

J-PARC KOTO 実験：最初の物理ラン結果と現状

高エネルギー加速器研究機構 素粒子原子核研究所

野村 正

小松原 健

tadashi.nomura@kek.jp takeshi.komatsubara@kek.jp

2016 年 (平成 28 年) 11 月 24 日

1 はじめに

J-PARC において中性 K 中間子の稀崩壊モード $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ を探索する KOTO 実験が最初の物理ランを行ったのは 2013 年 5 月である。2009 年のビームライン建設以来、2011 年の震災の影響はあったものの着々と実験準備を進め、いよいよ物理データを貯めようという段階にたどり着いたのだが、その矢先にハドロン実験施設での事故があり、約 100 時間の物理データ蓄積後、2 年間の休止となった。その間は、虎の子の物理データをしっかり味わい、同時に、そこで得られた問題点を克服するための改良を行う時間となった。ハドロン実験施設は安全対策を強化する改修を行った後、2015 年 4 月に利用運転を再開し、同時に KOTO 実験も物理ランを再開した。現在は継続的にデータを収集する段階にある。本記事では、2013 年に行われた KOTO 実験最初の物理ランで得られた結果と、その後の検出器増強、2015 年ランとその解析現状について述べる。

2 KOTO 実験

J-PARC KOTO 実験は、中性 K 中間子の稀崩壊 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の研究を通して素粒子標準理論を越える新しい物理を探ることを目的としている。国内 (KEK, 大阪大, 京都大, 山形大, 防衛大, 岡山大, 佐賀大), 海外 (米国, 台湾, 韓国, ロシア) から合わせて約 60 名が参加しており、およそ半数が海外からの参加者で、20 名近い大学院生が活躍する場となっている。

2.1 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$

$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊は素粒子標準理論およびそれを越える新しい物理の研究にとって最も魅力的な過程の一つである。標準理論によればこの崩壊の分岐比は $Br(K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) = (3.0 \pm 0.3) \times 10^{-11}$ と計算されており、計算に用いられている小林益川行列のパラメータなどの誤差を

除けば、理論の不定性は 2% 程度と極めて小さい [1]。そのため、実験と理論の比較が明らかで、ずれがあれば何らかの標準理論以外の寄与を意味する。標準理論を越える様々なモデルでの分岐比計算がなされ、中には一桁大きく予言するものもある [2, 3]。

理論的魅力の一方、その分岐比の小ささや運動学的な制限の少なさから、実験としては挑戦的である。これまでの分岐比上限値は KOTO 実験の「親」にあたる KEK E391a 実験によって与えられた $Br(K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) < 2.6 \times 10^{-8}$ (90% C.L.) である [4]。間接的には、荷電モード $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ 崩壊との関係から導かれる Grossman-Nir limit と呼ばれる制限もあり [5]、BNL での実験結果に基づいて $Br(K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) < 1.5 \times 10^{-9}$ という上限値が与えられている [6]。いずれにせよ、標準理論予測値までにはまだ 2-3 桁の未開の地がある。

2.2 実験手法

$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の検出は、検出器内に導かれて崩壊した K_L について、娘粒子 π^0 がさらに崩壊してできる 2 つの光子を捉えること、かつ、他には何も発生しなかったと保証することによって行われる。 K_L 崩壊のほとんどは荷電粒子を含んだり 2 つ以上の光子を含んだりしていて、この条件を満たさない。唯一 $K_L \rightarrow 2\gamma$ は 2 つの光子のみを含むが、ニュートリノが運動量を持ち去る $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ との運動学の違いで区別される。

ビームライン ハドロン実験施設では MR 加速器から遅い取り出し方式で引き出された 30 GeV 陽子を金標的に入射し、発生する二次粒子をいくつかのビームラインに導いて素粒子原子核実験に利用している。KOTO 実験は KL ビームライン [7] と呼ばれる中性ビームラインで行われている。後述するように、イベントの再構成時にビーム軸上での崩壊を仮定した計算を行うため、ビームサイズは小さくしなければならない。一方で、多くの K_L を得るためにはビームサイズを大きくしたいという要望

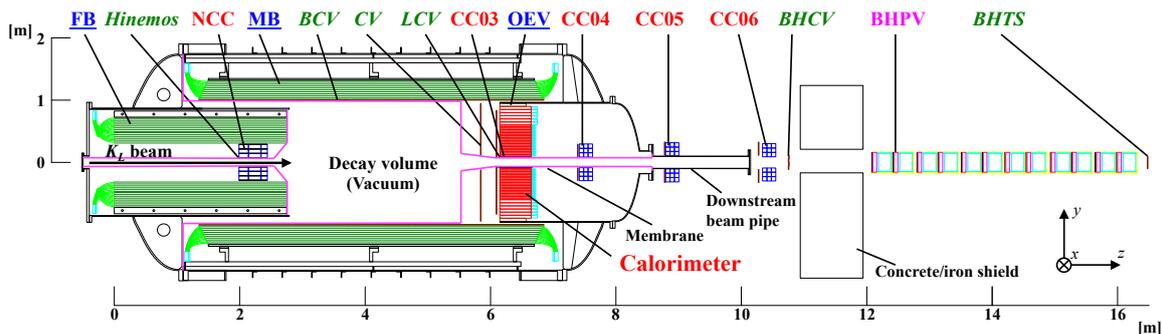


図 1: KOTO 検出器の断面側面図。図中左から中性ビームが入射し、“Decay volume”と記された領域で起こる K_L の崩壊をとらえる。KOTO 実験ではビーム中心軸を Z 座標とし、検出器群の最上流端を $Z = 0$ として表している。なお、 $Z = 0$ は金標的からおよそ 21 m 地点に当たる。

もあり、この妥協によって立体角 $7.8 \mu\text{sr}$ に相当する四角形のビームとしている。中性ビームラインであるため K_L の他に大量の中性子や光子も含まれている。ビームの整形は 4.5m 長と 5m 長の 2 台のコリメータで行い、穴のテーパを工夫することによって、とりわけ中性子の多重散乱によるビーム周辺への漏れ出し（いわゆるハロー中性子）を極力抑える設計となっている。

検出器 図 1 に KOTO 検出器の断面側面図を示す。検出器は中性ビームを囲う円筒形に配置されており、光子のエネルギーと位置を測定する電磁カロリメータがエンドキャップ部に置かれている。電磁カロリメータは長さ 50 cm の undoped CsI 結晶を約 2700 本積み上げて構成され、中央部（ビーム中心から ± 60 cm）は 2.5 cm 角、その外は 5 cm 角断面の結晶ごとにシンチレーション光を読み出している。 K_L の崩壊領域をくまなく囲うように、荷電粒子検出器や光子検出器が設置され、崩壊と同時に起こる粒子の全てを逃さないようにしている。もっとも大きく崩壊領域を覆うのは円筒部に置かれた 5.5m 長の MB(Main Barrel) 光子 veto 検出器、上流部を制限するのは NCC(Neutron Collar Counter) と呼ぶビーム周縁部検出器や FB(Front Barrel) 光子 veto 検出器、電磁カロリメータの前で荷電粒子を捉えるのは CV(Charged Veto) 検出器である。電磁カロリメータには中性ビームが通過するビームホールが設けられているが、そこを抜けて逃げる粒子を捉えるため、下流部には多段のビーム周縁部検出器 (CCxx; Collar Counter) が配置された後、最下流には中性ビーム中にも検出器 (BHxx; Beam Hole xx) を設置している。

中性ビームと残留ガスの反応によるバックグラウンド事象を抑えるため、崩壊領域は 10^{-5} Pa レベルの高真空にしている。崩壊でできた粒子が検出前に消えてしまわないよう、主な検出器は崩壊領域から薄い膜のみで隔てられた低真空領域 (0.1 Pa レベル) に設置されている。

KOTO 実験ではすべての検出器の信号を波形として記録している。電磁カロリメータを含むほとんどの検出器はサンプリング周波数 125MHz、ダイナミックレンジ 14 ビットの ADC モジュールを、ビーム中の検出器は 500 MHz、12 ビットのモジュールを使用している。高いカウントレートによってイベント時間付近に複数のヒットが同一チャンネルに入った場合でも個々のヒットを正しく構成することが主な目的である。

ビームラインや検出器の詳細は高エネルギーニュースに掲載された記事 [7, 8] や文献 [9] を参照されたい。

2.3 解析手法

KOTO 実験で信号を正論理として使うのは 2 つの光子を捉える電磁カロリメータのみであり、その情報からイベントを再構成することになる。電磁カロリメータ中で光子が作る電磁シャワーは複数の結晶に広がって発展し、エネルギー堆積のある結晶の一群（クラスタと呼ぶ）が構成される。各結晶の出力和から光子のエネルギーを、エネルギー堆積パターンから入射位置を得る。2 つの光子のエネルギーと位置が得られると、その 2 光子がビーム軸上の π^0 崩壊から来ていると仮定し、不変質量が π^0 の質量と等しくなる位置を探すことによって崩壊 Z 位置 (Z はビーム方向の座標) が算出できる。また、 Z 位置がわかれば π^0 の持つ横方向運動量 (P_T) も計算できる。 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 信号候補は、電磁カロリメータの 2 光子以外に信号がなく、崩壊 Z 位置が崩壊領域の範囲内にあり、かつ、ニュートリノが持ち去る運動量による比較的大きな P_T を持つイベントとして定義される。Veto 検出器に信号がないことや、いくつかの運動学的な条件を課し、また、クラスタの形状が光子らしいことを要求する、などによってバックグラウンド事象を取り除いた後に、 P_T vs Z の二次元プロットを見ることになる。

3 2013 年物理ランの結果

KOTO 実験は 2013 年 5 月に最初の物理ランを行った。ビーム強度 24 kW の元でデータ収集を行い、ハドロン実験施設で起こった事故による運転中止までの間、およそ 100 時間データを蓄積した。

3.1 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 探索解析

図 2 にすべての信号選択条件を課した後の P_T vs Z のプロットを示す。2013 年データの解析では信号領域を

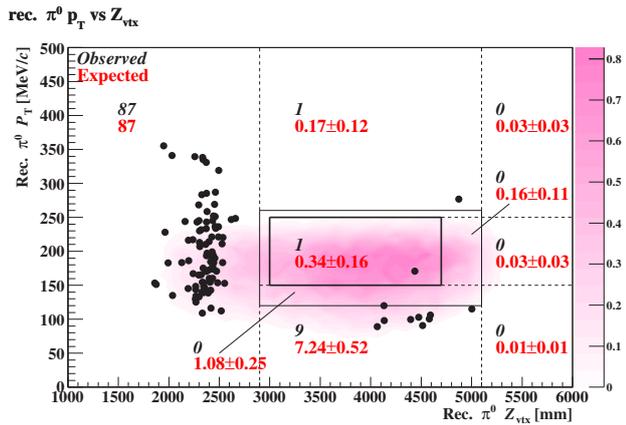


図 2: 2013 年データ解析の結果 [9]。再構成された崩壊 Z 位置と π^0 の P_T とで示される平面上に信号領域 (中央部内側の四角) を定義している。点はデータ、数字は各領域で観測されたデータ数 (黒字の整数)、及び、バックグラウンドの期待値 (赤字のエラー表示付きの数字) を示す。濃淡で示される contour は $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の分布を任意スケールで重ね書きしたもの。

$3000 < Z < 4700$ mm, $150 < P_T < 250$ MeV/c の範囲 (図中央部の太線内) としている。信号選択条件を確定するまでは信号領域とその周辺 (図中央部の細線のボックス内) を隠して解析を進める、いわゆる blind analysis の手法を採った。他の K_L 崩壊モードや中性子反応によるバックグラウンドイベントをできるだけ落とすよう選択条件を決め、その上で残るイベント数の期待値を信号領域内外の各エリアで見積もっている。 K_L 崩壊の寄与はシミュレーションで、中性子反応の寄与は中性ビーム中にアルミ標的を挿入した特別なランで取得したデータに基づいて評価した。信号領域内のバックグラウンド見積値は $0.34(\pm 0.16)$ であった。内訳を表 1 に示す。必ずしも十分小さい値ではないが、この限られたデータでできる最善であると判断し、信号領域内を見ることとした。結果、1 イベント観測された。この結果はバックグラウンドの期待値とコンシステントだと言える。

表 1: 2013 年データ解析で見積もったバックグラウンド事象数の内訳。

カロリメータでのハロー中性子反応	0.18 ± 0.15
K_L 崩壊	0.10 ± 0.04
NCC でのハロー中性子反応	0.06 ± 0.06
計	0.34 ± 0.16

1 イベント観測に対応する感度 (single event sensitivity: SES) は、収集した K_L 崩壊数と幾何学的アクセプタンス、信号選択条件の efficiency などから算出される。 K_L 数は信号と同時に収集した $K_L \rightarrow 2\pi^0, 3\pi^0, 2\gamma$ の収量から計算し、アクセプタンスや efficiency はシミュレーションで評価した結果、 $SES = (1.28 \pm 0.04_{\text{stat.}} \pm 0.13_{\text{syst.}}) \times 10^{-8}$ と得られた。バックグラウンド期待値の精度は十分ではないため、バックグラウンドを考慮しない単純なポアソン統計に従う上限値を採用することとし、 $Br(K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) < 5.1 \times 10^{-8}$ (90% C.L.) を与えた [9]。わずか 100 時間のデータ収集でありながら KEK E391a 実験と同等の SES に達したことは大きな意味があった。しかし、分岐比上限値を更新するには至らず、また、感度を上げるにはバックグラウンドの抑制が必要なことも判明した。

3.2 $K_L \rightarrow \pi^0 X^0$ 探索

KOTO 実験は K_L 崩壊で π^0 だけが観測される過程を探しているため、副産物として $K_L \rightarrow \pi^0 X^0$ といった未知の粒子への崩壊の探索もできる。特に π^0 質量に近い粒子の探索においては世界初探索が可能であることが最近指摘された [10]。副産物ではあるが少し長めに紙面を割いて紹介したい。

「 π^0 に近い質量を持つ中性で軽い新粒子 X^0 の探索」と藪から棒に言われても何のことかわからないと思うが、込み入った事情があるのでおつきあい願いたい。

中性で軽いボーズ粒子、なかでも、通常物質と相互作用をせず寿命も長いために測定器で検出されずに通り抜ける新粒子の探索はこれまで様々な実験手段で行われてきた [11]。K 中間子崩壊では、古くは KEK-PS の初期の E10 実験 ($K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ 崩壊の探索) [12] がアクシオン a^0 を伴う二体崩壊 $K^+ \rightarrow \pi^+ a^0$ 崩壊の分岐比への上限値 3.8×10^{-8} を得て、Peccei-Quinn の元々のモデル [13] を棄却している。アクシオン以外にも、素粒子の世代数 (family number) が自発的対称性の破れで生じるとする Wilczek のモデル [14] に登場する新粒子 (familon) は、クォークのフレーバーを変える中性カレ

ントに結合し、K 中間子の πX^0 崩壊で現れる。質量がゼロあるいはゼロに近い X^0 について、E10 実験の後継でもある BNL の E787/E949 実験では $K^+ \rightarrow \pi^+ X^0$ 崩壊を探索し、 10^{-10} 台の上限値を得た [6]。世代数の対称性の破れがもしあれば、そのエネルギースケールは 10^{11} GeV を超えることになる。

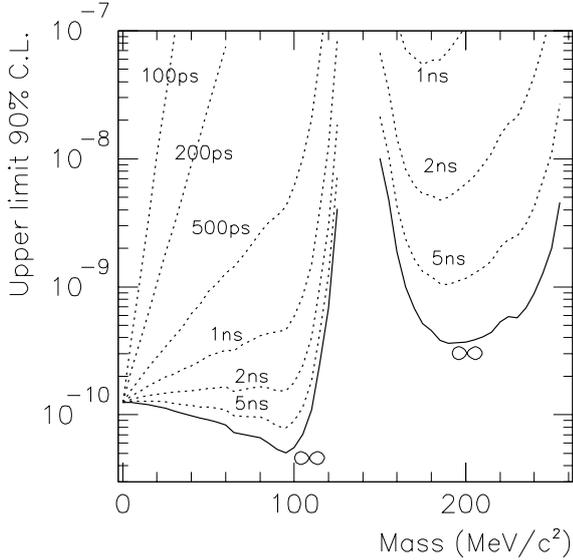


図 3: $K^+ \rightarrow \pi^+ X^0$ 崩壊分岐比の上限値 [6]。

さて、図 3 に示す X^0 の質量に対する $K^+ \rightarrow \pi^+ X^0$ 崩壊分岐比の上限値を見ると、 π^0 に近い質量 (116–152 MeV/c²) の X^0 に対する制限が全くかけられていない。 K^+ の主崩壊モードの一つである二体崩壊 $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$ からのバックグラウンドを避けるべく、 π^0 に近い質量の X^0 (に対応する運動量を持つ π^+) については探索から外されていたためである¹。BNL E787/E949 のような静止 K^+ の実験であれ、CERN NA62 のような in-flight 崩壊の実験であれ、 K^+ 、 π^+ とともに運動量がわかるからこそ用いられる手法である。Fuyuto-Hou-Kohda による理論の論文 (2015 年) [10] はこの不備を指摘し、さらに、もしも π^0 に近い質量の新しいゲージボソン Z' が存在すれば、ミュオン $g-2$ の測定のずれが説明でき、図 4 にあるダイアグラムで vector-like U quark を媒介して起こる $K_L \rightarrow \pi^0 X^0$ 崩壊により検知可能であるとも指摘している [10, 16]。 K_L 崩壊を見る KOTO 実験では π^0 の P_T に制限をかけているが、 P_T と M_{X^0} の間には相関があっても一対一に対応するわけではないので、 π^0 質量付近の未制限の領域を含む広い範囲で X^0 を探索できるはずである。

KOTO 実験では 2013 年データを用いて $K_L \rightarrow \pi^0 X^0$

¹但し、E949 実験ではバイプロダクトとして $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$ 、 $\pi^0 \rightarrow \nu\bar{\nu}$ 崩壊の探索をしており [15]、その結果を $K^+ \rightarrow \pi^+ X^0$ 崩壊探索に焼き直すことができる。 π^0 と同じ 135 MeV/c² の X^0 に対して $Br(K^+ \rightarrow \pi^+ X^0) < 5.6 \times 10^{-8}$ に相当する [6]。

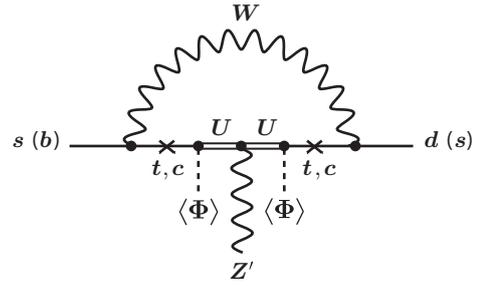


図 4: $s \rightarrow d Z'$ 崩壊のダイアグラム [10]。

崩壊分岐比への初めての実験上限値を得た (図 5)。探索は $K_L \rightarrow \pi^0 \nu\bar{\nu}$ 崩壊の解析条件で行い、 X^0 の質量ごとに $K_L \rightarrow \pi^0 X^0$ 崩壊のアクセプタンス計算を行って上限値を求めている。200 MeV/c² 以下の質量の X^0 に対してはほぼフラットな上限値 3.7×10^{-8} が得られている。質量がゼロの X^0 に対して上限値が悪くなっているのは、 P_T の信号領域の上限が $K_L \rightarrow \pi^0 X^0$ 崩壊に対して最適化されていないからである。この解析では X^0 の寿命は長い (測定器内で崩壊しない) と仮定しているが、有限の寿命を仮定して解析することも可能である。

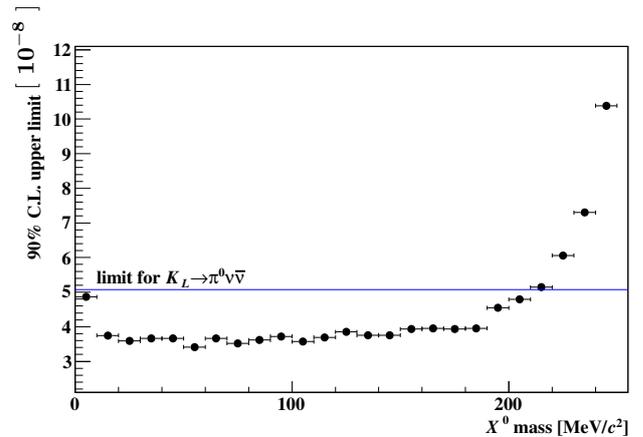


図 5: $K_L \rightarrow \pi^0 X^0$ 崩壊分岐比の上限値 [9]。

ところで、Fuyuto-Hou-Kohda の論文のタイトルには “Loophole in $K \rightarrow \pi \nu\bar{\nu}$ Search” とあるが、ミスリーディングなので最後に補足しておきたい。 $K \rightarrow \pi \nu\bar{\nu}$ 崩壊に対するこれまでの理論解釈に誤りがあったわけではなく、変更されたわけでもない。この論文が述べているのは「 K_L から π^0 と missing energy がある終状態への崩壊を探索している KOTO 実験が Grossman-Nir limit よりも大きい分岐比でこの崩壊を観測する可能性はある」ということである。但し、その場合に観測されるのは $K_L \rightarrow \pi^0 \nu\bar{\nu}$ 崩壊ではなく $K_L \rightarrow \pi^0 X^0$ 崩壊であり、従来は想定していなかった新しい物理である。

4 2013年ランから2015年ランへ

2013年5月以来、ハドロン実験施設では安全対策を充実させる改修工事が進められ、利用運転の再開までには2年の歳月がかかった。その間、実験グループは2013年に収集した虎の子の100時間データの解析を進めていたと同時に、そこで明らかになってきたバックグラウンド源に対する対策を練ってきた。

以下、アップグレード項目を順に紹介する。

4.1 中性子バックグラウンド対策

前述のとおり、2013年データの解析での最大のバックグラウンド源はハロー中性子の反応であった。特に図6に示すような一つのハロー中性子がカロリメータに直接入射して二つのクラスタを作るイベントの寄与が大きい。このバックグラウンドは Z も P_T も大きい領域、 P_T

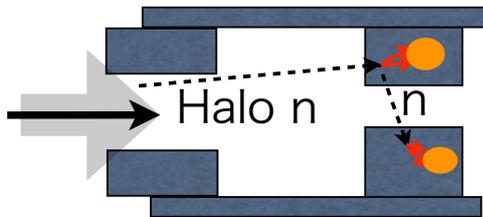


図6: 中性子とカロリメータの反応によるバックグラウンドの発生メカニズム。

vs Z プロットで言うと信号領域の右側、上側から信号領域内へと広がる。排除する方法はカロリメータ上のクラスタの形状が電磁シャワーらしいと要求することであるが、2013年データの解析では十分に落としかれているわけではなかった。さらに削減するには、ハロー中性子そのものの数を減らすこと、そして、より効果的な弁別手法を開発・検証するために中性子イベントサンプルを充実させること、が求められる。前者の目的では、蛍光板と高感度 CCD カメラから成るビームプロファイルモニターを新たに設置し、必要な時にはいつでもビーム中に挿入してカロリメータの位置調整やビーム形状確認を行えるようにした。また、KOTO 検出器のすぐ上流でビームが通過するポリイミドの真空仕切り膜(ビームライン真空との境界)を $125\ \mu\text{m}$ 厚から $12.5\ \mu\text{m}$ 厚に変更し、ビーム中性子の散乱源を減らした。後者の目的では、逆に KOTO 検出器のすぐ上流に高真空仕様のターゲット駆動装置を追加して²、中性ビーム中にアルミターゲット

²2013年には崩壊領域中にアルミターゲットを挿入する装置はあり、少量ながらコントロールデータを取っていた。今回はそれに加えて、中性子だけがカロリメータに到達するよう、上流部にも追加した。

トを挿入した特別なランによって散乱中性子サンプルを大量に集められるようにした。

4.2 $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ バックグラウンド対策

図2で信号領域の下に固まっているイベントは主に $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ から来ている。図7のように、荷電パイオンがビームホールを抜け、下流にあるビームパイプで反応して消失した結果、 π^0 のみのイベントと間違える。2013年解析では信号領域の P_T の下限を大きくして寄与を抑えていたが、反応そのものを削減した方がよい。今回はビームパイプの軽量化(SUS 5 mm 厚からアルミ 5 mm 厚へ)によって消失の大きな元を減らすとともに、ビームパイプ周りをシンチレータで囲い、消失反応の娘粒子を捉えることで実効的な検出効率を回復するようにした。

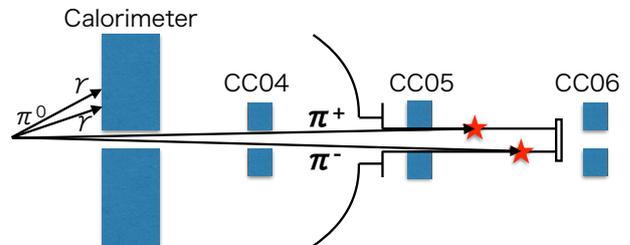


図7: $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ バックグラウンドの発生メカニズム。

4.3 中性ビーム内検出器の増強

中性ビーム内の荷電粒子検出器 BHCV(Beam Hole Charged Veto)は大強度の中性ビームにさらされるため、2013年ランでのビーム強度でさえもアクシデンタルヒットによる信号ロスが少なからずあり、増強が望まれた。そこで、これまで用いていた3mm厚のプラスチックシンチレータに替えて、薄型のガスチェンバーの導入を行った。この増強により同等のバックグラウンド削減能力を持ちつつイベントのロスを抑えられる。

中性ビーム内を抜ける光子の検出の改善も行った。ビーム内光子検出器 BHPV(Beam Hole Photon Veto)は鉛コンバータとエアロジェル放射体を組み合わせたチェレンコフ検出器をビーム方向に多モジュール並べることによって、ビーム中の中性子によるヒットを抑制しつつ光子(の対生成による電子・陽電子)を捉える方法を採用している。モジュール数が総放射長を決めており、4モジュール追加して計16モジュールとすることによって、対生成を起こさないために検出を免れる確率を4%から0.8%に

抑え込んだ³。さらに、BHPVの端部を通り抜けて検出器外に逃げってしまう光子を捉えるため、最下流でビーム周縁部をカバーする光子検出器(鉛コンバータとアクリルバー・チェレンコフカウンタの組み合わせ)を追加した。この増強は $K_L \rightarrow 2\pi^0$ 崩壊に起因するバックグラウンドの削減につながる。

4.4 データ収集システムの増強

KOTO実験のトリガーではパイプライン処理によってデッドタイムを極力減らすようにしているが、2013年ランでのライブタイムは80-85%にとどまった。デッドタイムはレベル2と呼ばれるトリガー段階で発生している。レベル1トリガーが満たされるとADCモジュールからのデータはレベル2トリガーボードに転送され、FPGA(Field Programmable Gate Array)内に複数個用意されたイベントバッファの一つに格納されてレベル2トリガーの決定を待つ。イベントがアクセプトされるとイベントバッファからボード内の外部メモリにデータを書き写すのだが、その速度が十分でないために次のトリガー要求までに空きバッファができない場合があり、その結果、デッドタイムを引き起こす。MR加速器からの遅い取り出しビームの時間構造が十分フラットではなく、平均ビーム強度の割には実効的な瞬間レートが高いことも影響している。この状況を改善するため、フロントエンドであるADCモジュールの段階でデータを可逆圧縮してデータサイズを約1/3にし、メモリに書き写すための時間を減らすようにした。後にバッファ数の最適化も行い、結果として42 kWまでビーム強度が上がっても90%を越えるライブタイムを達成できている。

5 2015年ランと解析状況

2015年4月にハドロン実験施設の利用運転が再開され、KOTO実験もデータ収集を再開した。図8に物理ランで蓄積したデータ量(標的に入射した陽子数)を示す。4月から6月、10月から12月の間、遅い取り出しの運転時間が手厚く割り当てられ、KOTO実験では2013年の約20倍に相当するデータを蓄積できた。ビーム強度は2013年と同じ24 kWから始まり、加速器チームの努力により42 kWにまで到達している。ビーム利用時間のうち、約8-9割を物理データ収集に当て、物理ランの10%程度の割合でバックグラウンドコントロール用の特別ランに、残りを定期的な検出器キャリブレーションなどに用いた。

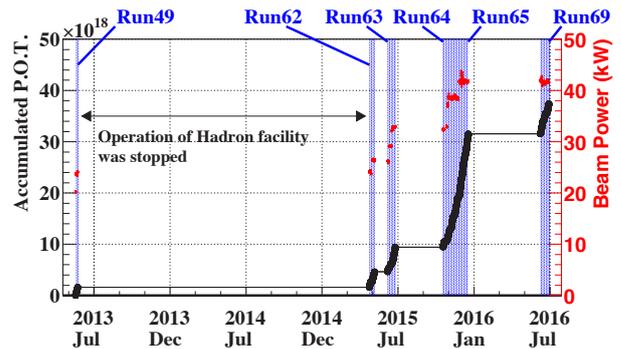


図8: 2013年から2016年の物理ランサマリ。線で結ばれた黒い点は蓄積 POT(Proton On Target; 左側の軸)を、赤い点はビームパワー(右側の軸)を表す。

5.1 解析現状

2015年に収集したデータについては、現在、バックグラウンドの評価と削減手法の開発を中心に精力的に解析を進めている。まだ途上ではあるが現状を少々紹介する。2013年からの進展を示すため、ここでは2015年の最初のラン期間“Run62”(図8参照)に焦点を当てる。この間のビーム強度は2013年に近い24及び27 kWであった。

図9に 6γ サンプル($K_L \rightarrow 3\pi^0$ 候補)の不変質量分布を示す。ピーク位置、分解能ともに2年前と同様の結果が得られていることがわかる。

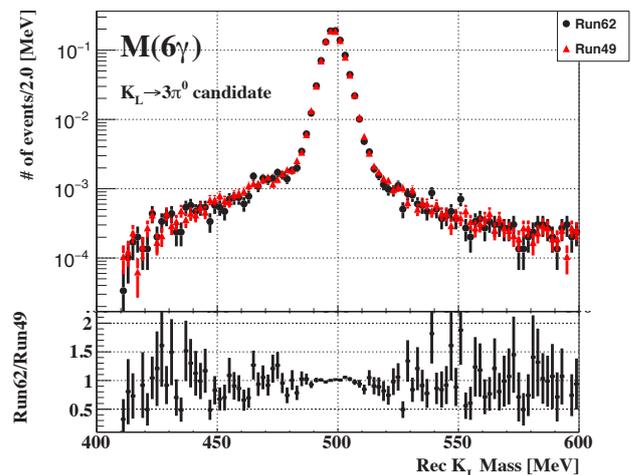


図9: 2015年Run62データおよび2013年データにおける 6γ の不変質量分布の比較。黒(丸)が2015年Run62データ、赤(三角)が2013年データ、下図はその比を表す。分布を比較するためエントリ数で規格化している。

図10にRun62データでの P_T vs Z プロットを示す。2013年データの結果(図2)と順に比較してみたい。データ量は K_L 数で評価して2013年の約1.6倍に相当する。

³プロポーザル設計では25モジュールでの構成だが、予算の都合などで、到達感度見込みをにらみながら小出しに追加している。

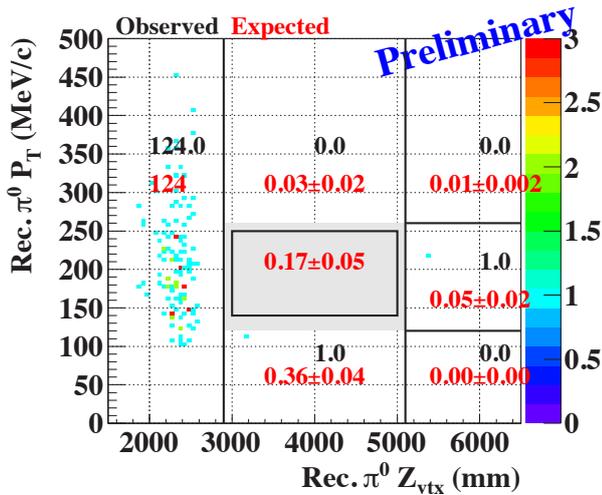


図 10: 2015 年 Run62 データの解析現状 [17]。バックグラウンド見積り (赤字のエラー表示付きの数字) と、信号領域以外でのデータの様子を示す。なお、現時点での達成を示すもので、最終結果ではないことには留意してほしい。

まず、 P_T が低い領域でのイベント数が大きく減らされていることがわかる。これは下流ビームパイプの軽量化とその周囲に置いた新検出器の効果が現れている。これにより P_T の下限値を下げて信号領域を広げられる可能性がある。

次に上流部 ($Z < 3000$ mm) を比べてみると、およそデータ量分のスケールに近い。この領域はハロー中性子が NCC 検出器と反応して π^0 を作る事象から来ていて、正しく 2 つの光子が再構成されている。上流の真空仕切り窓を交換したことで散乱中性子量は減っても、この領域での π^0 数 (カロリメータに 2 光子とも入るほどブーストされる π^0 数) に大きな変化をもたらさないことが予想されており、また、正しく 2 光子を観測しているので以下で述べる新たな光子・中性子弁別条件に影響されないため、データ量でおよそスケールすることは期待された振る舞いである。

2013 年データ解析で最大のバックグラウンド源として残ったカロリメータでの中性子反応に対しては最も重点的に改善を行っている。まず、上流の真空仕切り窓の交換によりカロリメータに直接入射する中性子数はおよそ半分になっていることがわかっている⁴。加えて、カロリメータ情報から中性子と光子を弁別する方法を進展させることでさらなる削減を得ている。

一つはクラスタ形状による弁別である。2013 年データ

⁴ 図 2, 10 は中性子イベントを排除するカットをかけた後なので読み取れないが、カットを外した時に残るイベント数の比較から中性子数は半減していることがわかっている。

解析で使われていた方法は、クラスタに含まれる各々の結晶でのエネルギーと、電磁シャワーシミュレーションによって用意されたテンプレートとを比較し、その差を χ^2 で表現して分類する方法であった。2015 年データ解析ではこれを発展させ、各々の結晶の時間情報や結晶エネルギー分布の確率表現などを新たなパラメータとし、ニューラルネットを構成して削減能力を高める方法を開発した。トレーニングは光子サンプルと中性子サンプル (新設アルミターゲットを挿入したランのデータ) を用いて行われている。これにより、 χ^2 による弁別に対しておよそ 1/10 まで削減できている。

もう一つは波形の違いに着目した弁別である [18]。カロリメータ各結晶の信号は波形として記録しており、波形弁別にも利用できる。図 11 のように記録波形を非対

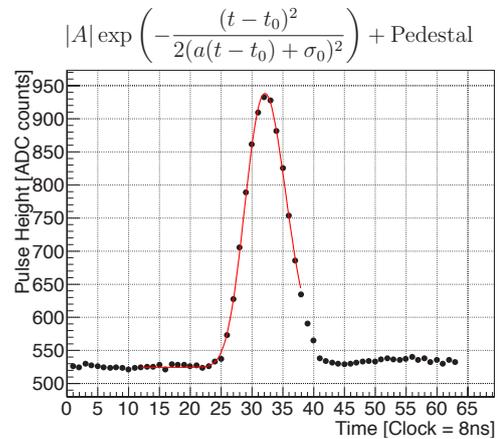


図 11: カロリメータ波形例とフィッティングパラメータ [18]。

称ガウシアンでフィッティングすると、光子の場合と中性子の場合で幅や非対称性を表すパラメータにわずかな違いが見られる⁵。これをもとに likelihood ratio を定義し、イベントを取捨する。2015 年データ解析で初めて導入された方法で、およそ一桁の削減が得られている。

2013 年データ解析ではカロリメータでの中性子反応によるバックグラウンドに対する削減能力は全体で 20×10^{-5} であった。この中には χ^2 によるクラスタ形状による弁別の他にも、ニューラルネットを用いたクラスタ評価 (但し、分離が良くなくアクセプタンスを失う) や再構成した運動学量分布の違いによるカット (但し、実効的に P_T vs Z 分布上にバイアスをかけてしまう) の効果も含まれている。2015 年データ解析では、これら好ましくないカットをひとまず取り除き、より能力の高い新たな方法を追加することにした。この結果、削減能力は

⁵ 125 MHz という比較的低いサンプリング周波数で時間分解能を出すため、波形をガウシアン整形するアナログフィルタを通して記録しているのだが、それでも元の波形の違いは幅の広がりや非対称性の増加として現れる。

2.6×10^{-5} となった。Run62 でのバックグラウンド見積値は 0.05 ± 0.02 に相当する。

現段階での解析では Run62 での信号領域内のバックグラウンド見積値は全体として 0.17 となっている。2013 年データに比べて K_L 数で約 1.6 倍であることに加え、信号領域の定義を $3000 < Z < 5000$ mm, $140 < P_T < 250$ MeV/c と広げている値であることには注意してほしい。表 2 にまとめられているように、 $K_L \rightarrow 2\pi^0$ 起因, $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ 起因, 中性子反応として直接カロリメータに入るもの, NCC で反応して再構成を間違えるものがほぼ同数含まれる。今後, 2015 年データ全体の解析に進む中では, veto 条件を厳しくしたり, ニューラルネットのトレーニングに用いるサンプルの統計量を上げるなどして, さらなる削減を進める。

表 2: 2015 年 Run62 データ解析で見積もったバックグラウンド事象数の内訳。

カロリメータでのハロー中性子反応	0.05 ± 0.02
NCC でのハロー中性子反応	0.04 ± 0.04
$K_L \rightarrow 2\pi^0$	0.04 ± 0.03
$K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$	0.04 ± 0.01
計	0.17 ± 0.05

6 まとめと展望

KOTO 実験は 2013 年の最初の物理ランで取得したデータの解析を終え, $K_L \rightarrow \pi^0\nu\bar{\nu}$ の探索結果として $Br(K_L \rightarrow \pi^0\nu\bar{\nu}) < 5.1 \times 10^{-8}$ (90% C.L.) を与えた他, π^0 に近い質量を持つ未知の粒子 X^0 への崩壊について世界初の直接的な上限値 $Br(K_L \rightarrow \pi^0 X^0) < 3.7 \times 10^{-8}$ (90% C.L.) を与える結果を公表した。この解析で判明した問題点に対応する改良を行った後, 2015 年 4 月に物理ランを再開, 2015 年中に 2013 年の約 20 倍のデータを収集した。期待する感度は Grossman-Nir limit に相当すると見積もっている。2015 年データについては, 現在, バックグラウンド評価を中心に精力的に解析を進めている段階である。物理結果を出すまでにはまだ少なからぬ時間が必要と考えられるが, 慎重に, 丹念に, だができるだけ早急に進めていきたい。

2015 年ランを終えた後, 2016 年 4 月にバレル部の光子検出の増強として “Inner Barrel” と呼ぶ大型検出器をインストールした [19]。これによりプロポーザルで計画していた主要検出器構成がほぼ完成し, さらに高い感度を目指す体制が整った。MR 加速器からの遅い取り出しビームのパワー増にも期待したい。

一方で, プロポーザルでは評価していなかった中性子起因のバックグラウンドがあることが今やわかっており, 近い将来には今よりさらに抑制する策が必要になることもわかっている。2018 年夏のシャットダウン時を利用して, 電磁カロリメータの CsI 結晶の両読みによってシャワーの奥行き情報を取得して光子と中性子を弁別するという, 新しい手法を実装する予定である。

稀崩壊実験では, 通常は無視できるような過程が重なって敵=バックグラウンドが現れる。感度を上げて初めて見えてくる敵が存在する可能性もあり, データを確認しつつ, ステップバイステップで実験を成熟させていくことが重要である。KOTO 実験はさらにデータを収集し, 10^{-10} 台を探索し, 10^{-11} 台の感度に近づこうするわけだが, そこに至る道で新たに敵を見つけることもあるだろうし, その正体を暴いて退治する策を考える戦いもまだまだ休めない。得られる物理結果はもちろん, 実験屋としてはこういう道のりも楽しめるところである。

最後に, 本記事は KEK スタッフが代表して執筆したが, とりわけ解析については国内外の若手スタッフや大学院生を中心に進められたものである。2015 年データの解析に専心していたり, あるいは既に学位を取得して他の実験や J-PARC 加速器で活躍していたりで, 執筆できる機会とはならなかったが, 眞の著者は彼ら彼女らであることは書き記しておきたい。

参考文献

- [1] A. J. Buras *et al.*, J. High Energy Phys. **1511**, 033 (2015).
- [2] A. J. Buras *et al.*, J. High Energy Phys. **1511**, 166 (2015).
- [3] M. Tanimoto and K. Yamamoto, Prog. Theor. Exp. Phys. **1015**, 053B07 (2015).
- [4] J. K. Ahn *et al.* (E391a Collaboration), Phys. Rev. D **81**, 072004 (2010).
- [5] Y. Grossman and Y. Nir, Phys. Lett. B **398**, 163 (1997).
- [6] A. V. Artamonov *et al.* (E949 Collaboration), Phys. Rev. D **79**, 092004 (2010).
- [7] 渡辺丈晃, GeiYoub Lim, 野村正, 小松原健, 「 $K_L \rightarrow \pi^0\nu\bar{\nu}$ 実験 (KOTO 実験) 用ビームラインの建設」, 高エネルギーニューズ **28-4**, 262 (2010).
- [8] 塩見公志, 杉山泰之, 外川学, 山中卓, 南條創, 野村正, 「J-PARC KOTO 実験」, 高エネルギーニューズ **32-2**, 83 (2013).

- [9] J. K. Ahn *et al.* (KOTO Collaboration), arXiv:1609.03637 [hep-ex];
解析の詳細は, Y. Maeda, Ph. D. thesis, Kyoto University (2016) にまとめられている.
- [10] K. Fuyuto, W-S. Hou, and M. Kohda, Phys. Rev. Lett. **114**, 171802 (2015).
- [11] “Axions (A^0) and Other Very Light Bosons, Searched for”, in Particle Listings of The Review of Particle Physics (2016), <http://ccwww.kek.jp/pdg/> .
- [12] Y. Asano *et al.*, Phys. Lett. B **107**, 159 (1981).
- [13] R.D. Peccei, arXiv:hep-ph/0607268.
- [14] F. Wilczek, Phys. Rev. Lett. **49**, 1549 (1982).
- [15] A.V. Artamonov *et al.* (E949 Collaboration), Phys. Rev. D **72**, 091102(R) (2005); K. Mizouchi, Ph. D. thesis, Kyoto University (2005).
- [16] K. Fuyuto, W-S. Hou, and M. Kohda, Phys. Rev. D **93**, 054021 (2016).
- [17] K. Shiomi for the KOTO Collaboration, Talk at Kaon 2016 conference.
- [18] Y. Sugiyama, Ph. D. thesis, Osaka University (2016).
- [19] 村山理恵, 外川学, 山中卓, GeiYoub Lim, 「J-PARC KOTO 実験に新たに組み込んだ円筒形光子検出器: インナーバレル」, 高エネルギーニューズ 本号掲載.