

MRPC探测不同带电粒子的输出信号与工作 气体中 dE/dx 之间的关系*

李昕 邵明¹⁾ 李澄 陈宏芳 唐泽波

(中国科学技术大学近代物理系 合肥 230026)

摘要 由28个多气隙电阻板室(MRPC)模块组成的探测阵列-STAR/TOFr,在相对论重离子对撞机(RHIC)实验上获得了大量的数据.利用质心能量62.4GeV Au+Au对撞的实验数据,分析了MRPC探测不同带电粒子(K介子、 π 介子、质子等)时的输出信号与气体中的电离能损(dE/dx)之间的关系,给出了MRPC的气体电离和雪崩放大一些新的实验结果.为了进一步解释实验结果,针对工作条件下MRPC输出信号的特点,对MRPC的气体电离和雪崩过程进行Monte Carlo模拟,深入探讨了影响MRPC输出信号幅度的原因.

关键词 多气隙电阻板室 飞行时间探测器 电离能损 粒子识别

1 引言

多气隙电阻板室(Multi-gap Resistive Plate Chamber, 简称MRPC)是近年来发展起来的一种用于粒子飞行时间测量的新型气体探测器. MRPC的基本构型见图1,在大间隙的空间电场中等间距地插入若干具有特定电阻率的电阻板,各电阻板的电位是悬浮的,可以把一个大间隙的雪崩分解为若干小间隙的雪崩的叠加.由于气隙很小($<0.3\text{mm}$),减小了雪崩起始位置的统计涨落和电荷收集时间,并使得雪崩的发展被限制在很小的范围内,可以工作于高电场下,有效地提高了时间分辨(可达到 $\sim 50\text{ps}$);同时高电阻率的电阻板对雪崩中产生的快信号是透明的,电极上的读出信号是所有气隙中的雪崩产生的感应信号之和,保证了MRPC具有很高的探测效率^[1, 2]($>99\%$);计数率能力可达到 $10^2 \sim 10^3\text{Hz/cm}^2$.在整体结构上,容易设计为多路小读出单元结构,可以满足相对论重离子对撞实验粒子多重性高的探测要求.

美国布鲁克海文国家实验室(BNL)STAR实验组计划用4000多个MRPC模块建造飞行时间谱仪(TOF),造价大约是相同指标的常规快闪烁体-光电

倍增管构成TOF的1/10. 2003年中美合作研制的世界上第一台MRPC/TOF样机(TOFr)^[3]安装到STAR探测系统上,与其他的子探测器参与RHIC的物理运行和数据采集^[4, 5],获得了大量的实验数据,为深入研究MRPC的工作机制提供了必要条件.本文将利用这些数据,详细分析MRPC对不同种类、动量的带电粒子的响应,着重研究MRPC输出信号与气体中电离能损(dE/dx)之间的关系.

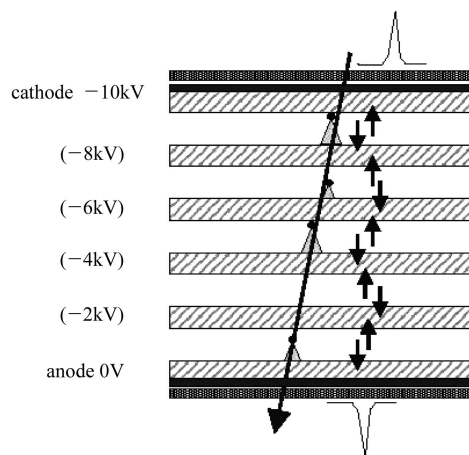


图1 MRPC工作原理示意图

2006-07-06 收稿, 2006-09-29 收修改稿

* 国家自然科学基金(10375062, 10610286)和中国科学院知识创新项目(KJCX2-YW-A14)资助

1) E-mail: swing@ustc.edu.cn

2 STAR/TOFr 结构

STAR/TOFr 覆盖 6° 的方位角和 $-1 < \eta < 0$ 的赝快度区间, 相当于整个桶部 TOF 的 1/120. 在 TOFr 中

安装了 28 个 MRPC 模块, 其结构见图 2, 每个 MRPC 模块的表面近似垂直于 STAR 探测器几何中心的连线 (见图 3). 在 2004 年 RHIC 质心能量 62.4 GeV 的 Au-Au 对撞运行中, TOFr 中 12 个模块 (72 个读出条) 的数据被读出. 与 TOFr 的测试和刻度相关的主要子探测器

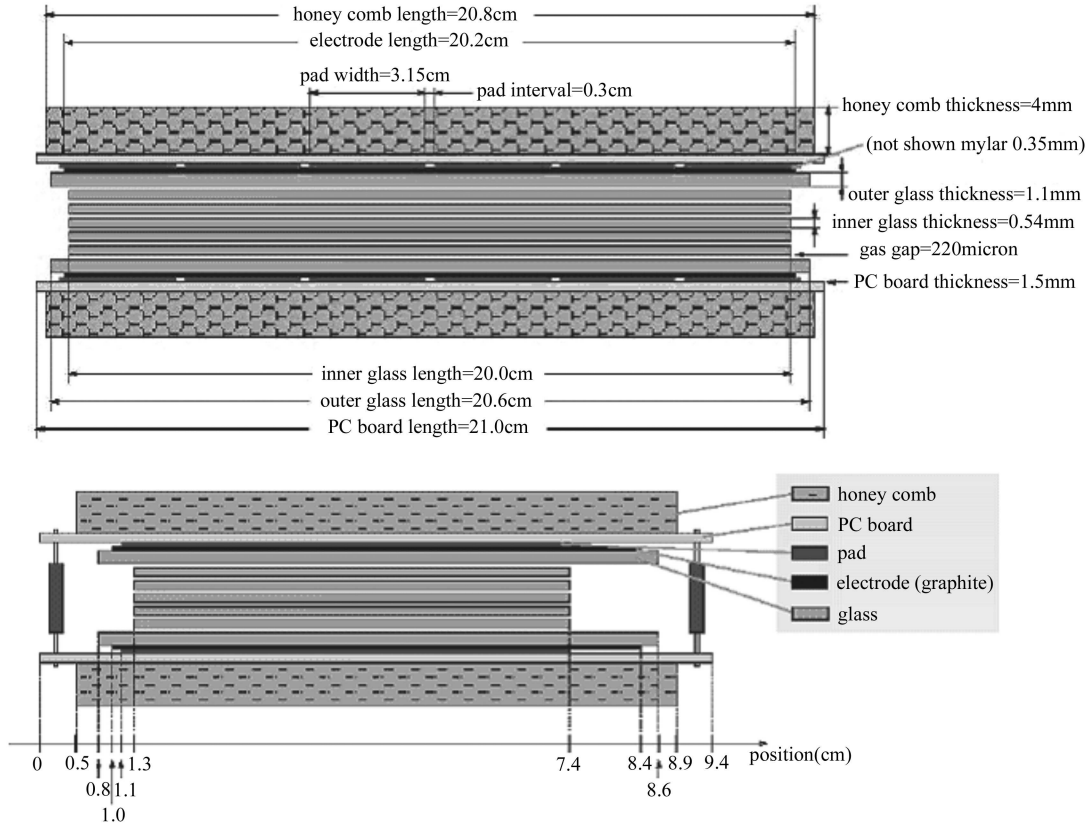


图 2 STAR-TOFr 上采用的 MRPC 模块结构示意图

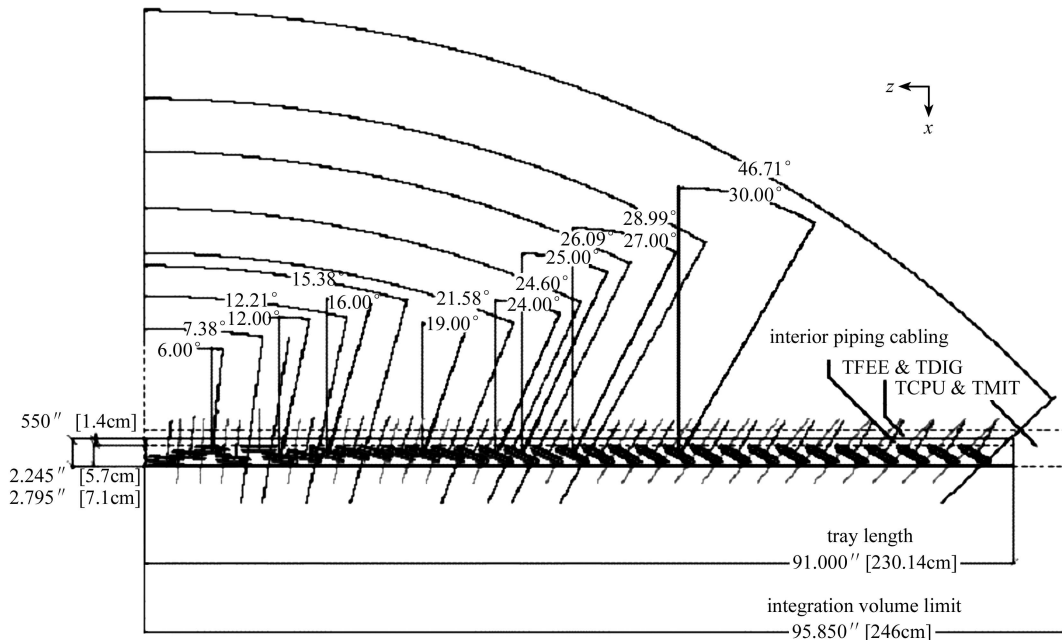


图 3 STAR-TOFr 结构示意图

有时间投影室(TPC)^[6, 7], 赝顶点位置探测器(pVPD)和TOFr本身. TPC用来提供带电粒子的动量、 dE/dx 以及在磁场中带电粒子径迹的初始对撞点的测量. pVPD设计用来给TOFr提供相对的起始时间, 而TOFr本身记录停止时间. 在62.4GeV的Au+Au运行中, 共收集到约2.2M有效TOFr数据^[8].

3 TOFr数据分析

62.4GeV Au+Au对撞中TOFr的数据包括击中TOFr的带电粒子径迹、动量、 dE/dx 、相应MRPC读出条的TDC、ADC信号等. 利用TOFr的飞行时间测量, 并结合 dE/dx 信息, 可以在横向动量(p_T)直至3GeV/c的范围内实现对带电 π 、K介子和质子的鉴别^[9]. 图4(a)和图4(c)给出了0.4—0.5GeV/c动量区

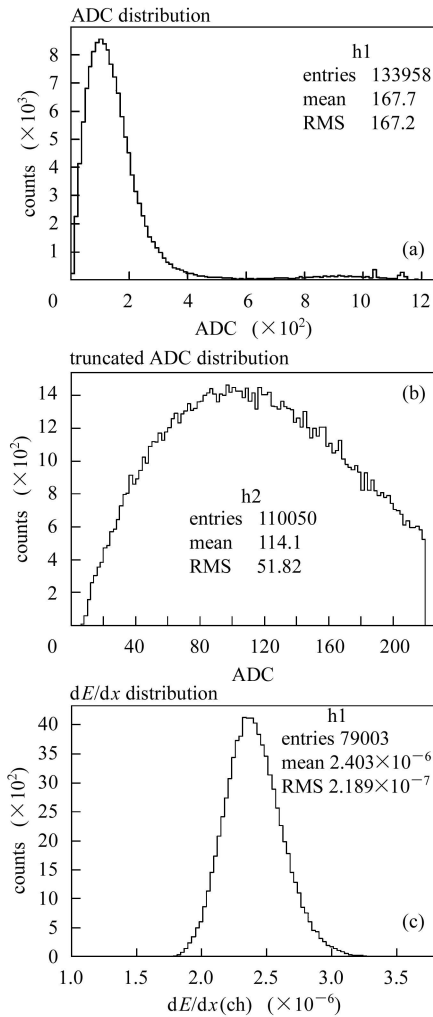


图4 (a) MRPC对0.4—0.5GeV/c动量范围内的带电 π 介子的ADC响应; (b) 截断高端20%尾部的ADC分布; (c) 0.4—0.5GeV/c动量范围内带电 π 介子的 dE/dx 分布

间内带电 π 介子的ADC信号幅度和 dE/dx 的分布, 分别由TOFr和TPC测量给出. 统计其平均值(为减小统计误差, ADC谱高端20%的部分被截去, 见图4(b)), 并考察它们(平均值)在不同粒子动量区间的变化, 可以发现, 低动量时MRPC对不同粒子的信号幅度响应有明显区别, 并且与 dE/dx 随粒子动量的变化趋势相似. 从探测原理上考虑, 如果MRPC工作在正比雪崩区, 输出信号幅度和带电粒子在MRPC工作气体中的能量沉积应正比于 dE/dx , 信号幅度与 dE/dx 平均值的比值随粒子动量的分布应接近于水平直线. 然而, TOFr数据实际分析结果显示, 在低动量域内, 这一比值表现出非线性变化趋势(见图5). 探讨这种变化的内在原因, 有助于了解TOFr的运行状况, 以及进一步理解MRPC的工作机理.

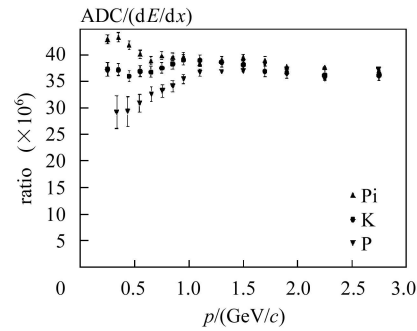


图5 MRPC信号幅度与 dE/dx 平均值的比值随粒子动量的变化

首先, 上面对TOFr数据的分析中给出的是信号幅度的平均值, 包括了TOFr中72个读出条的输出信号的贡献. 由于磁场的影响, 带电粒子在运动过程中发生偏转, 将以一定的角度入射. 粒子动量不同, 入射角度也将不同, 在MRPC工作气体中经过的路程长度将相应改变. 这时带电粒子在工作气体中的平均能量沉积也会不同, 导致MRPC输出的ADC信号产生差异, 会对最终的分析结果造成影响, 因此有必要对此进行修正.

其次, 由TOFr的结构可知, 不同的MRPC模块具有不同的张角, 也会影响粒子的入射角度. 由粒子的三维动量 p_x , p_y , p_z , 可计算出每个粒子的入射角度 θ , φ (动量和角度均为在STAR全局坐标系中的值). 图6所示是正负带电粒子击中MRPC不同读出条时入射角度 φ 随动量的分布(φ 的单位为弧度). 在磁场中, 粒子的动量越大, 偏转角度越小, 越接近垂直射向MRPC, 由此可拟合得到各个读出条法线的方位角 φ_0 . 再根据图2中不同MRPC模块的极角 θ_0 , 可知带电粒子穿过MRPC工作气体的

路径长度为 $L = L_0 / \cos(\theta - \theta_0) / \cos(\varphi - \varphi_0)$, 其中 L_0 为 MRPC 气隙的总厚度. 由于 ADC 正比于电离能量沉积, 因而正比于路径长度, 因此有修正关系: $ADC = ADC_0 \times \cos(\theta - \theta_0) \times \cos(\varphi - \varphi_0)$ (相当于粒子垂直入射 MRPC).

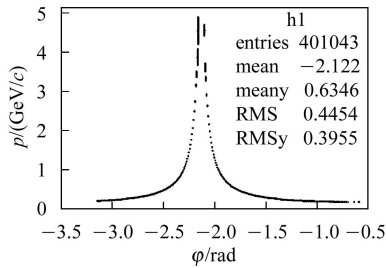


图 6 粒子入射方位角 φ 随粒子动量的分布

另一方面, 由于各路读出电子学以及 MRPC 读出条之间性能的差异, 即使带电粒子在 MRPC 工作气体中的能量沉积相同, 不同读出条输出的信号幅度也并不一致. 为此, 选定了一路读出单元的信号幅度为基准, 将所有其他读出条的信号幅度相对它进行归一化处理.

经过上述修正后得到的 ADC 值与 dE/dx 平均值的比值见图 7. 对比图 5, 这一比值随入射粒子动量的变化幅度有所减小, 但低动量区的非线性变化趋势仍然存在. 在排除了信号刻度带来的系统误差后, 引起非线性变化的另一个原因可能是由 MRPC 自身的工作性能决定的, 即与其在工作气体中的电离和雪崩特性有关. 为了考察 MRPC 的气体放大机制, 有必要借助一些理论模型和模拟手段对其进行更深入的研究.

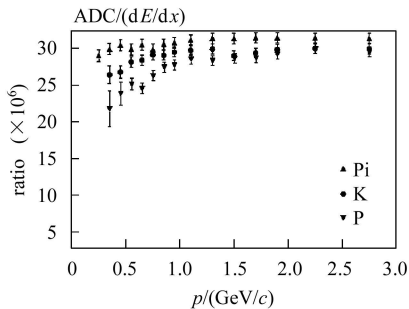


图 7 修正后的 MRPC 信号幅度与 dE/dx 平均值之比随粒子动量的分布

4 利用 Monte Carlo 方法对 MRPC 性能的模拟分析

4.1 气体参数模拟

气体放大特性是影响 MRPC 性能的关键因素.

STAR/TPC 在物理运行中使用的气体为 P10 (90%Ar+10%CH₄), MRPC 的工作气体以氟利昂气体为主 (94.7% C₂F₄H₂+5.3% iso-butane). 为了研究这两种气体的电离特性, 使用 Heed 和 Garfield 对其进行模拟计算^[10]. 工作环境被设置为 25°C, 1atm 气压, 工作电场为 11kV/mm. 模拟得到的粒子在氟利昂气体中生成的原初电子-离子对的簇密度和每簇包含的电子-离子对数目见图 8(a), (b). 比较不同带电粒子 (Kaon, Pion, 质子) 在两种气体中发生的电离过程随动量的变化情况 (见图 9(a), (b)), 可以发现两者的平均电离密度变化趋势很相似 (图 9(c)). 因为平均电离密度与 dE/dx 成正比, 这说明 MRPC 中 ADC 幅度与粒子 dE/dx 的非线性关系不是由于不同工作气体的性质差别造成的.

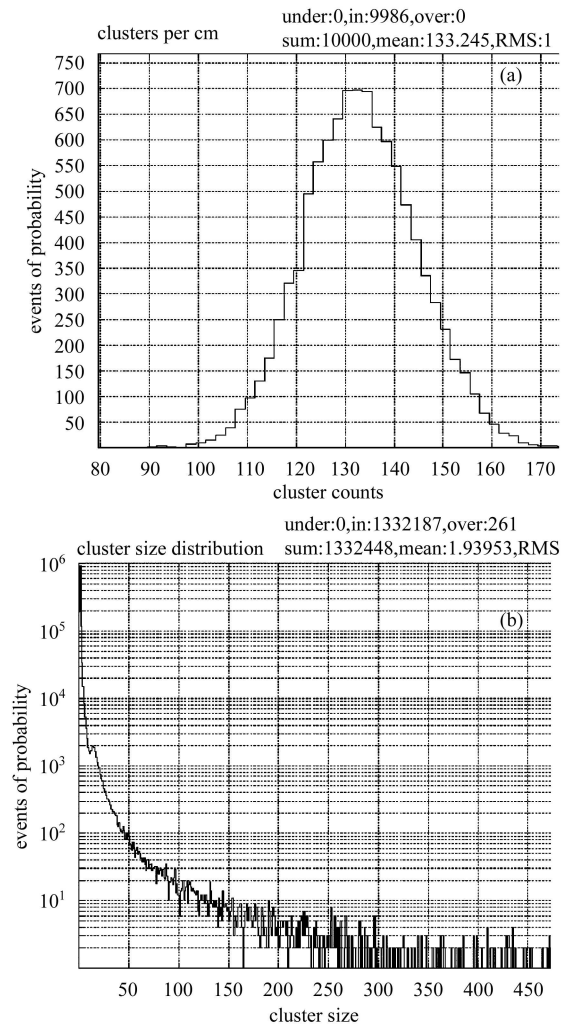


图 8 (a) 氟利昂中 0.5GeV/c 质子生成的原初电子-离子对的簇密度; (b) 每簇包含的电子-离子对数目

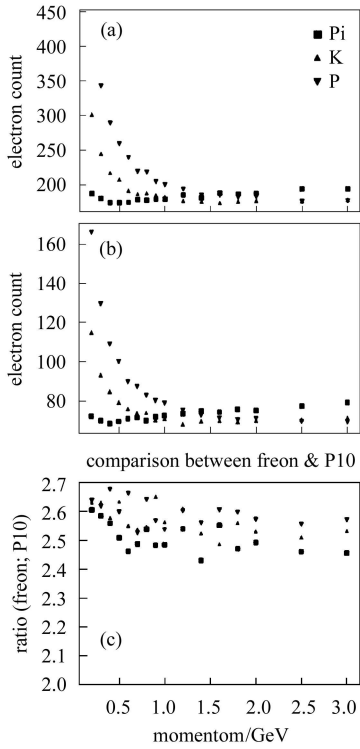


图9 (a) 氟利昂中平均电离密度随粒子动量的分布; (b) P10中平均电离密度随粒子动量的分布; (c) 氟利昂和P10中平均电离密度的比较

4.2 雪崩过程模拟

带电粒子原初电离生成的正负离子在电场中的运动下将产生雪崩放大,这一过程可以通过汤生系数 α 、吸附系数 β 和漂移速度 v 来描述.使用Magboltz^[11]模拟计算得到这些参数.根据Legler和Riegler建立的气体雪崩模型^[12],假设一个电子从 $x=0$ 位置出发,它在 $x(x>0)$ 处引起一次雪崩产生 n 个次级电子的几率可以表述为

$$\begin{aligned}
 P(n, x+dx) = & \\
 & P(n-1, x) \cdot (n-1) \cdot \alpha \cdot dx \cdot (1 - (n-1) \cdot \beta \cdot dx) + \\
 & P(n, x) \cdot (1 - n \cdot \alpha \cdot dx) \cdot (1 - n \cdot \beta \cdot dx) + \\
 & P(n, x) \cdot n \cdot \alpha \cdot dx \cdot n \cdot \beta \cdot dx + \\
 & P(n+1, x) \cdot (1 - (n+1) \cdot \alpha \cdot dx) \cdot (n+1) \cdot \beta \cdot dx,
 \end{aligned}$$

等式右边的四项表示在 $x+dx$ 处发现 n 个次级电子的四种主要可能性.忽略 dx 的高阶项,上式的解可以写为

$$P(n, x) = \begin{cases} k \cdot \frac{\bar{n}(x) - 1}{\bar{n}(x) - k}, & n = 0 \\ \bar{n}(x) \cdot \left(\frac{1 - k}{\bar{n}(x) - k} \right)^2 \cdot \left(k \cdot \frac{\bar{n}(x) - 1}{\bar{n}(x) - k} \right)^{n-1}, & n > 0 \end{cases}$$

其中 $\bar{n}(x) = e^{\eta x}$, $\eta (= \alpha - \beta)$ 为有效汤生系数, $k = \frac{\beta}{\alpha}$.

因为MRPC工作在强电场中,所以可以忽略 $\alpha = \beta$ 和 $\alpha = 0$ 的情况.上述分布的方差为: $\sigma^2(x) = \frac{1+k}{1-k} \bar{n}(x) (\bar{n}(x) - 1)$.在 n 值很大的情况下,可以使用中心极限定理.已知 x 位置有 $n(x)$ 个电子,则 $x+dx$ 处的电子数 $n(x+dx)$ 为服从高斯分布(平均值 $\mu = n(x)\bar{n}(dx)$,方差 $\sigma = \sqrt{n(x)\sigma(dx)}$)的随机数.这样可以大大节约计算时间.

4.3 空间电荷效应

在11kV/mm的电场下,MRPC工作气体的有效汤生系数约为 1400cm^{-1} .气隙宽度为0.22—0.25mm时,单次雪崩产生的总电荷可达 10^4pC .这一结果远远高出了实验数据^[13],这时需要考虑雪崩过程中空间电荷效应的影响.当雪崩产生的电子-离子对达到一定数量时,积累的空间电荷所产生的电场将抵消一部分外加电场,从而限制了雪崩的继续发展^[14].在实际测试中,由于MRPC信号的甄别阈很低,其计数效率和时间分辨基本不受空间电荷效应影响,因此可以采用设置阈值的方法来模拟空间电荷效应.即考虑单次雪崩产生的电子数目达到阈值时,积累的空间电荷所产生的电场可与外加电场相比拟,抵消其对气体的放大作用,此时雪崩达到饱和,不再产生次级电子.阈值的设置主要影响MRPC信号的电荷量(即ADC).

4.4 信号感应

由运动电荷引起的MRPC读出电极上的电流信号可以根据Ramo定理^[15]计算,即 $i(t) = E_{\text{weight}} v_{\text{drift}} Q_e N(t)$.式中 $N(t)$ 表示在 t 时间雪崩产生的电子数量, v_{drift} 为电子漂移速度, Q_e 是电子电量, E_{weight} 为权场:

$$E_{\text{weight}} = \frac{1}{\left(\frac{n_{\text{gap}} d_{\text{gap}} + (n_{\text{gap}} - 1) d_{\text{in}} + 2d_{\text{out}}}{\epsilon_{\text{glass}}} + \frac{2d_{\text{Mylar}}}{\epsilon_{\text{Mylar}}} \right)}$$

其中 n_{gap} 和 d_{gap} 为气隙的数量和宽度, d_{in} , d_{out} , d_{Mylar} 分别表示MRPC内层、外层电阻板(通常使用玻璃)和聚酯薄膜(绝缘层)的厚度, ϵ_{glass} , ϵ_{Mylar} 为电阻板和绝缘层的介电常数.

实验中MRPC使用前端放大器MAXIM3760,带宽560MHz.它的信号响应函数可写为: $f(t) = n^{-n} e^n \left(\frac{t}{\tau} \right)^n e^{-\frac{t}{\tau}}$.其中, n 为积分阶数, $n\tau = t_p$ 为达峰时间.在模拟中设 $n=2$, $t_p=1\text{ns}$.另外,在实际的实验

中, 噪声的影响不可忽略, 但因为本文中模拟的目的是研究 MRPC 的气体放大性质, 故暂不考虑其影响.

4.5 模拟结果分析

采用上述模拟方法, 取空间电荷效应阈值(即单次雪崩最大电子数目)为 1.6×10^7 , 计算可得带电粒子穿越 MRPC 时输出的信号幅度. 与用 Heed, Garfield 模拟计算得到的在 MRPC 工作气体中的 dE/dx 数据比较, 可得两者平均值的比值随粒子动量变化的分布(见图 10). 为了更清楚的观察其变化趋势, 设粒子动量为 $3.0 \text{ GeV}/c$ 时的 $\langle \text{ADC} \rangle / \langle dE/dx \rangle$ (“ $\langle \rangle$ ”表示求平均)比值为 1. 可见模拟结果与 TOFr 实验数据分析结果的总体趋势较为近似.

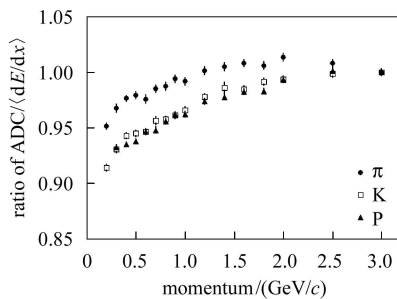


图 10 模拟得到的 $\langle \text{ADC} \rangle / \langle dE/dx \rangle$ 随粒子动量的分布(空间电荷效应阈值 1.6×10^7)

为了进一步检验空间电荷效应的影响, 选择信号幅度变化最明显的质子, 模拟不同空间电荷效应阈值设置时的情况. 当设定空间电荷效应阈值分别为 1.6×10^7 , 3.0×10^7 , 5.0×10^7 和 6.5×10^7 时, 观察模拟结果的变化(如图 11), 可以发现, 当空间电荷效应的阈值增大时, ADC 信号幅度与粒子 dE/dx 平均值的比值随动量的变化范围逐渐减小, 且趋于一水平直线. 由于阈值越大, 代表空间电荷效应越弱(也就是说, 需更多的空间电荷才能产生某一水平的电场强度), 因此图 11 说明空间电荷效应的影响的确存在且相当显著.

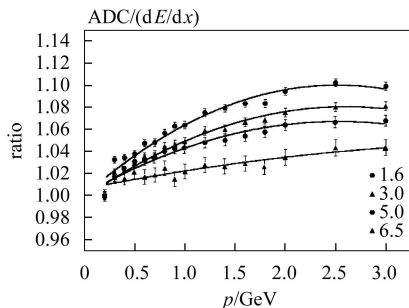


图 11 质子在 MRPC 中 $\langle \text{ADC} \rangle / \langle dE/dx \rangle$ 在不同空间电荷效应阈值下随粒子动量的分布
图中 1.6, 3.0, 5.0 和 6.5 表示阈值为该数值乘以 10^7 .

由此表明, 低动量带电粒子在 MRPC 工作气体中的电离密度较高, 雪崩过程受空间电荷效应的影响较为明显, 此时 MRPC 工作在有限正比区; 相比之下高动量带电粒子的电离能损较低, 雪崩放大受空间电荷效应的影响也较小, 导致 $\langle \text{ADC} \rangle$ 与 $\langle dE/dx \rangle$ 的比值随粒子动量增加出现了上升趋势. 而增大阈值之后, 空间电荷效应的影响逐渐减弱, MRPC 在较低动量带电粒子入射时工作区域也逐渐接近正比区, 从而减小了 $\langle \text{ADC} \rangle$ 与 $\langle dE/dx \rangle$ 比值的范围. 当阈值增大到一定程度时, 比值的趋势趋于水平直线, 即此时 MRPC 对任意动量带电粒子入射均工作在正比区(图 12).

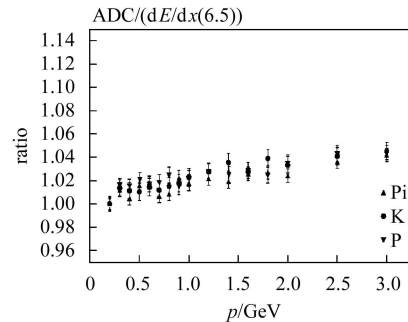


图 12 模拟得到的 $\langle \text{ADC} \rangle / \langle dE/dx \rangle$ 随粒子动量的分布(空间电荷效应阈值 6.5×10^7)

5 结论

通过对 STAR-TOFr 的 62.4 GeV Au+Au 对撞数据的甄别和分析, 可以发现当不同动量的带电粒子入射到 MRPC 时, 输出 ADC 信号幅度与粒子在 MRPC 中的能量沉积不成线性正比, 而是随着粒子动量的增加出现上升趋势. 为了解释这一现象, 根据 MRPC 的工作机制和特性建立了气体雪崩模型, 对 MRPC 的电离和雪崩特性进行 Monte Carlo 模拟. 模拟结果显示, 当低动量粒子入射时, 空间电荷效应抑制了 MRPC 气体的雪崩放大, 使 MRPC 工作在有限正比区. 而当高动量粒子入射时, 由于其在气体中的电离能损降低, 空间电荷效应的影响也相应减小. 从而导致了输出信号幅度与粒子在气体中的 dE/dx 的比值随粒子动量增加而上升. 这些实验和模拟结果, 使我们对 MRPC 的工作机制有了新的认识. 将有助于 MRPC 在实际运行中的刻度和数据分析, 进一步提高 TOF 的粒子识别能力.

感谢 RHIC 的工作人员保证了高质量的运行及 STAR 合作组同事的各种支持.

参考文献(References)

- 1 Williams M C S et al. Nucl. Instrum. Methods, 1996, **A374**: 132
- 2 Williams M C S et al. Nucl. Phys., 1998, **B61**: 250
- 3 RICE-TOF Group. Letter of Intent. Proposal for a Single Tray of MRPC-TOF for STAR, 2001-6
- 4 STAR Collaboration. Phys. Lett., 2005, **B616**: 8
- 5 STAR Collaboration. Phys. Rev. Lett., 2005, **94**: 062301
- 6 Wieman H et al. IEEE Trans. Nucl. Sci., 1997, **44**: 671
- 7 Anderson M et al. Nucl. Instrum. Methods, 2003, **A499**: 659
- 8 The STAR TOF Collaboration. Proposal for a Large Area Time of Flight System for STAR. October 27, 2003. http://wjlllope.rice.edu/~TOF/TOF/Documents/TOF_20040524.pdf
- 9 SHAO Ming, Olga Barannikova, DONG Xin et al. Nucl. Instrum. Methods, 2006, **A558**: 419
- 10 Smirnov I HEED. Program to Compute Energy Loss of Fast Particles in Gases Version 1.01 CERN W5060
- 11 Biagi S. Nucl. Instrum. Methods, 1989, **A283**: 716
- 12 Legler W. Z. Naturforsch, 1961, 16a: 253; Riegler W, Lippmann C, Veenhof R. Nucl. Instrum. Methods, 2003, **A500**: 144
- 13 Akindinov A N et al. Nucl. Instrum. Methods, 2004, **A532**: 562
- 14 Lippmann C, Riegler W. Space Charge Effects and Induced Signals in Resistive Plate Chambers. VI International Workshop on Resistive Plate Chambers and Related Detectors, Coimbra, November, 2001
- 15 Ramo S. Proc. IRE, 1939, **27**: 584

Correlation between Particle Ionization Energy Loss in MRPC and Its Signal Amplitude^{*}

LI Xin SHAO Ming¹⁾ LI Cheng CHEN Hong-Fang TANG Ze-Bo

(Department of Modern Physics, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China)

Abstract Based on analysis of STAR-TOF data from RHIC 62.4 GeV Au+Au experiments, correlation between the MRPC signal amplitude (ADC) and the ionization energy loss (dE/dx) in working gas, for different particles (Pion, Kaon, Proton), are studied. Experimental results on characteristics of particle ionization and avalanche process in MRPC are presented. In order to further understand the working mechanism of MRPC, a Monte Carlo simulation procedure is carried out. Possible factors contributing to the performance of MRPC are discussed.

Key words MRPC, time-of-flight detector, ionization energy loss, particle identification

Received 6 July 2006, Revised 29 September 2006

^{*} Supported by National Natural Science Foundation of China (10375062, 10610286) and Knowledge Innovation Project of Chinese Academy of Sciences (KJCX2-YW-A14)

1) E-mail: swing@ustc.edu.cn