

分类号： O572

单位代码： 10422

密 级：

学 号： 200311065



山东大学

博士学位论文

Shandong University **Doctoral Dissertation**

论文题目：

作者姓名： _____

专 业： _____

指导教师姓名
专业技术职务： _____

年 月 日



原创性声明

本人郑重声明：所呈交的学位论文，是本人在导师的指导下，独立进行研究所取得的成果。除文中已经注明引用的内容外，本论文不包含任何其他个人或集体已经发表或撰写过的科研成果。对本文的研究作出重要贡献的个人和集体，均已在文中以明确方式标明。本声明的法律责任由本人承担。

论文作者签名： 日 期：

关于学位论文使用授权的声明

本人完全了解山东大学有关保留、使用学位论文的规定，同意学校保留或向国家有关部门或机构送交论文的复印件和电子版，允许论文被查阅和借阅；本人授权山东大学可以将本学位论文的全部或部分内容编入有关数据库进行检索，可以采用影印、缩印或其他复制手段保存论文和汇编本学位论文。

(保密论文在解密后应遵守此规定)

论文作者签名： 导师签名： 日 期：

指导教师： 何 瑁 教授

助理指导教师：祝成光 副教授

**W玻色子极化和 $t\bar{t}$ 自旋关联在 $t\bar{t}$ 双轻子
衰变道中的蒙特卡罗研究**

刘明辉

（申请山东大学博士学位）

本论文的研究工作得到以下项目资助：

国家自然科学基金项目（项目号：10435070）

“高能粒子相互作用的蒙特卡罗模拟”

**The Monte Carlo Study of W boson polarization and
 $t\bar{t}$ spin correlation in $t\bar{t}$ dileptonic decay channel**

Doctoral Dissertation

Submitted to

Shandong University

By

Minghui Liu

(Particle Physics)

Dissertation supervisor: **Professor Mao He**

Assistant supervisor: **Chengguang Zhu**

April 2008. Jinan

目录

本论文中图目录	I
表目录	III
摘要	1
Abstract	5
前言	9
第一章 高能物理的发展和LHC	11
1.1 粒子物理学的发展	11
1.2 标准模型	13
1.2.1 标准模型的建立	13
1.2.2 黑格斯机制	14
1.2.3 夸克模型	16
1.2.4 基本粒子及基本相互作用	16
1.2.4.1 基本的粒子	16
1.2.4.2 基本的相互作用	18
1.3 标准模型面临的问题	20
1.4 大型强子对撞机—LHC	21
第二章 ATLAS探测器	25
2.1 ATLAS实验的物理目标	25
2.2 ATLAS探测器的设计性能	27
2.3 ATLAS探测器的物理结构	28
2.3.1 磁铁系统	29
2.3.2 内部探测器	30
2.3.3 量能器	32
2.3.4 Muon谱仪	33

2.3.5 ATLAS探测器的触发系统.....	35
第三章 top物理及 $t\bar{t}$ 衰变模拟数据的产生.....	37
3.1 top夸克的产生.....	37
3.1.1 单top的产生.....	37
3.1.2 $t\bar{t}$ 产生过程.....	38
3.2 top夸克的衰变.....	40
3.3 $t\bar{t}$ 衰变模拟数据的产生.....	41
3.3.1 产生子部分.....	42
3.3.2 模拟部分.....	44
3.3.3 数字化部分.....	45
3.3.4 重建部分.....	45
3.3.5 AOD产生.....	46
第四章 $t\bar{t}$ 双轻子衰变道的重建.....	47
4.1 研究中使用的数据和软件环境.....	47
4.1.1 信号事例.....	47
4.1.2 背景事例.....	48
4.1.3 ATLAS数据的命名规则.....	48
4.1.4 论文工作使用的软件环境及版本简介.....	50
4.2 电子的选取方法.....	51
4.3 muon的选取.....	54
4.4 Jet的选择.....	56
4.4.1 Jet的选择.....	56
4.4.2 b jet的选取.....	57
4.5 丢失横能量(Missing Transverse Energy)的计算.....	59
4.6 事例的初选效率.....	59
4.7 $t\bar{t}$ 双轻子衰变道的重建.....	61
4.7.1 方程组的求解方法.....	62

4.7.2 正反top夸克对的重建.....	63
4.7.2.1 利用 E_{miss} 对中微子求解的修正.....	63
4.7.2.2 正反top夸克对的选择.....	65
4.8 重建结果.....	66
4.9 小结.....	70
第五章 W玻色子极化在$t\bar{t}$双轻子衰变道中的测量.....	71
5.1 W 极化的简单介绍.....	71
5.2 W 极化的测量方法.....	74
5.3 $t\bar{t}$ 双轻子衰变道中 W 的极化研究.....	76
5.4 W 极化测量中主要的系统误差来源及分析.....	79
5.4.1 Trigger 带来的系统误差.....	79
5.4.2 b tag效率造成的误差.....	80
5.4.3 b jet能量测量造成的误差.....	81
5.4.4 背景分布不确定性造成的误差.....	81
5.4.5 top夸克质量不确定性带来的误差.....	81
5.4.6 理论方面的误差.....	82
5.5 W 极化测量的结果.....	83
5.6 结论.....	83
第六章 $t\bar{t}$ 自旋关联在双轻衰变道中的研究.....	85
6.1 $t\bar{t}$ 自旋关联简介.....	85
6.1.1 top夸克的极化.....	85
6.1.2 $t\bar{t}$ 的自旋关联.....	86
6.2 $t\bar{t}$ 自旋关联的测量方法.....	88
6.3 $t\bar{t}$ 自旋关联在双轻子衰变道中的测量.....	90
6.3.1 研究使用数据.....	90
6.3.2 事例的判选及效率.....	91
6.3.3 自旋关联参数 A 和 A_0 在 $t\bar{t}$ 双轻衰变道中的实验测量.....	92

6.4	$t\bar{t}$ 自旋关联测量中主要的系统误差来源及分析.....	93
6.4.1	b tag效率造成的误差.....	93
6.4.2	b jet能量测量造成的误差.....	94
6.4.3	背景分布不确定性造成的误差.....	94
6.4.4	理论误差.....	95
6.5	$t\bar{t}$ 自旋关联MC研究的结果.....	95
6.6	结论.....	96
展望		97
参考资料:		99
博士期间发表的论文		107

Content

Content of figures	I
Content of tables	III
Abstract (English)	1
Preface	5
Chapter 1 The Development of High Energy Physics and LHC	9
1.1 The Develepment of Particle Physics	11
1.2 The Standard Model Theory	13
1.2.1 Build of the Standard Model.....	13
1.2.2 The Higgs Mechanism.....	14
1.2.3 The Quark Model.....	16
1.2.4 Elementary Particles and Interactions.....	16
1.2.4.1 Elementary Particles.....	16
1.2.4.2 Elementaty Interactions.....	18
1.3 Problems of the Standard Model.....	20
1.4 The Large Hadron Collider—LHC.....	21
Chapter 2 The ATLAS Detector	25
2.1 Physics Goals of ATLAS Experiment.....	25
2.2 The Performance of ATLAS Detector.....	27
2.3 The Structure of ATLAS Detector	28
2.3.1 Magnetic System.....	29
2.3.2 The Inner Detector	30
2.3.3 Calorimeters.....	32
2.3.4 Muon Spectrumeter.....	33
2.3.5 The Trigger System of ATLAS Detector.....	35

Chaptor 3 Top Physics and MC Production of $t\bar{t}$ decay Events.....	37
3.1 Production of Top Quarks	37
3.1.1 Production of Single Top Quarks.....	37
3.1.2 Production of $t\bar{t}$ Pairs	38
3.2 The Decay of Top Quarks.....	40
3.3 The MC Production of $t\bar{t}$ Decay Events	41
3.3.1 Generation.....	42
3.3.2 Simulation.....	44
3.3.3 Digitalization.....	45
3.3.4 Reconstruction.....	45
3.3.5 The Production of AOD.....	46
Chaptor 4 The Reconstruction of $t\bar{t}$ Dileptonic Decay Channel.....	47
4.1 The Used Data Samples and Software	47
4.1.1 Signal Events.....	47
4.1.2 Background Events.....	48
4.1.3 The Naming Rules of ATLAS Data Samples.....	48
4.1.4 Introduction to the Used Software Framework.....	50
4.2 The Selection of Electrons.....	51
4.3 The Selection of Muons.....	54
4.4 The Reconstruction of Jets.....	56
4.4.1 The Reconstruction of Jets	56
4.4.2 The Selection of b Jets.....	57
4.5 The Reconstruction of Missing Transverse Energy	59
4.6 The Efficiency of Events Selection.....	59
4.7 The Reconstruction of $t\bar{t}$ Dilepptonic Decay Channel	61
4.7.1 Method to Solve the Equation Set.....	62
4.7.2 The Reconstruction of $t\bar{t}$ pairs	63

4.7.2.1 Correct the Solutions of Neutrino with E_{miss}	63
4.7.2.2 The Selection of $t\bar{t}$ pairs	65
4.8 The Results of Channel Reconstruction	66
4.9 Conclusion	70
Chaptor 5 Measurement of W Polarization in $t\bar{t}$ Dileptonic Channel...	71
5.1 Introduction to W boson Polarization	71
5.2 The Measurement of W boson Polarizaiton	74
5.3 Study of W Polarization in $t\bar{t}$ Dileptonic Channel	76
5.4 Estimation of Main Systematic Errors	79
5.4.1 Systematic Errors from Trigger	79
5.4.2 Systematic Errors from b Tag Efficiency	80
5.4.3 Systematic Errors from b Jet Energy Measurement	81
5.4.4 Systematic Errors from Backgrounds Uncertainty	81
5.4.5 Systematic Errors from Top Mass Uncertainty	81
5.4.6 Systematic Errors from Theoretical Models	82
5.5 Results of W polarization Measurement	83
5.6 Conclusion	83
Chaptor 6 Study of $t\bar{t}$ Spin Correlation in $t\bar{t}$ Dileptonic Channel...	85
6.1 Introduction to $t\bar{t}$ Spin Correlation	85
6.1.1 Polarization of Top Quarks	85
6.1.2 $t\bar{t}$ Spin Correlation	86
6.2 Measurement of $t\bar{t}$ Spin Correlation	88
6.3 Measurement of $t\bar{t}$ Spin Correlation in Dileptonic Channel	90
6.3.1 The Used Data Samples	90
6.3.2 Events Selection and Efficiency	90
6.3.3 The Experimental Measurements of A and A_0	92
6.4 Estimation of Main Systematic Errors	93

6.4.1 Systematic Errors from b Tag Efficiency.....	93
6.4.2 Systematic Errors from b Jet Energy Measurement.....	93
6.4.3 Systematic Errors from Backgrounds Uncertainty.....	94
6.4.4 Systematic Errors from Theoretical Models.....	94
6.5 Results of $t\bar{t}$ Spin Correlation Measurement.....	95
6.6 Conclusion.....	95
Expectation.....	97
Bibliography:	99
Paper Publish During Doctorial Period.....	105

本论文中图目录

1-1	左右对称的双谷势能曲线.....	15
1-2	LHC 加速器和在四个对撞点上安装的探测器.....	23
2-1	ATLAS 探测器的三维结构示意图.....	29
2-2	ATLAS 探测器的磁铁系统.....	30
2-3	ATLAS 内部探测器的部分截面图.....	31
2-4	ATLAS 探测器的量能器部分结构示意图.....	32
2-5	ATLAS 探测器的 μ 子谱仪结构图.....	34
2-6	经第一级触发后选出的 RoI.....	36
3-1	三种单 top 夸克产生的费曼图.....	38
3-2	$t\bar{t}$ 产生的费曼图.....	39
3-3	$t\bar{t}$ 事例不同衰变末态的比例.....	40
3-4	数据模拟中的流程示意图.....	42
4-1	ATHENA 软件体系对象图.....	50
4-2	重建电子与模拟真实电子之间 dR 和 dpt 分布.....	53
4-3	电子的重建效率图.....	53
4-4	重建 μ 与模拟真实 μ 之间 dR 和 dpt 分布.....	55
4-5	μ 的重建效率图.....	55
4-6	d_0 的定义及正负选取示意图	57
4-7	各种 jet 的权重分布图.....	58
4-8	双轻衰变事例中的 b-jet 多重数分布.....	58
4-9	模拟的真实丢失横能量与重建丢失横能量的比值.....	64
4-10	模拟的真实（反）中微子和（反）top 夸克的横动量分布图.....	65
4-11	重建粒子与对应 MC 真实粒子之间的 $\Delta\eta$ 和 $\Delta\phi$ 分布图 1.....	67
4-12	重建粒子与对应 MC 真实粒子之间的 $\Delta\eta$ 和 $\Delta\phi$ 分布图 2.....	68

4-13	用我们的方法重建粒子的横动量分辨率.....	69
5-1	三种 helicity W 玻色子的图解.....	72
5-2	W 极化测量中末态粒子角 Ψ 的分布.....	74
5-3	W 三种极化状态分别对应末态角分布图.....	75
5-4	三种 W 极化态中, 末态粒子与 W 的角动量方向关系图.....	76
5-5	重建事例中, 由信号和各背景中分别得到的 $\cos \Psi$ 分布图.....	77
5-6	$\cos \psi$ 的重建分布、理论分布及效率函数.....	78
5-7	$t\bar{t}$ 双轻衰变事例的触发效率.....	80
6-1	两种产生方式的 $t\bar{t}$ 在自旋同向和异向时的不变质量分布图.....	88
6-2	效率修正函数.....	92

表目录

1-1	标准模型中的三代夸克.....	17
1-2	标准模型中三代轻子的参数及性质.....	18
1-3	粒子参加相互作用的性质.....	19
2-1	ATLAS 各子探测器的性能参数.....	28
3-1	模拟 pp 碰撞硬过程中的参数.....	43
3-2	簇射和强子化过程模拟中用到的参数.....	44
4-1	本论文中研究所使用的数据概况.....	49
4-2	电子重建中的判选条件.....	52
4-3	研究中我们使用的事例初选条件.....	59
4-4	我们所用的判选条件对各事例样本的判选效率.....	60
4-5	重建粒子与对应 MC 真实粒子 $\Delta\eta$ 和 $\Delta\phi$ 分布的拟合结果.....	69
4-6	重建粒子横动量分辨率的拟合结果.....	70
5-1	理论方面带来的系统误差.....	82
6-1	末态粒子对自旋向上 top 夸克的自旋分析势.....	86
6-2	使用数据详细信息.....	90
6-3	事例判选条件.....	91
6-4	事例判选的效率.....	91
6-5	自旋关联中理论方面带来的系统误差.....	95

摘要

自从人类文明诞生以来，人们对自然界的探索就从未停止过。直至上世纪七十年代，随着标准模型理论的建立，人们对自然界物质有了一个较为全面和系统的认识。迄今为止，标准模型的许多预言已被实验证实，标准模型理论也获得了巨大的成功。然而，标准模型理论尚有很多问题等待解决，它所预言的黑格斯（Higgs）粒子也仍未从实验上发现。因此，在更高的能区内，寻找 Higgs 粒子并精确检验标准模型是当今粒子物理实验的重要内容之一。

LHC（Large Hadron Collider）是正在 CERN 建造的大型强子对撞机，为质子-质子对撞，其对撞质心能量达到 14TeV，对撞粒子束流亮度高达 $10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ，建成后将成为世界上能量最高的粒子对撞机。ATLAS（A Toroidal LHC ApparatuS）是建在 LHC 其中一个对撞点上的大型多用途粒子探测器，它主要由内部径迹探测器、磁铁系统、电磁量能器、强子量能器、 μ 子谱仪、数据获取和触发系统几部分组成。寻找黑格斯粒子是 ATLAS 最主要的目的，同时它也将用来寻找较重的类 W、Z 玻色子、超对称粒子，研究基本费米子的结构，研究重夸克（如 top 夸克）的性质并寻找其共振态，研究 B 衰变中的 CP 破坏等。

在低亮度（ $10^{33}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ）工作时，LHC 每年就可产生 800 万个 top 夸克对事例，因此是一个名副其实的“t 夸克工厂”，可以开展 top 夸克多方面的研究，例如精确测定 top 夸克的质量，研究 top 夸克衰变过程中 W 玻色子的极化等。

在 top 夸克的相关研究中，对正反 top 夸克对（ $t\bar{t}$ ）的研究是一项有趣而富有重大意义的工作。根据标准模型理论，几乎所有的 t 夸克都将衰变为 W 玻色子和 b 夸克，而按照 W 衰变末态的不同， $t\bar{t}$ 的衰变过程可分为三种：单轻子和粒子喷注衰变道（ $t\bar{t} \rightarrow w^+w^-b\bar{b} \rightarrow (l\nu)(jj)b\bar{b}$ ），双轻子衰变道（ $t\bar{t} \rightarrow w^+w^-b\bar{b} \rightarrow (l\nu)(l\nu)b\bar{b}$ ）和全强子衰变道（ $t\bar{t} \rightarrow w^+w^-b\bar{b} \rightarrow (jj)(jj)b\bar{b}$ ）。其中，双轻子衰变道因末态中含有两个孤立轻子而较为特别。由于轻子的易测

量性使得该衰变道的研究具有重要意义。

在 top 夸克的衰变中, W 玻色子的极化信息被标准模型精确预言了。通过对 $t \rightarrow Wb$ 衰变道内 W 玻色子极化的测量, 我们可以完善 top 自旋的研究, 验证我们对 tWb 顶角的理解并深入的理解 V-A 结构。 W 玻色子按其“螺旋度”(helicity) 可分为纵向 W , 左手 W 和右手 W 三种, 任何不同于标准模型的 $t \rightarrow Wb$ 极化理论(如电弱对称破缺中的动力学模型差异, 新的相互作用, 额外维度的存在等) 将改变三种螺旋度的 W 玻色子所占的分数。据此, 我们可以验证标准模型, 判断新物理存在的证据。

top 夸克的极化和 $t\bar{t}$ 的自旋关联都被标准模型精确预言了, 我们可以通过其衰变产物直接进行 top 自旋的相关研究。同 W 极化一样, $t\bar{t}$ 自旋关联的研究也是寻找新物理的敏感探针。

本论文最主要的工作就是在 $t\bar{t}$ 双轻子衰变道中, 利用 ATLAS 实验模拟数据对 W 的极化和 $t\bar{t}$ 的自旋关联进行了模拟研究。本论文从 $t\bar{t}$ 衰变道的模拟开始, 建立了从衰变道的重建, 到 W 极化和 $t\bar{t}$ 自旋关联的实验测量方法, 再到最后结果的误差分析这样一个完整的过程。在本论文中, 主要工作包括: 独立重建了 $t\bar{t}$ 双轻子衰变过程, 并利用权重(weight)法对重建出的多个 $t\bar{t}$ 对进行最优选择; 给出了一套实验上测量 W 极化和 $t\bar{t}$ 自旋关联的可行方法; 通过模拟数据, 对 W 极化和 $t\bar{t}$ 自旋关联实验测量过程中可能的系统误差来源和影响进行了分析研究。

本论文共分 6 个部分: 第 1 部分, 高能物理的发展和 LHC, 简要介绍了高能物理实验及理论的发展, 高能粒子加速器 LHC 和 ATLAS 实验研究; 第 2 部分, ATLAS 探测器, 介绍 ATLAS 探测器的结构; 第 3 部分, top 物理及 $t\bar{t}$ 衰变过程的模拟, 简单介绍了 top 物理研究及 $t\bar{t}$ 衰变过程的蒙特卡罗模拟; 第 4 部分, $t\bar{t}$ 双轻子衰变道的重建, 介绍了 $t\bar{t}$ 双轻子衰变道的重建方法; 第 5 部分, $t\bar{t}$ 双轻子衰变道中 W 极化的模拟研究, 介绍了 W 极化在 $t\bar{t}$ 双轻子衰变道中的实验测量方法及可能的系统误差分析; 第 6 部分, $t\bar{t}$ 双轻子衰变道中 $t\bar{t}$ 自旋关联的模拟研究, 介绍了 $t\bar{t}$ 双轻子衰变道中 $t\bar{t}$ 自旋关联的实验测量方法及可能的系统误差分析。

关键词： ATLAS 实验， $t\bar{t}$ 双轻子衰变， W 极化， $t\bar{t}$ 自旋关联，
系统误差

Abstract

Since the appearance of human civilization, the exploration of nature has never stopped. Until 1970s in the last century, as the foundation of Standard Model, we had a comprehensive and systematic understanding of our natural world. Till now, many experiments have already shown impressive agreements with the Standard Model's predictions. Though the Standard Model has a great success, still many questions need solving, and the Higgs particle which is predicted by the Standard Model is still not discovered in experiments. To discover the Higgs particle and prove the Standard Model accurately in a much higher energy scale are important tasks for present particle physics.

A great proton-proton collider LHC (Large Hadron Collider) with 14-TeV center of mass energy and 10^{34} cm⁻²/s luminosity is under construction at CERN(European Organization for Nuclear Research). When finished, it will be the largest hadron collider in the world. ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) is a huge general-purpose particle detector which will be installed on one colliding point of LHC. While aims mainly at the discovery of the Higgs particles, the ATLAS detector will also try to search for much heavier W-like and Z-like bosons、super-symmetric particles, and to study the structure of the fundamental fermions、CP violation, and so on. The ATLAS detector is composed by an inner detector, a magnetic system, a calorimetric system, a muon spectrometer, a trigger and data acquisition (DAQ) system.

While running at low luminosity, there will be 8 million top quark events produced each year on LHC, it's really a big "top factory". Many researches on top quark can be carried out, such as accurate measurement of top mass, W polarization measurement in top quark decay channels.

During the related top works, study of top quark pairs ($t\bar{t}$) is an interesting and meaningful work. From the Standard Model's prediction, almost all the top quarks decay to W bosons and b quarks, and according to the different final particles of W decay, $t\bar{t}$ events can be divided into 3 kinds: single lepton plus jets events

($t\bar{t} \rightarrow w^+w^-b\bar{b} \rightarrow (l\nu)(jj)b\bar{b}$), dilepton events ($t\bar{t} \rightarrow w^+w^-b\bar{b} \rightarrow (l\nu)(l\nu)b\bar{b}$), fully hadronic decay events ($t\bar{t} \rightarrow w^+w^-b\bar{b} \rightarrow (jj)(jj)b\bar{b}$). The dilepton events are especially interesting for its two isolated leptons.

For the W boson in top decay chain, its polarization information is precisely predicted by the Standard Model, it is a sensitive probe of new physics in top production and decay. The W polarization measurement complements top spin studies, provides a direct test of tWb vertex understanding, and more particularly of its V-A structure.

There are three possible helicities for a spin-one W boson, -1, 0, +1, that will be called left-handed (F_L), longitudinal (F_0) and right-handed (F_R). Any deviation of F_L , F_R , F_0 from their theoretical values could point to a non-Standard-Model.

The polarization of top quark and spin correlation of $t\bar{t}$ are also precisely predicted by Standard Model, we can get top's spin information by studying its children. The same with W polarization, $t\bar{t}$ spin correlation is a sensitive probe to new physics.

In my thesis, the main work is the studies of W polarization and $t\bar{t}$ spin correlation in dileptonic channel using Monte Carlo (MC) data samples. My thesis starts from the MC data production, and then presents a whole process from channel reconstruction to the measurements of W polarization and $t\bar{t}$ spin correlation in experiment, and then to the analysis of systematic errors. Reasonable results are given at last.

In this thesis, my work is as following: reconstruct the $t\bar{t}$ dileptonic channel independently; give an experimental method to extract the W polarization parameters and $t\bar{t}$ spin correlation parameters; for the possible systematic errors in the measurements, I give a reasonable estimation.

There are 6 parts in my thesis: first, "The History of High Energy Physics and LHC", which tells the development of high energy physics and gives a simple introduction of LHC; second, "The ATLAS detector", which gives an introduction of the ATLAS detector; third, "Top Physics and Data Production of $t\bar{t}$ Decay", in which top physics researches and MC production of $t\bar{t}$ sample are described; fourth,

“The Reconstruction of $t\bar{t}$ Dileptonic Decay Channel”, in which the reconstruction of $t\bar{t}$ dileptonic decay channel are described in detail; fifth, “W polarization Study in $t\bar{t}$ Dileptonic Decay Channel”, in which the measurement of W polarization is detailedly presented and the possible systematic errors are estimated; sixth, “ $t\bar{t}$ Spin Correlation Study in $t\bar{t}$ Dileptonic Decay Channel”, in which the measurement of $t\bar{t}$ correlation are detailedly presented and the possible systematic errors are estimated.

Key words: ATLAS experiment, $t\bar{t}$ dileptonic decay, W polarization, $t\bar{t}$ spin correlation, systematic error

前言

对自然界的探索是人类的本能，人们对自然界的探索一刻都没有停止过。认识物质的构成是人们对自然探索的一个重要方面，它是现代物理学最基本的研究课题之一。目前对所能探测到的物质结构最深层次的研究称为粒子物理学。二十世纪中期，随着宇宙线实验的发展和高能加速器的建造成功之后，粒子物理学逐渐形成一个独立的学科，并得到了迅猛的发展，因此我们也称粒子物理为高能物理。

半个多世纪以来，人们努力探索和研究的结晶是粒子物理学标准模型的建立。标准模型包括电磁与弱相互作用的电弱统一理论，揭示夸克及其相互作用的量子色动力学（QCD）。标准模型引入了所谓规范粒子，它们是 γ 光子、 Z^0 和 $W^\pm$ 粒子，以及 8 种带有色荷的胶子，引力子也归入规范粒子，由它们分别传递 4 种相互作用。但是研究表明，这样还不足以建立一个合理的理论，还需要引入一个奇特的所谓黑格斯（Higgs）粒子，其它的粒子和黑格斯粒子耦合因而具有质量。这样，物质世界的“基本粒子”将有六十余种，除轻子、规范粒子和黑格斯粒子外，其它所观察到的粒子均为夸克的束缚态。

标准模型获得了巨大成功，它的许多预言都得到了实验的证实，但是它所预言的黑格斯（Higgs）粒子至今还没有在实验中找到。另一方面标准模型还不是最后的理论，其中还含有许多不能从理论本身确定的参数，而且有一些实验事实超出了标准模型的预言，所以探索超出标准模型框架的新理论是高能物理学的另一目标。

为了寻找 Higgs 粒子并探索标准模型以外的新物理，越来越多大型的对撞机被建造起来，其质心对撞能量也逐步提高。LHC^{[1][2][3][4]}（Large Hadron Collider）是正在欧洲建造的大型质子-质子对撞机，质心对撞能量达到 14TeV，建成后它将成为世界上最大的强子对撞机。

ATLAS^[5] (A Toroidal LHC ApparatuS) 是位于LHC一个对撞点上的大型综合实验, ATLAS 实验的设计集中体现了当前高能物理探测器发展的趋势。该探测器为横卧的桶形, 长44米, 高达22米, 由磁场系统, 内部径迹探测器, 量能器, μ 子谱仪组成。它们将粒子对撞点包围在中心, 对撞产生的新粒子四散飞行, 经过从内到外依次排列的探测器, 并被不同功能的探测器所探测到。ATLAS 实验的主要物理目标是寻找黑格斯粒子, 并对b夸克、t夸克和 $W^\pm$ 粒子的性质进行高精度的测量, 探索新的物理现象。

根据NLO (Next-Leading-Order) 理论, 在LHC上, $t\bar{t}$ 的产生截面 $\sigma(t\bar{t})=833\text{pb}$, 在低亮度(10fb^{-1})运行时, 每年有超过800万的 $t\bar{t}$ 事例产生, 因此, LHC是一个名副其实的top工厂, 是进行top物理分析研究的绝佳场所。

在ATLAS实验中, 众多的top物理分析工作正在展开, 包括top质量(mass)的精确测量, $t\bar{t}$ 产生截面(cross-section)的精确测量, top夸克自身性质(properties)的测量, 单top产生的研究等等。其中top夸克自身性质的测量又包括很多研究方向, 如top质量测量, top电荷测量, top自旋和 $t\bar{t}$ 自旋关联的研究, $t\bar{t}$ 共振态的寻找, top夸克味道改变的中性流(FCNC)衰变研究等。

本论文的主要工作就是在 $t\bar{t}$ 双轻子衰变道中对W自旋和 $t\bar{t}$ 自旋关联进行研究。由于top夸克的寿命非常短, 以致在它被强子化之前就产生了衰变, 所以top夸克的自旋信息被完整地保留到了它的衰变产物当中, 本论文主要对 $t \rightarrow W + b$ 过程中的W玻色子的极化进行了研究。

由于LHC对撞机还未开始运行, 所以我们所有的工作都是基于蒙特卡罗模拟数据进行的。

衰变道的重建及误差分析也是本论文工作的一部分, 所有这些工作, 使我掌握了一套完整的数据分析方法, 得到了很好的锻炼。

第一章 高能物理的发展和 LHC

物质微观结构的研究是各学科研究的基础。物理、化学、材料科学…，都离不开物质微观研究的成果。历史的经验证明，物质结构研究的每一进展都有重大的应用。粒子物理学就是要研究比原子核更深层次的微观世界中物质的结构性质，以及在很高的能量下这些物质相互转化的现象、产生这些现象的原因和规律。自从二十世纪初量子力学建立以来，粒子物理学得到了迅速的发展，在物质世界最基本组成成分和它们之间相互作用的研究方面取得了巨大的进步^{[6][7]}。

1.1 粒子物理学的发展

人们对物质结构的认识是由表及里逐步的过程，由于物质生产的需要，人们开始思考如此千变万化的物质世界是如何构成的。早在我国古老的夏商时代就有所谓的金、木、水、火、土五行之说；而在公元前 4 世纪左右，古希腊哲学家德谟克利特认为万物是由大小不同、质量不一、具有不可入性的原子构成，原子是“不可分割”的意思；其后到十七世纪，迦生迪等人继承了原子论的观点，虽然他们的“原子学说”还缺乏科学依据，但已属于物质有微观结构观点的萌芽。

十九世纪初，道尔顿等人提出了真正具有近代性质的原子论，人们开始认识到物质结构中存在着分子、原子的结构，理论认识也已深入到原子层次的微观结构及其运动形态；1897 年，汤姆逊在实验中发现了电子，并于 1903 年提出了原子结构假说；1911 年英国科学家卢瑟福利用 α 射线轰击原子，发现了带正电原子核的存在；1913 年，玻尔提出了有名的氢原子结构理论；到二十世纪二十年

代中期,随着量子力学理论的发展,玻尔的原子模型理论逐渐被证实,物质的原子理论获得了成功。

然而,原子核是否仍然具有结构呢?1919年,卢瑟福用放射性元素的 α 射线轰击靶核的方法,在氮核中打出了氢核,这说明原子核还是具有复合结构的;1932年查德威克在人工核裂变实验中发现了中子;1931年,泡利提出了中微子假设。至此,人们对物质微观结构的认识深入到了原子核的层次,在这一基础之上,人们进一步揭露物质的奥妙,从而进入了粒子物理的领域。

二十世纪三十年代以后,粒子加速器的发明使得人们可以“生产”出高能量的粒子流,以撞击微小的紧密结合在一起的原子核,来探测稳定的原子核结构成分;四十年代,人们发现同步稳相原理,制造出数亿电子伏的加速器;五十年代,强聚焦原理的发现使建造 GeV (10^9 电子伏特)以上的高能加速器成为可能,从而将人们的视野扩展到 10^{-17} cm 的夸克层次。高能物理学也开始成为物理学中一个独立的分支,当代高能物理学则泛指能量超过 1 TeV(万亿电子伏特)的粒子实验物理。

随着宇宙线实验及高能加速器的运用,1947年,带电的 π 介子在宇宙线实验中被发现,而后再相继发现了 $K^+, \pi^0, \Lambda^0, K^0, \Lambda$ 等粒子;而在高能加速器 Cosmotron 和 Bevatron 投入运行后,很快发展了共振态粒子的实验研究方法,并发现了新的共振态粒子,很多重子和反粒子也被发现,同时也发现很多介子,如 $\rho, \omega, \eta, K^*, \phi, f, a_2, \eta' \Lambda$ 。

至二十世纪六十年代,实验物理学家相继发现了上百种新粒子。它们在性质上和相互关系上表现出很大的差别,极大地丰富了人们对于微观世界的认识,形成了庞大的粒子物理领域。它们都是物质世界的组成部份,物质的基本结构似乎变的更加复杂。

1.2 标准模型

1.2.1 标准模型的建立

最早的弱相互作用理论，是费米为了解释中子衰变现象在1934年提出来的。弱作用宇称不守恒的发现，给弱作用理论的研究带来很大的动力。随后不久便确立了描述弱作用的流在洛伦兹变换下应当具有的形式，而且适用于所有的弱作用过程，被称为普适费米型弱相互作用理论(V-A理论)。1954年，杨振宁和米尔斯提出的杨-米尔斯理论（又称规范场理论）在应用于弱相互作用以及强相互作用研究时遇到了障碍：由于规范理论的规范对称性禁止规范玻色子带有任何质量，这与实验中的观测不相符合，不解决此问题，整个研究就失去了基础。

1961年，格拉肖提出电磁相互作用和弱相互作用的统一理论。这个理论的基础，是杨振宁和米尔斯在1954年提出的非阿贝尔规范场论，其核心思想是假使物理规律具有某种定域对称性，则一方面存在相应的守恒定律，另一方面必定存在与之相应的相互作用。但是在这个理论里，没有解决零质量规范粒子的困难。

1964年，英国科学家黑格斯提出了一种克服规范场粒子零静止质量困难的方法。他引入一种标量粒子（后称为黑格斯粒子），通过这种粒子的真空自发破缺，可以使与被破缺的规范对称性相对应的规范场获得静止质量。

1967年，温伯格和萨拉姆在格拉肖在弱电统一原始模型的基础上，借鉴黑格斯的方法发展和完备了弱电统一规范理论^{[8][9][10]}。弱电统一理论的预言与实验符合得很好，特别是它所预言的中间玻色子 $W^\pm$ 和 Z^0 ^{[11][12]}于1983年在欧洲核子中心的实验中观测到了，它们的质量与主要性质都和理论预言符合得相当好。

电弱统一理论所引入的4个规范场粒子分别为描述了电磁场的场量子—光子和弱相互作用的中间玻色子— $W^\pm, Z^0$ ，规范变换不变性要求它们都是无质量的粒子。但实际上，弱相互作用中间玻色子的质量约为100GeV，这个矛盾在电弱统一理论中通过黑格斯机制得到了解决。

在研究了夸克的波函数以后，我们发现夸克具有新的自由度，称为色自由度或色空间。每种夸克或反夸克都可以处于三种不同的状态：红、绿、蓝，或称夸克带有色荷，但是由夸克组成的粒子具有色中性。

按照与 QED 类似的方式，强相互作用的基本理论—量子色动力学（QCD）是一种在色空间中具有定域 $SU(3)$ 对称性的非阿贝尔规范场论。它要求存在八种矢量场，称为胶子场，与之相应存在八种胶子。量子色动力学具有渐近自由的性质，强相互作用的强度随着动量传递的增加而减弱，因此有可能用微扰论的方法来讨论高动量传递的强相互作用过程。

电弱统一理论和量子色动力学合称为“标准模型理论”。粒子物理学标准模型以夸克模型为结构载体，在弱电统一理论以及量子色动力学的基础上逐步建立和发展起来。格拉肖等人被称为标准模型的奠基人。

1.2.2 黑格斯机制

物理规律虽然具有一系列的对称性，具有变换不变性，然而，物理真空作为物理基本方程的基态解，对于一系列变换并不都是不变的，对于某些变换就不具备不变性，例如质子和中子属于一个同位旋二重态，假使同位旋严格守恒，它们的质量应该相等，但其实不然。

如图1-1所示，势能有两个极小的一维标量场在内部空间的反射变换 $\phi \rightarrow -\phi$ 下是不变的，换句话说它在内部空间具有反射对称性。但是，粒子处于其中一个真空态（势能最小值）时，在内部空间反射变换 $\phi \rightarrow -\phi$ 下，将变为另一种真空。换句话说，粒子的一个真空基态在内部空间反射变换下不是不变的，而是破缺的。

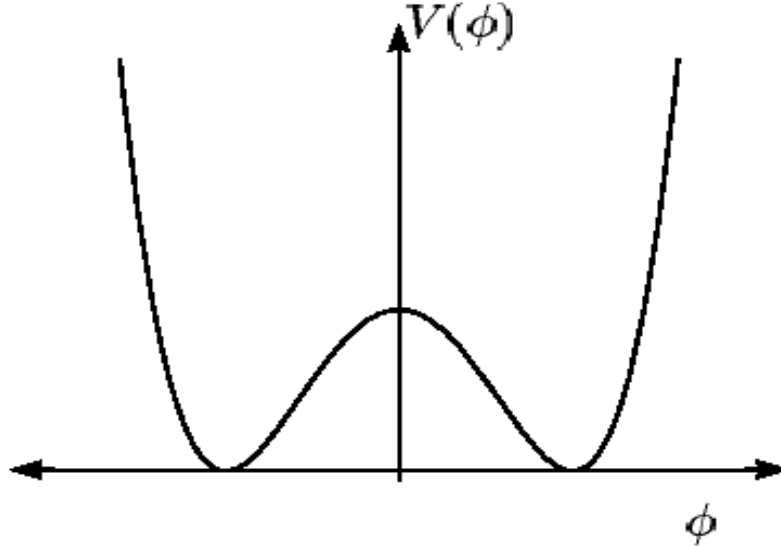


图 1-1: 左右对称的双谷势能曲线

用微扰理论计算 ϕ 在其真空态附近的涨落时，场表现为具有某一质量的粒子，我们称这样“生成”质量或揭示质量的方式为“对称性的自发破缺”。

为了使电弱理论可以解释弱相互作用中间玻色子具有质量的事实，引入黑格斯场后，场的真空态是简并的。选择其中一个真空态作为一个特殊真空期望值，将使场的对称性发生破缺，规范场获得质量。这种理论上通过对称性自发破缺来产生粒子质量的机制，称为“黑格斯机制”。

若保留场量在 $SU(2) \times U(1)$ 的某子群对称操作下不变，这一子群对应的规范玻色子仍是无质量的。黑格斯机制使 $SU(2) \times U(1)$ 定域规范变换引入的无质量粒子场 $W_\mu^i = W_\mu^1, W_\mu^2, W_\mu^3$ 和 B_μ 重新线性组合成三个有质量的玻色子场，而保留一个规范场无质量，即光子，同时出现一个有质量的黑格斯粒子。

在标准模型中，所有基本粒子的质量都来源于电弱统一理论中的规范对称性自发破缺^{[13][14][15]}。

虽然黑格斯粒子还没有被发现，但是 LEP 实验上给出其质量的下限约为 98 GeV。而最新的实验结果表明，标准模型下的黑格斯粒子的质量很可能要大于 160 GeV。

1.2.3 夸克模型

对于实验上发现的大量新粒子，在一定的条件下它们都能够产生、消灭和相互转化，看来不像什么“基本粒子”。并非所有粒子都是基本粒子的想法最早是由杨振宁和费米在1949年提出的，他们认为，介子不是基本的，它们是由核子-反核子构成的结合态，该模型可以解释 η 和 π 介子的组成，但后来知道这种解释是不正确的，它不能解释奇异粒子的构成；1956年坂田将更基本的粒子扩充到三个： p, n, Λ ，这种理论可以很好的解释各种介子的组成，但在解释重子的组成时会遇到困难；1955年，盖尔曼首先将奇异数和同位旋结合起来，在一个SU(3)群的框架下，对强子进行了分类，称为八重法，这是夸克模型的先驱；在上面基础之上，1964年，盖尔曼和兹威克提出，产生对称性的基础就是构成所有强子的构造单元，它们共有三种，命名为夸克。

夸克理论认为所有的强子都是由三种夸克及反夸克组成的。经过三十年的研究和实验，基本粒子的标准模型肯定了夸克理论，认为强子都是由三代六种夸克和相应的反夸克组成。夸克均为自旋 $1/2$ 的费米子，粒子谱中的重子由 3 个夸克组成，介子则由一个夸克和一个反夸克组成，但是由于强相互作用的特点形成夸克禁闭，实验上还没有发现自由的夸克。到二十世纪六十年代，已发现三种夸克，u (up)夸克，d (down)夸克和 s (strange)夸克；1974 年 J/Ψ 粒子的发现证明了 c (charm)夸克的存在；1977 年费米实验室发现了第五种夸克，b (bottom)夸克；1995 年，费米实验室又宣布发现了第六种夸克，t (top)夸克^{[16][17][18][19]}，至此，夸克模型所预言的三代六种夸克全部找到，证明了夸克模型的正确性。

1.2.4 基本粒子及基本相互作用

1.2.4.1 基本的粒子

物理学家将已经发现的粒子按照其是否参与强相互作用分成两类：参与强

相互作用的统称为强子，实验上发现的数以百计的粒子主要是强子；不参与强相互作用的粒子称为轻子，例如：电子，中微子等。

标准模型认为所有的强子都是由三代夸克和相应的反夸克组成的，夸克均为自旋 $1/2$ 的费米子，三代夸克的基本性质如表 1-1 所示：

表 1-1 标准模型中的三代夸克

	味道	质量(GeV)	电荷	自旋
第一代夸克	u	$\sim 3 \times 10^{-3}$	$+2/3$	$\eta/2$
	d	$\sim 6 \times 10^{-3}$	$-1/3$	$\eta/2$
第二代夸克	c	~ 1.3	$+2/3$	$\eta/2$
	s	~ 0.1	$-1/3$	$\eta/2$
第三代夸克	t	175	$+2/3$	$\eta/2$
	b	4.3	$-1/3$	$\eta/2$

不参与强相互作用的粒子称为轻子，相较于夸克，轻子都可能单独地被发现。轻子均为自旋 $1/2$ 的费米子，而且它们成对出现，每一对包括一个荷电轻子和一个中性的中微子。目前共有三代共六种轻子被发现，分别是三代带电轻子 e ， μ 和 τ ，以及与每种类型的带电轻子相对应的三代中性的中微子 ν_e 、 ν_μ 和 ν_τ 。另外，与之相对应还存在着三代六种反轻子。

1897年，汤姆逊在实验中发现了电子；而在1937年安德森在宇宙线中发现了一个质量约为电子200倍的粒子，除质量大外，它与电子的性质非常相似，称为 μ 子；1952年戴维斯用铍所做的K俘获实验证实了中微子的存在；1962年，哥伦比亚大学的莱德曼等人在纽约长岛的布鲁克海文国家实验室证明了 π 衰变成 μ 子所伴随的中微子与 β 衰变中所伴随的中微子是两种不同类型的中微子，前者称为 μ 子中微子，后者称为电子中微子；1975年，佩尔在美国SLAC实验室

SPEAR正负电子对撞机上发现了一种新的粒子，它的质量在1.8GeV左右，能衰变为电子和 μ 子，由该粒子的衰变特性，认定这就是我们要寻找的第三代轻子，命名为 τ 轻子；2000年7月20日，费米实验室宣布发现了证明 τ 中微子存在的直接证据，至此，轻子家族的最后一个成员也宣告被发现。

在轻子家族寻找成功的同时，也再一次证明了标准模型的正确性。

对于三代轻子的基本参数和性质如表1-2所示：

表1-2 标准模型中三代轻子的参数及性质

	味道	质量(GeV)	电荷	自旋
第一代轻子	e	0.511×10^{-3}	-1	1/2
	ν_e	$<3 \times 10^{-3}$	0	1/2
第二代轻子	μ	0.106	-1	1/2
	ν_μ	$<0.19 \times 10^{-3}$	0	1/2
第三代轻子	τ	1.777	-1	1/2
	ν_τ	<0.018	0	1/2

目前标准模型理论认为，自然界中最基本的粒子除了夸克和轻子外还有相互作用的传播子，它们分别是传播电磁相互作用的光子 γ ，传播强相互作用的胶子 g ，传播弱相互作用的 $W^\pm$ 和 Z^0 ，而传播引力的粒子被称为引力子，但这个粒子还未被实验所发现。

夸克，轻子，传播子和尚未发现的黑格斯粒子构成了真正的基本粒子家族。

1.2.4.2 基本的相互作用

标准模型认为自然界中所有的作用力可以分为四种：万有引力作用，强相互作用，弱相互作用，电磁相互作用。

在目前加速器所能达到的能量范围内，万有引力在高能物理过程中所起的作用微不足道。作为万有引力作用的基本理论—广义相对论，在量子化以后，出现的发散困难不能用重整化的方法来解决。标准模型还没有将引力作用包括进来形成“大统一理论”，但现在的标准模型将是这个“大统一理论”的低能近似。

四种基本相互作用均来源于基本物理定律的定域变换不变性，这是四种基本相互作用的共性，但它们也有各自的特殊性。例如，它们的相互作用强度很不相同，作用范围的大小和相互作用强度成反比；所有粒子都参与引力作用，但胶子不参与弱相互作用；胶子和中微子都不参与电磁相互作用。另外，在弱相互作用中宇称 P 不守恒，电荷共轭宇称 C 不守恒， CP 也不守恒，而在其它三种基本相互作用中， C 和 P 都是守恒的；渐进自由和囚禁是强相互作用所特有的性质。

标准模型认为粒子间的相互作用是通过粒子间交换另一类中间粒子而发生的。强相互作用通过交换胶子将夸克等结合在一起；弱相互作用则是通过交换 $W^\pm$ 或 Z 玻色子发生；电磁相互作用通过交换光子产生，把原子核与电子结合在一起形成原子。对于各种粒子参加相互作用的性质如1-3所示：

表 1-3 粒子参加相互作用的性质

作用类型	引力作用	弱作用	电磁作用	强作用
作用于	质量、能量	弱荷	电荷	色荷
参与作用的粒子	所有	强子，轻子	带电及带磁矩粒子	所有共振态，强子
传播玻色子	可能为引力子	$W^\pm, Z^0$	γ	胶子
作用强度，相对于两个u夸克间距 10^{-18} 米	10^{-41}	0.8	1	25

1.3 标准模型面临的问题

标准模型在描述强、弱和电磁这三种基本相互作用方面取得了很大的成功，其很多预言也被实验证实，但它还不是一个完整的理论。

1) 标准模型的最主要的理论问题是电弱对称自发破缺的自然性问题。为了使电弱理论可以解释弱相互作用中间玻色子具有质量的事实引入了黑格斯场，这种理论上通过对称性自发破缺来产生粒子的质量，称为“黑格斯机制”。黑格斯场的量子称为黑格斯粒子，黑格斯粒子还没有在实验上被观测到。寻找黑格斯粒子将是对标准模型的一个最直接的检验。

2) 标准模型中，仍存在18个无量纲常数有待解释。在这些参数中，一小部分来自规范场部分，和物理规律的对称性有关，需要进一步探索物理规律是否具有更大的对称性；另外的大部分来自黑格斯场部分，和对称性的破缺有关，因此需要进一步研究黑格斯场的实质和对称性破缺的机制。

3) 如何统一地理解轻子、夸克、光子、中间玻色子、胶子、引力子、黑格斯粒子等一切粒子和它们之间的基本相互作用；如何建立一个基本理论，能统一的解释所有的实验结果，而将标准模型理论看成这个新理论低能近似。

4) 和化学元素周期表相类似，轻子和夸克都有其特殊性，但也有共性。这表明它们可能有共同的基础，存在更深层次的结构。高能物理的进展已经接近于探索物质更深一个层次的结构，即夸克和轻子的结构。电弱作用的中间玻色子是否也具有内部结构，也是当前粒子物理研究的一个重要内容。

5) 三代轻子和夸克的一部分性质虽然差别很大，但不同代中的超荷和同位旋相同，而且轻子和夸克的电荷又相互匹配得恰巧能使标准模型理论具有内部自洽性。我们对于“代”这个自由度的实质是什么，几乎一无所知。而且每一代都比前一代的质量高，很容易衰变成前一代的夸克和轻子。在我们生活的世界里，物质也主要由第一代的夸克和轻子组成。那么后两代的夸克和轻子为什么会存在，而且有没有更多代的夸克和轻子还没有被发现呢？

6) 物质与反物质的不对称问题。科学家认为，约140 亿年前宇宙诞生时产

生了大体相等的物质和反物质，那么现在这些反物质到哪里去了？为什么所观察到的宇宙全都由物质组成？

7) 标准模型虽然可以容纳不同质量的费米子，但是它不能给出这些不同质量的起源。目前的中微子振荡观测意味着中微子有极小的质量。这也是需要对标准模型做一些修改后才能描述的。尤其是，LEP 实验间接表明可能在极高能量标度 (10^{16}eV)，上述三种相互作用是统一的。这都说明进一步的实验和理论研究是必需的。

由于欧洲大型强子对撞机今年将投入运行，我们期待在LHC上能找到上述问题的答案。

1.4 大型强子对撞机—LHC

二十世纪初著名的卢瑟福 α 粒子与靶原子实验,首次显示了核物理史上散射技术的作用,向我们展示了原子内部的核结构; 而三十年代, 新研究揭示这些核由中子和质子构成; 几十年后, 20GeV 高能电子散射实验揭示了更小基本结构的存在—夸克。由量子力学的观点, 在粒子散射实验中尺度的分辨率是由粒子间有关运动的波长 $\lambda=2\pi/k$ 所限制的, k 为它们在质心系相对运动的波矢,与动量成正比, 为探索更小尺度的结构就要更大的 k , 即要求在粒子质心系更高的能量。另外, 新粒子的产生也要求高能量, 由爱因斯坦的质能关系可知, 质量为 m 的重粒子只有在质心系能量足够大的时候才能够产生。由此拉开了高能加速器物理和高能对撞机的时代。

由于电子本身质量小, 且在环形加速器实验中受同步辐射现象的影响, 电子环形加速器的加速能量受到了很大限制, 所以最新的环形加速器采用了强子-强子加速对撞。

LEP (Large Electron Positron Collider) 是在CERN建设的一个正负电子对撞机, 它的对撞质心能量为 91GeV , 升级为LEP2后, 能量提高到 200GeV , 同步辐射限制了加速电子的能量在环形对撞机上的进一步提高, 这个能量已经是周长

27公里的LEP所能达到的最高能量。但是，加速大质量的强子却可以大大降低同步辐射造成的能量损失，将粒子束流的能量大幅度提高。

LHC(Large Hadron Collider) 是正在建造的大型强子对撞机，它位于瑞士与法国的交界处，被设计来代替LEP，用于加速和存储质子。环形加速周长大约27公里，其质心能量达14TeV，设计亮度高达 $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ，它是在原有的LEP环内建造起来的。LHC建造的主要目标是Higgs粒子和新物理的寻找，该对撞机将在今年投入运行。

LHC的两条平行束流管道使用了1432个14.2m长的两极磁铁（产生8.4T的磁场）对质子流的轨道方向进行偏转^[20]。在对撞点，束流团的半径约为 $15 \mu\text{m}$ ，长度约为30cm，这意味着沿束流方向，粒子对撞点分布在很大的长度上，理论计算为5.5cm（RMS）。

目前在理论上，LHC的反应总截面还有很多不确定参数，但根据2007年最新的研究表明，LHC的反应总截面为 $111.5 \pm 1.2 \text{ mb}$ ^[21]。

在LHC的四个对撞点上将分别进行4个粒子对撞实验，如图1-2所示，它们分别是ATLAS，CMS（Compact Muon Solenoid），ALICE（A Large Ion Collider Experiment）和LHCb。

ATLAS实验的设计目标是探索宇宙物质的基本性质和基本力，并寻找Higgs粒子；CMS实验的设计目的是探索TeV能级的物理现象，并发现Higgs粒子，寻找超对称物理证据；ALICE实验为大型离子对撞实验，其设计目标是发现和研究夸克胶子等离子体；LHCb为B物理实验，旨在研究CP破坏和带重味的强子衰变中的稀有衰变现象，特别是B物理。

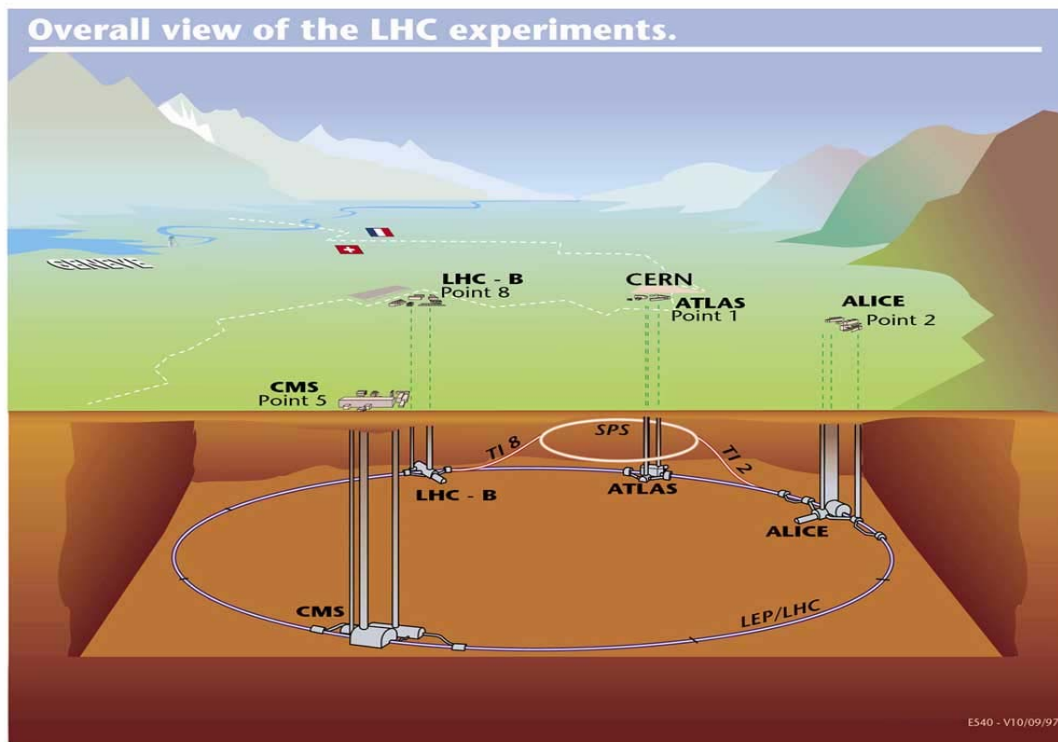


图1-2: LHC加速器和在四个对撞点上安装的探测器

第二章 ATLAS 探测器

ATLAS 探测器位于欧洲大型强子对撞机的一个对撞点上，它在 LOI (Letter Of Intent) ^[22]中被首次表述，并于 1992 年 11 月提出设计方案^[23]。ATLAS 探测器是一台大型通用探测器，半径 12 米，轴长 46 米，4000 公里的电缆总长，设计总重量达 7000 吨，设计成本为 4.7 亿瑞郎，是当今世界上正在建造的最先进的高能研究设备之一。

由于 ATLAS 具有广泛的物理研究潜力，它将在 20-30 年内充满活力，因此吸引了全球约 30 个国家 150 多个大学及研究所的 1800 位物理学家参加。ATLAS 参加国除德、英、法、意等 CERN 的成员国外，还包括世界上的重要科技大国，如美、俄、中国和日本等。

2.1 ATLAS 实验的物理目标

ATLAS 探测器是一个大型多用途探测器，它充分利用了 LHC 可能提供的广阔的物理研究空间，在 LHC 的新能区内，用来验证标准模型理论所预言的物理现象和研究标准模型尚不能解决的问题。

对 ATLAS 最突出的要求是对电弱理论中的自发对称破缺机制的研究。自发对称破缺机制的一个表象是黑格斯或者黑格斯家族粒子的存在，因此寻找黑格斯粒子成为 ATLAS 实验的最主要目的。

超对称理论是对标准模型的一个扩展。标准模型中，玻色子与费米子处于不对称的地位，把玻色子和费米子对称的要求放入标准模型，叫做超对称的标准模型，能够将引力作用和其他三种基本相互作用统一起来。超对称理论 (SUSY) ^[24]预言：所有的费米子都有一个重的相互作用传播子与之相对应；而现存的每一个相互作用传播子都有一个重的费米子与之相对应。但是到目前为止，这些数目巨

大的超对称粒子还没有在实验中发现。如果它们确实存在，ATLAS将能够在1TeV以下的能区内寻找这些超对称粒子。

LEP和SLC实验证明自然界只存在三代标准模型费米子和相应的轻中微子，但是没有排除第四代费米子和重中微子存在的可能性。如果存在，其质量应分别大于128GeV和80GeV^[25]。第四代费米子和重中微子的存在将会造成对CKM矩阵的修正，并影响黑格斯粒子的衰变过程。重夸克对的产生截面虽然随着夸克质量的增大而减少，但在LHC低亮度工作时，每年仍可产生1000对900GeV的重夸克，因此，可以在ATLAS中进行寻找第四代夸克的研究。

W的质量是标准模型的基本参数之一，和其他的参数（例如QED精细结构常数，费米常数，温伯格角等）有密切的关系^{[26][27]}。ATLAS实验将以高于20MeV的精度测量W的质量。

在低亮度工作时，LHC每年就可产生8百万个t夸克对事例，因此是一个名副其实的“t夸克工厂”，可以开展t夸克多方面的研究，例如精确测定t夸克的质量，t夸克极化的测量等。

W玻色子和t夸克质量的精确测量可以在理论上约束标准模型黑格斯粒子或MSSM黑格斯粒子的质量^[28]，增进人们对自发对称破缺的理解。对t夸克质量的精确测定还可以提供可能存在的第四代费米子和其他重粒子的线索。

CP破坏是 Sakharov 用以解释物质多于反物质理论的三大条件之一。人们预期在 LHC 能区内，B 系统将有非常大的 CP 破坏现象。虽然 ATLAS 主要着眼于通过新粒子的产生和衰变研究超出标准模型之外的新物理现象，但 B 物理仍然是 ATLAS 的一个重要研究内容。B 物理的研究主要通过精确测量 B 强子衰变来约束 CKM 矩阵，检验标准模型。B 物理的研究内容有：B 介子衰变中 CP 破坏的精确测量， B_s^0 和 B_d^0 介子振荡和相关衰变率的精确测量，寻找和测量标准模型强烈抑制的稀有 B 衰变--如果所测量的衰变具有很高的截面，则意味着新物理的存在。虽然 LHCb 是专门设计用来进行 B 物理研究的探测器，ATLAS 在某些衰变道上仍有可以和 LHCb 相比较的优势。

2.2 ATLAS探测器的设计性能

由于LHC物理所研究的多数过程的反应截面都很小，所以LHC必须工作在较大的束流亮度，因此ATLAS必须具备极高的探测精度，以压低背景噪音，有效地探测和识别电子、光子、 μ 子、粒子喷注、能量损失以及b事例等。由于ATLAS探测器将工作在高辐射背景中，且它探测的信息具有多样性，因此提高探测器自身的验证能力和工作的稳定性也就显得十分重要。

作为大型多用途的粒子探测器，ATLAS实验要进行多项粒子物理的研究，这对该探测器的设计性能在多方面提出了相当高的要求。ATLAS探测器需要满足的性能要求如下：

1. 探测各种可能质量黑格斯粒子的衰变，ATLAS 必须具有电子、光子和 μ 子的精确测量能力， τ 轻子和 b 夸克反应第二顶点的精确探测能力，能够以高精度测量离子喷注和能量损失 (E_{Tmiss})。
2. 探测器的运行环境要求探测器必须有抗辐射且反应快速的电子学系统；且探测器要有好的处理重叠事例 (overlapping) 的能力。
3. 内部径迹探测器对带电粒子要有很好的动量分辨率和重建效率。
4. 对超对称的研究，ATLAS 还需要具有十分良好的覆盖度 (hermeticity) 和在 LHC 高亮度工作时的 b 标记 (tag) 能力。
5. 在 LHC 的 5~6TeV 能区，重规范玻色子 W' 和 Z' 可能会被产生，考虑到它们的轻子化衰变，ATLAS 需要对 P_T 为几个 TeV 的轻子具有很高的测量精度和电荷识别能力。
6. 对于夸克是否仍具有结构的研究，需要探测器对高 P_T 粒子喷注具有很好的测量能力。
7. B 物理的研究已经对 ATLAS 的设计产生了重要的影响。精确的第二顶点测量、低 P_T 末态粒子的重建(其中一个例子就是 $B_d^0 \rightarrow J/\phi + K_S^0$ 衰变后紧跟着

$J/\phi \rightarrow l^+l^-$ 和 $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ 的衰变)、低 P_T 轻子的一级触发和二级粒子径迹高效触发能力都是探测器所必须具备的。

上述各项物理研究的具体要求决定了 ATLAS 子探测器所需要达到的性能指标, 表 2-1 中列出了 ATLAS 各个子探测器的性能参数。

表2-1 ATLAS各子探测器的性能参数

Detector component	Required resolution	η coverage	
		Measurement	Trigger
Tracking	$\sigma_{p_T}/p_T = 0.05\% p_T \oplus 1\%$	± 2.5	
EM calorimetry	$\sigma_E/E = 10\%/\sqrt{E} \oplus 0.7\%$	± 3.2	± 2.5
Hadronic calorimetry (jets)			
barrel and end-cap	$\sigma_E/E = 50\%/\sqrt{E} \oplus 3\%$	± 3.2	± 3.2
forward	$\sigma_E/E = 100\%/\sqrt{E} \oplus 10\%$	$3.1 < \eta < 4.9$	$3.1 < \eta < 4.9$
Muon spectrometer	$\sigma_{p_T}/p_T = 10\%$ at $p_T = 1$ TeV	± 2.7	± 2.4

2.3 ATLAS探测器的物理结构

ATLAS 探测器由磁场部分—内部探测器—电磁量能器—强子量能器— μ 子谱仪—触发及数据获取系统组成, 为一洋葱皮结构, 如图 2-1 所示。其中, 内部探测器主要用于识别电子等带电粒子的径迹, 动能的测量, 以及顶点的测量; 量能器用于测量粒子的能量; μ 子谱仪用于识别和测量 μ 子的相关信息; 磁铁系统使带电粒子发生偏转, 以进行动能测量; 触发和数据获取系统可以很高效率的处理 LHC 所产生的巨大的数据量。

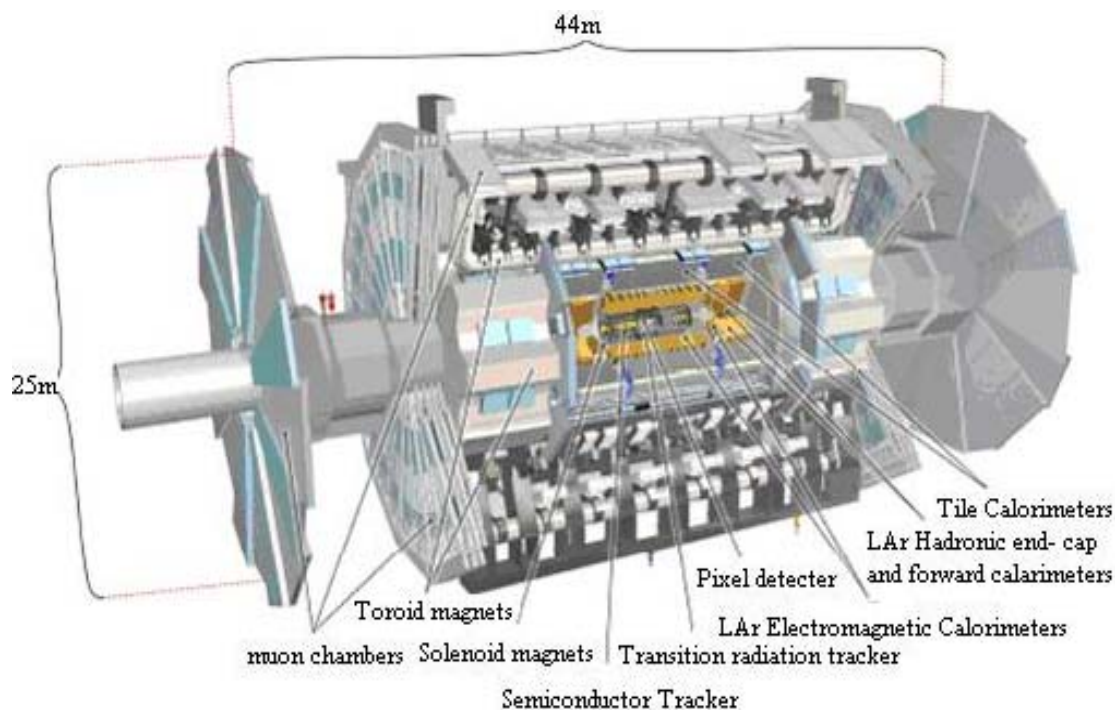


图 2-1 ATLAS 探测器的三维结构示意图

2.3.1 磁铁系统

ATLAS 磁铁系统由 4 个磁铁部分组成：一个内部超导螺线管磁铁（central solenoid）^[29]部分，一个桶部超导气芯环型磁铁^[30](barrel toroid)部分和两个端盖超导气芯环型磁铁^[31](end cap toroid)部分。整个磁铁系统直径为 22 米，长 26 米；其设计、制造和安装（在 CERN 完成）过程大约花了 15 年的时间。磁铁系统的结构如图 2-2 所示：

内部超导螺线管磁铁沿束流轴方向安装，如图 2-2 中中间桶状部分所示，它用来为 ATLAS 的内部探测器提供 2 特斯拉的轴向磁场。内部超导螺旋磁铁的内直径为 2.46 米，外直径 2.56 米，长 5.8 米。

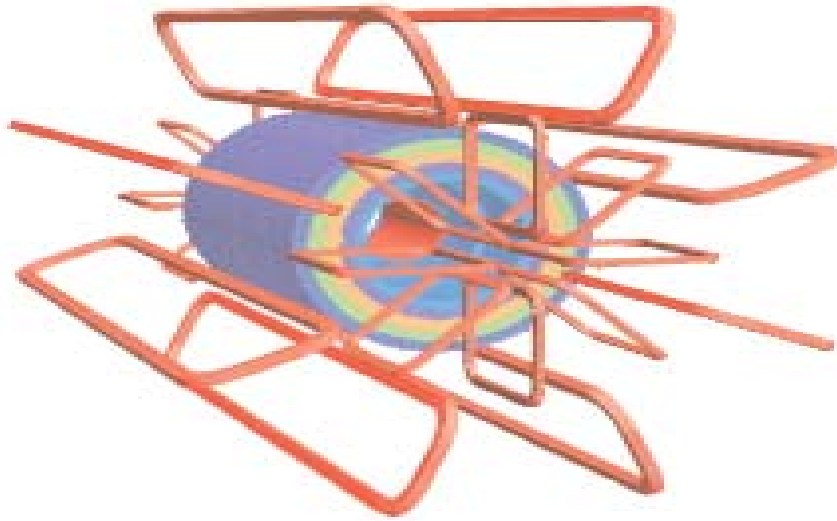


图 2-2 ATLAS 探测器的磁铁系统

外部的超导气芯环型磁体包括桶部和端盖两部分。桶部环型磁铁内直径 9.4 米，长 25.3 米，为环绕在量能器外侧的 1/8 对称环型部分（如图 2-2），分布范围在赝快度 $|\eta| < 1$ 的范围，在桶部形成的磁场强度为 0.41-0.78 特斯拉，为桶部的 μ 谱仪提供所需的磁场；端盖部分环型磁铁内直径为 1.65 米，长 5 米，也由 8 个扁平线圈辐射对称组成，分布范围 $1.4 < |\eta| < 2.7$ ，在端盖提供的磁场强度为 0.14--0.94 特斯拉，为端盖处的 μ 谱仪提供所需的磁场。

在 $1 < |\eta| < 1.4$ 的范围（被称为过渡区），磁场由桶形和端盖部分的超导磁铁共同提供。这种磁场设计可以使绝大部分磁力线都能够垂直于 μ 子的径迹，有利于建立一个高精度、高覆盖度、稳定独立的 μ 子谱仪，而对内层的量能器和径迹探测器有最小的影响。

2.3.2 内部探测器

ATLAS 的内部探测器^[32]（Inner Detector）呈桶状，长 6.8 米，半径 1.15 米，

紧紧环绕着束流线和粒子对撞点，处于与束流方向平行的强度 2T 的磁场中。对于 $|\eta| < 2.5$ 范围内，且横动量高于一定阈值(一般来讲为 0.5GeV)的带电径迹，内部探测器可以给出很好的模式识别、动量分辨率和第一及第二顶点的测量；在 $|\eta| < 2.0$ 的范围，内部探测器也可以对 0.5GeV-150GeV 能量段的电子进行很好的鉴别。

内部径迹探测器由硅像素 (pixel) 探测器^[33]，半导体径迹探测器 (SCT) 和穿越辐射径迹探测器 (TRT)^[34] 组成，如图 2-3 所示：

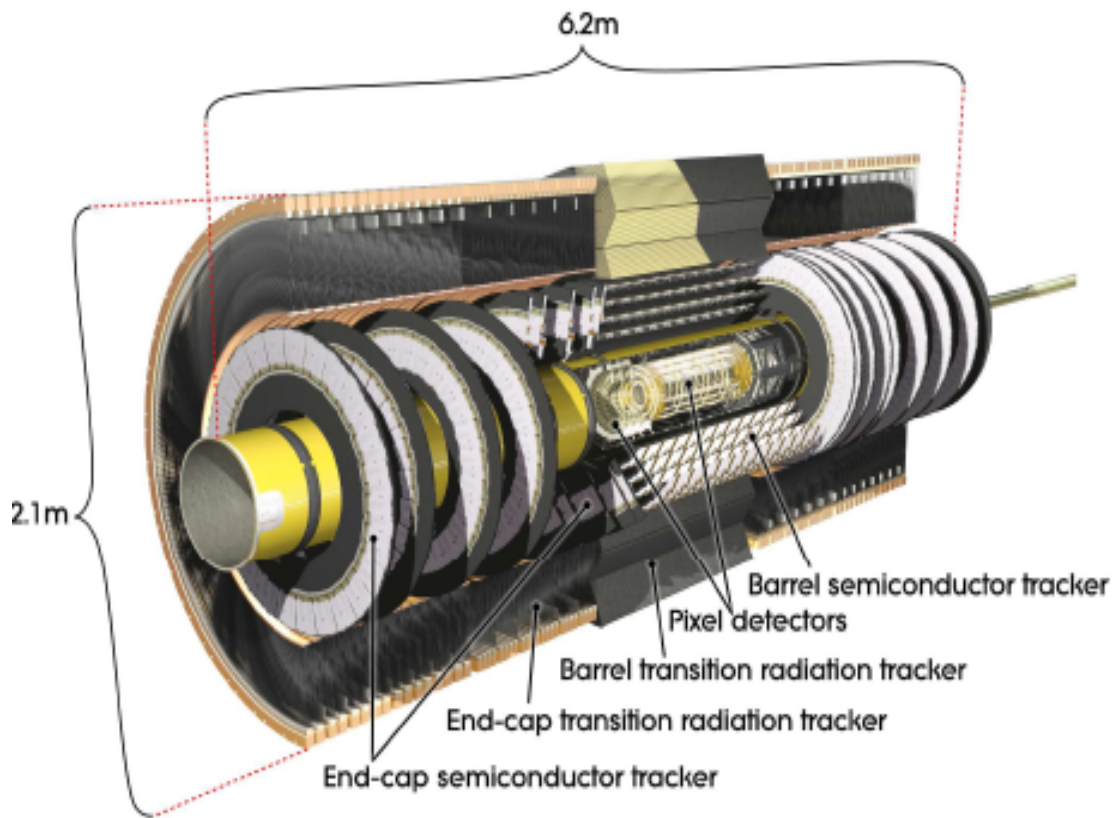


图 2-3 ATLAS 内部探测器的部分截面图

硅像素探测器 (silicon pixel vertex detector): 桶形结构，环绕对撞点，空间分辨率 $r \times \phi \times z = 50\mu\text{m} \times 50\mu\text{m} \times 300\mu\text{m}$ 。这种高分辨率探测器用于重建径迹的起始部分，有利于进一步寻找第二顶点。

条形半导体径迹探测器 (SemiConductor Tracker): 以束流线为圆心轴，分

布于半径为30cm, 37cm, 45cm, 52cm的圆桶上。空间分辨率 $r \times \varphi \times z = 18\mu\text{m} \times 18\mu\text{m} \times 580\mu\text{m}$, 记录带电粒子径迹上四个点的空间位置。

穿越辐射探测器 (Transition Radiation Tracker): 包括 420000 个 4mm 直径的正比漂移管。可以探测粒子在穿越漂移管之间的薄辐射体时放射出的光子, 可在高辐射环境下高效地工作。

2.3.3 量能器

ATLAS 量能器^[35]包括电磁量能器和强子量能器。电磁量能器采用“手风琴”结构的液氩量能器, 直径 7m, 长 4.5m, 外加两个端盖。强子量能器环绕在电磁量能器中心区域的外侧, 由塑料闪烁体嵌入铁吸收片中组成瓦片式结构, 前向区域电磁和强子量能器均采用液氩型。整个量能器的重量包括安装部件达到 4000 吨, 如图 2-4。在 LHC 的高辐射和高束流状态下, 量能器能够高效地测量电子, 光子, 粒子喷注的能量以及丢失横能量 E_T^{miss} , 同时具有较强的抗辐射能力, 能够连续工作多年。

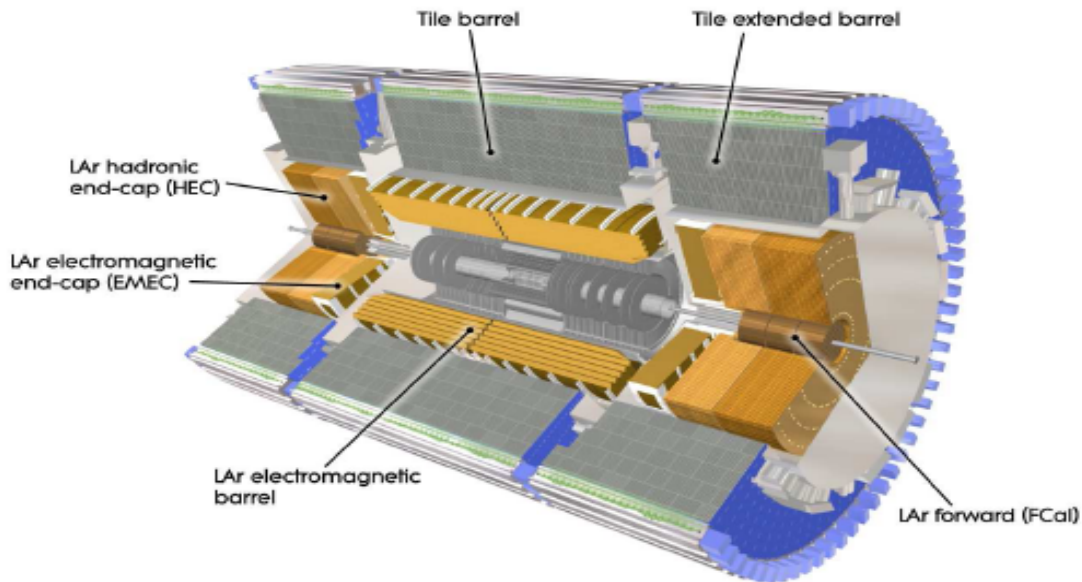


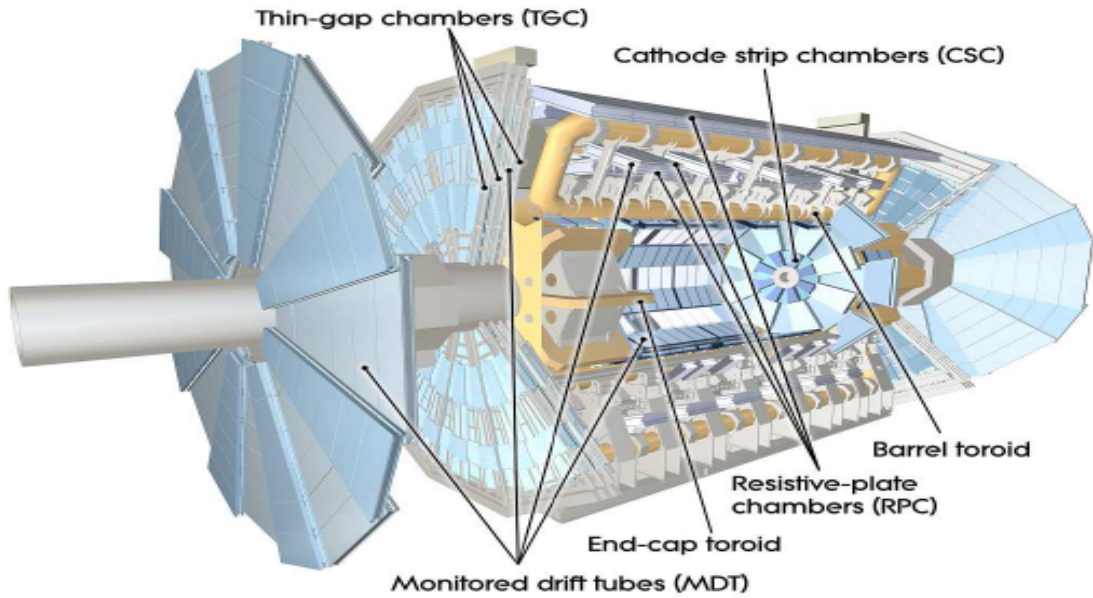
图 2-4 ATLAS 探测器的量能器部分结构示意图

电磁量能器：高分辨率的液氩电磁取样量能器^[36]覆盖了 $|\eta| < 3.2$ 之间的区域，具有很好的能量和位置分辨率。桶部的电磁量能器由宽为6mm的缝隙分为两个半圆柱形状，其分布范围为 $|\eta| < 1.475$ ；两个端盖电磁量能器都被做成两个同轴的轮状，外面轮的赙快度分布范围为 $1.375 < |\eta| < 2.5$ ，内侧轮的赙快度分布为 $2.5 < |\eta| < 3.2$ 。这种液氩取样技术具有较好的抗辐射能力和长时间工作稳定性。电磁量能器桶部的厚度大于 $24X_0$ ，端盖部分大于 $26X_0$ 。能量分辨率为 $\sigma(E)/E = [10/\sqrt{E} \oplus 1.6 \oplus 3.0/E]\%$ (能量GeV)，粒子簇射方向的测量精度在 θ 方向为 $50 \text{ mrad} / E$ 。

强子量能器^[37]：强子量能器的圆桶部分采用了铁吸收体加闪烁体技术，具有高的抗辐射能力，分辨区域分割为 $\Delta\eta \times \Delta\phi \approx 0.1 \times 0.1$ ，在 $\eta=0$ 处量能器的厚度，包括支撑架，为11个强作用长度。端盖和前向部分采用铜吸收体加液氩技术，但前向部分密度更高，距离对撞点5米。在桶部，强子量能器的能量分辨率为： $\sigma(E)/E = [38/\sqrt{E} \oplus 1.6 \oplus 3.0/E]\%$ 。

2.3.4 Muon谱仪

由于 μ 子具有很强的穿透能力，这使得它很容易到达探测器最外部，高能 μ 子很容易和其他粒子分开。又由于 μ 子存在于黑格斯粒子的很多衰变道，所以对 μ 子的准确鉴别和测量在黑格斯粒子的寻找过程中具有重要的意义。鉴于上述原因， μ 子谱仪^[38]的性能也显得极为重要，它是整个ATLAS实验中非常重要的组成部分，其结构如图2-5所示。


 图 2-5 ATLAS 探测器的 μ 子谱仪结构图

μ 子谱仪分布在ATLAS探测器的四周, 绕桶部的 μ 触发探测器分为3层, 分别分布在一个半径为5米, 7.5米和10米的圆柱面上; 两侧端盖的 μ 子探测器分为四层, 距对撞点的距离分别为7.4米, 10.8米, 14米和21.5米。在ATLAS 的 μ 子谱仪中有三个磁铁系统, 一个用于使穿过桶部的 μ 子径迹产生偏转, 另外二个用于使两个端盖方向的 μ 子径迹产生偏转。测量 μ 子径迹的探测器分为二种类型: 一种是用于在磁场主偏转方向精确测量 μ 子径迹坐标的精密 μ 子探测器, 它们分别由监控漂移管(MDT, Monitored Drift Tube)和阴极条室(CSC, Cathode Strip Chamber)来完成; 另一类是主要用于触发的触发型探测器, 它们主要用来提供触发信息, 同时提供非偏转方位的第二个径迹坐标(与主偏转方向垂直的方向)。ATLAS 探测器 μ 子谱仪中的触发型探测器又分为二种, 在桶部的阻抗板室(RPC)是充气平行板探测器, 而在端盖部分的窄间隙室(TGC, Thin Gap Chamber)是工作在饱和模式下的多丝正比室, 它们的时间分辨均优于5ns。

LHC上质子束团的对撞时间间隔为25ns, 它要求 μ 子谱仪中探测器时间分辨率优于25ns, 但作为精密测量 μ 子动量径迹的MDT和CSC, 时间分辨能力达不到

这样要求, 因此 μ 子谱仪中必须安装上时间分辨能力很好的探测器, 专门用来确认束团。这也是为什么在 μ 子谱仪中要安装与精密测量探测器相配合的触发探测器的原因。

对于触发型探测器, 在桶部和端盖处使用两种不同的探测器是出于两处不同的计数率、本底条件、空间分辨率要求和成本等多方面考虑。

2.3.5 ATLAS探测器的触发系统

ATLAS的触发^{[39][40][41]}(Trigger)和数据获取(DAQ)系统遵循多级触发的原则: level-1 trigger(LVL1), level2 trigger(LVL2), event filter(EF)。在LHC开始对撞运行的时候, 束团(bunch crossing)率为 40MHz, 在高亮度时每个bunch crossing大概有 25 次碰撞, 所以, 每秒将有约 10^9 个事例产生。这是我们无法记录存储的, 所以我们必须通过相应的触发来选择记录对我们分析有用的数据。

LVL1 触发是基于硬件的触发, μ 子探测器触发和量能器触发都是基于降低粒度的考虑来选择粒子的, 比如高的横动量、横能量和大的丢失横能量等, 而电子、光子等粒子的触发则加入了能量孤立判选条件。通过LVL1 触发对全空间扫描, 我们最终选出了一些感兴趣的区域 (Rigion of Interest 简称RoI), 如图 2-6 所示, 以供下级触发使用。经LVL1 触发后, 事例率降为 200KHz。

LVL2 触发重新定义了量能器的阵列, 并使用了更好的重建算法, 对LVL1 选出的感兴趣区域的事例进行选择。一般来说, LVL2 触发只选择了来自探测器的一小部分的数据, 这些数据集中对应于LVL1 触发选择出的事例。例如, μ 触发的时候, 加入了比LVL1 更严格的横动量限制以及孤立条件限制, 更严格的横动量限制信息来源于内部探测器中的精密 μ 探测器, 而孤立条件来源于 μ 候选者在量能器区域中的信息。经过LVL2 触发选择后, 事例率降为 $\sim 1\text{KHz}$ 。

Event filter第二级触发有更为优化的算法和更严格的判选条件, 它利用了阵列、刻度以及磁场分布的相关信息, 通过事例重建来挑选出物理分析最终所需要

的数据。经过该触发之后，事例率降为 200Hz，每个事例的大小约为 1.3M字节，因此每秒钟大约有 300 兆的实验数据读出并保存。

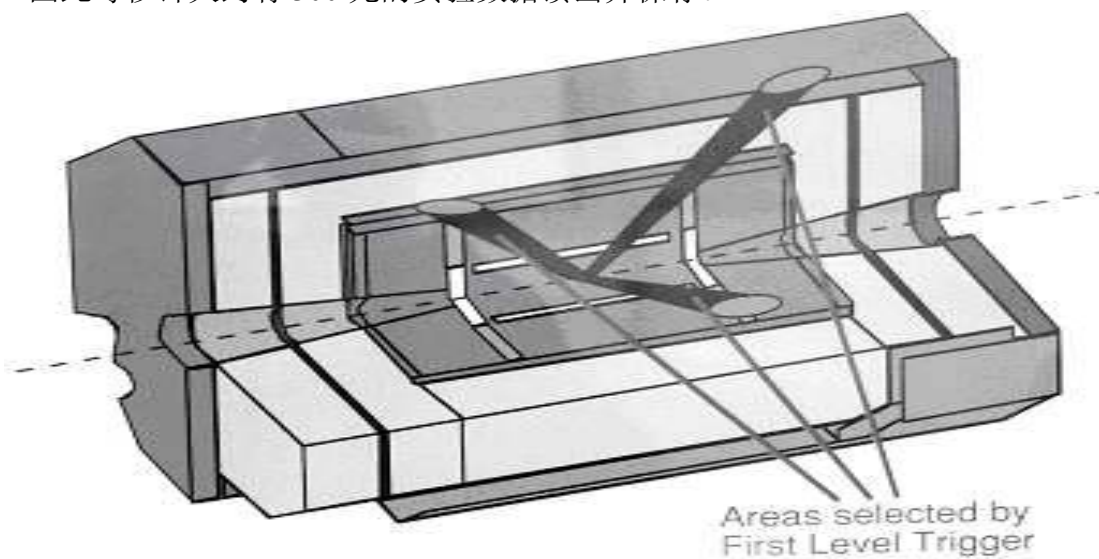


图 2-6 经第一级触发后选出的 RoI

第三章 top 物理及 $t\bar{t}$ 衰变模拟数据的产生

1994 年, t 夸克首先在 Tevatron 上被发现, 它是已知的质量处于电弱尺度的唯一的基本费米子, 其质量 175GeV 左右。标准模型预言 top 夸克的最大宽度为 $\Gamma_t \sim 1.5\text{GeV}$, 相当于 $\tau(t) \approx 0.4 \times 10^{-24} \text{s}$, 这与强子化时间尺度 ($1/\Lambda_{\text{QCD}}, 10^{-24}$ 数量级) 相当。

由于 top 夸克的特殊性, 它是研究电弱对称破缺的敏感探针, 超出标准模型的物理也很可能在 top 夸克的产生或衰变过程中被发现。由于 NLO (Next-Leading Order) 理论预言 $t\bar{t}$ 在 LHC 中的产生截面为 833pb , 这对应于每年将有超过 800 万的 $t\bar{t}$ 事例产生, 因此 LHC 是一个名副其实的 top 工厂, 众多的 top 物理研究也将在 LHC 上展开。

3.1 top 夸克的产生

3.1.1 单 top 的产生

单 top 夸克的产生有三种方式^[42] (如图 3-1 所示): 第一种为 W-胶子融合 (W-gluon fusion) 过程, 又称 t-channel (图 3-1 中 a1 和 a2), 该产生方式在 LHC 上的产生截面大约为 250pb , 是单 top 夸克的主要产生方式; 第二种为 W^* 过程, 又称 s-channel (图 3-1 中 c), 它是通过两个正反夸克结合成一个“离壳”的 W, 再通过该 W 衰变为一个 top 夸克和一个反 b 夸克的过程。由于 LHC 为质子-质子对撞, 反夸克数量相对较少, 该过程的产生截面也较小, 大约在 10pb 左右; 第三种为 Wt 过程 (图 3-1 中 b), 该过程将直接产生一个 top 夸克和一个 W 玻色子, 在 LHC 的产生截面在 $60\text{pb}-110\text{pb}$ 左右。

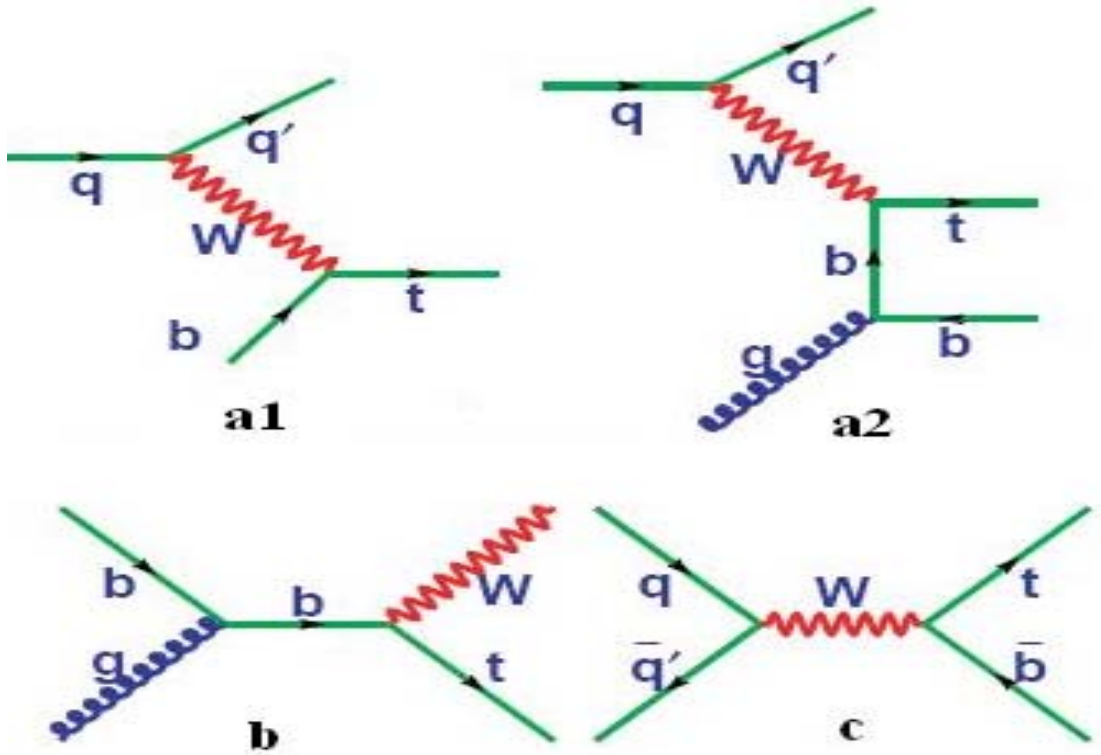


图 3-1 三种单 top 夸克产生的费曼图: a1 和 a2 为 t-channel, b 为 Wt-channel, c 为 s-channel

通过电弱单 top 产生, 我们可以直接测量 t-W-b 顶点的耦合强度。此外, 标准模型中给出了单 top 夸克各产生道的准确截面, 我们可以通过各道的相互测量验证来证实标准模型理论。单 top 的三个不同产生道可以进行不同的新物理研究, 例如 s-channel 可以用来寻找重的 W' 玻色子; t-channel 可以用来研究 top 夸克和其它标准模型粒子的耦合修正问题。

3.1.2 $t\bar{t}$ 产生过程

$t\bar{t}$ 的产生有两种: 胶子-胶子融合 (gluon-gluon fusion) 和正反夸克对湮灭, 其费曼图如图 3-2 所示:

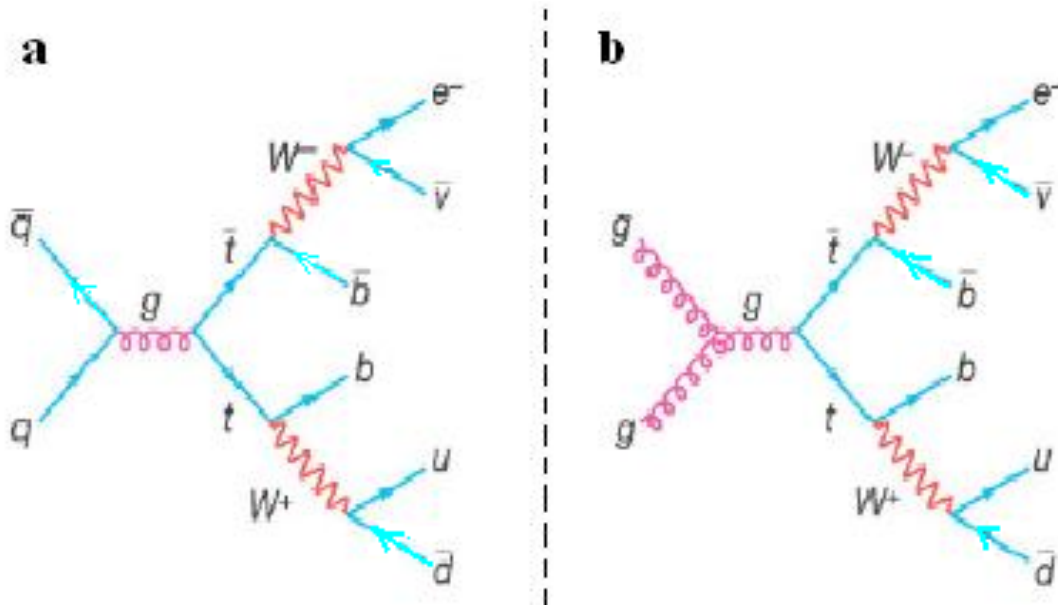


图 3-2 $t\bar{t}$ 产生的费曼图：a 为正反夸克湮灭，b 为胶子-胶子融合

$t\bar{t}$ 在 LHC 上的产生被标准模型 NLO 理论精确预言了：在 LHC 上，90% 的 $t\bar{t}$ 事例产生来自胶子-胶子融合，10% 的 $t\bar{t}$ 事例产生来自正反夸克对的湮灭。 $t\bar{t}$ 事例在 LHC 上总的产生截面约为 833pb。由于 $t\bar{t}$ 事例巨大的产生量，所以在 LHC 上针对 $t\bar{t}$ 的研究非常多。

新物理的存在可能会影响 $t\bar{t}$ 事例的产生截面（如可能存在一个重的共振态衰变为 $t\bar{t}$ ），因此我们可以通过精确测量 $t\bar{t}$ 事例的产生截面来寻找新物理存在的证据；很多理论模型预言将存在一个重的 $t\bar{t}$ 共振态，如标准模型的 Higgs 玻色子，因此我们可以在 LHC 上进行 $t\bar{t}$ 共振态的寻找；由于 top 夸克的寿命非常短，以致在它被强子化之前就发生了衰变，所以 top 夸克的自旋信息全部保留在了它的产物当中，因此我们也可以通过其产物研究 top 的自旋信息及自旋关联。

3.2 top 夸克的衰变

标准模型认为, 约 99.9% 的 top 夸克衰变为 W 玻色子和 b 夸克($t \rightarrow W + b$), 而根据 W 玻色子的衰变末态不同 top 夸克有两种不同的衰变模式:
 $t \rightarrow W + b \rightarrow l + \nu + b$ 和 $t \rightarrow W + b \rightarrow q_1 + q_2 + b$ 。

对 $t\bar{t}$ 事例其衰变模式有三种:

单轻子 + 喷注道: $t\bar{t} \rightarrow w^+ w^- b\bar{b} \rightarrow (l\nu)(jj)b\bar{b}$

双轻子 + 喷注道: $t\bar{t} \rightarrow w^+ w^- b\bar{b} \rightarrow (l\nu)(l\nu)b\bar{b}$

全喷注道: $t\bar{t} \rightarrow w^+ w^- b\bar{b} \rightarrow (jj)(jj)b\bar{b}$

$t\bar{t}$ 事例不同的衰变末态所占的比例如图 3-3 所示:

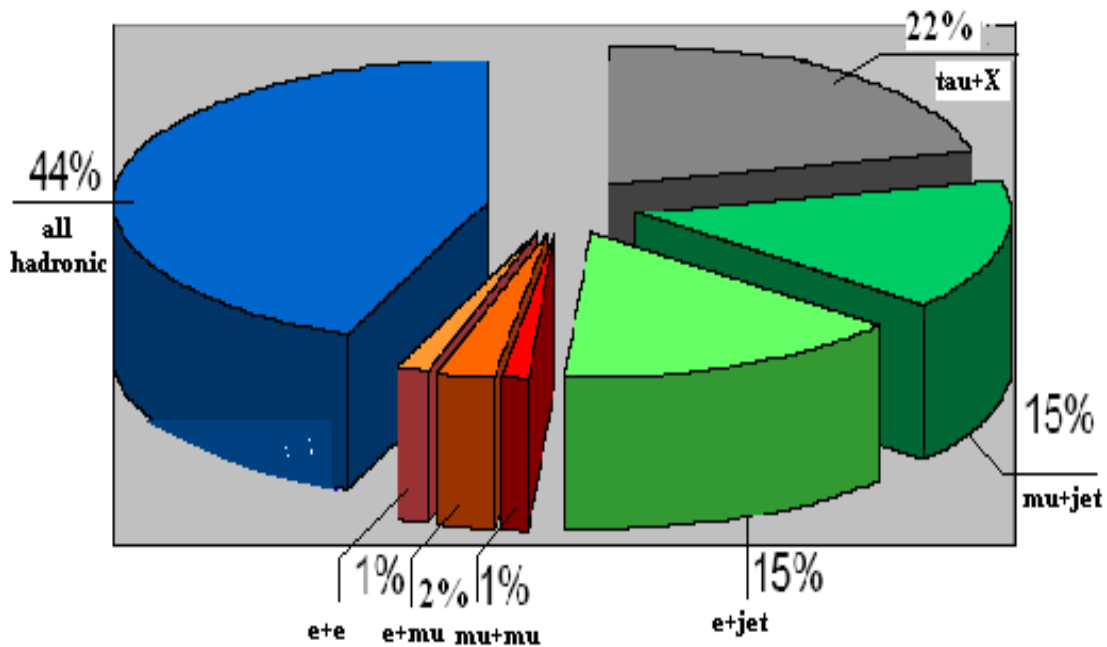


图 3-3 $t\bar{t}$ 事例不同衰变末态的比例

$t\bar{t}$ 单轻子加喷注道中“e+ jet”和“ μ +jet”各占 15% 左右; 双轻子道中, 根据两个轻子的种类, 分为 e+e, e+ μ 和 μ + μ 事例, 它们分别约占总事例数的 1%, 2% 和 1%; 全喷注道占 44% 左右, 而 $t\bar{t}$ 衰变中含 τ 的事例 (τ +e, τ + μ , τ + τ ,

$\tau + \text{jet}$) 约占 22%。

除了 $t \rightarrow W + b$ 的衰变, 标准模型预言 $t \rightarrow W + s$ 和 $t \rightarrow W + d$ 的衰变分支比分别为 0.1% 和 0.01%。

由于 top 夸克的质量接近电弱对称破缺尺度, 一些非标准模型理论预言 top 夸克可能存在一些稀有衰变道, 如 $t \rightarrow H^+ + b$ 和 $t \rightarrow Z + q$, $t \rightarrow \gamma + q$ 等味道改变的中性流衰变 (FCNC)。由于在标准模型中, top 夸克的 FCNC 衰变是被高度禁忌的, 因此, 如果我们能发现 top 夸克任何的 FCNC 衰变, 那都将是新物理存在的证据。

3.3 $t\bar{t}$ 衰变模拟数据的产生

由于 LHC 对撞机的正式对撞还没有开始, 所以在 ATLAS 探测器上展开的相关工作都是以模拟数据为基础的, 我们也做了相关分析道简单的模拟数据产生工作。为了能够产生可供分析用的 Monte Carlo 事例, 需要完成从产生 (Generation) 到 AOD (Analysis Object Data)^[43] 的一个完整的过程, 即全模拟 (full simulation), 如图 3-4 所示。

我们也可以从图中所示的 Atlfast 方式来做快模拟 (fast simulation): 用 Generation 步骤中产生的事例经过模糊处理 (smearing) 后直接跳转到产生 AOD 的步骤。

对于实验产生的真实数据, 将从 reconstruction 步骤开始对数据进行处理, 最终产生 AOD 数据文件的格式。

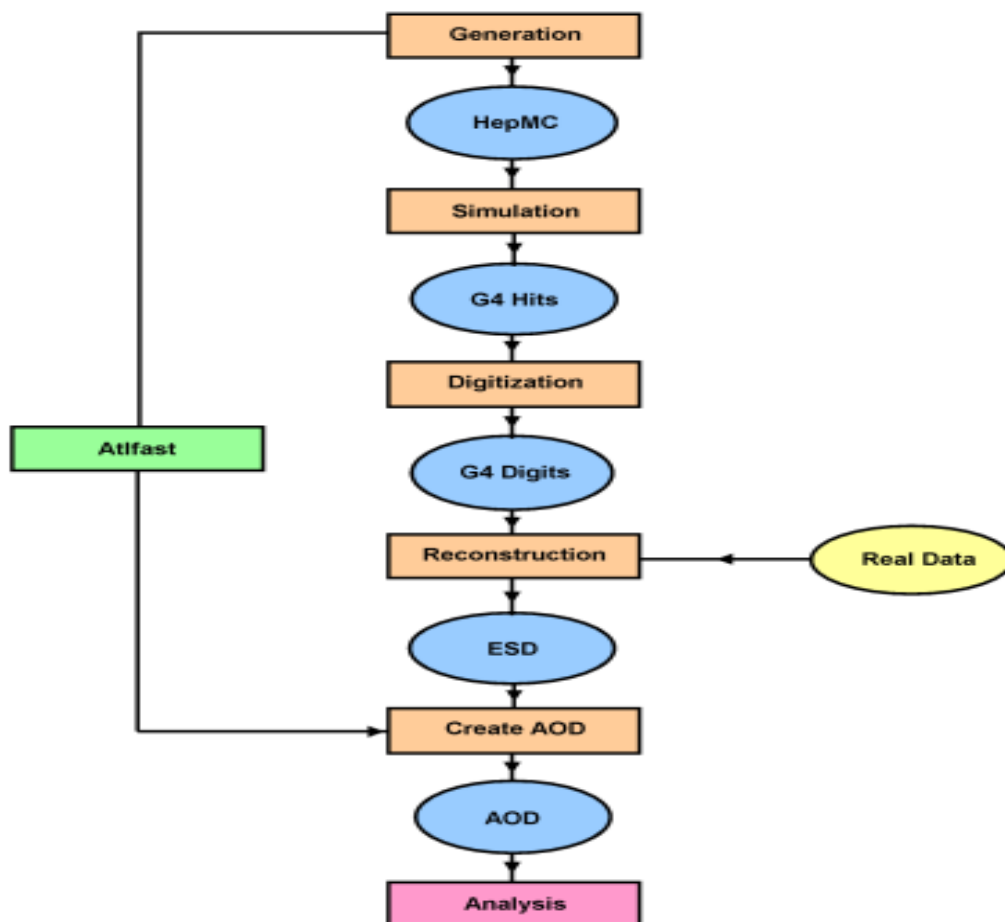


图 3-4 数据模拟中的流程示意图

3.3.1 产生子部分

本文中用到的产生子为 MC@NLO3.1 和 herwig6504。在 generation 中, 首先要完成相关的散射截面的积分, 然后产生 pp 碰撞的硬过程, 最后做部分子簇射和强子化过程。

硬过程产生中用到的相关参数设置如表 3-1 所示:

表 3-1 模拟 pp 碰撞硬过程中的参数

参数	取值	参数	取值
EMC	14000GeV	WMASS	80.4GeV
HVQMASS	175GeV	WWIDTH	2.124GeV
IPROC	-1706	PDFSET	56
PART1	p	HERPDF	DEFAULT
PART2	p	BASES	ON
PDFGROUP	CTEQ		

表 3-1 中, HVQMASS 表示产生 top 夸克的质量, IPROC = -1706 表示 $H1+H2 \rightarrow t\bar{t}+X$ 的反应过程, PART1 和 PART2 分别表示对撞两端的粒子, HERPDF = DEFAULT 表示使用 herwig 默认的 PDF, BASES = ON 表示执行积分步骤, BASES = OFF 则表示跳过积分这一步。

完成 pp 碰撞硬过程后, 我们会得到两个文件: *.dat, *.events, 前者是运行过程中产生的参数输出文件, 后者是产生的事例文件。

部分子簇射和强子化的过程由 Jimmy, tauola 和 Photos 完成。其主要相关参数设置如表 3-2 所示。

其中, msflag=1 表示打开多重相互作用, ptjim 表示发生二次散射粒子的最小横动量限制, polar=1 将 tau 衰变中极化影响打开, radcor=1 表示加入辐射修正, dmode=0 表示 tau 的所有衰变模式都是允许的, isec = 1 表示允许双韧致辐射, pmode=1, 允许轻子和强子辐射光子, interf = 1 允许光子干涉。

表 3-2 簇射和强子化过程模拟中用到的参数

参数	取值	参数	取值
Jimmy --- msflag	1	tauola --- jak1	0
Jimmy --- ptjim	3.85	photos --- isec	1
Jimmy --- jmrads73	1.8	photos --- pmode	1
Jimmy --- ptmin	10	photos --- xphcut	0.01
tauola --- polar	1	photos --- alpha	-1
tauola --- radcor	1	photos --- interf	1
tauola --- phox	0.01	photos --- itre	0
tauola --- dmode	0	photos --- iexp	1

完成部分子簇射和强子化过程后我们会得到 xxx.evgen.pool.root 文件,模拟数据产生的 Generation 部分完成。

3.3.2 模拟部分

模拟(Simulation)部分用虚拟的 ATLAS 探测器去探测产生部分得到的事例,模拟探测器响应探测到的粒子, 输出探测信号。ATLAS 探测器的模拟是基于 GEANT4 完成的。

模拟中,我们使用的探测器模型版本号为 ATLAS-CSC-01-02-00,适用 ATLAS 软件版本为 12.0.x。探测器模型版本号的命名规则如下: aa-bb-xx-yy-zz。其中,第一部分 aa 总是"ATLAS";第二部分为"名字",表示模拟该种版本探测器的

目的, 如 CSC 表示为 Computing System Commissioning 专用的探测器版本; 第三部分, xx 为两个数字, 表示在相同的"名字"下对探测器结构做出的较大改变, 如磁场的明显改变; 第四部分 yy 也是两个数字, 表示在上一级 xx 探测器结构下对探测器做出的较小的改变, 如稍稍改变某种材料的数量; 第五部分 zz 仍为两个数字, 表示对上一级探测器结构漏洞的修改。

ATLAS-CSC-01-02-00 探测器模拟版本在理想的内部探测器和量能器中加入了材料的形变, 并使用了新的磁场。 利用 CSC (Computer System Commissioning) 模拟脚本 5200_AtlasG4Simulation.py (使用的脚本均为由网上下载的 12.0.6 下 CSC5200 数据样本产生的标准版本) 对产生部分得到的数据进行处理, 最终我们会得到一个 xxx.RDO.pool.root 文件, 模拟部分完成。

3.3.3 数字化部分

数字化(Digitization)的过程是将模拟部分产生的模拟信号转化为数字信号, 这相当于对探测器的读出电子学的模拟。 数字化后得到的数据和从真实探测器中得到的原始数据是一样的。

在自己的运行脚本中定义输入、输出文件, 运行事例数和探测器模拟版本号(与模拟部分中探测器模拟版本号相同), 运行后得到 xxx.digi.pool.root 文件, 数字化部分完成。

3.3.4 重建部分

重建部分(Reconstruction)将数字化部分得到的数据重建为径迹或能量沉积并储存为 ESD(Event Summary Data)文件。

下载 CSC 数据产生标准脚本 RecExCommon_topOptions.py, 它是用来产生 ESD 或 AOD 用的。在自己的重建脚本中定义输入、输出文件和探测器模拟版本号(与模拟部分中探测器模拟版本号相同), 并指明产生 ESD, 不产生 NTuple 和直

方图。

利用 `RecExCommon_topOptions.py` 和 重建脚本 `5200_reconstruction.py`, 对数字化部分的数据进行重建并产生 ESD, 最终得到 ESD 数据文件 `xxx.ESD.pool.root`, 重建部分完成。

3.3.5 AOD产生

ESD 文件几乎包含了事例完整的重建信息, 只是丢掉或压缩了最大的那些对象(例如, 内部探测器中一些“cluster”的信息和空间点的信息被丢掉了, 而一些量能器单元中的信息被压缩了), 而 AOD 则是从物理分析的角度出发, 只包含了物理分析所必需的一些事例信息, 相当于是对 ESD 的一个概括。

利用产生 AOD 的脚本 `5200_AODOptions.py` 和 `RecExCommon_topOptions.py` (与重建部分脚本相同)对由重建产生的 ESD 文件进行处理, 最终得到 AOD 数据文件 `xxx.AOD.pool.root`。

第四章 $t\bar{t}$ 双轻子衰变道的重建

随着 top 夸克在费米实验室的发现, top 物理也从寻找阶段进入到了 top 性质精确测量阶段。通过对 top 夸克的研究, 我们可以验证标准模型理论; 通过对 top 夸克质量的精确测量我们可以对标准模型下 Higgs 玻色子的质量进行限制; 由于 top 夸克是已知粒子中唯一的质量接近电弱破缺 (EWSB) 尺度的粒子, 因此, top 夸克也成为我们研究电弱破缺的探针; 通过 top 夸克, 我们还可以研究费米子质量的起源, 并寻找其他可能存在的重粒子; 此外, top 事例还是很多 TeV 尺度新物理研究主要的背景来源, 因此对 top 夸克的研究也为这些新物理中如何排除 top 背景提供了帮助。

在 LHC 对撞机上, top 夸克的主要来源是 $t\bar{t}$ 对产生。标准模型在 NLO (Next Leading Order) 精度预言, 在 LHC 上, $t\bar{t}$ 的产生截面大约为 $\sigma(t\bar{t}) = 833\text{pb}$, 在 LHC 低亮度 (10fb^{-1}) 运行时, 每年大概有 800 万个 $t\bar{t}$ 事例产生。

由 3.2 节我们可知, $t\bar{t}$ 事例有三种衰变模式, 在本论文研究中, 选取了 $t\bar{t}$ 双轻子衰变道作为研究对象。该衰变道的末态为两个轻子, 两个 b 夸克以及两个中微子。我们在选取事例时要求末态有两个电荷反号的孤立轻子, 两个 b jets, 以及一定的丢失横动能量 (E_{miss})。

4.1 研究中使用的数据和软件环境

4.1.1 信号事例

我们选择的信号事例为 $t\bar{t}$ 双轻子衰变道: $t\bar{t} \rightarrow w^+ w^- b\bar{b} \rightarrow (l\nu)(l\nu)b\bar{b}$, 其中 “l” 要求为电子或 μ 子, 我们使用的信号数据为 CSC (Computer System

Commissioning) 5200 AOD 格式全模拟 (full simulation) 数据 (见表格 4-1), 由 ATLAS 合作组产生。该模拟事例中包括两部分内容: MC 模拟的真实粒子信息和经探测器模拟后各粒子的重建信息。

4.1.2 背景事例

$t\bar{t}$ 双轻子衰变道的主要背景包括以下几部分: 1. $t\bar{t}$ 背景, 包括 $t\bar{t}$ 单轻子衰变事例和 $t\bar{t}$ 衰变到 τ 的双轻子事例; 2. QCD 事例, 如 $b\bar{b}$ 产生过程; 3. 电弱事例, 包括 $W+jets$, $Z+jets$, $Z(\rightarrow ll)b\bar{b}$, $Wb\bar{b}$ 以及双矢量玻色子事例 (如 ZZ , ZW , WW 等) 和单 top 事例等。

本论文中使用了以上背景事例中较主要的 $t\bar{t}$ 背景和 $Zb\bar{b}$ 背景, 以及 $W+jets$ 背景, 单 top 背景, 数据样本均由 ATLAS 合作组产生, 详细信息如表 4-1 所示。

4.1.3 ATLAS数据的命名规则

ATLAS 数据的命名规则只允许使用阿拉伯数字 1-9, 大小写字母 a-z 和 A-Z, 以及下划线符号。数据的命名格式按如下规则:

Project.NNNNNN.PhRef.ProductionStep.Format.Version._NUM.END.

“Project”表示产生数据的机构, 如 rome, csc, dc2 等; “NNNNNN”为六位的数字, 表示不同衰变道的数据, 如 005200 表示 top 夸克对的相关衰变道数据; “PhRef”是对该数据的简单描述; “ProductionStep”表示数据产生的步骤, 如 simul, digit, recon 等; “Format”表示数据的格式, 如 AOD, ESD 等; “Version”表示该数据产生使用的版本; “NUM”是一个从 00001 开始的五位数字, 每个数据样本有不同的编号; “END”表示“log”或“pool.root”的一种, 前者为数据产生的输出文件, 后者表示产生的数据文件。

表 4-1 本论文中研究所使用的数据概况

事例类型	产生子	样本 编号	积分亮度 (pb^{-1})	事例数 (K)
信号 $t\bar{t} \rightarrow w^+ w^- b\bar{b} \rightarrow (l\nu)(l\nu)b\bar{b}$ ($l = e, \mu$)	MC@NLO	5200	730	30.4
ttbar 背景 $t\bar{t} \rightarrow w^+ w^- b\bar{b} \rightarrow (l\nu)(jj)b\bar{b}$ $t\bar{t} \rightarrow w^+ w^- b\bar{b} \rightarrow (l\nu)(l\nu)b\bar{b}$ (两个“ l ”中至少 1 个是 τ)	MC@NLO MC@NLO	5200 5200	730 730	275.5 37.9
W+jets, 单 top 背景 $w (\rightarrow e\nu) + 2 p$ $w (\rightarrow e\nu) + 3 p$ $w (\rightarrow e\nu) + 4 p$ $w (\rightarrow e\nu) + 5 p$ $w (\rightarrow \mu\nu) + 2 p$ $w (\rightarrow \mu\nu) + 3 p$ $w (\rightarrow \mu\nu) + 4 p$ $w (\rightarrow \mu\nu) + 5 p$ $w (\rightarrow \tau\nu) + 2 p$ $w (\rightarrow \tau\nu) + 3 p$ $w (\rightarrow \tau\nu) + 4 p$ 单 top (Wt) 单 top (Wg) zbb	AlpGen AlpGen AlpGen AlpGen AlpGen AlpGen AlpGen AlpGen AlpGen AlpGen AlpGen AcerMC AcerMC AcerMC	8240 8241 8242 8243 8244 8245 8246 8247 8248 8249 8250 5500 5502 5175	103 89 112 224 92 143 82 224 197 149 109 990 185 890	22.0 11.0 6.0 5.0 1.5 9.3 3.2 4.5 17.3 13.0 5.0 25.3 15.0 157

4.1.4 论文工作使用的软件环境及版本简介

论文中使用的软件为 Athena (ATLAS software Release 12.0.6)。Athena 是基于 GAUDI 框架的一个软件平台。GAUDI 最初由 LHCb 工作组开发, 后来跟 ATLAS 组合作将该体系进一步开发完善, 称为 GAUDI, 而 ATHENA 就是利用了 GAUDI 的内核并加入了一些 ATLAS 特有的元素。

ATHENA 平台为我们提供了一系列用于事例产生、模拟、重建、分析等的程序包, 以及许多可以简化程序编写维护的工具。它的使用非常方便, 灵活性也很强。

ATHENA 软件体系的主要组成部分如图 4-1 所示:

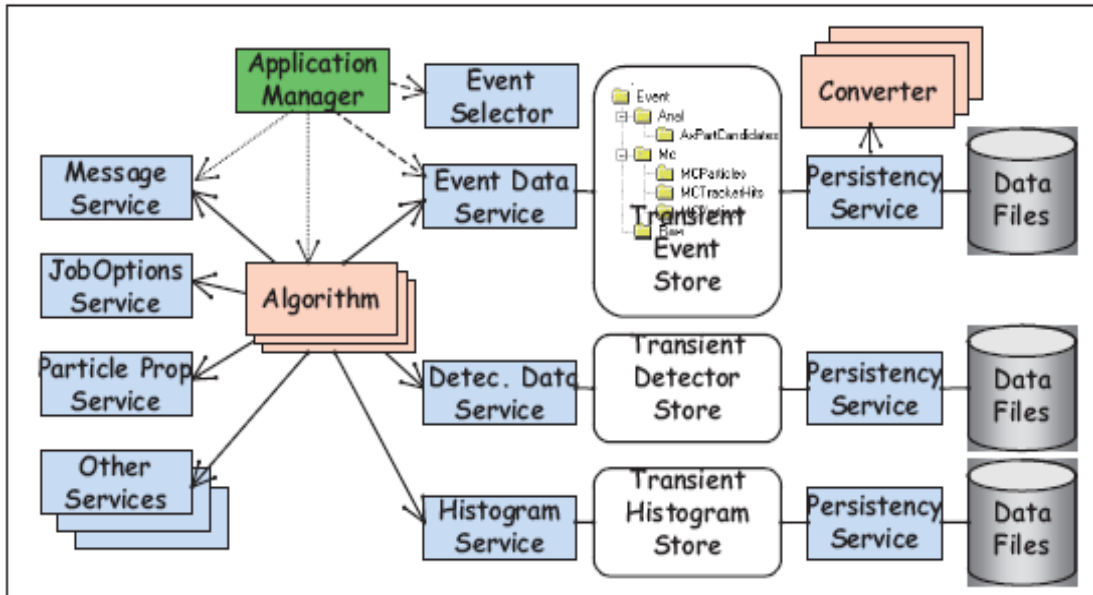


图 4-1 ATHENA 软件体系对象图

对于 ATHENA 下的软件包 (如 ATLAS Release 12.0.6), 它们是按“程序模块”(projects)和“程序包”(packages)的等级结构组织管理的。其中, “程序模块”概念是从 ATLAS Release 12 版本才引进的。对于一个 ATLAS 离线软件包, 它被分成了很多“程序模块”, 而每个“程序模块”下又以很多“程序包”的形式组织管理。每个程序包都有一个标签号(tag number), 如 UserAnalysis-00-08-19, 表示不同的

版本；而每个“程序模块”都有一个版本号(release number)，如 12.0.6，用来区别一个完整的 ATLAS 软件版本。

对一个 Atlas 的离线软件包，它被分成了一下几个“程序模块”：AtlasAnalysis，AtlasConditions，AtlasCore，AtlasEvent，AtlasOffline，AtlasProduction，AtlasReconstruction，AtlasSimulation，AtlasTrigger。对于每一个“程序模块”，又主要有下面一些“程序包”组成：

- Generators, Simulation, Trigger, Reconstruction, PhysicsAnalysis
- InnerDetectorSoftware, MuonSoftware, LArCalorimeter, TileCalorimeter
- CommonTrackingSoftware, Calorimeter
- Control, DataBase, DetectorDescription, Monitoring, MagneticField
- AtlasSettings, AtlasRelease, AtlasPolicy, AtlasCxxPolicy, AtlasTest, Tools, Utilities
- External

对于每一个“程序包”，其下面又分成“cmt”(用于程序的编译)、“src”(用于存放 C++源程序)、“share”(用于存放工作脚本文件)、“run”(用于运行你的任务)、“<PackageName>”(存放 C++头文件)、“python”(存放除上所述一些其它的 python 源文件)等不同的“子程序包”。

4.2 电子的选取方法

电子的重建和鉴别利用了量能器中的电磁簇射信息和内部探测器的径迹信。电子的重建算法有两种：高横动量算法和低横动量算法。高横动量算法主要用于重建高横动量的孤立电子，而低横动量算法主要用于重建低横动量的电子或来自 jet 中的电子，我们使用的是高横动量算法。对于电子候选者，我们首先要求其横动量大于 20GeV， $|\eta| < 2.5$ 。

电子的鉴别有若干个判选条件，各个条件的鉴别结果存储在被称为“isEM”的两个字节中。“isEM”共 16 位，但仅仅使用了其中的 8 位，每个字节的前四

位都默认设为零，舍弃不用。其余八位，每一位分别对应于一个鉴别结果，如表 4-2 所示。对于电子候选者，如果它们通过该判选条件，isEM 中对应位上的值设为零，否则设为 1。

表 4-2 电子重建中的判选条件

isEM(16 位)	定义	
第一位	ClusterEtaRange	eta cut on the 2nd sampling (> 2.47)
第二位	ClusterHadronicLeakage	Et leakage in first sampling of hadronic calorimeter
第三位	ClusterMiddleSampling	Cut on the 2nd calo sampling
第四位	ClusterFirstSampling	Cut on the 1st calo sampling
第九位	TrackEtaRange	Cut on the eta of track
第十位	TrackHitsA0	B-lay, Pix, Npix+SCT 上击中数判选和 横向 impact parameter 判选
第十一位	TrackMatchAndEoP	Track match: $\Delta\eta < 0.02$, $\Delta\Phi < 0.05$, $0.7 < E/p < 4$
第十二位	TrackTRT	(number of high thresholds hits) / (number of thresholds hits)

如果 isEM=0,则表明, 上述 8 个选择条件全部通过。满足条件 IsEM&2047=0 的候选者即被鉴别为电子, 即 TrackTRT 信息的判选条件不使用, 而其他 7 个条件必须满足。在 CSC 数据中, 由于 TRT 探测器提供的该判选条件非常严格, 使用该条件将导致电子的重建效率很低。

除此之外, 我们还要求电子是孤立的。判断电子孤立的条件为: 在电子运动方向周围 0.2 锥角范围内沉积在电磁量能器中的横能量之和 (不包括电子横能量) 不超过 6GeV ($E_T(\text{EM in } \Delta R=0.2) < 6\text{GeV}$)。

通过我们对重建事例中电子的选择，最终得到的电子与模拟的真实电子之间的空间夹角 ΔR 分布及横动量分辨率分布如图 4-2 所示。如图中所示，电子的重建效果比较好。

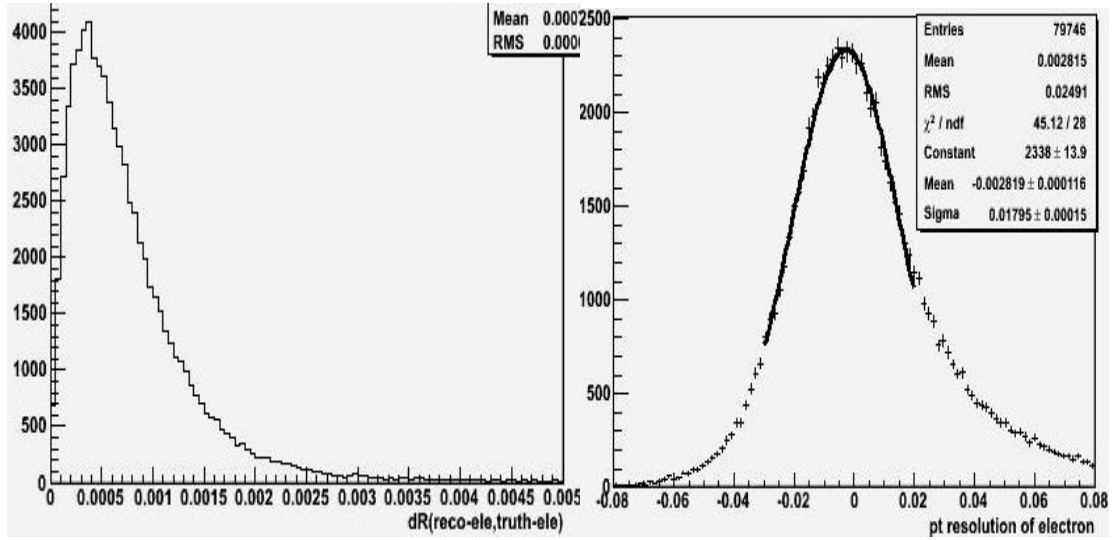


图 4-2：左图为经我们选择的重建电子与模拟真实电子之间的空间距离 ΔR 分布图；右图为我们选择的重建电子的横动量分辨率分布图（经高斯拟合后， $\sigma=0.018$ ）。

电子经过重建和选择后，其效率分布如图 4-3 所示：

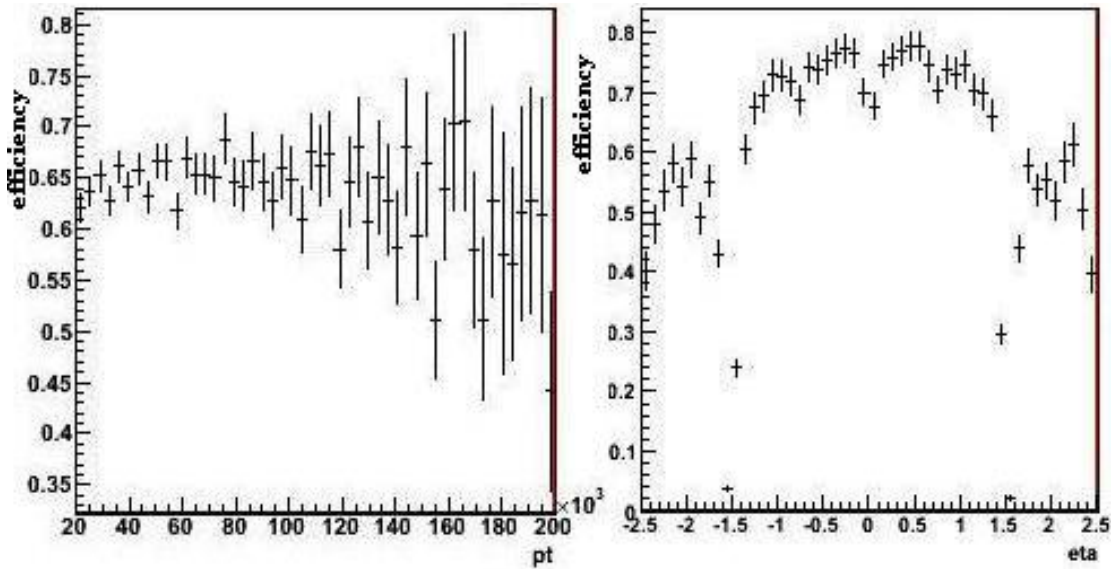


图 4-3：左图为电子随横动量分布的选择效率图；右图为电子随 η 分布的选择效率图。

图 4-3 中是 $P_t > 20\text{GeV}$ 且 $|\eta| < 2.5$ 的真实电子随横动量和 η 变化的重建选择效率分布图。在右图中我们可以看到在 $\eta = \pm 1.5$ 处附近，电子的重建选择效率非常低，这是由电磁量能器在两端端盖交接处的缝隙所致；而在 $\eta = 0$ 处附近，效率稍有下降，这是因为在 $\eta = 0$ 处，电磁量能器也有一个很小的缝隙（2cm 左右）。

使用我们的选择重建方法最终得到电子的纯度约为 95%，选择效率约为 51%。

4.3 muon 的选取

muon 的重建和鉴别采用的是 muon 高横动量算法。该算法使用了内部探测器的径迹信息和 muon 探测器中的径迹信息，并对它们进行配对组合，以提高判选成功率和降低误判率。对于 muon 候选者，要求其横动量大于 20GeV , $|\eta| < 2.5$ 。

对于 muon 孤立的判选,我们采用在电磁量能器中 muon 径迹周围 0.2 锥角范围内的横能量和小于 6GeV ($E_T(\text{EM in } \Delta R=0.2) < 6\text{GeV}$) 。

通过对重建事例中 muon 的选择，最终得到的 muon 与模拟真实 muon 之间的空间夹角 ΔR 分布及横动量分辨率分布如图 4-4 所示，其中对横动量分辨率的分布图，我们用高斯分布进行了拟合， $\text{RMS}=0.036$ ， $\sigma=0.023$ 。从图中我们可以看出，muon 的重建效果也比较好。

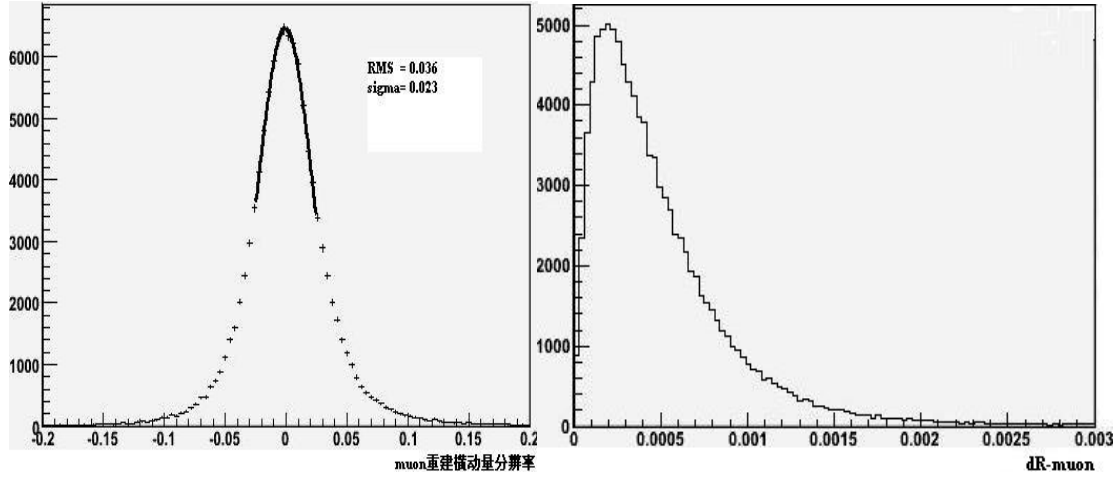


图 4-4 : 左图为我们所选 μ 重建的横动量分辨率分布图 (我们对该分布图用高斯分布做了拟合, RMS 和 σ 值在图中给出); 右图为我们选择的重建 μ 和模拟的真实 μ 之间的空间夹角 ΔR 的分布图

对 $P_t > 20 \text{ GeV}$ 且 $|\eta| < 2.5$ 的真实 muon, 其重建和选择的效率分布如图 4-5 中所示:

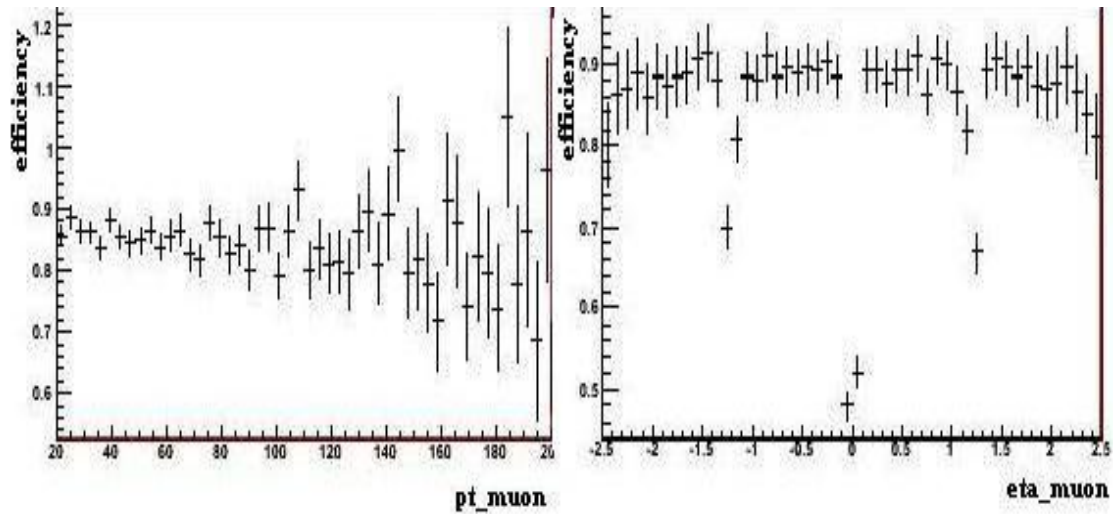


图 4-5: 左图为 muon 随横动量分布的重建和选择效率图; 右图为 muon 随 η 分布的重建和选择效率图。

从 muon 随 η 分布的重建效率我们可以看到, 在 $\eta = \pm 1.3$ 处附近重建效率较低, 这是因为在两端端盖部分的 muon 探测器跟桶部 muon 探测器交接处有一个较大的缝隙所致; 而在 $\eta = 0$ 附近, muon 的探测效率也很低, 这是因为在 η

$=0$ 附近有一个专门为电缆引入所设计的缝隙所致。通过比较图 4-3 和图 4-5 我们可以看出, μ on 的重建效率要比电子好的多。

通过上述的选择方法, 我们最终得到的 μ on 的纯度约为 96.7%, 选择效率约为 68%。

4.4 Jet的选择

4.4.1 Jet的选择

jet 的重建是利用 jet 沉积在量能器中的能量信息完成的, 我们使用的重建算法为 Cone4。首先在 $\eta - \phi$ 空间找到沉积能量最大的一个量能器单元, 然后以对撞点为顶点做一个锥角 0.4 的圆锥, 使该量能器单元落在圆锥空间内。计算圆锥空间包含的所有量能器单元的横能量分布重心, 看它是否在圆锥的轴线上, 如果在轴线上, 则将该空间内的所有粒子视一个稳定的 jet, 否则, 以计算的横能量重心与对撞点连线为轴, 重新做一个锥角为 0.4 的圆锥, 重复上面的步骤, 直到找到稳定的 jet。

Jet 中可能包含末态电子或 μ on, 电子的能量已经全部沉积在量能器中, 而 μ 的能量只有极少一部分会沉积在量能器中, 因此 jet 的能量中已经包含了电子的能量 (包括并非来自 jet 的孤立电子), 但没有包含属于 jet 的 μ 的能量, 所以需要 jet 的能量进行合理的修正。修正是根据电子或 μ 与 jet 间的空间距离 (ΔR) 进行的。对于我们选的孤立电子, 如果它与 jet 的 $\Delta R < 0.1$, 则认为该 jet 是该电子的"假象", 丢弃该 jet; 如果电子与 jet 的 ΔR 满足 $0.1 < \Delta R < 0.4$, 则认为该孤立电子不属于此 jet, 将电子的能量从 jet 中扣掉; 对于非孤立 μ , 如果它与 jet 的 $\Delta R < 0.4$, 则认为该 μ 属于此 jet, 将其能量加给此 jet。

经过重建后, 本论文中只选择了横动量大于 30GeV, 且满足 $|\eta| < 2.5$ 范围内的 jet。

4.4.2 b jet 的选取

由于 b 强子的寿命相对较长, 平均为 1.64ps , $c\tau \sim 490\mu\text{m}$, 因此 b 强子衰变出的末态粒子的径迹, 能够反向指向远离原初对撞点的衰变顶点。根据这种特点, 我们就可以用重建次级作用顶点的方法和检验 jet 中粒子轨迹的碰撞参数 (impact parameter) 法来做 b-jet 的判选。我们使用的 b jet 鉴别算法为 IP3D+SV1。

“IP”表示碰撞参数(impact parameter), 是指一个径迹(或其延长线)与对撞点的距离。在 ATLAS 中, 横向碰撞参数 d_0 的精确程度要大大高于纵向碰撞参数 z_0 , 因此通常使用横向碰撞参数 d_0 (在垂直于束流方向的平面内求得的 IP)。 d_0 的定义如图 4-6 中所示。碰撞参数是有符号的, 其正负取决于粒子轨迹与 jet 轴的交点位置。如果粒子轨迹与 jet 轴的交点在初级作用顶点之前, 碰撞参数就为负值, 反之, 碰撞参数就为正值 (如图 4-6 所示)。

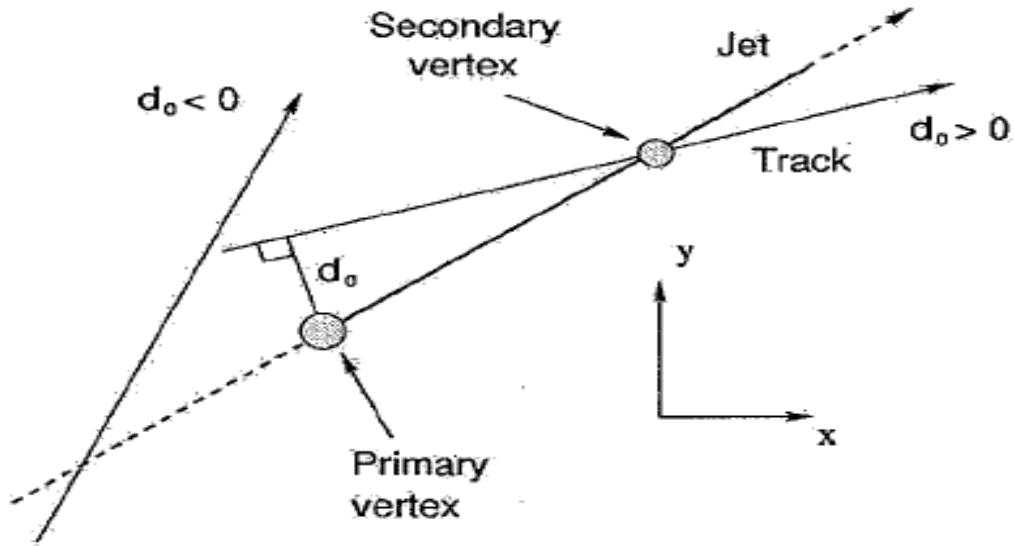


图 4-6 d_0 的定义及正负选取示意图

“3D”表示考虑纵向碰撞参数 z_0 之后的算法。“SV”即次级顶点 (Secondary Vertex), SV1 方法使用了 3 个次级顶点变量限制条件: N2T, MSVX, ESVX。其中, N2T 指能生成双径迹顶点的数目; MSVX 指次级顶点所包含粒子的不变质量; ESV 指次级顶点内包含带电径迹的能量占 jet 中带电径迹总能量的百分比。结

合 IP3D 和 SV1 方法, 对每一个重建的 jet 都计算出了其相应的权重(weight)值, 对于 b jet、c jet 和轻 jet, 它们分别的 weight 分布如图 4-7 所示(“o”为 light-jet 的 weight 分布, “...”为 b-jet 的 weight 分布, “+”为 c-jet 的 weight 分布):

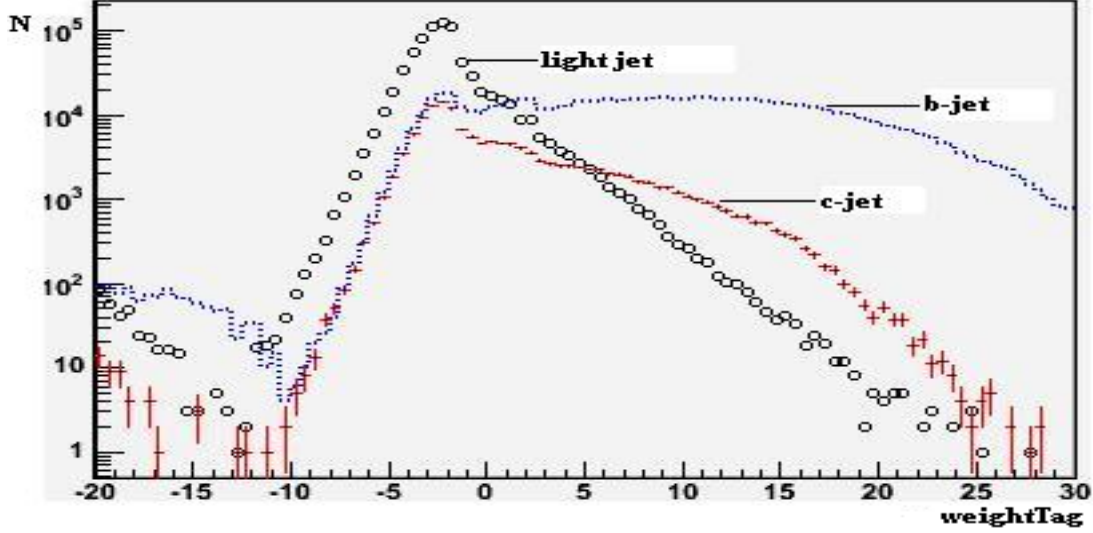


图 4-7 各种 jet 的权重分布图

在实际的选择过程中, 如果一个 jet 的 weight 值大于 6.5, 我们把它认作是 b jet。对应的 b jet 选择效率为 60.7%, 轻 jet(u,d,s)的排除比 $R_{uds}=130$ (其倒数表示被误判为 b-jet 的轻 jet 占总轻 jet 数的比例), c jet 的排除比为 $R_c=6.9$ 。

对我们的双轻子信号道, 末态含有两个 b-jet。重建后, 该道中 b-jet 的多重数 (Multiplicity) 分布如图 4-8 所示:

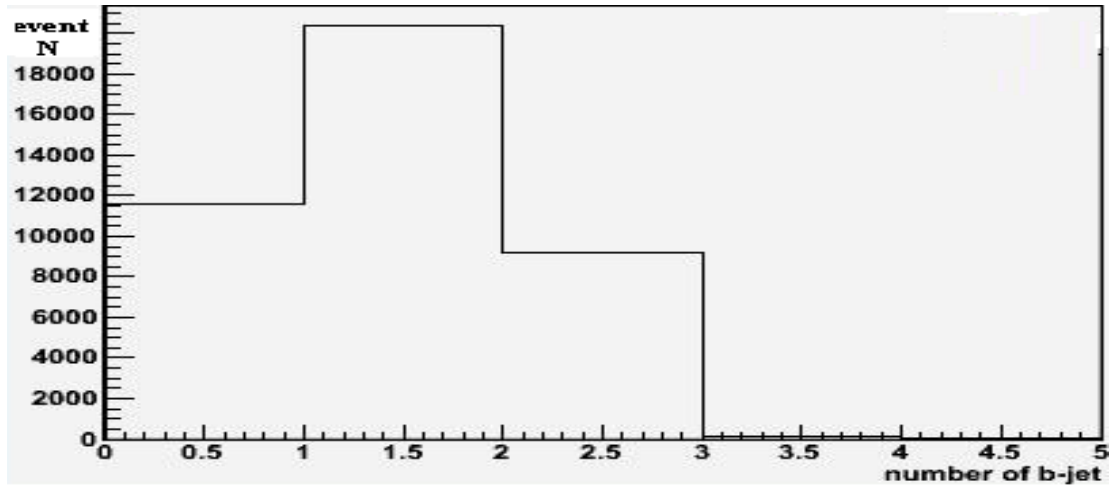


图 4-8 $t\bar{t}$ 双轻衰变事例中的 b-jet 多重数分布

如图 4-8 中所示，因为 $t\bar{t}$ 双轻子衰变道中含有 2 个 b-jet，而我们重建出的结果中，大部分 $t\bar{t}$ 双轻子衰变事例只重建出了 1 个 b-jet，仅有 30%左右的事例重建出了 2 个 b-jet。

4.5 丢失横能量(Missing Transverse Energy)的计算

丢失横能量的计算利用了所有量能器单元的信息和 μ 的信息，同时加入了对低温箱（cryostat）中能量损失的修正。在 $t\bar{t}$ 双轻子衰变道事例的选择中，由于两个中微子的存在，我们只保留了丢失横能量大于 40GeV 的事例。

4.6 事例的初选效率

末态粒子重建完成后，我们将对事例进行初选以得到 $t\bar{t}$ 双轻子衰变事例，判选条件如表 4-3 所示：

表 4-3 研究中我们使用的事例初选条件

Cut	粒子选择	pt 要求	eta 要求
Cut1	2 个反号孤立轻子	Pt > 20GeV	$ \eta < 2.5$
Cut2	2 个 b jets	Pt > 30GeV	$ \eta < 2.5$
Cut3	E _{miss}	E _{miss} > 40GeV	

利用表 4-3 中的判选条件对我们的数据进行初选，其效率如表格 4-4 所示 (对于一些非主要背景事例，我们只给出了最终的效率)。其中，括号内的数值表示能够通过该判选条件的事例数。经过初选，我们的信号事例剩余 1975 个， $t\bar{t}$ 背景事例剩余 370 个，W+jets 和单 top 事例很少有能够通过初选，由于模拟数据统计量的限制，我们在 95% 的置信水平下给出了相应估计值。当把信号和背景数据结合起来时，我们把事例的积分亮度归一为 730pb^{-1} (约 LHC 低亮度一个月的数据量)。

表 4-4 我们所用的判选条件对各事例样本的判选效率

事例类型	Cut1 效率	Cut2 效率	Cut3 效率	总效率
$t\bar{t} \rightarrow w^+ w^- b\bar{b} \rightarrow (l\nu)(l\nu)b\bar{b}$ ($l = e, \mu$) (30.4K)	35.5% (10.8K)	23.4% (2.5K)	78.2% (2.0K)	6.5%
$t\bar{t} \rightarrow w^+ w^- b\bar{b} \rightarrow (l\nu)(jj)b\bar{b}$ (275.5K)	0.2% (473)	12.1% (57)	59.6% (34)	0.01%
$t\bar{t} \rightarrow w^+ w^- b\bar{b} \rightarrow (l\nu)(l\nu)b\bar{b}$ (37.9K) (两个轻子中至少 1 个是 τ)	4.9% (1.8K)	23.5% (433)	77.6% (336)	0.9%
$w (\rightarrow l\nu) + np$ (94.8K)			$<1.7\%$ (< 160)	$<1.7\%$
单 top (Wt) (25.3K)			0% (0)	0%
单 top (Wg) (15.0K)			$<2.1\%$ ([5, 31])	$<2.1\%$
Zbb (157K)			0.3% 51	0.3%

4.7 $t\bar{t}$ 双轻子衰变道的重建

由于该信号道的末态含有两个中微子，而实验上只能给出其横动量之和，无法区分各自的横动量信息，因此该信号道的重建较为困难。本节我们给出了一种利用末态粒子动力学性质来重建两个中微子的方法。

由于该衰变道的末态为两个轻子，两个 b jets，两个中微子，末态轻子和 b jets 的四动量我们通过实验测量可以得到，因此利用一系列的运动学限制条件（ $(\sum E)^2 - (\sum \vec{p})^2 = M^2$ ，M 为母粒子的不变质量），我们可以求解中微子的四动量。设中微子在 x, y, z 方向的动量分别为 $p_x^\nu, p_y^\nu, p_z^\nu$ ，而反中微子在 x, y, z 方向的动量分别为 $p_x^{\bar{\nu}}, p_y^{\bar{\nu}}, p_z^{\bar{\nu}}$ ，我们可以得到如下方程组-方程组 1:

$$\begin{cases} p_x^\nu + p_x^{\bar{\nu}} = p_{x,miss} \\ p_y^\nu + p_y^{\bar{\nu}} = p_{y,miss} \\ (E_{l^+} + E_\nu)^2 - (p_x^{l^+} + p_x^\nu)^2 - (p_y^{l^+} + p_y^\nu)^2 - (p_z^{l^+} + p_z^\nu)^2 - M_{w^+}^2 = 0 \\ (E_{l^-} + E_{\bar{\nu}})^2 - (p_x^{l^-} + p_x^{\bar{\nu}})^2 - (p_y^{l^-} + p_y^{\bar{\nu}})^2 - (p_z^{l^-} + p_z^{\bar{\nu}})^2 - M_{w^-}^2 = 0 \\ (E_{l^+} + E_\nu + E_b)^2 - (p_x^{l^+} + p_x^\nu + p_x^b)^2 - (p_y^{l^+} + p_y^\nu + p_y^b)^2 - (p_z^{l^+} + p_z^\nu + p_z^b)^2 - M_t^2 = 0 \\ (E_{l^-} + E_{\bar{\nu}} + E_{\bar{b}})^2 - (p_x^{l^-} + p_x^{\bar{\nu}} + p_x^{\bar{b}})^2 - (p_y^{l^-} + p_y^{\bar{\nu}} + p_y^{\bar{b}})^2 - (p_z^{l^-} + p_z^{\bar{\nu}} + p_z^{\bar{b}})^2 - M_t^2 = 0 \end{cases}$$

其中， $p_{x,miss}$ 和 $p_{y,miss}$ 分别表示 x, y 方向测得的丢失动量信息； E_i 表示粒子 i 的能量 ($i = l^+, l^-, \nu, \bar{\nu}, b, \bar{b}$ 分别表示带正电荷轻子，带负电荷轻子，中微子，反中微子，b jet 和反 b jet)； p_j^i 表示粒子 i 在 j 方向上的动量分量 ($j = x, y, z$)； M_{w^+} 和 M_{w^-} 分别表示 W^+ 和 W^- 粒子的静质量，本论文中取 80.4 GeV；

M_t 和 $M_{\bar{t}}$ 分别表示 top 夸克和反 top 夸克的静质量，本论文中取 175GeV。在上方程组中，中微子和反中微子 x, y, z 方向的动量分量为未知变量，其他参数皆为实验可测量量。通过求解上面的方程组，我们可以得到中微子与反中微子的动量信息。

4.7.1 方程组的求解方法

上面得到的方程组 1 经过消元化简可以得到方程组 2:

$$\begin{cases} a_1x^2 + b_1x + c_1y^2 + d_1y + e_1xy + f_1 = 0 & (1) \\ a_2x^2 + b_2x + c_2y^2 + d_2y + e_2xy + f_2 = 0 & (2) \end{cases}$$

其中，x 为反中微子在 x 方向的动量分量，即方程组 1 中的 $p_x^{\bar{\nu}}$ ，y 为反中微子在 y 方向的动量分量，即方程组 1 中的 $p_y^{\bar{\nu}}$ ；系数 $a_1, a_2, b_1, b_2, c_1, c_2, d_1, d_2, e_1, e_2, f_1, f_2$ 都是由轻子或 b jet 的能、动量组成的可知量。

由于方程组 2 为非线性常规方程，因此很难用普通数值方法求解。我们求解方法的原则为将两个方程 (1) 和 (2) 分别视为 x-y 平面坐标系上的两条曲线，在一定的区间范围内通过逼近法求其交点可以得到方程组的解。

我们通过蒙卡模拟知道反中微子在 x 方向的动量分量区间为 -1500GeV~1500GeV，因此我们假定方程组 2 中的 x 为 -1500GeV~1500GeV 之间的一个已知值，则 y 的值可以通过方程 (1) 求解，然后将 x 和 y 的值代入方程 (2) 中，并记录方程 (2) 左端的值与零的关系（大于零或小于零）。在 -1500GeV~1500GeV 范围内依次变化 x（每次改变 1GeV），重复上面步骤，当发现方程 (2) 左端的值与上次求得的值反号时，则证明在这两个相邻的 x 值之间有方程组的一个解。然后我们再通过二分法尽可能精确的确定方程组 2 的这个解 (x, y)。

利用上述方法在 -1500GeV~1500GeV 范围内循环 x 的值，我们可以将方程组

2 所有的解都找出来。通过求解该方程组我们最多可能得到四组解，我们暂时将所有的解保留；还有一小部分情况，我们无法找到方程组的解，对于这种情况，我们将这种事例丢弃。

4.7.2 正反top夸克对的重建

由于在解方程组 1 的时候，我们需要末态粒子的四动量信息，并且由于存在两个 b-jets, 所以我们需要确定哪个是 b-jet，哪个是反 b-jet。我们使用的方法如下：将两个轻子和两个 b-jet 分别配对，找出其中空间距离 $dR(dR = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2})$ 最小的一个组合作为由同一 top 夸克衰变而来的一对，若该组合中的轻子带正电荷，则该组合中的 jet 为 b-jet，否则为反 b-jet。确定该组合后，剩下的一个轻子和 b-jet 作为另外一个组合。

确定末态粒子的分配组合后，将其各自的四动量分别代入方程组 2 中，通过 4.7.1 中的方法我们可以将中微子和反中微子的四动量求解出来，这样所有末态粒子的四动量我们都已得到。通过中微子和轻子的四动量信息我们可以重建出两个 W 玻色子的四动量信息；通过 W 玻色子和与相应轻子分别配对的 b-jet 的四动量信息我们可以重建出正反 top 夸克对的四动量信息。最终，方程组 1 的解的数目，将是重建出的正反 top 夸克对的数目。

4.7.2.1 利用 E_{miss} 对中微子求解的修正

由于实验上测得的 E_{miss} 与两个中微子横能量之和的真实值有较大误差（如图 4-9 所示），因此在求解方程组 2 的过程中可能导致方程组无解，或者虽然有解，但求得的中微子的四动量值与真实值偏差较大，所以我们通过改变 E_{miss} 的值对方程组的求解进行修正。

修正的具体步骤如下：

(1) 图 4-9 中的分布为模拟数据事例中真实的丢失横能量与重建丢失横能量的比值, 由此我们选择 E_{tmiss} 在 75%~115% 之间逐次变化, 每次变化 2%, 分别利用 4.7.1 中的方法对中微子的四动量进行求解, 对所有的解都暂时予以保留, 并利用得到的末态粒子重建出正反 top 夸克对的四动量。

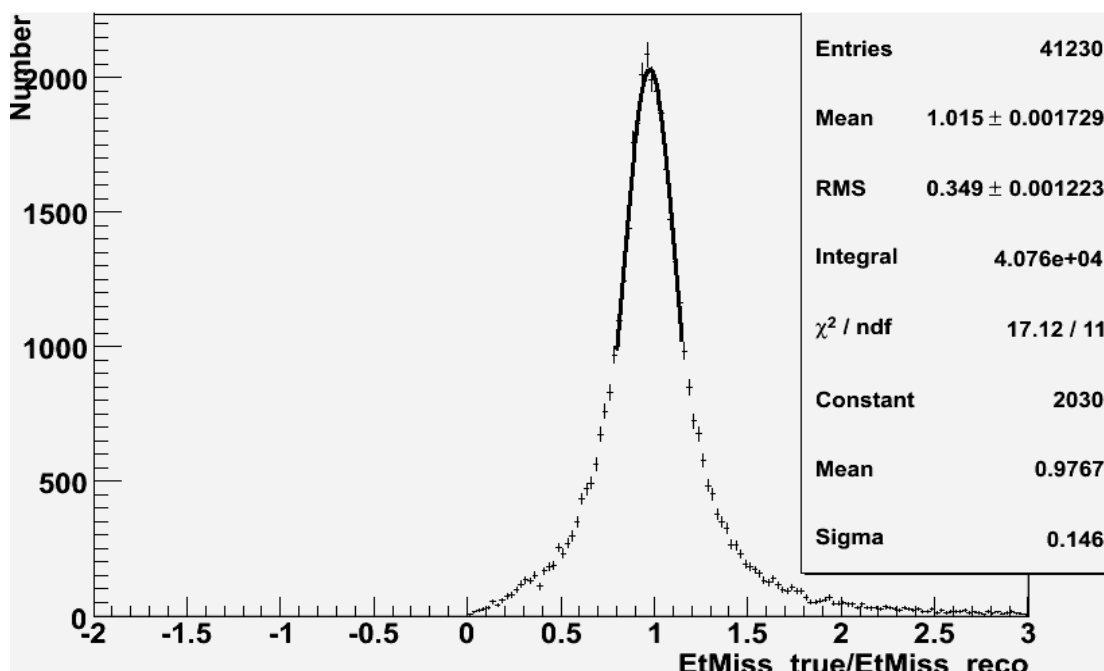


图 4-9 模拟的真实丢失横能量与重建丢失横能量的比值

(2) 如果通过步骤 (1) 之后, 我们找到了方程的一系列解, 则停止继续寻找方程组的解; 如果没有找到方程组的解, 则扩大寻找范围, 在 E_{tmiss} 60%~75% 和 115%~130% 的变化量之间逐次改变, 每次变化 1%。如果有解, 则全部保留, 并用得到的末态粒子重建出正反 top 夸克对的四动量; 如果仍然无解, 则放弃该事例。

通过一定范围内变化 E_{tmiss} 的值, 我们最后可能没有得到方程组的解, 也可能得到了很多组方程组的解, 并重建出了相同数目的正反 top 夸克对。如果我们重建出了多组正反 top 夸克对, 我们暂时都予以保留, 并等待进一步的选择。

4.7.2.2 正反top夸克对的选择

对 4.7.2.1 中得到的多组正反 top 夸克对，我们采用权重（weight）法来选取其中最优的一组。权重法的基本原理是利用最大似然法来寻找最可能正确的 $t\bar{t}$ 组合。通过蒙卡模拟我们可以得到中微子，反中微子，top 夸克和反 top 夸克的横动量分布，如图 4-10 所示：

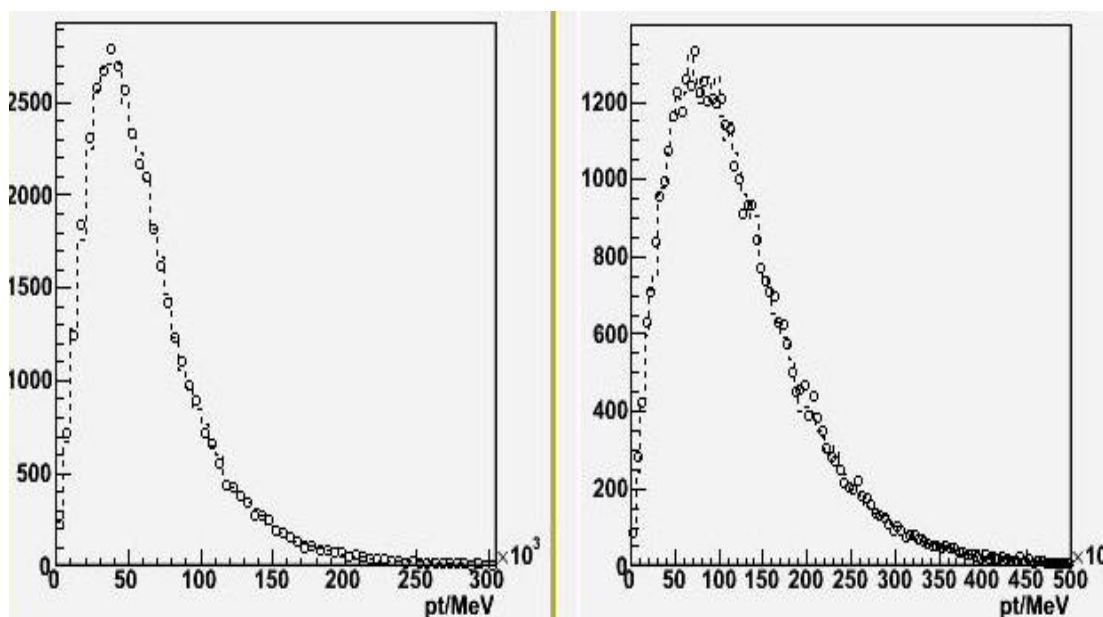


图 4-10 模拟的真实（反）中微子和（反）top 夸克的横动量分布图

图 4-10 中，左边的图为中微子和反中微子的横动量分布图，圆圈分布为中微子横动量，虚线分布为反中微子横动量；右边的图为 top 夸克和反 top 夸克的横动量分布图，圆圈分布为 top 夸克横动量，虚线为反 top 夸克横动量。我们认为中微子与反中微子满足相同的横动量分布，top 夸克与反 top 夸克也满足相同的横动量分布。

将图 4-10 归一化后，它们分别对应于中微子和 top 夸克的横动量的概率密度分布，经拟合后，我们得到中微子和 top 夸克的横动量的概率密度函数（pdf），拟合函数形式如下所示：

$$f(x) = ax^b e^{cx^d},$$

其中 x 表示 $\nu, \bar{\nu}, t$ 或 $\bar{t}$ 的横动量, a, b, c, d 为拟合参数, 对于中微子和 top 夸克, 它们分别取不同的值。

对一个 $t\bar{t}$ 组合, 将其中 $\nu, \bar{\nu}, t, \bar{t}$ 四个粒子的横动量值分别代入各自的横动量的概率密度函数中, 我们得到四个权重值: $weight_\nu, weight_{\bar{\nu}}, weight_t, weight_{\bar{t}}$, 将四个 $weight$ 值相乘之后得到该 $t\bar{t}$ 组合总的 $weight$ 值: $Weight_{total}$ 。

分别求得 4.7.2.1 中得到的各组 $t\bar{t}$ 的 $Weight_{total}$ 并相互比较, 保留 $Weight_{total}$ 值最大的一个 $t\bar{t}$ 组合。至此, $t\bar{t}$ 双轻子衰变道的重建结束。

4.8 重建结果

由于在重建之前的选择中, 我们利用与轻子配对的方法对 b-jet 和反 b-jet 进行了辨别 (见 4.7.2), 而该方法会将一小部分 b jet 和反 b jet 进行错误的辨别, 所以通过解方程得到的中微子四动量是错误的, 这也导致最终重建的 $t\bar{t}$ 事例是错误的。对于最后得到的 $t\bar{t}$ 事例, 由 3 部分组成: 第一部分由背景事例重建而来, 相对要找的信号事例, 这部分属于背景; 第二部分由信号事例重建而来, 但在分辨 b 和反 b-jet 的时候, 我们将两者鉴别反了, 这部分为组合背景 (如果我们选择的 b-jet (反 b-jet) 与 MC 真实 b-jet (反 b-jet) 的空间夹角 ΔR 大于 0.4, 则认为该重建事例为组合背景); 第三部分也由信号事例重建而来, 但 b-jet 和反 b-jet 辨别无误, 即重建完全正确的部分。

经过 4.6 中的事例初选, 我们得到了 2399 个待重建事例 (1975 个来自信号事例, 370 个来自 $t\bar{t}$ 背景事例, 3 个来自单 top 背景, 51 个来自 Zbb 背景)。这些事例中有 1601 个通过了我们的重建, 最终重建出了 $t\bar{t}$ 事例。通过与 MC 模拟的真实信息比较我们发现, 其中有 245 个事例由 $t\bar{t}$ 背景事例中重建出来, 1345 个事例由 $t\bar{t}$ 双轻衰变道信号事例重建出来, 13 个由其它背景重建而来。而在该 1345 个事例中, 有 302 个事例的 b 和反 b-jet 鉴别错误, 即有 302 个组合背景。

所以，利用我们这种选择重建方法对 $t\bar{t}$ 双轻子衰变道信号事例进行选择重建，

最终的效率为： $\frac{1043}{30400}=3.4\%$ (仅对纯信号)。

将重建得到的 $\nu, \bar{\nu}, w^+, w^-, t, \bar{t}$ 粒子分别与各自对应 MC 真实粒子相比较，给出了它们之间 $\Delta\eta$ 和 $\Delta\phi$ (η 方向的夹角和 ϕ 方向的夹角) 的分布，如图 4-11 和 4-12 所示。

图 4-11 自上至下分别为 $\nu, \bar{\nu}$ 的分布，自左至右分别为 $\Delta\eta$ 和 $\Delta\phi$ 的分布；图 4-12 自上至下分别 $w^+, w^-, t, \bar{t}$ ，自左至右分别为 $\Delta\eta$ 和 $\Delta\phi$ 的分布。其中，带误差棒的数据点分布为由信号重建而来，且 b-jet 鉴别正确的重建事例分布；柱状图分布为组合背景事例中重建粒子与各自对应的 MC 真实粒子之间的 $\Delta\eta$ 和 $\Delta\phi$ 分布。

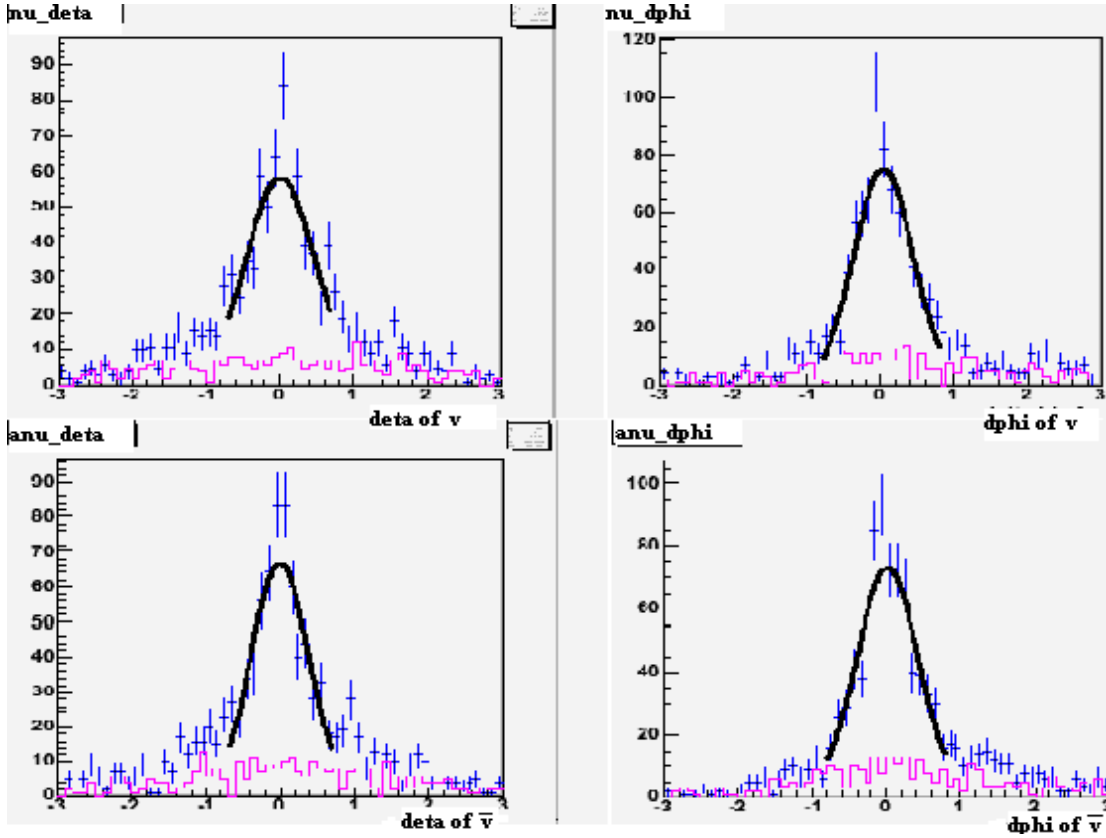


图 4-11 重建粒子 ($\nu, \bar{\nu}$) 与对应 MC 真实粒子之间的 $\Delta\eta$ 和 $\Delta\phi$ 分布图

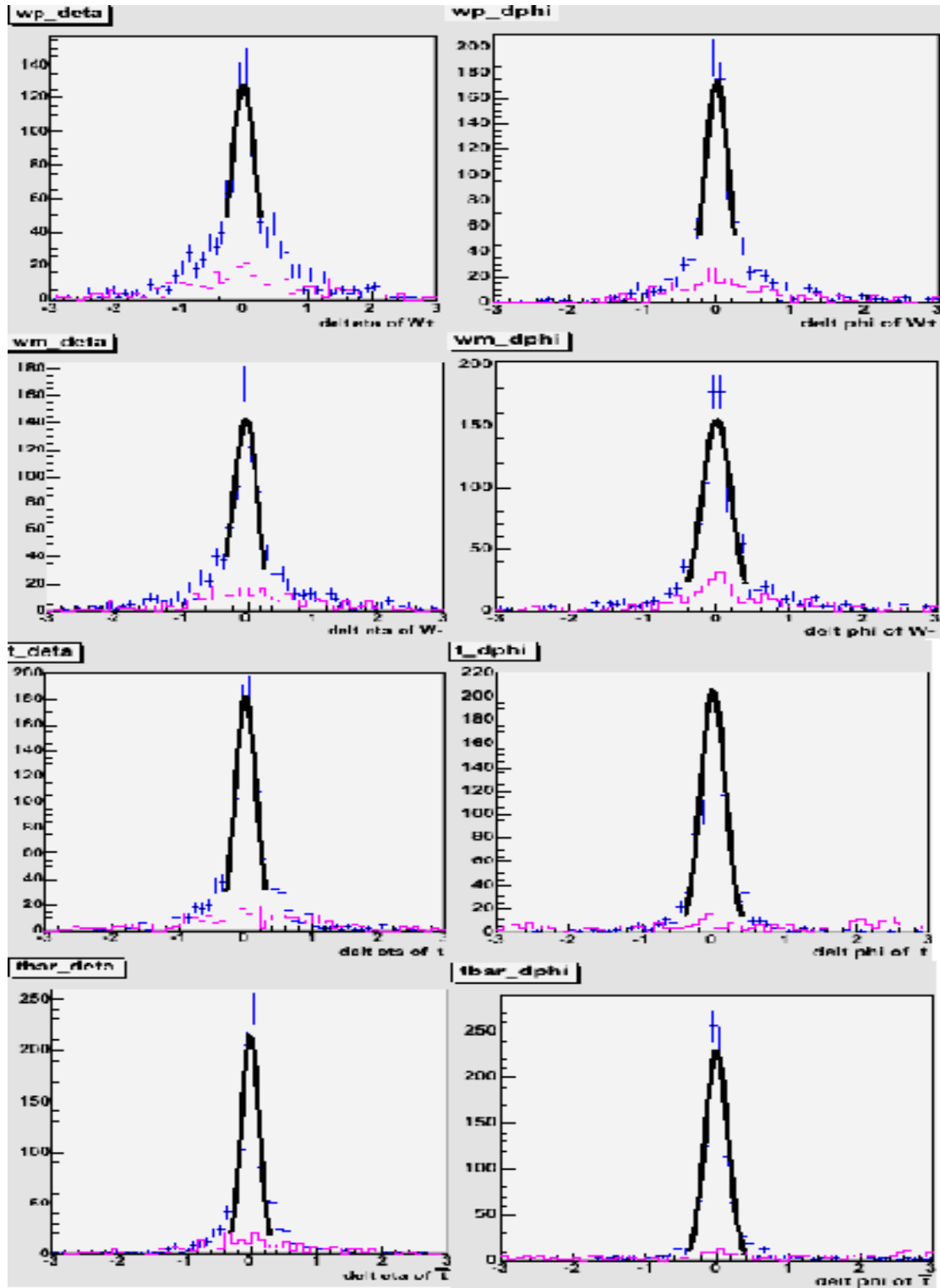


图 4-12 重建粒子 ($w^+, w^-, t, \bar{t}$) 与对应 MC 真实粒子之间的 $\Delta\eta$ 和 $\Delta\phi$ 分布图

图 4-11 和图 4-12 中，对 b-jet 鉴别正确重建事例的 $\Delta\eta$ 和 $\Delta\phi$ 分布，我们利用高斯函数进行了简单的拟合（由于分布两端的“尾巴”部分并不完全符合高斯分布，所以我们作高斯拟合时分别取了不同的区间），如图中黑色曲线所示，拟合结果如表 4-5 所示：

表 4-5 重建粒子与对应 MC 真实粒子 $\Delta\eta$ 和 $\Delta\phi$ 分布的拟合结果

	ν		$\bar{\nu}$		w^+		w^-		t		$\bar{t}$	
	$\Delta\eta$	$\Delta\phi$	$\Delta\eta$	$\Delta\phi$	$\Delta\eta$	$\Delta\phi$	$\Delta\eta$	$\Delta\phi$	$\Delta\eta$	$\Delta\phi$	$\Delta\eta$	$\Delta\phi$
σ	0.47	0.40	0.39	0.42	0.18	0.16	0.18	0.20	0.16	0.17	0.13	0.16
RMS	0.99	0.98	0.99	0.92	0.69	0.64	0.70	0.63	0.49	0.39	0.48	0.40

我们将重建粒子与 MC 模拟真实粒子的横动量分别比较，给出了横动量分辨率 Δpt （ $\Delta pt = (\text{重建粒子 } pt - \text{MC 真实粒子 } pt) / \text{MC 真实粒子 } pt$ ）的分布，如图 4-13 所示：

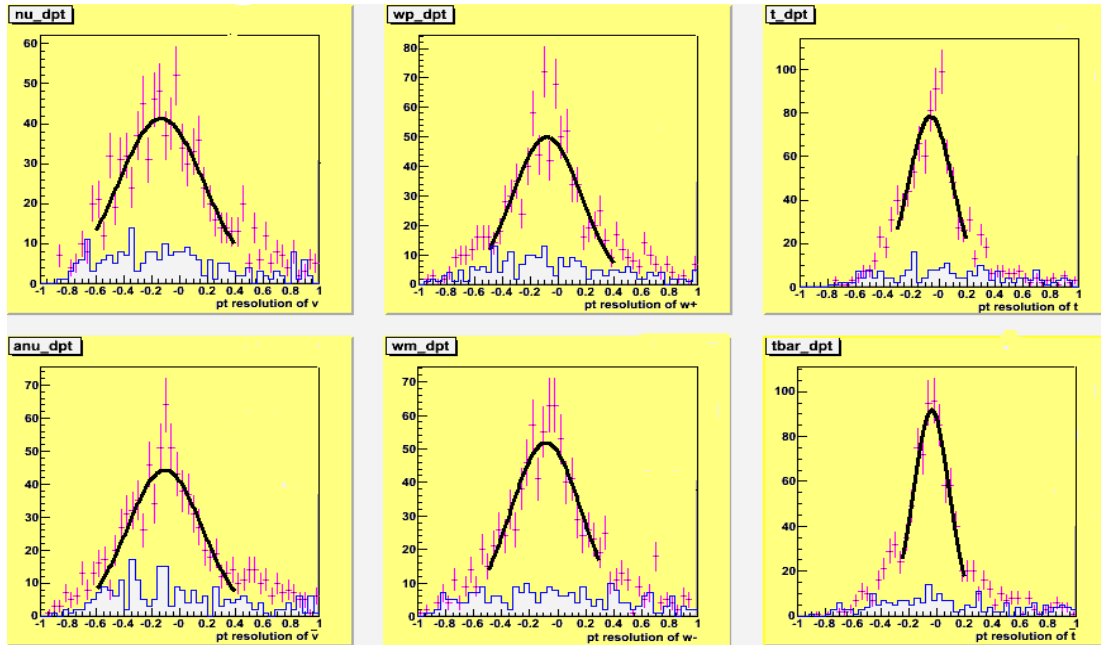


图 4-13 用我们的方法重建粒子的横动量分辨率

图 4-13 中，第一排自左到右依次为 ν ， W^+ 和 t 夸克的 Δpt 分布，第二排自左到右依次为 $\bar{\nu}$ ， W^- 和 $\bar{t}$ 夸克的 Δpt 分布。“+”分布为由信号事例重建而来，且 b -jet 鉴别正确的重建事例，我们用高斯分布做了简单拟合，相关参数见表 4-6；直方图式分布为由组合背景得到的分布。

表 4-6 重建粒子横动量分辨率的拟合结果

	ν	$\bar{\nu}$	w^+	w^-	t	$\bar{t}$
σ	0.31	0.27	0.24	0.25	0.16	0.13
RMS	0.37	0.38	0.35	0.35	0.26	0.27

4.9 小结

本章中对 $t\bar{t}$ 双轻子衰变道的末态粒子进行了选择，并利用动力学限制条件对该衰变道末态中的两个中微子的动量信息进行了求解。利用得到的多组中微子的解，我们重建出了多组 $t\bar{t}$ 事例，通过“权重法”我们对这些 $t\bar{t}$ 事例进行了最优选择。最终的重建结果显示，我们的信号道重建方法是可行的。

第五章 W 玻色子极化在 $t\bar{t}$ 双轻子衰变道中的测量

t 夸克是已知的最重的费米子，它的质量为 175GeV 左右，接近电弱对称破缺的尺度。 t 夸克为大家寻找标准模型以外的新物理提供了可能。在标准模型中， t 夸克的衰变是按照 V-A 带电流相互作用进行的，大约有 99.9% 的 t 夸克是按照 $t \rightarrow Wb$ 的衰变方式进行衰变。在 t 夸克的衰变中，W 玻色子的极化信息被标准模型精确预言了。通过对 $t \rightarrow Wb$ 衰变道内 W 玻色子极化的测量，我们可以进一步完善对 t 夸克自旋的研究，验证我们对 tWb 顶角的理解并更深入的理解 V-A 结构^[44]。W 玻色子按其螺旋度可分为纵向 (longitudinal) W，左手 (left-handed) W 和右手 (right-handed) W 三种，任何不同于标准模型的 $t \rightarrow Wb$ 极化理论（如电弱对称破缺中的动力学模型差异，新的相互作用，额外维度的存在等）将改变三种极化方式的 W 玻色子所占的百分比。据此，我们可以对标准模型进行验证，并寻找新物理存在的证据。

精确测量 W 极化需要很高的统计量(远高于目前 Tevatron 上取得的数据量)，而 LHC 将满足我们的需要。LHC 就像一个大的 t 工厂，当 LHC 在低亮度 ($10^{33}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$) 运行时，每年将有 800 万个 $t\bar{t}$ 事例产生，利用如此大统计量的数据，我们可以对 W 的极化性质进行精确的测量。

5.1 W 极化的简单介绍

对于自旋为 1 的 $W^\pm$ 玻色子，其螺旋度 (helicity) 有三种可能^[45]：-1, 0, 1，我们分别称之为左手旋 (Left Handed)，纵向 (longitudinal，这里“纵向”是相对于 W 场的方向来说的)，右手旋 (Right Handed)。以 $t \rightarrow W^+b$ 过程为例，在 $t \rightarrow W^+b$ 衰变中产生的实 W^+ 粒子，其螺旋度可能是以上三种中的任何一种，如

图 5-1 所示:

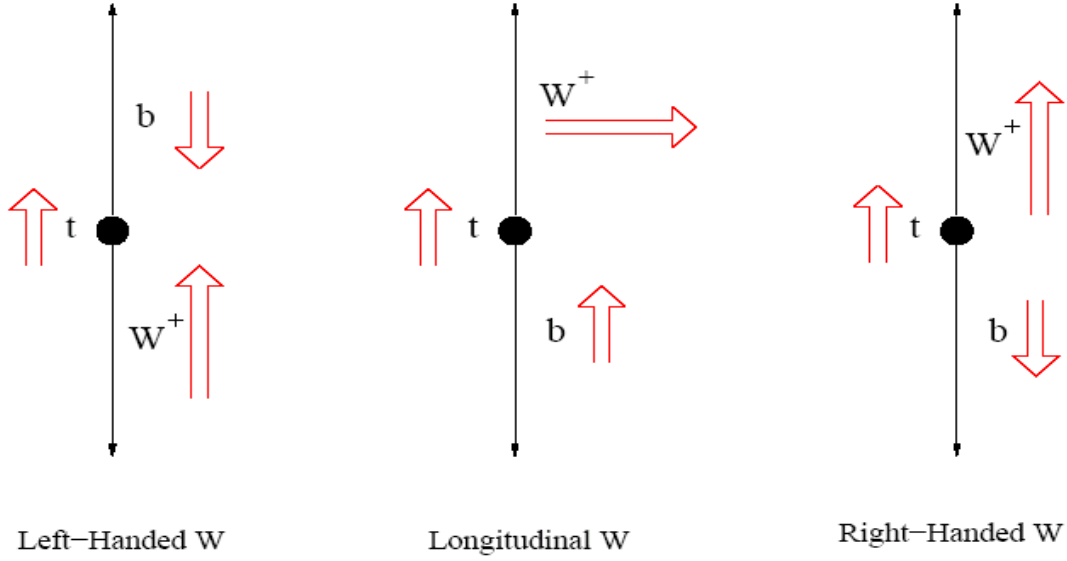


图 5-1 三种螺旋度的 W 玻色子的图解

图 5-1 中所示为 $t\bar{t}$ 静止系, 细箭头 (黑色) 表示各粒子的运动方向, 粗箭头表示各粒子的自旋方向。对于 W^+ 右手旋的情况, 如果我们忽略 b 夸克的质量, 那么因为质量为零的正粒子只有左手旋的, 所以由角动量守恒可知, W^+ 右手旋的情况 (最右边的图) 在标准模型中是被禁忌的。

对于螺旋度为左手旋、右手旋和纵向的 W^+ , 它们各自对应的几率分别用 F_R , F_L 和 F_0 表示。对 b 夸克作零质量近似后, 标准模型给出了 F_R , F_L 和 F_0 的期望值:

$$\left\{ \begin{array}{l} F_0 = \frac{M_t^2}{M_t^2 + 2M_W^2} = 0.703 + 0.002 \times (M_t - 175) \\ F_L = \frac{2M_W^2}{M_t^2 + 2M_W^2} = 0.297 - 0.002 \times (M_t - 175) \\ F_R = 0.000 \end{array} \right. \quad (1)$$

(1) 式中, M_t 和 M_w 分别表示 top 夸克和 W 的质量, 以 GeV 表示。由上面的定义, 我们得到限制条件: $F_R + F_L + F_0 = 1$ 。假设 top 质量为 175GeV, 在考虑了 QCD、电弱辐射修正和 b 夸克质量不为零引起的变化之后, 标准模型理论给出: $F_0=0.695$, $F_L=0.304$, $F_R=0.001$ ^[46]。

对于 $\bar{t} \rightarrow W^- \bar{b}$ 过程, 它与 $t \rightarrow W^+ b$ 过程基本相同, 只是在对 b 夸克零质量近似后, 该过程中 W 左手旋的极化情况在标准模型下是被禁忌的 (零质量的反粒子只有右手旋的), 标准模型给出的对应 W 三种螺旋度的参数 F_0 , F_L 和 F_R 的期望值为:

$$\begin{cases} F_0 = \frac{M_t^2}{M_t^2 + 2M_w^2} = 0.703 + 0.002 \times (M_t - 175) \\ F_L = 0.000 \\ F_R = \frac{2M_w^2}{M_t^2 + 2M_w^2} = 0.297 - 0.002 \times (M_t - 175) \end{cases} \quad (2)$$

M_t 和 M_w 分别表示 top 夸克和 W 的质量, 假设 top 质量为 175GeV, 同样考虑 QCD、电弱辐射修正和 b 夸克质量不为零引起的变化之后, 标准模型理论给出: $F_0=0.695$, $F_L=0.001$, $F_R=0.304$ 。

因为实 W 粒子的产生主要来源于 $t\bar{t}$ 的衰变和 QCD 过程, 而在 QCD 过程中产生实 W 粒子几乎全部是横向的 (螺旋度为 F_L 和 F_R 的 W), 因此 $t\bar{t}$ 衰变过程是纵向 W 玻色子的唯一显著源。

通过实验测量 F_R , F_L 和 F_0 的值我们可以检验标准模型理论, 发现新物理: 如果实验发现 F_0 的值与标准模型差别较大, 则表明自发对称破缺的 Higgs 机制的正确性有待检验; 如果 F_R 的值与标准模型差别较大, 则表明在标准模型的左手旋弱流中可能存在非标准模型的 V+A 混合^[47]。

5.2 W 极化的测量方法

获取粒子自旋信息最好的方法就是去测量该粒子衰变产物的角分布，这些被测量的末态粒子称为自旋分析子 (spin analyzer)。由于轻夸克相互之间在实验上很难分辨，而 W 衰变末态中的轻子则比较容易观测，所以我们一般选取该轻子作为自旋分析子，在 $t\bar{t}$ 单轻子衰变道或双轻子衰变道对 W 的极化进行测量。

通过观测 W 静止系中带电轻子的运动方向与 top 静止系中 W 的运动方向之间的夹角 ψ 的余弦分布，我们可以得到三种极化 W 各自所占的分数 F_R , F_L 和 F_0 。 ψ 角的选取如图 5-2 所示：

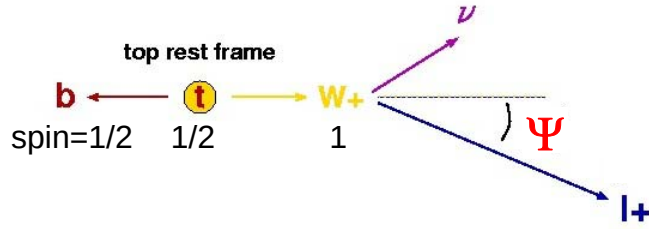


图 5-2 W 极化测量中末态粒子角 Ψ 的分布

在标准模型中，对 $t \rightarrow w^+ b$ 过程， ψ 角的分布满足式 (3) 关系^[44]：

$$\frac{1}{N} \frac{dN}{d\cos\psi} = \frac{2}{3} \left[F_0 \left(\frac{\sin\psi}{\sqrt{2}} \right)^2 + F_L \left(\frac{1-\cos\psi}{2} \right)^2 + F_R \left(\frac{1+\cos\psi}{2} \right)^2 \right] \quad (3)$$

对 $\bar{t} \rightarrow w^- \bar{b}$ 过程，(3) 式中的 ψ 角需改为 $\pi - \psi$ ，即：

$$\frac{1}{N} \frac{dN}{d\cos\psi} = \frac{2}{3} \left[F_0 \left(\frac{\sin\psi}{\sqrt{2}} \right)^2 + F_R \left(\frac{1-\cos\psi}{2} \right)^2 + F_L \left(\frac{1+\cos\psi}{2} \right)^2 \right] \quad (4)$$

由于 $\bar{t} \rightarrow w^- \bar{b}$ 过程中 F_R 和 F_L 的值与 $t \rightarrow w^+ b$ 过程中 F_L 和 F_R 对应相等，所

以 (3) 式和 (4) 式的分布实际上完全相同，后面对 W 极化的研究中，在求 $\cos\psi$ 的分布时，我们直接将两个分布放在一起研究，并没有将其分别对待（后面的研究我们将只考虑 (3) 式的分布）。

(3) 式中的分布是 W 三种极化态相应角分布的叠加，如图 5-3 所示。其中，L 表示左手旋 W 的 ψ 角的分布，0 表示纵向 W 的 ψ 角的分布，0+L+R 表示三个分布的叠加（右手旋的 W 分数为零），即 (3) 式的分布。

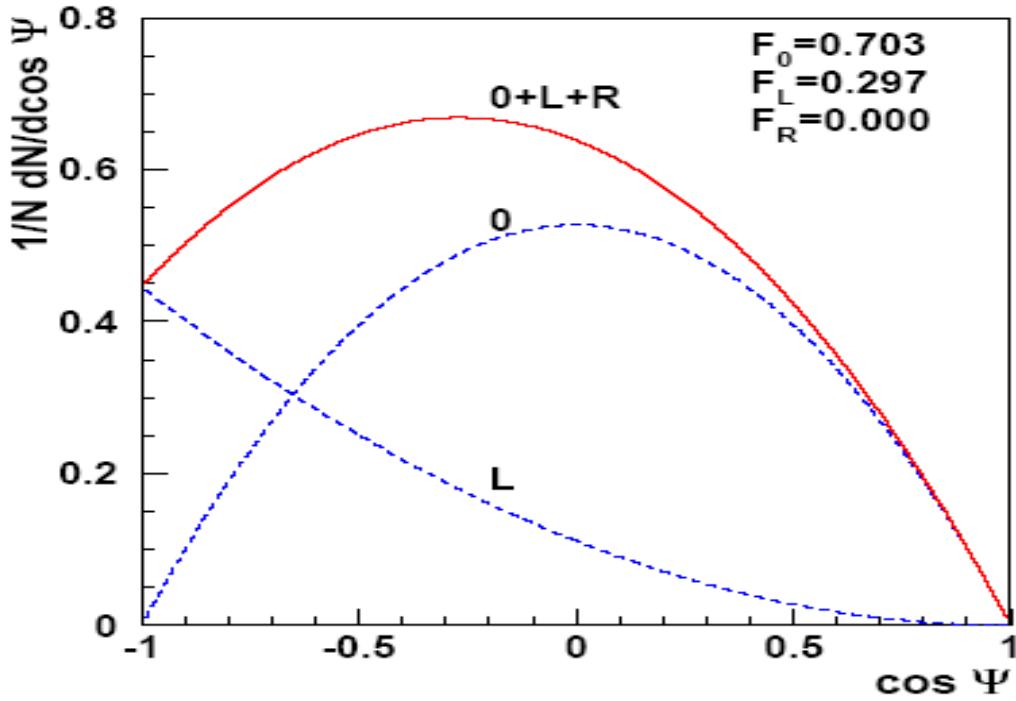


图 5-3 W 三种极化状态分别对应末态角分布图

对于纵向的 W 玻色子，由于需要满足角动量守恒的条件，所以由 W 衰变产生轻子的运动方向倾向于与 W 的运动方向垂直，如图 5-4 中间图所示；对于左手旋的 W 玻色子，同样在角动量守恒的条件下，衰变末态轻子的运动方向更倾向于与 W 的运动方向反向，如图 5-4 中左图所示；而右手旋的 W 衰变产生的轻子运动方向倾向于与 W 的运动方向相同，如图 5-4 中右图所示。所以，对于不同极化方式的 W 玻色子，它们和末态衰变轻子之间的夹角分布差异十分明显。

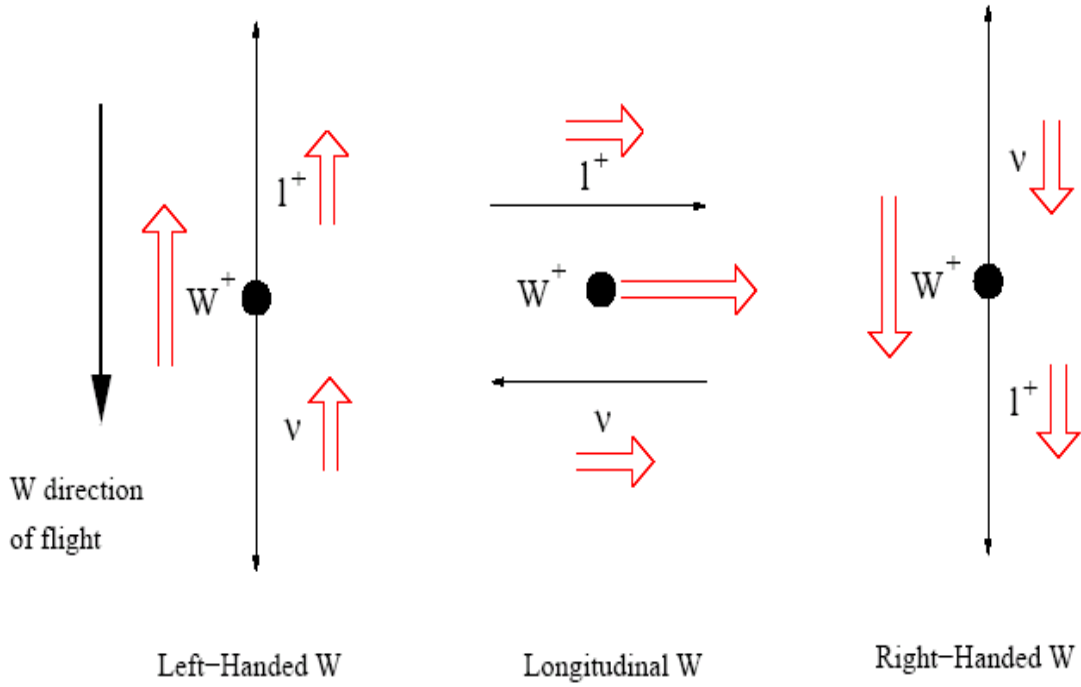


图 5-4 三种 W 极化态中，末态粒子与 W 的角动量方向关系图，空心箭头表示粒子的自旋方向，实心细箭头表示粒子的运动方向

5.3 $t\bar{t}$ 双轻子衰变道中 W 的极化研究

利用与 4.1 节中相同的 MC 全模拟数据样本，我们对 W 的极化在 $t\bar{t}$ 双轻子衰变道进行了研究。

对 $t\bar{t}$ 双轻子道衰变事例，我们可以在 t 和 $t\bar{t}$ 衰变系统中，分别计算 ψ 角（轻子在 W 静止系中的运动方向与 W 在 $t\bar{t}$ 静止系中运动方向的夹角）。这样每个事例中可以得到两个 ψ 角，它们的分布是相同的（5.2 中（3）式和（4）式），所以我们把它们叠加到同一个分布中，以提高统计量。

由于在我们的初选和重建中舍弃了部分事例，这将导致实际得到的 $\cos\psi$ 分布与理论预言的 $\cos\psi$ 有一定的偏差；且最后选择的事例中包含的背景事例，

对于 $\cos\psi$ 的分部形状也会造成一定的影响， 所以我们需要对重建的 $\cos\psi$ 分布进行恰当的修正之后， 才能得到正确的 W 极化参数。对于 $\cos\psi$ 分布的修正， 我们按照以下步骤进行：

- (1) 利用蒙特卡洛模拟， 计算效率修正函数， 模拟背景事例分布：
 - a) 蒙特卡洛模拟数据中含有两部分信息：MC 模拟粒子的真实信息（我们称为真实粒子信息， 下同）和经探测器模拟后得到的末态重建粒子信息（我们称为末态重建粒子信息， 下同）。利用真实粒子信息标定我们利用末态重建粒子信息重建出的 $t\bar{t}$ 事例， 分别得到信号和各个背景事例的 $\cos\psi$ 的分布， 如图 5-5 所示：图中白色区域为由信号重建得到事例的 $\cos\psi$ 分布， 黑色部分为组合背景中 $\cos\psi$ 的分布， 花纹部分为由背景（ $t\bar{t}$ 背景, w+jets, zbb 等）重建得到的 $t\bar{t}$ 事例中的 $\cos\psi$ 分布。信号的 $\cos\psi$ 分布称为 D1。

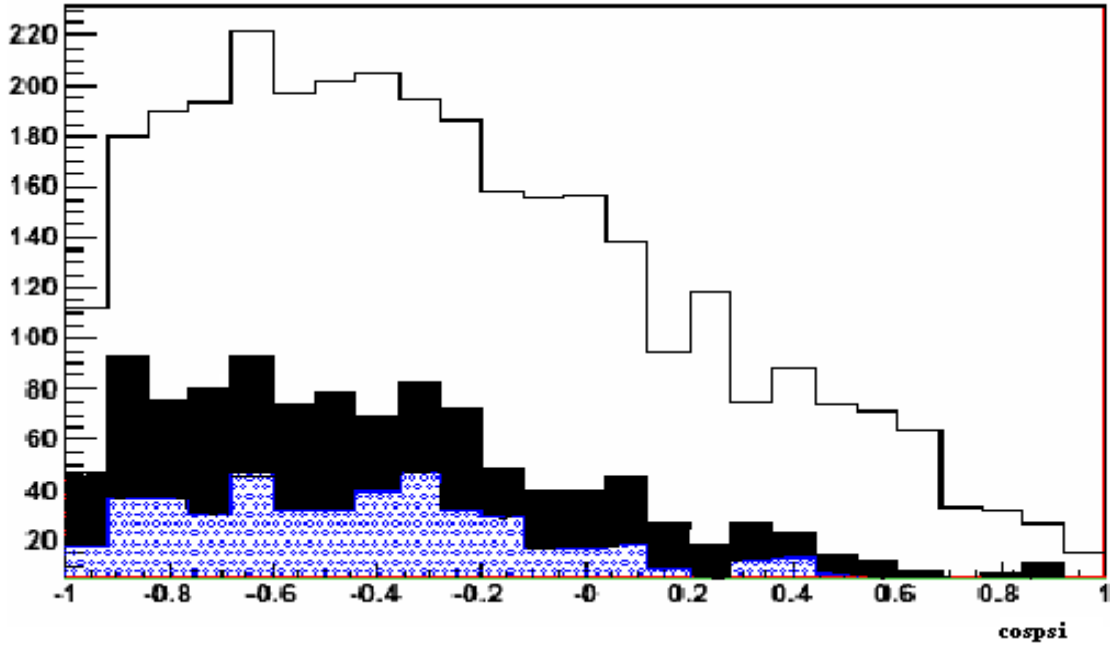


图 5-5 重建事例中，从信号和各背景中分别得到的 $\cos\psi$ 分布图

- b) 利用真实粒子信息，给出 $\cos\psi$ 的理论分布 D2，将 D1 和 D2 两个直方图做除（D1/D2），得到一条效率曲线，每一个 bin 的值表示该 bin 对应的 $\cos\psi$ 的重建效率。对效率分布进行归一化和拟合，得到效率函数（由

于在 $\cos\psi=\pm 1$ 附近分布的粒子统计量太小, 拟合时取 $[-0.9, 0.8]$ 的区间)。该效率函数用于修正由于事例选择和重建对 $\cos\psi$ 的分布引起的偏差。D1, D2 以及我们得到的效率函数分别如图 5-6 中 a,b,c 所示:

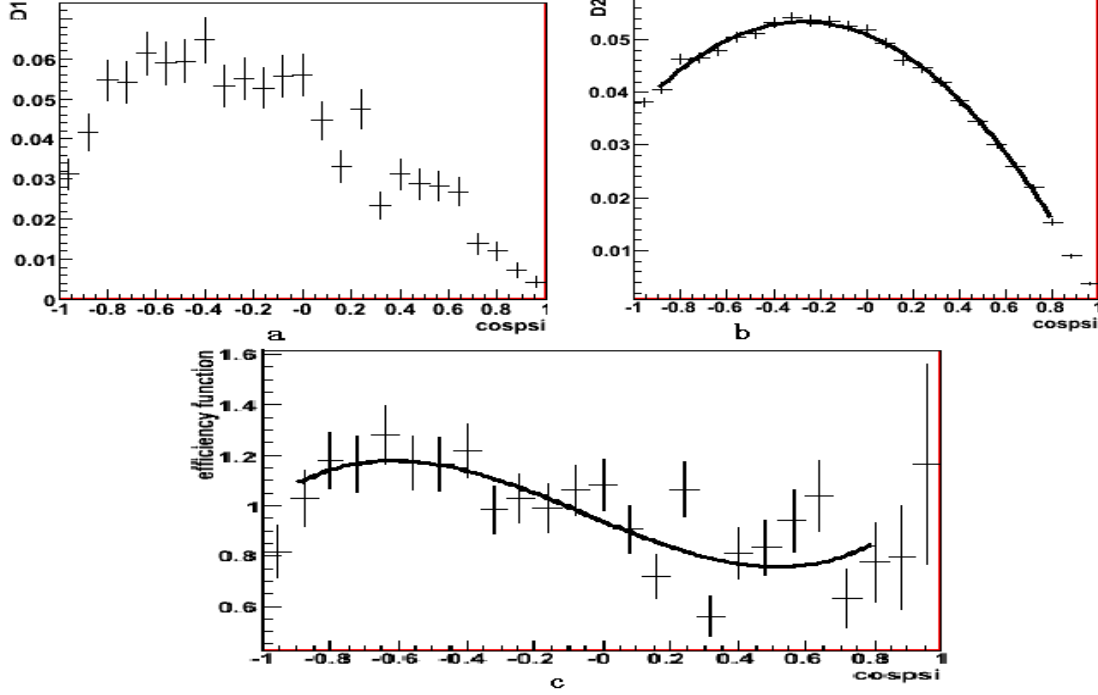


图 5-6: (a) 信号事例的 $\cos\psi$ 分布 D1, (b) $\cos\psi$ 的理论分布 D2, (c) 我们得到的效率函数分布图

(2) 用实验数据进行测量

- a) 将实验数据 (由于目前还没有实验数据, 所以本论文中使用模拟数据代替) 中重建得到的 $\cos\psi$ 分布分别扣除利用蒙特卡洛模拟得到的各种背景事例的 $\cos\psi$ 分布。
- b) 利用步骤 (1) 中得到的效率函数进行修正。
- c) 利用 $\cos\psi$ 的理论分布函数 (如下式所示) 对修正后的分布进行拟合, 得到 F_0 , F_L , F_R 的值。在 $f(\cos\psi)$ 函数中, A 为常数。

$$f(\cos\psi) = A \left[F_0 \left(\frac{1 - \cos^2\psi}{2} \right) + F_L \left(\frac{1 - \cos\psi}{2} \right)^2 + (1 - F_0 - F_L) \left(\frac{1 + \cos\psi}{2} \right)^2 \right]$$

利用 MC 数据，我们得到的 W 极化参数分别为： $F_0=0.709\pm0.044$ ， $F_L=0.297\pm0.026$ ， $F_R=-0.005\pm0.027$ ，这里我们只给出了统计误差。

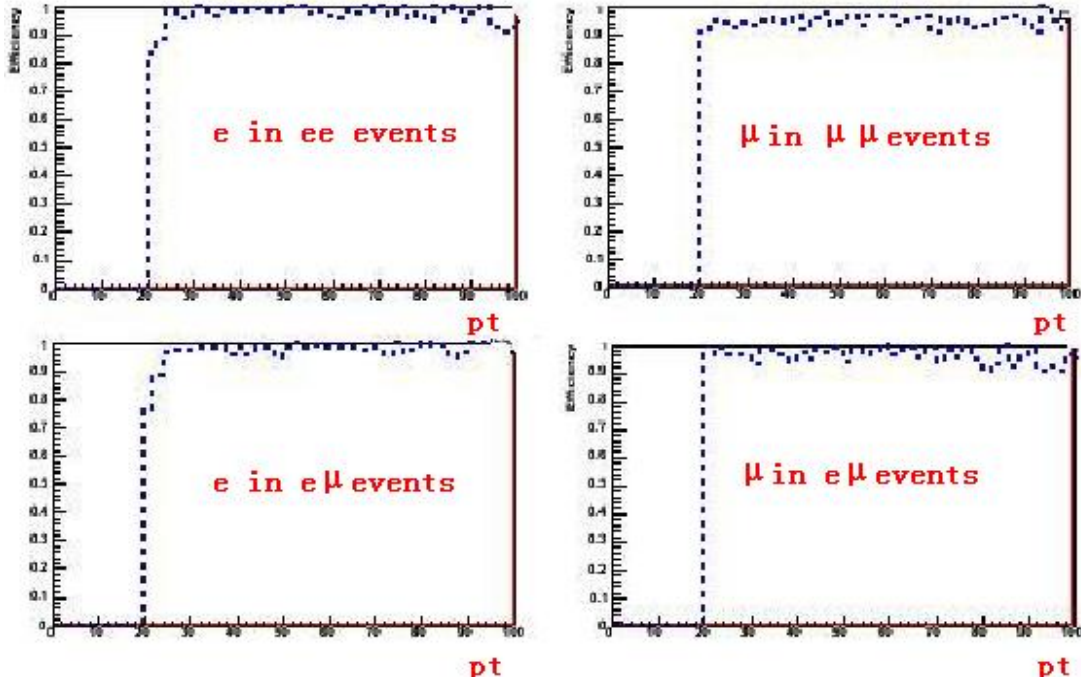
5.4 W极化测量中主要的系统误差来源及分析

测量 W 极化的主要系统误差源有以下几项：（1）事例触发（trigger）；（2）b jet 标记（tag）效率；（3）b jet 能量测量；（4）背景事例分布的不确定性；（5）top 质量不确定性；（6）理论误差。

5.4.1 Trigger 带来的系统误差

由于实验数据都是触发之后的事例，而在触发过程中，有一部分信号会丢失，这会带来一定的系统误差。通过在模拟数据中加入触发条件，本论文研究了触发带来的影响。触发条件为 EM25i 或 Muon20i，即只要事例中含有横动量大于 25GeV 的孤立电子或者横动量大于 20GeV 的孤立 μ 子，该事例就可以被触发。

对 $t\bar{t}$ 双轻子衰变道，由于存在两个孤立轻子，所以其触发效率非常高，如图 5-7 所示。其中，上左图为 $t\bar{t}$ 双轻衰变中，两个轻子都是电子的事例，随其中一个电子横动量变化的触发效率图；上右图为 $t\bar{t}$ 双轻衰变中，两个轻子都是 μ 子的事例，随其中一个 μ 横动量变化的触发效率图；下左图为 $t\bar{t}$ 双轻衰变中，两个轻子为一个电子和一个 μ 子的事例，随电子横动量变化的触发效率图；下右图为 $t\bar{t}$ 双轻衰变中，两个轻子为一个电子和一个 μ 子的事例，随 μ 横动量变化的触发效率图。


 图 5-7 $t\bar{t}$ 双轻衰变事例的触发效率

利用模拟数据的分析发现，经我们选择的触发条件触发后，只有大约 3% 的信号事例丢失了，经过事例选择和重建后，最终对结果造成的影响可以忽略，即触发带来的系统误差可以忽略不计。我们在本论文的各种研究中并未考虑触发带来的影响。

5.4.2 b tag 效率造成的误差

在标记 b jet 时，模拟中所使用的 b jet 的标记效率与实验数据真实效率的差别将导致模拟事例中 b jet 数目与实验数据中 b-jet 的实际数目有一定的差别。因为在事例选择时，我们要求事例中有且仅有两个 b jet，所以 b tag 效率的误差将影响我们的事例选择，从而给 W 极化参数的测量带来一定的误差。

对于 b tag 效率造成的误差，参照 ATLAS fast simulation 研究，通过在 MC 模拟数据中将 b tag 的效率分别加、减 5%^{[45][48]}来观察对结果的影响。这种改变在 W 极化参数 F_0 上引起的变化为 ± 0.040 ，在 F_L 上引起的变化为 ± 0.063 ，在 F_R 上引起的变化为 ± 0.022 ，这些变化被当作由 b tag 效率不确定性引起的系统误差。

5.4.3 b jet 能量测量造成的误差

由于在事例选择和重建整个 $t\bar{t}$ 双轻子衰变过程中都需要用到 b jet 的能量, 所以 b jet 能量与真实值的任何差别都将导致重建 $t\bar{t}$ 系统的不同, 带来较大的误差。参照 ATLAS fast simulation 研究, 我们通过将 b jet 的能量分别加减 3%^[45] 来估计了该项误差。由于我们在改变 b-jet 的能量时, E_{miss} (丢失横能量)的值将会受到影响, 所以我们也相应得改变了 E_{miss} 的值。最终, b-jet 能量变化在 F_0 上引起的变化为 ± 0.051 , 在 F_L 上引起的变化为 ± 0.039 , 在 F_R 上引起的变化为 ± 0.023 , 这些变化被当作由 b jet 能量修正带来的系统误差。

5.4.4 背景分布不确定性造成的误差

由于我们不能穷举所有的背景事例, 而对已知的背景道其产生截面也具有不确定性, 这都将导致背景分布的不确定性, 从而影响到数据的分布, 带来误差。由于某些背景 (w+njets, 单 top, zbb 等) 占的比重很小, 我们没有考虑由它们引起的系统误差。另外由于组合背景同 b-jet tag 效率, b-jet 能量有较强的相关性, 在我们改变 b-jet tag 效率和 b-jet 能量时, 组合背景的分布已经发生变化, 所以我们不再重复估计组合背景不确定性引起的误差。

本论文中只考虑了 $t\bar{t}$ 背景 ($t\bar{t}$ 衰变中含 τ 的事例) 和信号之间比例的不确定性带来的误差。由于 W 到电子衰变的分支比不确定性为 1.5%, W 到 μ 的分支比不确定性为 2.1%, W 到 τ 的分支比不确定性为 2.5%, 而 τ 到电子和 μ 的衰变分支比不确定性为 0.4%, 总的来说信号和背景之间比例的不确定性可以累计为 4% 左右。因此我们保守估计, 将 τ 背景的比例改变 5%, 这在 F_0 上引起的变化为 ± 0.002 , 在 F_L 上引起的变化为 ± 0.007 , 在 F_R 上引起的变化为 ± 0.002 , 这些变化数值被用来当作由背景分布不确定性引起的系统误差。

对于标准模型事例, 我们假定对于 tau 背景事例的形状能够进行很好的理解, 因此该背景事例分布在形状的上不确定性没有考虑进来。

5.4.5 top 夸克质量不确定性带来的误差

同 b jet 的能量类似，由于 top 夸克的质量用于 $t\bar{t}$ 双轻子衰变道的重建过程（解方程中），所以 top 质量的不确定性也将导致重建所得 $t\bar{t}$ 系统的不同，引起系统误差。Tevatron RunII 给出 top 质量的测量误差约为 $2\text{GeV}^{[49]}$ 。为了研究该项系统误差，我们做保守估计，采用模拟数据样本 CSC 6201 作为我们实验中的测量数据。该样本在产生过程中采用的 top 质量为 170GeV 。采用相同的算法对该数据样本进行处理，最终得到的 W 极化参数结果与 CSC5200 数据样本结果比较，其差别作为由 top 质量不确定性带来的误差。最终我们在 F_0 上得到的变化为 ± 0.026 ，在 F_L 上得到的变化为 ± 0.011 ，在 F_R 上得到的变化为 ± 0.014 。

5.4.6 理论方面的误差

理论方面的误差，主要有以下几方面：粒子产生过程中的 Q-Scale, 结构函数(structure function), 强子化机制(hadronization scheme), 初态辐射(ISR), 末态辐射(FSR), b 夸克碎裂(b-fragmentation)等。它们造成的误差经过 ATLFast 模拟分析，得到的结果分别如表 5-1 中所示^[45]：

表 5-1：理论方面带来的系统误差

衰变道	参数	Q-scale	结构函数	初态辐射	末态辐射	b 夸克碎裂	强子化机制
双轻子道	F_0	0.010	0.004	0.001	0.008	0.003	0.003
	F_L	0.011	0.002	0.000	0.016	0.002	0.002
	F_R	0.002	0.003	0.001	0.008	0.002	0.002

5.5 W极化测量的结果

通过上面的分析，我们最终得到的 W 极化参数的结果如下：

$$F_0 = 0.709 \pm 0.071 \text{ (syst)} \pm 0.044 \text{ (stat)}$$

$$F_L = 0.297 \pm 0.078 \text{ (syst)} \pm 0.026 \text{ (stat)}$$

$$F_R = -0.005 \pm 0.036 \text{ (syst)} \pm 0.027 \text{ (stat)}$$

由上面的结果可以看出，本论文中得到的系统误差比较大，只是由于受 MC 数据统计量的限制（仅相当于 LHC 低亮度运行一个月左右的数据量），我们在估计系统误差的时候，有相当的统计误差混入当中。

5.6 结论

利用相当于 LHC 低亮度 ($10^{33} \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$) 运行一个月数据量的蒙特卡罗事例样本，我们给出了一种实验上测量 W 极化参数的可行方法。通过简单的误差估计，利用 LHC 运行一个月的数据样本，我们得到的结果将与 D0 实验给出的结果相当（D0 给出 $F_R = 0.017 \pm 0.047 \text{ (sys)} \pm 0.048 \text{ (stat)}$ ^[50]）。

第六章 $t\bar{t}$ 自旋关联在双轻衰变道中的研究

由于 top 夸克的质量非常重，其寿命非常短，在 top 夸克发生强子化过程之前就已经发生衰变，所以其自旋信息并未被强子化过程冲掉，而是保留在其衰变产物之中了，top 夸克的自旋极化和自旋关联都被标准模型精确预言了。鉴于以上原因，我们可以通过其衰变产物直接进行 top 自旋的相关研究。同 W 极化一样，top 自旋关联的研究也是寻找新物理的敏感探针，如对 $g t\bar{t}$ 的反常耦合^{[51][52]}（电弱对称破缺），新的相互作用（超对称模型），额外维度^[53]，tWb 反常耦合^[54]等非标准模型的研究。

6.1 $t\bar{t}$ 自旋关联简介

6.1.1 top 夸克的极化

同 W 的极化类似，top 夸克的极化也可以通过其衰变产物的角分布来研究。研究中的自旋分析子既可以是 top 夸克的直接衰变产物 W 和 b，也可以是 W 继续衰变得到的末态粒子：轻子，中微子，轻 jet。

top 自旋分析子的角分布都可以写成 6.1 式的形式^[54]：

$$\frac{1}{N} \frac{dN}{d \cos \theta_i} = \frac{1}{2} (1 + S \alpha_i \cos \theta_i) \quad 6.1$$

式 6.1 中，S 为 top 夸克极化系数；i 表示第 i 个自旋分析子； θ_i 为自旋分析子 i 在 top 夸克静止系中的运动方向与 top 极化方向的夹角； α_i 为该自旋分析子的自旋分析势（spin analyzing power），它表示该粒子的方向与 top 夸克自旋相关联

的程度。对自旋向上的 top 夸克，轻子^[55]，b-jet，W 玻色子^[56]等粒子分别在 LO（Leading Order）和 NLO（Next-to-Leading-Order）模型中的自旋分析势的值在表 6-1 中给出。

表 6-1 末态粒子对自旋向上 top 夸克的自旋分析势（lej 为能量最小的 jet）

Particle	b-jet	W^+	l^+	$j = \bar{d} - \text{jet}, \bar{s} - \text{jet}$	$j = u - \text{jet}, \bar{c} - \text{jet}$	lej
$\alpha_i(\text{LO})$	-0.41	0.41	1	1	-0.31	0.51
$\alpha_i(\text{NLO})$	-0.39	0.39	0.998	0.93	-0.31	0.47

对自旋向下的 top 夸克或表 6-1 中给出粒子的反粒子，其自旋分析势值的符号取反。虽然 W 玻色子是 top 夸克的直接衰变产物，但由于 W 本身也具有极化的性质，使得它们的极化相互干涉，所以 W 对 top 夸克的自旋分析势并不大。带电轻子和 d、s 类型的夸克与 top 的自旋方向几乎是 100%相关的，所以它们是理想的自旋分析子。由于 d、s 类型的夸克在实验上很难同 u、c 类型的夸克分辨开来，所以轻 jet 的自旋分析势为两者的平均： $\alpha_{jet} = (1 - 0.31) / 2 = 0.35$ 。如果我们在 top 静止系中选能量最小的轻 jet，我们有 61%的机会选中 d 类型的夸克，所以 α_{jet} 的值会有所改善，平均值为 0.51。

6.1.2 $t\bar{t}$ 的自旋关联

对于通过弱作用单个产生的 top 夸克，我们可以用 6.1 式直接求它的极化性质，但对成对产生的 top 夸克（ $t\bar{t}$ ）则有所不同，因为在 $t\bar{t}$ 中 top 夸克并未被极化^[57]。

虽然 $t\bar{t}$ 并没有被极化，但是它们的自旋却是相互关联的。 $t\bar{t}$ 的产生主要有两种方式： $q\bar{q}$ 湮灭($q\bar{q}$ annihilation)和胶子-胶子融合 (gluon-gluon fusion)。在靠近 $t\bar{t}$ 产生域的能量范围，对于前者产生的 $t\bar{t}$ ，其自旋更倾向于同向产生，对后

者产生的 $t\bar{t}$ ，其自旋更倾向于异向产生；在远离 $t\bar{t}$ 产生域的能量范围， $t\bar{t}$ 的自旋关联情况正好相反。

由于 $t\bar{t}$ 没有极化，所以我们可以通过式 6.2 中两个可观测量对 $t\bar{t}$ 的自旋关联进行研究：

$$(\hat{a} \cdot \mathbf{S}_t)(\hat{b} \cdot \mathbf{S}_{\bar{t}}), (\mathbf{S}_t \cdot \mathbf{S}_{\bar{t}}) \quad 6.2$$

其中， $\mathbf{S}_t$ ， $\mathbf{S}_{\bar{t}}$ 为 t 和 $\bar{t}$ 的自旋算符， $\hat{a}$ 和 $\hat{b}$ 为任意的单位方向矢量 ($|\hat{a}| = |\hat{b}| = 1$)。

式 6.2 中的可观测量 $(\hat{a} \cdot \mathbf{S}_t)(\hat{b} \cdot \mathbf{S}_{\bar{t}})$ 还可以表示成 6.3 的形式：

$$A = 4\langle (\hat{a} \cdot \mathbf{S}_t)(\hat{b} \cdot \mathbf{S}_{\bar{t}}) \rangle = \frac{\sigma(t_{\uparrow}\bar{t}_{\uparrow}) + \sigma(t_{\downarrow}\bar{t}_{\downarrow}) - \sigma(t_{\uparrow}\bar{t}_{\downarrow}) - \sigma(t_{\downarrow}\bar{t}_{\uparrow})}{\sigma(t_{\uparrow}\bar{t}_{\uparrow}) + \sigma(t_{\downarrow}\bar{t}_{\downarrow}) + \sigma(t_{\uparrow}\bar{t}_{\downarrow}) + \sigma(t_{\downarrow}\bar{t}_{\uparrow})} \quad 6.3$$

其中， $\sigma(t_{\uparrow/\downarrow}\bar{t}_{\uparrow/\downarrow})$ 表示自旋向上或自旋向下的 top 夸克对的产生截面，自旋方向是相对于我们定义的量子化轴来说的，对 t 夸克，量子化轴沿 $\hat{a}$ 方向，对 $\bar{t}$ 夸克，量子化轴沿 $\hat{b}$ 方向。

对式 6.2 中的可观测量 $(\mathbf{S}_t \cdot \mathbf{S}_{\bar{t}})$ ，我们还可以表示为 6.4 式的形式：

$$\mathbf{A}_D = (\mathbf{S}_t \cdot \mathbf{S}_{\bar{t}}) = \sum_i S_{ti} S_{\bar{t}i} = \sum_i (\hat{\mathbf{e}}^{(i)} \cdot \mathbf{S}_t)(\hat{\mathbf{e}}^{(i)} \cdot \mathbf{S}_{\bar{t}}) \quad 6.4$$

6.4 式中， $\hat{\mathbf{e}}_k^{(i)} = \delta_{ik}$ 。

对 helicity “基” (helicity basis) 下的自旋关联研究，通过标准模型计算给出，LHC 上产生的 $t\bar{t}$ ，其 helicity 更倾向于同向产生^[58]，即 $A > 0$ 。该研究中， $t(\bar{t})$ 夸克的量子化轴定义为 $t(\bar{t})$ 夸克在 $t\bar{t}$ 质心系中的运动方向。符号 $\uparrow$ 和 $\downarrow$ 分别用 L (Left) 和 R (Right) 代替。

在 LHC 产生的 $t\bar{t}$ ，对其自旋不对称性 A 和 A_D ，标准模型给出的理论值为 (LO): $A=0.319$, $A_D=-0.217$ 。

LHC 对撞机产生的 $t\bar{t}$ ，其自旋不对称性与 $t\bar{t}$ 的不变质量 $\mathbf{M}_{t\bar{t}}$ 有较大关系，

因此可以通过限制 $t\bar{t}$ 的不变质量 $M_{t\bar{t}}$ 来取得一个较大的自旋不对称性，以便于我们的测量。图 6-1 分别给出了 helicity 同向产生和异向产生 $t\bar{t}$ 系统的不变质量分布：

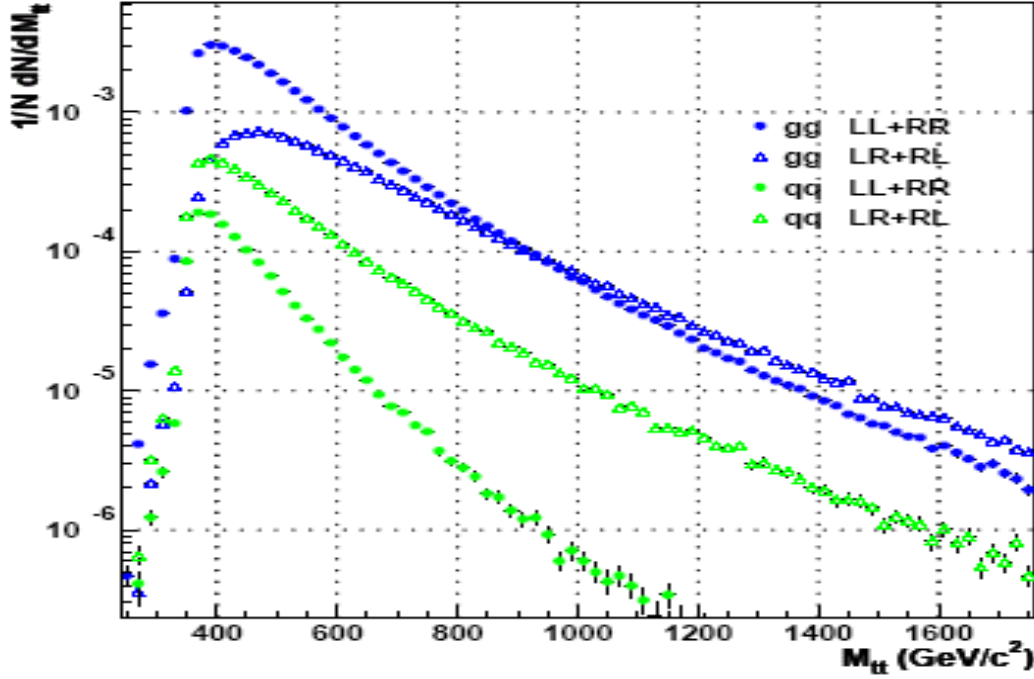


图 6-1 两种产生方式 (gg, $q\bar{q}$) 的 $t\bar{t}$ 在自旋同向和异向时的不变质量分布图

如图 6-1 中所示，通过 gluon-gluon fusion 产生的 $t\bar{t}$ ，其自旋不对称性在 $t\bar{t}$ 的不变质量比较低的时候最大，当 $M_{t\bar{t}}=900\text{GeV}$ 时，该不对称性几乎为零，因此我们对 $M_{t\bar{t}}$ 加了限制条件： $M_{t\bar{t}} < 550\text{GeV}$ 。此限制条件使总的事例数减少了大约 30%，而 LO 预言的 A 和 A_D 的值增加了 30%： $A=0.422$ ， $A_D=-0.290$ 。

6.2 $t\bar{t}$ 自旋关联的测量方法

与 W 极化的测量类似，我们也可以通过 t 和 $\bar{t}$ 衰变产物的角分布来测量 $t\bar{t}$ 的自旋关联，如 6.5 式^[59]和 6.6^[60]式所示：

$$\frac{1}{N} \frac{d^2 N}{d\cos\theta_1 d\cos\theta_2} = \frac{1}{4} (1 + B_1 \cos\theta_1 + B_2 \cos\theta_2 - C \cos\theta_1 \cos\theta_2) \quad 6.5$$

$$\frac{1}{N} \frac{dN}{d\cos\Phi} = \frac{1}{2} (1 - D \cos\Phi) \quad 6.6$$

其中, $\theta_1(\theta_2)$ 表示 $t(\bar{t})$ 夸克的自旋分析子在 $t(\bar{t})$ 质心系中的运动方向与 $t(\bar{t})$ 夸克在 $t\bar{t}$ 质心系中运动方向的夹角, Φ 表示两个自旋分析子分别在 t 和 $\bar{t}$ 质心系中运动方向的夹角, C 和 D 为 $t\bar{t}$ 自旋关联的可观测量。

在没有添加任何相空间选择条件时, C 和 D 可以通过 6.7 式直接测量^[61]:

$$\begin{cases} C = -9 \langle \cos\theta_1 \cos\theta_2 \rangle \\ D = -3 \langle \cos\Phi \rangle \end{cases} \quad 6.7$$

在得到 C 和 D 的结果后, 我们可以通过 6.8 式直接得到 $t\bar{t}$ 的自旋关联不对称参数 A 和 A_D :

$$\begin{cases} A = \frac{C}{|\alpha_1 \alpha_2|} \\ A_D = \frac{D}{|\alpha_1 \alpha_2|} \end{cases} \quad 6.8$$

其中, α_1 和 α_2 分别为测量 C 和 D 时使用的自旋分析子的自旋分析势。

由于轻子的自旋分析势为 1, 所以 $t\bar{t}$ 双轻子衰变道是研究 $t\bar{t}$ 自旋关联的理

想场所。

6.3 $t\bar{t}$ 自旋关联在双轻子衰变道中的测量

6.3.1 研究使用数据

我们使用的数据由 ATLAS 合作组产生，数据样本号为 CSC 5205，其产生子为 AcerMC，类型为 AOD 全模拟数据，如表 6-2 所示：

表 6-2 使用数据详细信息

事例类型	产生子	样本编号	积分亮度	事例总数
信号事例： $t\bar{t} \rightarrow w^+ w^- b\bar{b} \rightarrow (l\nu)(l\nu)b\bar{b}$ ($l=e, \mu$)	AcerMC	5205	220 pb^{-1}	8.2 k
背景事例： $t\bar{t} \rightarrow w^+ w^- b\bar{b} \rightarrow (l\nu)(jj)b\bar{b}$ $t\bar{t} \rightarrow w^+ w^- b\bar{b} \rightarrow (l\nu)(l\nu)b\bar{b}$ (两个轻子中至少 1 个是 τ)	AcerMC AcerMC	5205 5205	220pb^{-1} 220pb^{-1}	89.1k 10.2k

6.3.2 事例的判选及效率

我们使用的选择条件如表 6-3 所示：

表 6-3 事例判选条件

Cut	粒子选择	Pt 要求	eta 要求
Cut1	2 个反号的孤立轻子	Pt > 20 GeV	$ \eta < 2.5$
Cut2	2 个 b jets	Pt > 30 GeV	$ \eta < 2.5$
Cut3	E _{miss}	E _{miss} > 40 GeV	

事例选择的效率如表 6-4 所示（括号内为经过当前判选条件剩余的事例数）：

表 6-4 事例判选的效率

事例类型	Cut1 效率	Cut2 效率	Cut3 效率	总效率
$t\bar{t} \rightarrow w^+ w^- b\bar{b} \rightarrow (l\nu)(l\nu)b\bar{b}$ ($l = e, \mu$) (8.2K)	36.6% (3.0K)	23.0% (689)	79.2% (546)	6.7%

$t\bar{t} \rightarrow w^+ w^- b\bar{b} \rightarrow (l\nu)(jj)b\bar{b}$	0.2%	11.1%	88.9%	0.02%
(89.1K)	(162)	(18)	(16)	
$t\bar{t} \rightarrow w^+ w^- b\bar{b} \rightarrow (l\nu)(l\nu)b\bar{b}$	5.3%	19.1%	69.2%	0.7%
(两个轻子中至少 1 个是 τ)	(544)	(104)	(72)	
(10.2K)				

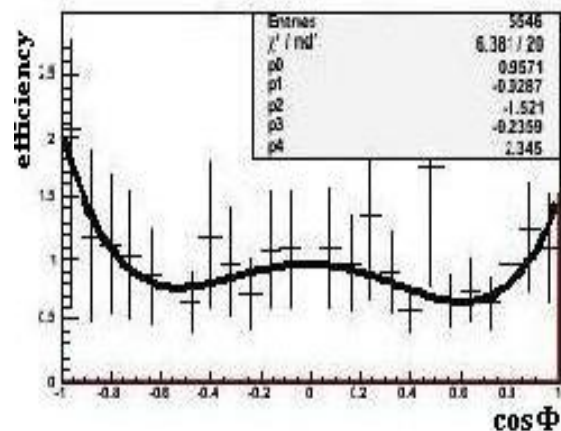
通过事例判选，最终的信噪比 S/B 约为 6。

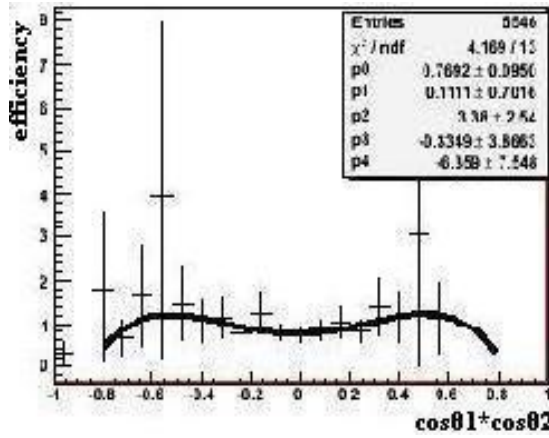
6.3.3 自旋关联参数A和A_D在 $t\bar{t}$ 双轻衰变道中的实验测量

由 6.7 式和 6.8 式，A 和 A_D 的实验测量可以通过自旋分析子角分布的平均值给出，所以通过测量自旋分析子的角分布我们可以给出 A 和 A_D 的值。

利用 5.3 节中类似的方法，我们来求 A 和 A_D 的值：

1. 利用蒙特卡洛模拟，计算效率分布函数和模拟各背景事例的分布
 - a) 利用蒙特卡洛模拟数据中的真实粒子信息标定我们利用末态重建粒子信息重建出的 $t\bar{t}$ 事例，给出信号和各个背景中自旋分析子的角分布；
 - b) 由于经过了选择和重建，最终得到的自旋分析子的角分布相对于理论角分布产生了一定的偏差，因此我们利用重建的分析子的角分布与理论角分布相比较得到效率修正函数，如图 6-2 所示（左图中由于两端处数据点太少，我们在[-0.8, 0.8]区间进行拟合）。





2. 用实验数据进行测量

- a) 对实验数据进行事例重建（由于没有实验数据，本论文中仍使用模拟数据代替），得到自旋分析子的角分布；

图 6-2 : 左图为角分布 $\cos \theta_1 * \cos \theta_2$ 的效率修正函数；右图为角分布 $\cos \Phi$ 的效率修正函数，我们利用多项式进行了拟合。

- b) 扣掉利用模拟得到的背景事例的角分布；
- c) 利用上述效率修正函数修正后，计算该分布的平均值，由式 6.7 和式 6.8 求出 A 和 A_D 的值。

通过上述方法我们利用蒙卡模拟数据得到的 A 和 A_D 的值分别为： $A = 0.490 \pm 0.228$ ， $A_D = -0.347 \pm 0.157$ ，这里我们只给出了统计误差。由于我们的模拟数据量很少，所以在得到 A 和 A_D 的过程中，统计误差很大。

6.4 $t\bar{t}$ 自旋关联测量中主要的系统误差来源及分析

在测量 $t\bar{t}$ 自旋关联的过程中，我们考虑的系统误差源主要有以下几项：

- (1) b jet 标记 (tag) 效率；
- (2) b jet 能量测量；
- (3) 背景事例分布的不确定性；
- (4) 理论误差。

6.4.1 b tag效率造成的误差

在标记 b jet 时，模拟中所使用的 b jet 的标记效率与实验数据实际效率的差别将导致模拟事例中 b jet 数目与实验数据中 b-jet 的实际数目有一定的差别，这

将影响我们的事例选择以及对 $t\bar{t}$ 系统的重建，从而影响到 θ 角和 Φ 角的选取，带来一定的误差。

对 b tag 效率造成的误差，参照 ATLAS fast simulation 的研究，通过在模拟数据中将 b tag 的效率分别加、减 5% 来观察它对结果的影响^{[45][48]}。这种改变在 $t\bar{t}$ 自旋关联参数 A 上引起的变化为 ± 0.231 ，在 A_D 上引起的变化为 ± 0.121 ，这些变化被当作由 b tag 效率不确定性在 $t\bar{t}$ 自旋关联参数上引起的系统误差。

由于受模拟数据统计量的影响，MC 样本的统计误差不可忽略，因此我们给出的系统误差中包含统计误差的影响，所以系统误差较大。

6.4.2 b jet 能量测量造成的误差

由于 b jet 的测量能量与其真实值会存在差别，这将影响我们对 $t\bar{t}$ 系统的重建，从而影响对 θ 角和 Φ 角的选取，引起误差。同样参照 ATLAS fast simulation 的研究，通过将 b jet 的能量分别加减 3% 来估计该项误差^[45]（我们也修正了由此引起的丢失横能量的变化）。最终，b-jet 能量修正在 A 上引起的变化为 ± 0.161 ，在 A_D 上引起的变化为 ± 0.115 ，这些变化被当作由 b jet 能量修正带来的系统误差。

同样受模拟数据统计量的影响，我们给出的系统误差中包含相当的一部分统计误差，所以给出系统误差值较大。

6.4.3 背景分布不确定性造成的误差

由 5.4.4 章节中可知，该信号道的主要背景为 $t\bar{t}$ 背景和组合背景，其它的背景（w+njets, 单 top, zbb 等）占的比重很小，我们并没有考虑由它们引起的系统误差。对于由组合背景不确定性引起的误差，由于和 b-jet tag 效率和 b-jet 能量测量的不确定性存在关联，不再重复估计。这里我们也只考虑了 $t\bar{t}$ 背景（ $t\bar{t}$ 衰变含 τ 的事例）和信号之间比例的不确定性带来的误差。在研究其引起的误差

时，我们将 τ 背景的数量改变 5%，这在 A 上引起的变化为 ± 0.006 ，在 A_D 上引起的变化为 ± 0.006 ，这些变化数值被用来当作由背景分布不确定性引起的系统误差。

6.4.4 理论误差

对于蒙特卡罗样本，事例在产生过程中的一些参数和过程的不确定性也会带来系统误差。该类系统误差的主要来源为 Q-尺度（Q-Scale），结构函数，b 夸克碎裂（b-fragmentation），初态辐射（ISR），末态辐射（FSR），强子化机制（hadronization scheme）等，它们引起的系统误差经 ATLFast 模拟分析，结果如表 6-5 中所示^[45]：

表 6-5 $t\bar{t}$ 自旋关联中理论方面带来的系统误差

衰变道	参数	Q-scale	结构函数	初态辐射	末态辐射	b 夸克碎裂	强子化机制
双轻道	A	0.011	0.008	0.001	0.005	0.007	0.005
	A_D	0.003	0.005	0.001	0.000	0.004	0.003

6.5 $t\bar{t}$ 自旋关联MC研究的结果

通过上面的分析，我们利用 MC 样本对 $t\bar{t}$ 自旋关联进行研究最终得到的结果为：

$$A = 0.490 \pm 0.282 \text{ (syst)} \pm 0.228 \text{ (stat)}$$

$$A_D = -0.347 \pm 0.167 \text{ (syst)} \pm 0.157 \text{ (stat)}$$

由于我们所使用 MC 数据样本的统计量有限, 仅相当于 LHC 低亮度运行 10 天左右的数据量, 所以在系统误差的估计中, 受到统计误差的影响非常大, 因此我们给出的系统误差也比较大。

6.6 结论

利用相当于 LHC 低亮度运行一周数据量的蒙特卡罗样本, 我们给出了一种在实验上测量 $t\bar{t}$ 自旋关联的可行方法。由于受蒙特卡罗样本统计量的限制, 我们的研究结果包含了过大的统计误差。

展望

山东大学是 ATLAS 实验的合作单位之一，在 top 夸克的性质研究方面开展了较多的工作。本论文基于 LHC 上的 ATLAS 实验，对 $t\bar{t}$ 双轻子衰变道进行了重建，并利用蒙特卡罗数据，给出了一种实验上测量 W 玻色子极化和 $t\bar{t}$ 自旋关联的方法。针对过程中可能的系统误差源，我们进行了系统误差的估计。受 MC 数据量的限制，我们的系统误差估计精度稍差。

LHC 对撞机今年将正式投入运行，随着真实数据的积累，我们的事例选择和测量方法也将得到进一步的检验和优化：

1. 对于衰变道重建方法的优化，尤其是考虑正反 b -jet 的分辨；
2. 利用更大统计量的数据样本对我们的方法进行测试和优化；
3. 对于系统误差，利用数据进行标定，更加全面准确地分析；

通过一系列的改进，力争使我们的方法能够更加准确完善，给出较准确的 W 极化和 $t\bar{t}$ 自旋关联参数。

参考资料:

1. Y. Baconnier et al., LHC: the Large Hadron Collider Accelerator Project, CERN/AC/93-03 (1993).
2. Proceedings of the Large Hadron Collider Workshop, Aachen, 4–9 October 1990, Vol I, II, III, CERN 90-10.
3. The LHC study group. The Large Hadron Collider, Conceptual design, CERN/AC/95-05 (LHC), 20 October 1995.
4. G. Brianti. The Large Hadron Collider in the LEP tunnel, LHC Working group.
5. Letter of intent for a general-purpose pp experiment at the large hadron collider at CERN, CERN/LHCC/92-4, 1992.
6. Donald. H. Perkins. Introduction to High Energy Physics, ISBN: 0-201-12105-0, Addison-Wesley, 1987.
7. F. Halzen, A.D. Martin. Quarks and leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics, John Wiley and Sons, 1984.
8. S. L. Glashow. Partial-Symmetries of Weak Interactions. Nucl. Phys., A 22(1961) p.579.
9. A. Salam. in Elementary Particle Theory Proc, 8th Nobel Symposium, Ed.N. Svartholm (Almqvist and Wiksell, Stockholm,1968).
10. S. Weinberg. A Model of Leptons, Phys. Rev. Lett., 19(1967), p.1264.
11. G. Arnison et al., Experimental Observation of Isolated Large Transverse Energy Electrons with Associated Missing Energy at $s = 540\text{GeV}$ Phys. Lett., B 122(1983), p.103.
12. G. Arnison et al., Experimental Observation of Lepton Pairs of Invariant Mass Around $95\text{GeV}/c^2$ at the CERN SPS Collider, Phys. Lett., B 126(1983), p.398.
13. P. W. Higgs. Broken Symmetries, Massless Particles and Gauge Fields. Phys. Lett., 12(1964), p.132.

14. P. W. Higgs. Broken Symmetries and the Masses of the Gauge Bosons. Phys. Rev. Lett., 13(1964), p.508.
15. P. W. Higgs. Spontaneous Symmetry Breakdown without Massless Bosons. Phys. Rev., 145(1966), p.1156.
16. CDF Collaboration. Evidence for top quark production in p-bar p collisions at $\sqrt{s}=1.8$ TeV, Phys. Rev. D 50(1994) p.2966.
17. CDF Collaboration. Kinematic evidence for top quark pair production in W+ multijet events in pp-bar collisions at $\sqrt{s}=1.8$ TeV, Phys.Rev. D 51(1995) p.4623.
18. CDF Collaboration. Observation of Top Quark Production in p-bar p Collisions with the Collider Detector at Fermilab, Phys. Rev. Lett.74(1995) p.2626.
19. D0 Collaboration. Search for High Mass Top Quark Production in pp-bar Collisions at $\sqrt{s}=1.8$ TeV, Phys. Rev. Lett. 74(1995) p.2422.
20. R. Bonciani et al., NLL resummation of the heavy-quark hadroproduction cross-section, Nucl. Phys. B 529(1998) p.424.
21. S.Lami et al. TOTEM: The experiment to measure the total proton-proton cross section at LHC, Nucl. Phys. B 175-176(2008) p.44.
22. R. Openshaw *et al.*, Tests of wire chamber ageing with CF₄/Iso-butane (80:20), argon/ethane (50:50) and argon/ethane/CF₄ (48:48:4), IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-36(1989) p.567.
23. ATLAS Collaboration. Technical Proposal for a General Purpose pp Experiment at the Large Hadron Collider at CERN, CERN/LHCC/94-43, LHCC/P2, 15 Dec. 1994.
24. J. Wess, B. Zumino. Super Gauge Transformations in Four-dimensions, Nucl. Phys. B 70(1974) p.39.
25. Particle Data Group. Review of Particle Physics, European Physical Journal C 3(1998) p.1.
26. G. Altarelli. T. Sjöstrand, F. Zwirner, Physics at LEP2, CERN 96-01 (1996).
27. D. Amidei, R. Brock. Future Electroweak Physics at the Fermilab Tevatron, FERMILAB-PUB-96/082 (1996).
28. LEP Electroweak working group. Moriond Electro-Weak Interactions and

- Unified Theories, presented at 35th Rencontres, 11-18 March 2000, Les Arcs, France.
29. A. Yamamoto et al., The ATLAS Central Solenoid, Nucl. Inst. Meth. A584 (2008) p.53.
 30. ATLAS Collaboration, Barrel Toroid Technical Design Report, CERN/LHCC/97-19 (1997).
 31. ATLAS Collaboration, End-cap Toroid Technical Design Report, CERN/LHCC/97-20 (1997).
 32. ATLAS Collaboration. Inner Detector Technical Design Report, Volume 1, CERN/LHCC/97-16, 30 April 1997.
 33. ATLAS Collaboration. Pixel Detector Technical Design Report, CERN/LHCC/98-13, 31 May 1998.
 34. ATLAS Collaboration. Inner Detector Technical Design Report, Volume 2, CERN/LHCC/97-17, 30 April 1997.
 35. ATLAS Collaboration. Calorimeter Performance Technical Design Report, CERN/LHCC/96-40, 15 December 1996.
 36. ATLAS Collaboration. Liquid Argon Calorimeter Technical Design Report, CERN/LHCC/96-41, 15 December 1996.
 37. ATLAS Collaboration. Tile Calorimeter Technical Design Report, CERN/LHCC/96-42, 15 December 1996.
 38. ATLAS Collaboration. Muon Spectrometer Technical Design Report, CERN/LHCC/97-22, 31 May 1997.
 39. ATLAS Collaboration. First-Level Trigger Technical Design Report, CERN/LHCC/98-14, 30 June 1998.
 40. ATLAS Collaboration. DAQ, EF, LVL2 and DCS Technical Progress Report, CERN/LHCC/98-16, 30 June 1998.
 41. ATLAS Collaboration. Trigger Performance Status Report, CERN/LHCC/98-15, 30 June 1998.
 42. ATLAS Collaboration. ATLAS Detector and Physics Performance Technical Design Report. CERN/LHCC/99-15, 25 May 1999.
 43. Ketevi A.Assamagan, Dario Barberis et al., Final report of the ATLAS

- AOD/ESD Definition Task Force. ATLAS-SOFT-2004-006, 14 December 2004.
44. G.L. Kane, G.A. Ladinsky and C.-P. Yuan, Using the Top Quark for Testing Standard-Model Polarization and CP Predictions, Phys. Rev. D 45(1992) p.124.
 45. F. Hubaut, E. Monnier, P. Pralavorio et al., ATLAS Sensitivity to Top Quark and W Boson Polarization in $t\bar{t}$ Events. SN-ATLAS-2005-052, May 2005.
 46. H.S. Do et al., Electroweak and Finite Width Corrections to Top Quark Decays into Transverse and Longitudinal W-Bosons, Phys. Rev. D 67(2003) 091501, hep-ph/0209185.
 47. M.Beg et al., Manifest Left-Right Symmetry and its Experimental Consequences, Phys. Rev. Lett. 38(1977) 1252.
 48. S.Correard, V.Kostioukhine, J.Leveque et al., b-tagging with DC1 Data, ATL-PHYS-2004-006.
 49. R.Hall, Top Quark Studies and Searches for New Phenomena at the Tevatron, talk given at the SLAC Summer Institute 2000, Stanford, August 2000.
 50. Erich Varnes, Jessica Leveque, Ken Johns, Measurement of the W boson helicity in top quark decays at D0, D0 Note 5431-CONF, July 2007.
 51. J.Sjolin, LHC Experimental Sensitivity to CP Violating $g t\bar{t}$ Couplings, J. Phys. G.: Nucl. Part. Phys. 29(2003) p.543.
 52. D. Atwood, A. Kagan and T.G. Rizzo, Constraining Anomalous Top Quark Coupling at the Tevatron, Phys. Rev. D 52(1995) 6264, hep-ph/9407408
 53. M. Arai et al., Top Spin Correlation in Theories with Large Extra Dimensions at the Large Hadron Collider, Phys. Rev. D 70(2004) 115015, hep-ph/0409273
 54. M. Jezabek and J.H. Kuhn, V-A Tests Through Leptons From Polarized Top Quarks, Phys. Lett. B 329(1994) p317, hep-ph/9403366.
 55. A. Czarnecki, M. Jezabek and J.H. Kuhn, Lepton Spectra from Decays of Polarized Top Quarks, Nucl. Phys. B 351(1991) p.70.
 56. A. Brandenburg, Z.G. Si and P. Uwer, QCD-corrected Spin Analysing Power of Jets in Decays of Polarized Top Quarks, Phys. Lett. B 539(2002) 235, hep-ph/0205023.
 57. W. Bernreuther, A. Brandenburg and P.Uwer, Transverse Polarization of Top Quark Pairs at the Tevatron and the LHC, Phys. Lett. B 368(1996) 153,

- hep-ph/9510300
58. G. Malhon and S. Parke, Angular Correlations in Top Quark Pair Production and Decay at Hadron Colliders, Phys. Rev. D 53(1996) 4886, hep-ph/9512264.
 59. W. Bernreuther et al., Top Quark Spin Correlation at Hadron Colliders: Predictions at Next-to-leading Order QCD, Phys. Rev. Lett. 87(2001)242002, hep-ph/0107086.
 60. W. Bernreuther et al., Top Quark Pair Production and Decay at Hadron Collider, Nucl. Phys. B 690(2004) 81, hep-ph/0403035.
 61. K. Smolek, V. Simak, Measurement of Spin Correlations of the Top-antitop Pairs in the ATLAS Experiment, ATL-PHYS-2003-012.

致谢

博士阶段是我人生中最重要的一段时光，在我博士阶段的学习、生活和论文写作中，受到了很多老师、同学的关心和帮助，他们是我的良师益友。在此，我向他们致以由衷的谢意！

首先，感谢我的导师何瑁教授，五年来，何瑁教授对我的工作和生活关心有加，对我谆谆教诲，对我细心指导，我工作和生活中每一步的成长都凝聚着何瑁教授的心血和汗水；是何瑁教授将我引入高能物理的研究中来，使我在物理研究的领域中迈出了第一步；何瑁教授对当今物理学的研究和发展有着深刻的认识和见解，不仅对我的论文工作进行了悉心的教导，而且身体力行地为我解决一些学习和生活中遇到的问题，给了我很多独立科研的机会；何瑁教授严谨的治学态度和一丝不苟的科研精神深深影响了我，是我以后的科研道路上的榜样。值此论文完成之际，我向我的导师何瑁教授表示我最衷心的感谢！

感谢祝成光副教授对我工作中的指导和支持，祝成光教授不仅具体的指导了我的论文工作，而且在学习和生活中的一些问题上都给了我很大的帮助。祝成光教授敏捷的思路，创新的想法使我受益匪浅。在此，向祝成光教授表示深深的感激和谢意。感谢张学尧教授和冯存峰教授，他们帮助我解决了很多论文中的难题，对我生活也十分关心，他们的治学态度也是我以后人生中学习的榜样。

感谢张乃健教授对我工作的关心和指导，张教授对我在学习中的帮助和生活上的关心让我倍感温暖；感谢王承瑞先生，他是我们年轻人的楷模，学习的榜样。

感谢中国科技大学的韩良教授和蒋一教授，感谢中国科学院高能物理研究所的金山研究员和吕峰副研究员，他们不仅关心着我的工作进展，而且指导了我很多论文中的问题，他们丰富的知识让我折服，他们严谨的态度让我佩服。

感谢马赛粒子物理研究所的Monnier教授和Hubaut教授，和他们的讨论让我终生受益。

感谢孙延生工程师，感谢李婕老师，他们在工作和生活中对我的关心和鼓励，让我永远铭记。

感谢高能物理组的李金玉教授，薛良老师，黄性涛老师和焦健斌老师，他们在我的学习和论文写作中给出了很多帮助和建议。

感谢闫真博士后，感谢曲晓波同学和李爱凤同学，和他们的讨论让我思路更加开阔，工作也更有乐趣；感谢刘栋，王锦，樊超，邹佳恒，孟兆霞等同学组成的高能物理集体，团结和睦的生活让我终生难忘，和他们一起互相学习和勉励，让我有了更大的进步。

感谢物理学院的各位领导和老师，是他们为我提供了良好的学习和工作环境，衷心祝福他们身体健康，事业有成。

最后，深深地感谢我的女友张巧英老师，她对我生活和学习的帮助让我感激，她对我工作的支持让我能够更加投入的学习和研究；感谢我的父母，没有他们的教导和培育，我不可能有今天的成就，是他们二十几年含辛茹苦的支持着我，让我取得不断的成长，衷心祝福爸爸和妈妈身体健康，生活幸福。

博士期间发表的论文

1. 《Gassiplex前放电子学在宇宙线描述仪中的应用》

第一作者,

核电子学与探测技术, 已被接收, 将发表于2008年第5期

2. 《W玻色子极化的蒙特卡罗研究》

第一作者,

山东大学学报(理学版), 已被接收, 将发表于2008年第5期

A Hodoscope System for the detection efficiency scanning of TGC

Liu Minghui Yan Zhen Zhu Chengguang Feng Cunfeng

(School of Physics and Microelectronics, Shandong University, Jinan 250100, China)

Abstract For the scanning of the detection efficiency of TGC (Thin Gap Chamber^{①②}) detectors, we built a Hodoscope system in Shandong University. This paper describes the physical construction, electronics system, online data acquisition and offline data analysis program of the Hodoscope system, and gives a scanning result.

Key Words Hodoscope, TGC detector, Detection efficiency

Part I Introduction

LHC (Large Hadron Collider) is being built at CERN (European Laboratory for Particle Physics). It will be the highest energy particle collider of the world, when it's completed. At one colliding point of the LHC, ATLAS (A Toroid of LHC Apparatus) detector is being built which is a large all-purpose particle detector. Shandong University was involved in ATLAS project and developed 400 TGC detectors for the muon spectrometer of ATLAS. TGC detector is mainly used as muon trigger detector. In the construction of TGC, the test of detection efficiency is vital, which is the key point to ensure the quality of TGCs. Furthermore, it can provide references to the setup of the working high voltage and signal threshold of TGC. The hodoscope system we built in Shandong University basically meets the requirements.

Part II The construction of the hodoscope system

Our hodoscope system consists of 4 parts: trigger detector, PRC (PRecision Chamber), TGC and data acquisition system. As shown in figure 1, scintillate counters, as trigger detector, are located on the top and bottom layers; the inner layers neighbor to the scintillate counters are PRC; The TGCs to be tested are put in between the PRCs.

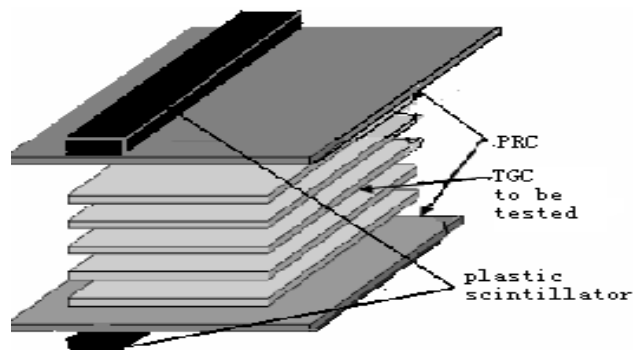


Figure 1 The physical construction of hodoscope system

2.1 The scheme of hodoscope system

When a cosmic muon goes through the system, and fire both the two scintillators, a trigger signal will be produced. The trigger also means that this muon must go through both the precision chambers and the TGC detectors as well. The response signals from both precision chambers and TGC detector will be written in a binary file. In offline analysis, based on the hit position of muon on the precision chambers, we can reconstruct the straight track of the muon and figure out the hit position on the TGC layer. On the plane of TGC layer, an appropriate grid is drawn to divide the muon hits in each rectangle. In each rectangle, the number of reconstructed muon hits is counted as N_{total} , and the number of TGC response to these hits is counted as N_{real} . The detection efficiency of this square of area is defined as $\eta = N_{real} / N_{total}$. After the calculations for all the rectangles, the 2-dimension map of the TGC detection efficiency is drawn.

2.2 Trigger detector

The trigger detector is made of plastic scintillator, photoconductor and PMT (PhotoMultiplier Tube). The plastic scintillator is 140cm long, 15cm wide and 5 cm high. Through a fishtail photoconductor, one end of the scintillator is connected to PMT (type CR-105-2), which is produced by Beijing Nuclear Instrument Factory. The scintillator is coupled to photoconductor with silicon oil, so is the photoconductor to the PMT. The scintillator and photoconductor are covered tightly with aluminum foil, black paper and one layer of gobo to prevent the leak of light. Signals from the top and the bottom scintillators are coincided to produce trigger signal.

2.3 PRC

For the hodoscope system, the key point is to be able to measure the position of muon hits precisely. Based on the technology of TGC detector manufacturing, we developed two precision detectors. Keeping the main physical structure of TGC[®], we use Gassiplex07-3[®] card instead of ASD as the signal front end readout system.

2.4 The data acquisition system

2.4.1 Data acquisition system of trigger detector

The signals from both the top and the bottom plastic scintillators are sent to discriminator LeCroy821, and then to the logic unit N455 (C.A.E.N). In this logic unit, the two signals are coincided, and the output signal then coincides with the busy signal from V551B. The final output signal is used as trigger, and through the timer N93B (C.A.E.N) sent to V551B and V1190A respectively.

2.4.2 Data acquisition system of PRC

We used Gassiplex07-3 cards and associated with the VME units V550A and V551B to construct the readout electronics system of PRC. The Gassiplex07-3 readout card was designed by CERN for the sub-detector HMPID and DIMUON of ALICE experiment. It must match corresponding power supply and control cards. To make it work correctly in our case, we designed the power supply and signal collecting card for the Gassiplex.

Making use of the +6V and -6V power supplies of standard NIM box and the LM317/LM337 integrated circuit, we designed a $\pm 2.7V$ power supply for the Gassiplex07-3 card.

Because the differential TTL control signals of CLOCK, HOLD and RESET sent from the Control Bus of V551B can't be used by Gassiplex07-3 card directly. A DS26C32ATN chip is used to convert these signals. After the conversion, they are corresponded with the TH, CLKIN_SROUT and CLR_SROUT of Gassiplex07-3 readout card respectively.

The analog signals from Gassiplex07-3 card are converted into digital signals by V551B and V550A and temporarily stored in the caches of V550A.

2.4.3 Data acquisition system of TGC

The data acquisition system of TGC detector consists of ASD[®] card, TGC readout card and TDC unit V1190A (produced by the C.A.E.N company).

Due to the limit of size of trigger detectors, only 16 wire channels of TGC are read out. The 16 channels of signals are amplified and discriminated by the front end ASD card in parallel, with LVDS output. On the TGC readout card, chip DS90LV048ATMTC (produced by Dallas Semiconductor Company) is used to receive the LVDS signals from ASD. It processes 4 channels of LVDS signals in parallel with output

LVTTL signals. For the correct coupling of LVDS signal with DS90LV048ATMTC, we soldered resistors for each input channel of DS90LV048ATMTC, shown as figure 2.

The LVTTL signal from DS90LV048ATMTC is widened and shaped by EPLD CMOS chip -- programmable ispLSI1048E (produced by Lattice company). Using software ispLEVER, we burned the logic circuit shown in figure 3 into ispLSI1048E to carry out a logic OR operation on the 16 channels of TGC signals and give an output of TTL, which goes through a TTL-NIM and a NIM-ECL in turn, with an output differential ECL signal sent to V1190A. The V1190A works at Trigger Match Mode. Only when a trigger arrives, will V1190A open a time window and only TGC signals dropping in this window are considered. By checking whether the difference ECL

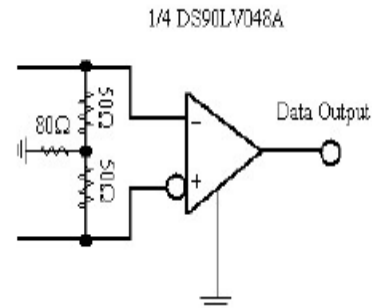


Figure2 the use of DS90LV048A

signal is recorded by V1190A, we could know whether the TGC detector has responded to the triggered muon.

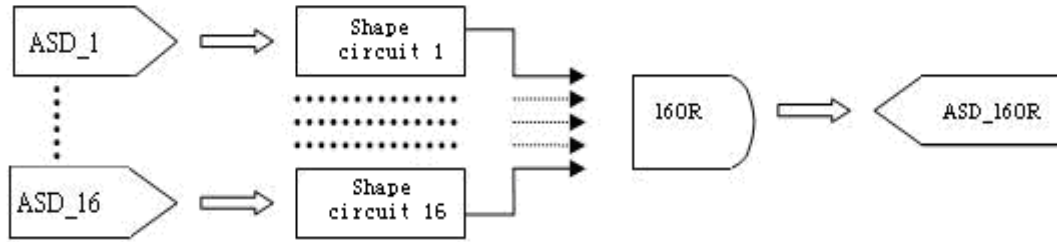


Figure 3 the logical operation of Isp11048 the forward arrowheads represent inputs, while backward ones represent outputs.

Part III Online data acquisition and offline data analysis

The VME boxes we used are 6021 series produced by Weiner Company of Germany. A VMEMM controller is used to read the data buffered in the caches of V1190A and V550A. The VMEMM controller exchanges data with computer by a VME-PCI commutator connected into PCI socket.

The online data acquisition program and offline data analysis program are both designed within LabVIEW6.1 (Laboratory Virtual Instrument Engineering Workbench). Online data acquisition program saves the data of the hodoscope system into a binary file event by event. One event contains two parts: amplitude information of signals from precision chambers for reconstructing the muon track, and information of signals from TGC detector for indicating whether the TGC detector has been fired. In the offline data analysis, the program reads out the data collected by online program to reconstruct each event and check if TGC detects the track that it should do.

Part IV Scan the detection efficiency of TGC with hodoscope system

In scanning the detection efficiency of wire layer of TGC detector, the threshold of ASD is set to -90mV, window offset and width of V1190A are set to 100ns and 75ns respectively. The working voltage of TGC detector is 2900V. After 4 days running, the online data acquisition program accumulated 200, 000 events. Using offline data analysis program to process these events, the result is shown in figure 4. Each point represents an area of 2cm*1cm rectangle. The color of the point represents the detection efficiency calculated for that area of rectangle. White represents efficiency higher than 95%, and the deeper the color is, the lower the efficiency is. In figure 4, the deep dark line areas with low detection efficiencies are corresponding to the supporters inside the TGC detector which are the dead areas. Most of the effective work areas have efficiencies over 95 percent. Some missing points on this map are because of too low

statistics.

To check whether the system is reliable, we moved the TGC detector 12cm along Y-axis and then scanned the detection efficiency again. All parameters are kept the same. The result is shown in figure 5. Compared with figure 4, the positions of the supporters also moved around 12cm, which indicates the reliability of our hodoscope system.

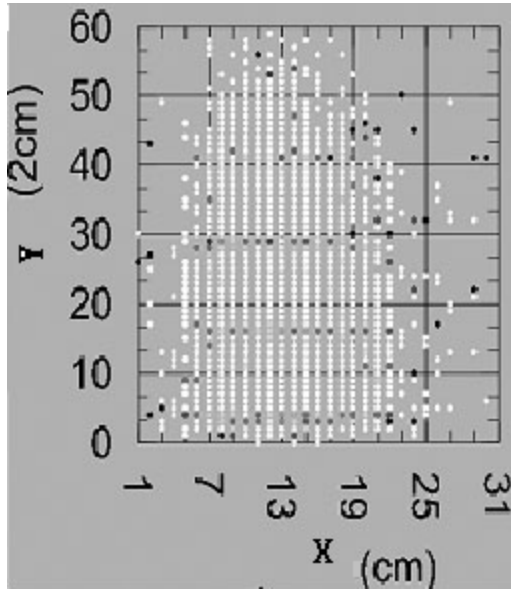


Figure 4 detection efficiency of TGC wires

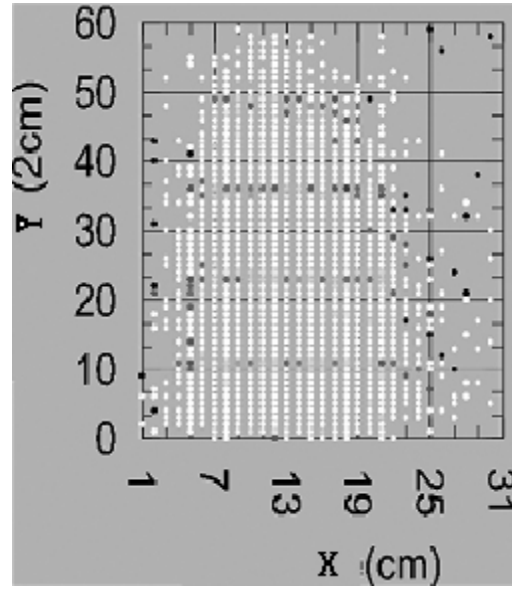


Figure 5 detection efficiency of TGC wires after being moved

Part V Summary

We established the hodoscope system in Shandong University successfully. We scanned the detection efficiency of our produced TGC detector, and the result shows that our system runs steadily and the TGC detector is with good quality.

Reference

1. S. Majewski et al. A thin multiwire chamber operating in the high multiplication mode, Nucl. Instrum. Methods, 217(1983) p.265.
2. G. Bella et al. Development of calorimeters using thin chambers operating in a high gain mode, Nucl. Instrum. Methods A 252(1986) p.503.71.
3. YAN Zhen, FENG Cunfeng, ZHU Chengguang, et al. Development of T9 Type Thin Gap Chamber and Measurement of the Detection Efficiency High Energy Physics and Nuclear Physics, 2006, 30(1): 52~56
4. J.C Santiard et al. CERN-ECP/94-17, 1994.
5. O. Sasaki et al. Front-end electronics for the Thin Gap Chambers (TGC) in ATLAS forward muon trigger system, Second Workshop on Electronics for LHC Experiments, Balatonfured, Hungary, Sept. 1996.

The Monte Carlo Study of W boson polarization

Liu Ming-hui, Zhu Cheng-guang

(School of Physics Shandong University, Jinan 250100, Shandong, China)

Abstract: In $t\bar{t}$ dileptonic decay channel, using a Monte Carlo data sample with the integral luminosity about 0.7fb^{-1} , W boson polarization is studied by measuring the angular distributions of the final particles from W boson. At last, the result is given as following:

$$F_0 = 0.709 \pm 0.066 \text{ (syst)} \pm 0.044 \text{ (stat)} \quad , \quad F_L = 0.297 \pm 0.077 \text{ (syst)} \pm 0.026 \text{ (stat)} \quad ,$$

$$F_R = -0.005 \pm 0.033 \text{ (syst)} \pm 0.027 \text{ (stat)} \quad .$$

Key words: $t\bar{t}$ dileptonic decay; W boson polarization; event reconstruction

Preface

The LHC (Large Hadron Collider) built in Europe is the largest hadron collider in the world now. It is a proton-proton collider, and the centre-of-mass energy is 14TeV. The ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) experiment is performed on one collision point of LHC, and its detector is composed by inner detector、calorimeter、magnet system and muon system^[1]. In ATLAS experiment, we can do top quark researches, and try to search for new physics^{[2][3][4]}. The polarization of W boson is precisely predicted in the SM (Standard Model), and by the study of W boson polarization, we can test the SM. While LHC is running at low luminosity ($10^{33}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$), there will be more than 800M $t\bar{t}$ events produced each year. The SM predicted that almost 99.9% of top quark will decay to a W boson and a b quark, then, the W boson will decay to a lepton and its corresponding neutrino or to two light quarks. The $t\bar{t}$ dileptonic decay channel is shown as following: $t\bar{t} \rightarrow (W^+b)(W^-\bar{b}) \rightarrow (l^+\nu)b(l^-\bar{\nu})\bar{b}$. For there are two isolated leptons in the final particles, dileptonic channel is preferred in many researches; meanwhile, for the two neutrinos in the final particles, the reconstruction of this channel is more difficult. In this paper, a mathematical method is used to reconstruct the two neutrinos, and the $t\bar{t}$ dileptonic channel is also reconstructed using a weight method; W boson polarization is studied using Monte Carlo samples, and an available experimental method is provided to extract the W polarization parameters; the mainly systematic errors in our process are also estimated.

1. The Measurement of W boson polarization

There are 3 kinds of polarizations for a spin 1 W boson: left handed, right handed and

longitudinal. A real W in $t \rightarrow w b$ process can be produced in any of those kinds, and the corresponding probabilities are represented by F_L , F_R and F_0 , respectively. The SM predicted that- $F_0=0.695$, $F_L=0.304$, $F_R=0.001$ ^[5].

The best way to access particle spin information is to measure the angular distribution of its decay products, thereby called spin analyzers. The charged lepton from W is the best choice as a W spin analyzer since u-like jets can not be distinguished experimentally from d-like jets. Through the distribution of the Ψ angle (see figure 1) between the charged lepton direction in the W rest frame and the W direction in the top quark rest frame, W polarization can be measured, and the parameters F_L , F_R and F_0 can be got.

The Ψ angle distribution is given by the following expression in the SM:

$$\frac{1}{N} \frac{dN}{d \cos \psi} = \frac{2}{3} \left[F_0 \left(\frac{\sin \psi}{\sqrt{2}} \right)^2 + F_L \left(\frac{1 - \cos \psi}{2} \right)^2 + F_R \left(\frac{1 + \cos \psi}{2} \right)^2 \right] \quad (1)$$

so, if we can get the Ψ angle distribution, we can get the W polarization parameters F_L , F_R and F_0 using expression (1).

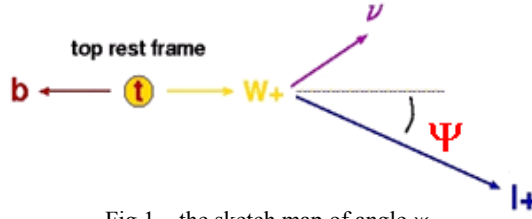


Fig.1 the sketch map of angle ψ

2. Data Samples and Cuts used

The data samples used in this paper is generated by the ATLAS group, as shown in table 1: the integrated luminosities of these samples are normalized to 730pb^{-1} in the following studies.

Table 1 the used data samples

Data samples	generators	Event number	Integrated luminosity (pb^{-1})
Signal: $t\bar{t} \rightarrow l^+ \nu l^- \bar{\nu} b \bar{b}$ ($l = e, \mu$)	MC@NLO	30.4k	730
Backgrounds: $t\bar{t} \rightarrow \tau + l + X$	MC@NLO	37.9k	730
$t\bar{t} \rightarrow l \nu j_1 j_2 b \bar{b}$	MC@NLO	276k	730
$w(\rightarrow l \nu) + jets$	AlpGen	94.8k	*
single top(wt)	AcerMC	25.3k	990
single top (wg)	AcerMC	15.0k	185
$Z(\rightarrow l^+ l^-) + b \bar{b}$	AcerMC	157 k	890

In this paper, the cuts used to select the $t\bar{t}$ dileptonic events are listed as following^[6]: exactly 2 isolated leptons of opposite charges in the event, and p_t (transverse momentum) $> 20\text{GeV}$, $|\eta| < 2.5$; exactly 2 b-jets in the event with $p_t > 30\text{GeV}$, $|\eta| < 2.5$; E_{miss} in the event should be larger than 40GeV . Using these selection cuts, the signal over background (S/B) got at last is about 4.

3. Reconstruction of $t\bar{t}$ dileptonic decay channel

In $t\bar{t}$ dileptonic decay channel, the final particles are 2 isolated leptons, 2 neutrinos and two b-jets. Using kinematic restrictions, we can get the following equation set:

$$\begin{cases} p_x^{\nu} + p_x^{\bar{\nu}} = p_{x\text{miss}} \\ p_y^{\nu} + p_y^{\bar{\nu}} = p_{y\text{miss}} \\ (E_{l^+} + E_{\nu})^2 - (p_x^{l^+} + p_x^{\nu})^2 - (p_y^{l^+} + p_y^{\nu})^2 - (p_z^{l^+} + p_z^{\nu})^2 - M_{w^+}^2 = 0 \\ (E_{l^-} + E_{\bar{\nu}})^2 - (p_x^{l^-} + p_x^{\bar{\nu}})^2 - (p_y^{l^-} + p_y^{\bar{\nu}})^2 - (p_z^{l^-} + p_z^{\bar{\nu}})^2 - M_{w^-}^2 = 0 \\ (E_{l^+} + E_{\nu} + E_b)^2 - (p_x^{l^+} + p_x^{\nu} + p_x^b)^2 - (p_y^{l^+} + p_y^{\nu} + p_y^b)^2 - (p_z^{l^+} + p_z^{\nu} + p_z^b)^2 - M_t^2 = 0 \\ (E_{l^-} + E_{\bar{\nu}} + E_{\bar{b}})^2 - (p_x^{l^-} + p_x^{\bar{\nu}} + p_x^{\bar{b}})^2 - (p_y^{l^-} + p_y^{\bar{\nu}} + p_y^{\bar{b}})^2 - (p_z^{l^-} + p_z^{\bar{\nu}} + p_z^{\bar{b}})^2 - M_t^2 = 0 \end{cases}$$

In this equation set:

- _ E_p is the energy of particle p and M_p is mass of particle p ;
- _ p_i^p signifies the i -th component of momentum of particle p ;
- _ l^+ represents either e^+ or μ^+ , while l^- represents either e^- or μ^- ;
- _ ν corresponds to either ν_e or ν_{μ} , while $\bar{\nu}$ corresponds to either $\bar{\nu}_e$ or $\bar{\nu}_{\mu}$;
- _ $p_{x\text{miss}}$ is the measured missing momentum in x direction and $p_{y\text{miss}}$ is the measured missing momentum in y direction;
- _ the momenta of neutrinos are unknown variables.

For the 4-momentum of leptons and b-jets can be measured experimentally, so the key point is to decide whether a b-jet is from b quark or $\bar{b}$ quark, and in this paper, the used method is described below: first, b-jets will be grouped with leptons, and then, the group with the smallest ΔR ($\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$, ϕ is the angle around z-direction) will be considered to be from the same top quark and the left group of b-jet and lepton is considered to be from the other top quark. With this method, about 20% of the combinations of b-jets and leptons are wrong, so called combinatorial background.

By solving the equation set above, the two neutrinos can be reconstructed. The number of solutions of the equation set may be 0, 1, 2, 3 or 4, so 4 $\nu - \bar{\nu}$ pairs can be achieved at most.

As we know, the measurements of $p_{x\text{miss}}$ and $p_{y\text{miss}}$ are not so accurate in experiment, and this may induce the equation set without any solutions. When the equation set is solved, the values of $p_{x\text{miss}}$ and $p_{y\text{miss}}$ are changed in a range of 75%~115% of their original values, and the change is 2% each time for 20 times. 80 pairs of $t\bar{t}$ may be achieved at most, but, another case is: there is no solution at all, then, the values of $p_{x\text{miss}}$ and $p_{y\text{miss}}$ will be changed in addition ranges: 60%~75% and 115%~130%, 1% each time. If there is still no solution, this event will be given up; else, all the solutions are kept.

Till now, many pairs of $t\bar{t}$ have been reconstructed if the equation set does have solutions. Among these $t\bar{t}$ pairs, the best one is chosen by likelihood method. From Monte Carlo simulation, the true pt distributions of $\nu, \bar{\nu}, t, \bar{t}$ can be got. After normalized and fitted, these distributions correspond to the probability function distributions with pt of $\nu, \bar{\nu}, t, \bar{t}$. For a pair of reconstructed $t\bar{t}$, the pt values of $\nu, \bar{\nu}, t, \bar{t}$ will be put into their corresponding probability functions, and 4 probabilities are got. Then, the 4 probabilities are multiplied to get a value called “weight”. For each $t\bar{t}$ pair, there will be a “weight”, and the pair with the largest “weight” is taken as our result.

With this method, $t\bar{t}$ can be reconstructed in most of the dileptonic $t\bar{t}$ events (about 70%). The η and ϕ resolutions of reconstructed t and $\bar{t}$ are shown in figure 2, they are fitted by “Gauss” distribution. The corresponding σ 和 rms values are given in the figures.

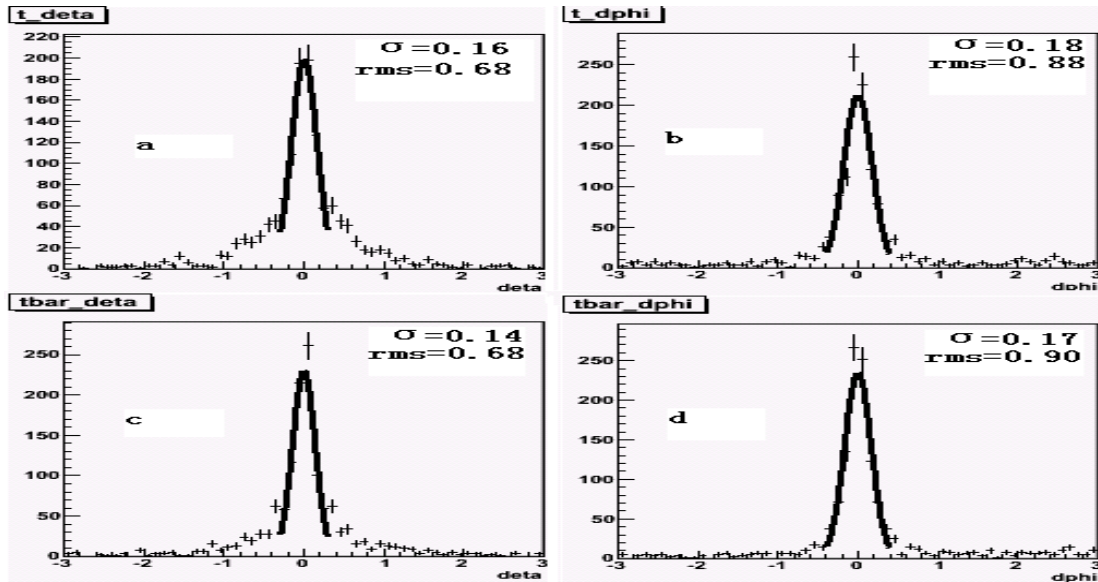


Fig.2 the distributions of $\Delta\eta$ and $\Delta\phi$ between reconstructed $t, \bar{t}$ and true $t, \bar{t}$: fig. a is the $\Delta\eta$ distribution between reconstructed t and true t ; fig. b is the $\Delta\phi$ distribution between reconstructed t and true t ; fig. c is the $\Delta\eta$ distribution between reconstructed $\bar{t}$ and true $\bar{t}$; fig. d is the $\Delta\phi$ distribution between reconstructed $\bar{t}$ and true $\bar{t}$.

4. Study of W polarization in $t\bar{t}$ dileptonic decay channel

For the reasons of cuts and reconstruction, many signals are lost, and this will induce a different $\cos\psi$ distribution with the SM one. An efficiency function got from MC simulation is used to correct this difference, shown in figure 3:

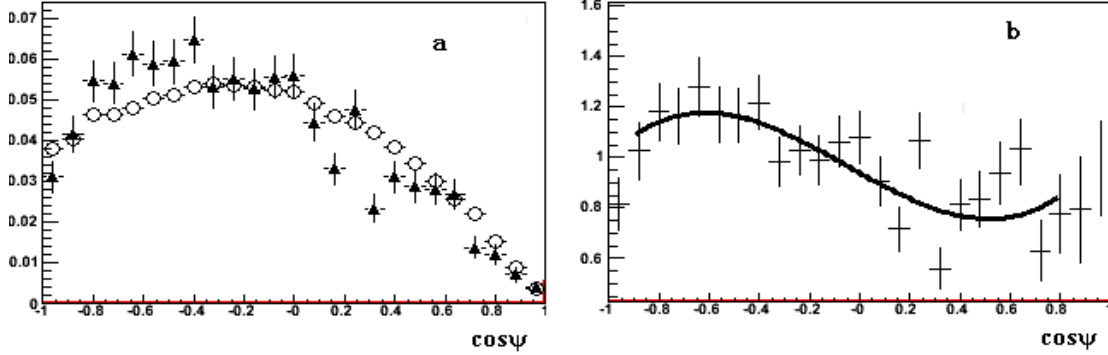


Fig.3 the effect from reconstruction and selections to $\cos\psi$ distribution: in fig. a, circle is the true distribution of $\cos\psi$ and triangle is the $\cos\psi$ distribution after selections and reconstruction; fig. b is the efficiency function got from fig. a (triangle distribution divide the circle distribution) and it's fitted by polynomial.

The efficiency function is used to correct the angular distribution of signals, however, the angular distribution got after cuts and reconstruction does include backgrounds, so the $\cos\psi$ distributions in backgrounds should be known. As shown in figure 4, the $\cos\psi$ distributions in backgrounds are got from MC samples in this paper. In figure 4, the white part is the $\cos\psi$ distribution from signal, and the black part is the $\cos\psi$ distribution from combinatorial background while the lined part is the summation of $\cos\psi$ distribution from $t\bar{t}$ background、W+jets、single top and Zbb.

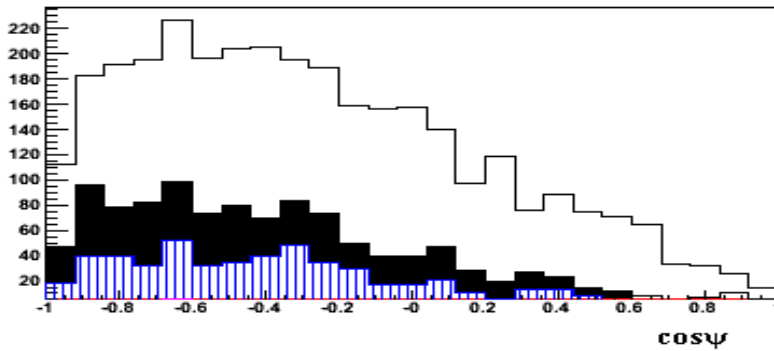


Fig.4 $\cos\psi$ distributions from background events (got from Monte Carlo samples)

With data samples (for there is no data sample at present, MC samples are used instead), $\cos\psi$ distribution will be got first after cuts and reconstruction; the $\cos\psi$ distributions got from MC samples are then subtracted; efficiency function is used to correct the left $\cos\psi$ distribution after backgrounds are subtracted; the SM $\cos\psi$ distribution function is used to fit the corrected

distribution got in the last step, and the W polarization parameters can be extracted. In this paper, $F_0=0.709\pm0.044$, $F_L=0.297\pm0.026$, $F_R=-0.005\pm0.027$, just statistic errors are given.

5. The estimation of main systematic errors

In our process, the main systematic errors include: (1) b tag efficiency uncertainty; (2) b-jet energy measurement uncertainty; (3) backgrounds uncertainty; (4) theoretical models.

5.1 Systematic errors from b tag efficiency

This part of systematic errors is got by changing the b tag efficiency 5% in MC data samples^[7], and the error on F_0 is ±0.040 , on F_L is ±0.063 , on F_R is ±0.022 .

5.2 Systematic errors from b jet energy measurement

This part of systematic errors is got by changing the b jet energy 3% (the effect of this change to E_{miss} is taken into account), and the error on F_0 is ±0.051 , on F_L is ±0.039 , on F_R is ±0.023 .

5.3 Systematic errors from backgrounds uncertainty

In this paper, the only sizable background comes from $t\bar{t} \rightarrow \tau + l$ events. This part of systematic errors is got by changing the statistics of $t\bar{t} \rightarrow \tau + l$ events 5%, and the error on F_0 is ±0.002 , on F_L is ±0.007 , on F_R is ±0.002 .

5.4 Systematic errors from theoretical model

In this part, five main sources of systematic errors are included: Q -scale, structure function, ISR、FSR, b-fragmentation and hadronization scheme. Their final effects together on F_0 is ±0.014 , on F_L is ±0.020 , on F_R is ±0.009 .

5.5 Results

In this paper, the final results of W polarization measurement are shown as following:

$$F_0 = 0.709 \pm 0.066(\text{syst}) \pm 0.044(\text{stat});$$

$$F_L = 0.297 \pm 0.077(\text{syst}) \pm 0.026(\text{stat});$$

$$F_R = -0.005 \pm 0.033(\text{syst}) \pm 0.027(\text{stat}).$$

For the reason of statistics of MC samples (about LHC one month's running at low luminosity), the effect of statistics in systematic errors estimation is unneglectable, so the systematic errors given in this paper seem large.

6. Conclusion

With Monte Carlo samples, $t\bar{t}$ dileptonic decay channel is reconstructed in this paper, and the W boson polarization is studied. Using data samples about one month's running of LHC at low

luminosity, our result of W polarization is comparable with D0 which gave $F_R=0.017\pm0.048$ (stat) ±0.047 (syst). LHC will start its running this year, and the measurement of W polarization will be much more accurate with the increasing statistics. The SM will be tested and new physics may be discovered.

Reference:

- [1] ATLAS Collaboration. ATLAS detector and physics performance technical design report[R].CERN: LHCC, 1999.
- [2] G.L.Kane, G.A.Landinsky and C.-P. Yuan. Using the top quark for testing standard-model polarization and CP predictions[J]. Phys. Rev. D, 1992, 45: p124.
- [3] F. Larios, E. Malkawi and C.-P. Yuan. Probing the electroweak symmetry breaking sector with the top quark[R]. Beijing: CCASRT workshop, 1996.
- [4] D.Chakraborty, J.Konigsberg and D.Rainwater. Top quark physics[J]. Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., 2003, 53:p301.
- [5] H. S. Do, S. Groote, J. G. Körner et al.. Electroweak and finite width corrections to top quark decays into transverse and longitudinal W-bosons(J). Phys. Rev. D, 2003, 67: p091501-1.
- [6] F.Hubaut, E.Monnier, P.Pralavorio et al.. ATLAS sensitivity to top quark and W boson polarization in $t\bar{t}$ events[Z]. CERN: LHCC, 2005.
- [7] S. Correard, V. Kostioukhine, J. Leveque et al.. b-tagging with DC1 data[Z]. CERN: LHCC, 2004.
- [8] Erich Varnes, Jessica Leveque, Ken Johns et al.. Measurement of the W boson helicity in top quark decays at D0[J]. Phys.Rev. D,2007,75: p031102.

学位论文评阅及答辩情况表

论文 评阅 人	姓 名		专业技术 职 务	是否博导 (硕 导)	所 在 单 位		总体评※
答 辩 委 员 会 成 员	姓 名		专业技术 职 务	是否博导 (硕 导)	所 在 单 位		
	主席						
	委 员						
	答辩委员会对论文的 总体评价※			答辩秘书		答辩日期	
备注							

※优秀为 “A”；良好为 “B”；合格为 “C”；不合格为 “D”。

