

水基契伦科夫量能器单元的蒙特卡罗模拟*

陈明君 张峰 王贻芳

(中国科学院高能物理所 北京 100039)

04 A

摘要 详细描述了作为中微子探测器的水基契伦科夫量能器单元的结构,并用 GEANT4 软件包对水箱单元契伦科夫光的光学过程做了仔细的蒙特卡罗模拟.结果显示水箱的设计是合理的,且此结果对探测器设计与优化具有重要意义.

关键词 中微子 量能器 光学模拟

1 引言

水基契伦科夫量能器是一种用于长基线中微子实验的新型探测器^[1].它具有性能好、价格低的优点,比目前已在使用的契伦科夫成像型探测器(如 Super-Kamiokande)和以铁为主材的量能器(如 Minos)要便宜 10—50 倍,而性能则优越许多(如对本底的鉴别能力等),特别是在中微子能量大于 4GeV 时.由于这种探测器的基本原理是契伦科夫光的产生与收集,因此,系统、完整地研究与模拟探测器中的光学过程就显得极为重要.

GEANT4^[2]是一个基于 C++ 语言,能有效而全面地模拟粒子与探测器物质的相互作用,并包括完整的光学过程^[3]的软件包,它包括了实验装置的描述,粒子在材料和磁场中的运动,以及所有粒子与物质相互作用物理过程的模型.本文详细介绍了水箱探测器的结构及工作原理,Cherenkov 光子的光学过程模型,并给出模拟结果和相应的讨论.

2 探测器的构造与工作原理

带电粒子穿过透明介质(如水),当其速度超过波长为 λ 的光在该介质中的相速 $c/n(\lambda)$ 时,粒子将诱发 Cherenkov 光辐射. Cherenkov 辐射与粒子运动方向成一 θ 角,且 $\cos\theta = 1/n(\lambda)\beta$,形成以粒子运动轨迹为轴的张角为 2θ 的光锥. Cherenkov 光子的波长远

小于典型的原子尺寸,所以可认为是光学光子,对单位电荷粒子的光谱可由下式表示:

$$\frac{d^2 N}{dx d\lambda} \approx \frac{2\pi\alpha}{\lambda^2} \left(1 - \frac{1}{n^2\beta^2}\right), \quad (1)$$

可见 Cherenkov 光集中在紫外段.在可见光区(300—600nm), $\beta \sim 1$ 的单位电荷粒子在水中的 Cherenkov 光产额约为 300/cm.

水基契伦科夫量能器由大量的水箱叠加而成,通过测量每个水箱中的契伦科夫光子数而获得能量沉积信息.多个水箱测得的能量分布可给出中微子事例的特殊结构,以区别于本底.单个水箱的基本结构为 10m × 1m × 1m 的长方体,内盛有 10T 纯水,如图 1 所示.水箱由聚氯乙烯塑料板构成,内贴反射膜.带电粒子穿过水箱,产生的契伦科夫光子经过反射膜反射后,由水箱两端的波长转换棒(Wavelength shifter, WLS)收集,再由光电倍增管读出.波长转换棒也可由 Winston cone^[4,5]代替.

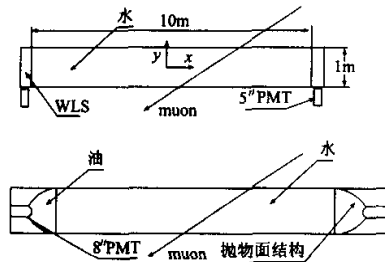


图 1 Cherenkov 光子水箱探测器的两种构造图

2003-03-05 收稿

* 国家自然科学基金(10225524),中国科学院百人计划(U-18)资助

WLS 通常是有机玻璃,它可以吸收入射光,再在 4π 立体角内均匀发出不同波长的可见光. 将条状的 WLS 折转方向后,以 1:1 的面积比例与一个 12.7cm 的光电倍增管耦合. 对于 1cm 厚的 WLS,其折转后的光收集效率大约为 25%^[6]. Winston cone 是用一贴了镜反射膜的抛物面结构作为聚光接收(见图 1),由位于聚焦点的光电倍增管读出. 整个系统浸泡在折射率为 1.49 的矿物油中,这种结构类似于一个光学陷阱,光在高折射率的油中会由于全反射而减少返回水中的几率,从而提高光收集效率. 浸在油中的光电倍增管其性能也易得到保证.

水箱的内反射膜可有多种选择,主要需考虑其反射率及其在纯水中的稳定性. 经过试验,我们发现 Tyvek 膜和一种镀有保护层的铝膜较稳定,其测得的反射率随波长的变化如图 2 所示. Tyvek 是一种由美国杜邦公司生产的漫反射膜,已应用于许多大型水契伦科夫探测器,其在水中的光学特性已经有了充分的研究^[7,8],反射率接近 90%. 铝膜的反射率在理论上可以达到 98%,但因为不稳定,必须加保护膜,因此会损失约 10% 的光子.

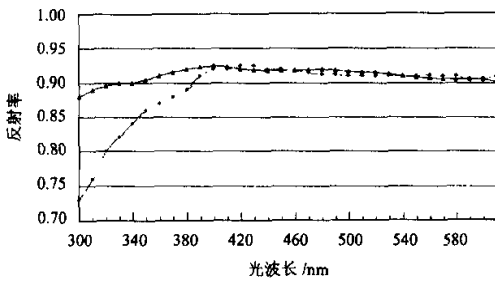


图 2 铝膜和 Tyvek 的反射率随光波长变化图
—▲—铝膜反射率;—●—Tyvek 反射率.

水的折射系数和吸收长度是一随光波长变化的函数. 图 3 所示为选用的水的吸收长度函数. 考虑到水箱中的水比起大型探测器来过滤更难,这比目

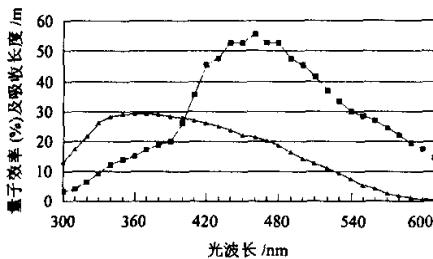


图 3 水的吸收长度和 9372 型光电倍增管量子效率图
—▲—量子效率;—■—吸收长度.

前国际可以达到的水准要低一倍左右.

我们考虑的是英国电子管公司的光电倍增管系列,其中在 WLS 方案中选用 12.7cm 的 9372 型管子以降低造价,而在 Winston cone 方案中选用 20.3cm 的 9355 型管子以提高光收集效率. 由于 Cerenkov 光主要集中在紫外波段,而此两种管子均是 SbCs 光阴极,它在光波长 300—600nm 波段内的量子效率相当高,最高可接近于 30% (图 3). 另外光子到达光电倍增管第一打拿极的收集效率取为 0.6^[9].

3 光学模型

GEANT4 是一个在高能物理实验中得到广泛应用的蒙特卡罗程序,它不但可以像 GEANT3 一样模拟粒子与物质的相互作用,也可以模拟完整的光学过程. 它一共提供了两种光学模型:GLISUR 模型和 UNIFIED 模型^[10,11],两种界面类型(半导体-半导体和半导体-金属),6 种表面模式. 对于第一种 GLISUR 模型,它继承自 GEANT3,过于简单. 我们模拟程序中所采用的 UNIFIED 模型起源于 DETECT 光学模型中的蒙特卡罗模拟,它允许调试的参数涉及光学表面的平均表面和微表面的镜反射系数,漫反射,可能存在的背反射等等,如图 4 所示.

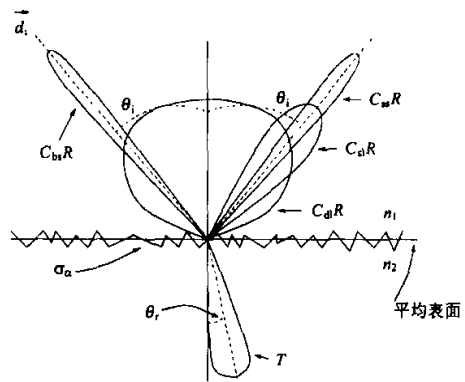


图 4 UNIFIED 模型中的光强度极坐标图

UNIFIED 模型中的反射强度公式如下:

$$J_r \approx C_{a1} e^{-\sigma_a^2} + C_{d1} \cos \theta_r + C_{m1} \delta(\theta_r - \theta_i) \delta(\phi_r) + C_{m2} (\theta_r + \theta_i) \delta(\phi_r), \quad (2)$$

这里 θ_i 是入射角, θ_r 和 ϕ_r 是平均表面的反射角, 参数 σ_a 表征光学表面的粗糙度 (α 是模型中微表面和平均表面的夹角), C_{d1} 表示微表面的镜反射几率, C_{m1}

表示平均表面的镜反射几率, C_{bs} 表征背反射几率(这种几率发生在极粗糙的光学表面,如光子正入射到微表面,经过多次反射后折回), C_{dl} 则表示漫反射几率. 显然,这 4 个几率参数满足下面的等式:

$$C_{dl} + C_{bs} + C_{bs} = 1 - C_{dl}. \quad (3)$$

所以在 UNIFIED 模型中,需要确定如下参数:入射介质和传输介质的折射率 n_1 与 n_2 , C_{dl} , C_{bs} , C_{bs} , C_{dl} 和 σ_a . 对于 Tyvek, 文献[9]已作了系统的研究,这里取他们选定的参数: $C_{dl} = 0.2$, $C_{bs} = 0$, $C_{bs} = 0$, $\sigma_a = 0.2$. 采用铝膜时,将其表面设置为“完全镜面”: $C_{dl} = 1$, $\sigma_a = 0$. 事实上,当改变 C_{dl} , C_{bs} , C_{bs} , C_{dl} 参数值时(例如从 0 到 1),模拟结果显示,探测到的光子数变化不是很明显(小于 10%),而当改变水箱内反射膜 Tyvek 或铝膜的反射系数时,表 1 显示其变化是极其显著的(在水箱中部垂直入射).

表 1 不同结构的水箱探测器探测到的 Cerenkov 光子数与内反射膜的反射率的关系

| 水箱内壁类型 | | 反射率 | | | | |
|--------|-------|------|------|------|------|------|
| | | 0.85 | 0.87 | 0.90 | 0.93 | 0.96 |
| 接收端为 | Tyvek | 122 | 147 | 187 | 247 | 344 |
| WLS | 铝膜 | 127 | 155 | 210 | 282 | 386 |
| 接收端为 | Tyvek | 41 | 46 | 51 | 73 | 112* |
| 抛物面 | 铝膜 | 20 | 25 | 30 | 44 | 65 |

注: 标有 * 数据的这种情况,它的光收集效率为 8.79%.

表 1 中列出了接受端分别为 WLS 和抛物面结构这两种情况. 对于当接收端为抛物面结构时,收集光的效果很差(光收集效率不大于 14%). 它的原因在于 GEANT4 中没有提供抛物面这种几何形状,采用了锥面叠加来近似描述抛物面结构. 但从实际模拟结果来看,这种近似的抛物面结构并没有起到很好的聚光作用. 文献[4,5]等对抛物面结构的光收集效率进行了深入的研究,指出其收集效率在一定的条件下应在 25% 以上.

4 模拟结果

用 1GeV 的 μ 子垂直射入水箱,平均能量损失为 0.204GeV,光产额为 38.340. 采用如上讨论的光学模型参数值和考虑 WLS 作为接收端,对水箱 Cerenkov 量能器光子探测器进行了一系列的模拟,包括不同内壁类型,不同位置,不同角度等. 表 2 给出模拟结果,图 5 为光子总效率随 μ 子入射角与位置的变化,其中光子数为水箱两端两个光电倍增管所得

之和. 由此可以看出,光子探测效率不仅仅是粒子入射位置的函数(由反射次数和水的透射率决定),也是粒子入射角度的函数(光子路径和反射次数与光子角度有关). 因此为了获得粒子在水箱中的能量损失,需对探测到的光子作角度与位置的修正. 位置可由水箱两端信号到达的时间来确定,角度则需多个水箱的位置重建来决定,这对能量分辨率有一定影响,特别是角度. 另外,综合来说, Tyvek 是一个较好的选择.

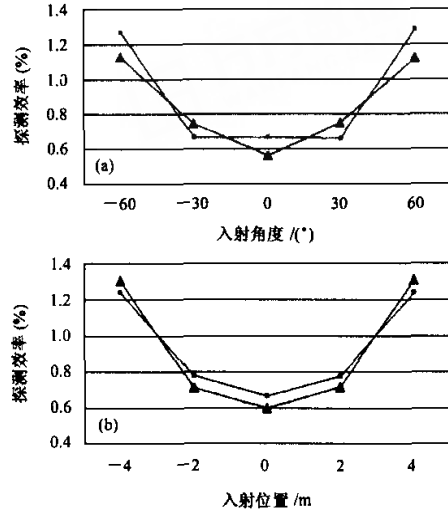


图 5

(a) 在水箱中部在 xy 平面(定义见图 1)以不同角度入射,光电倍增管探测到光子数与产生的 Cerenkov 光子数之比的探测效率;(b) 垂直入射粒子在 x 方向入射位置变化,光电倍增管探测到光子数与产生的 Cerenkov 光子数之比的探测效率.
 —▲—Tyvek, —■—铝膜.

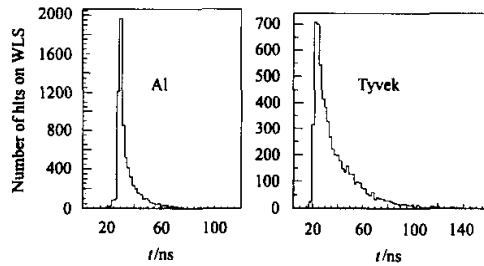


图 6 Cerenkov 光子到达 WLS 的时间

我们也考虑了 Cerenkov 光子到达 WLS 的时间. 在此情况下,光子的衰减长度是 15m. 图 6 表示了粒子从水箱中部垂直入射时的两种内壁材料对应的时间间隔. 可见绝大部分光子都在 20—80ns 时间内到达,其结果是令人满意的.

表 2 GEANT4 模拟程序的系列模拟结果表

| 入射条件 | PMT 探测到光子数 | | 产生 Cerenkov 光子数 | | 探测效率(%) | | |
|-----------------------------|------------|-----|-----------------|-------|---------|-------|-------|
| | Tyvek | 铝膜 | Tyvek | 铝膜 | Tyvek | 铝膜 | |
| 在水箱中部 xy 平面上以不同角度入射 | -60° | 814 | 897 | 72080 | 70607 | 1.129 | 1.270 |
| | -30° | 300 | 270 | 40455 | 40546 | 0.744 | 0.666 |
| | 0° | 209 | 234 | 35159 | 35146 | 0.560 | 0.667 |
| | 30° | 302 | 267 | 40458 | 40568 | 0.747 | 0.659 |
| | 60° | 799 | 915 | 71211 | 71528 | 1.121 | 1.279 |
| 垂直入射粒子在 x 轴上从 -4m 到 4m 移动 | -4m | 459 | 435 | 35100 | 35058 | 1.307 | 1.242 |
| | -2m | 351 | 272 | 35185 | 35096 | 0.713 | 0.777 |
| | 0m | 211 | 233 | 35085 | 35154 | 0.602 | 0.666 |
| | 2m | 352 | 272 | 35189 | 35108 | 0.716 | 0.776 |
| | 4m | 459 | 435 | 35068 | 35129 | 1.309 | 1.239 |

契伦科夫水箱探测器的关键是它的反射材料选择问题. 计划建造中的北京极长基线的中微子探测器^[12], 准备用日本的高强度质子加速器(HIPA)(或中微子工厂)作为粒子源, 探测器将由 10000 个大型水箱(10m × 1m × 1m)构成. 所以这里详细讨论了其模拟程序的参数, 并分别选用了不同的水箱内壁类

型 Tyvek 和铝膜作对比. 同时我们正在构造一个小水箱模型, 以便将来更精确地检测模拟程序.

作者感谢 Tom Paul 和 Peter Gumplinger 在光学模型构造上提供了有益的帮助.

参考文献 (References)

- 1 WANG Y F. hep-ex/0010081, Proc. of New Initiatives on Lepton Flavor Violation and Neutrino Oscillation with High Intense Muon and Neutrino Sources, Singapore: World Scientific, 242
- 2 <http://pcitapiww.cern.ch/geant4/G4UsersDocuments/UsersGuides/ForApplicationDeveloper/html/index.html>
- 3 Anchordoqui L A et al. astro-ph/0006142
- 4 Roland Winston. J. Opt. Soc. Amer., 1970, **60**:245
- 5 Roland Winston, Jay M. Enoch. J. Opt. Soc. Amer., 1971, **61**:1120
- 6 Saint-Gobain industrial Ceramics, Inc. Bicon, Product Manual, 1997
- 7 Filevich A et al. Nucl. Instr. Meth., 1999, **A423**:108-118, GAP-97-065
- 8 Hasenbalg F, Ravnigani D. GAP-97-035
- 9 Tom McCauley, Tom Paul. GAP-2000-055
- 10 Peter Gumplinger. USER's Workshop at SLAC, Feb. 2 2002, Optical Photon Process in GEANT4
- 11 Levin A, Moisan C. TRI-PP-96-64(1996)
- 12 CHEN H S et al. hep-ph/0104266

Monte Carlo Simulation of a Water Tank of the Cerenkov Calorimeter*

CHEN Ming-Jun ZHANG Feng WANG Yi-Fang

(Institute of High Energy Physics, CAS, Beijing 100039, China)

Abstract This paper describes the structure of the water tank of the Cerenkov calorimeter for neutrino detection. Based on the GEANT4 Monte Carlo package, the detailed optical processes for the Cerenkov light in the water tank are simulated. Results show that the design of the water tank is appropriate and they are useful for the detector optimization.

Key words neutrino, calorimeter, optical simulation

Received 5 March 2003

* Supported by NSFC(10225524), 100 Talents Programme of CAS(U-18)

水基契伦科夫量能器单元的蒙特卡罗模拟

作者: [陈明君](#), [张峰](#), [王贻芳](#)
 作者单位: [中国科学院高能物理所, 北京, 100039](#)
 刊名: [高能物理与核物理](#) **ISTIC** **SCI** **PKU**
 英文刊名: [HIGH ENERGY PHYSICS AND NUCLEAR PHYSICS](#)
 年, 卷(期): 2003, 27(11)
 引用次数: 1次

参考文献(12条)

1. Wang Y F [hep-ex/0010081 Proc. of New Initiatives on Lepton Flavor Violation and Neutrino Oscillation with High Intense Muon and Neutrino Sources](#)
2. [查看详情](#)
3. Anchordoqui L A [astro-ph/0006142](#)
4. Roland Winston [查看详情](#) 1970
5. Roland Winston. Jay M [查看详情](#) 1971
6. Saint-Gobain industrial Ceramies 1997
7. Filevich A [查看详情](#) 1999
8. Hasenbalg F. Ravnani D [查看详情](#)
9. Tom McCauley. Tom Paul [查看详情](#)
10. Peter Gumplinger [USER's Workshop at SLAC, Feb. 2 2002, Optical Photon Process in GEANT4](#)
11. Levin A. Moisan C [查看详情](#) 1996
12. Chen H S [查看详情](#)

相似文献(6条)

1. 期刊论文 [陈明君](#). [王贻芳](#). [何景棠](#). [孟祥承](#). [俞梅凌](#). [杨长根](#). [曹俊](#). [CHEN Ming-Jun](#). [WANG Yi-Fang](#). [HE Jing-Tang](#). [MENG Xiang-Cheng](#). [YU Mei-Ling](#). [YANG Chang-Gen](#). [CAO Jun](#) [水基契伦科夫量能器模型的研究 - 高能物理与核物理](#) 2005, 29(10)

为了研究极长基线中微子振荡, 构造了一个大小为 $1\text{m} \times 1\text{m} \times 13\text{m}$ 水基契伦科夫量能器模型. 测量得到的水箱的有效衰减长度为 $(5.74 \pm 0.29)\text{m}$, 并且研究了光的收集能力随入射粒子角度变化的关系. 同时发展了基于GEANT4软件包, 包含有详细的光学过程的模拟程序, 所得到的模拟结果与实验测量有很好的致一致性. 说明水箱可以作为水基契伦科夫量能器的可行性的方案.

2. 学位论文 [陈明君](#) [中微子水基契伦科夫量能器的研究](#) 2006

近十年来, 中微子物理不断的获得突破, 它已经成为最前沿的物理方向之一. 而长基线中微子振荡实验具有丰富的物理内容, 可以精确地测量中微子振荡参数, 例如 $\sin^2 2\theta_{13}$, 中微子在物质中的效应, 质量平方差, CP破坏相角 δ 等. 基于此目的, 我们构建了一个全尺寸($1\text{m} \times 1\text{m} \times 13\text{m}$)的水基契伦科夫量能器模型, 验证了它所组成的大型探测器可以用于长基线中微子振荡实验的远端探测器.

第一章中, 简单叙述了中微子物理的发展历史, 并讨论了中微子真空振荡理论和物质中的振荡理论. 提及了可以验证中微子振荡的一些太阳中微子实验和大气中微子实验, 得到了MNSP矩阵中的部分参数值. 由此提出长基线中微子振荡实验, 论及它所能测量的物理目标和一些长基线中微子振荡实验的未来发展状况.

在第二章, 详细论述了所构建的水基契伦科夫量能器模型. 首先, 分析了已知的一些用于长基线中微子振荡实验的探测器类型, 比较得出我们构造的探测器所具有的优点. 对所构造的水基契伦科夫量能器的单个模型的论述, 包括了量能器的结构, 反射材料的筛选, 光电倍增管的性能研究, 电子学系统, 以及净化系统等.

第三章, 则论及GEANT4工具包和基于此的单个水箱模拟程序G4WT. GEANT4是最近几年发展的用于高能物理研究的非常有效的模拟工具包, 其中论及了G4WT模拟程序中的重点内容: GEANT4的光学过程描述. 分析了G4WT模拟程序的框架结构, 时间性能等.

第四章则包括了对水基契伦科夫量能器模型的具体测量. 详细论述了实验的内容和过程, 对于在水箱中不同位置 and 不同角度的取数, 得到了水基契伦科夫量能器的水的有效衰减长度, 和契伦科夫光的探测效率的角度依赖关系. 最后, 还谈及了实验中一些不是理想的结果和讨论.

最后一章中, 利用第四章的实验结果, 结合G4WT模拟程序和基于GEANT3的模拟程序WCC的方法, 以及采用了Minos的中微子产生子, 基于H2B实验设计的背景, 对于水基契伦科夫量能器的能量重建能力, 背景等性能作了深入的分析 and 探讨.

本篇论文完整的描述了一个用于长基线中微子振荡实验的探测器模型. 论证了该量能器的光产额, 总的探测效率, 水的有效衰减长度和粒子入射角度依赖关系都能很好的满足极长基线中微子振荡实验. 通过蒙特卡罗模拟可知, 它将是长基线中微子振荡实验一个非常优秀的探测器的候选者.

3. 学位论文 [蒋治国](#) [ATLAS实验Top夸克单轻子道判选条件研究](#) 2007

二十世纪, 粒子物理的标准模型理论获得了巨大成功, 除了黑格斯(Higgs)粒子至今还没有在实验中找到, 它的许多预言都得到了实验的证实. 在更高的能区内, 寻找Higgs粒子和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CERN正在建造的大型强子对撞机, 建成后将成为世界上能量最高的粒子对撞机. ATLAS(A Toroidal LHC Apparatus)是将建在LHC其中一个对撞点上的大型多用途粒子探测器. 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以及研究B衰变中的CP破坏。ATLAS探测器主要由内部径迹探测器、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。

因为Top夸克的质量很大, 接近电弱对称破坏尺度, 从top夸克的各种性质可能发现新的物理。LHC试验如同一个top工厂, 按照计划它每年将产生8兆的top事例, top对主要由胶子融和过程(90%)和夸克对湮灭过程产生(10%), 它们将衰变成对应的W玻色子和b夸克, 根据W的两种衰变方式, 整个反应可以分为二个方式: 单轻子道, 最终生成一个轻子和对应的中微子加上两个轻jet和bjet; 双轻子道, 最终生成两个轻子和对应的中微子加上两个bjet; 全强子化道, 生成四个轻jet和两个bjet。

本工作利用ATLAS实验模拟数据对Top事例单轻子道衰变的事例判选和重建工作进行研究。

单轻子衰变判选的主要特点就是要求末态产物有且只有一个孤立轻子, 至少4个jet而且其中必须至少有2个bjet, 丢失的横动量必须大于20GeV。孤立轻子的离线能量判选选择横动量大于20GeV, 四个jet的横动量大于30GeV, 丢失的横动量表示有一个中微子产生。这个能量判选的最终效率是9.1%。

能量判选后用两个轻jet组合一个W, 将丢失的横动量作为中微子的横动量算出中微子的四动量, 然后用孤立轻子和中微子组合一个W, 最后选择两个bjet和W组合得到top和反top的相关量。根据单轻子道Top事例判选条件, 得到相应的选择效率如下:

要求一个孤立轻子的效率 59.470016%

要求一个孤立电子的效率 50.936070%

要求一个孤立 μ 子的效率 67.615798%

要求四个jet的效率 41.929659%

要求两个bjet的效率42.275226%

丢失横动量 $>20\text{GeV}$ 100%

能量判选效率 9.165463% (7298 evts) 电子重建效率: 69.207652%

μ 子重建效率 94.138335%

与各种背景事例比较, 表明这种判选条件和方法可以很好的排除背景。在判选过程中得到模拟ATLAS探测器相对轻子和jet的横动量、 η 和 ϕ 的探测效率分布图, 将来ATLAS运行后对结果的修正有重要作用。

4. 会议论文 [李卫国 高能物理实验的现状和发展 2000](#)

本文介绍了高能物理的现状, 高能物理学前沿的热点为标准模型的进一步检验、Higgs粒子的寻找、超对称粒子的寻找、中微子振荡和CP破坏等。本文同时介绍了国际主要加速器的现状、计划的改进及可能建造的新加速器。本文并介绍了高能物理实验中探测器技术的发展。高能探测器的发展趋势为大体积、大容量、快速、高精度、高抗辐射性。较详细地以CMS为例介绍了径迹探测器, 电磁量能器、强子量能器、 μ 探测器、数据获取技术等方面的进展。

5. 期刊论文 [陈栋梁, 李金, 毛泽普, 邱进发, 王子敬 TEXONO中微子实验屏蔽效果的Monte Carlo研究 -高能物理与核物理2002, 26\(6\)](#)

TEXONO实验采用CsI (Tl) 晶体量能器测量反应堆低能中微子的能谱和通量, 确定中微子 ν_e 的反常磁矩并为中微子振荡实验做技术准备。详细描述了屏蔽体的安排, 本底的主要来源, 基于GEANT3软件包做了Monte Carlo研究, 得到屏蔽体对本底的屏蔽效果。

6. 学位论文 [龚诤伟 ATLAS探测器上寻找超对称R宇称破坏 \$e\mu\$ 共振态 2009](#)

尽管标准模型(SM)被认为是一个在 $O(10^2)\text{GeV}$ 能标下成功的有效理论, 在TeV能标下将有新物理出现。在SM的众多扩展理论中, 最小超对称模型MSSM[1]被认为是描述新物理的最佳候选。超对称理论可引入 $R=(-1)2S+3B+L$ 宇称, 预言SM粒子 $R=+1$, 而其SUSY伴子 $R=-1$, 并存在稳定的中性弱作用最轻超对称粒子LSP。然而, 实验上稳定质子与现有低能核数据并不强烈支持严格的R对称性, 而中微子振荡实验又强烈显示L轻子味道改变; 另一方面, 理论上在保持规范不变、超对称性以及理论的可重整性前提下, 可以引入不同时破坏L轻子数与B重子数守恒的破坏项, 这称为普适的R宇称破坏理论RPV。如何在实验测量与理论描述两方面分析确定R对称性, 检验严格的L与B守恒, 是粒子物理前沿研究的一个重要内容。

在实验物理前沿, CERN即将运行的LHC(LargeHadronCollider)将提供人类迄今能够实现的最大撞高能量与亮度, 其对撞中心能量达到14TeV, 对撞粒子束流亮度高达 $10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, 其上的实验物理研究有望解答标准模型电弱自发破缺机制, 寻找高能标下的新物理, 特别是标准模型扩展超对称SUSY理论众多基本物理问题。ATLAS(AToroidalLHCApparatus)是LHC上一个主要的普适性探测器, 是有史以来最大的高能物理探测器, 其优化设计能够充分发挥LHC实验广泛的物理研究潜力[5]。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, 对于高亮度高能标下的新物理研究特别是超对称物理的寻找也是ATLAS的一个重要目的。

本论文主要工作是在 $2*7\text{TeV}$ 质子-质子对撞中探测 $PP\rightarrow\text{sneutrino}\rightarrow e+\mu$ 过程, 更为精确地检验超对称R宇称破坏理论。本论文首先介绍了标准模型和R宇称破坏现象的理论背景, 然后从物理分析对计算机环境要求开始, 建立了LHCComputingGrid(LCG)用户界面(UI)环境。在计算环境的基础上, 本论文建立了从信号衰变道的蒙特卡罗(MC)重建, 到 $PP\rightarrow\text{sneutrino}\rightarrow e+\mu$ 过程的实验测量方法, 最后通过CLs方法给出LHC上95%置信度下对排除R宇称破坏现象信号存在的期望限制, 并且得到比DO实验更加灵敏的结果。

引证文献(1条)

1. [陈明君, 王贻芳, 何景棠, 孟祥承, 俞梅凌, 杨长根, 曹俊 水基切伦科夫量能器模型的研究\[期刊论文\]-高能物理与核物理 2005\(10\)](#)

本文链接: http://d.g.wanfangdata.com.cn/Periodical_gnwlyhw1200311015.aspx

下载时间: 2010年6月16日