

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)实验中低横动量区域重  
味夸克强子半轻子衰变的单电子测量

靳 富

指导教师 马余刚 研究员 许长补 教授  
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 2010年4月 论文答辩日期 2010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)实验中低 横动量区域重味夸克强子半轻子衰变 的单电子测量

Measurement of low- $p_T$  Single Electrons from  
Heavy-Flavor Decays at RHIC

靳 富

中国科学院上海应用物理研究所

贰零壹零年肆月贰拾日





## 致 谢

五年的硕博生活一晃而过，回首走过的岁月，心中倍感充实，论文即将完成之日，感慨良多。

首先诚挚地感谢我的导师马余刚研究员，在我的学习生活中，自始至终倾注着先生的心血。先生以严谨的治学之道、宽厚仁慈的胸怀、积极乐观的生活态度，为我树立了一辈子学习的典范，他的教诲与鞭策将激励我在今后的生活道路上励精图治，开拓创新。

我要以同样诚挚的心意感谢美国布鲁克海文国家实验室(BNL)许长补教授，加州大学洛杉矶分校(UCLA)黄焕中教授和LBNL实验室许怒研究员。感谢他们对我论文工作的指导和帮助，他们渊博的学识和敏锐的科学洞察力使我受益终生。特别感谢董昕博士、阮丽娟博士、唐泽波博士、许依春博士和陈佳赟博士，感谢他们给我的建议和帮助。

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，他的言传身教使我不敢稍有懈怠，他的行事风格对我后来的工作、学习和生活都将带来很大的影响。

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、张松助理研究员以及核物理室的其他老师给我学术上的指导和帮助。特别感谢马国亮、陈金辉、张松和钟晨博士，他们对我工作的耐心指导使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一起学习的左嘉旭、颜廷志、马春旺、施兴华、刘桂华、田健、管娜娜、李建伟、傅瑶、曹喜光、范功涛、李薇、辛科峰、孙小艳、周培、张国强、薛亮、赵杰等同学在工作上和学习上的建议。

感谢研究生部李勇平、高君颖、叶惠芳、钟静等老师对我生活和学习上的帮助与关心。

感谢上海应用物理研究所2007级全体同学对我学习和生活中的帮助和关心。感谢所有关心、理解和支持我的老师和朋友。

感谢我的爱人周娟，感谢她的帮助、体谅、包容和支持，在我心情低落时为我分忧，在我信心不足时给我打气，从生活的点点滴滴中给我帮助、给我鼓励；在我论文的写作过程中帮我理清思路，寻找突破；在我论文完成后，在我们两人专业背景相差如此之大的情况下帮我认真地修改论文。

最后，谨以此文献给我挚爱的双亲，他们的默默支持是我前进的动力，在此，祝愿他们身体健康，心情愉快！

## 摘 要

通常状态下, 夸克被禁闭在强子中, 自然界中并不存在游离态的夸克。但是在高能密度和高温下, 格点QCD理论预言将发生从强子物质到退禁闭夸克胶子的相变。这种退禁闭的致密物质被称为夸克-胶子等离子体(简称QGP)。宇宙大爆炸理论则认为在宇宙形成的最初阶段( $\sim 10^{-6}\text{s}$ )曾存在过这种极其特殊的物质形态QGP。为了寻找并研究QGP, 位于美国布鲁克海文国家实验室(BNL)的相对论重离子对撞机(RHIC)试图通过极高能的重离子束流对撞来产生QGP, 它是目前世界上正在运行, 能量最高的重离子对撞机。

对近期RHIC运行的实验研究表明, 在碰撞能量为 $\sqrt{s_{NN}}=200\text{ GeV}$ 的Au+Au碰撞中, 一种高温高密的部分子物质确实已经形成。这种物质具有很强的集体运动效应和对末态强子的不透明性, 主要表现为低横动量区域的流体动力学行为和高横动量区域的粒子产额压低。这些现象都不能用强子物质的自由度来描述。

作为研究RHIC能区相对论重离子碰撞中产生的部分子物质的理想探针, 重味夸克(粲夸克c, 底夸克b), 由于其强产生和弱衰变的特点, 它们产生的时间要早于QGP相变, 所以它们会穿越相变形成的热密物质并与其发生相互作用, 这使得它们经历了整个相变过程, 携带有丰富的热密介质的信息。对它们的能量损失和椭圆流的研究能够完善我们对物质能量损失机制以及集体流效应的认识, 从而可以进一步了解相对论重离子碰撞中所产生的高温高密物质的性质。

重味夸克, 由于其质量比较大, 理论预言它们通过胶子辐射损失的能量要比轻味夸克少。因此测量重味夸克强子半轻子衰变电子的核修正因子, 并与轻味夸克强子作比较, 对于构造完整的喷注淬灭的物理图像以及帮助我们理解RHIC能区金-金碰撞中部分子能损机制都有着非常重要的意义。

此外，重味夸克和碰撞产生的物质之间的相互作用可能会形成径向流和椭圆流，从而改变重味夸克横动量谱的分布形状。由于其质量比较大，在它和周围的高密度物质经过足够多的相互作用后，有可能获得集体运动流效应。实验上测量重味夸克强子的流效应和冻结温度等特性，对检验早期重离子碰撞中轻味夸克热化和部分子密度具有相当重要的意义。

重味夸克中的粲夸克被认为是通过碰撞初始的胶子聚合产生，其产生截面可以用微扰QCD理论计算。因此研究不同碰撞系统下粲夸克产生截面及其对于两体碰撞数的标度不变特性对于检验理论和检验粲夸克是否是高能重离子碰撞中产生的部分子物质的理想探针都非常重要。另外，粲夸克产生截面的测量是电子测量中分离底夸克的贡献，以及试图解释RHIC观测到的 $J/\psi$ 压低现象的理论模型不可或缺的重要依据。

在这篇论文中，实验上，我们测量了STAR Run VIII每核子对质心能量为200 GeV的质子-质子碰撞中单电子横动量谱。通过联合TPC测得的电离能损（ $dE/dx$ ）和TOF测得的粒子速度（ $\beta$ ），电子可以被鉴别到横动量 $p_T=3\text{GeV}/c$ 。在重味夸克强子半轻子衰变电子的横动量谱测量中，主要的背景来源于光子转换，中性 $\pi$ 介子和 $\eta$ 介子达里兹（Dalitz）衰变。为了扣除光子转换的电子本底，我们采用了如下公式

$$\frac{(electron/hadron)_{RunVIII}}{(electron/hadron)_{RunIII}} = \frac{(inclusive\ electron)_{RunVIII}}{(inclusive\ electron)_{RunIII}} \quad (0-1)$$

即：STAR Run III和STAR Run VIII电子与中性 $\pi$ 介子产额比的双重比值和STAR material budget联合的方法；对于中性 $\pi$ 介子和 $\eta$ 介子达里兹衰变的电子本底，我们使用事件产生器，采用cocktail的方法逐步扣除。

通过对Run VIII低横动量区域 $0\sim 3\text{GeV}/c$ （以下简记为：TOF run8）重味夸克强子半轻子衰变的非光子电子谱拟合，我们得到了中快速度区平均每核子对碰撞中粲夸克产生的总截面为： $1.05 \pm 0.07(stat.) \pm 0.28(sys.) (mb)$ ；如果联合Run VIII高横动量区域 $2.4\sim 9\text{GeV}/c$ （以下简记为：EMC run8）非光子电子谱同时拟合，分两种情况：1）拟合中不包含关联误差，总截面为： $1.06 \pm 0.10(stat.) \pm 0.36(sys.) (mb)$ ；2）拟合中包含关联

误差，总截面为： $1.08 \pm 0.05(stat.) \pm 0.32(sys.) (mb)$ 。

与往年STAR和PHENIX的测量结果作比较， STAR Run VIII TOF和EMC的测量结

<b>STAR Group</b>	
TOF (run8 p+p)	$1.05 \pm 0.07(stat.) \pm 0.28(sys.) (mb)$
TOF+EMC (run8 p+p,w/o correlated error)	$1.06 \pm 0.10(stat.) \pm 0.36(sys.) (mb)$
TOF+EMC (run8 p+p,w/ correlated error)	$1.08 \pm 0.05(stat.) \pm 0.32(sys.) (mb)$
TOF (run4 Au+Au, central 12%)	$1.40 \pm 0.11(stat.) \pm 0.39(sys.) (mb)$
TOF (run4 Au+Au, minbias)	$1.29 \pm 0.12(stat.) \pm 0.36(sys.) (mb)$
TOF (run3 d+Au, $D^0$ )	$1.30 \pm 0.20(stat.) \pm 0.40(sys.) (mb)$
TOF (run3 d+Au, $D^0$ +electron)	$1.40 \pm 0.20(stat.) \pm 0.40(sys.) (mb)$
<b>PHENIX Group</b>	
2001 RHIC run (Au+Au, $0.4 \leq p_T \leq 4.0 GeV/c$ )	$0.622 \pm 0.057(stat.) \pm 0.160(sys.) (mb)$
RHIC Run 2 (p+p, $0.4 \leq p_T \leq 5.0 GeV/c$ )	$0.92 \pm 0.15(stat.) \pm 0.54(sys.) (mb)$
2005 RHIC run (p+p, $0.3 \leq p_T \leq 9.0 GeV/c$ )	$0.567 \pm 0.057(stat.) \pm 0.193(sys.) (mb)$
<b>FONLL pQCD Theory</b>	
	$0.256 \pm 0.400(stat.) \pm 0.146(sys.) (mb)$

果，和往年的结果 [1-3]是吻合的；但比PHENIX组公布的结果 [4-9]大约2倍。理论上，我们的值与FONLL (fixed-order-plus-next-to leading-log) pQCD 预测的上限值 [1]保持一致。

但是，目前在我们的分析中，并没有分离非电磁产生的电子谱里来自底夸克衰变的贡献，FONLL pQCD 对底夸克产生总截面预测值 [6]为： $0.00187 \pm 0.0009(stat.) \pm 0.00067(sys.) (mb)$  如果想在实验中分离底夸克和粲夸克对于非电磁产生的电子谱的贡献是相当困难的，理论模型预言高能核碰撞中粲夸克和底夸克的产生不确定性也很大，所以要更好的理解粲夸克物理，分离非电磁产生的电子谱中底夸克的贡献就相当的重要。

**关键词：** 相对论重离子碰撞(RHIC)， p+p碰撞， QGP相变， 重味夸克强子， 电子



## Abstract

In nature no free quarks and/or colors can be observed. People believe that these quarks with color are confined into hadrons. Lattice QCD calculations predicted a phase transition from hadronic matter to a de-confined, locally thermalized Quark-Gluon Plasma (QGP) state at high temperature and small baryon density. QGP is believed to have been existed in  $\sim 10^{-6}$ s after the big bang in universe, then free quarks and gluons combined into protons and neutrons, which then bound together to form light nuclei. In order to investigate QGP, the Relativistic Heavy Ion Collider(RHIC), which is the world's largest heavy ion accelerator, at Brookhaven National Laboratory (BNL) was built. There the high energy heavy ion collisions have been operating.

Recent experimental studies at RHIC have given strong evidences that the nuclear matter, which cannot be described with hadronic degrees of freedom, created in Au+Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}}=200$  GeV has surprisingly large collectivity and opacity as reflected by its hydrodynamic behavior at low  $p_T$  and its particle suppression behavior at high  $p_T$ .

An investigation of the production and propagation of heavy flavor, i.e. particles carrying heavy quarks (charm or bottom), allows us to better understand and quantify the properties of the produced medium. Due to their large mass these particles are produced almost exclusively in the first collisions of the beam nucleons such that they can be used to probe the whole evolution of the medium. Because energy loss and elliptic flow are related to the propagation of heavy flavor through the produced medium, it can help to estimate the transport properties of the bulk medium.

Heavy quarks provide a unique tool to probe the partonic matter created in relativistic

heavy-ion collisions at RHIC energies. Due to their large quark mass, heavy quarks are predicted to lose less energy than light quarks via only gluon radiation. A measurement of the nuclear modification factor for the heavy flavor hadrons semi-leptonic decayed single electrons compared to light flavor hadrons is valuably important to complete the picture of the observed jet-quenching phenomenon and help us to better understand the energy-loss mechanisms at partonic stage in Au+Au collisions at RHIC.

Furthermore, the interactions between heavy quarks and the medium could boost the radial and elliptic flow resulting in a different charm  $p_T$  spectrum shape. Due to its large mass, a heavy quark could acquire flow from the sufficient interactions with the surrounding partons in the dense medium. The measurement of heavy flavor flow and freeze-out properties is vital to test light flavor thermalization and the partonic density in the early stage of heavy ion collisions.

Charm quarks are believed to be produced only at early stages via initial gluon fusions and its cross section can be evaluated by perturbative QCD calculations. Thus study of the binary collision (Nbin) scaling properties for the total charm cross-section from different collision systems can test the theoretical assumptions and determine if heavy quarks are indeed good probes to the partonic matter created in high energy heavy ion collisions. Charm total cross-section measurement is also essential for the separation of bottom contribution in non-photon electron measurement, and for the model calculations, which tries to explain the observed similar suppression pattern of  $J/\psi$  at RHIC.

In this thesis, we present the measurements of single electron transverse momentum ( $p_T$ ) distributions from 200 GeV p+p collisions. Inclusive electrons up to  $p_T = 3$  GeV/ $c$  are identified by using a combination of velocity ( $\beta$ ) measurements from the TOF detector and  $dE/dx$  measured in the TPC. During the measurement of non-photon electron(NPE)

from heavy flavor decay, the dominant background electrons are the ones from  $\gamma$  conversion,  $\pi^0$  and  $\eta$  Dalitz decay. Photonic background electrons from  $\gamma$  conversion are subtracted by the double ratio  $e/h$ . Background from  $\pi^0$  and  $\eta$  Dalitz decay are subtracted by cocktail method using a event generator.

The power law fit to the NPE spectra with  $p_T \leq 3\text{GeV}/c$  in Run VIII (TOF run8) indicates that the total charm cross-section per nucleon-nucleon collision ( $\sigma_{c\bar{c}}^{NN}$ ) is  $1.05 \pm 0.07(\text{stat.}) \pm 0.28(\text{sys.})$  (mb). If we fit TOF + EMC NPE spectra without correlated error,  $\sigma_{c\bar{c}}^{NN}$  is  $1.06 \pm 0.10(\text{stat.}) \pm 0.36(\text{sys.})$  (mb); with correlated error, it will be  $1.08 \pm 0.05(\text{stat.}) \pm 0.32(\text{sys.})$  (mb).

Comparison to the results from STAR group and PHENIX group in the past few years, the results using TOF and EMC from STAR group in Run VIII are consistent with previous

<b>STAR Group</b>	
TOF (run8 p+p)	$1.05 \pm 0.07(\text{stat.}) \pm 0.28(\text{sys.})$ (mb)
TOF+EMC (run8 p+p,w/o correlated error)	$1.06 \pm 0.10(\text{stat.}) \pm 0.36(\text{sys.})$ (mb)
TOF+EMC (run8 p+p,w/ correlated error)	$1.08 \pm 0.05(\text{stat.}) \pm 0.32(\text{sys.})$ (mb)
TOF (run4 Au+Au, central 12%)	$1.40 \pm 0.11(\text{stat.}) \pm 0.39(\text{sys.})$ (mb)
TOF (run4 Au+Au, minbias)	$1.29 \pm 0.12(\text{stat.}) \pm 0.36(\text{sys.})$ (mb)
TOF (run3 d+Au, $D^0$ )	$1.30 \pm 0.20(\text{stat.}) \pm 0.40(\text{sys.})$ (mb)
TOF (run3 d+Au, $D^0$ +electron)	$1.40 \pm 0.20(\text{stat.}) \pm 0.40(\text{sys.})$ (mb)
<b>PHENIX Group</b>	
2001 RHIC run (Au+Au, $0.4 \leq p_T \leq 4.0\text{GeV}/c$ )	$0.622 \pm 0.057(\text{stat.}) \pm 0.160(\text{sys.})$ (mb)
RHIC Run 2 (p+p, $0.4 \leq p_T \leq 5.0\text{GeV}/c$ )	$0.92 \pm 0.15(\text{stat.}) \pm 0.54(\text{sys.})$ (mb)
2005 RHIC run (p+p, $0.3 \leq p_T \leq 9.0\text{GeV}/c$ )	$0.567 \pm 0.057(\text{stat.}) \pm 0.193(\text{sys.})$ (mb)
<b>FONLL pQCD Theory</b>	
	$0.256 \pm 0.400(\text{stat.}) \pm 0.146(\text{sys.})$ (mb)

ones, but there is a discrepancy, a factor 2, between STAR [1–3] and PHENIX [4–9]. The upper limit of FONLL (fixed-order-plus-next-to leading-log) pQCD [1] can reproduce our data.

In the above measurements, the bottom contribution to the non-photonic electron spec-

trum is neglected. The total bottom cross-section per nucleon-nucleon collision from FONLL pQCD prediction [6] is  $0.00187 \pm 0.0009(stat.) \pm 0.00067(sys.) (mb)$ . The separation of bottom and charm contributions in current non-photonic electron measurements is very difficult. There are large uncertainties in the model predictions for charm and bottom production in high-energy nuclear collisions. Thus identification of bottom from the non-photonic electron measurements is crucial to better understand charm physics.

**Keywords:** RHIC, p+p collision, QGP phase heavy flavor, electron

# 目录

致谢	i
摘要	iii
Abstract	vii
<b>1 引言</b>	<b>1</b>
1.1 夸克模型 (Quark Model)	1
1.2 量子色动力学 (Quantum Chromodynamics)	3
1.2.1 微扰量子色动力学与渐进自由 (Perturbative QCD and Asymptotic Freedom)	4
1.2.2 格点量子色动力学与夸克禁闭 (Lattice QCD and Quark Confinement)	4
1.2.3 理论计算与实验数据 (Theoretical Calculation and Experimental Results)	5
1.3 夸克-胶子等离子体 (Quark-Gluon Plasma)	6
1.4 重离子碰撞 (Heavy Ion Collisions)	7
1.4.1 喷注淬火 (Jet Quenching)	8
1.4.2 各向异性流 (Anisotropic Flow)	10
1.4.3 重子数-奇异数的关联 (Baryon-Strangeness Correlations)	12
1.4.4 RHIC中的重味强子 (Heavy Flavor Production at RHIC)	14
1.5 量子色动力学与重味强子 (QCD and Heavy Flavor Production)	16
1.6 本文的内容和结构	17
<b>2 相对论重离子碰撞实验装置</b>	<b>21</b>
2.1 相对论重离子对撞机 (Relativistic Heavy Ion Collider)	21
2.2 RHIC中的螺旋管径迹探测器 (the Solenoid Tracker at RHIC)	26
2.2.1 时间投影室 (Time Projection Chamber)	26
2.2.2 飞行时间探测器 (Time of flight detector)	32
2.2.3 桶状电磁量能器 (Barrel Electro-Magnetic Calorimeter)	35
2.2.4 桶状簇射极大探测器 (Barrel Shower Maximum Detector)	37
2.2.5 其他的探测器系统 (Other Detectors)	38

<b>3</b>	<b>STAR实验中的粒子鉴别</b>	<b>41</b>
3.1	实验数据及其筛选(Data Sets and Cuts).....	42
3.1.1	事件筛选(Event Cuts) .....	42
3.1.2	径迹筛选(Track Cuts) .....	44
3.2	电子鉴别(Electron Identification) .....	49
3.2.1	电离能损dE/dx拟合(Fitting to Ionization Energy Loss) .....	49
3.2.2	$n\sigma_{electron}$ 拟合(Fitting to $n\sigma_{electron}$ ) .....	55
3.2.3	$n\sigma_{electron}$ 和电离能损dE/dx的拟合对比(Comparison between $n\sigma_{electron}$ Fitting and dE/dx Fitting) .....	57
3.2.4	能量与动量的比值(the Ratio of Energy to Momentum) .....	57
3.3	$\pi$ 介子鉴别(Pion Identification) .....	59
3.4	电子/ $\pi$ 介子(the Ratio of Electron to Pion) .....	60
<b>4</b>	<b>非光子电子(NPE)背景分析</b>	<b>63</b>
4.1	标量介子达里兹衰变产生的电子(Electron from Scalar Meson Dalitz Decay) ..	63
4.1.1	$\pi^0$ 达里兹衰变产生的电子(Electron from $\pi^0$ Dalitz Decay).....	64
4.1.2	$\eta$ 达里兹衰变产生的电子(Electron from $\eta$ Dalitz Decay) .....	66
4.2	光子转变的电子(Electron from Photon Conversion).....	67
4.2.1	电子/强子双重比值(e/h Double Ratio) .....	67
4.2.2	电子/强子(the Ratio of Electron to Hadron).....	68
<b>5</b>	<b>非光子电子(NPE)系统误差</b>	<b>71</b>
5.1	电子鉴别(Electron Identification) .....	71
5.2	$\pi$ 介子鉴别(Pion Identification) .....	75
5.3	探测效率(Tracking Efficiency) .....	76
5.4	背景电子(Background Electron) .....	77
<b>6</b>	<b>非光子电子(NPE)产生截面</b>	<b>81</b>
6.1	横动量谱修正(Bin Shift Correction) .....	81
6.2	总电子和背景电子的产生截面(the Cross-Section of Inclusive Electron and Photonic Electron).....	82
6.3	NPE的产生截面(the Cross-Section of Non-Photonic Electron).....	83
6.4	粲夸克产生的总截面(the Total Cross-Section of Charm Quark).....	84
<b>7</b>	<b>重子数-奇异数的关联</b>	<b>87</b>
7.1	AMPT模型(A Multi-Phase Transport model) .....	87
7.2	部分子相中的重子数-奇异数关联(Baryon-Strangeness Correlations in the Partonic Phase) .....	89
7.3	强子相中的重子数-奇异数关联(Baryon-Strangeness Correlations in the Hadronic Phase) .....	90

---

<b>8 总结和展望</b>	<b>93</b>
8.1 总结.....	93
8.2 展望.....	94
<b>参考文献</b>	<b>96</b>
<b>物理常数表</b>	<b>105</b>
<b>发表论文和学术报告清单</b>	<b>107</b>
<b>A 附录：常用变量</b>	<b>111</b>



## 插图目录

1-1	粒子物理标准模型 .....	2
1-2	强相互作用耦合常数QCD计算结果和不同实验结果 [10] .....	5
1-3	在不同味状态下格点QCD计算的强相互作用物质 $p/T^4$ 随着 $T$ 的演化图象， 右边箭头表示理想Stefan-Boltzmann极限 .....	6
1-4	QCD相图，灰带表示一阶相变区域，红点表示临界点，来自于格点QCD。 图中还给出了不同实验的运行环境 .....	7
1-5	200 GeV Au+Au中心碰撞和200 GeV d+Au碰撞中的核修正因子随着 $p_T$ 的变 化关系 .....	9
1-6	200 GeV p+p, 200 GeV d+Au和200 GeV Au+Au中心碰撞中双强子方位角 关联图象 .....	10
1-7	RHIC实验200 GeV Au+Au碰撞中粒子椭圆流 $v_2$ 随着横动量 $p_T$ 的变化关系， 曲线是流体动力学模型计算的结果 .....	11
1-8	200 GeV Au+Au碰撞中粒子 $v_2/n$ 随 $p_T/n$ 的变化关系，下图是 $v_2/n$ 和多项式 拟合曲线的比值 .....	12
1-9	重子数-奇异数关联随着重子化学势的变化关系 .....	13
1-10	200 GeV Au+Au碰撞中在中快速度区重子数-奇异数关联系数随着时间的演化 关系 .....	14
1-11	200 GeV Au+Au和200 GeV d+Au碰撞中非光子电子的核修正因子随 $p_T$ 的变 化关系 .....	15
1-12	200 GeV Au+Au碰撞中非光子电子的椭圆流随 $p_T$ 的变化关系 .....	16
1-13	上半图：200 GeV p+p和200 GeV d+Au碰撞中总的电子以及背景电子的不 变产额；下半图：相应碰撞中总的电子和总的背景电子比值 .....	17
1-14	200 GeV Au+Au碰撞中非光电子产额谱。 .....	18
1-15	200 GeV Au+Au(中心和minibias事例)和d+Au(minibias事例)碰撞中粲夸克 的产生截面 .....	19
2-1	布鲁克海文国家实验室的重离子加速器对撞机分布示意图 .....	22
2-2	STAR探测器系统透视图 .....	27
2-3	STAR实验最新的探测器系统剖面图 .....	27
2-4	STAR时间投影室TPC的示意图 .....	29
2-5	TPC读出平板扇区的示意图 .....	30
2-6	利用时间投影室重建的Au+Au中心碰撞事件的径迹图 .....	31
2-7	带电粒子径迹穿过TPC气体时的能量损失 .....	32
2-8	MRPC基本结构示意图I .....	33

2-9	MRPC基本结构示意图II .....	33
2-10	200 GeV d+Au碰撞中TOF测量的粒子速度的倒数( $1/\beta$ )随动量的变化关系....	34
2-11	量能器单元z向侧视图 .....	35
2-12	量能器模块计数系统的剖面图 .....	36
2-13	簇射极大探测器的双层结构示意图 .....	37
3-1	重味强子衰变图 .....	41
3-2	RHIC RunVIII STAR TOF tray ID (76 ~ 80) .....	42
3-3	$\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV p+p碰撞中toftpx触发的增强因子 .....	43
3-4	初始径迹的选取 .....	43
3-5	TOF的探测效率 .....	43
3-6	$\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV p+p碰撞中碰撞点Z向分布 .....	44
3-7	左图:束流管及其支架结构图; 右图:来源于束流管及其支架的电子背景.....	44
3-8	signed DCA 的定义.....	45
3-9	signed DCA取值的不同情况 .....	45
3-10	sDCA随着横向动量变化的2维图 .....	46
3-11	光子转变电子位置的横向分布 .....	46
3-12	由pVPD定出的事件碰撞顶点Z向坐标与由TPC定出的径迹原初顶点Z向位置之间的关系.....	47
3-13	MRPC的6个读出条.....	48
3-14	$\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV p+p碰撞中电子和 $\pi$ 介子的快度谱 .....	48
3-15	电离能损dE/dx的对数随着动量的变化关系 .....	50
3-16	粒子飞行速度 $\beta$ 的倒数随着动量的变化关系.....	50
3-17	TOF测量粒子飞行速度 $\beta$ 的分辨率 .....	50
3-18	加了TOF PID cut之后, 电离能损dE/dx的对数值随着横动量的变化关系 ....	51
3-19	双高斯拟合的dE/dx分布 .....	52
3-20	指数和高斯共同拟合的dE/dx分布 .....	53
3-21	计算横动量在0.75~1.0GeV/c范围内由拟合得到的高斯曲线的期望(左图)和方差(右图)平均值.....	53
3-22	左图: 三高斯拟合; 右图: 指数和高斯共同拟合 .....	54
3-23	根据STAR Bichsel模型计算得出几种不同情况下电子的电离能损随着动量的变化关系 .....	54
3-24	双高斯拟合的 $n\sigma_{electron}$ 分布 .....	55
3-25	三高斯拟合的 $n\sigma_{electron}$ 分布 .....	55
3-26	计算横动量在0.75~1.0GeV/c范围内由拟合得到的高斯曲线的期望(左图)和方差(右图)平均值.....	56
3-27	双高斯拟合的 $n\sigma_{electron}$ 分布 .....	56
3-28	双高斯和三高斯拟合的对比 .....	56
3-29	$n\sigma_{electron}$ 和 $n\sigma_{\pi}$ 相对差值.....	56
3-30	$n\sigma_{electron}$ 拟合和电离能损dE/dx拟合的对比 .....	57

3-31	能量随着动量的变化关系 .....	58
3-32	双高斯拟合的 $n\sigma_{electron}$ 分布, 左图: 没有加E/p条件, 右图: 加了E/p条件 ...	58
3-33	E/p cut QA 图 .....	58
3-34	E/p cut效率 .....	58
3-35	经E/p cut效率修正后的电子产额对比 .....	59
3-36	粒子质量的平方随着横动量的变化关系 .....	60
3-37	单高斯拟合 $\pi$ 介子的质量平方分布 .....	60
3-38	双高斯拟合 $\pi$ 介子和K介子的质量平方分布 .....	60
3-39	$n\sigma_{\pi}$ 与质量平方的关系 .....	61
3-40	把 $n\sigma_{\pi}$ vs. $m^2$ 投影到 $\pi$ 介子和K介子分布中心的连线上, 并用双高斯进行拟合	61
4-1	使用Levy函数拟合 $\pi^{\pm}$ 谱作为输入谱 .....	64
4-2	验证模拟谱和输入谱 .....	65
4-3	$\pi^0$ 达里兹衰变产生的电子与模拟抽样出来的 $\pi^0$ 介子谱的比值vs.横动量 .....	65
4-4	验证模拟谱和输入谱 .....	66
4-5	$\eta$ 达里兹衰变产生的电子与 $\pi$ 介子谱的比值vs.横动量 .....	66
4-6	电子/强子双重比值随着横动量变化的关系 .....	67
4-7	Run III 电子/强子比值随着横动量变化的关系 .....	68
4-8	Run VIII 电子/强子比值随着横动量变化的关系 .....	69
5-1	由拟合产额和计数产额的差异带来的系统误差 .....	72
5-2	三高斯拟合 $n\sigma_{electron}$ 分布 .....	72
5-3	三高斯拟合 $n\sigma_{electron}$ 分布 .....	73
5-4	改变拟合 $n\sigma_{electron}$ 分布的范围引起的系统误差 .....	73
5-5	改变 $n\sigma_{electron}$ 分布bin宽引起的系统误差 .....	74
5-6	由 $n\sigma_{electron}$ 拟合和电离能损dE/dx拟合的差异引起的系统误差 .....	74
5-7	TOF测量粒子飞行速度 $\beta$ 的分辨率 .....	75
5-8	由拟合产额和计数产额的差异带来的系统误差 .....	75
5-9	改变拟合 $m^2$ 分布的范围引起的系统误差 .....	76
5-10	弱衰变( $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ )和 $\mu$ 的误鉴别对 $\pi$ 的贡献 .....	77
5-11	TPC的探测效率和 $\pi$ 介子的背景引起的系统误差 .....	78
5-12	拟合光子转变电子和 $\pi^0$ Dalitz衰变电子的比值 .....	78
6-1	bin shift修正 .....	81
6-2	结合Run III TOF和Run VIII EMC测量的点拟合进行bin shift .....	82
6-3	对比三种不同情况下bin shift的差异 .....	82
6-4	TOF和EMC测量的总电子与总背景电子的产生截面 .....	83
6-5	Run III, Run V和Run VIII测量的NPE产生截面 .....	84
6-6	结合TOF和EMC测量的NPE用幂法则衰变的 $D^0$ 进行拟合 .....	85
6-7	TOF和EMC测量的NPE与FONLL的比值 .....	85

---

6-8	粲夸克产生的总截面 .....	86
7-1	Default-AMPT版本结构示意图 .....	88
7-2	Melting-AMPT版本结构示意图 .....	88
7-3	$C_{BS}$ 在不同快度窗下随着碰撞中心度的变化关系 .....	90
7-4	由Default-AMPT和Melting-AMPT分别计算的, 在强子化后, 强子再散射前的 $C_{BS}$ 值随着碰撞中心度的变化关系 .....	91
7-5	由Default-AMPT和Melting-AMPT分别计算的, 在强子再散射后的 $C_{BS}$ 值随着碰撞中心度的变化关系 .....	91

## 表格目录

2-1	部分RHIC实验装置参数 .....	25
2-2	中快速区的子探测器 .....	26
2-3	前、后端高快速区的子探测器 .....	28
3-1	事件和径迹的筛选条件 .....	49



# 第一章 引言

## 1.1 夸克模型 (Quark Model)

20世纪前50年,人们一直把中子、质子看作是不可再分割的基本粒子,但在这个时期一些敏锐的物理学家逐渐意识到它们都还可以再分割成更小的结构。1964年,美国物理学家默里·盖尔曼(Murray Gell-Mann) [11]首先提出了夸克模型,认为中子和质子都是由夸克构成的,由此,人们踏上了探索物质更深层次结构的旅程。

夸克(quark)十分微小,直径大约只有质子、中子的千分之一。它不是单一的一种,被分为三代,如图 1-1所示,而且质量一代比一代大。第一代是上夸克(up)和下夸克(down),第二代是奇异夸克(strange)和粲夸克(charm),第三代是顶夸克(top)和底夸克(bottom),这三代六种类型的夸克分别用u、d、s、c、t、b来表示。六种不同类型的夸克被称为六种“味道”,而每一种夸克还可以细分成三个小类,同一种夸克的三个小类之间在质量、电荷方面一般无二,只在发生相互作用方面有所不同。因此,把三个小类用“颜色” [12]加以区分,三个小类分别对应三种颜色,这三种颜色分别是红色、绿色、蓝色。这样,夸克最终被分为18类。与此同时,每类夸克还有与其相应的反夸克,这样一来,夸克的总数就有36种之多了。

Three Generations  
of Matter (Fermions)

	I	II	III	
mass →	2.4 MeV	1.27 GeV	171.2 GeV	0
charge →	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	0
spin →	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
name →	<b>u</b> up	<b>c</b> charm	<b>t</b> top	<b><math>\gamma</math></b> photon
	4.8 MeV	104 MeV	4.2 GeV	0
	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	0
	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
Quarks	<b>d</b> down	<b>s</b> strange	<b>b</b> bottom	<b>g</b> gluon
	<2.2 eV	<0.17 MeV	<15.5 MeV	91.2 GeV <sup>0</sup>
	0	0	0	0
	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
	<b><math>\nu_e</math></b> electron neutrino	<b><math>\nu_\mu</math></b> muon neutrino	<b><math>\nu_\tau</math></b> tau neutrino	<b>Z<sup>0</sup></b> weak force
	0.511 MeV	105.7 MeV	1.777 GeV	80.4 GeV
	-1	-1	-1	$\pm 1$
	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
Leptons	<b>e</b> electron	<b><math>\mu</math></b> muon	<b><math>\tau</math></b> tau	<b>W<sup>±</sup></b> weak force

contenta-images2eps.com

图 1-1: 粒子物理标准模型

这36种夸克的不同组合就构成了一个庞大的强子家族 [13, 14]，强子是指参与强相互作用的粒子，它又可分为介子和重子。两个正反夸克组成的粒子被称为介子，如 $\pi$ 介子、K介子等，介子是传递核力的强子，它比重子轻得多，也是平均寿命短、不稳定的、易衰变的粒子。由三个夸克组成的粒子称为重子，质子和中子都是典型的重子。除了质子和中子外，还有几种含有三夸克质量较大的重子，这些重子又被称为超子。

夸克之间是通过交换一种叫做“胶子”的媒介粒子而被束缚在一起的。胶子在夸克之间发挥媒介作用的过程是这样的：第一个夸克在向着第二个夸克释放出胶子时，胶子带走了第一个夸克原来的“颜色”和第二个夸克的“反颜色”。这样，交换胶子的效果是两个夸克相互交换了颜色，人们称夸克之间由于交换胶子形成的作用力为“色力”，它是一种强相互作用力。

## 1.2 量子色动力学 (Quantum Chromodynamics)

作为粒子物理标准模型的一个组成部分，量子色动力学是一种描述夸克之间强相互作用的规范理论，简称QCD。其基本组元是带有分数电荷、自旋为1/2的夸克和自旋为1的胶子。

夸克和胶子之间以及胶子之间通过色荷进行相互作用。这种色相互作用是规范不变，可重正化的。它的规范群是SU(3)，群量子数被称为颜色。每一种夸克有三种颜色，对应着SU(3)群的基本表示。胶子是作用力的传播者，有八种，对应着SU(3)群的伴随表示。这个理论的动力学完全由它的SU(3) 规范对称群决定。

这种相互作用的耦合常数解析形式 [?] 表示如下，

$$\alpha_s(\mu) = \frac{4\pi}{\beta_0 \ln(\mu^2/\Lambda^2)} \left[ 1 - \frac{2\beta_1}{\beta_0^2} \frac{\ln[\ln(\mu^2/\Lambda^2)]}{\ln(\mu^2/\Lambda^2)} + \frac{4\beta_1^2}{\beta_0^4 \ln^2(\mu^2/\Lambda^2)} \left( (\ln[\ln(\mu^2/\Lambda^2)] - \frac{1}{2})^2 + \frac{\beta_2\beta_0}{8\beta_1^2} - \frac{5}{4} \right) \right], \quad (1-1)$$

在大动量转移 ( $Q^2$ ) 情形下，强相互作用的耦合常数 ( $\alpha_s$ ) 的首阶项 [15] 可以表示为:

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

其中， $\beta_0$ 和 $\Lambda_{QCD}$ 是常数。

由于QCD理论中胶子场的复杂性，使其同时具有夸克禁闭和渐进自由两种属性。在 高能下相互作用强度相对较弱（渐进自由），因此可以用微扰方法来很好地处理。但是在低能下相互作用强度很强（夸克禁闭），微扰方法就失效了。粒子物理学家们提出了许多处理方案如手征微扰理论，但其中最直接有效的还是肯尼斯·格迪斯·威耳孙 (Kenneth Geddes Wilson) 的格点场论。

### 1.2.1 微扰量子色动力学与渐进自由 (Perturbative QCD and Asymptotic Freedom)

“渐进自由”说的是两个夸克之间距离很小时，强相互作用的耦合常数也会变得很小，以致夸克可以被看成是近自由的。

耦合常数变小是由于真空的反色屏蔽效应引起的。真空中的夸克会使真空极化（即使真空带上颜色），夸克与周围真空的相互作用导致了由真空极化产生的虚胶子和正反虚夸克的极化分布，最终效果使夸克色荷变大，这称为色的反屏蔽效应（对于电荷，刚好相反，由于真空极化导致电荷吸引反号电荷的虚粒子，所以总电荷减少，这称为电的屏蔽效应）。由于这一效应，在离夸克较小距离上看来，大距离的夸克比它带的色荷多，所以小距离上强作用相对而言变弱了，这就是所谓“渐进自由”。

渐进自由是量子色动力学的一项重要成果，它使得高能色动力学可以用微扰理论计算。但是在低能情形或者说大距离情形，由于耦合常数变强以及禁闭力的存在，计算变得困难。

### 1.2.2 格点量子色动力学与夸克禁闭 (Lattice QCD and Quark Confinement)

“夸克禁闭”说的是夸克无法从强子中逃逸出去。红绿蓝三色夸克组成无色态，强子都是无色的。一旦夸克可以从强子中跑出来，自然界就会存在带色的粒子；带色的粒子将会引起真空的进一步极化，由于色荷之间的禁闭势比较大，整个真空都将会带上颜色，能量变高，导致真空爆炸。

事实上目前在自然界并没有发现游离的夸克，理论上可解析为夸克被禁闭在强子内部。对此，物理学家已经提出了一些唯象模型和规范理论。1) 口袋模型 [16]，认为质子是

一只受真空挤压的口袋，可将夸克束缚住而逃不出来；2)弦理论 [17, 18]，认为夸克绑在弦的两端，而这条弦却难以断裂，即使一旦断裂，断裂处也会生成一对正反夸克，原来的强子碎裂为两个新的强子，因此自由的夸克从来不可能出现；3)格点规范理论 [19]，其基本思想是：把连续时空用离散晶格代替，这样，连续理论无法计算（发散的）物理量就可在格点上作蒙特卡罗（MC）数值模拟计算，最后还要用重整化群方法把结果外推到连续极限，它的面积定律证明夸克之间有线性禁闭势存在。

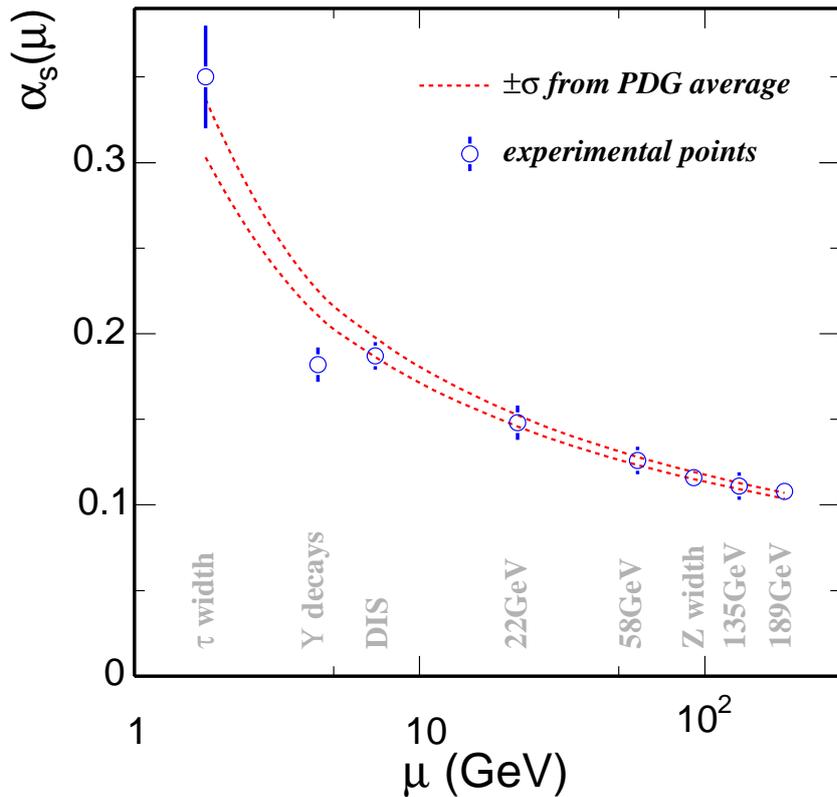


图 1-2: 强相互作用耦合常数QCD计算结果和不同实验结果 [10]

### 1.2.3 理论计算与实验数据(Theoretical Calculation and Experimental Results)

图 1-2给出了实验上测到的耦合常数 $\alpha_s$ 和QCD理论计算值的比较 [10]，可以看出两者吻合得很好。另外，我们可以发现随着动量转移的增大，强耦合常数将会减小，当 $Q^2 \gg \Lambda_{QCD}^2$ ，强相互作用的耦合常数 $\alpha_s \ll 1$ ，这时候强相互作用在大的横动量转移

情况下可以用微扰量子色动力学(pQCD)来描述。当 $Q^2 \sim \Lambda_{QCD}^2$ 时,  $\alpha_s$ 变大, 夸克禁闭, 微扰的方法不再适用, 这时候可以用格点QCD来计算。

### 1.3 夸克-胶子等离子体 (Quark-Gluon Plasma)

通常状态下, 夸克被禁闭在强子中, 自然界中并不存在游离态的夸克。但是在高能密度和高温下, 格点QCD理论预言将发生从强子物质到退禁闭夸克胶子的相变。这种退禁闭的致密物质被称为夸克-胶子等离子体(简称QGP) [20]。在这种退禁闭相中, 夸克从强子中被释放出来, 其运动尺度远远大于强子空间尺度。对此, 格点QCD进行了定量的计算, 预测发生相变的临界温度 $T_c \sim 170$  MeV, 而临界能量密度 $\varepsilon_c \sim 1$  GeV/ $f m^3$  [21, 22]。

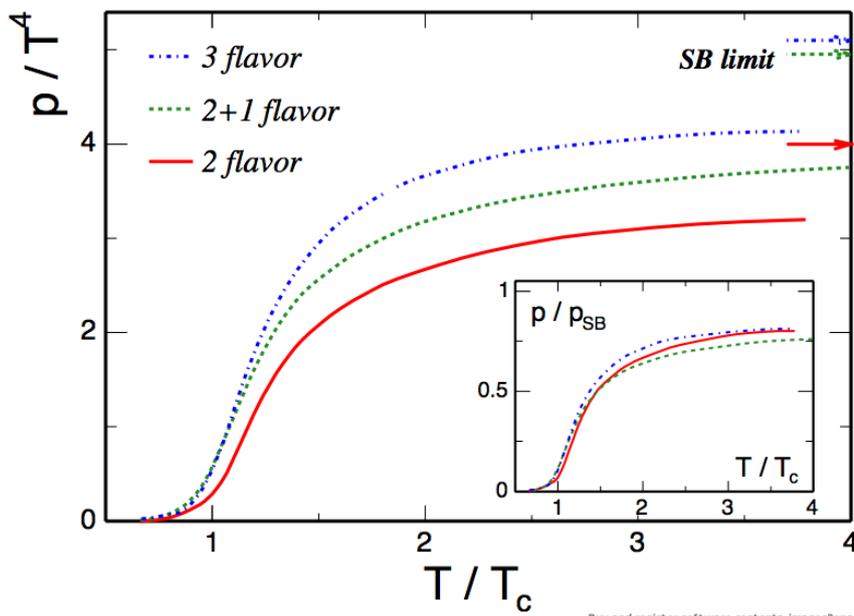


图 1-3: 在不同味状态下格点QCD计算的强相互作用物质 $p/T^4$ 随着 $T$ 的演化图象, 右边箭头表示理想Stefan-Boltzmann极限

图 1-3给出了压强随温度的变化关系 [21, 22]。从图中我们可以看到, 在温度 $T \sim T_c$ 的时候, 系统压强 $p$ 急剧上升, 这表明系统的自由度个数明显增加, 也就是说, 将会发生从强子物质到夸克胶子的退禁闭相变。图中右方箭头表示Stefan-Boltzmann(简称SB)理想气体极限, 在这种极限状态下, 夸克胶子完全自由且没有相互作用。我们发现在三种

不同味的状态下，SB极限值都高于相应的格点QCD计算值，即使温度达到4倍的临界温度( $T_c$ )，所有曲线还是明显的低于各自的SB极限，这表明这时候夸克胶子之间还存在相互作用，它不同于早期QGP理论中没有相互作用的假设。

### 1.4 重离子碰撞 (Heavy Ion Collisions)

实验上，为了寻找QGP，并研究QGP的性质，需要把大量的能量沉积到一个非常有限的空间内。自从上世纪70年代开始，实验物理学家就开始试图利用重离子反应来形成这一高温高能量密度物质 [23]。如：劳伦斯-伯克利实验室(LBNL)的贝瓦莱克(BEVALAC)，赫蒙霍兹重离子研究中心(GSI)的重离子同步加速器(SIS)，欧洲核子研究中心(CERN)的超级质子同步加速器(SPS)和大型强子对撞机(LHC)，以及布鲁克海文国家实验室(BNL)的交变梯度同步加速器(AGS)和相对论重离子对撞机(RHIC)。

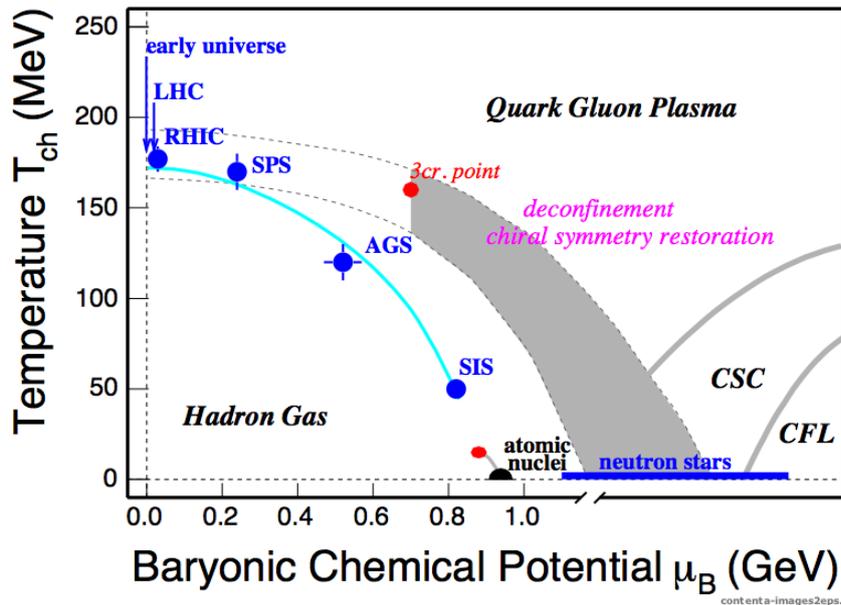


图 1-4: QCD相图，灰带表示一阶相变区域，红点表示临界点，来自于格点QCD。图中还给出了不同实验的运行环境

图 1-4给出了各种运行的重离子实验所能达到的能量区域，从图中我们可以清楚地看到，LHC，RHIC和SPS运行在可能发生一阶相变的带状区域内。在加速粒子能量方面，RHIC可以把碰撞的重离子加速到质心系能量 $\sqrt{s_{NN}}=200$  GeV，核子加速到质心系能

量 $\sqrt{s_{NN}}=500$  GeV, LHC则可把质子加速到质心系能量 $\sqrt{s_{NN}}=5.5$  TeV。

在如此高的对撞能量下, 由于洛伦兹收缩, 两个对撞的原子核可以被看成接近光速的圆盘。当粒子对撞时, 位于重叠区域的核子会经历多重散射, 这样, 来自于入射方向的能量会在碰撞点附近沉积而产生极高的能量密度。如果能量密度达到了QGP产生的临界值, 夸克和胶子就会从强子物质中退禁闭出来。通过高动量转移的部分子的散射, 产生高能的轻子和包含夸克反夸克对、胶子以及光子的喷注 [24–31]。接下来, QGP会迅速地膨胀和冷却, 介子和重子会通过部分子的碎裂和组合而产生。然后这团高温物质将会经由热化平衡和化学平衡, 并开始渐渐冷却, 逐步演化成运动学冻结的末态强子物质。

从2000年开始运行至今, RHIC已经取得了很多有着重要意义的结果。这些结果无法用传统的基于强子自由度的物理图象来解释, 更倾向于QGP的产生 [32–35]。下面, 我们将介绍一下RHIC实验中得到的一些重要物理结果。

#### 1.4.1 喷注淬灭(Jet Quenching)

在相对论重离子碰撞实验中, 当强子喷注穿过碰撞产生的介质时, 观察到能量被压低的现象, 被称为”喷注淬灭”(jet-quenching)。这一现象的发现被认为是RHIC实验的主要成就之一, 它被认为是相对论重离子碰撞实验中产生热密物质形态的一个信号。因此, 喷注成为我们认识和研究产生新物质形态的一个有力工具。

在高能对撞中,  $p_T > 5$  GeV/c的高横动量粒子被认为是主要产生于初始的散射过程和随后的部分子碎裂, 利用这部分粒子可以研究部分子和热密物质之间的相互作用。在此, 被广泛利用的变量就是核修正因子( $R_{AB}$ )。它是重离子 $A + B$ 碰撞中的粒子产额与 $p + p$ 碰撞中产额的比值。我们把它定义为,

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

其中 $T_{AB} = \langle N_{bin} \rangle / \sigma_{pp}^{inel}$ 是核重叠函数, 可通过Glauber模型 [36]计算求出。 $N_{bin}$ 表示的是核-核碰撞中两体碰撞数目。从上式可以看出, 如果重离子碰撞过程只是 $p + p$ 碰撞的简单

叠加， $R_{AA}$ 将会等于1。

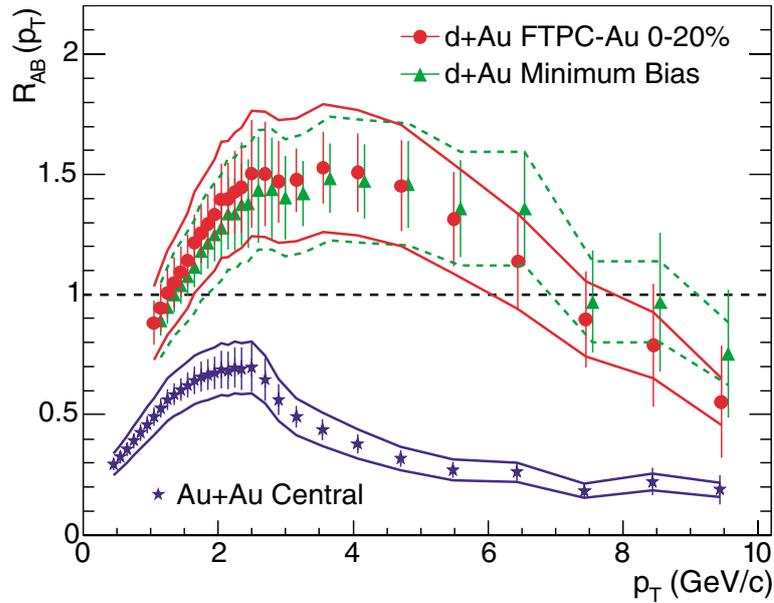


图 1-5: 200 GeV Au+Au中心碰撞和200 GeV d+Au碰撞中的核修正因子随着 $p_T$ 的变化关系

图 1-5给出了RHIC实验中测得的核修正因子的行为 [37]。在高横动量区域， $R_{AuAu}$ 是一个常数，约等于0.2，明显低于1。与Au+Au中心碰撞相比，d+Au碰撞过程的初态与其类似，但是末态不尽一样。对比二者，我们可以得出如下结论，在Au+Au中心碰撞出现的强抑制，是由于末态效应造成的。因而在Au+Au中心碰撞中势必产生了一种致密物质。当高能部分子与这种致密物质相互作用时，将会损失能量，产生大量的低横动量的粒子，从而使高横动量的粒子产额减低。这也就是喷注淬火的原因。

另外，双强子方位角关联也是产生致密物质的一个有力证据。图 1-6给出了伴随强子(associated hadrons,  $p_T > 2$  GeV/c)相对于触发强子(trigger hadrons,  $p_T > 4$  GeV/c)的方位角分布 [37]。如果一个强子对产生于同一个喷注，他们就会在靠近触发粒子的范围 $\Delta\phi \approx 0$ 附近产生强化的关联；如果它们产生于背对背的喷注，则在靠近触发粒子背向的范围 $\Delta\phi \approx \pi$ 附近看到明显的关联信号，但这个信号只能在Au + Au中心碰撞中被看到，在 $p + p$ 和 $d + Au$ 碰撞中却没有被发现，这也就表明在致密物质中末态部分子参与了硬散射过程。

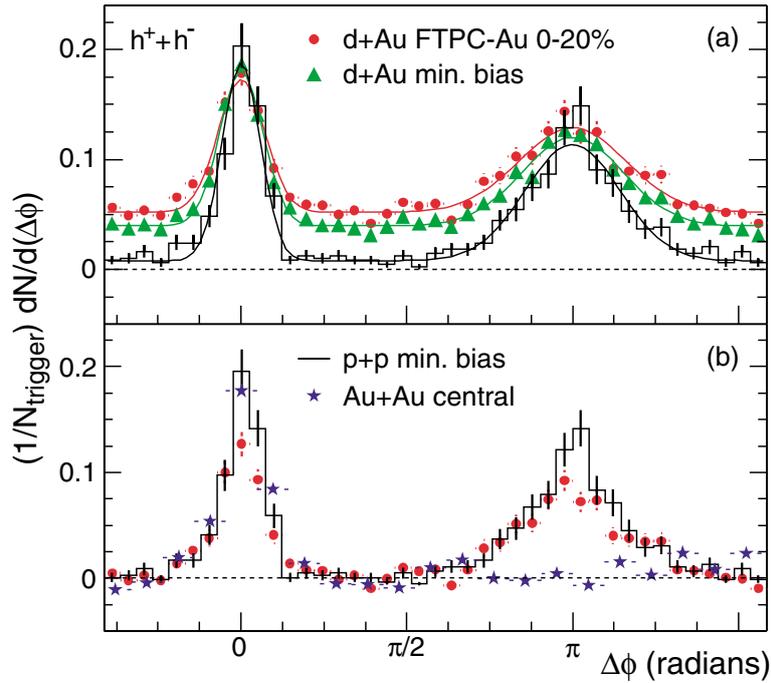


图 1-6: 200 GeV p+p, 200 GeV d+Au和200 GeV Au+Au中心碰撞中双强子方位角关联图象

#### 1.4.2 各向异性流(Anisotropic Flow)

不同于基本的强子-强子碰撞，核-核碰撞中由于有大量的核子相互作用，会产生一些“集体行为”。这里“集体行为”是指在一次碰撞中所观察到的多个粒子的共同性质。通常称这种大量产生的粒子具有相似的运动方向和速度为“集体流” [6, 38–46]。我们可以通过研究末态粒子的这些宏观集体行为来了解核-核碰撞过程中的微观相互作用。将集体流用运动学变量来表示，就得到各种类型的流，如“纵向流”、“径向流”、“横向流”和“各向异性流”等。各种形式的流都是相互联系的，它们代表了核-核碰撞整体图像的不同方面。“各向异性流”描述粒子产生在某一方位角方向上会大于其它方向，这里所讨论的椭圆流属于各向异性流。

实验中大量存在的碰撞参数 $b > 0$ 的非对心碰撞不具有初始的方位角对称性。对于这类碰撞事件，应针对它们初始方位角不对称的方向来研究。为此，定义由碰撞参数矢量和束流动量方向所决定的平面为“反应平面”，并研究粒子相对“反应平面”的方位角

分布。在非中心碰撞中，初始坐标空间中的方位角不对称性将导致末态粒子动量相对于“反应平面”的角度依赖性。从微观上来讲，末态动量空间大的各向异性来源于碰撞初始阶段的大量再散射。从流体力学上来讲，横向平面上的压强差决定了系统的演化。在初始碰撞重叠区域的短轴方向上由于存在较大的压强差，更多的粒子将向这一方向上运动并逐步减小长、短轴方向上的差别。由此可见，末态各向异性的产生源于碰撞早期，而各向异性流的定义为粒子相对于“反应平面”的分布不对称性，通常用方位角分布的傅立叶变换来描述这一不对称性。因为方位角分布中不为零的第二谐波系数对应于椭圆，所以我们称第二谐波项为“椭圆流”，它描述了反应平面方向与垂直于反应平面方向各向异性的粒子发射。各种粒子的椭圆流大小直接与碰撞早期的物质组成和相互作用相联系。

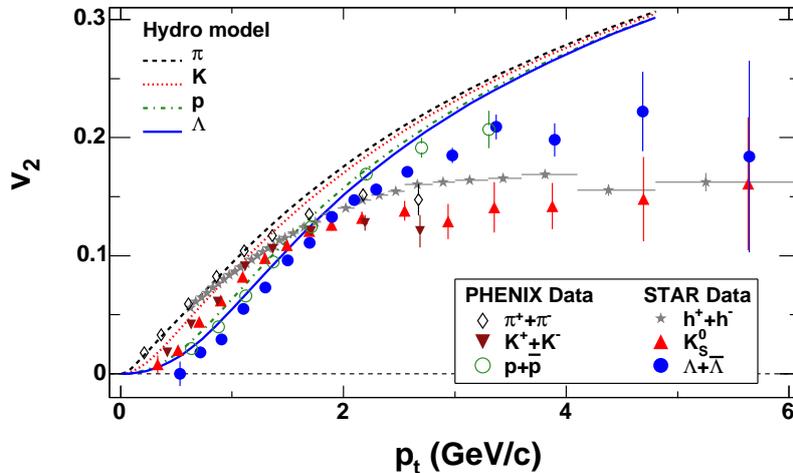


图 1-7: RHIC实验200 GeV Au+Au碰撞中粒子椭圆流 $v_2$ 随着横动量 $p_T$ 的变化关系，曲线是流体动力学模型计算的结果

图 1-7给出了STAR实验组和PHINEX实验组测量得到的200GeV Au+Au碰撞的实验结果 [47-49]。在低横动量区域( $p_T < 2$  GeV/c)，我们观察到不同强子的椭圆流遵循横质量的标度，这和流体模型中 [50]系统达到热平衡是的图像是一致的。在横动量达到2 GeV/c的时候，流体力学预言椭圆流会继续增大，可是在实验中我们却看到粒子的椭圆流已经达到饱和，这表明在横动量大于2 GeV/c的区域，强子的椭圆流已经不能用流体动力学来解释，此时的椭圆流遵循组分夸克数标度(number-of-constituent-quark scaling, NCQ)。这种

组分夸克标度行为可以用夸克组合模型很好地描述 [51–54]，这些模型认为，强子是由组分夸克组合而成，当强子的椭圆流用组分夸克数( $n$ )来标定时，我们会看到夸克在强子化时刻的各向异性分布，这时，所有强子椭圆流 $v_2/n$ 随横动量 $p_T/n$ 的关系就会落到一条线上，图 1-8 给出了组分夸克数标度的图像。这种标度表明碰撞系统局部已经达到热化，部分子的自由度占据着主导地位。粒子的椭圆流组分夸克标度行为成为QGP形成的有力证据。

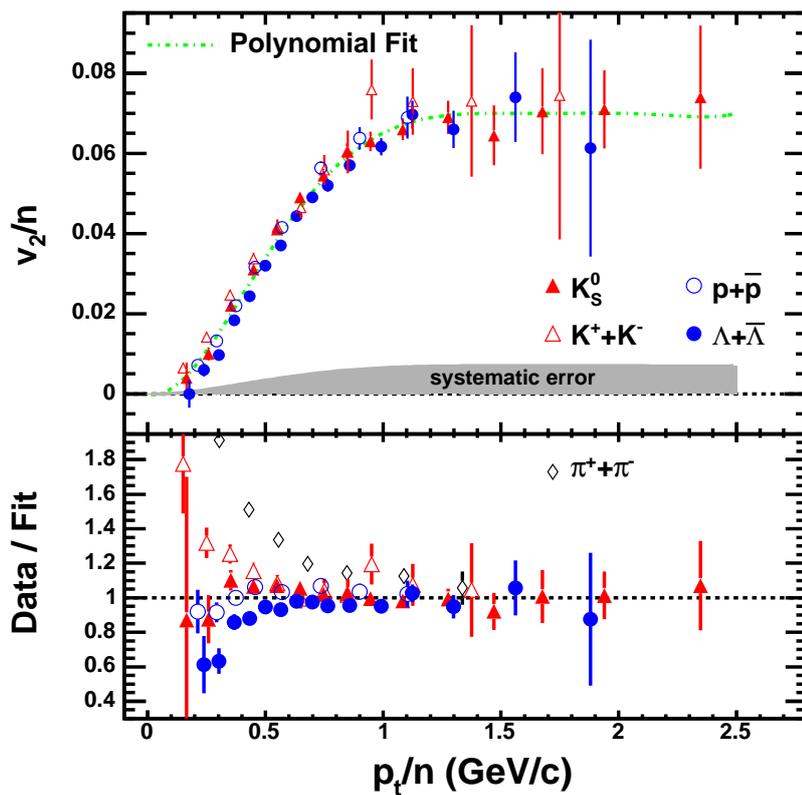


图 1-8: 200 GeV Au+Au碰撞中粒子 $v_2/n$ 随 $p_T/n$ 的变化关系，下图是 $v_2/n$ 和多项式拟合曲线的比值

### 1.4.3 重子数-奇异数的关联(Baryon-Strangeness Correlations)

在过去的十年里，物理学家提出了许多基于涨落的探针 [55–59]，试图用它们来揭示在相对论重离子碰撞中发生的相变，但是至今逐事件(event-by-event)分析并不能很好地给出QGP相变的信号。05年Koch提出了一个新的逐事件分析变量 [60]，重子数-奇异数的

关联，并给出了相应的关联系数 $C_{BS}$ 定义式：

$$C_{BS} = -3 \frac{\langle BS \rangle - \langle B \rangle \langle S \rangle}{\langle S^2 \rangle - \langle S \rangle^2} \quad (1-4)$$

这里的B和S分别是特定事件的重子数和奇异数。在一个理想的夸克胶子等离子体中，由于奇异夸克和反奇异夸克带有严格比例的重子数和奇异数，所以 $C_{BS}$ 的值为1，但是在强子物质中，携带有奇异数的强子未必具有重子数，这就意味着不同的强子环境就会产生不同的关联系数，如图 1-9所示。正是借助重子数-奇异数关联对系统自由度的敏

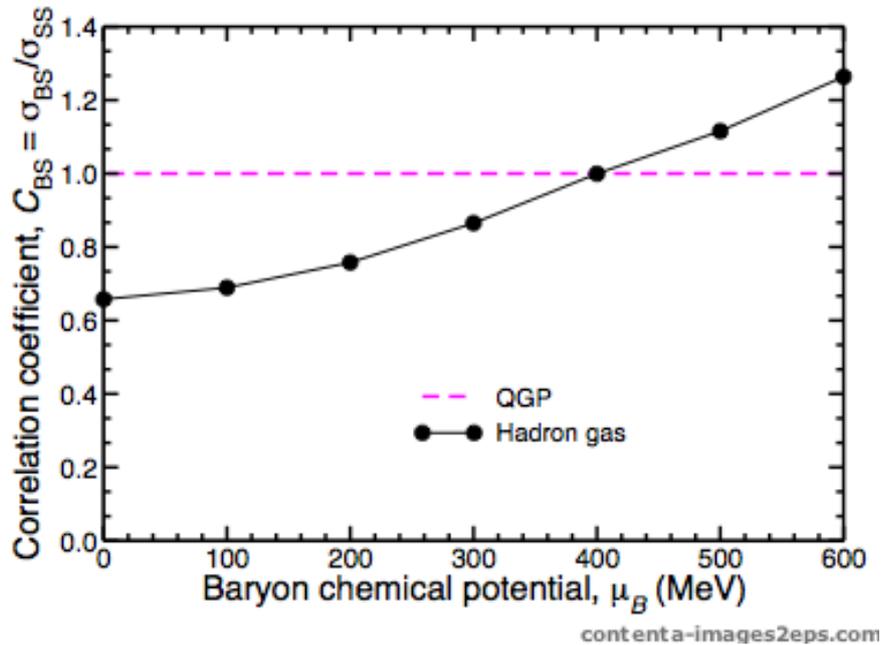


图 1-9: 重子数-奇异数关联随着重子化学势的变化关系

感性，我们希望把它作为在相对论重离子碰撞中产生的致密物质自由度的一个理想探针。Stephane Haussler [61]等人使用强子/弦运输模型 (UrQMD) [62–64] 和夸克分子动力学模型 (qMD) [65] 分别对重子数-奇异数关联系数进行了模拟，发现系统在由弱相互作用的QGP相向强子相演化时， $C_{BS}$ 值会由最初的1变为0.66，如图 1-10所示，这也就是说强子化过程抹杀了这种关联。

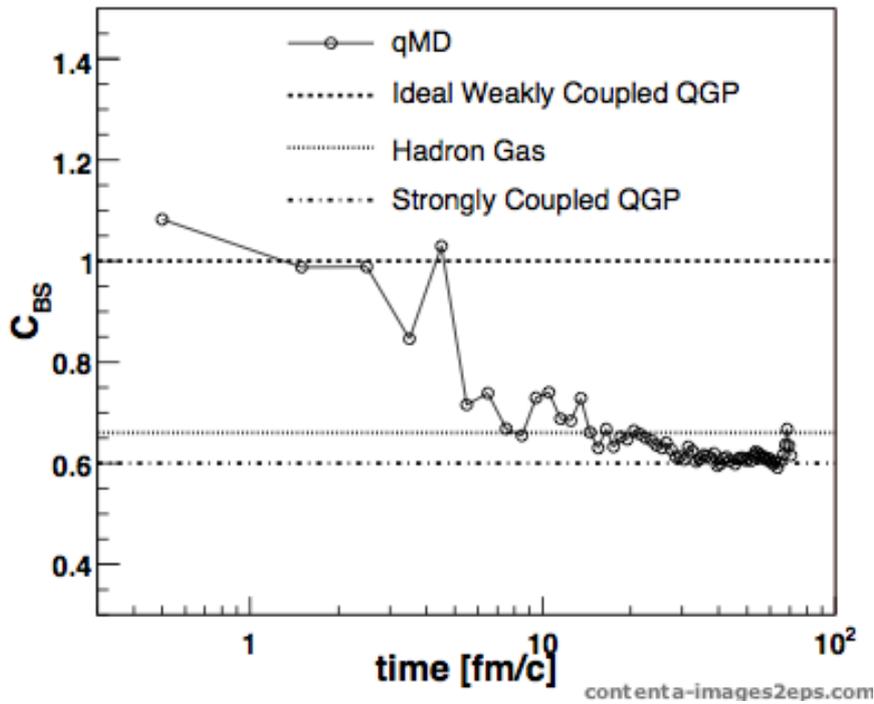


图 1-10: 200 GeV Au+Au碰撞中在中快度区重子数-奇数数关联系数随着时间的演化关系

#### 1.4.4 RHIC中的重味强子(Heavy Flavor Production at RHIC)

重味夸克由于其强产生和弱衰变的特点，它们的产生时间早于QGP相变，因而它们会穿越相变形成的热密物质并与之发生相互作用，这使得它们经历整个相变过程，携带有丰富的热密介质的信息。对它们的能量损失和椭圆流的研究能够完善我们对物质能量损失机制以及集体流效应的认识，从而可以进一步了解相对论重离子碰撞中所产生的高温高密物质的性质。

由于受RHIC实验设备的限制，目前在RHIC直接测量底强子和粲强子非常困难，我们可以通过测量重味夸克半轻子衰变的产物间接地研究重味强子的性质。RHIC最新的实验数据表明，在高横动量区域由重味夸克半轻子衰变而来的电子(非光子电子)的核修正因子和轻味强子的核修正因子具有相同的量级 [3]，如图 1-11所示。

这个重要的实验结果表明重味夸克穿过高温高密物质时有相当大的能量损失。这个实验现象和现有的理论预言相违背。原有的能损理论计算都是以胶子辐射做为主要的能损

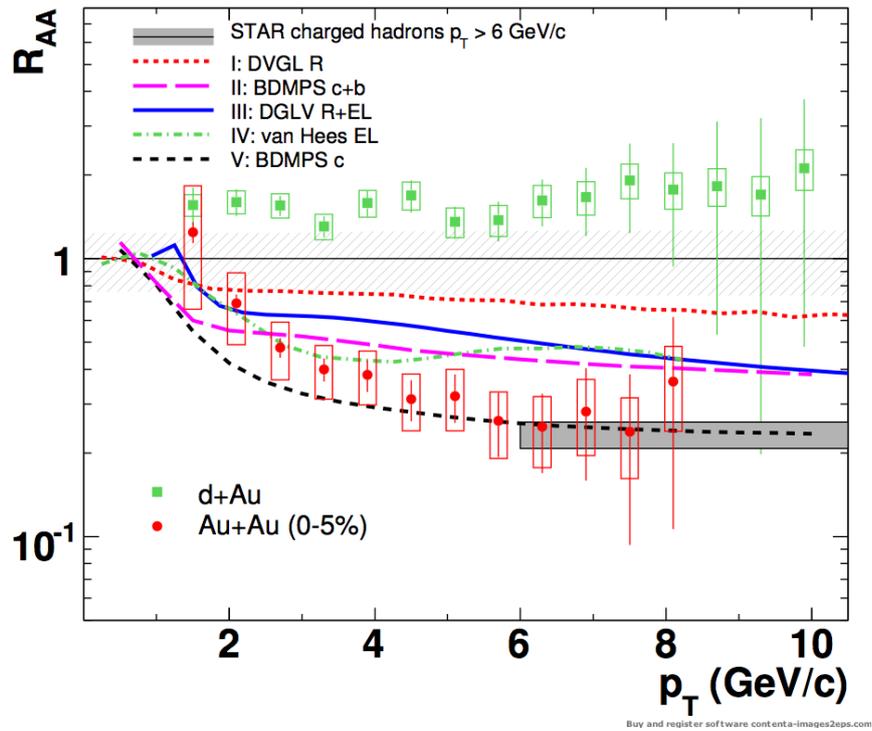


图 1-11: 200 GeV Au+Au和200 GeV d+Au碰撞中非光子电子的核修正因子随 $p_T$ 的变化关系

机制。这种能损机制预言重味夸克的能损会比较轻味夸克的能损小很多，这是由于重味夸克的质量很大，“死角”效应(dead cone effect)会使重味夸克的胶子辐射压低。最近一些新的理论计算表明，对重味夸克来说，碰撞能量损失(弹性能量损失)可以和胶子辐射能量损失相比拟。这些包含胶子辐射和碰撞能量损失机制的理论计算可以改变重味夸克的能量损失，但仍然无法解释实验所测量的结果。这些理论计算中的一个主要的不确定性就是底夸克和粲夸克半轻子衰变电子的相对产额，特别是在高横动量区域。底夸克和粲夸克在QCD物质中的行为不一样，所承受的能损也不同。

在RHIC另一个重要的最新实验结果是在 $p_T < 2\text{GeV}/c$ 区域里观察到了很强的非光子电子椭圆流，如图 1-12所示。表明了粲夸克具有相当数量的椭圆流，因为这个动量区域里的非光子电子主要由粲夸克半轻子衰变而来。而在高横动量区域 $p_T > 2\text{GeV}/c$ ，非光子电子的椭圆流随着横动量的增大而减少，这一现象被看作是底夸克对非光子电子贡献增大的迹象。由于底强子和粲强子的衰变运动学不同，相同的底强子和粲强子的椭圆流会导致很不一样的衰变电子椭圆流。

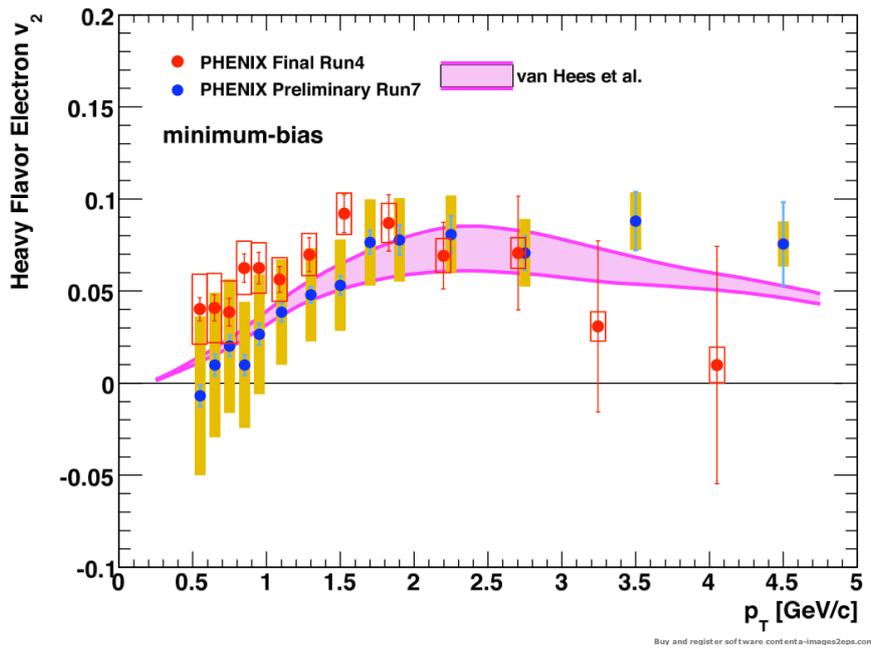


图 1-12: 200 GeV Au+Au碰撞中非光子电子的椭圆流随 $p_T$ 的变化关系

## 1.5 量子色动力学与重味强子(QCD and Heavy Flavor Production)

由于重味夸克 (c,b) 的静止质量大, 它们的产生一直被认为是检验QCD理论的理想工具, 而其中重夸克产生总截面的测量提供了一种pQCD的强力检验方法。在相对论重离子对撞中, 理论计算预言重味夸克绝大部分是从初始的部分子散射反应产生的, 而且产生的重味夸克受末态产生的高温致密物质影响较小, 因此, 重味夸克就成为研究相对论重离子碰撞物质早期状态的一种理想探针。

实验上测量重味强子, 可以通过其强子衰变道重建, 也可以通过测量其半轻子衰变道来反推。由于目前STAR探测器的性能并不能很好地重建强子道, 后一种方法在现在由于TOF探测器的辅助而具有较大的优势。通过联合在时间投影室(TPC)中带电粒子的电离能损( $dE/dx$ ) 和TOF中粒子的速度信息, 可以剔除绝大部分的慢强子, 从而可以在较大的动量区间内(  $0.15 \sim 3\text{GeV}/c$  ) 把电子鉴别出来。在扣除了从光子转变和轻强子衰变来的电子本底后, 可以得到预期的从重味夸克半轻子衰变产生的电子谱

[1, 2] (图 1-13是200 GeV p+p和200 GeV d+Au碰撞中的电子信息；而图 1-14则是200 GeV Au+Au碰撞中的非光电子产额)，从而反推出这一能区重味强子产生机制的信息。这个测量可以得到较高精度的粲强子产生截面。

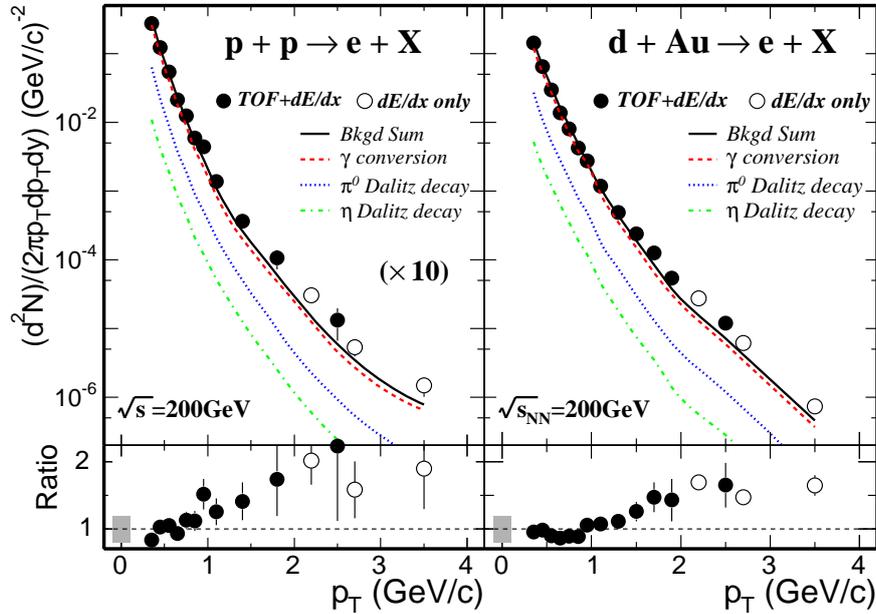


图 1-13: 上半图: 200 GeV p+p和200 GeV d+Au碰撞中总的电子以及背景电子的不变产额；下半图: 相应碰撞中总的电子和总的背景电子比值

利用上述方法，STAR测量了RHIC能区d+Au和Au+Au碰撞中粲强子的产生截面，如图 1-15所示 [2]，结果比default NLO-pQCD 预期的结果要大3-5倍，比PHENIX 的值大2倍，但是NLO-pQCD 理论预测的上限值与我们的结果保持一致 [1]。

## 1.6 本文的内容和结构

实验上，在核-核碰撞的环境下重建和分析末态粒子是我们研究退禁闭物质特性的有利手段，通过观测由重夸克碎裂得到的末态粒子，我们就可获取重夸克的相关信息。同时，作为对基本理论的检验和作为核-核碰撞的基准，我们在进行核-核碰撞的同时需要运行p+p碰撞。

本论文详细地介绍了质心系能量 $\sqrt{s_{NN}}=200\text{ GeV}$  p+p 碰撞中粒子（电子， $\pi$ 介子等）的鉴别方法，讲解了如何利用电子与 $\pi$ 介子的比值得到在p+p碰撞中产生的总电子的不变

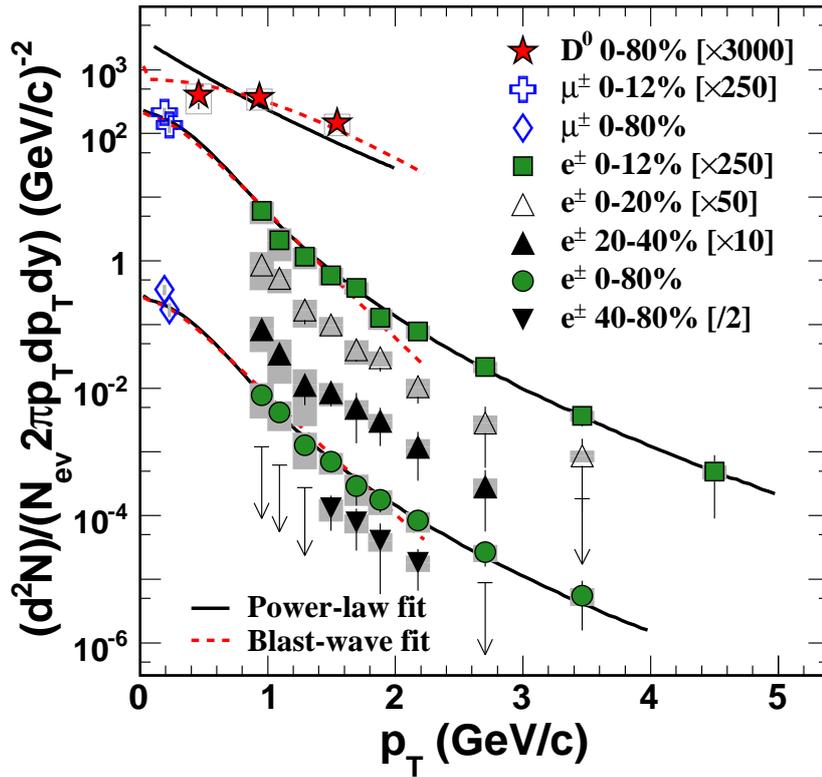


图 1-14: 200 GeV Au+Au碰撞中非光子电子产额谱。

产额；论述了利用事件产生器来重建背景电子谱，和通过拟合非光子电子的产生截面来获取粲夸克产生总截面的过程。

本篇文章的安排如下：

第一章：引言部分；

第二章：相对论重离子碰撞实验装置；

第三章：STAR实验中的粒子鉴别；

第四章：非光子电子(NPE)背景分析；

第五章：非光子电子(NPE)系统误差；

第六章：非光子电子(NPE)产生截面；

第七章：重子数-奇异数的关联；

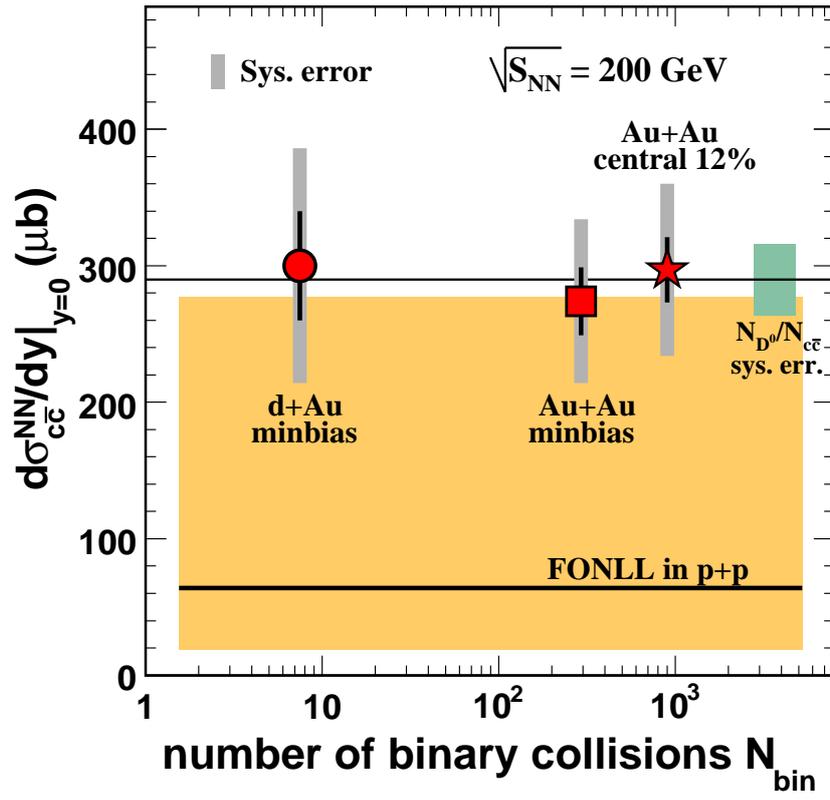


图 1-15: 200 GeV Au+Au(中心和minibias事例)和d+Au(minibias事例)碰撞中粲夸克的产生截面

第八章：总结和展望。



## 第二章 相对论重离子碰撞实验装置

### 2.1 相对论重离子对撞机(Relativistic Heavy Ion Collider)

位于美国布鲁克海文国家实验室的相对论重离子对撞机(简称RHIC)是目前世界上正在运行的能量最高的重离子对撞机,它是人类用来模拟宇宙物质的起源和演化,产生高温高密度核物质形态的大型物理实验装置,被称做研究宇宙演化和新物质形态的人工实验室。

相对论重离子对撞机从1991年开始设计建造,于2000年建成并投入运行。目前,世界上许多科学家正在利用这一对撞机研究宇宙诞生后的头几微秒时的状态。通过两个重离子束之间发生的亚原子对撞,物理学家们从中了解小到亚原子粒子,大到星系的物质世界是如何演化和运动的自然规律。

同美国费米国家实验室的Tevatron质子-反质子对撞机一样,相对论重离子对撞机也是由一系列多级加速器串联组成的,包括串级加速器(Tandem Van de Graaff)、直线加速器(Linac)、增强器(Booster Accelerator)、重离子对撞机回旋加速器主环,并利用布鲁克海文国家实验室原有的交变梯度同步加速器(Alternating Gradient Synchrotron)作为注入器。图 2-1给出了RHIC装置组合图。

**串级加速器:** 于1970年建成,当年曾是世界上最大的静电加速器。它利用静电来加

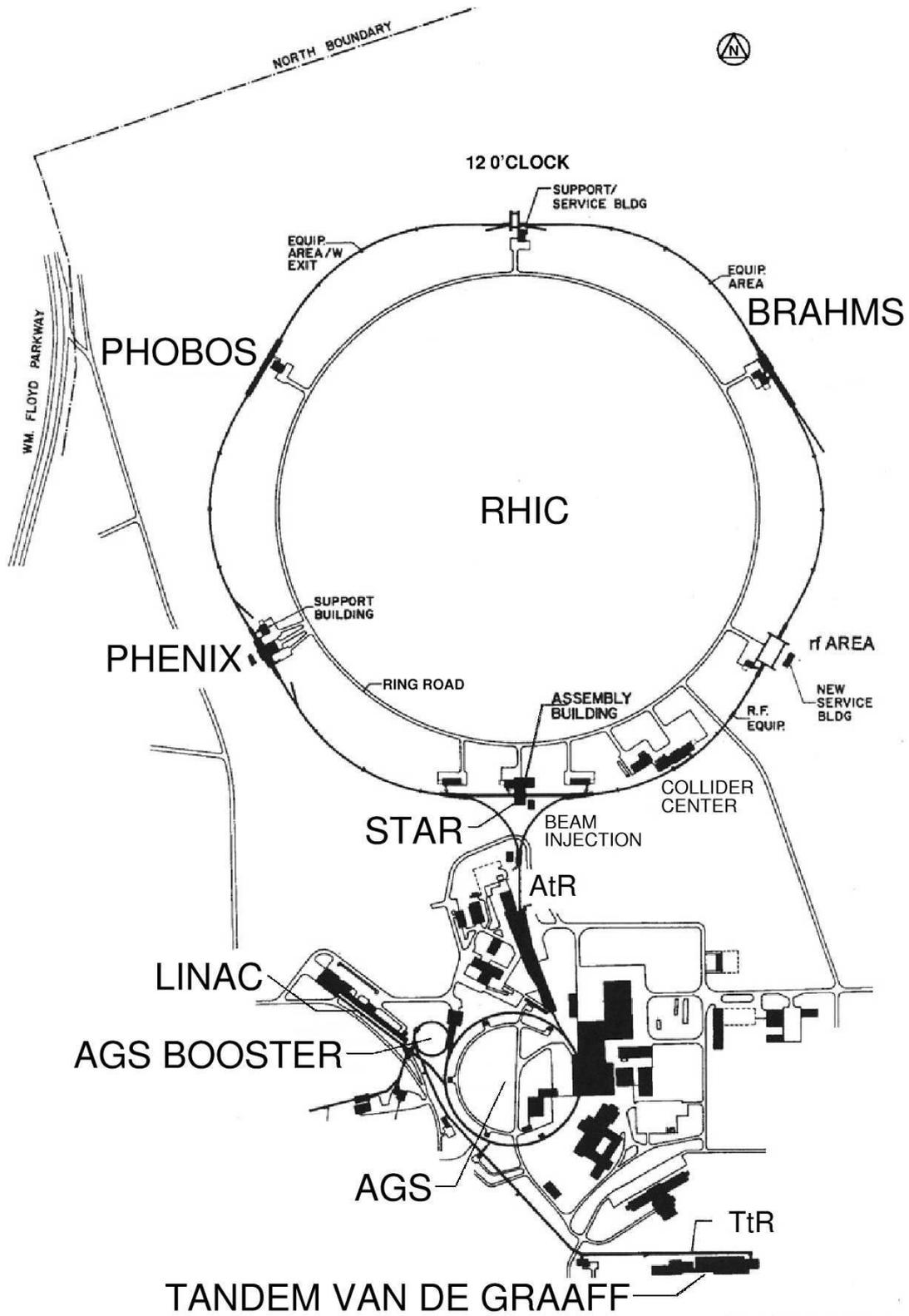


图 2-1: 布鲁克海文国家实验室的重离子加速器对撞机分布示意图

速原子，将围绕原子核的一些电子剥除，使之成为带有正电荷的离子。串级加速器包括两个 $1.5 \times 10^7\text{V}$ 的静电加速器，每个约24m长，头尾串联。

为了研究高能重离子的碰撞，布鲁克海文实验室于1986年又建成了700m长的地下隧道和束流输送系统，使串级加速器产生的重离子可输送至增强器和交变梯度同步加速器，用于进一步加速。现在它主要作为相对论重离子对撞机的离子源。

**直线加速器：**设计建造于上世纪60年代后期，当时作为交变梯度同步加速器的主要辅助装置，目的是提供加速的质子，供交变梯度同步加速器和直线加速器生产同位素装置(BLIP)使用。直线加速器的基本部分包括离子源、无线电频率四极预注入器和9个加速器无线电频率中空腔，隧道长度为140 m。

相对论重离子对撞机的一些实验除了使用重离子外，还使用质子碰撞束流，这些实验主要由直线加速器提供质子。直线加速器能够将质子束流增加能量至200MeV，然后输入增强器。

**增强器：**作为交变梯度同步加速器的升级设备，始建于1986年，并于1991年建成。增强器的体积大小不到交变梯度同步加速器的四分之一，是一个能量很高、体积不大的回旋加速器，利用电磁波给离子提供更多能量，用于将粒子在进入交变梯度同步加速器前进行预加速，增加由交变梯度同步加速器产生的质子束流的强度。

增强器在相对论重离子对撞机中也担当重要角色，用于接收来自串级加速器的重离子，然后输送到交变梯度同步加速器做进一步加速，最后输送入相对论重离子对撞机中。由于它的超真空，增强器能够使交变梯度同步加速器加速原子量为197以下的重离子，包括金离子。

离子进入增强器前，先要经过串级加速器至增强器束流线，经由一个磁场产生的真空管进入增强器。此时，它们被加速至大约为光速的5%。进入增强器后，离子的运动速度越来越高，逐渐接近到光速的三分之一，然后将离子束流输送至交变梯度同步加速器。

**交变梯度同步加速器:** 1960年建成的, 能量设计指标为330亿电子伏。上世纪90年代, 在设计建造相对论重离子对撞机时, 将它保留了下来, 作为注入器使用。

当离子由增强器进入交变梯度同步加速器时, 它们的运动速度已经是光速的37%, 然后这些离子在此继续获得更多的能量, 不断旋转加速, 直到速度增至光速的99.7%, 达到299, 274km/s, 已经达到在宇宙中的速度极限。爱因斯坦在他的狭义相对论中将这一速度称为“相对论速度”, 并描述了物体在这一极限速度运动时会产生的奇异行为, 这也是为什么布鲁克海文实验室将这台设备取名为“相对论重离子对撞机”的原因。

**ATR和RHIC:** 当离子束流在交变梯度同步加速器中达到最高速度时, 它被引入至另外一条被称为ATR的束流线。在这条束流线的终端有一个由开关磁铁控制的分叉, 一条将束流向左顺时针引导至相对论重离子对撞机第一回旋环路, 另一条向右逆时针通往相对论重离子对撞机的第二回旋环路。相对论重离子对撞机安置在一个环形隧道中, 位于地下3.7米深。隧道内有两条细管道, 分别是相对论重离子对撞机的两条回旋环路, 周长3.9km, 离子束流在其中分别沿相反方向以高速作回旋和加速运动, 然后让它们在指定的6个相交作用点内产生碰撞。

**超导磁体和射频系统:** 相对论重离子对撞机的环路由成百块磁性体筒状物构成, 像项链上的珠子一样连贯串接而成。每个磁性体筒状物又是由许多钛铌超导合金磁体组成, 内部布有许多管道和电缆, 中间直径只有数十厘米的管道就是离子束流运行的通道。对撞机上总共有1740块超导磁体, 被冷却至零下268.65摄氏度, 即绝对温度4.5K, 此时磁体内的电阻几乎为零。超导磁体产生的磁场精确地控制着离子束流环绕对撞机运动的速度和方向。相对论重离子对撞机还使用一套强烈的电磁波来引导粒子束流, 每当这些粒子在主环内回旋一圈时便进行一些额外的增能加速, 称为射频系统。

利用相对论重离子对撞机, 我们可以把质子加速到每核子250 GeV, 亮度为  $4 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , 金离子每核子100 GeV, 亮度为  $2 \times 10^{26} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ 。相应的加速过程简述如下:

1) 金离子: 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, 通过两个金箔来剥离掉部分电子; 把带有一个单位负电荷的金离子通过串级加速器加速到15 MeV; 经过电子剥离器(位于两个串级加速器之间), 使金离子的电荷达到+12e; 注入到第二个串级加速器, 获得1 MeV/u的能量; 再次经过电子剥离器, 使离子所带电荷为+32e; 注入增强器, 加速到能量为95 MeV/u; 进一步剥离电子到+77e, 然后注入到交变梯度同步加速器, 金离子束被加速到10.8 GeV/u; 最后一次电子剥离, 电荷达到+79e; 最终, 离子注入到RHIC环内, 加速到最高能量。

2) 质子: 直线加速器将质子束流加速至200MeV; 输入到增强器进行加速; 然后通过交变梯度同步加速器并最终注入到RHIC环内, 加速到最高能量。

从2000年到2009年之间, RHIC已经成功进行了9.2 GeV, 19.6 GeV, 62.4 GeV, 130 GeV和200 GeV下的Au+Au碰撞实验, 22 GeV, 62.4 GeV和200 GeV的Cu+Cu碰撞实验, 200 GeV的 $p + p$ 和 $d+Au$ 碰撞实验, 以及500 GeV下的 $p + p$ 碰撞实验。表 2-1给出了RHIC实验的一些主要参数。

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

相对论重离子对撞机能够将重离子最高加速至光速的99.995%, 它是世界上第一台能够从事重离子对撞实验的设备, 也是迄今为止世界上正在运行的能量最高的重离子对撞机。

## 2.2 RHIC中的螺旋管径迹探测器(the Solenoid Tracker at RHIC)

在RHIC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。

STAR探测器是目前RHIC上两个主要的大型探测器之一，主要用来探索高能量密度下强相互作用物质的性质，以及寻找QGP产生的信号。它可以完美地重建粒子径迹，高精度地分辨粒子动量，以及准确地鉴别中高快度粒子，所有这一切都源于大的方位角覆盖和复杂的各子探测系统，它可以同时测量多个物理量，并给出核核碰撞详尽清晰的物理图像。

图 2-2和 2-3分别给出了STAR探测器透视图和剖面图。在中快度区域，从最内层束流管到最外层探测器如表 2-2，

硅顶点探测器	Silicon Vertex Tracker (SVT)
硅微条探测器	Silicon Strip Detectors (SSD)
时间投影室	Time Projection Chamber (TOF)
中央环形触发探测器	Central Trigger Barrel (CTB)
飞行时间探测器	Time-Of-Flight detector (TOF)
桶状电磁量能器	Barrel Electro-Magnetic Calorimeter (BEMC)
磁铁	Magnet
$\mu$ 探测器	Muon Telescope Detector (MTD)

表 2-2: 中快度区的子探测器

在前端和后端高快度区的探测器如表 2-3，

### 2.2.1 时间投影室(Time Projection Chamber)

时间投影室(简称:TPC) [66–69] 是一种气体漂移探测器，它由桶状的漂移区和具有位

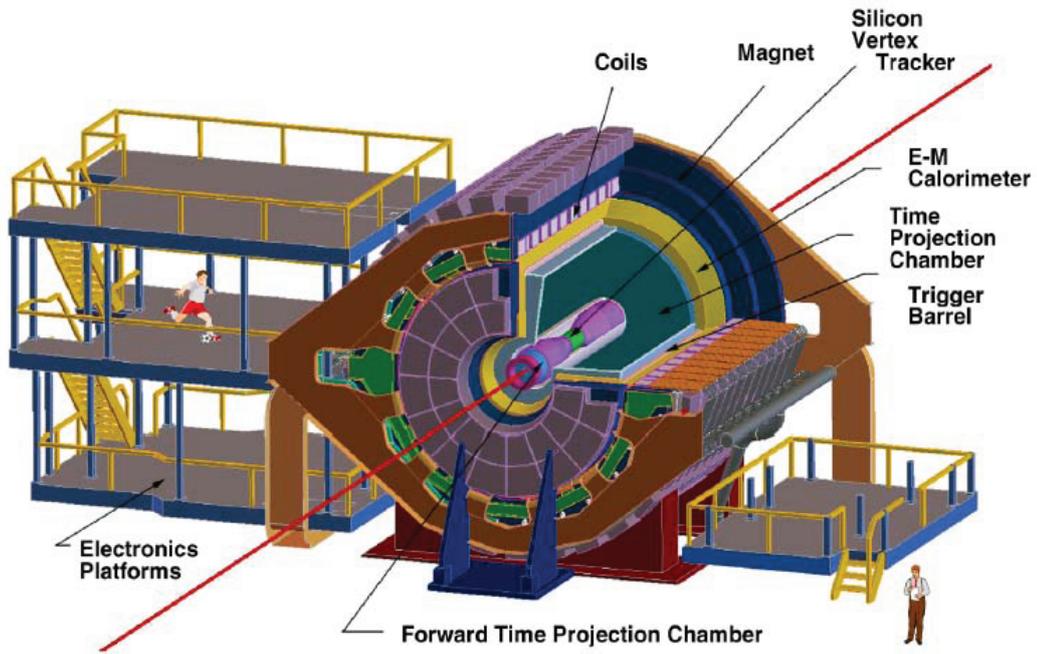


图 2-2: STAR探测器系统透视图

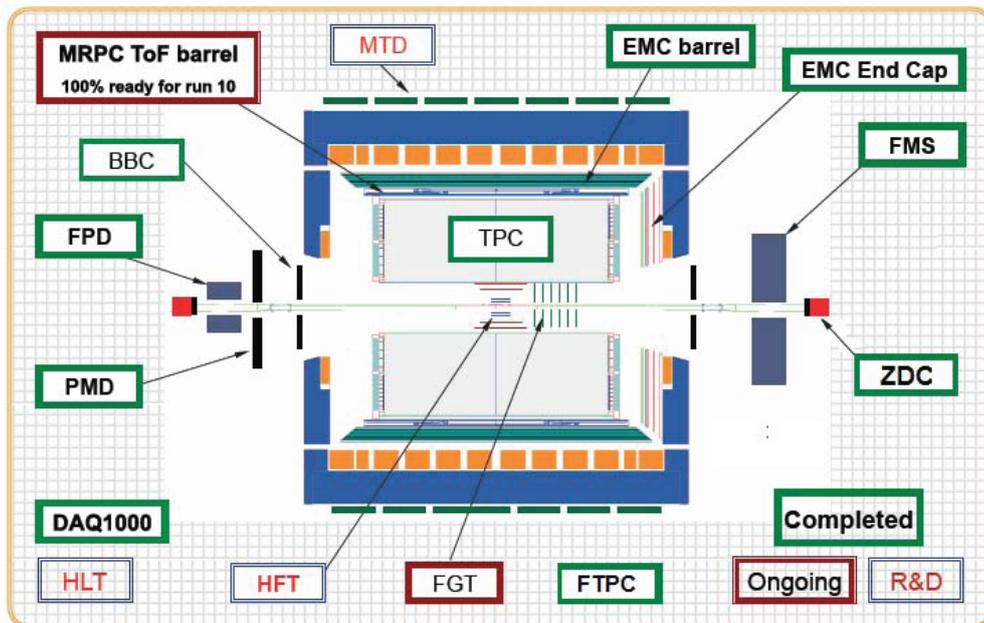


图 2-3: STAR实验最新的探测器系统剖面图

前向时间投影室	pair of radial-drift Forward TPC (FTPC)
端盖电磁量能器	Endcap Electro-Magnetic Calorimeter (EEMC)
光子多重数探测器	Photon Multiplicity Detector (PMD)
束流探测器	Beam Beam Counters (BBC)
零度量能器	Zero Degree Calorimeters (ZDC)
赝顶点探测器	pseudo-Vertex Position Detectors (pVDP)

表 2-3: 前、后端高速度区的子探测器

置灵敏功能的端盖读出探测器组成, 内部存满工作气体, 并加有平行于桶轴向( $z$ ) 的电场和磁场。当带电粒子穿过漂移区时, 会在径迹上产生电子-离子对, 电子在电场的作用下, 向端盖读出探测器漂移, 并在该处得到雪崩放大并产生具有位置、幅度、时间等信息的输出。这样带电粒子的径迹在 $r$ - $\phi$ 平面的位置可由端盖探测器给出,  $z$  方向的信息可由电子漂移时间给出, 实现了径迹的三维重建。平行于电场方向的磁场一方面可以使我们测量入射粒子的动量, 同时还抑制了电子漂移过程中的横向扩散, 提高了径迹的空间重建能力。

正是由于TPC能够精确地测出粒子在漂移区域的三维径迹和 $dE/dx$ 值, 具有很高的粒子识别能力, STAR把它作为中心径迹探测器。图 2-4给出了STAR时间投影室的示意图。它是一个长为4.2m, 内径为0.5m, 外径为2m的空心圆筒, 外围被磁铁系统包裹。在纵向上TPC被放在中央的一个阴极膜(cathode central membrane, CM) 分割为东西两个漂移区, 阴极膜上加高压约28 kV。作为阳极, 接地的端盖读出盘被分为对称的十二个区。空腔内工作气体是一种被称为 $P_{10}$ 的混合气体, 混合比率为: 90%的氩气和10%的甲烷, 压强约为2mbar。整个探测器可以覆盖的范围为: 赝快度:  $|\eta| < 1.8$ ; 方位角:  $\Delta\phi = 2\pi$  [70]。

在 高能质子-质子和核-核碰撞中产生的带电粒子, 动量主要集中在100 MeV/c 以上, 这些带电粒子在穿过时间投影室时, 将会在混合的气体中产生电离而损失能量。在一个标准大气压下, 带电粒子在这种混合气体中的损失能量大约为几 keV/cm。因此在整个飞行的路径( $\sim 2m$ )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

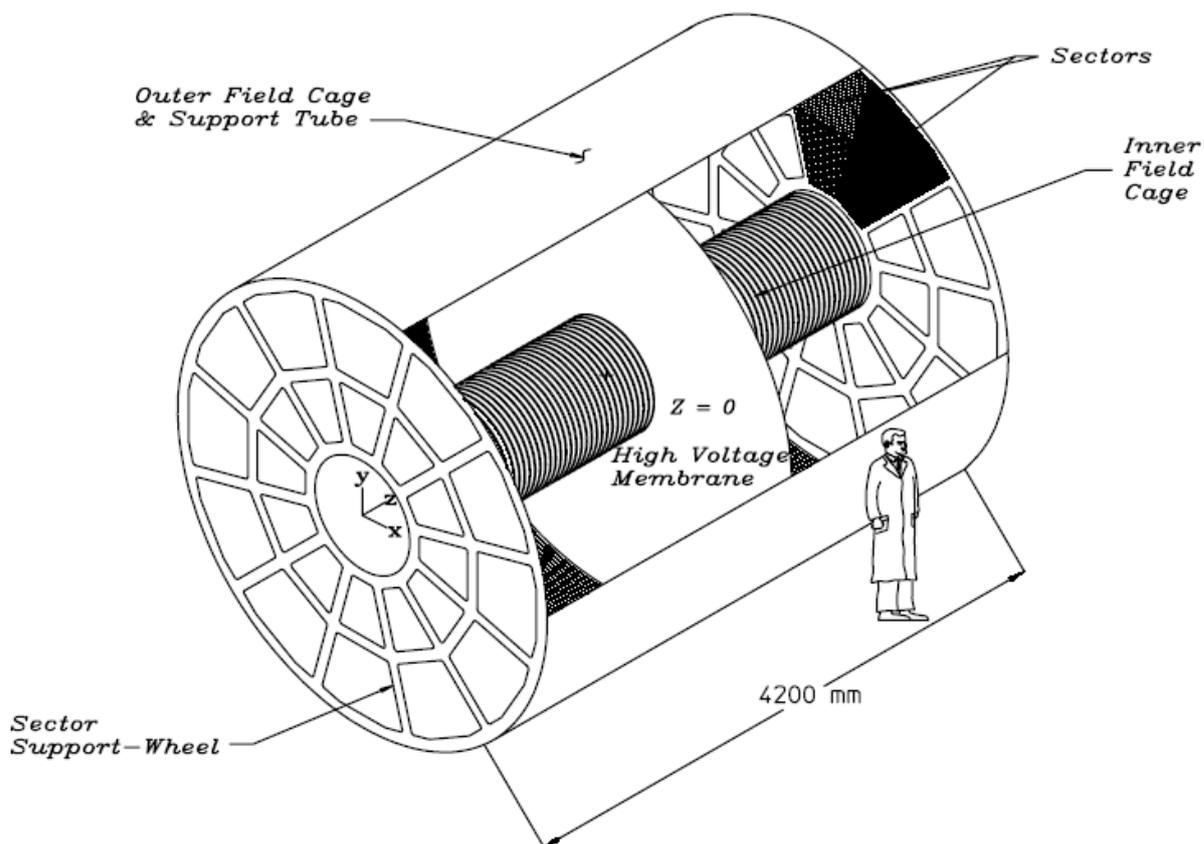


图 2-4: STAR时间投影室TPC的示意图

的磁场的影下以  $5.45 \text{ cm}/\mu\text{s}$  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，下部的读出片的面积设计为  $2.85 \times 11.5 \text{ mm}^2$ ，上部的读出片的面积为  $6.2 \times 19.5 \text{ mm}^2$ ，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。相对应的上下两个读出区的读出系统也不相同，上读出区的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

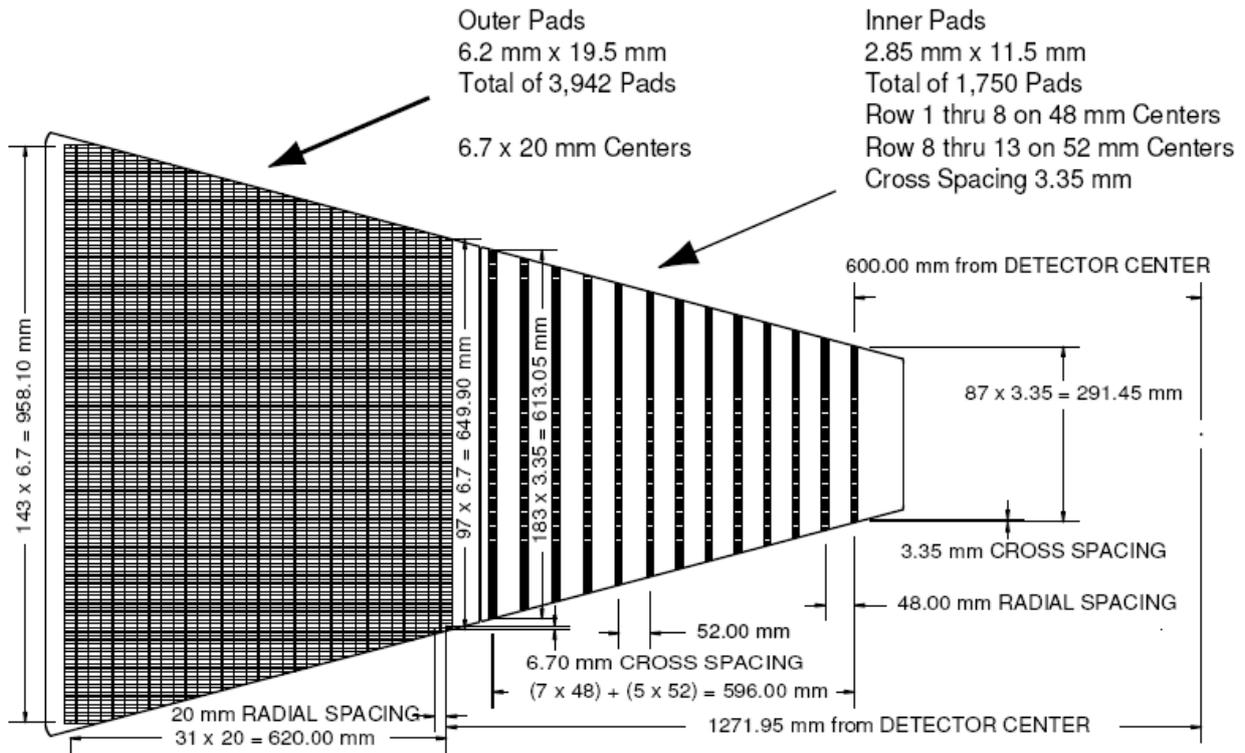


图 2-5: TPC读出平板扇区的示意图

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，使得场强很大。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。具体的读出电子学及信号的处理可以参照文献 [71]。

图 2-6是利用时间投影室重建的Au+Au中心碰撞的粒子径迹。在得到带电粒子的径迹后，可以计算出径迹的曲率半径，结合磁场可以推出它的横向动量，根据出射角度，可以得到它的总动量。

理论上，带电粒子在TPC的能量损失可以用Bethe-Bloch公式拟合，

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

式中， $z$ 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， $r_e = e^2/m_e$ 为经典电子半径， $c$ 为光速， $Z$ 为气体的原子序

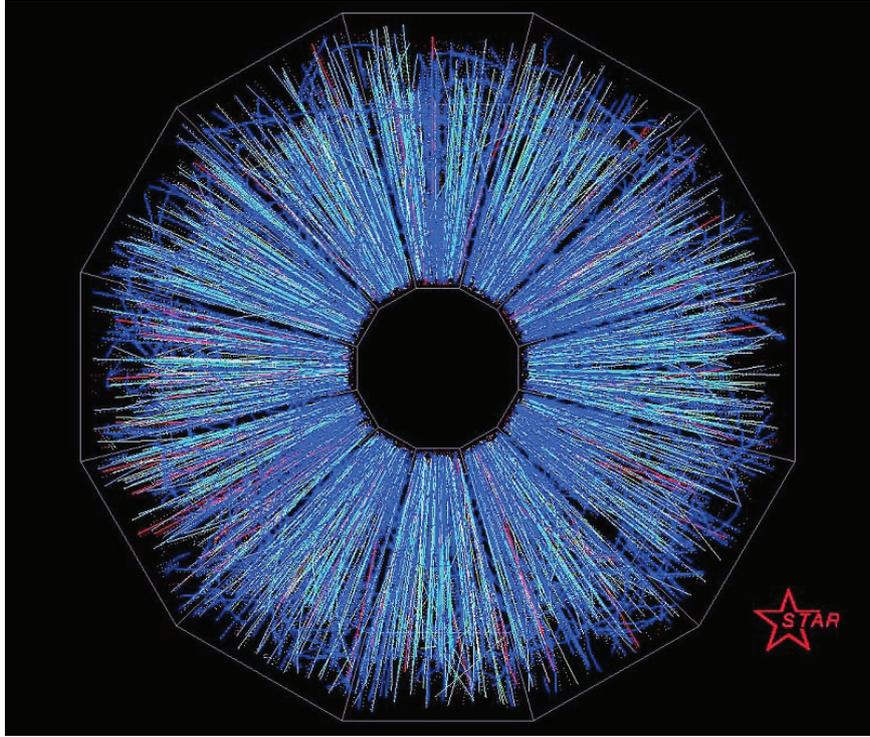


图 2-6: 利用时间投影室重建的Au+Au中心碰撞事件的径迹图

数,  $A$ 为气体的原子量,  $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ ,  $I$ 为平均激发能。  $E_M = 2m_e c^2 \beta^2 / (1-\beta^2)$ 是单次碰撞最大的转移能量。

图 2-7给出了在STAR的TPC探测器中测量到的不同粒子的能量损失( $dE/dx$ )和Bethe-Bloch公式计算值。(不同颜色的带子对应着实验上测得的不同种类粒子, 对应的粉色线就是相应的Bethe-Bloch公式计算值), 我们发现动量相同的不同粒子, 它们的能量损失是不同的。当横动量 $p_T$ 小于  $0.8 \text{ GeV}/c$  时,  $\pi$ 、 $K$ 和 $p$ 有着不同能量损失, 因此, 在这个动量区间, 能损可以用来很好地鉴别粒子。

通过对 $dE/dx$ 的测量,  $\pi$ 和 $K$ 的鉴别可以达到 $p_T \sim 0.7 \text{ GeV}/c$ ,  $p$ 和 $\pi$ 、 $K$ 鉴别达到 $p_T \sim 1.1 \text{ GeV}/c$ 。对于弱衰变粒子, 例如 $K_S^0$ 、 $\Lambda$ , 通过它们弱衰变拓扑分布, 可以达到 $0.3 < p_T < 7.0 \text{ GeV}/c$ ; 对于强衰变粒子, 例如 $K^*$ 、 $\phi$ 、 $\Delta$ , 通过混合事件方法最高可以达到 $p_T \sim 5.0 \text{ GeV}/c$ 。

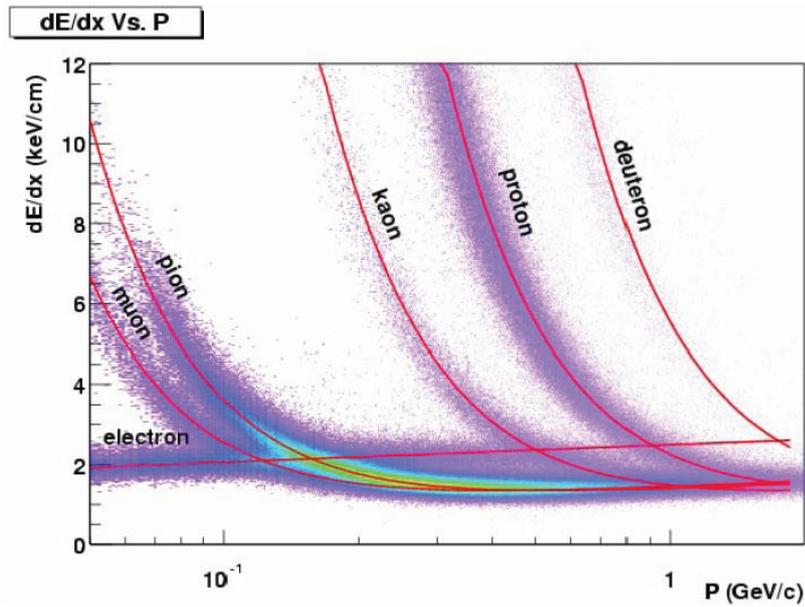


图 2-7: 带电粒子径迹穿过TPC气体时的能量损失

### 2.2.2 飞行时间探测器(Time of flight detector)

在粒子物理实验中，粒子的识别是探测装置的一个重要功能。通过测量粒子的飞行时间可以分辨处于一定动量范围的粒子的质量，由此可识别粒子的种类。在相对论重离子碰撞实验中，由于终态事件的高多重性(相对论重离子对撞机Au+Au对撞中，单位快度内的终态粒子数约有2000个)，为了保证每个单元探测器有低的占有率和高的粒子探测效率，必须要求飞行时间探测器(简称：TOF) [72-75] 由许多小单元阵列组成并具有相当的覆盖面积。根据STAR探测器的设计，要求飞行时间探测器要有 $64m^2$ 才能覆盖 $-1 < \eta < 1$ 的快度范围，如果每个单元的面积为 $6.3cm \times 3.1cm$ ，则要有24500个读出单元。

目前，STAR采用由32个多气隙阻性板室(Multi-gap Resistive Plate Chamber，简称：MRPC)构成飞行时间探测系统。它位于时间投影室和桶状电磁量能器之间，由120片组成，东西两边各60片。MRPC是一种新型的气体探测器，它结构简单，价格便宜，并能达到很好的探测效率和时间分辨，从2003年以来在RHIC-STAR实验上成功运行并获得了大量的实验数据。

MRPC是由上下两块电极板和一组平行放置的玻璃板构成，玻璃板间的气隙范围通常在0.2-0.3mm。最外层的玻璃板通过电阻性电极和高电压相连，而所有的内层玻璃板处于浮置的电位。其基本结构如图 2-8。所有气隙处于均匀的强电场下，形成探测器的灵敏

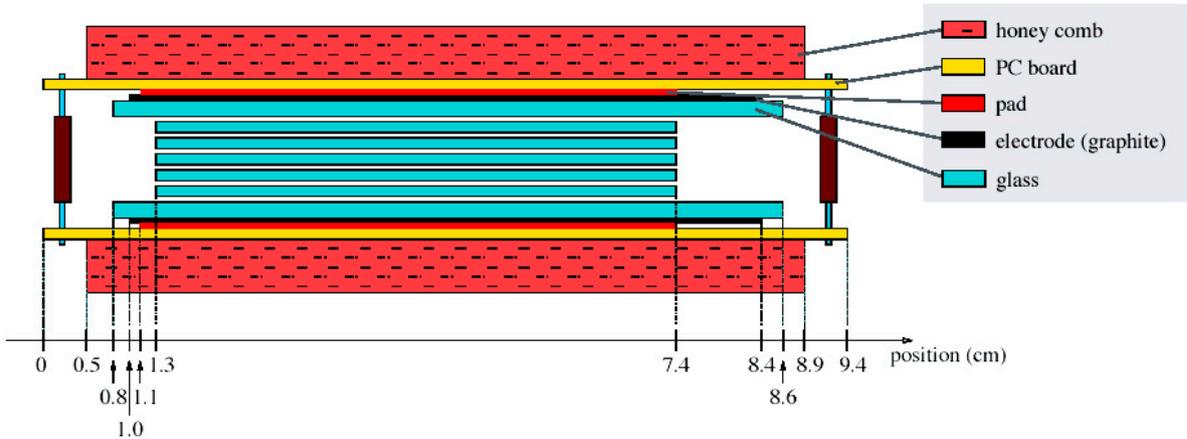


图 2-8: MRPC基本结构示意图I

区。带电粒子穿过室时，在灵敏区内产生的电离会立即开始气体雪崩过程，并在感应电极上产生可观察的信号。

MRPC多路读出有 $2 \times 6$  个读出单元,每个单元尺寸为 $3.1\text{cm} \times 3\text{cm}$ ，各读出单元之间有3mm的间距，整个探测器的灵敏面积为 $20\text{cm} \times 6.3\text{cm}$ ，其结构如图 2-9。外玻璃板尺

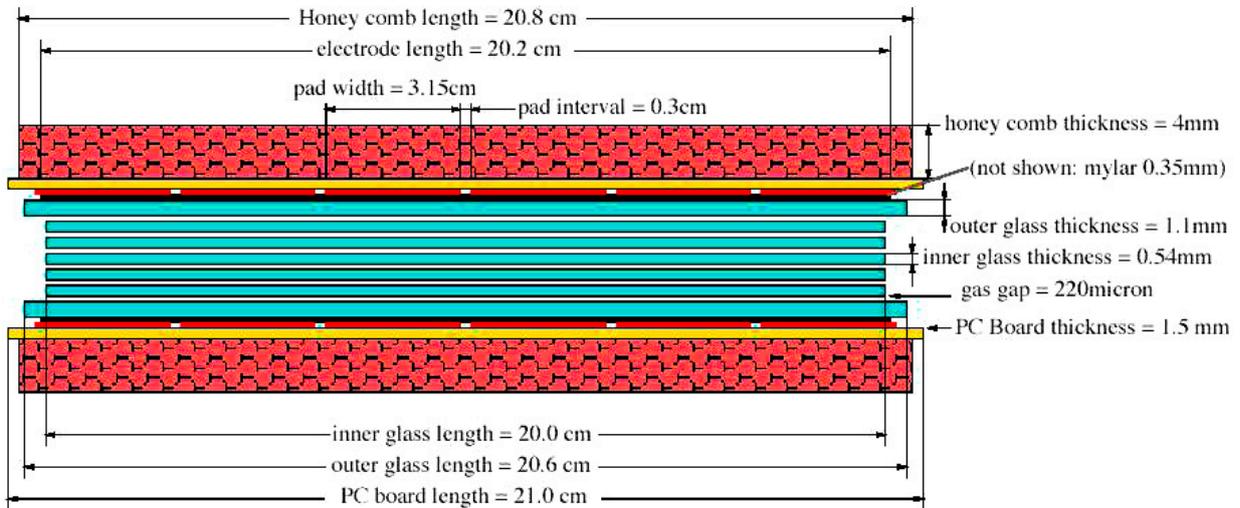


图 2-9: MRPC基本结构示意图II

寸为 $21.6\text{cm} \times 8.9\text{cm}$ ，厚度为1.2mm，其外表面上粘以一层电阻率为 $\sim 8 \times 10^5 \Omega/\text{cm}^2$ 的碳

膜作为电极和高压相连。电极与读出印制板之间通过一层0.35mm厚的聚酯薄膜绝缘。在外玻璃板之间有5块面积为 $19.8\text{cm} \times 6.8\text{cm}$ ，0.54mm厚的内层玻璃。玻璃之间有直径0.25mm的尼龙丝分隔形成6个均匀气隙。为防止玻璃变形，在读出印制板外粘以6mm厚的蜂窝板。MRPC所用玻璃的体电阻率约为 $8 \times 10^{12} \Omega \cdot \text{cm}$ 。室体放在一个气密的盒子内，并通以一个大气压的 $90\% \text{C}_2\text{F}_5\text{H} + 5\% \text{SF}_6 + 5\% \text{iso-C}_4\text{H}_{10}$ 混合气体。采用负电性的气体和 $\text{SF}_6$ 是为了有效的抑制流光的产生，确保MRPC工作在正比雪崩的模式。每个读出单元都直接与前端低噪音快放大器连接，信号经过放大，一路连接信号幅度数字转换插件ADC，另一路经甄别器连到时间数字转换插件TDC。

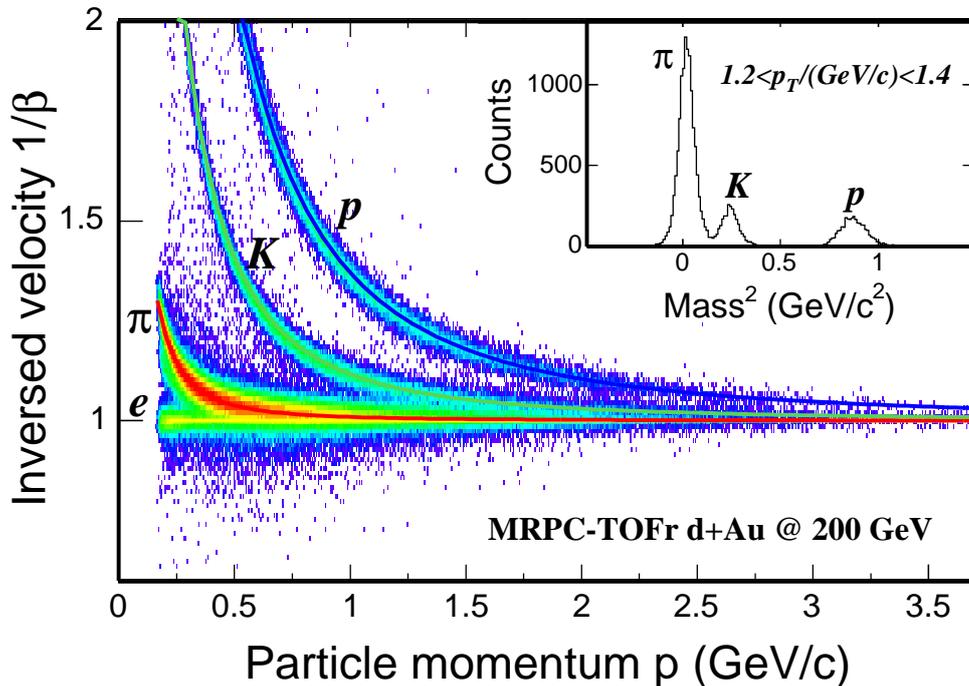


图 2-10: 200 GeV d+Au碰撞中TOF测量的粒子速度的倒数( $1/\beta$ )随动量的变化关系

由中国STAR合作组研制的大型飞行时间探测器 (TOF) 覆盖的范围为：赝快度  $|\eta| < 1$ ；方位角  $\Delta\phi = 2\pi$ 。由图 2-10我们可以看出，飞行时间探测器在中动量区域具有很好的粒子鉴别能力，可以把K介子和 $\pi$ 介子的鉴别从用TPC鉴别的0.7 GeV/c提高到1.6 GeV/c，质子和 $\pi$ 介子的鉴别从TPC鉴别的1.1 GeV/c提高到3 GeV/c。

### 2.2.3 桶状电磁量能器(Barrel Electro-Magnetic Calorimeter)

高能物理实验研究需要精确测量实验中基本粒子衰变的产物或次级粒子的能量，测

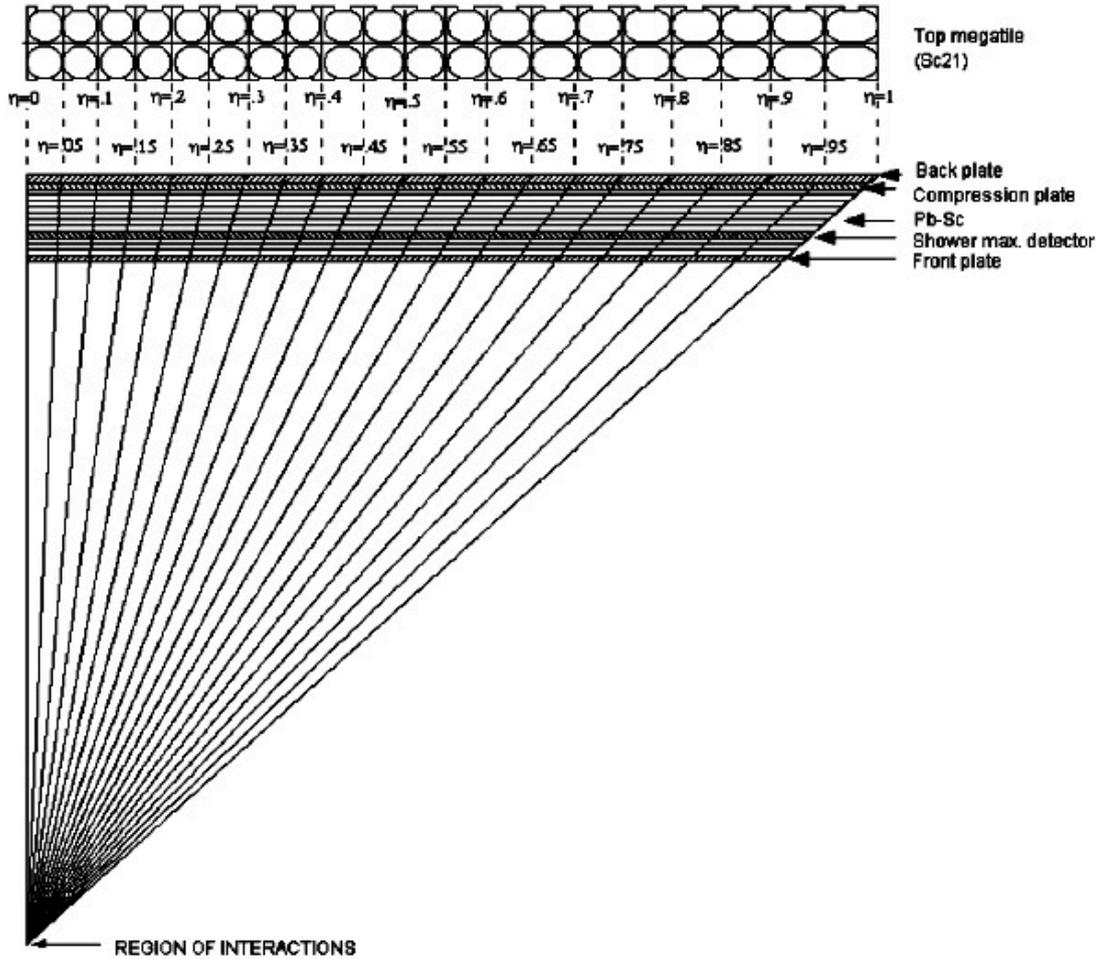


图 2-11: 量能器单元z向侧视图

量粒子能量的探测器称为量能器 (Calorimeter)。粒子穿过介质时与介质之间的相互作用，因粒子的能量、特性以及介质特性的不同而发生不同的电磁作用、强作用、弱作用过程。高能电子或 $\gamma$ 光子在介质中会产生电磁簇射，其次级粒子总能量损失与入射粒子总能量成正比，收集到总能量损失即可确定粒子的总能量。

电磁量能器 (Electromagnetic Calorimeter) 又称簇射计数器，是利用 $\gamma$ 和 $e$ 等在介质中会产生电磁簇射的原理，通过测量电磁簇射的次级粒子的沉积能量，得到 $\gamma$ 和 $e$ 等的能

量，它是鉴别 $\gamma$ 和 $e$ 等电磁作用粒子与其它种类粒子的主要探测器。

STAR的桶状电磁量能器(BEMC) [76]放在时间投影室的外面，由120块横截面为梯形，长293cm，宽26cm的量能器模块组成，它覆盖整个方位角，在赝快度方向上能够达到 $|\eta| < 1$ ，因此每个模块可以覆盖： $\Delta\eta = 1$ ； $\Delta\phi \sim 1 \text{ rad}$ ，而每个模块又被细分为40个单元，称为塔(tower)， $\eta$ 方向上有20个； $\phi$ 方向上则有2个，所以整个桶状电磁量能器有4800个塔。图 2-11给出了量能器单元的侧视图。

桶状电磁量能器是一种使用铅和塑料闪烁体制成的取样型电子光子簇射计数器，

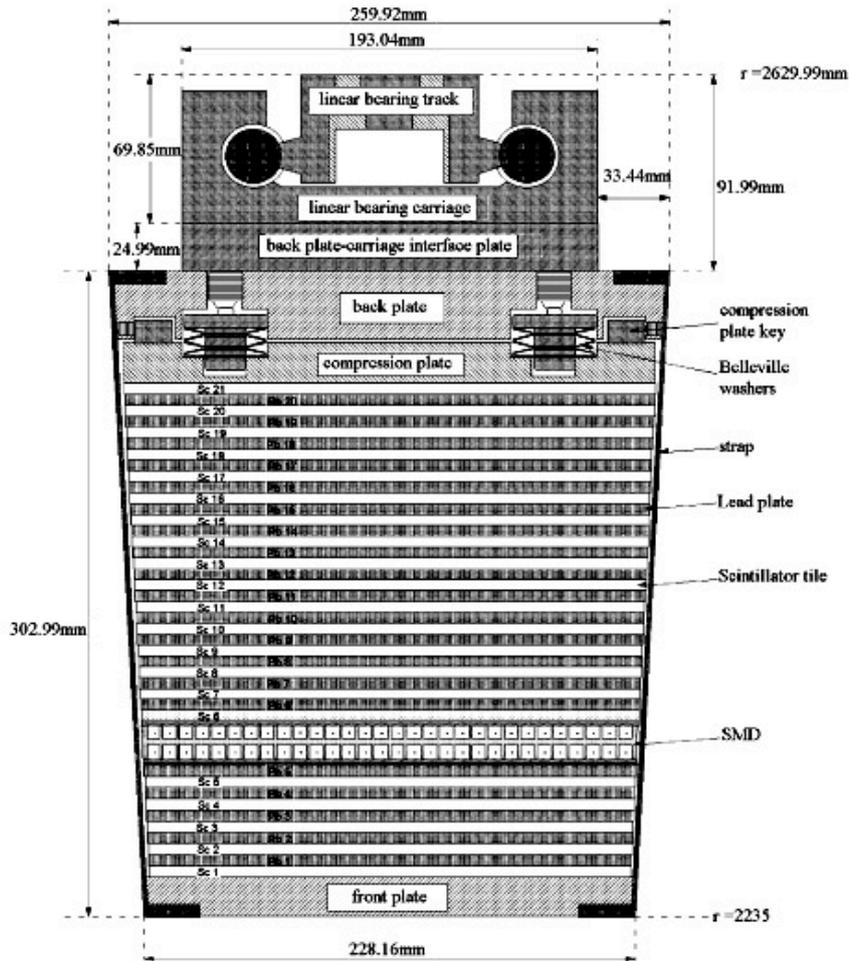


图 2-12: 量能器模块计数系统的剖面图

图 2-12给出了量能器模块计数系统的剖面图，整个模块中心是由作为簇射介质的铅闪烁堆和位于堆前大约 $\sim 5$ 个辐射长度的簇射极大探测器(shower maximum detector，简

称: SMD)组成。铅闪烁堆又是由20层5 mm 厚的铅板, 19层5 mm 厚的闪烁体和2层6 mm 厚的闪烁体构成。和较厚的闪烁体相连的还有一个预簇射探测器(preshower detector), 这个探测器可以帮助我们很好地区别 $\pi^0$ 和 $\gamma$ , 以及电子和强子。

高能电子或光子入射到这种计数器时, 在簇射介质中产生电磁级联簇射, 并在簇射极大探测器中达到极大值, 次级正负电子穿越各探测元件(塑料闪烁体), 在其中的能量沉积成正比地转换成电脉冲幅度。虽然沉积在簇射介质中的能量是无法测量的,但只要合理选取簇射介质的取样厚度和探测元件的取样厚度, 并使总体布局最佳化, 就可以用蒙特卡罗法(MC)来模拟簇射次级粒子在量能器中的能量沉积分布, 并通过实验刻度, 从而找出探测元件的输出电荷量和簇射次级粒子在整个计数器中的能量沉积的定量关系, 实现对入射电子或光子的能量测量。

#### 2.2.4 桶状簇射极大探测器(Barrel Shower Maximum Detector)

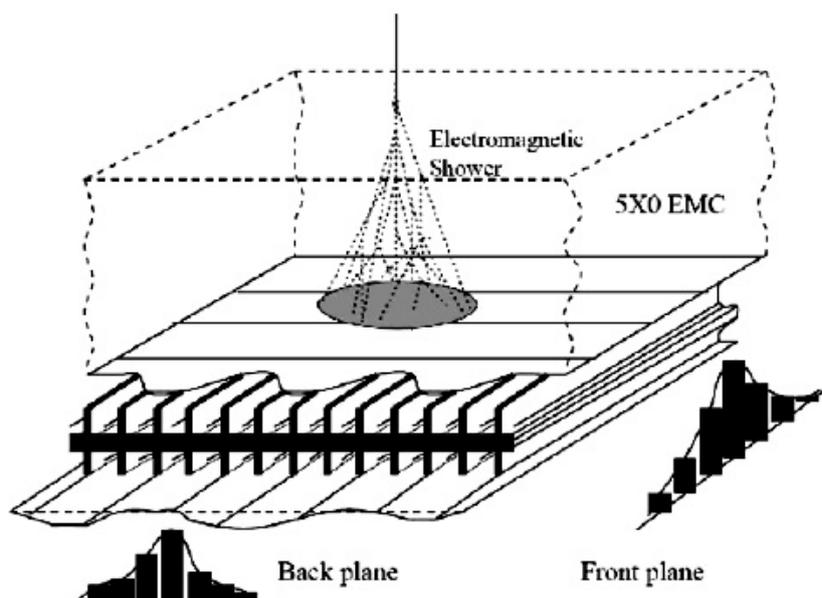


图 2-13: 簇射极大探测器的双层结构示意图

STAR的桶状电磁量能器虽然被细分为4800个接受单元, 但是每个单元的面积(在 $\eta = 0$ 时,  $\sim 10 \times 10 \text{ cm}^2$ , 且随着 $\eta$ 值的增加而变大) 仍然大于单个电磁簇射的尺寸。为了在测量 $\pi^0$ 和 $\gamma$ 时, 能够通过簇射的形状和尺寸将二者区分开来, 需要有高的空间分辨率探测器

参与其中，由此我们引入了桶状簇射极大探测器SMD。

图 2-13给出了相应的设计图。SMD采用了双层设计，有两个独立的正比丝板，位于它们之间的双面铝层负责为二者提供本底信道，作为独立的PC板阴极平面，在它们上面还分别分布着位于 $\eta$ 和 $\phi$ 方向的条形蚀刻，合成这两个方向的信号，我们便可以得到一个清晰的2D簇射图像。

簇射极大探测器是一种利用气体放大的正比计数器。在中间的铝板层上分布着沿着 $\eta$ 方向，宽5.9mm的信道， $50\mu\text{m}$ 的镀金钨丝则缠绕在这些信道中央。共有两种类型的读出条负责收集在正比丝附近由于气体放大而产生的全部电荷，一种与镀金钨丝垂直，每个读出条拥有30个信道，在 $\eta$ ， $\phi$ 方向的跨度分别为0.0064，0.1 rad，提供 $\eta$ 方向的簇射空间信息；另一种与镀金钨丝平行，宽1.33 cm， $\eta$ 跨度0.1，负责 $\phi$ 方向信息。

### 2.2.5 其他的探测器系统(Other Detectors)

**磁铁** STAR探测器的磁铁系统 [77]是一种螺旋形磁铁，长6.85m，内部直径5.27m，外部直径7.32m。沿束流方向，它最大可以提供0.5T的匀强磁场。当带电粒子穿过这个磁场时，STAR的径迹探测器会探测出带电粒子的螺旋轨迹，从而可以测量出粒子的动量。现在，STAR的磁铁工作模式有三种：全磁场，翻转全磁场，和半磁场。

**外部径迹探测器** 时间投影室(TPC)是STAR的主要径迹探测器，它可以测中快速区域带电粒子的动量信息。我们已经在上一节作了详细地介绍。为了拓展探测器在高快速区域的粒子测量，两个前向的时间投影室(FTPC) [78] 被放置在顶点探测器的两端，它们可以探测横快速度在  $2.5 < |\eta| < 4$  区域内的粒子。

**内部径迹探测器** 靠近碰撞点的带电粒子的径迹探测是由硅顶点探测器(SVT) [79] 和硅微条探测器(SSD) [80]来完成的。硅顶点探测器是由216条硅漂移探测器分三层安装，它们距离中心轴线分别是7，11，15cm。硅微条探测器构成了第四层内部径迹探测系统，它的位置离中心轴线的距离约为23cm。硅探测器覆盖住整个方位角，在横快速度方向上的

探测区间上能够达到 $|\eta| \lesssim 1$ 。由于硅探测器离碰撞中心的距离很近,使得原初碰撞顶点和由弱衰变( $\Lambda$ ,  $\Xi$ ,  $\Omega$ 等)产生的次级顶点的定位非常地精确。虽然硅探测器有益于次级顶点的重构,但它同时也为电子的分析带来了大量的光子背景,所以在2008年的运行中,硅探测器被取出。为了能给重夸克的测量提供准确的次级顶点,STAR正在计划建造一个新的硅顶点探测器,重夸克跟踪器(Heavy Flavor Tracker, HFT)。这个新的探测器将会和硅微条探测器一起被放置在TPC和最内层硅探测器之间的空隙中使用。

**电磁量能器** STAR的桶状电磁量能器(BEMC)放在时间投影室的外面,它可以覆盖住整个方位角,在赝快度方向上的探测区间上能够达到 $|\eta| < 1$ 。端盖电磁量能器(EEMC) [81]作为桶状电磁量能器的补充,覆盖整个方位角,在赝快度方向上的探测区间为 $1 < |\eta| < 2$ 。最近,电磁量能器又被用来作为高横动量强子的触发器,并且已经成功地把 $p + p$ 碰撞中可鉴别粒子的横动量谱提高到 $15 \text{ GeV}/c$ 。

**前端光子介子探测器** 在端盖电磁量能器不能覆盖的前端区域,STAR安装了光子多重数探测器(Photon Multiplicity Detector, PMD) [82],它在赝快度方向上探测区间为 $2.3 < |\eta| < 3.5$ 。这个探测器可以在事件的层次上测量前端光子的多重数和空间分布。在更加前端的区域,STAR安装了另一个探测器,前端 $\pi$ 介子探测器(Forward  $\pi^0$  Detector, FPD)来测量高快度区域的 $\pi^0$ 介子。在2008年,STAR完成了前端 $\pi$ 介子探测器到前端介子谱仪的升级(Forward Meson Spectrometer, FMS),前端介子分光仪是一个更大的探测器,它可以测量到赝快度方向上的探测赝快度在区间 $2.5 < |\eta| < 4$ 的中性粒子,例如 $\pi^0$ ,  $\eta$ 以及 $J/\psi$ 。

**$\mu$ 探测器** 在飞行时间探测器TOF引入之前,STAR并没有测量 $\mu$ 轻子的探测器。在TOF引入之后,STAR能够测量低动量区域( $0.17 < p_T < 0.25 \text{ GeV}/c$ )的 $\mu$ 轻子。为了提高 $\mu$ 轻子的鉴别能力,STAR提出了一种新的 $\mu$ 轻子探测器,Muon Telescope Detector(MTD) [83]。 $\mu$ 探测器和飞行时间探测器非常相似,只不过具有更强大的读出系统。它位于STAR磁铁的外部,能够利用电磁量能器和磁铁来阻挡电子和强子。 $\mu$ 探测器

已经在2007年开始安装，并且运行很稳定。

**触发探测器** STAR触发探测系统 [84, 85]是一个频率为10MHz的流水线结构，原理是利用快探测器来为一些慢的径迹探测器选择事件。为触发系统提供输入信号的快探测器主要有中央环形触发器(CTB)，零角度量能器(ZDC)和束流计数器(BBC)。

### 第三章 STAR实验中的粒子鉴别

实验上测量重味强子, 可以通过其强子衰变道重建, 也可以通过测量其半轻子衰变道来反推, 如图 3-1 所示。由于目前 STAR 探测器的性能并不能很好地重建强子道, 后一种方

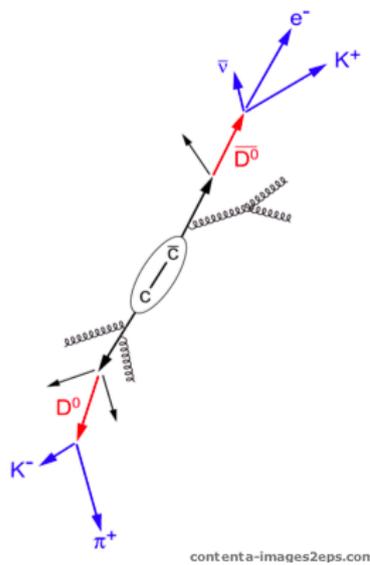


图 3-1: 重味强子衰变图

法在现在由于 TOF 探测器的辅助而具有较大的优势。通过联合在时间投影室 (TPC) 中带电粒子的电离能损 ( $dE/dx$ ) 和 TOF 中粒子的速度信息 [86], 可以剔除绝大部分的慢强子, 从而可以在较大的动量区间内 ( $0.15 \sim 3\text{GeV}/c$ ) 把电子鉴别出来。在扣除了从光子转换和轻强子衰变来的电子本底后, 可以得到预期的从重味夸克半轻子衰变产生的电子谱从而反推出这一能区重味强子产生机制的信息。

本章我们将主要介绍在RHIC Run VIII  $\sqrt{s_{NN}}=200$  GeV p+p碰撞中产生的电子以及计算电子/强子比值所需的 $\pi$ 介子的鉴别方法，拟合电子电离能损(dE/dx)分布和 $\pi$ 介子质量平方分布 $m^2$ ，得到在碰撞中产生的电子和 $\pi$ 介子产额，计算电子和 $\pi$ 介子产额的比值再乘上往年测量并且已经发表的 $\pi$ 介子谱，获得RunVIII总的电子(inclusive electron)产额。扣除电子背景的部分将在后续章节作详细讲述。

### 3.1 实验数据及其筛选(Data Sets and Cuts)

#### 3.1.1 事件筛选(Event Cuts)

在2008年(RHIC Run VIII)，STAR收集了大量关于 $\sqrt{s_{NN}}=200$  GeV p+p碰撞的实验数据，除了zerobias, bbc, mtd等触发(trigger)的以外，还有专门为TOF设置的触

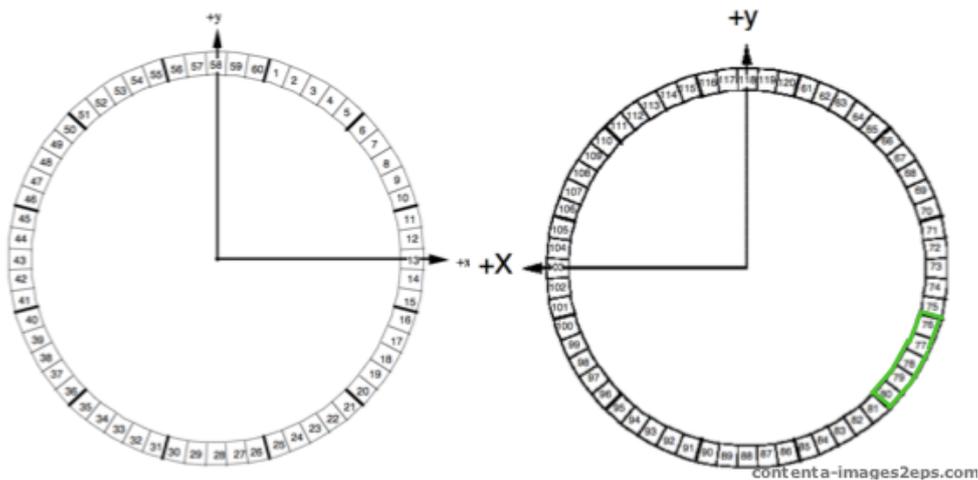


图 3-2: RHIC RunVIII STAR TOF tray ID (76 ~ 80)

发, toftpx trigger, 这是由于在2008年STAR只在东边装配了 5 条tray(标号从76到80), 如图 3-2所示, 具有比较小的接受度。在这个数据集中包含了, 至少有一条径迹触发pVPD且同时必须至少有一条径迹击中TOF的事件,共有 $\sim 71$ M(million)。相对于最小偏置触发(minimum bias trigger), toftpx触发会形成一个增强因子(enhancement factor),大约为4.5, 如图 3-3 所示。Run VIII TOF的探测效率(TOF Response)也比较稳定, 在90%左

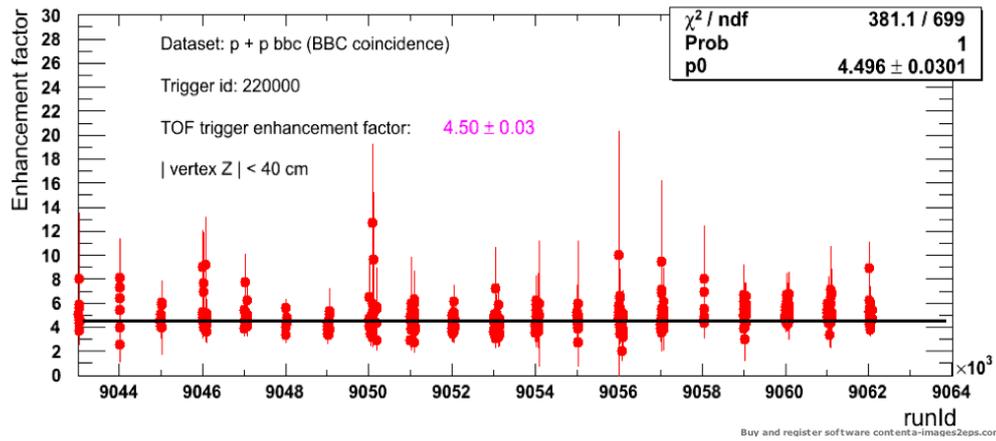


图 3-3:  $\sqrt{s_{NN}}=200$  GeV p+p碰撞中toftpx触发的增强因子

右，这里的探测效率定义如下：

$$\text{TOF探测效率} = \frac{\text{穿过TPC，并且在TOF，BEMC上引起响应的初始径迹数}}{\text{穿过TPC，击中TOF，并且在BEMC上引起响应的初始径迹数}} \quad (3-1)$$

关于径迹方面的详述见后面小节。图 3-4中两条粉色虚线之间的区域就是我们所选的初始径迹(有~6%的背景)，用上述公式计算可得图 3-5，这个探测效率包含了粒子在经过TPC和TOF时，被它们之间的填充材质吸收的效应。

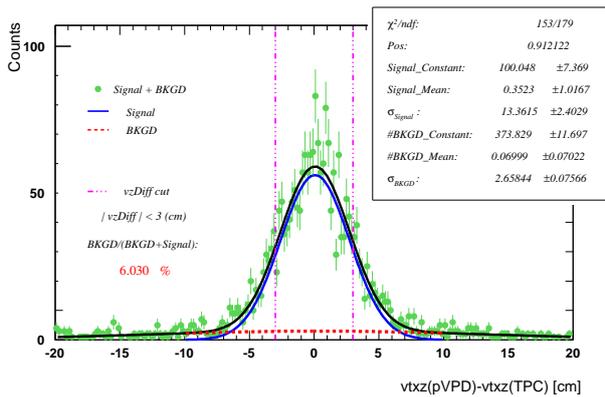


图 3-4: 初始径迹的选取

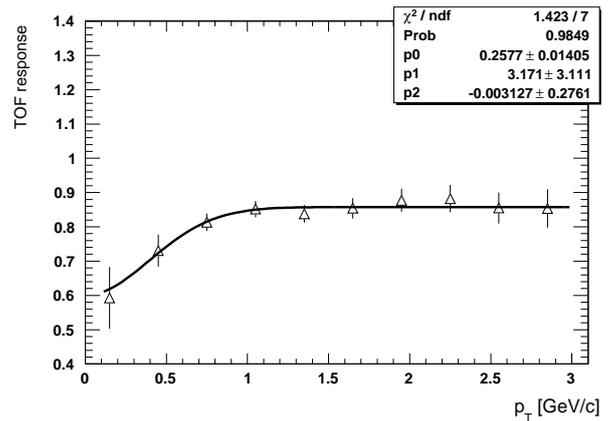


图 3-5: TOF的探测效率

沿束流线 $z$ 向，碰撞事件以高斯型分布，如图 3-6所示，碰撞点主要集中在TPC中心约1.4cm处，到两端约38cm处已经涵盖了68.3%的总事件数。此外，离TPC中心约55cm处有一个1mm厚，由铍(0.22%辐射长度)制成的束流管支架，见图 3-7。高能光子在穿过这层物质时，会产生大量的电子背景，不利于非光电子分析，所以在碰撞点 $Z$ 向，我们使用

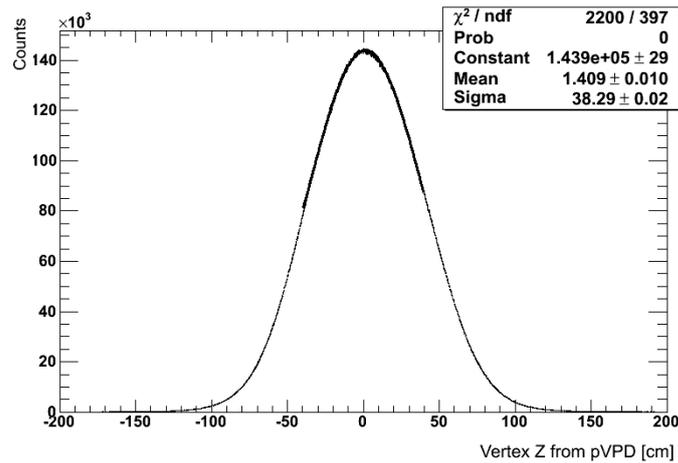


图 3-6:  $\sqrt{s_{NN}}=200$  GeV p+p碰撞中碰撞点Z向分布

碰撞中心小于40cm ( $|vertexZ| < 40(\text{cm})$ ) 这个条件来去掉这部分电子背景。

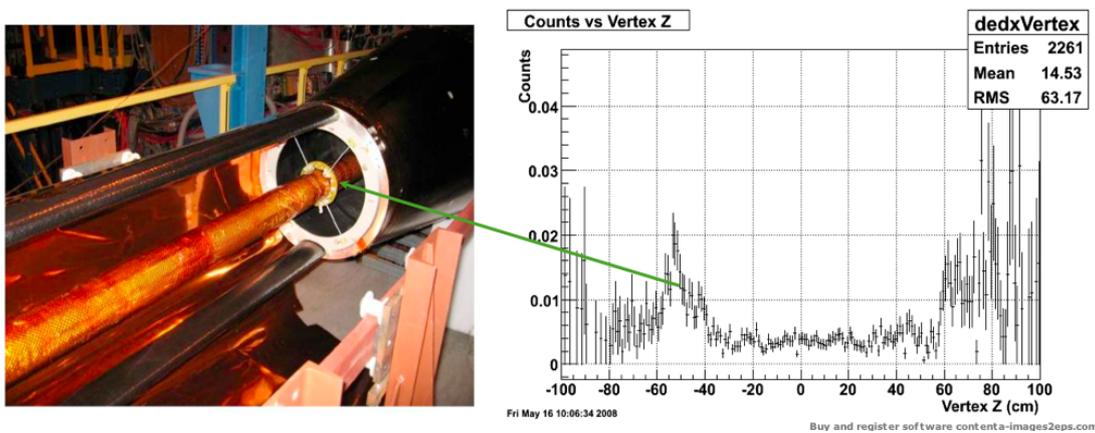


图 3-7: 左图:束流管及其支架结构图; 右图:来源于束流管及其支架的电子背景

### 3.1.2 径迹筛选(Track Cuts)

STAR探测器中重建的粒子径迹有两种类型，一种称之为全局径迹(Global Track)，另一种叫初始径迹(Primary Track)。通过对时间投影室探测到的每一个点进行螺旋线拟合，便可得到全局径迹，而初始径迹的重建是在全局径迹基础上来完成。在全局径迹中，如果径迹螺旋线通过碰撞顶点或者离碰撞顶点的最接近距离(a distance of closest approach, DCA) 在一个很小的范围内的部分被称为初始径迹，剩下的则被称为非初始的全局径迹。

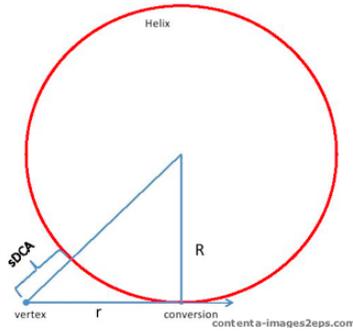


图 3-8: signed DCA 的定义

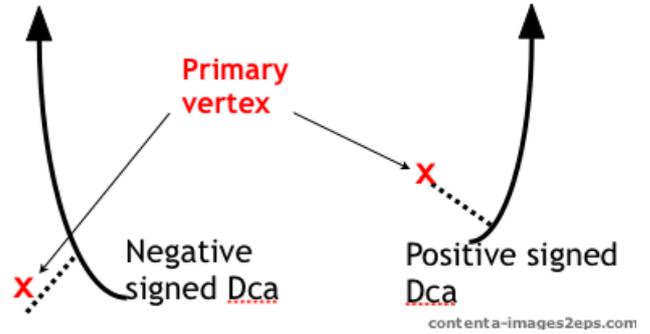


图 3-9: signed DCA取值的不同情况

在Run VIII, 由于TOF具有很小的接受度, 所以我们不能直接从TOF触发的数据中获得初始径迹, 需要借助其他条件, signed DCA(简称: sDCA)和 $v_z\text{Diff}$ (事件碰撞顶点Z向坐标与径迹原初顶点Z向位置的差异), 从全局径迹中筛选出这些径迹。sDCA在本论文的工作中起着两方面的作用, 除了上述作用, 它还可以帮助我们剔除光子电子背景。

sDCA就是DCA矢量与粒子动量方向单位矢量的点乘, 图解见 3-8, 当二矢量夹角为锐角, sDCA为正值, 如果为钝角, sDCA则是负值, 如图 3-9 所示。

在图 3-8中, R是粒子螺旋线在横向平面的投影圆半径, r是粒子(光子)转变位置与碰撞顶点的距离。可以推出DCA具有如下简单的形式:

$$DCA = \sqrt{\left(\frac{p_T}{0.015}\right)^2 + r^2} - \frac{p_T}{0.015}, \quad (3-2)$$

为了验证公式的正确性, 我们填充了sDCA随着横向动量变化的2维图 3-10, 图中粉色线是 $r=48\text{cm}$ 时, sDCA的计算值, 可以看出这个手算值很好地与一个带型区域吻合。在实验上, 这个区域是TPC的内桶壁(Inner Field Cage, 简称: IFC), 光子会在这里大量地转变成电子, 形成光子电子背景(Photonic electron, 简称: PE), 干扰我们的NPE信号, 因此我们加入了一个严格的条件,

$$sDCA_{max} = \sqrt{\left(\frac{p_T}{0.015}\right)^2 + 30^2} - \frac{p_T}{0.015}, \quad (3-3)$$

让sDCA小于 $sDCA_{max}$ , 并且大于 -0.5(这个值由sDCA的分辨率决定), 去掉来自TPC内

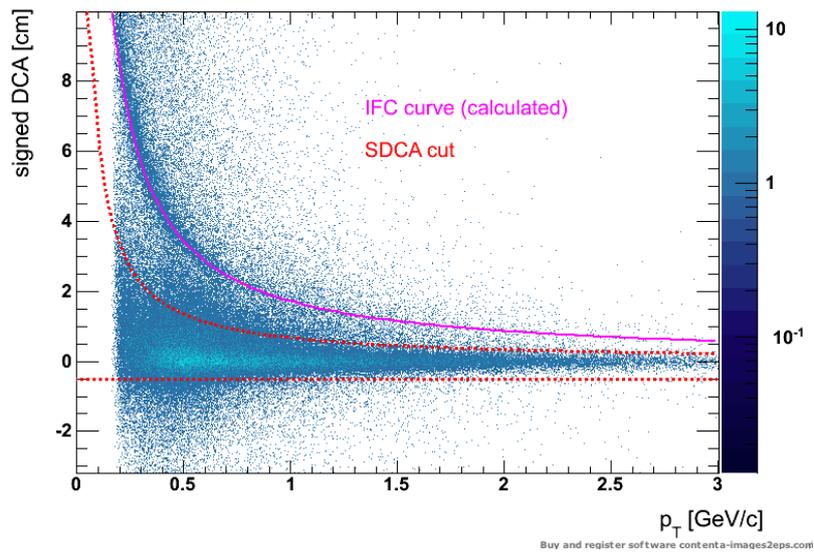


图 3-10: sDCA随着横向动量变化的2维图

桶壁IFC，桶内气体(TPC Gas)和外桶壁(Outer Field Cage，简称：OFC)的电子。这个条件的作用也可以从图 3-11 得到很好地诠释。这张图是我们利用一个模拟STAR探测

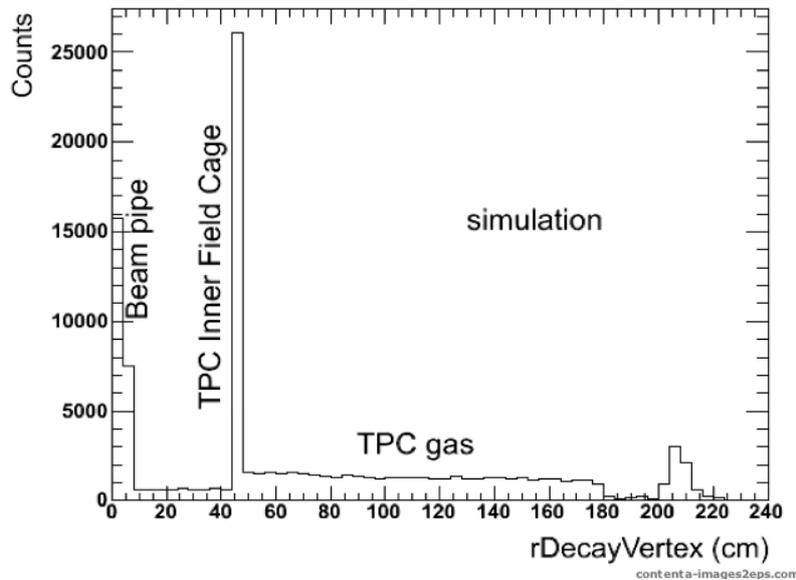


图 3-11: 光子转变电子位置的横向分布

器的软件包，GEANT，做的一个模拟，我们发现绝大多数PE都是从 $r > 30\text{cm}$ 的范围，如：IFC，Gas，OFC产生的，加上上述条件，去掉这些PE，剩下的只有很少的一部分来自束流管(Beam Pipe)，绕线(Wraps)和空气(Air)的光子电子背景。

图 3-12给出的是由pVPD定出的事件碰撞顶点Z向坐标与由TPC定出的径迹原初顶点Z向位置之间的关系，二者之间的差异就是 $vzDiff$ 。从图中可以看出，有很多径迹他们的 $vzDiff$ 很小，这些径迹就是初始径迹。为了将他们选出，我们加了( $|vzDiff| < 6cm$ )的条件。

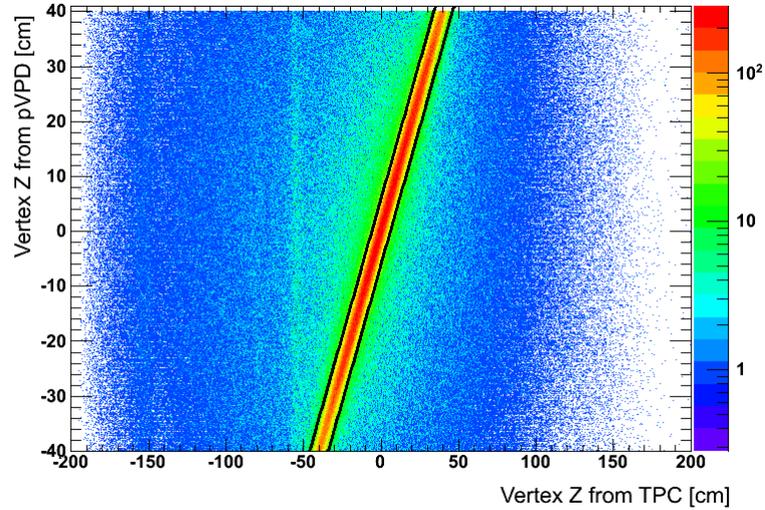


图 3-12: 由pVPD定出的事件碰撞顶点Z向坐标与由TPC定出的径迹原初顶点Z向位置之间的关系

在RHIC Run VIII，由于TOF只在东边装配了5条tray，所以它只能探测速度在-1和0范围内的粒子，另外，TOF的多气隙阻性板室MRPC采用的是 $6.3cm \times 3.1cm$ 的读出单元(cell)，如图 3-12，为了避免读入在cell边缘产生的信号(产生这部分信号的粒子也可能会在临近的读出条产生信号)，我们加入了( $|\Delta Y| < 1.5cm$ )的条件。 $\Delta Y$ 是指在y坐标方向上，粒子打在TOF读出单元的位置和读出单元中心的距离。

由于时间投影室TPC探测元件和读出电子学的构造的原因(可参考第二章关于TPC的详述)，一条径迹在TPC中最多可以探测到45个点，为了提高电离能损的分辨率，用来计算粒子电离能损的点数( $nHitsDedx$ )应大于15( $nHitsDedx > 15$ )，为了防止记入劈裂径迹，用来拟合径迹点数( $nHitsFit$ )应大于20( $nHitsFit > 20$ )，并且占可能是这条径迹上的点的总数( $nHitsPoss$ )在0.52和1.2之间( $0.52 < nHitsFit/nHitsPoss < 1.2$ )。由于每一条径迹至少具备 $0.15 GeV/c$ 的横动量 $p_T$ 才能飞出加载了 $0.5T$ 磁场的TPC，所以在选择径迹的

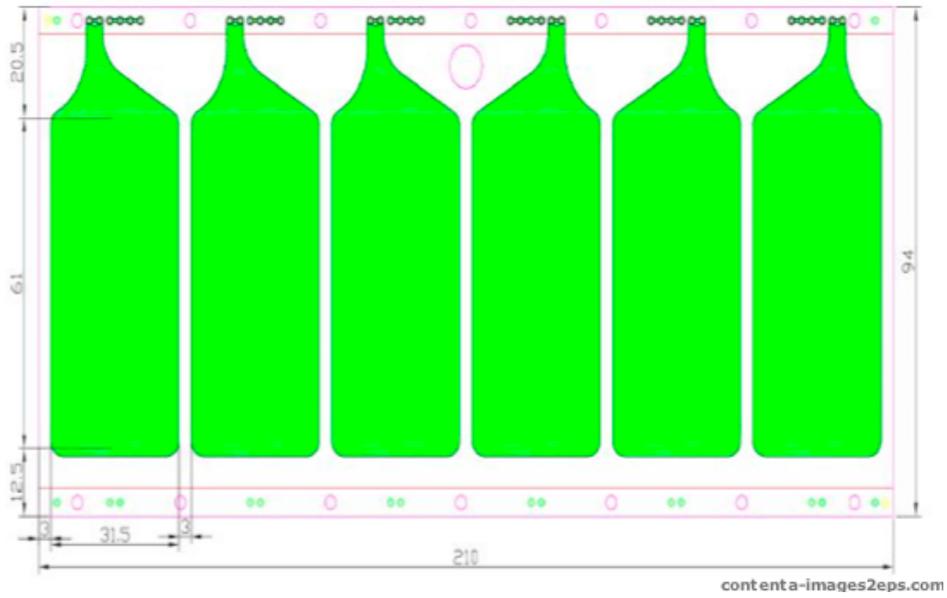


图 3-13: MRPC的6个读出条

时候我们要求 $p_T > 0.15 \text{ GeV}/c$ 。

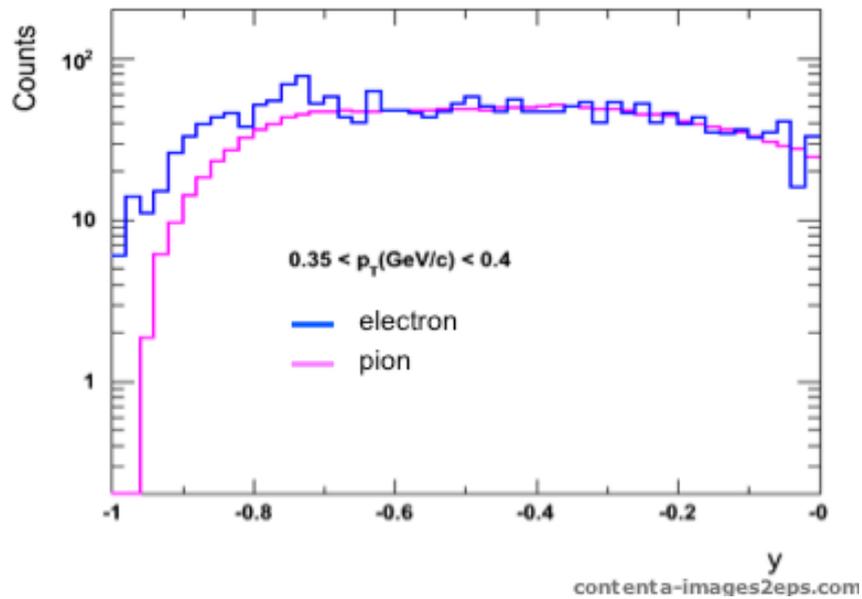


图 3-14:  $\sqrt{s_{NN}}=200 \text{ GeV}$  p+p碰撞中电子和 $\pi$ 介子的快度谱

最后，我们在得到RunVIII inclusive电子的时候，采用了电子和 $\pi$ 介子比值的方法，这个做法的初衷是为了消去探测器的接受度和探测效率的影响，因而在做这个比值的时候，我们需要电子和 $\pi$ 介子保持相似的快度谱，从图 3-14中，我们发现，为了满足上述

要求, 需要  $-0.6 < y < 0$ 。

综上所述, 在NPE的工作中, 对事件和径迹的筛选, 我们做了如下表 3-1的限制。

Event Cut	
$ vertexZ $	$ vertexZ  < 40cm$
Track Cuts	
$sDCA$	$-0.5 < sDCA < sDCA_{max}$
$ vzDiff $	$ vzDiff  < 6cm$
$\eta$	$-1.0 < \eta < 0$
$ \Delta Y $	$ \Delta Y  < 1.5cm$
$nHitsDedx$	$nHitsDedx > 15$
$nHitsFit$	$nHitsFit > 20$
$nHitsFit/nHitsPoss$	$0.52 < nHitsFit/nHitsPoss < 1.2$
$p_T$	$p_T > 0.15GeV/c$
$y$	$-0.6 < y < 0$

表 3-1: 事件和径迹的筛选条件

## 3.2 电子鉴别(Electron Identification)

### 3.2.1 电离能损dE/dx拟合(Fitting to Ionization Energy Loss)

通常, 带电粒子鉴别依据的是TPC测量的电离能损(dE/dx), 但在鉴别电子时, 当横动量大于0.8Gev/c, 电子就会和大量的强子混合在一起, 如果仅靠电离能损, 很难将他们分开。在相同横动量的前提下, 由于电子具有很小的静止质量, 所以测量粒子的飞行时间, 就有可能把电子和其他强子分开。

在STAR探测器中, 飞行时间探测器就可以测量粒子的飞行速度( $\beta$ )。结合TPC测量的电离能损dE/dx 和TOF的飞行速度 $\beta$ , 在RunVIII实验数据中, 电子最高可以鉴别到3Gev/c。图 3-15, 3-16就分别给出了TPC测量的电离能损dE/dx, TOF测量的飞行速度 $\beta$ 和动量的关系, 在 3-16图中, 我们发现由于电子的静止质量几乎为0, 所以它们主要集中在 $|1/\beta - 1|$ 附近, 而图中的两条黑线表示TOF PID cut ( $|1/\beta - 1| < 0.03$ )。另外, 图 5-7给出的是TOF测量粒子飞行速度 $\beta$ 的分辨率随着动量的变化, 这里的 $\pi$ 介子中包含有

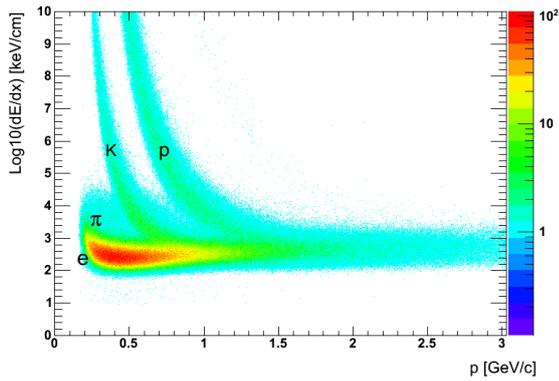


图 3-15: 电离能损 $dE/dx$ 的对数随着动量的变化关系

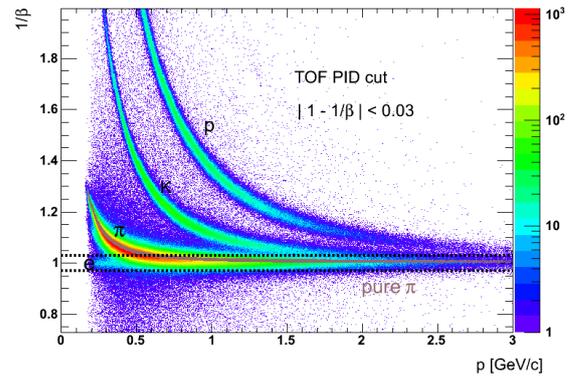


图 3-16: 粒子飞行速度 $\beta$ 的倒数随着动量的变化关系

电子，二者具有相似的分辨率，和动量之间没有依赖。如果在RunVIII的实验数据中加

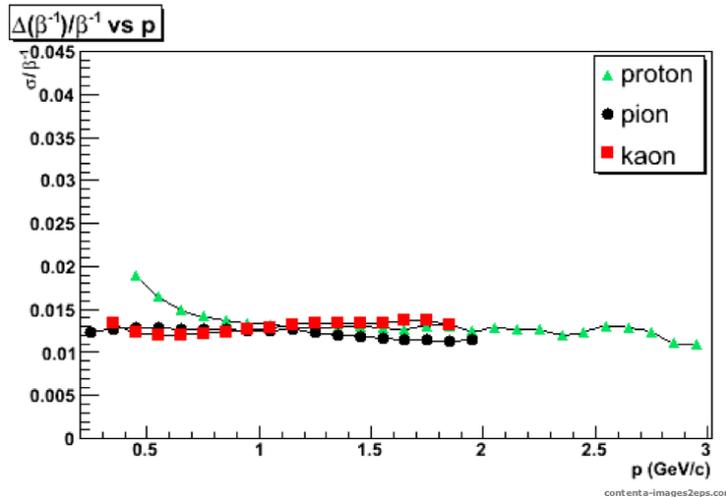


图 3-17: TOF测量粒子飞行速度 $\beta$ 的分辨率

上TOF PID cut，我们几乎可以完整地( $\sim 97\%$ )保留电子而去掉绝大多数强子。

图 3-18给出的是加了TOF PID cut之后，电离能损 $dE/dx$ 的对数值随着横动量的变化关系。把图 3-18投影到不同的横动量区间，用双高斯去拟合投影出来的 $dE/dx$ 分布，图 3-19给出了横动量从 $0.2(\text{GeV}/c)$ 到 $0.9(\text{GeV}/c)$ 的拟合情况。图中e\_Fit表示从拟合得出的电子产额(即：拟合电子信号所用高斯曲线下覆盖的面积)，而Counting Yields表示沿着箭头方向从虚线(高斯峰位所在处)开始累加实验上观测的电子计数。它们之间的差额也间接反映出了拟合的好坏。

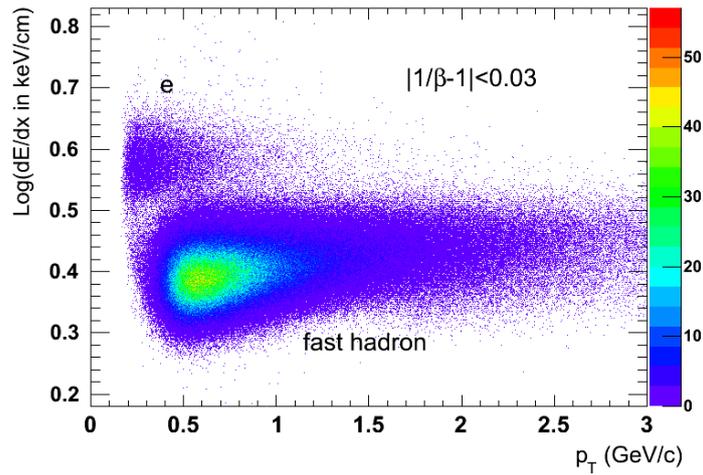


图 3-18: 加了TOF PID cut之后, 电离能损 $dE/dx$ 的对数值随着横动量的变化关系

我们发现当横动量大于 $0.45\text{GeV}/c$ , 双高斯已经不能很好地拟合两个高斯曲线的交叠区域, 这是由和电子混在一起的强子(低横动量时, 主要是 $\pi$ 介子)电离能损分布不是高斯型造成的, 为了能够更加准确地描述它的形状, 我们使用了如下的条件, 选出比较纯

在BEMC中沉积的能量	$E_{BEMC} < 0.5\text{GeV}/c$
粒子飞行速度 $\beta$ 的倒数	$0 < (\frac{1}{\beta}(\text{measured}) - \frac{1}{\beta}(\text{calculated})) < 0.01$

的 $\pi$ 介子, 我们用棕色的彩带表示在图 3-16中。

根据选出的 $\pi$ 介子 $dE/dx$ 分布, 我们发现指数曲线可以很好地再现它的形状。所以我们采用了指数和高斯共同拟合投影出来的电离能损分布的方案, 见图 3-20。

上面拟合过程中的指数曲线依赖于比较纯的 $\pi$ 介子, 我们知道, 在这个 $\pi$ 介子样本中, 或多或少地混有电子, 这就会导致我们在扣除强子背景时也同时去掉了部分电子, 而双高斯拟合却不能完全扣除强子, 所以在最终得到电子产额时, 我们使用了两种方法的算术平均值作为最终结果。

对于横动量大于 $1.0\text{GeV}/c$ 的情况, 由于电子的电离能损随着动量变化甚微, 所以我们就把拟合电子 所用的高斯曲线的参数固定, 期望和方差分别为, 横动量在 $0.75\sim 1.0\text{GeV}/c$ 范围内, 拟合得到的期望和方差平均值, 图 3-21给出的就是计算期望和

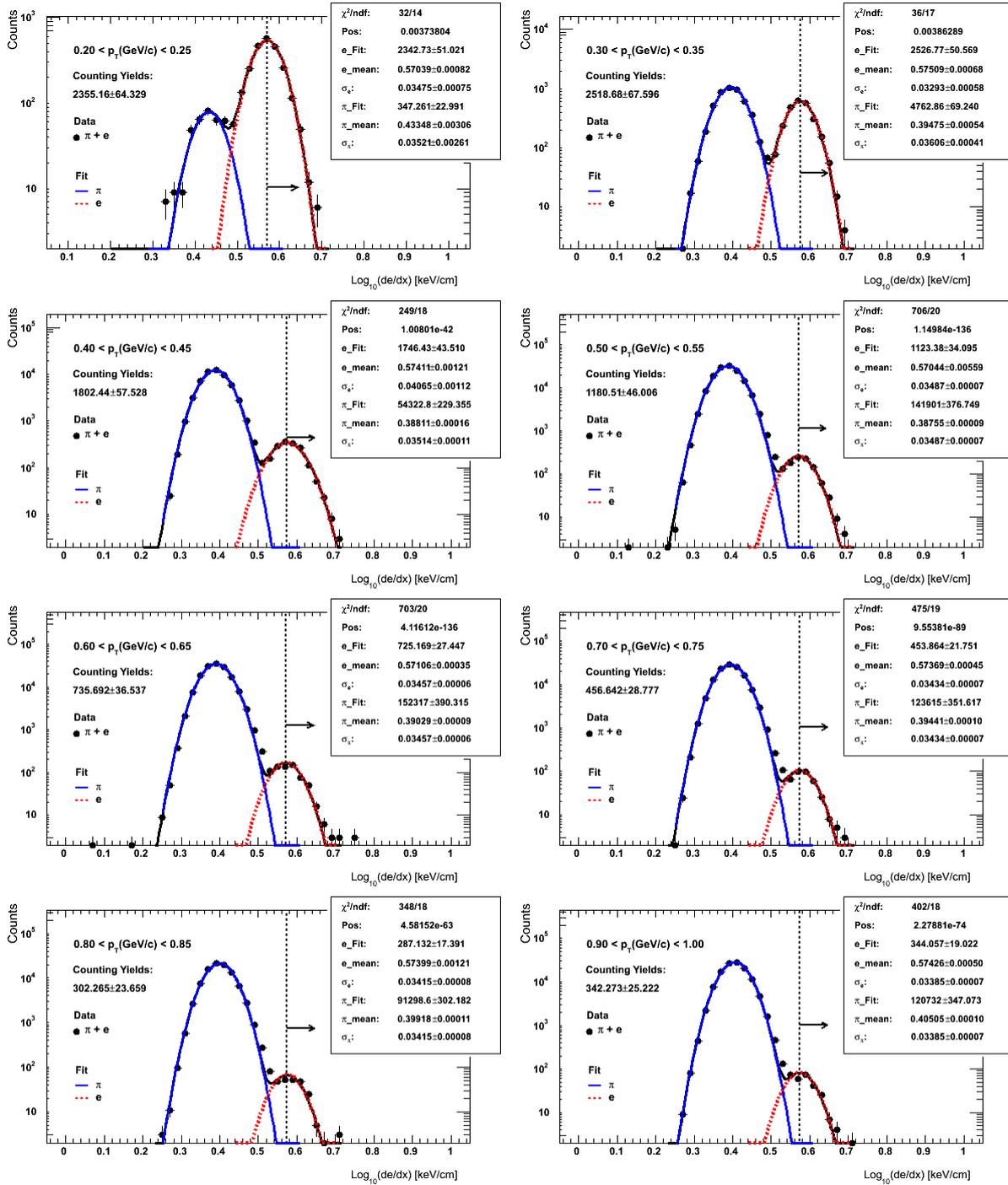


图 3-19: 双高斯拟合的dE/dx分布

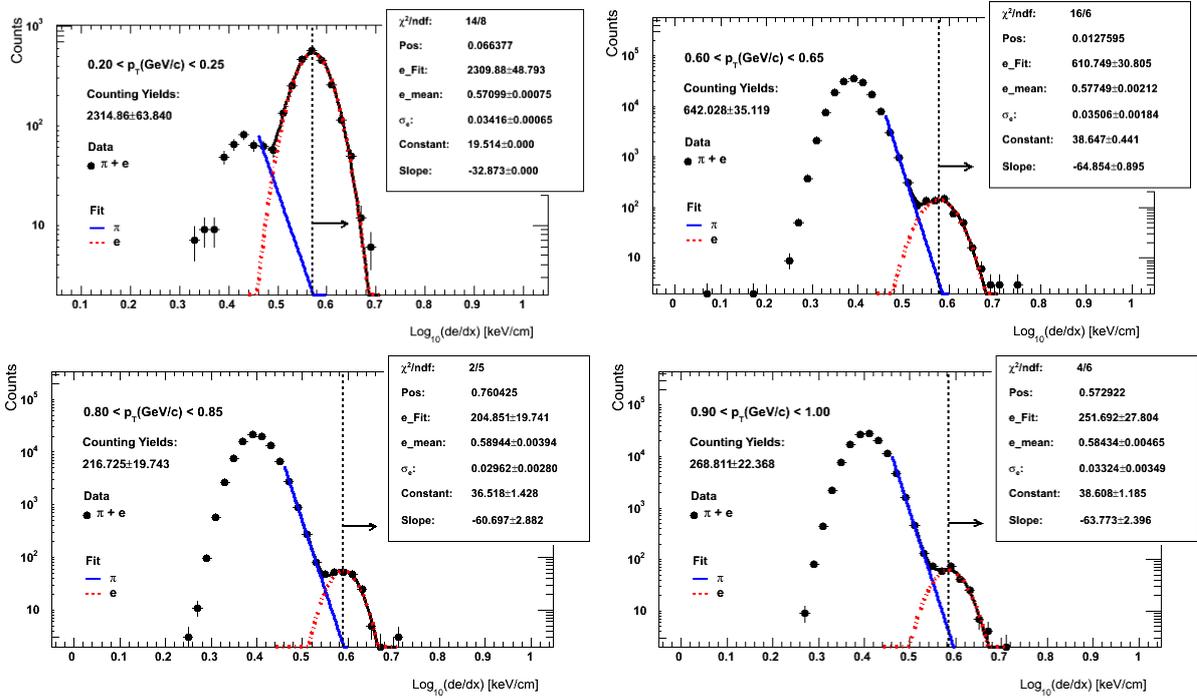


图 3-20: 指数和高斯共同拟合的dE/dx分布

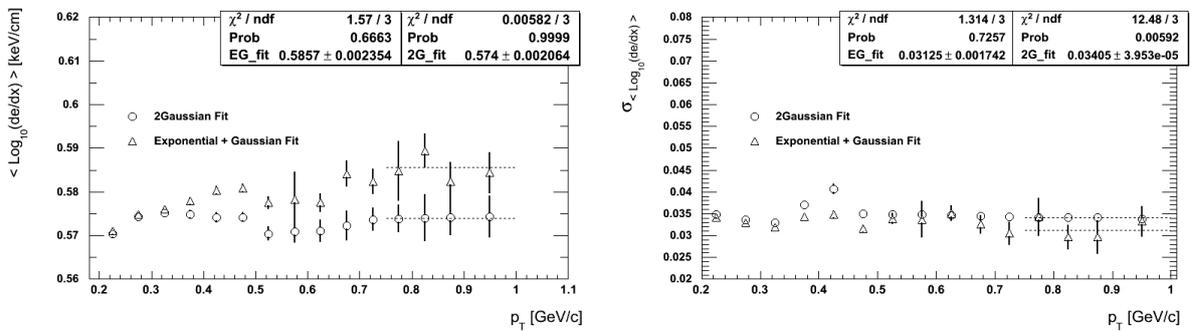


图 3-21: 计算横动量在0.75~1.0GeV/c范围内由拟合得到的高斯曲线的期望(左图)和方差(右图)平均值

方差值的过程。固定参数后的拟合见 3-22。

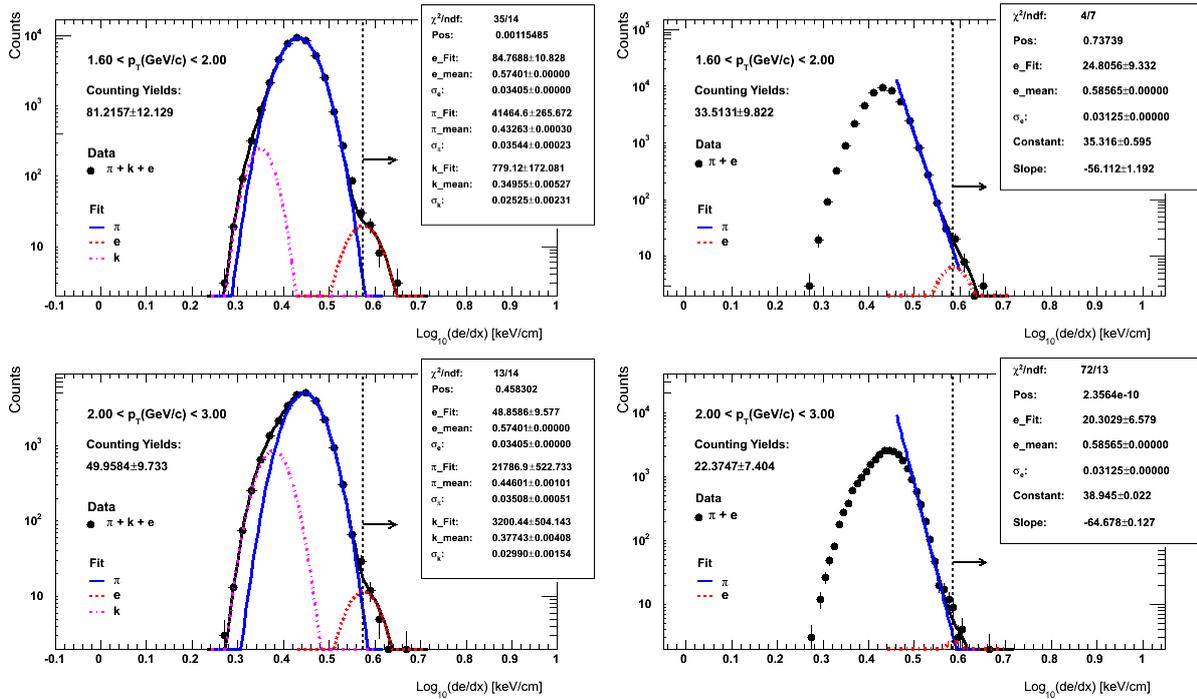


图 3-22: 左图: 三高斯拟合; 右图: 指数和高斯共同拟合

为了验证是否在拟合中得到了正确的电子电离能损值，我们采用和STAR Bichsel模型对比的方法，如图 3-23，图中，B70表示在计算电离能损时，对每条径迹去掉30%的dE/dx点后求得的值，B70M表示考虑了空间电荷饱和效应的B70， $\delta x$ 表示把粒子径迹分段后的空间最小间距。可以看出，拟合结果和B70/B70M  $\delta x = 2.0\text{cm}$ 的情况最为吻合。

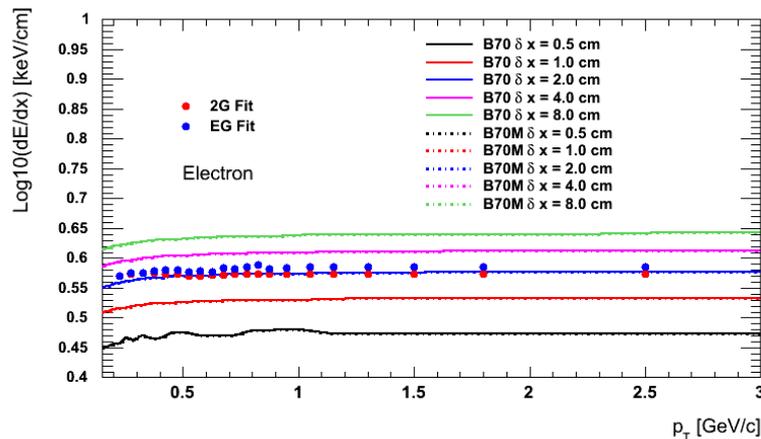


图 3-23: 根据STAR Bichsel模型计算得出几种不同情况下电子的电离能损随着动量的变化关系

### 3.2.2 $n\sigma_{electron}$ 拟合(Fitting to $n\sigma_{electron}$ )

从上面的鉴别过程中，我们发现由于电子的电离能损值 $dE/dx$ 在 $0.8\text{GeV}/c$ 会和其他强子的电离能损值混在一起，如果直接用 $dE/dx$ 值进行鉴别，不容易将他们分开，所以我们引入了新的物理量， $n\sigma_x$ 。

$$n\sigma_x = \frac{1}{R} \log \frac{(dE/dx)_{measured}}{\langle dE/dx \rangle_x}, \quad (3-4)$$

式中 $x$ 可以是电子， $\pi$ 介子等， $(dE/dx)_{measured}$ 是实验上测量的粒子电离能损值平均值， $\langle dE/dx \rangle_x$ 是用Bichsel公式来计算的平均值， $R$ 是电离能损值的分辨率，它取决于每条径迹用来测量 $dE/dx$ 的点数以及粒子的速度。

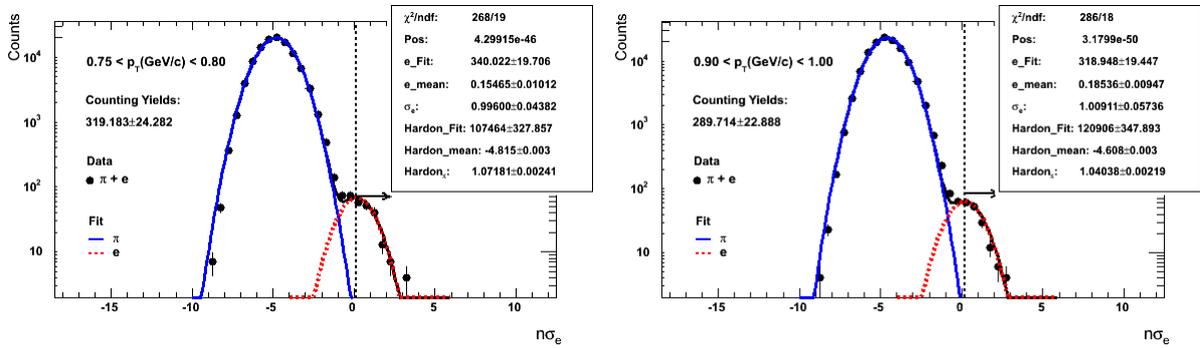


图 3-24: 双高斯拟合的 $n\sigma_{electron}$ 分布

横动量小于 $0.75\text{GeV}/c$ 的 $n\sigma_{electron}$ 分布，我们用双高斯进行拟合，如图 3-24。当横动量大于 $0.75\text{GeV}/c$ 时，我们发现三高斯拟合要比双高斯更好，图 3-25 给出的就是三高斯

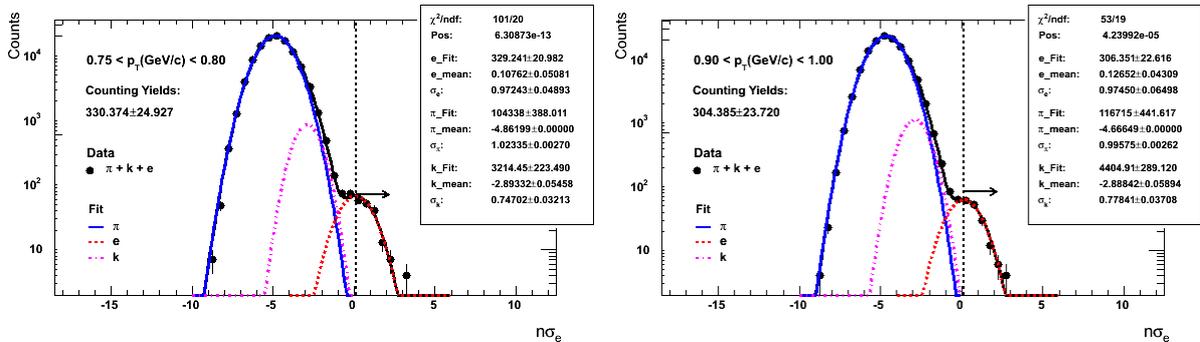


图 3-25: 三高斯拟合的 $n\sigma_{electron}$ 分布

拟合的情形。类似于电离能损的拟合，对于横动量大于 $1.0\text{GeV}/c$ ，我们也是采取固定电

子高斯参数的方法，图 3-26给出了高斯曲线的期望值和方差。利用图 3-26拟合得到的参数，分别用双高斯和三高斯对横动量大于1.0GeV/c的 $n\sigma_{electron}$ 进行拟合，如图：3-27所示。

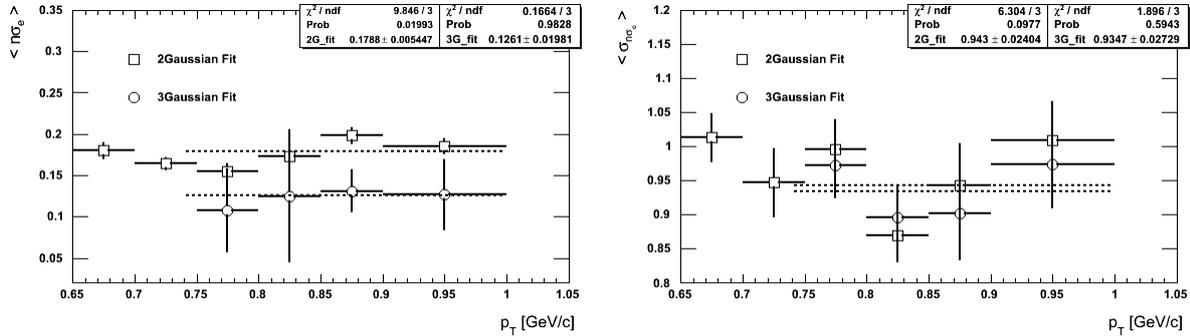


图 3-26: 计算横动量在0.75~1.0GeV/c范围内由拟合得到的高斯曲线的期望(左图)和方差(右图)平均值

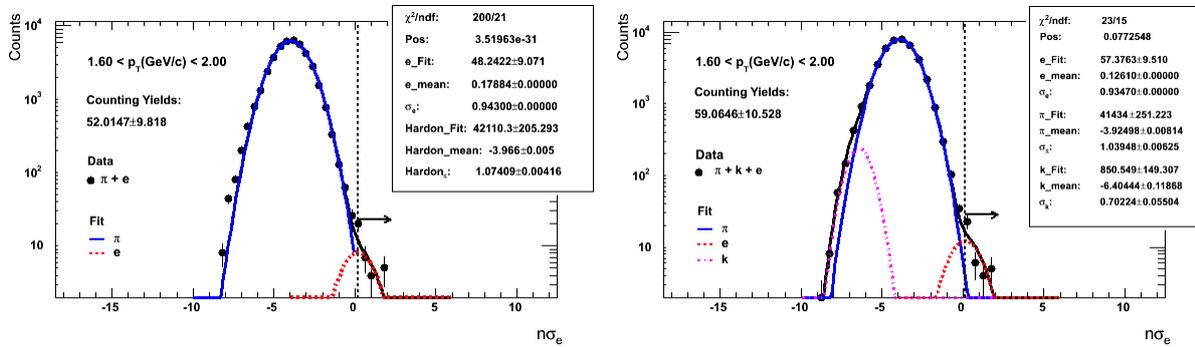


图 3-27: 双高斯拟合的 $n\sigma_{electron}$ 分布

为了验证拟合中得到 $n\sigma_{electron}$ 和 $n\sigma_{\pi}$ 相对差值是否正确，以及双高斯和三高斯拟合的差别有多少，我们作了如下的比较 3-28和 3-29。从图中可以看出，两种拟合方法的差

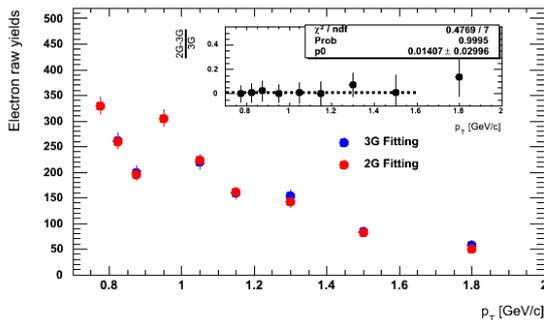


图 3-28: 双高斯和三高斯拟合的对比

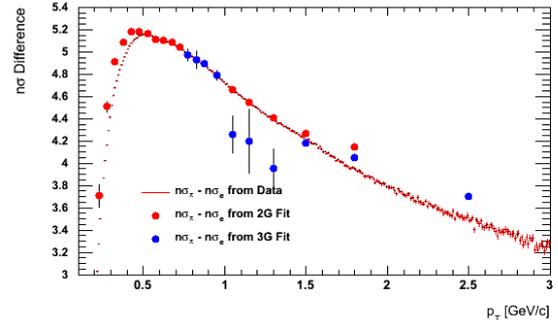


图 3-29:  $n\sigma_{electron}$ 和 $n\sigma_{\pi}$ 相对差值

别甚微，它们得到的 $n\sigma_{electron}$ 和 $n\sigma_{\pi}$ 的差值也和实验上的计算值吻合。

### 3.2.3 $n\sigma_{electron}$ 和电离能损 $dE/dx$ 的拟合对比 (Comparison between $n\sigma_{electron}$ Fitting and $dE/dx$ Fitting)

图 5-6 给出了  $n\sigma_{electron}$  拟合和电离能损  $dE/dx$  拟合的对比情况，从图中可以看出，

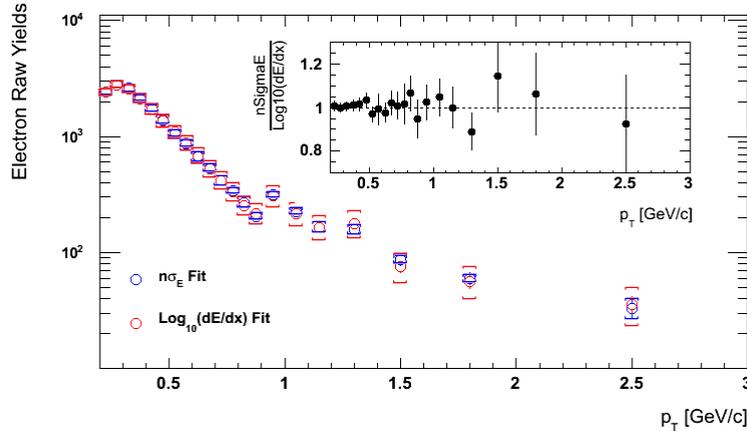


图 3-30:  $n\sigma_{electron}$  拟合和电离能损  $dE/dx$  拟合的对比

用两种方法得到的电子产额基本一致，但在本论文的工作中，我们最终采用的是由  $n\sigma_{electron}$  拟合得到的电子产额，而把它和电离能损拟合的差值作为系统误差的一部分。

### 3.2.4 能量与动量的比值 (the Ratio of Energy to Momentum)

当横动量大于  $1.0 \text{ GeV}/c$  时，由于强子大量地和电子混合在一起，我们在  $n\sigma_{electron}$  分布中很难看到明显的电子峰，所以我们固定了高斯拟合的期望和方差值。为了确认我们的做法是否合理，我们用能量与动量的比值 ( $E/p$ ) 去掉大多数的强子背景，而使电子峰显现出来。这里的能量是粒子在穿过电磁量能器 (BEMC) 时所沉积的能量。

我们用的  $E/p$  条件是:  $0.7 < E/p < 1.3$ ; 图 5-6 中用两条黑色的虚线表示了出来。在加了这个条件后，我们可以明显地看到一个电子峰，如图 3-32 为了进一步验证电子产额的正确性，我们需要拟合加了  $E/p$  条件后的  $n\sigma_{electron}$  分布，得到此时的电子产额，并用它除以从 embedding 计算得出的  $E/p$  cut 的效率，和没有加  $E/p$  条件的电子产额值作对比。

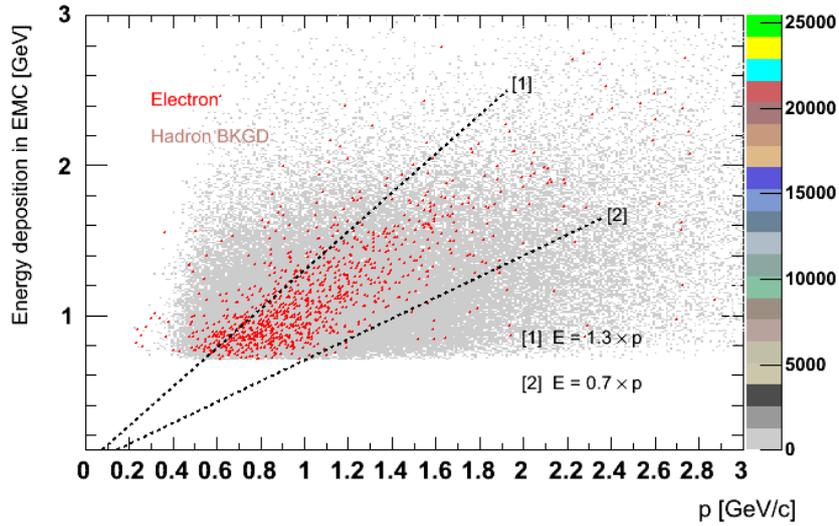


图 3-31: 能量随着动量的变化关系

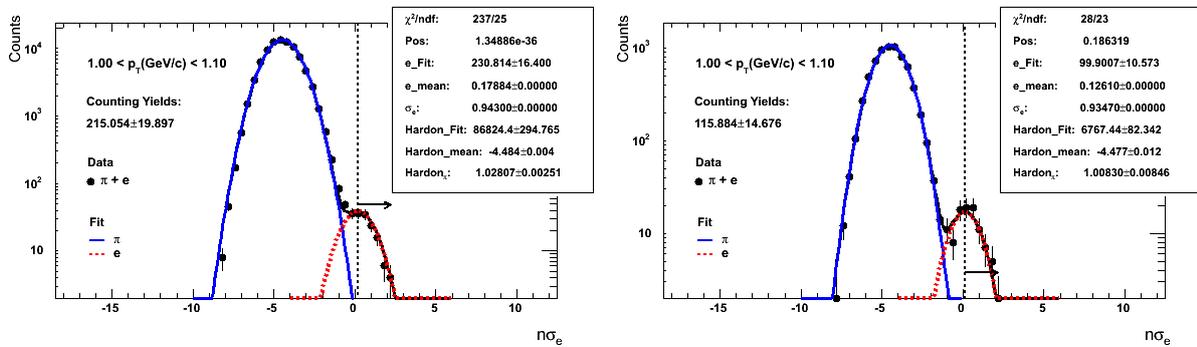


图 3-32: 双高斯拟合的  $n\sigma_{electron}$  分布, 左图: 没有加E/p条件, 右图: 加了E/p条件

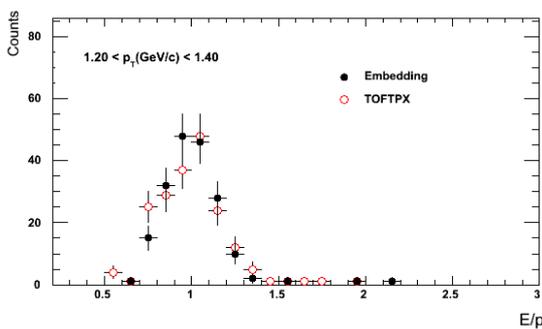


图 3-33: E/p cut QA 图

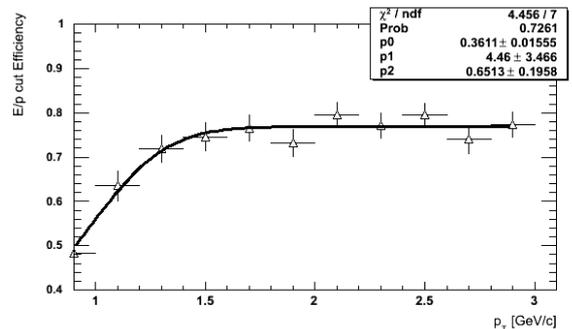


图 3-34: E/p cut效率

这里的E/p cut效率定义如下：

$$E/p \text{ cut效率} = \frac{\text{加了E/p条件后电子产额的拟合值}}{\text{没有加E/p条件后电子产额的拟合值}} \quad (3-5)$$

在计算E/p cut效率之前，先进行QA工作，把从embedding数据中得到的E/p与toftpx数据中的作对比，我们发现二者的分布是相似的，如图 3-29。利用上述公式计算得出E/p cut效率最终稳定在80%左右。和没有加E/p之前的情况做对比，从图 3-35可以看出，它们的比值基本上都在1附近，所以我们上述固定高斯参数的方法是可行的。

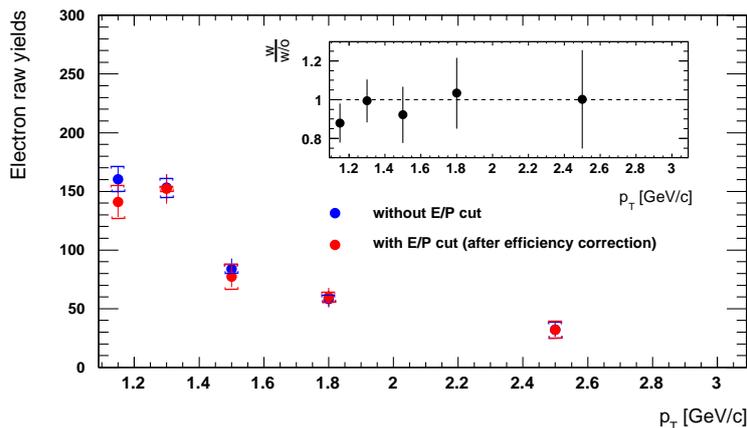


图 3-35: 经E/p cut效率修正后的电子产额对比

此外，我们还放松了径迹的限制条件去看横动量大于1.6GeV/c电子的峰位，来验证较高横动量区间电子的产额。结果显示，利用高斯拟合 $n\sigma_{electron}$ 分布得到的电子产额基本上是稳定不变的。

### 3.3 $\pi$ 介子鉴别(Pion Identification)

在鉴别 $\pi$ 介子时，我们首先用 $|n\sigma_\pi| < 3$ 选出粒子样本，然后把散点图 3-36投影到不同的横动量区间，利用高斯曲线拟合出 $\pi$ 介子的产额。在图 3-37和 3-38中，我们都标出了 $\pi$ 介子的计数产额和拟合产额，最终的 $\pi$ 介子产额是以它们的算术平均值为基准，差值为系统误差。

当横动量大于1.6GeV/c时，由于 $\pi$ 介子和K介子，质子混合在了一起，以及 $\pi$ 介子质量

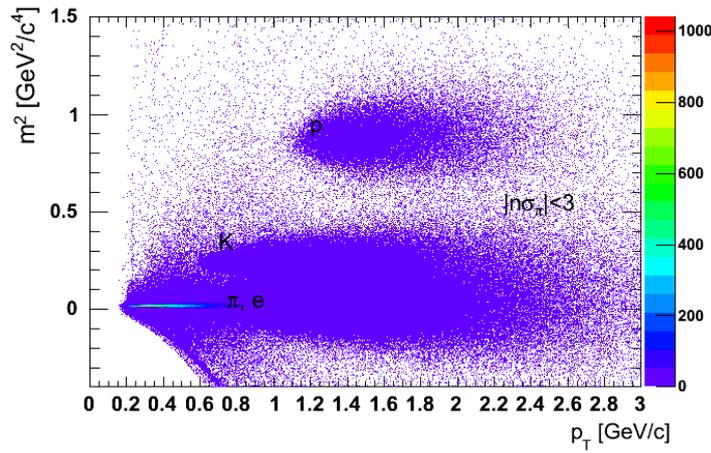


图 3-36: 粒子质量的平方随着横动量的变化关系

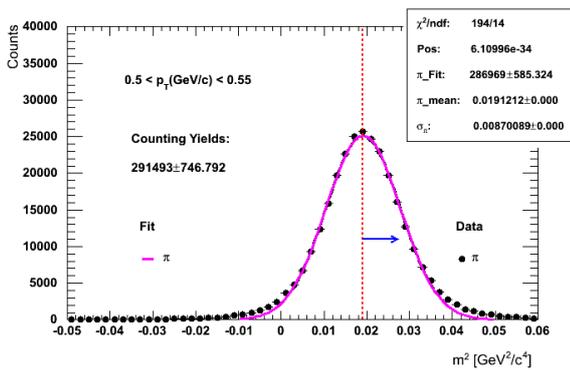


图 3-37: 单高斯拟合 $\pi$ 介子的质量平方分布

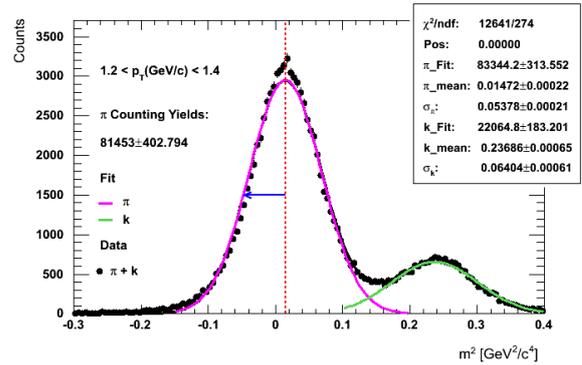


图 3-38: 双高斯拟合 $\pi$ 介子和K介子的质量平方分布

分布展宽的效应，如果简单地利用质量平方分布，很难准确地拟合出 $\pi$ 介子的产额，所以我们首先利用2D的散点图  $n\sigma_\pi$  vs.  $m^2$  定出 $\pi$ 介子和K介子各自的分布中心。为了尽量减少 $\pi$ 介子和K介子重叠区域，我们把图 3-39 投影到上述的中心连线上，然后用双高斯拟合。这样的话，我们可以很容易并且准确地得到 $\pi$ 介子的产额，如图 3-40 所示。

### 3.4 电子/ $\pi$ 介子(the Ratio of Electron to Pion)

在利用上述方法得到电子和 $\pi$ 介子的产额后，我们需要作出电子和 $\pi$ 介子比值，这么做的原因在于，利用这个比值，我们可以很巧妙地去掉由于探测器的接受度以及所用的径迹条件对电子和强子鉴别时带来的差异，在不考虑探测效率的情况下，上述比值实际上就是总的电子和总的 $\pi$ 介子比值，因此，我们省去了利用embedding 数据进行各种cut效

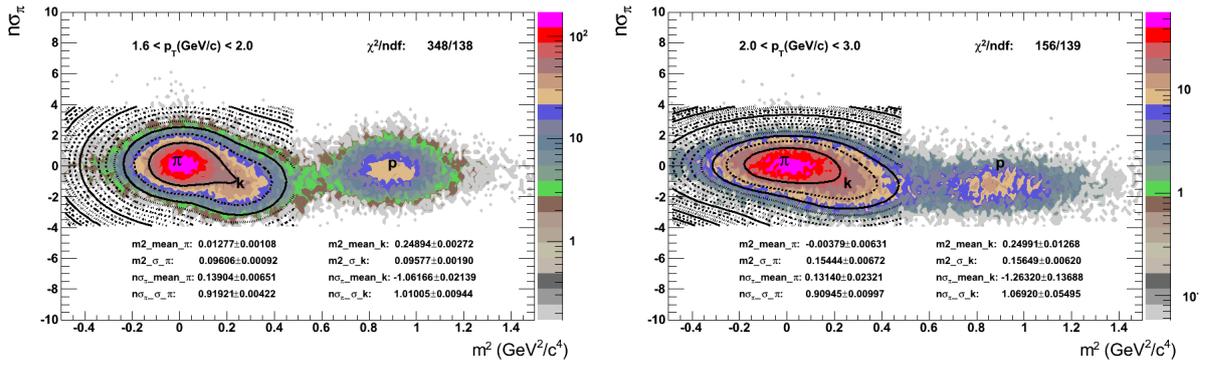


图 3-39:  $n\sigma_\pi$  与质量平方的关系

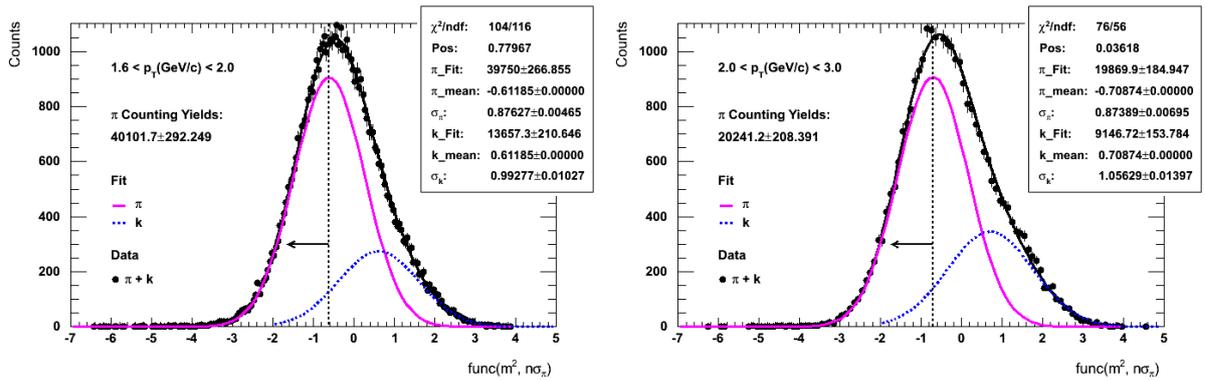


图 3-40: 把  $n\sigma_\pi$  vs.  $m^2$  投影到  $\pi$  介子和 K 介子分布中心的连线上, 并用双高斯进行拟合

率修正的麻烦。

但在本论文工作中, 为了验证上述做法的正确性, 我们也计算了 TPC 探测不同粒子的效率以及我们所用的各种条件的效率, 并用这些数值去修正通过拟合得到的  $\pi$  介子谱, 和往年发表的数据作对比, 我们发现他们具有相同的变化趋势, 这也就验证了我们的想法。

在每年不同的 Run 中, 变化的只有总的电子产额, 而  $\pi$  介子产额不会发生任何变化, 这是由于电子中由光子转变的部分会随着每年 STAR 内部探测器的更换而变化。因而利用上面的电子和  $\pi$  介子比值再乘上往年发表的  $\pi$  介子谱我们就可以得到我们需要的总的电子产额。在本论文的工作中, 我们将会一直用电子和  $\pi$  介子比值来代替简单的电子产额。



## 第四章 非光子电子(NPE)背景分析

STAR探测器收集到的电子是由如下成分组成:

- ✘ 重味夸克半轻子衰变的电子(non-photonic electron, 简称: NPE)
- ✘ 光子(从 $\pi^0$ ,  $\eta$ 等衰变而来)转变的电子
- ✘  $\pi^0$ ,  $\eta$ 等标量介子的达里兹衰变产生的电子
- ✘  $\rho$ ,  $\omega$ ,  $\phi$ 等矢量介子的双轻子或达里兹衰变产生的电子
- ✘  $K^\pm$ 衰变的电子( $K_{e3}$ )
- ✘ 其他过程产生的电子如: Drell-Yan过程, 热化电子等等。

在本论文中, 我们讨论的背景电子主要是光子转变的电子和 $\pi^0$ ,  $\eta$ 介子达里兹衰变产生的电子, 而对于其他过程产生的背景电子基本上可以忽略, 所以在得到总的电子产额后, 扣除上述两种成分电子, 我们就可以得到重味夸克半轻子衰变的电子NPE。

### 4.1 标量介子达里兹衰变产生的电子(Electron from Scalar Meson Dalitz Decay)

对于 $\pi^0$ ,  $\eta$ 等标量介子达里兹衰变产生的电子, 我们将采用cocktail的方法将它们扣除。实际上, 这是一种蒙特卡罗(MC)模拟事件产生器, 在事件演化的初始, 我们需要输入标量介子的横动量谱, 按照这个横动量谱, 利用随机数产生器产生每个将要衰变的标

量介子的横动量和速度。在获得介子的基本物理信息后，将会用两体衰变过程来逐步模拟达里兹衰变。第一步，标量介子首先衰变成实光子虚光子对；这里需要对虚光子的质量分布做出限制 [87]，第二步，虚光子紧接着衰变成电子对。

#### 4.1.1 $\pi^0$ 达里兹衰变产生的电子(Electron from $\pi^0$ Dalitz Decay)

在STAR组内，目前对于 $\pi^0$ 介子谱的测量还没有像 $\pi^\pm$ 谱那样具有相当多的数据点，但是 $\pi^0$ 介子谱和带有电荷的 $\pi^\pm$ 谱应具有相似的形状，所以我们就用 $\pi^\pm$ 谱(如图 4-1)来代替 $\pi^0$ 作为输入谱。

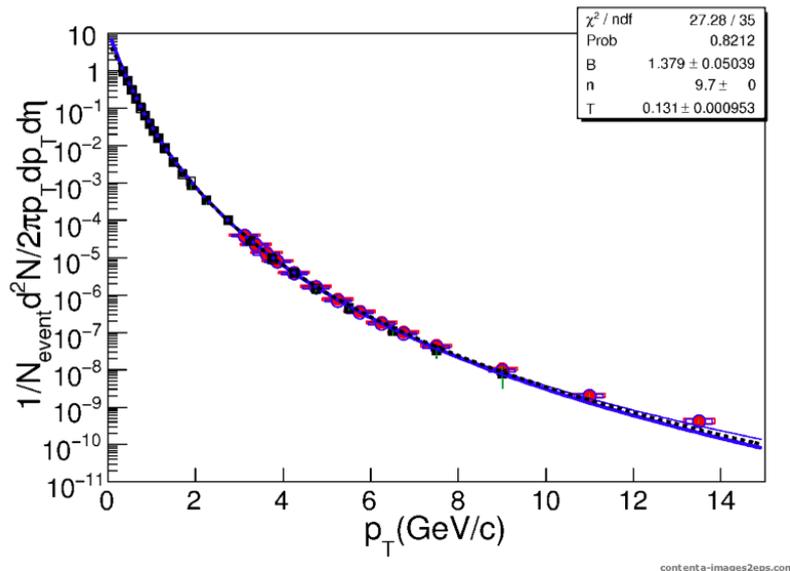


图 4-1: 使用Levy函数拟合 $\pi^\pm$ 谱作为输入谱

为了验证随机抽样的效果，我们填充了抽样得到的 $\pi^0$ 介子谱，和输入的 $\pi^0$ 介子作对比，如图 4-2所示，可以发现，模拟谱和输入谱在横动量小于4GeV/c时可以完美地重合在一起，但由于事件统计量的原因，在高横动量区域，由于涨落很大，他们之间还是存在一些差异。

经过上述的两次两体衰变，最终我们将会得到 $\pi^0$ 达里兹衰变产生电子的横动量谱，但是为了消除上述统计造成的差异，我们采取了衰变产生的电子与模拟抽样出来的 $\pi^0$ 介子谱作比值的方法，如图 4-3。这样既可以消除统计带来的涨落，也会和我们分析重味夸克

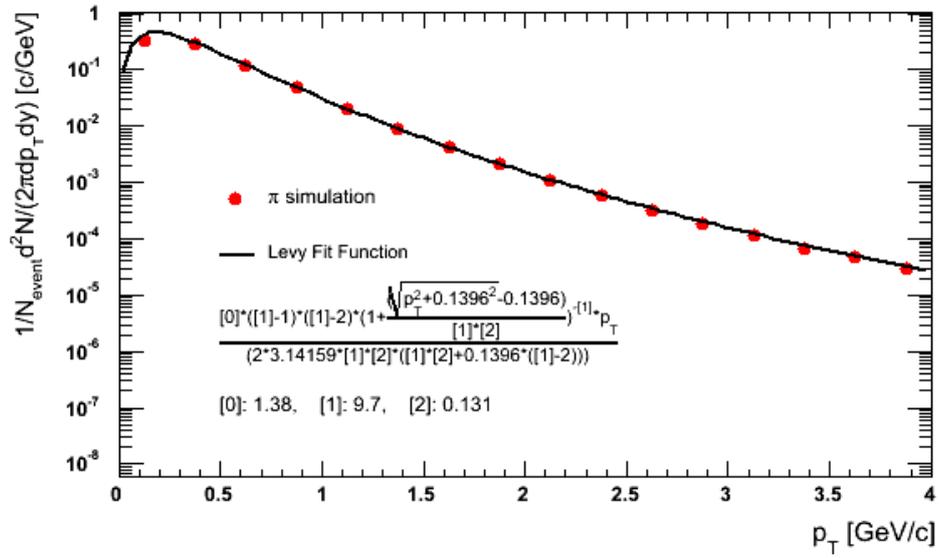


图 4-2: 验证模拟谱和输入谱

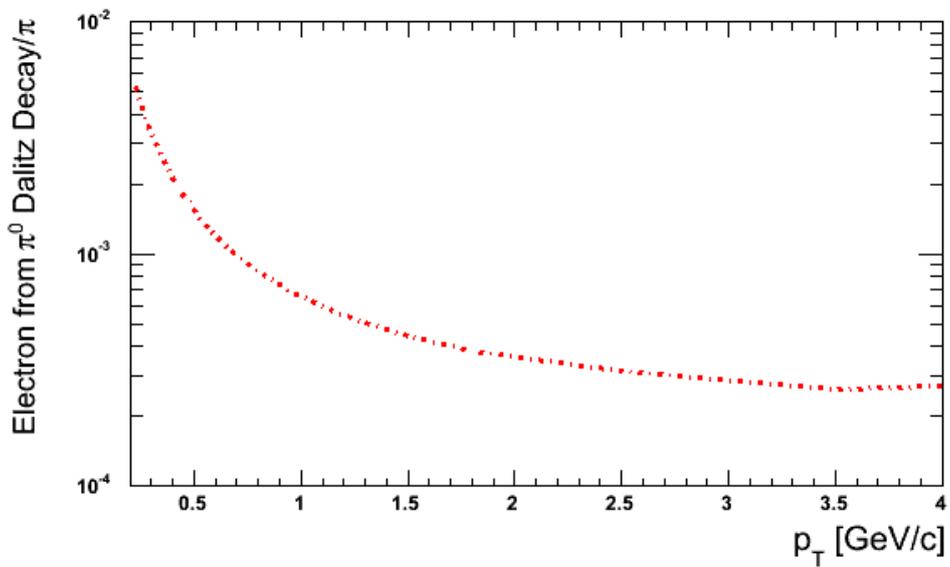


图 4-3:  $\pi^0$  达里兹衰变产生的电子与模拟抽样出来的  $\pi^0$  介子谱的比值 vs. 横动量

半轻子衰变电子的方法保持一致。

#### 4.1.2 $\eta$ 达里兹衰变产生的电子(Electron from $\eta$ Dalitz Decay)

同样，对于 $\eta$ 达里兹衰变，我们首先输入 $\eta$ 介子横动量谱，然后验证随机抽样的效果，图 4-2给出了输入和抽样的对比图。最终得到衰变产生的电子与模拟抽样出来的 $\eta$ 介子谱

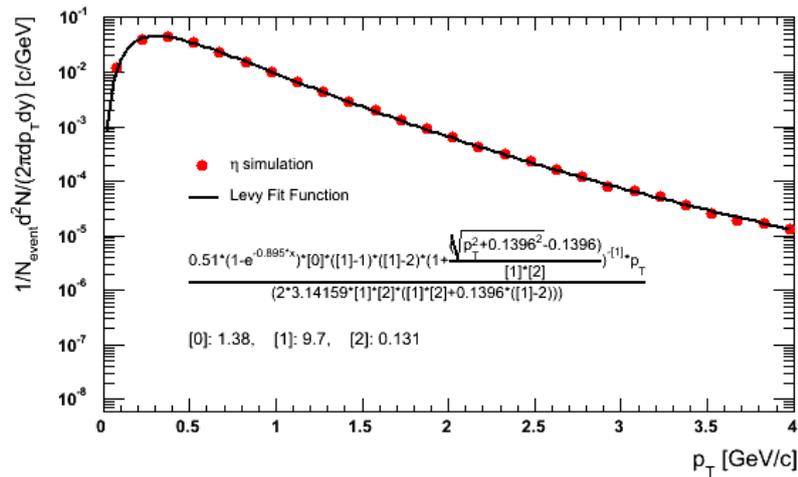


图 4-4: 验证模拟谱和输入谱

的比值，如图 4-5所示。

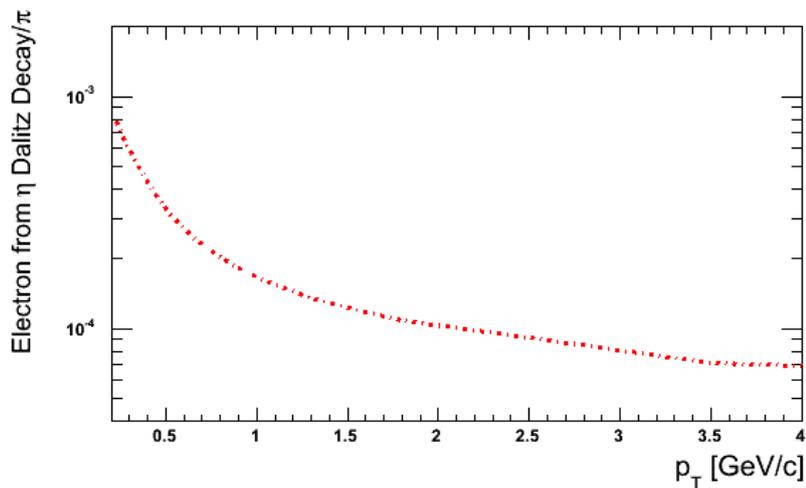


图 4-5:  $\eta$ 达里兹衰变产生的电子与 $\pi$ 介子谱的比值vs.横动量

## 4.2 光子转变的电子(Electron from Photon Conversion)

### 4.2.1 电子/强子双重比值(e/h Double Ratio)

在这一小节，我们将会利用电子和强子的双重比值求出Run VIII总的电子和Run III总的电子的比值。电子和强子的双重比值定义如下：

$$\frac{(electron/hadron)_{RunVIII}}{(electron/hadron)_{RunIII}} = \frac{(inclusive\ electron)_{RunVIII}}{(inclusive\ electron)_{RunIII}} \quad (4-1)$$

这个关系成立的原因在于，利用电子和强子的比值，我们可以很巧妙地去掉探测器的接受度以及探测效率对电子和强子鉴别时带来的差异，而在Run III和Run VIII中，强子的产额并没有发生变化，只是电子由于STAR探测器升级而有所改变，所以上式左边Run III和Run VIII的强子产额可以同时消掉，只剩下电子部分。

通过对比两年的数据，我们得图 4-6，可以看出，在横动量小于0.6GeV/c，它们的比值约等于0.2，这是由于电子的组成成分在这两年中变化的只有光子转变的电子，其他电子背景并没有发生变化，同时，在这么低的横动量范围，如果我们认为NPE产额为0，经过简单计算，我们可以得到如下结论，Run VIII光子转变的电子产额只有Run III的十分之一 ( $r < 30cm$ )。

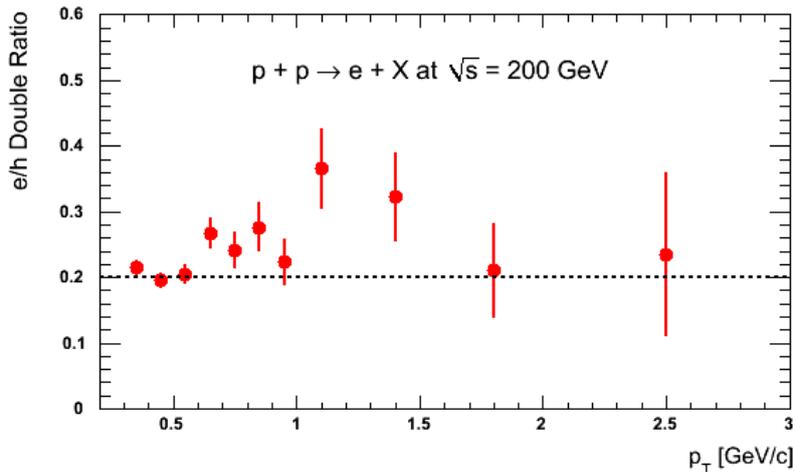


图 4-6: 电子/强子双重比值随着横动量变化的关系

### 4.2.2 电子/强子(the Ratio of Electron to Hadron)

根据Run III研究的结论，光子转变的电子在总的背景电子中占 $80 \pm 7\%$ ，而 $\pi^0$ 达里兹衰变产生的电子在总的背景电子中占 $15 \pm 2\%$ ，再结合上面小节利用cocktail得到的 $\pi^0$ ， $\eta$ 达里兹衰变产生的电子谱，我们发现当

$$electron_{\text{gamma conversion}} = 9 \times electron_{\pi^0 \text{ Dalitz Decay}} \quad (4-2)$$

时，把上述的三种背景电子叠加在由d+Au拟合出来的NPE上，我们可以很好地和Run III的总电子谱吻合。

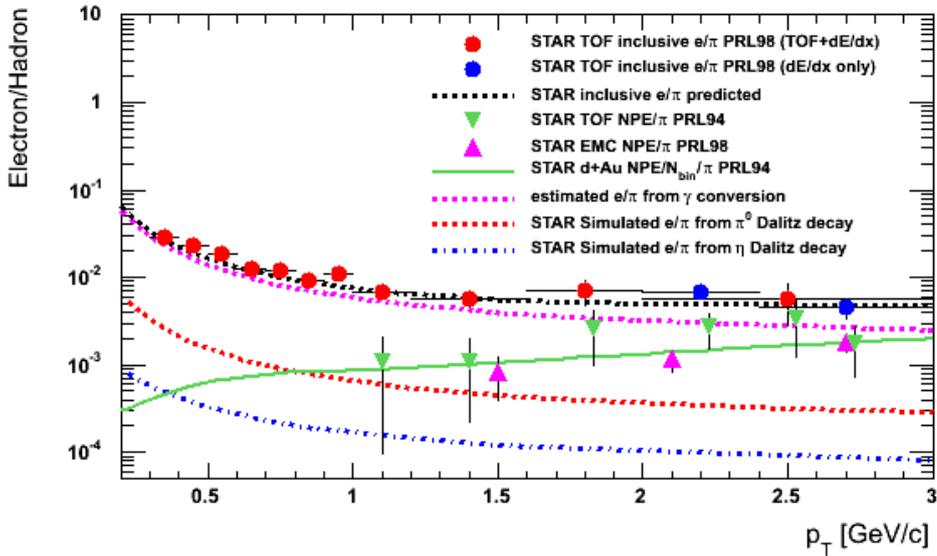


图 4-7: Run III 电子/强子比值随着横动量变化的关系

由上面的小节我们得出Run VIII光子转变的电子产额只有Run III的十分之一的结论，我们采用如下的光子转变电子产额，

$$electron_{\text{gamma conversion}} = 0.9 \times electron_{\pi^0 \text{ Dalitz Decay}} \quad (4-3)$$

并按照上述的做法，也把三种背景电子叠加在由d+Au拟合出来的NPE上，如图 4-8所示。我们发现，预测的总电子产额曲线贯穿了我们的实验数据点。

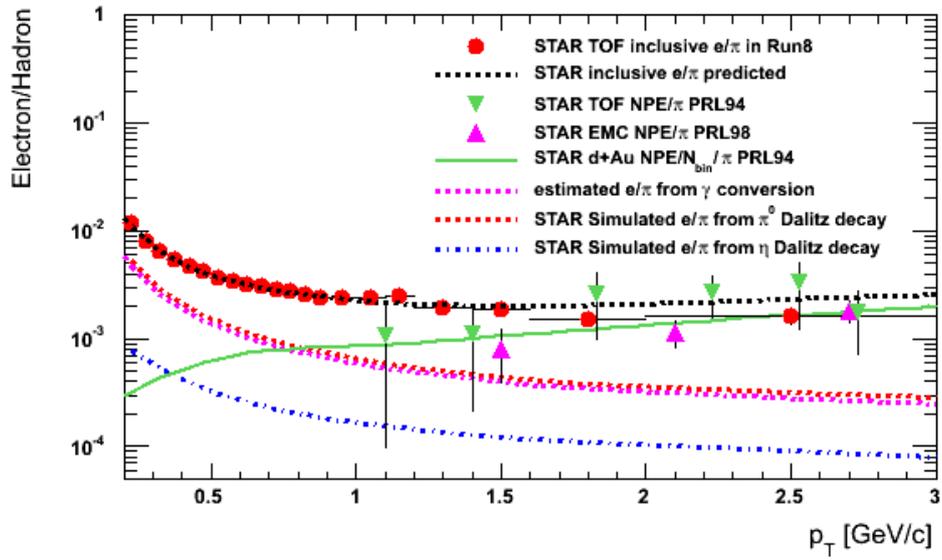


图 4-8: Run VIII 电子/强子比值随着横动量变化的关系

关于光子转换的背景电子这部分工作，我们在后面的章节还会从STAR现有的探测器，以及低动量区域NPE的产额假设等方面做出详细地讲解，并把这些结论都包含在了NPE分析的系统误差中。



## 第五章 非光子电子(NPE)系统误差

由第三章我们得到了总的电子谱，第四章我们又分析了主要的电子背景，在讲述重味夸克半轻子衰变电子NPE谱，产生截面，以及粲夸克产生的总截面之前，这章我们将重点叙述系统误差的分析。

### 5.1 电子鉴别(Electron Identification)

在本论文的工作中，对于电子的产额，我们最终采用的是从 $n\sigma_{electron}$ 分布中得到的拟合产额和计数产额的算术平均值，而它们二者的差值作为系统误差的一部分。从图 5-1，我们可以看出，在横动量小于 $2\text{GeV}/c$ 时，相对系统误差一般很小，最多只有5%，但是当横动量大于 $2\text{GeV}/c$ ，系统误差却达到了16%，这主要是由于此时电子计数很小的原因造成的，同时也意味着拟合值和计数值相对于其他动量区间有较大的差别。

图 5-2给出了横动量从 $2\text{GeV}/c$ 到 $3\text{GeV}/c$ 的拟合情况，我们可以看到，由于此时的电子计数已经很小，而用我们前述的拟合方法得到的电子产额明显小于电子的累计值。为了确认我们在这个动量区间所用的高斯形式是否正确，我们去掉了signed DCA的径迹筛选条件和放宽了事件选择的范围，由原来的 $|vertexZ| < 40\text{cm}$ 扩展到 $|vertexZ| < 200\text{cm}$ ，这样我们就比原来增加了很多的统计量。拟合情况如图 5-3所示，我们发现，用原来固定的高斯参数我们是很好地拟合现在的电子 $n\sigma_{electron}$ 分布，而此时的系统误差已经由原

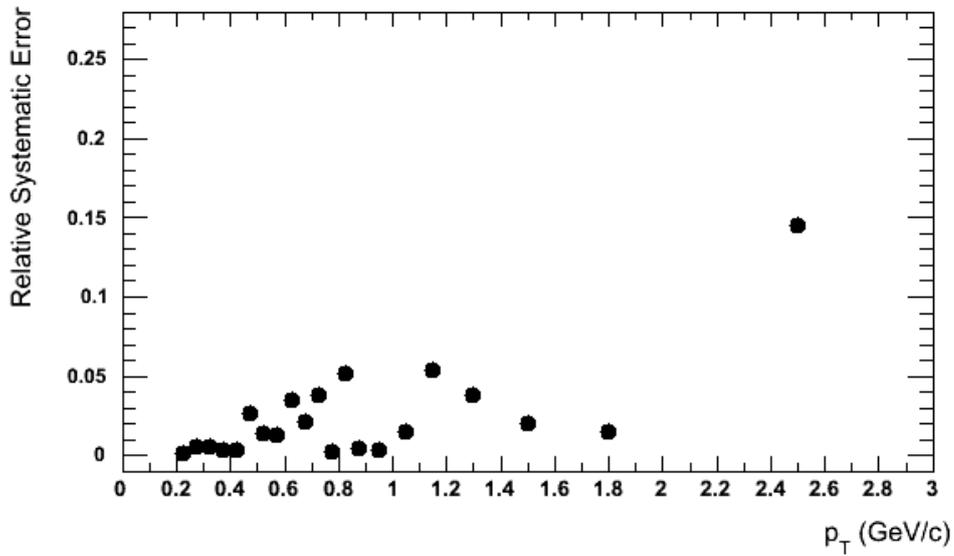


图 5-1: 由拟合产额和计数产额的差异带来的系统误差

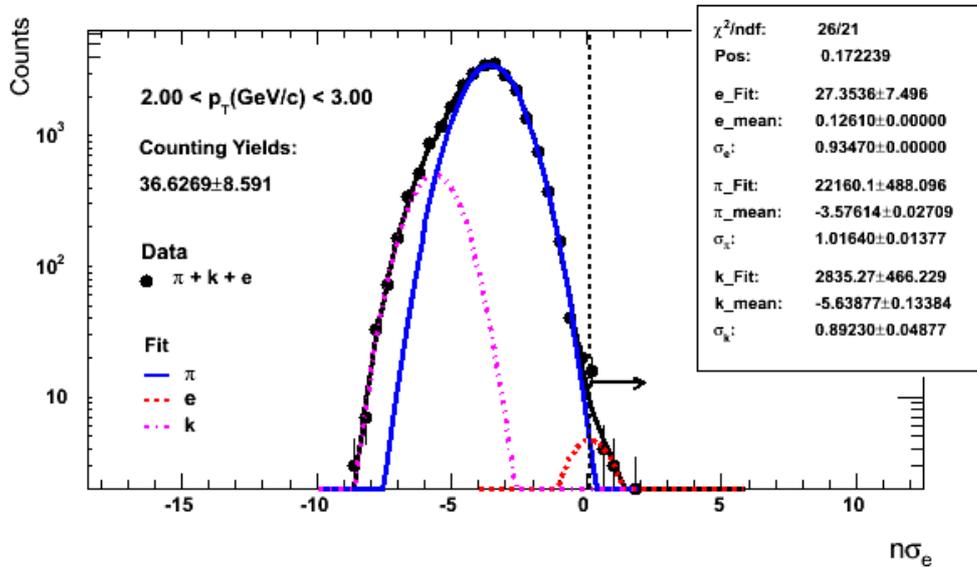


图 5-2: 三高斯拟合  $n\sigma_{electron}$  分布

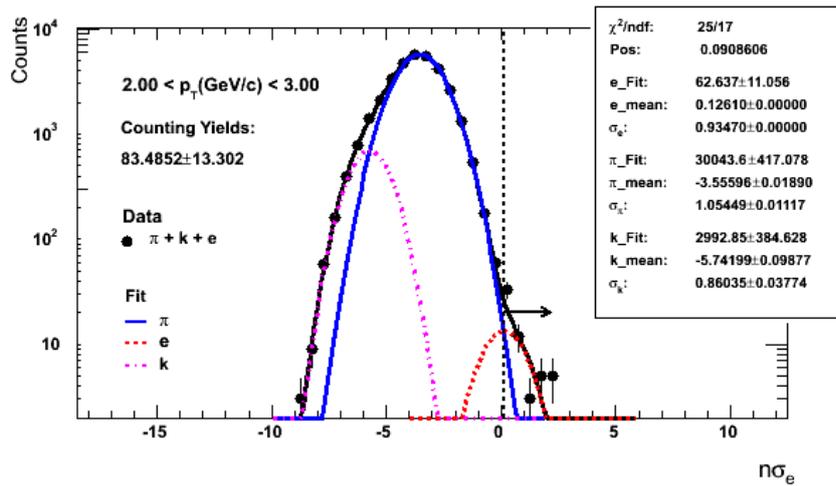


图 5-3: 三高斯拟合  $n\sigma_{electron}$  分布

来的16%降为13%。

在拟合  $n\sigma_{electron}$  分布时，如果我们变动拟合的横动量范围，电子的产额也会有少许变化，见图 5-4 将会有3%的系统误差。

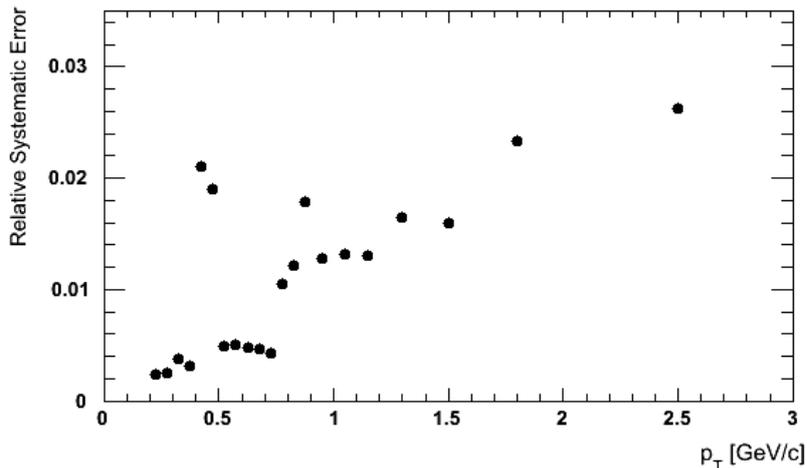


图 5-4: 改变拟合  $n\sigma_{electron}$  分布的范围引起的系统误差

同时，如果我们改变  $n\sigma_{electron}$  分布的bin宽，最多可以引起10%的系统误差。如图 5-5 所示。

图 5-6 给出了  $n\sigma_{electron}$  拟合和电离能损  $dE/dx$  拟合 的对比情况，从图中可以看出，和从  $n\sigma_{electron}$  分布得到的电子产额相比，电离能损给出的值将会有10%的系统误差。

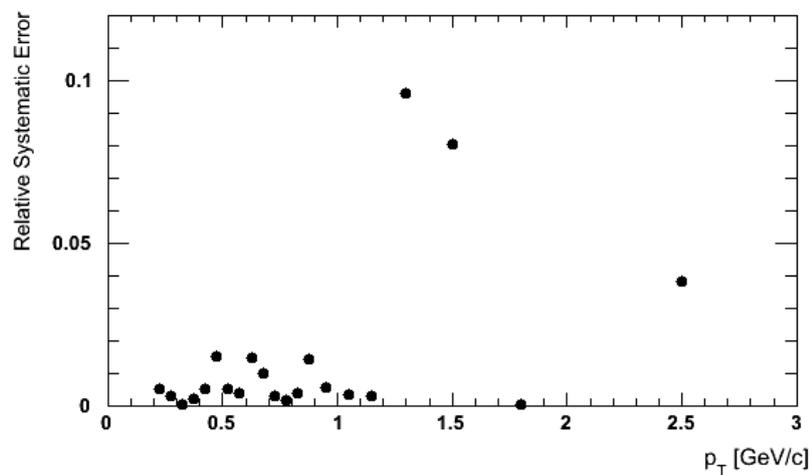


图 5-5: 改变 $n\sigma_{electron}$ 分布bin宽引起的系统误差

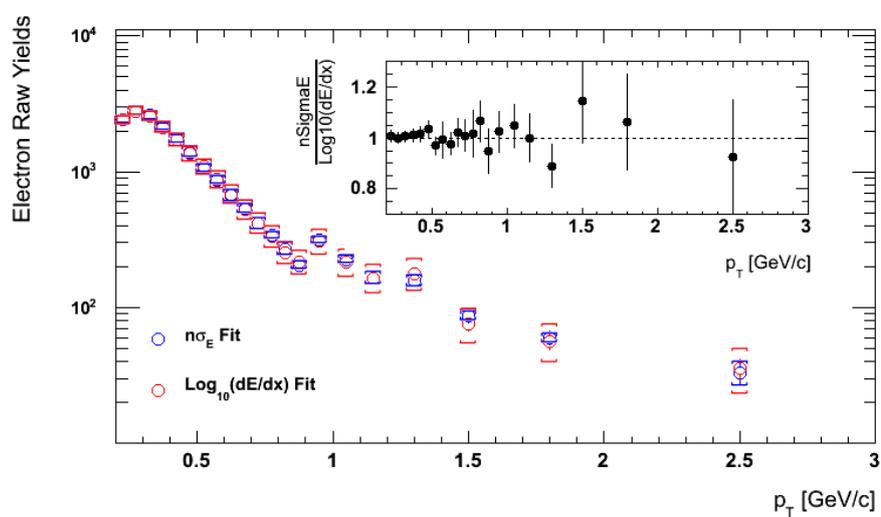


图 5-6: 由 $n\sigma_{electron}$ 拟合和电离能损 $dE/dx$ 拟合的差异引起的系统误差

最后，考虑到粒子速度 $\beta$ 的分辨率的影响，图 5-7中给出了电子 速度倒数的分辨率，

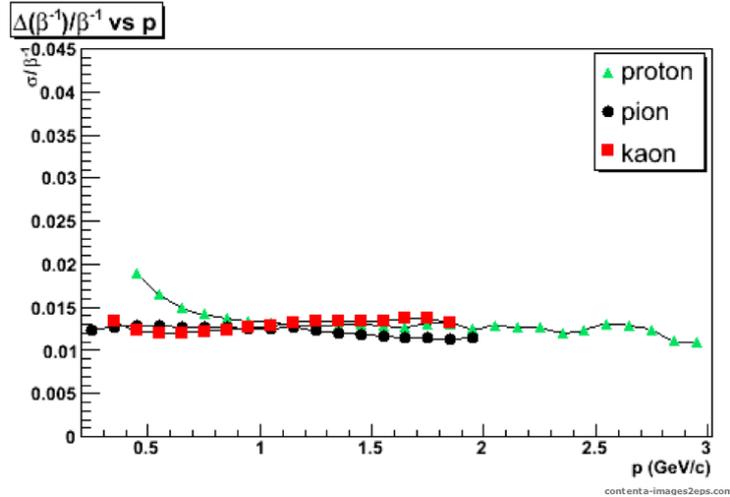


图 5-7: TOF测量粒子飞行速度 $\beta$ 的分辨率

通过计算，我们可以知道，TOF PID cut位于 $2\sigma$ 与 $2.5\sigma$ 之间，粒子产额在他们之间的晃动会造成1.8%的系统误差。

## 5.2 $\pi$ 介子鉴别(Pion Identification)

同样，对于 $\pi$ 介子的产额，我们采用的也是从 $m^2$ 分布中得到的拟合产额和计数产额的算术平均值，而它们二者的差值作为系统误差的一部分。从图 5-8中，我们可以看出，系

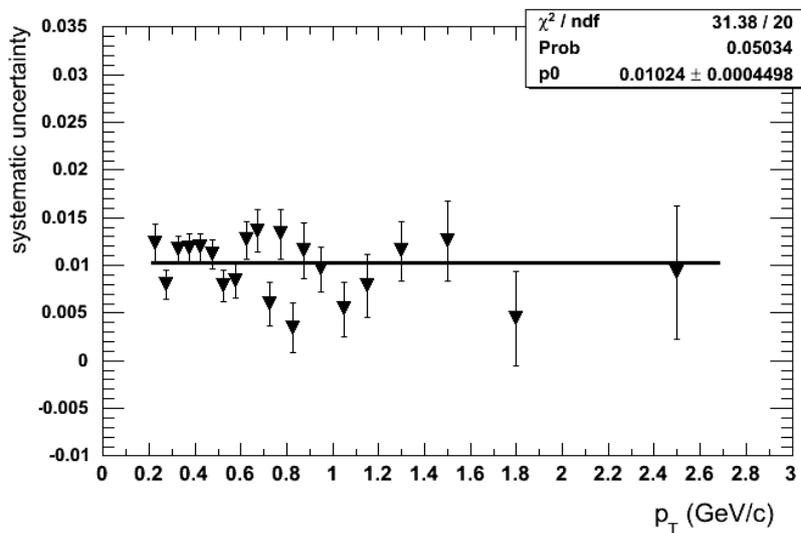


图 5-8: 由拟合产额和计数产额的差异带来的系统误差

统误差稳定在10%左右。

在拟合 $m^2$ 分布时，如果我们变动拟合的范围， $\pi$ 介子的产额也会有少许变化，见图5-9将会有4%的系统误差。

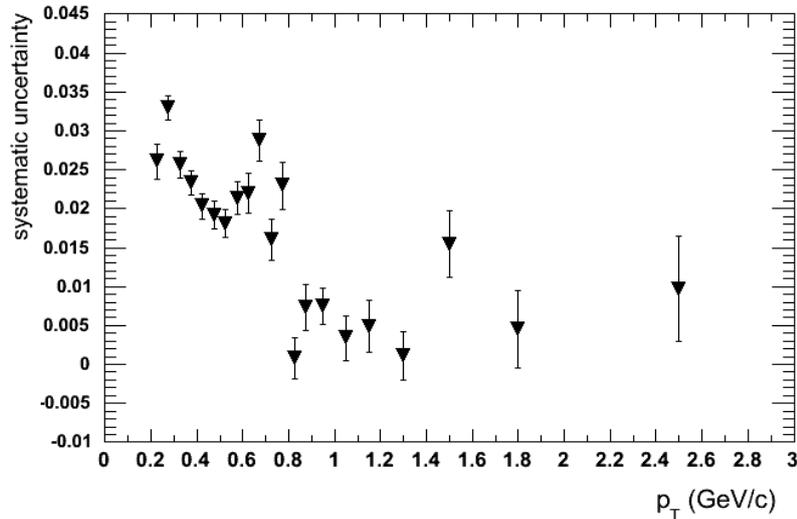


图 5-9: 改变拟合 $m^2$ 分布的范围引起的系统误差

### 5.3 探测效率(Tracking Efficiency)

我们是用蒙特卡洛模拟的方法来研究TPC的粒子探测效率，在初始，我们等概率地产生各种横动量和快度的粒子，并把这些粒子输入到GSTAR(模拟STAR探测器的软件包)和TRS(TPC响应的模拟包)中，和真实的事件混合，这些事件被称为模拟事件，通过STAR标准的重构链，模拟事件中的粒子信息将会被重构出来，称为重构事件，与模拟事件相对应。

在一定横动量和快度区间，我们用重构事件中的粒子总数与相应的模拟事件粒子总数作比值，这个比值就被称为TPC的探测效率。通过使用2008年的模拟数据计算TPC的探测效率，我们发现电子和 $\pi$ 介子之间在探测效率方面有些许差别。

另外，由于在我们的计算中使用了Run VIII的 $\pi$ 介子，在得到Run VIII的 $\pi$ 介子谱时，我们采用的是电子和 $\pi$ 介子的比值的方法，所以这里得到的 $\pi$ 介子中还含有弱衰

变( $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ )的贡献, 以及 $\mu$ 的误鉴别, 通过使用PYTHIA和HIJING [88], 我们得到了图 5-10, 在低横动量, 他们的贡献大约有24%, 在较高横动量将为6%。

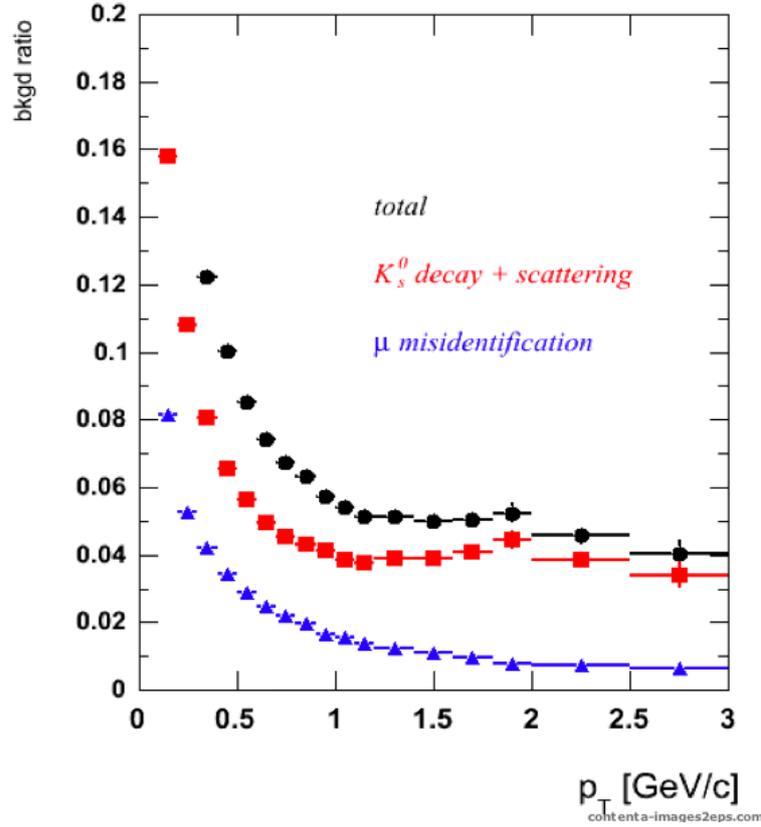


图 5-10: 弱衰变( $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ )和 $\mu$ 的误鉴别对 $\pi$ 的贡献

综合考虑TPC的探测效率和 $\pi$ 介子的背景, 他们将会给我们所求的电子,  $\pi$ 介子比值带来5%的系统误差, 如图 5-11所示。

## 5.4 背景电子(Background Electron)

在前面得到光子转变电子谱的时候, 我们是用电子和强子的双重比值和电子强子比值结合的办法, 得到

$$electron_{\gamma\text{ conversion}} = 0.9 \times electron_{\pi^0\text{ Dalitz Decay}} \quad (5-1)$$

的结论, 但是这种方法自身存在一定的误差, 所以下面我们从两个方面来考虑它的系统误差。

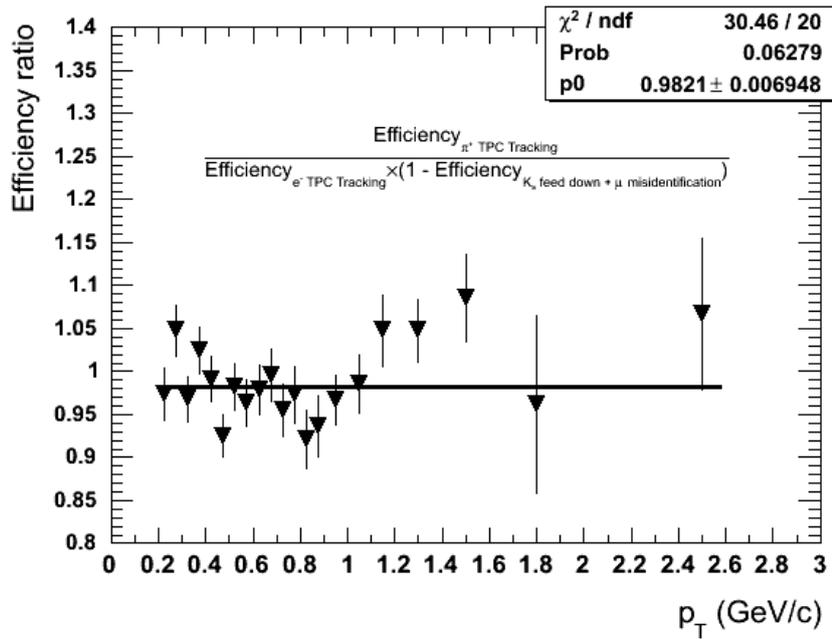


图 5-11: TPC的探测效率和 $\pi$ 介子的背景引起的系统误差

如果我们认为在横动量小于 $0.5\text{GeV}/c$ 时, NPE是不存在的, 那么我们就可以通过如下比值

$$\begin{aligned} & \frac{(\text{inclusive electron}) - (\text{electron from } \pi^0) - (\text{electron from } \eta)}{\text{electron from } \pi^0} \\ &= \frac{(\text{electron from } \gamma \text{ conversion}) + NPE}{\text{electron from } \pi^0} \end{aligned} \quad (5-2)$$

在图 5-12中去拟合光子转变电子和 $\pi^0$  Dalitz衰变电子的比值, 从拟合的结果, 我们可以得到, 这个比值大约是1.1, 这也是光子和STAR内层探测器相互作用产生电子的上限值。

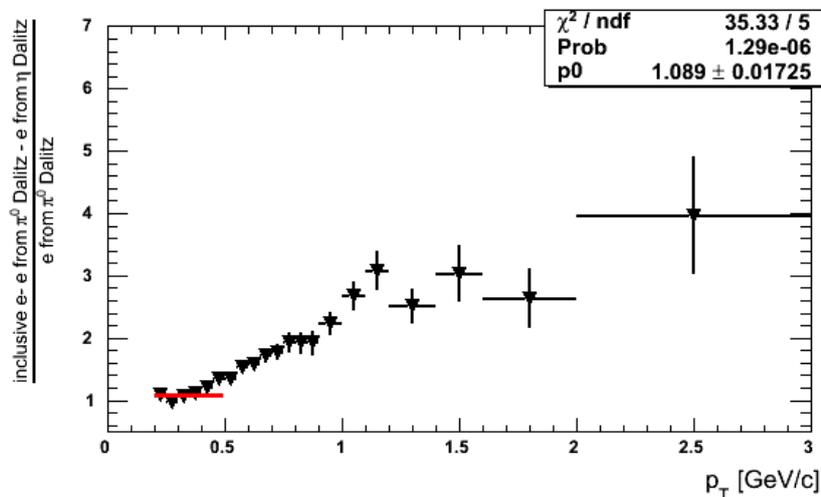


图 5-12: 拟合光子转变电子和 $\pi^0$  Dalitz衰变电子的比值

在筛选电子径迹时，为了去掉从IFC，TPC Gas，和OFC中光子转变的电子，我们加上了signed DCA条件，所以在STAR内层探测器中，我们主要考虑以下几种光子转变的电子背景源，束流管：0.29%辐射长度( $X_0$ )，绕线：0.17% $X_0$ ，支撑物：0.08% $X_0$ ，空气：0.14% $X_0$ 。把上面四种背景电子源相加，可以得出光子转变电子的下限值0.7% $X_0$ 。

除了上面讲述的四种类型系统误差外，对于p+p碰撞还有14% [89] 的归一不确定性带来的系统误差。

在本论文中，系统误差主要来源于上面讲述的几个方面，在后面章节的分析中，我们所讲的系统误差就是这几种误差的叠加。



## 第六章 非光子电子(NPE)产生截面

本章主要讲述重味夸克半轻子衰变电子NPE的横动量谱，产生截面以及粲夸克产生的总截面。在讲述之前，我们需要对已经得到的NPE横动量谱进行一次bin shift的修正。

### 6.1 横动量谱修正(Bin Shift Correction)

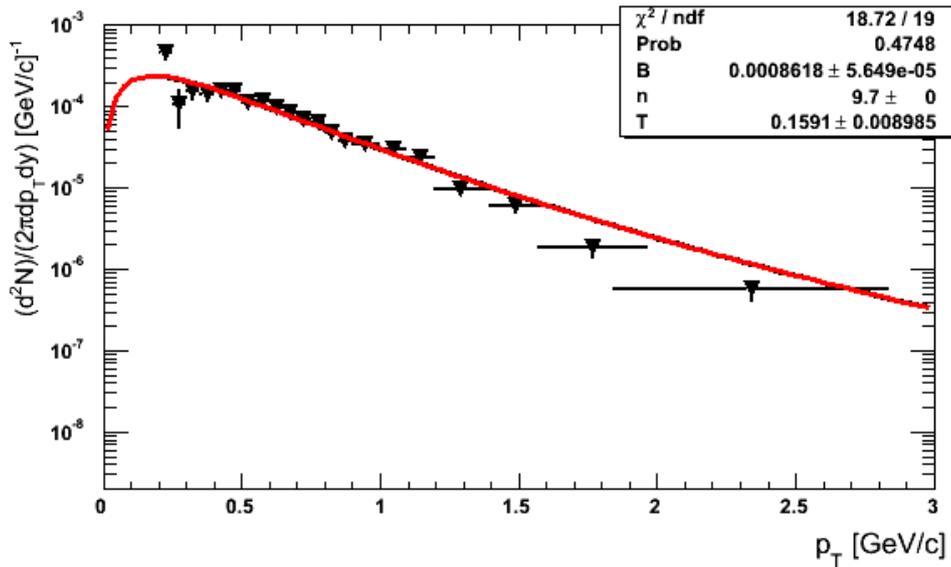


图 6-1: bin shift修正

由于NPE的横动量谱不是一个均匀分布，如果我们把在某一横动量区间得到的产额简单地放在这个区间中间值的位置上，必然会造成一定的偏差，所以我们需要对横动量谱进行bin shift的修正工作。

如图 6-1我们需要首先用Levy函数拟合横动量谱，在第一次拟合结束，计算Levy函数在对应的横动量区间的积分中值，并用这个值替代原来所用的横动量值，改变横动量谱的形状，接着进行第二次拟合，重复上面的过程，直到谱的形状稳定。

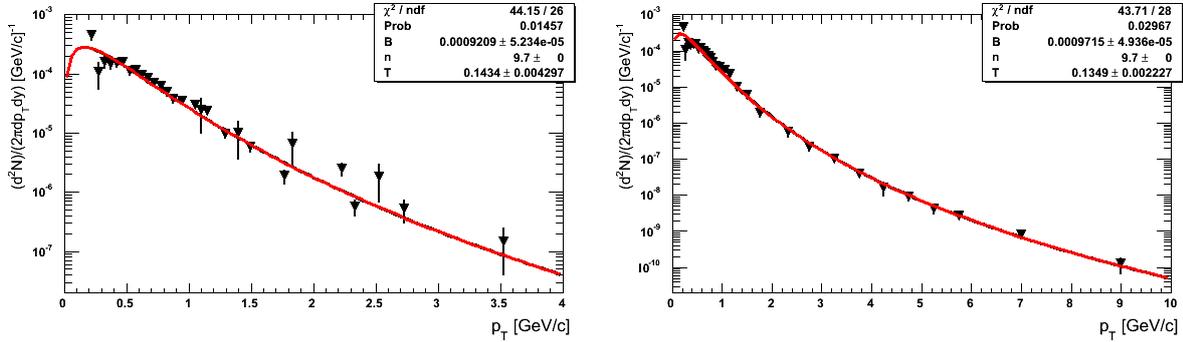


图 6-2: 结合Run III TOF和Run VIII EMC测量的点拟合进行bin shift

为了增加统计量，我们先后结合了Run III TOF和Run VIII EMC测量的点进行拟合，如图 6-2所示，发现和单独拟合runVIII TOF的点几乎没有任何变化，图 6-3给出了它们之间的对比结果。

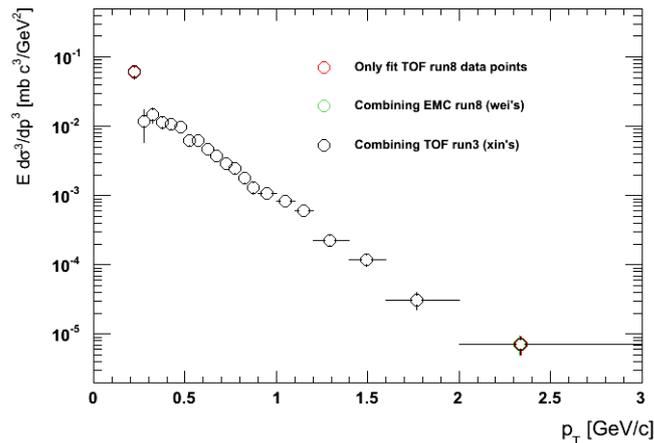


图 6-3: 对比三种不同情况下bin shift的差异

## 6.2 总电子和背景电子的产生截面(the Cross-Section of Inclusive Electron and Photonic Electron)

在给出重味夸克半轻子衰变电子NPE的结果之前，我们先看一下总电子的产生

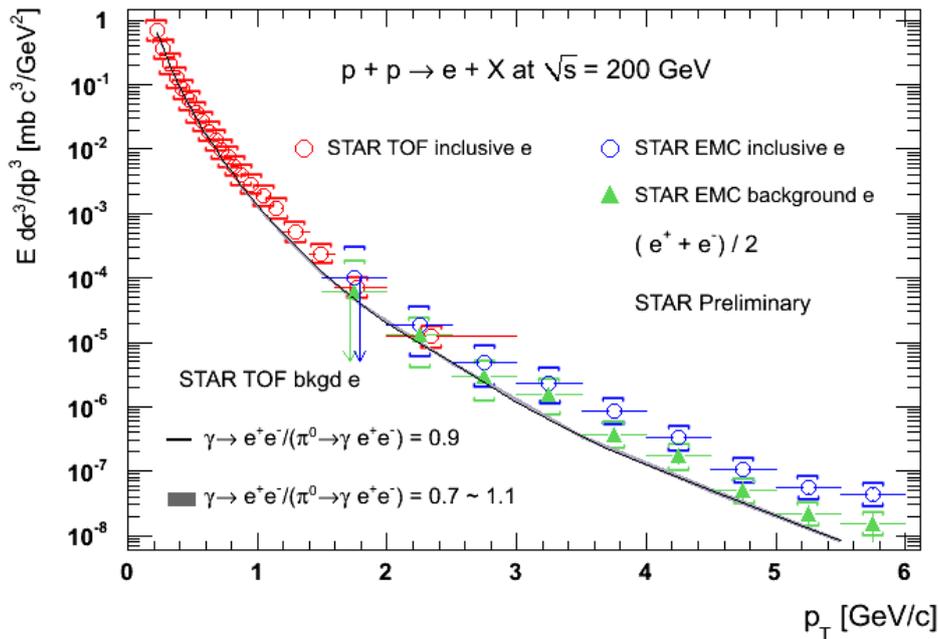


图 6-4: TOF和EMC测量的总电子与总背景电子的产生截面

截面，图 6-4给出了分别由TOF和EMC测量的总电子与总背景电子的产生截面，图中的灰色带子表示由光子转变电子引起的系统误差(详细讲述参考第五章)。可以看出，在TOF和EMC测量的横动量交叠区域，在误差允许的范围内，他们的测量值是完全一致地，这也就意味着由它们计算得到的NPE也将会相互吻合。

### 6.3 NPE的产生截面(the Cross-Section of Non-Photonic Electron)

图 6-5给出了重味夸克半轻子衰变电子NPE的产生截面，在此我们不仅和Run VIII EMC测量的结果做了对比，还和往年TOF和EMC测量的结果做了比较。Run VIII TOF测量的结果和Run III中TOF结果在横动量小于1.6GeV/c时是完全重合的，当横动量大于1.6GeV/c，考虑到统计误差和系统误差，可以看出，他们之间有1σ差距。和Run V，Run VIII测量的结果相比，他们各自都有一个点和Run VIII TOF结果重合，在共同测量的横动量区域，其余的点也都在误差范围内。另外，图中低横动量区域标出的箭头

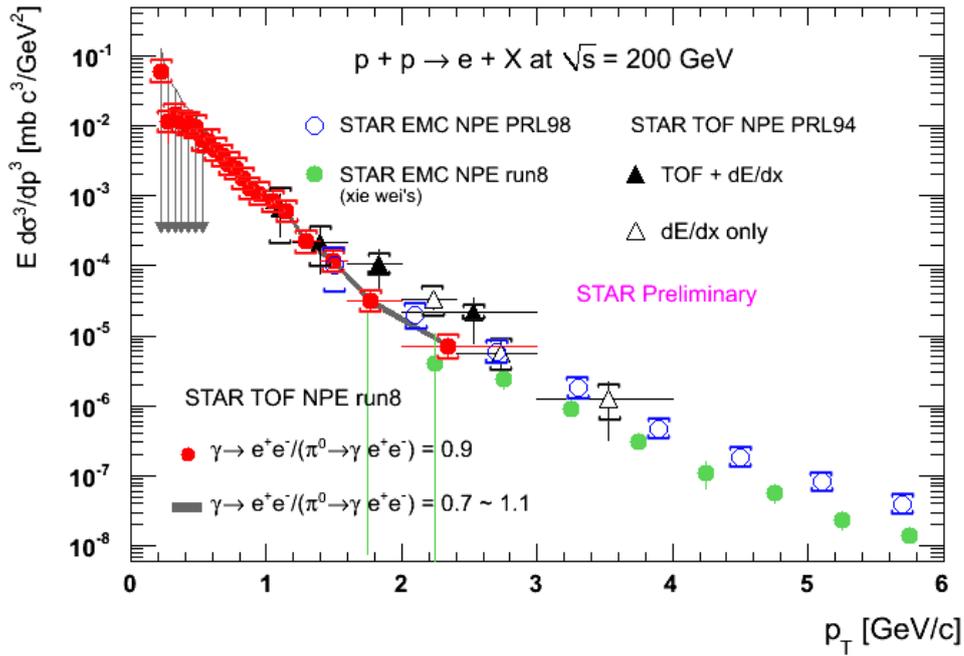


图 6-5: Run III, Run V和Run VIII测量的NPE产生截面

的是NPE系统误差的下限值，也就是说，横动量在小于0.5GeV/c时，NPE的值将为0。

## 6.4 粲夸克产生的总截面(the Total Cross-Section of Charm Quark)

图 6-6给出了由TOF和EMC数据点共同拟合的非光子电子NPE产生截面的曲线，在拟合中，低横动量区域的TOF数据对粲夸克产生的总截面给出了限制，而高动量区域的 EMC数据点则对横动量的均值和指数给出了限制。最终的拟合数据是： $\langle p_T \rangle = 0.90 \pm 0.04 \pm 0.10 (GeV/c)$ ， $n = 10.5 \pm 1.0 \pm 2.0$ ， $\sigma = 1.08 \pm 0.05 \pm 0.32 (mb)$ 。图 6-7给出了TOF和EMC测量的NPE产生截面与FONLL理论预测值的比值。从图中明显可以看出，STAR测得的NPE数据点位于FONLL理论预测值的上限。对于Run VIII p+p碰撞，我们测量得到的结果和往年保持一致，如图 6-8所示。

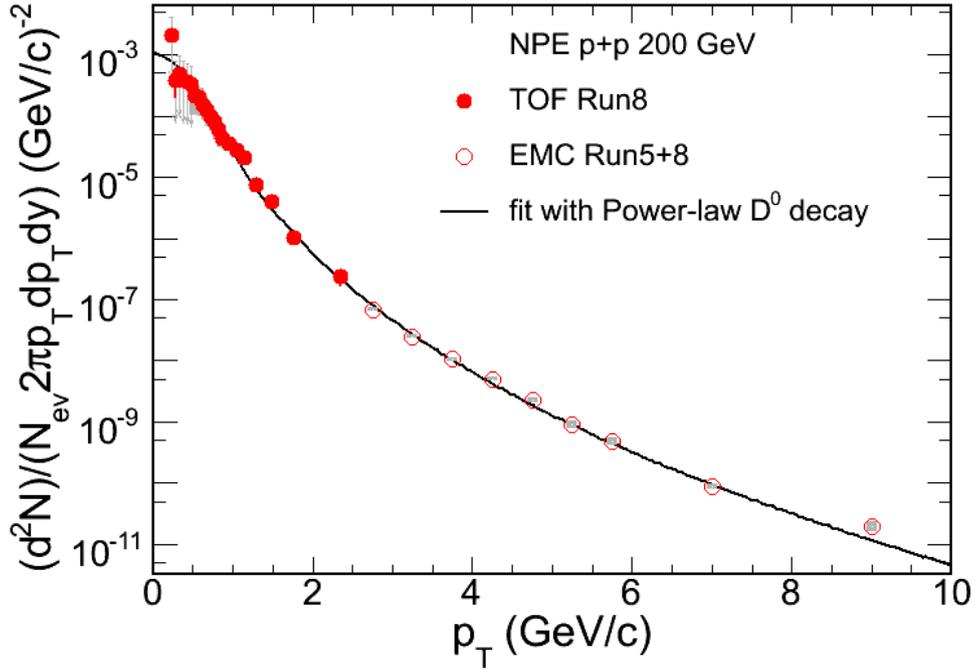


图 6-6: 结合TOF和EMC测量的NPE用幂法则衰变的 $D^0$ 进行拟合

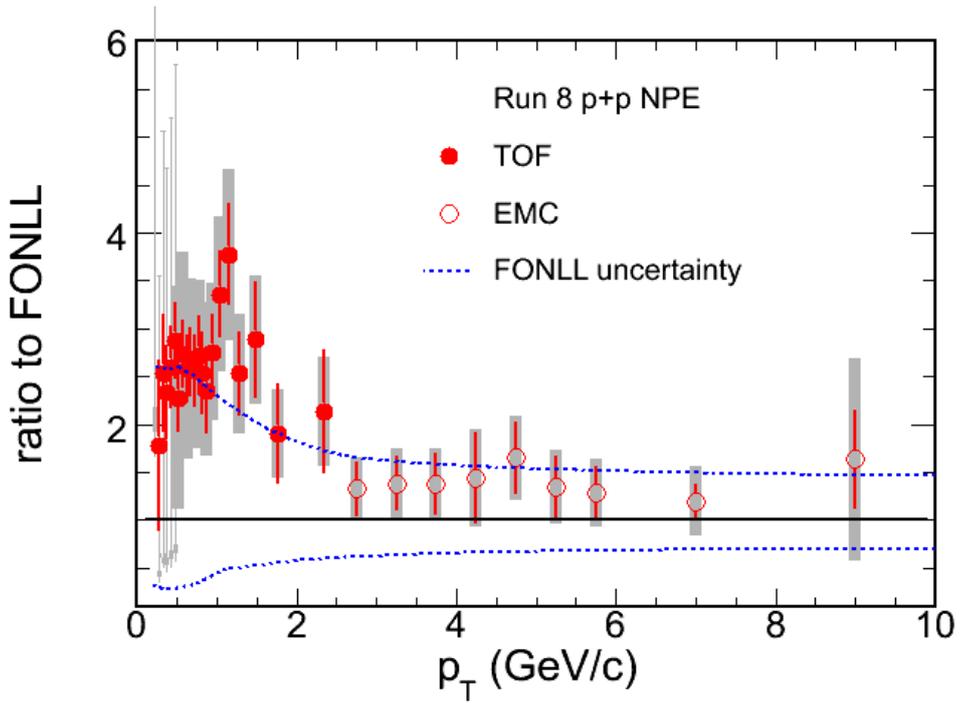


图 6-7: TOF和EMC测量的NPE与FONLL的比值

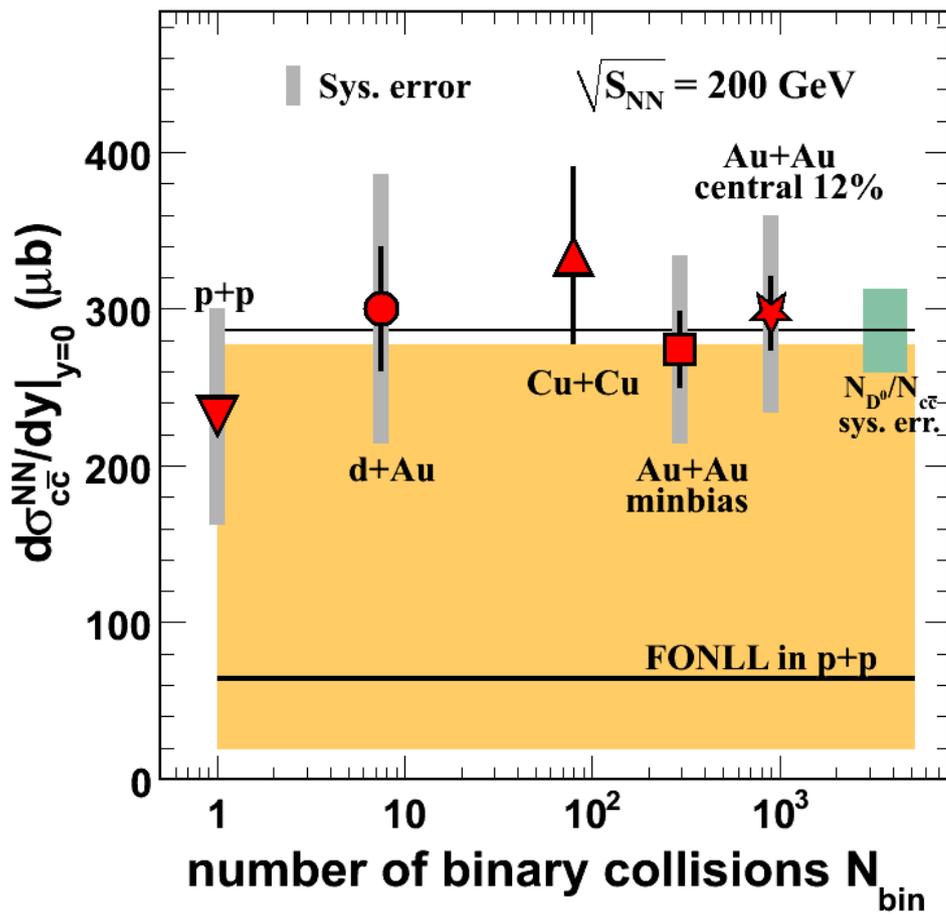


图 6-8: 粲夸克产生的总截面

## 第七章 重子数-奇异数的关联

本章主要讲述一种新的逐事件分析(event-by-event)物理量，重子数-奇异数的关联 $C_{BS}$ 。在前面的引言中已经对这个变量进行了简单地描述，下面我将会用多相运输模型(A Multi-Phase Transport model, 简称: AMPT)研究重子数-奇异数的关联在相对论重离子碰撞中的演化过程。在讲解重子数-奇异数关联之前，我首先介绍一下AMPT模型。

### 7.1 AMPT模型(A Multi-Phase Transport model)

多相运输模型AMPT [90](A Multi-Phase Transport model)是一个由多个作用过程杂糅在一起的蒙特卡洛模型。根据对激发弦的处理和强子化机制的不同选择，AMPT分为Default-AMPT [91, 91, 92] 和Melting-AMPT [93-95]。在Melting-AMPT版本中，激发弦全部融化为部分子，然后进入部分子相互作用阶段，而在Default-AMPT版本中，激发弦直接强子化进入强子再散射阶段，Melting-AMPT版本强子化采用夸克组合模型，Default-AMPT版本采用LUND弦碎裂模型。图 7-1和图 7-2分别给出了Default-AMPT版本和Melting-AMPT版本的结构示意图。

AMPT模型主要包括四个子过程：（1）相空间初始化；（2）部分子相互作用；（3）强子化过程；（4）强子再散射过程。下面分别对四个子过程进行说明。

**相空间初始化** AMPT模型的相空间初始化是由HIJING [96-98]模型完成的。

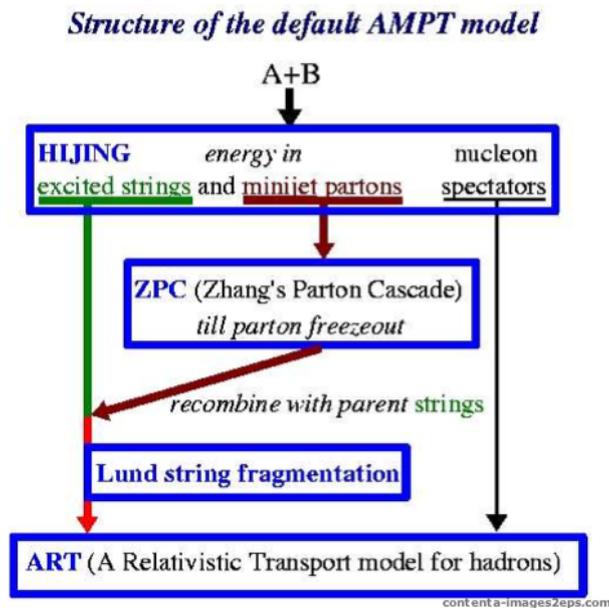


图 7-1: Default-AMPT版本结构示意图

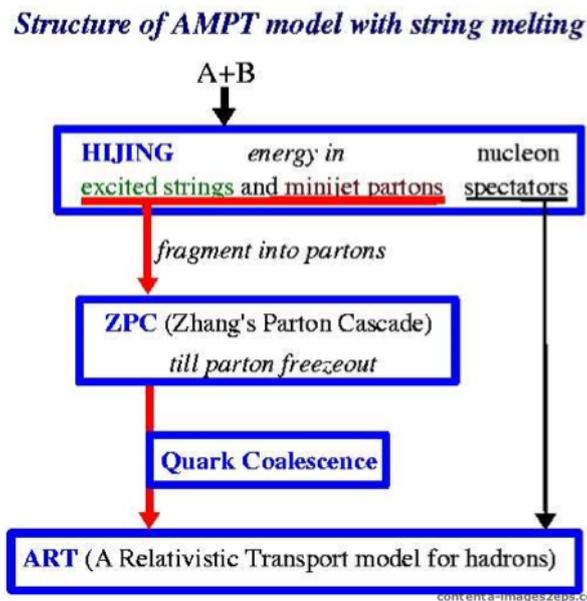


图 7-2: Melting-AMPT版本结构示意图

在HIJING模型中，两个对撞核的核子径向密度分布是采用Woods-Saxon分布。重叠区域的核子碰撞会产生两种过程，硬过程和软过程。硬过程中相互作用的动量传递较大，这个过程产生的minijet部分子；软过程中相互作用的动量传递较小，这个过程产生的是激发弦。在Melting-AMPT版本中激发弦通过LUND弦碎裂 [99–101]成强子，然后产生的强子根据它们的味道和自旋被分解为部分子。

**部分子相互作用** Default-AMPT中的minijet部分子，Melting-AMPT的minijet部分子以及激发弦融化来的部分子都将进入部分子相互作用阶段，该阶段由ZhangBin's Parton Cascade(ZPC) [102]描述。该过程采用玻尔兹曼输运方程描述相空间的演化，当两个部分子距离小于 $\sqrt{\sigma/\pi}$ 时，部分子发生散射， $\sigma$ 为部分子相互作用截面。目前ZPC中的部分子相互作用只包含两体散射。

**强子化过程** 两种版本的AMPT采用了不同的强子化机制。在Default-AMPT版本中，当minijet部分子停止相互作用后，将与其母弦形成激发弦，然后通过LUND弦碎裂模型形成强子。在Melting-AMPT版本中，利用简单的部分子组合模型将临近的部分子按照夸克的味合成介子或重子。强子的形成是随着事件演化在反应系统不同时间和位置产生，所以系统演化过程中会存在部分子和强子共存的时间过程。

**强子再散射过程** 部分子强子化以后，进入强子相互作用阶段，ART [103, 104]可以模拟这个过程。在AMPT中包括下面强子等共振态粒子的相互作用和衰变，即： $\pi$ 、 $\rho$ 、 $\omega$ 、 $\eta$ 、 $K$ 、 $K^*$ 、 $\phi$ 、 $N$ 、 $\Delta$ 、 $N^*(1440)$ 、 $N^*(1535)$ 、 $\Lambda$ 、 $\Sigma$ 、 $\Xi$ 和 $\Omega$ 。考虑了同位旋自由度、核子和K介子的平均场效应，能够很好的描述AGS能量下的实验结果。

## 7.2 部分子相中的重子数-奇异数关联(Baryon-Strangeness Correlations in the Partonic Phase)

我们通过使用两个版本的AMPT来分别计算在Au+Au中心碰撞中重子数-奇异数关联

系数的演化 [105]。首先在计算 $C_{BS}$ 时，我们需要选择恰当的速度窗，这是由于如果速度范围太小必然会导致信号的丢失，而太大又由于重子数守恒，无法提取到关联信息。

在没有相互作用的部分子相中，由于部分子之间没有关联，所以 $C_{BS}$ 值应为1，从格点QCD的理论计算也指出在临界温度以上 $C_{BS}$ 值约等于1。所以在模拟计算时速度窗的选择必须满足这个条件。图 7-3 给出的是在三种速度下 $C_{BS}$ 随着碰撞中心度的变化关系，可

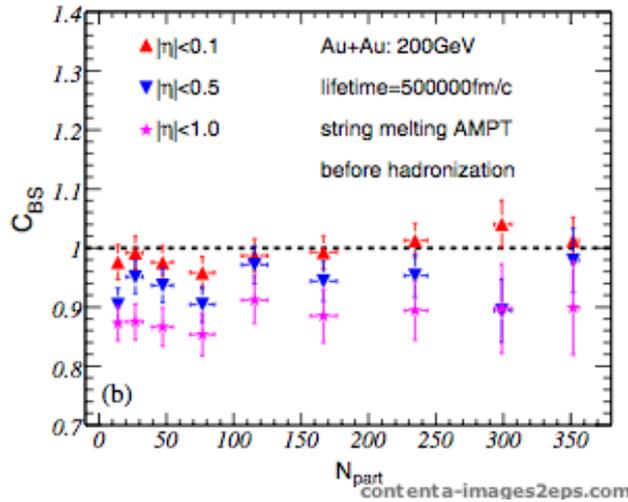


图 7-3:  $C_{BS}$ 在不同速度窗下随着碰撞中心度的变化关系

以看出在经过足够长的部分子相互作用时间， $|\eta| < 0.5$ 能够很好地满足我们的限制条件。虽然 $|\eta| < 0.1$ 也可以满足，但是这个范围内的粒子数太少，关联信息也很容易丢失，所以我们在后来的分析中采用的是 $|\eta| < 0.5$ 的速度窗。

### 7.3 强子相中的重子数-奇异数关联(Baryon-Strangeness Correlations in the Hadronic Phase)

对比Default-AMPT和Melting-AMPT在强子化后，强子再散射前的 $C_{BS}$ 值，我们可以清晰地看到强子化过程对 $C_{BS}$ 的贡献，图 7-5给出了两个版本的计算结果，从图中我们看到在强子化后 $C_{BS}$ 由存在部分子相时的1降为0.6，和没有经过相变的Default-AMPT计算结果0.4存在着明显的差异。这也就意味着，此时我们还是可以通过计算 $C_{BS}$ 来研究QGP相变的特征。

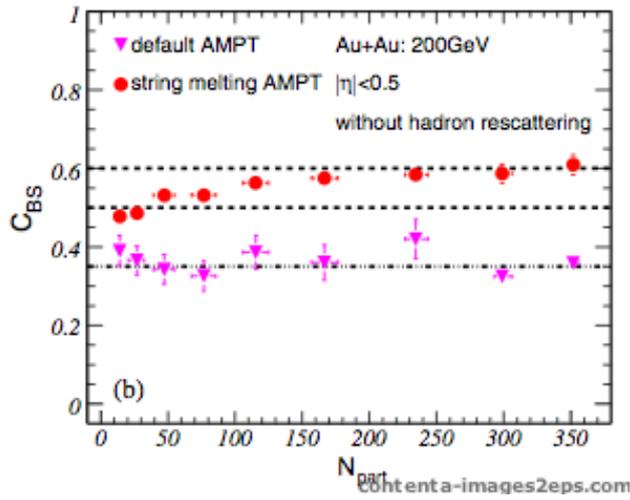


图 7-4: 由Default-AMPT和Melting-AMPT分别计算的, 在强子化后, 强子再散射前的 $C_{BS}$ 值随着碰撞中心度的变化关系

但是在经过强子再散射后, 如图 7-5所示, 两个版本的计算结果没有任何的差别, 这

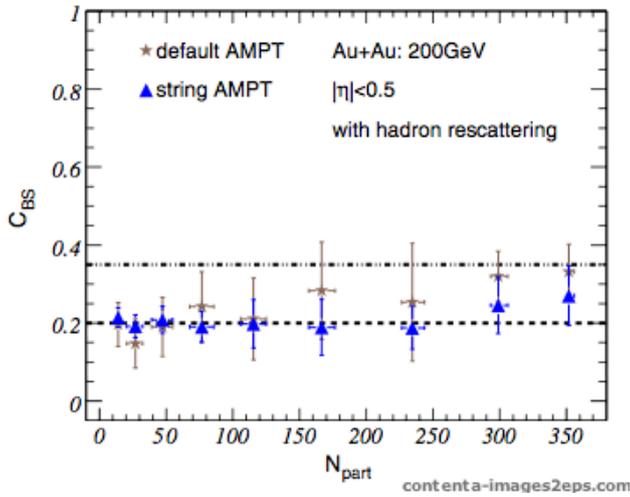


图 7-5: 由Default-AMPT和Melting-AMPT分别计算的, 在强子再散射后的 $C_{BS}$ 值随着碰撞中心度的变化关系

也就是说强子再散射完全抹杀了QGP存在的信号。这个结果和以前Stephane Haussler等人的计算结果 [60, 106]是相似的。

另外, 我们也试图选择粒子子集来优化我们的 $C_{BS}$ 计算, 但是我们发现小的粒子集合呈现的变化趋势和统计全部粒子是相同的, 由此, 我们得出结论, 在高能对撞中系统的演化再经历了强子化过程和强子再散射后, 相变的信息会被完全掩盖掉, 这也就解释了为什么逐事件分析的众多探针没有观测到QGP相变的信号。



## 第八章 总结和展望

### 8.1 总结

在本论文中，通过对质心系能量 $\sqrt{s_{NN}}=200$  GeV p+p 碰撞中重味夸克半轻子衰变电子的测量，我们得到了粲夸克产生的总截面，验证了STAR往年的测量结果。

由于Run VIII TOF有限的覆盖度，我们建立了独立的toftpx触发。通过引入signed DCA物理量，我们一方面从toftpx触发的事件中筛选出初始径迹，另一方面，我们借助于这个变量去掉了80%的背景电子，简化了我们的分析过程。

在鉴别电子时，我们使用了电离能损和飞行时间相结合的办法，利用TOF PID条件去掉了绝大多数慢强子，而保留了97%的电子信号，同时我们利用电子和强子的比值巧妙地去掉了由于探测器带来的系统误差影响。

在分析从 $\pi^0$ 和 $\eta$ 达里兹衰变而来的背景电子时，我们使用了cocktail的方法，利用MC事件产生器模拟出了背景电子的不变产额，而对于从光子转变的背景电子，我们利用电子和强子的双重比值得到了Run VIII和Run III背景电子的比值，给出了光子转变背景电子的数值，再结合 $\pi^0$ 达里兹衰变背景电子的形状，最终给出了准确的光子转变背景电子产额谱。最终，我们利用TOF和EMC测量的数据点拟合出了粲夸克产生的总截面，并与往年的STAR结论对比。

在处理实验数据的同时，我也同时分析了作为QGP相变探针的物理量，重子数和奇异数的关联。利用AMPT模型，经过计算，我们发现，部分子相在经历了强子化过程和强子再散射后，QGP信号已经被完全掩盖，这也就解释了为什么在实验中众多基于逐事件分析的物理探针都没能很好地发现QGP信号的原因。

## 8.2 展望

在STAR合作组中，一些重要的子探测器正在升级或已经升级完毕，如：覆盖全方位角空间的桶状飞行时间探测器(The full barrel Time-Of-Flight, BTOF)和重味径迹室(Heavy-Flavor-Tracker, HFT)。

同时间投影室一样，飞行时间探测器也有很大的接收度范围，覆盖了  $-1 < \eta < 1$  和整个方位角  $\sim 2\pi$  的范围。通过精确的时间分辨率( $<100$  ps)和径迹探测效率( $>95\%$ )，BTOF能够极大地提高粒子的鉴别能力： $K$ 介子和 $\pi$ 介子区分的动量范围从用TPC的 $0.7$  GeV/ $c$ 提高到 $1.6$  GeV/ $c$ ，质子和 $\pi$ 介子的鉴别从TPC的 $1.1$  GeV/ $c$ 提高到 $3$  GeV/ $c$ ；同时还可以鉴别低横向动量区间的电子，和时间投影室的联合使用可以提供横向动量  $p_T > 0.2$  GeV/ $c$  范围的电子鉴别。粒子鉴别能力的提高可以使很多的观测量的测量更加准确，也可以帮助测量一些新的物理量。

BTOF的升级将会让STAR最大可能地研究重味强子物理，双轻子物理和共振态物理的信息，如：单电子， $\mu$ 轻子的横动量谱，单电子的椭圆流等等。同时借助BTOF探测器，我们将会在重味夸克半轻子衰变电子的测量中区分开底夸克对其的贡献，让粲夸克强子的物理图象变得更加清晰。而HFT将会给我们带来高精度的粒子示踪作用，利用HFT，我们可以把寿命非常短的中性或带电粒子和初始粒子区分开来，它也增强了STAR对于从粲夸克和顶夸克强子衰变而来的电子的鉴别能力。

借助BTOF和HFT，我们能精确测量D介子和重味夸克半轻子衰变电子的横动量谱，同时可以通过动力学模型得知D介子半轻子衰变电子谱，对比重味夸克半轻子衰变电子的

---

横动量谱和D介子半轻子衰变电子谱，我们就可以知道底夸克对NPE测量的贡献，同时，我们也可以借助BTOF和HFT去测量D介子和NPE的椭圆流。



## 参 考 文 献

- [1] J. Adams et al., Phys. Rev. Lett. **94**, 62301 (2005).
- [2] B. I. Abelev et al. (2008), arXiv:nucl-ex/0805.0364.
- [3] B. I. Abelev et al., Phys. Rev. Lett. **98**, 192301 (2007).
- [4] A. Adare et al., Phys. Rev. Lett. **103**, 082002 (2009).
- [5] A. Adare et al., Phys. Rev. Lett. **97**, 252002 (2006).
- [6] S. S. Adler et al., Phys. Rev. Lett. **96**, 032301 (2006).
- [7] S. S. Adler et al., Phys. Rev. Lett. **96**, 032001 (2006).
- [8] S. S. Adler et al., Phys. Rev. Lett. **94**, 082301 (2005).
- [9] K. Adcox et al., Phys. Rev. Lett. **88**, 192303 (2002).
- [10] C. Amaler et al., Particle Data Group Phys. Lett. B **667**, 1 (2008).
- [11] M. Gell-Mann, Phys. Rev. **125**, 1067 (1962).
- [12] O. W. Greenberg, Phys. Rev. Lett. **13**, 598 (1964).
- [13] M. G.-M. H. Fritzsch and H. Leutwyler, Phys. Lett. B **47**, 365 (1973).

- 
- [14] M. J. Tannenbaum, Rep. Prog. Phys. **69**, 2005 (2006).
- [15] M. Schmelling, J. Phys. G **26**, R27 (1997), [arXiv:nuc1-ex/9701002](https://arxiv.org/abs/nuc1-ex/9701002).
- [16] K. J. C. B. T. A. Chodos, R. L. Jaffe and V. F. Weisskopf, Phys. Rev. D. **9**, 3471 (1974).
- [17] X. Artru and G. Mennessier, Nucl. Phys. B **70**, 93 (1974).
- [18] G. G. B. Andersson and B. Soderberg, Z. Phys. C **20**, 317 (1983).
- [19] K. G. Wilson, Phys. Rev. D **14**, 2455 (1974).
- [20] K. F, Nucl. Phys. A **698**, 199c (2002).
- [21] F. Karsch, Nucl. Phys. **A698**, 199 (2002).
- [22] F. Karsch, E. Laermann, and A. Peikert, Phys. Lett. **B478**, 447 (2000).
- [23] G. F. Chapline, M. H. Johnson, E. Teller, and M. S. Weiss, Phys. Rev. D **8**, 4302 (1973).
- [24] H. G. et al., Phys. Rev. Lett. **35**, 1609 (1975).
- [25] D. P. Barker et al., Phys. Rev. Lett. **43**, 830 (1979).
- [26] R. Brandelik et al., Phys. Lett. B **86**, 243 (1979).
- [27] C. Berger et al., Phys. Lett. B **86**, 418 (1979).
- [28] W. Bartel et al., Phys. Lett. B **91**, 142 (1980).
- [29] M. Gyulassy and M. Plumer, Phys. Lett. B **243**, 432 (1990).
- [30] X. N. Wang and M. Gyulassy, Phys. Rev. Lett. **68**, 1480 (1992).

- 
- [31] K. Zapp et al., Phys. Lett. B **637**, 179 (2006).
- [32] J. Adame et al., Nucl. Phys. **A575**, 102 (2005).
- [33] K. Adcox et al., Nucl. Phys. **A575**, 184 (2005).
- [34] I. Arsene et al., Nucl. Phys. **A575**, 1 (2005).
- [35] B. Back et al., Nucl. Phys. **A575**, 28 (2005).
- [36] C. Y. Wong, Introduction to High-Energy Heavy-Ion Collisions, World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd (1994).
- [37] J. Adams et al., Phys. Rev. Lett. **91**, 072304 (2003).
- [38] B. I. Abelev et al., Phys. Rev. Lett. **101**, 252301 (2008).
- [39] B. I. Abelev et al., Phys. Rev. C **77**, 54901 (2008).
- [40] J. Adams et al., Phys. Rev. C **73**, 34903 (2006).
- [41] J. Adams et al., Phys. Rev. Lett. **95**, 122301 (2005).
- [42] J. Adams et al., Phys. Rev. C **72**, 14904 (2005).
- [43] J. Adams et al., Phys. Rev. Lett. **92**, 062301 (2004).
- [44] C. Adler et al., Phys. Rev. C **66**, 34904 (2002).
- [45] C. Adler et al., Phys. Rev. Lett. **87**, 182301 (2001).
- [46] K. Ackermann et al., Phys. Rev. Lett. **86**, 402 (2001).
- [47] J. Adams et al., Phys. Rev. C **72**, 014904 (2005).
- [48] B. I. Abelev et al., Phys. Rev. C **77**, 054901 (2008).

- 
- [49] S. Adler et al., Phys. Rev. Lett. **91**, 182301 (2003).
- [50] P. Huovinen, P. F. Kolb, U. W. Heinz, P. V. Ruuskanen, and S. A. Voloshin, Phys. Lett. **B503**, 58 (2001).
- [51] R. C. Hwa and C. B. Yang, Phys. Rev. C **66**, 025205 (2002).
- [52] R. J. Fries, B. Müller, C. Nonaka, and S. A. Bass, Phys. Rev. Lett. **90**, 202303 (2003).
- [53] Z. W. Lin and C. M. Ko, Phys. Rev. Lett. **89**, 202302 (2002).
- [54] D. Molnar and S. A. Voloshin, Phys. Rev. Lett. **91**, 092301 (2003).
- [55] L. Stodolsky, Phys. Rev. Lett. **75**, 1044 (1995).
- [56] E. V. Shuryak, Phys. Lett. B **423**, 9 (1998).
- [57] K. R. M. A. Stephanov and E. V. Shuryak, Phys. Rev. Lett. **81**, 4816 (1998).
- [58] S. Mrowczynski, Phys. Lett. B **459**, 13 (1999).
- [59] S. Mrowczynski, Phys. Lett. B **465**, 8 (1999).
- [60] A. M. V. Koch and J. Randrup, Phys. Rev. Lett. **95**, 182301 (2005).
- [61] H. S. Stephane Haussler and M. Bleicher, Phys. Rev. C **73**, 021901(R) (2006).
- [62] M. B. M. B. L. B. C. E. L. G. M. H. S. H. J. K. G. M. L. N. S. S. C. S. H. W. L. A. W. H. S. W. G. C. H. J. A. S. A. Bass, M. Belkacem and N. Amelin, Prog. Part. Nucl. Phys. **41**, 225 (1998).
- [63] C. S. S. B. C. E. S. S. L. B. M. B. H. W. H. S. W. G. M. Bleicher, E. Zabrodin, J. Phys. G **25**, 1859 (1999).

- 
- [64] G. B. M. B. H. Petersen, J. Steinheimer and H. Stöcker, Phys. Rev. C **78**, 044901 (2008).
- [65] M. B. M. B. L. B. C. E. L. G. M. H. S. H. J. K. G. M. L. N. S. S. C. S. H. W. L. A. W. H. S. S. A. Bass, M. Belkacem and W. Greiner (1998), [arXiv:nucl-th/9803035v2](#).
- [66] M. Anderson et al., Nucl. Instrum. Meth. A **499**, 659 (2003).
- [67] P. K. A. M. M. S. B. S. V. T. R. W. L. Kotchenda, S. Kozlov and H. Wieman, Nucl. Instrum. Meth. A **499**, 703 (2003).
- [68] R. B. D. C. E. H. S. K. S. K. C. V. H. W. M. Anderson, F. Bieser, Nucl. Instrum. Meth. A **499**, 679 (2003).
- [69] J. B. A. B. E. G. G. H. A. L. . W. L. A. R. M. S. J. W. R. W. J. W. J. W. H. W. J. Abele, J. Berkovitz, Nucl. Instrum. Meth. A **499**, 692 (2003).
- [70] M. Anderson et al., Nucl. Instrum. Meth. A **499**, 659 (2003).
- [71] M. Anderson et al., Nucl. Instrum. Meth. A **499**, 679 (2003).
- [72] M. Williams et al., Nucl. Instrum. Meth. A **434**, 362 (1999).
- [73] C. Hong-Fang et al., HEP and NP **26**, 201 (2002).
- [74] G. E. F. G. J. L.-V. C. L. W. L. T. N. E. P. B. Bonner, H. Chen and J. Roberts, Nucl. Instrum. Meth. A **508**, 181 (2003).
- [75] Y. Sun et al. (2008), [arXiv:0805.2459](#).
- [76] M. Beddo et al., Nucl. Instrum. Meth. A **499**, 725 (2003).
- [77] F. Bergsma et al., Nucl. Instrum. Meth. **A499**, 633 (2003).

- 
- [78] K. H. Ackermann et al., Nucl. Instrum. Meth. **A499**, 713 (2003).
- [79] R. Bellwied et al., Nucl. Instrum. Meth. **A499**, 640 (2003).
- [80] L. Arnold et al., Nucl. Instrum. Meth. **A499**, 652 (2003).
- [81] C. E. Allgower et al., Nucl. Instrum. Meth. A **499**, 740 (2003).
- [82] M. M. Aggarwal et al., Nucl. Instrum. Meth. **A499**, 751 (2003).
- [83] B. I. Abelev et al., Charmed hadron production at low transverse momentum in Au+Au collisions at RHIC. (2008).
- [84] F. S. Bieser et al., Nucl. Instrum. Meth. A **499**, 766 (2003).
- [85] C. Adler et al., Nucl. Instrum. Meth. A **499**, 778 (2003).
- [86] X. D. Y. F. L. R.-P. S. Z. X. Ming Shao, Olga Barannikova, Nucl. Instrum. Meth. A **558**, 419 (2006).
- [87] T. Sjöstrand et al., hep-ph/0603175 (2006).
- [88] L. Ruan, A Dissertation Presented to the Faculty of the Graduate School of University of Science and Technology of China (2004).
- [89] J. Adams et al., Phys. Rev. Lett. **91**, 072304 (2003).
- [90] B. A. L. B. Z. Z. W. Lin, C. M. Ko and S. Pal, Phys. Rev. C **72**, 064901 (2005).
- [91] B. A. L. Z. W. L. B. Zhang, C. M. Ko and B. H. Sa, Phys. Rev. C **62**, 054905 (2000).
- [92] C. M. K. B. A. L. Z. W. Lin, S. Pal and B. Zhang, Phys. Rev. C **64**, 011902(R) (2001).
- [93] Z. W. Lin and C. M. Ko, Phys. Rev. C **65**, 034904 (2002).
- [94] C. M. K. Z. W. Lin and S. Pal, Phys. Rev. Lett **89**, 152301 (2002).

- 
- [95] Z. W. Lin and C. M. Ko, *J. Phys. G* **30**, s263 (2004).
- [96] X. N. Wang, *Phys. Rev. D* **43**, 104 (1991).
- [97] X. N. Wang and M. Gyulassy, *Phys. Rev. D* **44**, 3501 (1991).
- [98] X. N. Wang and M. Gyulassy, *Phys. Rev. D* **45**, 844 (1992).
- [99] G. G. B. Andersson and B. Soderberg, *Z. Phys. C* **20**, 317 (1983).
- [100] G. G. G. I. B. Andersson and T. Sjöstrand, *Phys. Rep.* **97**, 31 (1983).
- [101] T. Sjöstrand, *Comput. Phys. Commun* **82**, 74 (1994).
- [102] B. Zhang, *Comput. Rhys. Commun* **109**, 193 (1998).
- [103] B. A. Li and C. M. Ko, *Phys. Rev. C* **52**, 2037 (1995).
- [104] B. Z. B. Li, A. T. Sustich and C. M. Ko, *Int. J. Mod. Phys. E* **10**, 267 (2001).
- [105] F. Jin et al., *J. Phys. G* **35**, 044070 (2008).
- [106] S. H. Haussler S and B. M, *Phys. Rev. C* **73**, 021901 (2006).



## 物理常数表

Quantity	Symbol	Value(SD uncertainty)	Unit
自然对数底	$e$	2.7182818284590	[1]
圆周率	$\pi$	3.1415926535898	[1]
真空中的光速	$c$	299792458	[m s <sup>-1</sup> ]
普朗克常数	$h$	$6.6260755(40) \times 10^{-34}$	[J s]
	$\hbar$	$1.05457266(63) \times 10^{-34}$	[J s]
	$\hbar \equiv h/2\pi$		
波尔兹曼常数	$k$	$1.380658(12) \times 10^{-23}$	[J K <sup>-1</sup> ]
阿弗加德罗常数	$N_A$	$6.0221367(36) \times 10^{23}$	[mol <sup>-1</sup> ]
真空的磁导率	$\mu_0$	$4\pi \times 10^{-7}$	[H m <sup>-1</sup> ]
真空的电导率	$\epsilon_0$	$8.854187817... \times 10^{-12}$	[F m <sup>-1</sup> ]
	$\mu_0\epsilon_0 \equiv c^2$		
电子电荷	$e$	$-1.60217733(49) \times 10^{-19}$	[C]
精细结构常数	$\alpha$	1/137.03599976	[1]
	$\alpha \equiv \frac{e^2}{4\pi\hbar c\epsilon_0}$		
原子质量单位	$m_u$	$1.66053886(28) \times 10^{-27}$	[kg]
		931.49391220	[MeV]
电子静止质量	$m_0$	$9.1093897(54) \times 10^{-31}$	[kg]
		0.51099884(57)	[MeV]
电子经典半径	$r_0$	$2.817940325(28) \times 10^{-15}$	[m]
质子静止质量	$m_p$	$1.6726231(10) \times 10^{-27}$	[kg]
		938.2718997	[MeV]
中子静止质量	$m_n$	$1.6749286(10) \times 10^{-27}$	[kg]
		939.5652175	[MeV]



## 发表论文和学术报告清单

- 发表论文

1. Measurement of non-photonic electrons in p+p collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV with reduced detector material in STAR  
F. Jin (for the STAR Collaboration)  
*J. Phys. G* 36, 064051 (2009)
2. Baryon-strangeness correlations in parton/hadron transport model for Au+Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV  
F. Jin, Y. G. Ma, G. L. Ma, J. H. Chen, S. Zhang, X. Z. Cai, H. Z. Huang, J. Tian, C. Zhong and J. X. Zuo  
*J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 35 (2008) 044070
3. Parton distributions at hadronization from bulk dense matter produced in Au+Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV  
J. H. Chen, F. Jin, D. Gangadharan, X. Z. Cai, H. Z. Huang and Y. G. Ma  
*Phys. Rev. C* 78, 034907 (2008)
4. Parton distributions at hadronization from bulk dense matter produced at the RHIC  
J. H. Chen, J. Fu, H. Z. Huang and Y. G. Ma  
*J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 36 (2009) 064016
5. Breaking of the number-of-constituent-quark scaling for identified-particle elliptic flow as a signal of phase change in low-energy data taken at BNL Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC)  
J. Tian, J. H. Chen, Y. G. Ma, X. Z. Cai, F. Jin, G. L. Ma, S. Zhang, and C. Zhong  
*Phys. Rev. C* 79, 067901 (2009)
6. Transverse momentum and pseudorapidity dependences of Mach-like correlations for central Au+Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV  
S. Zhang, G. L. Ma, Y. G. Ma, X. Z. Cai, J. H. Chen, H. Z. Huang, W. Q. Shen, X. H. Shi, F. Jin, J. Tian, C. Zhong, and J. X. Zuo  
*Phys. Rev. C* 76, 014904 (2007)

7. Systematic measurements of identified particle spectra in  $pp, d+Au$ , and  $Au+Au$  collisions at the STAR detector  
B. I. Abelev *et al.* (STAR Collaboration)  
*Phys. Rev. C* 79, 034909 (2009)
8. Identified particle production, azimuthal anisotropy, and interferometry measurements in  $Au+Au$  collisions at  $\sqrt{s_{NN}}=9.2$  GeV  
B. I. Abelev *et al.* (STAR Collaboration)  
*Phys. Rev. C* 81, 024911 (2010)
9. Longitudinal double-spin asymmetry and cross section for inclusive neutral pion production at midrapidity in polarized proton collisions at  $\sqrt{s}=200$  GeV  
B. I. Abelev *et al.* (STAR Collaboration)  
*Phys. Rev. D* 80, 111108 (2009)
10. Long range rapidity correlations and jet production in high energy nuclear collisions  
B. I. Abelev *et al.* (STAR Collaboration)  
*Phys. Rev. C* 80, 064912 (2009)
11. Azimuthal Charged-Particle Correlations and Possible Local Strong Parity Violation  
B. I. Abelev *et al.* (STAR Collaboration)  
*Phys. Rev. Lett.* 103, 251601 (2009)
12. Longitudinal spin transfer to  $\Lambda$  and  $\bar{\Lambda}$  hyperons in polarized proton-proton collisions at  $\sqrt{s}=200$  GeV  
B.I. Abelev *et al.*, (STAR Collaboration)  
*Phys. Rev. D* 80, 111102 (2009)
13.  $J/\Psi$  production at high transverse momenta in  $p+p$  and  $Cu+Cu$  collisions at  $\sqrt{s_{NN}}=200$  GeV  
B.I. Abelev *et al.*, (STAR Collaboration)  
*Phys. Rev. C* 80, 041902 (2009)
14. 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
15. Neutral pion production in  $Au+Au$  collisions at  $\sqrt{s_{NN}}=200$  GeV  
B.I. Abelev *et al.*, (STAR Collaboration)  
*Phys. Rev. C* 80, 044905 (2009)
16. Growth of Long Range Forward-Backward Multiplicity Correlations with Centrality in  $Au+Au$  Collisions at  $\sqrt{s_{NN}}=200$  GeV  
B.I. Abelev *et al.*, (STAR Collaboration)  
*Phys. Rev. Lett.* 103, 172301 (2009)
17. Pion interferometry in  $Au+Au$  and  $Cu+Cu$  collisions at  $\sqrt{s_{NN}}=62.4$  and 200 GeV  
B.I. Abelev *et al.*, (STAR Collaboration)  
*Phys. Rev. C* 80, 024905 (2009)

18.  $K/\pi$  Fluctuations at Relativistic Energies  
B.I. Abelev et al., (STAR Collaboration)  
*Phys. Rev. Lett.* 103, 092301 (2009)
19. Measurements of  $\phi$  meson production in relativistic heavy-ion collisions at the BNL Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC)  
B.I. Abelev et al., (STAR Collaboration)  
*Phys. Rev. C* 79, 064903 (2009)
20. Measurement of  $D^*$  mesons in jets from  $p + p$  collisions at  $\sqrt{s}=200$  GeV  
B.I. Abelev et al., (STAR Collaboration)  
*Phys. Rev. D* 79, 112006 (2009)
21. Systematic measurements of identified particle spectra in  $pp$ ,  $d+\text{Au}$ , and  $\text{Au}+\text{Au}$  collisions at the STAR detector  
B.I. Abelev et al., (STAR Collaboration)  
*Phys. Rev. C* 79, 034909 (2009)
22. Observation of Two-Source Interference in the Photoproduction Reaction  $\text{AuAu} \rightarrow \text{AuAu}\rho^0$   
B.I. Abelev et al., (STAR Collaboration)  
*Phys. Rev. Lett.* 102, 112301 (2009)
23. Beam-energy and system-size dependence of dynamical net charge fluctuations  
B.I. Abelev et al., (STAR Collaboration)  
*Phys. Rev. C* 79, 024906 (2009)
24. Indications of Conical Emission of Charged Hadrons at the BNL Relativistic Heavy Ion Collider  
B.I. Abelev et al., (STAR Collaboration)  
*Phys. Rev. Lett.* 102, 052302 (2009)
25. System-Size Independence of Directed Flow Measured at the BNL Relativistic Heavy-Ion Collider  
B.I. Abelev et al., (STAR Collaboration)  
*Phys. Rev. Lett.* 101, 252301 (2008)
26. Forward Neutral-Pion Transverse Single-Spin Asymmetries in  $p+p$  Collisions at  $\sqrt{s}=200$  GeV  
B.I. Abelev et al., (STAR Collaboration)  
*Phys. Rev. Lett.* 101, 222001 (2008)
27. Hadronic resonance production in  $d+\text{Au}$  collisions at  $\sqrt{s_{NN}}=200$  GeV measured at the BNL Relativistic Heavy Ion Collider  
B.I. Abelev et al., (STAR Collaboration)  
*Phys. Rev. C* 78, 044906 (2008)
28. Spin alignment measurements of the  $K^{*0}(892)$  and  $\phi(1020)$  vector mesons in heavy ion collisions at  $\sqrt{s_{NN}}=200$  GeV

- B.I. Abelev et al., (STAR Collaboration)  
*Phys. Rev. C* **77**, 061902 (2008)
29. Centrality dependence of charged hadron and strange hadron elliptic flow from  $\sqrt{s_{NN}}=200$  GeV Au+Au collisions  
B.I. Abelev et al., (STAR Collaboration)  
*Phys. Rev. C* **77**, 054901 (2008)
30. Enhanced strange baryon production in Au+Au collisions compared to  $p + p$  at  $\sqrt{s_{NN}}=200$  GeV  
B.I. Abelev et al., (STAR Collaboration)  
*Phys. Rev. C* **77**, 044908 (2008)
31.  $\rho^0$  photoproduction in ultraperipheral relativistic heavy ion collisions at  $\sqrt{s_{NN}}=200$  GeV  
B.I. Abelev et al., (STAR Collaboration)  
*Phys. Rev. C* **77**, 034910 (2008)

• 学术报告

1. Baryon-strangeness correlations in a partonic/hadron transport model  
International Conference on Strangeness in Quark Matter, SQM2007, June 24-29, 2007, Levoca, Slovakia
2. Non-photonic electron yields in p+p Collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV with reduced detector material in STAR  
International Conference on Strangeness in Quark Matter, SQM2008, October 6-10, 2008, Beijing, China
3. Non-photonic electron yields in p+p Collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV  
STAR Collaboration Meeting, UC Davis 2008, June 16-21, 2008, UC. Davis, USA

## Appendix 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:

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

对应末态粒子  $j$  的三维动量是:

$$\mathbf{p}_j^\mu = (p'_{0j}, \mathbf{p}_{Tj}', p'_{zj}) \quad (1-2)$$

由于动量守恒，

$$\begin{aligned}\frac{\sqrt{s}}{2}(x_1 + x_2) &= \sum_j p'_{0j} \\ \frac{\sqrt{s}}{2}(x_1 - x_2) &= \sum_j p'_{zj}\end{aligned}\tag{1-3}$$

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

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

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：

$$x_1 = x_2 = x_T = \frac{2p_T}{\sqrt{s}}\tag{1-5}$$

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  $x$

$$x_F = \frac{2p_z}{\sqrt{s}}\tag{1-6}$$