

Performance of New Sampling Calorimeter
Modules in the KOTO Experiment

JunLee, Kim

(Korea University)

October 7, 2017

Abstract

KOTO 실험 그룹은 CP 깨짐 현상의 붕괴모드 중 하나인 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 희귀붕괴모드의 붕괴 갈래비의 측정실험을 2013년부터 일본 J-PARC에서 진행 중이다. 표준모형에서, 희귀붕괴모드 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 의 붕괴 갈래비는 $(2.8 \pm 0.4) \times 10^{-11}$ 로 예측하고 있다. 희귀붕괴모드 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 중 주요 배경사상인 $K_L \rightarrow 2\pi^0$ 를 더욱 효율적으로 배제하기 위해 길이 2.8m, 직경 1.9m의 납-섬광체 광자 검출기 Inner Barrel를 설치하였다. 기존에 설치되어 있던 광자 검출기(Main Barrel)에 더하여, 광자 검출의 효율이 $5X_0$ 복사길이만큼 증가하였다. 우주선 신호를 이용하여 Inner Barrel이 $(2.19 \pm 0.08) \times 10^2 ps$ 의 시간 분해능을 가짐을 확인하였고, 중성 케이온 신호로부터 중성 케이온의 재구성을 통하여 Inner Barrel이 Main Barrel보다 1.5배 더 좋은 시간 분해능을 가짐을 확인하였다.

The KOTO Experiment is searching for branching ratio of $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$, one of rare decay modes of neutral kaon from 2013 in J-PARC, Japan. In Standard Model, the branching ratio is estimated as $(2.8 \pm 0.4) \times 10^{-11}$. For rejection of $K_L \rightarrow 2\pi^0$, one of major backgrounds of $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ more strongly, Photon veto detector, Inner Barrel is installed, which consists of Pb-Scintillator with 2.8m length and 1.9 diameter. With contribution of Inner Barrel, total radiation length is increased from $13.5X_0$ to $18.5X_0$. Using cosmic-ray signal, time resolution of Inner Barrel is found to be $(2.19 \pm 0.08) \times 10^2 ps$. Also using neutral kaon signal, it is confirmed that Inner Barrel has about 1.5 times better time resolution than Main Barrel

Contents

1	Introduction	2
1.1	Discrepancy Between Standard Model And Universe	2
1.2	Neutral Kaon System	3
1.3	CKM Matrix in Standard Model	6
1.4	$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$	10
2	KOTO Experiment	13
2.1	Identification of Signal	13
2.1.1	π^0 Reconstruction	14
2.1.2	Background	14
2.2	Experimental Apparatus	16
2.2.1	J-PARC Accelerator	16
2.2.2	Hadron Beam Facility	17
2.2.3	KOTO Detector	18
2.3	Data Acquisition Setup for Physics Data	21
3	Inner Barrel	25
3.1	Motivation of installation of Inner Barrel	25
3.2	Composition of IB	27
3.2.1	Plastic Scintillator of IB	27

3.2.2	Wavelength Shifting Fiber of IB	29
3.2.3	PMTs of IB	30
3.2.4	Inner Barrel Inside Malin Barrel	31
4	Cosmic-Ray Test	34
4.1	Advantage of Test With Cosmic Ray	34
4.2	Data Acquisition Setup	35
4.3	Analysis of Cosmic-Ray Test	35
4.3.1	Pulse Shape Analysis	35
4.3.2	Selection of Pulse of Cosmic-Ray Data	38
4.3.3	Selection of Track of Cosmic-Ray Data	38
4.3.4	Correction of Hit Position From Cosmic-Rays	39
4.3.5	Correction of Hit Time From Cosmic-Ray Tracks	41
4.3.6	Attenuation Effect	42
4.4	Results	44
4.4.1	Propagation Velocity	44
4.4.2	Time Resolution	46
5	$K_L \rightarrow 3\pi^0$ Reconstruction	50
5.1	Motivation	50
5.2	Data sets	50
5.3	Principle of $K_L \rightarrow 3\pi^0$ Reconstruction	54
5.3.1	Clustering	54
5.3.2	Vertex Reconstruction of Two π^0 s From Five γ s	54
5.3.3	Selection of Hit on Barrel	56
5.3.4	Reconstruction of Sixth γ	56
5.3.5	Reconstruction of K_L Vertex X, Y	57
5.3.6	Invariant Mass of K_L	59

6 CONTENTS

5.4	Event Selection	60
5.4.1	Hit of Barrel Selection	60
5.4.2	Detector Veto	61
5.4.3	Kinematic Cut	62
5.5	Reconstruction Quality	64
5.6	Data/M.C.	66
6	Study of Barrel Response With γ From K_L^0	69
6.1	Vertex Time Difference	69
6.1.1	Fine Time Calibration	71
6.1.2	Time Resolution of Barrel Counter	72
6.1.3	Back Splash Events	73
6.2	Sampling Fraction	73
6.2.1	Fine Energy Calibration	74
7	Results and Discussions	76
7.1	Reconstruction of Gamma Energy	76
7.2	Timing Resolution of Barrel	76
7.3	Recovery of Signal From Back Splash Event	76
8	Conclusions	79
A	Appendix	81

List of Figures

1.1	Feynman diagram for $K^0 - \bar{K}^0$ mixing.	3
1.2	Measured $Re(\epsilon'/\epsilon)$ from each experiments	6
1.3	Parameters in CKM matrix according to ρ and η	9
1.4	Unitary Triangle.	9
1.5	Unitary Triangle.	12
1.6	(a) : FCNC in Standard Model, (b) : FCNC in New Physics.	12
2.1	Reconstruction of Pi0.	15
2.2	DIstribution of Vertex Z versus Tengential momentum of reconstructed π^0 from $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ decays in GEANT4 M.C..	15
2.3	Reconstruction of Pi0.	17
2.4	KOTO Full detector in 2015.	18
2.5	KOTO Full detector in 2015.	18
2.6	KOTO Full detector in 2015.	19
2.7	KOTO Full detector in 2015.	23
2.8	Trigger system for physics data acquisition	24
3.1	$K_L \rightarrow 2\pi^0$ background event.	26
3.2	Front View of Inner Barrel	28
3.3	Side View of Inner Barrel	28

3.4	Emission And Absorption Spectrum of BCF-92 along wavelength.	30
3.5	Picture of scintillator and wavelength shifting fiber.	30
3.6	(a) : QE of R329, (b) : QE of R7724.	32
3.7	Inner Barrel inside KOTO (side view).	32
3.8	Inner Barrel inside KOTO from downstream(front view).	33
4.1	Trigger Setup for Cosmic-ray data taking	35
4.2	Pulse Shape and Variables, Constant Fraction = $\frac{1}{2}$	37
4.3	Selection of Pulses	38
4.4	(a) Selection of Cosmic ray track along Module ID , (b) Selection of Cosmic ray track along Hit position	39
4.5	Result of Edge fitting	41
4.6	Determination of M_{ij} and S_{ij}	43
4.7	Distribution of IntegratedADC according to Hit position of particle	44
4.8	Attenuation Effect $Mean_{ij}$ and SD_{ij}	45
4.9	Propagation Velocity along Module ID	46
4.10	(a) Fitting result of Outer Main Barrel and Inner Barrel (b) Fitting result of Outer Main Barrel and Inner Main Barrel (c) Fitting result of Inner Main Barrel and Inner Barrel	48
4.11	Feynman Diagram of $K_L \rightarrow 3\pi^0$	49
5.1	Analysis flow for Monte Carlo	51
5.2	Schematic View of $K_L \rightarrow 3\pi^0$ Reconstruction	58
5.3	(a) Iteraction Status (b) Vertex X Distributions. MC with red line, Data with Black line (c) Vertex Y Distributions. MC with red line, Data with Black line	59

5.4	(a) Before applying Dalitz Cut (b) After applying Dalitz Cut . . .	64
5.5	(a) Before applying Dalitz Cut (b) After applying Dalitz Cut . . .	67
5.6	Distributions of T_{VTD} according to E_{Dep}	68
6.1	(Unitary Triangle.	70
6.2	(Unitary Triangle.	71
6.3	Distributions of T_{VTD} according to E_{Dep}	75
7.1	Timing resolution evaluated by 5g+1g analysis	77
7.2	Timing resolution evaluated by 5g+1g analysis	78

List of Tables

2.1	List of trigger conditions	22
3.1	Number of BG from $K_L \rightarrow 2\pi^0$ according to radiation length(X_0)	26
4.1	Comparison between Main Barrel and Inner Barrel about composition	48
5.1	List of trigger conditions	52
5.2	List of trigger conditions	53
5.3	List of barrel hit selection, σ will be defined later	60
5.4	List of trigger conditions	61
5.5	List of event selections	63
5.6	List of event selections	65
5.7	List of event selections	65

Chapter 1

Introduction

1.1 Discrepancy Between Standard Model And Universe

표준모형(Standard Model)은 CPT 대칭을 기반으로 한 입자물리학을 설명하는 가장 잘 알려진 이론이다. CPT는 각각, Charge Conjugation (C) : 입자의 전하량 변환, Parity (P) : 공간좌표의 거울대칭 변환, $\vec{x} \rightarrow -\vec{x}$, Time Reversal (T) : 시간의 반전 변환, $t \rightarrow -t$ 이다. 약한 상호작용이 작용할 때 C와 P 대칭성의 깨짐은 여러 붕괴모드에서 관찰할 수 있는 반면에 CP 대칭성의 깨짐은 거의 관찰되지 않는다. 표준 모형은 대부분 입자물리 실험의 결과를 잘 설명해주지만 현재 우주에 존재하는 입자와 반입자 개수의 차이를 설명하지 못한다. 현재 우주를 구성하고 있는 물질은 대부분 반입자가 아닌 입자로 구성되어 있다. CP 대칭성이 깨지지 않는다면 입자와 반입자의 갯수는 같아야한다. 만약 CP 대칭성이 깨진다면, 대칭성이 깨진 만큼 입

자와 반입자의 갯수의 차이가 존재해야한다. 하지만 표준 모형에서 이론적으로 예측하는 CP 대칭성의 깨짐의 정도는 대부분 입자로 구성된 우주의 상태와는 거리가 멀다. 이러한 이론과 현실 사이의 불일치를 이해하기 위하여 CP 대칭성의 깨짐을 관찰하는 것은 매우 중요하다.

1.2 Neutral Kaon System

중성 케이온은 기묘도의 크기가 1이고 전하량이 0인 메존(Meson)이다. 중성 케이온은 다음 두 가지 쿼크(Quark)의 구성으로 존재한다.

$$|K^0\rangle = (\bar{s}, d) \quad (1.1)$$

$$|\bar{K}^0\rangle = (s, \bar{d}) \quad (1.2)$$

두 가지 상태는 강한 상호작용의 고유상태(eigenstate)로, 각각 서로의 입자-반입자의 관계이다. 두 가지 상태는 파인만 다이어그램(Fig1.1)과 같이 서로 섞여 있어서 본질적으로 두 가지 상태를 완전히 분리하는것은 불가능하다. 중성 케이온의 두 가지 상태가 섞여있는 상태를 다시 다음과 같이 표현할 수 있다.

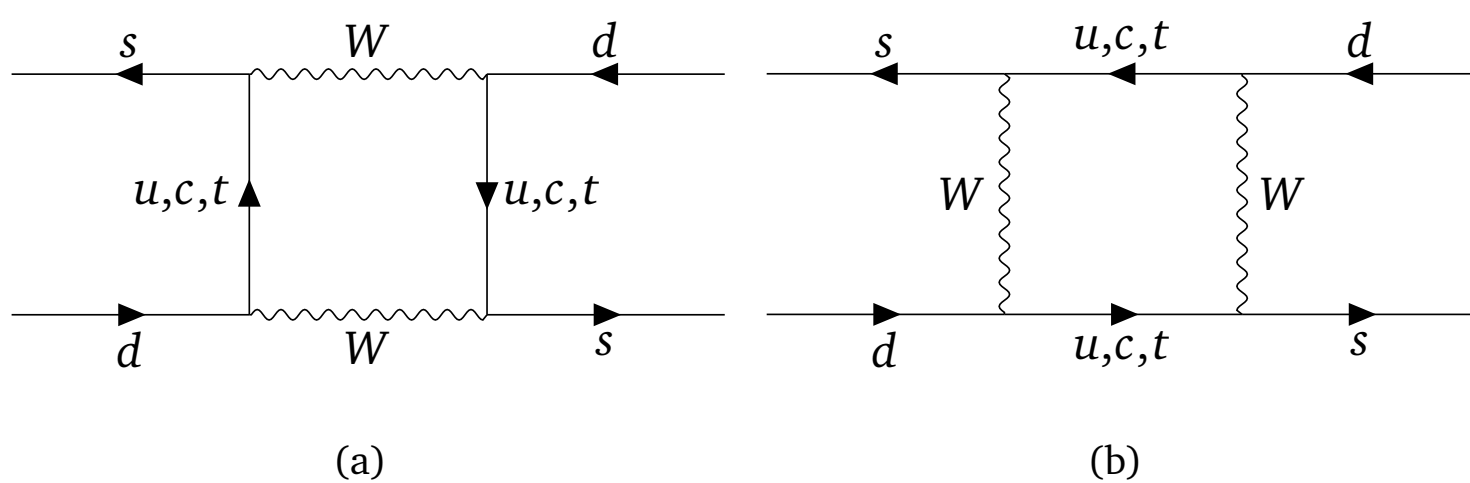


Figure 1.1: Feynman diagram for $K^0 - \bar{K}^0$ mixing.

$$|K_1\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle) \quad (1.3)$$

$$|K_2\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle) \quad (1.4)$$

섞여있는 상태 $|K_1\rangle, |K_2\rangle$ 는 CP변환의 고유상태이다.

$$CP|K_1\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|\bar{K}^0\rangle + |K^0\rangle) = |K_1\rangle \quad (1.5)$$

$$CP|K_2\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|\bar{K}^0\rangle - |K^0\rangle) = -|K_2\rangle \quad (1.6)$$

실험적으로 관측한 중성 케이온의 $\pi\pi, \pi\pi\pi$ 붕괴에서 $\pi\pi$ 는 CP 연산자의 고유값은 1이고 $\pi\pi\pi$ 는 CP 연산자의 고유값은 -1 이다. CP의 고유값이 보존된다면 K_1 상태는 $\pi\pi, K_2$ 상태는 $\pi\pi\pi$ 로 붕괴한다고 생각하였다. $\pi\pi\pi$ 로의 붕괴 진폭(Decay Width)은 $\pi\pi$ 로의 붕괴 진폭보다 상대적으로 작기 때문에 K_2 의 붕괴시간이 K_1 보다 길다고 생각하였다. 2체 붕괴 진폭은 다음과 같이 계산할 수 있다.

$$\frac{1}{\tau} = \Gamma_{\pi\pi} = \frac{|\vec{p}|}{32\pi^2 m_K^2} \int |M_{fi}|^2 d\Omega \quad (1.7)$$

$$M_{fi} = \langle \pi\pi | \hat{H} | K \rangle \quad (1.8)$$

$$p = \frac{1}{2} \sqrt{(m_K^2 - 4m_\pi^2)} \sim 208 \text{ MeV}/c \quad (1.9)$$

3체 붕괴 진폭은 다음과 같이 계산할 수 있다.

$$\Gamma_{\pi\pi\pi} = \frac{1}{8\pi^3} \frac{1}{32m_K^3} \int |M_{fi}|^2 dm_{12}^2 dm_{23}^2 \quad (1.10)$$

$$M_{fi} = \langle \pi\pi\pi | \hat{H} | K \rangle \quad (1.11)$$

$$(m_{23}^2)_{max} - (m_{23}^2)_{min} = 4\sqrt{E_2^{*2} - m_\pi^2} \sqrt{E_3^{*2} - m_\pi^2} \quad (1.12)$$

$$E_2^* = \frac{m_{12}}{2} \quad (1.13)$$

$$E_3^* = \frac{m_K^2 - m_{12}^2 - m_\pi^2}{2m_{12}} \quad (1.14)$$

$$(m_{12}^2)_{max} - (m_{12}^2)_{min} \sim 6 \times 10^4 (\text{MeV}/c^2)^2 \quad (1.15)$$

$$\frac{\Gamma_{\pi\pi\pi}}{\Gamma_{\pi\pi}} = 1.15 \times 10^{-2} \quad (1.16)$$

1956년, 겔만과 파이어스(Gell-Mann and A. Pais)가 수명이 긴 중성 케이온을 실제로 발견하였다. 그런데 수명이 긴 중성 케이온이 가끔씩 $\pi\pi$ 로 붕괴함을 관찰하였다. 이는 수명이 긴 중성 케이온이 완벽하게 CP의 고유상태가 아님을 의미하기 때문에, K_L 을 K_1 과 K_2 의 섞임으로 표현하였다.

$$|K_L\rangle = \frac{1}{\sqrt{1+\epsilon^2}}(|K_2\rangle + \epsilon|K_1\rangle) \quad (1.17)$$

$$|K_S\rangle = \frac{1}{\sqrt{1+\epsilon^2}}(|K_1\rangle + \epsilon|K_2\rangle) \quad (1.18)$$

$\epsilon = (2.282 \pm 0.011) \times 10^{-3}$ 은 간접적인 CP 대칭성 깨짐(Indirect CP violation)의 척도를 의미한다. CP 대칭성의 깨짐은 중성 케이온의 붕괴 전과 붕괴 후의 CP 고유값이 바로 변하여 일어날 수도 있다. 이것을 직접적인 CP 대칭성 깨짐(Direct CP violation)이라고 한다. K_2 (CP 고유값 -1)가 $\pi\pi$ (CP 고유값 1)로 붕괴하는 것이 그 예이다. 약한 상호작용을 표현하는 헤밀토니안 밀도 \mathcal{H} 를 사용하여 직접적인 CP 대칭성 깨짐의 정도(ϵ')를 관찰하기 위하여 다음을 고려한다.

$$|\pi^+\rangle = |1, 1\rangle, |\pi^-\rangle = |1, -1\rangle \quad (1.19)$$

$$|\pi^+\pi^-\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|1, 1\rangle|1, -1\rangle + |1, -1\rangle|1, 1\rangle) \quad (1.20)$$

$$\frac{\langle \pi^+\pi^- | \mathcal{H} | K_L \rangle}{\langle \pi^+\pi^- | \mathcal{H} | K_S \rangle} = \eta_{+-} \sim \epsilon + \epsilon' \quad (1.21)$$

$\pi\pi$ 의 아이소스핀(isospin)의 차이 때문에 중성 케이온들의 $\pi^0\pi^0$ 로의 붕괴 갈래비의 비는 다음과 같이 고려할 수 있다.

$$|\pi^0\rangle = |1, 0\rangle \quad (1.22)$$

$$|\pi^0\pi^0\rangle = |1, 0\rangle|1, 0\rangle \quad (1.23)$$

$$\frac{\langle \pi^0\pi^0 | \mathcal{H} | K_L \rangle}{\langle \pi^0\pi^0 | \mathcal{H} | K_S \rangle} = \eta_{00} \sim \epsilon - 2\epsilon' \quad (1.24)$$

네 개의 중성 파이온의 붕괴모드의 붕괴갈래비를 측정하여 직접적인 CP 대칭성 깨짐의 정도를 관찰하려고 노력하였고, 여러 실험의 측정값의 평균은

다음과 같다. 이 때 중성 케이온의 섞임구조의 위상을 잘 이해하고 있지 못하기 때문에 위상을 고려하지 않기 위하여 실수부분만을 고려한다.

$$\left| \frac{\eta_{+-}}{\eta_{00}} \right|^2 \sim 1 + 6\text{Re}\left(\frac{\epsilon}{\epsilon'}\right) \quad (1.25)$$

$$\text{Re}(\epsilon/\epsilon') = (1.68 \pm 0.14) \times 10^{-3} \quad (1.26)$$

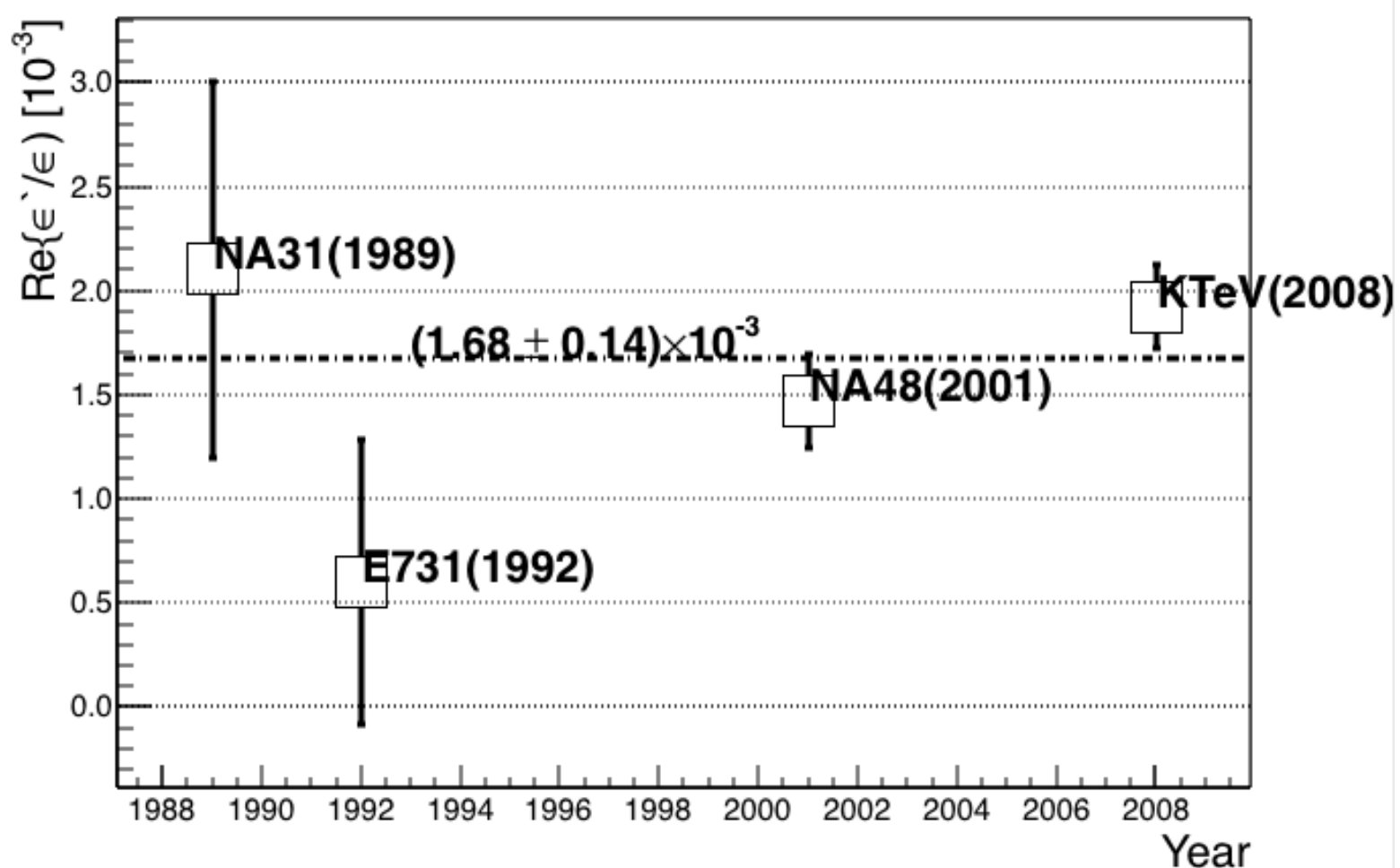


Figure 1.2: Measured $\text{Re}(\epsilon'/\epsilon)$ from each experiments

1.3 CKM Matrix in Standard Model

어떤 입자에 W보존이 매개하는 약한 상호작용이 작용하면 맛깔(Flavor)이 보존되지 않는데 이를 쿼크 섞임(Quark mixing)이라고 한다. 쿼크 섞임의 예로 $B_s^0 \rightarrow K^+ \pi^-$ 가 있다. 이 붕괴의 경우 b 쿼크가 s 쿼크로 전이하는 과정에서 W보존이 상호작용을 매개하여 맛깔이 변화한다. 반면 $\phi^0 \rightarrow K^+ K^-$ 의 경우에는 W보존이 매개하지 않아 맛깔이 변화하지 않는다.

3세대 쿼크 섞임을 나타내는 행렬을 CKM(Cabibbo-Kobayashi-Maskawa) 행렬이라고 한다.

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (1.27)$$

여기에서, $i, j = 1, 2, 3$ 는 쿼크의 세대를 표현한다. i 는 위쪽 쿼크(u, c, t)를 의미하며, j 는 아래쪽 쿼크(d, s, b)를 의미한다. V_{ij} 는 쿼크 j 에서 쿼크 i 로의 전이의 크기를 의미한다. CKM 행렬은 W보존이 쿼크의 세대를 구별하지 못한다는 것을(약한 상호작용의 결합상수가 세대에 따라 바뀌지 않는다) 표현한다. CKM 행렬은 3세대의 쿼크가 어떤 각도를 가지고 섞여있음을 3개의 고유벡터가 섞여 있는 것으로 표현하였다. 고유벡터의 섞임을 표현하기 위하여 CKM 행렬은 유니터리(Unitary) 행렬으로 가정한다.

CKM 행렬은 쿼크섞임의 정도를 표현하는 3개의 변수와 쿼크의 전이과정에서 발생하는 위상차이를 표현하는 1개의 변수를 이용하여 표현한다. CKM 행렬의 네 개의 변수를 정하는 몇 가지의 대표적인 방법이 있다. 첫 번째 방법은 Euler angles과 CP 대칭성 깨짐의 위상을 이용하는 방법이다. 이 때 4개의 변수들을 "Standard Parameter"라고 한다.

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{i\delta_{13}} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (1.28)$$

여기에서, s_{ij} 는 $\sin\theta_{ij}$ 이고 c_{ij} 는 $\cos\theta_{ij}$ 이다. 특히, θ_{12} 는 Cabibbo angle이다. 이 행렬을 구성하는 3개의 Euler angles($\theta_{12}, \theta_{13}, \theta_{23}$) 와 CP 대칭성 깨짐에 대한 위상 δ_{13} 는 현재 다음과 같이 측정되어 있다.

$$\begin{aligned} \theta_{12} &= 13.40 \pm 0.05^\circ, \quad \theta_{13} = 0.201 \pm 0.011^\circ, \\ \theta_{23} &= 2.38 \pm 0.06^\circ, \quad \delta_{13} = 1.20 \pm 0.08 \text{ rad} \end{aligned} \quad (1.29)$$

다른 방법으로는 Wolfenstein Parameter을 이용하여 CKM 행렬을 표현할 수 있다. 이 때, 4개의 변수를 이용하여 CKM 행렬을 표현하는데 Wolfenstein Parameter인 λ, A, ρ, η 는 Standard Parameter과 다음과 같은 관계를 가진다.

$$\lambda = s_{12}, A\lambda^2 = s_{23}, A\lambda^3(\rho - i\eta) = s_{13}e^{-i\delta_{13}} \quad (1.30)$$

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 1 - \lambda^2/2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.31)$$

여기에서, $\lambda = 0.2257_{-0.0010}^{+0.0009}$, $A = 0.814_{-0.022}^{+0.021}$, $\rho = 0.135_{-0.016}^{+0.031}$, $\eta = 0.349_{-0.017}^{+0.015}$ 이다. Wolfenstein Parameter를 보면, 같은 세대간의 전이진폭이 다른 세대간의 전이보다 큰 것을 확인할 수 있다. 또한, η 는 CP 대칭성 깨짐의 척도를 나타낸다. CKM 행렬을 Unitary 행렬로 가정하였기 때문에 다음과 같은 조건을 만족하여야 한다.

$$\sum_{i \text{ or } j} |V_{ij}|^2 = 1 \quad (1.32)$$

$$\sum_i V_{ij} V_{ik}^* = 0 \quad (1.33)$$

첫 번째 식은 하나의 위쪽 쿼크(아래쪽 쿼크)에서 모든 아래쪽 쿼크(위쪽 쿼크)로의 전이의 합은 모든 쿼크 세대에서 같다는 것을 의미한다. 이를 Weak Universality라고 한다. 두 번째 식은 유니타리 행렬의 정의로부터 얻을 수 있는데 복소평면 상에서 세 성분의 합을 삼각형으로 표현할 수 있다. 이를 유니타리 삼각형이라고 한다. 총 여섯 개의 서로다른 삼각형을 만들 수 있다. 여섯 개의 삼각형은 모두 똑같은 넓이를 가지게 되는데, 이 때 삼각형의 넓이(높이)는 표준모형에서 주장하는 CP 대칭성 깨짐의 정도와 관련이 있다.

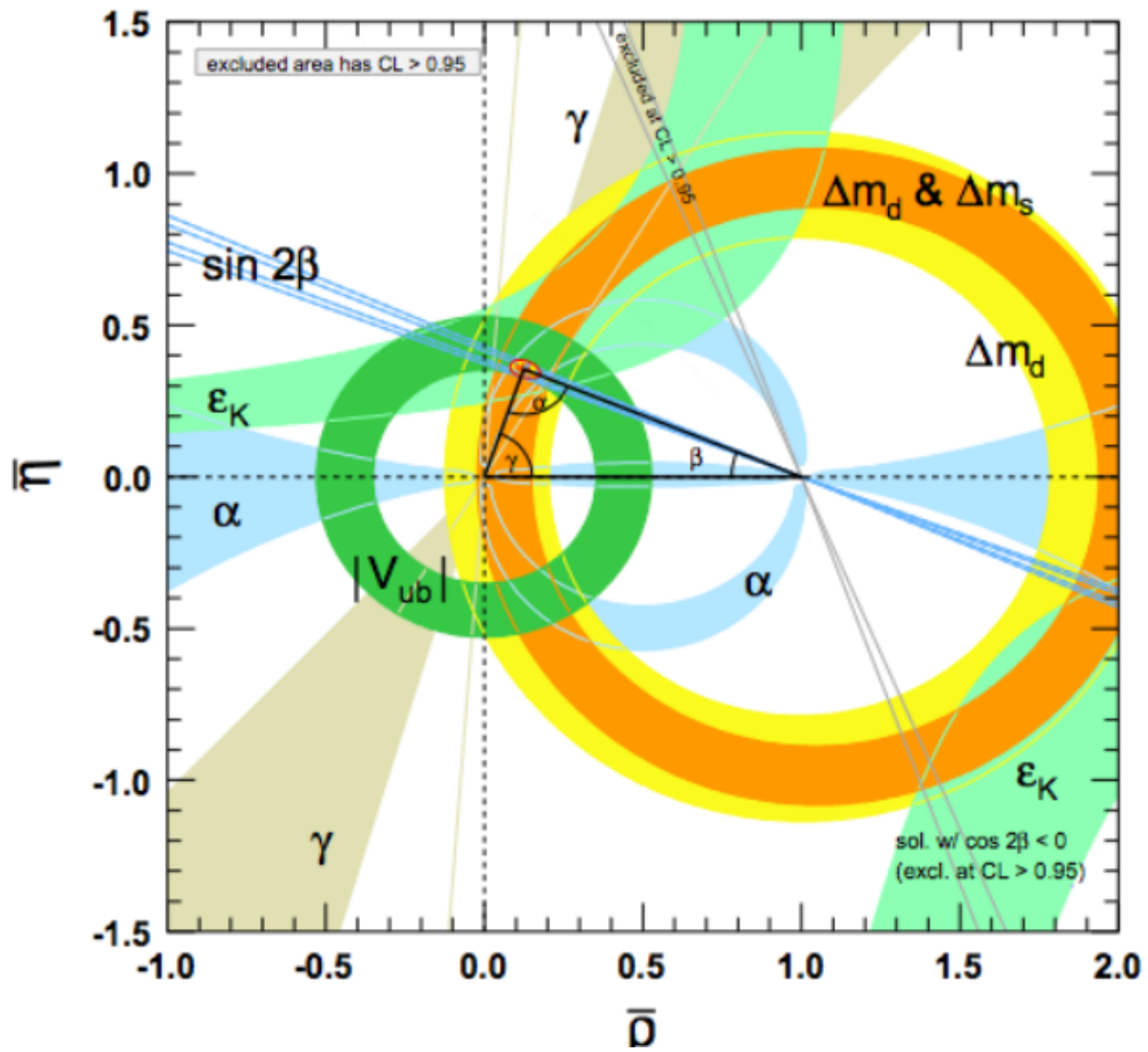


Figure 1.3: Parameters in CKM matrix according to ρ and η

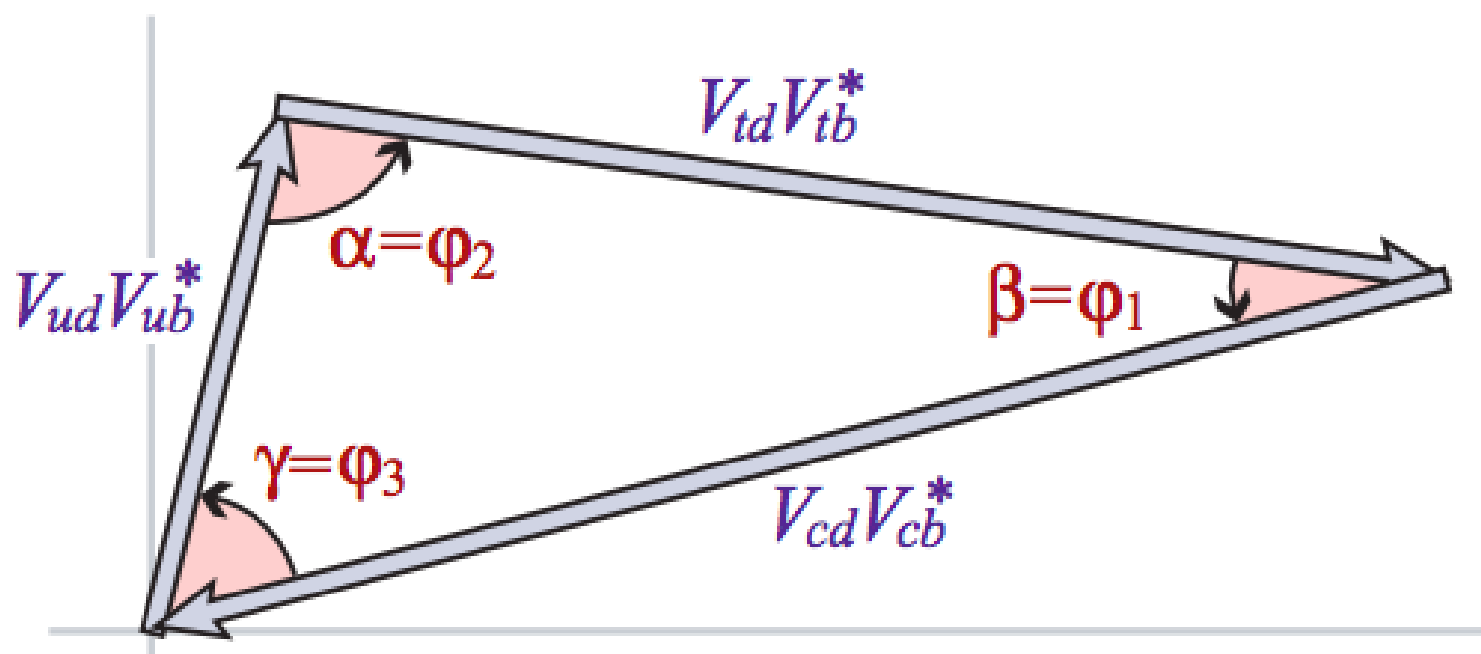


Figure 1.4: Unitary Triangle.

1.4 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$

$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 는 중성 케이온의 희귀 붕괴모드 중 하나이다. $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 사건은 FCNC(Flavor Changing Neutral Current) 과정을 통하여 일어난다. 이 때 s 쿼크가 d 로 전이하기 위하여 s 쿼크가 위쪽 쿼크로 한번 전이한 뒤 위쪽 쿼크가 다시 d 쿼크로 전이한다. 맛깔이 두번 바뀌므로 W보존이 매개한다. 표준모형의 Tree Level 수준에서 FCNC 과정은 강하게 억제받고 있기 때문에 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 사건을 관찰하는 것은 매우 어렵다. 하지만 붕괴갈래비가 작기 때문에 새로운 물리현상으로부터의 영향을 상대적으로 강하게 받을 수 있다.

$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 의 붕괴갈래비는 직접적인 CP 대칭성 깨짐에 민감하다. K_L 은 K^0 와 \bar{K}^0 로 섞여있어 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 의 진폭을 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$\begin{aligned}
 A(K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) &= \frac{1}{\sqrt{2}\sqrt{1+\epsilon^2}} \{ (1+\epsilon)A(K^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) - (1-\epsilon)A(\bar{K}^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) \} \\
 &\sim \frac{1}{\sqrt{2}} (A(K^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) - A(\bar{K}^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})) \\
 &\propto V_{td}^* V_{ts} - V_{ts}^* V_{td} \\
 &\propto 2i\eta
 \end{aligned} \tag{1.34}$$

여기에서, η 는 Wolfenstein parameters로 표현한 CKM 행렬의 값이며, 유니타리 삼각형의 높이이다. 위의 식으로부터 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 붕괴갈래비가 직접적인 CP 대칭성 깨짐의 척도와 비례함을 알 수 있다. $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 붕괴갈래비는 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$Br(K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) = \kappa_L \left(\frac{\text{Im}(V_{td}^* V_{ts})}{\lambda^5} X(x_t) \right)^2 \tag{1.35}$$

$$\kappa_L = (2.231 \pm 0.013) \times 10^{-10} \left(\frac{\lambda}{0.225} \right)^8 \tag{1.36}$$

$$x_t = \left(\frac{M_t}{M_W} \right)^2 \tag{1.37}$$

여기에서, λ 는 Cabibbo angle이고, κ_L 는 Hadronic Matrix Element의 계산결과이고, $X(x_i)$ 는 Inami-Lim 함수이다. $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 사건은 loop를 통해 쿼크가 전이하는데, 이 때 윗쪽 쿼크와 W보존이 loop를 매개한다. 위쪽 u쿼크나 c쿼크가 전이를 매개하게 되면 K_0 붕괴의 진폭위상과 \bar{K}_0 붕괴의 진폭위상이 서로 같아서 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 붕괴를 관찰하기 힘들다. 반면 t쿼크가 전이를 매개할 경우에는 K_0 와 \bar{K}_0 의 진폭위상이 다르기 때문에 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 붕괴를 관찰할 수 있다. loop를 매개하는 쿼크와 보존이 전부 무겁기 때문에 거리가 긴 상호작용을 깊게 고려하지 않아도된다. 이러한 계산을 Inami-Lim 함수에서 수행한다. 한편, κ_L 의 값은 $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e$ 붕괴를 관찰하여 얻은 Hadronic Matrix Element의 값을 추출해온 것이다.

$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 사건은 표준 모형의 CP 대칭성 깨짐의 예측을 확인할 수 있는 좋은 붕괴모드이다. 반대로, $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 사건은 새로운 물리를 탐색하는데 유리하다. 우주에 존재하는 입자와 반입자의 개수의 차이를 고려하면 현재 표준 모형이 제시하는 CP 대칭성 깨짐의 크기는 현재 우주를 설명하지 못한다. $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 사건을 정확히 측정하여 CP 대칭성 깨짐이 현재 표준 모형에서 제시하는 방법 외에 새로운 과정으로 CP 대칭성 깨짐이 일어남을 확인할 수 있다.

$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 붕괴갈래비의 측정을 목표로 하는 실험이 몇 가지 있다. 첫 번째로 KTeV이다. KTeV에서는 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 붕괴갈래비 측정을 $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ 의 경우와 $\pi^0 \rightarrow \gamma e^+ e^-$ 경우를 나눠서 수행하였다. 두 번째로 KOTO의 파일럿 실험인 E391a이다. E391a 실험에서는 오직 $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ 경우만을 생각하였다.

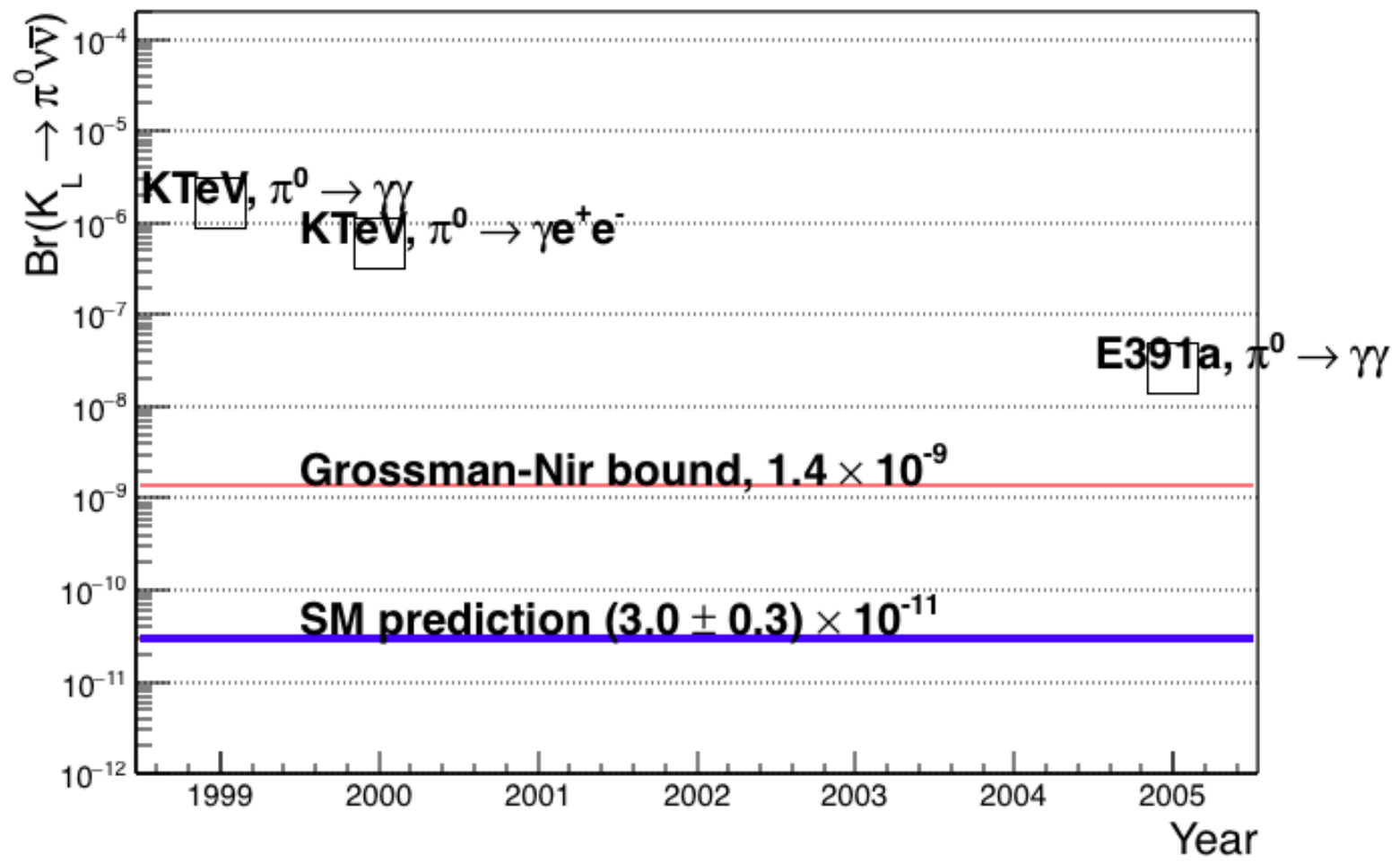


Figure 1.5: Unitary Triangle.

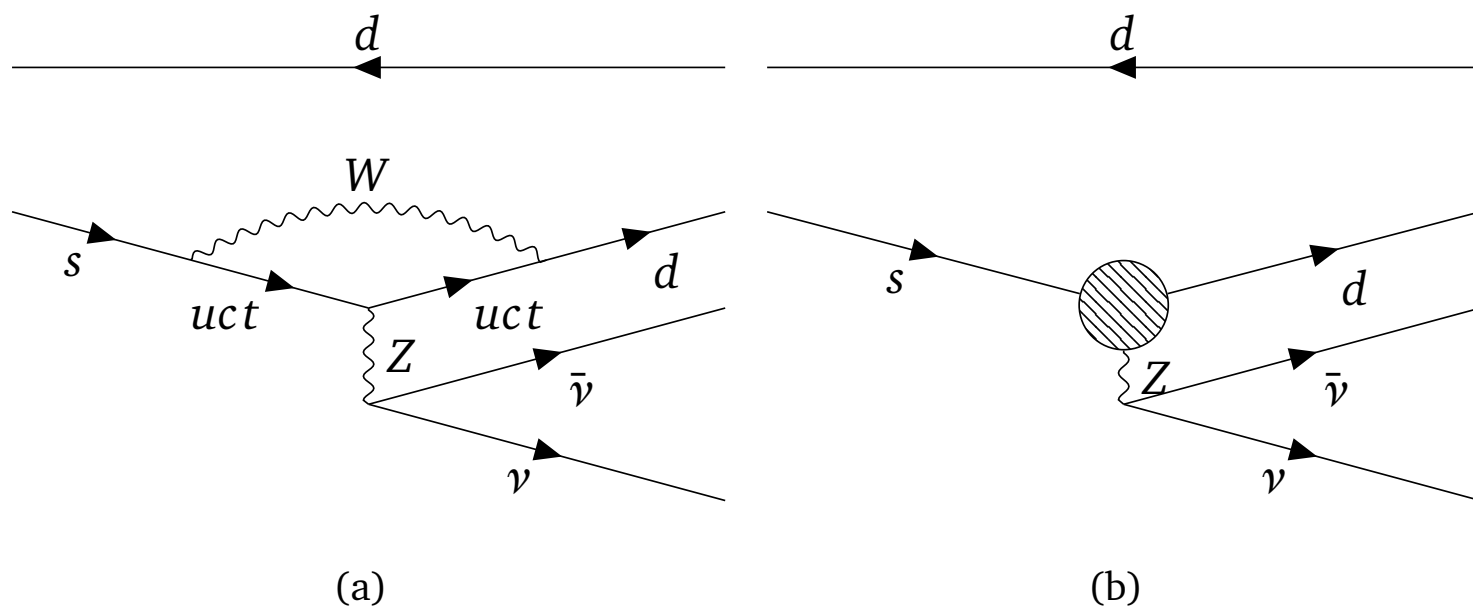


Figure 1.6: (a) : FCNC in Standard Model, (b) : FCNC in New Physics.

Chapter 2

KOTO Experiment

2.1 Identification of Signal

KOTO 실험은 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 를 검출할 때 π^0 로부터의 2개의 광자를 검출하고 동시에 검출한 2개의 광자 외에 아무것도 없음을 확인한다. π^0 의 Dalitz decay의 경우 붕괴갈래비가 1.125%로 작기 때문에 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 의 검출에 고려하지 않는다. 그런데 중성 케이온의 붕괴 중 $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ 가 존재하여 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 의 검출조건을 만족한다. KOTO 검출기로 입사하는 중성 케이온의 접선방향의 운동량(Tangential Momentum)이 작음($\sim 10\text{MeV}$)을 알고 있기 때문에 2개 광자의 접선방향의 운동량의 합을 고려한다. $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 의 경우 두 개의 중성미자(Neutrino)가 접선방향의 운동량을 가지고 있다. 두 개의 중성미자가 가지는 접선방향의 운동량만큼 π^0 도 접선방향의 운동량을 반대방향으로 가질 것이다. 한편 $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ 의 두 개의 광자는 원래 중성 케이온의 접선방향 운동량을 그대로 보존한다. 이를 고려하여 두 개의 붕괴모드를 두 광자의 접선방향의 운동량으로 구별할 수 있다. 한편 두 개의

광자외에 아무것도 없음을 확인하기 위하여 중성 케이온의 붕괴지점 주변을 감싸는 배제 검출기들을 설치하였다. 두 개의 광자 이외에 다른 입자가 생성되었을 때 배제 검출기를 이용하여 해당 입자를 찾아낸다.

2.1.1 π^0 Reconstruction

두 개의 광자가 $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ 에서 생성됨을 확인하기 위하여 π^0 재구성을 한다. π^0 재구성을 하기 위하여 두 개의 광자의 에너지와 검출기의 표면에서의 입사위치를 측정한다. 두 개의 광자의 정확한 출발지점을 모르기 때문에 π^0 의 구개각도(Opening Angle)을 알 수 없다. 구개각도를 계산하기 위하여 두 개 광자가 π^0 왔음을 가정하여 구개각도 계산 시 중성 파이온의 정지질량을 이용한다. 중성 파이온의 정지질량을 이용하여 계산되는 구개각도는 다음과 같다.

$$\begin{aligned} m_{\pi^0}^2 &= (e_1 + e_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2 \\ &= 2e_1e_2(1 - \cos\theta) \end{aligned} \quad (2.1)$$

중성 케이온 빔의 폭이 매우 얇기 때문에($\pm \sim 5\text{cm}$) 두 광자의 출발지점의 x, y 방향을 0이라고 가정한다. 가정을 이용하여 광자의 z 출발지점만을 계산할 수 있게된다. 가정들을 이용하여 재구성된 π^0 의 접선방향의 운동량과 z 출발지점을 이용하여 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu\bar{\nu}$ 사건을 선택한다.

2.1.2 Background

$K_L \rightarrow \pi^0 \nu\bar{\nu}$ 사건을 관찰하기 위하여 KOTO 검출기에 오직 두 개의 광자만이 있을것을 요구하기 때문에 실제 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu\bar{\nu}$ 사건이 아니어도 다른 원인에 의해 배경사상이 생길 수 있다. 배경사상의 원인은 크게 두 가지로 나눌 수 있다. 첫 번째 배경사상은 중성 케이온의 여러 가지 붕괴모드이다. 두 번째 배경사상은 중성자의 검출기와의 반응이다.

중성 케이온의 여러 가지 붕괴모드로부터 배경사상이 생성될 수 있다. 배

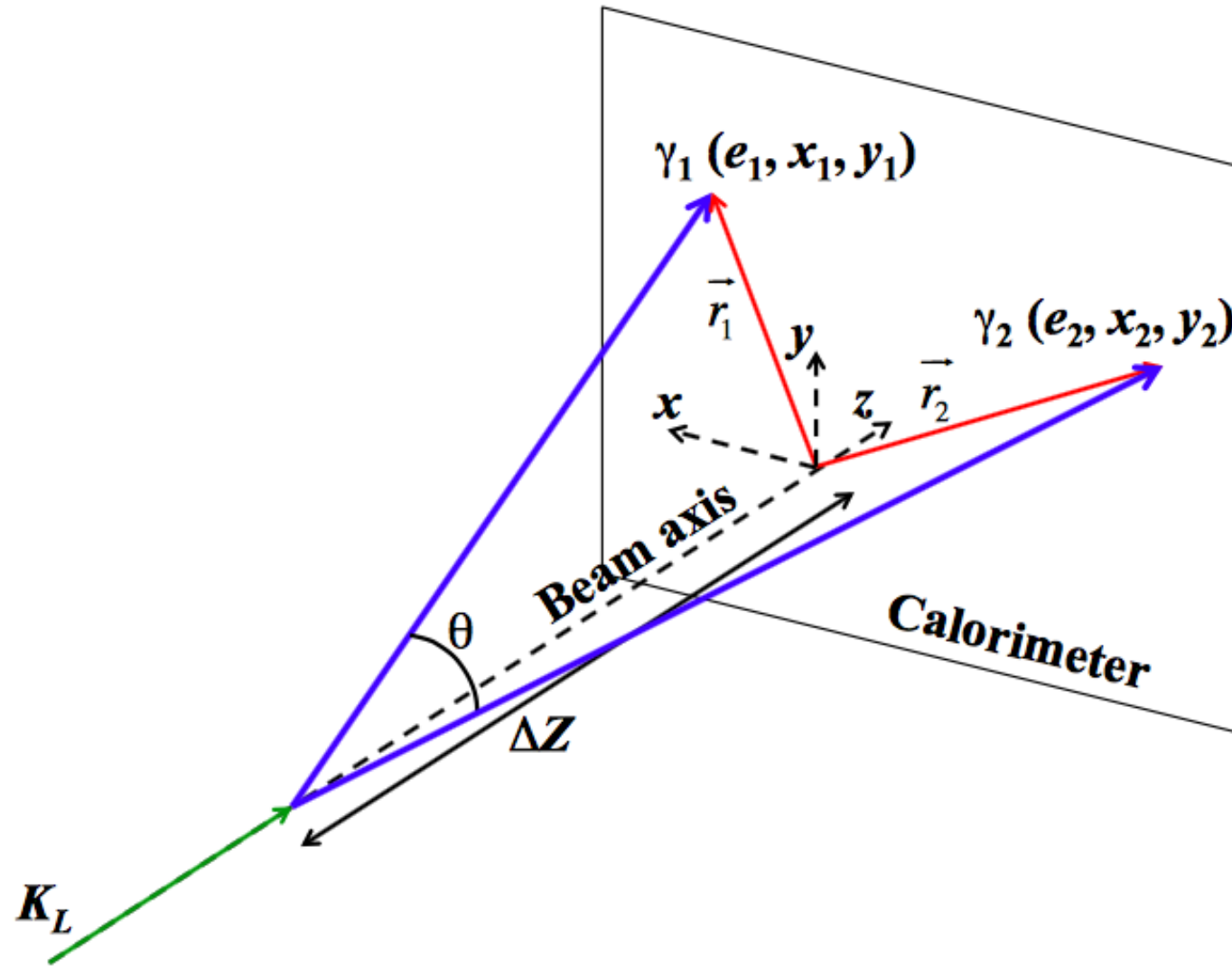
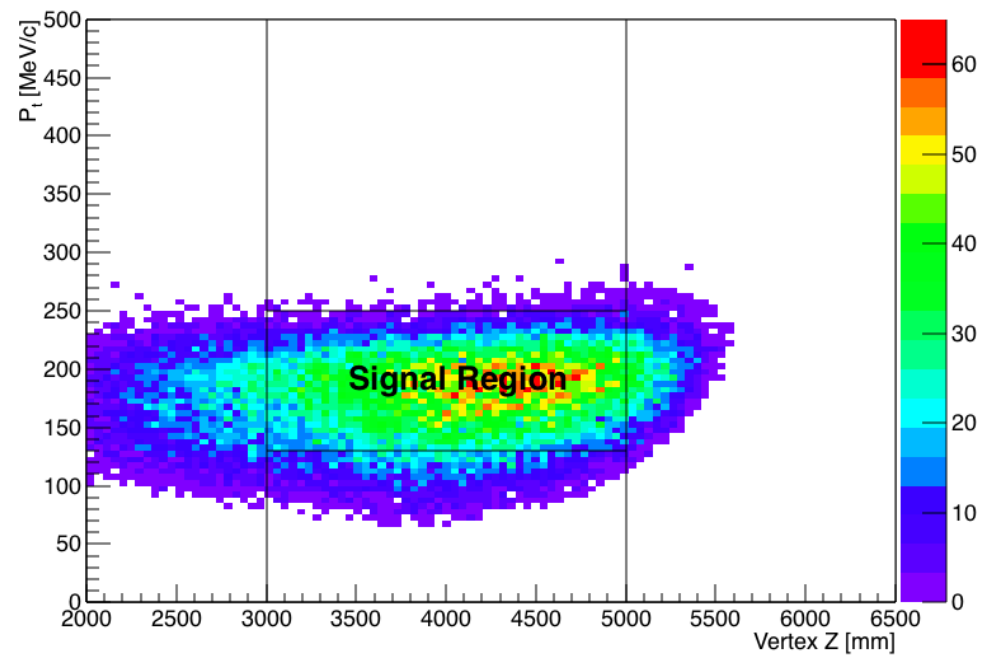


Figure 2.1: Reconstruction of Pi0.

Figure 2.2: Distribution of Vertex Z versus Tangential momentum of reconstructed π^0 from $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ decays in GEANT4 M.C..

경사상이 생성되는 이유는 검출기 특성의 비능률(Inefficiency)때문에 여분의 입자를 발견하지 못하거나, 여분의 입자가 검출기가 아닌 물질과 반응하여 사라져버리기 때문이다. 대표적으로 $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 사건의 경우 두 개의 중성 파이온으로부터 네 개의 광자가 나오게 되는데 두 개의 광자를 검출기가 검출하지 못하여 나머지 두 개의 광자만이 남게 되어 배경사상을 유발한다. 다음으로 $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ 사건의 경우 전하를 가진 파이온(π^+, π^-)이 KOTO 검출기 하류의 빔 파이프와 반응하여 사라져버려서 두 개의 광자만을 검출하게 된다.

중성자는 두 가지 방법으로 배경사상을 유발할 수 있다. 첫 번째 방법은 중성자의 π^0, η 생성이다. 중성자가 KOTO 검출기와 반응하여 π^0 나 η 를 생성하여 생성된 입자가 검출되는 경우이다. 이 때 주로 검출된 두 개의 광자는 높은 접선방향의 운동량($\sim 150\text{MeV}/c$)을 가지게 된다. 이러한 반응은 KOTO 검출기 중 NCC에서 가장 주요하게 발생하고 있다. 두 번째는 중성자의 CsI 열량계와의 반응이다. 중성자가 CsI 열량계와 반응할 때 에너지가 큰 딸입자를 생성하여 해당 딸입자가 중성자의 입사위치와 다른 곳에서 다시 반응을 일으켜 마치 두 개의 광자가 입사한 것처럼 보이게 한다. 이러한 사건을 이해하기 위하여 중성 케이온의 붕괴지점에 알루미늄 표적을 설치(2714mm)하여 중성자 생성 데이터를 취득한다.

2.2 Experimental Apparatus

2.2.1 J-PARC Accelerator

J-PARC 연구소는 LINAC(Linear Accelerator), RCS(Rapid Cycling Synchrotron) 그리고 MR(Main Ring)으로 구성되어 30 GeV 에너지의 세기가 강한 양성자 빔을 제공한다. LINAC에서 H^- 를 가속한 뒤 RCS에서 H^- 를 H^+ 로 변환한다. 변환된 H^+ 는 3 GeV까지 가속되고, MR에서 30 GeV까지 가속된다. 충분히 가속된 양성자는 일정한 주기를 가지고 실험실로 일정한 세기

로 입사한다(Slow Extraction). 입사하는 시간은 약 2초이며 양성자가 다시 가속되는 시간은 4초이다. J-PARC은 총 6초의 주기를 가지고 일정한 세기의 양성자를 제공한다. 이러한 주기를 Spill이라고 표현한다. 양성자의 세기는 POT(Proton On Target)으로 표현할 수 있는데 2015년 10월의 경우 한 주기의 POT의 크기는 약 $\sim 10^{13}$ 이다.

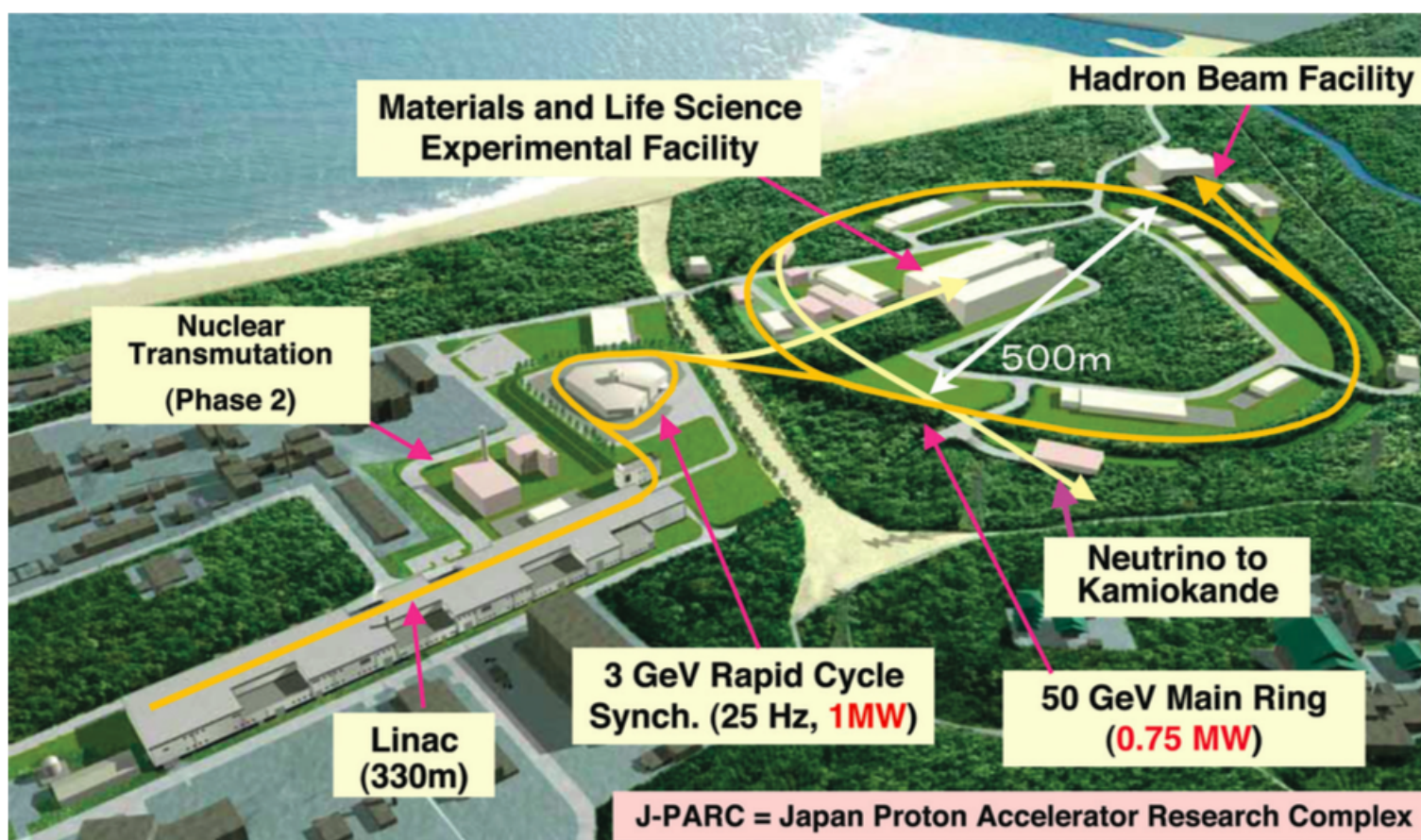


Figure 2.3: Reconstruction of Pi0.

2.2.2 Hadron Beam Facility

가속된 양성자들은 HBF에 도착하여 "T1 Target" 표적과 일부 반응한다. T1 Target은 HBF의 상류에 위치하여 양성자와 표적의 반응으로 여러 가지의 딸입자들이 생성한다. 상류에서 생성된 딸입자들은 각 빔 라인으로 진행한다. 빔 라인 중 KOTO 실험은 KL 빔라인에 위치한다. 중성자와 중성 케이온이 입사하는 비율과 HBF의 크기를 고려하여 양성자의 입사방향과 16도 꺾여져서 위치한다. KL 빔라인에는 광자를 흡수하는 정렬블록과 하전입자를 걸러내는 전자석이 설치되어 있다.

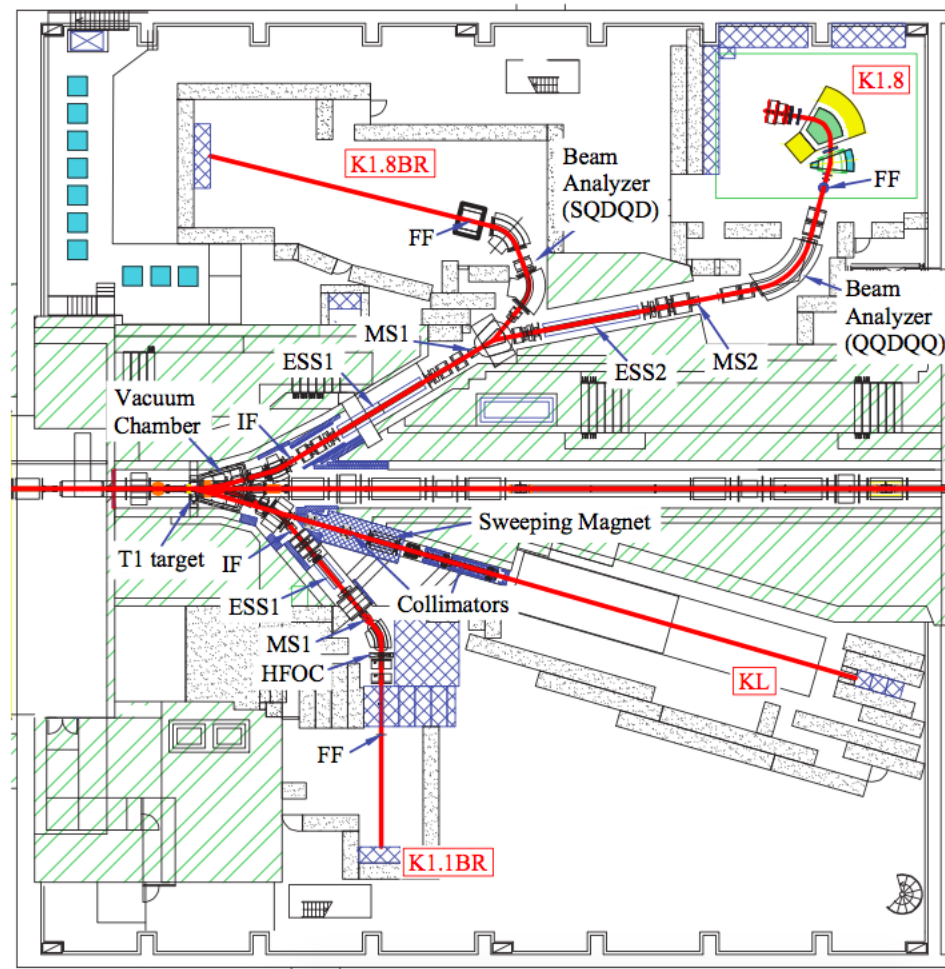


Figure 2.4: KOTO Full detector in 2015.

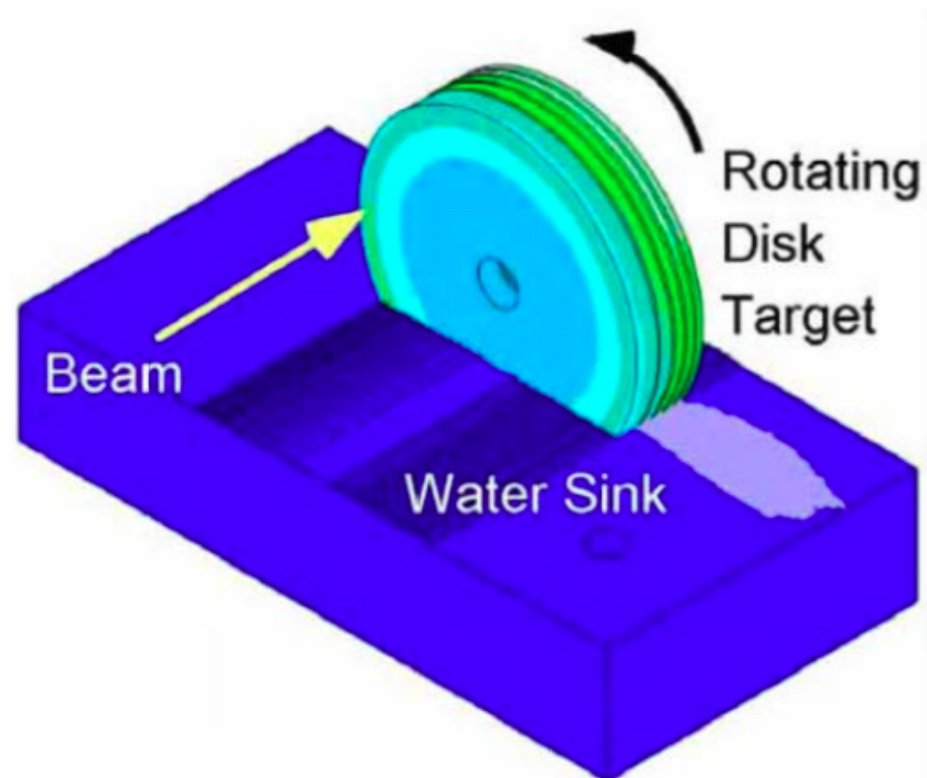


Figure 2.5: KOTO Full detector in 2015.

2.2.3 KOTO Detector

KOTO 검출기는 광자의 에너지와 위치를 관찰하기 위한 CsI 열량계와 중성 케이온의 붕괴지점을 감싸고 있는 배제 검출기들로 구성되어 있다.

©2018 J-PARC E14 Collaboration

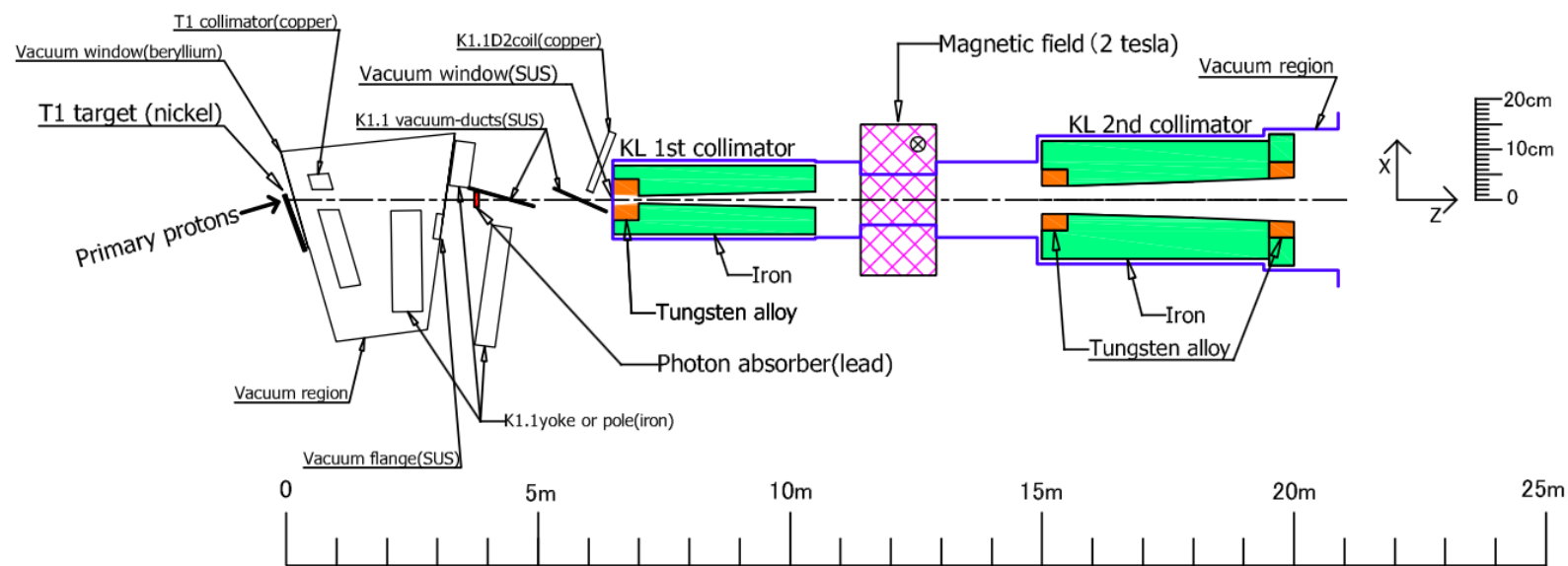


Figure 2.6: KOTO Full detector in 2015.

배제 검출기의 경우 광자를 배제하기 위한 검출기와 하전입자를 배제하기 위한 검출기가 있다. 광자를 배제하기 위한 검출기는 NCC, CC03, CC04, CC05, CC06, OEV, FBAR, BHPV, BHGC 가 있고 하전입자를 배제하기 위한 검출기는 CV, BCV, BPCV, LCV, newBHCV가 있다.

CsI Calorimeter

KOTO 실험은 도핑되지 않는(Undoped) CsI 열량계를 광자의 에너지와 위치의 검출을 위하여 사용한다. CsI 열량계의 모양은 두 가지가 있다. CsI 열량계 중 큰 것은 단면적이 $50 \times 50 \text{ mm}^2$ 이다. 작은 CsI 열량계의 단면적은 $25 \times 25 \text{ mm}^2$ 이다. 두께는 모두 500 mm이다. 이 두께는 27 방사길이(Radiation Length, X_0)와 동일하다. 작은 CsI 열량계는 2240 개이고 큰 CsI 열량계는 476 개이다. 각 CsI 열량계는 953 mm 반지름의 원통형 스테인리스 지지대 안에 쌓여있다. CsI 결정은 원래 KTeV 실험에서 사용하던 것이다. 광전자 증배관과 CsI 결정 사이의 공기 틈을 없애기 위하여 실리콘 재질의 투명한 고무(Silicon Cookie)를 삽입하였다. 또한 CsI 결정으로부터 UV빛을 차단하기 위해 UV filter를 삽입하였다. KOTO 실험은 진공상태에서 이루어지기 때문에 CsI 열량계의 광전자증배관이 낮은 전압에서 작동할 수 있도록 KOTO 실험에서 자체적으로 전압 공급 시스템을 개발하였다. 한편, 데이터 수집

동안 광전자증배관의 Gain을 측정하기 위하여 LASER 시스템을 이용하였다.

Front Barrel (FB) and Main Barrel (MB)

KOTO의 검출기는 π^0 의 재구성을 위한 CsI 전자기 열량계와, CsI 전자기 열량계로 입사하지 않는 다른 입자를 검출하기 위한 여러 가지의 배제 검출기로 구성된다. 그림에서 모든 배제 검출기를 확인할 수 있다. 가장 상류에 있는 배제 검출기, FB(Front Barrel)은 상류쪽에서의 중성 케이온의 붕괴에 대한 사건을 배제하는 역할을 한다. FB는 표본형 열량계의 검출기이며, 섬광체에 과장이등 광섬유를 접착하여, 상류쪽에 있는 광전자증배관이 과장이등 광섬유에서 나오는 초록 빛을 읽음으로, 신호를 확인한다. NCC(Neutron Collar Counter, Hinemos)는 CsI 결정으로 만들어진 열량계이며, 사건의 분석에 있어서 주요하게 사용되는 검출기이다. MB(Main Barrel)은 FB와 같은 표본형 열량계 검출기이며, FB와는 다르게 상류쪽과 하류쪽 모두에서 신호를 광전자증배관을 통해 읽어들인다. BCV(Barrel Charged Veto)는 MB에서 사용하는 섬광체 2장을 사용하여 만든 검출기이며, 하전입자가 나오는 사건에 대해 배제하기 위한 검출기이다. BCV역히 광전자증배관을 통해 신호를 읽는다. CV(Charged Veto)는 CsI 전자기 열량계 바로 앞에 위치하며, CsI로 들어오는 하전입제를 배제하기 위한 검출기이다. CV 또한 섬광체에 과장이등 광섬유가 접착되어 있는 구조이다. LCV는 CsI안쪽 구멍과 Beam pipe의 사이에 있는 하전입자의 배제검출기이다. CC03는 LCV의 바깥쪽에서 beam pipe 주위의 입자들을 검출하는 배제검출기이다. OEV(Outer Edge Veto)는 광자가 CsI에서 전자기 반응을 할 때, 전자기 반응이 CsI 밖으로 새어나오는 것에 대해 검출하기 위한 검출기이다. CC04, CC05, CC06 도 Beam pipe 주위의 입자를 검출하는 배제검출기이다. BHCV, BHPV, BHGC는 Beam pipe 하류쪽의 검출기이다. BHCV에서는 하전입자를 검출하고, BHCV와 BHPV사이에 Concrete Wall이 있어서 하전입자를 흡수한다. 그 뒤에 BHPV, BHGC에서 광자를 검출한다. BHGC뒤에는, Calibartion을 위한 BHTS Trigger 검출기

가 있다.

2.3 Data Acquisition Setup for Physics Data

E14 실험에서 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 을 관찰하기 위해 CsI에 충분한 신호가 있음을 확인함과 동시에, 다른 배제 검출기에 아무 신호도 없음을 확인한다. 이러한 확인을 L1 Trigger에서 수행한다. 검출기에서 나오는 아날로그(analogue)의 출력신호를 Flash ADC에서 디지털화 한다. 디지털화된 신호가 특정 문턱값을 넘으면, 검출기에 신호가 있다는 것으로 정의한다. CsI 검출기와 다른 배제 검출기의 역동시(anticoincidence)상황일 때, L1 Request가 트리거된다. L1 Request의 트리거신호가 있고, L2에 남아있는 임시저장공간이 충분하다면, 이 상황을 MACTRIS+에서 판단하여 L2 단계로 넘어간다. L2에서는 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 붕괴모드를 $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ 와 비교하기 위해서, COE(Center of Energy) 계산을 수행한다. L2의 COE 판단은 COE의 값이 특정 문턱값보다 높은것을 요구한다. L2의 단계를 거치면, L3에서 2진법의 형식으로 데이터를 저장한다.

E14 실험은 배제검출기들의 성능과 데이터 취득 도중의 상태를 확인하기 위해서, 주로 세 가지의 조건으로 데이터를 취득한다. 첫 번째는 "Physics Trigger"이다, 이 조건은 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 붕괴모드만을 보기위한 조건으로, CsI 검출기와 배제검출기의 역동시와 COE를 동시에 요구한다. 두 번째는 "Normalization Trigger"이다. 이 조건은 E14 실험으로 입사하는 K_L 를 확인하기 위한 조건으로, CsI 검출기와 배제검출기의 역동시만을 요구하고, COE를 요구하지 않는다. 이 조건은 주로 $K_L \rightarrow 3\pi^0$, $K_L \rightarrow 2\pi^0$, $K_L \rightarrow 2\gamma$ 붕괴모드를 관찰하려는 목적을 가진다. 세 번째는 "Minimum bias Trigger"이다, 이 조건은 오직 CsI 검출기의 충분한 신호만을 요구한다. "Minimum Bias Trigger" 조건은 "Normalization Trigger" 조건과 보고자 하는 붕괴모드는 같지만, 두 조건의 비교를 통해서 배제검출기의 상태를 확인하고자 하는것이

목적이다.

Trigger Name	CsI Threshold	COE Threshold	Veto Counter
Physics Trigger	650MeV	165mm	On
Normalization Trigger	650MeV	0	On
Minimum Bias Trigger	650MeV	0	Off

Table 2.1: List of trigger conditions

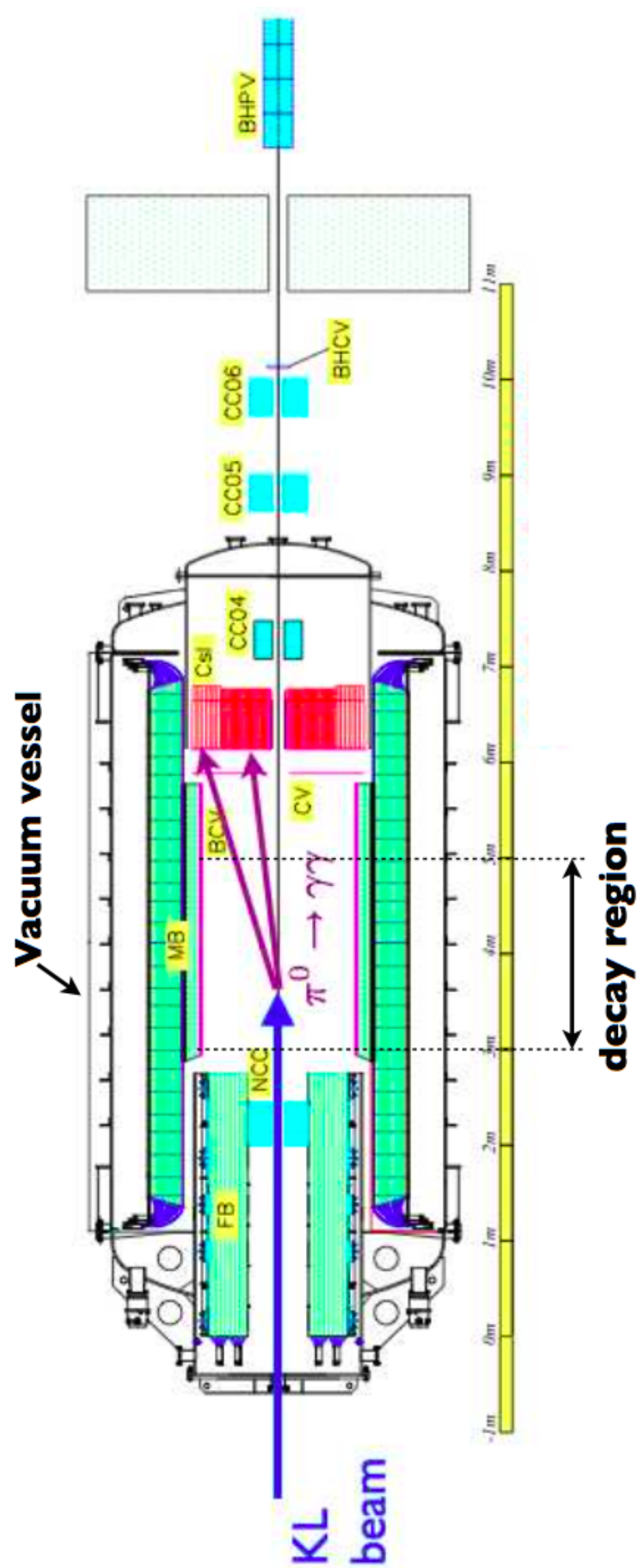


Figure 2.7: KOTO Full detector in 2015.

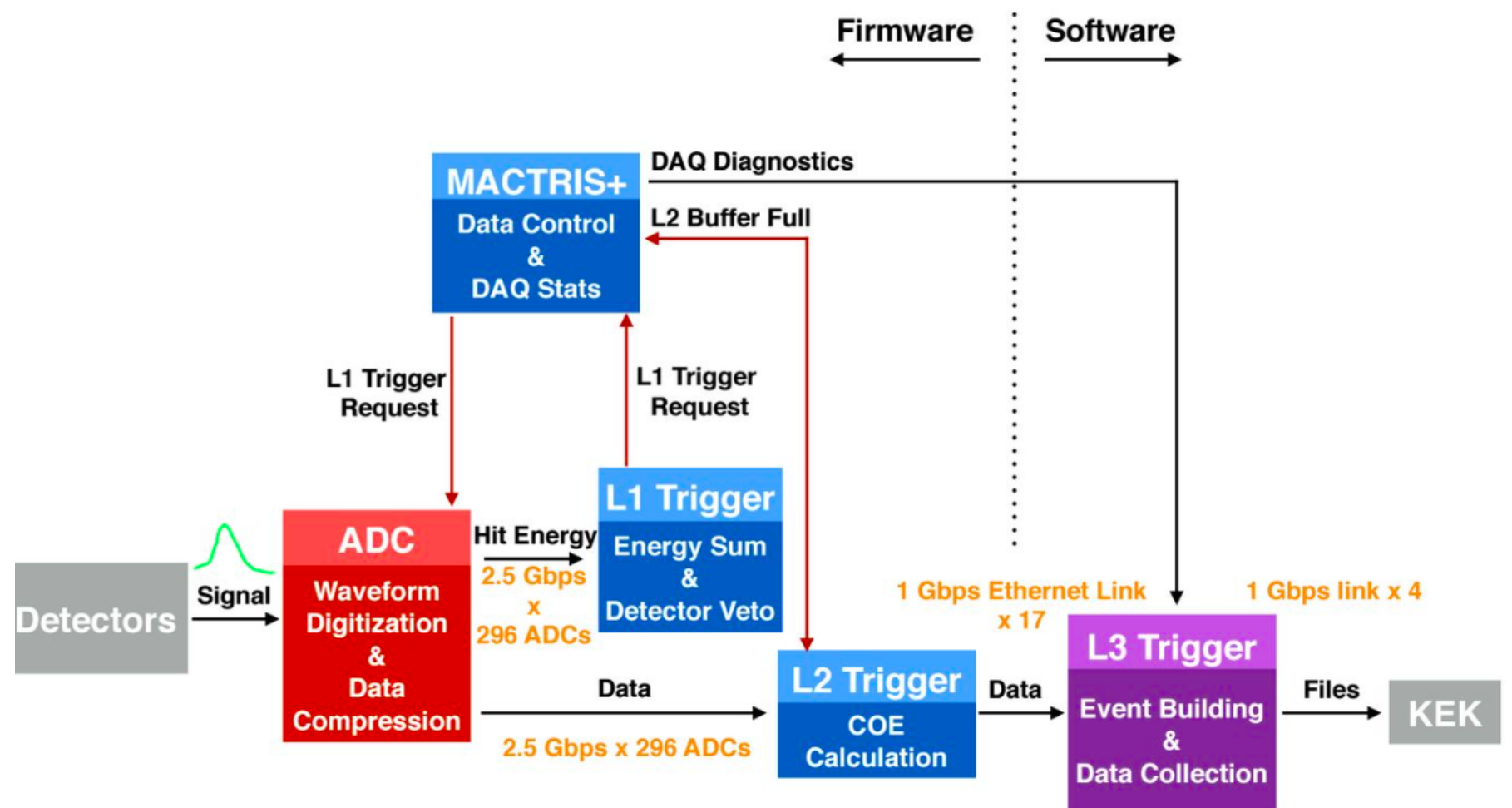


Figure 2.8: Trigger system for physics data acquisition

Chapter 3

Inner Barrel

3.1 Motivation of installation of Inner Barrel

$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 붕괴갈래비를 측정할 때 $K_L \rightarrow 2\pi^0$ 붕괴사건은 주요한 배경사상이다. 중성 케이온으로부터 나온 4개의 광자 중 2개의 광자가 검출이 되지 않을 때 $K_L \rightarrow 2\pi^0$ 붕괴사건은 배경사상이 될 수 있다. 이를 해결하기 위해서 CsI 열량계로 진행하지 않는 광자들을 포토 비토 검출기를 통해 확인하여 $K_L \rightarrow 2\pi^0$ 붕괴사건을 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 붕괴사건으로부터 배제한다. Main Barrel(MB)은 $K_L \rightarrow 2\pi^0$ 붕괴사건의 배제에 주요한 역할을 한다. MB를 포함한 2015년의 검출기환경을 이용하여 $K_L \rightarrow 2\pi^0$ 붕괴사건을 배제하였을 때 배제되지 않는 배경사건의 갯수는 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 사건 1개당 2.60개 이다. 이러한 배경사상을 배제하지 못하는 원인은 열량계 특성인 비능률(Inefficiency) 때문이다. MB의 비능률을 줄이기 위해서 MB 안쪽에 부가적인 표본형 열량계를 설치하기로 하였다. 새로 설치한 표본형 열량계가 바로 Inner Barrel(IB)이다. 새로 설치한 IB에 의해서 $K_L \rightarrow 2\pi^0$ 붕괴사건의

배제 후의 붕괴사건의 갯수가 1.39개로 줄어들 것으로 예상된다.

한편, CsI 열량계와 광자의 반응에서 생성되는 딸 입자 중, 일부는 광자의

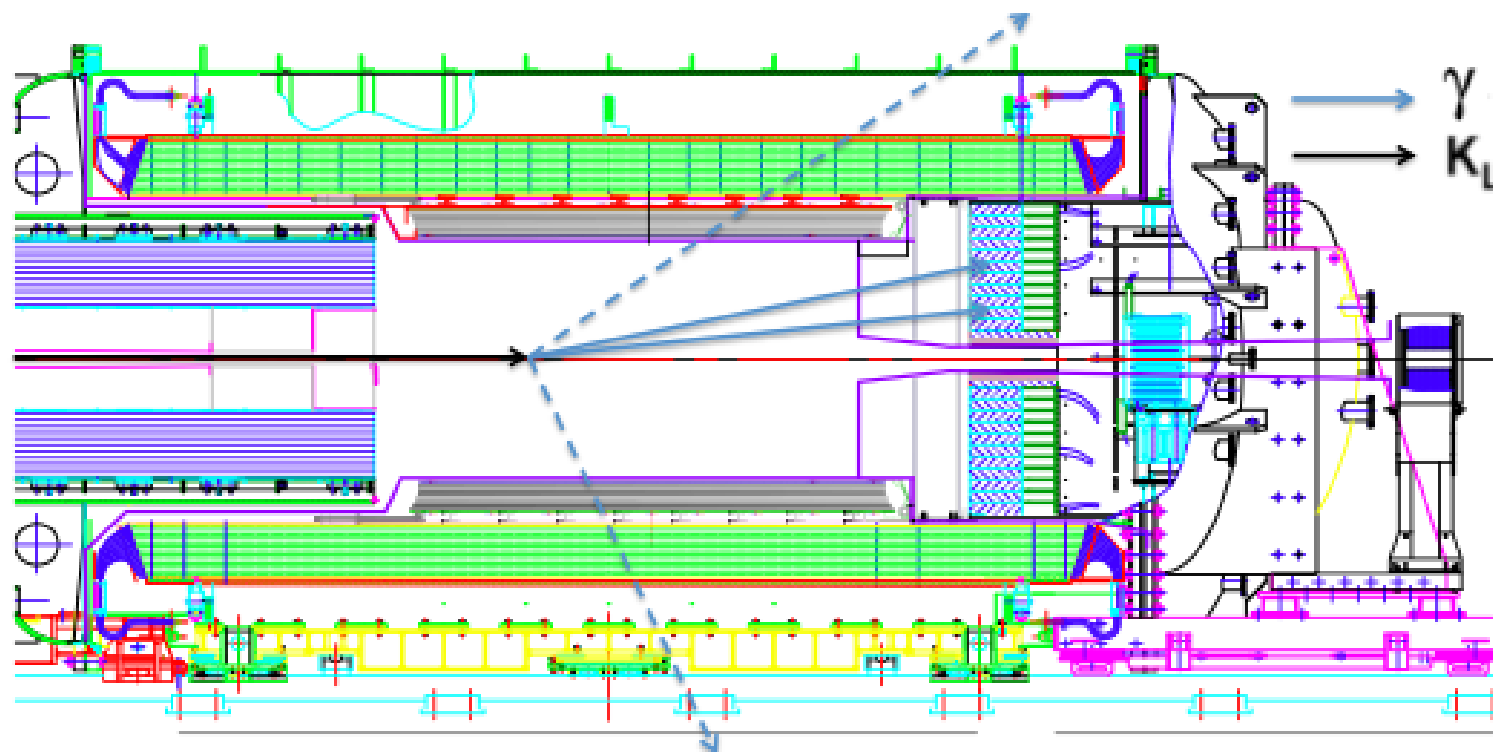


Figure 3.1: $K_L \rightarrow 2\pi^0$ background event.

Detector	Number of BG from $K_L \rightarrow 2\pi^0$
MB	2.60
MB+IB($5X_0$)	1.39
MB+IB($10X_0$)	1.30

Table 3.1: Number of BG from $K_L \rightarrow 2\pi^0$ according to radiation length(X_0)

입사방향과 반대방향으로 진행한다. 반대방향으로 진행하는 입자 중 일부는 MB에 신호를 남기게 되는데, 이러한 신호때문에 중성 케이온 재구성의 수용량이 적어지게 된다. 이 때, MB에 신호를 남기는 현상을 Back Splash라고 한다. Back Splash에 의해 MB에 생기는 신호를 중성 케이온에 의해 생기는 신호로부터 기존의 MB보다 뚜렷하게 구별하기 위해서, IB의 시간 분해능을 MB의 시간 분해능보다 훌륭하도록 IB를 제작하였다.

3.2 Composition of IB

광자 계측기로서의 역할을 가격, 공간 대비 효율적으로 수행할 수 있도록 IB는 표본형 열량계(Sampling Calorimeter)로 제작되었다. 광자와의 반응을 효과적으로 일으키기 위하여 각 층이 5mm 두께의 섬광체와 1mm 두께의 납의 교대구성으로 총 25층을 이룬다. 0.188mm의 반사지를 납과 섬광체 사이에 배치하여 섬광체에서 빛이 빠져나가는 것을 억제한다. IB의 32개의 모듈이 원형을 이루게하고, 입자가 IB의 중심에서 진행할 때 검출기 사이의 틈으로 지나가는 것을 막기위하여 IB의 단면을 사다리꼴으로 제작하였다. IB를 지지대와 조립하기 위하여 모듈의 위 아래에 알루미늄 판을 붙였다. IB의 수직방향의 두께는 173.0mm이며 긴쪽의 너비는 178.0mm 짧은쪽의 너비는 146.0mm이다. IB의 빔 방향의 길이는 긴 방향으로 2777mm, 짧은 방향으로 2650mm이다. IB의 교대구조와 알루미늄 판이 서로 잘 붙어 있게 하기 위하여 Stainless Band를 이용하여 IB의 9군데를 묶어준다. IB의 광전자증배관은 상류의 연결방법과 하류의 연결방법이 다르다. 이는 진공안의 공간이 충분하지 않기 때문에 하류방향의 광섬유를 90도 휘어서 광전자증배관과 연결한다.

3.2.1 Plastic Scintillator of IB

IB를 제작하기 위해 사용한 섬광체의 크기는 약 $2700 \times 160 \times 5 \text{mm}^3$ 이다. Beam 방향으로 길고, 두께가 매우 얇아서 중력에 의한 형체의 변형이 일어날 수 있기 때문에 자체 무게를 지탱할 수 있도록 폴리스티렌(polystyrene)과 메타아크릴(meta-acrylate)을 합성한 MS resign(80% polystyrene + 20% meta-acrylate)을 주요 물질로 사용하였다. 이러한 새로운 합성법으로 만들어진

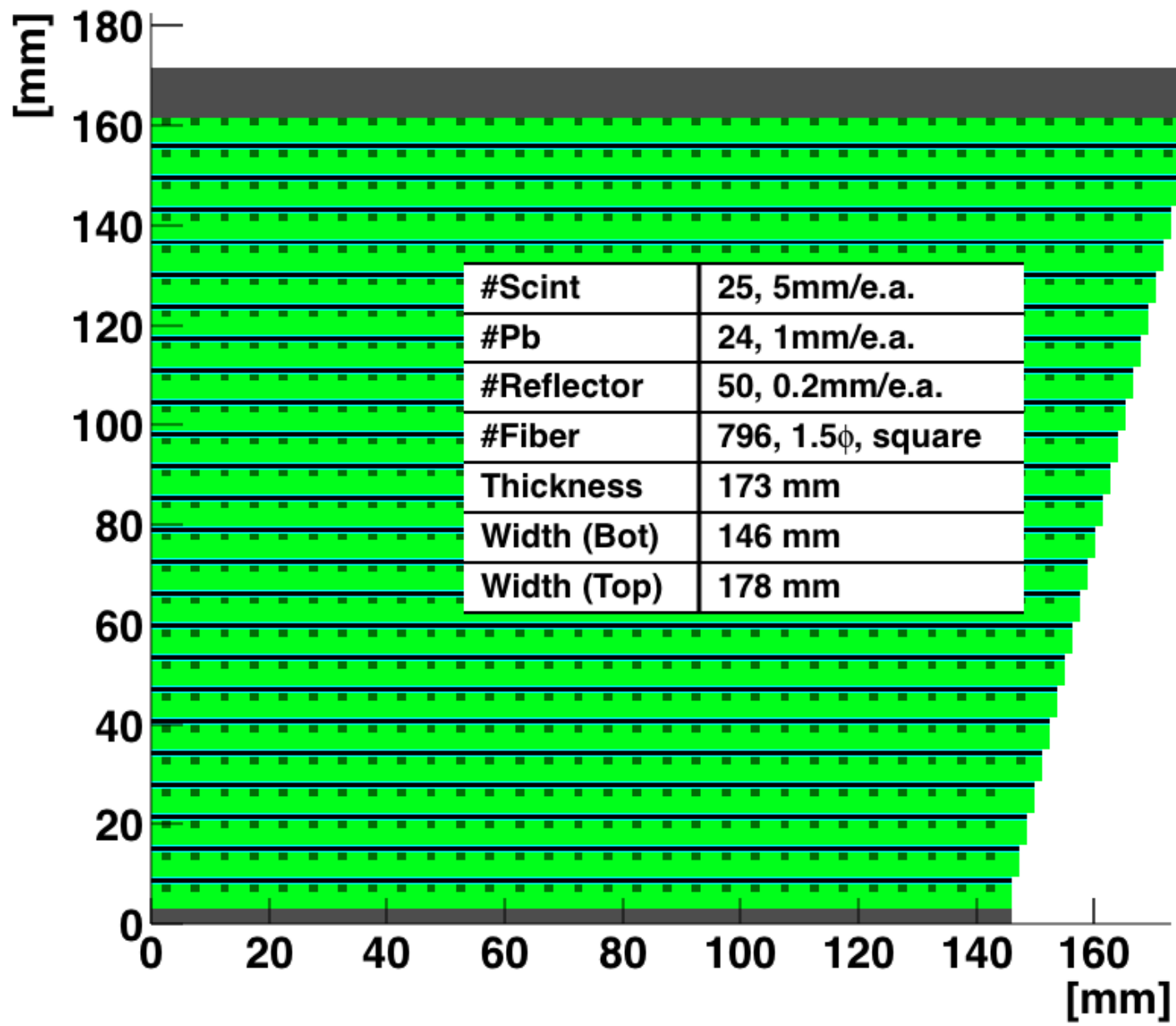


Figure 3.2: Front View of Inner Barrel

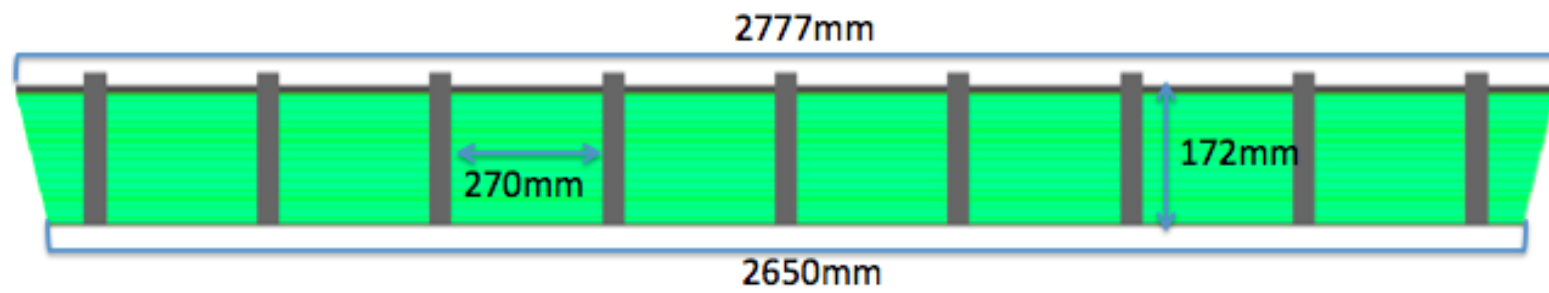


Figure 3.3: Side View of Inner Barrel

섬광체는 기존 섬광체보다 2배의 강도를 가진다. 하지만 섬광체의 섬광에 대한 감쇠길이가 8배 정도 짧아졌기 때문에(약 45cm) 섬광이 전파하는 매질의 감쇠길이를 늘리기 위하여 광섬유를 사용한다.

3.2.2 Wavelength Shifting Fiber of IB

IB의 섬광체는 기존 섬광체의 감쇠길이(300cm) 비해서 빛의 감쇠길이(45cm)가 매우 짧기때문에, 파장이동 광섬유를 섬광체의 홈에 부착하여, 빛이 섬광체에서 감쇠되지 않고 파장이동 광섬유를 통해 이동하게 한다. 사용한 파장이동 광섬유는 Saint Gobain 사의 모델명, BCF-92로 감쇠길이가 약 5m이다. 사용한 파장이동 광섬유의 모양은 정사각형 모양이며 한 변의 길이가 1.5mm이다. IB에서 사용한 파장이동 광섬유는 한번의 클래딩(Single Cladding)이 처리되어 있다. 파장이동 광섬유는, 섬광체에서 나오는 섬광을 흡수하여, 더 낮은 에너지의 섬광을 방출한다. 이러한 성질을 이용하여 섬광의 파장을 바꿀 수 있다. 파장이동 광섬유를 이용하여 섬광을 모으는 과정에서 이 광량에 기여하는 요인은 광섬유의 감쇠길기와 광섬유의 가둠 효율(Trapping Efficiency)이다. 감쇠길기에 따른 광량의 감소는 다음과 같이 주어진다.

$$LY = LY_0 e^{-z/L_{att}} \quad (3.1)$$

여기서, LY 는 광량(Light Yeild)을 의미하고, LY_0 는 처음에 생성된 광량이며, z 는 섬광이 이동한 거리이며, L_{att} 는 광섬유의 감쇠길이고, 이 감쇠길이는 섬광이 가지고 있는 파장(λ)의 함수이다.

$$L_{att} = L_{att}(\lambda) \quad (3.2)$$

광섬유가 섬광을 가두는 효과는 광섬유 내부에서의 전반사를 통해서 이루어진다. 섬광이 파장이동 광섬유안에서 등방적(Isotropic)으로 재생성 되었을 때, 광섬유의 가둠 효과는 약 8% 이다.

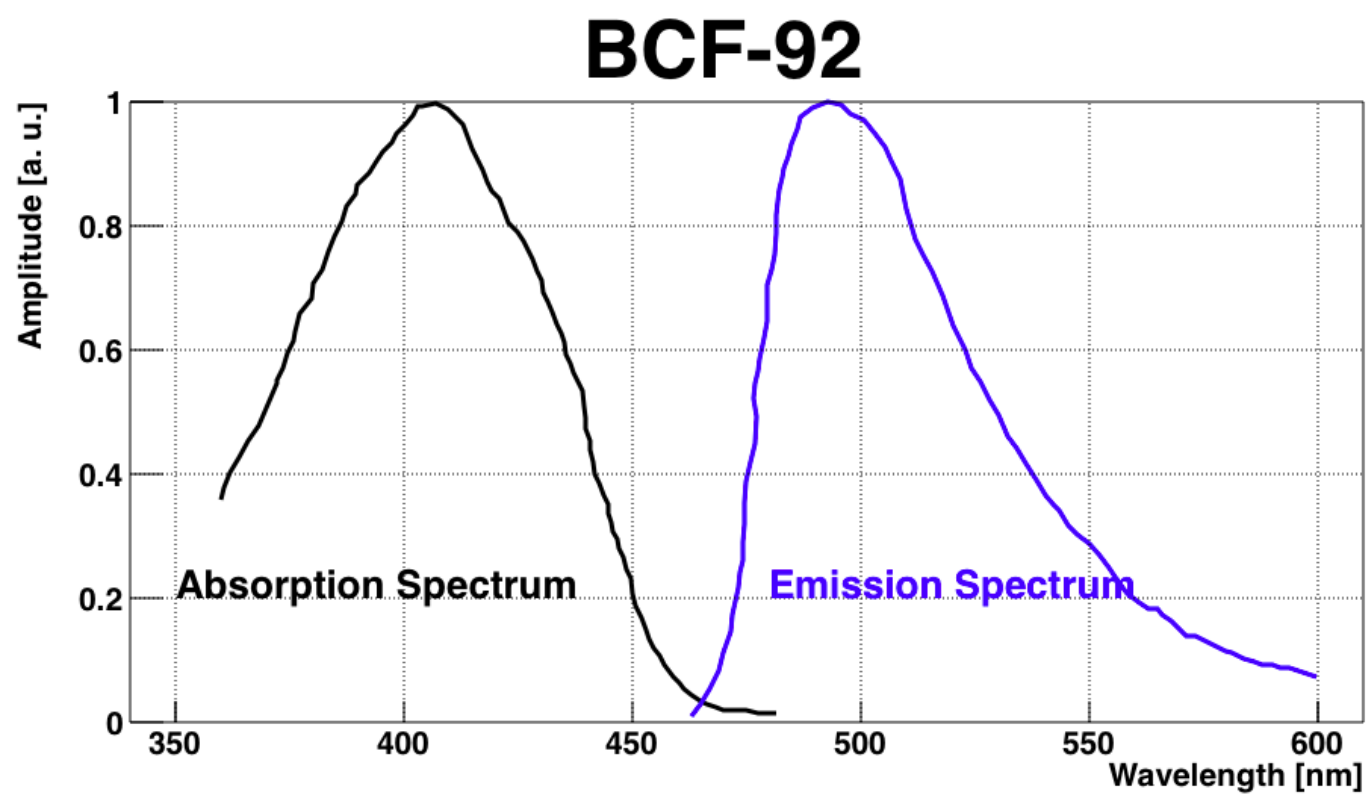


Figure 3.4: Emission And Absorption Spectrum of BCF-92 along wavelength.



Figure 3.5: Picture of scintillator and wavelength shifting fiber.

3.2.3 PMTs of IB

과장이동 광섬유를 이용하여 모은 섬광을 측정하기 위하여 광전자증배관(PhotoMultiplier Tube)를 사용한다. 광전자증배관은 광음극으로 들어오는 광자를 이용하여 광전효과(Photoelectric effect)를 유발하여 광전자를

만들어낸다. 이 때 광전자가 만들어진 확률을 양자효율(Quantum Efficiency, QE)라 하며, 다음과 같이 정의된다.

$$QE(\lambda) = \frac{\text{Number of photoelectron}}{\text{Number of incident photon}}$$

양자효율은 섬광의 파장에 대한 함수이기 때문에, 파장이동 광섬유에서 방출되는 섬광에 알맞는 광전자증배관을 사용하는 것이 중요하다. IB는 양 끝에서 신호를 읽는데, 이를 상류와 하류로 구분한다. 상류에서 사용하는 광전자증배관은 R329EGP이며, 하류에서 사용하는 광전자증배관은 R7724이다. R329EGP는 기존의 R329 광전자증배관에서, 광음극 부분을 초록빛에 더 민감한 물질로 바꾼 것이다.(Extended Green Photocathode) 또한 R329EGP의 광음극은 프리즘 형태로 깎여 있기 때문에, 입사하는 빛의 이동 경로가 길어진다. 빛의 이동경로가 길어지므로, 광전효과가 일어날 가능성이 높아진다. 광전효과에 의해 생성된 광전자는, 광전자증배관 내부에 배치된 다이노드를 거치면서 증폭된다. R329EGP의 경우 12개의 다이노드로 구성되고, R7724의 경우 10개의 다이노드로 구성된다.

3.2.4 Inner Barrel Inside Malin Barrel

32개의 완성된 IB는 지지대에 고정되어 원통형을 이루게 된다. 원통의 바깥쪽 반지름은 1018mm이고, 안쪽 반지름은 840mm이다. Inner Barrel은 기존의 Main Barrel 의 안쪽에 위치한다. Main Barrel과 Inner Barrel의 중심 위치의 차이는 227.5mm로, Inner Barrel이 더 하류에 위치한다.

Main Barrel 모듈 사이의 틈과, Inner Barrel 모듈 사이의 틈을 서로 메꿔주기 위하여, Inner Barrel 모듈의 방위각의 중심을 Main Barrel 모듈의 방위각의 중심을 교차한다.

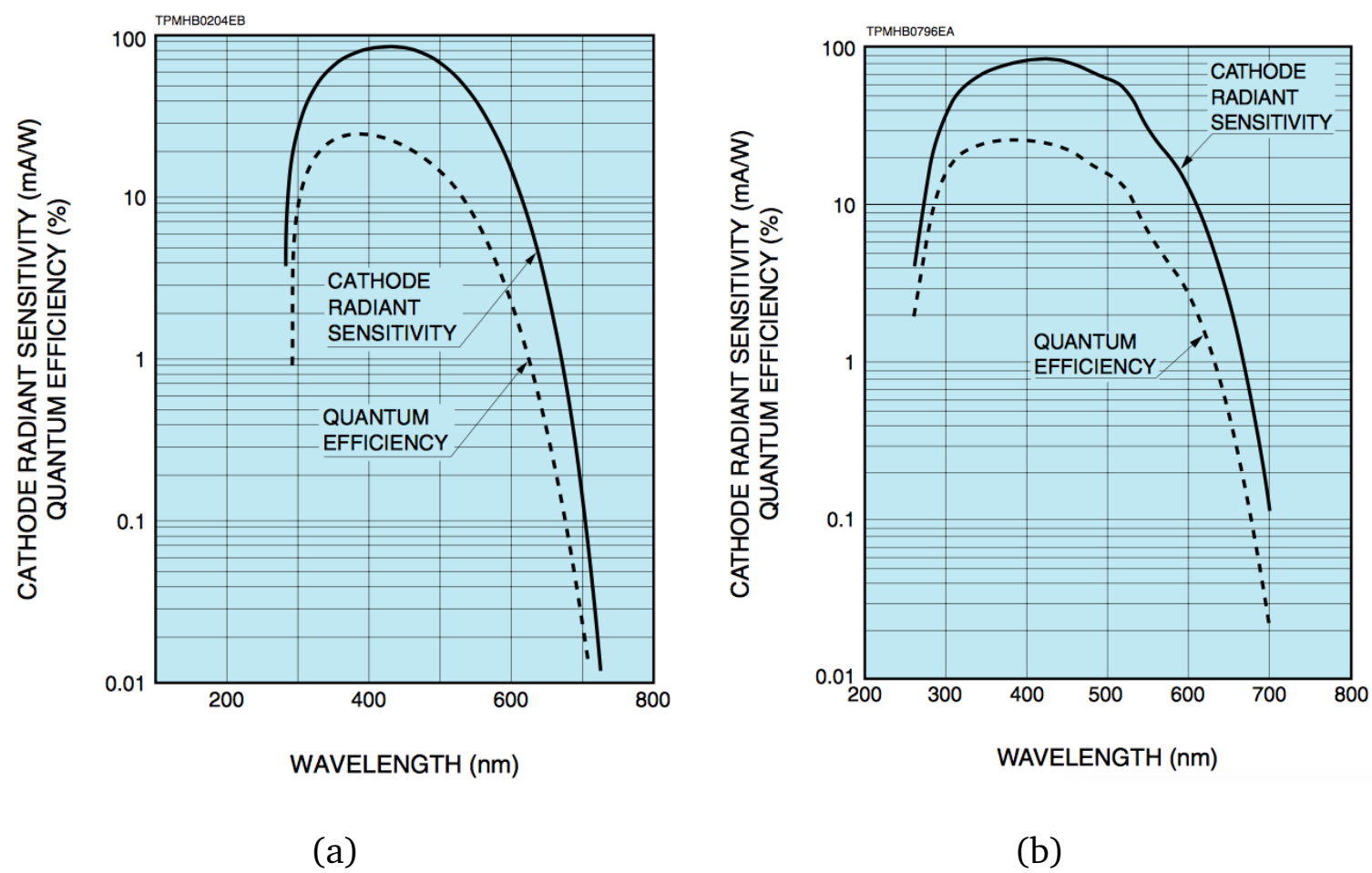


Figure 3.6: (a) : QE of R329, (b) : QE of R7724.

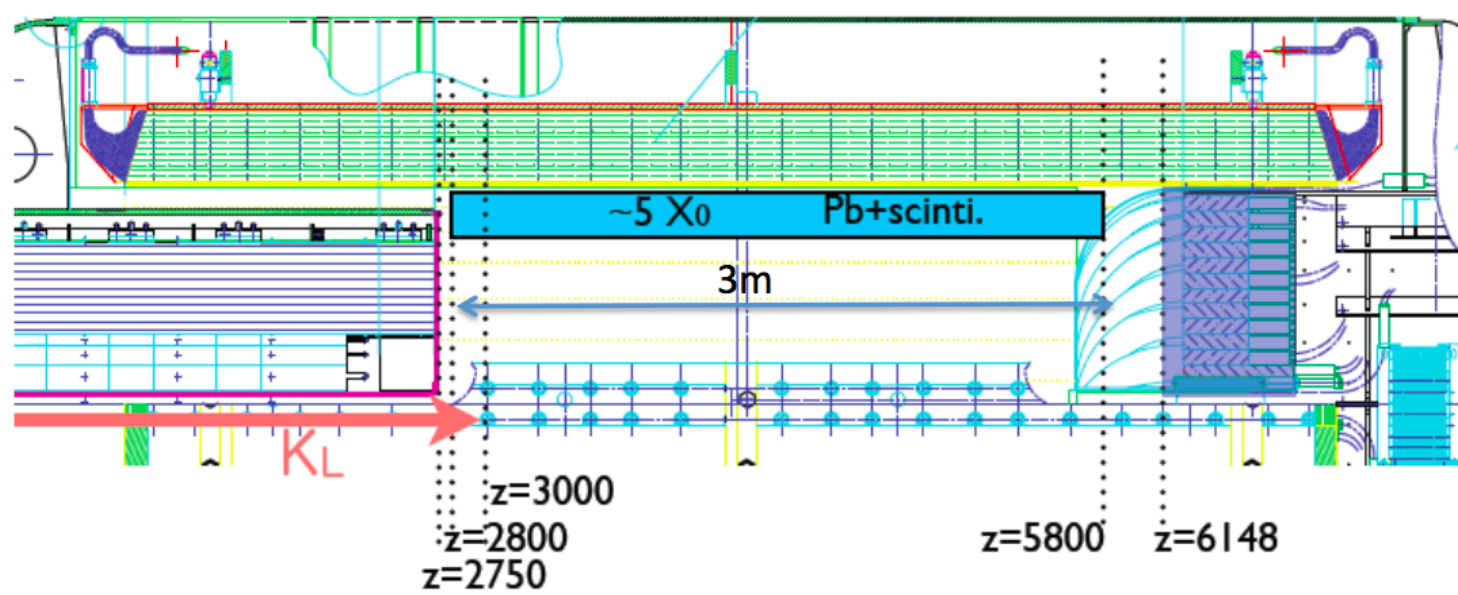


Figure 3.7: Inner Barrel inside KOTO (side view).

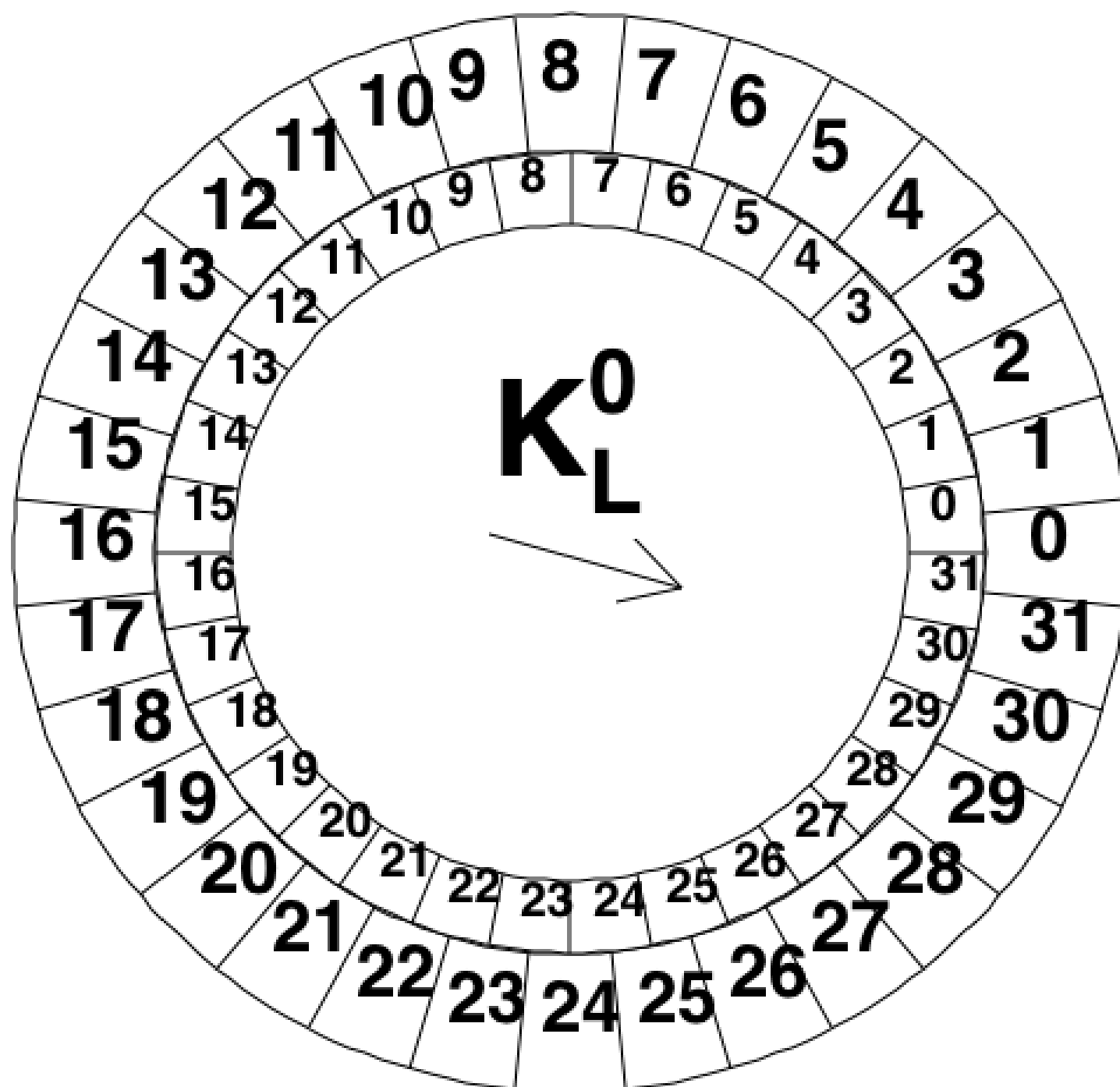


Figure 3.8: Inner Barrel inside KOTO from downstream(front view).

Chapter 4

Cosmic-Ray Test

4.1 Advantage of Test With Cosmic Ray

우주선은 태양계 밖에서부터 지구로 향하는 높은 에너지를 가진 입자들의 다발이다. 1차 우주선은 대기와 반응하여 여러 개의 2차 우주선을 만들어 낸다. 생성된 2차 우주선 중 뮤온입자가 주로 지구의 지표면에 도달한다. 이러한 2차 우주선은 수 GeV의 에너지를 가지기 때문에 GeV 수준의 하전입자를 간단하게 사용하는 방법 중 하나이다. 높은 에너지를 가진 입자는 단위길이당 매질에서 거의 일정한 크기의 상호작용을 일으킨다. 이러한 입자를 최소 이온화 입자(Minimum Ionizing Particle, MIP)라고 한다. 검출기 안에서 일정한 크기의 상호작용이 일어나기 때문에 각 검출기의 기준 신호로 사용할 수 있다.

4.2 Data Acquisition Setup

IB로 입사하는 우주선을 트리거하기 위해서, MB를 트리거 검출기로 써 이용한다. 트리거를 만들기 위해서 MB 검출기의 모든 채널의 신호의 합을 확인한다. 이 때, 신호의 합이 특정 문턱 값(2500 ADC)보다 크다면, 512 ns 시간동안 트리거를 열어서, 각 검출기에서 나오는 신호들을 Flash ADC(Analog-Digital Converter)를 이용하여 저장한다. MB의 경우 125 MHz Flash ADC를 사용하고, IB의 경우 500 MHz FADC를 사용한다.

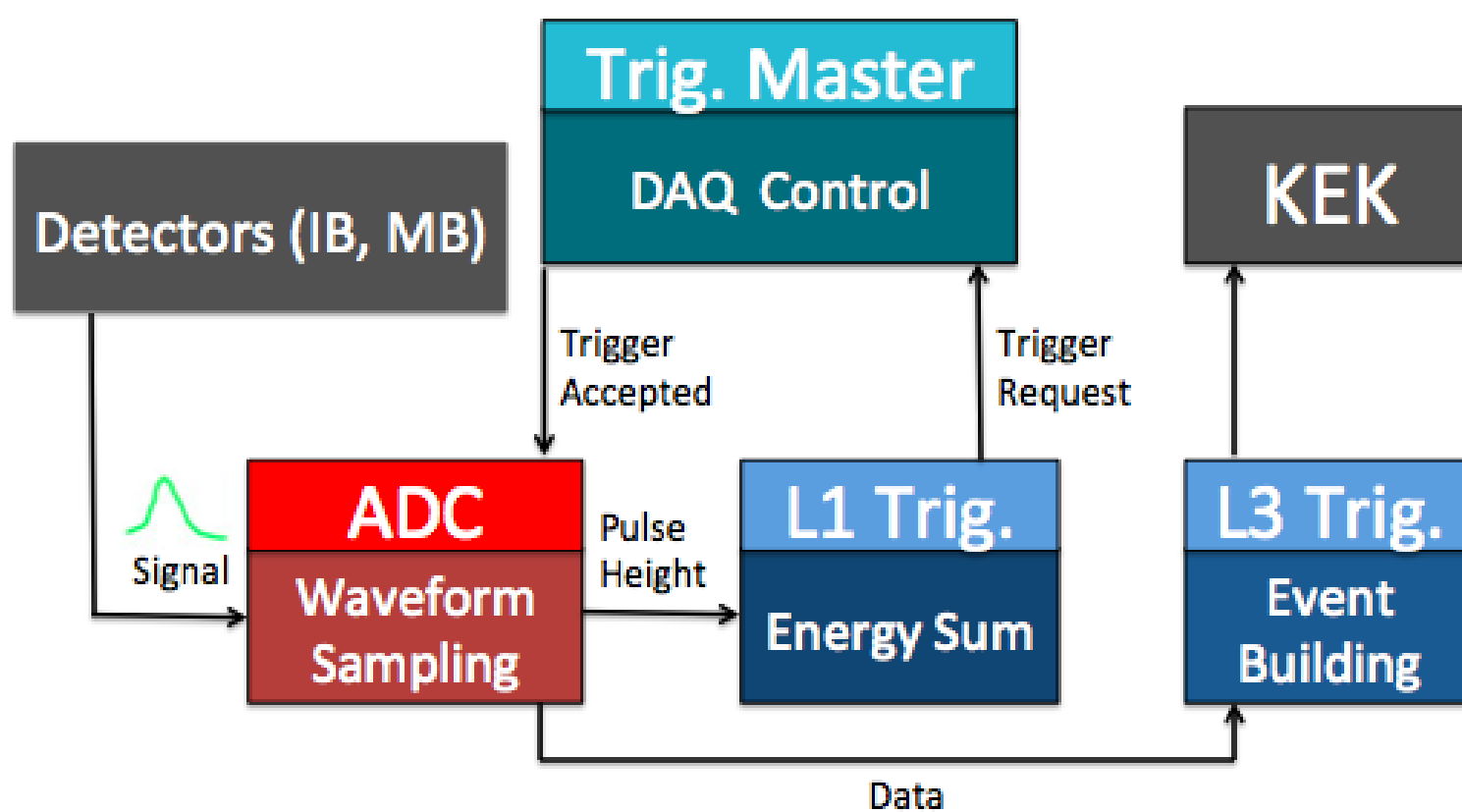


Figure 4.1: Trigger Setup for Cosmic-ray data taking

4.3 Analysis of Cosmic-Ray Test

4.3.1 Pulse Shape Analysis

Flash ADC를 이용하여 시간에 따른 파형의 세기를 저장한다. 광전자증배관의 입력신호는 검출기에서 우주선이 만드는 섬광이므로 우주선이 만드는 섬광의 갯수가 파형의 크기를 결정한다.

$$\text{Number of PhotoElectron} \propto \text{Pulse Height} \propto \text{Pulse Area}$$

파형의 분석을 수행하여 신호의 시간과 에너지를 정의할 수 있다. 파형의 분석의 단계는,

- 1) 페데스탈(Pedestal, P_{pulse})의 정의
- 2) 최대값(Pulse Height, H_{pulse})의 정의
- 3) 시간(Pulse Time, T_{pulse})의 정의
- 4) 넓이(Pulse Area, I_{pulse})의 정의

로 이루어진다. 페데스탈은 검출기에 신호가 없을 때 Flash ADC의 전압과 접지전압의 차이를 의미한다. 신호가 만들어내는 전류가 없으므로 접지 전압과의 전위차가 변하지 않아서 시간에 따른 신호의 크기는 일정하다. Flash ADC 데이터 수집 환경에서는 시간에 따른 파형의 세기를 저장하므로 페데스탈을 매 트리거마다 정의한다. 페데스탈을 정의하기 위하여, 신호의 가장 높은 부분을 트리거폭의 중심으로 지연한다. 지연한 신호를 수집하였으므로, 앞부분에는 신호가 존재하지 않을 것이라고 가정한다. 신호의 앞부분을 이용하여 페데스탈(P_{pulse})을 다음과 같이 정의한다.

$$P_{pulse} = \sum_{i=0}^{i=k} C_i \quad (4.1)$$

C_i 는 시간 i 에서의 Flash ADC의 ADC 채널 수이다. k 는 검출기로부터의 전류가 존재하지 않는 부분을 표현한다. 광전자증배관에서 신호가 발생하면 Flash ADC의 전압과 접지전압의 차이가 변화한다. 전위차의 변화량 중, 가장 큰 값을 신호의 최대값(H_{pulse})으로 정의한다. 파형의 시간은 "파형의 크기가 문턱 값을 넘을 때"로 정의한다. 문턱값은 파형의 최대값과 비례하는 값으로 정의한다. 파형의 최대값에 비례하는 문턱값을 정의하여 시간 결정의 크기의존효과(Timewalk)를 방지할 수 있다. 문턱값(H_{Tresh})과 파형의 시

간(T_{pulse})는 다음과 같이 정의한다.

$$H_{Tresh} = \frac{1}{F} \times H_{pulse} \quad (4.2)$$

$$T_{pulse} = \frac{H_{Tresh} - C_i}{C_{i+1} - C_i} + i \quad (4.3)$$

$F(> 1)$ 는 문턱값을 정해주는 비례상수이다. 125MHz FADC(MB)의 경우 시간의 단위는 8 ns, 500MHz FADC(IB)의 경우 시간의 단위는 2 ns 이다. E14 실험의 경우 F 를 2로 정의한다. 한편, 과형의 넓이(I_{pulse})는 페데스탈을 이용하여 다음과 같이 정의한다.

$$I_{pulse} = \sum_{i=0}^{i=n} (C_i - P_{pulse}) \quad (4.4)$$

E14 실험에서는 512 ns 폭의 트리거신호를 사용하고 있어서, 125MHz FADC의 경우 n 값은 64 이고, 500MHz FADC의 경우 n 값은 256이다.

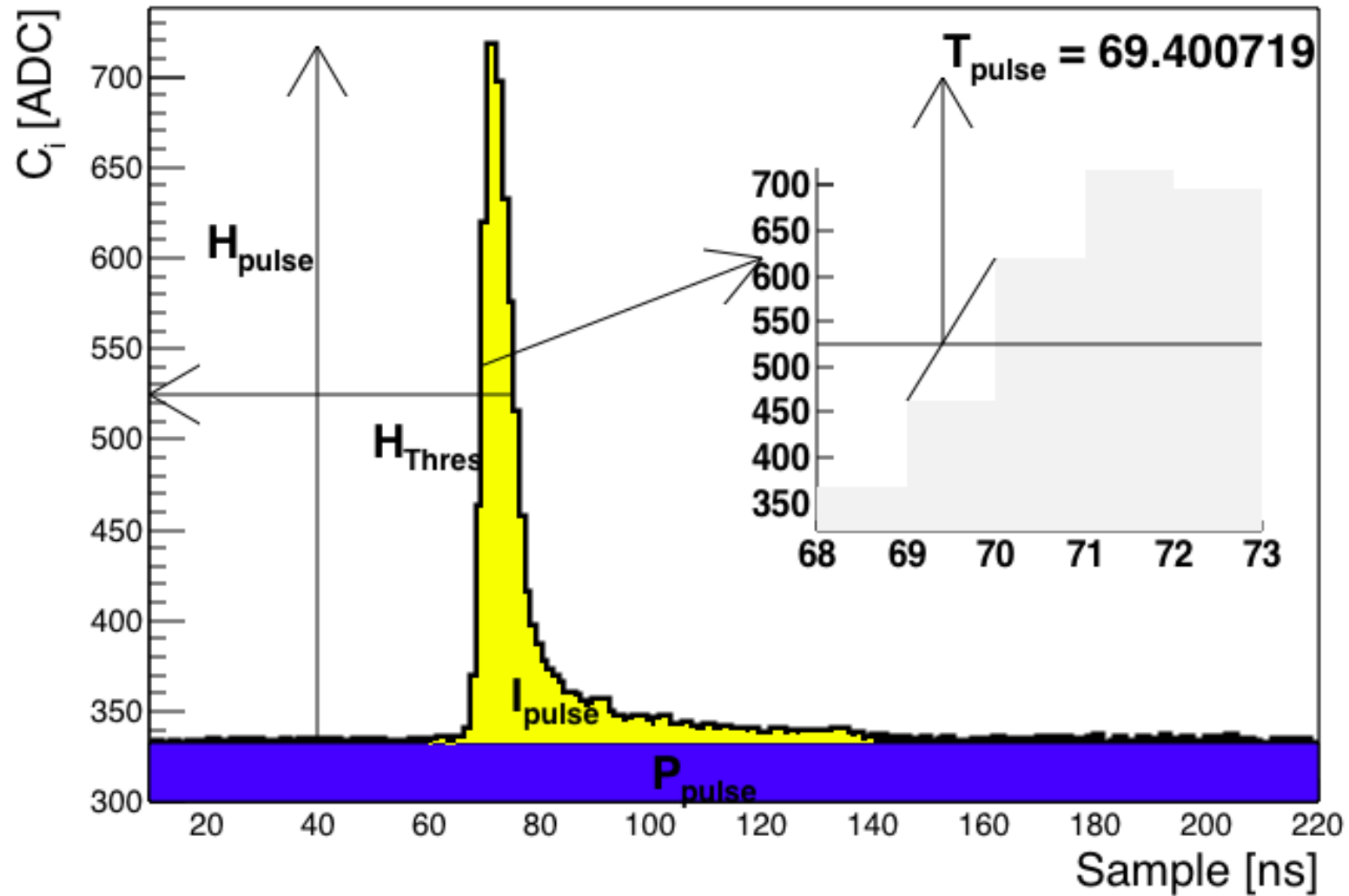


Figure 4.2: Pulse Shape and Variables, Constant Fraction = $\frac{1}{2}$

4.3.2 Selection of Pulse of Cosmic-Ray Data

분석의 데이터 선택조건으로 파형의 넓이(I_{pulse})와 파형의 최대점(H_{pulse})의 비를 사용하였다. 검출한 신호는 섬광체에서 나온 섬광이므로 섬광들이 발생하는 시간의 구조는 모두 같기 때문에 파형의 모양을 판단하는 방법으로 파형의 넓이와 파형의 꼭대기의 비를 확인하였다.

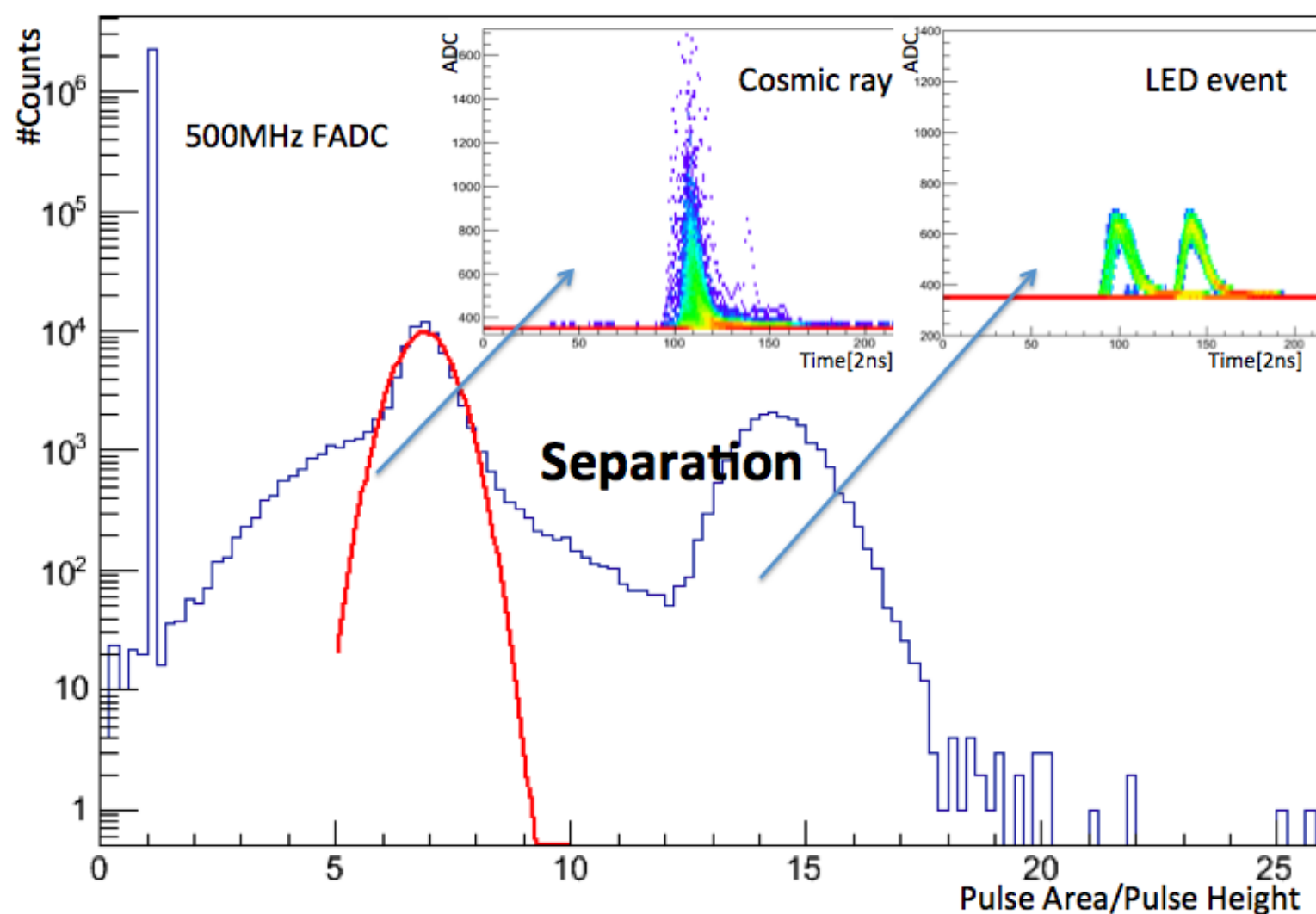


Figure 4.3: Selection of Pulses

4.3.3 Selection of Track of Cosmic-Ray Data

검출기 신호의 크기는 우주선이 매질에서 이동한 거리에 비례하기 때문에, 우주선으로부터 일정한 신호의 크기를 얻기 위해서 검출기 안에서 최소의 이동거리로 움직인 우주선을 선택한다. 우주선이 검출기안에서 이동하는 거리는 2가지 방향으로 길어질 수 있다. 빔 방향으로의 길이와 빔과 수직인 방향으로의 길이이다. 빔과 수직인 방향으로의 기울어짐의 정

도를 선택하기 위하여 우주선의 입사위치를 이용한다. 입사위치의 차이가 200mm보다 작을것을 요구한다. 빔과 수직한 방향으로의 기울어짐의 정도를 선택하기 위하여 각 모듈의 위치를 이용한다. 모듈위치의 차이는 $|M_1 - M_0 - 16| < 2$ 여야 함을 요구한다. (M_i 는 Module i 의 ID)

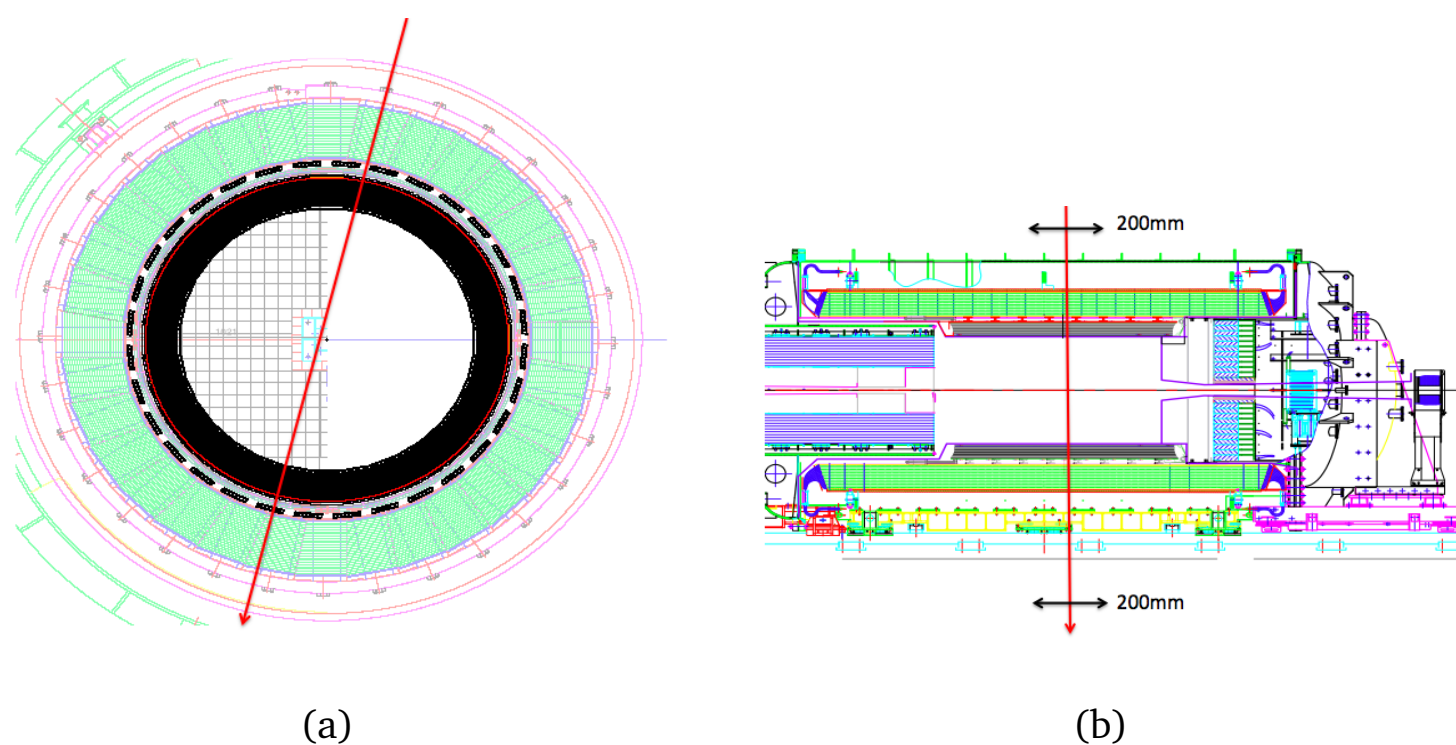


Figure 4.4: (a) Selection of Cosmic ray track along Module ID , (b) Selection of Cosmic ray track along Hit position

4.3.4 Correction of Hit Position From Cosmic-Rays

우주선과 IB의 반응으로 섬광이 생성된다. 섬광은 섬광체로부터 파장 이동 광섬유를 통하여 광전자증배관으로 전파한다. 파형의 분석을 이용하여 계산한 시간은 입자가 입사한 시간효과와 입자가 전파한 시간효과를 모두 가진다. IB가 양쪽 끝의 광전자증배관을 이용하여 신호를 읽어 입사의

입사위치를 재구성 할 수 있다.

$$T_{UpMeas} = T_{incidence} + T_{prop\ to\ up} + O_{Up} \quad (4.5)$$

$$T_{DownMeas} = T_{incidence} + T_{prop\ to\ down} + O_{Down} \quad (4.6)$$

$$T_{prop\ to\ up} = \frac{Z}{V_{prop}} \quad (4.7)$$

$$T_{prop\ to\ down} = \frac{L-Z}{V_{prop}} \quad (4.8)$$

$$T_{UpMeas} - T_{DownMeas} = 2\frac{Z}{V_{prop}} + O_{Up} - O_{Down} \quad (4.9)$$

여기에서, T_{UpMeas} 는 상류 쪽 광전자증배관의 신호를 분석해서 얻은 시간, $T_{DownMeas}$ 는 하류 쪽 광전자증배관의 시간, $T_{incidence}$ 는 실제 입자의 검출기로의 입사시간, T_{prop} 는 입자와의 반응으로 생긴 섬광의 광전자증배관까지의 진행시간, V_{prop} 는 섬광의 진행속력, Z 는 입자의 입사위치, O 는 각 광전자증배관의 영점 시간, L 는 IB(MB)의 길이이다. 각 IB의 광전자증배관과 연결된 케이블의 길이나 Flash ADC에서의 신호의 지연이 전부 다르기 때문에 각 채널의 시간의 영점이 서로 일치하지 않는다. 그러므로 IB의 중심을 지나가는 우주선의 신호에 대한 양쪽에서 측정한 시간의 차이는 0이 아닐 수 있다. 그렇기 때문에 양쪽에서 측정한 시간의 차이를 0으로 만들어주는 보정이 필요하다. 이를 모듈내부의 보정이라고 한다. 모듈내부의 보정을 위하여 양쪽에서 측정한 시간의 차이의 분포를 확인한다. 이 분포는 우주선 입자의 입사 위치에 대한 분포이고 우주선 입자의 분포는 IB의 위치와 관계없이 일정해야 한다. 이 분포의 양 끝을 경험적 계단함수로 근사(Fitting)한다.

$$F(x) = p_0 \exp \left[- \left(\frac{\min(x, p_1) - p_1}{\sqrt{2}p_2} \right)^2 \right] \quad (4.10)$$

$$F(x) = p_0 \exp \left[- \left(\frac{\max(x, p_1) - p_1}{\sqrt{2}p_2} \right)^2 \right] \quad (4.11)$$

여기에서, p_0 는 분포의 크기, p_1 는 계단의 위치, p_2 는 계단의 기울기를 나타낸다. 근사를 수행하여 경계값(b_u, b_d)을 결정할 수 있다. 결정된 상수

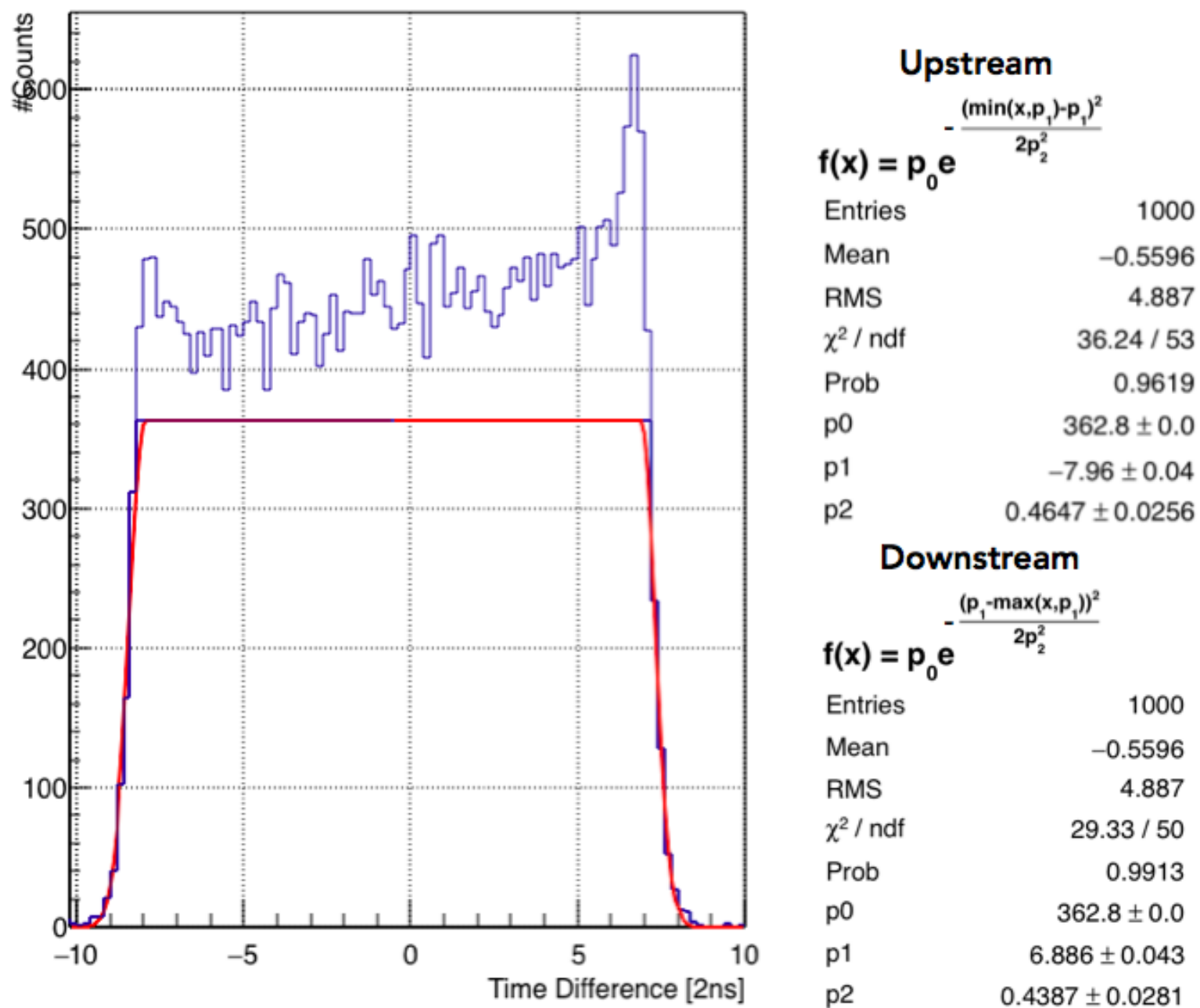


Figure 4.5: Result of Edge fitting

b_u, b_d 를 이용하여 내부 보정된 시간 $T_{CorUp}, T_{CorDown}$ 을 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$T_{CorUp} = T_{UpMeas} - (b_u + b_d)/4.0 \quad (4.12)$$

$$T_{CorDown} = T_{DownMeas} + (b_u + b_d)/4.0 \quad (4.13)$$

4.3.5 Correction of Hit Time From Cosmic-Ray Tracks

IB의 양쪽 끝의 신호를 이용하여 입자의 입사시간을 재구성 할 수 있다. 재구성되는 입사시간은 위에서 수행한 모듈내부의 보정에 영향을 받지 않는다. 그러므로, 입사시간의 영점또한 맞춰줘야 한다.

$$T_{UpMeas} + T_{DownMeas} = 2T_{incidence} + L/V_{prop} + O_{Up} + O_{Down} \quad (4.14)$$

입사입자가 IB의 여러 모듈을 지나갈 때, 각 모듈간의 입사 시간의 차이는 입자가 이동하는 데 걸리는 시간과 일치해야 한다.

$$ToF_{ij} = T_{incidence}^i - T_{incidence}^j \quad (4.15)$$

$$T_{incidence}^i = \frac{T_{UpMeas}^i + T_{DownMeas}^i}{2} - O^i \quad (4.16)$$

여기에서, ToF_{ij} 는 입자가 모듈 i 에서 모듈 j 로 이동하는 데 걸리는 시간, $T_{incidence}^i$ 는 입자가 모듈 i 에 입사한 입사시간, $O^i = O_{Up}^i + O_{Down}^i$ 는 i 모듈의 영점이다. 또한, L/V_{prop} 는 상수이므로 무시한다.

(i, j) 쌍을 이용하면 ToF_{ij} 의 관계를 총 $64 \times 63 \div 2 = 2016$ 개를 얻을 수 있다. 하지만 미지수는 O^i 64개 이므로, 이를 전부 반영하기 위해서, 카이제곱검정을 사용한다. 카이제곱을 통해 예상하고자 하는 것은 $ToF_{ij} + O^i - O^j$ 이므로 카이제곱을 다음과 같이 적을 수 있다.

$$\chi^2 = \sum_{i \neq j} \frac{(M_{ij} - ToF_{ij} - O^i + O^j)^2}{S_{ij}^2} \quad (4.17)$$

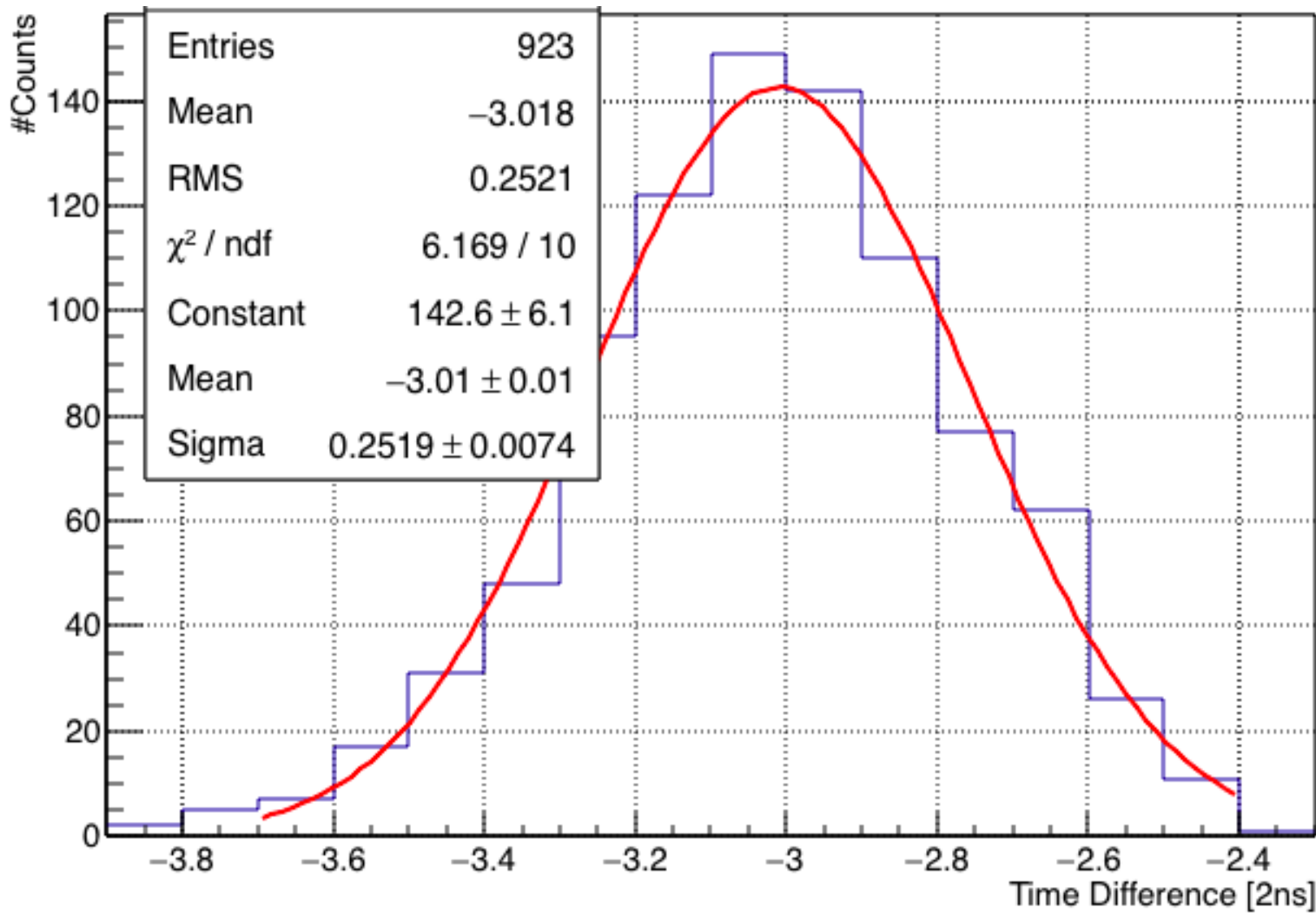
여기에서, M_{ij} 와 S_{ij} 는 $T_{incidence}^i - T_{incidence}^j$ 의 분포를 가우시안(Gaussian)분포로 근사하여 얻은 평균과 표준편차이다. 카이제곱 검정을 통해 각 모듈의 O^i 을 구할 수 있고, 위의 모듈내부의 보정결과와 함께 IB의 각 광전자증배관마다의 시간 보정을 할 수 있다.

4.3.6 Attenuation Effect

IB내부에서 생성된 섬광이 파장이동 광섬유안에서 전파하는 도중에 섬광의 손실이 유발한다. 이를 감쇠효과(Attenuation Effect)라고 한다. 감쇠효과와 발생횟수는 섬광의 갯수와 비례하여 다음과 같이 생각할 수 있다.

$$-\frac{dN}{dX} \propto N \quad (4.18)$$

$$N = N_0 e^{-x/\lambda} \quad (4.19)$$

Figure 4.6: Determination of M_{ij} and S_{ij}

여기서 λ 는 감쇠효과의 크기를 나타내어 감쇠길이(Attenuation Length)라고 한다. 감쇠길이가 길면 감쇠효과가 잘 일어나지 않고, 감쇠길이가 짧으면 감쇠효과가 잘 일어난다. 또한 감쇠길이는 섬광의 파장에 따라 달라진다. 감쇠효과는 섬광이 이동하는 거리와 관계가 있기 때문에 시간정보를 이용하여 신호가 발생한 지점을 재구성한다. 란다우(Landau) 근사를 이용하여 각 위치마다의 I_{pulse} 의 분포의 대표값을 정한다. 란다우 분포는 하전 입자가 매질에서 확률적으로 잃어버리는 에너지의 분포를 잘 예측하는 것으로 알려져 있다.

$$f(x) = p_0 \exp \left[-\frac{1}{2} \left\{ \frac{x - p_1}{p_2} + \exp \left(-\frac{x - p_1}{p_2} \right) \right\} \right] \quad (4.20)$$

여기에서 p_0 는 정규화 상수, p_1 은 최빈값, p_2 은 분산을 의미한다.

위치에 따른 I_{pulse} 를 다음과 같이 근사적으로 표현할 수 있다.

$$N = N_0 \exp \left(-\frac{z}{p_1 + zp_2} \right) \quad (4.21)$$

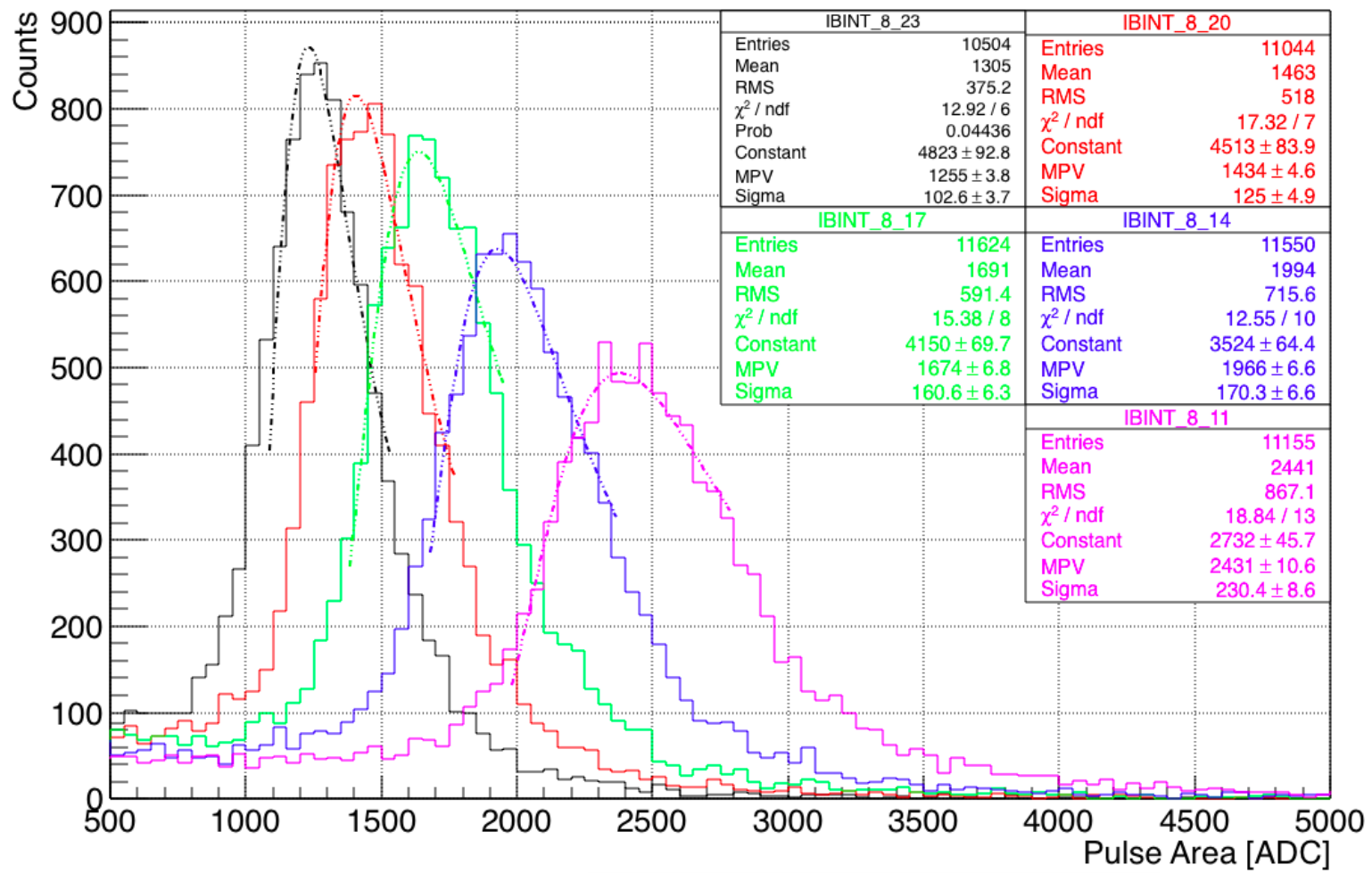


Figure 4.7: Distribution of IntegratedADC according to Hit position of particle

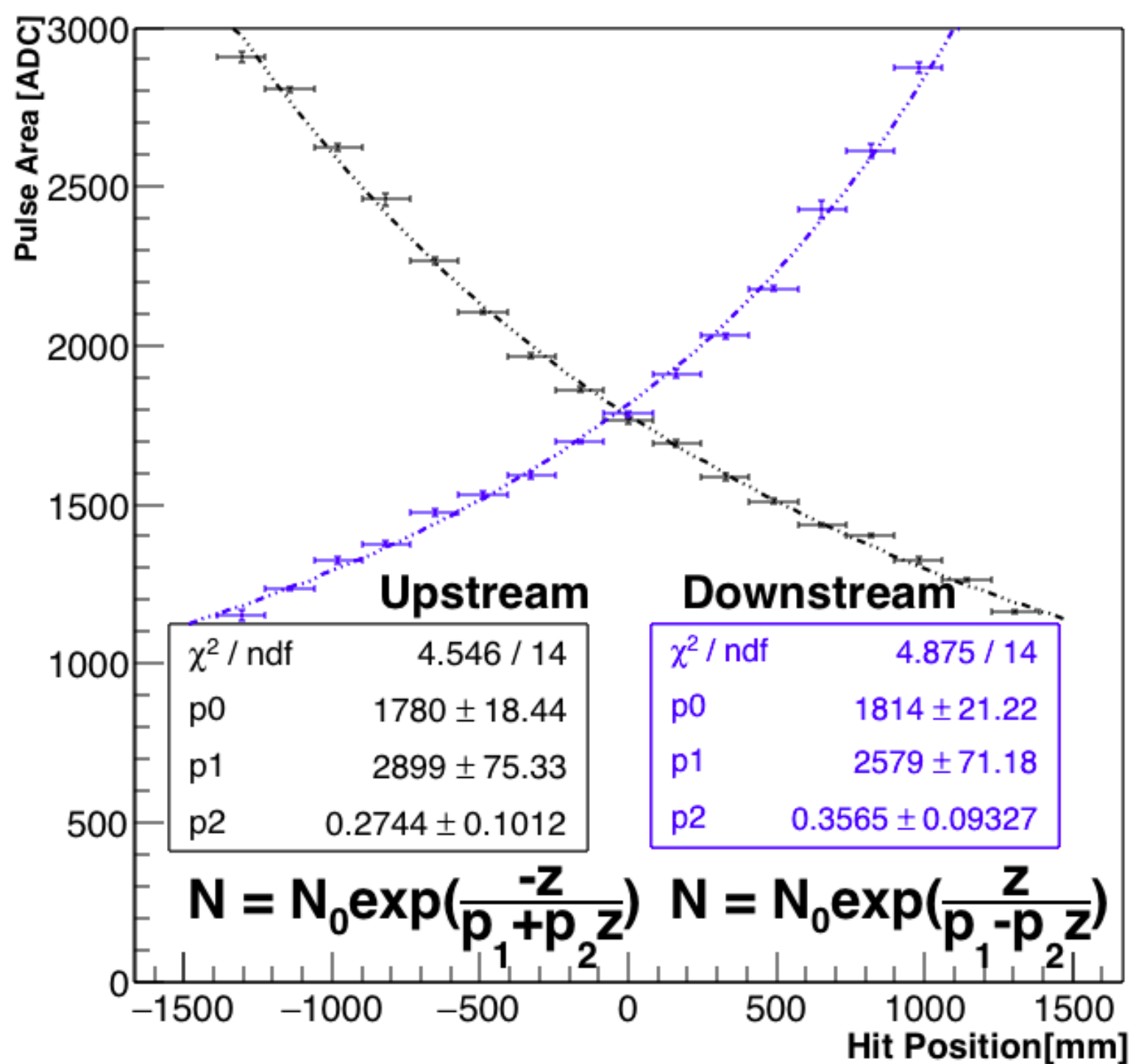
여기에서, N_0 는 초기의 섬광의 갯수이고, p_1 은 주요 감쇠길이, p_2 는 파장에 따른 감쇠효과의 변화를 고려한 상수이다. 생성된 섬광은 여러 여러 값의 파장을 가지므로 파장마다의 감쇠길이가 다르기 때문에 p_2 을 경험적으로 도입하였다.

4.4 Results

4.4.1 Propagation Velocity

우주선이 IB로 입사하는 위치의 분포를 이용하여 섬광이 IB내부에서 전파하는 속도를 계산할 수 있다. 다음 식을 고려하여

$$|b_d - b_u| = 2 \frac{L}{V_{prop}} \quad (4.22)$$

Figure 4.8: Attenuation Effect $Mean_{ij}$ and SD_{ij}

보정된 시간과, 검출기의 실제 길이로 섬광의 IB안에서의 전파속력을 계산할 수 있다. 빛의 매질안에서의 전파속력(v)은 $v = \frac{c}{n}$ 과 같이 매질의 굴절률(n)과 관계하지만, 발생한 모든 빛의 진행방향이 광전자증배관과 수직인 방향이 아니므로, 섬광의 실제 이동거리가 길어지므로 측정되는 전파속력(186.7nm/ns) 은 매질에서의 빛의 속력($\frac{300\text{nm/ns}}{1.56} = 192.3\text{nm/ns}$)보다 작다.

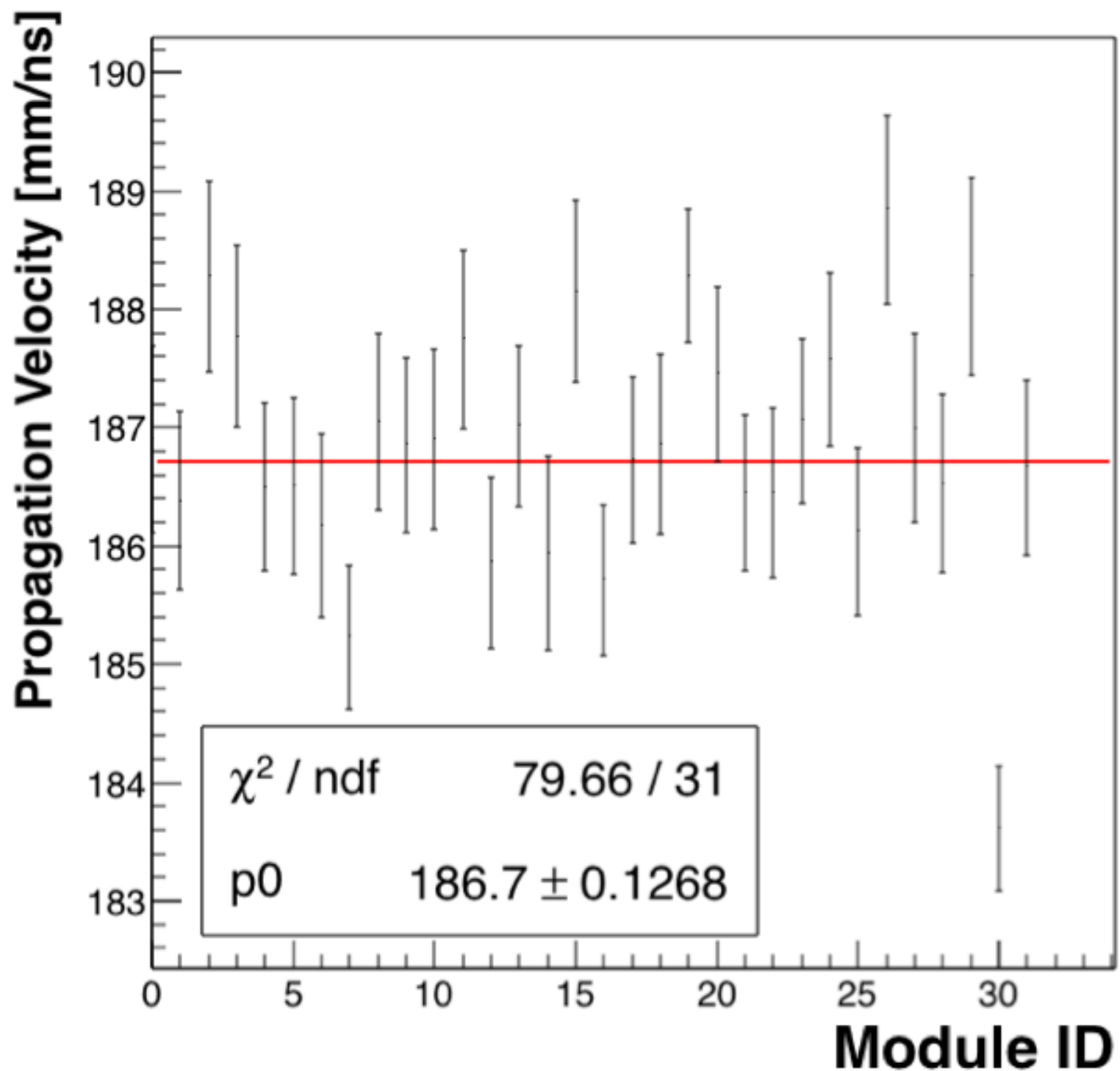


Figure 4.9: Propagation Velocity along Module ID

4.4.2 Time Resolution

우주선 데이터를 이용하여 IB의 시간 분해능을 평가할 수 있다. 우주선은 빛에 가까운 속력을 가지므로 우주선 경로선택을 하면 상호작용의 크기는 균일하다고 할 수 있다. 일정한 크기의 상호작용은 곧 일정한 갯수의 섬광을 의미한다. 시간 분해능은 섬광의 갯수에 따라서 달라지므로 시스템상으로 상호작용의 크기가 변화하지 않게 하는 것이 중요하다. 시간을 측정할 때 어떤 기준점(트리거 시간)이 시작점이 되어 시작점으로부터의 시간을 측정한다. 기준점이 흔들리게 된다면 측정된 시간이 기준점의 흔들림 효과

를 포함한다. 기준점의 흔들림 효과를 없애기 위하여, 검출기끼리의 시간을 빼준다.

$$T_{incidence}^i = T_{RealIncidence}^i + T_0 \quad (4.23)$$

$$T_{incidence}^i - T_{incidence}^j = T_{RealIncidence}^i - T_{RealIncidence}^j \quad (4.24)$$

여기에서 $T_{RealIncidence}^i$ 는 이상적인 입사시간, T_0 는 트리거신호에 의해 정한 처음시간이다. 양쪽 신호의 $T_{incidence}^i$ 를 모듈끼리 빼주어 T_0 의 효과를 없앤다. 그 결과로 $T_{incidence}^i$ 의 차이는 $T_{RealIncidence}^i$ 의 차이와 같다. 입자의 속력을 빛의 속력으로 가정하면 $T_{incidence}^i$ 차이는 항상 같은 시간을 나타내어야 한다. 각 검출기의 시간 분해능이 있으므로, $T_{incidence}^i$ 차이는 가우시안(Gaussian) 분포를 나타내고, 분포의 표준편차를 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$\sigma_{Distribution} = \sqrt{\sigma_{Detector1}^2 + \sigma_{Detector2}^2} \quad (4.25)$$

여기서 $\sigma_{Detectori}$ 는 검출기 i 의 시간 분해능이다. KOTO의 검출기 시스템을 이용하여, MB의 2개의 층과 IB를 이용하여 3개의 검출기간의 시간의 차이의 분포를 만들 수 있다. 3개의 분포를 이용하여, IB의 시간 분해능을 다음과 같이 계산할 수 있다.

$$\sigma_{IB} = \sqrt{\sigma_{hist_{OMB-IB}}^2 + \sigma_{hist_{IMB-IB}}^2 - \sigma_{hist_{OMB-IMB}}^2} \quad (4.26)$$

$$\delta\sigma_{IB}^2 = \sum_{i=1}^3 \left(\frac{\sigma_{hist_i} \delta\sigma_{hist_i}}{2\sigma_{IB}} \right)^2 \quad (4.27)$$

$\sigma_{detector}$ 는 해당 검출기의 시간 분해능이다. 각 검출기의 시간 분해능은, IB의 경우 219 ± 8 ps, OMB의 경우 308 ± 6 ps IMB의 경우 416 ± 4 ps 임을 확인하였다. IB는 25MeV의 에너지를 흡수하고, OMB는 30MeV의 에너지를 흡수함에도 불구하고, IB가 OMB에 비해 더 빠른 붕괴시간을 가지는 섬광체를 사용하고, OMB는 125MHz Flash ADC를 사용하는 반면에, IB는 500MHz Flash ADC를 사용하기 때문에 더 좋은 시간 분해능을 가진다.

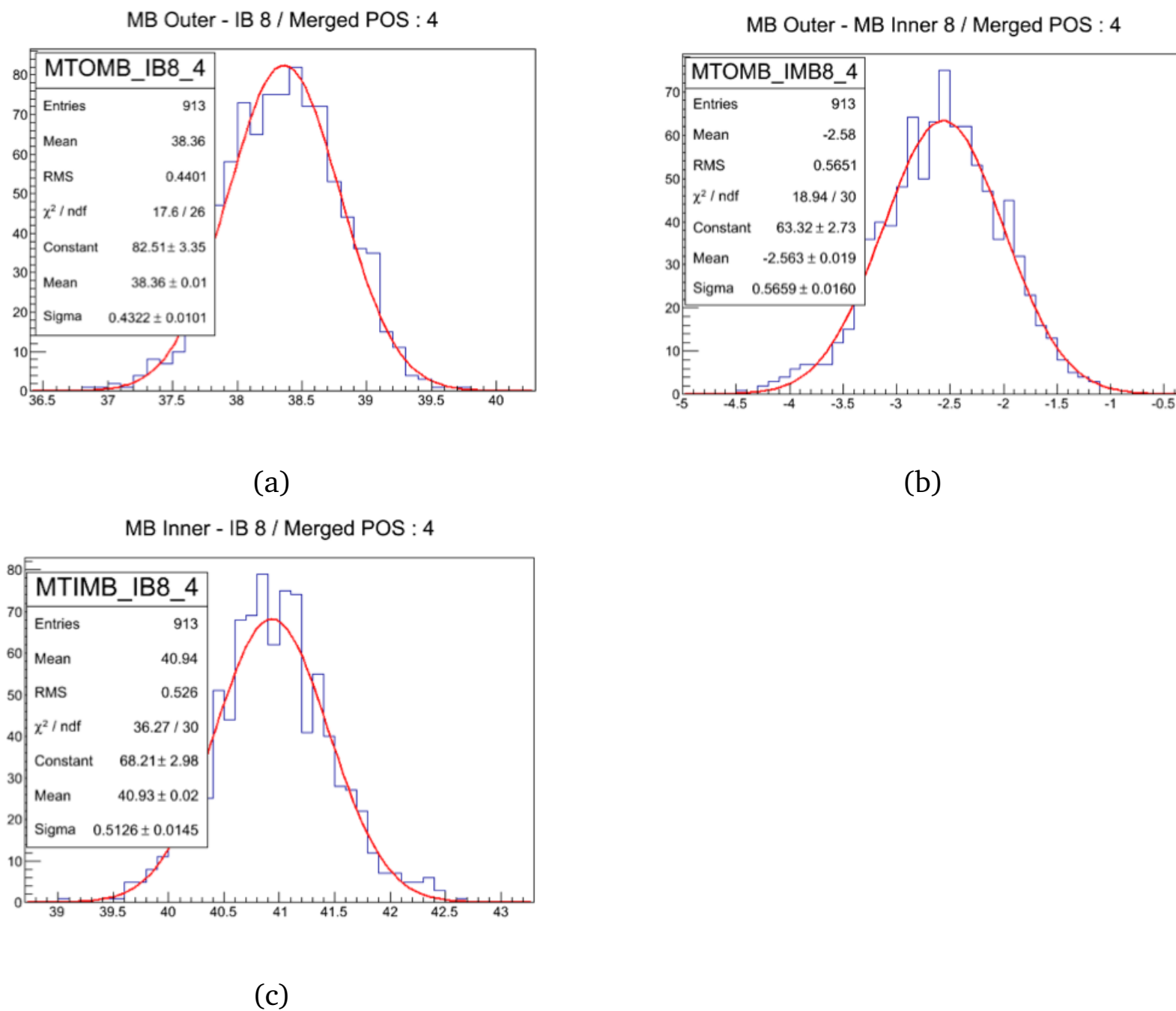
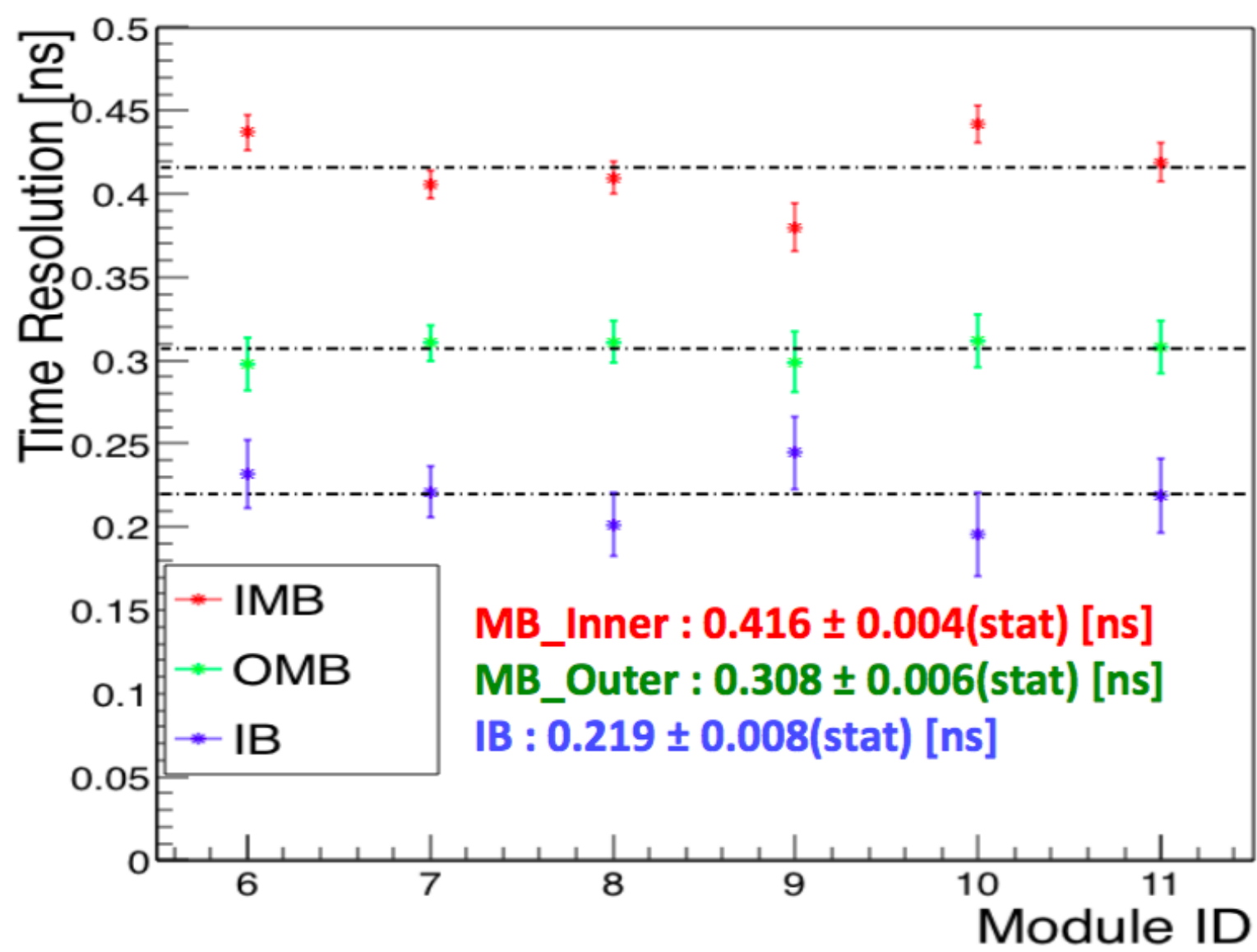


Figure 4.10: (a) Fitting result of Outer Main Barrel and Inner Barrel (b) Fitting result of Outer Main Barrel and Inner Main Barrel (c) Fitting result of Inner Main Barrel and Inner Barrel

Detector	Wavelength Shifting Fiber	Flash ADC
IB	BCF-92 (2.7ns)	500MHz FADC
MB	Y11 (12.5ns)	125MHz FADC

Table 4.1: Comparison between Main Barrel and Inner Barrel about composition

Figure 4.11: Feynman Diagram of $K_L \rightarrow 3\pi^0$

Chapter 5

$K_L \rightarrow 3\pi^0$ Reconstruction

5.1 Motivation

검출기에 신호를 남긴 입자가 무엇이 밝혀내는 것을 Particle Identification 이라고 한다. 본 논문에서 제시하는 $K_L \rightarrow 3\pi^0$ 재구성은 검출기에 입사한 입자가 중성 케이온의 광자인지 아닌지 확인하는 방법이다. 재구성을 이용하여 광자의 생성위치와 운동량을 예측하고 MB(IB)에 만든 신호를 탐색할 수 있다. 0.997 정확도의 광자선택을 이용하여 계측기의 시간 분해능과 표본형 열량계의 특성인 Sampling Fraction을 이해할 수 있다.

5.2 Data sets

GEANT4 기반의 M.C.(Monte carlo)와 2015, 2016 그리고 2017년 데이터를 이용하여 $K_L \rightarrow 3\pi^0$ 재구성을 분석하였다. 재구성의 능력을 평가하기 위하여 전산묘사를 이용한 M.C. 데이터를 생성하여 분석하였다. M.C. 데

이터의 생성은 크게 4단계로 나뉘어진다. 첫 번째 단계는 GEANT4 전산묘사이다. 이 단계는 입자와 매질간의 반응을 계산하여 기록하는 단계이다. 두 번째 단계는 파형 전산묘사이다. 파형 전산묘사는 GEANT4 전산묘사의 결과에서 얻은 반응 정보를 이용하여 실제 검출기에서 얻는 신호를 재현하는 단계이다. 세 번째 단계는 Clustering이다. Clustering은 CsI 열량계의 신호를 이용하여 CsI 열량계로 입사한 광자를 재구성하는 단계이다. 네 번째 단계는 $K_L \rightarrow 3\pi^0$ 재구성이다. 재구성된 광자와 MB의 신호를 이용하여 $K_L \rightarrow 3\pi^0$ 재구성을 수행한다. M.C. 데이터를 생성할 때 중성 케이온의 붕

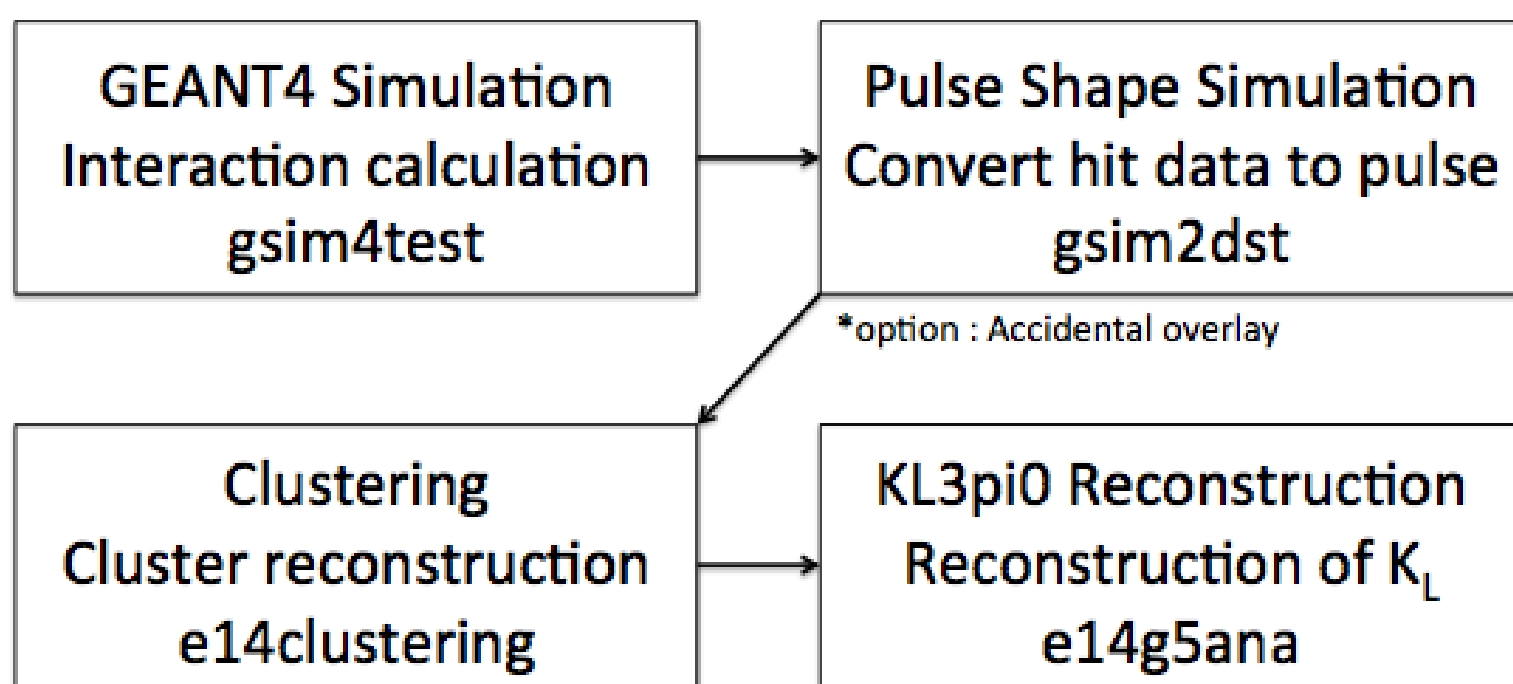


Figure 5.1: Analysis flow for Monte Carlo

괴모드를 두 가지 조건으로 진행하였다. 첫 번째 조건은 중성 케이온의 붕괴모드를 재현한 방법이다. 중성 케이온의 붕괴모드를 재현하여, 중성 케이온의 $K_L \rightarrow 3\pi^0$ 붕괴모드 이외에 다른 붕괴모드가 $K_L \rightarrow 3\pi^0$ 로 얼마나 잘못 재구성되는지 확인하였다. 두 번째 조건은 중성 케이온의 붕괴모드를 $K_L \rightarrow 3\pi^0$ 로 제한한 경우이다. 붕괴모드를 제한하여 중성 파이온의 Dalitz Decay가 일어났음에도 불구하고 얼마나 많은 사건이 6개의 광자로서 사건이 재구성되는지 확인하였다. 또한 붕괴모드를 제한하여 알짜 중성 케이온의 통계량을 효율적으로 늘렸다. 두 가지 조건에 대해 각각 10^9 개의 중성 케이온을 생성하였다.

KOTO 실험에서 우연한 신호(Accidentals)는 매우 중요한 잡음이다. M.C.가 실험에서 취득한 데이터를 잘 재현하기 위하여 우연한 신호를 재현하였다. M.C.에서 우연한 신호를 재현하기 위하여 "Accidental Overlay" 과정을 진행하였다. 실험에서 데이터를 취득할 때 "TMon 데이터" 를 함께 취득하였다. J-PARC T1 표적의 하류에 섬광 검출기를 설치하여 양성자 빔의 활동도(Activity)를 확인한다. 이 때 섬광 검출기로부터의 신호를 트리거 신호로 사용하여 데이터를 취득하는데 이 데이터를 TMon 데이터라고 한다. TMon 데이터는 Clock Trigger 데이터와 유사하지만 빔의 세기를 고려한 점이 Clock Trigger 데이터와 다른점이다. M.C. 데이터 생성과정 중 파형 전산묘사 과정에서 TMon 데이터를 M.C. 결과에 더하는 것이 "Accidental Overlay" 과정이다.

$$C_i^{Out} = C_i^{M.C.} + C_i^{TMon} \quad (5.1)$$

여기에서 $C_i^{M.C.}$ 는 M.C.의 히트 정보를 이용하여 재현한 파형의 i 번째 높이, C_i^{TMon} 는 TMon 데이터에서 취득한 파형의 i 번째 높이, C_i^{Out} 는 그 둘을 합쳐서 최종적으로 사용되는 파형의 i 번째 높이이다. M.C. 데이터 생성에 사용한 TMon 데이터는 2015년의 데이터를 사용하였다.

분석을 위하여 사용한 데이터의 트리거 조건은 "Minimum bias Trigger"이

K_L decay	Number of KLs	Effective Number of KLs	Accidental Data
$K_L \rightarrow 3\pi^0$ Only	10^9	5.12×10^9	2015
Natural K_L	10^9	10^9	2015

Table 5.1: List of trigger conditions

다. "Physics Trigger" 조건의 경우 COE 선택이 적용되므로 분석에 적합하지 않다. 또한 "Normalization Trigger" 조건의 경우 MB에 높은 에너지가 남겨져 있을 때 해당 사건을 저장하지 않기 때문에 분석을 위하여 사용하기에 적합하지 않은 데이터이다. "Normalization Trigger" 조건의 데이터는 MB에

낮은 에너지가 남겨져 있을 경우에만 "Minimum Bias Trigger" 조건의 데이터와 동일하게 사용할 수 있다.

데이터의 통계량은 P.O.T.(Proton On Target) 값을 이용하여 표현할 수 있다. P.O.T.는 Secondary Emission Chamber(S.E.C.)을 이용하여 결정한다. 가속된 양성자가 T1 Target과 반응하여 중성 케이온 빔을 생성한다. 이 때 일부의 딸 입자들은 양성자 빔의 진행방향과 반대방향으로 진행하는데 해당 딸 입자들의 양을 측정된 값이 S.E.C.이다. P.O.T.값과 S.E.C.값의 비례상수는 전산 묘사를 이용하여 얻는다. 이 비례상수($C_{SecToPot}$)를 이용하여 P.O.T. 값을 계산한다. 실험년도마다의 환경이 다르므로, 각 환경마다의 $C_{SecToPot}$ 를 계산한다.

$$P.O.T. = C_{SecToPot} \times S.E.C. \quad (5.2)$$

2015년에 취득한 데이터의 양은 P.O.T. 단위로, 2.3×10^{19} , 2016년에 취득한 데이터의 양은 2.77×10^{18} , 2017년에 취득한 데이터의 양은 1.02×10^{19} 이다.

Experiment time [year]	2015	2016	2017
P.O.T.	2.30×10^{19}	2.77×10^{18}	1.02×10^{19}
IB installation	Not installed	Installed	Installed
CDT Trigger	X	X	O
$C_{SecToPot}$	9.79×10^9	10.97×10^9	10.97×10^9

Table 5.2: List of trigger conditions

5.3 Principle of $K_L \rightarrow 3\pi^0$ Reconstruction

5.3.1 Clustering

한 개의 광자가 CsI 열량계에 입사하면, 여러 채널의 CsI 열량계에 신호를 남긴다. 여러 채널의 신호를 하나의 광자로 재구성하기 위하여 Clustering 과정을 수행한다. 광자의 재구성을 위하여 각 CsI 열량계 채널의 신호가 3 MeV 이상일 것을 요구한다. 만약 3 MeV 이하의 신호가 존재하면 해당채널에 신호가 없다고 생각한다. 한 개의 채널(M_0)에 대하여 반경 70mm 안의 다른 채널에서(M_1) 신호가 존재한다면 두 채널의 신호는 하나의 광자가 만들어낸 신호라고 생각한다. 같은 방법으로 채널 M_1 주위의 채널을 다시 찾는다. 하지만 단 하나의 채널이 Cluster를 이루게 될 경우에는 광자가 만든 신호로 생각하지 않는다. Cluster의 에너지는 모든 채널의 신호의 크기($e_{M_{ch}}$)의 합으로 정의한다.

$$E_{cluster} = \sum_{ch} e_{M_{ch}} \quad (5.3)$$

이 때, $E_{cluster}$ 는 실제 광자의 에너지(E_{gamma})를 잘 표현하지 못하기 때문에 보정함수($f(E_{cluster})$)를 M.C.를 이용하여 만든다. 이 때 광자가 만든 신호라고 생각되지 않는 Cluster의 경우 이 과정을 진행하지 않는다.

$$E_{gamma} = E_{cluster} \times f(E_{cluster}) \quad (5.4)$$

이 때 광자의 입사각도를 고려하기 위하여 중성 케이온의 꼭짓점의 재구성이 선행되어야 한다.

5.3.2 Vertex Reconstruction of Two π^0 s From Five γ s

$K_L \rightarrow 3\pi^0$ 붕괴모드에서는 π^0 의 Dalitz Decay가 일어나지 않는다면 최종적으로 6개의 광자가 나오게 된다. 6개의 광자 중 5개의 광자가 CsI 열량

계에 입사하고 나머지 1개의 광자가 MB(IB)로 입사하는 경우를 생각하자. 5개의 광자 중에서 4개의 광자는 각각 중성 파이온으로 부터 나온 광자이고 중성 파이온의 수명은 $c\tau \sim 10^{-5}\text{mm}$ 이므로 2개의 중성 파이온의 꼭짓점(Vertex)은 서로 같다고 가정한다. 중성 파이온의 재구성은 5개 중 2개의 광자를 고르고 중성 파이온의 질량을 가정하여 꼭짓점을 계산한다. 이 때 KOTO 실험이 사용하는 빔의 폭이 매우 얇으므로($\sim \pm 5\text{cm}$) 꼭짓점의 X, Y 성분을 0으로 가정한다. 꼭짓점의 계산은 다음과 같이 이루어진다.

$$\cos \theta = 1 - \frac{m_{\pi^0}^2}{2E_1 E_2} \quad (5.5)$$

$$\cos \theta = \frac{\vec{r}_1 \cdot \vec{r}_2 + Z_{vertex}^2}{\sqrt{r_1^2 + Z_{vertex}^2} \sqrt{r_2^2 + Z_{vertex}^2}} \quad (5.6)$$

여기에서, m_{π^0} 은 중성 파이온의 정지질량, E_1, E_2 는 광자의 에너지, r_1, r_2 는 광자의 CsI 열량계에서의 접선축 위치, Z_{vertex} 는 중성 파이온의 꼭짓점이다. 5개의 광자 중 2개의 중성 파이온을 재구성하는 것이므로 광자의 선택에 있어서 총 $5 \times \frac{4C_2 \times 2C_2}{2!} = 15$ 가지 경우의 수가 있다. 이 15가지 조합의 가장 적합한 광자의 조합을 고르기 위하여 꼭짓점 카이제곱(Vertex Chi2, χ_{vertex}^2)을 정의한다.

$$\chi_{vertex}^2 = \sum_{i=1}^2 \frac{(Z_{vertex_{ith\pi^0}} - Z_{vertex_{K_L}})^2}{\sigma_{Z_{vertex_{ith\pi^0}}}^2} \quad (5.7)$$

여기에서, $Z_{vertex_{ith\pi^0}}$ 는 실험에서 측정하는 중성 파이온의 꼭짓점이고, $\sigma_{Z_{vertex_{ith\pi^0}}}$ 는 중성 파이온의 꼭짓점의 표준편차이다. $Z_{vertex_{K_L}}$ 는 카이제곱 검정으로부터 얻어지는 중성 케이온의 꼭짓점이다. 15가지 조합 중에서 각각의 카이제곱을 계산하여 카이제곱이 가장 낮은 경우를 선택하고, 가장 낮은 카이제곱이 얻어지도록 하는 $Z_{vertex_{K_L}}$ 의 값을 중성 케이온의 꼭짓점으로 사용한다. 이 때 카이제곱을 최소로 만드는 중성 케이온의 꼭짓점은 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$Z_{vertex_{K_L}} = \left(\frac{Z_{vertex_{1st\pi^0}}}{\sigma_{Z_{vertex_{1st\pi^0}}}^2} + \frac{Z_{vertex_{2nd\pi^0}}}{\sigma_{Z_{vertex_{2nd\pi^0}}}^2} \right) / \left(\frac{1}{\sigma_{Z_{vertex_{1st\pi^0}}}^2} + \frac{1}{\sigma_{Z_{vertex_{2nd\pi^0}}}^2} \right) \quad (5.8)$$

5.3.3 Selection of Hit on Barrel

$K_L \rightarrow 3\pi^0$ 붕괴모드에서 생성된 광자가 남긴 Barrel의 신호를 고를 때 올바른 신호만을 고르기 위하여 세 가지 선택조건을 고려하였다.. 첫 번째 조건은 에너지이다. 잡음과 신호를 효과적으로 구별하기 위하여 신호의 크기가 2 MeV보다 클 것을 요구하였다. 두 번째 조건은 신호의 갯수이다. 한 개의 층에 문턱 값(2 MeV)보다 큰 신호가 2개 이상 있을 때 여러 개의 광자가 Barrel로 입사하였다고 생각하여 해당 사건을 배제하였다.. 세 번째 조건은 신호의 시간이다. 트리거 신호는 CsI 열량계 신호의 합을 이용하여 만들기 때문에 트리거 시간과 CsI 열량계 신호의 시간은 밀접한 관계가 있다. CsI 열량계의 신호와 Barrel의 신호가 하나의 중성 케이온의 붕괴로부터 생성된 경우에 두 검출기 신호간의 시간 상관관계가 있다. 이 연관성을 고려하여 Barrel신호의 시간 분포에서 분포의 중심으로부터 $\pm 35\text{ns}$ 안쪽에 있는 신호만을 선택하였다.

5.3.4 Reconstruction of Sixth γ

중성 케이온의 꼭짓점을 구하고 Barrel에 위의 조건에 따른 Hit을 고른 뒤에, Barrel으로 입사한 광자의 운동량 방향을 Barrel의 Module ID(M_{ID}), 시간정보, 중성 케이온의 꼭짓점을 이용하여 구할 수 있다. 이 때 Barrel에 입사한 광자위치의 x, y 성분은 M_{ID} 를 이용하여, z 는 Barrel의 시간정보를 이용하여 구하였다.

$$x = r \cos\left(M_{ID} \times \frac{32}{360}\right) \quad (5.9)$$

$$y = r \sin\left(M_{ID} \times \frac{32}{360}\right) \quad (5.10)$$

$$z = \frac{(T_{up} - T_{down})V_{prop}}{2} - Z_{vertex_{K_L}} \quad (5.11)$$

$$\hat{k} = \frac{x\hat{x} + y\hat{y} + z\hat{z}}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} \quad (5.12)$$

여기에서, r 은 Barrel 중심의 반지름, T_{up}, T_{down} 은 IB에서 읽어들이는 신호의 상류쪽 시간과 하류쪽 시간이고, \hat{k} 는 Barrel에 입사한 광자의 운동방향이다. 안쪽 MB(IMB)의 경우 $r = 1068$ mm, 바깥쪽 MB(OMB)의 경우 $r = 1218$ mm이다. 5번째 광자의 이동방향은 CsI 열량계로부터 구할 수 있으므로 2개 광자의 개구각도(opening angle)를 계산할 수 있다. 광자 사이의 개구각도를 이용하여 중성 파이온의 질량을 가정한 다음 6번째 광자의 에너지를 계산할 수 있다.

$$\cos \theta = \hat{k} \cdot \hat{k}_5 \quad (5.13)$$

$$E_6 = \frac{m_{\pi^0}^2}{2E_5(1 - \cos \theta)} \quad (5.14)$$

\hat{k}_5 는 CsI에 입사한 다섯번째 광자의 이동방향, $\cos \theta$ 는 두 광자사이의 개구각도, E_6 는 6번째 광자의 에너지이다.

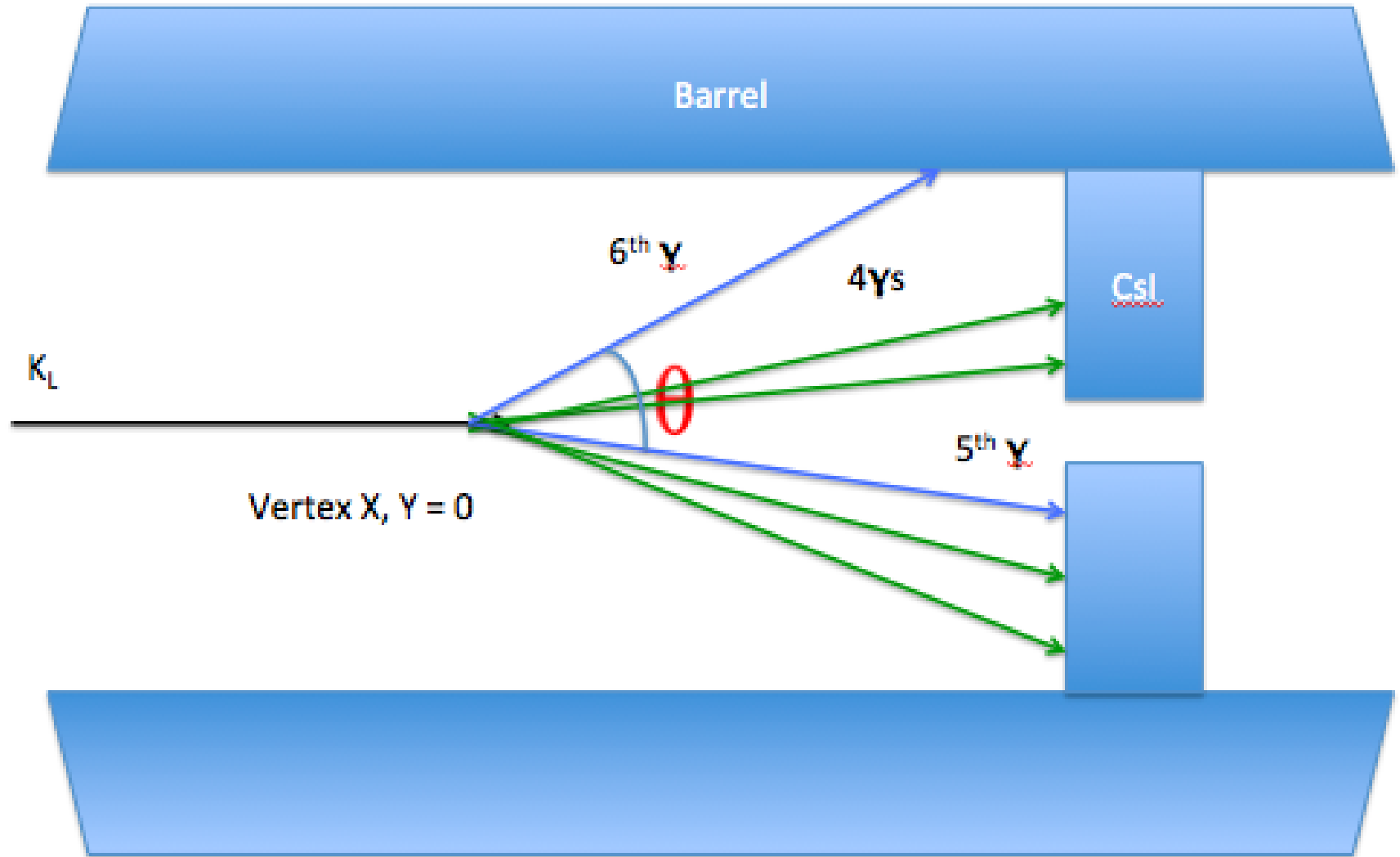
5.3.5 Reconstruction of K_L Vertex X, Y

초기의 꼭짓점 계산과정에서 중성 파이온의 X, Y 꼭짓점을 0으로 가정하였다. 중성 케이온의 접선운동량(Tangential Momentum)을 계산할 때 X, Y 꼭짓점이 중요한 요소로 작용하기 때문에 X, Y 꼭짓점을 구하기 위하여 반복 작업을 수행하였다. 반복 작업의 첫 번째 단계는 COE의 계산이다. 6개의 광자의 에너지와 운동량을 모두 구했기 때문에 여섯개의 광자의 Center of Energy를 다음과 같이 계산할 수 있다.

$$X_{CoE} \times \left(\sum_{i=1}^5 E_i + E_6 \right) = \left(\sum_{i=1}^5 x_i E_i \right) + \frac{z_{CsI} - Z_{vertex_{K_L}}}{z - Z_{vertex_{K_L}}} \times E_6 X \quad (5.15)$$

$$Y_{CoE} \times \left(\sum_{i=1}^5 E_i + E_6 \right) = \left(\sum_{i=1}^5 y_i E_i \right) + \frac{z_{CsI} - Z_{vertex_{K_L}}}{z - Z_{vertex_{K_L}}} \times E_6 Y \quad (5.16)$$

여기에서, $X(Y)_{CoE}$ 는 COE의 X(Y) 방향 성분의 크기, $x(y)_i$ 는 CsI 열량계에 입사한 광자의 열량계에서의 위치, $z_{CsI} = 6148$ mm은 CsI 열량계의 표면의 위치를 의미한다. 중성 케이온의 접선 운동량의 크기가 매우 작음을 고려

Figure 5.2: Schematic View of $K_L \rightarrow 3\pi^0$ Reconstruction

하여($\sim 10\text{MeV}/c$) $X(Y)_{COE}$ 를 X, Y 꼭짓점으로 사용한다. X, Y 꼭짓점이 바뀌었으므로 두 번째 단계에서는 바뀐 꼭짓점을 이용하여 세 번째 중성 파이온의 구개각도를 다시 계산한다. 다시 계산한 구개각도는 광자의 에너지 재구성에 다시 영향을 미치게 된다. 다시 계산되는 광자의 에너지를 이용하여 X, Y 꼭짓점을 다시 계산한다. 본 분석에서는 이 반복과정을 10회 시행한다. 시행이 마무리 되면 새롭게 계산한 중성 파이온의 꼭짓점을 이용하여 광자들의 에너지와 운동량을 다시 계산한다.

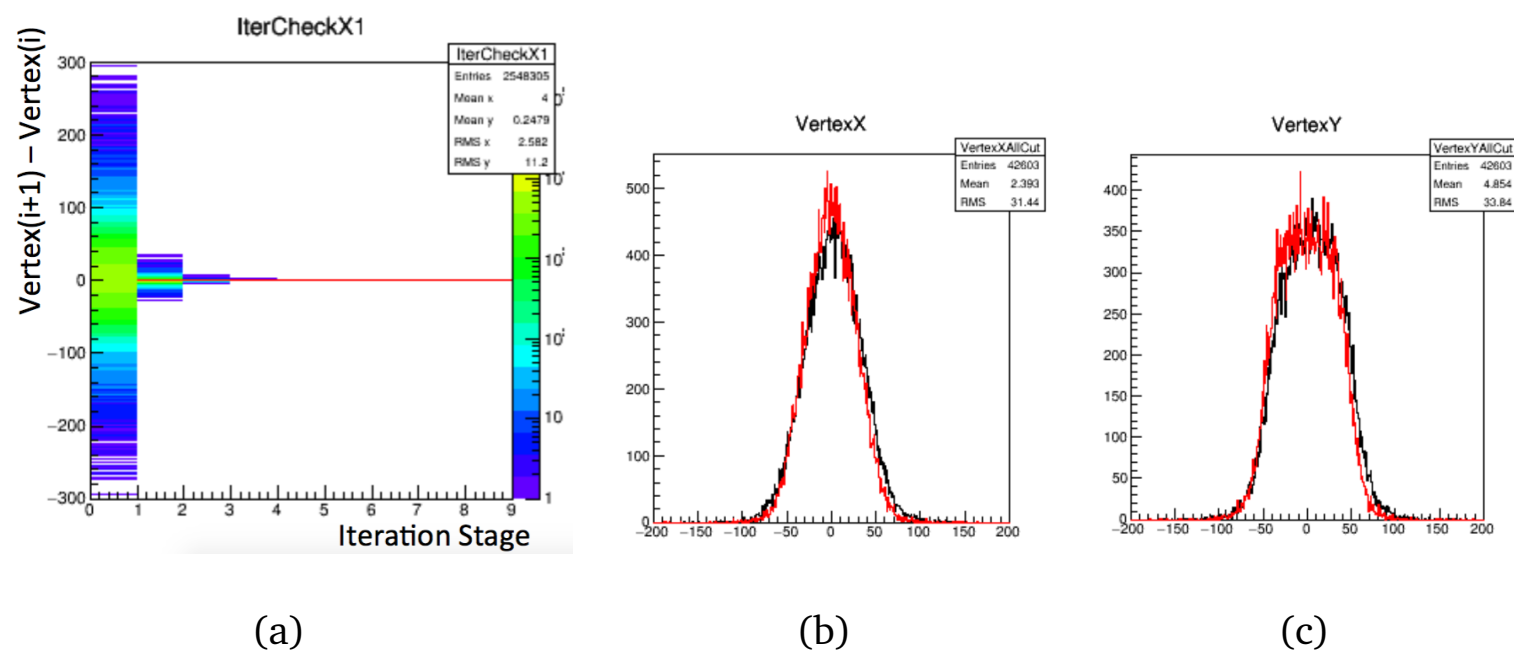


Figure 5.3: (a) Iteration Status (b) Vertex X Distributions. MC with red line, Data with Black line (c) Vertex Y Distributions. MC with red line, Data with Black line

5.3.6 Invariant Mass of K_L

중성 케이온의 정지질량을 다음과 같이 재구성할 수 있다.

$$M_{K_L^0} = \left(\sum_{i=1}^3 E_{i\pi} \right)^2 - \left(\sum_{i=1}^3 \vec{P}_{i\pi} \right)^2 \quad (5.17)$$

여기에서, $M_{K_L^0}$ 는 3개의 중성 파이온의 정지질량, $E_{i\pi}$ 는 i 번째 파이온의 에너지이고, $\vec{P}_{i\pi}$ 는 i 번째 파이온의 운동량이다. 각각의 파이온이 2개의 광자로 곧바로($\sim 10^{-24}s$) 붕괴하기 때문에 중성 케이온의 정지질량은 다음과 같이 다시 재구성될 수 있다.

$$M_{K_L^0} = \left(\sum_{i=1}^6 E_i \right)^2 - \left(\sum_{i=1}^6 \vec{P}_{i\gamma} \right)^2 \quad (5.18)$$

여기에서, $\vec{P}_{i\gamma}$ 는 i 번째 광자의 운동량이다.

5.4 Event Selection

사건 선택의 요소는 3가지로 나눌 수 있다. 첫 번째는 Barrel에 남긴 신호의 정보이다. Barrel에 남긴 신호의 위치와 시간에 따라, 효율적으로 배경사상을 제거할 수 있다. 두 번째는 다른 검출기를 이용한 배제이다. $K_L \rightarrow 3\pi^0$ 의 붕괴에서 5개의 광자가 CsI 열량계로 입사하고 1개의 광자가 Barrel로 입사하였기 때문에 다른 배제 검출기에 신호가 없어야 한다. 배제 검출기에 신호가 있을 때 해당 배제 검출기를 이용하여 효율적으로 배경사상을 제거할 수 있다. 세 번째는 운동학적 조건이다. 재구성한 광자, 중성 파이온, 중성 케이온의 특정 변수에 조건을 주어 배경사상을 효율적으로 제거하였다.

5.4.1 Hit of Barrel Selection

중성 케이온의 여섯번째 광자가 Barrel에 입사하지 않았음에도 불구하고 사건이 재구성되는 경우가 있다. 이러한 경우가 일어나는 대표적인 이유를 2가지로 나눌 수 있다, 첫 번째 이유는 CsI 열량계에서의 전자기다발의 세어나감(EM Shower Leakage)이고, 두 번째 이유는 Barrel의 우연한 신호(Accidental Hit)이다. 전자기다발이 CsI 열량계로부터 세어나갈 경우 CsI 열량계 근처에서 Barrel의 신호가 생성된다. 우연한 Hit의 경우에는 시간의 결맞음성이 보이지 않는다. 두 이유로부터 생성되는 배경사상을 제거하기 위하여 Barrel 신호의 선택조건을 적용한다. MB의 경우 σ 는 2.164[ns], IB의

Selection	Range	name
Gamma Hit Position[mm]	$3000 < \text{HitZ} < 5500$	HitZ Cut
Vertex Time Difference[ns]	$-3\sigma < T_{VTD} < 3\sigma$	T_{VTD} Cut

Table 5.3: List of barrel hit selection, σ will be defined later

경우 σ 는 1.68[ns] 이다.

5.4.2 Detector Veto

Barrel 계측기와 CsI 열량계 이외의 검출기에 충분한 신호가 있을 때 중성 케이온의 신호가 해당 검출기에 입사하였다고 생각하여 사건을 배제한다. 검출기마다의 배제 조건은 다음과 같다.

Detector	Timing Width[ns]	Energy Threshold[MeV]	Note
CV	50	0.2	Charged Veto
BCV	50	0.5	
BPCV	30	1.0	
LCV	30	2.0	
newBHCV	Coincidence Hit	0.001	2 layers
NCC	40	2..0	Photon Veto
CC03	40	3.0	
CC04	50	3.0	
CC05	50	3.0	
CC06	50	3.0	
OEV	70	2.0	
FBAR	45	2.0	
BHPV	Coincidence Hit	3.0	3 layers
BHGC	Coincidence Hit	3.0	1 layer

Table 5.4: List of trigger conditions

5.4.3 Kinematic Cut

올바르게 재구성된 $K_L \rightarrow 3\pi^0$ 을 고려하기 위하여 재구성된 광자의 선택조건을 적용하였다. 첫 번째로 광자의 재구성된 에너지와 관련된 선택조건을 적용하였다. 광자의 에너지는 100 MeV보다 크고 2000 MeV보다 작을 것을 요구하였다. 중성빔을 사용하는 KOTO 실험에는 우연한 신호가 많이 존재하기 때문에 이를 효과적으로 걸러주기 위하여 100 MeV의 조건을 적용하였다. 그리고 CsI 열량계로부터 나오는 신호 중에서 포화(Saturation)된 신호를 사용하지 않기 위하여 2000 MeV의 조건을 적용하였다. 두 번째는 광자 사이의 거리이다. 광자 사이의 거리가 매우 가까우면 두 개의 광자가 만드는 전자기다발을 하나의 열량계에서 공유할 수 있다. 이는 두 개의 광자를 동시에 재구성하기 어렵게 한다. 그러므로 두 개의 광자 사이에 175 mm이상의 거리가 있어야 함을 요구하였다. 세 번째는 광자의 CsI 열량계에서의 위치이다. 광자가 CsI 열량계의 가장자리에 입사하면 광자가 만드는 전자기다발이 CsI 열량계밖으로 세어나갈 수 있다. 이는 광자의 에너지 재구성을 어렵게 하기 때문에 광자의 위치가 $r < 850$ mm와 $|x| > 150$ mm 혹은 $|y| > 150$ mm 일 것을 요구하였다. 네 번째는 광자의 Shape χ^2 이다. Shape χ^2 란, 광자가 입사하여 CsI 열량계에 남기는 에너지 분포의 예측과 관련한다. Shape χ^2 에 대해 $\chi^2 < 4.6$ 의 조건을 적용하였다.

광자에 대한 선택조건과 더불어, 3개의 중성 파이온 중에서 CsI 열량계를 이용하여 결정하는 2개의 중성 파이온에 대한 선택조건을 적용하였다. 중성 케이온의 꼭짓점을 이용하여 중성 파이온의 정지질량을 계산하였다. 첫 번째로 2개의 중성 파이온의 질량이 전부 $129.98 < m < 139.98$ MeV/ c^2 임을 요구하였다. 두 번째로 2개의 중성 파이온의 질량차이가 $|m_1 - m_2| < 5$ MeV/ c^2 임을 요구하였다.

중성 케이온에 대한 선택조건도 적용하였다. 첫 번째로 중성 케이온의 꼭짓점은 KOTO 실험의 붕괴 공간 내부에 있어야 하므로 $2500 < Z_{vertex_{K_L}} < 5000$ mm의 선택조건을 적용하였다. 두 번째로 중성 케이온 꼭짓점을 계산할 때 사용한 χ^2_{VTZ} 에 관련하여, 첫 번째 4γ 조합의 χ^2_{VTZ} 가 $\chi^2_{VTZ} < 4$ 임을 요구하였고 두 번째 4γ 조합의 χ^2_{VTZ} 가 $\chi^2_{VTZ} > 10$ 임을 요구하였다. 이는 첫 번째 조합이 명백하게 옳으면서 동시에 두 번째 조합이 명백하게 틀림을 요구한다는 의미이다. 세 번째로 중성 케이온의 접선 운동량이 $P_t < 40$ MeV/c임을 요구하였다.

$K_L \rightarrow 3\pi^0$ 은 3체 붕괴의 예이다. K_L 의 3체 붕괴의 운동학적 조건으로부터 위상공간 상의 구속조건을 만족해야 한다. 이것을 표현한 분포를 Dalitz plot이라고 한다. Dalitz Cut이란, $K_L \rightarrow 3\pi^0$ 에서 생성된 3개의 π^0 가 구속조건을 만족하지 않을 때 사건을 배제함을 의미한다.

Cut variable	Selected region	note
γ Energy	$100 < e < 2000$ [MeV]	γ Quality
Distance between γ	$d > 175$ [mm]	
Radial Position of γ in CsI	$r < 850$ [mm]	
X, Y Position of γ	$ x > 150$ or $ y > 150$ [mm]	
Shape χ^2	$\chi^2 < 4.6$	
π^0 Mass	$129.98 < m < 139.98$ [MeV/c ²]	π^0 Quality
Difference of two π^0 s	$ m_1 - m_2 < 5$ [MeV/c ²]	
K_L Vertex	$2500 < Z_{vertex_{K_L}} < 5000$ [mm]	K_L^0 Quality
1st Vertex χ^2	$\chi^2 < 4$	
2nd Vertex χ^2	$\chi^2 > 10$	
K_L Pt	$P_t < 40$ [MeV/c]	
Dalitz Cut	Graphical Cut	Kinematic Boundary

Table 5.5: List of event selections

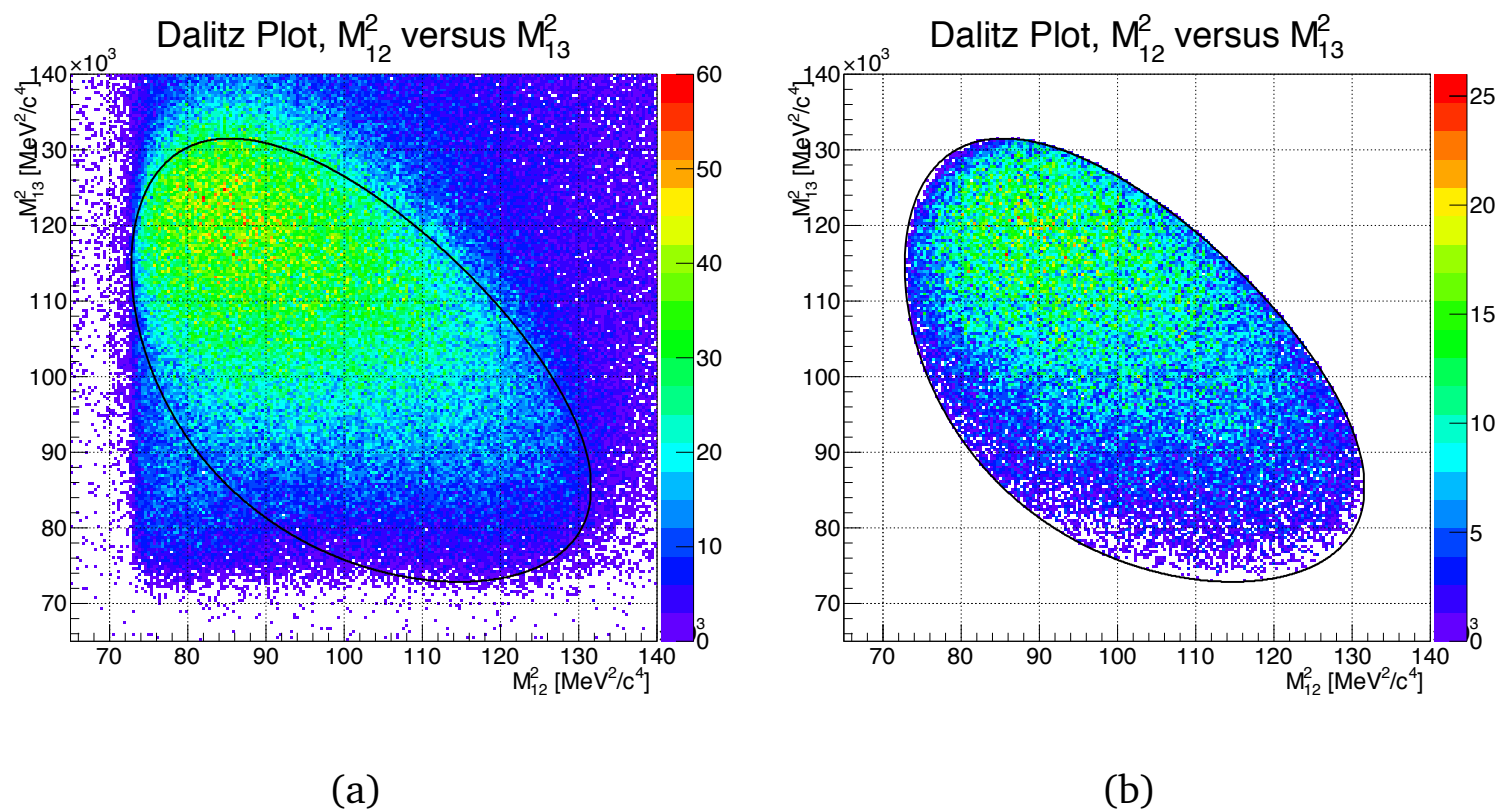


Figure 5.4: (a) Before applying Dalitz Cut (b) After applying Dalitz Cut

5.5 Reconstruction Quality

M.C.를 이용하여 $K_L \rightarrow 3\pi^0$ 붕괴모드의 재구성의 정확성을 확인하였다. 검출기의 반응을 이용하여 재구성한 물리량을 M.C. 에서 생성한 값과 비교하여 재구성의 정확성을 확인하였다. 비교의 방법으로 재구성한 값과 생성한 값의 차이를 확인하였고 각각의 차이를 생성한 값에 따라서 확인하였다. 재구성한 값과 생성한 값 차이의 분포를 가우시한 함수로 근사하여 각 분포의 표준편차를 구하였다.

M.C.를 이용하여 재구성된 사건들 중에서 올바르게 재구성되지 않는 사건을 조사하였다.

- 1) 중성 케이온이 $K_L \rightarrow 3\pi^0$ 외에 다른 모드로 붕괴하였음에도 불구하고 $K_L \rightarrow 3\pi^0$ 재구성이 이루어진 경우
- 2) $K_L \rightarrow 3\pi^0$ 붕괴가 일어났지만 중성 파이온의 Dalitz Decay가 발생하여 6개의 광자가 아님에도 불구하고 6개의 광자로 재구성된 경우
- 3) $K_L \rightarrow 3\pi^0$ 붕괴에서 6개의 광자가 나왔지만 5개의 광자가 CsI 열량계

Variable	σ	Error of σ
$Z_{vertex_{K_L}}$	49.25 [mm]	0.62 [mm]
$X_{vertex_{K_L}}$	13.28 [mm]	0.15 [mm]
$Y_{vertex_{K_L}}$	13.90 [mm]	0.17 [mm]
$\frac{E_6^{Reco} - E_6^{Gen}}{E_6^{Gen}}$	9.69×10^{-2}	1.03×10^{-3}

Table 5.6: List of event selections

로 입사하지 않거나 1개의 광자가 Barrel 로 입사하지 않은 경우를 올바르게 재구성되지 않았다고 정의하였다. 1) 의 경우 중성 케이온의 각 붕괴모드의 확률을 재현하여 확인하였고 중성 케이온 10^9 개의 생성조건에서는 $K_L \rightarrow 3\pi^0$ 붕괴모드 이외에 다른 붕괴모드의 경우 재구성되지 않았다. 2) 의 경우 더 많은 $K_L \rightarrow 3\pi^0$ 붕괴모드를 얻기 위하여 중성 케이온의 붕괴모드를 $K_L \rightarrow 3\pi^0$ 로 제한하였다. 3) 의 경우 역시 많은 통계량을 얻기 위하여 2) 와 같은 M.C. 데이터를 사용하였다. 2) 를 확인하기 위하여 M.C.에서 생성된 입자들의 Particle Encoding을 확인하였다. Particle Encoding이란, 전산묘사에서 각 입자마다 고유한 ID를 일정한 규칙에 따라 숫자를 매긴 것이다. 중성 케이온으로부터의 중성 파이온이 3개가 있어야하고 동시에 중성 파이온으로부터 광자가 6개 있음을 확인하였다. 3) 를 확인하기 위하여 광자의 최초 반응 지점을 확인하였다. 광자의 최초 반응 지점을 확인하여 어떤 검출기에서 반응하였는지 확인하였다.

Variable	Number of events	Number of event
		Total Reconstructed Event
Contamination from other decays	0	0
Contamination from Dalitz decay	13.28 [mm]	0.15 [mm]
Missing One Gamma	13.90 [mm]	0.17 [mm]

Table 5.7: List of event selections

5.6 Data/M.C.

P.O.T.를 중성 케이온의 입사갯수로 표현하기 위해서, "Normalization Trigger"와 "Minimum Bias Trigger"에서의 단위 P.O.T. 당 재구성되는 $K_L \rightarrow 3\pi^0$, $K_L \rightarrow 2\pi^0$ 그리고 $K_L \rightarrow 2\gamma$ 의 개수를 M.C.에서의 수용도와 비교한다.

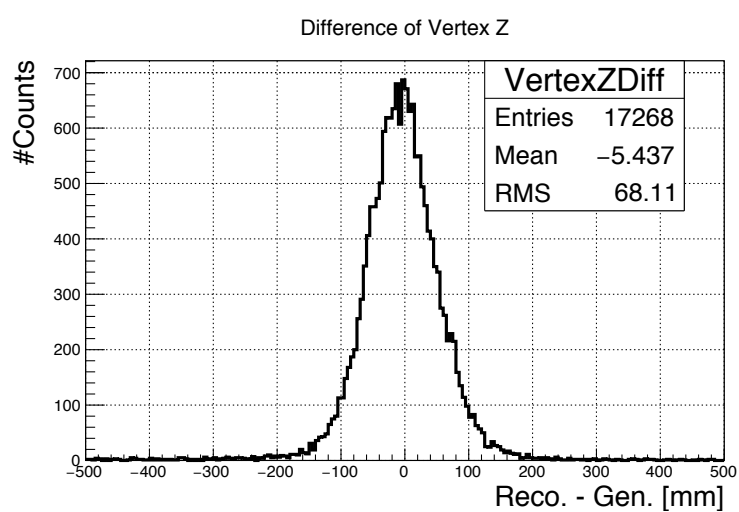
$$C_{P.O.T.toKL} \times \frac{\sum_{all} N_{K_L data}}{\sum_{all} P.O.T.} = \frac{\sum_{all} N_{K_L M.C.}}{\sum_{all} N_{incident}} \quad (5.19)$$

비례상수 $C_{P.O.T.toKL}$ 는 실험조건의 변화에 따라 변화할 수 있으므로, 각 실험 조건마다 $C_{P.O.T.toKL}$ 를 측정한다.

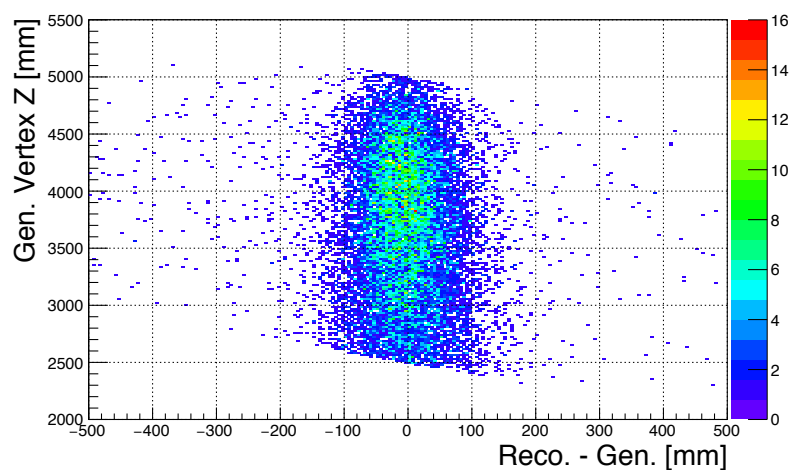
$K_L \rightarrow 3\pi^0$ 재구성이 완료된 사건에 대하여, Data와 M.C.의 비교를 하였다. Data의 중성 케이온의 갯수는 약 8.146×10^9 개 이다. Data에서의 중성 케이온의 갯수($n_{K_L, data}$)는 다음과 같이 구할 수 있다.

$$n_{K_L, data} = P.O.T. \times C_{P.O.T.toKL} \times C_{pre} \quad (5.20)$$

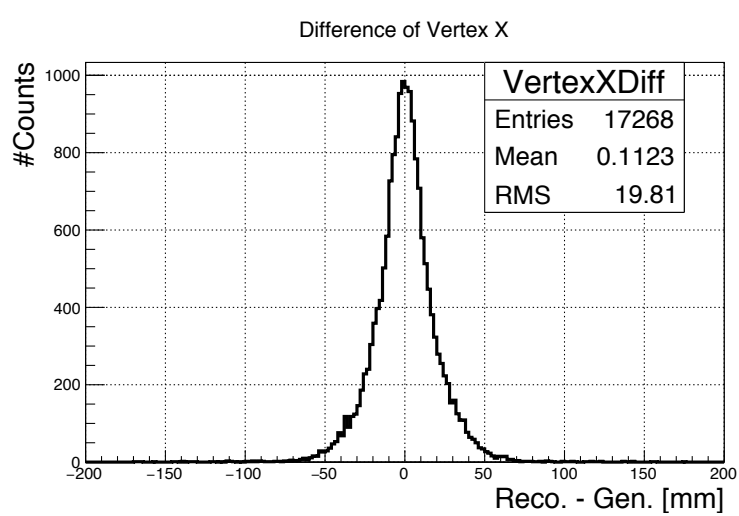
C_{pre} 는 각 트리거마다의 Prescale 값으로, 트리거가 C_{pre} 번 발생할 때, 한개의 사건을 데이터로 저장한다는 의미이다. "Physics Trigger"의 경우 $C_{pre} = 1$, "Normalization Trigger"의 경우 $C_{pre} = 30$, "Minimum Bias Trigger"의 경우 $C_{pre} = 300$ 이다. M.C.의 경우 $K_L \rightarrow 3\pi^0$ 붕괴모도의 케이온을 10^9 개 생성하였고, 이는 중성 케이온 $5.12 \times 10^9 = 10^9/0.1952$ 과 동일하다. Data로부터의 분포와 M.C.로부터의 분포의 정규화 상수는 $N_{Data to M.C.} = \frac{8.146 \times 10^9}{5.12 \times 10^9} = 1.59$ 이다. 정규화 상수를 이용하여 분포를 정규화한 뒤, Data/M.C.를 중성 케이온의 꼭짓점, 중성 케이온의 접선(tangential) 운동량, 6개 광자의 불변 질량, 여섯 번째 광자의 재구성된 에너지, 여섯 번째 광자의 MB로의 입사 지점, 여섯 번째 광자의 MB에 남긴 에너지를 비교하였다.



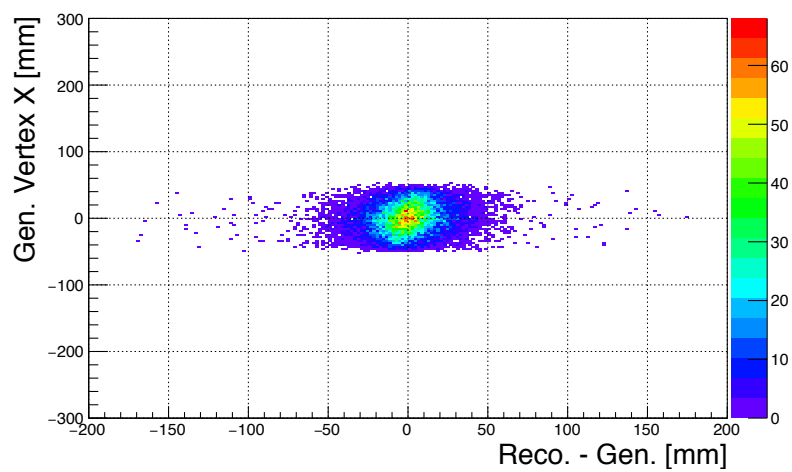
(a)



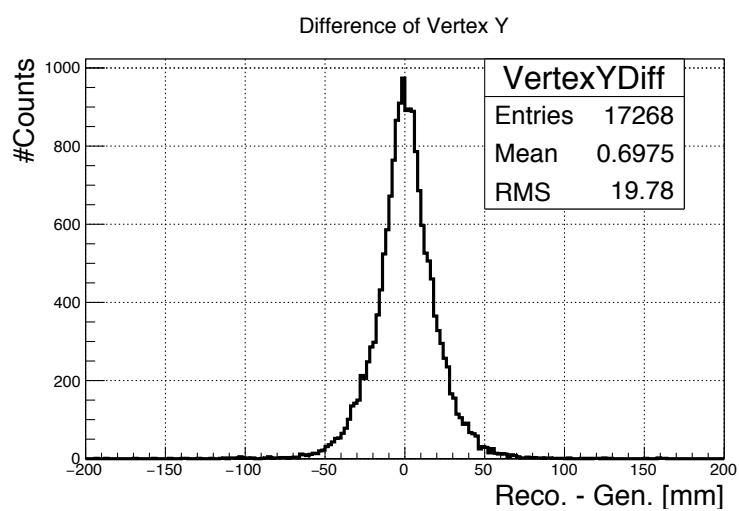
(b)



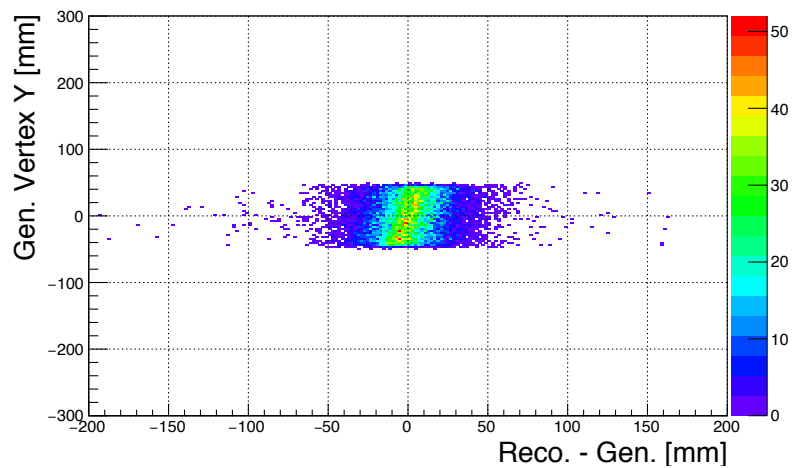
(c)



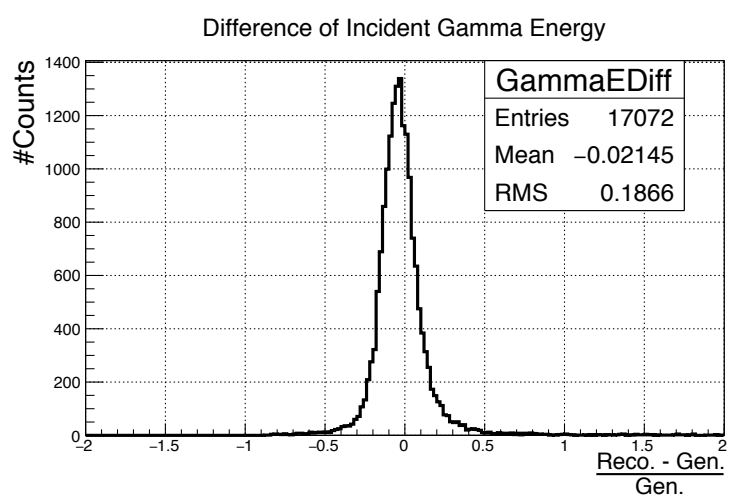
(d)



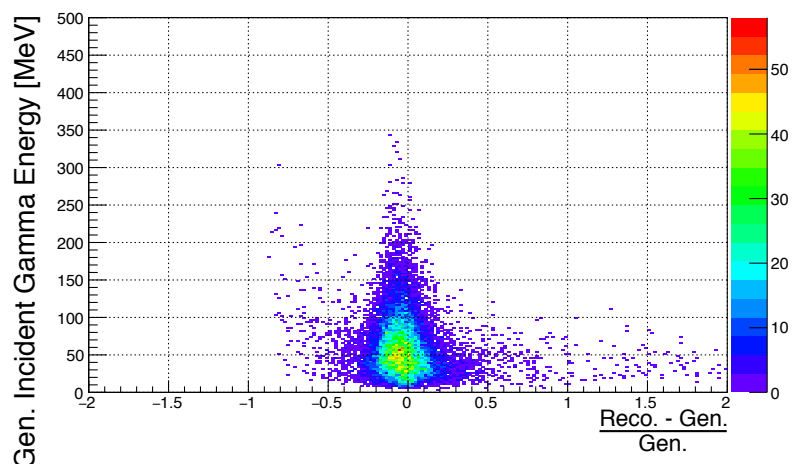
(e)



(f)



(g)



(h)

Figure 5.5: (a) Before applying Dalitz Cut (b) After applying Dalitz Cut

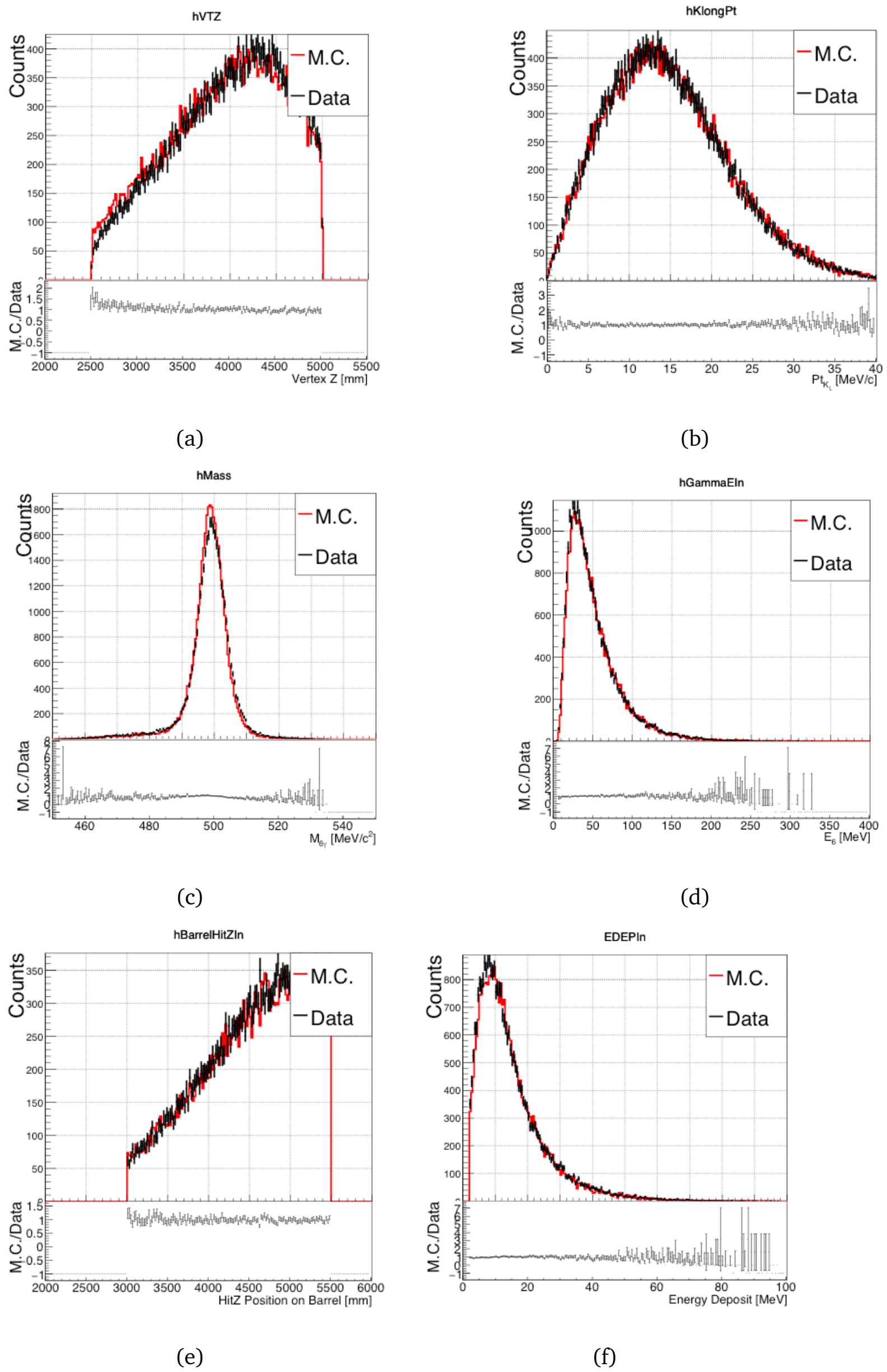


Figure 5.6: Distributions of T_{VTD} according to E_{Dep}
 ©2018 J-PARC E14 Collaboration

Chapter 6

Study of Barrel Response With γ From K_L^0

6.1 Vertex Time Difference

재구성된 $K_L \rightarrow 3\pi^0$ 붕괴사건에서 6개의 광자는 똑같은 시간에 똑같은 지점(중성 케이온의 붕괴지점)에서 생성되어, 각 검출기로 출발한다. 중성 케이온의 붕괴지점이 잘 재구성 되어있다면, 검출기의 측정시간과 측정 위치를 이용하여, 광자의 출발시간 혹은 중성 케이온의 붕괴시간(T_{K_L})을 계산할 수 있다.

$$T_{K_L} = T_{Detected} - |r_{Detector}^{\vec{}} - r_{vertex}^{\vec{}}|/c \quad (6.1)$$

여기에서 $T_{Detected}$ 는 광자와 검출기의 반응시간이고, $r_{Detector}^{\vec{}}$ 는 광자의 검출기로의 입사위치, $r_{vertex}^{\vec{}}$ 는 중성 케이온의 3차원 꼭짓점이다. 중성 케이온의 붕괴시간은 CsI 열량계를 이용하여 계산할 수 있을 뿐만아니라, MB(IB)를

이용하여 계산할 수 있다. 각 검출기에서 검출하는 광자는 하나의 중성 케이온의 붕괴로 인한 광자이므로, 각 검출기에서 계산되는 중성 케이온의 붕괴시간은 서로 같아야 한다. 그러므로 두 검출기로부터의 T_{K_L} 차이의 분포는 두 검출기간의 영점 차이가 중심을 이루고, 두 검출기의 시간 분해능의 합만큼의 표준편차를 가진다.

$$T_{K_L}^{Barrel} - T_{K_L}^{Csl} \equiv T_{VTD} \quad (6.2)$$

$$T_{VTD} \sim g(O_{Barrel} - O_{Csl}, \sigma) \quad (6.3)$$

$$\sigma = \sqrt{\sigma_{Csl}^2 + \sigma_{Barrel}^2} \quad (6.4)$$

여기에서 $O_{Detector}$ 는 각 검출기의 영점, $g(M, S)$ 는 평균이 M , 표준편차가 S 인 가우시안 분포를 의미한다.

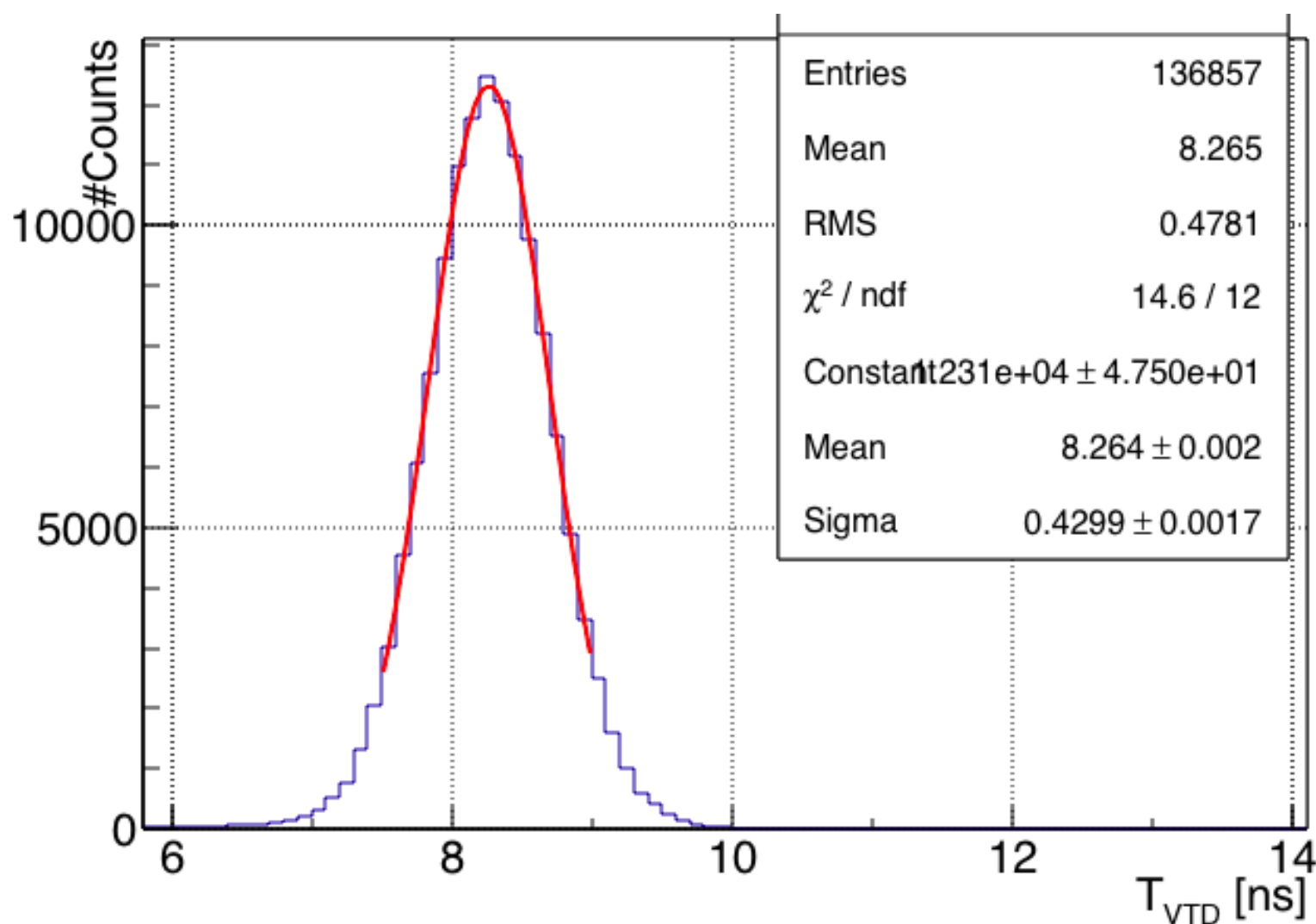


Figure 6.1: (Unitary Triangle.

6.1.1 Fine Time Calibration

두 검출기간의 T_{K_L} 의 차이를 확인함으로써, 두 검출기간의 영점 차이를 확인할 수 있다. 이러한 영점차를 모듈 별로 확인하여 미세 시간 영점 조절을 수행한다. Barrel의 Module ID가 바뀌어도 CsI 열량계의 영점은 변하지 않으므로, 각 Barrel의 모듈과 CsI 열량계의 영점 차의 변화는 모두 Barrel에서 온다. i 번째 Barrel의 T_{VTD} 를 T_{VTD}^i 라 표현하면, 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$T_{VTD}^i \sim g(O_{Barrel}^i - O_{CsI}) \quad (6.5)$$

T_{VTD}^i 의 가우시안 근사를 하여, 가우시안 분포의 중심값을 모듈의 영점(O_{Barrel}^i)으로 정의한다. 미세 시간 영점 조절을 하기 위해 다음과 같이 적

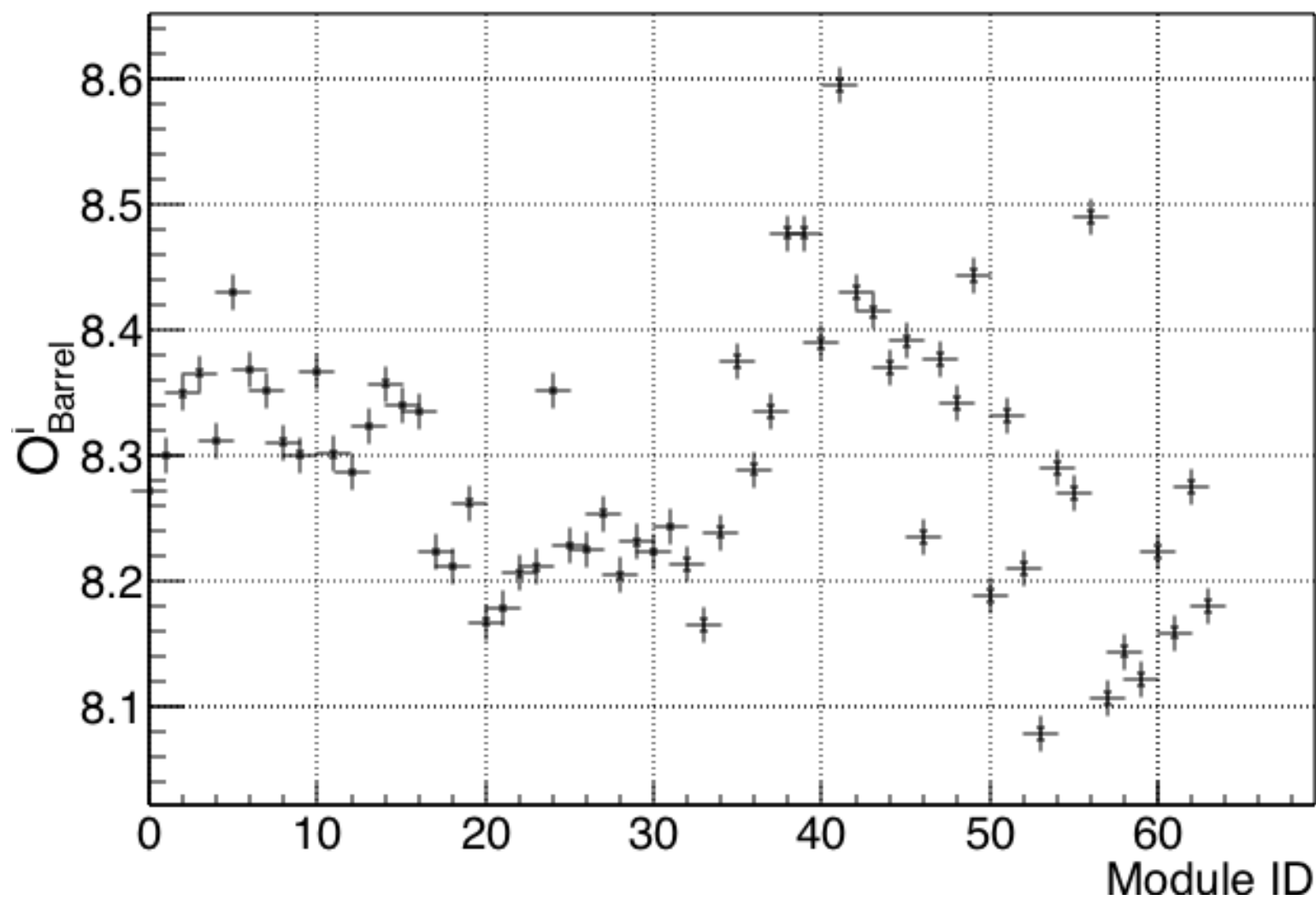


Figure 6.2: (Unitary Triangle.

용한다.

$$T_{Fine}^i = T_{incidence}^i - O_{Barrel}^i + O_{Barrel}^0 \quad (6.6)$$

T_{Fine}^i 는 미세 영점 조절된 시간이다.

6.1.2 Time Resolution of Barrel Counter

검출기에서 읽는 섬광의 갯수에 따라 검출기의 시간 분해능이 달라짐은 널리 알려져 있다. 하나의 섬광에 대해서, 시간에 따른 확률밀도함수를 $f(t) = f(t, m, \sigma)$ 와 같이 쓸 수 있을 때, n 개의 섬광이 동시에 생성되었을 때 n 개의 확률밀도함수는 다음과 같다.

$$f(t) = f\left(t, m, \frac{\sigma}{\sqrt{n}}\right) \quad (6.7)$$

여기에서, m 은 확률밀도함수의 평균, σ 는 확률밀도함수의 표준편차이다. 섬광의 갯수(L)는 Birks' law에 따라, 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$\frac{dL}{dx} = S \frac{\frac{dE}{dx}}{1 + k_b \frac{dE}{dx}} \sim S \frac{dE}{dx} \quad (6.8)$$

$$\sigma_t \propto \text{Constant} \times \frac{1}{\sqrt{E_{dep}}} \quad (6.9)$$

여기에서, k_b 는 Birks' constant로, 폴리스티렌 기반 섬광체의 경우 0.126mm/MeV 이다. 마찬가지로, Barrel의 시간 분해능은 Barrel에 남겨진 에너지에 따라서 변화한다. 이 변화를 고려하여, T_{VTD} 분포의 표준편차는 다음과 같이 서술할 수 있다.

$$\sigma = \sqrt{\sigma_{CsI}^2 + \sigma_{Barrel}^2(E_{Dep})} \quad (6.10)$$

$$\sigma_{Barrel}(E_{Dep}) \propto \frac{p_0}{\sqrt{E_{Dep}}} \quad (6.11)$$

여기에서 E_{Dep} 은 Barrel에 남겨진 에너지이고, p_0 는 비례상수이다. 각 E_{Dep} 에 따른 T_{VTD} 분포의 표준편차를 확인함으로써, Barrel의 남겨진 에너지에 따른 시간 분해능을 예측하였다. 이 때, CsI 열량계로부터오는 시간 분해능이 같이 포함되어 있다. T_{VTD} 의 시간 분해능을 확인하는 것이므로, T_{VTD} Cut을 적용하지 않았다. 또한 미세 영점 조절을 적용하여, T_{VTD} 의 모듈간의 차이를 없앴다.

6.1.3 Back Splash Events

T_{VTD} 의 타당성은, 올바른 중성 케이온의 꼭짓점의 재구성과 중성 케이온의 광자가 만드는 신호일 때 유효하다. CsI 열량계로 입사한 광자가 입사한 방향과 반대 방향으로 진행하는 딸 입자를 만들 수 있는데, 이를 'Back Splash' 라고 한다. 이러한 딸 입자는 주로 Barrel에 입사하여 신호를 남긴다. 비록 중성 케이온의 꼭짓점이 올바르게 재구성되었을지라도, Barrel의 신호는 중성 케이온에서 온 신호가 아니므로, T_{VTD} 분포의 중심은 더 이상 검출기간의 영점 차이가 아니다. 그 대신, 영점 차이는 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$T_{VTD} = O_{Barrel} - O_{CsI} + ToF_{True} - ToF_{False} \quad (6.12)$$

$$ToF_{True} = |\vec{r}_{CsI} - \vec{r}_{vertex}|/c + |\vec{r}_{Barrel} - \vec{r}_{CsI}|/c \quad (6.13)$$

$$ToF_{False} = |\vec{r}_{Barrel} - \vec{r}_{vertex}|/c \quad (6.14)$$

여기에서 ToF_{True} 는 올바른 신호의 비행시간, ToF_{False} 는 잘못된 신호의 비행시간이다. 이러한 신호들의 특징은, 잘못된 신호의 비행시간을 이용하여 T_{VTD} 를 계산하기 때문에, T_{VTD} 의 중심이 검출기간의 영점 차이보다 느린 값을 가지게 된다.

Back Splash 사건을 확인하기 위해서, 6개의 광자가 CsI 열량계에 입사하는 경우를 살펴보았다. 6개의 광자가 모두 CsI 열량계에 입사하였기 때문에, 우연한 히트를 제외하면 다른 검출기에는 신호가 없어야 한다.

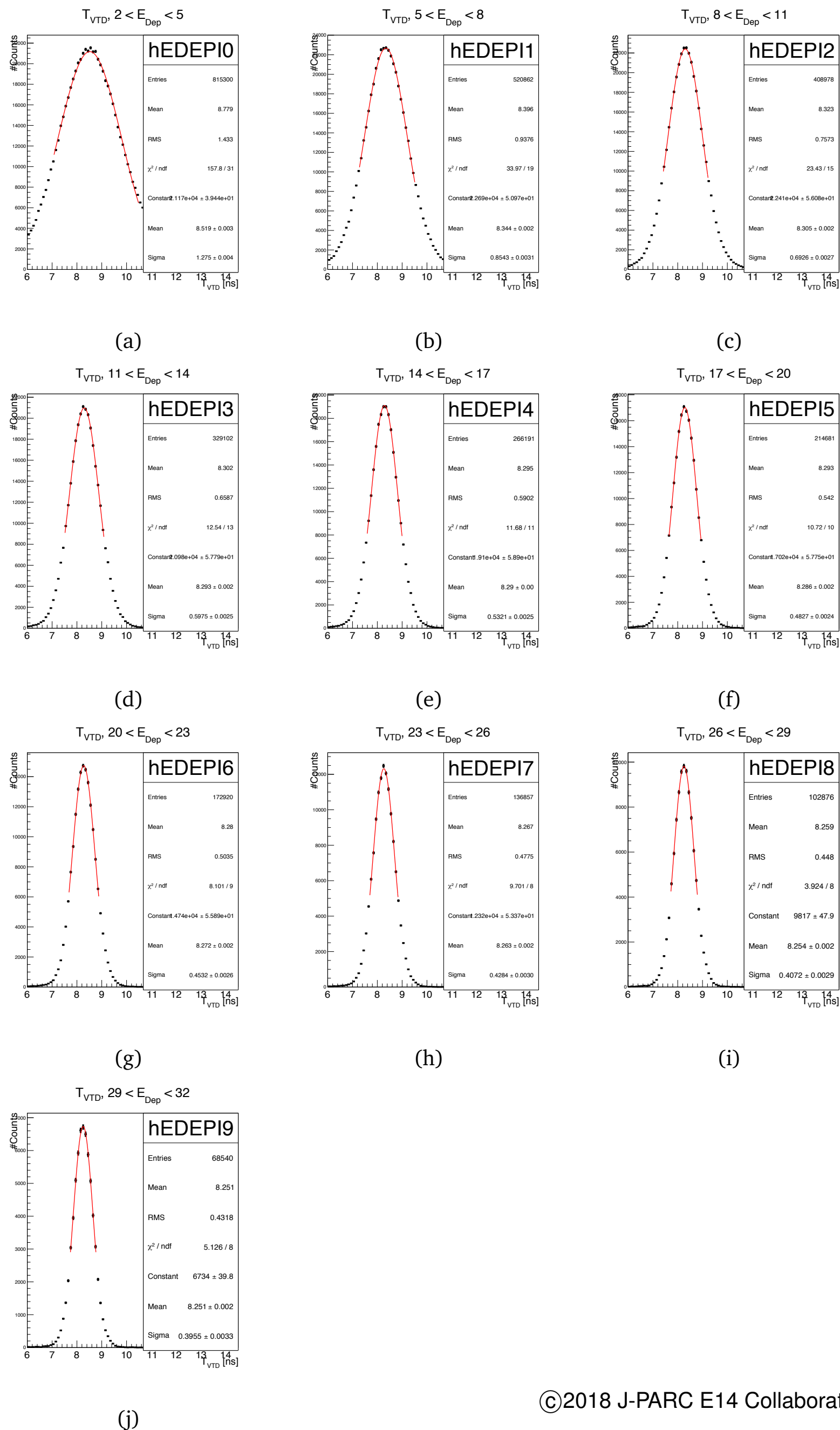
6.2 Sampling Fraction

광자를 효율적으로 측정하기 위하여, Inner Barrel(Main Barrel)은 섬광체와 납의 교대구조로 이루어져 있다. Barrel에 입사한 광자는 섬광체와 납에서 모두 반응하는 반면, 섬광체에서 발생하는 빛만을 신호로서 읽으므로, 결국 광자의 에너지 중 일부만을 관찰하게 된다. 이 때 광자가 Barrel에

남긴 전체 에너지와 섬광체에 남긴 에너지의 비를 Sampling Fraction이라고 한다.

$$S.F. = \frac{E_{Active}}{E_{Active} + E_{Passive}} \quad (6.15)$$

6.2.1 Fine Energy Calibration

Figure 6.3: Distributions of T_{VTD} according to E_{Dep}

Chapter 7

Results and Discussions

7.1 Reconstruction of Gamma Energy

7.2 Timing Resolution of Barrel

7.3 Recovery of Signal From Back Splash Event

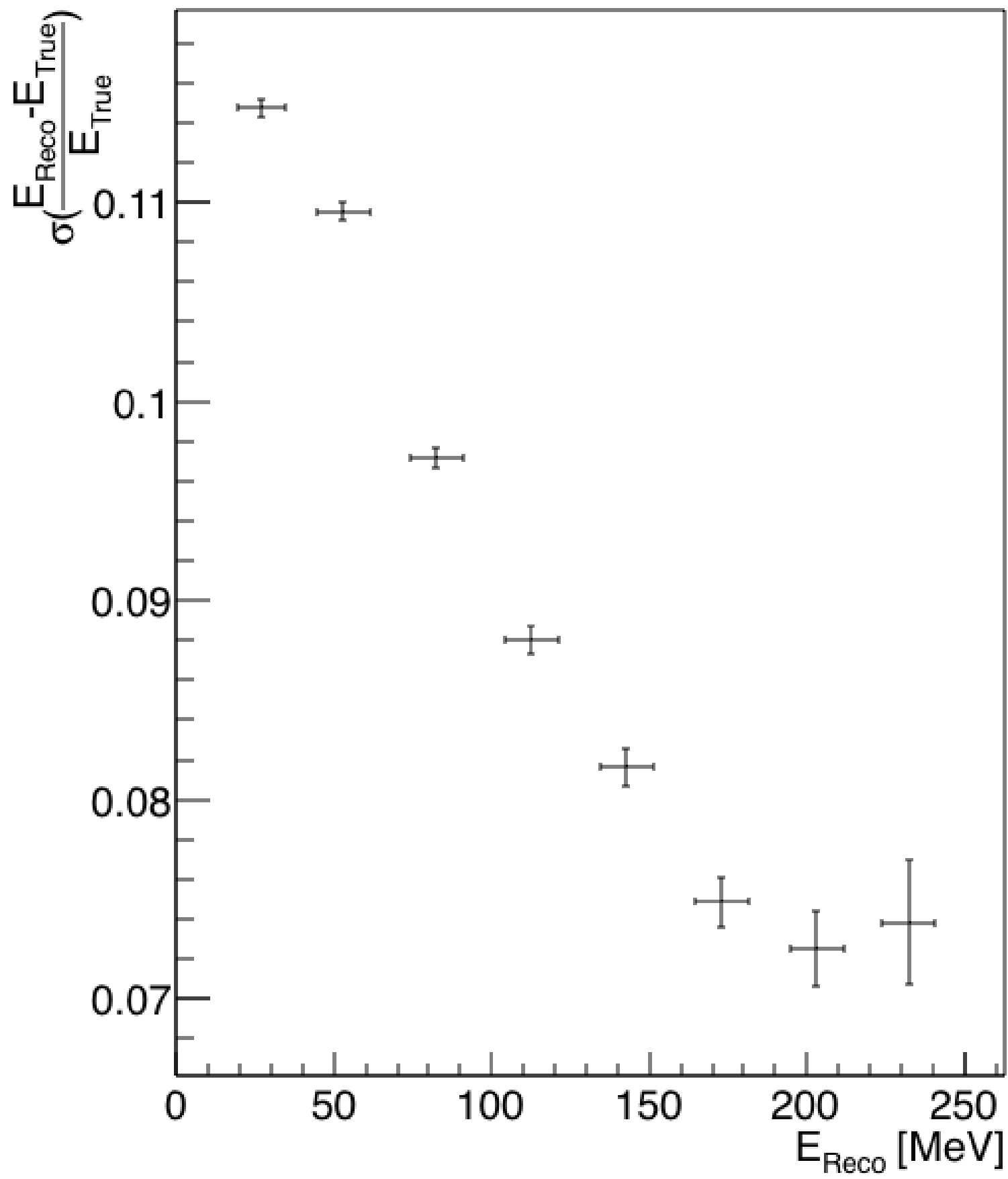


Figure 7.1: Timing resolution evaluated by 5g+1g analysis

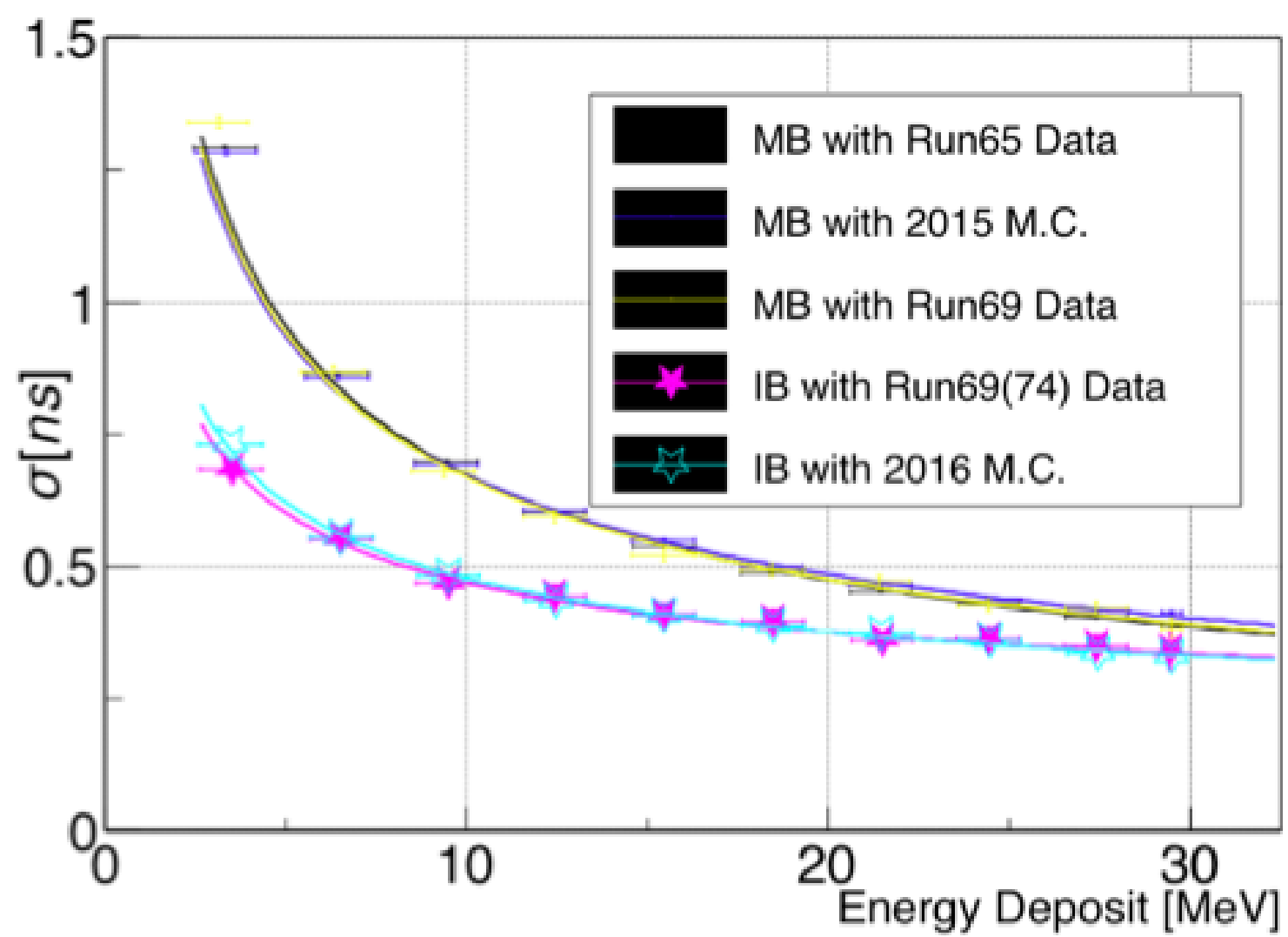


Figure 7.2: Timing resolution evaluated by 5g+1g analysis

Chapter 8

Conclusions

Bibliography

[1] S. H. Kim *et al.*, Phys. Rev. Lett. **XX**, XXXXX (201X).

[2] M. H. Kim *et al.*, Phys. Rev. Lett. **XX**, XXXXX (201X).

Appendix A

Appendix
