密级_____

中国科学院研究生院

博士学位论文

反物质氦4($^4\overline{\mathrm{He}}$, $\overline{\alpha}$)原子核的实验观测及其产生机制研究

作 者 姓 名： 薛亮

指 导 教 师： 马余刚 研究员

中国科学院上海应用物理研究所

合作指导教师： 唐爱洪 博士

美国布鲁克海文国家实验室

学 位 类 别： 理学博士

学 科 专 业： 粒子物理与原子核物理

培 养 单 位： 中国科学院上海应用物理研究所

2012 年 05 月

中国科学院上海应用物理研究所论文独创性声明和使用授权说明

论文独创性声明

本人郑重声明：所呈交的学位论文是本人在导师指导下，独立进行研究工作所取得的成果。尽我所知，除文中已经注明引用的内容外，本论文不含任何其他人或集体已经发表或撰写过的作品或成果。对本文的研究做出贡献的个人和集体，均已在文中以明确方式说明并表示了感谢。本声明的法律结果由本人承担。

声明人：　　日期：　　年　　月　　日

学位论文使用授权说明

本人完全了解中科院上海应用物理研究所关于收集、保存、使用学位论文的规定，即：

1、按照应物所的要求向研究生部提交学位论文的印刷本，向信息中心提交学位论文电子版；

2、应物所有权保存学位论文的印刷本和电子版，并提供目录检索与阅览服务；

3、应物所可以采用影印、缩印、数字化或其它复制手段保存论文；

4、应物所可以公布论文的全部或部分内容；

5、应物所有权按规定向有关论文保存单位提交论文，并同意论文保存单位向社会公布。

（保密论文在解密后遵守此规定）

论文作者签名：　　导师签名：

年　　月　　日　　年　　月　　日

Observation of the antimatter helium-4($^4\overline{\mathrm{He}}$, $\overline{\alpha}$) nucleus and the study of its production mechanism

by

Liang Xue

Dissertation Director: Prof. YuGang Ma

Off-campus Co-adviser: Dr. Aihong Tang

A Dissertation
Submitted to Graduate University
of
Chinese Academy of Sciences
In partial fulfillment of
the requirement For the degree of
Doctor of Philosophy

Shanghai Institute of Applied Physics
Chinese Academy of Sciences

April, 2012

致　谢

岁月流逝，时光荏苒！转眼间，五年的硕博生活即将走到了尽头。在这即将离开的日子里，回首过去，感慨颇多。

首先由衷的感谢我的导师马余刚研究员。在过去的五年里，马老师给我创造了最好的科研条件，并在整个研究生学习期间始终给予我悉心、细致而又全面的指导，这是本论文得以完成的基础；先生严谨的治学之道和踏实的工作作风一直鞭策和激励着我在科学研究的道路上不断前进；先生清晰的物理图象、渊博的学识和敏锐的科学洞察力使我受益终生；

诚挚的感谢美国布鲁克海文国家实验室(BNL)的唐爱洪博士，他直接指导了我博士学位工作的主要部分。在共同工作的几年里，唐爱洪博士扎实的物理功底与清晰的物理图象在许多方面启发了我的思路，他兢兢业业、塌实求真的科研作风值得我终生学习；另外，特别感谢唐爱洪博士在生活上对我无微不至的关怀和帮助。

特别感谢美国布鲁克海文国家实验室许长补研究员、加州大学洛杉矶分校(UCLA)黄焕中教授、劳伦斯伯克利国家实验室(LBNL)许怒教授和肯特州立大学的 Keane Declan 教授。感谢他们对我论文工作的指导和帮助，他们渊博的学识和敏锐的科学洞察力使我受益终生。特别感谢董昕博士、阮丽娟博士、张一飞博士、唐泽波博士、张小平博士、仇浩博士、黄秉矗博士，感谢他们在科研工作中给我的建议和帮助。

感谢蔡翔舟研究员，马国亮副研究员、钟晨副研究员，陈金辉副研究员和张松副研究员以及核物理室的其他老师给予我学术上的指导和帮助。他们对我工作上详细的指导使

得我的研究工作事半功倍。感谢施兴华博士、靳富博士、田键博士、周培博士、张国强博士等在工作上和学习上的讨论与合作。感谢管娜娜、李建伟、傅瑶、曹喜光、李薇、辛科峰、孙小艳、赵杰、叶绍强、周铖龙、朱逾卉、韩立欣、寿齐烨、马龙、徐亦飞等同学在工作上和学习上的建议。

感谢沈文庆院士对我学习和研究工作的支持和鼓励。

感谢研究生部李勇平、高君颖、叶惠芳、钟静等老师以及我所 2009 级全体研究生同学对我学习和生活上的帮助与关心。感谢所有关心、理解和支持我的老师和朋友们。

衷心地感谢我的爱人刘召利，感谢她在我学习期间给予我的体谅、包容、支持和鼓励。她在我遇到困难的时候，陪伴在我的左右，使我重拾生活的勇气和信心。她在我取得成就的时候，与我共同分享，使我真切的感受到生活的幸福和美好。

最后，谨以此文献给我亲爱的父母，祝他们幸福快乐、健康长寿。

摘 要

CPT对称性理论认为，在宇宙形成早期物质和反物质是等量产生等量存在的。而现今天文学的观测结果[1–3]却显示宇宙基本上是由物质组成，这种所谓的正反物质的不对称性，是当前物理学包括实验和理论两方面在内的研究热点之一。位于美国布鲁克海汶国家实验室(BNL)的相对论重离子对撞机(RHIC)利用两束接近于光速的金核进行对撞，产生一种极端高温、极端高能量密度的新型物质－夸克胶子等离子体(QGP)[4, 5]。这种新型物质包含轻夸克、奇异夸克和重味夸克在内的几乎等量的正反夸克物质，很适合用来寻找尚未发现的反物质原子核以及奇异性原子核，并研究它们的产生机制和性质。反物质氦4($^4\overline{\mathrm{He}}$)原子核，即反物质阿尔法粒子($\overline{\alpha}$)，是由两个反质子($\overline{\mathrm{p}}$)和两个反中子($\overline{\mathrm{n}}$)组成的。2011年，我们(RHIC-STAR 国际合作组)在相对论重离子碰撞中探测到其存在的证据[6]。$^4\overline{\mathrm{He}}$ 是迄今为止人类所发现的最重的反物质原子核。同时，由于$^4\overline{\mathrm{He}}$ 在高能宇宙射线和星际物质相互作用中较低的产生率。因此，在宇宙射线中观测到$^4\overline{\mathrm{He}}$，可以被认为是宇宙中存在着大量反物质(反物质星、反物质星系)的有力证据。寻找宇宙射线中的$^4\overline{\mathrm{He}}$ 已经成为国际空间站(ISS)上阿尔法磁谱仪实验(AMS)[1]的主要目标之一。验证$^4\overline{\mathrm{He}}$ 存在且研究其在高能重离子碰撞中的产生率为宇宙射线中类似的研究提供了重要的参考价值。

本文分析了 RHIC-STAR 高阶触发器(HLT)触发的$\sqrt{s_{NN}}$=200GeV和62GeV Au+Au碰撞的数据，利用粒子在时间投影室(TPC)[7]中的电离能损(dE/dx)和径迹重建测量到的粒子动量, 以及飞行时间探测器(TOF)[8]测量到的飞行时间计算出的粒子质量，对产生的径迹进行鉴别，首次在实验上发现了$^4\overline{\mathrm{He}}$ 存在的证据，并成功的在十亿次碰撞事件中鉴别出了18个$^4\overline{\mathrm{He}}$，这是世界上第一次在实验上观测到了$^4\overline{\mathrm{He}}$。我们还利用200GeV Au+Au中心碰撞事例测量了^{4}He 和$^4\overline{\mathrm{He}}$ 的产额，并研究正反物质原子核产生几率随着重子数的变化，发现在RHIC能区的Au+Au碰撞中，每增加一个重子数正(反)物质轻核的产率将降

低$1.1^{+0.3}_{-0.2}\times10^3$($1.6^{+1.0}_{-0.6}\times10^3$)倍。同时，我们还对TPC的粒子径迹与TOF的电子学信号之间的错误配对(Mis-matching)和TOF的时间分辨率所造成的$^3\overline{\mathrm{He}}$对于$^4\overline{\mathrm{He}}$背景做出了估计，发现200GeV Au+Au碰撞中15个$^4\overline{\mathrm{He}}$里背景为1.4个，而62GeV Au+Au碰撞中1个$^4\overline{\mathrm{He}}$里背景为0.05。利用泊松分布可以计算出，200GeV 中$^4\overline{\mathrm{He}}$的误鉴别几率为10^{-11}量级，对应着大于6σ的信号显著性。

此外，我们利用基于流体动力学冲击波模型(Hydrodynamic BlastWave model)的DRAGON蒙特卡罗产生器输出的强子相空间信息[9–11]和组合模型(Coalescence model)[12, 13]研究了200GeV Au+Au中心碰撞事件中的正反物质轻核(d, $\overline{\mathrm{d}}$, ^{3}He, $^3\overline{\mathrm{He}}$, $^3_\Lambda$H, $^3_{\bar\Lambda}\overline{\mathrm{H}}$, ^{4}He, $^4\overline{\mathrm{He}}$)的产生。模型能很好的描述了STAR实验组得到的 p、$\overline{\mathrm{p}}$、Λ、$\bar\Lambda$、^{3}He、$^3\overline{\mathrm{He}}$的p_T谱，并预测了$^3_\Lambda$H、$^3_{\bar\Lambda}\overline{\mathrm{H}}$、^{4}He、$^4\overline{\mathrm{He}}$的$p_T$分布，但是略微高估了d、$\overline{\mathrm{d}}$的不变产额。我们根据正反物质轻核的$p_T$分布计算出来了相应的组合因子(Coalescence paramter) $\sqrt[A-1]{B_A}$(A=2,3,4)随着p_T的变化图。结合STAR和PHENIX的B_2测量结果，我们看到$\sqrt[A-1]{B_A}$具有很强的碰撞中心度依赖性，同时模型计算出来的$\sqrt[A-1]{B_A}$和PHENIX的测量结果展示出了类似的p_T依赖性；我们还计算了正反物质轻核之间的相对产额比，对于正反轻核比值以及^{4}He/^{3}He 和$^4\overline{\mathrm{He}}/^3\overline{\mathrm{He}}$模型结果和STAR的实验数据以及热力学模型(Thermal model)的预测非常吻合。对于$^3_\Lambda$H/^{3}He 和$^3_{\bar\Lambda}\overline{\mathrm{H}}/^3\overline{\mathrm{He}}$，我们的计算对STAR实验结果给出了更好的描述。我们研究了正反物质轻核产额随着重子数的变化，发现Hydrodynamic BlastWave+coalescence model能够很好的重现STAR实验的测量结果。我们得出每增加一个重子数，正(反)物质轻核产额下降因子为1285 (1692)，这在误差范围内和STAR的结果吻合。最后，我们在同一个框架下研究了双Λ粒子(H 粒子)的产率，给出了H 粒子的p_T谱，这对于将来在实验上发现双Λ有重要的参考价值。

关键词：相对论重离子碰撞(RHIC)，高阶触发器，反物质氦4($\bar\alpha$)

Abstract

The CPT symmetry theory predicts that, matter and antimatter should be created with equal amount at the beginning of the universe. However, all evidence collected from astronomical physics[1–3] shows that, the universe is overwhelmingly dominated by normal matter. The study of the so called matter-antimatter asymmetry is one of the most important frontiers in modern physics. The Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC), located at Brookhaven National Laboratory (BNL), can produce high temperature, high density matter (Quark Gluon Plasma)[4, 5], contains roughly equal number of quarks and antiquarks, by colliding two bunches of gold beams at near light speed. The environment created is ideally suitable for the production of antimatter nucleus and hypernucleus, and study their formation mechanism. Antimatter helium-4 nucleus ($^4\overline{\mathrm{He}}$, or $\overline{\alpha}$)[6], which consist of two antiprotons ($\overline{\mathrm{p}}$) and antineutrons ($\overline{\mathrm{n}}$) was identified by us (RHIC-STAR experiment) in 2011 base on the information collected by the Time Projection Chamber (TPC)[7] as well as the Time Of Flight detector (TOF)[8]. The $^4\overline{\mathrm{He}}$ is the heaviest antimatter nucleus observed to date. This finding provides a baseline for future searches of $^4\overline{\mathrm{He}}$ in cosmos. For example, search for $^4\overline{\mathrm{He}}$ is one the major goals of Alpha Magnetic Spectrometer (AMS)[1] detector which based on the International Space Station (ISS). Because of the low production rate of $^4\overline{\mathrm{He}}$ nucleus by colliding high energy cosmic rays with interstellar material, any observation of $^4\overline{\mathrm{He}}$ in Cosmic rays will be a great hint of the existence of the massive antimatter in the universe.

We present the first measurement of $^4\overline{\mathrm{He}}$ nucleus with Au+Au collisions taken by RHIC-STAR High Level Trigger (HLT) at $\sqrt{s_{NN}}$=200GeV and 62GeV. STAR can perform particle

identification utilizing the correlation between energy loss of tracks in Time Projection Chamber (TPC) and their rigidities, as well as the mass measurement via $m^2 = p^2(t^2/L^2-1)$, where t is the traveling time of tracks and can be measured by Time of Flight (TOF) system. In total, 18 $^4\overline{\mathrm{He}}$ counts were detected by STAR experiment in 10^9 recored Au+Au collisions. The invariant yields of ^{4}He and $^4\overline{\mathrm{He}}$ in central Au+Au collisions is consistent with the expectations of both statistical model and coalescence model. An exponential behavior is presented with the invariant yield versus baryon number distribution. The reduction factor is of $1.1^{+0.3}_{-0.2} \times 10^3$ ($1.6^{+1.0}_{-0.6} \times 10^3$) for each additional nucleon (antinucleon) added to nucleus (antinucleus). The background of $^3\overline{\mathrm{He}}$ contamination has been estimated to be 1.4 (0.05) out of 15 (1) total counts from Au+Au collisions at 200(62) GeV. The misidentification probability is found to be lower than 10^{-11}, corresponding a significance of 6σ in 200GeV.

We also present a phenomenological study about the formation mechanism of anti(matter) light nuclei (d, $\overline{\mathrm{d}}$, ^{3}He, $^3\overline{\mathrm{He}}$, $^3_\Lambda$H, $^3_{\bar{\Lambda}}\overline{\mathrm{H}}$, ^{4}He, $^4\overline{\mathrm{He}}$) in relativistic heavy ion collisions, base on a hydrodynamic BlastWave model[9–11] couple with a coalescence model[12, 13]. Our calculations show a good agreement with STAR results for the p_T spectra of p、$\overline{\mathrm{p}}$、Λ、$\bar{\Lambda}$、^{3}He、$^3\overline{\mathrm{He}}$, and also provide a prediction for the production rate of $^3_\Lambda$H、$^3_{\bar{\Lambda}}\overline{\mathrm{H}}$、^{4}He、$^4\overline{\mathrm{He}}$. For d、$\overline{\mathrm{d}}$the model calculations is over estimated at higher p_T range. We investigate the coalescence parameters $\sqrt[A-1]{B_A}$(A=2,3,4) as a function of transverse momentum for d($\overline{\mathrm{d}}$), ^{3}He($^3\overline{\mathrm{He}}$), $^3_\Lambda$H($^3_{\bar{\Lambda}}\overline{\mathrm{H}}$), ^{4}He($^4\overline{\mathrm{He}}$) separately. B2 for d($\overline{\mathrm{d}}$) and B3 for ^{3}He($^3\overline{\mathrm{He}}$) are comparable with STAR measurement within statistical uncertainties. Combining the data points extracted by PHENIX, the coalescence parameters exhibit a strong centrality dependence. An exponential behavior is shown for the differential invariant yields versus baryon number distribution, the production rate decrease by a factor of 1285 (1692) for each additional nucleon (antinucleon) added to nuclei (antinuclei) and is consistent with re-

sults measured by STAR. Relative abundance of light anti(nuclei) and (anti)hypernuclei are studied with particle ratios, and are found to be agree with experimental data and thermal model predictions very well. Finally, we explored the production rate of di-Λ within the same approach. Our study provides a reference for the future observation of di-Λ experimentally.

Keywords: RHIC, High Level Trigger, antimatter helium-4 nucleus($\overline{\alpha}$)

目 录

致谢 **i**

摘要 **iii**

Abstract **v**

1 引言 **1**

1.1 标准模型 1

1.2 量子色动力学 (Quantum chromodynamics) 2

1.2.1 渐近自由和夸克禁闭 2

1.2.2 QCD 相变 3

1.3 相对论重离子碰撞 4

1.3.1 高横动量粒子产额压低－喷注淬火 (Jet quenching) 8

1.3.2 各向异性流 (Anisotropic Flow) 10

1.3.3 奇异核物理 ($^{3}_{\Lambda}$H 和$^{3}_{\overline{\Lambda}}\overline{\mathrm{H}}$) 11

1.4 重离子碰撞中(反)轻核的产生 13

1.4.1 (反)轻核的组合产生机制 14

1.4.2 (反)轻核的热产生机制 15

1.4.3 可能存在的真空激发产生机制 18

1.5 本论文的内容和结构 20

2 相对论重离子碰撞实验装置 **21**

2.1 相对论重离子对撞机 (RHIC) 21

2.2 螺旋管径迹探测器 (STAR) 23

2.2.1 磁铁 (Magnet) 24

2.2.2 时间投影室 (Time Projection Chamber) 25

2.2.3 dE/dx刻度和粒子鉴别 (dE/dx calibration and PID) 28

2.2.4 飞行时间探测器 (Time Of Flight) 30

2.2.5 STAR 触发系统 (Trigger system) 32

3 STAR 高阶触发器 **35**

3.1 HLT的结构 (Architecture) 35

3.2 HLT在线径迹重构 (HLT online tracking) 36

3.2.1 在线径迹重构方法 36
3.3 HLT在线运行监测 (HLT online monitoring) 38
3.4 HLT离线程序发展 39
3.5 在线挑选J/ψ和反物质氦4事件 42

4 发现反物质氦4($^4\overline{\mathrm{He}}$,$\overline{\alpha}$) 45
4.1 数据样本和挑选条件 45
4.2 $^4\overline{\mathrm{He}}$ 粒子鉴别 47
4.2.1 (反)轻核$n\sigma_{dE/dx}$值修正 47
4.2.2 $^4\overline{\mathrm{He}}$ 的dE/dx鉴别 48
4.2.3 (反)轻核飞行时间的 TOT Slewing 修正 49
4.2.4 $^4\overline{\mathrm{He}}$ 的dE/dx+TOF鉴别 51
4.3 $^4\overline{\mathrm{He}}$ 碰撞事件展示 54
4.4 $^4\overline{\mathrm{He}}$ 背景构建 56
4.5 $^4\overline{\mathrm{He}}$ 的不变产额测量 58
4.6 $^4\overline{\mathrm{He}}$ 不变产额测量中的系统误差 60

5 (反)轻核的组合产生 63
5.1 DRAGON蒙特卡罗模型 63
5.2 (反)轻核的微分不变产额 66
5.3 (反)轻核的相对产额和组合因子B_A 68
5.4 双Λ粒子(H粒子) 70

6 结论和展望 73
6.1 结论 73
6.2 展望 75

参考文献 77

插图目录 82

表格目录 91

发表论文和学术报告清单 95

附录A：$^4\overline{\mathrm{He}}$ 事件展示 101

附录B：$^4\overline{\mathrm{He}}$ 性质列表 111

附录C：物理常数表 113

第一章　引言

1.1　标准模型

探索和寻找宇宙万物最基本的构成单元是粒子物理学的根本任务。上个世纪七十年代发展起来的粒子物理标准模型认为，我们所生活的物质世界是由三代夸克和轻子等最基本的粒子所组成。如图1-1所示，其中夸克家族包括上夸克 (u)、下夸克 (d)、粲夸克 (c)、奇异夸克 (s)、顶夸克 (t)、底夸克 (b)，轻子家族包括电子 (e)、电子中微子 (ν_e)、μ 子、μ 子中微子 (ν_μ)、τ 子、τ 子中微子 (ν_τ)。此外，还有实验上正在寻找中的万物质量之源－希格子(Higgs)粒子。每个夸克和轻子都存在着对应的反物质粒子。这些基本粒子和它们的反物质粒子共同构筑了一个庞大的强子家族，其中就包括由两个夸克形成的介子和三个夸克形成的重子以及数百种共振态粒子。所构成的物质之间存在着包括强相互作用力、弱相互作用力、电磁相互作用力及引力在内的四种不同的相互作用力。在物质之间传播这些相互作用力的粒子又称为传播子或者是场粒子，它们分别是传播引力相互作用的引力子、电磁相互作用的光子 (γ)、弱相互作用的$W^{\pm}$、Z^0玻色子以及强相互作用的胶子 (g)。其中除了传播引力相互作用的引力子没有被发现之外、其余的场粒子都已经得到了实验的证实。根据相互作用力程大小可以把四种相互作用力分为长程力和短程力，其中引力和电磁相互作用力力程无穷大是长程力, 弱相互作用力和强相互作用力程分别为10^{-18}m和10^{-15}m是短程力。由于较强的耦合强度，在飞米(10^{-15}m)量级强相互作用

占据了主导地位。在粒子物理标准模型里，描述强相互作用的基本理论是量子色动力学（Quantum Chromodynamics - QCD）。

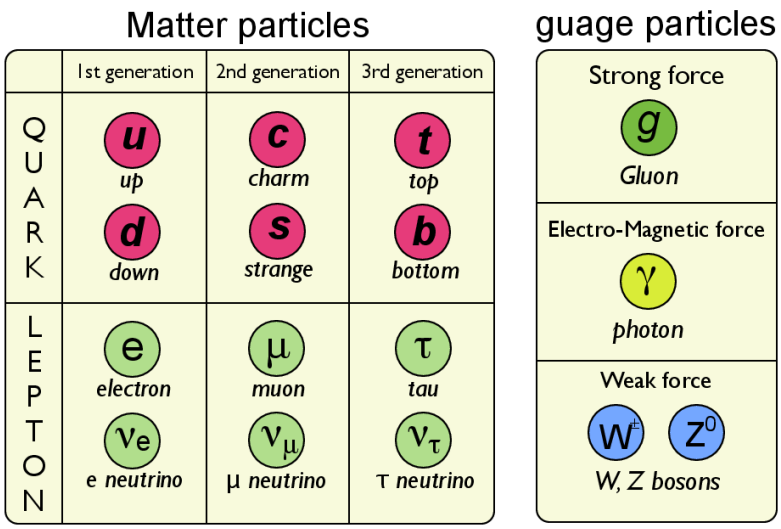

图 1-1: 粒子物理标准模型的基本粒子。

1.2 量子色动力学 (Quantum chromodynamics)

1.2.1 渐近自由和夸克禁闭

QCD是$SU(3)$下的杨－米尔斯理论(也称做非阿贝尔规范场论)。它所描述的夸克和胶子带有所谓的“色荷”，形成“色场”(类似于电动力学里的电荷和电场)。带有色荷的夸克之间通过交换带色荷的胶子来传递强相互作用，因此强相互作用力也叫做“色力”。QCD理论的两个重要特点分别是“渐近自由”和“夸克禁闭”。利用强相互作用跑动耦合常数

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

可以对“渐近自由”和“夸克禁闭”做出定性的描述。其中所谓的渐近自由是指当夸克之间的距离很小时，夸克之间交换胶子的能量Q^2变得很大，$\alpha_s(Q^2)$变小使夸克之间相互

作用耦合强度变小，这意味着夸克在彼此之间距离很短的时候，将呈现自由状态，即渐近自由。而当夸克之间距离变得很大时，Q^2变小，跑动耦合常数$\alpha_s(Q^2)$变大，以致于分开夸克对需要非常大的能量，因此常态下夸克被禁闭在强子内部，称为夸克禁闭。图1-2给出了实验上测量得到的α_s结果和QCD计算结果的比较。通过该图可以看出理论计算和实验结果吻合得很好。

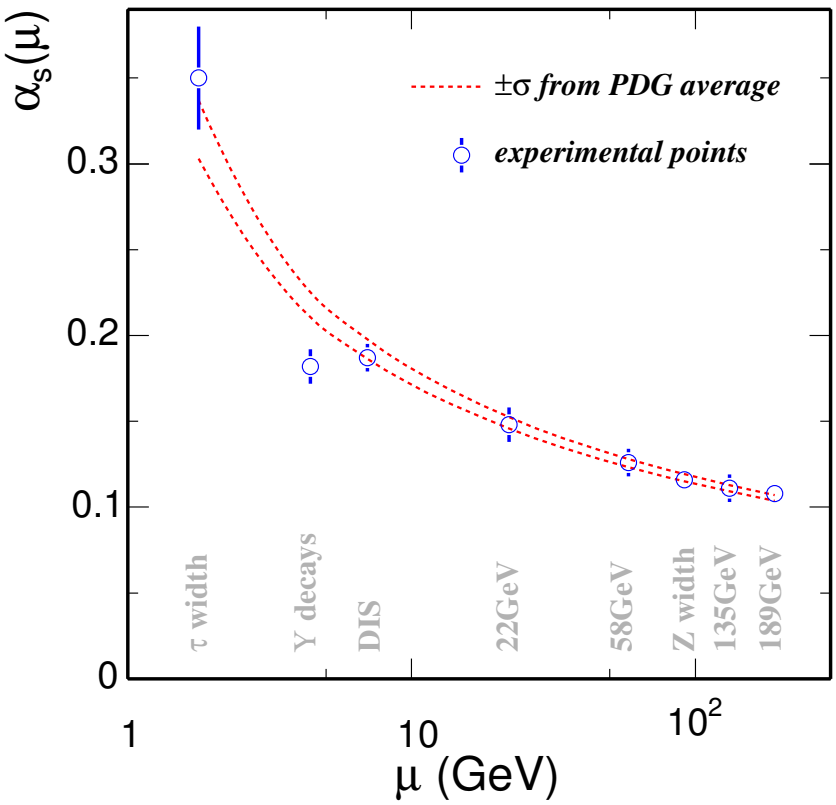

图 1-2: 不同实验情况下测量到的强相互作用耦合常数和QCD计算比较 [14]。

1.2.2 QCD 相变

由于强相互作用的“夸克禁闭”效应，在常态下人们观测不到自由运动的夸克。然而，QCD理论预测在极端高温高压条件下，强子相将向新的物质相转化，出现自由运动的夸克和胶子，这种新的物质相称为夸克胶子等离子体(QGP)。在这种新的物质形态下，夸克从强子中解禁出来，在一个比较大的范围内自由运动，成为新的自由度。格点QCD对这种物质相变做出了精确的计算，计算结果发现QGP相变临界温

度$T_c \sim 170MeV$，相变临界能量密度$\epsilon_c \sim 1GeV/fm^3$[15, 16]。图1-3是不同味组合下格点QCD对QGP相变过程的计算结果，它表示能量(ϵ)与温度4次方的比值随着温度的变化关系。ϵ/T^4对应着热力学系统的熵或者自由度的数量，当系统温度达到相变的临界温度T_c时，系统自由度将迅速增加，这与QGP相夸克获得新的自由度的推断是相符合的。图中箭头所指是更高温度下的Stefan-Boltzmann理想气体极限，它表示这种状态下夸克胶子已经完全自由没有任何相互作用。不同味组合下的QCD计算值低于对应的Stefan-Boltzmann理想气体极限，表明夸克胶子之间存在着相互作用力。早期的QGP理论认为，QGP中夸克胶子之间相互作用力较弱属于气体范畴。现今，RHIC和LHC的测量结果表明QGP中夸克胶子存在着非常强的相互作用力，其行为更趋向于液体，即强相互作用QGP(sQGP)。

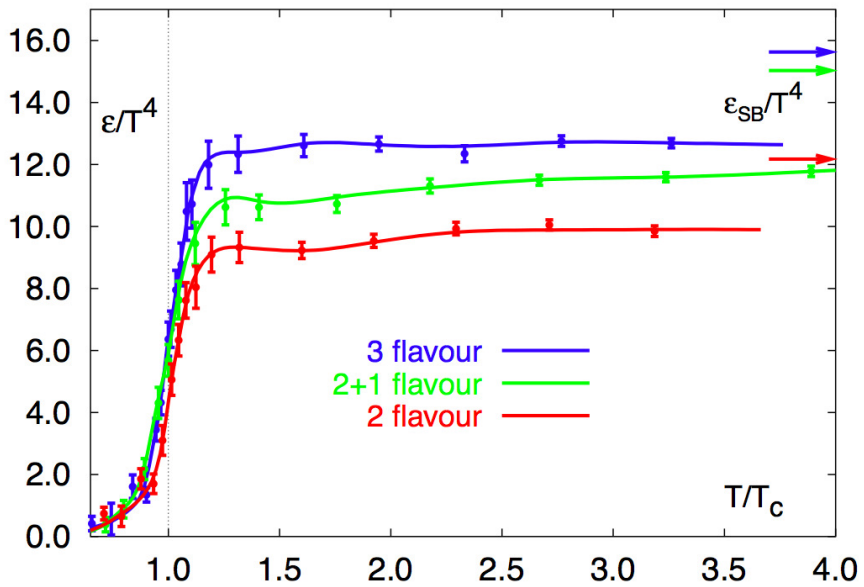

图 1-3: 格点QCD预测在三种味组合下ϵ/T^4随着温度T的演化，当温度达到T_c时，系统自由度迅速增加，箭头表示高温Stefan-Boltzmann极限[15]。

1.3 相对论重离子碰撞

相对论重离子碰撞的几何学可以通过Glauber模型[17]来描述。根据核－核碰撞重叠部分面积的不同大小，可以把核－核碰撞按照不同的中心度(Centrality)来分类。图1-4中碰撞参数b是指两个碰撞原子核之间的距离，b值为0时为核－核中心碰撞，碰

撞类型随着b值的增大而越发周边。由于碰撞核超高的束流能量，没有参与碰撞而直接分离出去的那部分粒子称为旁观者粒子(Spectator)，而参与了核－核相互作用的粒子为参与粒子(Participant)。实验上不能够直接测量得到碰撞参数b的值，因此大多数重离子碰撞实验利用参与碰撞的核子数(N_{part})、核子核子两两碰撞数(N_{bin})和碰撞产生的带电粒子数(N_{ch})来定义中心度。上述参量均是碰撞参数b的函数，粗略的说b越小N_{part}、N_{bin}、N_{ch}越大，而核－核碰撞越中心。

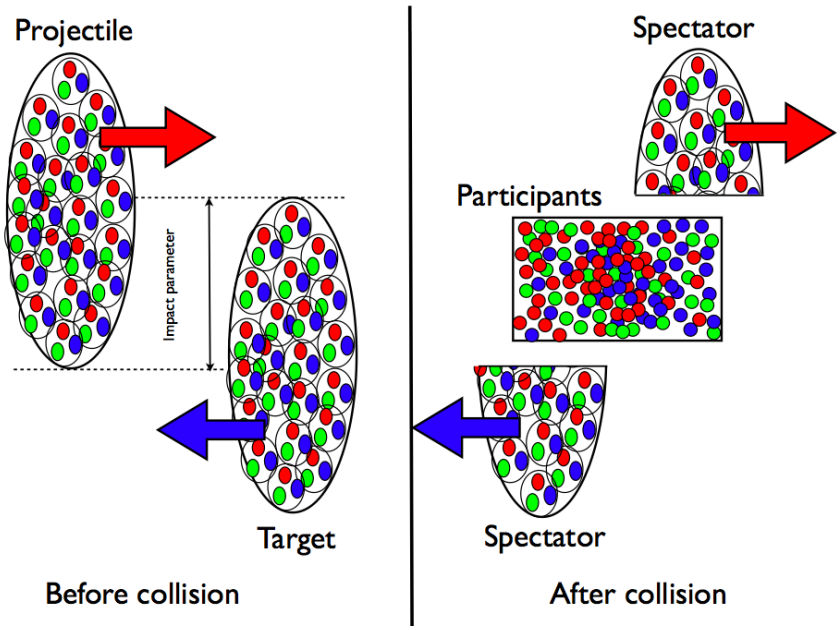

图 1-4: 相对论重离子碰撞的几何描述。

如图1-5所示，在发生核－核碰撞后，系统首先经历了预平衡相(Pre-equilibrium)($t < 1fm/c$)，在预平衡相阶段部分子(夸克、胶子)之间发生级联散射(Parton cascade)，并产生了大量的夸克和胶子。物理学家发展了很多模型来描述预平衡阶段的部分子之间的散射过程，这些模型包括 color string 模型[18]、color glass condensate 模型[19]和微扰QCD模型[20, 21]。此阶段的部分子的时空演化过程则由输运方程表达；部分子之间的频繁散射使体系很快达到局域热平衡(Local thermal equilibrim)形成QGP，随后则是流体动力学扩展(Hydrodynamical expansion)阶段($1fm/c < t < 10fm/c$)。此时，系统的流体行为可以由流体动力学[22]来描述，流体动力学假设体系已经达到了局域热平衡，则体系

遵循以下方程：

$$T^{\mu\nu}(x) = u^{\mu}u^{\nu}(\epsilon(x) + P(x)) - g^{\mu\nu}P(x), \qquad \partial_{\mu}T^{\mu\nu}(x) = 0 \tag{1-2}$$

其中 x 代之微小流体元的相空间位置，$T^{\mu\nu}(x)$是体系能动量张量，$\epsilon(x)$和$P(x)$分别是能量密度和压强，u^{μ} 是微小流体元的四速度。体系的局部能动量守恒要求$\partial_{\mu}T^{\mu\nu}(x)$=0；流体动力学冲击波模型(Hydrodynamic BlastWave model)[23]把体系看作一个温度为 T 的静态发射源和径向流(β_L)以及横向流(β_T)的集体效应，能够很好的描述实验测量结果。随着系统温度的降低系统开始强子化过程(Hadronization)，并当产生的强子之间不再发生非弹性散射的时候达到化学平衡(Chemical equilibrium)。此时系统的化学组分不会再发生变化，反映在实验上就是不同粒子的产额比不会再变化。热力学统计模型(Thermal model)利用巨正则系综理论，假设系统是一团强子共振态气体并且达到了化学平衡[24, 25]，能够很好的拟合粒子相对产额。下列公式表达了在玻尔兹曼近似下不同化学势(μ_B, μ_S, μ_Q)和化学平衡温度(T_{ch})下的粒子 i 的密度。

$$n_i(T_{ch}, \mu_B, \mu_S, \mu_Q) = \frac{g_i}{2\pi^2} m_i^2 T \lambda_B^{B_i} \lambda_S^{S_i} \lambda_Q^{Q_i} K_2(\frac{m_i}{T}) \tag{1-3}$$

其中g_i, B_i, S_i, Q_i分别是粒子自旋兼并度、重子数、奇异数和电荷数，$\lambda = e^{\mu/T}$，K_2是修正贝塞尔函数。因此利用热力学统计模型拟合实验得到的粒子产额比，可以得到系统的化学平衡温度和化学势；体系达到化学平衡后还会继续发生弹性散射，最后当强子之间弹性散射停止的时候，体系达到动力学冻结(Kinetic freeae-out)阶段。之后强子被发射出来，并被各种探测器所探测到。

自上世纪八十年代以来，世界各地陆续建立了各式各样的重离子加速器装置，其中包括亥姆霍兹重离子研究中心(GSI)的重离子同步加速器(SIS)和在建的反质子与离子研究装置(FAIR)、欧洲核子研究中心(CERN)的超级质子同步加速器(SPS)和大型强子对撞机(LHC)、以及布鲁克海文国家实验室(BNL)的交变梯度同步加速器(AGS)和相对论重离子对撞机(RHIC)。图 1-6给出了温度(T)和重子化学势(μ_B)的二维QCD相图。图中标出了QCD理论计算得到的强子相向QGP相转变的一阶相变区

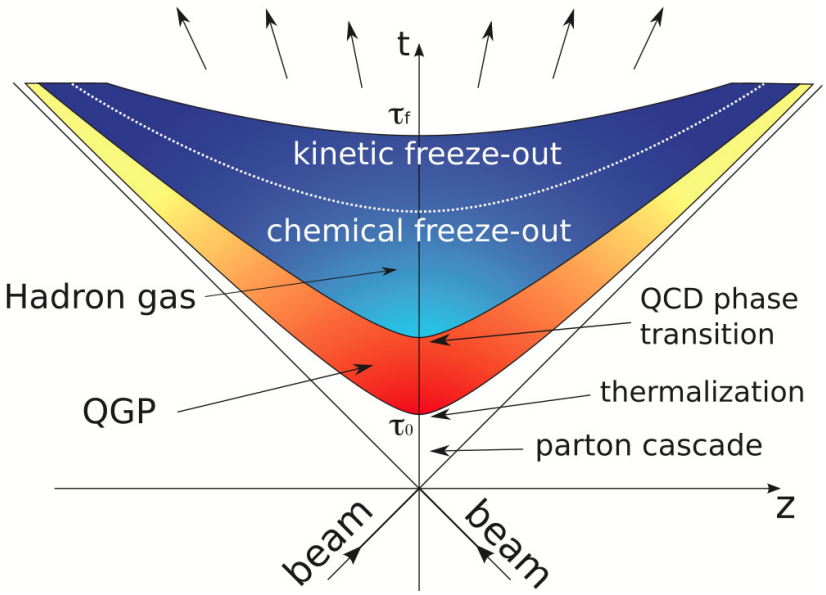

图 1-5: 相对论重离子碰撞的时间演化。

域和平滑过渡区域(Crossover)，红色圆点代表QCD相变的临界点。图中标出了各种实验装置所处于的可能的相图位置。正在进行的RHIC能量扫描 (质心系对撞能量7.7GeV、11.5GeV、39GeV...)和将来的FAIR实验都将主要目标定位在对QCD相变临界点的寻找和研究相变临界点的性质上。此外，高能重离子碰撞产生的QGP还包含了大量的反物质夸克。这些反物质夸克通过组合形成了大量的反物质介子、重子以及超子。这些反物质粒子的实验观测量(v_2,Jet quenching. etc)不但可以用来探测QGP形成信号，而且它们之中有一部分能够通过组合形成反物质原子核、反物质超核、以及各种各样的奇异粒子。因此，相对论重离子碰撞是研究反物质原子核、奇异核物理以及寻找尚未发现的奇异粒子的理想源。

RHIC利用两束接近光速的金核进行对撞，重离子对撞的最高质心系能量可达到$\sqrt{s_{NN}}$=200GeV每核子，中心碰撞产生的初始能量密度达到5GeV/fm^3[26]，超过了产生QGP所需要的能量密度(1GeV/fm^3)。自2000年开始运行以来，RHIC取得了很多非常有意义的物理结果，这些结果不能够用传统的基于强子自由度的物理图像来解释，更趋向于QGP已经产生。以下将集中介绍RHIC的一些重要的实验测量结果。

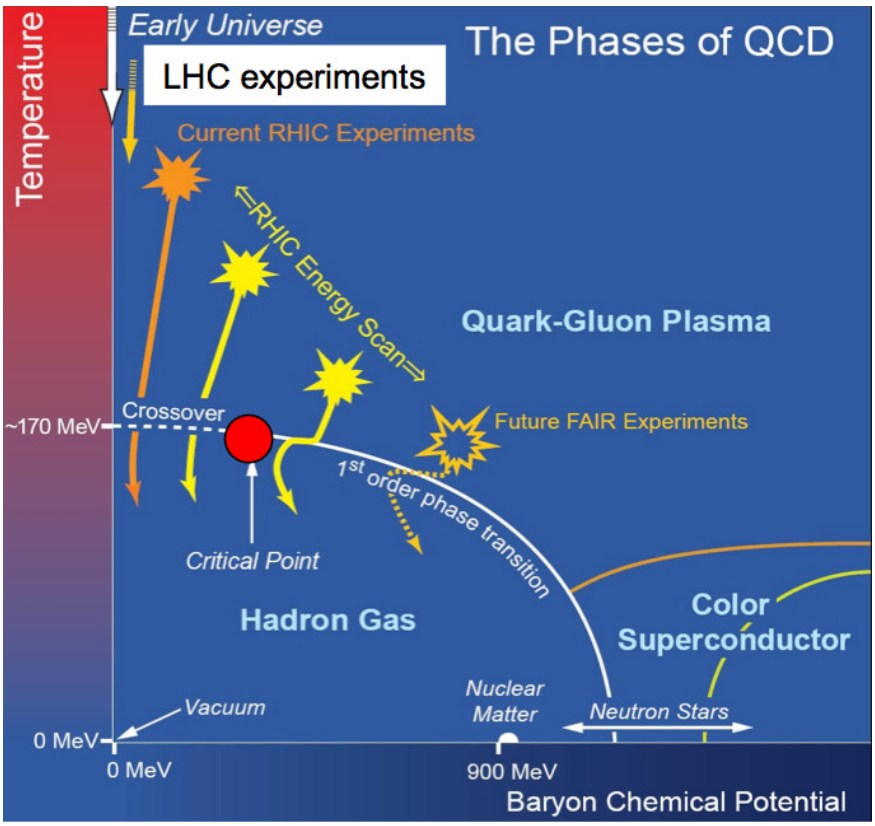

图 1-6: QCD相变图象，图中红点表示强子相向QGP相转变的临界点。

1.3.1 高横动量粒子产额压低—喷注淬火 (Jet quenching)

核修正因子(R_{AB})指核—核碰撞中粒子产额和p+p碰撞粒子产额的对比，定义为：

$$R_{AB}(p_T) = \frac{d^2N_{AB}/dp_Tdy}{T_{AB}d^2\sigma_{pp}/dp_Tdy} \tag{1-4}$$

其中$T_{AB} = \langle N_{bin}\rangle/\sigma_{pp}^{inel}$是核—核相互作用重叠函数，可通过Glauber模型[17]计算求得，N_{bin}表示的是核-核碰撞中两体碰撞数目。R_{AB}是一个实验观测量，实验上也可以通过比较中心碰撞和周边碰撞的粒子产额来研究喷注和介质的相互作用，即R_{CP}。其定义为：

$$R_{CP}(p_T) = \frac{< N_{bin}^{Peripheral} > d^2N_{Central}/dp_Tdy}{< N_{bin}^{Central} > d^2N_{Peripheral}/dp_Tdy} \tag{1-5}$$

RHIC通过研究R_{AB}和R_{CP}随着横向动量(p_T)的变化，发现在Au+Au中心碰撞中高p_T粒子产额出现压低—即喷注淬火。高p_T的粒子产生于核—核碰撞的部分子硬散射阶段，高p_T粒子产额压低表明Au+Au中心碰撞产生了致密物质，而高能粒子和致密物质发生相

互作用损失了部分能量并产生大量的低p_T粒子(软粒子)。图1-7是各种奇异强子的R_{CP}随着p_T的分布[4]，在$p_T > 4GeV/c$时，R_{CP}明显降低。图1-8左图是STAR测量到的Au+Au中心碰撞和d+Au碰撞核修正因子R_{AB}随着横向动量的变化[27]，在Au+Au中心碰撞中明显观测到R_{AB}有类似于上述R_{CP}的变化趋势，而这种现象并没有在d+Au碰撞中产生。以上这些实验现象，表明Au+Au中心碰撞中已经产生了致密物质。而这种致密物质并没有在d+Au中产生。值得一提的是SPS能区的Pb+Pb碰撞中，中心碰撞对周边碰撞的核修正因子R_{CP}并没有出现压低，表明SPS Pb+Pb碰撞中没有产生类似RHIC中的喷注淬火效应[28]。

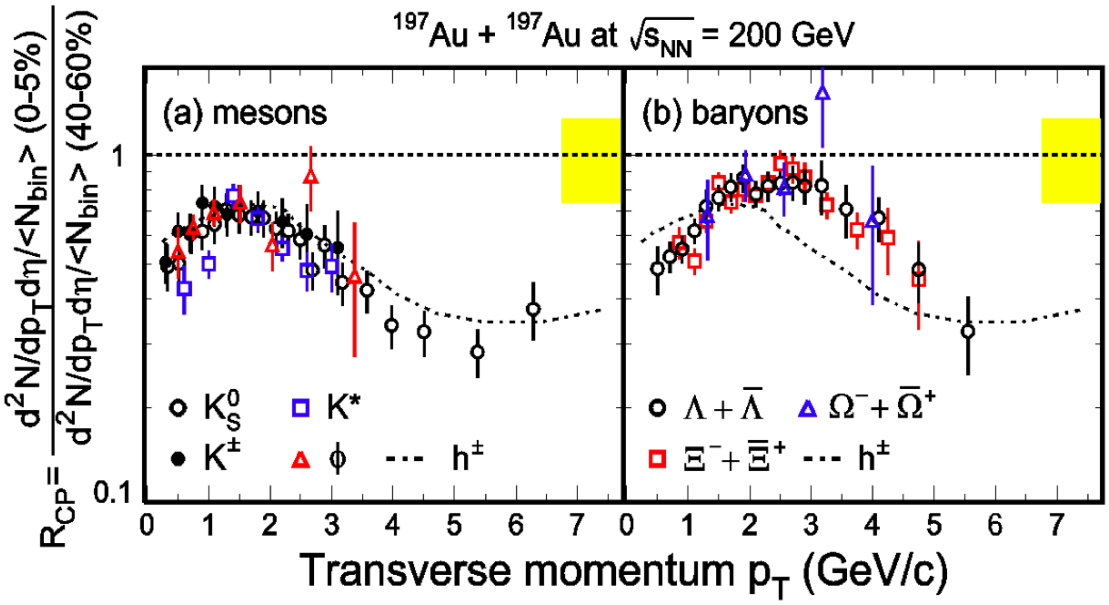

图 1-7: Au+Au碰撞中心快度区各种奇异强子R_{CP}(0-5%的中心碰撞和40-60%的周边碰撞的比)随着p_T的变化，左图为奇异介子R_{CP}随着p_T分布图，右图是奇异重子R_{CP}分布图。

喷注和介质相互作用造成的能量损失是和其穿越介质的路径相关的。高p_T双强子方位角关联可以从另外一个角度证明Au+Au中心碰撞中产生了致密物质结构。图1-8右图给出了p+p，d+Au，和Au+Au中双强子关联的分布函数。图中关联强子(associated hadrons) $p_T > 2$GeV/c，而触发强子(trigger hadrons) $p_T > 4$GeV/c)。关联角分布在$\Delta\phi \sim 0$成峰表明这些粒子由同一个喷注碎裂(fragmentation)出来，这在p+p，d+Au，Au+Au中表现出一致性。关联粒子在$\Delta\phi \sim \pi$成峰的现象只存在于p+p，d+Au中，而在Au+Au中心碰撞

中并没有看到。这种Au+Au中心碰撞中背对背关联消失的现象，表明Au+Au中心碰撞形成了不同于p+p、d+Au的致密媒介，背向运动的粒子在穿过该媒质时损失了能量。

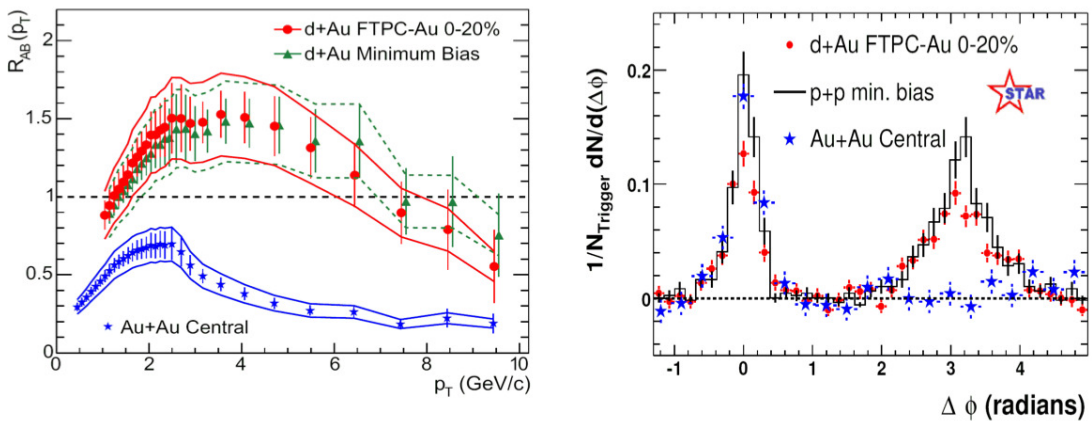

图 1-8: 左图对应着Au+Au中心碰撞和d+Au碰撞中的核修正因子随着p_T的关系。右图是p+p，d+Au和Au+Au碰撞中双强子方位角关联图象。

1.3.2 各向异性流 (Anisotropic Flow)

核－核非对心碰撞初始位形空间的不对称性将会转化成粒子动量空间的压强梯度和各向异性。粒子在动量空间分布可以通过傅立叶展开分解为：

$$E\frac{d^3N}{d^3p} = \frac{1}{2\pi}\frac{d^2N}{p_T dp_T dy}(1+\sum_{n=1}^{\infty}2v_n cos[n(\phi-\Psi_r)]), \tag{1-6}$$

其中Ψ_r是核－核碰撞的反应平面(碰撞参数 b 和束流方向 z 所组成的平面)，ϕ是粒子方位角。展开系数v_n即是粒子的各向异性流，其中椭圆流(elliptic follow)v_2是一个非常重要的物理观测量，它是判断系统早期是否达到局域热化和探测系统流体动力学演化的重要探针。图1-9上图是K_S^0和$\Lambda+\bar{\Lambda}$以及正负强子($h^{\pm}$)椭圆流v_2随着p_T分布[29]，图中虚线代表流体力学计算的结果[30]。在低p_T区($p_T < 2GeV/c$)，不同粒子的v_2值具有质量标度，质量越大的粒子v_2越小。流体动力学可以对低p_T区域椭圆流v_2的质量标度一个很好的描述。定性的来说，同样的压强梯度下粒子的质量越小越容易被推动，从而v_2越大，反之粒子质量越大，v_2则越小。在中间动量区域，粒子的v_2值表现出介子－重子分类，重子的v_2值大于介子。在这个动量区间，粒子v_2行为不能够用流体动力学来解释，表明存在着不同于低动量

区间的物理机制。图1-9下图是K_S^0和$\Lambda+\bar{\Lambda}$的v_2/n相对于p_T/n的分布，重子和介子表现了一致性。表明介子－重子椭圆流存在着组分夸克标度律(NCQ scaling)，强子的各向异性流来源于部分子，即RHIC的Au+Au对撞产生了部分子层次的流(Partonic flow)。这和夸克组合机制的预测是一致的[31]。

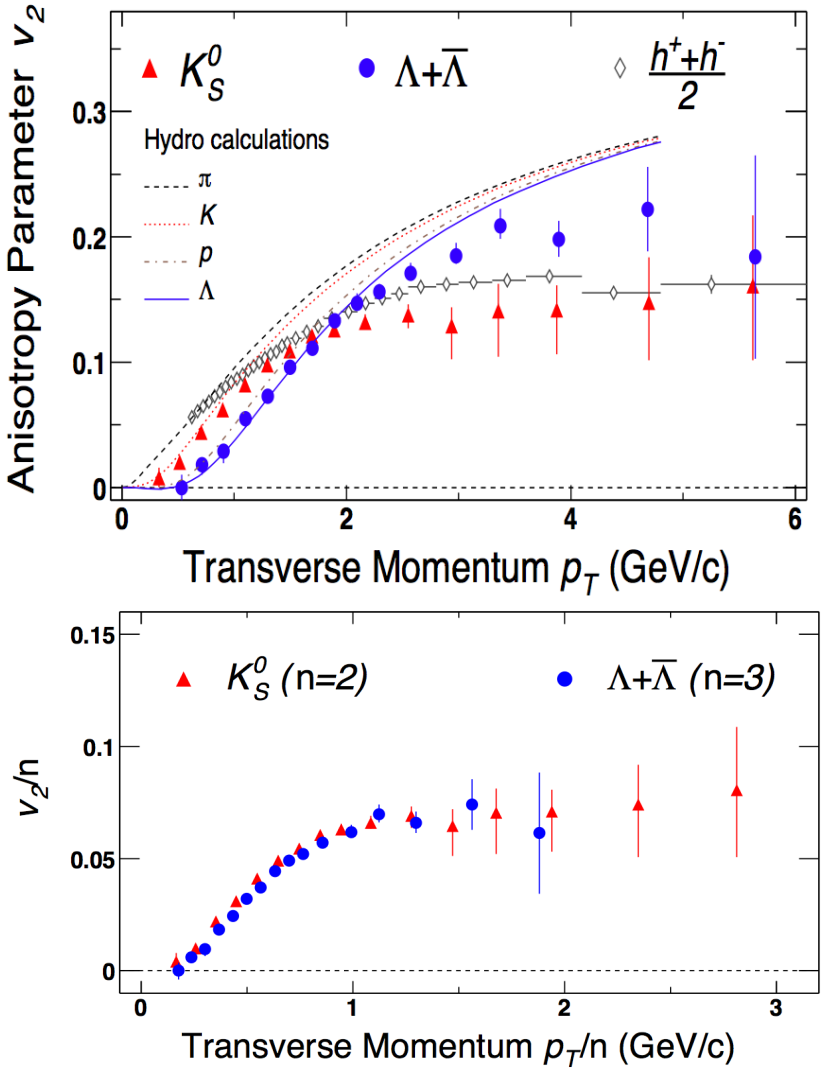

图 1-9: 上图是K_S^0和$\Lambda+\bar{\Lambda}$以及正负强子($h^{\pm}$)椭圆流v_2随着p_T分布图。图中虚线是基于流体力学模型计算出来的结果。下图是K_S^0和$\Lambda+\bar{\Lambda}$的v_2/n相对于p_T/n的分布。

1.3.3 奇异核物理 ($^3_{\Lambda}$H 和$^3_{\bar{\Lambda}}\bar{\text{H}}$)

如前所述，相对论重离子碰撞产生了大量的反物质和奇异物质。这些正反物质奇异超子和强子通过碰撞末期的相互作用组合形成奇异原子核和奇异粒子(例如反物质超氚

核-$^{3}_{\Lambda}\overline{\mathrm{H}}$ 和可能产生的双Λ粒子-H粒子)。因此，相对论重离子碰撞是寻找奇异原子核和奇异粒子的理想场所，并可用来研究超子－核子(Y－N)相互作用和超子－超子(Y－Y)相互作用。特别是Y－N相互作用。天文学家相信中子星内存在着大量的超子或k介子[32]，而Y－N相互作用在理解中子星的结构方面起到重要的作用。

物理学家早在1952年就在实验中观测到了第一个超核[33]。而第一个反物质超核，反超氚($^{3}_{\Lambda}\overline{\mathrm{H}}$) 由一个反质子、一个反中子和一个反Λ超子组成，直至2010年才被发现[34]。超核中Λ超子和核子的相互作用强度直接体现在超核的寿命上，因此实验上可以通过测量超核的寿命来研究Y－N相互作用。根据CPT对称性理论，$^{3}_{\Lambda}\overline{\mathrm{H}}$ 衰变到$^{3}\overline{\mathrm{He}}$和$\pi^{+}$，衰变分支比为25%。图1-10是STAR实验组通过衰变道$^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}\rightarrow{}^{3}\mathrm{He}+\pi^{-}$和$^{3}_{\Lambda}\overline{\mathrm{H}}\rightarrow{}^{3}\overline{\mathrm{He}}+\pi^{+}$重构出来的$^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$和$^{3}_{\Lambda}\overline{\mathrm{H}}$ 的不变质量谱[34, 35]。图中圆圈表示重构出来的粒子信号，虚线表示重构造成的组合背景。重构出来的不变质量峰的位置处在2.991GeV/c^{2}附近。这是第一次在实验上观测到$^{3}_{\Lambda}\overline{\mathrm{H}}$原子核存在的实验证据，信号的统计学显著性达到了4.1个σ，对应的$^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$ 的信号强度为5.2个σ。

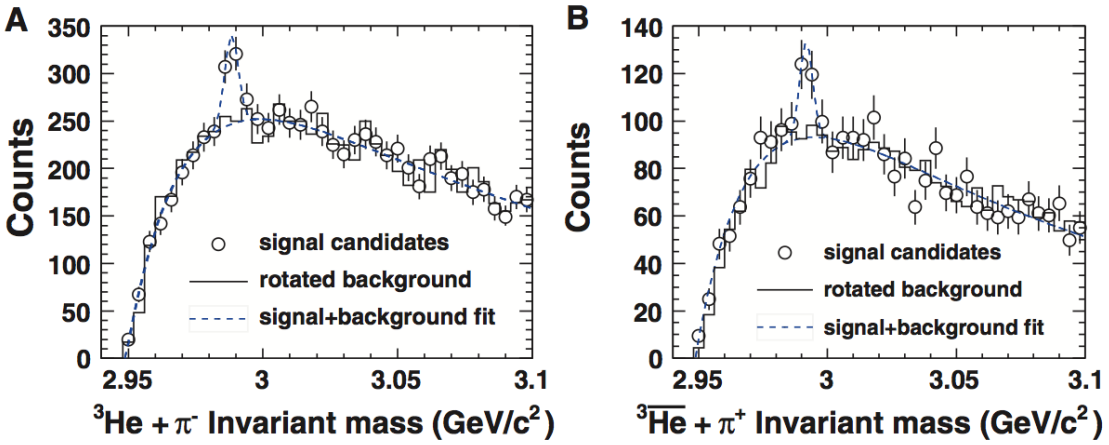

图 1-10: A图和B图分别是$^{3}\mathrm{He}+\pi^{-}$和$^{3}\overline{\mathrm{He}}+\pi^{+}$通过能动量守恒重构出来的不变质量分布。图中圆圈是重构出来的粒子信号，虚线表示重构造成的组合背景。

核－核碰撞中奇异性增强(strangeness enhancement)被认为是QGP形成的一个重要信号[36]。高奇异性丰度会使超核的产额也相应增加，利用超核定义的奇异性丰度因

子(strangeness population factor)为：

$$S_3 = {}^3_\Lambda H/({}^3He \times \Lambda/p), \tag{1-7}$$

可以用来区分相对论重离子碰撞中形成的QGP相和强子相。图1-11是各种实验装置得到的粒子比值随着核反应质心系能量的变化。从图上可以看出，AGS能量下($\sqrt{s_{NN}} = 5GeV$)的^{3}He/^3H值达到了1，而奇异性丰度因子S_3在AGS能量下却仅为1/3，表明AGS能量下奇异性产额相对于u、d夸克较低。而在RHIC能量下S_3因子达到了1。表明RHIC能量下的核反应中相空间的奇异性丰度已经能够和u、d夸克相当，产生了不同于AGS的物质形态。

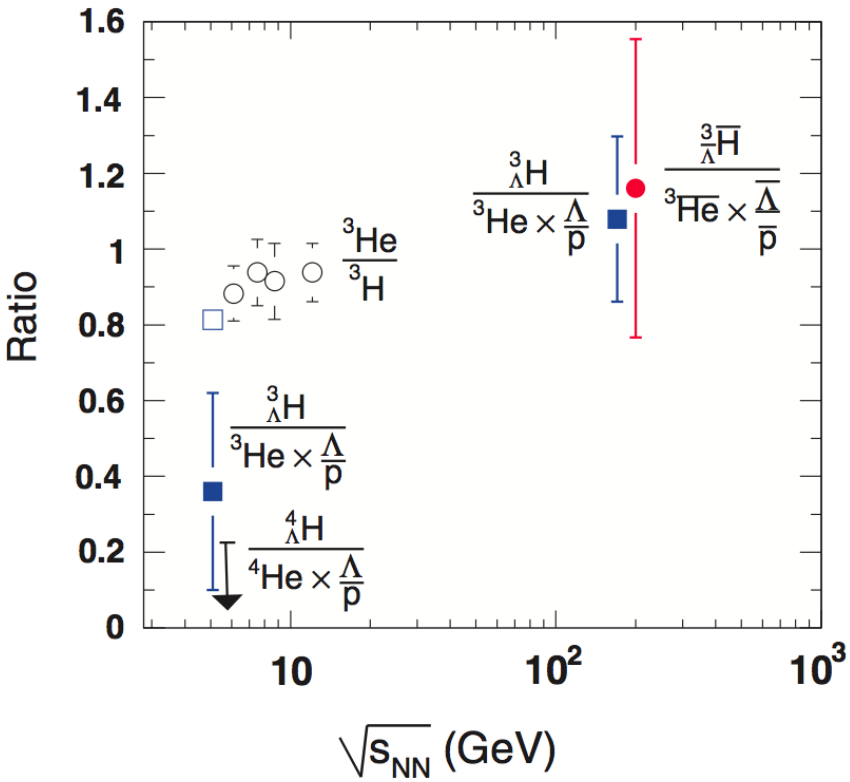

图 1-11: 各种实验装置测到的粒子之间的比值随着核反应质心系能量的变化，图中误差仅代表统计误差。除STAR实验值之外的其他结果来自[37–39]

1.4 重离子碰撞中(反)轻核的产生

现今宇宙所呈现的重子－反重子不对称性(Baryon-antibaryon asymmetry) [1–3]是当前物理学家研究的热点之一。CPT对称性理论认为在宇宙大爆炸初期形成了等量的物

质和反物质，而反物质却在随后的宇宙演化中由于各种机制消失了。这种重子－反重子不对称性形成机制正是科学家所探索和寻求的，CP破缺理论正是这样一种机制，但是在K^0和B_d^0介子中观测到的CP破缺不足以解释宇宙呈现的破缺[40]。寻找新的CP破缺现象和新的物质－反物质不对称性机制尤为重要。美国费米实验室的D^0合作组(D^0 Collaboration)通过研究$\sqrt{s_{NN}}$=1.96 TeV $p\bar{p}$ 碰撞中混合中性B介子的半轻子衰变道。研究发现中性B介子的半轻子衰变存在CP破缺，破缺程度和标准模型预测相差3.2个σ。另外中微子震荡的发现[41]让物理学家看到了在轻子领域寻找CP破缺现象的可能性，中微子在宇宙中的丰度仅次于光子，将来若发现中微子存在CP破缺，或许可以解释宇宙中存在的物质－反物质不对称。另一方面，高能重离子碰撞中产生的QGP包含了几乎等量的物质和反物质粒子，其环境和宇宙大爆炸早期非常相似。而正反物质轻核形成于碰撞系统演化的后期，研究高能重离子反应中轻核的产生对于研究物质－反物质不对称性有重要的意义。下面将阐述高能重离子碰撞中正反物质轻核的几种产生机制。

1.4.1 (反)轻核的组合产生机制

组合模型最早在1963年由T. Butler和C. A. Pearson提出来用以解释质子与核碰撞中的氘核的形成过程[42]，几经发展之后可以用来解释相对论重离子碰撞中的强子形成(夸克组合模型)以及正反物质轻核和奇异核的产生[12, 13, 43]。(反)轻核的组合模型产生机制认为，(反)轻核形成于相对论重离子碰撞系统演化后期(系统达到运动学平衡阶段)的强子相空间的关联。其产额正比于组分强子相空间密度($E\frac{d^3N}{d^3P}$)，(反)轻核的形成可以通过不变组合因子B_A(Invariant coalescence factor)来刻画，遵循方程1-8

$$E_A\frac{d^3N_A}{d^3P_A} = B_A(E_p\frac{d^3N_p}{d^3P_p})^Z(E_n\frac{d^3N_n}{d^3P_n})^{A-Z} \tag{1-8}$$

其中$E\frac{d^3N}{d^3P}$是(反)轻核和组分强子的微分不变产额，A和Z分别是(反)轻核的原子质量数和原子序数，P_A, P_p, P_n分别为(反)轻核质子和中子的动量，它们之间存在关系

式$P_p = P_n = P_A/A$。B_A表示为：

$$B_A = A\frac{2s_A+1}{2^A}R_{np}^N(\frac{(2\pi\hbar)^3}{mV})^{A-1} \sim (1/V)^{A-1} \tag{1-9}$$

其中R_{np}是发射源中子和质子的比值，s_A和m分别是(反)轻核的自旋和质量。从上述公式我们看到B_A和碰撞产生的火球体积V^{A-1}成反比。STAR和PHENIX合作组分别测量了$\sqrt{s_{NN}}$=130GeV和200GeV能量下Au+Au碰撞产生的d,$\bar{\mathrm{d}}$,$^3\overline{\mathrm{He}}$ 的动量谱，并计算了不变组合因子B_2的值[44, 45]。在更低能量下重离子碰撞和p+p碰撞中(SPS,AGS,Bevelac)，人们也测量了轻核的产生[46–50]。图1-12是氘核和反氘核的不变组合因子和质心碰撞能量的依赖关系。质心碰撞能量越高，B_2值越小，而碰撞产生火球的体积越大。本文第五章将在组合模型下对此作详细讨论。

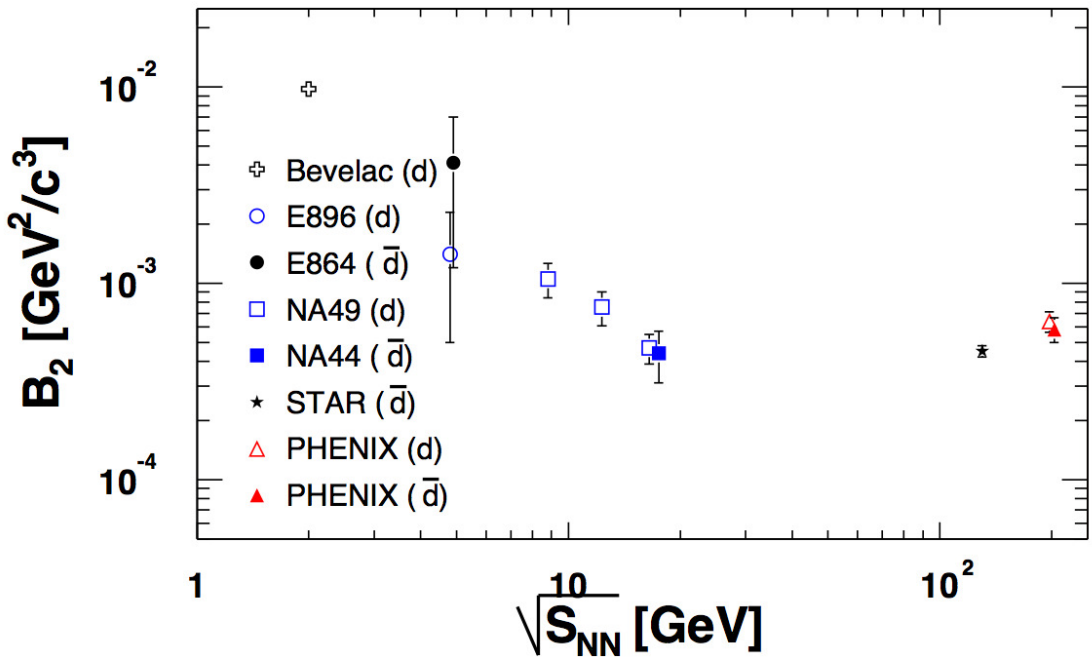

图 1-12: 不同能量下氘核和反氘核的不变组合因子的比较。

1.4.2 (反)轻核的热产生机制

假设相对论重离子碰撞产生的火球达到了热化，则火球发射的单粒子谱可由

Cooper-Frye 公式描述[51]：

$$E\frac{d^3N_i}{d^3P} = \frac{2J+1}{(2\pi)^3}\int_{\Sigma_f} Pd^3\sigma(R)f_i(R,P) \tag{1-10}$$

其中$2J+1$是粒子的自旋简并因子，Σ_f是粒子运动学冻结的超平面。玻尔兹曼-吉布斯冲击波模型(Boltzmann-Gibbs BlastWave model)假设系统达到了局域热平衡(Local thermal equilibrim)则：

$$f_i(R,P) = exp(\frac{u^\nu p_\nu - \mu}{T}) \tag{1-11}$$

其中化学势$\mu = B\mu_B + S\mu_B$，B 和S 分别是重子数和奇异数。T 是系统温度，u^ν 是微小流体元的四速度矢量。经过详细的推导得出火球发射的粒子横向质量谱(或横向动量谱)遵循以下分布[23]:

$$\frac{dN}{m_T dm_T} \propto \int_0^R rdrm_T I_0(\frac{p_T sinh\rho}{T})K_1(\frac{m_T cosh\rho}{T}) \tag{1-12}$$

其中

$$\rho = tanh^{-1}\beta_r \ , \qquad \beta_r = \beta_s(\frac{r}{R})^n \tag{1-13}$$

β_s 为火球球面速度，β_r 为半径r处横向速度，R 为火球横向半径。n 为常数，在拟合实验数据时 n 通常取值 0.5、1.0、或 2.0。m_T 是粒子横向质量，T 是运动学冻结温度，I_0 和 K_1 是修正贝塞耳函数。实验上利用公式1-12拟合不同种类粒子的横向质量谱(或横向动量谱)，可以得到碰撞体系运动学冻结温度 T_{fo} 和横向表面速度 β_s。图1-13是用冲击波模型拟合实验数据得到的不同种类粒子的 T_{fo} 和 $<\beta_T>$ 的 χ^2 分布。对于 π, k, p 来说，碰撞越中心系统产生的横向速度 $<\beta_T>$ 越大，而运动学冻结发生温度 T_{fo} 越小。从图中可以看出奇异粒子 (ϕ,Ω) 的冻结温度相对较大，表明在系统化学冻结后奇异强子没有参与后期的强子再散射阶段，因此 ϕ,Ω 能够携带系统早期演化的信息，是探测系统早期性质的非常干净的探针[4]。

最近科研人员利用Tsallis统计分布代替玻尔兹曼分布发展了Tsallis冲击波模型(Tsallis BlastWave model)[52]。不同于基于玻尔兹曼分布的冲击波模型，Tsallis分布认为碰撞产生的系统并没有完全达到热力学平衡是一个变温的非平衡体系。它可以从非平衡体系的

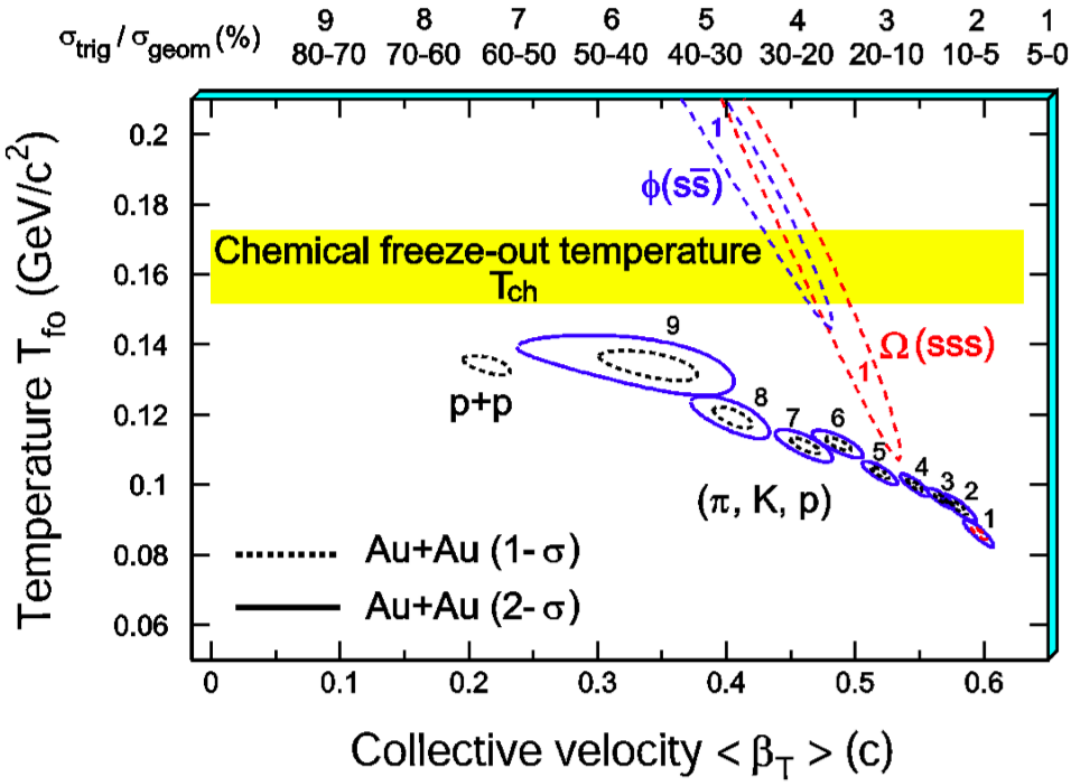

图 1-13: p+p碰撞系统和不同中心度下Au+Au碰撞系统中，不同种类粒子的运动学冻结温度(T_{fo})和径向流($< \beta_T >$)的χ^2分布。黄色带子是化学冻结温度，虚线和实线分别是代表1σ和2σ的冲击波模型拟合(BlastWave fit)。此图来自[4]

统计力学推导出来，通过 q 用来刻画非平衡体系的自由度(熵)，当 q→1 时，Tsallis分布变成经典的热力学平衡下的玻尔兹曼分布。利用Tsallis分布，粒子的横向质量谱可以描述为:

$$\frac{dN}{m_T dm_T} \propto m_T \int_{-Y}^{+Y} cosh(y)dy \int_{-\pi}^{+\pi} d\phi \times \int_0^R rdr(1+\frac{q-1}{T} \\ (m_T cosh(y)cosh(\rho) - p_T sinh(\rho)cos(\phi)))^{-1/(q-1)} \tag{1-14}$$

Tsallis冲击波模型能够很好的描述了RHIC能量下的强子的热产生，得出RHIC Au+Au中心碰撞中运动学冻结温度为122MeV,横向速度β为0.47c(c为光速)。

把(反)轻核看作一个能量$E = |B|m_p$(B 和 m_p 分别为(反)轻核的重子数和质子质量)的整体，同样可以利用热力学统计理论来研究(反)轻核的产生。最近科研人员利用巨正则系综下的玻尔兹曼分布(公式1-3)研究了(反)轻核之间的产额比[53, 54] 。图1-14是RHIC

Au+Au在$\sqrt{s_{NN}}$=200GeV时用不同模型给出的(反)轻核之间的比值，方框为STAR测量得到的实验数据。可以看出热力学模型可以拟合反物质粒子和粒子之间的产额比，但是低估了$^{3}_{\bar{\Lambda}}\overline{\mathrm{H}}/^{3}\overline{\mathrm{He}}$和$^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}/^{3}\mathrm{He}$，基于热力学的简单组合模型得到的$^{3}_{\bar{\Lambda}}\overline{\mathrm{H}}/^{3}\overline{\mathrm{He}}$和$^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}/^{3}\mathrm{He}$稍高[53]。图1-15给出了不同质心系碰撞能量下(反)轻核的产额比$^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}/^{3}\mathrm{He}/(\Lambda/\mathrm{p})$和$^{3}\mathrm{He}/^{3}H$。从图中可以看出热力学模型能够很好的重现AGS能区$^{3}\mathrm{He}/^{3}\mathrm{H}$比值。但是对于$^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}/^{3}\mathrm{He}/(\Lambda/\mathrm{p})$，高激发态粒子对 Λ 和 p 的产额贡献对于$^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}/^{3}\mathrm{He}/(\Lambda/\mathrm{p})$的影响不可忽略， 图中红色实线是包

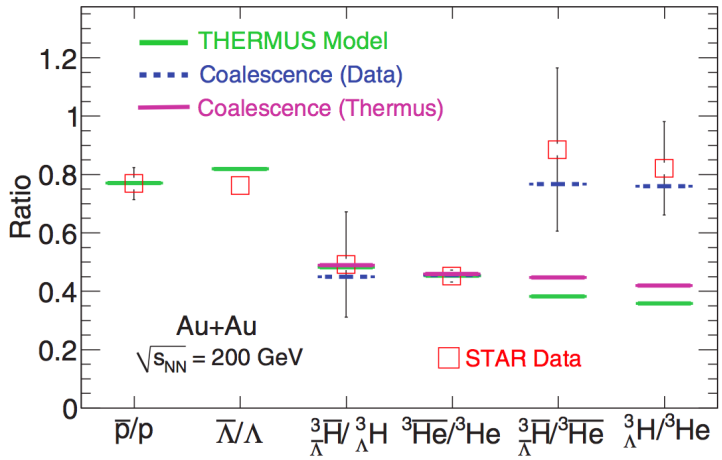

图 1-14: RHIC Au+Au $\sqrt{s_{NN}}$ = 200GeV 下不同模型给出的(反)轻核之间的比值，方框为STAR测量得到的实验数据。

含了高激发态粒子对 Λ 和 p 的产额贡献的结果，蓝色虚线是排除了这部份贡献之后的结果，可以看出不包含高激发态粒子对 Λ 和 p 的产额贡献时更能重现$^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}/^{3}\mathrm{He}/(\Lambda/\mathrm{p})$的变化趋势[54]。

1.4.3 可能存在的真空激发产生机制

英国物理学家狄拉克根据量子力学方程的负能解，预测了正电子的存在，并发展了狄拉克负能海假说。他认为常态下狄拉克负能海全部电被子占据。因为泡利不相容原理，电子无法从高能态跃迁到低能态，但是在获得足够能量的情况下，电子能够激发跃迁到高能态，从而在低能态形成空穴即正电子；德国物理学家Walter Greiner发展了正电子产生的狄拉克负能海假说，在一篇文章中探讨了反物质轻核的真空激发产生机制，认为狄

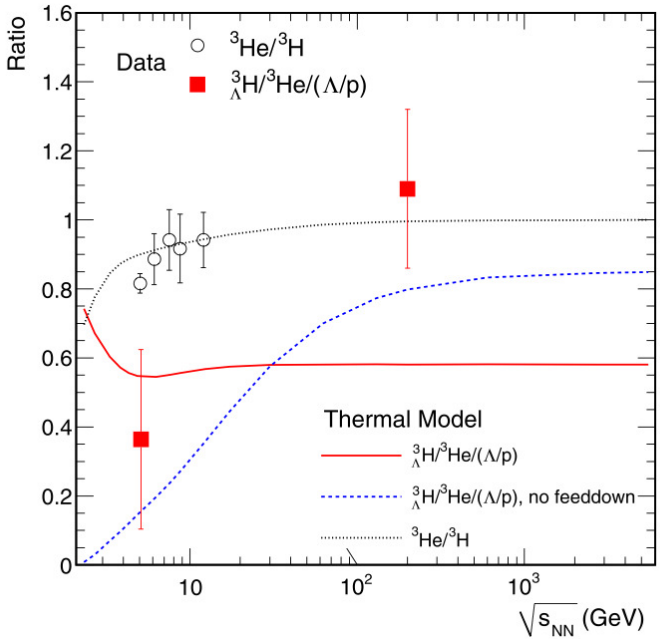

图 1-15: (反)轻核的产额比$^3_\Lambda$H/^{3}He/(Λ/p)和^{3}He/^3H随质心碰撞能量的依赖关系。图中实验数据来自[34, 37–39]

拉克负能海被轻核粒子占据，而反物质轻核有可能从强关联的真空中直接激发出来[55]。图1-16左图表示常态下狄拉克负能海全部被轻核占据，右图表示在极端条件下可以直接从强关联的真空中激发出反物质轻核。但是高能物理实验中并没有观测到任何有关这种粒子产生机制的证据，真空激发机制仍需要在更高碰撞能量下的实验来证实。

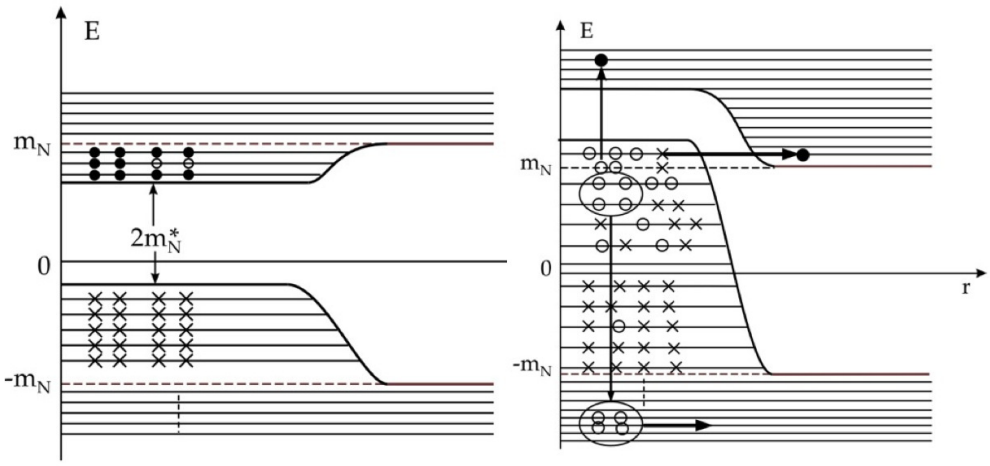

图 1-16: (左图) 常态下狄拉克负能海全部被物质粒子所占据。因为泡利不相容原理，物质粒子无法从高能态(m_N)跃迁到低能态(-m_N)，因此我们的世界是稳定存在的。(右图) 在极端高温条件下(相对论重离子碰撞)，处在低能态(-m_N)的粒子能够激发跃迁到高能态(m_N)，形成空穴即反物质粒子。强关联的真空，能够直接激发出核子束缚态即形成反物质轻核。

1.5 本论文的内容和结构

本文论述了在碰撞能量$\sqrt{s_{NN}}$=200GeV和62GeV的Au+Au中反物质氦4的发现。详细介绍了反物质氦4的时间投影室和飞行时间探测器鉴别方法，估计了反物质氦4的背景值，测量了(反)轻核的不变产额随重子数的分布，预测了下一个稳定的反物质原子核(反物质锂6) 在Au+Au碰撞中的产率。最后利用统计模型和组合模型研究了$\sqrt{s_{NN}}$=200GeV中心碰撞中(反)轻核的产生。

本篇文章安排如下：

第一章：引言

第二章：相对论重离子碰撞实验装置

第三章：STAR高阶触发器(High Level Trigger)

第四章：发现反物质氦4($^4\overline{\mathrm{He}}$, $\overline{\alpha}$)

第五章：(反)轻核的组合产生

第六章：结论和展望

第二章 相对论重离子碰撞实验装置

2.1 相对论重离子对撞机 (RHIC)

美国布鲁克海文国家实验室的相对论重离子对撞机(RHIC)是世界上第一台双储存环重离子加速装置。重离子束的能量可以被加速到每核子100GeV，对应的质心能量达到固定靶重离子碰撞实验能量的十几倍或更高。科学家希望能够通过相对论重离子对撞机产生的极端条件来研究物质的强相互作用、寻找新的物质形态(QGP)、探索物质本源。RHIC始建于1991 年，周长3.8公里，经过近10年的建造，2000年开始首次运行。RHIC除了可以加速重离子束之外，还能够加速质子束。经过10多年的升级和改造，至2012年RHIC加速器亮度(Luminosity)的峰值在$\sqrt{s_{NN}}$=200GeV Au+Au碰撞中能够达到$5.0 \times 10^{27} cm^{-2}s^{-2}$，在$\sqrt{s_{NN}}$=200GeV p+p碰撞中达到$5.2 \times 10^{31} cm^{-2}s^{-2}$，在$\sqrt{s_{NN}}$=500GeV p+p碰撞中达到$2.0 \times 10^{32} cm^{-2}s^{-2}$。此外RHIC还可以调整束流能量进行重离子碰撞的能量扫描，在更低能量的重离子对撞中寻找QGP相变的临界点(Critical point)。在2010年和2011年的能量扫描中RHIC进行了$\sqrt{s_{NN}}$=62GeV、39GeV、11GeV、7.7GeV、27GeV、19GeV的Au+Au对撞，已经取得了不错的研究成果。

相对论重离子对撞机是由一系列复杂的加速器组成，图2-1给出了RHIC装置

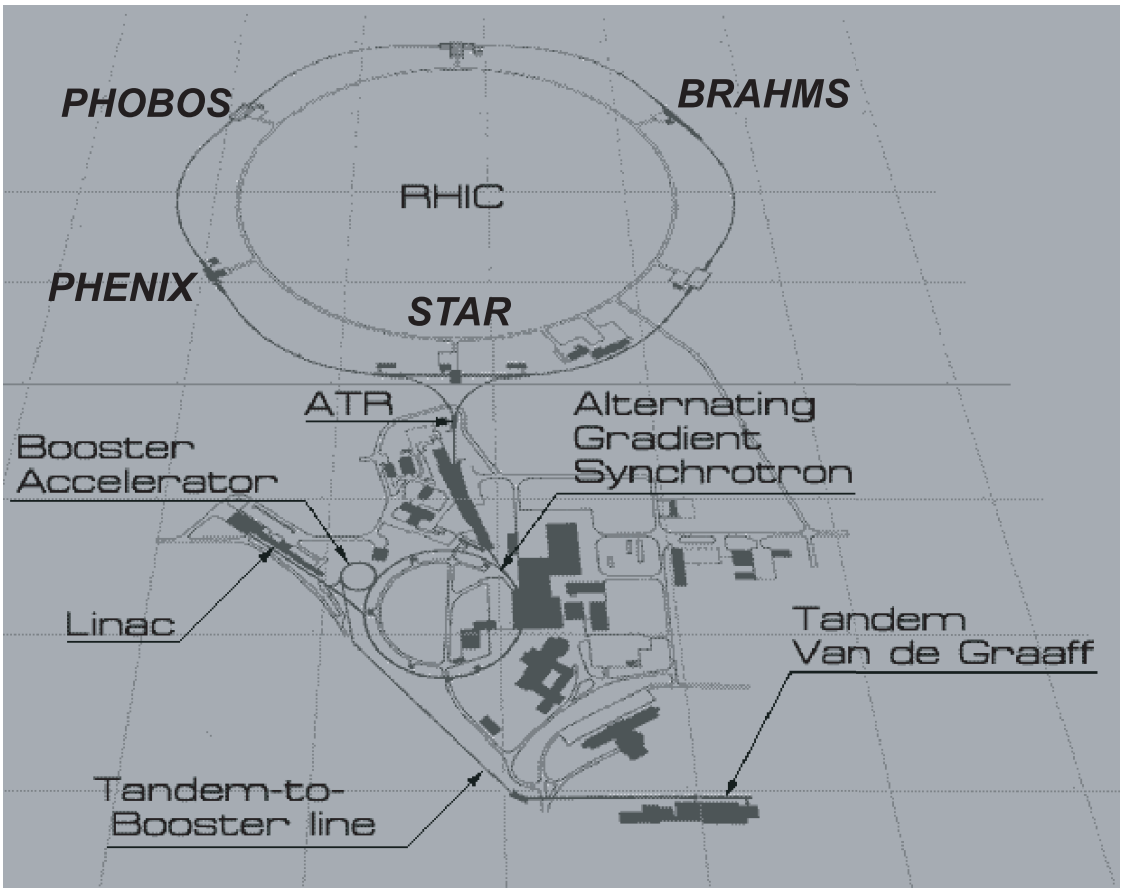

图 2-1: 布鲁克海汶国家实验室的重离子加速器对撞机分布示意图。

组合图。它包括串列静电加速器(Tandem Van de Graaff)、直线加速器(Linac)、增强器(Booster)和交变梯度同步加速器(Alternating Gradient Synchrotron，AGS)。在脉冲溅射离子源(Pulsed Sputter Ion Source)串列中产生的带有一个单位负电荷(Q=-1e)的金原子束，通过两个金箔来剥离掉部分电子，并被注入到串列静电加速器加速。当Au束离开串联静电加速器时获得了每核子1MeV的能量，平均带电荷数为+32e(金核中32个外层电子被剥离)。束流紧接着被增强器加速到能量为每核子95MeV，并进一步剥离电子到带电荷为+77e态然后注入到AGS。在AGS中，金离子束被加速到每核子8.86GeV并进一步剥离掉剩下的轨道电子，此时Au束携带电荷数为+79e。被完全剥离掉轨道电子的金离子通过AGS-To-RHIC(ATR)注入RHIC环，被进一步加速到碰撞能量。

RHIC共有六个对撞点，其中四个对撞点上装有不同的探测器装置。它们分别是位于6:00位置的STAR，8:00位置的PHENIX，10:00位置的PHOBOS和2:00位置

的BRAHMS。本文分析STAR探测器采集的$\sqrt{s_{NN}}$=200GeV和62GeV下Au+Au碰撞实验数据，下文将对STAR探测器做详细介绍。

2.2 螺旋管径迹探测器 (STAR)

STAR(Solenoidal Tracker At RHIC)谱仪[56]作为RHIC上的一个主要的实验装置，具有很大的探测接收度(Acceptance)范围，能够同时探测200GeV Au+Au中心碰撞中的大部分强子。图2-2和图2-3是整个STAR谱仪的三维示意图和侧向剖面图，从图上可以看出STAR是由许多子探测器所组成的。组成STAR谱仪的子探测器包括：用做粒子径迹重建的大型时间投影室(Time Projection Chamber,TPC)和前向时间投影室(pair of radial-drift Forward TPC, FTPC)，用于测量粒子飞行时间的大型飞行时间谱仪(Time-Of-Flight detector,TOF)，测量粒子沉积能量的桶部电磁量能器(Barrel ElectroMagnetic

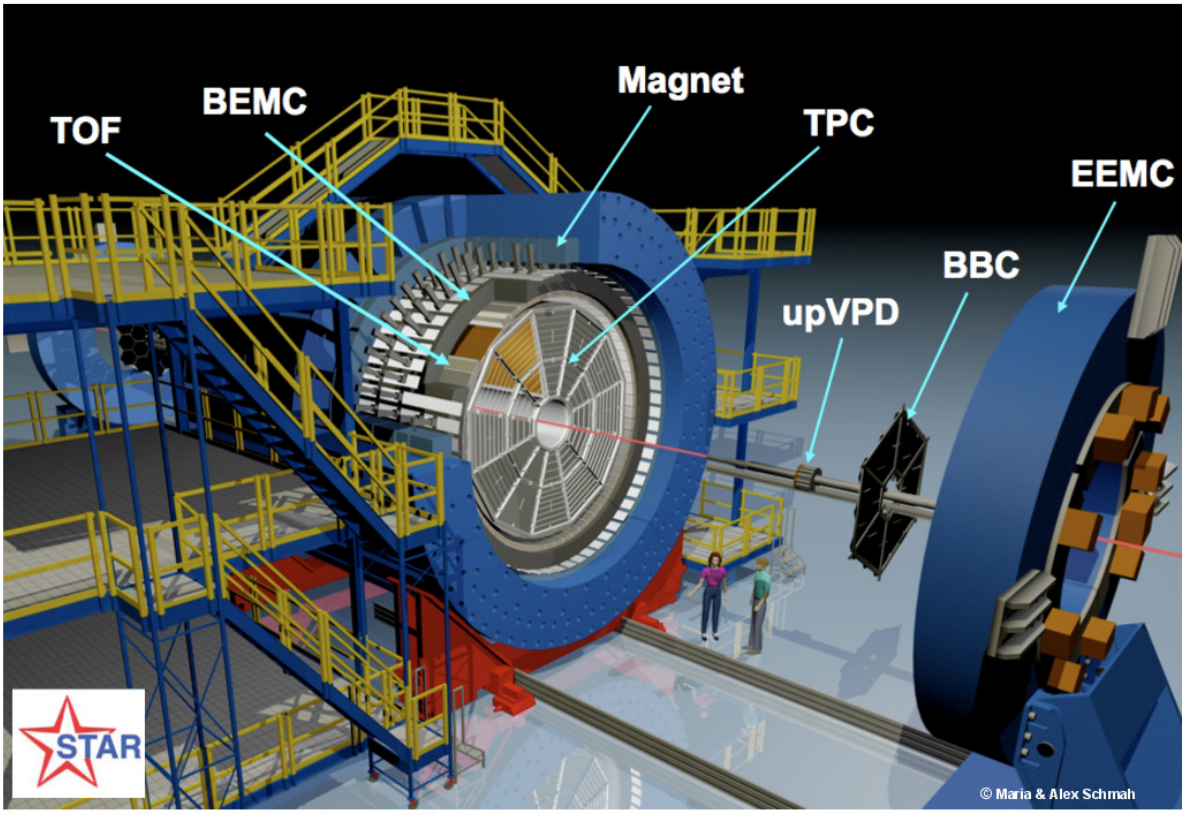

图 2-2: STAR探测器三维图。

Calorimeter, BEMC)和端部电磁量能器(Endcap ElectroMagnetic Calorimeter, EEMC)，以及μ子望远镜探测器(Muon Telescope Detector)、束流探测器(Beam Beam Counters, BBC)、零度量能器(Zero Degree Calorimeters, ZDC)、赝顶点探测器(pseudo-Vertex Position Detectors,pVPDs)、契伦科夫探测器(Ring-Imaging Cerenkov Retector, RICH)、前向强子量能器(Forward Hadron Calorimeter)等。

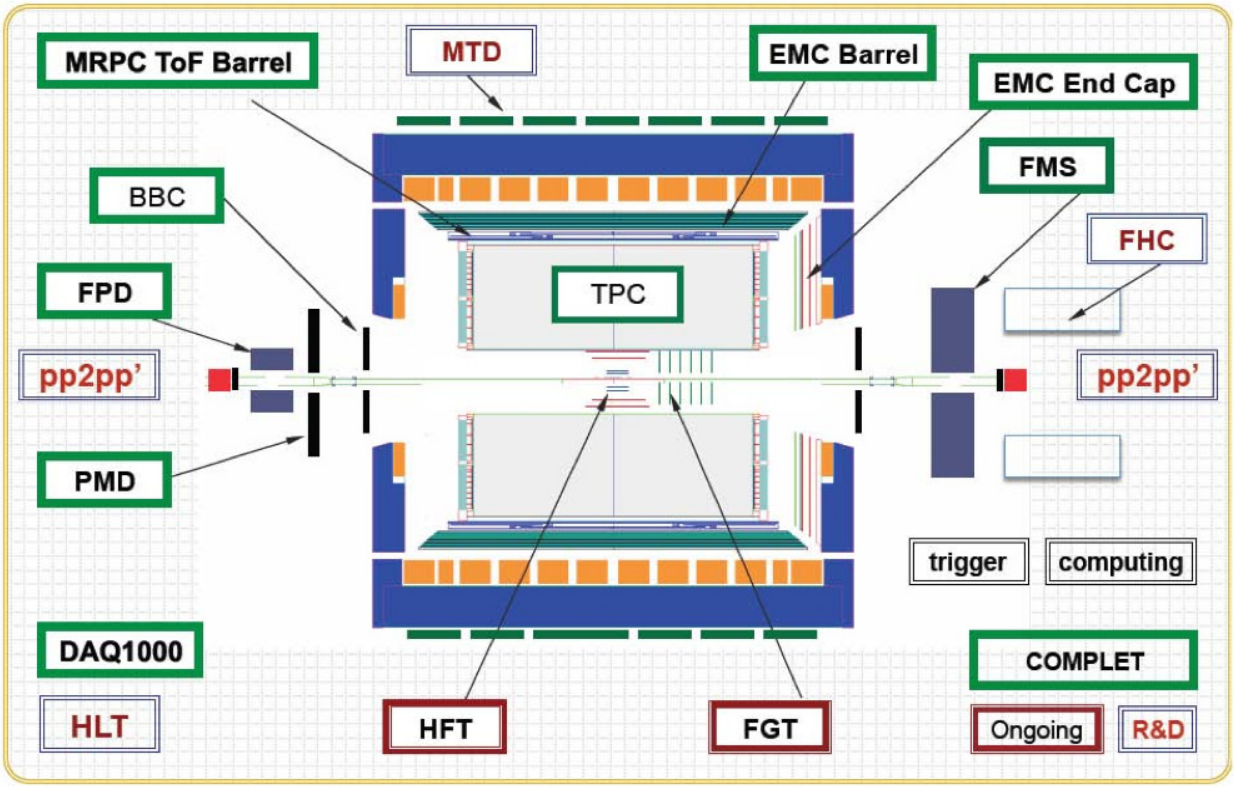

图 2-3: STAR探测器的侧向剖面图。

2.2.1 磁铁 (Magnet)

STAR实验装置的物理目标决定了STAR磁铁的设计。STAR磁铁是一个6.85米长，内直径和外直径分别为5.27米和7.32米的圆柱体。磁铁能够在STAR探测器中产生沿束流方向 0.25T 和 0.5T 的均匀磁场，使TPC能够利用简单的螺旋径迹方法重建相对论重离子碰撞产生的高能粒子的动量。STAR磁场强度设计的误差精度可达1-2个高斯，磁场的均匀性在径向上不超过±50高斯，在方位角方向不超过±3高斯。STAR磁铁的高精度设计

使TPC粒子径迹位置重建的精度可到达 200-300 μm。关于STAR磁铁的详细介绍请参考文献[57]。

2.2.2 时间投影室 (Time Projection Chamber)

时间投影室是STAR实验装置中最主要的径迹重建探测器[7]。它具有非常大的探测接收度，探测范围覆盖了整个方位角方向，赝快度η可以从-1.8至1.8。图 2-4是TPC的三维示意图。从图中可以看出，时间投影室是一个长4.2m，内桶半径0.5m外桶半径2.0m的空心圆柱体。它被处于中心位置的阴极膜分成两个气体漂移室，阴极膜上所加的高压约为28kV，漂移电场强度约为135V/cm。在方位角的方向上，TPC对称的分为十二个分区(TPC Sectors)，中间为支架。TPC充满混合了90%的氩气和10%的甲烷所组成的P_{10}气体，压强高于标准大气压2毫巴。下表2-1列出了TPC的一些基本参数：

Number of Anode Sectors	24
Number of Pads	136608
Cathode Potential	28 kV
Drift Gas	P10
Pressure	Atmospheric + 2 mbar
Signal to Noise Ratio	20:1
Drift Velocity	5.45 cm/μs
Transverse Diffusion (σ)	230 μm/$\sqrt{cm}$
Longitudinal Diffusion (σ)	360 μm/$\sqrt{cm}$

表 2-1: 部分STAR时间投影室的参数。

碰撞产生的高能带电粒子在TPC中损失能量并电离出大量的电子簇，这些电子簇在漂移电场的作用下从TPC内部向两端(阳极)漂移，经过倍增管雪崩放大并最终被电子学读出。利用电子学读出系统记录的电子簇的漂移时间，再结合电子簇的漂移速度就可以知道电离产生点，从而重建高能带电粒子的径迹。在得到带电粒子的径迹后，可以计算径迹的曲率半径，然后结合磁场强度得到它的横向动量，最终由粒子的出射角度得到粒子的总动量，TPC所能测量到的粒子动量最大可达30GeV/c。利用STAR的Embedding技术

能够计算出TPC的径迹重构的效率和径迹的动量分辨率，其中径迹重构效率可达80%以上，而动量分辨率低于3%。结合粒子的动量和测量到的粒子在P_{10}气体中的能量损失，TPC可以对高能粒子进行鉴别，鉴别粒子的动量范围在0.1GeV/c至1GeV/c之间。

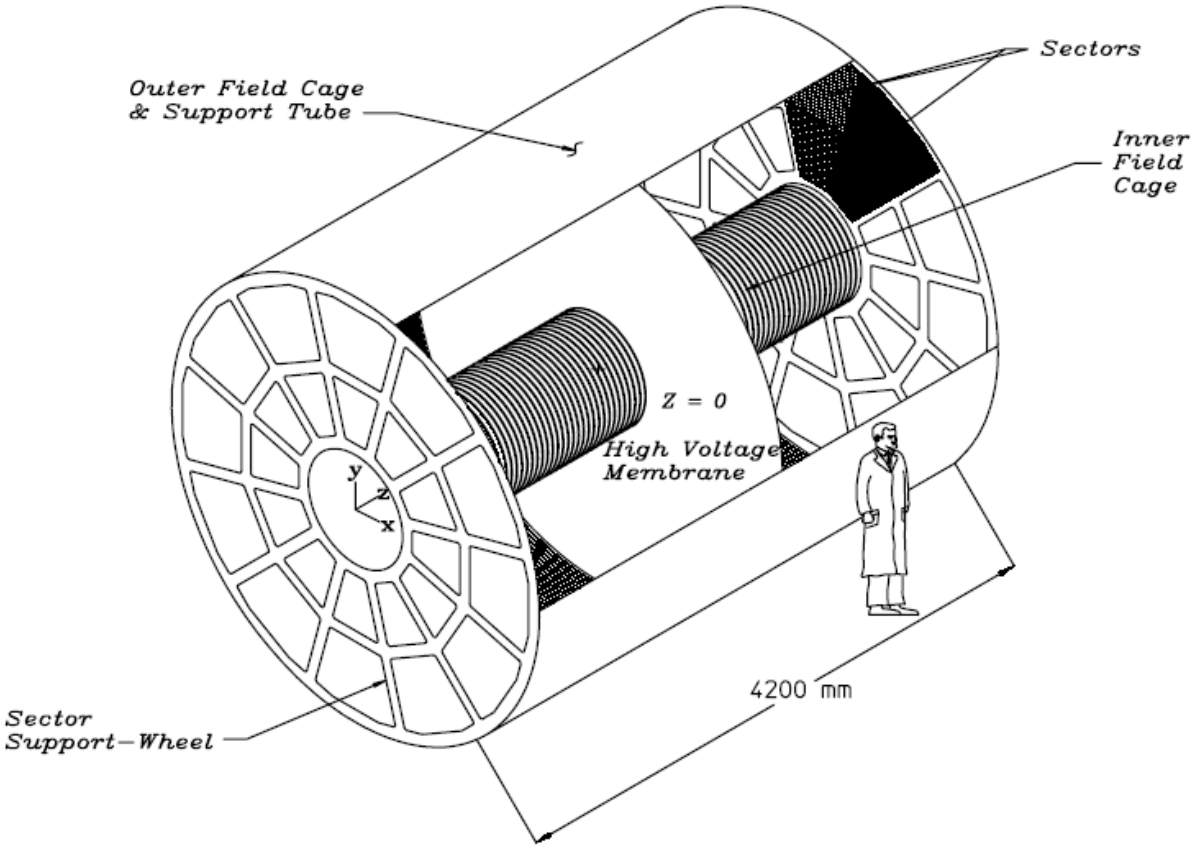

图 2-4: STAR时间投影室TPC。

STAR时间投影室的读出电子学的设计和世界上其他大型实验装置(例如PEP4, ALEPH, EOS , NA49 等)的设计类似，但是考虑到需要记录RHIC重离子碰撞产生的大量带电粒子，STAR-TPC做了一些必要的精进和改良。图2-5所示为TPC的扇形读出系统的分布。TPC上总共有24个扇形读出区，每边对称的分布着12个，扇形读出区之间的空隙仅为3mm，这样就尽可能的减少了读出系统的死区。每个读出区又被分外部扇区和内部扇区两个部分。内部扇区共有1750个读出片，每个读出片面积为$2.85 \times 11.5mm^2$，外部扇区共有3742个读出片，每个读出片面积为$6.2 \times 19.5mm^2$，外部扇区和内部扇区之间有着2mm的间隙。

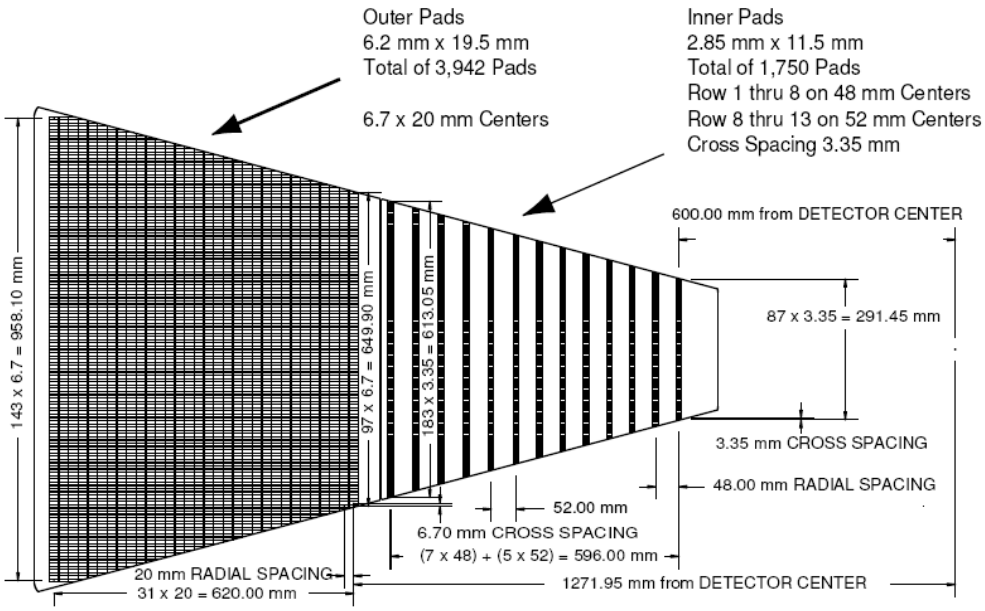

图 2-5: TPC读出平板扇区的示意图。

读出系统是一个多丝正比室(Multi Wire Proportional Chambers，MWPC)，主要包括4个部份，其中1个是读出片，另外3个是电子学金属丝片。图2-6是扇形读出区外部扇区的切面图，最接近读出片的是阳极线板(Anode wire plane)，依此是接地线板(Ground wire plane)和门控格子。阳极线板上加有高压，由于它距离接地线板比较近，因此形成了很强的电场，径迹穿过TPC电离出来的电子在这里经过雪崩而放大。读出系统通过记录经过雪崩放大的电子簇的空间位置和它们的电量来重建粒子径迹和测量它们的能量损失(dE/dx)。表格2-2是读出系统的一些参数。

Items	Inner Sector	Outer Sector
Pad Size	2.85 mm × 11.5 mm	6.20 mm ×19.5 mm
Isolation Gap between pads	0.5mm	0.5mm
Pad Rows	13	32
Number of Pads	1750	3942
Anode Wire to Pad Plane Spacing	2mm	4mm
Anode Voltage	1170 V	1390 V
Anode Gas Gain	3770	1230

表 2-2: 读出系统的一些参数。

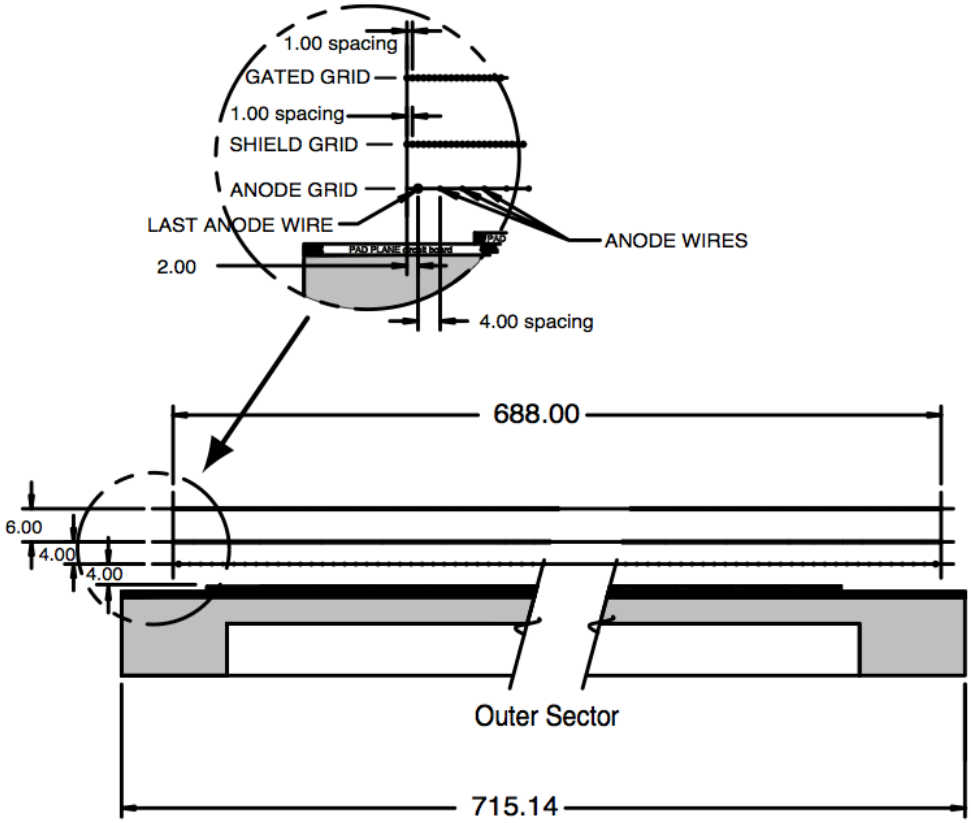

图 2-6: TPC外部扇区面板(Outer Sector)的切面图。

2.2.3 dE/dx刻度和粒子鉴别 (dE/dx calibration and PID)

TPC中单位长度下的带电粒子能量损失(dE/dx)的测量精度直接决定了TPC粒子鉴别的纯度。由于读出系统MWPC的雪崩增益系数(Gas gain)和气体的压强、TPC中粒子径迹的长度、以及不同的扇面和读出片等，都有着很强的依赖性。而MWPC的雪崩增益系数又直接和dE/dx的测量相关。因此，dE/dx的刻度主要是要消除这些因素对MWPC的雪崩增益系数的影响，提高dE/dx的分辨率。高能带电粒子在TPC中损失的能量近似的遵从朗道分布，实验上常用截断平均方法(Truncated mean method)和似然函数方法(Likelihood method)来计算径迹dE/dx的平均值$\langle dE/dx \rangle$[58]。STAR主要采用的是截断平均方法丢弃最大的30%部份(朗道尾巴)，从而去掉电离碰撞中偶然产生的大的能量损失(δ电子)，改善dE/dx分辨率。图2-7是2010年STAR 200GeV Au+Au dE/dx刻度完成后的初步结果，图中不同颜色的点分别是截断平均方法和似然函数方法得到的结果，位于径迹长度

为76cm处的红点是dE/dx刻度的初定目标，可以看到dE/dx的截断平均方法刻度分辨率可达7.49%。

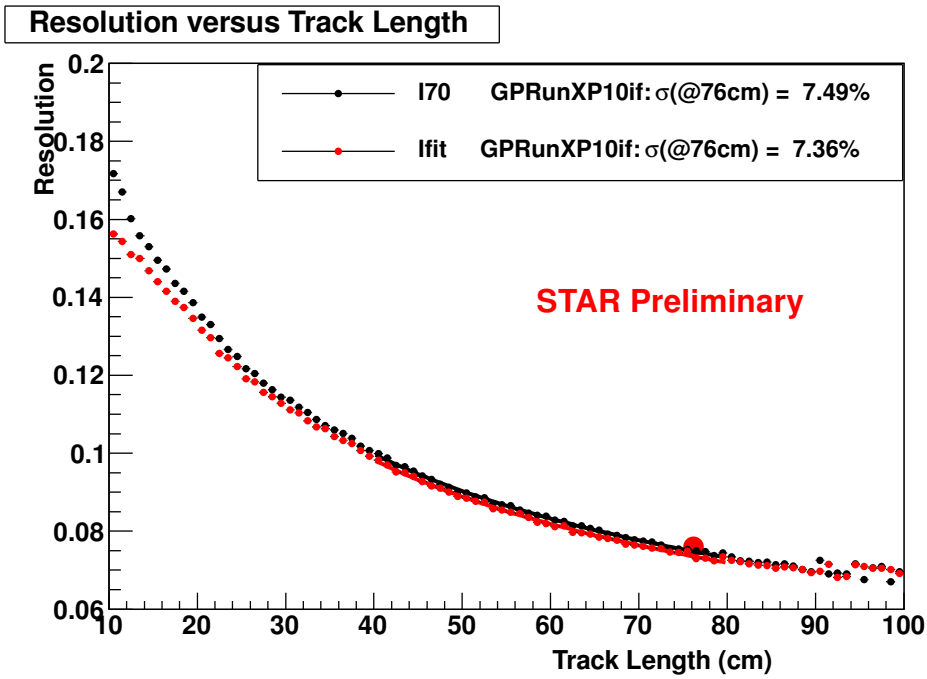

图 2-7: 2010年STAR 时间投影室Au+Au 200GeV的dE/dx刻度完成后的分辨率分布。

粒子径迹的平均$\langle dE/dx\rangle$可以用Bethe-Bloch来表示 [59]，

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

其中z为粒子的电荷(以e为单位)，β=v/c为粒子的速度，ρ为介质的密度，N_0为阿伏加德罗常数，m_e为电子质量，$r_e = e^2/m_e$为经典电磁半径，c为光速，Z为气体的原子序数，A为气体的原子量，$\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$，I为平均的激发能。$E_M = 2m_e c^2\beta^2/(1-\beta^2)$是单次碰撞最大的转移能量。图 2-8给出了在STAR的TPC测量到的不同粒子的能量损失(dE/dx)和粒子动量的二维图。不同带子对应着不同种类的粒子，可见具有相同的动量的不同粒子种类，它们的能量损失是不同的。因此，可以利用能损对它们进行鉴别。对于Au+Au碰撞，通过直接测量dE/dx可以在动量小于$\sim$ 0.7GeV/c的范围内分辨出π和K，在动量小于$\sim$1.1GeV/c的范围内分辨出p。利用dE/dx鉴别出来的π, K, p，结合STAR的次级顶点重建技术，可以鉴别出很多强子共振态，例如K_S^0，Λ，鉴别动量范围可以

从0.3GeV/c到7.0GeV/c。对于强衰变粒子，例如K^*, ϕ, Δ，通过混合事件方法可以鉴别的动量范围最大为5.0GeV/c。

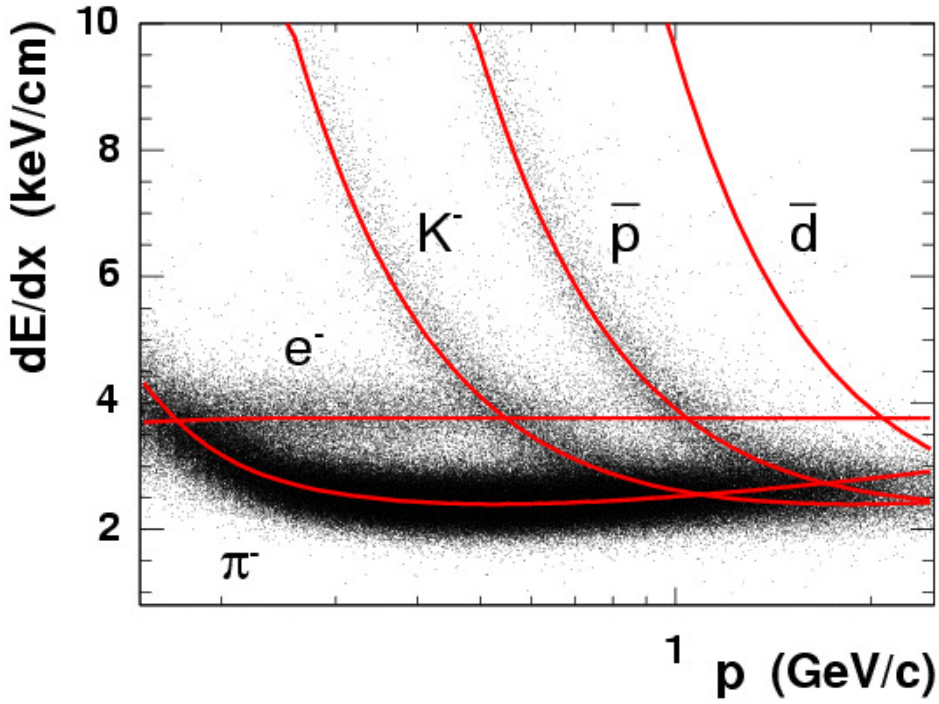

图 2-8: 带电粒子径迹穿过TPC气体时的能量损失。

2.2.4 飞行时间探测器 (Time Of Flight)

STAR飞行时间探测器环绕在TPC的外围，由120个条形板(Tray)组成，东西两侧各60个条形板。每个条形板长240cm、宽21.3cm、高8.5cm，包括32个模块(Module)，每个模块由6个基本单元(Pad)组成。每个基本单元的覆盖面积为6.3cm×3.15cm，整个TOF共有23040个基本单元，总的覆盖面积达$60m^2$[8, 60, 61]。

STAR-TOF的设计采用了多气隙阻性板室(Multi-gap Resistive Plate Chamber，MRPC)技术，MRPC技术首先由欧洲核子中心的ALICE实验组发展起来，并应用到飞行时间谱仪上，能够达到很好的时间分辨率[62]。图2-9和图2-10是MRPC模块侧向切面图，简单的说MRPC是由一系列的平行玻璃电阻板组成，玻璃板之间用尼龙丝分隔成0.22mm的气隙。内层玻璃电阻板长20cm、宽6.1cm、厚度为0.54mm，体电阻率约

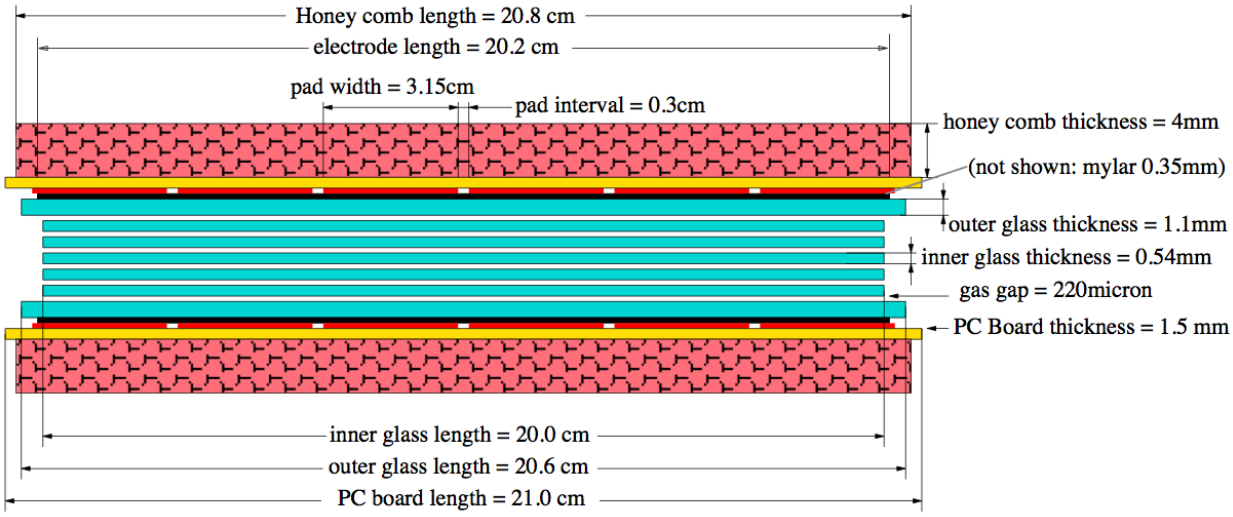

图 2-9: MRPC结构示意图I。

为$8 \times 10^{12}\Omega\cdot$cm，所有的内层玻璃板处于浮置的电位。外层玻璃板长20.6cm、宽7.6cm、厚为1.1mm，它通过石墨电极和高电压相连。这样就可以在气隙中形成一个均匀的强电场，当带电粒子穿过气室时，在灵敏区内电离产生的电子会立即开始电子雪崩过程，而玻璃板由于其电阻性不会参与产生感应电荷，所有感应产生的电荷聚集在感应电极上。读出系统则通过读取感应电极上的感应电荷来记录径迹抵达TOF的时刻，结合赝顶点探测器(pVPD)测量的碰撞初始时间和TPC测量的径迹长度，可以计算出粒子飞行时间 t 和飞行速度 β 。

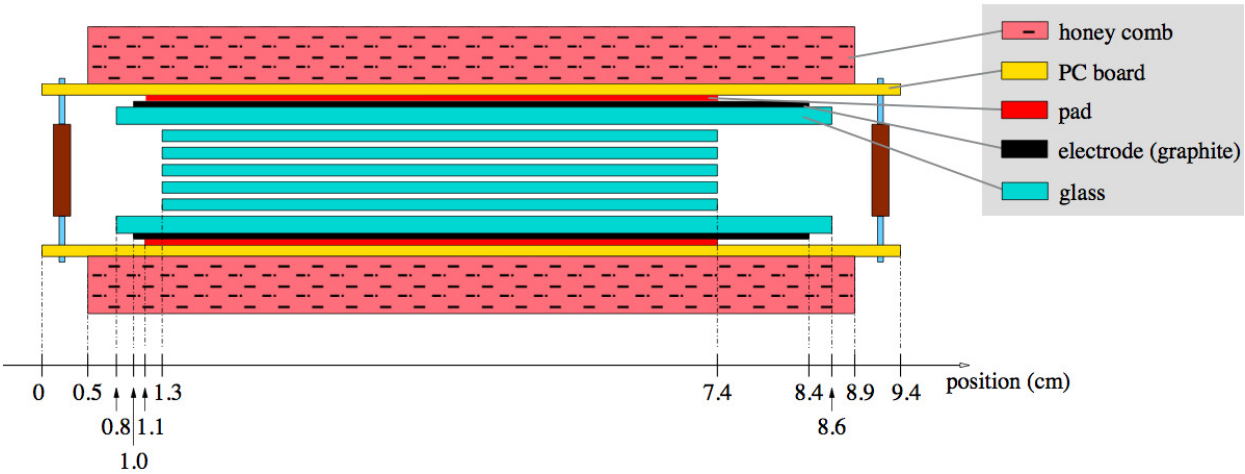

图 2-10: MRPC结构示意图II。

STAR的飞行时间探测器由中美专家联合研制开发，于2006年开始批量生产，2010全部安装到STAR谱仪上，时间分辨率低于100ps[6]。图2-11是$\sqrt{s_{NN}}$=200GeV d+Au碰撞中径迹的速度倒数和动量的关系[63]，图中可以看出，利用飞行时间探测器，STAR谱仪的π介子与K介子之间的分辨从0.7GeV/c扩展到1.6GeV/c，质子和K介子、π介子之间的分辨从原来的1.1GeV/c扩展到3GeV/c。值得一提的是同时利用TPC的dE/dx鉴别方法和TOF鉴别方法可以把粒子鉴别扩展到更高的动量区间[64]。

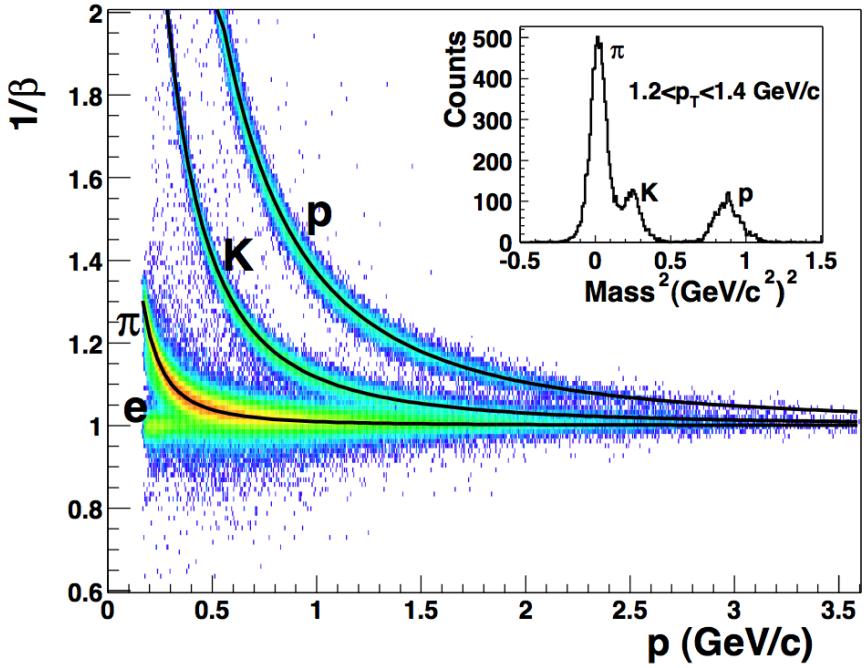

图 2-11: $\sqrt{s_{NN}}$=200GeV d+Au碰撞中粒子速度倒数和动量的分布图，内嵌的图为利用粒子速度求得的$m^2(m^2 = p^2(1/\beta^2 - 1))$分布。

2.2.5 STAR 触发系统 (Trigger system)

STAR谱仪的触发系统由一组快探测器组成，这些快探测器包括ZDC, pVPD, TOF/CTB, BEMC, BBC等。根据触发器的功能不同可将STAR触发系统分为中心碰撞事件触发器(Central Trigger)、最小偏差事件触发器(Minimum Bias Trigger)、高横动量事件触发器(High p_T Trigger)、非光电子事件触发器(Non-phtonic Electron Trigger)等。其中ZDC和pVPD位于TPC两侧的前向区，通过记录碰撞产生的旁观者核子来触发最小偏差事件。pVPD还能够测量碰撞事件的顶点位置和为TOF提供碰撞初始时间

值。TOF/CTB可以通过测量碰撞产生的粒子多重数来触发中心碰撞事件。BEMC位于TOF的外围，它能够测量径迹的横向能量E_T，对E_T开窗从而触发高横能量事件和非光电子事件。

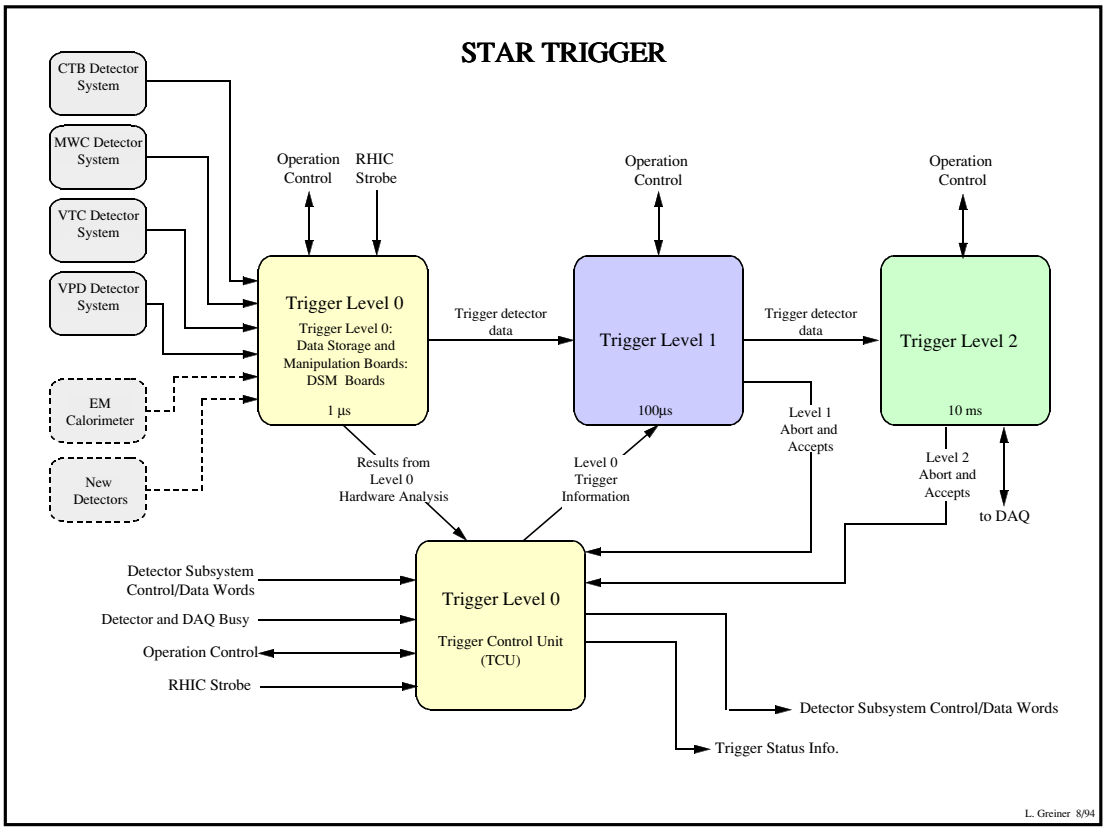

图 2-12: STAR 触发系统结构图。

根据触发器工作的时间预算(Time budget)不同，可以将触发器分为零阶触发器(Trigger level 0)、一阶触发器(Trigger level 1)、二阶触发器(Trigger level 2)和高阶触发器(High Level Trigger)。其中，零阶触发器的时间预算约1.5μs。一阶触发器和二阶触发器的时间预算分别是100μs和5ms。图2-12简单刻画了不同触发器之间的关系。从图中可以看出零阶触发器包括数据储存操纵板(Data Storage and Manipulation Board, DSM)和触发控制单元(Trigger Control Unit, TCU)两个部份。数据储存操纵板接收来自快探测器的数据，并且每个RHIC时钟更新一次所存储的数据。然后，再把数据传递给触发控制

单元和一阶触发器。一阶触发器和二阶触发器接收和分析来自零阶触发器的数据，并把对碰撞事件进行取舍的命令发送给触发控制单元进行取舍。最终数据被送往数据获取系统(Data Acquisition System, DAQ)用做进一步处理，更多关于STAR触发器的信息可以参考[65]。STAR高阶触发器[6]是一个纯软件性质的的触发机制，它是在STAR三阶触发器(Trigger level 3)[66]的基础上发展起来的，利用慢探测器TPC的径迹重构信息挑选需要的碰撞事件类型，下一章将对STAR高阶触发器做详细介绍。

第三章 STAR 高阶触发器

RHIC升级计划使其在未来几年内200GeV Au+Au碰撞的束流亮度能够达到$8 \times 10^{27} cm^{-2}s^{-1}$，而200GeV和500GeV p+p碰撞的束流亮度分别增至$6 \times 10^{31} cm^{-2}s^{-1}$和$1.5 \times 10^{32} cm^{-2}s^{-1}$。2010年，STAR升级了其TPC的电子学数据获取系统(Data Acquisition System, DAQ)，使数据获取速度从原来的100Hz(DAQ100)增至1000Hz(DAQ1000)以应对加速器的高亮度带来的高碰撞率的实验数据。然而，接踵而来的是储存和分析这些实验数据需要大量的硬盘存储空间CPU处理时间。在这种情况下，我们发展了STAR高阶触发技术(HLT)用以在线挑选一部分(大约1%至2%)我们感兴趣的碰撞事件(Jets, Light nuclei clusters, Exotic particles, J/Ψ ...)。这样我们就能够很快的分析这一小部分实验数据得出物理结果。本章将详细的介绍STAR高阶触发技术，主要包括了HLT的结构、HLT在线径迹重构、HLT离线程序发展、HLT在线运行监测、在线挑选J/Ψ和反物质氦4事件等部份。

3.1 HLT的结构 (Architecture)

STAR HLT 是在原三阶触发器的基础上发展起来的，是一个主要基于软件技术的触发机制。它利用TPC收集到的径迹电离出来的电子簇位置信息在线重构粒子径迹(Online tracking)和事件碰撞顶点(Vertex)，并且利用粒子在桶部电磁量能器(BEMC)的能量沉积和大型飞行时间探测器(TOF)测量的粒子飞行时间信息，对碰撞产生的粒子

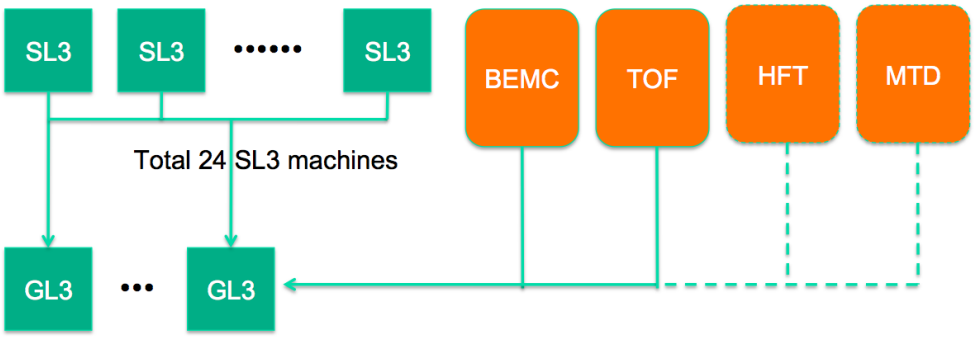

图 3-1: 2010 年和2011年HLT 的结构图。将来随着探测器的升级，HLT还会有新的探测器(HFT,MTD)加入。

进行在线鉴别，并进一步对事件在线挑选。图3-1是HLT在2010年和2011年在线运行的图示结构，其中共有24台SL3(Sector Level 3)机器负责对TPC的24个扇区进行独立的径迹重构，此外还有数台机器负责获取和处理来自BEMC和TOF的信息。最终这些信息都会汇总到GL3(Global Level 3)机器上，在这个阶段HLT将对整个事件进行重构和触发挑选，并且把挑选出来的数据输出存储。STAR HLT是一个正在研究和发展的触发技术，它将随着STAR探测器系统的升级而继续发展。在未来几年，STAR谱仪将会安装重味径迹探测器(Heavy Flavor Tracker,HFT)和μ子望远镜(Muon Telescope Detector, MDT)探测器，HLT将会把它们包括进来，从而实现在线挑选含有重味强子的碰撞事件和含有μ子的碰撞事件。值得一提的是HLT正在研究发展在线次级顶点重构(Second vertex reconstruction)技术，在这个技术完善之后STAR HLT将可以在线触发含有多Λ的粒子($n_\Lambda \geq 2$)的事件，寻找标准模型预测的6夸克态粒子即H粒子(di-Λ)。

3.2 HLT在线径迹重构 (HLT online tracking)

3.2.1 在线径迹重构方法

HLT的在线径迹重构技术基于一种叫做 Conformal mapping[66]的径迹重构方法。如图3-2，这种重构方法的基本思想是把原本弯曲的粒子径迹通过转换：$x_i^{'} = x_i/R_i^2, y_i^{'} = -y_i/R_i^2$ 变成一条直线，然后对直线进行拟合得到粒子动量信息。其中 R_i 是转换前径迹

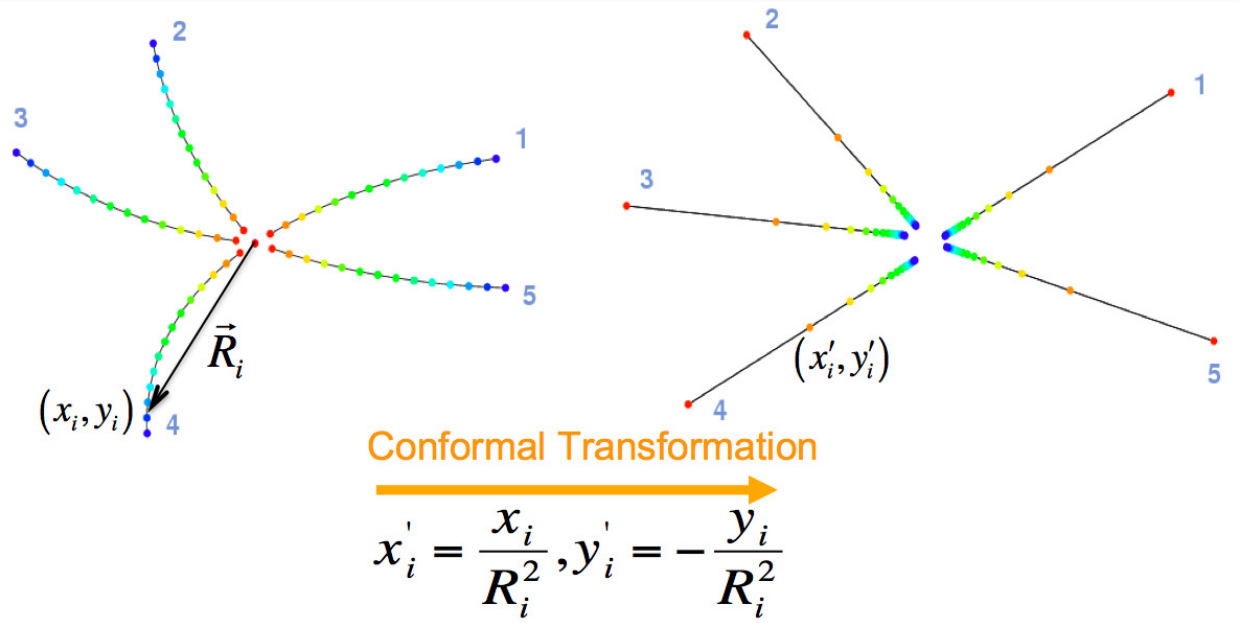

图 3-2: Conformal Mapping 径迹重构方法。

上任意一个电离电子簇和所选取原点之间的距离，(x_i, y_i)和(x_i', y_i')是转换前后径迹上电离电子簇的位置座标。利用 Conformal mapping 方法重构粒子径迹过程中，径迹转换的相对原点选取尤其重要，一般而言对于 Primary 径迹选取束流位置为原点，对于 Global 径迹选择其径迹上第一个空间点的位置为原点。

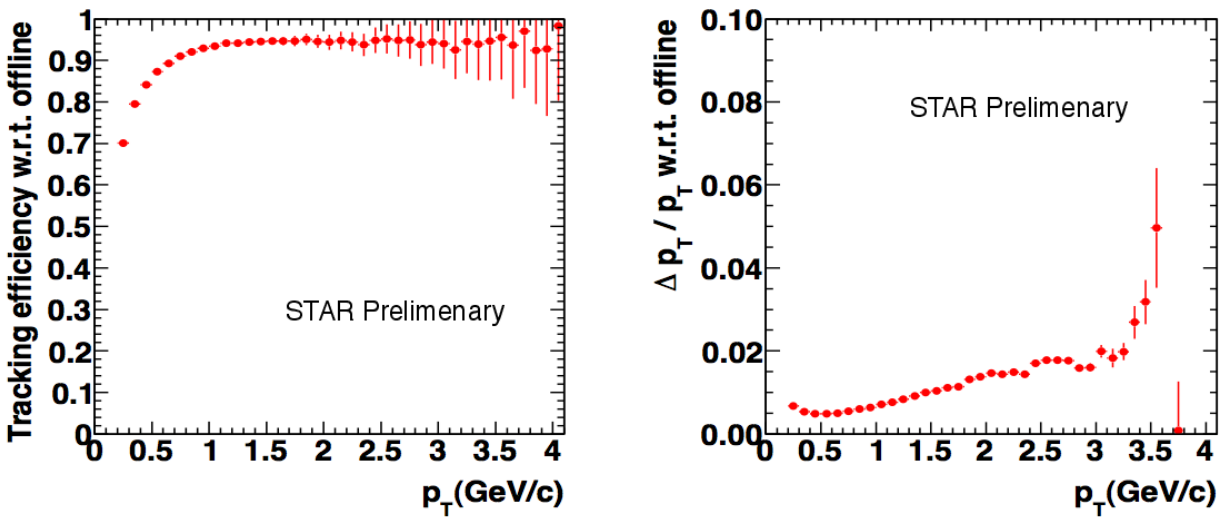

图 3-3: HLT在线径迹重构效率和横向动量分辨率。

我们假设STAR离线径迹重构的效率为100%，并通过对比HLT在线径迹重构技术与STAR离线径迹重构技术来评价HLT在线径迹重构方法的优劣。图3-3是HLT相对

于STAR离线重构技术的径迹重构效率和动量分辨率。可以看出相对于STAR离线重构技术，在p_T大于1GeV/c时，HLT的在线重构的效率可以达到90%以上，而横向动量分辨率在p_T小于3.0 GeV/c时低于2%。

3.3 HLT在线运行监测 (HLT online monitoring)

前面介绍了HLT的结构和在线径迹重构的方法。实际上为了确保在实验数据获取时HLT能够正常工作，我们还需要对HLT的性能做实时的监测。HLT的在线实时监测包括很多方面，其中主要包括TPC径迹和事件的重构质量、TPC径迹和TOF以及BEMC匹配的好坏等。当HLT中加入新的探测器或增添了新的Trigger时还需要对新探测器和Trigger进行在线监测。在介绍诸多HLT在线监测图形之前，我们先介绍一些和HLT相关的物理量的定义：Dca(Distance of closest approach)是指螺旋径迹距离事件顶点的最小距离，其在横断面(XY平面)上的分量为Dca_{XY}，Z方向上分量为Dca_Z；Primary径迹是指在TPC的径迹重建过程中，带电粒子径迹被延伸向事件顶点方向时，距离事件顶点的最小距离(DCA)小于3cm的径迹。相对而言没有加上DCA$<3cm$选择的径迹则称为Global径迹；nHits和ndEdx指重构粒子径迹和计算径迹平均能损$\langle dE/dx\rangle$过程中用到的电离电子簇的个数。

图3-4是一些HLT在线运行的 Quality Assurance 图形。其中(a)是HLT在线重建出来的径迹的电子簇个数(nHits)分布，它直接反应了HLT在线径迹重构的质量。(b) 是径迹能损$\langle dE/dx\rangle$和动量的二维关联图，它用来监测$\langle dE/dx\rangle$在线刻度参数是否需要重新刻度。(c)和(d)是Dca的分量Dca_{XY}和Dca_Z的分布图，空间电荷(Space Charge)效应和电子簇漂移速度的刻度会直接导致TPC重构出来的径迹的偏移，从而使Dca_{XY}和Dca_Z分布的中心点偏离0的位置，因此可以通过在线监测Dca_{XY}和Dca_Z来决定是否需要重新刻度空间电荷(Space Charge)效应和电子簇漂移速度。(e)是重构碰撞事件的顶点Z向位置(vertexZ)分布，用来监测GL3阶段事件重构的质量。(f)是TPC径迹重构出来的vertexZ

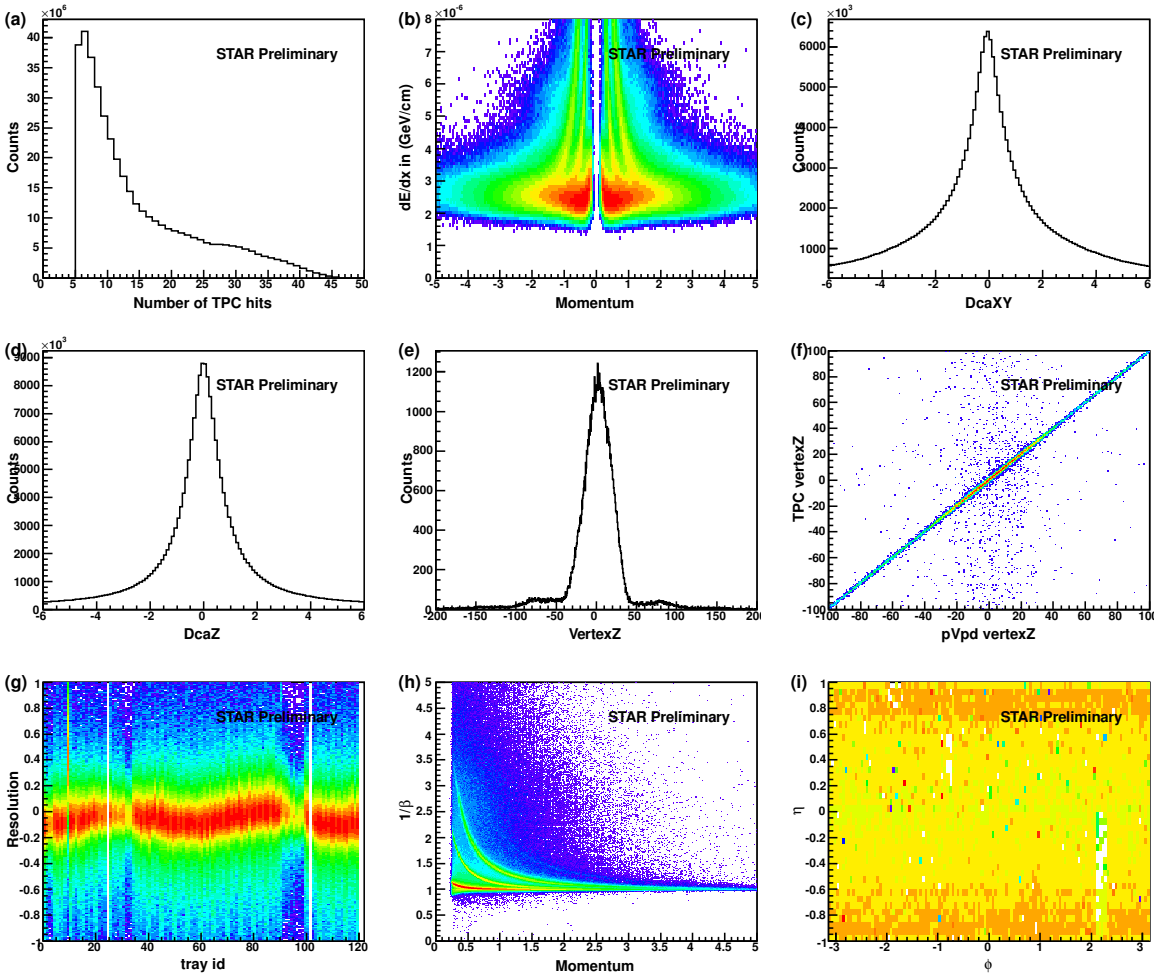

图 3-4: HLT在线运行监测的Quality Assurance 图形。

和pVpd重构出来的vertexZ的关联图。(g)和(h)分别是HLT在线计算出来的TOF的(tray by tray)时间分辨率和速度倒数动量关联图，二者反映了TOF在线刻度参数的优劣。最后一张图(i)是BEMC测量到的信号η和ϕ的分布，可以在线监测BEMC的工作状态。

3.4 HLT离线程序发展

HLT能够提供很好的在线径迹重构，并且能够对在线径迹重构进行实时监测。实际上为了更好的监测HLT在线运行状况和估算HLT触发效率，我们发展了一套程序模块用来传输HLT在线信息至下线数据文件存储(MuDst files)。这套程序模块分为StHltEvent，StMuHltEvent和StHltMaker在内的3个相互联系的子程序模

块，StHltEvent负责把HLT在线信息存储至event.root的文件类型，StMuHltEvent负责把HLT在线信息存储至MuDst.root的文件类型，而StHltMaker则负责其中的信息传输过程。下边分别对这3个子程序模块进行介绍。

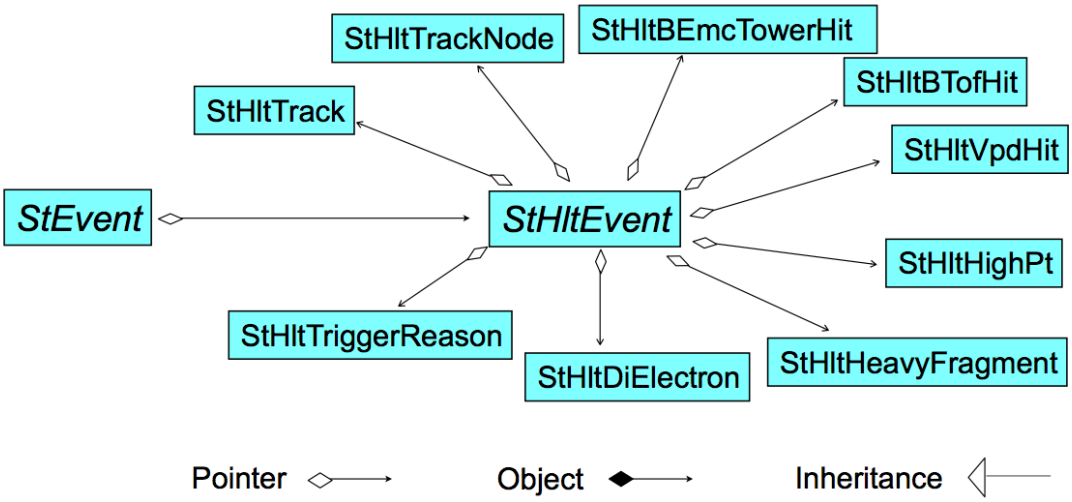

图 3-5: StHltEvent子模块程序函数类之间的关系图。

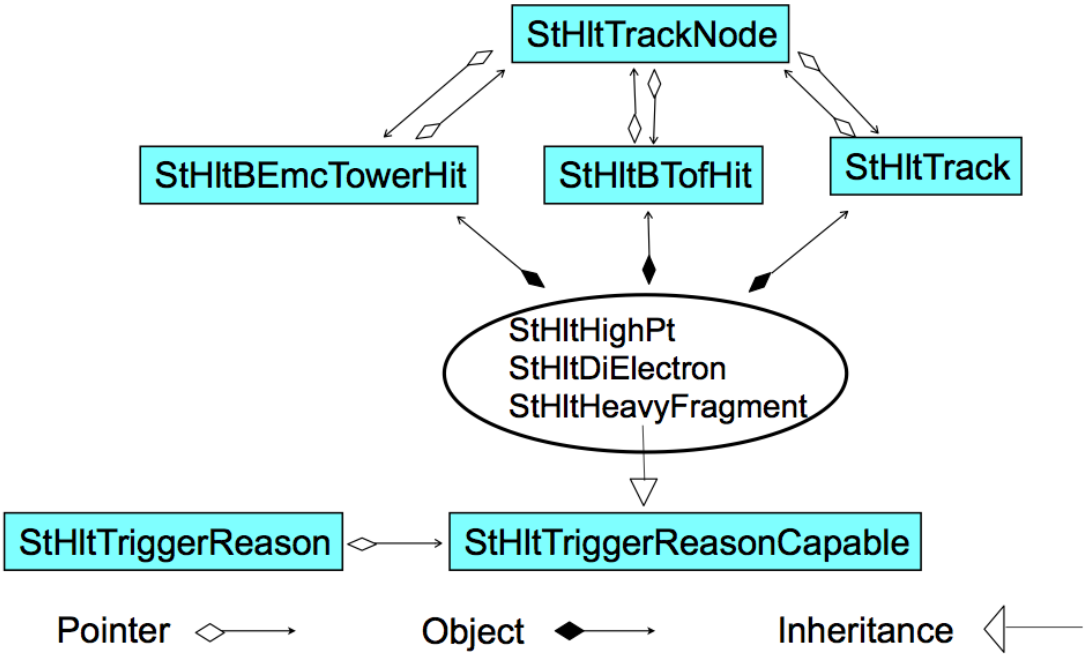

图 3-6: StHltEvent子模块程序函数类之间的关系图。

StHltEvent包含StHltEvent, StHltTrack, StHltBEmcTowerHit, StHltBTofHit,

StHltVpdHit, StHltTrackNode, StHltTriggerReasonCapable, StHltTriggerReason, StHltHeavyFragment, StHltDiElectron, StHltHighPt在内的一系列函数类。我们这里介绍其中主要的几个函数类：StHltEvent主要处理事件水平的一些物理量包括事件触发类型、碰撞顶点、碰撞起始时间等。StHltTrack用于处理径迹水平的物理量信息包括径迹电荷、能损、动量等诸多物理量。StHltBEmcTowerHit用于处理HLT中电磁量能器相关的信息包括能量、η和ϕ角等。StHltBTofHit和StHltVpdHit处理飞行时间探测器和赝顶点探测器信息。StHltTrackNode处理TPC径迹和TOF以及BEMC电子学信号的匹配信息。StHltHeavyFragment，StHltDiElectron和StHltHighPt分别用于处理重构好的轻核、双电子以及高横动量径迹的信息。图3-5和图3-6给出了StHltEvent 子模块程序函数类之间的关系，包括继承关系、指针和对象相互包含关系等。

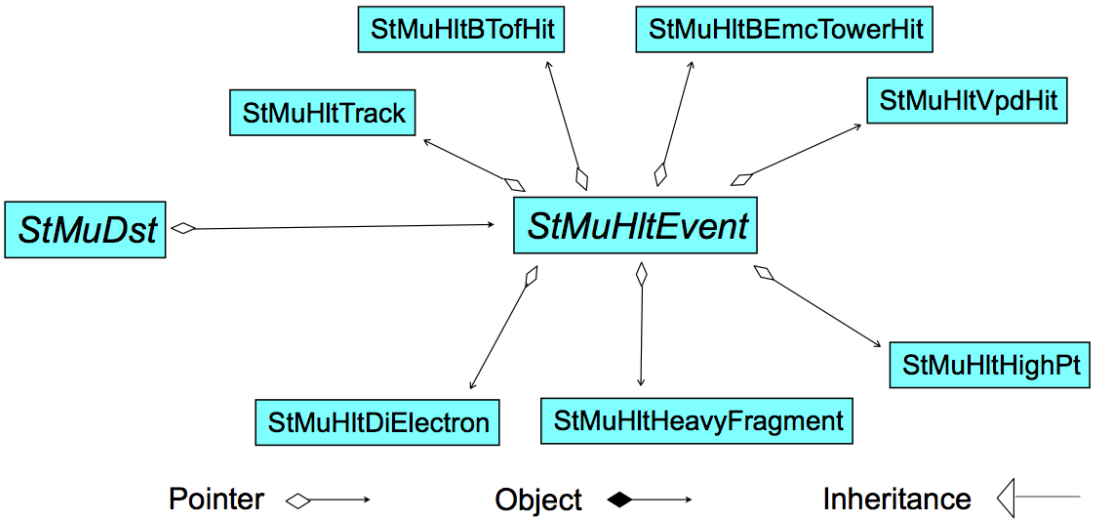

图 3-7: StMuHltEvent子模块程序函数类之间的关系图。

StMuHltEvent 包含StMuHltEvent, StMuHltTrack, StMuHltBTofHit, StMuHltVpdHit, StMuHltBEmcTowerHit, StMuHltDiElectron, StMuHltHeavyFragment, StMuHltHighPt 函数类。类似于StHltEvent，StMuHltEvent的这些函数类负责处理碰撞事件水平、径迹水平以及BEMC和TOF等的信息，并把信息存储至MuDst.root文件。图3-7和图3-8表示StMuHltEvent各个函数类之间的关系。

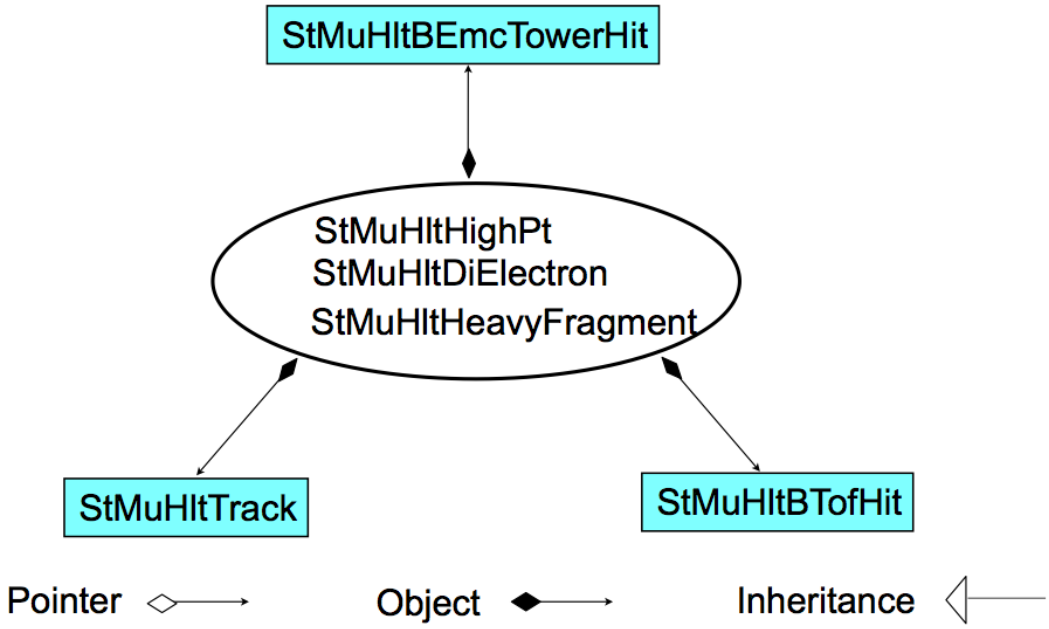

图 3-8: StMuHltEvent子模块程序函数类之间的关系图。

StHltMaker的主要作用是读取HLT的在线信息传输给StHltEvent和StMuHltEvent，并最终存储至离线的数据文件。图3-9表示STAR离线数据的生成过程，STAR离线数据生成需要用到很多各种各样的Maker用以存储实验数据的各种物理量，每种Maker都有自己的特有的chain option。BFChain里包含着各种各样的chain option用以开启或关掉其对应的Maker。我们定义StHltMaker的chain option 为HltMaker，通过在BFChain中加入或去除HltMaker，我们可以控制在离线数据生成中StHltMaker的使用与否。

3.5 在线挑选J/ψ和反物质氦4事件

STAR HLT在2010年和2011年运行期间在线触发了J/ψ事件和正反物质轻核(主要是氦核)事件。对于触发J/ψ事件，HLT结合TPC鉴别技术($n\sigma_e \in [-0.3, 3.0]$)、TOF鉴别技术($|1/\beta - 1| < 0.03$)和BEMC鉴别技术($p/E \in [0.3, 1.5]$)鉴别出正负电子。通过$J/\psi$的双电子(di-electron)衰变道：$J/\psi \to e^+ + e^-$ 重构出J/ψ，触发J/ψ事件。图3-10 (a) 是在线重构出来的J/ψ不变质量谱，图中蓝色线条和黑色线条分别是异号电子和同号电子重构出

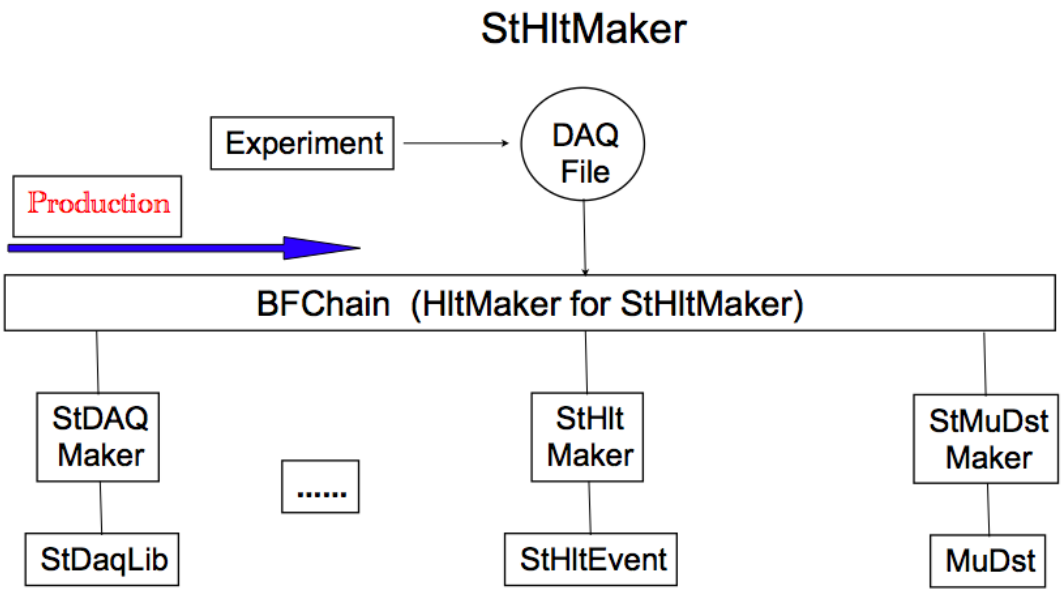

图 3-9: STAR离线数据生成过程示意图。

来的信号和背景，在$M_{e^+e^-}$约 $3.1GeV/c^2$ 的位置HLT在线重构出来了一个很好的J/ψ的不变质量峰。HLT触发(反)轻核事件相对简单，利用TPC径迹重构得到的粒子动量和粒子在TPC中的能量损失$\langle dE/dx\rangle$，计算出来粒子能损$\langle dE/dx\rangle$和其理论值的相对偏移$n\sigma_{He3}$，利用条件 $n\sigma_{He3} > -3$ 即可触发(反)轻核。图3-10 (b) 是HLT重构出来的能损和动量的二维关联图，图中红色三角形点表示HLT在线触发的含有(反)氦核的事件。

过去的两年中，我们对HLT触发的J/ψ和(反)轻核的实验数据进行了仔细的研究和分析。其中利用2010年HLT触发的质心能量为200GeV的 Au+Au 碰撞事例和质心碰撞能量为62GeV的 Au+Au 事例，我们发现了16个反物质氦4原子核，结合STAR实验组在07年发现的2个反物质氦4[67](仅用TPC鉴别方法)，STAR共发现了18个反物质氦4。我们的研究结果引起了高能物理与核物理界的广泛关注，研究文章发表在英国的自然(Nature)杂志上。在下一章，我们将详细介绍STAR发现反物质氦4的实验数据分析工作。

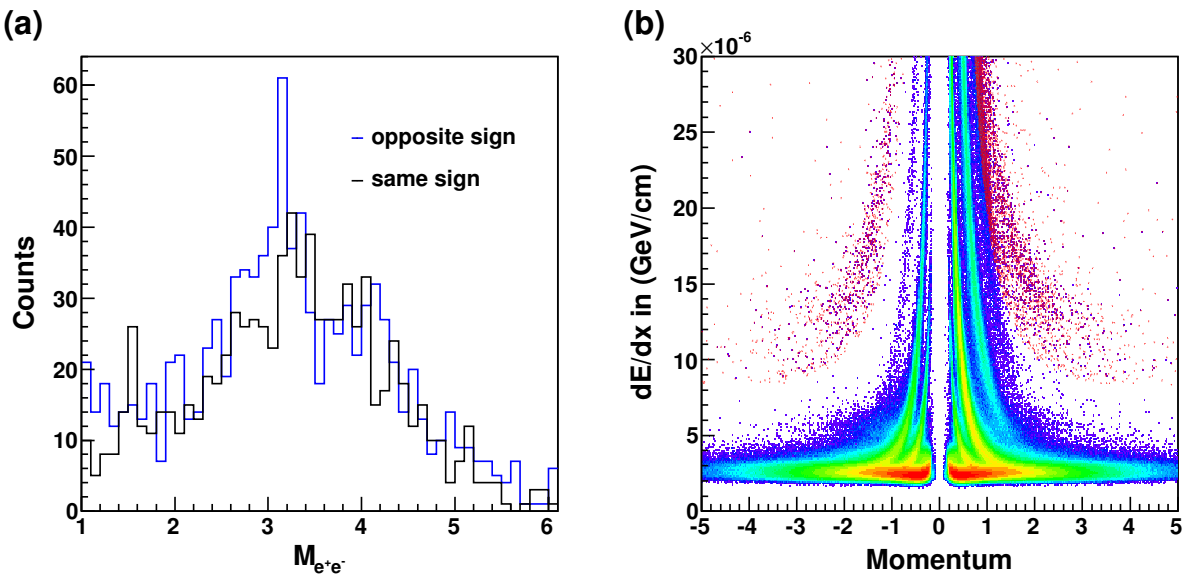

图 3-10: (a) HLT通过J/ψ的双电子(di-electron)衰变道在线重构出来的J/ψ不变质量峰。(b) HLT在线重构的径迹能损($\langle dE/dx \rangle$) 和径迹动量的关联图，红色三角形点表示HLT在线触发的($n\sigma_{He3} > -3$)含有(反)氦核的事件。

第四章　发现反物质氦4($^4\overline{\mathrm{He}}$,$\overline{\alpha}$)

反物质氦4($^4\overline{\mathrm{He}}$, $\overline{\alpha}$)由两个反质子($\overline{\mathrm{p}}$)和两个反中子($\overline{\mathrm{n}}$)组成，是一个稳定的反物质原子核。因此，$^4\overline{\mathrm{He}}$ 在不参与湮灭的情况下可以直接穿过TPC和TOF而不发生衰变。实验上可以利用径迹在TPC中的能损($\langle dE/dx\rangle$)和TOF测量到的粒子飞行时间来鉴别$^4\overline{\mathrm{He}}$。利用上述鉴别方法，STAR实验组在2011年发现$^4\overline{\mathrm{He}}$ 存在的证据。本章我们将详细讨论STAR实验组发现$^4\overline{\mathrm{He}}$ 的过程，包括用到的数据类型和径迹选择条件、$^4\overline{\mathrm{He}}$ 粒子鉴别、$^4\overline{\mathrm{He}}$ 碰撞事件展示、$^4\overline{\mathrm{He}}$ 的背景构建、$^4\overline{\mathrm{He}}$ 的不变产额测量和系统误差分析等。

4.1　数据样本和挑选条件

在RHIC 2010年的能量扫描运行中，STAR实验组采集了大量质心能量为200GeV、62GeV、39GeV、11.5GeV和7.7GeV的 Au+Au 碰撞事例。STAR高阶触发器(HLT)在质心能量为200GeV、62GeV的数据事例中分别触发挑选了16M和4.4M含有J/ψ、高横动量粒子(high p_T)和(反)轻核的碰撞数据样本。我们利用HLT触发的这些碰撞事例进行了$^4\overline{\mathrm{He}}$ 寻找的数据分析工作，在质心能量为200GeV的Au+Au碰撞数据中看到15个$^4\overline{\mathrm{He}}$ 原子核，另外在质心能量为62GeV的Au+Au碰撞数据中发现1个$^4\overline{\mathrm{He}}$ 原子核。在数据分析过程中，为了选择更好的探测器接收度和去除束流和管道相互作用(Beam pipe)引起的背景，我们要求事件的碰撞顶点$|Vz(TPC)| <$

$30cm$，$|Vz(pVpd) - Vz(TPC)| < 3cm$，Vz(TPC)和Vz(pVpd)分别是TPC和pVpd重建出来的碰撞顶点。

	dE/dx PID method	tof PID method	Invariant Yield measurement
primary track	Yes	Yes	Yes
nHits	> 25	> 25	> 25
nHitsdEdx	> 15	> 15	> 15
nHitsFit/nHitsPoss	$\in (0.52, 1.05)$	$\in (0.52, 1.05)$	$\in (0.52, 1.05)$
η	$\in (-1, 1)$	$\in (-1, 1)$	$\in (-1, 1)$
$q * gDca$	$< 0.5\ cm$	$< 0.5\ cm$	$< 0.5\ cm$
$p/\|Z\|$	$> 0.2\ GeV/c$	$\in (1., 5.)\ GeV/c$	$> 0.2\ GeV/c$
$p_T/\|Z\|$	$> 0.2\ GeV/c$	$> 0.2\ GeV/c$	$> 0.2\ GeV/c$
χ^2	$< 2.$	$< 2.$	$< 2.$
$n\sigma^{^4He}_{dE/dx}$	-	-	$\in (-2., 3.)$
$tofLocalY$	-	$\in (-1.5, 1.5)cm$	$\in (-1.5, 1.5)cm$
$tofLocalZ$	-	$\in (-2.9, 2.9)cm$	$\in (-2.9, 2.9)cm$

表 4-1: 反物质氦4分析中用到的径迹选择条件。

$^4\overline{\mathrm{He}}$ 的数据分析过程用到的是碰撞产生的Primary Track。为了降低$^4\overline{\mathrm{He}}$ 的背景值提高其信噪比，我们在分析过程中用到了很多的cuts条件，具体列在了表格4-1中。下面我们解释其中部份重要的cuts条件。表中nHits和nHitsdEdx的物理意义在上一章有所介绍，另外两个物理量nHitsFit和nHitsPoss分别指用来拟合径迹所用到的电子簇个数和径迹可能包括的电子簇总数。cuts条件$nHits > 25$和$nHitsFit/nHitsPoss > 0.52$用来排除TPC重构出来的比较短的径迹和分叉的径迹；赝快度(定义见附录)$|\eta| < 1.$ 能够保证分析所用到的径迹在一个好的TPC接收度范围内；束流和管道材料的相互作用(Beam pipe)会产生正电粒子背景，由于背景粒子是由材料物质中打出来而非碰撞产生，所以这样的径迹往往具有比较大的gDca。利用cut条件$q * gDca < 0.5cm$能够去除很大一部分Beam pipe产生的正电粒子背景。对于负电粒子，$q * gDca < 0.5cm$不起任何限制作用；χ^2是径迹拟合的参数，表示径迹拟合的优劣程度。它越接近于1.0表明径迹拟合得越好，$\chi^2 < 2.0$可以去除很多拟合较差的径迹；$n\sigma_{dE/dx}$定义为$\frac{1}{R}\ln(\langle dE/dx\rangle/\langle dE/dx\rangle^B)$ 其中$\langle dE/dx\rangle^B$是径迹在TPC中能损的期待值[58]，R是$\langle dE/dx\rangle$的分辨率。$n\sigma^{^4He}_{dE/dx}$则表示测量到的径迹能

损和^{4}He 能损理论值的偏离大小，可以用来鉴别$^4\overline{\text{He}}$；tofLocalY和tofLocalZ分别是tof信号在其基本单元上的所在位置(TOF基本单元为6cm长3cm宽的板形结构)。利用cuts条件$|tofLocalY| < 1.5cm$和$|tofLocalZ| < 2.9cm$可以去除位于TOF基本单元边界位置的信号。

4.2 $^4\overline{\text{He}}$ 粒子鉴别

4.2.1 (反)轻核$n\sigma_{dE/dx}$值修正

上一节提到了变量$n\sigma_{dE/dx}$的定义，它表示$\langle dE/dx\rangle$测量值和理论值之间偏离的大小。图4-1是来自于200GeV Au+Au HLT数据样本中的$n\sigma^{^3He}_{dE/dx}$分布，可以看出它是一个近似多高斯形分布。图中蓝色实线和红色实线分别代表数据样本中的正负带电径迹，而数据样本中的^{3}He 和$^3\overline{\text{He}}$ 均在$n\sigma^{^3He}_{dE/dx}$等于0的位置成峰，因此对$n\sigma^{^3He}_{dE/dx}$做cut即可得到纯的^{3}He 和$^3\overline{\text{He}}$ 样本。

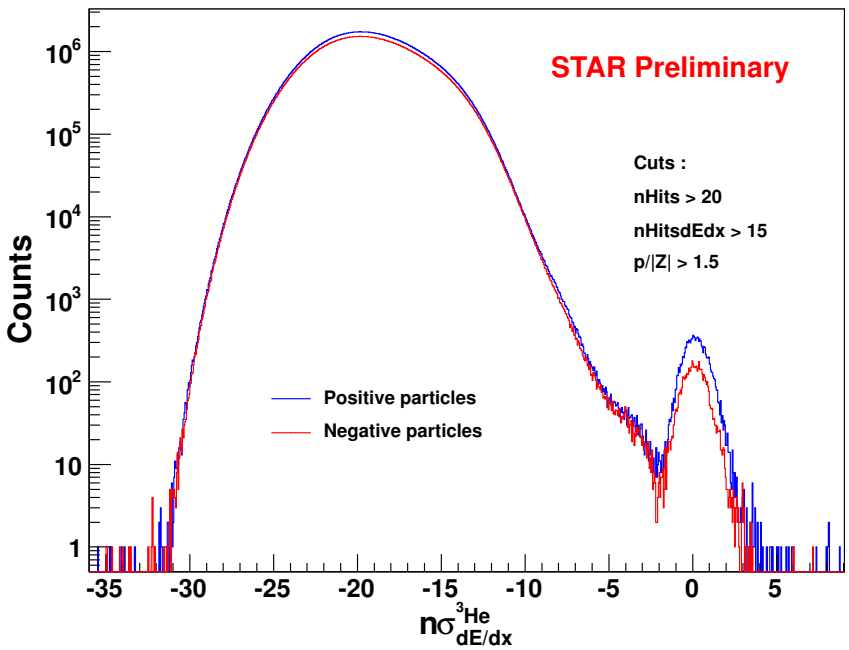

图 4-1: $n\sigma^{^3He}_{dE/dx}$分布，蓝色实线和红色实线分别代表正负带电粒子。

结合TOF的cuts条件，我们得到了一个纯^{3}He 和$^3\overline{\text{He}}$ 数据样本的$n\sigma^{^3He}_{dE/dx}$分布。本质

上来说$n\sigma_{dE/dx}$是$\langle dE/dx\rangle$测量值除去其分辨率得到的分布，其σ应该在1.0左右。但是从图4-2中我们可以看到，利用高斯函数拟合$n\sigma^{^3He}_{dE/dx}$的分布，其拟合参数σ约为0.66偏离了1.0。我们认为这是因为基于纯的π样本(低$\langle dE/dx\rangle$值)的$\langle dE/dx\rangle$刻度得到的分辨率不适用于轻核(高$\langle dE/dx\rangle$值)造成的。我们人为的对轻核的$n\sigma_{dE/dx}$做了修正，每一个轻核径迹的$n\sigma_{dE/dx}$均除以0.66得到图中红色分布。修正后的$n\sigma^{^3He}_{dE/dx}$分布拟合出来的σ在1.0左右。

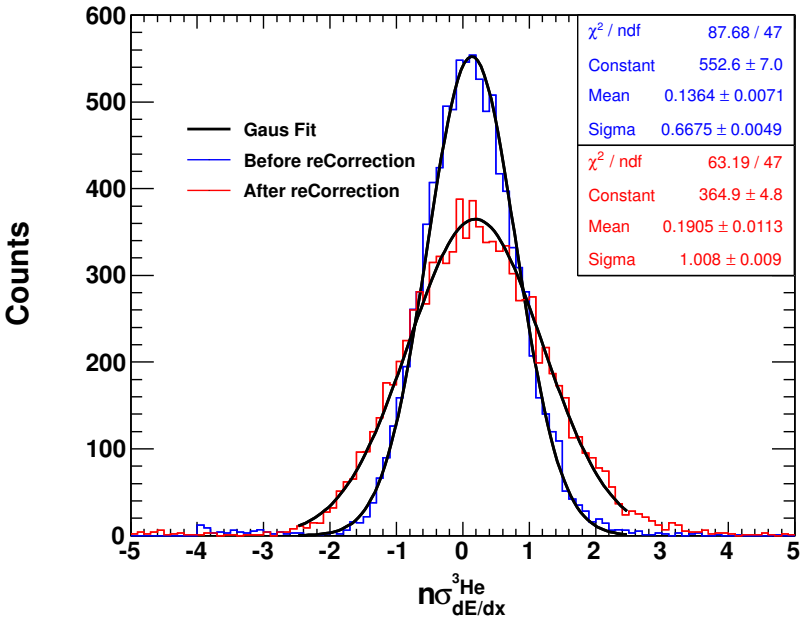

图 4-2: 轻核$n\sigma_{dE/dx}$值修正，修正前(蓝色分布)$n\sigma^{^3He}_{dE/dx}$的拟合参数σ为0.66左右，修正后(红色分布)$n\sigma^{^3He}_{dE/dx}$的拟合参数σ为1.0左右

4.2.2 $^4\overline{\mathrm{He}}$ 的dE/dx鉴别

利用表4-1中dE/dx鉴别的cuts条件可以对$^4\overline{\mathrm{He}}$ 进行鉴别。图4-3是能损dE/dx和磁刚度($p/|Z|$)的分布图。图中蓝色点和桔黄色点是HLT挑选出来的^{3}He ($^3\overline{\mathrm{He}}$)和^{4}He ($^4\overline{\mathrm{He}}$)的数据样本，灰色带子是来自200GeV Au+Au MiniBias的数据样本，图中用来作为轻核鉴别的参考。黑色实线是各种粒子dE/dx理论值曲线[58]。在右图中在^{4}He dE/dx理论曲线附近我们可以看到一条很清楚的^{4}He 的带子。左图中在低磁刚度区域($p/|Z < 1.4GeV/c$)我们发现了4个$^4\overline{\mathrm{He}}$ 原子核，其中低磁刚度较小的两个$^4\overline{\mathrm{He}}$ 来自2007年的数据样本[67]。

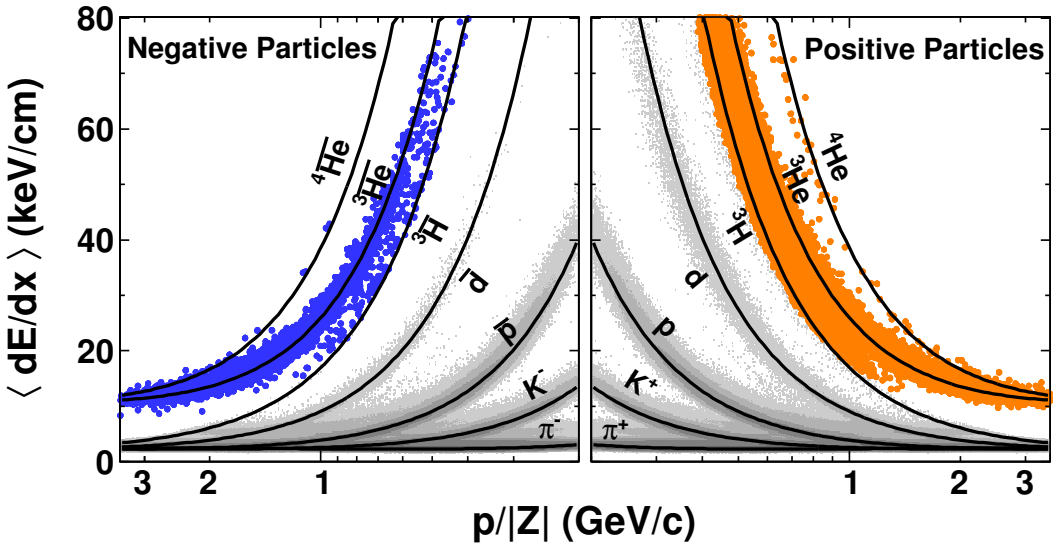

图 4-3: 径迹能损和磁刚度($p/|Z|$)分布图，蓝色点和桔黄色点是HLT挑选出来的^{3}He ($^3\overline{\text{He}}$)和^{4}He ($^4\overline{\text{He}}$)的数据样本，其下限是由HLT在线挑选条件：$n\sigma_{^3He} > -3$造成的。灰色带子是来自200GeV MiniBias的数据样本，图中用来作为轻核鉴别的参考。黑色实线是各种粒子dE/dx理论值曲线[58]。

在磁刚度较高的区域($p/|Z| > 1.75GeV/c$)，^{3}He 和^{4}He ($^3\overline{\text{He}}$ 和$^4\overline{\text{He}}$)的dE/dx值彼此已经很接近，dE/dx鉴别方法无法分辨出来高磁刚度区域的^{4}He 和$^4\overline{\text{He}}$。这时就需要利用dE/dx+TOF鉴别方法来鉴别^{4}He 和$^4\overline{\text{He}}$ 。

4.2.3 (反)轻核飞行时间的 TOT Slewing 修正

利用pVpd提供的碰撞初始时间(T_{start})和TOF测量到的径迹飞行终止时间(T_{stop})，我们能够得到径迹从产生抵达飞行时间探测器的飞行时间(t)。再结合TPC测量到的径迹飞行的路程(L)，我们可以计算出径迹的飞行速度(β)。然后通过公式$m^2 = p^2 \times (1/\beta^2 - 1)$ (公式中p为径迹的动量)可以得到径迹质量，从而对径迹进行鉴别。图4-4是2010年200GeV Au+Au HLT数据样本中得到的径迹速度倒数和磁刚度的关联图，图中不同的带子表示不同的粒子种类，可见π介子和K介子能够分辨到1.6GeV/c，而K介子和质子可以鉴别到3.0GeV/c。图中内嵌的是具有等同鉴别效果的径迹质量的平方与磁刚度的分布图。

前面介绍了TOF的粒子鉴别方法，实际上实验上用TOF进行粒子鉴别事先需要对pVpd和TOF进行多个方面的刻度，这些刻度包括T_0 Correction、TOT Slewing

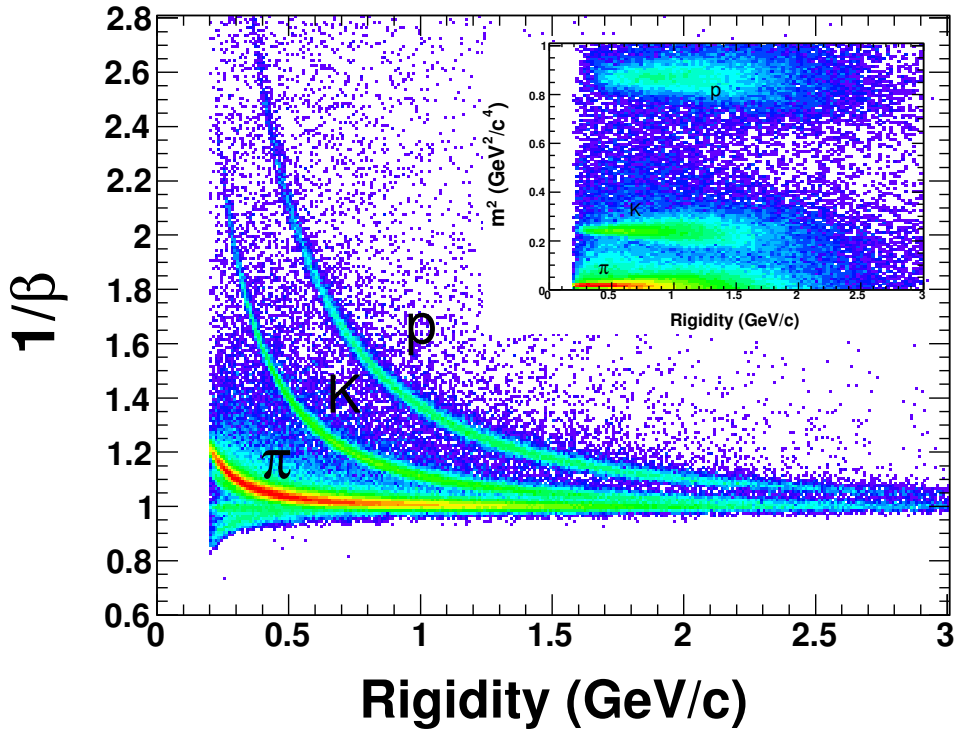

图 4-4: 2010年200GeV Au+Au HLT数据样本中得到的径迹速度倒数和磁刚度的关联图，图中不同的带子表示不同的粒子种类。图中内嵌的是具有等同鉴别效果的径迹质量的平方与磁刚度的分布图。

Correction和Hit position Correction等[68]。刻度的主要原因是TOF测量到的径迹飞行时间和其期待指的差别($tof - tof_{expect}$)对T_0和过域时间(TOT)以及信号在TOF单元板上的位置(Hit position)都具有很强的依赖性。TOF刻度的目的就是希望能够去除这种依赖性。TOF刻度使用的是纯的π数据样本。从图4-4可以看出刻度结果使TOF能够很好的鉴别出π介子和K介子以及质子。但是这不表明基于π的刻度参数同样可以修正去除较重粒子(^{3}He ,$^3\overline{\mathrm{He}}$,^{4}He 和$^4\overline{\mathrm{He}}$)的这种依赖性。实验上这些较重粒子打在TOF单元板上往往会产生较大的电子学信号和过域时间(TOT)。图4-5上图是^{3}He 和$^3\overline{\mathrm{He}}$的TOT分布图，我们看到有很大一部分的^{3}He 和$^3\overline{\mathrm{He}}$ 的TOT大于30ns，从内嵌图看到刻度所用到的π粒子的TOT基本上达不到30ns。图4-5下图是应用了纯的π粒子刻度参数之后的^{3}He 和$^3\overline{\mathrm{He}}$ 的$tof - tof_{expect}$和过域时间TOT的关联图。我们可以看到^{3}He 和$^3\overline{\mathrm{He}}$

的$tof - tof_{expect}$量相对于0的位置偏移了平均大约140ps，我们需要对^{3}He 和$^3\overline{\text{He}}$ 再次做TOT Slewing Correction把$tof - tof_{expect}$修正到0的位置。

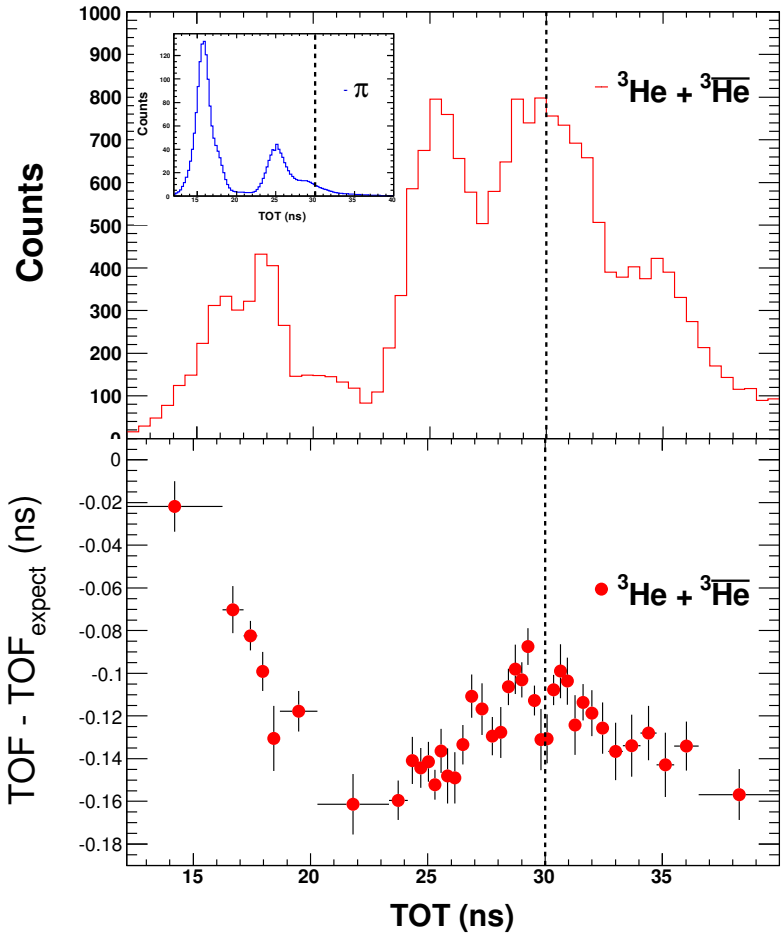

图 4-5: 上图是^{3}He 和$^3\overline{\text{He}}$ 的过域时间TOT的分布，图中内嵌的是π的TOT分布。下图是应用了基于π的刻度参数之后，依然存在的^{3}He 和$^3\overline{\text{He}}$ 的$tof - tof_{expect}$对TOT的依赖性。

如图4-6所示，我们利用STAR标准TOT Slewing Correction程序对^{3}He 和$^3\overline{\text{He}}$ 的飞行时间再刻度之后，^{3}He 和$^3\overline{\text{He}}$ 的质量分布中心值从原来的2.734 GeV/c^2平移到2.806 GeV/c^2，平移后的值更接近^{3}He 的理论值2.809 GeV/c^2。

4.2.4 $^4\overline{\text{He}}$ 的dE/dx+TOF鉴别

在利用纯^{3}He 和$^3\overline{\text{He}}$ 样本对(反)轻核飞行时间进行TOT Slewing再刻度之后，我们就

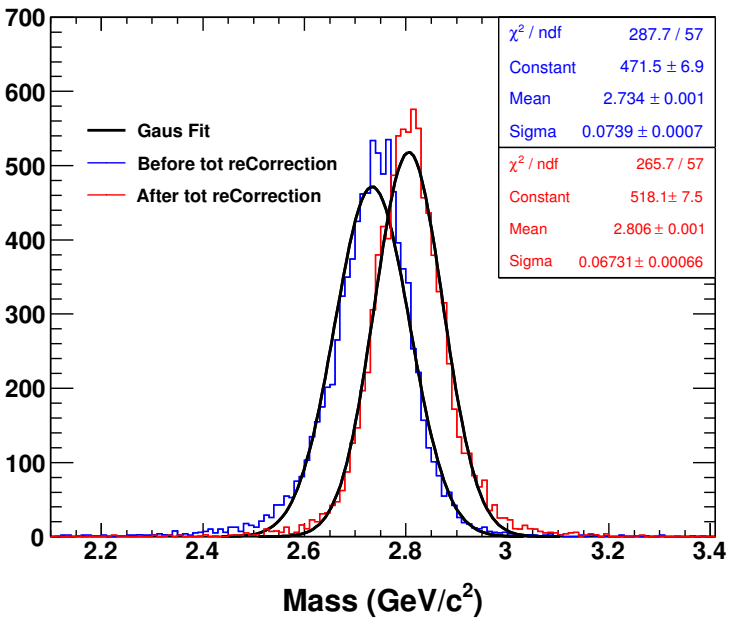

图 4-6: ^{3}He 和$^3\overline{\mathrm{He}}$ 的飞行时间TOT Slewing再刻度前后质量分布的变化，蓝色实线为修正之前的分布而红色实线则是修正之后的分布。

可以通过结合dE/dx和TOF鉴别方法来鉴别^{4}He 和$^4\overline{\mathrm{He}}$ 了。图4-7是 HLT 200GeV和62GeV Au+Au 碰撞样本中得到的正反轻核的$n\sigma^{^4He}_{dE/dx}$和$mass^2/z^2$分布图，上下两张图分别对应着带负正电荷的粒子径迹。在上图中，我们看到$^3\overline{\mathrm{He}}$ 、$^4\overline{\mathrm{He}}$ 和$^3\overline{\mathrm{H}}$ 粒子分别处于图中不同的位置，这表明dE/dx+TOF鉴别方法能够很好的分辨出反轻核。图中竖直虚线分别表示$^3\overline{\mathrm{He}}$ 和$^4\overline{\mathrm{He}}$ 的$mass^2/z^2$的理论值：1.97 GeV^2/c^4和3.47 GeV^2/c^4，水平虚线指示着$n\sigma^{^4He}_{dE/dx}$ = 0的位置。我们可以看到在$n\sigma^{^4He}_{dE/dx}$= 0和$mass^2/z^2$= 3.47 GeV^2/c^4处存在着一簇$^4\overline{\mathrm{He}}$ 粒子。图中矩形方框表示鉴别各种反轻核的cuts条件，用来鉴别$^4\overline{\mathrm{He}}$ 的cuts条件为$-2.0 < n\sigma^{^4He}_{dE/dx} < 3.0$和$3.35GeV/c^2 < mass < 4.04GeV/c^2$，其中后者对应着$^4\overline{\mathrm{He}}$ 质量分布的3σ范围。下图为对应的各种带正电轻核的$n\sigma^{^4He}_{dE/dx}$和$mass^2/z^2$分布。

在附加了$-2.0 < n\sigma^{^4He}_{dE/dx} < 3.0$的cut条件之后，把二维图4-7投影到X轴上就可以得到^{3}He 、$^3\overline{\mathrm{He}}$ 、^{4}He 和$^4\overline{\mathrm{He}}$ 的质量分布图4-8。图中桔黄色双峰分布分别为^{3}He 和^{4}He，而蓝色网格状双峰则分别是$^3\overline{\mathrm{He}}$ 和$^4\overline{\mathrm{He}}$ 。可以看到利用TOF可以清晰的分辨出^{3}He 和^{4}He 以及$^3\overline{\mathrm{He}}$ 和$^4\overline{\mathrm{He}}$ 。在2010年，通过分析HLT 200GeV和62GeV Au+Au 碰撞数据样

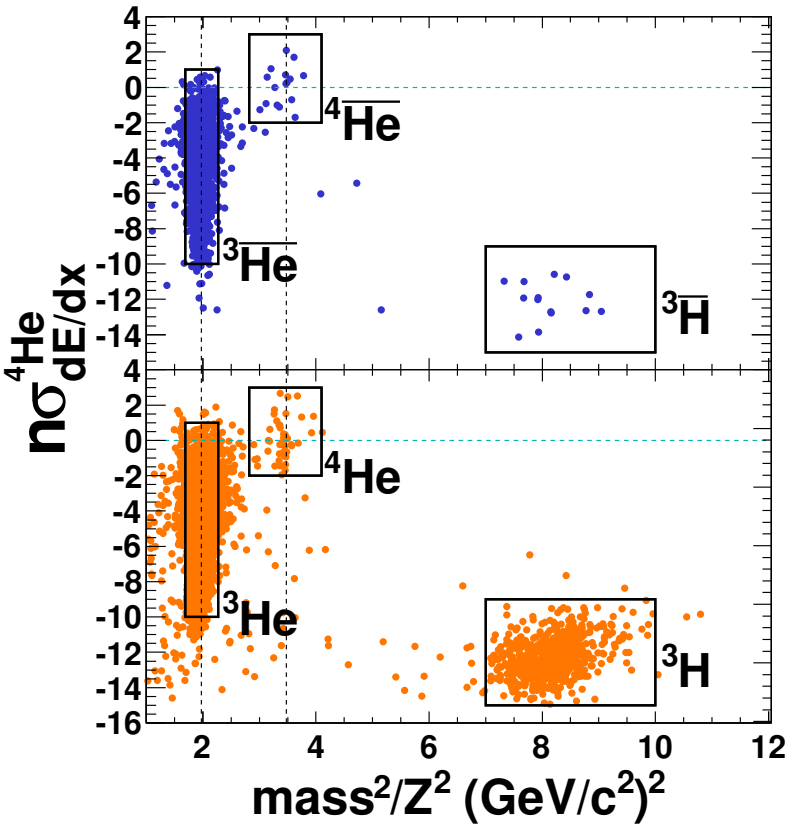

图 4-7: HLT 200GeV和62GeV Au+Au 碰撞事例样本中提取出来的$n\sigma^{^4He}_{dE/dx}$和$mass^2/z^2$分布图，上下图分别对应着带负正电荷粒子，矩形方框表示鉴别各种(反)轻核的cuts条件。

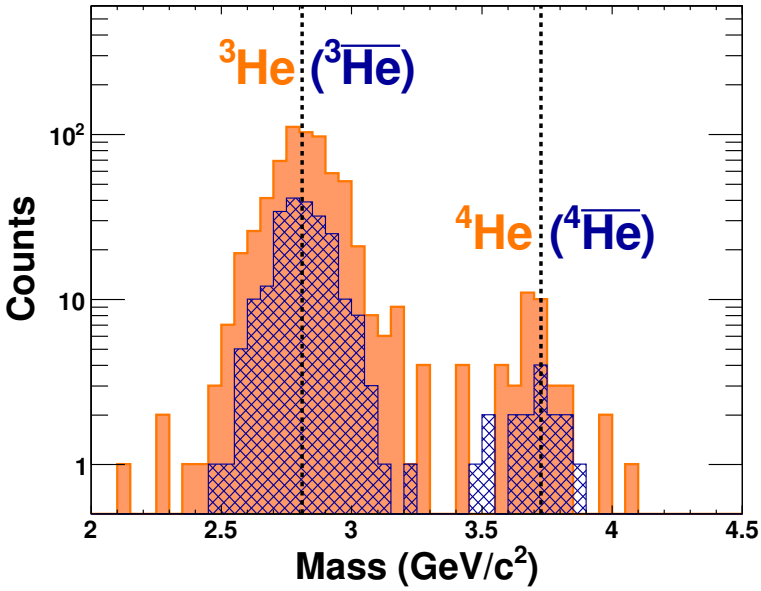

图 4-8: HLT 200GeV和62GeV Au+Au 碰撞事例样本中得到的(反)轻核的质量分布图。

本，STAR共发现了16个$^4\overline{\mathrm{He}}$ 原子核。

4.3 $^4\overline{\mathrm{He}}$ 碰撞事件展示

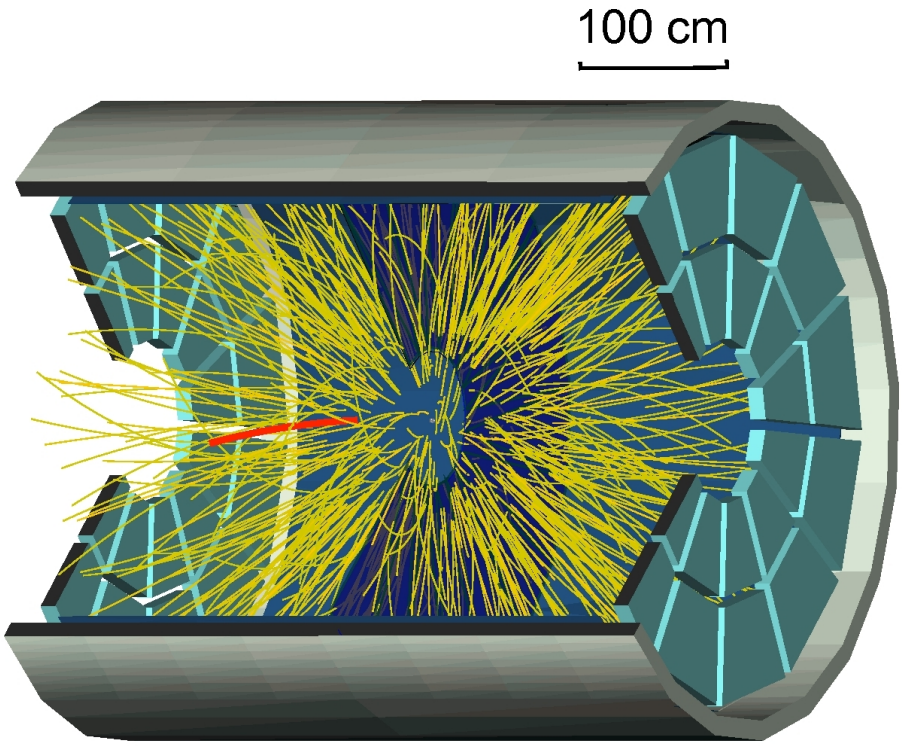

图 4-9: STAR 金金碰撞事件的三维展示效果图，图中外围银灰色圆桶状结构是STAR大型飞行时间探测器，内部则是时间投影室结构。红色的径迹代表这个碰撞事例中的$^4\overline{\mathrm{He}}$，而金黄色的径迹表示了碰撞事例中除了$^4\overline{\mathrm{He}}$ 之外的其他径迹。

我们利用STAR标准的事件展示技术对2010年所发现的16个$^4\overline{\mathrm{He}}$ 原子核碰撞进行一一的事件展示，图4-9是STAR Au+Au 碰撞事件的三维展示效果图。图中外围银灰色圆桶状结构是STAR大型飞行时间探测器，内部则是时间投影室结构。红色的径迹代表这个碰撞事例中的$^4\overline{\mathrm{He}}$，而金黄色的径迹表示了碰撞事例中除了$^4\overline{\mathrm{He}}$ 之外的其他径迹。

此外，我们还在电离电子簇水平上展示了所发现的$^4\overline{\mathrm{He}}$ 径迹以检验其径迹质量。图4-10和图4-11是其中的两个run number为11042004和11051001的$^4\overline{\mathrm{He}}$ 事件的TPC展示。

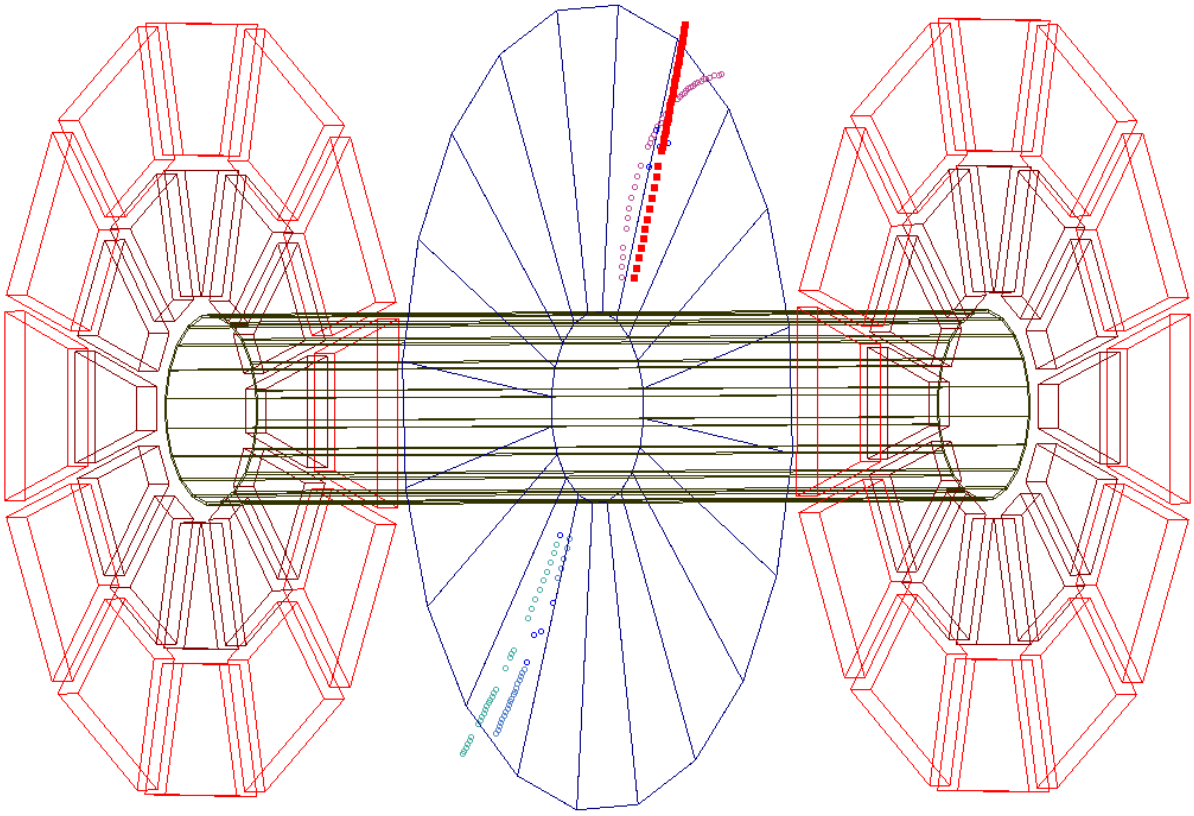

图 4-10: Run number 为11042004的一个$^4\overline{\mathrm{He}}$ 事件的TPC展示图，图中红色矩形标记的径迹即为$^4\overline{\mathrm{He}}$，其他颜色的圆圈表示距离该事件中$^4\overline{\mathrm{He}}$ 径迹5cm之内的其他径迹或点，不同的颜色表示径迹具有不同的动量大小。

RunID	**EvtID**	**Vz**	**RefMult**	**nHit**	**ndEdx**	$p/\|Z\|$	η	ϕ	**dca**
11042004	32163	-3.15	204	44	22	1.89	-0.16	2.33	0.35
length	χ^2	$\mathbf{n}\sigma_{^4He}$	**E**	**tofZ**	**tofY**	**tot**	**tof**	β	**m**
193.83	0.69	-1.03	6.63	0.39	-0.15	20.30	9.95	0.72	3.66

表 4-2: Run number 为11042004的一个$^4\overline{\mathrm{He}}$ 事件相关性质。

图中中部的蓝色线条状圆盘为TPC的阴极中心膜，底部扇形结构是TPC的24个扇面，而沿束流方向的圆柱体是TPC的内桶结构。图中红色实心矩形表示的是此事件中$^4\overline{\mathrm{He}}$ 径迹，蓝色圆圈表示没有参与到任何径迹拟合的点，其他颜色的径迹均在$^4\overline{\mathrm{He}}$ 径迹周围5cm的范围内，不同的径迹颜色代指径迹的动量大小不同。我们用这种方法来检验$^4\overline{\mathrm{He}}$ 径迹是否干净或分叉。这里，我们仅展示其中两个$^4\overline{\mathrm{He}}$ 事件，其余的$^4\overline{\mathrm{He}}$ 事件的展示图及其性质可见附录A和附录B。

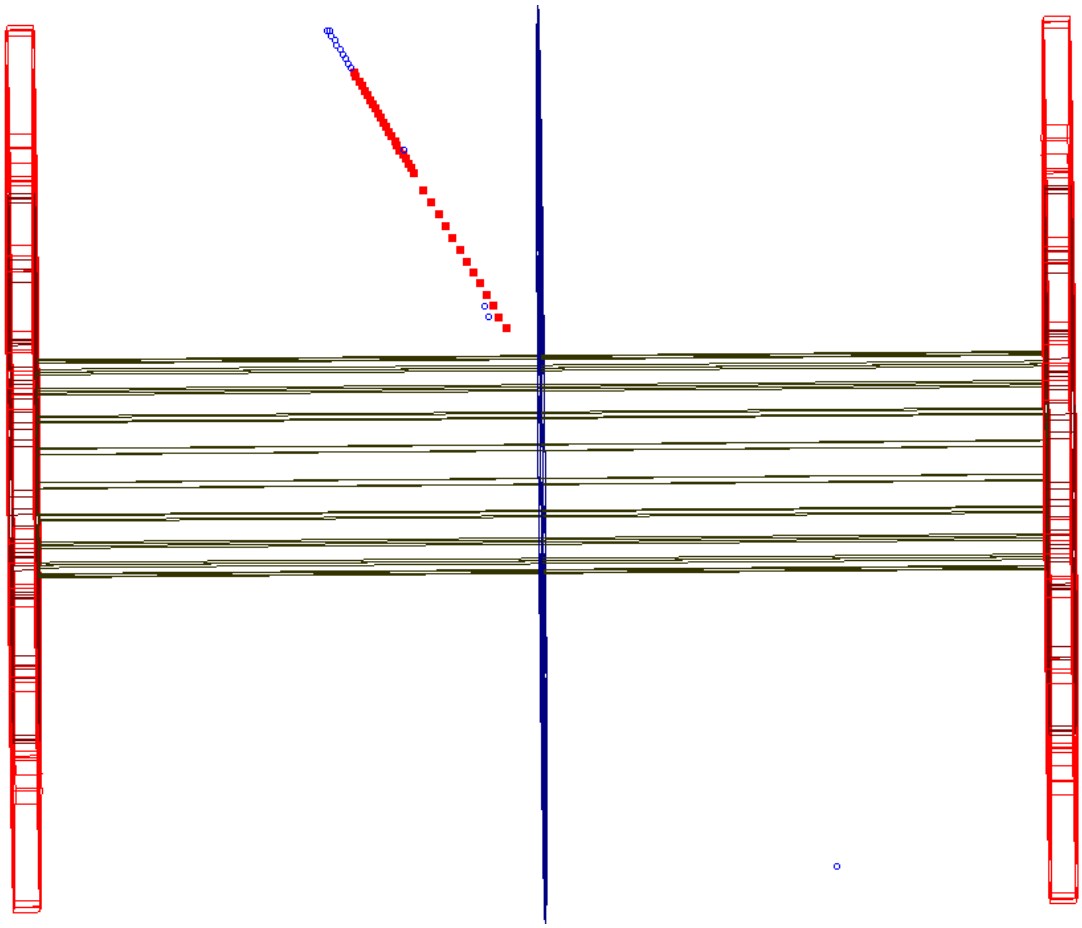

图 4-11: Run number 为11051001的一个$^4\overline{\mathrm{He}}$ 事件的TPC展示图，图中红色矩形标记的径迹即为$^4\overline{\mathrm{He}}$，其他颜色的圆圈表示距离该事件中$^4\overline{\mathrm{He}}$ 径迹5cm之内的其他径迹或点，不同的颜色表示径迹具有不同的动量大小。

RunID	**EvtID**	**Vz**	**RefMult**	**nHit**	**ndEdx**	$p/\|Z\|$	η	ϕ	**dca**
11051001	331536	-19.09	204	36	22	1.10	0.55	1.14	0.10
length	χ^2	$\mathbf{n}\sigma_{^4He}$	**E**	**tofZ**	**tofY**	**tot**	**tof**	β	**m**
197.30	0.81	0.23	1.90	-2.82	1.22	30.06	16.16	0.51	3.73

表 4-3: Run number 为11051001的一个$^4\overline{\mathrm{He}}$ 事件相关性质。

4.4 $^4\overline{\mathrm{He}}$ 背景构建

前面讨论了$^4\overline{\mathrm{He}}$ 的dE/dx鉴别方法和TOF鉴别方法，本节我们将主要讨论$^4\overline{\mathrm{He}}$ 背景的构建过程。由图4-7可以看出能够对$^4\overline{\mathrm{He}}$ 造成污染的只有$^3\overline{\mathrm{He}}$ 粒子。其对$^4\overline{\mathrm{He}}$ 造成污染的主要原因有两个，一是由TOF的飞行时间测量分辨率造成测量到的$^3\overline{\mathrm{He}}$ 质量分布发生弥散，二是由于TPC得到的$^3\overline{\mathrm{He}}$ 径迹和TOF信号的错误配对(Mis-matching)致使错误的计算

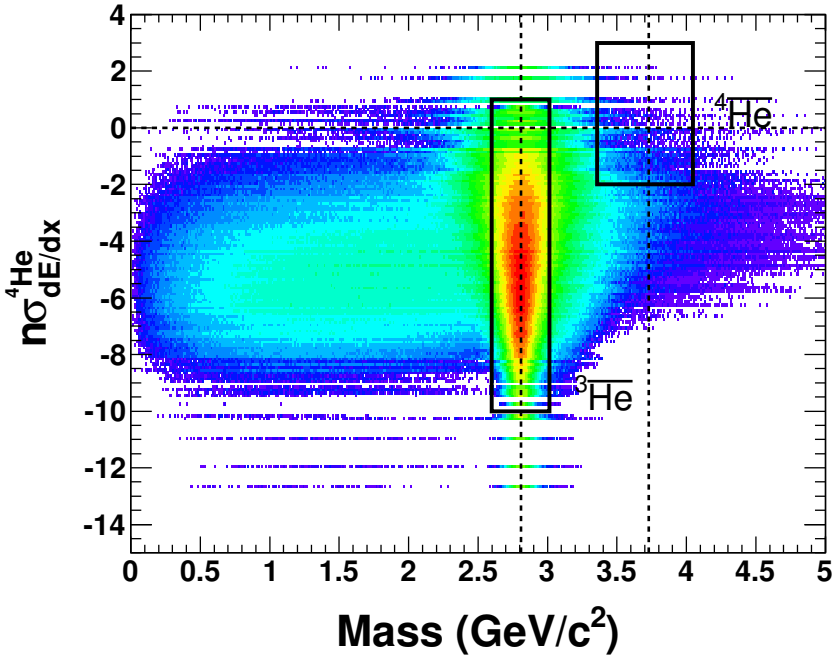

图 4-12: 利用纯的$^3\overline{\mathrm{He}}$样本及随机样本重构出来的$^3\overline{\mathrm{He}}$的$\mathrm{n}\sigma^{^4He}_{dE/dx}$和质量的分布。图中竖直虚线代指$^3\overline{\mathrm{He}}$和$^4\overline{\mathrm{He}}$的质量理论值，水平虚线是$\mathrm{n}\sigma^{^4He}_{dE/dx}=0$的位置，矩形表示$^3\overline{\mathrm{He}}$和$^4\overline{\mathrm{He}}$的挑选条件。

了$^3\overline{\mathrm{He}}$的质量，这两种原因均能够使$^3\overline{\mathrm{He}}$的质量分布延伸至$^4\overline{\mathrm{He}}$挑选区域形成$^4\overline{\mathrm{He}}$的背景。对于第一种原因造成的背景，我们利用纯的$^3\overline{\mathrm{He}}$样本中每一条$^3\overline{\mathrm{He}}$径迹的飞行时间t和同样本中其他$^3\overline{\mathrm{He}}$的飞行时间偏移$t-t^{expected}$的分布来制造一个模拟的$^3\overline{\mathrm{He}}$的飞行时间分布，从而得到一个模拟的$^3\overline{\mathrm{He}}$的质量分布。类似的，对于第二种原因造成的背景，我们利用纯的$^3\overline{\mathrm{He}}$样本中每一条$^3\overline{\mathrm{He}}$径迹的飞行时间t和另外一个随机样本中所有径迹的$t-t^{expected}$的和来制造模拟的$^3\overline{\mathrm{He}}$质量分布。图4-12是用上述两种方法重构出来的HLT 200GeV Au+Au中$^3\overline{\mathrm{He}}$的$\mathrm{n}\sigma^{^4He}_{dE/dx}$和质量的分布，图中矩形表示$^3\overline{\mathrm{He}}$和$^4\overline{\mathrm{He}}$的挑选条件。可以看出，重构出来的$^3\overline{\mathrm{He}}$的质量分布延伸到了$^4\overline{\mathrm{He}}$的挑选区域产生背景。把图4-12归一到真实的$^3\overline{\mathrm{He}}$样本的水平并且投影到x轴可以得到其质量分布图。图4-13中蓝色线条是HLT 200GeV Au+Au中实验数据得到的$^3\overline{\mathrm{He}}$和$^4\overline{\mathrm{He}}$信号，红色虚线则是我们重构出来的$^3\overline{\mathrm{He}}$质量分布。在挑选$^4\overline{\mathrm{He}}$质量范围内对重构出来的$^3\overline{\mathrm{He}}$质量分布积分则得到$^4\overline{\mathrm{He}}$背景值。

我们计算得出在HLT 200GeV Au+Au数据样本的15个$^4\overline{\mathrm{He}}$中$^3\overline{\mathrm{He}}$形成的背景为1.4。

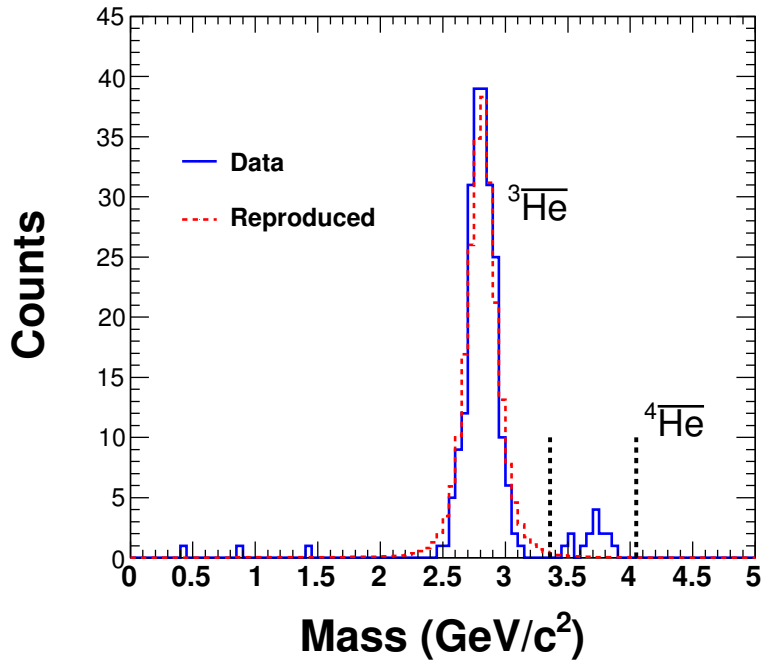

图 4-13: HLT Au+Au 200GeV的数据样本中反轻核的质量分布，蓝色线条表示实验得到的$^3\overline{\mathrm{He}}$ 和$^4\overline{\mathrm{He}}$ 的信号，红色虚线是重构出来的$^3\overline{\mathrm{He}}$ 分布。

nσ	N($\overline{\alpha}$) - B	N(α) - B	Poisson(n,b) for $\overline{\alpha}$	Poisson(n,b) for α	N($^3\overline{\mathrm{He}}$)	N(^{3}He)
[-3, 3]	17 - 2.5	26 - 5.5	$1.6e^{-9}$	$1.7e^{-10}$	2956	5904
[-2, 3]	15 - 1.4	26 - 3.5	$2.6e^{-11}$	$1.1e^{-14}$	2917	5854
[-1, 3]	11 - 0.57	21 - 1.6	$2.7e^{-11}$	$1.2e^{-16}$	2562	5242

表 4-4: 不同nσ条件下的$^4\overline{\mathrm{He}}$ 和^{4}He 的背景。

利用泊松分布(Poisson distribution)计算出$^4\overline{\mathrm{He}}$ 误鉴别的几率约为10^{-11}量级，对应着高于6σ的信号显著性。我们利用同样的方法计算了不同$n\sigma$条件下$^4\overline{\mathrm{He}}$ 和^{4}He 的背景值，具体结果可见表格4-4。同时我们计算得出，在HLT 62GeV Au+Au 数据样本的1个$^4\overline{\mathrm{He}}$ 中背景为0.05。

4.5 $^4\overline{\mathrm{He}}$ 的不变产额测量

为了能够和理论计算的结果进行比较，我们测量了HLT 200GeV Au+Au 中心碰撞中的$^4\overline{\mathrm{He}}$ 的不变产额。我们首先分析了中心快度区($|\eta| < 1$)粒子平均横向动量处($p_T \in$

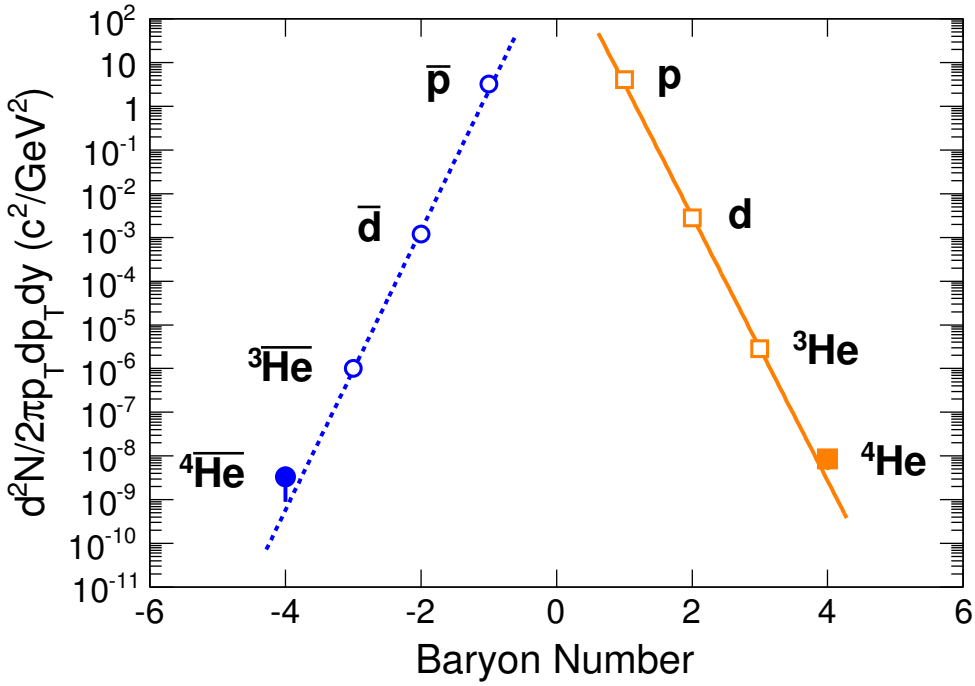

图 4-14: HLT 200GeV Au+Au 中心碰撞中(反)轻核的不变产额和重子数(B)的分布，(反)轻核的产额是在中心快度区$|\eta| < 1.$和$p_T \in [0.75A, A]GeV/c$范围内计算得到的。图中除了^{4}He 和$^4\overline{\text{He}}$ 之外的其他测量结果来自[69, 70]。斜线表示利用指数函数$e^{-r|B|}$对上述分布进行拟合，r是拟合得到的不变产额下降因子。图中呈现的误差仅为统计误差，系统误差较小未画在图上。

$[0.75A, A]GeV/c$，A为反轻核的质量数)的^{4}He/^{3}He 和$^4\overline{\text{He}}$/$^3\overline{\text{He}}$ 比值。测量过程中所涉及到的TPC径迹重构效率(Tracking efficiency)、TPC径迹和TOF 的配对效率(TOF matching efficiency)以及HLT的反轻核的触发效率(Trigger efficiency)都相互抵消。测量得到^{4}He/^{3}He 和$^4\overline{\text{He}}$/$^3\overline{\text{He}}$ 的比值分别为$(3.0\pm1.3(stat)^{+0.5}_{-0.3}(sys))\times10^{-3}$和$(3.2\pm2.3(stat)^{+0.7}_{-0.2}(sys))\times10^{-3}$，统计模型的计算结果也与我们的测量结果非常吻合[54]。在得到了^{4}He/^{3}He 和$^4\overline{\text{He}}$/$^3\overline{\text{He}}$ 的比值后，结合STAR之前测量到的^{3}He 和$^3\overline{\text{He}}$ 的不变产额[70]，我们可以得出^{4}He 和$^4\overline{\text{He}}$ 的不变产额，它们分别为$(8.6 \pm 3.8(stat)^{+0.9}_{-2.8}(sys)) \times e^{-9}$和$(3.3 \pm 2.4(stat)^{+0.5}_{-0.9}(sys)) \times e^{-9}$。实验过程中涉及到的系统误差源于测量到的背景、$^3_\Lambda$H 和$^3_{\bar{\Lambda}}\overline{\text{H}}$ 的衰变贡献、束流和探测器材料的相互作用、探测器材料对反物质的吸收效应等多种因素，我们下节将对系统误差做详细讨论。图4-14是平均横向动量处($p_T \in [0.75A, A]GeV/c$)的(反)轻核不变产额随着重子数(Baryon number)的分布。图中除了^{4}He 和$^4\overline{\text{He}}$ 之外的其他测量结果来自[69, 70]。对图中(反)轻核分布拟合得出，每增加一个反核子或核子反轻核或轻核的不变产额将下

降$1.6^{+1.0}_{-0.6}\times10^3$和$1.1^{+0.3}_{-0.2}\times10^3$倍。拟合过程同时考虑了统计误差和系统误差，但是由于系统误差较小，图中呈现的仅为统计误差。

在第一章我们介绍了(反)轻核的组合产生机制和热发射产生机制。从微观角度来看，这两种模型均能够解释(反)轻核的不变产额随重子数增加而指数下降的行为。一方面，组合模型认为在相对论重离子碰撞系统演化的运动学冻结阶段，核子之间由于相空间波函数的重叠而形成(反)轻核。因此(反)轻核形成的几率会随着其组分核子的个数(重子数)的增加而指数下降；另外一方面，统计模型把相对论重离子碰撞产生的系统视作一个温度为T的热源，把(反)轻核看作一个能量$E=|B|m_p$的一个整体，则热源发射(反)轻核的几率由玻尔兹曼因子$e^{-E/T}$决定。因此也会存在一个指数下降的行为；在第一章我们提到了可能存在的(反)轻核的真空激发产生机制，实验上对(反)轻核的不变产额进行测量是检验这种产生机制的一个很好的方法。(反)轻核的不变产额相对于重子数的分布中，任何偏离指数下降趋势的行为都有可能是这种新的产生机制造成的。我们的结果在误差范围内不支持存在这种新的产生机制的理论。同时我们还利用基于流体动力学冲击波模型的组合机制来研究(反)轻核的产生，我们的理论计算结果很好的解释了STAR的实验数据，下一章将会对相关的工作作详细介绍。

4.6 $^4\overline{\mathrm{He}}$ 不变产额测量中的系统误差

由上节得知，HLT 200GeV Au+Au 中心碰撞中^{4}He 和$^4\overline{\mathrm{He}}$ 的不变产额，是由测量到的^{4}He/^{3}He 和$^4\overline{\mathrm{He}}$/$^3\overline{\mathrm{He}}$ 比值与之前测量到的^{3}He 和$^3\overline{\mathrm{He}}$ 的不变产额[70]乘积得到的。因此，^{4}He 和$^4\overline{\mathrm{He}}$ 不变产额测量的系统误差主要来自两个部份。一是测量^{4}He/^{3}He 和$^4\overline{\mathrm{He}}$/$^3\overline{\mathrm{He}}$ 比值带所来的系统误差，这些系统误差包括^{4}He 和$^4\overline{\mathrm{He}}$ 的背景值估计、探测器材料对$^3\overline{\mathrm{He}}$ 和$^4\overline{\mathrm{He}}$ 吸收效应不同造成的差别以及束流和束流管道相互作用打出来的^{3}He 和^{4}He 不同引起的差别。二是之前测量^{3}He 和$^3\overline{\mathrm{He}}$ 的不变产额[70]时带来的系统误差，包括TPC径迹重构效率的误差以及使用p_T约2.47GeV/c处的^{3}He 和$^3\overline{\mathrm{He}}$ 不变产额

和p_T为2.625GeV/c处(应该使用的)的^{3}He 和$^3\overline{\mathrm{He}}$ 不变产额造成的差别。下面一一列出了上述误差因素造成的贡献。

- (a) ^{4}He 和$^4\overline{\mathrm{He}}$ 的背景值估计，对^{4}He 和$^4\overline{\mathrm{He}}$ 的不变产额测量均有影响（-6%）；
  - (b) 探测器材料对$^3\overline{\mathrm{He}}$ 和$^4\overline{\mathrm{He}}$ 吸收效应不同造成的差别，仅对$^4\overline{\mathrm{He}}$ 的不变产额测量有影响（4%)；
  - (c) 束流和束流管道相互作用打出来的^{3}He 和^{4}He (Beam pipe)不同引起的差别，仅对^{4}He 的不变产额测量有影响（-5%)；
  - (d) TPC径迹重构效率的误差，对^{4}He 和$^4\overline{\mathrm{He}}$ 的不变产额测量均有影响（±10%)；
  - (e) 使用p_T约2.47GeV/c处的^{3}He 和$^3\overline{\mathrm{He}}$ 不变产额和应当使用的p_T为2.625GeV/c处的^{3}He 和$^3\overline{\mathrm{He}}$ 不变产额造成的差别，对^{4}He 和$^4\overline{\mathrm{He}}$ 的不变产额测量均有影响(-12%)；

把这些因素综合起来(a+b+c+d+c)可以得到总的系统误差。对^{4}He 来说系统误差为+10-33%，对$^4\overline{\mathrm{He}}$ 来说系统误差为 +14-28% 。

第五章 (反)轻核的组合产生

实验上发现$^{3}_{\bar{\Lambda}}\overline{\mathrm{H}}$和$^{4}\overline{\mathrm{He}}$在核物理领域和粒子物理领域均产生了极大的反响。最近科研人员利用热力学统计模型[53, 54]和多相输运模型(AMPT)+组合模型[71]研究了(反)轻核和(反)超核相对产额，模型很好的描述了实验数据的结果。值得一提的是，J. Steinheimer等人在不同能量下利用UrQMD+流体动力学演化混合模型与组合模型分别计算了超核、双重子态和反轻核的产额，两种模型的计算结果在大部分能量下均相互吻合[72]。在我们的工作里，我们利用DRAGON蒙特卡罗产生器[10, 11]输出的基于流体动力学冲击波模型(BlastWave model)的强子相空间信息，通过简单的组合机制(Naive coalescence)研究了(反)轻核、(反)超核以及双Λ粒子在相对论重离子碰撞中的产生。模型很好的描述了STAR实验组得到的p、$\overline{\mathrm{p}}$、Λ、$\bar{\Lambda}$、^{3}He、$^{3}\overline{\mathrm{He}}$的$p_T$谱和(反)轻核的相对产额，并预测了$^{3}_{\Lambda}$H、$^{3}_{\bar{\Lambda}}\overline{\mathrm{H}}$、^{4}He、$^{4}\overline{\mathrm{He}}$和ΛΛ粒子的$p_T$分布和$^{4}\overline{\mathrm{He}}/^{4}$He比值。本章将讨论基于流体动力学冲击波模型的组合机制的理论计算结果，包括粒子的不变产额、组合因子(Coalescence parameters, B_A)、(反)轻核之间的粒子比值等。

5.1 DRAGON蒙特卡罗模型

DRoplet and hAdron GeneratOr for Nuclear collisions (DRAGON)[10, 11]蒙特卡罗产生器假设相对论重离子碰撞产生的火球内形成很多碎块(Fragments)，火球本身和其包

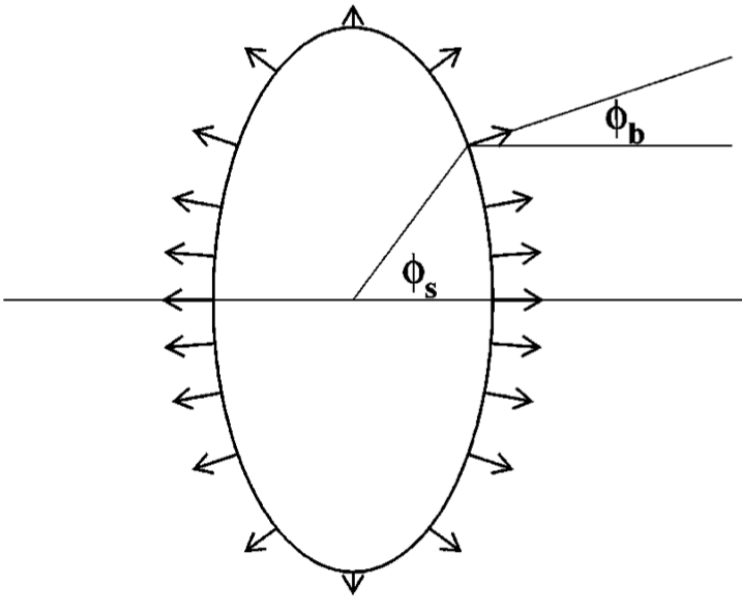

图 5-1: 相对论重离子碰撞产生的火球，图中箭头表示体系外向膨胀的速度矢量。ϕ_s和ϕ_b分别表示空间点位置和体系外向膨胀速度与x轴所成的方向角。

含的碎块均可以发射强子。而流体动力学冲击波模型假设碰撞产生的系统达到了局域热平衡，系统以四速度矢量u_μ向外膨胀。体系可由动力学冻结温度T_k，平均横向流梯度和椭圆流梯度ρ_0和ρ_2，平均横向半径和空间各向异性因子R和a，以及Bjorken lifetime τ_0来描述。图5-1表示碰撞产生火球的位形图，ϕ_s和ϕ_b分别是空间点位置和体系外向膨胀速度与x轴所成的方向角。系统可由相对论极坐标系(r, ϕ_s, η, τ)来刻画，其中时空快度(space-time rapidity) $\eta = \frac{1}{2}\ln[(t+z)/(t-z)]$，纵向扩张时间(longitudinal proper time) $\tau = \sqrt{t^2 - z^2}$。在相对论极坐标系中系统外向膨胀的四速度可表示为：

$$u_\mu = (cosh\eta cosh\rho, cos\phi_b sinh\rho, sinh\phi_b sinh\rho, sinh\eta cosh\rho) \tag{5-1}$$

其中，

$$\rho = \tilde{r}\rho_0\sqrt{2}(1 + \rho_2 cos(2\phi_b)) \tag{5-2}$$

系统发射粒子的时空四矢量和能动量四矢量以及$\tilde{r}$为：

$$\begin{aligned} x^\mu &= (\tau cosh\eta, r cos\phi_s, r sin\phi_s, \tau sinh\eta), \\ p^\mu &= (m_T cosh\eta, p_T cos\psi, p_T sin\psi, m_T sinh\eta) \end{aligned} \tag{5-3}$$

$$\tilde{r} = \sqrt{\frac{(x^1)^2}{R_x^2} + \frac{(x^2)^2}{R_y^2}}, \qquad R_x = aR, \qquad R_y = \frac{R}{a} \tag{5-4}$$

式中p_T和m_T分别是强子发射的横向动量和横向质量，ψ表示粒子动量与反应平面所成的方位角，R_y和R_x为火球在位形空间的长短轴。

不同于粒子热发射机制的Cooper-Frye描述[51]，火球形成的碎块和直接发射的强子的相对论极坐标系相空间发射点遵循Wigner分布[9, 10]：

$$\begin{aligned} S(x,p)d^4x = \tfrac{2s+1}{(2\pi)^3} m_t cosh(y-\eta) exp(-\tfrac{p^\mu u_\mu}{T_k}) \Theta(1-\tilde{r}(r,\phi_s)) \\ H(\eta)\delta(\tau-\tau_0) d\tau\tau d\eta r dr d\phi_s \end{aligned} \tag{5-5}$$

式中(2s+1)是粒子自旋兼并因子，y是粒子快度。系统直接发射的强子的2π方位角积分的不变产额：

$$\frac{dN}{2\pi p_T dp_T} = \int S(x,p) d^4x \tag{5-6}$$

对于从碎块发射的强子，在碎块静止系中强子发射几率随着发射时间τ_d呈指数下降趋势，即：

$$P_t(\tau_d) = \frac{1}{R_d} exp(-\frac{\tau_d}{R_d}) \tag{5-7}$$

式中R_d是碎块的半径，强子在碎块内部均匀发射且遵循玻尔兹曼分布。在得到碎块静止系中强子发射谱后，通过参考系的转换可以得到实验室系中的强子谱。

不同种类强子发射的粒子数密度n_i由系统化学冻结温度T_{ch}以及化学势μ_B和μ_S决定，遵循：

$$n_i(T_{ch},\mu_B,\mu_S) = g_i \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} [exp(\frac{\sqrt{p^2+m_i^2} - (\mu_B B_i + \mu_S S_i)}{T_{ch}}) \pm 1]^{-1} \tag{5-8}$$

其中正负号对应着费米子和玻色子，g_i是兼并因子。不同种类强子在总的强子产额中所占权重$w_i = n_i / \sum n_i$。

5.2 (反)轻核的微分不变产额

(反)轻核的强子组合产生机制认为(反)轻核形成于系统演化的后期。当组分(反)核子的量子波函数在位形空间和动量空间彼此发生重叠时即形成了(反)轻核，在我们的框架下我们要求组分核子之间的相对动量大小$\Delta p_{ij} < 100MeV$，而相对位置大小$\Delta r_{ij} < 2R$ (R是轻核的核力半径，约为$1.45 \times A^{1/3}$fm)[73]。在第一章中，我们已经介绍过(反)轻核的组合产生机制，本章不再赘述。

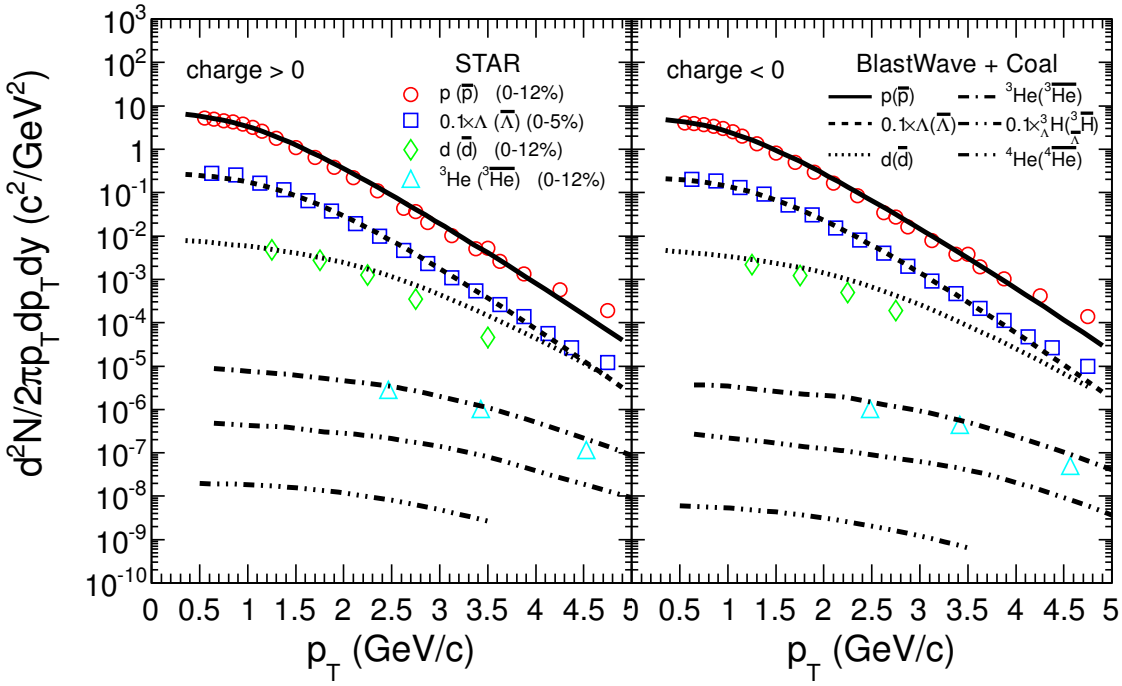

图 5-2: 左(右)图分别是p($\bar{p}$)、Λ($\bar{\Lambda}$)、d($\bar{d}$)、^{3}He ($^3\overline{He}$)、$^3_\Lambda$H($^3_{\bar{\Lambda}}\overline{H}$)、^{4}He ($^4\overline{He}$)的微分不变产额($d^2N/2\pi p_T dp_T dy$)随着横向动量($p_T$)的变化图，空心符号来自STAR实验组获得的实验结果[70, 74, 75]，曲线是流体动力学BlastWave model+组合模型的计算结果。

我们考虑RHIC能量下的Au+Au中心碰撞，模型所用到的参数均来自STAR实验组测量的结果[26]，Bjorken lifetime τ_0取自文献[76–78]。所有用到的参数可见列表5-1，在Au+Au中心碰撞下火球半径R取为10fm，横向流梯度和椭圆流梯度分别取0.91和0，各向异性因子a为1.0。

T_{ch}	T_{kin}	μ_B	μ_S	B_j	τ_0	ρ_0	ρ_2	R	a
159 MeV	89 MeV	22 MeV	3.9 MeV	0.84 GeV/fm^3	6.2 fm/c	0.91	0	10 fm	1.0

表 5-1: DRAGON模型中，200GeV Au+Au中心碰撞下用到的参数[26, 76–78]。

应用上述参数后，利用模型得到的强子相空间信息和简单的组合机制，我们能够计算出(反)轻核的产率。图5-2是DRAGON+组合模型得到的p($\bar{p}$)、$\Lambda(\bar{\Lambda})$ 以及正反轻核和超核的不变产额随着p_T的分布，图中空心符号表示STAR实验组获得的实验结果[70, 74, 75]。我们的结果很好地描述了STAR实验组得到的 p($\bar{\mathrm{p}}$)、$\Lambda(\bar{\Lambda})$、^{3}He($^3\overline{\mathrm{He}}$) 的p_T谱，并预测了$^3_\Lambda$H($^3_{\bar{\Lambda}}\overline{\mathrm{H}}$)、^{4}He($^4\overline{\mathrm{He}}$) 的$p_T$分布，对于d($\bar{\mathrm{d}}$)模型计算结果在高$p_T$区域有些偏高。

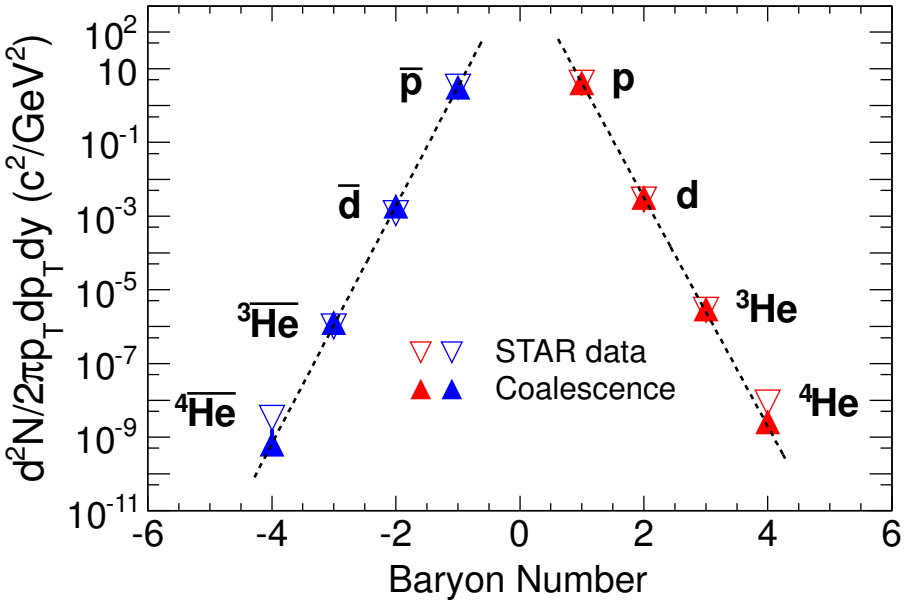

图 5-3: 平均p_T处($p_T/|B| = 0.875GeV/c$)(反)轻核的不变产额随着重子数的变化图。图中空心上三角是STAR 200GeV Au+Au 中心碰撞下实验结果[6]，实心下三角是我们的计算结果。图中虚线表示利用指数函数($e^{-\gamma|B|}$)对模型结果进行拟合。

取模型计算得到的 p($\bar{\mathrm{p}}$)、d($\bar{\mathrm{d}}$)、^{3}He($^3\overline{\mathrm{He}}$)、^{4}He($^4\overline{\mathrm{He}}$) 平均p_T处($p_T/|B| = 0.875GeV/c$)的不变产额，可以得到(反)轻核的不变产额随着重子数的变化，如图5-3。图中空心上三角是STAR 200GeV Au+Au 中心碰撞下实验结果[6]，实心下三角是我们的计算结果。图中虚线表示利用指数函数($e^{-\gamma|B|}$)对模型结果进行拟合，可以看到在组合模型框架下(反)轻核的不变产额随着重子数的增大呈指数下降趋势。拟合结果表明每增加

一个重子数正(反)轻核的不变产额下降 1285 (1692) 倍，而相应的拟合STAR实验数据得到正(反)轻核的不变产额随着重子数增加的下降因子为 $1.1^{+0.3}_{-0.2} \times 10^3$ ($1.6^{+1.0}_{-0.6} \times 10^3$)，模型计算结果和STAR实验数据在误差范围内吻合。模型计算结果和STAR数据均可以得出在 RHIC 能量下，下一个稳定的反物质原子核$^6\overline{\mathrm{Li}}$的产率相对于$^4\overline{\mathrm{He}}$ 下降2.6×10^6倍，约为10^{-16}量级。这表明在当前的加速器技术下几乎不可能在实验上产生$^6\overline{\mathrm{Li}}$，除非在宇宙射线中发现更重的反物质原子核，否则在可遇见的将来$^4\overline{\mathrm{He}}$ 仍将是人类所发现的最重反物质原子核。另一方面，第一章中我们介绍过(反)轻核的强关联真空激发产生机制，(反)轻核的不变产额相对于组合模型计算结果的任何偏离都将是这种产生机制存在的证据。我们的组合机制计算结果和STAR的实验数据吻合不支持存在这种产生机制的假设。

5.3 (反)轻核的相对产额和组合因子B_A

利用DRAGON+组合模型，我们计算了(反)轻核的p_T积分产额dN/dy，不同粒子的dN/dy可见表格5-2。同时我们还计算了不同(反)轻核之间的产额比，并和RHIC的实验结果以及 Thermal model 的预测做了比较。图5-4中矩形和圆圈是来自STAR 和PHENIX实验组的结果[6, 34, 45, 79]，蓝色虚线是 Thermal model 的计算结果，红色实线则是我们的计算结果。可见我们的结果能够很好地描述RHIC能量下的反轻核－轻核比值以及^{4}He/^{3}He 和$^4\overline{\mathrm{He}}/^3\overline{\mathrm{He}}$，并且和 Thermal model 的预测一致。对于$^3_\Lambda$H/^{3}He 和$^3_{\bar\Lambda}\overline{\mathrm{H}}/^3\overline{\mathrm{He}}$，相对于 Thermal model，组合机制的计算结果明显能够更好的描述RHIC的实验数据。

Particle species	p	Λ	d	^{3}He	$^3_\Lambda$H	^{4}He
dN/dy	29.6	16.5	0.081	1.65×10^{-4}	1.05×10^{-4}	3.30×10^{-7}
Particle species	$\bar{\mathrm{p}}$	$\bar\Lambda$	$\bar{\mathrm{d}}$	$^3\overline{\mathrm{He}}$	$^3_{\bar\Lambda}\overline{\mathrm{H}}$	$^4\overline{\mathrm{He}}$
dN/dy	22.6	13.1	0.047	7.3×10^{-5}	4.9×10^{-5}	1.10×10^{-7}

表 5-2: DRAGON+组合模型得到的200GeV Au+Au中心碰撞下(反)轻核的p_T积分产额dN/dy。

同时我们还计算了不同(反)轻核的组合因子B_A，图5-5是不同(反)轻核的组合因子 $\sqrt[A-1]{B_A}$随p_T的分布，上下两张图分别对应着正反轻核。图中实心符号是我们的计算结果，空心矩形和三角形是STAR Au+Au 中心碰撞下的B_2和$\sqrt{B_3}$的结果[70]，空心圆圈

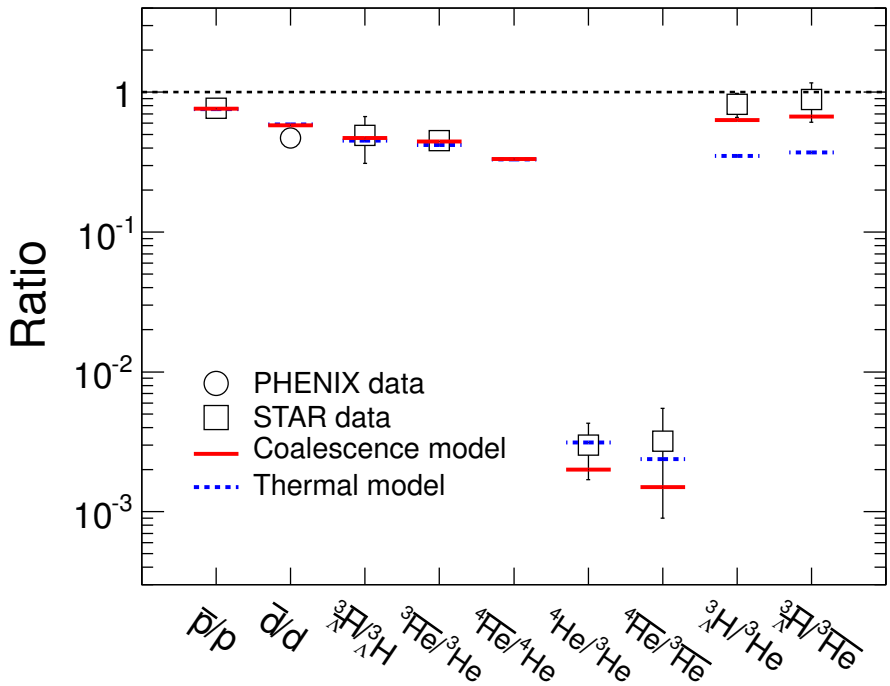

图 5-4: (反)轻核的相对产额即粒子比值。图中红色实线是我们的计算结果，蓝色虚线是Thermal model的计算结果[54]，矩形和圆圈是来自STAR和PHENIX实验组的数据[6, 34, 45, 79]。

是PHENIX Au+Au 碰撞不同中心度下的B_2结果[45]。对STAR Au+Au 0-5%中心度碰撞下的数据和我们的 Au+Au 完全中心碰撞下的计算结果进行比较，可以看到实验结果稍高于我们的计算，我们认为这是因为实验数据是0-5%中心度而非完全中心碰撞造成的。结合RHIC实验数据和我们的模型计算结果，可以看到(反)轻核的组合因子 $\sqrt[A-1]{B_A}$具有很强的中心度依赖性。从第一章我们知道$B_A \sim 1/V^{A-1}$，并且B_2的实验测量结果表明其具有很强的质心碰撞能量依赖性，可以理解为质心碰撞能量越高，碰撞产生的火球体积V越大，$\sqrt[A-1]{B_A}$则越小。类似的在同一个质心碰撞能量下，中心碰撞能够产生更大的火球体积，从而使碰撞越中心 $\sqrt[A-1]{B_A}$越小。同时我们的模型计算结果和PHENIX Au+Au 碰撞不同中心度下的B_2结果表现出来了一致的p_T依赖性，这是因为在一个外向膨胀的热发射源中，粒子的空间位置和动量的关联导致在高p_T时(反)轻核的组合几率变大[45]。B_A的动量依赖性能够反应热发射源的密度分布和外向膨胀速度分布的信息。我们的研究利用一个均匀的发射源密度分布和线性流速度分布能够重现PHENIX的实验结果，这和之前的研

究是一致的[12, 80]。此外，我们注意到$^{3}_{\Lambda}$H、$^{3}_{\bar{\Lambda}}\overline{\mathrm{H}}$的组合因子$\sqrt{B_3}$相对^{3}He、$^{3}\overline{\mathrm{He}}$更低，这表明奇异性的加入会导致(反)轻核的产率额外的降低。

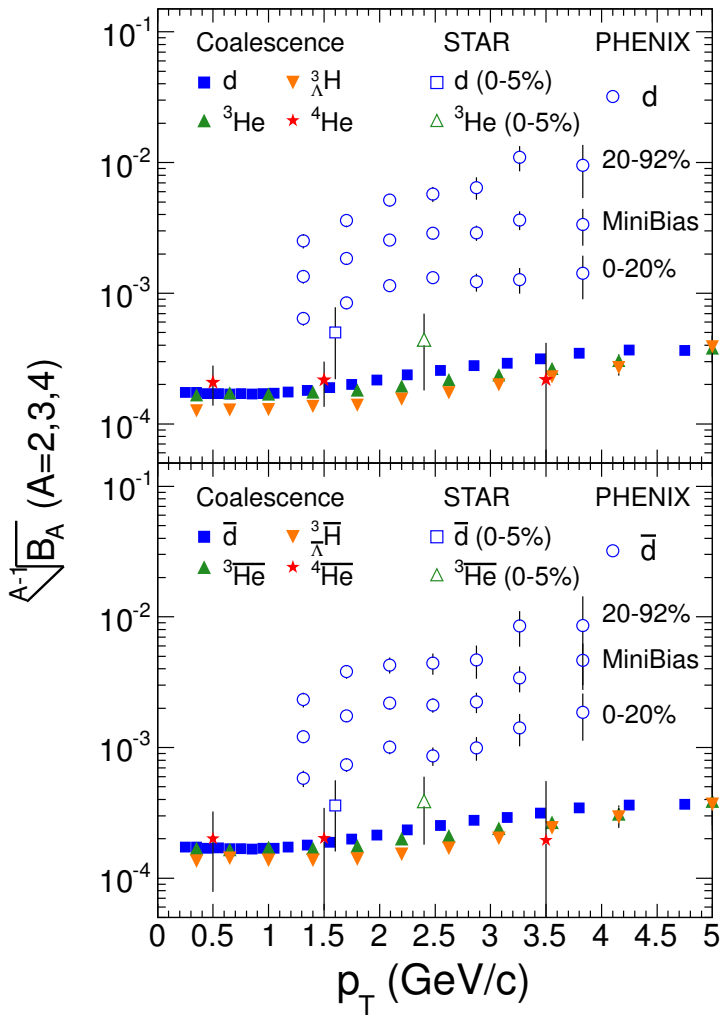

图 5-5: 不同(反)轻核的组合因子 $\sqrt[A-1]{B_A}$的p_T分布，上下两张图分别对应着正反轻核。实心符号是我们的计算结果，空心矩形和三角形是STAR Au+Au 中心碰撞下的B_2和$\sqrt{B_3}$的结果[70]，空心圆圈是PHENIX Au+Au 碰撞不同中心度下的B_2结果[45]。

5.4 双Λ粒子(H粒子)

1976年R. L. Jaffe通过夸克袋模型(Quark bag model)预测了双重子束缚态(ΛΛ)，即 H 粒子的存在[81]。H 粒子的夸克结构为$uuddss$，其自旋$J = 0$，同位旋$I = 0$，所携带的奇

异量子数$s=-2$。Jaffe预测 H 粒子的质量m_H为2150MeV，相对于$2m_\Lambda$域值低81MeV。此后物理学家开始在各种实验中寻找 H 粒子，但均未发现其存在的确切证据[82–84]。在理论方面，物理学家利用夸克袋模型和 quenched Lattice QCD对 H 粒子进行了研究，但是对于 H 存在与否也没有确切的结论[85–95]。

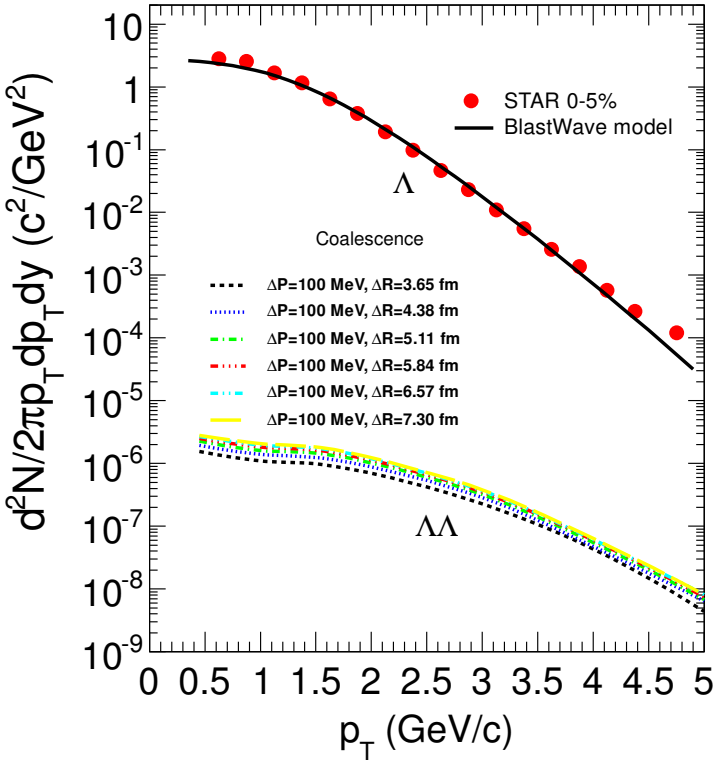

图 5-6: 在DRAGON+组合模型框架下，不同组合参数下的双Λ粒子(H粒子)的不变产额的p_T分布。图中红色实心点是STAR实验组提取的Λ的p_T谱[75]，黑色实线是 BlastWave model 的计算出来的Λ 的产额。不同颜色的虚线表示不同组合参数下的组合模型得到的双Λ粒子的不变产额分布。

类似于(反)轻核的形成过程，在相对论重离子碰撞中 H 粒子可以通过碰撞系统演化后期的强子相互作用而形成[83, 96]，因此组合模型是研究 H 粒子产生的很好的工具，此前物理学家已经在此方面做了很多工作[72, 97, 98]。我们知道DRAGON和强子组合机制能够很好的描述RHIC实验的结果，因此我们又在同一个框架下研究了 H 粒子在相对论重离子碰撞中的产生，图5-6是在不同的参数下模型给出的双Λ粒子(H粒子)的不

变产额随着p_T的分布。图中红色实心点是STAR实验组提取的Λ的p_T谱[75]，黑色实线是BlastWave model 的计算出来的Λ的产额。不同颜色的虚线表示不同组合参数下的组合模型得到的双Λ粒子的不变产额分布。在我们的框架下，H 粒子的微分产额基本上不依赖于组合参数的变化。在$\Delta p_{ij} = 100MeV$和$\Delta R_{ij} = 3.65fm$ 时，H 粒子的积分产额dN/dy约为2.234×10^{-5}。我们的计算结果为将来在实验上观测 H 粒子提供了重要的参考。

第六章 结论和展望

6.1 结论

综上，我们在STAR原三阶触发器(Level 3)的基础上，研究发展了STAR高阶触发技术(STAR-HLT)。这些技术包括在线径迹重构方法(Tracker)、碰撞事例的在线触发算法、HLT在线运行监测(Online monitoring)以及HLT离线软件的发展等。利用径迹重构的Conformal mapping 方法和高效的事件触发算法，STAR-HLT 能够快速地实现在线碰撞事例的挑选。而通过HLT的在线运行监测我们可以确保HLT能够正常的工作。在2010年和2011年，STAR-HLT在线触发了含有J/Ψ事件以及(反)轻核事件的碰撞事例，取得了包括J/Ψ椭圆流测量和反物质氦4在内的重要物理结果。

在本文里，我们分析了2010年STAR高阶触发器(HLT)触发的$\sqrt{s_{NN}}$ = 200GeV和62GeV Au+Au碰撞事例。利用粒子在时间投影室(TPC)中的电离能损(dE/dx)和径迹重建测量到的粒子动量, 以及飞行时间探测器(TOF)测量到的飞行时间计算出的粒子质量，我们对碰撞产生的径迹进行鉴别，在国际上首次从实验上发现了$^4\overline{\mathrm{He}}$ 存在的证据，并成功的在十亿次碰撞事件中鉴别出了18个$^4\overline{\mathrm{He}}$。

利用STAR事件展示技术，我们对所发现的$^4\overline{\mathrm{He}}$ 粒子在TPC电子簇水平上一一进行的事件展示以检验其径迹质量。同时，我们还对TPC的粒子径迹与TOF的电子学信号之

间的错误配对和TOF的时间分辨率所造成的$^3\overline{\mathrm{He}}$ 对于$^4\overline{\mathrm{He}}$ 背景做出了估计，发现200GeV Au+Au碰撞中15个$^4\overline{\mathrm{He}}$ 里背景为1.4个，而62GeV Au+Au碰撞中1个$^4\overline{\mathrm{He}}$ 里背景为0.05。利用泊松分布可以计算出，200GeV 中$^4\overline{\mathrm{He}}$ 的误鉴别几率为10^{-11}量级，对应着大于6σ的信号显著性。

在 Au+Au 200GeV中心碰撞事例中，我们测量到^{4}He /^{3}He 以及$^4\overline{\mathrm{He}}$ /$^3\overline{\mathrm{He}}$ 的比值分别为$(3.0\pm1.3(stat)^{+0.5}_{-0.3}(sys))\times10^{-3}$和$(3.2\pm2.3(stat)^{+0.7}_{-0.2}(sys))\times10^{-3}$。结合之前测量到的^{3}He和$^3\overline{\mathrm{He}}$ 的不变产额，我们得到^{4}He 和$^4\overline{\mathrm{He}}$ 的不变产额分别为$(8.6\pm3.8(stat)^{+0.9}_{-2.8}(sys))\times e^{-9}$和$(3.3\pm2.4(stat)^{+0.5}_{-0.9}(sys))\times e^{-9}$。我们研究了高能重离子反应中正反物质原子核不变产额随着重子数的变化，发现在RHIC能区的Au+Au碰撞中正反物质原子核产生几率随着重子数呈指数下降趋势，每增加一个重子数正(反)物质轻核的产率将降低$1.1^{+0.3}_{-0.2}\times10^3$ ($1.6^{+1.0}_{-0.6}\times10^3$)倍。根据反物质原子核产生几率随着重子数的下降因子，我们推算下一个反物质原子核$^6\overline{\mathrm{Li}}$ 在高能重离子碰撞中的产额比$^4\overline{\mathrm{He}}$ 低2.6×10^{-6}倍。这表明在当前的加速器技术条件下，在高能重离子反应中探测$^6\overline{\mathrm{Li}}$ 几乎是不可能的，同时表明除非在宇宙射线中发现$^6\overline{\mathrm{Li}}$ 或者更重的反物质原子核，否则$^4\overline{\mathrm{He}}$ 将是未来数十年人类所发现的最重的反物质原子核。

此外，我们利用流体动力学冲击波模型和组合模型研究了200GeV Au+Au中心碰撞事件中的正反物质轻核(d, $\overline{\mathrm{d}}$, ^{3}He, $^3\overline{\mathrm{He}}$, $^3_\Lambda$H, $^3_{\bar\Lambda}\overline{\mathrm{H}}$, ^{4}He, $^4\overline{\mathrm{He}}$)的产生。模型很好的描述了STAR实验组得到的 p、$\overline{\mathrm{p}}$、Λ、$\bar\Lambda$、^{3}He、$^3\overline{\mathrm{He}}$ 的p_T谱，并预测了$^3_\Lambda$H、$^3_{\bar\Lambda}\overline{\mathrm{H}}$、^{4}He、$^4\overline{\mathrm{He}}$ 的p_T分布，但d、$\overline{\mathrm{d}}$ 的计算结果在高p_T区域稍高于实验值。我们根据正反物质轻核的p_T分布计算出来了相应的组合因子(Coalescence paramter) $\sqrt[A-1]{B_A}$(A=2,3,4)随着p_T的分布图。结合STAR和PHENIX的B_2测量结果，我们看到 $\sqrt[A-1]{B_A}$具有很强的碰撞中心度依赖性，同时模型计算出来的 $\sqrt[A-1]{B_A}$和PHENIX的测量结果展示出了类似的p_T依赖性；我们还计算了正反物质轻核之间的相对产额比，对于正反轻核比值以及^{4}He/^{3}He 和$^4\overline{\mathrm{He}}$/$^3\overline{\mathrm{He}}$ 模型结果和STAR的实验数据以及热力学模型(Thermal model)的预测非常吻合。对于$^3_\Lambda$H/^{3}He

和$^{3}_{\Lambda}\overline{\mathrm{H}}/^{3}\overline{\mathrm{He}}$，我们的计算对STAR实验结果给出了更好的描述。我们研究了正反物质轻核产额随着重子数的变化，发现冲击波模型+组合模型能够很好的重复STAR实验测量结果。我们得出每增加一个重子数正(反)物质轻核产额下降因子为1285 (1692)，这在误差范围内和STAR的结果吻合；最后，我们在同一个框架下研究了双Λ粒子(H 粒子)的产率，给出了H 粒子的p_T谱。我们的计算结果对于将来在实验上发现双Λ有重要的参考价值。

6.2 展望

STAR-HLT是一个正在研究和不断发展的的技术，随着STAR重味径迹探测器和μ子望远镜探测器的安装，在未来几年HLT将会把它们包括进来实现在线挑选含有重味强子的μ子的碰撞事件。同时，STAR-HLT 小组正在研究发展的在线次级顶点重构技术，在安装了 Graphic Processing Units (GPU)之后，STAR-HLT 将能够在线挑选含有双Λ粒子事件，得以寻找H^0 6夸克粒子态。

图 6-1: 位于国际空间站的阿尔法磁谱仪－02。

在宇宙射线中寻找$^{4}\overline{\mathrm{He}}$ 有着重要的物理意义，这是由于$^{4}\overline{\mathrm{He}}$ 在高能宇宙射线和星际物质相互作用中的产率很低，若能在宇宙射线中观测到$^{4}\overline{\mathrm{He}}$ 或者更重的反物质原子核被认为是宇宙中存在着大量反物质(反物质星、反物质星系)的有力证据。而寻找宇宙射线中

的$^4\overline{\mathrm{He}}$已经成为AMS、PAMELA和BESS等诸多实验的主要目标之一[1–3, 99]。我们已经在加速器实验中观测到了$^4\overline{\mathrm{He}}$并测量了其产额，这为将来在宇宙射线中观测$^4\overline{\mathrm{He}}$提供了一个很好的背景估计值。2011年5月搭载航天飞机发射升空的阿尔法磁谱仪-02(AMS-02)，在国际空间站(ISS)上开始其反物质原子核的寻找之旅，AMS-02测量到的反氦4和氦4流量之比的敏度能够达到10^{-9}量级，比AMS-01提高了3个量级。如果AMS-02最终没有探测到反氦4，这说明在1千兆秒差距(1秒差距=3.26光年)的范围内不存在反物质星系。

参 考 文 献

[1] S. Ahlen et al., Nucl. Instr. and Meth. A **350**, 351 (1994).

[2] M. Casolino et al., Advances in Space Research **42**, 455 (2008).

[3] S. Orito et al., Phys. Rev. Lett. **84**, 1078 (2000).

[4] J. Adame et al., Nucl. Phys. A **757**, 102 (2005).

[5] P. B. Munzinger and J. Stachel, Nature **448**, 302 (2007).

[6] H. Agakishiev et al., Nature **473**, 353 (2011).

[7] M. Anderson et al., Nucl. Instr. and Meth. A **499**, 659 (2003).

[8] B. Bonner et al., Nucl. Instr. and Meth. A **508**, 181 (2003).

[9] F. Retière and M. A. Lisa, Phys. Rev. C **70**, 044907 (2004).

[10] B. Tomasik, Acta Phys. Polon. B **36**, 2087 (2005).

[11] B. Tomasik, Computer Physics Communications **180**, 1642 (2009).

[12] R. Scheibl and U. Heinz, Phys. Rev. C **59**, 1585 (1999).

[13] H. Sato, Phys. Lett. B **98**, 153 (1981).

[14] M. Schmelling, arXiv:hep-ex/9701002 (1996).

[15] F. Karsch, Nucl. Phys. A **698**, 199 (2002).

[16] F. Karsch, E. Laermann, and A. Peikert, Phys. Lett. **B478**, 447 (2000).

[17] M. L. Miller et al., Annual Review of Nuclear and Particle Science **57**, 205 (2007).

[18] T. Matsui, Nucl. Phys. A **461**, 27 (1987).

[19] L. McLerran, arXiv:hep-ph/0104285v2 (2002).

[20] K. Geiger and B. Müller, Nucl. Phys. A **544**, 467 (1992).

[21] X. N. Wang, Phys. Rep **280**, 287 (1997).

[22] P. F. Kolb and U. Heinz, arXiv:nucl-th/0305084 (2003).

[23] E. Schnedermann and a. U. H. J. Sollfrank, Phys. Rev. C **48**, 2462 (1993).

[24] P. B. Munzinger, I. Heppe, and J. Stachel, Physics Letters B **465**, 15 (1999).

[25] S. Wheaton, arXiv:hep-ph/0407174v1 (2004).

[26] B. I. Abelev et al., Phys. Rev. C **79**, 034909 (2009).

[27] J. Adams et al., Phys. Rev. Lett. **91**, 072304 (2003).

[28] C. Blume, arXiv:nucl-ex/0609022v1 (2006).

[29] J. Adams et al., Phys. Rev. Lett. **92**, 052302 (2004).

[30] P. Huovinen et al., Phys. Lett. B **503**, 58 (2001).

[31] D. Molnar and S. A. Voloshin., Phys. Rev. Lett **91**, 092301 (2003).

[32] J. M. Lattimer and M. Prakash, Science **304**, 536 (2004).

[33] M. Danysz and J. Pniewski, Philos. Mag. **44**, 348 (1953).

[34] B. I. Abelev and others., Science **328**, 58 (2010).

[35] J. H. C. for STAR collaboration., Nucl. Phys. A **835**, 117 (2010).

[36] J. Rafelski and B. Müller, Phys. Rev. Lett. **48**, 1066 (1982).

[37] T. A. Armstrong et al., Phys. Rev. C **70**, 024902 (2004).

[38] T. A. Armstrong et al., Phys. Rev. C **61**, 064908 (2000).

[39] V. I. Kolesnikov, J. Phys. Conf. Ser. **110**, 032010 (2008).

[40] V. M. Abazov et al. (D0 Collaboration), Phys. Rev. Lett. **105**, 081801 (2010).

[41] Y. Fukuda et al., Phys. Rev. Lett. **81**, 1562 (1998).

[42] S. T. Butler and C. A. Pearson, Phys. Rev. Lett. **7**, 69 (1961).

[43] B. I. Abelev et al., Phys. Rev. Lett. **99**, 112301 (2007).

[44] C. Adler et al., Phys. Rev. Lett. **87**, 262301 (2001).

[45] S. Adler et al., Phys. Rev. Lett. **94**, 122302 (2005).

[46] S. Wang et al., Phys. Rev. Lett. **74**, 2646 (1995).

[47] S. Albergo et al., Phys. Rev. C **65**, 034907 (2002).

[48] T. A. Armstrong et al., Phys. Rev. Lett. **85**, 2685 (2000).

[49] T. Anticic et al., Phys. Rev. C **69**, 024902 (2004).

[50] I. Bearden et al., Phys. Rev. Lett. **85**, 2681 (2000).

[51] F. Cooper and G. Frye, Phys. Rev. D **10**, 186 (1974).

[52] Z. Tang et al., Phys. Rev. C **79**, 051901 (2009).

[53] J. Cleymans et al., Phys. Rev. C **84**, 054916 (2011).

[54] A. Andronic et al., Physics Letters B **697**, 203 (2011).

[55] W. Greiner, Int. J. Mod. Phys. E **5** (1996).

[56] K. H. Ackermann et al., Nucl. Instrum. Meth. **A499**, 624 (2003).

[57] F. Bergsma et al., Nucl. Instr. and Meth. A **499**, 633 (2003).

[58] H. Bichsel, Nucl. Instr. and Meth. A **562**, 154 (2006).

[59] S. Eidelman et al., Phys. Lett. **B592**, 1 (2004).

[60] H. F. Chen et al., High Energy Physics And Nuclear Physics **26**, 201 (2002).

[61] M. C. S. Williams et al., Nucl. Instr. and Meth. A **434**, 362 (1999).

[62] M. C. S. Williams, Nucl. Phys. A **698**, 464 (2002).

[63] J. Adams et al., Physics Letters B **616**, 8 (2005).

[64] M. Shao et al., Nucl. Instr. and Meth. A **558**, 419 (2006).

[65] F. S. Bieser et al., Nucl. Instr. and Meth. A **499**, 766 (2003).

[66] C. Adler et al., Nucl. Instr. and Meth. A **499**, 778 (2003).

[67] J. H. Zhou, Ph.D. thesis, Rice University (2009).

[68] X. P. Zhang, Ph.D. thesis, Nanjing University (2010).

[69] H. D. Liu, PhD thesis, Univ. Sci. Technol. China (2007).

[70] B. I. Abelev et al., arXiv:nucl-ex 0909.0566 (2009).

[71] S. Zhang et al., Physics Letters B **684**, 224 (2010).

[72] J. Steinheimer et al., arXiv:nucl-th 1203.2547 (2012).

[73] J. L. Nagle et al., Phys. Rev. C **53**, 367 (1996).

[74] B. I. Abelev et al., Phys. Lett. B **655**, 104 (2007).

[75] G. Agakishiev et al., Phys. Rev. Lett **108**, 072301 (2012).

[76] K. Geiger, Phys. Rep. C **258**, 237 (1995).

[77] J. W. Harris et al., Ann. Rev. Nucl. Part. Sci **46**, 71 (1996).

[78] B. Müller, Nucl. Phys. A **630**, 461 (1998).

[79] J. Adams et al., Phys. Rev. Lett. **92**, 112301 (2004).

[80] A. Polleri et al., Phys. Lett. B **419**, 19 (1998).

[81] R. L. Jaffe, Phys. Rev. Lett. **38**, 195 (1977).

[82] K. Yamamoto et al., Phys. Lett. B **478**, 401 (2000).

[83] A. L. Trattner, Ph.D. thesis, UC Berkeley [UMI-32-54109]. (2006).

[84] C. J. Yoon et al., Phys. Rev. C **75**, 022201 (2007).

[85] T. Sakai et al., Theor. Phys. Suppl. **137**, 121 (2000).

[86] P. J. Mulders et al., J. Phys. G **9**, 1159 (1983).

[87] P. B. Mackenzie et al., Phys. Rev. Lett **55**, 2539 (1985).

[88] Y. Iwasaki et al., Phys. Rev. Lett **60**, 1371 (1988).

[89] A. Pochinsky et al., Nucl. Phys. B, Proc. Suppl. **73**, 255 (1999).

[90] I. Wetzorke et al., Nucl. Phys. B, Proc. Suppl. **83**, 218 (2000).

[91] I. Wetzorke et al., Nucl. Phys. B, Proc. Suppl. **119**, 278 (2003).

[92] Z. H. Luo et al., Mod. Phys. Lett. A **22**, 591 (2007).

[93] S. R. Beane et al., Phys. Rev. D **81**, 054505 (2010).

[94] S. R. Beane et al. (NPLQCD Collaboration), Phys. Rev. Lett. **106**, 162001 (2011).

[95] T. Inoue, arXiv:1109.1620v1 (2011).

[96] C. Kuhn et al., Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics **28**, 1707 (2002).

[97] F. S. Rotondo and other, Phys. Rev. D **47**, 3871 (1993).

[98] R. D. Cousins et al., Phys. Rev. D **56**, 1673 (1997).

[99] K. Abe et al., Phys. Rev. Lett. **108**, 131301 (2012).

插 图 目 录

1-1 粒子物理标准模型的基本粒子。 2

1-2 不同实验情况下测量到的强相互作用耦合常数和QCD计算比较 [14]。 3

1-3 格点QCD预测在三种味组合下ϵ/T^4随着温度T的演化，当温度达到T_c时，系统自由度迅速增加，箭头表示高温Stefan-Boltzmann极限[15]。 4

1-4 相对论重离子碰撞的几何描述。 5

1-5 相对论重离子碰撞的时间演化。 7

1-6 QCD相变图象，图中红点表示强子相向QGP相转变的临界点。 8

1-7 Au+Au碰撞中心快度区各种奇异强子R_{CP}(0-5%的中心碰撞和40-60%的周边碰撞的比)随着p_T的变化，左图为奇异介子R_{CP}随着p_T分布图，右图是奇异重子R_{CP}分布图。 9

1-8 左图对应着Au+Au中心碰撞和d+Au碰撞中的核修正因子随着p_T的关系。右图是p+p，d+Au和Au+Au碰撞中双强子方位角关联图象。 10

1-9 上图是K_S^0和$\Lambda+\bar{\Lambda}$以及正负强子($h^{\pm}$)椭圆流v_2随着p_T分布图。图中虚线是基于流体力学模型计算出来的结果。下图是K_S^0和$\Lambda+\bar{\Lambda}$的v_2/n相对于p_T/n的分布。 11

1-10 A图和B图分别是^{3}He $+\pi^-$和$^3\overline{\text{He}}$ $+\pi^+$通过能动量守恒重构出来的不变质量分布。图中圆圈是重构出来的粒子信号，虚线表示重构造成的组合背景。 12

1-11 各种实验装置测到的粒子之间的比值随着核反应质心系能量的变化，图中误差仅代表统计误差。除STAR实验值之外的其他结果来自[37–39] 13

1-12 不同能量下氘核和反氘核的不变组合因子的比较。 15

1-13 p+p碰撞系统和不同中心度下Au+Au碰撞系统中，不同种类粒子的运动学冻结温度(T_{fo})和径向流($<\beta_T>$)的χ^2分布。黄色带子是化学冻结温度，虚线和实线分别是代表1σ和2σ的冲击波模型拟合(BlastWave fit)。此图来自[4] . 17

1-14 RHIC Au+Au $\sqrt{s_{NN}}=200$GeV 下不同模型给出的(反)轻核之间的比值，方框为STAR测量得到的实验数据。 18

1-15 (反)轻核的产额比$^3_\Lambda$H/^{3}He/(Λ/p)和^{3}He/^3H随质心碰撞能量的依赖关系。图中实验数据来自[34, 37–39] 19

1-16 (左图) 常态下狄拉克负能海全部被物质粒子所占据。因为泡利不相容原理，物质粒子无法从高能态(m_N)跃迁到低能态(-m_N)，因此我们的世界是稳定存在的。(右图) 在极端高温条件下(相对论重离子碰撞)，处在低能态(-m_N)的粒子能够激发跃迁到高能态(m_N)，形成空穴即反物质粒子。强关联的真空，能够直接激发出核子束缚态即形成反物质轻核。 19

2-1 布鲁克海汶国家实验室的重离子加速器对撞机分布示意图。 22

2-2 STAR探测器三维图。 23

2-3 STAR探测器的侧向剖面图。 24

2-4 STAR时间投影室TPC。 26

2-5 TPC读出平板扇区的示意图。 27

2-6 TPC外部扇区面板(Outer Sector)的切面图。 28

2-7 2010年STAR 时间投影室Au+Au 200GeV的dE/dx刻度完成后的分辨率分布。 29

2-8 带电粒子径迹穿过TPC气体时的能量损失。 30

2-9 MRPC结构示意图I。 31

2-10 MRPC结构示意图II。 31

2-11 $\sqrt{s_{NN}}$=200GeV d+Au碰撞中粒子速度倒数和动量的分布图，内嵌的图为利用粒子速度求得的$m^2(m^2 = p^2(1/\beta^2 - 1))$分布。 32

2-12 STAR 触发系统结构图。 33

3-1 2010 年和2011年HLT 的结构图。将来随着探测器的升级，HLT还会有新的探测器(HFT,MTD)加入。 36

3-2 Conformal Mapping 径迹重构方法。 37

3-3 HLT在线径迹重构效率和横向动量分辨率。 37

3-4 HLT在线运行监测的Quality Assurance 图形。 39

3-5 StHltEvent子模块程序函数类之间的关系图。 40

3-6 StHltEvent子模块程序函数类之间的关系图。 40

3-7 StMuHltEvent子模块程序函数类之间的关系图。 41

3-8 StMuHltEvent子模块程序函数类之间的关系图。 42

3-9 STAR离线数据生成过程示意图。 43

3-10 (a) HLT通过J/ψ的双电子(di-electron)衰变道在线重构出来的J/ψ不变质量峰。(b) HLT在线重构的径迹能损($\langle dE/dx \rangle$) 和径迹动量的关联图，红色三角形点表示HLT在线触发的($n\sigma_{He3} > -3$)含有(反)氦核的事件。 44

4-1 $n\sigma^{^3He}_{dE/dx}$分布，蓝色实线和红色实线分别代表正负带电粒子。 47

4-2 轻核$n\sigma_{dE/dx}$值修正，修正前(蓝色分布)$n\sigma^{^3He}_{dE/dx}$的拟合参数σ为0.66左右，修正后(红色分布)$n\sigma^{^3He}_{dE/dx}$的拟合参数σ为1.0左右 48

4-3 径迹能损和磁刚度($p/|Z|$)分布图，蓝色点和桔黄色点是HLT挑选出来的^{3}He ($^3\overline{\text{He}}$)和^{4}He ($^4\overline{\text{He}}$)的数据样本，其下限是由HLT在线挑选条件：$n\sigma_{^3He} > -3$造成的。灰色带子是来自200GeV MiniBias的数据样本，图中用来作为轻核鉴别的参考。黑色实线是各种粒子dE/dx理论值曲线[58]。... 49

4-4 2010年200GeV Au+Au HLT数据样本中得到的径迹速度倒数和磁刚度的关联图，图中不同的带子表示不同的粒子种类。图中内嵌的是具有等同鉴别效果的径迹质量的平方与磁刚度的分布图。 50

4-5 上图是^{3}He 和$^3\overline{\text{He}}$ 的过域时间TOT的分布，图中内嵌的是π的TOT分布。下图是应用了基于π的刻度参数之后，依然存在的^{3}He 和$^3\overline{\text{He}}$ 的$tof - tof_{expect}$对TOT的依赖性。 51

4-6 ^{3}He 和$^3\overline{\text{He}}$ 的飞行时间TOT Slewing再刻度前后质量分布的变化，蓝色实线为修正之前的分布而红色实线则是修正之后的分布。 52

4-7 HLT 200GeV和62GeV Au+Au 碰撞事例样本中提取出来的$n\sigma^{^4He}_{dE/dx}$和$mass^2/z^2$分布图，上下图分别对应着带负正电荷粒子，矩形方框表示鉴别各种(反)轻核的cuts条件。 53

4-8 HLT 200GeV和62GeV Au+Au 碰撞事例样本中得到的(反)轻核的质量分布图。 53

4-9 STAR 金金碰撞事件的三维展示效果图，图中外围银灰色圆桶状结构是STAR大型飞行时间探测器，内部则是时间投影室结构。红色的径迹代表这个碰撞事例中的$^4\overline{\mathrm{He}}$，而金黄色的径迹表示了碰撞事例中除了$^4\overline{\mathrm{He}}$之外的其他径迹。 54

4-10 Run number 为11042004的一个$^4\overline{\mathrm{He}}$事件的TPC展示图，图中红色矩形标记的径迹即为$^4\overline{\mathrm{He}}$，其他颜色的圆圈表示距离该事件中$^4\overline{\mathrm{He}}$径迹5cm之内的其他径迹或点，不同的颜色表示径迹具有不同的动量大小。 55

4-11 Run number 为11051001的一个$^4\overline{\mathrm{He}}$事件的TPC展示图，图中红色矩形标记的径迹即为$^4\overline{\mathrm{He}}$，其他颜色的圆圈表示距离该事件中$^4\overline{\mathrm{He}}$径迹5cm之内的其他径迹或点，不同的颜色表示径迹具有不同的动量大小。 56

4-12 利用纯的$^3\overline{\mathrm{He}}$样本及随机样本重构出来的$^3\overline{\mathrm{He}}$的$\mathrm{n}\sigma^{^4He}_{dE/dx}$和质量的分布。图中竖直虚线代指$^3\overline{\mathrm{He}}$和$^4\overline{\mathrm{He}}$的质量理论值，水平虚线是$\mathrm{n}\sigma^{^4He}_{dE/dx}=0$的位置，矩形表示$^3\overline{\mathrm{He}}$和$^4\overline{\mathrm{He}}$的挑选条件。 57

4-13 HLT Au+Au 200GeV的数据样本中反轻核的质量分布，蓝色线条表示实验得到的$^3\overline{\mathrm{He}}$和$^4\overline{\mathrm{He}}$的信号，红色虚线是重构出来的$^3\overline{\mathrm{He}}$分布。 58

4-14 HLT 200GeV Au+Au 中心碰撞中(反)轻核的不变产额和重子数(B)的分布，(反)轻核的产额是在中心快度区$|\eta|<1.$和$p_T\in[0.75A,A]GeV/c$范围内计算得到的。图中除了^{4}He和$^4\overline{\mathrm{He}}$之外的其他测量结果来自[69, 70]。斜线表示利用指数函数$e^{-r|B|}$对上述分布进行拟合，r是拟合得到的不变产额下降因子。图中呈现的误差仅为统计误差，系统误差较小未画在图上。 59

5-1 相对论重离子碰撞产生的火球，图中箭头表示体系外向膨胀的速度矢量。ϕ_s和ϕ_b分别表示空间点位置和体系外向膨胀速度与x轴所成的方向角。 .. 64

5-2 左(右)图分别是p($\overline{\mathrm{p}}$)、$\Lambda(\overline{\Lambda})$、d($\overline{\mathrm{d}}$)、^{3}He ($^3\overline{\mathrm{He}}$)、$^3_\Lambda$H($^3_{\overline{\Lambda}}\overline{\mathrm{H}}$)、^{4}He ($^4\overline{\mathrm{He}}$)的微分不变产额($d^2N/2\pi p_T dp_T dy$)随着横向动量(p_T)的变化图，空心符号来自STAR实验组获得的实验结果[70, 74, 75]，曲线是流体动力学BlastWave model+组合模型的计算结果。 66

5-3 平均p_T处($p_T/|B| = 0.875GeV/c$)(反)轻核的不变产额随着重子数的变化图。图中空心上三角是STAR 200GeV Au+Au 中心碰撞下实验结果[6]，实心下三角是我们的计算结果。图中虚线表示利用指数函数($e^{-\gamma|B|}$)对模型结果进行拟合。 67

5-4 (反)轻核的相对产额即粒子比值。图中红色实线是我们的计算结果，蓝色虚线是Thermal model的计算结果[54]，矩形和圆圈是来自STAR和PHENIX实验组的数据[6, 34, 45, 79]。 69

5-5 不同(反)轻核的组合因子 $\sqrt[A-1]{B_A}$的p_T分布，上下两张图分别对应着正反轻核。实心符号是我们的计算结果，空心矩形和三角形是STAR Au+Au 中心碰撞下的B_2和$\sqrt{B_3}$的结果[70]，空心圆圈是PHENIX Au+Au 碰撞不同中心度下的B_2结果[45]。 70

5-6 在DRAGON+组合模型框架下，不同组合参数下的双Λ粒子(H粒子)的不变产额的p_T分布。图中红色实心点是STAR实验组提取的Λ的p_T谱[75]，黑色实线是 BlastWave model 的计算出来的Λ 的产额。不同颜色的虚线表示不同组合参数下的组合模型得到的双Λ粒子的不变产额分布。 71

6-1 位于国际空间站的阿尔法磁谱仪－02。 75

0-2 Run number 为11073003的一个$^{4}\overline{\mathrm{He}}$事件的TPC展示图，图中红色矩形标记的径迹即为$^{4}\overline{\mathrm{He}}$，其他颜色的圆圈表示距离该事件中$^{4}\overline{\mathrm{He}}$径迹5cm之内的其他径迹或点，不同的颜色表示径迹具有不同的动量大小。 101

0-3 Run number 为11039055的一个$^{4}\overline{\mathrm{He}}$事件的TPC展示图，图中红色矩形标记的径迹即为$^{4}\overline{\mathrm{He}}$，其他颜色的圆圈表示距离该事件中$^{4}\overline{\mathrm{He}}$径迹5cm之内的其他径迹或点，不同的颜色表示径迹具有不同的动量大小。 102

0-4 Run number 为11068026的一个$^{4}\overline{\mathrm{He}}$事件的TPC展示图，图中红色矩形标记的径迹即为$^{4}\overline{\mathrm{He}}$，其他颜色的圆圈表示距离该事件中$^{4}\overline{\mathrm{He}}$径迹5cm之内的其他径迹或点，不同的颜色表示径迹具有不同的动量大小。 102

0-5 Run number 为11058065的一个$^{4}\overline{\mathrm{He}}$事件的TPC展示图，图中红色矩形标记的径迹即为$^{4}\overline{\mathrm{He}}$，其他颜色的圆圈表示距离该事件中$^{4}\overline{\mathrm{He}}$径迹5cm之内的其他径迹或点，不同的颜色表示径迹具有不同的动量大小。 103

0-6 Run number 为11067003的一个$^{4}\overline{\mathrm{He}}$事件的TPC展示图，图中红色矩形标记的径迹即为$^{4}\overline{\mathrm{He}}$，其他颜色的圆圈表示距离该事件中$^{4}\overline{\mathrm{He}}$径迹5cm之内的其他径迹或点，不同的颜色表示径迹具有不同的动量大小。 103

0-7 Run number 为11058057的一个$^{4}\overline{\mathrm{He}}$事件的TPC展示图，图中红色矩形标记的径迹即为$^{4}\overline{\mathrm{He}}$，其他颜色的圆圈表示距离该事件中$^{4}\overline{\mathrm{He}}$径迹5cm之内的其他径迹或点，不同的颜色表示径迹具有不同的动量大小。 104

0-8 Run number 为11071001的一个$^{4}\overline{\mathrm{He}}$事件的TPC展示图，图中红色矩形标记的径迹即为$^{4}\overline{\mathrm{He}}$，其他颜色的圆圈表示距离该事件中$^{4}\overline{\mathrm{He}}$径迹5cm之内的其他径迹或点，不同的颜色表示径迹具有不同的动量大小。 104

0-9 Run number 为11038029的一个$^{4}\overline{\mathrm{He}}$事件的TPC展示图，图中红色矩形标记的径迹即为$^{4}\overline{\mathrm{He}}$，其他颜色的圆圈表示距离该事件中$^{4}\overline{\mathrm{He}}$径迹5cm之内的其他径迹或点，不同的颜色表示径迹具有不同的动量大小。 105

0-10 Run number 为11042004的一个$^{4}\overline{\mathrm{He}}$事件的TPC展示图，图中红色矩形标记的径迹即为$^{4}\overline{\mathrm{He}}$，其他颜色的圆圈表示距离该事件中$^{4}\overline{\mathrm{He}}$径迹5cm之内的其他径迹或点，不同的颜色表示径迹具有不同的动量大小。 105

0-11 Run number 为11049030的一个$^{4}\overline{\mathrm{He}}$事件的TPC展示图，图中红色矩形标记的径迹即为$^{4}\overline{\mathrm{He}}$，其他颜色的圆圈表示距离该事件中$^{4}\overline{\mathrm{He}}$径迹5cm之内的其他径迹或点，不同的颜色表示径迹具有不同的动量大小。 106

0-12 Run number 为11061082的一个$^{4}\overline{\mathrm{He}}$事件的TPC展示图，图中红色矩形标记的径迹即为$^{4}\overline{\mathrm{He}}$，其他颜色的圆圈表示距离该事件中$^{4}\overline{\mathrm{He}}$径迹5cm之内的其他径迹或点，不同的颜色表示径迹具有不同的动量大小。 106

0-13 Run number 为11036057的一个$^{4}\overline{\mathrm{He}}$事件的TPC展示图，图中红色矩形标记的径迹即为$^{4}\overline{\mathrm{He}}$，其他颜色的圆圈表示距离该事件中$^{4}\overline{\mathrm{He}}$径迹5cm之内的其他径迹或点，不同的颜色表示径迹具有不同的动量大小。 107

0-14 Run number 为11073073的一个$^{4}\overline{\mathrm{He}}$事件的TPC展示图，图中红色矩形标记的径迹即为$^{4}\overline{\mathrm{He}}$，其他颜色的圆圈表示距离该事件中$^{4}\overline{\mathrm{He}}$径迹5cm之内的其他径迹或点，不同的颜色表示径迹具有不同的动量大小。 107

0-15 Run number 为11040022的一个$^{4}\overline{\mathrm{He}}$事件的TPC展示图，图中红色矩形标记的径迹即为$^{4}\overline{\mathrm{He}}$，其他颜色的圆圈表示距离该事件中$^{4}\overline{\mathrm{He}}$径迹5cm之内的其他径迹或点，不同的颜色表示径迹具有不同的动量大小。 108

0-16 Run number 为11051001的一个$^{4}\overline{\mathrm{He}}$事件的TPC展示图，图中红色矩形标记的径迹即为$^{4}\overline{\mathrm{He}}$，其他颜色的圆圈表示距离该事件中$^{4}\overline{\mathrm{He}}$径迹5cm之内的其他径迹或点，不同的颜色表示径迹具有不同的动量大小。 108

0-17 Run number 为11086015的一个$^{4}\overline{\mathrm{He}}$事件的TPC展示图，图中红色矩形标记的径迹即为$^{4}\overline{\mathrm{He}}$，其他颜色的圆圈表示距离该事件中$^{4}\overline{\mathrm{He}}$径迹5cm之内的其他径迹或点，不同的颜色表示径迹具有不同的动量大小。 109

表 格 目 录

2-1 部分STAR时间投影室的参数。 25

2-2 读出系统的一些参数。 27

4-1 反物质氦4分析中用到的径迹选择条件。 46

4-2 Run number 为11042004的一个$^4\overline{\mathrm{He}}$ 事件相关性质。 55

4-3 Run number 为11051001的一个$^4\overline{\mathrm{He}}$ 事件相关性质。 56

4-4 不同nσ条件下的$^4\overline{\mathrm{He}}$ 和^{4}He 的背景。 58

5-1 DRAGON模型中，200GeV Au+Au中心碰撞下用到的参数[26, 76–78]。 67

5-2 DRAGON+组合模型得到的200GeV Au+Au中心碰撞下(反)轻核的p_T积分产额dN/dy。 68

0-1 2010年16个$^4\overline{\mathrm{He}}$ 事件的相关性质。 112

发表论文和学术报告清单

- 主要论文清单

1. Observation of the antimatter helium-4 nucleus
   L. Xue for the STAR Collaboration
   Nature. 473 (2011) 353
2. Observation of the antimatter helium-4 nucleus at the RHIC
   L. Xue for the STAR Collaboration
   J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 38 (2011) 124072
3. Production of light (anti)nuclei, (anti)hypertriton and di-Lambda in central Au+Au collisions at RHIC
   L. Xue and Y. G. Ma etal.,
   Accepted by Phys. Rev. C
4. Phenomenological study of light (anti)nuclei, (anti)hypertriton and di-Lambda production at RHIC
   L. Xue and Y. G. Ma etal.,
   Nuclear Structure in China 2012: Proceedings of the 14th National Conference on Nuclear Structure in China (NSC2012) (World Scientific, Singapore)
5. A review of antimatter
   Y. G. Ma and L. Xue etal.,
   Accepted by Front. Phys.

- 其它合作文章

1. System size and energy dependence of near-side dihadron correlations
   H. Agakishiev et al., (STAR Collaboration)
   Phys. Rev. C 85 (2012) 14903
2. Identified Hadron Compositions in p+p and Au+Au Collisions at High Transverse Momenta at $\sqrt{s_{NN}}$= 200 GeV

H. Agakishiev et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. Lett. 108 (2012) 72302

3. Directed and elliptic flow of charged particles in Cu+Cu collisions at $\sqrt{s_{NN}}$=22.4 GeV
H. Agakishiev et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. C 85 (2012) 14901

4. ρ^0 photoproduction in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}$=62.4 GeV measured with the STAR detector
H. Agakishiev et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. C 85 (2012) 14910

5. Strangeness Enhancement in Cu+Cu and Au+Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}}$=200 GeV
H. Agakishiev et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. Lett. 108 (2012) 72301

6. Evolution of the differential transverse momentum correlation function with centrality in Au + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}$=200 GeV
H. Agakishiev et al., (STAR Collaboration)
Phys. Lett. B 704 (2011) 467

7. Experimental studies of di-jet survival and surface emission bias in Au+Au collisions via angular correlations with respect to back-to-back leading hadrons
H. Agakishiev et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. C 83 (2011) 061901

8. High pT nonphotonic electron production in p+p collisions at $\sqrt{s_{NN}}$=200 GeV
H. Agakishiev et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. D 83 (2011) 052006

9. Strange and multistrange particle production in Au + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}$=62.4 GeV
M. M. Aggarwal et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. C 83 (2011) 024901

10. Measurement of the Parity-Violating Longitudinal Single-Spin Asymmetry for $W^{\pm}$ Boson Production in Polarized Proton-Proton Collisions at $\sqrt{s_{NN}}$=500 GeV
M. M. Aggarwal et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. Lett. 106 (2011) 062002

11. Scaling properties at freeze-out in relativistic heavy-ion collisions
M. M. Aggarwal et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. C 83 (2011) 034910

12. Measurement of the Bottom Quark Contribution to Nonphotonic Electron Production in p+p Collisions at $\sqrt{s_{NN}}$=200 GeV
M. M. Aggarwal et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. Lett. 105 (2010) 202301

13. K^{*0} production in Cu+Cu and Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}$=62.4 GeV and $\sqrt{s_{NN}}$=200 GeV

M. M. Aggarwal et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. C 84 (2011) 34909

14. Balance functions from Au+Au, d+Au, and p+p collisions at $\sqrt{s_{NN}}$=200 GeV
M. M. Aggarwal et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. C 82 (2010) 024905

15. Higher Moments of Net Proton Multiplicity Distributions at RHIC
M. M. Aggarwal et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. Lett. 105 (2010) 022302

16. Azimuthal di-hadron correlations in d+ Au and Au + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}$=200 GeV measured at the STAR detector
M. M. Aggarwal et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. C 82 (2010) 024912

17. Pion femtoscopy in p+p collisions at $\sqrt{s_{NN}}$=200 GeV M. M. Aggarwal et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. C 83 (2011) 64905

18. Longitudinal scaling property of the charge balance function in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}$=200 GeV
B.I. Abelev et al., (STAR Collaboration)
Physics Letters B. Vol 690 (2010) 239

19. Charged and strange hadron elliptic flow in Cu+Cu collisions at $\sqrt{s_{NN}}$= 62.4 and 200 GeV
B.I. Abelev et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. C 81 (2010) 44902

20. Upsilon cross section in p+p collisions at $\sqrt{s_{NN}}$=200 GeV
B.I. Abelev et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. D 82 (2010) 12004

21. Three-Particle Coincidence of the Long Range Pseudorapidity Correlation in High Energy Nucleus-Nucleus Collisions
B.I. Abelev et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. Lett. 105 (2010) 22301

22. Inclusive pi^0, η, and direct photon production at high transverse momentum in p+p and d+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}$=200 GeV
B.I. Abelev et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. C 81 (2010) 64904

23. Observation of $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ photoproduction in ultraperipheral heavy-ion collisions at $\sqrt{s_{NN}}$=200 GeV at the STAR detector
B.I. Abelev et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. C 81 (2010) 44901

24. Spectra of identified high-p_T $\pi^{\pm}$ and p($\overline{\text{p}}$) in Cu + Cu collisions at $\sqrt{s_{NN}}$=200 GeV
B.I. Abelev et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. C 81 (2010) 54907

25. Longitudinal double-spin asymmetry and cross section for inclusive neutral pion production at midrapidity in polarized proton collisions at $\sqrt{s_{NN}}$=200 GeV
B.I. Abelev et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. D 80 (2009) 111108

26. Observation of an Antimatter Hypernucleus
B.I. Abelev et al., (STAR Collaboration)
Science 328, 58-62 (2010)

27. Longitudinal spin transfer to Lambda and Lambda hyperons in polarized p+p collisions at $\sqrt{s_{NN}}$=200 GeV
B.I. Abelev et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. D 80 (2009) 111102

28. Identified particle production, azimuthal anisotropy, and interferometry measurements in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}$=9.2 GeV
B.I. Abelev et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. C 81 (2010) 24911

- 学术报告清单

1. Production of light (anti)nuclei, (anti)hypernuclei and di-Lambda in central Au+Au collisions at RHIC
The14th National Conference on Nuclear Structure in China (NSC2012), April 12-16, 2012, Huzhou, China.

2. Observation of the antimatter helium-4 (anti-α) nucleus
The 9th Workshop on QCD Phase Transitions and Relativistic Heavy Ion Collisions, July 18-20, 2011, Hangzhou, China.

3. Observation of the antimatter helium-4 (anti-α) nucleus
The 22nd International Conference on Ultra-Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions: Quark Matter 2011, May 23-28, 2011. Annecy, France, Europe.

4. Observation of the antimatter helium-4 (anti-α) nucleus
STAR Annual Collaboration Meeting, May 15-20, 2011. Prague, Czech Republic, Europe.

5. Observation of the antimatter helium-4 nucleus
STAR Annual Analysis Meeting, March 14-18, 2011. Brookhaven National Laboratory (BNL), Upton, USA.

6. Search For Anti-^{4}He In Run10 AuAu Collision
STAR Annual Collaboration Meeting, Nov 12-17, 2010. Brookhaven National Laboratory (BNL), Upton, USA.

7. STAR High Level Trigger in Run10 and offline dE/dx calibration
   STAR Annual Analysis Meeting, June 15-18, 2010. University of California, Los Angeles (UCLA), USA.
8. STAR High Level Trigger online QA, Time Projection Chamber calibration and anti–α search
   Post at 2010 RHIC-AGS Annual User's Meeting, June 10-14, 2010, Brookhaven National Laboratory (BNL), Upton, USA.

- 文章证明信

Ernest Orlando Lawrence Berkeley National Laboratory

May 5th, 2011

To Whom It May Concern:

Mr. Liang Xue was the leading author for the recent STAR publication of "Observation of the antimatter helium-4 nucleus", published in ***Nature*** on March 24th, 2011 (doi:10.1038/nature10079). In the past two years, I have been impressed by his contributions to the STAR experiment.

In case you have any question, please feel free to contact me.

Sincerely yours,

Nu Xu

Spokesperson for the STAR Collaboration (http://www.star.bnl.gov/)

Senior Scientist
Nuclear Science Division
Lawrence Berkeley National Laboratory

Nuclear Sciences Division One Cyclotron Road MS 70-319 Berkeley, CA 94720
Office Phone: 510-495-2951 Cell Phone: 510-289-8119 Fax: 510-486-4818

附录A：$^{4}\overline{\mathrm{He}}$ 事件展示

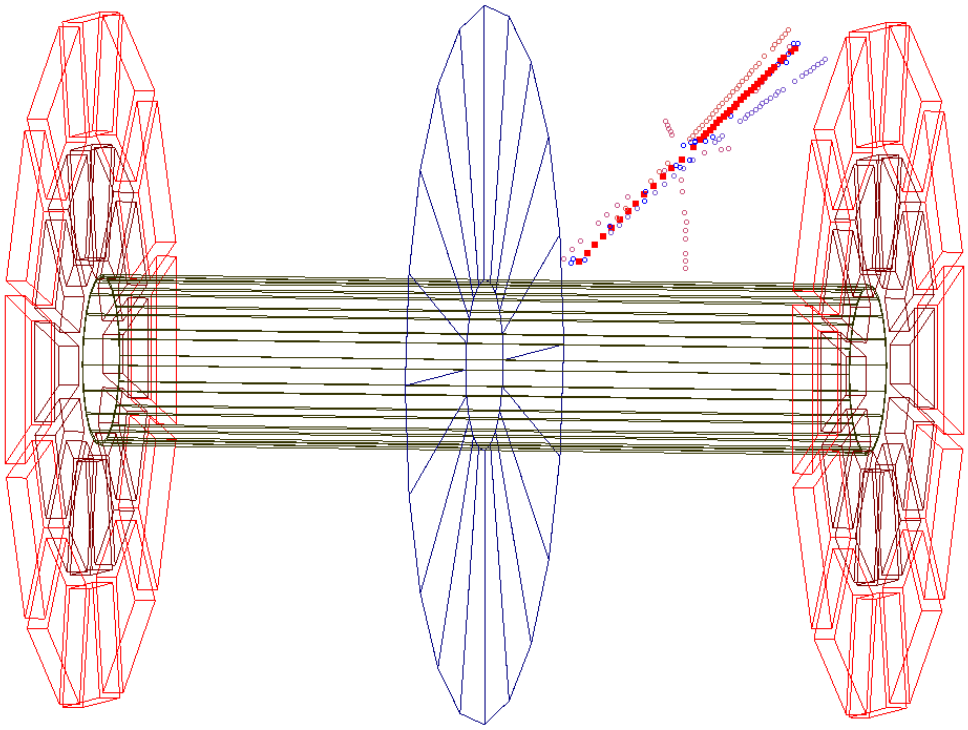

图 0-2: Run number 为11073003的一个$^{4}\overline{\mathrm{He}}$ 事件的TPC展示图，图中红色矩形标记的径迹即为$^{4}\overline{\mathrm{He}}$ ，其他颜色的圆圈表示距离该事件中$^{4}\overline{\mathrm{He}}$ 径迹5cm之内的其他径迹或点，不同的颜色表示径迹具有不同的动量大小。

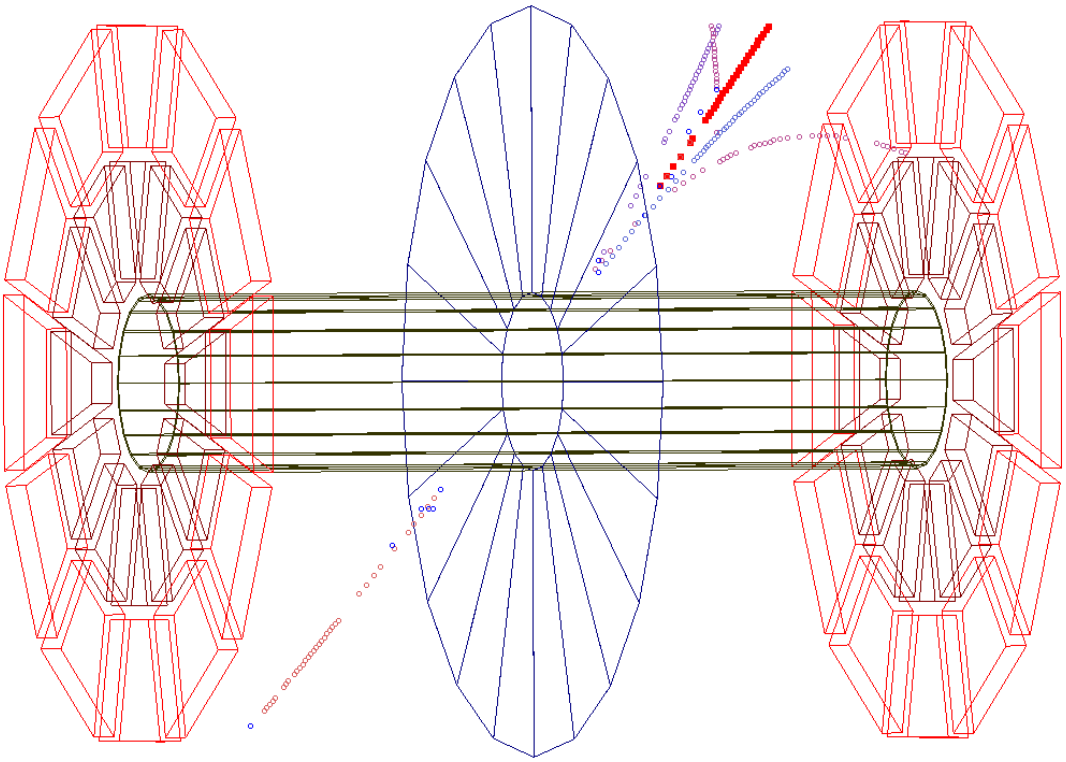

图 0-3: Run number 为11039055的一个$^{4}\overline{\mathrm{He}}$ 事件的TPC展示图，图中红色矩形标记的径迹即为$^{4}\overline{\mathrm{He}}$，其他颜色的圆圈表示距离该事件中$^{4}\overline{\mathrm{He}}$ 径迹5cm之内的其他径迹或点，不同的颜色表示径迹具有不同的动量大小。

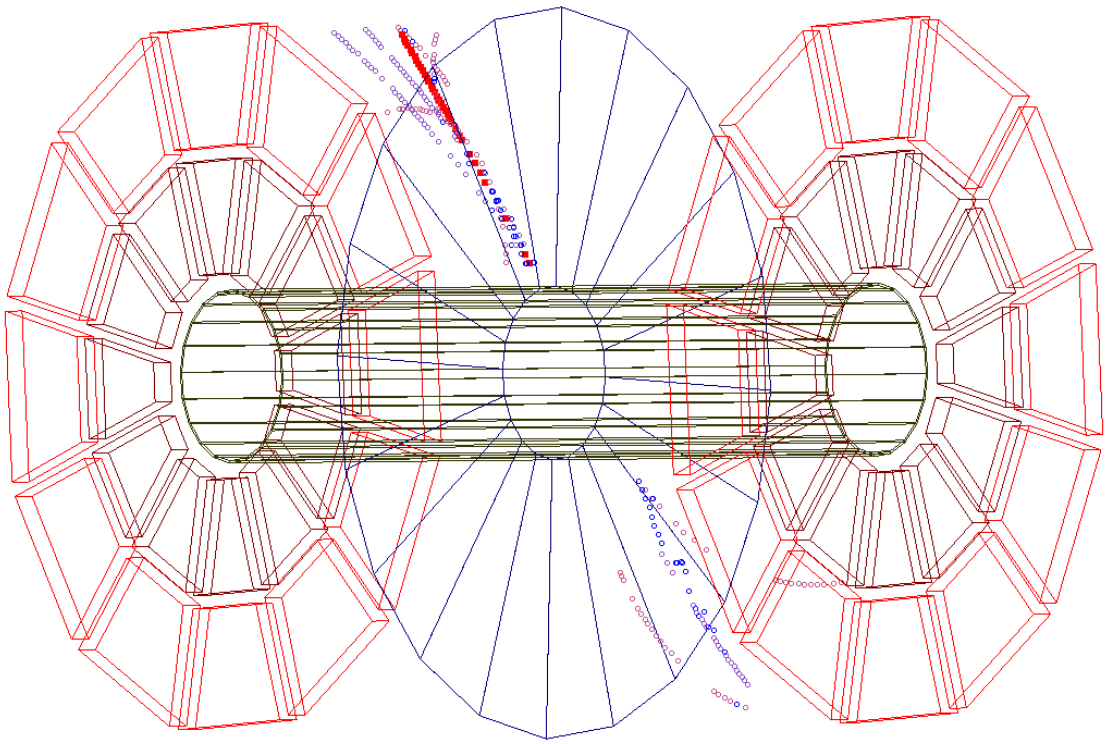

图 0-4: Run number 为11068026的一个$^{4}\overline{\mathrm{He}}$ 事件的TPC展示图，图中红色矩形标记的径迹即为$^{4}\overline{\mathrm{He}}$，其他颜色的圆圈表示距离该事件中$^{4}\overline{\mathrm{He}}$ 径迹5cm之内的其他径迹或点，不同的颜色表示径迹具有不同的动量大小。

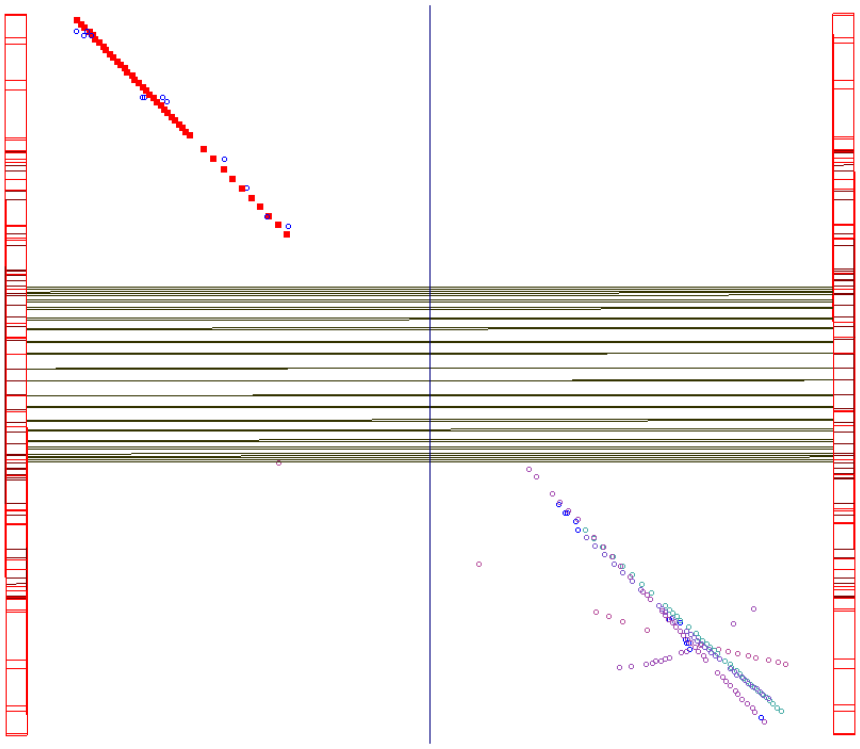

图 0-5: Run number 为11058065的一个$^4\overline{\mathrm{He}}$ 事件的TPC展示图，图中红色矩形标记的径迹即为$^4\overline{\mathrm{He}}$，其他颜色的圆圈表示距离该事件中$^4\overline{\mathrm{He}}$ 径迹5cm之内的其他径迹或点，不同的颜色表示径迹具有不同的动量大小。

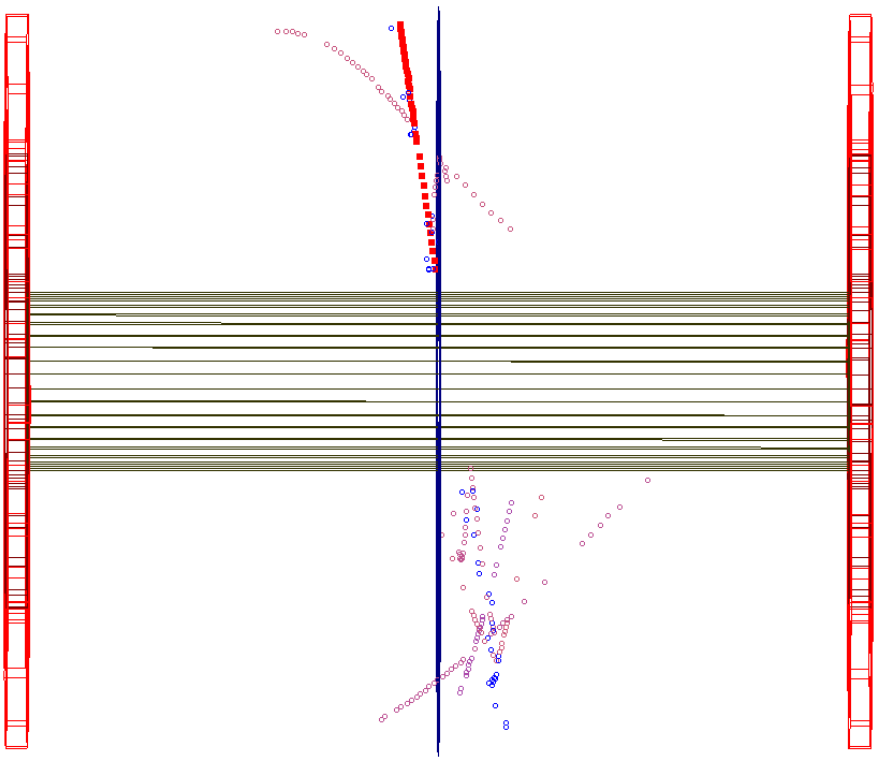

图 0-6: Run number 为11067003的一个$^4\overline{\mathrm{He}}$ 事件的TPC展示图，图中红色矩形标记的径迹即为$^4\overline{\mathrm{He}}$，其他颜色的圆圈表示距离该事件中$^4\overline{\mathrm{He}}$ 径迹5cm之内的其他径迹或点，不同的颜色表示径迹具有不同的动量大小。

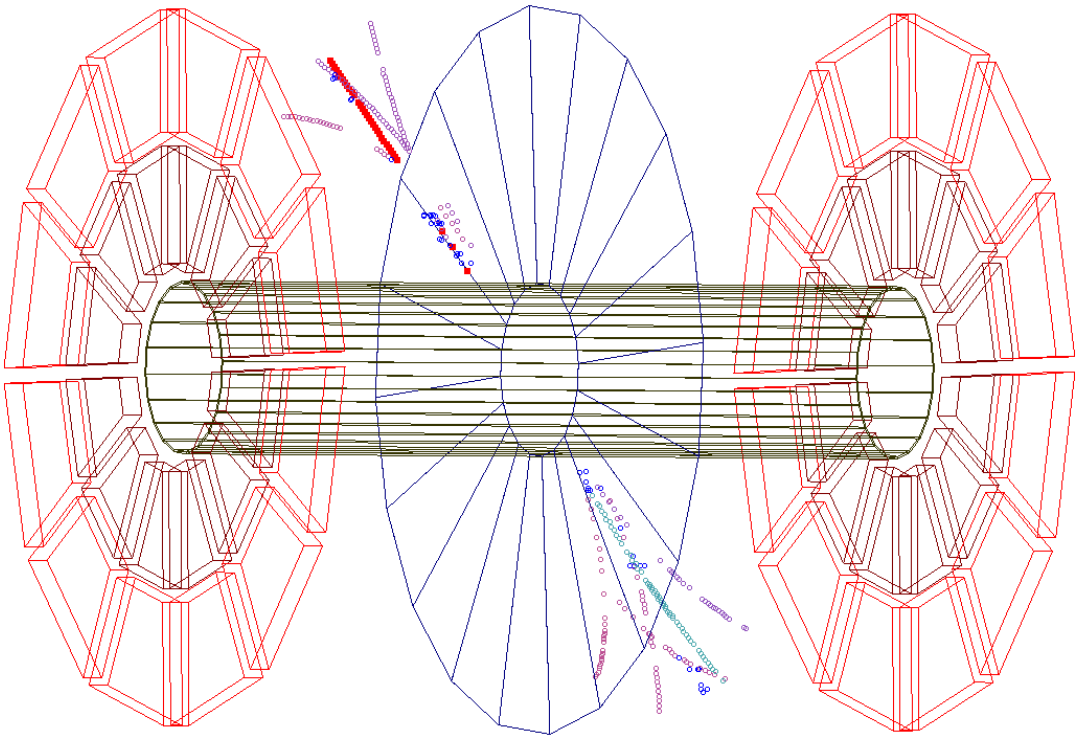

图 0-7: Run number 为11058057的一个$^{4}\overline{\mathrm{He}}$ 事件的TPC展示图，图中红色矩形标记的径迹即为$^{4}\overline{\mathrm{He}}$，其他颜色的圆圈表示距离该事件中$^{4}\overline{\mathrm{He}}$ 径迹5cm之内的其他径迹或点，不同的颜色表示径迹具有不同的动量大小。

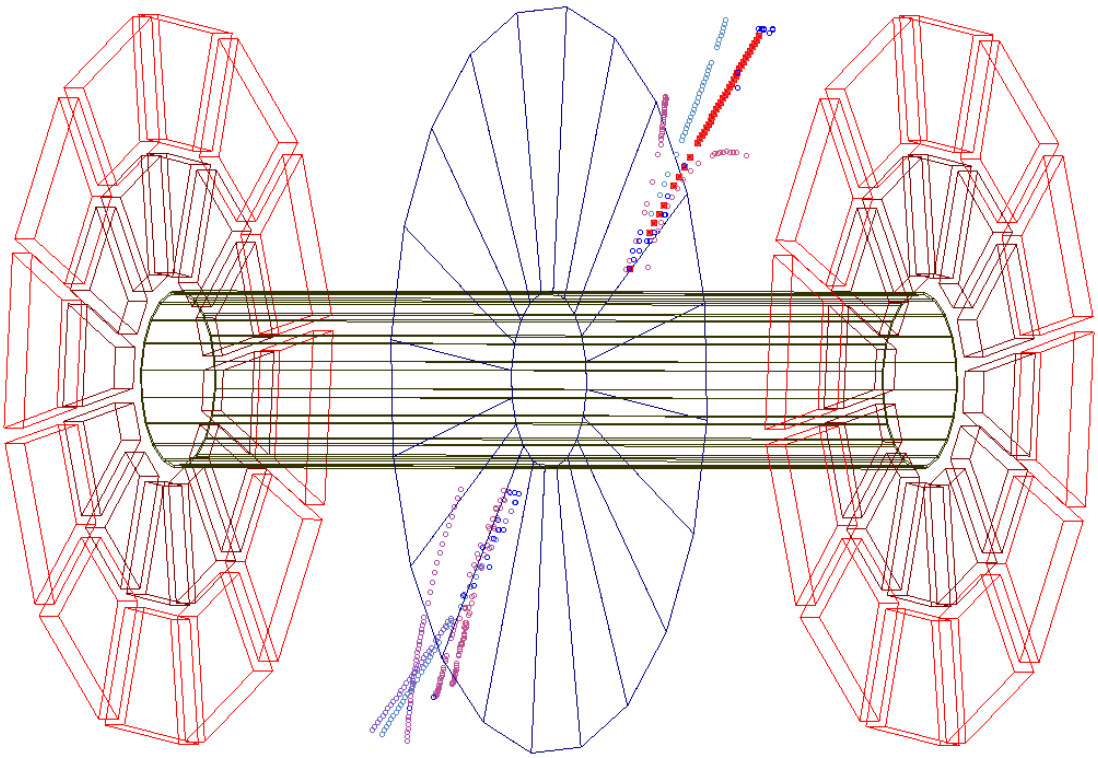

图 0-8: Run number 为11071001的一个$^{4}\overline{\mathrm{He}}$ 事件的TPC展示图，图中红色矩形标记的径迹即为$^{4}\overline{\mathrm{He}}$，其他颜色的圆圈表示距离该事件中$^{4}\overline{\mathrm{He}}$ 径迹5cm之内的其他径迹或点，不同的颜色表示径迹具有不同的动量大小。

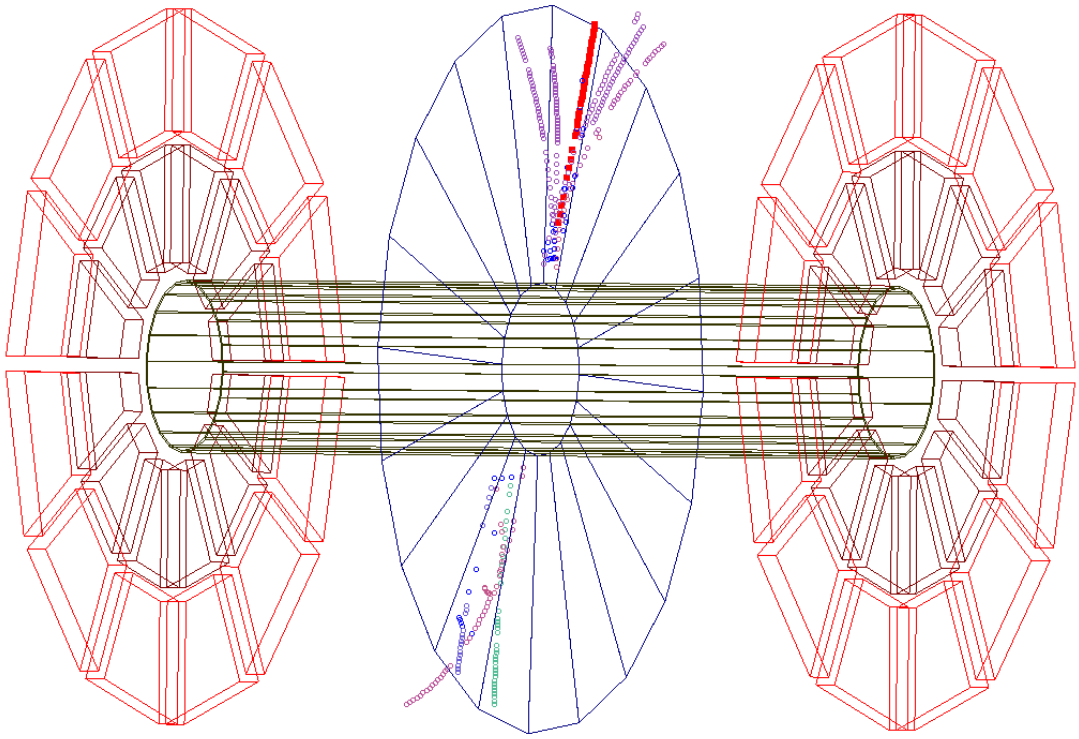

图 0-9: Run number 为11038029的一个$^4\overline{\mathrm{He}}$ 事件的TPC展示图，图中红色矩形标记的径迹即为$^4\overline{\mathrm{He}}$ ，其他颜色的圆圈表示距离该事件中$^4\overline{\mathrm{He}}$ 径迹5cm之内的其他径迹或点，不同的颜色表示径迹具有不同的动量大小。

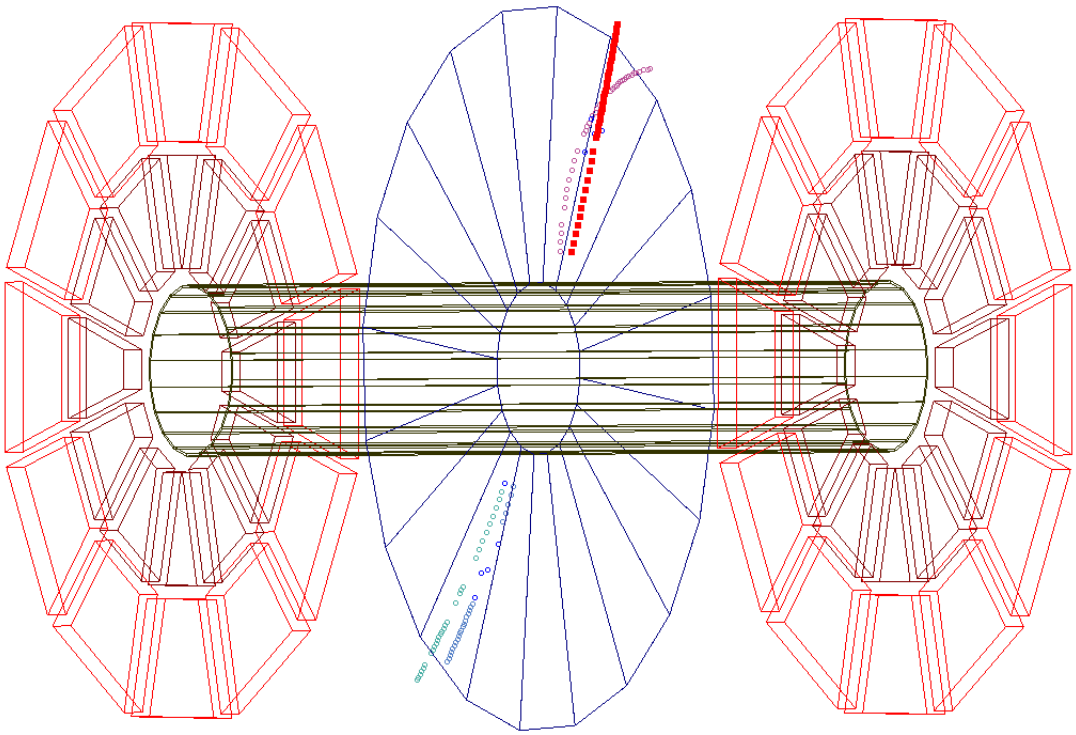

图 0-10: Run number 为11042004的一个$^4\overline{\mathrm{He}}$ 事件的TPC展示图，图中红色矩形标记的径迹即为$^4\overline{\mathrm{He}}$ ，其他颜色的圆圈表示距离该事件中$^4\overline{\mathrm{He}}$ 径迹5cm之内的其他径迹或点，不同的颜色表示径迹具有不同的动量大小。

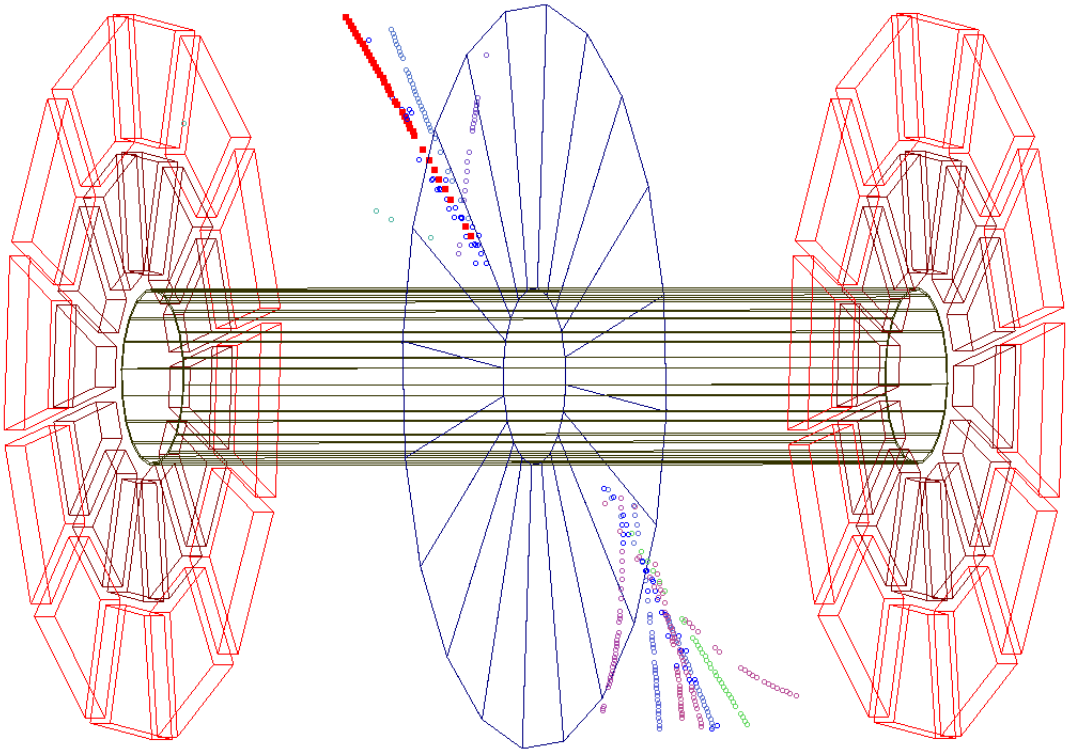

图 0-11: Run number 为11049030的一个$^4\overline{\mathrm{He}}$ 事件的TPC展示图，图中红色矩形标记的径迹即为$^4\overline{\mathrm{He}}$，其他颜色的圆圈表示距离该事件中$^4\overline{\mathrm{He}}$ 径迹5cm之内的其他径迹或点，不同的颜色表示径迹具有不同的动量大小。

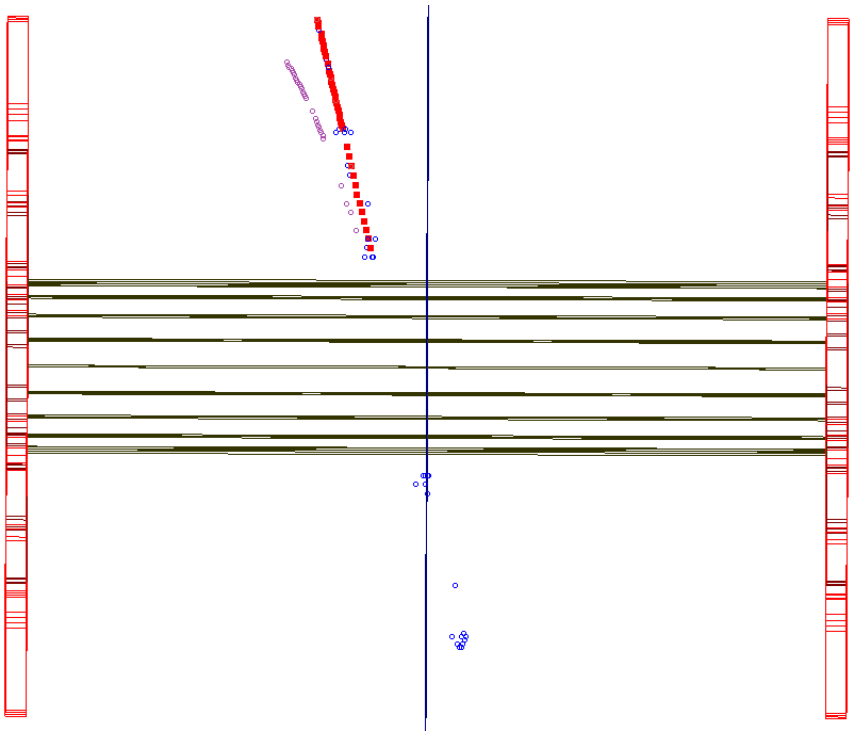

图 0-12: Run number 为11061082的一个$^4\overline{\mathrm{He}}$ 事件的TPC展示图，图中红色矩形标记的径迹即为$^4\overline{\mathrm{He}}$，其他颜色的圆圈表示距离该事件中$^4\overline{\mathrm{He}}$ 径迹5cm之内的其他径迹或点，不同的颜色表示径迹具有不同的动量大小。

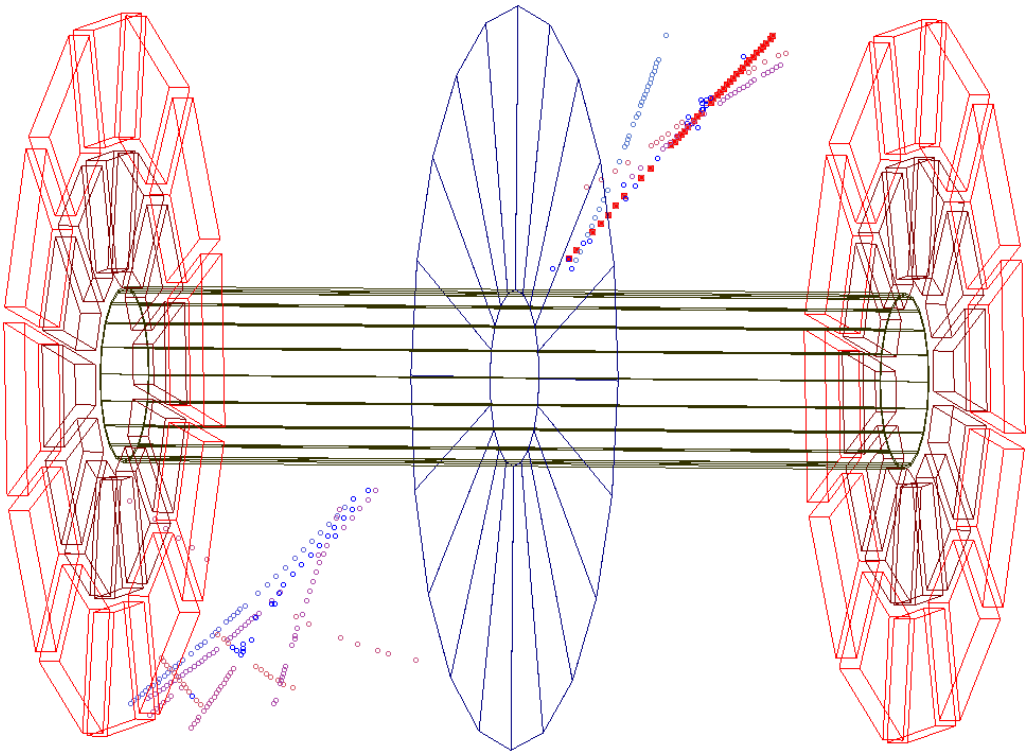

图 0-13: Run number 为11036057的一个$^4\overline{\mathrm{He}}$ 事件的TPC展示图，图中红色矩形标记的径迹即为$^4\overline{\mathrm{He}}$，其他颜色的圆圈表示距离该事件中$^4\overline{\mathrm{He}}$ 径迹5cm之内的其他径迹或点，不同的颜色表示径迹具有不同的动量大小。

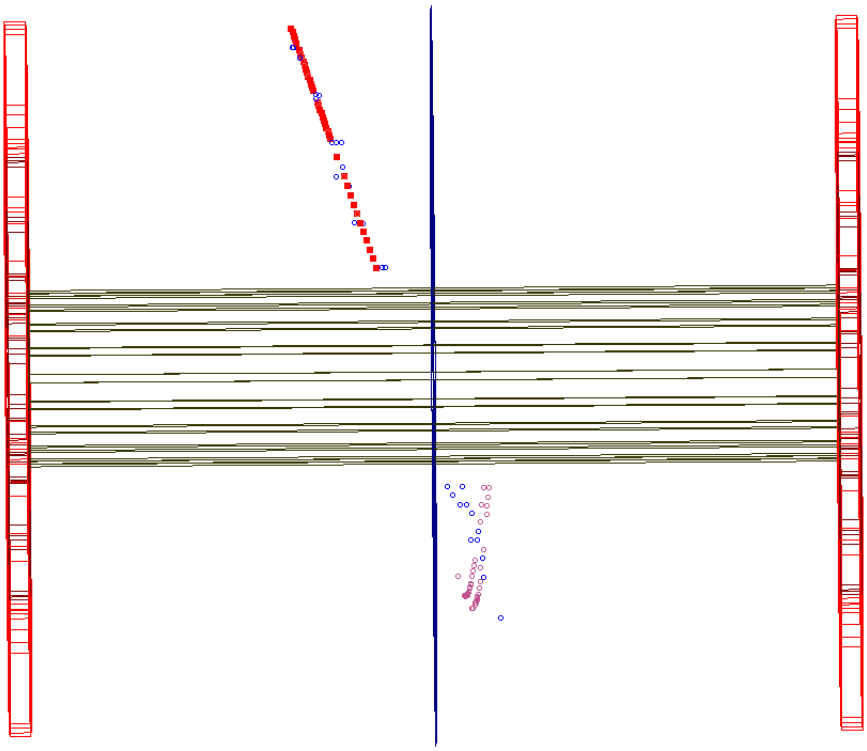

图 0-14: Run number 为11073073的一个$^4\overline{\mathrm{He}}$ 事件的TPC展示图，图中红色矩形标记的径迹即为$^4\overline{\mathrm{He}}$，其他颜色的圆圈表示距离该事件中$^4\overline{\mathrm{He}}$ 径迹5cm之内的其他径迹或点，不同的颜色表示径迹具有不同的动量大小。

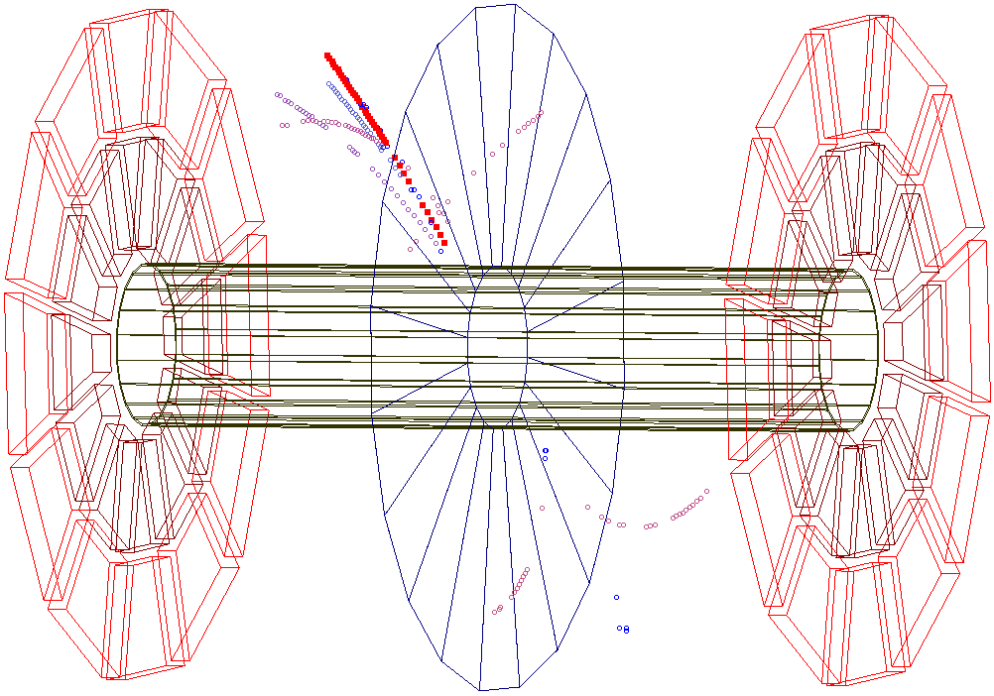

图 0-15: Run number 为11040022的一个$^4\overline{\mathrm{He}}$ 事件的TPC展示图，图中红色矩形标记的径迹即为$^4\overline{\mathrm{He}}$，其他颜色的圆圈表示距离该事件中$^4\overline{\mathrm{He}}$ 径迹5cm之内的其他径迹或点，不同的颜色表示径迹具有不同的动量大小。

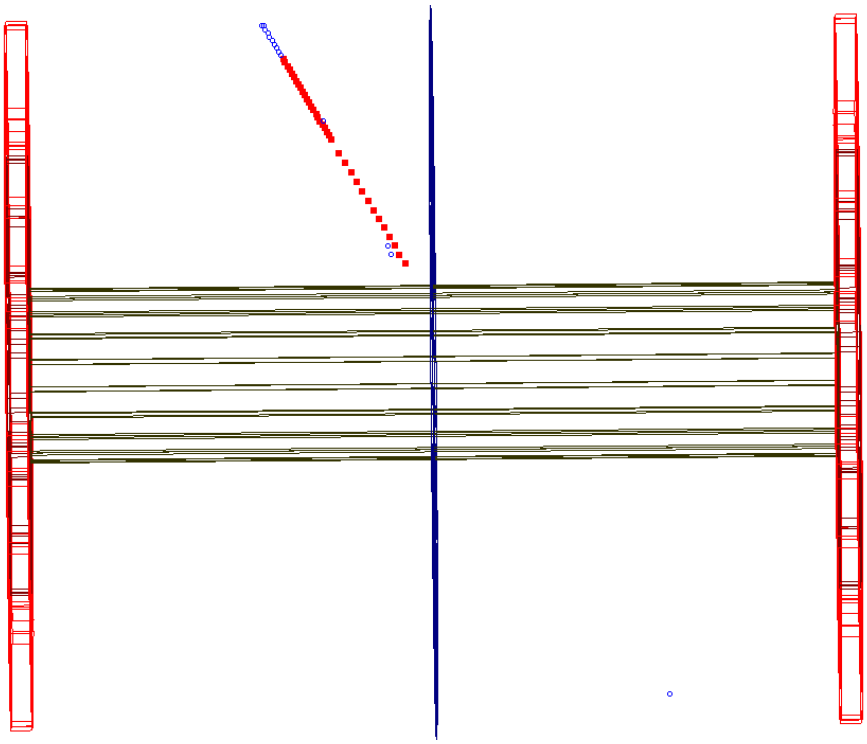

图 0-16: Run number 为11051001的一个$^4\overline{\mathrm{He}}$ 事件的TPC展示图，图中红色矩形标记的径迹即为$^4\overline{\mathrm{He}}$，其他颜色的圆圈表示距离该事件中$^4\overline{\mathrm{He}}$ 径迹5cm之内的其他径迹或点，不同的颜色表示径迹具有不同的动量大小。

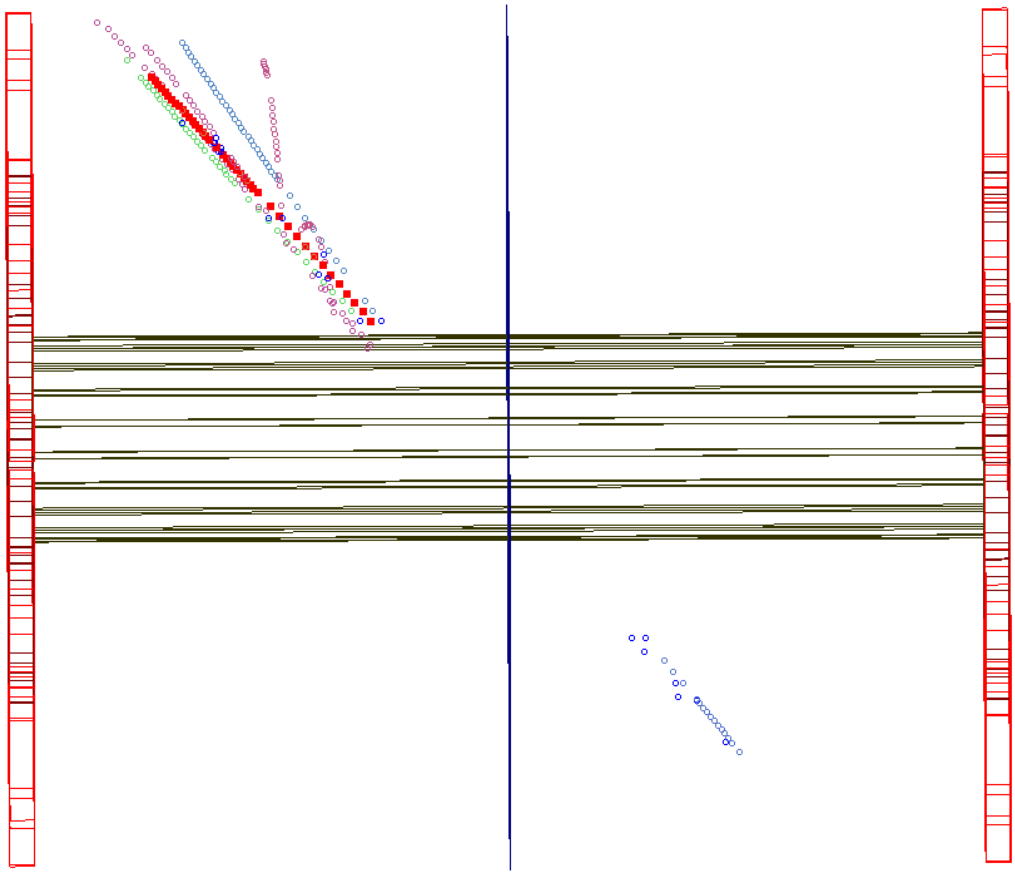

图 0-17: Run number 为11086015的一个$^{4}\overline{\mathrm{He}}$ 事件的TPC展示图，图中红色矩形标记的径迹即为$^{4}\overline{\mathrm{He}}$，其他颜色的圆圈表示距离该事件中$^{4}\overline{\mathrm{He}}$ 径迹5cm之内的其他径迹或点，不同的颜色表示径迹具有不同的动量大小。

附录B：$^{4}\overline{\mathrm{He}}$ 性质列表

RunID	EvtID	Vz	nHit	ndEdx	$p/\|Z\|$	η	ϕ	dca	length	χ^2	n$\sigma_{^4He}$	E	tofZ	tofY	tot	tof	β	m
11073003	164108	-4.21	41	20	2.32	0.79	2.84	0.79	250.80	1.62	2.10	-	-0.92	-1.49	25.92	12.14	0.78	3.73
11039055	210350	-6.60	32	20	2.93	0.62	0.26	0.65	230.60	1.72	1.71	7.60	1.50	-0.21	19.40	10.21	0.84	3.82
11068026	39668	21.47	35	17	2.72	0.60	5.32	0.12	220.40	0.82	1.04	4.35	-1.06	1.15	24.36	10.20	0.83	3.60
11058065	578838	2.80	42	23	2.19	0.87	6.01	0.23	268.43	1.00	0.67	-	0.49	-1.41	25.05	13.27	0.75	3.90
11067003	459202	-7.38	41	22	1.77	0.15	5.26	0.41	192.10	1.87	0.58	3.83	0.62	-0.44	30.80	10.14	0.71	3.53
11058057	14412	-7.89	34	20	2.55	-0.38	0.89	0.15	206.80	0.33	0.47	6.63	-2.29	-0.66	30.50	9.45	0.81	3.76
11071001	22782	13.80	39	22	1.90	0.52	0.08	0.33	209.70	0.65	0.26	7.33	-0.21	1.42	26.20	11.40	0.71	3.72
11038029	198533	8.32	38	20	2.30	-0.28	4.90	0.35	198.80	0.56	-0.71	5.39	-1.85	-1.23	30.00	9.62	0.77	3.78
11042004	32163	-3.15	44	22	1.89	-0.16	2.33	0.35	193.83	0.69	-1.03	6.63	0.39	-0.15	20.30	9.95	0.72	3.66
11049030	163422	-6.25	38	20	1.80	0.52	3.03	0.53	220.60	1.35	-0.92	1.92	-1.51	0.25	29.06	11.30	0.72	3.54
11061082	75580	15.94	40	24	1.84	0.23	4.69	0.13	196.23	1.07	-1.11	9.00	2.67	1.14	34.53	10.50	0.71	3.69
11036057	231733	27.77	38	16	2.40	-0.75	0.77	0.11	247.27	0.97	-1.27	2.43	-2.61	-1.50	14.93	11.30	0.81	3.49
11073073	184644	10.11	40	20	1.61	0.34	1.72	0.16	199.68	0.62	-1.72	2.93	-2.40	0.60	24.78	11.65	0.65	3.81
11040022	369055	-2.03	40	23	1.12	0.38	0.79	0.11	203.90	1.29	0.72	3.19	0.43	-0.18	31.79	14.90	0.52	3.72
11051001	331536	-19.09	36	22	1.10	0.55	1.14	0.10	197.30	0.81	0.23	1.90	-2.82	1.22	30.06	16.16	0.51	3.73
11086015	43011	17.56	43	25	1.81	0.70	0.96	0.11	241.00	0.39	-0.03	5.77	1.49	-0.46	32.5	12.70	0.71	3.63

表 0-1: 2010年16个$^{4}\overline{\mathrm{He}}$ 事件的相关性质。

附录C：物理常数表

Quantity	Symbol	Value(SD uncertainty)	Unit
自然对数底	e	2.7182818284590	[1]
圆周率	π	3.1415926535898	[1]
真空中的光速	c	299792458	[m s^{-1}]
普朗克常数	h	6.6260755(40)$\times 10^{-34}$	[J s]
	$\hbar$	1.05457266(63)$\times 10^{-34}$	[J s]
	$\hbar \equiv h/2\pi$		
波尔兹曼常数	k	1.380658(12)$\times 10^{-23}$	[J K^{-1}]
阿弗加德罗常数	N_A	6.0221367(36)$\times 10^{23}$	[mol^{-1}]
真空的磁导率	μ_0	$4\pi \times 10^{-7}$	[H m^{-1}]
真空的电导率	ϵ_0	8.854187817...$\times 10^{-12}$	[F m^{-1}]
	$\mu_0\epsilon_0 \equiv c^2$		
电子电荷	e	-1.60217733(49)$\times 10^{-19}$	[C]
精细结构常数	α	1/137.03599976	[1]
	$\alpha \equiv \frac{e^2}{4\pi\hbar c\epsilon_0}$		
原子质量单位	m_u	1.66053886(28)$\times 10^{-27}$	[kg]
		931.49391220	[MeV]
电子静止质量	m_0	9.1093897(54)$\times 10^{-31}$	[kg]
		0.51099884(57)	[MeV]
电子经典半径	r_0	2.817940325(28)$\times 10^{-15}$	[m]
质子静止质量	m_p	1.6726231(10)$\times 10^{-27}$	[kg]
		938.2718997	[MeV]
中子静止质量	m_n	1.6749286(10)$\times 10^{-27}$	[kg]
		939.5652175	[MeV]