

超级神冈实验中弱作用重粒子的
直接寻找研究

**A Direct Search for Weakly
Interacting Massive Particles in the
Super-Kamiokande Experiment**

(申请清华大学理学硕士学位论文)

培 养 单 位 : 工 程 物 理 系

学 科 : 物 理 学

研 究 生 : 衡 阳

指 导 教 师 : 陈 少 敏 教 授

二〇一〇年六月

关于学位论文使用授权的说明

本人完全了解清华大学有关保留、使用学位论文的规定，即：

清华大学拥有在著作权法规定范围内学位论文的使用权，其中包括：（1）已获学位的研究生必须按学校规定提交学位论文，学校可以采用影印、缩印或其他复制手段保存研究生上交的学位论文；（2）为教学和科研目的，学校可以将公开的学位论文作为资料在图书馆、资料室等场所供校内师生阅读，或在校园网上供校内师生浏览部分内容。

本人保证遵守上述规定。

（保密的论文在解密后应遵守此规定）

作者签名：_____

导师签名：_____

日 期：_____

日 期：_____

摘要

弱作用重粒子 (WIMP) 被认为是宇宙中物质主要成分—冷暗物质的重要候选者。本论文的工作为在世界上最大的水质切仑科夫探测器—日本超级神冈探测器中尝试寻找 WIMP 带电激发态粒子衰变事例。2008 年 9 月, 超级神冈实验进行了数据获取系统的升级, 目前处于超级神冈 IV 阶段。本文的工作分为三个部分: 时间刻度研究、粒子鉴别研究以及 WIMP 带电激发态粒子的直接寻找研究。

首先, 本文对超级神冈 IV 光电倍增管动态范围为 0 – 1000 p.e. 的时间刻度进行了研究。一方面, 为实验提供了准确的相对时间响应修正常数。相对时间响应从最大约 25 ns 修正到好于 0.52 ns。另一方面, 研究了时间分辨的大小与电荷量之间的关系, 并以其结果作为蒙特卡罗模拟的输入。对时间分辨的检验结果表明, 模拟结果与实际数据相符。

其次, 本文对超级神冈 IV 中粒子鉴别进行了研究。利用宇宙线停止 μ 样本, 评估了粒子类型误判几率。对于实际数据, 簇射类型粒子 (例如 e^\pm 、 γ) 被误判为非簇射类型粒子 (例如 μ^\pm 、 π^\pm) 的几率为 $1.25 \pm 0.04\%$, 非簇射类型粒子被误判为簇射类型粒子的几率为 $0.032 \pm 0.006\%$ 。在误差范围内, 粒子类型的误判几率不随探测器运行时间有显著变化。

最后, 利用超级神冈 IV 自 2008 年 10 月至 2009 年 10 月的共 289.092 有效运行天数中采集到的仅在内部探测器中引起击中且末态带电粒子全部停止在内部探测器中的事例 (FC 事例), 本文对质量为 2 – 20 GeV/c^2 、进入到内部探测器时速度不过切仑科夫阈的 WIMP 带电激发态粒子衰变为 3 个带电轻子或 3 个带电轻子加轻质量中性粒子的事例进行了直接寻找。在上述 FC 事例样本中未找到信号事例。具有上述特征的粒子通量上限的估算结果为 $3 \times 10^{-15} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ (90% CL)。

关键词: 弱作用重粒子 超级神冈 时间刻度 粒子鉴别 通量

Abstract

Weakly Interacting Massive Particle (WIMP) is believed to be a major constituent of cold dark matter—the main component of the matter composition in the universe. This study is an attempt to search for decay of charged excited WIMPs in the world's largest water Cherenkov detector—the Super-Kamiokande Detector in Japan. The data acquisition system in the Super-Kamiokande Experiment was upgraded in September, 2008 and since then the Super-Kamiokande Experiment has been in Phase IV. This work consists of three parts, which are the time calibration study, the particle identification study and a direct search for decay of charged excited WIMPs.

To begin with, this work studies the time calibration of the photo-multiplier tubes (PMTs) in Super-Kamiokande IV within the dynamic range of 0–1000 p.e.. On the one hand, the study provides precise time calibration constants for relative time responses, which are utilized to reduce relative time responses from a maximum of about 25 ns to within 0.52 ns. On the other hand, the relation between the time resolution and the charge is also studied. The result is used by Monte Carlo simulation as input. A check of the time resolution shows that Monte Carlo simulation is in good agreement with real data.

Moreover, this work studies the particle identification in Super-Kamiokande IV. Mis-identification probabilities of particle types are estimated using the cosmic stop muon sample. For real data, the probability for showering particles (e.g. electrons, gamma) to be mis-identified as non-showering particles (e.g. muons, charged pions) is $1.25 \pm 0.04\%$, and the probability for non-showering particles to be mis-identified as showering particles is $0.032 \pm 0.006\%$. Within statistical uncertainties, mis-identification probabilities almost remain stable over the running period.

Finally, utilizing the events that only cause hits in the inner detector with all their final state charged particles contained in the inner detector (FC events) taken in 289.092 live-days from October, 2008 to October, 2009 in Super-Kamiokande IV, a

direct search for decay of charged excited WIMPs into three charged leptons or three charged leptons plus light neutral particles is performed. Within the above FC sample, no signal event is found. An estimation shows that the flux of the particles with the above signature is below $3 \times 10^{-15} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ (90% CL).

Key words: WIMP SK Time Calibration PID Flux

目 录

第 1 章 绪论	1
1.1 暗物质概述.....	1
1.2 WIMP 的探测.....	5
1.2.1 WIMP 的直接探测.....	5
1.2.2 WIMP 的间接探测.....	12
1.3 类 WIMP 奇异事例.....	13
1.4 超级神冈 IV 实验	16
1.4.1 日本超级神冈水质切仑科夫探测器	16
1.4.2 超级神冈 IV — DAQ 升级后的超级神冈实验.....	21
1.5 论文内容及结构	24
第 2 章 探测器刻度与能量刻度	25
2.1 超级神冈探测器中的光电倍增管.....	25
2.1.1 光电倍增管结构及工作原理简介	25
2.1.2 光电倍增管的工作特性	25
2.1.3 内部探测器中的光电倍增管	27
2.1.4 外部探测器中的光电倍增管	31
2.2 探测器刻度与能量刻度概述	31
2.2.1 探测器刻度	31
2.2.2 能量刻度.....	42
2.3 超级神冈 IV 中的时间刻度	44
2.3.1 时间刻度概述	44
2.3.2 相对时间刻度及修正	47
2.3.3 全局时间分辨的获得.....	52
2.3.4 时间刻度检验	57
2.3.5 时间质量监测	64
2.3.6 小结与展望	64

第 3 章 FC 事例的选择与重建	66
3.1 FC 事例的选择	66
3.2 FC 事例的重建	69
3.2.1 顶点拟合	69
3.2.2 切仑科夫环识别	70
3.2.3 粒子类型鉴别	70
3.2.4 动量重建	71
3.2.5 切仑科夫环数修正	72
3.2.6 μ 衰变产生电子的寻找	72
3.3 粒子类型鉴别检验	73
3.3.1 停止 μ 和衰变电子事例的重建	73
3.3.2 粒子鉴别检验事例的选择	74
3.3.3 粒子鉴别检验结果及分析	75
3.3.4 小结与展望	78
第 4 章 WIMP 带电激发态粒子的寻找	80
4.1 WIMP 带电激发态粒子的直接寻找方案	80
4.2 WIMP 带电激发态粒子衰变事例的选择	84
4.3 WIMP 带电激发态粒子衰变事例的寻找结果	86
4.4 WIMP 带电激发态粒子通量的估算	88
4.5 小结及展望	89
第 5 章 总结与展望	91
参考文献	93
致谢与声明	101
个人简历、在学期间发表的学术论文与研究成果	102

主要符号对照表

FC	入射粒子仅在内部探测器中引起击中并且末态带电粒子全部停止在内部探测器中 (Fully Contained)
ID	内部探测器 (Inner Detector)
OD	外部探测器 (Outer Detector)
MC	蒙特卡罗模拟, 简称作蒙卡 (Monte Carlo)
p.e.	光电子数 (photo-electrons)
PMT	光电倍增管 (Photo-multiplier Tubes)
PID	粒子鉴别 (Particle Identification)
ROOT	高能物理分析中基于C++的数据分析框架
SK	超级神冈实验 (the Super-Kamiokande Experiment)
TQmap	时间响应刻度或时间残差与电荷量形成的二维分布图
WIMP	弱作用重粒子 (Weakly Interacting Massive Particle)

第 1 章 绪论

自 1933 年瑞士天文学家 Fritz Zwicky 提出暗物质^[1]的概念至今，人类对暗物质的认识和理解不断深化。天文观测结果表明，宇宙中的物质成分主要以暗物质的形式存在，且主要为冷暗物质。在诸多冷暗物质候选者中，弱作用重粒子（Weakly Interacting Massive Particle, WIMP）被认为是冷暗物质的主要候选者，受到理论物理学家和实验物理学家的广泛关注。

目前世界上对 WIMP 进行探测的粒子物理实验按照探测手段可分为对自然界 WIMP 的直接探测和间接探测以及对在加速器实验中产生的 WIMP 的探测。其中，实验中最普遍采用的方法为直接探测法，主要通过测量 WIMP 与靶核发生弹性散射引起的次级效应来获取 WIMP 的静止质量等信息。

除了与靶核发生弹性散射外，WIMP 还可与靶核发生非弹性散射。20 世纪 80 年代，在中国的云南宇宙线站和印度的 Kolar 金矿场等实验中分别观测到了与 WIMP 相关的宇宙线奇异事例^[2]。分析结果表明，这些事例可能由 WIMP 与靶核的非弹性散射引起，且在次级产物中存在某种长寿命、弱作用、重带电粒子。这种长寿命、弱作用、重带电粒子可能是 WIMP 的某种带电激发态。若云南站实验^[3]或 Kolar 金矿实验^[4]所观测到的 WIMP-靶核非弹性散射奇异过程确实存在，则相应的奇异事例有可能在超级神冈（SuperKamiokande, SK）大型水质切仑科夫探测器^[5]中被探测到。

本论文的工作即为在前端电子学及在线数据获取系统升级后的超级神冈 IV 实验中寻找具有类似云南站或 Kolar 金矿实验中奇异事例特征的荷电 WIMP 候选者（WIMP 带电激发态）。

1.1 暗物质概述

暗物质（Dark Matter）是一种在天文学和宇宙学上假设的物质形态。暗物质不发射、反射或吸收电磁辐射，但通过暗物质对可见物质的引力效应或宇宙背景辐射可对其进行间接探测。从最初的天文学观测上的疑难到现今的对粒子物理学的重大挑战，暗物质概念的发展经历了若干重要阶段^[6]。

早在 20 世纪 30 年代，暗物质的存在已初露端倪。通过对太阳邻域（Solar Neighborhood）的动力学分析，Jan Oort^[7]指出其不可见物质密度与可见物质密度近似相等，暗示了暗物质的存在^①。Fritz Zwicky^{[1][21]}则运用维里定律（Virial Theorem）对后发星系团（the Coma Cluster）星云的平均质量进行了估算，并指出其质光比（mass-to-light ratio, M/L）是典型恒星系统质光比的百倍以上^②。虽然 Oort^[7]和 Zwicky^[1,21]的分析结果都暗示着不可见物质（暗物质）的存在，但是当时未引起天文学界的重视。

直至 20 世纪 70 年代，随着星系旋转曲线（Galaxy Rotation Curve）、双星系（Binary Galaxies）、星系团速度弥散度（Cluster Velocity Dispersion）等众多证据的涌现，宇宙中存在大量暗物质的观念才开始被广泛接受。在这些证据中，尤以星系旋转曲线^③的观测证据最具说服力。Vera Rubin^[22-24]、Morton Roberts^[25,26]等对星系旋转曲线的研究结果表明：（1）旋转速度曲线在远距离情况下趋于平缓，而并不是像典型开普勒系统（例太阳系）一样随距离增大而衰减；（2）星系发光物质集中于其中心区域，距星系中心越远的区域，质光比越大；（3）星系实际质量大于其光度质量。对星系旋转曲线的一个合理解释是：在星系发光区域（星盘）周围存在着由大量不可见物质构成的暗物质晕（Dark Halo）。除了观测上的证据，Ostriker & Peebles^[27]对扁平星系稳定性的数值分析结果也倾向于星系中存在暗物质晕的论断。1974 年，Ostriker et al^[28]以及 Einasto et al^[29]两篇综述支持了 Ostriker & Peebles^[27]的结论。1979 年，Faber & Gallagher^[30]在其有关星系质量及质光比的综述中肯定了不可见物质（暗物质）的存在。至此，大部分天文学家对宇宙中存在大量暗物质已无异议。

自 20 世纪 80 年代初期起，暗物质问题的关注点已从暗物质的存在性转向暗物质的组成和性质。可能的暗物质候选者包括重子暗物质（Baryonic Dark Matter, BDM）及非重子暗物质（Non-baryonic Dark Matter, nBDM）。

① 太阳邻域（或银河系星盘中）是否存在暗物质一直存在争论^[6,8-11]。对银河系星盘存在暗物质持肯定态度者包括 Oort^[7,12]、Bahcall^[13-15]等，而反对者有 Gilmore^[16-18]、Flynn^[19,20]等。近期的研究结果倾向于反对者的观点，即“没有令人信服的证据表明银河系星盘中存在数量可观的暗物质”^[19,20]。因而，Oort 于 1932 年的研究结果^[7]并不被普遍接受为暗物质存在的源初证据。

② Zwicky^[21]计算中假设的哈勃常数（Hubble parameter）为 $H_0 = 558 \text{ km/s}$ ，给出的质光比结果为 $\gamma \sim 500$ 。最近的研究结果显示，哈勃常数的数值约为 $H_0 = 70 \text{ km/s}$ ，故而 Zwicky^[21]的质光比计算结果应修正为 $\gamma \sim 70$ 。

③ 星系中物质绕星系中心的旋转速度随其距星系中心的距离的变化曲线。

重子暗物质^[31-33]范畴内，一类主要的候选者是大质量致密晕体（Massive Compact Objects, MACHOs）。在 Ostriker et al^[28]中，作者猜测涡旋星系的暗物质晕可能由暗星组成，而这个理念正是 MACHOs^[34,35]的前身。MACHOs 包括白矮星、中子星、褐矮星等，几乎不发射电磁波。从事 MACHOs 寻找的实验组有 MACHO、EROS、OGLE 等。另一类被提议的重子暗物质是星系或星系团中的气态物质，包括电离氢气云及中性氢气云等。虽然有观测证据支持重子暗物质的存在，但是受到大爆炸核合成（Big Bang Nucleosynthesis, BBN）^[36]对重子能量密度的制约，重子暗物质只占暗物质总量的 20% 左右^[32,35,37,38]。

非重子暗物质（或粒子暗物质^[39]）是暗物质的主要组成者。非重子暗物质按照其从原始等离子体（primeval plasma）中退耦出来的速度从高至低可分为：热暗物质（Hot Dark Matter, HDM）、温暗物质（Warm Dark Matter, WDM）和冷暗物质（Cold Dark Matter, CDM）^[40]。

热暗物质^[41]的典型代表是标准模型中的左手中微子。左手中微子与其它物质只有弱相互作用和引力相互作用，而没有电磁相互作用，且是已知存在的粒子，因而成为最早被提出的非重子暗物质候选者^[42-44]。然而标准模型中微子作为暗物质主导成分的假设存在着如下三个方面的问题：（1）中微子残余丰度不足以使其成为暗物质的主要成分；（2）泡利不相容原理对中微子相空间密度存在限制；（3）与大尺度结构及星系形成观测不符。首先，Gerstein-Zeldovich 约束给出： $(94 \text{ eV}/c^2)(\Omega_\nu h^2) = \sum m_\nu$ ，故而可通过确定三代中微子静止质量之和 $\sum m_\nu$ 来确定中微子在宇宙中的能量密度 $\Omega_\nu h^2$ 。最重的中微子质量的下限可由 SK、K2K、KamLand、MINOS 及 SNO 等中微子振荡实验给出的 Δm_{23}^2 及 Δm_{12}^2 的范围粗略确定。PDG2008^[45]中给出的估算结果为：最重的中微子质量大于 $0.04 \text{ eV}/c^2$ ，进而 $\sum m_\nu > 0.04 \text{ eV}/c^2$ 。 $\sum m_\nu$ 的上限由 WMAP^①、SN^② 及 BAO^③ 等实验联合给出： $\sum m_\nu < 0.67 \text{ eV}/c^2$ (95% CL)^[46]。结合 $\sum m_\nu$ 的上下限及 Gerstein-Zeldovich 约束条件，得到： $0.0004 < \Omega_\nu h^2 < 0.0071$ ，而 WMAP、SN 及 BAO 给出 $\Omega_c h^2 = 0.1131 \pm 0.0034$ ^[46]，即中微子的能量密度 $\Omega_\nu h^2$ 在非重子暗物质能量密度中的比重在 0.4% 至 6% 之间。其次，中

① WMAP: WILKINSON MICROWAVE ANISOTROPY PROBE（威尔金森微波各向异性探测器）。

② SN: Type Ia Supernovae（Ia 型超新星）。

③ BAO: Baryon Acoustic Oscillations（重子声学振荡）。

微子服从费米统计，其相空间密度受到泡利不相容原理的制约，使得轻中微子 ($m \leq 1 \text{ MeV}/c^2$) 不可能形成暗物质晕^[47]。最后，在一个由轻质量、高速运动的中微子（热暗物质）主导的宇宙中，在星系形成阶段 **free-streaming** 效应会抹平中微子 **Jean** 质量 ($\sim 10^{16} M_{\odot}$ ，星系团质量级别) 以下的小尺度结构^[48]。从而，大尺度结构最先形成，之后碎裂成星系等小尺度结构^[49]，即宇宙的演化呈一种自上而下 (**top-down**) 的形式，进而导致星系、类星体等小尺度结构形成得较晚，而实际的观测结果是小尺度结构先于大尺度结构形成，且形成期较早。综合以上三个方面，中微子（热暗物质）构成非重子暗物质一小部分，但不是非重子暗物质的主要组成者。因此，暗物质的主要组成者很可能是一种或几种非相对论性粒子，即冷暗物质。

冷暗物质^[50,51]被认为是暗物质主要成分，主要基于如下的三点考虑：（1）重子暗物质和热暗物质不是暗物质的主要组成者；（2）与大尺度结构及星系形成观测相符；（3）超标准模型的粒子物理理论，如超对称理论^[52]等，提供了 **neutralino** 等冷暗物质候选者。与热暗物质相反，冷暗物质从原始等离子体中退耦出来的速度是非相对论性的，具有较短的 **free-streaming** 长度。冷暗物质主导的宇宙模型中，冷暗物质先于重子从原始等离子体中退耦，并通过引力效应聚集，为重子物质提供引力势阱^[53,54]。在星系形成阶段，重子物质落入冷暗物质势阱中，先形成类星体、星系等小尺度结构，之后在引力束缚下形成星系群，星系团等大尺度结构，即宇宙的演化呈一种自底而上 (**bottom-up**) 的形式。冷暗物质宇宙模型预言的星系演化方式及大尺度结构上的集簇、丝缕和空隙等特征与天文观测符合^[50,55-58]。典型的冷暗物质有质量为 **GeV – TeV** 量级的 **WIMP**^[52]和质量为 $\mu\text{eV} – \text{keV}$ 量级的轴子 (**Axion**)^[59]。两者都具有电中性、弱作用、稳定、低速的特点，且都能较好地解释暗物质在宇宙中的丰度。

宇宙中除了暗物质，还存在着暗能量。最近的观测结果^[46]给出：宇宙是平直的，暗能量、非重子暗物质及重子物质占宇宙总质能的百分比分别为：73%、23% 和 4.6%。

虽然天文学上存在大量关于暗物质的观测证据^[21,24,36,46]，但根本上都是基于暗物质的引力效应，并未说明暗物质究竟是什么。对暗物质本质属性的揭示，还要依赖于粒子物理实验观测。在天文学尺度上，暗物质的属性决定着宇宙结构形成及其过去和未来的演化；在粒子物理尺度上，对非重子暗物质候选者的

观测有助于解决强电荷宇称破坏、超对称乃至大统一等超标准模型问题。因此，在粒子物理实验中探测非重子暗物质对天文学和粒子物理学的发展有重要的意义。目前，暗物质的粒子物理探测实验主要为对 WIMP 的直接或间接探测。

1.2 WIMP 的探测

WIMP 与其它粒子或其本身之间存在弱相互作用。若以 χ 来标识 WIMP，以 SM 来标识标准模型粒子，则可以有如下的三种典型反应模式：

$$\chi + SM \rightarrow \chi + SM \quad (1-1)$$

$$\chi + \chi \rightarrow SM + SM \quad (1-2)$$

$$SM + SM \rightarrow \chi + \chi + \{SM\} \quad (1-3)$$

(1-3)中的 $\{SM\}$ 表示多个标准模型粒子。

若银河系的暗物质晕中存在数量可观的 WIMP，则理论上可以在地球上探测到 WIMP^[52,60,61]。对自然界 WIMP 的探测可分为两大类：（1）直接探测：通过探测 WIMP 与探测器靶核子碰撞后的核反冲信号来研究 WIMP 的性质，对应于(1-1)中的情况；（2）间接探测：通过探测 Majorana WIMP 之间湮灭后产生的 γ 射线或中微子等标准模型粒子来研究 WIMP 的性质，对应于(1-2)中的情况。

另外，在粒子对撞实验中也有可能产生 WIMP，一个可能的情况由(1-3)给出。在大型强子对撞机（Large Hadronic Collider, LHC）上的 ATLAS 和 CMS 实验中，若 WIMP 产生，则有可能通过该碰撞事例的缺失横动量信息来间接研究 WIMP 的性质^[62,63]。

1.2.1 WIMP 的直接探测

WIMP 的直接探测^[39,64-66]测量 WIMP 与探测器靶核碰撞引起的次级效应。通过探测到的事例率、反冲核的能量及反冲角等信息来研究 WIMP 的能谱、通量、静止质量及与靶核作用截面等性质。WIMP 可与靶核发生弹性散射^[67]或非弹性散射^[68,69]。目前直接探测实验主要集中于对 WIMP 与靶核弹性散射产生的反冲核在探测器中沉积能量的测量。直接探测法原理如图 1.1 所示。

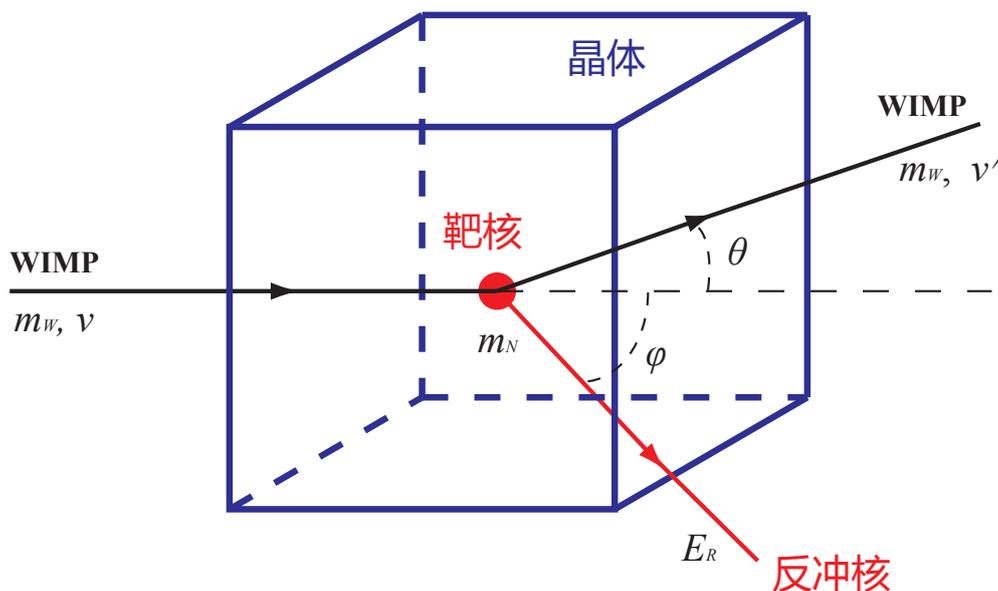


图 1.1 WIMP 与靶核弹性散射示意图

WIMP-靶核弹性散射实验中一个核心观测量是作用事例率。WIMP 与单位质量靶核发生弹性散射的微分事例率 dR/dE_R (单位: $\text{kg}^{-1} \text{day}^{-1} \text{keV}^{-1}$) 可由(1-4)描述:

$$\frac{dR}{dE_R} = \frac{\rho_0}{m_W m_N} \int_{v_{min}}^{v_{max}} v f(v) \frac{d\sigma_{WN}}{dE_R}(v, E_R) dv \quad (1-4)$$

对(1-4)进行积分可以得到 WIMP 与单位质量靶核弹性散射事例率 R (单位: $\text{kg}^{-1} \text{day}^{-1}$) 为:

$$R = \int_{E_T}^{\infty} dE_R \frac{\rho_0}{m_W m_N} \int_{v_{min}}^{v_{max}} v f(v) \frac{d\sigma_{WN}}{dE_R}(v, E_R) dv \quad (1-5)$$

(1-4)及(1-5)中, ρ_0 为 WIMP 在地球临近区域的密度 (局域密度), v 、 v_{min} 、 v_{max} 、 $f(v)$ 分别为 WIMP 在实验室系中的速率、速率上下限及速率概率密度分布函数, m_W 和 m_N 分别为 WIMP 和靶核的静止质量, E_R 为靶核反冲动能, $\frac{d\sigma_{WN}}{dE_R}(v, E_R)$ 为 WIMP 与靶核弹性散射的微分作用截面, E_T 为探测器的能量阈。WIMP 相对于靶核的运动速度大小约为 300 km/s (详见下文), 是极端非相对论性的, 因此可以利用牛顿动力学计算出反冲核在实验室系中的反冲动能为:

$$E_R = \frac{\mu_{WN}^2 v^2 (1 - \cos \theta^c)}{m_N} \quad (1-6)$$

$$= E_W \frac{4m_W m_N}{(m_W + m_N)^2} \cos^2 \varphi \quad (1-7)$$

其中, $\mu_{WN} \equiv m_W m_N / (m_W + m_N)$ 为 WIMP 与靶核的约化质量; $E_W \equiv \frac{1}{2} m_W v^2$ 是 WIMP 与靶核碰撞前的动能; θ^c 为 WIMP-靶核质心系下 WIMP 的散射角; φ 为实验室系下反冲核的反冲角。由(1-6)可以得出:

$$v_{min} = \sqrt{\frac{m_N E_{R,min}}{2\mu_{WN}^2}} = \sqrt{\frac{m_N E_T}{2\mu_{WN}^2}} \quad (1-8)$$

而 v_{max} 与 WIMP 在银河系静止系中的逃逸速度 v_{esc} 相关。(1-4)及(1-5)中, 与 WIMP 天体物理属性相关的项是: ρ_0 、 v 、 v_{max} 及 $f(v)$, 与 WIMP 粒子物理属性相关的项是: m_W 及 σ_{WN} , 与探测器相关的项是: E_T 、 v_{min} 、 m_N 及 σ_{WN} 。下面就影响 WIMP-靶核弹性散射事例率的各项进行简要讨论。

与 WIMP-靶核弹性散射相关的天体物理输入量^[70]主要有 WIMP 的局域密度及其相对于靶核的运动速度。暗物质在地球邻域的密度 ρ_{DM} 可基于旋转速度曲线等观测结果及银河系模型进行计算。在不同的假设前提下, ρ_{DM} 的计算结果为 $0.2 - 0.8 \text{ GeV}/c^2/\text{cm}^3$, 具有较大不确定度, 通常取为 $\rho_{DM} \approx 0.3 \text{ GeV}/c^2/\text{cm}^3$ ^[71]。若假设地球邻域暗物质的主要组成者是 WIMP, 则 WIMP 的局域密度为 $\rho_0 \approx 0.3 \text{ GeV}/c^2/\text{cm}^3$ 。WIMP 与靶核的相对运动速度 \vec{v} 示意于图 1.2 中。 \vec{v} 可表达为:

$$\vec{v} = \vec{v}_{WG} + \vec{v}_{LG} \quad (1-9)$$

其中 \vec{v}_{WG} 、 \vec{v}_{LG} 分别为地球邻域 WIMP 和实验室系相对于银河系中心的运动速度。在标准晕模型 (Standard Halo Model, SHM)^① 及热平衡稳态假设下, \vec{v}_{WG} 呈麦克斯韦-玻尔兹曼分布, 即

$$f^{\text{SHM}}(\vec{v}_{WG}) = \frac{1}{(2\pi\sigma^2)^{3/2}} \exp\left(-\frac{|\vec{v}_{WG}|^2}{2\sigma^2}\right) \quad (1-10)$$

其中 σ 为 WIMP 在一个维度上的速度均方根, σ 与地球邻域物体绕银河系中心旋转的圆周运动速率 v_c 之间的关系为 $2\sigma^2 = v_c^2$ ^[72], 进而 WIMP 的速率均方根 $v_{rms} = \sqrt{3}\sigma = \sqrt{3/2}v_c$ 。 $v_c = 220 \pm 20 \text{ km/s}$ ^[73], 故而 $v_{rms} \approx 270 \text{ km/s}$ 。

① 在标准晕模型中, 物质密度 ρ 与距银河系中心距离 r 呈平方反比关系 $\rho \propto r^{-2}$, 且物质的运动各向同性。

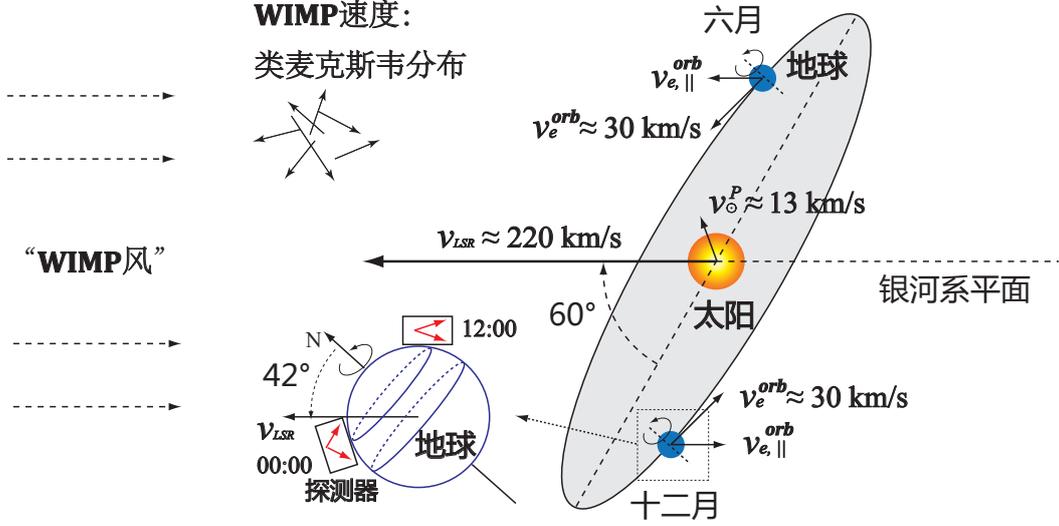


图 1.2 WIMP 与靶核相对运动示意图。图中各物理量的描述见正文。

受银河系引力约束的 WIMP 的速率存在上限，即其逃逸速率 v_{esc} ，通常取为 $v_{esc} \approx 600$ km/s^[74]。实验室系相对于银河系中心的运动速度 \vec{v}_{LG} 可表达为：

$$\vec{v}_{LG} = \vec{v}_{LSR} + \vec{v}_\odot^p + \vec{v}_e^{orb} + \vec{v}_e^{rot} \quad (1-11)$$

其中， \vec{v}_{LSR} 为本地静止标准（Local Standard of Rest, LSR）相对于银河系中心的运动速度， \vec{v}_\odot^p 为太阳相对于 LSR 的本动速度， \vec{v}_e^{orb} 为地球绕太阳的公转速度， \vec{v}_e^{rot} 为实验室系绕地球中心的转动速度。如图 1.2 所示，由于地球的公转及自转，WIMP 相对靶核的运动速率 v 、最大速率 v_{max} 及速率概率密度分布 $f(v)$ 存在时间相关和方向相关，进而 WIMP—靶核 弹性散射事例率依赖于时间和方向。

除天体物理输入项外，WIMP—靶核 弹性散射事例率还受到粒子物理输入项，即作用截面的影响。WIMP—靶核 弹性散射作用强度在弱作用范围内，其微分作用截面 $d\sigma_{WN}/dE_R$ 可表达为自旋无关（Spin-independent, SI）项和自旋相关（Spin-dependent, SD）项之和：

$$\frac{d\sigma_{WN}}{dE_R} = \left(\frac{d\sigma_{WN}}{dE_R}\right)_{SI} + \left(\frac{d\sigma_{WN}}{dE_R}\right)_{SD} \quad (1-12)$$

对两体弹性散射问题，其微分碰撞截面可一般性地表达为：

$$\frac{d\sigma}{d|\vec{q}|^2} = \frac{\sigma_0}{4\mu^2 v^2} F^2(|\vec{q}|) \quad (1-13)$$

其中, $d\sigma/d|\vec{q}|^2$ 为微分作用截面, \vec{q} 为弹性散射过程中的动量转移, σ_0 为零动量转移极限下的作用截面, μ 为两体约化质量, v 为两体相对运动速度大小, $F(|\vec{q}|)$ 为形状因子。结合 $|\vec{q}| = \sqrt{2m_N E_R}$ 及 (1-12) 和 (1-13), 得到:

$$\frac{d\sigma_{WN}}{dE_R} = \frac{m_N}{2\mu_{WN}^2 v^2} (\sigma_0^{SI} F_{SI}^2(E_R) + \sigma_0^{SD} F_{SD}^2(E_R)) \quad (1-14)$$

其中, σ_0^{SI} 和 σ_0^{SD} 分别为零动量转移极限下的自旋无关和自旋相关作用截面, $F_{SI}(E_R)$ 和 $F_{SD}(E_R)$ 分别为自旋无关和自旋相关形状因子。针对不同的靶核, 近似地有 $\sigma_{WN}^{SI} \propto \mu_{WN}^2 A^2$ 及 $\sigma_{WN}^{SD} \propto \mu_{WN}^2 (J+1)/J$ [66,67], 其中 A 为靶核原子数, J 为靶核的总角动量。一般地, 当靶核较重时 ($A > 20$, 如硅、锆、碘、氙等), 自旋无关项占主导 [52]。但也可以通过选择具有较大总角动量 J 的靶核来研究 WIMP-靶核的自旋相关弹性散射。理论上, WIMP 与靶核的自旋无关作用截面和自旋相关作用截面间的关系可用来区分不同理论 (超对称、额外维等) 所预言的暗物质粒子 [66]。

从 WIMP 的天体物理属性和粒子物理属性中可提取出 WIMP-靶核弹性散射信号的基本特征。若忽略地球相对于银河系的相对运动及 WIMP 运动速率上限, 结合 (1-4)(1-6)(1-11) 可得到:

$$\left(\frac{dR}{dE_R}\right) / \left(\frac{dR}{dE_R}\right)_0 = F^2(E_R) \left(\int_{\sqrt{\frac{m_N E_R}{2\mu_{WN}^2}}}^{\infty} \frac{f(v)}{v} dv \right) / \left(\int_0^{\infty} \frac{f(v)}{v} dv \right) \quad (1-15)$$

$$= F^2(E_R) \exp(-E_R / (2\mu_{WN}^2 v_c^2 / m_N)) \quad (1-16)$$

其中 $(dR/dE_R)_0$ 为零动量转移极限下的微分事例率。定义 $E_c \equiv 2\mu_{WN}^2 v_c^2 / m_N$, 则(1-16) 可进一步简化为:

$$\frac{dR}{dE_R} = \left(\frac{dR}{dE_R}\right)_0 F^2(E_R) \exp\left(-\frac{E_R}{E_c}\right) \quad (1-17)$$

若假设只有自旋无关项的贡献, 则有

$$\left(\frac{dR}{dE_R}\right)_0 \approx \frac{\rho_0 \sigma_{Wp} A^2}{\sqrt{\pi} \mu_{Wp}^2 m_W v_c} \quad (1-18)$$

其中, σ_{Wp} 为 WIMP-质子弹性散射截面, μ_{Wp} 为 WIMP-质子约化质量。由(1-17)和(1-18), WIMP-靶核弹性散射的微分事例率依赖于反冲核动能, 呈类指数分布。对某种选定靶核, 事例率反比于 WIMP 质量, 因而可藉由

事例率对反冲核动能的依赖关系来确定 WIMP 的静止质量范围^[52,66,67,75]。利用(1-17)及(1-18)可估算 WIMP—靶核 弹性散射的反冲核平均动能及反应事例率。当取 $A = 30$, $m_W = 100 \text{ GeV}/c^2$ 及 $\sigma_{Wp} = 10^{-8} \text{ pb}$ 时, 反冲核平均动能约为 20 keV , 反应事例率约为 $0.2 \text{ kg}^{-1} \text{ year}^{-1}$ 。故而, WIMP—靶核 弹性散射信号幅度较小且单位靶质量事例率低, 要求探测器有极低的能量阈及较大的靶质量。WIMP 信号事例率除了具有反冲核能量相关性, 受地球相对于银河系静止系的运动(如图 1.2 所示)的影响, 还具有时间相关(年度调制和日调制)及方向相关的特征^[52,67,76-78]。 $dR/dE_R \equiv (dR/dE_R)(t)$ 是时间的函数, 考虑到 $|\vec{v}_e^{orb}| \ll |\vec{v}_\odot|$, 对 $dR/dE_R(t)$ 可进行泰勒展开并取一阶近似, 得到:

$$\frac{dR}{dE_R}(t) = \left\langle \frac{dR}{dE_R} \right\rangle (\eta_0 + \eta_1 \cos(\omega(t - t_0))) \quad (1-19)$$

其中, $\langle dR/dE_R \rangle$ 为 $(dR/dE_R)(t)$ 的时间平均, $\eta_0 \langle \frac{dR}{dE_R} \rangle$ 为时间无关项的幅度, $\eta_1 \langle \frac{dR}{dE_R} \rangle$ 为年度调制信号的幅度, $\omega \equiv 2\pi/T$ 为年度调制角频率, 调制周期为 $T = 1 \text{ year}$ 。年度调制信号的相对幅度约为 $v_e^{orb} \cos 60^\circ / v_\odot \approx 7\%$, 一般地 $\eta_1/\eta_0 \sim 1 - 10\%$ 。另外, WIMP—靶核 弹性散射事例率受到地球自转的影响, 还存在日调制, 不过, 由于地球自转速度远小于地球公转速度, 故而, 相对于年度调制信号, 日调制信号的幅度要小得多。计算结果表明日调制信号的相对幅度 $< 1\%$ ^[79]。地球相对于银河系静止系的运动还使得反应事例率具有方向相关性, 在标准晕模型假设下, 方向微分事例率为^[80]:

$$\frac{dR}{dE_R d\cos\gamma} \propto \exp\left(-\frac{[(v_e^{orb} + v_\odot) \cos\gamma - v_{min}]^2}{v_c^2}\right) \quad (1-20)$$

其中, γ 为反冲核运动方向和太阳平均运动方向(指向天鹅座)之间的夹角, 一般地, 沿太阳运动方向的微分事例率要比反向的微分事例率大一个量级^[81]。利用 WIMP—靶核 弹性散射的时间相关性和方向相关性, 可有效地区分信号和本底。基于 WIMP—靶核 弹性散射作用截面自旋无关项与靶核原子数和自旋相关项与靶核总角动量之间的关系, 可通过使用几种靶核来对某种 WIMP 信号进行检验和确认。

WIMP—靶核 弹性散射实验中的本底包括天然放射性本底(γ 射线、 β 射线和中子)和宇宙线本底(大气中微子、太阳中微子、宇宙线中 μ 引起的中子发射等)。对宇宙线中 WIMP 进行直接探测要求相应的探测器具有极低的能量阈、

较大的靶质量，能够有效区分信号和本底事例或控制本底水平。

对 WIMP 进行直接探测的实验^[64,82-84]主要测量 WIMP 与靶核碰撞产生的光信号（闪烁）、电信号（电离）和热信号（声子）。在早期的实验中，对反冲核动能的测量只利用一个道的信息：用晶体探测器测量闪烁信号，利用半导体探测器测量电离信号及用低温量热器测量声子信号。近期的实验利用多个道的信息来排除本底和确认 WIMP—靶核碰撞事例，例如在低温量热器实验中测量电离和声子信号，在双相液态惰性气体实验中测量电离和闪烁信号。探测器的基本类型有：电离探测器、固体闪烁体探测器、低温探测器、液态惰性气体探测器及气体探测器。为了降低本底水平，对 WIMP 进行直接测量的探测器多位于地下深处，采用低放射性的屏蔽体和探测器材料，并统计地或单事例地对信号和本底予以区分。利用 WIMP—靶核弹性散射事例率的时间相关性和方向相关性，可基于多个事例的年度调制、日调制或方向调制特性来统计性地鉴别 WIMP 信号和本底。另外，也可利用脉冲形状甄别、沉积能量比较^①、采用多种靶材质^②等手段来逐个事例地进行本底排除和信号鉴别。世界上对 WIMP 进行直接探测的实验有几十个，其中一些有代表性的实验是：采用电离探测器的 IGEX 和 HDMS，采用固体闪烁体的 DAMA 和 NAIAD，采用低温量热器的 CDMS、CRESST、EDELWEISS 和 EURECA，采用液态惰性气体探测器的 WARP、XENON、XMASS 和 ZEPLIN，以及采用气体探测器的 DRIFT。

DAMA 实验观测到了信号事例率的一种年度调制现象^[85-87]，并宣称该调制由暗物质粒子引起，但其结果并未得到其它暗物质探测实验的确认。且若假设 DAMA 实验探测到得信号是由 WIMP 与靶核的弹性散射所引起，则其给出的允许的自旋无关作用截面—WIMP 静止质量二维分布区间与其它实验给出的区间并不符合。2009 年 12 月，CDMS 实验报告了两个可能的 WIMP 事例，并指出两个事例均是本底的概率为 23%，给出的结论为“本分析结果不能作为 WIMP 存在的确实证据，但不能排除两事例中任一事例作为 WIMP 信号的可能性”^[88]。目前，在对 WIMP 进行直接探测的粒子物理实验中，还未有公认

① 用以区别 β 射线、 γ 射线引起的电子反冲信号和 WIMP、中子引起的核反冲信号。在液态惰性气体实验中比较闪烁信号和电离信号的幅度，在低温半导体实验中比较电离信号和声子信号的幅度，在低温闪烁体实验中比较闪烁信号和声子信号的幅度。电子反冲信号和核反冲信号具有不同的幅度比，可用来自来区分 WIMP、中子事例和 β 射线、 γ 射线事例。

② 用以区别中子事例与 WIMP 事例。

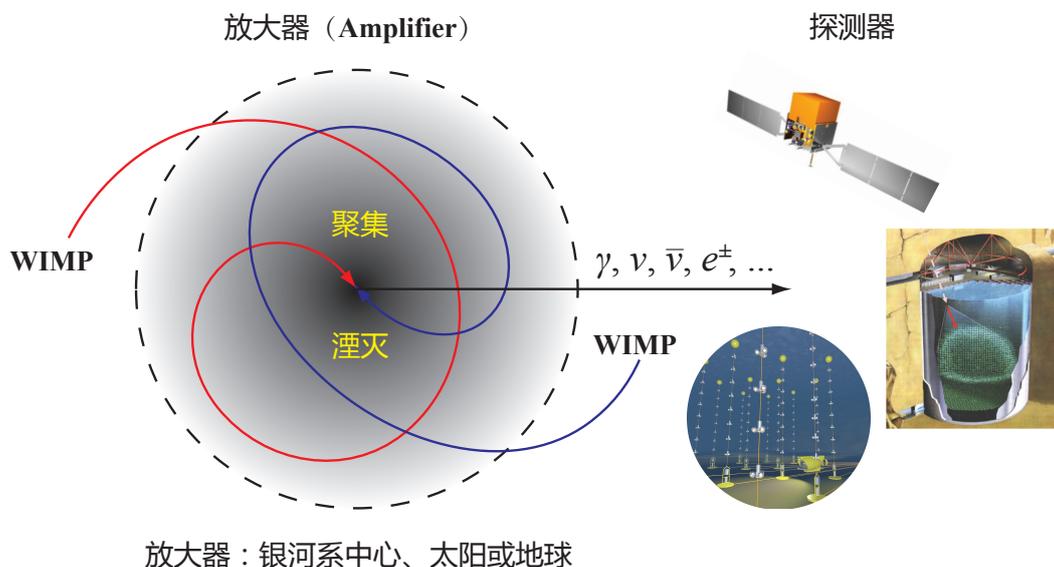


图 1.3 WIMP 间接探测原理示意图

的 WIMP 存在的确实证据。

WIMP 与靶核除了发生弹性散射之外，还有可能发生非弹性散射，生成 WIMP 粒子的某种中性或带电激发态^[68,69]。相对于轻的靶核，WIMP 更倾向于与重的靶核（例如碘）发生非弹性散射。若将 DAMA 实验中的信号解释为由 WIMP 与靶核的非弹性散射引起，则有可能调和 DAMA 实验与其它实验给出的 WIMP 截面—质量允许区间之间的差异。

1.2.2 WIMP 的间接探测

WIMP 的间接探测^[39,89,90]是指通过测量 Majorana WIMP 的湮灭产物来研究 WIMP 的性质。WIMP 若为 Majorana 粒子，即其正反粒子均是其本身，则 WIMP 之间可以发生湮灭，直接或经由中间过程产生 γ 射线、正电子、反质子或正反中微子等标准模型粒子，进而在宇宙线中贡献反常成分。通过对宇宙线中 Majorana WIMP 湮灭贡献的反常成分的分析，可以确定 WIMP 的质量范围等性质。WIMP 湮灭产生的次级粒子通量正比于其湮灭率，进而正比于其密度的平方，因此，在 WIMP 聚集的区域湮灭更容易发生。这类聚集 WIMP 的区域，或称为“放大器”（Amplifier），包括银河系中心、太阳及地球等。WIMP 间接探测法原理如图 1.3 所示。

WIMP 间接探测实验主要包括 γ 射线探测实验、反物质探测实验和中微子探测实验等。 γ 射线探测实验针对银河系中心或暗物质晕团中 WIMP 湮灭产生的高能 γ 射线。WIMP 湮灭产生的 γ 射线会在宇宙射线 γ 射线谱上叠加分立或连续的谱线成分，通过对宇宙射线 γ 谱中过剩异常成分的分析可以提取 WIMP 的静止质量及在银河系中密度分布等信息。 γ 射线探测器包括宇宙飞行器探测器及地面探测器，主要的实验有 EGRET、GLAST 及 HESS 等。反物质探测器探测 WIMP 湮灭产生的正电子、反质子等成分在宇宙线中的过剩，这类实验包括 AMS-02、PAMELA 等。中微子探测实验主要探测来自于太阳或地球中心由 WIMP 湮灭产生的高能中微子。WIMP 穿过地球或太阳时会与原子发生散射损失能量，当其速率小于逃逸速率时，受到引力作用，向太阳或地球中心聚集，使得在太阳或地球中心，WIMP 具有较大的湮灭率，从而在中微子探测器中产生数量可观的特征中微子信号。WIMP 湮灭产生的高能中微子来源于太阳或地球中心，在能量和方向上有别于太阳热核反应产生的中微子或大气中微子。中微子探测实验主要有 AMANDA、IceCube 和 SK 等。

1.3 类 WIMP 奇异事例

20 世纪 80 年代，在中国西南部的云南宇宙线站及印度南部的 Kolar 金矿场等实验中发现了与 WIMP 相关的奇异事例。详细的动力学分析给出这些奇异事例都由某种中性、长寿命且静止质量较重的宇宙线粒子引起，且估算结果显示这种粒子在地下的通量不随距地面的距离而改变，因此，这种粒子很可能是某种 WIMP^[2]。下面对云南站及 Kolar 金矿场实验中观测到的类 WIMP 奇异事例做作一简要叙述。

1972 年，在海拔 3200 米的高山上，云南宇宙线站利用磁云室探测器观测到了一个能量超过 300 GeV 的超高能作用事例，其中一条带电径迹可被解释成某种带电、大静止质量、长寿命的重粒子^[3]。该事例的示意于图 1.4 中。三条带电径迹在空间上共面共顶点，其公共顶点位于云室上方的石蜡层中。根据各带电径迹在磁场中偏转的情况得出三条径迹的电荷和动量分别为：a 带负电荷， $P_a \approx 7 \text{ GeV}/c$ ；b 带正电荷， $P_b \approx 62 \text{ GeV}/c$ ；c 带正电荷， $P_c \geq 48 \text{ GeV}/c$ 。利用各径迹的能损信息，可以确定各粒子的运动速度大小。经

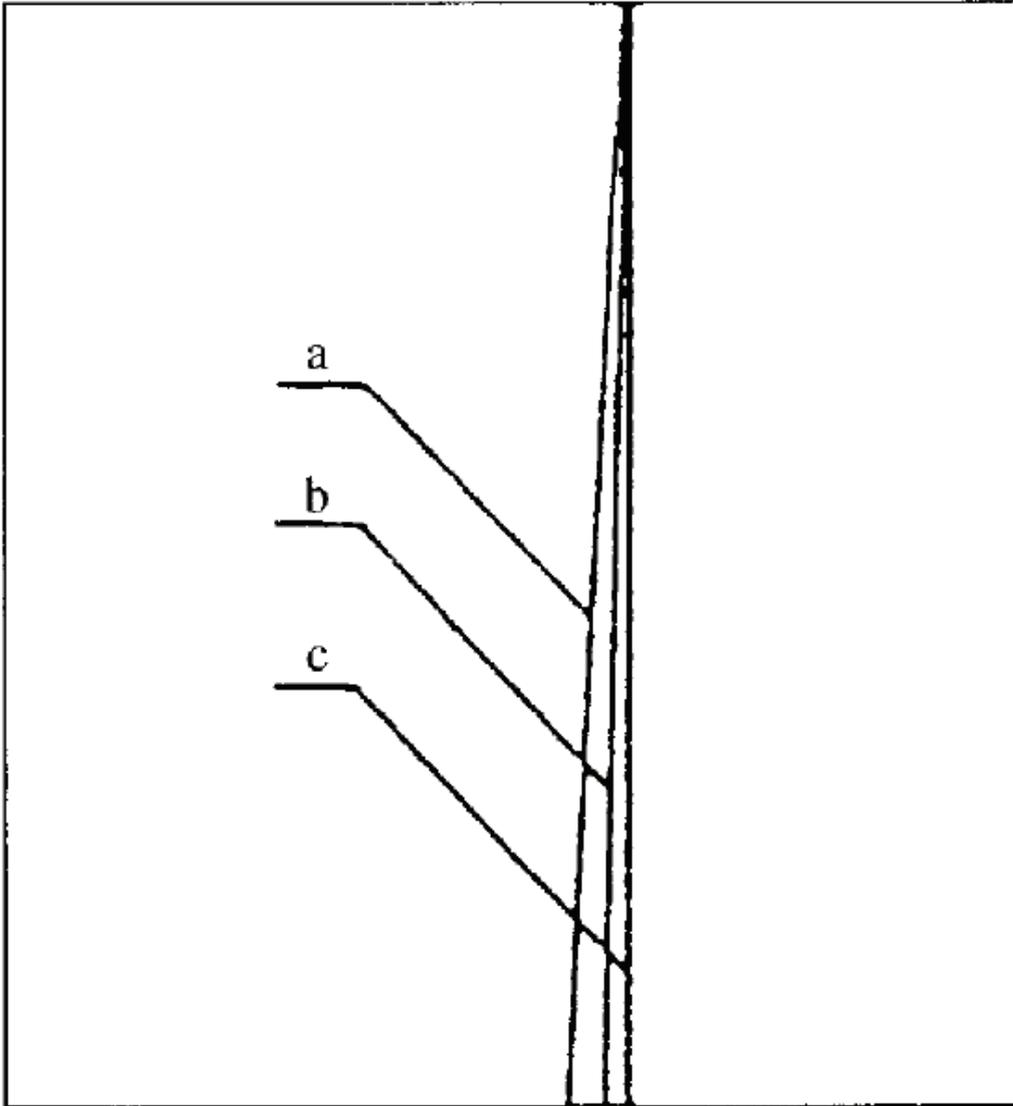


图 1.4 1972 年云南宇宙线站观测到的 16580 号奇异事例示意图^[3]

估算, c 粒子能损对应最小电离情况, 其速度满足 $\beta\gamma \approx 3.4$ ^①, 且在 93% 置信概率下 $2.18 \leq \beta\gamma \leq 6.22$, 考虑到各种统计涨落及系统误差, c 粒子的静止质量大于 $1 \text{ GeV}/c^2$ 的概率超过 99.8%。另外, c 粒子在穿过整个云室的过程中未衰变, 其静止寿命大于 $0.4 \times 10^{-9} \text{ s}$ 。上述长寿命的重带电粒子很可能是一种非标准模型粒子。进一步的分析^[2]显示, 三条带电径迹由某种中性重粒子 C^0 与石蜡中质子的碰撞产生:



其中 C^+ 即为云南站实验中观测到的长寿命的重带电粒子, 很可能是 C^0 粒子对应的某种带电激发态。根据 C^+ 的静止寿命大于 $0.4 \times 10^{-9} \text{ s}$, C^+ 与 C^0 之间的静止质量之差 $m_{C^+} - m_{C^0} < 0.27 \text{ GeV}/c^2$ 。 C^+ 若可以进行弱衰变, 相应的可能的衰变道有:



C^0 符合 WIMP 的特征, 且云南站事例可以解释为宇宙中 WIMP 与质子的非弹性散射。但由于云南站只采集到了一个长寿命重带电粒子奇异事例, 故而不能给出确定的论断。

1975 年, 在 Kolar 地下金矿场实验中同样观测到了具有云南站事例类似特征的含长寿命重带电粒子的 6 个宇宙线奇异事例^[4]。其中一个典型的事例是在地面下约 1 km 处利用磁谱仪获得的 6 号事例, 如图 1.5 所示。通过对所有 6 个奇异事例的分析, Kolar 实验给出: 可能存在某种大静止质量 ($\geq 2 \text{ GeV}/c^2$)、弱作用、长寿命 ($\sim 10^{-9} \text{ s}$)、带电荷的非标准模型粒子。

云南站事例和 Kolar 事例等结合在一起, 给出了这样一种可能的图景: 存在某种稳定的中性弱作用重粒子 χ^0 , 可以通过与某种靶核进行非弹性散射产生其某种带电激发态 χ^\pm 。这种带电的重粒子 χ^\pm 与其它物质之间存在弱相互作用, 可通过弱衰变恢复到其基态 χ^0 , 并产生较轻的带电轻子 μ^\pm 、 e^\pm 和 (或) 不带电的轻子 $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$ 、 $\nu_e(\bar{\nu}_e)$ 。该带电重粒子的静止寿命约为 10^{-9} s 量级, 甚至更长, 在弱相互作用范围。以上所描述的长寿命重带电粒子 χ^\pm 的中性稳定基态粒

① $\beta \equiv v/c$, $\gamma \equiv 1/\sqrt{1-\beta^2}$, 其中 v 为粒子运动速率。

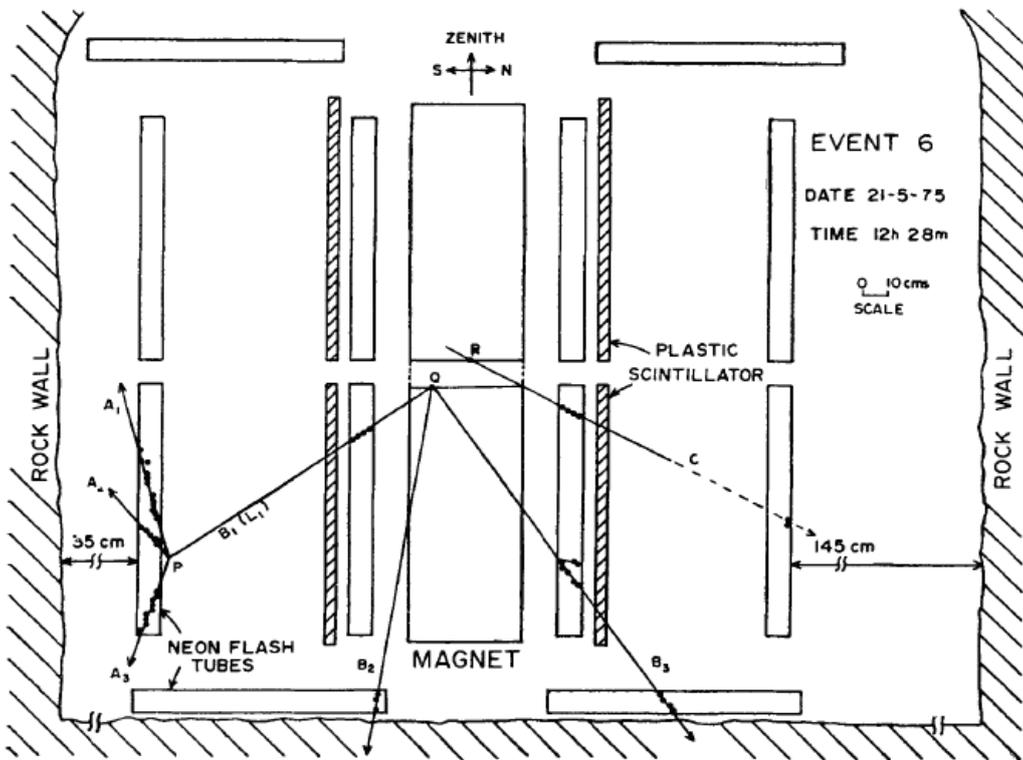


图 1.5 1975 年印度 Kolar 金矿场实验中观测到的 6 号奇异事例示意图^[4]。图中共 7 条带电径迹。其中 B_1 为某种长寿命重带电粒子，通过衰变产生三条带电径迹。

子 χ^0 的性质符合 WIMP 的特性，可能是某种 WIMP 候选者。若这种 WIMP 带电激发态真实存在，则为 WIMP 的直接探测提供了另一种可能的途径。

目前，国际上寻找具有云南站事例或 Kolar 事例特征的 WIMP 的实验主要有 L3+C 实验等^[91]。若这种能够与靶核发生非弹性散射产生 WIMP 带电激发态的 WIMP 存在，则有可能在超级神冈大型水质切伦科夫探测器中被观测到。

1.4 超级神冈 IV 实验

1.4.1 日本超级神冈水质切伦科夫探测器

超级神冈 (Super-Kamiokande, SK) 探测器^[5]是目前世界上最大的水质切伦科夫探测器，位于日本岐阜县神冈镇东茂住的地下矿井中，上方有约 1 km 的岩石层作为宇宙射线的天然屏蔽层。探测器的地理位置见图 1.6，基本结构及



图 1.6 超级神冈探测器在日本的地理位置示意图

场所信息见图 1.7。超级神冈探测器呈圆柱形，高 41.4 m，直径 39.3 m，采用不锈钢架支撑，内部装有 50 kton 高纯度的水。探测器分为三个同轴的互相之间光隔离的区域：内部区域、外部区域和中间区域。内部区域高 36.2 m，直径 33.8 m，均匀地分布着 11146 只面向内部的滨松 R3600 型直径 50 cm 的半球状光电倍增管（Photo Multiplier Tube, PMT）。内部区域所包含的光电倍增管及水介质统称为内部探测器（Inner Detector, ID）。ID 内表面的光阴极覆盖率为 40%。外部区域围绕着内部区域，厚度为 1.95 – 2.2 m，分布着 1185 只面向外部的滨松 R1408 型直径 20 cm 的半球状光电倍增管。外部区域所包含的光电倍增管及水介质统称为外部探测器（Outer Detector, OD）。OD 的主要作用是压低宇宙线 μ 和探测器周围天然放射性引起的本底。在 ID 和 OD 之间是厚度为 0.55 m 的中间区域。中间区域由起支撑作用的不锈钢架及其间的水介质构成，在这个区域切仑科夫光被探测到的效率极低，故中间区域又称为死区。死区与 ID 的交界面上排列着黑色塑料薄板，用以吸收 ID 中未击中光电倍增管的光子，减少反射光对事例顶点等物理量重建的影响。死区与 OD 的交界面上排列着反光的 Tyvek[®]，用以反射 OD 中未击中光电倍增管的光子，提高 OD 反符合的效率，更有效地压低本底。死区连同 OD 起到屏蔽探测器周围天然放射性

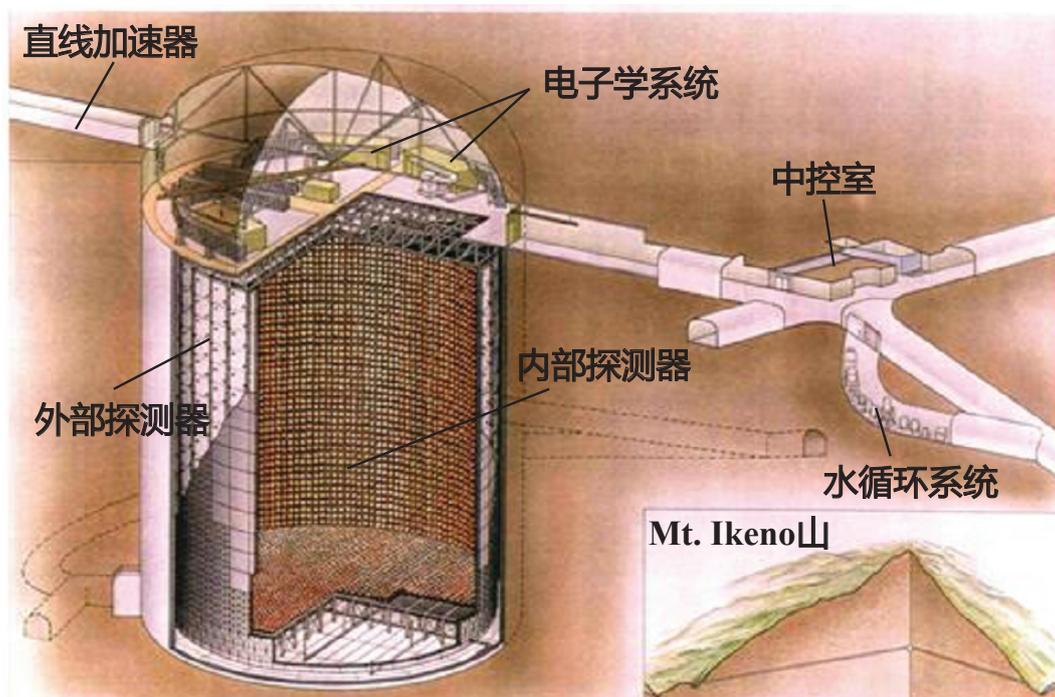


图 1.7 超级神冈探测器场所信息及基本结构示意图。探测器位于 Mt. Ikeno 山下，距山顶约 1 km。

的作用。

超级神冈实验通过探测带电粒子在水中产生的切仑科夫光^[92]来获取事例信息。1934 年，苏联科学家切仑科夫发现，当带电粒子穿过透明介质时，若其运动速度大于光在该介质中的速度，则会沿其运动路径发出微弱的电磁波，即切仑科夫辐射（或切仑科夫光）。切仑科夫光的产生条件可表达为：

$$v \geq \frac{c}{n} \quad (1-24)$$

其中 v 为带电粒子速度， n 为该介质的折射系数， c 为真空中光速。切仑科夫光与带电粒子运动方向呈一定角度 θ_c 沿其运动方向呈锥状前向发射， θ_c 与带电粒子运动速度之间的关系为：

$$\cos \theta_c = \frac{1}{n\beta} \quad (1-25)$$

其中 $\beta \equiv v/c$ 。切仑科夫光形成的光锥见图 1.8。纯水中光的折射系数 $n \approx 1.33$ 。当带电粒子在纯水中运动速度接近光速，即 $\beta \approx 1$ 时，切仑科夫角 $\theta_c \approx 42^\circ$ 。一

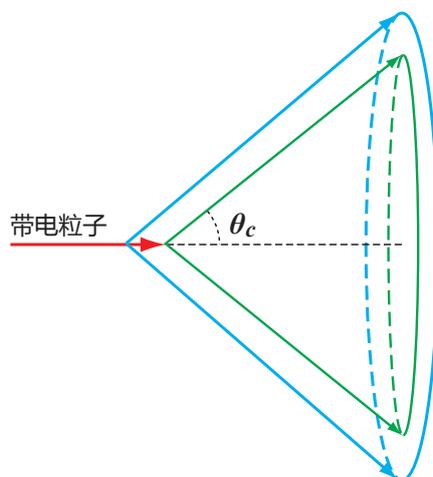


图 1.8 带电粒子在某透明介质中速度超过光在该介质中速度时产生的切仑科夫光示意图。切仑科夫光沿带电粒子运动方向前向发射，与带电粒子运动方向所夹的角度满足 $\theta_c = \cos^{-1}(1/(n\beta))$ 。

个带 ze 电荷的带电粒子在单位路径 dx 、单位光子能量区间 dE 上产生的切仑科夫光子数目为

$$\frac{d^2N}{dE dx} = \frac{\alpha z^2}{\hbar c} \sin^2 \theta = \frac{\alpha^2 z^2}{r_e m_e c^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(E)}\right) \quad (1-26)$$

$$\approx 370 \sin^2 \theta_c(E) \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-1} \quad (z = 1) \quad (1-27)$$

或表达为单位路径 dx 、单位光子波长区间 $d\lambda$ 上的光子数目：

$$\frac{d^2N}{d\lambda dx} = \frac{2\pi\alpha^2 z^2}{\lambda^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\lambda)}\right) \quad (1-28)$$

(1-26)(1-27)(1-28)中 α 为精细结构常数， \hbar 为普朗克常数， r_e 为经典电子半径， m_e 为电子静止质量。切仑科夫辐射大部分在可见光区和紫外区，但当波长进一步变短达到伦琴射线区时，(1-24)给出的产生切仑科夫光的条件不能得到满足，因而切仑科夫光谱在高频时存在截断。超级神冈实验中采用的光电倍增管能够测量的光谱的波长范围约为 300 – 600 nm，其光阴极的量子效率在波长 360 – 400 nm 范围达到 $\sim 21\%$ 的峰值。在 300 – 600 nm 的波长范围内，当带电粒子运动速度 $\beta \approx 1$ 时，在 1 cm 的走过的路径上约产生 340 个光子。带电粒子沿其运动路径产生的切仑科夫光子击中光电倍增管，在多个光电倍增管上形成特征切仑科夫环。一个典型的例子是动量约为 600 MeV/c 的 μ 在 ID 中产生

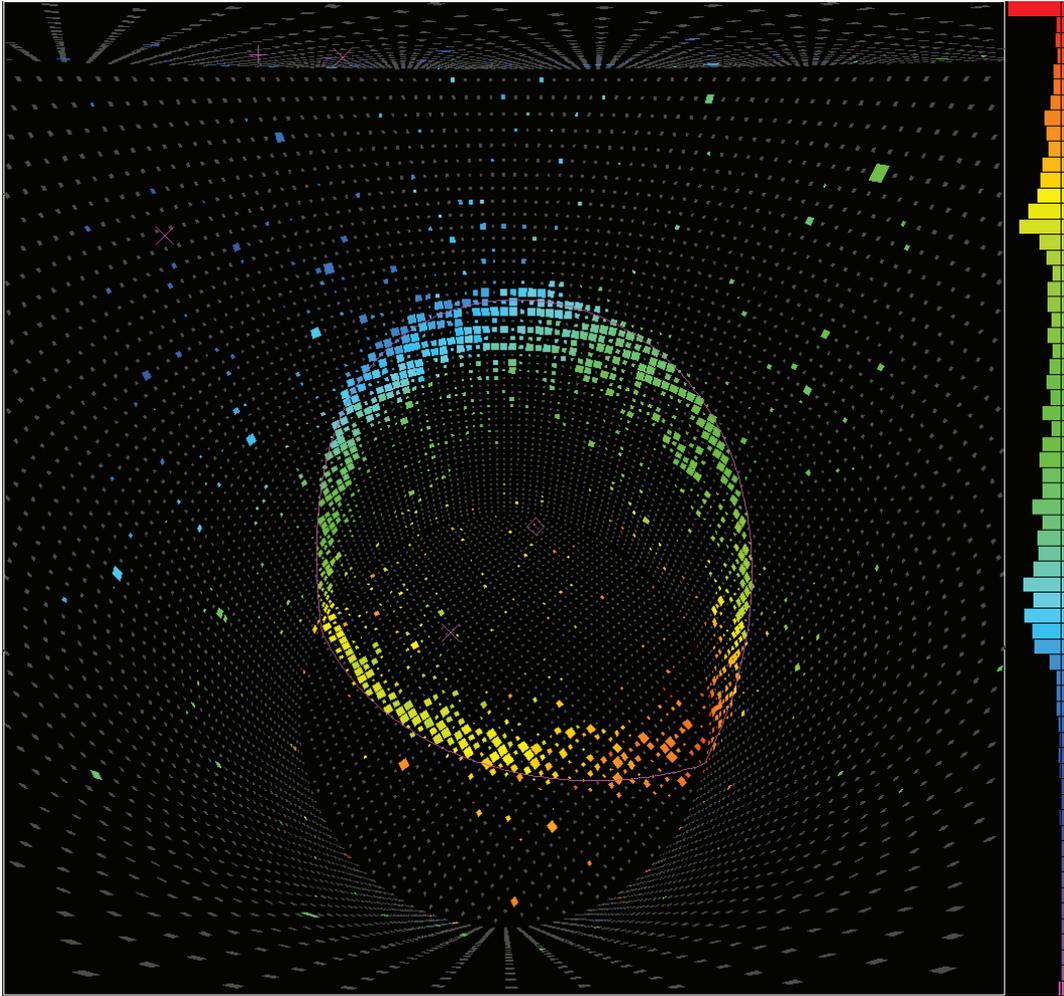


图 1.9 超级神冈实验于 1998 年 4 月 4 日观测到的一个 μ 事例。重建结果显示该 μ 的动量为 $603 \text{ MeV}/c$ 。图中以不同颜色来区分光电倍增管被击中的时间。

的切仑科夫环，如图 1.9 所示。利用多个被光子击中的光电倍增管的时间和电荷信息，可重建出带电粒子在水中的顶点和方向，并可进一步获得该粒子的类型和动量。

超级神冈实验研究的主要课题有大气中微子振荡^[93]、太阳中微子振荡^[94]、加速器中微子^[95]、超新星中微子^[96,97]、质子衰变^[98-100]以及 WIMP 的间接探测^[101]。

超级神冈实验的前身是神冈核子衰变实验（Kamioka Nucleon Decay Experiment, KamiokaNDE）。神冈探测器始建于 1982 年，于 1983 年完工。该探测器呈圆柱形，高 16 m，直径 15.6 m，内装 3 kton 纯水，并有约 1000 只光

电倍增管。神冈实验所研究的首要物理课题是质子衰变。1987年2月，神冈探测器和美国的 Homestake 探测器几乎同时探测到了大麦哲伦星云中超新星 1987A 爆发所产生的中微子^[96]，这是人类历史上首次探测到太阳系以外的天体发射的中微子。1996年4月，神冈探测器的升级版—超级神冈探测器正式开始运行。相较于神冈探测器，超级神冈探测器的容积扩充了 15 倍以上。1996年4月至 2001年7月，超级神冈探测器共采集了约 1678 天的太阳中微子、大气中微子及 K2K 长基线中微子数据，这段时期被称为超级神冈实验 I 期 (SuperKamiokande-I, SK-I)。1998年，超级神冈合作组发表了其对太阳中微子观测的结果，给出了中微子振荡存在的首个确切的实验观测证据，确认了中微子静止质量的存在^[93]。2001年7月，超级神冈探测器因维护和升级而停止运行。2001年11月，在为超级神冈实验 II 期做准备的过程中，探测器中某光电倍增管爆炸引起连锁反应，毁掉了超级神冈探测器中一半以上的光电倍增管。2002年10月，在对剩余的光电倍增管重新排列和加防护罩等修复工作完成后，超级神冈实验 II 期 (SuperKamiokande-II, SK-II) 开始运行。SK-II 的光阴极覆盖率只有 SK-I 的一半左右。2005年7月至 2006年3月期间，超级神冈探测器经历了完整的重建，添置了约 6000 只光电倍增管，以恢复到 SK-I 时期的光阴极覆盖率。2006年6月开始，重建完成的超级神冈实验重新开始运行，直至 2008年9月的数据采集 (Data Acquisition, DAQ) 系统升级，这段时期称为超级神冈实验 III 期 (SuperKamiokande-III, SK-III)。自 2008年9月 DAQ 系统升级完成至今，超级神冈实验正处于其第 IV 期 (SuperKamiokande-IV, SK-IV)。下面简要介绍超级神冈 IV 的情况。

1.4.2 超级神冈 IV — DAQ 升级后的超级神冈实验

自 2004 年起，超级神冈合作组便开始进行新 DAQ 系统的研发。2008年9月，新 DAQ 系统^① 在超级神冈探测器中装配完成，正式开启了超级神冈 IV 阶段。

受到数据传输速率的限制，早先的 DAQ 系统采用硬件触发的方式来甄选事例，以减少前端电子学和在线系统之间的数据传输。基于该 DAQ 系统，很难降

^① 在本文中，DAQ 系统包括前端电子学系统和在线数据获取系统。

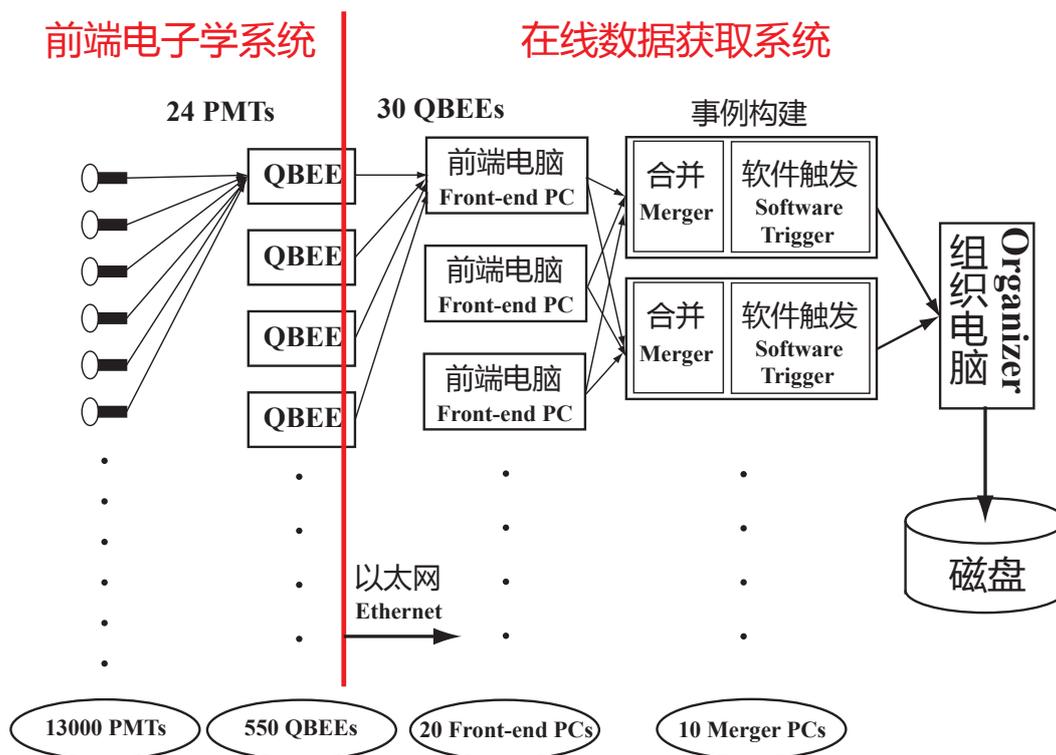


图 1.10 超级神冈 IV 中采用的新数据获取系统示意图。新电子学系统示意于图的左侧，新在线数据获取系统示意于图的右侧。新电子学系统通过以太网向新在线数据获取系统传输数据。

低事例的触发阈或采用较复杂的触发方式。新的 DAQ 系统^[102]被设计成记录每个光电倍增管的击中信息，将其发送给在线系统，然后通过软件对事例进行甄选，即软件触发，而不是像早先 DAQ 的硬件触发方式。软件触发对电子学前端和在线数据获取系统之间的数据传输率有较高的要求。新 DAQ 系统的数据传输率可达老 DAQ 系统的近百倍。新的 DAQ 系统对超级神冈实验中的物理研究的促进是多方面的。例如，对太阳中微子振荡的研究可以在更低的能量阈下进行，超新星遗迹中微子与靶质子碰撞产生的中子被质子俘获时所发出的 2.2 MeV 的低能 γ 射线能更有效地被记录下来。DAQ 系统的升级包括电子学系统升级和在线数据获取系统升级两个部分，升级后的 DAQ 系统示意于图 1.10 中。

新电子学系统示意于图 1.10 的左侧，称为“基于电荷时间转换器的带以太网的电子学”（QTC Based Electronics with Ethernet, QBEE）。前端电子学的主要功能是记录光电倍增管信号的电荷量和到达时间，并发送给在线数据采集系

统。就电荷测量而言，新电子学系统采用了新研发的一种被称为“电荷时间转换器”（Charge to Time Converter, QTC）的特定用途集成电路^[103]。QTC 将对输入电荷进行积分并转化为正比于总电荷量的脉冲宽度。QTC 所测量的电荷量按照其大小分为小中大三个区间，具有比老电子学更宽的动态范围。老电子学在电荷量达到约 600 pC 时即达到饱和，而新电子学能够测量 2000 pC 以上的电荷量而不饱和。QTC 输出的信号被输入至时间数字转换器（Time to Digital Converter, TDC）中，其脉冲前沿所对应的时间及脉冲宽度被 TDC 采集并数字化，相应信息存储于现场可编程门阵列（Field Programmable Gate Array, FPGA）中。除了具有更宽的动态范围外，新电子学系统的数据传输能力也远优于老电子学系统。老电子学系统每个道的最大允许击中率为 1.4 kHz/ch，而新电子学系统可达到 85 kHz/ch。

新在线数据获取系统示意于图 1.10 的右侧。从 550 个 QBEE 板采集而来的数据以 TCP 包的形式传输给 20 个前端电脑（Frontend PC），经处理后传送至 10 个合并电脑（Merger PC）中进行事例构建、事例合并，并对每个事例施以软件触发，以选出物理事例候选者。之后，经触发的事例被传送至组织电脑（Organizer PC）中按照时序进行整合，并写入磁盘中以进行后续的离线分析。由于新在线数据获取系统采集从前端电子学来的所有击中信息，故其数据传输量远超过老系统。若假设每个光电倍增管击中率为 4.5 kHz，则输入到所有合并电脑的总数据速率可达约 470 MB/s。针对不同的物理分析，新在线系统被设计成具有多种相应的软件触发方式。在新在线系统中，基本的软件触发方式有基于击中数的触发，类似于老在线系统的硬件触发方式。除了基本的触发方式外，还有一些特殊的触发方式，例如为寻找中子俘获所产生的低能 γ 射线所设计的中子信号触发、为刻度工作所设计的外部信号触发以及为选择 T2K 加速器中微子束流时序附近的数据所设计的 T2K 信号触发。

总体来说，超级神冈 IV 中的新 DAQ 系统采用软件触发方式，旨在记录每个击中信息。相对于老 DAQ 系统，新 DAQ 系统具有更低的能量阈、更高的数据传输速率、更大的动态范围以及更灵活丰富的数据触发方式。新 DAQ 系统在超级神冈 IV 中的应用将对超级神冈实验中的中微子振荡、质子衰变及 WIMP 的间接探测等物理研究起到重要的促进作用。

1.5 论文内容及结构

本论文为对在超级神冈 IV 中直接寻找具有云南站事例和 Kolar 事例特征的可能存在的 WIMP 的某种带电激发态（荷电重粒子）的研究。在第一章中，对暗物质的概念、较热门的暗物质候选者—WIMP 的探测、含奇异荷电重粒子的云南站事例和 Kolar 事例、超级神冈 IV 实验的基本情况进行了介绍。在第二章中，对超级神冈 IV 实验中的探测器刻度及能量刻度进行介绍，并重点阐述本人在刻度部分的工作—时间刻度。在第三章中，对本分析中所使用 FC 数据样本（详见该章正文）的事例选择及事例重建进行介绍，并重点叙述本人在事例重建部分的工作—粒子鉴别检验。在第四章中，对在 FC 数据样本中寻找荷电重粒子衰变事例的方法进行介绍，并给出数据分析结果。在第五章中，对全文进行总结，并对今后在超级神冈 IV 中对弱作用重粒子进行直接寻找的研究作展望。

第 2 章 探测器刻度与能量刻度

超级神冈实验采用光电倍增管探测带电粒子在水中产生的切仑科夫光。各光电倍增管的击中时间和输出电荷量被用来对带电粒子的产生顶点、运动方向、类型和动量等物理信息进行重建。为了准确地得到事例的物理信息，有必要对探测器进行精细的刻度。

本章首先对超级神冈探测器中采用的光电倍增管作一简要叙述，之后对超级神冈 IV 中的探测器刻度与能量刻度工作进行介绍，最后，重点描述本人在超级神冈 IV 中刻度部分的工作内容—时间刻度。

2.1 超级神冈探测器中的光电倍增管

超级神冈探测器采用日本滨松公司生产的世界上直径最大的光电倍增管来探测粒子相关的物理量，并利用 20 cm 直径的滨松 R1408 型光电倍增管作为反符合排除本底事例。下面介绍光电倍增管的工作原理和主要特性。

2.1.1 光电倍增管结构及工作原理简介

光电倍增管是将入射光子转换为光电子，进行倍增并输出电信号的电子学器件。光电倍增管主要由光阴极、电子倍增系统及阳极组成，工作时在阴极和阳极之间加有高压。阴极在入射光照射下通过光电效应以一定量子效率产生光电子。从阴极发射的光电子称为初级光电子，其数量与入射光子数成正比。初级光电子经聚焦后输入电子倍增系统，在高压作用下加速，并在各打拿极上击出数量更多的电子，进行倍增。最终，经倍增后的电子被阳极收集。当电子在最后一个打拿极和阳极之间运动时，在输出回路中将产生幅度正比于入射光强度的电流信号。光电倍增管输出的电荷量与入射光强度成正比关系。从光电倍增管输出信号的时间和幅度信息可获知入射光的到达时间和强度。

2.1.2 光电倍增管的工作特性

光电倍增管的工作特性包括光电转换特性、电子倍增特性、时间响应特性

以及暗电流与噪声等^[104]。

2.1.2.1 光电转换特性

光阴极的光谱响应

光阴极将入射光子转换为光电子的效率对入射光子波长的依赖关系称为光谱响应。单光子入射情况下光阴极发射光电子的概率称为量子转换效率，或简称作量子效率。量子效率（Quantum Efficiency, QE）是入射光波长 λ 的函数： $QE \equiv QE(\lambda)$ 。 $QE(\lambda)$ 与光阴极及入射窗所采用的材料有关。

光阴极的光照灵敏度^[104]

光阴极的光照灵敏度 S_k 定义为：

$$S_k \equiv \frac{I_k}{F} \quad (2-1)$$

其中， I_k 为光阴极在光通量为 F 的白光照射下产生的光电流。 I_k 的单位为 μA ， F 的单位为 lm ， S_k 的单位为 $\mu\text{A}/\text{lm}$ 。

2.1.2.2 电子倍增特性

光电倍增管放大倍数

光电倍增管放大倍数 M 定义为阳极接收到的电子数与第一打拿极接收到的电子数之比。放大倍数 M 又称作增益。 M 与打拿极的平均倍增因子 δ ，打拿极级数 n 及打拿极间电子传输效率 g 的关系为：

$$M = (g \cdot \delta)^n \quad (2-2)$$

其中， δ 与打拿极所使用的材料有关。

阳极的光照灵敏度^[104]

阳极的光照灵敏度 S_a 定义为：

$$S_a \equiv \frac{I_a}{F} \quad (2-3)$$

其中, I_a 为阳极在光通量为 F 的白光照射下产生的光电流。 I_a 的单位为 A, F 的单位为 lm, S_a 的单位为 A/lm。 S_a 与光阴极光照灵敏度 S_k 、放大倍数 M 以及第一打拿极对光电子的收集效率 g_c 之间的关系为:

$$S_a = S_k \cdot g_c \cdot M \quad (2-4)$$

I_a 与 F 在较大的入射光通量范围内成线性关系, 但当 F 大至一定程度时, 由于打拿极发射二次电子减少以及最后几级的打拿极间的空间电荷积累等因素, I_a 与 F 之间出现非线性, S_a 开始减小。 S_a 除与入射光通量 F 相关外, 还与光电倍增管所加电压 V_H 相关:

$$\log S_a \propto \log V_H \quad (2-5)$$

2.1.2.3 时间响应特性

光电倍增管阳极输出信号的时间相对于光阴极接受到光信号的时间存在着滞后。该滞后主要由电子在光电倍增管中的飞行时间 t_e 引起。电子在光电倍增管中的飞行时间又称为渡越时间。由于各电子飞行速度以及飞行路径上的差异, 其渡越时间存在离散。通常用渡越时间 t_e 的分布函数的半高宽 Δt_e 来描述其离散程度。渡越时间的离散使得阳极输出电流有一定的展宽。在超级神冈实验中, 由于使用的光电倍增管直径很大 (50 cm), 因此 t_e 较大, 且 t_e 与光子打到光阴极的位置有一定的关联^[105]。

2.1.2.4 暗电流与噪声

当光电倍增管处于工作状态时, 由于存在光阴极的热电子发射、阳极与其它电极间的漏电流、残余气体电离等, 即使无光电子入射到光阴极, 光电倍增管的阳极仍然有输出电流 (暗电流) 及脉冲信号 (暗脉冲, 或“噪声”)。暗电流及噪声是超级神冈实验在观测低能中微子反应中最主要的本底之一^[5]。

2.1.3 内部探测器中的光电倍增管

用作探测粒子物理量的超级神冈内部探测器采用 11146 只 50 cm 直径的半球状滨松 R3600 型光电倍增管^[105], 示意于图 2.1 中。内部探测器中, 顶部和底

部分别均匀分布着 1748 只光电倍增管，桶部均匀分布着 7650 只光电倍增管。内部探测器中所有光电倍增管均朝向内侧。滨松 R3600 型光电倍增管的主要参数列于表 2.1 中。

内部探测器中的滨松 R3600 型光电倍增管采用双碱光阴极。该类型光阴极对切仑科夫光高度敏感，且具有较低的热电子发射水平。光阴极的光谱响应示意于图 2.2 中，其光灵敏波长范围覆盖纯水中切仑科夫光的波长范围。为了取得更高的电子收集效率，阳极以及分压回路经过了优化，该优化使得光电倍增管具有好的能量分辨率和快速时间响应。单光电子信号所产生的电荷分布示意于图 2.3 中。当增益为 10^7 时，光电倍增管的渡越时间平均值约为 90 ns，展宽约为 $\sigma = 2.2$ ns（见图 2.4）。探测器运行时，各光电倍增管的阈值通常取为 1/4 p.e.。在该阈值下，噪声率约为 3 kHz。

在 2001 年发生光电倍增管连锁爆炸事件后，自 SK-II 起，光电倍增管外部加了一层 4–5 mm 厚的起防护作用的强化玻璃。该防护窗会减小入射光的透过率。当入射光波长大于 350 nm 时，透过率超过 96%。防护窗对入射光的削弱效应是较小的。

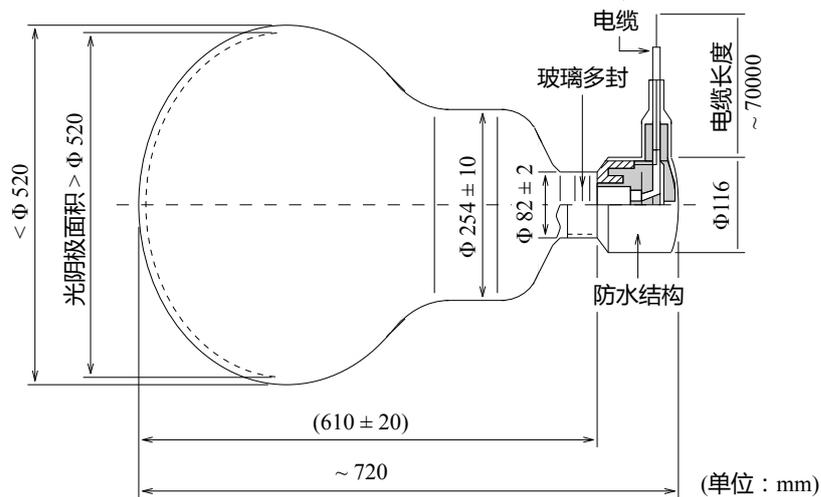


图 2.1 超级神冈内部探测器中的 50 cm 直径滨松 R3600 型光电倍增管示意图^[5]

表 2.1 超级神冈内部探测器中的 50 cm 直径滨松 R3600 型光电倍增管的主要参数^[106]

特性	描述
产品型号	R3600
形状	半球形
光阴极面积	50 cm 直径
窗材料	Pyrex [®] 玻璃 (4 – 5 mm 厚度)
光阴极材料	双碱 (Sb-K-Cs)
光灵敏波长	300 – 600 nm, 390 nm 时取峰值
量子效率	22% ($\lambda = 390$ nm 时)
打拿极	11级, 百叶窗型
增益	10^7 (高压 ~ 2000 V 时)
暗电流	200 nA (增益为 10^7 时)
噪声率	3 kHz (增益为 10^7 , 阈值为 1/4 p.e. 时)
阴极不均匀性	< 10%
阳极不均匀性	< 40%
渡越时间	90 ns (增益为 10^7 时)
渡越时间展宽	$\sigma = 2.2$ ns (当信号等同于 1 p.e. 输入时)
重量	13 kg
耐压	6 kg/cm ² 耐水压

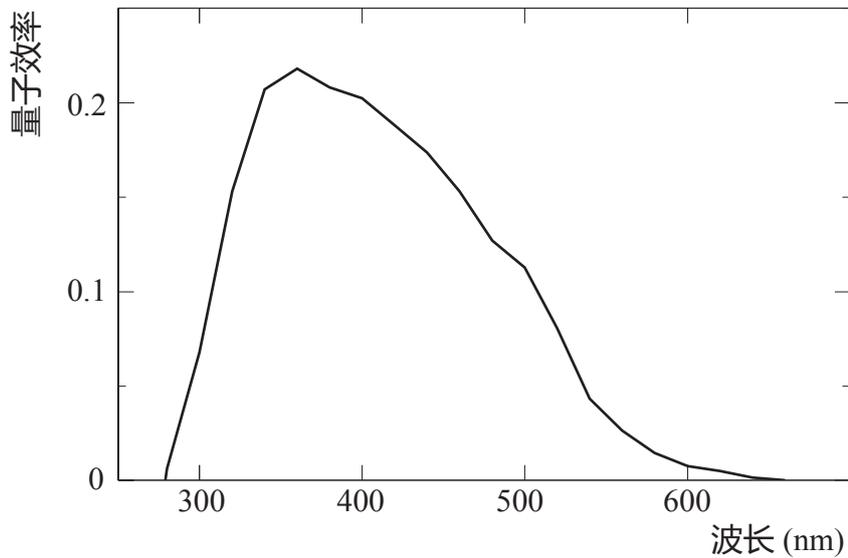


图 2.2 超级神冈内部探测器使用的光电倍增管的光谱响应^[5]

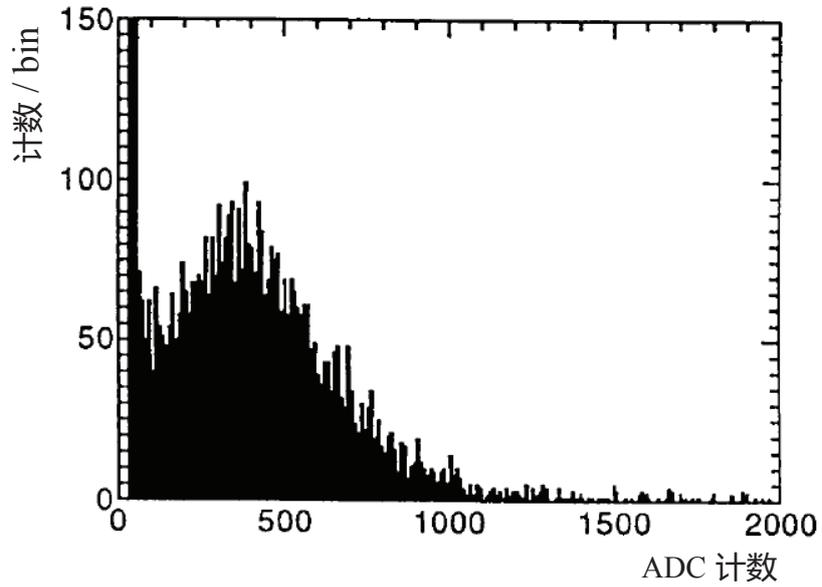


图 2.3 超级神冈内部探测器使用的光电倍增管的单光电子信号输出分布^[105]。增益为 10^7 时，1 p.e. 对应于 ~ 2 p.C. 的输出电荷。在零 ADC 计数附近的峰由暗电流引起。

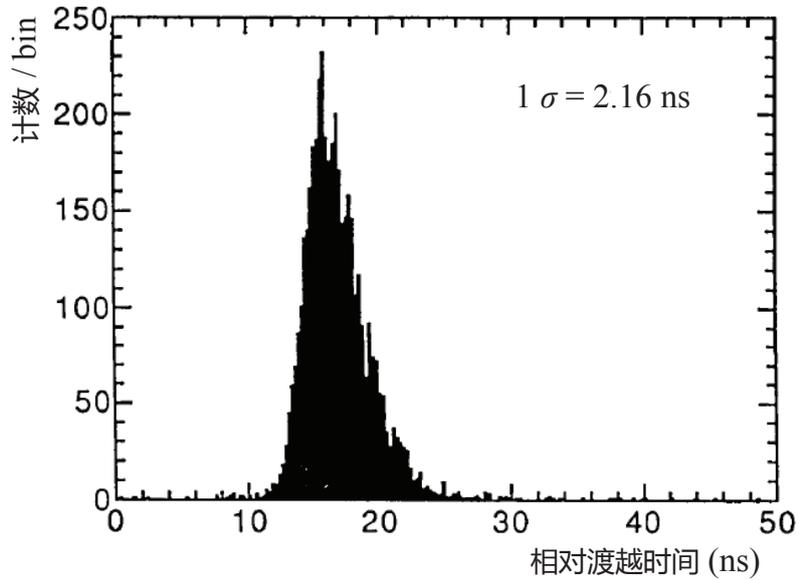


图 2.4 超级神冈内部探测器使用的光电倍增管的相对渡越时间分布^[105]

2.1.4 外部探测器中的光电倍增管

用来排除本底事例的超级神冈外部探测器采用 1185 只面向外部的 20 cm 直径的半球状滨松 R1408 型光电倍增管。外部探测器中的光电倍增管的光阴极装有波长转换板，可使得光收集效率提高约 60%。虽然该波长转换板会使得光电倍增管的时间分辨由 11 ns 加宽到 15 ns，但展宽后的时间分辨对于作为反符合的外部探测器来说仍然是足够好的。

2.2 探测器刻度与能量刻度概述

超级神冈探测器利用光电倍增管来记录带电粒子在探测器纯水介质中产生的切仑科夫光的击中信息。为了从多个被击中的光电倍增管所输出的时间信息和电荷信息中准确地提取出带电粒子的顶点、运动方向、类型及动量等物理信息，需要对探测器进行精细的刻度。超级神冈实验中的刻度工作包括探测器刻度和能量刻度。

2.2.1 探测器刻度

为了使得超级神冈探测器中各光电倍增管对同时到达、同等强度的切仑科夫光产生同样的时间及电荷响应，需要进行探测器刻度^[5,106]。探测器刻度包括时间刻度、增益刻度以及纯水透明度测量。

2.2.1.1 时间刻度

时间刻度包括各光电倍增管的相对时间修正及所有光电倍增管平均时间分辨的获得。超级神冈探测器中的各光电倍增管对同时到达的、不同强度的光信号在时间响应上存在差异。该差异由如下两个因素贡献：时间偏置和时间游移。时间偏置由各光电倍增管在渡越时间和电缆长度上存在的差异引起。时间游移的存在是由于各光电倍增管输出信号过甄别阈的时间依赖于输出信号幅度（Slewing 效应）。时间游移的产生机理示意于图 2.5 中。时间偏置和时间游移的合效应使得各光电倍增管的输出存在相对时间差异。相对时间差异可通过对各光电倍增管进行相对时间刻度予以修正。另外，由于时间抖动等效应，对同时输入的同强度的光信号，光电倍增管输出信号的时间存在着展宽（时间分

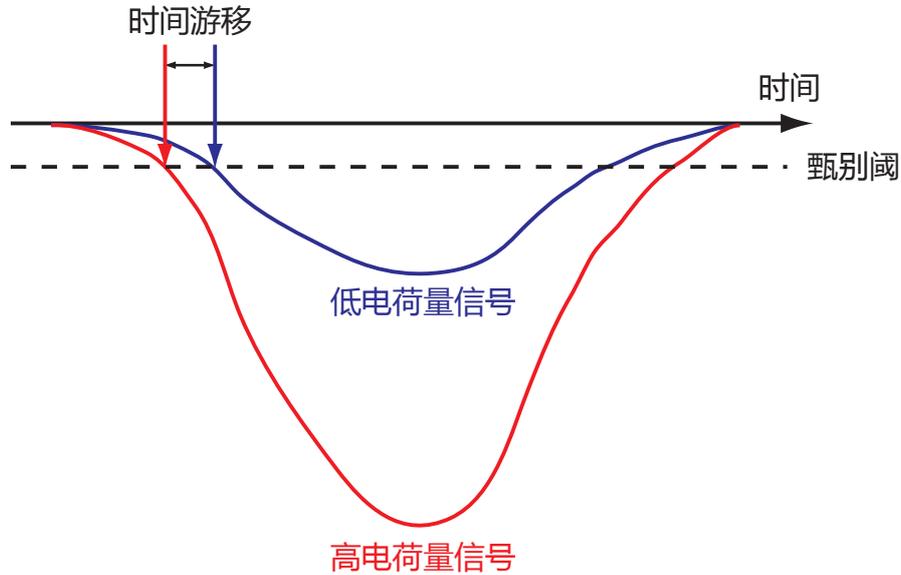


图 2.5 光电倍增管 Slew 效应示意图

辨)。时间分辨对光电倍增管输出信号电荷量存在依赖关系。输出信号电荷量越大，相对时间分布的半高宽约窄，即时间分辨越好。在对各光电倍增管进行相对时间修正后，可进一步获得不同输出电荷量下所有光电倍增管的平均时间分辨。时间刻度对真实物理事例重建及物理事例模拟有重要意义。有关时间刻度的具体内容详见2.3节。

2.2.1.2 增益刻度

超级神冈探测器中各光电倍增管的高压被设置成使得每个光电倍增管具有相同的增益。每个光电倍增管有其标准工作高压，在从滨松公司出厂时都经过了刻度。然而，由于各光电倍增管出厂时间不同，其增益会因为刻度源强度可能存在的慢漂移而存在系统性的差异。因此有必要在超级神冈实验中对各光电倍增管的增益重新进行刻度。增益刻度包括如下几个方面的内容。

光电倍增管高压设定

在探测器中注水之前，利用 Xe 灯源来确定每个光电倍增管的工作高压。Xe 光源的输出强度具有稳定和各向同性的特点。在探测器中装配光电倍增管前，已经对部分光电倍增管的高压进行预调节以使得其增益差异在 1% 以内。

这些经过预调节的光电倍增管分散装配于探测器的顶部、桶部和底部。顶部和底部的光电倍增管按照其到圆心的距离分为同心等宽的 8 组，桶部的光电倍增管按照其高度分为等距的 17 组。实际观测中，某光电倍增管的输出电荷量 Q_i^{obs} 与 Xe 光源强度 I_{Xe} 、该光电倍增管距光源的距离 d_i 、光在空气中的衰减长度 L_{air} 、几何接收度 $f(\theta)$ 、量子效率 QE_i 以及增益 M_i 等有如下关系：

$$Q_i^{\text{obs}} \propto I_{Xe} \cdot \frac{\exp(-d_i/L_{air})}{d_i^2} \cdot f(\theta) \cdot QE_i \cdot M_i \quad (2-6)$$

利用(2-6)，可计算出正比于 $QE_i \cdot M_i$ 的“修正电荷量” Q_i^{corr} ：

$$Q_i^{\text{corr}} \equiv \frac{Q_i^{\text{obs}}}{I_{Xe}} \cdot \frac{d_i^2 \exp(d_i/L_{air})}{f(\theta)} \quad (2-7)$$

得到某光电倍增管的修正电荷量后，将其与同组中预调节过的光电倍增管的修正电荷量进行比较。调节该光电倍增管的高压以使得其修正电荷量与同组中预调节过的光电倍增管的修正电荷量相同。在对每个未预调节过的光电倍增管进行上述高压设定后，探测器中各光电倍增管的 $QE_i \cdot M_i$ 近似相等。

绝对增益刻度

在探测器中注水后，利用 Cf+Ni 源产生的各向同性的 9 MeV 的 γ 射线，可获得单光电子信号分布（1 p.e. 分布）^① 以及将输出电荷量 pC 转换为光电子数 p.e. 的全局转换因子（全局 PC2PE）^②。全局 PC2PE 表征着绝对增益，因此与 1 p.e. 分布和全局 PC2PE 相关的刻度称为绝对增益刻度。

SK-III 及 SK-IV 的 1 p.e. 分布示意于图 2.6 中。SK-IV 中单光电子引起的输出信号电荷量被乘以 0.848 以使得 SK-IV 和 SK-III 的 1 p.e. 分布在过阈部分重合。SK-III 中的全局 PC2PE 为 2.243 pC/p.e.，因而 SK-IV 中的全局 PC2PE 为 2.645 pC/p.e.。SK-IV 与 SK-III 的绝对增益的差别由光电倍增管增益的慢漂移及新旧电子学系统的在电荷响应上的差异引起。除了低电荷量部分，SK-IV 的 1 p.e. 分布与 SK-III 的 1 p.e. 分布吻合。低电荷量部分的差异由新旧电子学在阈值附近的电荷分辨率的差异引起。1 p.e. 分布除了用来确定全

① 1 p.e. 分布通过对内部探测器所有光电倍增管的输出电荷分布加和并归一化而获得。

② 全局 PC2PE 为对内部探测器中所有光电倍增管同一的全局转化因子，是内部探测器中所有光电倍增管 PC2PE 因子的平均值。

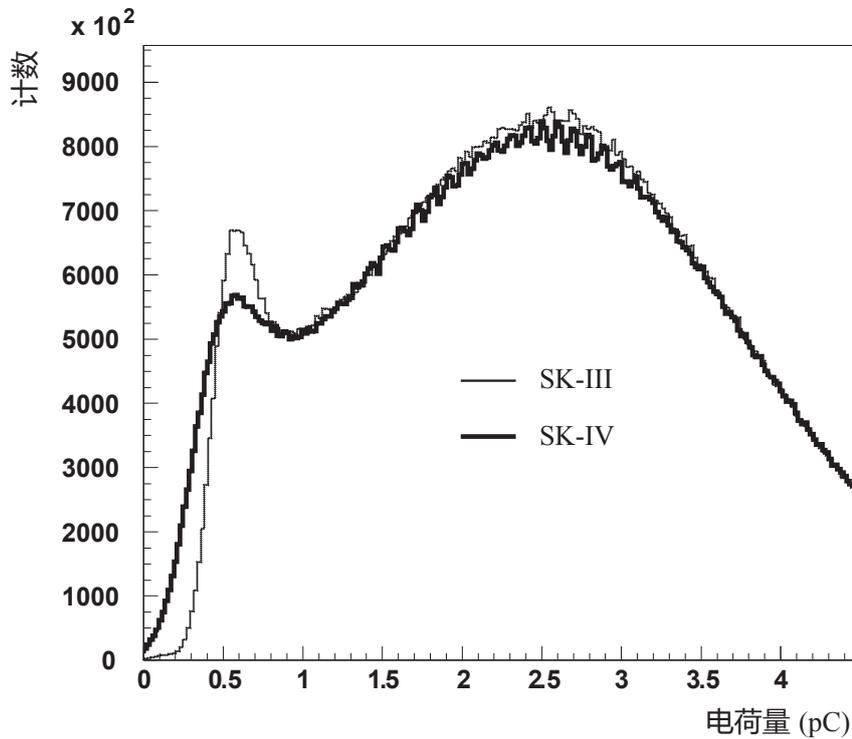


图 2.6 超级神冈内部探测器中光电倍增管的 1 p.e. 分布。SK-IV 的 1 p.e. 分布的电荷量被乘以 0.848 以使得 SK-IV 和 SK-III 的 1 p.e. 分布符合。

局 PC2PE 外，还被用作超级神冈蒙特卡罗（简称作蒙卡）模拟的输入量，以使蒙卡模拟与实际观测的电荷输出相符合。

相对增益刻度

超级神冈 IV 中利用激光源对各光电倍增管的相对增益进行刻度。某光电倍增管的相对增益定义为其 PC2PE 因子与全局 PC2PE 因子之比。为了确定各光电倍增管的相对增益，采用多光子入射和单光子入射两套刻度系统。在多光子入射系统中，某光电倍增管输出电荷量的平均值 $\langle Q_i \rangle$ 与入射光强度 I_i 、量子效率 QE_i 以及增益 M_i 成正比：

$$\langle Q_i \rangle \propto I_i \cdot QE_i \cdot M_i \quad (2-8)$$

在单光子入射系统中，该光电倍增管的击中率的平均值 $\langle N_i \rangle$ 满足：

$$\langle N_i \rangle \propto I_i \cdot QE_i \quad (2-9)$$

利用(2-8)和(2-9)，将 $\langle Q_i \rangle$ 与 $\langle N_i \rangle$ 相比，消去了光在水中衰减、光电倍增管位置等影响因子，得到相对增益 $PC2PE_i^{\text{rel}}$ 为：

$$PC2PE_i^{\text{rel}} = \frac{\langle Q_i \rangle / \langle N_i \rangle}{(\langle Q_i \rangle / \langle N_i \rangle)_{\text{mean}}} \quad (2-10)$$

超级神冈 IV 内部探测器中所有光电倍增管的相对 PC2PE 分布的均方根约为 6.3%。

在物理分析中，各光电倍增管的输出电荷量首先除以全局 PC2PE 因子，之后乘以相对 PC2PE 因子，得到输入光电子数。

相对量子效率刻度

超级神冈 IV 中采用 Cf+Ni 源产生的各向同性的低能 γ 射线进行相对量子效率刻度。某光电倍增管的量子效率 QE_i 与该光电倍增管的总击中数 N_i 、距光源的距离 d_i 以及几何接收度 $f(\theta)$ 成正比：

$$QE_i \propto N_i \cdot \frac{d_i^2}{f(\theta)} \quad (2-11)$$

相应地，相对量子效率定义为 QE_i 与内部探测器中所有光电倍增管的量子效率平均值之比。相对量子效率被用作超级神冈蒙卡模拟的输入量，以使蒙卡模拟结果与实际观测相符。

2.2.1.3 纯水透明度测量

纯水的透明度以光在纯水中的衰减长度作为量度。带电粒子动量近似正比于经衰减长度修正后的光电子数，因此纯水透明度的测量对动量重建具有重要意义。纯水透明度的影响因素有光在水中的吸收和散射。超级神冈实验中，对纯水透明度进行测量有两种方法。其一是利用 N_2 激光源或激光二极管向纯水中投射光来测量透明度。衰减长度对入射光波长的依赖关系可通过改变入射光的波长来获得。通过激光源刻度的方法可以获得不同波长下光在纯水中的吸收

系数和散射系数。其二是利用宇宙射线中的 μ 对衰减长度进行刻度。通过第二种刻度手段，可在不中断正常数据采集的情况下对纯水透明度进行监测。

利用 N₂ 激光源和激光二极管进行纯水透明度测量

光在纯水中的衰减长度 L_{att} 和衰减系数 α_{att} 可表达为：

$$L_{att} \equiv \frac{1}{\alpha_{att}} = \frac{1}{\alpha_{abs} + \alpha_{scat}} \quad (2-12)$$

其中 α_{abs} 和 α_{scat} 分别为光在纯水中的吸收系数和散射系数。光在水中的散射包括瑞利散射和米氏散射。瑞利散射的散射光强度的角分布 $I(\theta)$ 满足：

$$I(\theta) \propto \frac{1 + \cos^2 \theta}{\lambda^4} \quad (2-13)$$

其中 θ 为散射角， λ 为入射光波长。米氏散射的散射光强度与 λ^N 成反比，其中 N 为整数且 $0 \leq N \leq 3$ 。米氏散射中散射光倾向于沿入射光方向发射，散射光强度随散射角增大而迅速减小。瑞利散射的散射光强度在沿入射光方向和逆入射光方向上的角分布是对称的，而瑞利散射的散射光强度在沿入射光方向和逆入射光方向上的角分布是非对称的。因此， α_{scat} 又可表达为对称系数 $\alpha_{scat,sym}$ 和非对称系数 $\alpha_{scat,asy}$ 之和：

$$\alpha_{scat} = \alpha_{scat,sym} + \alpha_{scat,asy} \quad (2-14)$$

其中， $\alpha_{scat,sym}$ 对应瑞利散射和米氏散射中对称的情况， $\alpha_{scat,asy}$ 对应米氏散射中非对称的情况。综上， α_{att} 可表达为：

$$\alpha_{att} = \alpha_{abs} + \alpha_{scat,sym} + \alpha_{scat,asy} \quad (2-15)$$

超级神冈 IV 中利用 N₂ 染色激光源和激光二极管来测量 (2-15) 右式中每一项因子。刻度装置及事例显示示意于图 2.7 中。目前，染色激光源和激光二极管总共具有 337 nm、375 nm、405 nm 以及 445 nm 四种光波长选择，可用来测量不同光波长下的 α_{abs} 、 $\alpha_{scat,sym}$ 和 $\alpha_{scat,asy}$ 。激光由探测器顶部经由光纤垂直向下地射入到探测器中。如图 2.7 所示，桶部的光电倍增管按照其在内部探测器中所处位置高度划分为 5 个区域。图 2.8 中给出了实际测量和蒙卡模拟两种情况下包括顶部、桶部及底部在内的各区域中光电倍增管击中时间分布。内部探

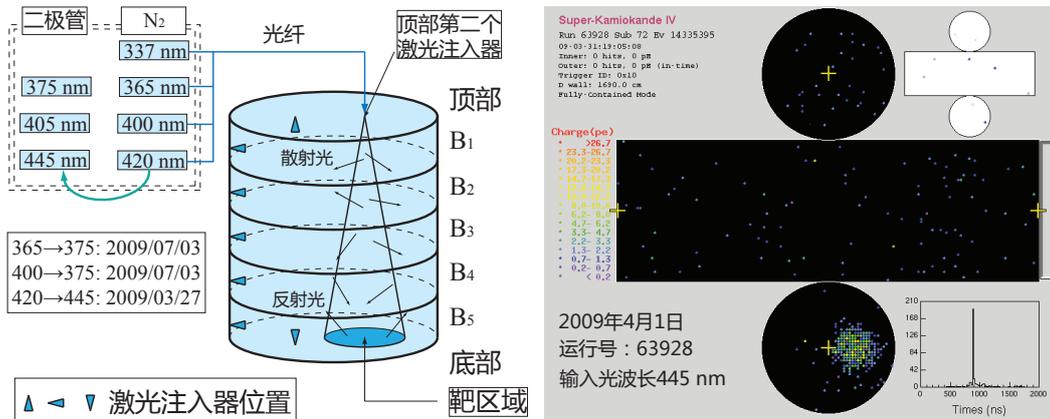


图 2.7 超级神冈 IV 中的纯水透明度刻度装置及事例显示。图中左半部为激光刻度装置。N₂ 染色激光 365 ns、400 nm 和 420 nm 波长的源分别于 2009 年 7 月、2009 年 7 月和 2009 年 3 月被替换为激光二极管 375 ns、405 nm 和 445 nm 波长的源。图中右半部为 2009 年 4 月 1 日采集到的一个刻度事例的事例显示，输入光波长为 445 nm。

探测器底部靶区域的击中主要由未经吸收或散射的直接光照射引起，而顶部和端部的击中主要由水中的散射光以及被底部探测器表面或黑薄板反射的光引起。通过对蒙卡模拟中的输入参数 α_{abs} 、 $\alpha_{scat,sym}$ 和 $\alpha_{scat,asy}$ 进行微调，可使得蒙卡模拟与实际刻度的光电倍增管击中时间分布取得最佳的符合，进而在最佳符合情况下， α_{abs} 、 $\alpha_{scat,sym}$ 和 $\alpha_{scat,asy}$ 得以确定。

利用这种方法得到的纯水透明度系数示意于图 2.9 中。利用蒙卡模拟中提供的模型，可通过拟合的方法，在有限个数据点的情况下得到纯水透明度系数与光波长的关系。在蒙卡模型中， α_{abs} 、 $\alpha_{scat,sym}$ 和 $\alpha_{scat,asy}$ 是光波长 λ 的有理函数。

超级神冈中的水质随着时间会发生变化，导致纯水透明度系数随着时间发生变化。从 2008 年 10 月至 2009 年 11 月的纯水透明度系数随时间的变化情况示意于图 2.10 中。另外，纯水透明度系数在内部探测器中不同高度的区域会有所不同，即“z-依赖”，这是由纯水循环系统的特点决定的。超级神冈探测器中的水由底部流入，从顶部流出，因此，底部的水的透明度较顶部水的透明度要好，即光在底部水中的衰减系数要比在顶部水中的衰减系数小。

在超级神冈 IV 的蒙卡模拟中，拟合后得到的纯水透明度系数对波长的函数被作为输入，而且纯水透明度对时间和几何位置的依赖都被考虑在蒙卡模拟中，以使模拟结果与实际数据相符合。

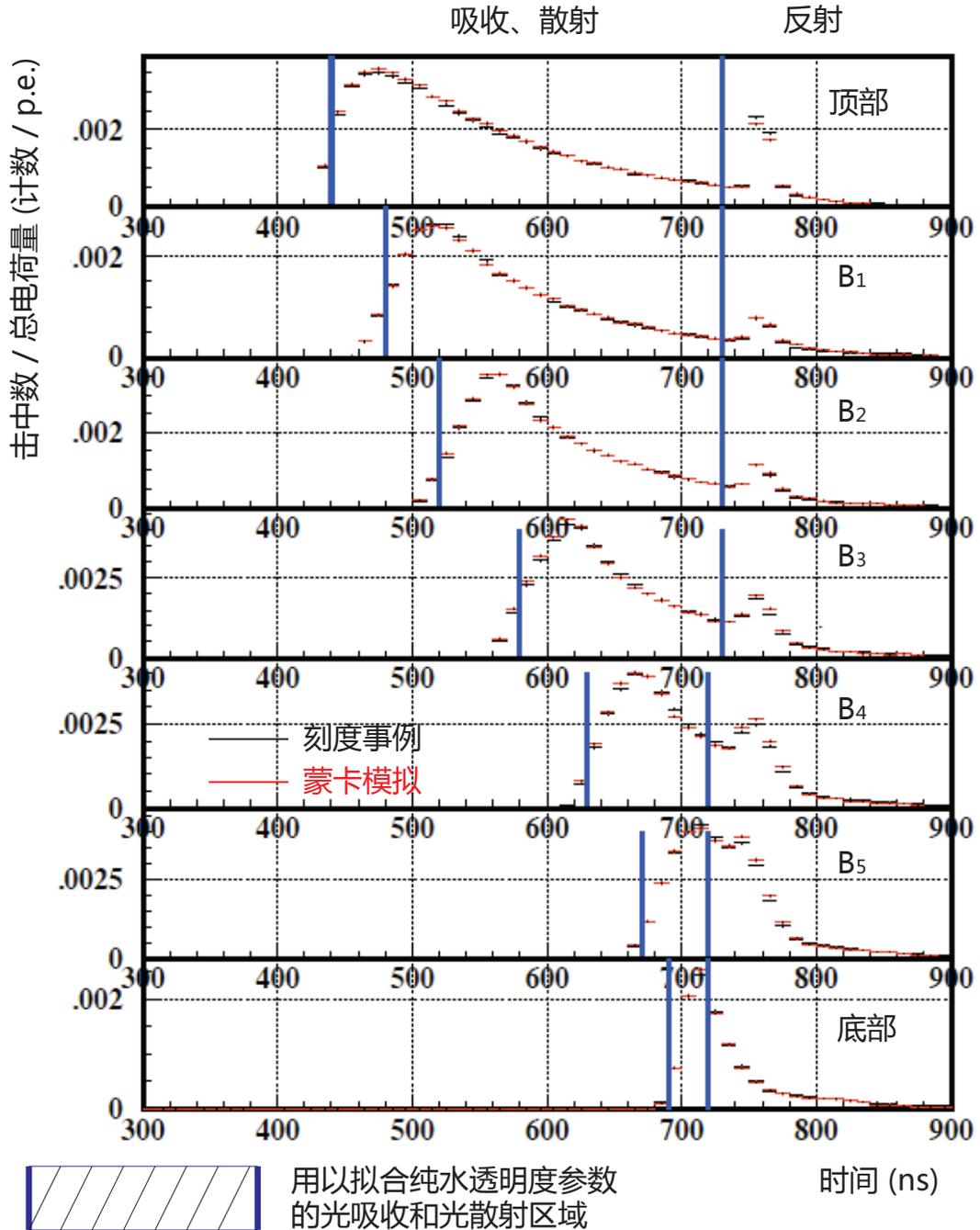


图 2.8 采用激光源的纯水透明度测量中光电倍增管击中时间分布^[107]。顶部、桶部和底部各区域中数据与蒙卡模拟的对比显示于图中各直方图中。黑色线对应实际刻度数据分布，红色线对应蒙卡模拟分布。各直方图中蓝线所夹区域为用以拟合纯水透明度系数的光吸收和光散射区域。利用最小二乘法拟合方法，通过微调蒙卡模拟中纯水透明度参数，在蒙卡模拟和数据取得最佳符合的情况下，纯水透明度系数得以确定。图中 ~ 750 ns 处的峰由反射光引起。

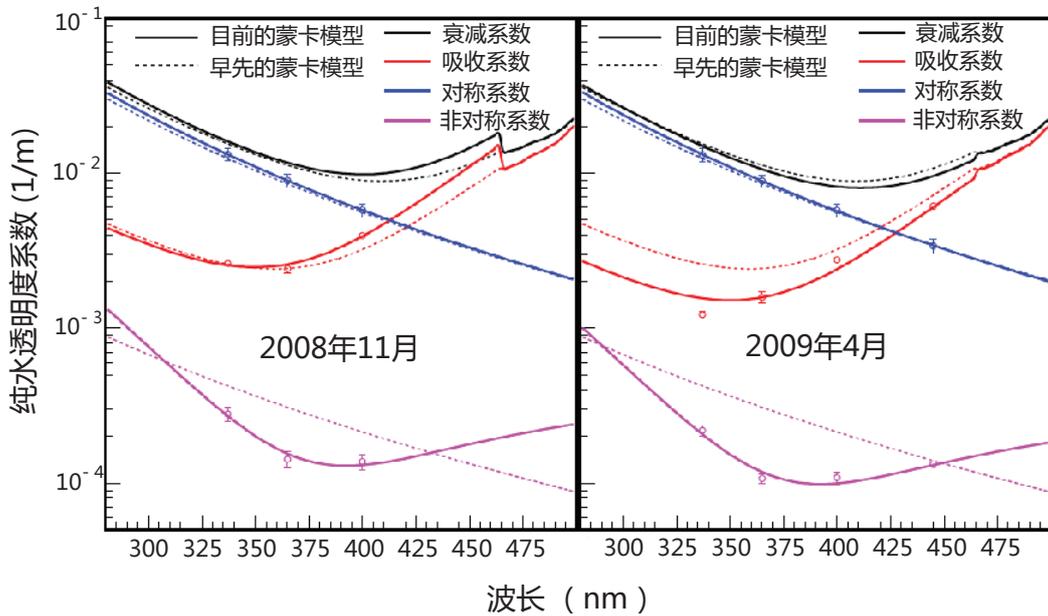


图 2.9 利用激光源刻度结果（图中圆圈）和蒙卡模型（图中曲线）获得的纯水透明度系数函数^[107]。2008 年 11 月和 2009 年 4 月的分析结果分别示于图中左右半部。相对于早先的蒙卡模型，当前使用的蒙卡模型与数据有更好的符合度。拟合后的纯水透明度系数函数被作为蒙卡模拟的输入。

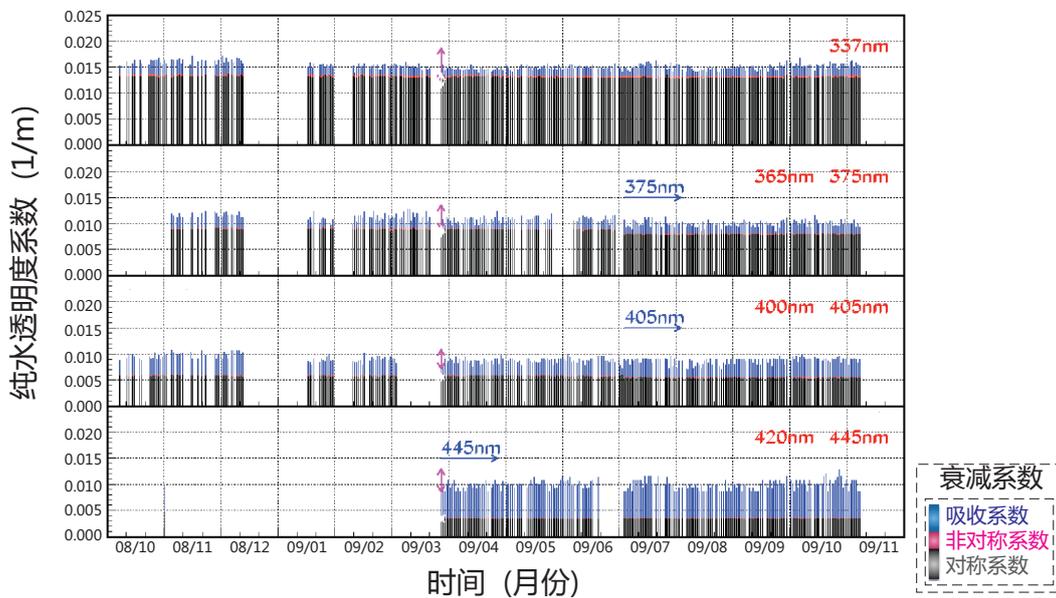


图 2.10 不同波长情况下测得的纯水透明度系数随时间的变化情况^[107]

利用宇宙射线 μ 进行纯水透明度测量

利用宇宙线中的 μ 测量纯水透明度的原理如图 2.11 所示。在该测量中，所使用的 μ 样本为由探测器顶部入射，从探测器底部穿出的近似沿垂直方向运动的贯穿 μ 。贯穿 μ 的能量足够高，从而使其在沿运动方向的单位路径上沉积近似相同的能量 ($\sim 2 \text{ MeV/cm}$)，因此可作为纯水透明度测量的“刻度源”。

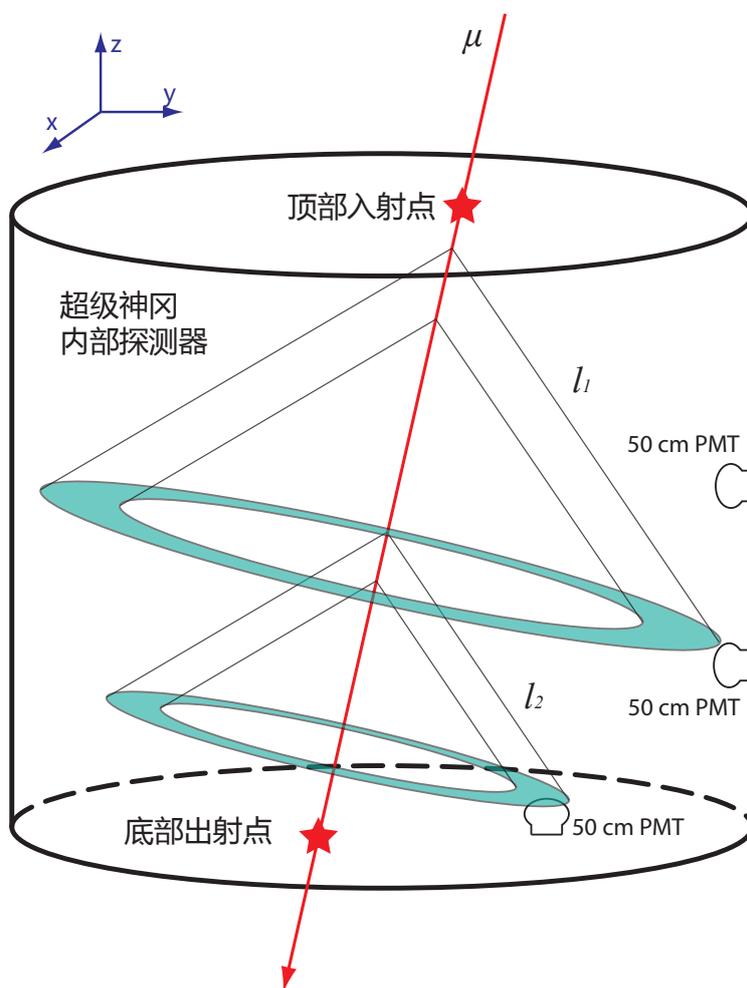


图 2.11 利用宇宙射线 μ 进行纯水透明度测量的原理。根据贯穿 μ 的入射点和出射点附近的光电倍增管的击中信息可确定贯穿 μ 的径迹。而且，对于每个被击中的光电倍增管，入射切伦科夫光在 μ 径迹上的发光点位置可以被确定，进而可计算出该光电倍增管距发光点的距离。由于贯穿 μ 在单位路径上的能损近似为常数，故而可利用各光电倍增管的输出电荷和距发光点的距离来拟合出切伦科夫光在水中的衰减长度。

若假设某被击中的光电倍增管的入射光子为直接光，则其输出电荷 Q_i 可表达为：

$$Q_i = Q_0 \cdot \frac{f(\theta)}{l_i} \cdot \exp\left(-\frac{l_i}{L_{att}}\right) \quad (2-16)$$

其中 Q_0 为与光电倍增管绝对增益和 μ 在单位路径上发出的切仑科夫光子数有关的常量， $f(\theta)$ 为光电倍增管的几何接收度， l_i 为该光电倍增管距发光点的距离， L_{att} 为切仑科夫光在纯水中的衰减长度。根据(2-16)，可得到：

$$\ln(Q_i \cdot l_i / f(\theta)) = -l_i / L_{att} + \ln Q_0 \quad (2-17)$$

利用距发光点不同距离的光电倍增管的击中信息和 (2-17)，可拟合出切仑科夫光在水中的衰减长度。

利用上述方法得到的衰减长度有一定的系统偏差，需要进行修正。修正后的衰减长度 L_{att}^{corr} 与修正前的衰减长度 L_{att} 的关系为：

$$L_{att}^{corr} = (L_{att} - 440.31 \text{ cm}) / 1.1263 \quad (2-18)$$

图 2.12 显示了修正后的衰减长度以及利用蒙卡模型计算出的衰减长度随时间的变化。事例重建程序利用修正后的衰减长度来计算各光电倍增管输出电荷对应的修正电荷量，并通过总修正电荷量来得出粒子的动量。

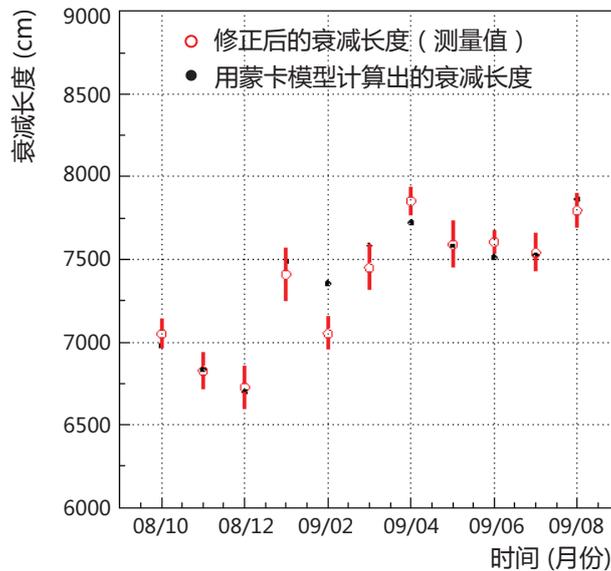


图 2.12 利用宇宙射线 μ 测得的衰减长度随时间的变化

2.2.2 能量刻度

能量刻度^[5,106]包括绝对能量刻度、能量随时间变化和重建能动量对几何位置的依赖等内容。其中，绝对能量刻度是指比较实际数据和蒙卡模拟的能动量重建结果，能量随时间变化是指实际数据能动量重建结果随着探测器运行时间的变动情况，几何位置依赖是指重建能动量对粒子顶点和运动方向的依赖关系。能量刻度对蒙卡模拟、粒子动量重建和探测器运行状况监测具有重要意义。能量刻度所采用的刻度源有：

- 氘-氚中子产生源 (deuterium-tritium neutron generator, DTG)
- 直线加速器 (linear accelerator, LINAC) 产生的已知能量电子
- 在内部探测器中停止的 μ 产生的衰变电子
- 中性 π 介子
- 在内部探测器中停止的低能 μ
- 在内部探测器中停止的高能 μ
- 从内部探测器中穿过的贯穿 μ

上述刻度源覆盖的能量范围从几个 MeV 到约 10 GeV。其中，DTG 产生的中子与水中 O^{16} 发生 (n, p) 反应产生半衰期为 7.13 s 的 N^{16} 。 N^{16} 衰变的反应能为 10.4 MeV，主要衰变为最大能量为 4.3 MeV 的电子和 6.1 MeV 的 γ 。LINAC 产生的电子能量在 8 – 18 MeV 范围，且能量可控。此外，衰变电子的能谱、 π^0 的不变质量谱、低能停止 μ 的动量与切仑科夫角的关系、高能停止 μ 的动量与径迹长度的关系以及高能贯穿 μ 在内部探测器中引起击中的总电荷量和径迹长度的关系等都可被用来进行能量刻度。

超级神冈 IV 绝对能量刻度的结果示于表 2.2 中。在低能区，蒙卡和数据的相对差异约为 2%。在 高能区，蒙卡和数据的相对差异小于 1%。低、高能区结果的不一致有待进一步研究。作为能量量度的高能停止 μ 重建动量与径迹长度之比随时间的变化示于图 2.13 中。

结合 LINAC、衰变电子、停止 μ 以及 π^0 能量刻度目前已有的结果，超级神冈 IV 的绝对能量误差为 0.82% (不包括低能停止 μ)，能量随时间变化引起的误差为 0.54%，总系统误差为 0.98%^[108]。

表 2.2 超级神冈 IV 绝对能量刻度结果（2009 年 11 月）^[109]

刻度源	能量范围	蒙卡模拟 / 实际数据
DTG	6 – 10 MeV	1.019 ± 0.006
LINAC	8 – 18 MeV	1.013 ± 0.009
衰变电子平均能量	~ 40 MeV	0.993 ± 0.002
π^0 不变质量	~ 140 MeV	1.016 ± 0.019
低能停止 μ	200 – 250 MeV	0.988 ± 0.017
	250 – 300 MeV	0.993 ± 0.017
	300 – 350 MeV	1.008 ± 0.017
	350 – 400 MeV	1.004 ± 0.018
高能停止 μ	1 – 2 GeV	1.006 ± 0.003
	2 – 3 GeV	1.003 ± 0.003
	3 – 4 GeV	1.008 ± 0.003
	4 – 5 GeV	1.005 ± 0.002
	5 – 6 GeV	1.002 ± 0.003
	6 – 7 GeV	0.998 ± 0.003
高能贯穿 μ	> 10 GeV	0.994 ± 0.011

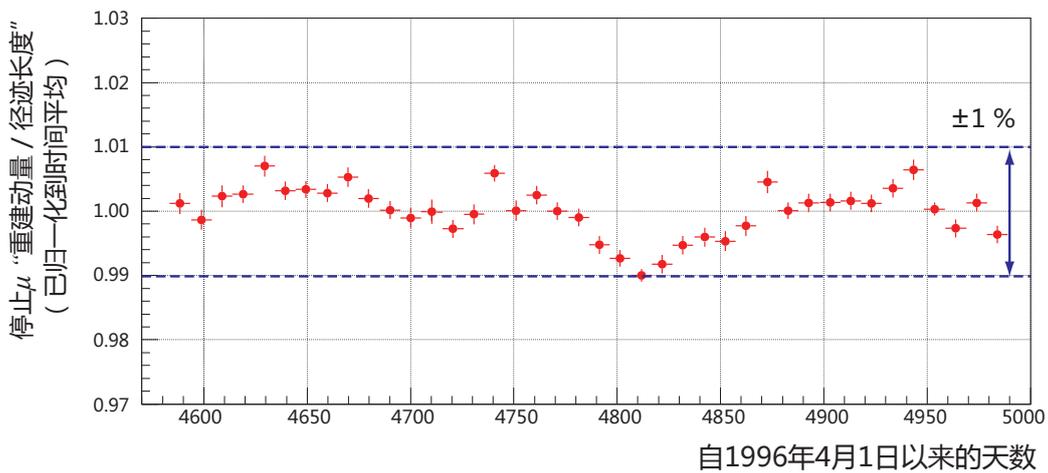


图 2.13 高能停止 μ 的“重建动量/径迹长度”随时间的变化^[108]。2008 年 10 月 21 日至 2009 年 11 月 30 日期间，“重建动量/径迹长度”随时间变化的相对均方根值约为 0.39%，最大值和最小值的相对差别约为 1.7%。

2.3 超级神冈 IV 中的时间刻度

2.3.1 时间刻度概述

如 2.2.1.1 节所述，进行时间刻度的目的是修正各光电倍增管在不同击中光强条件下由时间偏置和时间游移带来的相对时间差异，并在已修正相对时间差异的基础上获得所有光电倍增管的平均时间分辨。

超级神冈 IV 中目前采用的时间刻度系统如图 2.14 所示。时间刻度系统使用 USHO KEC-100 型快染料激光作为刻度源。N₂ 激光源发出 337 nm 波长、0.3 ns 宽的窄脉冲激光信号。该激光信号分为两路。其中一路信号经光纤传导入 H2431-50 型快响应监视 PMT 中，用以监视激光脉冲发生的时间；另一路信号经过染料激光转化为 396 nm 波长、0.2 ns 宽的窄脉冲激光信号，后通过中性密度滤光片，并经由光纤导入置于内部探测器中心的扩散球中，经在扩散球中多次反射，近似各向同性地出射。在不同强度激光入射下，利用监视 PMT 的触发时间、光在水中的飞行时间以及各光电倍增管击中时间可计算出在不同输出电荷量下内部探测器中各光电倍增管的相对响应时间（或相对时间）。利用上述相对时间，可对每个光电倍增管进行相对时间差异修正。

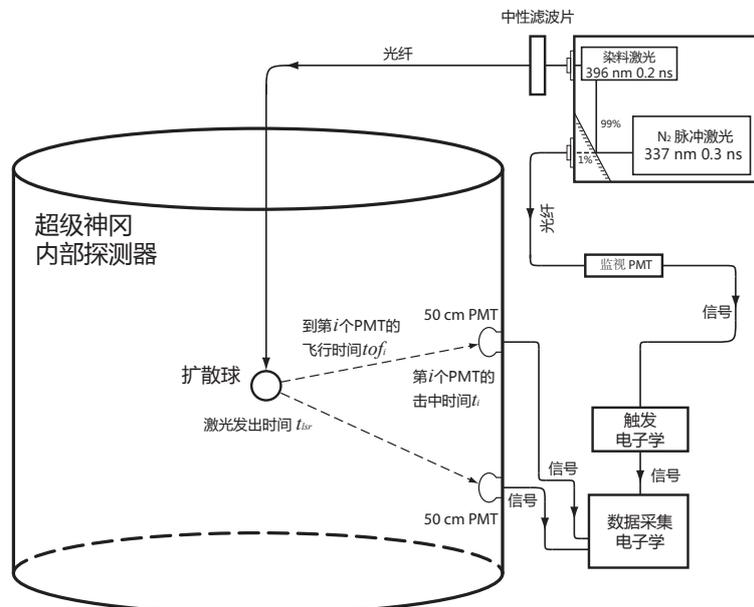


图 2.14 超级神冈 IV 中采用的时间刻度系统

相对时间 T 和电荷量 Q 是时间刻度中的两个基本量。某光电倍增管 i 的相对时间 T_i 定义为：

$$T_i \equiv -t_i + tof_i + t_{lsr} \quad (2-19)$$

(2-19)中右半部分各物理量的意义已示于图 2.14 中。设光电倍增管位置为 (x_i, y_i, z_i) ，扩散球中心位置为 (x_0, y_0, z_0) ，光电倍增管距扩散球中心距离为 d_i ，光在水中速度为 c_{water} ，则(2-19)中的飞行时间 tof_i 可表示为：

$$tof_i = \frac{d_i}{c_{water}} \quad (2-20)$$

$$= \frac{\sqrt{(x_i - x_0)^2 + (y_i - y_0)^2 + (z_i - z_0)^2}}{c_{water}} \quad (2-21)$$

电子学系统采集到的时间信息是数字化的，每个计数对应于 $1/1.92 \text{ ns}$ ，因而定义等同于 1 个 TDC 计数的时间单位 TBin：

$$1 \text{ TBin} \equiv 1/1.92 \text{ ns} \quad (2-22)$$

在时间刻度中，某光电倍增管的输出电荷量 Q_i 以 pC 为单位。为了更方便地描述相对时间随输出电荷量的变化关系，另定义表征电荷量的 QBin。QBin 与输出电荷量 Q (pC) 的关系为：

$$QBin \equiv \begin{cases} 5 \cdot Q & \text{if } 0 < Q \leq 10 \\ 50 \cdot \log_{10} Q & \text{if } 10 < Q \leq 3981 \end{cases} \quad (2-23)$$

以 p.e. 为单位的电荷量和以 pC 为单位的电荷量之间的转化关系为：

$$Q \text{ (p.e.)} = Q \text{ (pC)} / \text{PC2PE} / \text{PGAIN} \quad (2-24)$$

其中，PC2PE 为绝对增益（在超级神冈 IV 中取为 2.645 pC/p.e. ），PGAIN 为相对增益（所有光电倍增管的相对增益平均值为 1）。

某光电倍增管由于 Slewing 效应（见 2.2.1.1 节）引起的相对时间 T 对输出电荷量 Q 的依赖关系称作 TQmap，示意于图 2.15 中。对每路光电倍增管，基于其 TQmap 可对其相对时间给予修正，使得所有光电倍增管对同时入射的不同强度的光信号产生同样的时间响应。如图 2.15 所示，相对时间的展宽（时

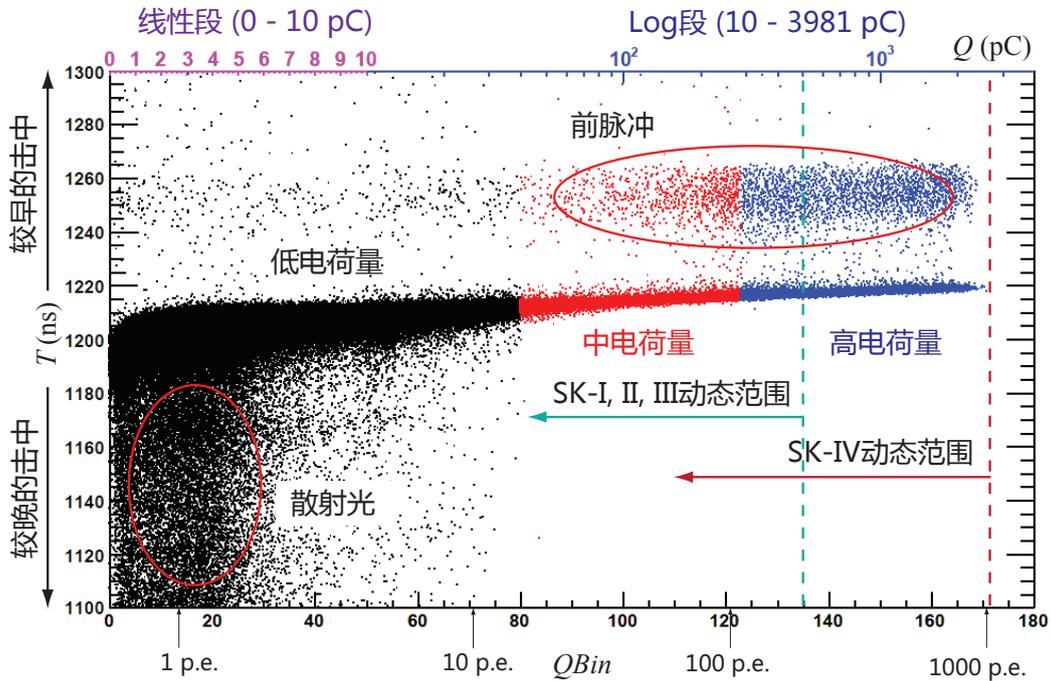


图 2.15 时间刻度中的 TQmap 示意图。TQmap 表示的是光电倍增管相对时间 T 随输出电荷量 Q 的变化关系。根据相对时间 T 的定义（见(2-19)）， T 较大时对应较早的击中时间，较小时对应较晚的击中时间。由于时间抖动效应，相对时间存在着一定展宽（时间分辨），且时间分辨对不同输出电荷量有所不同。相较于 SK-I、SK-II 和 SK-III，SK-IV 有更宽的动态范围（电荷量范围）。光电倍增管输出电荷量按照其大小可分为低电荷量、中电荷量和高电荷量。TQmap 主分布对应着未经散射或反射而入射到光电倍增管的直接光引起的击中。在低电荷量区域，TQmap 主分布下方的分布由散射光的击中引起。在中电荷量和高电荷量区域，TQmap 主分布上方的分布由前脉冲引起。

间分辨）对光电倍增管输出电荷量亦存在着依赖。基于修正了相对时间差异的 TQmap，可获得不同输出电荷量情况下所有光电倍增管的平均时间分辨（全局时间分辨）。全局时间分辨是物理事例重建和蒙卡模拟的输入量。

时间刻度包括如下几个方面的内容：相对时间刻度及修正、全局时间分辨的获得、时间刻度检验以及时间质量监测。下面对以上各项内容进行详细介绍。

2.3.2 相对时间刻度及修正

为了修正由于时间偏置和时间游动引起的各光电倍增管在时间响应上的差异，需要得到各光电倍增管相对时间 T 随输出电荷量 Q 的变化关系 (TQmap)。各光电倍增管 TQmap 的获得称为相对时间刻度，其原理如下所述：在某特定输出电荷量范围内（例如单位 $QBin$ 范围内），以相对时间主分布的峰值 (T_{peak}) 来代表该范围内的相对时间。进而在全动态范围内，可获得各光电倍增管 T_{peak} 随 $QBin$ 的变化曲线 (tqcurv)。之后，对每个光电倍增管，利用同一形式的解析函数 (TQmap 函数) 来拟合其 “ T_{peak} .vs. $QBin$ ” 曲线，确定 TQmap 函数中各参数 (TQmap 参数) 的值。最后，将各光电倍增管的 TQmap 参数的值制成 TQmap 表存储于离线程序库中，并将 TQmap 函数写入离线分析库中相对时间刻度部分的程序段中，以备相对时间修正之用。

在离线物理分析中，分析程序基于 TQmap 表和 TQmap 函数对光电倍增管击中时间进行修正 (相对时间修正)。对某被击中的光电倍增管 i ，分析程序将该光电倍增管的输出电荷量 Q_i 转化为 $QBin_i$ ，并读取 TQmap 表中相应参数，结合 TQmap 函数形式计算出该光电倍增管 $QBin_i$ 所对应的相对时间修正量 $T_i^{corr}(QBin_i)$ ，对光电倍增管的击中时间 t_i 予以修正。修正后的击中时间 t_i^{corr} 与修正前的击中时间 t_i 的关系为：

$$t_i^{corr} = t_i + T_i^{corr}(QBin_i) \quad (2-25)$$

进行相对时间修正后，对同时到达的不同强度的光信号，各光电倍增管有相同的时间响应。

相对时间刻度（即 TQmap 表的制成）主要包括以下五个步骤：

1. tq 信息读取：时间刻度事例与击中的选取，以及时间、电荷信息读出
2. tq 信息填图：相对时间 T .vs. $QBin$ 二维散点图制成
3. tqpeak 拟合：不同 $QBin$ 下，相对时间主分布峰值 T_{peak} 的拟合及修正
4. tqcurv 拟合：修正后的相对时间峰 T_{peak}^{corr} .vs. $QBin$ 曲线的拟合
5. TQmap 制表：将所有光电倍增管的 TQmap 参数制成 TQmap 参数表

1. tq 信息读取

时间刻度事例选取的基本标准为：

- 事例类型为激光刻度事例（触发 ID 为 4096）
- 排除 pedestal 等非激光刻度事例
- 监视 PMT（15009 号 PMT）有且仅有一次击中
- 监视 PMT 输出信号时间和输出电荷量均大于 0

在每个被选取的事例中，设定 200 ns 的时间窗来对光电倍增管击中进行选择，即要求相对时间 T 满足：

$$1100 \text{ ns} \leq T \leq 1300 \text{ ns} \quad (2-26)$$

对每个被选取的击中，提取出时间和电荷量信息，计算电荷量 Q 对应的 $QBin$ 值，并将事例号、光电倍增管号、相对时间 T 和 $QBin$ 等信息存储到 ROOT 格式文件中，以备后续处理。

2. tq 信息填图

读取含有 T 和 $QBin$ 信息的 ROOT 格式文件，对内部探测器中的每个光电倍增管，将所有激光刻度事例中对应于该光电倍增管击中的 $(QBin, T)$ 填入该光电倍增管对应的含有 180×384 个 bin 的二维直方图中。其中，横坐标为 $QBin$ ，分为 180 个 bin。纵坐标为 T ，分为 384 个 bin，每个 bin 对应一个 TBin（即一个 TDC 计数）。填好的二维直方图称作 TQmap，以 1 号光电倍增管为例，其 TQmap 如图 2.15 所示。

3. tqpeak 拟合

对每个光电倍增管对应的 TQmap，横轴 $QBin$ 的每个 bin 都对应着一个相对时间 T 的一维直方图。对每个相对时间 T 的一维直方图，拟合其峰值位置。当 $QBin \leq 100$ 时，由于非直接光的影响及光电倍增管固有的特性，相对时间 T 的分布是非对称的。当 $QBin > 100$ 时，相对时间 T 的分布接近于高斯分

布。因此，采用如下的分段函数来拟合峰值位置 T_{peak} ：

$$f(T) = \begin{cases} max \cdot \exp\left\{\frac{[1+tmp-\exp(tmp)]}{effAsy^2}\right\} & \text{if } QBin \leq 100 \\ max \cdot \exp\left(-\frac{(T-T_{peak})^2}{2T_{sig}^2}\right) & \text{if } QBin > 100 \end{cases} \quad (2-27)$$

其中，

$$tmp \equiv effAsy \cdot (T - T_{peak})/T_{sig} \quad (2-28)$$

(2-27)和(2-28)中， max 、 T_{peak} 、 T_{sig} 、 $effAsy$ 为拟合参数。在对称分布情况下， T_{sig} 为时间分辨。在非对称情况下， $effAsy$ 是分布非对称程度的一种量度。以 1 号光电倍增管为例， $QBin = 11$ 和 $QBin = 101$ 时，相对时间 T 分布的峰值拟合结果分别示于图 2.16 和图 2.17 中。

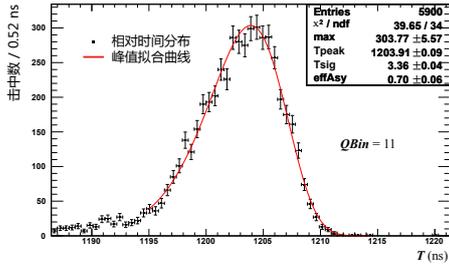


图 2.16 相对时间 T 分布峰值拟合（1 号光电倍增管， $QBin = 11$ ）

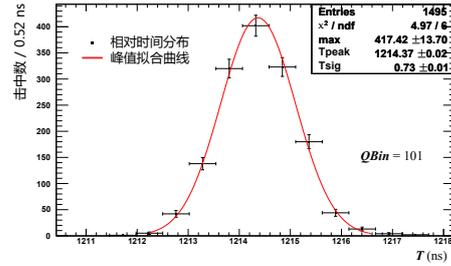


图 2.17 相对时间 T 分布峰值拟合（1 号光电倍增管， $QBin = 101$ ）

利用上述拟合方法获得不同 $QBin$ 下的相对时间分布峰值后，还需要对拟合得到的峰值作 Binning 效应修正。这是由于光电倍增管的输出时间信息是数字化的，在填入直方图后，相对时间 T 的直方图分布相对于其真实分布会有一个偏移。该偏移量在 $-0.5 TBin$ 至 $0.5 TBin$ 之间。利用填入直方图前相对时间 T 的平均值和填入直方图后相对时间 T 的平均值可计算出 Binning 效应引起的偏移量的大小。在拟合得到 T 的峰值后，相应地进行修正。经 Binning 效应修正过的 T 分布峰值记作 T_{peak}^{corr} 。

4. tqcurv 拟合

在拟合得到不同 $QBin$ 下的 T_{peak}^{corr} 后，将 $(QBin, T_{peak}^{corr})$ 填图并利用 TQmap 函

数进行拟合。相对时间刻度中采用的 TQmap 函数为分段多项式函数。若将 N 次多项式记作 $\text{pol}N(x)$ (x 为自变量)，则 TQmap 函数可写为：

$$f(x) = \begin{cases} \text{pol}3(x) & \text{if } 0 \leq x \leq 10 \\ f(10) + (x - 10)[f'(x)|_{x=10} + (x - 10)\text{pol}3(x - 10)] & \text{if } 10 < x \leq 50 \\ f(50) + (x - 50)\text{pol}2(x - 50) & \text{if } 50 < x \leq 180 \end{cases} \quad (2-29)$$

(2-29)中自变量 x 为 $QBin$ 。1 号光电倍增管的 TQmap 函数拟合结果及残差如图 2.18 所示。

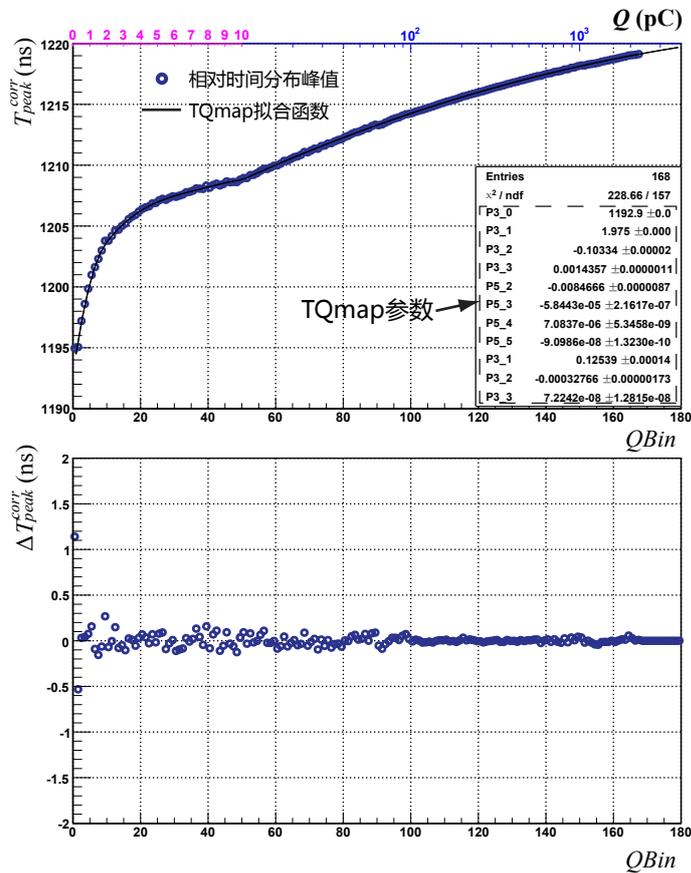


图 2.18 1 号光电倍增管 TQmap 函数拟合结果及残差。图中上半部为 T_{peak}^{corr} .vs. $QBin$ 曲线及相应的 TQmap 函数拟合结果，下半部分为不同 $QBin$ 下的残差 ΔT_{peak}^{corr} 。经相对时间响应修正后，除了在极低电荷量区域 ($QBin = 1 - 3$)，相对时间响应差异可从最大大约 25 ns 修正到好于 0.52 ns。

5. TQmap 表制成

相对时间刻度的最后步骤为将 `tqcurv` 拟合过程中得到的每个光电倍增管的 TQmap 参数制成 TQmap 表。制成的 TQmap 表包含内部探测器中 11146 路光电倍增管的 TQmap 参数。对少数的坏的电子学道，其对应的光电倍增管的 TQmap 参数取为 1 号光电倍增管的 TQmap 参数。TQmap 表中前 10 个光电倍增管的 TQmap 参数示于表 2.3 中。

表 2.3 TQmap 参数表（仅列出 1 至 10 号光电倍增管的 TQmap 参数）

PMT 号	TQmap 参数（共 11 项，仅列出前 5 项）
1	1.19285E+03 1.97498E+00 -1.03338E-01 1.43569E-03 -8.46655E-03 ...
2	1.19645E+03 1.72521E+00 -4.20635E-02 -1.60404E-03 -1.18476E-02 ...
3	1.19472E+03 2.29164E+00 -1.29328E-01 2.12803E-03 -1.01527E-02 ...
4	1.18549E+03 1.70149E+00 -4.25921E-02 -1.25062E-03 -2.33957E-02 ...
5	1.19904E+03 2.00247E+00 -1.02215E-01 1.62730E-03 -2.14776E-02 ...
6	1.18808E+03 1.10470E+00 6.02246E-02 -6.51593E-03 -9.71462E-03 ...
7	1.18430E+03 1.77484E+00 -4.86654E-02 -1.43215E-03 -1.89886E-02 ...
8	1.18637E+03 2.20746E+00 -6.26192E-02 -1.90247E-03 -2.11878E-02 ...
9	1.18905E+03 1.75986E+00 -3.68127E-02 -2.03543E-03 -2.24752E-02 ...
10	1.18549E+03 2.06776E+00 -9.52370E-02 7.99790E-04 -2.03904E-02 ...
...	...

TQmap 表制成后，将其导入离线数据分析库中，并将 TQmap 函数写入时间信息处理程序。

完成上述相对时间刻度工作后，需对相对时间修正做初步检查，以确认相对时间修正正确无误。图 2.19 给出了 1 号光电倍增管和 9999 号光电倍增管在相对时间修正前后的 TQmap。由图 2.19 可见，经相对时间修正，1 号光电倍增管和 9999 号光电倍增管对同时到达的不同强度光信号具有近似相同的时间响应。经检查，对内部探测器中所有光电倍增管进行相对时间修正后，除了 17 路没有光电倍增管的电子学道以及约 50 路存在问题的电子学道，其它各路光电倍增管在相对时间响应上的差异基本得以消除。

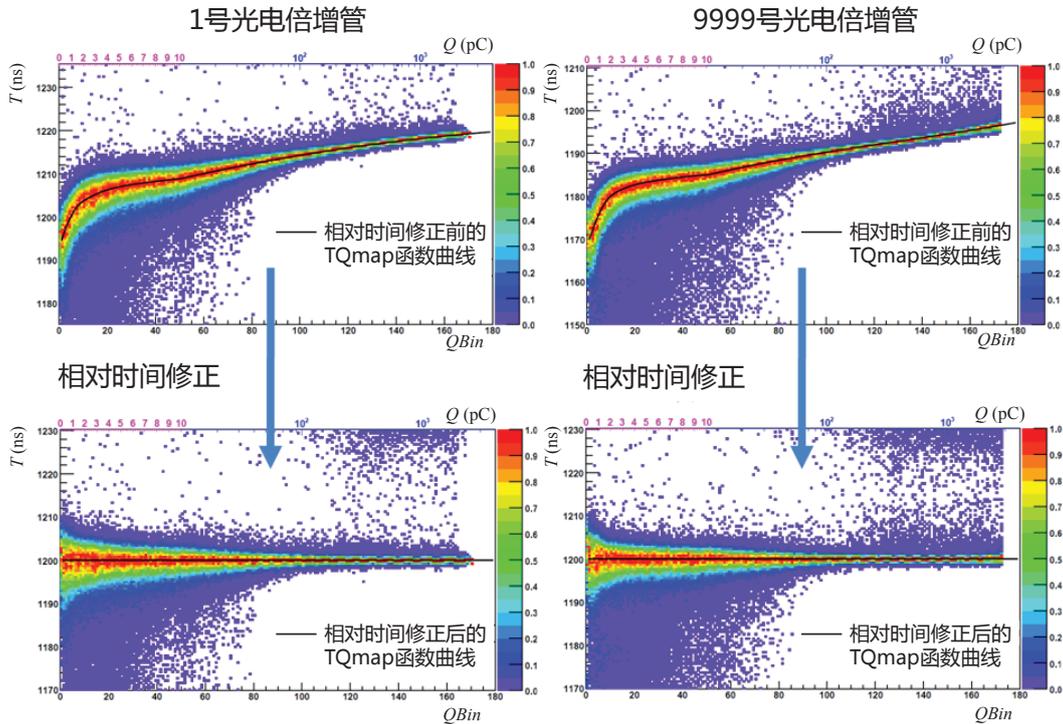


图 2.19 相对时间修正前后 1 号光电倍增管（图中左半部）和 9999 号光电倍增管（图中右半部）的 TQmap。经相对时间修正，1 号光电倍增管和 9999 号光电倍增管对不同强度的光信号有近似相同的时间响应。

2.3.3 全局时间分辨的获得

在超级神冈实验中，物理事例重建和蒙卡模拟都需要用到光电倍增管的时间分辨信息。经相对时间修正后，各光电倍增管的相对时间可被用来确定对所用光电倍增管同一的全局时间分辨。全局时间分辨与光电倍增管的输出电荷量有关，需在不同输出电荷条件下对相应的全局时间分辨予以确定。

为了减少非直接光（散射光、反射光）对全局时间分辨的影响，需对内部探测器中的光电倍增管按照其几何位置进行分组，并选取受非直接光影响最小的组的时间分辨作为全局时间分辨。内部探测器中的光电倍增管的分组方式如图 2.20 所示。内部探测器中的光电倍增管共分为 67 组，顶部和底部的光电倍增管按照其距顶部和底部圆心的距离等距地分为 8 组，桶部的光电倍增管按照

其所处高度分为 51 组。每组所包含的光电倍增管数目^① 示于图 2.20 中右侧。

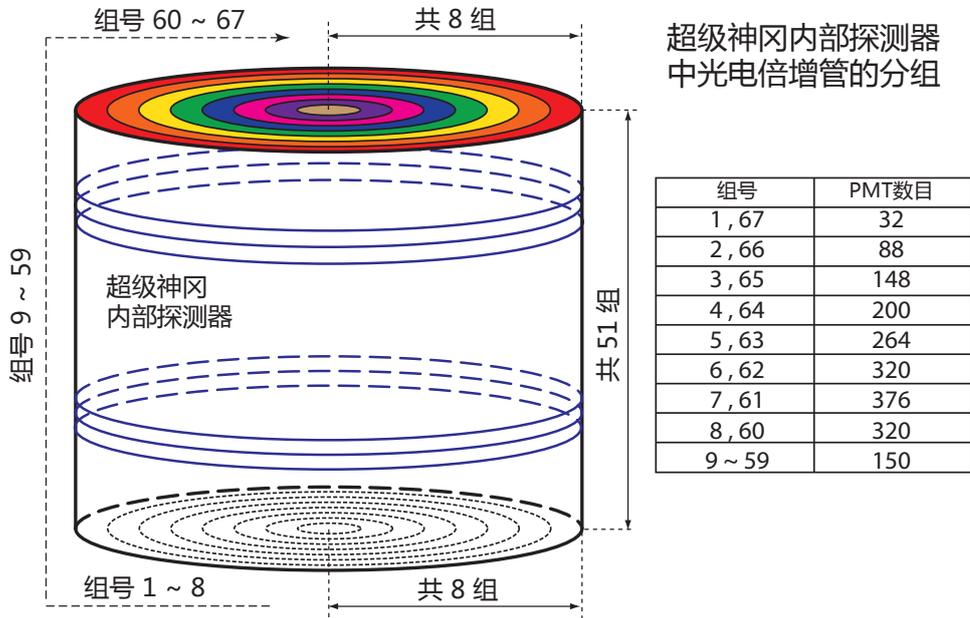


图 2.20 超级神冈内部探测器中光电倍增管的分组

对每一组光电倍增管，在不同 $QBin$ 下，将其经相对时间修正之后的相对时间分布进行叠加，并对叠加后的分布进行拟合，得到该 $QBin$ 下该组光电倍增管的平均时间分辨。光电倍增管的相对时间分布具有内禀的非对称性，故而其时间分辨拟合函数为非对称函数，在峰位左右具有不同的时间分辨。拟合函数的形式为：

$$f(T) = \begin{cases} (max - bgL) \cdot \exp(-\frac{(T-T_{peak})^2}{2tsigL^2}) + bgL & \text{if } T \leq T_{peak} \\ (max - bgR) \cdot \exp(-\frac{(T-T_{peak})^2}{2tsigR^2}) + bgR & \text{if } T > T_{peak} \end{cases} \quad (2-30)$$

其中 max 、 T_{peak} 、 $tsigL$ 、 $tsigR$ 、 bgL 和 bgR 为拟合参数。较小的相对时间对应着较晚的击中，较大的相对时间对应着较早的击中，故而 $tsigL$ 对应着相对于时间峰位较晚的击中的时间分辨，称作晚击中时间分辨， $tsigR$ 对应着相对于时间峰位较早的击中的时间分辨，称作早击中时间分辨。第 34 组光电倍增管在 $QBin = 14$ ($Q \sim 1$ p.e.) 的时间分辨拟合结果示意于图 2.21 中。当 $QBin = 14$

① 该数目包含没有光电倍增管的电子学道和存在问题的电子学道，实际分析中这些道被排除在外。

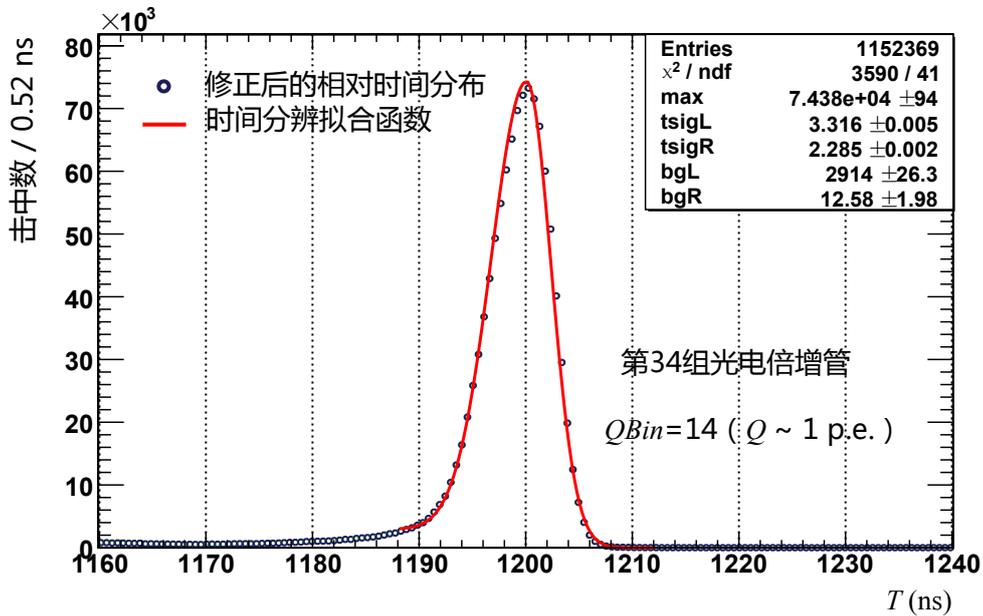


图 2.21 平均时间分辨拟合（第 34 组光电倍增管， $QBin = 14$ ）。峰值的位置已通过在大值左右各 3 个 bin 范围内的高斯拟合确定，并在平均时间分辨拟合中固定。

（ $Q \sim 1 \text{ p.e.}$ ）时，各组光电倍增管的平均时间分辨示于图 2.22 中。据图 2.22，内部探测器中，位于桶部中段的第 34 组光电倍增管、位于底部中心的第 1 组光电倍增管和位于顶部中心的第 67 组光电倍增管受到非直接光的影响最小，相应地，组平均时间分辨也最小。距角落较近的第 8 – 10 组光电倍增管和第 59 – 61 组光电倍增管受非直接光的影响最大，相应地，组平均时间分辨也最大。为了最大程度地减少非直接光对全局时间分辨的影响，采用第 34 组光电倍增管的组平均时间分辨作为内部探测器中所有光电倍增管的全局时间分辨。

超级神冈 IV 的全局时间分辨如图 2.23 所示。图 2.23 中横坐标为输出电荷量 Q (p.e.)。由于图 2.23 中的时间分辨为全局时间分辨，故由 $QBin$ 转化为输出电荷量 Q (p.e.) 时，可不考虑相对增益的影响。当 $Q = 1 \text{ p.e.}$ 时，早击中对应的的时间分辨约为 2.3 ns，晚击中对应的的时间分辨约为 3.3 ns。图 2.23 中只给出了 173 个输出电荷量值所对应的全局时间分辨。在蒙卡模拟和物理事例重建中，对全动态范围内任意输出电荷量，利用线性插值的方法获得该输出电荷量对应的早击中时间分辨和晚击中时间分辨。

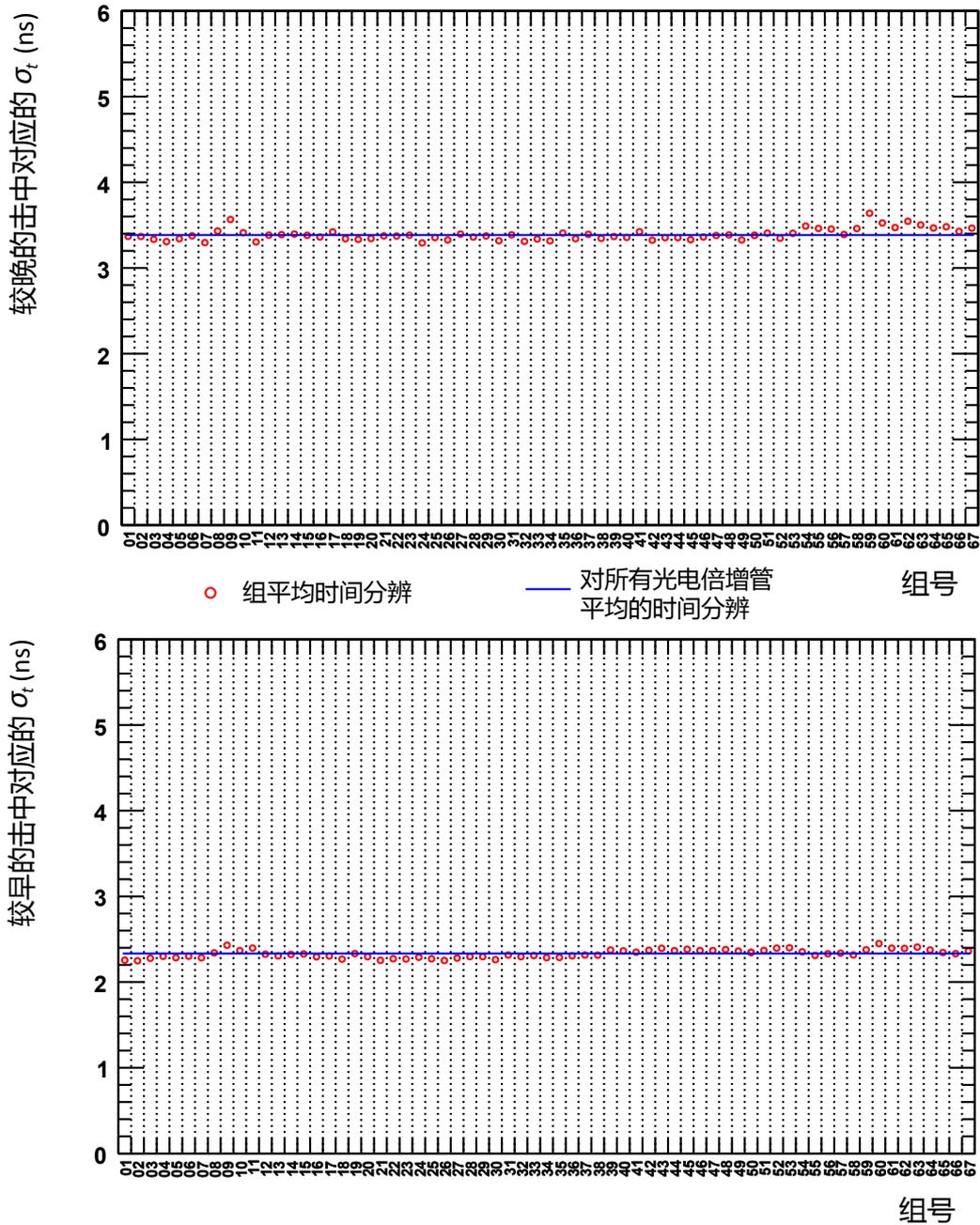


图 2.22 $QBin = 14$ 时各组光电倍增管的平均时间分辨。图中上半部为较晚击中所对应的时间分辨，图中下半部为较早击中所对应的时间分辨。位于桶部中段的第 34 组光电倍增管、位于底部中心的第 1 组光电倍增管和位于顶部中心的第 67 组光电倍增管受到非直接光的影响较小，相应地组平均时间分辨也较小。距探测器角落部分较近的组，如第 8 - 10 组光电倍增管和第 59 - 61 组光电倍增管受非直接光的影响较大，相应地组平均时间分辨也较大。

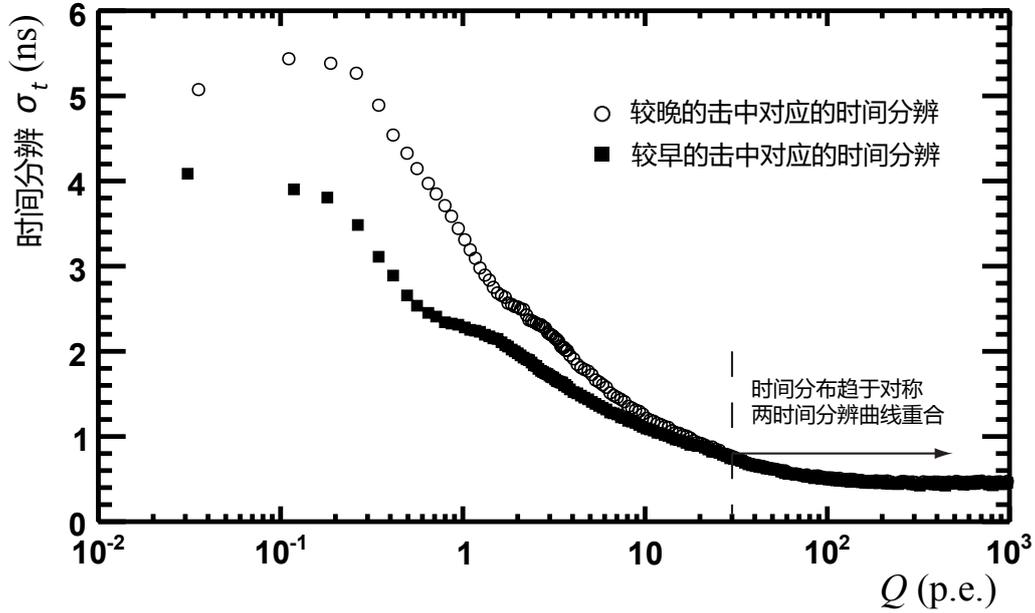


图 2.23 超级神冈 IV 内部探测器采用的光电倍增管的全局时间分辨。当光电倍增管输出电荷量为 1 p.e. 时，早击中对应的的时间分辨约为 2.3 ns，晚击中对应的的时间分辨约为 3.3 ns。当光电倍增管输出电荷量大于 30 p.e. 时，时间分布趋于对称，在同等输出电荷量下，较早的击中对应的的时间分辨和较晚的击中对应的的时间分辨大小趋于一致。

在超级神冈 IV 蒙卡模拟中，在某输出电荷量 Q (p.e.) 下，依照如下的概率密度函数生成光电倍增管的响应时间 t ：

$$f(t) = \begin{cases} \sqrt{\frac{2}{\pi(\sigma_E + \sigma_L)^2}} \exp\left(-\frac{(t-t_0)^2}{2\sigma_E^2}\right) & \text{if } t < t_0 \\ \sqrt{\frac{2}{\pi(\sigma_E + \sigma_L)^2}} \exp\left(-\frac{(t-t_0)^2}{2\sigma_L^2}\right) & \text{if } t \geq t_0 \end{cases} \quad (2-31)$$

其中， t_0 为光信号的真实入射时间， σ_E 和 σ_L 分别为电荷量 Q (p.e.) 所对应的早击中时间分辨和晚击中时间分辨。

在物理事例重建中，对某特点的输出电荷量 Q ，超级神冈 IV 目前仍采用单一时间分辨^①。如何利用早、晚击中双时间分辨来对优化和改善物理事例重建还有待于进一步的研究。

① 相当于对早、晚击中双时间分辨的某种平均。

2.3.4 时间刻度检验

进行相对时间刻度和获得全局时间分辨，需对修正后的时间信息以及全局时间分辨进行检验（时间刻度检验）。时间刻度检验包括两部分内容：激光刻度事例顶点重建和物理事例时间残差检验。

2.3.4.1 激光刻度事例顶点重建

经相对时间修正后，对同时到达的不同强度的入射光，内部探测器中各光电倍增管具有近似相同的时间响应。对某激光刻度事例，利用各被击中的光电倍增管的时间信息，可重建出该事例的顶点，即光源的位置。在时间刻度系统中（见图 2.14），光源位置即为扩散球中心所在位置，是已知量。重建出的光源位置相对于真实的光源位置的偏差可作为时间刻度质量的某种度量。重建光源位置与真实光源位置间的距离越大，则时间刻度质量越差，反之，则时间刻度质量越好。

激光刻度事例与物理事例在探测器中引起不同模式的响应。高速带电粒子在水介质中运动时沿其运动路径发出锥状的切仑科夫光，而在时间刻度中，扩散球发出的光的产生位置固定，且近似各向同性。虽然超级神冈实验的离线数据分析程序库中有针对切仑科夫光的物理事例顶点重建程序，但是该程序并不适合于激光刻度事例的顶点拟合。因此，针对激光刻度事例的特点，开发了一套激光刻度事例顶点重建程序，以检验时间刻度的质量。

利用该激光刻度事例顶点重建程序，对某激光刻度事例，可拟合出事例顶点（Vertex）、对各光电倍增管及在不同光强下同一的响应时间偏置量（Toffset）以及光在水中的速度（Cwater），因此，该顶点重建程序称为 VTCfitter (Vertex-Toffset-Cwater fitter)。VTCfitter 基于 ROOT 和 MINUIT 开发而成，有多种拟合策略可供选择，拟合过程中的每一中间步的结果都可追溯，且提供了必要的对拟合结果进行诊断的工具。VTCfitter 具有以下特点：

- 快速：重建一个激光刻度事例的时间在 0.1 – 10 s 之间
- 稳定：对同一激光刻度事例多次进行重建，每次重建的结果相同
- 一致：对同等激光强度，不同事例的重建结果彼此相互符合
- 准确：扩散球位于探测器中心时，重建顶点与真实顶点相一致

- 精确：低光强条件下（光电倍增管平均输出电荷约为 1 p.e.），单事例的重建顶点精度约为 20 cm；高光强条件下（光电倍增管平均输出电荷约为 200 p.e.），单事例的重建顶点精度约为 0.2 cm
- 灵敏：扩散球在 1 cm 尺度上的位置移动能够为顶点重建结果所反映
- 可靠：在非直接光或前脉冲影响较大的情况下，仍能成功进行重建

下面介绍 VTCfitter 中采用的重建算法。

VTCfitter 中的重建算法按照其最小化函数的名称命名为 $expsum-\chi^2$ 算法。VTCfitter 中使用的最小化函数有两种，分别称为 $expsum$ 函数和 χ^2 函数。设扩散球在探测器中的位置为 (x_0, y_0, z_0) ，全局时间偏置为 t_{offset} ，光在水中速度为 c_{water} ，激光源触发时间为 t_0 ，某光电倍增管 i 的击中时间为 t_i ，输出电荷为 q_i ，坐标为 (x_i, y_i, z_i) ，距扩散球中心的距离为 d_i ，光从扩散球中心到该光电倍增管的飞行时间为 tof_i ，则有

$$d_i = \sqrt{(x_i - x_0)^2 + (y_i - y_0)^2 + (z_i - z_0)^2} \quad (2-32)$$

以及

$$tof_i = \frac{d_i}{c_{water}} \quad (2-33)$$

定义时间残差 Δt_i 为：

$$\Delta t_i \equiv t_i - tof_i - t_0 - t_{offset} \quad (2-34)$$

设输出电荷量为 q_i 时，早击中时间分辨为 $\sigma_{t,E}(q_i)$ ，晚击中时间分辨为 $\sigma_{t,L}(q_i)$ ，定义等效时间分辨 $\sigma_t(q_i)$ 为

$$\sigma_t(q_i) \equiv \sqrt{\frac{\sigma_{t,E}^3(q_i) + \sigma_{t,L}^3(q_i)}{\sigma_{t,E}(q_i) + \sigma_{t,L}(q_i)}} \quad (2-35)$$

利用上述定义的各量， $expsum$ 最小化函数可写为：

$$expsum = - \langle \sigma_t^2 \rangle \sum_i \frac{1}{\sigma_t^2(q_i)} \exp\left(-\frac{\Delta t_i^2 / \langle \sigma_t^2 \rangle}{NT^2}\right) \quad (2-36)$$

其中， $\langle \sigma_t^2 \rangle$ 为所有被击中的光电倍增管的等效时间分辨的平方的平均值，NT 为常数，通常取做 4，求和针对所有有击中的正常工作的光电倍增管。 χ^2 最

小化函数可写为:

$$\begin{aligned} \chi^2 = & \sum_{-3\sigma_{i,E}(q_i) \leq \Delta t_i \leq 0} \left(\frac{\sigma_{i,E}(q_i) + \sigma_{i,L}(q_i)}{2\sigma_{i,E}(q_i)} \right) \left(\frac{\Delta t_i^2}{\sigma_{i,E}^2(q_i)} \right) \\ & + \sum_{0 < \Delta t_i \leq 3\sigma_{i,L}(q_i)} \left(\frac{\sigma_{i,E}(q_i) + \sigma_{i,L}(q_i)}{2\sigma_{i,E}(q_i)} \right) \left(\frac{\Delta t_i^2}{\sigma_{i,L}^2(q_i)} \right) \end{aligned} \quad (2-37)$$

重建程序以 (x_0, y_0, z_0) 、 t_{offset} 和 c_{water} 为拟合参数。当 $expsum$ 或 χ^2 取得最小值时, 相应的 (x_0, y_0, z_0) 、 t_{offset} 和 c_{water} 的值即为拟合结果。以 $expsum$ 作为最小化函数进行拟合时, 即使时间分布受非直接光或前脉冲的影响较大, 或初值给得与实际值相差较远, 拟合程序仍能正确进行重建, 但此时的得到的拟合结果与真值有较大的偏差, 且各参数的拟合误差没有准确的定义。而以 χ^2 作为最小化函数进行拟合时, 当时间分布受非直接光或前脉冲的影响较大, 或初值给得不合适时, 拟合可能失败, 使得到的结果没有意义, 但拟合成功时, 得到的拟合结果与真值有较好的符合度, 且能给出各参数正确的拟合误差。VTCfitter 的缺省设置是采用 $expsum$ 拟合方法做预拟合, 得到接近于真值的拟合参数值, 之后切换到 χ^2 模式, 改进拟合结果并给出正确的误差。

在对某激光刻度事例进行拟合的过程中, 重建程序可能会找到最小化函数的某个局域最小值并结束拟合, 使得拟合结果与真值间存在较大的偏差。为了得到准确的重建结果, 需要应对上述情况的发生并尽可能地找到最小化函数的全局最小值。对某激光刻度事例, VTCfitter 在若干不同拟合参数初值条件下尝试寻找最小化函数的最小值。若不同尝试给出的最小化函数的最小值相同且拟合函数取最小值时各拟合参数值保持不变, 则拟合处于稳定状态, 此时, 认为 VTCfitter 已找到了全局最小, 输出拟合结果并将该事例的重建状态标记为成功。若拟合始终无法达到稳定状态, 则输出最后一次尝试的结果, 并将该事例的重建状态标记为失败。

对某中等光强激光刻度事例, VTCfitter 的输出结果示意于图 2.24 中。拟合得到的事例顶点为 $(34.98 \pm 0.21, -70.70 \pm 0.21, 0.15 \pm 0.20)$ cm, 真实事例顶点为 $(35.3, -70.7, 0.0)$ cm, 重建顶点与真实顶点间的距离为 0.34 ± 0.36 cm。拟合结果与真值符合。

同等光强条件下, 多个激光刻度事例的重建顶点 (x_0, y_0, z_0) 可用来拟合扩散球中心的位置。对 x_0 、 y_0 、 z_0 分布分别进行高斯拟合, 拟合得到的中心值位置

```

-----
[VTCFIT INFORMATION]
-----
| NRUNSK = 64197      NSUBSK = 2      NEVSK = 124173  NEXLOOP = 7      NINLOOP = 436  |
| MODE = CHI2        NPARX = 5      NVPAR = 4      ERRDEF = 1.00    NSECFIT = 5.03  |
| NSTEADY = 2/2     NOSCILL = 0/2  ISTAT = 3      SUCCESSFUL       FROM MINOS      |
| FMIN = 10596.72   FEDM = 2.52e-13 NTSIGFILTER = 4.0 NTSIGWIN[0] = 3.0 NTSIGWIN[1] = 3.0 |
| NSGWN = 3.00 3.00 NCABINL = 5221  NCABINR = 5504  CHI2INL = 5230.35 CHI2INR = 5366.67 |
| NQISK = 11088     QMEAN = 69.86  QSTDV = 26.06  TMEAN = 1093.519 TSTDV = 24.252  |
| TSG2AVR = 0.48   QINMEAN = 69.93 QINSTDV = 25.76 TINMEAN = 0.015  TINSTDV = 0.602  |
-----
| NCABIN/NQISK = 10725 / 11088 = 0.9673      CHI2/NDF = 10597.02 / 10720 = 0.9885  |
| NSIGINTWMEAN (NSIGINTWSTDV) = 0.0159 (0.9939)  FIT GOODNESS: SUCCESS  |
-----
| PARNAME          | LSRPOSX (cm)  LSRPOSY (cm)  LSRPOSZ (cm)  TOFFSET (ns)  CWATER (cm/ns)  |
-----
| PARFIXED         | FALSE         FALSE         FALSE         FALSE         TRUE             |
| PARLIMIT         | FALSE         FALSE         FALSE         FALSE         TRUE             |
-----
| PARINIT          | +0.000000E+00 +0.000000E+00 +0.000000E+00 +1.000000E+03 +2.16929E+01  |
-----
| PARVALUE         | +3.49765E+01  -7.06959E+01  +1.45916E-01  +1.00142E+03  +2.16929E+01  |
| PAREPARAB        | +2.08995E-01  +2.09205E-01  +1.97880E-01  +5.46335E-03  +0.00000E+00  |
| PAREPLUS         | +2.09075E-01  +2.09211E-01  +1.97994E-01  +5.46316E-03  +0.00000E+00  |
| PAREMINUS        | -2.09078E-01  -2.09211E-01  -1.97996E-01  -5.46364E-03  +0.00000E+00  |
| PARGLOBCC        | +1.03672E-02  +2.55671E-02  +8.41171E-03  +2.79467E-02  +0.00000E+00  |
-----
| COVARIANCE      | LSRPOSX (cm)  LSRPOSY (cm)  LSRPOSZ (cm)  TOFFSET (ns)  CWATER (cm/ns)  |
-----
| LSRPOSX (cm)    | +4.36789E-02  -7.51823E-05  -9.26902E-05  -1.14190E-05  +0.00000E+00  |
| LSRPOSY (cm)    | -7.51823E-05  +4.37669E-02  +1.70586E-04  +2.87590E-05  +0.00000E+00  |
| LSRPOSZ (cm)    | -9.26902E-05  +1.70586E-04  +3.91565E-02  -7.41211E-06  +0.00000E+00  |
| TOFFSET (ns)    | -1.14190E-05  +2.87590E-05  -7.41211E-06  +2.98482E-05  +0.00000E+00  |
| CWATER (cm/ns)  | +0.00000E+00  +0.00000E+00  +0.00000E+00  +0.00000E+00  +0.00000E+00  |
-----

```

图 2.24 某激光刻度事例的 VTCfitter 拟合结果输出。该事例对应的运行号为 64197，子运行号为 2，事例号为 124173。该事例为中等光强事例，内部探测器中共有 11088 只光电倍增管被击中，其中 10725 只光电倍增管的击中时间落在 $3\sigma_t$ 范围内。被击中的光电倍增管的平均输出电荷量为 69.86 p.e.，平均时间分辨为 0.69 ns。重建该事例所花费的时间约为 5 s。在该事例的拟合中，光在水中的速度固定为其真值 $c_{water} = 21.6928787$ cm/ns。拟合得到的扩散球中心位置为 $(34.98 \pm 0.21, -70.70 \pm 0.21, 0.15 \pm 0.20)$ cm。扩散球中心真实位置为 $(35.3, -70.7, 0.0)$ cm。重建顶点与真实顶点间的距离为 0.34 ± 0.36 cm。重建顶点位置与真实顶点位置吻合。该拟合中， $\chi^2/ndf = 10597.02/10720 = 0.9885$ 。由协方差矩阵可知，在固定 c_{water} 拟合参数的条件下，其它各拟合参数之间基本无关联。

即为扩散球中心位置。当光电倍增管输出的平均电荷量约为 60 p.e. (中等光强) 时, 1000 个激光刻度事例的重建顶点 x_0 、 y_0 和 z_0 的分布以及扩散球中心位置拟合结果分别示意于图 2.25、图 2.26 和图 2.27 中。拟合得到的扩散球中心位置相对于扩散球中心实际位置的偏差为 $(-0.06 \pm 0.01, -0.08 \pm 0.01, 0.03 \pm 0.01)$ cm。激光刻度事例的重建顶点距扩散球中心实际位置的距离的分布示意于图 2.28 中。拟合得到的扩散球中心位置与扩散球中心真实位置符合。

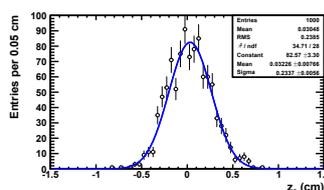
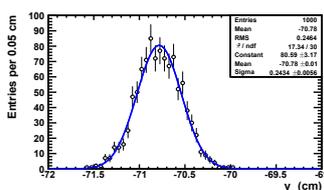
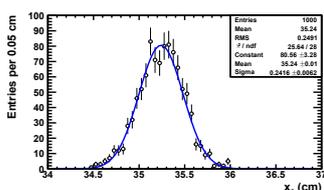


图 2.25 重建顶点 x 坐标分布 (黑色圆圈) 及高斯拟合 (蓝色曲线)。拟合得到的扩散球中心位置的 x 坐标为 35.24 ± 0.01 cm, 真实的扩散球中心位置的 x 坐标为 35.3 cm。高斯拟合得到的扩散球中心位置 x 坐标相对于真实值的偏差为 -0.06 ± 0.01 cm。

图 2.26 重建顶点 y 坐标分布 (黑色圆圈) 及高斯拟合 (蓝色曲线)。拟合得到的扩散球中心位置的 y 坐标为 -70.78 ± 0.01 cm, 真实的扩散球中心位置的 y 坐标为 -70.7 cm。高斯拟合得到的扩散球中心位置 y 坐标相对于真实值的偏差为 -0.08 ± 0.01 cm。

图 2.27 重建顶点 z 坐标分布 (黑色圆圈) 及高斯拟合 (蓝色曲线)。拟合得到的扩散球中心位置的 z 坐标为 0.03 ± 0.01 cm, 真实的扩散球中心位置的 z 坐标为 0.0 cm。高斯拟合得到的扩散球中心位置 z 坐标相对于真实值的偏差为 0.03 ± 0.01 cm。

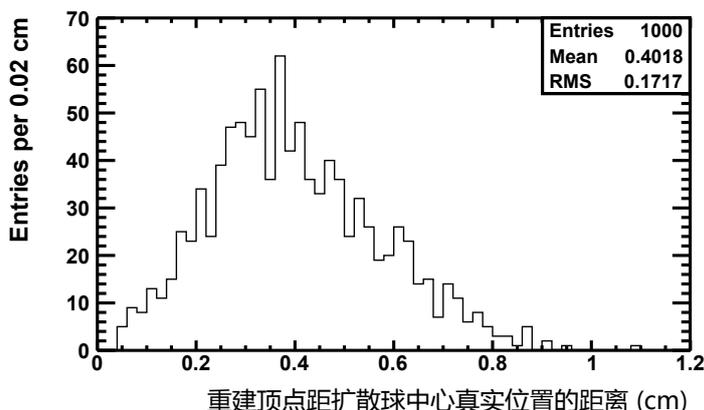


图 2.28 重建顶点与扩散球中心真实位置之间的距离的分布

在不同光强和扩散球中心位置条件下，采用不同于进行时间刻度时所使用数据的另一组激光源数据，对扩散球中心位置进行拟合，拟合结果示于表 2.4 中。由表 2.4 可知，在中等光强（光电倍增管的平均电荷量 Q 为十几到几十个 p.e.）且扩散球位置接近于探测器中心的情况下，拟合值与真实值间的差异较小。低光强或扩散球中心位置远离探测器中心的情况下，拟合值与真实值间的差异较大，该差异可能由非直接光引起。高光强情况下，受到前脉冲的影响，拟合值与真实值间的差异亦较大。总体来说，对不同激光强度，当扩散球位置接近于探测器中心时，拟合位置与真实位置之间的距离在 ~ 1 cm 以内，当扩散球位置远离探测器中心时，拟合位置与真实位置之间的距离在 ~ 10 cm 以内。上述分析表明，时间刻度质量基本满足要求。扩散球位置远离探测器中心时，拟合结果与真值有相对大的偏差的原因有待于进一步的研究。

表 2.4 扩散球中心位置拟合结果（每组中所使用的事例数为 500 个）

击中数	Q (p.e.)	真实值 (cm)	拟合值 (cm)
6000	2	(35.3, -70.7, 0.0)	$(35.16 \pm 0.06, -70.67 \pm 0.06, 0.77 \pm 0.06)$
11100	10	(35.3, -70.7, 0.0)	$(35.34 \pm 0.02, -70.64 \pm 0.02, 0.03 \pm 0.02)$
11100	200	(35.3, -70.7, 0.0)	$(35.50 \pm 0.01, -70.65 \pm 0.01, 0.03 \pm 0.01)$
9000	4	(35.3, -70.7, -1200.0)	$(35.63 \pm 0.05, -71.20 \pm 0.05, -1202.41 \pm 0.05)$
11100	25	(35.3, -70.7, -1200.0)	$(35.89 \pm 0.02, -70.60 \pm 0.02, -1205.25 \pm 0.02)$
11100	250	(35.3, -70.7, -1200.0)	$(35.95 \pm 0.01, -70.22 \pm 0.01, -1206.42 \pm 0.02)$
2000	1.5	(35.3, -70.7, 1200.0)	$(35.58 \pm 0.13, -71.97 \pm 0.13, 1204.90 \pm 0.15)$
11000	10	(35.3, -70.7, 1200.0)	$(35.64 \pm 0.03, -71.98 \pm 0.03, 1210.46 \pm 0.03)$
11000	170	(35.3, -70.7, 1200.0)	$(35.41 \pm 0.01, -72.18 \pm 0.01, 1209.08 \pm 0.01)$

2.3.4.2 物理事例时间残差检验

物理事例时间残差检验中所使用的物理事例样本包括 LINAC 事例、在探测器中停止的 μ 事例和停止 μ 衰变产生的电子事例。时间残差为 $t - tof - t_0$ ，其中 t 为经相对时间修正后的光电倍增管击中时间， tof 为切仑科夫光在水中的飞行时间， t_0 为时间零点。LINAC 事例的检验结果见图 2.29 和图 2.29。射程为 10 – 15 m 的停止 μ 的检验结果见图 2.31 和图 2.32。停止 μ 衰变产生电子的检验结果见图 2.33 和图 2.34。对 LINAC 事例、停止 μ 事例以及衰变电子事例，

在 -10 ns 到 10 ns 的主分布区间内，蒙卡模拟的时间残差分布与实际数据的时间残差分布一致。

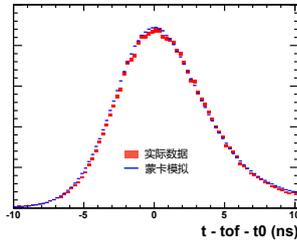


图 2.29 LINAC 事例的时间残差分布（线性）。在主分布区间内，实际数据分布（红色）与蒙卡模拟分布（蓝色）符合。

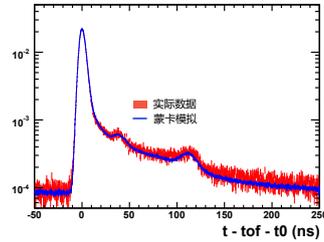


图 2.30 LINAC 事例的时间残差分布（指数）。在主分布区间内，实际数据分布（红色）与蒙卡模拟分布（蓝色）符合。

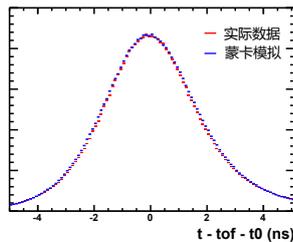


图 2.31 射程为 $10 - 15\text{ m}$ 的停止 μ 事例的时间残差分布（线性）。在主分布区间内，实际数据分布（红色）与蒙卡模拟分布（蓝色）符合。

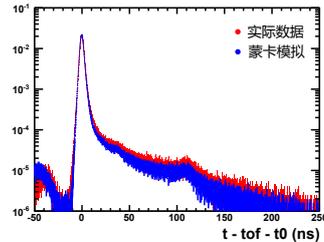


图 2.32 射程为 $10 - 15\text{ m}$ 的停止 μ 事例的时间残差分布（指数）。在主分布区间内，实际数据分布（红色）与蒙卡模拟分布（蓝色）符合。

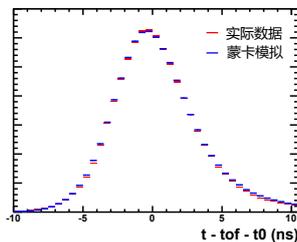


图 2.33 停止 μ 产生的衰变电子事例的时间残差分布（线性）。在主分布区间内，实际数据分布（红色）与蒙卡模拟分布（蓝色）符合。

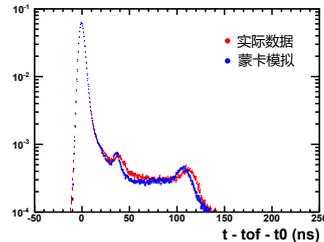


图 2.34 停止 μ 产生的衰变电子事例的时间残差分布（指数）。在主分布区间内，实际数据分布（红色）与蒙卡模拟分布（蓝色）符合。

2.3.5 时间质量监测

为了在不打断探测器运行的条件下监测光电倍增管时间响应的变化，超级神冈实验中采用自动时间刻度系统来监测时间响应情况。自动时间刻度系统与图 2.14 所示的时间刻度系统具有类似的设置，只是激光触发频率较低。时间刻度系统的激光触发频率通常设置为 16 Hz，以在尽量短的时间内采集尽量多的刻度数据，而自动时间刻度系统的触发频率通常设置为 1/36 Hz，以减少对正常运行下物理事例的采集的影响。

利用自动时间刻度系统采集的数据，可每天对光电倍增管时间响应乃至探测器运行状况进行监测。为了达到上述的监测目的，开发了一套自动时间刻度报警程序。该程序主要有如下三种功能：首先，对各光电倍增管之间的相对时间响应差异进行监测，当各光电倍增管之间的相对时间响应差异过大时，自动向负责时间刻度的专家发送警报邮件，报告该异常的详细情况。其次，该程序对每个运行号中的自动时间刻度数据进行处理并计算出各光电倍增管的时间响应相对于期望时间响应的差异，以此达到对时间响应乃至探测器运行状况进行长期监测的目的。最后，前端电子学系统的调整（例如重新设置时钟分配器）有可能会影响各光电倍增管的时间响应，带来某种不依赖于输出电荷量的时间偏置，在这种情况下，利用自动时间刻度事例，自动时间刻度报警程序可自动计算出电子学调整前后各路光电倍增管的时间响应差异，并对 TQmap 表进行修正。

自超级神冈 IV 开始运行至今，内部探测器中的光电倍增管的时间响应基本稳定。在 2008 年 11 月和 2009 年 12 月，超级神冈 IV 进行了两次时钟分配器的重置，以减少噪声。在每次重置后，TQmap 表都相应地得到了修正。

2.3.6 小结与展望

超级神冈 IV 中采用的新电子学系统具有更宽的动态范围、更低的噪声水平以及其它方面的改进。基于新电子学系统，设计了一整套的精确时间刻度方案，并开发了相应的时间刻度程序。在该时间刻度方案中，首先，利用时间刻度系统采集时间刻度事例，进行相对时间刻度得到 TQmap 表，以修正内部探测器中各光电的相对时间响应差异。其次，基于修正后的各光电倍增管的相对时

间，获得对内部探测器中所有光电倍增管同一的时间分辨，并提供给蒙卡模拟程序作为输入量。完成相对时间刻度并获得时间分辨后，利用激光刻度事例顶点重建以及物理事例时间残差分布来对时间刻度进行检验。检验结果表明：各光电倍增管的相对时间差异准确地得到了修正，且蒙卡模拟的全局时间分辨与实际数据的全局时间分辨相符。最后，利用自动时间刻度报警程序对时间响应的长期稳定性进行监测。

虽然相对时间修正有良好的准确度且模拟中全局时间分辨与真实数据情况能较好地符合，但是，如何减小非直接光对相对时间刻度和全局时间分辨获得的影响仍然是未完全解决的问题。若能够开发一套激光时间刻度事例蒙卡模拟程序，将有助于理解非直接光对时间刻度的影响，进而改进时间刻度方法，改善时间刻度的质量。

第3章 FC事例的选择与重建

寻找具有云南站或 Kolar 事例特征的 WIMP 候选者所使用的数据样本为经选择和物理重建过的 Fully Contained (FC) 事例^[106,110,111]。超级神冈实验中, FC 事例定义为仅在内部探测器中引起击中并且末态带电粒子全部停止在探测器内的事例, FC 事例样本主要用来进行中微子振荡和质子衰变研究。

在3.1节和3.2节中, 将分别对 FC 事例的选择和 FC 事例的重建进行简要介绍。在3.3节中, 将叙述本人在超级神冈 IV 事例重建部分的工作—粒子类型鉴别 (Particle Identification, PID) 检验。

3.1 FC事例的选择

超级神冈实验采集到的数据大部分是由宇宙线中从上之下入射的 μ 和低能放射性本底 (例如氡) 引起的本底事例。利用双层探测器结构 (ID 和 OD), 通过要求作为反符合的 OD 中没有响应, 可去除大部分宇宙射线 μ 事例。由于放射性本底事例通常能量较低, 且作用位置接近于探测器边缘, 通过设置能量阈和约束事例顶点, 可排除大部分低能放射性本底事例。为了从原始数据中选择出 FC 事例, 需要进行如下 5 个步骤的事例选择^[106,110,111]。

第 1 步选择

第 1 步选择的目的是减少低能放射性本底事例、宇宙线 μ 事例以及 μ 衰变产生的电子事例。相应的事例选择标准为: (1) ID 在 300 ns 滑动时间窗内收集到的总电荷量的最大值 $PE_{300} < 200$ p.e. (约相当于 22 MeV 电子的能量), 以减少放射性本底事例; (2) OD 在 800 ns 滑动时间窗内总击中数的最大值 $NHITA_{800} \leq 50$, 以减少宇宙线 μ 事例; (3) 当前事例相对于上一个事例的时间差 $TDIFF > 100 \mu s$, 以减少 μ 衰变产生的电子事例。

第2步选择

第2步选择的目的是进一步减少宇宙线 μ 事例，并减少低能本底事例以及电子学噪声事例。相应的事例选择标准为：（1）OD在800 ns滑动时间窗内总击中数的最大值 $NHITA_{800} \leq 25$ ，以减少宇宙线 μ 事例；（2）ID中所有被击中的光电倍增管的最大输出电荷量 PE_{max} 与 PE_{300} 之比满足 $PE_{max}/PE_{300} < 0.5$ ，以减少低能本底事例以及电子学噪声事例。

第3步选择

第3步选择的目的是减少在OD中引起响应较小的宇宙线 μ 事例、低能事例以及噪声事例（例如闪光事例）等。第3步选择总共包含6个子项：贯穿 μ 事例排除、停止 μ 事例排除、电缆孔 μ 事例排除、闪光事例排除、偶然符合事例排除以及低能事例排除。在第3步选择中，某些本底事例的排除需要利用到贯穿 μ 、停止 μ 等事例的重建程序输出的信息。以贯穿 μ 事例排除为例，同时满足如下各条件的事例被排除：（1） $PE_{max} > 230 \text{ p.e.}$ ；（2） μ 拟合程序的拟合优度大于0.75；（3）事例在OD中入射点附近的击中数 $NHITA_{in} \geq 10$ 且在OD中出射点附近的击中数 $NHITA_{out} \geq 10$ 。第3步选择中其它事例的排除详见描述了超级神冈FC事例选择标准的参考文献^[106,110,111]。

第4步选择

经过第3步选择，剩下的本底事例中主要是闪光事例。闪光事例不是物理事例，而是由光电倍增管放电引起。闪光事例具有以下两个区别于真实物理事例的特征：（1）相对于物理事例，闪光事例的时间残差分布较宽；（2）闪光事例倾向于以一定的时间间隔出现，且闪光事例中输出信号的光电倍增管的几何位置分布具有相似性。基于闪光事例的特点，在第4步选择中，可设置相应的时间分布宽度排除标准，并以一定的算法来计算不同事例中输出信号的光电倍增管的拓扑的关联，以排除闪光事例^[106]。

第5步选择

在第5步选择中，进一步排除剩余的宇宙线停止 μ 、不过切仑科夫阈的低能宇宙线 μ （不可见 μ ）衰变产生的电子、偶然符合宇宙线 μ 以及长尾闪光事例。

经过以上5步的选择，被选择的事例即为FC事例。FC事例包含中微子事例，以及少量的宇宙线 μ 、高能宇宙线 μ 产生的中子、光电倍增管闪光事例等本底事例。选择出FC事例后，对FC事例进行物理量重建（见3.2节）。为了进一步排除本底事例，要求重建得到的事例相互作用顶点距内部探测器顶部、底部及桶部的距离大于2 m（即位于有效体积“Fiducial Volume”内），并要求该事例的可见能量 E_{vis} 大于30 MeV。经上述选择得到的事例称为FCFV事例。

自超级神冈IV开始运行至今，FC事例选择中经各步选择后的事例率见图3.1，FCFV事例率基本稳定在约 8 day^{-1} 的水平。

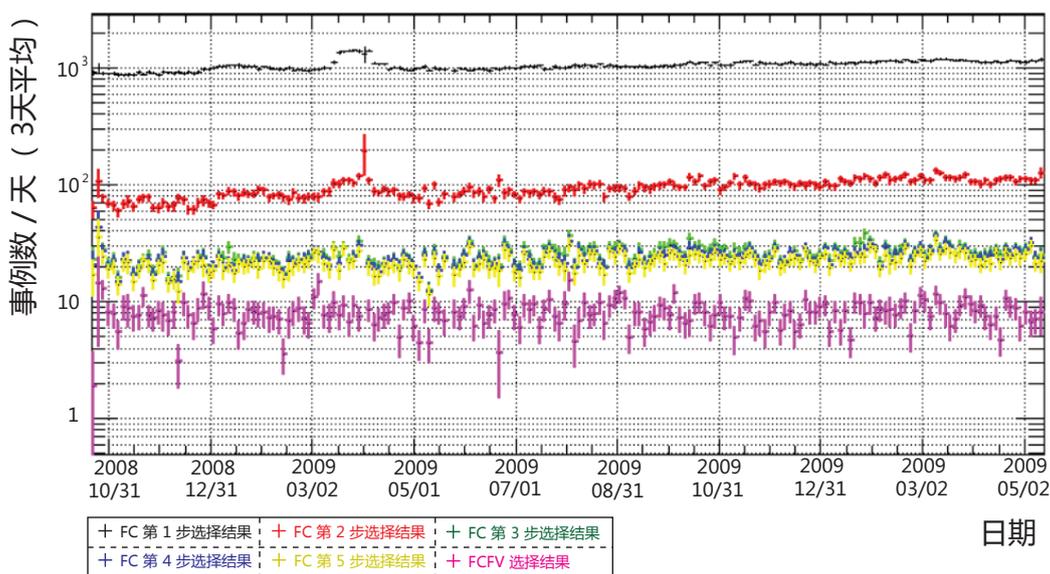


图3.1 超级神冈IV中经每步FC事例选择后得到的事例的事例率。FCFV事例率基本稳定在约 8 day^{-1} 的水平。

3.2 FC 事例的重建

FC 事例的重建^[106,110]包括如下几个步骤：(1) 顶点拟合、(2) 切仑科夫环识别、(3) 粒子类型鉴别、(4) 动量重建、(5) 切仑科夫环数修正以及 (6) μ 衰变产生电子的寻找。下面对每个步骤进行简要介绍。

3.2.1 顶点拟合

对某事例，重建程序在相互作用顶点参数取值下计算时间残差，当光电倍增管的时间残差分布的具有最尖锐的峰时，顶点位置参数的值即为该事例的重建顶点。同时，该事例的运动方向及最主要的切仑科夫环的边缘亦得以确定。顶点拟合包含三个步骤：点拟合、环边缘寻找以及精细拟合。

点拟合中，假设各光电倍增管的击中由某点源引起，进而粗略地拟合出事例顶点位置。拟合函数的形式为：

$$G_p = \frac{1}{N} \sum_i \exp\left(-\frac{(t'_i - t_0)^2}{2(1.5 \cdot \langle \sigma \rangle)^2}\right) \quad (3-1)$$

其中， N 是被击中的光电倍增管的总数， t'_i 是经飞行时间修正过的光电倍增管击中时间， t_0 是时间零点， $\langle \sigma \rangle$ 为光电倍增管的典型时间分辨，取为 2.5 ns。拟合函数取最大值时，得到该事例的顶点。

在环边缘寻找这一步中，环边缘以及事例运动方向得以确定。拟合函数的形式为：

$$Q(\theta_{\text{edge}}) = \frac{\int_0^{\theta_{\text{edge}}} \text{PE}(\theta) d\theta}{\sin \theta_{\text{edge}}} \cdot \left(\frac{d \text{PE}(\theta)}{d\theta} \Big|_{\theta=\theta_{\text{edge}}} \right)^2 \cdot \exp\left(-\frac{(\theta_{\text{edge}} - \theta_{\text{exp}})^2}{2\sigma_\theta^2}\right) \quad (3-2)$$

其中， θ_{exp} 为由切仑科夫光环内的光电倍增管计算出来的期望切仑科夫角， σ_θ 为切仑科夫角的分辨率，在粒子按照某方向运动的情况下， $\text{PE}(\theta)$ 为经过衰减长度和几何接收度修正后的各光电倍增管的输出电荷量 PE 关于切仑科夫光方向（从事例顶点到该击中光电倍增管的方向）与粒子运动方向夹角 θ 的分布， θ_{edge} 为切仑科夫光环边缘所对应的 θ 。 θ_{edge} 通过以下两个条件来确定：

$$\theta_{\text{edge}} > \theta_{\text{peak}} \quad (3-3)$$

$$\frac{d^2PE(\theta)}{d\theta^2} = 0 \quad (3-4)$$

其中, θ_{peak} 是 $PE(\theta)$ 峰值所对应的 θ 。粒子运动方向和环边缘张角 θ_{edge} 改变时, $Q(\theta_{\text{edge}})$ 的值亦相应发生变化。当 $Q(\theta_{\text{edge}})$ 取最大值时, 即确定了事例运动方向和环边缘张角。

确定了切仑科夫环边缘后, 利用切仑科夫光环内的击中的时间和电荷信息, 对事例进行精细拟合。精细拟合又称为 TDC-Fit。在 TDC-Fit 中, 将粒子的径迹长度以及非直接光的影响考虑进来, 以更准确地确定事例的作用顶点及运动方向。

超级神冈 IV 中, 对中微子蒙卡事例的重建结果给出: FCFV 事例 (定义见前文) 的顶点重建精度约为 30 cm, 方向重建精度约为 $0.8^\circ - 3.0^\circ$ [112]。

3.2.2 切仑科夫环识别

获得事例的作用顶点以及主要的切仑科夫环的方向后, 需进一步寻找该事例中可能存在的其它的切仑科夫环。超级神冈实验中利用 Hough 变换 [113] 的方法来寻找切仑科夫环候选者 [106,110]。

切仑科夫环识别程序首先尝试寻找主切仑科夫环之外的第一个可能存在的切仑科夫环, 若找到了一个候选者, 则对其利用最大似然法进行检验, 若检验结果显示该环为真正的切仑科夫环, 则继续尝试寻找下一个可能的切仑科夫环。切仑科夫环识别程序的最大尝试次数为 4, 即每个事例中被识别的切仑科夫环的数目的上限为 5。

超级神冈 IV 中, 对中微子蒙卡事例的重建结果给出: 对单环事例, 环识别效率约为 93%; 对多环事例, 环识别效率约为 92% (随总电荷量增大, 会有所降低) [112]。

3.2.3 粒子类型鉴别

超级神冈实验中将粒子分为两种类型: 簇射类型 (如 e^\pm 、 γ 等) 和非簇射类型 (如 μ^\pm 、 π^\pm 等)。簇射类型又称为 e -like 类型, 非簇射类型又称为 μ -like 类型。粒子类型鉴别程序利用粒子产生的切仑科夫光环的模式和

切仑科夫角来判断粒子的类型。为了进行粒子鉴别，首先利用“环分离”程序^[106,110]来获得每个切仑科夫环在各被击中的光电倍增管中贡献的输出电荷量。进一步，对每个环，得到其经衰减长度和几何接收度修正后的电荷量相对于张角 θ 的分布 $PE_i(\theta)$ 。之后，将 $PE_i(\theta)$ 分布与 e -like假设下的期望分布 $PE_i^{e\text{-like}}(\theta)$ 和 μ -like假设下的期望分布 $PE_i^{\mu\text{-like}}(\theta)$ 分别进行比较，并分别计算 $PE_i(\theta)$ 与 $PE_i^{e\text{-like}}(\theta)$ 的符合程度以及 $PE_i(\theta)$ 与 $PE_i^{\mu\text{-like}}(\theta)$ 的符合程度，最后，比较两假设下各自的符合程度，哪个符合得较好，则该环对应的粒子即被确定为相应的类型。

超级神冈IV中，对中微子蒙卡事例的重建结果给出：在动量为 $\sim 1 \text{ GeV}/c$ 时， μ 被误判成 e -like的概率约为0.5%，而电子被误判成 μ -like的概率约为0.3%^[112]。

除了利用中微子蒙卡事例进行粒子类型鉴别检验，还可以利用停止 μ 样本及其蒙卡模拟进行粒子类型鉴别检验，详见3.3节。

3.2.4 动量重建

利用 70° 切仑科夫光锥内的各击中光电倍增管的经过环分离所得到的分电荷量 $q_{i,n}^{\text{obs}}$ （其中 i 用来标识光电倍增管， n 用来标识切仑科夫光环），可计算出该环所对应的总修正电荷量 $RTOT_n$ ^[106,110]：

$$RTOT_n = \frac{G_{\text{MC}}}{G_{\text{DATA}}} \left\{ \alpha \cdot \sum_{\substack{\theta_{i,n} < 70^\circ \\ -50 \text{ ns} < t_i < 250 \text{ ns}}} [q_{i,n}^{\text{obs}} \cdot \exp(\frac{d_i}{L}) \cdot \frac{\cos \Theta_i}{f(\Theta_i)}] - \sum_{\theta_{i,n} < 70^\circ} S_i \right\} \quad (3-5)$$

其中， α 为归一化因子， G_{MC} 和 G_{DATA} 分别为蒙卡模拟和真实数据中PMT增益因子， $\theta_{i,n}$ 为第 n 个切仑科夫环中从事例顶点到某光电倍增管 i 的连线方向与该环方向的夹角， t_i 为从光电倍增管响应时间中减去飞行时间和时间分布峰值所得到的时间残差， L 为光在水中的衰减长度， d_i 为从事例顶点到光电倍增管 i 的距离， Θ_i 为切仑科夫光在光电倍增管 i 上的入射角， $f(\Theta)_i$ 为几何接收度修正因子， S_i 为光电倍增管 i 的由散射光贡献的期望修正输出电荷量。利用(3-5)计算得到 $RTOT_n$ 后，可通过 $RTOT_n$ 与动量之间的一一对应关系确定该切仑科夫环所对应的带电粒子的动量。

在超级神冈 IV 中，进一步将反射光的影响考虑进 $RTOT_n$ 的计算中，并对光在水中的衰减长度进行了系统偏差修正，使得蒙卡模拟和实际数据的动量重建结果有更好的符合^[108]。

动量重建的检验及系统误差详见2.2.2节。

3.2.5 切伦科夫环数修正

若找到的总环数大于 2，则进一步进行环数修正。当某切伦科夫环的重建动量较小或与另一个有非常大能量的环的击中分布有较多的重合时，切伦科夫环数修正程序将该环视为一个被误识别的环，并将其排除。

3.2.6 μ 衰变产生电子的寻找

衰变电子寻找程序对初始事例 (μ) 后可能出现的衰变电子进行寻找，并给出初始事例后出现的衰变电子总数、各衰变电子的类型、出现时间、引起的击中数以及电子顶点、方向等物理信息。超级神冈 IV 中，按照衰变电子事例与初始事例之间的时间差将衰变电子事例分为 GATE、BYEBYE、SUB 以及 GATE_IN_SUB 四种类型，示意于图3.2中。寻找程序首先估计电子学噪声水平，在扣除电子学噪声在时间分布上的本底的基础上，通过 50 ns 的滑动时间窗来寻找衰变电子候选者。对与初始事例时间间隔为 600 ns 以上的事例，寻找程序使用专门的低能事例拟合程序 (KAIFIT) 来对衰变电子事例进行拟合。

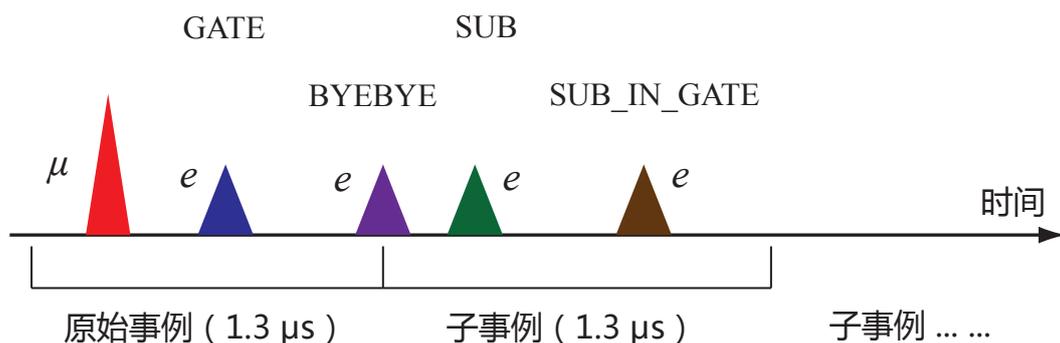


图 3.2 μ 衰变产生电子按照与初始事例时间差所划分出的类型

超级神冈 IV 中记录初始事例后 40 μ s 内的击中，而早先的超级神冈实验只记录初始事例后 1.3 μ s 内的击中，由于超级神冈 IV 相对于早先的超级神冈实

验记录更长时间范围内的击中，衰变电子寻找程序相应地进行了改进，以提高寻找效率。超级神冈 III 中， μ 衰变产生的电子的寻找效率约为 73%，而超级神冈 IV 中， μ 衰变产生的电子寻找效率分别约为 89%，相较于早先的超级神冈实验，超级神冈 IV 中的衰变电子寻找效率有了显著提高^[114]。

3.3 粒子类型鉴别检验

超级神冈实验中，可利用停止 μ 事例以及衰变电子来对粒子类型鉴别进行检验。该检验的目的是评估粒子鉴别程序的性能，给出粒子类型误判几率，研究在何种情况下误判会发生，并且如果有需要，对粒子鉴别程序作出改进。

粒子鉴别检验中所使用的实际数据样本为 2008 年 10 月至 2009 年 10 月共 13 个月的停止 μ 事例样本，并使用蒙卡模拟数据作为比较。蒙卡模拟事例由超级神冈 IV 蒙卡模拟程序产生，产生日期为 2008 年 8 月 26 日，蒙卡程序中使用的纯水透明度参数为 2009 年 4 月的微调参数。事例重建中所使用的高能事例重建包的版本为 09e。

下面介绍对停止 μ 和衰变电子事例的重建、检验事例的选择、检验结果与分析^[115]。

3.3.1 停止 μ 和衰变电子事例的重建

停止 μ 事例及衰变电子事例均为单环事例。粒子鉴别检验中，采用如下重建过程对停止 μ 和衰变电子事例进行重建：

1. 读取事例（对蒙卡模拟事例，同时读取事例的真实信息）
2. 利用停止 μ 重建程序 STMFIT 对停止 μ 进行重建，得到其入射点位置、运动方向、拟合优度等信息
3. 对停止 μ 事例进行粒子鉴别，得到判断成 e -like 和 μ -like 的概率，并计算粒子鉴别估计量（见下文）
4. 利用 MSFIT 拟合程序来改善停止 μ 的运动方向重建结果
5. 重建停止 μ 的动量，同时得到切仑科夫角等其它信息
6. 利用衰变电子寻找程序 MUECHK 来寻找停止 μ 衰变产生的电子，要求只找到一个衰变电子，且与停止 μ 的时间差大于 600 ns

7. 将事例时间窗起点位置设置到衰变电子产生的时间
8. 使用顶点拟合程序 TFAFIT 对衰变电子进行重建，得到其产生顶点位置、运动方向、切仑科夫角、拟合优度等信息
9. 对衰变电子事例进行粒子鉴别，得到判断成 e -like 和 μ -like 的概率，并计算粒子鉴别估计量（见下文）
10. 重建衰变电子的动量，同时改进切仑科夫角的拟合结果并得到其它信息

上述重建过程应用于真实事例 (DATA) 和蒙卡模拟事例 (MC)。对蒙卡模拟事例，在第 3 步和第 9 步中，除了采用重建信息作为粒子鉴别的输入量，还可以采用事例真实信息作为粒子鉴别输入量，通过这种方法，可以排除顶点、方向等物理量的重建误差对粒子鉴别的影响，该方式称为 VMC 方法。因此，总共有 DATA、MC 和 VMC 三种检验粒子鉴别程序的方式。

粒子鉴别估计量 P_{PID} 定义为：

$$P_{PID} = \sqrt{-\log P(e)} - \sqrt{-\log P(\mu)} \quad (3-6)$$

其中， $P(\mu)$ 为切仑科夫环为 μ -like 的概率， $P(e)$ 为切仑科夫环为 e -like 的概率。 $P(\mu, e)$ 为 $P^{pattern}(\mu, e)$ 和 $P^{angle}(\mu, e)$ 的乘积：

$$P(\mu, e) = P^{pattern}(\mu, e) \cdot P^{angle}(\mu, e) \quad (3-7)$$

其中， $P^{pattern}(\mu, e)$ 为通过切仑科夫环击中模式得到的粒子类型为 μ -like 或 e -like 的概率， $P^{angle}(\mu, e)$ 为通过切仑科夫角得到的粒子类型为 μ -like 或 e -like 的概率（见 3.2.3 节及参考文献^[106,110]）。当 $P_{PID} > 0$ 时，粒子被鉴别为 μ -like；当 $P_{PID} < 0$ 时，粒子被鉴别为 e -like。

3.3.2 粒子鉴别检验事例的选择

采用如下选择标准来选出用来进行粒子鉴别检验的事例：

1. 停止 μ 的入射点位于内部探测器顶部，且距桶部的距离大于 2 m
2. 停止 μ 的运动方向近似垂直向下，运动方向的 z 分量 $dir_z < -0.9$
3. 停止 μ 拟合程序的拟合优度大于 0.5
4. 停止 μ 的动量在 0.2 – 10 GeV/c 范围内

5. 当停止 μ 动量小于 $1 \text{ GeV}/c$ 时, 能损在 $1.8 - 5.0 \text{ MeV}/c/cm$ 范围内; 当停止 μ 动量大于 $1 \text{ GeV}/c$ 时, 能损在 $1.8 - 3.0 \text{ MeV}/c/cm$ 范围内
6. 只找到 1 个衰变电子, 且与停止 μ 事例的时间差大于 600 ns
7. 衰变电子的产生顶点距内部探测器顶部、桶部以及底部的距离大于 2 m
8. 衰变电子顶点拟合的优度大于 0.65
9. 衰变电子的动量在 $30 - 60 \text{ MeV}/c$ 之间
10. 停止 μ 的衰变时间在 $1.2 - 10 \mu\text{s}$ 之间

通过以上选择, 获得了较纯净的停止 μ 及其静止时衰变产生的电子样本。以上各选择步骤的选择结果列于表 3.1 中。

表 3.1 停止 μ 及衰变电子事例选择结果 (VMC 的结果与 MC 相同, 不再另行列出)

步骤	DATA 事例数	DATA 选择效率	MC 事例数	MC 选择效率
0	2225762	100%	256365	100%
1	885054	39.76%	105973	41.34%
2	309222	13.89%	37601	14.67%
3	285477	12.83%	35079	13.68%
4	282835	12.71%	35012	13.66%
5	169633	7.62%	21386	8.34%
6	169633	7.62%	21386	8.34%
7	142057	6.38%	17916	6.99%
8	124482	5.59%	17330	6.76%
9	86380	3.88%	11463	4.47%
10	78699	3.54%	10462	4.08%

3.3.3 粒子鉴别检验结果及分析

粒子鉴别检验的结果为: 对 DATA, μ 被误判成 e -like 的概率为 $0.032 \pm 0.006\%$, 电子被误判成 μ -like 的概率为 $1.25 \pm 0.04\%$; 对 MC, μ 被误判成 e -like 的概率为 $0.09 \pm 0.09\%$, 电子被误判成 μ -like 的概率为 $0.72 \pm 0.08\%$; 对 VMC, μ 被误判成 e -like 的概率为 $0.08 \pm 0.03\%$, 电子被误判成 μ -like 的概率为 $0.51 \pm 0.07\%$ 。DATA 和 MC 之间存在一定的不一致, 有待进一步的研究。通过比较 MC 和 VMC, 由物理量重建误差贡献的粒子类型误判占有所有误

判的约 30%。粒子鉴别检验的结果表明：粒子类型误判率较低。粒子类型误判率随时间的变化列于表 3.2 中。

表 3.2 粒子类型误判率随时间的变化。误判率在误差范围内不随时间有显著变化。

月份	μ 被误判的概率	电子被误判的概率
2008/10	$0.052 \pm 0.037\%$	$1.30 \pm 0.18\%$
2008/11	$0.016 \pm 0.016\%$	$1.19 \pm 0.14\%$
2008/12	$0.016 \pm 0.016\%$	$1.29 \pm 0.14\%$
2009/01	$0.082 \pm 0.033\%$	$1.33 \pm 0.13\%$
2009/02	$0.053 \pm 0.031\%$	$1.30 \pm 0.15\%$
2009/03	$0.057 \pm 0.029\%$	$1.04 \pm 0.12\%$
2009/04	$< 0.073\% (99\% CL)$	$1.13 \pm 0.13\%$
2009/05	$0.028 \pm 0.020\%$	$1.16 \pm 0.13\%$
2009/06	$< 0.070\% (99\% CL)$	$1.35 \pm 0.14\%$
2009/07	$0.016 \pm 0.016\%$	$1.11 \pm 0.13\%$
2009/08	$0.017 \pm 0.017\%$	$1.44 \pm 0.16\%$
2009/09	$0.028 \pm 0.020\%$	$1.27 \pm 0.13\%$
2009/10	$0.073 \pm 0.052\%$	$1.46 \pm 0.23\%$

粒子鉴别估计量的分布示意于图 3.3 中， μ 的粒子鉴别评估量被乘以 0.2 的因子。对 μ 来说，DATA 与 MC 有较好的符合度，且误判率相对较低。对电子来说，DATA 与 MC 的有一定的不一致，且误判率相对较高。电子误判率较高可能与其粒子鉴别估计量在约 -1 处的小峰有关系。

衰变电子的误判与其沿运动方向到内部探测器桶部、顶部或底部的距离 to-wall 及切仑科夫角有关。VMC 方式下，衰变电子在不同 to-wall 及重建切仑科夫角条件下的检验事例数及误判事例数分别示于图 3.4 和图 3.4 中。VMC 方式下，衰变电子的粒子鉴别评估量随 to-wall 和重建切仑科夫角的变化分别示于图 3.6 和图 3.7 中。当重建切仑科夫角大于 50° 时，误判倾向于发生，且误判率随着 to-wall 的增大而增大。对衰变电子误判率随 to-wall 及重建切仑科夫角的变化理解将有助于粒子鉴别程序的改进。

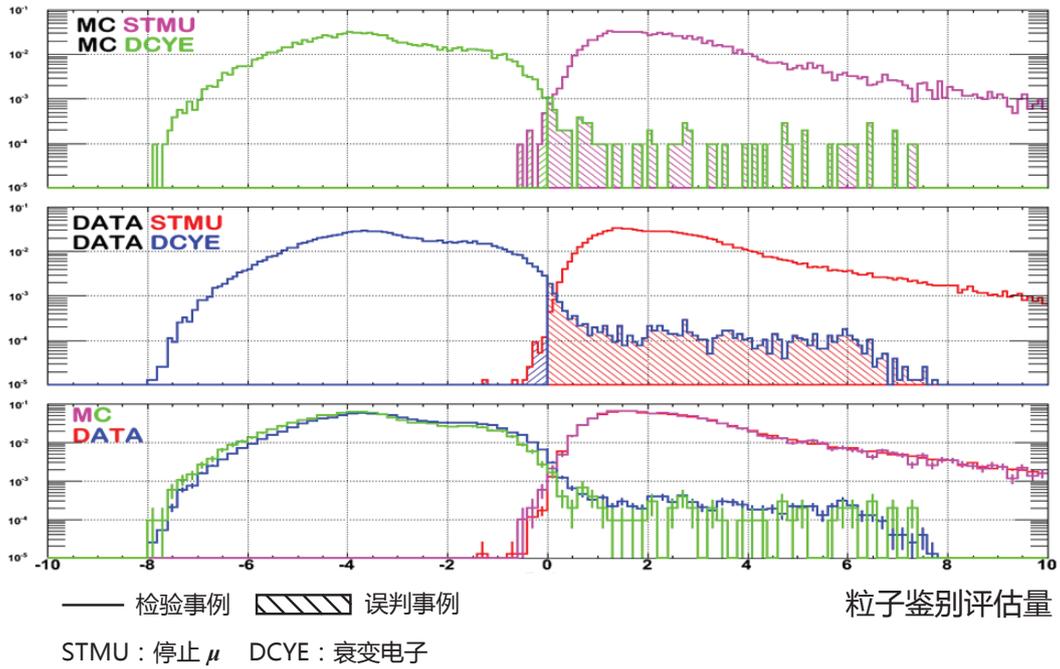


图 3.3 粒子鉴别评估量分布。为了便于观察， μ 的粒子鉴别评估量被乘以了 0.2 的因子。对 μ 来说，DATA 与 MC 有较好的符合度，且误判率相对较低；对电子来说，DATA 与 MC 的有一定的不一致，且误判率相对较高。电子的误判可能由其在水介质中的多重散射引起。 μ 衰变产生的电子的能量较低，相较于高能电子，多重散射较严重，误判率相对较高。

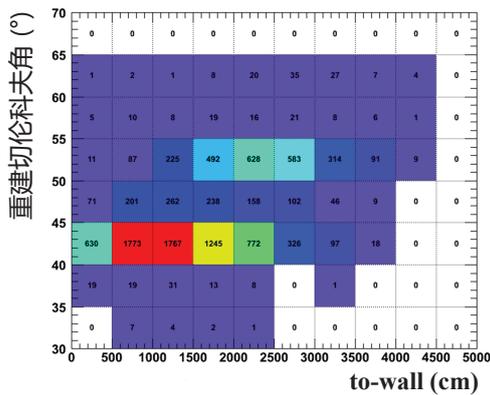


图 3.4 衰变电子在不同 to-wall 及重建切伦科夫角条件下的检验事例数

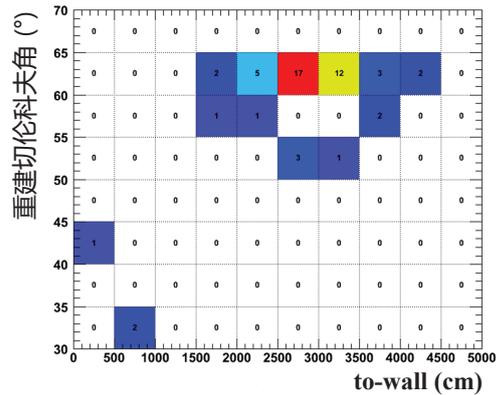


图 3.5 衰变电子在不同 to-wall 及重建切伦科夫角条件下的误判事例数

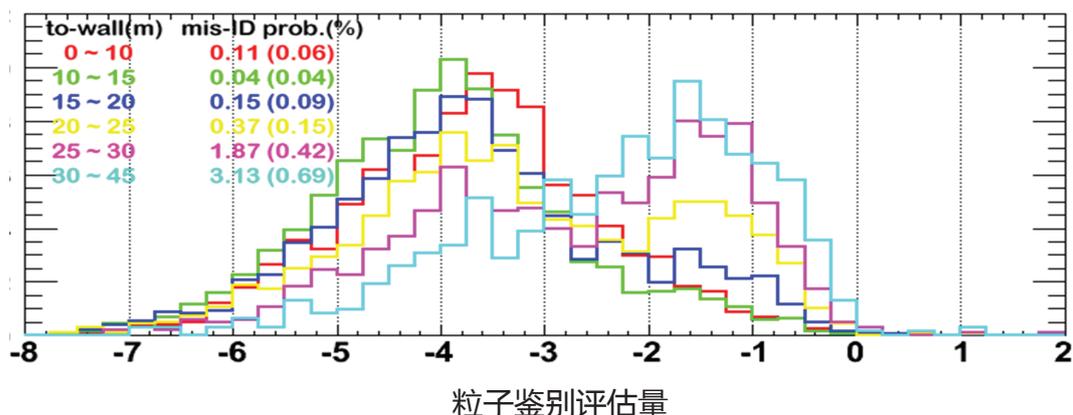


图 3.6 衰变电子的粒子鉴别评估量随 to-wall 的变化。to-wall 增大时，误判的几率也相应地增大。

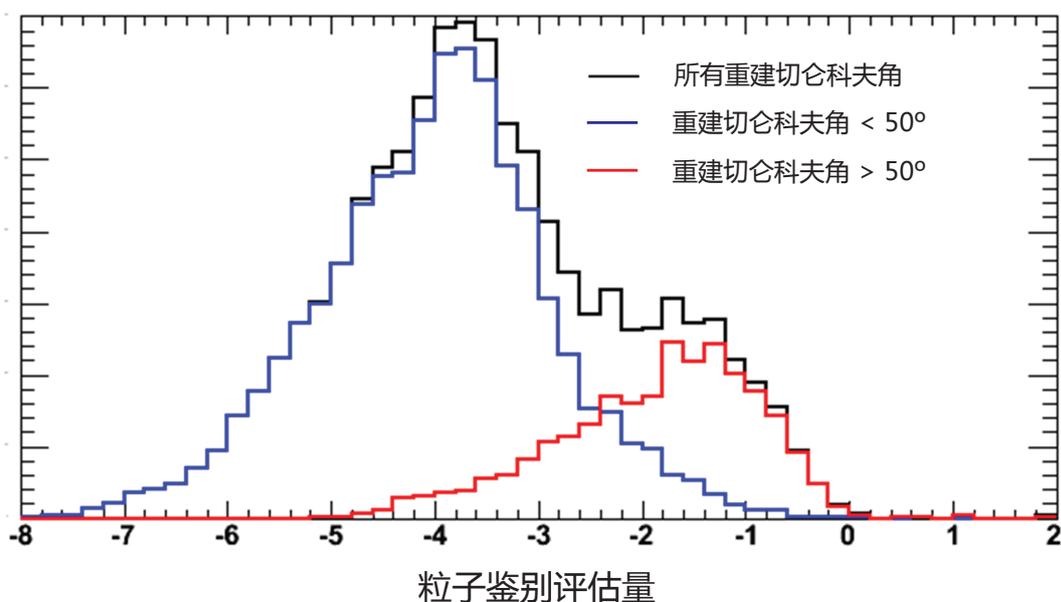


图 3.7 衰变电子的粒子鉴别评估量随重建切伦科夫角的变化。重建切伦科夫角大于 50° 的情况下，衰变电子的误判几率较大。

3.3.4 小结与展望

粒子鉴别检验的结果表明：停止 μ 被误判成 e -like 的概率以及停止 μ 衰变产生的电子被误判成 μ -like 的概率均较低，且粒子类型误判率随时间的变化不大。真实数据与蒙卡模拟的分析结果存在一定的不一致，有待进一步的研究。

物理量重建误差对粒子类型误判的贡献约为 30%。相较于 μ ，衰变电子的能量较低，相应地，误判率也较高。衰变电子的误判率与其 to-wall 及重建切仑科夫角的大小有关。对衰变电子误判率随 to-wall 及重建切仑科夫角的变化理解将有助于粒子鉴别程序的改进。

第4章 WIMP 带电激发态粒子的寻找

如1.3节所述,在超级神冈实验中,若能够找到某种长寿命、弱作用、重带电粒子,则该粒子可能是 WIMP 的某种带电激发态。在4.1节中,将对超级神冈实验中 WIMP 的直接寻找方案进行讨论,并给出本论文中对 WIMP 带电激发态粒子进行直接寻找的方法。寻找 WIMP 带电激发态粒子所使用的数据样本为 FC 事例样本。在4.2节中,将给出从 FC 事例样本中选择 WIMP 带电激发态事例的选择标准。在4.3节中,将给出 WIMP 带电激发态粒子衰变事例的寻找结果。在4.4节中,基于现有的实验数据,对 WIMP 带电激发态粒子的通量进行估算。最后,在4.5节中,将对本章内容进行小结和展望。

4.1 WIMP 带电激发态粒子的直接寻找方案

在超级神冈实验中,对具有云南站实验和 Kolar 实验奇异事例特征的 WIMP 事例(见1.3节),有如下两种可能的直接寻找模式:碰撞模式(云南站模式)和衰变模式(Kolar 模式)。下面对两种模式分别作讨论。

在碰撞模式中, WIMP 候选者 C^0 与探测器周围岩石、探测器结构物质或水介质中的核子发生非弹性散射,产生 WIMP 的某种带电激发态 C^\pm 、反冲核以及其它较轻的粒子(如 π^\pm 等),一个典型的可能的过程由(1-21)给出。若碰撞发生的位置在内部探测器外,则反应产物有可能不全部进入内部探测器中。即使反应产物全部进入内部探测器中或碰撞发生的位置在内部探测器中,虽然产物中较轻的带电粒子有可能过切仑科夫阈且在内部探测器中沉积绝大部分能量,但反冲核以及 C^\pm 等较重的粒子可能不过切仑科夫阈,或不在内部探测器中沉积全部能量。以 C^\pm 为例,由于 C^\pm 的预期静止质量较大, C^\pm 很可能在速度降到切仑科夫阈以下之前穿出内部探测器,或在穿出内部探测器之前速度已降到切仑科夫阈以下,使得重建得到的动量仅为 C^\pm 实际动量的下限。对于上述讨论的各种情况,碰撞产物的能动量信息不能够被准确地确定,使得反应产物中含 WIMP 带电激发态粒子 C^\pm 的 WIMP 碰撞事例不能够很好地与中微子事例等本底区分开来。

在衰变模式中，直接对进入到内部探测器的 C^\pm 的衰变产物进行探测（若 C^\pm 可以衰变）。若衰变产物中有一个或多个带电粒子穿出内部探测器，则重建得到的母粒子的能动量仅为其真实能动量的下限，这种情况下，较难确定母粒子是否为 WIMP 的带电激发态粒子。若衰变产物最终在内部探测器中停止运动，则其能动量信息可准确地确定下来，利用衰变产物的能动量，可重建出母粒子的静止质量，而且，利用衰变产物的电荷量信息，可确定母粒子的电荷量。若母粒子的静止质量较大（大于核子质量）且带电，则该母粒子可能是所要寻找的 WIMP 带电激发态粒子。

结合以上讨论及云南站事例和 Kolar 事例的特点（见 1.3 节），在超级神冈实验中，探测 WIMP 带电激发态粒子的一个可能的图景示意于图 4.1 中。中性 WIMP C^0 与探测器周围的物质发生非弹性散射，产生 WIMP 的某种带电激发态粒子 C^\pm ； C^\pm 运动至超级神冈内部探测器中的水介质中，衰变产生 3 个带电粒子（在衰变产物中可能还有一些中性粒子）；衰变产生的带电粒子在水中沉积全部能量并最终停止在内部探测器中，其能动量信息可用来重建母粒子的静止质量；若最终重建得到的母粒子的静止质量大于核子质量，则有可能该母粒子是所要寻找的 WIMP 带电激发态粒子。为了使得衰变产物中带电粒子的能动量能够被准确地确定，进行数据分析时所使用的样本为 FC 事例样本，即要求衰变产物中带电粒子在内部探测器中沉积所有能量。由于所使用的样本为 FC 样本，要求 C^\pm 在进入内部探测器时，其速度 v_{C^\pm} 是不过切仑科夫阈的，即：

$$\beta_{C^\pm} \equiv \frac{v_{C^\pm}}{c} < \cos \theta_{cwater} \quad (4-1)$$

其中， θ_{cwater} 为水介质中的切仑科夫阈角，在超级神冈实验中取为 42° 。WIMP 带电激发态粒子衰变产生的带电粒子应为弱作用粒子，较可能的情况是带电轻子 μ^\pm 和 e^\pm 。若 WIMP 带电激发态粒子 C^\pm 衰变产物为 3 个带电轻子，则其静止质量 m_{C^\pm} 可表达为：

$$m_{C^\pm} = \sqrt{\left(\sum_{i=1}^3 E_i\right)^2 - \left|\sum_{i=1}^3 \vec{P}_i\right|^2} \quad (4-2)$$

其中, E_i 和 \vec{P}_i 分别为 C^\pm 衰变产生的各带电轻子的能量和动量。结合粒子类型信息, E_i 与 \vec{P}_i 的关系为:

$$E_i = \sqrt{m_i^2(\mu \text{ or } e) + |\vec{P}_i|^2} \quad (4-3)$$

其中, $m_i^2(\mu \text{ or } e)$ 为衰变产物中带电轻子的静止质量。若带电轻子的类型为 μ -like, 则其静止质量取为 μ 的静止质量 $105.6 \text{ MeV}/c^2$; 若带电轻子的类型为 e -like, 则其静止质量取为电子的静止质量 $0.51 \text{ MeV}/c^2$ 。利用(4-2), 可计算出 WIMP 带电激发态粒子 C^\pm 的静止质量。当衰变产物中除了有 3 个带电轻子, 还有静止质量相较于 C^\pm 可忽略的中性粒子 (例如中微子) 时, (4-2) 给出的计算结果为 C^\pm 静止质量的下限。当衰变产物中包含 C^0 时, (4-2) 的计算结果不能反映 C^\pm 的静止质量。

本论文的工作为在超级神冈 IV 中对 WIMP 带电激发态粒子进行初步寻找, 所要寻找的事例为 WIMP 带电激发态粒子衰变为 3 个轻子带电粒子或 3 个轻子带电粒子加轻质量中性粒子的事例。WIMP 带电激发态粒子衰变为 3 个轻子带电粒子或 3 个轻子带电粒子加轻质量中性粒子的事例的寻找中, 所采用的事例样本为 FC 事例样本, 这样, 产物中带电粒子的能动量信息可以被较好地确定。WIMP 带电激发态粒子衰变事例的寻找中主要的本底为中微子事例。本工作中, 所要寻找的 WIMP 带电激发态粒子衰变事例的信号分布区及本底 (主要为中微子事例) 分布区示意于图 4.2 中。WIMP 带电激发态粒子衰变事例的寻找中, 受带电粒子在内部探测器中停止的条件的制约, 重建静止质量的上限定为 $20 \text{ GeV}/c^2$, 而为了减少中微子事例本底, 并满足静止质量大于核子质量的要求, 重建静止质量的下限定为 $2 \text{ GeV}/c^2$ 。进一步地, 要求母粒子的运动速度不过切仑科夫阈, 因而末态粒子动量之和 \vec{P}_{sum} 与重建静止质量 m_{C^\pm} 应满足关系:

$$|\vec{P}_{\text{sum}}| < m_{C^\pm} \cdot \frac{\beta_{\text{cwater}}}{\sqrt{1 - \beta_{\text{cwater}}^2}} \quad (4-4)$$

其中, β_{cwater} 为切仑科夫阈角所对应的带电粒子在水中的运动速度, 大小为 42° , 将 β_{cwater} 的值带入上式, 得到:

$$|\vec{P}_{\text{sum}}| < m_{C^\pm} \cdot \tan 48^\circ \quad (4-5)$$

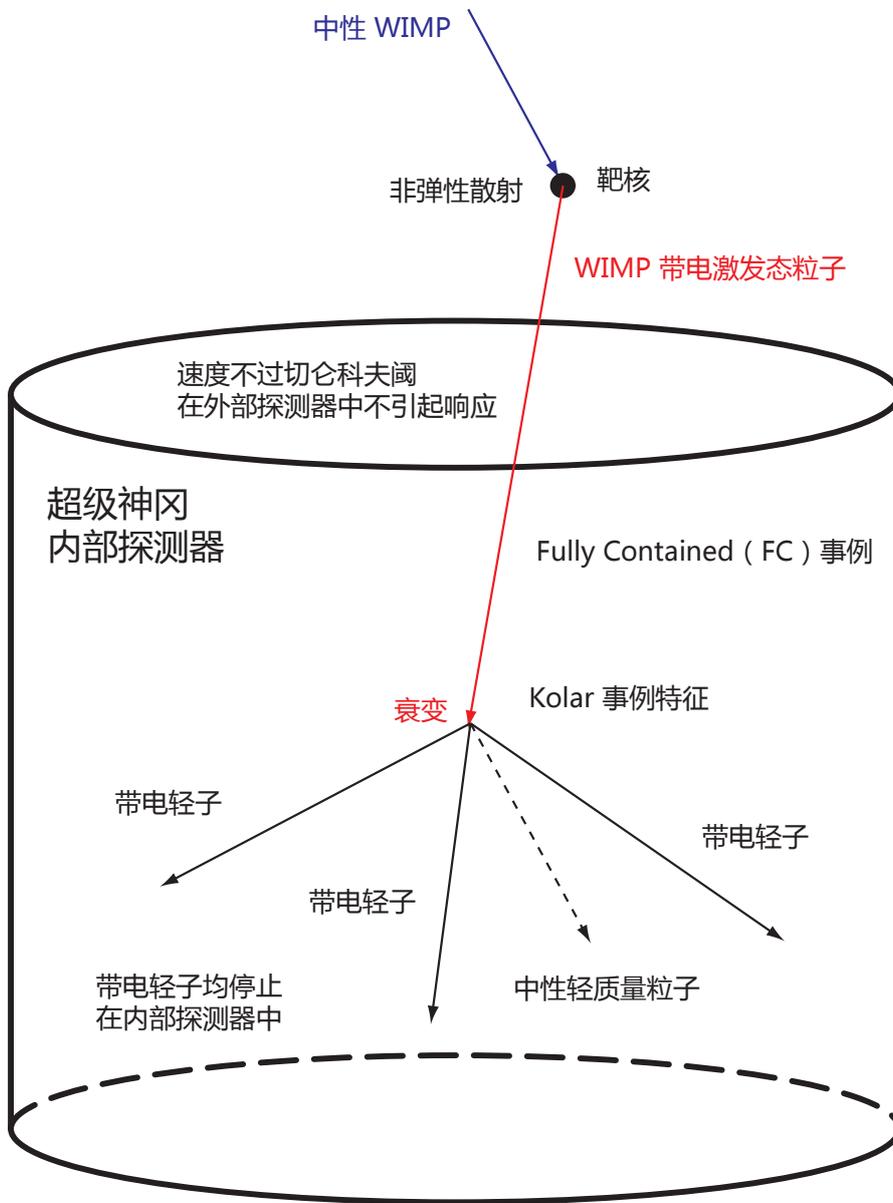


图 4.1 超级神冈实验中 WIMP 带电激发态粒子的直接寻找方案。中性 WIMP 与探测器周围的物质发生非弹性散射，产生 WIMP 的某种带电激发态粒子。入射到内部探测器的 WIMP 带电激发态粒子衰变为 3 个轻子带电粒子或 3 个轻子带电粒子加轻质量中性粒子（Kolar 事例特征）。所使用的数据样本为 FC 事例样本。要求衰变产物中所有带电粒子均停止于内部探测器中，且 WIMP 带电激发态粒子进入内部探测器时不发出切仑科夫光。利用衰变产物中带电粒子的能动能量信息，可确定 WIMP 带电激发态粒子的静止质量（或其静止质量下限）。

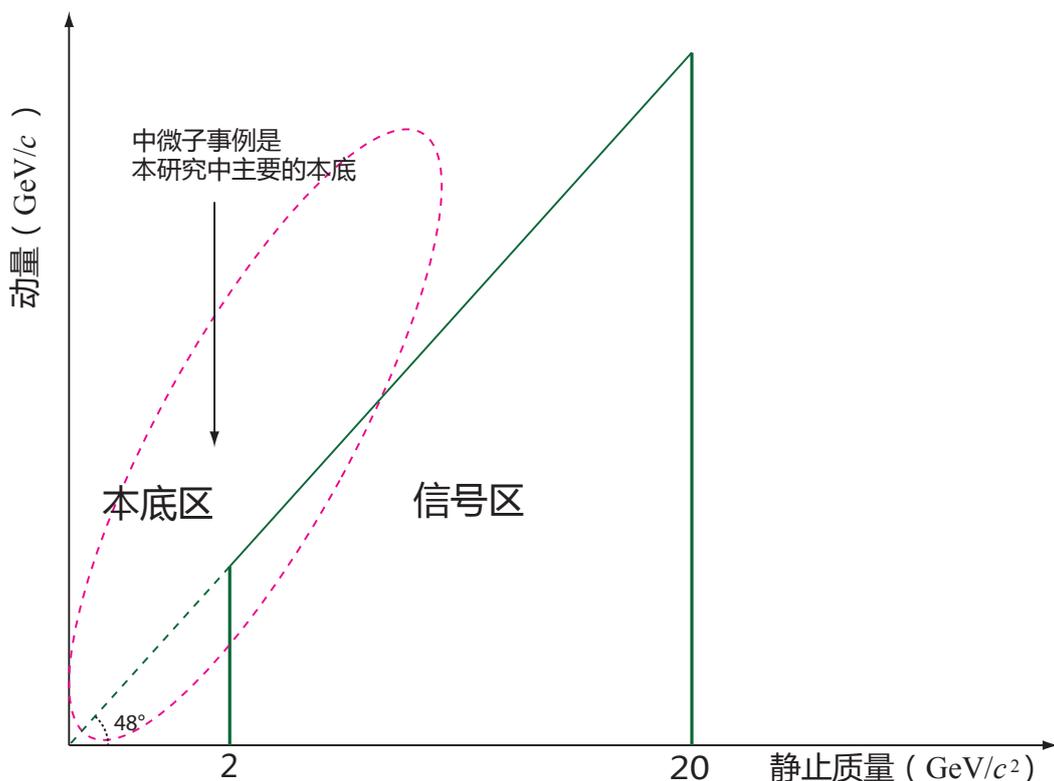


图 4.2 超级神冈 IV 中 WIMP 带电激发态粒子衰变事例的寻找研究中的信号区（实线所围区域）及本底区（虚线所围区域）。本底区中主要为中微子事例。信号区定义为要求 WIMP 带电激发态粒子的重建静止质量在 $2 \text{ GeV}/c^2$ 到 $20 \text{ GeV}/c^2$ 之间，且重建动量与重建静止质量之比小于 $\tan 48^\circ$ 。

综上，要求母粒子的重建静止质量在 $2 - 20 \text{ GeV}/c^2$ 范围内，且重建动量与重建静止质量之比小于 $\tan 48^\circ$ 。

在超级神冈实验中，对于碰撞模式以及其它衰变模式下 WIMP 的直接寻找，有待后续的进一步的研究。

4.2 WIMP 带电激发态粒子衰变事例的选择

本研究中所使用的事例样本为超级神冈 IV 自 2008 年 10 月至 2009 年 10 月的共 289.092 有效运行天数的 FC 事例样本。上述 FC 事例样本中共有 6162 个事例。

为了从 FC 事例样本中选择 WIMP 带电激发态事例，首先要排除低能本底事例。低能本底事例的产生顶点通常靠近内部探测器边缘，且能量较低。

以 $wall$ 来表示事例产生顶点距探测器顶部、底部以及桶部的距离中最短的距离，以 E_{vis} 来表示事例的可见能量，实际数据的 FC 事例样本的 $wall$ 分布以及 E_{vis} 分布分别示意于图 4.3 和图 4.4 中。 $E_{vis} - wall$ 二维散点图示意于图 4.5 中。为了排除低能本底事例，要求 FC 事例距探测器顶部、底部以及桶部的距离大于 2 m，且可见能量大于 30 MeV。经上述选择后得到 2357 个事例。

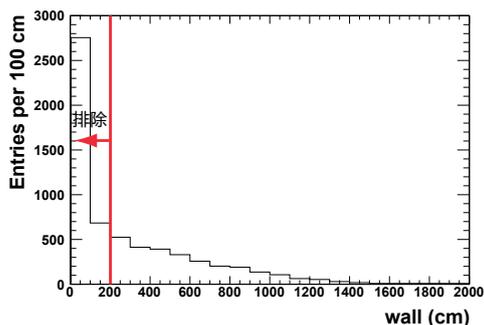


图 4.3 FC 事例样本的 $wall$ 分布。 $wall < 200$ cm 的事例在 WIMP 带电激发态寻找研究中被排除。

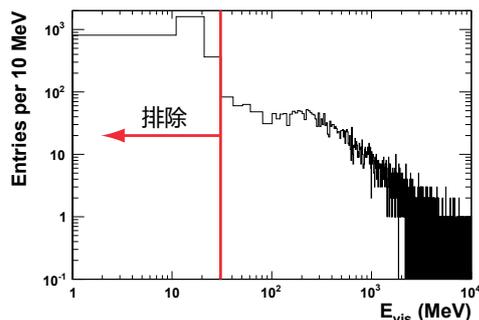


图 4.4 FC 事例样本的 E_{vis} 分布。 $E_{vis} < 30$ MeV 的事例在 WIMP 带电激发态寻找研究中被排除。

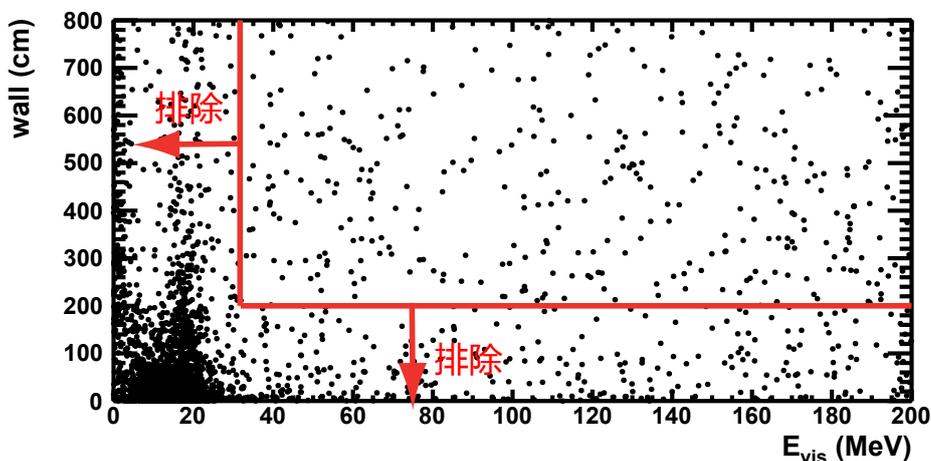


图 4.5 FC 事例样本的 $E_{vis} - wall$ 二维散点图。 $E_{vis} < 30$ MeV 或 $wall < 200$ cm 的事例在 WIMP 带电激发态寻找研究中被排除。

在满足 $E_{vis} > 30$ MeV 且 $wall > 200$ cm 的事例中，选取 3 环事例作为 WIMP 带电激发态事例寻找的最终事例样本。满足 $E_{vis} > 30$ MeV 和 $wall >$

200 cm 的事例的切仑科夫环数分布示于图 4.6 中，其中 3 环事例共有 192 个。

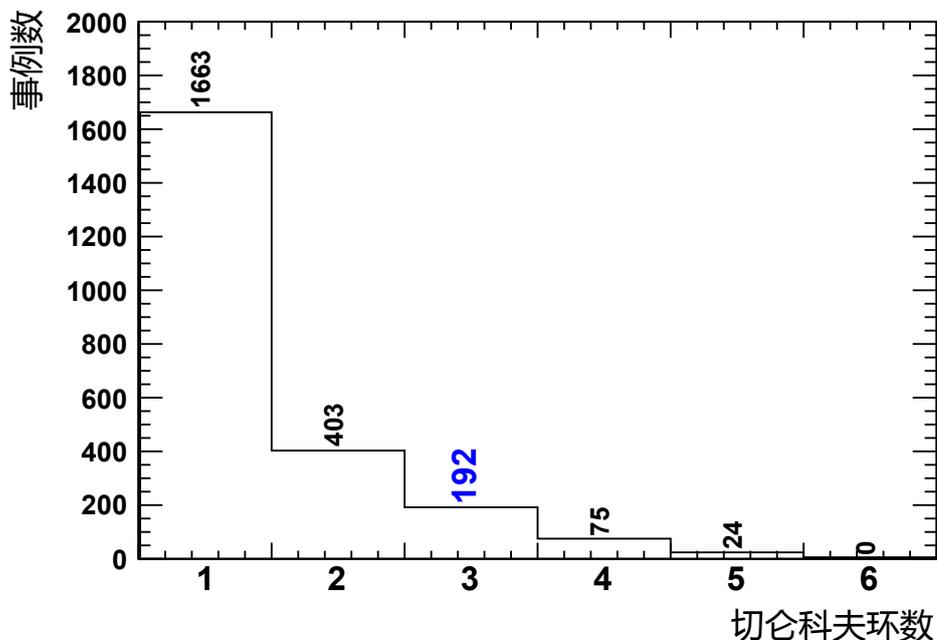


图 4.6 FC事例样本中满足 $E_{vis} > 30$ MeV 和 $wall > 200$ cm 的事例的切仑科夫环数分布。其中被作为 WIMP 带电激发态事例寻找的最终事例样本的 3 环事例共有 192 个。

4.3 WIMP 带电激发态粒子衰变事例的寻找结果

经4.2节中所述的选择后得到的 192 个 3 环事例中，3 个粒子均为 e -like 的事例数为 115 个；3 个粒子中有 2 个为 e -like 的事例数为 72 个；3 个粒子中只有 1 个为 e -like 的事例数为 4 个；3 个粒子均为 μ -like 的事例数为 1 个。经重建后得到的动量-静止质量分布如图4.7 所示。在超级神冈 IV 自 2008 年 10 月至 2009 年 10 月的共 289.092 有效运行天数的 FC 事例样本中，未找到 WIMP 带电激发态粒子衰变为 3 个带电轻子或 3 个带电轻子加轻质量中性粒子的事例。

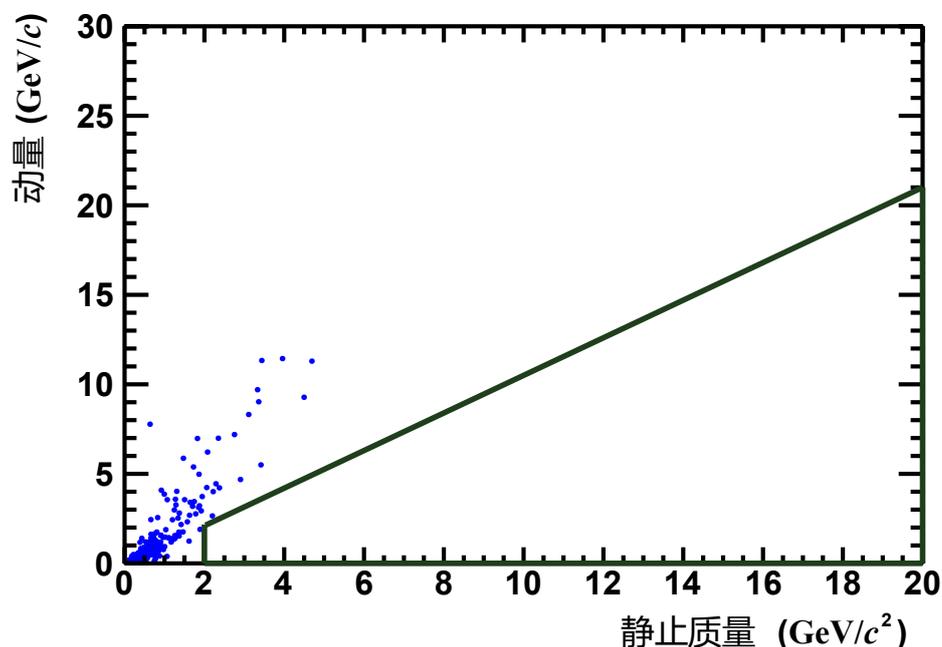


图 4.7 WIMP 带电激发态粒子衰变事例的寻找中经重建后得到的母粒子动量—静止质量分布。动量—静止质量重建结果以蓝色点表示。深绿色线所包围的区域为信号区。所有的数据点均落在信号区之外。

超级神冈 IV 自 2008 年 10 月至 2009 年 10 月的共 289.092 有效运行天数的事例中，WIMP 带电激发态粒子衰变信号事例经各个 cut 后的事例数列于表 4.1 中。

表 4.1 WIMP 带电激发态粒子衰变信号事例经各个 cut 后的事例数。所使用的样本为超级神冈 IV 自 2008 年 10 月至 2009 年 10 月的共 289.092 有效运行天数中采集到的事例。表中各物理量的定义见正文。

cut 条件	事例数
Fully Contained	6162
$wall > 2 \text{ m}$ 且 $E_{vis} > 30 \text{ MeV}$	2357
3 环事例	192
$2 \text{ GeV}/c^2 \leq m_{C^+} \leq 20 \text{ GeV}/c^2$ 且 $ \vec{P}_{\text{sum}} < m_{C^+} \cdot \tan 48^\circ$	0

4.4 WIMP 带电激发态粒子通量的估算

理论上, 在超级神冈内部探测器中, 在时间 T 内, WIMP 带电激发态粒子衰变为 3 个带电轻子或 3 个带电轻子加轻质量中性粒子的事例数 N 为:

$$N = T \int_E dE \int_{\theta} \sin \theta d\theta \int_{\varphi} d\varphi \oint_S d\vec{S}(x, y, z) \cdot \vec{n}(\theta, \varphi) \quad (4-6)$$

$$\times \epsilon(\tau, E, \theta, \varphi, x, y, z) \times \phi(E, \theta, \varphi, x, y, z)$$

其中, E 为 WIMP 带电激发态粒子的能量, τ 为 WIMP 带电激发态粒子的静止寿命, $\vec{n}(\theta, \varphi)$ 为 WIMP 带电激发态粒子的运动方向向量, θ 和 φ 分别为探测器坐标下 WIMP 带电激发态粒子的运动方向向量的天顶角和方位角, $d\vec{S}(x, y, z)$ 为内部探测器表面 (x, y, z) 点邻域的曲面向量, $\epsilon(\tau, E, \theta, \varphi, x, y, z)$ 为从 (x, y, z) 点入射的沿 $\vec{n}(\theta, \varphi)$ 方向运动的能量为 E 且静止寿命为 τ 的 WIMP 带电激发态粒子在内部探测器中衰变为三 3 个带电轻子或 3 个带电轻子加轻质量中性粒子且被探测到的概率, $\phi(E, \theta, \varphi, x, y, z)$ 为从 (x, y, z) 点入射的沿 $\vec{n}(\theta, \varphi)$ 方向运动的能量为 E 的 WIMP 带电激发态粒子的通量。 $\epsilon(\tau, E, \theta, \varphi, x, y, z)$ 可表示为 WIMP 带电激发态粒子在内部探测器中衰变为 3 个带电轻子或 3 个带电轻子加轻质量中性粒子的几率与衰变产物中带电粒子全部停止在内部探测器中且被探测到的几率的乘积。 $\epsilon(\tau, E, \theta, \varphi, x, y, z)$ 的确定有赖于对 WIMP 带电激发态粒子在内部探测器中衰变的模拟。 $\phi(E, \theta, \varphi, x, y, z)$ 可近似地认为是各入射点同一且各向同性的。

在平均意义下, (4-6)可简单地写作:

$$N = T \times \epsilon \times S_{eff} \times \phi \quad (4-7)$$

其中, ϵ 、 S_{eff} 和 ϕ 分别为平均意义下的探测效率, 有效面积以及通量。 ϵ 与 WIMP 带电激发态粒子的能量范围, 静止质量, 静止寿命相关, 其大小需要由探测器模拟给出。 S_{eff} 的大小可以通过超级神冈实验中利用向上运动的 μ 进行 WIMP 的间接寻找给出的结果^[101] 进行估计。超级神冈实验中 WIMP 间接寻找分析给出的 S_{eff} 为在 μ 径迹长度为 7 m 以上的情况下的有效面积, 且约束天顶角范围为 $[-\pi, 0]$, 给出的有效面积约为 1200 m^2 ^[116]。对于本分析, 在全立体角且要求衰变顶点距内部探测器表面大于 2 m 的条件下, 有效

面积 S_{eff} 的值近似为 3000 m^2 。

利用(4-7)可对 WIMP 带电激发态粒子在超级神冈探测器周围的通量进行估算。由于在寻找中未发现有 WIMP 带电激发态粒子在内部探测器中衰变为 3 个带电轻子或 3 个带电轻子加轻质量中性粒子的事例，故而在 90% 置信概率下，WIMP 带电激发态粒子的通量的上限 ϕ 可表达为：

$$\phi = \frac{N_{90}}{T \times \epsilon \times S_{eff}} \quad (4-8)$$

其中， N_{90} 取为 2.3， T 为有效运行天数，即 289.092 天， S_{eff} 取为估计值 3000 m^2 。在取探测效率 $\epsilon = 1$ 的情况下，利用(4-8)进行估算得到：在 90% 置信概率下，超级神冈探测器周围的 WIMP 带电激发态粒子的通量的上限为 $3 \times 10^{-15} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ，即

$$\phi \leq 3 \times 10^{-15} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1} \quad (90\% \text{ CL}) \quad (4-9)$$

综上所述，在超级神冈实验中，在内部探测器中衰变产生 3 个带电轻子或 3 个带电轻子加轻质量中性粒子，衰变产物中带电粒子全部停止在内部探测器中，静止质量在 $2 - 20 \text{ GeV}/c^2$ 范围内且进入内部探测器时速度不过切仑科夫阈的 WIMP 带电激发态粒子在探测器周围的通量上限在 90% 置信概率下约为 $3 \times 10^{-15} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ 。

对 WIMP 带电激发态粒子的通量上限的精确计算有赖于(4-6)中 $\epsilon(\tau, E, \theta, \varphi, x, y, z)$ 项的确定，需要对 WIMP 带电激发态粒子衰变事例进行探测器模拟。在超级神冈实验中，目前还未有针对 WIMP 直接探测进行模拟的相应程序。超级神冈实验中，WIMP 直接探测蒙特卡罗模拟程序的开发将有助于对 WIMP 进行直接寻找的研究。

4.5 小结及展望

对具有 Kolar 事例特征的 WIMP 带电激发态粒子衰变事例的寻找结果为：在超级神冈 IV 自 2008 年 10 月至 2009 年 10 月共 289.092 有效运行天数的 FC 事例样本中，未找到 WIMP 带电激发态粒子衰变为 3 个带电轻子或 3 个带电轻子加中性粒子的事例，经估算，相应的 WIMP 带电激发态粒子的通量上限为 $3 \times 10^{-15} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ (90% CL)。

在超级神冈实验中，对具有云南站事例特征的产生 WIMP 带电激发态的碰撞事例的寻找以及对具有 Kolar 事例特征的 WIMP 带电激发态其它衰变模式事例的寻找有待于进一步的研究。WIMP 直接探测蒙特卡罗模拟程序的开发将有助于对 WIMP 进行直接寻找的研究。

第 5 章 总结与展望

作为宇宙物质成分的主要组成者，暗物质主要为冷暗物质，其中，WIMP 被认为是冷暗物质的主要候选者。目前，世界上对 WIMP 进行探测的方法主要有对 WIMP 进行直接探测、间接探测以及在加速器实验中探测 WIMP，其中，直接探测方法以探测 WIMP 与靶核的弹性散射为主。于 20 世纪 80 年代被观测到的云南站及 Kolar 宇宙线奇异荷电重粒子事例为 WIMP 的探测提供了一种新的思路，即探测 WIMP 与靶核发生非弹性散射产生的 WIMP 带电激发态粒子。受云南站事例和 Kolar 事例的启发，本论文的工作为在经过 DAQ 系统升级后的超级神冈 IV 实验中尝试寻找 WIMP 带电激发态粒子衰变事例。本论文的工作分为三个部分：时间刻度研究，粒子鉴别研究以及 WIMP 带电激发态粒子直接寻找研究。

超级神冈实验采用光电倍增管探测带电粒子在水中产生的切仑科夫光，利用各光电倍增管的击中时间信息和输出电荷量来重建带电粒子的物理量。为了准确地获得带电粒子信息，超级神冈合作组对探测器进行了精细的刻度。本文对时间刻度进行了研究。对经时间刻度后光电倍增管时间响应的检验结果表明：各光电倍增管的相对时间差异得到了准确的修正，且模拟中全局时间分辨与实际数据的全局时间分辨相符。时间响应的长期稳定性由自动时间刻度报警程序监测。在时间刻度中，一套激光时间刻度事例蒙特卡洛模拟程序的开发将有助于理解非直接光对时间刻度质量的影响。

寻找 WIMP 带电激发态粒子事例所采用的数据样本为仅在内部探测器中引起击中并且末态带电粒子全部停止在探测器内的事例（FC 事例）所构成的样本。FC 事例的选择和物理信息重建对本底事例的压低以及荷电重粒子事例的物理信息重建具有重要意义。本文对粒子鉴别进行了研究。粒子鉴别检验结果表明：非簇射类型粒子（例如 μ ）被误判为簇射类型粒子（例如电子）的概率以及簇射类型粒子被误判为非簇射类型粒子的概率均较低。对粒子类型误判几率的稳定性的分析表明：误判几率在误差范围内不随探测器运行时间有显著变化。在粒子类型鉴别中，对粒子类型误判几率随粒子产生顶点沿其运动方向距

内部探测器墙的距离以及随重建切仑科夫角大小的变化关系的理解将有助于改进粒子类型鉴别程序，以降低粒子类型误判几率。

最后，在超级神冈 IV 自 2008 年 10 月至 2009 年 10 月共 289.092 有效运行天数的 FC 事例样本中寻找 WIMP 带电激发态粒子衰变为 3 个带电轻子或 3 个带电轻子加中性轻粒子的事例。分析结果表明：在超级神冈 IV 自 2008 年 10 月至 2009 年 10 月的共 289.092 有效运行天数的 FC 事例样本中，未找到 WIMP 带电激发态粒子衰变为 3 个带电轻子或 3 个带电轻子加中性轻粒子的事例，相应的通量上限的估算结果为 $3 \times 10^{-15} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ (90% CL)。在超级神冈实验中，对具有云南站事例特征的产生 WIMP 带电激发态的碰撞事例的寻找以及对具有 Kolar 事例特征的 WIMP 带电激发态其它衰变模式事例的寻找有待于进一步的研究。WIMP 直接探测蒙特卡罗模拟程序的开发将有助于对 WIMP 进行直接寻找的研究。

参考文献

- [1] Zwicky F. Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln. *Helvetica Physica Acta*, 1933, 6:110–127.
- [2] Chen H, Dai C, Ding L, et al. Search for New Massive Particles in Cosmic Rays. *Physics Reports*, 1997, 282:1–34.
- [3] 原子能研究所云南站（中国科学院）. 一个可能的重质量荷电事例. *物理*, 1972, 1:57.
- [4] Krishnaswamy M R, Menon M G K, Narasimham V S, et al. Evidence for the Production of New Particles in Cosmic Ray Experiments Deep Underground. *Pramana*, 1975, 5:59–77.
- [5] The Super-Kamiokande Collaboration, Fukuda S, Fukuda Y, Hayakawa T, et al. The Super-Kamiokande Detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 2003, 501:418–462.
- [6] Einasto J. Dark Matter. arXiv:0901.0632 [astro-ph.CO].
- [7] Oort J H. The Force Exerted by the Stellar System in the Direction Perpendicular to the Galactic Plane and Some Related Problems. *Bulletin of the Astronomical Institutes of the Netherlands*, 1932, 6(238):249–287.
- [8] Trimble V. Existence and Nature of Dark Matter in the Universe. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 1987, 25:425–472.
- [9] Ashman K M. Dark Matter in Galaxies. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 1992, 104(682):1109–1138.
- [10] Zekser K C. Dark Matter in the Local Galactic Disk. arXiv:astro-ph/0401185.
- [11] Einasto J. Dark Matter: Early Considerations. In: Blanchard A, Signore M, (eds.). *Proceedings of Frontiers of Cosmology*, volume 187 of *NATO Science Series II: Mathematics, Physics and Chemistry*. Springer, 2005. 241–262.
- [12] Oort J H. Note on the Determination of K_z and on the Mass Density Near the Sun. *Bulletin of the Astronomical Institutes of the Netherlands*, 1960, 15(238):45–53.
- [13] Bahcall J N. Self-consistent Determinations of the Total Amount of Matter near the Sun. *The Astrophysical Journal*, 1984, 276:169–181.
- [14] Bahcall J N. K Giants and the Total Amount of Matter near the Sun. *The Astrophysical Journal*, 1984, 287:926–944.
- [15] Bahcall J N, Flynn C, Gould A. Local Dark Matter from a Carefully Selected Sample. *The Astrophysical Journal*, 1992, 389:234–250.
- [16] Gilmore G, Wyse R F G, Kuijken K. Kinematics, Chemistry, and Structure of the Galaxy. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 1989, 27:555–627.

-
- [17] Kuijken K, Gilmore G. The Mass Distribution in the Galactic Disc - III. the Local Volume Mass Density. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 1989, 239:651–664.
- [18] Kuijken K, Gilmore G. The Galactic Disk Surface Mass Density and the Galactic force K_z at $z = 1.1$ kiloparsecs. *The Astrophysical Journal Letter*, 1991, 367:L9–L13.
- [19] Holmberg J, Flynn C. The Local Density of Matter Mapped by Hipparcos. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 2000, 313:209–216, arXiv:astro-ph/9812404.
- [20] Holmberg J, Flynn C. The Local Surface Density of Disc Matter Mapped by Hipparcos. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 2004, 352:440–446, arXiv:astro-ph/0405155.
- [21] Zwicky F. On the Masses of Nebulae and of Clusters of Nebulae. *The Astrophysical Journal*, 1937, 86(3):217–246.
- [22] Rubin V C, Ford W K J. Rotation of the Andromeda Nebula from a Spectroscopic Survey of Emission Regions. *The Astrophysical Journal*, 1970, 159:379–404.
- [23] Rubin V C, Ford W K J, Thonnard N. Extended Rotation Curves of High-luminosity Spiral Galaxies. IV. Systematic Dynamical Properties, Sa→Sc. *The Astrophysical Journal Letter*, 1978, 225:L107–L111.
- [24] Rubin V C, Ford W K J, Thonnard N. Rotational Properties of 21 Sc Galaxies with a Large Range of Luminosities and Radii, from NGC 4605 ($R = 4$ kpc) to UGC 2885 ($R = 122$ kpc). *The Astrophysical Journal*, 1980, 238:471–487.
- [25] Roberts M S, Rots A H. Comparison of Rotation Curves of Different Galaxy Types. *Astronomy & Astrophysics*, 1973, 26:483–485.
- [26] Roberts M S, Whitehurst R N. The Rotation Curve and Geometry of M31 at Large Galactic Distances. *The Astrophysical Journal*, 1975, 201:327–346.
- [27] Ostriker J P, Peebles P J E. A Numerical Study of the Stability of Flattened Galaxies: or, can Cold Galaxies Survive? *The Astrophysical Journal*, 1973, 186:467–480.
- [28] Ostriker J P, Peebles P J E, Yahil A. The Size and Mass of Galaxies and the Mass of the Universe. *The Astrophysical Journal Letter*, 1974, 193:L1–L4.
- [29] Einasto J, Kaasik A, Saar E. Dynamic Evidence on Massive Coronas of Galaxies. *Nature*, 1974, 250:309–310.
- [30] Faber S M, Gallagher J S. Masses and Mass-to-light Ratios of Galaxies. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 1979, 17:135–187.
- [31] Carr B. Baryonic Dark Matter. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 1994, 32:531–590.
- [32] Griest K. Baryonic Dark Matter and MACHOs. *Nuclear Physics B Proceedings Supplements*, 2001, 91:393–397.

-
- [33] Rebolo R. Baryonic Dark Matter. *Nuclear Physics B Proceedings Supplements*, 2002, 110:16–25.
- [34] The MACHO Collaboration, Griest K, Alcock C, Axelrod T S, et al. Gravitational Microlensing as a Method of Detecting Disk Dark Matter and Faint Disk Stars. *The Astrophysical Journal Letter*, 1991, 372:L79–L82.
- [35] The MACHO Collaboration, Alcock C, Allsman R A, Alves D, et al. The MACHO Project Large Magellanic Cloud Microlensing Results from the First Two Years and the Nature of the Galactic Dark Halo. *The Astrophysical Journal*, 1997, 486:697–726, arXiv:astro-ph/9606165.
- [36] Particle Data Group Collaboration, Fields B D, Sarkar S. Big Bang Nucleosynthesis. *Physics Letter B*, 2008, 667:228–231.
- [37] Hegyi D J, Olive K A. A Case against Baryons in Galactic Halos. *The Astrophysical Journal*, 1986, 303:56–65.
- [38] Freese K, Fields B, Graff D. Death of Stellar Baryonic Dark Matter Candidates. arXiv:astro-ph/0007444.
- [39] Bertone G, Hooper D, Silk J. Particle Dark Matter: Evidence, Candidates and Constraints. *Physics Reports*, 2005, 405(5-6):279–390, arXiv:hep-ph/0404175.
- [40] Primack J R, Blumenthal G R. What is the Dark Matter? - Implications for Galaxy Formation and Particle Physics. In: Audouze J, Tran J T V, (eds.). *Proceedings of Formation and Evolution of Galaxies and Large Structures in the Universe: Third Moriond Astrophysics Meeting*, volume 117 of *NATO ASI Series. Series C, Mathematical and Physical Sciences*. D. Reidel Publishing Co., 1984. 163–183.
- [41] Primack J R, Gross M A K. *Hot Dark Matter in Cosmology*. Springer-Verlag, 2001: 287–308.
- [42] Cowsik R, McClelland J. Gravity of Neutrinos of Nonzero Mass in Astrophysics. *The Astrophysics Journal*, 1973, 180:7–10.
- [43] Szalay A S, Marx G. Neutrino Rest Mass from Cosmology. *Astronomy & Astrophysics*, 1976, 49:437–441.
- [44] Zeldovich Y B, Einasto J, Shandarin S F. Giant Voids in the Universe. *Nature*, 1982, 300:407–413.
- [45] Particle Data Group Collaboration, Kayser B. Neutrino Mass, Mixing, and Flavor Change. *Physics Letter B*, 2008, 667:163–171.
- [46] Komatsu E, Dunkley J, Nolte M R, et al. Five-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe Observations: Cosmological Interpretation. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 2009, 180:330–376, arXiv:0803.0547 [astro-ph].

-
- [47] Tremaine S, Gunn J E. Dynamical Role of Light Neutral Leptons in Cosmology. *Physical Review Letters*, 1979, 42:407–410.
- [48] Bond J R, Efstathiou G, Silk J. Massive neutrinos and the large-scale structure of the universe. *Physical Review Letters*, 1980, 45:1980–1984.
- [49] White S D M, Frenk C S, Davis M. Clustering in a Neutrino-dominated Universe. *The Astrophysical Journal Letter*, 1983, 274:L1–L5.
- [50] Blumenthal G R, Faber S M, Primack J R, et al. Formation of Galaxies and Large-scale Structure with Cold Dark Matter. *Nature*, 1984, 311:517–525.
- [51] Dodelson S, Gates E I, Turner M S. Cold Dark Matter. *Science*, 1996, 274:69–75, arXiv:astro-ph/9603081.
- [52] Jungman G, Kamionkowski M, Griest K. Supersymmetric Dark Matter. *Physics Reports*, 1996, 267:195–373, arXiv:hep-ph/9506380.
- [53] White S D M, Rees M J. Core Condensation in Heavy Halos - A Two-stage Theory for Galaxy Formation and Clustering. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 1978, 183:341–358.
- [54] Bond J R, Szalay A S. The Collisionless Damping of Density Fluctuations in an Expanding Universe. *The Astrophysical Journal*, 1983, 274:443–468.
- [55] Davis M, Efstathiou G, Frenk C S, et al. The Evolution of Large-scale Structure in a Universe Dominated by Cold Dark Matter. *The Astrophysical Journal*, 1985, 292:371–394.
- [56] Dekel A, Silk J. The Origin of Dwarf Galaxies, Cold Dark Matter, and Biased Galaxy Formation. *The Astrophysical Journal*, 1986, 303:39–55.
- [57] White S D M, Frenk C S, Davis M, et al. Clusters, Filaments, and Voids in a Universe Dominated by Cold Dark Matter. *The Astrophysical Journal*, 1987, 313:505–516.
- [58] Jenkins A, Frenk C S, Pearce F R, et al. Evolution of Structure in Cold Dark Matter Universes. *The Astrophysical Journal*, 1998, 499:20, arXiv:astro-ph/9709010.
- [59] Raffelt G G. Astrophysical Methods to Constrain Axions and Other Novel Particle Phenomena. *Physics Reports*, 1990, 198:1–113.
- [60] Goodman M W, Witten E. Detectability of Certain Dark-matter Candidates. *Physical Review D*, 1985, 31(12):3059–3063.
- [61] Primack J R, Seckel D, Sadoulet B. Detection of Cosmic Dark Matter. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 1988, 38:751–807.
- [62] Baltz E A, Battaglia M, Peskin M E, et al. Determination of Dark Matter Properties at High-energy Colliders. *Physical Review D*, 2006, 74(10):103521, arXiv:hep-ph/0602187.
- [63] Kane G, Watson S. Dark Matter and LHC: What is the Connection? *Modern Physics Letters A*, 2008, 23:2103–2123.

-
- [64] Gaitskell R J. Direct Detection of Dark Matter. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 2004, 54:315–359.
- [65] Vergados J. On the Direct Detection of Dark Matter. In: Papantonopoulos E, (eds.). *Proceedings of The Invisible Universe: Dark Matter and Dark Energy*, volume 720 of *Lecture Notes in Physics*. Springer, 2007. 69–100.
- [66] Cerdeno D G, Green A M. Direct Detection of WIMPs. arXiv:1002.1912 [astro-ph.CO].
- [67] Lewin J D, Smith P F. Review of Mathematics, Numerical Factors, and Corrections for Dark Matter Experiments Based on Elastic Nuclear Recoil. *Astroparticle Physics*, 1996, 6(1):87–112.
- [68] Smith D, Weiner N. Inelastic Dark Matter. *Physical Review D*, 2001, 64(4):043502.
- [69] Tucker-Smith D, Weiner N. Status of Inelastic Dark Matter. *Physical Review D*, 2005, 72(6):063509.
- [70] Green A M. WIMP Direct Detection: Astrophysical Input. *New Astronomy Reviews*, 2005, 49(2-6):181–184.
- [71] Widrow L M, Pym B, Dubinski J. Dynamical Blueprints for Galaxies. *The Astrophysical Journal*, 2008, 679:1239–1259, arXiv:0801.3414 [astro-ph].
- [72] Binney J, Tremaine S. *Galactic Dynamics*. Second ed., Princeton University Press, 2008.
- [73] Kerr F J, Lynden-Bell D. Review of Galactic Constants. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 1986, 221:1023–1038.
- [74] Drukier A K, Freese K, Spergel D N. Detecting Cold Dark-matter Candidates. *Physical Review D*, 1986, 33(12):3495–3508.
- [75] Green A M. Determining the Weakly Interacting Massive Particles Mass Using Direct Detection Experiments. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2007, 8:22, arXiv:hep-ph/0703217.
- [76] Freese K, Frieman J, Gould A. Signal Modulation in Cold-dark-matter Detection. *Physical Review D*, 1988, 37(12):3388–3405.
- [77] Copi C J, Krauss L M. Angular Signatures for Galactic Halo Weakly Interacting Massive Particle Scattering in Direct Detectors: Prospects and Challenges. *Physical Review D*, 2001, 63(4):043507, arXiv:astro-ph/0009467.
- [78] Alenazi M S, Gondolo P. Directional Recoil Rates for WIMP Direct Detection. *Physical Review D*, 2008, 77(4):043532.
- [79] Hasenbalg F, Abriola D, Collar J I, et al. Cold Dark Matter Identification: Diurnal Modulation Reexamined. *Physical Review D*, 1997, 55:7350–7355.
- [80] Spergel D N. Motion of the Earth and the Detection of Weakly Interacting Massive Particles. *Physical Review D*, 1988, 37(6):1353–1355.

-
- [81] Morgan B, Green A M, Spooner N J C. Directional Statistics for Realistic Weakly Interacting Massive Particle Direct Detection Experiments. *Physical Review D*, 2005, 71(10):103507.
- [82] Morales A. Experimental Searches for Non-baryonic Dark Matter: WIMP Direct Detection. *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, 2002, 110:39 – 54.
- [83] Sumner T J. Experimental Searches for Dark Matter. *Living Reviews in Relativity*, 2002, 5:4.
- [84] Akimov D. Detectors for Dark Matter Search (Review). *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 2009, 598:275–281.
- [85] Bernabei R, Belli P, Cerulli R, et al. Search for WIMP Annual Modulation Signature: Results from DAMA/NaI-3 and DAMA/NaI-4 and the Global Combined Analysis. *Physics Letters B*, 2000, 480:23–31.
- [86] Bernabei R, Belli P, Cappella F, et al. First Results from DAMA/LIBRA and the Combined Results with DAMA/NaI. *European Physical Journal C*, 2008, 56(3):333–355, arXiv:0804.2741.
- [87] Bernabei R, Belli P, Cappella F, et al. New Results from DAMA/LIBRA. arXiv:1002.1028 [astro-ph.GA].
- [88] The CDMS Collaboration, Ahmed Z, Akerib D, Arrenberg S, et al. Results from the Final Exposure of the CDMS II Experiment. arXiv:0912.3592.
- [89] Feng J L, Matchev K T, Wilczek F. Prospects for Indirect Detection of Neutralino Dark Matter. *Physical Review D*, 2001, 63(4):045024, arXiv:astro-ph/0008115.
- [90] Bertone G, Merrit D. Dark Matter Dynamics and Indirect Detection. *Modern Physics Letters A*, 2005, 20:1021–1036, arXiv:astro-ph/0504422.
- [91] Ding L, He Z, Huo A, et al. Astrophysics and Cosmology Related to Particles and Nuclei: Search for Exotic Events from the L3+C Data. *Chinese Physics C*, 2009, 33:729–736.
- [92] Particle Data Group Collaboration, Bichsel H, Groom D, Klein S. Passage of Particles through Matter. *Physics Letter B*, 2008, 667:267–280.
- [93] The Super-Kamiokande Collaboration, Fukuda Y, Hayakawa T, Ichihara E, et al. Evidence for Oscillation of Atmospheric Neutrinos. *Physical Review Letters*, 1998, 81:1562–1567, arXiv:hep-ex/9807003.
- [94] The Super-Kamiokande Collaboration, Smy M B, Ashie Y, Fukuda S, et al. Precise Measurement of the Solar Neutrino Day-night and Seasonal Variation in Super-Kamiokande-I. *Physical Review D*, 2004, 69(1):011104, arXiv:hep-ex/0309011.
- [95] The K2K Collaboration, Aliu E, Andringa S, Aoki S, et al. Evidence for Muon Neutrino Oscillation in an Accelerator-Based Experiment. *Physical Review Letters*, 2005, 94(8):081802, arXiv:hep-ex/0411038.

-
- [96] Hirata K, Kajita T, Koshiba M, et al. Observation of a Neutrino Burst from the Supernova SN1987A. *Physical Review Letters*, 1987, 58(14):1490–1493.
- [97] The Super-Kamiokande Collaboration, Malek M, Morii M, Fukuda S, et al. Search for Supernova Relic Neutrinos at Super-Kamiokande. *Physical Review Letters*, 2003, 90(6):061101, arXiv:hep-ex/0209028.
- [98] The Super-Kamiokande Collaboration, Shiozawa M, Viren B, Fukuda Y, et al. Search for Proton Decay via $p \rightarrow e^+\pi^0$ in a Large Water Cherenkov Detector. *Physical Review Letters*, 1998, 81:3319–3323, arXiv:hep-ex/9806014.
- [99] The Super-Kamiokande Collaboration, Hayato Y, Earl M, Fukuda Y, et al. Search for Proton Decay through $p \rightarrow \bar{\nu}K^+$ in a Large Water Cherenkov Detector. *Physical Review Letters*, 1999, 83:1529–1533, arXiv:hep-ex/9904020.
- [100] The Super-Kamiokande Collaboration, Nishino H, Clark S, Abe K, et al. Search for Proton Decay via $p \rightarrow e^+\pi^0$ and $p \rightarrow \mu^+\pi^0$ in a Large Water Cherenkov Detector. *Physical Review Letters*, 2009, 102(14):141801, arXiv:0903.0676.
- [101] The Super-Kamiokande Collaboration, Desai S, Ashie Y, Fukuda S, et al. Search for Dark Matter WIMPs Using Upward Through-going Muons in Super-Kamiokande. *Physical Review D*, 2004, 70(8):083523, arXiv:hep-ex/0404025.
- [102] The Super-Kamiokande Collaboration, Yamada S, Awai K, Hayato Y, et al. Commissioning of the New Electronics and Online System for the Super-Kamiokande Experiment. 16th IEEE NPSS Real Time Conference, 2009.
- [103] Nishino H, Awai K, Hayato Y, et al. High-speed Charge-to-time Converter ASIC for the Super-Kamiokande Detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 2009, 610:710–717, arXiv:0911.0986.
- [104] 清华大学工程物理系. 核辐射物理及探测学. 2004.
- [105] Suzuki A, Mori M, Kaneyuki K, et al. Improvement of 20 in. Diameter Photomultiplier Tubes. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 1993, 329:299–313.
- [106] Nishino H. Search for Nucleon Decay into Charged Antilepton plus Meson in Super-Kamiokande[Doctor Thesis]. Research Center for Cosmic Neutrinos, Institute for Cosmic Ray Research, University of Tokyo: University of Tokyo, February, 2009.
- [107] McLachlan T. Time Variation of Water Parameters, November, 2009. Reported on Super-Kamiokande Collaboration Meeting in November, 2009.
- [108] Kouzuma S. The Upgrade of Super-Kamiokande as a Far Site Detector for the T2K Long Baseline Neutrino Oscillation Experiment[Master Thesis]. Research Center for Cosmic Neutrinos, Institute for Cosmic Ray Research, University of Tokyo: University of Tokyo, February, 2009.
- [109] Obayashi Y. SKDETSIM: Summary and Schedule, November, 2009. Reported on Super-Kamiokande Collaboration Meeting in November, 2009.

-
- [110] Shiozawa M. Search for Proton Decay via $p \rightarrow e^+\pi^0$ in a Large Water Cherenkov Detector[Doctor Thesis]. Research Center for Cosmic Neutrinos, Institute for Cosmic Ray Research, University of Tokyo: University of Tokyo, November, 1999.
- [111] The Super-Kamiokande Collaboration, Ashie Y, Hosaka J, Ishihara K, et al. Measurement of Atmospheric Neutrino Oscillation Parameters by Super-Kamiokande I. *Physical Review D*, 2005, 71(11):112005.
- [112] Kaji H. The Apfit for SK4 Sample, November, 2009. Reported on Super-Kamiokande Collaboration Meeting in November, 2009.
- [113] Davis E R. *Machine Vision: Theory, Algorithms, Practicalities*. San Diego: Academic Press, 1997.
- [114] Nakayama S. Decay-e Search, November, 2009. Reported on Super-Kamiokande Collaboration Meeting in November, 2009.
- [115] Heng Y. Stop Muon and Decay Electron Particle Identification, November, 2009. Reported on Super-Kamiokande Collaboration Meeting in November, 2009.
- [116] Saji C. Study of Upward-going Muons in Super-Kamiokande[Doctor Thesis]. Research Center for Cosmic Neutrinos, Institute for Cosmic Ray Research, University of Tokyo: University of Tokyo, March, 2002.

致 谢

衷心感谢导师 陈少敏 教授对本人的精心指导。他的言传身教将使我终生受益。

在东京大学宇宙射线研究所超级神冈项目中进行共十个月的合作研究期间，承蒙 Moriyama 教授、Shiozawa 教授、Obayashi 助教以及 Ikeda 学长热心指导与帮助，不胜感激。感谢近代物理所主任 高原宁 教授，以及实验室全体老师和同学们的热情帮助和支持！



声 明

本人郑重声明：所呈交的学位论文，是本人在导师指导下，独立进行研究工作所取得的成果。尽我所知，除文中已经注明引用的内容外，本学位论文的研究成果不包含任何他人享有著作权的内容。对本论文所涉及的研究工作做出贡献的其他个人和集体，均已在文中以明确方式标明。

签 名：_____ 日 期：_____

个人简历、在学期间发表的学术论文与研究成果

个人简历

1985年01月17日出生于辽宁省沈阳市。

2003年9月考入清华大学工程物理系，2007年7月本科毕业并获得工学学士学位。

2007年9月免试进入清华大学工程物理系攻读物理学硕士学位至今。

发表的学术论文

- [1] Yamada S, ..., Heng Y, et al. Commissioning of the New Electronics and Online System for the Super-Kamiokande Experiment. IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. 57, issue 2, pp. 428-432 (2010).