYTHIA模型中，能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV的p+p碰撞中，胶子事件中可鉴别粒子的方位角关联。

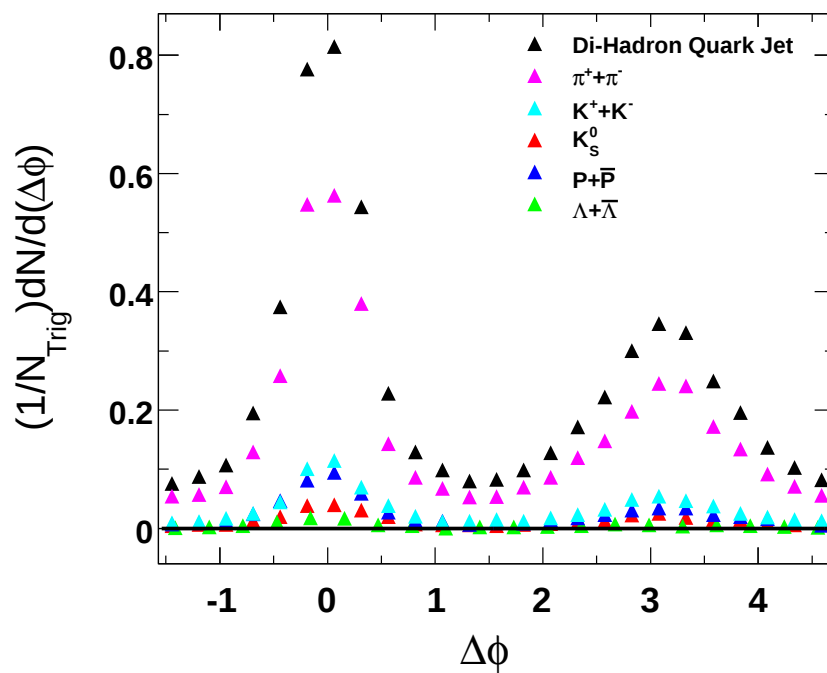


图 6-7 在PYTHIA模型中，能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV的p+p碰撞中，夸克事件中可鉴别粒子的方位角关联。

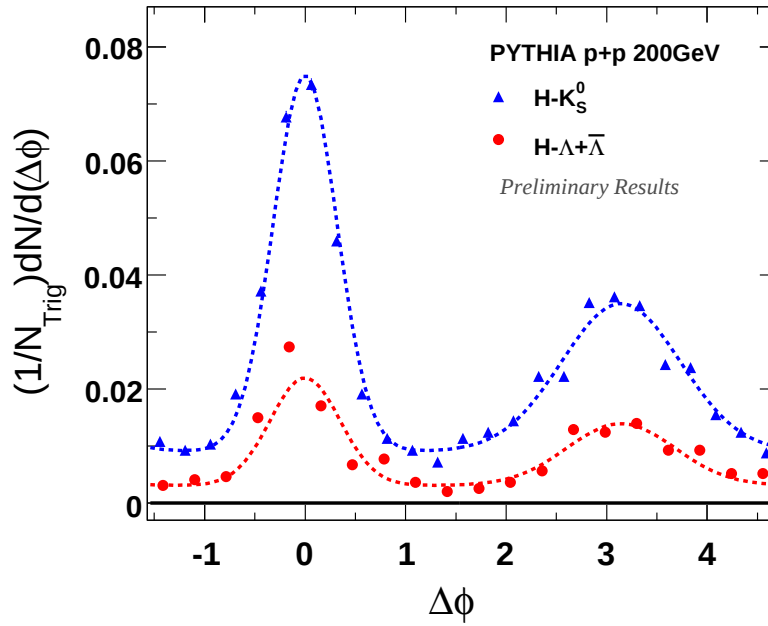


图 6-8 在PYTHIA模型中, 能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV的p+p碰撞中, K_S^0 (实心三角)和 $\Lambda+\bar{\Lambda}$ (实心点)的双粒子关联函数。图中曲线是应用双高斯函数方程 6-1对关联函数的拟合。

表 6-1 在PYTHIA模型中, 能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV的p+p碰撞中由方程 6-1来拟合的双粒子关联函数的拟合参数。

	h^+	h^-	K_S^0	$\Lambda+\bar{\Lambda}$
A_N	0.0577 ± 0.0002	0.04804 ± 0.0002	0.0066 ± 0.000078	0.002576 ± 0.000064
σ_N	0.3247 ± 0.0013	0.3244 ± 0.0014	0.3172 ± 0.0036	0.3465 ± 0.0107
A_B	0.0434 ± 0.0003	0.03401 ± 0.0002	0.00483 ± 0.0001	0.002296 ± 0.000075
σ_B	0.544 ± 0.003	0.5339 ± 0.0034	0.591 ± 0.011	0.5384 ± 0.0152
P	0.0083 ± 0.000056	0.00674 ± 0.00005	0.00114 ± 0.00002	0.0004867 ± 0.0000175

拟合参数在表 6-1中列出, 其中误差只是统计误差。从拟合参数, 我们可以发现 A_N 和 A_B 从带正电荷的强子关联函数的拟合到对 Λ 关联函数的拟合的过程中是递减的。这也许是由于粒子产额不同所产生的。Near-Side峰的 σ_N 对于电荷的相关性不是很大, 但是 σ_B 有一定的电荷相关性。由 K_S^0 到 Λ , σ_N 和 σ_B 的变化看起来是相反的。

6.2 小结讨论

应用PYTHIA模型计算了能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV的p+p碰撞中的双粒子方位角关联, 区别计算了在夸克事件和胶子事件中可鉴别粒子的方位角关联, 和区分带正电和带

负电强子的双粒子关联函数。在我们的计算中，在 $|\Delta\eta| < 1$ ($\Delta\eta = \eta_{asso} - \eta_{trig}$)的范围内，将横动量范围是 $3 < p_T < 6$ GeV/c的带电强子作为触发粒子；同时定义关联粒子的横动量范围是 $1 < p_T < 4$ GeV/c。

在双粒子关联函数中，我们可以看到在Away-Side方向，即 $\Delta\phi \sim \pi$ 附近，并没有强烈的压低，这于STAR的实验数据测量是一致的。可以说明在p+p碰撞中没有Au+Au碰撞中可能产生的致密物质的存在，也没有喷注淬火效应产生。由不同PYTHIA事件中带电强子的双粒子关联的比较，可以明显地看到在夸克事件中双粒子关联函数最低，而在胶子事件中双粒子关联函数最高。在区分电荷的强子关联函数的计算中，带负电荷强子的有条件粒子产额要比带正电荷强子低。在Away-Side($\Delta\phi \sim \pi$)方向，带负电荷的强子角关联的峰宽度要比带正电荷强子的窄；但是在Near-Side($\Delta\phi \sim 0$)一边，两种粒子的峰宽度基本相同。如果我们将不同的可鉴别粒子的方位角关联进行比较，可以得到在pp碰撞中粒子比率关于 $\Delta\phi$ 的关系曲线。由初步的结果，我们发现这个曲线基本是水平的。通过PYTHIA模型的研究，我们可以更好地理解在高能物理中的碎裂机制。

第七章 多相输运模型(A Multi-Phase Transport model)中椭圆流的计算

多相输运模型(A Multi-Phase Transport (AMPT) model)是一个包括多个作用过程的蒙特卡罗相对论重离子碰撞模型[150]。它分两个版本：(I)没有弦融化机制的AMPT模型，我们称它为Default-AMPT模型[151]；(II)具有弦融化机制的AMPT模型，称为Melting-AMPT模型 [152, 153]。图7-1和图7-2给出了这两种版本的过程示意图。

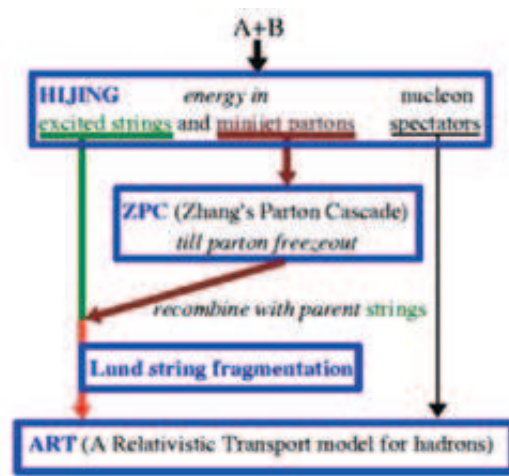


图 7-1 Default-AMPT模型的结构示意图。

两种版本都包括四个主要组成部分：(1)初始化，(2)部分子相互作用，(3)强子化过程，(4)强子再散射过程。

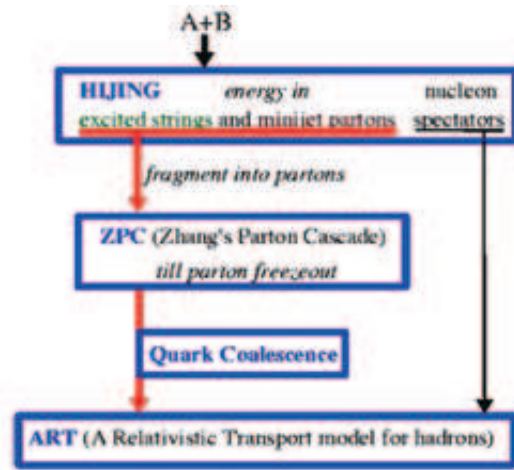


图 7-2 具有弦融化机制的Melting-AMPT模型的结构示意图。

下面分别对四个组成部分做一些说明: 第一部分初始化。主要包括minijet的部分子和软激发弦的坐标空间和动量空间分布, 这些是直接取自HIJING模型 [154, 155]中的相空间分布。在HIJING模型中两个碰撞原子核内核子密度采用Woods-Saxon分布, 在重叠区域核子之间的硬碰撞产生了minijet的部分子和激发态弦。在Melting-AMPT模型中, 激发态弦会首先根据LUND碎裂机制碎裂成强子 [156], 然后产生的强子根据它们的味道和自旋被分解为部分子, 这可以被理解为弦的融化, 融化的部分子分布在融化的强子(弦)的周围。融化产生的部分子形成时间被标记为 $t_f = E_H/m_{T,H}^2$, 这里 E_H 和 $m_{T,H}$ 表示融化的强子的能量和横向质量。产生的部分子的质量采用流质量 $m_u=5.6\text{MeV}$, $m_d=9.9\text{MeV}$, $m_s=199\text{MeV}$ 。

第二部分部分子相互作用。minijet部分子和弦融化产生的部分子之间的级联相互作用过程(即部分子的输运过程) 使用波尔兹曼输运方程进行计算, 部分子相空间分布随着时间发生演化。这里波尔兹曼输运过程用Zhang的ZPC进行模拟 [158], 当两个部分子之间的距离小于 $\sqrt{\sigma/\pi}$ 时, 部分子之间将发生散射, 目前ZPC仅仅包括部分子之间的两体散射, 相应的碰撞截面使用微扰QCD获得:

$$\frac{d\sigma_p}{dt} = \frac{9\pi\alpha_s^2}{2} \left(1 + \frac{\mu^2}{s}\right) \frac{1}{(t - \mu^2)^2} \quad (7-1)$$

其中 α_s 为耦合常数， s 和 t 代表标准的Mandelstam变量，有效的屏蔽质量 μ 依赖于部分子物质的温度和密度，我们通过设定 μ 可以控制部分子相互作用的总截面。(在本论文的计算中我们始终设定部分子相互作用的截面为10mb。)

第三部分两个不同版本采用了不同的强子化机制。当部分子之间不再有发生相互作用的可能时，Default-AMPT模型使用LUND弦碎裂的方法进行强子化[156, 157]，而Melting-AMPT模型使用一个简单的部分子组合模型，将临近的部分子按照夸克组分组合成介子或重子。在组合过程中，只保持了三动量守恒，通过分析组合夸克的味道，和其不变质量与哪一种强子质量更接近，来判断组合产生哪一种粒子，组合形成的强子包括除了 η' ， Σ^* 和 Ξ^* 以外所有HIJING模型中的强子。认为强子形成过程也需要一定时间，为0.7fm/c。另外，强子的形成是随着时间演化在反应系统不同时间和位置产生的，所以在系统演化的过程中会形成一个部分子和强子共存的时间过程。

第四部分强子再散射过程。当强子化过程结束，所有产生的强子将发生再散射相互作用。ART部分可以用来模拟这一过程，ART中目前只考虑了 π ， ρ ， ω ， η ， K ， K^* ， ϕ ， N ， Δ ， $N^*(1440)$ ， $N^*(1535)$ ， Λ ， Σ ， Ξ ，和 Ω 等强子，包括了重子-重子，介子-介子，重子-介子之间的相互作用，并考虑了同位旋自由度，核子和K介子的平均场效应，能够比较好地描述AGS能量下的实验测量结果[159–161]。

AMPT模型已经对RHIC能量下的很多实验结果给出了很好的描述。例如，粒子的横向动量分布，椭圆流，HBT和两粒子，三粒子方位角关联等。本章节将具体叙述应用AMPT模型进行粒子集体流的研究，特别是对带电强子和 Ω 重子的 v_2 和 v_4 的研究。

7.1 各向异性流的计算方法

粒子的各向异性流 v_n 是粒子横动量空间的方位角(ϕ)分布的傅立叶展开系数。这个方位角是和反应平面[182]相关的。傅立叶展开的形式为：

$$E \frac{d^3N}{dp^3} = \frac{1}{2\pi} \frac{dN}{p_T dp_T dy} [1 + \sum 2v_n(p_T, y) \cos(n\phi)] \quad (7-2)$$

因为粒子碰撞的几何系统在方位角平面是对称的 $\phi \leftrightarrow -\phi$ ，所以在以上的展开中是没有sin函数项的。对于碰撞中在中间快度的粒子，对应傅立叶展开中奇数项的各向异性流，由于对称性 $\phi \leftrightarrow \phi + \pi$ 而成为零。各向异性流通常由粒子的横动量和快度决定，在一个给定的快度，各向异性流与横动量的关系可以用以下方程来表示：

$$v_n(p_T) = \langle \cos(n\phi) \rangle \quad (7-3)$$

这里 $\langle \dots \rangle$ 表示对于一定横动量 p_T 的粒子在方位角分布上的平均值。各向异性流 v_n 也可以表示为一定条件下的单个粒子动量的平均值：

$$v_2(p_T) = \langle \frac{p_x^2 - p_y^2}{p_T^2} \rangle \quad (7-4)$$

$$v_4(p_T) = \langle \frac{p_x^4 - 6p_x^2 p_y^2 + p_y^4}{p_T^4} \rangle \quad (7-5)$$

$$v_6(p_T) = \langle \frac{p_x^6 - 15p_x^4 p_y^2 + 15p_x^2 p_y^4 - p_y^6}{p_T^6} \rangle \quad (7-6)$$

$$v_8(p_T) = \langle \frac{p_x^8 - 28p_x^6 p_y^2 + 70p_x^4 p_y^4 - 28p_x^2 p_y^6 + p_y^8}{p_T^8} \rangle \quad (7-7)$$

这里 p_x 和 p_y 是发射粒子的动量在反应平面内和垂直反应平面方向上的分量。

7.2 定向流的计算

定向流是考虑反应平面的粒子方位角分布的傅立叶展开的第一项的系数(v_1) [163]。中心快度区域内的定向流的曲线被认为是高温高密夸克物质产生的信号 [164]。我们应用AMPT模型计算了 Ω ， p ， π 和 K 的定向流(v_1)。

图 7-3是由Melting-AMPT模型计算的能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV的Au+Au碰撞中， Ω ， p ， π ， K 和带电强子的定向流(v_1)与快度的关系，并与STAR的实验数据进行了比较 [166, 167]。可以看到，在Melting-AMPT模型中，不同粒子的 $|v_1|$ 都随着 $|y|$ 增加，而

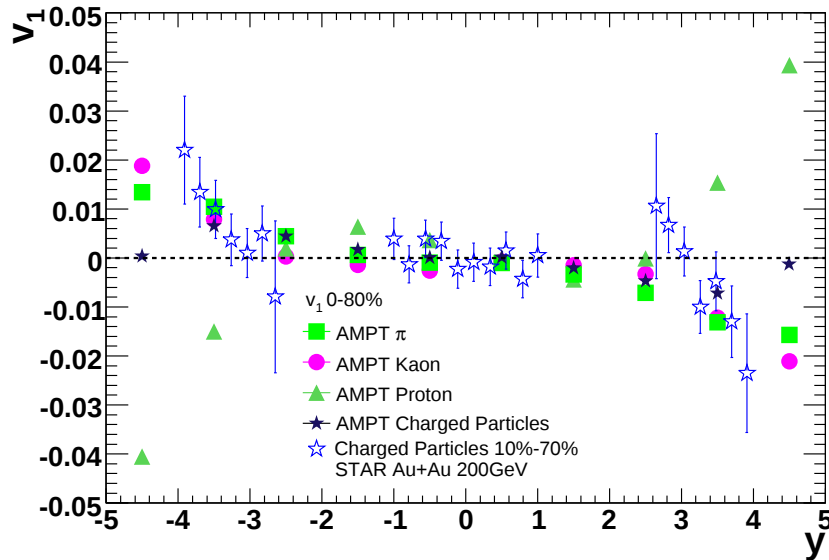


图 7-3 在Melting-AMPT模型中，能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ Ge的Au+Au碰撞中， π ， K ， p 和带电强子的 v_1 与快度 y 的函数分布，并与STAR实验数据进行了比较 [166, 167]。

且带电强子的结果在误差范围内与STAR实验数据一致。在中心快度区域 K 和 π 的 v_1 看起来比较相似，且接近与零。重子 p 的 v_1 和介子有些不同，在 $|y| < 4$ 的区域， p 的 v_1 看起来改变方向三次，这被称为定向流特有的摆动(wiggle) [165]。在大快度区， p 的定向流 v_1 信号和介子是相反的，表明重子 p 与物质的相互作用是不同的。

7.3 椭圆流的计算

各向异性流可以提供给我们在碰撞区域产生的高温高密度物质态的状态方程信息，以帮助我们理解热化，夸克胶子等离子体和相变等信息。椭圆流是粒子方位角关联的傅立叶展开的第二项系数，椭圆流带有碰撞早期演化过程的信息。每个事件的粒子产生时的方位角的各向异性被认为是对相对论重离子碰撞早期演化过程的探针 [168]。在美国布鲁克海文国家实验室(Brookhaven National Laboratory)的RHIC实验中，STAR已经测量了 $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ 碰撞的椭圆流 [169, 170, 173, 176, 189]，发现在 $p_T < 1.0$ GeV/c的范围内，流体力学模型可以很好地描述实验测量的 v_2 [182, 183]和粒子产额谱 [184]，这些模型预言的 v_2 是随着 p_T 上升而单调增加的，并且表现出质量依赖性，即质量越大的粒子流越小。在中间横动量 p_T 范围，实验测量的 v_2 偏离了流体力学模型的预言结果，其值趋于

饱和，而且重子的椭圆流高于介子的椭圆流，表现出粒子种类的依赖性。在实验测量中，发现当 v_2 和 p_T 都被组分夸克的数目 n_q 归一后(对于介子 n_q 等于2，对于重子 n_q 等于3)，在中间 p_T 范围，大部分粒子都可以被归一到同一条曲线上。我们把这个叫做组分夸克标度率(NCQ scaling)。这个标度率表明在中间 p_T 范围，组分夸克数可以看作决定强子椭圆流大小的最主要自由度。夸克再结合/联合模型假设组分夸克在形成强子前携带着自己的 v_2 椭圆流，强子的 v_2 由这些结合的组分夸克的椭圆流所决定。这些模型可以很好地拟合中间横动量 p_T 区域的粒子椭圆流分布，说明系统在强子化之前是非紧闭的状态。多奇异性重子具有比较小的强子碰撞截面 [174]，因此，测量它们的椭圆流 v_2 可以得到早期的部分子态的信息。在RHIC-STAR的实验中，对低横动量下多奇异性重子的椭圆流测量结果与流体模型预言的质量分类是一致的。

这里主要讨论应用AMPT模型计算的 $\Omega + \bar{\Omega}(sss, \bar{s}\bar{s}\bar{s})$ 重子的椭圆流，并且研究椭圆流的碰撞能量(200GeV, 62.4GeV)依赖性，模型计算的结果与实验数据进行了比较。

7.3.1 $\Omega^- + \bar{\Omega}^+$ 的椭圆流 v_2 和 v_4

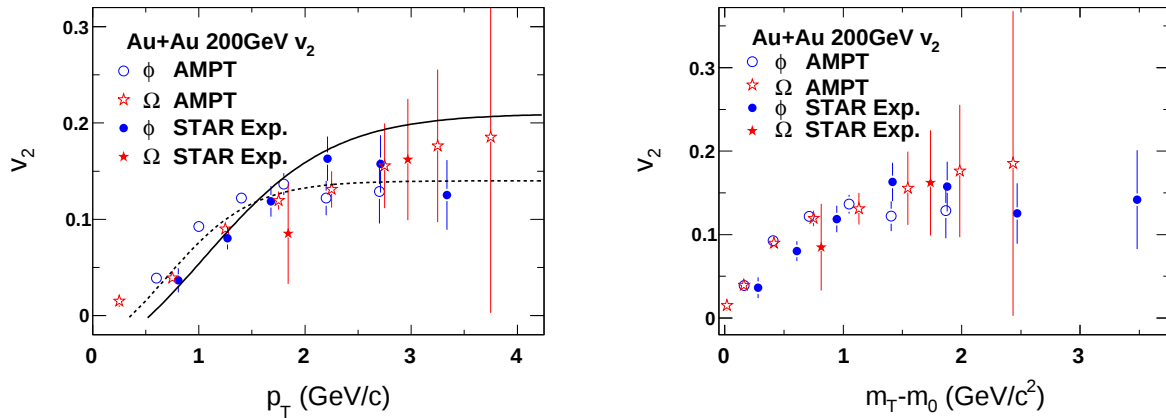


图 7-4 左图：在Melting的AMPT模型中 $\Omega^- + \bar{\Omega}^+$ 和 ϕ 的椭圆流的横动量 p_T 分布。同时也给出了STAR在 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV的Au+Au碰撞中的结果。图中的实线是对重子椭圆流的拟合，虚线是对介子椭圆流的拟合[21]。右图：椭圆流的 $(m_T - m_0)$ 分布。

图 7-4是在Melting-AMPT模型计算 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV的 $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ 碰撞的 $\Omega + \bar{\Omega}$ 重子和 ϕ 介子 [175]的椭圆流 v_2 的横动量 p_T 分布和 $m_T - m_0$ 分布。计算中用了较大的部分子散

射截面(10 mb)。图中我们也比较了STAR的实验数据 [176]。Melting-AMPT模型对于椭圆流 v_2 的计算结果, 在 $p_T < 1.5$ GeV/c的范围要比实验数据结果大25%。在右图低横动量范围内, $\Omega^- + \bar{\Omega}^+$ 和 ϕ 的椭圆流 v_2 同样遵循质量相关性和流体力学模型的预言一致。在中间横动量区域, 由AMPT计算的 $\Omega^- + \bar{\Omega}^+$ 的椭圆流 v_2 与STAR的实验测量在误差范围内是一致的, $\Omega^- + \bar{\Omega}^+$ 的椭圆流 v_2 具有与其他重子椭圆流相同的行为, 而 ϕ 介子的椭圆流与其他介子椭圆流具有同样的行为表现出粒子种类的依赖性 [175, 177–179]。右图是椭圆流与横向质量 $m_T - m_0$ 的关系, 可以看到在 $(m_T - m_0) < 1.0$ GeV/ c^2 的范围内, $\Omega^- + \bar{\Omega}^+$ 重子和 ϕ 介子的椭圆流可以较好地归一到一起。在中间横向动力学能量范围, 椭圆流仍然显示出一定的重子和介质的分类关系, 这与PHENIX [180]和STAR的测量结果一致。

尽管 ϕ 和 $\Omega^- + \bar{\Omega}^+$ 被认为在碰撞的强子化阶段很少参与再散射, 但是在确定的横动量范围, 它们的椭圆流 v_2 与其他重子介子一样大, 表明碰撞集体在强子化之前的演化过程必须很快。在中间横动量范围, ϕ 介子的椭圆流似乎比 Ω 重子的椭圆流更早一些达到饱和。

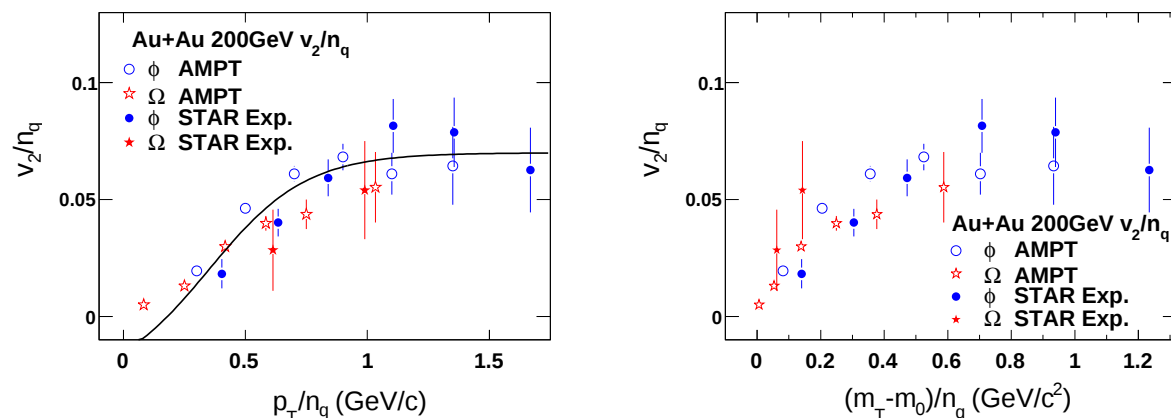


图 7-5 左图: AMPT模型中, 能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV的Au+Au碰撞中, $\Omega^- + \bar{\Omega}^+$ 和 ϕ 粒子组分夸克数 n_q 归一的椭圆流 v_2 与组分夸克数 n_q 归一的横动量 p_T/n_q 的关系。同时我们也与STAR的实验数据进行了比较。图中曲线是拟合归一后的椭圆流 v_2 [21]。右图: AMPT模型中, 能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV的Au+Au碰撞中, $\Omega^- + \bar{\Omega}^+$ 和 ϕ 粒子组分夸克数 n_q 归一的椭圆流 v_2 与组分夸克数 n_q 归一的 $m_T - m_0/n_q$ 的关系。同样和STAR的实验数据进行比较。

图 7-5中, 是在Melting-AMPT模型中, $\Omega^- + \bar{\Omega}^+$ 的椭圆流 v_2 的组分夸克数 n_q 归一化分布和STAR的实验数据的比较 [176, 181]。左图是 $\Omega^- + \bar{\Omega}^+$ 和 ϕ 粒子组分夸克数 n_q 归一的椭

圆流 v_2 与组分夸克数 n_q 归一化的横动量 p_T/n_q 的关系；右图是与 $m_T - m_0/n_q$ 的关系。在中间横动量 p_T 区域， ϕ 和 $\Omega^- + \bar{\Omega}^+$ 的椭圆流表现出较好的组分夸克数目 n_q 标度率。与轻夸克的椭圆流相比较 [175]， $\Omega^- + \bar{\Omega}^+$ 和 ϕ 的椭圆流标度率范围似乎比较宽，这也许是因为在AMPT模型中，在早期过程中 $s(\bar{s})$ 夸克没有完全的热化。

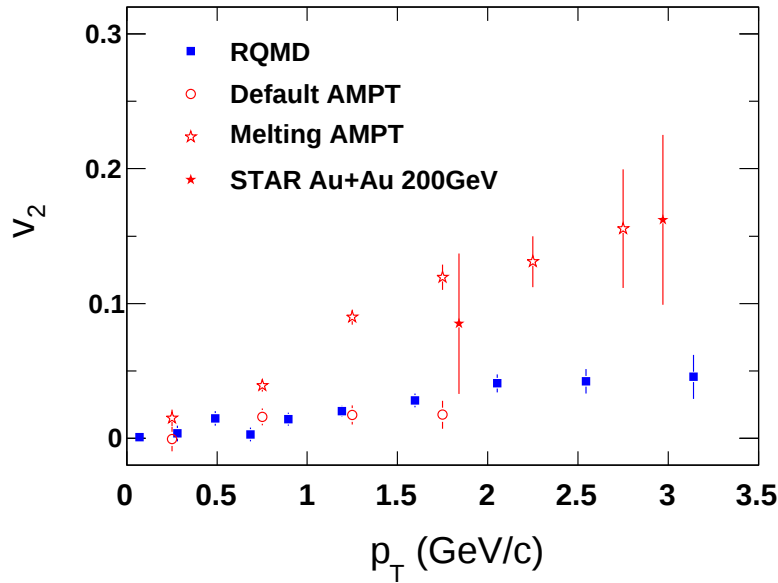


图 7-6 在Default-AMPT模型，Melting-AMPT模型和RQMD模型中，能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ Ge的Au+Au碰撞中， $\Omega^- + \bar{\Omega}^+$ 重子的 v_2 。并与STAR实验数据进行了比较。

同时我们比较了 $\Omega^- + \bar{\Omega}^+$ 重子的椭圆流 v_2 在不同机制的AMPT模型(Default-AMPT模型，Melting-AMPT模型)和RQMD模型 [185]中的结果，见图 7-6。可以看到Default-AMPT模型和RQMD模型的结果是一致的；但是比实验数据明显地低很多；Melting-AMPT模型计算的结果与实验数据一致。Default-AMPT模型和RQMD模型是两个没有部分子态过程的输运模型，但是Melting-AMPT模型是存在部分子态的输运模型。所以表现在正确地描述RHIC能量下的重离子碰撞的过程中，部分子相互作用是不可缺少的。我们关于多粒子方位角关联的工作也得出了同样的结果 [186–188]，部分子散射将增加粒子的椭圆流 v_2 的信号。

图 7-7给出了在Melting-AMPT模型中，不同能量下Au+Au碰撞中 $\Omega^- + \bar{\Omega}^+$ 重子椭

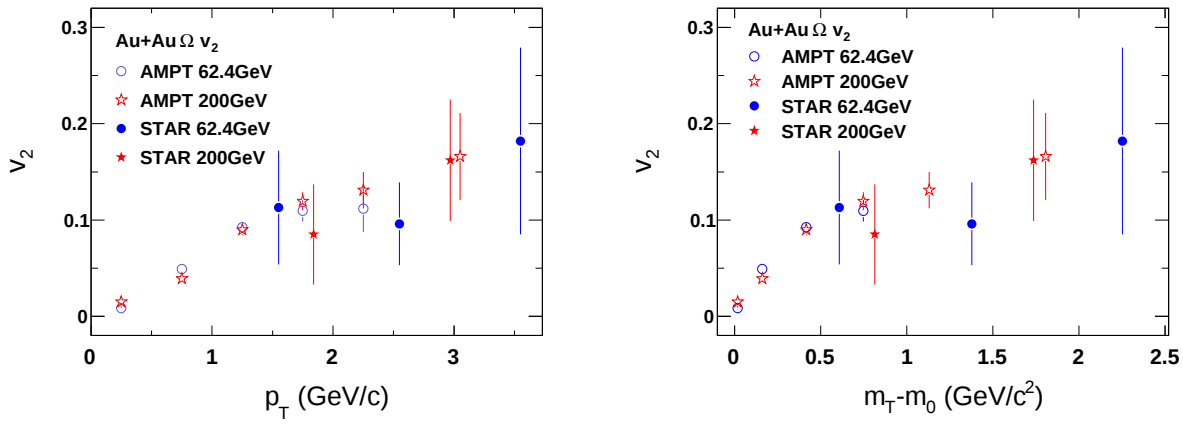


图 7-7 左图: Melting-AMPT模型中, 能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV和200 GeV的Au+Au碰撞中, $\Omega^- + \bar{\Omega}^+$ 重子的椭圆流 v_2 与横动量 p_T 的关系。右图: Melting-AMPT模型中, 能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV和200 GeV的Au+Au碰撞中, $\Omega^- + \bar{\Omega}^+$ 重子的椭圆流 v_2 与 $m_T - m_0$ 的关系。同样我们比较了STAR的实验数据。

圆流 v_2 的比较。我们计算了能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV和200 GeV的 $\Omega^- + \bar{\Omega}^+$ 的 v_2 。左图是 $\Omega^- + \bar{\Omega}^+$ 的 v_2 与横动量 p_T 的关系, 右图是与 $m_T - m_0$ 的关系, 实验结果来自STAR实验组。模型计算的结果在误差范围内与STAR的实验数据是一致的。由零到 $p_t \sim 2.0$ GeV/c或 $(m_T - m_0) \sim 1.0$ GeV/ c^2 的范围不同能量下, $\Omega^- + \bar{\Omega}^+$ 的 v_2 看起来是基本相同的。这表明在能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV和200 GeV的Au+Au碰撞中, 具有十分相似的部分子物质相存在。

图 7-8中比较了Melting-AMPT模型计算的不同能量下Au+Au碰撞中 $\Omega^- + \bar{\Omega}^+$ 的 v_4 与横动量 p_T 的关系。与 v_2 相类似, 不同能量下的 v_4 在整个横动量区间内基本一致, 只是由于数据统计量的原因, 存在一定的涨落。

7.3.2 带电强子的 v_2 和 v_4

另外, 我们计算了带电强子的椭圆流 v_2 和 v_4 。

图 7-9是Melting-AMPT模型计算的在能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV和200 GeV的Au+Au碰撞中, 带电强子的椭圆流 v_2 。在STAR实验数据中, 不同能量下的带电强子的椭圆流在横动量 $p_T < 2.5$ GeV的范围内, 基本是一致的。但是我们在AMPT模型中可以

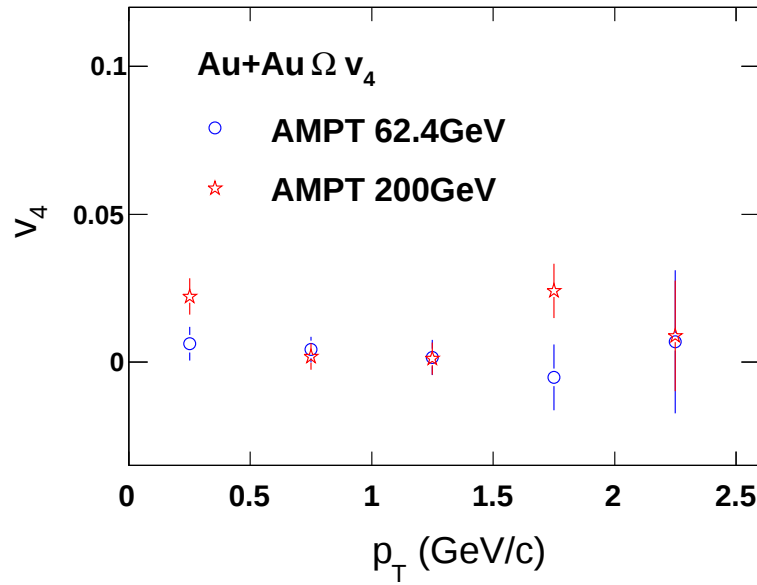


图 7-8 Melting-AMPT模型中, 能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 62.4\text{ GeV}$ 和 200 GeV 的Au+Au碰撞中, $\Omega^- + \bar{\Omega}^+$ 重子 v_4 的横动量 p_T 分布。

看到, 在 $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{ GeV}$ 的Au+Au碰撞中, 带电强子的椭圆流 v_2 要比在 62.4 GeV 的椭圆流高15%, 特别是在高横动量范围, 可以发现明显的区别。图 7-10给出了在Melting-AMPT模型和STAR实验数据中不同碰撞能量下, 带电强子的椭圆流的比率。在Melting-AMPT模型中, 这个比率大约在1.15左右, 在STAR实验数据中这个值在1.0左右, 但是两者的趋势是一致的, 在计算的范围内基本与横动量无关。

图 7-11是我们应用Melting-AMPT模型计算的带电强子的 v_4 。带电强子的 v_4 随横动量增加而增加, 200 GeV 的结果相对于 62.4 GeV 的结果有微小的增大。图 7-12是在Melting-AMPT模型中计算的 $\sqrt{s_{NN}} = 62.4\text{ GeV}$ 和 200 GeV 的Au+Au碰撞中, v_4 与 v_2^2 的比较。由计算结果可以看到在Melting-AMPT模型中, v_4 可以很好地与1.2倍的 v_2^2 归一化, 这与STAR的实验数据结果 [189]是一致的。如果部分子流没有贡献的话, 这个比值被认为要小一些 [190]。目前的研究结果说明部分子的相互作用对于正确地描述在RHIC重离子碰撞中的相互作用过程是十分必要的。在低能重离子碰撞中, 对于轻碎片的 v_4 与 v_2^2 的比较表明 [191, 192], 这个系数的值是0.5, 这和高能物理的计算结果是不同的。

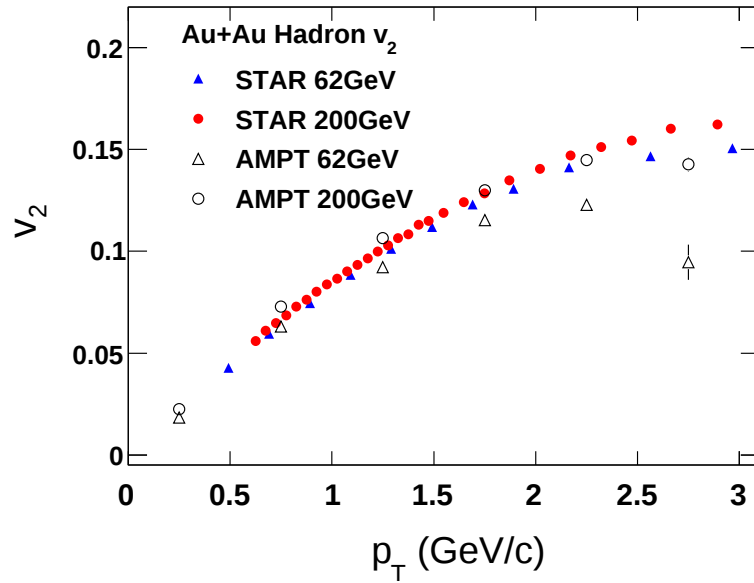


图 7-9 Melting-AMPT模型中，能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 62.4\text{GeV}$ 和200 Ge的Au+Au碰撞中， $\Omega^- + \bar{\Omega}^+$ 重子 v_2 的横动量 p_T 分布。

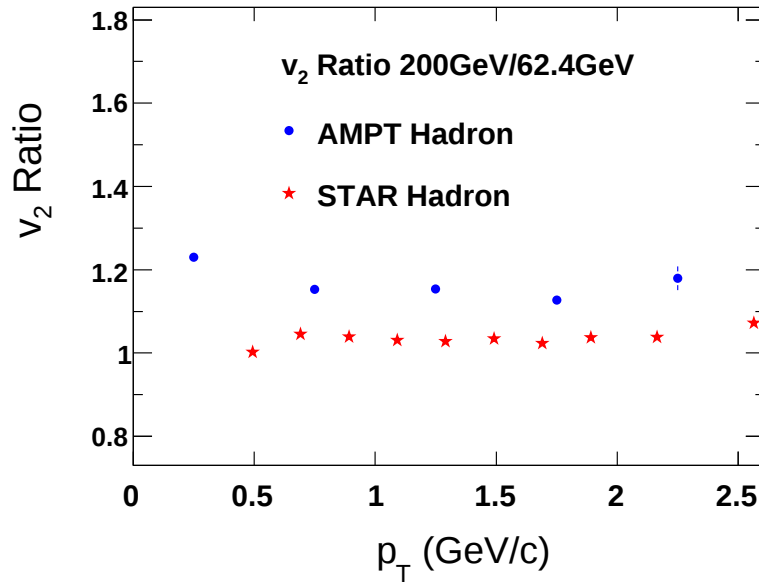


图 7-10 Melting-AMPT模型中，能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 62.4\text{GeV}$ 和200 Ge的Au+Au碰撞中， $\Omega^- + \bar{\Omega}^+$ 重子 v_2 的横动量 p_T 分布。

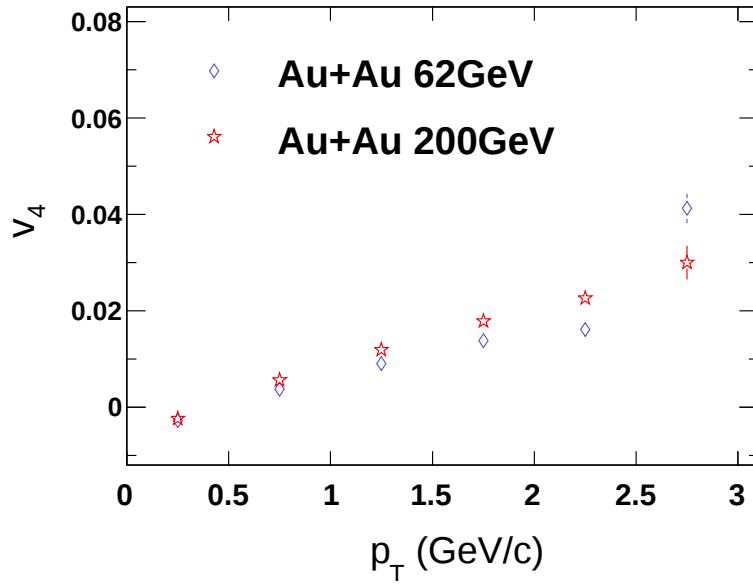


图 7-11 弦熔化AMPT模型中，能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV和200 GeV的Au+Au碰撞中， $\Omega^- + \bar{\Omega}^+$ 重子 v_4 的横动量 p_T 分布。

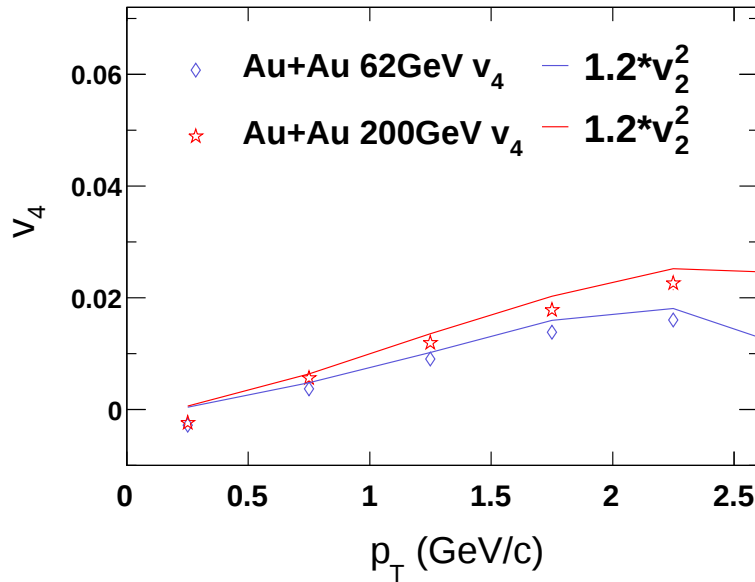


图 7-12 Melting-AMPT模型中，能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV和200 GeV的Au+Au碰撞中， $\Omega^- + \bar{\Omega}^+$ 重子 v_4 的横动量 p_T 分布。

7.4 小结

应用Melting-AMPT模型计算了Au+Au碰撞中, Ω , p , π , K 和带电强子的定向流(v_1), 椭圆流 v_2 和 v_4 。结果表明, 不同的粒子的 $|v_1|$ 都随着 $|y|$ 增加, 带电强子的结果在误差范围内与STAR实验数据一致。在中心快度区域 K 和 π 的 v_1 看起来比较接近, 且接近与零。 p 的 v_1 和介子不同, 在 $|y| < 4$ 的区域, p 的 v_1 看起来出现摆动(wiggle)现象。我们应用Melting-AMPT模型计算了 Ω 重子在能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 62.4\text{GeV}$ 和 200 GeV 的Au+Au碰撞中的椭圆流 v_2 和 v_4 , Ω 重子的椭圆流计算结果在误差范围之内与STAR的测量结果是一致的。在低横动量下遵循着质量相关性; 在中间横动量区域, Ω 重子的椭圆流大于介子的椭圆流而与其他重子椭圆流一致, 并遵循粒子组分夸克标度律。同时 Ω 重子的椭圆流的组分夸克标度率的范围似乎比其他轻粒子要宽, 这可能是由于在AMPT模型的早期过程中 $s(\bar{s})$ 夸克没有完全的热化。在 $\sqrt{s_{NN}} = 62.4\text{GeV}$ 和 200 GeV 的Au+Au碰撞中, Ω 重子椭圆流基本上是一致的, 这说明在AMPT模型中, 当碰撞能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 62.4\text{GeV}$ 时, Ω 重子的椭圆流已经达到饱和。在Melting-AMPT模型, Default-AMPT模型和RQMD模型的计算结果比较中, 可以看到在描述RHIC能量下粒子椭圆流的过程中, 部分子相互作用是不可缺少的, 在AMPT计算的多粒子方位角关联工作中也得出了同样的结论, 对带电强子椭圆流地计算结果也很好的与实验测量结果一致, 可以看到在Melting-AMPT模型中, v_4 可以很好地与1.2倍的 v_2^2 归一化, 这与STAR的实验数据是一致的。Melting-AMPT模型可以比较好地来描述在RHIC能量下粒子的椭圆流以及 v_4 , 其中部分子相互作用过程是十分重要的, 这也说明在RHIC能区的重离子碰撞中可能已经产生了部分子态的较高温度的致密物质。

第八章 总结与展望

在 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV的Au+Au碰撞中，我们测量了以带电强子作为触发粒子，重构的 K_S^0 ， Λ 和 $\bar{\Lambda}$ 作为关联粒子的双粒子方位角关联，提取了在方位角关联条件下的可鉴别关联粒子在Near-Side和Away-Side方向上的粒子产额，而且测量了在两个方向上的粒子比率，包括重子与介子的比率和反重子与重子的比率。也进一步研究了粒子比率与 $\Delta\phi$ 的关系。在测量中由于来自于椭圆流 v_2 和背景扣除的系统误差很大，这对我们得到确定的结论带来了很大的困难，通过增加数据的统计量并且深入理解椭圆流将有助于我们减小误差并得到确切结论。由目前的结果，还是可以看到在Near-Side方向上的重子与介子的比率很接近在p+p碰撞中STAR测量的所有重子与介子的比率；而在Away-Side方向上的重子与介子的比率却很接近在Au+Au碰撞中STAR测量的包含所有粒子的重子与介子的比率，这也说明在Au+Au碰撞中致密物质的存在。通过对于Away-Side方向上重子与介子的比率与 $\Delta\phi$ 的关系研究，我们发现在 $\Delta\phi = \pi$ 附近粒子比率相比在远离 $\Delta\phi = \pi$ 附近的值要小一些，也就是说在我们观察到的Mach-Cone的位置附近，重子与介子的比率可能比较大。尽管非常大的误差，影响我们得到明确的结论，但是我们的测量对双粒子方位角关联的研究起到了一定的推动作用，开辟了双粒子方位角关联研究中的新的方向；也引进了一个研究Away-Side形状和喷注与致密物质相互作用的新途径。

在 $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV的Au+Au碰撞中，我们对 K_S^0 介子产额谱进行了测量。得到

了 K_S^0 介子的产额与横动量 p_T 与横质量 $m_T - m_0$ 的分布曲线。应用指数函数，波尔兹曼函数和Levy函数来拟合分布曲线，得到产额 dN/dy 和温度 T 。 dN/dy 随着 $\langle N_{part} \rangle$ 的增加是线性增加的，温度 T 也是随着 $\langle N_{part} \rangle$ 由周边到中心而增加，但是在一定的碰撞中心度之后，看起来达到饱和。将 K_S^0 的核修正因子与 ϕ 和 Λ 的核修正因子在不同能量和不同碰撞系统中做了比较，可以看到中间横动量区域核修正因子存在粒子种类相关性，这与中间横动量区域区域的椭圆流的测量结果是一致的。在不同能量的比较中，我们发现在 $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV的Au+Au碰撞中， K_S^0 介子的核修正因子要比在 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV的Au+Au碰撞中稍微高一些，而且在较高横动量下都是有明显的压低。但是我们也发现 K_S^0 介子的核修正因子在 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV的d+Au碰撞中，是在1.0附近的，这与在Au+Au碰撞中的结果完全不同。我们同时也比较了在不同能量下和不同碰撞系统中 Λ/K_S^0 的比率，来研究重子产额的增加。可以看到在不同能量的Au+Au碰撞中都存在着重子产额的增加，而在p+p和d+Au碰撞中却没有这种现象。也说明在Au+Au碰撞中，已经达到形成高温高密物质所需要的能量密度；但是在d+Au碰撞中，没有高温高密物质态存在。在 $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV的Au+Au碰撞产生的致密物质中能量损失的强度要小于在 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV的Au+Au碰撞中能量损失的强度，且重子与介子在介质中的能量损失是不同的。当Au+Au碰撞的能量达到 $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV时，就已经会产生高温高密的物质态。

应用PYTHIA模型计算了 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV的p+p碰撞中的双粒子方位角关联。计算中区分了在夸克事件和胶子事件中可鉴别粒子的方位角关联，和区分带正电和带负电的强子的双粒子方位角关联函数。由不同PYTHIA事件中带电强子的双粒子方位角关联的计算，可以明显地看到在夸克事件中双粒子关联函数最低，而在胶子事件中双粒子方位角关联函数最高。带正电强子与带负电强子的关联函数之间存在的比较小的差异。

在AMPT模型中计算了 Ω ， p ， π ， K 和带电强子的定向流(v_1)，椭圆流 v_2 和四极流 v_4 。在Melting-AMPT模型中，不同的粒子的 $|v_1|$ 都随着 $|y|$ 增加，而且带电强子的

结果在误差范围内与STAR实验数据一致。在中心快度区域 K 和 π 的 v_1 看起来比较相似, 且接近于零; 在 $|y| < 4$ 的区域, 可以看到 p 的 v_1 看起来存在摆动(wiggle)现象。在AMPT中, Ω 重子的椭圆流计算结果在误差范围之内与STAR的测量结果是一致的, 而且和其他重子椭圆流的趋势一致。在低横动量下 Ω 重子的椭圆流遵循着质量相关性; 在中间横动量区域与其他重子椭圆流一致, 也遵循组分夸克标度律。 Ω 重子椭圆流的组分夸克归一化的范围似乎比其他轻粒子的要宽, 这可能是由于AMPT模型的早期过程中 $s(\bar{s})$ 夸克没有完全热化的关系。在 $\sqrt{s_{NN}} = 62.4\text{ GeV}$ 和 200 GeV 的Au+Au碰撞中, Ω 重子椭圆流基本上是一致的。在对不同模型计算的 Ω 椭圆流的比较中, 可以发现部分子相互作用在拟合RHIC能区 Ω 椭圆流起着重要作用, 这也说明在RHIC能区的重离子碰撞中已经产生部分子态的高温致密物质。

基于目前的研究, 我们已经得到了在RHIC能区的Au+Au碰撞中产生高温高密物质态的一些证据, 同时也有很多现象我们并不了解其来源与产生机制, 这对我们的探索研究提出了挑战。在以后的研究中目标是明确的, 我们将继续寻找QGP存在的确切证据并对其性质进行研究。对于可鉴别粒子的双粒子方位角关联的研究将会起到很重要的作用。我们可以测量方位角关联条件下的粒子产额和粒子比率, 特别是可以通过粒子的比率与 $\Delta\phi$ 的关系来研究夸克的方位角关联分布。粒子方位角关联也是比较好研究喷注与物质相互作用的方法。随着探测器的升级和数据采集量的增加, 我们将可以选择 Ω 和 ϕ 以至粲粒子作为关联粒子来研究。同时如果我们能够在实验中区分来自夸克和胶子的事件进行方位角关联研究, 能够带给我们关于夸克和胶子能量损失的信息, 对于可鉴别粒子方位角关联能量和系统相关性的研究也会增进我们对于QGP的认识和对能量损失的理解。

随着研究的深入, 我们将会更清晰地加认识我们的世界, 同时会发现更多的问题。科研探索路曼曼其修远兮, 吾将上下而求索。

参 考 文 献

- [1] F. Karsch, Nucl. Phys. A **698**, 199 (2002)
- [2] M. Schmelling, arXiv:hep-ex/9701002.
- [3] K. G. Wilson, Phys. Rev. D **10**, 2445 (1974).
- [4] D. J. Gross and F. Wilczek, Phys. Rev. Lett. **30**, 1343 (1973).
- [5] H. D. Politzer, Phys. Rev. Lett. **30**, 1346 (1973).
- [6] J. C. Collins and M. J. Perry, Phys. Rev. Lett. **34**, 1353 (1975).
- [7] T. D. Lee, Rev. Mod. Phys. **47**, 267 (1975).
- [8] J. Rafelski and J. Letessier, Nucl. Phys. A **715**, 98 (2003)
- [9] I. Pomeranchuk, Dokl. Akad. Nauk SSSR **78**, 889 (1951)
- [10] R. Hagedorn, Nuovo Cim. Suppl. **3**, 147 (1965).
- [11] E. V. Shuryak, Phys. Rept. **61**, 71 (1980).
- [12] J. Adams *et al.* [STAR Collaboration], Nucl. Phys. A **757**, 102 (2005)
- [13] A. Dumitru, U. Katscher, J. A. Maruhn, H. Stoecker, W. Greiner and D. H. Rischke, Z. Phys. A **353**, 187 (1995)
- [14] J. D. Bjorken, Phys. Rev. D **27**, 140 (1983).
- [15] T. Matsui and H. Satz, Phys. Lett. B **178**, 416 (1986).
- [16] J. L. Bailly *et al.* [EHS-RCBC Collaboration], Phys. Lett. B **195**, 609 (1987).
- [17] P. K. Malhotra and R. Orava, Z. Phys. C **17**, 85 (1983).
- [18] M. Gluck and E. Reya, Phys. Lett. B **79**, 453 (1978).
- [19] T. Alber *et al.* [NA35 Collaboration], Z. Phys. C **66**, 77 (1995).
- [20] A. N. Makhlin and Yu. M. Sinyukov, Z. Phys. C **39**, 69 (1988).
- [21] H. W. Barz, B. L. Friman, J. Knoll and H. Schulz, Nucl. Phys. A **484**, 661 (1988).
- [22] H. W. Barz, B. L. Friman, J. Knoll and H. Schulz, Nucl. Phys. A **519**, 831 (1990).

-
- [23] H. W. Barz, B. L. Friman, J. Knoll and H. Schulz, Phys. Lett. B **254**, 315 (1991).
- [24] N. Xu *et al.* [NA44 Collaboration], Nucl. Phys. A **610**, 175C (1996).
- [25] V. Koch, Nucl. Phys. A **590**, 531C (1995)
- [26] H. Stoecker, A. A. Ogloblin and W. Greiner, *Lawrence Berkeley Lab. - LBL-12971 (81,REC.NO.V.) 25p*
- [27] J. I. Kapusta, S. Pratt, L. D. McLerran and H. von Gersdorff, Phys. Lett. B **163**, 253 (1985).
- [28] H. Von Gersdorff, Nucl. Phys. A **461**, 251C (1987).
- [29] M. Gyulassy, M. Plumer, M. Thoma and X. N. Wang, Nucl. Phys. A **538**, 37C (1992).
- [30] S. Mrowczynski, Phys. Lett. B **269**, 383 (1991).
- [31] Y. Koike and T. Matsui, Phys. Rev. D **45**, 3237 (1992).
- [32] A. B. Migdal, Sov. Phys. JETP **5**, 527 (1957)
- [33] M. Gyulassy, I. Vitev and X. N. Wang, Phys. Rev. Lett. **86**, 2537 (2001)
- [34] S. E. Koonin, Phys. Lett. B **70**, 43 (1977).
- [35] F. B. Yano and S. E. Koonin, Phys. Lett. B **78**, 556 (1978).
- [36] S. Pratt, Phys. Rev. Lett. **53**, 1219 (1984).
- [37] S. Pratt, Phys. Rev. D **33**, 1314 (1986).
- [38] U. W. Heinz, Nucl. Phys. A **610**, 264C (1996)
- [39] R. Lednicky, V. L. Lyuboshits, B. Erazmus and D. Nouais, Phys. Lett. B **373**, 30 (1996).
- [40] G. F. Bertsch, Nucl. Phys. A **498**, 173C (1989).
- [41] X.-N. Wang and M. Gyulassy, Phys. Rev. D **44** (1991) 3501 ; M. Gyulassy and X.-N. Wang, Comput. Phys. Commun. **83**, (1994) 307
- [42] H. Jiang, "Strange Hadron(K_S^0 , Λ and Ξ) Production in d+Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV at RHIC", Ph. D Thesis, University of California-Los Angeles, 2005.
- [121] B. I. Abelev *et al.* [STAR Collaboration], Phys. Rev. Lett. **97**, 152301 (2006)
- [44] M. Gyulassy and M. Plumer, Phys. Lett. B **243**, 432 (1990).
- [45] R. Baier, D. Schiff and B. G. Zakharov, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **50**, 37 (2000)
- [46] M. Gyulassy, I. Vitev, X. N. Wang and B. W. Zhang, arXiv:nucl-th/0302077.
- [47] J. Adams *et al.* [STAR Collaboration], Phys. Rev. Lett. **91**, 172302 (2003)

- [48] S. S. Adler *et al.* [PHENIX Collaboration], Phys. Rev. Lett. **91**, 072301 (2003)
- [49] X. N. Wang, Phys. Lett. B **579**, 299 (2004)
- [50] H. Albrecht *et al.* [ARGUS Collaboration], Z. Phys. C **44**, 547 (1989).
- [51] O. Barannikova [STAR Collaboration], Nucl. Phys. A **774**, 465 (2006).
- [120] S. S. Adler *et al.* [PHENIX Collaboration], Phys. Rev. Lett. **91**, 172301 (2003)
- [53] P. R. Sorensen, Nucl. Phys. A **774**, 247 (2006)
- [54] I. Vitev and M. Gyulassy, Nucl. Phys. A **715**, 779 (2003)
- [55] H. Albrecht *et al.* [ARGUS Collaboration], Phys. Lett. B **236**, 102 (1990).
- [56] A. Aktas *et al.* [H1 Collaboration], Eur. Phys. J. C **36**, 413 (2004)
- [57] S. Schael *et al.* [ALEPH Collaboration], Phys. Lett. B **639**, 192 (2006)
- [58] H. d. Liu and Z. Xu, arXiv:nucl-ex/0610035.
- [59] H. D. Liu, "Production of meson, baryon and light nuclei ($A=2, 3$): investigating freeze-out dynamics and roles of energetic quarks and gluons in Au+Au collisions at RHIC", Ph. D Thesis, University of Science and Technology of China–Hefei, 2007.
- [60] S. A. Voloshin and A. M. Poskanzer, Phys. Lett. B **474**, 27 (2000)
- [61] P. Huovinen, P. F. Kolb, U. W. Heinz, P. V. Ruuskanen and S. A. Voloshin, Phys. Lett. B **503**, 58 (2001)
- [62] Y. Lv, "Centrality Dependence of K_S^0 and Λ Elliptic Flow in Au + Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV", Ph. D Thesis, College of Physical Science and Technology, Central China Normal University, April 2007
- [63] O. Y. Barannikova [STAR Collaboration], arXiv:nucl-ex/0403014.
- [64] P. Braun-Munzinger, J. Stachel, J. P. Wessels and N. Xu, Phys. Lett. B **344**, 43 (1995)
- [65] P. Braun-Munzinger, I. Heppe and J. Stachel, Phys. Lett. B **465**, 15 (1999) [arXiv:nucl-th/9903010].
- [66] S. A. Bass, A. Dumitru, M. Bleicher, L. Bravina, E. Zabrodin, H. Stoecker and W. Greiner, Phys. Rev. C **60**, 021902 (1999)
- [135] R. J. Fries, B. Muller, C. Nonaka and S. A. Bass, Phys. Rev. Lett. **90**, 202303 (2003)
- [68] V. Greco, C. M. Ko and P. Levai, Phys. Rev. Lett. **90**, 202302 (2003) [arXiv:nucl-th/0301093].
- [69] Z. w. Lin and C. M. Ko, Phys. Rev. Lett. **89**, 202302 (2002)
- [70] D. Molnar and S. A. Voloshin, Phys. Rev. Lett. **91**, 092301 (2003)

-
- [71] J. y. Jia, Int. J. Mod. Phys. E **16**, 3058 (2008)
- [72] J. Adams *et al.* [STAR Collaboration], Phys. Rev. Lett. **97**, 162301 (2006)
- [73] C. Loizides, Eur. Phys. J. C **49**, 339 (2007)
- [74] T. Renk, Phys. Rev. C **74**, 024903 (2006)
- [75] H. Zhang, J. F. Owens, E. Wang and X. N. Wang, Phys. Rev. Lett. **98**, 212301 (2007)
- [149] J. Adams *et al.* [STAR Collaboration], Phys. Rev. Lett. **91**, 072304 (2003)
- [116] M. J. Horner [STAR Collaboration], J. Phys. G **34**, S995 (2007)
- [78] J. Adams *et al.* [STAR Collaboration], Phys. Rev. Lett. **95**, 152301 (2005)
- [79] M. McCumber and J. Frantz, Acta Phys. Hung. A **27**, 213 (2006)
- [128] J. Casalderrey-Solana, J. Phys. G **34**, S345 (2007)
- [81] J. Casalderrey-Solana, E. V. Shuryak and D. Teaney, J. Phys. Conf. Ser. **27**, 22 (2005) [Nucl. Phys. A **774**, 577 (2006)] [arXiv:hep-ph/0411315].
- [129] H. Stoecker, B. Betz and P. Rau, PoS C **POD2006**, 029 (2006) [arXiv:nucl-th/0703054].
- [127] N. Armesto, C. A. Salgado and U. A. Wiedemann, Phys. Rev. C **72**, 064910 (2005)
- [84] I. M. Dremin, JETP Lett. **30**, 140 (1979) [Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz. **30**, 152 (1979)].
- [125] V. Koch, A. Majumder and X. N. Wang, Phys. Rev. Lett. **96**, 172302 (2006)
- [126] I. Vitev, Phys. Lett. B **630**, 78 (2005)
- [186] G. L. Ma *et al.*, Phys. Lett. B **641**, 362 (2006) [arXiv:nucl-th/0601012].
- [88] J. Ruppert, B. Müller, Phys. Lett. B **618**, (2005) 123
- [89] A. K. Chaudhuri, arXiv:nucl-th/0503028
- [90] R. C. Hwa and Z. Tan, Phys. Rev. C **72**, 057902 (2005)
- [91] J. G. Ulery [STAR Collab.], *Nucl. Phys. A* **783**, 511 (2007);
- [92] N. N. Ajitanand [PHENIX Collab.], *Nucl. Phys. A* **774**, 585 (2006);
- [93] Letessier, J. and Rafelski, J., "**Hadrons and Quark-Gluon Plasma**", "Cambridge University Press", Cambridge, UK, (2002).
- [94] Safarik, K. and Kraus, I. and Newby, J. and Sorensen, P., AIP Conf. Proc. **631**, 377, (2003).
- [95] Ackermann, K. H. *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **499**, 624, (2003).
- [96] Anderson, M. *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **499**, 659, 2003.

-
- [97] Bieser, F. S. *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **499**, 766, 2003.
- [98] K. Hagiwara *et al.*, [Particle Data Group], Phys. Rev. D **66**, 010001, 2002.
- [99] Kotchenda, L. *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **499**, 703, 2003.
- [100] B. Bonner *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **508**, 181 (2003). M. Shao *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **492**, 344 (2002).
- [101] J. Adams *et al.* [STAR Collaboration], Phys. Lett. B **616**, 8 (2005).
- [102] Long, H., "Mid-rapidity Lambda and Antilambda Production in Au+Au Collisions at the Relativistic Heavy-Ion Collider", Ph. D Thesis, University of California–Los Angeles, 2002.
- [103] C. Adler *et al.* [STAR Collaboration], Phys. Rev. Lett. **89**, 092301 (2002).
- [183] C. Adler *et al.* [STAR Collaboration], Phys. Rev. Lett. **87**, 182301 (2001).
- [105] C. Adler *et al.* [STAR Collaboration], Phys. Rev. C **66**, 034904 (2002).
- [106] T. Sjostrand *et al.*, Comput. Phys. Commun. **135**, 238 (2001).
- [107] J. Adams *et al.* [STAR Collaboration], Phys. Rev. Lett. **91**, 172302 (2003)
- [108] J. Adams *et al.* [STAR Collaboration], arXiv:nucl-ex/0311017.
- [109] N. N. Ajitanand *et al.*, Phys. Rev. C **72**, 011902 (2005)
- [110] P. Sorensen [STAR Collaboration], J. Phys. G **34**, S897 (2007)
- [111] S. S. Adler *et al.* [PHENIX Collaboration], Phys. Rev. Lett. **97**, 052301 (2006)
- [112] A. M. Poskanzer and S. A. Voloshin, Phys. Rev. C **58**, 1671 (1998)
- [113] J. Adams *et al.* [STAR Collaboration], Phys. Rev. C **72**, 014904 (2005)
- [114] Paul R. Sorensen, "Kaon and Lambda Production at Intermediate p_T : Insights into the Hadronization of the Bulk Partonic Matter Created in Au+Au Collisions at RHIC", Ph. D Thesis, University of California–Los Angeles, 2003.
- [115] N. Borghini, P. M. Dinh and J. Y. Ollitrault, Phys. Rev. C **64**, 054901 (2001)
- [116] M. J. Horner [STAR Collaboration], J. Phys. G **34**, S995 (2007)
- [117] S. S. Adler *et al.* [PHENIX Collaboration], Phys. Rev. Lett. **97**, 052301 (2006)
- [118] H. Albrecht *et al.* [ARGUS Collaboration], Z. Phys. C **44**, 547 (1989).
- [119] J. Adams *et al.* [STAR Collaboration], Phys. Lett. B **637**, 161 (2006)
- [120] S. S. Adler *et al.* [PHENIX Collaboration], Phys. Rev. Lett. **91**, 172301 (2003)

- [121] B. I. Abelev *et al.* [STAR Collaboration], Phys. Rev. Lett. **97**, 152301 (2006)
- [122] J. Adams *et al.* [STAR Collaborations], arXiv:nucl-ex/0601042.
- [123] D. Kharzeev, Phys. Lett. B **378**, 238 (1996) S. E. Vance, M. Gyulassy and X. N. Wang, Phys. Lett. B **443**, 45 (1998) I. Vitev and M. Gyulassy, Nucl. Phys. A **715**, 779 (2003)
- [124] D. Molnar and S. A. Voloshin, Phys. Rev. Lett. **91**, 092301 (2003) R. C. Hwa and C. B. Yang, Phys. Rev. C **67**, 064902 (2003) R. J. Fries, B. Muller, C. Nonaka and S. A. Bass, Phys. Rev. C **68**, 044902 (2003) V. Greco, C. M. Ko and P. Levai, Phys. Rev. C **68**, 034904 (2003)
- [125] V. Koch, A. Majumder and X. N. Wang, Phys. Rev. Lett. **96**, 172302 (2006)
- [126] I. Vitev, Phys. Lett. B **630**, 78 (2005)
- [127] N. Armesto, C. A. Salgado and U. A. Wiedemann, Phys. Rev. C **72**, 064910 (2005)
- [128] J. Casalderrey-Solana, J. Phys. G **34**, S345 (2007) J. Casalderrey-Solana, E. V. Shuryak and D. Teaney, J. Phys. Conf. Ser. **27**, 22 (2005) [Nucl. Phys. A **774**, 577 (2006)]
- [129] H. Stoecker, B. Betz and P. Rau, PoS C **POD2006**, 029 (2006)
- [130] G. Wilk and Z. Wlodarczyk, Phys. Rev. Lett. **84**, 2770 (2000)
- [131] J. Adams *et al.* [STAR Collaboration], Phys. Rev. C **71**, 064902 (2005)
- [132] G.L.Ma , "Properties of ϕ Meson and Experimental Observable of QGP Phase Transition in Relativistic Heavy ion Collisions", Ph. D Thesis, Shanghai Institute of Applied Physics, April 2006
- [181] B. I. Abelev *et al.* [STAR Collaboration], Phys. Rev. Lett. **99**, 112301 (2007)
- [134] J. Takahashi [STAR Collaboration], J. Phys. G **31**, S1061 (2005).
- [135] R. J. Fries, B. Muller, C. Nonaka and S. A. Bass, Phys. Rev. Lett. **90**, 202303 (2003)
- [136] A. K. Opper *et al.*, Phys. Rev. Lett. **91**, 212302 (2003)
- [137] K. P. Das and R. C. Hwa, Phys. Lett. B **68**, 459 (1977) [Erratum-ibid. **73B**, 504 (1978)].
- [138] R. C. Hwa and C. B. Yang, Phys. Rev. C **67**, 064902 (2003)
- [169] J. Adams *et al.* [STAR Collaboration], Phys. Rev. Lett. **92**, 052302 (2004)
- [140] I. Vitev and M. Gyulassy, Phys. Rev. Lett. **89**, 252301 (2002)
- [141] X. N. Wang, Phys. Lett. B **595**, 165 (2004)
- [142] D. Kharzeev, E. Levin and L. McLerran, Phys. Lett. B **561**, 93 (2003)
- [143] J. W. Cronin, H. J. Frisch, M. J. Shochet, J. P. Boymond, R. Mermoud, P. A. Piroué and R. L. Sumner, Phys. Rev. D **11**, 3105 (1975).

- [144] T. Sjostrand, arXiv:hep-ph/9508391. B. Andersson, G. Gustafson, G. Ingelman and T. Sjostrand, Phys. Rept. **97**, 31 (1983).
- [145] B. Andersson, S. Mohanty and F. Soderberg, arXiv:hep-ph/0212122.
- [146] R. D. Field, Phys. Rev. D **65**, 094006 (2002) [arXiv:hep-ph/0201112]. R. D. Field [CDF Collaboration], in *Proc. of the APS/DPF/DPB Summer Study on the Future of Particle Physics (Snowmass 2001)* ed. N. Graf, *In the Proceedings of APS / DPF / DPB Summer Study on the Future of Particle Physics (Snowmass 2001), Snowmass, Colorado, 30 Jun - 21 Jul 2001, pp P501* [arXiv:hep-ph/0201192].
- [147] K. J. Eskola and H. Honkanen, Nucl. Phys. A **713**, 167 (2003)
- [148] B. I. Abelev *et al.* [STAR Collaboration], Phys. Rev. C **75**, 064901 (2007) [arXiv:nucl-ex/0607033].
- [149] J. Adams *et al.* [STAR Collaboration], Phys. Rev. Lett. **91**, 072304 (2003) [arXiv:nucl-ex/0306024].
- [150] Z. W. Lin, C. M. Ko, B. A. Li, B. Zhang and S. Pal, Phys. Rev. C **72**, 064901 (2005)
- [151] B. Zhang, C. M. Ko, B. A. Li and Z. w. Lin, Phys. Rev. C **61**, 067901 (2000) [arXiv:nucl-th/9907017].
- [152] Z. w. Lin and C. M. Ko, Phys. Rev. C **65**, 034904 (2002) [arXiv:nucl-th/0108039].
- [153] Z. w. Lin, C. M. Ko and S. Pal, Phys. Rev. Lett. **89**, 152301 (2002) [arXiv:nucl-th/0204054].
- [154] X. N. Wang and M. Gyulassy, Phys. Rev. D **44**, 3501 (1991).
- [155] M. Gyulassy and X. N. Wang, Comput. Phys. Commun. **83**, 307 (1994) [arXiv:nucl-th/9502021].
- [156] B. Andersson, G. Gustafson, G. Ingelman and T. Sjostrand, Phys. Rept. **97**, 31 (1983).
- [157] B. Andersson, G. Gustafson and B. Soderberg, Z. Phys. C **20**, 317 (1983).
- [158] B. Zhang, Comput. Phys. Commun. **109**, 193 (1998)
- [159] B. A. Li and C. M. Ko, Phys. Rev. C **52**, 2037 (1995) [arXiv:nucl-th/9505016].
- [160] B. Li, A. T. Sustich, B. Zhang and C. M. Ko, Int. J. Mod. Phys. E **10** (2001) 267.
- [161] B. A. Li, C. M. Ko and W. Bauer, Int. J. Mod. Phys. E **7**, 147 (1998) [arXiv:nucl-th/9707014].
- [182] K. H. Ackermann *et al.* [STAR Collaboration], Phys. Rev. Lett. **86**, 402 (2001)
- [163] A. M. Poskanzer and S. A. Voloshin, Phys. Rev. C **58**, 1671 (1998)
- [164] H. Stoecker, Nucl. Phys. A **750**, 121 (2005)

- [165] R. J. M. Snellings, H. Sorge, S. A. Voloshin, F. Q. Wang and N. Xu, Phys. Rev. Lett. **84**, 2803 (2000)
- [166] J. Adams *et al.* [STAR Collaboration], Phys. Rev. Lett. **92**, 062301 (2004)
- [167] J. Adams *et al.* [STAR Collaboration], Phys. Rev. C **73**, 034903 (2006)
- [168] J. Y. Ollitrault, Phys. Rev. D **46**, 229 (1992).
- [169] J. Adams *et al.* [STAR Collaboration], Phys. Rev. Lett. **92**, 052302 (2004)
- [170] S. S. Adler *et al.* [PHENIX Collaboration], Phys. Rev. Lett. **91**, 182301 (2003)
- [189] J. Adams *et al.* [STAR Collaboration], Phys. Rev. C **72**, 014904 (2005)
- [176] J. Adams *et al.* [STAR Collaboration], Phys. Rev. Lett. **95**, 122301 (2005)
- [173] B. I. Abelev *et al.* [the STAR Collaboration], Phys. Rev. C **75**, 054906 (2007)
- [174] H. van Hecke, H. Sorge and N. Xu, Phys. Rev. Lett. **81**, 5764 (1998)
- [175] J. H. Chen *et al.*, Phys. Rev. C **74**, 064902 (2006).
- [176] J. Adams *et al.* [STAR Collaboration], Phys. Rev. Lett. **95**, 122301 (2005)
- [177] X. z. Cai [STAR Collaboration], Nucl. Phys. A **774**, 485 (2006)
- [178] S. L. Blyth [STAR Collaboration], J. Phys. G **32**, S461 (2006)
- [179] Y. G. Ma, J. Phys. G **32**, S373 (2006)
- [180] M. Issah and A. Taranenko [PHENIX Collaboration], arXiv:nucl-ex/0604011.
- [181] B. I. Abelev *et al.* [STAR Collaboration], Phys. Rev. Lett. **99**, 112301 (2007)
- [182] K. H. Ackermann *et al.* [STAR Collaboration], Phys. Rev. Lett. **86**, 402 (2001)
- [183] C. Adler *et al.* [STAR Collaboration], Phys. Rev. Lett. **87**, 182301 (2001)
- [184] P. F. Kolb and U. W. Heinz, arXiv:nucl-th/0305084.
- [185] Y. Lu *et al.*, J. Phys. G **32**, 1121 (2006)
- [186] G. L. Ma *et al.*, Phys. Lett. B **641**, 362 (2006)
- [187] G. L. Ma *et al.*, Phys. Lett. B **647**, 122 (2007)
- [188] S. Zhang *et al.*, Phys. Rev. C **76**, 014904 (2007)
- [189] J. Adams *et al.* [STAR Collaboration], Phys. Rev. C **72**, 014904 (2005)
- [190] P. F. Kolb, L. W. Chen, V. Greco and C. M. Ko, Phys. Rev. C **69**, 051901 (2004)

-
- [191] T. Z. Yan *et al.*, Phys. Lett. B **638**, 50 (2006)
- [192] Y. G. Ma, in AIP Conference Proceeding CP865: Nuclear Physics Trends: 6th China-Japan Joint Nuclear Physics Symposium (Melville, New York: American Institute of Physics Publisher), eds Y. G. Ma and A. Ozawa.

发表或已接收论文

第一作者论文

- ① Anisotropic flows of Omega baryon due to parton cascades
J.X. Zuo, X.Z. Cai, J.H. Chen, G.L. Ma, Y.G. Ma
[Int. J. Mod. Phys. E **16**, 1870 \(2007\)](#)
- ② Baryon to Meson Ratios on the Near and Away-Side of Jets and their Centrality Dependence at STAR
J.X. Zuo (for the STAR collaboration)
[J. Phys. G **35**, 044027 \(2008\)](#)
- ③ Particle Ratios on the Near and Away-Side of Jets at RHIC
J.X. Zuo (for the STAR collaboration)
[arXiv:0705.3286 \[nucl-ex\]](#)
[23rd Winter Workshop on Nuclear Dynamics, EP Systema, Budapest](#)
[ISBN 978 963 86934 2 6, 73, 2007](#)
- ④ Partonic effect on anisotropic flows of Omega baryon for Au + Au at 62.4 and 200 GeV/c
J. X. Zuo, J. Y. Chen, X. Z. Cai, Y. G. Ma, F. Liu, P. Sorensen, A. H. Tang, H. Z. Huang, J. H. Chen, G.L. Ma, C. Zhong
[Eur. Phys. J. C \(Accepted\)](#)
- ⑤ Particle Correlation in p+p Collision 200 GeV in PYTHIA
ZUO Jia-Xu, SORENSEN Paul, CAI Xiang-Zhou, HEINZ Mark, MA Yu-Gang
[Chin. Phys. C \(High Energy Physics and Nuclear Physics\) \(Accepted\)](#)

合作论文

- ① Baryon-Strangeness correlations in Parton/Hadron transport model for Au + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{GeV}$
F. Jin, Y.G. Ma, G.L. Ma, J.H. Chen, S. Zhang, X.Z. Cai, H.Z. Huang, J. Tian, C. Zhong,
J.X. Zuo
[J. Phys. G **35**, 044070 \(2008\)](#)
- ② Transverse momentum and pseudorapidity dependences of 'Mach-like' correlations for central Au + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{GeV}$
S. Zhang, G. L. Ma, Y. G. Ma, X. Z. Cai, J. H. Chen, H. Z. Huang, W. Q. Shen, X. H. Shi,

- F. Jin, J. Tian, C. Zhong, **J.X. Zuo**
[Phys. Rev. C **76**, 014904 \(2007\)](#)
- ③ Hadron azimuthal correlations and Mach-like structures in a partonic/hadronic transport model
 G.L. Ma, S. Zhang, b, Y.G. Ma, X.Z. Cai, J.H. Chen, b, Z.J. He, H.Z. Huang, J.L. Long, W.Q. Shen, X.H. Shi, C. Zhong, **J.X. Zuo**
[Nucl. Phys. A **783**, 515 \(2007\)](#)
- ④ Three-Particle Correlations from Strong Partonic Cascade in the AMPT model
 G.L. Ma, Y.G. Ma, S. Zhang, X.Z. Cai, J.H. Chen, Z.J. He, H.Z. Huang, J.L. Long, W.Q. Shen, X.H. Shi, C. Zhong, **J.X. Zuo**
[Phys. Lett. B **647**, 122 \(2007\)](#)
- ⑤ Azimuthal correlations of hadrons in a partonic / hadronic transport model
 G. L. Ma, S. Zhang, Y. G. Ma, H. Z. Huang, X. Z. Cai, J. H. Chen, Z. J. He, J. L. Long, W. Q. Shen, X. H. Shi, **J.X. Zuo**
[AIP Conf. Proc. **865**, 300 \(2006\)](#)
- ⑥ Elliptic flow of phi mesons and strange quark collectivity
 J.H. Chen, Y.G. Ma, G.L. Ma, X.Z. Cai, Z.J. He, H.Z. Huang, J.L. Long, W.Q. Shen, C. Zhong, **J.X. Zuo**
[Phys. Rev. C **74**, 064902 \(2006\)](#)
- ⑦ Surveying the nucleon-nucleon momentum correlation function in the framework of quantum molecular dynamics model
 Y. G. Ma, Y. B. Wei, W. Q. Shen, X. Z. Cai, J. G. Chen, J. H. Chen, D. Q. Fang, W. Guo, C. W. Ma, G. L. Ma, Q. M. Su, W. D. Tian, K. Wang, T. Z. Yan, C. Zhong, **J.X. Zuo**
[Phys. Rev. C **73**, 014604 \(2006\)](#)
- ⑧ Di-hadron azimuthal correlation and mach-like cone structure in parton/hadron transport model
 G.L. Ma, b, S. Zhang, b, Y.G. Ma, H.Z. Huang, X.Z. Cai, J.H. Chen, b, Z.J. He, J.L. Long, W.Q. Shen, X.H. Shi, **J.X. Zuo**
[Phys. Lett. B **641**, 362 \(2006\)](#)
- ⑨ Strange quark collectivity of phi meson at RHIC
 Y.G. Ma, J.H. Chen, G.L. Ma, H.Z. Huang, X.Z. Cai, Z.J. He, J.L. Long, W.Q. Shen, **J.X. Zuo**
[Eur. Phys. J. A **29**, 11 \(2006\)](#)
- ⑩ Isoscaling of projectile-like fragments
 Zhong Chen, Ma Yu-Gang, Fang De-Qing, Cai Xiang-Zhou, Chen Jin-Gen, Shen Wen-Qing, Tian Wen-Dong, Wang Kun, Wei Yi-Bin, Chen Jin-Hui, Guo Wei, Ma Chun-Wang, Ma Guo-Liang, Su Qian-Min, Yan Ting-Zhi, **J.X. Zuo**
[Chin. Phys. **15**, 1481 \(2006\)](#)

STAR合作组文章

- ① Forward Neutral Pion Transverse Single Spin Asymmetries in p+p Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{GeV}$
B. I. Abelev *et al.* [STAR Collaboration]
[arXiv:0801.2990 \[hep-ex\]](#)
- ② Longitudinal double-spin asymmetry for inclusive jet production in p+p collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{GeV}$
B. I. Abelev *et al.* [STAR Collaboration]
[arXiv:0710.2048 \[hep-ex\]](#)
- ③ Forward Lambda production and nuclear stopping power in d + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{GeV}$
B. I. Abelev *et al.* [STAR Collaboration]
[Phys. Rev. C **76**, 064904 \(2007\)](#)
- ④ Measurement of transverse single-spin asymmetries for di-jet production in proton-proton collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{GeV}$
B. I. Abelev *et al.* [STAR Collaboration]
[Phys. Rev. Lett. **99**, 142003 \(2007\)](#)
- ⑤ Enhanced strange baryon production in Au + Au collisions compared to p + p at $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{GeV}$
B. I. Abelev *et al.* [STAR Collaboration]
[arXiv:0705.2511 \[nucl-ex\]](#)
- ⑥ Global polarization measurement in Au+Au collisions
B. I. Abelev *et al.* [STAR Collaboration]
[Phys. Rev. C **76**, 024915 \(2007\)](#)
- ⑦ Energy dependence of $\pi^\pm$, p and $\bar{p}$ transverse momentum spectra for Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 62.4\text{ and }200\text{GeV}$
B. I. Abelev *et al.* [STAR Collaboration]
[Phys. Lett. B **655**, 104 \(2007\)](#)
- ⑧ Partonic flow and phi-meson production in Au + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{GeV}$
B. I. Abelev *et al.* [STAR Collaboration]
[Phys. Rev. Lett. **99**, 112301 \(2007\)](#)
- ⑨ Charged particle distributions and nuclear modification at high rapidities in d + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{GeV}$
B. I. Abelev *et al.* [STAR Collaboration]
[arXiv:nucl-ex/0703016](#)

- ⑩ Mass, quark-number, and $\sqrt{s_{NN}}$ dependence of the second and fourth flow harmonics in ultra-relativistic nucleus-nucleus collisions
B. I. Abelev *et al.* [**STAR Collaboration**]
[Phys. Rev. C **75**, 054906 \(2007\)](#)
- ⑪ Rapidity and species dependence of particle production at large transverse momentum for d+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{GeV}$
B. I. Abelev *et al.* [**STAR Collaboration**]
[Phys. Rev. C **76**, 054903 \(2007\)](#)
- ⑫ Longitudinal double-spin asymmetry and cross section for inclusive jet production in polarized proton collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{GeV}$
B. I. Abelev *et al.* [**STAR Collaboration**]
[Phys. Rev. Lett. **97**, 252001 \(2006\)](#)
- ⑬ Neutral kaon interferometry in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{GeV}$
B. I. Abelev *et al.* [**STAR Collaboration**]
[Phys. Rev. C **74**, 054902 \(2006\)](#)
- ⑭ Strange particle production in p+p collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{GeV}$
B. I. Abelev *et al.* [**STAR Collaboration**]
[Phys. Rev. C **75**, 064901 \(2007\)](#)
- ⑮ Transverse momentum and centrality dependence of high- p_T non-photonic electron suppression in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{GeV}$
B. I. Abelev *et al.* [**STAR Collaboration**]
[Phys. Rev. Lett. **98**, 192301 \(2007\)](#)
- ⑯ Delta phi Delta eta Correlations in Central Au+Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{GeV}$
B. I. Abelev *et al.* [**STAR Collaboration**]
[Phys. Rev. C **75**, 034901 \(2007\)](#)
- ⑰ The Multiplicity dependence of inclusive p(t) spectra from p-p collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{GeV}$
B. I. Abelev *et al.* [**STAR Collaboration**]
[Phys. Rev. D **74**, 032006 \(2006\)](#)
- ⑱ Scaling Properties of Hyperon Production in Au+Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{GeV}$
B. I. Abelev *et al.* [**STAR Collaboration**]
[Phys. Rev. Lett. **98**, 062301 \(2007\)](#)
- ⑲ Identified baryon and meson distributions at large transverse momenta from Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{GeV}$
B. I. Abelev *et al.* [**STAR Collaboration**]
[Phys. Rev. Lett. **97**, 152301 \(2006\)](#)

- ⑳ The Energy dependence of p_T angular correlations inferred from mean- $p(t)$ fluctuation scale dependence in heavy ion collisions at the SPS and RHIC
J. Adams *et al.* [STAR Collaboration]
[J. Phys. G **33**, 451 \(2007\)](#)
- ㉑ Strange baryon resonance production in $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{GeV}$ p+p and Au+Au collisions
J. Adams *et al.* [STAR Collaboration]
[Phys. Rev. Lett. **97**, 132301 \(2006\)](#)
- ㉒ Direct observation of dijets in central Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{GeV}$
J. Adams *et al.* [STAR Collaboration]
[Phys. Rev. Lett. **97**, 162301 \(2006\)](#)
- ㉓ Forward neutral pion production in p+p and d+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{GeV}$
J. Adams *et al.* [STAR Collaboration]
[Phys. Rev. Lett. **97**, 152302 \(2006\)](#)
- ㉔ Measurements of identified particles at intermediate transverse momentum in the STAR experiment from Au + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{GeV}$
J. Adams *et al.* [STAR Collaboration]
[arXiv:nucl-ex/0601042](#)
- ㉕ Identified hadron spectra at large transverse momentum in p+p and d+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{GeV}$
J. Adams *et al.* [STAR Collaboration]
[Phys. Lett. B **637**, 161 \(2006\)](#)
- ㉖ Strangelet search at RHIC
B. I. Abelev *et al.* [STAR Collaboration]
[Phys. Rev. C **76**, 011901 \(2007\)](#)
- ㉗ Multiplicity and pseudorapidity distributions of charged particles and photons at forward pseudorapidity in Au + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{GeV}$
J. Adams *et al.* [STAR Collaboration]
[Phys. Rev. C **73**, 034906 \(2006\)](#)
- ㉘ Proton - lambda correlations in central Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{GeV}$
J. Adams *et al.* [STAR Collaboration]
[Phys. Rev. C **74**, 064906 \(2006\)](#)
- ㉙ Directed flow in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{GeV}$
J. Adams *et al.* [STAR Collaboration]
[Phys. Rev. C **73**, 034903 \(2006\)](#)
- ㉚ Transverse-momentum p_T correlations on (η, ϕ) from mean- p_T fluctuations in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{GeV}$

J. Adams *et al.* [STAR Collaboration]

J. Phys. G **32**, L37 (2006)

学术会议报告

① **International Workshop on "QCD Theory and RHIC Physics "**

中国 武汉 2005 年 5 月

口头报告: K_S^0 production at 62.4 GeV in STAR

② **The 19th International Conference on Ultra-Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions (QM2006)**

中国 上海 2006 年 11 月

会议海报: Directed and Elliptic Flow of Ω from the AMPT model

③ **23rd Winter Workshop on Nuclear Dynamics**

美国 Montana 2007 年 2 月

口头报告: Strange Particle Ratios on the Near and Away-Side of Jets at RHIC

④ **International Conference on STRANGENESS IN QUARK MATTER(SQM2007)**

斯洛伐克 Levoča 2007 年 6 月

口头报告: Strange Particle Ratios on the Near and Away-Side of Jets at RHIC

⑤ **第13届全国核物理大会**

中国 兰州 2007 年 8 月

口头报告: Strange Particle Correlation and Ratios at RHIC

⑥ **The 20th International Conference on Ultra-Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions (QM2006)**

印度 Jaipur 2008 年 2 月

会议海报: The ratios of identified strange associated hadrons in the mach-cone region in STAR

致 谢

本论文是在沈文庆院士，蔡翔舟研究员和Dr. P. Sorensen的悉心指导下，在各位老师和同学的全力帮助与关心之下完成的。

首先要特别感谢沈文庆院士，蔡翔舟研究员，他们直接指导了我的博士学位研究工作，使我在开始研究生学习时就明确了研究方向。沈先生在百忙之余时刻给予了我工作和生活上的无微不至的关怀，并对我的博士学习和论文的完成给予了悉心的指导。沈先生对科研工作一丝不苟，实事求是的作风，严谨的治学态度对我影响很深，时刻鞭策激励这我，是我终生学习工作的标准。蔡老师扎实的物理功底和清晰的物理图像在许多方面给予我重要的启发；他对众多文献的超强记忆力，对不同文献间的相互联系以及多学科方向交叉应用的能力给我留下了深刻印象；蔡老师诲人不倦的精神和塌实求真的科研作风值得我终生学习；蔡老师为我创造了良好的科研条件，并在整个博士期间始终给予我悉心、细致而又全面的指导，这是本论文得以完成的基础。

特别感谢Dr. Paul Sorensen，他直接指导了我博士学位工作的主要部分，使我对于STAR的数据分析有了更好的理解应用，也使我感觉到物理学的美妙。在共同的研究工作中，Dr. P. Sorensen对高能物理的理解和感觉，扎实的物理数学基础，对文献和基础理论的应用能力都给我十分深刻的印象。他踏实求实，精确要求的科研作风也同时激励我的工作。另外，也特别感谢Paul在生活上的关心和帮助，使我能够很快的适应环境进入工作状态。

特别感谢马余刚研究员，他几乎全程指导了我的科研工作，如果没有他的热心指导，本论文是不可能及时完成的；马老师对与物理多学科之间的联系和交叉，不同方法的综合应用给我重要的启发，也是我学习的楷模。同时，他敏捷的思维以及对物理问题的透彻理解力，给我留下了深刻的印象，即使对于科研外的知识，马老师也能给出透彻的评价，这一点我十分羡慕。

特别感谢黄焕中教授的指导和讨论，黄老师扎实深厚的物理基础，清晰明确的物理图像，对物理方向的敏感，对不同物理题目之间的理解和联系给我深刻的印象。在黄老师身上是我感觉到真正物理学家的风采。

特别感谢钟晨副研究员在BNL对我的指教和帮助，感谢他对我在美国生活的指点和工作上的技术帮助。特别感谢BNL的Zhangbu Xu研究员，Aihong Tang研究员和LBNL的Nu Xu研究员，对我的指导讨论和帮助，感谢他们在探测器方面对我的指教。感谢在BNL共同生活工作的同学和同事，他们是张海滨博士，黄胜利博士，阮丽娟博士，刘海东博士，张一飞博士，吕龔博士，陈佳贇博士。感谢他们的友情和帮助，感谢来自他们的关心，使我们在BNL生活学习的日子快乐充实而丰富多彩。特别感谢刘靖博士和他的夫人蒋海音女士，感谢他们给我家人般的关心以及在生活上，工作上的帮助。

感谢应用物理研究所的许多高能核物理科学家，特别是贺泽君研究员、王宏伟副研究员、方德清副研究员、田文栋副研究员。特别感谢陈金根博士、王鲲博士、马国亮博士、龙家丽博士、郭威博士对我的帮助。感谢陈金辉、颜庭志、马春旺、马二俊、张松、靳富等同学在工作上的讨论和合作。感谢核物理室的全体工作人员和研究生。也感谢STAR实验合作组和其中的所有工作研究人员。

特别感谢上海应用物理研究所研究生部高君颖老师，叶惠芳老师和钟静老师对我学习上的帮助关心。感谢所有关心、理解和支持我的老师和朋友们。

最后，我要衷心地感谢我亲爱的、纯朴善良的父母和家人，是他们带给我优秀的品格，教导我做人的道理以及对事业的追求。