



# RHIC 上 200GeV Au+Au 碰撞中直接虚光子的测量

作者姓名:	杨 驰
学科专业:	粒子物理与原子核物理
导师姓名:	李澄 教授
	阮丽娟 研究员
完成时间:	二O一四年五月

# University of Science and Technology of China A dissertation for doctor degree



# Direct virtual photon production in Au + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV at RHIC

Author :	Chi Yang
Speciality :	Particle and Nuclear Physics
Supervisor :	Prof.Cheng Li
	Prof.Lijuan Ruan
Finished Time :	May, 2014

RHIC 1	
4 200GeV	
「Au+Au 碰撞中直接虚光子的测量	
近代物理系	
杨 驰	
中国科学技术大学	

# 中国科学技术大学学位论文原创性声明

本人声明所呈交的学位论文,是本人在导师指导下进行研究工作所取得的成果。除已特别加以标注和致谢的地方外,论文中不包含任何他人已经发表或撰 写过的研究成果。与我一同工作的同志对本研究所做的贡献均已在论文中作了 明确的说明。

作者签名: \_\_\_\_\_ 签字日期: \_\_\_\_\_

## 中国科学技术大学学位论文授权使用声明

作为申请学位的条件之一,学位论文著作权拥有者授权中国科学技术大学 拥有学位论文的部分使用权,即:学校有权按有关规定向国家有关部门或机构 送交论文的复印件和电子版,允许论文被查阅和借阅,可以将学位论文编入 《中国学位论文全文数据库》等有关数据库进行检索,可以采用影印、缩印或扫 描等复制手段保存、汇编学位论文。本人提交的电子文档的内容和纸质论文的 内容相一致。

保密的学位论文在解密后也遵守此规定。

公开 保密 \_\_\_\_\_ 年

作者签名: \_\_\_\_\_ 导师签名: \_\_\_\_\_

签字日期: \_\_\_\_\_ 签字日期: \_\_\_\_\_

### 摘要

大爆炸理论预言在大爆炸发生后约几十微秒的宇宙早期可能会产生一种特殊的物质形态 -夸克胶子等离子体 (QGP)。格点 QCD 计算预言了在高温和低重子密度的条件下的从普通强子物质到这种夸克解禁闭的局部热平衡物质的相变。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)通过高能重离子碰撞提供了寻找 QGP 物质形态,研究其行为和性质的实验环境。这种物质会以直接光子和双轻子的方式发射热辐射。作为电弱相互作用探针,因为不参与强相互作用,直接光子和轻子一旦产生在穿越相对论重离子碰撞产生的高温高密物质时只受到很小的相互作用。它们被认为能够携带从各个碰撞演化过程中的信,对其的研究能够反映碰撞系统最直接最纯净的信息。

本文给出了位于 RHIC 的螺旋管径迹探测器(STAR)中直接虚光子的首次研究结果。这也是在高横动量下首次基于虚光子方法的直接光子测量。测量 是基于 2010 年与 2011 年采集的每核子对质心能量 200GeV 的金核金核碰撞数 据,给出了直接虚光子的不变产额及其与单举光子的比例。这种基于虚光子方 法测量的直接光子被称为直接虚光子。在横动量区间 1 < *p*<sub>T</sub> < 10 *GeV/c* 的 测量来源于对低不变质量区间的双电子的测量。2010 年安装完毕的飞行时间谱 仪(TOF)提供了从低到中横动量区间的干净的电子鉴别,使得双电子的测量 成为可能。

数据分析结果显示直接虚光子的产额谱在低横动量区间比从质子质子碰 撞结果得到的预期有明显的升高。这种升高说明了在此区间中存在物质热化 的贡献。不变产额谱与理论计算得到的预期相符合,其包含 QGP,强子气体 (hadron gas)和原初产生的贡献。在高横动量区间,直接虚光子的产额谱符合 从质子质子碰撞结果得到的预期。这说明在此区间来自于物质热辐射的贡献非 常微弱。对直接虚光子的测量提供了两个动力学区间:1)可以对热化物质进行 研究的低横动量区间;2)可以研究原初过程中部分子的硬散射的高横动量区 间。一个与初始温度相关的逆坡度参数(inverse slope parameter)也可以从不 变产额谱中得到。

关键词: 直接虚光子,双电子,电子鉴别,夸克胶子等离子体,热辐射

## ABSTRACT

The Big-Bang theory indicates that the Quark Gluon Plasma (QGP) is formed at the very universe in a few tens of microseconds. Lattic QCD predicts a phase transition from hadronic matter to this deconfined and locally thermalized matter at high temperature and low baryon density. Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) at Brookhaven National Laboratory (BNL) provides an opportunity to study this strongly coupled QGP. The research of the behavior and property of QGP is a very interesting topic for physicist. This medium is expected to emit thermal radiation which is in the form of direct photons and dileptons. As electroweak probes, which do not suffer strong interaction, direct photon and lepton will traverse the hot and dense medium created by heavy ion collisions with minimal interactions once they are produced. They are believed to bring the information from all the evolution steps. The research on these probes will provide the most direct and pure information.

In this thesis, the first measurement on direct virtual photon from Solenoidal Tracker at RHIC (STAR) is reported. This measurement is also the first high transverse momentum  $(p_T)$  result on direct photon via virtual photon method. This analysis is based on the data of  $\sqrt{s_{NN}} = 200 \ GeV \ Au + Au$  collisions taken from year 2010 run and year 2011 run (Run10 and Run11). The invariant yield of direct virtual photon and the fraction of direct virtual photon versus inclusive photon are presented. This direct photon measured by virtual photon method is called direct virtual photon. Its production in the range of  $1 < p_T < 10 \ GeV/c$  is derived from the di-electron continuum in the low di-electron invariant mass region. The fully installed Time-of-Flight Detector (TOF) in 2010 provides clean electron identification from low to intermediate  $p_T$  which enables the di-electron measurement.

From the direct virtual photon invariant yield spectra, a significant enhancement compared to the prediction based on p + p results is observed for  $1 < p_T < 4 \ GeV/c$ . The invariant yield is consistent with model prediction which includes the contributions from QGP, hadron gas and primordial production. In the high  $p_T$  range, the invariant yield is consistent with the  $N_{coll}$  scaled p + p results. This indicates a negligible contribution from thermal radiation. The study on the direct virtual photon provides two kinematic ranges: the low  $p_T$  range where the thermal matter can be studied, the high  $p_T$  range where the hard parton scattering from primordial step can be studied. The inverse slope parameter which is related to the initial temperature is obtained from the invariant yield spectra.

Keywords: direct virtual photon, di-electron, electron identification, quark gluon plasma, thermal radiation

目 录

目 录

摘 要	Ι
ABSTRACT · · · · · · · · I	II
目 录	V
表 格 · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	Х
插 图	VIII
第一章 绪论 ······	1
1.1 标准模型与量子色动力学	1
1.1.1 标准模型	1
1.1.2 量子色动力学	1
1.1.3 渐近自由	3
1.1.4 夸克胶子等离子体和解禁闭	4
1.2 极端相对论重离子碰撞	4
1.3 双轻子测量 · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	5
1.4 直接光子的测量 · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	7
1.4.1 测量方法	7
1.4.2 已有的实验结果	8
<b>第二章</b> 实验装置 ····································	3
2.1 相对论重离子对撞机 ····· 1	3
2.2 位于 RHIC 的螺线管径迹探测器 · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	4
2.2.1 顶点位置探测器 · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	8
2.2.2 时间投影室 1	9
2.2.3 飞行时间探测器 · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	24

2.2.4 桶部电磁量能器	25
2.3 探测器小结	27
第三章 缪子望远镜探测器 ·····	29
3.1 物理意义及目标	29
3.2 多气隙电阻板室 · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	29
3.3 STAR 探测器中的缪子望远镜探测器	30
3.3.1 MTD 的安装和测试 · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	30
3.3.2 MTD 触发系统 · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	31
3.3.3 Run12 中 MTD 的性能 · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	36
第四章 直接虚光子与双电子的产生	41
4.1 数据设置与事例判选	41
4.2 电子鉴别	42
4.3 电子对重建	45
4.3.1 背景研究	45
4.3.2 原始信号	50
4.4 探测效率和接收度	54
4.4.1 单电子径迹的探测效率	54
4.4.2 双电子探测效率	58
4.4.3 接收度	59
4.5 衰变模拟	62
4.5.1 轻味介子贡献	62
4.5.2 重味贡献 · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	63
4.6 双电子信号	65
4.6.1 Run10 与 Run11 结果的合成 · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	65
4.6.2 高横动量区间的双电子不变质量连续谱	67

4.7 直接虚光子的产生 · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	69
4.7.1 直接虚光子及其关联的正负电子对	69
4.7.2 低不变质量区间的额外部分	71
4.7.3 直接虚光子与单举光子的比例	72
4.7.4 直接虚光子的不变产额	77
4.8 系统误差	77
4.8.1 来自于双电子不变质量连续谱的不确定度	78
4.8.2 拟合方法引入的系统不确定度	79
第五章 结果与讨论 ······	83
5.1 双电子不变质量连续谱	83
5.2 直接虚光子	83
5.2.1 直接虚光子与单举光子的比例	83
5.2.2 直接虚光子的不变产额	89
第六章 总结与展望 ······	95
6.1 总结	95
6.2 展望 · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	96
参考文献 · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	99
致 谢	05
论文和学术报告清单 · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	.07

表格

# 表格

2.1	具有确定束流能量的铀核 -铀核碰撞 (U-U, Run-12), 金核 -金	
	核碰撞(Au-Au, Run-11),铜核 -金核碰撞(Cu-Au, Run-12),	
	铜核 -铜核碰撞(Cu-Cu, Run-5),氘核 - 金核碰撞(d-Au, Run-	
	8) 以及极化质子碰撞(p-p, Run-12, Run-13)获得的亮度	14
2.2	STAR TPC[35] 的基本参数	21
2.3	TPC 内部子扇区与外部子扇区的比较	23
3.1	径迹投影步骤的参数	35
4.1	Run10 和 Run11 中 200GeV 金核 -金核对撞最小无偏数据的中心	
	度定义	42
4.2	事例判选条件	42
4.3	径迹质量判选条件	43
4.4	用于衰变模拟研究的不同来源的分支比及产额	65
4.5	EMC 触发数据的径迹判选条件	69
5.1	双电子不变质量连续谱拟合参数	86

插图

# 插图

1.1	标准模型中的基本粒子	2
1.2	$\alpha_s$ 相对于各自能量尺度 Q 的关系。本图来自于 [6]	3
1.3	QCD 相图。本图来自于 [8]	5
1.4	极端相对论重离子碰撞中双轻子不变质量分布的示意图。本图来	
	自于 [9]	6
1.5	PHENIX $\sqrt{s(s_{NN})} = 200 GeV$ 质子 -质子碰撞和金核 -金核碰撞	
	中不同横动量下的双电子不变质量连续谱。本图来自于 [19]	9
1.6	虚光子测量方法中直接光子与单举光子的比例与横动量的依赖	
	关系。(a)质子 -质子碰撞(b)氘核 -金核碰撞(c)金核 -金核	
	最小无偏碰撞. 误差 bar 和误差带分辨代表了统计误差和系统误	
	差。几条曲线是不同的质量截断正规化后的 NLO pQCD 的计算	
	结果 [20]:(实线) $\mu = 1.0p_T$ ,(虚线) $\mu = 0.5p_T$ ,(虚点线)	
	$\mu = 2.0 p_T$ 。本图来自于 [21]	10
1.7	PHENIX $\sqrt{s(s_{NN})} = 200 GeV$ 的质子 -质子碰撞, 氘核 -金核碰	
	撞以及金核-金核碰撞中直接光子的不变产额。左图是氘核-金核	
	碰撞与质子 -质子碰撞的结果比较。此图来自于 [21]。右图是金	
	核 -金核碰撞的结果。此图来自于 [19]	10
1.8	PHENIX $\sqrt{s_{NN}} = 200 GeV$ 的氘核 -金核碰撞和金核 -金核碰撞中	
	直接光子的核结构常数。左图是氘核-金核碰撞结果与模型计算	
	的比较。右图是金核 - 金核碰撞结果与模型计算以及氘核 -金核	
	碰撞结果的比较。本图来自于 [21]	11
1.9	ALICE 0-40% 中心度下 $\sqrt{s_{NN}} = 2.76 TeV$ 的铅核 -铅核碰撞中直	
	接光子的不变产额。图中包含 NLO pQCD 的理论预期以及指数	
	的拟合。本图来自于 [22]	11

1.10	CMS 合作组的直接光子测量结果。左图: $\sqrt{s(s_{NN})} = 200 GeV$	
	质子 -质子碰撞和不同中心度下铅核 -铅核碰撞的直接光子产额。	
	右图:核结构常数及其与多种模型预期的比较。本图来自于 [23].	12
2.1	相对论重离子对撞机综合设备(RHIC complex)示意图	15
2.2	STAR 探测器的布局图	16
2.3	包含已完工和未完工的子探测器的 Run-14 中的 STAR 探测器剖面图	16
2.4	左图是 VPD 单个探测器集合的正面示意图。右图两个探测器集合的照片。一个一英尺长的尺在照片中作为一个尺度的参照	18
2.5	MXQ 机箱测得的 VPD 东边第 7 道与东边第 16 道(参考道)的 时间差。高斯拟合的平均值就是生成的第 7 道的归零补偿值	19
2.6	VPD 与 TPC 测得的碰撞顶点 Z 方向位置的关联。其中 VPD 测量值来自于触发系统。	20
2.7	左图:特定多重数下 VPD Vz - TPC Vz 的分布。右图:来自触发系统的 VPD 的相对位置分辨与多重数的依赖	20
2.8	包裹着束流对撞区域的 STAR 时间投影室	21
2.9	一个完整的 TPC 扇区阳极读出板平面的示意图。内部子扇区在 右,它的小读出板沿着有间隔的横排排列。外部子扇区在左边,	
	它有着连续排列的大读出板 [35]	22
2.10	STAR TPC 中原初粒子和次级粒子的能量损失与原初粒子横动量的依赖分布。磁场为 0.25T[35]	24
2.11	MRPC 的侧面图。上图是长边方向。下图是短边方向	25
2.12	TOF 模块, MRPC 模块以及读出板的几何结构	26
2.13	来自于氘核 -金核碰撞 TOFr+pVPD 触发事例中粒子速度的倒数 与动量的依赖关系 [39]	26
2.14	TPC 能量损失与动量的依赖关系。左图:没有 1/β 的判选。右图:有  1/β – 1  < 0.03 的判选条件 [39]	27

2.15	BEMC 模块的侧向示意图。左图:沿着 η 方向的示意图。右图:	
	其机械结构示意图,包括压缩组件(compression components)	
	和导轨安装系统(rail mounting system)。本图来自于 [31]	28
3.1	MTD 中 LMRPC 模块的端视图	30
3.2	左图:从南平台三层观察的 MTD 探测器。右图: MTD backleg	
	的示意图。红色的框代表了在触发系统中同一个 η 方向上相邻的	
	5个模块被连接起来输出触发信号	30
3.3	整个 MTD 系统的示意图。蓝色: Run12 中安装完成。黑色:	
	Run13 中安装完成。绿色: Run14 中安装完成。红色: 有部分读	
	出条被禁用的 backleg 8 及 backleg 24 位置	32
3.4	一个 MTD 模块及其电子学线路连接	32
3.5	Run12 质子 -质子 500GeV 碰撞中对于 MTD 测量信号的时间窗	
	判选。两条红线之间的区域是判选后留下的区域	32
3.6	左图: MTD 模块示意图。右图: 读出步骤	33
3.7	Run13 中 MTD 触发系统的示意图	34
3.8	Run12 质子 -质子 500GeV 碰撞中用于 MTD&VPD 触发的 MT-	
	D&VPD 时间差分布。黑线是 MTD&VPD 触发事例的分布。红	
	线是有着对应径迹匹配的 MTD&VPD 触发事例的分布	35
3.9	径迹投影步骤的示意图	36
3.10	MTD di-muon trigger 触发事例的事例显示图。左图: Run12 的	
	铜核 -金核对撞。右图: Run13 的质子 -质子对撞	36
3.11	不同阈值下的基于宇宙线数据的 MTD 探测效率	37
3.12	MTD 的径迹投影分布结果。左图:投影的 Z 位置与投影的 $\phi$ 位	
	置的关联。右图: MTD 本地坐标的 Y 方向与 Z 方向位置的关联	38
3.13	有 MTD 击中信息匹配的径迹的能损分布于 $\mu$ 子能损预期的比较	38
3.14	径迹投影位置与 MTD 测量的击中位置差的分布。左上图: Z 方	
	向差与横动量的依赖。左下图:Z方向差的分布。右上图:Y方	
	向差与横动量的依赖。右下图: Y 方向差的分布	39

3.15	基于宇宙线数据的 Run12 中 MTD 的空间分辨。左图: Z 方向。	
	右图: Y 方向。	39
4.1	$n\sigma_e$ 和 1/ $\beta$ 与动量的依赖关系。a) 图: $n\sigma_e$ 与动量的依赖。b)	
	图: 1/β 与动量的依赖。图中不同粒子种类的分布带被标注了出来	44
4.2	经过 $1/\beta$ 判选条件之后的 $n\sigma_e$ 与动量的依赖分布。两条红线之间	
	的区域被选择出来作为后续分析的电子样本	45
4.3	Run11 数据的电子样本纯度。左图:对 $n\sigma_e$ 分布的双高斯拟合。	
	红线是来自于电子的贡献。蓝线是来自于强子的贡献。粉线是总	
	的拟合函数。右图:电子样本纯度与动量的依赖关系。	46
4.4	Run11 数据中同事例随机组合的异号电子对的不变质量分布	47
4.5	Run11 数据中运用同号背景重建方法的双电子信号两维分布	
	$(M_{ee} vs p_T)$	47
4.6	Run11 数据中运用混合事例方法重建背景的双电子信号两维分布	
	$(M_{ee} vs p_T)$	49
4.7	不同横动量范围内光子转换产生的电子对的 $\phi_V$ 角分布模拟结果.	51
4.8	基于模拟结果的 $\phi_V$ 判选效率	52
4.9	全局与原初不变质量差与全局不变质量的依赖关系	52
4.10	Run10 数据的不同重建方法的电子对不变质量的分布	52
4.11	Run11 数据的不同重建方法的电子对不变质量的分布	53
4.12	Run10 数据的双电子原始信号。左图:事例数和 bin 宽未归一的	
	低不变质量区间的原始信号。右图:事例数和 bin 宽归一化后的	
	原始信号	53
4.13	Run11 数据的双电子原始信号。左图: 事例数和 bin 宽未归一的	
	低不变质量区间的原始信号。右图:事例数和 bin 宽归一化后的	
	原始信号	53
4.14	基于同号背景重建方法的信噪比。左图: Run10 数据结果。右	
	图: Run11 数据结果	54
4.15	TPC 径迹重建效率的 $\phi$ 依赖。上图: Run10 数据结果。下图:	
	Run11 数据结果。	55

4.16	Run10 和 Run11 中 TPC 的径迹重建效率。蓝色: Run10 数据结	
	果。红色: Run11 数据结果。	56
4.17	Run11 数据的 <i>nHitsDedx</i> 判选效率	56
4.18	Run11 数据中 $\pi^+$ 的 TOF 匹配效率的 $\eta$ 和 $\phi$ 依赖	57
4.19	Run10 和 Run11 数据计算出的不同粒子的 TOF 匹配效率。左 图: Run10 数据结果。右图: Run11 数据结果	58
4.20	Run11 数据中电子的 1/β 分布。红线是上下两个判选边界。红点 是高斯函数在各个动量区间的拟合平均值。蓝线是来自于 Run10 数据的高斯函数在各个动量区间的拟合平均值的拟合函数。	59
4.21	左图: Run11 数据中一个动量区间内 $1/\beta$ 分布的高斯拟合。中图: Run11 的 $1/\beta$ 判选效率。右图: Run10 的 $1/\beta$ 判选效率	59
4.22	Run10 和 Run11 的 $n\sigma_e$ 判选效率。上图: Run10 数据结果。下图: Run11 数据结果。左边: $n\sigma_e$ 判选效率。右边: 来自于干净的光子转换电子样本的 $n\sigma_e$ 分布。	60
4.23	Run11 200GeV 金核 -金核碰撞不包含 $\phi_V$ 判选效率的不同横动量 范围内的双电子探测效率。	60
4.24	基于衰变模拟结果的中心快度区 STAR 探测器接收度的影响	61
4.25	对于异号电子配对和同号电子配对的探测器接收度差异的两维 $(M_{ee} vs p_T, vs p_T)$ 及一维分布。左图:Run10数据结果。右图:	
	Run11 数据结果	62
4.26	用于衰变模拟的介子的 Tsallis Blast-Wave 模型拟合。介子的产 生来自于已有的 200GeV 金核 -金核碰撞结果	64
4.27	基于不同接收度修正和 Run11 探测效率加权的衰变模拟结果	64
4.28	STAR 接收度下 200GeV 金核 -金核碰撞的衰变模拟结果	66
4.29	Run10 和 Run11 的双电子信号	66
4.30	Run11 与 Run10 的双电子信号的比值	67

4.31	双电子不变质量连续谱与衰变模拟结果的比较。在 $p_T < 5$	
	GeV/c的范围内,双电子不变质量连续谱来自于 Run10 和 Run11	
	200GeV 金核 -金核碰撞 MB 数据的合成结果。在 5 < $p_T$ < 10	
	GeV/c的范围内,双电子不变质量连续谱来自于 Run11 200GeV	
	金核 -金核碰撞 EMC 触发的数据	68
4.32	低不变质量区间不同横动量范围内的电子对分布	70
4.33	左图: 由"TPC + EMC"鉴别的单电子的效率。右图: 基于	
	EMC 触发数据的高横动量电子对探测效率。	70
4.34	基于 Run11 200GeV 金核 -金核对撞 EMC 触发数据的效率修正	
	后的双电子不变质量连续谱。横动量范围 4-10 GeV/c	71
4.35	经过了 STAR 探测器接收度判选后的 $L(M_{ee})/M_{ee}$ 函数	73
4.36	Run10 和 Run11 200GeV 金核 -金核碰撞 MB 数据的双电子谱在	
	$0.1 < M_{ee} < 0.3 \ GeV/c^2$ 范围内的拟合结果。拟合函数包括两	
	个部分 $(f_c(M_{ee})$ 和 $f_{dir}(M_{ee})$ )	75
4.37	Run11 200GeV 金核 -金核碰撞 EMC 触发数据的双电子谱在	
	$0.1 < M_{ee} < 0.3 \ GeV/c^2$ 范围内的拟合结果。拟合函数包括两	
	个部分 $(f_c(M_{ee})$ 和 $f_{dir}(M_{ee}))$	76
4.38	直接虚光子与单举光子的比例和横动量的依赖关系。左图:	
	Run10 和 Run11 的结果。右图:不同合成方法的 Run10 和 Run11	
	的合成结果。误差棒和误差带分别代表统计误差和系统不确定度	76
4.39	直接虚光子的不变产额。左图: Run10 和 Run11 的结果。右图:	
	Run10 和 Run11 的合成结果级 Run11 EMC 触发事例的结果。误	
	差棒和误差带分别代表统计误差和系统不确定度	77
4.40	STAR 和 PHENIX 的直接光子测量结果比较。PHENIX 的结果	
	来自于 [51, 60]。左图: 不变产额谱比较。右图: 不变产额的比	
	例。在高横动量区间,对于某个横动量区间的 STAR 测量值,用	
	来与它比较的是同一个横动量区间所有 PHENIX 测量值的平均	
	值。	78
4.41	$1.5 < p_T < 2 GeV/c$ 范围内不同来源的双电子谱相对系统不确	
	定度。	79

4.42	衰变模拟中作为输入参数的 TBW 模型和 <i>m<sub>T</sub></i> scaling 预期的横动 量谱差异。	81	
4.43	Run10 和 Run11 200GeV 金核 -金核碰撞数据的直接虚光子测量的相对系统不确定度。左图: Run11 数据结果。右图: Run10 和 Run11 合成数据的结果	81	
5.1	Run10 和 Run11 的双电子不变质量连续谱与 cocktail 及其各个 贡献来源的比较。	84	
5.2	低不变质量区间内带有系统误差的不同横动量区间的双电子不变 质量连续谱。左图: Run10 数据结果。右图: Run11 数据结果 .	84	
5.3	低不变质量区间内带有系统误差的不同横动量区间的双电子不变 质量连续谱。 $p_T < 5 \ GeV/c$ 范围内是 Run10 与 Run11 的合成 结果。 $p_T > 5 \ GeV/c$ 范围内是 Run11 EMC 触发数据的结果。	85	
5.4	对于由 Run10 和 Run11 200GeV 金核 -金核碰撞 MB 数据合成的 双电子不变质量连续谱的拟合。左图:双电子谱只有统计误差。 右图:双电子谱包含统计误差 ⊕ 系统误差	88	
5.5	对于 Run11 200GeV 金核 -金核碰撞 EMC 触发数据的双电子不 变质量连续谱的拟合。数据点的误差为统计误差 ⊕ 系统误差	89	
5.6	各个横动量区间内的双电子谱与拟合函数的比例以及双电子谱与 归一化后的 cocktail 的比例。	90	
5.7	直接虚光子与单举光子的比例与 NLO pQCD 预期的比较。图中的虚线代表 $T_{AA}d\delta_{\gamma}^{NLO}(p_T)/dN_{\gamma}^{inclusive}(p_T)$ 。蓝色,红色和粉色的虚线分别代表理论计算中不同的质量截断尺度 $\mu = 0.5p_T, 1.0p_T, 1.0p_T$	$2.0p_T[61]$ §	91
5.8	直接虚光子与单举光子的比例与 PHENIX 已发表的结果的比较。 PHENIX 的结果来自于 [19]	91	
5.9	直接虚光子的不变产额谱。误差棒和误差带分别代表统计误差和系统误差。粉色的线代表经过 STAR T <sub>AA</sub> 正规化后的由 PHENIX 200GeV 质子 -质子碰撞的直接光子截面(红色的点,来自于		
	[51, 62])确定的拟合函数	92	

5.10	直接虚光子的不变产额谱。误差棒和误差带分别代表统计误差和	
	系统误差。理论预期来自于 Ralf Rapp 的计算	93
5.11	一个指数函数加上修正完的 power-law 函数(式 5.1)对直接虚	
	光子不变产额谱的拟合。得到的逆坡度参数如图中所示。粉色的	
	虚线与图 5.9 中的粉色虚线相同	94
6.1	不同动力学判选条件下基于 Run11 200GeV MB 数据(非全部	
	统计)的减去同号背景的两维双电子信号。左图: $0.15 < p_{Te1} < 0.15$	
	$0.3 GeV/c$ , $p_{Te2} > 1.2 GeV/c$ 。右图: $p_{Te1} > 1.2 GeV/c$ , $p_{Te2} >$	
	1.2GeV/c	97

## 第一章 绪论

#### 1.1 标准模型与量子色动力学

#### 1.1.1 标准模型

人类从来没有停止过对我们居住的世界的搜索。宇宙从何而来?物质的 最基本组成是什么?这些问题一直是人们孜孜不倦的研究的题目。1897 年 *J.J.Thomson*发现电子之后,一系列其他粒子(例如质子和中子)也被相继发 现。标准模型(Standard Model, SM)被用来描述物质间的基本相互作用。这 些相互作用包括电磁相互作用,弱相互作用和强相互作用。目前使用的理论完 成于 1970 年代中期,可以很好的解释实验结果并预言了顶夸克(发现于 1995 年),tau 中微子(发现于 2000 年)和希格斯玻色子(发现于 2013 年)的存 在。

标准模型包括 12 种自旋为 1/2 的费米子。每种费米子都有一个对应的反 粒子。六种夸克(上夸克,下夸克,粲夸克,奇异夸克,顶夸克,底夸克)和 六种轻子(*e*, *µ*, *τ* 以及它们相应的中微子)分为了三代。四种规范矢量玻色子 作为费米子之间相互作用的传播子也被标准模型所预言。图1.1展示了这三代夸 克和轻子并包含了一些具体的属性诸如质量,电荷和自旋。

六种夸克参与电磁相互作用,弱相互作用和强相互作用。六种轻子不参与 强相互作用而且三种中微子也不参与电磁相互作用。电磁相互作用可以被量子 电动力学(Quantum Electrodynamics,QED)描述。这种描述以没有质量的光 子作为传播子。弱相互作用以 W<sup>±</sup>, Z<sup>0</sup> 作为传播子而强相互作用以胶子作为传 播子。

#### 1.1.2 量子色动力学

量子色动力学(Quantum Chromodynamics, QCD)[1] 作为标准模型的一部分被用来描述强相互作用。它的拉氏量可以写成:



图 1.1 标准模型中的基本粒子

$$\mathcal{L}_{QCD} = -\frac{1}{4} F^{(a)}_{\mu\nu} F^{(a)\mu\nu} + i \sum_{q} \bar{\psi}^{i}_{q} \gamma^{\mu} (D_{\mu})_{ij} \psi^{j}_{q} - \sum_{q} m_{q} \bar{\psi}^{i}_{q} \psi^{i}_{q}$$
(1.1)

$$F^{(a)\mu\nu} = \partial A^a_\nu - \partial A^a_\mu - g_s f_{abc} A^b_\mu A^b_\nu, \qquad (1.2)$$

$$(D_{\mu})_{ij} = \delta_{ij}\partial_{\mu} + ig_s \sum_{a} \frac{\lambda^a_{ij}}{2} A^a_{\mu}, \qquad (1.3)$$

式1.2中 $g_s$  是 QCD 耦合常数。 $f_{abc}$  是 $SU(3)_C$  的结构常数。 $\gamma^{\mu}$  是狄拉克矩 阵而  $\psi^i_q(x)$  是基于每个夸克的色场 i 与味道场 q 的四重狄拉克旋量。场张量  $F^{(a)\mu\nu}$  描述胶子间的相互作用。 $(D_{\mu})_{ij}$  Gell-Mann 矩阵  $\lambda^i$  和 Yang-Mills (gluon) 场  $A^a_{\mu}(x)$  的协变导数。

#### 1.1.3 渐近自由

量子色动力学描述的强相互作用的一个特有的性质就是渐近自由。量子色 动力学的静电势可以描述为式1.4。

$$V_s = -\frac{4}{3} \times \frac{\alpha_s}{r} + k \times r \tag{1.4}$$

在距离比较小的时候,式中第一项是主要的贡献。第二项是跟强子中夸克 和胶子的禁闭有关。

重整化后有效的 QCD 耦合常数  $\alpha_s$  与其在 QED 中的形式很类似。这种耦合可以表示成:

$$\alpha_s(\mu) \equiv \frac{g_s^2(\mu)}{4\pi} \approx \frac{4\pi}{\beta_0 \ln(\mu^2 / \Lambda_{QCD}^2)}$$
(1.5)

如式中所示,当常量  $\beta_0 > 0$ 时,  $\alpha_s$ 随着  $\mu$  的增加而减小,显示了渐近自由的特性 [2–5]。这说明量子色动力学可以在高动量传递和短距离的条件下进行 微扰计算 (pQCD),图1.2 给出了一些主要实验结果。



图 1.2 α<sub>s</sub> 相对于各自能量尺度 Q 的关系。本图来自于 [6]

#### 1.1.4 夸克胶子等离子体和解禁闭

带色荷的粒子如夸克和胶子是不能单独存在并被直接测量到的。这种情况 被称为色禁闭,它是基于胶子所携带的色荷。当两个夸克分开的时候,胶子场 产生一个色荷的弦并阻止夸克分开。这个过程不同于电磁相互作用,就好像是 有一个"橡皮筋"存在于夸克之间。如果两个夸克拥有足够高的能量,当这个 "橡皮筋"被拉断的时候,新的夸克和反夸克对就会从真空中产生从而阻止两 个夸克分开的更远。所以对高能量下夸克产生的测量会给出一个色中性的类似 簇射的喷注,我们称之为强子化。

如果能量密度足够大,相对于核的尺寸(~1fm)夸克和胶子可以自由的运动。这种新的物质相被称为夸克胶子等离子体(quark-gluon plasma,QGP)。这种从禁闭到自由的过程被称为解禁闭。格点 QCD[7]预言了一种在高温和(或)高重子密度下从强子气体到夸克胶子等离子体物质的相变。对这种相变的研究是重离子碰撞物理领域最重要的课题之一。

图1.3是在【重子化学势( $\mu_B$ ),温度(T)】平面上的 QCD 相图。一个 边界把相图里的物质分为了两个部分:强子自由度下的强子气体和夸克胶子 自由度下的夸克胶子等离子体。这个边界是一阶相变线。此边界上的临界点 ("Critical Point")是格点 QCD 预言的一阶相变的终点。当  $\mu_B$  非常接近零的 时候,相变将会产生快速的穿越,过渡到强子相。这个临界点也是这个穿越区 的起点。

### 1.2 极端相对论重离子碰撞

如图1.3所示,可以有两个方向来研究 QCD 相图。一个是沿着高温低重子 密度的路线,另外一个是沿着低温高重子密度的路线。第一个路线非常接近宇 宙早期的情况。第二个路线与被自身重量压缩的中子星的情况较类似。位于布 鲁克海文国家实验室(Brookhaven National Laboratory, BNL)的相对论重离 子对撞机(Relativistic Heavy Ion Collider, RHIC)就是被设计来沿着第一条路 线研究 QCD 相图和夸克胶子等离子体物质。具体的介绍详见第二章。



图 1.3 QCD 相图。本图来自于 [8]

#### 1.3 双轻子测量

双轻子是一个研究相对论重离子碰撞中产生的高温高密物质的基本性质的 理想探针。它产生于碰撞物质演化的所有过程,并且在穿越强作用的物质时只 受到极小的相互作用(只参与电磁相互作用)。所以它可以携带来自于整个演化 过程信息以及物质的动力学信息。越重的双轻子不变质量代表着它越晚的产生 时间。

图1.4是一个极端相对论重离子碰撞中双轻子不变质量分布的示意图。来 自于碰撞核之间夸克和反夸克 Drell-Yan 湮灭的双轻子是高不变质量区(high mass region, HM)  $M_{ee} > 3 GeV/c^2$  的主要来源。其他的一些高不变质量区间 的双轻子来自于重味夸克偶素  $(J/\psi \ \pi \ \psi')$ 。

在中不变质量区(intermediate mass region, IMR) 1.1 <  $M_{ee}$  < 3  $GeV/c^2$ , 主要的贡献来自于粲夸克强子和底夸克强子的半轻子衰变以及夸克胶子等离子 体的热辐射。 $g\bar{g} \rightarrow c\bar{c}$  是粲夸克对产生的过程。当重味的粲夸克和轻味夸克结 合之后,一个非束缚的粲介子对( $D, \bar{D}$ )会随之产生。这个非束缚粲介子对会 分别通过弱衰变发射轻子从而产生一个关联的轻子对。底夸克也有着类似的过

程。如果这些关联的轻子对能够被去除掉,那么在中不变质量区就只剩下来自 于夸克胶子等离子体的热辐射的贡献。对其的测量就可以更加的精确。这些热 辐射产生的双轻子被认为可以携带热化物质的温度和径向流的信息。但是不幸 的是,来自于非束缚粲夸克和底夸克的本底影响很明显并且很难通过直接测量 最终产生的轻子对来去除。为了区分来自于重味夸克的本底,一个缪子望远镜 系统(第三章)被设计并完整得安装在了 STAR 探测器(第2.2节)上。具有关 联的电子 -缪子对,主要就来自于非束缚粲夸克对和底夸克对的半轻子衰变。所 以对电子 -缪子关联的测量可以给出在中不变质量区热辐射测量的本底。



图 1.4 极端相对论重离子碰撞中双轻子不变质量分布的示意图。本图来自于 [9]

在低不变质量区(low mass region, LMR),主要的贡献来自于软过程:电 中性的介子的三体衰变(Dalitz decay)比如  $\pi^0$ ,  $\eta$ ,  $\eta'$ ,  $\omega$  and  $\phi$ , 以及共振态的 两体衰变比如  $\rho$ ,  $\omega$  and  $\phi$ 。在此质量区间里,短寿命(1.3fm/c)的  $\rho$  来自于  $\pi$ 介子两体湮没,其不变质量可以反映矢量介子衰变时的质量,是一个研究手征 对称性和介质性质的良好探针 [10–12]。

#### 1.4 直接光子的测量

直接光子是指来源于除强子衰变之外的对撞中所有过程中产生的光子。例 如,很多的直接光子来自于夸克-胶子的康普顿散射(quark-gluon Compton scattering) 过程:  $g + g \rightarrow g + \gamma$  以及夸克的淹没(quark annihilation) 过 程:  $q + \bar{q} \rightarrow q + \gamma$ 。光子不参与强相互作用,所以它是另一个研究重离子 碰撞产生的高温高密物质性质的干净的探针。因为参与的相互作用非常小,不 同横动量  $(p_T)$  的光子可以研究介质演化的不同阶段的性质。在低横动量区间, 直接光子的主要贡献来自于部分子和强子相的热辐射。在高横动量区间,大部 分直接光子来自于夸克或胶子的初始硬散射过程。对低横动量区间直接光子的 测量可以研究介质中的各种效应。对夸克胶子等离子体热辐射产生的光子的测 量可以更深入的研究夸克胶子等离子体。在重离子碰撞中夸克胶子等离子体热 辐射的动力学区间,相比于通过金核-金核碰撞的核子-核子碰撞数(N<sub>coll</sub>)归 一化之后的质子 -质子碰撞产生的直接光子的测量结果,更多的直接光子在金 -金碰撞中被测量到。从这些额外的增加部分可以得到一个与介质初始温度有关 的逆坡度参数。这种相比于质子 -质子碰撞结果的变化也有可能被碰撞核子不同 的初始状态所改变,比如核屏蔽与反屏蔽效应以及碰撞核子与质子不同的同位。 旋组分 [13]。

#### 1.4.1 测量方法

光子是电中性和色中性的玻色子。其在穿越介质的过程中不会受到较大的 相互作用。它不会在磁场中偏转,所以其动量无法直接通过测量其在磁场中径 迹来重建。同时只用于测量重建带电粒子的探测器也无法给出光子的测量。一 种测量直接光子的方法是测量其在量能器中的能量沉积以及簇射的尺寸。另一 种直接光子的测量方法是测量其伴随虚光子。这些虚光子可以转变为正负电子 对(*e*+*e*-)。通过对相关不变质量区间的双电子对的测量,相应的虚光子的产生 就可以通过量子电动力学的有关计算来得到。如果给出一个直接光子和其伙伴 虚光子之间关系的假设,那么直接光子就可以通过这种方法进行测量。在本文 的分析中,这种方法被用来研究直接光子的产生。具体的分析详见第4.7节。

#### 1.4.2 **已有的实验结果**

近年来,一些大型实验诸如大型强子对撞机(LHC[14])中的 CMS[15]和 ALICE[16] 实验以及相对论重离子对撞机(RHIC[17])中的 PHENIX[18] 实验 都给出了对于直接光子的测量。CMS 实验测量了动力学范围在几十个GeV的直接光子。ALICE 实验测量的直接光子延伸到了低不变质量区间。这些实验结果 都是基于对真实光子的直接测量。PHENIX 实验测量的直接光子分为了两个部分:低横动量区间 1 <  $p_T$  < 5 GeV/c的测量来自于虚光子的方法,而高横动 量区间 5 <  $p_T$  < 20 GeV/c的测量来自于对真实光子的直接测量。

#### 1.4.2.1 PHENIX 的测量结果

PHENIX 合作组研究了在质子 -质子碰撞, 氘核 -金核碰撞以及金核 -金核碰撞中直接光子的产生。质子 -质子碰撞和金核 -金核碰撞的低不变质量区间的 双电子不变质量连续谱如图1.5所示。对于直接光子与单举光子的比例测量, 其 质子 -质子碰撞和氘核 -金核碰撞实验结果符合次领头阶 (next-to-leading order, NLO) 微扰量子色动力学 (pQCD) 的计算结果。在金核 - 金核碰撞中, 这个比 例在  $p_T < 3.5$  GeV/c时,大于 NLO pQCD 计算的结果。在  $1.0 < p_T < 2.5$  GeV/c的范围内,相比于通过金核 -金核碰撞的核子 -核子碰撞数归一化之后 的质子 -质子碰撞产生的直接光子的测量结果, 观察到不变产额的升高。如 图1.7所示, 在氘核 -金核碰撞中没有观测到类似的升高。

核结构常数也可以同时被研究。图1.8是 PHENIX 的氘核 -金核碰撞和金核 -金核碰撞的结果。如图中的上图所示, *R<sub>dA</sub>* 在误差范围内约等于 1。在不确定 度范围内,此结果与理论计算的预期相符合,但是没有足够的精度来研究整个 横动量范围内的初始状态的影响。在金核 -金核碰撞中 *p<sub>T</sub>* < 2 GeV/*c*范围内,可以观察到明显的升高(见图1.8中下图)。这说明基于标准冷核(cold-nuclear-matter, CNM)效应的理论计算在整个横动量范围内符合氘核 -金核碰撞的测量结果,而对于金核 -金核碰撞在低横动量区间中一个非初始核效应的额外来源 使得直接光子的不变产额获得了升高。



**图** 1.5 PHENIX  $\sqrt{s(s_{NN})} = 200 GeV$  质子 -质子碰撞和金核 -金核碰撞中不同横动量下的 双电子不变质量连续谱。本图来自于 [19]

#### 1.4.2.2 ALICE 的测量结果

ALICE 实验组也给出了对于质子 -质子碰撞和铅核 -铅核碰撞中的直接光 子测量。每核子的对撞质心系能量为 2.76TeV。基于对低横动量区间真实光子 的首次测量,从 0.8 <  $p_T$  < 2.2 GeV/c 的额外不变产额(相对于质子 -质子 碰撞的结果)得到的逆坡度参数为:  $T_{LHC} = 304 \pm 51^{syst+stat}$  MeV。如果认 为这个横动量范围内的直接光子来自于热辐射的话,那么这个参数就与初始温 度有关。测量的不变产额谱如图1.9所示。在  $p_T$  > 4 GeV/c 的范围内,直接光 子的不变产额符合通过  $N_{coll}$  正规化后的质子 - 质子在 2.76TeV 碰撞中的理论计 算。

1.4.2.3 CMS 的测量结果

CMS 实验组同样给出了  $\sqrt{s(s_{NN})} = 200 GeV$  质子 -质子碰撞和铅核 -铅核 碰撞中的直接光子测量。在此对撞能量下,测量的动力学区间是几十个 GeV。 图1.10给出了直接光子的不变产额谱以及此数据下的核结构常数。如左图所示, 不同中心度下质子 -质子碰撞和铅核 -铅核碰撞中直接光子的不变产额都符合质 子 -质子碰撞的 NLO 理论预期。右图是核结构常数与模型计算的比较。几条 曲线来自于不同核的部分子分布函数 (parton distribution functions, PDF)下



**图** 1.6 虚光子测量方法中直接光子与单举光子的比例与横动量的依赖关系。(a) 质子 -质 子碰撞 (b) 氘核 -金核碰撞 (c) 金核 -金核最小无偏碰撞. 误差 bar 和误差带分辨代表 了统计误差和系统误差。几条曲线是不同的质量截断正规化后的 NLO pQCD 的计算结 果 [20]: (实线)  $\mu = 1.0p_T$ , (虚线)  $\mu = 0.5p_T$ , (虚点线)  $\mu = 2.0p_T$ 。本图来自于 [21]



**图** 1.7 PHENIX  $\sqrt{s(s_{NN})} = 200 GeV$ 的质子 -质子碰撞, 氘核 -金核碰撞以及金核 -金核碰撞中直接光子的不变产额。左图是氘核 -金核碰撞与质子 -质子碰撞的结果比较。此图来自于 [21]。右图是金核 -金核碰撞的结果。此图来自于 [19]


**图** 1.8 PHENIX  $\sqrt{s_{NN}} = 200 GeV$  的氘核 -金核碰撞和金核 -金核碰撞中直接光子的核结构 常数。左图是氘核 -金核碰撞结果与模型计算的比较。右图是金核 -金核碰撞结果与模型计 算以及氘核 -金核碰撞结果的比较。本图来自于 [21]



**图** 1.9 ALICE 0-40% 中心度下  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76 TeV$  的铅核 -铅核碰撞中直接光子的不变产额。图中包含 NLO pQCD 的理论预期以及指数的拟合。本图来自于 [22]



JETPHOX 给出的计算结果 [23]。

**图** 1.10 CMS 合作组的直接光子测量结果。左图:  $\sqrt{s(s_{NN})} = 200 GeV$  质子 -质子碰撞和 不同中心度下铅核 -铅核碰撞的直接光子产额。右图: 核结构常数及其与多种模型预期的 比较。本图来自于 [23]

CMS 测量的谱可以被 NLO pQCD 的理论计算很好的描述。与正规化后的 质子 -质子碰撞结果相比,在测量的 *E<sub>T</sub>* 范围及各种中心度下,没有观测到明显 的改变。这意味着铅核 -铅核碰撞的结果符合质子 -质子碰撞 *N<sub>coll</sub>* 归一化后的 结果。这说明了在测量的动力学范围内,核子的部分子密度相对于质子的部分 子分布函数没有明显的改变。高横动量的光子主要产生于部分子散射 [23],其 不会被强作用的介质所影响。

# 第二章 实验装置

## 2.1 相对论重离子对撞机

位于美国布鲁克海文国家实验室(Brookhaven National Laboratory, BNL)的相对论重离子对撞机(Relativistic Heavy Ion Collider, RHIC) [24] 是世界上研究夸克胶子等离子体物质的最好的大型装置之一。探测器的建造从 1991 年开始, 1999 年结束。2000 年的顺利运行使得 RHIC 成为世界上第一个实现重离子对撞的加速器。它具有束流亮度高,能量范围宽等特点,是一个可加速重离子到极化质子的大型实验装置。最高的质心系能量为 200 GeV每核子对。由于拥有这些优点和特性,RHIC 提供了一个研究碰撞产生的高温高密物质基本特性的良好环境。对于极化质子 -质子对撞(最高质心系能量可达 510 GeV)的研究可以更深入的研究质子的自旋。束流能量扫描项目被用来寻找 QCD 相图中的临界点。表2.1集中了最近一些运行周期内实际获得的亮度,包括铀核--铀核碰撞(U-U, Run-12), 氩核 - 金核碰撞(Au-Au, Run-11), 铜核 - 金核碰撞(Cu-Au, Run-12), 铜核 -铜核碰撞(Cu-Cu, Run-5), 氘核 -金核碰撞(Au, Run-8)以及极化质子碰撞(p-p, Run-12, Run-13)。金核 - 金核碰撞(Run-11)跟质子 - 质子碰撞(255 GeV, Run-12)的储存时间与总时间的比例分别为 59% 和 54%。

图2.1是一个相对论重离子对撞机综合设备(RHIC complex)的示意图, 包括一个范德格拉夫(Van de Graaff)加速器,一个直线质子加速器(Linear Proton Accelerator),一个同步回旋增强器(Booster Synchrotron ring),一个 交变梯度同步加速器(Alternative Gradient Synchrotron, AGS)以及最后的 RHIC 同步环。在金核 -金核碰撞中,从脉冲溅射离子源(Pulsed Sputter Ion Source)发出的带电荷 Q = -1e 的金离子通过串联的范德格拉夫加速器在串联 的高压终端被剥去外层的电子并被加速到 1 MeV/每核子。在出口处,净电荷 Q = +32e 的离子被注入到同步回旋增强器并被加速到 95 MeV/每核子。在被注入

Mode	Beam energy $(GeV/n)$	$L_{peak} \ (cm^{-2}s^{-1})$	$L_{storeavg} (cm^{-2}s^{-1})$	$L_{week}$
U-U	96.4	$8.8  imes 10^{26}$	$5.6 imes10^{26}$	$0.2nb^{-1}$
Au-Au	100	$50 \times 10^{26}$	$30 \times 10^{26}$	$1.0 n b^{-1}$
Cu-Au	100	$120 \times 10^{26}$	$100 \times 10^{26}$	$3.5 n b^{-1}$
Cu-Cu	100	$2 \times 10^{28}$	$0.8  imes 10^{28}$	$2.4 n b^{-1}$
d-Au	100	$27 \times 10^{28}$	$13.5 \times 10^{28}$	$40 n b^{-1}$
p <b>↑-</b> p↑	100	$46 \times 10^{30}$	$33 \times 10^{30}$	$9.3 pb^{-1}$
p <b>↑-</b> p↑	255	$210 \times 10^{30}$	$126 \times 10^{30}$	$40 p b^{-1}$

**表** 2.1 具有确定束流能量的铀核 -铀核碰撞(U-U, Run-12),金核 -金核碰撞(Au-Au, Run-11),铜核 -金核碰撞(Cu-Au, Run-12),铜核 -铜核碰撞(Cu-Cu, Run-5),氘核 - 金核碰撞(d-Au, Run-8)以及极化质子碰撞(p-p, Run-12, Run-13)获得的亮度

到交变梯度同步加速器之前,这些离子被继续的剥去电子达到带电荷 Q = +77e 的状态。在交变梯度同步加速器中,这些离子被最终加速到 10.8 GeV/每核子 并最终被注入到位于 AGS 到 RHIC 的输送线路(AGS-to-RHIC Transfer Line, ATR)之后的 RHIC 储存环里。在 AGS 的出口处,金离子被剥离掉电子达到 +79e 的状态。在 RHIC 实验中对撞粒子的原子量和电荷的比分别为 1 (质子) 和 2.5 (金核)。在 RHIC 储存环中,离子束流被环中的磁铁弯曲和聚焦。RHIC 环被同时当做加速器,储存环以及对撞机使用。其运用两套射频系统,一套工 作在 28MHz 的频率下捕捉和加速来自 AGS 的 bunch 到最高能量,另一套工作 在 197MHz 的频率下来调整对撞的范围尺度。质子可以被加速到 250GeV,重 离子 (如金离子)可以被加速到 100 GeV/每核子。

RHIC 有两个六边形的储存环("黄环"和"蓝环")和六个位于六边形 相对较直位置的两环相交处的对撞点。环的周长是 3834m。如图2.1所示,四 个对撞点被安装的探测装置。两个大型的实验装置,STAR 和 PHENIX,位 于 6 点和 8 点钟的位置。两个 2008 年停止运行的较小的探测器 PHOBOS 和 BRAHMS 位于 10 点与 2 点钟方向。

### 2.2 位于 RHIC 的螺线管径迹探测器

位于 RHIC 的螺线管径迹探测器(The Solenoidal Tracker at RHIC, STAR) [25] 位于 RHIC 环的 6 点钟方向,高约 10m,重达 1200 吨。它被建造来探索高



图 2.1 相对论重离子对撞机综合设备(RHIC complex)示意图

温高密强作用物质的行为以及探索夸克胶子等离子体(被认为存在于高能量密度下的物质状态)的存在信号以及信息。STAR 拥有一个很大的均衡的接收度, 在方位角(azimuthal angle)方向实现了全覆盖而在极角(polar angle)方向覆 盖了中心快度区附近较大的区域。这种接收度可以适应 RHIC 物理的实验环境, 即碰撞产生的粒子数很高(单位赝快度约 1000)并且有来自于部分子散射的高 动量粒子。拥有这些特性,STAR 能够同时测量很多可观测量(例如中间快度 区高精度的径迹,动量)来研究可能的 QGP 相变信号以及理解极端相对论重 离子碰撞过程的时空演化。图2.2是 STAR 探测器的一个布局图。

图2.3是一个 STAR 探测器在 Run-14 的剖面图。图中大部分子探测器都被 包含在提供平行于束流管方向(定义为 Z 方向)的磁场的螺线管磁铁中 [26]。 这个磁铁被设计成圆筒状,长 6.85m,内径 5.27m,外径 7.32m。到 Run-14 为 止,STAR 已经顺利的在全磁场(full field,  $|B_z| = 0.5$  T),反全磁场和半磁场 运行过。通过测量带电粒子穿过磁场中的螺旋形轨迹,STAR 的径迹探测器可 以测量这些粒子的动量。

STAR 的触发系统是一个基于速度较快的子探测器收集到的信息的 10MHz 流水线系统。它为速度较慢的子探测器提供了事例选择的信息。这些快子探测器包括:位于前向  $\theta < 2$  mrad 的零度角量能器(Zero-Degree Calorimeter-



图 2.2 STAR 探测器的布局图



图 2.3 包含已完工和未完工的子探测器的 Run-14 中的 STAR 探测器剖面图

s, ZDC), 顶点位置探测器(Vertex Position Detector, VPD)和束流计数器(Beam-Beam Counter, BBC)。束流计数器是一个离名义上的交互点±3.5m的六角闪烁体阵列,它是测量相对亮度的主要探测器并能为极化质子-质子碰撞事例提供触发。一些其他的探测器被用于一些特定的触发:缪子望远镜探测器(Muon Telescope Detector, MTD)被用来对含有缪子的事例进行触发,电磁量能器(Electro-Magnetic Calorimeter, EMC)被用于高横动量粒子的触发。所有被 STAR 数据采集系统(AcQuisition, DAQ)记录的事例都会被标注自己的触发种类(triggerId)用于物理数据分析。

STAR 主要的径迹探测器是时间投影室(Time Projection Chamber, T-PC)。它覆盖  $|\eta| < 1.8$  区域及  $2\pi$  的方位角。关于时间投影室的具体介绍 详见第2.2.2节。另一个前向的时间投影室(Forward TPC, FTPC)覆盖了 2.5 <  $|\eta| < 4$  区域及  $2\pi$  的方位角。为了给径迹重建提供更多的可用点,一个前向的气体电子倍增器径迹探测器(Forward Gas Electron Multiplier Tracker, FGT)[27] 如图2.3所示被安装在了前向。

飞行时间探测器(Time Of Flight, TOF)[28–30] 被安装在时间投影室的 外面,可以提供一个时间分辨小于 100 皮秒(ps)的飞行时间的测量。它覆盖 了  $|\eta| < 0.9$  区域及 2 $\pi$  的方位角。有了这个探测器, $\pi$  介子(pion),K 介子 (kaon)和质子的横动量识别范围被有效提高(具体详见第2.2.3节)。和时间投 影室相结合,完全安装完毕的飞行时间探测器可以从低横动量到中横动量区间 提供干净的电子鉴别(electron identification, EID)。这个电子鉴别方法也是 STAR 实验中双电子相关物理分析的主要鉴别方法(详见第4.2节)。

电磁量能器(Electro-Magnetic Calorimeter, EMC)[31, 32] 被用来区分 高动量的单个光子跟  $\pi$  介子和  $\eta$  介子衰变产生的光子对以及区分电子跟带 电强子。它分两部分被安装在 STAR 探测器上。一部分是桶部电磁量能器 (Barrel Electro-Magnetic Calorimeter, BEMC),位于飞行时间探测器之外,覆 盖  $|\eta| < 1$  区域和  $2\pi$  方位角。另一部分是端盖电磁量能器(Endcap Electro-Magnetic Calorimeter, EEMC),覆盖  $1 < |\eta| < 2$  区域及  $2\pi$  方位角。这些量 能器也是高横动量强子和电子触发的重要探测器。

缪子望远镜探测器 [33] 于 2014 年完成全部的安装工作。这个使用与飞行时间探测器类似技术的探测器被安装在 STAR 探测器的轭铁上,可以提供低

17

强子污染的缪子(μ)鉴别能力。同时,它也是 STAR 探测器升级工程的一个 重要的组成部分。具体详见第三章。另一个重要组成部分就是重味径迹探测器 (Heavy Flavor Tracker, HFT)。它被安装在 STAR 探测器中心,包裹着束流 管,可以提供很好的位置分辨。

#### 2.2.1 顶点位置探测器

顶点位置探测器(Vertex Position Detector, VPD)用于 STAR 零阶触发 以及离线的碰撞原初顶点 Z 方向(沿束流管方向)位置的测量。同时它还能为 其他如 TOF 和 MTD 之类的快探测器提供"起始时间"的测量。

VPD 由两个同样的探测器集合组成,东西各一个。每个探测器集合距离 STAR 中心 5.7m,包裹着束流管。其由 19 个光电倍增管(PMT)探测器如 图2.4 组合而成 [34]。



**图** 2.4 左图是 VPD 单个探测器集合的正面示意图。右图两个探测器集合的照片。一个一英尺长的尺在照片中作为一个尺度的参照

每当有一个新能量的束流注入,VPD 所有的道都需要重新刻度归零。这些归零的补偿值通过每道与参考道(东西边最快的道)的平均时间差来确定。 图2.5就显示了东边第7道与东边第16道(参考道)的时间差。本图来自 Run14 15GeV 金核 -金核碰撞的设置阶段,它的高斯拟合的平均值就是生成的第7道 的归零补偿值。这些值会直接应用到在线的数据采集过程进行修正。修正完后, 对于特殊的一些触发类型,一个特定的顶点 Z 方向的位置判选条件会应用在 VPD 测得的数据上。为了去除堆积事例 (pipe up events),一个 VPD 测量的 碰撞顶点 Z 位置跟 TPC 径迹重建测得的碰撞顶点 Z 位置的关联会在物理分析中被要求。



**图** 2.5 MXQ 机箱测得的 VPD 东边第 7 道与东边第 16 道(参考道)的时间差。高斯拟合的平均值就是生成的第 7 道的归零补偿值

以 TPC 径迹重建测得的顶点作为参考,一个 VPD 触发系统的相对分辨率 可以得到。图2.6是 VPD 触发系统测得的顶点与 TPC 测得的顶点之间的关联。 关于 TPC 顶点的重建可以在第2.2.2节找到。一条直线被用来拟合这个分布,得 到的非常接近于 1 的斜率意味着良好的关联性。图2.7中的左图是在某个特定 的多重数下(reference multiplicity,第4.1节)下 VPD 跟 TPC 顶点的 Z 方向 位置差的分布。右图是类似于左图的高斯拟合的标准差与多重数的依赖关系。 VPD 测得的用于触发系统的平均顶点位置分辨约为 20cm。这些图来自于 Run9 200GeV 的质子 -质子碰撞数据。

2.2.2 时间投影室

时间投影室(Time Projection Chamber, TPC) [35] 是 STAR 探测器的核 心部分之一。作为 STAR 探测器的"心脏",它是一个原初径迹的探测装置。 径迹重建信息包括径迹,动量,能量损失(dE/dx)。能量损失被用来作粒子鉴 别。

图2.8是一个 TPC 的示意图。它是一个长 4.2m 直径 4m 的圆柱形装置, 包裹着束流对撞区域,位于提供 0.5T 磁场的的大型螺线管磁铁内。对撞在接 近 TPC 中心的位置发生。TPC 是基于多丝正比室(Multi-Wire Proportional



图 2.6 VPD 与 TPC 测得的碰撞顶点 Z 方向位置的关联。其中 VPD 测量值来自于触发系统。



**图** 2.7 左图:特定多重数下 VPD Vz - TPC Vz 的分布。右图:来自触发系统的 VPD 的相对位置分辨与多重数的依赖

Chamber, MWPC)和漂移室(Drift Chamber, DC)的探测原理研发的一种 径迹探测器。带点粒子穿过充满 P10 气体(90% 氩气,10% 甲烷)的 TPC,基 于带点粒子能量损失的电离粒子会产生。使用这种气体的初衷是低电场下的高 漂移速度。这种 P10 气体中的漂移速度为 5.45*cm*/µs。

此气体中的横向扩散约为漂移 210cm 后偏移分布  $\sigma_T = 3.3mm$ 。此漂移距 离下的纵向偏移分布约为  $\sigma_L = 5.2mm$ 。这些基本参数如表2.2 所示。探测器工 作在漂移速度曲线的峰顶位置,这样可以获得稳定的漂移速度并且对温度与气 压的变化不敏感。一个良好定义的均匀的电场(135V/cm)是这些电离粒子的 漂移场。

读出系统是位于端盖的带读出板的多丝正比室。在这里,次级粒子可以通

20

第二章 实验装置



图 2.8 包裹着束流对撞区域的 STAR 时间投影室

	尺寸	注释
TPC 长度	420 cm	210 cm 每一半
漂移区外径	400  cm	200 cm 半径
漂移区内径	$100 \mathrm{~cm}$	50 cm 半径
阴极到地平面的距离	$209.3~\mathrm{cm}$	每边
阴极	$400 \mathrm{~cm~diameter}$	位于 TPC 中心
阴极电势	28  kV	典型的
漂移气体	P10	90% 氩气, 10% 甲烷
气压	大气压 $+ 2 \text{ mbar}$	
漂移速度	$5.45 \text{ cm}/\mu \text{s}$	典型的
横向扩散 $\sigma$	$230 \ \mu \ m/\sqrt{cm}$	140  V/cm & 0.5  T
纵向扩散 $\sigma$	$360 \ \mu \ m/\sqrt{cm}$	$140 \mathrm{V/cm}$
阳极扇区数	24	12  per end
读出板数	136 608	
信噪比	20:1	
电子学信号形成时间	180  ns	FWHM 半高宽
信号动态范围	10 bits	
采样率	9.4 MHz	
采样深度	512 time buckets	380 time buckets 典型的
磁场	0, $\pm 0.25$ T, $\pm 0.5$ T	螺线管型的

表 2.2 STAR TPC[35] 的基本参数

过雪崩被放大 1000-3000 倍。雪崩产生的感应信号会分布在临近的数个读出板上,通过重心法可以重建出信号的位置。这些读出板可以给出 x-y 坐标平面内的位置,固定总面积下大量的读出板(136608)可以使测量更加精确。Z 方向的位置由 512 个时间段和漂移速度给出。带点粒子穿越 TPC 时的径迹可以通过对 x-y-z 坐标方向位置的精确测量得到。

室中含有一个读出板平面与三个丝平面。图2.9展示了一个完整的扇区内 TPC 阳极的设计和参数。TPC 东西各有 12 个扇区。外部子扇区有着连续的读 出板覆盖以得到更好的能量损失分辨,因为可以收集到完整的信号而统计得到 了改善。对于内部子扇区,在此区域内径迹的密度很高。为了对双击中有更好 的分辨,内部子扇区采用了更小的读出板,并且读出板与阳极面之间的距离被 缩小。这也增强了对低动量粒子的探测能力。外部与内部子扇区的区别可以从 表2.3中找到。



**图** 2.9 一个完整的 TPC 扇区阳极读出板平面的示意图。内部子扇区在右,它的小读出板沿着有间隔的横排排列。外部子扇区在左边,它有着连续排列的大读出板 [35]

如之前所述,通过读出板和漂移时间算出三维坐标位置,沿着径迹的电离 束团的位置就可以分别获得。分辨能力取决于带电粒子动量与漂移方向的夹 角以及漂移的距离。更长的漂移长度和更大的夹角可以给出更好的分辨。位置 分辨能力一般在毫米量级。对于径迹重建,考虑了能量损失的螺旋线被用来拟 合这些电离束团的位置。拟合后的螺旋线也会被外推到其他的探测器(比如

项目	内部子扇区	外部子扇区
读出板尺寸	$2.85~\mathrm{mm}\times11.5~\mathrm{mm}$	$6.20~\mathrm{mm}\times19.5~\mathrm{mm}$
读出板间空隙	$0.5 \mathrm{~mm}$	$0.5 \mathrm{~mm}$
读出板行号	$13 \ (\#1 - \#13)$	$32 \ (\#14 - \#45)$
读出板数目	1750	3942
阳极丝与读出板平面距离	$2 \mathrm{mm}$	4  mm
阳极电压	1170 V	1390 V
阳极气体增益	3770	1230

表 2.3 TPC 内部子扇区与外部子扇区的比较

TOF)并寻找在这些探测器上外推位置附近是否有粒子集中的信息。如果是, 那么这些额外的集中点会被加到这条径迹中。综合这些点,最后确定的径迹称 为全局径迹(global track)。运用在同一个事例中的所有 global track,这个事 例的原初顶点(primary vertex)可以高精度得被定出。顶点的位置分辨与径迹 数目的统计误差成反比。在金核-金核中心对撞中,这个依赖于径迹数的顶点位 置分辨可以达到 350 微米。在径迹与原初顶点的最近点距离(distance of closest approach, DCA)小于 3 厘米时, global track 可以加上原初顶点进行重新拟 合。如果拟合结果良好,这个重新拟合的径迹就被标注为原初径迹(primary track)并被储存在另一个类之中以供后续分析。

TPC 通过各种带点粒子在其空间中的能量损失来实现粒子鉴别。这种能量损失可以通过 45 个读出板行列收集的电荷沉积来计算,其分布如图2.10所示。从图中可以看出,在 8% 的分辨率下,  $\pi$  介子跟 K 介子的可区分范围可以达到动量约 0.7 GeV/c。而质子与  $\pi$  介子跟 K 介子的可区分范围可以达到约 1.1 GeV/c。虽然 TPC 原来不是设计成分辨高动量的粒子,但是高动量的粒子 ( $p \ge 3$  GeV/c) [36, 37] 仍然可以通过它们在相对上升区间的能量损失来相互区分。电子与  $\pi$  介子的区分可以在横动量为 3 GeV/c时达到 3 $\sigma$ ,在横动量为 10 GeV/c时达到 2 $\sigma$ 。而电子与 K 介子的区分可以在横动量为 3 GeV/c时达到 5 $\sigma$ , 在横动量为 10 GeV/c时达到 3.5 $\sigma$ [37]。



**图** 2.10 STAR TPC 中原初粒子和次级粒子的能量损失与原初粒子横动量的依赖分布。磁场为 0.25T[35]

#### 2.2.3 飞行时间探测器

桶部(barrel)飞行时间探测器(Time-Of-Flight, TOF)是基于多气隙电 阻板室(Multi-gap Resistive Plate Chamber, MRPC [38])技术的子探测器系 统,具有低造价,高探测效率的优点以及很好的固有时间分辨。STAR 于 2010 年完成了 TOF 升级工程,共 120 个 TOF 模块被安装在了桶部 TPC 外面(60 个模块在  $\eta < 0$  方向,60 个模块在  $\eta > 0$  方向)。在 Run14 中,直到目前为止, 120 个模块中有 115 个模块在数据采集过程中正常工作。因为 MRPC 模块的低 造价,桶部 TOF 覆盖了  $|\eta| < 0.9$ 范围以及  $2\pi$  的方位角。

每个 TOF 的模块内有 32 个 MRPC 模块。图2.11是 STAR 上的一个 MRPC 模块的侧面图。上下两图不在同一个比例尺下。MRPC 是由多个阻性板组成 (0.54 毫米厚的悬空玻璃),每两个板之间的气隙是 220 µm。石墨电极被喷涂 在最外层玻璃 (更宽)的外表面,而在这些电极上加上高压后每个气隙里都会 产生强电场。带电粒子在穿越这些玻璃层时会在气体中产生沿着其运动轨迹 的原初电离,其中的强电场会使其产生汤生雪崩放大 (Townsend amplification avalanche)。因为电极和玻璃板都是阻性的,所以它们对于雪崩电荷是"透明"的。因此,电极之外的读出 pad 上的感应信号就是所有气隙中的雪崩信号的叠 加。

模块的典型尺寸是 94mm × 212mm × 12mm, 其有效面积为 61mm ×

24



图 2.11 MRPC 的侧面图。上图是长边方向。下图是短边方向

200mm。每个模块有 6 个读出 pad,每个读出 pad 尺寸为  $61mm \times 31.5mm$ ,读出 pad 之间的间距为 3mm。如图2.12所示,读出板跨越方位角方向。整个 TOF 模块在  $\phi$  方向覆盖 6°(360/60)。以 VPD 测得的"起始时间"为起点,TOF 可以通过测量"终止时间"给出粒子的飞行时间测量。

2005 年以后,经过刻度之后的 TOF 本征时间分辨约为 75ps。图2.13是速度的倒数(1/β)与动量的依赖关系。π, *K*, *p* 的分布带可以很清晰的从图中分辨出。先选择速度倒数接近 1 的粒子即速度非常接近光速的粒子,电子就可以在此条件下通过 TPC 测得的能量损失分布来鉴别。这个过程可以很清晰的从图2.14中看出。此图是 TPC 的能量损失在 TOF 的速度判选之前与之后的分布。这种电子鉴别的方法会在第4.2章中具体介绍。

#### 2.2.4 桶部电磁量能器

STAR 桶部电磁量能器(Barrel Electro-Magnetic Calorimeter, BEMC)[31] 是一个拥有对高动量过程如喷注,领头强子,高速重味夸克的触发和鉴别能力



图 2.12 TOF 模块, MRPC 模块以及读出板的几何结构



**图** 2.13 来自于氘核 -金核碰撞 TOFr+pVPD 触发事例中粒子速度的倒数与动量的依赖关系 [39]

的子探测器。它提供了大接收度的粒子(如光子,电子)探测。在本文的物理 分析中,BEMC 触发的事例被用于高动量双电子的测量。

BEMC 位于 TOF 与 STAR 螺线管的铝线圈之间,覆盖  $|\eta| \leq 1$  区域及  $2\pi$ 方位角。其前表面在半径 220cm 处,平行于 Z 轴。一共有 120 个量能器模块, 每个覆盖  $\phi$  方向的 6° 以及  $\eta$  方向的一个单位。这些模块按照  $\phi$  方向 60 个, $\eta$ 方向 2 个的方式安装。每个模块约 26cm 宽,293cm 长,有效厚度 23.5cm,支 持结构约厚 6.6cm (其中 ~1.9 cm 是在探测器之前)。

这些模块每个被分为 40 个 tower,  $\phi$  方向 20 个,  $\eta$  方向 2 个。整个 BEMC 被分为了 4800 个 tower。图2.15中左图是一个模块沿着  $\eta$  方向的侧向示意图。



**图** 2.14 TPC 能量损失与动量的依赖关系。左图:没有  $1/\beta$  的判选。右图:有  $|1/\beta - 1| < 0.03$  的判选条件 [39]

而右图是其机械结构,包括压缩组件(compression components)和导轨安装系统(rail mounting system)。

## 2.3 探测器小结

本章介绍了 RHIC 实验装置与 STAR 探测器。RHIC 实验装置提供的高质 量束流是本文物理分析的前提。每核子对质心系对撞能量 200GeV 的金核 -金核 碰撞事例由 STAR 探测器探测到,并经过一定的触发手段被记录下来。本章介 绍的所有 STAR 子探测器都与直接虚光子的测量有着密切的关系:

1. 顶点位置探测器:提供最小无偏事例的触发信息并提供粒子的飞行起始 时间。

2. 时间投影室:测量带电粒子飞行的径迹和能量损失等信息。

3. 飞行时间探测器:测量粒子的飞行终止时间,结合 TPC 测得的粒子飞行的径迹(距离)和 VPD 测得的起始时间获得粒子的飞行速度。

4. 桶部的电磁量能器:为高能的电子提供触发信息,通过其触发记录的事例在经过判选后被用在了高横动量区间(5-10GeV/c)的直接虚光子分析之中。



**图** 2.15 BEMC 模块的侧向示意图。左图:沿着  $\eta$  方向的示意图。右图:其机械结构示意 图,包括压缩组件 (compression components)和导轨安装系统 (rail mounting system)。本图来自于 [31]

通过同时对粒子的飞行速度和粒子的能量损失进行判选,较纯净的电子样本就可以获得(详见第4.2节)。这些电子样本被用于重建双电子的不变质量连续谱。从此双电子谱中可以获得直接虚光子的测量结果。

# 第三章 缪子望远镜探测器

## 3.1 物理意义及目标

中心快度区的大面积缪子望远镜探测器(muon telescope detector, MTD) [33] 可以提供良好的  $\mu$  子分辨能力以及在中间快度区高亮度环境下的触发能力。 这个简洁的新型探测器可以提供很多令人振奋的物理测量结果。我们可以通过 双  $\mu$  子道测量及分辨不同的 Upsilon 粒子态以及大横动量范围内的  $J/\psi$  粒子来 研究色屏蔽效应。干净的  $\mu$  子样本可以去掉不同的 Upsilon 粒子态不变质量分 布中的"尾巴"从而实现它们之间的相互区分。对  $e - \mu$  关联的测量可以区分 来自重味夸克的贡献和初始轻子对产生的贡献(第1.3节)。这些重要的物理测 量预期使得 MTD 成为 STAR 探测器升级工程中最重要的部分之一。

## 3.2 多气隙电阻板室

MTD 是基于与 STAR TOF 探测器 [39] 相同的探测器和电子学技术设计 制造的。这种探测器是基于多气隙电阻板室(Mult-gap resistive plate chamber, MRPC)技术。这种 MRPC 模块是工作在雪崩模式下的气体探测器,其中充入 的混合气体为 95% 的氟利昂以及 5% 的异丁烷。MTD 中的 MRPC 是一种长条 型的 MRPC,其读出条为 87cm。这种设计是基于 STAR 磁铁外的低粒度环境, 在满足探测效率要求的情况下降低设计制造成本。MRPC 原型模块的研究与开 发(R&D)结果给出了 95% 的探测效率,60-70ps 的时间分辨以及约 1cm 的位 置分辨 [33]。

基于这些优点,综合径迹与 MTD 击中位置的匹配信息和 TPC 测量的电离 能损测量信息以及 TOF 测量的飞行时间信息,我们可以获得在几个 GeV 范围 内的 μ 鉴别能力。图3.1是 MTD 中大面积 MRPC (LMRPC) 模块的端视图。

29



图 3.1 MTD 中 LMRPC 模块的端视图

## 3.3 STAR 探测器中的缪子望远镜探测器

MTD 位于 STAR 磁铁的轭铁上,覆盖 45% 的方位角以及  $|\eta| < 0.5$  的赝快 度区域。如图3.2所示,MTD 的模块覆盖在 BEMC 的 PMT 盒子之上,同一个  $\phi$  方向上的 5 个 (有些是 3 个)不同  $\eta$  位置的模块在同一个 backleg 上。整个 MTD 系统有 30 个 backleg,每个 backleg 覆盖 8° 的  $\phi$  方向,不同 backleg 之 间的空隙为 4°。



**图** 3.2 左图:从南平台三层观察的 MTD 探测器。右图: MTD backleg 的示意图。红色的 框代表了在触发系统中同一个 η 方向上相邻的 5 个模块被连接起来输出触发信号

#### 3.3.1 MTD 的安装和测试

MTD 的全部安装工作已经完成。在 Run12,整个系统的 10% 完成了安装。 Run13 中 63% 的系统完成了安装。在 Run14 中,全部的系统完成了安装,从 而使得安装进度的预期提前了(原计划为在 Run14 中完成 83% 的安装)。2014 年 4 月 5 日,最后一个 backleg 上被成功的安装了 MTD 的模块。总计 122 个 模块其中包含 1464 根读出条及 2928 路读出道被安装在了 STAR 探测器上。其中一个模块因为漏气被排除在系统之外,25 根在磁铁间隙上的读出条被也被禁用以降低背景。最终,122 个模块中的 121 个其中包含 1427 根读出条及 2854 路读出道被用在 Run14 的数据采集之中。

图3.3是 MTD 整个系统的示意图。安装工作在每个运行周期(run)中会持续几个月。在 Run13 中,安装持续了约 5 个月而在 Run14 中这个时间是 4 个月。整个系统是分 backleg 进行安装。在 MTD 模块被吊装到 STAR 探测器之前,一个安装预测试首先进行。因为 STAR 的底部有用于支撑的机械结构,所以在 STAR 下半圆的一些 backleg 上只有 3 个模块而非上半圆的 5 个模块。所有的 5 个(或 3 个)模块在测试区被组装在一起并完成各类电子学线路的连接。通过给 MTD 电子学输入一系列指令信号,收到的反馈信号与预期反馈值的比较可以帮助寻找出存在的问题(如果存在)。在通过了安装预测试之后,MTD 的模块会被吊装到 EMC PMT 盒子上的力学结构上。当左右的电子学线路连接(如图3.4所示)被再次完成后,一个安装后测试会进行以再次检查所有的安装连接过程是否正确。当所有这些工作都完成后,一个 backleg 的 MTD 模块安装就完成了。截止到目前,基于 Run14 采集的最新数据,所有可用的 MTD 模块都工作良好。

### 3.3.2 MTD 触发系统

MTD 触发系统最初的物理目标是能够采样双 μ 子(di-muon)事例的所有 亮度。这种情况下,不会由于有偏的触发而丢失一部分物理信息。因为 DAQ 系统中分配给 MTD 的带宽是有限的,MTD 相关的触发系统需要一些额外的判 选条件。为了去掉穿过磁铁的强子簇射及选择 μ 子,一个以 MTD 本身电子学 时钟为参考的时间窗判选被用来挑选好的 MTD 信号。

图3.5是 Run12 质子 -质子 500GeV 碰撞中对于 MTD 测量信号的时间窗判选。计数明显增强的区域就是好的事例所在的区域。因为 MTD 是双端读出且读出条有 87cm 长,双端时间和被计算及传送到更高的触发等级上用来与碰撞时间做比较。

图3.6是 MTD 读出系统的示意图。MRPC 收集的信号被传送到 MINO 板中然后被分为两路。一路是通过 TDIG 板到数据采集系统中,另一个是通过

31



**图** 3.3 整个 MTD 系统的示意图。蓝色: Run12 中安装完成。黑色: Run13 中安装完成。 绿色: Run14 中安装完成。红色: 有部分读出条被禁用的 backleg 8 及 backleg 24 位置



图 3.4 一个 MTD 模块及其电子学线路连接



**图** 3.5 Run12 质子 -质子 500GeV 碰撞中对于 MTD 测量信号的时间窗判选。两条红线之间的区域是判选后留下的区域

MTRG 板到在线的触发系统用于 MTD 相关触发。MTD 所在区域的粒度较低。 如图3.2所示,相邻 5 个 backleg 上相同  $\eta$  区域的 5 个 MTD 模块 60 根读出条 中一对最快的一对东西两端信号被传输到触发系统中。这就使得触发系统中对 于到达时间基于  $\eta$  位置的修正能够实现。这个修正在最高的  $\eta$  位置会大于 1 纳 秒 (ns)。



图 3.6 左图: MTD 模块示意图。右图: 读出步骤

作为触发系统中一个重要的探测器,MTD 有自己的触发算法用于挑选好的击中事例,并把其信息传递到更高的触发等级上。图3.7是 Run13 中 MTD 触 发系统的示意图。从低到高的触发等级分别被称为 MT001 (MT002,MT003), MT101,TF201 以及 TCU。MTRG 电缆把来自于 MTD 模块的用于做触发的 信号成对(东端及西端)传输到 MT001 (MT002,MT003)的不同的 QT 板 中。信号在其中被放大并被 ADC 及 TAC 测量其幅度与时间。触发算法要求 在东西两端同时具有满足判选条件的 ADC 和 TAC 测量值,并且要求 TAC 的 和满足一定的条件。因为 STAR 的触发系统在时间测量中采用公共终止时间作 为参照,所以越大的 TAC 和代表着越早的到达时间。来自于 MT001,MT002, MT003 的 T 满足条件的 TAC 和被输入到 MT101 中,同时击中的多重数也被 计算以为后用。同时,来自于 VPD 的最快的时间信息也被传输到 MT101 中。 这些 MTD TAC 和中最大的值将用来与来自于 VPD 的"起始时间"做比较。 在 MT101 中,只要有至少一个满足条件的 MTD TAC 和就将会使得最高层的 TCU bits 的相应位 MTD cosmic bit 被标注为 1。不小于 2 的多重数会把 TCU bits 中 MTD double hits bit 标注为 1。

图3.8是 MTD 最大的 TAC 和与 VPD 的最大的 TAC 和之差(MTD maxi-



图 3.7 Run13 中 MTD 触发系统的示意图

mum TAC sum - VPD TAC sum + 8192)的分布。因为 MTD 及 VPD 用于触 发时间测量的 TAC 的范围是 0-4096,所以这个 MTD 与 VPD TAC 和的差被加 上了 8192 以保证非负的输出。这个差值是在 TF201 中被计算出并最终被传输 到 TCU bits 中即标注对应的 MTD-VPD coincidence bit 为 1。这些传输到更高 触发等级的工作都会伴随着一系列的判选条件。在经过了所有的触发算法之后, TCU bits 就含有了所有 MTD 相关触发需要的信息。MTD cosmic bit-至少一个 好的 MTD 击中。MTD double hits bit-至少两个好的 MTD 击中。MTD-VPD bit-好的 MTD&VPD 符合。

在 Run12 中,用于 MTD&VPD 无偏触发 (MTD&VPD minimum bias trigger)的 MTD&VPD 时间差的判选范围是 5000 ~ 7300。如图3.8所示,所有 拥有匹配径迹的真实事例都落在判选范围以内。这个判选条件留下了需要的真 实事例同时降低触发率。拥有匹配的径迹被定义成一个来自于 TPC 的好的径 迹同时能够投影到 MTD 有效区域并在投影的相应位置附近有一个好的 MTD 击中信息。径迹投影的步骤如图3.9和表3.1所示。它依赖于不同的磁场强度和在 不同区域能的能量损失。在 EMC 和轭铁之中,径迹投影过程被人为分为了很 多段以把能量损失计入投影过程并尽可能接近真实情况。MTD&VPD 无偏触 发要求非零的 TCU bits 中的 MTD-VPD bit。双  $\mu$  子触发 (di-muon trigger) 要求非零的 MTD double hits bit。MTD 宇宙线触发 (cosmic-ray trigger)要



**图** 3.8 Run12 质子 -质子 500GeV 碰撞中用于 MTD&VPD 触发的 MTD&VPD 时间差分 布。黑线是 MTD&VPD 触发事例的分布。红线是有着对应径迹匹配的 MTD&VPD 触发 事例的分布

表 3.1 径迹投影步骤的参数

	B.1(TOF)	B.2(EMC)	B.3(Inner steel)	B.4(steel)	B.5(MTD)
半径 (cm)	211	225 - 247	303	303-364	403
磁场 (T)	0.5	0.5	0.5	-1.26	0
能量损失 (GeV/cm)	0	0.0075	0	0.012	0

求非零的 MTD cosmic bit。为了研究  $e_{\mu}$  关联,一个 MTD 触发与 EMC 相 关触发(BHT)之间的符合被用来做  $e_{\mu}$  触发,其在 TCU bits 中要求非零的 MTD-BHT coincidence bit。

所有这些触发的设置都伴随着研究的更加深入而不断被优化改进。在之前 的运行周期中,这些触发都被加入到了数据采集系统中并工作良好。而这些触 发的事例中是否含有研究需要的(满足触发设置目的)真实径迹依赖于事例中 的径迹是否能够满足径迹匹配算法及其他的粒子鉴别判选条件。但是相关的 触发确实从定义上可以大大增加这些径迹满足条件的可能性。图3.10是 Run12 和 Run13 中拥有好的径迹匹配的事例显示图(event display)。这些事例来自于 di-muon 触发,图中显示的径迹皆为真实的 TPC 中重建出的径迹并有相应的



图 3.9 径迹投影步骤的示意图

MTD 投影位置附近的击中。左图来自于 Run12 的铜核 -金核对撞而右图来自于 Run13 的质子 -质子对撞。



**图** 3.10 MTD di-muon trigger 触发事例的事例显示图。左图: Run12 的铜核 -金核对撞。 右图: Run13 的质子 -质子对撞

#### 3.3.3 Run12 中 MTD 的性能

在 Run12 中,13 个 MTD 模块被安装在了 STAR 探测器上。所有类型的触 发都实现了顺利的数据采集。Run12 的宇宙线数据被用来初步分析研究 MTD 的探测效率。宇宙线的噪声和本底较小,并且平均横动量达到 5 至 6GeV/c 的宇宙线其多次散射效应(multiple scattering effect)较小,这可以使得来自 于 TPC 重建的径迹在投影到 MTD 上时拥有更高的精度。如图3.11所示,当 MINO(MRPC NINO)板的阈值设置较低时,平均的探测效率可以达到约 90%。因为在投影过程中未考虑多次散射的影响,所以图中在低横动量区间效 率出现了降低。这是由于在低横动量情况下,多次散射效应引起的位置不确定 性更大。而在 MTD 模块边缘上,这种不确定性会导致能够在不考虑多次散射 的投影中可以投影到 MTD 模块的径迹其实际击中位置不在 MTD 有效区域内。 即真实宇宙线击中的位置与来自于 TPC 径迹投影的 MTD 击中位置的差异更 大。在此效率计算中,分母是满足几何匹配的径迹数即能够投影到 MTD 有效 区域的径迹数。分子是满足分母条件同时有 MTD 击中信息匹配的径迹数。这 种计算方法下,更强的多次闪射效应会使得分母被高估从而得到更低的效率。 更具体的计算表明,探测效率在低横动量区间的降低值符合在这个横动量区间 的多次散射效应能引起的效率降低值。



图 3.11 不同阈值下的基于宇宙线数据的 MTD 探测效率

图3.12中的左图是投影的 Z 位置与投影的  $\phi$  位置的关联。右图是 MTD 本 地坐标系下有径迹匹配的击中信息的 Y 方向与 Z 方向位置的关联。本地坐标系 指的是坐标系建立在 MTD 每个模块中心的坐标系。其 Z 方向被定义为沿着读 出条的方向, Y 方向是垂直于读出条并在 MTD 模块平面上的方向, X 方向是 MTD 模块的法向量方向。已安装的 MTD 模块可以很清楚的在左图中看出。这 些有 MTD 击中信息匹配的径迹的能量损失分布可以从图3.13中看出,同时一 条  $\mu$  子的已知能损分布曲线也画在图中做比较。大部分径迹的能量损失都符合  $\mu$  子的能损预期。



**图** 3.12 MTD 的径迹投影分布结果。左图:投影的 Z 位置与投影的  $\phi$  位置的关联。右图: MTD 本地坐标的 Y 方向与 Z 方向位置的关联



图 3.13 有 MTD 击中信息匹配的径迹的能损分布于 μ 子能损预期的比较

空间分辨率可以从拟合径迹投影位置与 MTD 测量击中位置之间的差的分 布来获得。图3.14是这些差的分布。上图是两维的关联而下图是一维的分布。 一个高斯函数被用来拟合不同横动量区间的分布以得到它们的分辨。因为在某 个横动量区间的位置分辨依赖于在此区间的多次散射效应的影响,一个类似于 多次散射效应影响的函数被用来拟合分辨与横动量的关联曲线。如果把拟合得 到的函数中横动量外推到无穷大以去掉多次散射效应的影响,本征位置分辨就 可以得到。结果如图3.15所示,基于宇宙线数据的本征位置分辨为沿着读出条 方向(local Z 方向)2.6cm 以及垂直于读出条方向(local Y 方向)1.9cm。

对于 STAR 的 µ 子鉴别来说,在 MTD 上读出的信号需要匹配 TPC 测得 的粒子径迹的外推击中点。在匹配算法中,要求的外推击中位置与探测器读出 信号计算出的击中位置的距离目前设置在一个 MTD 模块范围内。此匹配条件



远大于测得的探测器本征位置分辨,MTD 的位置分辨能力能够满足 STAR 探测器的  $\mu$  子鉴别要求。

**图** 3.14 径迹投影位置与 MTD 测量的击中位置差的分布。左上图: Z 方向差与横动量的依赖。左下图: Z 方向差的分布。右上图: Y 方向差与横动量的依赖。右下图: Y 方向差的分布



图 3.15 基于宇宙线数据的 Run12 中 MTD 的空间分辨。左图: Z 方向。右图: Y 方向。

# 第四章 直接虚光子与双电子的产生

极端相对论重离子碰撞的一个重要物理目标就是研究碰撞产生的高温高密 介质的基本性质 [40]。这种介质会以直接光子及双轻子的方式发射热辐射。一 旦产生,光子与轻子在穿越介质时只受到很小的相互作用(只参与电磁相互作 用),所以它们可以携带来自于整个介质演化及动力学过程的信息。

本章将介绍 Run10 和 Run11 金核 -金核 200GeV 对撞中直接虚光子和双电 子产生的具体分析过程以及两个运行周期综合在一起的结果。章节包括:数据 设置与事例判选,电子鉴别,电子对重建,效率与接收度修正,衰变模拟,直 接虚光子产生以及系统误差分析。

### 4.1 数据设置与事例判选

在 Run10 和 Run11 两个运行周期中,STAR 探测器采集了通过 VPD 与 ZDC 符合触发的每核子质心系对撞能量 200GeV 的金核 -金核对撞最小无偏 (minimum bias, MB)数据。中心度通过中间快度区 (|η| < 0.5)测量粒子的 多重数来确定。一个 Glauber 模型 [41] 计算的结果被用来与多重数分布做对比。 中心度的定义可以通过这个对比得到。表4.1是 Run10 和 Run11 中 200GeV 金 核 -金核对撞最小无偏数据的中心度定义。

中心度 0-80% 的最小无偏事例 (MB events) 被用来进行本文的物理分析。 为了提高这些事例的质量,分析中加入了一些如表4.2中所示的事例判选条件。 为了保证事例是测量于一个相同的均匀接收度范围,分析中要求事例的顶点 Z 方向位置落在 ±30cm 的范围内。为了去掉一些背景事例如因为高对撞率引起 的不同束团对撞的事例,一个 TPC 测量的顶点 Z 方向位置 (*Vz*,第2.2.2节) 与 VPD 测量的顶点 Z 方向位置 (*VpdVz*,第2.2.1 节)之间的关联及顶点在 X-Y 平面的位置判选被加入到了事例判选的条件中。*Vz* 与 *VpdVz* 的关联及 [*Vz – VpdVz*] 的分布已经在第2.2.1节中进行过类似的讨论。在经过了所有的事

41

中心度	Run10	Run11
0 - 10%	> 379	> 396
10 - $20%$	> 269	> 281
20 - $30%$	> 184	> 193
30 - $40%$	> 119	> 125
40 - $50%$	> 73	> 76
50 - $60%$	> 41	> 43
60 - $70%$	> 21	> 22
70 - $80%$	> 10	> 10

表 4.1 Run10 和 Run11 中 200GeV 金核 -金核对撞最小无偏数据的中心度定义

表 4.2 事例判选条件

名称	判选条件
Vz	$\leq 30cm$
Vz - VpdVz	$\leq 3cm$
Vr	$\leq 2cm$
Vx	$\geq$ 1e-5 cm
Vy	$\geq$ 1e-5 cm
Vz	$\geq$ 1e-5 cm

例判选条件及去掉了无用的数据后, Run10 和 Run11 的数据分别剩下了 258M 及 488M。

## 4.2 电子鉴别

通过综合来自于 TPC 和 TOF 的测量信息,电子可以从强子背景中鉴 别出来。在要求粒子飞行速度非常接近光速的情况下,TPC 测得的能量损 失(dE/dx)可以被用来鉴别电子。带电粒子经过介质的能量损失可以通过 Bethe-Bloch 公式来描述。这些已知的能损分布如图2.10中实线所示。一个系 数 *no<sub>P</sub>*(式4.1)在数据产生过程中被定义计算并被用在此分析中进行粒子鉴 别。其更直观的描述了粒子的能损测量值与某种粒子的能损预期之间的差异。 式4.1中的 P 指代的就是用来做参考的粒子种类。(*dE/dx*)<sub>Measured</sub> 是 TPC 的能 量损失测量值。(*dE/dx*)<sub>PBichsel</sub> 是根据贝塞尔函数(Bichsel function) [42] 计算

名称	判选条件
$p_T$	$\geq 0.2\&\& \leq 50 \mathrm{GeV}/c$
$ \eta $	$\leq 1$
$Global \ dca$	$\leq 1cm$
nHitsFit	$\geq 20$
nHitsDedx	$\geq 16$
nHitsFit/nHitsMax	$\geq 0.52$
ylocal	$\leq 1.8cm$
PairY	$\leq 1$
$ 1/\beta - 1/\beta_{fitmean} $	$\leq 0.03(1/\beta_{fitmean} _{p>2} = 1/\beta_{fitmean} _{p=2})$
$n\sigma_e$	$\leq 2.0\&\& \geq f(p) \ (\mathrm{Run10})$
$n\sigma_e$	$\leq (2.0 - 0.4)\&\& \geq (f(p) - 0.4)$ (Run11)
f(p) = -2.3 + 1.5p	

表 4.3 径迹质量判选条件

的参考粒子的能量损失预期。R 是 TPC 能损的分辨率 [36]。取对数是为了使得 其分布更加的接近高斯函数。

$$n\sigma_P = \log[\frac{(dE/dx)_{Measured}}{(dE/dx)_{PBichsel}}]/R$$
(4.1)

为了改善径迹的质量,一些如表4.3所示的径迹判选条件被加入到了分析过 程中。这些径迹判选条件具体的效果是:

1. pT: 保证径迹能穿过 TPC 的最小横动量。

2. η: TPC 的覆盖范围。

3. Global dca: 去掉来自于次级顶点的衰变径迹。

4. nHitsFit: 更多的用于重建径迹的点,改善径迹重建的精度。

5. nHitsDedx: 更多的用于能损测量的点,改善能损测量精度。

6. nHitsFit/nHitsMax: 去掉径迹重建中重复计数的可能性。

7. |*ylocal*|: 径迹击中 TOF 的位置在 Y 方向与读出板中心的相对距离,改善速度测量的精度。

表4.3中与  $\beta$  及  $n\sigma_e$  相关的判选条件是电子鉴别的核心判选条件。图4.1中的 a) 图是 Run11 数据在经过事例及径迹判选条件后的  $n\sigma_e$  分布。可以看出, 电子的分布带被其他强子的分布带所覆盖。b) 图是  $1/\beta$  的分布。通过一个  $1/\beta$  的判选条件, $n\sigma_e$ 的分布就会变为如图4.2中所示。速度较慢的强子被去除掉了。 虽然仍有一些强子的污染,电子的分布带依然可以从图中很清晰的看出来。剩 下的这些强子背景是因为飞行时间与 TPC 径迹信息的误匹配造成的。在金核 -金核对撞中,因为亮度较高,TOF 所在区域的粒度很高。当两个或两个以上 的径迹击中同一个 TOF 单元但是最快的径迹(比如在 TPC 与 TOF 之间与介 质作用转变为电子的光子)没有被 TPC 重建出来时,其飞行时间信息就会被 匹配给另一条径迹。这种情况下一个快强子(一条拥有强子的能量损失并有光 子的飞行时间的径迹)就是通过  $1/\beta$  的判选条件。如图中红线所示的  $n\sigma_e$  判选 条件被用来挑选电子。两条红线之间区域的径迹被选为用于进一步分析的电子 样本。因为 TPC 刻度的原因, $n\sigma_e$  的中心值在 Run11 中偏移了 -0.4。为了挑 选更多符合条件的电子,在 Run10 和 Run11 中运用了不同的  $n\sigma_e$  的判选条件。 这些电子鉴别判选条件的效率将在第4.4.1 节中具体讨论。



**图** 4.1  $n\sigma_e$  和  $1/\beta$  与动量的依赖关系。a) 图:  $n\sigma_e$  与动量的依赖。b) 图:  $1/\beta$  与动量的依赖。图中不同粒子种类的分布带被标注了出来

为了计算电子样本的纯度,包含两个高斯函数成分的函数被用来拟合电子 鉴别判选条件之后的 *n*σ<sub>e</sub> 分布。如图4.3中左图所示,红线代表的是来自于电子 的成分而蓝线代表着来自于强子的污染。红线代表的电子的贡献在 *n*σ<sub>e</sub> 判选范 围内的积分值与总的分布在相同范围内积分值的比就是这个电子样本的纯度。 右图是电子样本纯度与动量的依赖关系。



**图** 4.2 经过  $1/\beta$  判选条件之后的  $n\sigma_e$  与动量的依赖分布。两条红线之间的区域被选择出来 作为后续分析的电子样本

# 4.3 电子对重建

为了重建双电子不变质量(invariant mass,  $M_{ee}$ )分布,本分析先使用异 号配对的方法来重建信号及背景。式4.2是不变质量的计算公式。这种方法把 同一个事例中带异号电荷的两个电子进行随机配对。这些电子对被称为异号电 子对(unlike-sign pair,  $N_{+-}$ ),其中包含双电子的信号及背景。这个双电子信 号来自于轻味强子衰变,重味强子衰变,Drell-Yan 过程及热辐射。图4.4是异 号的不变质量分布与横动量的依赖关系。在 3.1GeV/ $c^2$ 处的带状分布是来自于  $J/\psi$ 衰变的双电子信号。来自于  $\omega$  和  $\phi$  介子双电子衰变道的的信号因为在其 不变质量区域内的低信噪比(S/B,图4.14)而被高背景所覆盖。在低不变质 量区间 0-0.2 GeV/ $c^2$ 的三条延伸至高横动量区域的带状分布是来自于转换光子 (gamma conversion)的电子污染,其细节将在第4.3.1.3节中讨论。

$$M_{e^+e^-}^2 = (E_+ + E_-)^2 - (\overrightarrow{p}_+ + \overrightarrow{p}_-)^2 \tag{4.2}$$

#### 4.3.1 背景研究

为了重建双电子的信号,本分析使用了两种不同方法来重建背景。在从异 号分布的双电子对分布中减去重建的背景,真实的双电子信号就能被重建出来。



**图** 4.3 Run11 数据的电子样本纯度。左图: 对  $n\sigma_e$  分布的双高斯拟合。红线是来自于电子的贡献。蓝线是来自于强子的贡献。粉线是总的拟合函数。右图: 电子样本纯度与动量的 依赖关系。

4.3.1.1 同号方法

这个同号方法是随机组合同一个事例中两个同号的电子 ( $N_{++}$  和  $N_{--}$ )。唯 一可预期的同号分布与来自于异号分布的背景的区别就是探测器对同号和异号 分布的接收度的不同。这点将在第4.4.3节中讨论。在修正了这个接收度的差异 后,双电子的信号就可以用异号分布减去同号分布重建的背景后获得。式4.3是 通过同号背景重建获得双电子信号的表达式。 $F_{acc}(M_{ee}, p_T)$  通过式4.4 计算获 得。 $N_{++}$  和  $N_{--}$  的几何平均值被用来描述同号背景的平均值。图4.5是通过同 号背景方法重建的两维信号。一个  $\phi_V$  的判选条件(第4.3.1.3节)被用来去掉来 自于转换光子的背景。这种同号方法的优点是: 1)可以很好的描述背景,减 去背景后的残余背景较低。2)可以描述关联背景。这种异号配对中的关联背 景来自于非同母粒子(不是信号)衰变出的电子之间有关联的异号配对。比如 很多关联背景来源于以下过程: 一个  $e^{\pm}$  来自于  $\pi^0$  的三体衰变(Dalitz decay,  $\pi^0 \rightarrow \gamma + e^+ + e^-$ )而另一个  $e^{\mp}$ 来自于这个三体衰变的光子的光子转换。这个 正负电子对不是双电子的信号,但是两个电子之间有着关联。

$$Signal(M_{ee}, p_T) = N_{+-}(M_{ee}, p_T) - F_{acc}(M_{ee}, p_T) \times 2\sqrt{N_{++}(M_{ee}, p_T)N_{--}(M_{ee}, p_T)}$$
(4.3)


图 4.4 Run11 数据中同事例随机组合的异号电子对的不变质量分布



图 4.5 Run11 数据中运用同号背景重建方法的双电子信号两维分布 ( $M_{ee} vs p_T$ )

#### 4.3.1.2 混合事例方法

混合事例方法是另一种重建背景的方法。具有相同或相似性质参数的不同 事例被放到同一个事例库中。这种方法就是选择来自同一个事例库的不同正负 电子样本进行配对(B+-)。这些配对的电子之间是完全无关联的。这些混合事 例的相同或相似的性质参数可以确保重建出的背景能够更准确的描述真实的背 景分布。在本文的分析中,用于事例混合的事例库分为2个磁场方向,10个顶 点 Z 方向, 9 个中心度范围, 12 个事例平面。只有落在同一个磁场方向, 同样 的顶点 Z 方向位置范围内,同一个中心度范围及同一个事例平面范围内的事例 会被用来做相互的混合配对。事例库中存放事例的数目被设置在 300, 事例库 的数目是 2×10×9×12。50M 事例被综合在同一个工作进程中以保证每个事 例平均被混合的次数高于 299, 这样可以把因混合次数晃动而引起的不确定度 最小化。同号的混合事例电子对  $(B_{++} \text{ and } B_{--})$  也同时产生出来用于接收度 修正。大事例库存放事例数可以改善用于接收度修正的混合事例在高横动量区 间的统计以减小不确定度。这种混合事例的方法的优点是:1)低统计误差。2) 可以被用来做探测器对异号电子对及同号电子对接收度差异的修正(Eq. 4.4, Sec. 4.4.3)。但是这种重建背景的方法无法重建关联背景。图4.6是运用混合事 例方法重建的双电子信号。为了去掉关联背景并改善统计误差,同号方法和混 合事例方法被用在不同的不变质量区间重建信号。这种综合在一起的信号在  $M_{ee} < 0.7 \text{ GeV}/c^2$ 范围内使用同号背景重建方法而在  $M_{ee} > 0.7 \text{ GeV}/c^2$ 范围内 使用混合事例背景重建方法。

$$F_{acc}(M_{ee}, p_T) = \frac{B_{+-}(M_{ee}, p_T)}{2\sqrt{B_{++}(M_{ee}, p_T)B_{--}(M_{ee}, p_T)}}$$
(4.4)

#### 4.3.1.3 光子转换去除

一些 e<sup>+</sup>e<sup>-</sup> 电子对来自于与探测器材料相互作用的光子转换(电子对效 应)。这些电子对不能被同号方法及混合事例方法重建但是必须从信号中去除以 满足后续直接虚光子分析的条件。图4.4中低不变质量区间 0-0.2 GeV/c<sup>2</sup>内 3 条 延伸至高横动量区间的分布带就来自于光子转换产生的电子对。为了去除这些



图 4.6 Run11 数据中运用混合事例方法重建背景的双电子信号两维分布 ( $M_{ee} vs p_T$ )

背景,一个角度  $\phi_V$  的判选条件被加入到了分析之中。这个角度  $\phi_V$  被定义为 式4.3.1.3。对于光子转换产生的电子对而言,其两条电子径迹在转换点的夹角 非常接近 0, 这个夹角相当于这两条电子的全局径迹在转换点的动量夹角。在 这些全局经济被重建回过原初顶点的原初径迹时,其张角依然很小。 $\phi_V$  判选正 是利用了光子转换产生的电子对的这种性质来实现其去除。图4.7是光子转换的 电子对的  $\phi_V$  分布模拟结果。3 个 0-0.2 GeV/ $c^2$ 范围内从不变质量从低到高的峰 对应着 3 层探测器材料。它们是束流管(beam pipe,  $r \sim 4cm$ ),内层支撑结 构 (inner cone supporting structure,  $r \sim 20 cm$ ) 以及 TPC 的内层支架 (TPC) inner field cage,  $r \sim 46 cm$ )。它们的峰位与如图4.4的从数据中观测到的位置相 符合。这些来自于光子转换的峰的位置与相对幅度具有一些微弱的横动量依赖。 如图4.7所示,随着横动量的增加,第三个 0.11 GeV/c<sup>2</sup>附近的峰的高度增加了, 其峰位也向着高不变质量方向有微小的偏移。图中的红线是分析中使用的  $\phi_V$ 的判选条件。 $\phi_V$ 分布在红线以下的电子对被去除掉。这个判选条件被加在了所 有类型的电子对上。通过模拟结果计算出的转换光子产生的电子对的去除率约 为 99%。通过来自于模拟的  $\pi^0$  衰变出的电子对的  $\phi_V$  分布,  $\phi_V$  判选的效率就 可以计算出来。因为模拟得到的  $\pi^0$  衰变出的电子对的  $\phi_V$  分布没有明显的横动

量依赖,所以在修正双电子对探测效率时,整个横动量范围内的  $\phi_V$  判选效率 被运用到了各个横动量范围内的效率修正当中。图4.8是  $\phi_V$  判选的效率以及用 于效率修正的拟合函数。

$$\hat{u} = \frac{\overrightarrow{p}_{+} + \overrightarrow{p}_{-}}{|\overrightarrow{p}_{+} + \overrightarrow{p}_{-}|}, \quad \hat{v} = \frac{\overrightarrow{p}_{+} \times \overrightarrow{p}_{-}}{|\overrightarrow{p}_{+} \times \overrightarrow{p}_{-}|}$$
(4.5)

$$\hat{w} = \hat{u} \times \hat{v}, \\ \hat{w}_z = \hat{u} \times \hat{z} \tag{4.6}$$

$$\cos\phi_V = \hat{w} \bullet \hat{w_z} \tag{4.7}$$

另一种去掉光子转换影响的方法是直接使用全局径迹来重建不变质量。两 条来自于光子转换的电子径迹在转换顶点(两条全局径迹相互距离最近的点) 具有非常接近的动量方向。在用其全局径迹在转换顶点的动量来重建不变质量 时,3个转换光子峰应该能够被移到0GeV/c<sup>2</sup>。图4.9是全局径迹与原初径迹重 建出的不变质量差与全局径迹重建出的质量的依赖关系。图中依然有一些具有 非零全局质量的来自于转换光子的分布带"穿过"零点。这是由于全局径迹相 比于原初径迹更差的动量分辨,重建后的转换光子产生的电子对的全局不变质 量不能被精确的移到0。基于此,这种全局不变质量方法不适合用做转换光子 背景去除。

### 4.3.2 原始信号

图4.10和图4.11是不同配对方法的电子对的不变质量分布。右边的图是一个 不同背景的放大图。在低不变质量区间,混合事例方法重建出的背景要系统的 低于同号方法重建出的背景,这就是由于第4.3.1.1 节中讨论过的能否重建出关 联背景的原因。在分别减去同号背景及混合事例背景后,没有经过效率修正的 原始信号就可以被重建出来。图4.12和图4.13分别是基于同号背景重建及混合事 例背景重建的 Run10 和 Run11 的原始信号。两图中左边都是低不变质量区间 的没有经过事例数及直方图 bin 宽归一化的放大图。右图是归一化后的原始信 号。这些图中电子对的横动量区间是 0 - 10 GeV/c。

如图4.12和图4.13中的左图所示,在低不变质量区间相比于同号背景更低的 混合事例背景会给出更高的原始信号。图4.14 是基于同号背景重建方法的信噪



图 4.7 不同横动量范围内光子转换产生的电子对的  $\phi_V$  角分布模拟结果



图 4.8 基于模拟结果的  $\phi_V$  判选效率



图 4.9 全局与原初不变质量差与全局不变质量的依赖关系



图 4.10 Run10 数据的不同重建方法的电子对不变质量的分布



图 4.11 Run11 数据的不同重建方法的电子对不变质量的分布



**图** 4.12 Run10 数据的双电子原始信号。左图:事例数和 bin 宽未归一的低不变质量区间的 原始信号。右图:事例数和 bin 宽归一化后的原始信号



**图** 4.13 Run11 数据的双电子原始信号。左图:事例数和 bin 宽未归一的低不变质量区间的 原始信号。右图:事例数和 bin 宽归一化后的原始信号

比。如图所示,本分析是在一个低信噪比环境中进行的,所有的背景重建及效 率修正都需要很高的精度。



图 4.14 基于同号背景重建方法的信噪比。左图: Run10 数据结果。右图: Run11 数据结果

# 4.4 探测效率和接收度

STAR 探测器不是一个探测空间全覆盖的拥有 100% 探测效率的理想探测器。整个系统有着它独特接收度,每个子系统也有它们自己的接收度和探测效率。同时,分析中所有的判选条件也有着它们各自的效率。为了还原碰撞最初的信息,所有相关的效率都应该被考虑及修正。本分析中,主要用到的子探测器是 TPC 和 TOF。TPC 的径迹重建效率及 TOF 的匹配效率都会被考虑。 TPC 的径迹重建效率指的是一条真实的径迹能被 TPC 测量信息重建的概率。 TOF 的匹配效率指的是一条真实的径迹能在 TOF 上留下一个击中信息的概率。其中 TPC 和 TOF 的具体几何结构引起的接收度差异也要被考虑。其他判选条件的效率如 *nHitsDedx* 判选效率, *nσ<sub>e</sub>* 判选效率和 1/β 判选效率也都会被计算出来并用于效率修正。

#### 4.4.1 单电子径迹的探测效率

第2.2.2节已经讨论了 TPC 的径迹重建的方法。为了获得 TPC 径迹重建 效率,一些电子被嵌入(embedded)到真实的事例中([43, 44])。这个事例 再次通过 TPC 径迹重建的步骤获得重建出的径迹。通过比较被嵌入的电子 被重建出的径迹数目及嵌入电子数(被重建出的嵌入电子数/嵌入电子数), TPC 的径迹重建效率就可以获得。因为 TPC 的接收度有着  $\eta$  和  $\phi$  的依赖, 一个三维的效率 ( $p_T$ ,  $\eta$ ,  $\phi$ ) 被用作之后的效率修正。*Global dca*, *nHitsFit*, *nHitsFit/nHitsMax* 的判选效率都包含在了 TPC 径迹重建效率的计算中。 图4.15显示了 TPC 径迹重建效率的  $\phi$  依赖。在 Run10 中, TPC 有一个坏的扇 区,这可以从图中很清晰的看出来。效率曲线中很窄的低谷来自于 TPC 扇区 的边缘及之间的空隙。在本文的分析中,TPC 的径迹重建效率被分为了 20 个  $\eta$  bin 和 36 个  $\phi$  bin (12 个扇区每边 × 3)。图4.16是 Run10 和 Run11 中 TPC 径迹重建效率与横动量的依赖关系。



图 4.15 TPC 径迹重建效率的  $\phi$  依赖。上图: Run10 数据结果。下图: Run11 数据结果。

对于 *nHitsDedx* 判选效率, *nHitsDedx* 在电子嵌入方法中的分布不能很好的描述真实数据中 *nHitsDedx* 的分布。所以这个效率是通过真实数据单独计算出来的。该效率的定义如式4.8所示。图4.17 是 *nHitsDedx* 的判选效率。

$$\varepsilon_{nHitsDedx} = \frac{N_{pass \ other \ track \ quality \ cuts + nHitsDedx \ cut}}{N_{pass \ other \ track \ quality \ cuts}} \tag{4.8}$$

在与 TOF 相关的效率中, TOF 的匹配效率被定义为一个如下所述的比例。分母是所有能通过 TPC 径迹判选条件的电子径迹数而分子是这些径迹中拥有 TOF 匹配信息的径迹数。因为与 TPC 类似的接收度原因, TOF 匹配效率被分为了 20 个  $\eta$  bin 和 60 个  $\phi$  bin (每边 60 个模块)。其  $\eta$  和  $\phi$  的依赖如 图4.18 所示。TOF 的匹配效率是通过干净的电子样本获得的。来自于光子转



**图** 4.16 Run10 和 Run11 中 TPC 的径迹重建效率。蓝色: Run10 数据结果。红色: Run11 数据结果。



图 4.17 Run11 数据的 nHitsDedx 判选效率

换(第4.3.1.3 节)的电子对被选择作为这个干净的电子样本。对于电子对全局 动量夹角(<0.1π),不变质量范围(<0.005 GeV/ $c^2$ )和 dca(<1cm)的判 选使得符合要求的电子样本被选择出来。图4.19是 Run10和 Run11数据计算出 的不同粒子的 TOF 匹配效率。因为统计有限,在修正彼此之间总的差别后,π 的 TOF 匹配效率被当做是电子的 TOF 匹配效率。这个电子样本也被用来计算 1/β及 nσ 的判选效率。一个高斯函数被用来拟合不同动量范围内 1/β 的分布 (图4.21中左图)。1/β 的判选是判选 1/β 与这些 1/β 的高斯拟合平均值之间差 别。图中红线是上下两个判选边界。蓝色的线是来自于 Run10数据的高斯函数 在各个动量区间的拟合平均值的拟合函数。图4.21 是 Run10和 Run11数据计 算出的 1/β 的判选效率,这个效率非常接近 100%。



**图** 4.18 Run11 数据中  $\pi^+$  的 TOF 匹配效率的  $\eta$  和  $\phi$  依赖

对于 *n*σ<sub>e</sub> 判选效率计算,一个高斯函数被用来拟合 *n*σ<sub>e</sub> 的分布以确定电子的 *n*σ<sub>e</sub> 分布。定出的高斯函数在判选范围内的积分值与其在所有范围内的积分 值的比例就是 *n*σ<sub>e</sub> 判选的效率。图4.22是基于表4.3中判选范围的4.22判选的效 率。另两种不同的判选范围(更松的判选:下边界下移 0.2,更严的判选:下 边界上移 0.2)的效率也被计算出来以作比较。来自于 Run10 和 Run11 的拟合 中心值被画在右图中,其中 Run10 和 Run11 中心值的偏移可以很明显的看出。



**图** 4.19 Run10 和 Run11 数据计算出的不同粒子的 TOF 匹配效率。左图: Run10 数据结果。右图: Run11 数据结果

这也是此判选条件在 Run10 和 Run11 中不一样的原因。

#### 4.4.2 **双电子探测效率**

有了单电子径迹的探测效率,双电子对的探测效率就可以通过综合不同双 电子来源的拟合结果获得。这种模拟折叠(simulation folding)方法是基于均匀 的 η 和 φ 输入的不同双电子来源的衰变动力学。这些来源的横动量的输入值来 自于以后的测量结果。介子的动量谱来自于之前的 RHIC 能区的发布结果。对 于重味的部分,非光子电子的横动量谱和 PYTHIA[45] 被用来做采样。有关衰 变模拟(cocktail simulation)的相关细节将具体在第4.5 节中讨论。

为了得到单电子径迹总的探测效率,各个不同的单电子径迹探测效率被相 乘起来。每个单电子径迹效率都来自于基于单电子径迹横动量或动量的抽样 结果。而正电子与电子总的探测效率的乘积就是这个电子对的双电子探测效 率。此电子对的每个电子的动量和横动量值都来源于模拟结果。为了确定不同 动力学过程引起的探测效率偏移,两种基于第4.5节所述方法的衰变模拟结果 被产生出来。一个用作分母的衰变模拟结果(cocktail acc)是基于 STAR 探 测器接收度( $p_T(e) > 0.2 \ GeV/c$ ,  $|y_{e^+e^-}| < 1 \ and |\eta_e| < 1$ )的衰变模拟。 继续分别对正电子和电子的探测效率进行权重修正,新得到的衰变模拟结果 (cocktail eff)可以相应的生成。这些衰变模拟结果如图4.27所示。再乘以  $\phi_V$ 的判选效率,这两种衰变模拟结果的比值(cocktail eff / cocktail acc)就是基 于 STAR 接收度的双电子探测效率。图 4.23是不包含  $\phi_V$  判选效率的不同横动



**图** 4.20 Run11 数据中电子的 1/β 分布。红线是上下两个判选边界。红点是高斯函数在各个动量区间的拟合平均值。蓝线是来自于 Run10 数据的高斯函数在各个动量区间的拟合平均值的拟合函数。

量范围内的双电子探测效率。

#### 4.4.3 接收度

所有的分析结果都是基于  $p_T(e) > 0.2 \ GeV/c$  和  $|\eta_e| < 1$  的 STAR 接收 度。对于双电子测量,测量要求  $|y_{e^+e^-}| < 1$ 。这些接收度的来源在第4.2 节中 已讨论。一个基于 STAR 接收度的衰变模拟结果 (*cocktail acc*)和不考虑接收 度的衰变模拟结果 (*cocktail acc*) (图4.27)可以被用来计算这个接收度的影响



**图** 4.21 左图: Run11 数据中一个动量区间内  $1/\beta$  分布的高斯拟合。中图: Run11 的  $1/\beta$  判选效率。右图: Run10 的  $1/\beta$  判选效率



**图** 4.22 Run10 和 Run11 的  $n\sigma_e$  判选效率。上图: Run10 数据结果。下图: Run11 数据结果。左边:  $n\sigma_e$  判选效率。右边: 来自于干净的光子转换电子样本的  $n\sigma_e$  分布。



**图** 4.23 Run11 200GeV 金核 -金核碰撞不包含  $\phi_V$  判选效率的不同横动量范围内的双电子 探测效率。



(cocktail acc / cocktail mc)。图4.24是双电子探测中 STAR 接收度的影响。

图 4.24 基于衰变模拟结果的中心快度区 STAR 探测器接收度的影响

因为 TPC 实际上在  $\phi$  范围内不是全覆盖,所以其扇区之间的死区会影响 到 TPC 径迹重建的效率。TOF 也有同样的效率变化。这就是 TPC 和 TOF 的效率在计算时被分为了很多  $\eta$  和  $\phi$  bin 的原因,即为了把这些由于 TPC 和 TOF 具体几何结构造成的探测效率变化修正掉。这种变化具体反映在效率的  $\eta$ 和  $\phi$  依赖上,如图4.15和图4.18所示。这种具体的探测器几何结构也会导致对同 号电子对和异号电子对的接收度不同。这个差异在第4.3.1.2节中讨论过并可以 如式4.4所示的方法进行计算修正。图4.25是按照式4.4 计算的 Run10 和 Run11 的这种接收度差异分布。来自于两个数据采集周期的结果有着显著的差异,这 正是由于 Run10 中有一个坏掉的 TPC 扇区。这种分布差异反证了这种接收度 差异是来自于探测器具体的几何结构的论断。

总的来说,STAR 探测器的双电子接收度是双电子分析的基本接收度前提。 其影响可以通过模拟结果来研究但是有着很大的不确定度。由于 TPC 和 TOF 具体几何结构引起的探测效率变化及对不同电子对背景的重建接收度差异已经 在分析中被考虑和修正掉了。

61



**图** 4.25 对于异号电子配对和同号电子配对的探测器接收度差异的两维( $M_{ee} vs p_T, vs p_T$ )及一维分布。左图: Run10 数据结果。右图: Run11 数据结果

# 4.5 衰变模拟

双电子不变质量连续谱中的电子对来源于介质演化过程。其主要的贡献 是介质强子化后长寿命的强子的衰变。这些所有强子贡献的综合结果被成为 "cocktail",其可以通过模拟来研究(衰变模拟, cocktail simulation)。通过比 较衰变模拟结果与双电子不变质量连续谱,本文分析的物理就可以被进一步的 研究。

## 4.5.1 轻味介子贡献

蒙特卡罗(Monte-Carlo, MC)模拟被用来研究介子的贡献。模拟过程首 先输入能够对双电子有贡献的拥有均匀的快度和方位角分布的母粒子。输入的 产额谱来自于对已发表结果的 core-corona based Tsallis Blast-Wave (TBW)模 型拟合 [46]。这些已发表结果的来源如表4.4中所示。如图4.26 所示, TBW 模 型能够在很宽的横动量范围内描述这些介子的产生规律。有了这些由 TBW 模型描述的横动量分布作为输入,母粒子在通过有着已知动力学的衰变过程模拟后就可以等到衰变出的电子对。对于两体衰变来说,母粒子的质量宽度相比于由于探测器动量分辨造成的质量漂移来说很小。这些质量宽度来自于粒子手册 (PDG[47])。对于三体衰变 (Dalitz decay)来说,Kroll-Wada 表达式 [48] 被用来进行  $\pi^0$ ,  $\eta$ ,  $\eta' \to \gamma ee$ , 和  $\omega \to \pi^0 ee$ ,  $\phi \to \eta ee$  这些三体衰变的计算。一个真空中的电磁跃迁形状因子 (electromagnetic transition form factor) 被包含在计算中。式4.9是用于  $\pi^0$  三体衰变计算的表达式:

$$\frac{dN}{dm_{ee}} \propto \sqrt{1 - \frac{4m_e^2}{m_{ee}^2}} (1 + \frac{2m_e^2}{m_{ee}^2}) \frac{1}{m_{ee}} (1 - \frac{m_{ee}^2}{M_h^2})^3 |F(m_{ee}^2)|^2$$
(4.9)

其中 m<sub>e</sub> 是电子质量, m<sub>ee</sub> 是电子对质量, M<sub>h</sub> 是衰变到双电子的强子的质量。F 是电磁跃迁形状因子。

每种来源于确定衰变道的介子贡献都要根据其分支比和产额(dN/dy)进行权重修正。所有这些轻味介子贡献的总和就是衰变模拟中的轻味介子的贡献部分。再加上来自于重味来源的贡献,未经过接收度修正的衰变模拟结果(cocktail mc)就可以得到。同时第4.4.3节讨论过的有接收度修正的衰变模拟结果(cocktail acc)和第4.4.2节讨论过的额外进行了效率加权修正的衰变模拟结果(cocktail eff)也可以相应的获得。这些结果如图4.27所示。

表4.4中列出了用于衰变模拟研究的不同来源的分支比及产额。数据引用来 源及不确定度也同时列在了表中。产额的不确定度尤其是 π<sup>0</sup> 和 η 的不确定度 会明显影响直接虚光子的测量分析结果。这个来源的不确定度被划入系统误差 之中,将会在第4.8 节中被具体分析。

## 4.5.2 重味贡献

对于重味来源的贡献, PYTHIA [45] 被用来作为其在质子 -质子碰撞中的 过程产生器。这些重味来源的截面和分支比已经列在表4.4中。对于粲夸克的贡 献,分支比是基于在 PYTHIA 模拟中最终产生的电子对的母粒子(D介子)分 别考虑的。对于底夸克贡献,分支比也是基于最终产生的电子对的母粒子(B 介子)分别计算的。对于金核 -金核碰撞,这些截面遵循二元碰撞数(number

63



图 4.26 用于衰变模拟的介子的 Tsallis Blast-Wave 模型拟合。介子的产生来自于己有的 200GeV 金核 -金核碰撞结果



图 4.27 基于不同接收度修正和 Run11 探测效率加权的衰变模拟结果

来源	分支比	产额或截面	不确定度
$\pi^0 \rightarrow \gamma ee$	$1.174 \times 10^{-2}$	98.5	8% [49, 50]
$\eta \rightarrow \gamma ee$	$7 \times 10^{-3}$	7.86	$30\% \ [51]$
$\eta' \rightarrow \gamma ee$	$4.7  imes 10^{-4}$	2.31	$30\% \ [51]$
$\omega \rightarrow \pi^0 e e$	$7.7 \times 10^{-4}$	9.87	$33\% \ [52]$
$\omega \rightarrow ee$	$7.28 \times 10^{-5}$		
$\phi \rightarrow \eta e e$	$1.15 \times 10^{-4}$	2.43	$10\% \; [53]$
$\phi \rightarrow ee$	$2.954\times10^{-4}$		
$J/\psi \rightarrow ee$	$5.94  imes 10^{-2}$	$2.33 \times 10^{-3}$	$15\% \; [54]$
$\psi^{\prime} \rightarrow ee$	$7.72 \times 10^{-3}$	$3.38 \times 10^{-4}$	$27\% \ [55, \ 56]$
$c\overline{c} \rightarrow ee$		$\delta_{pp}^{c\overline{c}} = 0.8mb$	45% [57]
$b\overline{b} \rightarrow ee$		$\delta_{pp}^{b\overline{b}} = 3.7\mu b$	$30\% \ [45]$
$DY \rightarrow ee$	$3.36\times10^{-2}$	$\hat{\delta}_{pp}^{\hat{c}\bar{c}} = 42nb$	$30\% \ [45]$

表 4.4 用于衰变模拟研究的不同来源的分支比及产额

of binary collisions, *N<sub>bin</sub>*)的正规化关系,所以这些在质子-质子对撞中的截面通过 MB 数据的 *N<sub>bin</sub>*进行归一后被用来与金核-金核碰撞的数据进行匹配。 图4.28是 STAR 接收度下 200GeV 金核-金核碰撞的衰变模拟结果。各个不同来 源的贡献也在同一个图中显示出来。

# 4.6 **双电子信号**

在修正了双电子对探测效率之后,双电子信号就可以在原始信号的基础上 被重建出来。图4.29是效率修正后的只包含统计误差的 Run10 和 Run11 的双电 子信号。衰变模拟结果也在同一个图中给出作为比较。图4.30是 Run11 信号与 Run10 信号的比值。从图中可以看出,在统计较好的区域,Run10 与 Run11 的 双电子信号的差别小于 5%。考虑的系统误差的影响,这两种数据给出的双电子 信号是吻合的。

## 4.6.1 Run10 与 Run11 结果的合成

为了合成 Run10 与 Run11 的双电子谱,它们被当成是非等精度测量结果 并通过其各自的相对统计误差来进行逐个数据点的合成。合成出的不同横动量 区间的双电子不变质量连续谱如图4.31 所示。对于直接虚光子的研究,两种方



图 4.28 STAR 接收度下 200GeV 金核 -金核碰撞的衰变模拟结果



图 4.29 Run10 和 Run11 的双电子信号



图 4.30 Run11 与 Run10 的双电子信号的比值

法被用来合成 Run10 和 Run11 的结果。一种是从合成后的双电子不变质量连续谱中获得结果。另一种方法是直接合成 Run10 和 Run11 各自的直接虚光子测量结果。具体的细节将在第4.7节中讨论。图中只显示了统计误差,系统误差将在第4.8节中讨论。

## 4.6.2 高横动量区间的双电子不变质量连续谱

Run10 和 Run11 MB 数据的统计量不够在高横动量区间进行双电子相关的 研究。为了把本文的分析延伸至高横动量区间,BEMC(第2.2.4节)触发的数 据被用来做分析。径迹判选条件如表4.5所示。由一条"TPC + TOF"鉴别的 电子径迹和另一条由"TPC + EMC"鉴别的电子径迹组成的电子对可以保证 至少一个电子径迹具有高横动量。数据是来源于 Run11 200GeV 金核 - 金核碰 撞的"NPE18"触发。总的事例数是 101.16M,在去掉坏的数据后剩下 88.5M。 其中 38.7M 事例通过了事例判选,这些事例相当于 5389M 的 MB 数据。

图4.32是低不变质量区间不同横动量范围内的电子对分布。由"TPC+ EMC"鉴别的单电子的效率如图4.33中左图所示。右图是电子对探测效率。效 率修正后的横动量范围 4-10 GeV/c的双电子不变质量连续谱如图4.34所示。在 低不变质量区间,双电子谱的统计足够进行后续的直接虚光子研究。



**图** 4.31 双电子不变质量连续谱与衰变模拟结果的比较。在  $p_T < 5$  GeV/c的范围内,双电 子不变质量连续谱来自于 Run10 和 Run11 200GeV 金核 -金核碰撞 MB 数据的合成结果。 在 5 <  $p_T < 10$  GeV/c的范围内,双电子不变质量连续谱来自于 Run11 200GeV 金核 -金 核碰撞 EMC 触发的数据

项目	TPC+TOF 径迹判选	TPC+EMC 径迹判选
$p_T$	$0.2 < p_T < 30 GeV/c$	$p_T > 3.5 GeV/c$
p	$0.2$	
$ \eta $	< 1	< 1
$Global\ dca$	< 1 cm	< 1 cm
nHitsFit	$\geq 25$	$\geq 25$
nHitsDedx	$\geq 15$	$\geq 15$
PairY	$\leq 1$	$\leq 1$
$ 1/\beta - 1 $	$\leq 0.03$	
$n\sigma_e$	$\leq 1.6\&\& \geq -2.7 + 1.5p$	$\leq 1.6\&\& \geq -1.2$
p/E		$\geq 0.3\&\& \leq 1.5$
adc0		> 300

表 4.5 EMC 触发数据的径迹判选条件

# 4.7 直接虚光子的产生

在金核 -金核碰撞中低不变质量区间的双电子谱相比于衰变模拟结果的额 外增加部分(low mass excess,  $M_{ee} < 0.3 GeV/c$ )的行为如图4.31所示。在这 个范围内,额外部分的形状与衰变模拟结果的分布形状很类似。可以预期这里 存在一个来自于直接光子内转换(internal conversion)的贡献。总的来说,任 何能产生高能光子的来源都可以发射可以转化为低不变质量正负电子对的虚 光子。一个产生高能光子的过程( $Q^2 = 0$ )也有一个类似的产生虚光子的过程 ( $Q^2 = m_{\gamma^*}$ )。如果  $m_{\gamma^*} > 2m_e$ ,这个虚光子就可以转化为正负电子对。这个正 负电子对的产生过程与真实光子的产生过程之间具有 QED 的关联,被称为内 转换。在本文的分析中,低不变质量区间的双电子连续谱的测量结果被用来推 断直接虚光子的产生 [19, 51]。

## 4.7.1 直接虚光子及其关联的正负电子对

虚光子与其关联的正负电子对的产生关系可以被式4.10[58, 59] 描述。

$$\frac{d^2 N_{ee}}{dM^2} = \frac{\alpha}{3\pi} \frac{L(M)}{M^2} dN_{\gamma^*}$$
(4.10)



图 4.32 低不变质量区间不同横动量范围内的电子对分布



**图** 4.33 左图:由"TPC + EMC"鉴别的单电子的效率。右图:基于 EMC 触发数据的高 横动量电子对探测效率。

$$L(M) = \sqrt{1 - \frac{4m_e^2}{M^2}} \left(1 + \frac{2m_e^2}{M^2}\right)$$
(4.11)

在式4.10中,M 是虚光子或正负电子对的质量( $M = m_{\gamma^*} = M_{ee}$ )。 $\alpha$ 是精 细结构常数( $\simeq 1/137$ )。该式是由 QED 描述的虚光子到正负电子对过程的电 磁耦合精细结构常数一阶计算。它在  $M_h = m_{ee}$  时与式4.9非常类似。如果一 个系数 S(M,q) 可以描述直接光子过程与虚光子过程的差异,那么式4.10 就可 以写成式4.12。q 是虚光子的三动量。S(M,q) 一个受到诸如形状因子,相空间 等因素影响的过程依赖量。当  $M \rightarrow 0, q \gg M$  时,S(M,q) 非常接近 1。在本



**图** 4.34 基于 Run11 200GeV 金核 -金核对撞 EMC 触发数据的效率修正后的双电子不变质量连续谱。横动量范围 4-10 GeV/c

文的分析中,这个系数 S(M,q) 被在  $M_{ee} < 0.3 \ GeV/c^2$ ,  $p_T > 1 \ GeV/c$  区间 内被假定为 1。基于这种假定测量的直接光子被称为直接虚光子。在此假定下, 式4.12可以被写成4.13。基于这个式中的关系,对低不变质量区间双电子不变质 量连续谱的测量就可以被用来计算直接虚光子的产生。

$$\frac{d^2 N_{ee}}{dM^2} = \frac{\alpha}{3\pi} \frac{L(M)}{M^2} S(M,q) dN_{\gamma}$$

$$\tag{4.12}$$

$$\frac{d^2 N_{ee}}{dM} = \frac{2\alpha}{3\pi} \frac{L(M)}{M} dN_{\gamma} \tag{4.13}$$

## 4.7.2 低不变质量区间的额外部分

图4.31是在不同横动量区间双电子不变质量连续谱与衰变模拟结果 (第4.5节)的比较。如图所示,低不变质量区间的额外部分有着与 cocktail 类似的形状并且这个额外部分的大小在特定的不变质量和横动量区间内  $(0.1 < M_{ee} < 0.3 GeV/c^2, p_T > 1 GeV/c)$ 近似于一个常数。这种行为与预 期的来自于虚光子内转换的贡献相吻合。在这个范围内  $M_{ee} \gg m_e, p_T \gg M_{ee}$ 并且  $L(M_{ee}) \approx 1$ 。从式4.13中可以看出,如果在一个给定的横动量范围内有真 实直接光子产生,那么其相应的正负电子对的不变质量分布就会在同一个横动 量范围内遵循 1/M<sub>ee</sub> 的形状分布。这就允许通过额外部分的产额来计算真实的 直接光子的产额。

#### 4.7.3 直接虚光子与单举光子的比例

分析的范围被设置在 0.1 <  $M_{ee}$  < 0.3 $GeV/c^2$ ,  $p_T$  > 1GeV/c 以满足以下要求:

1. 对于最低的横动量范围 1~1.5GeV/c 满足  $p_T \gg M_{ee}$  的条件。

2. 使得  $c\bar{c} \rightarrow ee$  过程的影响最小。

3. 使得 S(M,q) 非常接近 1.

4. 与衰变动力学产生的 π<sup>0</sup> 三体衰变的截止位置相关。

一个拥有两个部分的函数被用来拟合这个区间里的双电子不变质量连续谱。 一个部分是强子衰变模拟的贡献,另一个是来自于内转换的类似 1/M<sub>ee</sub>分布的 函数。总的拟合函数可以写成式4.14。

$$f(M_{ee}, r) = (1 - r)f_c(M_{ee}) + rf_{dir}(M_{ee})$$
(4.14)

$$r = \frac{direct \ virtual \ \gamma}{inclusive \ \gamma} \tag{4.15}$$

这个表达式中,r代表直接虚光子与单举光子的比例 (式4.15)。 $f_c(M_{ee})$ 是 图4.31中的 cocktail 归一化到低不变质量区间  $M_{ee} < 0.03 GeV/c^2 \circ f_{dir}(M_{ee})$ 是预期的内转换相应的  $1/M_{ee}$  分布经过 STAR 的接收度后再归一化到同样的低 不变质量区间。在这个区间内, cocktail 中的主要来源  $\pi^0$  三体衰变的  $S(M_{ee})$  (对应式4.9中的形状因子)非常接近 1。因此  $f_c(M_{ee})$ 和  $f_{dir}(M_{ee})$ 的函数形状 从本质上是完全相同的且等同于经过探测器影响后的  $L(M_{ee})/M_{ee}$ 函数。在此 范围内的拟合函数 (式4.14)不依赖于唯一的拟合参数 r。STAR 探测器对于来 自于内转换的正负电子对的接收度可以通过在第4.4.3节讨论过的方法得到。输入的参数为 PHENIX 发表的直接光子的横动量谱 [19?]。图4.35是在不同横动 量范围内经过了 STAR 探测器接收度判选后的  $L(M_{ee})/M_{ee}$ 函数。函数中的电子对是模拟的虚光子产生的电子对。在低横动量范围内可以看到明显的横动量

依赖。在这个接收度修正及归一化到  $M_{ee} < 0.03 GeV/c^2$  后,  $f_{dir}(M_{ee})$  可以被 写成式4.16。其中 F 是归一化系数。

$$f_{dir}(M_{ee}) = F * \left(\frac{L(M_{ee})}{M_{ee}}\right)|_{STARacceptance}$$
(4.16)



图 4.35 经过了 STAR 探测器接收度判选后的  $L(M_{ee})/M_{ee}$  函数

图4.36是基于 Run10 和 Run11 数据的拟合图,其中拟合函数中的两个部分 (*f<sub>c</sub>*(*M<sub>ee</sub>*) 和 *f<sub>dir</sub>*(*M<sub>ee</sub>*)) 也画在了同一个图中作比较。图中数据点的误差包含双 电子不变质量连续谱的统计误差和系统误差。其中系统误差将会在第4.8节中讨论。高不变质量区间的黑色虚线是拟合函数在拟合范围之外的分布。

在高横动量区间,EMC 触发事例的结果如图4.37中所示。在 4-5 GeV/c范 围内较大的拟合误差是在此范围内很低的"TPC + EMC"效率(见图4.33)引 起的大系统误差造成的。图中的数据点误差只包含统计误差。

图4.36中的拟合结果被设置为默认结果以进行后续的系统不确定度研究。 图4.38中左图是 Run10 和 Run11 的拟合参数 r 的分布。各数据点的横动量 值被移动了一点以方便比较。对于 Run10 和 Run11 结果的合成有两种方法。 图4.38的右图是合成后的结果。"method 1"是拟合 Run10 和 Run11 合成后的 双电子谱得到的结果,系统误差也来自于这个合成后的双电子谱。使用这种方 法时,对于合成后的双电子谱的分析步骤(包括拟合步骤及系统误差获取)与 单个运行周期数据分析步骤非常类似。"method 2"是基于各自的相对统计误差





**图** 4.36 Run10 和 Run11 200GeV 金核 -金核碰撞 MB 数据的双电子谱在 0.1 <  $M_{ee}$  < 0.3  $GeV/c^2$  范围内的拟合结果。拟合函数包括两个部分 ( $f_c(M_{ee})$  和  $f_{dir}(M_{ee})$ )



**图** 4.37 Run11 200GeV 金核 -金核碰撞 EMC 触发数据的双电子谱在 0.1 <  $M_{ee}$  < 0.3  $GeV/c^2$ 范围内的拟合结果。拟合函数包括两个部分 ( $f_c(M_{ee})$  和  $f_{dir}(M_{ee})$ )

直接合成 Run10 和 Run11 的拟合结果而系统误差取 Run10 和 Run11 系统误差 的平均值。从图中可以看出,考虑到误差影响,Run10 和 Run11 的结果相互符 合。两种合成方法给出的结果相互符合。"method 1"的结果被设置成默认结果 以进行后续分析讨论。



**图** 4.38 直接虚光子与单举光子的比例和横动量的依赖关系。左图: Run10 和 Run11 的结果。右图: 不同合成方法的 Run10 和 Run11 的合成结果。误差棒和误差带分别代表统计误差和系统不确定度

### 4.7.4 直接虚光子的不变产额

根据式4.13和式4.16,在拟合中直接虚光子的贡献可以写成式4.17。基于此 式,直接虚光子的不变产额可以通过式4.18给出。一个运用混合事例背景重建 方法的结果也将被用来做比较。

 $d^2 N_{\gamma}$   $r \times F/(\frac{2\alpha}{3\pi})$ 

$$r \times F \times \left(\frac{L(M)}{M}\right) = \frac{d^2 N_{ee}}{dM} = \frac{2\alpha}{3\pi} \frac{L(M)}{M} dN_{\gamma}$$
 (4.17)

$$\frac{d N_{\gamma}}{2\pi p_T dp_T dy} = \frac{7 \times T'(\frac{3\pi}{3\pi})}{2\pi p_T dp_T dy}$$
(4.18)



**图** 4.39 直接虚光子的不变产额。左图: Run10 和 Run11 的结果。右图: Run10 和 Run11 的合成结果级 Run11 EMC 触发事例的结果。误差棒和误差带分别代表统计误差和系统不确定度

图4.40给出了 STAR 和 PHENIX 实验组结果的比较。PHENIX 的数据 来自于 [51, 60],只有统计误差参与了误差传递。除了在系统误差很大的  $1.0 < p_T < 2.0 \ GeV//c$ 的范围内,考虑到误差影响,STAR 和 PHENIX 的 测量结果是相互符合的。这说明了运用虚光子方法测量的直接光子与运用真实 光子方法测量的直接光子在高横动量区间是相互吻合的。

# 4.8 系统误差

因为本文的分析主要集中在低不变质量区间,系统不确定度的研究只在同号背景重建方法的区间(*M<sub>ee</sub>* < 0.7 *GeV*/*c*)进行。系统不确定度主要来自于



**图** 4.40 STAR 和 PHENIX 的直接光子测量结果比较。PHENIX 的结果来自于 [51, 60]。左 图:不变产额谱比较。右图:不变产额的比例。在高横动量区间,对于某个横动量区间的 STAR 测量值,用来与它比较的是同一个横动量区间所有 PHENIX 测量值的平均值。

两个方面。

1. 来自于双电子不变质量连续谱的不确定度。

2. 来自于拟合方法的不确定度。

## 4.8.1 来自于双电子不变质量连续谱的不确定度

下列条目列出了对双电子不变质量连续谱的不确定度有贡献的因素。

1.  $\phi_V$  判选的不确定度。

2. 修正探测器对同号和异号电子对接收度差异时引入的不确定度。

3. 效率修正及接收度的不确定度。

为了研究  $\phi_V$  判选的不确定度,另一个不同形状的  $\phi_V$  判选条件被运用到了 分析中。最终加上了这个  $\phi_V$  判选条件的修正完所有效率的双电子谱可以根据 上文所述的步骤产生。这个双电子谱与原先的双电子谱之间的差别被当做是  $\phi_V$ 判选的不确定度。

对于修正探测器对同号和异号电子对接收度差异时引入的不确定度, 考虑到这种不确定度的来源,全磁场(full magnetic field, FF)和反全磁场 (reversed full magnetic field, RFF)中式4.4所描述的接收度修正系数的差异被 认为是主要的贡献来源。这种来源的相对不确定度可以用接收度修正系数的相 对不确定度除以同号背景重建的信噪比来获得。图4.41是不同横动量范围内不 同来源的双电子谱相对不确定度分布。这些不同横动量范围内的不确定度都是根据双电子谱点对点分别计算的。

电子对探测效率的不确定度是一个总的修正值,没有横动量与不变质量的 依赖。它不会显著的影响直接虚光子与单举光子的比例但是会影响其拟合误差。 基于 STAR 200GeV 金核 -金核碰撞 MB 数据之前的相关研究,这个不确定度被 设置为 15%。带有系统不确定度的双电子谱如图5.3所示。从图5.4中可以看出, 与只考虑统计误差的双电子谱拟合结果(左图,SET1)比较,考虑统计误差及 系统误差的右图的拟合结果(SET2)没有显著的变化但是其拟合误差更大。在 计算直接虚光子与单举光子的比例时,SET2的结果被设为比例值的默认误差。 在此设置下,来源于双电子谱的不确定度被包含在了拟合的误差之中。

对于高横动量的 EMC 触发数据,因为接收度的差异修正非常接近 1,只有 另两个来源的不确定度被考虑在系统误差的计算中。来源于 EMC 效率及正规 化到 MB 数据产生的误差仍在分析之中。



图 4.41 1.5 <  $p_T$  < 2 GeV/c 范围内不同来源的双电子谱相对系统不确定度。

## 4.8.2 拟合方法引入的系统不确定度

在研究拟合方法引入的系统不确定度时考虑两个来源。一个是 cocktail 的 误差,另一个是拟合范围引入的不确定度。

#### 4.8.2.1 拟合范围引入的系统不确定度

为了研究拟合范围引入的系统不确定度,另两种拟合范围 0.08 < M<sub>ee</sub> < 0.3 GeV/c<sup>2</sup> 和 0.12 < M<sub>ee</sub> < 0.3 GeV/c<sup>2</sup> 的结果被产生出来。对于单个数据点来说,这两种结果与默认值的最大差别被设置为该点由于拟合范围引入的系统不确定度。这个来源的相对不确定度可以在图4.43中找到。

#### 4.8.2.2 来自于 cocktail 误差的系统不确定度

拟合中用到了 cocktail,其不确定度尤其是  $\pi^0$  和  $\eta$  贡献的不确定度会显著 的影响直接虚光子的测量结果。相较于 cocktail 的额外部分会随着  $\pi^0$  贡献的 增加及  $\eta$  贡献的降低而升高。从表4.4 中看出, $\pi^0$  和  $\eta$  的产额不确定度分别为 8% 和 30%。如第4.5.1节中所述,TBW 模型被用来拟合已发表的数据并作为模 拟的横动量谱输入。对于  $\eta$  来说,因为没有其在低横动量区间的测量结果,所 以其在低动量区间的横动量谱只能来自于 TBW 模型的推断。另一种推断是使 用  $m_T$  scaling 产生的横动量谱 [51]。一个如式4.19表达的 Hagedorn 函数被用来 拟合  $\pi^0$  的产额。对于其他介子,式4.19中的  $p_T$  全部用  $\sqrt{m^2 - m_{\pi}^2 + (p_T/c)^2}$  来 替代,其中 m 是介子质量。

$$E\frac{d^3\delta}{dp^3} = A(e^{-(ap_T + bp_T^2)} + p_T/p_0)^{-n}$$
(4.19)

图4.42显示了 TBW 和  $m_T$  scaling 对于  $\eta$  描述的形状的差异。在低横动量 区间两者有着较大的差异,这也是其 30% 不确定度的主要来源。同时对于  $\eta$  不 变产额的测量也有着类似大小的不确定度。三种横动量谱及产额输入设置被用 来研究这个不确定度的贡献。

 $m_T$  scaling 的横动量形状,  $\pi^0$  产额 - 8%,  $\eta$  产额 + 30%

TBW 的横动量形状,  $\pi^0$  产额 - 8%,  $\eta$  产额 + 30%

TBW 的横动量形状,  $\pi^0$  产额 + 8%,  $\eta$  产额 - 30%

这几个设置的结果中与默认结果之间最大的相对不确定度被选择为来自于 cocktail 误差的相对不确定度。如图4.43所示,这个不确定度有横动量的依赖, 其与图4.42中描述的差别相吻合。总的相对不确定度和它的贡献来源在同一张



图 4.42 衰变模拟中作为输入参数的 TBW 模型和  $m_T$  scaling 预期的横动量谱差异。

图中可以看到。加上系统不确定度的直接虚光子与单举光子比例及其不变产额的分布分别如图4.38和图4.39所示。



图 4.43 Run10 和 Run11 200GeV 金核 -金核碰撞数据的直接虚光子测量的相对系统不确定 度。左图: Run11 数据结果。右图: Run10 和 Run11 合成数据的结果
# 第五章 结果与讨论

通过以上分析得到了基于 Run10 和 Run11 数据的双电子不变质量连续谱。 该数据是每核子质心系对撞能量 200GeV 的金核 -金核碰撞最小无偏数据。同时 获得了 0 < p<sub>T</sub> < 5 GeV/c 不同横动量范围内的双电子不变质量连续谱。运用 Run11 的 EMC 触发的数据,这个横动量范围被延伸到了 5 < p<sub>T</sub> < 10 GeV/c。 含有接收度差异修正的同号背景被用于 M<sub>ee</sub> < 0.7 GeV/c<sup>2</sup> 区间内的双电子信 号获得而混合事例背景被用于此区间以上的范围。基于不同横动量范围内的不 变质量连续谱,可以对直接虚光子的产生进行研究。一个包含两部分的函数被 用来对低不变质量区间的双电子谱进行拟合以获得直接虚光子与单举光子的比 例。直接虚光子的不变产额也可以被相应的获得。与模型推导的比较也将被讨 论。基于 Run10 和 Run11 数据的合成结果也同时获得。

### 5.1 双电子不变质量连续谱

在效率修正后,在 STAR 探测器接收度内可以获得 Run10 和 Run11 每核 子质心系对撞能量 200GeV 的金核 -金核碰撞数据的双电子不变质量连续谱及其 合成结果。图5.1是 Run10 和 Run11 结果与 cocktail 及其各个贡献来源的比较。 图5.2是 Run10 和 Run11 结果的横动量依赖而图5.3是合成的结果加上 Run11 EMC 触发数据在高横动量(> 5 *GeV/c*)的结果。

#### 5.2 直接虚光子

#### 5.2.1 直接虚光子与单举光子的比例

基于第4.7节所述方法,一个包含直接虚光子部分和 cocktail 部分的函数被 用来拟合 0.1 <  $M_{ee}$  < 0.3  $GeV/c^2$  区间的双电子不变质量连续谱。拟合只有 统计误差的 Run10 和 Run11 的合成谱与拟合统计误差  $\oplus$  系统误差的合成谱之



图 5.1 Run10 和 Run11 的双电子不变质量连续谱与 cocktail 及其各个贡献来源的比较。



**图** 5.2 低不变质量区间内带有系统误差的不同横动量区间的双电子不变质量连续谱。左图: Run10 数据结果。右图: Run11 数据结果



**图** 5.3 低不变质量区间内带有系统误差的不同横动量区间的双电子不变质量连续谱。  $p_T < 5 \ GeV/c$ 范围内是 Run10 与 Run11 的合成结果。 $p_T > 5 \ GeV/c$ 范围内是 Run11 EMC 触发数据的结果。

$p_T$	Run10	Run11	$\operatorname{Run10} \oplus \operatorname{Run11}(stat. \text{ only})$	$\operatorname{Run10} \oplus \operatorname{Run11}$
${ m GeV}/c$	$r \times 10$	$r \times 10$	$r \  imes \ 10$	$r \times 10$
0.0-0.5	$0.0 \pm 0.2$	$0.2 \pm 0.2$	$0.2 \pm 0.1$	$0.2 \pm 0.1$
0.5 - 1.0	$0.2 \pm 0.1$	$0.2 \pm 0.1$	$0.2 \pm 0.0$	$0.2 \pm 0.1$
1.0 - 1.5	$0.5\pm0.2$	$0.5\pm0.2$	$0.6 \pm 0.0$	$0.5\pm0.1$
1.5 - 2.0	$0.7\pm0.2$	$0.7\pm0.2$	$0.8 \pm 0.1$	$0.7 \pm 0.1$
2.0 - 2.5	$0.8\pm0.3$	$1.1\pm0.3$	$1.2 \pm 0.1$	$1.0 \pm 0.2$
2.5 - 3.0	$0.5\pm0.5$	$1.3 \pm 0.4$	$1.8 \pm 0.3$	$1.5 \pm 0.4$
3.0 - 4.0	$2.5\pm0.9$	$1.8\pm0.7$	$2.5 \pm 0.5$	$2.3\pm0.6$
4.0 - 5.0	$2.9\pm2.2$	$1.5\pm1.7$	$3.3 \pm 1.2$	$3.0 \pm 1.5$
5.0 - 6.0		$6.2 \pm 1.2$		
6.0 - 7.0		$5.2 \pm 1.3$		
7.0 - 8.0		$4.5\pm1.9$		
8.0-9.0		$7.3\pm2.5$		
9.0-10.0		$6.1\pm2.6$		

表 5.1 双电子不变质量连续谱拟合参数

间的结果比较如图5.4所示。对于 Run11 EMC 触发的数据, 拟合结果如图5.5所示。

图5.6给出了在各个横动量区间内的双电子谱与拟合函数的比例以及双电子 谱与归一化后的 cocktail 的比例。在统计较好的区间,双电子谱与拟合函数的 比值很接近 1。

表5.1列出了图4.36,图5.4和图5.5的所有拟合结果。

通过拟合可以获得直接虚光子与单举光子的比例。为了满足之前推导的 条件,横动量范围被选择在了  $p_T > 1 GeV/c$  的范围内。图5.7 是这个比例 与次领头阶微扰量子色动力学(next-to-leading-order perturbative QCD, NLO pQCD)的计算结果的比较。PHENIX 的测量结果是质子 - 质子碰撞的结果符 合这个理论计算预期而金核 - 金核碰撞结果在  $p_T < 3.5 GeV/c$  范围内高于 这个理论预期(见图1.6)。本文的分析测量结果给出了在  $p_T < 4.0 GeV/c$  范 围内相比于理论预期更高的结果。但是在  $1.0 < p_T < 2.0 GeV/c$  范围内有 着很大的不确定度,这种不确定度主要来自于 cocktail 中  $\eta$  的贡献。在高横动 量区间,考虑到误差,直接虚光子与单举光子的比例符合 pQCD 的理论预期 ( $T_{AA} * d\delta_{\gamma}^{NLO}(p_T)/dN_{\gamma}^{inclusive}(p_T), T_{AA}$  正规化详见第5.2.2节)。此结果反映了在 低横动量区间观察到了高于 pQCD 理论计算结果的额外部分。





图 5.4 对于由 Run10 和 Run11 200GeV 金核 -金核碰撞 MB 数据合成的双电子不变质量连续谱的拟合。左图:双电子谱只有统计误差。右图:双电子谱包含统计误差 ⊕ 系统误差 88



图 5.5 对于 Run11 200GeV 金核 -金核碰撞 EMC 触发数据的双电子不变质量连续谱的拟 合。数据点的误差为统计误差 ⊕ 系统误差

如第1.4.2.1节所述, PHENIX 合作组给出了  $p_T < 5.0 \ GeV/c$ 范围内基于相同的虚光子方法的直接光子产生。图5.8是本文的分析测量结果与 PHENIX 已发表的结果的比较。误差棒和误差带分别代表统计误差和系统误差。最大的差别来自于 1.0 <  $p_T$  < 2.0 GeV/c范围内。在此范围里,作为 cocktail 模拟输入参数的  $\eta$  的横动量谱和产额都是一个推论值。如果对  $\eta$  的产生测量能够延伸到这个范围内,那么在此区间里的分析就会获得更高的精度。

#### 5.2.2 直接虚光子的不变产额

把双电子不变质量连续谱在低不变质量区间(*M<sub>ee</sub>* < 0.3 *GeV/c<sup>2</sup>*)相较于 cocktail 的额外部分当成直接光子内转换的贡献,直接虚光子的产生就可以通过 分析获得。

一个通过 PHENIX 200GeV 质子 -质子碰撞的直接光子截面确定的拟合函数 在经过 T<sub>AA</sub> 正规化后被用来与金核 -金核碰撞的结果作比较。这种正规化是通 过计算直接光子在质子 -质子碰撞中的截面与质子 -质子碰撞截面的比值得到直 接光子在质子 -质子碰撞中的产额,然后用此产额乘以金核 -金核碰撞的 N<sub>coll</sub> 得 到直接光子在金核 -金核碰撞中产额的预期。如图5.9 所示,在 p<sub>T</sub> > 5 GeV/c 范围内,直接虚光子的不变产额在考虑不确定度的情况下符合 T<sub>AA</sub> 正规化后的



**图** 5.6 各个横动量区间内的双电子谱与拟合函数的比例以及双电子谱与归一化后的 cocktail 的比例。



**图** 5.7 直接虚光子与单举光子的比例与 NLO pQCD 预期的比较。图中的虚线代表  $T_{AA}d\delta_{\gamma}^{NLO}(p_T)/dN_{\gamma}^{inclusive}(p_T)$ 。蓝色,红色和粉色的虚线分别代表理论计算中不同的质量 截断尺度  $\mu = 0.5p_T$ ,  $1.0p_T$ ,  $2.0p_T$ [61]



**图** 5.8 直接虚光子与单举光子的比例与 PHENIX 已发表的结果的比较。PHENIX 的结果 来自于 [19]

质子 - 质子碰撞的截面 [51, 62] (通过质子 - 质子碰撞的直接光子截面确定的拟 合函数/42 (mb) × N<sup>STAR</sup>)。这说明了在此范围内主要的光子来源于原初的 部分子硬散射过程。这个结论与所有其他合作组的测量结果(第 Sec. 1.4.2节) 相符合。这种符合说明了基于虚光子方法的直接虚光子测量也可以被延伸到高 横动量区间并可以给出和基于真实光子测量的直接光子相符合的结果。相对于 使用量能器的真实光子测量的方法,虚光子方法更容易测量低横动量区间的直 接光子。这种测量可以更好的聚焦于热辐射的动力学区间。并且真实光子测量 方法受限于量能器的性能,对于无法区分单个光子和光子对的量能器,真实光 子测量方法无法适用。

在 1 < *p<sub>T</sub>* < 5 *GeV/c* 的范围内,一个相较于 *T<sub>AA</sub>* 正规化后的质子 -质 子碰撞截面的额外增高被观测到。在此横动量范围内,一个与 Ralf Rapp 私人 通讯获得的理论计算被用来与不变产额做比较。图5.10给出了这个比较。考虑 到不确定度的影响,此范围内的直接虚光子不变产额符合来自于夸克胶子等离 子体,强子气体和原初过程贡献的理论预期总和。一个研究在介质中效应的动 力学区间被开发了出来。



**图** 5.9 直接虚光子的不变产额谱。误差棒和误差带分别代表统计误差和系统误差。粉色的 线代表经过 STAR *T<sub>AA</sub>* 正规化后的由 PHENIX 200GeV 质子 -质子碰撞的直接光子截面 (红色的点,来自于 [51, 62])确定的拟合函数



**图** 5.10 直接虚光子的不变产额谱。误差棒和误差带分别代表统计误差和系统误差。理论预期来自于 Ralf Rapp 的计算

在图5.11中,一个指数函数加上一个经过  $T_{AA}$  正规化后的由 PHENIX 200GeV 质子 -质子碰撞的直接光子截面确定的 power-law 函数被用来拟合在 1 <  $p_T$  < 3 GeV/c 区间内的直接虚光子不变产额。一个拟合范围的扫描 被用来获得拟合的系统误差。这个拟合函数如式5.1所示,其中 A 可以表示成  $p_T > 1 \, GeV/c$  范围的产额而  $N_{coll}^{STAR} = 302.6$ 。拟合结果如图5.11所示,图中数 据点的误差是统计误差  $\oplus$  系统误差。逆坡度参数  $T_{AuAu} = 330\pm160^{stat}\pm137^{syst}$ 。如果金核 -金核碰撞中此区间的直接光子都是来源于热辐射,那这个逆坡度 参数  $T_{AuAu}$  就与介质的初始温度  $T_{init}$  有关。在流体模型中,基于时空演化  $T_{init}$  是  $T_{AuAu}$  的 1.5 到 3 倍 [63]。几种流体模型预言初始温度在热化时间  $\tau_0 = 0.6 \, fm/c$  时是  $T_{init} = 300 \, MeV$  而在热化时间  $\tau_0 = 0.15 \, fm/c$  时是  $T_{init} = 600 \, MeV$ 。这个逆坡度参数测量的精度较低,降低低横动量区间不确 定度的方法将在第6.2节中讨论。

$$Ae^{-p_T/T} + \frac{N_{coll}^{STAR}}{42.} \times A_{pp}(1 + p_T^2/b)^{-n}$$
 (5.1)



图 5.11 一个指数函数加上修正完的 power-law 函数(式5.1)对直接虚光子不变产额谱的 拟合。得到的逆坡度参数如图中所示。粉色的虚线与图5.9中的粉色虚线相同

# 第六章 总结与展望

#### 6.1 总结

论文给出了 RHIC 上 STAR 探测器接收度内的每核子质心系对撞能量 200GeV 的金核 -金核碰撞的双电子不变质量连续谱,获得了基于 Run10 和 Run11 最小无偏数据合成以及 Run11 EMC 触发数据的双电子不变质量连续谱。同时也获得了不同横动量范围内的双电子不变质量连续谱。

一个低不变质量区间相比于衰变模拟结果的升高被清晰的观察到。如果 认为这个升高来自于光子的内转换,直接虚光子与单举光子的比例就可以从 1 <  $p_T$  < 5 GeV/c 的 Run10 和 Run11 的双电子合成谱以及 5 <  $p_T$  < 10 GeV/c 的 Run11 EMC 触发数据的双电子谱中通过拟合获得。与 NLO pQCD 预期的比较显示出了高于预期的偏离。1 <  $p_T$  < 2 GeV/c 范围内的大不确定 度是基于此范围内  $\eta$  预期的大不确定性。

在 1 < *p<sub>T</sub>* < 10 *GeV/c* 范围内的直接虚光子不变产额谱得到了测量。与 *T<sub>AA</sub>* 正规化后的质子 -质子碰撞的直接光子截面相比,在 1 < *p<sub>T</sub>* < 5 *GeV/c* 范围内观测到了不变产额的升高。在此范围内,不变产额符合包括夸克胶子等 离子体,强子气体以及原初过程贡献的模型预期。在低横动量区间,主要的贡 献来自于夸克胶子等离子体的热辐射以及强子气体的热辐射。在高横动量区间, 不变产额符合 *T<sub>AA</sub>* 正规化后的质子 -质子碰撞的直接光子截面。这说明大部分 高横动量的直接光子来自于原初过程。

对于直接虚光子的测量给出了两个动力学区间:低横动量区间的测量可以 用来研究在介质中的效应,高横动量区间的测量可以用来研究部分子的硬散射 过程。

同时,论文给出了 STAR 探测器升级的主要组成部分 MTD 的安装测试结果。此结果基于作者于 2011 年至 2014 年间在美国布鲁克海文国家实验室参加的 MTD 项目。作者在此期间全程参与了 MTD 探测器在 BNL 的所有安装测试

维护工作以及 TOF 和 VPD 的运行维护工作。其中 MTD 探测器相关工作包括: Run12 至 Run14 中共计约 1 年的安装调试工作(其中 Run12 和 Run13 中 为本地安装测试组主要负责人), Run12 中的所有 MTD 相关触发的研究设置工作, Run12 运行周期中所有的实时在线监控和维护工作, Run13 和 Run14 运行周期中部分 TOF 和 MTD 的 24 小时 on call 值班工作以及 MTD 的性能测试和分析工作。本文的第三章是性能测试和分析结果中未发表的部分。TOF 和 VPD 的运行维护工作包括: TOF120 个模块的监控维护, GMT (GEM-TOF)的安装以及 VPD 的安装维护工作。

#### 6.2 展望

在本文的分析测量中,低横动量区间主要的系统不确定度来自于  $\eta$ 。要得 到低横动量区间的  $\eta$  测量,一个可能的途径是通过  $\eta \rightarrow \gamma\gamma$  的衰变道来重建  $\eta$ 。与去除光子转换影响相反,拥有至少两个转换光子的事例要被挑选出来用于 分析。如果对  $\eta$  的测量可以被延伸到 1-2 GeV/c,一个更精确的逆坡度参数就 可以获得。因为 1 <  $p_T$  < 2 GeV/c 范围内的不变产额对这个参数的拟合结 果影响很大。

到目前为止,本文对直接虚光子的测量只针对了 0-80% 的中心度。对于直接虚光子中心度依赖的研究可以给出直接虚光子 *R<sub>cp</sub>* 的测量。同时基于 STAR 采集的 200GeV 质子 -质子碰撞数据的直接虚光子测量也可以提供很好的参考。 其可以给出 STAR 实验测量的质子 -质子与金核 -金核的结果比较。同时 *R<sub>AA</sub>* 也可以与很多模型预期进行比较。

虚光子不仅可以衰变到正负电子对,如果  $Q^2 > 2M_{\mu}$ ,它也能衰变到正 负  $\mu$  子对。在 Run14 中,MTD 系统被完全安装在了 STAR 探测器上(详见 第三章)并进行了很顺利的取数。第3.3.2节中所述的 di-muon 触发被设置来触 发拥有至少两个  $\mu$  子击中 MTD 的事例。到目前为止,这个触发的最大触发率 在没有 pre-scale 的情况下可以达到 900Hz。单  $\mu$  子的触发也工作的很好。这就 允许了在不同动力学区间对正负  $\mu$  子对的测量。

图6.1是基于 Run11 200GeV MB 数据的结果(非全部统计)。两个图都是 基于同号背景重建方法的两维双电子信号。左图中,两个电子径迹的横动量要

求是 0.15 <  $p_{Te1}$  < 0.3 GeV/c 及  $p_{Te2}$  > 1.2 GeV/c。低的横动量判选条件 是只通过 TPC 能损鉴别出  $\mu$  子的范围。高的横动量判选条件是 MTD 较好的  $\mu$  子鉴别范围。右图两个电子径迹的横动量要求都是  $p_{Te2}$  > 1.2 GeV/c。对于 直接虚光子研究感兴趣的低不变质量区间,  $TPC \mu \oplus MTD \mu$  可以给出从 1.35 GeV/c开始的测量而  $MTD \mu \oplus MTD \mu$  可以给出从 2.4 GeV/c开始的测量。 完全安装完毕的 MTD 为直接虚光子的测量开辟了一条新的道路。同时 MTD 使得其他很多重要的物理测量成为可能(详见第3.1节)。



**图** 6.1 不同动力学判选条件下基于 Run11 200GeV MB 数据(非全部统计)的减去同号背景的两维双电子信号。左图:  $0.15 < p_{Te1} < 0.3 GeV/c$ ,  $p_{Te2} > 1.2 GeV/c$ 。右图:  $p_{Te1} > 1.2 GeV/c$ ,  $p_{Te2} > 1.2 GeV/c$ 

## 参考文献

- Fritzsch H, Gell-Mann M. Current algebra: Quarks and what else? eConf, 1972, C720906V2:135–165.
- [2] Gross D J, Wilczek F. Ultraviolet Behavior of Non-Abelian Gauge Theories. Phys. Rev. Lett., 1973, 30:1343–1346.
- [3] Politzer H D. Reliable Perturbative Results for Strong Interactions? Phys. Rev. Lett., 1973, 30:1346-1349.
- [4] Gross D J, Wilczek F. Asymptotically Free Gauge Theories. I. Phys. Rev. D, 1973, 8:3633–3652.
- [5] H, Politzer D. Asymptotic freedom: An approach to strong interactions. Physics Reports, 1974, 14(4):129 – 180.
- [6] Bethke S. The 2009 world average of  $\alpha_s$ . The European Physical Journal C Particles and Fields, 2009, 64:689–703. 10.1140/epjc/s10052-009-1173-1.
- [7] Gupta R. Introduction to Lattice QCD. 1998.
- [8] Das D. Recent results from STAR experiment in Au+Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 9.2$  GeV. 2009..
- [9] Hering G. Dielectron production in heavy ion collisions at 158-GeV/c per nucleon. 2001. Ph.D. Thesis (Advisor: Peter Braun-Munzinger).
- [10] Pisarski R D. Phenomenology of the Chiral Phase Transition. Phys.Lett., 1982, B110:155.
- [11] Rapp R, Wambach J. Chiral symmetry restoration and dileptons in relativistic heavy ion collisions. Adv.Nucl.Phys., 2000, 25:1.
- [12] Rapp R. Thermal lepton production in heavy ion collisions. 2002..
- [13] Arleo F. Hard pion and prompt photon at RHIC, from single to double inclusive production. JHEP, 2006, 0609:015.
- [14] Engelen J. The LHC project: Overview and status. Czech.J.Phys., 2005, 55:B13–B21.
- [15] Chatrchyan S, et al. The CMS experiment at the CERN LHC. JINST, 2008, 3:S08004.

- [16] Vercellin E. The ALICE experiment: Overview and status. AIP Conf.Proc., 2009, 1120:151–156.
- [17] Ludlam T. Overview of experiments and detectors at RHIC. Nucl.Instrum.Meth., 2003, A499:428–432.
- [18] Adcox K, et al. PHENIX detector overview. Nucl.Instrum.Meth., 2003, A499:469–479.
- [19] Adare A, et al. Enhanced production of direct photons in Au+Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ and implications for the initial temperature. Phys.Rev.Lett., 2010, 104:132301.
- [20] Vitev I, Zhang B W. A Systematic study of direct photon production in heavy ion collisions. Phys.Lett., 2008, B669:337–344.
- [21] Adare A, Adler S, Afanasiev S, et al. Direct photon production in d+Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV. Phys.Rev., 2013, C87:054907.
- [22] Wilde M. Measurement of Direct Photons in pp and Pb-Pb Collisions with ALICE. Nucl.Phys., 2013, A904-905:573c-576c.
- [23] Chatrchyan S, et al. Measurement of isolated photon production in pp and PbPb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV. Phys.Lett., 2012, B710:256–277.
- [24] Harrison M, Ludlam T, Ozaki S. RHIC project overview. Nucl. Instrum. Meth., 2003, A499:235–244.
- [25] Ackermann K H, et al. STAR detector overview . Nucl. Instrum. Meth., 2003, A499:624–632.
- [26] Bergsma F, et al. The STAR detector magnet subsystem. Nucl. Instrum. Meth., 2003, A499:633–639.
- [27] Simon F, et al. The Forward GEM Tracker of STAR at RHIC. 2008.
- [28] Shao M, et al. Extensive particle identification with TPC and TOF at the STAR experiment. Nucl. Instrum. Meth., 2006, A558:419–429.
- [29] Dong X. The time-Of-flight detector for RHIC / STAR and the related physics. AIP Conf. Proc., 2006, 865:332–337.
- [30] Llope W J. The large-area time-of-flight upgrade for STAR. Nucl. Instrum. Meth., 2005, B241:306-310.
- [31] Beddo M, et al. The STAR barrel electromagnetic calorimeter. Nucl. Instrum. Meth., 2003, A499:725–739.

- [32] Allgower C E, et al. The STAR endcap electromagnetic calorimeter. Nucl. Instrum. Meth., 2003, A499:740–750.
- [33] Ruan L, et al. Perspectives of a Midrapidity Dimuon Program at RHIC: A Novel and Compact Muon Telescope Detector. J. Phys., 2009, G36:095001.
- [34] Llope W, Zhou J, Nussbaum T, et al. The STAR Vertex Position Detector. 2014..
- [35] Anderson M, et al. The STAR time projection chamber: A unique tool for studying high multiplicity events at RHIC. Nucl. Instrum. Meth., 2003, A499:659–678.
- [36] Shao M, et al. Extensive particle identification with TPC and TOF at the STAR experiment. Nucl. Instrum. Meth., 2006, A558:419–429.
- [37] Xu Y c, et al. Calibration of ionization energy loss at relativistic rise with STAR Time Projection Chamber. 2008..
- [38] Cerron Zeballos E, Crotty I, Hatzifotiadou D, et al. A New type of resistive plate chamber: The Multigap RPC. Nucl.Instrum.Meth., 1996, A374:132–136.
- [39] collaboration S. proposal for alarge area time of flight system for STAR..
- [40] Adams J, et al. Experimental and theoretical challenges in the search for the quark gluon plasma: The STAR collaboration's critical assessment of the evidence from RHIC collisions. Nucl. Phys., 2005, A757:102–183.
- [41] Miller M L, Reygers K, Sanders S J, et al. Glauber modeling in high energy nuclear collisions. Ann.Rev.Nucl.Part.Sci., 2007, 57:205–243.
- [42] Bichsel H. A method to improve tracking and particle identification in TPCs and silicon detectors. Nucl. Instrum. Meth., 2006, A562:154–197.
- [43] Agostinelli S, et al. GEANT4: A simulation toolkit. Nucl. Instrum. Meth., 2003, A506:250–303.
- [44] Allison J, et al. Geant4 developments and applications. IEEE Trans. Nucl. Sci., 2006, 53:270.
- [45] Sjostrand T, Mrenna S, Skands P. PYTHIA 6.4 physics and manual. JHEP, 2006, 05:026.
- [46] Tang Z, et al. Spectra and radial flow at RHIC with Tsallis statistics in a Blast-Wave description. Phys. Rev., 2009, C79:051901.
- [47] Amsler C, et al. Review of particle physics. Phys. Lett., 2008, B667:1.

- [48] Kroll N M, Wada W. Internal Pair Production Associated with the Emission of High-Energy Gamma Rays. Phys. Rev., 1955, 98(5):1355–1359.
- [49] Adams J, et al. Identified particle distributions in pp and AuAu collisions at sqrt(NN) = 200 GeV. Phys. Rev. Lett., 2004, 92:112301.
- [50] Abelev B I, et al. Identified baryon and meson distributions at large transverse momenta from Au + Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV. Phys. Rev. Lett., 2006, 97:152301.
- [51] Adare A, et al. Detailed measurement of the  $e^+e^-$  pair continuum in p + p and Au+Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV and implications for direct photon production. Phys.Rev., 2010, C81:034911.
- [52] STAR collaboration B H.  $J/\psi$  production in Au + Au collisions at center of mass energy = 200-GeV. Acta Phys. Pol. B Proc. 5, 471, (2012).
- [53] Adams J, et al. Phi meson production in Au + Au and p + p collisions at  $s^{**}(1/2) = 200$ -GeV. Phys. Lett., 2005, B612:181–189.
- [54] Adare A, et al.  $J/\psi$  production vs centrality, transverse momentum, and rapidity in Au + Au collisions at  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 200$  GeV. Phys. Rev. Lett., 2007, 98:232301.
- [55] Gavai R, Kharzeev D, Satz H, et al. Quarkonium production in hadronic collisions. Int.J.Mod.Phys., 1995, A10:3043–3070.
- [56] Silva C L. Quarkonia measurement in p+p and d+Au collisions at s\*\*(1/2) = 200- GeV by PHENIX Detector. Nucl.Phys., 2009, A830:227C-230C.
- [57] Adamczyk L, et al. Measurements of  $D^0$  and  $D^*$  Production in p + p Collisions at  $\sqrt{s} = 200$  GeV. Phys.Rev., 2012, D86:072013.
- [58] Lichard P. Formalism for dilepton production via virtual photon bremsstrahlung in hadronic reactions. Phys. Rev. D, 1995, 51:6017–6035.
- [59] Landsberg L G. Electromagnetic Decays of Light Mesons. Phys. Rept., 1985, 128:301–376.
- [60] Afanasiev S, et al. Measurement of Direct Photons in Au+Au Collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV. Phys.Rev.Lett., 2012, 109:152302.
- [61] Gordon L, Vogelsang W. Polarized and unpolarized prompt photon production beyond the leading order. Phys.Rev., 1993, D48:3136–3159.
- [62] Adler S, et al. Measurement of direct photon production in p + p collisions at s\*\*(1/2) = 200-GeV. Phys.Rev.Lett., 2007, 98:012002.

[63] d'Enterria D G, Peressounko D. Probing the QCD equation of state with thermal photons in nucleus-nucleus collisions at RHIC. Eur.Phys.J., 2006, C46:451–464.

#### 致 谢

在这篇论文即将完成之际,回首完成硕博连读学业的六年,我衷心感谢所 有给我关心、帮助和指导的人们。

我要感谢我的导师李澄教授。他的关心和指导把我引入了这个领域。在我 面临选择的各个阶段,他都给我提供了极好的建议。李老师谦逊的处世态度, 精湛的专业素养,严谨的科研态度深深影响着我。

我要感谢许长补研究员, 阮丽娟研究员和国家留学基金委给了我在美国布 鲁克海文国家实验室学习生活的机会。在美国学习生活的三年中, 阮丽娟研究 员作为我的联合导师给了我全方位的帮助和指导。她的指导和与她的讨论几乎 贯穿这三年中的每一天。她清晰的物理图像, 活跃的思维, 扎实的功底和对科 研工作全身心的投入都使我受益良多。我衷心的感谢她。我同样真挚的感谢许 长补研究员。他广阔的学术视野, 前沿的学术思想, 敏锐的学术洞察力在每次 的讨论中不断洗礼着我的思想。他的意见总能直指科研的核心问题, 对我帮助 良多。

我还要感谢唐泽波副教授,许依春副研究员和周意副研究员。唐泽波副教 授和许依春副研究员把我带入了相对论重离子碰撞物理领域,帮助我建立了该 领域基础的研究思想和能力。周意副研究员指导了我在探测器研究方面的所有 细节工作。特别感谢黄炳矗博士。他是我在美国学习生活三年时间里的良师益 友,具体指导我完成了相关的物理分析并在生活上也给予了我悉心的帮助。

同时我还要感谢张一飞副教授,赵杰博士,查王妹同学,郭毅同学在我的物理分析过程中给予的帮助。与他们的讨论使我受益颇多。感谢 STAR 合作组的 Bill Christie, Bill Llope 和 Robert Soja 在 STAR 探测器研究工作上给予我的帮助和指导。感谢施梳苏副教授,仇浩博士,柯宏伟博士,王辉博士,崔相利博士,陈丽珠博士,朱逾卉博士,韩立欣博士,寿齐,胡雪野,杜成名,杨岩,张辉,杨帅,徐亦飞,张正桥和张金龙等同学在 BNL 对我学习和生活上的帮助。感谢 BNL 提供的良好科研环境,感谢 STAR 合作组提供了性能卓越的

探测器,感谢 STAR 合作组内所有给我的研究工作提出过建议和给予过帮助的人们。

感谢中国科学技术大学近代物理系高能物理组的老师们对我的关怀和帮助。 衷心的感谢赵政国院士,陈宏芳教授,许咨宗教授,汪晓莲教授,张子平教授, 王群教授,邵明副教授,孙勇杰副教授等老师。他们的科研态度和营造的科研 氛围对我影响深远。同时感谢实验室中的所有同学。

感谢科大。感谢所有伴随我度过这最宝贵年华的兄弟姐妹们。祝愿你们在 今后的学习生活中一帆风顺。

最后, 谨把本文献给我亲爱的家人, 献给我逝去的爷爷。感谢我的女朋友 对我的理解、帮助和支持。我深深的感谢永远在背后默默支持我的父母和家人, 感谢你们的宽容, 感谢你们的理解, 感谢你们的鼓励, 感谢你们的奉献。衷心 的祝愿你们健康幸福。

> 杨驰 2014 年 5 月 28 日

# 论文和学术报告清单

#### 学术报告:

1. Direct virtual photon and dielectron production in Au+Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV at STAR

XXIV International Conference on Ultrarelativistic Nucleus-Nucleus Collisions(Quark Matter 2014), May 2014, Darmstadt, Germany

- Direct Virtual Photon Production in AuAu Collisions at 200GeV from STAR Workshop on MTD and HFT and related physics, September 2013, Hefei, China
- Performance of the Muon Telescope Detector (MTD) in STAR at RHIC RHIC & AGS Annul Users' Meeting, June 2013, BNL, NY, USA
- Performance of the Muon Telescope Detector (MTD) in STAR at RHIC XXIII International Conference on Ultrarelativistic Nucleus-Nucleus Collisions(Quark Matter 2012), August 2012, DC, USA
- GEM detector and readout methods
   Micro-Pattern Gas Detector Workshop, May 2010, Lujiang, China

#### 主要论文:

1. Calibration and performance of the STAR Muon Telescope Detector using cosmic rays

Chi Yang, et al.

e - PrintArchives(1402.1078) accepted by Nucl. Instrum. Meth. A

- 2. Dielectron Azimuthal Anisotropy at mid-rapidity in Au+Au collisions at  $\sqrt{s_{_{NN}}} = 200~{\rm GeV}$ 
  - L. Adamczyk et al. (STAR Collaboration) (Principal Author)

e - PrintArchives(1402.1791) Submitted to Phys. Rev. C

3. Direct virtual photon production in Au+Au collisions at  $\sqrt{s_{_{NN}}} = 200$  GeV at RHIC

Chi Yang (Analysis Note, approved by STAR Collaboration)

4. Dielectron Mass Spectra from Au+Au Collisions at  $\sqrt{s_{\rm NN}}$  = 200 GeV

L. Adamczyk et al. (STAR Collaboration)

- e PrintArchives(1312.7397) Submitted to Phys. Rev. Lett
- 5. Systematic study of the experimental measurements on ratios of different  $\upsilon$  states

Wangmei Zha, Chi Yang, Bingchu Huang, Lijuan Ruan, Shuai Yang, Zebo Tang, and Zhangbu Xu

Phys. Rev. C88, 067901

6. The STAR Vertex Position Detector

Llope, W.J., et al.

e - PrintArchives(1403.6855) Submitted to Nucl. Instrum. Meth. A

#### 其他合作组文章:

1. Energy dependence of moments of net-proton multiplicity distributions at RHIC

L. Adamczyk et al. (STAR Collaboration)

Phys.Rev.Lett.112(2014)32302

2. Neutral pion cross section and spin asymmetries at intermediate pseudorapidity in polarized proton collisions at  $\sqrt{s} = 200$  GeV

L. Adamczyk et al. (STAR Collaboration)

Phys. Rev. D89(2014) 12001

3. Fluctuations of charge separation perpendicular to the event plane and local parity violation in  $\sqrt{s} = 200 \text{ GeV Au} + \text{Au}$  collisions at the BNL Relativistic Heavy Ion Collider

L. Adamczyk et al. (STAR Collaboration)

Phys.Rev.C88(2013)064911

- 4. Freeze-out dynamics via charged kaon femtoscopy in  $\sqrt{s} = 200$  GeV central Au+Au collisions
  - L. Adamczyk et al. (STAR Collaboration)

Phys. Rev. C88 (2013) 034906