

米国フェルミ研究所 E799-II 実験における

$K_L \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$  の探索の可能性

大阪大学理学研究科物理学専攻

長島研究室 貞本雅祥

1996 年 2 月 8 日

# 目次

<b>1</b>	<b>Introduction</b>	<b>2</b>
1.1	中性 K 中間子系における CP 非保存	2
1.2	CP の破れに対する理論	3
1.2.1	標準理論	3
1.2.2	超弱理論	4
1.3	CP 非保存の起源を探る実験	4
1.4	$K_L \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$	5
1.4.1	間接的 CP 非保存の寄与	5
1.4.2	CP 保存の寄与	7
1.4.3	予測値	8
1.4.4	$K_L \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ 、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ との比較	8
1.5	まとめ	9
<b>2</b>	<b>KTeV 実験</b>	<b>10</b>
2.1	KTeV 実験	10
2.2	KTeV 実験の検出器	10
<b>3</b>	<b><math>K_L \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-</math> 事象の選出</b>	<b>16</b>
3.1	$K_L \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$ の生成	16
3.2	2 $\mu$ trigger	16
3.3	basic cut	17
3.4	$\mu$ 粒子の選出	17
3.5	$\pi^0$ 中間子の選出	18
3.6	$K_L$ の選出	20
3.7	Single Event Sensitivity	21

<b>4</b>	<b>バックグラウンドの評価</b>	<b>23</b>
4.1	バックグラウンドレベルの定義	23
4.2	$K_L \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$ に対するバックグラウンド	24
4.3	バックグラウンドのシミュレーションの方法	24
4.3.1	$\pi^\pm$ 中間子が CsI カロリメーターの上流で $\mu$ 粒子に崩壊する場合	25
4.3.2	$\pi^\pm$ 中間子が MUON filter を突き抜ける場合	25
4.3.3	崩壊する $\pi^\pm$ 中間子と MUON filter をつき抜ける $\pi^\pm$ 中間子がある場合	27
4.3.4	$\Lambda^0 \rightarrow n \pi^0$ の崩壊が重なる場合	28
4.4	結果	29
4.4.1	$K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$	29
4.4.2	$K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma + \gamma_{acc}$	30
4.4.3	$K_L \rightarrow \pi^0 \pi^\pm \mu^\mp \nu$	31
4.4.4	$K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- + \Lambda^0 \rightarrow n \pi^0$	36
4.4.5	$K_L \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \nu(\bar{\nu}) + \Lambda^0 \rightarrow n \pi^0$	37
4.4.6	$K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- + \gamma_{acc}$	39
4.5	バックグラウンドを除くためのカット	41
4.5.1	$K_L \rightarrow \pi^0 \pi^\pm \mu^\mp \nu$ , $K_L \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \nu(\bar{\nu}) + \Lambda^0 \rightarrow n \pi^0$	41
4.5.2	$K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma \gamma$	43
4.6	まとめ	44
<b>5</b>	<b>結論</b>	<b>47</b>
<b>A</b>	<b>対称性と CP 非保存</b>	<b>48</b>
A.1	対称性	48
A.1.1	空間反転変換	48
A.1.2	荷電共役変換	48
A.1.3	CP 変換	49
A.2	中性 K 中間子	49
A.3	CP の破れ	51
A.3.1	間接的 CP 非保存	51
A.3.2	直接的 CP 非保存	53

A.3.3 標準理論における CP 非保存の取り扱い . . . . . 55

**B E832 実験の特徴** . . . . . **59**

## 図一覧

1.1	直接的 CP の破れの寄与。上図は、electroweak penguin diagram(媒介粒子が $\gamma^*$ の場合は、electromagnetic penguin diagram という。) という。下図は、W box diagram と呼ばれる 2 次の寄与である。	6
1.2	間接的 CP の破れの寄与	7
1.3	CP 保存の寄与	7
2.1	KTeV 実験の検出器	14
2.2	CsI 電磁カロリメーター	15
3.1	CsI で $\mu$ 粒子の落すエネルギーの分布	18
3.2	2 つの光子の不変質量	19
3.3	$\pi^0\mu^+\mu^-$ の不変質量の分布。矢印の間を要求する。	20
3.4	$\pi^0\mu^+\mu^-$ の質量と $P_T^2$ の 2 次元図。囲みの内側がシグナル領域。	22
4.1	モンテカルロシミュレーションで求めた $\pi^\pm$ 粒子の運動量と CsI カロリメーター上での位置 ( $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ の場合)	26
4.2	GEANT シミュレーションに入れた CsI カロリメーター以降の検出器の配置	27
4.3	GEANT シミュレーションでの結果。図は CsI カロリメーターで $\pi^\pm$ が落したエネルギー。 ( $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ の場合)	28
4.4	$K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ 崩壊の両方の $\pi^\pm$ 中間子が CsI カロリメーターまでで崩壊した場合の $\pi^0\mu^+\mu^-$ の不変質量と $P_T^2$ の 2 次元図。 $0.5(\text{GeV}/c^2)$ 付近の枠の内側がシグナル領域。この図は、 $K_L$ の崩壊数の $1.7 \times 10^{-3}$ 倍に相当する。	30

- 4.5  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  崩壊の両方の  $\pi^\pm$  中間子が CsI カロリーメーターまでで崩壊した場合の  $\pi^0\mu^+\mu^-$  の質量の分布を外挿してシグナル領域に入ってくる数を求めた。2本の矢印の内側がシグナル領域。この図は、 $K_L$  の崩壊数の  $1.7 \times 10^{-3}$  倍に相当する。 . . . . . 31
- 4.6  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  崩壊の両方の  $\pi^\pm$  中間子が MUON filter をつき抜けた場合の  $\pi^0\mu^+\mu^-$  の不変質量と  $P_T^2$  の2次元図。  $0.5(\text{GeV}/c^2)$  付近の枠の内側がシグナル領域。この図は、実験での  $K_L$  の崩壊数の20倍に相当する。 . . . . . 32
- 4.7  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  崩壊の MUON filter をつき抜けた  $\pi^\pm$  中間子と CsI カロリーメーターまでで崩壊した  $\pi^\pm$  中間子がある場合の  $\pi^0\mu^+\mu^-$  の不変質量と  $P_T^2$  の2次元図。  $0.5(\text{GeV}/c^2)$  付近の枠の内側がシグナル領域。この図は、実験での  $kl$  の崩壊数の2分の1に相当する。 . . . . . 32
- 4.8  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$  崩壊の両方の  $\pi^\pm$  中間子が CsI カロリーメーターまでで崩壊した場合の  $\pi^0\mu^+\mu^-$  の不変質量と  $P_T^2$  の2次元図。  $0.5(\text{GeV}/c^2)$  付近の枠の内側がシグナル領域。この図は、実際の実験で予測される  $K_L$  の崩壊数の30倍に相当する。 . . . . . 33
- 4.9  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$  崩壊の両方の  $\pi^\pm$  中間子が MUON filter をつき抜けた場合の  $\pi^0\mu^+\mu^-$  の不変質量と  $P_T^2$  の2次元図。  $0.5(\text{GeV}/c^2)$  付近の枠の内側がシグナル領域。この図は、実際の実験で予測される  $K_L$  の崩壊数の  $6 \times 10^4$  倍に相当する。 . . . . . 33
- 4.10  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$  崩壊の MUON filter をつき抜けた  $\pi^\pm$  中間子と CsI カロリーメーターまでで崩壊した  $\pi^\pm$  中間子がある場合の  $\pi^0\mu^+\mu^-$  の不変質量と  $P_T^2$  の2次元図。  $0.5(\text{GeV}/c^2)$  付近の枠の内側がシグナル領域。この図は、実際の実験で予測される  $K_L$  の崩壊数の300倍に相当する。 . . . . . 34
- 4.11  $K_L \rightarrow \pi^0\pi^\pm\mu^\mp\nu$  の  $\pi^\pm$  中間子が CsI カロリーメーターまでで崩壊した場合の  $\pi^0\mu^+\mu^-$  の不変質量と  $P_T^2$  の2次元図。  $0.5(\text{GeV}/c^2)$  付近の枠の内側がシグナル領域。この図は、実際の実験で予測される  $K_L$  の崩壊数の5分の1に相当する。 . . . . . 35

- 4.12  $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^\pm \mu^\mp \nu$  の  $\pi^\pm$  中間子が MUON filter をつき抜けた場合の  $\pi^0 \mu^+ \mu^-$  の不変質量と  $P_T^2$  の 2 次元図。0.5(GeV/c<sup>2</sup>) 付近の枠の内側がシグナル領域。この図は、実際の実験で予測される  $K_L$  の崩壊数の 20 倍に相当する。 . . . . . 35
- 4.13  $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma + \gamma_{acc}$  の  $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma \gamma$  の不変質量と  $P_T^2$  の 2 次元図。0.5(GeV/c<sup>2</sup>) 付近の枠の内側がシグナル領域。この図は、実際の実験で予測される  $K_L$  の崩壊数の 15 倍に相当する。 . . . . . 36
- 4.14  $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma \gamma$  の 2 つの光子の不変質量の分布 (右図) と  $\mu \mu \gamma \gamma$  の不変質量と  $P_T^2$  の 2 次元図 (左図)。0.5(GeV/c<sup>2</sup>) 付近の枠の内側がシグナル領域。この図は、実際の実験で予測される  $K_L$  の崩壊数の 30 倍に相当する。 . . . . . 37
- 4.15  $kwp_i$  の両方の  $\pi^\pm$  中間子が CsI カロリーメーターまでで崩壊した場合の  $\pi^0 \mu^+ \mu^-$  の不変質量と  $P_T^2$  の 2 次元図。0.5(GeV/c<sup>2</sup>) 付近の枠の内側がシグナル領域。この図は、実際の実験で予測される  $K_L$  の崩壊数の 70 倍に相当する。 . . . . . 38
- 4.16  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^-$  の両方の  $\pi^\pm$  中間子が MUON filter をつき抜けた場合の  $\pi^0 \mu^+ \mu^-$  の不変質量と  $P_T^2$  の 2 次元図。0.5(GeV/c<sup>2</sup>) 付近の枠の内側がシグナル領域。この図は、実際の実験で予測される  $K_L$  の崩壊数の  $3 \times 10^4$  倍に相当する。 . . . . . 38
- 4.17  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^-$  の MUON filter をつき抜けた  $\pi^\pm$  中間子と CsI カロリーメーターまでで崩壊した  $\pi^\pm$  中間子がある場合の  $\pi^0 \mu^+ \mu^-$  の不変質量と  $P_T^2$  の 2 次元図。0.5(GeV/c<sup>2</sup>) 付近の枠の内側がシグナル領域。この図は、実際の実験で予測される  $K_L$  の崩壊数の 500 倍に相当する。 . . . . . 39
- 4.18  $K_L \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \nu(\bar{\nu}) + \Lambda^0 \rightarrow n \pi^0$  の  $\pi^\pm$  中間子が CsI カロリーメーターまでで崩壊した場合の  $\pi^0 \mu^+ \mu^-$  の不変質量と  $P_T^2$  の 2 次元図。0.5(GeV/c<sup>2</sup>) 付近の枠の内側がシグナル領域。この図は、実際の実験で予測される  $K_L$  の崩壊数の 2 分の 1 に相当する。 . . . . . 40
- 4.19  $K_L \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \nu(\bar{\nu}) + \Lambda^0 \rightarrow n \pi^0$  の  $\pi^\pm$  中間子が MUON filter をつき抜けた場合の  $\pi^0 \mu^+ \mu^-$  の不変質量と  $P_T^2$  の 2 次元図。0.5(GeV/c<sup>2</sup>) 付近の枠の内側がシグナル領域。この図は、実際の実験で予測される  $K_L$  の崩壊数の 10 分の 1 に相当する。 . . . . . 40

4.20	$K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- + \Lambda^0 \rightarrow n \pi^0$ の $\pi^0 \mu^+ \mu^-$ の不変質量と $P_T^2$ の 2 次元図。0.5(GeV/c <sup>2</sup> ) 付近の枠の内側がシグナル領域。この図は、実際の実験で予測される $K_L$ の崩壊数の 10000 倍に相当する。 . . .	41
4.21	右図は、解析磁石の上流と下流の track のずれ。左図は、track の CsI カロリメーター上の位置と track のクラスタの中心の位置の距離。 . . . . .	42
4.22	$\pi^\pm$ が CsI までで崩壊した場合の $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^\pm \mu^\mp \nu$ の不変質量。2 本の矢印の間がシグナル領域。 . . . . .	43
4.23	$K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma \gamma$ の $K_L$ の重心系での崩壊様式。 . . . . .	43
4.24	$K_L \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$ の 2 つの光子の開き角の分布 (右図) と $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma \gamma$ の 2 つの光子の開き角 (左図) 。 . . . . .	44
A.1	$\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ における各種変換 . . . . .	50
A.2	$K^0 - \bar{K}^0$ 混合による CP 非保存に対する主な寄与を与える図 . . .	56
A.3	強い相互作用と電磁相互作用によるペンギン図 . . . . .	57



## 表一覽

1.1	各寄与及び全ての寄与の理論予測 . . . . .	8
4.1	1個の $\pi^\pm$ 粒子当たりの MUON トリガーカウンターにヒットする確率 . . . . .	26
4.2	求めたバックグラウンドレベル。(A=全ての $\pi^\pm$ 中間子が CsI カロリメーターまでで崩壊する場合。 B=全ての $\pi^\pm$ 中間子が MUON filter を貫通した場合。 C=CsI カロリメーターまでで崩壊する $\pi^\pm$ 中間子と MUON filter を突き抜ける $\pi^\pm$ 中間子がある場合。) . . . . .	45
B.1	E832 実験で要求される崩壊二重比 $r$ に対する系統誤差 . . . . .	60

### abstract

中性 K 中間子による CP 非保存の起源の探索を目的とした実験 (E799-II 実験) が 1996 年夏に米国フェルミ加速器研究所ではじまる。この実験は、直接的 CP 非保存の効果が大きいと予測される長寿命の中性 K 中間子の崩壊を観測することによって CP 非保存の起源を調べようとする実験である。そうした崩壊の 1 つである  $K_L \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$  探索の可能性をモンテカルロシミュレーションで調べた。その結果、Single Event Sensitivity= $1.0 \times 10^{-11}$ 、Background Level= $7.16 \times 10^{-12}$  と分かった。

# 第 1 章

## Introduction

### 1.1 中性 K 中間子系における CP 非保存

物理学において、自然現象の理解のために対称性即ち保存則は重要な役割を果たしてきた。自然界には、様々な対称性があり、現象を理解しようとするたびその中に見い出され物理学を発展させてきた。

対称性とは、ある系のある物理量にある変換を行なってもその系が全体として不変であることを意味している。その中によく知られたものとして、荷電共役変換や空間反転変換に対する対称性がある。荷電共役変換 (C 変換) とは、電荷の反転、つまり電荷の +、- を入れ換える変換であり、粒子、反粒子の入れ換えである。また、空間反転変換は、P (パリティ) 変換ともよばれ、三次元空間  $(x, y, z)$  において、その座標の取り方を  $(-x, -y, -z)$  とする変換である。これらの変換は、重力、電磁力、強い相互作用に対しては、その法則を変えない。いいかえると、これらの変換に対して、重力、電磁力、強い相互作用は対称性を持つと考えられている。

CP 変換とは、C と P の変換を同時に施す変換である。弱い相互作用は、C 変換、P 変換単独では、対称性をもたないが、この CP 変換に関する不変性、つまり CP 対称性は、知られているすべての相互作用で成立すると考えられていた。しかし、1964 年に V.L.Fitch、J.W.Cronin らは、中性 K 中間子において CP 対称性が破れていることを発見した。[1] その実験で、彼らは、CP 変換の固有値が -1 と思われていた長寿命の中性 K 中間子  $K_L$  が、CP 変換の固有値が +1 である  $\pi^+\pi^-$  に崩壊したことを発見したのである。この崩壊は弱い相互作用によって起こっているため、弱い相互作用で CP 対称性が破れていることを示している。

その中性  $K$  中間子系で起こる CP 非保存の現象は、2つの解釈によって説明される。一つは、間接的 CP 非保存といい、 $K_L$  が純粹に CP 変換の固有値が  $-1$  の固有状態の  $K_2$  ではなく、CP 変換の固有値が  $+1$  の固有状態  $K_1$  が混じっている状態、つまり

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

と表され、その  $K_L$  の中の  $K_1$  が同じ CP 固有値である状態に崩壊するというものである。もう一つは、直接的 CP 非保存といい、 $K_2$  成分が固有値  $+1$  の状態に崩壊するもので、崩壊時に CP の固有状態を破るという解釈である。

## 1.2 CP の破れに対する理論

現在、間接的 CP の破れを説明する理論として、以下に述べる標準理論と超弱理論がある。

### 1.2.1 標準理論

標準理論は、自然界の4種類の相互作用（電磁相互作用、弱い相互作用、強い相互作用、重力）の内の重力以外の3種類の相互作用の基礎理論である。この理論では、これら3種類の相互作用は、すべてゲージ原理より導かれる普遍的なゲージ力として記述され、スピン1のゲージボソンで媒介される。また、基本的粒子はそれに加え3世代のクォークとレプトンおよびヒッグスポソンであるとしている。

### CP の破れ

小林と益川は、クォーク間の弱い相互作用の3行3列の混合行列に3個の実数パラメーターと1個の位相因子  $e^{i\delta}$  を導入した。[2] この位相因子  $e^{i\delta}$  の導入によって、この行列は、複素行列となり、CP 非保存が説明できるようになった。以下に小林益川行列を示す。

$$V = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_1 c_2 & s_1 c_2 & s_2 e^{-i\delta} \\ -s_1 c_3 - c_1 s_2 s_3 e^{-i\delta} & c_1 c_3 - s_1 s_2 s_3 e^{i\delta} & c_2 s_3 \\ s_1 s_3 - c_1 s_2 c_3 e^{-i\delta} & -c_1 s_3 - s_1 s_2 c_3 e^{i\delta} & c_2 c_3 \end{pmatrix}$$

$(c_i = \cos\theta_i, s_i = \sin\theta_i)$

このように、3世代の6クォーク理論では、質量の値が僅かに摂動を受け、 $K_L$  や  $K_S$  は、純粋な CP の固有状態でなくなる。もし、間接的 CP 非保存が小林 - 益川行列の位相  $\delta$  に起因しているなら、間接的 CP の破れのみならず、直接的 CP の破れも同様に存在するはずである。

### 1.2.2 超弱理論

超弱理論は、非常に弱い  $\Delta s=2$  の相互作用を導入し、その際の位相のずれによって間接的 CP の破れが存在すると予言している。しかし、この相互作用は  $\Delta s=1$  の崩壊には寄与しないので直接的 CP の破れの寄与はないと予言している。また、 $K_L$  以外には、CP 非保存の効果はないとしている。[3]

### 1.3 CP 非保存の起源を探る実験

以上のような理論を確かめるためには、直接的 CP の破れの有無を調べれば良い。今日まで直接的 CP の破れの存在の有無を調べるいろいろな実験が行なわれている。特に、Fermilab の E731 実験と CERN の NA31 実験のという2つのグループは直接的 CP 非保存のパラメーターである  $Re(\epsilon'/\epsilon)^*$  が0であるかどうかを計ることによって CP 非保存の起源を確かめようとした。標準モデルでは、 $Re(\epsilon'/\epsilon)$  は  $10^{-3}$  程度と予測されている一方、超弱理論では0と予測されている。しかし実験では、E731 グループは、

$$Re(\epsilon'/\epsilon) = (7.4 \pm 5.2(stat) \pm 2.9(sys)) \times 10^{-4}[4]$$

という0と矛盾しない結果を出し、一方 NA31 グループは

$$Re(\epsilon'/\epsilon) = (23 \pm 3.6(stat) \pm 5.4(sys)) \times 10^{-4}[5]$$

---

\* $\epsilon'$  は、直接的 CP の破れの大きさを表し、 $\epsilon$  は間接的 CP の破れの大きさを表している。詳しくは、付録参照。

という結果、即ち超弱理論を否定する結果を出している。以上のように結果が食い違っている為に、この議論に決着がついていない。現在、 $Re(\epsilon'/\epsilon)$  を  $10^{-4}$  の精度で計ろうとする実験が準備されている。

この議論を決着をつける別な方法として、 $K_L \rightarrow \pi^0 l^+ l^-$  ( $l=e, \mu, \nu$ ) などの稀崩壊を探ることによってその起源を探ろうという試みがある。これらの崩壊は、 $\pi\pi$  とは違って  $\delta I=1/2$  による抑制がない為に直接的 CP の破れの効果と間接的 CP の破れの効果がほとんど同じであると考えられている。しかし、現在実験ではこれらの崩壊は見つかっておらずこの方法によっても CP 非保存の起源に対する議論に決着が着いていない。(以下に実験値を示す。)

- $Br(K_L \rightarrow \pi^0 e^+ e^-) < 4.3 \times 10^{-9}$  (90% C.L.) [6]
- $Br(K_L \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-) < 5.1 \times 10^{-9}$  (90% C.L.) [7]
- $Br(K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) < 5.8 \times 10^{-5}$  (90% C.L.) [8]

そのため、本論文では、 $K_L \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$  を探索の可能性について述べる。

## 1.4 $K_L \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$

この崩壊は、標準理論によると、直接的 CP 非保存の寄与、間接的 CP 非保存の寄与、CP 保存の寄与の3つの寄与によって起こると考えられている。

### 直接的 CP 非保存の寄与

この寄与は、CP の固有値が -1 の  $K_2$  が CP の固有値が +1 の固有状態である  $\pi^0 \gamma^*$  を通して  $\pi^0 \mu^+ \mu^-$  の状態に崩壊する事である。図 1.1 は直接的 CP 非保存に寄与するファインマングラフである。この図を見ても分かるように、この寄与には、小林-益川行列の  $V_{td}$  という直接的に CP を破る項が含まれていることが分かる。

### 1.4.1 間接的 CP 非保存の寄与

この寄与は、 $K_L$  に混じっている  $K_1$  が崩壊をする。即ち、 $K_1 \rightarrow \pi^0 \gamma^* \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$  という CP を保存する崩壊である。よって、この効果は、 $K_S \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$

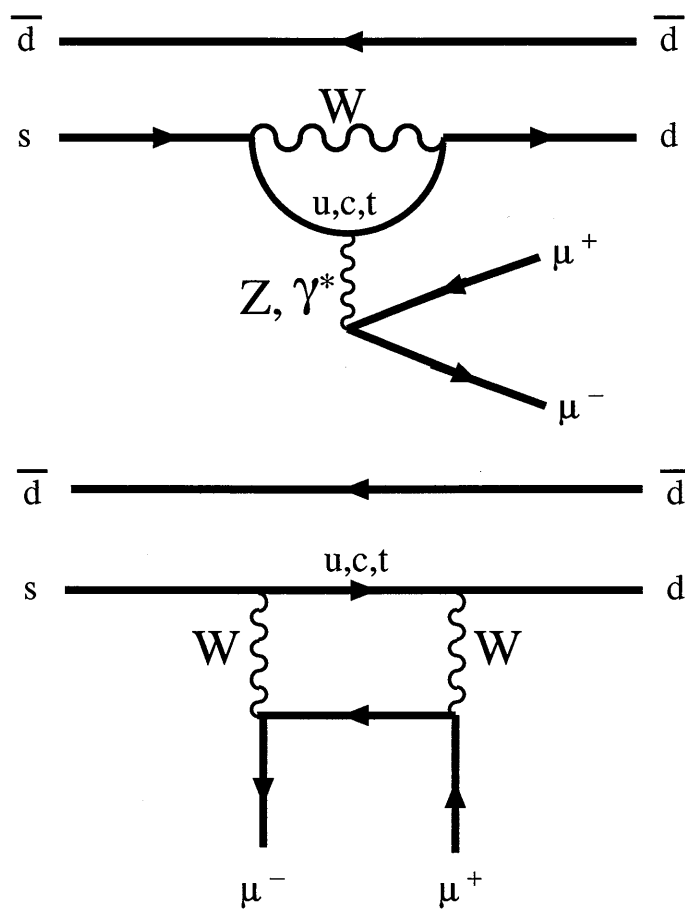


図 1.1: 直接的 CP の破れの寄与。上図は、electroweak penguin diagram(媒介粒子が  $\gamma^*$  の場合は、electromagnetic penguin diagram という。)という。下図は、W box diagram と呼ばれる 2 次の寄与である。

の崩壊比を計ることによって差し引くことが出来る。つまり、この効果の  $K_L \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$  の崩壊比は

$$Br(K_L \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-)_{indirect} = |\epsilon|^2 \frac{\tau_{K_L}}{\tau_{K_S}} Br(K_S \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-)$$

として見積もることができる。

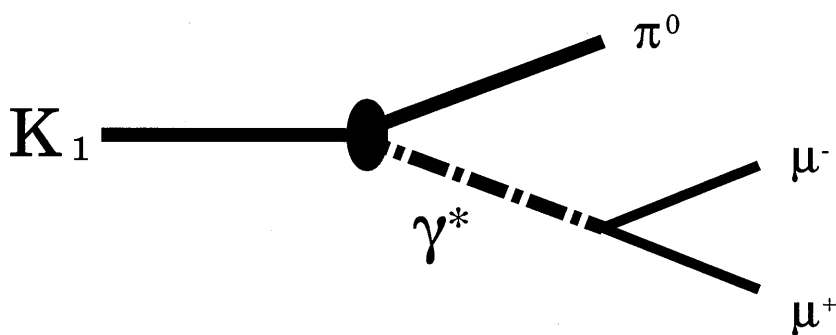


図 1.2: 間接的 CP の破れの寄与

#### 1.4.2 CP 保存の寄与

この効果は図 1.3 のように中間状態に  $\pi \gamma^* \gamma^*$  を通る為に CP を保存する。

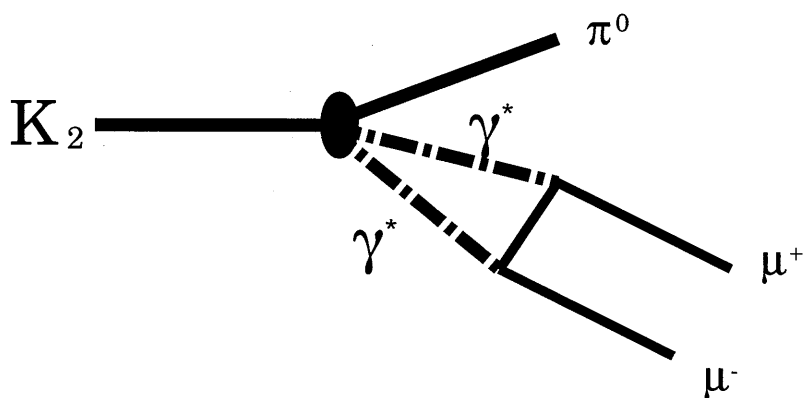


図 1.3: CP 保存の寄与

現在この効果の大きさについては理論によってまちまちであったが  $K_L \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$  に対してカイラルパートーション理論を支持する実験結果 [9] が出ているので、この理論を用いて予測することが可能である。



### 1.4.3 予測値

以上の効果の崩壊比の理論予測をまとめると表 1.1 のようになる。(参照 [10] の値は、 $K_L \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$  より換算した。) 全部の効果を合わせると崩壊比が約  $10^{-11}$  である。実験で直接的 CP の破れ以外の寄与を差し引いたものが 0 でなければ標準理論が正しいということが出来、0 であれば超弱理論が正しいということが出来る。

表 1.1: 各寄与及び全ての寄与の理論予測

予測値に含まれている寄与	崩壊比
CP 保存の寄与のみ	$4.4 \times 10^{-12}$ [10]
	$5 \sim 10 \times 10^{-12}$ [11]
CP 非保存の寄与 (直接的+間接的)	$0.4 \sim 13.1 \times 10^{-12}$ [10]
直接的 CP 非保存の寄与のみ	$3 \times 10^{-13}$ [10]
間接的 CP 非保存の寄与のみ	$0.92 \sim 2 \times 10^{-12}$ [10]
	$3.1 \sim 31 \times 10^{-13}$ [11]
全部の寄与	$6.3 \times 10^{-12}$ [12]

### 1.4.4 $K_L \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ 、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ との比較

#### $K_L \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$

電子の質量が軽いため、 $K_L \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$  は  $K_L \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$  よりも位相空間が大きく、崩壊比は、 $K_L \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$  の方が大きい。しかし、 $\pi^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma$  の為に、 $\pi^0$  中間子を含む過程 (例えば、 $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$  など) が、バックグラウンドになり得ることが考えられる。

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

図 1.2、図 1.3 によると  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  の場合はあり得ない。それゆえ、この崩壊が発見されると、即、直接的 CP 非保存の効果が存在すると言うことが出来る。しかし、この崩壊で見えるのは  $\pi^0$  だけである。しかも、 $\pi^0$  中間子のほとんどは光子 2 つに崩壊してしまう。光子は、軌跡を残さず、カロリメーター

にエネルギーを落すだけなので、本当に  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  の事象であっても検出器の情報からでは光子の親粒子が  $\pi^0$  中間子かその他の原因からの光子かどうかを確かめることが難しい。 $\pi^0$  中間子を含む他の崩壊過程で  $\pi^0$  中間子以外の物が逃げてしまったものや中性子が崩壊領域の残留物質と反応して出来た  $\pi^0$  中間子などかなり多くのバックグラウンドの可能性がありそれらをどこまで落せるかが問題である。

## 1.5 まとめ

来年6月に始まる米国フェルミ研究所で行なわれる KTEV 実験において  $K_L \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$  の探索を行なう事によってこの崩壊が観測できるかどうかを調べるのがこの論文の目的である。そのために  $K_L \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$  の探索感度やバックグラウンドの量をモンテカルロシミュレーションで見積もることによって実際の実験でこの崩壊が発見できるか、さらには CP 非保存の議論が出来るかどうかを調べる。

## 第 2 章

### KTeV 実験

#### 2.1 KTeV 実験

中性 K 中間子系における CP 非保存の起源を確かめようとする KTeV 実験は、米国 Fermi 研究所で 1996 年 6 月から始まる。KTeV 実験は、2 つの実験からなっている。1 つは直接的 CP 非保存の効果の大きいと期待される  $K_L$  の稀崩壊を観測しようとする E799-II 実験、もう一つは中性 K 中間子の  $2\pi$  系への崩壊を観測することによって CP 非保存の議論に決着をつけようとする E832 実験である。

以下に KTeV 実験で目指す精度と感度のおもなものを挙げておく。

E799-II 実験	崩壊過程	現在の崩壊比	KTeV(E779-II)
	$K_L \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$	$< 4.3 \times 10^{-9}$ (90% C.L.)	$7 \times 10^{-11}$
	$K_L \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$	$< 5.1 \times 10^{-9}$ (90% C.L.)	$O(10^{-11})$
	$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$	$< 5.8 \times 10^{-5}$ (90% C.L.)	$< 10^{-8}$
	$K_L \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$	$(1.7 \pm 0.28) \times 10^{-6}$	$10^4 \text{ evts}$
E832 実験	目指す感度…… $\Delta \text{Re}(\epsilon'/\epsilon) = 10^{-4}$		

#### 2.2 KTeV 実験の検出器

ここでは KTeV 実験の方法について簡単に説明する。まず、陽子加速器テバトロンからの運動量  $800(\text{GeV}/c)$  の一次陽子ビームをベリリウム標的に照射し、そこで二次ビームを生成する。この二次ビームには荷電粒子が含まれるので、磁場に通して荷電粒子を除去する。さらに二次ビームは、2 本の  $K_L$  ビームをつくるために 2 つの穴をもつコリメーターに通した後、KTeV 検出器に入射する。

このときの  $K_L$  の運動量は 20-220GeV/c(平均 70GeV/c) で、スピル (20 秒) あたり最高  $3 \times 10^8$  個の  $K_L$  が入射する。

図 2.1は KTeV 検出器の水平方向の全体図である。(今後、水平方向を x 方向、垂直方向を y 方向、ベリリウム標的から検出器の方向を z 方向と呼ぶ。) この検出器は崩壊領域 (DECAY REGION) と検出器系にわけることができる。崩壊領域 (図は、標的から 90m から 160m) は、残留ガスと 2 次ビームの反応を抑えるために、 $10^{-4}$ torr の真空がひかれている。この崩壊領域で  $K_L$  が崩壊してできた粒子は、下流に位置する検出器系で、その崩壊過程がとらえられる。

以下、おもな検出器を挙げていく。

#### ドリフト・チェンバー

c1 から c4 に位置する。c2 と c3 の間にある解析用磁石が通過する荷電粒子に 200GeV/c の x 方向の運動量遷移を与える。それにより荷電粒子は軌道を曲げられる。ドリフト・チェンバーでその軌道を測定することにより  $K_L$  崩壊で生成する荷電粒子の運動量と崩壊位置を決定する。

#### 遷移輻射検出器 (TRD)

標的から 183m のところに位置する。崩壊で生成した電子と  $\pi^\pm$  中間子とを精度良く選別する。

#### トリガーホドスコープ (Trigger hodoscope)

13(cm)×1.10(m)×5(mm) のシンチレータを 1 層に付き 32 枚ずつ x 方向に 1 層、y 方向に 2 層で計 96 枚で構成されている。荷電粒子を含む事象をとる場合、その事象に含まれる荷電粒子の数をこのカウンターによって数える。

#### pure-CsI 電磁カロリメーター (CsI CALORIMETER)

標的から 186m のところに位置する。電子や光子の検出をおこなう。CsI を使うことによって、1% 以下のエネルギー分解能と 1mm 以下の位置分解能が期待されている。それゆえ、 $K_L \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$  で

は、 $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma \gamma$  のようなバックグラウンドを減らす事が出来る。CsI カロリーメーターは、図 2.2 に示すように、 $1.9\text{m} \times 1.9\text{m} \times 0.5\text{m}$  の大きさで、中心部の  $1.2\text{m} \times 1.2\text{m}$  には  $2.5\text{cm}$  角の結晶を、それ以外は  $5\text{cm}$  角の結晶を並べてある。(図 2.2)

### HCC(HARDWARE CLUSTER COUNTER)

カロリーメーターの CsI の結晶 1 つ 1 つに付いている光電子増倍管の情報を読みとり 1 つの結晶に  $1\text{ GeV}$  以上のエネルギーがあるものを探す。それらの中で、1 塊になっているものをクラスターとして数える。

### 光子ベト用検出器 (RC,SA,CsI ANTI)

鉛とシンチレーターのサンドウイッチ構造でできていて、pure-CsI 電磁カロリメータが捕らえきれないような外側に逃げる  $\gamma$  線を捕らえる。

### Hole Anti

正面には、鉛とシンチレーターが置いてあり、その後ろに、2 層の鉄とシンチレーターのサンドウイッチ構造でできている。pure-CsI 電磁カロリメータの、中性粒子がぬけるための穴 (ビーム・ホール) を通った光子を捕まえる。

### MUON filter と MU トリガーカウンター

$\mu$  粒子を識別するために、MUON filter(図では、MUON SHIELDING となっている。)で  $\pi^\pm$  中間子をここで止めてしまう。MUON filter は、 $1\text{m}$ 、 $3\text{m}$ 、 $1.3\text{m}$  という厚さの 3 つの鉄の塊でできている。この鉄を通り抜けて MUON トリガーカウンターにヒット\*するものを  $\mu$  粒子と認識する。

---

\*ヒットとは、検出器の閾値を越えることをいう。

## 超高速データ収集システム

KTeV 実験では、取るべきデータも膨大な量になる為新しいデータ収集システムを採用している。これは、毎分 2.4Gbyte のデータを読み込みながら解析しデータ量を約 10% にしてテープに書き出す能力を持っている。

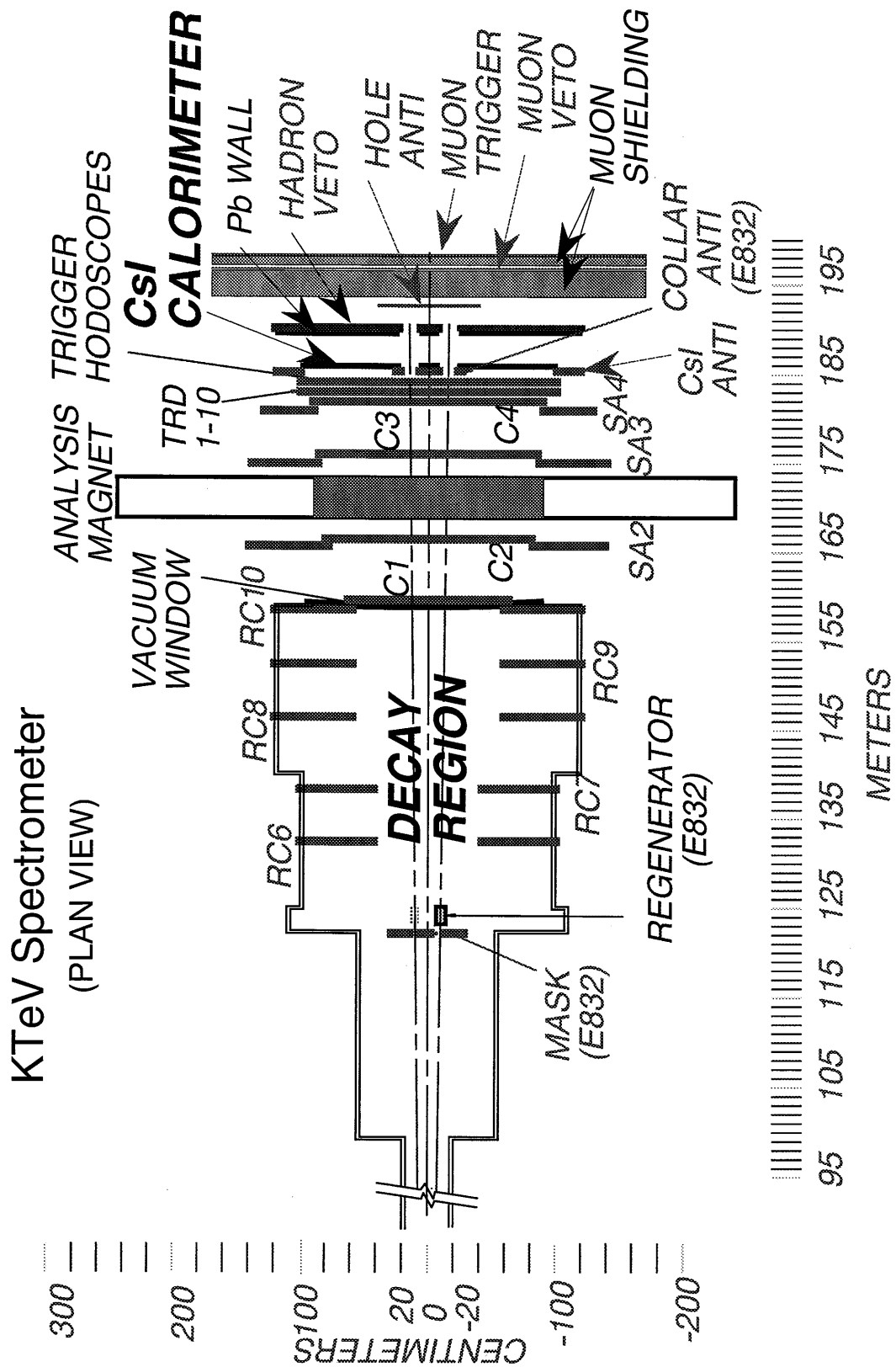


図 2.1: KTeV 実験の検出器

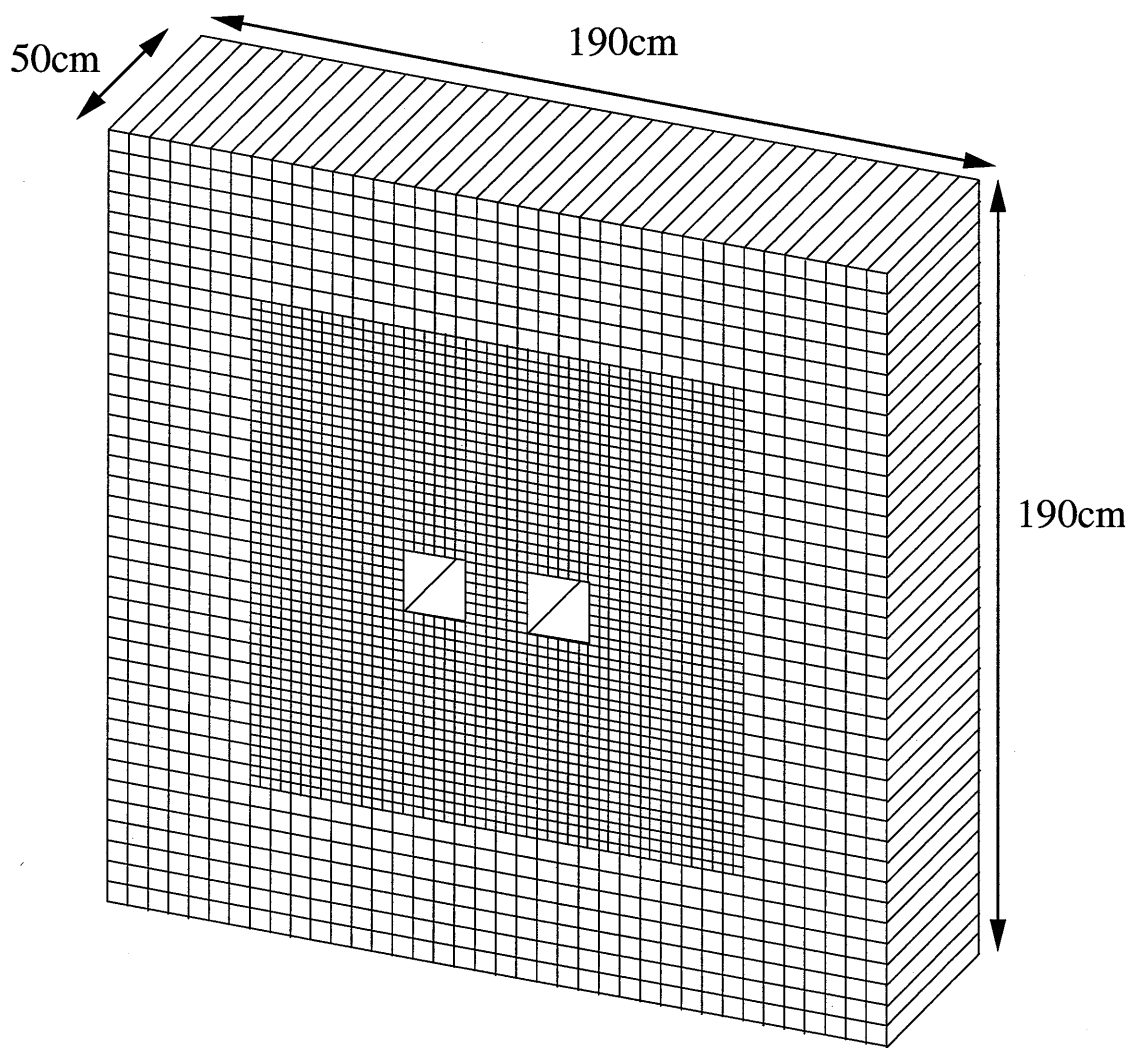


図 2.2: CsI 電磁カロリメーター



## 第 3 章

### $K_L \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$ 事象の選出

$K_L \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$  の事象 (シグナル) で検出できるのは、2つの  $\mu$  粒子と  $\pi^0$  中間子が崩壊してできる2つの光子である。そこでこの章では、 $K_L \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$  から崩壊してできるこれらの特徴をふまえ、且つバックグラウンドをなるべく効率良く落せる選別の方法を決める。そのために、まず、モンテカルロシミュレーションでシグナルを作り、それが検出器を通った情報を元に  $K_L \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$  の崩壊を再構成し選び出すということを行なう。

#### 3.1 $K_L \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$ の生成

$K_L \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$  は、以下に示す条件でモンテカルロシミュレーションにより生成した。

- 生成した  $K_L$  の運動量の範囲は、20~220(GeV/c)。
- $K_L$  の崩壊地点の範囲は、90~160(m)。
- 偶発的に検出される光子や荷電粒子は、GEANT シミュレーション [13] で作った情報を  $K_L$  の崩壊に重ねた。

#### 3.2 $2\mu$ trigger

実際の実験では、 $K_L \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$  の事象は、まず  $2\mu$ trigger と呼ばれる条件を満たしたものとして採取される。 $2\mu$ trigger を構成する要素を以下に示す。

- トリガーホドスコープに2ヒット (荷電粒子が2個) あること。

- RC, SA, CsI anti, Hole Anti に光子と思われるヒットがないこと。(それぞれのカウンターの閾値は、0.5(GeV)である。)
- MUON トリガーカウンターに2ヒットあること。
- HCC でのクラスタの数が1個から4個であること。
- 上流2枚のドリフトチェンバーに2ヒット(x方向2ヒット、y方向1ヒット以上。)あること。
- 4枚のドリフトチェンバーのy方向の情報からトラックが少なくとも1本組めること。
- CsI カロリーメーターに落ちているエネルギーの合計が8 GeV 以上あること。

### 3.3 basic cut

$K_L \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$  事象では、 $\mu$  粒子2個と  $\pi^0$  中間子が崩壊してできる光子2個を観測することができるのでそれらの基本的な性質に対するカット\*を考える。

まず、ドリフトチェンバーの情報から荷電粒子の飛跡(track)を求める。簡単に言うと、それぞれのチェンバーのヒットした場所の組合せのうち、解析磁石上に上流と下流から外挿した場所が一番近い組合せを track 候補として求める。この崩壊では、 $\mu$  粒子が2つあるので track が2本あると思われる組合せが1つ以上あることを要求する。その後、それらの組合せの中から  $K_L$  の崩壊点と思われる点が求められる組合せを選ぶ。

$\pi^0$  中間子が崩壊してできる光子が2つあるためには、CsI カロリーメーターに、track と関係のないクラスタが H.C.C で2個ある事を要求した。

### 3.4 $\mu$ 粒子の選出

ここでは、track に対して  $\mu$  粒子であることの要求を行なう。

荷電粒子は、解析用磁石で水平方向に曲げられる為、運動量は、track の曲がり具合に依って求めることが出来る。 $\mu$  粒子が、MU フィルターを通り抜ける

---

\*棄却域

最低運動量は約 6 (GeV/c) である。よって、運動量は 7 (GeV/c) 以上を要求する。

電子は CsI カロリーメーターで電磁シャワーを起こし、そこでほとんど全てのエネルギーを落すためそれ以降は飛ばない。従って、電子を  $\mu$  粒子と誤認することはない。 $\pi^\pm$  中間子は、74.3% の確率で、50cm の厚さの CsI カロリーメーターの中でハドロンシャワーを起こす。(CsI は、吸収長が 36.5(cm)。) それに対して、 $\mu$  粒子は、CsI カロリーメーターでは、図 3.1 に示す様に主に電離損失で平均 0.45(GeV) のエネルギーしか落さない。よって、ハドロンシャワーを起こした  $\pi^\pm$  粒子が MU filter を通り抜けた物を取り除く為には track が CsI カロリーメーターに落すエネルギーが 0.8(GeV/c<sup>2</sup>) 以下という要請をする。

以上の要求を通ったものを  $\mu$  粒子の候補とする。

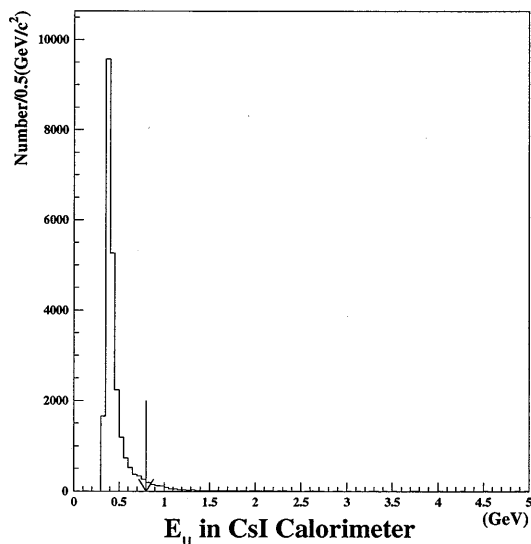


図 3.1: CsI で  $\mu$  粒子の落すエネルギーの分布

### 3.5 $\pi^0$ 中間子の選出

ここでは、2つの光子の親粒子が  $\pi^0$  中間子であることを要求する。 $\pi^0$  中間子を選ぶために、2つの光子の不変質量が、 $\pi^0$  中間子であることを要求する。 $\pi^0$  中間子は寿命が  $8.4 \times 10^{-17}$  秒なので崩壊点は  $K_L$  と同じであると考え、荷電

粒子の軌跡から求めた  $K_L$  の崩壊点を  $\pi^0$  中間子の崩壊点とする。光子と思われる2つのクラスタのエネルギーを  $E_1$  と  $E_2$ 、 $\theta_{12}$  を2つの光子の開き角とすると2つの光子の不変質量  $m$  は、式3.1のように表される。

$$m^2 = 2E_1E_2(1 - \cos\theta_{12}) \quad (3.1)$$

ここで、光子の開き角である  $\theta_{12}$  は、約 30mrad と小さいので次の近似を使う。 $\pi^0$  中間子の崩壊点即ち  $K_L$  の崩壊点と CsI カロリーメーターとの距離を  $Z$ 、クラスタ間距離を  $r_{12}$  とすると

$$(1 - \cos\theta_{12}) \simeq \frac{1}{2}\theta_{12}^2 = \frac{1}{2}\left(\frac{r_{12}}{Z}\right)^2, \quad (3.2)$$

この近似を使うと、式は

$$m^2 = E_1E_2\frac{r_{12}^2}{Z^2} \quad (3.3)$$

で得られる。こうして求めた2つの光子の不変質量の分布は、図3.2である。この不変質量の平均値に対して  $\pm 3\sigma$  以内 ( $132 \sim 138(\text{MeV}/c^2)$ ) のものを  $\pi^0$  中間子起源の2つの光子の候補とする。

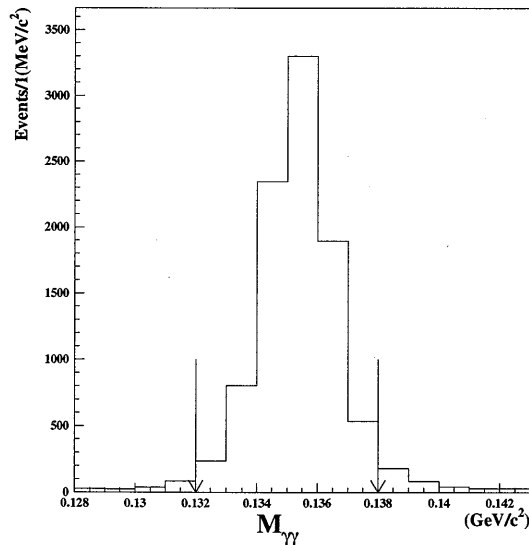


図 3.2: 2つの光子の不変質量

### 3.6 $K_L$ の選出

ここまでで選んできた  $\mu$  粒子や  $\pi^0$  中間子にたいして、それらの起源が  $K_L$  であることを要求する。

$K_L$  であるための条件としては、 $\pi^0$  中間子と 2 つの  $\mu$  粒子の不変質量が  $K_L$  の付近になければならない。図 3.3 は、2 つの光子と 2 つの  $\mu$  粒子で組んだ質量である。これより、 $\pi^0\mu^+\mu^-$  の不変質量の分布の平均値に対して  $\pm 3\sigma$  ( $491\sim 505(\text{MeV}/c^2)$ ) を以内であるものを選ぶ。(図 3.3)

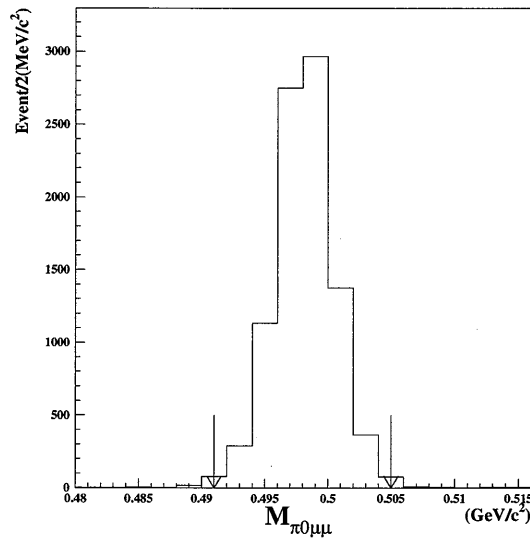


図 3.3:  $\pi^0\mu^+\mu^-$  の不変質量の分布。矢印の間を要求する。

以上のカットを通った粒子の親粒子がまた、 $K_L$  が崩壊して出来た粒子すべて捕らえているかどうかという指標となる量として  $P_T^2$  (観測された粒子の運動量の和が  $K_L$  の方向に対して垂直な方向に持つ成分の自乗) がある。この量は、もしその事象が本当に  $K_L \rightarrow \pi^0\mu^+\mu^-$  の事象であれば、0 であり、例えば  $\mu$  粒子が  $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu$  が起源のものであれば、 $\nu$  の持っている運動量の分大きくなる。図 3.3 は、 $\pi^0$  中間子と 2 つの  $\mu$  粒子の不変質量と  $P_T^2$  の 2 次元図である。 $K_L$  であるための条件として  $P_T^2$  は、 $100(\text{MeV}/c^2)$  以下であることを要求する。

### 3.7 Single Event Sensitivity

ここで、今までに述べたカットを行なった後のシグナルのアクセプタンス（収集効率）を、

$$\epsilon[sig] = \frac{(\text{シグナル領域に入った } K_L \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^- \text{ の数})}{(\text{発生させた } K_L \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^- \text{ の数})} \quad (3.4)$$

とすると、8.5%である。また、実験において1事象観測される感度（Single Event Sensitivity）は、

$$S.E.S. = \frac{1}{(K_L \text{ の崩壊した数}) \times \epsilon[sig]} \quad (3.5)$$

で、定義される。現在予想されている  $K_L$  の崩壊数の  $1.2 \times 10^{12}$  を用いると

$$S.E.S.(K_L \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-) = 9.8 \times 10^{-12} \quad (3.6)$$

と求まる。

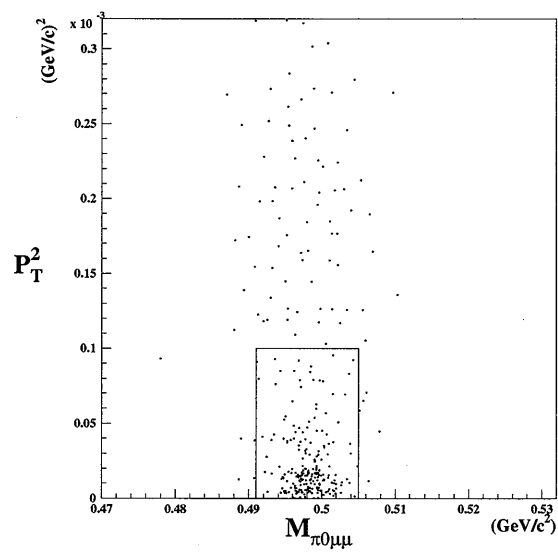


図 3.4:  $\pi^0\mu^+\mu^-$  の質量と  $P_T^2$  の 2 次元図。囲みの内側がシグナル領域。

## 第 4 章

### バックグラウンドの評価

この章では、前章で定義した  $K_L \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$  のシグナル領域に入ってくるバックグラウンド\*の量を見積もると共に、バックグラウンドを落すカットについて述べる。

#### 4.1 バックグラウンドレベルの定義

バックグラウンドの量は次のようにして評価する。

バックグラウンドがシグナル条件を満たしてしまう確率を

$$\epsilon[bg] = \frac{(\text{シグナル領域に入ったバックグラウンドの数})}{(\text{発生させたバックグラウンドの数})}, \quad (4.1)$$

とすると、予測されるバックグラウンドの数は、

$$N_{bg} = N_{K_L} \times Br(bg) \times \epsilon[bg] \quad (4.2)$$

(  $Br(bg)$  = バックグラウンドの崩壊比 )

として見積もれる。ただし、シグナルとは、前章で求めた条件を満たし、且つこの章の後の節で求めるバックグラウンドに対するカットで落ちない事象の事である。

ここで、バックグラウンドを議論する量としてバックグラウンドレベル (以後、 $B.L.$  と書く) を次のように定義する。

$$B.L. = Br(bg) \times \frac{\epsilon[bg]}{\epsilon[sig]} \quad (4.3)$$

---

\*背景雑音事象



この量は、 $\epsilon$ の比の関数なので検出器の性能とカットの能率から決まる量であり、S.E.S.に寄らない。また、バックグラウンドの数は、 $\frac{B.L.}{S.E.S}$ で求められる。ただし、もしシグナル領域にバックグラウンド事象が入ってこなかった場合は、ポアソン分布に従うとして式4.1の分子に2.3を代入して90%C.L.(Confidence Level: 信頼水準)を求める。

## 4.2 $K_L \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$ に対するバックグラウンド

$K_L \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$ のバックグラウンドとなる為には、MUONトリガーカウンターに2ヒットを与えることが必要である。MUONトリガーカウンターに到達する粒子としては、 $\mu$ 粒子は勿論、 $\pi^\pm$ 中間子が崩壊してできた $\mu$ 粒子、MUON filterを突き抜ける $\pi^\pm$ 中間子や陽子などが考えられる。さらに、CsIカロリメーターにトラックと関係ないクラスターを2つ与えることが必要なので、バックグラウンドになり得るものとして、以下のものが考えられる。

- $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma \gamma$ ,  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ ,  $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^\pm \mu^\mp \nu$
- $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$  や  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$  に偶発的な光子が付いたように見える場合
- $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^-$ ,  $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^-$ ,  $K_L \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \nu(\bar{\nu})$ ,  $\Lambda^0 \rightarrow p \pi^-$  に、 $\Lambda^0 \rightarrow n \pi^0$  の  $\pi^0$  が重なった場合。

## 4.3 バックグラウンドのシミュレーションの方法

ここでは、次の過程のシミュレーションの方法について述べる。

- $\pi^\pm$  中間子がCsIカロリメーターの上流で $\mu$ 粒子に崩壊する過程。
- CsIカロリメーターに入った $\pi^\pm$ 中間子がMUONトリガーカウンターにヒットを与える過程。
- $\Lambda^0 \rightarrow n \pi^0$  が  $K_L$  の崩壊に重なる場合。

#### 4.3.1 $\pi^\pm$ 中間子が CsI カロリーメーターの上流で $\mu$ 粒子に崩壊する場合

$\pi^\pm$  中間子の寿命は、 $2.8 \times 10^{-8}$ (s) であるので、約 3 % の  $\pi^\pm$  中間子が CsI カロリーメーターまでで崩壊する。普通にモンテカルロシミュレーションでこの場合を確かめようとする、この場合 1 個の  $\pi^\pm$  中間子につき 3% しか起こらないためそれだけムダな場合が多く、時間が多くかかる。そのため、モンテカルロシミュレーションを次のように改良し見積もる。まず、 $K_L$  が崩壊した時に、出来た  $\pi^\pm$  中間子の運動量と崩壊地点より寿命に従い且つ CsI カロリーメーターまでで必ず崩壊する様に  $\pi^\pm$  中間子の崩壊地点を求め、崩壊させる。この様な崩壊が起こる確率をその事象の重みとすると、バックグラウンドに対するアクセプタンスは、

$$\epsilon[bg] = \frac{(\text{シグナル領域に入った事象の事象の重みの和})}{(\text{発生させたバックグラウンドの数})} \quad (4.4)$$

で表される。この  $\epsilon[bg]$  を式 4.3 に代入して、B.L. を見積もった。シグナル領域に入っていない場合は、式 4.4 の分子に、発生させた事象全ての事象の重みの平均値に 2.3 をかけたものを代入して 90% C.L. を求める。

#### 4.3.2 $\pi^\pm$ 中間子が MUON filter を突き抜ける場合

ここでは  $\pi^\pm$  中間子が MUON filter を突き抜ける場合と、CsI カロリーメーター以降で  $\pi^\pm$  中間子が崩壊する場合の見積もり方を述べる。これらの場合は、KTeV 実験のモンテカルロシミュレーションに含まれていない。従って、図 4.2 の様な CsI カロリーメーター以後の検出器に対し、CsI カロリーメーターに垂直入射した  $\pi^\pm$  中間子がどれだけの確率で CsI カロリーメーターでシャワーを起こさず MUON トリガーカウンターにヒットするかを GEANT シミュレーション<sup>†</sup>を用いて調べた。その時に用いる  $\pi^\pm$  中間子の運動量と CsI カロリーメーター上での位置の分布を KTeV 実験のモンテカルロシミュレーションを使って求めた。(図 4.1 は、 $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$  の  $\pi^\pm$  の場合)

CsI カロリーメーターで  $\pi^\pm$  粒子が落したエネルギー (図 4.3 は、 $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$  の場合) が 0.8 GeV 以下のもので MUON トリガーカウンターがヒットしている確率を、表 4.1 に示す。

次に、モンテカルロシミュレーションにおいて、各事象の重みを

$$\text{事象の重み}(\pi \text{ 粒子 1 個あたり}) = P_{no\_shower} \times P_{no\_decay} \quad (4.5)$$

<sup>†</sup>GEANT シミュレーションでは  $\pi^\pm$  中間子が寿命に従って崩壊する条件も入っている。

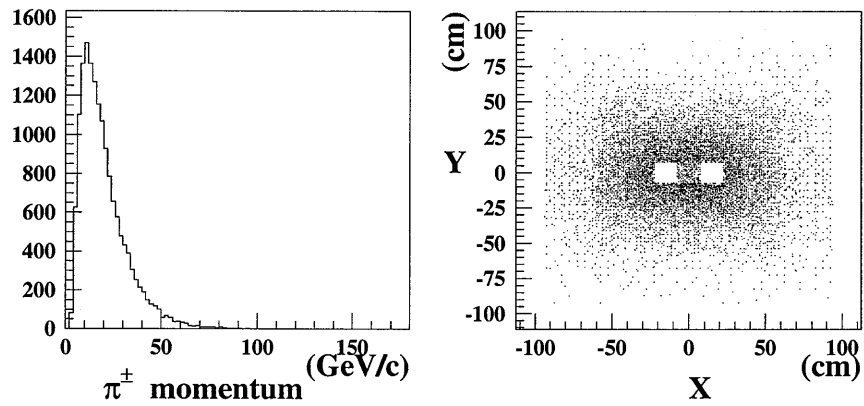


図 4.1: モンテカルロシミュレーションで求めた  $\pi^\pm$  粒子の運動量と CsI カロリーメーター上での位置 ( $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  の場合)

表 4.1: 1 個の  $\pi^\pm$  粒子当たりの MUON トリガーカウンターにヒットする確率

崩壊の種類	MUON filter をつき抜ける確率 (1 個当たり)
$K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$	0.146%
$K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$	0.18%
$K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$	0.14%
$K_L \rightarrow \pi^\pm\mu^\mp\nu(\bar{\nu})$	0.18%
$K_L \rightarrow \pi^0\pi^\pm\mu^\mp\nu$	0.067%

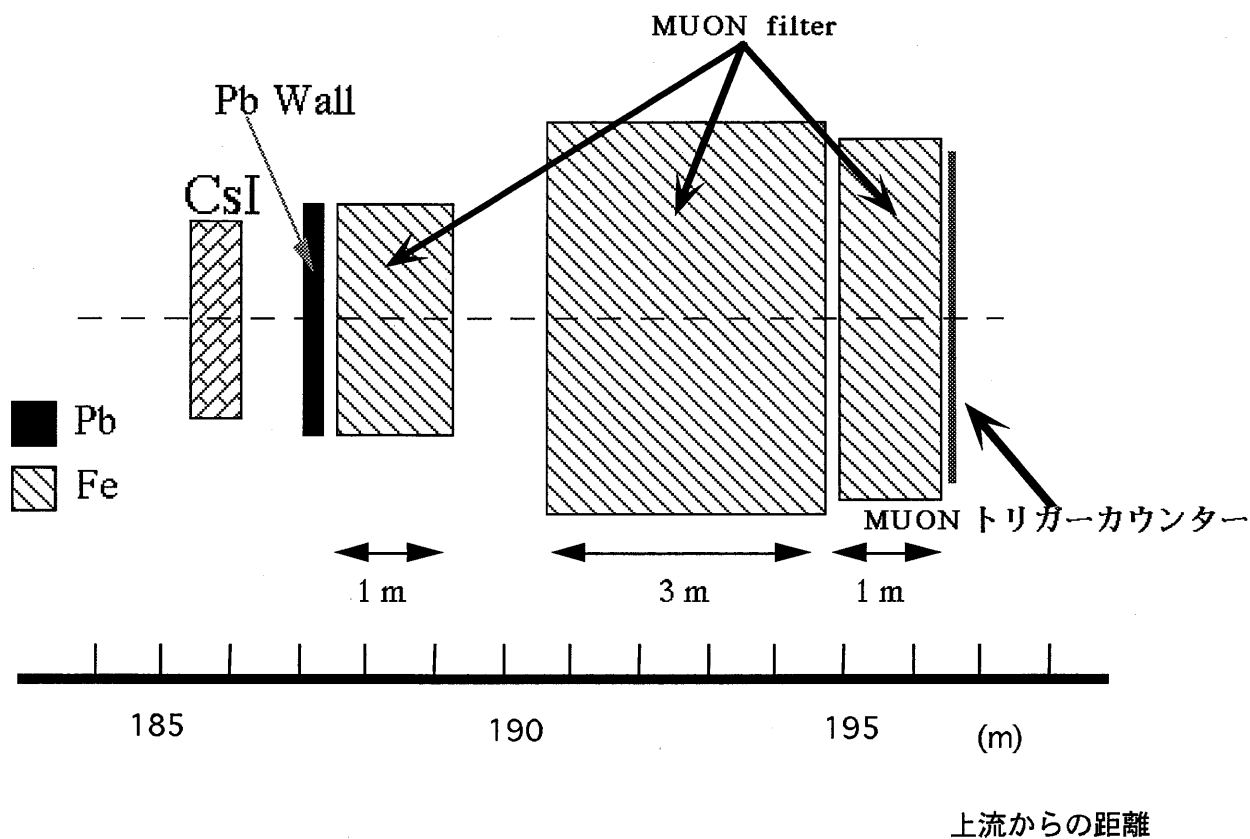


図 4.2: GEANT シミュレーションに入れた CsI カロリーメーター以降の検出器の配置

$$P_{no\_shower} = (\pi^\pm \text{中間子が CsI カロリーメーターでシャワーをおこさずに MUON トリガーカウンターを通過する確率})$$

$$P_{no\_decay} = (\pi^\pm \text{中間子が CsI カロリーメーターまでで崩壊しない確率})$$

として、B.L.を見積もる。

#### 4.3.3 崩壊する $\pi^\pm$ 中間子と MUON filter をつき抜ける $\pi^\pm$ 中間子がある場合

$\pi^\pm$  中間子を 2 つ含むバックグラウンドの場合、片方の  $\pi^\pm$  中間子が CsI までで崩壊して  $\mu$  粒子を出し、もう片方の  $\pi^\pm$  中間子が MUON filter を突き抜ける場合も  $2\mu$  トリガーにかかる可能性がある。この場合は上の 2 つの方法を組み合

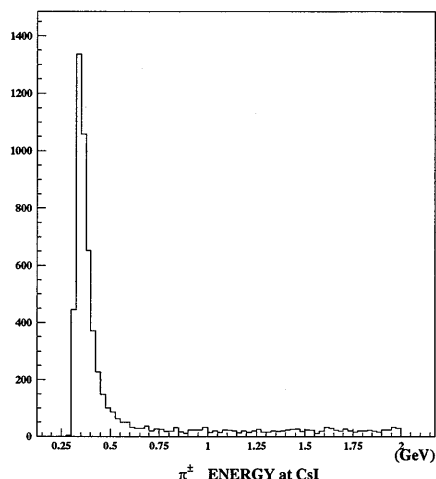


図 4.3: GEANT シミュレーションでの結果。図は CsI カロリーメーターで  $\pi^\pm$  が落したエネルギー。 ( $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  の場合)

わせて求めた。その場合の事象の重みは、次式で与えられ、そうして B.L. を見積もる。

$$(\text{事象の重み}) = P_{no\_shower} \times P_{no\_decay} \times (1 \text{ 個の } \pi^\pm \text{ が CsI までで崩壊する確率}) \quad (4.6)$$

#### 4.3.4 $\Lambda^0 \rightarrow n\pi^0$ の崩壊が重なる場合

$K_L \rightarrow \mu^+\mu^-$ ,  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$ ,  $K_L \rightarrow \pi^\pm\mu^\mp\nu(\bar{\nu})$  などの崩壊が  $K_L \rightarrow \pi^0\mu^+\mu^-$  事象のバックグラウンドになるためには、光子が 2 つ足りない。ここでは、これらがバックグラウンドになる過程として  $\Lambda^0 \rightarrow n\pi^0$  が  $K_L$  の崩壊と同時に起こる場合を考える。

KTeV 実験で使う陽子は、1 スピル 20 秒間に  $10^9$  個のバケット (郡) に分かれている。そして、2 次ビーム中に、スピルあたり  $\Lambda^0$  は、 $3.8 \times 10^5$  個入ると予想されている。よって、 $K_L$  の崩壊と  $\Lambda^0 \rightarrow n\pi^0$  が重なる事も十分に考えられる。

この場合は、モンテカルロシミュレーションで  $K_L$  の崩壊を作ると同時に、 $\Lambda^0 \rightarrow n\pi^0$  を作ることによって見積もる。モンテカルロシミュレーションで  $\Lambda$  を作る条件 ( $K_L$  と違うもの) は以下に示す。

- $\Lambda$  の崩壊地点の範囲は 90~160(m)。

- 生成した  $\Lambda^0$  の運動量の範囲は、40~500(GeV/c)。

2次ビームの強度は一様であるとする、この場合の B.L. の見積もりは、

$$B.L. = Br(bg) \times \frac{\epsilon[bg]}{\epsilon[sig]} \times \frac{3.8 \times 10^5 \times Br(\Lambda^0 \rightarrow n\pi^0)}{1.0 \times 10^9} \quad (4.7)$$

として見積もることが出来る。 $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$  と  $K_L \rightarrow \pi^\pm\mu^\mp\nu(\bar{\nu})$  の場合は、4.3.1 節、4.3.2 節、4.3.3 節と同様に場合わけして見積もった。

## 4.4 結果

この節は、それぞれのバックグラウンドの  $K_L$  の不変質量と  $P_T^2$  の2次元図(この2次元図は、3.5 節の  $\pi^0$  中間子の選出の後に残った事象の分布である。)を示し、B.L. の結果について述べる。

### 4.4.1 $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$

図 4.4 は、 $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  の両方の  $\pi^\pm$  中間子が CsI ままで崩壊した場合の  $\pi^+\pi^-\pi^0$  の不変質量と  $P_T^2$  の2次元図である。質量が  $0.45(\text{GeV}/c^2)$  付近であるのは、荷電粒子の質量を  $\mu$  粒子と仮定しているためである。 $\pi^\pm$  中間子が崩壊しているために  $P_T^2$  は、ニュートリノの運動量の分だけ大きくなる。この場合の事象の重みの平均は、 $7.5 \times 10^{-3}$  であり崩壊比が 12.3% であるので B.L. が S.E.S. と同じ程度にするためには、モンテカルロシミュレーションで約 20 億事象発生させなければならない。そのため、この場合は、図 4.5 のように  $K_L$  の質量以外の条件を通った事象に対して不変質量の分布を外挿することによって  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  がどれだけシグナル領域に入ってくるかを求めた。それによって、 $7.43 \times 10^{-7}$  事象がシグナル領域に入ってくるのが分かり、それによってこの場合の B.L. は、

$$B.L. = 7.28 \times 10^{-18}$$

と推定される。

図 4.6 は  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  の両方の  $\pi^\pm$  中間子が MUON filter をつき抜けた場合の  $\pi^0\mu^+\mu^-$  の不変質量と  $P_T^2$  の2次元図である。この場合は、粒子を失っていないために、 $P_T^2$  はほとんど 0 である。シグナル領域に事象が残らなかったためこの場合の B.L. は、式 4.3、式 4.5 より

$$B.L. < 3.31 \times 10^{-13} (90\% C.L.)$$

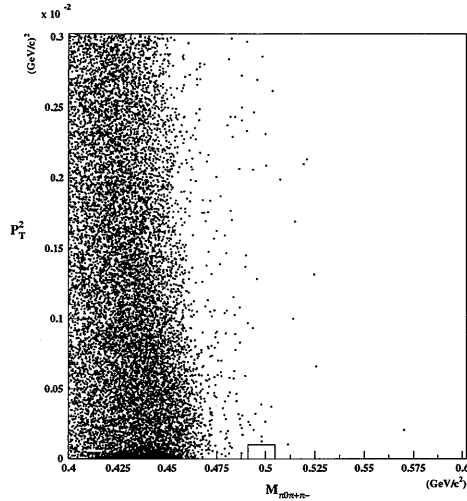


図 4.4:  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  崩壊の両方の  $\pi^\pm$  中間子が CsI カロリーメーターまでで崩壊した場合の  $\pi^0\mu^+\mu^-$  の不変質量と  $P_T^2$  の 2 次元図。0.5(GeV/c<sup>2</sup>) 付近の枠の内側がシグナル領域。この図は、 $K_L$  の崩壊数の  $1.7 \times 10^{-3}$  倍に相当する。

と求まる。

図 4.7 は  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  の MUON filter をつき抜けた  $\pi^\pm$  中間子と CsI カロリーメーターまでで崩壊した  $\pi^\pm$  中間子がある場合の  $\pi^0\mu^+\mu^-$  の不変質量と  $P_T^2$  の 2 次元図である。シグナル領域に、事象が残らなかったのでこの場合の B.L. は、式 4.3、式 4.6 より

$$B.L. < 2.93 \times 10^{-13} (90\% C.L.)$$

と求まる。

#### 4.4.2 $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma + \gamma_{acc}$

図 4.8~図 4.10 は、それぞれの場合の  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma + \gamma_{acc}$  の不変質量と  $P_T^2$  の 2 次元図である。この崩壊は、元々の崩壊には 1 つの光子しかないために、アクシデンタルな光子と組んだ質量は  $\pi^0$  中間子の質量付近になることが極めて少ない。この崩壊の B.L. は、それぞれ式 4.3、式 4.4 より求めた。両方の  $\pi^\pm$  が CsI カロリーメーターまでで崩壊した場合の B.L. は、式 4.3、式 4.4 より、

$$B.L. < 2.15 \times 10^{-13} (90\% C.L.),$$

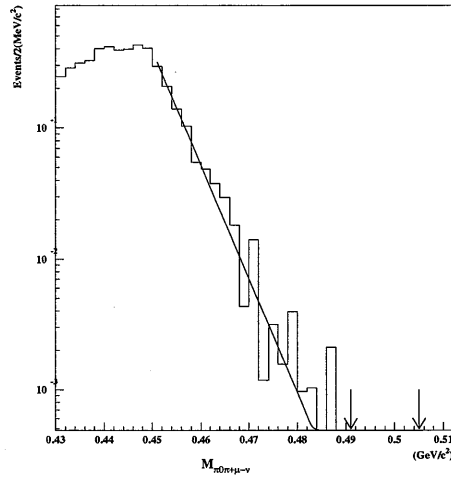


図 4.5:  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  崩壊の両方の  $\pi^\pm$  中間子が CsI カロリーメーターまでで崩壊した場合の  $\pi^0\mu^+\mu^-$  の質量の分布を外挿してシグナル領域に入ってくる数を求めた。2本の矢印の内側がシグナル領域。この図は、 $K_L$  の崩壊数の  $1.7 \times 10^{-3}$  倍に相当する。

両方の  $\pi^\pm$  が MUON filter をつき抜ける場合の B.L. は、式 4.3、式 4.5 より、

$$B.L. < 3.45 \times 10^{-16} (90\% C.L.),$$

CsI カロリーメーターまでで崩壊する  $\pi^\pm$  と MUON filter をつき抜ける  $\pi^\pm$  がある場合の B.L. は、式 4.3、式 4.6 より

$$B.L. < 1.39 \times 10^{-14} (90\% C.L.),$$

と推定される。

#### 4.4.3 $K_L \rightarrow \pi^0\pi^\pm\mu^\mp\nu$

図 4.11 は、 $K_L \rightarrow \pi^0\pi^\pm\mu^\mp\nu$  の  $\pi^\pm$  中間子が CsI カロリーメーターまでで崩壊した場合の  $\pi^0\mu^+\mu^-$  の不変質量と  $P_T^2$  の 2次元図である。  $\pi^\pm$  中間子が崩壊しているために  $P_T^2$  は、ニュートリノの運動量の分だけ大きくなる。この崩壊は、シグナル領域に 2 事象残った為、この後の節でカットを考える。この時点での B.L. は、式 4.3、式 4.4 より、

$$B.L. = 1.75 \times 10^{-11}$$



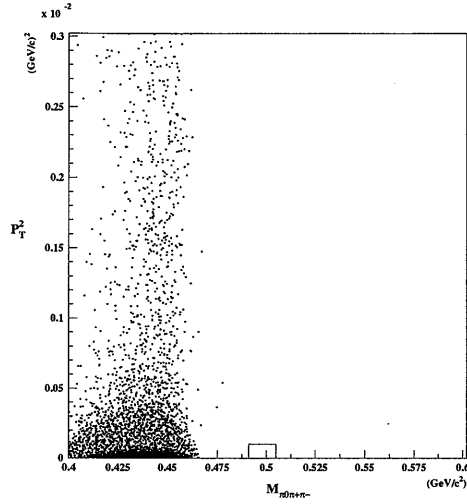


図 4.6:  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  崩壊の両方の  $\pi^\pm$  中間子が MUON filter をつき抜けた場合の  $\pi^0\mu^+\mu^-$  の不変質量と  $P_T^2$  の 2 次元図。0.5(GeV/c<sup>2</sup>) 付近の枠の内側がシグナル領域。この図は、実験での  $K_L$  の崩壊数の 20 倍に相当する。

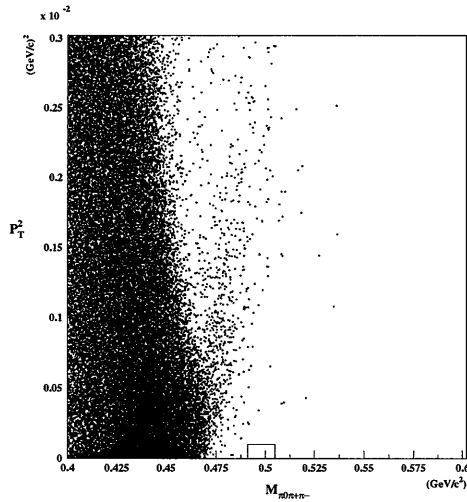


図 4.7:  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  崩壊の MUON filter をつき抜けた  $\pi^\pm$  中間子と CsI カロリーメーターまでで崩壊した  $\pi^\pm$  中間子がある場合の  $\pi^0\mu^+\mu^-$  の不変質量と  $P_T^2$  の 2 次元図。0.5(GeV/c<sup>2</sup>) 付近の枠の内側がシグナル領域。この図は、実験での  $kl$  の崩壊数の 2 分の 1 に相当する。

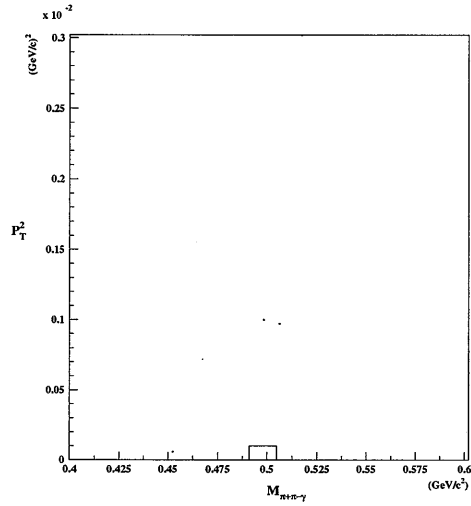


図 4.8:  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$  崩壊の両方の  $\pi^\pm$  中間子が CsI カロリーメーターまでで崩壊した場合の  $\pi^0\mu^+\mu^-$  の不変質量と  $P_T^2$  の 2次元図。0.5(GeV/c<sup>2</sup>) 付近の枠の内側がシグナル領域。この図は、実際の実験で予測される  $K_L$  の崩壊数の 30 倍に相当する。

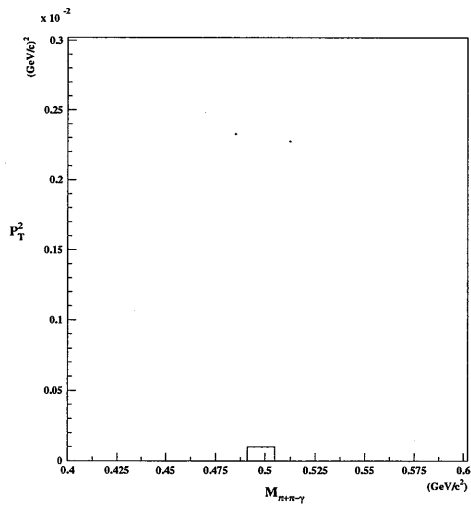


図 4.9:  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$  崩壊の両方の  $\pi^\pm$  中間子が MUON filter をつき抜けた場合の  $\pi^0\mu^+\mu^-$  の不変質量と  $P_T^2$  の 2次元図。0.5(GeV/c<sup>2</sup>) 付近の枠の内側がシグナル領域。この図は、実際の実験で予測される  $K_L$  の崩壊数の  $6 \times 10^4$  倍に相当する。

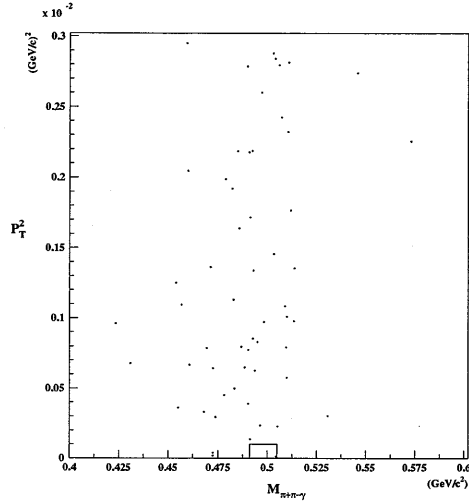


図 4.10:  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$  崩壊の MUON filter をつき抜けた  $\pi^\pm$  中間子と CsI カロリーメーターまでで崩壊した  $\pi^\pm$  中間子がある場合の  $\pi^0\mu^+\mu^-$  の不変質量と  $P_T^2$  の 2次元図。0.5(GeV/c<sup>2</sup>) 付近の枠の内側がシグナル領域。この図は、実際の実験で予測される  $K_L$  の崩壊数の 300 倍に相当する。

と求まる。

つぎに、図 4.12 は  $\pi^\pm$  中間子が MUON filter をつき抜けた場合の  $K_L \rightarrow \pi^0\pi^\pm\mu^\mp\nu$  の不変質量と  $P_T^2$  の 2次元図である。この崩壊は、ニュートリノを失っているために、 $P_T^2$  は、ニュートリノの運動量の分だけ大きくなると考えられる。この場合の B.L. は、式 4.3、式 4.5 より、

$$B.L. < 8.30 \times 10^{-13} (90\% C.L.)$$

と求まる。

$$K_L \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma + \gamma_{acc}, K_L \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma\gamma$$

図 4.13 は、 $K_L \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$  の  $\pi^0\mu^+\mu^-$  の不変質量と  $P_T^2$  の 2次元図である。 $K_L \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma + \gamma_{acc}$  の B.L. は、式 4.1、式 4.3 より

$$B.L. < 4.15 \times 10^{-13} (90\% C.L.)$$

と求まる。図 4.15 は、 $K_L \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma\gamma$  の 2つの光子の不変質量の分布と  $\pi^0\mu^+\mu^-$  の不変質量と  $P_T^2$  の 2次元図である。この崩壊の場合、2つの光子の不変質量

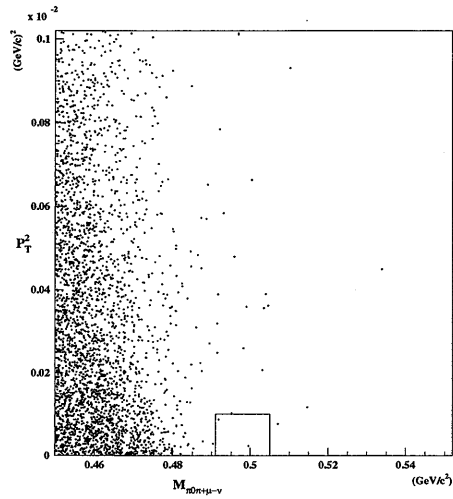


図 4.11:  $K_L \rightarrow \pi^0\pi^\pm\mu^\mp\nu$  の  $\pi^\pm$  中間子が CsI カロリーメーターまでで崩壊した場合の  $\pi^0\mu^+\mu^-$  の不変質量と  $P_T^2$  の 2 次元図。0.5(GeV/c<sup>2</sup>) 付近の枠の内側がシグナル領域。この図は、実際の実験で予測される  $K_L$  の崩壊数の 5 分の 1 に相当する。

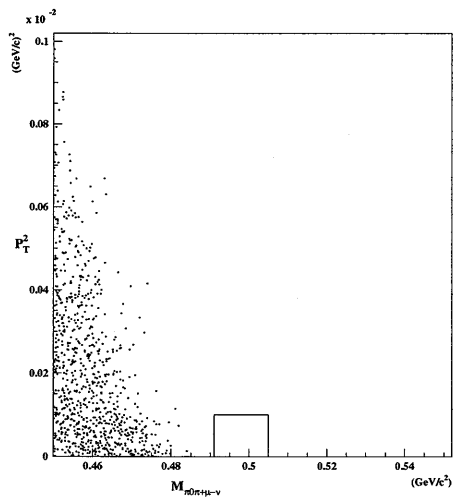


図 4.12:  $K_L \rightarrow \pi^0\pi^\pm\mu^\mp\nu$  の  $\pi^\pm$  中間子が MUON filter をつき抜けた場合の  $\pi^0\mu^+\mu^-$  の不変質量と  $P_T^2$  の 2 次元図。0.5(GeV/c<sup>2</sup>) 付近の枠の内側がシグナル領域。この図は、実際の実験で予測される  $K_L$  の崩壊数の 20 倍に相当する。

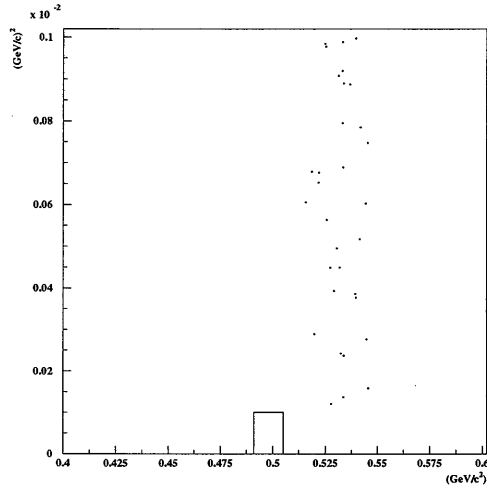


図 4.13:  $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma + \gamma_{acc}$  の  $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma \gamma$  の不変質量と  $P_T^2$  の 2次元図。0.5(GeV/c<sup>2</sup>) 付近の枠の内側がシグナル領域。この図は、実際の実験で予測される  $K_L$  の崩壊数の 15 倍に相当する。

以外は、ほとんど  $K_L \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$  と同じように観測されるのでこれらを排除するのは非常に困難である。この段階での  $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma \gamma$  の B.L. は、

$$B.L. = 1.96 \times 10^{-11}$$

と求まった。この崩壊についても次節でカットを考えることにする。

#### 4.4.4 $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- + \Lambda^0 \rightarrow n \pi^0$

図 4.15~ 図 4.17 は、 $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- + \Lambda^0 \rightarrow n \pi^0$  のバックグラウンドの  $\pi^0 \mu^+ \mu^-$  の不変質量と  $P_T^2$  の 2次元図である。図を見ても分かる通り、この崩壊は、 $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^-$  の  $\pi^+ \pi^-$  の質量が、約 0.5(GeV/c<sup>2</sup>) あり、それに  $\pi^0$  中間子がつくものなので、質量も  $P_T^2$  も大きくなる。この崩壊のすべての場合でシグナル領域に事象が入らなかった。よって、両方の  $\pi^\pm$  が CsI カロリーメーターまでで崩壊した場合の B.L. は、式 4.4, 式 4.7 より、

$$B.L. < 5.42 \times 10^{-14} (90\% C.L.),$$

両方の  $\pi^\pm$  が MUON filter をつき抜ける場合の B.L. は、式 4.5, 式 4.7 より、

$$B.L. < 1.17 \times 10^{-16} (90\% C.L.),$$

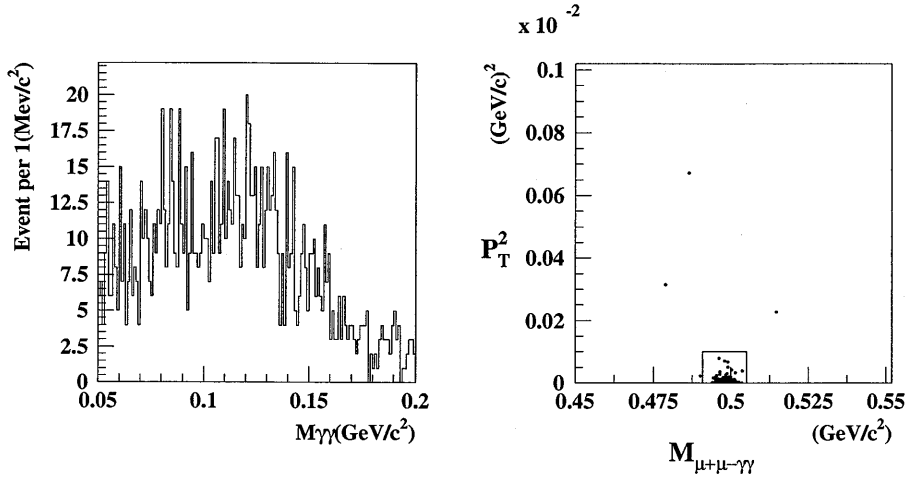


図 4.14:  $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma \gamma$  の 2 つの光子の不変質量の分布 (右図) と  $\mu \mu \gamma \gamma$  の不変質量と  $P_T^2$  の 2 次元図 (左図)。0.5(GeV/c<sup>2</sup>) 付近の枠の内側がシグナル領域。この図は、実際の実験で予測される  $K_L$  の崩壊数の 30 倍に相当する。

CsI までで崩壊する  $\pi^\pm$  と MUON filter をつき抜ける  $\pi^\pm$  がある場合の B.L. は、式 4.6、式 4.7 より、

$$B.L. < 5.60 \times 10^{-15} (90\% C.L.),$$

と予測される。

#### 4.4.5 $K_L \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \nu(\bar{\nu}) + \Lambda^0 \rightarrow n \pi^0$

図 4.18 は、 $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^\pm \mu^\mp \nu$  の  $\pi^\pm$  中間子が CsI までで崩壊した場合の  $K_L$  の不変質量と  $P_T^2$  の 2 次元図である。質量が 0.4~0.8(GeV/c<sup>2</sup>) に広く分布するのは、 $K_L \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \nu(\bar{\nu})$  のニュートリノが逃げてしまうのと  $\Lambda^0 \rightarrow n \pi^0$  の  $\pi^0$  が付くのが重なって起こる為である。 $\pi^\pm$  中間子が崩壊しているために  $P_T^2$  は、ニュートリノの運動量の分だけ大きくなる。この崩壊は、シグナル領域に残った為、この後の節でカットを考える。この時点での  $\pi^\pm$  中間子が CsI までで崩壊した場合の B.L. は、式 4.4、式 4.7 より、

$$B.L. = 8.19 \times 10^{-12}$$

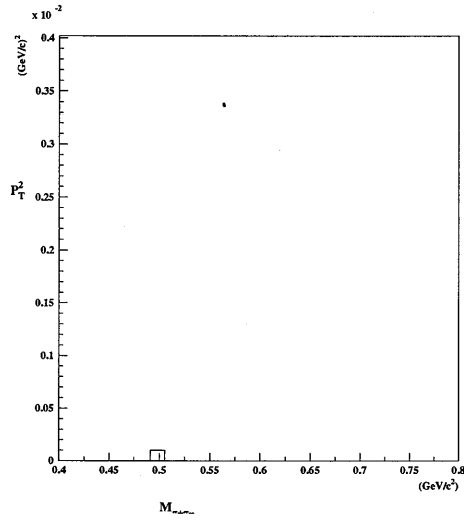


図 4.15:  $k\omega\pi$  の両方の  $\pi^\pm$  中間子が CsI カロリーメーターまでで崩壊した場合の  $\pi^0\mu^+\mu^-$  の不変質量と  $P_T^2$  の 2 次元図。0.5(GeV/c<sup>2</sup>) 付近の枠の内側がシグナル領域。この図は、実際の実験で予測される  $K_L$  の崩壊数の 70 倍に相当する。

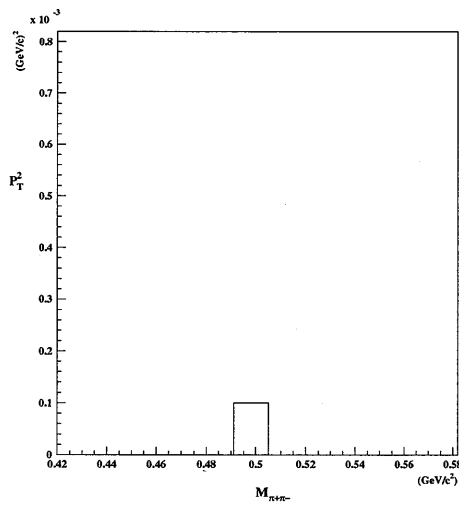


図 4.16:  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$  の両方の  $\pi^\pm$  中間子が MUON filter をつき抜けた場合の  $\pi^0\mu^+\mu^-$  の不変質量と  $P_T^2$  の 2 次元図。0.5(GeV/c<sup>2</sup>) 付近の枠の内側がシグナル領域。この図は、実際の実験で予測される  $K_L$  の崩壊数の  $3 \times 10^4$  倍に相当する。

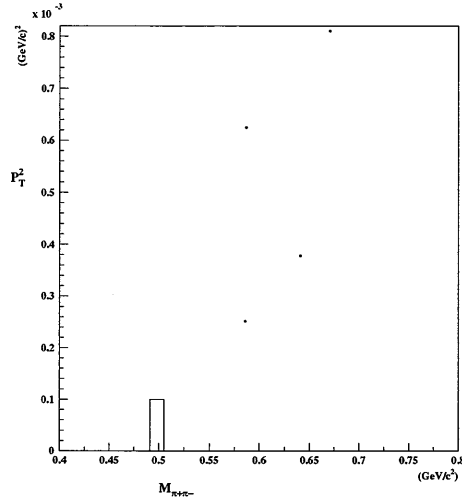


図 4.17:  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$  の MUON filter をつき抜けた  $\pi^\pm$  中間子と CsI カロリメーターまでで崩壊した  $\pi^\pm$  中間子がある場合の  $\pi^0\mu^+\mu^-$  の不変質量と  $P_T^2$  の 2次元図。0.5(GeV/c<sup>2</sup>) 付近の枠の内側がシグナル領域。この図は、実際の実験で予測される  $K_L$  の崩壊数の 500 倍に相当する。

である。また、 $\pi^\pm$  中間子が、MUON filter を突き抜ける場合の B.L. は、式 4.5、式 4.7 より、

$$B.L. = 9.69 \times 10^{-13}$$

と求まる。

#### 4.4.6 $K_L \rightarrow \mu^+\mu^- + \gamma_{acc}$

この崩壊の場合、 $\Lambda^0 \rightarrow n\pi^0$  からの  $\pi^0$  中間子が付くのに対して逃げてしまうエネルギーがないために図 4.21 のように、 $K_L$  の質量よりもかなり大きくなると考えられる。 $P_T^2$  は、 $\pi^0$  中間子がついた分だけ大きくなっていると考えられる。シグナル領域に事象が残らなかったので、B.L. は、式 4.7 より、

$$B.L. < 2.59 \times 10^{-16} (90\% C.L.)$$

と予測できる。



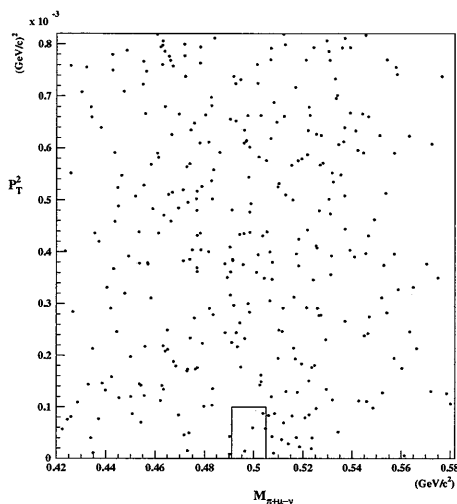


図 4.18:  $K_L \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \nu(\bar{\nu}) + \Lambda^0 \rightarrow n\pi^0$  の  $\pi^\pm$  中間子が CsI カロリメーターまでで崩壊した場合の  $\pi^0\mu^+\mu^-$  の不変質量と  $P_T^2$  の 2 次元図。0.5(GeV/c<sup>2</sup>) 付近の枠の内側がシグナル領域。この図は、実際の実験で予測される  $K_L$  の崩壊数の 2 分の 1 に相当する。

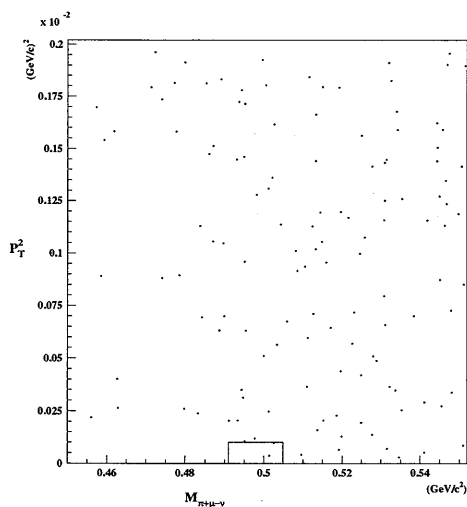


図 4.19:  $K_L \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \nu(\bar{\nu}) + \Lambda^0 \rightarrow n\pi^0$  の  $\pi^\pm$  中間子が MUON filter をつき抜けた場合の  $\pi^0\mu^+\mu^-$  の不変質量と  $P_T^2$  の 2 次元図。0.5(GeV/c<sup>2</sup>) 付近の枠の内側がシグナル領域。この図は、実際の実験で予測される  $K_L$  の崩壊数の 10 分の 1 に相当する。

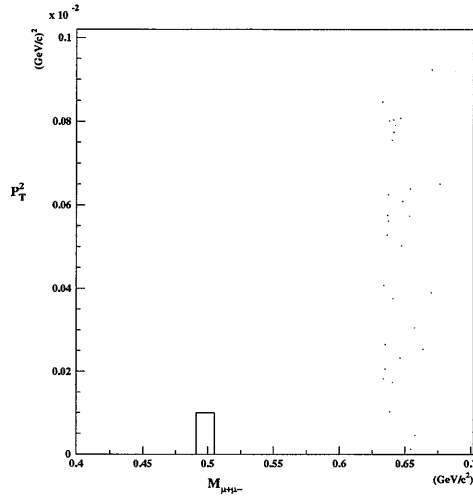


図 4.20:  $K_L \rightarrow \mu^+\mu^- + \Lambda^0 \rightarrow n\pi^0$  の  $\pi^0\mu^+\mu^-$  の不変質量と  $P_T^2$  の 2次元図。  
 $0.5(\text{GeV}/c^2)$  付近の枠の内側がシグナル領域。この図は、実際の実験で予測される  $K_L$  の崩壊数の 10000 倍に相当する。

#### 4.5 バックグラウンドを除くためのカット

ここでは、シグナル領域に事象が残ったバックグラウンドについて、その事象を落すカットを考えることにする。

##### 4.5.1 $K_L \rightarrow \pi^0\pi^\pm\mu^\mp\nu$ , $K_L \rightarrow \pi^\pm\mu^\mp\nu(\bar{\nu}) + \Lambda^0 \rightarrow n\pi^0$

これらのバックグラウンドの B.L. は、これらの場合、シグナル領域に残った事象は、両方とも、CsI カロリメーターまでで  $\pi^\pm$  中間子が崩壊した場合であった。これらを落すために考えられるのは、track と  $K_L$  に対する要請を厳しくすることである。もし、ドリフトチェンバー 1 から 4 の間で  $\pi$  が崩壊していれば、解析磁石の上流と下流の track の候補の内解析磁石上での距離が、崩壊しない場合よりも大きくなる。同様に、荷電粒子のクラスターと track の CsI カロリメーター上での位置も  $\pi^\pm$  中間子が崩壊した場合は崩壊していない場合よりも大きくなると考えられる。よって、以下の条件を課すことにした。

- 解析磁石の上流と下流の track の磁石上でのずれは、 $0.2(\text{cm})$  以下とする。

(図 4.21 の右図)

- track の CsI カロリーメーター上の位置と track のクラスターの中心の位置の距離は 5 (cm) 以内を要求する。(図 4.21 の左図)

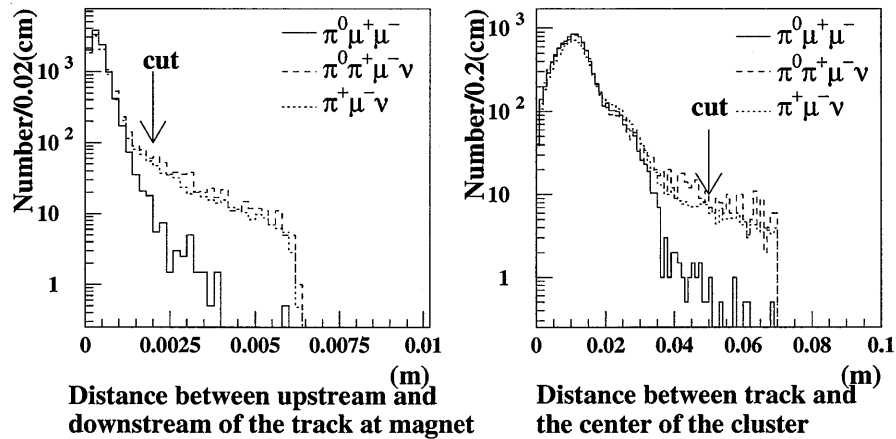


図 4.21: 右図は、解析磁石の上流と下流の track のずれ。左図は、track の CsI カロリーメーター上の位置と track のクラスターの中心の位置の距離。

この条件によって、 $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^\pm \mu^\mp \nu$  のシグナル領域に残っていた事象は、取り除くことが出来た。 $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^\pm \mu^\mp \nu$  のこの場合の B.L. を以下のようにして見積もる。この場合の事象の重みの平均は、約 0.08 であり崩壊比 ( $K^+ \rightarrow \pi^0 \pi^\pm \mu^\mp \nu$  から換算して、 $5.88 \times 10^{-5}$  という値を使う。) から考えて B.L. が S.E.S. 以下にするためには、モンテカルロシミュレーションで最低約 8 億事象発生させなければならない。そのため、この場合は、 $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$  の場合と同様にして、図 4.21 のように質量の分布を外挿することによってこの事象がどれだけシグナル領域に入ってくるかを求めた。それによって、 $7.70 \times 10^{-7}$  事象がシグナル領域に入ってくる事が分かり、それによってこの場合の B.L. は、

$$B.L. = 7.16 \times 10^{-18}$$

と求まった。

また、 $K_L \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \nu(\bar{\nu}) + \Lambda^0 \rightarrow n \pi^0$  は、かなり減らすことが出来た。この条件によって、この崩壊の  $\pi^\pm$  中間子が CsI カロリーメーター迄で崩壊する場合の

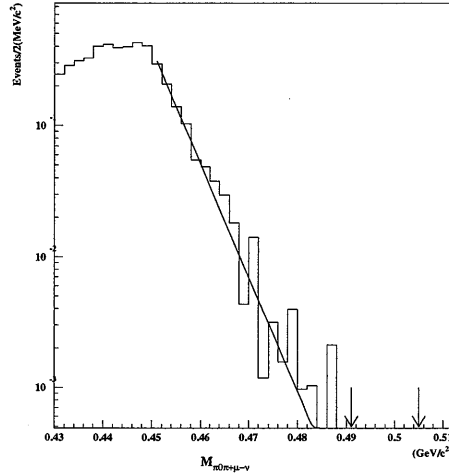


図 4.22:  $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^\pm \mu^\mp \nu$  の  $\pi^\pm$  が CsI までで崩壊した場合の  $\pi^0 \mu^+ \mu^-$  の不変質量。2本の矢印の間がシグナル領域。

B.L. は、

$$B.L. = 1.28 \times 10^{-12},$$

この崩壊の  $\pi^\pm$  中間子が MUON filter をつき抜ける場合の B.L. は、

$$B.L. = 9.69 \times 10^{-13}$$

と推測できる。

#### 4.5.2 $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma \gamma$

$K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma \gamma$  は、図 4.23 のように  $K_L$  の  $\mu$  ダリッツ崩壊に、Internal Bremsstrahlung (I.B) による光子がついたものである。ゆえに、1つの光子と  $\mu$  粒子は、 $K_L$  の静止系では、逆方向に出ているはずである。だから、I.B. の光子とダリッツ崩壊による光子は、 $K_L$  の重心系でみると、正反対に放出されているはずである。

図 4.24 は、 $K_L$  の重心系での2つの光子の角度の比較である。図 4.7 によるとシグナルの場合、約 70 度以上であるのに対して、 $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma \gamma$  の場合、ほぼ 180 度開いていることが分かる。よって、2つの光子の開き角は、165 度以下を取ることにした。これらによって、B.L. は  $3.50 \times 10^{-12}$  まで落すことが出来た。

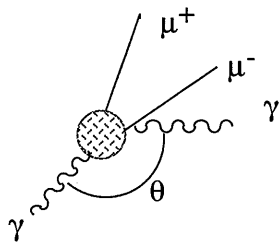


図 4.23:  $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma \gamma$  の  $K_L$  の重心系での崩壊様式。

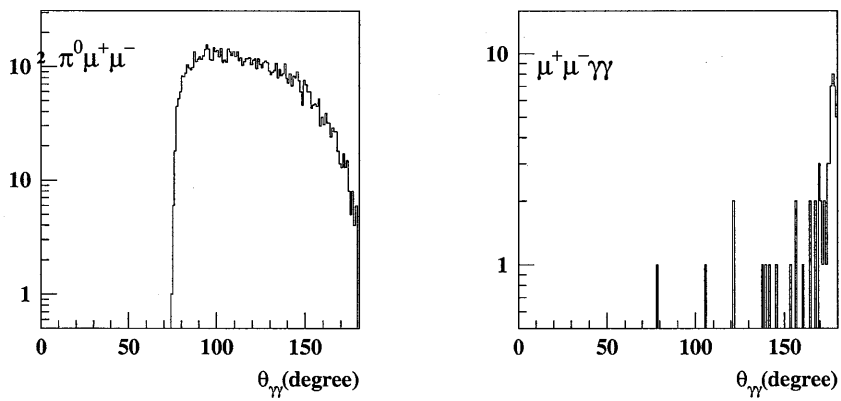


図 4.24:  $K_L \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$  の 2 つの光子の開き角の分布 (右図) と  $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma \gamma$  の 2 つの光子の開き角 (左図)。

## 4.6 まとめ

前章で述べたシグナル領域に入りかつ、この章で述べたバックグラウンドのカットに通った事象を  $K_L \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$  事象とすると、

$$\epsilon[\text{sig}] = 0.0830$$

$$S.E.S. = 1.0 \times 10^{-11}$$

と求まる。

B.L. の見積もった値を全てまとめたのが表 4.2 である。全ての B.L. の合計は、 $7.1 \times 10^{-12}$  である。崩壊比の理論の予測値の最大 (CP を破る効果と CP を保存する効果の和) が  $1.7 \times 10^{-11}$  とすると、求まった S.E.S. より 1.7 個観測できることが期待される。また、その時シグナル領域に入ってくるバックグラウンドの数は、0.71 個以上と予測される。例えば、実験でシグナル領域に 1 事象入った場合を考える。バックグラウンドとシグナルがポアソン分布に従うとすると、S.E.S. とバックグラウンドレベルから考えて 1 事象以上バックグラウンドである確率は、49.1% と推測できる。もし、崩壊比が  $4.0 \times 10^{-11}$  以上であれば、99% C.L. でシグナルの存在を確かめることが出来る。

バックグラウンドの種類	崩壊比 (B.R.)	B.L.	
$K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$	0.123	$7.28 \times 10^{-18}$	A
		$< 3.31 \times 10^{-13} (90\% \text{C.L.})$	B
		$< 2.98 \times 10^{-13} (90\% \text{C.L.})$	C
$K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma + \gamma_{acc}$	$4.61 \times 10^{-5}$	$< 2.15 \times 10^{-13} (90\% \text{C.L.})$	A
		$< 3.47 \times 10^{-16} (90\% \text{C.L.})$	B
		$< 1.39 \times 10^{-14} (90\% \text{C.L.})$	C
$K_L \rightarrow \pi^0 \pi^\pm \mu^\mp \nu$	$5.8 \times 10^{-6}$	$7.16 \times 10^{-18}$	A
		$< 8.30 \times 10^{-14} (90\% \text{C.L.})$	B
$K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma + \gamma_{acc}$	$3.23 \times 10^{-7}$	$< 4.15 \times 10^{-13} (90\% \text{C.L.})$	
$K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma \gamma$	$2.52 \times 10^{-9}$	$3.5 \times 10^{-12}$	
$K_L \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \nu(\bar{\nu}) + \Lambda^0 \rightarrow n \pi^0$	0.273	$1.28 \times 10^{-12}$	A
		$9.69 \times 10^{-13}$	B
$K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- + \Lambda^0 \rightarrow n \pi^0$		$< 5.42 \times 10^{-14} (90\% \text{C.L.})$	A
		$< 1.17 \times 10^{-16} (90\% \text{C.L.})$	B
		$< 5.60 \times 10^{-15} (90\% \text{C.L.})$	C
$K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- + \Lambda^0 \rightarrow n \pi^0$	$7.4 \times 10^{-9}$	$< 2.59 \times 10^{-16} (90\% \text{C.L.})$	
合計		$4.8 \times 10^{-12} < B.L. < 7.1 \times 10^{-12}$	

表 4.2: 求めたバックグラウンドレベル。

(A= 全ての  $\pi^\pm$  中間子が CsI カロリーメーターまでで崩壊する場合。

B= 全ての  $\pi^\pm$  中間子が MUON filter を貫通した場合。

C=CsI カロリーメーターまでで崩壊する  $\pi^\pm$  中間子と MUON filter を突き抜ける  $\pi^\pm$  中間子がある場合。)

## 第 5 章

### 結論

1996年夏より米国フェルミ研究所で直接的 CP の破れの起源を探る E799-II 実験が行なわれる。今回、その実験における  $K_L \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$  の探索の可能性をモンテカルロシミュレーションで見積もった。得られた結果は、以下の通りである

$$S.E.S. = 1.0 \times 10^{-11}$$

$$B.L. < 7.1 \times 10^{-12}$$

これより、もし崩壊比が  $4.0 \times 10^{-11}$  以上であれば、99% C.L. で  $K_L \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$  の存在を確かめることが出来る事が分かった。しかし、本当に観測したいのは、直接的 CP 非保存の寄与による  $K_L \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$  事象である。これを確認するのは、間接的 CP 非保存の寄与と CP 保存の寄与を引かなければならない。そのためには、CP 保存の寄与は、現在  $K_L \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$  によってカイラルパータベーション理論を支持しているのものでそれによって差し引くことが出来、また、間接的 CP 非保存の効果を差し引くためには、今回の KTeV 実験で計られる CP 非保存のパラメーターである  $Re(\epsilon'/\epsilon)$  と、 $K_S \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$  の崩壊比より差し引くことが出来る。もし、今回の実験で以上のように3つの寄与を分けることが出来れば、それによって標準理論が正しいか超弱理論が正しいかが分かるであろう。



## 付録 A

### 対称性と CP 非保存

#### A.1 対称性

##### A.1.1 空間反転変換

空間反転(パリティ)とは空間を反転させる変換を意味し、量子力学的には波動関数  $\phi(\vec{x}, t)$  を  $\phi(-\vec{x}, t)$  に変換するものである。粒子は固有のパリティを持っており、例えば、 $\pi$  中間子は  $-1$  のパリティを持つ。

$$P|\pi\rangle = -|\pi\rangle$$

2 体系のパリティ  $P_{1,2}$  は、次のように表される。

$$P_{1,2} = P_1 \times P_2 \times (-1)^l$$

ここで、 $P_i$  は粒子  $i$  の固有パリティを表し、 $l$  は 2 つの相対軌道角運動量を表す。例えば、 $2\pi$  系は同一粒子の 2 体系なので、ボーズ統計の要請から  $l$  は偶数でなければならない。したがって、 $P_{2\pi} = +1$  となる。

$$P|\pi\pi\rangle = +|\pi\pi\rangle$$

##### A.1.2 荷電共役変換

荷電共役変換(C パリティ)は、粒子と反粒子を入れ替える変換である。例えば、負の  $\pi^-$  は正の  $\pi^+$  に、中性の  $\pi^0$  は  $\pi^0$  自身に変換される。よって、中性の  $\pi^0$  ならば C 変換の固有状態になり得る。

$$C|\pi^0\rangle = +|\pi^0\rangle$$

これは多体系についてもあてはまり、合計の電荷が0になるような同一粒子系は固有状態になり得る。例えば、 $\pi^+\pi^-\pi^0$  の3体系は固有値 +1 を持つ固有状態である。

$$C|\pi^+\pi^-\pi^0\rangle = +|\pi^+\pi^-\pi^0\rangle$$

### A.1.3 CP 変換

空間反転 (P) と荷電共役変換 (C) を同時に操作させる変換を CP 変換という。例えば、 $\pi^0\pi^0$  の2体系は固有値 +1 を持つ固有状態である。

$$CP|\pi^0\pi^0\rangle = +|\pi^0\pi^0\rangle$$

## A.2 中性 K 中間子

中性 K 中間子には  $K^0$  と  $\bar{K}^0$  の2種類があり、次のような強い相互作用で生成される。

$$\pi^- + p \rightarrow K^0 + \Lambda$$

$$\pi^- + p \rightarrow K^0 + \bar{K}^0 + n$$

$K^0$  と  $\bar{K}^0$  は共通の崩壊モードを持っているので、両者を区別するためには崩壊モード以外に着目しなければならない。そこで、ストレンジネスという量子数を考えてみると、 $K^0$  は +1 を、 $\bar{K}^0$  は -1 を持っているので、この量子数によって両者を区別することができる。

中性 K 中間子は弱い相互作用によって崩壊する。 $K^0$  と  $\bar{K}^0$  は次式からわかるように、CP 変換については良い量子状態とは言えない。

$$CP|K^0\rangle = |\bar{K}^0\rangle$$

$$CP|\bar{K}^0\rangle = |K^0\rangle$$

しかし、両者の一次結合である  $K_1$  と  $K_2$  という新しい状態は CP 変換に対して固有状態になっている。

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

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

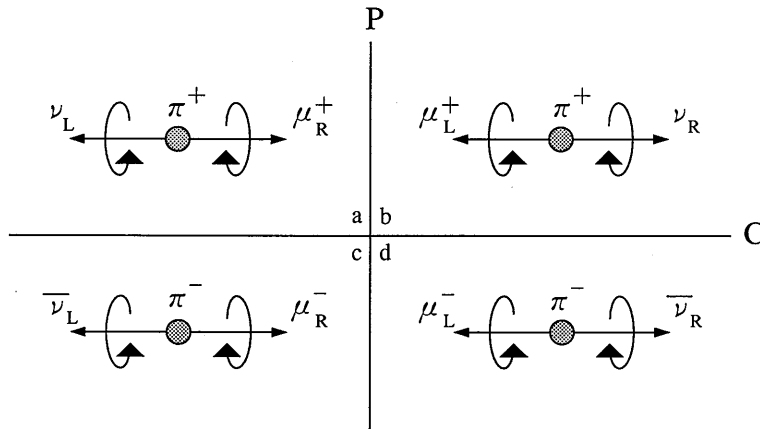


図 A.1:  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$  における各種変換

この  $K_1$  や  $K_2$  が崩壊するとすれば、CP 変換について異なる固有値を持っているので、それぞれ  $2\pi$  系 ( $CP = +1$ )、 $3\pi$  系 ( $CP = -1$ ) に崩壊するはずである。

$$K_1 \rightarrow \pi^+ \pi^- (\pi^0 \pi^0)$$

$$K_2 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0 (\pi^0 \pi^0 \pi^0)$$

位相空間の大きさから考えると、 $K_1$  の方が崩壊しやすく、それゆえに、 $K_1$  の方が寿命が短くなる。実際に中性 K 中間子の崩壊においては、寿命の長い粒子と短い粒子が存在する。ゆえに、1964 年に CP の破れが発見される以前は、 $K_1$  が短寿命粒子、 $K_2$  が長寿命粒子と考えられていた。

弱い相互作用では、パリティ (P) と C パリティが別々に破れていることが 1957 年に発見された。しかし当時は、C と P を組み合わせた CP 変換は保存されると考えられていた。図?? に荷電パイオンのミュオンとニュートリノへの崩壊について、P 変換、C 変換、CP 変換の様子を示す。実在する崩壊 a を中心に考える。添え字の L と R は、それぞれ左巻きと右巻きを示す。a にパリティを施したものが b である。空間を反転させるだけなので、あたかも鏡像のように見える。a に C パリティを施したものが c である。粒子と反粒子が入れ替わったことになっている。b と c は未だいずれも観測されていないので、パリティと C パリティに関しては対称性が破れている。しかし、a にパリティと C パリティとを同時に施した d は実際に存在する崩壊で、CP 変換に関しては対称性が破れていないように見える。

しかしながら、1964 年に中性 K 中間子の崩壊過程で CP 変換も破れているこ

とが発見された。これについては次節で述べる。

### A.3 CP の破れ

1964年に中性K中間子のうちで長寿命と考えられていた粒子 ( $K_L$ ) が  $\pi^+\pi^-$  に崩壊することが発見され、続いて1967年には  $\pi^0\pi^0$  に崩壊するモードも発見された。 $K_L$  は  $K_2$  と ( $K_S$  は  $K_1$  と) 考えられていたので、CP が保存していれば  $2\pi$  系には崩壊できないはずだった。それゆえ、このモードの発見は CP 非保存を示唆するものとなった。

$K_L$  の  $2\pi$  系への崩壊は、 $K_L$  が  $K_2$  成分だけでなく  $K_1$  成分も含んでいることを意味する。つまり、 $K_L$  と  $K_S$  は次のように表される。

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

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

一般的には、混合パラメータは  $K_L$  と  $K_S$  とで異なって書くべきであるが、その差は CPT 非保存の大きさを表すパラメータなので、CPT 不変を前提にして、特に区別せずに  $\epsilon$  と書いた。

$K_L$  の  $2\pi$  系への崩壊には2つの解釈がある。まず、わずかに含まれている  $K_1$  成分が  $2\pi$  に崩壊するという解釈がある。これは、崩壊時には CP を破らないが、 $2$  成分が混合することで CP を破っており、間接的 CP 非保存と呼ばれる。もうひとつの解釈は、 $K_2$  成分が  $2\pi$  に崩壊するという解釈で、崩壊時に CP を破ることから直接的 CP 非保存と呼ばれる。

#### A.3.1 間接的 CP 非保存

$K^0$  と  $\bar{K}^0$  の振幅をそれぞれ  $a, \bar{a}$  とすると、シュレディンガー方程式は次のようになる。

$$i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} a \\ \bar{a} \end{pmatrix} = H_{eff} \begin{pmatrix} a \\ \bar{a} \end{pmatrix} \quad (\text{A.1})$$

ここで  $H_{eff}$  は状態  $K^0$  と状態  $\bar{K}^0$  とをつなぐ有効ハミルトニアンで

$$H_{eff} = M - i \frac{\Gamma}{2}$$

と表せる。M は質量行列、 $\Gamma$  は崩壊行列と呼ばれており、それぞれエルミートだとする。質量  $m_{L,S}$ 、寿命  $\tau = 1/\Gamma_{L,S}$  をもつ固有状態  $|K_{L,S}\rangle$  を考えると、式?? は

$$H_{eff}|K_{L,S}\rangle = (m_{L,S} - i\Gamma_{L,S}/2)|K_{L,S}\rangle \quad (\text{A.2})$$

となっている。

$K_L$  と  $K_S$  は  $K^0$  と  $\bar{K}^0$  を使って、次のように表すことができる。ただし、CPT は保存していると仮定している。

$$\begin{aligned} |K_L\rangle &= \frac{1}{\sqrt{1+\epsilon^2}}(|K_2\rangle + \epsilon|K_1\rangle) \\ &= \frac{1}{\sqrt{2(1+\epsilon^2)}}((1+\epsilon)|K^0\rangle - (1-\epsilon)|\bar{K}^0\rangle) \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

$$\begin{aligned} |K_S\rangle &= \frac{1}{\sqrt{1+\epsilon^2}}(|K_1\rangle + \epsilon|K_2\rangle) \\ &= \frac{1}{\sqrt{2(1+\epsilon^2)}}((1+\epsilon)|K^0\rangle + (1-\epsilon)|\bar{K}^0\rangle) \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

このように表記した  $K_L$  と  $K_S$  を式?? に代入して、連立方程式を解くと、

$$\epsilon = \frac{\langle \bar{K}^0 | H_{eff} | K^0 \rangle - \langle K^0 | H_{eff} | \bar{K}^0 \rangle}{2\Delta m + i(\Gamma_S - \Gamma_L)}$$

となる。ここで  $\Delta m$  は

$$\Delta m \equiv m_L - m_S$$

とする。CPT が保存していればハミルトニアンに対角成分は0だから、

$$\langle \bar{K}^0 | H_{eff} | \bar{K}^0 \rangle = \langle K^0 | H_{eff} | K^0 \rangle$$

よって、

$$\langle K^0 | M | \bar{K}^0 \rangle = \langle \bar{K}^0 | M | K^0 \rangle^*, \quad \langle K^0 | \Gamma | \bar{K}^0 \rangle = \langle \bar{K}^0 | \Gamma | K^0 \rangle^*,$$

となっている。M と  $\Gamma$  がエルミートという仮定から

$$M_{12} = \langle K^0 | M | \bar{K}^0 \rangle, \quad \Gamma_{12} = \langle K^0 | \Gamma | \bar{K}^0 \rangle$$

とおけば、 $\epsilon$  は次のように表せる。

$$\epsilon = \frac{Im M_{12} - \frac{1}{2}i Im \Gamma_{12}}{i\Delta m - \frac{1}{2}(\Gamma_S - \Gamma_L)} \quad (\text{A.5})$$

さて、この混合のパラメータ  $\epsilon$  は実験的に求めることができる。まず、 $K_L$  の  $\pi^+l^-\bar{\nu}_l$  への崩壊と  $\pi^-l^+\nu_l$  への崩壊とを観測し、その崩壊幅の非対称度を次のように定義する。

$$\delta_l = \frac{\Gamma(\pi^-l^+\nu_l) - \Gamma(\pi^+l^-\bar{\nu}_l)}{\Gamma(\pi^-l^+\nu_l) + \Gamma(\pi^+l^-\bar{\nu}_l)}$$

ここで  $\Delta Q = \Delta S$  則が正確に成り立っていると仮定すれば、式??、式?? から

$$\delta_l \sim 2\text{Re}(\epsilon)$$

となる。よって、 $K_L$  の準レプトン崩壊の非対称度を測定すれば  $\epsilon$  を求められる。現在の世界平均値は

$$\delta_l = (0.327 \pm 0.012) \times 10^{-2} \sim 2\text{Re}(\epsilon)$$

である。

### A.3.2 直接的 CP 非保存

直接的 CP の破れのパラメータ  $\epsilon'$  について説明する。

まず、終状態  $f$  への  $K_L$  と  $K_S$  の崩壊振幅の比

$$r_f = \frac{\langle f | H_{eff} | K_L \rangle}{\langle f | H_{eff} | K_S \rangle}$$

について考えてみる。これは、式??、式?? から

$$r_f = \frac{(a_f - \bar{a}_f) + \epsilon(a_f + \bar{a}_f)}{\epsilon(a_f - \bar{a}_f) + (a_f + \bar{a}_f)}$$

となる。ただし、 $a_f$  と  $\bar{a}_f$  は終状態への振幅とする。

$$\chi_{\pi^+\pi^-} = \frac{a_{\pi^+\pi^-} - \bar{a}_{\pi^+\pi^-}}{a_{\pi^+\pi^-} + \bar{a}_{\pi^+\pi^-}} \quad (\text{A.6})$$

を定義しておけば、CP 非保存の過程  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$  と CP 保存の過程との比  $r_{\pi^+\pi^-}$  は、

$$r_{\pi^+\pi^-} = \frac{\epsilon + \chi_{\pi^+\pi^-}}{1 + \epsilon\chi_{\pi^+\pi^-}} \simeq \epsilon + \chi_{\pi^+\pi^-} \quad (\text{A.7})$$

となる。すなわち、CP 非保存には混合による過程 ( $\epsilon$  の項) と混合以外の過程 ( $\chi_{\pi^+\pi^-}$ ) が存在する。この混合以外の過程を直接的 CP の破れという。

$K_L$  と  $K_S$  の  $2\pi$  系への崩壊の比を次のように定義する。

$$\eta_{+-} \equiv \frac{\langle \pi^+\pi^- | H_{eff} | K_L \rangle}{\langle \pi^+\pi^- | H_{eff} | K_S \rangle} = r_{\pi^+\pi^-} \quad (\text{A.8})$$

$$\eta_{+-} \equiv \frac{\langle \pi^0 \pi^0 | H_{eff} | K_L \rangle}{\langle \pi^0 \pi^0 | H_{eff} | K_S \rangle} = r_{\pi^0 \pi^0} \quad (\text{A.9})$$

ここで  $r_{\pi^+ \pi^-}$  を求めてみる。  $r_{\pi^+ \pi^-} = \epsilon + \chi_{\pi^+ \pi^-}$  なので  $\chi_{\pi^+ \pi^-}$  を求めればよい。それには、終状態  $\pi^+ \pi^-$  のアイソスピンを考察する必要がある。  $\pi$  のアイソスピンは1なので  $2\pi$  系のアイソスピンは0と2であり、

$$|\pi^+ \pi^- \rangle = \sqrt{\frac{2}{3}} |0 \rangle + \sqrt{\frac{1}{3}} |2 \rangle$$

と書き下させる。この式を式??に入れば、アイソスピン0の状態への振幅を  $A_0$ 、2の状態への振幅を  $A_2$  とし、また Wu-Yang の表式に従えば、

$$\begin{aligned} \chi_{\pi^+ \pi^-} &= \frac{i \text{Im} A_2 e^{i(\delta_2 - \delta_0)}}{\sqrt{2} A_0 + \text{Re} A_2 e^{i(\delta_2 - \delta_0)}} \\ &= \frac{\epsilon'}{1 + \omega / \sqrt{(2)}} \end{aligned} \quad (\text{A.10})$$

$$(\text{A.11})$$

となる。ただし、

$$\epsilon' \equiv \frac{i}{\sqrt{2}} e^{i(\delta_2 - \delta_0)} \frac{\text{Im} A_2}{A_0} \quad (\text{A.12})$$

$$\omega \equiv \frac{\text{Re} A_2}{A_0} e^{i(\delta_2 - \delta_0)} \quad (\text{A.13})$$

とする。  $\omega$  は、CP を保存する  $K_S \rightarrow \pi\pi$  モードにおける  $\Delta I = 3/2$  の振幅と  $\Delta I = 1/2$  の振幅の比になっている。実験的に  $\Delta I = 3/2$  の遷移は抑制されていて、

$$|\omega| \sim \frac{1}{22}$$

であることが分かっている。そこで、  $\omega$  を無視する近似で式?? から、  $\epsilon'$  は直接的 CP の破れの大きさを表していることがわかる。よって、式??、式?? と式?? から

$$\eta_{\pm} \simeq \epsilon + \epsilon' \quad (\text{A.14})$$

となる。同様に、

$$\eta_{00} \simeq \epsilon - 2\epsilon' \quad (\text{A.15})$$

となっている。

実験的に  $\epsilon'$  を求めるには、観測量である崩壊比が振幅の平方になるので、  $K_L$  と  $K_S$  が  $2\pi$  系に崩壊する崩壊幅の二重比をとってやれば、  $\text{Re}(\epsilon'/\epsilon)$  の測定が可

能になる。

$$\frac{\Gamma(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-)/\Gamma(K_S \rightarrow \pi^+\pi^-)}{\Gamma(K_L \rightarrow \pi^0\pi^0)/\Gamma(K_S \rightarrow \pi^0\pi^0)} = \frac{|\eta_{\pm}|^2}{|\eta_{00}|^2} \simeq \frac{\epsilon + \epsilon'}{\epsilon - 2\epsilon'} \simeq 1 + 6\text{Re}(\epsilon'/\epsilon)$$

いくつかのグループが  $K_L$  と  $K_S$  の  $2\pi$  系への崩壊モードを使って  $\text{Re}(\epsilon'/\epsilon)$  の値を測定している。その中で誤差の小さい2つの実験グループの結果を示しておく。CERN の NA31 実験が  $(23 \pm 7.0) \times 10^{-4}$  という暫定的な結果を、フェルミ研究所の E731 実験が  $(7.4 \pm 5.9) \times 10^{-4}$  という最終結果を現在までに出している。

この精度では、直接的 CP 非保存の有無を断定することは難しい。現在、両グループともにより精度を上げた実験として、CERN が NA48 実験を、フェルミ研究所が E832 実験を準備している。

### A.3.3 標準理論における CP 非保存の取り扱い

CP 非保存の取り扱いにはさまざまなモデルが存在するが、ここでは最も人気の高い小林 - 益川理論での CP 非保存の取り扱いについて考えてみる。

#### ユニタリー三角形

アップタイプクォークとダウンタイプクォークとの間の結合の強さを  $3 \times 3$  のユニタリー行列で表す。

$$V = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \quad (\text{A.16})$$

この行列を小林 - 益川行列という。パラメータの数は9個であるが、位相の再定義によって3つの角度  $\theta_{ij}$  と1つの複素数の位相  $\delta$  の4つに減らすことができる。この小林 - 益川行列を Wolfenstein の表式で表すと、

$$V = \begin{pmatrix} 1 - \frac{\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} \quad (\text{A.17})$$

となっている。ユニタリー条件を課すことによって、

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0$$



第1次近似として  $V_{ud} \simeq 1$  とすれば上式は

$$V_{ub}^* + V_{td} = A\lambda^3 \quad (\text{A.18})$$

となっている。この式は  $\rho - \eta$  平面上でのユニタリー三角形を表している。CP 非保存の大きさ  $J$  は、

$$J = \text{Im}[V_{us}V_{cb}V_{ub}^*V_{cs}^*]$$

と表せるので、CP 非保存の大きさを測定することは式?? の三角形の大きさを決めることに他ならない。

### 間接的 CP の破れ

小林 - 益川行列を用いて、式?? の間接的 CP の破れのパラメータ  $\epsilon$  の大きさを評価してみる。間接的 CP の破れは図?? に示す箱型図による非対称的な  $K^0 - \bar{K}^0$

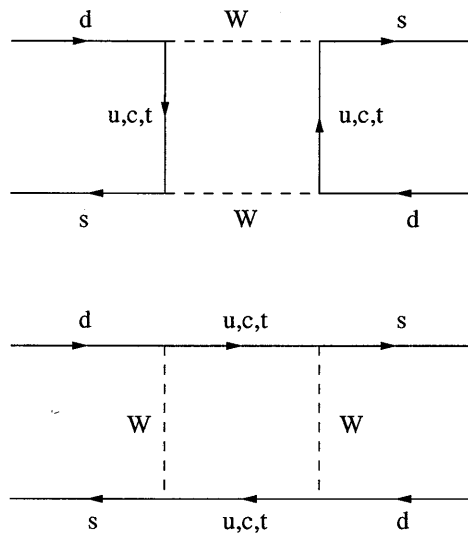


図 A.2:  $K^0 - \bar{K}^0$  混合による CP 非保存に対する主な寄与を与える図

$\bar{K}^0$  混合が原因と考えられている。この箱型図を  $m_t > M_W$  の過程のもとに計算すると、

$$M_{12} = \frac{G_F^2}{12\pi^2} F_K^2 B_K M_W^2 [\lambda_c^2 \eta_1 S(x_c) + \lambda_t^2 \eta_2 S(x_t) + 2\lambda_c \lambda_t \eta_3 S(x_c, x_t)]$$

となる。ここで、 $F_K$  は K 中間子の崩壊定数 (161MeV) で、 $\lambda_i = V_{id}^* V_{is}$  は結合の強さを表し、 $x_i = m_i^2/M_W^2$  である。S は内部クォークの質量に対する

補正で、 $\eta$  は QCD の補正を表す。この  $M_{12}$  を?? に代入すると、

$$|\epsilon| \simeq (2.7 \pm 0.7) \times 10^{-3} [1 + \frac{4}{3} A^2 (1 - \rho) x_t^{0.8}]$$

となる。つまり、 $\epsilon$  は  $\rho - \eta$  平面上の双曲線として得られる。

### 直接的 CP の破れ

もし、CP 非保存が小林 - 益川行列の位相  $\delta$  に起因しているなら、間接的 CP の破れのみならず、直接的 CP の破れも同様に存在するはずである。式?? は次のように書き下すことができる。

$$\epsilon' = \frac{i}{\sqrt{2}} e^{\delta_2 - \delta_0} \left[ \frac{Im A_2}{Re A_0} - \omega \frac{Im A_0}{Re A_0} \right]$$

この式においては、 $\Delta I = 1/2$  である  $Im A_0$  の項が支配的である。 $Im A_0$  の項は図?? に示す強い相互作用のペンギン図によって生じる。しかしながら、トッ

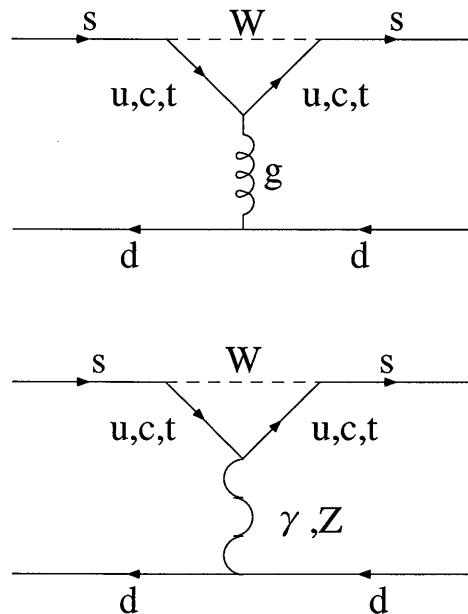


図 A.3: 強い相互作用と電磁相互作用によるペンギン図

クォークの質量が  $m_t \sim M_W$  かそれよりも大きくなると、電磁相互作用によるペンギン図の効果が大きくなって、さらに  $Im A_0$  の項には  $\omega$  の抑圧があるために第1項と第2項が打ち消しあってしまう。そのためトップクォークの質量が大きくなると、 $\epsilon'$  の値は小さいものになってしまう。

$\epsilon'/\epsilon$ の値は、

$$\epsilon'/\epsilon = (3 \sim 11) \times 10^{-4} A^2 \eta$$

という形で与えられる。 $\epsilon$ は $\rho - \eta$ 平面上で双曲線を表したが、 $\epsilon'/\epsilon$ の測定は $\rho - \eta$ 平面上の $\eta$ の範囲に制限を加えることになる。現在、トップクォークの質量を174GeVとすると $\epsilon'/\epsilon$ の値は $(2 \sim 10) \times 10^{-4}$ 程度の大きさが予測されている。

## 付録 B

### E832 実験の特徴

E832 実験は、 $\epsilon'/\epsilon$  を  $1 \times 10^{-4}$  の精度で測定するという超精密実験のために系統誤差をおさえるための様々な工夫がなされている。それらの特徴を簡単に説明する。

E832 実験の装置の最大の特徴は、系統誤差をおさえるために2本の K 中間子ビームを同時に使うことである。 $K_L$  と  $K_S$  の2本のビームを使い、その崩壊を同時に観測し、それぞれの崩壊比の二重比を測定するので、ビーム強度の変動、偶発的な事象などに対する系統誤差をおさえることができる。なお、検出器の検出効率の場所依存性を打ち消すために、K 中間子に当てるリジェネレーターの位置を交互に変え、一方が常に  $K_L$  ビームで、一方が常に  $K_S$  ビームとならないようにする。これも系統誤差をおさえるための工夫の一つである。

他の実験に比べて本実験では、TEVATRON からの 800GeV という高エネルギーの陽子ビームを用いているので、K 中間子の崩壊を観測するのに有利な点がある。中性 K 中間子は、陽子ビームをベリリウム標的に当てて、できた荷電粒子を磁石によって除くことで得られる。ビームのエネルギーが高くと、このとき同時に、ビーム軸方向以外に生成される中性子の量を非常に少なくすることができる。中性 K 中間子から多体崩壊によって生成された粒子は、高いエネルギーによってブーストされているので、アクセプタンスが大きく統計を蓄えるのに有利になる。また、 $\gamma$  線を含む崩壊では、 $\gamma$  線に対するエネルギー分解能が良くなるので、 $\gamma$  線を検出して事象の再構築を行なう際に、精度よく中性 K 中間子の不変質量を求めることができる。以上の点から、世界最高のエネルギーの TEVATRON からの陽子ビームを中性 K 中間子生成のためのビームとして使えることは、E832 実験最大の利点の1つである。

項目	E731 実験 (%)	E832 実験 (%)
$K_{e3}$	0.014	0.005
$3\pi^0$	0.03	0.01
非弾性再生現象	0.05	0.01
エネルギースケール ( $\pi^0\pi^0$ モード)	0.10	0.02
アクシデンタル ( $\pi^+\pi^-$ モード)	0.04	0.01
アクシデンタル ( $\pi^0\pi^0$ モード)	0.05	0.01
アクセプタンス ( $\pi^+\pi^-$ モード)	0.05	0.02
アクセプタンス ( $\pi^0\pi^0$ モード)	0.05	0.02
合計	0.17	0.04

表 B.1: E832 実験で要求される崩壊二重比  $r$  に対する系統誤差

先にも述べたように、E832 実験の目標は統計誤差と系統誤差をあわせた誤差を  $10^{-4}$  程度におさえて、 $Re(\epsilon'/\epsilon)$  を測定することである。E832 実験と同様に FNAL の TEVATRON を使って行なわれた、 $Re(\epsilon'/\epsilon)$  を測定する E731 実験 [?] では達成された精度が約  $7 \times 10^{-4}$  だったので、ほぼ7倍の精度向上を目指している。統計的には 600000 個の  $2\pi$  崩壊事象を集める必要があり、そのために高速のデータ収集システムを新しく開発中で、また、ビーム強度も E731 実験の数倍を予定している。系統誤差については、 $10^{-4}$  の精度を得るために要求される、崩壊の二重比  $r$  に対する誤差を次の表?? にまとめておく。 $r$  に対する合計の誤差は  $4 \times 10^{-4}$  であるが、 $\epsilon'/\epsilon$  に対してはその  $1/6$  になる。

## 参考文献

- [1] H.Christenson, J.Cronin, V.Fitch, R.Turlay, Phys. Rev. Lett. 13(1964)138.
- [2] M.Kobayashi, and T.Masukawa, Prog. Theor. Phys.**49**(1973)652.
- [3] L.Wolfenstein, Phys. Rev. Lett., 13(1964)562.
- [4] L.K.Gibbons et al., Phys. Rev. Lett. 70.(1993)1199.
- [5] G.D.Barr et al.,Phys. Lett. **B317**(1993).
- [6] D.A.Harris et al.,Phys. Rev. Lett. 71.(1993)3918.
- [7] D.A.Harris et al.,Phys. Rev. Lett. 71.(1993)3914.
- [8] M.Weaver et al.,Phys. Rev. Lett. 72.(1994)3758.
- [9] G.D.Barr et al.,Phys Lett. **B284**(1992)440.
- [10] P.Heiliger and L.M. Sehgal, Phys. Rev. D 47.(1993)4920.
- [11] G.Ecker,A.Pich, and E. de Rafael, Nucl. Phys. **B291**(1987)692.
- [12] G.Ecker,A.Pich, and E. de Rafael, Nucl. Phys. **B303** (1988)665.
- [13] GEANT Detector Description and Simulation Tool, CERN Program Library Long Writeup W5013.
- [14] Ciuchina,M.,E.Franco,G.Martinelli,and L.Reina, Phys.Lett.**B301**(1993),263.
- [15] Buras,A.J.,M.Jamin,and M.E.Lautenbacher, CERN-TH-6821/93(1993).