

DIRAC 実験における π K 原子の検出とその寿命測定

平成 23 年 5 月 30 日受付

青 垣 総一郎、岡 田 憲 志、竹 内 富士雄
京都産業大学コンピュータ理工学部

千 葉 雅 美
首都大学東京理工学研究科

岩 下 芳 久
京都大学化学研究所

小 林 正 明
高エネルギー加速器研究機構

概 要

正負逆の電荷を持つ π 中間子と K 中間子がクーロン力でゆるく結合した π K 原子 (π^+K^- 、 π^-K^+) が存在することを確認、その π K 原子の寿命測定を行った。CERN の PS 加速器で加速した $24\text{GeV}/c$ の陽子ビームを Pt 標的に照射する事で π K 原子を生成し、標的中で解離した π K 粒子対を改良した DIRAC-II スペクトロメータで検出に成功した。検出した π K 原子の数は 173 ± 54 個であり、そこから得られた基底 S - 状態にある π K 原子の寿命の下限値は 90 % の信頼度で 0.8 fs であった。

キーワード：

二中間子原子、 π K 散乱長、 π K 原子寿命、カイラル摂動理論、量子色力学

Abstract

An experiment to find π K-atoms which composed from oppositely charged π and K mesons loosely bound by Coulomb force was done by DIRAC (PS-212) group. The π K-atoms are produced in a thin platinum foil by bombarding $24\text{GeV}/c$ protons accelerated by CERN-PS. The π K pairs dissociated in the production target foil are observed at the first time by the DIRAC-II spectrometer. The number of detected π K atoms is 173 ± 54 . The data gives a lower limit for the lifetime of π K atoms of 0.8 fs at 90% confidence level.

Keywords:

Exotic atoms, π K scattering length, Lifetime of π K atom, Chiral Perturbation Theory (ChPT), QCD

1 はじめに

強い相互作用を記述する標準理論である量子色力学 (QCD) は、漸近的自由 (asymptotic freedom) と色閉じ込め (color confinement) という 2 つの特徴を持っている。多くの高エネルギー大運動量移行反応は、漸近的自由について QCD の有効性を明らかにしてきた。強い相互作用を全面的に理解するためには、非摂動領域における QCD の実験的検証が重要である。精度よい検証方法として、われわれは電荷の異なる 2 個の π 中間子が電磁相互作用で緩く結合した $\pi^+ \pi^-$ 原子 ($A_{\pi\pi}$) を生成し、それが 2 個の π^0 に崩壊する寿命から $\pi\pi$ 散乱長を求める実験を提案した。原子中の $\pi^+ \pi^-$ の束縛エネルギーは 3 MeV 程度の低エネルギーであり、崩壊時に核子が一切関与しないためモデルによらない散乱長を求める事ができる。また理論的には非摂動領域ではあるが、 $\pi\pi$ 散乱長はカイラル摂動理論 (ChPT) で精度よく計算でき、最近では寿命を 3 %、散乱長を 1.5 % の精度で求めることができる [1]。われわれは、DIRAC スペクトロメータを開発し、 $A_{\pi\pi}$ の生成、その原子が $2\pi^0$ に崩壊する過程と電磁相互作用で荷電 π^+ と π^- 対へ解離する過程を競合させた、それぞれの粒子の運動量と軌跡の測定から得られる解離対の割合と標的の厚さより、 10^{-15} sec 台の寿命計測を可能にした [2]。CERN の PS で 24 GeV/c の陽子ビームを使い $\pi^+ \pi^-$ 原子の崩壊寿命を $\tau = (2.91 + 0.49 - 0.62) \times 10^{-15}$ sec、そこから導かれる $\pi\pi$ の S 波散乱長のアイソスピン (添字の 0 と 2) コンビネーション $|a_0 - a_2| = (0.264 + 0.033 - 0.020) \times M_\pi^{-1}$ を得た [3][4]。ここで M_π は π 中間子の質量である。得られた散乱長は、統計精度の範囲内でカイラル摂動計算との矛盾はないことを示した。 a_0 と a_2 散乱長を分離して求めるために、散乱長のもう一つのコンビネーション $2a_0 + a_2$ を与えるラムシフト測定を計画している。

この報告では DIRAC 実験を発展させ、 $\pi\pi$ 原子同様にカイラル摂動計算の可能な $\pi^+ K^-$ ($\pi^- K^+$) 原子 ($A_{\pi K}$) の崩壊寿命測定を行った。K 中間子が関与することで s クォークを含むカイラル摂動理論となり、 $A_{\pi\pi}$ の散乱長測定で検証してきた $SU(2)_L \times SU(2)_R$ から一歩進めて $SU(3)_L \times SU(3)_R$ カイラル対称性の破れを検証することになる。 $A_{\pi K}$ は未だ実験的に生成・検出されておらず、この実験が初めての測定である。 $A_{\pi K}$ は強い相互作用により主に中性の $\pi^0 K^0$ 対に崩壊し、その $1S$ 基底状態の寿命 τ_{1S} の逆数は次式により πK のアイソスピン $1/2$ と $3/2$ の S 波散乱長差 $|a_{1/2} - a_{3/2}|$ を与える [5]。

$$\tau_{1S}^{-1} = (8/9) a^3 \mu^2 p^* |a_{1/2} - a_{3/2}|^2 (1 + \delta)$$

ここで a は微細構造定数、 μ は πK の換算質量、 p^* は πK の重心系における π または K の運動量である。 δ は u と d クォークの質量差とアイソスピンの破れによる補正因子で約 0.04 である [5]。 $A_{\pi K}$ の寿命は ChPT 計算より文献 [5] では、 $\tau_{1S} = (3.7 \pm 0.4) \times 10^{-15}$ sec と予言されている。

2 π K 原子の寿命測定装置 DIRAC-II スペクトロメータ

$A_{\pi\pi}$ の崩壊寿命を測定した DIRAC スペクトロメータの詳細は文献 [2] に詳しく述べられている。 $A_{\pi K}$ の崩壊寿命測定 (PS212 DIRAC) にも基本的には同じスペクトロメータを使い同じ手順で実験を行うが、 $A_{\pi\pi}$ に比べ生成断面積の小さな $A_{\pi K}$ 用にスペクトロメータの改造を行った。 CERN-PS の東カウンターホールの T8 実験コースに設置された DIRAC-II スペクトロメータの外観を図 1 に示す。 スペクトロメータは大きく分けて、1) $A_{\pi K}$ 生成標的部 2) 標的中で解離した一対の荷電 π 中間子と荷電 K 中間子を検出する前方検出器群 3) 逆の電荷を持つ π 中間子と K 中間子を分離し運動量分散を作る 2 アーム分析電磁石 4) 正電荷、負電荷それぞれの中間子のトラッキングと粒子識別及びトリガー機能を持つ後方検出器群の 4 部分から構成されている。

π 粒子に比べて生成数の少ない K 粒子を効率よく検出するために DIRAC-II スペクトロメータでは、 $\pi\pi$ 実験で使用した検出器を改良し新たに開発したいくつかの検出器を追加した。

1) 真空チェンバーに格納された標的部は、リモートで交換できる回転式の円板上に Be、Ni、Pt、蛍光板、ブランクが選択可能になっている。 πK 原子実験では $26 \mu\text{m}$ 厚の Pt 標的を使用した。 スペクトロメータは入射陽子ビームに対し 5.7° 上方に放出された $A_{\pi K}$ を測定する。 入射ビームは直進しビームダンプで止められる。

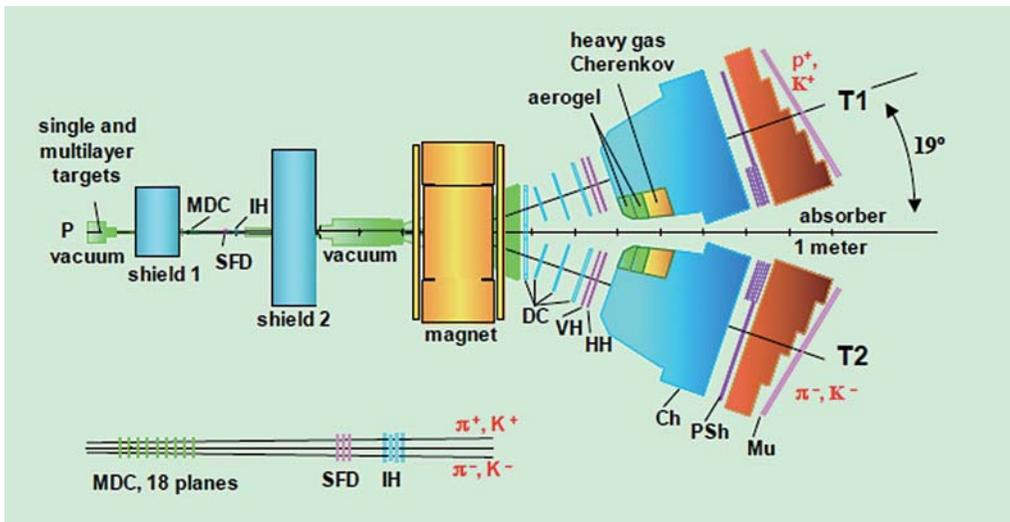


図 1 DIRAC-II spectrometer 【標的部】 target: $26 \mu\text{m}$ プラチナ標的 【前方検出器群】 MDC: micro drift chambers, SFD: high resolution scintillating fiber hodoscope, IH: ionization hodoscope, 【分析電磁石】 2アームダイポール電磁石 【後方検出器群】 DC: drift chamber, VH: vertical hodoscope, HH: horizontal hodoscope, Ch: N_2 gas Cherenkov detector, aerogel Cherenkov detector, heavy gas Cherenkov detector, PSh: pre-shower detector, Mu: muon detector

2) 前方検出器群では、雑音の多かった MSGC に替え位置分解能が高いマイクロドリフトチェンバー (MDC) を 18 面導入した。これは分析電磁石より上流側でトラッキングに使用できる検出器がシンチレーティングファイバホドスコープ (SFD) しかなかったため、トラッキングをより精確にする検出器であるが、現在まだ調整中でデータ解析には使用されていない。

MDC の後方にある HRSFD は高分解能シンチレーティングファイバホドスコープで日本グループによって開発・改良が行われている。この検出器の目的は、分析電磁石よりも上流側で粒子の運動量確定のためのトラッキングの情報を与える事である。また、この検出器は検出粒子数と時間情報、粒子間距離をリアルタイムで測定することが可能で、二粒子間の相対運動量に特徴のある原子の解離事象を選別的に取り出すトリガー信号の生成にも使用できる。 $\pi\pi$ 原子より生成断面積の小さい π K 実験では、ビーム強度を $\pi\pi$ 実験の時の 2 倍近く大きくした。SFD の計数率増加に伴う不感時間の増大を防ぐ事、二粒子が一本のファイバーに入る確率を減らす事とトラッキング位置分解能をよくする目的でファイバー直径を 500 μm から 280 μm にした高分解能 SFD (HRSFD) を開発製作した。この HRSFD の性能についてはこの節の最後で取り上げる。

粒子のエネルギー損失すなわち粒子の電荷の大きさと時間情報を与える電離ホドスコープ (IH) は、計数率がいっぱいになっているため 2011 年度に日本グループによって新規に開発製作が予定されている。

3) 粒子の運動量解析用の分析電磁石の磁場の強さは 1.65 Tesla であり、ビーム軸に対して 5.7° 上向きに傾けてある。真空チェンバ出口には中心軸が $\pm 19^\circ$ の 2 方向に後方検出器群を設置するアームが設置されている。

4) 後方検出器群は、分析電磁石の出口に続く T1、T2 二つのアーム上にあり、その役割は上側の T1 アーム上で正電荷の π^+ (K^+) 中間子が、下側の T2 アーム上では負電荷の K^- (π^-) 中間子が粒子識別され、その到達時間差が ± 0.5 ns 以内の同時計測した対と偶然同時計数をデータとして取得するトリガー検出器である。また運動量解析のためのトラッキング用ドリフトチェンバー (DC) を 4 面ずつ備えている。DC の位置分解能は 85 μm である。 $\pi\pi$ 原子の時と同じように電子とハドロン識別にはプレシャワー検出器 (PSh) をミュー粒子識別には鉛コンバータとその後方のミューオンホドスコープ (MU) で行っている。

π 粒子と K 粒子の識別は 3 種類のチェレンコフカウンター (C) と飛行時間法 (TOF) で行う。窒素ガスチェレンコフカウンター (N_2 Cerenkov) は前と同様に粒子数の多い電子と陽電子の排除に使用している。今回 K 粒子識別のために導入したのは C_4F_{10} ヘビーガスチェレンコフカウンター (heavygas Cerenkov) とアエロジェルチェレンコフカウンター (aerogel Cerenkov) である。 $A_{\pi K}$ が解離してできる π と K の速度は同じなので、質量の大きな K の運動量は π の約 3.6 倍となり、 π と K を T1 と T2 の両アームで同時に測定すると K は偏向角が小さく両アームの内側に π は偏向角度の大きな外側に分布する。そこで N_2 -Cerenkov の内側部分を改造し図 1



図2 日本グループによって開発された高分解能シンチレーティングファイバーホドスコープ (HRSFD) を組み立てた写真上面の Y、X 2 面が新規に開発した HRSFD で直径 280 μm のシンチレーティングファイバーで作られている。
各面 480 チャンネルでおよそ 100 mm x 100 mm の有感領域を持っている。最下面が SFD の U 面 500 μm ファイバーを使用している。

のように K 同定用の heavygas と aerogel Cerenkov を両アームに串刺しの形で設置した。実際は heavygas Cerenkov は π に対してだけ信号を出し K には反応しないので反同時計数検出器とし、aerogel Cerenkov は K に対して信号を出し陽子に対しては反応しないので K の同定と陽子の排除に使用した。

5) 前方検出器 HRSFD の 3 面を工作室で組み立てた写真を図 2 に示す。上面から X - 面、Y - 面、Z - 面で 3 面の重なっている黒い部分が有感領域で約 100 mm x 100 mm の面積がある。Z - 面は従来から使用している直径 500 μm のシンチレーティングファイバーを使用している。X と Y - 面は空間分解能の要求される π K 実験のために直径 280 μm のシンチレーティングファイバーを使用して開発した高分解能 SFD である。ファイバーはクラレ社製のダブルクラッドファイバー SCSF-78M を使っている。各々のホドスコープは 480 コラム (またはチャンネル) からできている。コラム間に不感領域を作らないように各コラムのピッチは 205 μm としたので、隣接したコラムはビームから見てお互い同士少し重なっている。一つのコラムは 7 本のファイバーからできおり検出器の厚みとなる厚さは、コラム間の光を遮断する白色ペイントも含めて 2.7 mm である。シンチレーティングファイバーは一本一本同じ太さのクリアーファイバーに接着され、1 コラム分 7 本が束ねられて (バンドル) 16 チャンネルマルチアノード光

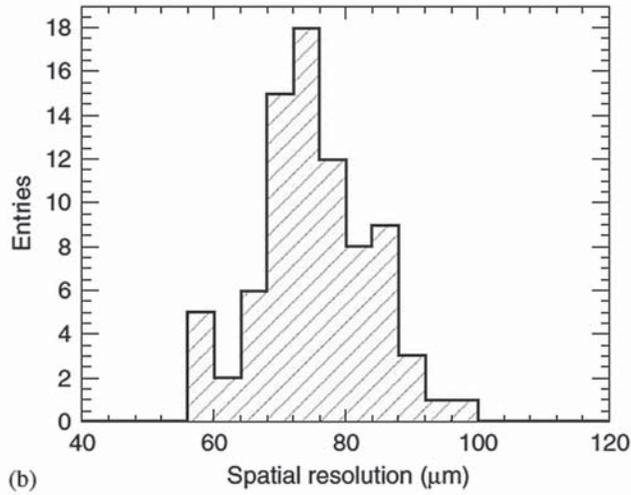


図3 80 コラム分の位置分解能のヒストグラム

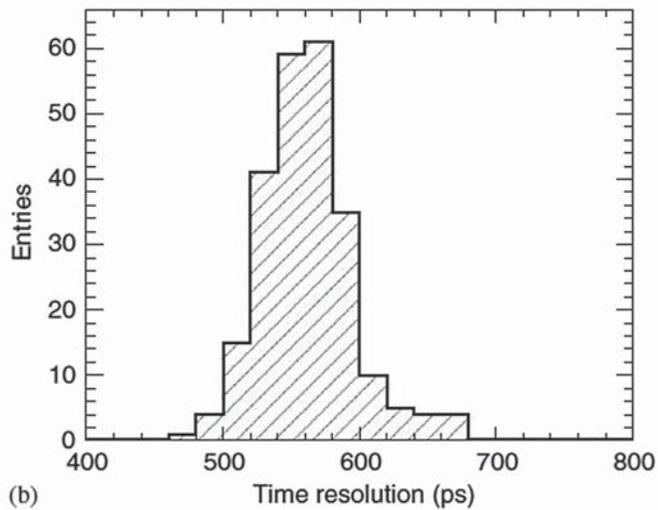


図4 2面のHRSFDの対応するコラム間の時間測定から得られた時間分解能のヒストグラム

電子増倍管 (PSPM) H6568MOD (HAMAMATSU) の一つのセルに接続される。一つのセルのフォトカソードの大きさは4 mm 角なので、一つのバンドルを隣のセルとの光のクロストークなしにマッピングできる。全480 コラムは図2の黒いボックス部に格納された30本のPSPMにマッピングされて読み出しされる。

HRSFDのプロトタイプとして試作した240 コラムのホドスコープを2面使い位置分解能、時間分解能、検出効率などの性能測定実験を2005年に行った[6]。全コラムにわたって検出効率

の平均値は $98.5 \pm 0.5\%$ であった。図3は測定された80コラムのそれぞれの位置分解能 σ の分布を示す。位置分解能の平均値は $\sigma = 75.3 \mu\text{m}$ であった。各コラムの時間分解能は、2面のホドスコープをコラムがお互いに平行になるように対向させ対応するコラム間の時間差測定から求めた。図4は各コラムの時間分解能のヒストグラムで、240コラムの平均値は $\sigma = 560 \text{ ps}$ であった。この位置分解能はドリフトチェンバーと同じ程度の精度に達しており、時間分解能もブロックのプラスチックシンチレータに引けを取らない精度である。

3 π K 原子の寿命測定実験の手順

1) π K 原子の生成：CERNの陽子シンクロトロン (PS) で加速された $24 \text{ GeV}/c$ のプロトンビームを遅い取り出しで東ホールの実験コース T8 に導く。スピル持続時間中 240 ms の中でビーム強度に強弱があると検出器やデータ取得システムに不均一な不感時間が生じるので、強度 $1.6 \times 10^{11} \text{ pps}$ のビームをスピル内で均一になるよう調整した。この陽子ビームを厚さ $26 \mu\text{m}$ の Pt (プラチナ) 薄膜標的に照射する。ひとつの Pt 原子核から同時に多重発生した π 粒子と K 粒子の中で正負逆符号の電荷を持ち、方向と速度の揃った対が π^+K^- (π^-K^+) 原子状態 $A_{\pi K}$ を作る。

2) $A_{\pi K}$ の解離： $A_{\pi K}$ はおよそ $3.7 \times 10^{-15} \text{ sec}$ の寿命で π^0 と反 K^0 (または反 π^0 と K^0) に崩壊するが、一方この原子はほぼ光速で標的中を通過しているため Pt 原子との電磁的相互作用で π^+ と K (または π^- と K^+) にも解離する。 $\pi^0 K^0$ 崩壊と π^+K^- (π^-K^+) 解離は競争過程であり、その分岐比は標的の厚さと原子の寿命の長さで決まる。解離プロセスは電磁的相互作用によるのでその断面積は強い相互作用に較べて大きく 10^{21} cm^2 (1 kbarn) のオーダーである。

3) 解離 π^+K^- (π^-K^+) 粒子対の特徴：精度良く測定することが難しい π^0 と K^0 を検出する代わりに、検出効率の大きい解離した π^+K^- (π^-K^+) 粒子対を測定する。 $A_{\pi K}$ の重心運動の運動量がおよそ $6.5 \text{ GeV}/c$ であるのに対し、原子内部での π -K 間の相対運動量は最大 $3 \text{ MeV}/c$ なので、解離 π^+K^- (π^-K^+) 対の進行方向の最大開き角は分布のすそまで含めてわずか 2 mrad であり、解離 2 粒子は特徴的な空間・運動量相関分布を示す。これは 4 m 下流に設置した HRSFD 上で π -K 間の距離が $0 \sim 8 \text{ mm}$ に対応する。

4) π -K 粒子対の検出と同定：前方検出器群中の高分解能シンチレーティングファイバホドスコープ (HRSFD) の X、Y、Z の各面で同時検出粒子数が 2 以上の事象をリアルタイムで識別する。コンクリートシールドで遮蔽された真空ダクトを通過後、分析電磁石で π と K に分離し、左右のアームに乗ったそれぞれの後方検出器群で (π^+ , K) と (π^- , K^+) を測定する。位置分解能 $85 \mu\text{m}$ の 4 対のドリフトチェンバーはそれぞれ π^+ または K^+ のトラッキングと π^- または K のトラッキングに使われる。高時間分解能の縦方向ホドスコープ (VH) は左右アーム粒子の同時計測を行いデータ取得のトリガー信号を作る。横方向ホドスコープ (VH) は左右アームの

粒子対が $A_{\pi K}$ の解離対である事を保証するために、VH 上での Y 方向の高さの違いが 75 mm 以下であることを要求している。最後に粒子識別を行うチェレンコフ検出器群で K と π を同定する。

4 データ解析

検出粒子の運動量をきめる通常の手順は、後方検出器中の各々のアームの 4 組の DC で決まるトラックが、分析電磁石の出口から磁場中を逆進し磁石入口から出て、前方検出器 HRSFD のヒット位置を經由し標的上のビームスポット中心を通ることを要求する。しかし、今回解析したデータは前方検出器の更新中のものなので HRSFD のトラッキングを使用していない。解析において最も重要な物理量は、 $A_{\pi K}$ の内部運動を反映している重心系における π K 対の相対運動量 Q ($< 3 \text{ MeV}/c$) である。この Q の横成分 Q_T は、標的や検出器を通過する時の多重散乱によるゆらぎの影響が大きく精度が悪い。一方、縦成分 Q_L は多重散乱の影響が小さいので今回の解析では Q_L だけを扱う。

新しい DIRAC-II スペクトロメータの運動量解析の較正、トラッキング、粒子識別などが正常に働いている事を確かめる目的で、 Λ 粒子の崩壊に伴う π -p 対の解析を行った。 π -p 事象の不変質量をつくと $1115.35 \pm 0.08 \text{ MeV}/c^2$ の位置に巾 $0.58 \text{ MeV}/c^2$ のピークが現れ Λ 粒子の質量と一致し、スペクトロメータのシステムが以前と同様高分解能である事が証明された。

$A_{\pi K}$ の解離が起源の π K 対に混在してくるバックグラウンドとなる π K 対を生成する 3 種類の過程がある。 π K 原子の存在を実証し、その寿命を測定するためには、これらの過程からの寄与を明確に分離し取り除く事が必須である。その 3 種類の過程で作られる π K 対とは、① 2 個の陽子が個々の原子核反応で生成する π と K が、たまたま同時に解離対と同じ運動量を持って検出される偶然同時計数 π K 対、② 陽子と Pt の原子核反応で多重生成した複合粒子が崩壊して作る非クーロン相関 π K 対、③ 陽子と Pt の原子核反応で多重発生し、クーロン相互作用で散乱状態にある π と K が検出されるクーロン相関 π K 対である。

① の偶然同時計数対は、時間スペクトル上で一様であるので VH の時間スペクトルで真の同時計数部である $-0.5 \text{ ns} \sim +0.5 \text{ ns}$ 間の事象から $6 \text{ ns} \sim 12 \text{ ns}$ 間の平均から求めた。そして Q_L 分布から①の寄与による事象を差し引いた。 π K 原子の内部相対運動量は $3 \text{ MeV}/c$ を越えないので、 Q_L が $3 \text{ MeV}/c$ より大きく $20 \text{ MeV}/c$ (データ取得した最大 Q_L) 以下の領域では②と③の過程による寄与しかない。②の非クーロン相関項も③のクーロン相関項もその相対運動量分布の形はよく判っており精確に計算できるので、この相対運動量の大きな領域での分布の形を計算で再現するような②③の混合比を決めることができる。それを用いて Q_L が $3 \text{ MeV}/c$ の領域の②③のバックグラウンドを差し引き π K 原子の解離による Q_L 分布を求めた。3つの過程に起因するバックグラウンドを差し引いた後の $|Q_L|$ 分布を図 5 に示す。統計が少なく誤差棒は大きい、 $0 \leq |Q_L| \leq 3 \text{ MeV}/c$ の領域で明らかな盛り上がりが見測された。また $3 \text{ MeV}/c$ より相対運

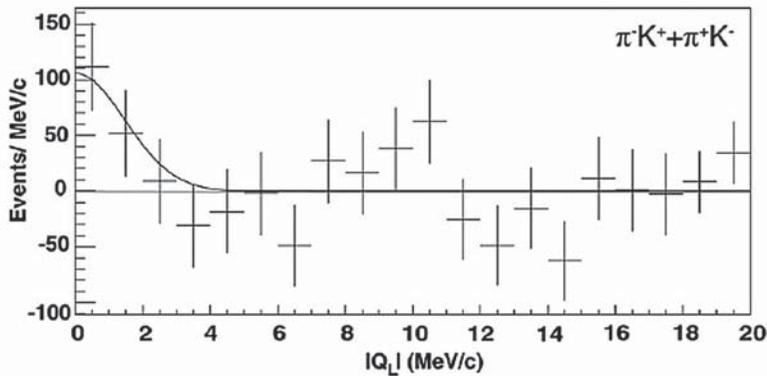


図5 バックグラウンド過程からの寄与をのぞいた残りの π^+K^+ と π^-K^+ 事象を πK 間の相対運動量の縦成分 Q_L の分布として表示したヒストグラム

動量の大きな領域では平均的に事象数はゼロに近くバックグラウンドの差し引きが適切である事を示している。 πK 原子の実験的な観測成功は初めてのことである。この分布をガウス分布でフィットさせ(実線)、そこから得られる事象数を πK 原子の解離数とした。 π^+K^+ と π^-K^+ 原子から解離して観測された πK 対は、それぞれ 143 ± 53 と 29 ± 15 であり、2種類の原子の合計は 173 ± 54 であった。

ChPT計算で予想される寿命3.7 fsとPt標的の厚さ26 μm を使うと、標的中での解離の確率は53%と大きな値となる。実験的には誤差の上限側の解離数は大きな解離確率を与え、長い側の寿命を決める精度が非常に悪くなった。そこで今回は寿命の下限値だけを求め90%の信頼度で0.8 fs以上という測定値を得た。

5 結論

π^+K^+ と π^-K^+ 原子から解離して観測された πK 対は全部で 173 ± 54 であり、これは πK 原子が存在するという初めての実験的証明である。その原子起源の πK 対の相対運動量分布は、0～3 MeV/cの運動量の小さな領域に局在し束縛状態から生成された事象である事が計算の予測とも一致した。この観測された解離 πK 対の数とPt標的の厚さから πK 原子の寿命が計算できるが、現状では統計数が少ないために寿命は90%の信頼度で0.8 fsより長いという下限値を与えるにとどまった。今回は πK 原子の存在を実証する事が主眼であったので、解離確率の大きなPt標的を採用したが、有限の寿命を決定するためにはNiの標的にかえデータをためる計画である。

[1] G. Colangelo, J. Gasser and H. Leutwyler, Nucl. Phys. B603 (2001) 125.

- [2] B. Adeva et al., Nucl. Inst. and Meth. Phys. Res. A515 (2003) 467.
- [3] B. Adeva et al., J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 30 (2004) 1929
- [4] B. Adeva et al., Physics Letters B 619 (2005) 50.
- [5] J. Schweizer, Physics Letters B587 (2004) 33.
- [6] A. Gorin, S. Horikawa, K. Kuroda, I. Manuilov, K. Okada, A. Ryazantsev, A. Sidorov, F. Takeuchi, Nucl. Inst. and Meth. Phys. Res. A566 (2006) 500.