密级：_____

中国科学院大学
University of Chinese Academy of Sciences

博士学位论文

相对论重离子碰撞中超氚核的实验研究

作者姓名：徐亦飞

指导教师：马余刚　研究员

中国科学院上海应用物理研究所

学位类别：理学博士

学科专业：粒子物理与原子核物理

研 究 所：中国科学院上海应用物理研究所

二〇一七年四月

Experimental study of hypertriton in relativistic heavy ion collisions

by

Yifei Xu

Dissertation Supervisor: Professor Yugang Ma

A Dissertation Submitted to

The University of Chinese Academy of Sciences

in partial fulfillment of the requirement

for the degree of

Doctor of Philosophy

in

Particle Physics and Nuclear Physics

Shanghai Institute of Applied Physics

Chinese Academy of Sciences

April, 2017

中科院上海应用物理研究所论文独创性声明和使用授权说明

独创性声明

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

声明人：徐亦飞　　日期：2017 年 4 月 26 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：徐亦飞　　导师签名：

2017 年 4 月 26 日　　2017 年 4 月 26 日

学位论文版权使用授权书

本人完全了解中国科学院大学有关保留、使用学位论文的规定，即：学校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；学校可以公布论文的全部或部分内容，可以采用影印、缩印、数字化或其它复制手段保存学位论文。

本人同意《中国优秀博硕士学位论文全文数据库》出版章程的内容，愿意将学位论文提交《中国学术期刊（光盘版）》电子杂志社，编入CNKI学位论文全文数据库并充实到“学位论文学术不端行为检测系统”比对资源库，同意按章程规定享受相关权益。

保密论文在解密后遵守此规定。

论文作者签名：徐亦飞　　指导教师签名：

日期：2017 年 4 月 26 日

摘 要

量子色动力学（QCD）是描述强相互作用的规范场理论。这一理论有两个基本特征，即夸克禁闭和渐进自由。根据格点QCD计算，在高温、低重子数密度的条件下，被禁闭在强子中的夸克会解禁闭，形成一种新的物质形态，即夸克胶子等离子体（QGP）。为了研究这种新物质形态，科学家们研制了大型相对论重离子对撞机。位于美国长岛的布鲁克海文国家实验室的相对论重离子对撞机（RHIC）上包括了两个主要的实验装置，即螺线管径迹探测器实验组（STAR）和高能核作用实验组（PHENIX）。其中STAR实验组已经积累了大量的实验证据，证明在对撞之初的极短时间内（若干fm/c），确实产生了一种高温、高密、存在强相互作用的新物质，被称为强耦合夸克胶子等离子体（Strong-coupling Quark Gluon Plasma，sQGP）。

从20世纪中期开始，随着奇异夸克以及一系列奇异粒子的发现，超子-核子（YN）相互作用及其性质成为了一个重要的研究方向。一方面，对YN相互作用的研究能帮助我们进一步理解重子-重子（BB）相互作用，另一方面，YN相互作用也被认为在中子星内部起重要的作用，对YN相互作用的研究在天文学上也有重要的意义。相对论重离子对撞机的出现为YN相互作用的研究带来了很大的便利：作为最轻的超核，超氚核${}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$是RHIC上产额最大的超核，也是YN相互作用最好的研究对象。

超氚有两个主要的衰变模式，即π介子衰变模式和非π介子衰变模式。其中π介子衰变模式的衰变分支比大于98%，是主要的衰变模式。在本文中，主要讨论两个衰变道，即含有π^{-}的两体和三体衰变道。我们使用了STAR在2010年和2011年采集的对撞质心系能量为$\sqrt{s_{\mathrm{NN}}}$=7.7GeV、11.5GeV、19.6GeV、27GeV、39GeV和200GeV的最小偏差（Minimum Biased）数据，通过以上两个衰变道，重构出了超氚的信号。在进行了探测器重构效率、接收度、事件数的修正之后，一方面计算得到了${}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$的寿命，即$142^{+24}_{-21}(stat.)\pm28(syst.)$，另一方面也计算了${}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$两体衰变道分支比与两体、三体衰变道分支比之和的比值，即$0.32^{+0.05}_{-0.05}(stat.)\pm0.01(syst.)$。

理论上一般认为，超氚核是由一个氘核和一个Λ超子组成的弱束缚态。这样一来，${}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$的寿命将会比较接近非束缚态的Λ的寿命，即263ps。早期的实验结果大都含有较大的误差，在误差范围内大都较接近Λ的寿命。2000年之后，使用时间投影室（TPC）技术，RHIC-STAR、LHC-Alice以及GSI-HypHI的若干实验结果，以及本文的结果，都支持这样一个结论，即${}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$的寿命明显的小于非束缚态Λ的寿命。这意味我们之前对${}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$的结构的理解需要进一步的修正。

STAR的零度量能器（ZDC）在工作了近10年后，由于辐照损伤等原因，已经无法维持合适的工作状态。考虑到BRAHMS上的ZDC已经于2006年停止使用并一直闲

置，我们将其安装到了STAR并替换了旧的ZDC。在安装到STAR之前，我们对其进行了刻度。刻度之后的ZDC在RHIC上经历了若干不同能量和种类的束流。我们使用相应的数据计算了ZDC的能量分辨率。结果显示，目前对于200GeV的金-金束流来说，两侧ZDC模块的能量分辨率大约为27%，这比ZDC设计之初使用实验束流得到的20%的能量分辨率略高，但仍然处在良好的范围内。

重味探测器（HFT）已经于2014年开始了数据采集。为了将HFT的信号加入到STAR目前的高阶触发系统（HLT）中，我们使用相关程序对HFT进行了径迹重构测试。测试的结果显示，当初始顶点的位置可以较准确的确定时，径迹的重构效率可以得到保证。但是目前程序的CPU时间消耗过高，需要进一步的改进和优化。

关键词：超氚；超核；奇异性； STAR；相对论重离子碰撞

Abstract

Quantum chromodynamics is a gauge filed theory to describe strong interactions. QCD has two basic properties: Quark Confinement and Asymptotic freedom. According to the Lattice QCD, a new phase of matter, known as quark-gluon-plasma, could be created under condition of extremely high temperature and low baryon density. Large relativistic heavy ion colliders were built in order to search for this new form of matter. The Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) in Brookhaven National Laboratory (BNL) is located in the Long Island of New York. There are two experiments which are still in operation at RHIC: the STAR experiment and the PHENIX experiment. The STAR and PHENIX experiments have accumulated lots of experimental evidence to prove that a new form of matter with extremely high temperature, high density, and strong interaction has been created, which is called sQGP.

Since strange quark and strange particles have been discovered in 1950s, the Hyperon-Nucleon (YN) interaction has become a new frontier of particle and nuclear physics. On one aspect, the research on YN interaction will help us to understand the Baryon-Baryon interaction. On another aspect, YN interaction is believed to be dominated in neutron stars, which makes it also important in cosmology. The Relativistic Heavy Ion Collider provides a good opportunity for the YN research especially for the study of hyper triton, the lightest hypernuclei, which is the most abundantly produced in collisions.

Hypertriton has two main decay modes: the mesonic decay and non-mesonic decay. The total branching ratio of mesonic decay is larger than 98%. In this dissertation, we will focus on the two main decay channels, i.e. the two body and three body π^-decay channels. The STAR minimum biased data with center-of-mass energy $\sqrt{s_{\rm NN}}$=7.7GeV, 11.5GeV, 19.6GeV, 27GeV, 39GeV and 200GeV collected in year 2010 and 2011 are used for the reconstruction of ${}^{3}_{\Lambda}$H signals. We calculated the lifetime and ratio of branching ratios for ${}^{3}_{\Lambda}$H after detector efficiency, acceptance and event number correction. Here the ratio is defined as B.R.(2-body)/B.R.(2-body plus 3-body). The lifetime result is $142^{+24}_{-21}(stat.)\pm28(syst.)$, and the ratio is $0.32^{+0.05}_{-0.05}(stat.) \pm 0.01(syst.)$.

Traditional theory tells us a hypertriton is a weakly bounded state of a deutron and a Λ. Thus, the lifetime of ${}^{3}_{\Lambda}$H would be close to that of a free Λ, which is 263ps. Some early experimental results are indeed close to free Λ lifetime but mostly with large error bars. Since 2000, with help of TPC technology, results from RHIC-STAR, LHC-Alice and GSI-HypHI, including the result from this dissertation, show results which are significantly smaller than

lifetime of a free Λ. This indicates our understanding of ${}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$ structure may need modification.

The STAR zero degree calorimeter (ZDC) cannot be maintained in a proper status after its installation for over 10 years due to radiation. Considering that the ZDC modules on BRAHMS are idle since 2006, we planned to move those modules to STAR as replacements for the current STAR-ZDC modules. After calibration for the high voltage, the new modules have been installed at STAR since 2010. In this dissertation, we calculated the energy resolution of the ZDC modules and results show that for 200GeV Au+Au collisions, the energy resolutions for both sides are around 27%. This resolution is a little higher when compared to the test beam result in the very beginning, which is 20%. However, with a resolution of 27%, the ZDC modules are still in good status.

The heavy flavor tracker (HFT) was fully installed in 2014 and started data collection since then. In order to include HFT hits information into High Level Trigger (HLT) system, we tested the reconstruction efficiency and CPU time consumption with HLT-HFT code. The result shows a good reconstruction efficiency if the primary vertex could be accurately determined, while the CPU time consumption is far from being accepted.

Keywords: Hypertriton; Hyper-nuclues; strangeness; STAR; RHIC

目　录

摘　要 I

目　录 V

第一章　相对论重离子碰撞 1

1.1　粒子物理学发展史 1

1.2　标准模型 2

1.3　量子色动力学 4

1.4　相对论重离子碰撞 5

1.4.1　几何描述和时间演化 7

1.4.2　主要的实验装置 9

1.4.3　RHIC上QGP的产生及相关证据 10

1.5　本文的内容和结构 11

第二章　相对论重离子碰撞实验装置 13

2.1　相对论重离子对撞机 13

2.2　螺线管径迹探测器 15

2.2.1　磁铁 15

2.2.2　时间投影室 15

2.2.3　飞行时间探测器 18

2.2.4　零度量能器 19

2.2.5　重味径迹探测器 21

2.3　STAR的探测器升级计划 23

2.3.1　BES-II能量扫描计划 23

2.3.2　eRHIC计划 25

2.3.3　iTPC升级计划 25

第三章　超氚核的重构和寿命测量 27
3.1　超核物理 27
3.1.1　超子与超核 27
3.1.2　超氚核 28
3.2　历史上对$^{3}_{\Lambda}$H的研究 29
3.2.1　核乳胶室和氦气泡室 29
3.2.2　相关结果 30
3.3　反超氚核的发现 31
3.4　三体衰变道的重构 31
3.4.1　数据样本的选择 31
3.4.2　$^{3}_{\Lambda}$H信号的重构 32
3.4.3　背景的重构 34
3.4.4　效率和接受度修正 36
3.4.5　$^{3}_{\Lambda}$H寿命的测量 38
3.4.6　系统误差分析 39
3.5　两体衰变道重构 40
3.5.1　数据样本的选择 40
3.5.2　$^{3}_{\Lambda}$H信号的重构 41
3.5.3　效率和接受度修正 41
3.5.4　系统误差的测量 43
3.6　对事件数的刻度 43
3.7　对$^{3}_{\Lambda}$H寿命的讨论 44
3.8　对$^{3}_{\Lambda}$H分支比R_3的讨论 46
第四章　零度量能器的刻度与能量分辨率 49
4.1　STAR零度量能器 49
4.2　STAR-ZDC的刻度 50
4.3　实验表现 52
4.3.1　信号响应 52
4.3.2　能量分辨率 53
4.4　总结 55

第五章　STAR高阶触发系统 57
5.1　STAR的低阶触发系统 57
5.2　高阶触发系统 58
5.3　卡曼滤波 60
5.4　HFT的径迹重构测试 61
5.4.1　产生事件 61
5.4.2　确定初始顶点 62
5.4.3　重构径迹 63
5.4.4　连环对撞事件 64
5.4.5　重构效率和时间消耗 64
5.4.6　结论 69
第六章　总结与展望 71
6.1　总结 71
6.2　展望 72
参考文献 73
图目录 79
表目录 85
附录 A　发表论文和学术报告清单 89
A.1　主要论文清单 89
A.2　其他合作文章 89
致　谢 i

第一章　相对论重离子碰撞

1.1　粒子物理学发展史

粒子物理学是研究各种亚原子粒子以及其间相互作用的学科。2400年前的希腊哲学家德谟克利特（Democritus）就提出了“原子”的概念，认为所有的事物都是由原子所组成的，并且原子不可分割。遗憾的是，基于科技发展的限制，在此后的两千多年时间内，“原子”这一概念，只停留在了哲学范畴内。

直到1897年，英国科学家汤姆逊爵士（Sir Joseph John Thomson）在阴极射线中发现电子，粒子物理学才迎来了大发现时期：

1905年，爱因斯坦（Albert Einstein，1879-1955）提出电磁场的基本结构单元是光子。 1909年，卢瑟福（Ernest Rutherford，1871-1937）提出原子轨道模型，图像为带负电的电子围绕带正电的原子核运行。 1911年，卢瑟福由α粒子大角度弹性散射实验，证实了带正电原子核的存在。 1913年，丹麦物理学家波尔（Niels Bohr，1885-1962）提出电子轨道有分立能级。 1919年，卢瑟福发现质子，并预测中子存在。 1924年，德布罗意（Louis de Broglie，1892-1987）在博士论文中提出电子的波动性。 1925年，泡利（Wolfgang Pauli，1900-1958）提出不相容原理。 1926年，薛定谔（Erwin Schrödinger，1887-1961）受德布罗意的启发提出薛定谔方程。1927年，海森堡（Werner Heisenberg，1901-1976）提出不确定原理。1931年，泡利从理论上假设了中微子的存在。 1932年，查德威克（James Chadwick，1891-1974）发现中子。 1932年，安德森（Carl Anderson，1905-1991）发现正电子。 1934年，汤川秀树（Hideki Yukawa，1907-1981）为了解释强相互作用的短程特性，预言了一种携带强相互作用的介子，即后来发现的π介子。 1947年，鲍威尔（Cecil Powell，1903-1969）等人发现π介子。 1952年，唐纳德（Donald Glaser，1926-2013）发明气泡室。其位置分辨率可以达到μm量级。1955年，张伯伦（Owen Chamberlain，1920-2006)发现反质子。

基于气泡室的发明以及粒子加速器技术的发展，20世纪50年代之后，诸如K^0、Δ、Ξ^-、μ_e等等大量的新粒子被发现。到了60年代初，实验发现的各种粒子的种类已经比当时的元素周期表上的化学元素数量还要多了，以至于人们称呼它们为“粒子动物园”。此时，物理学家们不得不面对这样几个问题，即如此多的粒子不可能都是基本粒子，那么基本粒子在哪里？如何对这些已知的众多粒子进行分类？

1961年，盖曼（Murray Gell-Mann，1929- ）提出通过$SU(3)$群理论将强子分类。这一理论认为可以使用u，d，s三个基矢来构造强子，并且盖曼将这三个基矢称为“Quark”[1]。由此，u，d，s成为了强子结构的基本单元，即三种不同的“味道”。除

了解释并分类已经发现的粒子外，该理论还预言了一些新粒子的存在，如Ω^-等。其中，1964年，布鲁克海文国家实验室的科学家在气泡室中发现了Ω^-。 1968年，SLAC的电子-质子深度非弹性散射实验中发现了u夸克和d夸克[2,3]。并且间接观测到了s夸克。

在观测到$\Omega^-(sss)$后，人们发现它不满足泡利不相容原理，为了解决这个问题，格林伯格（Oscar Greenberg，1932- ）在1964年提出了色荷的概念，认为每种夸克有额外的三种自由度，即色（color）自由度：R、G、B。

1964年，格拉肖（Sheldon Glashow，1932- ）等人预言了粲夸克（c）的存在。1973年，小林诚（Kobayashi Makoto，1944- ）和益川敏英（Masukawa Toshihide，1940- ）根据K介子衰变中CP破坏的现象，预言了底夸克（b）和顶夸克（t）的存在。1974年，布鲁克海文国家实验室的丁肇中（Samuel Ting，1936- ）和斯坦福线形加速器中心的里克特（Burton Richter，1931- ）分别独立发现了$J/\psi(c\bar{c})$粒子。1977年，Fermi实验室发现了底夸克。1995年，Fermi实验室发现了顶夸克。至此，理论上预言的三代夸克都已经发现。表1.1列出了三代夸克的主要量子数。

表 1.1　夸克模型中三代夸克的主要量子数。

味道	重子数B	奇异数s	粲数c	美数b	真数t	I	I_3	$\frac{Q}{e}$	J	质量(GeV/c^2)
d	$\frac{1}{3}$	0	0	0	0	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	0.35
u	$\frac{1}{3}$	0	0	0	0	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{1}{2}$	0.35
s	$\frac{1}{3}$	-1	0	0	0	0	0	$-\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	~0.5
c	$\frac{1}{3}$	0	1	0	0	0	0	$\frac{2}{3}$	$\frac{1}{2}$	1.5
b	$\frac{1}{3}$	0	0	-1	0	0	0	$-\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	4.5
t	$\frac{1}{3}$	0	0	0	1	0	0	$\frac{2}{3}$	$\frac{1}{2}$	173

1.2　标准模型

随着大量粒子的发现以及量子学说的发展，为了描述这些粒子之间的相互作用，人们发展了标准模型（Standard Model）。1954年，杨振宁（Chen-Ning Yang，1922- ）和米尔斯（Robert Mills, 1927-1999）提出了Yang-Mills规范场理论[4]，为标准模型的发现打下了基础。1961年，格拉肖、温伯格（Steven Weinberg，1933- ）和萨拉姆（Abdus Salam，1926-1996）首先提出了电弱统一理论，将弱相互作用与电磁相互作用结合[5]。1967年，温伯格（Steven Weinberg，1933- ）和萨拉姆引入了Higgs机制解释所有基本粒子的质量[6]。1973年，CERN发现了中性弱流。至此，弱电理论被广泛接受。1983年发现的$W^{\pm}$和Z玻色子的质量也与标准模型预测的一致。之后，强相互作用也被加入到标准模型中，形成了现在包括弱相互作用、强相互作用和电磁相互作用的标准模型。

现在的标准模型包含了61个基本粒子，如图1.1所示。图中左侧（紫色和绿色部分）为自旋为半整数的费米子，遵守泡利不相容原理，右侧（红色和黄色部分）为自旋为整数的玻色子，符合玻色爱因斯坦统计。根据标准模型，所有的夸克分为三代，即上

夸克（u）、下夸克（d）为第一代，粲夸克（c）、奇异夸克（s）为第二代，顶夸克（t）和底夸克（b）为第三代。每代夸克的质量都比上一代大。考虑到反夸克以及不同的色荷，夸克共有36种。同时，所有的轻子也分为三代，即电子（e）和电子中微子（υ_e）为第一代，μ子和μ中微子（υ_μ）为第二代，τ子和τ中微子（υ_τ）为第三代。在三代轻子中，只有第一代轻子是稳定存在的，第二代和第三代轻子都会衰变。右边的红色部分是传播相互作用的规范玻色子，其中胶子（g）共有8种，是强相互作用的传播子，光子γ是电磁相互作用的传播子，而$W^{\pm}$和Z玻色子是传播弱相互作用的传播子。黄色部分是$Higgs$玻色子，是所有基本粒子质量的来源。除了$Higgs$玻色子外，其他玻色子都有规范不变性，可以使用酉群去描述，被称为规范波色子。

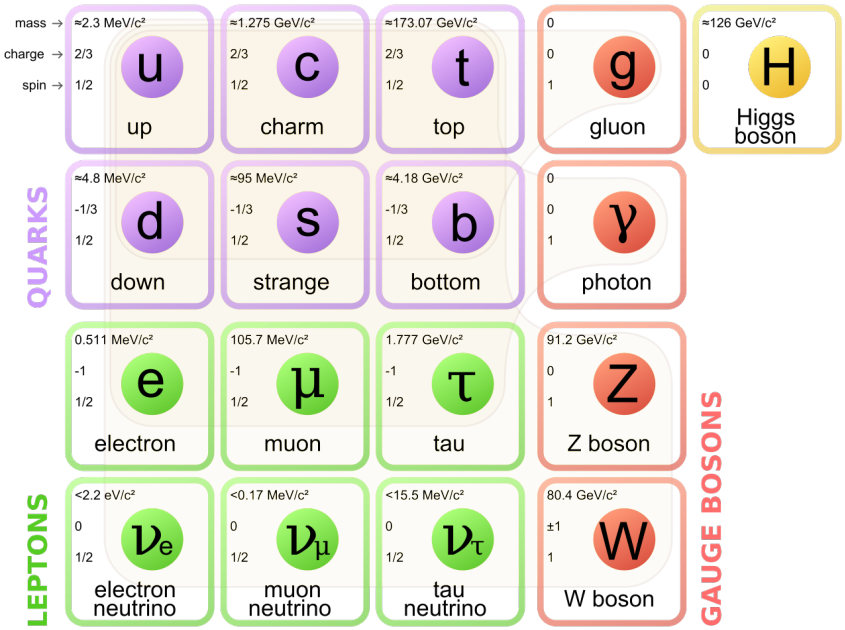

图 1.1　标准模型包含的基本粒子。包括三代夸克、三代轻子、传播相互作用的胶子g、光子γ、$W^{\pm}$和Z玻色子以及赋予所有粒子质量的$Higgs$玻色子。

在标准模型的理论中，上述的61种基本粒子及其之间的相互作用组成了世界上的其他粒子。图1.2展示了这些基本粒子之间的相互作用。在这些基本粒子中，轻子只参与弱相互作用。三个夸克可以组成重子（Baryon），一对正反夸克可以组成介子（Meson），重子和介子统称为强子（Hadron）。强子既参与强相互作用也参与弱相互作用。轻子和强子都含有电荷，都会参与电磁相互作用。

标准模型成功的纳入了强相互作用、弱相互作用和电磁相互作用，并且曾成功的预测了诸如$W^{\pm}$、Z、顶夸克、底夸克等一系列粒子的存在及其质量。但是同时，现在的标准模型也还存在一系列问题，比如：在模型中并没有包含引力相互作用；1998年，日本超级神冈中微子探测器有关中微子振荡的结果显示，中微子拥有非零质量[7]；质子衰变的假设一直没有被实验所证实。这说明标准模型可能还需要进一步的修正。

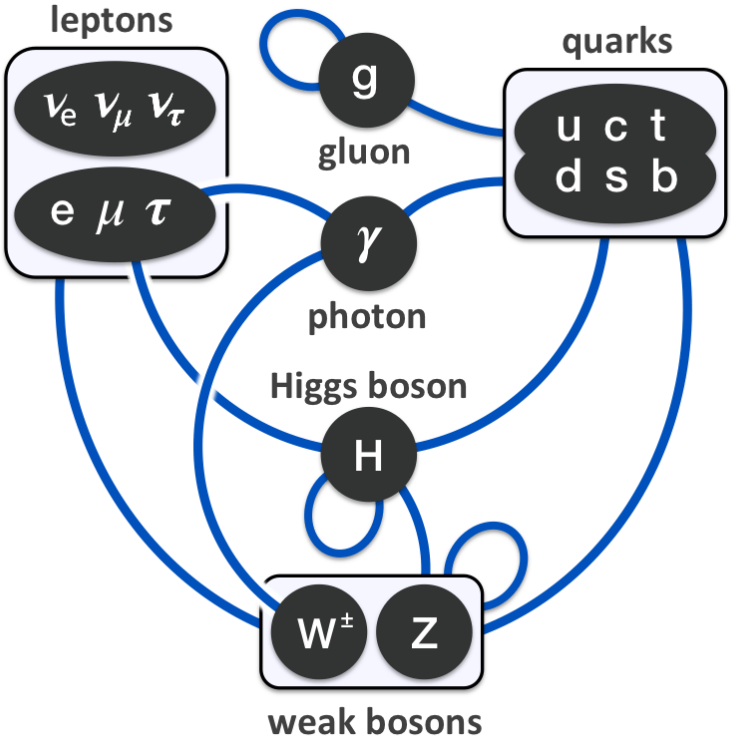

图 1.2　标准模型中基本粒子之间的相互作用。

1.3　量子色动力学

量子色动力学（Quantum Chromo-Dynamics，QCD）是描述强相互作用的动力学理论。它所对应的规范群是非阿贝尔的$SU(3)$群，群量子数为色荷。每一种夸克的三种颜色，对应着$SU(3)$群的基本表示。八种胶子，对应着$SU(3)$群的伴随表示。QCD理论的动力学完全由它的$SU(3)$规范对称群决定。

QCD理论中最重要的特点便是渐进自由（Asymptotic Freedom）和色禁闭（Color Confinement）。

1973年，韦尔切克（Frank Wilczek）、格罗斯（David Gross）[8]与波利策（David Politzer）[9]发现当两个色荷靠的越近或它们之间传递的动量越大，它们之间的相互作用也就越弱；反之，当它们离的越远或它们之间传递的动量越小，它们之间的相互作用就会越强。这便是著名的渐进自由。图1.3展示了实验测得的相互作用耦合常数α_s随动量转移Q的变化趋势。其中强耦合常数的定义如式1-1所示。

$$\alpha_s(Q) \equiv \frac{g_s^2(Q)}{4\pi} \approx \frac{1}{\beta_0 ln(Q\Lambda^2)} \tag{1-1}$$

从图1.3中可以看出，随着动量转移Q的减少，色荷之间的相互作用迅速增加。这说明，当两个夸克之间的距离增加到一定程度后，继续增加距离所需要的能量将大于产生一对新的正反夸克所需要的能量。这时，新的夸克会出现（即夸克的碎裂机制）。

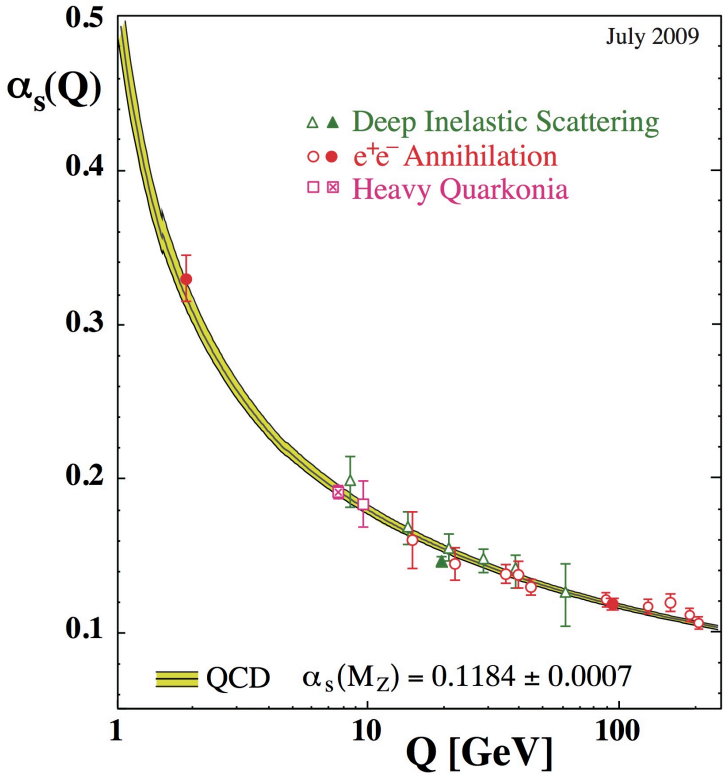

图 1.3 强相互作用的耦合常数α_s随动量转移Q的变化曲线[10]。可以看出随动量转移的减小，色荷之间的相互作用很快增加。

由此可以看出，夸克只能与其他夸克或反夸克一起，以色中性的强子形式存在。这即是夸克的色禁闭。正是因为色禁闭的存在，自由的夸克从未被观测到。

1.4 相对论重离子碰撞

由QCD的渐进自由理论可以得到一个推论，即在一个极端的高能量密度条件下（1-3GeV/fm^3），强子中的所有夸克会从色禁闭中解脱出来，成为一种新的物质形态：夸克胶子等离子体态（Quark-Gluon-Plasms，QGP）。

同时，根据宇宙大爆炸理论，我们的宇宙是由最初时刻的一个温度无限高、密度无限大的奇点不断碰撞而形成的。在大爆炸之初的若干个毫秒时间内，宇宙中的物质也处于夸克胶子等离子体态，因此对QGP的研究也有助于研究宇宙早期形态。图1.4展示了宇宙大爆炸理论中的宇宙演化示意图。

根据格点量子色动力学（Lattice QCD，LQCD）的计算，发生QGP相变所需要的临界温度T_c大约为150MeV~180MeV[11]。图1.5展示了LQCD计算的不同夸克味组合下系统相变过程中系统热力学熵ϵ/T^4随着温度T/T_c的变化过程。从图中可以看出，当系统的温度达到临界温度，即T/T_c=1时，整个系统的自由度迅速增加，这意味着发生了QGP相变，夸克解禁闭了。同时，LQCD计算的系统热力学熵要低于Stefan-Boltzmann极限，这说明此时夸克胶子之间仍然存在一定的相互作用。

为了达到产生QGP所需要的极高能量密度，实验上一般通过相对论重离子对撞的

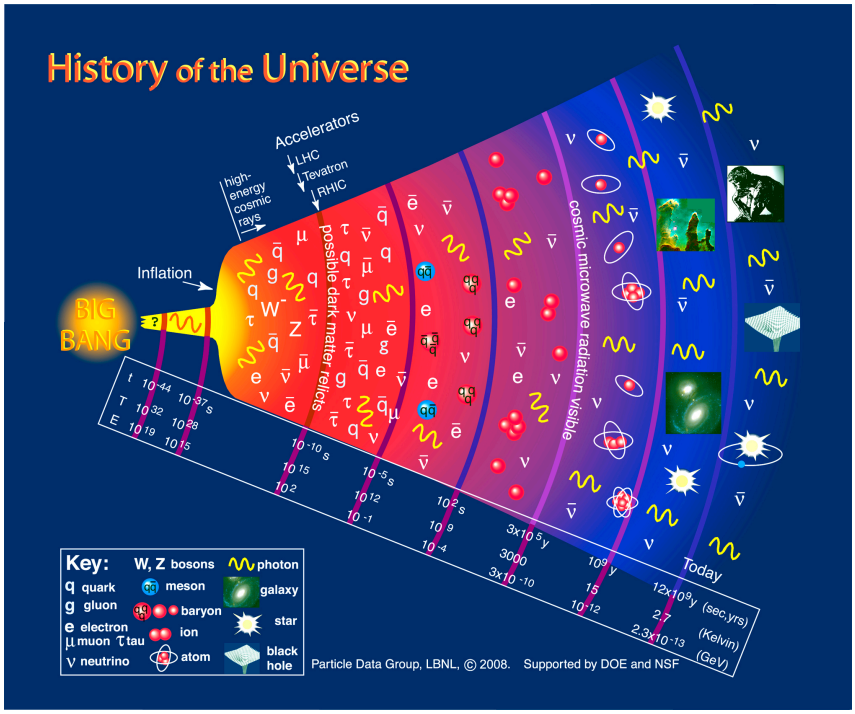

图 1.4　宇宙大爆炸理论中的宇宙演化示意图。根据理论，目前世界上的大型相对论重离子对撞机可以模拟宇宙早期的一些演化景象。

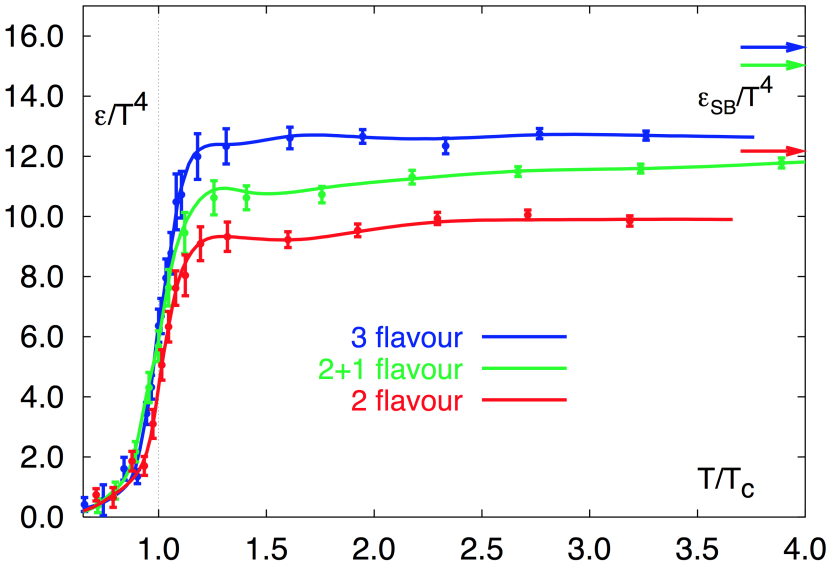

图 1.5　LQCD计算的不同夸克味组合下系统相变过程中系统热力学熵ϵ/T^4随着温度T/T_c的变化。右侧箭头表示高温Stefan-Boltzmann极限所在的位置。[11]

方法。所谓重离子，一般是指核子数大于16的原子核。将这样的原子核加速到接近光速时，会产生明显的相对论效应。将两束接近光速的重离子对撞，即是相对论重离子对撞。相对于固定靶实验，对撞实验可以达到更高的质心系能量。相对论重离子对撞可以在极短时间（若干个fm/c）内产生QGP并对其进行研究。

1.4.1　几何描述和时间演化

在相对论重离子对撞中，两个原子核对撞的几何图像如图1.6所示。对撞中的两个核子分别称为弹核（Projectile）和靶核（Target），而两个核子质心垂直于运动方向的距离称为碰撞参数（Impact Parameter），以b表示。碰撞参数为零的对撞，称为中心对撞（Central Collision）；碰撞参数接近弹核和靶核半径之和的对撞，称为周边碰撞（Peripheral Collision）；碰撞参数在以上两者之间的，可以称为半对心碰撞（Mid-Central Collision）。图1.6中所示即为一次典型的半对心碰撞。在一次对撞中，参与核反应的核子称为参与者核子（Participants）；未发生对撞，并在对撞之后直接飞走的核子称为旁观者核子（Spectator）。同时，根据对撞时碰撞参数b的大小，可以定义对撞的对心程度（Centrality）[12]：

$$centrality = \frac{\int_0^b \frac{d\sigma}{\mathbf{d}b}\mathbf{d}b}{\int_0^\infty \frac{d\sigma}{\mathbf{d}b}\mathbf{d}b} \tag{1-2}$$

式中，b是碰撞参数，σ是碰撞截面。

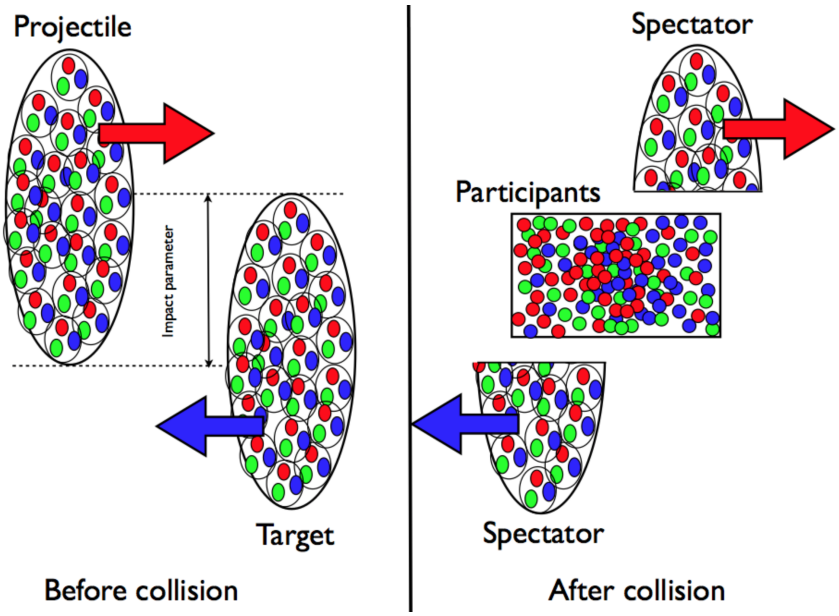

图 1.6　相对论重离子对撞中的几何描述

实验上，每次碰撞的碰撞参数b是具有随机性且无法直接测量的。但是，每次碰撞之后产生的粒子数量，即粒子多重数（Multiplicity）符合Glauber分布[13]。而且，粒子多重数与碰撞参数也有很直接的关系。因此，实验上我们一般通过粒子多重数来确定碰撞的对心程度。

典型的相对论碰撞系统的演化可以分为以下几个过程：预平衡、局部热平衡、强子化、冻出。接下来我们将以图1.7和1.8为例详细的介绍这几个过程。

首先是预平衡（Pre-equilibrium）阶段。此阶段发生于碰撞发生后的$1 fm/c$的时间之内。此时，夸克与胶子之间发生级联作用（Parton Cascade），同时，也会产生高横动

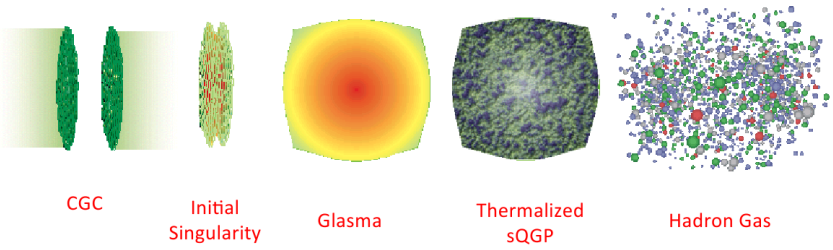

图 1.7　相对论重离子对撞中的演化示意图。

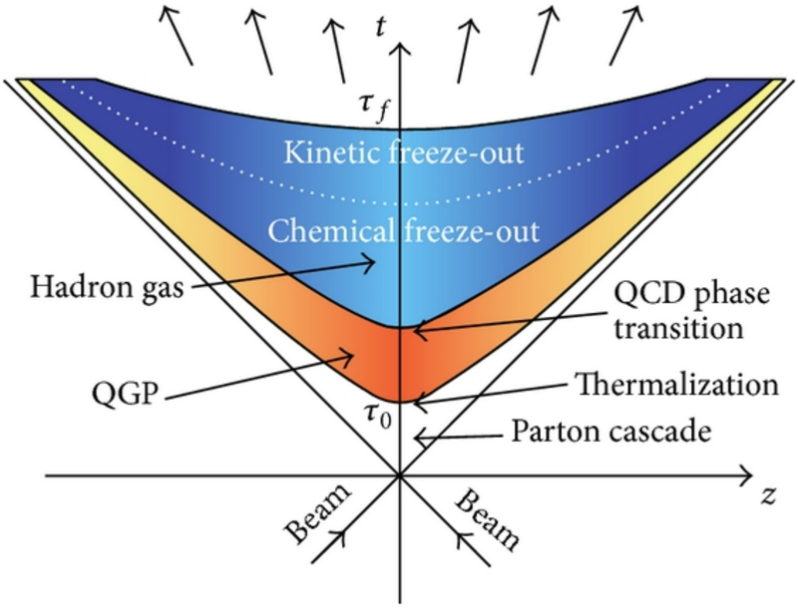

图 1.8　相对论重离子对撞随时间演化示意图。

量喷注（jets）。可以描述预平衡阶段状态的模型包括color string模型、color-glass condensate模型和微扰QCD模型等。部分子在此阶段的时间演化可以由输运方程来描述。

其次是局域热平衡（Local Thermal Equilibrium）阶段。在碰撞发生后$1-10fm/c$的时间内，系统变进入局域平衡状态。此时，系统的能量密度逐步达到最高值，大量的夸克解禁闭，开始形成QGP物质。此时的系统可以近似看做流体，因此可以使用流体力学的方程来进行描述：

$$T^{\mu\nu}(x) = u^{\mu}u^{\nu}(\epsilon(x) + P(x)) - g^{\mu\nu}P(x), \quad \partial_{\mu}T^{\mu\nu}(x) = 0 \tag{1-3}$$

其中，$T^{\mu\nu}(x)$是体系的能动量张量，$\epsilon(x)$是能量密度，$P(x)$是压强，u^{μ}是微小流体元的四维速度。

再其次是强子化（Hadronization）阶段。在局域热平衡之后，系统不断膨胀，系统的能量密度开始降低。由QGP的相图可以知道，当系统的状态将逐步从QGP相回复到强子相，当系统到达相变曲线位置时，QGP中的夸克开始重新组成强子。当整个系统的化学成分不在发生变化时，称为化学冻出（Chemical Freeze-out）。此时，各种强子的数量已经确定了，但强子之间仍然会发生弹性散射等过程。

最后，是动力学冻出（Kinematical Freeze-out）阶段。随着系统的进一步膨胀，强子之间的弹性散射过程也会逐步停止。此时，各强子的动力学性质也固定下来，即称为运动学冻出。

1.4.2　主要的实验装置

从20世纪80、90年代开始，欧洲核子中心（European Organization for Nuclear Research，CERN）的超级质子对撞机（Super Proton Synchrotron，SPS）就已经开始了对QGP的实验研究。但是，QGP只存在于碰撞之后的极小尺寸、极短时间内，我们无法对其进行直接的观测，而只能通过对碰撞末态的相关观测量来间接地进行研究。目前，欧洲核子中心的大型强子对撞机（Large Hadron Collider，LHC）和美国布鲁克海文国家实验室（Brookhaven National Laboratory，BNL）的相对论重离子对撞机（Relativistic Heavy Ion Collider，RHIC）一直在进行相关的研究。同时，GSI亥姆霍兹重离子研究中心（GSI Helmholtz Centre for Heavy Ion Research）也正在建造反质子重离子对撞机（Facility for Anti-proton and Ion Research，FAIR），并预计于2018年产生束流。

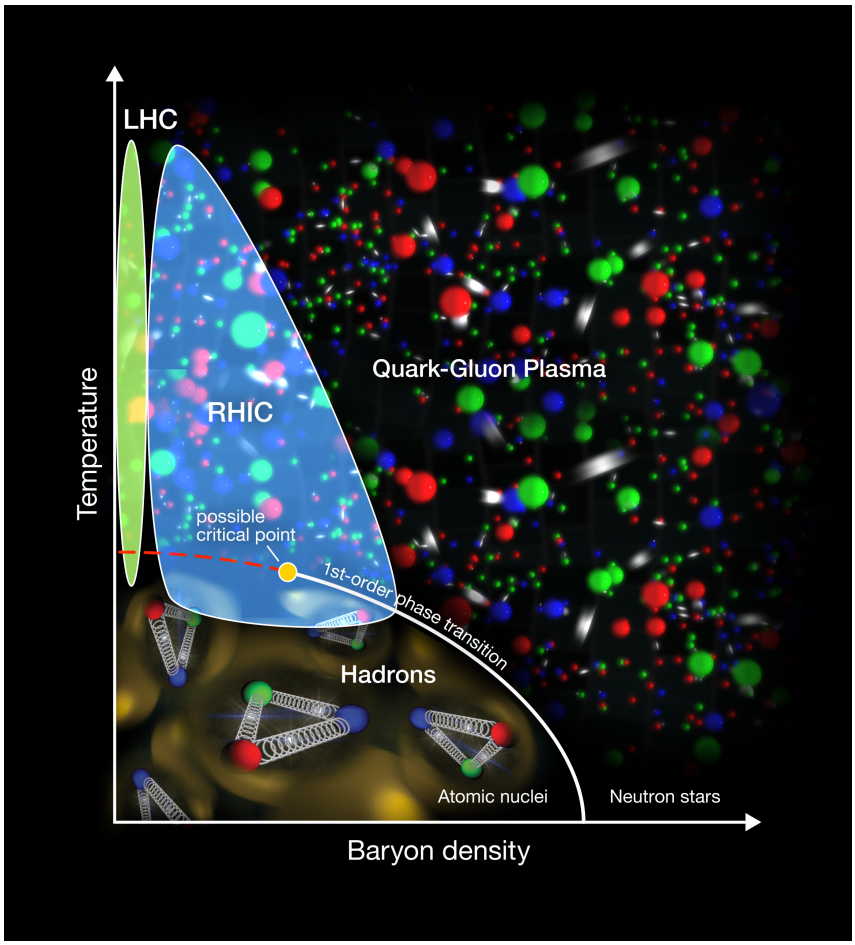

图 1.9　QGP相图。图中包括左下角的强子相和右侧及上侧区域的夸克胶子等离子体相。中子星因为极高的重子数密度和较低的温度，位于右下角。而大型对撞机产生物质的温度极高，但重子数密度较低，位于相图的左侧上部。

图1.9中展示了QGP的相图。图中横轴是重子数密度，纵轴是温度。在低重子数密度、低温度区域，夸克都被禁闭在强子内部。在高重子数密度或者高温度区域，夸克则可以退禁闭，形成QGP状态。两个状态之间的曲线是相变曲线。其中，曲线的白色部分意味着该处的相变是一级相变，红色虚线部分则意味着此处为平滑过渡（crossover）的变化过程。两种颜色交界处的黄点，是实验上一直在寻找的相变临界点（Critical Point）。对重离子碰撞而言，若QGP存在，则碰撞后物质的状态会处于QGP相，并逐步越过相变曲线向强子相转变。图中蓝色和绿色的区域大致描述了RHIC和LHC碰撞中物质的QGP相到强子相在相图中的位置。由于LHC的对撞能量很高，而RHIC相对而言能量较低，并且可以在很大范围内调整对撞能量，因此RHIC有可能覆盖相变临界点。目前，寻找相变临界点也成为RHIC一个很重要的工作。

1.4.3 RHIC上QGP的产生及相关证据

RHIC的设计目的之一便是为了寻找QGP。经过多年的运行，RHIC上已经积累了大量QGP存在的间接证据。主要包括：

1. 粒子谱（Particle Spectra）。通过对实验中粒子横动量谱与相关的理论计算进行比较，可以计算出化学平衡温度（T_{ch}）、重子化学势（μ_B）等物理量。由这些物理量估计的碰撞时的能量密度已经大于了理论计算中产生QGP所需要的能量密度。

2. 喷注淬火（Jet Quenching）。在相对论重离子对撞中产生的高横动量部分子被称为jet。人们发现，在中心碰撞中，jet的产额存在压低现象，即所称的喷注淬火现象。这被解释为，在中心碰撞中，高横动量部分子在穿过由于碰撞产生的高温致密物质时，会发生很大的能量损失。

3. 奇异性增强（Strangeness Enhancement）。RHIC在对撞中所使用的核子都不含有奇异粒子，净奇异数为零。但是随实验的分析发现，随着对心程度的增加，奇异粒子（如K^-、ϕ等）的产额不断增加。理论对此解释在QGP相中，胶子密度很大，而同时导致产生奇异性的反应的阈值较低。

4. 各向异性流（Anisotropic Flow）。非对心的重离子碰撞中，碰撞在坐标空间是各向异性的，这种各向异性会转化为碰撞末期粒子的动量空间的各向异性。粒子在动量空间的分布可以通过傅里叶展开为式1-4的形式。

$$E\frac{d^3N}{d^3p} = \frac{1}{2\pi}\frac{d^2N}{p_T dp_T dy}(1 + \sum_{n=1}^{\infty} 2v_n cos[n(\phi - \Psi_r]) \tag{1-4}$$

其中，p_T是粒子的横动量，y是快度，Ψ_r是由束流方向与碰撞参数b确定的碰撞反应平面，ϕ是粒子相对于反应平面的方位角。这个展开中的第二阶展开系数v_2即为椭圆流（Elliptic Flow），是探查系统早期状态的重要探针。

此外，目前LHC和RHIC的实验都表明，与理论预测的夸克间相互作用会很弱不同，碰撞产生的QGP似乎有很强的相互作用，因此被称为强耦合夸克胶子等离子体

（sQGP）。

1.5 本文的内容和结构

本论文的主要结构如下：

第一章首先回顾了粒子物理学的发展历史，介绍了包括基本粒子在内的一些粒子的发现、标准模型的提出和量子色动力学的基本理论和预测。并介绍了相对论重离子碰撞和实验装置。

第二章主要介绍了相对论重离子对撞机上的STAR实验组的实验装置。并在最后介绍了未来STAR主要的探测器升级计划。

第三章详细介绍了本论文的主要分析工作，即使用STAR数据通过${}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$三体和两体衰变道重构${}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$信号，并测量其寿命$\tau$和分支比之比。并对本文的分析结果做了讨论。

第四章介绍了STAR-ZDC刻度的工作以及利用实际运行数据进行的能量分辨率的计算。

第五章介绍了使用相关程序对HFT进行径迹重构的相关工作和结论。

第六章是本论文的主要结论以及对未来的展望。

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

相对论重离子对撞机（Relativistic Heavy Ion Collider, RHIC）[14,15]位于美国长岛布鲁克海文国家实验室，是始建于1991年，并于2000年开始运行的大型对撞机。RHIC是世界上第一台带双储存环的大型加速器，并且也是2010年欧洲大型强子对撞机（Large Hadron Collider, LHC）建成前世界上最大的对撞机。RHIC的双储存环设计使得它可以同时在两条轨道内加速带电粒子束，并在设计好的对撞点上发生交汇。相对于固定靶试验，对撞机拥有更高的质心系能量，这意味对撞机可以将更多的能量用于核反应，也意味着反应点有更高的能量密度。RHIC的设计目的之一即是通过对撞来产生高温度高密度的极端环境，以此来研究新物质形态—-夸克胶子等离子体（Quark-Gluon-Plasma, QGP），以及探索物质的本源，例如宇宙大爆炸初期的状态。在RHIC上一共设计有六个不同的对撞点，其中四个对撞点上装有实验装置，包括6:00位置的STAR（Solenoid Tracker at RHIC)，8:00位置的PHENIX（Pioneering High Energy Nuclear Interaction eXperiment）[16]，10:00位置的PHOBOS（PHysics Background for non-Scientists）[17]，以及2:00位置的BRAHMS（Broad RAnge Hadron Magnetic Spectrometers）[18]。PHOBOS在2005年6月停止了数据采集，BRAHMS也在2006年6月停止了数据采集。目前，只有STAR和PHENIX仍然在运行。自建成后，经过10多年的升级和改造，RHIC的束流亮度不断提高，在2016年的Au+Au@200GeV的运行中，平均束流亮度已经达到了$87 \times 10^{26} cm^{-2} s^{-1}$，这是RHIC设计亮度的43倍[14]。图2.1展示了2001年至2016年Au+Au碰撞中的束流亮度。

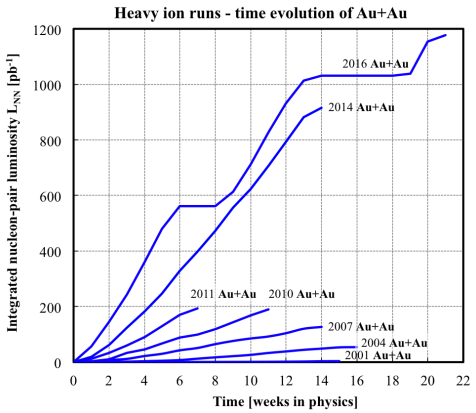

图 2.1　2001年至2016年RHIC Au+Au碰撞的束流亮度。横轴是每个Run从开始时计算的周数，纵轴定义为$L_{NN} = A_1 A_2 L$，其中L为亮度，A_1与A_2为每侧束流中粒子的数量。

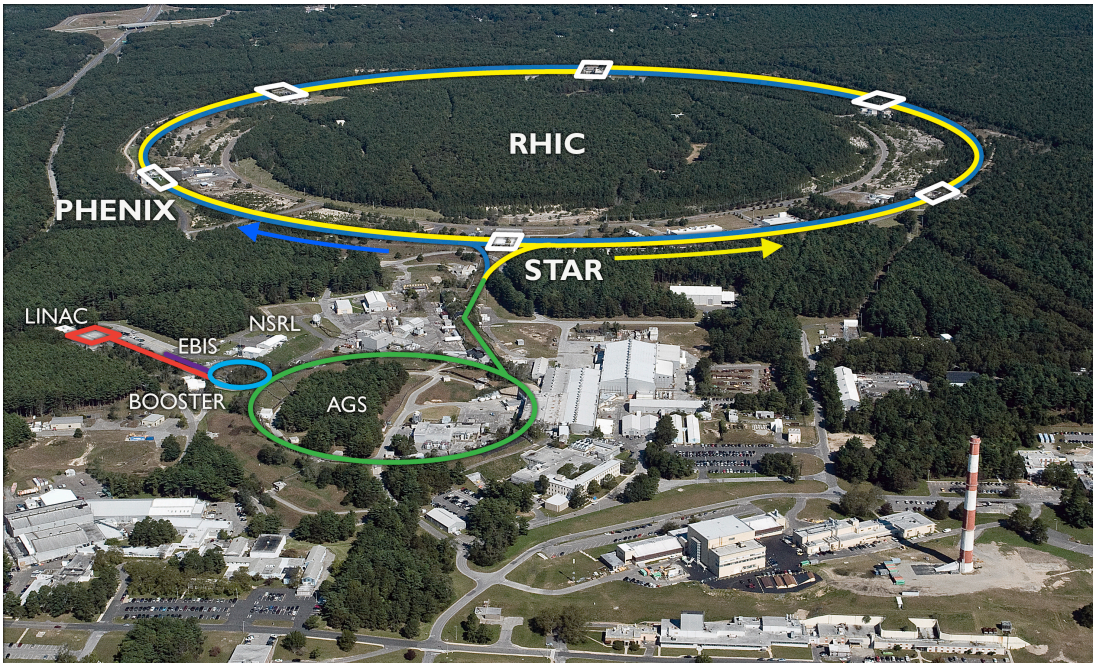

图 2.2　相对论重离子对撞机的俯视图。图中标注了RHIC的几个主要组成部分，以及在RHIC储存环中，蓝环和黄环中粒子的运行方向。

RHIC是由一系列子系统构成的，如图2.2所示，主要包括了电子束离子源（Electron Beam Ion Source，EBIS）、射频四极场加速器（Radio-Frequency Quadrupole，RFQ）、直线加速器（Linear Accelerator，Linac）、增强器（Booster Synchrotron）、交变梯度同步加速器（Alternating Gradient Synchrotron）以及RHIC主储存环等部分。其中，RHIC主储存环的直径约为1Km，包括了两个真空储存环[15]，一个称为蓝环（Blue Ring），另一个称为黄环（Yellow Ring）。从空中俯视时，蓝环中的粒子为顺时针方向运动，黄环中为逆时针方向。RHIC可以加速多种类型的粒子，包括质子p、氘原子核d、氦原子核${}^{3}_{2}\mathrm{He}$、铝原子核${}^{27}_{13}\mathrm{Al}$、铜原子核${}^{63}_{29}\mathrm{Cu}$、金原子核${}^{197}_{79}\mathrm{Au}$、铀原子核${}^{238}_{92}\mathrm{U}$，其中金原子核可以被加速到最高100GeV每核子，质子可以加速到最高250GeV每核子。除了加速相同粒子以外，RHIC也能在每个环中加速不同种类的粒子。此外，RHIC还可以加速极化质子，这是所以其他加速器，包括LHC，都无法做到的。表2.1列出了2000年以来对撞过的粒子种类及其对应的质心系能量。

粒子在RHIC中是逐步被加速的。以金原子为例：EBIS会产生带有32个电荷的金原子，能量为17keV每核子，这些金原子核会被注入RFQ进一步加速到300keV每核子，之后进入Linac再进一步加速到2MeV每核子，然后进入Booster，在Booster中被加速到70MeV每核子后，这些金核会通过一个剥离膜（Stripper Foil）以剥离部分核外电子，此时，金核的电荷为77+，能量为70MeV每核子。之后，他们会被注入AGS进一步加速到RHIC的注入能量，即9GeV每核子，并再一次通过剥离膜将最后两个核外电子剥离。最后，金核的核外电子数为79，能量为9GeV每核子，并在RHIC环中被加速到最终对撞能量。

表 2.1 RHIC自2000年以来每年的对撞类型及能量，仅记录了STAR采集了物理数据的对撞。

运行编号	对撞种类	质心系能量(GeV)	运行编号	对撞种类	质心系能量(GeV)
Run1	Au+Au	130	Run11	p+p	500
Run2	Au+Au	200		Au+Au	19.6，27，200
Run3	d+Au	200	Run12	p+p	200，510
	p+p	200		U+U	193
Run4	Au+Au	62.4，200		Cu+Au	200
	p+p	200		Au+Au	5
Run5	Cu+Cu	22，62.4，200	Run13	p+p	510
	p+p	200，410	Run14	Au+Au	15，200
Run6	p+p	62.4，200		^{3}He+Au	200
Run7	Au+Au	9.2，200	Run15	p+p	200
Run8	d+Au	200		p+Au	200
	p+p	200		p+Al	200
	Au+Au	9.2	Run16	Au+Au	200
Run9	p+p	200，500		d+Au	19.6，39，62.4，200
Run10	Au+Au	7.7，11.5，39，62.4，200			

2.2 螺线管径迹探测器

螺线管径迹探测器（Solenoid Tracker at RHIC，STAR）[19]是RHIC上目前仍然在运行的两个大型实验装置之一，它具有接收度广、方位角对称、径迹重建能力强等优点。STAR是由一系列的子探测器构成的，其中主要包括了：时间投影室（Time Projection Chamber，TPC）[20]、飞行时间探测器（Time of Flight，TOF）、μ子探测器（Muon Telescope Detector，MTD）、束流探测器（Beam Beam Counter，BBC）、零度量能器（Zero Degree Calorimeter，ZDC）[21]、赝顶点探测器（pseudo Vertex Position Detector，pVPD）等等。图2.3展示了组成STAR的各个主要的探测器。

2.2.1 磁铁

STAR的磁场是由一块长6.85米，内径5.27米，外径7.32米的大型桶装磁铁产生的[22]。STAR的磁铁能够在束流方向产生0.5T（Full Field)或者0.25T（Half Field）的磁场。它可以确保在使用0.5T磁场时，TPC内部的磁场强度在径向上的偏移不超过50高斯，在方位角上的偏移不超过3高斯[22]，如此高的磁场均匀性保证了TPC具有非常好的径迹重构精度。

2.2.2 时间投影室

时间投影室（TPC）是STAR上最核心的探测器。图2.4中展示了STAR时间投影室的三维示意图，从图中可以看出TPC是一个长4.2米，内径0.5米，外径2米的空心圆柱

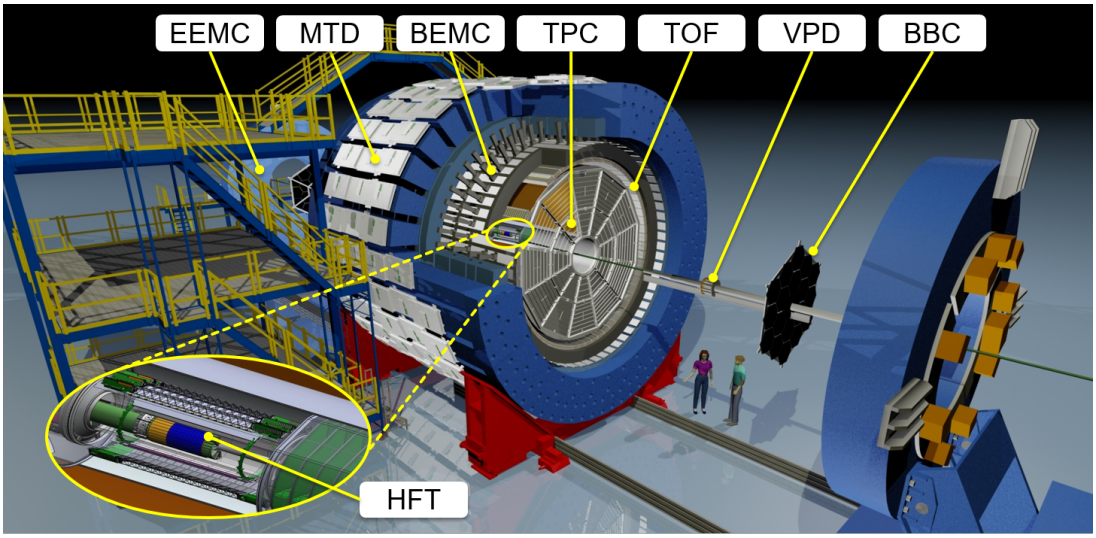

图 2.3　螺线管径迹探测器的示意图，图中标注了STAR的几个主要的探测器。

体。由于TPC其桶型的几何形状，探测范围可以覆盖4π立体角，赝快度-1.8到1.8这一区间。此外，TPC的读出分为东西两侧，每侧的读出区域都分为12个扇区（sector），每个扇区上都分为内部扇区（Inner Pads）和外部扇区（Outer Pads）两部分。其中内部扇区分为13排读出片（pad），每排间距为48mm（第1-8排）或者52mm（第8-13排），每个读出片尺寸为2.85mm×11.5mm，同一排两个读出片之间相距3.35mm，每个内部扇区总共有1750个读出片。外部扇区分为32排读出片，每排间距20mm，每个读出片尺寸为6.2mm×19.5mm，同一排两个读出片之间相距6.7mm，每个外部扇区总共有3942个读出片。读出片外侧连接到TPC的读出系统[23]。图2.5展示了TPC每个扇区的结构及其尺寸。TPC内部充满了由90%的氩气以及10%的甲烷气体组成的P_{10}气体，其压强高于标准大气压2毫巴[24]。在TPC的中心（Z=0）位置，一个加有28keV高压的阴极膜将TPC内部分为两个漂移室，漂移室内的电场强度为135V/cm，电子在其中的偏移速率约为5.45cm/μs。同时，TPC还有激光系统用以对气体漂移速率进行监测[25]。表2.2列出了TPC的几个主要的参数。

表 2.2　STAR时间投影室的部分参数。[20]

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

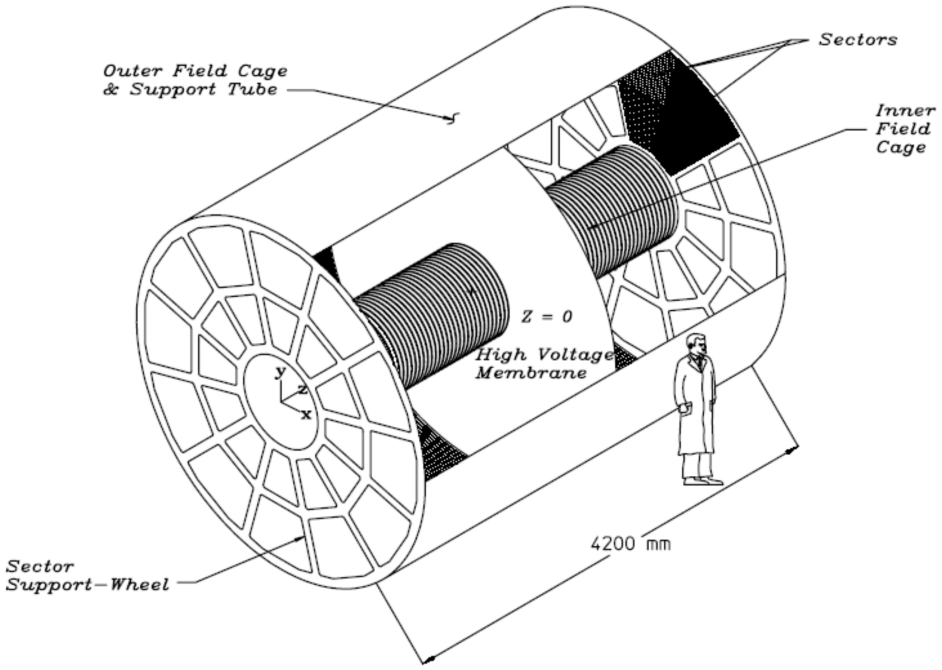

图 2.4　STAR时间投影室的三维示意图。

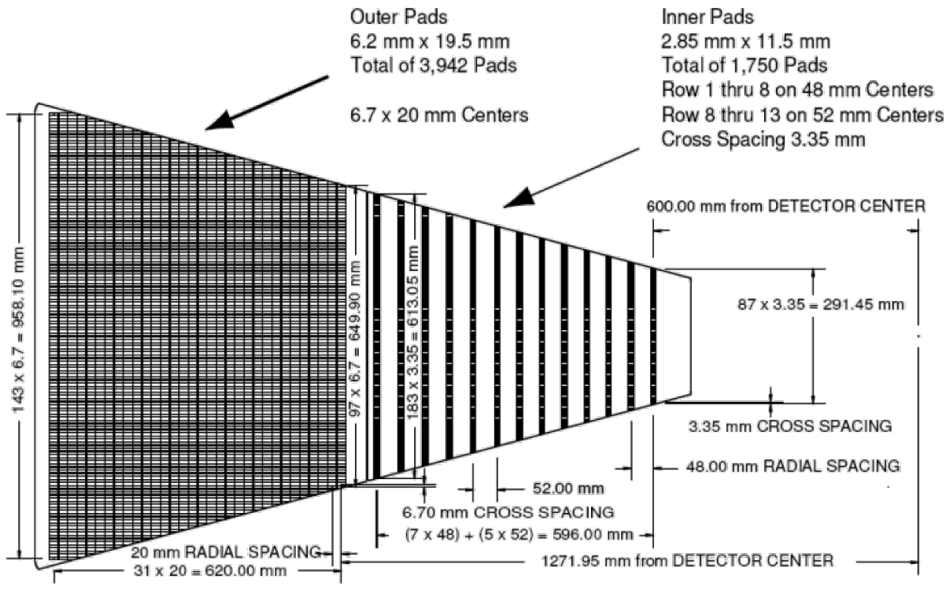

图 2.5　TPC每个扇区的详细结构尺寸。

当带电粒子穿过TPC时，粒子会与P_{10}气体发生作用并产生电子簇，这些电子在漂移电场下会沿*Z*轴方向朝TPC两端的阳极运动。因为电子在TPC内部的漂移速率是稳定的，所以根据漂移时间可以得到电子产生时刻的*Z*方向坐标，其次，因为收到电子信号的读出片的位置是固定的，可以得到*X*和*Y*方向的坐标。以此，我们可以得到每个电子簇的三维坐标，并重构出粒子的整条径迹。此外，根据收集到的电子的电量，我们可以得到粒子在TPC中的能量损失（dE/dx）。图2.6中展示了通过STAR在线重构技术得到的TPC径迹。其中，左图是端视图，右图是侧视图。图中径迹的颜色表示不同的能量损失。

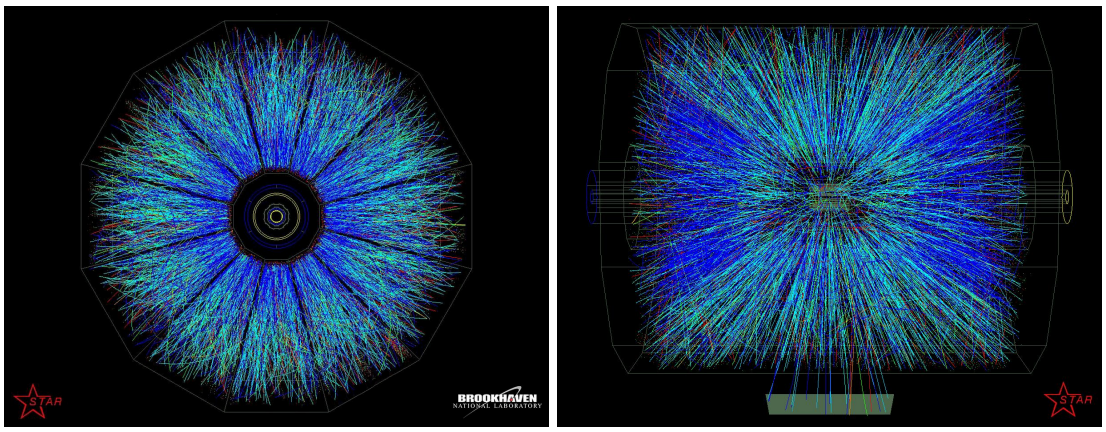

图 2.6　通过在线重构技术得到的STAR-TPC径迹。左图做端视图，右图为侧视图。图中径迹的不同颜色代表了不同的能量损失dE/dx。

在得到粒子的径迹后，根据径迹的曲率，结合外加的磁场强度B，可以得到其横动量p_T，再加上径迹的出射角度，可以算得其总动量p。根据Bethe-Bloch公式，如式2-1，粒子在介质中能量损失与粒子的种类以及速度是相关的。

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

其中，N_0是阿伏伽德罗常数，r_e是经典电磁半径，m_e是电子质量，c是光速，ρ是介质密度，Z是气体原子序数，A是气体原子量，β是粒子速度，$\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$，$I$是平均激发能，$E_M$是单次碰撞最大转移能量。以此，我们就可以根据Bethe-Bloch公式计算的能量损失与实际测得的能量损失的差别来鉴别粒子了。我们定义n_σ为：

$$n_\sigma = \frac{1}{R} \ln \frac{\langle \frac{dE}{dx} \rangle_{experimental}}{\langle \frac{dE}{dx} \rangle_{theoretical}} \tag{2-2}$$

其中R是电离能损的分辨率。以质子为例，若一个带电粒子的n_σ^{proton}值越接近于0，说明其能损与质子能损的理论值越接近，一般来讲，也说明其更可能是质子。图2.7是实验中各种粒子的能量损失与动量的关系。从图中可以看出，在STAR-TPC中，各种带电粒子可以很好地分辨出来。以Au+Au碰撞为例，TPC可以在动量小于0.7GeV/c的范围内区别出π和K介子，在动量小于1.1GeV/c的范围内鉴别出质子。

在有了很好的粒子鉴别能力的基础上，通过次级顶点重建技术，我们就可以应用STAR的数据重建出很多不稳定粒子及强子共振态。

2.2.3　飞行时间探测器

飞行时间探测器（Time of Flight，TOF）[26]是使用多气隙电阻板室技术（Multi-Gap Resistive Plate Chamber，MRPC）建造的用于精确测量时间的一种探测器。MRPC技术是由欧洲核子中心的ALICE（A Large Ion Collider Experiment）实验组发展并应用到大型谱仪上的。STAR的飞行时间探测器是由中国合作者于2006年开始研制，并于2009年开始安装的。

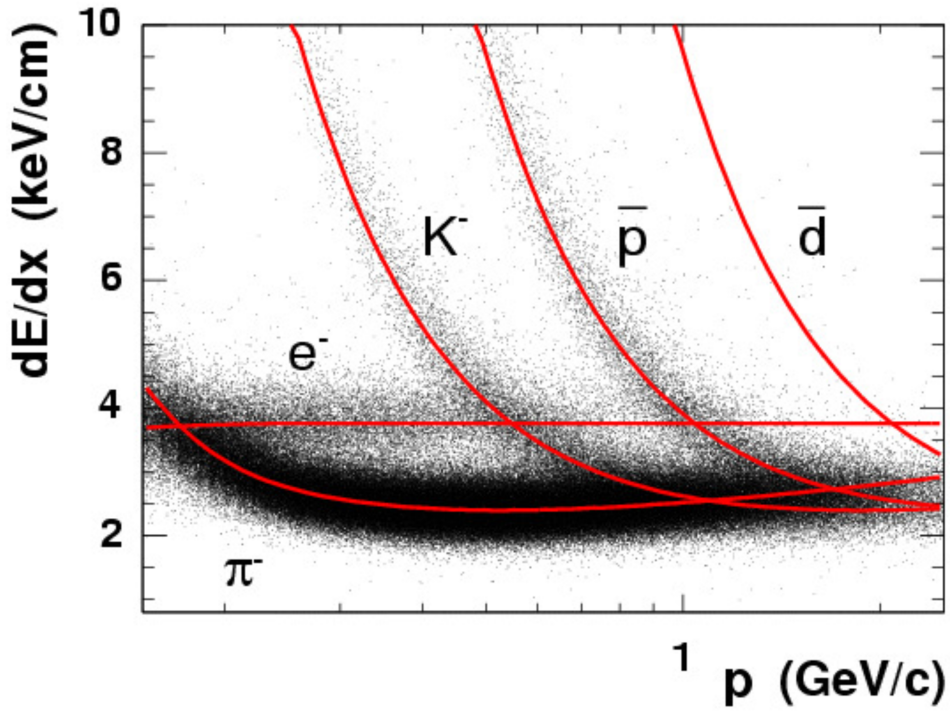

图 2.7 STAR-TPC中不同粒子的能量损失与动量的关系。红色的曲线是理论曲线，黑色的点是实验测得的粒子能损与动量的分布。

STAR-TOF安装于TPC之外，BEMC以内。它是由120个条形板（Tray）组成的，其中东侧和西侧各有60个。每个条形板的长度是240cm，宽度是21.3cm，高度为8.5cm，包含有23个模块（Module）。每个模块由6个单元（Pad）组成，每个单位的尺寸为6.3cm×3.15cm。整个TOF总共有23040个单元。图2.8展示了TOF-MRPC的模块结构示意图。它是由两块电极板以及中间放置的若干平行玻璃电阻板组成，玻璃板之间有0.22mm的气隙。最外层玻璃表面涂有电阻率约为$8\times10^5\Omega$的碳膜作为电极并与高压相连。当带电粒子穿过气室时，会引发雪崩效应，所有产生的电荷会聚集在感应电极上并产生信号。

TOF可以测量粒子到达时刻的精确时间，其时间分辨率低于100ps，再结合赝顶点探测器给出的初始时间和TPC给出的径迹，我们就可以计算得到粒子的飞行时间t以及飞行速度β。有了粒子的动量和速度，我们最终可以得到粒子的质量。结合粒子的动量和速度，可以帮助我们将对粒子的鉴别拓展到更大的动量范围[27]。图2.9展示了使用TOF之后对质子、K介子、π介子和电子的鉴别效果。

2.2.4 零度量能器

STAR的零度量能器（Zero Degree Calorimeter，ZDC）[21,28]是用于测量对撞亮度及对撞中产生的中子能量的强子量能器。ZDC也是STAR上用于挑选最小偏差事件（Minimum Biased Events）的重要触发探测器之一。我们会在第四章中详细的介绍ZDC。

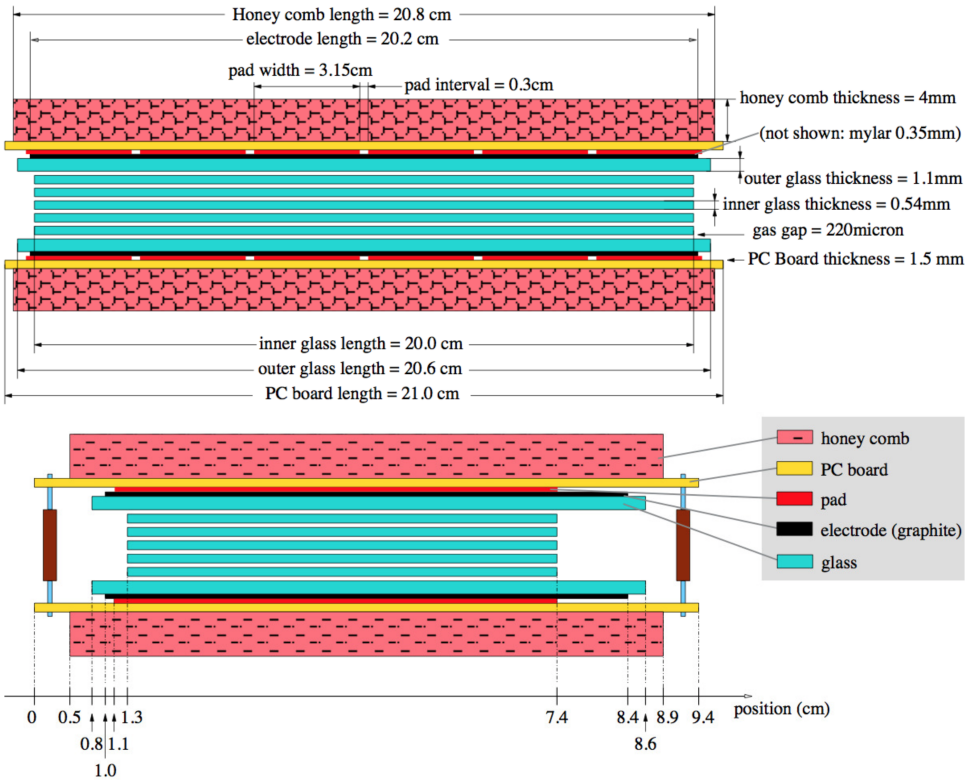

图 2.8　TOF-MRPC的结构及尺寸示意图。

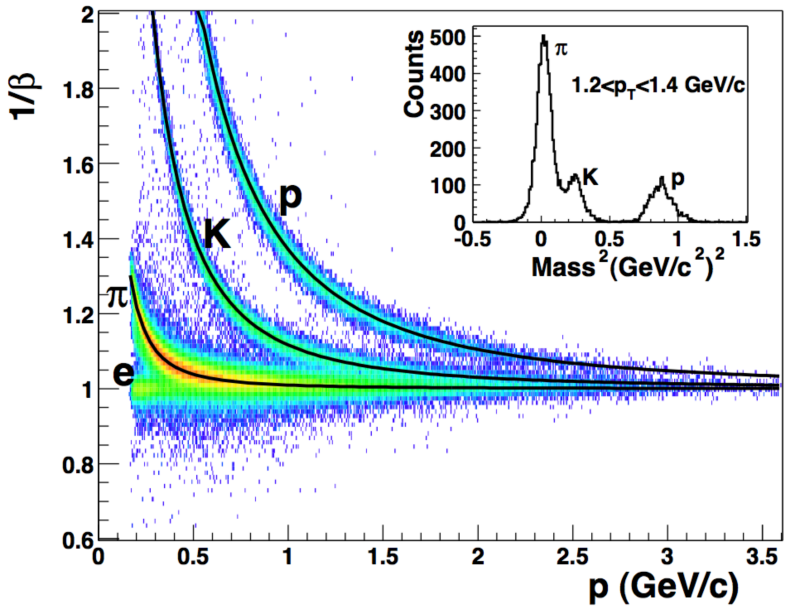

图 2.9　在d+Au@200GeV对撞中，使用了TOF之后对质子、K介子、π介子和电子的鉴别效果。

2.2.5　重味径迹探测器

STAR-TPC的空间分辨率在mm量级上，而D^0，D_s等含有c夸克的介子其衰变长度在μm量级上，因此仅使用TPC无法有效分辨原初顶点（Primary Vertex）和次级顶点（Secondary Vertex）。为了提高STAR探测器对这类含有重味夸克的粒子的探测及重构能力，STAR发展了其重味探测器（Heavy Flavor Tracker，HFT）[29]。

STAR-HFT项目包括了三个主要的子探测器，即像素探测器（Pixel Detector，PXL）[30]、中间层硅探测器（Intermediate Silicon Tracker，IST）[31]、硅微条探测器（Silicon Strip Detector，SSD）[29]。考虑到TPC的内径为50cm，HFT的三个探测器都安装于TPC的内部，由内而外依次是PXL、IST和SSD。实际安装位置如图2.10所示，图2.11为三个子探测器的横截面示意图。整个HFT探测器在理想情况下可以对每个出射粒子提供四个高精度的坐标信息。接下来我们依次对三个子探测器做一个简单的介绍。

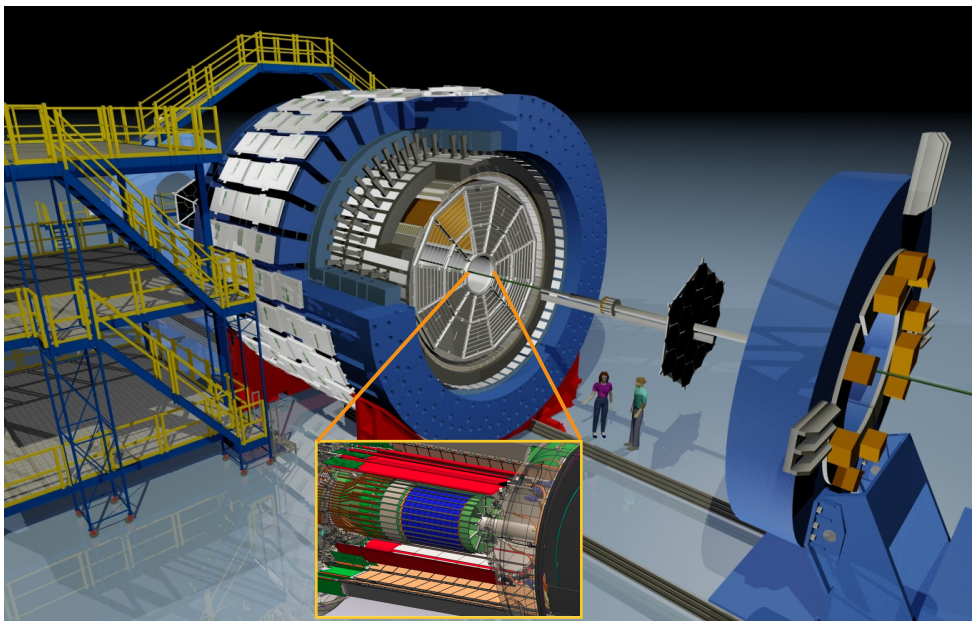

图 2.10　HFT在STAR上的安装位置示意图。

像素探测器是由一系列分辨率为640×640的CMOS传感器组成的，每个像素的尺寸为30μm×30μm，传感器的尺寸为2cm×2cm。每十个CMOS组成一个传感单元（Sensor），每四个传感单元组成一个两层的传感阵列（Ladder），其中三块位于外层，一块位于内层，最终由十个阵列构成了整个PXL探测器。图2.12展示了PXL探测器的传感单元。图2.13展示了PXL探测器的传感阵列。像素探测器安装于TPC内侧，内层半径为2.4cm，外层半径为8cm。整个PXL的位置分辨率小于30μm。

中间层硅探测器是由硅质读出片（Pad）构成的。在一个探测单元（Sensor）上有12列64行总共768个硅片，探测单元的尺寸为7.7cm×4cm，每6个探测单元构成了一个探测阵列（Ladder），24个探测阵列构成了整个IST探测器。图2.14展示了IST安装

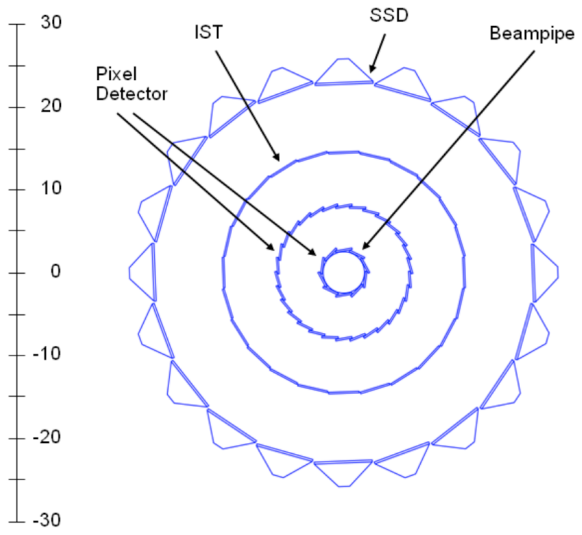

图 2.11　HFT在STAR上的安装位置横截面示意图。

图 2.12　PXL探测器的传感单元，可以看出每个单元是由十块CMOS传感器组成的。

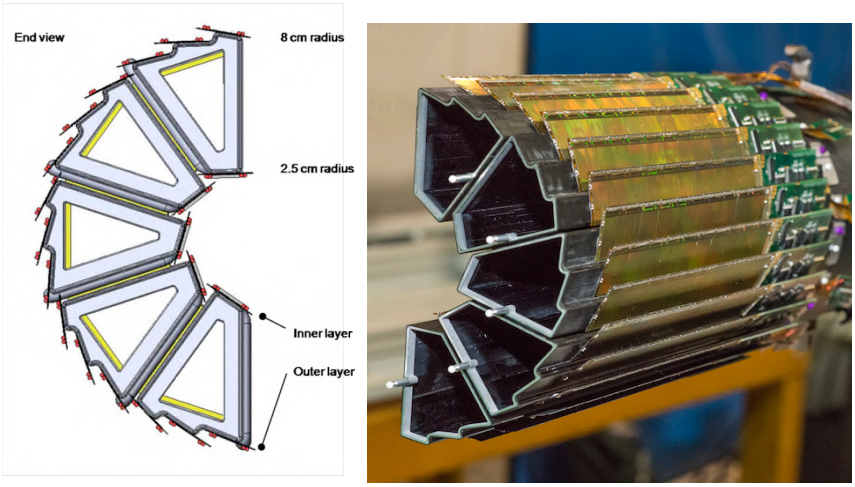

图 2.13　PXL探测器的传感阵列。左侧是示意图，右侧是实际的照片。从图中可以清楚的看到每个传感单元是由十个CMOS组成的，并且整个传感器分为内外两层。

到STAR前的一张照片。IST安装于PXL的外侧，探测器半径为14cm。IST的径向设计位置分辨率为172μm，Z方向设计分辨率为1811μm。

硅微条探测器是由硅微条组成的。768个硅微条构成了硅读出片（Wafer），读出片的两侧各有768个硅微条。16个这样的读出片组成了一个探测阵列（Ladder），20个探测阵列组成整个探测器。SSD的半径为22cm，长度为106cm，覆盖了$-1.2 < \eta < 1.2$的快度范围。SSD的径向设计分辨率为20μm，Z方向设计分辨率为740μm。图2.15展示了SSD的示意图。

经过2014年以及2015年的运行。HFT采集了包括Au+Au、p+Au和p+p在内的大量对撞数据，对这些数据的分析表明，HFT对于D^0，D_s等介子的重构结果是十分让人满意的。

2.3　STAR的探测器升级计划

自建成后，STAR的对撞亮度不断提高，同时也积累了大量的实验数据，有了很多重要的科学发现。在目前的基础上，STAR提出了很多未来的新物理目标，并基于此给出了未来的探测器升级计划。

图2.16展示了STAR未来若干年的升级计划及其时间表。其中，HFT探测器已经在2014年安装完毕并开始数据采集；能量扫描计划第一阶段（BES-I）也已经完成，基于BES-I的相关结果，能量扫描计划第一阶段（BES-II）将开始；同时，关于自旋物理（Spin）的研究也已经开始，这将对$W^{\pm}$、Δg、Drell-Yan过程等展开深入的研究；关于前向径迹探测相关升级，这将为以后的电子-离子碰撞（eRHIC）计划做准备。同时，图中也展示了FAIR和LHC实验的时间表以作为参考。接下来，我们会对几个重要的升级计划做一个比较详细的介绍。

2.3.1　BES-II能量扫描计划

STAR能量扫描计划的主要目标之一是为了找到相变临界点。第一阶段的扫描计划包括了质心系能量为$\sqrt{s_{\mathrm{NN}}}$=7.7，11.5，19.6，27，39，62.4GeV的金金碰撞的数据。对这些数据的分析显示，19.6GeV的能量下，相变信号可能已经消失。这说明，相变临界点应该使用19.6GeV以下的对撞能量来寻找。为此，第二阶段的能量扫描主要集中在了质心系能量$\sqrt{s_{\mathrm{NN}}}$<20GeV的区间，并且将使用更小的能量间隔。

对RHIC而言，随着对撞能量的降低，粒子束流的聚焦效果会变差，导致对撞亮度降低。因此在BES-II阶段，RHIC使用的新的电子冷却（e-cooling）技术。这将使得质心系能量在3-10GeV之间的对撞的亮度提高到使用前的3到10倍。这使得STAR可以在更短的时间内采集到足够多的数据。

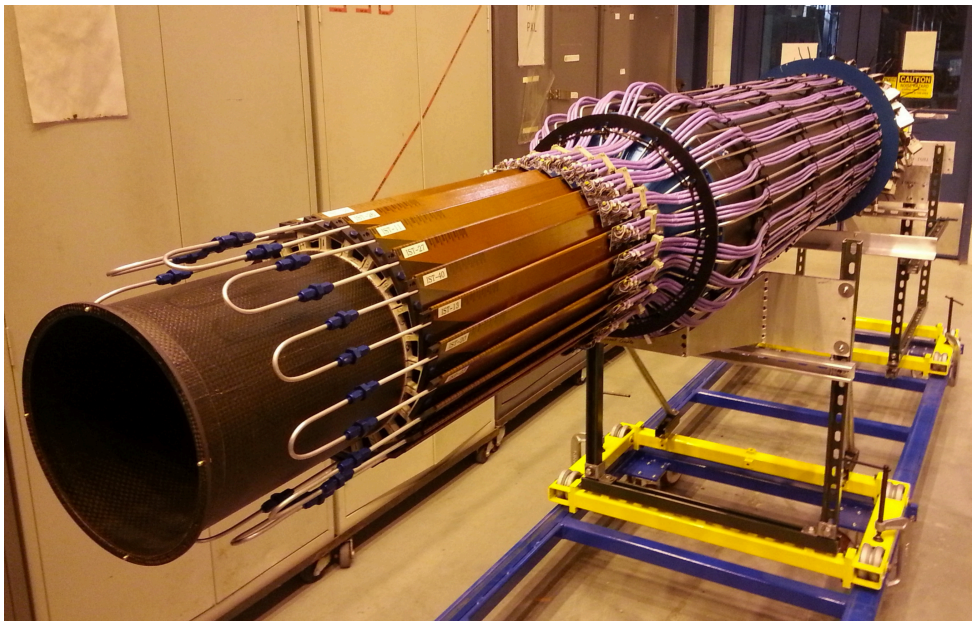

图 2.14　中间层硅探测器IST的照片示意图。

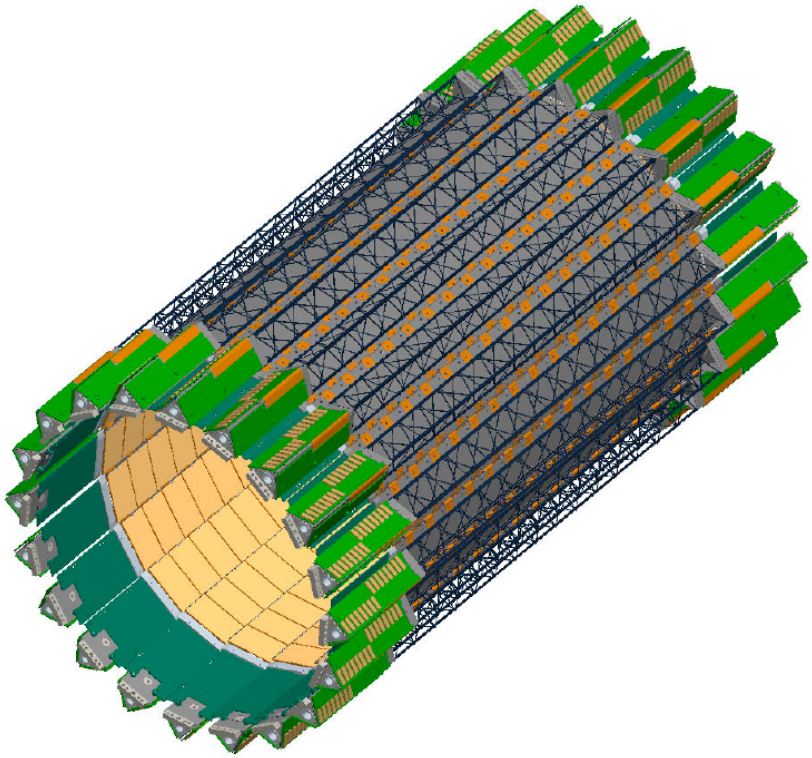

图 2.15　硅微条探测器SSD的示意图。

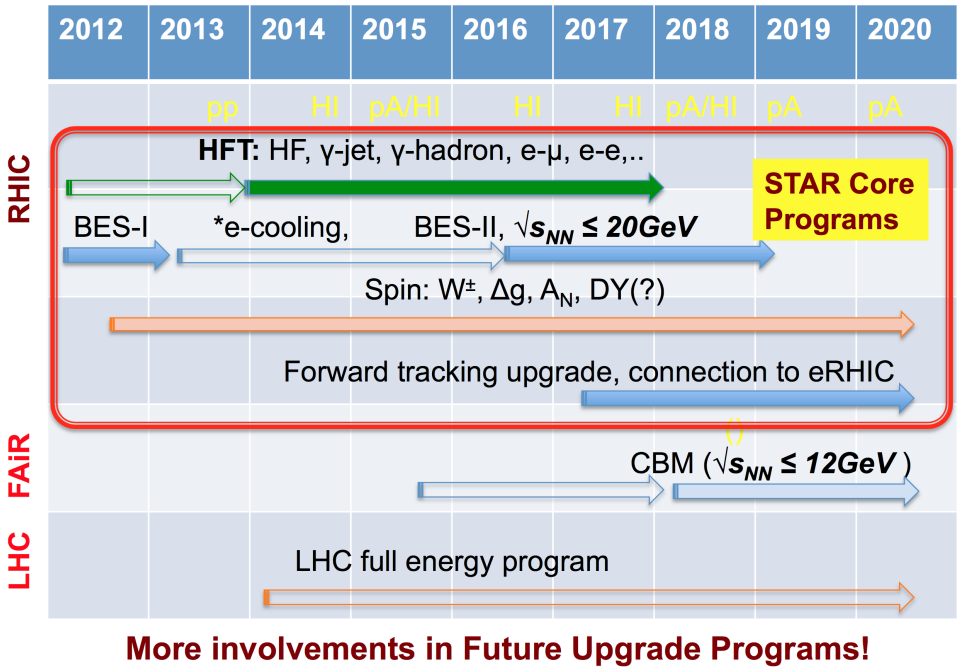

图 2.16　STAR的未来升级计划示意图。

2.3.2　eRHIC计划

电子-离子对撞（eRHIC）[32,33]计划的主要目标是通过电子-离子的对撞来研究自旋物理。在计划中，将加速电子、极化质子和金核。其中，电子将被加速到5-30GeV的能量，极化质子的能量为50-325GeV，金核则为130GeV每核子。在e-p和e-Au对撞中，对撞亮度将分别达到$10^{34}cm^{-2}s^{-1}$和$10^{32}cm^{-2}s^{-1}$。

在eRHIC的计划中，电子将与核子产生深度非弹性散射（Deep Inelastic Scattering，DIS），并以此来研究核子的内部结构。因为电子是轻子，不参与强相互作用，因此是研究核子内部结构的一种非常干净的探针。图2.17展示了eRHIC计划的示意图。

2.3.3　iTPC升级计划

作为STAR最核心的探测器，TPC已经运行了10多年，很多扇区都出现了不同程度的老化。在最初的设计中，TPC的内部扇区的读出片只有13排，每排之间有较大的间隙。同时内部扇区的读出片数量要远小于外部扇区。但是实际的碰撞中，内部扇区对应空间的径迹密度却要大于外部扇区。因此，iTPC计划将增加内部扇区读出片的数量[34]。

增加读出片数量会带来很多好处，主要包括：重构径迹时有更好的空间分辨率和dE/dx分辨率，提高了粒子鉴别的能力；对前向粒子的径迹有更好的径迹重构效率；可以加强对低横动量粒子的鉴别能力等。

目前，iTPC计划对于内部扇区读出片的升级提出了若干方案。在不同的方案中，读出片的排数、尺寸、总体数量都有所不同。具体的数据如表2.3所示。

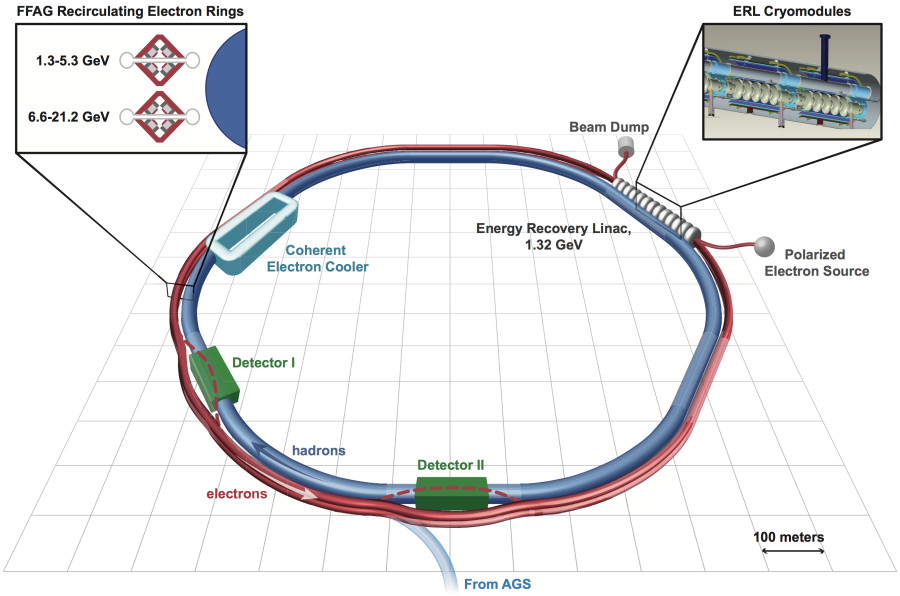

图 2.17　STAR的eRHIC计划示意图。

表 2.3　iTPC计划关于内部扇区读出片尺寸及数量的不同初步方案。其中y2011方案是目前正在使用的尺寸。

方案	devTA	devTB	devTC	devTD	devTE	devTF	y2011
排数	32	40	40	32	50	32	13
尺寸(cm)	0.67×2.0	0.67×1.6	0.5×1.6	0.5×2.0	0.335×1.28	0.4×2.0	0.335×1.15
数量	2162	2572	3496	2762	6494	3456	1750

通过对这些不同方案的大量模拟测试，发现内部扇区增加了额外的读出片排数之后，可以显著的增加动量p和能损dE/dx的分辨率，并增加探测器的接收度[35]。同时，也发现测试结果对于读出片尺寸的选择并不特别敏感[35]。因此，最终选择了devTC方案，并在此基础上增大了读出片的尺寸以覆盖更大的扇区。这样一来，最终的读出片尺寸为4.5mm×15.5mm，总有40排，3370块读出片。

第三章　超氚核的重构和寿命测量

3.1　超核物理

3.1.1　超子与超核

超子是指含有s夸克的重子，目前已经发现的超子包括Λ^0，Σ^+，Σ^0，Σ^-，Ξ^0，Ξ^-，Ω^-，以及它们的若干激发态，例如Σ^{*+}和Σ^{*0}等。超子都是不稳定粒子，会通过弱相互作用衰变，其典型的寿命为$\tau \approx 100$ps，衰变长度为$c\tau \approx 10$cm。其中唯一的例外是Σ^0，它会通过电磁作用衰变（$\Sigma^0 \to \Lambda + \gamma$），寿命为$\tau = 7.4 \times 10^{-20}$s。

实验上观测到第一个超子是在1953年。波兰物理学家 M. Danysz 和 J. Pniewski 使用一个厚度为600μm的G5核乳胶室，将其通过气球升入85000英尺（约合25908米）的高空中，记录到了如图3.1中右图所示的径迹[36]。从图中可以看出，一个宇宙线中的质子p打到乳胶室中的一个核子(Br或Ag)上，产生了大量碎片，其中一个碎片在飞行了90μm后发生了衰变。对事件的分析显示，这个碎片很可能束缚有一个Λ。这是粒子物理上第一次发现带有奇异夸克的粒子，具有十分重要的意义。图3.1中左图是这两位物理学家的照片。

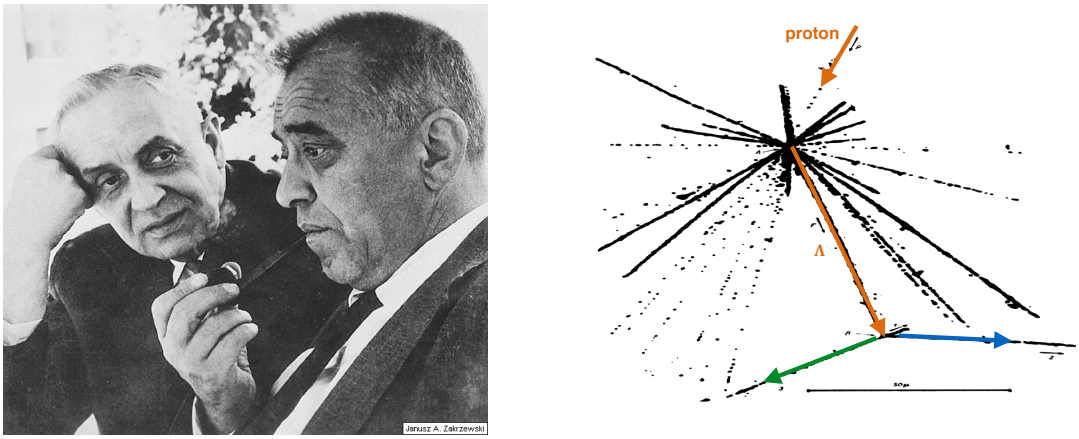

图 3.1　左图是波兰物理学家M. Danysz和J. Pniewski。右图是发现超核的核乳胶室中的径迹，图中比例尺的尺寸是50μm。

对超子的研究可以帮助我们理解超子和普通核子之间的相互作用，即YN（Hyperon Nucleus）相互作用。YN相互作用与核子-核子（NN）相互作用，超子-超子（YY）相互作用一起都属于重子-重子（BB）相互作用。因此，对YN相互作用的理解能进一步帮助理解BB相互作用。

此外，YN相互作用被认为在高温高密的极端环境下非常重要。中子星内部即被认为含有这样的环境。因此，对YN相互作用的研究可以加深人们对中子星内部结构

的理解[37,38]，同时也有助于解决所谓的超子之谜（Hyperon Puzzle）[39–41]。最近的结果显示，当中子星的质量超过两个太阳质量时，中子星的内部结构就变得难以描述[42,43]，对YN相互作用的研究也有助于解决这些问题。

在重子-重子相互作用中，核子-核子相互作用是被研究最深入，也是人们理解最多的。对NN相互作用的研究在实验上主要依靠NN散射，同理，对YN以及YY相互作用最直接的研究方法也是通过YN或YY散射。但是，因为超子的寿命普遍比较短，实验上难以产生稳定的超子束流，人们对YN相互作用的理解非常有限。

超核是指含有超子的原子核。超核是天然存在的，又同时含有普通核子和超子，因此它本身的性质，如寿命、结合能等对YN相互作用非常敏感，所以超核是很好的研究YN相互作用的对象。

3.1.2 超氚核

超氚核${}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$是目前已知的质量最小、结构最简单的超核。图3.2是氚核和超氚的组成示意图。其中图（a）是一个普通氚核，是由一个质子和两个中子组成的。图（b）的超氚核则是由一个质子，一个中子和一个Λ超子组成的。这可以理解为超氚核是氚核中的一个中子被一个Λ超子取代形成的原子核。在超氚核中，质子和中子之间的相互作用相对于他们分别于Λ超子的相互作用要强，我们有时也会将超氚核理解成是由一个氘核和一个Λ超子组成的，如图（c）所示。

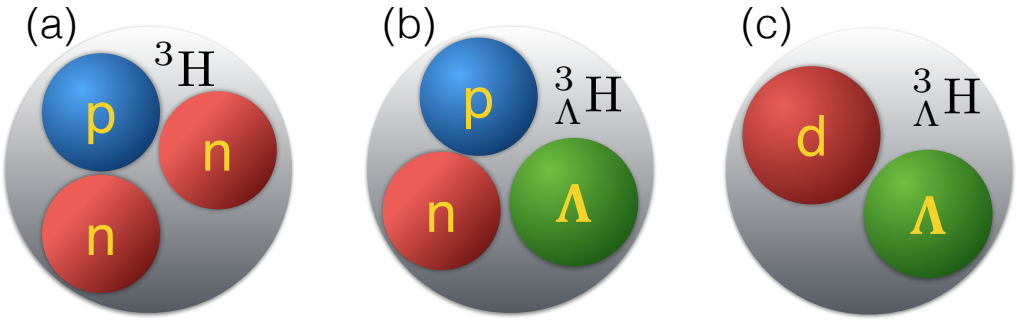

图 3.2　氚核和超氚核的结构示意图。

${}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$有两种主要的衰变方式，即介子道衰变和非介子道衰变。根据理论计算得到的${}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$的衰变道及其分支比如表3.1所示[44]。

从表3.1中可以看见，对${}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$而言，介子道衰变的总分支比达到了98.3%，是${}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$衰变的主要方式。在所有介子衰变道中，三体衰变道的分支比要大于二体，而且二体与三体衰变道的分支比之和达到了97.4%。此外，理论计算还告诉我们，对一个N（N=2，3，4）体衰变而言，π^-的衰变道分支比与π^0道的分支比之比为2[44]，即：

$$\frac{\Gamma({}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}\rightarrow\pi^{-}+{}^{3}\mathrm{He})}{\Gamma({}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}\rightarrow\pi^{0}+{}^{3}\mathrm{H})}=\frac{\Gamma({}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}\rightarrow\pi^{-}+\mathrm{p}+\mathrm{d})}{\Gamma({}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}\rightarrow\pi^{0}+\mathrm{n}+\mathrm{d})}=\frac{\Gamma({}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}\rightarrow\pi^{-}+\mathrm{p}+\mathrm{p}+\mathrm{n})}{\Gamma({}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}\rightarrow\pi^{0}+\mathrm{n}+\mathrm{n}+\mathrm{p})}=2 \tag{3-1}$$

表 3.1 理论计算的${}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$衰变道分支比。

Channel	Γ (sec^{-1})	Branching Ratio (%)
${}^{3}\mathrm{He}+\pi^{-}$ and ${}^{3}\mathrm{H}+\pi^{0}$	0.146×10^{10}	37.34
$\mathrm{d}+\mathrm{p}+\pi^{-}$ and $\mathrm{d}+\mathrm{n}+\pi^{0}$	0.235×10^{10}	60.09
$\mathrm{p}+\mathrm{p}+\mathrm{n}+\pi^{-}$ and $\mathrm{p}+\mathrm{n}+\mathrm{n}+\pi^{0}$	0.368×10^{8}	0.94
All mesonic channels	0.385×10^{10}	
$\mathrm{d}+\mathrm{n}$	0.67×10^{7}	0.17
$\mathrm{p}+\mathrm{n}+\mathrm{n}$	0.57×10^{8}	1.46
All nonmesonic channels	0.64×10^{8}	
All channels	0.391×10^{10}	

前面已经提到，${}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$是由一个氚核$d$与一个$\Lambda$组成的，那么它们之间相互作用的强度将决定${}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$的寿命[44,45]。早期的理论认为，氚核$d$和$\Lambda$之间的相互作用并不强，${}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$是由两者组成的弱束缚态。在这种理论下，${}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$中$\Lambda$的结合能会比较小，因此${}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$的寿命会十分接近自由的$\Lambda$的寿命，即263ps。同时，较小的结合能也使得${}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$的衰变倾向于三体衰变道。我们定义2体$\pi$介子衰变道与所有$\pi$介子衰变道的比值为$R_3$：

$$R_3 = \frac{\mathrm{B.R.}_{({}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}\to{}^{3}\mathrm{He}+\pi^{-})}}{\mathrm{B.R.}_{({}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}\to\mathrm{X}+\pi^{-})}} \tag{3-2}$$

此外，理论计算得出，若${}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$的自旋宇称为$J=\frac{1}{2}$，则$R_3$与${}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$中$\Lambda$结合能的关系为[46]：

$$R_3 = \sqrt{B_\Lambda}(1.07 - 0.60\sqrt{B_\Lambda} + 0.27B_\Lambda) \tag{3-3}$$

3.2 历史上对${}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$的研究

由于${}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$的质量比较小，它在高能物理的对撞实验中的产额也比其他的超核大，因此${}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$非常适合在高能对撞实验中作为研究YN相互作用的探针。实验上，我们一般通过测量${}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$的寿命$\tau$、结合能$B_\Lambda$以及其衰变分支比的比值$R_3$来对${}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$进行研究。

3.2.1 核乳胶室和氦气泡室

在TPC等技术出现前，人们主要使用核乳胶室和气泡室来研究${}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$。

核乳胶（Nuclear Emulsion）是一种能记录带电粒子径迹的特制乳胶，它是由普通照相乳胶发展而来的。核乳胶的主要成分是溴化银微晶体和明胶的混合物。

英国科学家鲍威尔（Cecil Powell，1903-1969）等人在上世纪三、四十年代提高了乳胶的灵敏度并同时增加了乳胶的厚度，使得带电粒子在通过乳胶时产生电离。带电粒子的电离径迹在乳胶显影后以黑色晶粒的方式呈现。在判断粒子的种类和能量前，我们事先需要使用一系列已知能量和种类的粒子打入到核乳胶中，并记录能量与径迹长度的关系。这样一来，通过对比黑色晶粒密度的大小以及折曲程度，可以鉴别粒子

的种类并同时得到其速度；通过对比径迹的长度，可以知道粒子的能量。对中性粒子而言，一定程度上可以通过对次级带电产物的测量来对其鉴别。

核乳胶室对于低能粒子有很好的鉴别效果，但是对高能粒子的鉴别能力非常有限。1952年，美国物理学家格拉塞（Donald Glaser，1926- ）受啤酒杯中产生气泡的启发，发明了气泡室。

气泡室是一种装有透明液体（如液体氢、氦、丙烷、戊烷等）的耐高压容器。在特定的温度下，通过突然的减压，使得容器内的工作气体在短时间内处于过热状态。此时，若有高能带电粒子穿过，会在其经过之处产生大量的气泡，从而显示出粒子的径迹。之后，根据径迹的长度等特征来判断粒子的种类以及能量等信息。而气泡室本身则会重新恢复高压状态，消除之前产生的气泡并被继续使用。

3.2.2 相关结果

至今，已经有多个实验对${}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$的寿命以及衰变分支比进行了测量，此外，也有多个对${}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$寿命的理论计算。表3.2列出了上世纪60年代以来部分实验测量的${}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$寿命以及$R_3$的值。

表 3.2 1964年至今对${}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$进行的部分实验测量。

年份	实验技术	寿命(ps)	R_3	文献
1962	emulsion		$0.39^{+0.12}_{-0.07}$	[47]
1963	helium bubble chamber		0.39 ± 0.07	[48]
1964	emulsion	90^{+220}_{-40}		[49]
1968	helium bubble chamber	232^{+45}_{-32}	$0.36^{+0.08}_{-0.06}$	[50]
1969	emulsion	285^{+127}_{-105}		[51]
1970	emulsion		$0.41^{+0.04}_{-0.03} \leq R_3 \leq 0.46^{+0.04}_{-0.03}$	[52]
1970	emulsion	128^{+35}_{-26}		[53]
1970	helium bubble chamber	264^{+84}_{-52}		[54]
1973	emulsion	246^{+62}_{-41}	0.30 ± 0.07	[46]
2010	TPC	$182^{+89}_{-45} \pm 27$		[55]
2013	TPC	$183^{+42}_{32} \pm 37$		[56]
2016	TPC	$181^{+54}_{39} \pm 33$		[57]

从表3.2可以看出，2010之前的测量一般使用核乳胶室或者氦气泡室来研究${}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$。这些测量的结果都比较接近Λ的寿命，但是普遍有较大的统计误差。其中1970年的测量[53]统计误差较小，但是测量的寿命却明显的小于Λ的寿命以及理论上对${}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$寿命的估计。而2010年STAR、2013年HypHI以及2016年ALICE的测量都使用了TPC等目前广泛使用的探测器。他们的结果都明显小于Λ的寿命。这也许说明我们之前对${}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$结构的理解并不那么正确。

在接下来的几小节中，我们将具体介绍在STAR利用${}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$的两体及三体衰变道进行重构，并计算${}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$寿命和衰变分支比的工作。

3.3 反超氚核的发现

反超氚核${}^{3}_{\Lambda}\overline{\mathrm{H}}$是由一个反质子$\overline{p}$、一个反中子$\overline{n}$和一个$\overline{\Lambda}$超子组成的。世界上第一个反超氚核是2010年在STAR发现的[55,58,59]。图3.3展示了通过两体衰变道重构得到的${}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$和${}^{3}_{\Lambda}\overline{\mathrm{H}}$不变质量谱。图中${}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$和${}^{3}_{\Lambda}\overline{\mathrm{H}}$信号的显著度水平分别达到了5.2$\sigma$和4.1$\sigma$。

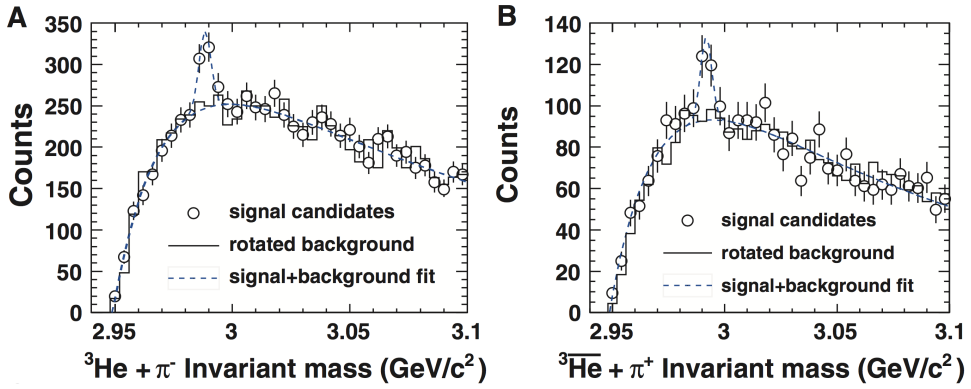

图 3.3 2010年STAR发现的超氚（左图）和反超氚（右图）通过${}^{3}\mathrm{He}$和π介子两体衰变道重构的不变质量谱。图中，黑色圆圈代表实验数据点，黑色直方图是组合背景。浅蓝色曲线是对背景及信号的拟合曲线。

3.4 三体衰变道的重构

在本节中，将主要介绍使用STAR数据通过${}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$的三体衰变道对${}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$进行重构的详细过程及结果。

3.4.1 数据样本的选择

对三体衰变道的重构主要使用了STAR 2010年以及2011年的数据，包括：Run11 $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}}$=27GeV，Run10 $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}}$=39GeV和 Run11 $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}}$=200GeV的最小偏差（Minimum Bias，MB）的数据。为了选取具有较好接收度的事件，并除去束流与管道相互作用引起的背景，我们对事件的碰撞顶点在Z方向的位置V_z，顶点到Z轴的距离V_r进行了选择，具体的参数随着碰撞能量的不同有所调整。此外，我们对所有的d、p和π^-的径迹也做了选择。这些基本的判选条件列在了表3.3和表3.4中。

表 3.3 三体衰变道重构使用的数据基本信息

	|VertexZ|	VertexR	Statistics
Run11 27 GeV	$< 50cm$	$< 2cm$	53 M
Run10 39 GeV	$< 40cm$	$< 2cm$	134M
Run10 200 GeV	$< 30cm$	$< 2cm$	517M

表 3.4　三体衰变道重构使用的基本径迹判选条件

	p_T	$\|\eta\|$	nHitsFit	nHitsDedx	nHitsFit/nHitsPoss
Cuts	$> 0.2GeV/c$	< 1	> 25	> 15	> 0.52

表3.4中选择p_T是因为对STAR-TPC而言，横动量小于0.15GeV/c的带电粒子会在TPC中打转。对η的选择是因为在这个范围内TPC具有更好的接收度和分辨率。nHitsFit是指重构径迹使用的电子簇个数，一般而言数值越大，重构出来的径迹精度越高，nHitsPoss是指这个径迹可能具有的最多电子簇个数，要求nHitsFit/nHitsPoss大于0.52是为了剔除这样一种情况，即一个径迹在重构时因为缺失中间的电子簇而被识别为两条。nHitsDedx是指用于计算此条径迹能损所使用的电子簇个数，由于要除去两条径迹交汇/重合的情况，这个值一般要小于nHitsFit。

3.4.2 ${}^{3}_{\Lambda}$H信号的重构

因为${}^{3}_{\Lambda}$H的寿命很短，它的衰变长度只有几个厘米，而STAR-TPC最内层读出片到束流的距离有60cm，因此无法使用TPC直接重构出径迹，而只能通过${}^{3}_{\Lambda}$H的衰变产物来重构。在介绍${}^{3}_{\Lambda}$H的重构前，我们要理解一个实验上非常重要的概念：最近距离（Distance of Closest Approach，DCA）。它的定义为两条空间径迹或者一条空间径迹与一个空间点之间的最短距离。其意义在于，由于TPC的空间位置分辨率的影响，从同一个顶点衰变出的次级粒子之间的最短距离并不会精确地为0，通过挑选DCA较小的两条径迹，可以更好的剔除组合背景（Combinatorial Background），提高信噪比。

在本章内容中，为了讨论的方便，我们将${}^{3}_{\Lambda}$H三体衰变的产物按照质量从大到小进行了编号，即氘核d为一号粒子，质子p为二号，π^-介子为三号。同时，我们对表示位置和动量的所有拓扑变量的命名使用统一的规范：

1. 第一个字符为x或者p，其中x说明此变量表示三维坐标，p说明此变量表示三维动量。
2. 第二、第三个字符通常为v0，说明这个变量表示重构出来的一个次级顶点的信息。
3. 第四个字符开始的若干依次递增的数字表示用于重构的粒子编号。例如：xv0123表示由编号为1、2、3的粒子重构的次级顶点的三维坐标，pv012表示由编号为1、2的粒子重构的次级顶点的三维动量。
4. 若递增的数字后还带有一个数字，则说明此变量表示某条径迹到次级顶点DCA位置的三维坐标或动量。例如：xv0232表示编号为2的粒子到由2、3号粒子构成的次级顶点DCA位置的三维坐标。
5. 若变量名以x、y或者z结尾，说明此变量为三维坐标或动量在某一方向上的分量。

图3.4展示了${}^{3}_{\Lambda}$H三体衰变的拓扑结构图。其中，初始顶点即碰撞发生的位置，${}^{3}_{\Lambda}$H会

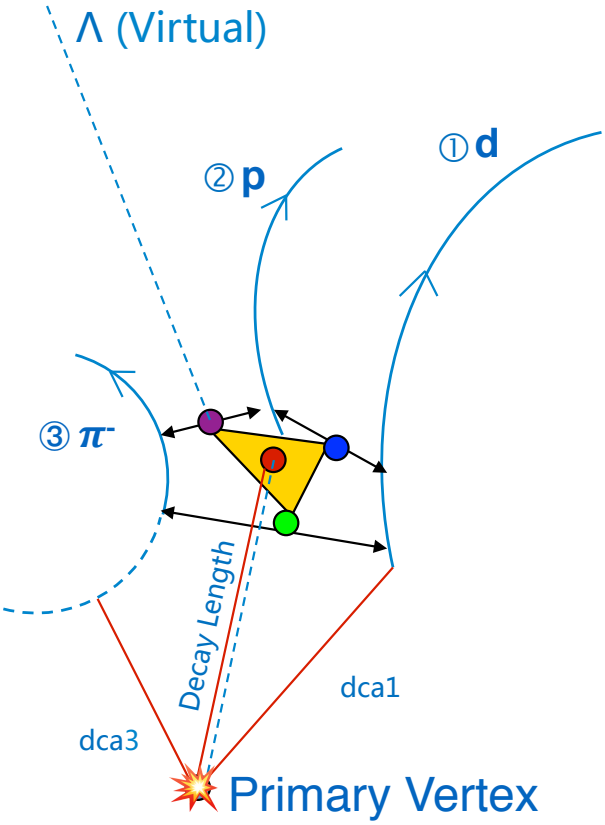

图 3.4 ${}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$三体衰变的拓扑图。

从初始顶点产生并在飞行一段距离后衰变，这段距离称为衰变长度，衰变点成为一个次级顶点。在本节我们会以此拓扑结构图为基础介绍${}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$三体衰变道的重构。

为了重构${}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$，我们需要先鉴别出其所有的衰变产物，即$d$、$p$、$\pi^-$。STAR的标准分析程序已经可以给出粒子针对$p$，$\pi$的$n_\sigma$值，在这里$n_\sigma$定义为：

$$n_\sigma = \frac{1}{R} log \frac{< dE/dx >_{measured}}{< dE/dx >_{Bichsel}} \tag{3-4}$$

其中，R是能量损失的分辨率，$< dE/dx >_{measured}$是测量得到的一条径迹中各个电子簇的平均能损，$< dE/dx >_{Bichsel}$是根据Bichsel公式计算得到的理论能损。由此，根据n_σ可以知道一条径迹的能损与某一种粒子在当前条件下理论能损的差别，进而起到分辨粒子的作用。然而，STAR并未提供对于d的鉴别，为此我们引入一个新的量Z，其定义为：

$$Z = ln(\frac{dE}{dx})_{experimental} - ln(\frac{dE}{dx})_{theoretical} \tag{3-5}$$

由定义可以看出，与n_σ类似，Z也反应了粒子实验测得的能损与理论计算值的差别，其值越接近于0，说明理论能损与测得的能损越接近。在对d、p、π^-进行鉴别时使用的判选条件为：对d而言，要求$|Z| < 0.2$；对p、π^-而言，要求$|n_\sigma| < 2.0$。STAR-TOF也可以给出三个次级粒子的质量信息，但是考虑到TOF的加入会进一步降低总的重构效率并降低我们的统计，我们在分析中并没有使用TOF的信息。

在对所有的衰变产物进行粒子鉴别之后，我们需要使用各种判选条件（cut）来对径迹进行选择以剔除大部分的组合背景。在具体的重构过程中，我们先取径迹1和径迹2（即氚核d和质子p），找到这两条径迹的DCA点，其连线中点位置即定义为xv012。同理，我们可以相继找到xv013和xv023。接下来，我们以这三个点为三个顶点，构成一个三角形，并将此三角形的重心作为${}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$衰变的次级顶点。并将pv01231、pv01232与pv01233的动量的矢量和作为${}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$的动量。同时，通过衰变位置xv0123，衰变时动量pv0123，我们可以确定整条${}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$的径迹。至此，${}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$衰变整个拓扑结构就已经确定了。接下来，我们还可以计算得到诸如${}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$的DCA、衰变长度等其他需要的拓扑变量的值。通过对这些拓扑变量进行挑选，可以除掉大量的背景，提高信噪比。

同时，在使用cut时，我们也需要注意一个问题，即使用的cut越多、越严格，被剔除的事件数量就会越多。同时，因为TPC中重构效率与接收度的影响，三体衰变本身的重构效率就比两体衰变要低。所以三体衰变更依赖于对cut的优化，以及更多的事件数量。

在通过三体衰变道重构${}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$时，除了常见的拓扑cut外，我们还通过重构出一个虚拟的Λ的方法剔除背景。具体的做法是，我们通过$p\pi^{-}$配对，组合成一个虚拟的Λ，然后要求这个虚拟Λ的不变质量要略小于真实Λ的质量。因为${}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$的质量要小于Λ加上氚核$d$的质量，所以${}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$不可能衰变出一个Λ和一个氚核$d$。因此，通过选择p-$\pi^{-}$的不变质量小于Λ也可以剔除部分组合背景。

在使用了上述的判选条件，并对不同能量数据进行优化后，我们可以得到${}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$的不变质量谱。

3.4.3 背景的重构

在得到信号的不变质量谱之后，我们还需要得到背景的分布。背景重构的基本原理是要消除d、p和π^{-}之间来自于${}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$衰变的关联。重构背景的方法有很多，常见的包括混合事件法、like-sign/unlike-sign法和旋转背景法。下面我们以三体衰变为例分别介绍这些方法。

混合事件法是指，先从大量事件中选出相似的事件，这些事件具有相似的顶点位置和参考多重数，然后，我们从不同事件中选择衰变产物，比如从第一个事件中选择d和p，然后从第二个事件中选择π^{-}，然后使用与重构信号相同的判选条件来重构背景。因为d、p与π^{-}来自不同的事件，他们之后不会存在关联。因此可以得到组合背景的分布。混合事件法可以很好的消除次级粒子之间的关联，但是需要的计算量非常大。

Like-sign/unlike-sign法是指，使用一个次级粒子的反粒子，如π^{-}、π^{+}，来重构背景。例如，d、p与π^{-}构成信号，则d、p与π^{+}来构成背景。使用这种方法重构背景时，计算量相对于混合事件法小很多，同时也能很好的消除粒子间的关联，一般用于衰变产物中含有π介子的衰变，以及通过双轻子道重构J/ψ等粒子。

旋转背景法是指，将衰变产物中某一个粒子相对于初始顶点的方位角旋转一定的度数来重构背景。一般而言，我们旋转较重的粒子以减少运算量。使用这一方法时需要注意，次级粒子间的关联除了来自${}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$外，还来自于集体流等效应。为了消除集体流带来关联，一般我们只将方位角旋转180°，因为180°才是中心对称的。当然，在需要增加统计的情况下，我们也可以旋转不同角度，但是需要成对的旋转，例如旋转90°以及270°，然后将结果合并。图3.5展示了旋转背景法的旋转180°时的示意图。我们假设PV的坐标为(x_0, y_0, z_0)，旋转前坐标为(x_1, y_1, z_1)，动量为(px_1, py_1, pz_1)，旋转后坐标为(x_2, y_2, z_2)，动量为(px_2, py_2, pz_2)，则旋转前后的动量关系为：

$$px_2 = -px_1 \quad ; \quad py_2 = -py_1 \quad ; \quad pz_2 = pz_1 \tag{3-6}$$

坐标关系为：

$$x_2 = 2x_0 - x_1 \quad ; \quad y_2 = 2y_0 - y_1 \quad ; \quad z_2 = z_1 \tag{3-7}$$

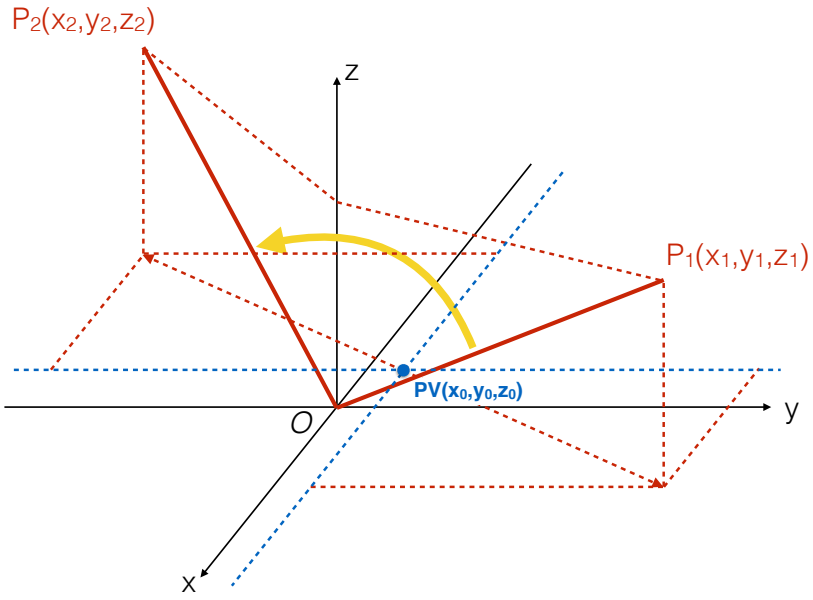

图 3.5 旋转背景法旋转180°示意图。其中O为坐标原点，PV是初始顶点的位置。P_1是旋转之前的动量，P_2是旋转之后的动量。

在我们的分析中，我们使用了旋转背景的方法：将d相对于PV的方位角转了180°。之后，我们使用与信号完全相同的判选条件来计算不变质量。将信号和背景的分布合在一起后，可以得到不同能量下的${}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$两体衰变的不变质量谱，如图3.6所示。

在图3.6中，我们使用双指数函数来对背景进行拟合，并使用背景加高斯的方式来拟合信号：

$$f_{bkg}(x) = p_0(e^{-\frac{x-p_3}{p_1}} - e^{-\frac{x-p_3}{p_2}}) + p_4 \tag{3-8}$$

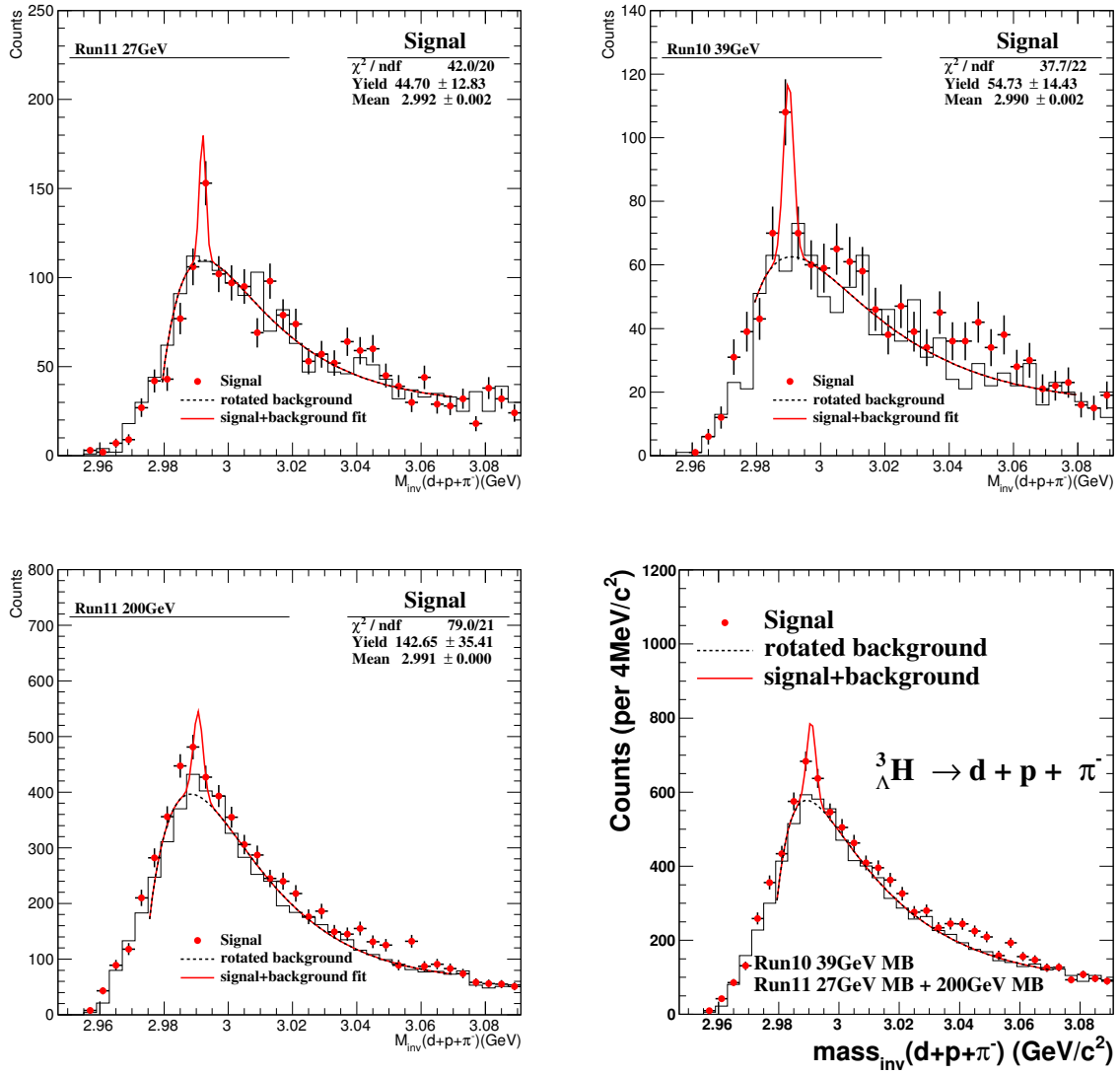

图 3.6 ${}^{3}_{\Lambda}$H三体衰变在不同质心系能量下重构的不变质量谱。图（a）到（d）分别为27GeV、39GeV、200GeV以及三个能量合并之后的不变质量谱。图中，黑色的直方图是背景的分布，红色的点为信号的分布，黑色的虚线是对背景的拟合，红色的实线是对信号的拟合。

$$f_{sig}(x) = f_{bkg}(x) + gaus(x) \tag{3-9}$$

为了减小背景的涨落造成的误差，我们通过信号的计数减去背景的拟合值的方法来计算${}^{3}_{\Lambda}$H的个数，而非图中所使用的信号拟合值减背景拟合值的方式。最终的统计如表3.5所示。

3.4.4 效率和接受度修正

在得到了${}^{3}_{\Lambda}$H的统计计数之后，我们还需要修正由于TPC的重构效率以及接收度造成的计数偏差，这样才能得到事件中${}^{3}_{\Lambda}$H的真实产额。STAR有一套标准的Embedding程序来计算重构效率和接收度的影响。其基本原理是：通过Monte Carlo方法根据需求产生一定数量的固定衰变道的${}^{3}_{\Lambda}$H，将这些${}^{3}_{\Lambda}$H的信号与一个真实事件的信号混合在一起，

表 3.5 不同能量下通过三体衰变道重构的$^{3}_{\Lambda}$H数量。

Energy	|Vertex Z|	Events	$^{3}_{\Lambda}$H
27 GeV	< 50 cm	53 M	42±16
39 GeV	< 40 cm	134 M	53±13
200 GeV	< 30 cm	517 M	128±30

然后由STAR-Geant软件来模拟探测器的响应。之后，按照正常的TPC径迹重构的方式得到所有的径迹，然后按照和上一节完全一样的分析方法来重构$^{3}_{\Lambda}$H。因为人为放进去的$^{3}_{\Lambda}$H已经事先做好了标记，重构出的人为放入的$^{3}_{\Lambda}$H与所有人为放入的$^{3}_{\Lambda}$H的数量的比值，即为TPC完整的重构效率（包括接收度）。

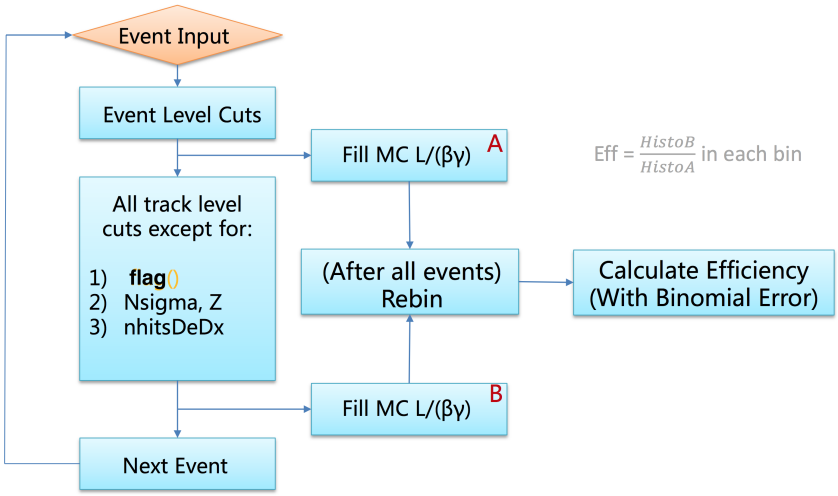

图 3.7 计算重构效率及接收度的流程图。

图3.7展示了计算$^{3}_{\Lambda}$H三体重构效率的的流程图。对于每个输入的事件，在经过事件层面的基本判选后，将标记的$^{3}_{\Lambda}$H信息填入一个直方图A中，然后使用除了粒子鉴别判断条件以外与实验数据分析完全一样的选择条件，将剩余的标记过的$^{3}_{\Lambda}$H信息填入直方图B中，最后两个直方图每个区间的信息相除，即得到每个区间对应的重构效率。

经过以上流程，我们可以得到质心系能量$\sqrt{s_{\rm NN}}$=27GeV、39GeV和200GeV数据中位于不同$\ell/(\beta\gamma)$区间的效率。图3.8展示了计算得到的效率。其中，根据$\ell/(\beta\gamma)$的不同分为了[2.4，8)cm，[8，13)cm，[13，25)cm三个区间。

接下来，需要将同一区间不同能量的效率合并。合并公式如式3-10所示。

$$\epsilon_i = \frac{N_{ev27}(\frac{dN}{dy})\epsilon_{27-i} + N_{ev39}(\frac{dN}{dy})\epsilon_{39-i} + N_{ev200}(\frac{dN}{dy})\epsilon_{200-i}}{N_{ev27}(\frac{dN}{dy}) + N_{ev39}(\frac{dN}{dy}) + N_{ev200}(\frac{dN}{dy})} \tag{3-10}$$

式中，N_{ev27}指27GeV能量使用的事件数量，ϵ_{27-i}指27GeV下第i个$\ell/(\beta\gamma)$区间的重构效率，$\frac{dN}{dy}$为不同能量下^{3}He的不变产额。之所以使用^{3}He的不变产额而不是$^{3}_{\Lambda}$H的，是因为我们缺乏准确的$^{3}_{\Lambda}$H产额数据，而^{3}He的不变产额与$^{3}_{\Lambda}$H的不变产额在一定范围内是成正比

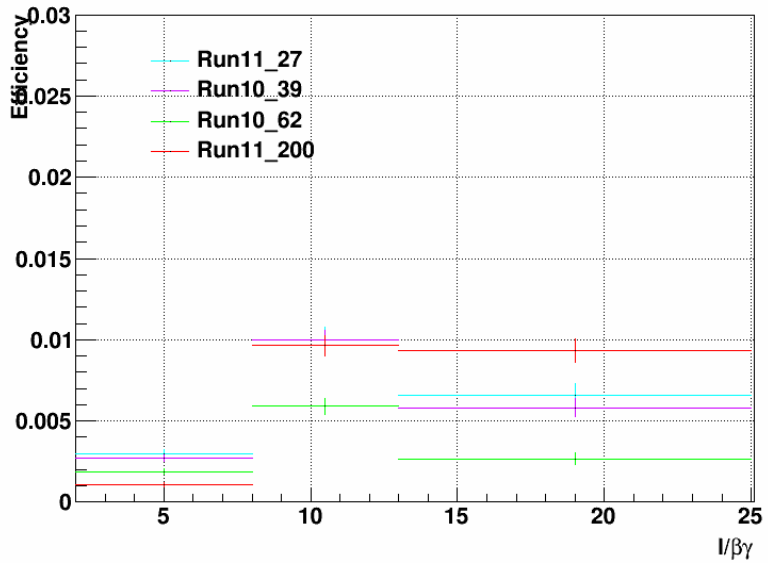

图 3.8 ${}^{3}_{\Lambda}$H三体衰变道重构中不同能量、不同$\ell/(\beta\gamma)$ 区间的重构效率。

的。

3.4.5 ${}^{3}_{\Lambda}$H寿命的测量

粒子的衰变符合最基本的衰变公式：

$$N(t) = N(0)e^{-t/\tau} = N(0)e^{-\ell/(\beta\gamma c\tau)} \tag{3-11}$$

其中，t为时间，τ为粒子寿命，ℓ为衰变长度，$\beta = v/c$，$\gamma = 1/\sqrt{(1-\beta^2)}$，$c$为光速。这样，我们得到粒子的产额随着$\ell/(\beta\gamma)$的分布后，即可通过拟合得到其寿命$\tau$。根据${}^{3}_{\Lambda}$H三体衰变道的统计，我们将所有的信号分为：[2.4，8)cm，[8，13)cm，[13，25)cm三个区间。并计算三个区间内${}^{3}_{\Lambda}$H的产额。图3.9展示了不同$\ell/(\beta\gamma)$区间的拟合情况。

在得到每个区间的计数后，除以我们通过Embedding的方法得到每个区间的效率，即为${}^{3}_{\Lambda}$H在每个区间的不变产额。表3.6列出了三体衰变道在每个$\ell/(\beta\gamma)$的计数、效率以及不变产额。

表 3.6 ${}^{3}_{\Lambda}$H三体衰变道在每个$\ell/(\beta\gamma)$区间的计数、效率及不变产额。

$\ell/(\beta\gamma)$	Counts	Efficiecy(%)	Yield
[2.4, 8)	74.83±25.67	0.36±0.01	20605±7085
[8, 13)	66.89±22.47	1.36±0.03	4917±1655
[13, 25)	36.00±12.49	0.81±0.02	4428±1541

在得到每个$\ell/(\beta\gamma)$区间的不变产额后，我们通过最小χ^2的方法来计算${}^{3}_{\Lambda}$H的寿命。图3.10展示了χ^2随着$\ell/(\beta\gamma)$的分布。由此我们可以得到，对三体衰变而言，我们测得的寿命是$194^{+83}_{-48}(stat.)$ ps。

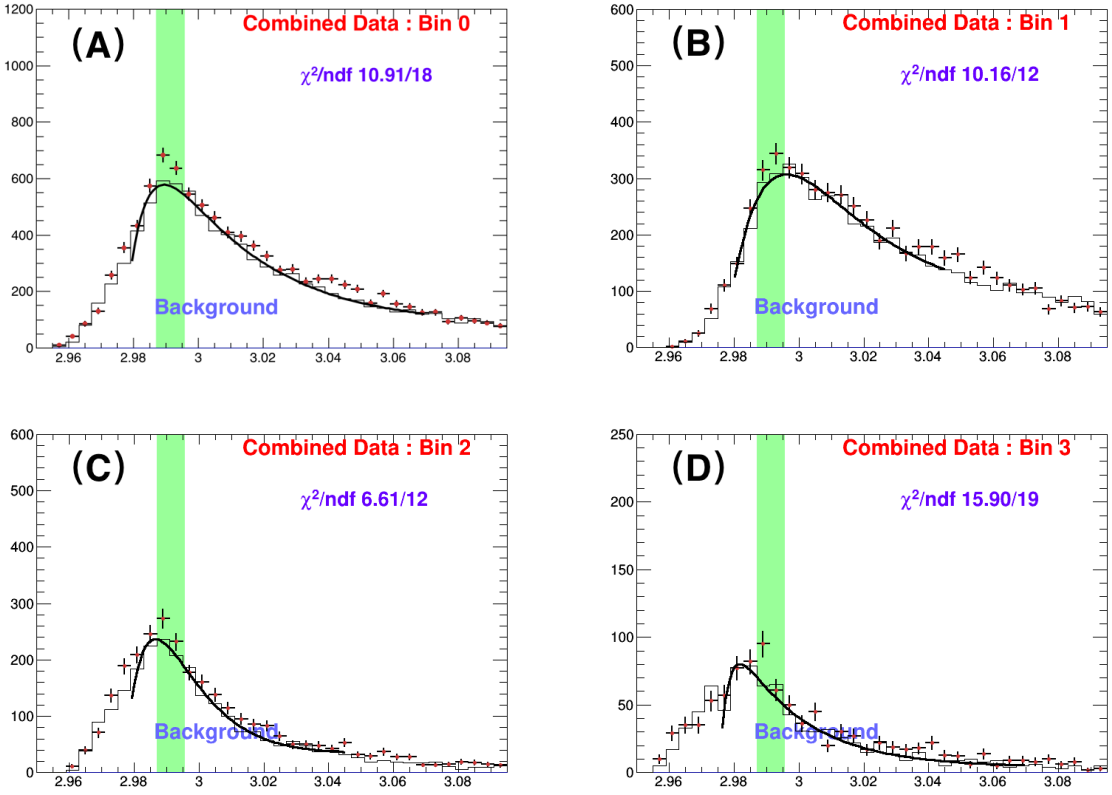

图 3.9 不同$\ell/(\beta\gamma)$区间的${}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$统计。其中图（a）为所有三个区间合并的情况，（b）为[2.4，8)cm区间，（c）为[8，13)cm区间（d）为[13，25)cm区间。图（d）中的背景拟合因为统计涨落的关系拟合不是太好，但是对${}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$的计算影响并不大。

3.4.6 系统误差分析

对三体衰变而言，我们主要考虑两个来源的系统误差。一类来自于对bin宽的选择，在以上的分析中，我们都使用4MeV为bin宽来统计${}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$的个数。在分析系统误差时，我们通过使用2MeV来计算其误差。另一类来自于拓扑cut的选择，主要包括p-π^-之间的DCA以及p-π^-对构成的虚拟Λ到PV的DCA。对以上两类误差的分析及其结果列于表3.7中。

表 3.7 ${}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$三体衰变道重构的系统误差分析

误差来源	原cut值	现cut值	现结果(ps)	系统误差(%)
bin width	4MeV	2MeV	$211^{+93}_{-52}(stat.)$	8.76
DCA23	0.8	0.65	$189^{+98}_{-53}(stat.)$	2.58
DCA-Λ	分别优化	原值-0.2	$165^{+70}_{-43}(stat.)$	14.95
Combined				17.52

除了以上两类主要的误差来源，我们还考虑了${}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$在穿过TPC中气体或其他介质时

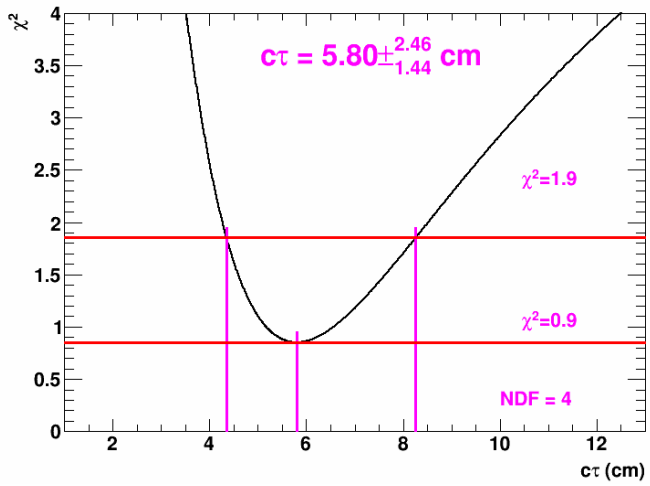

图 3.10 ${}^{3}_{\Lambda}$H三体衰变道的寿命测量。

的因吸收效应带来的误差。这个吸收效应可以由式3-12来大致估算：

$$e^{-\frac{\sigma^{3}_{\Lambda}H+material}{\sigma_{p+material}}\times\frac{\ell}{\lambda_T/\rho}} \approx e^{-\frac{\sigma^{3}_{\Lambda}H+p}{\sigma_{p+p}}\times\frac{\ell}{\lambda_T/\rho}} < e^{-\frac{\sigma_{pd}+\sigma_{p\Lambda}}{\sigma_{pp}}\times\frac{\ell}{\lambda_T/\rho}} < 1.5\% \tag{3-12}$$

式中的参数可以在PDG中查到。其结果显示，这个吸收效应可以被忽略。

将以上的这些系统误差合并后，我们得到的总的系统误差为：14.95%。

那么，加上系统误差的${}^{3}_{\Lambda}$H三体衰变道测得的寿命为$194^{+83}_{-48}(stat.)\pm34(syst.)$ 。

3.5 两体衰变道重构

${}^{3}_{\Lambda}$H两体衰变道的重构已经由朱逾卉完成。我们在这里只对其做一个简单的介绍。

3.5.1 数据样本的选择

在两体衰变道的重构中，使用了Run10/11下六种不同能量的最小偏差的数据。具体的能量以及基本的事件层面的cut见表3.8所示。表中同时列出了不同能量数据中鉴别出的^{3}He以及${}^{3}\overline{\text{He}}$的数量。在两体重构中使用的基本的径迹层面的cut与三体类似，就不在此列出了。

表 3.8 2体衰变道重构使用的数据基本信息以及鉴别出的^{3}He和${}^{3}\overline{\text{He}}$的数量。

	|VertexZ|	VertexR	Statistics	^{3}He	${}^{3}\overline{\text{He}}$
Run10 7.7 GeV	$< 70cm$	$< 2cm$	4 M	6388±80	0
Run10 11.5 GeV	$< 50cm$	$< 2cm$	11 M	5330±73	0
Run11 19.6 GeV	$< 70cm$	$< 2cm$	31 M	4941±70	0
Run11 27 GeV	$< 50cm$	$< 2cm$	49 M	4179±65	19±4
Run10 39 GeV	$< 40cm$	$< 2cm$	118 M	5252±72	133±12
Run10 200 GeV	$< 30cm$	$< 2cm$	223 M	6850±83	2213±47

3.5.2 ${}^{3}_{\Lambda}$H信号的重构

对于两体衰变道的重构而言，同样的，我们需要先鉴别^{3}He和π^-，其中，π^-的鉴别使用n_σ，而^{3}He的鉴别使用Z值。在对^{3}He的鉴别中，需要注意的是，TPC所探测到的^{3}He除了来自于真实的对撞外，还有可能来自于束流与管道的碰撞。显然，这些^{3}He在重构${}^{3}_{\Lambda}$H时完全是作为背景存在的，需要被除去。经过分析我们发现，这些^{3}He往往具有较小的动量和较大的DCA，如图3.11中左图所示。这样一来，通过选择$DCA < 1cm$的^{3}He，我们可以鉴别出很干净的^{3}He信号，如图3.11中右图所示。

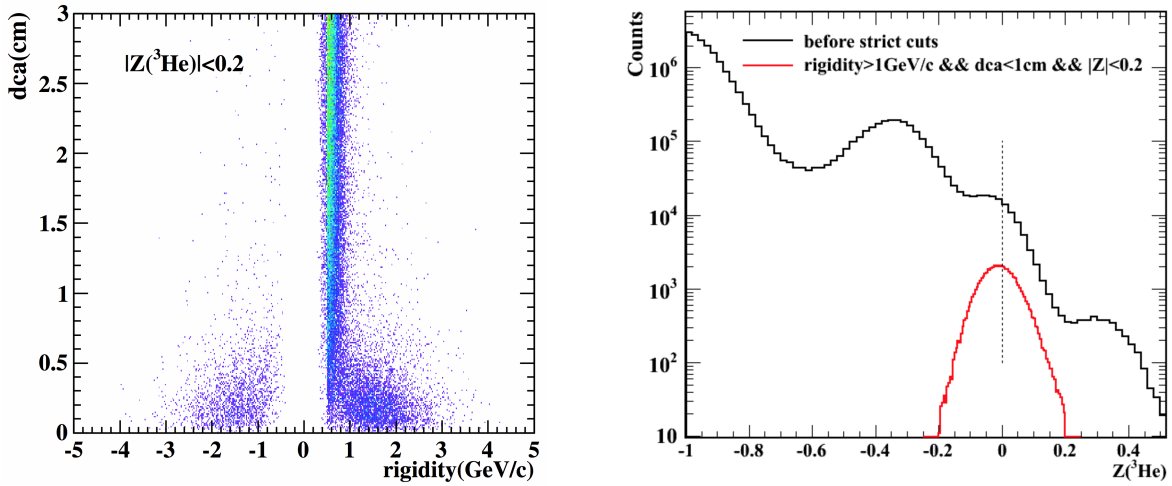

图 3.11 ${}^{3}_{\Lambda}$H两体衰变道重构中^{3}He的鉴别。左图是使用基本cut之后所有^{3}He的DCA随着刚度（Rigidity）的分布。右图是使用所有cut之后鉴别出来的^{3}He的Z的分布。

图3.12展示了两体衰变的拓扑结构图。从图中可以看出，相对于三体衰变而言，两体衰变道的重构更为简洁。

在具体的重构过程中，与3体衰变的分析类似，我们取一条^{3}He的径迹和一条π^-的径迹，然后计算两条径迹的DCA点，这两点连线的中点，即认识是${}^{3}_{\Lambda}$H衰变的位置。由此，我们可以得到从两体衰变道重构的${}^{3}_{\Lambda}$H信号。如图3.13所示。

从图中可以看出，在不同能量下，我们都可以在2.991GeV/c，即${}^{3}_{\Lambda}$H的质量，的位置得到一个明显的不变质量峰。我们将以上数据叠加到一起，可以得到一个总的不变质量谱，如图3.14左图所示。叠加在一起后，信号的显著度水平为7.5σ。在每个能量下以及合并之后结果中${}^{3}_{\Lambda}$H的计数如表3.9所示。

3.5.3 效率和接受度修正

我们使用STAR标准的Embedding程序得到了2体衰变的效率随p_T的分布，如图3.14中右图所示。在修正了重构效率并且得到不变产额之后，我们计算得到了${}^{3}_{\Lambda}$H的寿命为$123^{+26}_{-21}(stat.)$。

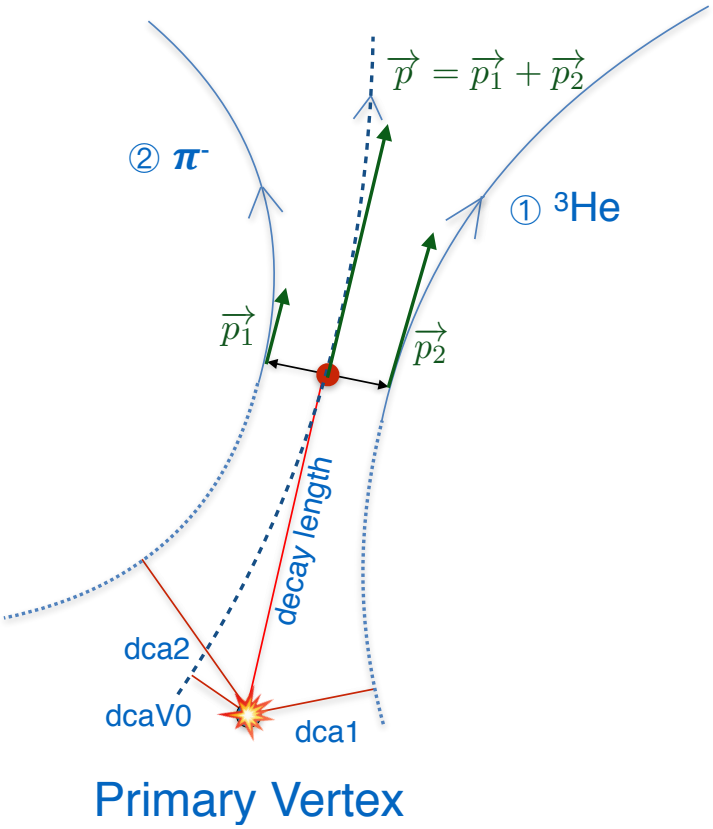

图 3.12 ${}^{3}_{\Lambda}$H两体衰变的拓扑结构图。

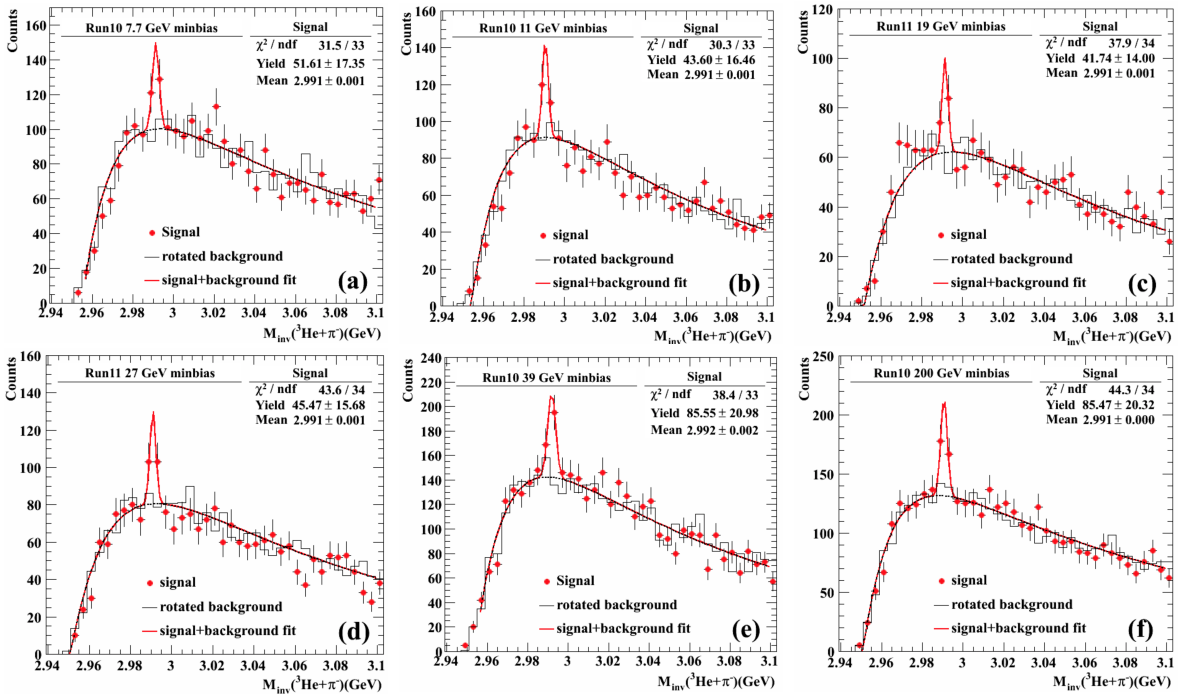

图 3.13 ${}^{3}_{\Lambda}$H两体衰变在不同质心系能量下重构的不变质量谱。图（a）到（f）分别为7.7GeV、11.5GeV、19.6GeV、27GeV、39GeV、200GeV能量下的不变质量谱。

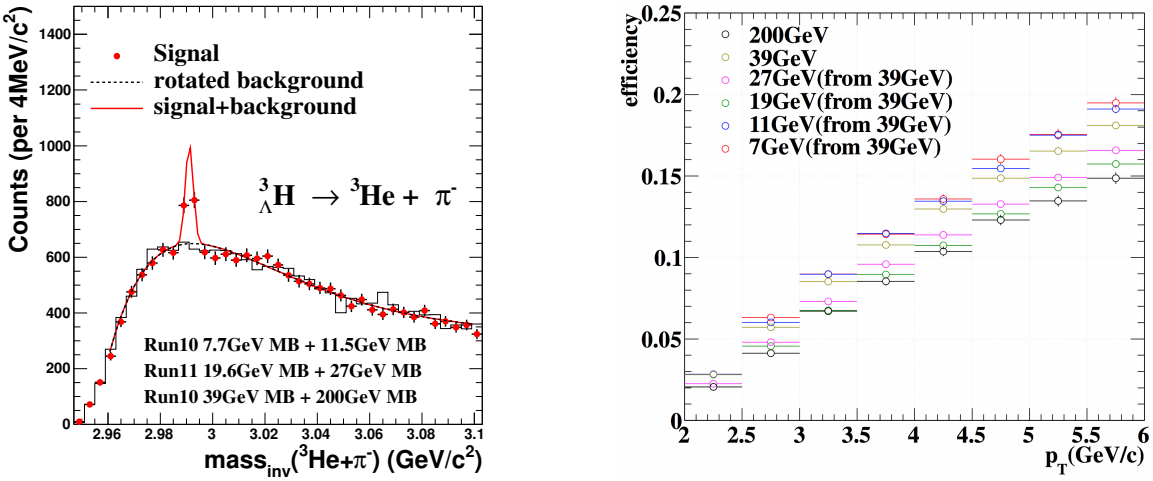

图 3.14 左图是${}^{3}_{\Lambda}$H两体衰变的各个能量合并之后的不变质量谱。右图是${}^{3}_{\Lambda}$H两体衰变不同能量下重构效率随p_T的分布。

表 3.9 2体衰变道重构中各个能量以及合并之后的${}^{3}_{\Lambda}$H计数。

Dataset	Event #	Statistics
Run10 7.7 GeV	4 M	52±17
Run10 11.5 GeV	11 M	44±16
Run11 19.6 GeV	31 M	42±14
Run11 27 GeV	49 M	45±16
Run10 39 GeV	118 M	86±21
Run10 200 GeV	223 M	85±20
Combined		337±46

3.5.4 系统误差的测量

与三体衰变类似，两体衰变的系统误差主要来自以下几个方面：一类来自bin宽的选择，一类来自拓扑cut的选择。其具体的大小见表3.10所示。

表 3.10 ${}^{3}_{\Lambda}$H两体衰变道重构的系统误差分析

误差来源	Bin宽	ℓ 和 DCA(π^-)	DCA12 和 DCA(${}^{3}_{\Lambda}$H)
系统误差(%)	5.69	2.44	5.69

通过计算可以知道，两体衰变寿命测量的总系统误差为8.41%。由此，单独使用两体衰变数据得到的${}^{3}_{\Lambda}$H寿命为：$123^{+26}_{-21}(stat.)\pm10(syst.)$ 。

3.6 对事件数的刻度

考虑到两体衰变与三体衰变的分析使用了不同能量的数据，而${}^{3}_{\Lambda}$H在不同能量下的不变产额有较大的区别，为了方便之后的计算，我们需要将事件数量刻度到相同的能量（在分析中，我们选择将所有能量刻度到39 GeV），即计算各个能量下${}^{3}_{\Lambda}$H使用的等效

事件数。其计算公式如式3-13。

$$N_x = Yield_x / Yield_{39} \times EventNumber_x \tag{3-13}$$

其中，N_x是当前能量下的等效事件数，$Yield_x$是当前能量下的不变产额，$Yield_{39}$是39 GeV能量下的不变产额，$EventNumber_x$是当前能量下使用的事件数。理想情况下，我们应当使用$^3_\Lambda$H的不变产额来计算，但是目前缺乏这些数据，因此我们使用^{3}He的产额来作为替代。其中，^{3}He的产额及效率等数据见表3.11。

表 3.11　^{3}He产额及重构效率

Energy (GeV)	Counts	Efficiency (%)	Event Number (M)	Yield (/M)
7.7	8587	0.423	3.98	5101
11.5	7161	0.426	10.98	1531
19.6	6321	0.403	31.15	504
27	5312	0.402	48.65	272
39	6456	0.407	118.02	134
200	5822	0.424	222.73	62

在有了^{3}He的产额之后，便可以通过公式来计算等效事件数了。计算结果如表3.12所示。

表 3.12　两体与三体分析中的等效事件数。

Energy (GeV)	Two Body		Three Body	
	Event # (M)	Scaled # (M)	Event # (M)	Scaled # (M)
7.7	3.98	151.04	-	-
11.5	10.98	125.07	-	-
19.6	31.15	116.70	-	-
27	48.65	98.31	53.31	107.73
39	118.02	118.02	134.41	134.41
200	222.73	102.16	516.87	237.08
Total	435.51	711.30	704.59	479.22

对事件数进行修正之后，我们可以等效的认为，两体衰变道的分析使用了711.30M的39GeV数据，而三体衰变道的分析使用了479.22M的39GeV数据。这些数据将帮助我们计算$^3_\Lambda$H衰变的分支比。

3.7　对$^3_\Lambda$H寿命的讨论

之前我们已经分析并得到了$^3_\Lambda$H由两体衰变道以及三体衰变道重构的不变产额。因为$^3_\Lambda$H的产额较少，为减小统计误差，我们将把两体和三体的数据合并来分析$^3_\Lambda$H的寿命。合并之后，我们仍然使用最小χ^2的方法来估计寿命及其误差。图3.15显示

了合并之后的寿命拟合以及χ^2的分布情况。从图中可以看出，合并之后的${}^3_\Lambda$H寿命为$142^{+24}_{-21}(stat.)\pm28(syst.)$ ps。

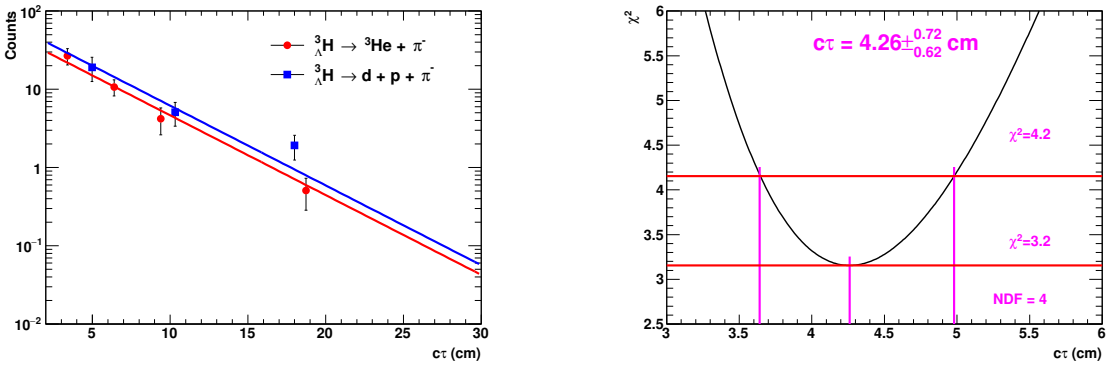

图 3.15 左图是合并之后的不同$\ell/(\beta\gamma)$区间的计数及拟合情况，其中红色数据点是两体衰变道的数据，蓝色数据点是三体衰变道的数据。红色直线是对两体数据的拟合，蓝色直线是对三体衰变道数据的拟合，两条直线拟合时使用了相同的$c\tau$参数。右图是总体χ^2随$c\tau$的变化情况。

为了方便讨论，我们在图3.16中列出了上世纪60年代以来对${}^3_\Lambda$H寿命进行的理论计算以及实验测量的结果。

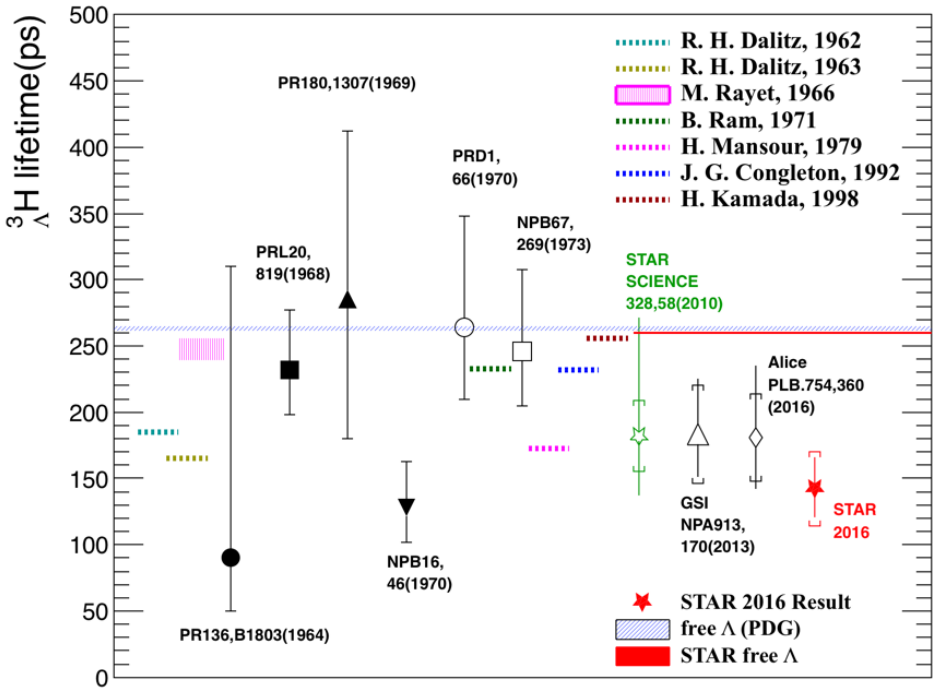

图 3.16 20世纪60年代以来对${}^3_\Lambda$H进行的理论计算以及实验测量的结果。图中所有数据按照发表年份从左到右排序，纵轴为寿命。其中带误差条的是实验数据，数据上方或者下方标明了数据来源；各种颜色的虚线是理论计算数据；265ps处的蓝色长线为来自PDG的Λ寿命，红色实线是STAR测量的Λ寿命。 [44–46,49–51,53–57,60–65]

一直以来，${}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$都被认为是一个Λ和氚核$d$组成的弱束缚态。从理论上讲，这样的${}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$的寿命会非常接近非束缚态的Λ，1966年 M. Rayet 和 R. H. Dalitz 即是在这样的认识下从理论上计算了${}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$的寿命，并得到了$\Gamma({}^{3}_{\Lambda}H)$的范围为$1.03\Gamma_{\Lambda}$ - $1.10\Gamma_{\Lambda}$的结论[61]。早期的几个实验中，比如图中1964-1973年的之间的几个实验，除了1970年发表于Nuclear Physics B的结果以外，也显示在误差范围内，${}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$的寿命接近非束缚态Λ的寿命。而1970年这一明显小于Λ寿命的结果也被归因于Λ和氚核d在穿过致密介质时的分离效应。总体来看，2000年之前的结果显示，基于核乳胶室和氦气泡室的实验的结果大多在误差范围内接近非束缚态Λ。在2000年之后，TPC等技术逐渐在大型粒子谱仪上开始使用，基于此也有了若干新的实验结果。2010年RHIC-STAR合作组的结果显示，${}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$的寿命为$182^{+89}_{-45}(stat.) \pm 27(syst.)$ ps，2013年GSI-HypHI合作组的结果为$183^{+42}_{-32}(stat.) \pm 37(syst.)$ ps，2016年LHC-Alice的结果则为$181^{+54}_{-39}(stat.) \pm 33(syst.)$ ps。这些实验的测量结果都非常接近，并且明显小于非束缚态Λ的寿命，并且具有相对较小的统计和系统误差。而本章的分析结果为$142^{+24}_{-21}(stat.) \pm 28(syst.)$ ps。结合这些实验的结果，我们发现在目前的TPC技术下，也许可以说明${}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$的寿命要明显小于非束缚态Λ的寿命，这也意味着我们之前对${}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$结构的理解需要改进[66]。

3.8 对${}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$分支比$\mathrm{R}_3$的讨论

在STAR，我们可以同时使用两体以及三体这两个不同的衰变道来重构${}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$，这使得我们的分析除了可以得到${}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$的寿命，还可以计算这两个主要衰变道的分支比之比。在对两个衰变道所使用的事件数进行修正后，我们得到的结果是: $R=0.32^{+0.05}_{-0.05}(stat.) \pm 0.01(syst.)$ 。其中R的定义如式3-14所示。

$$R = \frac{B.R._{2-body}}{B.R._{2-body} + B.R._{3-body}} \tag{3-14}$$

在3.1.2节中我们已经介绍了R_3的定义及其意义。在这里我们定义的R与R_3并不同，但是考虑到对于${}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$而言，${}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H} \rightarrow \mathrm{d} + \mathrm{p} + \pi^{-}$ 与${}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H} \rightarrow {}^{3}\mathrm{He} + \pi^{-}$ 这两个衰变道及其π^0道的分支比之和超过97%，因此R会略大于R_3但是两者之间的差别会很小。R的值仍然具有很好的参考价值。

从1973年 G. Keyes 等人的文章可以看出，若${}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$是Λ和氚核$d$组成的弱束缚态，Λ的结合能大约为130 KeV，而R_3的值约为0.35 ± 0.04[46]。相比之下，我们的R值稍小一些，但是考虑到统计和系统误差，两者并没有明显的差别。图3.17展示了我们的结果与G. Keyes等人结果的对比。图中的曲线是理论计算的当${}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$的自旋$J = \frac{1}{2}$时，$R_3$随着Λ结合能的变化曲线[67]。

1959年，Dalitz等人也计算了不同自旋情况下，R_3随着$s^2/(s^2 + p^2)$的变化曲线[68]。我们在图3.18中展示了1970年D. Bertrand、1973年G. Keyes和现在STAR的结果。

从图中可以看出，D. Bertrand等人的结果显示，${}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$的自旋应该为$J = \frac{1}{2}$。但是G.

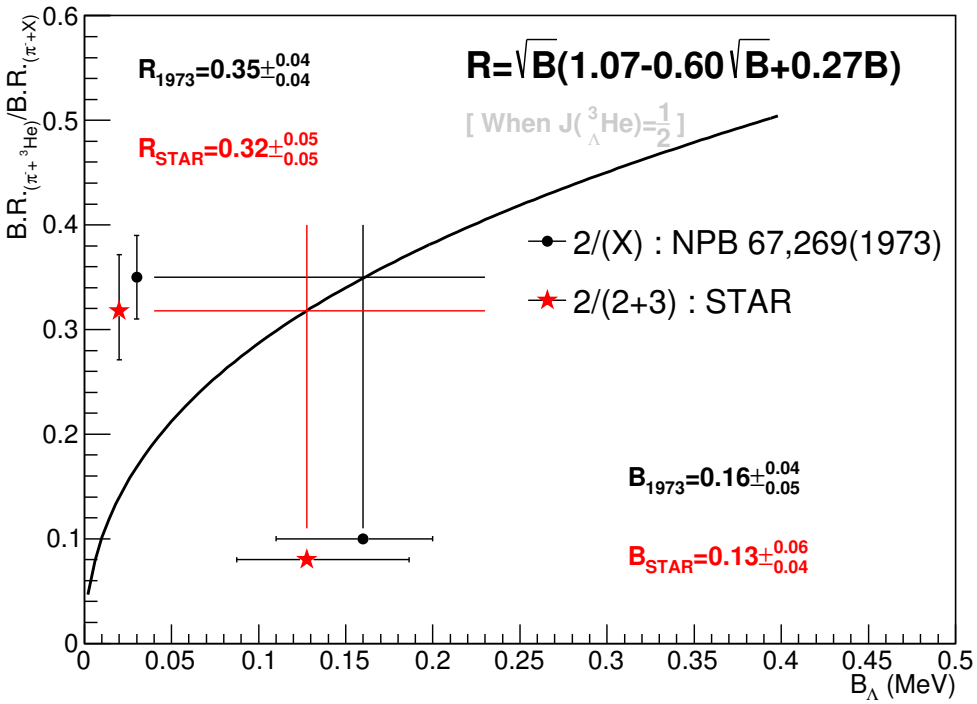

图 3.17 理论计算的当$^{3}_{\Lambda}$H的自旋$J = \frac{1}{2}$时，R_3随着Λ结合能的变化曲线。黑色的数据点为G. Keyes等人的结果，红色的五角星是STAR的测量结果。

Keyes和我们的结果都位于$J = \frac{1}{2}$和$J = \frac{3}{2}$两条曲线中间，并略微更倾向于$J = \frac{1}{2}$。同时，1992年J. G. Conleton的理论计算结果[64]也与我们的测量一致。我们认为，对$^{3}_{\Lambda}$H自旋的研究仍然需要更多的数据来支持。

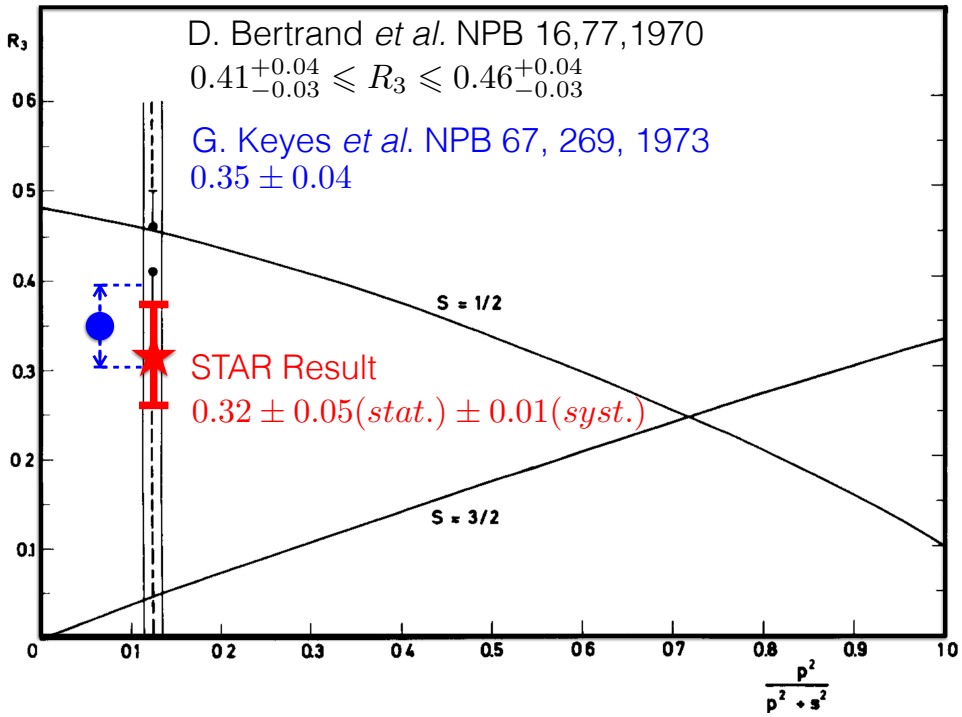

图 3.18　理论计算的不同自旋（$J = \frac{1}{2}$和$J = \frac{3}{2}$）情况下，R_3随着$s^2/(s^2 + p^2)$的变化曲线。其中，s和p是指$J_\pi = 0$和$J_\pi = 1$对应衰变道的振幅。图中$s^2/(s^2 + p^2)$的位置来自于O. E. Overseth等人的实验测量[69]。侧外，图中黑色数据点是1970年D. Bertrand的数据，蓝色数据点来自G. Keyes，红色则是STAR的结果。

第四章　零度量能器的刻度与能量分辨率

RHIC为在其上运行的四个实验，即STAR、PHENIX、BRAHMS以及PHOBOS设计制造了相同的零度量能器（Zero Degree Calorimeter，ZDC）[21,28]。这些ZDC的主要作用是测量对撞发生后沿着束流方向发射的中子的能量，也可以作为重要的测量对撞亮度的探测器[21,70]。同时，探测器两侧ZDC的符合信号也可以用于触发最小偏差事件，因此ZDC也是STAR触发系统中的一个重要部分。在这一章，我们重点介绍STAR-ZDC的刻度，以及其从2011年到2015在实际运行中的能量分辨率。

4.1　STAR零度量能器

STAR的ZDC安装于2000年，它由6个模块（Module）组成，其中三个安装于STAR探测器的东侧，另三个安装于西侧。图4.1是ZDC的安装位置示意图。从图中可以看出，ZDC模块安装于二极磁铁之后，大约距离Z=0位置18m。这个安装位置可以保证束流中未发生碰撞的粒子会被二极磁铁重新偏转回储存环中，而其他的带电粒子由于荷质比不同，会被偏转不同的角度，不会打到ZDC上。这样，ZDC可以接收到碰撞后旁观者粒子中的中性粒子，其中主要是中子。一般来讲，达到ZDC的中子的立体角小于4 mrad[21]。

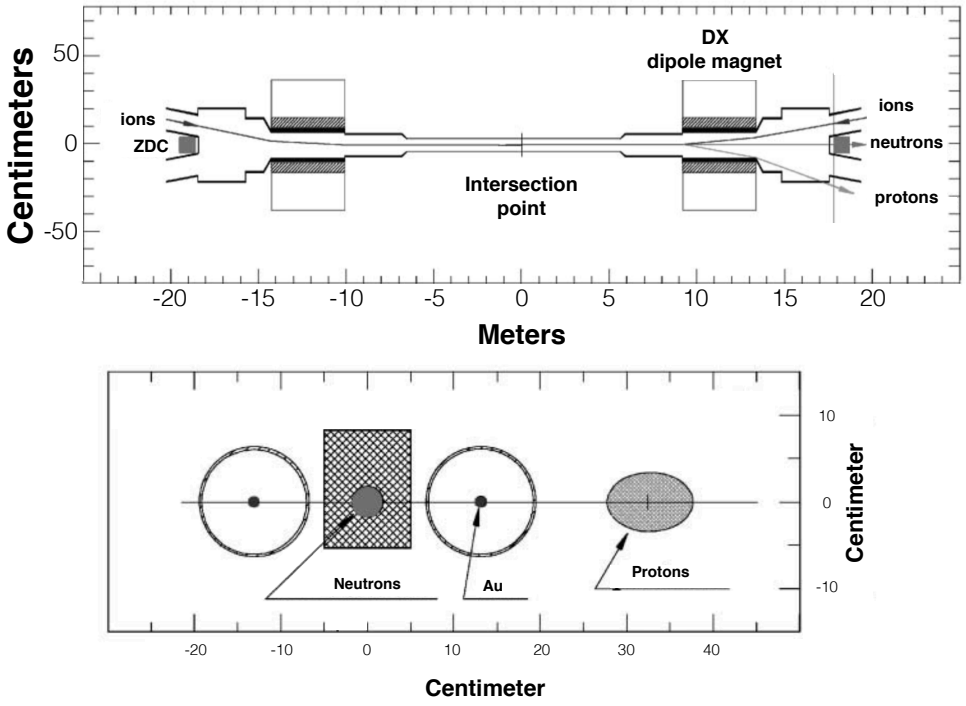

图 4.1　ZDC安装位置示意图。其中上图是ZDC安装位置的俯视图，下图为沿着束流方向的视图。

ZDC的每个模块是由钨吸收体、光电倍增管以及光纤组成的，如图4.3中左图所示。当入射的高速中子（$\beta \approx 1$）打到钨吸收体时，会发生簇射。当这些次级粒子打到其中的光纤时会发出切伦科夫辐射，这些光子的切伦科夫角大约为45°，为了使这些光子更好的沿着光纤到达光电倍增管，钨吸收体也水平倾斜了45°。当安装到STAR的某一侧时，三个ZDC模块会依次相邻的放置。在每侧第一块和第二块模块中间，装有ZDC的SMD（Shower Maximum Detector），它可以提供入射中子的位置信息并用于进一步的数据分析[71–76]。如图4.3中右图是STAR上其中一侧安装的ZDC及其SMD的实物照片。

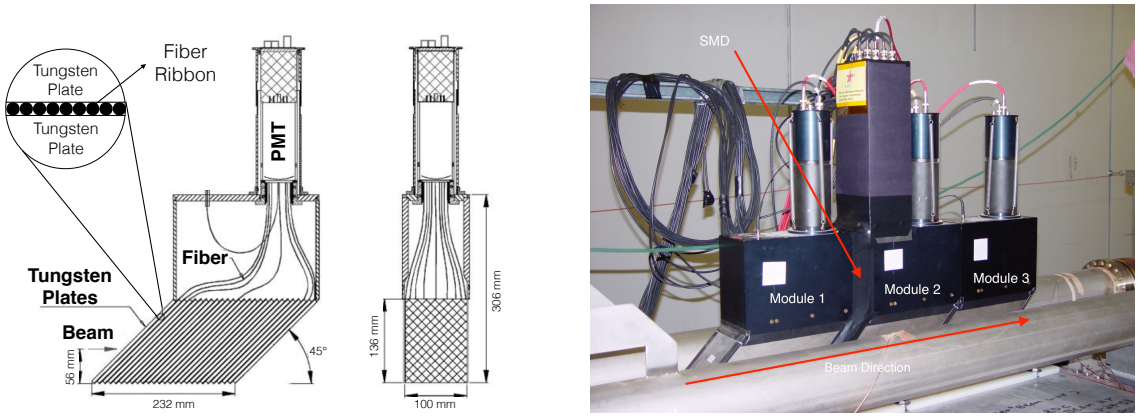

图 4.2　左图为ZDC模块的示意图。右图为在STAR安装的ZDC的实物照片。

4.2　STAR-ZDC的刻度

STAR的零度量能器最初安装于2000年，由于RHIC亮度的不断提高，多年的辐射损伤使其已经无法维持一个合适的状态。考虑到BRAHMS上的ZDC已经于2006年停止使用并一直闲置，我们将其安装到了STAR并替换了旧的ZDC。在安装到STAR之前，我们对其进行了刻度。

对于每个ZDC模块而言，其响应与所加的高压应该满足一个简单的关系：

$$gain = a \times HV^{b} \tag{4-1}$$

其中，a与b都是与光电倍增管及环境相关的参数。理论上讲，b只与PMT有关，所以只要我们使用相同型号的PMT，将得到相近的b。在我们的测试中，为了对响应与高压的的关系有一个直观的理解，我们对式4-1两侧取对数，如式4-2所示。

$$\ln(gain) = \ln a + b \times \ln(HV) = p_0 \times \ln(HV) + p_1 \tag{4-2}$$

由于缺乏所需要的中子束流，我们使用了宇宙线中的μ子作为触发粒子。整个测试系统的结构如图4.3所示。

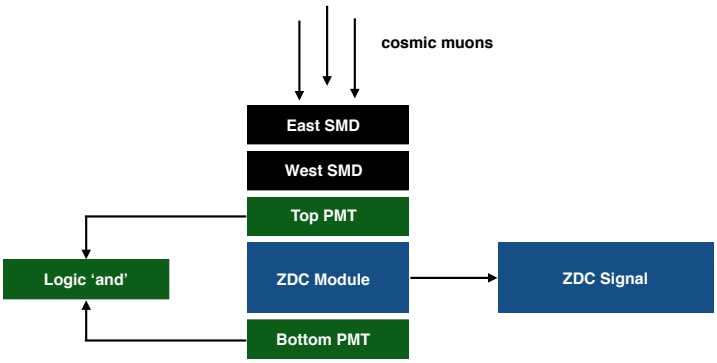

图 4.3　ZDC模块测试结构示意图。

当μ子入射时，会依次击中东侧SMD模块、西侧SMD模块、顶部光电倍增管、ZDC模块和底部光电倍增管。这样一来，如果顶部和底部的光电倍增管都产生了信号，说明μ子一定也穿过了ZDC模块。经过测试，我们得到了每个ZDC模块的高压与响应的关系，如图4.4所示，具体的拟合参数如表4.1所示。

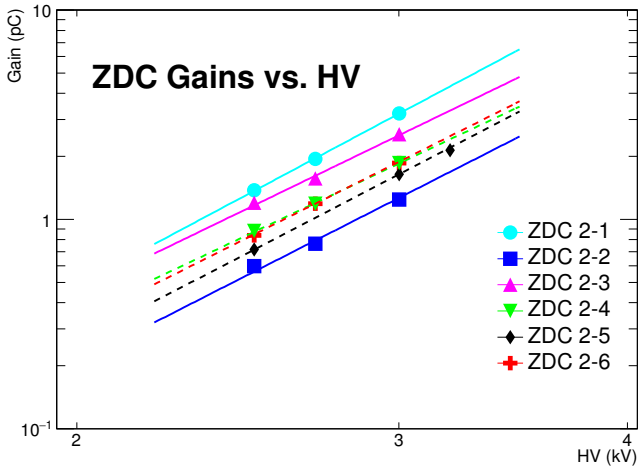

图 4.4　ZDC模块高压与响应关系图。

表 4.1　ZDC各个模块响应与高压拟合参数。

模块	p_0	p_1
2-1	4.63 ± 0.016	-3.92 ± 0.017
2-2	4.17 ± 0.024	-4.37 ± 0.026
2-3	4.24 ± 0.026	-3.72 ± 0.027
2-4	4.14 ± 0.023	-3.92 ± 0.023
2-5	4.43 ± 0.196	-4.37 ± 0.217
2-6	4.36 ± 0.015	-4.16 ± 0.016

从图4.4及表4.1中我们可以看见，各个ZDC模块的p_0参数是基本一致的，这与我们之前的预期是相符合的。

4.3 实验表现

为了研究ZDC模块在安装到STAR之后在实际束流中的表现，我们挑选了不同年份、不同束流能量和种类的若干个数据。主要包括了2011年单位核子质心系能量200GeV的Au+Au束流、2014年15GeV的Au+Au束流、2014年200GeV的Au+Au束流、2014年200GeV的^{3}He + Au束流，以及2015年200GeV的Au+Au束流。具体的束流信息我们列在表4.2中。

表 4.2 用于分析的实验束流基本信息。

年份	运行编号	质心系能量($\sqrt{s_{NN}}$)	对撞束流种类
2011	12130083	200 GeV	Au+Au
2014	15067001	15 GeV	Au+Au
2014	15186001	200 GeV	^{3}He + Au
2014	15122044	200 GeV	Au+Au
2015	16134022	200 GeV	p+Au

4.3.1 信号响应

从物理上来说，当一个中子击中ZDC模块时，会因为强子簇射等作用而损失能量。这种能量损失的大小与中子本身的能量具有相关性。理想情况下，在每个模块上产生的信号大小应该大致满足6：3：1的比例。当然，受实际运行情况的影响，比如中子束流的入射角度、簇射的泄露(shower leakage)等，会使得这个比例有所偏离。所以我们只需要将其维持在一个大致符合的水平即可。

接下来我们会在图4.5、图4.6及图4.7中展示了三个不同实际运行数据下的模块响应情况。在这些图中，左侧两列（即小图a，b，e和f）来自东侧ZDC，右侧两列（小图c，d，g和h）来自西侧ZDC。其中上部，小图a和c的横轴是每侧的第一个模块，纵轴是第二个模块；小图b和d的横轴是每侧的第二个模块，纵轴是第三个模块。即图a，b，c，d表示了不同两个模块之间信号的分布情况。下部的四个小图分别是对上侧图每个Δx区间做高斯拟合并取其平均值的分布，然后我们用一条直线来拟合这个分布，其斜率即表示两个模块之间信号大小的比值，这可以更直观的显示不同模块之间的比例。在做拟合时，我们选取了线性程度较好的区间来进行拟合，这是因为在信号较强的区间，簇射泄露等因素使得线性关系被破坏了。从三个模块6：3：1的比例来看，第二个模块与第一个模块的比值应为0.5，第三个与第二个模块之间的比值应为0.33。

图4.5表示的是2011年质心系能量200GeV的Au+Au束流。从图中可以看出，东侧第二和第一个模块间的比例为0.84，第三个和第二个模块之间的比例为0.36；西侧第二和第一个模块间的比例也为0.84，第三个和第二个模块之间的比例为0.39。

图4.6表示的是2014年质心系能量200GeV的Au+Au束流。从图中可以看出，东侧第二和第一个模块间的比例为0.61，第三个和第二个模块之间的比例为0.33；西侧第二和

第一个模块间的比例也为0.61，第三个和第二个模块之间的比例为0.28。

图4.7表示的是2014年质心系能量200GeV的^{3}He+Au束流。这个束流与以上两个很不同的地方在于，蓝环和黄环中的束流种类是不一样的：即蓝环中加速的是^{3}He，黄环中加速的是Au。这种不对称的束流类型使得两侧ZDC的响应也非常不同：因为^{3}He中本身只含有一个中子，这使得对撞产生后能击中ZDC的中子数量非常少。在我们的分析中，几乎看不到信号。所以图中只显示了东侧，也即Au束流击中的那侧，的ZDC响应。从图中可以看出，东侧第二和第一个模块间的比例为0.70，第三个和第二个模块之间的比例为0.30。

除了以上提到的三个数据外，我们还查看了2014年质心系能量15GeV的Au+Au束流和2015年质心系能量200GeV的p+Au束流。对前者而言，因为质心系能量太小，无法在ZDC上产生足够的信号用以做出以上的图像。对后者而言，p侧完全不含有中子，也无法作图。所以对这两个数据，我们直接使用了ZDC上模数转换器的读出来计算模块间的比值，其结果为如下：对15GeV的Au+Au束流，东侧为6.38 : 1.61 : 1，西侧为7.35 : 2.37 : 1，对200GeV的p+Au束流，东侧为6.88 : 3.10 : 1，西侧为9.80 : 2.75 : 1。

从以上的结果来看，各个束流的比例与理想值之间的偏差都在合理范围之内，这说明个模块所使用的高压设置是可以接受的。模块本身的工作情况也在合理范围。

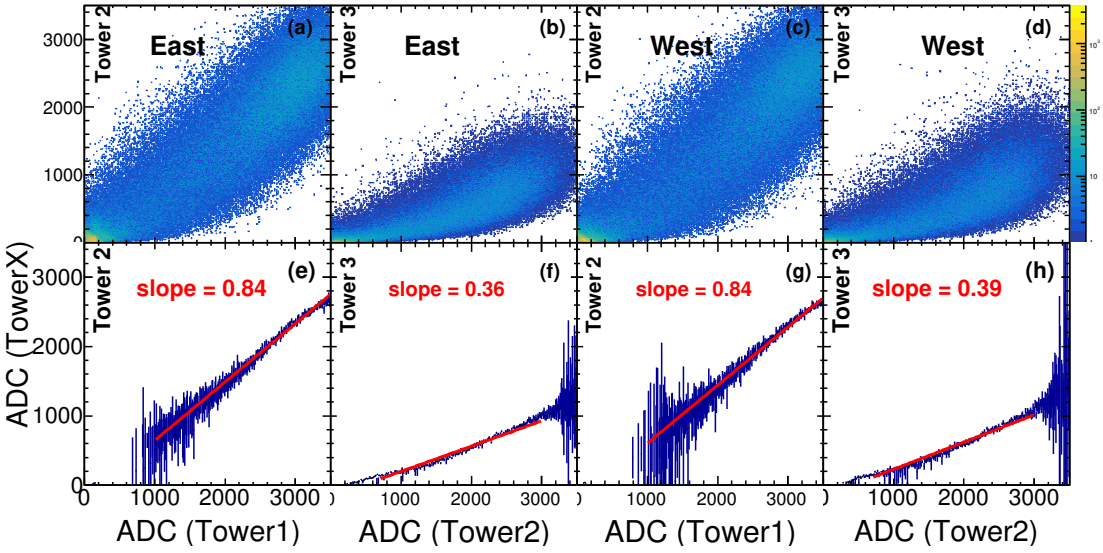

图 4.5　ZDC不同两个模块之间响应的比例。

4.3.2　能量分辨率

在ZDC设计之初，通过模拟以及测试束流，得到的ZDC能量分辨率为$\sigma_E/E = 20\%$ at $E_n = 100$ GeV[21]。在本节中，我们将展示ZDC在表4.2中提到的若干束流中的能量分辨率。我们使用来自于偏心碰撞的单中子峰来计算ZDC的能量分辨率。为了选出这些偏心碰撞事件，我们要求飞行时间探测器TOF的多重数小于2，同时要求时间数字转换器TDC的数值在500到2500之间。这两个判选条件可以帮助我们排除很多的背景事件。

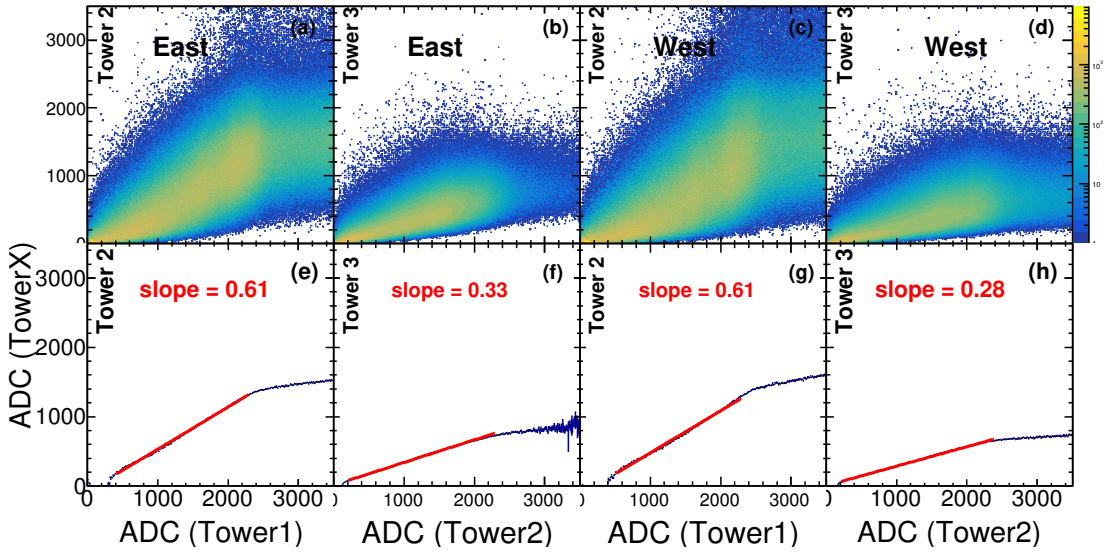

图 4.6　ZDC不同两个模块之间响应的比例。

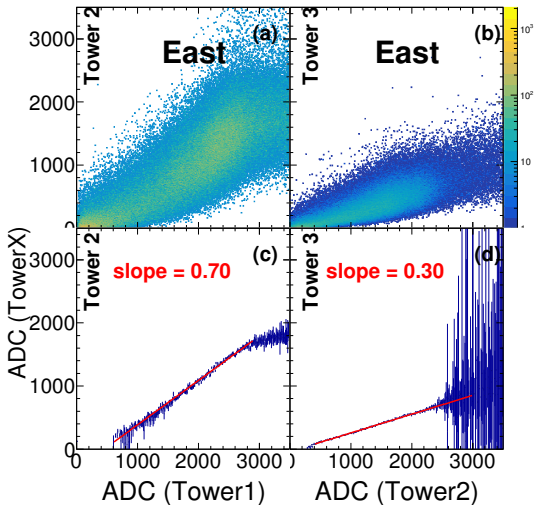

图 4.7　ZDC不同两个模块之间响应的比例。

对于2011年质心系能量200GeV的Au+Au束流，如图4.8所示，图中左侧是东侧ZDC的能量分辨率，右侧是西侧ZDC的能量分辨率。其中红色是ADC信号的直方图，黑色的曲线是单高斯的拟合曲线。由图中可以看出，东侧与西侧的能量分辨率都大约为$\sigma_E/E = 26\%$。

对于2014年质心系能量200GeV的Au+Au束流，如图4.9所示，由图中可以看出，东侧的能量分辨率为$\sigma_E/E = 29\%$，西侧的能量分辨率为$\sigma_E/E = 27\%$。

对于2014年质心系能量200GeV的^{3}He+Au束流，如图4.10所示。由于束流类型的影响，只有西侧能看见明显的单中子峰，其能量分辨率为40%。

我们也查看了2014年质心系能量15GeV的Au+Au束流，因为能量过低，无法看见明显的单中子峰。而2015年的p+Au束流也因为Au一侧背景太高而无法看见。

从以上的分析可以看出，相对于实验束流的20%的能量分辨率，2011年和2014年质心系能量200GeV的能量分辨率由于长期辐照的影响略高，但是在处于良好的范围内。而2014年^{3}He+Au束流中的能量分辨率为40%，高于我们的预期。我们猜测可能是由于束流的入射角（beam-beam cross angle）度过大造成的，但是因为缺乏进一步的数据，暂时无法确定原因。

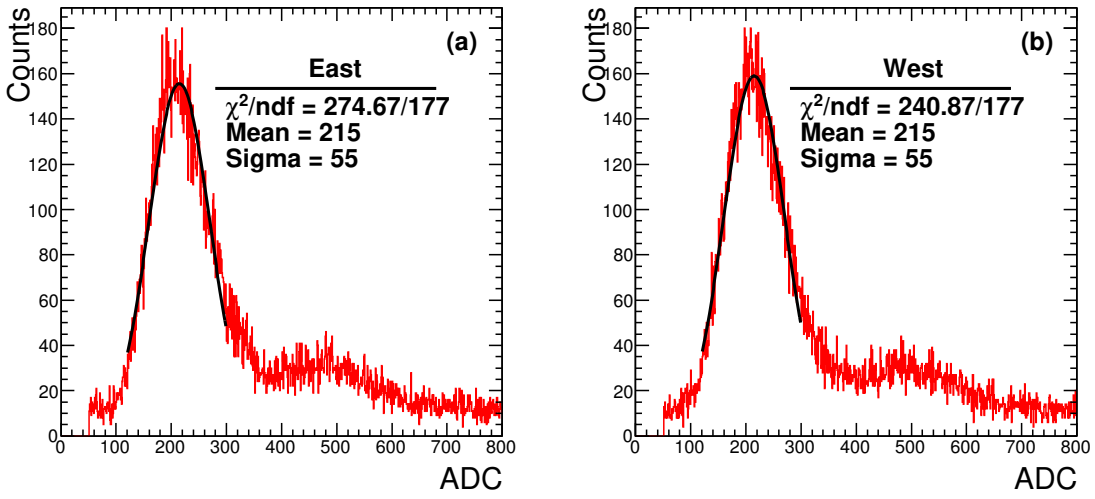

图 4.8　只用运行编号12130083得到的ZDC能量分辨率。

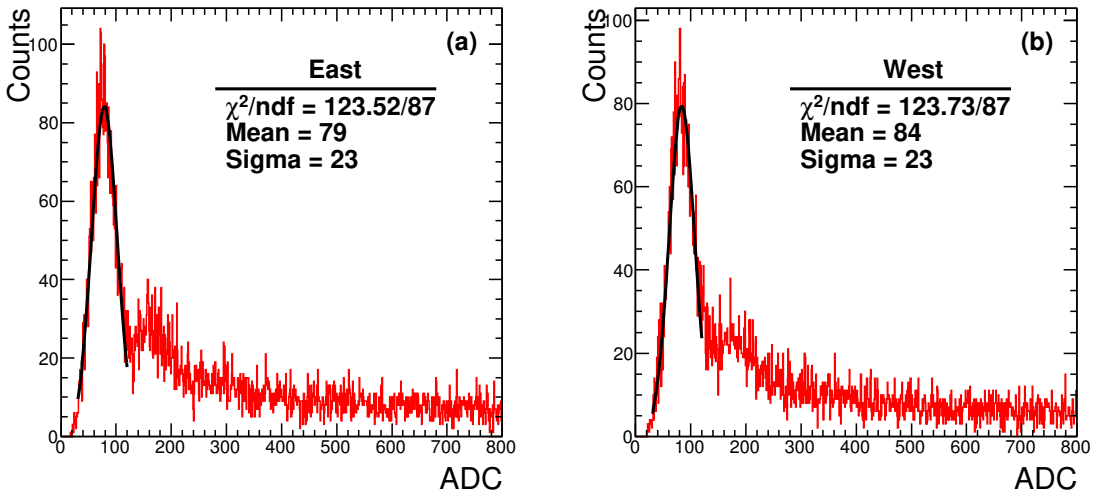

图 4.9　只用运行编号15122044得到的ZDC能量分辨率。

4.4　总结

在本章，我们介绍了STAR的零度量能器，以及2010年ZDC的刻度以及安装后其在实际运行中的表现。经过刻度，我们发现ZDC本身的PMT等部件的状态良好，高压与响应的线性关系非常明显。在实际的运行过程中，我们计算了ZDC东西两侧模

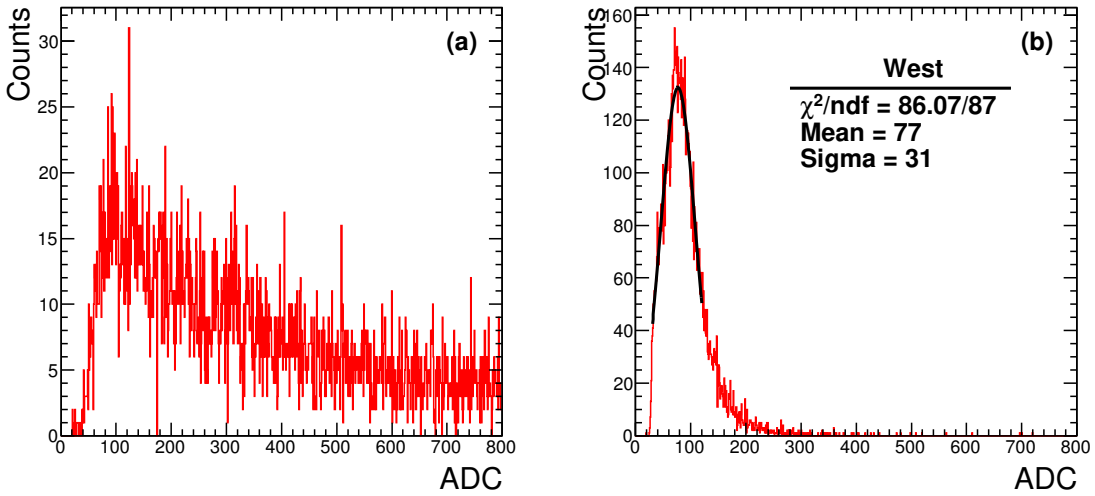

图 4.10　只用运行编号15186001得到的ZDC能量分辨率。

块的能量分辨率，发现在2011年质心系能量200GeV的Au+Au束流中，东西两侧的能量分辨率为σ_E/E = 26%，在2014年质心系能量00GeV的Au+Au束流中，东侧能量分辨率为σ_E/E = 29%，西侧能量分辨率为σ_E/E = 27%。与ZDC最早安装前σ_E/E = 20%的能量分辨率相比，由于束流辐照的原因，测得的能量分辨率有所提高，但仍然在合理的范围内。说明目前的ZDC仍然可以正常的工作。而对于2014年质心系能量200GeV的^{3}He+Au束流的结果，即σ_E/E = 40%，我们相信是由于束流较大的入射角造成的。希望本章的分析能够作为未来HIAF计划中探测器建造的提供参考[77–80]。

第五章　STAR高阶触发系统

在第二章已经提到，自RHIC建成后，经过十多年的升级和改造，束流亮度不断提高，在2016年的Au+Au@200GeV的运行中，平均束流亮度已经达到了87 × $10^{26} cm^{-2} s^{-1}$，这是RHIC设计亮度的43倍[14]。在如此高的束流亮度下，典型的质心系能量 $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}}$=200GeV的Au+Au对撞频率大约为50kHz，而质心系能量 $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}}$=200GeV的p+p对撞频率已经达到了1MHz，$\sqrt{s_{\mathrm{NN}}}$=500GeV的p+p对撞频率更是高达4MHz。而与如此高的对撞频率相比，STAR的数据获取系统DAQ1000，其对于200GeV的Au+Au对撞的采集频率仅为1000Hz。这意味对200GeV的金金对撞而言，总有约90%的事件并没有办法被记录下来。而另一方面，人们感兴趣的某些事件（如中心对撞事件、含有高横动量粒子的事件等等）的产额并不高。为此，STAR发展了自己的触发系统[81]，允许人们选择记录某些满足特定条件的事件。这样可以最大限度的利用有限的数据采集速度，在更短的时间内得到大量感兴趣的事件。

5.1　STAR的低阶触发系统

STAR的触发系统硬件上是由一系列快探测器，包括零度量能器ZDC、飞行时间探测器TOF、束流探测器BBC、赝顶点探测器等组成的。根据这些触发器在触发系统中的数据传递方向及响应时间的长短，分为零阶触发、一阶触发、二阶触发、高阶触发。具体的随触发时间的分类如表5.1所示。

表 5.1　STAR的触发系统级数及对应的时间预算。

触发器阶数	零阶触发	一阶触发	二阶触发	高阶触发
响应时间预算	1.5μs	100μs	5 ms	>10 ms

STAR的零阶触发、一阶触发和二阶触发器组成了整个低阶触发系统，其系统结构如图5.1所示。

从图中可以看出，触发系统由快探测器、数据储存操作主板（Data Storage and Manipulation Board，DSM）以及触发控制单元（Trigger Control Unit，TCU）组成。事件发生后，快探测器将数据传送给DSM主板，DSM主板将数据传给TCU和一阶触发系统，并进一步传给二阶触发系统，在经过一阶和二阶触发系统的挑选之后，数据被传给DAQ进行记录。

依托低阶触发器，可以触发最小偏差（Minimum Biased，MB）事件、高横动量粒子事件、非光电子事件等。但是低阶触发器也有其限制，其可以触发的事件类型有限，

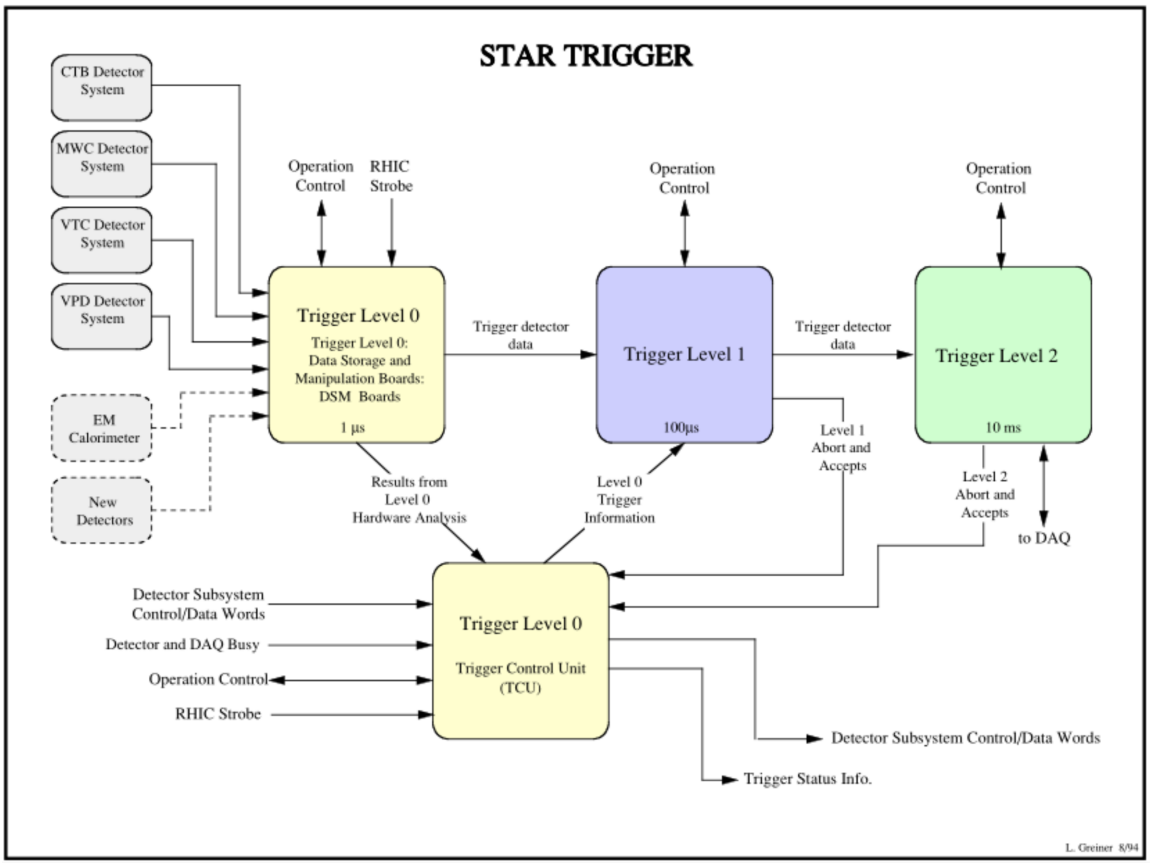

图 5.1　STAR低阶触发系统的结构示意图。

并且对事件的触发依托于某一个或者几个探测器。因此，STAR发展了高阶触发系统（High Level Trigger，HLT）

5.2　高阶触发系统

STAR目前的高阶触发系统是在原先三阶触发系统的基础上发展而来的，因此也被称为四阶触发系统。作为高阶触发系统，HLT会在事件发生后收集诸如TPC的径迹信息、TOF的飞行时间信息、桶型电磁量能器（Barrel Electronic Magnet Calorimeter，BEMC）的能量信息等不同快/慢探测器的信息来在线重构出粒子径迹并进行粒子鉴别。高阶触发系统最重要的特征即是它可以在事件发生后即时收集探测器的信息，利用强大的计算能力迅速重构出所有径迹，并在线挑选出人们感兴趣的事件来记录。通过HLT一方面可以极大的提高稀有事件的记录频率，另一方面其对于事件的挑选条件也非常宽泛，可以挑选出诸如带有奇异粒子的事件、产生^{4}He的事件等等类型。STAR-HLT的逻辑结构如图5.2所示。

从图中可以看出，HLT在读取TPC信息后，每个扇区的信息会被送到一台SL3（Sector Level 3）机器上，总有24台SL3机器对应TPC的24个扇区。这些SL3会即时进行TPC径迹的重构。此外，HLT也会读取TOF、BEMC的信息。未来也会逐步加入HFT和μ子探测器（Muon Telescope Detector，MTD）的信息。经过SL3重构的径迹信

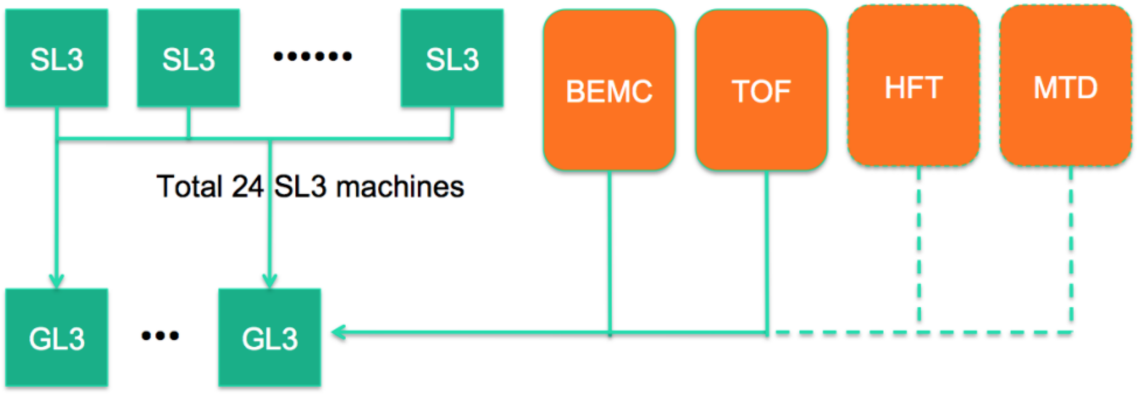

图 5.2 STAR高阶触发系统的逻辑示意图。

息和其他探测器的信息一起被送入GL3（Global Level 3）机器中。2013年之前，TPC扇区的重构使用的是SL3机器多余的计算能力，之后，HLT的部分硬件进行了升级，开始使用专门的机器，计算效率有了很大的提高。

2011年，HLT被用于含有$^{4}\overline{\mathrm{He}}$事件的触发，并成功找到了18个$^{4}\overline{\mathrm{He}}$[82]。这是世界上第一次观测到反物质氦核，也是已经发现的最重的反物质粒子。图5.3展示了当时找到的$^{4}\overline{\mathrm{He}}$的质量分布。

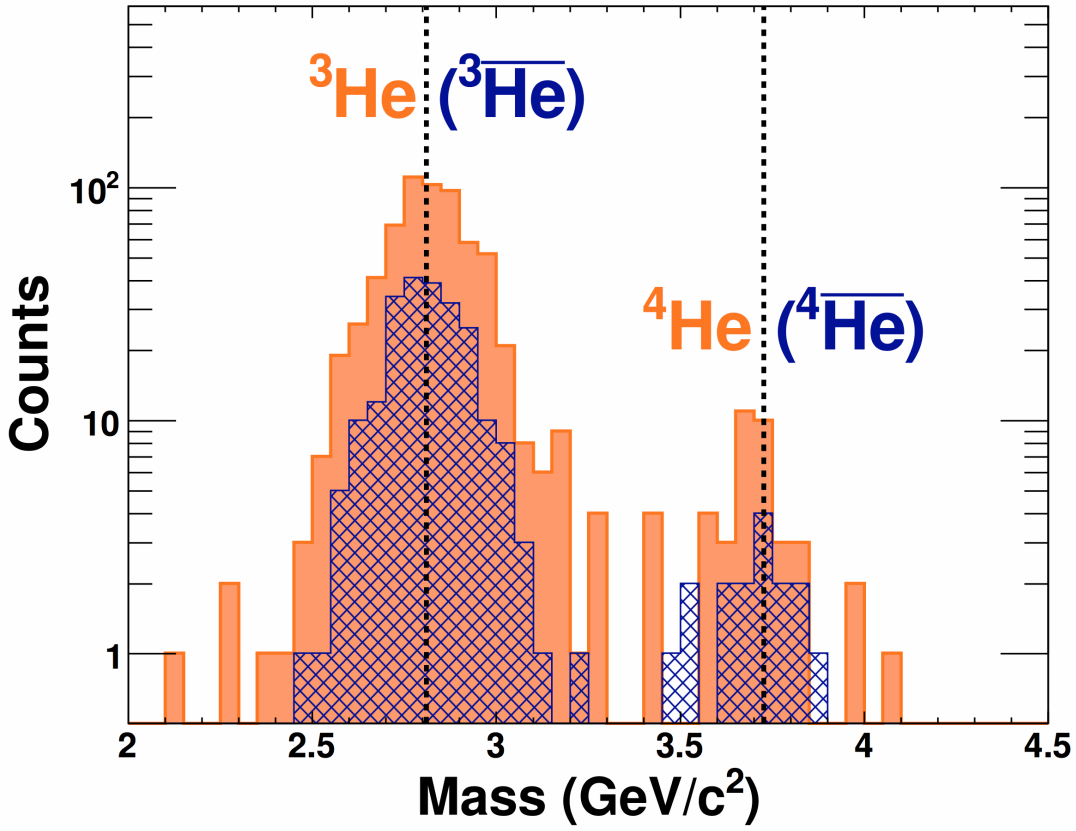

图 5.3 利用高阶触发系统找到的$^{4}\overline{\mathrm{He}}$的质量分布

5.3 卡曼滤波

卡曼滤波（Karman Filter）是一种变量预测的方法。它可以使用某个观测量在不同时刻的包含误差的测量值，预测其在下一个时刻的值。卡曼滤波被广泛的应用于导航、太空器径迹预测、弹道导弹径迹预测等方向。在上世纪80年代，R. Frühwirth将卡曼滤波引入到了高能物理学中用于探测器的径迹重构[83]。

接下来我们将详细介绍卡曼滤波的原理和基本过程。

若一个系统的状态随时间变化，则这个系统称为一个动态系统（dynamic system）。我们假定这个动态系统的状态可以由一个状态矢量$\boldsymbol{x}$来描述，而$k-1$和k表示不同的时刻。则k时刻系统的状态可以由$k-1$时刻的状态来描述，如式5-1所示：

$$\boldsymbol{x}_{k,t} = \mathbf{F}_{k-1}\boldsymbol{x}_{k-1,t} + \boldsymbol{w}_{k-1} \tag{5-1}$$

同时，系统状态$\boldsymbol{x}$和我们的测量值$\boldsymbol{m}$之间的关系如式5-2所示：

$$\boldsymbol{m}_k = \mathbf{H}_k\boldsymbol{x}_{k,t} + \boldsymbol{\epsilon}_k \tag{5-2}$$

在式5-1和5-2中，t表示该值为真实值，$\mathbf{F}$是描述系统演化的矩阵，$\mathbf{H}$是描述系统测量的矩阵，$\boldsymbol{w}$表示预测过程噪声，$\boldsymbol{\epsilon}$是测量噪声。这两种噪声都是随机的，并且在卡曼滤波中，我们假定随机噪声的分布满足均值为零的高斯分布。即$\boldsymbol{w} \sim N(0, Q_{\boldsymbol{w}})$，$\boldsymbol{\epsilon} \sim N(0, Q_{\boldsymbol{\epsilon}})$。

卡曼滤波的计算分为两部分，即预测（predict）和更新（correct）。在介绍这里两部分之前，我们先定义一些变量的协方差矩阵：

$$\mathbf{R}_k^i = \mathrm{cov}\{\boldsymbol{r}_k^i\} \tag{5-3}$$

$$\mathbf{Q}_k = \mathrm{cov}\{\boldsymbol{w}_k\} \tag{5-4}$$

$$\mathbf{V}_k = \mathbf{G}_k^{-1} = \mathrm{cov}\{\boldsymbol{\epsilon}_k\} \tag{5-5}$$

$$\mathbf{C}_k^i = \mathrm{cov}\{\boldsymbol{x}_k^i - \boldsymbol{x}_{k,t}\} \tag{5-6}$$

式中，$\boldsymbol{x}_k^i$表示使用i时刻状态估计的k时刻系统状态，其他i上标及k下标都类似。$\boldsymbol{r}_k^i$是测量余量，会在下面介绍，$\mathbf{R}_k^i$是测量余量的协方差，$\mathbf{Q}_k$和$\mathbf{V}_k$分别是过程噪声和测量噪声的协方差。$\mathbf{C}_k^i$是测量值与真实值差的协方差。

在第一阶段，我们使用$k-1$时刻的系统状态来预测k时刻的状态：

$$\boldsymbol{x}_k^{k-1} = \mathbf{F}_{k-1}\boldsymbol{x}_{k-1} \tag{5-7}$$

$$\mathbf{C}_k^{k-1} = \mathbf{F}_{k-1}\mathbf{C}_{k-1}\mathbf{F}_{k-1}^T + \mathbf{Q}_{k-1} \tag{5-8}$$

另一方面，我们在t时刻也可以通过测量来得到系统状态的测量值，即m_k。我们定

义测量余量（measurement residual）及其协方差为：

$$\boldsymbol{r}_k^{k-1} = m_k - \mathbf{H}_k \boldsymbol{x}_k^{k-1} \tag{5-9}$$

$$\mathbf{R}_k^{k-1} = \mathbf{V}_k + \mathbf{H}_k \mathbf{C}_k^{k-1} \mathbf{H}_k^T \tag{5-10}$$

由此，在t时刻，我们可以得到系统状态的预测值$\boldsymbol{x}_k^{k-1}$和观测值m_k。但是，我们注意到无论是预测值还是观测值都是包含噪声的，我们需要通过观测值来修正我们的预测。这个修正是通过计算卡曼增益（Kalman Gain）来实现的，卡曼滤波的特别之处即在于对增益的选择，即使得均方误差最小。卡曼增益的定义如下：

$$\mathbf{K}_k = \mathbf{C}_k^{k-1} \mathbf{H}_k^T (\mathbf{V}_k + \mathbf{H}_k \mathbf{C}_k^{k-1} \mathbf{H}_k^T)^{-1} \tag{5-11}$$

$$= \mathbf{C}_k \mathbf{H}_k^T \mathbf{G}_k \tag{5-12}$$

在计算得到卡曼增益之后，我们可以得到k时刻系统状态的最佳估计，即修正之后的系统状态$\boldsymbol{x}_k$及相应的协方差$\mathbf{C}_k$：

$$\boldsymbol{x}_k = \boldsymbol{x}_k^{k-1} + \mathbf{K}_k (m_k - \mathbf{H}_k \boldsymbol{x}_k^{k-1}) \tag{5-13}$$

$$\mathbf{C}_k = (1 - \mathbf{K}_k \mathbf{H}_k) \mathbf{C}_k^{k-1} \tag{5-14}$$

至此，整个流程结束。总的来讲，即是：先使用$k-1$的系统状态来预测k时刻的状态，然后再t时刻对系统进行测量得到观测值，并通过观测值来修正预测。接下来，可以继续是使用k时刻的状态来预测$k+1$时刻，并以此不断循环。图5.4展示了卡曼滤波的工作流程图。

5.4 HFT的径迹重构测试

STAR的重味径迹探测器已经从2014年开始数据采集。理论上，HFT的四层结构可以给每条TPC径迹增加最多四个高精度的坐标点。大大增加了对原初顶点和次级顶点的分辨能力，提高了对D^0、D_s等通过强作用衰变、寿命在$10^{-12} \sim 10^{-15}$s量级的粒子的重构能力。

为了将HFT加入到HLT系统中，我们发展了一套针对HFT的径迹重构程序，并对其径迹重构能力进行了测试。下面将详细介绍相关的过程。

5.4.1 产生事件

为了进行径迹重构的测试，我们使用了HIJING事件产生器产生了近一千个随机事件。其中，为了测试的方便，我们将产生事件的初始顶点位置固定为(0,0,0)。之后，我们使用GEANT4STAR程序模拟STAR探测器对事件的响应。模拟时，事件初始顶点的位置符合高斯分布，我们可以设定这个高斯分布的相关参数。具体的参数如表5.2所示。

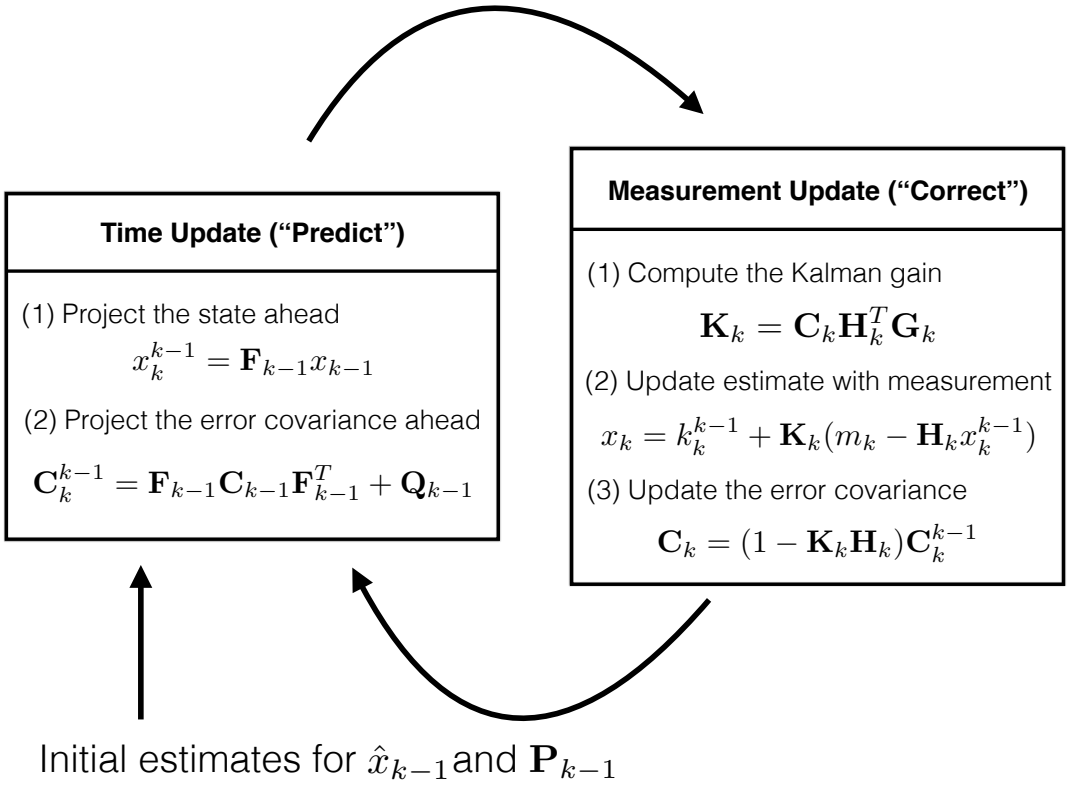

图 5.4　使用卡曼滤波的工作流程图[84]。左下角是系统在$k-1$时刻的状态，即初始状态。左侧方框内“预测”过程，包括对系统在k时刻状态的预测、测量，及相应协方差矩阵的计算。右侧方框内是“修正”过程，包括对卡曼增益的计算，以及对预测值的修正。修正结束之后会回到对下一个时刻状态的预测，并不断循环。

表 5.2　使用GEANT4STAR模拟探测器响应时给定的初始顶点分布。

	PVx	PVy	PVz
mean	0	0	0
σ	0.01	0.01	5.0

对于STAR而言，束流管线的半径只有2 cm，因此初始顶点位置在x和y方向的分布非常接近零，而在z方向，会有一个比较宽的分布。经过以上的模拟可以得到探测器的响应，包括HFT各个探测器中信号的分布及数量。为了方便以下的讨论，我们将前11个事件的具体数据如表5.3所示。

5.4.2　确定初始顶点

在使用程序进行径迹重构时，我们需要先确定初始顶点的位置。确定初始定点的主要步骤是：取第0层和第1层上各一个信号点并连线，若此连线穿过束流线（Beam Line），则取连线与束流线交点的z方向坐标填入一个直方图中。接下来，循环第0层与第1层上所有的信号点并重复以上步骤。最后，我们取得到的直方图中数值最大的区间，以其位置作为初始顶点z方向的坐标。而x、y方向的坐标默认都为零。以上一节提

表 5.3 通过HIJING产生的事件粒子数以及经过GEANT之后模拟得到的HFT各层信号个数。

	Ev.0	Ev.1	Ev.2	Ev.3	Ev.4	Ev.5	Ev.6	Ev.7	Ev.8	Ev.9	Ev.10
PXL-0	21	29	911	72	624	264	896	1041	363	1306	121
PXL-1	14	15	606	45	391	159	549	690	257	820	84
IST	19	21	790	64	496	211	823	896	336	1063	100
SSD	12	19	779	57	494	207	850	907	336	1134	96
Total	66	84	3086	238	2005	841	3118	3534	1291	4323	401
NTrack	142	170	5741	478	3848	1768	5895	7100	2374	8393	755

到的11个事件为例，我们在表5.4中展示了计算得到的顶点位置。

表 5.4 顶点位置。

	Ev.0	Ev.1	Ev.2	Ev.3	Ev.4	Ev.5	Ev.6	Ev.7	Ev.8	Ev.9	Ev.10
Nhits	66	84	3086	238	2005	841	3118	3534	1291	4323	401
PVz	-2.35	-17.68	-3.69	-2.06	-4.69	2.80	-6.64	3.98	5.05	2.99	1.48

从表中可以看出，对于信号点数较多（> 200）事件，可以较好的确定出顶点位置。而对于信号点数较少的事件，如事件1而言，顶点位置的确定误差较大。当然，我们可以改进顶点的算法，比如使用0-1层加0-2层甚至0-3层来增加直方图的统计，经过测试，也确实可以一定程度上提升计算顶点z方向位置的准确率。

另一方面，考虑到实际运行时，我们可以使用VPD、ZDC等探测器来帮助确定顶点位置。我们也并不需要该程序能够准确计算PV的位置。

5.4.3 重构径迹

在STAR的径迹重构过程中，探测器得到的各个信号点，是粒子在初始顶点产生后，在HFT/TPC中随时间向外运动并留下的。整个系统即可以看做是一个动态系统，满足卡曼滤波的使用条件。

图5.5展示了使用卡曼滤波进行径迹重构的基本步骤。图中深蓝色直线表示粒子实际的运行轨迹，蓝色长条表示不同层的探测器读出，蓝色五角星表示探测器得到的信号位置，红色实心五角星表示初始顶点位置，粉色箭头所指位置表示预测下一个信号点的位置，红色空心五角星表示修正之后的预测值。

从图5.5中可以看出，随着不断使用观测得到的信号点来修正预测，误差会越来越小。当成功到达最后一层探测器后，我们便成功重构出了一条径迹。

此外，在径迹重构过程中，我们会首先重构出那个动量较大、曲率较小的径迹，并将使用过的信号点除去，再重构剩余的径迹。这样的方法可以有效的提高重构的时间效率。

在图5.6和图5.7中，我们选取了上面提到的事件三和事件四进行重构过程中的部分状态进行展示。在两图中，左图都为端视图，右侧都为侧视图。其中，上图表示顶

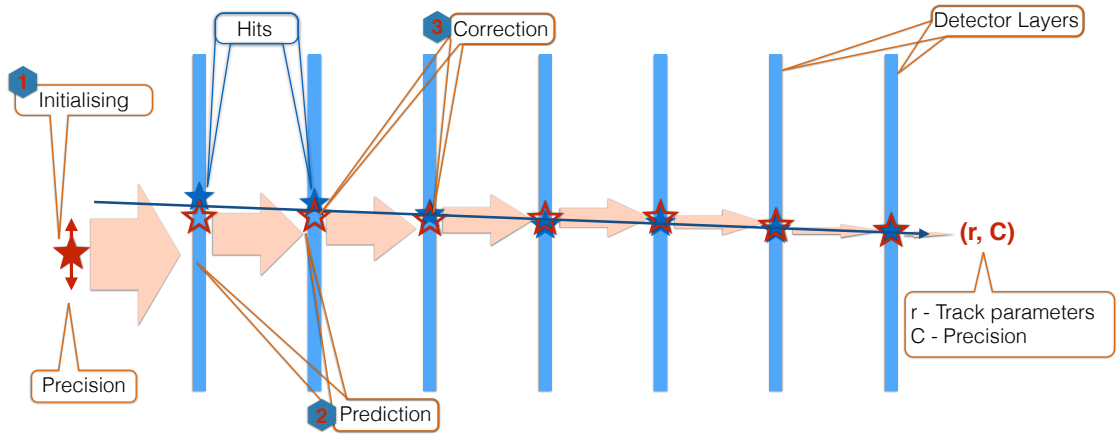

图 5.5　使用卡曼滤波在进行径迹重构的示意图。其中深蓝色直线表示粒子实际的运行轨迹，蓝色长条表示不同层的探测器读出，蓝色五角星表示探测器得到的信号位置，红色实心五角星表示初始顶点位置，粉色箭头所指位置表示预测下一个信号点的位置，红色空心五角星表示修正之后的预测值。

点位置的确定过程，中图是重构出的大动量径迹，下图是使用剩余信号点重构出的径迹。中图和下图中径迹的颜色表示使用卡曼滤波时的不同重构过程得到的一小段径迹：黄色表示只由PV和一个信号构成的单点径迹（singlet）；绿色表示进一步由PV和两个信号组成的双点径迹（doublet）；蓝色表示更进一步由PV和三个信号构成的三点径迹（triplet）；红色表示最终得到的，由PV和四个信号点组成的完整HFT候选径迹（track candidate）。

5.4.4　连环对撞事件

在STAR的实际对撞中，存在这样一种情况，即两次（或两次以上）对撞在很短时间内发生，探测器无法分辨以至于将其当成一次事件记录下来。这种情况称为连环对撞（Pile-up）。在重构程序的测试中，我们也必须要考虑这一效应的影响。

在实际测试中，我们使用了之前产生的HIJING事件，并在每个事件中随机的混入另一个事件的信号点，以此来进行测试。在程序中，可以控制加入的Pile-up事件的信号数量。

5.4.5　重构效率和时间消耗

在程序的测试中，我们最关注的是它对于HFT径迹的重构效率和时间消耗。为了能加入到HLT中，我们所能接受的重构效率应该大于90%，时间消耗应该小于50ms每事件。

首先，我们在每个事件中加入了1000个Pile-up信号点。具体的测试数据如表5.5所示。

从表5.5中可以看出，当不含有Pile-up时，含有较多粒子数的事件可以有更好的PV确定精度，并且有更好的重构效率。同时，CPU时间的消耗也不高。当加

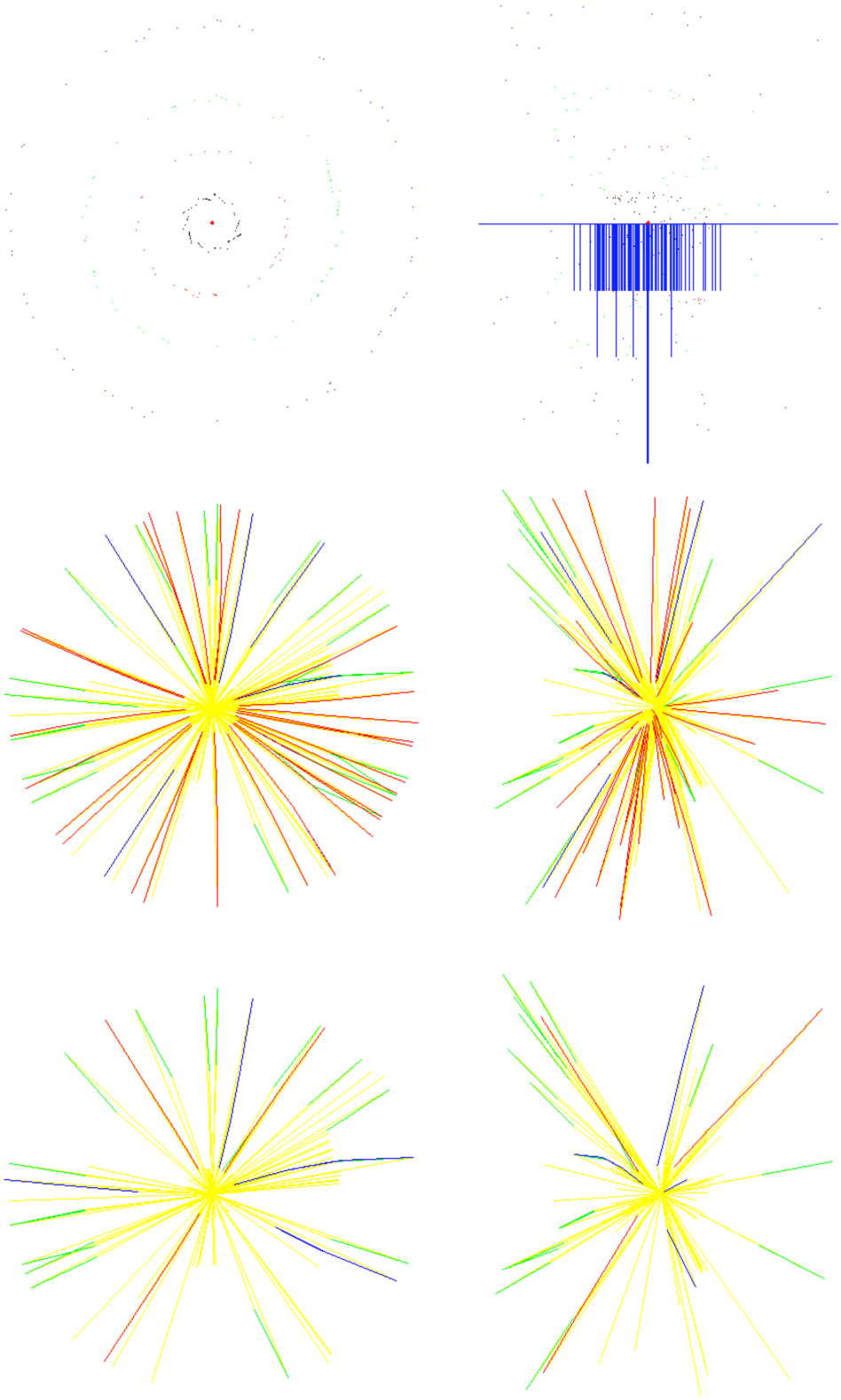

图 5.6 使用卡曼滤波对事件三进行径迹重构的结果。左侧都为端视图，右侧都为侧视图。上图表示顶点位置的确定过程，中图是重构出的大动量径迹，下图是使用剩余信号点重构出的径迹。中图和下图中径迹的颜色表示使用卡曼滤波时的不同重构过程得到的一小段径迹：黄色表示单点径迹；绿色表示双点径迹；蓝色表示三点径迹；红色表示完整HFT径迹。

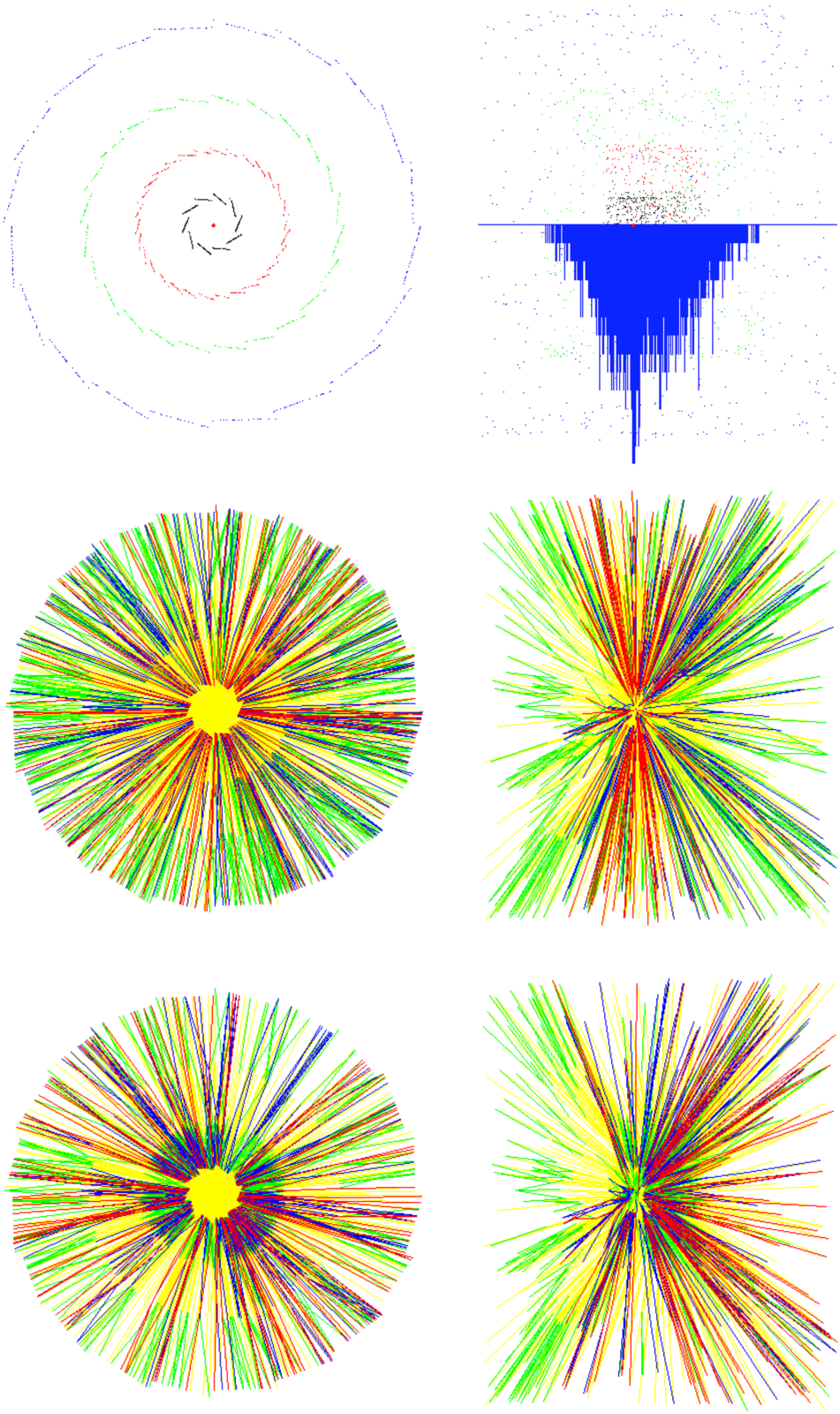

图 5.7　使用卡曼滤波对事件四进行径迹重构的结果。其中各个颜色及各子图的含义都与图5.6一致。

表 5.5 部分事件的重构效率和时间消耗。其中，上半部分是不含有Pile-up的事件，下半部分是含有1000个Pile-up信号的事件。

		Ev.0	Ev.1	Ev.2	Ev.3	Ev.4	Average
	nMcPoints	58	83	3088	229	2007	
w/o Pile-up	PVz*	-2.34	-6.01	0.05	-6.33	-6.96	
	Eff	1.000	0.750	0.932	0.870	0.875	0.915
	Ghost Rate	0	0	3/369	0	0	
	CPU TIme(ms)	0	0	93.3	72.5	84.0	
w/ Pile-up	nPileupHits	1000	1000	1000	1000	1000	
	PVz	-0.67	-0.67	0.32	0.32	0.32	
	Eff	0	0	0.756	0	0	0.539
	Ghost Rate	1/1	0	84/406	0	32/32	
	CPU Time(ms)	550	555	11033	8680	11618	

入1000个Pile-up信号时，一方面会显著的对PVz的确定造成影响，另一方面，也显著的降低了重构效率、增加了CPU时间消耗。

考虑到顶点的确定在实际运行时可以使用VPD、ZDC等探测器来测定。我们接下来对Pile-up事件使用了和非Pile-up事件一样的顶点位置。其结果如图所示。

表 5.6 使用与非Pile-up事件一样的顶点位置得到的重构效率和CPU时间消耗。

		Ev.0	Ev.1	Ev.2	Ev.3	Ev.4	Average
	nMcPoints	58	83	3088	229	2007	
w/ Pile-up	nPileupHits	1000	1000	1000	1000	1000	
	PVz	-2.34	-6.01	0.05	-6.33	-6.96	
	Eff	1.000	0.750	0.886	0.87	0.875	0.882
	Ghost Rate	0	0	51/429	0	0	
	CPU Time(ms)	170	130	15180	110	630	

从图可以看出，当可以较准确的给出PVz位置时，Pile-up效应对重构效率的影响比不大，但是仍然对重构时间有一定的影响。

为了进一步研究不同Pile-up信号数量对CPU时间消耗的影响，我们还使用了上面提到的Ev.4来进行了测试，其结果如图所示。

从图可以看出，使用不同数量的Pile-up信号时，对效率的影响很小，而对CPU时间消耗的影响非常大。

同时，为了确定实际运行时各层探测器会产生的信号点数量，我们从2014年200GeV的Au+Au对撞数据中选取了大约3.5k事件，计算了各层探测器以及整个HFT的信号数量，其结果如图5.8所示。其中，2014年SSD并未正常运行，因此其信号并未计入。

表 5.7　使用Ev.4并加入不同Pile-up数量测试对CPU时间以及重构效率的影响。其中PVz的位置固定为不使用Pile-up的位置。

	Ev.4					
Fixed PVz	-6.96	-6.96	-6.96	-6.96	-6.96	-6.96
Pileup Hits	0	1000	3000	5000	7000	9000
Eff	0.875	0.875	0.875	0.875	0.875	0.875
Ghost Rate	0	0	0	0	0	0
CPU Time(ms)	84	630	3390	8250	15440	28400

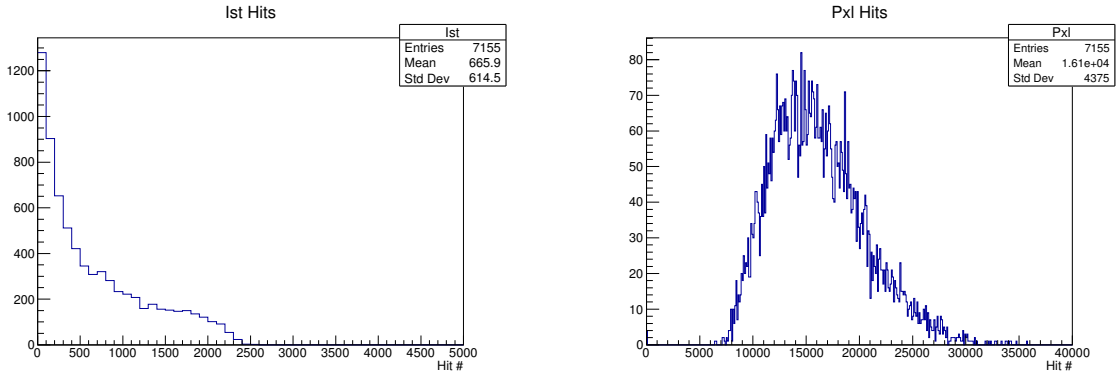

图 5.8　使用约3.5k的2014年200GeV Au+Au对撞事件，估计了每层探测器产生的大致信号数量。

从图中可以看出，由于PXL的像素数量较多，可以产生大量的信号。此外，考虑到SSD未来也会加入进来，平均每个事件整个HFT可以产生大约20000个信号点。因此，我们之前测试使用的信号数量明显小于了平均值，考虑到信号点数量对CPU时间消耗的影响，使用真实事件时所需要的时候可能还会大大增加。经过我们的分析，CPU时间消耗的增加是因为信号点数增加后，双点径迹和三点径迹的数量大大增加，程序消耗了大量的时间在从双点径迹构成三点径迹及从三点径迹到候选径迹的过程中。

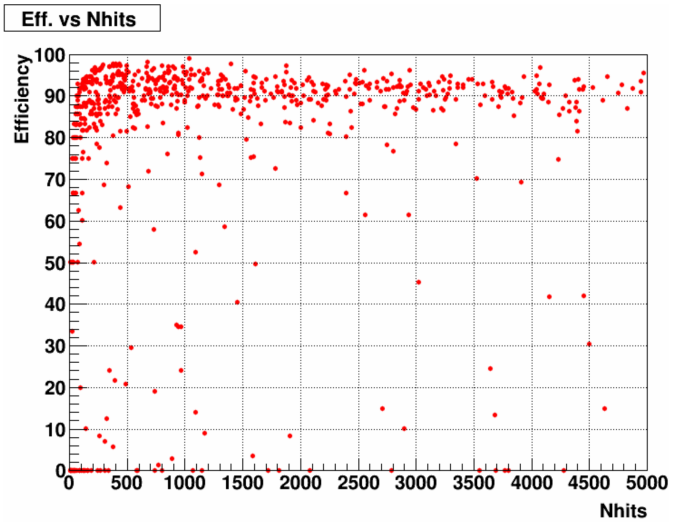

图 5.9　重构效率与事件信号点数量之间的关系。

此外，我们使用了大约1000个事件来研究重构效率与事件信号点数量的关系，如图5.9所示。从图中可以看出，随着信号数量的增加，重构效率可以稳定在90%以上。当然，更严格的结论需要更多的事件来支持。

5.4.6 结论

在本章中，我们简单介绍了STAR的高阶触发系统及其若干应用，并测试了对HFT进行径迹重构的相关程序。通过测试我们得到了如下的几个初步结论：首先，对于正常的STAR事件，即HFT信号点数量较大时，若PVz的位置能够准确确定，径迹的重构效率可以得到保证，即使增加Pile-up的信号点，重构效率也不会有太大变化。其次，目前的程序对于CPU时间消耗的控制并不好，随着信号点数量的增加，CPU时间消耗显著上升，并且所消耗的时间远远超出了我们能够接受的范围。因此程序还需要对其算法进一步的改进和优化。

第六章　总结与展望

6.1　总结

本论文的主要工作是使用STAR的数据对${}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$的寿命$\tau$以及分支比的比值$R$进行了测量。

在分析中，我们使用了${}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$在两个主要的衰变道，即三体衰变道${}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H} \rightarrow \mathrm{d} + \mathrm{p} + \pi^{-}$和两体衰变道${}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H} \rightarrow {}^{3}\mathrm{He} + \pi^{-}$。在三体衰变道的分析中，我们使用了STAR实验组在2010年以及2011年采集的质心系能量为$\sqrt{s_{\mathrm{NN}}}$=27GeV、39GeV以及200GeV这三个能量的最小偏差数据；两体衰变道的分析已由朱逾卉完成，使用了2010年以及2011年采集的质心系能量为$\sqrt{s_{\mathrm{NN}}}$=7.7GeV、11.5GeV、19.6GeV、27GeV、39GeV以及200GeV这六个能量的最小偏差数据。在事件层面，我们对碰撞顶点在Z方向的位置V_z，顶点到Z轴的距离V_r进行了选择。在径迹层面，我们使用n_σ来对质子p、π^{-}进行鉴别，使用在第三章提到的新参数Z来对${}^{3}\mathrm{He}$、d进行鉴别。此外我们使用了大量的拓扑参数来对径迹进行判选以提高信噪比，并分别得到了${}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$由两体和三体衰变道重构的不变质量谱。

之后，在对背景的重构中，我们使用了旋转背景法。在三体和两体衰变道的分析中，分别将d和${}^{3}\mathrm{He}$相对于了碰撞顶点的方位角旋转了180°。此外，我们通过STAR提供的标准方法，即Embedding，对探测器重构效率和接收度进行了修正，最终得到了两个衰变道中${}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$的不变产额。

最后，我们将两体衰变道和三体衰变道得到的结果进行了合并以减小统计误差，并通过粒子衰变公式，使用最小χ^2法拟合得到了${}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$的寿命及统计误差。同时，我们使用${}^{3}\mathrm{He}$的不同能量下的不变产额将使用的事件数量刻度到了39GeV这一能量，并使用修正后的事件数计算了${}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$两体衰变道分支比与两体加三体衰变道分支比之和的比值。对系统误差，我们主要考虑了Bin宽以及主要的拓扑参数等几个来源。最终，我们得到的${}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$的寿命是：

$$\tau = 142^{+24}_{-21}(stat.)\pm 28(syst.)\ \mathrm{ps}$$

分支比的比值是：

$$R = \frac{B.R._{2-body}}{B.R._{2-body} + B.R._{3-body}} = 0.32^{+0.05}_{-0.05}(stat.) \pm 0.01(syst.)\ 。$$

一直以来，我们将超氚的结构理解为是一个Λ和一个氘核组成的弱束缚态。在这样的理解下，${}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$的寿命应该略小于自由态Λ的寿命。但是我们的测量表明，超氚的寿命明显小于263ps，这与我们之前的理解相悖。考虑到近几年GSI-HypHI和LHC-Alice实验

组的相关结果，我们可以得到这样一个初步结论，即超氚${}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$的寿命明显小于自由态Λ，在${}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$核子内部，Λ与氚核的相互作用比我们预期的要强。

本论文部分其他工作还包括了对STAR-ZDC的刻度及在线能量分辨率的测量。STAR的ZDC在2010年被来自BRAMHS的闲置ZDC替换。在替换前，我们对ZDC进行了相关的刻度工作。此后，我们使用了2011年200GeV的Au+Au、2014年15GeV的Au+Au、200GeV的${}^{3}\mathrm{He}$+Au、200GeV的Au+Au以及2015年200GeV的Au+Au的数据，对ZDC的刻度情况以及能量分辨率进行了测量。

测量结果显示，2011年的Au+Au束流中，东西两侧的能量分辨率均为$\sigma_E/E = 26\%$，在2014年质心系能量200GeV的Au+Au束流中，东侧能量分辨率为$\sigma_E/E = 29\%$，西侧能量分辨率为$\sigma_E/E = 27\%$。这一结果与ZDC安装时使用测试束流得到的$\sigma_E/E = 20\%$的能量分辨率相比，由于束流辐照的原因，测得的能量分辨率有所提高，但仍然在合理的范围内。说明目前的ZDC仍然可以正常的工作。

本论文还介绍了使用STAR的新探测器，即重味探测器，来进行径迹重构测试的相关工作。测试的目的是将HFT的径迹信息加入到目前的HLT系统中。在测试中，我们使用了HIJING产生了大约1000个事件，并考虑了Pile-up的影响。在使用相关程序进行径迹重构之后，我们得到了这样几个初步的结论：首先，对于正常的STAR事件，即HFT信号点数量较大时，若PVz的位置能够准确确定，径迹的重构效率可以得到保证，即使增加Pile-up的信号点，重构效率也不会有太大变化。其次，目前的程序对于CPU时间消耗的控制并不好，随着信号点数量的增加，CPU时间消耗显著上升，并且所消耗的时间远远超出了我们能够接受的范围。因此程序还需要对其算法进一步的改进和优化。

6.2 展望

STAR是研究${}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$及其性质的极佳探测器，其完整的$2\pi$方位角覆盖度以及极高的径迹重构效率和空间分辨率使得我们可以通过${}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$的两体及三体衰变道重构出${}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$。STAR的未来探测器升级计划中，iTPC将给STAR带来更好的空间分辨率，HFT将使我们可以精确的重构出初始顶点以及次级顶点的位置。这些升级无疑会对未来在STAR的${}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$的重构带来很好的改善。随着${}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$统计量的增加，我们将得到更精确的寿命$\tau$以及比值$R$。这将帮助我们对${}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$结构，乃至YN相互作用有更进一步的理解。

参考文献

[1] M. Gell-Mann. A schemetic model of baryons and mesons. *Physics Letters*, 8:214, 1964.

[2] E. D. Bloom, D. H. Coward, H. DeStaebler, J. Dress, G. Miller, L. W. Mo, and R. E. Kendall. High-energy inelastic e-p scattering at 6° and 10°. *Physical Review Letters*, 23:930, 1969.

[3] E. D. Bloom, D. H. Coward, H. DeStaebler, J. Dress, L. W. Mo, and R. E. Taylor. Observed behavior of highly inelastic electron-proton scattering. *Physical Review Letters*, 23:935, 1969.

[4] C. N. Yang and R. L. Mills. Conservation of isotopic spin and isotopic gauge invariance. *Physical Review*, 96:191, 1954.

[5] Sheldon Lee Glashow. Partial-symmetries of weak interactions. *Nuclear Physics*, 22:579, 1961.

[6] Steven Weinberg. A model of leptons. *Physical Review Letters*, 19:1264, 1967.

[7] K. Nakamura. Atmospheric neitrino results from super-kamiokande. *Nuclear Physics B*, 66:282, 1998.

[8] David J. Gross and Frank Wilczek. Ultraviolet behavior of non-abelian gauge theories. *Physical Review Letters*, 30:1343, 1973.

[9] H. David Politzer. Reliable perturbative results for strong interactions? *Physical Review Letters*, 30:1346, 1973.

[10] S. Bethke, S. Kluth, C. Pahl, J. Schieck, and The JADE Collaboration. Determination of eht strong coupling α_s from hadronic event shapes with $o(\alpha_S^3$ and resummed QCD predictions using JADE data. *European Physics Journal C*, 64:351, 2009.

[11] Frithjof Karsch. Lattice results on qcd thermodynamics. *Nuclear Physics A*, 698:199, 2002.

[12] B. Abelev et al. Centrality deterination of pb-pb collisions at $\sqrt{s_{NN}}$ = 2.76 tev with ALICE. *Physical Review C*, 88(044909), 2013.

[13] Micheal L. Miller, Klaus Reygers, Stephen J. Sanders, and Peter Steinberg. Glauber modeling in high-energy nuclear collisions. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 57:205, 2007.

[14] M. Harrison, T. Ludlam, and S. Ozaki. RHIC project overview. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 499:235, 2003.

[15] R. Burns, H. C. Hseuh, R. C. Lee, G. McIntyre, D. Pate, L. Smart, J. Sondericker, D. Weiss, and K. Welch. The RHIC vacuum systems. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 499:349, 2003.

[16] The PHENIX Collaboration. The PHENIX experiment at RHIC. *Nuclear Physics A*, 638:565, 1998.

[17] B. B. Back, M. D. Baker, D. S. Barton, S. Basilev, R. Baum, R. R. Betts, A. Białas, R. Bindel, W. Bogucki, A. Budzanowski, W. Busza, A. Carroll, M. Ceglia, Y. H. Chang, A. E. Chen, T. Coghen, C. Connor, and W. Czyż. The PHOBOS detector at RHIC. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 499:603, 2003.

[18] M. Adamczyk, L. Antvorskov, K. Ashktorab, K. Asselta, E. Baker, I. G. Bearden, D. Beavis, C. Besliu, Y. Blyakhman, J. Brzychczyk, B. Budick, H. Bøggild, C. Chasman, C. H. Christensen, P. Christiansen, J. Cibor, and R. Debbe. The BRAHMS experiment at RHIC. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 499:437, 2003.

[19] K. H. Ackermann, N. Adams, C. Adler, Z. Ahammed, S. Ahmad, C. Allgower, J. Amonett, J. Amsbaugh, B. D. Anderson, M. Anderson, E. Anderssen, H. Arnesen, L. Arnold, G. S. Averichev, A. Baldwin, and J. Balewski. STAR detector overview. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 499:624, 2003.

[20] M. Anderson, J. Berkovitz, W. Betts, R. Bossingham, F. Bieser, and R. Brown. The STAR time projection chamber: a unique tool for studing high multiplicity events at RHIC. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 499:659, 2003.

[21] C. Adler, A. Denisov, E. Garcia, M. Murray, H. Stroebele, and S. White. The RHIC zero degree calorimeter. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 470:488, 2001.

[22] F. Bergsma, C. O. Blyth, R. L. Brown, W. Dieffenbach, A. Etkin, K. J. Foley, P . A. Giudici, W. J. Leonhardt, and W. Love. The STAR detector magnet subsystem. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 499:633, 2003.

[23] M. Anderson, F. Bieser, R. Bossingham, D. Cebra, E. L. Hjort, S. R. Klein, S. Kleinfelder, C. Q. Vu, and H. Wieman. A readout system for the STAR time projection chamber. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 499:679, 2003.

[24] L. Kotchenda, S. Kozlov, P. Kravtsov, A. Markov, M. Strikhanov, B. Stringfellow, V. Trofimov, R. Wells, and H. Wieman. STAR TPC gas system. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 499:703, 2003.

[25] J. Abele, J. Berkovitz, J. Boehm, A. Brandin, E. Gushin, G. Harper, A. Levedev, W. A.Love, A. Ridiger, M. Strikhanov, J. Weidenbach, R. Wells, J. Wolf, J. Wirth, and H. H. Weiman. The laser system for the STAR time projection chamber. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 499:692, 2003.

[26] W. J. Llope. The large-area time-of-flight upgrade for STAR. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 241:306, 2005.

[27] Ming Shao, Olga Barannikova, Xin Dong, Yuri Fisyak, Lijuan Ruan, Paul Sorensen, and Zhangbu Xu. Extensive particle identification with tpc and tof at the star experiment. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 558:419, 2006.

[28] C. Adler, A. Denisov, E. Garcia, M. Murray, H. Stroebele, and S. White. The RHIC zero-degree calorimeters. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 499:433, 2003.

[29] D. Beavis, R. Debbe, J. H. Lee, M. J. LeVine, R. A. Scheetz, F. Videbaek, and Z. Xu. A heavy flavor tracker for STAR. 2009.

[30] A. Dorokhov, G. Bertolone, J. Baudot, C. Colledani, G. Claus, Y. Degerli, R. De Masi, M. Deveaux, G. Dozière, W. Dulinski, M. Gélin, M. Goffe, A. Himmi, Ch. Hu-Guo, K. Jaaskelainen, M. Koziel, F. Morel, C. Santos, M. Specht, I. Valin, G. Voutsinas, and M. Winter. High resistivity CMOS pixel sensors and their application to the STAR PXL detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 650:174, 2011.

[31] Benjamin Buck, Eric Anderssen, Jason Bessuille, Mairo Cepeda, Thomas Johnson, James Kelsey, Gerrit van Nieuwenhuizen, and Gerard Visser. Design and fabrication of a highly intergrated silicon detector for the STAR experiment at brookhaven national laboratory. *arXiv*, 1404.0993, 2014.

[32] A. Accardi, J. L. Albacete, M. Anselmina, N. Armesto, E. C. Aschenauer, A. Bacchetta, D. Boer, W. K. Brooks, T. Burton, N.-B. Chang, W.-T. Deng, et al. Electron ion collider: The next QCD frontier. *arXiv*, 1212.1701, 2014.

[33] E. C. Aschenauer, M. D. Baker, A. Bazilevsky, K. Boyle, S. Belomestnykh, I. Ben-Zvi, et al. eRHIC design study: An electron-ion collider at BNL. *arXiv*, 1409.1633, 2014.

[34] The STAR Collaboration. STAR TPC inner sector upgrade (iTPC). 2015.

[35] The STAR Collaboration. A proposal for star inner tpc sector upgrage (itpc). 2015.

[36] M. Danysz and J. Pniewski. Delayed disintegration of a heavy nuclear fragment: I. *Philosophical Magazine*, 44:348, 1953.

[37] J. M. Lattimer and M. Prakash. The physics of neutron stars. *Science*, 304:536, 2004.

[38] Jürgen Schaffner-Bielich. Hypernuclear physics for neutron stars. *Nuclear Physics A*, 804:309, 2008.

[39] S. Weissenborn, D. Chatterjee, and J. Schaffner-Bielich. Hyperons and massive neutron stars: Vector repulsion and SU(3) symmetry. *Physical Review C*, 85:065802, 2012.

[40] Luiz L. Lopes and Debora P. Menezes. Hypernuclear matter in a complete SU(3) symmetry group. *Physical Review C*, 89:025805, 2014.

[41] R. O. Gomes, V. Dexheimer, S. Schramm, and C. A. Z. Vasconsellos. Many-body forces inthe equation of state of hyperonic matter. *The Astrophysical Journal*, 808:8, 2015.

[42] P. B. Demorest, T. Pennucci, S. M. Ransom, M. S. E. Roberts, and J. W. T. Hessels. A two-solar-mass neutron star meaured using shapiro delay. *Nature*, 467:1081, 2010.

[43] John Antoniadis, Paulo C. C. Freire, Norbert Wex, Thomas M. Tauis, and Ryan S. Lynch. A massive pulsar in a compact relativistic binary. *Science*, 340:448, 2013.

[44] H. Kamada, J. Golak, K. Miyagawa, H. Witala, and W. Glöckle. π-mesonic decay of the hypertriton. *Physical Review C*, 57:1595, 1998.

[45] R. H. Dalitz and G. Rajasekharan. The spins and lifetimes of the light hyper nuclei. *Physics Letters*, 1:58, 1962.

[46] G. Keyes, J. Sacton, J. H. Wickens, and M. M. Block. A measurement of the lifeimt of the ${}^{3}_{\Lambda}$H hypernucleus. *Nuclear Physics B*, 67:269, 1973.

[47] R. G. Ammar, W. Dunn, and M. Holland. On the spin and binding of ${}^{3}_{\Lambda}H$. *IL Nuovo CIMENTO*, 26:840, 1962.

[48] W.O.Lock, editor. *Hyperfragment study in the helium bubble chamber*. CERN, 1964.

[49] R. J. Prem and P. H. Steinberg. Lifetime of hypernuclei, ${}^{3}_{\Lambda}$H, ${}^{4}_{\Lambda}$H, ${}^{5}_{\Lambda}$H. *Physical Review*, 136:B1803, 1964.

[50] G. Keyes, M. Derrick, T. Fields, L. G. Hyman, J. G. Fetkovich, J. McKenzie, B. Riley, and L-T. Wang. New measurements of the ${}^{3}_{\Lambda}$H lifetime. *Physical Review Letters*, 20:819, 1968.

[51] R. E. Phillips and J. Schneps. Lifetime of light hyperfragments. *Physical Review*, 180:1307, 1969.

[52] D. Bertrand, G. Coremans, C. Mayeur, J. Sacton, P. Vilain, G. Wilquet, J. H. Wickens, D. O'Sullivan, D. H. Davis, and J. E. Allen. Branching ratios for the π^- mesonic decays of the hypernuclei ${}^{3}_{\Lambda}$H and ${}^{4}_{\Lambda}$H. *Nuclear Physics B*, 16:77, 1970.

[53] G. Coremans, J. Sacton, P. Vilain, J. H. Wickens, G. Wilquet, D. O'Sullivan, D. Stanley, D. H. Davis, T. Phiewski, T. Sobczak, and J. E. Allen. On the lifetime of the ${}^{3}_{\Lambda}$H hypernucleus. *Nuclear Physics B*, 16:46, 1970.

[54] G. Keyes, M. Derrick, T. Fields, L. G. Hyman, J. G. Fetkovich, J. McKenzie, B. Riley, and L-T. Wang. Properties of ${}^{3}_{\Lambda}$H. *Physical Review D*, 1:66, 1970.

[55] B. I. Abelev, M. M. Aggarwal, Z. Ahammed, A. V. Alakhverdyants, I. Alekseev, B. D. Anderson, D. Arkhipkin, G. S. Averichev, J. Balewski, L. S. Barnby, S. Baumgart, and D. R. Beavis. Observation of an antimatter hypernuleus. *Science*, 328:58, 2010.

[56] C. Rappold, E. Kim, D. Nakajima, T. R. Saito, and O. Bertini. Hypernuclear spectroscopy of products from ^{6}Li projectiles on a carbon target ar 2 A GeV. *Nuclear Physics A*, 913:170, 2013.

[57] J. Adams, D. Adamová, M. M. Aggarwal, G. Aglieri Rinella, M. Agnella, N. Agrawal, Z. Ahammed, S. U. Ahn, I. Aimo, S. Aiola, M. Ajaz, A. Akindinov, and S. N. Alam. $^{3}_{\Lambda}$H and $^{4}_{\Lambda}$H production in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}}$=2.76TeV. *Physics Letters B*, 754:360, 2016.

[58] Yugang Ma, Jinhui Chen, Liang Xue, Aihong Tang, and Zhangbu Xu. Hunting antimatter nuclei in ultrarelativistic heavy-ion collisions. *Nuclear Physics News*, 23:10, 2013.

[59] J. H. Chen. Hypernucleus physics at rhic. *Nuclear Physics A*, 835:117, 2010.

[60] M. M. Block and R. H. Dalitz. Structure of the interaction $\Lambda + N \rightarrow N + N$. *Physical Review Letters*, 11:96, 1963.

[61] M. Rayet and R. H. Dalitz. The lifetime of $^{3}_{\Lambda}$H. *IL Nuovo CIMENTO*, 46:786, 1966.

[62] B. Ram and W. Williams. Decay rate and branching ratio (π^{-} + ^{3}He)/(all π^{-} modes) of $^{3}_{\Lambda}$H. *Nuclear Physics B*, 28:566, 1971.

[63] H. M. M. Mansour and K. Higgins. The decay rate of $^{3}_{\Lambda}$H. *IL Nuovo CIMENTO*, 51:180, 1979.

[64] J. G. Conleton. A simple model of the hyper triton. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 18:339, 1992.

[65] Particle Data Group. Review of particle physics. *Chinese Physics C*, 40:100001, 2016.

[66] A. Gal, E. V. Hungerford, and D. J. Millener. Strangeness in nuclear physics. *Reviews of Modern Physics*, 88:035004, 2016.

[67] R. H. Dalitz. Parity nonconservation in the decay of free and bound Λ particles. *Physical Review*, 112:605, 1958.

[68] R. H. Dalitz and L. Liu. Pionic decay modes of light Λ hypernuclei. *Physical Review*, 116:1312, 1959.

[69] O. E. Overseth and R. F. Roth. Time reversal invariance in λ^{0} decay. *Physical Review Letters*, 19:391, 1967.

[70] Anthony J. Baltz, Chellis Chasman, and Sebastian N. White. Correlated forward-backward dissociation and neutron spectra as a luminosity monitor in heavy-ion colliders. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 417:1, 1998.

[71] I. Arsena, I. G. Bearden, D. Beavis, C. Besliu, and B. Budick. Quark-gluon plasma and color glass condensate at RHIC? the perspective from the BRAHMS experiment. *Nuclear Physics A*, 757:1, 2005.

[72] B. B. Back, M. D. Baker, M. Ballintijn, D. S. Barton, B. Becker, R. R. Betts, A. A. Bickley, R. Bindel, A. Budzanowski, W. Busza, A. Carroll, Z. Chai, M. P. Decowski, and E. Garcia. The PHOBOS perspective on discovies at RHIC. *Nuclear Physics A*, 757:28, 2005.

[73] J. Adams, M. M. Aggarwal, Z. Ahammed, J. Amonett, B. D. Anderson, D. Arkhipkin, G. S. Averichev, S. K. Badyal, Y. Bai, J. Balewski, O. Barannikova, L. S. Barnby, and J. Baudot. Experimental and theoretical challenges in the search for the quark-gluon plasma: The STAR Collaboration's critical assessment of the evidence from RHIC collisions. *Nuclear Physics A*, 757:102, 2005.

[74] K. Adcox, S. S. Adler, S. Afanasiev, C. Aidala, N. N. Ajitanand, Y. Akiba, A. Al-Jamel, J. Alexander, R. Amirikas, K. Aoki, L. Aphecetche, and Y. Arai. Formation of dense partonic matter in relativistic nucleus-nucleus collisions at RHIC: Experimental evaluation by the PHENIX Collaboration. *Nuclear Physics A*, 757:184, 2005.

[75] L. Adamczyk, J. K. Adkins, G. Agakishiev, M. M. Aggarwal, Z. Ahammed, I. Alekseev, J. Alford, A. Aprin, D. Arkhipkin, E. C. Aschenauer, G. S. Averichev, A. Banerjee, R. Bellwied, A. Bhasin, and A. K. Bhati. Azimuthal anisotropy in U+U and Au+Au collisions at RHIC. *Physical Review Letters*, 115:222301, 2015.

[76] J. H. Chen, Y. G. Ma, G. L. Ma, X. Z. Cai, Z. J. He, H. Z. Huang, J. L. Long, W. Q. Shen, C. Zhong, and J. X. Zuo. Elliptic flow of ϕ mesons and strange quark collectivity. *Physical Review C*, 74:064902, 2006.

[77] Song Zhang, Jin-Hui Chen, Yu-Gang Ma, Zhang-Bu Xu, Xiang-Zhou Cai, Guo-Liang Ma, and Chen Zhong. Hypertriton and light nuclei production at Λ-production subthreshold energy in heavy-ion collisions. *Chinese Physics C*, 35:741, 2011.

[78] Xian-Dong Yang, Jie Li, Li-Jun Mao, Guo-Hong Li, Wen-Long Zhan, Jia-Wen Xia, Hong-Wei Zhao, Guo-Qing Xiao, You-Jin Yuan, Ming-Tao Song, Yong Liu, Jian-Cheng Yang, Da-Qing Gao, Zhong-Zu Zhou, Yuan He, Wei Zhang, Jian-Hua Zhang, Rui-Shi Mao, Tie-Cheng Zhao, and Parkhomchuk Vasily. Commissioning of electron cooling in csrm. *Chinese Physics C*, 33:18, 2009.

[79] Suyalatu Zhang, Zhi-Qiang Chen, Rui Han, Roy Wada, Xing-Quan Liu, Wei-Ping Lin, Jian-Li Liu, Fu-Dong Shi, Pei-Pei Ren, Guo-Yu Tian, and Fei Luo. Neutron time-of-flight spectrometer based on HIRFL for studies of spallation reactions related to ADS project. *Nuclear Science and Techniques*, 26:030502, 2015.

[80] Li-Gao Chen, Jian Gong, Kan Wang, Qi-Lin Xie, Xiao-Bo Liu, Zhong-Xiong Bai, Yi Lu, Ru Rong, and Yan-Peng Yin. Variance analysis for passive neutron multiplicity counting. *Nuclear Science and Techniques*, 26(020402), 2015.

[81] F. S. Bieser, H. J. Crawford, J. Engelage, G. Eppley, L. C. Greiner, E. G. Judd, S. R. Klein, F. Meissner, R. Minor, Z. Milosevich, G. Mutchler, J. M. Nelson, J. Schambach, A. S. VanderMolen, H. Ward, and P. Yepes. The STAR trigger. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 499:766, 2003.

[82] STAR Collaboration. Observation of the antimatter helium-4 nucleus. *Nature*, 473:353, 2011.

[83] R. Frühwirth. Application of kalman filtering to track and vertex fitting. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 262:444, 1987.

[84] Greg Welch and Gary Bishop. An introduction to the kalman filter. 2006.

图目录

图 1.1 标准模型包含的基本粒子。包括三代夸克、三代轻子、传播相互作用的胶子g、光子γ、$W^{\pm}$和Z玻色子以及赋予所有粒子质量的$Higgs$玻色子。 3

图 1.2 标准模型中基本粒子之间的相互作用。 4

图 1.3 强相互作用的耦合常数α_s随动量转移Q的变化曲线[10]。可以看出随动量转移的减小，色荷之间的相互作用很快增加。 5

图 1.4 宇宙大爆炸理论中的宇宙演化示意图。根据理论，目前世界上的大型相对论重离子对撞机可以模拟宇宙早期的一些演化景象。 6

图 1.5 LQCD计算的不同夸克味组合下系统相变过程中系统热力学熵ϵ/T^4随着温度T/T_c的变化。右侧箭头表示高温Stefan-Boltzmann极限所在的位置。[11] ...6

图 1.6 相对论重离子对撞中的几何描述.....7

图 1.7 相对论重离子对撞中的演化示意图。 8

图 1.8 相对论重离子对撞随时间演化示意图。 8

图 1.9 QGP相图。图中包括左下角的强子相和右侧及上侧区域的夸克胶子等离子体相。中子星因为极高的重子数密度和较低的温度，位于右下角。而大型对撞机产生物质的温度极高，但重子数密度较低，位于相图的左侧上部。 9

图 2.1 2001年至2016年RHIC Au+Au碰撞的束流亮度。横轴是每个Run从开始时计算的周数，纵轴定义为$L_{NN} = A_1A_2L$，其中L为亮度，A_1与A_2为每侧束流中粒子的数量。 13

图 2.2 相对论重离子对撞机的俯视图。图中标注了RHIC的几个主要组成部分，以及在RHIC储存环中，蓝环和黄环中粒子的运行方向。 14

图 2.3 螺线管径迹探测器的示意图，图中标注了STAR的几个主要的探测器。 16

图 2.4 STAR时间投影室的三维示意图。 17

图 2.5 TPC每个扇区的详细结构尺寸。 17

图 2.6 通过在线重构技术得到的STAR-TPC径迹。左图做端视图，右图为侧视图。图中径迹的不同颜色代表了不同的能量损失dE/dx。 18

图 2.7 STAR-TPC中不同粒子的能量损失与动量的关系。红色的曲线是理论曲线，黑色的点是实验测得的粒子能损与动量的分布。 19

图 2.8 TOF-MRPC的结构及尺寸示意图。 20

图 2.9 在d+Au@200GeV对撞中，使用了TOF之后对质子、K介子、π介子和电子的鉴别效果。 20

图 2.10 HFT在STAR上的安装位置示意图。 21

图 2.11 HFT在STAR上的安装位置横截面示意图。 22

图 2.12 PXL探测器的传感单元，可以看出每个单元是由十块CMOS传感器组成的。 22

图 2.13 PXL探测器的传感阵列。左侧是示意图，右侧是实际的照片。从图中可以清楚的看到每个传感单元是由十个CMOS组成的，并且整个传感器分为内外两层。 22

图 2.14 中间层硅探测器IST的照片示意图。 24

图 2.15 硅微条探测器SSD的示意图。 24

图 2.16 STAR的未来升级计划示意图。 25

图 2.17 STAR的eRHIC计划示意图。 26

图 3.1 左图是波兰物理学家M. Danysz和J. Pniewski。右图是发现超核的核乳胶室中的径迹，图中比例尺的尺寸是50μm。 27

图 3.2 氚核和超氚核的结构示意图。 28

图 3.3 2010年STAR发现的超氚（左图）和反超氚（右图）通过^{3}He和π介子两体衰变道重构的不变质量谱。图中，黑色圆圈代表实验数据点，黑色直方图是组合背景。浅蓝色曲线是对背景及信号的拟合曲线。 31

图 3.4 $^3_\Lambda$H三体衰变的拓扑图。 33

图 3.5 旋转背景法旋转180°示意图。其中O为坐标原点，PV是初始顶点的位置。P_1是旋转之前的动量，P_2是旋转之后的动量。 35

图 3.6 $^3_\Lambda$H三体衰变在不同质心系能量下重构的不变质量谱。图（a）到（d）分别为27GeV、39GeV、200GeV以及三个能量合并之后的不变质量谱。图中，黑色的直方图是背景的分布，红色的点为信号的分布，黑色的虚线是对背景的拟合，红色的实线是对信号的拟合。 36

图 3.7 计算重构效率及接收度的流程图。 37

图 3.8 ${}^{3}_{\Lambda}$H三体衰变道重构中不同能量、不同$\ell/(\beta\gamma)$ 区间的重构效率。 38

图 3.9 不同$\ell/(\beta\gamma)$区间的${}^{3}_{\Lambda}$H统计。其中图（a）为所有三个区间合并的情况，（b）为[2.4，8)cm区间，（c）为[8，13)cm区间（d）为[13，25)cm区间。图（d）中的背景拟合因为统计涨落的关系拟合不是太好，但是对${}^{3}_{\Lambda}$H的计算影响并不大。 39

图 3.10 ${}^{3}_{\Lambda}$H三体衰变道的寿命测量。 40

图 3.11 ${}^{3}_{\Lambda}$H两体衰变道重构中^{3}He的鉴别。左图是使用基本cut之后所有^{3}He的DCA随着刚度（Rigidity）的分布。右图是使用所有cut之后鉴别出来的^{3}He的Z的分布。 41

图 3.12 ${}^{3}_{\Lambda}$H两体衰变的拓扑结构图。 42

图 3.13 ${}^{3}_{\Lambda}$H两体衰变在不同质心系能量下重构的不变质量谱。图（a）到（f）分别为7.7GeV、11.5GeV、19.6GeV、27GeV、39GeV、200GeV能量下的不变质量谱。 42

图 3.14 左图是${}^{3}_{\Lambda}$H两体衰变的各个能量合并之后的不变质量谱。右图是${}^{3}_{\Lambda}$H两体衰变不同能量下重构效率随p_T的分布。 43

图 3.15 左图是合并之后的不同$\ell/(\beta\gamma)$ 区间的计数及拟合情况，其中红色数据点是两体衰变道的数据，蓝色数据点是三体衰变道的数据。红色直线是对两体数据的拟合，蓝色直线是对三体衰变道数据的拟合，两条直线拟合时使用了相同的$c\tau$参数。右图是总体χ^2随$c\tau$的变化情况。 45

图 3.16 20世纪60年代以来对${}^{3}_{\Lambda}$H进行的理论计算以及实验测量的结果。图中所有数据按照发表年份从左到右排序，纵轴为寿命。其中带误差条的是实验数据，数据上方或者下方标明了数据来源；各种颜色的虚线是理论计算数据；265ps处的蓝色长线为来自PDG的Λ寿命，红色实线是STAR测量的Λ寿命。 [44–46,49–51,53–57,60–65] 45

图 3.17 理论计算的当${}^{3}_{\Lambda}$H的自旋$J = \frac{1}{2}$时，R_3随着Λ结合能的变化曲线。黑色的数据点为G. Keyes等人的结果，红色的五角星是STAR的测量结果。 47

图 3.18 理论计算的不同自旋（$J=\frac{1}{2}$和$J=\frac{3}{2}$）情况下，R_3随着$s^2/(s^2+p^2)$的变化曲线。其中，s和p是指$J_\pi=0$和$J_\pi=1$对应衰变道的振幅。图中$s^2/(s^2+p^2)$的位置来自于O. E. Overseth等人的实验测量[69]。侧外，图中黑色数据点是1970年D. Bertrand的数据，蓝色数据点来自G. Keyes，红色则是STAR的结果。 48

图 4.1 ZDC安装位置示意图。其中上图是ZDC安装位置的俯视图，下图为沿着束流方向的视图。 49

图 4.2 左图为ZDC模块的示意图。右图为在STAR安装的ZDC的实物照片。 50

图 4.3 ZDC模块测试结构示意图。 51

图 4.4 ZDC模块高压与响应关系图。 51

图 4.5 ZDC不同两个模块之间响应的比例。 53

图 4.6 ZDC不同两个模块之间响应的比例。 54

图 4.7 ZDC不同两个模块之间响应的比例。 54

图 4.8 只用运行编号12130083得到的ZDC能量分辨率。 55

图 4.9 只用运行编号15122044得到的ZDC能量分辨率。 55

图 4.10 只用运行编号15186001得到的ZDC能量分辨率。 56

图 5.1 STAR低阶触发系统的结构示意图。 58

图 5.2 STAR高阶触发系统的逻辑示意图。 59

图 5.3 利用高阶触发系统找到的$^4\overline{\mathrm{He}}$的质量分布 59

图 5.4 使用卡曼滤波的工作流程图[84]。左下角是系统在$k-1$时刻的状态，即初始状态。左侧方框内“预测”过程，包括对系统在k时刻状态的预测、测量，及相应协方差矩阵的计算。右侧方框内是“修正”过程，包括对卡曼增益的计算，以及对预测值的修正。修正结束之后会回到对下一个时刻状态的预测，并不断循环。 62

图 5.5 使用卡曼滤波在进行径迹重构的示意图。其中深蓝色直线表示粒子实际的运行轨迹，蓝色长条表示不同层的探测器读出，蓝色五角星表示探测器得到的信号位置，红色实心五角星表示初始顶点位置，粉色箭头所指位置表示预测下一个信号点的位置，红色空心五角星表示修正之后的预测值。 64

图 5.6 使用卡曼滤波对事件三进行径迹重构的结果。左侧都为端视图，右侧都为侧视图。上图表示顶点位置的确定过程，中图是重构出的大动量径迹，下图是使用剩余信号点重构出的径迹。中图和下图中径迹的颜色表示使用卡曼滤波时的不同重构过程得到的一小段径迹：黄色表示单点径迹；绿色表示双点径迹；蓝色表示三点径迹；红色表示完整HFT径迹。 65

图 5.7 使用卡曼滤波对事件四进行径迹重构的结果。其中各个颜色及各子图的含义都与图5.6一致。 66

图 5.8 使用约3.5k的2014年200GeV Au+Au对撞事件，估计了每层探测器产生的大致信号数量。 68

图 5.9 重构效率与事件信号点数量之间的关系。 68

表目录

表 1.1 夸克模型中三代夸克的主要量子数。 2

表 2.1 RHIC自2000年以来每年的对撞类型及能量，仅记录了STAR采集了物理数据的对撞。 15

表 2.2 STAR时间投影室的部分参数。[20] 16

表 2.3 iTPC计划关于内部扇区读出片尺寸及数量的不同初步方案。其中y2011方案是目前正在使用的尺寸。 26

表 3.1 理论计算的$^{3}_{\Lambda}$H衰变道分支比。 29

表 3.2 1964年至今对$^{3}_{\Lambda}$H进行的部分实验测量。 30

表 3.3 三体衰变道重构使用的数据基本信息 31

表 3.4 三体衰变道重构使用的基本径迹判选条件 32

表 3.5 不同能量下通过三体衰变道重构的$^{3}_{\Lambda}$H数量。 37

表 3.6 $^{3}_{\Lambda}$H三体衰变道在每个$\ell/(\beta\gamma)$区间的计数、效率及不变产额。 38

表 3.7 $^{3}_{\Lambda}$H三体衰变道重构的系统误差分析 39

表 3.8 2体衰变道重构使用的数据基本信息以及鉴别出的^{3}He和$^{3}\overline{\text{He}}$的数量。 40

表 3.9 2体衰变道重构中各个能量以及合并之后的$^{3}_{\Lambda}$H计数。 43

表 3.10 $^{3}_{\Lambda}$H两体衰变道重构的系统误差分析 43

表 3.11 ^{3}He产额及重构效率 44

表 3.12 两体与三体分析中的等效事件数。 44

表 4.1 ZDC各个模块响应与高压拟合参数。 51

表 4.2 用于分析的实验束流基本信息。 52

表 5.1 STAR的触发系统级数及对应的时间预算。 57

表 5.2 使用GEANT4STAR模拟探测器响应时给定的初始顶点分布。 62

表 5.3 通过HIJING产生的事件粒子数以及经过GEANT之后模拟得到的HFT各层信号个数。 63

表 5.4 顶点位置。 63

表 5.5 部分事件的重构效率和时间消耗。其中，上半部分是不含有Pile-up的事件，下半部分是含有1000个Pile-up信号的事件。 67

表 5.6 使用与非Pile-up事件一样的顶点位置得到的重构效率和CPU时间消耗。 67

表 5.7 使用Ev.4并加入不同Pile-up数量测试对CPU时间以及重构效率的影响。其中PVz的位置固定为不使用Pile-up的位置。 68

主要符号对照表

AGS	Alternating Gradient Synchrotron
ALICE	A Large Ion Collider Experiment
BES-I	Beam Energy Scan Phase I
BES-II	Beam Energy Scan Phase II
BEMC	Barrel Electronic Magnet Calorimeter
BNL	Brookhaven National Laboratory
BRAHMS	Broad RAnge Hadron Magnetic Spectrometers
DCA	Distance of Closest Approach
DIS	Deep Inelastic Scattering
DSM	Data Storage and Manipulation]
EBIS	Electron Beam Ion Source
FAIR	Facility for Anti-proton and Ion Research
GEANT4STAR	GEANT simulator for STAR
GSI	SGI Helmholtz Center for Heavy Ion Research
HFT	Heavy Flavor Tracker
HIJING	Heavy Ion Jet INteraction Generator
HLT	High Level Trigger
HypHI	Hypernuclear spectroscopy with heavy ion beams
IST	Intermediate Silicon Tracker
LHC	Large Hadron Collider
Linac	Linear Accelerator
MB	Minimum Bias
MC	Monte Carlo
MRPC	Multi-gap Resistive Plate Chamber
MTD	Muon Telescope Detector
QCD	Quantum Chromo-dynamics
QGP	Quark Gluon Plasma
PHENIX	Pioneering High Energy Nuclear Interaction eXperiment
PHOBOS	PHysics Background for non-Scientists
PMT	Photon Multiplier Tube
PV	Primary Vertex
PXL	Pixel Detector

pVPD	pseudo Vertex Position Detector
RCF	RHIC Computing Facility
RFQ	Radio-Frequency Quardrupole
RHIC	Relativistic Heavy Ion Collider
SMD	Shower Maximum Detector
SPS	Super Proton Synchrotron
SSD	Silicon Strip Detector
STAR	Solenoid Tracker at RHIC
TCU	Trigger Control Unit
TOF	Time of Flight
TPC	Time Projection Chamber
ZDC	Zero Degree Calorimeter

附录 A　发表论文和学术报告清单

A.1　主要论文清单

1. **Yi-Fei Xu** et al., Low-mass vector meson production at forward rapidity in p+p and d+Au collisions at $\sqrt{s_{\rm NN}}$= 200 GeV from a multiphase transport model, Nucl. Sci. Tech. **27** (2016) 87
2. **Yi-Fei Xu** et al., Physics performance of the STAR zero degree calorimeter at relativistic heavy ion collider, Nucl. Sci. Tech. **27** (2016) 126
3. **Y. F. Xu** (STAR Collaboration), Measurement of Hypertriton Lifetime at STAR, JPS Conference Proceedings. **17** (2017) 021005
4. **Y. F. Xu** (STAR Collaboration), Measurement of ${}^{3}_{\Lambda}$Hlifetime in Au+Au collisions at the Relativistic Heavy-Ion Collider, Physical Review Letters. (In progress)

A.2　其他合作文章

1. B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Coherent diffractive photoproduction of ρ^0 mesons on gold nuclei at RHIC, ArXiv: 1702.07705
2. B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Measurements of jet quenching with semi-inclusive hadron+jet distributions in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{\rm NN}}$= 200 GeV, ArXiv: 1702.01108
3. B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Bulk Properties of the Medium Produced in Relativistic Heavy-Ion Collisions from the Beam Energy Scan Program, ArXiv: 1701.07065
4. B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Harmonic decomposition of three-particle azimuthal correlations at RHIC, ArXiv: 1701.06496
5. B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Constraining the initial conditions and temperature dependent transport with three-particle correlations in Au+Au collisions, ArXiv: 1701.06497
6. B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Measurement of D0 azimuthal anisotropy at mid-rapidity in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{\rm NN}}$= 200 GeV, ArXiv: 1701.06060
7. B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Global Lambda hyperon polarization in nuclear collisions: evidence for the most vortical fluid, ArXiv: 1701.06657
8. B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Measurement of the cross section and longitu-

dinal double-spin asymmetry for di-jet production in polarized pp collisions at $\sqrt{s_{\rm NN}}$= 200 GeV, ArXiv: 1610.06616

9. B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Di-Jet Imbalance Measurements at $\sqrt{s_{\rm NN}}$= 200 GeV at STAR, ArXiv: 1609.03878
10. B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Upsilon production in U+U collisions at $\sqrt{s_{\rm NN}}$=193 GeV with the STAR experiment, ArXiv: 1608.06487
11. B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Charge-dependent directed flow in Cu+Au collisions at $\sqrt{s_{\rm NN}}$= 200 GeV, ArXiv: 1608.04100
12. B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Energy dependence of J/psi production in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{\rm NN}}$= 39, 62.4 and 200 GeV, ArXiv: 1607.07517
13. B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Direct virtual photon production in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{\rm NN}}$= 200GeV, ArXiv: 1607.01447
14. B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Jet-like Correlations with Direct-Photon and Neutral-Pion Triggers at $\sqrt{s_{\rm NN}}$= 200GeV, Phys. Lett. B **760** (2016) 689
15. B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Near-side azimuthal and pseudorapidity correlations using neutral strange baryons and mesons in d+Au, Cu+Cu and Au+Au collisions at $\sqrt{s_{\rm NN}}$= 200GeV, Phys. Rev. C **94** (2016) 014910
16. B. Abelev et al. [STAR Collaboration], J/psi production at low transverse momentum in p+p and d+Au collisions at $\sqrt{s_{\rm NN}}$= 200GeV, Phys. Rev. C **93** (2016) 064904
17. B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Leptonic decay the phi(1020) meson in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{\rm NN}}$= 200 GeV measured with the STAR experiment, ArXiv: 1503.04217
18. B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Measurement of elliptic flow of light nuclei at $\sqrt{s_{\rm NN}}$= 200, 62.4, 39, 27, 19.6, 11.5, and 7.7 GeV at RHIC, Phys. Rev. C **94** (2016) 034908
19. B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Beam Energy Dependence of the Third Harmonic of Azimuthal Correlations in Au+Au Collisions at RHIC, Phys. Rev. Lett. **116** (2016) 112302
20. B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Muon identification with Muon Telescope Detector at the STAR experiment, Nucl. Instrum. Meth. A **833** (2016) 88
21. B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Measurement of the transverse single-spin asymmetry in $p + p \to W^{\pm}/Z^0$ at RHIC, Phys. Rev. Lett. **116** (2016) 132301
22. B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Centrality dependence of identified particle elliptic flow in relativistic heavy ion collisions at $\sqrt{s_{\rm NN}}$= 7.7-62.4 GeV, Phys. Rev. C **93** (2016) 014907
23. B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Measurement of interaction between antipro-

tons, Nature **527** (2015) 345

24. B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Centrality and transverse momentum dependence of elliptic flow of multi-strange hadrons and phi meson in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{\rm NN}}$= 200 GeV, Phys. Rev. Lett. **116** (2016) 062301
25. B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Beam-Energy Dependence of Charge Balance Functions from Au+Au Collisions at RHIC, Phys. Rev. C **94** (2016) 024909
26. B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Probing Parton Dynamics of QCD Matter with Omega and Phi Production, Phys. Rev. C **93** (2016) 021903
27. B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Azimuthal anisotropy in U+U and Au+Au collisions at RHIC, Phys. Rev. Lett. **115** (2015) 222301
28. B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Observation of charge asymmetry dependence of pion elliptic flow and the possible chiral magnetic wave in heavy-ion collisions, Phys. Rev. Lett. **114** (2015) 252302
29. B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Measurements of Dielectron Production in Au+Au Collisions at $\sqrt{s_{\rm NN}}$= 200 GeV from the STAR Experiment, Phys. Rev. C **92** (2015) 024912
30. B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Observation of Transverse Spin-Dependent Azimuthal Correlations of Charged Pion Pairs in p+p at $\sqrt{s_{\rm NN}}$= 200 GeV, Phys. Rev. Lett. **115** (2015) 242501
31. B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Long-range pseudorapidity dihadron correlations in d+Au collisions at $\sqrt{s_{\rm NN}}$= 200 GeV, Phys. Lett. B **747** (2015) 265
32. B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Energy dependence of acceptance-corrected dielectron excess mass spectrum at mid-rapidity in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{\rm NN}}$= 19.6 and 200 GeV, Phys. Lett. B **750** (2015) 64
33. B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Effect of event selection on jetlike correlation measurement in d+Au collisions at 200 GeV, Phys. Lett. B **743** (2015) 333
34. B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Energy Dependence of K-pi, p-pi, and K-p Fluctuations in Au+Au Collisions from $\sqrt{s_{\rm NN}}$= 7.7 to 200 GeV, Phys. Rev. C **92** (2015) 021901
35. B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Di-Hadron Correlations with Identified Leading Hadrons in 200 GeV Au+Au and d+Au Collisions at STAR, Phys. Lett. B **751** (2015) 233
36. B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Isolation of Flow and Nonflow Correlations by Two- and Four-Particle Cumulant Measurements of Azimuthal Harmonics in $\sqrt{s_{\rm NN}}$= 200 GeV Au+Au Collisions, Phys. Lett. B **745** (2015) 40

37. B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Charged-to-neutral correlation at forward rapidity in Au+Au collisions at 200 GeV, Phys. Rev. C **91** (2015) 034905
38. B. Abelev et al. [STAR Collaboration], The Lambda Lambda Correlation Function in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{\rm NN}}$= 200 GeV, Phys. Rev. Lett. **114** (2015) 022301
39. B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Elliptic flow of non-photonic electrons in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{\rm NN}}$= 200, 62.4 and 39 GeV, ArXiv: 1405.6348
40. B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Precision Measurement of the Longitudinal Double-spin Asymmetry for Inclusive Jet Production in Polarized Proton Collisions at $\sqrt{s_{\rm NN}}$= 200 GeV, Phys. Rev. Lett. **115** (2015) 092002
41. B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Measurement of longitudinal spin asymmetries for weak boson production in polarized proton-proton collisions at RHIC, Phys. Rev. Lett. **113** (2014) 072301
42. B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Observation of D^0 meson nuclear modifications in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{\rm NN}}$= 200 GeV, Phys. Rev. Lett. **113** (2014) 142301
43. B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Beam-energy dependence of charge separation along the magnetic field in Au+Au collisions at RHIC, Phys. Rev. Lett. **113** (2014) 052302
44. B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Beam energy dependent two-pion interferometry and the freeze-out eccentricity of pions in heavy ion collisions at STAR, Phys. Rev. C **92** (2015) 014904
45. B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Dielectron Azimuthal Anisotropy at mid-rapidity in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{\rm NN}}$= 200 GeV, Phys. Rev. C **90** (2014) 064904
46. B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Beam energy dependence of moments of the net-charge multiplicity distributions in Au+Au collisions at RHIC, Phys. Rev. Lett. **113** (2014) 92301
47. B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Calibration and performance of the STAR Muon Telescope Detector using cosmic rays, Nucl. Instrum. Meth. A **762** (2014) 1
48. B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Beam-Energy Dependence of Directed Flow of Protons, Antiprotons and Pions in Au+Au Collisions, Phys. Rev. Lett. **112** (2014) 162301
49. B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Dielectron Mass Spectra from Au+Au Collisions at $\sqrt{s_{\rm NN}}$= 200 GeV, Phys. Rev. Lett. **113** (2014) 022301
50. B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Suppression of Upsilon Production in d+Au and Au+Au Collisions at $\sqrt{s_{\rm NN}}$= 200 GeV, Phys. Lett. B **735** (2014) 127
51. B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Cosmic Ray Test of Mini-drift Thick Gas Elec-

tron Multiplier Chamber for Transition Radiation Detector, Nucl. Instrum. Meth. A **785** (2015) 33

52. B. Abelev et al. [STAR Collaboration], J/ψ polarization in $p + p$ collisions at $\sqrt{s_{\rm NN}}$= 200 GeV in STAR, Phys. Lett. B **739** (2014) 180
53. B. Abelev et al. [STAR Collaboration], J/ψ production at low p_T in Au+Au and Cu+Cu collisions at $\sqrt{s_{\rm NN}}$= 200 GeV at STAR, Phys. Rev. C **90** (2014) 024906
54. B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Thermal neutron flux measurements in the STAR experimental hall, Nucl. Instrum. Meth. A **756** (2014) 68
55. B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Energy dependence of moments of net-proton multiplicity distributions at RHIC, Phys. Rev. Lett. **112** (2014) 032302
56. B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Neutral pion cross section and spin asymmetries at intermediate pseudorapidity in polarized proton collisions at sqrts=200 GeV, Phys. Rev. D **89** (2014) 012001
57. B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Measurement of Charge Multiplicity Asymmetry Correlations in High Energy Nucleus-Nucleus Collisions at 200 GeV, Phys. Rev. C **89** (2014) 044908
58. B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Jet-Hadron Correlations in $\sqrt{s_{\rm NN}}$= 200 GeV Au+Au and p+p Collisions, Phys. Rev. Lett. **112** (2014) 122301
59. B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Fluctuations of charge separation perpendicular to the event plane and local parity violation in $\sqrt{s_{\rm NN}}$= 200 GeV Au+Au collisions at RHIC, Phys. Rev. C **88** (2013) 064911
60. B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Freeze-out Dynamics via Charged Kaon Femtoscopy in $\sqrt{s_{\rm NN}}$= 200 GeV Central Au+Au Collisions, Phys. Rev. C **88** (2013) 034906
61. B. Abelev et al. [STAR Collaboration], System Size Dependence of Transverse Momentum Correlations at RHIC, Phys. Rev. C **87** (2013) 064902
62. B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Third Harmonic Flow of Charged Particles in Au+Au Collisions at $\sqrt{s_{\rm NN}}$= 200 GeV, Phys. Rev. C **88** (2013) 014904
63. B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Observation of an energy-dependent difference in elliptic flow between particles and antiparticles in relativistic heavy ion collisions, Phys. Rev. Lett. **110** (2013) 142301
64. B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Elliptic flow of identified hadrons in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{\rm NN}}$= 7.7–62.4 GeV, Phys. Rev. C **88** (2013) 014902
65. B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Measurement of J/psi Azimuthal Anisotropy in Au+Au Collisions at $\sqrt{s_{\rm NN}}$= 200 GeV, Phys. Rev. Lett. **111** (2013) 052301
66. B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Studies of di-jets in Au+Au collisions using

angular correlations with respect to back-to-back leading hadrons, Phys. Rev. C **87** (2013) 044903

67. B. Abelev et al. [STAR Collaboration], J/ψ production at high transverse momenta in p+p and Au+Au collisions at $\sqrt{s_{\rm NN}}$= 200 GeV, Phys. Lett. B **722** (2013) 55
68. B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Inclusive charged hadron elliptic flow in Au + Au collisions at $\sqrt{s_{\rm NN}}$= 7.7 - 39 GeV, Phys. Rev. C **86** (2012) 054908
69. B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Single Spin Asymmetry A_N in Polarized Proton-Proton Elastic Scattering at $\sqrt{s_{\rm NN}}$= 200 GeV, Phys. Lett. B **719** (2013) 62
70. B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Transverse Single-Spin Asymmetry and Cross-Section for π^0 and η Mesons at Large Feynman-x in Polarized p+p Collisions at $\sqrt{s_{\rm NN}}$= 200 GeV, Phys. Rev. D **86** (2012) 051101
71. B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Longitudinal and transverse spin asymmetries for inclusive jet production at mid-rapidity in polarized p+p collisions at $\sqrt{s_{\rm NN}}$= 200 GeV, Phys. Rev. D **86** (2012) 32006
72. B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Measurements of D^0 and D^* Production in p + p Collisions at $\sqrt{s_{\rm NN}}$= 200 GeV, Phys. Rev. D **86** (2012) 072013
73. B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Di-electron spectrum at mid-rapidity in p + p collisions at $\sqrt{s_{\rm NN}}$= 200 GeV, Phys. Rev. C **86** (2012) 024906
74. B. Abelev et al. [STAR Collaboration], Hadronic Trigger using electromagnetic calorimeter and particle identification at high-pT with STAR Detector, Nucl. Instrum. Meth. A **698** (2013) 19

致　谢

本文是在马余刚研究员、许长补研究员、陈金辉研究员的悉心指导下完成的。

首先要感谢马老师。马老师作为我博士研究生阶段的导师，帮我创造了非常好的科研条件，并且一直给予我细致、悉心而又全面的指导。在这几年间，马老师严谨而踏实的工作作风，以及对核物理学科各个方向以及跨学科的深刻理解，都让我受益匪浅。

其次要感谢许长补研究员。许长补研究员是我在布鲁克海文国家实验室期间的导师。在BNL的两年半时间里，他不仅仅悉心指导了我论文的大部分工作，还给予了我很多学习和生活上的帮助。同时，许长补研究员那种对科学的热爱以及扎实的物理功底与清晰的物理图象，都给我留下了深刻的印象。

还要感谢陈金辉研究员。陈师兄也在生活和工作中给予了我很多的帮助。在科研上，他对于科研的认真态度以及活跃的思维都让我十分的敬佩。此外，在包括${}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$在内的很多科研工作中，陈师兄都帮我解决了很多疑惑和困难。

感谢BNL的唐爱洪研究员。很高兴我在BNL期间能有机会在他的HLT小组工作过。在HLT工作期间唐爱洪研究员扎实的物理基础和广泛的科研兴趣都给我留下了深刻的印象。

感谢钟晨副研究员。钟老师是我进入核物理室后的硕士研究生阶段的导师，在我刚来所里的那段时间里，我对于重离子碰撞等的认识十分有限，钟老师不厌其烦的帮助我理解了很多基本的概念，也介绍了很多重要的资料。可以说是钟老师带领我进入了重离子碰撞物理的大门。

感谢核物理室的马国亮研究员、张松副研究员，他们在科研和生活上都给予了很多帮助。

感谢BNL的王辉博士、黄炳矗博士、柯宏伟博士，我在BNL期间他们帮助我解决了很多物理上和技术上的问题。

感谢我在核物理室师兄师姐们：辛科峰博士、薛亮博士、赵杰博士、朱逾卉博士、寿齐烨博士、何万兵博士、吕明博士、代智涛博士，从他们那里我也学到了很多东西。

感谢我在所里以及在BNL认识的众多同学及好友：马龙、黄勃松、张正桥、周晨升、杨帅、郑亮、张金龙（山东大学）、周龙、杨钱、冯照、张金龙（近物所）、查王妹、杨驰、黄欣杰、王旭、郭毅、叶早晨、白晓智、张辉等等。他们在生活和学习上都给予了很多帮助，也带给了我很多值得回忆的时光。尤其是在BNL的火锅星期五之夜，令人难忘。

感谢221办公室的各位师弟师妹：王玉廷、朱亮、刘鹤、邓先概、张春健、赵新丽、

张弛，以及已经毕业的李秀芳。同在一个办公室内，他们也为略微枯燥的科研生活带来了很多欢乐。

感谢其他在组内的各位同学：叶永金、刘鹏、聂茂武、孔海云、王闪闪、夏银、黄文、余浩、韩章柱、张岳、施晨钟、王康、张留耀、薛韩、董赫、浮海娟、刘焕玲、金小海、郭崇强、何俊杰、黄玲、王婷婷，同在HIRG组，大家一起既是同学，也是朋友。

最后，我要感谢我的妻子李姝和我的父母，感谢他们在我的整个研究生期间对我的支持和理解。尤其是我的妻子，在我遇到困难与挫折的时候鼓励我，使我能够坚持下来。

Proceedings of the 12th International Conference on Hypernuclear and Strange Particle Physics (HYP2015)
Downloaded from journals.jps.jp by 221.11.67.197 on 07/20/17

Proc. 12th Int. Conf. on Hypernuclear and Strange Particle Physics (HYP2015)
JPS Conf. Proc. **17**, 021005 (2017)
https://doi.org/10.7566/JPSCP.17.021005

Measurement of Hypertriton Lifetime at STAR

Yifei Xu[1,2] for the STAR Collaboration

[1]*Shanghai institute of applied physics, 2019 Jialuo Road, Jiading, Shanghai 201800, China*
[2]*Brookhaven National Laboratory, 2 Center Street, Upton, New York 11973, USA*

E-mail: xuyifei@sinap.ac.cn

(Received December 14, 2015)

A precise measurement of the hypertriton lifetime and the ratio between the branching ratios of its two main decay channels has been made through the two body and three body decay channels with data of Au+Au collisions at $\sqrt{s_{\rm NN}}$ = 7.7, 11.5, 19.6, 27, 39 and 200 GeV at STAR. The hypertriton lifetime is $155^{+25}_{-22}(stat.) \pm 31(syst.)$ ps with the combined channels. It is shorter than the lifetime of a free Λ and is consistent with recent results from HypHI experiment at GSI and ALICE experiment at LHC. The ratio of $B.R._{(^3_\Lambda\mathrm{H}\to{}^3\mathrm{He}+\pi^-)}/B.R._{(^3_\Lambda\mathrm{H}\to\mathrm{d}+\mathrm{p}+\pi^-)}$ is $0.42^{+0.07}_{-0.06}(stat.) \pm 0.12(syst.)$. It is consistent with the early results from helium bubble chamber experiments.

KEYWORDS: hypertriton, hyperon-nucleon interaction, lifetime, decay branching ratio

1. Introduction

Since the first observation of hypernucleus by M. Danysz and J. Pniewski in 1952 [1], the study of hypernucleus became a subject of big interest by physicists. The hyperon nucleon (YN) interaction will provide insight into the QCD theory and will also help to understand the equation of state of high density matter such as the one in neutron stars [2]. Hypertriton, the lightest hypernucleus, can be abundantly produced in Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC), and is a good probe to study the YN interaction in laboratory. The lifetime of $^3_\Lambda$H is related to the strength of the YN interaction inside the nucleus [3, 4], and thus a precise measurement of $^3_\Lambda$H lifetime will help us understand the YN interaction [3, 5].

2. Datasets and Signal Reconstruction

The Solenoid Tracker At RHIC (STAR) [6] is a detector system that is located at RHIC of Brookhaven National Laboratory. The main detector of the STAR is Time Projection Chamber (TPC) [7]. The TPC provides momentum and energy loss information of outgoing particles generated in a collision. With this information, particles like ^{3}He, deuteron, proton, and π can be cleanly identified, which enables the reconstruction of the $^3_\Lambda$H through its two main channels : $^3_\Lambda\mathrm{H} \to {}^3\mathrm{He} + \pi^-$ and $^3_\Lambda\mathrm{H} \to \mathrm{d} + \mathrm{p} + \pi^-$.

In this analysis, different datasets are used for two body and three body approaches. In the two body decay part, minimum-bias-trigger events from six different Au-Au collision energies, including 7.7 GeV, 11.5 GeV, 19.6 GeV, 27 GeV, 39 GeV and 200 GeV, are used for the $^3_\Lambda$H reconstruction. In the three body decay part, minimum-bias-trigger events from three Au-Au collision energies, including 27 GeV, 39 GeV and 200 GeV, are used. The primary vertex z position cut, the event number, and the statistics of ^{3}He daughters are summarized in Table I. The counts of $^3_\Lambda$H, ^{3}He and $^3\overline{\mathrm{He}}$ candidates are also listed in the table. Only tracks with $p_t > 0.2$ GeV/c and pseudo-rapidity $|\eta| < 1.0$ are used in both analyses.

The $^3_\Lambda$H signals are reconstructed from the decays of daughters. The background distributions

©2017 The Author(s)

This article is available under the terms of the Creative Commons Attribution 4.0 License. Any further distribution of this work must maintain attribution to the author(s) and the title of the article, journal citation, and DOI.

Proceedings of the 12th International Conference on Hypernuclear and Strange Particle Physics (HYP2015)
Downloaded from journals.jps.jp by 221.11.67.197 on 07/20/17

Table I. The datasets for ${}^3_\Lambda$H analyses. The ${}^3_\Lambda$H, ^{3}He and ${}^3\overline{\text{He}}$ candidates statistics are also shown.

		${}^3_\Lambda\text{H} \rightarrow {}^3\text{He} + \pi^-$				${}^3_\Lambda\text{H} \rightarrow \text{d} + \text{p} + \pi^-$	
Year & Energy	|VertexZ|	Statistics	^{3}He	${}^3\overline{\text{He}}$	$({}^3_\Lambda\text{H}+{}^3_{\overline{\Lambda}}\overline{\text{H}})$	Statistics	${}^3_\Lambda$H
Run10 7.7 GeV	< 70 cm	4 M	8587	0	52	-	-
Run10 11.5 GeV	< 50 cm	11 M	7161	0	44	-	-
Run11 19.6 GeV	< 70 cm	31 M	6321	0	42	-	-
Run11 27 GeV	< 50 cm	49 M	5312	19	45	53 M	25
Run10 39 GeV	< 40 cm	118 M	6456	133	86	134 M	52
Run10/11 200 GeV	< 30 cm	223 M	5822	2213	85	517 M	136

are derived by rotating one of its daughters by 180 degrees in the azimuthal angle. For example, we rotated ^{3}He in the two body analysis and the deuteron in the three body channel analysis. This represents residual combinatorial background [8, 9]. The background was then fitted with a double exponential function: $f(x) \propto exp(-\frac{x}{p_1}) - exp(-\frac{x}{p_2})$, where x is the invariant mass, p_1 and p_2 are two individual parameters. The ${}^3_\Lambda$H candidates are derived from the bin-by-bin counts in the mass range [2.986,2.994] GeV/c^2 after subtraction of the residual combinatorial background. To extract the ${}^3_\Lambda$H signals, a group of topological cuts, including the decay length of ${}^3_\Lambda$H, the closest distance (DCA) of ${}^3_\Lambda$H to the primary vertex and the DCA between daughters, are applied. These cuts are optimized separately for the two body and the three body analyses based on the detector response simulation data.

3. Lifetime and Ratio

The decay of ${}^3_\Lambda$H obeys the radioactive decay law: $N(t) = N_0 e^{-t/\tau} = N_0 e^{-l/(\beta\gamma c\tau)}$, where l stands for the ${}^3_\Lambda$H decay length. We reconstruct the ${}^3_\Lambda$H signals in four $l/\beta\gamma$ bins for the two body analysis and only three bins for the three body analysis due to fewer counts. Then the yields of ${}^3_\Lambda$H are corrected by the reconstruction efficiency and detector acceptance. The yields are normalized by the number of events, which is the same number as in the yield fitting for both channels. The lifetime parameter can be derived by fitting the data points of the two body and three body analyses together. The minimum χ^2 method is used for the determination of the lifetime. In Figure 1, we show the yield of ${}^3_\Lambda$H in its two decay channels on the left panel. The right panel shows the χ^2 distribution of the fitting. As a result, the measured lifetime is $155^{+25}_{-22}(stat.)$ ps.

As we can reconstruct ${}^3_\Lambda$H in its two main decay channels: ${}^3_\Lambda\text{H} \rightarrow {}^3\text{He} + \pi^-$ and ${}^3_\Lambda\text{H} \rightarrow \text{d} + \text{p} + \pi^-$ at the same time in the STAR experiment, it's possible to measure the ratio between the decay branching ratios of the two channels. The parameter N_0 is derived from the yield fitting of both channels. Then we can calculate the ratio as $ratio = B.R._{({}^3_\Lambda\text{H}\rightarrow{}^3\text{He}+\pi^-)}/B.R._{({}^3_\Lambda\text{H}\rightarrow\text{d}+\text{p}+\pi^-)}$, and the result is $0.42^{+0.07}_{-0.06}(stat.)$.

We considered two sources of the systematic uncertainties for the lifetime and branching ratio measurement: 1) The choice of bin width. The original analyses are using a bin width of 4 MeV, and we here use a bin width of 2 MeV for systematic uncertainty estimation. 2) The choice of the topological cuts: for the two body analysis, the decay length of ${}^3_\Lambda$H, the DCA of π^- to the primary vertex, the DCA between daughters and the DCA of ${}^3_\Lambda$H to the primary vertex are considered; for the three body analysis, the DCA between proton and pion, and the DCA between proton-pion pair to the primary vertex are considered. Within these two kinds of contributions considered, the systematic error for the lifetime is 31 ps, and it is 0.12 for the decay branching ratio.

As a further cross-check on the analysis procedure, the Λ is reconstructed via the $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$

Proceedings of the 12th International Conference on Hypernuclear and Strange Particle Physics (HYP2015)
Downloaded from journals.jps.jp by 221.11.67.197 on 07/20/17

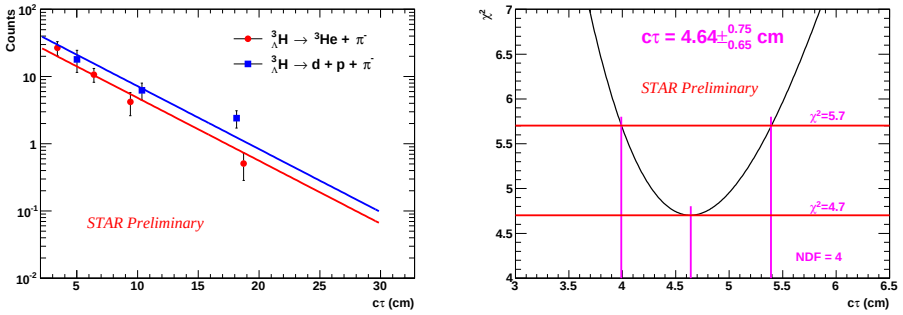

Fig. 1. The yield of hypertriton for both the two body and the three body channel analyses. In the left panel: the red dots indicate the two body channel and the blue boxes indicate the three body channel. The yield has already been corrected by theoretical branching ratios (40.15% for the three body channel and 24.88% for the two body channel [3]). The right panel shows the χ^2 distribution of lifetime fitting with the minimum χ^2 method. The distribution shows the best estimation of the lifetime is $155^{+25}_{-22}(stat.)$ ps.

decay channel in the same data set. We use exactly the same method to obtain the Λ lifetime and the result is 260 ± 1 ps. It is well consistent with the $\tau = 263 \pm 2$ ps compiled by the Particle Data Group [10].

4. Discussion and Summary

Since 1960s, there have been several measurements for the lifetime of $^3_\Lambda$H [8, 11–18]. We draw a summary plot in Fig 2. For a long time, the $^3_\Lambda$H is believed to be a weakly bound state of a Λ and a deuteron, so the lifetime of $^3_\Lambda$H should be close to that of a free Λ. From Fig 2, we can find that some of the measurements [12, 13, 15, 16] show lifetime values close to that of Λ, while others [8, 11, 14, 17, 18] show shorter lifetime value than the Λ. The measurements in [12–14, 16] used nuclear emulsion technique. Their results are close to the Λ lifetime except for [14]. They discussed that this may be due to dissociation of the lightly bound Λ and deuteron when traveling in a dense medium. The measurement in [11] used helium bubble chamber, and the result was also very short with large statistical uncertainty. Since 2010, there are several new measurements from STAR [8], GSI [17] and ALICE [18]. Their results are consistent with each other and all show a shorter lifetime than the free Λ. Saito and his colleagues have carried out a statistical combination of the available lifetime measurements and concluded that the lifetime of $^3_\Lambda$H could be shorter than the Λ's [19]. Our measurement indicates that the interaction between a Λ and a neutron may be stronger than expected [4] and further theoretical study is required.

The branching ratio of π mesonic decay of $^3_\Lambda$H is considered to be closely related to its spin assignment [20]. Our measurement is in agreement with the mean value of helium bubble chamber results 0.35 ± 0.04 [16]. It is a little lower than the value obtained from high statistical measurements based on the nuclear emulsion technique, where the author claimed a spin assignment of 1/2 is confirmed in their data [21]. More theoretical understanding on the nature of the $^3_\Lambda$H is needed.

In summary, we present here an improved result of $^3_\Lambda$H lifetime as $155^{+25}_{-22}(stat.) \pm 31(syst.)$ ps. We also present the ratio between the branching ratios of $^3_\Lambda$H, i.e. $B.R._{(^3_\Lambda\mathrm{H}\to{}^3\mathrm{He}+\pi^-)}/B.R._{(^3_\Lambda\mathrm{H}\to\mathrm{d}+\mathrm{p}+\pi^-)}$, to be $ratio = 0.42^{+0.07}_{-0.06}(stat.) \pm 0.12(syst.)$. Our lifetime value is shorter than the free Λ's, which calls for further theoretical study of $^3_\Lambda$H structure.

Proceedings of the 12th International Conference on Hypernuclear and Strange Particle Physics (HYP2015)
Downloaded from journals.jps.jp by 221.11.67.197 on 07/20/17

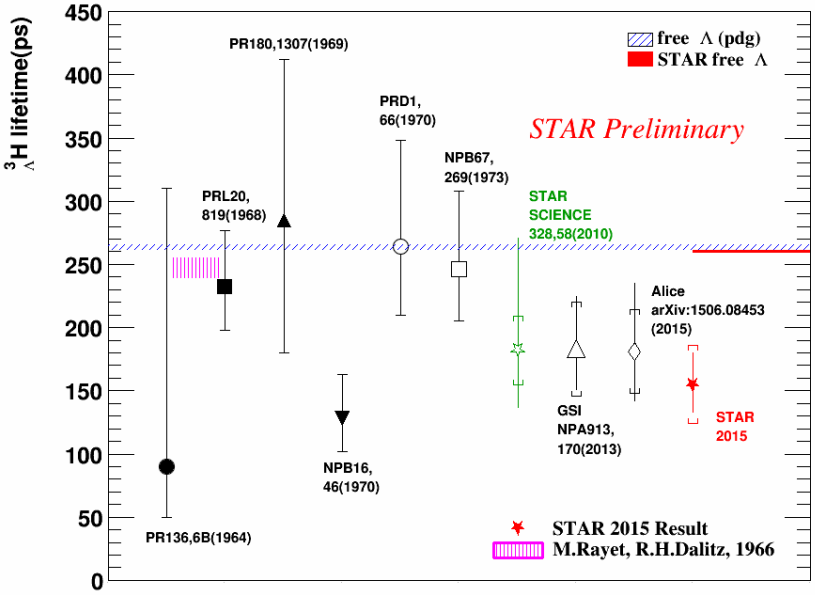

Fig. 2. A summary of measurements of $^3_\Lambda$H lifetime so far. The green and red star results are STAR result of 2010 and the present analysis. The other measurements are from [8, 11–18]. The magenta shadow is the theoretical calculation by Dalitz in 1966 [22].

5. Acknowledgement

We thank the HYP2015 organizers for giving an opportunity of presenting this talk. Finance support on the international travel by the National Natural Science Foundation of China with grant No. 11322547 and 11275250 is appreciated.

References

[1] M. Danysz, J. Pniewski: Phil. Mag. **44** (1953) 348.
[2] J. M. Lattimer, M. Prakash: Science **304** (2004) 536.
[3] H. Kamada, J. Golak, K. Muyagawa, H. Witala, W. Glockle: Phys. Rev. C **57** (1998) 1595.
[4] R.H. Dalitz, G. Rajasekharan: Phys. Lett. **1** (1962) 58.
[5] M. Juric *et al.*: Nucl. Phys. B **52** (1973) 1.
[6] K.H. Ackermann et al.: Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A **499** (2003) 624.
[7] M. Anderson, *et al.*: Nucl. Instrum. Methods A **499** (2003) 659.
[8] B. I. Abelev, *et al.*: Science **328** (2010) 58.
[9] J.H. Chen: Nucl. Phys. A **835** (2010) 117.
[10] K.A. Olive, *et al*: Chin. Phys. C **38** (2014) 090001.
[11] R. J. Prem, P. H. Steinberg: Phys. Rev. **136** (1964) B1803.
[12] G. Keyes *et al.*: Phys. Rev. Lett. **20** (1968) 819.
[13] R. E. Phillips, J. Schneps: Phys. Rev. **180** (1969) 1307.
[14] G. Bohm *et al.*: Nucl. Phys. B **16** (1970) 46.
[15] G. Keyes *et al.*: Phys. Rev. D **1** (1970) 66.
[16] G. Keyes, J. Sacton, J. H. Wickens, M. M. Block: Nucl. Phys. B **67** (1973) 269.
[17] C.Rappold *et al.*: Nucl. Phys. A **913** (2013) 170.
[18] J.Adam *et al.*: Phys. Lett. B **754** (2016) 360.
[19] C.Rappold *et al.*: Phys. Lett. B **728** (2014) 543.
[20] R.H. Dalitz, L. Liu: Phys. Rev. **116** (1959) 1312.
[21] D.Bertrand *et al.*: Nucl. Phys. B **16** (1970) 77.
[22] M. Rayet, R.H. Dalitz: Nuovo Cim., A **46** (1966) 786.