

分类号 0571.6
UDC _____

密级 _____
编号 _____

中国科学院研究生院
博士学位论文

相对论重离子碰撞(RHIC)实验中 ϕ 介子的产生及
奇异夸克性质测量

陈 金 辉

指 导 教 师 马余刚 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 _____

中国科学院上海应用物理研究所论文独创性声明和使用授权说明

论文独创性声明

本人郑重声明：所呈交的学位论文是本人在导师指导下，独立进行研究工作所取得的成果。尽我所知，除文中已经注明引用的内容外，本论文不含任何其他人或集体已经发表或撰写过的作品或成果。对本文的研究做出贡献的个人和集体，均已在文中以明确方式说明并表示了感谢。本声明的法律结果由本人承担。

声明人：

日期： 年 月 日

学位论文使用授权说明

本人完全了解中科院上海应用物理研究所关于收集、保存、使用学位论文的规定，即：

- 1、按照应物所的要求向研究生部提交学位论文的印刷本，向信息中心提交学位论文电子版；
- 2、应物所有权保存学位论文的印刷本和电子版，并提供目录检索与阅览服务；
- 3、应物所可以采用影印、缩印、数字化或其它复制手段保存论文；
- 4、应物所可以公布论文的全部或部分内容；
- 5、应物所有权按规定向有关论文保存单位提交论文，并同意论文保存单位向社会公布。

（保密论文在解密后遵守此规定）

论文作者签名：

导师签名：

年 月 日

年 月 日

博士学位论文



相对论重离子碰撞(RHIC)实验中 ϕ 介子的产生及奇异夸克性质测量

Measurement of ϕ -meson production and strange quark properties in $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$

陈金辉

中国科学院上海应用物理研究所

贰零零捌年肆月贰拾日



致 谢

本论文是在马余刚研究员和黄焕中教授的悉心指导下，在各位老师，同学的全力帮助和关心下完成的。

首先要特别感谢马老师和黄老师。马老师和黄老师给我创造了良好的科研条件，并在整个研究生学习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；两位老师严谨的治学态度和踏实的工作作风一直鞭策和激励着我在科学研究的道路上不断前进；老师清晰的物理图象、渊博的学识和敏锐的科学洞察力将使我受益终生；另外，老师在百忙之余时刻给予我生活上无微不至的关怀，对此我再次表示衷心的感谢。

遥记得当年初入学，我对于重离子碰撞只有粗浅的认识，还不知道科研工作该如何展开。正是马老师细致的辅导，精确的讲解，耐心的引导，才让我慢慢地步入重离子碰撞物理美妙的世界。特别感谢马老师在我求学期间送我到美国加州大学洛杉矶分校 (UCLA) 进一步学习。在那里，黄老师引领我进入科学的殿堂。黄老师扎实的物理功底与清晰的物理图象在许多方面启发了我的思路；他敏锐的物理直觉和深刻的物理洞察力让我深受震撼；他诲人不倦的精神和塌实求真的科研作风值得我终生学习。

感谢蔡翔舟研究员，和蔡老师持续的讨论给了我工作上巨大的帮助。感谢马国亮博士和马经国博士，两位师兄对我工作上详细的指导使得我的研究工作事半功倍，进展顺利。感谢UCLA重离子碰撞组的成员在我访问UCLA期间学习上的指导，讨论和生活上的帮助，其中要特别感谢Charles J. Whitten教授的资助。感谢LBNL实验室许怒研究员

和BNL实验室许长补研究员一直以来在物理上的指导和鼓励。感谢SINAP核物理研究室钟晨博士、陈金根博士、郭威博士、魏义彬博士、王鲲博士和龙家丽博士，他们与我在许多方面的讨论对我有很大的帮助。特别感谢马春旺、颜廷志、左嘉旭、张松、施兴华、刘桂华、靳富、田健、勇振中等同学在工作上和学习上的讨论与合作，他们的相伴使得我的研究生生涯充满色彩和快乐。

感谢沈文庆院士对我学习和研究工作的支持和鼓励。

非常感谢核物理室重离子反应组的全体工作人员和研究生，能在这样一个年轻而开放的研究团队里工作和学习是我的荣幸。非常感谢RHIC-STAR国际合作组，能够在时下世界上最顶级的高能重离子碰撞实验组学习是一个科研工作者最大的荣幸。

感谢我所研究生部高君颖老师、叶惠芳老师以及我所2005级全体研究生同学对我学习和生活上的帮助与关心。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父母二十多年来对我的谆谆教诲与无私奉献，他们身上那种诚实善良和心胸开阔的美德是我力量的源泉，使我树立起毕生追求真理、坚持不懈地探索自然界奥秘的信念。衷心地感谢我深爱的妻子张丽航，在学习期间，她一直以来的支持和鼓励，她的理解和关爱使我每时每刻都有一顆平静的心；她在我遇到问题的时候伴我共渡难关，使我每时每刻都充满了克服困难的勇气和力量；她在我取得成就的时候共同分享，使我真切的感受到生活的美好与神奇。

摘 要

量子色动力学(QCD)是一种描述强相互作用的基本的规范场理论。格点QCD计算预言在高温和低重子密度的条件下会产生从普通的强子物质到一种夸克解禁、局部热化的物质状态—夸克-胶子等离子体(QGP)的相变。位于美国布鲁克海汶国家实验室的相对论重离子对撞机(RHIC)在过去几年的运行中取得了大量的可喜的结果。这些结果都证明在RHIC上已产生了一种新的高温、高密度的且具有很强的集体运动特征的物质,这种物质不能用强子物质的自由度来描述。另一方面,奇异夸克增强被认为是研究QGP形成信号及其性质的敏感探针之一。 ϕ 介子,作为最轻的禁闭奇异矢量介子($s\bar{s}$),由于其在强子相中较小的作用截面和较长的寿命,被认为是研究RHIC早期部分子动力学的理想探针。

本文分析了 $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV Au+Au碰撞中 ϕ 介子的产额,测量了若干敏感实验观察量,定性地探讨 ϕ 介子产生机制和奇异夸克性质。通过 $\phi \rightarrow K^+K^-$ 反应道,我们重建了中快度区($|y| < 0.5$) ϕ 介子的横向动量(p_T)分布。分析发现中心碰撞的横向动量谱符合指数函数描述,而到周边碰撞时,在较高 p_T 区间出现抬高的迹象,偏离指数函数描述,需要用Levy函数才能恰当地描述。 ϕ/K 产额比随着碰撞系统、能量、中心度的系统性研究和 ϕ 介子的 $\langle p_T \rangle$ 随着碰撞中心度基本上不变的行为,和以 K^+K^- 组合作为 ϕ 介子产生的主要反应道的输运模型预言相矛盾。在 $p_T < 4.0$ GeV/c 区间 Ω/ϕ 产额比随 p_T 的依赖关系符合 ϕ 介子是由处于热化的奇异夸克组合而来的理论预言; ϕ 介子的核修正因子 R_{CP} 和 K_S^0 的相符合而偏离于 Λ 的行为,支持介子-重子分类标度; ϕ 介子的椭圆流在中间 p_T 区间也表现出类似于其它介子行为。上述测量似乎表明 RHIC Au+Au中心碰撞中, ϕ 介子是由处于热化的奇异夸克组合产生,RHIC观察到的集体流效应是部分子层面的而不是强子层面的。

在夸克组合模型框架下, $\Omega(p_T/3)/\phi(p_T/2)$ 和 $\Xi(p_T/3)/\phi(p_T/2)$ 分别表示的是奇异夸克和轻夸克在强子化时刻的分布。从RHIC实验数据分析中发现奇异夸克的横向动量谱要平

于轻夸克的，预示着奇异夸克在部分子演化过程中形成了强于轻夸克的径向流，这与流体动力学行为是相符合的。我们的分析对RHIC能区的部分子演化过程提供了一个很好的参考基准。

我们还分析了RHIC下 ϕ 介子的自旋排列行为。相对于反应平面(全局极化)， ϕ 介子的自旋密度矩阵元 $\rho_{00} = 0.34 \pm 0.02(stat) \pm 0.03(syst)$ ($0.4 < p_T < 5.0$ GeV/c)，并且不随着横向动量和碰撞中心度改变而变化。实验数据符合非极化($\rho_{00} = 1/3$)情形，客观上否定了在RHIC的中快速区域由于系统轨道角动量引起的末态粒子极化的设想。相对于产生平面(横向极化)， ϕ 介子的自旋密度矩阵元 $\rho_{00} = 0.41 \pm 0.02(stat) \pm 0.04(syst)$ ，和p+p碰撞中的结果自洽， $\rho_{00} = 0.39 \pm 0.03(stat) \pm 0.06(syst)$ 。我们的测量结果对于粒子产生动力学诱发的极化过程提供了实验上的定量限制。

关键词： 相对论重离子碰撞(RHIC)，奇异夸克，组分夸克标度，核修正因子，椭圆流，极化

Abstract

Quantum Chromodynamics (QCD) is a basic gauge field theory to describe strong interactions. Lattice QCD calculations predict a phase transition from hadronic matter to a deconfined, locally thermalized *Quark-Gluon Plasma* (QGP) state at high temperature and small baryon density. Plenty of exciting results from RHIC experiments in the past few years have demonstrated that a hot and dense matter with strong collective motion which cannot be described with hadronic degrees of freedom was created at RHIC. Strangeness enhancement was predicted to be one of the penetrating probes for the formation of QGP. The ϕ -meson, as the lightest vector meson with hidden strangeness ($s\bar{s}$), was proposed to be an ideal probe to study the early stage dynamics in heavy ion collisions due to its small hadronic cross section and relative long lifetime.

We present STAR measurement of ϕ meson production in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Through its charged Kaon decay channel $\phi \rightarrow K^+K^-$, ϕ meson transverse momentum (p_T) spectra are obtained at mid-rapidity ($|y| < 0.5$) for various centralities by using an event mixing method. ϕ meson spectra in central Au+Au collisions are found to be well described by a single exponential distribution while the spectra from peripheral collisions show power-law tails at intermediate and high p_T and are described better by Levy distributions. The weak centrality dependence of $\langle p_T \rangle$ and the constant ϕ/K^- yield ratio vs. beam species, collision centrality and energy are in contradiction with expectations from models having kaon coalescence as the dominant mechanism for ϕ production. The Ω/ϕ yield ratio as a function of p_T is consistent with a model based on the recombination of thermal s quarks up to $p_T \sim 4$ GeV/c, but disagrees at higher p_T . The nuclear modification

factor (R_{CP}) of the ϕ meson follows the trend observed in the K_S^0 mesons rather than that of Λ baryons, supporting baryon-meson scaling. The elliptic flow (v_2) of the ϕ meson in minimum bias collisions is consistent with the trend observed for mesons. Our data are consistent with ϕ mesons in central Au+Au collisions being created via coalescence of thermalized s quarks and the formation of a hot and dense matter with partonic collectivity at RHIC.

The analysis of $\Omega(p_T/3)/\phi(p_T/2)$ and $\Xi(p_T/3)/\phi(p_T/2)$ vs. p_T/n_q (n_q is the number of constitute quarks) represented the effective quark distributions at hadronization. Experimental data indicate that strange quarks have a transverse momentum distribution flatter than that of up/down quarks, which is consistent with hydrodynamic expansion in partonic phase prior to hadronization. Our extracted parton transverse momentum distributions at the hadronization provide a unique constraint on the partonic evolution history.

We also present the first spin alignment measurements for the ϕ meson at RHIC. The diagonal spin density matrix elements with respect to the reaction plane in Au+Au collisions are found to be $\rho_{00} = 0.34 \pm 0.02$ (stat) ± 0.03 (syst), and are constant with transverse momentum and collision centrality. The data are consistent with the unpolarized expectation of 1/3 and thus no evidence is found for the transfer of the orbital angular momentum of the colliding system to the vector meson spins. Spin alignments for the ϕ meson in Au+Au collisions were also measured with respect to the particle's production plane. The result, $\rho_{00} = 0.41 \pm 0.02$ (stat) ± 0.04 (syst), is consistent with that in p+p collisions, $\rho_{00} = 0.39 \pm 0.03$ (stat) ± 0.06 (syst), also measured in this work. The measurements thus constrain the possible limit of polarization phenomena in the production dynamics of vector mesons.

Keywords: RHIC, strangeness, quark coalescence/recombination, nuclear modification factor, elliptic flow, polarization

目录

致谢	i
摘要	iii
Abstract	v
1 引言	1
1.1 量子色动力学-QCD	2
1.2 QCD 相变	3
1.3 相对论重离子碰撞	4
1.3.1 RHIC中的核停止力度和初始能量密度	5
1.3.2 喷注淬火-Jet quenching	6
1.3.3 夸克组合模型描述RHIC中粒子的产生	8
1.4 重离子碰撞中 ϕ 介子的产生	10
1.5 极化探针	13
2 相对论重离子碰撞实验装置	17
2.1 相对论重离子对撞机-RHIC	17
2.2 STAR 实验装置	19
2.2.1 主要探测器：时间投影室(Time Projection Chamber)	21
3 实验数据分析方法和结果	25
3.1 数据样本和挑选条件	25
3.2 重建 ϕ 介子信号	27
3.3 探测器接收度和探测效率修正	30
3.4 200 GeV Au+Au碰撞中 ϕ 介子的产额	31
3.4.1 ϕ 介子横向动量谱	31
3.4.2 ϕ 介子产额分析中的系统误差	33
3.5 200 GeV Au+Au碰撞中 ϕ 介子的椭圆流	34
3.5.1 事件平面的重建及其弥散度	34
3.5.2 提取 ϕ 介子椭圆流	36
3.6 ϕ 介子自旋排列分析	39
3.6.1 全局自旋排列，即相对于反应平面的测量	40
3.6.2 横向自旋排列，即相对于产生平面的测量	44

4 结果讨论	47
4.1 相对论重离子碰撞中 ϕ 介子的产生机制	47
4.1.1 横向动量谱, 单位快度产额和平均 p_T	47
4.1.2 粒子产额比: ϕ/π , ϕ/K , R_{CP} 和 Ω/ϕ 。	50
4.2 Ω/ϕ 和奇异夸克性质的关联	53
4.2.1 奇异夸克的横向动量分布	53
4.2.2 奇异夸克和轻夸克产额比	55
4.3 相对论重离子碰撞中 ϕ 介子的椭圆流	58
4.4 相对论重离子碰撞中极化信号的探测	60
5 结论和展望	65
5.1 结论	65
5.2 展望	67
参考文献	69
插图目录	74
表格目录	80
发表论文和学术报告清单	83
附录: 常用变量	87

第一章 引言

什么是组成千姿百态的大千世界的基本单元呢？是物理学家常常问起的问题之一。从古代分子学说，到近代的原子论发展到原子核理论，乃至现代的夸克假设，人类对于自然的认识逐渐地深化。现在，夸克作为组成物质的基本单元，已经被科学家证实和大众所接受。然而，在自然界中，我们并没有观察到自由存在的夸克。科学家的解释是夸克通过相互作用被禁闭在强子里，这种相互作用称为强相互作用。描述强相互作用的理论是量子色动力学(QCD)。QCD理论的一个重要特征是渐进自由，即夸克之间的相互作用强度与距离成正比，只有在距离很小的时候，强相互作用才变弱，才有机会观察到‘独立’的夸克。分开禁闭的夸克对需要无穷的能量，所以自然状态下不可能把它们分开。QCD理论描述了夸克禁闭，它预言在极高温或低重子数密度下，强子物质会解除禁闭形成夸克胶子等离子体(Quark Gluon Plasma)。在这种新的物质形态下，夸克和胶子可以在较大的范围内运动。

寻找这种新的物质形态成为核物理学家的一个重要任务。位于美国布鲁克海汶国家实验室(Brookhaven National Laboratory)的相对论重离子对撞机(Relativistic Heavy-Ion Collider)的运行，给科学家提供了在实验室上寻找QGP信号和研究物质在极高温和密度下的性质的途径，这种研究将会极大的丰富人类对于自然界物质组成的认识。

1.1 量子色动力学-QCD

QCD作为描述夸克胶子相互作用的理论，通过胶子传递相互作用，是 $SU(3)$ 下的非阿贝尔规范场论。它在很多方面类似于描述电磁相互作用的量子电动力学(QED，物理学家对于通过光子传递相互作用的QED有较深刻的认识)。不过，QCD的非阿贝尔性质导致了胶子是带色的(描述电磁相互作用的光子是电中性的)，这就会使得在强相互作用下产生很多令人意外的结果。

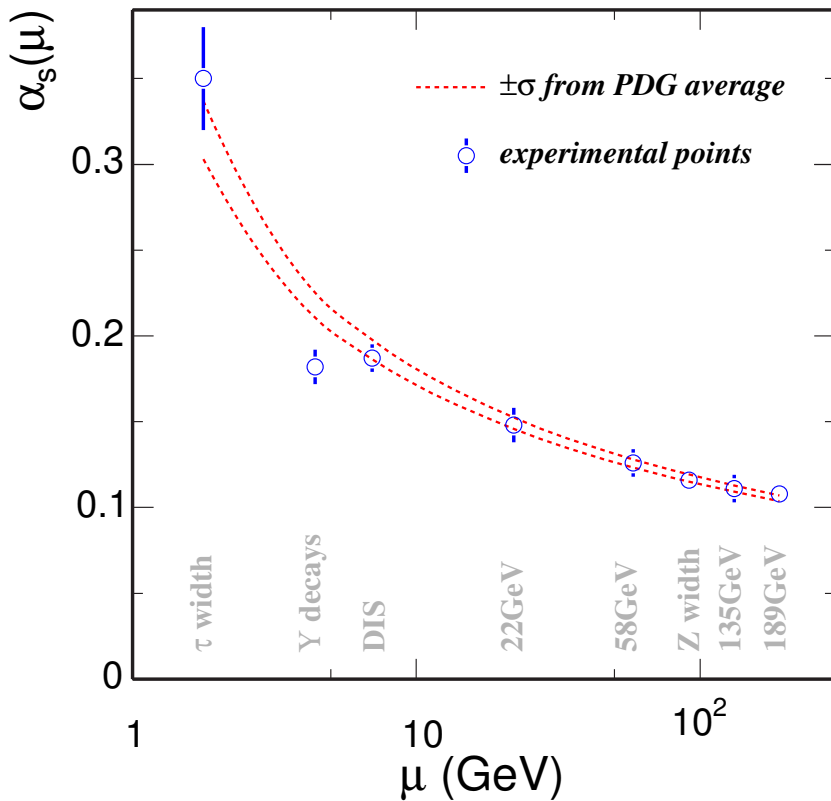


图 1-1: 不同实验情况下测量到的强相互作用耦合常数和QCD计算比较 [1]。

由于胶子间的相互作用，强相互作用耦合常数(α_s)随着距离的减少(动量交换 Q^2 变大)而逐渐减小，这就是强相互作用中的渐进自由。实验上测量得到的 α_s 随着距离或者动量交换 Q^2 的变化很大，表现出如下的解析形式

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{\beta_0 \ln(Q^2/\Lambda_{QCD})}, \quad (1-1)$$

其中 Q^2 是动量交换， β_0 和 Λ_{QCD} 是常数。图 1-1给出了实验上测量得到的 α_s 结果和QCD计算结果的比较。通过该图可以看出理论计算和实验结果吻合得很好。

1.2 QCD 相变

自然界中还没有观察到自由运动的夸克，这是因为色荷的长程作用属性决定的：相互作用的色荷离得越远其相互作用强度越大。QCD预言在极端高温高密的情况下，物质将从强子相向新的物质相转化，出现自由运动的夸克和胶子，这种新的物质相称为夸克胶子等离子体(QGP)。在这种新的物质相下，夸克从强子中解禁出来，可以在一个比较大的范围内自由运动，成为新的自由度。同时，理论预言在QGP相下正常QCD情况下破缺的手征对称性将重新恢复，而相应的结果就是标量和矢量介子将大量地减少 [2]。格点QCD对于这种相变给出了精确的预言：临界温度是 $T_c \sim 150 - 180$ MeV，相变能量密度阈值为 $\varepsilon_c \sim 1 - 3$ GeV/ fm^3 (核物质对应的能量密度值是 ~ 0.17 GeV/ fm^3) [3]。随着这种新的相变的出现，系统的熵密度急剧增加，因此压力随着温度升高而快速增加，如图 1-2所示 [4]。

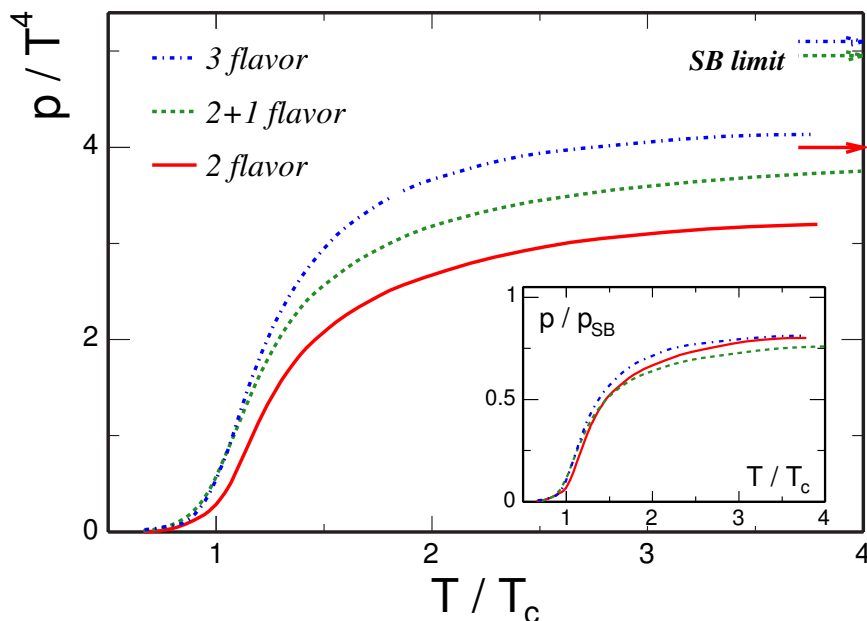


图 1-2: 在三种味组合下 P/T^4 随着 T 的演化图象，右边箭头表示理想Stefan-Boltzmann极限，内嵌图像是 P/P_{SB} 随着 T 的演化关系。

图 1-2中右边箭头是Stefan-Boltzmann极限，它表示系统中的夸克胶子已经完全自由，没有质量，没有相互作用，是早期理想QGP设想。理论计算没有达到SB极限表明QGP中的夸克胶子应该有相互作用，图 1-2内嵌图中三条曲线表现出一致的行为表明QGP中的夸克除了存在质量效应之外，还应该有很强的相互作用。这个情形不同于早期理想QGP中相互作用很弱的假想，而是预言着QGP中应该有很强的相互作用 (sQGP)。

1.3 相对论重离子碰撞

在实验上寻找这种新的物质形态需要将大量的能量集中在一个很小的体积面元里面。重离子碰撞因为它的初始能量密度随着原子数增加呈幂指数律增加而对于碰撞能量仅仅是指率依赖关系，被预言为是一个强有效的途径 [5]。自从1970年以来，世界各地的实验物理学家尝试着用重离子碰撞来寻找QGP相变信号 [6]。图 1-3给出了QCD相变图像和实验结果对比。

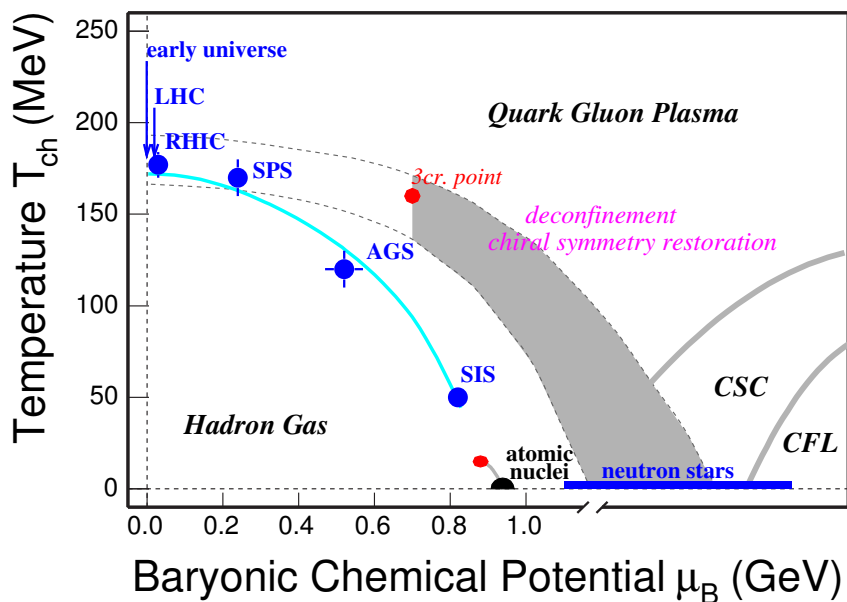


图 1-3: QCD相变图象。图中灰色带子表现的是一阶相变区域，红点表示临界点，“3cr point”是格点QCD计算的结果 [7]，蓝色点是统计模型对于实验观测值拟和的结果 [8]。

在过去几年，位于美国纽约长岛布鲁克海汶国家实验室的相对论重离子对撞机运行非常成功，取得了大量令人兴奋的物理结果。这些结果没有办法用传统的基于强子自由度

的物理图象来解释，而更倾向于产生QGP信号 [9–12]。我们接下来集中介绍RHIC部分重要的物理结果。

1.3.1 RHIC中的核停止力度和初始能量密度

一个基本的问题就是：在RHIC中科学家创造的物质是否达到了QGP相变的阈值？因为重子数密度守恒和快度分布受末态再散射效应影响很弱，通过测量净重子数 ($B - \bar{B}$) 分布可以反映初始物质的能量损失和估计核停止力度。图 1-4给出了不同实验组测量到的快度损失 $\langle \delta y \rangle = \langle y \rangle - y_p$ 随着碰撞能量的依赖关系 [13]。从RHIC实验数据，我们估算出对于100 GeV 的参加碰撞核子能量，有 $73 \pm 6_{26}^{12}$ GeV的能量加入了碰撞。

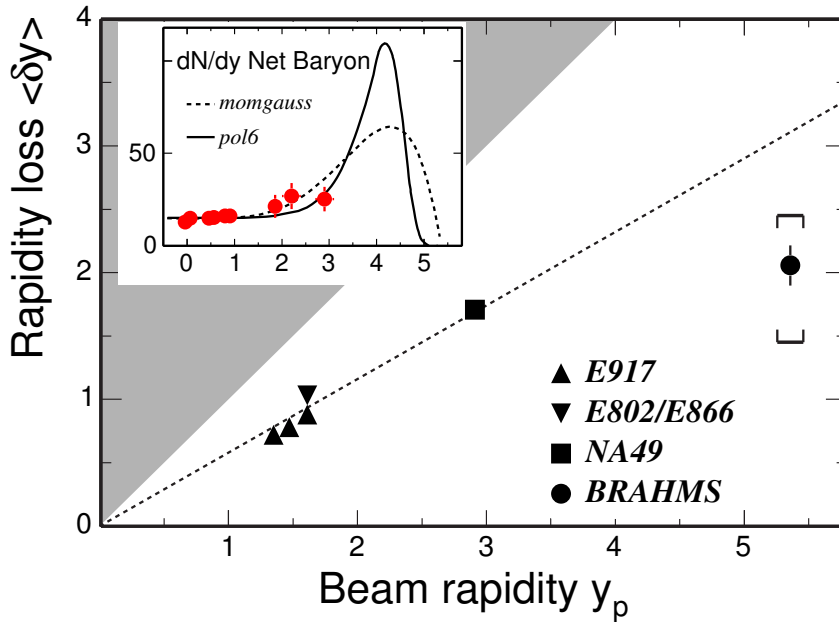


图 1-4: 快度损失随着束流快度的分布。图中黑色区域是非物理区间，虚线表示一个唯象标度 $\langle \delta y \rangle = 0.58 y_p$ 。内嵌图中的数据点是BRAHMS实验组测量到的净重子分布，曲线是基于数据点而作的不同函数形式外延。

初始Bjorken能量密度可以通过下面的公式计算 [14]，

$$\epsilon_{Bj} = \frac{1}{A_T \tau} \frac{dE_T}{dy} \quad (1-2)$$

其中 τ 是形成时间， A_T 是核横向区域重叠区域的面积。PHENIX实验组测量到的 dE_T/dy 表明RHIC中心碰撞下初始能量密度达到 $\sim 5 \text{ GeV}/fm^3$ ($\tau \approx 1 fm/c$, $A_T = \pi R^2$,

$R \approx 1.2A^{1/3} fm$), 远远地高于临界能量密度 $\epsilon_c \sim 1 \text{ GeV}/fm^3$ 。

因此, RHIC中的初始情况已经超过了QGP相变的临界范围, 可以在RHIC下来寻找QGP信号和研究QGP的性质。

1.3.2 喷注淬火-Jet quenching

在RHIC中, 一个重要的观测结果是中心碰撞下高横动量粒子产额的压低, 称为喷注淬火(jet-quenching)。初始QCD硬散射(hard-scattering)过程能够产生高横动量 $p_T (p_T > \sim 5 \text{ GeV}/c)$ 的粒子 [15], 这些高动量粒子在演化过程中和系统作用激烈, 会损失一定的能量, 是用来研究粒子和媒介作用的理想探针。核修正因子, (R_{AB})是实验上研究重离子碰撞中粒子产生机制的一个有效手段。它研究的是Au+Au碰撞中的产额相对于p+p碰撞中产额的差别(R_{AA})或者Au+Au碰撞下中心碰撞的产额和周边碰撞的产额的差别(R_{CP})。

$$R_{AB}(p_T) = \frac{d^2 N_{AB}/dp_T dy}{T_{AB} d^2 \sigma_{pp}/dp_T dy}, \quad (1-3)$$

其中 $T_{AB} = \langle N_{bin} \rangle / \sigma_{pp}^{inel}$ 是核重叠函数, 可通过Glauber模型计算求得 [16], N_{bin} 表示的是核-核碰撞中两体碰撞数目。假设Au+Au碰撞是简单的p+p碰撞的叠加, 那么 R_{AA} 和 R_{CP} 应该等于1, 而偏离1则意味着碰撞中存在核效应或者不同的产生机制。图 1-5上图给出了RHIC实验上测量得到的核修正因子的行为 [17]: 从数据中可以看到, Au+Au中心碰撞在高 p_T 表现出明显的压低, 即jet-quenching; 这种现象在d+Au碰撞中没有看到, 表明jet-quenching不可能由碰撞的初始状态决定的, 而只能是由碰撞的末期相互作用引起。也就是说, jet-quenching表明Au+Au中心碰撞形成了致密媒介, 粒子在穿过该媒介时候损失了部分能量。

另外一个独立测量也证实了致密媒介这一说法: 双强子方位角关联。图 1-5下图给出了关联强子(associated hadrons, $p_T > 2 \text{ GeV}/c$)相对于触发强子(trigger hadrons, $p_T > 4 \text{ GeV}/c$)的方位角分布。关联角分布在 $\Delta\phi \sim 0$ 成峰表明该粒子对来自于同

一个jet, 这在p+p, d+Au, Au+Au中表现出一致性。关联粒子在 $\Delta\phi \sim \pi$ 成峰的现象只存在于p+p, d+Au中, 而消失于Au+Au中心碰撞, 表明Au+Au碰撞中形成了不同于p+p, d+Au的致密媒介, 背向运动的粒子在穿过该媒质时损失了能量。

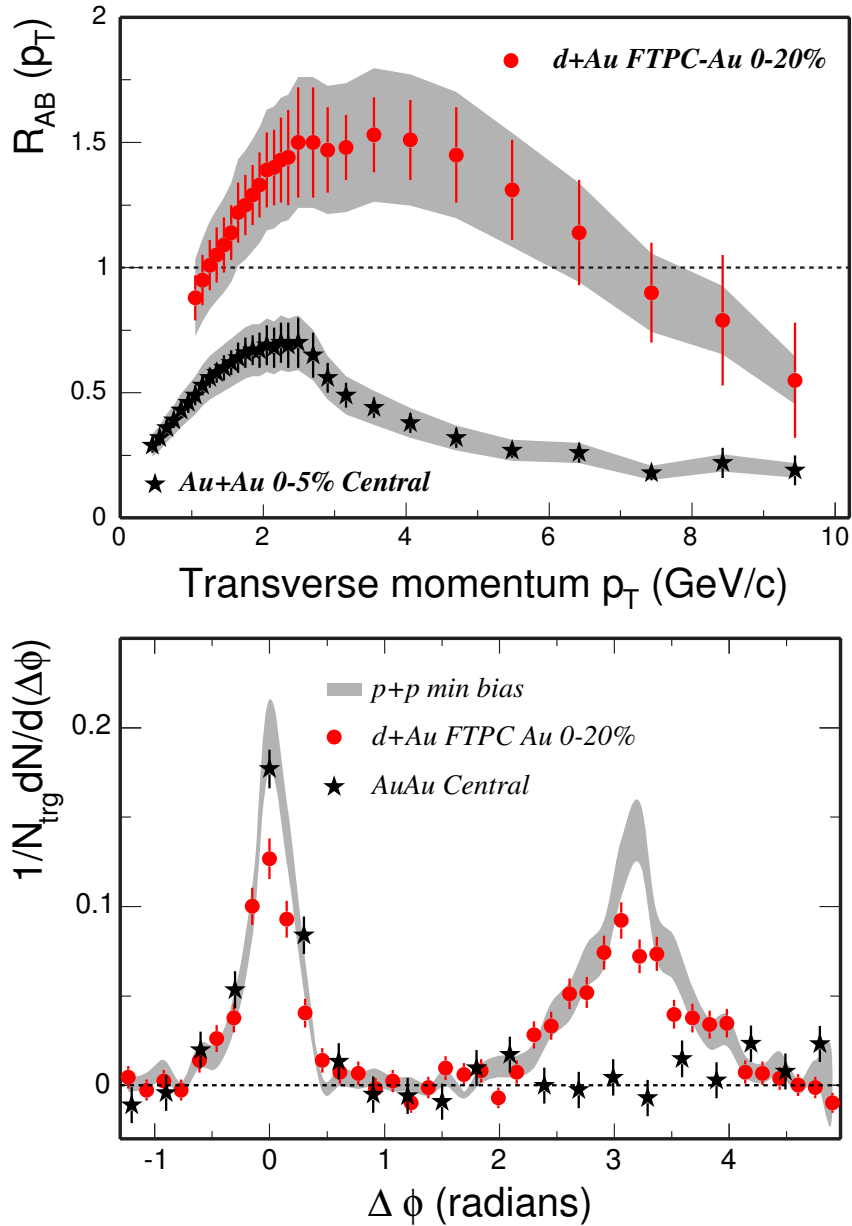


图 1-5: 上图对应着Au+Au中心碰撞和d+Au碰撞中的核修正因子随着 p_T 的关系。下图是p+p, d+Au和Au+Au碰撞中双强子方位角关联图象。

1.3.3 夸克组合模型描述RHIC中粒子的产生

在RHIC中，另一个重要测量结果就是粒子在中间横动量区间表现出明显不同于强子碰撞中(弦碎裂机制)的行为，具体有:

- p/π 产额比随着 p_T 增加迅速上升，在 $p_T = 1.5 \text{ GeV}/c$ 时已经达到1.0，并且在 $1.5 < p_T < 4.5 \text{ GeV}/c$ 区间内基本上为常数，如图 1-6所示 [18];
- PID的椭圆流 v_2 和核修正因子 R_{CP} 表现出明显的重子和介子分类行为，尽管它们的质量相差很大，如图 1-7所示 [18–20]。

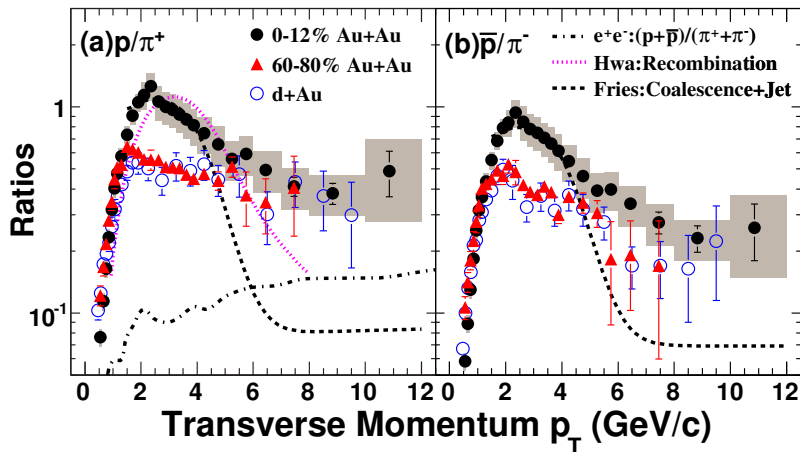


图 1-6: 相对论重离子碰撞中 p/π 产额比的系统性演化和理论预言的比较图像。

这些新的物理现象没有办法从传统弦碎裂模型得到合理的解答，预示着RHIC中有新的粒子产生机制。传统弦碎裂模型认为，末态粒子产生于处于激发状态的弦的碎裂。这样，从能量守恒的角度出发，弦产生一个质子的阈值相对于产生一个 π 介子的要求的能量要高很多。由于弦(高横动量粒子)的产额随着 p_T 呈现指数下降，质子的产额相对于 π 介子的要低得多。弦碎裂模型能够很好地描述 e^+e^- 和 $p+p$ 碰撞中的实验结果。

夸克组合模型可以比较好地解释上述新现象。在夸克组合模型中，粒子的产生及其性质仅仅依赖于组分夸克分布 [21–25]。在组分夸克模型中，处于某一 p_T 的介子，它是由位

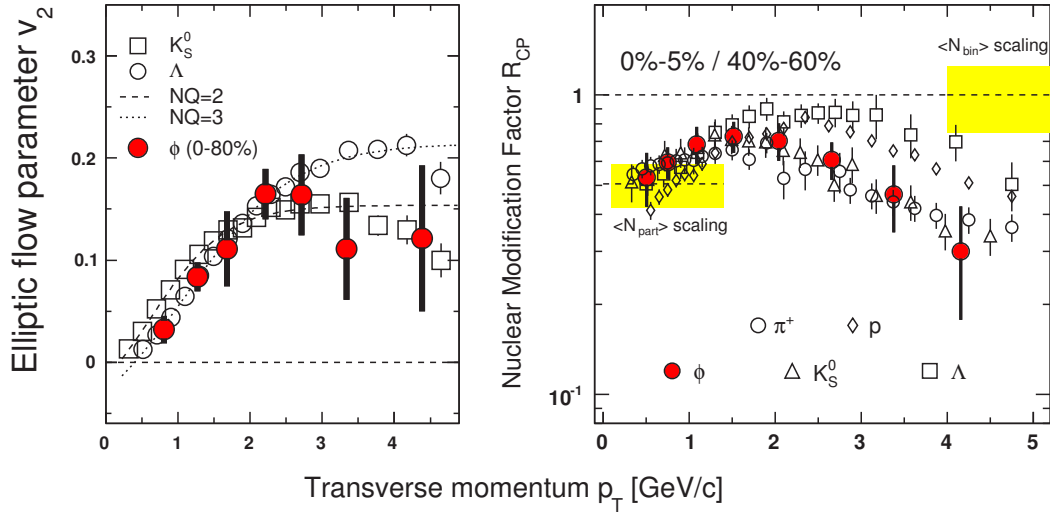


图 1-7: 左图是RHIC中不同粒子 v_2 随着 p_T 变化关系, 右图是其对应的 R_{CP} 行为, 两者都表现出明显的粒子种类分类行为。

于 $p_T/2$ 的两个组分夸克组合而成; 对于重子, 则是由三个 $p_T/3$ 的组分夸克结合而来。这样, 由于组分夸克随着 p_T 分布呈指数下降, 重子产额将大大增强, 从而解释RHIC实验观测到的增强的 p/π 产额比。同样的逻辑也适用于重子介子 R_{CP} 分类行为。

椭圆流(v_2)测量的是粒子动量空间的不对称信息, 被认为是能够保留系统演化早期信息的敏感参数 [26, 27]。 v_2 起源于碰撞一开始系统坐标空间的几何不对称(x-y), 由于系统组分之间激烈地相互作用, 引起了动量空间的不对称 ($x \rightarrow p_x, y \rightarrow p_y$), 产生了 v_2 。所以它反映了系统早期形状, 能够提供系统演化的信息。从夸克组合模型出发, 强子的 v_2 仅仅由它们的组合夸克数目决定。就是说, 重子的 v_2 表现为3个组分夸克的 v_2 之和, 介子则为两个: $v_{2q}(p_{Tq}) = \frac{1}{2}v_{2M}(2p_{Tq}) = \frac{1}{3}v_{2B}(3p_{Tq})$, 称为组分夸克标度律(Number of Constitute Quark scaling, NCQ-scaling)。图 1-7左图给出了RHIC实验观测结果, 实验数据在中间 p_T 区间表现出NCQ-scaling, 符合夸克组合模型描述。

1.4 重离子碰撞中 ϕ 介子的产生

ϕ 介子是自旋为1的矢量介子，它由一个奇异夸克和一个奇异反夸克组成，因此净奇异数为零。表 1-1列出了 ϕ 介子的量子数，静止质量，宽度，部分常见衰变道等主要参数 [28]。

$I^G(J^{PC})$	$0^-(1^{--})$
Mass	$1019.417 \pm 0.014 \text{ MeV}/c^2$
Full width Γ	$4.458 \pm 0.032 \text{ MeV}/c^2$
Decay mode	Branching ratio
$\phi \rightarrow K^+ + K^-$	$49.2 \pm 0.7\%$
$\phi \rightarrow e^+ + e^-$	$(2.91 \pm 0.07) \times 10^{-4}$
$\phi \rightarrow \mu^+ + \mu^-$	$(3.7 \pm 0.5) \times 10^{-4}$

表 1-1: 粒子物理实验数据小组(Particle Data Group, PDG)提供的 ϕ 介子主要参数和常见衰变道。

一直以来， ϕ 介子的产生机制及其演化是学界比较感兴趣的课题。在基本粒子碰撞中(例如 e^+e^- , p+p)，由于 ϕ 介子的价夸克结构，其衰变和产生受到压制，这个叫做 OZI 规则，也叫做 quark-line 规则 [29-31]。例如， ϕ 介子更多地衰变到双K介子道而不是三 π 介子道，尽管后面这个反应道在能量阈值和相空间条件上更利于产生。OZI规则和强相互作用中的渐进自由是直接关联的。在强相互作用过程中，当初始状态和末态仅仅是通过胶子联系，这些胶子就必须携带足够的能量来产生夸克和反夸克对(例如 $s\bar{s}$ 产生 ϕ 介子)。渐进自由告诉我们，这些处于高能量胶子的强相互作用耦合常数 α_s 会很小，规则尤其适用于那些用来产生重夸克对的胶子(能量越高， α_s 越小)。越小的 α_s 意味着越弱的作用强度，导致了 ϕ 介子产生和衰变的压低。

在重离子碰撞中，从AGS能区到RHIC能区，有好几个实验组测量了 ϕ 介子的产额。AGS-E-802实验组通过 $\phi \rightarrow K^+K^-$ 衰变道测量了 ϕ 介子在束流能量为14.6A GeV/c Si打Au核中的产生 [32]。他们测量到 ϕ 介子的质量和宽度和PDG的数值吻合， ϕ/K^- 产额比值和p+p碰撞中的一致， ϕ 介子单位快度产额 dN/dy 分布形状符合 K^+ , K^- 的地叠加。另外一个AGS实验组E-917，测量了束流能量为11.7A GeV/c Au+Au碰撞中 ϕ 介子的

产生随着碰撞中心度地演化 [33]。他们发现单位炮弹核子数归一后的 ϕ 介子产额在中心碰撞明显地增加, 和K介子的行为类似。而 ϕ/K^- 产额比基本上不随着碰撞中心度变化, 尽管数据还带有很大的统计误差。在SPS能区, NA49实验组通过 $\phi \rightarrow K^+K^-$ 衰变道 [34]而NA50实验组通过 $\phi \rightarrow e^+e^-$ 衰变道 [35]分别测量了 $\sqrt{s_{NN}} = 17$ GeV Pb+Pb碰撞中 ϕ 介子的产额。对于 ϕ 介子不变质量谱的分析, SPS没有看到 ϕ 介子质量偏移或者宽度展宽的信号。NA49实验组测量到的 ϕ/π 产额比从非弹性p+p碰撞到中心Pb+Pb碰撞在数值上增加了三倍。NA50实验组测量到的 ϕ 介子产额是NA49的2-4倍左右。这个差异引起了实验家和理论家的关注, 大家认为可能的原因是两个实验组探测器的不同可能造成些许差别, 解决的方案是同一个实验组里面同时测量 ϕ 的强子道和双轻子道产生。CERES实验组, 升级了NA49的装置, 实现了这一目标。他们新的结果发现, 从K介子道和双电子道测量到的 ϕ 介子产额是相互一致的, 尽管双轻子道还有很大的统计误差 [36]。问题似乎解决了, 但是, 在刚刚结束的第20届极端相对论核-核碰撞国际会议上(QM2008), NA60实验组重新发布了从大样本 $\mu^+\mu^-$ 道精确测量到 ϕ 介子的产额, 发现它比K介子道高2倍左右 [37]。 ϕ 介子强子道和双轻子道的矛盾依然是一个未解决的课题。

假如重离子碰撞中已经形成了QGP, 奇异夸克就可以通过轻夸克-反夸克湮灭或者胶子相互作用途径产生 [38-40]。这样, 系统中的奇异夸克占有率将大大提高, ϕ 介子就可能通过充满相空间的奇异夸克的简单组合产生, 而不会受到OZI规则的约束。因此, 在基本碰撞中观察到的 ϕ 介子产额压低将不再适用于重离子碰撞。确实, 实验上存在着重离子碰撞中的 ϕ 介子产额比p+p碰撞中的(碰撞核子数归一之后)增强的证据 [20, 33, 34, 41, 42]。其实, 理论上早在20世纪80年代就提出了 ϕ 介子产额增强作为QGP形成的理想探针 [43]。那么, 通过RHIC中高统计量实验数据地分析, 将能够更精确研究这一信号。

ϕ 介子被认为和非奇异粒子(RHIC中产生的媒介基本上是 π 介子)的相互作用截面非常小 [43], 而它是否像其它常见粒子 π, K, p 一样参与系统后期径向流演化过程依然未知。 ϕ 介子的寿命是41fm/c, 这意味着大部分的 ϕ 介子能够完整地碰撞形成的火

球($\tau \sim 10fm/c$)中逃离出来。这样,大部分的 ϕ 介子将保留着系统演化早期的信息,加上它在强子相中作用截面很小,是研究系统早期动力学的理想探针。具体地说, ϕ 介子的 $\langle p_T \rangle$ 随着碰撞中心度的演化将不会像 π, K, p 的那样明显。

相比于其它强子, ϕ 介子没有来自于高阶共振态衰变的贡献,是重离子碰撞中一个非常干净的探针。另外,现在实验上已经能够从双轻子道重建出 ϕ 介子,这也是一个非常干净的渠道。因为轻子不参加强相互作用,可以从系统中自由的飞出来。这样,就能够在RHIC中系统地全面地研究 ϕ 介子的产生,衰变及其演化。

另一方面,运输模型如RQMD, UrQMD和AMPT [44-47]预言产生于 ϕ 介子衰变的低横动量区间的 K^+K^- 因为在媒介中再散射或者被吸收,会导致由此重建得到的 ϕ 介子动量谱变轻,其产额也将低于从双轻子道重建得到的 ϕ 介子。在这些模型中,产生 ϕ 介子的强子反应道包括:重子-重子道 $BB \rightarrow \phi NN$,介子重子道 $(\pi, \rho)B \rightarrow \phi N$,其中 $B \equiv N, \Delta, N^*$ 和 $K\Lambda \rightarrow \phi N$ 。而 ϕ 介子和强子散射道包括 $\phi M \rightarrow (K, K^*)(K, K^*)$ 和 $\phi(K, K^*) \rightarrow M(K, K^*)$,其中 $M \equiv (\pi, \rho, \omega)$ 。可见, ϕ 介子的产额将正比于 K^+K^- 的,这些模型预言 ϕ/K^- 随着碰撞中心度线性增加。实验上测量结果和理论模型预言的比较将可以区分学界提出来的不同的反应机制设想。

因为 ϕ 介子质量是如此地靠近两个K介子质量之和,理论上计算表明K介子在媒介中作用或 ϕ 介子和核物质相互作用将会极大地改变它的质量位置,衰变宽度和衰变分支比[47-50]。在这些计算中, ϕ 介子质量随着核物质温度/密度地增加而轻微地减少,而其衰变分支比和宽度可以明显地变化。实验上,观察这些效应可以通过测量 ϕ 介子的不变质量分布随着横向动量和碰撞中心度的变化来研究,在一个实验组里面同时测量 ϕ 介子的强子道和双轻子道的比较将是一个重要途径。

夸克组分模型可以很好的解释RHIC实验上看到的 $K_S^0\Lambda$ 的 v_2 和 R_{CP} 的差异。但是数据本身揭示的新物理机制还需要进一步的论证,原因之一是 K_S^0 和 Λ 的质量差异很大,到底是粒子种类不同还是质量差异引起了它们的 v_2R_{CP} 的不同呢? ϕ 介子的质量和 Λ 重

子的很接近，粒子种类也不一样，是这种论证的理想的候选者。假设测量到的 ϕ 介子的 v_2 ， R_{CP} 和 K_S^0 的更接近，则意味着组分夸克模型的适用性；相反地，则意味中其中有新的物理，应该进一步研究。STAR实验组2004年采集的大样本实验数据为这样的测量提供了便利。实验上精确地测量 ϕ 介子的产额，核修正因子，椭圆流，可以为核物理学家理解RHIC中粒子产生机制提供非常重要的物理信息。

1.5 极化探针

极化研究的是粒子的自旋排列取向规律，能够反映系统早期信息及其演化过程[51-53]，是一个重要探针。极化研究需要定义一定的基矢，通常选为极化的方向。例如粒子的产生平面指向，它由束流方向和粒子的动量方向共同决定；或者系统的轨道角动量方向，它垂直于反应平面，可以通过构建反应平面实现。

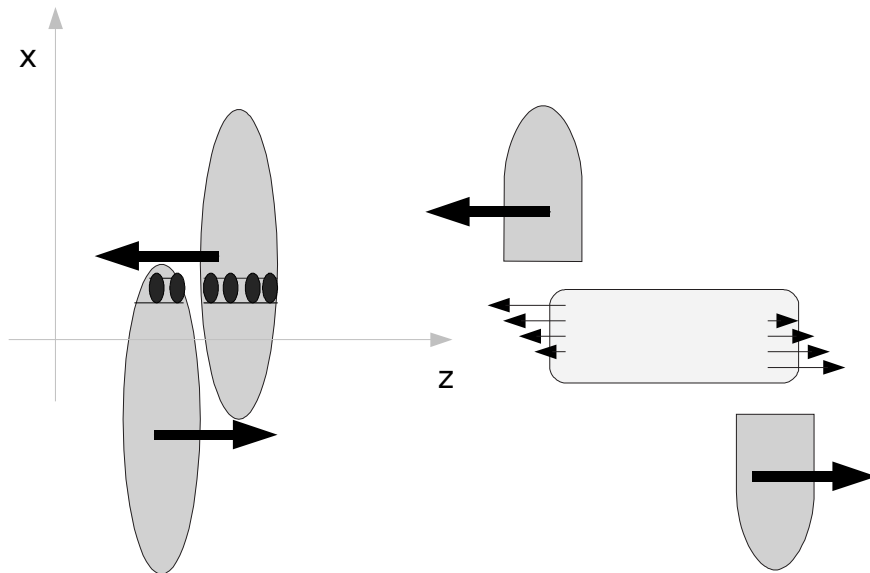


图 1-8: 半中心Au+Au碰撞在纵向投影图象。左图中黑色圆点表示的是碰撞区域动量携带子。这些不对称动量密度将会在沿着x-轴方向上产生一定的梯度，如右图。

在RHIC非中心碰撞中，由于系统的不对称性，参加碰撞物质在纵向动量方向上产生了一定的梯度(沿着x-轴，如图 1-8所示)，表现出一定量值的系统轨道角动量(如图 1-9)。由于QCD中的轨道-自旋耦合，这些轨道运动可能产生一定的自旋效应，最直接的效应就是末态粒子表现出极化。当然，这里面涉及很多物理过程，定量计算很复杂。首先是

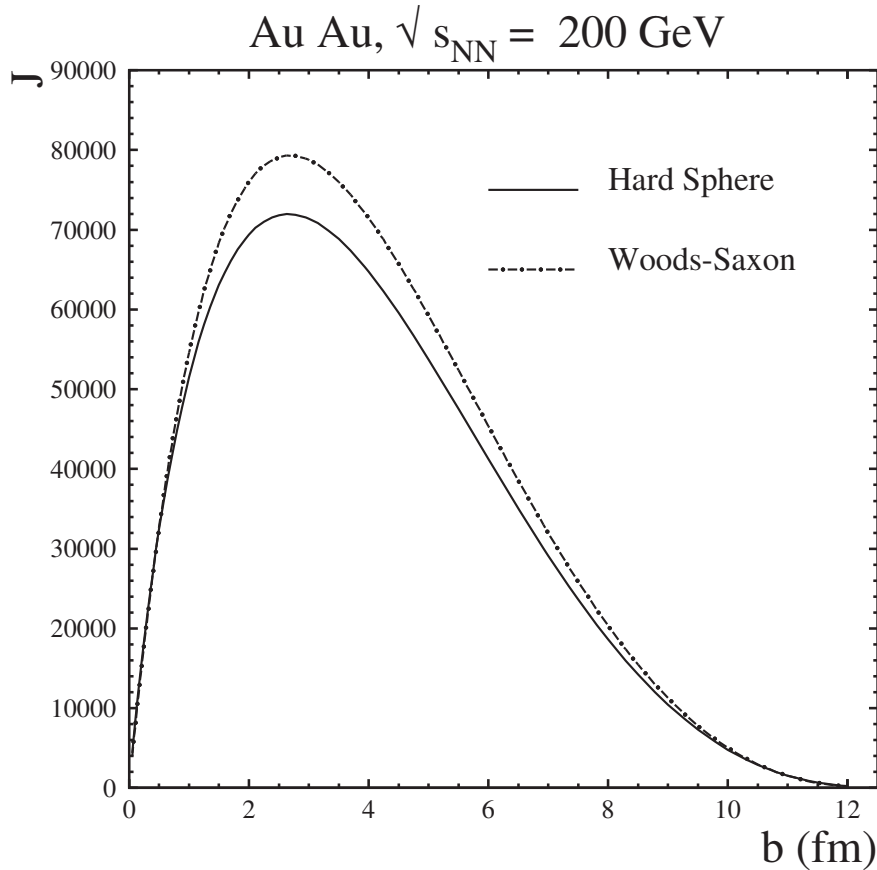


图 1-9: RHIC Au+Au 碰撞中, 两种常见模型给出的系统轨道角动量随碰撞中心度的变化关系

非中心碰撞系统的轨道角动量导致了部分子可能极化, 接着这些极化的部分子在强子化过程还能够保存极化信息, 即强子极化, 然后这些极化的强子在强子相作用过程中没有丢失掉极化信号, 即末态强子极化。可见, 研究强子极化随着碰撞系统或者动力学变量的演化可以帮助我们理解上述具体的物理过程 [51]。由于系统轨道角动量指向垂直于反应平面, 可以通过末态粒子和反应平面的关联来测量这种极化效应。这种极化起源于系统总的轨道角动量, 称为全局极化(Global Polarization)。理论预言 [54]: 由极化夸克组合而生的矢量介子, 其自旋密度矩阵元的量值 $\rho_{00} < 1/3$; 而由极化夸克碎裂而来的, 其 $\rho_{00} > 1/3$ ($\rho_{00} = 1/3$ 表示没有极化)。

另一方面, 传统上实验物理学家测量的是粒子的横向极化, 即相对于粒子产生平面的极化(以前还没有发展起构建反应平面的技术)。不少独立的实验组在 p+p, p+A 碰撞中看到了超子极化 [55–60] 和矢量介子自旋密度矩阵元偏离 1/3 的信号 [61–64], 这种极

化行为能够帮助我们理解粒子产生动力学过程和夸克自旋内禀的分布形式 [65–69]。而在RHIC中，由于QGP的形成，这样的信号可能不再存在了。即粒子自旋取向在系统局域上可能表现出各向同性，不再有一定的指向偏好。

STAR实验组最近测量了 Λ 超子的全局极化 [70]，在覆盖的动力学空间内没有发现全局极化信号。该测量给出极化量值的上限是 $|P_{\Lambda,\bar{\Lambda}}| \leq 0.02$ 。这个结果和理论预言的 $P_{q,s} = -0.3$ [51]相差甚远，而与他们更加精确计算后得出来的范围 $-0.03 < P_{q,s} < 0.15$ 吻合 [71]。

不过，超子极化和矢量介子自旋排序有明显的不同。矢量介子被认为主要是来自于原始产生过程，而超子很大份额是来自于高阶共振态的衰变，衰变产物会抹掉极化信号。另外，对于矢量介子来说，自旋效应在快度空间是叠加求和的效应，而对于超子，相反快度方向的极化方向相反，叠加起来会抵消掉信号。在技术上，测量超子全局极化需要知道反应平面确切的取向，要用到一阶事件平面，其分辨率在当前实验条件下很差，而对于矢量介子，不需要知道反应平面真正的取向，可以用二阶事件平面，分辨率好很多。这样看来，超子极化有很大的系统误差，导致在实验上很难下定论。相对来说，矢量介子自旋排序测量系统误差相对较小，将会提供更精确的测量结果。

第二章 相对论重离子碰撞实验装置

这一章我们简要介绍位于美国布鲁克海汶国家实验室的相对论重离子对撞机(RHIC), 和在RHIC上面的STAR谱仪, 还有STAR谱仪的主要径迹探测器时间投影室(TPC)。

2.1 相对论重离子对撞机—RHIC

RHIC正式完成于1999年, 是目前世界上加速能量最高的重离子对撞装置。在这个加速器下, 重离子束的能量可以被加速到 100 GeV/u, 对应的质心能量达到固定靶重离子碰撞实验能量的十几倍或更高。

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

表 2-1: 部分RHIC实验装置参数。

RHIC对撞机的直径为3.8 km, 总共有1000个超导磁铁。它可以用来加速质子或者金

离子。在RHIC下，金离子可以被加速到每核子100 GeV，亮度为 $2 \times 10^{26} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ ，而质子可以被加速到250 GeV，亮度为 $4 \times 10^{30} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ 。表 2-1给出了RHIC实验的一些主要参数。

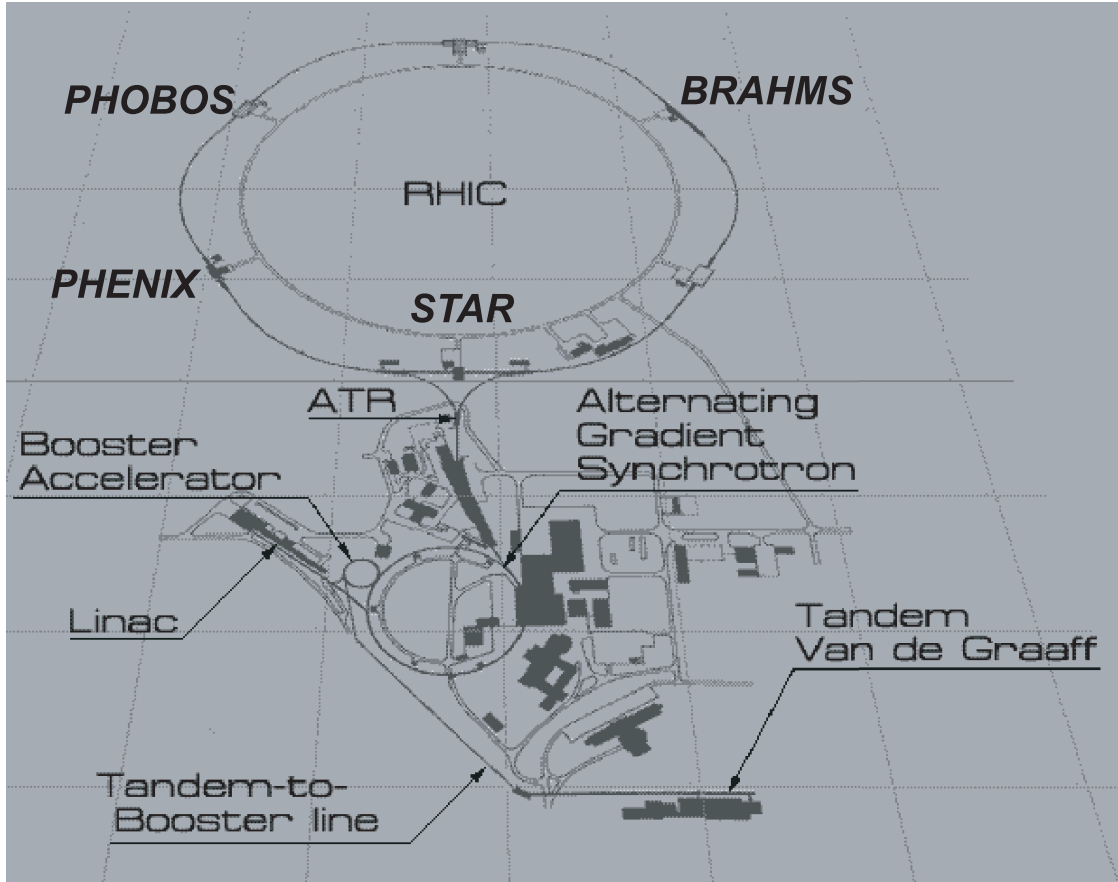


图 2-1: 布鲁克海汶国家实验室的重离子加速器对撞机分布示意图。

图 2-1给出了RHIC装置组合图。它包括前后范德格拉夫(Tandem Van de Graaff)加速器，增压器(Booster)和交变梯度同步加速器(Alternating Gradient Synchrotron, AGS)。产生于脉冲溅射离子源(Pulsed Sputter Ion Source)串列中的金原子束被加速然后通过两个金箔来剥离掉部分电子。这个过程产生了能量为 1 MeV每核子，带电荷数为 $+32e$ 的金离子束(金核中32个外层电子被剥离)。这个束流紧接着被增压器加速到能量为 95 MeV每核子并进一步剥离电子到带电荷为 $+77e$ 态然后注入到AGS。在AGS中，金离子束被加速到 8.86 GeV 每核子并进一步剥离掉剩下的轨道电子。被完全剥离掉轨道电子的金核通过AGS-To-RHIC(ATR)转移线注入RHIC环，它们在外加磁铁的作用下在RHIC环内进

一步加速到碰撞能量准备碰撞。在质子打质子中，质子束是由 Linear Accelerator 而不是 Tandem 产生的。

在RHIC对撞机上总共有六个对撞点，其中四个对撞点上装有谱仪。它们分别是位于环的 6:00 位置的STAR， 8:00 位置的PHENIX， 10:00 位置的PHOBOS和 2:00 位置的BRAHMS。从2000年到2006年之间，RHIC已经成功进行了62.4 GeV， 130 GeV和200 GeV下的Au+Au碰撞实验，200 GeV的p+p， d+Au和Cu+Cu碰撞实验，和62.4 GeV的Cu+Cu碰撞实验。本文中，我们集中分析200 GeV下Au+Au碰撞实验数据。

2.2 STAR 实验装置

STAR(Solenoidal Tracker At RHIC) [72]谱仪作为RHIC 对撞机上的一个主要谱仪是由许多的次级探测器所组成。图 2-2 为整个STAR谱仪的示意图。从图中可以看出，STAR谱仪为一个环形的大型谱仪，覆盖了整个方位角。组成STAR谱仪的探测器包括：时间投影室(Time Projection Chamber, TPC)，前向的时间投影室(pair of radial-drift Forward TPC, FTPC)，桶部的电磁量能器(Barrel ElectroMagnetic Calorimeter, BEMC)，端部的电磁量能器(Endcap ElectroMagnetic Calorimeter, EMC)，中央环形触发探测器(Central Scintillator Barrel, CTB)，束流探测器(Beam Beam Counters, BBC)，零度量能器(Zero

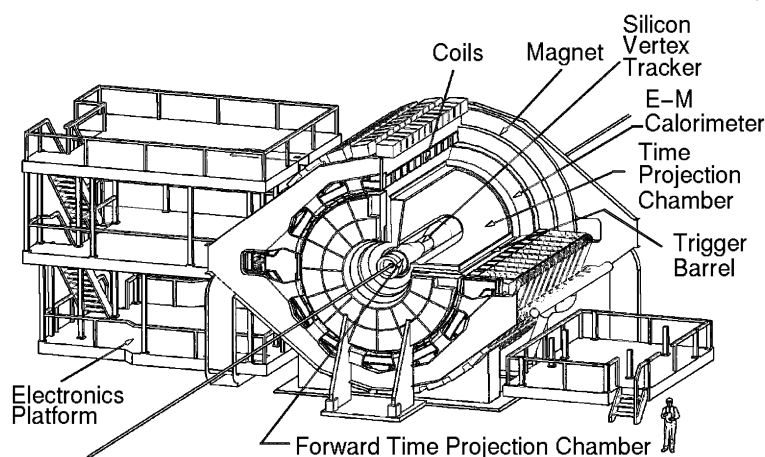


图 2-2: STAR探测器系统。

Degree Calorimeters, ZDC), 飞行时间谱仪(Time-Of-Flight detector, TOF), 赝顶点探测器(pseudo-Vertex Position Detectors, pVPDs), 环像的契伦科夫探测器(Ring-Imaging Cerenkov Retector, RICH) 和硅顶点探测器(Silicon Vertex Tracker, SVT)。

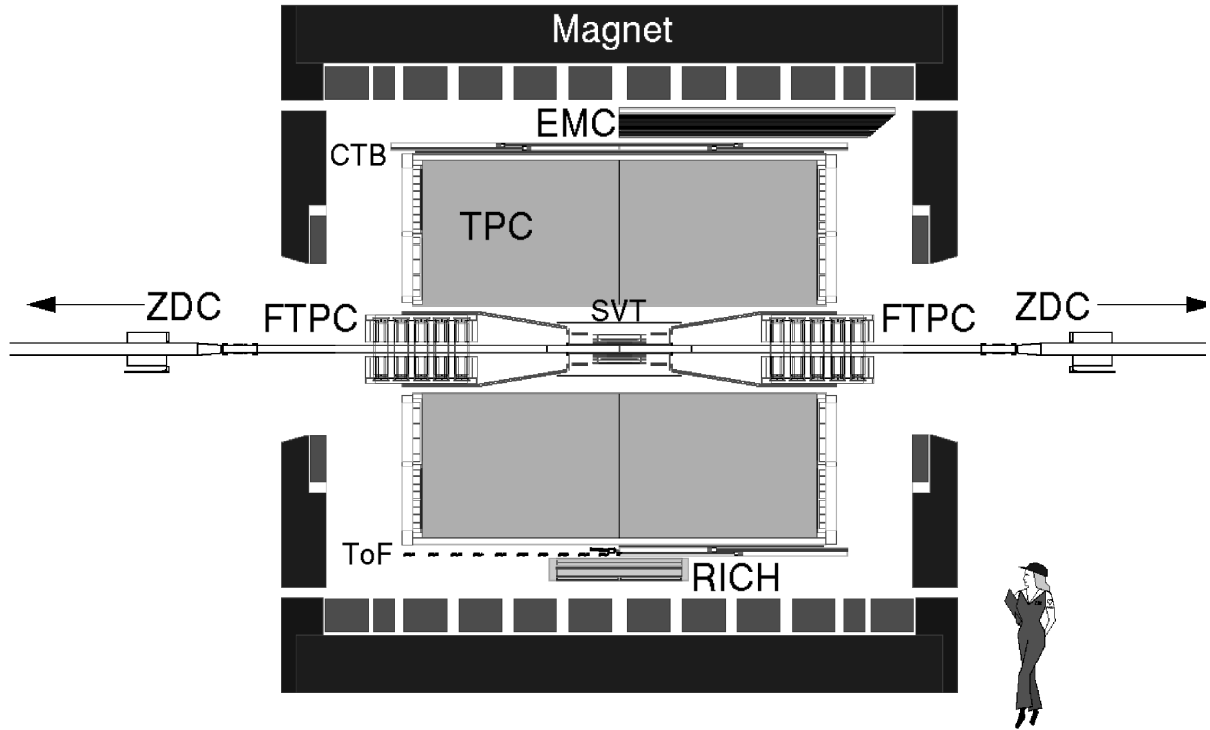


图 2-3: STAR实验组2001年探测器剖面图; 包括一个局部安装的电磁量能器(EMC), 临时的环状成像切伦科夫探测器(RICH), 和一个时间飞行谱仪(TOF)。

图 2-3给出了2001年做的STAR谱仪的剖面图, 从图中可以直观看出次级探测器大都集中在环形的磁铁当中, 其中时间投影室是主要探测器。时间投影室(TPC)在几何形状上为一个长为4米, 直径为4米的圆筒。它的探测范围覆盖住整个方位角, 赝快度方向上的探测区间为 $|\eta| < 1.8$, 主要用来探测中快度区域带电粒子的动量信息。在时间投影室的外面, 紧贴着它的是中央环形触发探测器(CTB)。CTB是由52个长为2m 的塑料闪烁体组成。对称的分布在东西两边, 主要用来触发中心碰撞事件。在时间投影室的中央为一个硅顶点触发探测器(SVT), 可以用来提供碰撞顶点位置的信息。两个前向的时间投影室(FTPC)位于顶点探测器的两端, 它们可以探测到的赝快度方向的范围为 $2.5 < |\eta| < 4$, 拓展了TPC在快度方向的测量范围。两个赝顶点探测器(pVPDs)环绕在束

流的周围，可以提供起始时间的信息，主要作为时间飞行谱仪的触发器。再往外是一对束流探测器(BBC)和一对零度角的量能器(ZDC)，用来做谱仪的触发。桶部的电磁量能器(BEMC)和端部的电磁量能器(EEMC)位于时间投影室的外部，被螺旋磁铁所包围，可以用来做高横动量的轻子和光子的鉴别。在CTB中，有两个长型的塑料闪烁体触发器被飞行时间谱仪(TOF)所代替。其中一个是由塑料闪烁体所构成的飞行时间探测器，另一个为多层电阻板室(MRPC)所构成的飞行时间探测器，可以精确鉴别带电粒子 π, K 到2 GeV，而质子还要更高。在时间投影室的外面还有一个环形的契伦科夫探测器(RICH)，它的探测面积为 $1m^2$ ，可以提供大动量的粒子的鉴别。STAR的螺旋磁铁可以提供在束流方向上的0.25到0.50T的均匀磁场。

2.2.1 主要探测器：时间投影室(Time Projection Chamber)

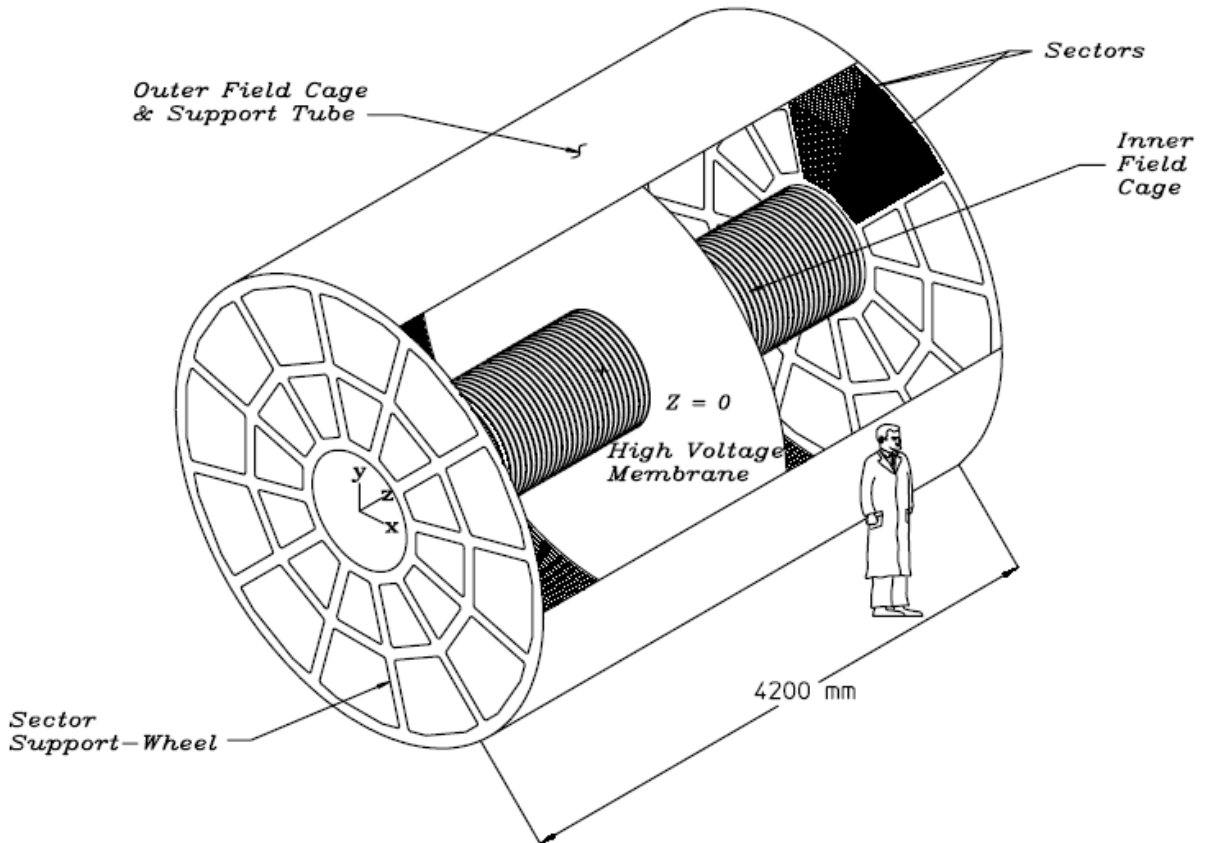


图 2-4: STAR时间投影室TPC。

时间投影室作为STAR谱仪中最主要的探测器。它具有很大的探测范围(赧速度范围为 $|\eta| < 1.8$, 覆盖住整个方位角, $\Delta\varphi = 2\pi$), 可以记录大量碰撞产生的粒子信息[73]。图 2-4显示的是时间投影室的示意图。从图中可以看出, 时间投影室是一个半径从0.5m到2m空心圆筒, 它在纵向上被分为东西两个的漂移区, 每一个漂移区的长度都为2.1m。两个漂移区被放在时间投影室中央的一个阴极膜(cathode central membrane, CM)所隔开, 在阴极膜上所加的高压约为28kV。这个高压可以使电离的电子和离子在漂移区中匀速的漂移。在两个漂移区的两端为接地的阳极读出系统。两个漂移区的体积大约为 $24.75m^3$, 里面充满了混合比率为90%的氩气和10%的甲烷所组成的 P_{10} 气体, 整个气体的压强调节在约比大气压高2mbar的范围内。在方位角的方向上, 时间投影室分为对称的十二个区, 中间为支架。

在 高能质子-质子和核-核碰撞产生的带电粒子, 它们的动量主要集中在100 MeV/c 以上。当这些带电的粒子穿过时间投影室时, 将会在混合的气体中产生电离而损失能量。在一个大气压下, 带电粒子在这种混合气体中的损失能量大约为几千个电子伏/厘米。因此在整个飞行的路径(2m)上的能量损失大约为几个MeV。这些带电粒子产生的电子在时间投影室的磁场的影响下以 $5.45 \text{ cm}/\mu\text{s}$ 的漂移速度向阳极端漂移。这些漂移的电子最终在阳极端被放大并被接收条所接收。

图 2-5所示为时间投影室的接收条形状和读出系统的分布。时间投影室上总共有24个读出区, 每边各12个。这些读出区又被分为很多小的读出片。总共有144,000个读出片。每个读出区又被分为两个部分, 上部为32排读出片, 下部为13排读出片, 总共为45个读出排。因此, 当带电粒子穿过时间投影室时, 最多有45个读出信号。上下两个读出区的大小并不相同, 这是由于下部的带电径迹比较多, 因此下部的读出片的面积比上部的读出片的面积小。这样的设计可以保证即使当粒子的多重数很大时也能给出很好的粒子径迹分辨率。因此时间投影室下部的读出片的面积设计为 $2.85 \times 11.5mm^2$ 而上部的读出片的面积为 $6.2 \times 19.5mm^2$ 。相对应的上下两个读出区的读出系统也不相同。在上读出区,

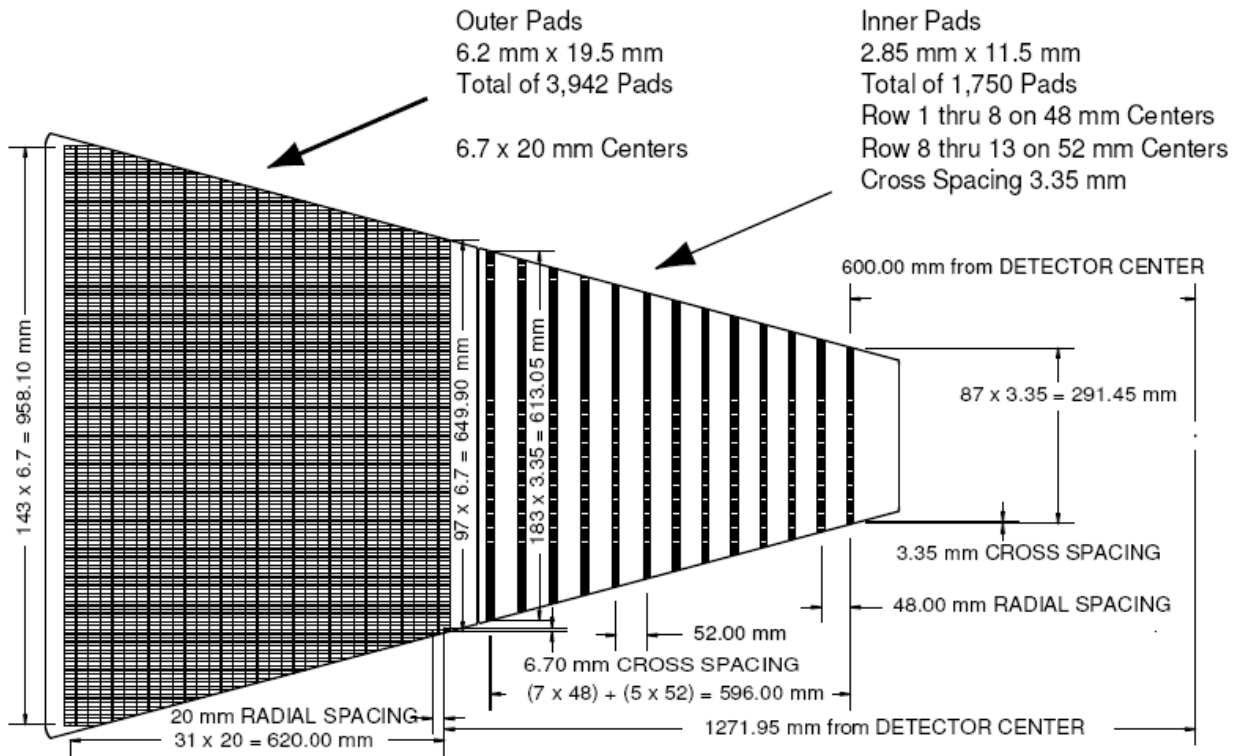


图 2-5: TPC读出平板扇区的示意图。

读出系统主要是一个多丝正比室(Multi Wire Proportional Chambers, MWPC)，而下读出区是直接感应产生。在读出区前分布着两层丝，一层接地，一层加有高压，由于它们的距离比较短，因此场强很大。这样可以使漂移来的电子先雪崩放大然后再被接收。由接收到的信号可以测出粒子的漂移时间，然后根据漂移速度可以得到电离产生的点，将这些点重建以后，就可以得到带电粒子在时间投影室中的径迹。

在得到带电粒子的径迹后，可以计算出径迹的曲率半径，再结合磁场可以推出它的横向动量。又由它的出射角度，可以得到它的总动量。带电粒子在TPC的能量损失可以用Bethe-Bloch来表示 [74]，

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

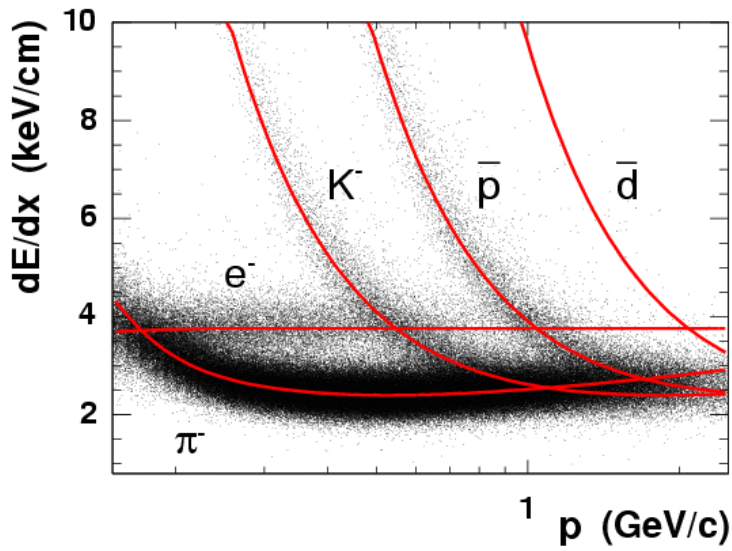


图 2-6: 带电粒子径迹穿过TPC气体时的能量损失。

其中 z 为粒子的电荷（以 e 为单位）， $\beta=v/c$ 为粒子的速度， ρ 为介质的密度， 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 小于 $0.8 \text{ GeV}/c$ 的范围， π ， K 和 p 存在不同能量损失。同样的，在这个动量范围内，对能量沉积的测量可以备用来对粒子进行鉴别。图 2-6给出了在STAR的TPC探测器中测量到的不同粒子的能量损失(dE/dx)。不同带子对应着不同的粒子，可见具有相同的动量的不同粒子种类，它们的能量损失是不同的。对于Au+Au碰撞，通过对 dE/dx 的测量可以使 π 和 K 分辨到 $\sim 0.7 \text{ GeV}/c$ ， p 和 π ， K 分辨到 $\sim 1.1 \text{ GeV}/c$ 。对于弱衰变粒子，例如 K_S^0 ， Λ ，通过它们弱衰变几何分布，能够在 $0.3 < p_T < 7.0 \text{ GeV}/c$ 范围内很好的鉴别出来，再往高横动量方向走统计急剧下降，限制了信号的精确度。对于强衰变粒子，例如 $K^*\phi\Delta$ ，通过混合事件方法最高可以鉴别到 $p_T = 5.0 \text{ GeV}/c$ 。

第三章 实验数据分析方法和结果

这一章我们来详细讨论实验上测量 ϕ 介子的过程，包括用到的数据类型，径迹选择条件，背景构建过程，信号提取方法和探测器效率修正等子过程。 ϕ 介子有很多反应道[28]，其中 $\phi \rightarrow K^+K^-$ ($B.R.$ 49.2%)是最普遍和实验上最容易实现的道，我们通过这个反应道来重构 ϕ 介子。

3.1 数据样本和挑选条件

在RHIC2004年的运行中，STAR实验组采集了质心能量为200 GeV $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ 碰撞下Minimum Bias trigger(MB)和Central trigger两个数据样本。Trigger的情况是根据两个零角度量能器(Zero Degree Calorimeter)和中心触发桶形探测器(Centra Trigger Ball)触发的信号来定义的。由于碰撞发生在不同的顶点 $VertexZ$ ，为了选择更好的探测器接收度，我们要求事件的 $|VertexZ| \leq 30\text{cm}$ 。碰撞的中心度是根据实验数据中参考多重数($|\eta| < 0.5$ 范围内带电Primary track的数目)的分布和Glauber模型 [16]相应计算结果来划分的。我们分别取了0-10%，10-20%，20-30%，30-40%，40-50%，50-60%，60-70%和70-80%八个中心度，它们表示的是所选择的中心度占总的碰撞截面的百分数。其中，为了研究中心碰撞下的物理，我们在0-10%中细分出0-5%和5-10%两个中心度。图 3-1给出了200 GeV Au+Au碰撞中测量得到的参考多重数分布。相应的Glauber模型计算结果列在表 3-1中，表中还给出了两个常见的参数：参加碰撞核子数(N_{part})和两体碰撞数(N_{bin})。

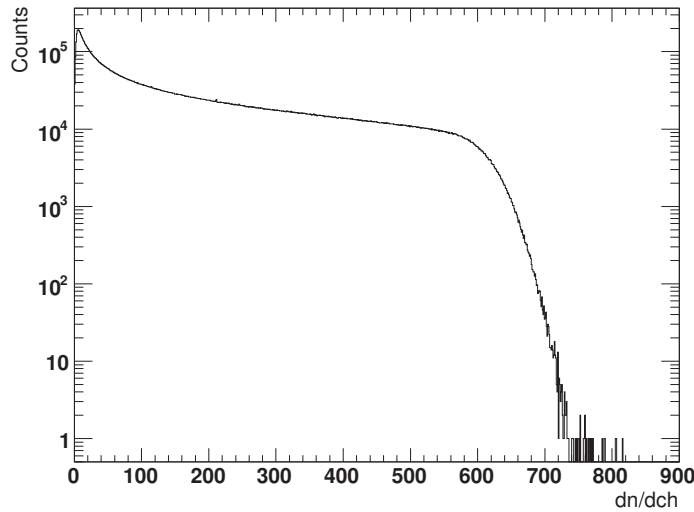


图 3-1: 200 GeV Au+Au碰撞中的带电粒子数分布, 是划分碰撞中心度的依据(表 3-1)。

Centrality	N_{part}	N_{bin}	Reference Multiplicity
0-5%	$352.4 + 3.4 - 4.0$	$1051.3 + 71.5 - 71.1$	≥ 520
5-10%	$299.3 + 6.6 - 6.7$	$827.9 + 63.9 - 66.7$	[441,520)
10-20%	$234.6 + 8.3 - 9.3$	$591.3 + 51.9 - 59.9$	[319,441)
20-30%	$166.7 + 9.0 - 10.6$	$368.6 + 41.1 - 50.6$	[222,319)
30-40%	$115.5 + 8.7 - 11.2$	$220.2 + 30.0 - 38.3$	[150,222)
40-50%	$76.6 + 8.5 - 10.4$	$123.4 + 22.7 - 27.3$	[96,150)
50-60%	$47.8 + 7.6 - 9.5$	$63.9 + 14.1 - 18.9$	[57,96)
60-70%	$27.4 + 5.5 - 7.5$	$29.5 + 8.2 - 11.3$	[31,57)
70-80%	$14.1 + 3.6 - 5.0$	$12.3 + 4.4 - 5.2$	[14,31)

表 3-1: STAR实验组定义2004年200 GeV Au+Au碰撞中心度的参数列表。

分析中两条K介子径迹均选择为Primary径迹, 它是相对于Global径迹来说的。所谓Primary径迹是指在TPC的径迹重建过程中, 带电粒子径迹被延伸向事件顶点方向时, 距离事件顶点的最小距离(DCA)小于3cm的径迹。没有加上DCA < 3cm 选择的径迹则称为Global径迹。为了保证选中的径迹的质量和降低背景, 很多cuts同时加在K介子候选者上, 具体列在了表 3-2中。下面我们只是解释个别重要的cuts, 其它的在 [75, 76]中有详细的展开说明。

表中 dE/dx 是带电粒子在TPC中飞行过程的能量损失。图 3-2给出了在200 GeV Au+Au碰撞当中各种带电粒子的 $\langle dE/dx \rangle$ 随着动量p的变化关系, 各个带子代表不同的粒

Applied Cuts for ϕ -meson analysis	
Primary Track	Yes
Track Fitting Flag	flag > 0
Track Number of Fit Points	nFit \geq 15
Track Fit Points to Maximum Points Ratio	nFit / nMax > 0.55
Track Pseudo-Rapidity	$ \eta < 1.0$
Track Momentum	$0.1 \text{ GeV}/c \leq p \leq 12.0 \text{ GeV}/c$
Track Transverse Momentum	$0.1 \text{ GeV}/c \leq p_T \leq 12.0 \text{ GeV}/c$
Track PID by dE/dx	$-2.0 < n\sigma_{kaon} < 2.0$
Track Pair δ -DipAngle	δ -DipAngle > 0.04 Radian

表 3-2: ϕ 介子分析中用到的径迹选择条件。

子种类。从图中可以看到，在 $p_T < 0.65 \text{ GeV}/c$ 的范围内，可以干净地挑选出K介子样本；而当 $p_T > 0.65 \text{ GeV}/c$ 时，K介子样本中混进了大量的 π 介子，产生了较大的背景，使得系统误差变大。详情在下面系统误差估算章节中展开。

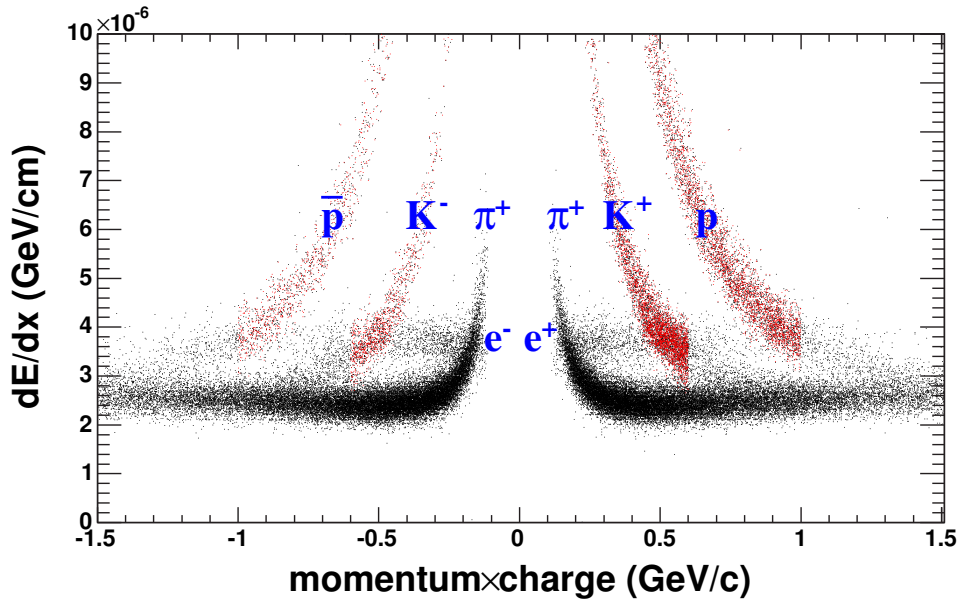


图 3-2: 200 GeV Au+Au碰撞当中带电Primary径迹的 $\langle dE/dx \rangle$ 和动量依赖图象。

3.2 重建 ϕ 介子信号

ϕ 介子信号的提取借助于混合事件方法(Event Mixing) [75-77]。它包括两个部分：相同事件分布(Same Event)和混合事件分布(Mixed Event)。

在相同事件中，把所有的 K^+ 和 K^- 介子候选者逐一配对，得到不变质量分布。这其中，只有极小一部分是 ϕ 介子信号，而绝大部分是组合背景，必须扣除组合背景才能得到干净的 ϕ 介子信号。如何扣除背景是一个关键问题。实验上常用的是混合事件方法或者 Like-sign pair 方法构建组合背景 [42, 75, 76]。在我们的分析中，采用混合事件方法来构造 K^+K^- 不变质量分布当中的组合背景。所谓混合事件，是指用不同的两个事件来构建类似于相同事件结构的分布，它是相对于相同事件的说法。为了保证混合事件净可能完美地保存相同事件不变质量分布之中的非物理关联，用于混合的两个事件必须满足如下条件：

- 它们必须和相同事件有相近的 $VertexZ$ ，具体做法是将 $(-30cm, 30cm)$ 区间分为10个子区间，选择同一个子区间内的事件进行混合。这是因为RHIC Au+Au 事件中，粒子数密度随着 $VertexZ$ (对应于不同的快度区间) 分布不同，尽可能来自于相同 $VertexZ$ 的事件可以更理想地描述相同事件里面的组合背景。
- 它们必须和相同事件有相近的参考多重数，即保证它们来自于相同的碰撞中心度。
- 对于椭圆流分析，混合事件必须和相同事件处于相近的事件平面里面。

一个事件可以和很多相似事件混合。原则上越多越好，出于实际运算能力和运算时间的考虑，混合5次到10次就可以有效避免统计涨落引起的偏离。这样，得到的混合事件分布统计要高于相同事件分布，实际操作扣除时需要把混合事件归一到相同事件的水平，归一区间选用的是 ϕ 介子不变质量分布中比较平坦的区域 ($1.04 < m_{inv} < 1.2 \text{ GeV}/c^2$)。图 3-3 中左图给出了 200 GeV Au+Au 碰撞在 0-80% 中心度时相同事件和混合事件的分布，而右图则是扣除组合背景后 ϕ 介子的不变质量分布。从图中可以看到，相同事件分布中大部分是组合背景，在扣除背景之前， ϕ 介子信号不明显。混合事件方法能够成功地描述组合背景，图中偏离 ϕ 介子质量区域，组合背景分布和相同事件分布很好地重叠在一起。

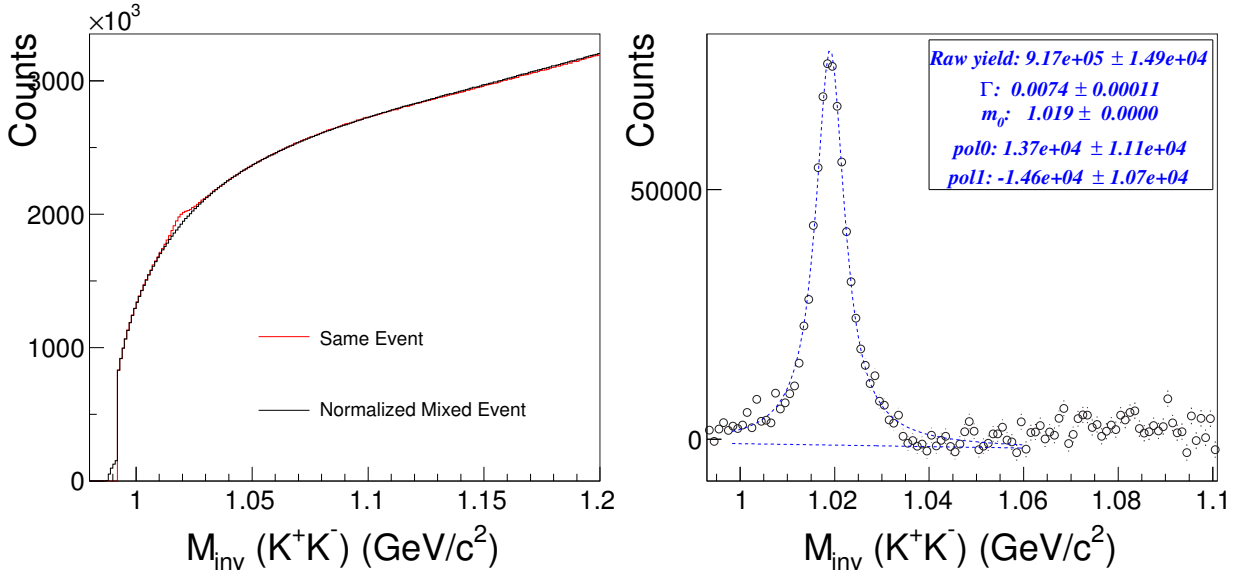


图 3-3: 200 GeV Au+Au碰撞中 ϕ 介子不变质量分布。左图中, 红色实线表示分析中的相同事件分布, 黑色实线则对应着归一后的混合事件分布。在 $m_{inv} \sim 1.019 \text{ GeV}/c^2$ 区域的红色鼓包就是 ϕ 介子信号。右图是组合背景扣除之后的 ϕ 介子不变质量分布, 虚线对应着Breit-Wigner函数加上一阶线性函数拟合, 相应的拟合参数也画在图中。

我们注意到仍然有一小些的背景残留在整个质量分布中, 这些背景可能来自某些宽的共振态的衰变产物(如: K^* , ρ 等), 也可能来自相互关联的库仑相互作用对(如 e^+e^-) [75]。由于仅仅使用TPC的 $\langle dE/dx \rangle$ 很难把K介子和正负电子区分开来, 所以很有可能把由光子转变而来的电子对误认为是 K^+K^- , 从而对我们最后 ϕ 介子信号地提取产生影响。通过模拟, 我们知道这些电子对的空间角度(δ -DipAngle)很小, 一般小于0.04弧度。这样, 要求两个K介子之间的空间角度大于0.04弧度可以有效地扣除这些电子对产生的背景。图 3-4给出了该cut对于 ϕ 介子不变质量分布的影响。可见, δ -DipAngle可以很好地剔除背景, 提高信号纯度。更进一步的模拟表明该cut对信号的影响低于10%, 并且能够体现径迹探测效率的计算中 [76]。

最后我们使用Breit-Wigner函数加一个直线残留背景拟合 ϕ 介子的不变质量分布(图 3-3中的拟合曲线)。公式 3-1给出了Breit-Wigner函数形式:

$$\frac{dN}{dm} = \frac{A\Gamma}{(m - m_0)^2 + \Gamma^2/4} + B \quad (3-1)$$

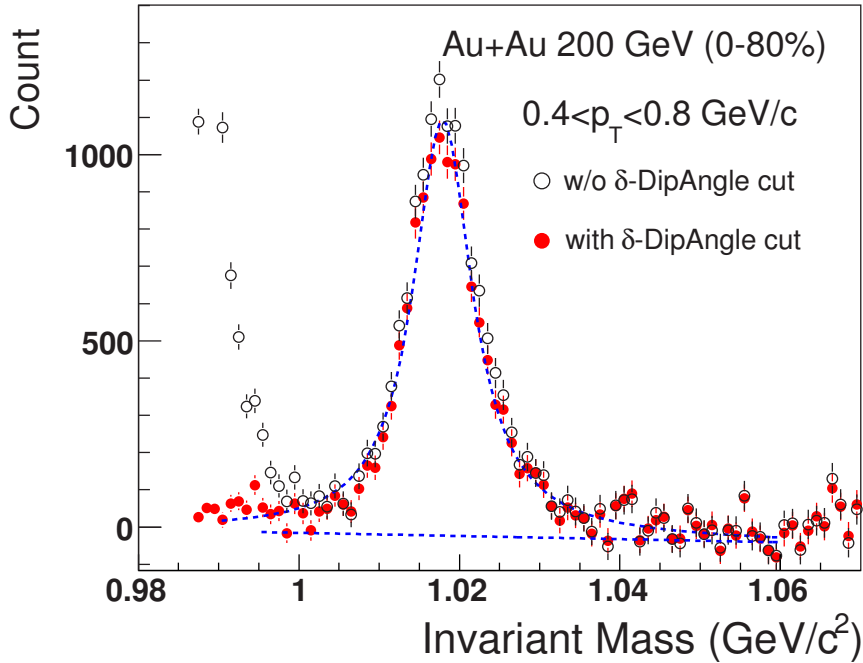


图 3-4: δ -DipAngle对 ϕ 介子不变质量分布的影响。

其中A是面积，对应于粒子计数， Γ 是不变质量分布的宽度(Full Width Half Maximum, FWHM)， m_0 是粒子静止质量位置，B代表残留背景。其中A， m_0 和 Γ 都是自由参数；B一般是多项式分布，可根据背景分析过程情况给出具体阶数。图 3-3中右图蓝色虚线给出了200 GeV Au+Au碰撞在0-80%中心度时 ϕ 介子的不变质量峰的拟合样本，拟合得到的参数都画在图中。通过拟合不同中心度不同 p_T 间隔的 ϕ 介子的不变质量峰，我们可以提取相应区间的信号计数，作出 ϕ 介子的横向动量分布。

3.3 探测器接收度和探测效率修正

以上得到 ϕ 介子的计数后还需要进行探测器接收度和径迹探测效率修正。这个过程是通过Monte Carlo模拟来实现地，使用GEANT软件包模拟探测器反应来计算 ϕ 介子的修正因子。在GEANT MC模拟中，假定 ϕ 介子100%通过 K^+K^- 道衰变，得到的MC径迹嵌入真实的实验数据，一起通过标准的STAR探测器环境重建径迹软件包。在完整的事件重构后，通过与探测器的接触点信息，我们可以确定MC径迹和与其对应的被重建出来的径

迹，把实验数据分析中采用的cuts(表 3-2)都用到重建径迹的筛选之后，可以计算出 ϕ 介子在探测器中对应的接收效率(acceptance)和径迹探测效率(tracking efficiency)，两者合在一起称为修正因子。图 3-5给出了200 GeV Au+Au碰撞下不同中心度下修正因子随横向动量 p_T 的分布。可见，修正因子在低 p_T 区间随着 p_T 增加而迅速增加，在 $p_T > 1.6$ GeV/c之后趋近饱和。具体数值随着碰撞中心度的变化而有所改变，从完全中心碰撞的0.34到完全周边碰撞的0.41左右。

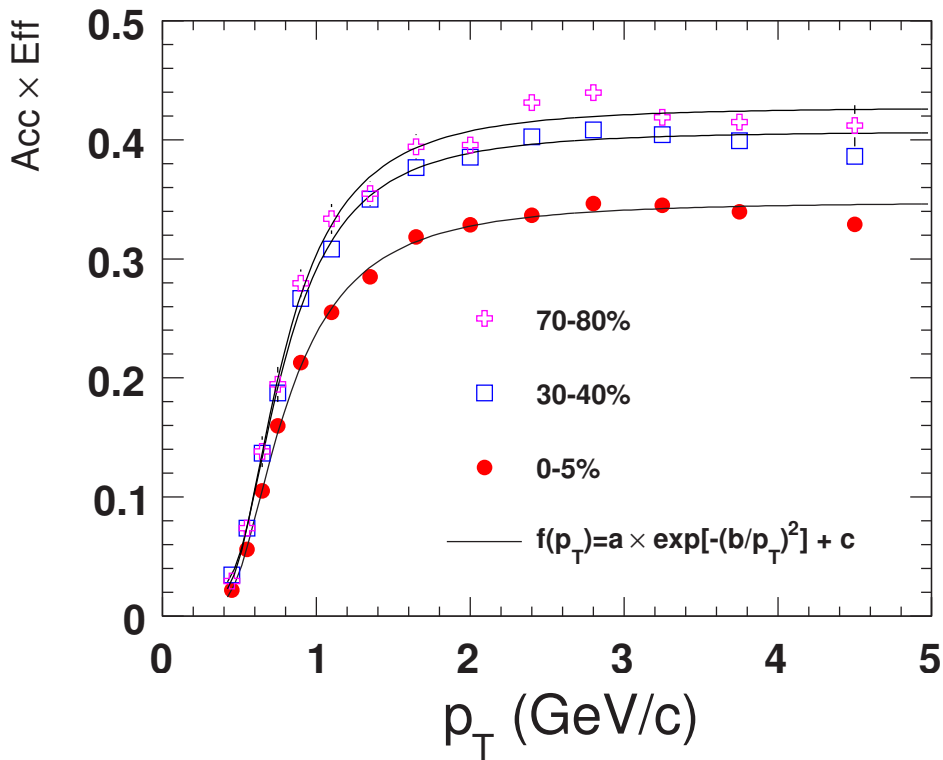


图 3-5: 200 GeV Au+Au碰撞中，不同中心度下 ϕ 介子的修正因子随着横向动量 p_T 的关系。为了减少统计涨落，用函数 $f(p_T) = a \times \exp[-(b/p_T)^2] + c$ 拟合得到的分布作为最终的修正因子。

3.4 200 GeV Au+Au碰撞中 ϕ 介子的产额

3.4.1 ϕ 介子横向动量谱

对 ϕ 介子进行效率修正之后就可以得到 ϕ 介子不变质量分布随着横向动量的关系，即横向动量谱。从统计力学的角度出发，横向动量谱可以用符合一定物理过程的形式来描

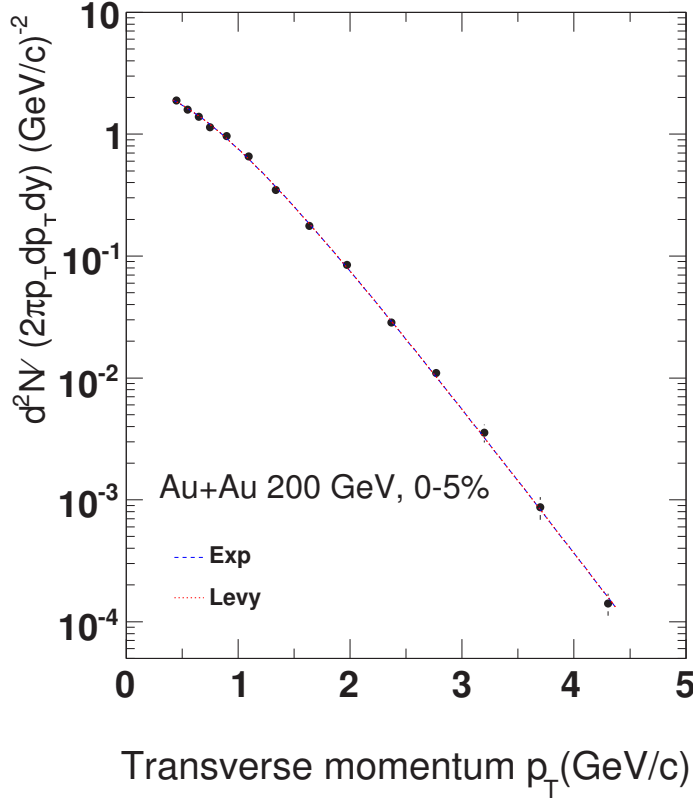


图 3-6: 200 GeV Au+Au中心碰撞时, ϕ 介子横向动量谱随着 p_T 的变化关系。虚线对应着指数函数拟合, 点线则是Levy函数拟合。图中误差只是统计误差。

述 [75]。分析中, 我们分别用了指数函数(方程 3-2) 和Levy函数(方程 3-4)拟合这些分布, 如图 3-6所示范, 从拟合中提取出单位速度下的产额(dN/dy)和分布的斜率(Inverse Slope Parameter)。

$$\frac{1}{2\pi m_T} \frac{d^2N}{dm_T dy} = \frac{dN/dy}{2\pi T_{exp}(m_\phi + T_{exp})} e^{-(m_T - m_\phi)/T_{exp}}, \quad (3-2)$$

$$m_T = \sqrt{p_T^2 + m_0^2} \quad (3-3)$$

$$\frac{1}{2\pi m_T} \frac{d^2N}{dm_T dy} = \frac{dN/dy(n-1)(n-2)}{2\pi n T_{Levy}(n T_{Levy} + m_\phi(n-2))} \times \left(1 + \frac{m_T - m_\phi}{n T_{Levy}}\right)^{-n}, \quad (3-4)$$

指数函数描述了横向动量谱的热平衡性质，而Levy函数在低横向动量区间体现出指数函数性质，在高横动量下则是幂函数形式(抬高)。相关物理信息在下一章节中详细讨论。

3.4.2 ϕ 介子产额分析中的系统误差

ϕ 介子产额分析中主要的系统误差来自于背景，因为分析中信噪比不到 2%(随着碰撞中心度和横向动量的不同而不同，中心碰撞低，低 p_T 时高，到 $p_T = 1.1$ GeV/c 区间逐渐减低，之后随着 p_T 上升而逐渐上升)，轻微的改变背景分布都会对信号产生一定的影响。这些影响应该考虑到系统误差分析中。实际分析中，我们通过如下各个因素估算系统误差：

- 改变候选K介子径迹的条件，例如不同的拟合点， $\langle dE/dx \rangle$ 选择条件产生的差别 ($\sim 8\%$)；
- δ -*DipAngle* cut产生的差别 ($\sim 5\%$)；
- 改变残留背景描述形式，例如3阶多项式和1阶线形函数引起的差别 ($\sim 4.5\%$)；
- 改变混合事件归一化因子，选择不同的窗口观察产生的变化 ($\sim 2.1\%$)；
- TPC中磁场不同取向，正常取向下的产额和反转取向下的差别，Full-Field vs. Reversed Full-Field ($\sim 3.0\%$)。

把这些因素综合($\sqrt{a^2 + b^2 + c^2 + d^2 + e^2}$)得到总的系统误差为 $\sim 11\%$ 。必须指出，系统误差分析中径迹选择条件地改变要相应地体现在GEANT MC分析过程中。

3.5 200 GeV Au+Au碰撞中 ϕ 介子的椭圆流

在这一部分我们将讨论实验上测量 ϕ 介子椭圆流(v_2)的过程。我们应用标准事件平面方法 [78]，它本质上是对粒子相空间分布做付立叶展开：

$$E \frac{d^3 N}{d^3 p} = \frac{1}{2\pi} \frac{d^2 N}{p_T dp_T dy} \left(1 + \sum_{n=1}^{\infty} 2v_n \cos[n(\varphi - \Psi_n)] \right) \quad (3-5)$$

对 p_T 和 y 积分，考虑到 v_1 是快度 y 的奇函数，公式 3-5可以简化成：

$$\frac{dN}{d(\varphi - \Psi_2)} \propto A(1 + 2v_2 \cos 2(\varphi - \Psi_2)) \quad (3-6)$$

其中 Ψ_2 称为二阶事件平面 [78]，这样就可以从粒子的方位角相对于事件平面分布中提取出椭圆流参数。

3.5.1 事件平面的重建及其弥散度

实验上，事件平面由探测到的粒子方位角分布决定。考虑到具体探测器的接收度和探测效率，需要引入 φ 权重来修正事件平面，使其在方位角上均匀分布。由于实际中一般实验运行时间比较长，每天的运行情况可能不一样，所以 φ 权重应该因时间不同而不同。此外，引入 p_T 权重可以提高事件平面的分辨率 [78]。我们用矢量 \vec{Q} 来计算二阶事件平面：

$$\Psi_2 = \arctan\left(\frac{Q_y}{Q_x}\right)/2, 0 < \Psi_2 < \pi \quad (3-7)$$

$$\vec{Q} = (Q_x, Q_y) = \left(\sum_i w_i \cos(2\varphi_i), \sum_i w_i \sin(2\varphi_i) \right) \quad (3-8)$$

其中， w_i 是 φ 权重和 p_T 权重的乘积。图 3-7给出了某个具体日子中 φ 权重在不同TPC区间的分布。用来构建事件平面的径迹需要满足表 3-3列出来的条件。

图 3-8给出了重建得到的二阶事件平面分布图。用一个常数函数拟合该分布得到 $\chi^2/ndf = 212/179$ ，表明重建得到的事件平面样本很好(很平)。

用来构建事件平面的径迹数目总是有限，使得事件平面有一定的弥散，即分辨率。事件平面分辨率通过子事件(sub-event)方法计算 [78]。我们在每个事件中随机抽样均等分成

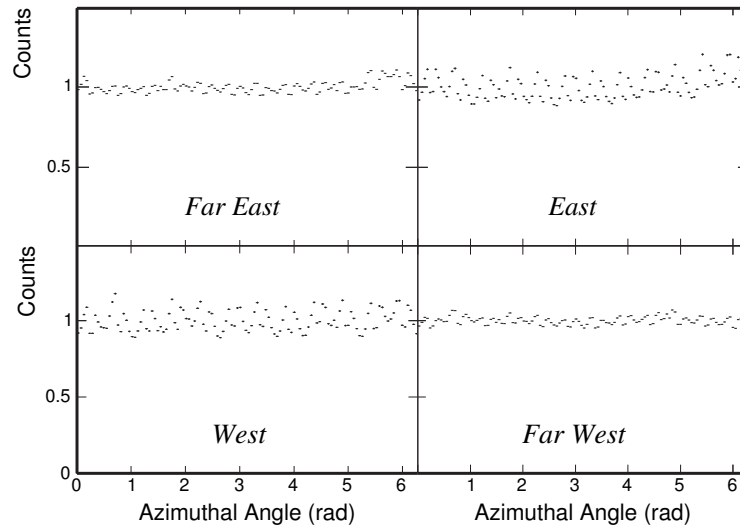


图 3-7: 200 GeV Au+Au碰撞中, 具体某一天中 ϕ 权重在不同TPC区间的分布。

Applied Cuts	
Primary Track	Yes
Track Number of Fit Points	$nFit \geq 15$
Track Fit Points to Maximum Points Ratio	$nFit / nMax > 0.55$
Track Pseudo-Rapidity	$ \eta < 1.0$
Track Transverse Momentum	$0.1 \text{ GeV}/c < p_T < 2.0 \text{ GeV}/c$
global dca	$\leq 2.0 \text{ cm}$

表 3-3: 用于构建事件平面的径迹的选择条件。

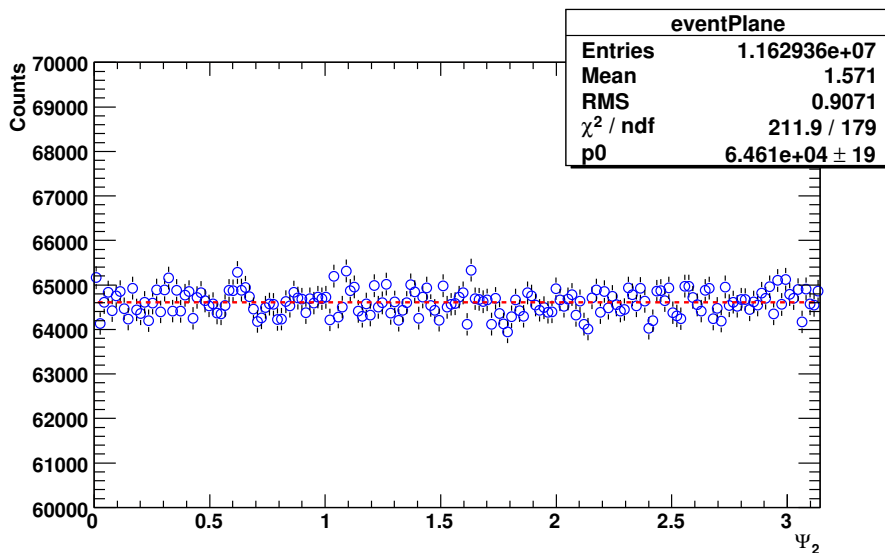


图 3-8: 200 GeV Au+Au碰撞中, 0-80%下二阶事件平面分布图。虚线对应着常数函数拟合的结果。

两个含有相同径迹数目的子事件，在这每个子事件中重建事件平面，标记为 Ψ_2^a 和 Ψ_2^b 。然后，根据事件平面构建方法文章 [78]中方程(14)和方程(11)，可以计算出事件平面的分辨率的 $r = \langle \cos[2(\Psi_2 - \Psi_{rp})] \rangle$ ：

$$\langle \cos[2(\Psi_2 - \Psi_{rp})] \rangle = \frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{2}} \chi_2 \exp(-\chi_2^2/4) \times [I_0(\chi_2^2/4) + I_1(\chi_2^2/4)] \quad (3-9)$$

$$\langle \cos[2(\Psi_2^a - \Psi_{rp})] \rangle = \sqrt{\langle \cos[2(\Psi_a - \Psi_b)] \rangle} \quad (3-10)$$

$$\chi_2 = v_2/\sigma = v_2\sqrt{2N} \quad (3-11)$$

首先，我们从方程 3-10计算子事件a的分辨率 $\langle \cos[2(\Psi_a - \Psi_{rp})] \rangle$ 。然后根据方程 3-9可以算出子事件a的 χ_2^a 。从方程 3-11可以看出，这个变量和 \sqrt{N} 成正比，所以整个事件的分辨率是 $\chi_2 = \sqrt{2}\chi_2^a$ 。把这个 χ_2 代入方程 3-9中，可以求出事件平面的分辨率。接着，通过关系 $v_2 = v_2^{obs}/r$ (v_2^{obs} 是从粒子方位角相对于事件平面的分布中直接拟合提取得到)可以算出真实的椭圆流数值。图 3-9给出了200 GeV Au+Au 碰撞中，不同碰撞中心度下的事件平面分辨率，以各个碰撞中心度下的产额为权重加权求和，我们得到0-80% 中心度下的分辨率为 $\sim 72\%$ 。

3.5.2 提取 ϕ 介子椭圆流

有了事件平面及其分辨率之后，就能够从实验数据中提取出椭圆流数值。具体分析中，除了采用标准事件平面方法之外，我们还使用了所谓的不变质量谱方法(*invariant mass method*) [79]独立地再进行一次分析，所得差异作为系统误差的一个来源。在标准事件平面方法中，正如公式 3-6所示，需要分析粒子方位角相对于事件平面的分布，接着用公式 3-6 拟合该分布提取出 v_2^{obs} ，然后对 v_2^{obs} 作事件平面分辨率修正得到真实的 v_2 数值。图 3-10给出了特定一个 p_T 区间的拟合情况。

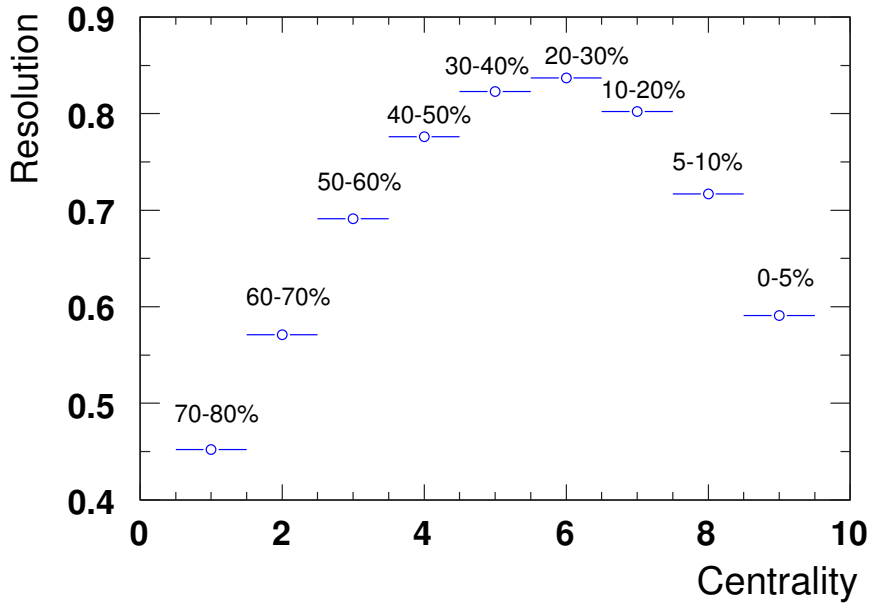


图 3-9: 200 GeV Au+Au碰撞中, 二阶事件平面分辨率随着碰撞中心度的变化关系。以各个中心度下 ϕ 介子的产额为权重可以算出0-80%中心度对应的分辨率。

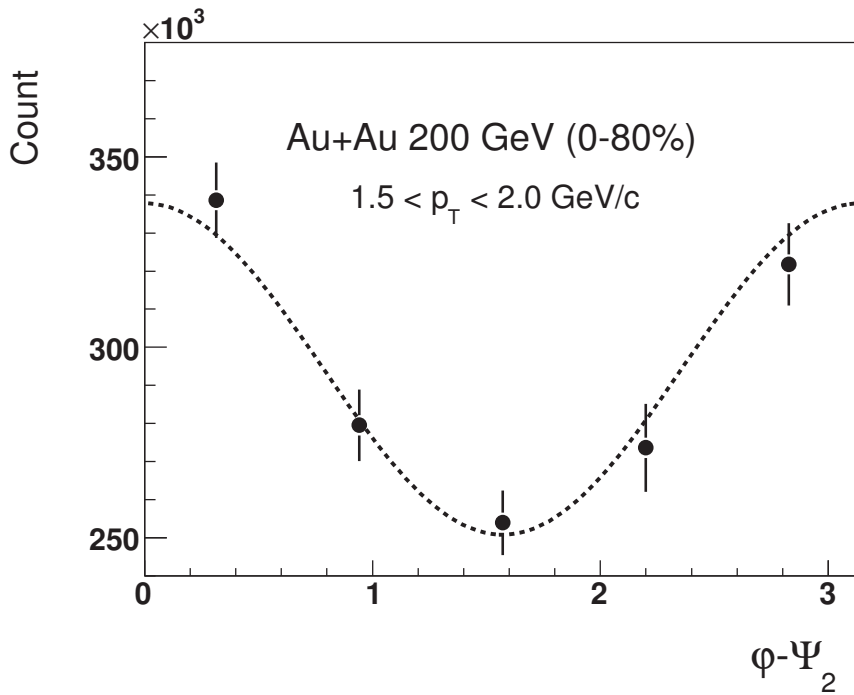


图 3-10: 200 GeV Au+Au碰撞中, ϕ 介子方位角相对于事件平面的分布。虚线表示用公式 3-6拟合该分布, 从中提取出 v_2^{obs} 。

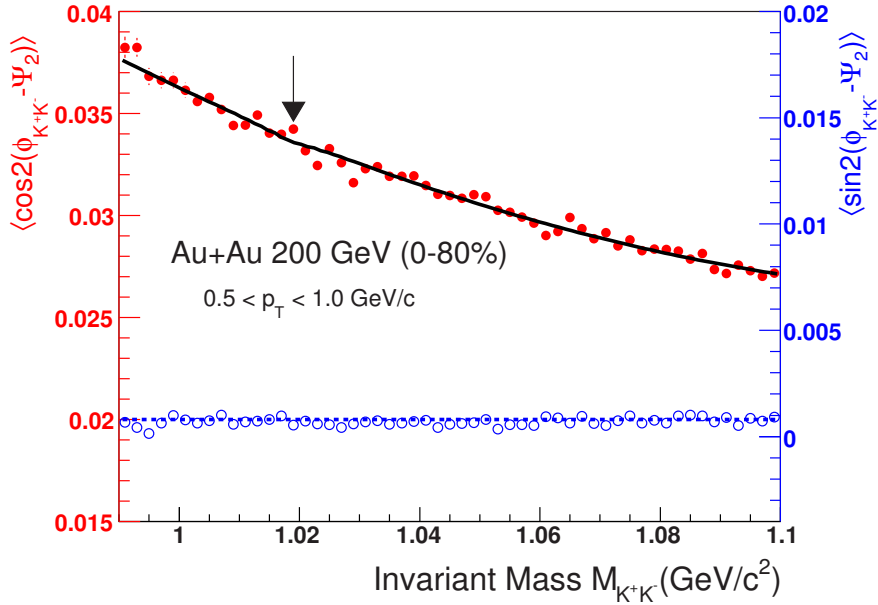


图 3-11: 200 GeV Au+Au碰撞中, 不变质量方法提取 ϕ 介子椭圆流示意图。粗实线表示用公式 3-13拟合该分布, 从中提取出 v_2^{obs} 。图中同时画上了 $\langle \sin 2(\phi - \Psi_2) \rangle$ 分布。由于对称性, 这个分布应该出现在0的位置, 如图所示。

不变质量方法本质上是从小 K^+K^- 组合样本库中提取出 $K^+K^- \rightarrow \phi$ 关联 [79]。它认为相同事件里面 K^+K^- 组合样本的 v_2 包含信号和组合背景两部分, 通过信号和背景计数随着 m_{inv} 的关系可以提取出相应的信号和背景的 v_2 。就是说, 它先计算出相同事件中所有 K^+K^- 组合样本的 v_2 随着不变质量的分布关系, 称为 $v_2(m_{inv})$:

$$v_2(m_{inv}) = \langle \cos 2(\phi_{K^+K^-} - \Psi_2) \rangle, \quad (3-12)$$

然后根据信号和背景随着 m_{inv} 关系提出信号的 v_2 :

$$v_2(m_{inv}) = v_{2S}\alpha(m_{inv}) + v_{2B}(m_{inv})[1 - \alpha(m_{inv})] \quad (3-13)$$

其中, $v_{2S} = v_{2\phi}$ 就是 ϕ 介子信号对应的 v_2 , 而 v_{2B} 是背景的 v_2 。 $\alpha(m_{inv})=S/(S+B)$ 对应着信号和背景的比率, 它是不变质量 m_{inv} 的分布函数。其中 S+B 项可以通过相同事件中的不变质量分布谱来计算, 而S项可以从扣除组合背景之后的不变质量分布中用 Breit-Wigner函数拟合计算得到。需要说出, 这种分析方法假设背景的 v_2 随着 m_{inv} 光滑地变化, 可以用已知函数来近似 [79]。在分析过程中我们用 m_{inv} 的一次函数或者二次函数来描述背景, 具体随着 p_T 区间不同而有所不同。图 3-11给出了某个 p_T 区间中的拟合示例。

可见，该方法和事件平面方法的差别就是它不需要在方位角区间细分出多个子区间，能够减少系统误差分析过程中带来的统计涨落。

逐个 p_T 区间分析，就得到 v_2 vs. p_T 关系，如图 3-12所示，相关物理信息在下一章中详细展开。上述两种分析方法所得到的结果都画在图中，对应的统计误差和系统误差也画在上面。椭圆流分析中的系统误差分析主要考虑了残留背景的影响，这个类似于上面产额分析中系统误差的估算过程。此外，还引入了事件平面重建和分辨率计算过程的误差，这个产生了4.2%的差异。而Non-flow效应暂时没有考虑在分析中。

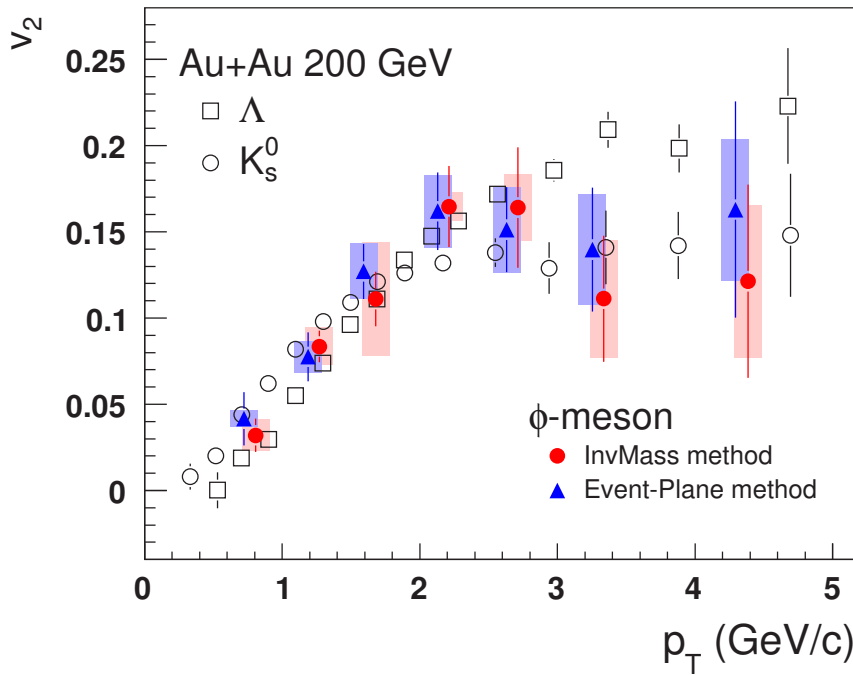


图 3-12: 200 GeV Au+Au碰撞中 ϕ 介子椭圆流随着横向动量 p_T 的变化关系。两种独立分析方法的结果画在一起作为比较， K_s^0 介子和 Λ 超子的数值也画在一起比较。

3.6 ϕ 介子自旋排列分析

在这一节中，我们以 ϕ 介子为探针介绍实验上测量极化的方法。对于矢量介子，通常叫做自旋排列(spin alignment)。即在选定的基坐标系下(基元一般选为极化可能方向)，观察矢量介子自旋排列在三个方向上的取向概率。没有极化的情况下，应该是三

个方向的概率均等；有极化的情况下，在极化的方向下的排列概率会表现出差异。物理上自旋排列概率用Hermitian矩阵描述(称为 ρ)，对于 $spin = 1$ 粒子，它是一个 3×3 的单位矩阵。在没有极化的情况下，它的对角元的秩都为1/3。对角元秩 $\rho_{mm}(m = -1, 0, 1)$ 偏离1/3则意味着一定的自旋排列，即极化。因为矢量介子寿命很短，是强衰变，所以实验上没有办法独立地测量密度矩阵中的 ρ_{-1-1} 和 ρ_{11} 基元，而只能独立地测量 ρ_{00} 。实验上通过衰变产物的角分布提取 ρ_{00} [80, 81]:

$$W(\cos\theta^*) = N_0 \times [(1 - \rho_{00}) + (3\rho_{00} - 1) \cos^2\theta^*], \quad (3-14)$$

其中 N_0 是归一化因子， θ^* 是极化方向和衰变产物动量矢量在母体静止系下的取向之间的夹角。对于全局极化来说，这个极化方向就是事件平面的法线($\vec{n} = \frac{\vec{p} \times \vec{b}}{|\vec{p} \times \vec{b}|}$)；而对于横向极化，它表现为粒子产生平面的方向($\vec{n} = \frac{\vec{p} \times \vec{p}_\phi}{|\vec{p} \times \vec{p}_\phi|}$)。

3.6.1 全局自旋排列，即相对于反应平面的测量

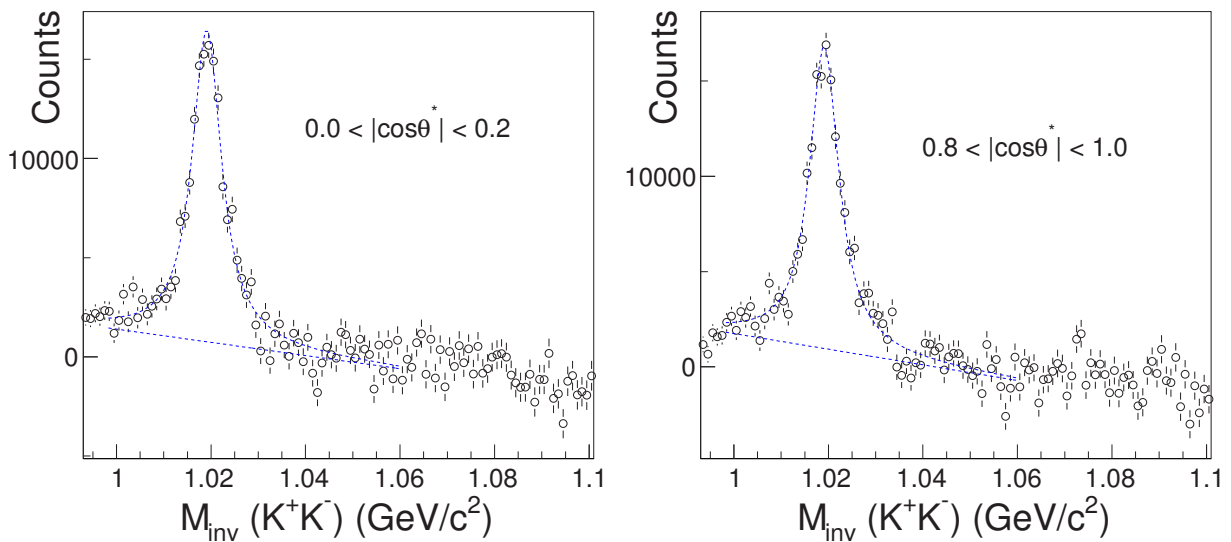


图 3-13: 不同 $\cos\theta^*$ 区间里面信号的不变质量分布示例，通过Breit - Wigner函数拟合该分布得到该区间 ϕ 介子信号的计数。

从上面引言知道，全局极化研究信息可以通过 ϕ 介子衰变产物和事件平面法线的夹角分布中提取出来。图 3-13给出了特定 $\cos\theta^*$ 区间的分布示例，它是 K^+ 介子(在 ϕ 介子的静止系中， K^+ 和 K^- 是背对背的，所以 $K^+ K^-$ 和极化方向的夹角互余， $\theta_1^* + \theta_2^* = \pi$)相对于事件

平面的分布。将整个 $\cos\theta^*$ 周期划分为有限的几个小区间，例如我们分析中的10等分，分别计算出每个区间里面的计数(图 3-13)，之后通过 $\cos\theta^*$ 分布，用公式 3-14拟合提取 ρ_{00}^{obs} 。图 3-14给出了一个分布示例。选择从半中心入手是因为这个范围内系统轨道角动量最大，自旋轨道耦合效应应该最明显。由于事件平面有一定的弥散，需要对其修正，这个类似于上面我们分析 ϕ 介子的 v_2 。相同的分辨率修正因子应用到这个 ρ_{00}^{obs} 之后，就得到真实的 ρ_{00} 数值。在不同的横向动量区间和碰撞中心度下分析提取 ρ_{00} ，就得到 ρ_{00} 相应的动力学变量依赖关系，具体在下一个章节中展开。

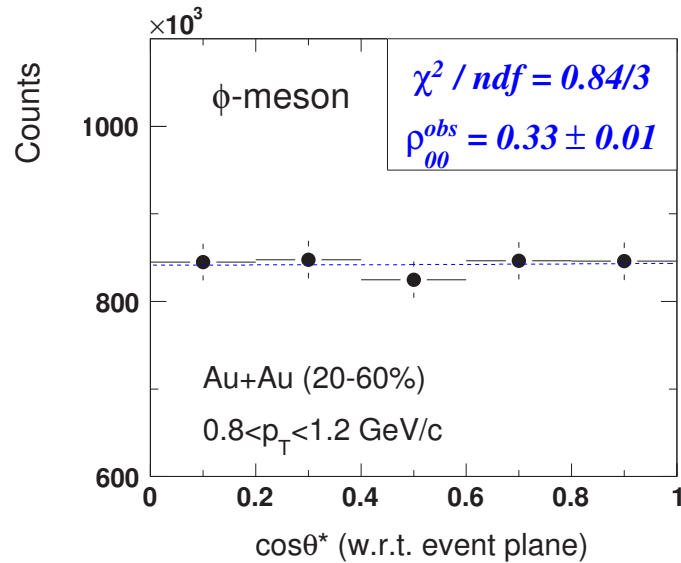


图 3-14: 200 GeV Au+Au半中心碰撞下 $\cos\theta^*$ 的分布示例，虚线表示用公式 3-14拟合该分布提取 ρ_{00}^{obs} 。

极化分析中需要重视的一个问题就是探测器接收效应。正如我们上面作产额分析中指出一样，用GEANT MC可以很好地描述探测器响应，决定具体分析中的修正因子。图 3-15给出了不同 p_T 区间修正因子随着 $\cos\theta^*$ 的分布关系。上面分析得到的信号(图 3-13)，需要进行探测器接受度修正之后，才能接着去做计数随着 $\cos\theta^*$ 的分布(图 3-14)，从而拟合提取 ρ_{00}^{obs} 。

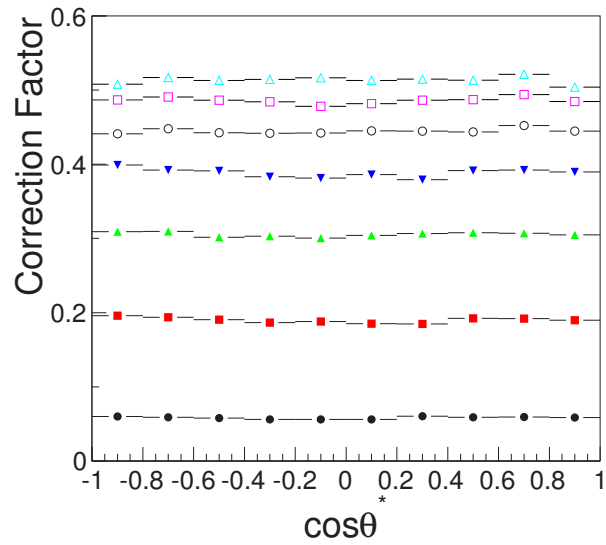
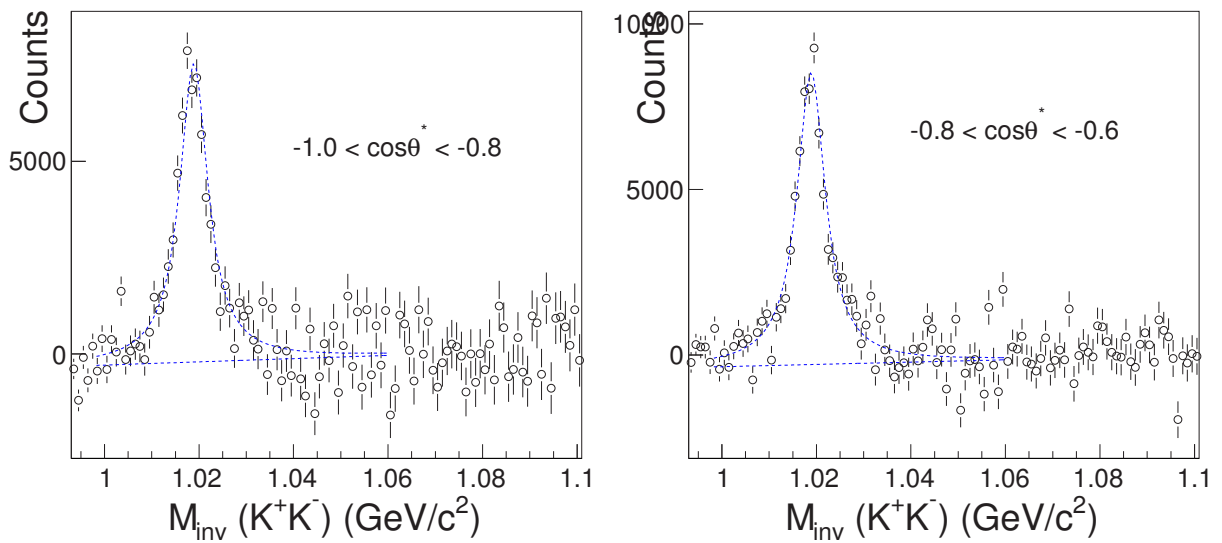


图 3-15: 200 GeV Au+Au半中心碰撞下 ϕ 介子全局极化分布中, 修正因子和 $\cos\theta^*$ 的分布关系。不同数据点对应着不同的 $p_T(\text{GeV}/c)$ 区间, 从下到上依次是: $[0.4, 0.8]$ 、 $[0.8, 1.2]$ 、 $[1.2, 1.8]$ 、 $[1.8, 2.4]$ 、 $[2.4, 3.0]$ 、 $[3.0, 4.0]$ 和 $[4.0, 5.0]$ 。



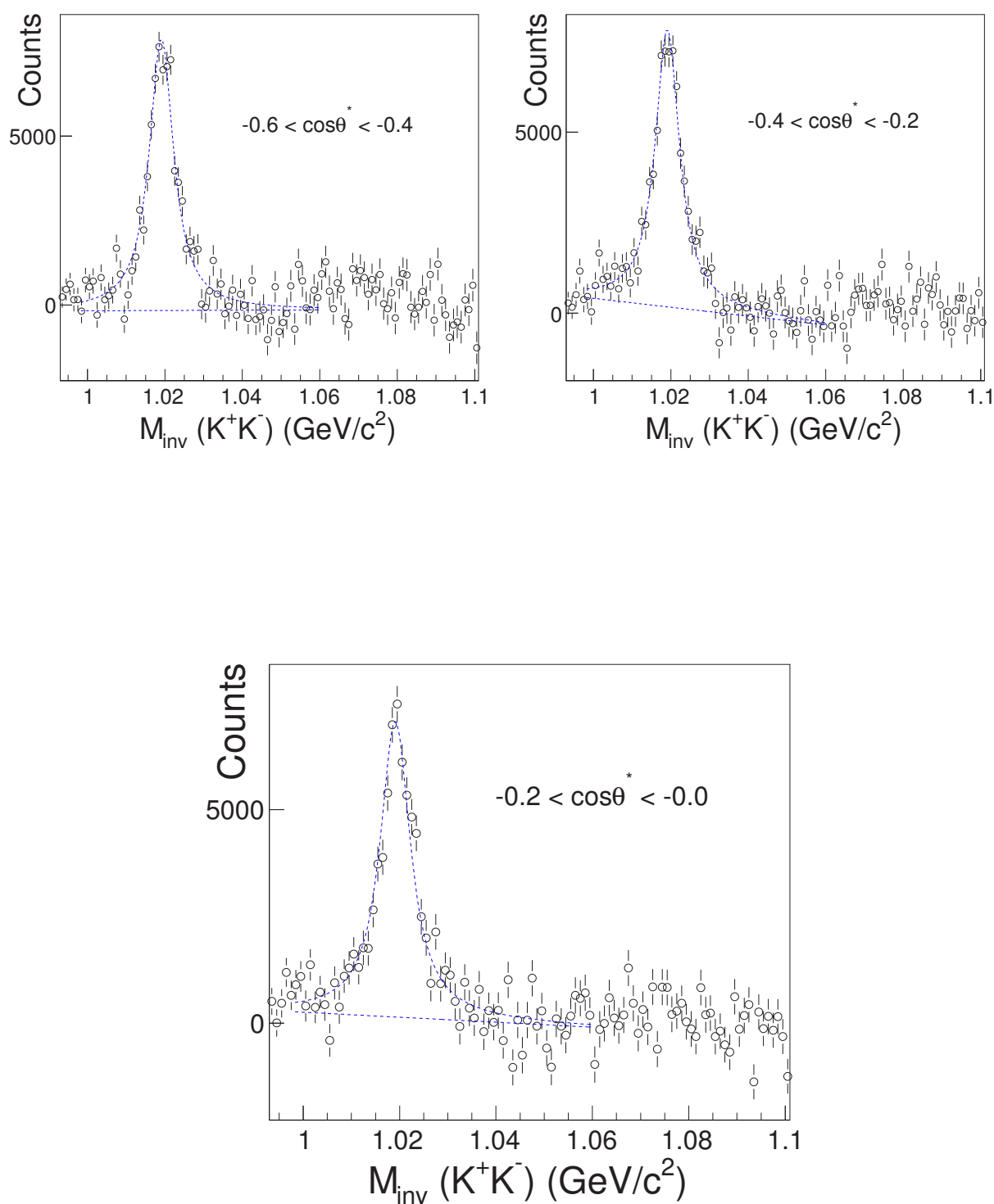


图 3-16: 特定 $\cos\theta^*$ 区间里面信号的不变质量分布示例。因为对称性, 我们并没有画出 $\cos\theta^* > 0.0$ 的分布。通过 $Breit - Wigner$ 函数拟合该分布得到该区间 ϕ 介子信号的计数。

3.6.2 横向自旋排列，即相对于产生平面的测量

横向极化分析过程和全局极化分析类似，区别在于它是相对于粒子产生平面方向的极化，所以需要分析相对于粒子产生平面的关联。图 3-16给出了 $0.8 < p_T < 1.2$ GeV/c 区间的 $\cos\theta^*$ 随着不变质量的分布，紧接着作探测器接收度分析，如图 3-17 所示。可见，横向极化分析中接收度限制非常明显(修正因子随着 $\cos\theta^*$ 有明显地不平的分布)，需要系统仔细地分析。

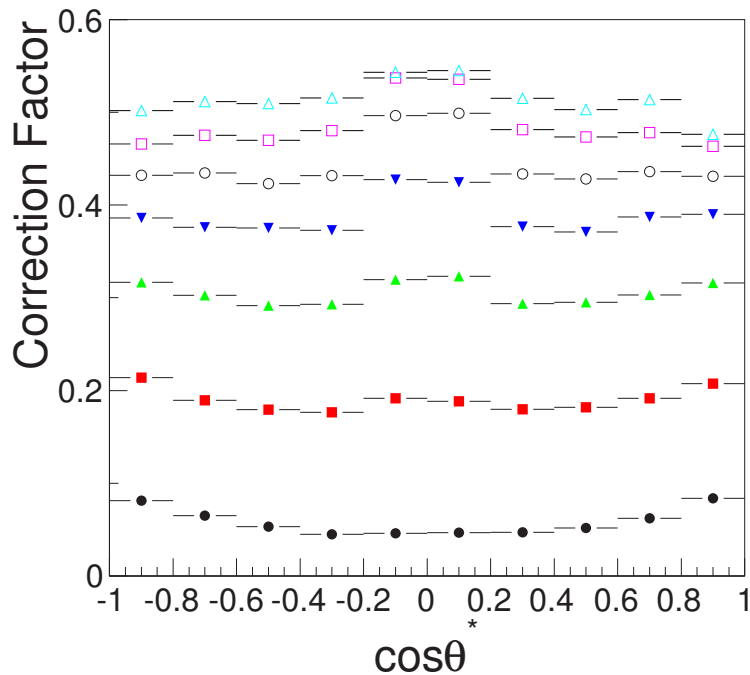


图 3-17: 200 GeV Au+Au半中心碰撞下 ϕ 介子横向极化分布中，修正因子和 $\cos\theta^*$ 的关系。不同数据点对应着不同的 p_T (GeV/c) 区间，从下到上依次是: [0.4, 0.8]、[0.8, 1.2]、[1.2, 1.8]、[1.8, 2.4]、[2.4, 3.0]、[3.0, 4.0]和[4.0, 5.0]。

用函数 3-14拟合接收度修正之后的 $\cos\theta^*$ 分布就可以提取出 ρ_{00} ，如图 3-18所示。因为产生平面是逐条径迹精确地决定，没有弥散问题，所以不需要引入类似于事件平面分辨率修正因子。这样，逐个 p_T 区间分析，就得到 ρ_{00} vs. p_T 关系，具体在下一章节展开。

极化分析中的系统误差主要来源和产额分析的相似，量值大小相当，因为最主要的不确定因素还是残留背景。此外，探测器接受度也会引起一定量的不确定性，这个通

过GEANT MC可定量地估算。在全局极化分析中，椭圆流也可能产生一定的偏差。因为影响很小，低于0.7%，可以忽略。

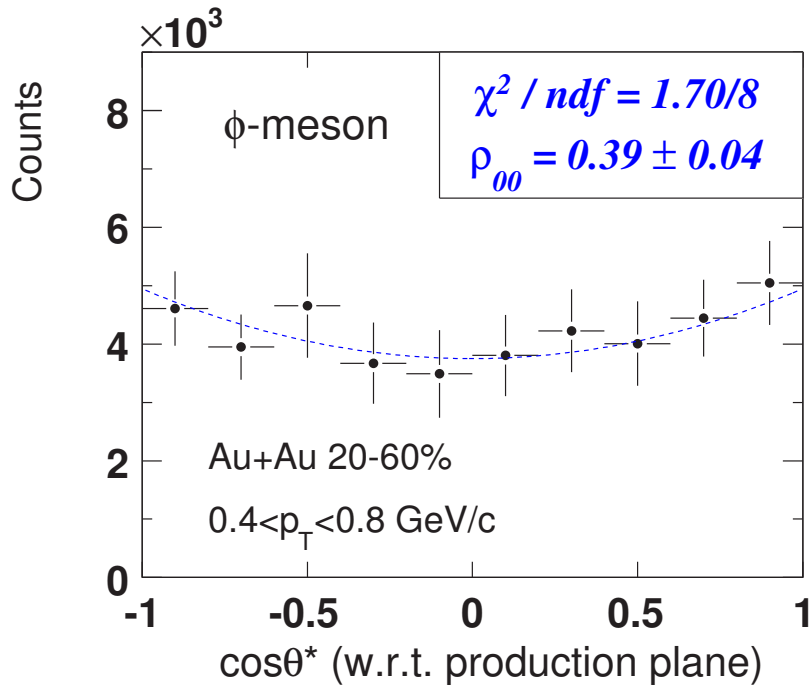


图 3-18: 200 GeV Au+Au半中心碰撞下， ϕ 介子横向极化分析中 $\cos\theta^*$ 的分布示例，用公式 3-14拟合该分布提取 ρ_{00} 。

第四章 结果讨论

这一章我们集中讨论数据中包含的物理信息。我们从 ϕ 介子的产生机制入手，讨论 ϕ 介子和奇异夸克的联系，横向动量分布，椭圆流，集体效应，最后探讨 ϕ 介子自旋排列。

4.1 相对论重离子碰撞中 ϕ 介子的产生机制

4.1.1 横向动量谱，单位快度产额和平均 p_T

粒子横向动量谱是实验上常测量的物理量，含有很多重要的物理信息。首先从谱学我们研究粒子产生的碰撞中心度依赖关系。图 4-1 给出 ϕ 介子在各个中心度下的谱学分布。中心碰撞的分布可以用指数函数和Levy函数很好地拟合，到周边碰撞的时候，数据逐渐偏离指数函数描述，只能用Levy函数来描述。这个系统性地演化表明RHIC Au+Au中心碰撞中形成了致密物质，高横动量粒子在输运过程中被媒介吞掉(jet quenching)，随着碰撞中心度的变化，媒介密度逐渐变稀薄，到周边碰撞中已经看不到jet quenching信号。

其次，对各中心度谱学拟合可以提取出 ϕ 介子单位快度的产额(dN/dy)和谱学斜率(inverse slope parameter)，从产额上可以定量给出了 ϕ 介子产生的多少。和 π 介子产额比较，可以看出 ϕ 在整个系统中的占有率，从该比率的能量依赖和碰撞中心度系统性研究还

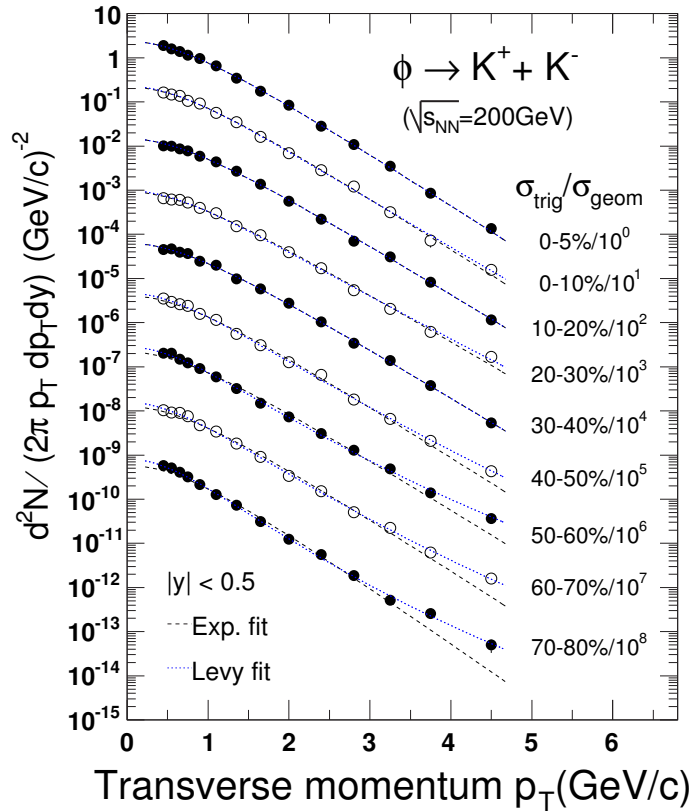


图 4-1: 200 GeV Au+Au碰撞在不同中心度时, ϕ 介子横向动量谱分布。为了区分这些分布, 各个中心度的分布依次除以常数因子10。虚线是指数函数拟合, 而点线则是Levy函数拟合。图中误差只是统计误差。

可以看出 ϕ 介子产额演化, 预示着奇异夸克(s-quark)占有率地可能的变化(RHIC媒介中, 主要成分是 π 介子)。和K介子产额比较, 可以区分 ϕ 介子产生是否来之于 $K^+K^- \rightarrow \phi$ 反应道。假如 ϕ 介子主要由 K^+K^- 反应产生, ϕ 介子产额应该正比于 K^+K^- 的乘积。由于RHIC下观察到K介子产额随着碰撞中心度线性增加, 那么 ϕ 介子产额相对于K介子应该上升得更快。另外, 假如在输运模型RQMD, UrQMD [44–46] 中引入该反应道作为 ϕ 介子产生的主要来源, 那么它们预言的 ϕ/K^- 产额比随着碰撞中心度线性上升。谱学斜率给出了粒子动量谱的分布趋势, 受径向流(radial flow)影响明显。径向流效应主要使得低 p_T 粒子的产生增加, 横向谱变陡。实验上常用的比较量是 $\langle p_T \rangle$ 。即通过分析 $\langle p_T \rangle$ 随着碰撞系统和中心度关系提取各种粒子演化信息, 例如, 径向流作用的强弱。

	Centrality	Fitted	χ^2/ndf	Slope (MeV)	n	$\langle p_T \rangle$ (MeV)	dN/dy
<i>Au + Au</i>	0-5%	Exp	11.0/12	357 ± 23	-	977 ± 64	7.95 ± 0.74
	0-10%	Exp	10.2/12	359 ± 25	-	979 ± 69	7.42 ± 0.69
	10-20%	Exp	9.7/12	373 ± 26	-	1010 ± 69	5.37 ± 0.51
	20-30%	Exp	26.7/12	387 ± 26	-	1022 ± 69	3.47 ± 0.44
	30-40%	Exp	21.1/12	371 ± 24	-	1005 ± 64	2.29 ± 0.23
	40-50%	Levy	18.9/11	320 ± 28	31.1 ± 6.1	949 ± 68	1.44 ± 0.14
	50-60%	Levy	6.9/11	290 ± 36	13.8 ± 1.9	955 ± 88	0.82 ± 0.09
	60-70%	Levy	19.5/11	291 ± 32	18.6 ± 3.6	926 ± 76	0.45 ± 0.05
	70-80%	Levy	5.5/11	243 ± 29	13.0 ± 2.3	851 ± 87	0.20 ± 0.02
<i>p + p</i>	0-100%	Levy	10.1/10	217 ± 18	8.3 ± 1.2	820 ± 51	0.018 ± 0.003

表 4-1: 200 GeV Au+Au碰撞中拟合 ϕ 介子横向动量谱得到的物理参量, dN/dy , Slope, $\langle p_T \rangle$ 列表。为了比较, 我们也给出了p+p碰撞下的结果。拟合函数和拟合质量也给在表中。误差数值已包含了统计误差和系统误差。

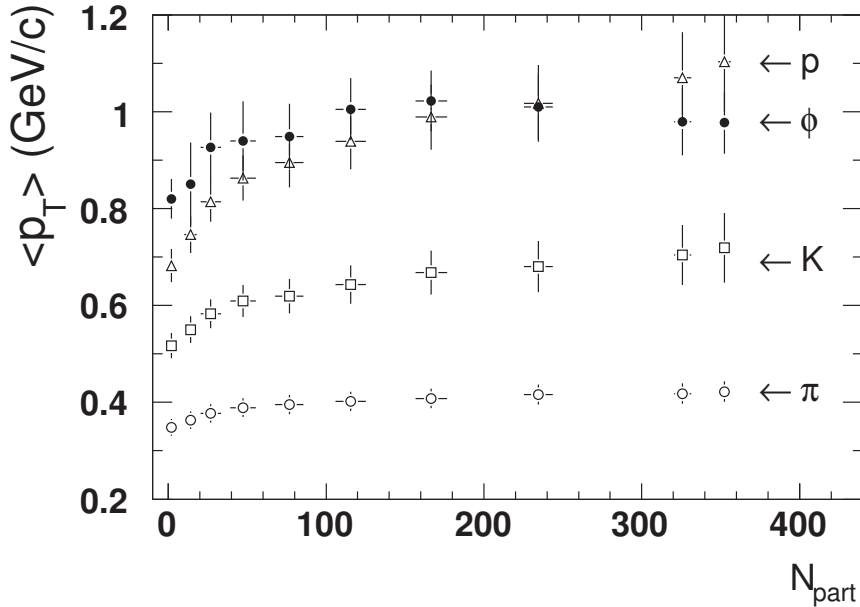


图 4-2: 200 GeV Au+Au和p+p碰撞中, ϕ 介子的 $\langle p_T \rangle$ 和中心度的演化关系, π K p 的数值也画在一起比较。

表 4-1详细给出了 ϕ 介子横向动量谱拟合参数。从中可以看到 dN/dy 随着碰撞中心度明显增加, 相关物理信息讨论在下面粒子产额比一节中展开。我们把 $\langle p_T \rangle$ 单独取出画在图 4-2中, Au+Au碰撞中 $\langle p_T \rangle$ 随着碰撞中心度没有明显的变化, 这个行为不同于PID(π K p)的数据, 后者随着 N_{part} 逐渐增加。通常认为, PID受强子再散射作用明显, 作用强度

随着碰撞中心度逐渐增强，表现之一是 $\langle p_T \rangle$ 数值随着碰撞中心度逐渐上升。上述讨论 ϕ 介子 $\langle p_T \rangle$ 行为预示着 ϕ 介子从系统中冻结早于PID，强子再散射过程影响微弱。测量结果符合传统认为的 ϕ 介子末态作用截面小的观点，因此它是一个理想的QGP探针 [43]。

4.1.2 粒子产额比： ϕ/π ， ϕ/K ， R_{CP} 和 Ω/ϕ 。

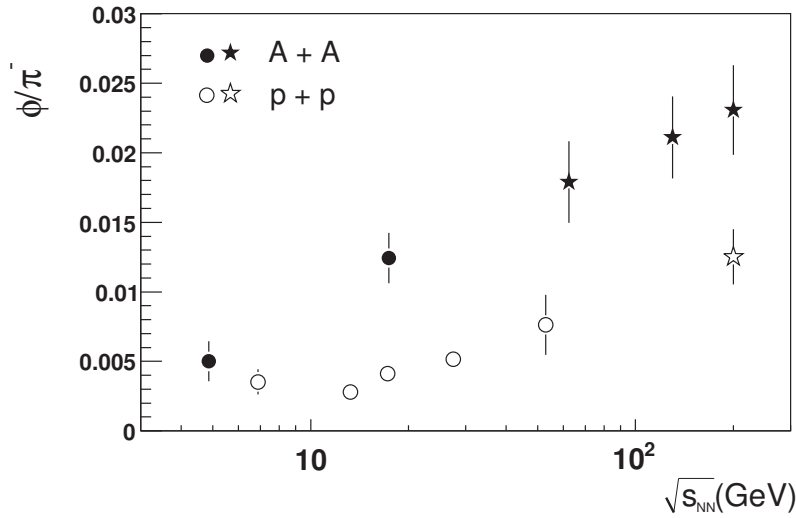


图 4-3: ϕ/π 产额比随着碰撞能量的依赖关系。图中，实心点代表的是Au+Au碰撞，空心点则是p+p碰撞。五角心数据点是STAR实验组的测量结果。

图 4-3给出了 ϕ/π 产额随着碰撞能量的变化关系。从图中可以看出， ϕ/π 随着碰撞能量的增加而线性上升，表明 ϕ 介子产额增加快于 π 的增加；Au+Au碰撞中 ϕ/π 值高于p+p，表明重离子系统(Au+Au)形成的环境更适用于 ϕ 介子的产生。事实上，早期预言重离子碰撞中 ϕ 介子产额增加是QGP形成的一个直接信号 [43]。然而，现在的测量结果还不足以得出QGP形成的结论。因为 ϕ 介子的增强行为在 $\sqrt{s_{NN}} > 10$ GeV之后就没有明显的变化，根据引言中的介绍，我们知道 $\sqrt{s_{NN}} > 10$ GeV的碰撞能量还没有达到QGP形成所需要的临界能量密度。

图 4-4给出了 ϕ/K 产额随着碰撞中心度的演化。非常意外，我们发现在Au+Au碰撞中， ϕ/K 不随着碰撞中心度变化。这完全不同于运输模型预言，所以RHIC中的 ϕ 介子主要由 K^+K^- 结合产生的假想不成立。结合 ϕ 介子的 $\langle p_T \rangle$ 和 ϕ/K 实验数据，我们的结果表

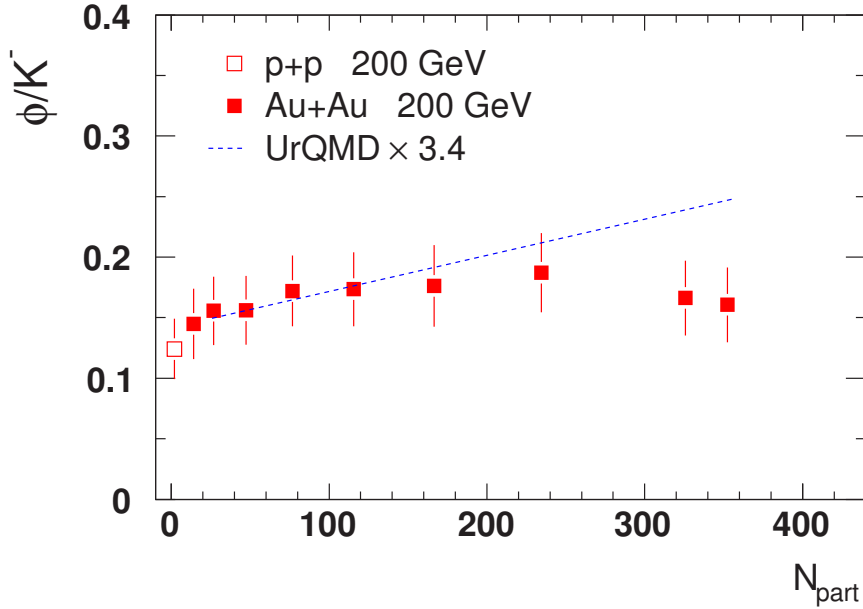


图 4-4: ϕ/K 产额比随着碰撞中心度的变化关系, 点线是UrQMD理论预言 [46]。

明RHIC中大部分的 ϕ 介子只能由部分子 $s\bar{s}$ 组合而来, 形成的 ϕ 介子早早地飞离致密媒介, 受后期强子再散射过程作用微弱。这样, 我们研究 ϕ 介子的信息, 就可以探寻奇异夸克在强子化时刻的性质。

图 4-5给出了 ϕ 介子的核修正因子 R_{CP} 的测量结果。图中 $R_{CP} < 1$ 表明中心碰撞产额相对于周边的相对压低, 是jet-quenching的信号。和 K_S^0 介子和 Λ 重子的数据比较发现, 0%-5%相对于40%-60%碰撞的 ϕ 介子 R_{CP} 更接近于 K_S^0 的, 而不同于 Λ 重子的, 符合夸克组合模型的预言 [24, 82]。对于更周边的60%-80%的, ϕ 介子的 R_{CP} 坐落于 K_S^0 和 Λ 之间, 夸克组合模型不再适用。因为 N_{bin} 归一后周边60%-80% Au+Au碰撞产额已经接近于d+Au和p+p碰撞的情形, 遇到所谓的Canonically Suppression [83]效应, 所以介子-重子粒子种类分类的 R_{CP} 将不再出现。

对于奇异夸克, 大家比较感兴趣的是它是否达到热平衡了, 主要的目的是从理论上解析地描述其分布。美国Oregon大学的Rudolph C Hwa教授用夸克组分模型分析了热平衡组分和非平衡组分对于奇异强子产额的贡献, 他预言平衡组分分布主导了 ϕ , Ω 的产

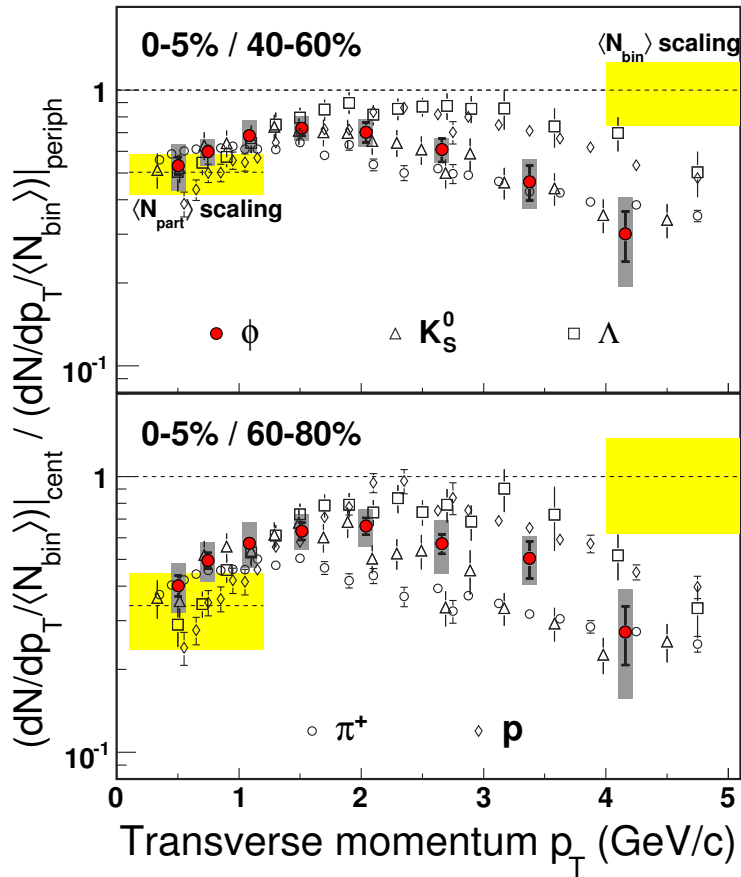


图 4-5: 200 GeV Au+Au碰撞中 ϕ 介子的 R_{CP} : 上图是0%-5%和40%-60%中心度, 下图是0%-5%和60%-80%中心度。阴影带子表示的是用Glauber模型计算 $\langle N_{bin} \rangle$ 和 $\langle N_{part} \rangle$ 的不确定性。为了比较, STAR实验组测量得到的 Λ 和 K_S^0 [19]和 p , π^+ 数据也画在图中。

额 [82]。在他的模型中, Ω/ϕ 产额比随着 p_T 线性上升, 在 $p_T \cong 5.5$ GeV/c 之后开始下降, 即5.5 GeV/c 之前是热平衡组分占主导因素, 而之后非平衡组分的贡献不可以忽视 [82]。图 4-6给出了实验上测量得到的 Ω/ϕ 随着 p_T 的依赖关系。对于中心碰撞, Ω/ϕ 在 $p_T < 4.0$ GeV/c 区间呈现线性上升趋势, 而之后则出现下降。这表明4 GeV/c之前的 Ω , ϕ 是由处于热平衡的奇异夸克组合产生。我们也观察了相对周边碰撞的数据(20-40%和40-60%), 它们出现拐点的地方比中心碰撞的要早, 这表明周边碰撞奇异夸克还没有完全达到热平衡。

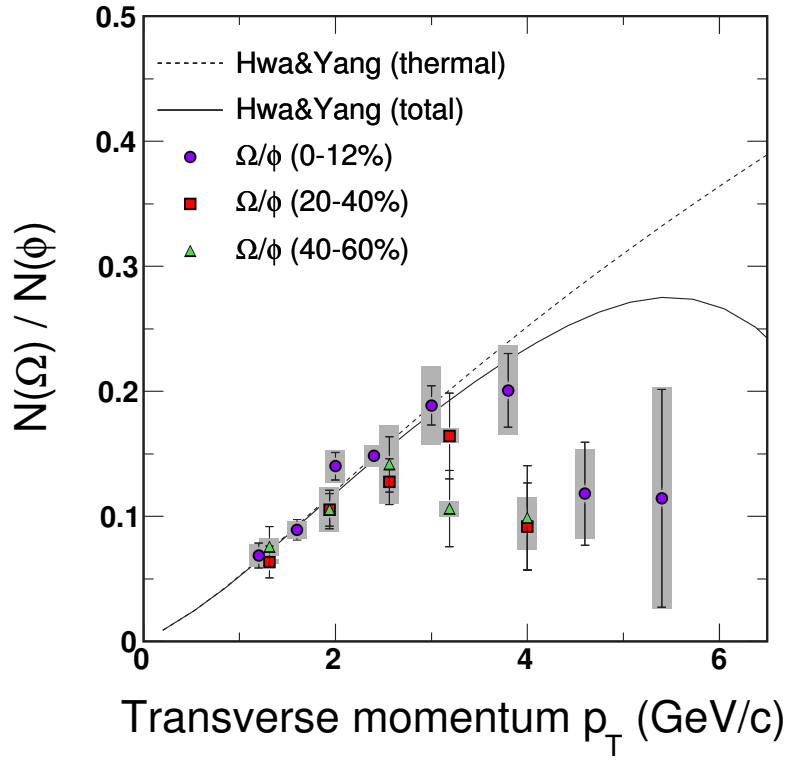


图 4-6: 不同碰撞中心度下的 Ω/ϕ 产额比随着 p_T 的变化关系。曲线是夸克组合模型预言 [82]。

4.2 Ω/ϕ 和奇异夸克性质的关联

4.2.1 奇异夸克的横向动量分布

图 4-7左图给出了 $\frac{\Omega+\bar{\Omega}(p_T/3)}{\phi(p_T/2)}$ 和 $\frac{\Xi^-(p_T/3)}{\phi(p_T/2)}$ 随着 p_T/n_q 的分布，其中 n_q 是粒子的组分夸克数目。分析中用到的 Ω , Ξ , ϕ 横向动量谱数据来自于 STAR 实验组测量结果 [20, 84]。组分夸克数目标度之后的重子/介子比率形状反应了轻夸克和奇异夸克在强子化时刻的动量分布。在当前实验精度下，中心碰撞和半周边碰撞的重子/介子比率叠在一条线上。即是说，碰撞几何效应没有体现在我们提出的重子/介子比率中。因为目前我们更关心夸克分布的形状，所以这里我们不讨论密度相关归一化因子(假设它与 p_T 无关)。

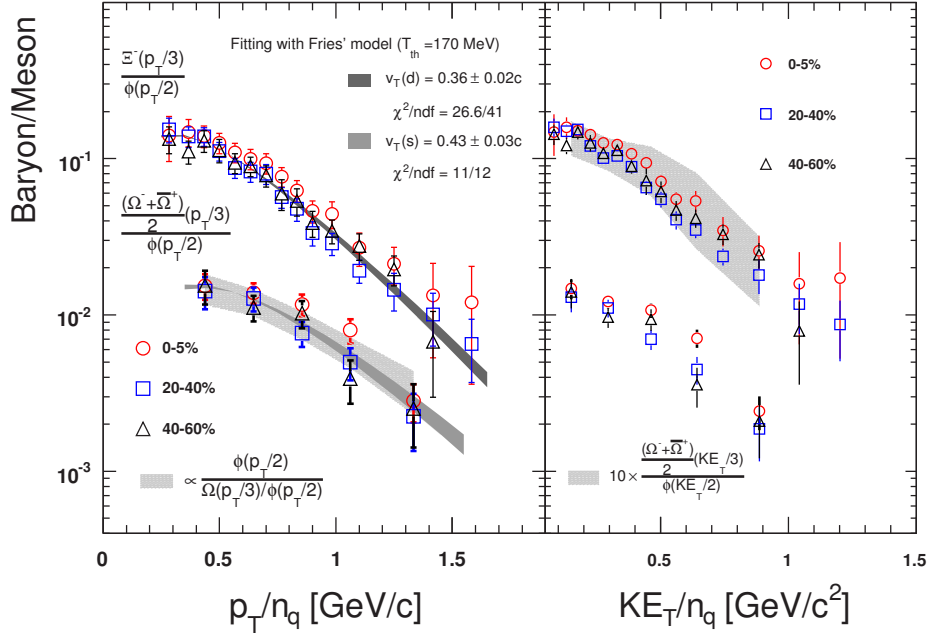


图 4-7: 左图是从200 GeV Au+Au碰撞中提取出来的轻夸克和奇异夸克横向动量谱分布。灰色带子是用流体动力学模型拟合该分布得到的结果。阴影部分是另外一种方法从 ϕ 介子数据独立提取出奇异夸克分布的结果。右图是用 KE_T 参量得到的图象。

为了定性地描述夸克分布，提取出部分子源在强子化时刻的热化温度和运动速率参数，我们用基于流体力学机制的Blast-wave公式拟合得到的分布 [85]

$$\frac{dn}{m_T dm_T} \propto \int_0^R r dr m_T I_0\left(\frac{p_T \sinh \rho}{T}\right) K_1\left(\frac{m_T \cosh \rho}{T}\right), \quad (4-1)$$

其中 R 是热化源的半径， $m_T = \sqrt{p_T^2 + m_0^2}$ 是横向质量， T 是热化源温度， $\rho = \tanh^{-1}(\beta_r)$ ， $\beta_r(r) = \beta_s(\frac{r}{R})^n$ ， β_s 是热源表面速率， n 对应热源速率profile阶数。 I_0 和 K_1 是Bessel函数。出于简化的目的，我们假设热源膨胀速率profile不随着半径和方位角变化，就如文献 [24]采用的做法：

$$\frac{dn}{m_T dm_T} \propto m_T \frac{\rho_0^2 \pi}{(2\pi)^3} \times I_0\left(\frac{p_T \sinh \rho}{T}\right) K_1\left(\frac{m_T \cosh \rho}{T}\right), \quad (4-2)$$

用公式 4-2同时拟合数据中从三个中心度提取出来的夸克分布得到：奇异夸克参数是， $\beta_T = 0.54 \pm 0.13c$ ， $T_{th} = 131 \pm 48$ MeV， $\chi^2/ndf = 10.7/12$ ；轻夸克参数是， $\beta_T = 0.36 \pm 0.19c$ ， $T_{th} = 170 \pm 40$ MeV， $\chi^2/ndf = 28.1/41$ 。对源热化温度加上限制条件， $T_{th} = 170$ MeV，我们得到奇异夸克参数是 $\beta_T = 0.43 \pm 0.03c$ 和 $\chi^2/ndf = 11/12$ ；轻夸克参数是 $\beta_T =$

0.36 ± 0.02 和 $\chi^2/ndf = 26.6/41$ 。把拟合温度变化到160(180) MeV, 奇异夸克和轻夸克的 β_T 相应的增加(减少)10%。这些参数预示着奇异夸克在系统早期演化中, 经历的演化强度可能比轻夸克的大。原因之一可能是奇异夸克的有效质量比轻夸克的高(在文献 [24]的模型中, $m_s = 460$ MeV, $m_q = 260$ MeV)。我们也对学界最近提出的横向动能标度量 KE_T ($KE_T = m_T - m_0$)进行了分析 [86]。结果如图 4-7中右图所示。从 KE_T 变量观察到的标度率是夸克组合模型的另一个证据, 它表明部分子在强子化之前的演化过程可能可以由流体动力学定性地描述, 尽管目前 KE_T 变量的物理本质还不如 p_T 清晰。

4.2.2 奇异夸克和轻夸克产额比

上面建立起来提取夸克分布的方法还可以通过其它强子种类进一步证明。在这个框架下, $\Omega(p_T/3)/\Xi(p_T/3)$ 和 $\Xi(p_T/3)/\Lambda(p_T/3)$ 的分布应该是一样, 因为它们表示的都是 s/d 比率。图 4-8给出了200 GeV Au+Au中心碰撞下提取出来的s/d结果。从 $\Omega(p_T/3)/\Xi(p_T/3)$ 和从 $\Xi(p_T/3)/\Lambda(p_T/3)$ 计算得到的比率随着 p_T/n_q 的分布形状基本一样, 表明了我们建立起来的方法的可靠性。夸克组合模型 [24]预言 $\Omega(p_T/3)/\Xi(p_T/3)$, $\Xi(p_T/3)/\Lambda(p_T/3)$ 和s/d的分布一致, 对我们的分析方法正确性是一个佐证。不过, 模型 [24]曲线和实验数据存在一定的偏差, 可能是因为模型中没有严格地考虑高阶共振态的衰变。

高阶共振态衰变对超子产额贡献大。依据 $\Xi^0(1530)$ 的测量结果 [87], 可以估算出其对 Ξ^- 产额的贡献: $46\% \pm 14\%$ 。这里因为 Ω 衰变的份额很小, 可以被忽略。 Λ 的数据已经考虑了 Ξ , Ω 的衰变贡献, 但是 Σ 衰变份额还没有排除掉。图 4-8中实心点表示的就是 Σ 衰变贡献剔除前的 Λ 样本结果。可以看出 $\Xi(p_T/3)/\Lambda(p_T)$ 比 $\Omega(p_T/3)/\Xi(p_T/3)$ 低 ~ 4 的因子, 可见 Σ 的贡献巨大。从 $\Sigma(1380)$ 测量结果可以算出其衰变占整体 Λ 产额为 $26\% \pm 5.9\%$ [88]。对于 Σ^0 , RHIC实验还没有定论的测量结果。热化模型THERMUS拟合Au+Au 200 GeV中心碰撞PID数据确定的参数计算得到原始产生的 Σ^0/Λ 比率为 0.67, 而 Σ^0 衰变占最后 Λ 产额份额为 0.36 [89]。另一方面, 弦碎裂模型计算得到原始 $\Sigma^0/\Lambda \sim 1/3$ [90]。这样, 假

设 Σ^0 衰变到 Λ 不随着 p_T 变化，我们估算出其对 Λ 的贡献为 25%-36%。剔除了 Σ 衰变贡献之后的 $\Xi(p_T/3)/\Lambda(p_T/3)$ 和 $\Omega(p_T/3)/\Xi(p_T/3)$ 在量值上吻合在一起：图 4-8中阴影区和实心三角形。

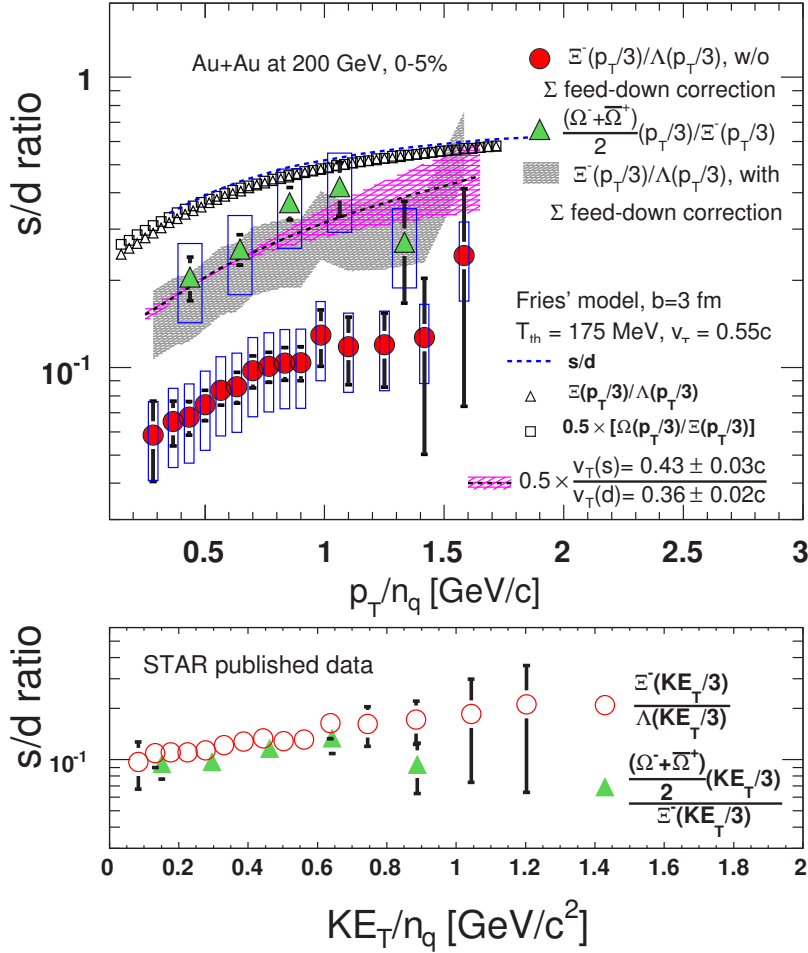


图 4-8: 上图是Au+Au中心碰撞下从 Ω , Ξ , Λ 谱学提出 s/d 分布。实心点表示的是没有考虑 Σ 衰变对 Λ 产额贡献的结果，阴影分布则是考虑了 Σ 衰变之后的相应分布。方框表示的是 $\Xi(1530)$ 衰变估算中的不确定性。理论预言结果(见正文中的详细讨论)也画在图中。下图对应的是 KE_T 变量分布。

高阶共振态衰变修正中带来的误差会影响到 s/d 分布的绝对值，但是不会影响到其分布形状。 $\Omega(p_T/3)/\Xi(p_T/3)$ 和 $\Xi(p_T/3)/\Lambda(p_T/3)$ 分布的一致性提示我们：可以从这些超子提取出夸克在强子化时刻的分布。另一个独立的检验是利用图 4-7提取得到的奇异夸克分布，结合 ϕ 介子实验数据，在我们的框架下，可以算出反奇异夸克的分布，看它是否和奇异夸克分布吻合。图 4-7左图阴影区域表示该分布，它和提取得到的奇异夸克分布吻合得很好，再次证明了我们方法的可信性。

从不同强子种类得到的夸克分布的自洽是夸克组合模型成功的一个重要支持。从 $\Omega(p_T/3)/\Xi(p_T/3)$ 和 $\Xi(p_T/3)/\Lambda(p_T/3)$ 数据提取的s/d夸克比率在 $p_T/n_q < 1$ GeV/c时随着 p_T 线性上升，在 $p_T = 1$ GeV/c之后达到饱和。这个 p_T 依赖行为表明在强子化时刻奇异夸克的径向流强度比轻夸克的大。这个说法和从图 4-7提取出来的参数相互吻合。图 4-8下图是对应的 KE_T 参量标度行为。其自洽性可能预示着不同部分子种类在强子化时刻确实经历了不同强度的流体动力学演化，尽管 KE_T 参量的物理本质还有待进一步研究。

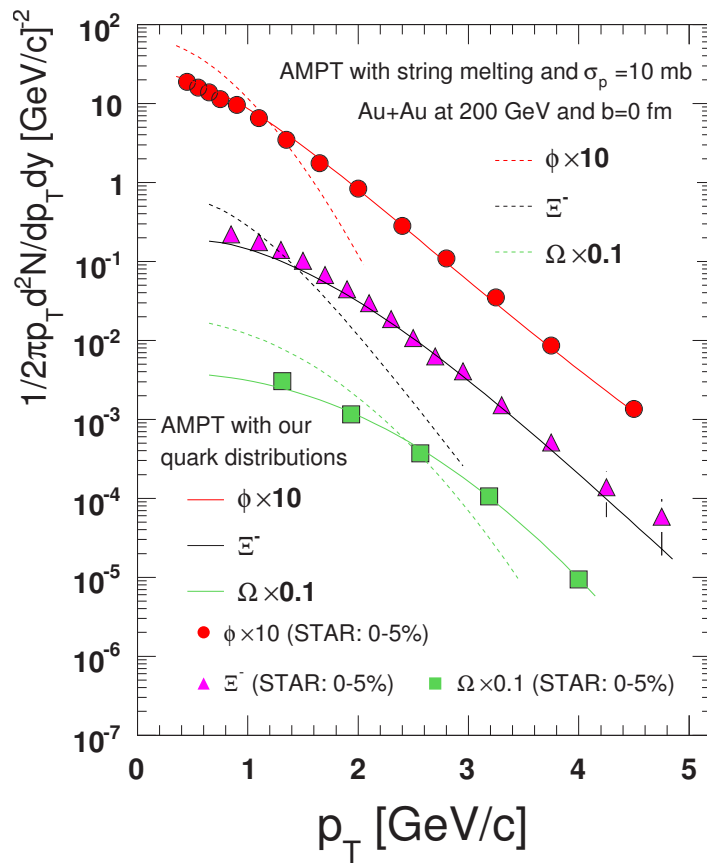


图 4-9: AMPT模型计算结果和实验数据比较。

接下来，从上面提取的夸克分布出发，嵌入到唯象模型计算来更进一步检验该夸克分布的物理意义。该计算需要模型能够准确地给出部分子密度分布和充分的相空间演化过程。多相输运模型 (AMPT)基本具备上述条件，是理想的候选者 [91]。我们注意到，公开发布的AMPT模型版本中不能合理地描述强子横向动量谱，如图 4-9 中虚线所示。这可

能是因为模型中部分子输运过程没有考虑径向流效应的缘故。考虑到我们从实验数据提取出来的奇异夸克和轻夸克带有明显的径向流并且其量值不同，我们对AMPT模型进行了修改。我们在部分子进入输运开始时候重新抽样了其分布函数，使其在强子化时刻必须和我们上面提取出来的夸克分布自洽。我们注意这只是定量上的分析，难以形成解析表述。但是，考虑到这种模拟只是为了强调夸克分布函数的重要性，我们的做法是可取地。我们尽量地避免不必要的唯象理论描述，相信简单的实验数据后面蕴含着美丽的物理本质。

经过修改之后的计算能够定量地描述实验数据，如图 4-9中实线所示。有一个有趣的差别必须指出来，AMPT中强子化过程是依赖于部分子的坐标空间分布信息的：在坐标空间最接近的两个部分子结合成夸克对，该夸克对可能是介子，如果其不变质量和候选介子吻合的话，也可能再和最接近的部分子结合生成一个重子。这个强子化条件和我们上面讨论到的依赖动量空间信息组合机制不一样 [21, 22, 24]。从不同强子化情形得到的夸克分布地自洽性表明，强子化过程中最重要的是决定正确的夸克分布函数。我们发展起来的提取方法对部分子演化过程提供了很好的判断。我们分析中用简单的强子化机制的适用性再次证明了复杂物理现象中蕴含着简单的物理本质。

4.3 相对论重离子碰撞中 ϕ 介子的椭圆流

图 4-10给出了0-80% Au+Au碰撞中 ϕ 介子 v_2 随着 p_T 的变化关系。在 $p_T < 2$ GeV/c 的范围内， ϕ 介子的 v_2 落在 K_S^0 ， Λ 中间，表现出质量标度，符合流体动力学描述。在 $2 < p_T < 5$ GeV/c 范围内， ϕ 介子 v_2 更接近 K_S^0 的而偏离于 Λ 的行为。中间 p_T 区间椭圆流的粒子种类标度率符合夸克组合模型的预言。和夸克组合模型计算比较，实验数据和计算在中间 p_T 区间趋势自洽 [93]，尽管在 $p_T < 2$ GeV/c 区间，模型计算给出的数值比实验测量结果大 $\sim 20\%$ 。用组分夸克数标度率拟合 ϕ 介子 v_2 实验数值，得到 $NQ = 2.3 \pm 0.4$ 。 ϕ 介子表现出和其它介子相同的 v_2 ，表明强子化时刻奇异夸克和轻夸克发展起等量的椭圆流。

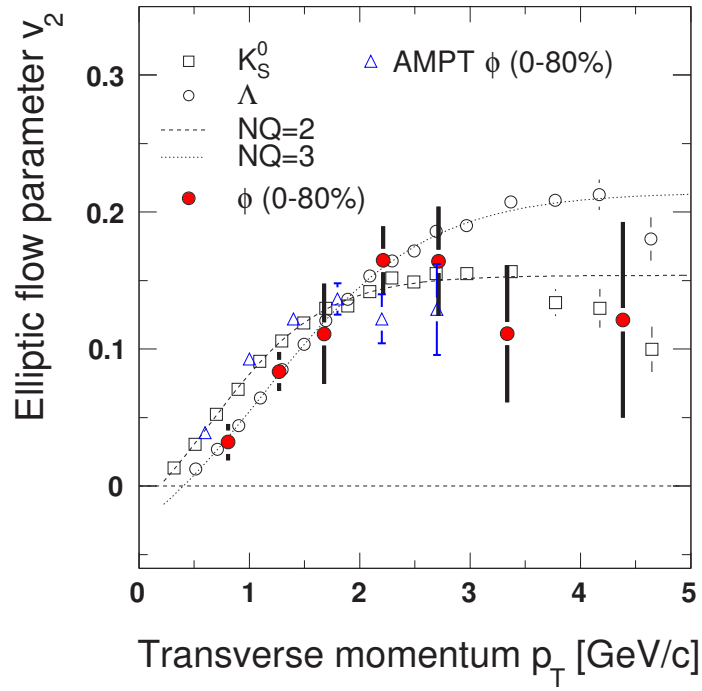


图 4-10: 200 GeV Au+Au 0-80%中心碰撞中 ϕ 介子的 v_2 随着 p_T 的变化关系。为了比较, K_S^0 和 Λ 的结果也画在一起 [19]。虚线对应着组分夸克标度 $NQ=2$ 和 $NQ=3$ 的情形 [92]。夸克组合模型(AMPT)的计算结果也画在图中 [93]。

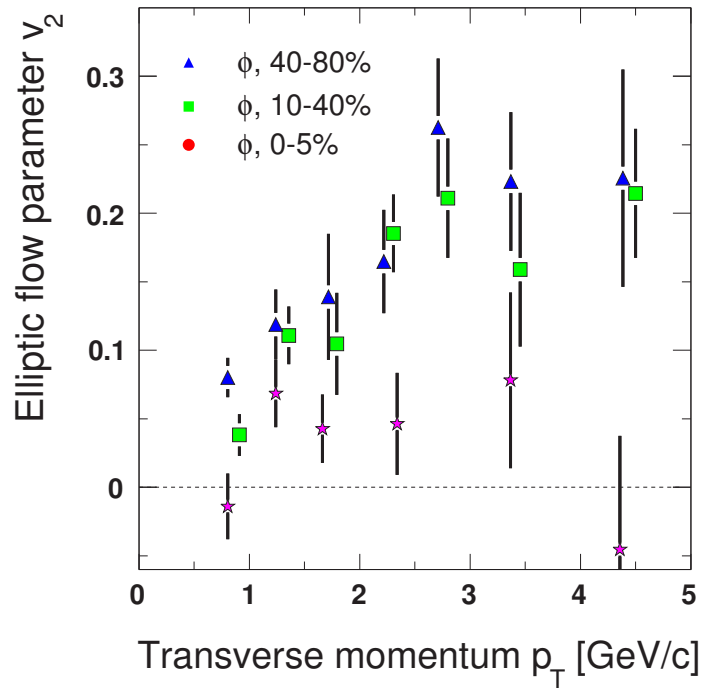


图 4-11: 不同碰撞中心度下 ϕ 介子的 v_2 随着 p_T 的变化关系。

由于在我们RHIC实验数据中 $K^+K^- \rightarrow \phi$ 不是 ϕ 介子产生的主要道 [42]，加上 ϕ 介子在强子相中散射截面很小 [43]，所以，我们测量结果表明RHIC中观察到的集体流效应是基于部分子层次而不是强子层次。

Centrality	40 - 80%	10 - 40%	0 - 5%	0 - 80%
$\langle v_2 \rangle$ (%)	$8.7 \pm_{0.02}^{1.1}$	$6.6 \pm_{0.2}^{0.8}$	$2.1 \pm_{0.5}^{1.2}$	$5.8 \pm_{0.2}^{0.6}$

表 4-2: 不同中心度下 ϕ 介子椭圆流的积分值, $\langle v_2 \rangle$ 。数据中上下误差数值分别表示着统计误差和系统误差。

图 4-11和表 4-2给出了不同中心度下 ϕ 介子的 v_2 随着 p_T 的变化关系。从图中可以看出， ϕ 介子的 v_2 从中心到周边碰撞逐渐变大。该趋势和表 4-2中的数值趋势一致。在单独每个中心度下， ϕ 介子椭圆流行为和 0-80%下的一致。而完全中心碰撞下的 v_2 出现负值，是一个很有趣的现象，需要更精确测量来定性定量地描述这一行为。

4.4 相对论重离子碰撞中极化信号的探测

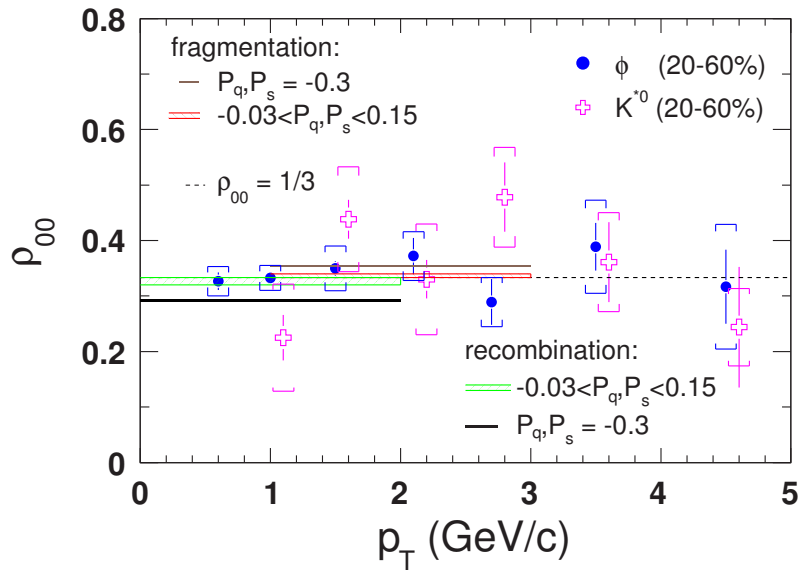


图 4-12: 半中心Au+Au碰撞中矢量介子 ϕ , K^{*0} 的自旋密度矩阵元 ρ_{00} 相对于反应平面的测量结果。棒长度表示的是统计误差大小，帽子表示的是系统误差。为了在 p_T 方向上不和 ϕ 介子的数据重合， K^{*0} 的数据向右边移动了些许。横向虚线表示的非极化情形 $\rho_{00} = 1/3$ 。带子和实线是理论预言，详细信息在正文中展开。

	K^{*0}	ϕ
$\rho_{00}(p_T < 2.0 \text{ GeV}/c)$	$0.31 \pm 0.04 \pm 0.09$	$0.33 \pm 0.01 \pm 0.03$
$\rho_{00}(p_T > 2.0 \text{ GeV}/c)$	$0.37 \pm 0.04 \pm 0.09$	$0.35 \pm 0.04 \pm 0.05$
$\rho_{00}(p_T < 5.0 \text{ GeV}/c)$	$0.32 \pm 0.04 \pm 0.09$	$0.34 \pm 0.02 \pm 0.03$

表 4-3: 200 GeV Au+Au 20-60%碰撞中, 矢量介子(ϕ 和 K^{*0})相对于反应平面的自旋密度矩阵元 ρ_{00} 和 p_T 的依赖关系。

图 4-12和表 4-3给出了半中心Au+Au碰撞中 ϕ 介子自旋密度矩阵元 ρ_{00} 相对于反应平面地测量随着 p_T 的变化关系, 为了讨论方便, K^{*0} 数据也画在一起 [94]。在当前数据精度下, ϕ 和 K^{*0} 结果在测量的 p_T 范围内没有差别, 它们都和非极化情形 $\rho_{00} = 1/3$ 吻合。

处于全局极化的夸克一般集中在 $p_T < 1 \text{ GeV}/c$, 强子化之后极化信号将表现出一定的 p_T 依赖关系 [51, 54, 71], 这取决于具体的强子化机制。极化夸克和极化反夸克组合 (quark coalescence/recombination) 产生的极化强子将集中在 $p_T < 2 \text{ GeV}/c$ 区间, 其 $\rho_{00} < 1/3$ 。极化夸克碎裂 (fragmentation) 处于较大的 p_T 区间, 将在 $1 < p_T < 3 \text{ GeV}/c$ 范围内表现出 $\rho_{00} > 1/3$ 。这些相应的理论预言也画在图 4-12。我们必须注意, 在夸克组合和碎裂机制重叠区域 $1 < p_T < 2 \text{ GeV}/c$, 这两种效应将相互竞争, 导致极化信号可能减弱或者消失。从图 4-12看出, 我们的实验精确度还不够, 还不能区分上述理论预言。不过, 相对于文献 [51]提出的 $P_{qs} = -0.3$ 的说法, ϕ 介子的实验数据更符合他们后期更精确计算得出的 $-0.03 < P_{qs} < 0.15$ 的预言 [71]。从整个测量范围来看, 我们的结果符合 $\rho_{00} = 1/3$ 的情形。STAR实验组最近测量的 Λ 超子全局极化结果也表明, 在RHIC中快度区域, 没有观察到全局极化的信号 [70]。

图 4-13给出了不同碰撞中心度下测量得到的全局极化信号。由于系统的轨道角动量随着碰撞中心度变化敏感, 从自旋-轨道耦合观点出发, 全局极化信号应该表现出明显的碰撞中心度依赖。具体说, 全局极化信号在对心碰撞中消失, 然后随着碰撞中心度的变化, 信号开始逐渐增强, 在半中心时达到最大, 然后又开始减弱。我们的测量结果没有看到预期的碰撞中心度依赖关系, 在测量的不同中心度下, 不同 p_T 区间, 都没有看到极化信号。这是一个重要的测量, 它对于研究系统自旋-轨道耦合强度提供了很好的判据。

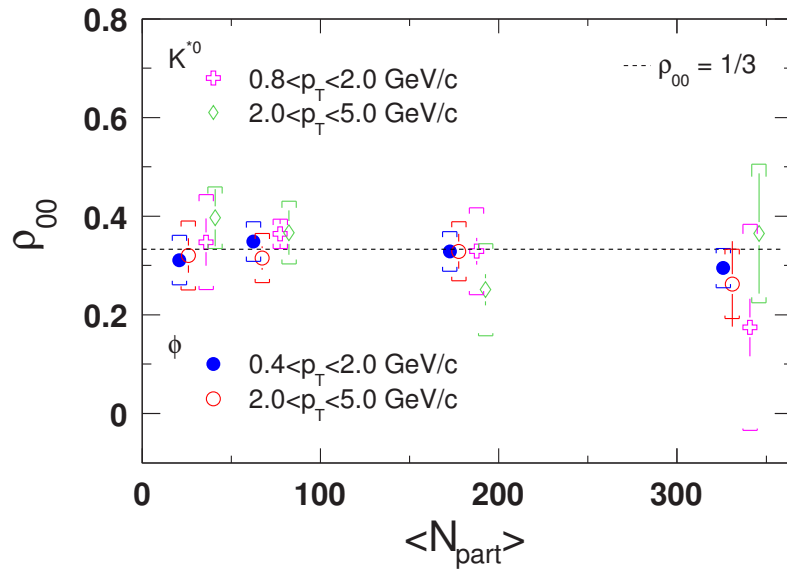


图 4-13: Au+Au碰撞中不同中心度下自旋密度矩阵元 ρ_{00} 相对于反应平面分布。统计误差和系统误差分别用棒和帽子区分。虚线表示的是非极化情形。

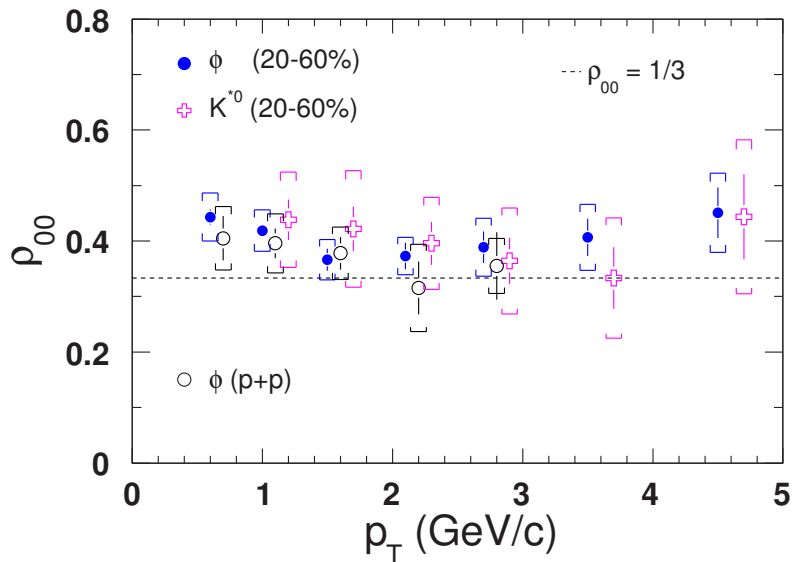


图 4-14: 半中心Au+Au和p+p碰撞中矢量介子(ϕ , K^{*0})的自旋密度矩阵元 ρ_{00} 相对于产生平面测量结果。统计误差和系统误差分别用棒和帽子区分。 K^{*0} 数据和p+p碰撞中 ϕ 介子的数据在 p_T 方向上向右边移动了些许。横向虚线表示的非极化情形 $\rho_{00} = 1/3$ 。

	K^{*0}	ϕ
$\rho_{00}(p_T < 2.0 \text{ GeV}/c)$	$0.43 \pm 0.04 \pm 0.09$	$0.42 \pm 0.02 \pm 0.04$
$\rho_{00}(p_T > 2.0 \text{ GeV}/c)$	$0.38 \pm 0.04 \pm 0.09$	$0.38 \pm 0.03 \pm 0.05$
$\rho_{00}(p_T < 5.0 \text{ GeV}/c)$	$0.42 \pm 0.04 \pm 0.09$	$0.41 \pm 0.02 \pm 0.04$
$\rho_{00}(p+p)$		$0.39 \pm 0.03 \pm 0.06$

表 4-4: 200 GeV Au+Au 20-60%碰撞中, 矢量介子(ϕ 和 K^{*0})相对于产生平面的自旋密度矩阵元 ρ_{00} 和 p_T 的依赖关系。为了比较, p+p碰撞中 ϕ 介子的测量结果也列在一起。

图 4-14和表 4-4给出了半中心Au+Au碰撞和p+p碰撞中 ϕ 介子和 K^{*0} 的自旋密度矩阵元 ρ_{00} 相对于粒子产生平面的测量随着 p_T 的变化关系。在测量精度范围内, 重离子碰撞中的 ρ_{00} 和非极化情形 $\rho_{00} = 1/3$ 吻合。尽管 ρ_{00} 数值中心点在 $p_T < 2 \text{ GeV}/c$ 范围内随着 p_T 地减小而逐渐增大。p+p碰撞中的结果和Au+Au碰撞中的相互符合, 没有明显地差别。在我们实验数据覆盖的动力学空间: 中快度和低 p_T 区间, 没有观察到明显的极化信号。我们的测量结果表明RHIC中快度区域基于粒子产生动力学过程诱发的极化信号不存在。从横向极化和横向单自旋对称性(A_N)相互关联的角度来看, 我们的测量结果和先前RHIC测量到的 $A_N \sim 0$ 的发现吻合 [95, 96]。早期, OPAL和DELPHI实验组在 e^+e^- 碰撞的低动量份额($x_p < 0.3$, $x_p = p/p_{beam}$)区间也观察到 $\rho_{00} = 1/3$ [62, 63]。尽管 e^+e^- 碰撞中的动力学过程和重离子碰撞中的差别很大, 从 e^+e^- 到Au+Au测量得到地共同地非极化信号却似乎预示低动量中快度区域粒子产生不会表现出其自旋效应。

第五章 结论和展望

5.1 结论

综上，我们测量了RHIC 200 GeV Au+Au碰撞中 ϕ 介子的产额，探讨了其可能的产生机制，定量地描述了奇异夸克在强子化时刻的性质，包括其横向动量分布，椭圆流分布，自旋排列取向。

从 ϕ 介子横向动量分布谱随着碰撞中心度的演化看出，RHIC Au+Au中心碰撞形成了致密媒介， ϕ 介子在运动经历其中时部分被吞掉，导致观察到的动量谱在高 p_T 区间表现出压低。 ϕ 介子的 R_{CP} 在 $p_T > 2$ GeV/c时逐渐表现出来的下降行为也支持了致密媒介说法。

ϕ/K^- 产额比率随着碰撞中心度变化没有明显地改变表明 $K^+K^- \rightarrow \phi$ 不是RHIC环境中产生 ϕ 介子的主要反应道，所以 ϕ 介子主要是由 $s\bar{s}$ 组合产生。加上理论上预言 ϕ 介子在强子环境中的作用截面很小 [43]，这样，对于 ϕ 介子地测量，就可以研究奇异夸克在强子化时刻的行为和性质，从而对部分子演化过程有更清晰地认识。 ϕ 介子的 $\langle p_T \rangle$ 从周边到中心碰撞没有明显地变化，不同于常见PID表现出来的行为，符合 ϕ 介子和末态粒子作用微弱，且是较早地从媒介中飞离出来的设想。

ϕ 介子和 Ω 重子产额之比随着 p_T 的变化关系在 $p_T < 4$ GeV/c范围内符合组分夸克模型描述表明中心碰撞的 ϕ 介子主要是由处于热平衡的奇异夸克反夸克对结合产生。过渡到周

边碰撞，模型描述数据的区间变小($p_T < 3 \text{ GeV}/c$)，表明周边碰撞的奇异夸克还没有完全达到热平衡 [82]。对该比率的分子分母分别加上组分夸克数归一， $\Omega(p_T/3)/\phi(p_T/2)$ ，可以得到奇异夸克在强子化时刻的动量分布。和轻夸克的分布比较(从 $\Xi(p_T/3)/\phi(p_T/2)$ 提取)，发现奇异夸克在部分子地演化过程中发展起了强于轻夸克的径向流。将这个分布嵌入到多相输运模型计算中，发现模型可以很好地描述实验数据。可见在强子化过程中，最重要的是决定部分子分布函数，由此可见我们工作的意义。我们提取夸克动量分布的方法可以通过不同强子种类的数据加以检验。在我们的框架下，超子的产额比率($\Omega(p_T/3)/\Xi(p_T/3)$ 和 $\Xi(p_T/3)/\Lambda(p_T/3)$) 在形状上和数值上应该自洽，因为它们都是反映奇异夸克和轻夸克的产额比: s/d vs. p_T 。同时，在低 $p_T/3$ 区间受不同径向流影响应该表现出一定的分布。实验数据和假设的一致性支持了我们方法的合理性。以 ϕ 介子实验数据和从 Ω/ϕ 得到的奇异夸克分布可以推算出反奇异夸克的分布形式，该形式在中心碰撞时和奇异夸克的一致，更进一步支持了我们的方法的合理性。

从对 ϕ 介子椭圆流测量得到有趣的物理信息：RHIC中 ϕ 介子有明显不为零的椭圆流。其 p_T 依赖行为符合其它轻介子的行为：在 $p_T < 2 \text{ GeV}/c$ 区间表现出质量依赖行为，符合流体动力学模型描述；在 $2 < p_T < 5 \text{ GeV}/c$ 区间表现出组分夸克数目标度行为，符合组分夸克模型描述。 ϕ 介子椭圆流的测量结果使得人们对RHIC实验发现的椭圆流标度行为有更深入的认识：低 p_T 区间是流体动力学行为，中间 p_T 区间是组分夸克组合行为。还有，由于 ϕ 介子自身上述讨论的性质，其 v_2 测量结果表明RHIC实验上看到的集体流行为是基于部分子层次的，而不是强子层次。

此外，我们还对RHIC环境下奇异夸克是否极化进行了测量。基于碰撞系统轨道角动量可能诱发末态粒子极化的想法，我们进行了相对于反应平面的测量，发现在RHIC STAR探测器覆盖的动力学空间和中快度区间($|y| < 1.0$)，我们没有看到全局极化的信号。对于碰撞中心度和横向动量分析都没有发现极化信号，我们的测量结果给QCD理论计算自旋-轨道耦合强度提供了参考依据。基于粒子产生动力学可能诱发的极化，即相对

于产生平面的测量也没有发现极化信号。这就表明，RHIC形成的环境可能在局域上粒子自旋不再有特定的取向，而是随机排列，这和强子碰撞中高快度区域看到的极化信号不一样 [55–60]。

综上，通过对于RHIC能区 ϕ 介子性质的研究，我们发现 ϕ 介子主要是由处于热平衡，携带明显的径向流，自旋取向各向同性的 $s\bar{s}$ 夸克组合而来， ϕ 介子的椭圆流类似于其它轻介子地行为表明RHIC中已经形成了基于部分子层次的集体流。

5.2 展望

在RHIC中，一些重要的结果，例如部分子层次的集体流，喷注淬火，符合QGP形成的特征；然而，仅仅这些还并不足以得出QGP形成的结论。至少，我们需要正面回答RHIC形成的环境是否已经达到了热平衡，破缺的手征是否已经重建？RHIC-STAR实验组准备升级其子探测器，包括全方位角空间覆盖的时间飞行谱仪(Time-Of-Flight, TOF) 和重味径迹室(Heavy-Flavor-Tracker, HFT)，有助于我们寻找上述问题的答案。

TOF准备置放于TPC的外层，覆盖 $-1 < \eta < 1$ 和整个方位角 $\sim 2\pi$ 范围。通过精确的时间分辨率(< 100 ps)和径迹探测效率($> 95\%$)，TOF能够极大地提高PID的鉴别能力： π/K 区分区间提高到了 1.8 GeV/c，质子和介子的区分提高到 ~ 3 GeV/c，同时还可以鉴别低横向动量区间的电子。这样，既能够节省统计量，也能提高粒子测量的 p_T 区间，更主要地，测量 $\phi \rightarrow e^+e^-$ 将能够实现。HFT准备置放于束流管和SVT探测器之间，带有双层的硅像素探测器，覆盖的 (p_T, η) 范围和当前TPC的一致。它的顶点分辨率提高到 $10 \mu\text{m}$ ，使得直接测量 c, b 等重味粒子成为可能(这样的测量对于系统热平衡与否更敏感，这里我们不展开)。

e^+e^- 测量的特殊性在于它是电磁信号，不参与强相互作用，能够保留系统早期的信息。 e^+e^- 不变质量谱还是研究QCD手征性质的重要途径。具体地说，QCD真空中的手征

破缺在QGP中将有可能重建，这样矢量介子($\rho, \omega, \phi, J/\Psi$ etc)的质量分布将有可能发生改变 (mass shift or width broadening)。理由是一旦手征对称重建， $\langle \bar{\psi}\psi \rangle$ 变成0，夸克质量和Higgs场的耦合也减少到0。对于QGP，这是个重要的直接信号。

SPS和KEK能区已经有部分 e^+e^- 测量的结果。SPS的CERES/NA45分析了炮弹能量为40A GeV和158A GeV中 $Pb + Au$ 碰撞的 e^+e^- 不变质量分布。他们观察到双电子对不变质量分布相对于强子衰变分布有一定的展宽，并把这个发现称为 ρ 介子在媒介效应，出发点是部分手征重建 [97]。KEK-PS的E325测量了12 GeV $p + A$ 反应中 e^+e^- 的不变质量分布，他们发现低 $\beta\gamma(= \beta/\sqrt{1-\beta^2})$ $p + Cu$ 反应中 e^+e^- 不变质量分布在 ϕ 介子区域的左边出现异常信号($\beta\gamma < 1.25$) [98]。而通过对 $\phi \rightarrow K^+K^-$ 和 $\phi \rightarrow e^+e^-$ 的分析得到两个反应道下测量的 ϕ 介子产额自洽，同时对于可能的 $\phi \rightarrow e^+e^-$ 不变质量分布宽度改变给出了实验限定 [99]。RHIC相对于SPS和KEK达到更高的能量区间，将来的测量相信会带来很多有意思的物理信息。

参 考 文 献

- [1] M. Schmelling (1996), `hep-ex/9701002`.
- [2] F. Karsch, *Lect. Notes Phys.* **583**, 209 (2002).
- [3] F. Karsch, *Nucl. Phys.* **A698**, 199 (2002).
- [4] F. Karsch, E. Laermann, and A. Peikert, *Phys. Lett.* **B478**, 447 (2000).
- [5] Z. Lin, Ph.D. Thesis, Columbia University (1996).
- [6] R. Stock, *J. Phys.* **G30**, S809 (2004).
- [7] Z. Fodor and S. Katz, *J. High Energy Phys.* **0203**, 014 (2002).
- [8] P. Braun-Munzinger, *Nucl. Phys.* **A681**, 119c (2001).
- [9] I. Arsene et al., *Nucl. Phys.* **A757**, 1 (2005).
- [10] B. Back et al., *Nucl. Phys.* **A757**, 28 (2005).
- [11] J. Adame et al., *Nucl. Phys.* **A757**, 102 (2005).
- [12] K. Adcox et al., *Nucl. Phys.* **A757**, 184 (2005).
- [13] I. Bearden et al., *Phys. Rev. Lett.* **93**, 102301 (2004).

-
- [14] J. Bjorken, Phys. Rev. D **27**, 140 (1983).
- [15] C. Adler et al., Phys. Rev. Lett. **89**, 202301 (2002).
- [16] C.-Y. Wong (1994), world Scientific Publishing Co. Pte. Ltd.
- [17] J. Adams et al., Phys. Rev. Lett. **91**, 072304 (2003).
- [18] B. Abelev et al., Phys. Rev. Lett. **97**, 152301 (2006).
- [19] J. Adams et al., Phys. Rev. Lett. **92**, 052302 (2004).
- [20] B. Abelev et al., Phys. Rev. Lett. **99**, 112301 (2007).
- [21] K. P. Das and R. C. Hwa, Phys. Lett. **B68**, 459 (1977).
- [22] R. C. Hwa and C. B. Yang, Phys. Rev. C **66**, 025205 (2002).
- [23] R. J. Fries, B. Muller, C. Nonaka, and S. A. Bass, Phys. Rev. Lett. **90**, 202303 (2003).
- [24] R. J. Fries, B. Muller, C. Nonaka, and S. A. Bass, Phys. Rev. C **68**, 044902 (2003).
- [25] V. Greco, C. M. Ko, and P. Levai, Phys. Rev. C **68**, 034904 (2003).
- [26] J. Ollitrault, Phys. Rev. D **46**, 229 (1992).
- [27] H. Sorge, Phys. Rev. Lett. **82**, 2048 (1999).
- [28] Y. W-M et al., J. Phys. **G33**, 1 (2006).
- [29] S. Okubo, Phys. Lett. **5**, 165 (1963).
- [30] G. Zweig, CERN Report Nos. TH-401 and TH-412 (1964), unpublished.
- [31] J. Iizuka, K. Okada, and O. Shito, Prog. Theor. Phys. **35**, 1061 (1966).
- [32] Y. Akiba et al., Phys. Rev. Lett. **76**, 2021 (1996).

-
- [33] B. Back et al., Phys. Rev. C **69**, 054901 (2004).
- [34] S. Afanasiev et al., Phys. Lett. B **491**, 59 (2000).
- [35] B. Alessandro et al., Phys. Lett. B **555**, 147 (2003).
- [36] D. Adamova et al., Phys. Rev. Lett. **96**, 152301 (2006).
- [37] M. Floris et al., NA60 Collaboration, QM2008 oral presentation (2008).
- [38] J. Rafelske and B. Muller, Phys. Rev. Lett. **48**, 1066 (1982).
- [39] J. Rafelske, Nucl. Phys. A **418**, 215c (1984).
- [40] P. Koch, B. Muller, and J. Rafelske, Phys. Rept. **142**, 167 (1986).
- [41] C. Adler et al., Phys. Rev. C **65**, 041901 (2002).
- [42] J. Adams et al., Phys. Lett. B **612**, 181 (2005).
- [43] A. Shor., Phys. Rev. Lett. **54**, 1122 (1985).
- [44] S. Bass et al., Phys. Rev. C **60**, 021902 (1999).
- [45] H. Sorge, Phys. Rev. C **52**, 3291 (1995).
- [46] M. Bleicher et al., J. Phys. G **25**, 1859 (1999).
- [47] S. Pal, C. M. Ko, and Z. W. Lin, Nucl. Phys. **A707**, 525 (2002).
- [48] A. Bhattacharyya, S. K. Ghosh, S. C. Phatak, and S. Raha, Phys. Rev. C **55**, 1466 (1997).
- [49] D. Cabrera and M. V. Vacas, Phys. Rev. C **67**, 045203 (2003).
- [50] K. Haglin, Acta. Phys. Hung **A24**, 283 (2005).

-
- [51] Z. T. Liang and X. N. Wang, Phys. Rev. Lett. **94**, 102301 (2005).
- [52] B. Betz, M. Gyulassy, and G. Torrieri, Phys. Rev. C **76**, 044901 (2007).
- [53] F. Becattini, F. Piccinini, and J. Rizzo, Phys. Rev. C **77**, 024906 (2008).
- [54] Z. T. Liang and X. N. Wang, Phys. Lett. **B629**, 20 (2005).
- [55] G. Bunce et al., Phys. Rev. Lett. **36**, 1113 (1976).
- [56] P. Cox et al., Phys. Rev. Lett. **46**, 877 (1981).
- [57] R. Rameika et al., Phys. Rev. D **33**, 3172 (1986).
- [58] C. Wilkinson et al., Phys. Rev. Lett. **58**, 855 (1987).
- [59] L. Trost et al., Phys. Rev. D **40**, 1703 (1989).
- [60] J. Duryea et al., Phys. Rev. Lett. **67**, 1193 (1991).
- [61] I. Ajinenko et al., Z. Phys. C **5**, 177 (1980).
- [62] P. Abreu et al., Phys. Lett. **B406**, 271 (1997).
- [63] K. Ackerstaff et al., Phys. Lett. **B412**, 210 (1997).
- [64] A. N. Aleev et al., Phys. Lett. **B485**, 334 (2000).
- [65] B. Andersson et al., Phys. Lett. **B85**, 417 (1979).
- [66] J. Szwed et al., Phys. Lett. **B105**, 403 (1983).
- [67] L. Pondrom et al., Phys. Rep. **122**, 57 (1985).
- [68] R. Barni et al., Phys. Lett. **B296**, 251 (1992).
- [69] J. Soffer and N. Tornqvist, Phys. Rev. Lett. **68**, 907 (1992).

-
- [70] B. I. Abelev et al., Phys. Rev. C **76**, 024915 (2007).
- [71] Z. T. Liang, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **34**, S323 (2007).
- [72] K. H. Ackermann et al., Nucl. Instrum. Meth. **A499**, 624 (2003).
- [73] M. Anderson et al., Nucl. Instrum. Meth. **A499**, 659 (2003).
- [74] S. Eidelman et al., Phys. Lett. **B592**, 1 (2004).
- [75] E. Yamamoto, Ph.D. Thesis, University of California-Los Angeles (2001).
- [76] J. Ma, Ph.D. Thesis, University of California-Los Angeles (2006).
- [77] G. Ma, Ph.D. Thesis, Shanghai Institute of Applied Physics, Chinese Academic of Science (2006).
- [78] A. M. Poskanzer and S. A. Voloshin, Phys. Rev. C **58**, 1671 (1998).
- [79] N. Borghini and J.-Y. Ollitrault, Phys. Rev. C **70**, 064905 (2004).
- [80] K. Schilling, P.Seyboth, and G. Wolf, Nucl. Phys. **B15**, 397 (1970).
- [81] K. Schilling, P.Seyboth, and G. Wolf, Nucl. Phys. **B18**, 332 (1970).
- [82] R. C. Hwa and C. B. Yang, Phys. Rev. C **75**, 054904 (2007).
- [83] A. Tounsi, A. Mischke, and K. Redlich, Nucl. Phys. **A715**, 565c (2003).
- [84] J. Adams et al., Phys. Rev. Lett. **98**, 062301 (2007).
- [85] E. Schnedermann, J. Sollfrank, and U. Heinz, Phys. Rev. C **48**, 2462 (1993).
- [86] J. Y. Jia and C. Zhang, Phys. Rev. C **75**, 031901(R) (2007).
- [87] R. Witt, J. Phys. G **34**, S921 (2007).

-
- [88] B. I. Abelev et al., Phys. Rev. Lett. **97**, 132301 (2006).
- [89] S. Wheaton and J. Cleymans, J. Phys. G **31**, S1069 (2005).
- [90] M. Bleicher et al., J. Phys. G **25**, 1859 (1999).
- [91] Z. W. Lin, C. M. Ko, B. A. Li, B. Zhang, and S. Pal, Phys. Rev. C **72**, 064901 (2005).
- [92] X. Dong, S. Esumi, P. Sorensen, N. Xu, and Z. Xu, Phys. Lett. **B597**, 328 (2004).
- [93] J. H. Chen et al., Phys. Rev. C **74**, 064902 (2006).
- [94] B. I. Abelev et al. (2008), `nucl-ex/0801.1729`.
- [95] S. S. Adler et al., Phys. Rev. Lett. **95**, 202001 (2005).
- [96] B. I. Abelev et al., Phys. Rev. Lett. **99**, 142003 (2007).
- [97] D. Adamova et al., Phys. Rev. Lett. **91**, 042301 (2003).
- [98] R. Muto et al., Phys. Rev. Lett. **98**, 042501 (2007).
- [99] F. Sakuma et al., Phys. Rev. Lett. **98**, 152302 (2007).

插图目录

1-1	不同实验情况下测量到的强相互作用耦合常数和QCD计算比较 [1]。	2
1-2	在三种味组合下 P/T^4 随着T的演化图象，右边箭头表示理想Stefan-Boltzmann极限，内嵌图像是 P/P_{SB} 随着T的演化关系。	3
1-3	QCD相变图象。图中灰色带子表现的是一阶相变区域，红点表示临界点，“3cr point”是格点QCD计算的结果 [7]，蓝色点是统计模型对于实验观测值拟和的结果 [8]。	4
1-4	快度损失随着束流快度的分布。图中黑色区域是非物理区间，虚线表示一个唯象标度 $\langle \delta y \rangle = 0.58y_p$ 。内嵌图中的数据点是BRAHMS实验组测量到的净重子分布，曲线是基于数据点而作的不同函数形式外延。	5
1-5	上图对应着Au+Au中心碰撞和d+Au碰撞中的核修正因子随着 p_T 的关系。下图是p+p，d+Au和Au+Au碰撞中双强子方位角关联图象。	7
1-6	相对论重离子碰撞中 p/π 产额比的系统性演化和理论预言的比较图像。	8
1-7	左图是RHIC中不同粒子 v_2 随着 p_T 变化关系，右图是其对应的 R_{CP} 行为，两者都表现出明显的粒子种类分类行为。	9

1-8	半中心Au+Au碰撞在纵向投影图象。左图中黑色圆点表示的是碰撞区域动量携带子。这些不对称动量密度将会在沿着x-轴方向上产生一定的梯度，如右图。	13
1-9	RHIC Au+Au 碰撞中，两种常见模型给出的系统轨道角动量随碰撞中心度的变化关系	14
2-1	布鲁克海汶国家实验室的重离子加速器对撞机分布示意图。	18
2-2	STAR探测器系统。	19
2-3	STAR实验组2001年探测器剖面图；包括一个局部安装的电磁量能器(EMC)，临时的环状成像切伦科夫探测器(RICH)，和一个时间飞行谱仪(TOF)。	20
2-4	STAR时间投影室TPC。	21
2-5	TPC读出平板扇区的示意图。	23
2-6	带电粒子径迹穿过TPC气体时的能量损失。	24
3-1	200 GeV Au+Au碰撞中的带电粒子数分布，是划分碰撞中心度的依据(表3-1)。	26
3-2	200 GeV Au+Au碰撞当中带电Primary径迹的 $\langle dE/dx \rangle$ 和动量依赖图象。	27
3-3	200 GeV Au+Au碰撞中 ϕ 介子不变质量分布。左图中，红色实线表示分析中的相同事件分布，黑色实线则对应着归一后的混合事件分布。在 $m_{inv} \sim 1.019 \text{ GeV}/c^2$ 区域的红色鼓包就是 ϕ 介子信号。右图是组合背景扣除之后的 ϕ 介子不变质量分布，虚线对应着Breit-Wigner函数加上一阶线性函数拟合，相应的拟合参数也画在图中。	29

3-4	δ -DipAngle对 ϕ 介子不变质量分布的影响。	30
3-5	200 GeV Au+Au碰撞中，不同中心度下 ϕ 介子的修正因子随着横向动量 p_T 的关系。为了减少统计涨落，用函数 $f(p_T) = a \times \exp[-(b/p_T)^2] + c$ 拟合得到的分布作为最终的修正因子。	31
3-6	200 GeV Au+Au中心碰撞时， ϕ 介子横向动量谱随着 p_T 的变化关系。虚线对应着指数函数拟合，点线则是Levy函数拟合。图中误差只是统计误差。 ...	32
3-7	200 GeV Au+Au碰撞中，具体某一天中 ϕ 权重在不同TPC区间的分布。	35
3-8	200 GeV Au+Au碰撞中，0-80%下二阶事件平面分布图。虚线对应着常数函数拟合的结果。	35
3-9	200 GeV Au+Au碰撞中，二阶事件平面分辨率随着碰撞中心度的变化关系。以各个中心度下 ϕ 介子的产额为权重可以算出0-80%中心度对应的分辨率。	37
3-10	200 GeV Au+Au碰撞中， ϕ 介子方位角相对于事件平面的分布。虚线表示用公式 3-6拟合该分布，从中提取出 v_2^{obs} 。	37
3-11	200 GeV Au+Au碰撞中，不变质量方法提取 ϕ 介子椭圆流示意图。粗实线表示用公式 3-13拟合该分布，从中提取出 v_2^{obs} 。图中同时画上了 $\langle \sin 2(\varphi - \Psi_2) \rangle$ 分布。由于对称性，这个分布应该出现在0的位置，如图所示。	38
3-12	200 GeV Au+Au碰撞中 ϕ 介子椭圆流随着横向动量 p_T 的变化关系。两种独立分析方法的结果画在一起作为比较， K_0^S 介子和 Λ 超子的数值也画在一起比较。	39

- 3-13 不同 $\cos\theta^*$ 区间里面信号的不变质量分布示例，通过*Breit – Wigner*函数拟合该分布得到该区间 ϕ 介子信号的计数。 40
- 3-14 200 GeV Au+Au半中心碰撞下 $\cos\theta^*$ 的分布示例，虚线表示用公式 3-14拟合该分布提取 ρ_{00}^{obs} 。 41
- 3-15 200 GeV Au+Au半中心碰撞下 ϕ 介子全局极化分布中，修正因子和 $\cos\theta^*$ 的分布关系。不同数据点对应着不同的 $p_T(\text{GeV}/c)$ 区间，从下到上依次是：[0.4, 0.8]、[0.8, 1.2]、[1.2, 1.8]、[1.8, 2.4]、[2.4, 3.0]、[3.0, 4.0]和[4.0, 5.0]。 42
- 3-16 特定 $\cos\theta^*$ 区间里面信号的不变质量分布示例。因为对称性，我们并没有画出 $\cos\theta^* > 0.0$ 的分布。通过*Breit – Wigner*函数拟合该分布得到该区间 ϕ 介子信号的计数。 43
- 3-17 200 GeV Au+Au半中心碰撞下 ϕ 介子横向极化分布中，修正因子和 $\cos\theta^*$ 的关系。不同数据点对应着不同的 $p_T(\text{GeV}/c)$ 区间，从下到上依次是：[0.4, 0.8]、[0.8, 1.2]、[1.2, 1.8]、[1.8, 2.4]、[2.4, 3.0]、[3.0, 4.0]和[4.0, 5.0]。 44
- 3-18 200 GeV Au+Au半中心碰撞下， ϕ 介子横向极化分析中 $\cos\theta^*$ 的分布示例，用公式 3-14拟合该分布提取 ρ_{00} 。 45
- 4-1 200 GeV Au+Au碰撞在不同中心度时， ϕ 介子横向动量谱分布。为了区分这些分布，各个中心度的分布依次除以常数因子10。虚线是指数函数拟合，而点线则是Levy函数拟合。图中误差只是统计误差。 48
- 4-2 200 GeV Au+Au和p+p碰撞中， ϕ 介子的 $\langle p_T \rangle$ 和中心度的演化关系， π K p 的数值也画在一起比较。 49
- 4-3 ϕ/π 产额比随着碰撞能量的依赖关系。图中，实心点代表的是Au+Au碰撞，空心点则是p+p碰撞。五角心数据点是STAR实验组的测量结果。 50

4-4	ϕ/K 产额比随着碰撞中心度的变化关系, 点线是UrQMD理论预言 [46]。.....	51
4-5	200 GeV Au+Au碰撞中 ϕ 介子的 R_{CP} : 上图是 0%-5% 和 40%-60%中心度, 下图是 0%-5% 和 60%-80%中心度。阴影带子表示的是用Glauber模型计算 $\langle N_{bin} \rangle$ 和 $\langle N_{part} \rangle$ 的不确定性。为了比较, STAR实验组测量得到的 Λ 和 K_S^0 [19]和 p, π^+ 数据也画在图中。.....	52
4-6	不同碰撞中心度下的 Ω/ϕ 产额比随着 p_T 的变化关系。曲线是夸克组合模型预言 [82]。.....	53
4-7	左图是从200 GeV Au+Au碰撞中提取出来的轻夸克和奇异夸克横向动量谱分布。灰色带子是用流体动力学模型拟合该分布得到的结果。阴影部分是另外一种方法从 ϕ 介子数据独立提取出奇异夸克分布的结果。右图是用 KE_T 参量得到的图象。.....	54
4-8	上图是Au+Au中心碰撞下从 Ω, Ξ, Λ 谱学提出s/d分布。实心点表示的是没有考虑 Σ 衰变对 Λ 产额贡献的结果, 阴影分布则是考虑了 Σ 衰变之后的相应分布。方框表示的是 $\Xi(1530)$ 衰变估算中的不确定性。理论预言结果(见正文中的详细讨论)也画在图中。下图对应的是 KE_T 变量分布。.....	56
4-9	AMPT模型计算结果和实验数据比较。.....	57
4-10	200 GeV Au+Au 0-80%中心碰撞中 ϕ 介子的 v_2 随着 p_T 的变化关系。为了比较, K_S^0 和 Λ 的结果也画在一起 [19]。虚线对应着组分夸克标度 $N_Q=2$ 和 $N_Q=3$ 的情形 [92]。夸克组合模型(AMPT)的计算结果也画在图中 [93]。.....	59
4-11	不同碰撞中心度下 ϕ 介子的 v_2 随着 p_T 的变化关系。.....	59

- 4-12 半中心Au+Au碰撞中矢量介子 ϕ , K^{*0} 的自旋密度矩阵元 ρ_{00} 相对于反应平面的测量结果。棒长度表示的是统计误差大小, 帽子表示的是系统误差。为了在 p_T 方向上不和 ϕ 介子的数据重合, K^{*0} 的数据向右边移动了些许。横向虚线表示的非极化情形 $\rho_{00} = 1/3$ 。带子和实线是理论预言, 详细信息在正文中展开。..... 60
- 4-13 Au+Au碰撞中不同中心度下自旋密度矩阵元 ρ_{00} 相对于反应平面分布。统计误差和系统误差分别用棒和帽子区分。虚线表示的是非极化情形。..... 62
- 4-14 半中心Au+Au和p+p碰撞中矢量介子(ϕ , K^{*0})的自旋密度矩阵元 ρ_{00} 相对于产生平面测量结果。统计误差和系统误差分别用棒和帽子区分。 K^{*0} 数据和p+p碰撞中 ϕ 介子的数据在 p_T 方向上向右边移动了些许。横向虚线表示的非极化情形 $\rho_{00} = 1/3$ 。..... 62

表格目录

1-1	粒子物理实验数据小组(Particle Data Group, PDG)提供的 ϕ 介子主要参数和常见衰变道。	10
2-1	部分RHIC实验装置参数。	17
3-1	STAR实验组定义2004年200 GeV Au+Au碰撞中心度的参数列表。	26
3-2	ϕ 介子分析中用到的径迹选择条件。	27
3-3	用于构建事件平面的径迹的选择条件。	35
4-1	200 GeV Au+Au碰撞中拟合 ϕ 介子横向动量谱得到的物理参量, dN/dy , Slope, $\langle p_T \rangle$ 列表。为了比较, 我们也给出了p+p碰撞下的结果。拟合函数和拟合质量也给在表中。误差数值已包含了统计误差和系统误差。	49
4-2	不同中心度下 ϕ 介子椭圆流的积分值, $\langle v_2 \rangle$ 。数据中上下误差数值分别表示着统计误差和系统误差。	60

4-3	200 GeV Au+Au 20-60%碰撞中, 矢量介子(ϕ 和 K^{*0})相对于反应平面的自旋密度矩阵元 ρ_{00} 和 p_T 的依赖关系。.....	61
4-4	200 GeV Au+Au 20-60%碰撞中, 矢量介子(ϕ 和 K^{*0})相对于产生平面的自旋密度矩阵元 ρ_{00} 和 p_T 的依赖关系。为了比较, p+p碰撞中 ϕ 介子的测量结果也列在一起。.....	63

发表论文和学术报告清单

- 主要论文清单

1. System size and Energy dependence of ϕ -meson production at RHIC
J.H. Chen for the STAR Collaboration
J. Phys. G: Nucl. Part. Phys., in press, *arXiv:0804.4363*
2. Spin alignment measurements of the K^* and ϕ vector mesons at RHIC
J.H. Chen and Z.B. Tang for the STAR Collaboration
Phys. Rev. C (R), in press, *arXiv:0801.1729*
3. Spin alignment of K^* and ϕ mesons in Au+Au and p+p collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV
J.H. Chen for the STAR Collaboration
J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 35 (2008) 044068
4. Partonic flow and ϕ -meson production in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV
S. Blyth and J.H. Chen for the STAR Collaboration
Phys. Rev. Lett. 99 (2007) 112301
5. Spin alignment of K^* and ϕ mesons at RHIC
J.H. Chen for the STAR Collaboration
J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 34 (2007) S331-S336
6. Elliptic flow of ϕ mesons and strange quark collectivity
J.H. Chen and Y.G. Ma et al.,
Phys. Rev. C 74 (2006) 064902
7. Strange-quark collectivity of the ϕ -meson at RHIC
J.H. Chen and Y.G. Ma et al.,
Eur. Phys. J. A. 29 (2006) 11-14
8. Elliptic flow and nuclear modification factor measurement of ϕ -meson from RHIC
J.H. Chen and Y.G. Ma et al.,
AIP conference proceeding, 865 (2006) 313-317

- 其它合作文章

1. Measurement of transverse single-spin asymmetries for dijet production in proton-proton collisions at $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV
B.I. Abelev et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. Lett. 99 (2007) 142003
2. Transverse momentum and centrality dependence of high- p_T nonphotonic electron suppression in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV
B.I. Abelev et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. Lett. 98 (2007) 192301
3. Scaling properties of hyperon production in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV
B.I. Abelev et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. Lett. 98 (2007) 062301
4. Energy dependence of π and p transverse momentum spectra for Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}=62.4$ and 200 GeV
B.I. Abelev et al., (STAR Collaboration)
Phys. Lett. B 655 (2007) 104-113
5. Rapidity and species dependence of particle production at large transverse momentum for d+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV
B.I. Abelev et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. C 76 (2007) 054903
6. Global polarization measurement in Au+Au collisions
B.I. Abelev et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. C 76 (2007) 024901
7. Strangelet search in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV
B.I. Abelev et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. C 76 (2007) 011901(R)
8. Strange particle production in p+p collisions at $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV
B.I. Abelev et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. C 75 (2007) 064901
9. Mass, quark-number, and \sqrt{s} 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 (2007) 054906
10. $\Delta(\phi)$ - $\Delta(\eta)$ correlations in central Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV
B.I. Abelev et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. C 75 (2007) 034901
11. Longitudinal Double-Spin Asymmetry and Cross Section for Inclusive Jet Production in Polarized Proton Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV

- B.I. Abelev et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. Lett. 97 (2006) 252001
12. Neutral Kaon Interferometry in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV
B.I. Abelev et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. C 74 (2006) 054902
13. The multiplicity dependence of inclusive p_T spectra from p-p collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV
B.I. Abelev et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. D 74 (2006) 032006
14. Identified baryon and meson distributions at large transverse momenta from Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV
B.I. Abelev et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. Lett. 97 (2006) 152301
15. Strange baryon resonance production in $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV p+p and Au+Au collisions
B.I. Abelev et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. Lett. 97 (2006) 132301
16. Direct observation of dijets in central Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV
B.I. Abelev et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. Lett. 97 (2006) 162301
17. Forward Neutral Pion Production in p+p and d+Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV
J. Adams et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. Lett. 97 (2006) 152302
18. Identified hadron spectra at large transverse momentum in p+p and d+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV
J. Adams et al., (STAR Collaboration)
Phys. Lett. B 637 (2006) 161
19. Multiplicity and Pseudorapidity Distributions of Charged Particles and Photons at Forward Pseudorapidity in Au + Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV
J. Adams et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. C 73 (2006) 034906
20. P- Λ correlations in central Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV
J. Adams et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. C 74 (2006) 064906
21. Direct flow in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}= 62.4$ GeV
J. Adams et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. C 73 (2006) 034903
22. Multi-strange baryon elliptic flow in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV
J. Adams et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. Lett. 95 (2005) 122301

- 学术报告清单

1. System size and Energy dependence of ϕ -meson production at RHIC
The 20th International Conference on Ultra-Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions, QM2008, Feb 4-10, 2008, Jaipur India
2. Spin alignment of vector mesons in heavy-ion collisions at RHIC
中国物理学会2007年秋季年会, 9月18-20, 2007, 南京中国
3. Vector meson global spin alignment measurement at RHIC
International Conference on Strangeness in Quark Matter, SQM2007, June 24-29, 2007, Levoca Slovakia
4. Spin alignment of vector mesons (ϕ, K^*) from nucleus-nucleus collisions at RHIC
Invited Plenary talk at The 19th International Conference on Ultra-Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions, QM2006, Nov 14-20, 2006, Shanghai China
5. ϕ -meson spin alignment in Au+Au collisions at 200 GeV
3rd Hadron Physics and RHIC Physics Symposium, July 2-4, 2006, Weihai China
6. ϕ -meson production at RHIC
The 1st Asian Triangle Heavy-Ion Conference, June 29 - July 1, 2006, Seoul, Republic of Korea
7. Elliptic flow and nuclear modification factor measurement of ϕ -meson from RHIC
6th China-Japan Joint Nuclear Physics Symposium, May 16-20, 2006, Shanghai China

附录：常用变量

下面介绍高能重离子碰撞中常用的一些变量

- Bjorken x , $x_{Bjorken} \equiv \frac{p_z(i)}{p_z(hadron)}$: 部分子 i 携带的纵向动量占整个强子动量的比率, 一般写为 x 。
- Feynman x , $x_F \equiv \frac{p_z^*}{p_z^*(max)}$: 末态粒子纵向动量和质心系系统中最大动量的比值。
- 横向质量 $m_T \equiv \sqrt{p_T^2 + m^2}$ 。
- 快度 $y \equiv \frac{1}{2} \ln \left(\frac{p_0 + p_z}{p_0 - p_z} \right)$ 。其中 $p_0 = m_T \cosh y$, $p_z = m_T \sinh y$ 。
- 赝快度 $\eta \equiv \frac{1}{2} \ln \left(\frac{|\mathbf{p}| + p_z}{|\mathbf{p}| - p_z} \right)$ 。其中 $|\mathbf{p}| = p_T \cosh \eta$, $p_z = p_T \sinh \eta$ 。

我们考虑两个部分子相互作用情形 $1 + 2 \rightarrow 1' + 2' + \dots$ 。两个部分子来自于对称的束流能量为 \sqrt{s} 的入射束流。通常情况下, z -轴沿着束流方向。在 高能碰撞中 ($\sqrt{s} \gg m_h$), 相互作用前的两个部分子的四维动量是:

$$p_1^\mu = (x_1 \frac{\sqrt{s}}{2}, 0, 0, x_1 \frac{\sqrt{s}}{2}), \quad p_2^\mu = (x_2 \frac{\sqrt{s}}{2}, 0, 0, -x_2 \frac{\sqrt{s}}{2}) \quad (0-1)$$

对应末态粒子 j 的三维动量是:

$$p_j^\mu = (p_{0j}', \mathbf{p}_{Tj}', p_{zj}') \quad (0-2)$$

由于动量守恒，

$$\begin{aligned}\frac{\sqrt{s}}{2}(x_1 + x_2) &= \sum_j p'_{0j} \\ \frac{\sqrt{s}}{2}(x_1 - x_2) &= \sum_j p'_{zj}\end{aligned}\tag{0-3}$$

因为 $p'_{0j} = p'_{Tj} \cosh y_j$ 和 $p'_{zj} = p'_{Tj} \sinh y_j$ ，可以得到

$$\begin{aligned}x_1 &= \frac{1}{\sqrt{s}} \sum_j p'_{Tj} e^{y_j} \\ x_2 &= \frac{1}{\sqrt{s}} \sum_j p'_{Tj} e^{-y_j}\end{aligned}\tag{0-4}$$

考虑末态是双粒子情形，从横向动量守恒要求 $p'_{T1} = p'_{T2} = p_T$ ，在中快度区间， $y_{1,2} \sim 0$ ，可以得到：

$$x_1 = x_2 = x_T = \frac{2p_T}{\sqrt{s}}\tag{0-5}$$

在一般情况下，我们用 $x_{Bjorken} \approx x_T = 2p_T/\sqrt{s}$ 。

由于对于给定部分子，其最大的纵向动量份额是 $\sqrt{s}/2$ ，可以通过下面式子得到 Feynman x

$$x_F = \frac{2p_z}{\sqrt{s}}\tag{0-6}$$