

分类号 0571.6

密级

U D C

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) 实验中非光电子与带电强子的方位角关联及双强子方位角关联模拟的研究

李 薇

指导教师	马余刚 研究员	黄焕中 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	2011 年 4 月	论文答辩日期 2011 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

中科院上海应用物理研究所论文独创性声明和使用授权说明

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：李薇

日期：

2011 年 4 月 20 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：李薇

导师签名：



2011 年 4 月 20 日

2011 年 4 月 20 日

博士学位论文



相对论重离子碰撞 (RHIC) 实验中非光电
子与带电强子的方位角关联及双强子方位
角关联模拟的研究

李 薇

中国科学院上海应用物理研究所

贰零壹壹年伍月



致 谢

五年的研究生时光一晃而过，自己从对科研懵懂无知，到科研工作顺利展开，直至博士论文工作大致完成，都离不开老师们对我悉心的引领与指导，师兄、同学们对我贴心的帮助和关心，让我度过了人生中最宝贵的时光，在这里我要向他们表示最衷心的感谢。

首先要诚挚地感谢我的导师马余刚研究员。马老师带领我进入了重离子碰撞物理这一研究领域，并为我创造了良好的条件，让我的科研工作能顺利展开，领悟到科研的奇妙与美好。马老师教会了我正确的科研方法，研究从选题立题，结果分析讨论直至文章撰写和论文的修改都凝结了导师的心血和智慧结晶，马老师在过去的五年里对我工作持续的指导与支持是本论文得以完成的基石。马老师渊博的物理学识，清晰的物理图像，扎实的物理基础，一直是我学习的目标与榜样；马老师严谨的科研态度，对科研工作的极大热情和踏实的工作作风也一直感染鼓励着我；在生活上，马老师也对我关怀备至。我很庆幸能够得到马老师的指导，马老师的谆谆教诲将使我终生受益，对此我再次表示衷心的感谢。

特别要感谢美国加州大学洛杉矶分校（UCLA）的黄焕中教授，我的实验数据分析的大部分工作是在黄老师的指导下完成的。黄老师对物理方向敏锐的把握，扎实的物理功底以及对高能物理深厚的理解都让我深受震撼；黄老师严谨的治学精神，一丝不苟的科研态度让我深受感染；黄老师诲人不倦的精神更是让我受益终生。在我访问 UCLA 期间，黄老师不仅在科研工作上对我细心指导，在生活上也对我无微不至地关怀，让我非常地感动。

特别感谢张松博士，张松师兄在我的模型模拟工作中给予了很多直接具体的指导，与张松师兄的讨论也让我获益匪浅并深受启发，很多建议和经验给予了我很大帮助，这些都是我的模型模拟工作顺利完成的基础，张松师兄踏实求真的学习作风也一直是

的榜样。

特别要感谢 UCLA 的王钢博士，王钢师兄对我的实验数据分析工作给予了很多具体细致的指导，他丰富的 RHIC 数据分析经验帮我解决了很多研究过程中遇到的难题，王钢师兄的指导和讨论是我工作得以顺利进行的前提。

感谢沈文庆院士对我学习和研究工作的关心和支持。

感谢蔡翔舟研究员对我学习和生活的帮助与关心，蔡老师很多热心的指导和建议给予我的研究工作巨大的帮助。感谢陈金辉博士，马国亮博士和钟晨博士，他们对于我的研究工作给予了很多具体的建议与帮助。感谢核物理室的全体工作人员和研究生，感谢左嘉旭、马春旺、颜廷志、施兴华、刘桂华、田健、靳富，管娜娜、范功涛、傅瑶、曹喜光、李建伟等师兄师姐，他们在很多方面都给予我很大的帮助。感谢孙小艳、周培、张国强、辛科峰、薛亮、赵杰、武红利、叶绍强、周铖龙、李绍歆、韩立欣、朱逾卉、刘亚芬、陶城、梅龙伟等同学在工作和学习上的讨论与合作。

非常感谢 RHIC-STAR 国际合作组，能够在世界上顶级的高能重离子碰撞实验组学习是一个科研工作者最大的荣幸。感谢 STAR 重味物理组的建议和讨论，感谢许怒研究员和王富强研究员对我工作的建议与帮助。感谢 UCLA 重离子碰撞组在我访问期间的指导和帮助，其中要特别感谢许文钦、赵峰在学习上的指导和生活上的帮助。

感谢研究生部李勇平老师、高君颖老师、叶惠芳老师、钟静等老师对我生活和学习上帮助与关心，感谢我最好的朋友段娜对我学习和生活多方面的帮助与支持。

最后，我要衷心地感谢我深爱的父母。二十多年来父母无私的关爱与付出，是我学习上坚强的后盾；他们默默的支持与理解，是我力量的源泉。

摘 要

量子色动力学 (QCD) 是描述强相互作用的基本规范场理论, 它具有两个显著的基本特征: 夸克禁闭和渐进自由。格点 QCD 理论计算预言在极高温度和能量密度下部分子物质能从禁闭的强子相中解禁出来, 形成一种新的物质形态, 叫作夸克 - 胶子等离子体 (QGP)。在宇宙大爆炸的最初阶段存在过 QGP 这一物质状态或者在致密中子星的内部很可能存在着 QGP 物质。物理学家们提出可以加速两个重离子以相对论的速度对撞, 在碰撞的过程中能形成这种新的物质形态。位于美国布鲁克海汶国家实验室的相对论重离子对撞机 (RHIC) 为人们探索 QGP 物质提供了理想的环境。RHIC 运行以来大量的物理成果表明在金 - 金对心碰撞中很可能已经产生了这种不能用强子自由度来描述的热密部分子物质。

在 RHIC 中观察到的喷注淬火现象, 现有的核 - 核碰撞理论认为这是由于夸克在穿过碰撞产生的热密物质时通过胶子辐射损失了能量造成的。同时 RHIC 中轻强子的各向异性流 v_2 的测量结果表明部分子在碰撞早期形成集体流效应。基于胶子辐射能量损失机制的理论模型能够很好地描述 RHIC 中轻强子的核修正因子 R_{AA} 在高 p_T 压低的行为, 然而, 在 $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV 金 - 金对心碰撞中由重味夸克强子通过半轻子衰变产生的非光电子的 R_{AA} 与轻强子的 R_{AA} 具有相同的量级, 表明重味夸克在介质中也会损失相当大一部分的能量。实验上观察到的非光电子较大能量损失对目前人们对能量损失机制的理解提出了巨大的挑战。基于胶子辐射能量损失机制的理论计算预言重味夸克由于质量相对于轻夸克大, 具有“死角效应”, 因此在介质中相对于轻夸克会损失较少的能量。实验上还观察到较大的非光电子椭圆流 v_2 , 进一步表明重味夸克与介质之间存在着较强的耦合。为了了解重味夸克如何与介质强耦合并且损失较大能量和较大椭圆流, 人们需要分离出非光电子的测量中底夸克的贡献。目前由于实验条件的限制, RHIC 还不能直接区别出底夸克

和粲夸克，STAR 探测器升级以后加入重味径迹室 (HFT) 的测量结果有助于实现这一目标。在本论文的分析中，我们用到了一种间接的方法来提取出底夸克对非光电子的贡献。

在本论文中，我们建立了 RHIC 2009 年运行的 $\sqrt{s_{NN}}=500$ GeV 质子 - 质子碰撞中非光电子与带电强子的方位角关联并结合 PYTHIA 模拟的结果提取出了底夸克对非光电子的贡献。为了增加高 p_T 区间电子的统计量，我们选择了 high-tower 触发的事件。我们结合了 STAR 中 TPC 对电子的鉴别能力，BEMC 对电子能量的测量能力以及 BSMD 对电子、光子簇射规模和中心位置的测量能力来最大限度地提高在高 p_T 范围电子的鉴别。我们同时利用 PYTHIA 蒙特卡罗事件产生器来研究了 $\sqrt{s_{NN}}=500$ GeV 质子 - 质子碰撞中粲(底)夸克衰变的电子与带电强子的方位角关联，我们发现在近角方向粲夸克和底夸克具有不同的关联形状，而这主要是由于它们具有不同的质量所引起的。因此我们可以通过用 PYTHIA 模拟的结果来拟合实验数据点来提取出底夸克在高 p_T 对非光电子的贡献。

在现有的统计误差范围内，我们的数据分析结果表明，在 $\sqrt{s_{NN}}=500$ GeV 质子 - 质子碰撞中 $6.5 < p_T^{electron} < 12.5$ GeV/c 的区域里，底夸克半轻子衰变对非光电子的贡献大于 60%。

我们还利用多相输运模型 (AMPT) 研究了 $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV 金 - 金非对心碰撞中双强子相对于反应平面的方位角关联。这一相对于反应平面的关联研究有助于帮助人们理解高横动量的粒子穿越碰撞产生的热密物质时的能量损失的路径效应。我们根据触发粒子发射方位角 $\phi_s = \phi_T - \Psi_{EP}$ 的不同，分别建立相应的双粒子关联。通过分析关联图像随 ϕ_s 的演化，我们发现关联信号对 ϕ_s 比较敏感，这一现象是与 STAR 的实验观测趋势相一致的。触发粒子与伴随粒子的远角关联随着触发粒子发射方位角从 in-plane 到 out-of-plane 演化表现出明显的单峰逐渐展宽，甚至出现双峰结构的演化，对于某些特定 ϕ_s 区间的关联，双峰结构相对于背对背方向是不对称的。此外，远角关联信号的均方根峰宽 W_{rms} 以及劈裂参数 D 随着 ϕ_s 的增加而缓慢增加，并且远角关联的伴随粒子的平均横动量表现出强烈的 ϕ_s 的依赖性。通过我们的分析，表明强烈的部分子相互作用以及由此导致的能量

损失对于双强子关联中远角关联信号双峰结构的出现具有至关重要的作用，并且金 - 金碰撞中喷注与热密介质的相互作用的路径效应是非常重要的。

关键词： 相对论重离子碰撞 (RHIC)，夸克 - 胶子等离子体，能量损失，重味夸克，非光电子，电子 - 强子关联，底粒子产生，双强子关联，路径效应

Abstract

Quantum Chromodynamics, as a fundamental quantum field theory which describes strong interaction, has two salient properties: Confinement and Asymptotic freedom. Lattice QCD calculations showed that at ultra high temperature or high energy density nuclear matter undergoes a phase transition from confined hadronic phase to a deconfined state of matter named the Quark-Gluon Plasma(QGP). This QGP state is believed to have existed in the early Universe which is about one micro second after the Big Bang. The Relativistic Heavy Ion Collider(RHIC) located at Brookhaven National Laboratory (BNL) was constructed to search for this new state of matter. Plenty of Experimental results from RHIC showed that the hot and dense matter which cannot be described with hadronic degrees of freedom was created indeed in central Au+Au collisions.

The observed jet quenching phenomenon was understood as arising from parton energy loss through gluon bremsstrahlung radiation during the propagation of partons in the dense medium created. In the mean time, the measurement of azimuthal anisotropy v_2 for light hadrons indicate that the development of partonic collectivity in a very early stage of the collision. Models based on gluon radiative energy loss mechanism can describe the RHIC charged hadron R_{AA} quite well. However, the nuclear modification factor of non-photonic electrons from heavy quark semi-leptonic decays is comparable to that of light hadrons in $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV central Au+Au collisions, which indicates that heavy quarks may lose a substantial amount of energy in medium. The large suppression of non-photonic electron production challenges the understanding of parton energy loss mechanism via gluon bremsstrahlung. Theoretical calculations predicted that the energy loss of heavy quarks is much smaller compared to that of light quarks due to its large mass thus the much smaller acceleration under the same kick from the medium constituents("dead-cone effect"). In the mean time, the observed large non-photonic electron v_2 clearly indicates a

strong coupling of the heavy quark to the medium. In order to understand on how heavy quarks are coupled to the medium leading to large energy loss and large flow, one needs to separate the bottom quark contribution to non-photonic electron measurements. Right now, we cannot directly measure charm quark and bottom quark at RHIC, this will be possible after the completion of the STAR Heavy Flavor Tracker (HFT). We have used an indirect way to disentangle charm and bottom quark contribution to non-photonic electrons.

In this thesis, we construct the azimuthal correlation between non-photonic electron and charged hadron from RHIC run 9 $\sqrt{s_{NN}}=500$ GeV p+p collision. In order to improve the statistics at high p_T , we choose high tower triggered events. We use STAR TPC combined with BEMC and BSMD to improve the electron identification ability at high p_T . The charm(bottom) decayed electron azimuthal correlation with charged hadron has also been studied by using PYTHIA Monte Carlo event generator for $\sqrt{s_{NN}}=500$ GeV p+p collisions. They have different correlation shape on near side due to their different mass. Thus we can compare PYTHIA simulation results to experimental data to extract bottom contribution to non-photonic electrons.

Our extracted bottom contribution to non-photonic electrons in $\sqrt{s_{NN}}=500$ GeV p+p collision at $6.5 < p_T^{electron} < 12.5$ GeV/c is well above 60%.

We have also investigated dihadron azimuthal correlations relative to the reaction plane in Au + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV using a multiphase transport model (AMPT). Such reaction plane azimuthal angle dependent correlations can shed light on the path-length effect of energy loss of high transverse momentum particles propagating through a hot dense medium. We construct dihadron azimuthal correlation function according to different trigger particle emission angle $\phi_s = \phi_T - \Psi_{EP}$, and find the correlations vary with ϕ_s which is consistent with the experimental observation by the STAR collaboration. The correlation functions on the away side present a distinct evolution from a single-peak to a broad, possibly double-peak structure when the trig-

ger particle direction goes from in-plane to out-of-plane with the reaction plane. The away-side angular correlation functions are asymmetric with respect to the back-to-back direction in some regions of ϕ_s . In addition, both the root-mean-square width (W_{rms}) of the away-side correlation distribution and the splitting parameter (D) between the away-side double peaks increase slightly with ϕ_s , and the average transverse momentum of away-side-associated hadrons shows a strong ϕ_s dependence. Our results indicate that a strong parton cascade and resultant energy loss could play an important role in the appearance of a double-peak structure in the dihadron azimuthal angular correlation function on the away side of the trigger particle and the path-length effect in jet-medium interactions is very important.

Keywords: RHIC, QCD, Quark Gluon Plasma, Energy loss, Heavy quark, Non-Photonic Electron, Electron-Hadron Correlation, Bottom Production, Di-hadron correlation, path-length effect

目 录

致谢	i
摘要	iii
Abstract	vii
1 引言	1
1.1 夸克模型与夸克胶子等离子体	2
1.2 量子色动力学 (Quantum Chromodynamics)	3
1.3 相对论重离子碰撞	5
1.4 RHIC 中的非光电子测量	12
1.4.1 重味夸克能量损失和非光电子核修正因子	14
1.4.2 非光电子椭圆流	15
1.4.3 底夸克对非光电子的贡献	16
1.5 论文概要	18
2 相对论重离子对撞实验	21
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	24
2.2.1 时间投影室 (Time Projection Chamber)	27
2.2.2 桶状电磁量能器 (Barrel Electro-Magnetic Calorimeter)	29
2.2.3 桶状簇射极大探测器 (Barrel Shower Maximum Detector)	31
3 实验数据分析方法	35
3.1 实验数据选择	35
3.2 电子鉴别	36
3.2.1 TPC 重构带电粒子径迹	36
3.2.2 BEMC 和 BSMD 重构中性电磁粒子	39
3.3 非光电子背景重构	46
3.4 建立非光电子与带电强子的方位角关联的方法	50
4 PYTHIA Monte-Carlo 模拟分析	55
4.1 PYTHIA 模型简介	55
4.2 评估 charm 夸克和 bottom 夸克对非光电子的贡献比的实验方法	57
5 实验结果和讨论	61
5.1 拟合结果	61
5.2 pile-up 效应对结果的影响	63
5.3 讨论	65

5.4 STAR 探测器升级 (HFT)	66
6 双强子相对于反应平面的方位角关联	67
6.1 A Multi-Phase Transport Model (AMPT) 模型简介	67
6.2 关联函数的构造方法及背景介绍	68
6.3 双强子相对于反应平面的方位角关联结果及讨论	70
6.3.1 双强子相对于反应平面的方位角关联结果	70
6.3.2 讨论	76
7 总结与展望	79
7.1 总结	79
7.2 展望	80
参考文献	83
插图目录	86
表格目录	90
发表论文和学术报告清单	93
附录：符号与常用物理量	97

第一章 引言

探索物质的本源是人类永恒的追求，从 2400 多年前希腊哲学家德谟克利特提出原子的概念，到 1911 年卢瑟福由 α 粒子大角度弹性散射实验证实了带正电的原子核的存在并由此证实原子的存在，再到 1932 年查德威克用 α 粒子轰击核的实验发现中子并由此认识到原子核是由质子和中子构成的，人类对物质最终构成的探索在一步一步向前推进。

随着大量新的粒子不断被发现，人们意识到需要一种标准的分类方法将其进行分类，当正电子，反质子，反中子等反粒子相继被人们从实验中发现，1964 年，默里·盖尔曼 (Murray Gell-Mann) 和乔治·兹韦格 (George Zweig) 在强子分类八重法的基础上分别提出了夸克模型 [1]，他们认为中子、质子这一类强子是由更基本的单元 - 夸克 (quark) 组成的。夸克与所有已知的亚原子粒子不同，它们带有分数电荷 ($+2/3e, -1/3e$)，自旋为 $1/2$ ，它们之间的结合是靠交换胶子来实现的。夸克模型作为粒子物理的标准模型，其几乎所有的理论预言都与实验的测量完美符合。作为粒子物理标准模型的重要组成部分的量子色动力学 (Quantum Chromodynamics, 简称 QCD)，是描述夸克之间强相互作用的标准动力学理论 [2]，它认为夸克都被囚禁在强子内部，不存在单独的夸克。QCD 理论预言，在极高的温度和能量密度下，夸克能从强子物质中解禁出来形成夸克胶子等离子体 (Quark Gluon Plasma)[4]。当两个原子核以相对论的速度相向运动并互相穿过对方时，会有非常巨大的能量在碰撞中心沉积，这里的能量密度非常高已经达到了 QGP 存在的的临界密

度，因此理论预言相对论重离子碰撞能产生 QGP 信号。位于美国布鲁克海汶国家实验室 (Brookhaven National Laboratory) 的相对论重离子对撞机 (Relativistic Heavy Ion Collider)，作为世界上第一台能加速重离子的对撞机，为科学家提供了前所未有的机会寻找 QGP 信号并研究这种新的物质形态的性质。RHIC 运行以来大量的观测数据表明，我们很可能已经在实验室里产生了 QGP 这种新的物质形态。

在这一章里，我们将简要介绍一下夸克模型及量子色动力学、RHIC 产生的重要的物理结果以及与本论文相关的非光电子测量背景。

1.1 夸克模型与夸克胶子等离子体

粒子可以划分为两大类，一类是不参与强相互作用的粒子，统称为轻子；另一类是参与强相互作用的粒子，统称为强子。强子由更基本的粒子——夸克组成，轻子不可再分。夸克是一种费米子，即自旋为 $1/2$ ，凡是由三个夸克组成的粒子称为重子，由一对正反夸克组成的粒子称为介子，重子和介子统称强子，因为它们都参与强相互作用。

由夸克模型，夸克是带分数电荷的，每个夸克带 $+2/3e$ 或 $-1/3e$ 电荷 (e 为质子电荷单位)，夸克共有 6 种“味”，分别称为上夸克 (up)、下夸克 (down)、粲夸克 (charm)、奇夸克 (strange)、顶夸克 (top)、底夸克 (bottom)，除了味这一自由度，夸克还有一种自由度叫做“颜色”，与电子带电荷相类似，夸克带颜色荷，每味夸克就有三种颜色，它们分别是红 (Red)、绿 (Green)、蓝 (Blue)，加入色自由度以后夸克的种类由原来的 6 种扩展到 18 种，再加上与它们对应的 18 种反夸克，自然界中一共有 36 种夸克。夸克和轻子 (如电子、 μ 子、 τ 子及其相应的中微子)、规范粒子 (如光子、三个传递控制夸克轻子衰变的弱相互作用的中间玻色子、八个传递强 (色) 相互作用的胶子) 一起组成我们现有的物质世界。图 1-1 是粒子物理夸克模型示意图。夸克之间由色导致的相互作用，我们将其叫做强相互作用，强相互作用是通过胶子来传播的。胶子是无质量的玻色子，其子本身带有颜色，因此玻色子之间也会发生相互作用，这就使得描述夸克之间的相互作用更加复杂 [6]。

	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 →	u up	c charm	t top	γ photon
Quarks	4.8 MeV $-\frac{1}{3}$ $\frac{1}{2}$ d down	104 MeV $-\frac{1}{3}$ $\frac{1}{2}$ s strange	4.2 GeV $-\frac{1}{3}$ $\frac{1}{2}$ b bottom	0 0 1 g gluon
	<2.2 eV 0 $\frac{1}{2}$ ν_e electron neutrino	<0.17 MeV 0 $\frac{1}{2}$ ν_μ muon neutrino	<15.5 MeV 0 $\frac{1}{2}$ ν_τ tau neutrino	91.2 GeV 0 1 Z^0 weak force
	0.511 MeV -1 $\frac{1}{2}$ e electron	105.7 MeV -1 $\frac{1}{2}$ μ muon	1.777 GeV -1 $\frac{1}{2}$ τ tau	80.4 GeV ± 1 1 W^\pm weak force
Leptons				Bosons (Forces)

图 1-1 粒子物理标准模型示意图。

在自然界中，我们观察到的强子都是色中性的。

1.2 量子色动力学 (Quantum Chromodynamics)

描述夸克胶子之间强相互作用的理论是量子色动力学 (QCD) [6]，它具有两个基本特性：夸克禁闭和渐进自由 [7, 8]。夸克禁闭意味着夸克之间的相互作用不因它们距离的增大而减少，要想将两个夸克分离开需要无限大的能量，因此在自然界中夸克永远是束缚在强子相内的；渐进自由意味着在非常高的能量密度下，两个夸克之间的距离很小时，夸克之间的相互作用非常弱，可以被看作是近自由的。QCD 是描述强相互作用的非破缺的 SU(3) 非阿贝尔规范场理论，它与自发破缺的 SU(2)×U(1) 电弱相互作用理论共同构成了粒子物理标准模型的两座基石。QCD 中的色荷有三种，夸克通过发射或者吸收胶子来

改变其色荷态。根据色守恒定律，胶子因此也需要带有色荷，由此导致胶子自身也会发生相互作用，正是由于胶子的自相互作用导致了 QCD 的极其复杂性。

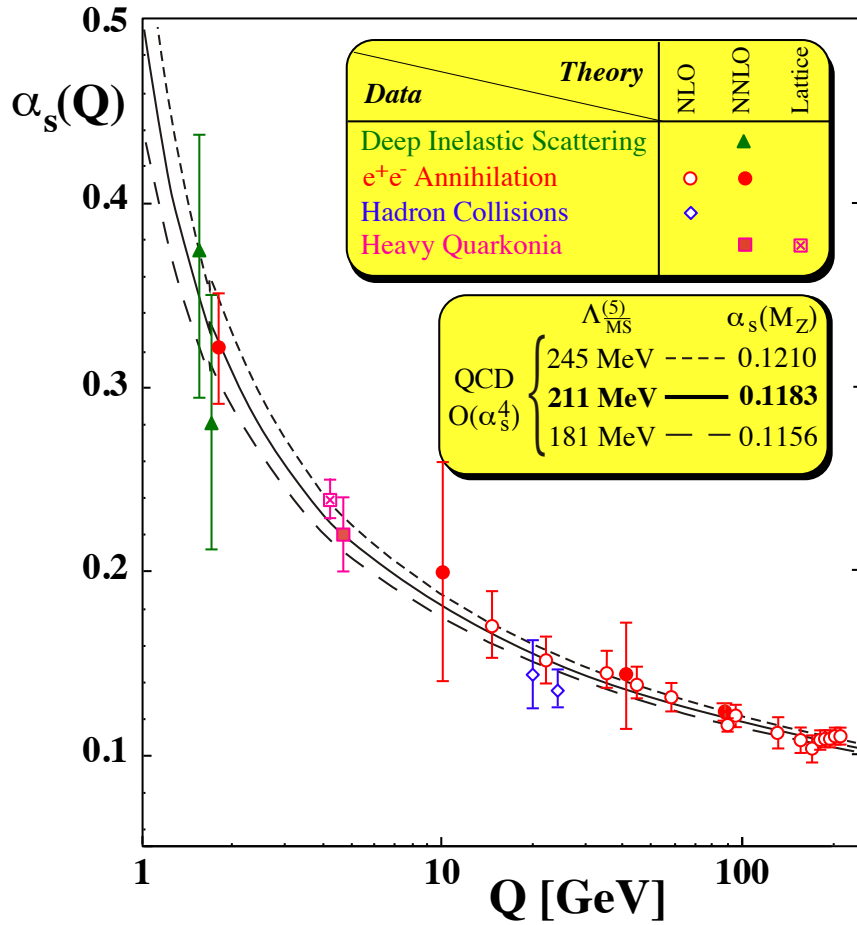


图 1-2 不同实验情况下测量到的强相互作用耦合常数和 QCD 计算比较 [3]。

强相互作用的有效耦合常数，通过实验测量发现其强烈地依赖于相互作用的距离或者动量的转移，用公式表示为：

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

其中 Q^2 表示动量转移， Λ_{QCD} 是 QCD 经典规范常数， β_0 是常数，图 1-2 展示的是强耦合常数 α_s 通过不同实验测量和 QCD 计算得到的不同的动量转移对应的值。当相互作用的距离比较小，动量转移比较大时，可以运用微扰的方法来计算 QCD，我们称之为微扰 QCD (pQCD)；当相互作用距离比较大，动量转移比较小时，可以运用格点化时空的方法计算 QCD，称之为格点 QCD (lattice QCD)。格点 QCD 理论预言，在足够高的温度下，夸

克能从强子相中解禁出来。

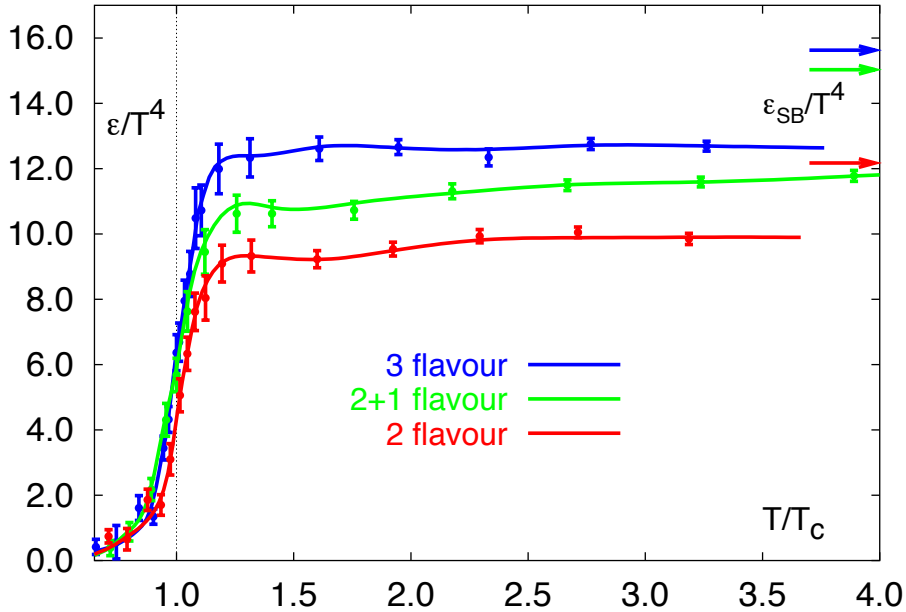


图 1-3 格点 QCD 计算的强相互作用物质的 ε/T^4 随着温度的演化图像 [5]。

图 1-3 展示的是夸克系统能量密度除以温度的四次方之后随着系统温度的变化，从图中可以看到，当温度达到临界温度 T_C 以后， ε/T^4 快速的增加并且达到饱和，意味着在临界温度附近产生了相变 [5]。临界温度 T_C 取决于格点 QCD 计算时用到的化学势，当化学势为零时对应的临界温度大约为 160MeV。图中右上角的箭头表示 Stefan-Boltzmann 极限，它表示系统中的夸克胶子已经完全自由，没有相互作用，是早期理想的 QGP 设想，然而格点 QCD 理论计算并没有快速达到这一极限，这就可能意味着在这一温度区间内的夸克胶子之间还是存在着非常强的相互作用，因此这一理论预言 QGP 中存在着非常强的相互作用 (sQGP)。

1.3 相对论重离子碰撞

夸克胶子等离子体存在于极高的温度和能量密度下，图 1-4 展示的是核物质从强子气到夸克胶子等离子体的相变图像。人们相信在宇宙大爆炸的最初阶段存在着极高的温度和相对较低的化学势 μ_B 的状态，这里存在着 QGP 物质，它们存在时间很短，在宇宙早

期大约存在了 $10^{-6} - 10^{-4}$ 秒的时间，之后很快会强子化。QGP 可能在自然界存在的另一个信号来自于致密的中子星内部 (这里对应的是极高的重子数密度但是相对很低的温度)，然而人们并不清楚这些中子星是否会在达到相变点之前而塌缩成为黑洞，目前实验上也没有强有力的观测信号证实中子星内部存在着 QGP。在自然界中寻找 QGP 信号的条件非常有限，物理学家们意识到在实验室加速重离子到相对论的速度对撞可以产生 QGP 信号，对撞中心沉积的巨大能量已经足够产生 QGP [9]。

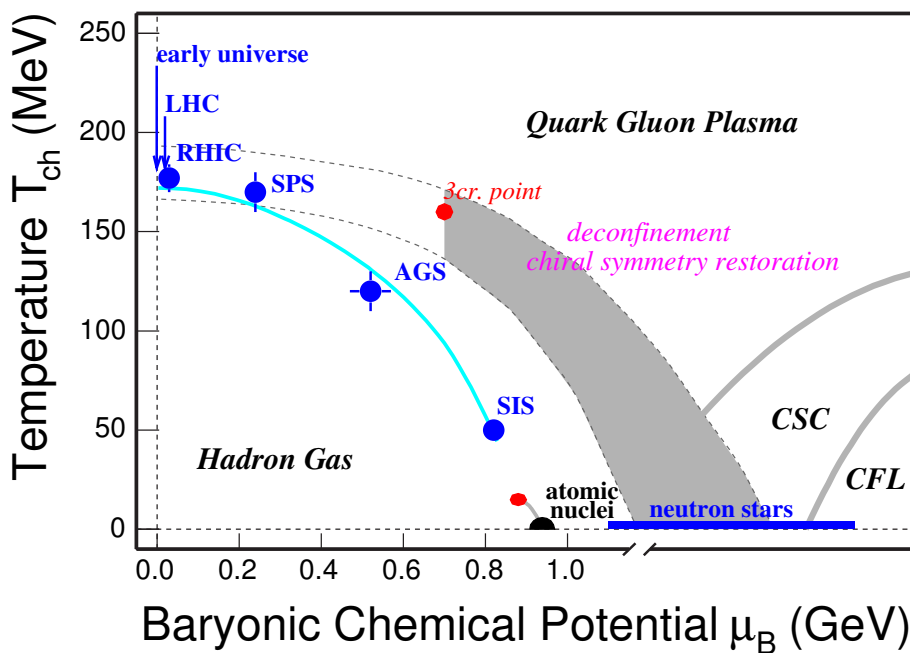


图 1-4 QCD 相变图像 [10, 11]。

图 1-5 展示的是重离子碰撞的时空演化图像，A 和 B 代表两束互相对撞的束流。左图中右半部分代表经历 QGP 相变的演化图像，左半部分代表不经历 QGP 相变的演化图像，这两种演化图像的第一阶段都是由 A 和 B 对撞产生的一个预强子相。当两个核被加速到接近光速运动时，由于相对论效应，它们会发生洛伦兹收缩，两个碰撞的核在碰撞前的形状如同两个薄的圆盘，这样两个核中核子 - 核子的初次碰撞几乎同时发生，并且它们空间距离很近，当它们互相穿越对方之后，大量的能量在短时间内被沉积在一个有限的空间区域里，在这个区域里，能量密度非常的高，远远高于平衡态下核物质的能量密度，

夸克和胶子将会从强子相中解禁出来形成夸克胶子等离子体。QGP 的存在时间非常的短，系统会很快开始膨胀并冷却，当达到化学冻结温度的临界点 T_{ch} 之后系统开始强子化，这时非弹性散射将停止，意味着粒子的种类将不再由碰撞引起变化而仅仅由衰变产生。系统继续碰撞冷却直达到达到动力学冻结的临界温度 T_{fo} ，这时强子间的弹性散射停止，粒子的动量都趋于恒定，这些末态粒子飞离碰撞区域最终进入各个探测器而被记录。

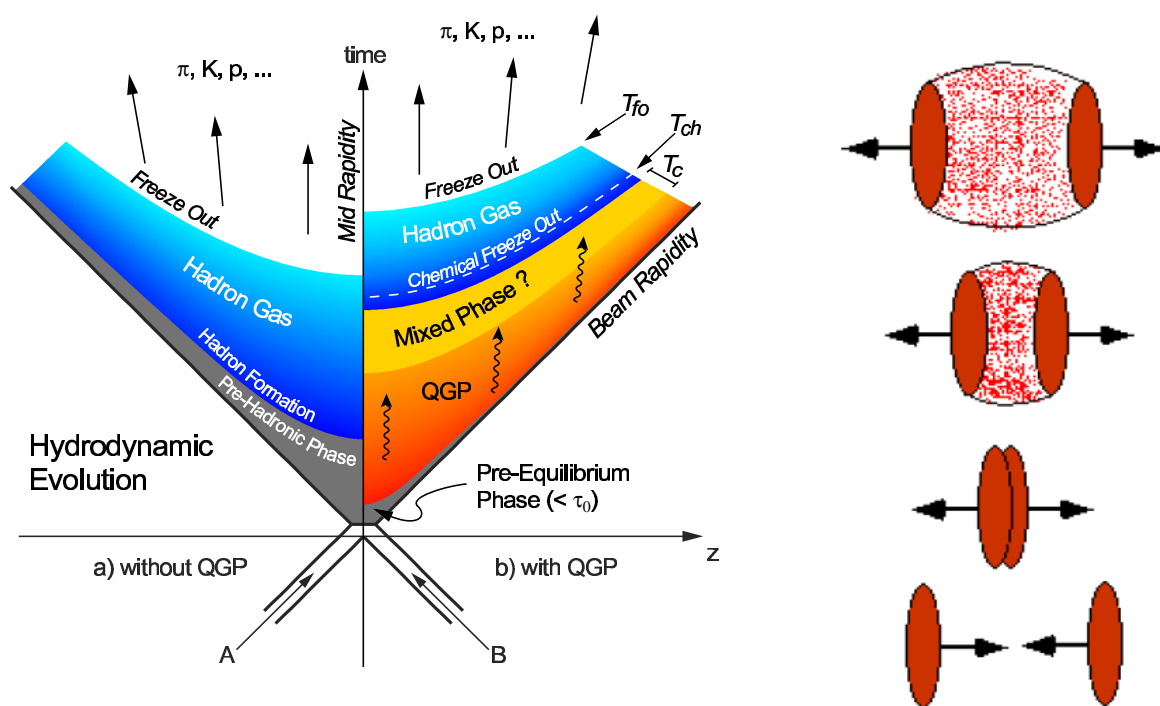


图 1-5 重离子碰撞的时空演化示意图 [12]。

QGP 存在的时间如此之短，我们无法直接观测到 QGP 物质态，实验上是通过测量这些 QGP 冻结以后产生的末态粒子的信息从而找到 QGP 形成的证据。RHIC 运行以来产生了大量积极的信号支持 QGP 的存在 [13]，其中包括喷注淬灭和椭圆流的集体效应，从这些结果中人们推断出在金 - 金对心碰撞中产生了具有部分子自由度的极端致密的新的物质形态。

喷注是由高能的部分子在硬过程中碰撞产生的，硬过程产生的这对部分子在方位角方向是背对背的，它们带动其穿越路径上的夸克和胶子形成簇射。如果 RHIC 产生的喷

注在火球的表面产生，其中一支喷注可能会很快穿出这团致密介质，而另一支喷注将要穿过整个致密介质。微扰 QCD 理论预言，当介质穿越热化的部分子介质所损失的能量要大于其穿越强子气所损失的能量 [14]，因此中心碰撞下高横动量的粒子的产额会被压低，这一现象叫做“喷注淬火”(jet-quenching)，STAR 在金-金中心碰撞中观察到了这一现象 [15, 16]。STAR 通过双强子方位角关联来证实了喷注淬火现象。首先，选择一个高横动量的粒子作为触发粒子，然后建立低能量的伴随粒子相对于触发粒子的方位角分布函数。图 1-6 展示的是 STAR 建立的 p+p, d+Au 和 Au+Au 三个碰撞系统中双强子方位角关联的图像 [17]。从图中可以看到，对于 p+p 碰撞，在 $\Delta\phi = 0$ (“near-side”) 和 $\Delta\phi = \pi$ (“away-side”) 有两个峰，分别对应“near-side”喷注和由背对背方向运动的部分子散射碎裂生成的“away-side”喷注。在 d+Au 碰撞中也观察到了两个背对背的喷注。然而，在 Au+Au 中心碰撞中，由于 QGP 的存在，在“away-side”($\Delta\phi = \pi$)的喷注消失了，由此人们总结到，Au+Au 中心碰撞中“away-side”的喷注在穿越碰撞中心形成的致密物质时由于与 QGP 相互作用，会损失相当大一部分的能量。

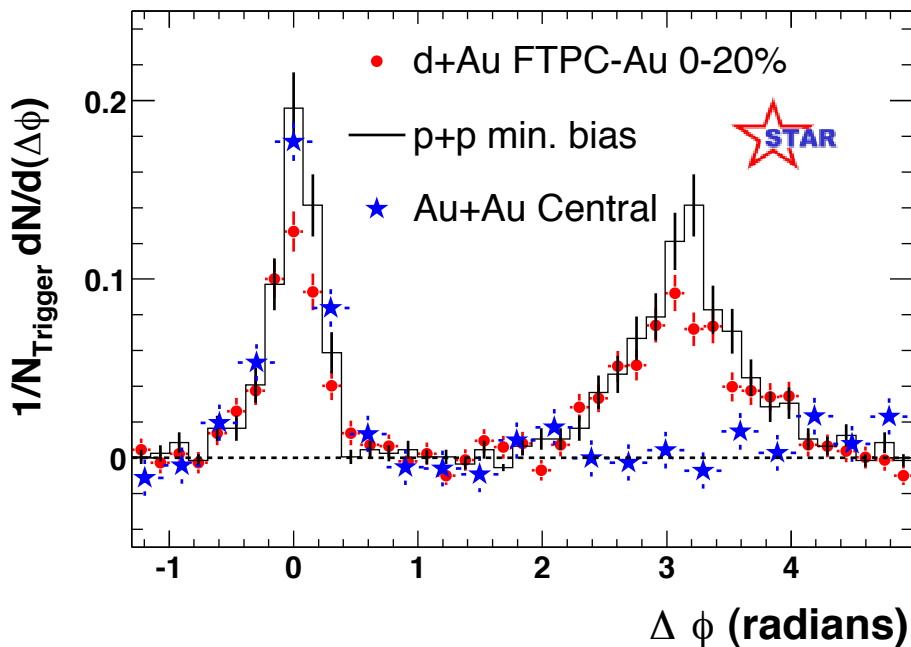


图 1-6 p+p, d+Au 和 Au+Au 碰撞中双强子方位角关联的图像 [17]。

“喷注淬火”现象也可以由另一个物理观测量来体现——核修正因子 (R_{AA}) 的高横

动量压低, R_{AA} 的定义为 Au+Au 碰撞中粒子的产额相对于 p+p 碰撞中粒子的产额由 Au+Au 碰撞中核子-核子两体碰撞数归一之后的比率,

$$R_{AA} = \frac{1}{\langle N_{bin} \rangle} \frac{d^2 N_{AA}(p_t)/dp_t dy}{d^2 N_{pp}(p_t)/dp_t dy}, \quad (1-2)$$

其中, $\langle N_{bin} \rangle$ 表示重离子碰撞系统的核子核子两体碰撞的平均数。 R_{AA} 可以反应部分

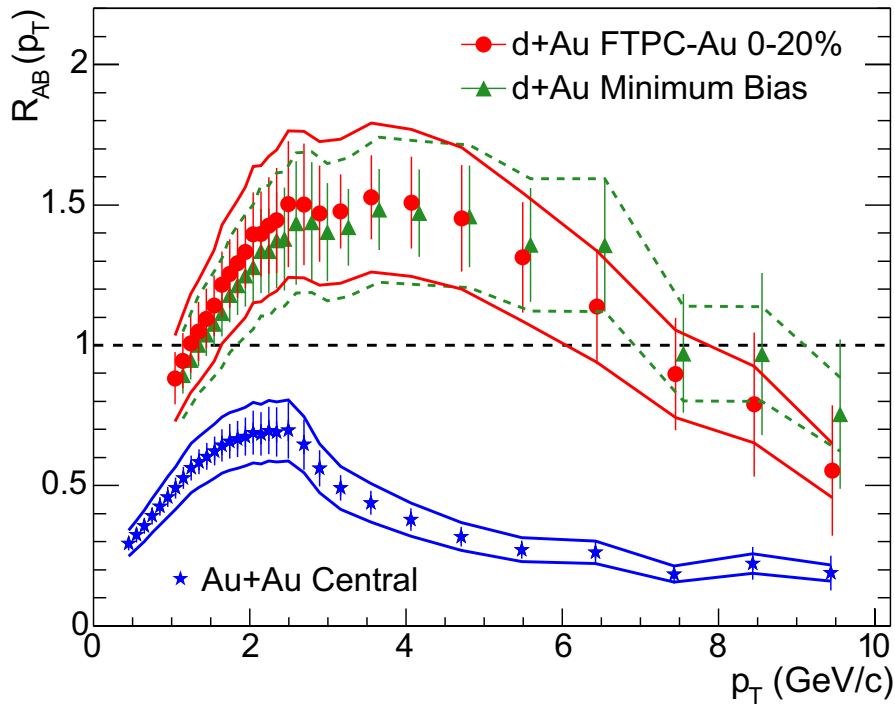


图 1-7 Au+Au 中心碰撞和 d+Au 碰撞中的核修正因子 R_{AA} 随着 p_T 的关系 [16]。

子在穿越致密物质时所受到的作用, 如果没有介质效应, R_{AA} 在任何 p_T 区间应该恒等于 1。在 d+Au 碰撞中, 由于冷核物质效应 [16], R_{AA} 在中横动量区间大于 1。但是在 Au+Au 中心碰撞中, 由轻夸克组成的强子的 R_{AA} 在很大的 p_T 范围内远小于 1, 如图 1-7 所示。高能量的部分子在与 QGP 相互作用时会引起胶子辐射, 由此会造成能量损失, 所以会造成 Au+Au 碰撞中高横动量的粒子少于 p+p 碰撞。

RHIC 的另一个非常重大的发现是碰撞产生的致密物质表现出很高程度的集体效应, 通常将其称为集体流效应 [19, 20]。对于非对心的重离子碰撞, 碰撞时它们的重叠区域类似于杏仁的形状, 如果致密物质的组成成分之间有非常大的碰撞截面, 那么密度梯度将会转化为向外的各向异性的压力梯度, 此各向异性的压力梯度将会最终导致末态粒子横

动量空间的方位角分布的不对称性。末态粒子在动量空间的谱，如果将其分解为方位角相对于反应平面的傅立叶展开 [18]，将会得到很多非零的系数，其中二阶系数是较大的。粒子方位角分布的傅立叶展开可以表示为，

$$\frac{d^2n}{p_T dp_T d\phi} \propto (1 + 2 \sum_n v_n \cos n(\phi - \Psi_R)), \quad (1-3)$$

其中 ϕ 是粒子的方位角， Ψ_R 是反应平面，它是由束流方向和碰撞参数所决定的平面，在实验上需要由特定的实验技巧对每一次碰撞事件的反应平面进行重构。

傅立叶系数是反应各向异性的参数，它可以由以下公式提取出：

$$v_n = \langle \cos[n(\phi - \Psi_R)] \rangle, \quad (1-4)$$

其中的一阶和二阶傅立叶展开系数 v_1 和 v_2 我们分别称为直接流 (directed flow) 和椭圆流 (elliptic flow)。 v_2 是傅立叶展开系数中比较大的，初始粒子之间的碰撞越强，通过空间各向异性所转化而来的末态粒子的动量空间的各向异性也相应越强，因此椭圆流是对于系统演化的初始阶段非常敏感的一个参量。实验上测量了大量不同种类的强子在不同横动量区间的椭圆流系数，图 1-8 展示的是 STAR 和 PHENIX 测量的不同种类的强子的椭圆流系数 v_2 随着 p_T 的变化，其中的曲线是流体动力学模型计算的结果。从图中可以看出，在低横动量区间 ($p_T < 2 \text{ GeV}/c$)，强子表现出流体动力学的行为，在相同的 p_T ，质量越大的粒子其椭圆流 v_2 越小，图中曲线代表流体动力学模型计算的相应强子的 v_2 ，它们在这一 p_T 区间能较好描述实验数据点，这就意味着集体运动在碰撞的初期便产生了。在中间 p_T 区间，流体动力学模型高估了椭圆流，在这一动量区间， v_2 并不强烈的依赖于 p_T ，而是趋于饱和，并且具有明显的介子和重子的分组行为，流体动力学模型已经无法解释强子的 v_2 ，而夸克组合模型可以比较好地解释这一现象 [24--27]。在夸克组合模型中，粒子的产生及其性质仅仅依赖于组分夸克分布，处于某一 p_T 的介子，是由两个 $p_T/2$ 的组分夸克组合而成，而对于重子，是由三个 $p_T/3$ 的组分夸克结合而来 [28]。它们之间的关系可以由以下的公式简单表示：

$$v_2^h(p_t) \simeq n_q v_2^q(p_T/n_q), \quad n_q(\text{meson}) = 2, \quad n_q(\text{baryon}) = 3, \quad (1-5)$$

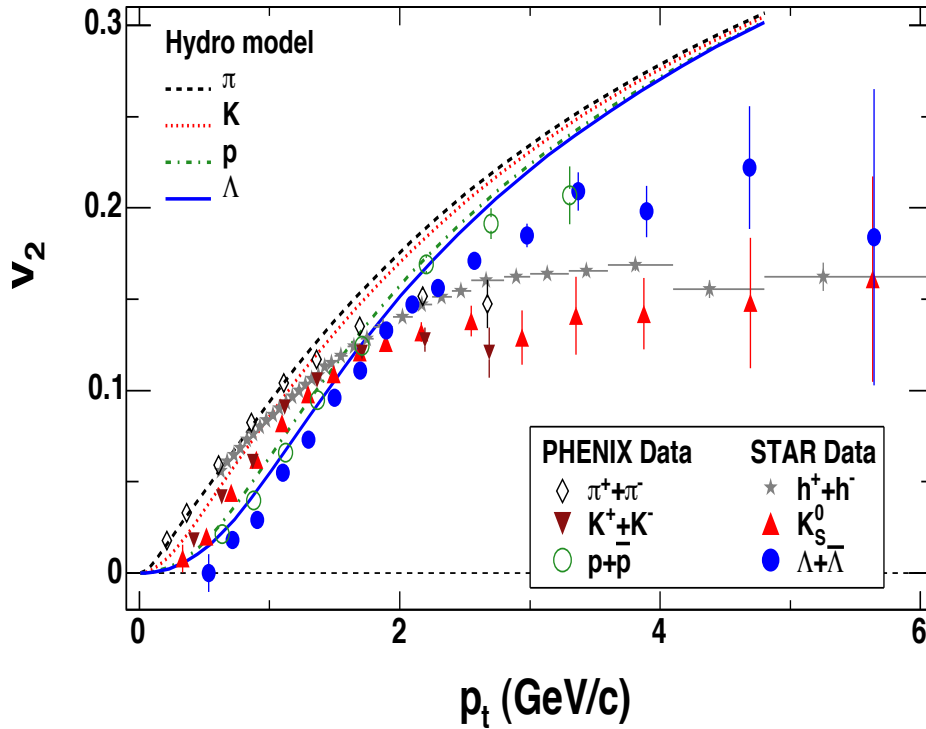


图 1-8 RHIC 实验 200GeV Au+Au 碰撞中 STAR [20] 和 PHENIX [21] 实验组测量的不同种类的粒子椭圆流 v_2 随着横动量 p_T 的变化关系，曲线是流体动力学模型计算的结果 [22]。

由夸克组合模型，强子的 v_2 仅仅由它们的组分夸克数目决定，重子的 v_2 表现为三个组分夸克的 v_2 之和，介子为两个，称为组分夸克标度 (Number of Constituent Quark Scaling, NCQ-scaling)。将强子的 v_2 和 p_T 由组分夸克数目标度以后，在中间 p_T 范围，所有强子的椭圆流 v_2/n_q 随横动量 p_T/n_q 的关系几乎落到一条曲线上，如图 1-9 所示，表现出 NCQ-scaling，符合夸克组合模型描述。与夸克组合模型的理论计算相符意味着组分夸克的关联结合是强子化的主要机制，因此系统强子化之前的部分子的方位角分布的各向异性在 v_2 中得到了体现。在中间横动量区间测量到的 v_2 反应了部分子的信息，因此椭圆流 v_2 的测量结果可以作为 RHIC 重离子碰撞中产生解禁的具有强相互作用的部分子物质的强有力的证据。

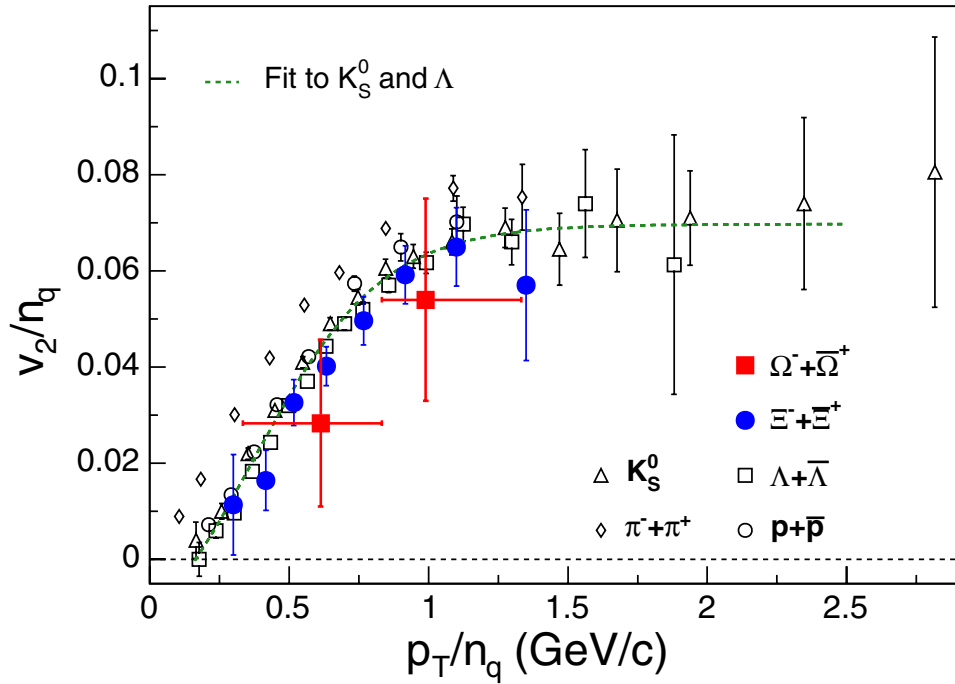


图 1-9 RHIC 实验 200GeV Au+Au 最小偏心碰撞中不同种类的强子由组分夸克 n_q 标度的 v_2 随由组分夸克 n_q 标度的 p_T 的函数。其中的虚线是标度以后拟和 K_S^0 和 Λ 的结果 [23]。

1.4 RHIC 中的非光电子测量

RHIC 中重离子碰撞产生的重味夸克 (粲夸克和底夸克) 是探测碰撞产生的致密部分子物质的独特的探针, 因为它们的质量相对较大 (Charm \sim 1.27 GeV, Bottom \sim 4.20 GeV), 主要是由碰撞初始阶段的核子-核子碰撞产生的, 其产生早于 QGP 相变, 因此携带了大量初始碰撞的信息。重味夸克产生之后, 在其演化过程中不会像轻夸克那样改变它的味, 当其与已经热化的主要由轻夸克和胶子组成的 QGP 物质相互作用时, 它们并不影响 QGP 的集体运动, 而是可以作为提取 QGP 信号的有效探针 [29--31]。由胶子辐射能损机制, pQCD 理论预言重味夸克在与 QGP 相互作用时会损失相对于轻夸克较少的能量 [32, 33]。在 RHIC 实验中, 人们提出了两种独立的方法来测量重离子碰撞产生的重味夸克信号: 其中一个是通过重味夸克强子衰变道来直接重构重味夸克介子; 另一个是通过重味夸克介子的半轻子衰变产生的轻子 (非光电子 -- non photonic electron 或者 μ 子) 来间接测量重味夸克介子。STAR 测量了多个碰撞系统不同动量区间的由 $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ 强子衰变道直接

重构的 D^0 、重味夸克介子半轻子衰变产生的非光电子以及 μ 子的谱，如图 1-10 左图所示 [35]。右图展示的是最小偏心 d+Au，最小偏心 Au+Au 和 0-12% 中心度 Au+Au 碰撞测量得到的 $d\sigma_{cc}^{NN}/dy$ 随着两体碰撞数目 N_{bin} 的变化，从图中可以看到这三个碰撞系统中的粲夸克的碰撞截面大致遵循 N_{bin} 标度，因此这一现象进一步支持粲夸克是在重离子碰撞早期产生的推测，其可以作为探测 QGP 性质的一个很好的探针。

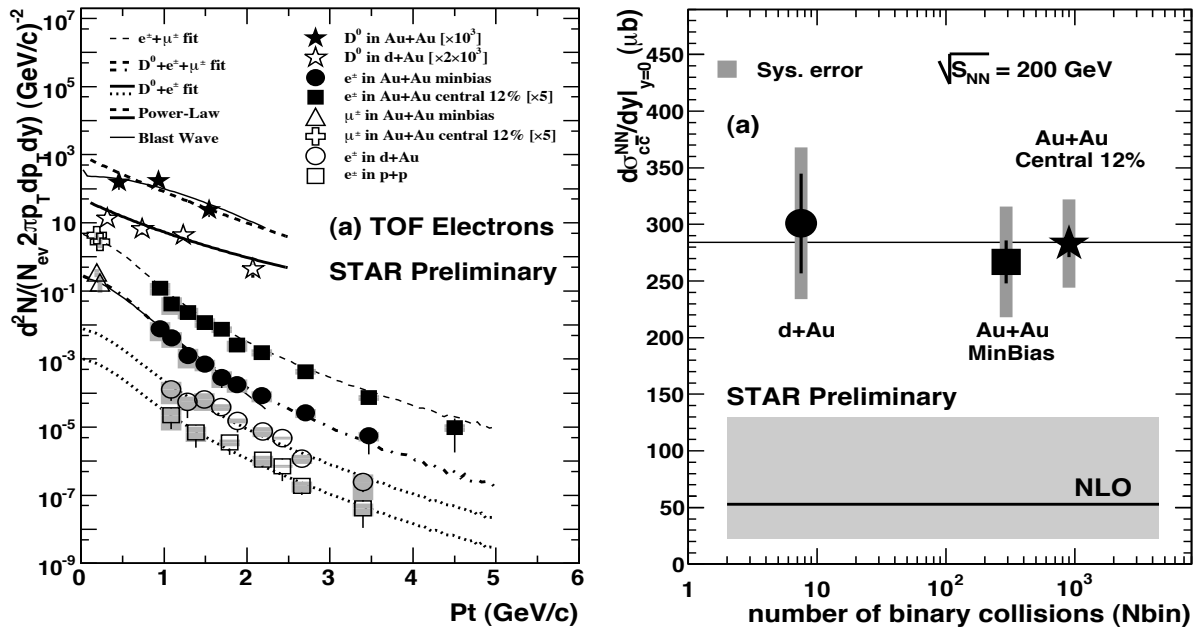


图 1-10 左图是 RHIC 实验中最小偏心 Au+Au(实心星)和 d+Au(空心星)碰撞产生的 D^0 介子横向动量谱分布，0-12% 中心度 Au+Au(空心十字)和最小偏心 Au+Au(空心三角)碰撞产生的由粲夸克半轻子衰变而来的 μ 子横向动量，以及 0-12% 中心度(实心方形)和最小偏心(实心圆)Au+Au 碰撞，d+Au(空心圆)，p+p(空心方形)碰撞中粲夸克半轻子衰变产生的非光电子横向动量谱。右图是 RHIC 200 GeV d+Au，最小偏心 Au+Au 和 0-12% 中心度 Au+Au 碰撞在中间快度区域每对核子核子碰撞产生的粲夸克碰撞截面随着两体碰撞数目 N_{bin} 的变化 [35]。

在实验上要通过强子衰变道来直接重构 D 介子是比较困难的，因为它们的存在时间很短，产生率很低并且对于重离子碰撞其信号会混入大量的组合背景，实验上由直接重构的方法测量 D^0 由于统计量的原因只能测到 3.0 GeV/c p_T 范围以下，而通过半轻子衰变来间接测量重味夸克强子能很大程度扩大其测量的 p_T 范围，在这一节里我们将主要讨论 RHIC 最近的非光电子的测量结果。

1.4.1 重味夸克能量损失和非光电子核修正因子

非光电子，是由重味夸克强子通过半轻子衰变产生的电子，它主要由 D 介子和 B 介子贡献， J/Ψ 和 Υ 介子也有非常少的贡献，通过对非光电子的测量，能够反应重味夸克的信息。RHIC 所取得的大量重要物理成果表明在 Au+Au 对心碰撞中已经产生了具有部分子自由度的致密物质，通过分析带电强子的核修正因子随着横动量的变化，观察到高 p_T 区间核修正因子压低的现象，证明高 p_T 的粒子在穿过致密的部分子物质时具有强的相互作用从而损失了相当大一部分能量，通过研究重味夸克在部分子物质中的能量损失将进一步完整我们对热的致密部分子物质的性质的认识。将胶子辐射作为部分子能量损失的主要机制来解释轻质量强子的核修正因子压低现象，在 RHIC 上取得了巨大的成功 [36, 37]。重味夸克的胶子韧致辐射与轻夸克是不同的，当辐射角小于夸克质量与其能量的比率时，胶子辐射会被压抑，这就是“死角效应 (dead-cone effect)” [34]，小角度辐射的压低将会导致重味夸克能损的减少。然而，我们从 RHIC 实验结果中并没有观察到这一现象，相反地，我们发现 RHIC Au+Au 对心碰撞产生的非光电子的核修正因子在高 p_T 区间表现出很强的压低 [38]，如图 1-11 所示，这就意味着重味夸克在 QCD 介质中会损失非常大一部分能量，而这一现象不能用现有的基于胶子辐射作为部分子主要能损机制的理论来解释。目前有理论学家提出，如果只考虑粲夸克对非光电子的贡献，或者同时考虑粲夸克和底夸克两者的贡献，但是设置输运系数 \hat{q} 比较大 ($\hat{q} = 14 \text{ GeV}^2/\text{fm}$) 或者考虑弹性碰撞导致能量损失的贡献，则能够在误差范围内描述观测到的实验数据。图 1-11 中绿色的虚线代表设置较大输运系数 $\hat{q}=14 \text{ GeV}^2/\text{fm}$ 的胶子辐射微扰理论计算结果，粉红方框代表加入由共振激发引起的弹性碰撞贡献的理论计算结果，红色虚线代表 D_{HQ} 计算的结果，我们看到，通过调整初始参数，他们在一定程度上能描述误差范围内重味夸克的能量损失。我们需要区别出粲夸克和底夸克各自对非光电子的贡献比例，才能完善理论模型并进一步精确测量重味夸克的能量损失。我们知道重味夸克的能量损失与轻夸克

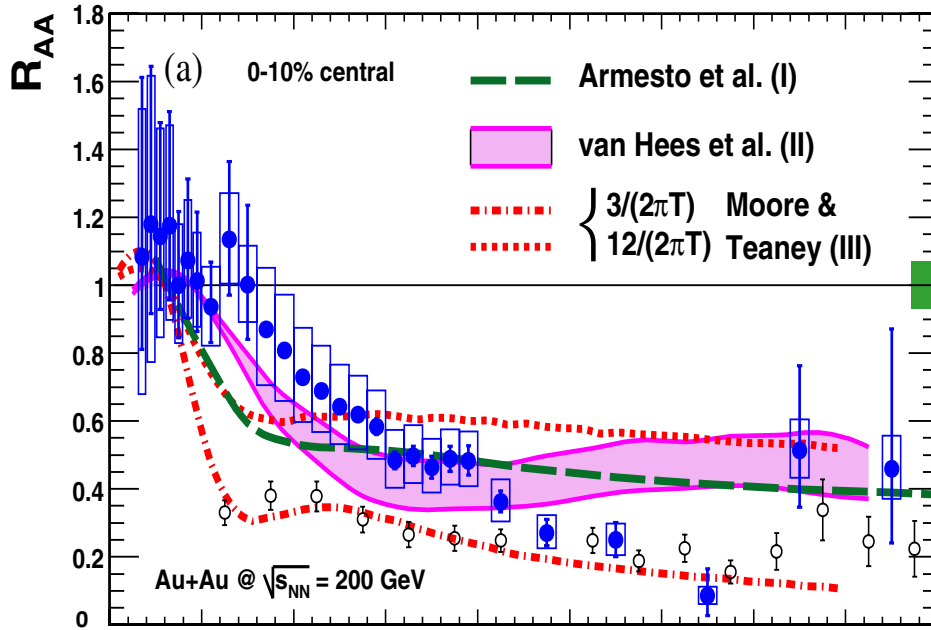


图 1-11 PHENIX 测量的 0-10% Au+Au 碰撞的非光电子的核修正因子 R_{AA} 随着 p_T 的变化，图中的曲线表示理论计算的结果 [41--43]。

是不同的，而底夸克的质量比粲夸克还大很多，因此底夸克相对粲夸克在与部分子物质相互作用时会损失更少的能量，并且随着 p_T 的增大，底夸克的贡献也越大。然而由于目前现有的实验条件还不能直接测量 B 介子，而且对 D 介子的测量也有很大的误差，因此目前要从实验上直接区分出底夸克和粲夸克对非光电子的贡献是非常具有挑战的。

1.4.2 非光电子椭圆流

我们在 1.3 节讨论过，流体动力学模型在低 p_T 区间能够很好地描述轻味强子的椭圆流 v_2 ，表明碰撞初期形成了具有强相互作用的趋于热化的致密物质。而在中间 p_T 区间，夸克组分模型能够较好地描述轻味强子的椭圆流，表明 v_2 主要是在部分子阶段形成的。对重味夸克 v_2 的测量能够完善我们对于椭圆流的认知。如果重味夸克具有集体流的效应并且符合流体动力学理论计算的预期，将会支持部分子阶段热化的假设，如果重味夸克的 v_2 进一步遵循组分夸克标度率，这将会更有力地证实具有部分子自由度的新的物质已形成，而这也可以检验组分夸克模型的普适性。我们知道重味夸克比轻夸克重很多，如果能观察到重味夸克的 v_2 也遵循组分夸克标度率，这将对组分夸克模型很好的检验。

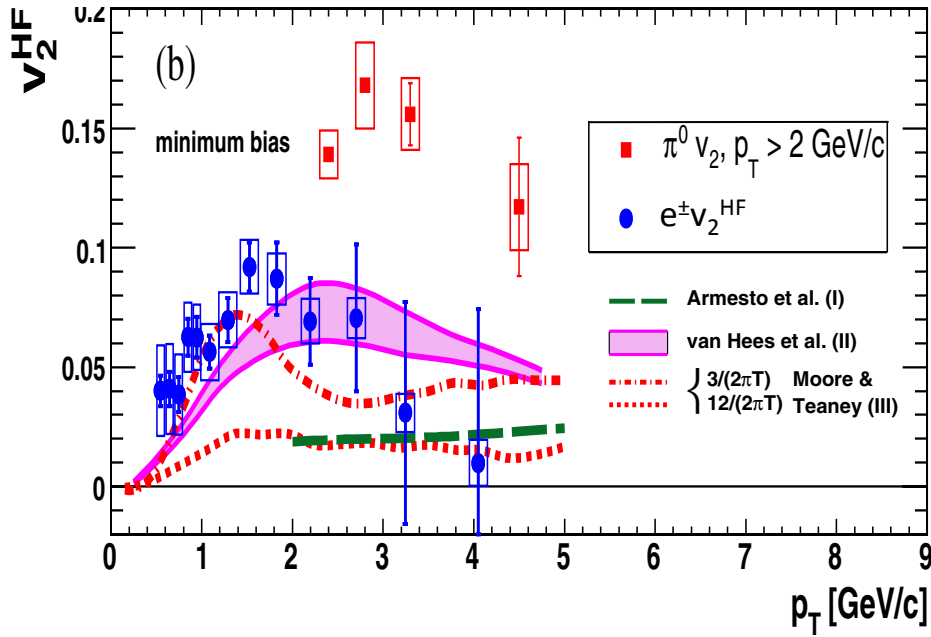


图 1-12 PHENIX 测量的最小偏心 Au+Au 碰撞的非光电子的椭圆流 v_2 (蓝色实心圆) 和 π^0 (红色实心方框) 的 v_2 随着 p_T 的变化, 图中的曲线表示理论计算的结果 [41--43]。

目前由于实验条件的限制, RHIC 还不能直接测量重味夸克强子的 v_2 , 实验上通过测量非光电子的 v_2 能间接反应重味夸克的方位角各向异性。PHENIX 测量了非光电子的 v_2 , 如图 1-12 所示 [38], 在低 p_T 区间 ($p_T < 2 \text{ GeV}/c$) 观察到较大的非光电子 v_2 , 而在这一 p_T 区间, 非光电子主要来自于粲夸克的贡献, 因此表明粲夸克具有非零的 v_2 。结合 1.4.1 小节提到的非光电子高 p_T 区间核修正因子的压低, 这两个观测结果强烈支持重味夸克与介质具有非常强的相互作用。在高 p_T 区间, v_2 很快降低, 这很可能是由于这一动量区间底夸克的贡献变大。由于 D 强子和 B 强子具有不同的衰变动力学机制, 因此即使相同的 D 和 B 强子 v_2 , 也会导致不同的非光电子 v_2 , 因此要精确测量非光电子 v_2 也需要弄清粲夸克和底夸克各自对非光电子的贡献比例。

1.4.3 底夸克对非光电子的贡献

非光电子来自于粲夸克和底夸克共同的贡献, 由于目前实验上无法直接测量 B 介子, 并且对 D 介子也无法在大 p_T 范围精确地测量, 因此在目前的非光电子谱和 v_2 的测量中都无法区别出底夸克和粲夸克的贡献。QCD 理论预言底夸克和粲夸克的能量损失有较大

的区别，在 p_T 为 10 GeV/c 附近，理论预言粲夸克在如此高的能量下的行为会类似于轻夸克，但是对于底夸克，它的速度仍然较小，还是保持与介质较弱的耦合。为了精确地检验理论预言的正确性，区分出底夸克和粲夸克对非光电子的贡献是非常重要的。

STAR 和 PHENIX 实验组分别尝试着用间接的方法来区分 p+p 碰撞中的粲夸克和底夸克。图 1-13 展示的是它们各自利用电子 - 强子的关联得到的底夸克对非光电子的贡献，STAR 同时还利用 e- D^0 的关联来区别底夸克的贡献。由于 D^0 是可以直接重构得到的，所以这一方法具有相对较小的模型依赖，然而我们前面提到，由于统计量的限制， D^0 只能重构到 3.0 GeV/c 以下，并且误差较大。

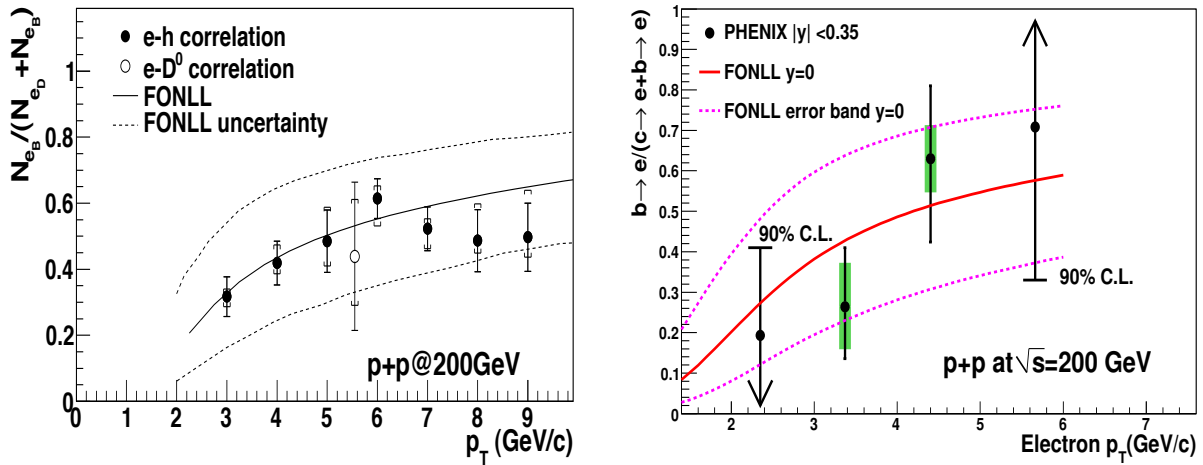


图 1-13 200 GeV p+p 碰撞中底夸克衰变产生的电子对非光电子的贡献比例随着 p_T 的变化，左图为 STAR 合作组测量的结果 [39]，右图为 PHENIX 合作组测量的结果 [40]。

图 1-13 左图是 STAR 测量的底夸克对非光电子的贡献随 p_T 的变化，它是利用非光电子在近角方向与伴随强子存在方位角关联的信号，结合模型模拟的结果，能够提取出底夸克对非光电子的贡献。图中实心的圆点代表由 e-h 方位角关联方法得到的结果，空心的圆点代表由 e- D^0 方位角关联的方法得到的结果。数据点上的竖线代表统计误差，方括号代表系统误差。底夸克的贡献比例随着非光电子 p_T 的升高而升高，在 p_T 接近 5 GeV/c 时达到 50%。由于实验统计量的限制，由 e- D^0 关联的方法只在 $p_T \sim 5.5$ GeV/c 附近提取出底夸克的贡献，通过对比这一数据点与由 e-h 关联方法得到的底夸克在这一 p_T 附近的贡

献，发现这两种方法得到的结果在误差范围内是一致的。图中曲线代表 FONLL pQCD 理论计算的结果，虚线表示理论计算的误差范围，实验测量结果与 FONLL 理论计算的值在实验误差范围内是一致的。

图 1-13 右图是 PHENIX 实验组用不同的 e-h 关联的方法得到的底夸克对非光电子的贡献，它是利用 $D/\bar{D} \rightarrow e^\pm K^\mp X$ 这一衰变道来重构 D 介子的方法，由于异号电子与强子的不变质量在 D 介子质量 ($\sim 1.9 \text{ GeV}/c^2$) 以下范围存在关联信号，利用这一关联信号结合模型模拟的结果能够提取出底夸克对非光电子的贡献。图中黑色实心点代表实验数据，曲线代表 FONLL 理论计算值及误差范围，我们看到实验值在误差范围内与理论计算是一致的。对比 STAR 和 PHENIX 测量的结果，它们由不同的实验方法得到测量结果在误差范围内是一致的，STAR 的测量结果具有更小的误差，并且能测量较大的 p_T 范围。

将实验间接测量的底夸克对非光电子的贡献，结合 200 GeV Au+Au 碰撞中测量的非光电子的 R_{AA} [38]，人们总结到在 200 GeV Au+Au 碰撞中，底夸克也损失了相当大一部分的能量。目前，对于重味夸克能量损失的困惑仍然存在，需要大量的重味夸克在不同能量区间，不同动量区间的实验测量值来完善理论计算，并进一步最终解释重味夸克在 QCD 介质中的能量损失机制。

RHIC 2009 年运行了 $\sqrt{s_{NN}} = 500 \text{ GeV}$ p+p 碰撞，在如此高的质心系能量下，我们希望提取出底夸克在更高 p_T 范围对非光电子的贡献，来进一步完善底夸克对非光电子贡献的系统测量。由于 STAR 能够覆盖全方位角的粒子，它在建立粒子方位角关联方面具有较大的优势，为了最大程度降低系统误差并且扩大测量的非光电子范围，我们选择了利用 e-h 方位角关联结合 PYTHIA 模型模拟的方法来提取底夸克对非光电子的贡献。

1.5 论文概要

本论文详细介绍了在 RHIC 质心系能量 $\sqrt{s_{NN}} = 500 \text{ GeV}$ p+p 碰撞中，STAR 探测器非光电子的鉴别方法，介绍了如何利用非光电子与带电强子的方位角关联，结合 PYTHIA

模型模拟的结果，提取出粲夸克和底夸克各自对非光电子的贡献比。在本论文中还利用多相运输模型 AMPT 研究了 $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ Au+Au 碰撞中双强子相对于反应平面的方位角关联，证实了高能量的粒子在与碰撞产生的具有部分子自由度的致密物质相互作用时具有非常明显的路径依赖效应。

在第二章将主要介绍相对论重离子对撞 (RHIC) 实验装置以及 RHIC 中的螺旋管径迹探测器 (STAR) 的构成；在第三章将具体介绍数据分析的细节包括实验数据的选择，电子的鉴别方法，光电子背景的重构以及建立非光电子与带电强子的方位角关联的方法；在第四章将介绍如何利用 PYTHIA 模型模拟粲夸克和底夸克衰变产生的电子各自与带电强子的方位角关联以及利用模拟结果拟和实验数据提取出底夸克对非光电子贡献的方法；在第五章将介绍提取出的底夸克对非光电子贡献的结果以及相关讨论；在第六章将简要介绍多相运输模型 AMPT 以及利用 AMPT 模型建立的双强子相对于反应平面的方位角关联；最后是对本论文工作的总结以及展望。

第二章 相对论重离子对撞实验

在这一章里，我们将主要介绍位于美国布鲁克海汶国家实验室的相对论重离子对撞机 (RHIC) 的组成结构，RHIC 上 STAR 探测器系统的构成以及 STAR 探测器上与本论文实验分析相关的子探测器。

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

1983 年科学家们提出相对论重离子对撞机的建造计划，1991 年项目设计通过并正式开始实施，经过接近十年的建造，于 1999 年顺利施工完成，并于 2000 年开始了第一批重离子对撞实验。RHIC 作为世界上第一台能够加速重离子进行对撞实验的仪器，运行十一年来，取得了大量丰硕的物理成果，对人类进一步认识世界，探索宇宙起源作出了巨大的贡献，为核物理的探索事业开辟了一个新的篇章。

相对论重离子对撞机系统是由一系列的离子加速器“链”组成的。图 2-1 显示了 RHIC 加速器系统的构成图 [44]。对于重离子碰撞，带一个单位负电荷的重离子首先由铯溅射离子源 (cesium sputter source) 产生，然后被送到串级加速器 (Tandem Van de Graaff accelerator) 里开始了它的加速旅程。串级加速器利用静电场来加速离子并同时剥除原子核外电子云中的一部分电子，因此生成了带有很强正电核的离子。串级加速器赋予这些正离子能量，并同时将它们送向下一级加速装置 - 增强器 (Booster Synchrotron)。以金 - 金

碰撞为例，当这些金离子离开串级加速器的时候，它们所获得的能量大约为 1 MeV 每核子，带有的电荷为 $Q = +32e$ 。

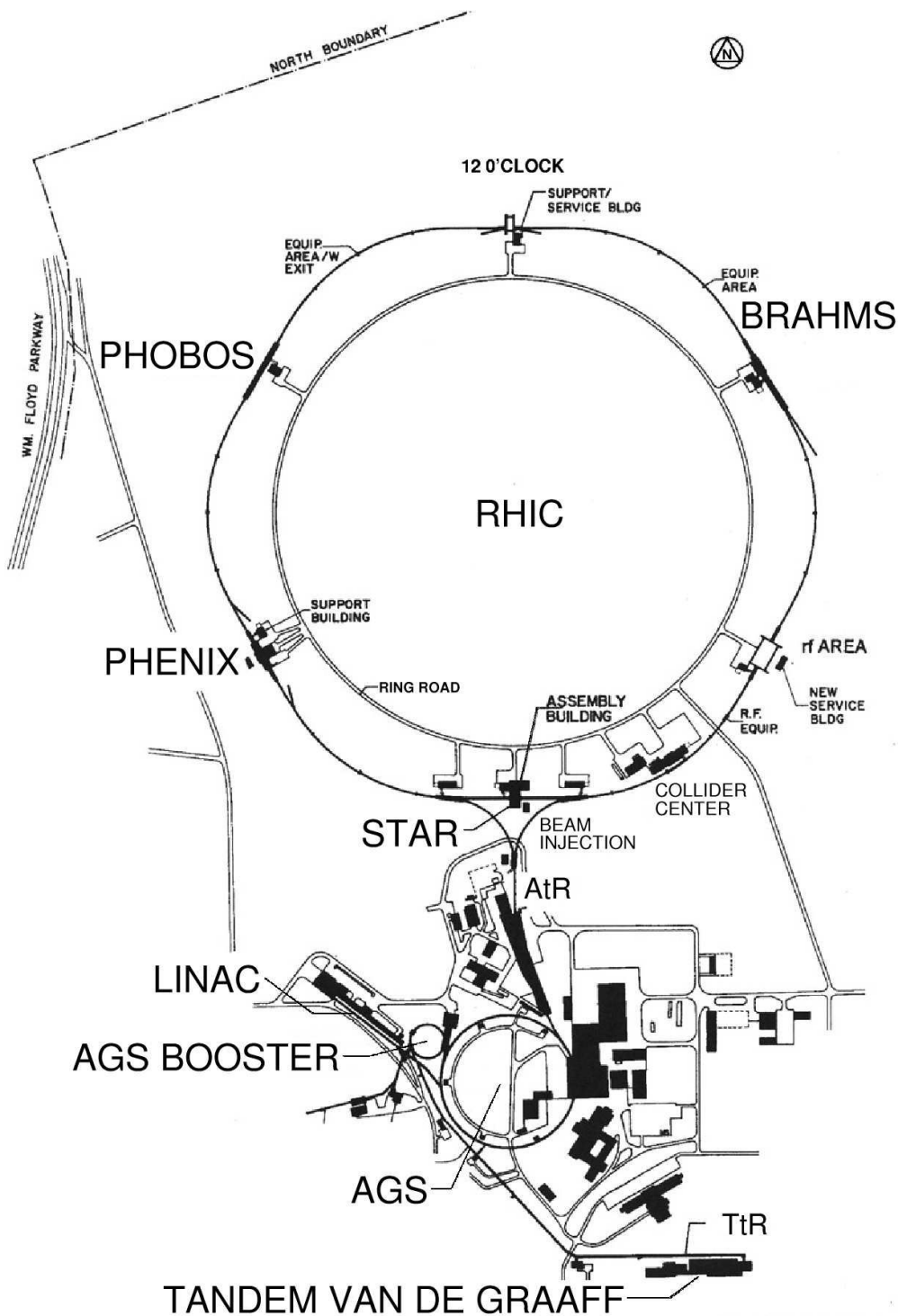


图 2-1 布鲁克海汶国家实验室的相对论重离子加速器对撞机系统分布示意图 [44]。

在离开串级加速器之后，进入增强器之前，这些离子簇团要进入串级加速器至增强器束流线 (Tandem-to-Booster beamline)，在磁场的作用下这些离子簇团通过一段真空然后被送入到增强器，这时这些离子以大约 5% 的光速运行。我们知道 RHIC 运行的主要目的是进行重离子碰撞进而找寻新的物质形态，重离子碰撞是 RHIC 的主要运行任务。但是，RHIC 同时也可以运行质子 - 质子碰撞，它可以为重离子碰撞提供重要的参照坐标，并且极化的质子 - 质子碰撞能够提供质子自旋的重要信息，质子自旋的研究目前已成为 RHIC 运行的一项重要物理目标。而质子的加速与重离子的加速有一点不同，那就是在进入增强器之前，高能量的质子是直线加速器 (Linear Accelerator) 提供的，它能将质子束流的能量增加至 200MeV，之后这些高能量的质子被送进增强器开始与重离子同样的加速运动。

增强器是能量很高的回旋加速器，它的周长为 201.78m，利用电磁波给离子束提供更高的能量。与串级加速器不同的是，增强器是同步加速器，它的电磁场是随着时间而变化的，因此必须保证电场，磁场和离子簇团位置这三者保持同步。离子束在增强器里被加速到以大约 37% 光速运动，所带电荷为 $Q = +77e$ ，然后被送到了下一级加速装置——交替梯度同步加速器 (Alternating Gradient Synchrotron, AGS)。

AGS 的半径为 807.12m，当离子束被送到 AGS 之后，与在增强器中类似，离子通过回旋加速获得了更高的能量，被加速到以接近 99.7% 的光速运动，而这时所带的电荷也已达到了 $Q = +79e$ ，即金原子核外的所有电子已经被剥离。当离子束以它的最大接近光速的速度运动时，它被送到了下一级——AGS-to-RHIC 束流线。在 ATR 束流线的终端，即注入 RHIC 的连接点，它有一个由开关磁铁控制的分叉，束流被分别向左以顺时针方向运动导入 RHIC 回旋环路和向右以逆时针方向运动导入 RHIC 第二回旋环路。此后，这两条反向回旋运动的束流，与在 Booster 和 AGS 中类似被加速，然后让它们在 RHIC 中的指定的六个碰撞点发生碰撞 [28]。

RHIC 碰撞环由两条同心的超导磁铁环构成，每条环的周长为 3.8 km。它们的加速

磁铁有六个交叉点，离子束能在这些交叉点发生碰撞。其中的四个碰撞点分别安置了实验探测系统：STAR (6 o'clock), PHENIX (8 o'clock), PHOBOS (10 o'clock) and BRAHMS (2 o'clock)。探测器采集到碰撞之后的末态粒子的信号，便能为我们探索新的物质形态提供重要的实验支持。这四个合作组都是以国际合作的模式来运行，目前 PHOBOS 和 BRAHMS 探测器已经关闭，只留下 STAR 和 PHENIX 仍然在运行采集数据。表 2-1 列出了 RHIC 实验的一些重要参数。

Parameter	Value
Top beam energy (Au)	100 GeV/u
Top beam energy (proton)	250 GeV/u
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)	~ 10 hours
RHIC circumference	3.8 km

表 2-1 部分 RHIC 实验装置参数。

RHIC 主要运行碰撞了以下四种粒子组合: $p + p$, $d + \text{Au}$, $\text{Cu} + \text{Cu}$ 和 $\text{Au} + \text{Au}$ 。在质心系下，金 - 金碰撞离子束的能量能加速到 200 GeV(100 GeV/每原子核)，而平均亮度达到了 $20 \times 10^{26} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ，这是原始计划达到亮度的十倍。在 2009 年运行的质子 - 质子碰撞，质心系的能量更是达到了 500 GeV。表 2-2 列出了 RHIC 历年的运行情况。在本论文的分析中，用到的是 RHIC 2009 年运行产生的 500 GeV 质子 - 质子碰撞的实验数据。

2.2 RHIC 中的螺旋管径迹探测器

螺旋管径迹探测器 (STAR) 是由一系列子探测器组合而成的探测器系统 [46]。它座落于 RHIC 环六点钟的位置，图 2-2 展示了 STAR 探测器的示意图。它能够覆盖 2π 的方位角，能够为带电离子径迹重建提供更全方位的信号。

Run(year)	Collision	Collision energy(GeV)
Run-1(2000)	Au+Au	130
Run-2(2001)	Au+Au	200
Run-3(2002-03)	d+Au	200
Run-3(2003)	p+p	200
Run-4(2003-04)	Au+Au	200
Run-4(2004)	Au+Au	62.4
Run-4(2004)	p+p	200
Run-5(2004-05)	Cu+Cu	200
Run-5(2005)	p+p	200
Run-6(2006)	p+p	200
Run-7(2007)	Au+Au	200
Run-8(2007-08)	d+Au	200
Run-8(2008)	p+p	200
Run-9(2008-09)	p+p	500
Run-9(2009)	p+p	200
Run-10(2010)	Au+Au	BES 200,62.4,39,7.7,11.5

表 2-2 RHIC 历年运行参数。

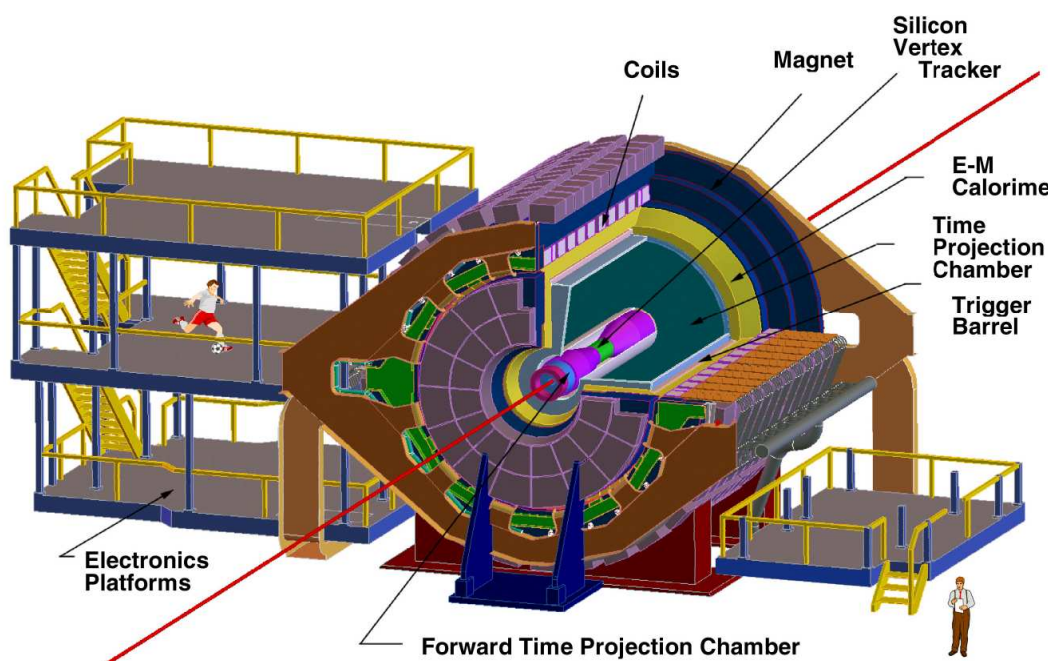


图 2-2 STAR 探测器系统。

Major Detector Subsystem	Major Usage
Time Projection Chamber (TPC)	Tracking mid-rapidity charged particles
Forward Time Projection Chamber (FTPC)	Tracking large-rapidity charged particles
Time Of Flight (TOF)	Particle identification
Barrel Electro-Magnetic Calorimeter (BEMC)	Measuring mid-rapidity electrons, positrons and photons, also triggering high p_T events
Endcap Electro-Magnetic Calorimeter (EEMC)	Measuring large-rapidity electrons, positrons and photons
Zero-Degree Calorimeter (ZDC)	Triggering minimum bias events
Central Trigger Barrel (CTB)	Triggering high multiplicity events
Beam Beam Counters (BBC)	provides excellent minimum bias trigger
Silicon Vertex Tracker (SVT)	Tracking interaction region of charged particles

表 2-3 STAR 子探测器及其功能。

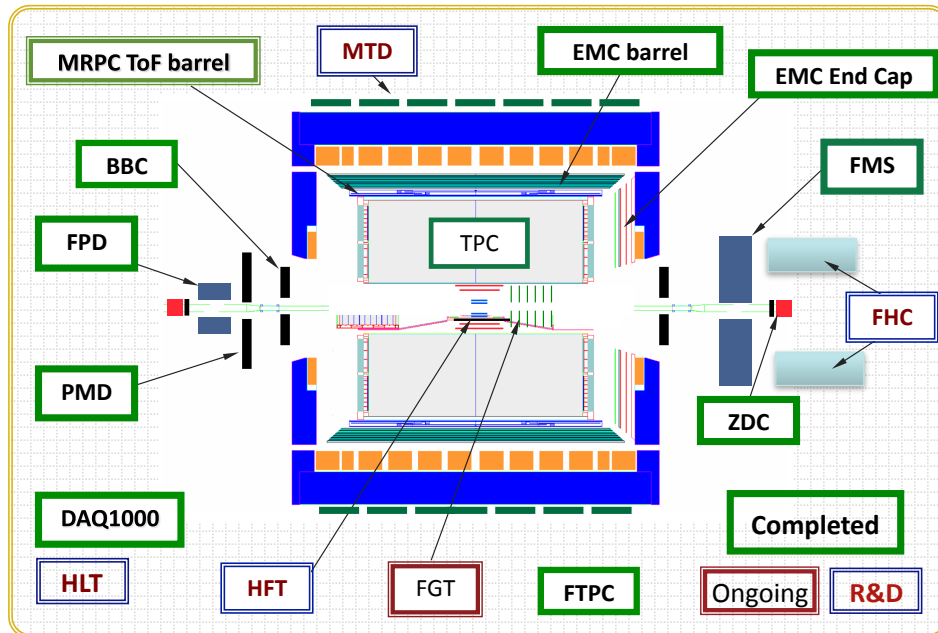


图 2-3 STAR 探测器剖面图。

图 2-3 给出了最新的 STAR 谱仪的剖面图。从图中可以看到, STAR 探测器是由一层的子探测器围绕着束流轴向环绕排布而成的, 从中心轴向开始, 依次放置的是硅顶点探测器 (SVT), 它可以提高系统的动量分辨率并且确定离子碰撞顶点位置, 它沿着垂直于束流方向大约为 23cm 厚; 接下来便是 STAR 的最核心的探测器——时间投影室 (TPC), 用于带电离子径迹重构; 再外面放置的是时间投影室 (TOF) [48--51], 将它与 TPC 联合, 能够更大限度的提高粒子鉴别能力; 再外面放置的是桶状电磁量能器 (BEMC), 用于鉴别光子和高能电子; 再外面放置的是磁铁系统 [47], 用于产生均匀磁场; 最外面放置的是 μ 探测器 (MTD), 用于鉴别 μ 子。表 2-3 列出了 STAR 的主要子探测器的构成及其功能。在本论文的工作中, 主要用到了以下三个探测器提供的信息: 时间投影室 (TPC) [45], 桶状电磁量能器 (BEMC) [53], 桶状簇射极大探测器 (BSMD) [53]。

2.2.1 时间投影室 (Time Projection Chamber)

作为 STAR 最重要的径迹探测装置, TPC 能够记录粒子径迹, 测量粒子的动量, 并且通过测量粒子电离能量损失来鉴别粒子。它能够探测赝快度范围为 $|\eta| \leq 1.8$ 以及全方位角 ($\Delta\phi = 2\pi$) 的粒子。它能探测的粒子的动量范围为 $0.1 \text{ MeV}/c \sim 1 \text{ GeV}/c$ 。

图 2-4 展示的是 TPC 的结构图 [45]。TPC 是长为 420 cm, 内半径为 50 cm, 外半径为 200 cm 的沿着束流方向的圆桶, TPC 被中央的一个带有负高压的膜分为两部分, 它的终端板接地, 因此便能产生从端盖两端指向中心膜的电场 (边界效应除外), 约为 $135 \text{ V}/\text{cm}$ 。除了电场, TPC 还必须赋予轴向的磁场。轴向的磁场被用来使带电粒子径迹产生弯曲, 而粒子径迹弯曲的地方的曲率半径是与粒子此处的横动量成正比的, 因此磁场的一个最重要作用便是用来获取粒子的横动量。TPC 的磁场是由围绕着 TPC 桶状外端的同心电流线圈产生的, 这电流线圈是由截面为 $53.9 \text{ mm} \times 47.5 \text{ mm}$ 的铝构成的, TPC 能产生的最大磁场为 0.5 T。TPC 内充满了由 90% 的氩和 10% 的甲烷所组成的混合气体, 简称为 P_{10} , 其压强约大于大气压强 2 个 mbar。高能质子 - 质子和核 - 核对撞产生的带电粒子, 它们的动

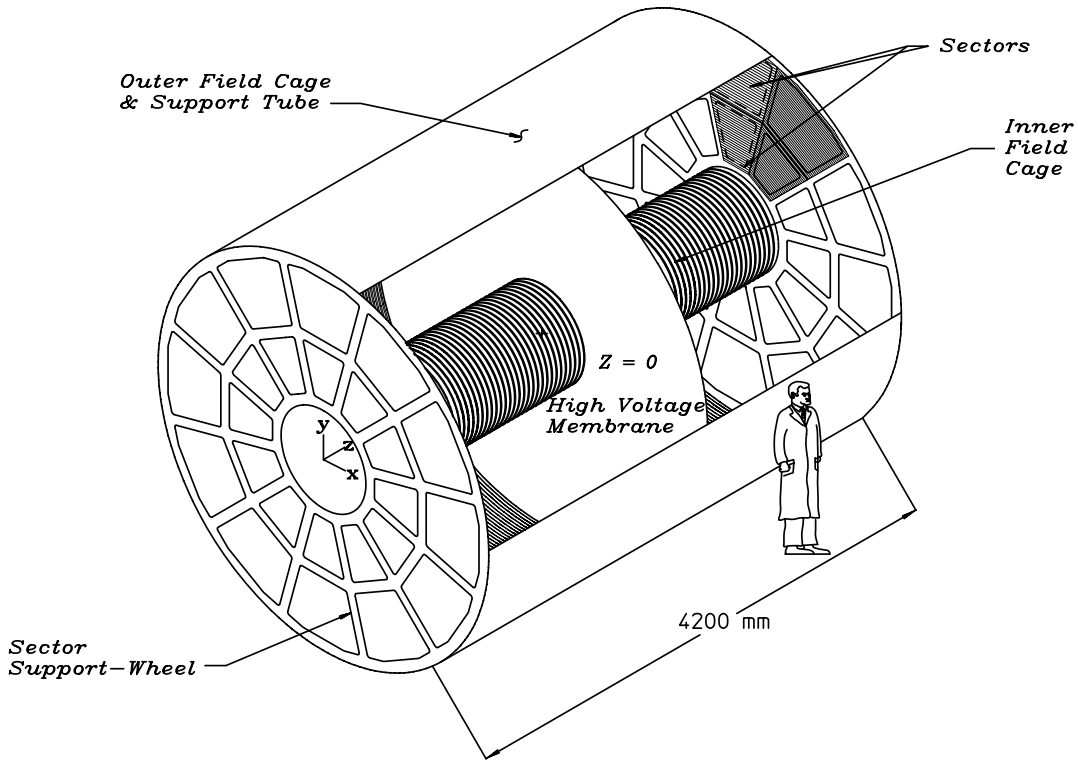


图 2-4 STAR 探测器时间投影室 TPC。

量主要集中在 100 MeV/c 以上 [45]。当这些带电的粒子穿过时间投影室时, 将会在混合的气体中产生电离而损失能量。在一个大气压下, 带电粒子在这种混合气体中损失的能量大约为几 keV/cm。因此在整个飞行的路径 (2m) 上的能量损失大约为几个 MeV。这些带电粒子电离产生的电子在时间投影室电磁场的影响下以 5.45 cm/ μ 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 [28]。

粒子在穿过 TPC 里混合气体 P_{10} 时的电离能量损失是用来鉴别粒子种类的重要依据, 带电粒子的能量损失可以由 Bethe-Bloch 公式来推出 [52]:

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

其中, z 为粒子的电荷 (以 e 为单位), $\beta = v/c$ 为粒子的速度, ρ 为介质的密度, N_0 为阿伏加德罗常数, m_e 为电子质量, $r_e = e^2/m_e$ 为经典电磁半径, c 为光速, Z 为气体的原子序数, A 为气体的原子量, $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$, I 为平均的激发能。 $E_M = 2m_e c^2 \beta^2 / (1-\beta^2)$ 是单次碰撞最大的转移能量。不同种类的粒子, 当它们以相同的

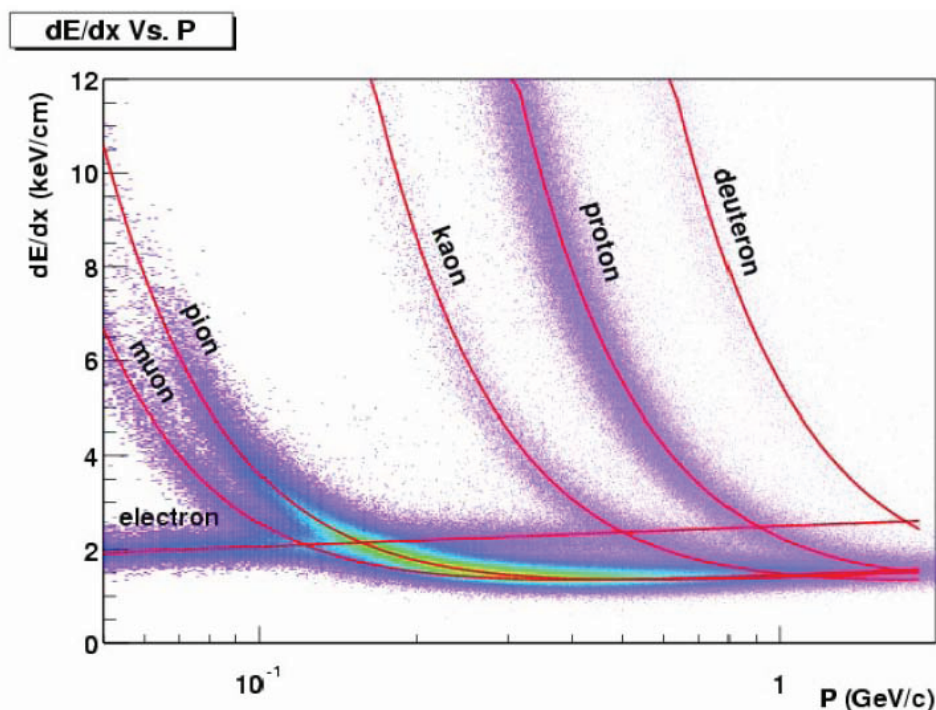


图 2-5 带电粒子穿过 TPC 气体时的能量损失。

动量穿过 TPC 气体时会损失不同的能量，图 2-5 展示的是初始粒子以及次级粒子在 TPC 气体里损失的能量随着粒子动量变化的函数，我们可以看到，不同的粒子会形成各自不同的带状分布，图中的曲线表示由 Bethe-Bloch 公式推导出的不同种类粒子的能量损失分布。对于金 - 金碰撞， dE/dx 的分辨率一般在 8% 左右， K 和 π 介子能被 TPC 鉴别到 0.7 GeV/c 动量以上，能将质子与 K 和 π 介子区别到 1.1 个 GeV/c 动量以上 [28]。

在本论文的研究工作中，TPC 是用来鉴别电子以及测量其动量的主要探测器，在光子背景的重构中也用到了 TPC 的信息。然而，其对带电粒子的鉴别能力有限的，尤其是对于高横动量区域电子与强子的鉴别不足，因此需要辅以其它探测器的信息来提高粒子鉴别能力。我们主要加入了 BEMC 和 BSMD 的信息用来鉴别高能量的电子。

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

BEMC 能够让 STAR 触发高横动量的事件 (喷注，领头强子，直接光子，重味夸克)，并且扩大了 STAR 对光子，电子， π^0 和 η 介子的接收度 [53]。它位于 TPC 和磁铁线圈之

间，覆盖了 $|\eta| \leq 1.0$ 的快度区间以及 $\Delta\phi = 2\pi$ 的方位角区间，因此可以完全重构 TPC 的粒子径迹。图 2-6 展示的是 BEMC 横向和纵向的结构示意图，它是半径约为 220 cm 的平行于束流方向的圆桶状结构。

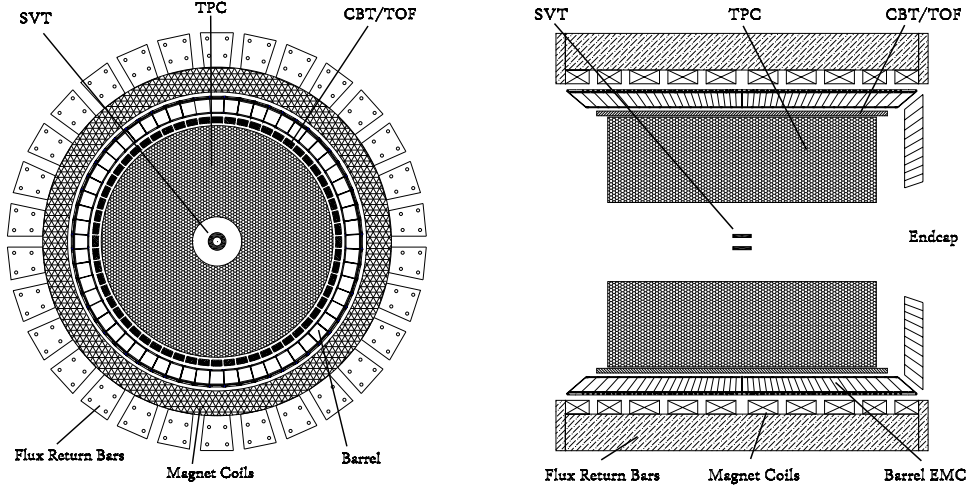


图 2-6 BEMC 横向和纵向结构示意图。

BEMC 总共由 120 个量能器模块组成，其中每个模块跨越 $\Delta\phi$ 方向 6° 以及 1 个 $\Delta\eta$ 单位区间，因此这些模块构成桶的左右两个半区 (East and West)，其中每个半区由 60 个模块排列成桶状的结构。每个模块大约长 293cm，宽 26cm，有效厚度为 23.5cm。每个模块进一步由 40 个塔 (tower) 组成，2 个沿着 ϕ 方向，20 个沿着 η 方向，每个塔覆盖 $\Delta\phi$ 方向 0.05 rad 以及 $\Delta\eta$ 方向 0.05 个单位。因此整个 BEMC 是由 4800 个塔组成的，每个塔都是与相互作用顶点相对应的，图 2-7 展示的是一个 BEMC 模块上的塔的排列示意图以及塔与碰撞顶点的对应关系 [53]。

BEMC 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，由于 BEMC 比较大的面积以及比较复杂的几何结构决定了使用取样型计数器是比较经济的。每一个模块的核心组成是作为簇射介质的铅闪烁堆以及位于距 BEMC 内表面大约 5 个辐射长度的簇射极大探测器 (Shower Maximum Detector)，关于 SMD 的细节将在下一节具体讨论。图 2-8 展示的是 BEMC 模块的横向剖面图，它主要由 20 层 5mm 厚的铅，19 层 5mm 厚的塑料闪烁体以及 2 层 6mm 厚的闪烁体组成。较厚的闪烁体与一个预簇射探测器相连接

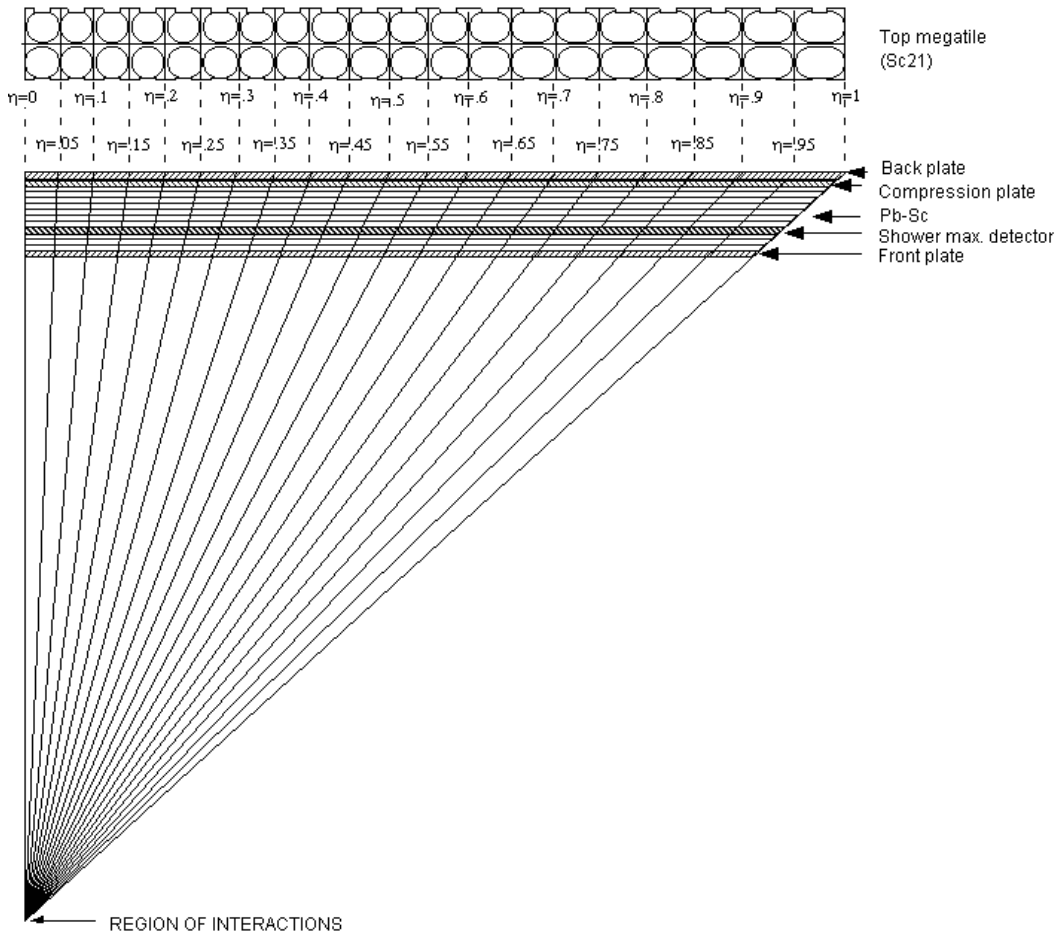


图 2-7 BEMC 模块纵向结构示意图，所有的塔都是指向碰撞区域的中心的。

(pre-shower detector)，这个探测器能够帮助我们更好地区别 π^0 和 γ 以及电子和强子。

当高能电子或 γ 光子进入到介质，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。因此，一旦收集到总能量损失即可确定粒子的总能量。由于 BEMC 能够测量很高能量的中性粒子 (光子) 的能量，因此加入 BEMC 的测量信息，让我们在 TPC 鉴别粒子的基础上，能够更好地鉴别高横动量的电子以及强子。

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

桶状簇射极大探测器 (BSMD) 被用来为电磁量能器提供更好的空间分辨率，它的组成单元 (towers) 的尺度要远远大于电磁簇射的尺度。我们知道 BEMC 模块能够精确地测量

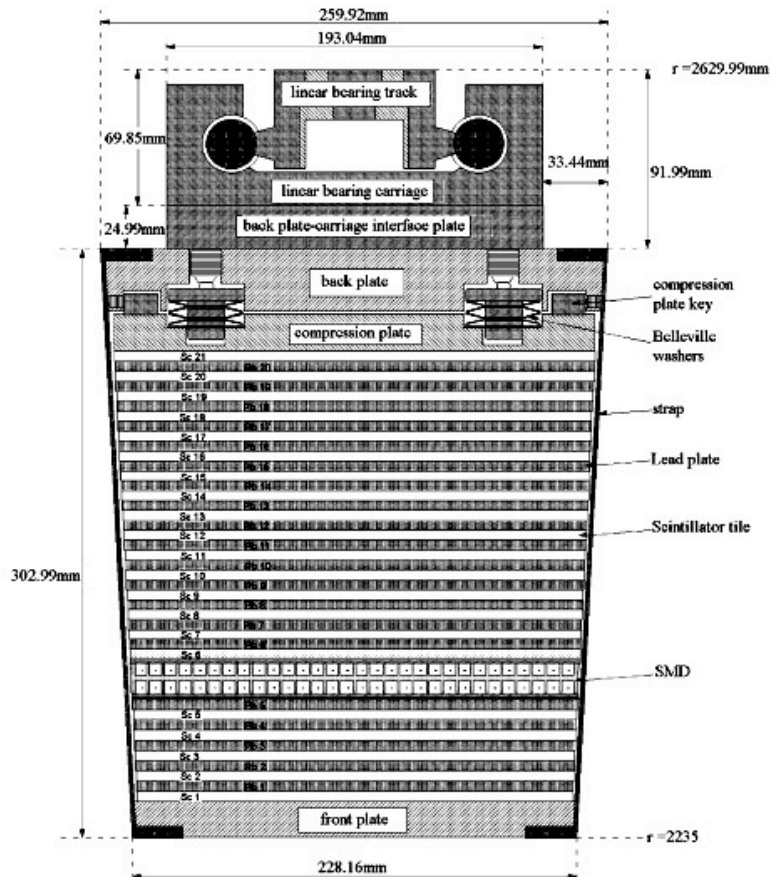


图 2-8 BEMC 模块前端视图，显示模块的组成结构。

独立的电磁簇射的能量，而 SMD 提供的精确的空间分辨率对于 π^0 的重构，直接光子的鉴别以及电子的鉴别是非常重要的，它能够测量簇射的位置，簇射的形状以及电磁簇射的纵向扩展尺度。图 2-9 展示的是 STAR BEMC 上的 SMD 的结构示意图，它位于大约距 BMEC 内表面 5.6 个辐射长度的位置。SMD 的一个独特的设计是它具有双层结构的设计，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号，作为独立的 PC 板阴极平面，在它们上面还分别分布着位于 η 和 ϕ 方向的条形蚀刻，合成这两个方向的信号，因此便能清晰地重构簇射的二维图像 [53]。SMD 本质上是利用气体放大原理的多丝正比室，图 2-10 展示的是 SMD 截面图，表 2-4 列出了 SMD 的设计参数及其规格。

SMD 的读出条感应丝附近经过电荷放大之后的电荷，整个探测器一共有 36000 个读出条，其中每一个 BEMC 模块有 300 个读出条。每一个模块上，150 个读出条是垂直于

丝分布的，用来提供 η 方向簇射的空间分布形状，这些读出条因此叫做 η 读出条。每一个 η 读出条在 ϕ 方向上跨度为 0.1 radians。 η 读出条分为宽度较窄的读出条和宽度较宽的读出条两类，在 η 方向 $|\eta| < 0.5$ 范围内的 75 个读出条的宽度大约为 1.54 cm；其它在 η 方向在 $|\eta| > 0.5$ 范围内的 75 个读出条的宽度为大约 1.96 cm。每一个模块上其余的 150 个读出条是平行于铝板的丝道的，它们叫做 ϕ 读出条。这些 ϕ 读出条大约 1.33 cm 宽，在 η 方向大约跨度为 0.1。这些读出条每 15 个形成一组，每一组跨越 $\Delta\phi$ 方向 0.1 radians 和 $\Delta\eta$ 方向 0.1 个单位。

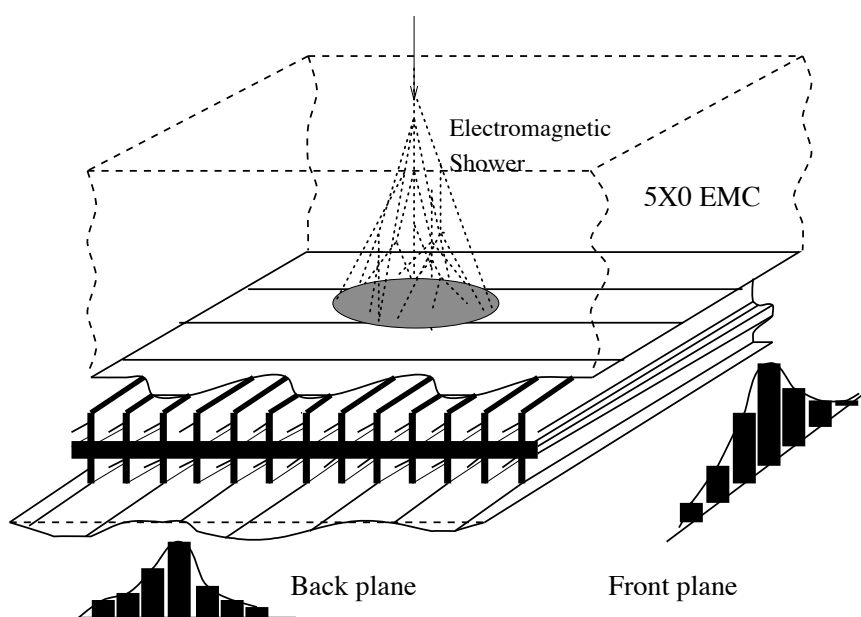


图 2-9 簇射极大探测器的双层结构示意图。两层独立的正比丝板，由一个双面铝层隔开，在相应的层板上获取电磁簇射在 η 和 ϕ 方向的图像 [53]。

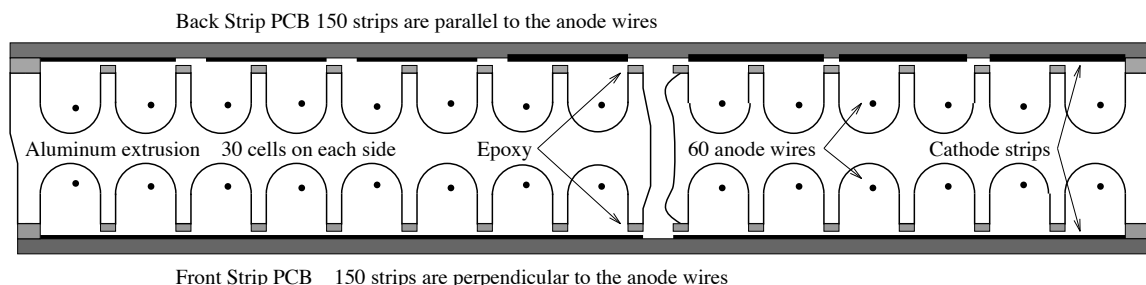


图 2-10 簇射极大探测器的截面图 [53]。

双层 SMD 设计具有一些独特的优点，它能增加信号的可靠度，增强对于大量信号的

Parameter	Value
Chamber depth inside EMC	$\sim 5X_0$ at $\eta = 0$
Rapidity Coverage (Single Module)	$\Delta\eta = 1.0$
Azimuthal Coverage (Single Module)	$\Delta\phi = 0.105$ R (6 degrees)
Chamber Depth (Cathode to Cathode)	20.6 mm
Anode Wire Diameter	50 μm
Gas Mixture	90%-Ar/10%-CO ₂
Gas Amplification	≈ 3000
Signal Length	110 ns
Strip Width (Pitch) in η for $ \eta < 0.5$	1.46 (1.54) cm
Strip Width (Pitch) in η for $ \eta > 0.5$	1.88 (1.96) cm
Strip Width (Pitch) in ϕ	1.33 (1.49) cm
Number of Strips per Module	300
Total Number of Modules	120
Total Number of Readout Channels	36000

表 2-4 SMD 设计参数。

处理能力，增强对强子的排除能力以及 π^0 和 γ 的鉴别能力，并且简化其机械结构，最后一点是非常重要的，因为其简化的机械结构让其插入 EMC 铅闪烁堆时更容易满足其结构上的要求。

第三章 实验数据分析方法

这一章我们将详细讨论实验上建立非光电子与带电强子方位角关联的方法，包括用到的实验数据类型，触发事件的筛选，径迹选择条件，事件顶点的筛选，电子的鉴别以及光电子背景重构等过程，在这一章的最后将具体介绍建立非光电子与带电强子的方位角关联的方法。

3.1 实验数据选择

RHIC 能够达到的运行亮度 (luminosity)，也就是每秒中束流对撞发生的碰撞截面远远大于慢响应的径迹探测器的计数率，比如 STAR 中的 TPC。STAR 慢响应探测器对事件的记录率仅仅为 100 Hz，而 pp 碰撞中的束流对撞率几乎都大于 1 Mhz，要提高对如此大量的事件的分析效率，需要快速反应探测器来选择 (触发) 需要的事件并由慢反应探测器记录并读出。BEMC 作为快反应探测器，通常用来触发高横动量的事件 (喷注，领头强子，直接光子，重味夸克等)。在 RHIC 2009 年的运行中，STAR 实验组采集了大约 90 million 质心系能量为 500 GeV p+p 碰撞的数据，按照其触发机制的不同，分为 minimum bias triggered data, BEMC high tower triggered data, jet patch triggered data 等等。在本论文的工作中，为了尽量多的获得高横动量的电子的信息，我们使用的是 BEMC high tower triggered 事件，它记录的是在 BEMC 单独一个 tower 中沉积的能量大于 7.4 GeV 的事件，

STAR 总共记录了 5.4 million BHT3 事件。由于碰撞发生在不同的顶点 $VertexZ$ ，为了选择更好的探测器接收度，我们要求事件 $|vertexZ| \leq 30cm$ 。

3.2 电子鉴别

TPC 作为 STAR 最主要的探测器，它主要通过测量带电粒子能量损失来重构粒子径迹，因此能够鉴别粒子种类并能提供粒子动量的信息，为了测量高能量的电子和光子，我们还结合了 BEMC 和 BSMD 的测量信息。

3.2.1 TPC 重构带电粒子径迹

重味夸克强子的存在时间非常的短，它们产生之后很快便会衰变为其他次级粒子，因此它的衰变顶点是与事件的初始顶点 (Primary Vertex) 非常接近的，所以我们要探测的非光电子也应该是来自于初始顶点附近的。STAR 探测器中重建的粒子径迹有两种，一种叫整体径迹 (Global Track)，另一种叫做初始径迹 (Primary Track)。通过对时间投影室探测到的每一个点的螺旋线拟合，我们可以得到整体径迹。初始径迹的重建与整体径迹的重建类似，只是拟合的螺旋线必须要通过碰撞顶点或者离碰撞顶点的最短距离 (a distance of closest approach, DCA) 在一个很小的范围内。通过要求严格的 DCA，可以排除不同事件碰撞产生的径迹的影响以及同一事件中具有较长寿命的次级共振态 (K_s^0 , Λ , Ξ 以及 Ω 等) 衰变而来的径迹的影响，并且也能排除由束流管散射造成的径迹 (光电子等) 污染，因此我们要求电子的径迹 $DCA < 1.5 cm$ 。对于 RHIC 2009 年运行产生的 500 GeV p+p 碰撞的数据，由于运行的亮度非常地高，不同事件的粒子很可能不能很好地区别开而混合在一起，因而会污染物理信号。这种由不同事件的粒子混合造成的污染称为 pile-up 效应，为了去掉这一部分粒子的影响，我们加入了 DCA_z 的限制条件，选择 $-0.5 cm < DCA_z < 0.5 cm$ 的粒子。为了确保较好的动量分辨率，我们要求每一条径迹至少要被探测到 25 个点，这样可以避免劈裂径迹造成的影响；最大 50 个点，以避免两

条粒子径迹合并造成的影响。为了排除对劈裂的径迹进行重复计数，我们还要求用于拟合径迹的点与探测到的最大的点的数目比在 0.52 和 1.05 之间。我们选择带电粒子的赝快度 $|\eta| < 0.7$ 和 $\chi^2 < 6$ 来尽可能多的获得电子的信号并排除探测器引入的背景的影响。表 3-1 列出了在本论文的分析中电子鉴别用到的粒子径迹的选取条件。

Cut Parameter	Value	Comments
Global DCA (cm)	(0, 1.5)	Reduce background contamination
DCA _z (cm)	(-0.5, 0.5)	Remove pile-up effect
Pseudo-rapidity η	(-0.7, 0.7)	Avoid large conversion background from the detector material
No. of fit points	(20, 50)	Ensure good track quality
No. of dE/dx points	(10, 100)	Ensure good track quality
No. of fit points/ No. of maximum points	(0.52, 1.05)	Eliminate the double counting of split tracks
χ^2	< 6	Ensure good track quality
Transverse momentum p_T	≥ 6.5 GeV/c	Ensure good response from BEMC for EM showers
p/E	(0.3, 1.5)	p/E should be around one for electrons
No. of SMD η hits	> 2	Electrons have larger shower size than hadrons
No. of SMD ϕ hits	> 2	Electrons have larger shower size than hadrons
Projection distance in ϕ (\times SMD ϕ radius) (cm)	(-0.01, 0.01)	About -3σ to 3σ
Projection distance in Z ($\eta > 0$) (cm)	(-2.09, 0.81)	About -3σ to 3σ
Projection distance in Z ($\eta < 0$) (cm)	(-1.37, 1.79)	About -3σ to 3σ
nSigma	(-0.6, 2.6)	About -3σ to 3σ
Transverse radius of TPC first hit	< 70	Ensure good track quality
Transverse Energy	> 7.4 GeV	Get more high energy electrons

表 3-1 RHIC STAR 2009 500 GeV p+p 碰撞数据分析中电子鉴别用到的径迹选择条件。

通过测量带电粒子穿过 TPC 气体的电离能量损失能够有效地鉴别电子，带电粒子的电离能量损失由 Bethe-Bloch 公式来描述，对于较薄的材料中的电离能量损失可由更精确的 Bichsel 公式来描述。为了定量地描述粒子鉴别能力，人们引入了 $n\sigma_x(x=\pi, K, p, e \text{ 等})$ 这一参量，

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

其中， $dE/dx_{measured}$ 是测量的粒子径迹的平均能量损失， $\langle dE/dx \rangle_x$ 是由 Bichsel 公式推导出的对于给定动量的带电粒子 x 的平均能量损失， R 是能量损失的分辨率，它依赖于每条径迹的特征，包括 TPC 记录的用于测量粒子能量损失的径迹的点数，径迹的质快度等。为了获得能量损失较好的分辨率，我们要求 TPC 测量的 dE/dx 点数在 (10,100) 范围内。图 3-1 展示的是在 500 GeV p+p 碰撞中 High Tower Triggered 事件中 $p_T > 6.5 \text{ GeV}/c$ 的粒子的 $n\sigma_e$ 分布。

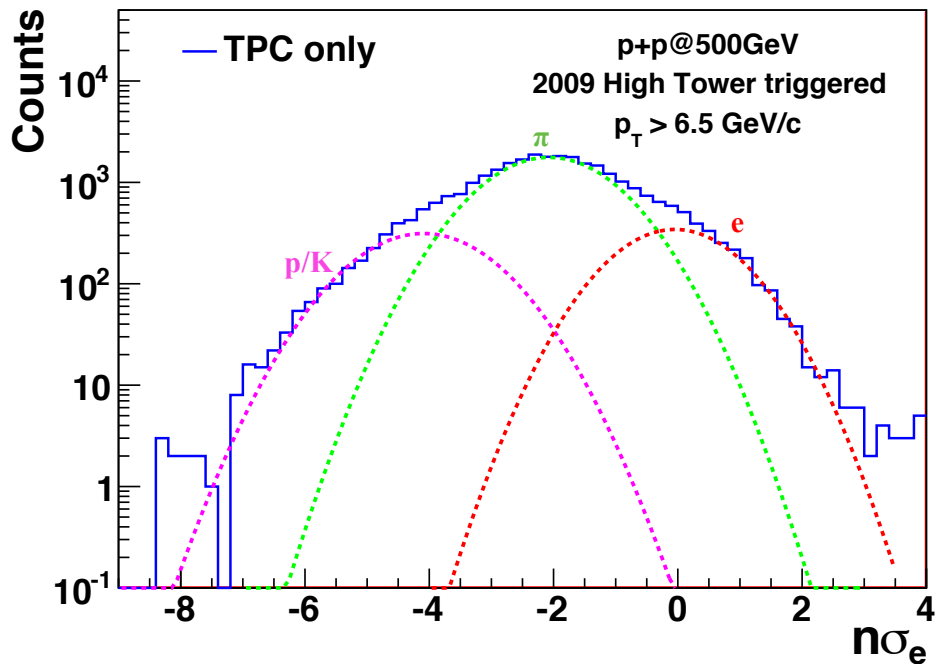


图 3-1 STAR 2009 500 GeV p+p 碰撞中 high tower 触发事件的高横动量粒子径迹的 $n\sigma_e$ 的分布图，径迹的选择条件在文中有详细的讨论。其分布有三个明显的峰，最左边的是 K 和 p，中间是 π ，最右边是 e。

从图中可以看出，虽然对于 high tower 触发的事件，高能电子被增强了，电子和强子还是没有最大限度的区别开来。我们知道，如果两条径迹互相靠得很近，TPC 的

径迹重构软件会将它们重构为一条粒子径迹并将两条径迹的 dE/dx 之和赋给它。仅仅由 TPC，电子和带电强子并不能很好地区别开来并且信噪比也比较低。虽然要求了粒子径迹的 dE/dx 的值在电子径迹期望值附近能够去除一大部分的强子的污染，然而 TPC 的粒子鉴别能力是有限的，它不能在很大动量范围完全区别开电子和强子，因此我们加入了 BEMC 和 BSMD 的探测信息来增强对电子的鉴别能力。

3.2.2 BEMC 和 BSMD 重构中性电磁粒子

当高能电子进入电磁量能器时，会引起电磁簇射，它主要通过韧致辐射来损失能量，高能电子(正电子)通过与介质发生相互作用而辐射出光子，而这高能量的光子由对产生过程与介质作用并生成正负电子对，这两个过程持续交替进行，不断产生出大量的电子(正电子)和光子，直到电子和光子的能量达到临界能量以下，这时电离能量损失取代韧致辐射开始占主导地位，簇射将逐渐停止，次级粒子逐步为物质所吸收。BEMC 的厚度大约为 21 个辐射长度，它对于电子足够厚以致能够吸收其几乎所有的能量。强子在电磁量能器中的能量损失与电子有很大的不同，当高能量的强子穿过电磁量能器时，它与原子核中的核子通过强相互作用产生一些低能量的强子，它的能量分散给这些次级强子而逐渐减弱。强子和原子核的碰撞截面与高能电子韧致辐射相比是非常小的，因此 STAR 的 BEMC 中，很大一部分高能带电强子不通过与原子核相互作用沉积能量，而仅仅通过级联电磁电离损失一小部分的能量。高 p_T 的强子在不引起簇射的情况下在 BEMC 沉积的能量近似为一常量，不依赖于强子的种类和动量。即使对于引起簇射的那部分强子，它们中的绝大部分也不能将它们全部的能量沉积在 BEMC 中，因为强子的相互作用长度较大，BEMC 对于强子来说不够厚，只有大约一个强子作用长度，因此 BEMC 并不能吸收强子的大部分能量 [58]。BEMC 对电子和带电强子的能量吸收能力的不同可以用来帮助鉴别电子。将 TPC 重构的 $p_T > 6.5 \text{ GeV}/c$ 的带电粒子径迹向外延伸并分别投射到 BEMC 内部面板的 tower，BSMD 的 η 面板和 BSMD 的 ϕ 面板，通过 BEMC 测量的带电粒子在

BEMC 中所沉积的能量，结合这三个独立面板获取的粒子信息可以重构一个虚的 BEMC 投影点，将 TPC 径迹和 BEMC 投影点的信息结合起来可最终形成一个 BEMC 点，它包含了 TPC 的信息和 BEMC 的信息。

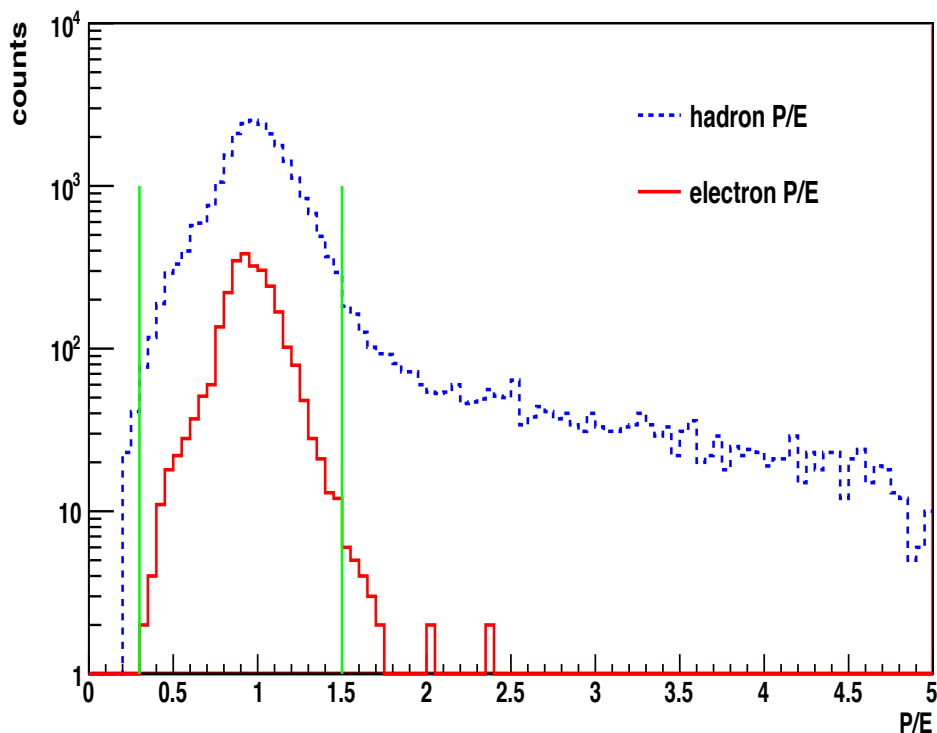


图 3-2 p/E 分布图，其中红色的实线是电子候选者的 p/E 分布，蓝色的虚线是所有粒子径迹在满足 TPC 基本径迹条件结合 BEMC 的选择条件下的 p/E 分布，绿色的两条竖线代表我们所设置的选择条件。

结合由 BEMC 测量的带电粒子的能量与由 TPC 测量的带电粒子的动量进行比较，对于电子来说，p/E 分布应该在 1 附近成峰，因为电子会将它几乎所有的能量释放到 BEMC 内，而强子应该会有一个较广的分布甚至在 p/E 很大的地方由于非簇射强子的影响也会有一定的分布 [57]。图 3-2 展示的是 TPC 结合 BEMC 信息的电子候选者和所有的经过基本径迹判选标准得到的带电粒子径迹的 p/E 分布图，图中的电子候选者是指除了 p/E 条件而符合其他所有对于电子选择的条件的粒子径迹，包括后面将要提到的 SMD 的点数，投影距离以及 dE/dx 等选择条件。从图中可以看到，电子的 p/E 分布近似为高斯型，在 1 附近成峰，而对于强子，p/E 分布较广，在右边有一条很长的尾巴状分布。我们选择 p/E 在 0.3 和 1.5 之间来最大限度的保留进入到 BEMC 的电子并排除强子的污染。

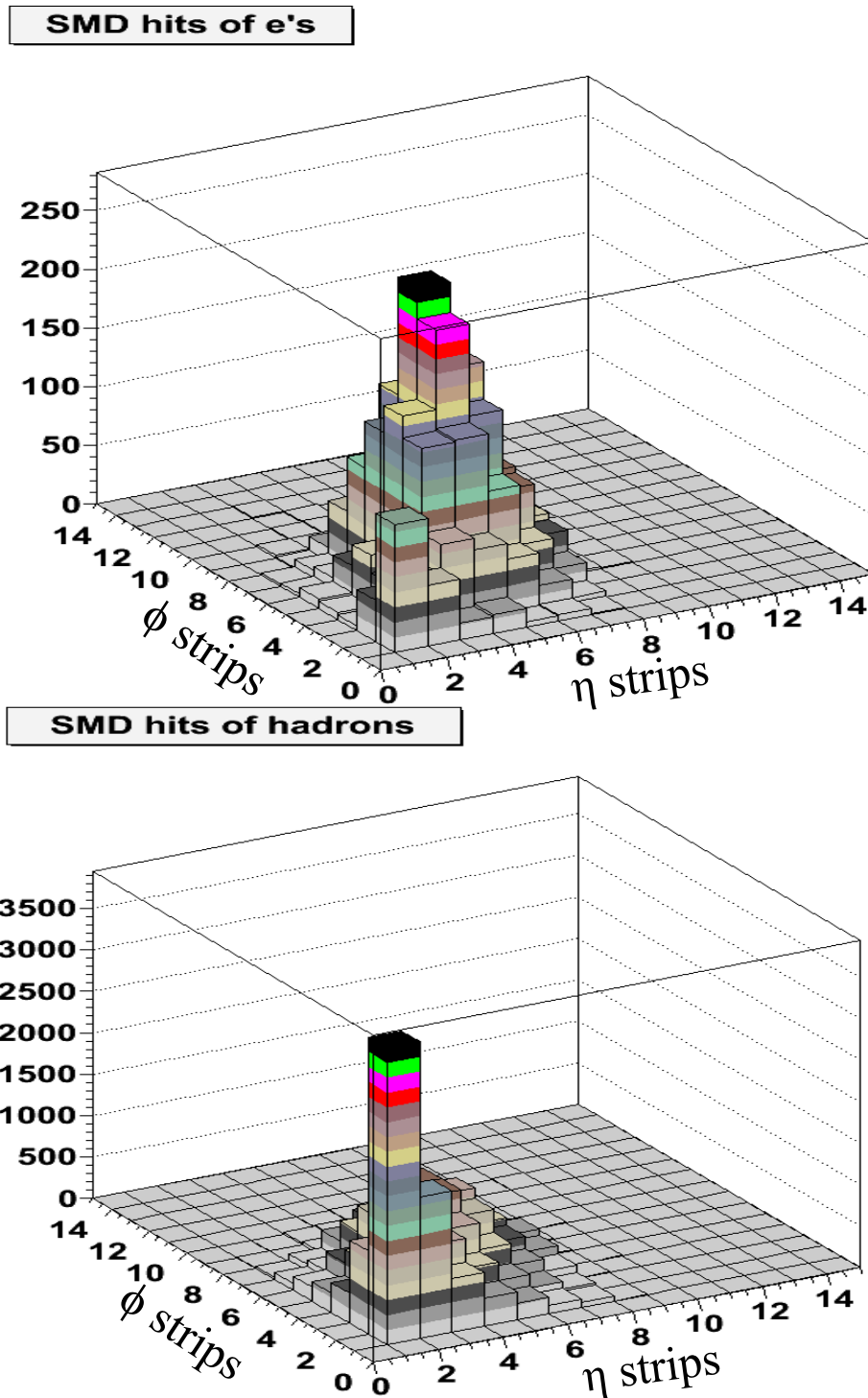


图 3-3 电子(上图)和强子(下图)的 SMD 点数分布图。

SMD 位于 BEMC 下 5 个辐射长度的距离，强子簇射在 SMD 中并没有完全形成，而电子和光子的电磁簇射在这里已经发展到了极大，因此由强子打到 SMD 上的点数要远远小于由电子引起的。由强子和电子打到 SMD 上的点数的差别可以用来进一步鉴别电子 [57]。图 3-3 中上图展示的是电子候选者在满足所有电子的选择条件除了 SMD 打击点数的限制下 SMD 点数分布图，下图展示的是 TPC 预选的强子在满足标准的粒子径迹选择条件并且 dE/dx 远离电子 dE/dx 的条件下 SMD 打击点数的分布，从图中可以明显看出这两者的差别，由电子引起的簇射规模远远大于强子，我们要求 SMD 在 η 和 ϕ 面板上的打击点数都 > 2 来进一步排除强子的影响。

除了测量簇射的规模，由 BSMD 测量的簇射的中心位置也能够用来进一步排除强子 [57]。BEMC 能够覆盖所有 TPC 的径迹，有的 TPC 径迹与 BEMC 点是由于偶然组合而联系的，并不是真正投影到 BEMC 的点，我们通过比较 TPC 径迹的投影点位置和由 BEMC 重构的点的位置之间的距离来去掉这一偶然组合。由于强子在 BEMC 中的簇射并没有发展完全，对于强子来说，这两点之间的距离相对于电子会有一个较广的分布，SMD 较好的空间分辨率能够帮助我们通过限制这一距离来去掉很大部分的偶然组合。图 3-4 展示的是 TPC 径迹投影点和由 BEMC 重构的簇射位置之间的距离在 ϕ 方向和 Z 方向的投影的分布，由于刻度的问题，Z 方向的分布对于 $\eta > 0$ 和 $\eta < 0$ 有偏离中心点的趋势，因此我们将 Z 方向的投影分为 $\eta > 0$ 和 $\eta < 0$ 这两种情况分别讨论。图中我们将强子的数目由电子的数目来刻度，也就是让强子数目与电子数目保持相当，分别画出了电子和强子在这三个方向的投影距离的分布。我们可以看到强子的投影距离相对于电子具有较宽的分布，但是它们的峰位是一致的。对于电子，其峰位附近的分布来自于真正的电磁簇射产生的电子的贡献，而两边的尾巴来自于 TPC 径迹和 BEMC 重构点的偶然结合，并且电子的投影距离分布相对于强子较窄。我们用单高斯函数来拟合电子的投影距离分布，并选择投影距离在 -3σ 和 3σ 之间的粒子来去掉偶然组合背景以及一部分强子的影响。

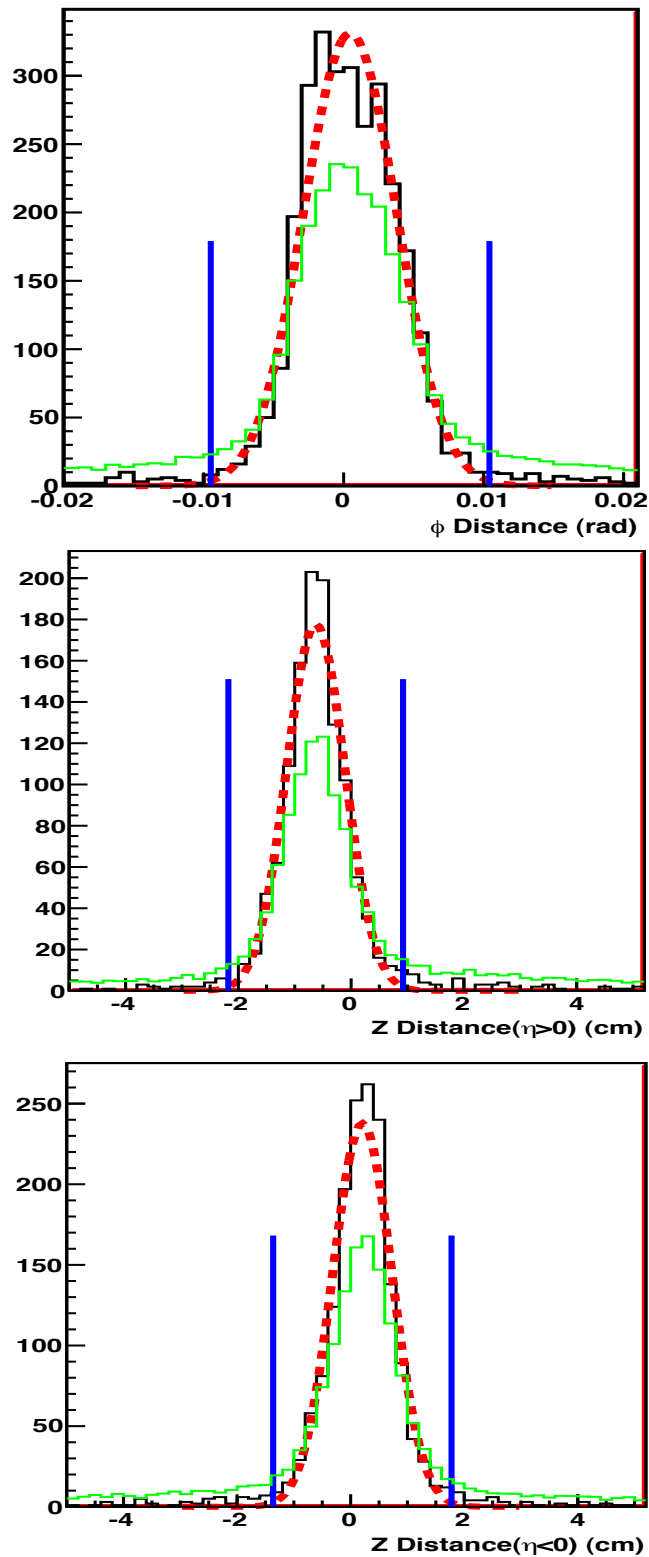


图 3-4 TPC 径迹投影点与 BEMC 重构点之间的距离在 ϕ 和 Z 方向的投影，上图为 ϕ 方向的投影分布，中图为 Z 方向 $\eta > 0$ 的投影，下图为 Z 方向 $\eta < 0$ 的投影，图中黑色曲线表示电子的投影距离，绿线表示强子的投影距离，红色虚线表示用单高斯函数拟合电子投影距离的拟合函数，蓝色竖线表示我们所选择的对于投影距离的限制条件，其为 $(-3\sigma, 3\sigma)$ 。

图 3-5 展示的是单独由 TPC 测量的粒子径迹的 $n\sigma_e$ 分布和结合 TPC 和 BEMC 以及 BSMD 所有信息之后选择的粒子径迹的 $n\sigma_e$ 分布，从图中可以看出，在加入 BEMC 和 BSMD 的对电子的限制条件之后，较大程度地降低了强子的信号而极大限度的保留了电子的信号。在加入了所有对电子的选择条件之后，电子对强子的比例得到了较大的提高，并且电子峰和强子峰能够比较明显地区别开来。我们用三高斯函数拟合 $n\sigma_e$ 分布，左边的两个峰来自于强子的贡献，最右边的峰来自电子的贡献。

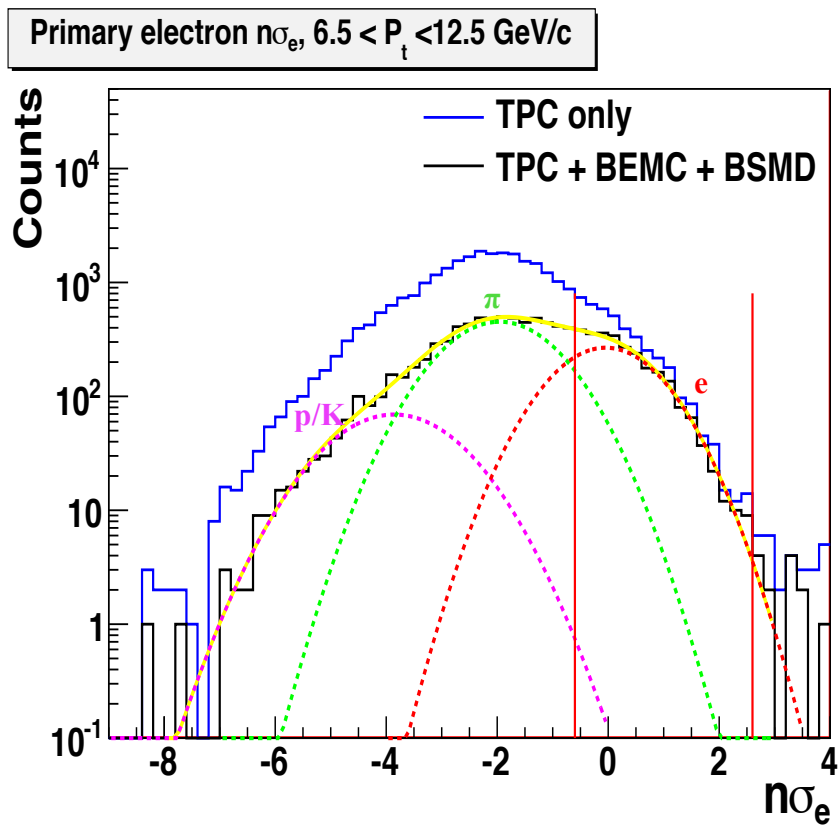


图 3-5 TPC 鉴别的粒子径迹 (蓝色曲线) 和结合 TPC 对粒子的选择条件以及 BEMC 对能量的选择条件和 BSMD 对簇射规模和位置的选择条件之后鉴别的粒子径迹 (黑色曲线) 的 $n\sigma_e$ 的分布，黄色曲线表示用三高斯函数拟合的结果，粉红，绿色和红色的虚线分别代表 p/K, π 和 e 的峰，红色的竖线表示我们设置的电子 $n\sigma_e$ 的选择条件，大约为 $(-0.5\sigma, 3\sigma)$ 。

我们进一步将电子 p_T 分为六个区间，分别给出了不同电子 p_T 区间的 $n\sigma_e$ 分布，如图 3-6 所示。我们由所设置的 $n\sigma_e$ 的限制条件以及拟合结果来计算鉴别出的电子的纯度，表 3-2 列出了对于每个 p_T 区间所得到的电子的纯度。当电子 p_T 较低时 (<7.5 GeV/c)，鉴

别出的电子纯度大于 90%，随着 p_T 增高，电子纯度降低，到 12.5 GeV/c p_T 时，纯度降到了 70% 左右，对于整个 6.5 – 12.5 GeV/c p_T 范围的电子，其纯度大约为 83.5%。

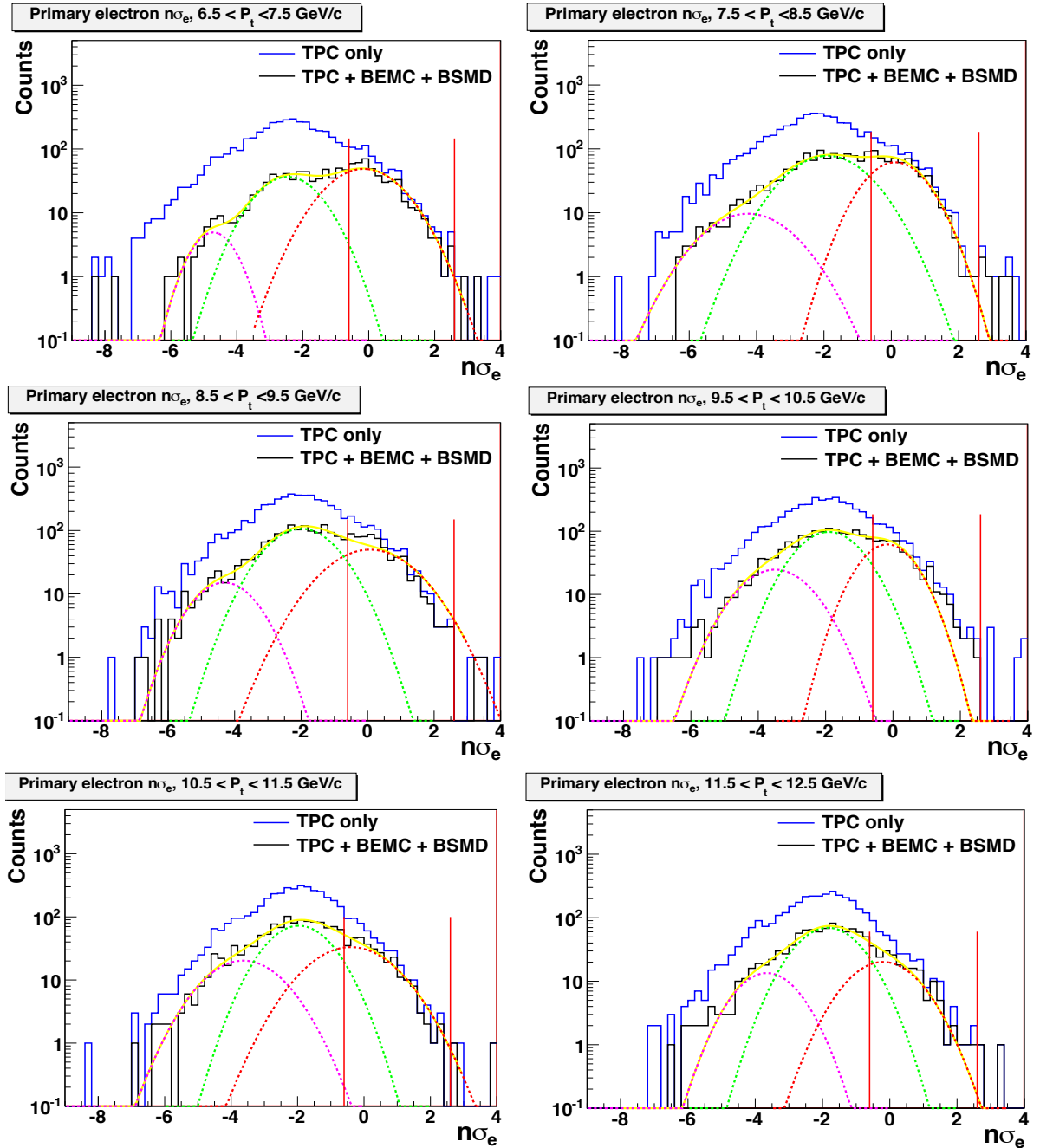


图 3-6 六个 p_T 区间的粒子径迹的 $n\sigma_e$ 分布。

Electron p_T (GeV/c)	Purity
6.5~7.5	98.7%
7.5~8.5	82.6%
8.5~9.5	87.3%
9.5~10.5	86.9%
10.5~11.5	86.7%
11.5~12.5	75.1%

表 3-2 鉴别出的不同 p_T 区间原始电子的纯度。

3.3 非光电子背景重构

光电子主要由以下两部分组成：来自于光子电子对效应产生的电子和来自于标量介子 Dalitz 衰变产生的电子，

$$\gamma \longrightarrow e^+ + e^- \quad (3-2)$$

$$\pi^0 \longrightarrow e^+ + e^- + \gamma (1.198 \pm 0.032)\% \quad (3-3)$$

$$\eta \longrightarrow e^+ + e^- + \gamma (0.60 \pm 0.08)\% \quad (3-4)$$

产生电子对效应的光子主要是指直接光子，由 π^0 和 η 衰变而来的光子等，由标量介子 Dalitz 衰变而来的电子包括由 π^0 Dalitz 衰变而来的电子和 η Dalitz 衰变而来的电子等，其中由 π^0 Dalitz 衰变而来的电子占绝大部分 [57]。在本论文的分析中，非光电子是指主要由重味夸克强子半轻子衰变而来的电子，其他一些过程也对非光电子有非常少量的贡献，比如 Dell-Yan 过程，重味 quarkonium 衰变 ($c\bar{c}$, $b\bar{b}$)，热电子等 [54, 55]，非光电子的背景主要来自光电子的贡献 [56]。光子通过电子对效应产生的正负电子对和标量介子 Dalitz 衰变而来的正负电子对的不变质量是非常小的，而对于非光电子没有这一限制条件，因此光电子背景可以通过将正负电子配对并限制它们的不变质量在较小的范围来重构得到。

非光电子来自于事件的初始顶点而光电子仅仅来自于光子对产生的点，大部分在探

测器材料上，因此通过设置 DCA 的限制能够去掉很大部分的光子对产生的电子而不影响非光电子的统计量，在前面的讨论中已经提到了，我们选择的是 $DCA < 1.5cm$ 的径迹。接下来我们要重构光电子，首先我们结合 TPC, BEMC 和 BSMD 的信息严格选择出高能量的来自于初始碰撞顶点的电子 (正电子)-Primary Tracks，然后我们找到与这条初始电子 (正电子) 相对应的整体径迹 -Global Tracks，再对同一事件里的所有整体径迹进行循环以找到与已经选出的初始电子 (正电子) 配对的径迹。为了最大限度地提高找到配对粒子的效率，我们对配对粒子径迹的限制非常松，仅仅要求其动量 $> 0.3GeV/c$ ， $\chi^2 < 6$ 和 $n\sigma_e$ 在 -3 和 3 之间。接下来我们计算这两条径迹之间的 DCA，得到这两条径迹用于计算 DCA 的点的动量，并利用这一动量计算出这对正负电子对的不变质量。在我们将这两条径迹配对之前，还加入了一些限制条件以确保它们是正确地配对，比如加入了一些几何上的限制条件，包括两条径迹的 DCA 和张角等条件，图 3-7 展示的是相反符号的电子对以及相同符号的电子对的 DCA 和张角的分布，其中红色虚线代表异号电子对的 DCA 和张角分布，蓝色实线代表同号电子对的 DCA 和张角分布，我们将同号电子对的分布看作组合背景，表 3-3 中列出了我们加入的对电子对的限制条件。

Variable	Cut
Track to Track DCA (cm)	(0,1)
Opening Angle (radian)	(0,0.1)
Opening Angle in ϕ (radian)	(0,0.1)
Opening Angle in θ (radian)	(0,0.05)

表 3-3 重构光电子时对电子对的几何限制。

由于 TPC 重构的径迹的有限的分辨率，可能将重构的两条径迹互相靠近或远离，为了解决这一问题，我们将两条径迹投影到 θ 平面上，因而忽略 ϕ 张角的误差，由这一方法得到的不变质量分布我们称之为 2 维不变质量分布 [57]，图 3-8 展示的是电子对的 2 维不变质量分布，正负电子对的 2 维不变质量分布包括了真正的光电子背景同时也包含了组合背景的信号，组合背景主要是将非光电子误判断为光电子造成的，而组合背景可以通过计算相同符号电子对的 2 维不变质量分布得到。从图中可以看到，对于 500 GeV p

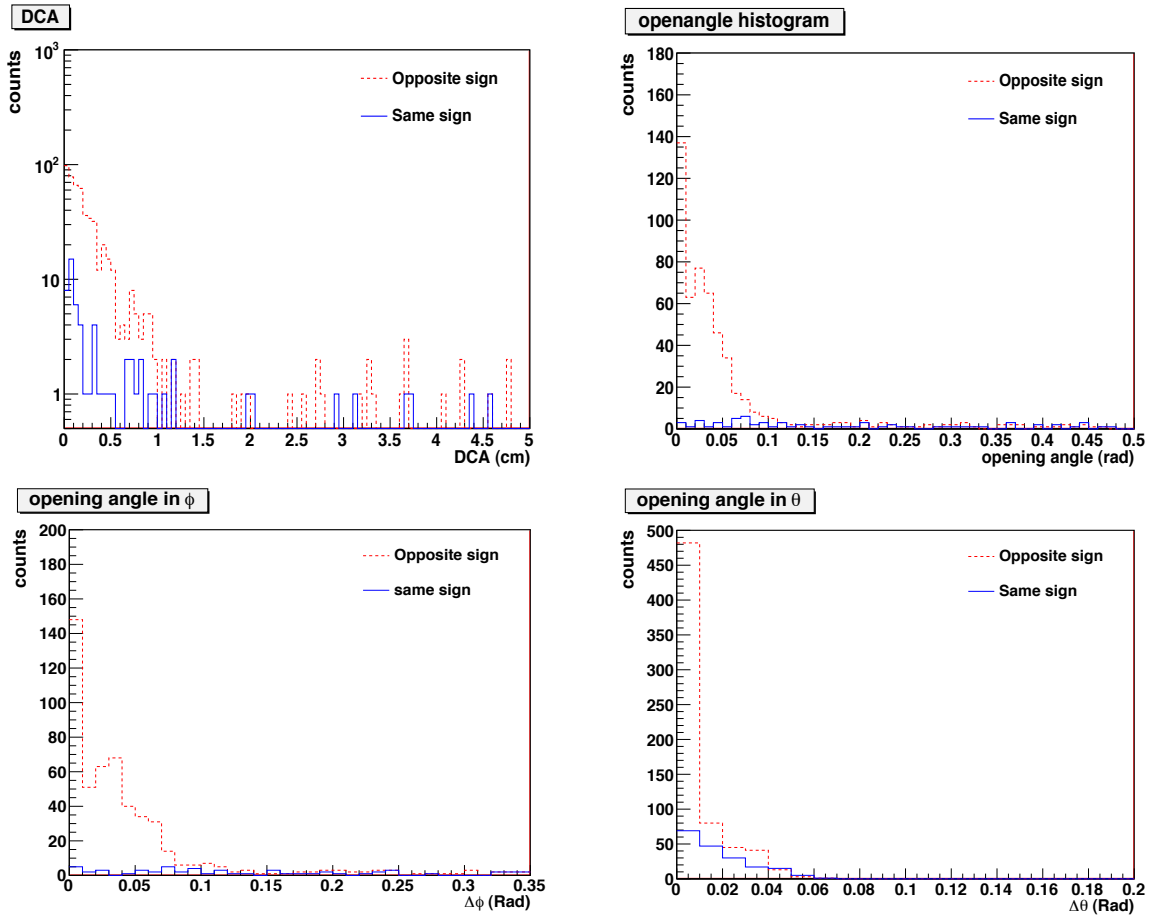


图 3-7 异号电子对 (红色虚线) 和同号电子对 (蓝色实线) 的 DCA 和张角分布。

+p 碰撞，组合背景的贡献是非常小的，将组合背景从异号电子对 2 维不变质量分布减去之后，得到的信号在图中用红色的曲线表示，它在 0 附近成峰，我们通过设置不变质量 $< 0.1 \text{ GeV}/c^2$ 来去掉光电子重构的背景。

扣除组合背景之后得到的异号电子对的信号再加上对 2 维不变质量限制之后，我们将其称之为由重构得到的光电子 (Reco_Pho)，为了方便描述，我们将异号电子对加上对 2 维不变质量限制之后的分布简称为 OppSign，将同号电子对加上 2 维不变质量分布限制之后的分布简称为 SameSign，因而重构的光电子信号可以表示为，

$$\text{Reco_Pho} = \text{OppSign} - \text{SameSign} \quad (3-5)$$

而真正的光电子还包括一部分贡献，它是不能直接由重构得到的，但是它可以通过重

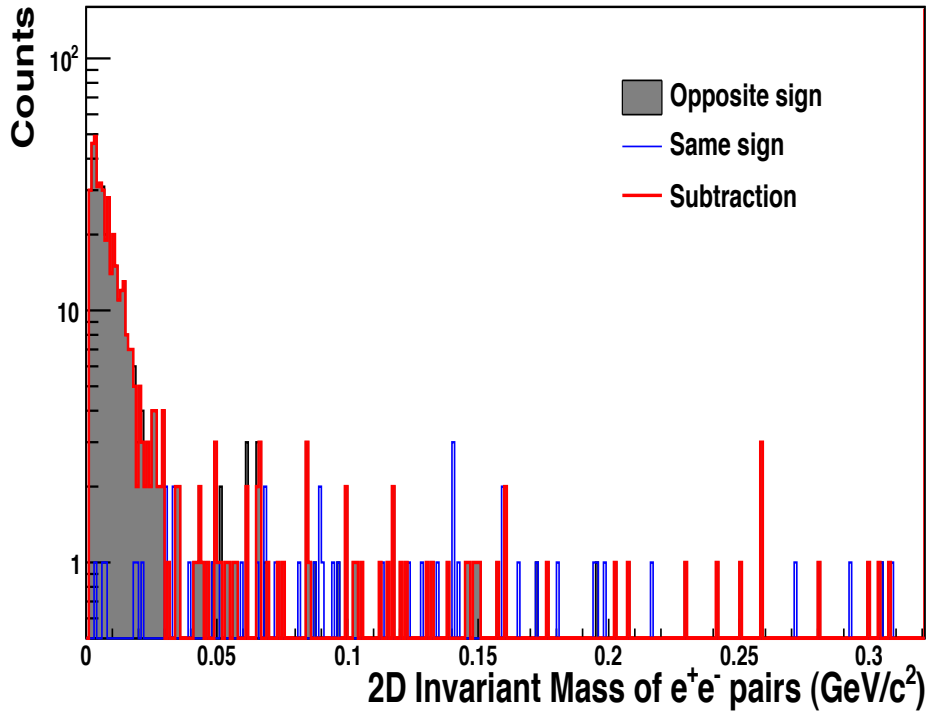


图 3-8 异号电子对和组合背景(同号电子对)的 2 维不变质量分布, 灰色的区域代表异号电子对 2 维不变质量分布, 蓝色曲线代表同号电子对的 2 维不变质量分布, 红色的曲线代表异号电子对减去同号电子对之后的 2 维不变质量分布。

构效率与由重构得到的光电子联系起来, 因而真正的光电子可以由以下公式得到:

$$\begin{aligned}
 Pho &= Reco_Pho + Not_Reco_Pho \\
 &= \frac{Reco_Pho}{\varepsilon} = \frac{OppSign - SameSign}{\varepsilon}
 \end{aligned}
 \tag{3-6}$$

其中 ε 是由模型计算的通过 2 维不变质量分布方法得到的重构效率, 以前 200 GeV p+p 数据分析得到的光电子重构效率大约为 70% 左右, 在我们的分析中, 所选择的都是较高 p_T 的电子, 因此选择了 65% 作为本论文分析工作中用到的重构效率。由光电子重构效率引入的误差是我们最后结果中系统误差最主要的来源, 我们通过将重构效率上下浮动 5% 来大概估算了一下由此引入的系统误差。图 3-9 展示的是非光电子相对于光电子的比例随着 p_T 的变化, 图中红色误差棒代表统计误差, 黑色的矩形框代表我们上下浮动 ε 5% 引入的系统误差。随着 p_T 升高, 非光电子相对于光电子的比例快速升高, 表明在 500 GeV p+p 碰撞中非光电子所占的比例是比较大的。

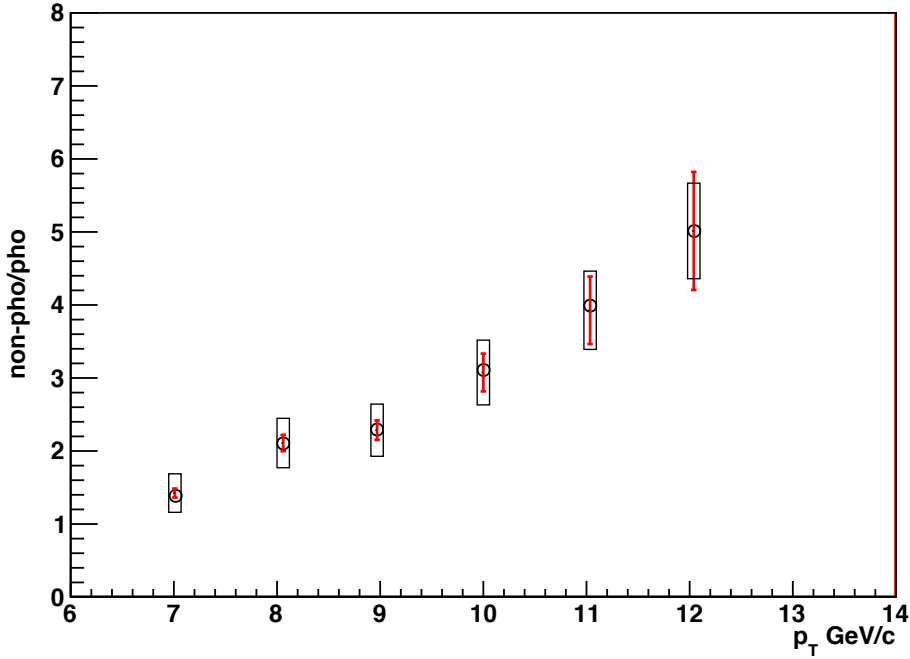


图 3-9 非光子相对于光电子背景的比率随着 p_T 的变化，图中红色误差棒代表统计误差，黑色矩形框代表系统误差。

3.4 建立非光子与带电强子的方位角关联的方法

本论文工作的物理目标是建立非光子与带电强子的方位角关联，为了方便描述，我们将非光子数据样本用 Non_Photo 来表示，主要背景来自于光电子的贡献，我们将光子数据样本用 Photo 来表示。为了方便提取出 e-h 关联信号，我们从 semi-inclusive 电子数据样本 (Semi_Inc) 开始建立关联函数。原始的所有粒子径迹经过电子鉴别条件筛选出来的粒子，我们将其称为 inclusive electron，用 Inc 来表示，将 OppSign 数据样本从 inclusive electron 样本里扣除以后得到的电子样本，我们将其称为 semi-inclusive electron，公式 3-8 列出了这些数据样本之间的转化关系：

$$\begin{aligned}
 Semi_Inc &= Inc - OppSign \\
 &= Inc - (Reco_Photo + SameSign) \\
 &= Inc - (Photo - Not_Reco_Photo + SameSign) \\
 &= Non_Photo + Not_Reco_Photo - SameSign
 \end{aligned} \tag{3-7}$$

非光电子数据样本则可以由以下公式得到:

$$Non_Pho = Semi_Inc - Not_Reco_Pho + SameSign \quad (3-8)$$

得到了非光电子数据样本, 我们便可相应地建立其与带电强子的方位角关联, 可以由公式 3-9 表示:

$$\Delta\phi_{Non_Pho} = \Delta\phi_{Semi_Inc} - \Delta\phi_{Not_Reco_Pho} + \Delta\phi_{SameSign} \quad (3-9)$$

真正的光电子包括两个部分: 由重构得到的光电子和非重构得到的光电子, $\Delta\phi_{Not_Reco_Pho}$ 不能直接得到, 但是它可以由 $\Delta\phi_{Reco_Pho}$ 结合光电子重构效率 ε 来得到, 它们之间的关系可以由公式 3-10 来表示:

$$Not_Reco_Pho = \left(\frac{1}{\varepsilon} - 1\right) \times Reco_Pho \quad (3-10)$$

在建立 e-h 关联函数的时候, 不能简单地由光电子重构效率将重构的光电子关联函数和非重构的光电子关联函数相联系, 这是因为对于由重构得到的光电子我们是找到了它的伴随电子进而确认其为光电子的, 然而对于非重构得到的光电子, 我们并没有找到它的伴随电子。将这两种光电子分别与带电强子相关联得到的关联函数是有一些区别的, 因此这两种关联函数不能像光电子谱那样简单地仅仅通过重构效率来直接互相推导。必须将重构光电子的伴随电子的关联信号从重构光电子的关联信号中扣除, 才能得到正确的非重构光电子的关联函数 [58]。非重构光电子的关联信号可以由公式 3-11 推导出,

$$\begin{aligned} \Delta\phi_{Not_Reco_Pho} &= \left(\frac{1}{\varepsilon} - 1\right) \times \Delta\phi_{Reco_Pho_No_Partner} \\ &= \left(\frac{1}{\varepsilon} - 1\right) \times (\Delta\phi_{OppSign_No_Partner} - \Delta\phi_{SameSign_No_Partner}) \end{aligned} \quad (3-11)$$

其中 ε 是光电子重构效率, $\Delta\phi_{Reco_Pho_No_Partner}$ 是去掉伴随电子的关联信号之后的重构光电子与带电强子的方位角关联信号, $\Delta\phi_{OppSign_No_Partner}$ 是与异号电子配对的光电子在去掉伴随电子之后的关联信号, $\Delta\phi_{SameSign_No_Partner}$ 是与同号电子配对的光电子在去掉伴随电子之后的关联信号。

由于在高 p_T 范围, 鉴别的电子纯度比较低, 大约 70% 左右, 因此在我们的分析中还

考虑了将强子误判断为电子造成的影响，我们构造了强子 - 强子关联 ($\Delta\phi_{h,h}$) 信号，并按照所鉴别出的强子所占的比例相应地去掉了这一部分的影响。公式 3-12 展示的是最终用于建立 e-h 方位角关联信号的方程，等号右边的每一项都能直接测量：

$$\begin{aligned} \Delta\phi_{Non_Pho} = & \Delta\phi_{Semi_Inc} + \Delta\phi_{SameSign} - \Delta\phi_{h,h} \\ & - \left(\frac{1}{\varepsilon} - 1\right) \times (\Delta\phi_{OppSign_No_Partner} - \Delta\phi_{SameSign_No_Partner}) \end{aligned} \quad (3-12)$$

如果将 $\Delta\phi_{Semi_Inc}$ 的计数记为 $N(\Delta\phi_{Semi_Inc})$ ，那么它的误差为 $\sqrt{N(\Delta\phi_{Semi_Inc})}$ ，对于其它项也类似，因此方程 3-12 对应的误差计算公式为：

$$\begin{aligned} (\delta N(\Delta\phi_{Non_Pho}))^2 = & (\delta N(\Delta\phi_{Semi_Inc}))^2 + (\delta N(\Delta\phi_{SameSign}))^2 + (\delta N(\Delta\phi_{h,h}))^2 \\ & + \left(\frac{1}{\varepsilon} - 1\right)^2 \times (\delta N(\Delta\phi_{OppSign_No_Partner}))^2 \\ & + \left(\frac{1}{\varepsilon} - 1\right)^2 \times (\delta N(\Delta\phi_{SameSign_No_Partner}))^2 \\ = & N(\Delta\phi_{Semi_Inc}) + N(\Delta\phi_{SameSign}) + N(\Delta\phi_{h,h}) \\ & + \left(\frac{1}{\varepsilon} - 1\right)^2 \times N(\Delta\phi_{OppSign_No_Partner}) \\ & + \left(\frac{1}{\varepsilon} - 1\right)^2 \times N(\Delta\phi_{SameSign_No_Partner}) \end{aligned} \quad (3-13)$$

图 3-10 展示的是建立的非光电子六个 p_T 区间与带电强子的方位角关联，伴随强子的 $p_T > 0.3 \text{ GeV}/c$ ，误差只包含了统计误差。在 $\Delta\phi = 0$ (near side) 和 $\Delta\phi = \pi$ (away side) 附近具有明显的关联信号，并且在 near-side 的关联信号随着电子 p_T 的升高而增强。

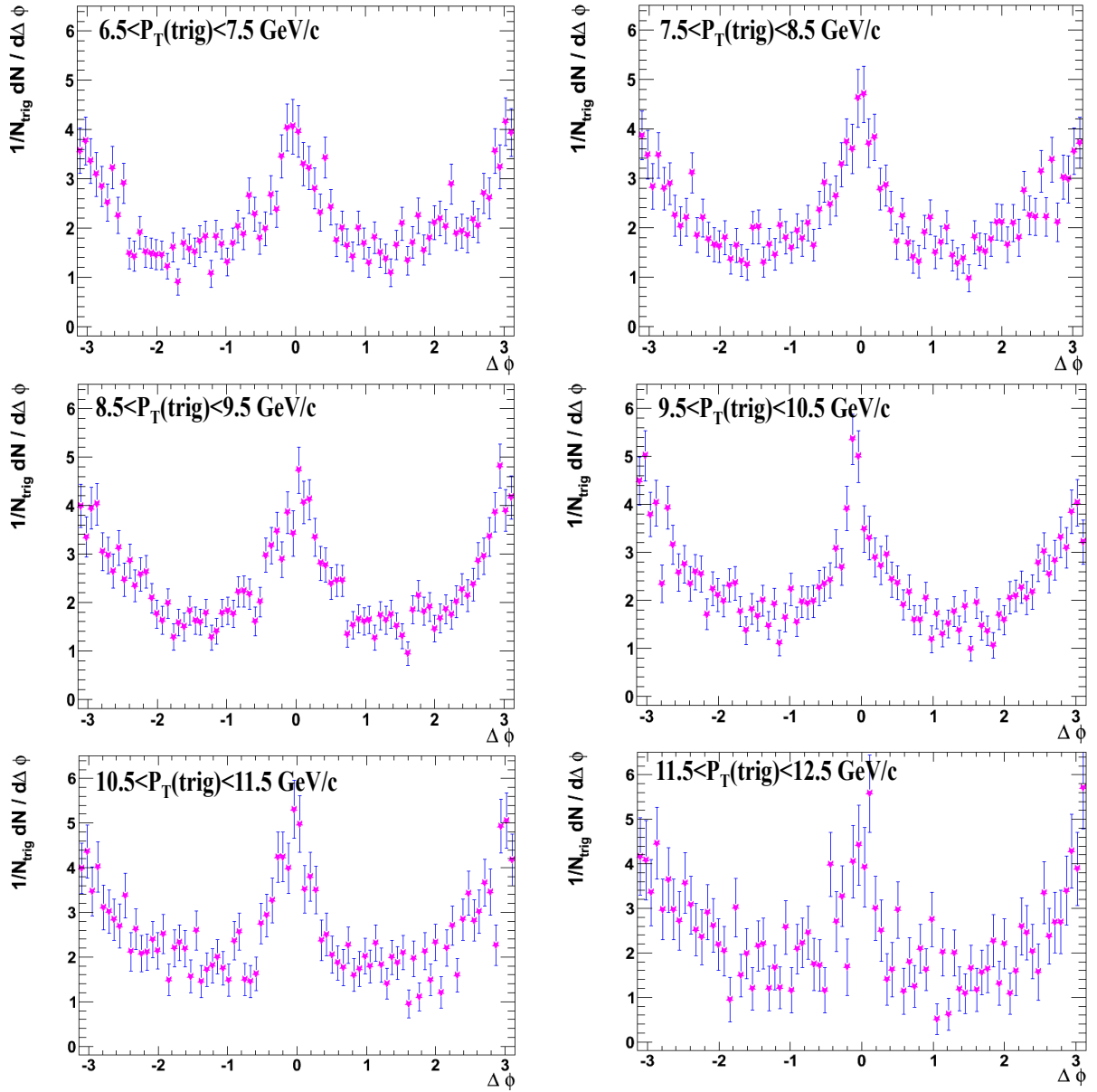


图 3-10 500 GeV p+p 碰撞的非光电子六个 p_T 区间的 $\Delta\phi_{Non-Pho}$ 分布，其中伴随强子的 $p_T > 0.3 \text{ GeV}/c$ ，每个 p_T 的关联信号由非光电子数目进行了归一，图中误差仅仅来自于统计误差。

第四章 PYTHIA Monte-Carlo 模拟分析

PYTHIA 模型是用来模拟生成高能碰撞事件的标准工具，它由一系列物理子过程模型组合而成，主要用来模拟碰撞之后的物质演化过程，包括初态的少体硬过程到复杂的末态多强子散射过程。它主要包括初始硬过程和软过程、部分子分布、初态和末态部分子簇射、多重部分子 - 部分子相互作用、束流残留物、弦碎裂以及粒子衰变等物理机制。它能够较好地模拟高能基本粒子的碰撞过程，包括 e^+ ， e^- ， p 和 \bar{p} 以各种组合形式的对撞。我们利用 PYTHIA 8 来模拟 $\sqrt{s_{NN}}=500$ GeV p+p 碰撞，研究粲夸克和底夸克各自衰变产生的电子与带电强子的方位角关联，利用这一模拟结果，我们能拟合实验数据点进而提取出实验上底夸克对非光电子的贡献比例。

4.1 PYTHIA 模型简介

PYTHIA 模型模拟高能对撞事件主要经过以下三个步骤 [59]：(1) 生成决定事件性质的“过程”，通常是指“硬过程”，比如 $gg \rightarrow h^0 \rightarrow Z^0 Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- q \bar{q}$ ，这都是由微扰理论计算出来的，在这一阶段，只有定义了很少一部分的部分子，所以这一阶段只包括了事件结构的大体框架；(2) 部分子阶段的子事件的生成，包括初态和末态的辐射、多体部分子 - 部分子相互作用，这一阶段主要由微扰理论计算的，也包括了一部分非微扰物理结果，在这一阶段，真正的部分子结构被建立起来；(3) 部分子的强子化过程，由弦碎

裂机制来实现，之后还包括不稳定粒子的衰变过程，这一过程几乎全是非微扰的物理图像，因此需要大量的模型模拟，尤其是对于衰变过程，需要大量的实验参数来调整其物理过程 [60--62]。在这一阶段结束时，真正的事件被建立起来，这时可以探测末态粒子的信息。

我们在本论文的分析中用到的是最新发布的 PYTHIA 8.1 版本，它是基于 C++ 框架的，虽然 PYTHIA 8.1 版本还没有完全彻底取代 PYTHIA 6.4 的 Fortran 版本，然而它具有其不可替代的优越性，PYTHIA 8.1 目前已经比较稳定并趋于成熟。在使用 PYTHIA 8.1 来模拟 $\sqrt{s_{NN}}=500$ GeV p+p 碰撞事件时，为了更真实准确地描述 STAR 的重味物理实验数据，我们用到了 STAR-HF-Tune，它是集成到一个名叫"runcard" 的文件的一组参数设置，而这些参数都是从 STAR 实验数据得来的，其目的是为了 PYTHIA 8.1 更好的反应 STAR 重味物理过程。这一 STAR-HF-Tune 不是一成不变的，每当有新的实验观测量出来时，STAR-HF-Tune 的版本都会相应更新，这就保证了模拟数据的真实可靠性 [63]。在我的分析中，用到的是最新版本 STAR-HF-Tune Version 1.1，为了包含丰富完整的物理信息，我选择的是 minibias 模式来运行 PYTHIA。

图 4-1 展示的是选择 STAR-HF-Tune 来运行 PYTHIA 8.1 得到的非光电子谱与实验数据的比较 ??，红色实心圆点是 STAR 测量的非光电子的谱，蓝色实心圆点是 PHENIX 测量的非光电子的谱，黑色实心三角是 PYTHIA 8.1 (STAR-HF Tune 1.0) 模拟产生的非光电子的谱，空心矩形和圆形分别代表 PYTHIA 8.1 (STAR-HF Tune 1.0) 模拟的粲夸克和底夸克各自衰变而成的非光电子的谱，从图中可以看到，PYTHIA 8.1 结果加入 STAR-HF-Tune 之后可以较好地描述实验数据。

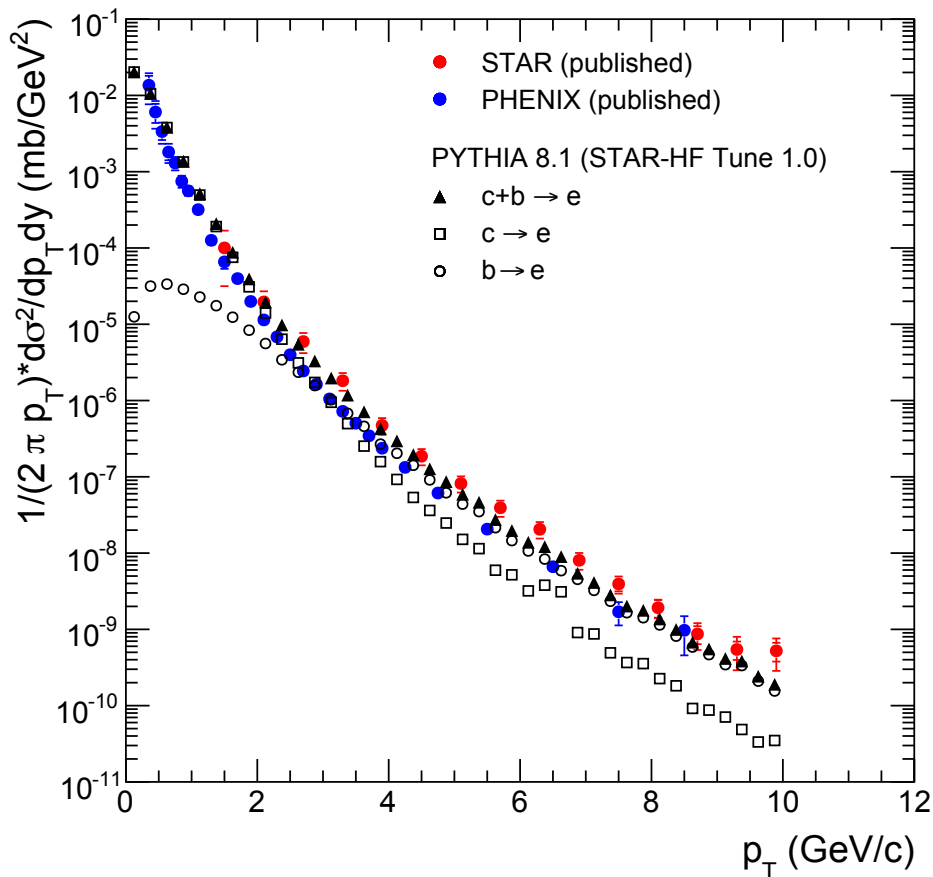


图 4-1 加入 STAR-HF Tune v1.0 的 PYTHIA 8.1 模拟产生的非光电子谱与 STAR 和 PHENIX 实验数据的比较 ($-0.5 < \eta < 0.5$)。

4.2 评估 charm 夸克和 bottom 夸克对非光电子的贡献比的实验方法

我们利用 PYTHIA 8.1 模型结合 STAR-HF-Tune Version 1.1 来研究由重味夸克半轻子衰变产生的非光电子与带电强子的方位角关联，我们选择的伴随带电强子的 $p_T > 0.3 \text{ GeV}/c$ 。为了获得非光电子在高 p_T 区间足够高的统计量，我们运行产生了大量的 PYTHIA 数据，在本论文的分析中，在 $6.5 < p_T < 12.5 \text{ GeV}/c$ 范围最后一共计入了 20129 个由粲夸克衰变产生的电子和 92555 个由底夸克衰变产生的电子。对于由底夸克衰变产生的电子，我们考虑了两部分的贡献：(1) 直接由底夸克衰变产生的电子；(2) 底夸克先衰变为带粲夸克的粒子，之后带粲夸克的粒子再衰变产生电子。我们的分析中还考虑

了 J/ψ 和 Υ 的 $1s$ 基态的贡献。

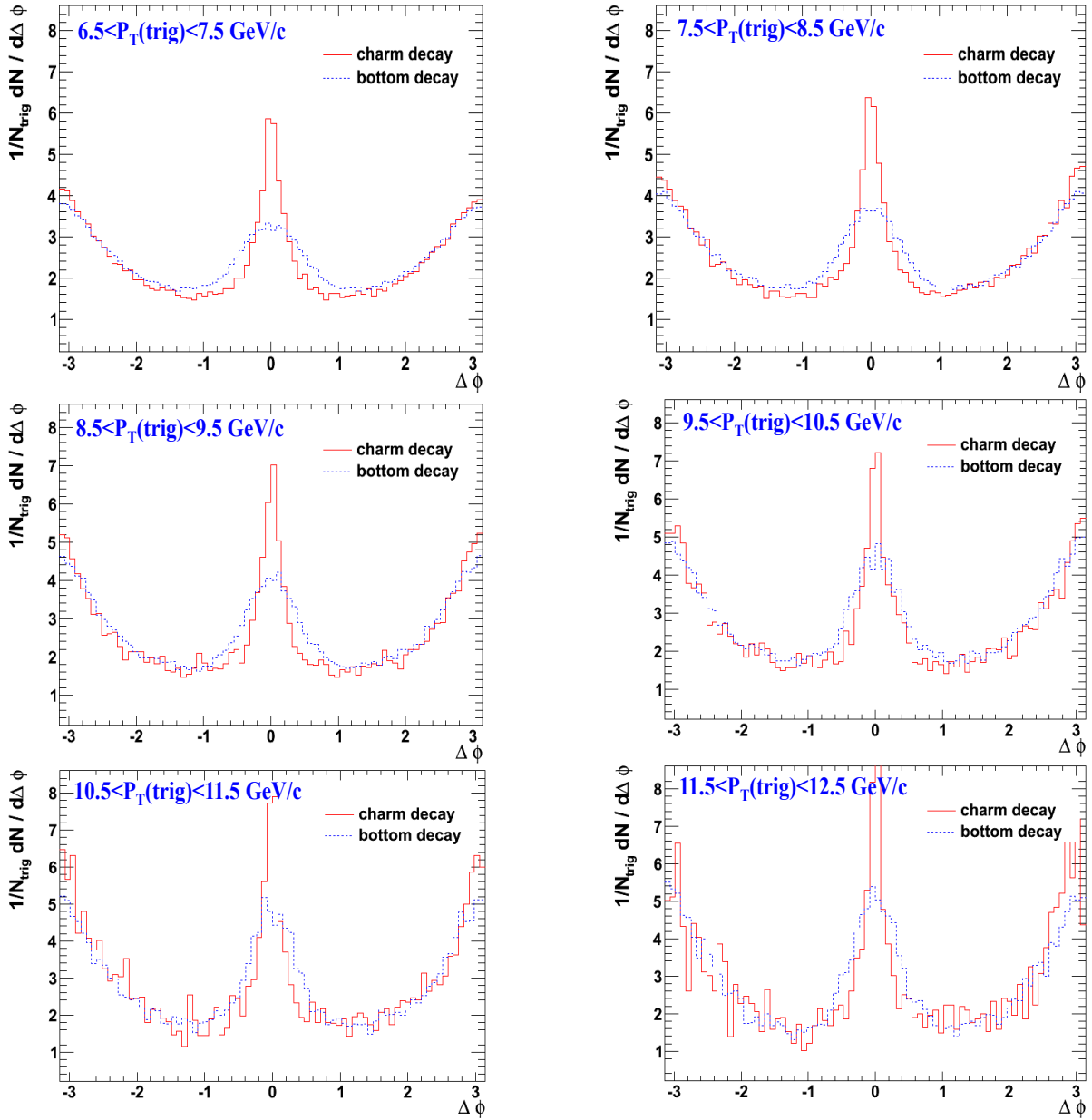


图 4-2 PYTHIA 模拟产生的非光电子在六个 p_T 区间与带电强子的方位角关联分布，其中带电强子的 $p_T > 0.3 \text{ GeV}/c$ ，红色实线代表粲夸克衰变的电子与带电强子的关联，蓝色虚线代表底夸克衰变的电子与带电强子的关联。

图 4-2 展示的 PYTHIA 模拟的粲夸克和底夸克半轻子衰变各自产生的电子在六个 p_T 区间与带电强子的方位角关联图像，我们用非光电子数目将关联图像进行了归一。其中，红色实线代表粲夸克衰变产生的电子与带电强子的方位角关联，蓝色虚线代表底夸克衰变产生的电子与带电强子的方位角关联，随着非光电子 p_T 增大，near-side 的关联信号也

逐渐增强。从图中可以看到，粲夸克衰变的电子和底夸克衰变的电子它们在 near-side 的关联信号形状存在一定的区别，粲夸克在 near-side 的关联信号是一个很窄的峰，而底夸克在 near-side 的关联信号则相对较宽，这较宽的关联信号是由于底夸克半轻子衰变时会释放更大的能量，从而导致衰变产生的电子和强子之间较宽的角关联，所以粲夸克和底夸克在 near-side 的关联形状的差别是由它们不同的质量造成的 [58]。利用这一点，我们可以用 PYTHIA 模拟的关联信号来拟合实验数据点，将底夸克对非光电子的贡献比例作为拟合参数，从而能提取出实验数据中底夸克对非光电子的贡献。

第五章 实验结果和讨论

我们建立了 $\sqrt{s_{NN}}=500$ GeV p+p 碰撞中非光电子与带电强子的方位角关联，同时利用 PYTHIA 模型模拟了底夸克和粲夸克半轻子衰变产生的电子与带电强子的方位角关联，将 PYTHIA 结果拟合实验数据点，我们提取出了底夸克对非光电子的贡献比。

5.1 拟合结果

图 5-1 展示的是实验上非光电子在六个 p_T 区间与带电强子的方位角关联图像和 PYTHIA 模拟结果的比较，其中伴随强子的 $p_T > 0.3$ GeV/c。我们用 PYTHIA 模拟结果来拟合实验数据点用到的拟合函数为：

$$\Delta\phi_{exp} = R \times \Delta\phi_B + (1 - R) \times \Delta\phi_D + C \quad (5-1)$$

其中， R 是拟合参数，代表底夸克对非光电子的贡献比例， $\Delta\phi_B(\Delta\phi_D)$ 代表 PYTHIA 模拟的底夸克(粲夸克)与带电强子的方位角关联。绿色的曲线是拟合结果，拟合的范围为 $-1.5 \text{ rad} < \Delta\phi < 1.5 \text{ rad}$ 。 C 是拟合常量， $\sqrt{s_{NN}}=500$ GeV p+p 数据具有非常高的 pile-up 效应，需要考虑不同事件混合之后强子 - 强子以及电子 - 强子关联对实验结果的影响，而不同事件的粒子之间不存在关联信号，仅会对 e-h 的关联信号造成一常量影响。

图 5-2 展示的是我们提取出的底夸克对非光电子的贡献随着 p_T 的变化，图中只列出了统计误差。目前还没有得到 $\sqrt{s_{NN}}=500$ GeV p+p 碰撞的光电子重构效率，而光电

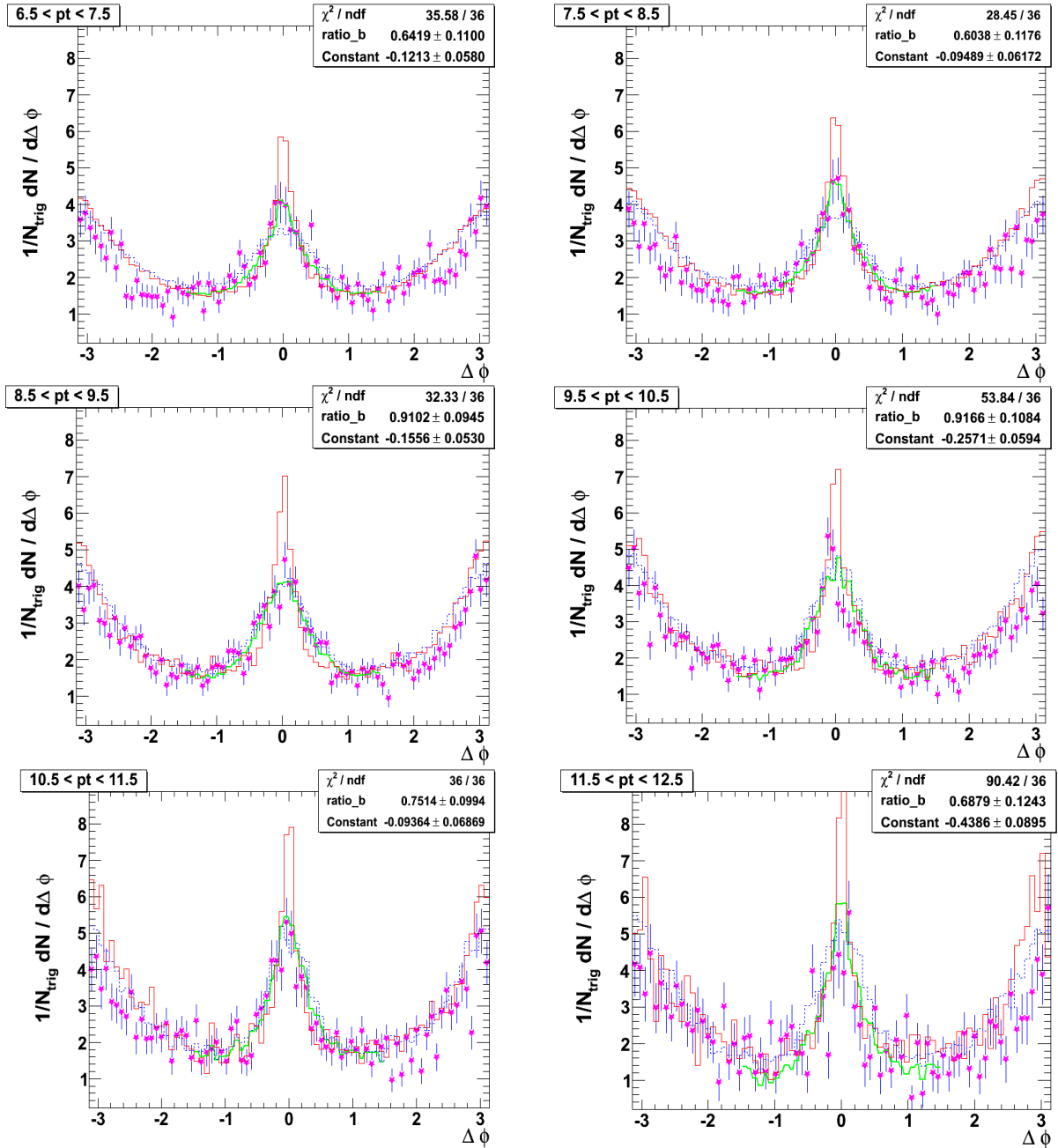


图 5-1 $\sqrt{s_{NN}}=500$ GeV p+p 碰撞中非光电子在六个 p_T 区间与带电强子的方位角关联与 PYTHIA 模拟结果的比较, 伴随强子 $p_T > 0.3\text{GeV}/c$, 粉红实心圆点代表实验数据点, 红色实线表示 PYTHIA 模拟的粲夸克衰变的电子与强子的方位角关联, 蓝色虚线表示 PYTHIA 模拟的底夸克衰变的电子与强子的方位角关联, 绿色实线代表用 PYTHIA 曲线拟合实验数据点的结果。

子重构效率引入的误差是我们最后结果的系统误差最主要的来源，因此目前的结果中并没有列出系统误差。从目前原始的分析结果来看，底夸克对非光电子的贡献在 $6.5 < p_T < 12.5 \text{ GeV}/c$ 区间是比较大的，其贡献在所有 p_T 区间均 $> 60\%$ 。

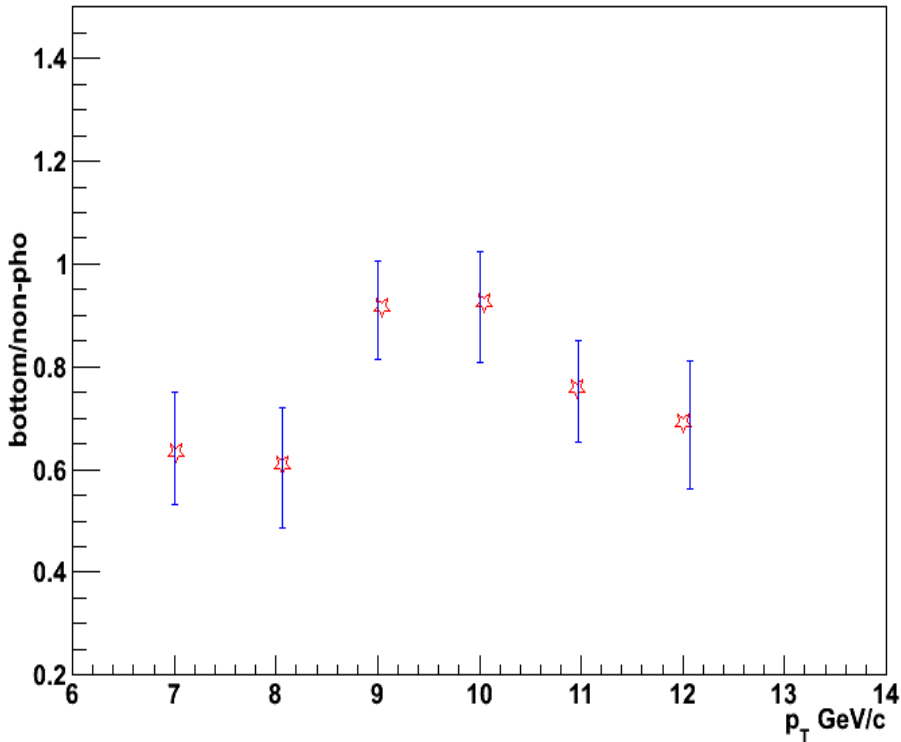


图 5-2 $\sqrt{s_{NN}}=500 \text{ GeV}$ p+p 碰撞中底夸克衰变的电子对非光电子的贡献比例随着 p_T 的变化。

5.2 pile-up 效应对结果的影响

RHIC 2009 年运行的 $\sqrt{s_{NN}}=500 \text{ GeV}$ p+p 碰撞的亮度是非常高的，对于 high tower 触发的事件，其亮度最高达到了 10.59 Pb^{-1} 。对于如此高的亮度，我们在对粒子径迹进行选择的时候，很可能不能准确区别出不同事件径迹，因而会在具体的分析中引入 pile-up 的效应。这一部分信号的引入，会污染非光电子与带电强子的方位角关联信号，因此需要评估其影响并从关联信号中扣除这一部分的影响。通过限制 DCA 在较小的范围能够在

一定程度上去掉 pile-up 的影响，因为通过限制粒子径迹靠近碰撞顶点，可以使径迹保证来自于同一事件。然而由于分辨率的原因， DCA_{xy} 比较大，并且所有事件的碰撞顶点都来自于束流线，因此即使是不同事件的径迹，也可能具有相同的 DCA_{xy} 分布。我们通过限制 DCA_z 在一个较窄的范围，发现能够有效地去除 pile-up 的影响。图 5-3 展示是 $\sqrt{s_{NN}}=500$ GeV p+p 碰撞中 High Tower 触发的事件的粒子径迹的 DCA_z 分布，我们发现它是类似于高斯分布的。我们需要通过选择合适的 DCA_z 限制条件，使其既能有效地

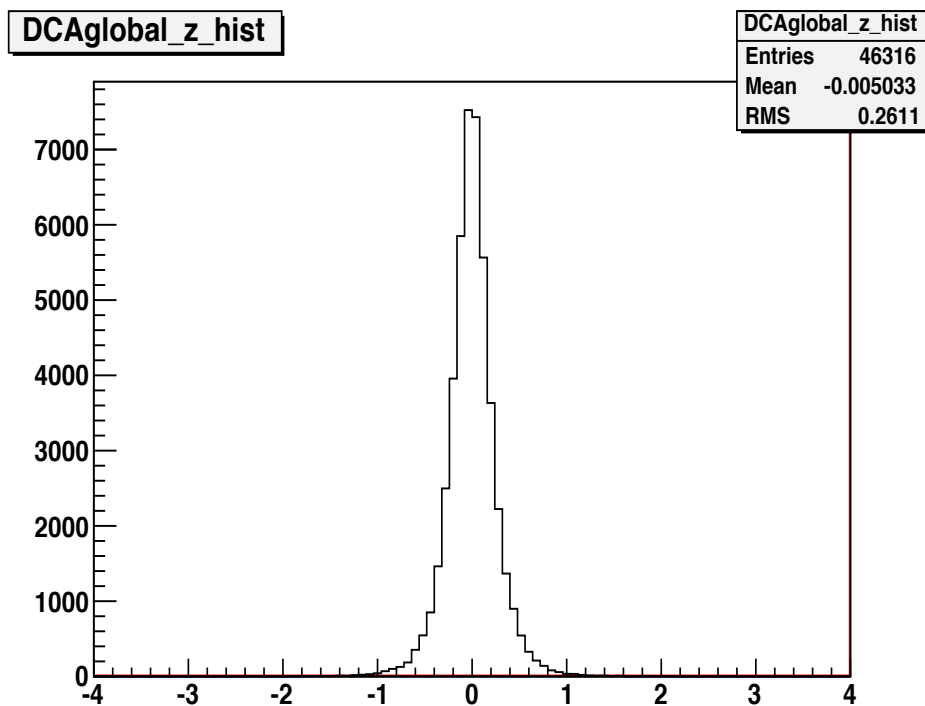


图 5-3 $\sqrt{s_{NN}}=500$ GeV p+p 碰撞 High Tower 触发的事件中粒子径迹的 DCA_z 分布。

去除 pile-up 粒子对关联信号的影响，又能最大限度的保留粒子的统计量。我们对比了三组 DCA_z 的限制条件对最后关联结果的影响，分别为 $(-0.3\text{cm}, 0.3\text{cm})$ ， $(-0.5\text{cm}, 0.5\text{cm})$ ， $(-0.7\text{cm}, 0.7\text{cm})$ ，发现 $-0.5\text{ cm} < DCA_z < 0.5\text{ cm}$ 这一限制条件能够满足我们的要求。我们根据 $\sqrt{s_{NN}}=500$ GeV p+p High Tower 运行数据的亮度，将其分为两组进行对比，分

别为高亮度数据样本和低亮度数据样本，对比这两个数据样本各自得到的关联信号，可以直观地反应出 pile-up 的影响。在我们没有加入 DCA_z 这一限制条件之前，我们对比两个数据样本的非光电子与带电强子的方位角关联信号，发现它们提取出的底夸克对非光电子的贡献比之间存在较大的差别，表明高亮度数据样本的 pile-up 效应是比较大的，由于这一效应对最后关联信号的污染，导致了不同亮度数据样本提取出的底夸克贡献存在较大差别。我们加入 DCA_z 的限制条件为 $(-0.5\text{cm}, 0.5\text{cm})$ ，发现不同亮度数据样本给出的结果趋于一致。通过分析加入 DCA_z 限制条件之前和之后两个不同亮度数据样本给出的关联结果的比较，发现 DCA_z 这一限制条件能够比较有效地去掉 pile-up 粒子关联的影响，我们给出的结果是在去掉 pile-up 粒子影响之后比较干净的信号。

5.3 讨论

我们用间接的方法，通过建立非光电子与带电强子的方位角关联函数结合 PYTHIA 模型模拟的结果，提取出了 RHIC 209 年运行的 $\sqrt{s_{NN}}=500\text{ GeV}$ p+p 碰撞中底夸克对非光电子的贡献比例，我们目前的实验结果仅仅包含了统计误差，没有考虑系统误差，而系统误差的贡献是最主要的。系统误差的分析工作将逐渐展开，其中最主要的系统误差是由非光电子的重构效率不确定性引入的。目前的结果仅仅是在不考虑系统误差的情况下底夸克对非光电子的贡献比例，加入系统误差之后可能会对最后结果有一定修正。我们通过将非光电子的重构效率在 $\pm 5\%$ 之间浮动来大致估算了由非光电子重构效率的不确定性引入的系统误差，发现其贡献并不是非常大的，所以我们目前的结果能大致定性反应出 $\sqrt{s_{NN}}=500\text{ GeV}$ p+p 碰撞中 $6.5 < p_T < 12.5\text{ GeV}/c$ 这一横动量区间底夸克对非光电子的贡献在 $> 60\%$ 以上。

5.4 STAR 探测器升级 (HFT)

为了精确测量重味夸克，STAR 提出了探测器升级计划，那就是加入一个新的探测器 Heavy Flavor Tracker(HFT) [64]。HFT 是一个高分辨率的硅像素探测器，它由四层硅探测器组成，根据所使用技术的不同，它们分为两个子系统，用来提供对 TPC 粒子径迹的高分辨率的测量。HFT 放置在最接近束流线的内层位置，它的覆盖度是与 TPC 相一致的，能够覆盖全方位角空间 ($\Delta\phi 2\pi$) 和 ($-1.0 < \eta < 1.0$) 赝快度区间。它的里面两层是硅像素探测器，放置在离碰撞顶点大约 2.5 cm 的位置，能够提供非常高的粒子追踪能力，其空间分辨率能够达到 $10 \mu m$ 。HFT 具有如此高的空间分辨率，因此可以提供在较广的相空间，不同碰撞系统和能量下对重味夸克非常高精度的测量，同时 HFT 还能够极大地提高对初始碰撞顶点和次级顶点的探测能力。加入 HFT 之后，STAR 就能够直接重构重味夸克强子。HFT 高精度的空间分辨率能够实现对接重味强子总产生截面，重味夸克能量损失，重味夸克方位角各向异性的精确测量，并能够区分含有粲夸克和底夸克的强子以及区分由底夸克和粲夸克衰变而来的非光电子，并能最终解决对于目前重味夸克物理测量的争议。

第六章 双强子相对于反应平面的方位角关联

我们利用多相输运模型 (a Multi-Phase Transport Model) 研究了 200 GeV Au+Au 非对心碰撞中双强子相对于反应平面的方位角关联, 通过研究不同发射方位角粒子的关联函数的演化, 我们能够具体地分析高能量的粒子在穿过 Au+Au 碰撞产生的热密部分子物质时能量损失的路径依赖效应。

6.1 A Multi-Phase Transport Model (AMPT) 模型简介

首先, 我们大致介绍一下 AMPT 模型 [65]。AMPT 模型是由四部分组成的混合模型: (1) 相空间初始化 [66--69]; (2) 部分子相互作用 [70]; (3) 强子化 [71--73]; (4) 强子再散射 [74, 75]。根据对激发弦的处理和强子化机制的不同选择, AMPT 模型分为两个不同的版本: Default-AMPT [76, 77] 和 Melting-AMPT [78--80], 图 6-1 列出了这两个版本 AMPT 的结构图。对于 Melting-AMPT, 激发弦全部融化为部分子, 强子化过程是由部分子重组机制来实现的。对于 Default-Melting, 激发弦直接强子化然后进入强子再散射阶段。通过比较 AMPT 结果与对应的实验观测值, 我们发现 Melting-AMPT 由于包含比较强的部分子相互作用, 因此它的能量密度是高于理论预言的相变临界点的, 而部分子阶段的相互作用在系统演化中是非常重要的, 因此 Melting-AMPT 的模拟结果能更好地与实验数据相比拟。在本论文的分析中, 选择了 Melting-AMPT 来模拟产生数据。AMPT 中部分子相互作用

用阶段仅仅包括了 $2 \rightarrow 2$ 两体弹性散射，并没有考虑高阶非弹性散射的贡献 [65]。然而对于 RHIC 能区初始阶段比较高的能量密度，更高阶的非弹性散射的贡献是比较大的 [81]。为了更完整地描述部分子阶段的能量损失，除了弹性散射的贡献，AMPT 模型还应该加入辐射能量损失的贡献 (例如多体非弹性散射) [87, 88]。我们选择了比较大的弹性散射截面 $\sigma = 10 \text{ mb}$ ，通过比较模拟的数据与实验观测值，我们发现选择大的弹性散射截面的 Melting-AMPT 能够比较好的描述 STAR 实验观测到的双强子方位角关联图像 [79, 82]。

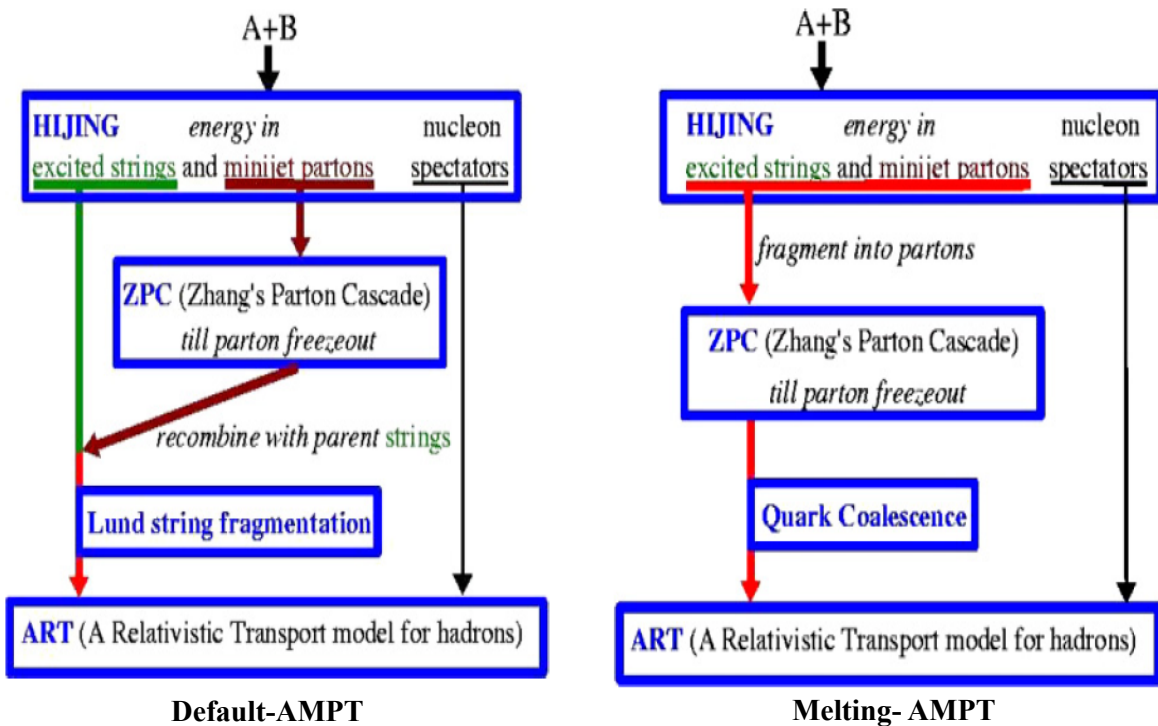


图 6-1 Default-AMPT(左图) 和 Melting-AMPT(右图) 结构示意图。

6.2 关联函数的构造方法及背景介绍

高能重离子碰撞产生的高能粒子在穿过碰撞产生的热密部分子物质时的能量损失机制是我们比较关心的问题，QCD 理论将胶子辐射导致的能量损失作为部分子物质中能损的主要机制，然而目前有理论认为弹性散射的贡献也不能忽略 [83--90]。这两种能损机制都认为高能粒子在部分子物质中的能量损失是强烈地依赖于其所穿过的路径的 [91--93]。双

强子方位角关联函数被认为是研究高能喷注粒子与热密介质相互作用的一个理想的探针，这在引言部分已有具体讨论。STAR 测量了双强子相对于反应平面的方位角关联，发现这一关联是依赖于触发粒子的相对于反应平面的发射角的，这很可能意味着高能喷注粒子在部分子物质中的能量损失具有非常强的路径依赖效应 [94, 95]。我们希望利用 AMPT 运输模型，通过细致地研究触发强子在不同发射区间的关联函数的演化，来直观地揭示部分子较大弹性散射引起的能量损失的路径依赖效应。

对于 Au+Au 非对心碰撞，初始的碰撞区域是一个类似于杏核的形状，如图 6-2 左图所示，其中绿色的平面叫做反应平面，它是由束流方向和碰撞参数方向决定的平面 (X-Z)，我们将反应平面所在的方向称为 in-plane，将垂直于反应平面的方向称为 out-of-plane。Au+Au 非对心碰撞反应区域在 in-plane 和 out-of-plane 方向在空间尺度上存在较大的差别，粒子沿着 out-of-plane 方向出射相对于 in-plane 方向会平均经过更长的路径。高能量的触发粒子更倾向于从表面出射，它的出射方位角是不同的，与它相对应的伴随粒子在 away-side(远角方向) 的方向将会根据与它相对应的触发粒子方位角的不同而经过相应不同的长度的路径，由此将会带来不同的能量损失，而这不同的能量损失可以由不同方向发射粒子的方位角关联函数演化来反应。

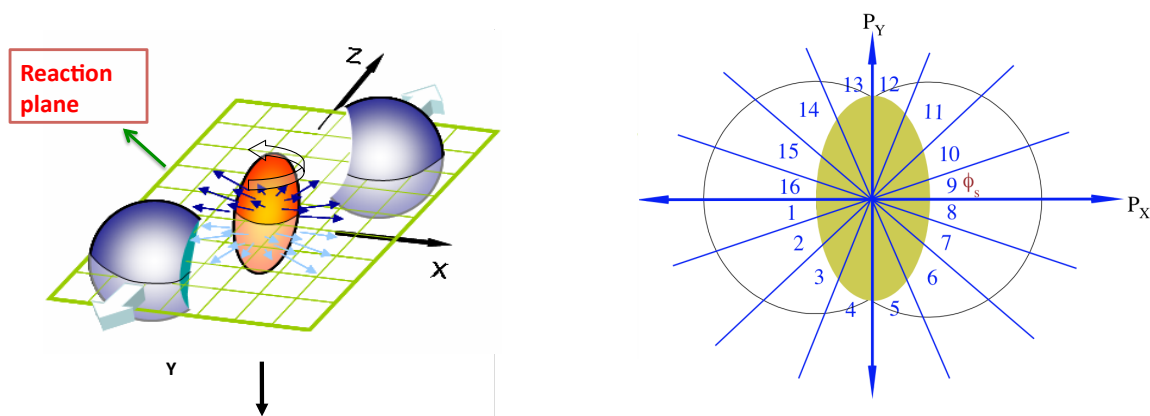


图 6-2 左图：Au+Au 非对心碰撞反应区域示意图，绿色平面是反应平面，中间的杏核形状代表初始碰撞反应区域；右图：将初始碰撞反应区域坐标空间等分为 16 份示意图。

为了具体地研究能量损失的路径效应，我们将初始的相空间根据粒子发射方位角 $\phi_s = \phi_T - \Psi_{EP}$ 的不同等分为 16 份，如图 6-2 中右图所示，其中 ϕ_T 和 Ψ_{EP} 分别为触发粒子的方位角和事件的反应平面。我们在每个区间里分别建立高 p_T 的触发粒子与低 p_T 的伴随粒子的方位角关联函数，我们的分析方法与实验上是一致的 [96--99]。在同一事件内，我们累积记录触发粒子与伴随粒子之间的夹角 $\Delta\phi = \phi_{assoc} - \phi_{trig}$ 的分布，其中 ϕ_{assoc} 和 ϕ_{trig} 分别为伴随粒子与触发粒子的方位角，由此便能建立原始的关联信号，其中包括了很大一部分背景的贡献，主要来自于各向异性流的贡献 [92, 100]。为了重构这一背景，我们用到了混合事件方法 (Mixing-Event Method)。我们将具有相似中心度的不同事件混合成为一个新的事件，我们认为混合之后的事件的方位角关联 $\Delta\phi$ 的分布便可看作各向异性流背景的贡献。将各向异性流背景的贡献从原始关联信号中扣除，便能得到最终的关联信号，在扣除背景的过程中，我们用到了 ZYAM 方法，即假设在关联最低处产额为零。

6.3 双强子相对于反应平面的方位角关联结果及讨论

6.3.1 双强子相对于反应平面的方位角关联结果

图 6-3 展示的是我们建立的触发粒子相对于反应平面的发射方位角在 16 个不同区间的双强子方位角关联函数，所分析的数据来自于 Melting-AMPT 模型模拟产生的 200 GeV 20%-60% 对心度的 Au+Au 碰撞事件。我们选择的触发粒子 p_T 为 $2.5 < p_T^{trig} < 6 \text{ GeV}/c$ ，伴随粒子的 p_T 为 $0.15 < p_T^{assoc} < 3 \text{ GeV}/c$ ，所选择的粒子的赝快度为 $|\eta| < 1$ 。从图中的关联函数，我们可以明显地观察到它们具有从 in-plane 到 out-of-plane 的演化趋势。以区间 1-4 为例，区间 1 是位于 in-plane 方向的，区间 4 是位于 out-of-plane 方位的，因此从区间 1 到区间 4 能够反应关联函数从 in-plane 到 out-of-plane 的演化。在 near-side，我们发现关联函数形状保持不变，都为单峰结构，但是它的关联强度有从 in-plane 到 out-of-plane 减弱的趋势。在 away-side，关联函数的演化就更为明显，从 in-plane 到 out-of-plane 关联函数从单峰演化到双峰结构，更进一步，在某些特定的触发粒子发射方位角区间，双峰

结构是明显不对称的, 例如第 2 个区间的 away-side 的双峰结构。为了具体分析不对称的双峰结构, 我们以第 2 区间和第 15 区间的关联函数为例来进行对比, 我们发现不对称的双峰结构非常敏感地依赖于触发粒子的发射方位角。对于第 2 个区间, 我们发现在 $\Delta\phi = 2.8 \text{ rad}$ 附近的关联峰信号强于 $\Delta\phi = 3.8 \text{ rad}$ 附近的关联峰信号, 结合图 6-2 右图的示意图, 我们发现对于从第 2 区间发射的触发粒子, 其伴随粒子在背对背的方向出射时, 在 $\Delta\phi = 3.8 \text{ rad}$ 附近的伴随粒子需要经过一段相对于 $\Delta\phi = 2.8 \text{ rad}$ 的伴随粒子更长的路径。对于第 15 个区间, 情况与第 2 个区间完全相反, 因此在第 15 区间 away-side 的不对称关联峰是与第 2 区间相反的。为了方便观察不对称的双峰结构, 我们分别用双高斯函数拟合了第 2 和第 15 区间 away-side 的双峰结构, 明显地体现出了不对称的结构。因此, 强子穿过不同的介质路径会造成 away-side 强子关联函数的不对称结构, 也就是关联结构是敏感地依赖于伴随粒子所经过的热密介质的路径的。

我们进一步对比了不同碰撞中心度的关联函数随着触发粒子发射方位角的变化, 如图 6-4 所示。我们分别建立了 Melting-AMPT 模型模拟的 200 GeV Au+Au 碰撞在 0-10% 和 20-60% 碰撞中心度下的关联函数。我们将初始坐标相空间的第一象限根据粒子发射方位角 ϕ_s 的不同等分为 6 个区间, 为了最大限度地增加统计量, 我们将其它三个象限的关联信号叠加到这一区域, 我们发现在这两个碰撞中心度区间的关联函数表现出明显的差别。图中红色实心点代表 20-60% 碰撞中心度下的关联函数, 蓝色空心点代表 0-10% 碰撞中心度下的关联函数。对于 20-60% 对心度的关联函数, 我们在 away-side 观察到从单峰到双峰的演化, 而对于 0-10% 中心度, 关联函数并不明显地依赖于触发粒子发射方位角 ϕ_s , 在所有的区间都观察到明显的双峰结构。这可能是由于对于 0-10% Au+Au 对心碰撞, 碰撞反应区域几乎是圆形的, 在 in-plane 和 out-of-plane 方向的尺度差别不大并且其尺度已足够大, 因此在这两个方向出射的伴随粒子经过的路径都足够长以致于出现劈裂的双峰结构。要造成 away-side 的双峰结构, 需要热密物质具有足够大的尺度。我们发现对于 20-60% 中心度 Au+Au 碰撞, 伴随粒子经过的热密物质路径随着触发粒子发射方位角的增

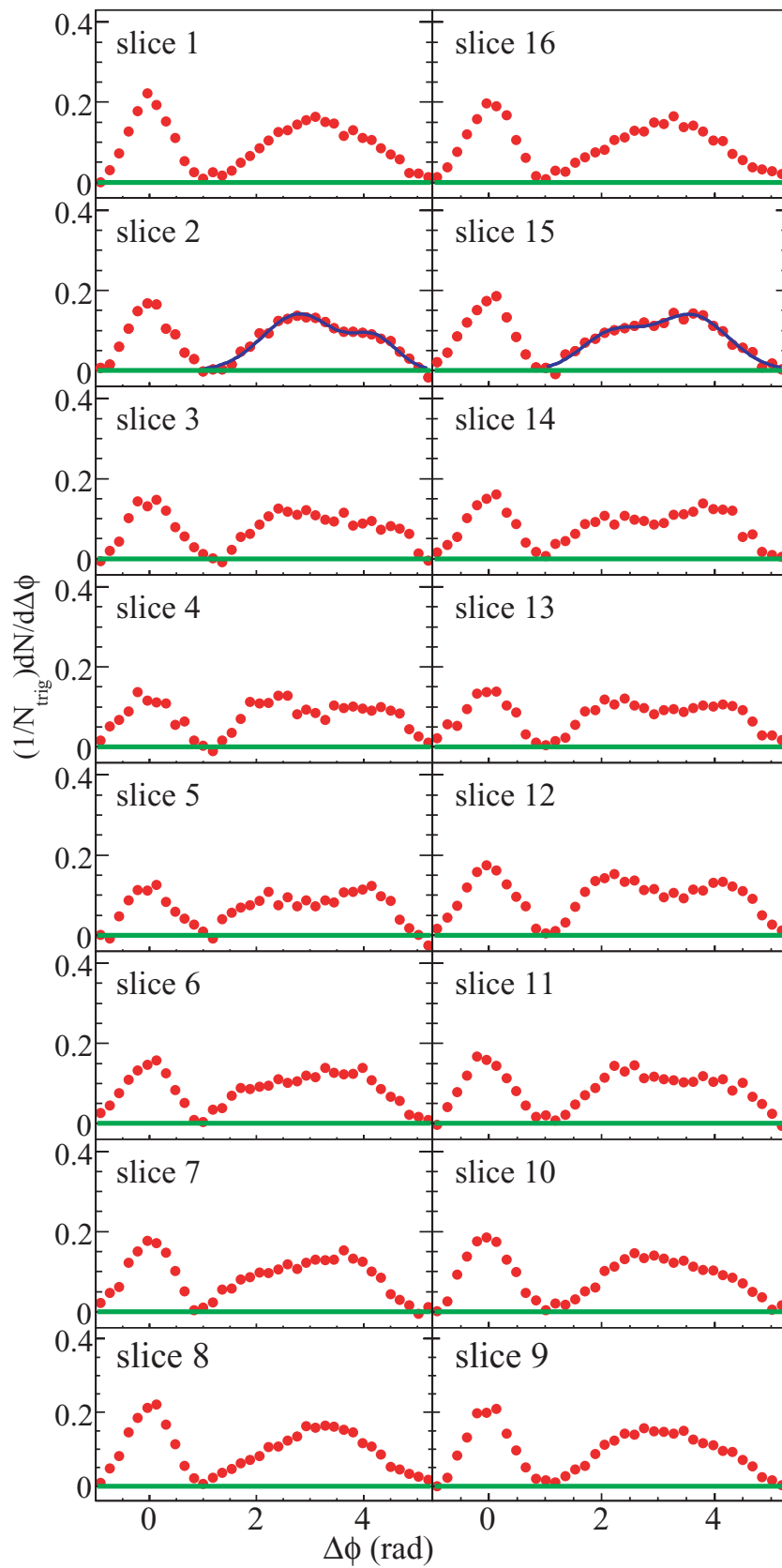


图 6-3 扣除背景之后触发粒子在 16 个发射区间的方位角关联函数，数据来自于 Melting-AMPT 模拟的 200 GeV Au+Au 20%-60% 碰撞中心度的事件，第 2 和第 15 区间的曲线是双高斯函数拟合 away-side 的双峰结构的结果。

大而相应增大，当经过路径达到一定程度以后，其路径足够长以致于能够产生 away-side 的劈裂双峰结构，通过我们的模拟，发现劈裂结构大约在 $\phi_s \sim 45^\circ$ 附近出现。

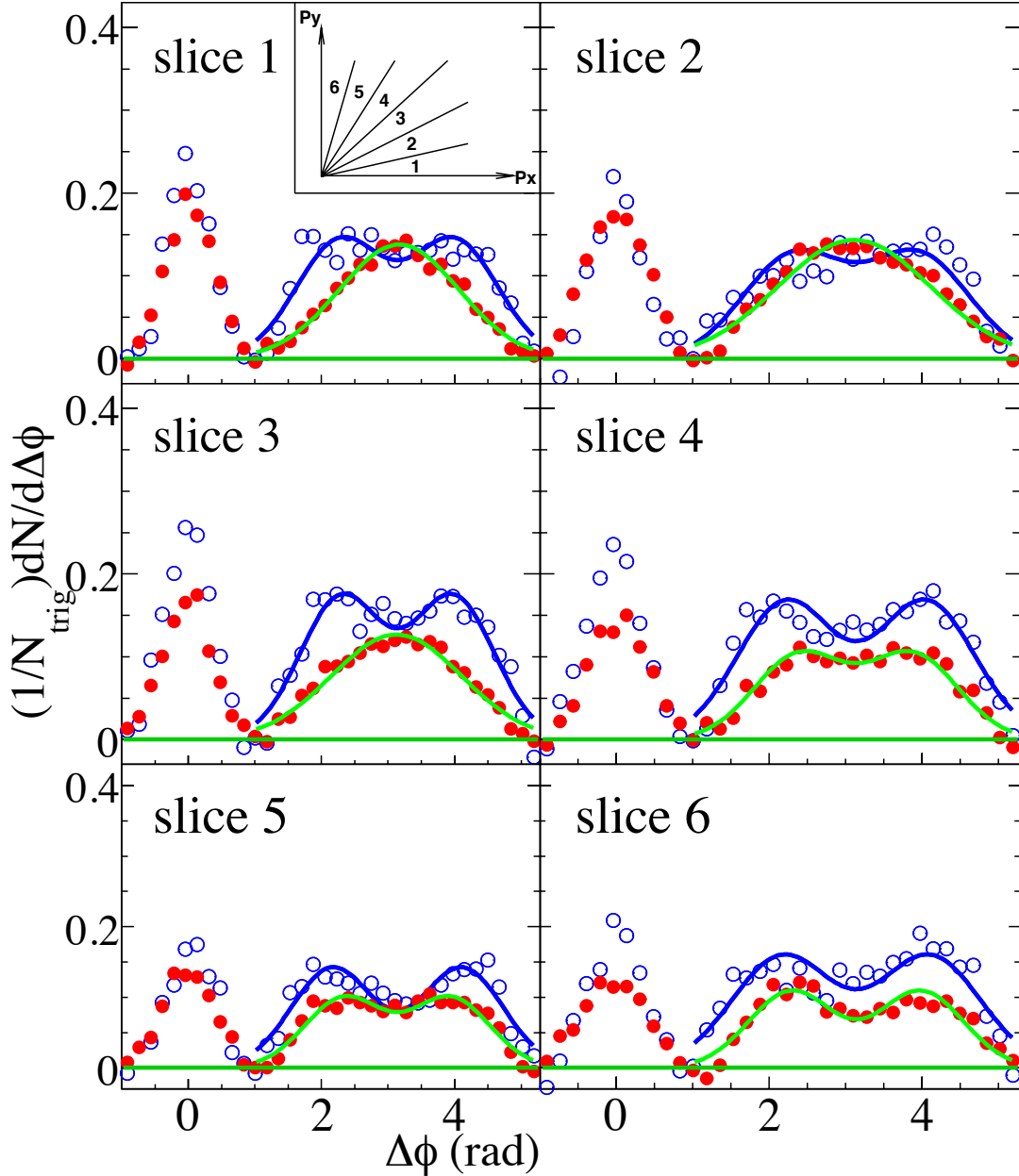


图 6-4 Melting-AMPT 模拟的 0-10%(蓝色空心圆) 和 20-60%(红色实心圆) 中心度 200 GeV Au+Au 碰撞系统中建立的去掉背景之后触发粒子在第一象限的六个等分区间各自与伴随粒子的关联函数，触发强子和伴随强子 p_T 分别为 $2.5 < p_T^{trig} < 6 \text{ GeV}/c$ 和 $0.15 < p_T^{assoc} < 3 \text{ GeV}/c$ ，粒子的赝快度取为 $|\eta| < 1$ 。蓝色实线是双高斯函数拟合 0-10% 中心度下关联函数 away-side 双峰结构的结果，绿色实线是单高斯或双高斯函数拟合 20-60% 中心度下关联函数 away-side 关联结构的结果，前三个区间用的单高斯拟合，后三个区间用的双高斯拟合。

我们从建立的关联函数，提取出了一些参数用来定量地描述 away-side 的关联函数的

形状和幅度，通过系统地比较实验观测量与我们模拟的结果，能够帮助我们分析出喷注粒子在热密介质中的能量损失效应，并进一步有可能帮助更准确地建立介质中的能量损失机制。

图 6-5 中左图是 AMPT 模型计算的 200 GeV Au+Au 碰撞中 away-side 峰的展宽对触发粒子发射方位角的依赖，我们通过 away-side $rms(W_{rms})$ 来具体反应峰的展宽。对于 0-10% 对心碰撞，away-side 的 W_{rms} 随着触发粒子的发射方位角 ϕ_s 的变化比较小，几乎没有较大变化；对于 20-60% 对心度的碰撞，away-side 的 W_{rms} 明显地依赖于触发粒子的发射方向 ϕ_s ，随着 ϕ_s 增大，away-side 的 W_{rms} 明显地增大，这一变化趋势是与实验观测结果相一致的 [95]。当 ϕ_s 接近 0 时，0-10% Au+Au 对心碰撞中的 W_{rms} 已经足够大，表示 away-side 的峰已经明显地被展宽，而对于 20-60% 对心度， W_{rms} 相对较小，表示 away-side 的峰比较窄，并没有被较大地展宽。这一现象可以由这两个不同中心度的系统在反应平面的尺度差别来解释，粒子在 0-10% 中心度中 in-plane 方向的尺度比 20-60% 大，从而高能喷注粒子经过较长的路径而损失能量并被展宽。在 ϕ_s 接近 $\pi/2$ rad 附近，两个不同中心度碰撞系统的 W_{rms} 接近，而这可以由在垂直于反应平面方向的这两个不同中心度碰撞系统的尺度差别不大来解释。在 0-10% Au+Au 对心碰撞中高能喷注粒子所经过路径的差别不大，因此 away-side 的 W_{rms} 随着 ϕ_s 的变化较小，而对于 20-60% 非对心碰撞，粒子经过的路径具有明显的差别由此导致 away-side 的 W_{rms} 随 ϕ_s 明显地变化。图 6-5 中右图展示的是 away-side 的劈裂参数 D 随着触发粒子发射方位角 ϕ_s 的变化，其中 D 是劈裂的双峰峰位距离的一半。对于 20-60% 非对心碰撞，劈裂参数 D 随着 ϕ_s 增大而明显地增大，而对于 0-10% 对心碰撞，D 变化较小，这也可以由高能喷注粒子在这两个碰撞系统具有不同的穿越路径来解释。

我们比较了在 near-side 和 away-side 方向关联强子产额随着 ϕ_s 的变化，如图 6-6 左图所示。在 near-side，关联产额随着 ϕ_s 增大而降低，而在 away-side，关联产额随着 ϕ_s 增大而增大。我们还研究了 in-plane 和 out-of-plane 伴随粒子的平均 p_T 随关联角 $\Delta\phi$

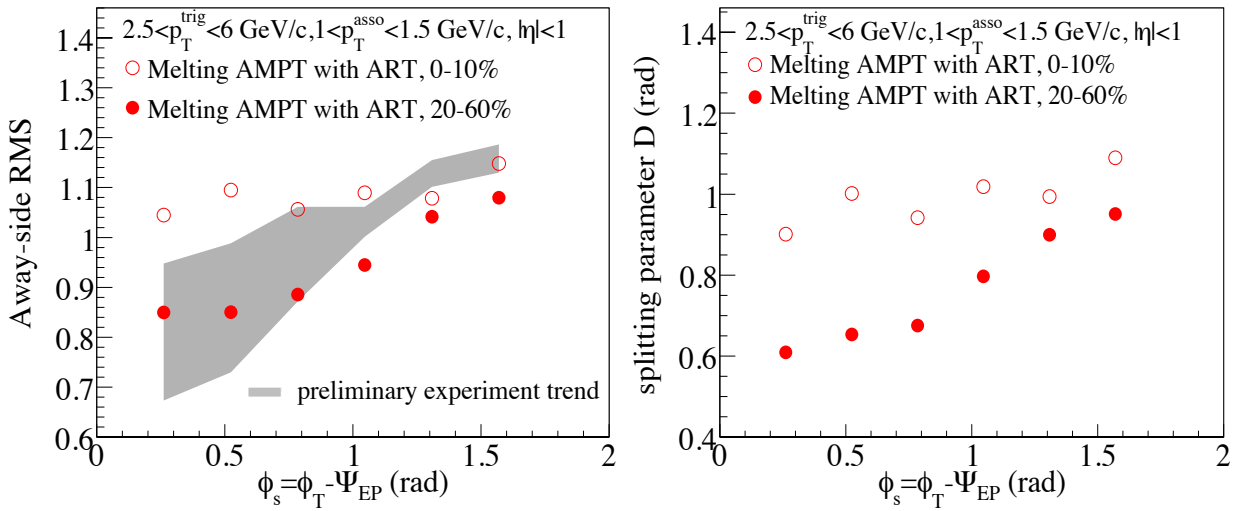


图 6-5 左图:AMPT 模型计算的由双强子方位角关联函数提取的 away-side W_{rms} 随着触发粒子发射方位角 ϕ_s 的变化, 红色实心圆是模型计算的 20-60% 中心度的 W_{rms} , 红色空心圆是模型计算的 0-10% 中心度的 W_{rms} , 灰色带子是实验上测量的 Au+Au 200 GeV 20-60% 中心度下的 W_{rms} 随 ϕ_s 的变化趋势。右图:AMPT 模型计算的由双强子方位角关联函数提取的 away-side 劈裂参数 D 随着触发粒子发射方位角 ϕ_s 的变化, 红色实心圆是模型计算的 20-60% 中心度的劈裂参数 D, 红色空心圆是模型计算的 0-10% 中心度的劈裂参数 D。

的变化, 如图 6-6 右图所示。我们将区间 1、2、7-10、15 和 16 的结果结合起来形成 in-plane 的结果, 将其余的区间结合起来形成 out-of-plane 的结果。在 near-side, in-plane 和 out-of-plane 的伴随粒子平均 p_T 相一致, 并且几乎不随着 $\Delta\phi$ 变化。在 away-side, in-plane 和 out-of-plane 伴随粒子的平均 p_T 显示出不同的 $\Delta\phi$ 依赖关系。在 in-plane 方向, 平均 p_T 几乎保持不变, 而在 out-of-plane 方向, 伴随粒子的平均 p_T 随着 $\Delta\phi$ 表现出下凹的结构, 平均 p_T 的最小值出现在 $\Delta\phi = \pi$ 附近。通过分析以前发表的 Au+Au 对心碰撞中的结果, 人们认为平均 p_T 在 $\Delta\phi = \pi$ 附近出现最小值意味着高能量的伴随粒子更倾向于大角度远离背对背方向出射, 这可能是由于 away-side 的部分子的平均穿越路径在 $\Delta\phi = \pi$ 附近达到最大。我们的结果是对这一研究的极大补充, 通过研究 Au+Au 20-60% 非对心碰撞, 粒子在 in-plane 方向所经过的路径相对较短, 并且这个方向经过的路径随着 $\Delta\phi$ 变化较小, 而在 out-of-plane 方向, away-side 的部分子在介质中将会穿过足够长的路径, 因而会损失相当大一部分的能量, 部分子在大角度远离背对背方向出射时会穿过相对于背对背方向较小的路径, 因此会相应地损失较少的能量。粒子能量损失的路径依赖

效应对 away-side 的伴随粒子的平均 p_T 分布具有十分重要的作用。

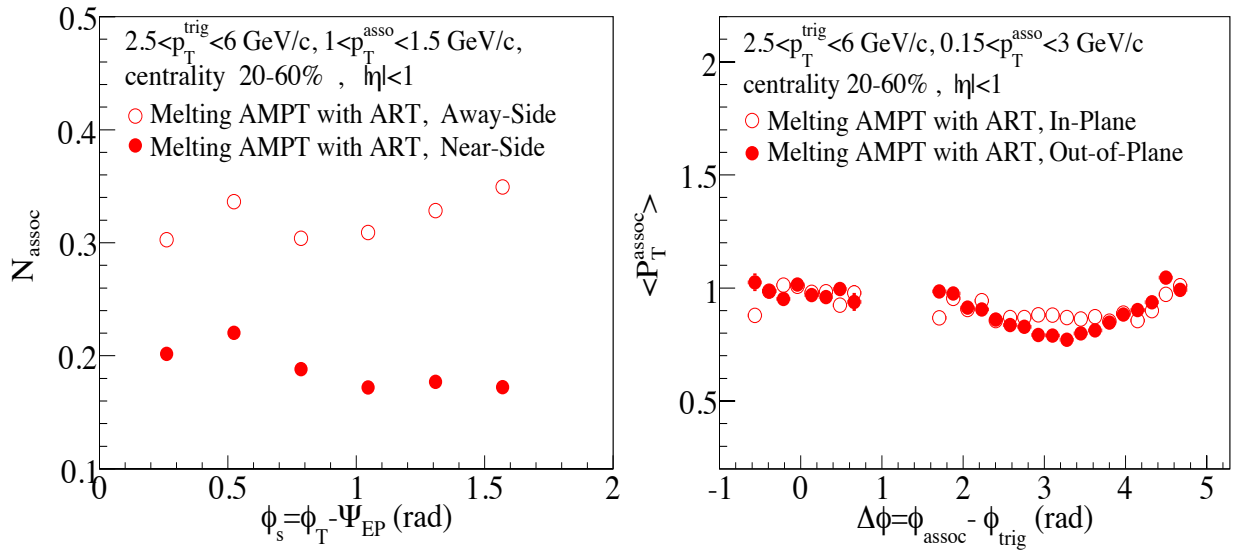


图 6-6 左图:AMPT 模型计算的 20-60% 中心度 200 GeV Au+Au 碰撞中由双强子方位角关联函数提取的 near-side(红色实心圆)和 away-side(红色空心圆)的伴随粒子产额随着 ϕ_s 的变化。右图:AMPT 模型计算的 20-60% 中心度 200 GeV Au+Au 碰撞中由双强子方位角关联函数提取的 in-plane(红色空心圆)和 out-of-plane(红色实心圆)方向伴随粒子平均 p_T 随着 $\Delta\phi = \phi_{assoc} - \phi_{trig}$ 的变化。

6.3.2 讨论

我们利用 Melting-AMPT 模型模拟研究了 200 GeV 20-60% 中心度 Au+Au 碰撞中双强子的方位角关联函数随着触发粒子发射方位角的演化，我们发现在 away-side 的关联函数会随着 ϕ_s 的变化而出现从单峰到双峰的演化，并且在特定的 ϕ_s 方向的关联的双峰结构是不对称的，表明 away-side 的关联结构比较明显地依赖于 ϕ_s ，这一现象与 STAR 观察到的实验结果是相一致的。通过从关联函数中提取出的多个参数细致系统地比较，我们发现高能喷注粒子在穿越碰撞产生的热密物质时的能量损失具有明显的路径依赖效应。

我们用到的 AMPT 模型在描述部分子相互作用时，没有包括高阶的非弹性散射的贡献，仅仅考虑了低阶的两体弹性散射的贡献。为了更好地模拟部分子阶段的相互作用，除了考虑弹性散射，还需要考虑辐射能量损失的作用，其中最主要的是多体非弹性散射的贡献。然而要在 AMPT 中加入这一辐射能损的贡献是非常复杂繁琐的工作，我们用增大部分子碰撞截面的方法来近似代替高阶非弹性散射作用，我们发现选择碰撞截面

$\sigma = 10 \text{ mb}$ 能比较好地描述 STAR 实验上测量的双强子方位角关联信号。剧烈的部分子相互作用以及由此引起的能量损失对 AMPT 模型中描述高能喷注粒子与热密介质的相互作用具有十分重要的作用。

第七章 总结与展望

7.1 总结

在本论文中，我们建立了 RHIC $\sqrt{s_{NN}}=500$ GeV p+p 碰撞中非光电子与带电强子的方位角关联函数，并结合 PYTHIA 模型模拟的结果，提取出了底夸克在 $6.5 - 12.5$ GeV/c p_T 区间对非光电子的贡献比例。

为了尽可能多地获得高能量电子的数据，我们选择了 high tower 触发的事件，将 TPC 对粒子的鉴别能力结合 BEMC 对电子和光子能量的测量，以及 BSMD 对电子，光子簇射的规模和中心位置的测量，最大限度地提高了在高能量区域对电子的鉴别能力。我们通过测量电子对 2 维不变质量分布，有效地重构了光电子背景信号，并发现在 $\sqrt{s_{NN}}=500$ GeV p+p 碰撞中，在 $6.5 - 12.5$ GeV/c p_T 区间，非光电子相对于光电子的比例是非常高的，远远高于同样探测器条件下 $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV 中的结果。通过建立扣除光电子背景之后的非光电子与带电强子的方位角关联函数，结合 PYTHIA 8.1 模拟的底夸克和粲夸克各自衰变的电子与带电强子的方位角关联函数，我们提取出了不同 p_T 区间底夸克对非光电子的贡献比例。我们发现，在 $6.5 < p_T < 12.5$ GeV/c 区间，底夸克对非光电子的贡献是比较大的，平均贡献在 60% 以上。我们现在的结果没有考虑系统误差的影响，并且用到的光电子重构效率是根据 200 GeV 的分析经验得到的，因此现在的结果只能初步反应底

夸克对非光电子的大致贡献趋势。我们通过将光电子重构效率上下浮动 5% 来评估重构效率可能引入的系统误差，发现其对最终提取的底夸克对非光电子贡献比例影响不是很大，因此现在得到的最初结果能在很大程度上反应最终加入系统误差的结果。

在处理实验数据的同时，我还利用 AMPT 模型研究了 $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV Au+Au 20-60% 非对心碰撞中双强子方位角关联函数随着触发粒子发射方位角的演化，具体地分析了高能量的粒子在穿过 Au+Au 碰撞产生的热密部分子物质时能量损失的路径依赖效应。我们选择了 Melting-AMPT 版本，因为其包含了比较剧烈的部分子相互作用，并且我们选择了较大的部分子碰撞截面 $\sigma = 10$ mb。通过分析发现，强烈的部分子相互作用以及由此导致的能量损失对双强子关联函数 away-side 的双峰劈裂结构的产生是至关重要的。我们通过分析双强子方位角关联函数随着触发粒子发射方位角的演化，以及从关联函数中提取出的一些反应关联信号的物理参量，发现关联函数的演化以及由此反应出的高能喷注粒子在穿越碰撞产生的热密物质时的能量损失具有明显的路径依赖效应。

7.2 展望

在 RHIC 运行以前，人们相信高能重离子碰撞产生的具有极大的能量密度的 QGP 物质是弱耦合的，因为根据渐进自由理论，在热密物质中的夸克和胶子是可以自由运动的。然而，RHIC 过去十一年的运行结果有很多证据表明 RHIC 形成的这种新的物质形态很可能是具有强相互作用的“理想流体”，因此对于这种 QCD 物质定量的研究还有很长一段路要走。

重味夸克由于其质量较大，携带了大量初始碰撞的信息，是研究碰撞产生的热密物质的一个理想探针。人们期望通过研究重味夸克的能量损失和流效应，重味夸克 ($c\bar{c}$, $b\bar{b}$) 束缚态的产生，重味夸克强子与带电强子的关联等来进一步了解 QCD 物质的性质。目前我们实验上观察到的非光电子的非常大的能量损失是与基于胶子辐射的能量损失机制相矛盾的，并且比较大的非光电子椭圆流也意味着重味夸克与介质之间存在强耦合。理论

学家们尝试着加入其它的能损机制来试图解释它们之间的强耦合，包括在辐射能量损失的基础上加入碰撞能量损失的影响，重味夸克介子在介质中的碰撞引起的分解的作用以及利用 AdS/CFT 引力双模型等。然而由于不同模型的参数都是可调的，通过调整输入参数，这几种完全不同的模型都能比较好的描述实验数据，因此对能损的解释具有极大的模型依赖。为了揭示重味夸克的真正的能量损失机制，我们需要对底夸克和粲夸克的产额在不同 p_T 区域进行精确的测量。在本论文的工作中用到了利用非光电子与带电强子的方位角关联来间接区别粲夸克和底夸克对非光电子贡献的方法，然而要精确地测量粲夸克和底夸克，只有依赖于 STAR 探测器的升级，包括 Heavy Flavor Tracker(HFT), Muon Telescope Detector(MTD) 以及 RHIC-II 亮度的升级。HFT 能够精确地探测次级顶点的位置因此能够极大地提高重味夸克相关测量的信噪比，人们能够利用 MTD 相应的 μ 子测量反应道解决在电子测量当中遇到的难题。当这些探测器升级完成以后，人们便能直接测量包含粲夸克的介子和底夸克的介子各自的核修正因子以及它们的椭圆流。

位于欧洲的大型强子对撞机 (Large Hadron Collider) 2009 年底正式开始运行，其主要运行目的是寻找标准模型中所预言的基本粒子质量起源的希格斯粒子。LHC 的运行能量非常高，能够达到 RHIC 能量的 14 倍。通过对比 LHC 在更高能量下产生的 QGP 物质与 RHIC 产生的 QGP 物质的性质，能够进一步深化人们对 QGP 的理解。随着 LHC 最初公布的一些数据，人们希望在更高能量下观察到的碰撞产生的热密物质是弱耦合的气体等离子体。人们通过分析 $\sqrt{s_{NN}}=2.76$ TeV Pb+Pb 碰撞中椭圆流随着碰撞中心度和 p_T 的行为，并将其与 RHIC 中产生的椭圆流结果的对比，发现两者的结果完美地符合，这就意味着 LHC 产生的 QGP 物质与 RHIC 产生的强耦合 QGP 物质具有一样的粘滞系数。LHC 产生的物质的性质的研究可以作为我们目前 RHIC 结果的极大补充与验证，将来的测量可能会带来很多有意思的物理信息。

参 考 文 献

- [1] M. Geli-Mann, Phys. Rev. **125**, 1067 (1962)
- [2] Frank Wilczek. Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., **32**, 177-209, 1982.
- [3] Siegfried Bethke, Nucl. Phys. Proc. Suppl., **121** 74-81, 2003. hep-ex/0211012.
- [4] John C. Collins and M. J. Perry, Phys. Rev. Lett., **34** 1353, (1975).
- [5] Frithjof Karsch, Lect. Notes Phys., **583** 209-249, (2002).
- [6] Alexander Khodjamirian, (2004). hep-ph/0403145.
- [7] D. J. Gross and Frank Wilczek, Phys. Rev. Lett., **30**, 1343-1346, (1973).
- [8] H. David Politzer, Phys. Rev. Lett., **30**, 1346-1349, (1973).
- [9] J. Hofmann, H. Stocker, W. Scheid, and W. Greiner, Bear Mountain Workshop, New York, (1974).
- [10] Z. Fodor and S. Katz, J. High Energy Phys. **0203**, 014 (2002).
- [11] P. Braun-Munzinger, Nucl. Phys. A **681**, 119c (2001).
- [12] S. Salur, Investigation of Hadronic Resonances with STAR, Dissertation Thesis, Yale (2006).
- [13] John Adams et al, Nucl. Phys., A **757** 102-183, (2005).
- [14] R. Baier, D. Schiff, and B. G. Zakharov, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. **50** 37 (2000).
- [15] C. Adler et al., (STAR Collaboration), Phys. Rev. Lett. **90** 082302 (2003).
- [16] J. Adams et al., (STAR Collaboration), Phys. Rev. Lett. **91** 072304 (2003).
- [17] J. Adams et al., (STAR Collaboration), e-print Arxiv: nucl-ex/0501009v3 (2005).
- [18] A. M. Poskanzer and S. A. Voloshin, Phys. Rev. C **58** 1671 (1998).
- [19] J. Adams et al., (STAR Collaboration), Phys. Rev. C **72** 014904 (2005).
- [20] J. Adams et al., (STAR Collaboration) Phys. Rev. Lett. **92** 052302 (2004).
- [21] S. S. Adler et al, Phys. Rev. Lett., **91** 182301, 2003.
- [22] P. Huovinen, P. F. Kolb, Ulrich W. Heinz, et al., Phys. Lett., B **503** 58-64, 2001.

- [23] J. Adams et al., (STAR Collaboration), Phys. Rev. Lett. **95** 122301 (2005).
- [24] Denes Molnar and Sergei A. Voloshin, Phys. Rev. Lett., **91** 092301, 2003, nucl-th/0302014.
- [25] Rudolph C. Hwa and C. B. Yang, Phys. Rev., C **67** 064902, 2003.
- [26] V. Greco, C. M. Ko, and P. Levai, Phys. Rev. Lett., **90** 202302, 2003.
- [27] R. J. Fries, B. Muller, C. Nonaka, and S. A. Bass, Phys. Rev. Lett., **90** 202303, 2003.
- [28] Jinhui Chen, 2008. Ph.D Thesis, Shanghai Institute of Applied Physics, Chinese Academy Of Sciences.
- [29] Z. Lin et al., Phys. Rev. C, **51** 2177, 1995.
- [30] M. Cacciari, P. Nason and R. Vogt, Phys. Rev. Lett., **95** 122001, 2005.
- [31] Mischke A and Dong X (STAR Collaboration), 2008, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **35** 104117
- [32] M. Djordjevic, M. Gyulassy, and S. Wicks, Phys. Rev. Lett., **94** 112301, 2005.
- [33] N. Armesto et al, Phys. Rev. D, **71** 054027, 2005
- [34] Y.L. Dokshitzer and D.E. Kharzeev, Phys. Lett. B, **519** 199, 2001.
- [35] Haibin Zhang, nucl-ex/0607031, 2006.
- [36] Azfar Adil and Miklos Gyulassy, Phys. Lett., B **602** 52-59, 2004.
- [37] Ivan Vitev, Phys. Lett., B **639** 38-45, 2006. hep-ph/0603010.
- [38] A. Adare et al., (PHENIX Collaboration), Phys. Rev. Lett. **98** 172301 (2007).
- [39] J. Adams et al., (STAR Collaboration), Phys. Rev. Lett. **105** (2010) 202301.
- [40] A. Adare et al., (PHENIX Collaboration), arXiv: 0903.4851(hep-ex).
- [41] N. Armesto et al., Phys. Lett. B **637**, 362 (2006).
- [42] H. van Hees, V. Greco, and R. Rapp, Phys. Rev. C **73**, 034913 (2006).
- [43] G.D. Moore and D. Teaney, Phys. Rev. C **71**, 064904 (2005).
- [44] M. Harrison, et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **499** 235-244 (2003).
- [45] M. Anderson et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **499** 659-678 (2003).
- [46] K.H. Ackermann et al, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, **499** 624-632, 2003.
- [47] F. Bergsma et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, **499** 633-639, 2003.
- [48] M. Williams et al., Nucl. Instrum. Meth. A **434**, 362 (1999).
- [49] C. Hong-Fang et al., HEP and NP **26**, 201 (2002).

- [50] H. Chen et al., Nucl. Instrum. Meth. A **508**, 181 (2003).
- [51] Y. Sun et al. (2008), arXiv:0805.2459.
- [52] W. Blum and Gigi Rolandi, 1993. Berlin, Germany: Springer 348 p.
- [53] M. Beddo et al., Nucl. Instrum. Meth., A **499** 725-739, 2003.
- [54] Torbjorn Sjostrand et al, Comput. Phys. Commun., **135** 238-259, 2001. hep-ph/0010017.
- [55] R. Rapp, Phys. Rev., C **63** 054907, 2001. hep-ph/0010101.
- [56] K. Adcox et al., Phys. Rev. Lett., **88** 192303, 2002. nucl-ex/0202002.
- [57] Weijiang Dong, 2006. Ph.D Thesis, University of California, Los Angeles.
- [58] Xiaoyan Lin, 2007. Ph.D Thesis, Central China Normal University, China.
- [59] Torbjörn Sjöstrand, Stephen Mrenna, Peter Skands, arXiv:0710.3820, 2007.
- [60] W. Giele et al, FERMILAB-CONF-02-410, Apr 2002. 152pp. e-Print: hep-ph/0204316.
- [61] M.R. Whalley, et al., R.C. Group, (Florida U.) Aug 2005. 8pp. e-Print: hep-ph/0508110.
- [62] D Bourilkov, et al., (Florida U.& Durham U.) May 2006. 8pp. e-Print: hep-ph/0605240.
- [63] Thomas Ullrich, et al., <http://www.star.bnl.gov/protected/heavy/ullrich/pythia8/>.
- [64] Z. Xu et al, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys **32** ,S571, 2006.
- [65] Z. W. Lin, C. M. Ko, B. A. Li, B. Zhang, and S. Pal, Phys. Rev. C **72**, 064901 (2005).
- [66] X. N. Wang, Phys. Rev. D **43**, 104 (1991).
- [67] X. N. Wang and M. Gyulassy, Phys. Rev. D **44**, 3501 (1991).
- [68] X. N. Wang and M. Gyulassy, Phys. Rev. D **45**, 844 (1992).
- [69] M. Gyulassy and X. N. Wang, Comput. Phys. Common. **83**, 307 (1994).
- [70] B. Zhang, Comput. Rhys. Commun **109**, 193 (1998).
- [71] B. Andersson, G. Gustafson and B. Soderberg, Z. Phys. C **20**, 317 (1983).
- [72] B. Andersson, G. Gustafson, et al., Phys. Rep. **97**, 31 (1983).
- [73] T. Sjostrand, Comput. Phys. Commun. **82**, 74 (1994).
- [74] B. A. Li and C. M. Ko, Phys. Rev. C **52**, 2037 (1995).
- [75] B. Z. B. Li, A. T. Sustich and C. M. Ko, Int. J. Mod. Phys. E **10**, 267 (2001).
- [76] B. A. L. Z. W. L. B. Zhang, C. M. Ko and B. H. Sa, Phys. Rev. C **62**, 054905 (2000).

-
- [77] C. M. K. B. A. L. Z. W. Lin, S. Pal and B. Zhang, *Phys. Rev. C* **64**, 011902(R) (2001).
- [78] Z. W. Lin and C. M. Ko, *Phys. Rev. C* **65**, 034904 (2002).
- [79] C. M. K. Z. W. Lin and S. Pal, *Phys. Rev. Lett* **89**, 152301 (2002).
- [80] Z. W. Lin and C. M. Ko, *J. Phys. G* **30**, s263 (2004).
- [81] Z. Xu and C. Greiner, *Phys. Rev. C* **71**, 064901 (2005).
- [82] Z. W. Lin and C. M. Ko, *Phys. Rev. C* **65**, 034904 (2002).
- [83] M. Gyulassy and M. Plümer, *Phys. Lett. B* **243**, 432 (1990).
- [84] X. N. Wang and M. Gyulassy, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 1480 (1992).
- [85] R. Baier, D. Schiff, and B. G. Zakharov, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **50**, 37 (2000).
- [86] K. Zapp, G. Ingelman, J. Rathsman, and J. Stachel, *Phys. Lett. B* **637**, 179 (2006).
- [87] K. Zapp, G. Ingelman, J. Rathsman, J. Stachel, and U. A. Wiedemann, *Eur. Phys. J. C* **60**, 617 (2009).
- [88] K. Zapp, J. Stachel, and U. A. Wiedemann, arXiv:0907.4304.
- [89] M. Gyulassy and X. N. Wang, *Nucl. Phys. B* **420**, 583 (1994).
- [90] U. A. Wiedemann, *Nucl. Phys. B* **588**, 303 (2000).
- [91] M. Djordjevic, *Phys. Rev. C* **74**, 064907 (2006).
- [92] X.-N. Wang, *Phys. Lett. B* **650**, 213 (2007).
- [93] C. A. Salgado and U. A. Wiedemann, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 042301 (2004).
- [94] F. Wang, *J. Phys. G* **34**, S337 (2007).
- [95] A. Feng (STAR Collaboration), *J. Phys. G* **35**, 104082 (2008).
- [96] J. Adams et al. (STAR Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **95**, 152301 (2005).
- [97] J. Bielcikova et al., *Phys. Rev. C* **69**, 021901(R) (2004).
- [98] N. N. Ajitanand et al., *Phys. Rev. C* **72**, 011902(R) (2005).
- [99] S. S. Adler et al. (PHENIX Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **97**, 052301 (2006).
- [100] U. A. Wiedemann, *Nucl. Phys. B* **588**, 303 (2000).

插图目录

1-1	粒子物理标准模型示意图。	3
1-2	不同实验情况下测量到的强相互作用耦合常数和 QCD 计算比较 [3]。	4
1-3	格点 QCD 计算的强相互作用物质的 ε/T^4 随着温度的演化图像 [5]。	5
1-4	QCD 相变图像 [10, 11]。	6
1-5	重离子碰撞的时空演化示意图 [12]。	7
1-6	p+p, d+Au 和 Au+Au 碰撞中双强子方位角关联的图像 [17]。	8
1-7	Au+Au 中心碰撞和 d+Au 碰撞中的核修正因子 R_{AA} 随着 p_T 的关系 [16]。	9
1-8	RHIC 实验 200GeV Au+Au 碰撞中 STAR [20] 和 PHENIX [21] 实验组的量的不同种类的粒子椭圆流 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 [22]。	11
1-9	RHIC 实验 200GeV Au+Au 最小偏心碰撞中不同种类的强子由组分夸克 n_q 标度的 v_2 随由组分夸克 n_q 标度的 p_T 的函数。其中的虚线是标度以后拟和 K_S^0 和 Λ 的结果 [23]。	12
1-10	左图是 RHIC 实验中最小偏心 Au+Au(实心星) 和 d+Au(空心星) 碰撞产生的 D^0 介子横向动量谱分布, 0-12% 中心度 Au+Au(空心十字) 和最小偏心 Au+Au(空心三角) 碰撞产生的由粲夸克半轻子衰变而来的 μ 子横向动量, 以及 0-12% 中心度 (实心方形) 和最小偏心 (实心圆) Au+Au 碰撞, d+Au(空心圆), p+p(空心方形) 碰撞中粲夸克半轻子衰变产生的非光电子横向动量谱。右图是 RHIC 200 GeV d+Au, 最小偏心 Au+Au 和 0-12% 中心度 Au+Au 碰撞在中间快速区域每对核子核子碰撞产生的粲夸克碰撞截面随着两体碰撞数目 N_{bin} 的变化 [35]。	13
1-11	PHENIX 测量的 0-10% Au+Au 碰撞的非光电子的核修正因子 R_{AA} 随着 p_T 的变化, 图中的曲线表示理论计算的结果 [41--43]。	15
1-12	PHENIX 测量的最小偏心 Au+Au 碰撞的非光电子的椭圆流 v_2 (蓝色实心圆) 和 π^0 (红色实心方框) 的 v_2 随着 p_T 的变化, 图中的曲线表示理论计算的结果 [41--43]。	16
1-13	200 GeV p+p 碰撞中底夸克衰变产生的电子对非光电子的贡献比例随着 p_T 的变化, 左图为 STAR 合作组测量的结果 [39], 右图为 PHENIX 合作组测量的结果 [40]。	17
2-1	布鲁克海汶国家实验室的相对论重离子加速器对撞机系统分布示意图 [44]。	22

2-2	STAR 探测器系统。	25
2-3	STAR 探测器剖面图。	26
2-4	STAR 探测器时间投影室 TPC。	28
2-5	带电粒子穿过 TPC 气体时的能量损失。	29
2-6	BEMC 横向和纵向结构示意图。	30
2-7	BEMC 模块纵向结构示意图，所有的塔都是指向碰撞区域的中心的。	31
2-8	BEMC 模块前端视图，显示模块的组成结构。	32
2-9	簇射极大探测器的双层结构示意图。两层独立的正比丝板，由一个双面铝层隔开，在相应的层板上获取电磁簇射在 η 和 ϕ 方向的图像 [53]。	33
2-10	簇射极大探测器的截面图 [53]。	33
3-1	STAR 2009 500 GeV p+p 碰撞中 high tower 触发事件的高横动量粒子径迹的 $n\sigma_e$ 的分布图，径迹的选择条件在文中有详细的讨论。其分布有三个明显的峰，最左边的是 K 和 p，中间是 π ，最右边是 e。	38
3-2	p/E 分布图，其中红色的实线是电子候选者的 p/E 分布，蓝色的虚线是所有粒子径迹在满足 TPC 基本径迹条件结合 BEMC 的选择条件下的 p/E 分布，绿色的两条竖线代表我们所设置的选择条件。	40
3-3	电子（上图）和强子（下图）的 SMD 点数分布图。	41
3-4	TPC 径迹投影点与 BEMC 重构点之间的距离在 ϕ 和 Z 方向的投影，上图为 ϕ 方向的投影分布，中图为 Z 方向 $\eta > 0$ 的投影，下图为 Z 方向 $\eta < 0$ 的投影，图中黑色曲线表示电子的投影距离，绿线表示强子的投影距离，红色虚线表示用单高斯函数拟合电子投影距离的拟合函数，蓝色竖线表示我们所选择的对于投影距离的限制条件，其为 $(-3\sigma, 3\sigma)$ 。	43
3-5	TPC 鉴别的粒子径迹（蓝色曲线）和结合 TPC 对粒子的选择条件以及 BEMC 对能量的选择条件和 BSMD 对簇射规模和位置的选择条件之后鉴别的粒子径迹（黑色曲线）的 $n\sigma_e$ 的分布，黄色曲线表示用三高斯函数拟合的结果，粉红，绿色和红色的虚线分别代表 p/K, π 和 e 的峰，红色的竖线表示我们设置的电子 $n\sigma_e$ 的选择条件，大约为 $(-0.5\sigma, 3\sigma)$ 。	44
3-6	六个 p_T 区间的粒子径迹的 $n\sigma_e$ 分布。	45
3-7	异号电子对（红色虚线）和同号电子对（蓝色实线）的 DCA 和张角分布。	48
3-8	异号电子对和组合背景（同号电子对）的 2 维不变质量分布，灰色的区域代表异号电子对 2 维不变质量分布，蓝色曲线代表同号电子对的 2 维不变质量分布，红色的曲线代表异号电子对减去同号电子对之后的 2 维不变质量分布。	49
3-9	非光电子相对于光电子背景的比率随着 p_T 的变化，图中红色误差棒代表统计误差，黑色矩形框代表系统误差。	50
3-10	500 GeV p+p 碰撞的非光电子六个 p_T 区间的 $\Delta\phi_{Non-Pho}$ 分布，其中伴随强子的 $p_T > 0.3\text{GeV}/c$ ，每个 p_T 的关联信号由非光电子数目进行了归一，图中误差仅仅来自于统计误差。	53

4-1	加入 STAR-HF Tune v1.0 的 PYTHIA 8.1 模拟产生的非光电子谱与 STAR 和 PHENIX 实验数据的比较 ($-0.5 < \eta < 0.5$)。	57
4-2	PYTHIA 模拟产生的非光电子在六个 p_T 区间与带电强子的方位角关联分布, 其中带电强子的 $p_T > 0.3 \text{ GeV}/c$, 红色实线代表粲夸克衰变的电子与带电强子的关联, 蓝色虚线代表底夸克衰变的电子与带电强子的关联。	58
5-1	$\sqrt{s_{NN}}=500 \text{ GeV}$ p+p 碰撞中非光电子在六个 p_T 区间与带电强子的方位角关联与 PYTHIA 模拟结果的比较, 伴随强子 $p_T > 0.3 \text{ GeV}/c$, 粉红实心圆点代表实验数据点, 红色实线表示 PYTHIA 模拟的粲夸克衰变的电子与强子的方位角关联, 蓝色虚线表示 PYTHIA 模拟的底夸克衰变的电子与强子的方位角关联, 绿色实线代表用 PYTHIA 曲线拟合实验数据点的结果。	62
5-2	$\sqrt{s_{NN}}=500 \text{ GeV}$ p+p 碰撞中底夸克衰变的电子对非光电子的贡献比例随着 p_T 的变化。	63
5-3	$\sqrt{s_{NN}}=500 \text{ GeV}$ p+p 碰撞 High Tower 触发的事件中粒子径迹的 DCA _z 分布。	64
6-1	Default-AMPT(左图) 和 Melting-AMPT(右图) 结构示意图。	68
6-2	左图: Au+Au 非对心碰撞反应区域示意图, 绿色平面是反应平面, 中间的杏核形状代表初始碰撞反应区域; 右图: 将初始碰撞反应区域坐标空间等分为 16 份示意图。	69
6-3	扣除背景之后触发粒子在 16 个发射区间的方位角关联函数, 数据来自于 Melting-AMPT 模拟的 200 GeV Au+Au 20%-60% 碰撞中心度的事件, 第 2 和第 15 区间的曲线是双高斯函数拟合 away-side 的双峰结构的结果。	72
6-4	Melting-AMPT 模拟的 0-10%(蓝色空心圆) 和 20-60%(红色实心圆) 中心度 200 GeV Au+Au 碰撞系统中建立的去掉背景之后触发粒子在第一象限的六个等分区间各自与伴随粒子的关联函数, 触发强子和伴随强子 p_T 分别为 $2.5 < p_T^{trig} < 6 \text{ GeV}/c$ 和 $0.15 < p_T^{assoc} < 3 \text{ GeV}/c$, 粒子的赝快度取为 $ \eta < 1$ 。蓝色实线是双高斯函数拟合 0-10% 中心度下关联函数 away-side 双峰结构的结果, 绿色实线是单高斯或双高斯函数拟合 20-60% 中心度下关联函数 away-side 关联结构的结果, 前三个区间用的单高斯拟合, 后三个区间用的双高斯拟合。	73
6-5	左图:AMPT 模型计算的由双强子方位角关联函数提取的 away-side W_{rms} 随着触发粒子发射方位角 ϕ_s 的变化, 红色实心圆是模型计算的 20-60% 中心度的 W_{rms} , 红色空心圆是模型计算的 0-10% 中心度的 W_{rms} , 灰色带子是实验上测量的 Au+Au 200 GeV 20-60% 中心度下的 W_{rms} 随 ϕ_s 的变化趋势。右图:AMPT 模型计算的由双强子方位角关联函数提取的 away-side 劈裂参数 D 随着触发粒子发射方位角 ϕ_s 的变化, 红色实心圆是模型计算的 20-60% 中心度的劈裂参数 D, 红色空心圆是模型计算的 0-10% 中心度的劈裂参数 D。	75

- 6-6 左图:AMPT 模型计算的 20-60% 中心度 200 GeV Au+Au 碰撞中由双强子方位角关联函数提取的 near-side(红色实心圆) 和 away-side(红色空心圆) 的伴随粒子产额随着 ϕ_s 的变化。右图:AMPT 模型计算的 20-60% 中心度 200 GeV Au+Au 碰撞中由双强子方位角关联函数提取的 in-plane(红色空心圆) 和 out-of-plane(红色实心圆) 方向伴随粒子平均 p_T 随着 $\Delta\phi = \phi_{assoc} - \phi_{trig}$ 的变化。 76

表格目录

2-1 部分 RHIC 实验装置参数。	24
2-2 RHIC 历年运行参数。	25
2-3 STAR 子探测器及其功能。	26
2-4 SMD 设计参数。	34
3-1 RHIC STAR 2009 500 GeV p+p 碰撞数据分析中电子鉴别用到的径迹选择条件。	37
3-2 鉴别出的不同 p_T 区间原始电子的纯度。	46
3-3 重构光电子时对电子对的几何限制。	47

发表论文和学术报告清单

• 主要论文清单

1. Reaction plane angle dependence of dihadron azimuthal correlations from a multiphase transport model calculation
W. Li, S. Zhang, Y. G. Ma, X. Z. Cai, J. H. Chen, H. Z. Huang, G. L. Ma, and C. Zhong
Phys. Rev. C **80**, 064913 (2009)
2. Di-Hadron Azimuthal Correlations with respect to Reaction Plane from a Multi-Phase Transport Model Calculation
W. Li, S. Zhang, Y. G. Ma, X. Z. Cai, J. H. Chen, H. Z. Huang, G. L. Ma, and C. Zhong
Nuclear Physics A **834**, (2010) 306c-308c

• 其它合作文章

1. Observation of the antimatter helium-4 nucleus
B. I. Abelev *et al.* (STAR Collaboration)
Nature (24 April 2011) doi:10.1038/nature 10079 Letter
2. Observation of an Antimatter Hypernucleus
B. I. Abelev *et al.* (STAR Collaboration)
Science **328**, 58 (2010)
3. High p_T non-photon electron production in $p+p$ collisions at $\sqrt{s} = 200$ GeV
B. I. Abelev *et al.* (STAR Collaboration)
Phys. Rev. D **83**, 52006 (2011)
4. Strange and Multi-strange Particle Production in Au+Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV
B. I. Abelev *et al.* (STAR Collaboration)
Phys. Rev. C **83**, 24901 (2011)
5. Measurement of the parity-violating longitudinal single-spin asymmetry for W^\pm boson production in polarized proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 500$ GeV
B. I. Abelev *et al.* (STAR Collaboration)
Phys. Rev. Lett. **106**, 62002 (2011)
6. Scaling properties at freeze-out in relativistic heavy ion collisions
B. I. Abelev *et al.* (STAR Collaboration)
Phys. Rev. C **83**, 34910 (2011)

7. Measurement of the Bottom contribution to non-photon electron production in p+p collisions at $\sqrt{s} = 200$ GeV
B. I. Abelev *et al.* (STAR Collaboration)
[Phys. Rev. Lett. **105**, 202301 \(2010\)](#)
8. Balance Functions from Au+Au, d+Au, and p+p Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV
B. I. Abelev *et al.* (STAR Collaboration)
[Phys. Rev. C **82**, 24905 \(2010\)](#)
9. Higher Moments of Net-proton Multiplicity Distributions at RHIC
B. I. Abelev *et al.* (STAR Collaboration)
[Phys. Rev. Lett. **105**, 24905 \(2010\)](#)
10. Balance Functions from Au+Au, d+Au, and p+p Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV
B. I. Abelev *et al.* (STAR Collaboration)
[Phys. Rev. C **82**, 22302 \(2010\)](#)
11. Azimuthal di-hadron correlations in d+Au and Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV from STAR
B. I. Abelev *et al.* (STAR Collaboration)
[Phys. Rev. C **82**, 24912 \(2010\)](#)
12. Longitudinal scaling property of the charge balance function in Au + Au collisions at 200 GeV
B. I. Abelev *et al.* (STAR Collaboration)
[Phys. Lett. B **690**, 239 \(2010\)](#)
13. Charged and strange hadron elliptic flow in Cu+Cu collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ and 200 GeV
B. I. Abelev *et al.* (STAR Collaboration)
[Phys. Rev. C **81**, 44902 \(2010\)](#)
14. Upsilon cross section in p+p collisions at $\sqrt{s} = 200$ GeV
B. I. Abelev *et al.* (STAR Collaboration)
[Phys. Rev. D **105**, 22301 \(2010\)](#)
15. Three-particle coincidence of the long range pseudorapidity correlation in high energy nucleus-nucleus collisions
B. I. Abelev *et al.* (STAR Collaboration)
[Phys. Rev. Lett. **82**, 24905 \(2010\)](#)
16. Inclusive π^0 , eta, and direct photon production in p+p and d+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV
B. I. Abelev *et al.* (STAR Collaboration)
[Phys. Rev. C **81**, 64904 \(2010\)](#)
17. Studying Parton Energy Loss in Heavy-Ion Collisions via Direct-Photon and Charged-Particle Azimuthal Correlations
B. I. Abelev *et al.* (STAR Collaboration)
[Phys. Rev. C **82**, 34909 \(2010\)](#)

18. Observation of $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ photoproduction in ultraperipheral heavy-ion collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV at the STAR detector
B. I. Abelev *et al.* (STAR Collaboration)
Phys. Rev. C **81**, 44901 (2010)
 19. Identified high- p_T spectra in Cu+Cu collisions at $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV
B. I. Abelev *et al.* (STAR Collaboration)
Phys. Rev. C **81**, 54907 (2010)
 20. Longitudinal double-spin asymmetry and cross section for inclusive neutral pion production at midrapidity in polarized proton collisions at $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV
B. I. Abelev *et al.* (STAR Collaboration)
Phys. Rev. D **80**, 111108 (2010)
- 学术报告清单
1. Di-hadron azimuthal correlations relative to the reaction plane in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV from AMPT model
STAR Regional Meeting, May, 2009, Pusan, Korea.
 2. Di-hadron azimuthal correlations relative to the reaction plane in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ by using a Multi-Phase Transport (AMPT) model
The 10th International Conference on Nucleus-Nucleus collisions, August 16-21, 2009, Beijing, China.
 3. Azimuthal correlations between non-photonic electrons and charged hadrons in p+p 500 GeV collisions
STAR Collaboration Meeting, April, 2010, BNL, New York, USA.
 4. Non-Photonic Electron and Charged Hadron Azimuthal Correlation in 500 GeV p+p Collisions
STAR Analysis Meeting, June, 2010, UCLA, USA.
 5. Non-Photonic Electron and Charged Hadron Azimuthal Correlation in 500 GeV p+p Collisions at STAR
The 3rd Asian Triangle Heavy-Ion Conference, October, 2010, Wuhan, China.
 6. Non-Photonic Electron and Charged Hadron Azimuthal Correlation in 500 GeV p+p Collisions at STAR
STAR Regional Meeting, October, 2010, Jinan, China.

附录：符号与常用物理量

电子电荷 $e = 1.602176487(40) \times 10^{-19}$ 。

电子质量 $m_e = 0.510998910(13) \times \text{MeV}/c^2$ 。

质子质量 $m_p = 938.27203 \pm 0.00008 \text{ MeV}c^2$ 。

粲夸克质量 $m_{charm} = 1.27^{+0.07}_{-0.11} \text{ GeV}$ 。

底夸克质量 $m_{bottom} = 4.20^{+0.17}_{-0.07} \text{ GeV}$ 。

真空中的光速 $c = 2.99792458 \times 10^8 \text{ m/s}$ 。

普朗克常量 $h = 6.62606896(33) \times 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}$ 。

约化普朗克常量 $\hbar \equiv h/2\pi$ 。

x 点的时空坐标 $x^\mu \equiv (t, x, y, z)$ 。

四维动量矢量 $p^\mu \equiv (p_0, p_x, p_y, p_z) = (E, p_x, p_y, p_z)$ 。

横向动量 $p_T \equiv \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$ 。

横向质量 $m_T \equiv \sqrt{p_T^2 + m_0^2}$ 。

赝快度 $\eta \equiv \frac{1}{2} \ln\left(\frac{|\vec{p}| + p_z}{|\vec{p}| - p_z}\right)$, 其中 $|\vec{p}| = p_T \cosh \eta$, $p_z = p_T \sinh \eta$;

快度 $y \equiv \frac{1}{2} \ln\left(\frac{p_0 + p_z}{p_0 - p_z}\right)$, 其中 $p_0 = m_T \cosh y$, $p_z = m_T \sinh y$;

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。

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。