

# Search for the Decay $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}^*$

CERN

隅田 土詞

toshi@cern.ch

2009年11月24日

## 1 はじめに

$K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  崩壊は CP 対称性を直接破る過程であり[1], その崩壊振幅は素粒子標準理論における小林益川行列の複素位相の大きさに比例する。この崩壊モードは振幅の計算における理論的不確定性が約1-2%と小さいために実験との比較が非常に明瞭である。またこの崩壊は図1のようなループを含む反応を通して起こるため、ループ中に未知の粒子の寄与があれば標準理論からの予言値と実験による測定値が異ってくる可能性があり、標準理論の検証とそれを越える物理の探索に適している[2]。

図2に示すように、 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  崩壊の振幅は小林益川行列のパラメータ表示におけるユニタリー三角形の高さに相当する。現在もっともよい精度で CP 対称性の破れを観測している B 中間子の実験による測定値と K 中間子系での測定値の差を調べることで、新しい物理の探索を行うことができ、さらにその物理のフレーバー結合の差を見ることも可能である。

しかし、標準理論における  $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  の崩壊分岐比は現在の実験値から  $(2.49 \pm 0.39) \times 10^{-11}$  と計算されており[3], 非常に小さいことがわかっている。このため、この崩壊の測定には大量の  $K_L^0$  を生成, 崩壊させ, 背景事象を小さく抑えながら実験を行う必要がある。

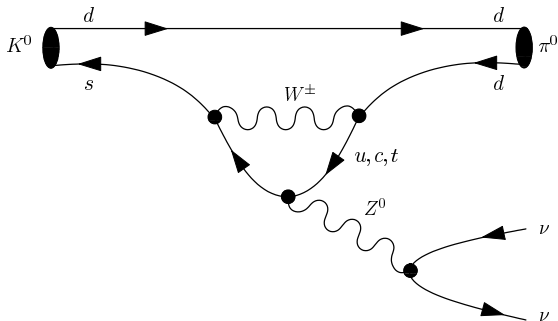


図1  $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  崩壊を表すペンギンダイアグラムの一例

これに対してわれわれは、段階的なアプローチで分岐比測定の計画を進めてきた。まず、世界で初の  $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  崩壊探索専用実験となる E391a において実験手法を検証し, KEK-PSの陽子ビーム強度で実現可能な  $O(10^{-9})$  の感度で探索を行った。今後, この経験を踏まえた上でビームラインと検出器を改良し, J-PARC の大強度加速器においてより高感度な実験(E14: K<sup>0</sup>TO 実験)を行い標準理論の感度に達する予定である[4]。

われわれは 2004 年から 2005 年までの間に, 検出器の改良を行いながら3度のデータ収集(Run1-3)を行った。E391a 実験開始前の実験による上限値は, 米国 FNAL で行われた KTeV 実験により  $5.9 \times 10^{-7}$  [5] と与えられていたが, われわれは Run1 のデータを用いて行った探索によって新しい上限値を  $2.1 \times 10^{-7}$  (信頼度 90%) と報告した[6]。だが Run1 の時点では検出器にいくつかの問題があり, 多くの背景事象を作り出す原因となってしまった。これらの問題については過去の高エネルギーニュースの記事[7]で説明されているため詳細は省くが, Run2 においてわれわれは認識されていたすべての問題を解決し, 成功裡に実験を終了した。ここで報告する本研究の解析は, Run2 で得られた全データに基づいている。

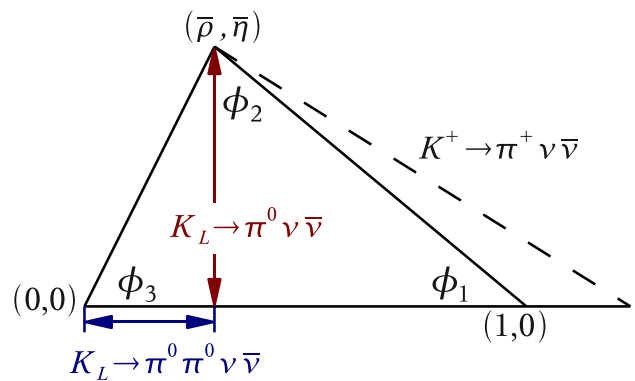


図2 ユニタリー三角形

B 中間子実験によって三角形の内角が精度良く測定されているのに対し, K 中間子稀崩壊実験では三角形の高さと辺などの長さを測定することができる。

\* 第 11 回(2009 年度)高エネルギー物理学奨励賞受賞論文の解説

## 2 KEK-PS E391a 実験

E391a は世界で初めて  $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  の測定に特化した実験であり、われわれは高い感度を達成するために複数の新しい手法を採用した[8]。ニュートリノは当然ながら検出が困難であるので、 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  崩壊の同定は  $\pi^0$  の崩壊のみを用いて行わなければならないが、KTeV 実験においては  $\pi^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma$  が用いられた。この崩壊は荷電粒子を含むため、粒子の軌跡から  $\pi^0$  の崩壊点を求めることができ、これによって多くの背景事象を排除することができるが、分岐比が約1%しかなく、より高感度の測定では統計量が問題となる。そこでわれわれは分岐比が99%の  $\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma$  崩壊を用いることとした。この場合は  $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  崩壊の他の主要な  $K_L^0$  崩壊モードや、中性ビームに付随する背景事象が大きな問題となる。以下ではこの問題に対する E391a の基本方針と実験の設計について説明する。

### 2.1 実験の原理

E391a 実験では、まず  $\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma$  崩壊における2個の光子に対して純 CsI 結晶カロリメータを使用し、その位置とエネルギーを精密に測定する。ここで、終状態に  $\pi^0$  以外の粒子がまったく放出されていないことを保証するため、 $K_L^0$  崩壊領域を完全に囲む高感度光子・荷電粒子検出器(veto 検出器)を設置する[9]。

$\pi^0$  の崩壊点 ( $Z_{\text{vtx}}$ )、運動量、横方向の運動量 ( $P_T$ ) は、崩壊点はビーム軸上であることを仮定して求める。

$K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  と同じ終状態になる  $K_L^0$  の崩壊モードは  $K_L^0 \rightarrow \gamma \gamma$  のみであるので、これは再構成された  $\pi^0$  の  $P_T$  が大きいことを要求して排除する。このとき、 $P_T$  測定の精度を向上させるために、 $K_L^0$  ビームはペンシル・ビームと呼ばれる極細のものになるようカロリメータを設計した。また、

これによりハロー成分の少ない中性ビームが実現され、ビーム中の中性子と検出器の相互作用による  $\pi^0$  の生成を低く抑えることができた。またビームと空気との反応を抑えるために、 $K_L^0$  の崩壊領域を高真空にした。

### 2.2 ビームライン

$K_L^0$  の生成は、KEK-PS の 12 GeV 陽子ビームを直径 0.8 cm 長さ 6 cm のプラチナ円柱の固定標的に当てることで行った。陽子ビームの強度は 1 スピル(4 秒サイクル)当たり約  $2 \times 10^{12}$  である。生成された中性粒子は陽子ビームに対して  $4^\circ$  の角度で取り出され、6 組のコリメータによって立体角  $12.6 \mu\text{sr}$  という非常に細い円形のビームになる[10]。ビーム中の荷電粒子は二極磁石によって掃引、排除され、またビーム中に厚さ 7 cm の鉛と厚さ 30 cm のベリリウムを置くことでそれぞれ光子と中性子の量を低減している。 $K_L^0$  の運動量は、標的から約 11 m 下流の検出器入射時においてピークが約  $2 \text{ GeV}/c$  となっている。

### 2.3 検出器

図 3 に E391a 検出器の概略図を示す。崩壊領域を高真空に保つために検出器との間に厚い物質を置いてしまうと光子に対する不感率を上げることになってしまうので、われわれはおもな検出器をすべて真空容器の中に配置した。検出器の領域と高真空の崩壊領域は、検出器からのアウトガスによる真空の悪化を避けるために、厚さ  $20 \text{ mg}/\text{cm}^2$  の薄いシート(メンブレン)で隔てられている[11,12]。実験中の真空度は、高真空領域で  $1 \times 10^{-5} \text{ Pa}$ 、検出器領域では 1 Pa 以下であった。

光子を検出しエネルギーを測定するための CsI 電磁カロリメータは、直径約 190 cm の円形に配置され、その中央には  $12 \times 12 \text{ cm}^2$  のビームホールがある。

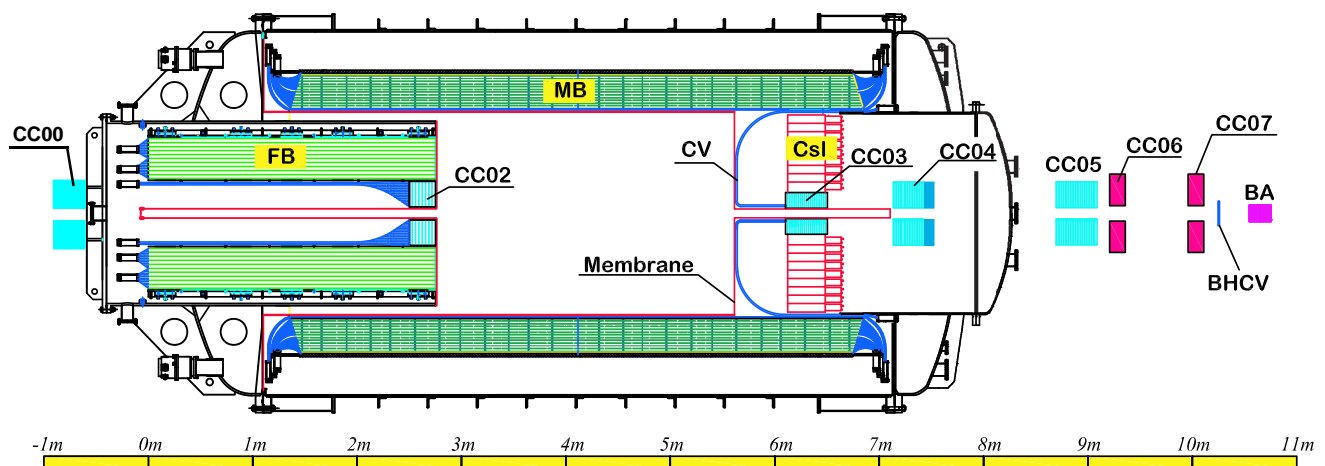


図 3 E391a 検出器の断面図

左側から  $K_L^0$  ビームが入射する。図中の“0 m”は、メインとなる検出器の最上流を指す。

結晶は、 $7 \times 7 \times 30 \text{ cm}^3 (16X_0)$  の大きさのものが 496 本、それを検出器周辺での形状を調整するために台形にした結晶が 56 本、ビーム軸周辺に置かれる  $5 \times 5 \times 50 \text{ cm}^3 (27X_0)$  の大きさのものが 24 本あり、CsI カロリメータは計 576 チャンネルで構成される。

$K_L^0$  の崩壊領域は 2 個の大きな検出器、フロント・パレル (FB) とメイン・パレル (MB) で覆われている。これらは、鉛/シンチレータ積層型カロリメータで厚さは FB が  $17.2 X_0$ 、MB が  $13.5 X_0$  である。CsI カロリメータの 50 cm 上流には、荷電粒子を検出するため、カロリメータ全体を覆うように 6 mm 厚のプラスチックシンチレータ検出器 (CV) が置かれている。またカロリメータと上記の検出器の間のビームホール内側部分にもビームと平行に同様のプラスチックシンチレータが 4 枚置かれている。

崩壊領域の上流と下流にはビームホールを通り抜けていく光子を検出するために複数のカラー・カウンタ (CC00, CC02–CC07) が設置されている。CC02 はいわゆるシャシュリク型の鉛/シンチレータ積層型検出器で崩壊領域のすぐ上流側、FB の内側に置かれる。

さらに、ビームホール中に平行に逃げた粒子を検出するための検出器がビームライン最下流のビーム中に置かれている。ビーム中の光子のための検出器 (BA) は鉛/シンチレータの積層型の層とクォーツの層が交互に重ね合わさった構造になっており、全体の長さは  $14 X_0$  である。BA の前には厚さ 3 mm のプラスチックシンチレータ検出器 (BHCV) があり、ビームホールを抜けた  $K_L^0$  崩壊による荷電粒子を検出する。

トリガーは、 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  崩壊の他に検出器の応答を調べるため  $K_L^0 \rightarrow 3\pi^0$  崩壊や  $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$  崩壊のデータも取得できるように設定された。トリガーレベルで CsI カロリメータ上の光子の数を概算するため、あらかじめ CsI 結晶を 8 本ずつ 72 の組に分け、この 1 組に対して 80 MeV 以上のエネルギーを含むものが 2 組以上あることを要求し、同時に CV やいくつかの光子検出器に反応がないことを要求した。

実験中、CsI カロリメータや他の検出器のエネルギースケールは宇宙線やビームラインの上流からくる  $\mu$  粒子を用いて常に較正し続けた。特に CsI カロリメータの相対的なエネルギースケールは、 $K_L^0 \rightarrow 3\pi^0$  崩壊を用いた方法で常に微細な調整を行った。

### 3 解析

データ解析では、まず CsI カロリメータ上の光子によるエネルギーの位置と大きさを測定する。複数の CsI 結晶で構成されたエネルギーのクラスタに対して、それが 1 個の光子から作られる電磁シャワーの形と一致していることを

要求する。また  $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  を同定するためにクラスタの数が 2 個であること、それぞれのクラスタの総エネルギーが大きいものは 250 MeV、小さいものは 150 MeV よりも大きいことを要求する。光子の位置とエネルギー測定精度を向上させるため、クラスタの位置についてカットをかけた。光子が CsI 表面のビームホールを含む  $36 \times 36 \text{ cm}^2$  の範囲にあるとき、または半径 88 cm の円よりも外にあるときには、それらの事象は  $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  探索の解析には使用されない。

つぎに、その事象で検出される粒子がカロリメータ上の 2 個の光子のみであることを保証するため、veto 検出器に対して低いエネルギー閾値を設定し、それを超えるエネルギーがないことを要求する。おもな検出器における閾値は、FB、MB と CC02 に対して 1.0 MeV、CV に対して 0.3 MeV である。また CsI についても、光子としてのエネルギークラスタに含まれない孤立した結晶に対して、光子との距離に応じて 10 MeV から 2 MeV の閾値を設定した。BA については鉛/シンチレータ層について 20 MeV の閾値を設定し、クォーツ層についてはビーム中の中性子による反応を排除するためチェレンコフ光の発生を確認した上で、それらが同時起こったことを要求する。

この時点で、終状態の 2 個の光子系の不変質量が  $\pi^0 (135 \text{ MeV}/c^2)$  のもの ( $M_{\pi^0}$ ) であること、 $\pi^0$  の崩壊点がビーム軸上にあることを仮定し、

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

の関係式から  $\pi^0$  を再構成する。ここで  $E_1, E_2$  は二つの光子のエネルギー、 $\cos \theta$  は崩壊点で二光子の方向が成す角である。そして、 $K_L^0 \rightarrow \gamma\gamma$  崩壊事象を排除するために、 $P_T$  が  $0.12 \text{ GeV}/c$  以下であること、さらに 2 個の光子が CsI カロリメータ表面上でなす角度が  $135^\circ$  よりも小さいことを要求し、これによって  $K_L^0 \rightarrow \gamma\gamma$  からの背景事象は無視できるレベルまで低減された。また、再構成された  $\pi^0$  について、エネルギーが  $2 \text{ GeV}$  以下であることを要求し  $K_L^0$  崩壊で生じたものとして妥当な範囲の事象を選択した。

最終的に  $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  崩壊事象として採用する信号事象領域を  $P_T$  と  $Z_{\text{vtx}}$  を用いて  $0.12 < P_T < 0.24 \text{ GeV}/c$  および  $340 < Z < 500 \text{ cm}$  と設定した。その上でわれわれは、この解析において信号領域内の事象は背景事象の見積りが終了するまで隠しておく、いわゆるブラインド・アナリシスを採用した。

#### 3.1 背景事象の見積り

E391a 実験における背景事象は、大きく分けて二種類ある。一方は  $K_L^0$  崩壊からのもの、もう一方は中性ビームのハロー中にある中性子と物質との反応からのものである。それぞれについての見積り手法を説明する。

### 3.1.1 $K_L^0$ 崩壊起源の背景事象

$K_L^0$  崩壊による最大の背景事象は、 $K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$  崩壊において 4 個の光子のうち 2 個を検出し損ってしまう場合である。この背景事象に対する見積りは、モンテカルロシミュレーション(MC)を用いて行った。データの約 11 倍に相当する  $K_L^0$  崩壊を発生させ、それらに対してデータと同様のカットをかけた結果、事象数は 0.11 と見積られた。この際、余分な光子を検出し背景事象を排除するためにもっとも重要な検出器は、CsI カロリメータと MB であることがわかった。検出器全体の光子に対する不感率が MC で正しく再現されていることを検証するため、われわれは終状態に 4 個の光子がある事象の解析を行った。図 4 は 4 個の光子から再構成された不変質量の分布を表す。 $K_L^0$  の質量におけるピークの他に不変質量の低い領域に  $K_L^0 \rightarrow 3\pi^0$  からの寄与が見られる。これらの事象は  $K_L^0 \rightarrow 3\pi^0$  崩壊における 6 個の光子のうち 2 個が失われた場合であるので、これが MC を用いてよく再現されていることから、われわれが光子の不感率についてよく理解していることを示している<sup>1</sup>。

荷電粒子を含む崩壊 ( $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0, K_L^0 \rightarrow \pi l \nu (l = e, \mu)$ ) についても MC を用いた見積りを行ったが、再構成された  $\pi^0$  に対する運動学的カットの効率、以前に測定した CV の不感率 ( $10^{-4}$ ) [13] を考慮すると無視できる程度と確認された。

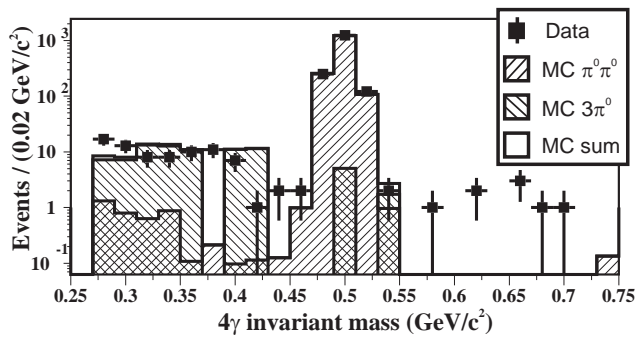


図 4 4 個の光子から再構成された不変質量の分布

図中の点はデータ、ヒストグラムは  $K_L^0 \rightarrow 3\pi^0$  と  $K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$  崩壊の MC による事象である。

### 3.1.2 ハロー中性子による背景事象

われわれは綿密なコリメータ設計を行い、ハロー成分の非常に小さい中性ビームを実現したが、今回の解析によってそれでもなおハロー中性子による事象が E391a 実験における最大の背景事象となりうるということがわかった。以下ではこれを三種類に分類し、それぞれの背景事象に対する見積りについて説明する。

<sup>1</sup> 実データにおいて不変質量が  $K_L^0$  よりも高く再構成される事象が観測されているが、これは複数の光子から  $\pi^0$  を作る時の組み合わせを間違えたと起こることがわかっている。MC とデータの差は統計的に有意とはいえない。

## A. CC02 事象

一つ目は、ハロー中性子が崩壊領域上流の CC02 と相互作用し  $\pi^0$  を生成する事象(CC02 事象)である。これらの事象に対して  $\pi^0$  崩壊点を再構成すれば、理想的には CC02 の位置になるはずであり、これらは信号領域には含まれない。ところが、電磁シャワーの CsI カロリメータからの漏れや光核反応によって光子のエネルギーを低く測定した場合、これらの事象は信号領域に入ってくる可能性がある。この事象について正確な見積りを行うために、われわれは CC02 下流端から 6.5 cm の崩壊領域最上流位置に 5 mm 厚のアルミ板を挿入した状態でデータの取得を行った(アルミ標的データ)。当然ビーム中心に存在する中性子(コア中性子)とハロー中性子とはエネルギーの分布が異なるが、コア中性子によってアルミ板で生成された  $\pi^0$  の運動量と  $P_T$  は CC02 でハロー中性子によって生成された  $\pi^0$  とよく一致した<sup>2</sup>。両者の生成点の違いによる補正を施した結果、図 5 に示すように、両者の  $Z_{\text{vtx}}$  分布も非常によい一致を見せた。アルミ標的データの事象数を物理ランデータにおける  $Z_{\text{vtx}} < 300$  cm の事象数で規格化した結果、結果信号領域における CC02 事象は 0.16 と見積られた。また、この見積りの検証のために信号領域の上流  $300 \leq Z_{\text{vtx}} \leq 340$  cm における事象数の比較を行った。物理ランにおいて 3 事象が確認されたのに対しアルミ標的ランでは  $1.9 \pm 0.2$  事象と計算され、これらは統計の範囲内で一致した。

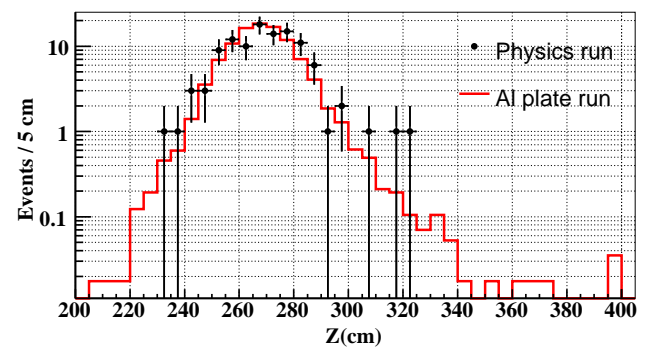


図 5 ハロー中性子によって CC02 中で生成された  $\pi^0$  の再構成された崩壊点の分布

図中の点は物理ランで得られたデータにおける事象、ヒストグラムはアルミ標的ランでの事象分布。

## B. CV - $\pi^0$ 事象

別のハロー中性子による背景事象源は、CV において  $\pi^0$  を生成する場合 (CV -  $\pi^0$ ) である。この事象の場合も、エネルギー測定が正しければ  $Z_{\text{vtx}}$  は CV の位置になる、つまり信号領域外に再構成されるべきであるが、反応で生じた他の粒子やアクシデンタルな反応が光子のエネルギークラスと重なった場合、再構成される  $Z_{\text{vtx}}$  が上流にシフトして

<sup>2</sup> ほぼ検出器のジオメトリでアクセプタンスが決定されるため。



しまい背景事象となる。この事象の見積りを行うために、われわれは Run1 で採用した解析方法 (bifurcation method[7,14,15])を適用することにした。この方法では、すべてのカットを互いに効果が独立な二組に分け、それぞれの組の効果をもう一方の組のカットで排除されないイベントで見積り、それらの積を取ることで事象数を計算することができる。MC によって発生させたハロー中性子が CV で  $\pi^0$  を生成したサンプルを用いて見積りを行った結果、信号領域内の背景事象数は 0.08 となった。

### C. CV- $\eta$ 事象

今回の解析において最後に問題となったのが、ハロー中性子による反応で CV において  $\eta$  粒子が生成される事象 (CV- $\eta$ )であった。式(1)より、CV で生成された  $\eta$  粒子 (質量  $547.5 \text{ MeV}/c^2$ ) を  $\pi^0$  と誤って再構成すると  $Z_{\text{vtx}}$  は実際よりも約 4 倍 CsI カロリメータから遠くの位置になり、ちょうど信号領域に入ってしまふ。われわれはこの事象を MC で再現するため、GEANT4 の QBBC 物理パッケージ (binary cascade hadron interaction model[16])を基にしたシミュレーションの枠組を作成した。この MC が  $\eta$  の生成断面積、運動量分布などを正しく再現できているかどうか確認するために、われわれは再度アルミ標的ランのデータを利用した。アルミ標的ランでの 2 個の光子を含む事象において、光子の生成点がアルミ標的上にあると仮定して系の不変質量の分布を見ると、図 6 のように  $\pi^0$  と  $\eta$  のピークが確認された。上記の新しい MC を用い、中性子による反応で  $\eta$  を生成させ同時に発生する粒子数をエネルギー領域に応じて調整することで、この MC がデータを正しく再現できることが確認された。この上で、今度は CV において  $\eta$  を生成する事象を MC で再現し、物理ランとアルミ標的ランにおける陽子ビームの量で規格化を行った結果、背景事象数は 0.06 と見積られた。

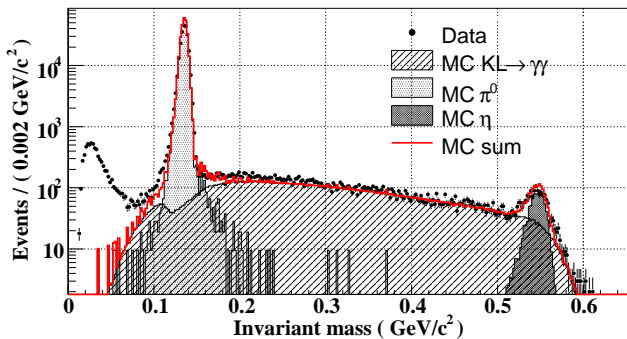


図 6 アルミ標的ランにおいて、 $Z_{\text{vtx}}$  が標的上にあることを仮定して再構成された二光子系の不変質量分布

図中の点はアルミ標的ランでのデータを表す。ヒストグラムは、MC を用いてアルミ標的上で生成された  $\pi^0$  と  $\eta$ 、 $K_L^0 \rightarrow \gamma\gamma$  崩壊事象、それらの和を表す (不変質量が小さい領域の事象は、ビーム中の中性子による  $\pi^0$  または  $\eta$  を伴わない事象と考えられる)。

## 3.2 背景事象のまとめ

表 1 に信号領域内の背景事象の見積りをまとめる。われわれはこの他にも、前述のように  $300 \leq Z_{\text{vtx}} \leq 340 \text{ cm}$  の領域や  $P_T < 0.12 \text{ GeV}/c$  の領域で、背景事象源からの見積りとデータでの事象数を比較し、見積り手法に問題がないことを確認した。

表 1 信号領域内におけるそれぞれの背景事象の見積り

Background source	Estimated number of BG
$K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$	$0.12 \pm 0.12$
CC02	$0.16 \pm 0.05$
CV- $\pi^0$	$0.08 \pm 0.05$
CV- $\eta$	$0.06 \pm 0.02$
total	$0.42 \pm 0.14$

## 3.3 $K_L^0$ 数と信号感度

Run2 における信号領域での  $K_L^0$  の総崩壊数  $N(K_L^0)$  は、 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$  崩壊 (1495 事象) を用いて崩壊の分岐比[17]と信号領域での崩壊確率から系統誤差を含めて  $N(K_L^0) = (5.13 \pm 0.40) \times 10^9$  と計算された。この値はさらに  $K_L^0 \rightarrow 3\pi^0$  と  $K_L^0 \rightarrow \gamma\gamma$  崩壊を用いて検証され、それぞれから得られた値の差は約 5% の範囲で一致した。

また、信号アクセプタンスは  $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  崩壊の MC にデータと同様カットをかけて、0.67% と見積った。

単信号感度 (SES) は、信号アクセプタンス  $A(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})$  と  $N(K_L^0)$  から

$$SES(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) = \frac{1}{A(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) \cdot N(K_L^0)}$$

と表される。これらからわれわれは統計誤差と系統誤差を含め、SES を  $(2.9 \pm 0.3) \times 10^{-8}$  と見積った。

## 4 結果

以上のように背景事象の見積りと感度の計算をした上で、われわれは信号領域を開けることとした。その結果、図 7 に示すように領域内に事象は見つからず、われわれはポアソン統計を用いて  $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  崩壊の分岐比に対する上限値を

$$Br(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) < 6.7 \times 10^{-8} \text{ (信頼度 90\%)}$$

と設定した<sup>3</sup>。これは、われわれが Run1 のデータを用いて報告した結果[6]から 3.1 倍、KTeV 実験の結果から 8.8 倍の改善となる[18]。また Run1 での結果における背景事象数の見積りは 1.9 であるので、信号対雑音比では 10 倍以上の改善となった。

<sup>3</sup> この計算において単事象感度における誤差は含まれていないが、上限値に対する影響は 1% 以下であることがわかっている。

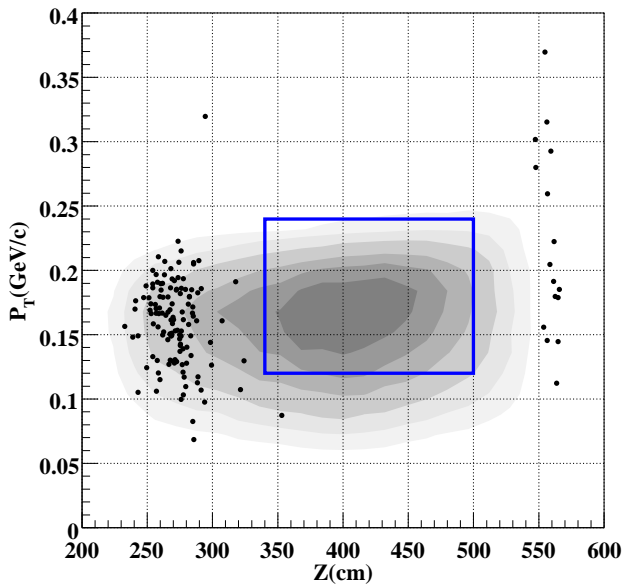


図7 すべてのカットをかけたあとの  $P_T - Z_{\text{ vtx}}$  分布

図中の点はデータ，等高線はMCによる  $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  シグナル分布を表している。青線で囲まれた長方形が信号領域である。

## 5 おわりに

KEK-PS E391a Run2においてわれわれはRun1で観測された種々の問題を解決し，現在の感度における新たな背景事象源について多くの知見を得た。現在はRun3において取得されたデータの解析がほぼ完了しており，さらにより感度での結果がまとめられている。

また，本研究で得られた経験と背景事象に関する情報はJ-PARCで行われる  $K^0$ TO実験の設計に反映されており，今後数年間で  $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  崩壊の単信号感度が標準理論の予言値に達することが期待されている。

## 6 謝辞

本研究は，共同で解析を進めたシカゴ大学のG. N. Perdue氏(現 FNAL)をはじめ，多くの方々の多大な貢献により完成しました。特に実験代表者である稲垣隆雄教授には多くの貴重な助言を頂きました。

また本研究はKEK12GeV PS関係者の方々，ビームチャンネルグループの皆様の全面的サポートの上に成り立っています。この場を借りて謝意を表します。最後に，博士論文を指導して下さった笹尾登教授に深く感謝致します。

## 参考文献

- [1] L. S. Littenberg, Phys. Rev. D **39**, 3322 (1989).  
A. J. Buras *et al.*, hep-ph/0405132, and references therein.
- [2] D. Bryman *et al.*, Int. J. Mod. Phys. **21**, 487 (2006).
- [3] F. Mescia and C. Smith, Phys. Rev. D **76**, 034017 (2007).
- [4] Proposal of  $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  Experiment at J-PARC, 2006.
- [5] A. Alavi-Harati *et al.*, Phys. Rev. D **61**, 072006 (2000).
- [6] J. K. Ahn *et al.*, Phys. Rev. D **74**, 051105(R) (2006).
- [7] 坂下健, 高エネルギーニュース **25-3**, 121 (2006).
- [8] T. Inagaki *et al.*, KEK Internal 96-13 (1996).
- [9] S. Ajimura *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **435**, 408 (1999).  
S. Ajimura *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **552**, 263 (2005).
- [10] H. Watanabe *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **545**, 542 (2005).
- [11] M. Doroshenko *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **545**, 278 (2005).  
M. Doroshenko, Ph. D. thesis, The Graduate University for Advanced Science, 2005.  
K. Sakashita, Ph. D. thesis, Osaka University, 2006.
- [12] 稲垣隆雄, イムケヨブ, 奥野英城, 高エネルギーニュース **23-1**, 13 (2004).
- [13] T. Inagaki *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **359**, 478(1995).
- [14] S. Adler *et al.*, Phys. Rev. Lett. **79**, 2204 (1997).
- [15] J. Nix *et al.*, Phys. Rev. D **76**, 011101 (2007).
- [16] S. Agostinelli *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **506**, 250 (2003).  
“Geant4 8.3 Release Notes”, CERN.
- [17] Particle Data Group, W. M. Yao *et al.*, J. Phys. G **33**, 1 (2006).  
<http://pdg.lbl.gov/>
- [18] J. K. Ahn *et al.*, Phys. Rev. Lett. **100**, 201802 (2008).