

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 $\phi$ 介子对系统依  
赖性及相关热力学性质的研究

施兴华

指导教师 马余刚 研究员 许怒 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 2009年4月 论文答辩日期 2009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



# 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 $\phi$ 介子对系统依赖性及相关热力学研究

施兴华

指导教师 马余刚 研究员 许怒 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 2009年4月  
论文答辩日期 2009年5月  
学位授予日期

答辩委员会主席\_\_\_\_\_



博士学位论文



# 相对论重离子碰撞(RHIC)实验中 $\phi$ 介子对系统依赖性及相关热力学性质的研究

Energy and system size dependence of  $\phi$ -meson production and thermodynamics at RHIC

施兴华

中国科学院上海应用物理研究所

贰零零玖年肆月贰拾日







# 致 谢

本论文是在马余刚研究员、许怒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。

首先要特别感谢我的导师马余刚研究员。马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；马老师大胆创新的科研精神、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，特别感谢老师的引导，让我步入相对论重离子碰撞物理的研究领域并且有机会参与RHIC-STAR大型国际合作项目，对此我再次表示衷心的感谢。

特别要感谢劳伦斯伯克利国家实验室的许怒研究员和加州大学洛杉矶分校的黄焕中教授，两位老师对我的 $\phi$ 介子实验数据分析工作起着重要作用。特别感谢许怒研究员对我在伯克利国家实验室学习期间的悉心指导和教诲。许怒老师工作严谨勤奋，谦虚好问、塌实求真的科研作风值得我终生学习。特别感谢黄老师引导我进入实验数据分析的科研领域中来，他扎实的物理功底在很多方面启发了我的思路。同时特别感谢伯克利实验室的Bedanga Mohanty博士在进行 $\phi$ 介子实验数据分析工作中的讨论与帮助。特别感谢唐爱红研究员和许长补研究员对我在布鲁克海汶国家实验室访问学习期间的帮助，帮助我进行Cu+Cu碰撞系统中反应平面的实验分析工作。也特别感谢伯克利实验室的孙向明博士、施疏苏博士、董昕博士和吕龔博士在学习方面的讨论与帮助。

特别要感谢沈文庆院士。沈先生多次对年轻人的谆谆教诲让我铭记在心，也给我学习

和研究以动力。

特别要感谢蔡翔舟研究员、马国亮副研究员、陈金辉助理研究员、钟晨副研究员、龙家丽研究员、贺泽君研究员及核物理室的其他老师给予我学术上的指导和帮助。特别感谢马国亮博士和陈金辉博士，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。感谢这几年在应物所核物理室重离子碰撞组一起学习的王鲲博士、左嘉旭博士、颜廷志博士、马春旺博士、张松、石钰、徐毅、刘桂华、靳富、田健、管娜娜、李建伟、李薇、辛科峰、薛亮、赵杰等同学在工作上和学习上的讨论和合作。

特别要感谢我所研究生部高君颖老师和叶惠芳老师对我学习和生活上的帮助与关心。

感谢重离子碰撞组的所有同学和应用物理研究所2004级全体研究生，他们的相伴使得我的研究生生涯充满色彩和快乐。尤其感谢我的室友刘学同学。非常感谢RHIC-STAR国际合作组。非常感谢在美访问学习期间Grazyna Odyniec, Art Poskanzer, Howard Matis, Paul Sorensen, Andrew Rose, Michal Szelezniak, Jan Kapitan, Terence Tarnowsky, 王新年研究员，徐庆华，阮丽娟，周伟，冯傲奇，李娜，张小平，周剑，许依春，唐泽波，陈佳蕴，周建航，刘静对我工作和学习上的帮助与讨论。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、朴实善良的父母和家人，是他们教导我做人的道理，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。他们一直以来的支持，理解和鼓励，一直是我努力学习的动力。

## 摘 要

相对论重离子对撞机(RHIC)上的实验结果已经证实了在高能重离子对撞初期阶段就形成了高温高密的物质形态。在高能重离子对撞中形成夸克-胶子等离子体的一个标志已经明确。即 $\phi$ 介子的椭圆流和产额相对于横动量 $p_T$ 的分布证明了在RHIC上已经生成了这种新的高温,高密度的且具有很强的集体运动特征的物质。

在本文中我们分析了由RHIC上的STAR实验组采集的62.4 GeV和200 GeV能量下快度区为( $|y| < 0.5$ )时Cu+Cu碰撞中 $\phi$ 介质的产额。我们还详细地比较和研究了Cu+Cu和Au+Au产生的 $\phi$ 介子的产额相对于碰撞系统尺寸和能量的依赖性.当给定碰撞能量时,Cu+Cu和Au+Au碰撞系统在参加碰撞的核子数相同的情况下, $\phi$ 介子的产额和分布形状相同。Cu+Cu和Au+Au碰撞系统相对于p+p碰撞系统,其 $\phi$ 介子产额的反常升高暗示了在这些碰撞中形成了热密的部分子相。

我们通过中快度区域的探测器来解决由关联效应带来的比较明显的非流效应。我们还测量了由RHIC上STAR实验组采集的62.4 GeV和200 GeV能量下Cu+Cu碰撞系统中奇异强子产生的椭圆流。为了研究这些椭圆流随碰撞尺寸的依赖性,我们专门和以前发表过的200 GeVAu+Au碰撞系统的结果进行了详细的比较。

我们还针对相对论重离子对撞系统中奇异性升高的现象和碰撞系统局域温度的关系,我们使用热力学模型进行了研究。在用热力学模型模拟的同时,发现 $K^+/h^+$ 粒子的比随着碰撞系统相变的临界温度的升高而逐渐变小。由于末态产生的奇异粒子绝大多数都是K介子,所以由喷注能量损失带来的热密物质温度分布不均匀对奇异性的产生有一定的影响。200 GeV能量下Au+Au中心碰撞系统由热力学模型的模拟得到 $\Xi^-/\phi$ 粒子的比在 $\gamma_s$ 取相应的值时主要依赖于碰撞系统相变的临界温度.这将是解释对于包括两个奇异夸克的 $\Xi^-$ 和 $\phi$ 介子存在不同程度的奇异性增强.这些结果说明了热力学过程是高能碰撞系统

中奇异性的产生和奇异性增高现象产生的重要因素。

对于高能碰撞系统中的相关热力学研究,我们还用多相输运模型(AMPT模型)研究了200 GeV能量下Au+Au碰撞系统中 $\pi$ 介子和部分子级联过程中产生的轻夸克通过逐事件(event-by-event)的方法提取了温度涨落和相应的”热容”。 $\pi$ 介子的”热容”随碰撞参数的增加有轻微地减小趋势,而轻夸克的”热容”随不变质量的增加而变大,并且发现上夸克和下夸克的”热容”和几乎等于 $\pi$ 介子的热容

**关键词:** 相对论重离子碰撞(RHIC),  $\phi$ 介子, 核修正因子, 奇异性升高, 椭圆流, 热力学模型, ”热容”, 多相输运模型(AMPT)

## Abstract

Experimental results from the Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) which is located at BNL have confirmed the formation of a hot and dense medium in the early stages of high-energy heavy-ion collisions. Thus one of the prerequisites for the formation of a Quark Gluon Plasma (QGP) in such collisions has been established. High statistics data on  $\phi$  meson elliptic flow and yields as a function of transverse momentum ( $p_T$ ) have been used to support the picture of formation of a hot and dense medium with partonic collectivity at RHIC.

We report the results of  $\phi$  meson production for rapidities  $y < 0.5$  and transverse momentum  $0.4\text{GeV}/c < p_T < 5\text{GeV}/c$  in Cu+Cu collisions at 62.4 GeV and 200 GeV. The data were taken by the STAR detector at RHIC. A detailed study of the energy and system size dependence of  $\phi$  meson production namely  $p_T$  spectra and rapidity density is carried out using both the Cu+Cu and Au+Au data. At a given beam energy, the transverse momentum distributions for  $\phi$  mesons are observed to be similar in yield and shape for Cu+Cu and Au+Au colliding systems with similar average numbers of participating nucleons and are found to be enhanced relative to those from p+p collisions with a different trend compared to strange baryons. Enhancement of  $\phi$  production in Cu+Cu and Au+Au relative to p+p collisions would clearly indicate the formation of a dense partonic medium in these collisions.

Significant reduction in non-flow systematic uncertainty of the measurement has been reached by implementing correlation technique between interested particles at mid-rapidity. We also present the result of elliptic flow of strange hadrons from Cu+Cu collisions accumulated by the STAR detector at RHIC when collision energies is 62.4 GeV and 200 GeV.

To study the system size dependence of elliptic flow, we present a detailed comparison with previously published results from Au+Au collisions at 200 GeV.

Local temperature effect on strangeness enhancement in relativistic heavy ion collisions is presented in the framework of thermal model.  $K^+/h^+$  ratios become smaller with the increasing of freezeout temperature. Since most strangeness particles of final-state particles are from kaon meson, temperature effect can play a role for the strangeness production in a hot dense matter where a slight different temperature distribution could be produced by jet energy loss. This phenomenon is predicted by thermal model calculation at RHIC energy.  $\Xi^-/\phi$  ratios in central Au+Au collisions at 200GeV from thermal model depend on the freeze out temperature obviously when  $\tau_s$  is different. It should be one of the reasons why strangeness enhancement of  $\Xi^-$  and  $\phi$  is different though they include two strange quarks. These results indicate that thermodynamics is an important factor for strangeness production and strangeness enhancement phenomenon.

Specific heat capacities of  $\pi$  meson and different quarks after parton cascade AMPT model in Au+Au collisions at 200 GeV have been tentatively extracted from the event-by-event temperature fluctuations in the region of low transverse mass. The specific heat capacity of  $\pi$  meson shows a slight dropping trend with increasing impact parameter. The specific heat capacities of different quarks increase with the mass of quark and the sum of up and down quark's specific heat capacities was found to be approximately equal to that of  $\pi$  meson.

**Keywords:** RHIC,  $\phi$  meson, nuclear modification factor, strangeness enhancement, elliptic flow, THURMUS Model, thermodynamics, specific heat capacities, AMPT Model

# 目录

致谢	i
摘要	iii
Abstract	v
<b>1 引言</b>	<b>1</b>
1.1 相对论重离子碰撞物理	2
1.1.1 相对论重离子碰撞实验的发展	2
1.1.2 相对论重离子碰撞研究的意义	3
1.2 量子色动力学QCD	4
1.3 QCD相变	6
1.4 相对论重离子碰撞中 $\phi$ 介子的产生	7
<b>2 RHIC相对论重离子碰撞实验装置</b>	<b>11</b>
2.1 相对论重离子对撞机-RHIC	11
2.2 STAR 实验组的装置	13
2.2.1 主要探测器: 时间投影室(Time Projection Chamber)	15
<b>3 实验测量方法</b>	<b>19</b>
3.1 铜-铜碰撞系统中 $\phi$ 介子的实验探测	19
3.1.1 实验数据的选择条件	20
3.1.2 $\phi$ 介子的重构	22
3.1.3 探测器接收度和探测效率的修正	24
3.2 200 GeV和62 GeV铜-铜碰撞中 $\phi$ 介子的产额	25
3.2.1 铜-铜碰撞中 $\phi$ 介子的横向动量谱及拟合	25
3.2.2 $\phi$ 介子产额的系统误差	26
3.3 200 GeV铜-铜碰撞中 $\phi$ 介子的椭圆流	27
3.3.1 铜-铜碰撞中事件平面的重建及分辨率	27
3.3.2 200 GeV 铜-铜碰撞系统 $\phi$ 介子的椭圆流	30
<b>4 实验结果讨论</b>	<b>33</b>
4.1 相对论重离子碰撞中 $\phi$ 介子随横向动量的分布及产额	33

4.2	核修正因子 .....	35
4.3	$\phi$ 介子的产额和奇异性的升高 .....	36
4.4	200 GeV铜-铜碰撞系统中 $\phi$ 介子的椭圆流.....	37
<b>5</b>	<b>热力学模型对奇异性研究</b> .....	<b>39</b>
5.1	统计热力学模型的简单介绍 .....	39
5.2	巨正则系综统计热力学模型的模拟结果和讨论 .....	40
<b>6</b>	<b>用多相输运模型研究温度涨落和热容</b> .....	<b>45</b>
6.1	计算方法介绍.....	45
6.2	多相输运模型的结果和讨论 .....	46
<b>7</b>	<b>结论和展望</b> .....	<b>49</b>
	<b>参考文献</b> .....	<b>53</b>
	<b>发表论文清单</b> .....	<b>61</b>
	<b>学术报告清单</b> .....	<b>65</b>
	<b>附录A: QCD Lagrangian</b> .....	<b>67</b>
0.1	Notations.....	67
0.2	$SU(3)_C$ invariant QCD Lagrangian .....	67
0.3	Chiral symmetry and effective chiral Lagrangian.....	68
	<b>附录B: 常用变量</b> .....	<b>71</b>



## 第一章 引言

自然界中微观和宏观世界的客观规律是当前科学界的两大主要研究发展方向，而发现能够将微观和宏观世界统一的物理学规律是很多古今中外物理学家们终身为之奋斗的伟大目标。20世纪初叶,相对论和量子力学理论的发现，推动了理论物理学家们建立了量子色动力学（QCD）。该理论预言了夸克是组成物质的基本单元，现在这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。科学家们的解释是夸克通过强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)的主要内容。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，所以在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一种新的物质相夸克-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。而且理论上认为这种新的物质形态极可能存在于宇宙形成早期。

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和宇宙起源的认识。

## 1.1 相对论重离子碰撞物理

### 1.1.1 相对论重离子碰撞实验的发展

人们一般将质量数大于4的原子核称为重离子。重离子物理的研究开始于上个世纪五十年代中期。随着加速器技术、探测技术和计算机技术的不断发展，从上世纪八十年代人们开始系统的进行中能重离子碰撞的研究。随着当时世界各大实验室中能加速器的建成运行，人们对核物质的性质的认识也进一步深化。随着科学家们提出夸克-胶子等离子体的预言后，高能相对论及极端相对论能区的加速器装置也相继建成。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数函数依赖关系，因此它可用来作为十分有效的工具 [1]。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 [2]。图 1-1给出了QCD相变图像和攻击上相关实验装置所处的相图上的位置。

从2000年以来，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，取得了大量令人激动的物理结果。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，而更倾向于产生了QGP信号 [5-8]。接下来我们着重介绍RHIC这个重要的实验平台。

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阻本领。图 1-2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 [9]。从RHIC实验数据，我们估

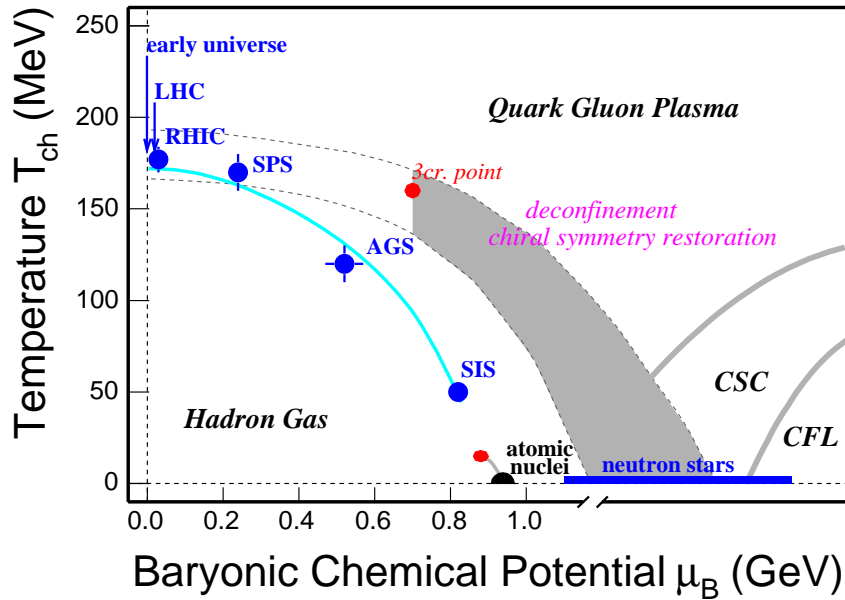


图 1-1: QCD相变图象。图中灰色带子表现的是一级相变区域, 红点表示临界点, ”3cr point”是格点QCD计算的结果 [3], 蓝色点是统计模型对于实验观测值拟合的结果 [4]。

算出对于100 GeV 的金金碰撞其参加碰撞核子能量有 $73 \pm 6_{26}^{12}$  GeV左右。

初始Bjorken能量密度可以通过下面的公式计算 [10],

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

其中 $\tau$ 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 $\sim 5 \text{ GeV}/fm^3$  ( $\tau \approx 1fm/c$ ,  $A_T = \pi R^2$ ,  $R \approx 1.2A^{1/3}fm$ ), 远远地高于临界能量密度 $\epsilon_c \sim 1 \text{ GeV}/fm^3$ 。

因此, RHIC中的初态条件已经超过了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, 为人们研究相对论重离子碰撞开辟了一片新天地。

### 1.1.2 相对论重离子碰撞研究的意义

由于QGP可能是一个物质世界形成发展的很重要的阶段, 为了探索它的存在, 我们需要在极端条件下(高温高密)来研究核物质, 从而获得有关原子核及核物质性质的知识, 而相对论重离子碰撞为这种研究提供可能。目前认为相对论重离子碰撞是唯一能在实验室进行的产生和研究高温高密度新物质QGP相的手段。研究该物质相图, 特别是所

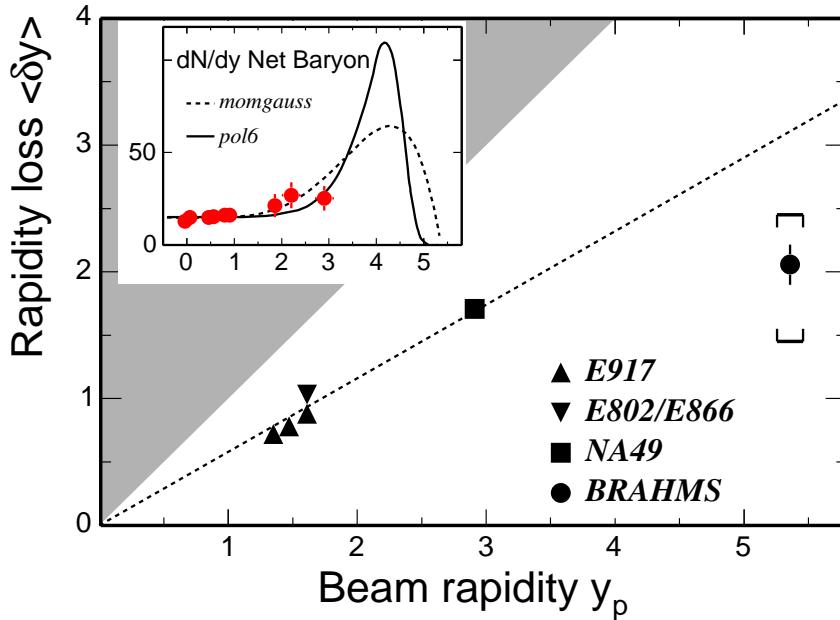


图 1-2: 快度损失随着束流快度的分布。图中黑色区域是非物理区间, 虚线表示一个唯象标度  $\langle \delta y \rangle = 0.58 y_p$ 。内嵌图中的数据点是BRAHMS实验组测量到的净重子分布, 曲线是基于数据点而作的不同函数形式外推。

谓的状态方程, 不仅对核物理和粒子物理具有十分重要的意义, 并且对于研究天体物理也是非常有意义的。早期宇宙的起源和演化、超新星爆炸动力学以及中子星稳定性的条件, 都需要有确定的核物质状态方程。

在RHIC中, 初始QCD硬散射过程能够产生高动量的粒子, 这些高动量的粒子在演化过程中和系统作用激烈, 会损失一定的能量, 因此是用来研究粒子和媒介作用的理想探针。对于这些高动量粒子的全面研究, 将来可以促进人们更好的理解相对论情况下能量和运动规律。

未来对于解答最基本的质量起源问题和解决世界能源危机, 公众对相对论重离子碰撞的研究有着更多的期待。

## 1.2 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。

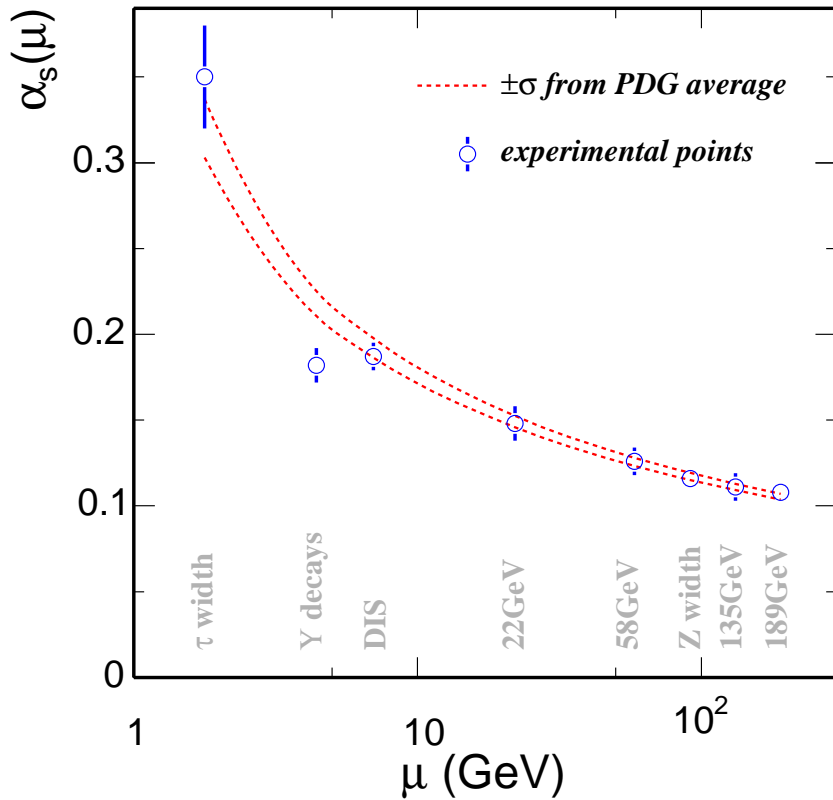


图 1-3: 不同实验情况下测量到的强相互作用耦合常数和QCD计算比较 [11]。

由于胶子间的相互作用, 强相互作用耦合常数( $\alpha_s$ )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 $\alpha_s$  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

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

其中 $Q^2$ 是动量交换,  $\beta_0$ 和 $\Lambda_{QCD}$ 是常数。图 1-3给出了实验上测量得到的 $\alpha_s$ 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。

### 1.3 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 [12]。格点QCD对于这种相变给出了精确的预言：临界温度是 $T_c \sim 150 - 180 \text{ MeV}$ ，相变能量密度阈值为 $\varepsilon_c \sim 1 - 3 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ (核物质对应的能量密度值是 $\sim 0.17 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ ) [13]。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 1-4所示 [14]。

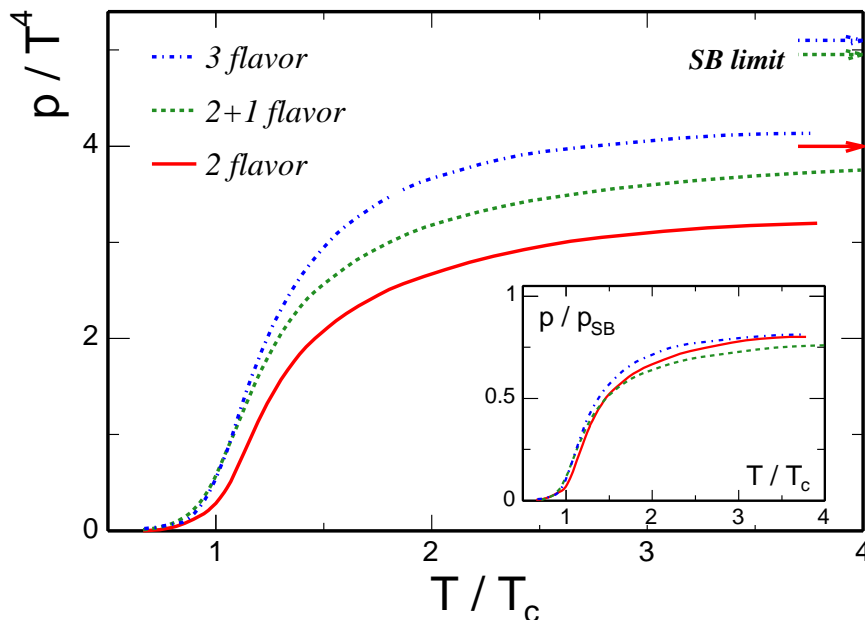


图 1-4: 在三种味组合下 $P/T^4$ 随着 $T$ 的演化图象，右边箭头表示理想Stefan-Boltzmann极限，内嵌图像是 $P/P_{SB}$ 随着 $T$ 的演化关系。

图 1-4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 1-4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，还应该存在相互作用。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)。

## 1.4 相对论重离子碰撞中 $\phi$ 介子的产生

$\phi$ 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，因此净奇异数等于零。表 1-1列出了 $\phi$ 介子的量子数，静止质量，宽度，部分常见衰变道等主要参数 [15]。

$I^G(J^{PC})$	$0^-(1^{--})$
Mass	$1019.417 \pm 0.014 \text{ MeV}/c^2$
Full width $\Gamma$	$4.458 \pm 0.032 \text{ MeV}/c^2$
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 $\phi$ 介子主要参数和常见衰变道。

一直以来， $\phi$ 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 $\phi$ 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 [16-18]。例如， $\phi$ 介子更多地衰变到双K介子道而不是三 $\pi$ 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 $\phi$ 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 $\alpha_s$ 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， $\alpha_s$ 越小)。越小的 $\alpha_s$ 意味着越弱的作用强度，导致了 $\phi$ 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 $\phi$ 介子的产额。AGS-E-802实验组通过 $\phi \rightarrow K^+K^-$ 衰变道测量了 $\phi$ 介子在束流能量为14.6A GeV/c

$Si$ 打 $Au$ 核中的产生 [19]。他们测量到 $\phi$ 介子的质量和宽度和PDG的数值吻合， $\phi/K^-$ 产额比值和 $p+p$ 碰撞中的一致， $\phi$ 介子单位快度产额 $dN/dy$ 分布形状符合 $K^+$ 和 $K^-$ 的叠加。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 $\phi$ 介子的产生随着碰撞中心度地演化 [20]。他们发现单位炮弹核子数归一后的 $\phi$ 介子产额在中心碰撞明显地增加，和K介子的行为类似。而 $\phi/K^-$ 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 [21]而NA50实验组通过 $\phi \rightarrow e^+e^-$ 衰变道 [22]分别测量了 $\sqrt{s_{NN}} = 17$  GeV Pb+Pb碰撞中 $\phi$ 介子的产额。对于 $\phi$ 介子不变质量谱的分析，SPS没有看到 $\phi$ 介子质量偏移或者宽度展宽的信号。NA49实验组测量到的 $\phi/\pi$ 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 $\phi$ 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 $\phi$ 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 $\phi$ 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 [23]。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 $\phi$ 介子的产额，发现它比K介子道高2倍左右 [24]。 $\phi$ 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 [25–27]。这样，系统中的奇异夸克占有率将大大提高， $\phi$ 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 $\phi$ 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 $\phi$ 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, 21, 28–30]。其实，理论上早在20世纪80年代就提出了 $\phi$ 介子产额增强作为QGP形成的理想探针 [31]。那么，通过RHIC中高统计量实验数据分析，将能够更精确研究这一信号。



$\phi$ 介子被认为和非奇异粒子(RHIC中产生的媒介基本上是 $\pi$ 介子)的相互作用截面非常小 [31], 而它是否像其它常见粒子 $\pi, K, p$ 一样参与系统后期径向流演化过程依然未知。 $\phi$ 介子的寿命是 $41\text{fm}/c$ , 这意味着大部分的 $\phi$ 介子能够完整地从小碰撞形成的火球( $\tau \sim 10\text{fm}/c$ )中逃离出来。这样, 大部分的 $\phi$ 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,  $\phi$ 介子的 $\langle p_T \rangle$ 随着碰撞中心度的演化将不会像 $\pi, K, p$ 的那样明显。

相比于其它强子,  $\phi$ 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 $\phi$ 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 $\phi$ 介子的产生、衰变及其演化。

STAR实验组2004年和2005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 $\phi$ 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。



## 第二章 RHIC相对论重离子碰撞实验装置

从2000年,RHIC第一次 Au+Au 在质心不变能量130 GeV的碰撞实验以来, 已经相继做了62.4 GeV和200 GeV下的Cu+Cu碰撞实验, 9.2 GeV、62.4 GeV、130 GeV和200 GeV下Au+Au碰撞实验,和200 GeV的p+p,d+Au碰撞实验, 并开展了不同方面的实验观察量的测量。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, 是目前世界上在运行中的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。

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给出了RHIC装置组合图。它包括Tandem Van de Graaff 加速器, Booster加速

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)	$\sim 10$ hours
RHIC circumference	3.8 km

表 2-1: 部分RHIC实验装置参数。

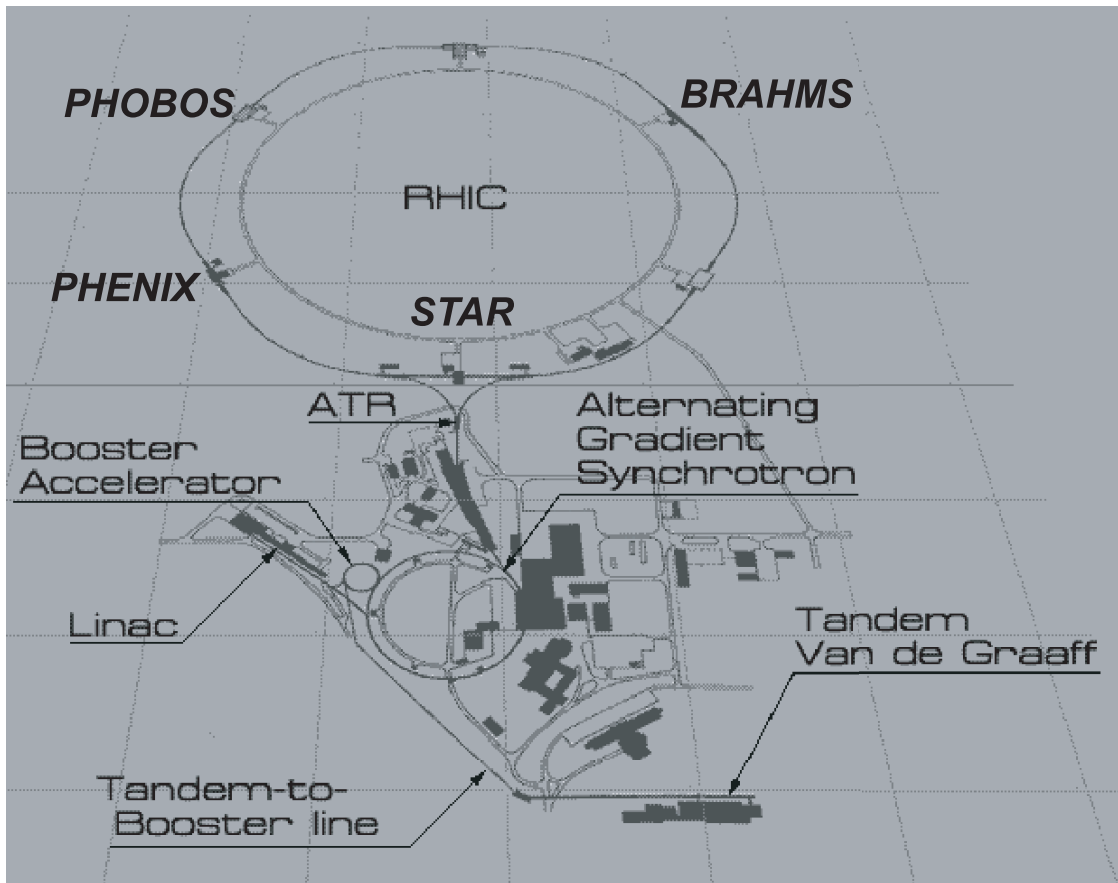


图 2-1: 布鲁克海汶国家实验室的重离子加速器对撞机分布示意图。

器和Alternating Gradient Synchrotron (AGS)。产生于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Booster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。

## 2.2 STAR 实验组的装置

上海应用物理研究所作为RHIC-STAR国际合作组的成员，参加了STAR实验组运行并分析由STAR探测器所得到的实验数据。

STAR(Solenoidal Tracker At RHIC) [32]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，A time projection chamber(TPC)，前向的时间投影室，A pair of radial-drift forward TPC (FTPC)，桶部的电磁量能器，A barrel electromagnetic calorimeter

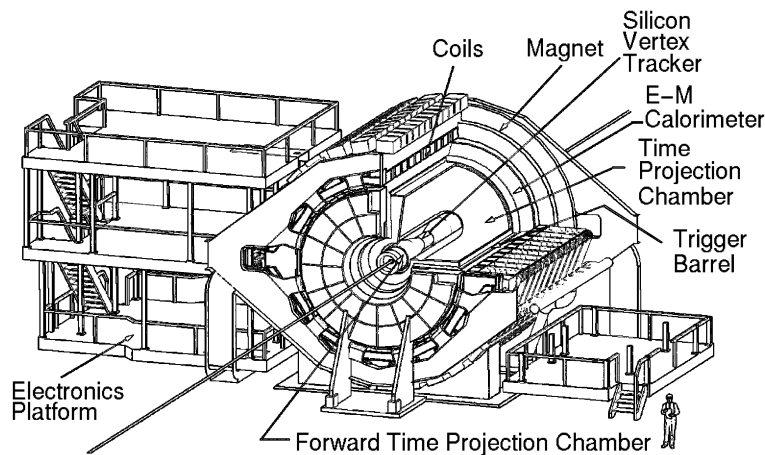


图 2-2: STAR探测器系统。

(BEMC), 端部的电磁量能器, An endcap electromagnetic calorimeter (EMC), 中央环形触发探测器, A central scintillator barrel (CTB), 束流探测器, Beam beam counters (BBC), 零度量能器, A pair of zero degree calorimeters (ZDCs), 飞行时间谱仪, A time-of-flight detector (TOF), 赝顶点探测器, A pseudo-vertex position detectors (pVPDs), 环像的契伦科夫探测器, A ring-imaging Cerenkov detector (RICH) 和硅顶点探测器, A silicon vertex tracker (SVT)。

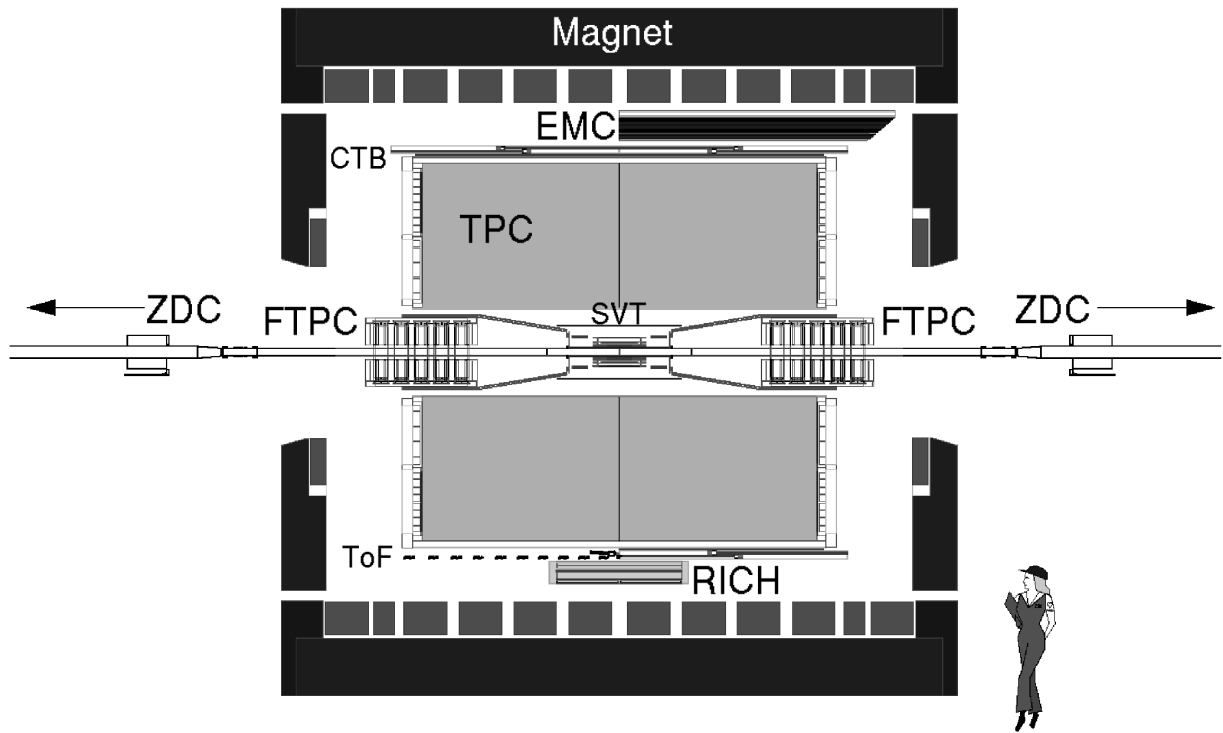


图 2-3: STAR实验组2001年探测器剖面图; 包括一个局部安装的电磁量能器(EMC), 临时的环状成像切伦科夫探测器(RICH), 和一个时间飞行谱仪(TOF)。

图 2-3给出了STAR谱仪的剖面图, 从图中可以直观看出子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  $\pi, K$  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)

时间投影室作为STAR谱仪中最主要的探测器, 它在整个装置中的作用类似于人的眼睛。它具有很大的探测范围(赝快度范围为  $|\eta| < 1.8$ , 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 [33]。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

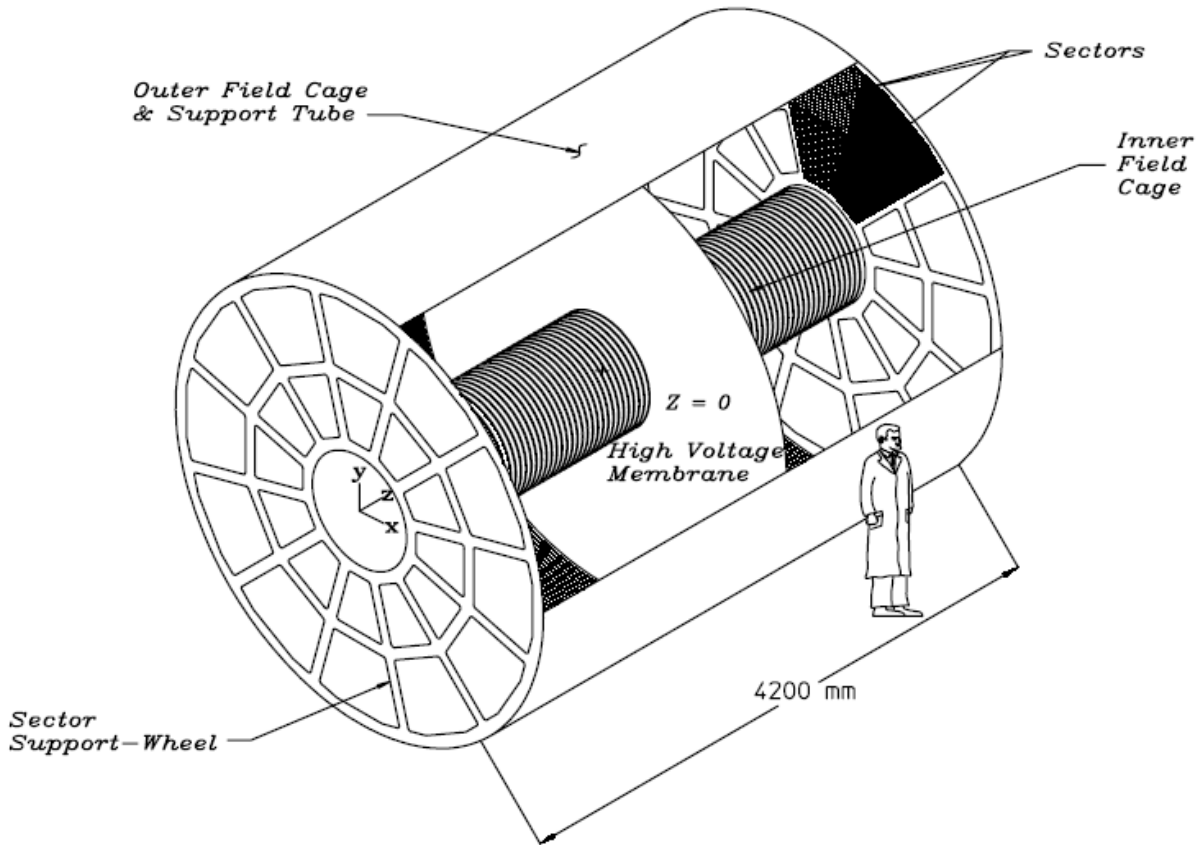


图 2-4: STAR时间投影室TPC。

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



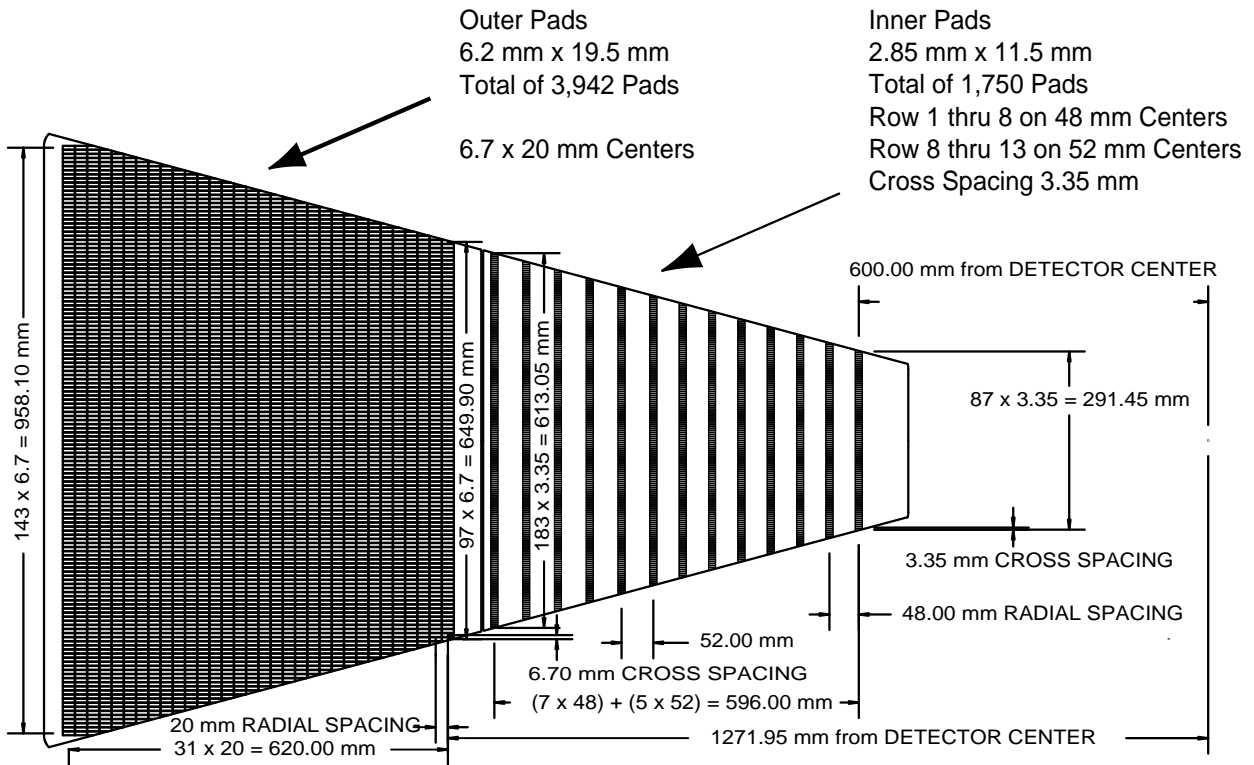


图 2-5: TPC读出平板扇区的示意图。

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，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 [34]，

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

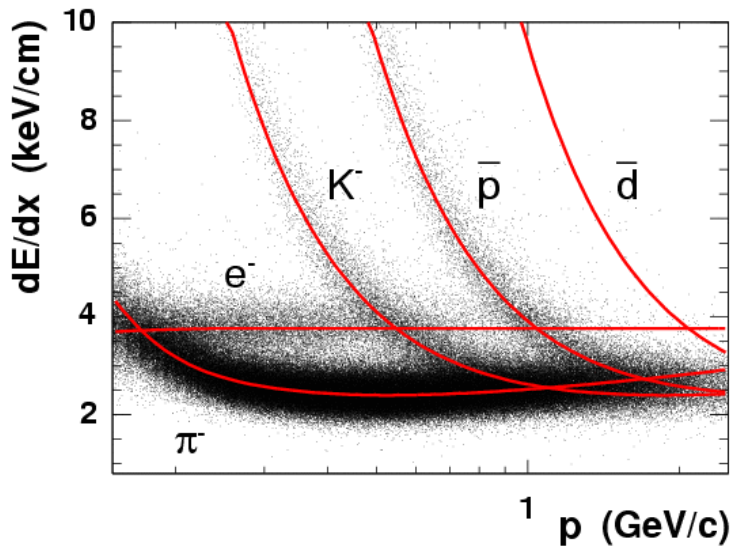


图 2-6: 带电粒子穿过TPC气体的能量损失。

其中 $z$ 为粒子的电荷（以 $e$ 为单位）， $\beta=v/c$ 为粒子的速度， $\rho$ 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， $\pi$ ， $K$ 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 $\pi$ 和 $K$ 分辨到 $\sim 0.7 \text{ GeV}/c$ ， $p$ 和 $\pi$ ， $K$ 分辨到 $\sim 1.1 \text{ GeV}/c$ 。对于弱衰变粒子，例如 $K_S^0$ ， $\Lambda$ ，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 $K^* \rightarrow \phi \Delta$ ，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 实验测量方法

这一章我们主要详细介绍实验上测量Cu+Cu碰撞系统中 $\phi$ 介子的意义,方法和结果。并且在统计量允许的范围内讨论了Cu+Cu和Au+Au碰撞系统 $\phi$ 介子和其它一些奇异粒子的产额和椭圆流对碰撞系统尺寸和碰撞系统能量依赖性。

### 3.1 铜-铜碰撞系统中 $\phi$ 介子的实验探测

相对论重离子碰撞实验的主要研究目标是寻找QCD理论预言的新物质态和测量它的性质。STAR实验组已经采集了质心能量分别为200GeV和64GeV的Cu+Cu和Au+Au碰撞系统的实验数据。关于 $\phi$ 介子及其性质的研究是粒子和核物理学界一个很感兴趣的课题。 $\phi$ 介子是已发现的粒子当中质量最轻的矢量介子。尽管是一种介子,它的质量( $m_\phi=1019.456\pm 0.020\text{MeV}/c^2$ )要比由u和d夸克组成的介子要重。由于它由两个奇异夸克s和 $\bar{s}$ 组成的,所以是带有奇异性的粒子。 $\phi$ 介子相对于非奇异性的强子有着更小的散射微分截面,所以从根本上来说它对额外的流的贡献几乎没有。 $\phi$ 介子的寿命大约是45fm/c,这比火球的寿命要更长,它更有可能在火球外面衰变并且它的衰变道在强子再散射阶段没有足够的时间经历再散射。因此它更有可能带有碰撞早期的信息,是了解相对论重离子碰撞后产生的热密物质性质的有效探针。

我们已经使用STAR探测器研究相对论重离子碰撞中 $\phi$ 介子的产生有很多年了。本论

文的实验数据分析部分主要是介绍 $\phi$ 介子的产额及椭圆流对碰撞系统尺寸和碰撞系统能量的依赖性。除此之外，我们还有其它粒子的实验数据和分析结果。这些实验结果和分析可以帮助我们更好地理解 and 区别描述相对论重离子碰撞中产生高温高密介质的不同物理模型，从而能更好地理解相对论重离子碰撞系统的物理过程。

### 3.1.1 实验数据的选择条件

我们主要分析了在2005年由STAR探测器得到铜-铜碰撞系统的实验数据。这些分析结果是当时时间投影室的磁场为0.5特斯拉时采集得到的。对于事件的选择，在200GeV Cu+Cu和62GeV Cu+Cu碰撞中的 $\phi$ 介子分析中，我们使用minimum bias trigger的事件。Minimum bias trigger是根据两个零角度量能器(ZDC)和中心trigger桶形探测器(CTB)的信号而定义的。由于碰撞发生在不同的顶点(VertexZ),为了取得更好的探测器接受度，我们要求事件的 $|VertexZ| \leq 30\text{cm}$ 。碰撞的中心度的划分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)分布和Glauber模型模拟计算来得到的。图 3-1给出了200 GeV Au+Au 碰撞当中测量的未经探测效率修正的参考多重数的分布。

对铜-铜碰撞系统产生 $\phi$ 介子的分析中我们同样使用一个 $K^+$ 和 $K^-$ 来重构，两条K介

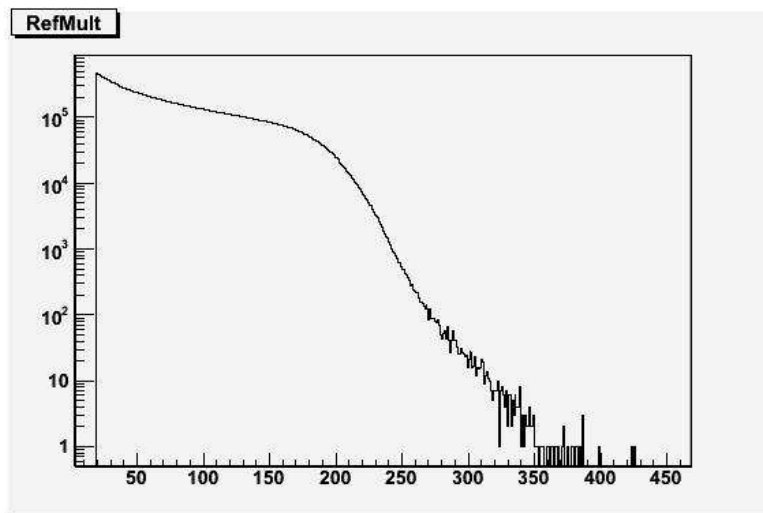


图 3-1: 在200 GeV Cu+Cu 碰撞中测量的未经探测效率修正的参考多重数分布。共划分六个中心度为：0-10%，10-20%，20-30%，30-40%，40-50% 和 50-60%。

子径迹均选择为Primary径迹。Primary径迹指的是在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。每个用来重建铜-铜碰撞系统中 $\phi$ 介子的K介子径迹所应该满足的条件都具体列在了表3-2中。

表 3-1:

STAR实验组定义的Cu+Cu碰撞中心度的参与粒子数( $N_{part}$ )和两体碰撞核子数( $N_{bin}$ )参数列表。[?]

Centrality	200GeV $N_{part}^{CuCu}$	200GeV $N_{bin}^{CuCu}$	62GeV $N_{part}^{CuCu}$	62GeV $N_{bin}^{CuCu}$
0-10	99.0 + 1.5 - 1.2	188.8 + 15.4 - 13.4	96.4 + 1.1 - 2.6	161.8 + 12.1 - 7.5
10-20	74.6 + 1.3 - 1.0	123.6 + 9.4 - 8.3	72.2 + 0.6 - 1.9	107.5 + 6.3 - 8.6
20-30	53.7 + 1.0 - 0.7	77.6 + 5.4 - 4.7	51.8 + 0.5 - 1.2	68.4 + 3.6 - 4.7
30-40	37.8 + 0.7 - 0.5	47.7 + 2.8 - 2.7	36.2 + 0.4 - 0.8	42.3 + 2.0 - 2.6
40-50	26.2 + 0.5 - 0.4	29.2 + 1.6 - 1.4	24.9 + 0.4 - 0.6	25.9 + 1.0 - 1.5
50-60	17.2 + 0.4 - 0.2	16.8 + 0.9 - 0.7	16.3 + 0.4 - 0.3	15.1 + 0.6 - 0.6

为了保证选中径迹的质量和降低背景，很多 cuts同时加在 K介子候选者上，列在了表 3-2中。

Applied Cuts for $\phi$	
Primary Track	Yes
Track Number of Fit Points	nFit $\geq$ 15
Track Fit Points to Maximum Points Ratio	nFit / nMax $>$ 0.52
Track Pseudo-Rapidity	$ \eta  <$ 1.0
Track Momentum	0.1 GeV/c $\leq p \leq$ 12.0 GeV/c
Track Transverse Momentum	0.1 GeV/c $\leq p_t \leq$ 12.0 GeV/c
Track PID by $dE/dx$	$-2.0 < n\sigma_{kaon} <$ 2.0
Track Pair $\delta$ -DipAngle	$\delta$ -DipAngle $>$ 0.04 Radian

表 3-2: List of cuts used for the  $\phi$  meson measurement.

其中 $dE/dx$ 是带电粒子在TPC中飞行过程的能量损失。实验上测量到的  $\langle dE/dx \rangle$  对动量  $p$ 的关系可以用 Bethe-Bloch函数很好地描述。图 3-2给出了在200 GeV Cu+Cu 碰撞当中各种带电粒子的 $\langle dE/dx \rangle$ 随着  $p$ 的变化关系，各个曲线代表相应的Bethe-Bloch函数拟合。

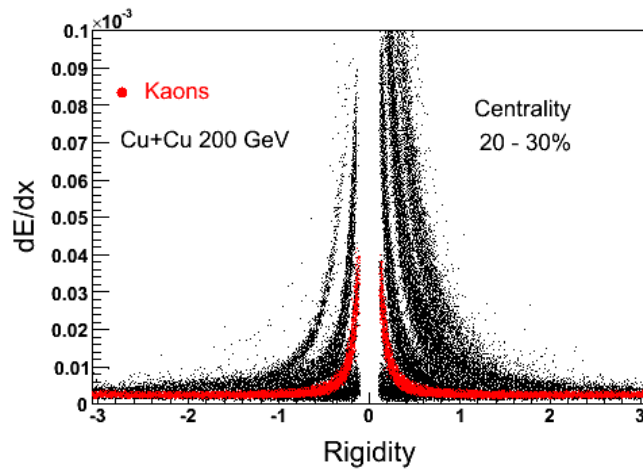


图 3-2: 200 GeV Cu+Cu 碰撞当中测量的带电径迹 (primary)的 $\langle dE/dx \rangle$ 和动量关系分布图.

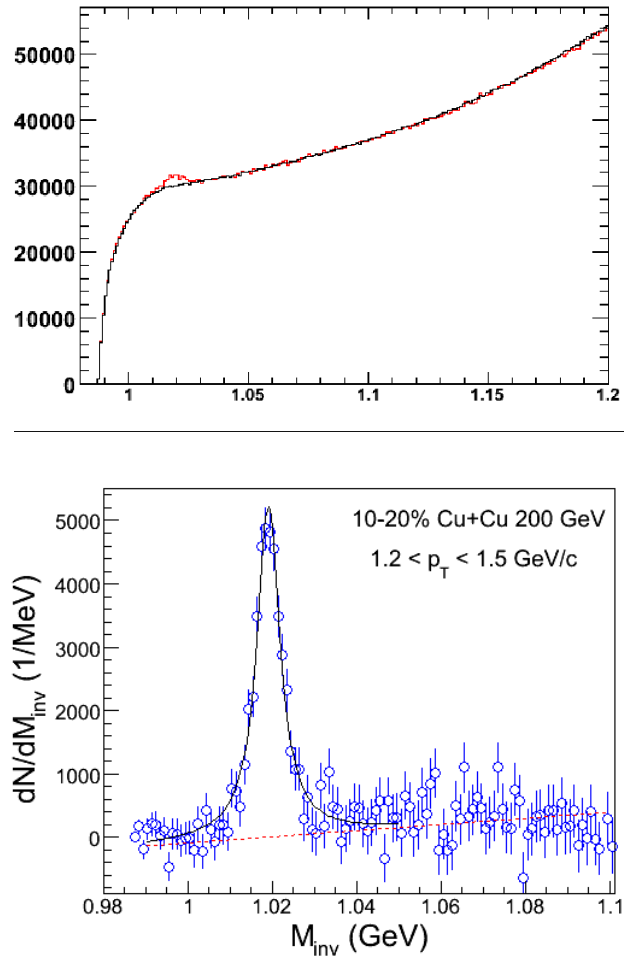
### 3.1.2 $\phi$ 介子的重构

$\phi$ 介子信号的提取借助于混合事件(Event Mixing)方法 [35–37]。它包括两个部分，相同事件 (Same Event)和混合事件 (Mixed Event)分布。

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  $\phi$ 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  $\phi$ 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 [29, 36, 37]。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，是说用不同的两个事件来混合，它是相对于相同事件的说法。为了保证混合事件尽可能完美的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  $(-30\text{cm}, 30\text{cm})$  区间分为10子区间，选择同一个子区间内的事件进行混合。这是因为 RHIC Cu+Cu 事件中，粒子密度随着  $VertexZ$  (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。

- 两个混合事件必须和相同事件有相同的参考多重数，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。



**图 3-3:**  $\phi$  meson invariant mass distribution from  $Au + Au$  collisions at 200 GeV. Left plot: Red histogram represents the invariant mass distribution from same event while black histogram is from mixed event. The peak at invariant mass around 1.019 GeV/c<sup>2</sup> is the  $\phi$  meson signal. Right plot:  $\phi$  meson invariant mass distribution after background subtraction from event mixing. The fit to the peak is a Breit-Wigner plus a linear function.

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  $\phi$  介子不变质量分布右边比较平坦的区域 ( $1.04 < m_{inv} < 1.2$  GeV/c<sup>2</sup>)。图

3-3中左图给出了200 GeV Cu+Cu 碰撞在 0-60% 中心度时相同事件和混合事件分布，而右图则是扣除组合背景后  $\phi$ 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， $\phi$ 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  $\phi$ 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。

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： $K^*$ ,  $\rho$ 等），也可能来自相互关联的库仑相互作用对（如 $e^+ + e^-$ ）[37]。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，所以很有可能由光子转变来的电子对误认为是  $K^+ + K^-$ ，会对我们最后  $\phi$ 介子的信号的提取产生影响。通过模拟，我们知道这些电子对的空间角度 ( $\delta$ -DipAngle)很小，一般小于0.04弧度。要求两个K介子之间的空间角度大于0.04弧度可以有效的扣除这些电子对背景。

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

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

其中A是面积，对应于粒子计数， $\Gamma$ 是不变质量分布的宽度（Full Width Half Maximum，缩写FWHM）， $m_0$ 是粒子静止质量位置，B是残留背景。其中A， $m_0$ 和 $\Gamma$ 都是自由参数。B一般是多项式分布，可根据背景分析过程给出具体阶数。图 3-3中右图黑色实线给出了200 GeV Cu+Cu碰撞在 0-60%中心度时  $\phi$ 介子的不变质量峰的拟合样本。通过拟合不同中心度不同  $p_T$ 间隔  $\phi$ 介子的不变质量峰，我们可以提取相应的信号计数。

### 3.1.3 探测器接收度和探测效率的修正

以上得到  $\phi$ 介子的计数需要进行探测器接收度和探测效率修正。这个过程是通过 Monte Carlo模拟实现的，使用 GEANT软件包模拟探测器反应来计算  $\phi$ 介子的修正因子。在 GEANT MC模拟中，假定  $\phi$ 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探测器重建和探测分析软件包。在完整的事



件重构后，通过与探测器的接触点信息，我们可以确定蒙特卡罗径迹和与其对应的被重构出来的径迹，把实验数据分析中采用的 cuts（表 3-2）都用到重构径迹的筛选后，可以计算出  $\phi$  介子的探测器接收效率和径迹探测效率，称为修正因子。图 3-4 给出了 200 GeV Cu+Cu 碰撞下中心度为 10% 20% 的修正因子随横向动量  $p_T$  分布。可见，修正因子随着  $p_T$  增加，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变化而有所改变。

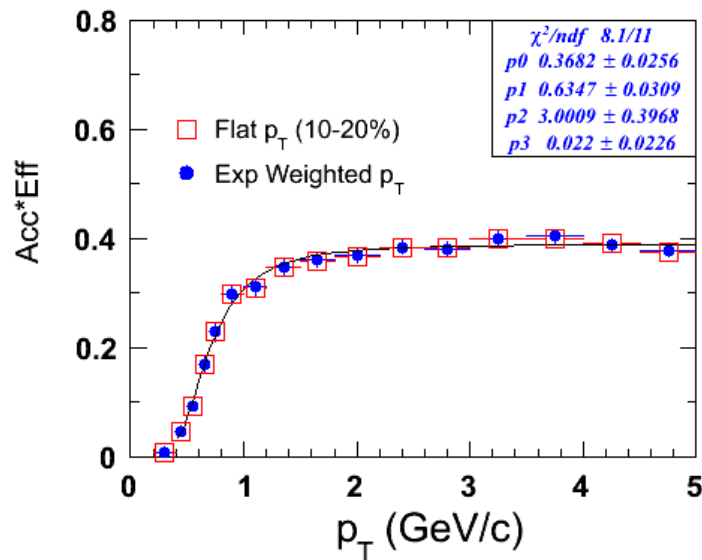


图 3-4: 200 GeV Cu+Cu碰撞中，不同中心度下  $\phi$  介子接收效率和探测效率随横向动量  $p_T$  的关系。为了减少统计涨落，用函数  $f(p_T) = a \times \exp[-(b/p_T)^2] + c$  拟合得到的分布作为最终修正因子。

## 3.2 200 GeV和62 GeV铜-铜碰撞中 $\phi$ 介子的产额

### 3.2.1 铜-铜碰撞中 $\phi$ 介子的横向动量谱及拟合

对  $\phi$  介子进行效率修正之后就可以得到  $\phi$  介子不变质量分布随着横向动量关系，横向动量谱。从统计力学的角度出发，横向动量谱可以用一定的形式描述 [37]。我们用了 Levy 函数 (Equation 3-3) 拟合这些分布，如图 4-1 所示，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)。

$$m_t = \sqrt{p_t^2 + m_0^2} \quad (3-2)$$

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

### 3.2.2 $\phi$ 介子产额的系统误差

$\phi$ 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)，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 Fit points,  $\langle dE/dx \rangle$  选择条件 ( $\sim 8\%$ ); b
- $\delta$ -DipAngle cut 产生的差别 ( $\sim 5\%$ ); c
- 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 ( $\sim 4.5\%$ ); d
- 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 ( $\sim 2.1\%$ ); e
- 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引起的差别，Full-Field vs. Reversed Full-Field ( $\sim 3.0\%$ )。

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

### 3.3 200 GeV铜-铜碰撞中 $\phi$ 介子的椭圆流

在这一部分我们将讨论实验上测量 $\phi$ 介子椭圆流( $v_2$ )的过程。我们应用标准事件平面方法 [38], 它本质上是对粒子相空间分布做付立叶展开:

$$E \frac{d^3 N}{d^3 p} = \frac{1}{2\pi} \frac{d^2 N}{p_T dp_T dy} \left( 1 + \sum_{n=1}^{\infty} 2v_n \cos[n(\varphi - \Psi_n)] \right) \quad (3-4)$$

对 $p_T$ 和 $y$ 积分, 考虑到 $v_1$ 是快度 $y$ 的奇函数, 公式(Equation 3-4)可以简化成:

$$\frac{dN}{d(\varphi - \Psi_2)} \propto A(1 + 2v_2 \cos 2(\varphi - \Psi_2)) \quad (3-5)$$

其中 $\Psi_2$ 称为二阶事件平面 [38], 这样就可以从粒子方位角相对于事件平面分布中提取椭圆流参数。

#### 3.3.1 铜-铜碰撞中事件平面的重建及分辨率

在RHIC-STAR的实验中有两种探测器可以用来决定椭圆流的反应平面。一个是著名的时间投影室(Time Projection Chamber), 另一就是Forward Time Projection Chamber(FTPC). 由于FTPC覆盖了高快度区域, 因此它能减少关联效应。

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 $\varphi$  weights来修正事件平面, 使其在方位角上分布均匀。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 $\varphi$  weights也应该因时间而不同。此外, 引入 $p_T$  weights可以提高事件平面的分辨率。我们用矢量 $\vec{Q}$ 来计算二阶事件平面:

$$\Psi_2 = (\arctan \frac{Q_y}{Q_x})/2, 0 < \Psi_2 < \pi \quad (3-6)$$

$$\vec{Q} = (Q_x, Q_y) = \left( \sum_i w_i \cos(2\varphi_i), \sum_i w_i \sin(2\varphi_i) \right) \quad (3-7)$$

其中,  $w_i$ 是 $\varphi$  weights和 $p_T$  weights的乘积。在对West-FTPC和East-FTPC分别进行权重的修正, 然后用它们合成整个的反应平面。这样得到的总的反应平面还不是十分平, 再

用移位修正公式进行一次修正 [40]，就会得要很平的反应平面样本。

$$\Psi = \Psi + \sum_n 1/n(-\langle \sin 2n\Psi \rangle \cos 2n\Psi + \langle \cos 2n\Psi \rangle \sin 2n\Psi) (n = 1, 2, 3, 4, \dots) \quad (3-8)$$

用来构建事件平面的径迹需要满足表 3-3 列出来的条件。

Applied Cuts	
Global Track	Yes
Track Number of Fit Points	$6 \leq nFit < 12$
Track Fit Points to Maximum Points Ratio	$0.52 < nFit / nMax > 1.05$
Track Pseudo-Rapidity	$2.5 <  \eta  < 4.0$
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: List of cuts for event plane angle calculation.

图 3-6 给出了重建修正后得到的二阶事件平面分布图。用一个常数函数拟合，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。事件平面分辨率的计算可以通过子事件 (sub-event) 方法来得到 [38]。我们把每个事件随机抽样均等分成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  $\Psi_2^a$  和  $\Psi_2^b$ 。然后，根据事件平面方法文章 [38] 中 Eq.(14) 和 Eq.(11)，可以计算出事件平

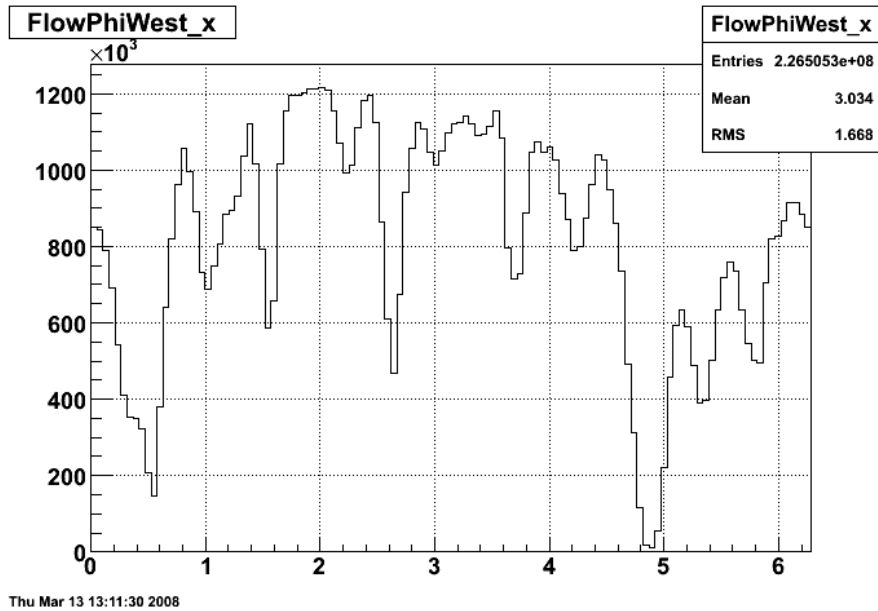


图 3-5: 200 GeV Cu+Cu碰撞中， $\varphi$  weights在不同 FTPC区间的分布。

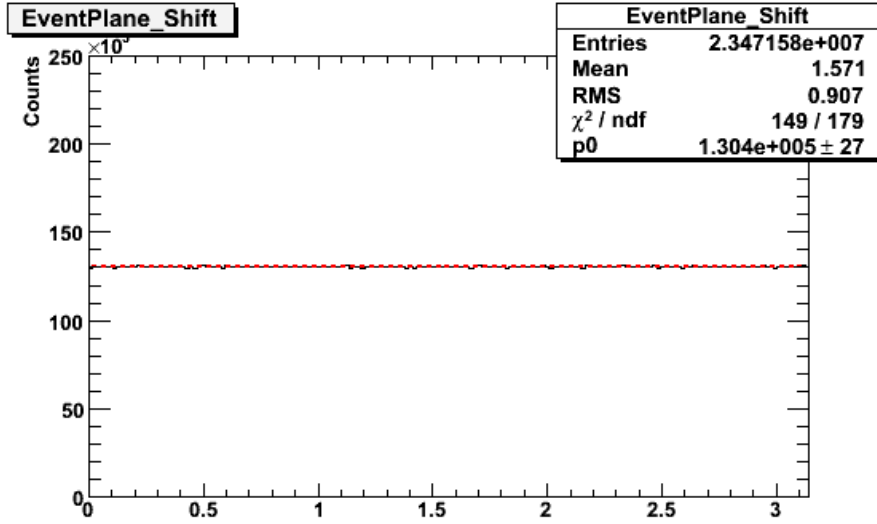


图 3-6: 200 GeV Cu+Cu碰撞中, 0-60%下二阶事件平面分布图。红色虚线对应着常数函数拟和结果。

面的分辨率  $r = \langle \cos[2(\Psi_2 - \Psi_{rp})] \rangle$ :

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

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

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

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  $\chi_2^a$ 。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  $\chi_2$ 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分布中直接拟合提取得到) 可以算出真实的椭圆流数值。我们得到200 GeV Cu+Cu 碰撞中 0-60% 中心度下的分辨率为 16%。

### 3.3.2 200 GeV 铜-铜碰撞系统 $\phi$ 介子的椭圆流

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。我们使用了所谓的不变质量法 [39] 提取出  $v_2^{obs}$ ，对  $v_2^{obs}$  作事件分辨率修正便得到真实的  $v_2$ 。

*Invariant mass method* 本质上是从  $K^+K^-$ -pool 中提取出  $K^+K^- \rightarrow \phi$  关联 [39]。它认为相同事件里面  $K^+K^-$  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  $v_2$ 。它先计算出相同事件中所有  $K^+K^-$  对的  $v_2$  随着不变质量分布关系，称为  $v_2(m_{inv})$ ：

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

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  $\phi$  介子信号的  $v_2$ ，而  $v_{2B}$  是背景的  $v_2$ 。 $\alpha(m_{inv}) = S/(S+B)$  是信号和背景的比率，它是不变质量  $m_{inv}$  的分布。其中  $S+B$  可以通过相同事件中不变质量分布谱来计算，而  $S$  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。需要说出，这种方法假设背景的  $v_2$  随着  $m_{inv}$  光滑变化，可以用已知函数来近似 [39]。在分析过程中我们用  $m_{inv}$  的一次函数或者两次函数来描述，具体随着  $p_T$ -bin 有所不同。图 3-7 给出了某个  $p_T$ -bin 中拟合示例。可见，该方法不需要在方位角区间细分 bin，能够减少系统误差分析中带来的统计涨落。

逐个  $p_T$ -bin 分析，就得到  $v_2$  vs.  $p_T$  关系。图中误差主要是由重建事件平面和分辨率计算过程带来的系统误差。

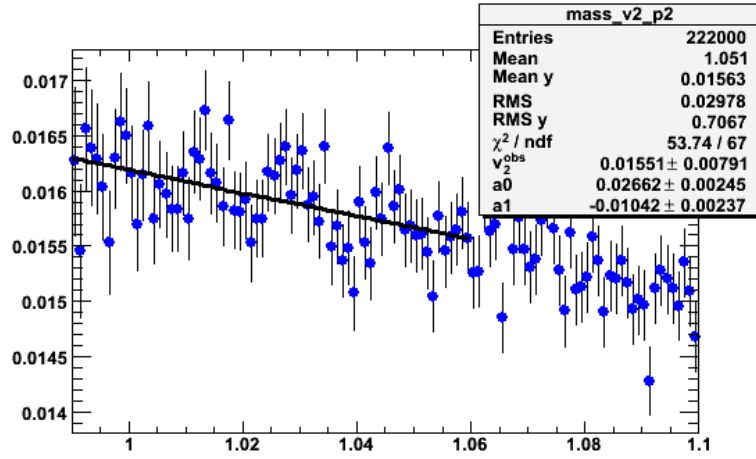


图 3-7: 200 GeV Cu+Cu碰撞中, *invariant mass method* 提取  $\phi$  介子椭圆流示意图。黑线表示用公式 3-13 拟和该分布, 从中提取  $v_2^{obs}$ 。

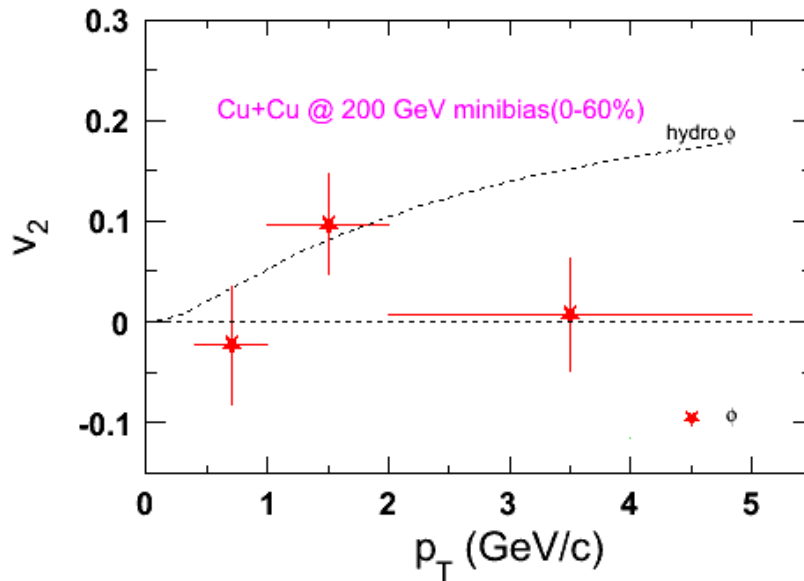


图 3-8: 200 GeV Cu+Cu碰撞中  $\phi$  介子椭圆流随着横向动量分布变化关系。图中虚线部分是流体力学模型的模拟结果





## 第四章 实验结果讨论

这一章我们集中讨论数据中包含的物理信息。我们讨论  $\phi$  介子产额随碰撞束流能量和碰撞系统尺寸的依赖性，并进一步讨论了  $\phi$  介子奇异性提高可能产生的原因。然后探讨  $\phi$  介子和其它的奇异强子的椭圆流，我们将实验数据的结果和理想流体力学模型的模拟进行了比较。

### 4.1 相对论重离子碰撞中 $\phi$ 介子随横向动量的分布及产额

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。图 4-1 给出  $\phi$  介子在 62.4 GeV 和 200 GeV 的铜-铜碰撞系统中各个中心度下的谱学分布。这种谱学分布可以用 Levy 函数很好的拟合，以下是 Levy 函数的公式  $\frac{d^2N}{2\pi p_T dp_T dy} = \frac{A}{[1+(m_T-m_\phi)/nT_{Levy}]^n}$ ，其中  $m_T = \sqrt{P_T^2 + m_\phi^2}$ 。A,  $T_{Levy}$  和 n 是这个函数的参数。当  $1/n \rightarrow 0$  时，Levy 函数可以近似成指数函数。对于 200 GeV Cu+Cu 和 Au+Au 碰撞系统有着相似的  $N_{part}$  时，参数  $T_{Levy}$  和 n 也有相似的值。这反映了在给定碰撞系统能量和  $N_{part}$  时， $\phi$  介子的谱学对于这两种碰撞系统拥有相似的形状。图 4-1 对 Au+Au 碰撞系统 [41-43] 中心度为 40-50% ( $N_{part} = 76.7$ ) 和 Cu+Cu 碰撞系统中心度为 10-20% ( $N_{part}=74.6$ ) 在 200 GeV 进行了比较。相似的结果也出现在碰撞系统能量为 62.4 GeV 的时候。

图 4-2 给出了 200 GeV 和 62.4 GeV 时 Cu+Cu 和 Au+Au 碰撞系统

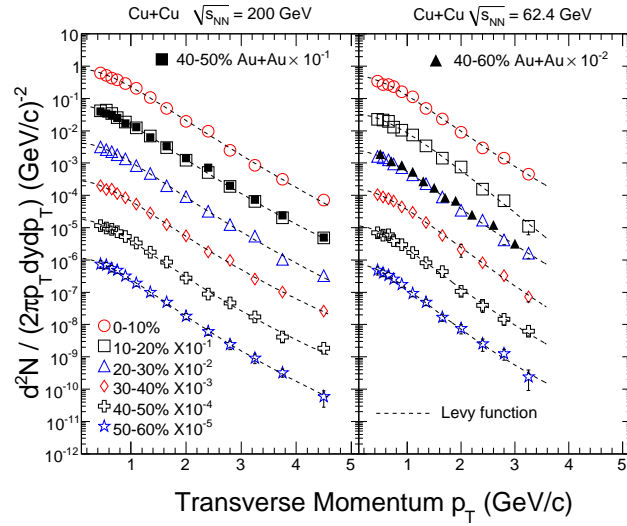


图 4-1: 200 GeV和62 GeVCu+Cu碰撞在不同中心度时,  $\phi$  介子微分截面随着横向动量 $p_T$ 的关系。为了区分各个分布, 各个中心度的分布依次乘上常数因子: 10。黑色虚线是指数函数拟合, 而蓝色点线则是Levy函数拟合。图中误差只是统计误差而已。

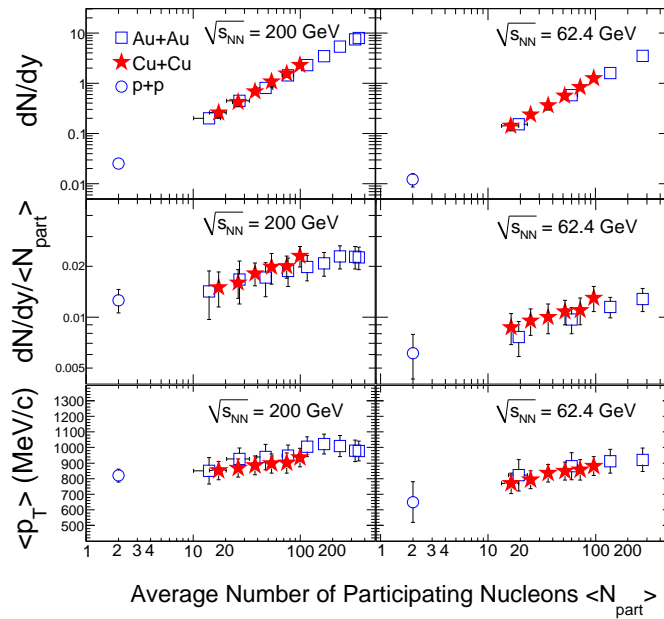


图 4-2: 200 GeV和62 GeVCu+Cu,Au+Au和p+p碰撞系统中 $\phi$ 介子的归一化产额。图中的误差包括统计和系统误差。

中 $dN/dy, dN/dy/N_{part}$ 和 $p_T$ 随 $N_{part}$ 变化的分布。这些结果表明了在给定碰撞系统的能量下 $dN/dy, dN/dy/N_{part}$ 和 $p_T$ 标度的 $\phi$ 介质的产额不依赖于对撞的重离子的种类而是由碰撞的 $N_{part}$ 来决定。然而当给定 $N_{part}, dN/dy$ 和 $p_T$ 的分布在62.4GeV的时候要比200GeV的时候要低些。

## 4.2 核修正因子

接下来我们要讨论核修正因子随 $p_T$ 依赖性。对于 $N_{part}$ 这个因子可以由公

$$R_{AA}^{N_{part}}(p_T) = \frac{d^2 N_{AA}/p_T dy dp_T / N_{part}}{d^2 \sigma_{pp}/dy dp_T / \sigma_{pp}^{intel}}$$

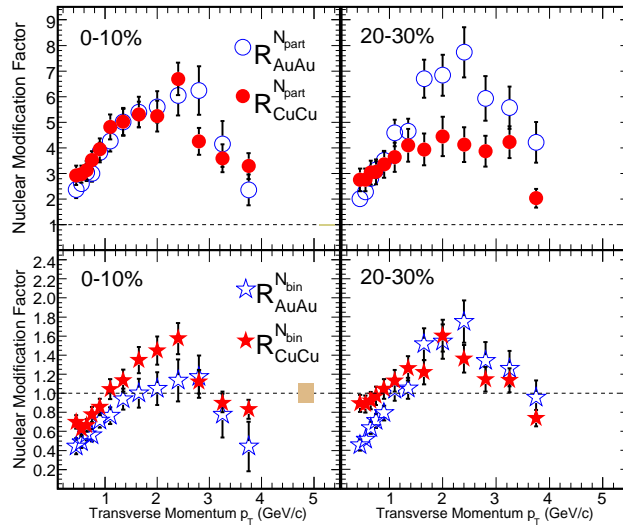


图 4-3: 200GeV能量下Cu+Cu和Au+Au碰撞系统产生的 $\phi$ 介子的核修正因子标度的产额比随着碰撞能量依赖关系。图中, 实心点代表的是 Cu+Cu碰撞, 空心点则是 Au+Au碰撞。

由图 4-3可以看出对于Cu+Cu和Au+Au碰撞系统来说产生的 $\phi$ 介子计算得到的核修正因子 $R_{AA}^{part}$ 的值非常相似。当碰撞的中心度相同的时候,  $N_{bin}^{AuAu}/N_{bin}^{CuCu}$ 的比大约是 $N_{part}^{AuAu}/N_{part}^{CuCu}$ 的1.5倍。由 $N_{bin}$ 标度的 $\phi$ 介子计算得到的核修正因子显示Cu+Cu碰撞系统的结果明显高于Au+Au碰撞系统。

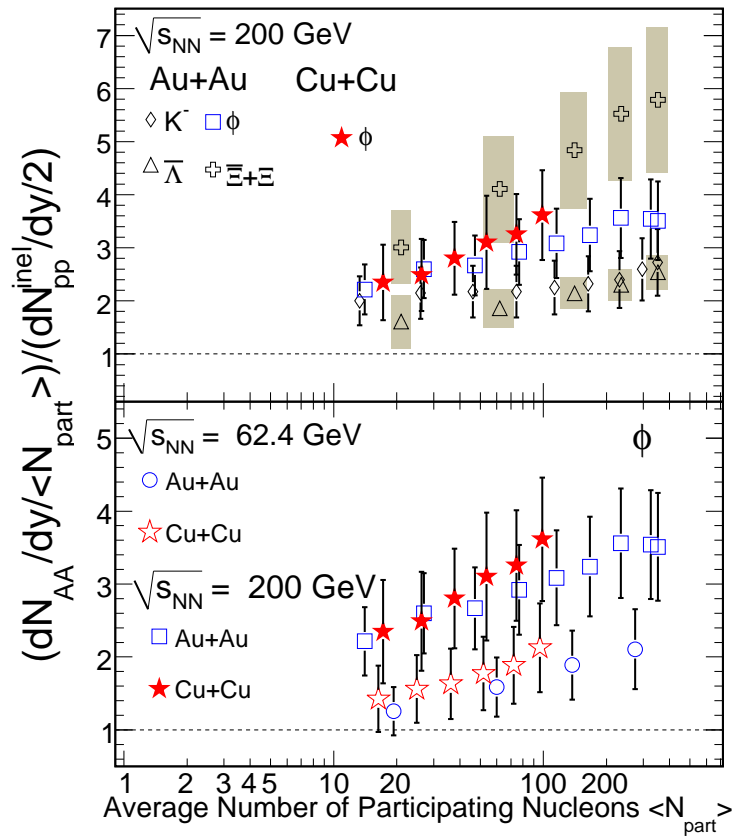


图 4-4: 核核碰撞中由非弹性p+p碰撞产额归一化的奇异性粒子的产额对 $N_{part}$ 的依赖性。其中不同能量Au+Au和Cu+Cu碰撞系统得到的 $\phi$ 介子的结果都是来自STAR。此图中200 GeV能量下p+p碰撞系统的结果来自STAR, 而62.4 GeV能量下的结果来自ISR [44]。图中的误差包括系统误差和统计误差。

### 4.3 $\phi$ 介子的产额和奇异性的升高

图 4-4中可以看出 $K^-$ ,  $\bar{\Lambda}$ 和 $\Xi+\bar{\Xi}$ 奇异性升高随着粒子本身的奇异夸克的数量增加而越加明显。而且这些打开的奇异性强子表现出的奇异性升高现象也随碰撞中心度的增加更加明显, 在中心碰撞时达到极大值。然而 $\phi$ 介子和其它的奇异性强子不一样, 它在相对论重离子碰撞中表现出的奇异性升高现象不遵循奇异夸克数的规律。确切地说 $\phi$ 介子的奇异性升高程度比 $K^-$ ,  $\bar{\Lambda}$ 高, 比 $\Xi+\bar{\Xi}$ 要低。尽管 $K^-$ 和 $\bar{\Lambda}$ 一个是介子, 而另一个是重子, 而且它们的质量明显不同, 但它们的奇异升高在任何碰撞中心度下的结果都很接近。这排除了粒子种类和质量是造成 $\phi$ 介子奇异性升高不符合奇异夸克数的规律。

在重离子碰撞中,  $\phi$ 介子的生成重要原因不是正则抑制, 而是主要由于它的 $s\bar{s}$ 结

构。在低能3.6 GeV的 $p+\bar{p}$ 碰撞中， $\phi$ 介子的生成主要是由于OZI规则 [40]，当碰撞能量为6.84GeV和27.4GeV的时候 $\phi$ 介子产生也满足这个规律。而在RHIC能区下的 $p+p$ 碰撞能量远远高于发表的OZI规律作用的能区，并且相对论重离子碰撞中 $\phi$ 介子的奇异性升高不随碰撞的中心度变化。所以我们可以得出结论 $p+p$ 碰撞中 $\phi$ 介子的OZI抑制不能解释相对论重离子碰撞物理中 $\phi$ 介子产额的提高。

$\phi$ 介子产额的升高表明高密度部分子相的形成是200GeV Au+Au碰撞系统奇异性升高的原因。而且 $\phi$ 介子不象正则图象中的其它奇异强子那样符合奇异夸克数标度。由图中看出 $\phi$ 介子的奇异性升高对碰撞系统的能量有依赖性支持了其奇异性的提高是有碰撞系统能量依赖性的观点。同时这也表明了其它奇异强子的奇异性升高有碰撞中心度的依赖性也是由碰撞中致密物质的生成造成的。

#### 4.4 200 GeV铜-铜碰撞系统中 $\phi$ 介子的椭圆流

Cu+Cu碰撞系统中有明显的非流效应，所以我们使用F-TPC(Forward TPC)来决定事件平面。图 4-5中给出了Cu+Cu(0-60%)和Au+Au(0-80%)在碰撞系统能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV下提取出来的 $\phi, K_s^0$ 和 $\Lambda$ 的椭圆流随 $p_T$ 的分布。在相同的碰撞系统能量下，为了更详

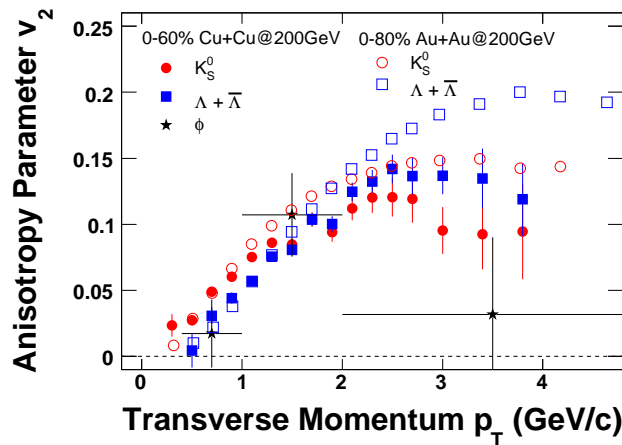


图 4-5: Cu+Cu(0-60%)和Au+Au(0-80%)在碰撞系统能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV下提取出来的 $\phi, K_s^0$ 和 $\Lambda$ 的椭圆流随 $p_T$ 的分布。

细地研究椭圆流对碰撞系统的依赖性，我们将200 GeV能量下两种碰撞系统得到的椭圆流的结果进行了归一化，以便消除碰撞系统的尺寸的影响。

从图 4-6  $K_s^0$ 和 $\Lambda$ 的结果可以看出它们在给定的能量下的Cu+Cu碰撞系统中的动力学演化没有Au+Au碰撞系统明显。

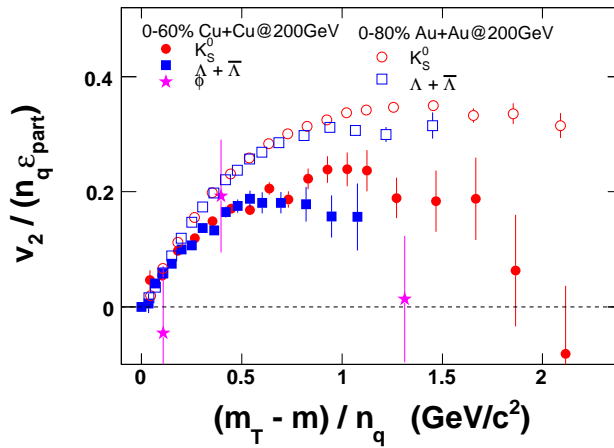


图 4-6: Cu+Cu(0-60%)碰撞系统能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV时归一后的 $\phi, K_s^0$ 和 $\Lambda$ 的椭圆流，Au+Au(0-80%)碰撞系统能量为 $\sqrt{s_{NN}}=200$  GeV时归一后的 $K_s^0$ 和 $\Lambda$ 的椭圆流

## 第五章 热力学模型对奇异性研究

在这一章我们主要以THURMUSROOT程序包为基础出发去预言和讨论高能重离子碰撞中粒子产额的比。我们先通过拟合RHIC上200GeV AuAu中心对撞粒子产额比的实验结果得出初始的热力学参数。

### 5.1 统计热力学模型的简单介绍

目前用来模拟和解释高能核物理的数据结果统计热力学模型分为三种。他们分别是巨正则系综统计热力学模型，正则系综统计热力学模型和奇异性正则系综统计热力学模型。由于高能重离子碰撞实验产生的高温高密度的物质足够的多，我们得使用以化学冻结模型 [45-48]为基础的巨正则系综统计热力学模型。而且在巨正则系综条件下，由于能量和粒子的量子守恒限制了温度和化学势的平均值。当用统计热学模型模拟 $e^+e^-$ , pp和 $p\bar{p}$ 碰撞系统时发现我们需要引进一个额外的参数 $\tau_s$ 去描述奇异化学势的实验数据结果。因此在使用巨正则系综去做物理分析时，我们除了要考虑正则抑制因子外还要加上奇异性抑制因子。尽管核-核碰撞系统会因为有较大的碰撞截面和强子再散射过程而奇异性增强，但大量的实验数据分析结果表明 $\gamma_s$ 引进是非常必要的。

我们使用的巨正则系综统计热力学模型中用三类基本热力学参数来描述热力学系统的性质。它们分别是温度T，化学势( $\mu_i$ )，奇异性饱和因子 $\gamma_s$ 。下面我们给出巨正则系综统

计热力学模型的计算公式 $g_i$ 表示强子的自旋同位旋简并度因子，其质量为 $m_i$ ，当它们从高温高密度的物质发射时的温度为 $T$ 。这时强子的密度可以表示成emitted from the hot dense matter at temperature  $T$  is [49]

$$n_i(T, \mu_i, \gamma_S) = g_i \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} [\gamma_S^{-|S_i|} e^{(\sqrt{E_i} - \mu_i)/T} \pm 1]^{-1} \quad (5-1)$$

当计算费米子时公式中取加号，而计算玻色子时相应的取减号。公式中 $E_i = \sqrt{m_i^2 + p^2}$ 。在巨正则系综中重子数 $B_i$ ，奇异数 $S_i$ 和电荷数 $Q_i$ 分别被重子化学势 $\mu_B$ ，奇异化学势 $\mu_S$ 和电势 $\mu_Q$ 限定为均值，那么总的化学势就可以用 $\mu_i = B_i\mu_B + S_i\mu_S + Q_i\mu_Q$ 来计算。 $\gamma_S^{-|S_i|}$ 中的 $|S_i|$ 表示强子中的奇异夸克和反奇异夸克的个数总和。当 $\tau_s=1$ 时表示系统奇异性达到完全平衡。

## 5.2 巨正则系综统计热力学模型的模拟结果和讨论

为了得到初始的热力学参量，我们用巨正则系综统计热力学模型去拟合200GeV AuAu中心对撞产生的多种粒子的产额比，如图 5-1所示

当相变临界温度为167MeV时，模型可以相对接近实验数据的结果。

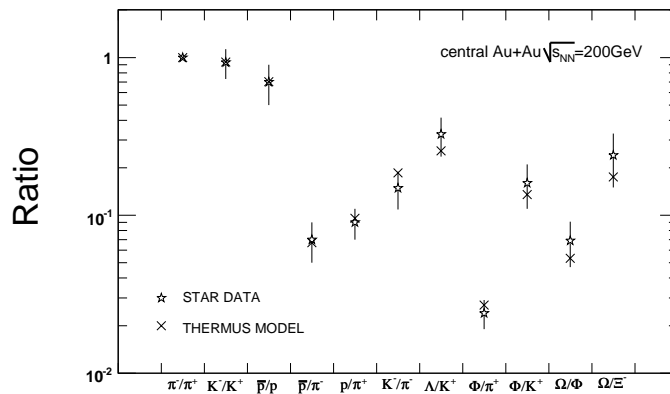


图 5-1: 星号表示200 GeV Au+Au中心碰撞RHIC-STAR实验数据分析结果，交叉符号表示巨正则系综统计热力学模型的模拟结果



由于相对论中离子碰撞中产生的jet与周围的高温高密度物质的相互作用，这种作用过程中jet损耗的一部份能量 [50? -54]会使它周围的局部温度升高[55]同时局域平衡也被打破。因此我们详细地研究了奇异粒子的产额比随温度和奇异饱和因子的变化情况。

首先我们选定 $K^+/h^+$ 来研究。相对论重离子碰撞产生的奇异粒子大部分是kaon介子，也就是说碰撞系统的奇异性是由kaon介子携带的，所以研究 $K^+/h^+$ 可以帮助更好的了解碰撞系统的奇异性。

图 5-2中可以看出 $K^+/h^+$ 的结果随着局域温度的升高而减小，而且这个比值对奇异饱和因子的变化非常敏感，奇异平衡打破后比值明显降低。这些说明jet在高温高密度介质相互作用造成能量损失的现象会使相对论重离子碰撞系统的奇异性减弱。所以jet造成的局域温度升高会使 $K^+/h^+$ 的比值变大。初步的实验数据结果也表明在jet数量相对多的区域 $K^+/h^+$ 的比值要比jet数量相对少的区域大。我们的模型模拟和实验数据在定性上的结果是一致 [56]。

在图 5-3中我们模拟了 $\Lambda/Ks^0$ 的产额比。结果说明此比值在系统温度相对高的区域比温度较低区域要大一些，而且局域温度要比奇异饱和因子的影响大很多。

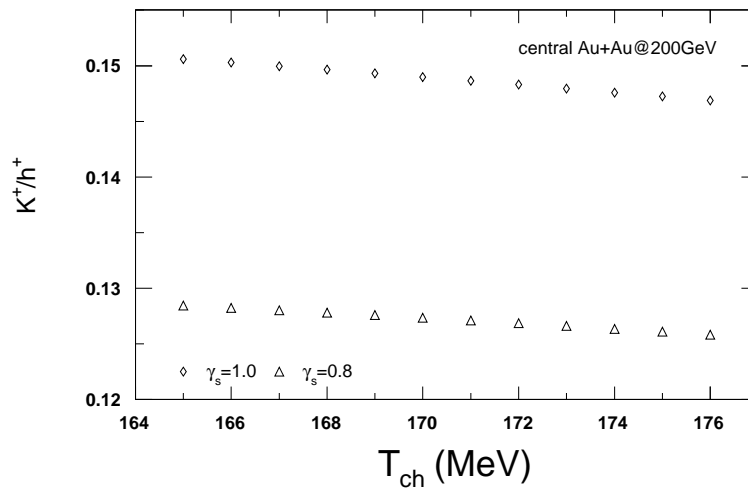


图 5-2: 200 GeV Au+Au中心碰撞用巨正则系综统计热力学模型的模拟 $K^+/h^+$ 的结果

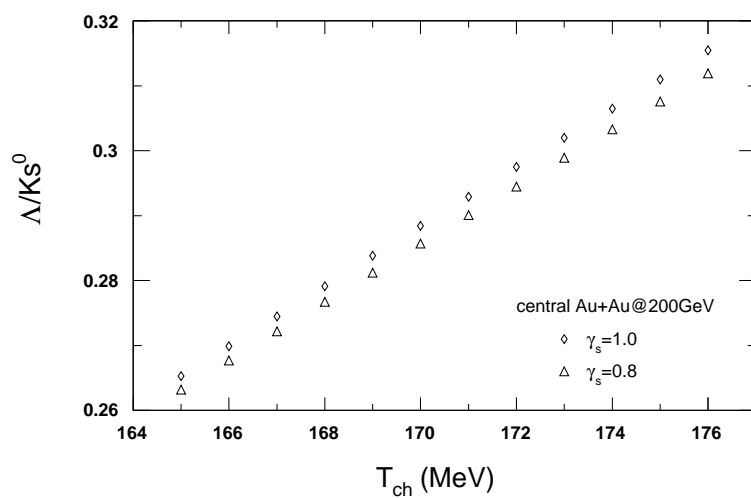


图 5-3: 200 GeV Au+Au 中心碰撞用巨正则系综统计热力学模型的模拟  $\Lambda/Ks^0$  的结果

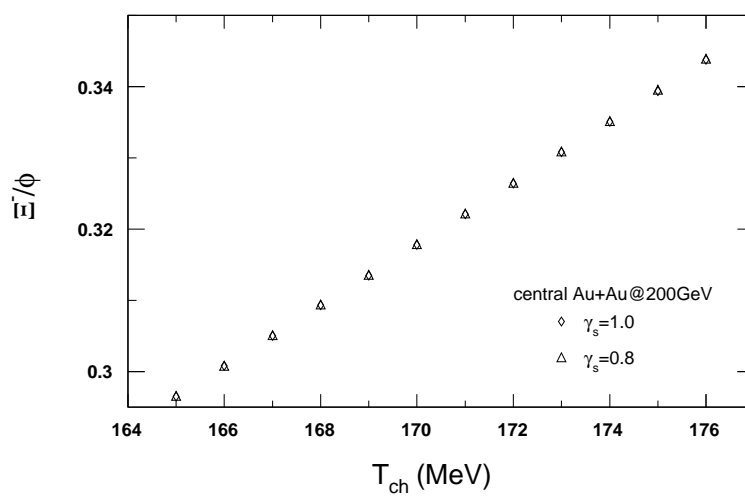


图 5-4: 200 GeV Au+Au 中心碰撞用巨正则系综统计热力学模型的模拟  $\Xi^-/\phi$  的结果

我们也研究了都包含两个奇异夸克的重子和介子的比 $\Xi^-/\phi$ 。局域温度升高对它们产额比的影响要更明显，奇异饱和因子的变化对比值的影响几乎可以忽略不计。第四章已经介绍过相对论重离子碰撞系统产生的 $\phi$ 介子比 $\Xi$ 相对于p+p碰撞系统奇异性增强现象要差一些，即使它们都包含两个奇异夸克。这张图也可以解释这个现象产生的原因。由于高能重离子碰撞中局部温度升高会使 $\Xi$ 产额增加的比 $\phi$ 介子明显。



## 第六章 用多相输运模型研究温度涨落和热容

多相输运模型(AMPT) [57–61]已经对RHIC能量下的很多实验现象给出了很好的描述。例如，粒子的横动量分布，椭圆流，HBT和粒子关联 [62–66]。本章中将使用AMPT模型和逐事件方法提取200GeV Au+Au碰撞系统中部分低横动量粒子的温度涨落和热容。

### 6.1 计算方法介绍

相对论重离子碰撞中产生的低横质量粒子的 $m_T$ 分布近似可以用 $\frac{1}{m_T} \frac{dN}{dm_T} = Ae^{-\frac{m_T}{T}}$ 来描述，其中 $A$ 是归一化因子， $T$ 是有效温度。由于粒子的多重数足够大，所以我们才能使用逐事件 [67]方法来提取 $A$ 和 $T$ 。用这种方法我们可以得到逐个事件的温度。通常这个分布可用下面的公式来描述 [68–70]

$$P(T) \sim \exp[-C_v(\frac{\Delta T}{T})^2], \quad (6-1)$$

图 6-1是用上述方法从包含强子再散射和弦融化机制AMPT模型模拟中得到的200 GeVAu+Au碰撞产生的 $\pi$ 介子温度分布。

$C_v$ 可以被当作某种强子的热容，那么我们可以定义 $C_v/N$ 为特定热容，它表示每个强子升高单位温度所需的能量。我们可以根据上面的公式和温度的分布用逐事件方法提取

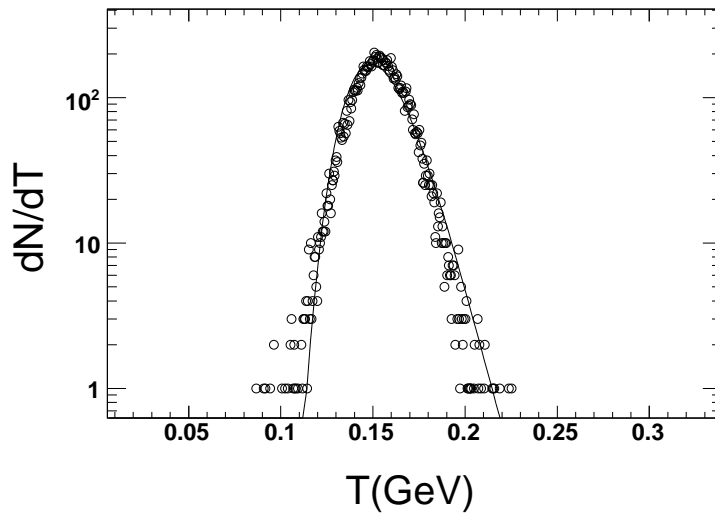


图 6-1: 包含强子再散射和弦融化机制AMPT模型模拟中得到的200 GeV Au+Au碰撞产生的 $\pi$ 介子温度分布

出某种粒子的特定热容。

## 6.2 多相运输模型的结果和讨论

从图 6-2中可以看出 $\pi$ 介子的特定热容随碰撞参数的增加而变小。这意味着当碰撞参数增加同样的温度时需要的能量逐渐变小。 $\pi$ 介子的夸克组份是u和d，所以图中也包括了部分子级联过程生成的u与d夸克特定热容的和，这个值和 $\pi$ 介子的特定热容很接近。所以

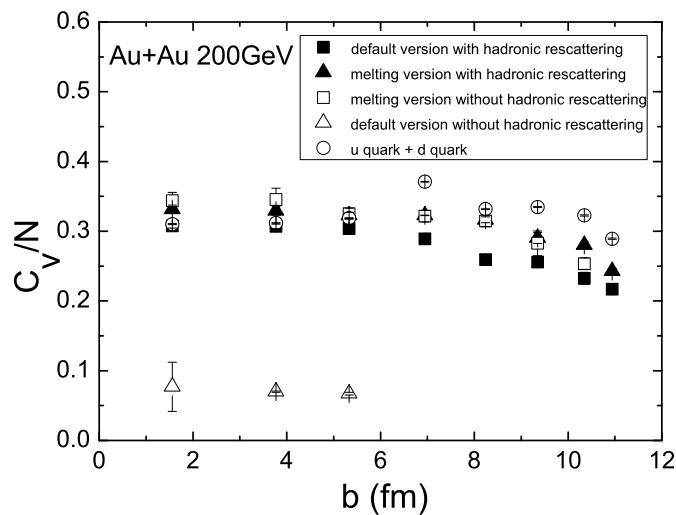


图 6-2: AMPT模型模拟得到的200 GeV Au+Au碰撞产生的 $\pi$ 介子和u+d夸克的特定热容对碰撞参数的依赖性

特定热容这个物理量似乎也符合夸克组分规则 (NCQ)，将来这也需要用其它强子的结果来进一步验证。

图 6-3描述了200 GeVAu+Au碰撞中部分子级联过程产生的u,d和s夸克的特定热容的规律。随着夸克质量的增加，特定热容的值会变大。这也表明当升高的温度相同时越重的夸克需要的能量越大。强子特定的热容也随强子质量的增加而变大。

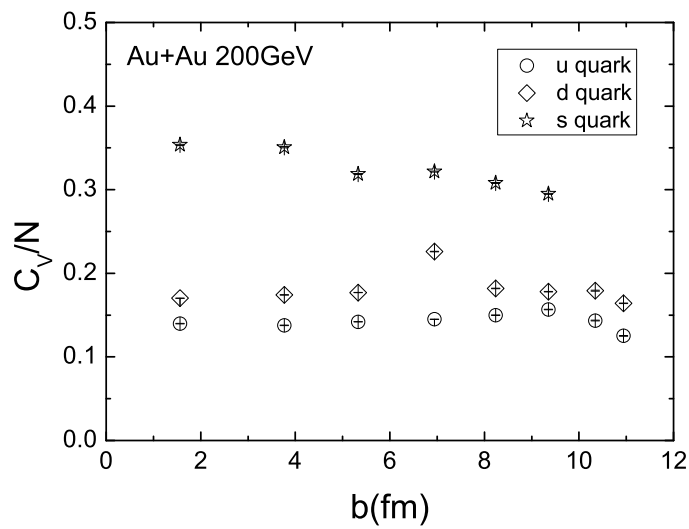


图 6-3: AMPT模型模拟得到的200 GeVAu+Au碰撞中部分子级联过程产生的不同种类轻夸克的特定热容对碰撞参数的依赖性





## 第七章 结论和展望

综上所述，我们测量了 RHIC Cu+Cu碰撞中  $\phi$ 介子的产额和椭圆流，并分别与 Au+Au GeV 碰撞的测量结果相比较，探讨了  $\phi$ 介子实验观测量对碰撞系统尺寸和能量的依赖性，并与其它奇异强子进行了比较。并使用热力学模型和多相输运模型对相对论重离子碰撞实验中的相关热力学性质进行了研究和讨论。

从 RHIC Cu+Cu和 Au+Au 碰撞中  $\phi$ 介子横向动量分布谱的研究中发现，在给定的碰撞能量下若  $N_{part}$  的值相同  $\phi$ 介子的产额和分布形状也差不多是一样的。随碰撞中心度和碰撞能量变化  $\phi$ 介子的奇异性增强现象也都说明了相对论重离子碰撞过程早期生成的高温高密介质中的 s 夸克的产额也有相应的升高。相同碰撞系统中产生的其它奇异强子也有相似的规律，说明高能重离子碰撞系统的奇异性的增强与奇异性的正则抑制有关，也不是由于 OZI 抑制造成的。 $\phi$ 介子奇异性的增强不像其他强子一样依赖本身奇异夸克数的多少。我们还使用 F-TPC 决定的 Cu+Cu 碰撞系统事件平面减小椭圆流测量中的非流效应。测量了 200 GeV Cu+Cu 碰撞系统中包括  $\phi$ 介子在内的奇异粒子椭圆流。并且在做了消除碰撞系统尺寸影响的归一化后与 Au+Au 碰撞的结果进行了比较。

我们使用了统计热力学模型对 200 GeV Au+Au 碰撞系统的奇异粒子的产额比进行研究。发现  $k^+/\text{h}$ 粒子的比随碰撞系统相变的临界温度升高而变小。末态奇异粒子中大部分是 K 介子，所以由 jet 能损带来的 QGP 温度分布不均匀会使碰撞系统的奇异性降低。

对 $\Xi^-/\phi$ 粒子的产额比得模拟说明了热力学过程是高能碰撞系统中奇异性的产生和奇异性存在不同程度的奇异性增强的重要因素。

在 RHIC 中，一些重要的结果，例如部分子层次的集体流，喷注淬灭，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恢复？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) 和重色味径迹室 (Heavy-Flavor-Tracker, HFT)，这些升级计划有助于寻找上述问题的答案。

由中日合作组提供 TOF 将于 2009 年秋天放置于 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 鉴别能力： $\pi/K$  区分区间提高到了  $1.8$  GeV/c，质子和介子的区分提高到  $\sim 3$  GeV/c。这样，既能够节省统计，也能提高粒子测量的  $p_T$  区间。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  $(p_T, \eta)$  范围和当前 TPC 的一致。它的顶点分辨率提高到  $10 \mu m$ ，使得直接测量 c, b 等重色粒子成为可能（这样的测量对于系统热平衡与否敏感，这里我们不展开）。加上 SVT，它能够用来剔除掉光子转化来的电子对，这样就能够在 STAR 上测量低质量  $e^+e^-$  谱。

$e^+e^-$  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。 $e^+e^-$  不变质量谱是研究矢量介子 ( $\rho, \omega, \phi, J/\psi, \Upsilon$ ) 在媒介效应的重要手段。更具体的说，QGP 中手征破缺的恢复将使得这些矢量介子的质量发生改变 (mass shift)。因为一旦手征对称重建， $\langle \bar{\psi}\psi \rangle$  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 能区已经有部分  $e^+e^-$  测量的结果。CERES/NA45 分析了炮弹能量为 40A GeV 和 158A GeV 的 Pb+Au 碰撞中的  $e^+e^-$  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  $\rho$  介子媒介效应，出发点是部分手征恢复 [71]。但是，SPS 数据带有很大的统计和系统误差，还不能够下明确的结论。RHIC 相对于 SPS 达到更高的能量区间，这样的测量相信会带来很多有意思的物理信息。

还有双轻子产额和椭圆流的测量与 RHIC 的能量扫描都会帮助我们进一步了解 QGP 这种特殊的物质相及相变过程。



## 参 考 文 献

- [1] Z.lin, Ph. D. Thesis, Columbia University (1996)
- [2] R. Stock, J. Phys, **G30** S809 (2004)
- [3] Z. Fodor and S.D. Katz, J. High Energy Phys, **0203** 014, (2002)
- [4] P. Braun-Munzinger, Nucl. Phys., **A681**, 119c (2001)
- [5] J. Adame and others, Nucl. Phys., **A757** 102, (2005)
- [6] K. Adcox and others, Nucl. Phys., **A757**, 184 (2005)
- [7] I. Arsene and others, Nucl. Phys., **A757**, 1 (2005)
- [8] B.B. Back and others, Nucl. Phys., **A757**, 28 (2005)
- [9] I.G. Bearden and others, Phys. Rev. Lett., **93**, 102301 (2004)
- [10] J.D. Bjorken, Phys. Rev. D, **27**, 140 (1983)
- [11] S. Michael, hep-ex/9701002 (1996)
- [12] F. Karsch, Lect. Notes Phys., **58**, 209 (2002)
- [13] F. Karsch, Nucl. Phys., **A698**, 199 (2002)
- [14] F. Karsch, and E. Laermann and A. Peikert, Phys. Lett., **B478**, 447 (2000)
- [15] W-M, Yao et al., J. Phys. G, **33**, 1 (2006)
- [16] Iizuka, Jugoro and Okada, Kunihiko and Shito, Okiyasu, Prog. Theor. Phys., **35**, 1061-1073 (1966)
- [17] S. Okubo, Phys. Lett., **5**, 165-168 (1963)
- [18] G. Zweig, CERN Report Nos. TH-401 and TH-412 (1964)
- [19] Y. Akiba et al., Phys. Rev. Lett., **76**, 2021 (1996)
- [20] B.B. Back et al., Phys. Rev. C, **69**,054901 (2004)
- [21] S.V. Afanasiev et al., Phys. Lett. B, **491**, 59 (2000)
- [22] B. Alessandro and others, Phys. Lett. B, **555**, 147 (2003)

- 
- [23] D. Adamova and others, Phys. Rev. Lett., **96**, 152301 (2006)
- [24] M. Floris and others, NA60 presentation at QM2008
- [25] P. Koch and B. Muller and J. Rafelske, Phys. Rept., **142**,167 (1986)
- [26] J. Rafelske, Nucl. Phys. A, **418**, 215c,(1984)
- [27] J. Rafelske and B. Muller, Phys. Rev. Lett., **48**, 1066 (1982)
- [28] B.I. Abelev and others, Phys. Rev. Lett., **99**, 112301,(2007)
- [29] J. Adams and others, Phys. Lett. B, **612**, 181, (2005)
- [30] J. Adler and others, Phys. Rev. C, **65**, 041901 (2002)
- [31] A. Shor, Phys. Rev. Lett., **54**, 1122 (1985)
- [32] K. H. Ackermann et al, Nucl. Instrum. Meth., **A499**, 624 (2003)
- [33] M. Anderson et al., Nucl. Instrum. Meth., **A499**, 659 (2003)
- [34] S. Eidelman et al., Phys. Lett., **B592**, 1, Review of Particle Physics (2004)
- [35] G.L. Ma, Ph.D. Thesis, Shanghai Institute of Applied Physics, Chinese Academic of Science (2006)
- [36] J.G. Ma, Ph.D. Thesis, University of California-Los Angeles (2006)
- [37] E. Yamamoto, Ph.D. Thesis, University of California-Los Angeles (2001)
- [38] A. M. Poskanzer and S. A. Voloshin, Phys. Rev. C, **58**, 1671–1678 (1998)
- [39] N. Borghini and J. Y. Ollitrault, Phys. Rev. C, **70**, 064905 (2004)
- [40] J. Barrette et al, Nucl-ex,9707002 (1997)
- [41] I. Abelev, Nucl-Exp., **0703**, 033 (2007)
- [42] J. Adler,Nucl-Exp., **B612**, 181 (2005)
- [43] I. Abelev, under preparation (2008)
- [44] T. Akesson, Nucle Phys. B203, 27 (1982)
- [45] P. Braun-Munzinger at al, Phys. Lett. B, **43**,344 (1995)
- [46] P. Braun-Munzinger at al, Phys. Lett. B, **1**,365 (1996)
- [47] P. Braun-Munzinger at al, Phys. Lett. B, **15**, 465 (1999)
- [48] P. Braun-Munzinger at al, Phys. Lett. B, **415**,518 (2001)

- 
- [49] S.Wheaton and J. Cleymans, hep-ph, 0407174 (2004)
- [50] J. Adler et al, Phys. Rev. Lett, **90**, 082302 (2003)
- [51] S. Adler et al, Phys. Rev. Lett, **91**, 072301 (2003)
- [52] S. Adler et al, Phys. Rev. Lett, **69**, 034910 (2004)
- [53] W. Broniowski, Phys. Rev. Lett, **87**, 272302 (2001)
- [54] B. Abelev et al, Phys. Rev. Lett, **102**, 052302 (2009)
- [55] X. Sun, Phys. Lett. B, **156**, 159 (2008)
- [56] J. X. Zuo, J. Phys. G, **35**, 044027 (2008)
- [57] B. Zhang, Phys. Rev. C, **61**, 067901 (2000)
- [58] A. Mekjian, Phys. Rev. C, **73**, 014901 (2006)
- [59] L. Stodolsky, Phys. Rev. Lett, **75**, 1044 (1995)
- [60] C. B. Das et al, Phys. Rev. C, **68**, 031601 (2003)
- [61] S. Das Gupta et al, Phys. Rev. C, **57**, 1361 (1998)
- [62] Z. W. Lin et al, Phys. Rev. C, **72**, 064901 (2005)
- [63] B. A. Li and C. M. Ko, Phys. Rev. C, **52**, 2037 (1995)
- [64] Y. G. Ma et al, Winter Workshop on Nuclear Dynamics, 47 (2006)
- [65] G. L. Ma et al, Phys. Lett. B, **641**, 362 (2006)
- [66] G. L. Ma et al, Phys. Lett. B, **647**, 122 (2007)
- [67] M. Stephanov et al, Phys. Rev. D, **60**, 114028 (2009)
- [68] L. D. Landau and I. M. Lifschitz, Statistical Physics Course of Theoretical Physics, 338-343 (1999)
- [69] E. V. Shuryak, Phys. Lett. B **423** 9 (1998)
- [70] Y. G. Ma et al, J. Phys. G **31** S1179 (2005)
- [71] D. Adamova and others, Phys. Rev. Lett., **91**, 042301 (2003).





## 插图目录

1-1	QCD相变图象。图中灰色带子表现的是一级相变区域，红点表示临界点，“3cr point”是格点QCD计算的结果 [3]，蓝色点是统计模型对于实验观测值拟合的结果 [4]。.....	3
1-2	快度损失随着束流速度的分布。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推。 .	4
1-3	QCD running coupling constant .....	5
1-4	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，内嵌图象是 $P/P_{SB}$ 随着T的演化关系。.....	6
2-1	The BNL-RHIC facility .....	12
2-2	The STAR experiment .....	13
2-3	STAR 2001 layout .....	14
2-4	STAR tpc .....	16
2-5	TPC pad plane .....	17
2-6	STAR TPC $dE/dx$ .....	18
3-1	在200 GeV Cu+Cu 碰撞中测量的未经探测效率修正的参考多重数分布。共划分六个中心度为：0-10%，10-20%，20-30%，30-40%，40-50% 和 50-60%。.....	20
3-2	200 GeV Cu+Cu 碰撞当中测量的带电径迹 (primary)的 $\langle dE/dx \rangle$ 和动量关系分布图.....	22
3-3	$\phi$ meson invariant mass distribution from Au + Au collisions.....	23
3-4	200 GeV Cu+Cu碰撞中，不同中心度下 $\phi$ 介子接收效率和探测效率随横向动量 $p_T$ 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修正因子。.....	25
3-5	200 GeV Cu+Cu碰撞中， $\varphi$ weights在不同FTPC区间的分布。.....	28
3-6	200 GeV Cu+Cu碰撞中，0-60%下二阶事件平面分布图。红色虚线对应着常数函数拟和结果。.....	29
3-7	200 GeV Cu+Cu碰撞中，invariant mass method 提取 $\phi$ 介子椭圆流示意图。黑线表示用公式 3-13拟和该分布，从中提取 $v_2^{obs}$ 。.....	31
3-8	200 GeV Cu+Cu碰撞中 $\phi$ 介子椭圆流随着横向动量分布变化关系。图中虚线部分是流体力学模型的模拟结果 .....	31
4-1	200 GeV和62 GeVCu+Cu碰撞在不同中心度时， $\phi$ 介子微分截面随着横向动量 $p_T$ 的关系。为了区分各个分布，各个中心度的分布依次乘上常数因子：10。黑色虚线是指数函数拟合，而蓝色点线则是Levy函数拟合。图中误差只是统计误差而已。.....	34
4-2	200 GeV和62 GeVCu+Cu,Au+Au和p+p碰撞系统中 $\phi$ 介子的归一化产额。图中的误差包括统计和系统误差。.....	34

4-3	200 GeV能量下Cu+Cu和Au+Au碰撞系统产生的 $\phi$ 介子的核修正因子标度的产额比随着碰撞能量依赖关系。图中，实心点代表的是Cu+Cu碰撞，空心点则是Au+Au碰撞。 .....	35
4-4	核核碰撞中由非弹性p+p碰撞产额归一化的奇异性粒子的产额对 $N_{part}$ 的依赖性。其中不同能量Au+Au和Cu+Cu碰撞系统得到的 $\phi$ 介子的结果都是来自STAR。此图中200 GeV能量下p+p碰撞系统的结果来自STAR，而62.4 GeV能量下的结果来自ISR [44]。图中的误差包括系统误差和统计误差. ....	36
4-5	Cu+Cu(0-60%)和Au+Au(0-80%)在碰撞系统能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV下提取出来的 $\phi, Ks^0$ 和 $\Lambda$ 的椭圆流随 $p_T$ 的分布。 .....	37
4-6	Cu+Cu(0-60%)碰撞系统能量为 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV时归一后的 $\phi, Ks^0$ 和 $\Lambda$ 的椭圆流，Au+Au(0-80%)碰撞系统能量为 $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV时归一后的 $Ks^0$ 和 $\Lambda$ 的椭圆流 .....	38
5-1	星号表示200 GeVAu+Au中心碰撞RHIC-STAR实验数据分析结果，交叉符号表示巨正则系综统计热力学模型的模拟结果 .....	40
5-2	200 GeVAu+Au中心碰撞用巨正则系综统计热力学模型的模拟 $K^+/h^+$ 的结果 .....	41
5-3	200 GeVAu+Au中心碰撞用巨正则系综统计热力学模型的模拟 $\Lambda/Ks^0$ 的结果 .....	42
5-4	200 GeVAu+Au中心碰撞用巨正则系综统计热力学模型的模拟 $\Xi^-/\phi$ 的结果 .....	42
6-1	包含强子再散射和弦融化机制AMPT模型模拟中得到的200 GeVAu+Au碰撞产生的 $\pi$ 介子温度分布 .....	46
6-2	AMPT模型模拟得到的200 GeVAu+Au碰撞产生的 $\pi$ 介子和u+d夸克的特定热容对碰撞参数的依赖性.....	46
6-3	AMPT模型模拟得到的200 GeVAu+Au碰撞中部分子级联过程产生的不同种类轻夸克的特定热容对碰撞参数的依赖性.....	47

## 表格目录

1-1 $\phi$ properties from the Particle Data Group .....	7
2-1 RHIC parameters .....	12
3-1 .....	21
3-2 List of cuts for the $\phi$ meson measurement .....	21
3-3 List of cuts for event plane angle calculation .....	28



## 发表论文清单

- 发表论文清单

1. Energy and System size dependence of  $\phi$ -meson production in Cu+Cu and Au+Au collisions  
J.H. Chen, B. Mohanty, X.H. Shi for the STAR Collaboration  
*Phys. Lett. B. 673 (2009) 183-191*
2. Temperature fluctuation and heat capacities of quarks and  $\pi$  meson  
X.H. Shi, G.L. Ma, Y.G. Ma, X.Z. Cai and J.H. Chen for the STAR Collaboration  
*International Journal of Modern Physics E 16 (2007) 1912*
3. Strangeness by Thermal Model Simulation at RHIC  
X.H. Shi, Y.G. Ma, X.Z. Cai, J.H. Chen, G.L. Ma and C.Zhong  
*Chinese Physics Letters 26卷 (2009) 061202*
4.  $\phi$  meson production in heavy ion collisions at RHIC  
X.H. Shi, J.H. Chen, Y.G. Ma, X.Z. Cai and G.L. Ma  
*Nuclear Physics Review 26卷增刊 (2009)*
5. Spin alignment of  $K^*$  and  $\phi$  mesons at RHIC  
J.H. Chen for the STAR Collaboration  
*J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 34 (2007) S331-S336*
6. 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*
7. 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*
8. 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*
9. Energy dependence of  $\pi$  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*

10. 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
11. Global polarization measurement in Au+Au collisions  
B.I. Abelev et al., (STAR Collaboration)  
*Phys. Rev. C* 76 (2007) 024901
12. 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)
13. 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
14. 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
15.  $\Delta(\phi)$ - $\Delta(\eta)$  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
16. 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
17. 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
18. 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
19. 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
20. 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

21. 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
22. 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
23. 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
24. 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
25. P- $\Lambda$  correlations in central Au+Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV  
J. Adams et al., (STAR Collaboration)  
*Phys. Rev. C* *74* (2006) 064906
26. 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
27. 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

- 学术报告清单

1. Temperature fluctuation and heat capacities of quarks and  $\pi$  meson

The 19th International Conference on Ultra-Relativistic, poster, Nucleu-Nucleus Collisions, QM2006, Nov 14-20, 2006, Shanghai China

2. System size dependence of  $\phi$ -meson production at RHIC

a talk in 2007 Annual Meeting of the Division of Nuclear Physics of the American Physical Society, October 2007, Newport News, Virginia, U.S.  $\phi$  meson production in heavy ion collisions at RHIC

Hadron and Nuclear physics 2008 symposium, June, 23-27th, 2008, Institute of Modern Physics, Lanzhou China

- Strangeness by Thermal Model Simulation at RHIC

The 21th International Conference on Ultra-Relativistic, poster, Nucleu-Nucleus Collisions, QM2009, April, 2009, Knoxville, Tennessee, U.S.

-



## 附录A: QCD Lagrangian

### 0.1 Notations

本文中我们用了自然单位制 *natural units*:  $c = \hbar = k_B = 1$ .

这一节中, 我们先定义Minkowski空间的时-空坐标和四维动量矢量的 *contravariant vectors*

$$x^\mu = (x^0, x^1, x^2, x^3) = (t, \mathbf{x}) = (t, x, y, z) \quad (0-1)$$

$$p^\mu = (p^0, p^1, p^2, p^3) = (E, \mathbf{p}) = (E, p_T, p_z) = (E, p_x, p_y, p_z) \quad (0-2)$$

时-空坐标下的 *metric tensor*  $g_{\mu\nu}$  是:

$$g_{\mu\nu} = g^{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (0-3)$$

*covariant vector* 和 *contravariant vector* 通过  $g_{\mu\nu}$  联系

$$x_\mu = g_{\mu\nu} x^\nu \quad (0-4)$$

和,

$$x^\mu = g^{\mu\nu} x_\nu \quad (0-5)$$

本文中, 如没有特殊说明, 重复的指数 (index) 表示求和。两个矢量  $a$  和  $b$  的标量产物定义为:

$$a \cdot b \equiv a^\mu b_\mu = g_{\mu\nu} a^\mu b^\nu = a^0 b^0 - \mathbf{a} \cdot \mathbf{b} \quad (0-6)$$

梯度作用算符  $\partial_\mu$  是从  $x^\mu$  派生而来的:

$$\partial_\mu = \frac{\partial}{\partial x^\mu} \quad (0-7)$$

坐标空间的思维动量作用算符  $p^\mu$  可展开为

$$p^\mu = i\partial^{m\mu} = ig^{\mu\nu}\partial_\nu = ig^{\mu\nu}\frac{\partial}{\partial x^\nu} = (i\frac{\partial}{\partial x^0}, -i\frac{\partial}{\partial x^1}, -i\frac{\partial}{\partial x^2}, -i\frac{\partial}{\partial x^3}) \quad (0-8)$$

用  $\gamma$  矩阵  $\gamma^\mu$  描述比较方便。它们满足 *anticommutation relation*

$$\{\gamma^\mu, \gamma^\nu\} \equiv \gamma^\mu \gamma^\nu + \gamma^\nu \gamma^\mu = 2g^{\mu\nu} \quad (0-9)$$

### 0.2 $SU(3)_C$ invariant QCD Lagrangian

We denote  $q_f^\alpha$  a quark field with color  $\alpha$  and flavor  $f$  and adopt a vector notation in color space:  $q_f \equiv \text{column}(q_f^1, q_f^2, q_f^3)$ . The free Lagrangian is written as:

$$\mathcal{L}_0 = \sum_f \bar{q}_f (i\gamma^\mu \partial_\mu - m_f) q_f \quad (0-10)$$

It is invariant under arbitrary global  $SU(3)_C$  transformations in color space:

$$q_f^\alpha \rightarrow (q_f^\alpha)' = U_\beta^\alpha q_f^\beta, \quad UU^\dagger = U^\dagger U = 1, \quad \det U = 1 \quad (0-11)$$

The  $U(3)_C$  matrices can be written as

$$U = \exp\left(-ig_s \frac{\lambda^a}{2} \theta_a\right) \quad (0-12)$$

where  $\lambda^a$  ( $a = 1, 2, \dots, 8$ ) denote the generators of the fundamental representation of the  $SU(3)_C$  algebra, and  $\theta_a$  are arbitrary parameters. In  $SU(3)_C$ , the matrices  $\lambda^a$  correspond to the eight Gell-Mann matrices and they satisfy the commutation relations

$$[\lambda^a, \lambda^b] \equiv \lambda^a \lambda^b - \lambda^b \lambda^a = 2if^{abc} \lambda^c \quad (0-13)$$

with  $f^{abc}$  structure constants, which are real and totally antisymmetric.

As in the QED case, to satisfy the invariance under *local*  $SU(3)_C$  transformations:  $\theta_a = \theta_a(x)$ , 8 independent gauge bosons  $G_a^\mu(x)$  - *gluons* are introduced. Define:

$$D^\mu q_f \equiv \left[ \partial^\mu - ig_s \frac{\lambda^a}{2} G_a^\mu(x) \right] q_f \equiv [\partial^\mu - ig_s G^\mu(x)] q_f \quad (0-14)$$

To require  $D^\mu q_f$  to transform in exactly the same way as  $q_f$ , the transformation properties of the gauge fields under an infinitesimal  $SU(3)_C$  transformation:

$$G_a^\mu \rightarrow (G_a^\mu)' = G_a^\mu - \partial^\mu(\delta\theta_a) + g_s f^{abc} \delta\theta_b G_c^\mu \quad (0-15)$$

Unlike the QED case, the non-commutativity of the  $SU(3)_C$  matrices gives rise to an additional term involving the gluon fields themselves. To build a gauge invariant kinetic term for the gluon fields, the field strengths were introduced:

$$\begin{aligned} G^{\mu\nu}(x) &\equiv \frac{i}{g_s} [D^\mu, D^\nu] = \partial^\mu G^\nu - \partial^\nu G^\mu - ig_s [G^\mu, G^\nu] \equiv \frac{\lambda^a}{2} G_a^{\mu\nu}(x) \\ G_a^{\mu\nu}(x) &= \partial^\mu G_a^\nu - \partial^\nu G_a^\mu + g_s f^{abc} G_b^\mu G_c^\nu \end{aligned} \quad (0-16)$$

The final  $SU(3)_C$  invariant QCD Lagrangian is:

$$\mathcal{L}_{QCD} \equiv -\frac{1}{4} G_a^{\mu\nu} G_{\mu\nu}^a + \sum_f \bar{q}_f (i\gamma^\mu D_\mu - m_f) q_f \quad (0-17)$$

It is worthwhile to decompose the Lagrangian into different pieces:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{QCD} &= -\frac{1}{4} (\partial^\mu G_a^\nu - \partial^\nu G_a^\mu) (\partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a) + \sum_f \bar{q}_f^\alpha (i\gamma^\mu \partial_\mu - m_f) q_f^\alpha \\ &\quad + g_s G_a^\mu \sum_f \bar{q}_f^\alpha \gamma_\mu \left( \frac{\lambda^a}{2} \right)_{\alpha\beta} q_f^\beta \\ &\quad - \frac{g_s}{2} f^{abc} (\partial^\mu G_a^\nu - \partial^\nu G_a^\mu) G_\mu^b G_\nu^c - \frac{g_s^2}{4} f^{abc} f_{ade} G_b^\mu G_c^\nu G_\mu^d G_\nu^e \end{aligned} \quad (0-18)$$

The first line contains the correct kinetic terms for different fields. The second line shows the color interaction between quarks and gluons. In the last line, owing to the non-abelian character of the  $SU(3)_C$  group, the  $G_a^{\mu\nu} G_{\mu\nu}^a$  term generates the cubic and quartic gluon self-interactions.

### 0.3 Chiral symmetry and effective chiral Lagrangian

In the absence of quark masses, the QCD Lagrangian can be written:

$$\mathcal{L}_{QCD} \equiv -\frac{1}{4} G_a^{\mu\nu} G_{\mu\nu}^a + i\bar{q}_L \gamma^\mu D_\mu q_L + i\bar{q}_R \gamma^\mu D_\mu q_R \quad (0-19)$$

It is invariant under independent *global*  $G \equiv SU(N_f)_L \otimes SU(N_f)_R$  transformations of the left- and right-handed quarks in flavor space:

$$q_L \xrightarrow{G} g_L q_L, \quad q_R \xrightarrow{G} g_R q_R, \quad g_{L,R} \in SU(N_f)_{L,R} \quad (0-20)$$

This chiral symmetry, which should be approximately good for light quark sector ( $u, d, s$ ), is however not seen in the hadronic spectrum. Moreover, the octet of pseudoscalar mesons are much lighter than all the other hadronic states. Hence, the ground state of the theory (the vacuum) should not be symmetric under the chiral group. In the Goldstone's theorem, an octet of pseudoscalar massless bosons is introduced and the symmetry  $SU(3)_L \otimes SU(3)_R$  spontaneously breaks down and the quark condensate

$$v \equiv \langle 0 | \bar{u}u | 0 \rangle = \langle 0 | \bar{d}d | 0 \rangle = \langle 0 | \bar{s}s | 0 \rangle < 0 \quad (0-21)$$

The Goldstone nature of the pseudoscalar mesons implies strong constraints on their interactions, which can be most easily analyzed on the basis of an effective Lagrangian. The Goldstone boson fields can be collected in a  $3 \times 3$  unitary matrix  $U(\phi)$ .

$$\langle 0 | \bar{q}_L^j q_R^i | 0 \rangle \rightarrow \frac{v}{2} U^{ij}(\phi) \quad (0-22)$$

A convenient parametrization is given by

$$U(\phi) \equiv \exp(i\sqrt{2}\Phi/f) \quad (0-23)$$

$$\Phi(x) \equiv \frac{\vec{\lambda}}{2} \vec{\phi} = \begin{pmatrix} \frac{\pi^0}{\sqrt{2}} + \frac{\eta_8}{\sqrt{6}} & \pi^+ & K^+ \\ \pi^- & -\frac{\pi^0}{\sqrt{2}} + \frac{\eta_8}{\sqrt{6}} & K^0 \\ K^- & \bar{K}^0 & -\frac{2\eta_8}{\sqrt{6}} \end{pmatrix} \quad (0-24)$$

The matrix  $U(\phi)$  transforms linearly under the chiral group, but the induced transformation on the Goldstone fields  $\vec{\phi}$  is highly non-linear.

We should write the most general Lagrangian involving the matrix  $U(\phi)$  and organize it in terms of increasing powers of the momentum or, equivalently, in terms of an increasing number of derivatives:

$$\mathcal{L}_{eff}(U) = \sum_n \mathcal{L}_{2n} \quad (0-25)$$

The terms with a minimum number of derivatives will dominate in the low energy domain. To lowest order, the effective chiral Lagrangian is uniquely given by the term

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_2 &= \frac{f^2}{4} \text{Tr}[\partial_\mu U^\dagger \partial^\mu U] \\ &= \frac{1}{2} \text{Tr}[\partial_\mu \Phi \partial^\mu \Phi] + \frac{1}{12f^2} \text{Tr}[(\Phi \overleftrightarrow{\partial}_\mu \Phi)(\Phi \overleftrightarrow{\partial}_\mu \Phi)] + \mathcal{O}(\Phi^6/f^4) \end{aligned} \quad (0-26)$$

The non-linearity of the effective Lagrangian relates amplitudes with different numbers of Goldstone bosons, allowing for absolute predictions in terms of  $f$ .

Considering the quark masses, the corrections induced by the non-zero masses are taken into account through the term

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_m &= \frac{|v|}{2} \text{Tr}[\mathcal{M}(U + U^\dagger)], \quad \mathcal{M} \equiv \text{diag}(m_u, m_d, m_s) \\ \mathcal{L}_m &= |v| \left\{ -\frac{1}{f^2} \text{Tr}[\mathcal{M}\Phi^2] + \frac{1}{6f^4} \text{Tr}[\mathcal{M}\Phi^4] + \mathcal{O}(\Phi^6/f^6) \right\} \end{aligned} \quad (0-27)$$

The relation between the physical meson masses and the quark masses can be obtained from the trace in the quadratic mass term. Although the absolute values of the quark masses cannot be fixed from this approach because of the factor  $|v|/f$  in each mass, one can obtain information about quark mass ratios after taking out this common factor. One of the famous ratios advocated by Weinberg is:

$$m_u : m_d : m_s = 0.55 : 1 : 20.3 \quad (0-28)$$



## 附录B：常用变量

下面介绍高能重离子碰撞中常用的一些变量

- Bjorken  $x$ ,  $x_{Bjorken} \equiv \frac{p_z(i)}{p_z(\text{hadron})}$ : 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:

$$p_1^\mu = (x_1 \frac{\sqrt{s}}{2}, 0, 0, x_1 \frac{\sqrt{s}}{2}), \quad p_2^\mu = (x_2 \frac{\sqrt{s}}{2}, 0, 0, -x_2 \frac{\sqrt{s}}{2}) \quad (0-29)$$

对应末态粒子  $j$  的三维动量是:

$$p_j^{\mu'} = (p_{0j}', \mathbf{p}_{Tj}', p_{zj}') \quad (0-30)$$

由于动量守恒,

$$\begin{aligned} \frac{\sqrt{s}}{2}(x_1 + x_2) &= \sum_j p_{0j}' \\ \frac{\sqrt{s}}{2}(x_1 - x_2) &= \sum_j p_{zj}' \end{aligned} \quad (0-31)$$

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

$$\begin{aligned} x_1 &= \frac{1}{\sqrt{s}} \sum_j p_{Tj}' e^{y_j} \\ x_2 &= \frac{1}{\sqrt{s}} \sum_j p_{Tj}' e^{-y_j} \end{aligned} \quad (0-32)$$

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:

$$x_1 = x_2 = x_T = \frac{2p_T}{\sqrt{s}} \quad (0-33)$$

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  $x$

$$x_F = \frac{2p_z}{\sqrt{s}} \quad (0-34)$$