

Performance of New Sampling Calorimeter
Modules in the KOTO Experiment

JunLee, Kim

(Korea University)

October 16, 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 위하여 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	8
1.4	$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$	12
1.5	Inner Barrel	13
2	KOTO Experiment	15
2.1	Identification of Signal	15
2.1.1	π^0 Reconstruction	16
2.1.2	Background	17
2.2	Experimental Apparatus	19
2.2.1	J-PARC Accelerator	19
2.2.2	Hadron Beam Facility	20
2.2.3	KOTO Detector	21
2.3	Data Acquisition System	29
2.3.1	Waveform	29
2.3.2	Triggering	29
3	Inner Barrel	38

3.1	Motivation of installation of Inner Barrel	38
3.2	Composition of IB	40
3.2.1	Plastic Scintillator of IB	40
3.2.2	Wavelength Shifting Fiber of IB	42
3.2.3	PMTs of IB	43
3.2.4	Inner Barrel Inside Malin Barrel	44
4	Cosmic-Ray Test	47
4.1	Advantage of Test With Cosmic Ray	47
4.2	Data Acquisition Setup	48
4.3	Analysis of Cosmic-Ray Test	48
4.3.1	Pulse Shape Analysis	48
4.3.2	Selection of Pulse of Cosmic-Ray Data	51
4.3.3	Selection of Track of Cosmic-Ray Data	51
4.3.4	Correction of Hit Position From Cosmic-Rays	52
4.3.5	Correction of Hit Time From Cosmic-Ray Tracks	54
4.3.6	Attenuation Effect	55
4.4	Results	57
4.4.1	Propagation Velocity	57
4.4.2	Time Resolution	59
5	$K_L \rightarrow 3\pi^0$ Reconstruction	63
5.1	Motivation	63
5.2	Data sets	63
5.3	Principle of $K_L \rightarrow 3\pi^0$ Reconstruction	67
5.3.1	Clustering	67
5.3.2	Vertex Reconstruction of Two π^0 s From Five γ s	68
5.3.3	Selection of Hit on Barrel	69

6 CONTENTS

5.3.4	Reconstruction of Sixth γ	69
5.3.5	Reconstruction of K_L Vertex X, Y	70
5.3.6	Invariant Mass of K_L	72
5.4	Event Selection	73
5.4.1	Hit of Barrel Selection	73
5.4.2	Detector Veto	74
5.4.3	Kinematic Cut	75
5.5	Reconstruction Quality	77
5.6	Data/M.C.	79
5.7	Study of Barrel Response With γ From K_L^0	80
5.7.1	Vertex Time Difference	80
5.7.2	Sampling Fraction	83
6	Results and Discussions	90
6.1	Reconstruction of Gamma Energy	90
6.2	Timing Resolution of Barrel	90
6.3	Recovery of Signal From Back Splash Event	90
7	Conclusions	93
A	Appendix	96

List of Figures

1.1	Feynman diagram for $K^0 - \bar{K}^0$ mixing.	3
1.2	Measured $Re(\epsilon'/\epsilon)$ from each experiment	7
1.3	(a) : $K_L \rightarrow \pi\pi$ Decay in CKM picture. (b) $K_L \rightarrow \pi\pi$ Decay in Superweak picture. Many measurements reject Superweak picture.	8
1.4	Parameters in CKM matrix according to ρ and η Ref[7]	11
1.5	Unitary Triangle. Ref[7]	11
1.6	Result of measurement of $Br(K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})$. Red line means Grossman-Nir bound which is obtained from measurement of $Br(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu})$. Blue long box means SM prediction with error propagation.	14
1.7	(a) : FCNC in Standard Model, (b) : FCNC in New Physics.	14
2.1	Reconstruction of Pi0.	16
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..	17
2.3	Distribution of P_t versus VertexZ from M.C. generation of $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ events. Normalized background number is 0.02. Missing two gammas induced background.	18

2.4	Event display about how backgrounds come from $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ decay. FIGures show the dead points of charged pions. Because charged pions are missing at beam pipe materials, only two gammas are detected.	19
2.5	Distribution of P_t versus VertexZ from M.C. generation of π^0 production from neutron. Neutrons are injected to NCC and π^0 s are generated at NCC. Many backgrounds which is outside signal box are made.	20
2.6	Distribution of P_t versus VertexZ from M.C. generation of neutron projection to CsI calorimeter. Many backgrounds which is inside signal box are made.	21
2.7	Penorama of J-PARC laboratory	22
2.8	Mimetic diagram of Hadron Beam Facility.	22
2.9	Schematic view of T1 Target system	23
2.10	Drawing of KL Beam Line	23
2.11	KOTO Detector in 2015.	31
2.12	Front view of CsI Calorimeter	32
2.13	Readout systme of CsI Calorimeter.	32
2.14	Side view of one module of Main Barrel.	33
2.15	Front view of Front Barrel and Main Barrel. Inner circle means FB and outer circle means MB.	33
2.16	Front and side view of NCC and HINEMOS.	34
2.17	Configuration of CV.	34
2.18	Schematic view of CC03 and LCV.	35
2.19	Configuration of CC04.	35
2.20	Configuration of BPCV.	36
2.21	Schematic view of BHPV from above.	36

2.22	Configuration of BHPV.	36
2.23	Pulse shape before Gaussian Shaping(dots) and after Gaussian shaping(line).	37
2.24	Block diagram of trigger system.	37
3.1	Mechanism of $K_L \rightarrow 2\pi^0$ background event.	39
3.2	Front View of Inner Barrel	41
3.3	Side View of Inner Barrel	41
3.4	Emission And Absorption Spectrum of BCF-92 along wave- length.	43
3.5	Picture of scintillator and wavelength shifting fiber.	43
3.6	(a) : QE of R329, (b) : QE of R7724.	45
3.7	Inner Barrel inside KOTO (side view).	45
3.8	Inner Barrel inside KOTO from downstream(front view).	46
4.1	Trigger Setup for Cosmic-ray data taking	48
4.2	Pulse Shape and Variables, Constant Fraction = $\frac{1}{2}$	50
4.3	Selection of Pulses	51
4.4	(a) Selection of Comic ray track along Module ID , (b) Selection of Cosmic ray track along Hit position	52
4.5	Result of Edge fitting	54
4.6	Determination of M_{ij} and S_{ij}	56
4.7	Distribution of IntegratedADC according to Hit position of par- ticle	57
4.8	Attenuation Effect $Mean_{ij}$ and SD_{ij}	58
4.9	Propagation Velocity along Module ID	59

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	61
4.11 Feynman Diagram of $K_L \rightarrow 3\pi^0$	62
5.1 Analysis flow for Monte Carlo	64
5.2 Schematic View of $K_L \rightarrow 3\pi^0$ Reconstruction	71
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	72
5.4 (a) Before applying Dalitz Cut (b) After applying Dalitz Cut . . .	77
5.5 Figures showing difference between generated variables and reconstructed variables. (a), (c), (e) and (g), show difference of reconstructed value from generated value. (b), (d), (f) and (h) are two dimensional graphes showing generated value versus difference of reconstructed value from generated value.	85
5.6 Comparison between M.C. and Data. Variables show good agreement between M.C. and Data.	86
5.7 X-axis means T_{VTD} and Y-axis means Count. Determination of center of T_{VTD} is done by fitting the distribution with gaussian distribution.	87
5.8 Distribution of O_{Barrel}^i along Module ID. Each Offset is used for fine time calibration.	87
5.9 Distributions of T_{VTD} according to E_{Dep}	88
5.10 Sampling Fraction distribution. X-axis means Sampling Fraction, $(\frac{E_{dep}}{E_6})$. Representative value is determined by fitting the distribution with gaussian distribution.	89

6.1 Timing resolution evaluated by 5g+1g analysis 91
6.2 Timing resolution evaluated by 5g+1g analysis 92

List of Tables

2.1	Specification of Front Barrel and Main Barrel.	24
2.2	Specification of CV	26
2.3	Information of CC0X	27
3.1	Number of BG from $K_L \rightarrow 2\pi^0$ according to radiation length(X_0)	39
4.1	Comparison between Main Barrel and Inner Barrel about composition	61
5.1	Information of condition of M.C. generation.	66
5.2	Information of data taken at each year.	67
5.3	List of barrel hit selection, σ will be defined later	73
5.4	List of condition of veto threshold and veto timing	74
5.5	List of event selections	76
5.6	List of reconstruction quality.	78
5.7	List of background number	78
5.8	List of background number especially about missing one γ . . .	79

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, 입자와 반입자의 변환(C, Charge Conjugation), 공간좌표의 거울대칭 변환(P, Parity), 시간의 반전 변환(T, Time Reversal) : 시간의 반전 변환이다. 약한 상호작용이 작용할 때 C와 P 대칭성의 깨짐과 함께 CP 대칭성의 깨짐을 관찰하고 있다. 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 [1]. CP 대칭성이 깨지지 않는다면 입자와 반입자의 갯수는 같아야한다. 만약 CP 대칭성이 깨진다면, 대칭성이 깨진 만큼 입자와 반입자의 갯수의 차이가 존재해야한

다. 하지만 표준 모형에서 이론적으로 예측하는 CP 대칭성의 깨짐의 정도는 대부분 입자로 구성된 우주의 상태와는 거리가 멀다[2]. 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.

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

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

두 가지 상태는 강한 상호작용의 고유상태(eigenstate)로, 각각 서로의 입자-반입자의 관계이다. 두 가지 상태는 파인만 다이어그램(Fig 1.1)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.

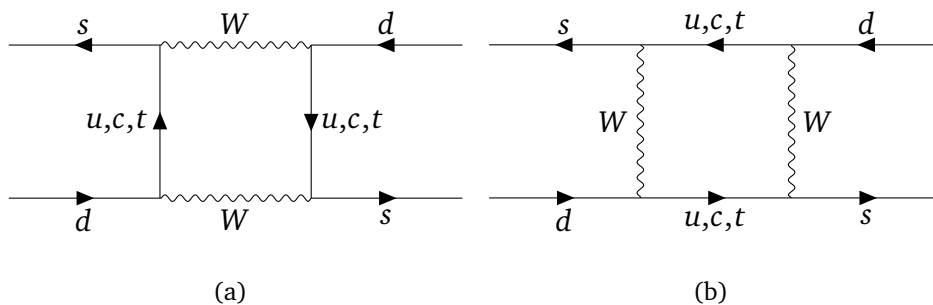


Figure 1.1: Feynman diagram for $K^0 - \bar{K}^0$ mixing.

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

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

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[5].

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

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

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

3체 붕괴 진폭은 다음과 같이 계산할 수 있다[5].

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

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

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

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

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

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

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

이 때, 두 계산에서의 M_{fi} 는 Hadron Matrix Element에 해당하는 값으로, 1로 근사하였다. 1956년, 겔만과 파이어스(Gell-Mann and A. Pais)가 수명이 긴 중성 케이온을 실제로 발견하였다[3]. 그런데 수명이 긴 중성 케이온이 가끔씩 $\pi\pi$ 로 붕괴함을 Brookhaven AGS 가속기에서 1964년에 관찰하였다[4]. 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 후의 CP 고유값이 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. 이를 설명하기 위하여 두 가지 이론이 제안되었다. 첫 번째 이론은 Superweak의 존재이다[6]. Superweak이 작용하여 $|K_2\rangle$ 이 $|K_1\rangle$ 으로 변환 뒤에 $|K_1\rangle$ (CP 고유값 1)이 $\pi\pi$ 로 붕괴한다고 생각하였다. Superweak은 $|K_1\rangle$ 와 $|K_2\rangle$ 의 CP 고유값이 보존된다고 믿고있는 상태에서의 이론이다. 두 번째 이론은 CKM 행렬이다. CKM 행렬은 약한 상호작용 때문에 발생하는 쿼크의 전이를 설명하는 이론이다. CKM 행렬은 쿼크가 전이할 때 위상이 변하기 때문에 $|K_2\rangle$ (CP 고유값 -1)가 $\pi\pi$ 로 붕괴할 수 있다고 생각하였다. 각 이론을 확인하기 위하여 약한 상호작용의 헤밀토니안 밀도 \mathcal{H} 를 사용하여 직접적인 CP 대칭성 깨짐의 정도(ϵ')를 관찰하기 위하여 다음의 물리량을 측정한다.

$$\frac{\langle \pi\pi | \mathcal{H} | K_L \rangle}{\langle \pi\pi | \mathcal{H} | K_S \rangle} = \eta \quad (1.19)$$

η 의 값을 다음과 같은 방법으로 예측할 수 있다. $K^0(\overline{K^0})$ 에서 $\pi\pi$ (총 전하량

0)로의 붕괴 진폭을 다음과 같이 서술할 수 있다.

$$\begin{aligned}\langle(2\pi)I=0|\mathcal{H}|K^0\rangle &= A_0 \\ \langle(2\pi)I=0|\mathcal{H}|\bar{K}^0\rangle &= -A_0^* \\ \langle(2\pi)I=2|\mathcal{H}|K^0\rangle &= A_2 \\ \langle(2\pi)I=2|\mathcal{H}|\bar{K}^0\rangle &= -A_2^*\end{aligned}$$

여기에서 I 는 $\pi\pi$ 의 아이소 스핀이다. $\pi\pi$ 의 마지막 상태는 강한 상호작용의 위상만을 가지고 있다. 이를 고려하여 $K_L(K_S)$ 의 $\pi^+\pi^-$ 로의 붕괴 진폭은 다음과 같이 계산할 수 있다.

$$\begin{aligned}\langle\pi^+\pi^-|\mathcal{H}|K_L^0\rangle &= \\ \sqrt{\frac{2}{3}}(\epsilon\text{Re}A_2 + i\text{Im}A_2)e^{i\delta_2} + \sqrt{\frac{4}{3}}(\epsilon\text{Re}A_0 + i\text{Im}A_0)e^{i\delta_0} & \quad (1.20)\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\langle\pi^+\pi^-|\mathcal{H}|K_S^0\rangle &= \\ \sqrt{\frac{2}{3}}(\text{Re}A_2)e^{i\delta_2} + \sqrt{\frac{4}{3}}(\text{Re}A_0)e^{i\delta_0} & \quad (1.21)\end{aligned}$$

이 때, A_0 를 실수라고 가정 하였는데 이는 T. T. Wu 와 C. N. Yang.의 가정이다.

$$\frac{\langle\pi^+\pi^-|\mathcal{H}|K_L\rangle}{\langle\pi^+\pi^-|\mathcal{H}|K_S\rangle} = \frac{\sqrt{\frac{2}{3}}(\epsilon\text{Re}A_2 + i\text{Im}A_2)e^{i\delta_2} + \sqrt{\frac{4}{3}}(\epsilon A_0)e^{i\delta_0}}{\sqrt{\frac{2}{3}}(\text{Re}A_2)e^{i\delta_2} + \sqrt{\frac{4}{3}}(A_0)e^{i\delta_0}} \quad (1.22)$$

여기에서 $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$ 와 $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ 의 비교를 통하여 $|A_0| \gg |A_2|$ 임을 알 수 있다. ϵ' 을 다음과 같이 정의하여 식을 정리할 수 있다. [6]

$$\epsilon' = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\text{Im}A_2}{A_0} e^{i(\delta_2 - \delta_0 + \pi/2)} \quad (1.23)$$

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

$\pi\pi$ 의 아이소스핀(isospin)의 차이 때문에 중성 케이온들의 $\pi^0\pi^0$ 로의 붕괴

갈래비의 비는 다음과 같이 고려할 수 있다.

$$|\pi^0\rangle = |1,0\rangle \quad (1.25)$$

$$|\pi^0\pi^0\rangle = |1,0\rangle|1,0\rangle \quad (1.26)$$

$$\frac{\langle\pi^0\pi^0|\mathcal{H}|K_L\rangle}{\langle\pi^0\pi^0|\mathcal{H}|K_S\rangle} = \eta_{00} = \epsilon - 2\epsilon' \quad (1.27)$$

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.

$$\left|\frac{\eta_{+-}}{\eta_{00}}\right|^2 \sim 1 + 6\text{Re}\left(\frac{\epsilon}{\epsilon'}\right) \quad (1.28)$$

$$\text{Re}(\epsilon/\epsilon') = (1.68 \pm 0.14) \times 10^{-3} \quad (1.29)$$

실제로 측정된 $\text{Re}(\epsilon'/\epsilon)$ 값이 0이 아님을 확인하였고 이는 곧 Superweak 의

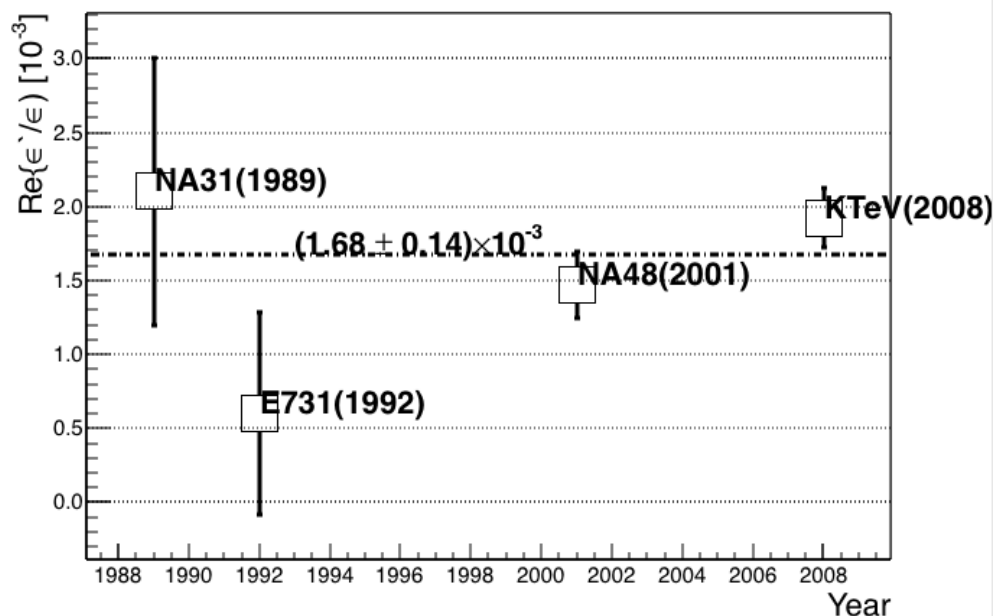


Figure 1.2: Measured $\text{Re}(\epsilon'/\epsilon)$ from each experiment

가정이 틀렸다는 것을 의미한다.

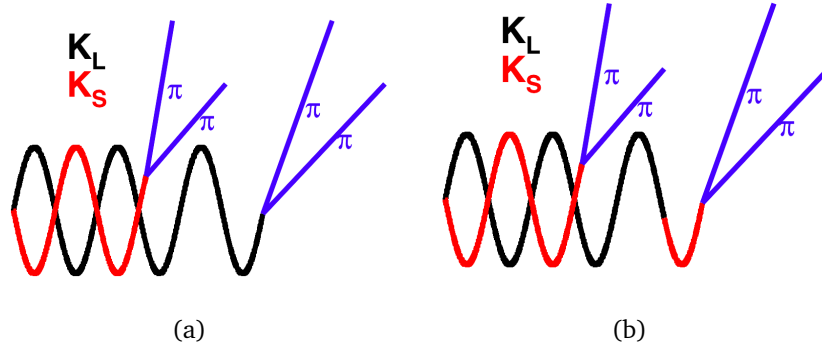


Figure 1.3: (a) : $K_L \rightarrow \pi\pi$ Decay in CKM picture. (b) $K_L \rightarrow \pi\pi$ Decay in Superweak picture. Many measurements reject Superweak picture.

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.

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (1.30)$$

$$mass = CKM \times quark$$

여기에서, V_{ij} 는 쿼크 j 에서 쿼크 i 로의 전이의 크기를 의미하며, $i, j = 1, 2, 3$ 는 쿼크의 세대를 표현한다. i 는 위쪽 쿼크(u, c, t)를 의미하며, j 는 아래쪽 쿼크(d, s, b)를 의미한다. CKM 행렬은 W보존이 쿼크의 세대를 구별하지 못한다는 것을(약한 상호작용의 결합상수가 세대에 따라 바뀌지 않는다) 표

현한다. CKM 행렬은 3세대의 쿼크가 어떤 각도를 가지고 섞여있음을 3개의 고유벡터가 섞여 있는 것으로 표현하였다. 또한 하나의 윗쪽(아랫쪽) 쿼크에서 세 개의 아랫쪽(윗쪽) 쿼크로 전이하는 확률의 합은 1이다. 이 두 성질을 가진 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[7].

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{i\delta_{13}} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (1.31)$$

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[7].

$$\begin{aligned} \theta_{12} &= 13.40 \pm 0.05^\circ, \quad \theta_{13} = 0.201 \pm 0.011^\circ, \\ \theta_{23} &= 2.38 \pm 0.06^\circ, \quad \delta_{13} = 1.20 \pm 0.08 \text{ rad} \end{aligned} \quad (1.32)$$

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 가진

다.

$$\lambda = s_{12}, A\lambda^2 = s_{23}, A\lambda^3(\rho - i\eta) = s_{13}e^{-i\delta_{13}} \quad (1.33)$$

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 1 - \lambda^2/2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.34)$$

여기에서, $\lambda = 0.2257^{+0.0009}_{-0.0010}$, $A = 0.814^{+0.021}_{-0.022}$, $\rho = 0.135^{+0.031}_{-0.016}$, $\eta = 0.349^{+0.015}_{-0.017}$ 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.

$$\sum_{i \text{ or } j} |V_{ij}|^2 = 1 \quad (1.35)$$

$$\sum_i V_{ij}V_{ik}^* = 0 \quad (1.36)$$

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 Universality 라고 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.[7]

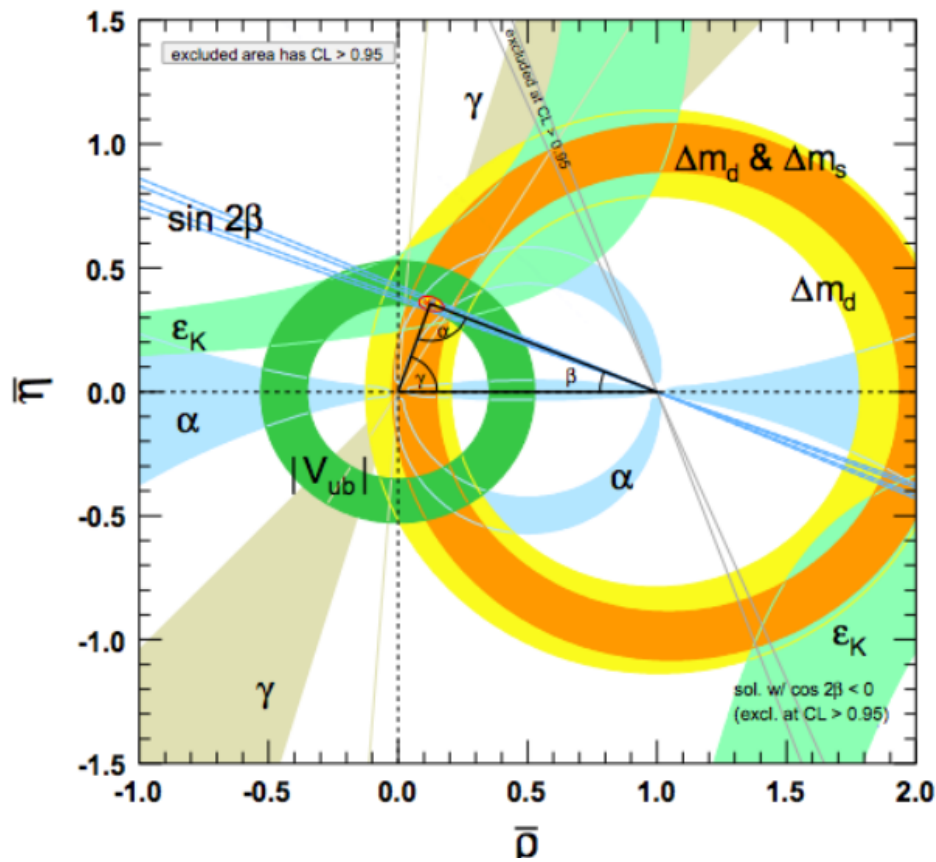


Figure 1.4: Parameters in CKM matrix according to ρ and η Ref[7]

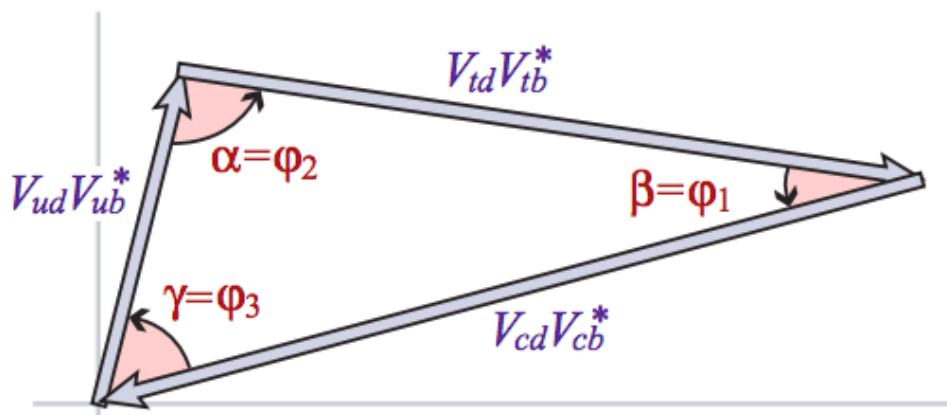


Figure 1.5: Unitary Triangle. Ref[7]

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(Fig 1.6). 이 때 s 쿼크가 d 로 전이하기 위하여 s 쿼크가 위쪽 쿼크로 한번 전이한 뒤 위쪽 쿼크가 다시 d 쿼크로 전이한다. 표준모형의 Tree Level 수준에서 GMI Mechanism에 의하여 FCNC 과정은 강하게 억제받고 있기 때문에 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 사건을 관찰하는 것은 매우 도전적이다. 하지만 SM의 영향이 작기 때문에 새로운 물리현상으로부터의 영향에 민감하게 반응할 수 있다. $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 의 붕괴갈래비는 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.

$$\begin{aligned}
 A(K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) &= \frac{1}{\sqrt{2}\sqrt{1+\epsilon^2}} \{(1+\epsilon)A(K^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) - (1-\epsilon)A(\bar{K}^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})\} \\
 &\sim \frac{1}{\sqrt{2}} (A(K^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) - A(\bar{K}^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})) \\
 &\propto V_{td}^* V_{ts} - V_{ts}^* V_{td} \\
 &\propto 2i\eta
 \end{aligned} \tag{1.37}$$

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[8].

$$Br(K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) = \kappa_L \left(\frac{\text{Im}(V_{td}^* V_{ts})}{\lambda^5} X(x_t) \right)^2 \tag{1.38}$$

$$\kappa_L = (2.231 \pm 0.013) \times 10^{-10} \left(\frac{\lambda}{0.225} \right)^8 \tag{1.39}$$

$$x_t = \left(\frac{M_t}{M_W} \right)^2 \tag{1.40}$$

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 쿼크

가 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 매개하여 반응하는 과정에서 중성미자만이 생성되므로 거리가 긴 전자기적 상호작용을 깊게 고려하지 않아도 된다. 이러한 계산을 Inami-Lim 함수에서 수행한다[9]. 한편, κ_L 의 값은 $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e$ 붕괴를 관찰하여 얻은 Hadronic Matrix Element의 값을 추출해온 것이다[10]. $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 사건은 표준 모형의 CP 대칭성 깨짐에 대한 현재 표준 모형의 예측을 확인할 수 있는 좋은 붕괴모드이다. 다르게 말하자면, $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 사건은 새로운 물리를 탐색하는 데 유리하다. $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 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.

1.5 Inner Barrel

E391a 실험과 마찬가지로 KOTO 실험은 $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ 모드를 사용하여 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 을 검출한다. 중성 케이온으로부터 생성된 광자를 올바르게 검출하는 것은 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 검출의 가장 중요한 부분이다. 2015년의 KOTO 검출기 상황에서는 이러한 광자검출(계측)을 충분히 수행하지 못한다는 결론을 내렸다[11]. 이를 해결하고자 2015년의 KOTO 검출기에 부가적인 새로운 표본형 열량계(Sampling Calorimeter)를 설치하였다.

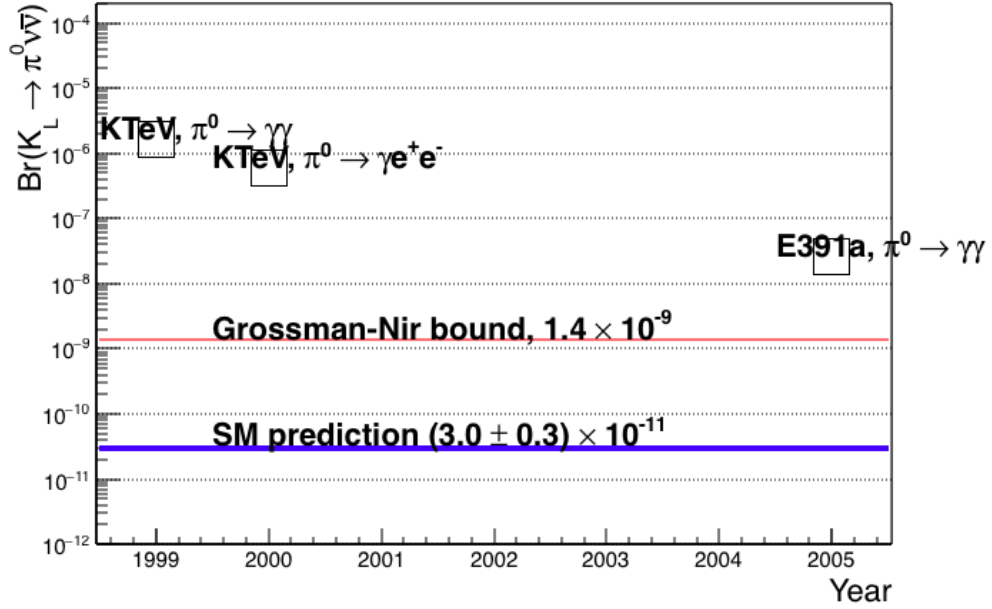


Figure 1.6: Result of measurement of $\text{Br}(K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})$. Red line means Grossman-Nir bound which is obtained from measurement of $\text{Br}(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu})$. Blue long box means SM prediction with error propagation.

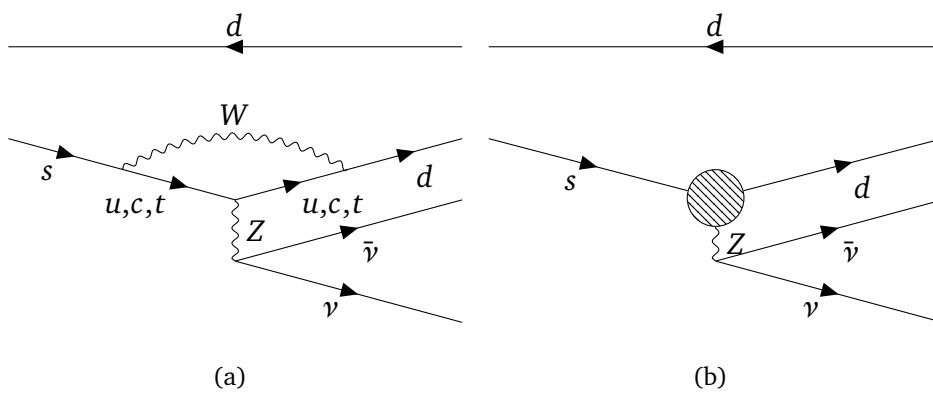


Figure 1.7: (a) : FCNC in Standard Model, (b) : FCNC in New Physics.