中性K中間子の崩壊

$K_L^0 \longrightarrow \mu\mu\gamma$

の分岐比 の 測定

大阪大学大学院理学研究科

物理学専攻 博士課程前期2年 長島研究室

日高 諭

1997年2月6日

概 要

米国のフェルミ研究所で行われた KTeV 実験から得られたデータを使い $K_L^0 \longrightarrow \mu\mu\gamma$ の崩壊分岐比を測定した。観測された 145 事象 (バックグラウンド 11.5 ± 3.0 を含む) により、得られた崩壊分岐比は、$BR(K_L^0 \longrightarrow \mu\mu\gamma) = (3.78 \pm 0.36(stat) \pm 0.29(sys)) \times 10^{-7}$ であった。解析の目的である $K_L^0 \longrightarrow \gamma^*\gamma$ の崩壊確率を計算するモデルの検証には及ばなかったが、KTeV 実験で得られる全データの解析によりモデルの決定が行われる見通しがついた。

目 次

第 1 章　イントロダクション **2**

第 2 章　KTeV 実験 及び 測定装置 **6**

2.1　ビーム 6

2.2　検出器 6

2.2.1　スペクトロメータ 7

2.2.2　カロリメータ 7

2.2.3　フォトンベトーカウンター 8

2.2.4　トリガーホドスコープ 8

2.2.5　MU3 8

2.3　トリガー 9

2.3.1　2 μトリガー 9

2.3.2　3πトリガー 9

第 3 章　モンテカルロ シミュレーション **11**

第 4 章　事象の選択 **12**

4.1　一次選択 12

4.1.1　トラックの再構成 12

4.1.2　K_L^0の崩壊点の再構成 13

4.1.3　クラスター 13

4.1.4　磁石中心でのトラックのずれ 16

4.1.5 Matching 17
4.1.6 トラックの fit の良さによる cut 17
4.2 シグナル事象の 2 次選択 17
4.2.1 μ粒子の運動量に対する cut 17
4.2.2 μ粒子のカロリーメータに残したエネルギーに対する cut 19
4.2.3 γ粒子のカロリーメータに残したエネルギーに対する cut 21
4.2.4 シグナル領域 22
4.3 シグナル $K_L^0 \to \mu\mu\gamma$ に対するバックグランドについての考察 22
4.3.1 $\pi^{\pm}$粒子を$\mu^{\pm}$と見間違える確率 26
4.3.2 $K_L^0 \longrightarrow \mu\mu\gamma$のバックグラウンドの起源 27
4.4 モンテカルロとデータの比較 28
4.5 規格化事象 $K_L^0 \longrightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$の解析 30
4.5.1 第 2 次選択 31
4.5.2 規格化事象に対する最終選択 32
4.6 規格化事象 $K_L^0 \longrightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ に対するバックグランドの考察 32
4.7 モンテカルロとデータの比較 32

第 5 章 $K_L^0 \longrightarrow \mu\mu\gamma$ の崩壊分岐比の算出 36

5.1 $K_L^0 \longrightarrow \mu\mu\gamma$の崩壊分岐比の算出 36

第 6 章 崩壊分岐比に生じる系統誤差の考察 38

6.1 崩壊分岐比に生じる系統誤差の考察 38

第 7 章 結論 40

付 録 A CP 非保存について 42

A.1 対称性 42
A.1.1 空間反転変換 42
A.1.2 荷電共役変換 43

A.1.3 CP 変換 43
A.2 中性 K 中間子 44
A.3 CP 非保存 46
A.3.1 間接的 CP 非保存 47
A.3.2 直接的 CP 非保存 47

図 目 次

1.1 短距離相互作用による $K_L^0 \longrightarrow \gamma^*\gamma$のファインマンダイヤグラム 4
1.2 長距離相互作用による $K_L^0 \longrightarrow \gamma^*\gamma$のファインマンダイヤグラム 4
1.3 長距離相互作用による $K_L^0 \longrightarrow \mu\mu\gamma$ のファインマンダイヤグラム 4
1.4 VMD モデルによる $K_L^0 \longrightarrow \gamma^*\gamma$ のファインマンダイヤグラム 5
1.5 BMS モデルによる $K_L^0 \longrightarrow \gamma^*\gamma$ のファインマンダイヤグラム 5

2.1 KTeV 実験装置の外観 7

4.1 崩壊点の fit によるχ^2の分布。(a)$K_L^0 \longrightarrow \mu\mu\gamma$のモンテカルロシミュレーションによる$\chi^2$の分布。(b)$2\mu$トリガーで得たデータの$\chi^2$の分布。(c)$K_L^0 \longrightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$のモンテカルロシミュレーションによる$\chi^2$の分布。(d)$3\pi$トリガーで得たデータの$\chi^2$の分布。選択基準を矢印で示した。 . . 14
4.2 $K_L^0 \longrightarrow \mu\mu\gamma$のモンテカルロシミュレーションによる (a)1GeV 以上のクラスターの分布。(b)0.1GeV 以上のクラスターの分布。(b)2μトリガーで得たデータによる 1GeV 以上のクラスターの分布及び (d)0.1GeV 以上のクラスターの分布。選択基準を矢印で示した。 15
4.3 磁石中心の合流点の fit によるχ^2の分布。(a)$K_L^0 \longrightarrow \mu\mu\gamma$のモンテカルロシミュレーションの$\chi^2$の分布。(b))$2\mu$トリガーで得たデータの$\chi^2$の分布。(c)$K_L^0 \longrightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$のモンテカルロシミュレーションによる$\chi^2$の分布。(d)$3\pi$トリガーで得たデータの$\chi^2$の分布。選択基準を矢印で示した。 16

4.4 崩壊点の fit による var の分布。(a)$K_L^0 \longrightarrow \mu\mu\gamma$のモンテカルロシミュレーションによる var の分布。(b)2μトリガーで得られたデータによる var の分布。(c)$K_L^0 \longrightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$のモンテカルロシミュレーションによる var の分布。(d)3πトリガーで得られたデータによる var の分布。選択基準を矢印で示した。 18

4.5 トラック の運動量の分布。(a)$K_L^0 \longrightarrow \mu\mu\gamma$のモンテカルロシミュレーションの運動量の分布。(b)2μトリガーで得られたデータの運動量の分布。選択基準を矢印で示した。 19

4.6 トラックと重なったクラスターのエネルギーの分布。(a)$K_L^0 \longrightarrow \mu\mu\gamma$のモンテカルロシミュレーションのクラスターエネルギーの分布。(b)2μトリガーで得たデータのクラスターエネルギーの分布。選択 基準を矢印で示した。 20

4.7 トラック と重ならないクラスターのエネルギーの分布。(a)$K_L^0 \longrightarrow \mu\mu\gamma$のモンテカルロシミュレーションのクラスターエネルギーの分布。(b)$K_L^0 \longrightarrow \pi^{\pm}\mu^{\mp}\nu$のデータのクラスターエネルギーの分布。選択 基準を矢印で示した。 21

4.8 $K_L^0 \longrightarrow \mu\mu\gamma$のモンテカルロシミュレーションによる P_t^2、$M_{\mu\mu\gamma}$の分布。(a)P_t^2の分布。矢印の左側を選択した。(b)P_t^2の cut の後の $M_{\mu\mu\gamma}$の分布。矢印の内側を選択した。(c)P_t^2 対 $M_{\mu\mu\gamma}$の分布。四角の中を選択した。 23

4.9 $K_L^0 \longrightarrow \mu\mu\gamma$のデータの P_t^2、$M_{\mu\mu\gamma}$、P_t^2 対 $M_{\mu\mu\gamma}$の分布。(a)P_t^2の分布。矢印の左側を選択した。(b)P_t^2の cut の後の $M_{\mu\mu\gamma}$の分布。矢印の内側を選択した。 (c)P_t^2 対 $M_{\mu\mu\gamma}$の分布。四角の中を選択した。 24

4.10 2μトリガーから得られたデータによる Pt^2の cut の後の $M_{\mu\mu\gamma}$の分布。斜線の部分を指数関数で fit した。 25

4.11 $K_L^0 \longrightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$のモンテカルロシミュレーションによる P_t^2、$M_{\mu\mu\gamma}$、P_t^2 対 $M_{\mu\mu\gamma}$の分布。(a)P_t^2の分布。矢印の左側を選択した。(b)$M_{\mu\mu\gamma}$の分布。矢印の内側を選択した。 (c)P_t^2 対 $M_{\mu\mu\gamma}$の分布。四角の内側を選択した。 28

4.12 $K_L^0 \longrightarrow \pi^{\pm}\mu^{\mp}\nu$モンテカルロシミュレーションによる P_t^2、$M_{\mu\mu\gamma}$、P_t^2 対 $M_{\mu\mu\gamma}$の分布。(a)P_t^2の分布。矢印の左側を選択した。(b)$M_{\mu\mu\gamma}$の分布。矢印の内側を選択した。(c)P_t^2 対 $M_{\mu\mu\gamma}$の分布。四角の内側を選択した。 29

4.13 $K_L^0 \longrightarrow \mu\mu\gamma$のモンテカルロシミュレーションとデータの比較。(a)K_Lの崩壊点の Z 座標の分布 (b)2 個のμ粒子の普遍質量の分布。(c) 再構成された K_Lのエネルギーの分布。誤差棒がデータ、実線がモンテカルロシミュレーションを表す。 30

4.14 (a)$K_L^0 \longrightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$のモンテカルロシミュレーションの 2 個の$\gamma$の普遍質量の分布。(b)$3\pi$トリガーのデータの 2 個の$\gamma$の普遍質量の分布。cut の値を矢印で示した。 31

4.15 $K_L^0 \longrightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$のモンテカルロシミュレーションによる P_t^2、 $M_{\pi^+\pi^-\pi^0}$ の分布。(a)P_t^2の分布。矢印の左側を選択した。 (b))P_t^2の cut の後の $M_{\pi^+\pi^-\pi^0}$の分布。矢印の内側を選択した。(c)P_t^2 対 $M_{\pi^+\pi^-\pi^0}$の分布。四角の内側を選択した。 33

4.16 3πトリガーで得たデータの P_t^2、$M_{\pi^+\pi^-\pi^0}$、P_t^2 対 $M_{\pi^+\pi^-\pi^0}$の分布。(a)P_t^2 の分布。矢印の左側を選択した。(b)P_t^2の cut の後の $M_{\pi^+\pi^-\pi^0}$の分布。矢印の内側を選択した。(c)P_t^2 対 $M_{\pi^+\pi^-\pi^0}$の 分布。四角の内側を選択した。 34

4.17 $K_L^0 \longrightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$のモンテカルロシミュレーションとデータの比較。(a)K_L の崩壊点の Z 座標の分布 (b)2 個のトラックと K_Lの崩壊点から組んだ普遍質量の分布。(c) 再構成された K_Lのエネルギーの分布。誤差棒がデータ、実線がモンテカルロシミュレーションを表す。 35

A.1 $\pi^+ \longrightarrow \mu^+\nu_\mu$における各種変換 46

表 目 次

4.1 μ粒子の見間違えの確率 26
4.2 μ粒子の見間違えの確率 27
5.1 アクセプタンスと事象数 36
6.1 cut の値から来る系統誤差 39
7.1 理論と結果の比較 40
A.1 E799I 実験の最新結果 49
A.2 直接的 CP 非保存パラメター $Re(\epsilon'/\epsilon)$ の測定値 49

第1章　イントロダクション

素粒子物理学において、アイソスピンという量が存在する。このアイソスピンが弱い相互作用が原因で起きる反応の前後で$\frac{1}{2}$変化する場合と$\frac{3}{2}$変化する場合では前者の方の起こる確率の大きいことが、様々な崩壊において観測されている。この例として$K_s \longrightarrow \pi^0\pi^0(\Delta I = \frac{1}{2})$と$K^+ \longrightarrow \pi^+\pi^0(\Delta I = \frac{3}{2})$の比

$$\frac{Rate(K^+ \longrightarrow \pi^+\pi^0)}{Rate(K_s \longrightarrow \pi^0\pi^0)} = \frac{1}{200}$$

などがある。この近似的な法則を$\Delta I = \frac{1}{2}$則と呼ぶが、この理由はまだ解明されていない。この$\Delta I = \frac{1}{2}$則の適用される一つの例が、$K_L^0 \longrightarrow \gamma\gamma^*(\gamma^*$とは、仮想的に質量を与えられた$\gamma$を意味する) である。$\gamma^*$、$\gamma$のアイソスピンが両方とも$\frac{1}{2}$であるので、その結合状態としての$\gamma\gamma^*$は、アイソスピン$0$または$1$を持つ。従って、この崩壊は$K_L^0$(ここで、$K_L^0$とは、長寿命の中性 K 中間子を意味する) のアイソスピンが$\frac{1}{2}$、$\gamma\gamma^*$のアイソスピンが0または1であることから$\Delta I = \frac{1}{2}$則を満たす。そのため高次のファインマンダイヤグラムを介するにも関わらず比較的起こりやすい。さて、この$K_L^0 \longrightarrow \gamma\gamma^*$を起こすメカニズムには、次の$2$種類が考えられる。$1$つは、中間状態において W 粒子を介する弱い相互作用を行なう場合 (図 1.1) で、これを短距離相互作用と呼ぶ。もう一つは、弱い相互作用とともに疑スカラーを介す強い相互作用を含む場合 (図 1.2) で、これを長距離相互作用と呼ぶ。長距離相互作用は短距離相互作用の約10倍起こりやすいと予言されている [6]。そのため$K_L^0 \longrightarrow \gamma^*\gamma$において長距離相互作用を調べることは、$\Delta I = \frac{1}{2}$則の起源を探ることにつながる。

上で述べた$K_L^0 \longrightarrow \gamma^*\gamma$に含まれる長距離相互作用のファインマンダイヤグラムの計算は複雑であり、計算することは難しい。そのため、この計算はモデルを使って近似的に計算されるため、モデルの検証は実験的に行なう必要がある。この検証は、$K_L^0 \longrightarrow \gamma^*\gamma$

と同じファインマンダイヤグラム (図 1.3) を持つ $K_L^0 \longrightarrow \mu\mu\gamma$を使って行なうことができる。ここでは、$K_L^0 \longrightarrow \gamma^*\gamma$の 3 種類のモデルにおける、$K_L^0 \longrightarrow \mu\mu\gamma$の崩壊分岐比の計算を紹介する。

1 つ目は、$|f(q^2)| = 1$ モデル [1] である。このモデルは、$K_L^0 \longrightarrow \mu\mu\gamma$の崩壊分岐比を γ^*質量の関数 $f(q^2)$ を含む電磁相互作用を使って計算でき、結果は以下の様になる。

$$\frac{d\Gamma(K_2^0 \longrightarrow \mu\mu\gamma)}{d(q^2/m_K^2} \propto \frac{|f(q^2)|^2}{q^2/m_K^2}(1-\frac{q^2}{m_K^2})^3(1+\frac{2m_\mu^2}{q^2})(1-\frac{4m_\mu^2}{q^2})^{\frac{1}{2}}$$

この式において、$|f(q^2)| = 1$ として計算すると、$K_L^0 \longrightarrow \mu\mu\gamma$の崩壊分岐比は、$2.42 \times 10^{-7}$となる。

2 つ目は、VMD モデル (Vector Messon Dominance)[2] である。このモデルでは、中間状態の疑スカラーがベクトルメソンと結合する (図 1.4)。このモデルの予測する $K_L^0 \longrightarrow \mu\mu\gamma$の崩壊分岐比は、$3.29 \times 10^{-7}$である。

3 つ目は、BMS モデル [3] である。このモデルは、上の 2 つ目のモデルに加えて、ベクトル-ベクトル変換モデル (図 1.5) と呼ばれる K_L^0がγ粒子を放出して仮想粒子となりさらに$\mu^+\mu^-$粒子対となる効果を付加する。このモデルの予測する $K_L^0 \longrightarrow \mu\mu\gamma$の崩壊分岐比は、$4.09 \times 10^{-7}$である。

この崩壊事象の分岐比は、過去に 2 回だけ測定された。1 回目は、Carroll[4] らが 1 事象観測しており、その時の結果から $BR(K_L^0 \longrightarrow \mu\mu\gamma) = (2.8 \pm 2.8) \times 10^{-7}$という値をだしている。2 回目は、米国のフェルミ研究所で行なわれた E799-Phase1 実験 [5] で 197 ± 4 事象を観測して $BR(K_L^0 \longrightarrow \mu\mu\gamma) = (3.23 \pm 0.23(stat) \pm 0.19(sys)) \times 10^{-7}$を出している。2 回目の結果は、VMD モデルと BMS モデルの両方の予測と合っているが、2 つのモデルの決定をするには至らなかった。

米国のフェルミ研究所で 1996 年 10 月から始まった KTeV 実験では、$K_L^0 \longrightarrow \mu\mu\gamma$を約 10000 個集めることができる。

今回、この KTeV 実験で現在までに得られたデータの一部を解析した。本論文は、その結果得られた 145 事象をもとに測定した $K_L^0 \longrightarrow \mu\mu\gamma$の分岐比について述べる。

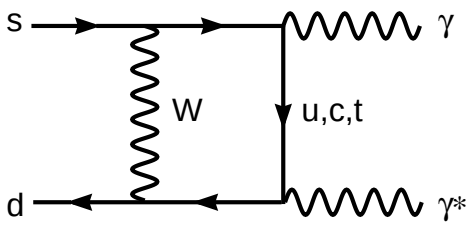

図 1.1: 短距離相互作用による $K_L^0 \longrightarrow \gamma^*\gamma$のファインマンダイヤグラム

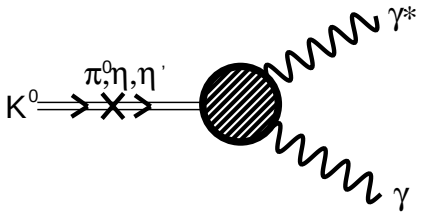

図 1.2: 長距離相互作用による $K_L^0 \longrightarrow \gamma^*\gamma$のファインマンダイヤグラム

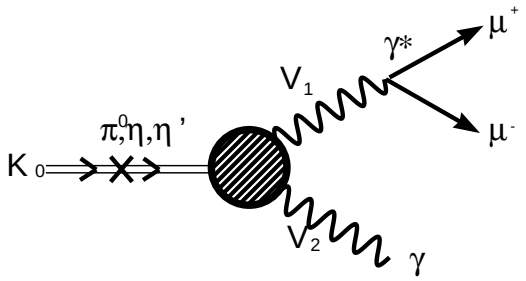

図 1.3: 長距離相互作用による $K_L^0 \longrightarrow \mu\mu\gamma$ のファインマンダイヤグラム

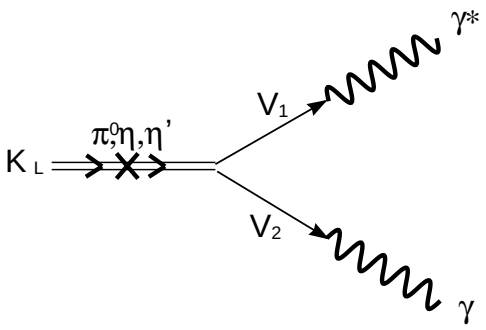

図 1.4: VMD モデルによる $K_L^0 \longrightarrow \gamma^*\gamma$ のファインマンダイヤグラム

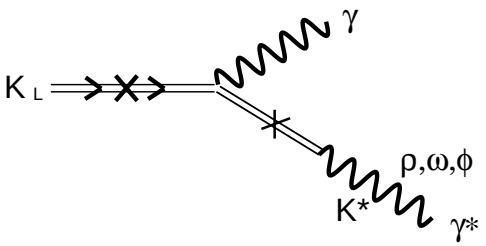

図 1.5: BMS モデルによる $K_L^0 \longrightarrow \gamma^*\gamma$ のファインマンダイヤグラム

第2章　KTeV実験 及び 測定装置

米国のフェルミ研究所において、高エネルギーの中性 K 中間子の崩壊を観測する新たな実験、KTeV 実験が、1996 年 10 月末より始まり、現在も進行中である。この実験の主目的は、長寿命 K 中間子と短寿命 K 中間子の 2 個の$\pi^{\pm}$粒子への崩壊比と 2 個のπ^0粒子への崩壊比を調べることにより、CP の破れを調べることである。本論文の解析は、この実験で同時に採集した、2 つのμ粒子を含むデータの一部を使った。

この章では、KTeV 実験の装置について述べる。

2.1　ビーム

KTeV 実験で用いた中性 K 中間子は次の様にして作られた。まずテヴァトロン加速器により、800GeV に加速された陽子を BeO の固定標的に照射する。ここで生じた粒子のうち、中性の粒子のみをコリメータと磁石を用いて選びだす。中性 K 中間子は、二本のビームからなる。一本では標的を置いて K_s^0(短寿命の中性 K 中間子) を作り、もう一本では、標的を除いて K_L^0(長寿命の中性 K 中間子) を作る。こうして、標的から 100m から 160m の間での領域で崩壊した中性 K 中間子を次節に述べる検出器で観測した。

崩壊領域で崩壊した K_L^0粒子の数は一分平均 6×10^5個であり、この K_L^0粒子の平均エネルギーは約 $70GeV$ であった。

2.2　検出器

測定装置 の摸式図を図 2.1 に示す。ビームが通過する方向に沿って Z 軸をとり、左右に X 方向、上下に Y 方向をとる。

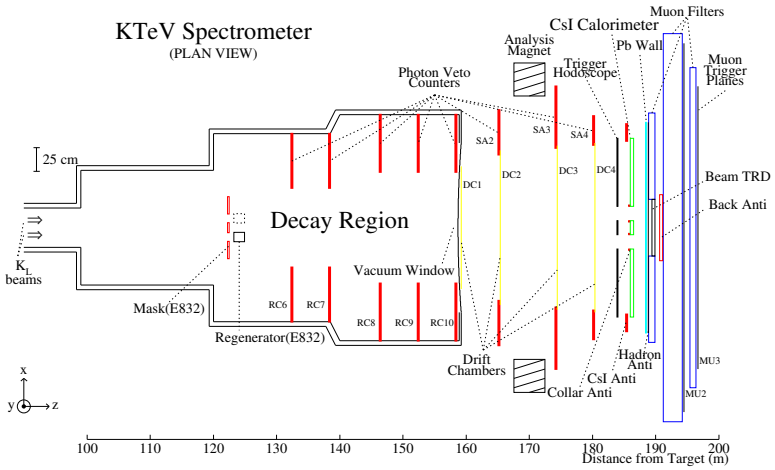

図 2.1: KTeV 実験装置の外観

ここでは、各種測定器のうち、シグナル事象 $K_L^0 \to \mu\mu\gamma$を観測するために使われたものに限定して述べる。

2.2.1 スペクトロメータ

シグナル事象 $K_L^0 \longrightarrow \mu\mu\gamma$の$\mu$粒子の運動量は、4 枚のドリフトチェンバー (DC1-DC4) とその間にある磁石を使って測定した。ドリフトチェンバーは磁石の上流に 2 枚、下流に 2 枚設置された。1 枚のチェンバーは、X 方向 Y 方向それぞれに 2 面の組からなる。磁石の磁場は Y 方向に平行にかけられており、荷電粒子に運動量にして 411 MeV/c の X 方向の運動量を与えた。チェンバーの位置の測定精度は、約 $100\mu m$ であった。

2.2.2 カロリメータ

γ粒子のエネルギーは、純粋な CsI の結晶でできたカロリメータを使って求める。大きさは、XY 方向それぞれ $1.9m \times 1.9m$、Z 方向には 50cm、27 放射長である。CsI カロリメータの内側 $1.2m \times 1.2m$ の領域は、$2.5cm \times 2.5cm$ の結晶、その外側は、$5cm \times 5cm$ の結晶を用いている。また、カロリーメータの中心部には、ビームを通す穴が 2 個あいている。各結晶で吸収されたエネルギーは、各結晶の後ろについている光電子増倍管に

よって測定する。そのエネルギーの測定精度は 15GeV 以上のγ粒子にたいして、1.0% 以下、位置の測定精度は 1mm 以下であった。 また、γ粒子のクラスター (エネルギーの塊。詳細は事象の選択の際に述べる) の数は、HCC(Hardware Cluster Counter) と呼ばれる回路によって数えられる。

2.2.3 フォトンベトーカウンター

フォトンベトーカウンターは、カロリーメータに当たらないγを検出するために用いる。

RC6-10、SA2-4、 CsI Anti は、薄いシンチレータと鉛の板を交互に重ねた構造をしており検出器の周りを円上に囲んでいて、それぞれ、約 14 放射長である。

2.2.4 トリガーホドスコープ

トリガーホドスコープとは、荷電粒子が検出器に入ったことを知るために用いる。トリガーホドスコープは、2 層 (V,V') あって、それぞれ、$13cm \times 1.10m \times 5mm$ の 32 枚のシンチレーションカウンターからなる。

2.2.5 MU3

CsI カロリメータの下流には合計 5m の厚さの鉄とそのすぐ下流にシンチレータが、置かれている。μ粒子であることは、7GeV/c 以上の運動量を持つμ 粒子がこの鉄をつき抜けてこのシンチレータを光らせることで識別する。シンチレータは、幅 15cm、長さ 1.3cm、厚さ 1.5m のものを 40 枚、縦方向、横方向にそれぞれ並べたものである。

2.3 トリガー

$K_L^0 \longrightarrow \mu\mu\gamma$の崩壊分岐比を知るためには、$K_L^0$の数を知る必要がある。$K_L^0$の崩壊数は、$K_L^0 \longrightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$を用いて求めた。このため $K_L^0 \longrightarrow \mu\mu\gamma$を選ぶための 2μトリガーと $K_L^0 \longrightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$を選ぶための 3π トリガーを用いた。

2.3.1 2 μトリガー

$K_L^0 \longrightarrow \mu\mu\gamma$を選ぶための 2μトリガーは、2 つ以上のμ粒子と 1 個以上のγを要求する。具体的には、トリガーホドスコープに 2 つ以上の hit がある (2V) こと、ミューオンカウンター (MU3) に 2 個の hit がある (2MU3) こと、ベトーカウンターが鳴っていない ($\overline{PHV}$) こと、ドリフトチェンバーに hit がある (DC12) こと、また HCC により、hardware クラスター の数が 1 個以上である (HCC_GE1) ことを要求する。

従って、2μトリガーをまとめて表すと以下のように書ける。

$$2V \cdot 2MU3 \cdot \overline{PHV} \cdot DC12 \cdot HCC_GE1$$

さらに、この要求を満たした事象に対して、荷電粒子の軌跡が再構成でき、その軌跡がクラスターに一致すること、K_L^0粒子の崩壊点を見つけられることを software で要求した。

2.3.2 3πトリガー

このトリガーは、$K_L^0 \longrightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$を集めるためのトリガーであるが、トリガーの段階では、2 個の荷電粒子 ($\pi^+\pi^-$) があることのみを要求する。具体的には、トリガーホドスコープに 2 つ以上 hit がある (2V) こと、その 2 つ以上の hit が測定器の中心の X 座標を X=0 として、$X > 0$ と $X < 0$ の両方に hit がある (VEW) こと、ベトーカウンターに hit が無い ($\overline{PHV}$) こと、上流のドリフトチェンバーに hit が有る (DC12) こと、

ドリフトチェンバーの hit から 2 本以上の トラック[1] が再構成できる (YTFUD) ことを要求した。

従って、3πトリガーをまとめて、

$$2V \cdot VEW \cdot \overline{PHV} \cdot DC12 \cdot YTFUD$$

と書ける。

この要求を満たした事象に対して、荷電粒子の軌跡が再構成でき、その軌跡がクラスター上の hit と一致すること、K_L^0の崩壊点がみつかることを software で要求した。

[1] 荷電粒子の軌跡

第3章　モンテカルロ シミュレーション

この解析では、実験をコンピュータで再現するモンテカルロシミュレーションを用いた。モンテカルロシミュレーションの使用目的は、次の 2 つである。1 つ目は、アクセプタンス (シグナル事象が起こった際に KTeV 測定器で観測される確率) を見積もることである。2 つ目は、cut(シグナル事象をシグナル以外の事象から選び出すためにある制限を決めて、その制限を満たしたもののみを選ぶこと) を決定することである。

モンテカルロシミュレーションでは、標的から 90m から 160m の間で崩壊する 20GeV から 180GeV のエネルギー範囲の K_L^0粒子を作った。次に崩壊でできた粒子の測定装置との相互作用、$\pi^{\pm} \longrightarrow \mu^{\pm}\nu$の 2 次崩壊や測定器の反応もシミュレーションで再現した。但し$\pi^{\pm} \longrightarrow \mu^{\pm}\nu$の崩壊は、CsI の上流でのみ考慮した。CsI の下流での$\pi^{\pm} \longrightarrow \mu^{\pm}\nu$の崩壊、$\pi^{\pm}$粒子の Fe の突き抜けに関しては、後で特別に考慮した。

第4章　事象の選択

$K_L^0 \longrightarrow \mu\mu\gamma$の崩壊確率を見積もるためには、$K_L$の崩壊の数が必要である。そのために規格化事象として$K_L \longrightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$を用いた。

この章では、まず最初にシグナル事象である$K_L^0 \to \mu\mu\gamma$ の選択方法について述べ、次に崩壊分岐比を求める際の規格化事象である$K_L^0 \longrightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$の選択方法について述べる。

崩壊事象$K_L^0 \longrightarrow \mu\mu\gamma$の解析は$2\mu$トリガーで収集されたデータを用いて行った。また、規格化事象$K_L^0 \longrightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$のデータは、$3\pi$トリガーを満たしたもの用いた。

4.1　一次選択

シグナル事象$K_L^0 \longrightarrow \mu\mu\gamma$と、この事象の規格化事象である$K_L^0 \longrightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$の終状態は、どちらも$1$対の荷電粒子と、数個の$\gamma$粒子である。

そのため系統誤差を小さくするために両者に共通のトラックの再構築[1]、クラスターの再構築[2]、中性K 中間子の崩壊点の再構築を行なった。

この選択を1次選択と呼ぶ。

4.1.1　トラックの再構成

トラックの再構成とは、ドリフトチェンバーのhitの情報から荷電粒子の軌跡を再構築する過程である。$\mathrm{Z\text{-}X}$平面$(\mathrm{Z\text{-}Y}$平面$)$に投影されたトラックをX-トラック$(\mathrm{Y}$-トラッ

[1] トラックとは、荷電粒子の軌跡のことである。

[2] クラスターとは、カロリメータ上に残されたエネルギーの塊である。

ク) と呼ぶ。X-トラックは、磁石の上流と下流でそれぞれ方向の異なるトラックを構成する。従って、ここではまだ、トラックは 2 次元的なもので、この後に述べる K_L^0粒子の崩壊点の再構成、トラックとクラスターの組合せを作ることで、3 次元的なトラックが構成される。$K_L^0 \longrightarrow \mu\mu\gamma$、$K_L^0 \longrightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ともに 2 本以上の Y-トラックが存在することを要求した。

4.1.2 K_L^0の崩壊点の再構成

まず、磁石の上流の X-トラックと Y-トラックを組み合わせてできる 3 次元的な 2 本のトラックが、誤差の範囲内で合流する点を崩壊点とする。その一致の良さを表現する変数として、χ^2を使う。$K_L^0 \longrightarrow \mu\mu\gamma$のモンテカルロシミュレーションとデータの$\chi^2$の値と、$K_L^0 \longrightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$のモンテカルロシミュレーションとデータの$\chi^2$の値を図 4.1 に示す。モンテカルロシミュレーションの分布を見てχ^2の cut を 46 以下と決定した。χ^2の値を用いることで、うまく再構築されなかったトラックや、バックグラウンド など (例：$\pi^\pm \longrightarrow \mu^\pm\nu$が、チェンバー 1 とチェンバー 2 の間で起こった場合) を削除することが出来る。

4.1.3 クラスター

カロリメータ上に残されたエネルギーの情報からクラスターを再構築することで検出器に到達した粒子の数、位置、エネルギーを測定することができる。クラスターとは、粒子の残したエネルギーの塊で、具体的には 1GeV 以上 (HCC) または 0.1GeV 以上のエネルギーを観測した 1 結晶の周り、3×3(大結晶) または 7×7(小結晶) 個の結晶で観測されたエネルギーの塊、を意味する。CsI は、Z 方向に約 27 放射長であるので、γ粒子は電磁相互作用により全エネルギーを残す。それに対して、μ粒子などの MIP(Minimum ionizing particle) の落すエネルギーは、約 0.4GeV である。従って、シグナルである $K_L^0 \longrightarrow \mu\mu\gamma$を選ぶためには、1GeV 以上のクラスターの数が 1 個 0.1GeV

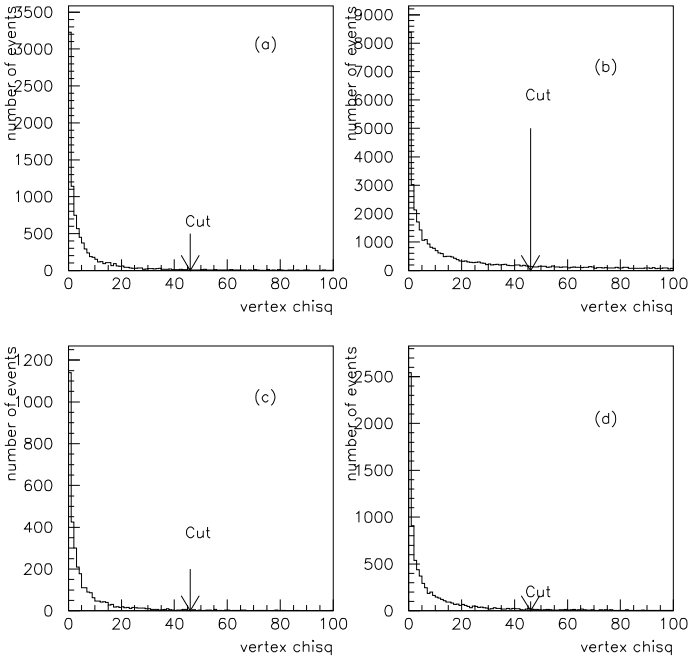

図 4.1: 崩壊点の fit によるχ^2の分布。(a)$K_L^0 \longrightarrow \mu\mu\gamma$のモンテカルロシミュレーションによる$\chi^2$の分布。(b)$2\mu$トリガーで得たデータの$\chi^2$の分布。(c)$K_L^0 \longrightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$のモンテカルロシミュレーションによる$\chi^2$の分布。(d)$3\pi$トリガーで得たデータの$\chi^2$の分布。選択基準を矢印で示した。

以上 (1GeV 以上のクラスターもここに含まれる。) のクラスターが 3 個以上あることを要求した。また、規格化事象 $K_L^0 \longrightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$を選ぶためには、1GeV 以上のクラスターが 2 個 0.1GeV 以上のクラスターが 4 個以上あることを要求した。0.1GeV 以上のクラスターの数を 3 個または 4 個以上としたのは、アクシデンタル (偶然他の寄与による粒子が測定器に入ってできる) のクラスターが入っても、その様な事象を残すことにしたからである。 図 4.2 に $K_L^0 \longrightarrow \mu\mu\gamma$のモンテカルロシミュレーションとデータの 0.1GeV 以上の クラスター の数 と 1GeV 以上のクラスター の数の分布を示す。

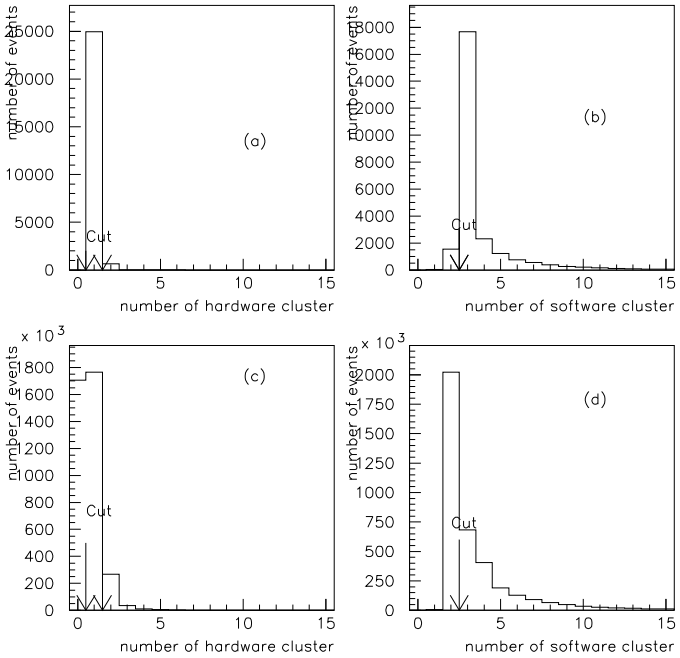

図 4.2: $K_L^0 \longrightarrow \mu\mu\gamma$のモンテカルロシミュレーションによる (a)1GeV 以上のクラスターの分布。(b)0.1GeV 以上のクラスターの分布。(b)2μトリガーで得たデータによる 1GeV 以上のクラスターの分布及び (d)0.1GeV 以上のクラスターの分布。選択基準を矢印で示した。

4.1.4 磁石中心でのトラックのずれ

次に、上流のトラックと下流のトラックを組み合わせて、磁石の中心の XY 面上での合流点を構成する。磁石上の合流点のずれは、誤差で規格化したχ^2により評価した。$K_L \longrightarrow \mu\mu\gamma$及び$K_L^0 \longrightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$のモンテカルロシミュレーションとデータの$\chi^2$の値を図 4.3 に示す。cut の値は、モンテカルロシミュレーションの分布から 50 以下に決めた。χ^2の値は、上流と下流で別々の粒子のトラックを組み合わせた場合 (例:$\pi^\pm \longrightarrow \mu^\pm\nu$ の崩壊が、磁石とチェンバーの間で起こった場合) については非常に大きな値を示す。そのためχ^2 の値を用いることで、うまく再構築されなかったトラックや、バックグランド などを削除する ことが出来る。

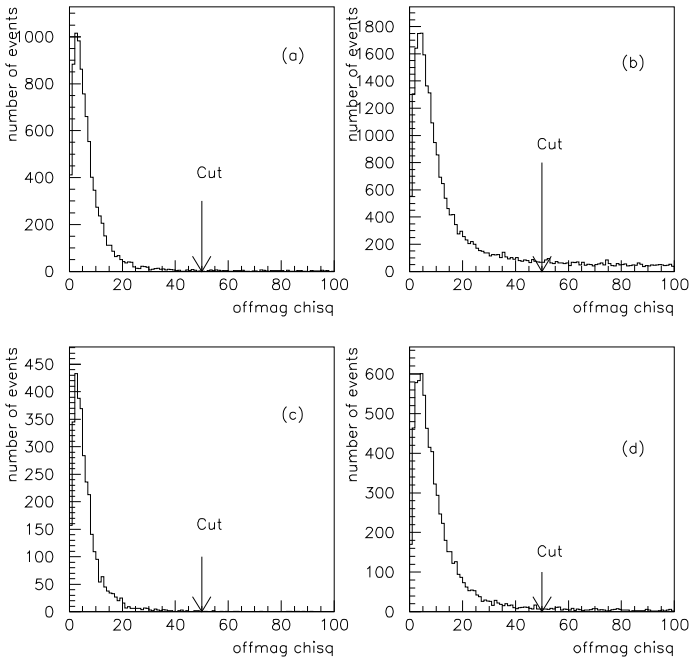

図 4.3: 磁石中心の合流点の fit によるχ^2の分布。(a)$K_L^0 \longrightarrow \mu\mu\gamma$のモンテカルロシミュレーションの$\chi^2$の分布。(b))$2\mu$トリガーで得たデータの$\chi^2$の分布。(c)$K_L^0 \longrightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$のモンテカルロシミュレーションによる$\chi^2$の分布。(d)$3\pi$トリガーで得たデータの$\chi^2$の分布。選択基準を矢印で示した。

4.1.5 Matching

Matching とは、下流の X-トラック,Y-トラックとクラスターの位置を組み合わせることである。

その方法は、K_L^0の崩壊点の再構成によって作られた一つの崩壊点からくる 2 本の X-トラック,Y-トラックそれぞれに対して、全てのクラスターとの距離を計算して、その距離が最小の組み合わせを選びだす。 それが、ある距離の範囲以内で一致している場合のみを、Matching したものとして選択する。

4.1.6 トラックの fit の良さによる cut

次に 4 枚のチェンバー上での hit の位置と Y トラックのずれの 2 乗和、var($=\frac{\Sigma(y_{hit}-y_{fit})^2}{N}$) を求めた。 ここで、$y_{hit}$はチェンバー上での hit のあった y 座標、$y_{fit}$は Y トラックのチェンバー上での y 座標、N は自由度である。$K_L^0 \longrightarrow \mu\mu\gamma$及び $K_L^0 \longrightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$のモンテカルロシミュレーションとデータの$\chi^2$を図 4.4 に示す。cut の値は、モンテカルロの分布を見て $0.04 \times 10^{-5}(m^2)$ 以下に決めた。

この var の値は、粒子が 4 枚のチェンバーの間で、$\pi^\pm \longrightarrow \mu^\pm\nu$の様な崩壊をした場合には、大きくなる。これにより$\pi^\pm$を含むバックグラウンドを削除できる。

4.2 シグナル事象の 2 次選択

ここでは、$K_L^0 \longrightarrow \mu\mu\gamma$を選ぶために、更に用いた cut について述べる。

4.2.1 μ粒子の運動量に対する cut

シグナル事象である $K_L^0 \longrightarrow \mu\mu\gamma$の$\mu$粒子は、7GeV 以上の$\mu$粒子が 5m 厚の鉄を通り抜けて MU3 を hit することを用いて同定した。$K_L^0 \longrightarrow \mu\mu\gamma$のモンテカルロシミュレーションとデータのトラックの運動量の分布を図 4.5 に示す。トラックの符号は、そのト

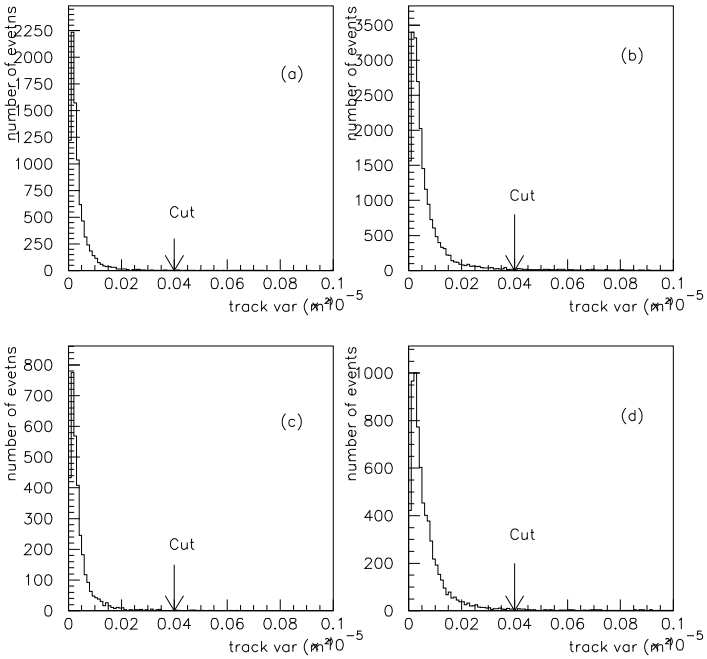

図 4.4: 崩壊点の fit による var の分布。(a)$K_L^0 \longrightarrow \mu\mu\gamma$のモンテカルロシミュレーションによる var の分布。(b)2μトリガーで得られたデータによる var の分布。(c)$K_L^0 \longrightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$のモンテカルロシミュレーションによる var の分布。(d)3πトリガーで得られたデータによる var の分布。選択基準を矢印で示した。

ラックを構成する粒子の電荷を表す。この cut で失われたシグナルは 2%である。

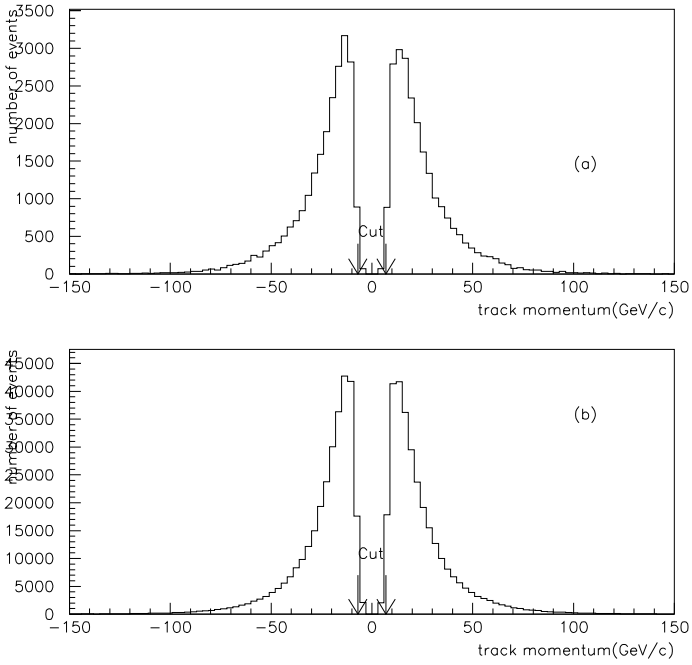

図 4.5: トラック の運動量の分布。(a)$K_L^0 \longrightarrow \mu\mu\gamma$のモンテカルロシミュレーションの運動量の分布。(b)2μトリガーで得られたデータの運動量の分布。選択基準を矢印で示した。

4.2.2 μ粒子のカロリーメータに残したエネルギーに対する cut

μ粒子が、カロリーメータ上に残すエネルギーは、平均で 0.4GeV で、電子、γ粒子、π粒子の残すエネルギーと比べて、小さい。そこで、CsI の下流で$\pi^{\pm} \longrightarrow \mu^{\pm}\nu$の崩壊で MU3 を hit する事象を除くため、トラックと重なったクラスターのエネルギーの値が、0.5GeV 以下の事象を選択した。$K_L^0 \longrightarrow \mu\mu\gamma$のモンテカルロシミュレーションとデータの、トラックと重なったクラスターのエネルギーの分布を図 4.6 に示す。

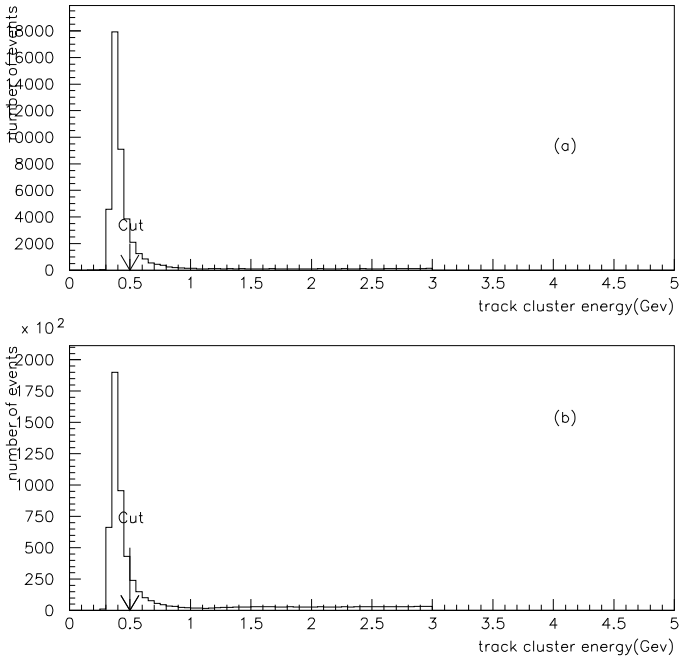

図 4.6: トラックと重なったクラスターのエネルギーの分布。$(\mathrm{a})K_L^0 \longrightarrow \mu\mu\gamma$のモンテカルロシミュレーションのクラスターエネルギーの分布。$(\mathrm{b})2\mu$トリガーで得たデータのクラスターエネルギーの分布。選択 基準を矢印で示した。

4.2.3 γ粒子のカロリーメータに残したエネルギーに対する cut

$K_L^0 \longrightarrow \mu\mu\gamma$に対するバックグラウンドの候補に $K_L^0 \longrightarrow \pi^{\pm}\mu^{\mp}\nu$の$\pi^{\pm}$を$\mu^{\mu}$と見誤り、更にトラックと重ならないクラスターが重なる場合がある。このクラスターは、アクシデンタル (偶然他の寄与による粒子が測定器に入ってできる) によう場合と$\pi^{\pm}$粒子が起こした広がりのあるクラスターを 2 個以上のクラスターと見間違えるためにできたクラスターの 2 種類がある。モンテカルロシミュレーションによる、$K_L^0 \longrightarrow \mu\mu\gamma$の$\gamma$、及び $K_L^0 \longrightarrow \pi^{\pm}\mu^{\mp}\nu$のトラックと重ならないクラスターの分布を図 4.7 に示す。モンテカルロシミュレーションのシグナル $K_L^0 \longrightarrow \mu\mu\gamma$とバックグランド $K_L^0 \longrightarrow \pi^{\pm}\mu^{\mp}\nu$との比較から cut を 8GeV 以上とした。

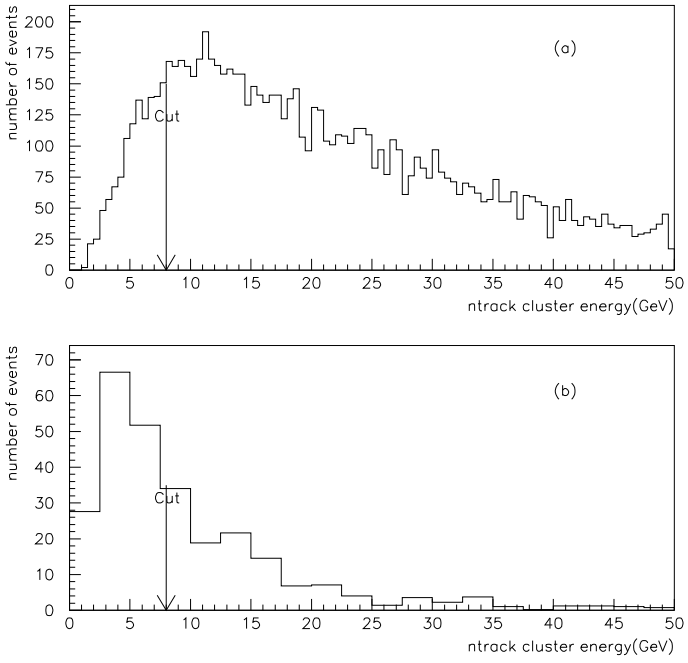

図 4.7: トラック と重ならないクラスターのエネルギーの分布。(a)$K_L^0 \longrightarrow \mu\mu\gamma$のモンテカルロシミュレーションのクラスターエネルギーの分布。(b)$K_L^0 \longrightarrow \pi^{\pm}\mu^{\mp}\nu$のデータのクラスターエネルギーの分布。選択 基準を矢印で示した。

4.2.4 シグナル領域

シグナル領域はモンテカルロシミュレーションで得られた P_t^2(終状態$\mu\mu\gamma$から再構成した運動量の、K_L^0の運動量方向に対して垂直方向の成分の 2 乗である) と $M_{\mu\mu\gamma}$($\mu\mu\gamma$から再構築した普遍質量) の分布を元にして決定した。P_t^2に対しては、$0.0003\ GeV^2/c^2$ 以下の事象を選択した。$M_{\mu\mu\gamma}$に対しては、$0.484\ GeV/c^2$ 以上、$0.511\ GeV/c^2$ 以下である事象を選択した。図 4.8 に、モンテカルロシミュレーションによる、P_t^2と $M_{\mu\mu\gamma}$の分布を示す。上の選択基準を図 4.8 中に、矢印と四角で示した。これらの cut は、シグナルの 96.7%を残す。

図 4.9 にデータの P_t^2と $M_{\mu\mu\gamma}$の分布を示す。モンテカルロシミュレーションの場合と同様に選択基準を矢印と四角で表した。この cut は、事象の 9.66×10^{-3}を残す。

この段階でシグナル領域に残った事象は 145 個であった。次に、ここに含まれるバックグラウンドの数を見積もる。バックグラウンドの数は、データの P_t^2の cut 後の$\mu\mu\gamma$のシグナル領域以外の普遍質量の分布 (図 4.10) を指数関数で fit することにより見積もった。これにより、バックグラウンドの数は、11.5 ± 3.0 個で、シグナルの数は、最終的に 133.5 ± 3.0 個と決定した。

4.3 シグナル $K_L^0 \to \mu\mu\gamma$ に対するバックグランドについての考察

ここでは、シグナル $K_L^0 \to \mu\mu\gamma$ に対するバックグランドについて述べる。バックグランドとなる主な事象には、次の 2 種類が考えられる。

1. $K_L^0 \longrightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$の$\pi^\pm$粒子が$\mu^\pm$粒子と見間違えられ、$\pi^0 \longrightarrow \gamma\gamma$から来る一つの$\gamma$粒子が観測されない場合
2. $K_L^0 \longrightarrow \pi^\pm\mu^\mp\nu$の$\pi^\pm$粒子が$\mu^\pm$粒子と見間違えられ、アクシデンタルのクラスターが CsI カロリメータで観測される場合

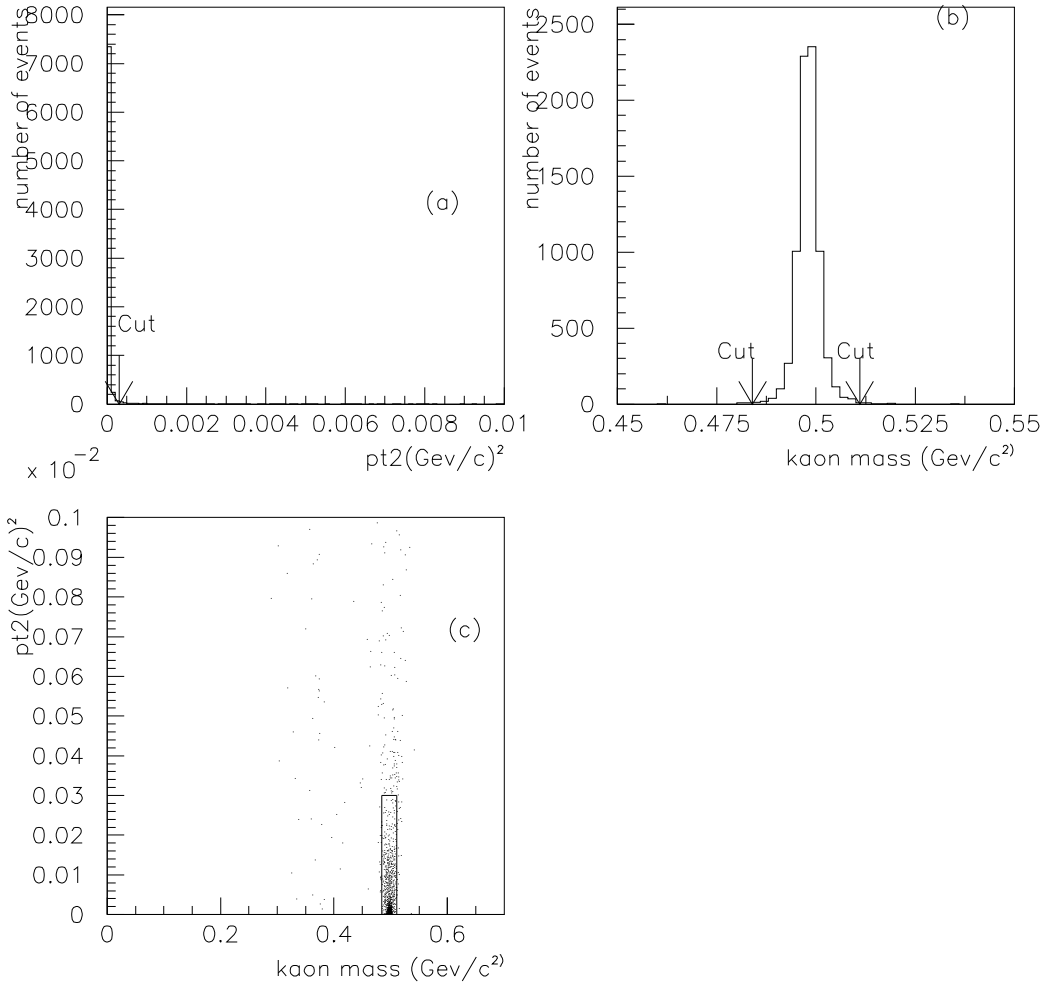

図 4.8: $K_L^0 \longrightarrow \mu\mu\gamma$のモンテカルロシミュレーションによる P_t^2、$M_{\mu\mu\gamma}$の分布。(a)P_t^2 の分布。矢印の左側を選択した。(b)P_t^2の cut の後の $M_{\mu\mu\gamma}$の分布。矢印の内側を選択した。(c)P_t^2 対 $M_{\mu\mu\gamma}$の分布。四角の中を選択した。

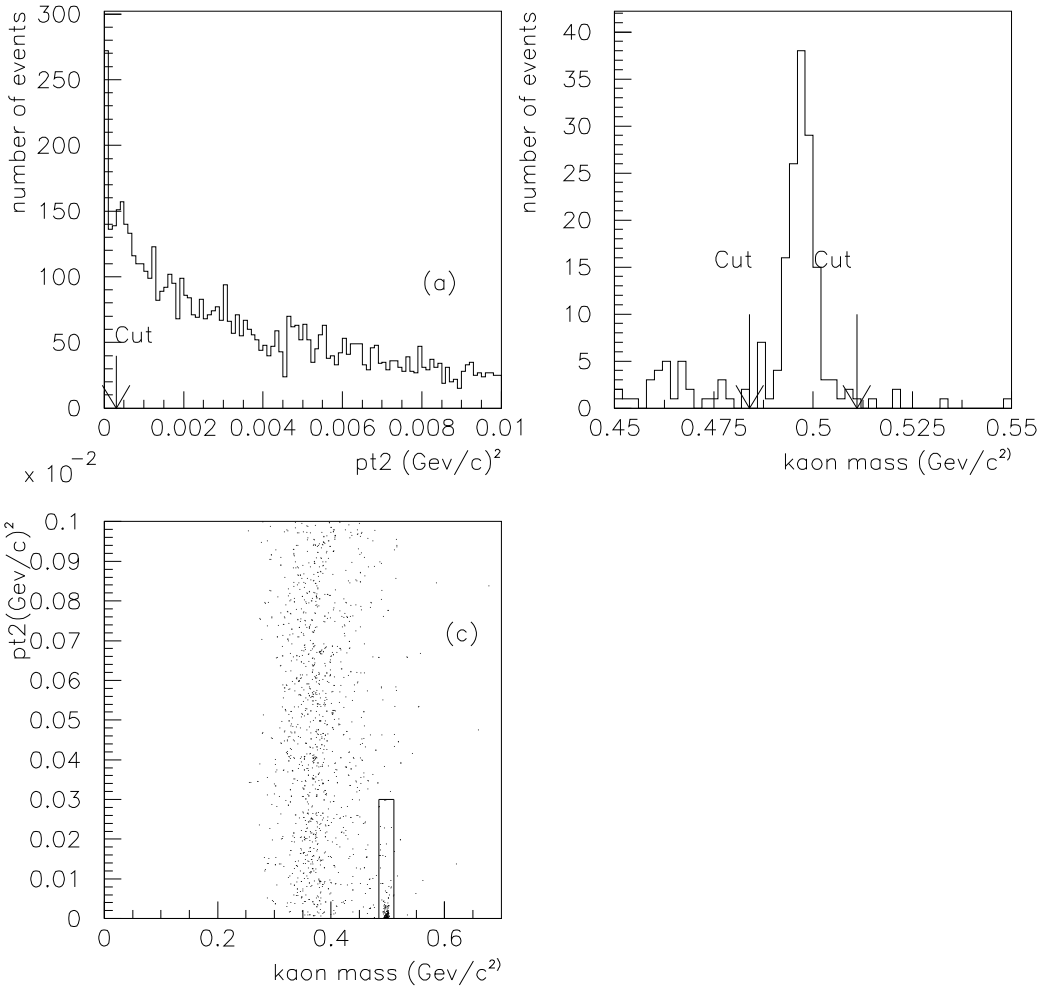

図 4.9: $K_L^0 \longrightarrow \mu\mu\gamma$のデータの P_t^2、$M_{\mu\mu\gamma}$、P_t^2 対 $M_{\mu\mu\gamma}$の分布。(a)P_t^2の分布。矢印の左側を選択した。(b)P_t^2の cut の後の $M_{\mu\mu\gamma}$の分布。矢印の内側を選択した。 (c)P_t^2 対 $M_{\mu\mu\gamma}$の分布。四角の中を選択した。

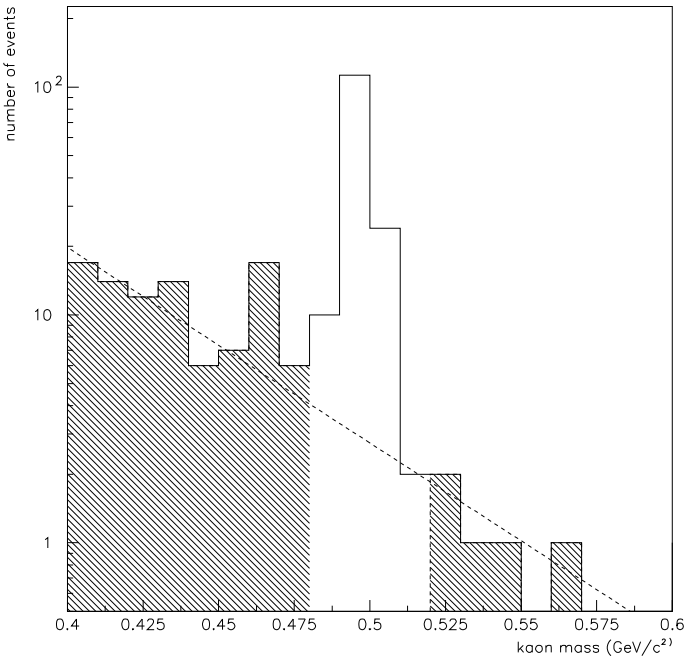

図 4.10: 2μトリガーから得られたデータによる Pt^2の cut の後の $M_{\mu\mu\gamma}$の分布。斜線の部分を指数関数で fit した。

μ粒子の見間違いの確率	
$K_L^0 \longrightarrow \pi^\pm\mu^\mp\nu$において、 $\pi^\pm$粒子が、CsI カロリーメータの前で、 崩壊する確率	7×10^{-2}
$K_L^0 \longrightarrow \pi^\pm\pi^\mp\pi^0$において、 2 個の$\pi^\pm$粒子が、 CsI カロリメータの前で、崩壊する確率	2×10^{-2}

表 4.1: μ粒子の見間違えの確率

以下、これらのバックグランドの見積もりを行なう。

4.3.1 $\pi^\pm$粒子を$\mu^\pm$と見間違える確率

先に述べた、2 種類のバックグラウンドには、π粒子とμ粒子を間違えることが条件として含まれている。この間違えの起こり方には、次の 2 種類が考えられる。

1 つ目は、$\pi^\pm \longrightarrow \mu^\pm\nu$の崩壊が、CsI カロリーメータの上流で起こる場合である。これは、K_L^0が崩壊してできる$\pi^\pm$粒子の生成地点とエネルギーを使い、崩壊確率、$\exp(-\frac{L}{c\tau\gamma})$により計算した。ここで、L は生成地点と CsI の間の距離を、c は光速を、τは$\pi^\pm$粒子の寿命を、γは E ($\pi^\pm$粒子のエネルギー) と M($\pi^\pm$粒子の質量) との比$\frac{E}{M}$を表す。結果を表 4.1 に示す。

2 つ目の間違え方は、$\pi^\pm$粒子が CsI カロリメータにおいてハドロンシャワーを起こさず通り抜け、その下流の MU3 カウンターに hit を残す場合である。これに対しては、Geant(Cern で作られたコンピュータシミュレーションでこれにより粒子と測定器の相互作用をシミュレーションする) を使い 0GeV から 20GeV ごとに 120GeV までのエネルギーを持った$\pi^\pm$粒子を KTeV の測定装置の CsI のすぐ下流から飛ばして、MU3 カウンターを hit する確率を見積もった。結果を表 4.2 に示す。上の結果 (表 4.1、表 4.2) か

ミュー粒子の見間違いの確率	
0 Gev から 20 Gev	1.12×10^{-4}
20 Gev から 40Gev	3.35×10^{-4}
40 Gev から 60Gev	2.50×10^{-4}
60 Gev から 80Gev	7.00×10^{-4}
80 Gev から 100Gev	1.25×10^{-3}
100 Gev から 120Gev	1.70×10^{-3}

表 4.2: μ粒子の見間違えの確率

ら分かるように、前者の起こる確率が、後者の起こる確率に比べて、10 倍以上大きく、$\pi^{\pm}$粒子が、$\mu^{\pm}$粒子に見間違えられる事象は、ほとんど 1 つ目からのものである。次は、主なバックグラウンド候補である 2 つの崩壊事象 $K_L^0 \longrightarrow \pi^{\pm}\mu^{\mp}\nu$ と $K_L^0 \longrightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$に関して述べる。

4.3.2 $K_L^0 \longrightarrow \mu\mu\gamma$のバックグラウンド の起源

ここでは、先に述べたバックグラウンドの候補について考察する。

$K_L^0 \longrightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$から来るバックグラウンド事象のほとんどは、CsI の上流で 2 個の$\pi^{\pm}$粒子が崩壊することによるものである。図 4.11 にモンテカルロシミュレーションの $K_L^0 \longrightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$の P_t^2と $M_{\mu\mu\gamma}$の分布を示す。 π^0粒子が崩壊してできる 2 個のγ粒子のうち 1 個しか観測しないため、P_t^2の値はシグナルと比べて明らかに大きな値を示す。また、この様な事象を$\mu\mu\gamma$と仮定して求めた K_L^0の普遍質量は、π粒子とμ粒子の質量の差 $(34 \times 2MeV/c^2)$ 以上小さくなる。そのため、この様な事象 ($K_L^0 \longrightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$の事象で$\pi^{\pm}$粒子が、$\mu^{\pm}$粒子と間違えられる事象) が、$P_t^2$と普遍質量の cut の後、 バックグラウンドになる確率は、1%以下であった。

$K_L^0 \longrightarrow \pi^{\pm}\mu^{\mp}\nu$から来るバックグラウンド事象は、CsI の前で、$\pi^{\pm}$粒子が崩壊し、か

つ CsI 上にアクシデンタルのクラスターが重なることによって起こる。図 4.12 にモンテカルロシミュレーションの $K_L^0 \longrightarrow \pi^{\pm}\mu^{\mp}\nu$のバックグラウンドの P_t^2と $M_{\mu\mu\gamma}$の分布を示す。この場合も P_t^2の値は大きく、$\mu\mu\gamma$を仮定して組んだ普遍質量は、K_L^0の質量よりも大きい部分にまで広がる。 そのため、$K_L^0 \longrightarrow \pi^{\pm}\mu^{\mp}\nu$事象が、バックグラウンドの大部分を占めると思われる。

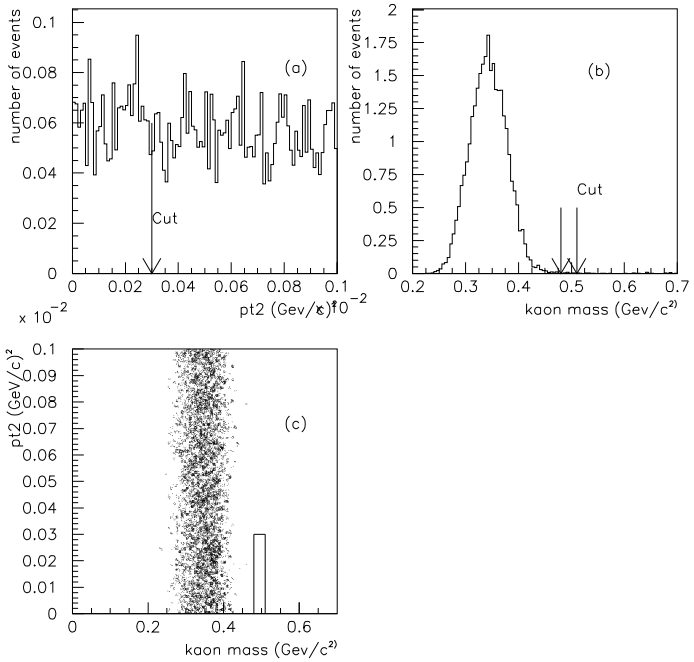

図 4.11: $K_L^0 \longrightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$のモンテカルロシミュレーションによる P_t^2、$M_{\mu\mu\gamma}$、P_t^2 対 $M_{\mu\mu\gamma}$の分布。(a)P_t^2の分布。矢印の左側を選択した。(b)$M_{\mu\mu\gamma}$の分布。矢印の内側を選択した。 (c)P_t^2 対 $M_{\mu\mu\gamma}$の分布。四角の内側を選択した。

4.4 モンテカルロとデータの比較

この章では、シグナル領域に残った事象に対して、モンテカルロとデータを比較する。図 4.13 に、K_L^0中間子の崩壊点の Z 座標の分布、$\mu\mu$の普遍質量の分布、K_L^0のエネルギーの分布を示す。これらの分布が一致していることから、正しくシグナルが選ば

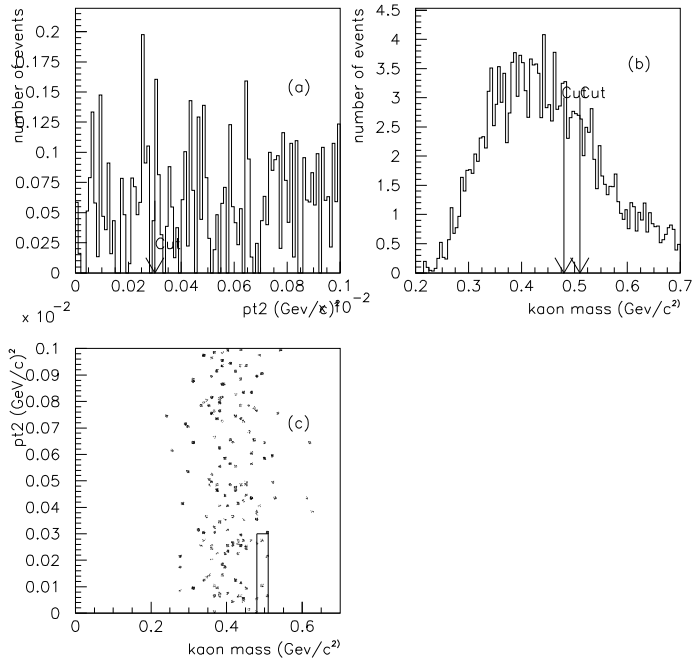

図 4.12: $K_L^0 \longrightarrow \pi^{\pm}\mu^{\mp}\nu$モンテカルロシミュレーションによる P_t^2、$M_{\mu\mu\gamma}$、P_t^2 対 $M_{\mu\mu\gamma}$ の分布。(a)P_t^2の分布。矢印の左側を選択した。(b)$M_{\mu\mu\gamma}$の分布。矢印の内側を選択した。(c)P_t^2 対 $M_{\mu\mu\gamma}$の分布。四角の内側を選択した。

れていることが分かる。

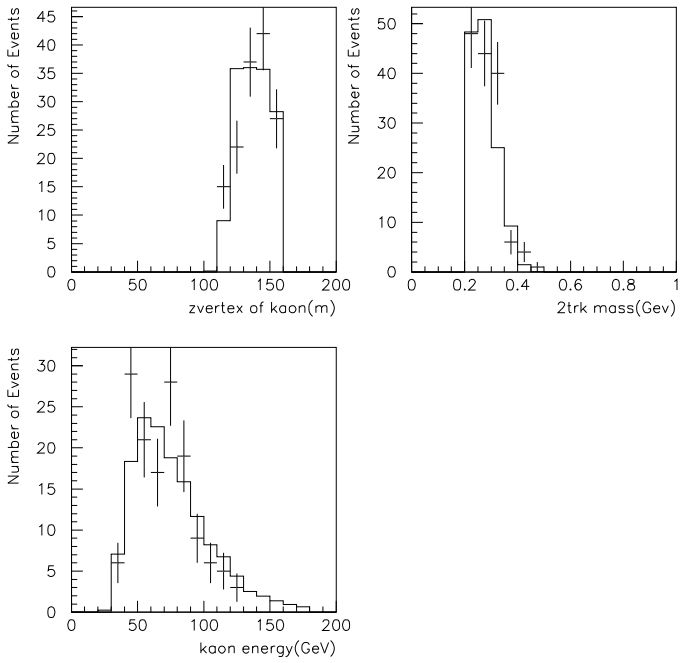

図 4.13: $K_L^0 \longrightarrow \mu\mu\gamma$のモンテカルロシミュレーションとデータの比較。(a)K_Lの崩壊点の Z 座標の分布 (b)2 個のμ粒子の普遍質量の分布。(c) 再構成されたK_Lのエネルギーの分布。誤差棒がデータ、実線がモンテカルロシミュレーションを表す。

4.5 規格化事象 $K_L^0 \longrightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$の解析

崩壊事象 $K_L^0 \longrightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$はシグナルの崩壊分岐比を計算するための規格化に用いる。

崩壊事象 $K_L^0 \longrightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$の選択のためにまずシグナルの選択と共通の一次選択を行った。その後、以下に述べる 2 次選択を行なった。

4.5.1 第 2 次選択

規格化事象の第 2 次選択の基準を以下に示す。

1. E (トラック と match したクラスターのエネルギー) と P(トラック の運動量) の比 E/P が 0.9 以下：これにより電子を取り除く。
2. トラック と match しないクラスター のエネルギーとバーテックス (K_L^0の崩壊点) で再構成された 2 つのγ粒子の不変質量が $0.130GeV/c^2$以上 $0.139GeV/c^2$以下：これによりπ^0粒子の同定をする。

図 4.14 にモンテカルロシミュレーションとデータの $M_{\gamma\gamma}$の分布を示す。

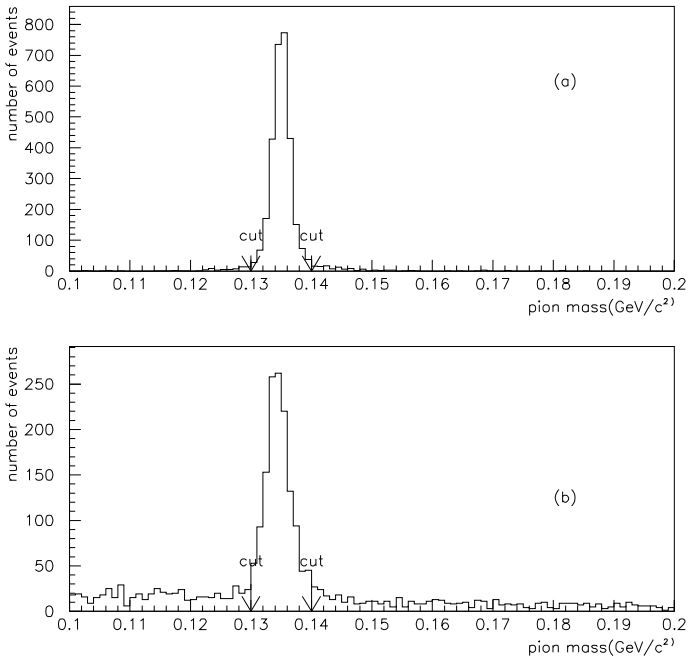

図 4.14: (a)$K_L^0 \longrightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$のモンテカルロシミュレーションの 2 個の$\gamma$の普遍質量の分布。(b)$3\pi$トリガーのデータの 2 個の$\gamma$の普遍質量の分布。cut の値を矢印で示した。

4.5.2 規格化事象に対する最終選択

ここに残ってき事象の内、モンテカルロシミュレーションによって決定したP_t^2と$M_{\mu\mu\gamma}$に対する cut を通り抜けたものを、規格化事象として選択した。モンテカルロシミュレーションのP_t^2と$M_{\pi^+\pi^-\pi^0}$の分布を図 4.15 に、データの分布を図 4.16 に示す。

まず、P_t^2に対して$0.0003GeV^2/c^2$以下の事象を選択し、$M_{\pi^+\pi^-\pi^0}$に対して$0.49GeV/c^2$以上$0.50GeV/c^2$以下の事象を選択した。この cut によって、シグナルの 80.4% 及び、データの 67.8%が残った。

この段階でシグナル領域に残った事象は、745 個であった。次に、ここに含まれるバックグラウンドの数を見積もる。

4.6 規格化事象 $K_L^0 \longrightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ に対するバックグランドの考察

規格化事象 $K_L^0 \longrightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$に対してのバックグランドはモンテカルロシミュレーションの結果から無視できることが分かった。ここで考察した$K_L^0 \longrightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$に対するバックグラウンドは、次の 2 つである。

1. $K_L^0 \longrightarrow \pi^\pm e^\mp \nu$の崩壊で電子が CsI カロリーメータ上で E/P が 0.9 以下のエネルギーを残し、アクシデンタルによる 2 つのγが存在する。
2. $K_L^0 \longrightarrow \pi^\pm \mu^\mp \nu$の崩壊で、$\mu^\pm$粒子が$\pi^\pm$粒子と間違えられ、アクシデンタルによる 2 つの$\gamma$が存在する。

4.7 モンテカルロとデータの比較

この章では、シグナル領域に残った事象に対して、モンテカルロシミュレーションとデータを比較する。図 4.17 にK_L^0中間子の崩壊点の Z 座標の分布、2 個のトラックとK_L^0粒子の崩壊点から求めた普遍質量、K_L^0中間子のエネルギーの比較を示す。これら

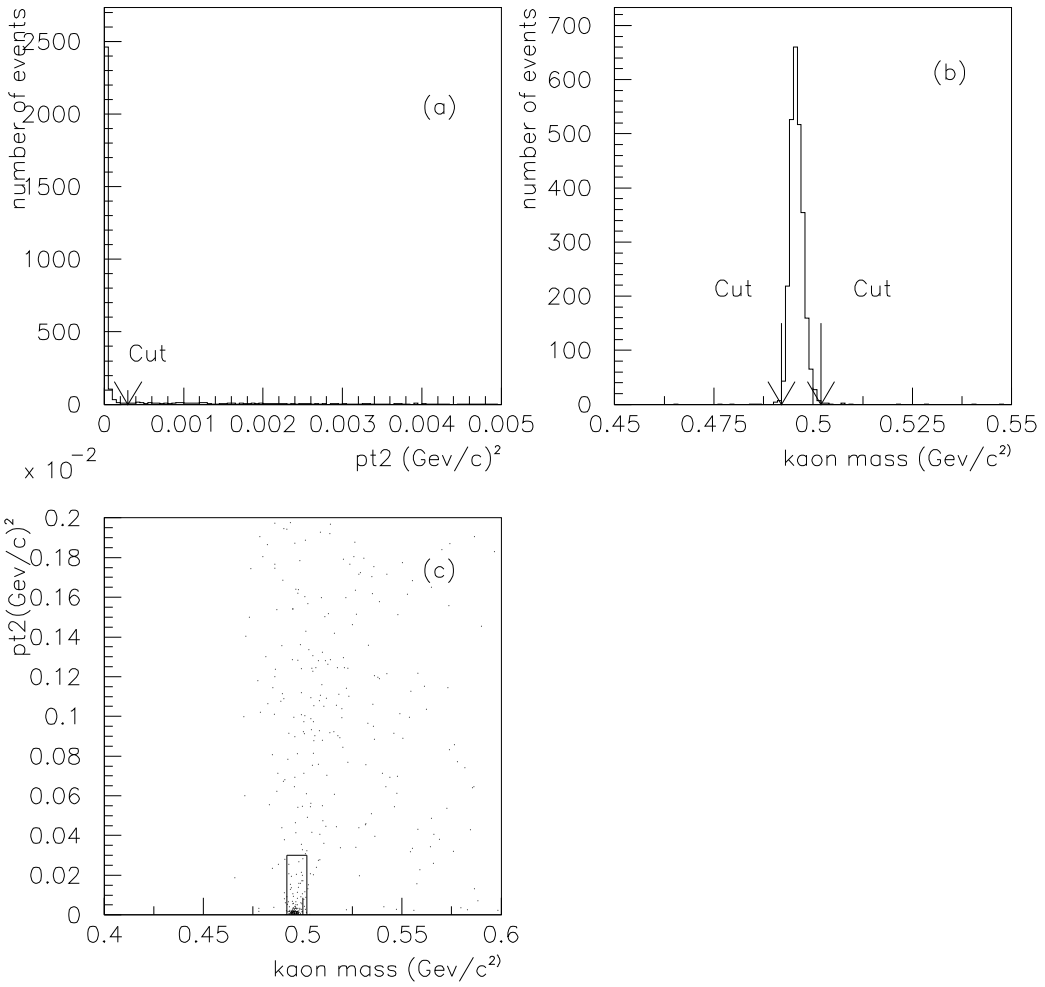

図 4.15: $K_L^0 \longrightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$のモンテカルロシミュレーションによる P_t^2、 $M_{\pi^+\pi^-\pi^0}$ の分布。(a)P_t^2の分布。矢印の左側を選択した。 (b))P_t^2の cut の後の $M_{\pi^+\pi^-\pi^0}$の分布。矢印の内側を選択した。(c)P_t^2 対 $M_{\pi^+\pi^-\pi^0}$の分布。四角の内側を選択した。

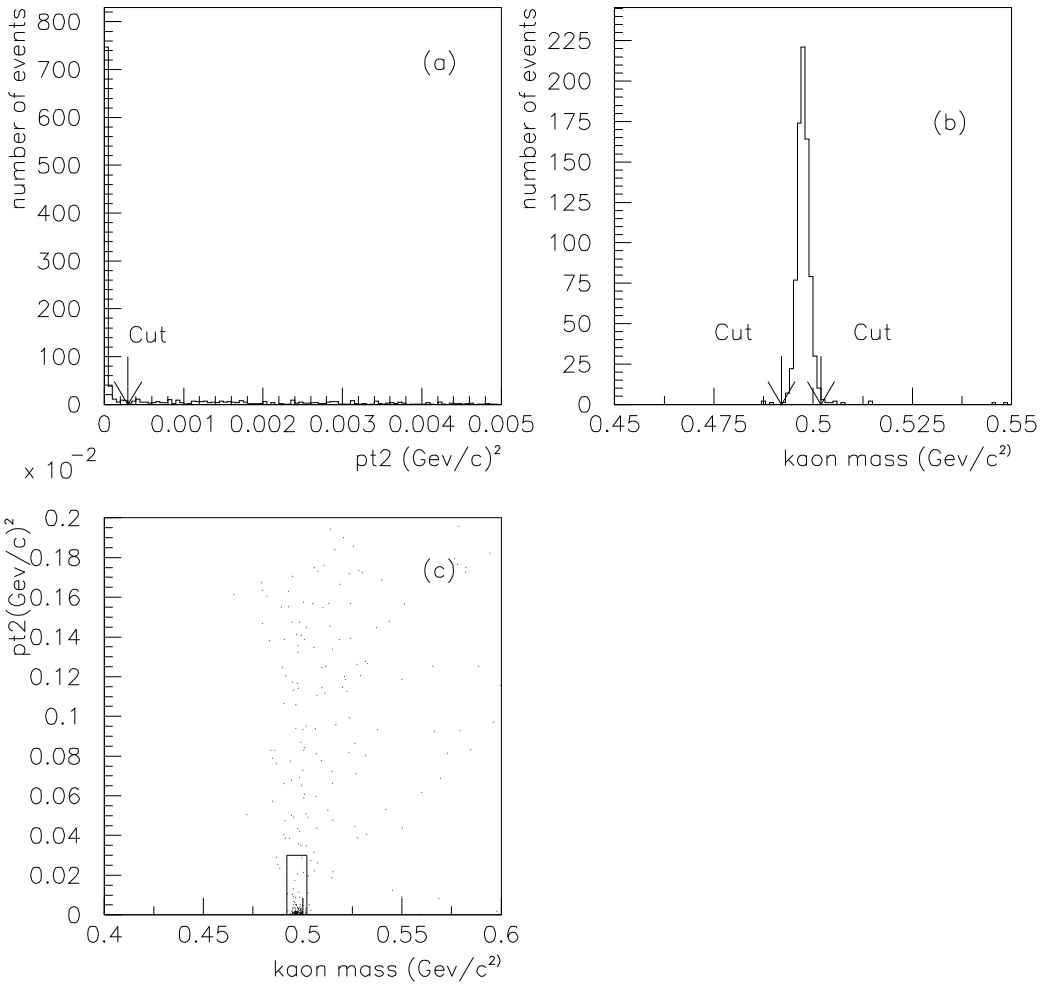

図 4.16: 3πトリガーで得たデータの P_t^2、$M_{\pi^+\pi^-\pi^0}$、P_t^2 対 $M_{\pi^+\pi^-\pi^0}$の分布。(a)P_t^2の分布。矢印の左側を選択した。(b)P_t^2の cut の後の $M_{\pi^+\pi^-\pi^0}$の分布。矢印の内側を選択した。(c)P_t^2 対 $M_{\pi^+\pi^-\pi^0}$の 分布。四角の内側を選択した。

の分布の一致は、モンテカルロシミュレー ションが、データを良く再現し、アクセプタンスが、信頼できることを表す。

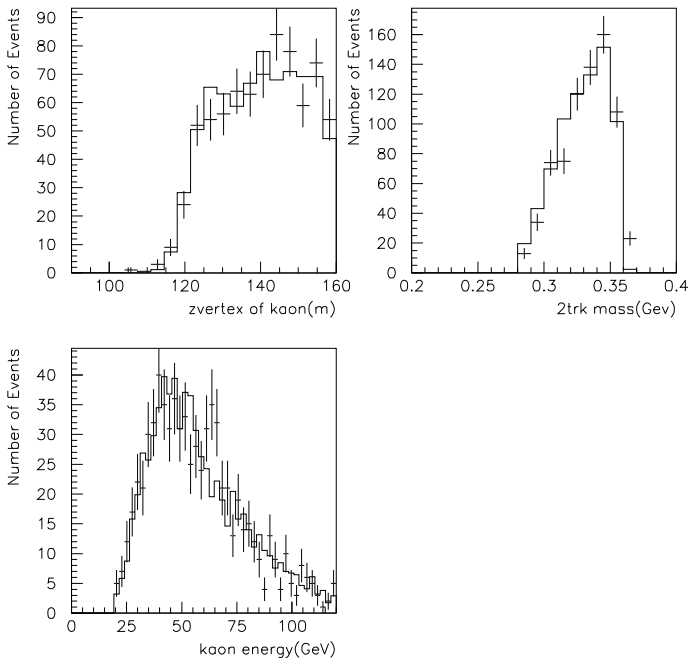

図 4.17: $K_L^0 \longrightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$のモンテカルロシミュレーションとデータの比較。 (a)K_Lの崩壊点の Z 座標の分布 (b)2 個のトラックと K_Lの崩壊点から組んだ普遍質量の分布。(c) 再構成された K_Lのエネルギーの分布。誤差棒がデータ、実線がモンテカルロシミュレーションを表す。

第5章　$K_L^0 \longrightarrow \mu\mu\gamma$ の崩壊分岐比の算出

5.1　$K_L^0 \longrightarrow \mu\mu\gamma$の崩壊分岐比の算出

ここでは、前章の議論により見積もったシグナル事象数と規格化事象数を使い、シグナルの崩壊分岐比を算出する。以下に、シグナルと規格化事象に対するアクセプタンスと事象数を示す。これから、K_L^0の数 N_K は、以下のようになる。

$$N_K = \frac{745 \times 20000}{2.55 \times 10^{-2} \times 12.56 \times 10^{-2}} = 4.65 \times 10^9$$

ここで、20000 は、3π トリガーが、20000 回に一回収集したためであり、12.56×10^{-2} は、$K_L^0 \longrightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$の崩壊分岐比である。次に、崩壊分岐比 $BR(K_L^0 \longrightarrow \mu\mu\gamma)$ は、以下のようになる。

$$BR(K_L^0 \longrightarrow \mu\mu\gamma) = \frac{133.5}{4.65 \times 10^9 \times 7.59 \times 10^{-2}} = (3.78 \pm 0.36) \times 10^{-7}$$

最後の± 0.36 は、統計誤差である。

シグナルと規格化事象に対するアクセプタンスと見つかった事象数		
	アクセプタンス	事象数
シグナル $K_L^0 \longrightarrow \mu\mu\gamma$	7.59×10^{-2}	133.5 個
規格化事象 $K_L^0 \longrightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$	2.55×10^{-2}	745 個

表 5.1: アクセプタンスと事象数

しかし、ここには、種々の系統誤差がある。つぎの章では、この系統誤差について、議論する。

第6章　崩壊分岐比に生じる系統誤差の考察

6.1　崩壊分岐比に生じる系統誤差の考察

この章では、前章までで求めた、崩壊分岐比に生じる種々の系統誤差について、考察する。系統誤差として考えられるものには、以下のようなものがある。

- 規格化事象 $K_L^0 \longrightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$の崩壊分岐比の誤差。: 1.6%
- cut の基準からくる系統誤差。: 6.7 %

モンテカルロがデータを再現しきれていないことからくる誤差を、シグナルと規格化事象で異なる cut の値を、変えることで見積もった。それぞれの cut に対する変える値の範囲と誤差を表 6.1 に示す。

- バックグラウンドを削除する際の fit の系統誤差。: 2.2 %
- モンテカルロシミュレーションの統計誤差 : 2.2 %

全ての寄与を合わせると、系統誤差は、7.6 % となった。

cut の値からくる系統誤差		
規格化事象に対する E($\pi^{\pm}$ 粒子の作ったクラスターのエネルギー) クラスターのエネルギー)/P ($\pi^{\pm}$粒子の運動量)	0.7-0.9	0.62 %
規格化事象に対する $M_{\gamma\gamma}$ ($\pi^0 \longrightarrow \gamma\gamma$ から来る$\gamma\gamma$の普遍質量)	1σ	2.45 %
規格化事象に対する K_L^0の再構成された普遍質量	1σ	2.0 %
シグナルに対するトラックの運動量	7(GeV/c)-9(GeV/c)	3.73 %
シグナルに対するトラックと match するクラスターのエネルギー	8(GeV)-18(GeV)	1.00 %
シグナルに対するトラックと match しないクラスターのエネルギー	0.5(GeV)-1.0(GeV)	2.99 %
シグナルに対する K_L^0 粒子の普遍質量	1σ	3.22 %

表 6.1: cut の値から来る系統誤差

第7章　結論

今回、KTeV 実験で集めたデータで、$K_L^0 \longrightarrow \mu\mu\gamma$事象を 134.6 事象観測し、崩壊分岐比として以下の結果を得た。

$$BR(K_L^0 \longrightarrow \mu\mu\gamma) = (3.78 \pm 0.36(stat) \pm 0.29(sys)) \times 10^{-7}$$

この結果は、過去の E799-I の結果 [5]

$$BR(K_L^0 \longrightarrow \mu\mu\gamma) = (3.23 \pm 0.23(stat) \pm 0.19(sys)) \times 10^{-7}$$

と誤差の範囲で一致する。

また、$K_L^0 \longrightarrow \mu\mu\gamma$の理論とのずれは、3 種類のモデルにたいして、それぞれ表 7.1 の様であった。今回の結果は、BMS モデルと一番良く一致したが、VMD モデルと BMS モデルの両方と一致しモデルの決定には至らなかった。しかし、$f(q^2)$ モデルとのずれは、$K_L^0 \longrightarrow \mu\mu\gamma$が電磁相互作用以外の相互作用を含んでいることを示唆する。

今回の解析で使用したデータは、1996 年 10 月から 12 月までのデータの約 30%であった。KTeV 実験は、1997 年 1 月から K_L^0の希崩壊の探索のためにビームの強度を上げ

理論に対する結果		
モデル	理論予測値	今回の結果からのずれ
$f(q^2) = 1$ モデル	2.42×10^{-7}	2.1 σ
VMD モデル	3.29×10^{-7}	0.75 σ
BMS モデル	4.09×10^{-7}	0.48 σ

表 7.1: 理論と結果の比較

て E799-II 実験を開始した。この E799-II 実験は 6ヶ月走り、集められる $K_L^0 \longrightarrow \mu\mu\gamma$ の事象数は、およそ 10000 事象と予測されている。この数から予測される統計誤差は 1% である。さらに系統誤差も小さくなることが予想される。全データの解析によりモデルの決定がなされるであろう。

付 録A　CP非保存について

物理学においては、現象の理解の助けのために様々な対称性が、その現象中に見い出されてきた。その対称性の中によく知られたものとして、空間反転変換や荷電共役変換に対する対称性がある。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 変換とはこれら両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、CP 変換に対しては良い対称性を持つと考えられていた。しかし、1964 年に V.L.Fitch、J.W.Cronin らによって、その対称性が弱い相互作用において破れていることが発見された。この章では主に中性 K 中間子系での CP 非保存について述べる。

A.1　対称性

この節では、中性 K 中間子系における CP の議論の準備として中性π中間子系での対称性について述べる。

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、π中間子は-1 のパリティを持つ。

$$P \mid \pi >= - \mid \pi >$$

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、2π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。

$$P \mid \pi\pi >= + \mid \pi\pi >$$

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π^-は正のπ^+に、中性のπ^0はπ^0自身に変換される。つまり、中性のπ^0ならば C 変換の固有状態になり得る。

$$C \mid \pi^0 >= + \mid \pi^0 >$$

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。

$$C \mid \pi^+\pi^-\pi^0 >= + \mid \pi^+\pi^-\pi^0 >$$

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。

$$CP \mid \pi^0\pi^0 >= + \mid \pi^0\pi^0 >$$

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、例えば、次のような強い相互作用で生成される。

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

ストレンジネスという量子数から言えば、K^0は$+1$ を、$\bar{K^0}$は-1 を持つ。しかし、両者は共通の崩壊モードを持っているため、ストレンジネス以外で両者を区別する手段はない。しかも、共通のモードを中間状態として、両者 (粒子と反粒子) は互いに変換することができる。この現象は、電荷保存やバリオン数保存の制限から、中性の中間子にしか起こり得ないものである。

$$K^0 \leftrightarrow \pi^+\pi^- \leftrightarrow \bar{K^0}$$

中性 K 中間子の崩壊では弱い相互作用が媒介する。K^0と$\bar{K^0}$は強い相互作用における状態であるので、CP 変換については良い量子状態とは言えない。

$$CP \mid K^0 >= \mid \bar{K^0} >$$
$$CP \mid \bar{K^0} >= \mid K^0 >$$

しかし、両者の一次結合をとって K_1と K_2という新しい状態を作ってやると、CP 変換の良い固有状態になり得る。

$$K_1 = \frac{1}{\sqrt{2}}(K_0 + \bar{K_0}) \quad CP \mid K_1 >= + \mid K_1 >$$
$$K_2 = \frac{1}{\sqrt{2}}(K_0 - \bar{K_0}) \quad CP \mid K_2 >= - \mid K_2 >$$

この K_1 や K_2 が崩壊時の状態であるとすれば、CP 変換について異なった固有値を持つので、それぞれ 2π 系 (CP$= +1$)、3π 系 (CP$= -1$) に崩壊できる。

$$K_1 \to \pi^+\pi^-(\pi^0\pi^0)$$
$$K_2 \to \pi^+\pi^-\pi^0(\pi^0\pi^0\pi^0)$$

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 中間子の崩壊では寿命の長い成分と短い成分とが観測できる。

ここで、長寿命の K_2 成分を物質中に通すことを考える。K_2 は物質との相互作用の時は、強い相互作用の状態である K_0 や $\bar{K_0}$ として振舞う。K_2 には K_0 と $\bar{K_0}$ が半分ずつ含まれているが、物質との反応率は K_0 と $\bar{K_0}$ とで異なっている (一般には $\bar{K_0}$ の方が反応率は大きい) ので、物質を通過した後には、今までなかった K_1 成分が現れる。この現象を再生現象 (Regeneration) という。KTeV 実験 (E832 実験) では、この再生現象を利用して K_s のビームを作る。

ところで、弱い相互作用に関しては、パリティと 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 A.1 に荷電パイオンのミュー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。これによって今日の K_L と K_s の解釈が生まれた。これについては次で述べる。

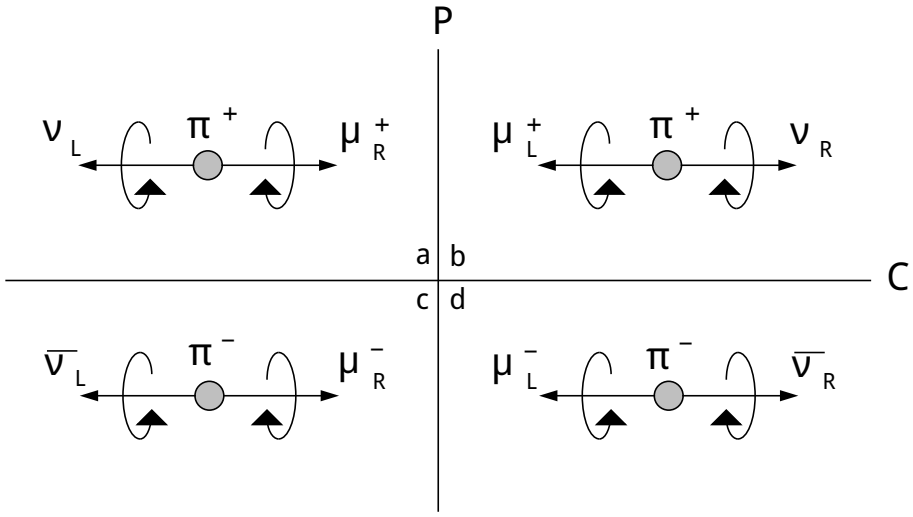

図 A.1: $\pi^+ \longrightarrow \mu^+\nu_\mu$における各種変換

A.3 CP 非保存

1964年に中性K中間子の長寿命成分が$\pi^+\pi^-$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。CP が保存していると、長寿命成分は決して2π系には崩壊できないために、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2π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、混合パラメターは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ターなので、CPT 不変を前提にして、特に区別せずにϵと書いた。

K_Lの2π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2π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2π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

間接的CP非保存の大きさを表すパラメターϵは、K_Lの準レプトン崩壊モードを使って実験的に決定できる。K_LはK_0と$\bar{K_0}$を使って、次のように表すこともできる。

$$K_L = \frac{1}{\sqrt{1+\epsilon^2}}(K_2 + \epsilon K_1) = \frac{1}{\sqrt{2(1+\epsilon^2)}}((1+\epsilon)K_0 + (1-\epsilon)\bar{K_0})$$

経験則ではあるが、$\delta Q = \delta S$則が成り立っている。すなわち、崩壊の前後においてストレンジネスの変化と電荷の変化が等しくなる。これに従うと、準レプトン崩壊ではK_0は$\pi^- l^+ \nu_l$に、$\bar{K_0}$は$\pi^- l^- \bar{\nu_l}$にしか崩壊しない。K_LにはK_0と$\bar{K_0}$が$(1+\epsilon)$対$(1-\epsilon)$の比で混じっているから、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測定すれば、パラメターϵを決定できる。

$$\delta_l = \frac{\Gamma(\pi^- l^+ \nu_l) - \Gamma(\pi^+ l^- \bar{\nu_l})}{\Gamma(\pi^- l^+ \nu_l) + \Gamma(\pi^+ l^- \bar{\nu_l})} = (0.327 \pm 0.012) \times 10^{-2} \sim 2Re(\epsilon)$$

A.3.2 直接的CP非保存

直接的CP非保存は未だ実験的に検証されていないこともあって、理論によって扱いは様々である。代表的な理論は超弱理論と小林・益川理論で、後者は現在の標準理論の支柱となっている。

超弱理論は、$\delta S{=}2$の相互作用が存在し、これがCPを破るとする。この項は質量行列にのみ現れるので、CP非保存は混合による間接的CP非保存だけで、厳密に直接的CP非保存はないとしている。しかも、この現象が中性K中間子系にしか起こらないとも予言している。一方、小林・益川理論は、直接的CP非保存が$\delta S{=}1$の相互作用を通じて起こるとし、二世代のクォーク混合を表すカビボ行列を三世代に拡張した時に

虚数の位相を導入することで、自然に直接的 CP 非保存を導いている。

実験的に直接的 CP 非保存を探索する方法には 2 通りある。一つは直接的 CP 非保存の寄与が大きいと考えられている $K_L \longrightarrow l^+l^-$ モードを探す方法で、もう一つは直接的 CP 非保存のパラメターϵ'/ϵの値を測定する方法である。

まず、$\pi^0 l^+ l^-$モードの探索について述べる。このモードの振幅には、次に挙げる 3 つの振幅の寄与がある

1. 2 光子交換による CP 保存の振幅
2. 1 光子交換による直接的 CP 非保存の振幅
3. K_Lにわずかに含まれる K_1成分による間接的 CP 非保存の振幅

このモードの場合、間接的 CP 非保存の大きさと直接的 CP 非保存の大きさが同じくらいであるとされており、CP 保存項は非常に小さい。ちなみに$\pi^0\nu\bar{\nu}$モードの場合だけは光子交換の項がなく、Z^0交換のみが寄与するので、直接的 CP 非保存が支配的である。さらに、その分岐比も$\pi^0 e^+ e^-$モードよりも 6 倍程度大きいとされている。直接的 CP 非保存を探索するには最も都合の良いモードであるが、実験的にはニュートリノが見えない粒子なので、崩壊後にπ^0だけが観測できるという条件は、$\pi^0\pi^0$や$\pi^0\pi^0\pi^0$などのモードから来るバックグラウンドが多すぎて、優れた感度で探索することは非常に難しい。

表 A.1 にフェルミ研究所 E799I 実験の結果を示しておく。これを見ても分かるように、$\pi^0\nu\bar{\nu}$モードの感度は他の 2 つに比べると悪くなっている。

次に、直接的 CP 非保存のパラメターϵ'/ϵの測定について述べる。パラメターϵ'は、アイソスピンが 2 の状態に遷移する振幅と 0 の状態に遷移する振幅の比で、次のように表せる。

$$\epsilon\prime = e^{i(\delta_2-\delta_0)}\frac{< I=2|T|K_L >}{< I=0|T|K_L >}$$

モード	分岐比の上限
$\pi^0 e^+ e^-$	4.3×10^{-9}
$\pi^0 \mu^+ \mu^-$	5.1×10^{-9}
$\pi^0 \nu \bar{\nu}$	5.7×10^{-5}

表 A.1: E799I 実験の最新結果

実験グループ	$Re(\epsilon'/\epsilon)$
CERN NA31	$(23 \pm 7.0) \times 10^{-4}$
FNAL E731	$(7.4 \pm 5.9) \times 10^{-4}$

表 A.2: 直接的 CP 非保存パラメター $Re(\epsilon'/\epsilon)$ の測定値

この定義に従うと、K_Lと K_sが 2π系に崩壊する時の振幅の比は、

$$\frac{A(K_L \longrightarrow \pi + \pi^-)}{A(K_s \longrightarrow \pi^+ \pi^-)} = \epsilon + \epsilon'$$
$$\frac{A(K_L \longrightarrow \pi^0 \pi^0)}{A(K_s \longrightarrow \pi^0 \pi^0)} = \epsilon - 2\epsilon'$$

となる。崩壊幅などの観測量は振幅の平方になるので、K_Lと K_sが 2π系に崩壊する崩壊幅の二重比をとってやれば、$Re(\epsilon'/\epsilon)$ の測定が可能になる。

$$\frac{\Gamma(K_L \longrightarrow \pi^+ \pi^-)/\Gamma(K_s \longrightarrow \pi^+ \pi^-)}{\Gamma(K_L \longrightarrow \pi^0 \pi^0)/\Gamma(K_s \longrightarrow \pi^0 \pi^0)} = |\frac{\epsilon + \epsilon'}{\epsilon - 2\epsilon'}|^2 \sim |1 + 3\frac{\epsilon'}{\epsilon}|^2 \sim 1 + 6Re(\epsilon'/\epsilon)$$

実験的には、2 つのグループが K_Lと K_sの 2π系への崩壊モードを使って $Re(\epsilon'/\epsilon)$ の値を測定している。そして、CERN の NA31 実験が $(23 \pm 7.0) \times 10^{-4}$という暫定的な結果を、一方フェルミ研究所の E731 実験が $(7.4 \pm 5.9) \times 10^{-4}$という最終結果を出している。(表 A.2)

ここで注目すべきことは、NA31 グループが 0 から 3σも離れた値を出しているのに対して、E731 グループが 0 から 1.2σしか離れていない結果を出していることである。

この精度では、はっきりと直接的 CP 非保存の有無を断定することは難しい。現在、さらに精度を上げた実験として、CERN は NA48 実験を準備し、フェルミ研究所は E832 実験を 1996 年 10 月末から開始した。

謝辞

まず最初に、修士過程に 2 年間もの間、高エネルギー物理学の基礎から物理学全般にわたるまで多くの御指導を戴いた長島順清先生に厚くお礼申し上げます。豊富な知識に基づいた貴重な助言を数多く戴きました。また加速器を用いた大規模な実験に参加できるという貴重な機会を与えていただきましたことを心より感謝申し上げます。

山中卓先生には修士過程 2 年間の間奔放な私を暖かく見守って戴き本当に有り難う御座いました。私の稚拙な質問の数々に対して、労を厭わず熱心に御指導下さいましたことに心より感謝申し上げます。また本修士論文に対しての数多くの助言及び御指導に深く感謝申し上げます。

幅淳二先生には主にゼミやミーティングで数多く適切な御指導を戴きました。ゼミでの実践的な御指導は私にとって非常に有益なものとなりました。本当に有り難う御座いました。

瀧田正人先生には主にゼミやミーティングで数多く適切な御指導を戴きました。夜遅くまで熱心に質問に答えて戴いたことも多くありました。心より感謝申し上げます。

羽澄昌史先生には主にミーティングなどで多くの助言を戴きました。計算機に関してもいろいろと教えて戴きました。本当に有り難う御座いました。

原隆宣先生には、主にミーテイングなどで、多くの助言を戴きました。計算機、実験に関していろいろと助言を戴きました。心より感謝申し上げます。

秘書の続木佐知子さんには事務で大変お世話になり、お忙しい中時には話し相手にもなっていただき、研究室内での生活を楽しくしていただきました。どうも有り難う御座いました。

現在 Fermi 研究所におられる中家さんには、本修士論文において多くの助言及び御指導を戴きました。心より感謝申し上げます。

博士課程在学中の辰巳さん、川崎さん、花垣さん、山口さん、貞本さん、千代さん、加藤さんには、実験、理論のあらゆる面にわたって我々のよき相談相手となっていただきました。時には、先輩方の仕事の手を止めてしまったりしたこともありましたが、

快く教えていただきました。本当にありがとうございました。

修士課程 2 年の十河君、竹貝君、住沢君、草野君は良き談相手となってくれました。また同学年ということで何かと迷惑をかけたことと思います。この機会にお礼とお詫びを兼ねさせて戴きます。どうも有り難う御座いました。

修士課程 1 年の持田君、香山君、柳香君、吉田君、及び、4 年生の方々には良い先輩であったとは思えませんが私にとっては楽しい研究室生活となりました。有り難う御座いました。

最後になりましたが、研究室技官の金子博之氏、及び回路室、計算機室をはじめ原子核実験グループの方々、また Fermi 研究所滞在中お世話になった方々、及びその他お世話になった方々にこの場を借りてお礼申し上げます。

参考文献

[1] N. .N.Kroll and W.Wada.,Phys. Rev. D. **4** ,2881 (1971)

[2] C.Quigg and J.D.Jackson.,UCRL-Report No.18487 ,(1971)

[3] L.Bergstrom *et al.*,Phys.Lett.**131B** ,229 (1983)

[4] A.S.Carroll *et al.*,Phys.Lett.**44** ,8,225 (1980)

[5] M. B. Spencer *et al.*,Phys.Lett.**74** , 3323 (1995)

[6] R.Battiston , Phys.Reports**214** ,293 (1992)