

# SciBooNE 実験におけるニュートリノ荷電カレントコヒーレント $\pi$ 生成反応の探索

東京大学 宇宙線研究所

平出 克樹

hiraide@suketto.icrr.u-tokyo.ac.jp

2009 年 (平成 21 年) 5 月 30 日

## 1 はじめに

SciBooNE 実験 (FNAL E954)[1] は, 米国フェルミ国立加速器研究所 (以下, フェルミ研) のブースターニュートリノビームを用いて行われたニュートリノ-原子核散乱実験である。

以前の高エネルギーニュースでは, SciBooNE 実験のデータ収集開始までの経緯を報告した [2]。今回は, 全データ収集が無事終了したことを報告するとともに, 2008 年 11 月に公表した SciBooNE 実験における最初の物理結果 [3] を紹介する。

## 2 SciBooNE 実験の概要

### 2.1 ニュートリノビーム

図 1 にフェルミ研ブースターニュートリノビームラインの概略図を示す。まず, フェルミ研ブースターを用いて  $8.9 \text{ GeV}/c$  に加速した陽子ビームをベリリウムでできた標的にぶつけて, 大量のメソン (おもに  $\pi^\pm$ ) を生成する。生成したメソンは, 電磁ホーンと呼ばれるトロイダル磁場発生装置により, 一方の電荷のものが選択的に前方に収束される。前方に収束された  $\pi^+$  は, 崩壊領域を飛行中に  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$  のように崩壊してニュートリノを生成する。ニュートリノ以外の粒子は, ベリリウム標的から 50 m 下流に設置されたビームダンプで吸収さ

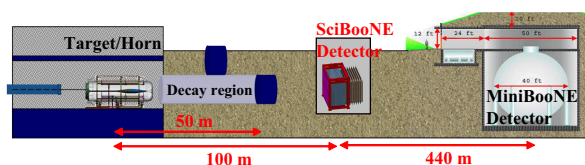


図 1: ブースターニュートリノビームラインの概略図。

れる。SciBooNE 検出器は, ベリリウム標的から 100 m 下流のビーム軸上に設置されている。

SciBooNE 検出器の位置において予想されるニュートリノビームのエネルギースペクトルを図 2 に示す。93% 純粋な  $\nu_\mu$  ビームで, 平均ニュートリノエネルギーは  $0.7 \text{ GeV}$  である。

また, 電磁ホーンに流す電流の極性を逆にすることにより  $\pi^-$  が前方に収束され, その結果, 反ニュートリノビームを生成することができる。

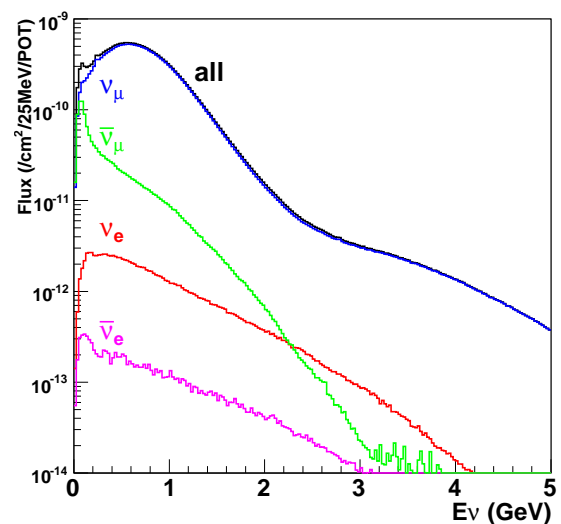


図 2: SciBooNE 検出器の位置において予想されるニュートリノビームのエネルギースペクトル。

### 2.2 SciBooNE 検出器

図 3 に SciBooNE 検出器の概略図を示す。SciBooNE 検出器は, 全感知型シンチレータ飛跡検出器 (SciBar), 電

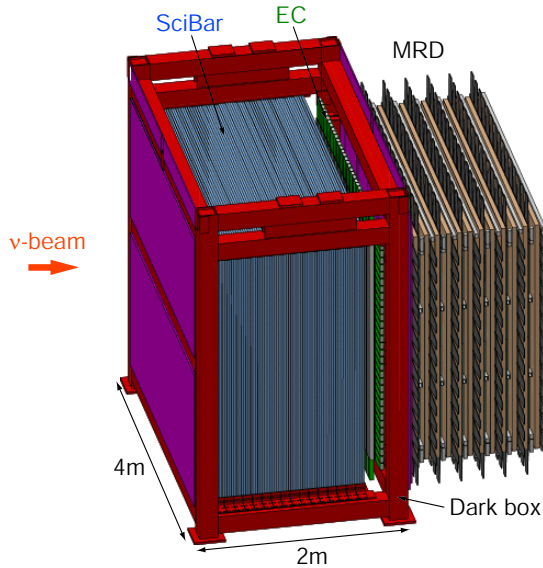


図 3: SciBooNE 検出器の概略図。

磁カロリメータ (EC), およびミュオン検出器 (MRD) の三つの検出器から構成されている。

最上流に配置された SciBar 検出器は, 14,336 本の細い棒状 ( $1.3 \times 2.5 \times 300 \text{ cm}^3$ ) のプラスチックシンチレータを  $x, y$  方向に交互に組み合わせた多層構造をしていて, シンチレータ部全体の大きさは  $3 \times 3 \times 1.7 \text{ m}^3$ , 総重量は約 15 トンである。各シンチレータからの光は, 波長変換ファイバーによって引き出され, 一端で 64 チャンネルマルチアノード光電子増倍管 (MAPMT) によって観測される。シンチレータ自身がニュートリノビームの標的であり, ニュートリノ反応事象の反応点の全立体角をシンチレータが覆っていて不感領域がないため, ニュートリノ反応で生成したすべての荷電粒子をとらえることができる。さらに, 各シンチレータでのエネルギー損失 ( $dE/dx$ ) を測定することで粒子識別が可能である。

SciBar 検出器の直下流に位置する EC 検出器は, 鉛とシンチレーションファイバーから成るスパゲッティ型電磁カロリメータで,  $x$  面と  $y$  面の計 2 面から構成されている。EC 検出器は, ニュートリノ反応で生成した  $\pi^0$  からのガンマ線の検出および, ニュートリノビーム中に混入した電子ニュートリノ ( $\leq 1\%$ ) によって生成される電子を識別するのに用いられる。EC 検出器はビーム軸方向に  $11X_0$  の物質質量があり, エネルギー分解能は  $14\%/\sqrt{E} \text{ (GeV)}$  である。

最下流に位置する MRD 検出器は, 12 枚の鉄板 ( $305 \times 274 \times 5 \text{ cm}^3$ ) と  $x$  面と  $y$  面計 13 面のプラスチックシンチレータ (厚さ 6 mm) が交互に並んだサンドイッチ構造をしていて, ニュートリノ反応で生成したミュオンの同定, および, その飛程を用いて運動量の測定を

行う。この検出器により, 約  $1.2 \text{ GeV}/c$  以下のミュオンの運動量を測定することが可能である。

## 2.3 データ収集

データ収集は 2007 年 6 月から 2008 年 8 月まで行われた。図 4 にデータ収集開始からニュートリノビーム生成標的に供給された積算陽子数の推移を示す。データ収集の期間は, 3 期に分けられる。MiniBooNE 実験が既に反ニュートリノモードでデータ収集を行っていたため, 2007 年 6 月から同年 8 月までは反ニュートリノモードでデータ収集を行った (Run-1)。加速器の夏季シャットダウン後の同年 10 月からは, ニュートリノモードでデータ収集を行った (Run-2)。2008 年 4 月に再度電磁ホーンの極性を逆にして, 同年 8 月まで反ニュートリノモードでデータ収集を行った (Run-3)。全期間でニュートリノ生成標的に供給された陽子数 (POT; protons on target) は  $2.64 \times 10^{20}$  で, このうち陽子ビームおよび検出器の状態が悪かったスピルを除いたニュートリノデータ  $0.99 \times 10^{20}$  POT, 反ニュートリノデータ  $1.53 \times 10^{20}$  POT が物理解析に使われる。

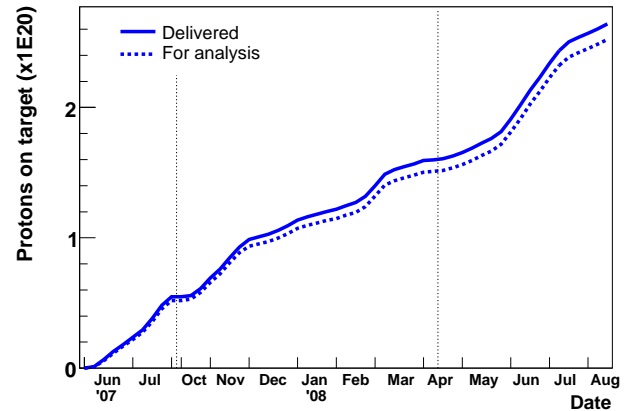


図 4: データ収集開始からニュートリノビーム生成標的に供給された積算陽子数の推移。

図 5 は, SciBar 検出器内で発生した荷電カレント事象の候補数をベリリウム標的に供給された陽子数で規格化したイベントレートである。ニュートリノモードと反ニュートリノモードでのイベントレートの違いは, 主にベリリウム標的での  $\pi^+$  と  $\pi^-$  の生成断面積の違い (従って, ニュートリノフラックスの違い), および (反) ニュートリノ-原子核反応断面積の違いによる。各期間でイベントレートは安定しており, ニュートリノビーム-検出器ともに安定していたことが確認された。

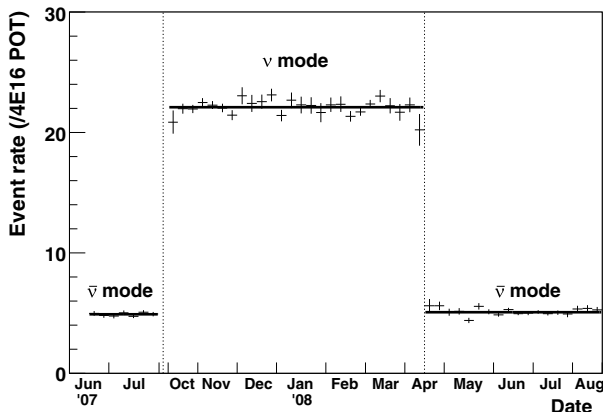


図 5: SciBar 検出器内で発生した荷電カレント事象の候補数をベリリウム標的に供給された陽子数で規格化したイベントレート。

### 3 ニュートリノコヒーレント $\pi$ 生成反応

本研究の主題であるニュートリノコヒーレント  $\pi$  生成反応とは、ニュートリノが原子核全体と反応して、原子核を壊すことなく  $\pi$  中間子を生成する反応で、以下のように荷電カレントと中性カレントの両方が起こりうる。

$$\nu_{\mu} + A \rightarrow \mu^{-} + A + \pi^{+} \quad (1)$$

$$\nu_{\mu} + A \rightarrow \nu_{\mu} + A + \pi^{0} \quad (2)$$

ここで、 $A$  は原子核を表す。この反応の特徴は、ニュートリノが原子核に与える運動量が非常に小さいことである。

図 6 は、過去に行われたニュートリノコヒーレント  $\pi$  生成反応断面積の測定結果を示している。過去の実験は、おもにバブルチェンバーを用いて、比較的高いニュートリノエネルギー領域 (2 ~ 100 GeV) で行われてきたもので、これらの結果は一つの理論モデルでよく説明できていた。

ところが、最近になって K2K 実験が平均エネルギー 1.3 GeV のニュートリノビームを用いて測定したところ、荷電カレントコヒーレント  $\pi$  生成反応が理論予想よりはるかに少なく、信号が観測されなかった、という結果を公表した [4]。一方で、ほぼ同じエネルギーのニュートリノビームを用いている MiniBooNE 実験では、中性カレントコヒーレント  $\pi$  生成反応が観測されたが、理論モデルの予想の約 65% であった [5]。これまでのところ、なぜ K2K 実験と MiniBooNE 実験では理論モデルの予想より少ないか、また、なぜ中性カレントでは観測されたのに対し荷電カレントでは観測されないのかも説明できていない。

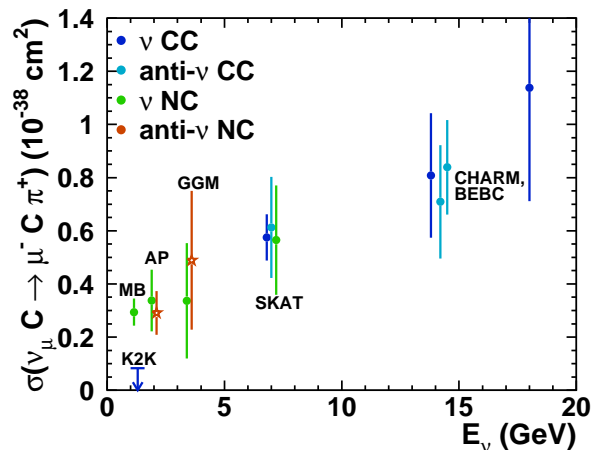


図 6: 過去に行われたニュートリノコヒーレント  $\pi$  生成反応断面積の測定結果。ここでは、異なる標的原子核、反応モードの結果を、(a)  $\sigma(\text{CC}) = 2\sigma(\text{NC})$ , (b)  $\sigma(\nu_{\mu}) = \sigma(\bar{\nu}_{\mu})$ , (c)  $A^{2/3}$  依存性を仮定して  $\sigma(\nu_{\mu} {}^{12}\text{C} \rightarrow \mu^{-} \pi^{+} {}^{12}\text{C})$  にスケールしている。

そこで、われわれは K2K 実験と同じ SciBar 検出器を用いて、同じニュートリノエネルギー領域を異なるニュートリノビームで、かつ、さらに高統計で荷電カレントコヒーレント  $\pi$  生成反応の探索を行った。以下の解析では、 $0.99 \times 10^{20}$  POT のニュートリノデータを用いている。

### 4 荷電カレント事象選択

まず、荷電カレント事象選択について説明する。荷電カレント事象の再構成は、ミュオンの同定から始まる。ミュオンは、SciBar 内で生成して MRD に到達したトラック (SciBar-MRD マッチトラック) として同定される。一つのイベント中に複数の SciBar-MRD マッチトラックがある場合は、もっとも高エネルギーのトラックをミュオンと同定する。ニュートリノ荷電カレント事象の反応点は、ミュオンと同定されたトラックの最上流の点として再構成することで、約 0.5 cm の位置分解能で決定される。再構成された反応点が SciBar の有効体積内 (10.6 tons) にあることを要求することにより、SciBar 検出器の外 (たとえば実験ホールの壁など) で発生した事象を除外する。また、時間幅  $2 \mu\text{sec}$  のビームタイミング内の事象を選択することで、宇宙線ミュオンの事象を除外する。以上の事象選択により抽出されたデータサンプルは、「SciBar-MRD マッチサンプル」と呼ばれ、inclusive な荷電カレント事象サンプルである。モンテカルロシミュレーションによると、荷電カレント事象の efficiency は 27.9%, purity は 92.8%, 平均ニュートリノエネルギーは 1.2 GeV である。また、サンプル中

の宇宙線ミュオンバックグラウンドの割合は、ビームオフタイミングのデータサンプルを用いて見積もった結果、0.5%であった。

SciBar-MRD マッチサンプルのうちで、ミュオンがMRD中で止まった事象を「MRD stopped サンプル」、MRDの全レイヤーを突き抜けた事象を「MRD penetrated サンプル」として分類する。「MRD penetrated サンプル」では、ミュオンが突き抜けてしまっているため、飛程から正確に運動量を再構成することはできないが、下限値を得ることができる。

## 5 荷電カレント事象の分類

荷電カレント事象は、トラック数、 $dE/dx$ による粒子識別、反応点付近のエネルギー損失によって、さらにサブサンプルに分けられる。

図7は、ニュートリノ反応点から生成した荷電粒子によるトラック数の分布である。図中の点がデータ、ヒストグラムがモンテカルロシミュレーションの結果で、ヒストグラムは各反応モードごとに色分けされている。

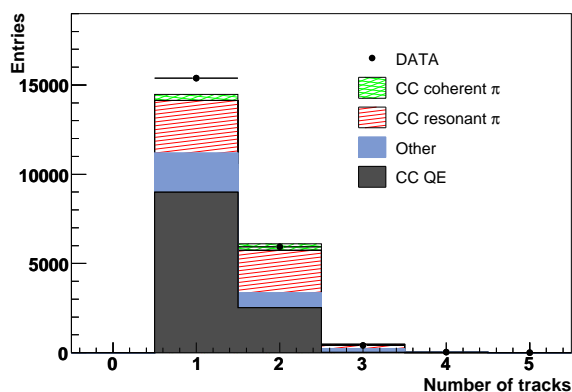


図 7: ニュートリノ反応点から生成した荷電粒子のトラック数。

次に、各トラックの粒子識別を行うことにより、2-トラック事象は「 $\mu+p$  サンプル」と「 $\mu+\pi$  サンプル」に分けられる。トラックに沿ったヒットの  $dE/dx$  をもとにして、ミュオンらしさ (すなわち、最小イオン化粒子らしさ) を表す「ミュオン信頼度 (MuCL)」を定義して、最小イオン化粒子 (ミュオン、パイオン) と陽子の識別を行う。図8は、2-トラック事象サンプルにおける、2ndトラックのミュオン信頼度 (MuCL) の分布である。ここでは、モンテカルロシミュレーションは真の粒子の種類ごとに色分けされている。MuCL > 0.05 を  $\pi$ -like, MuCL < 0.05 を proton-like と定義した。図9は、典型的な  $\mu+\pi$  事象のイベントディスプレイである。

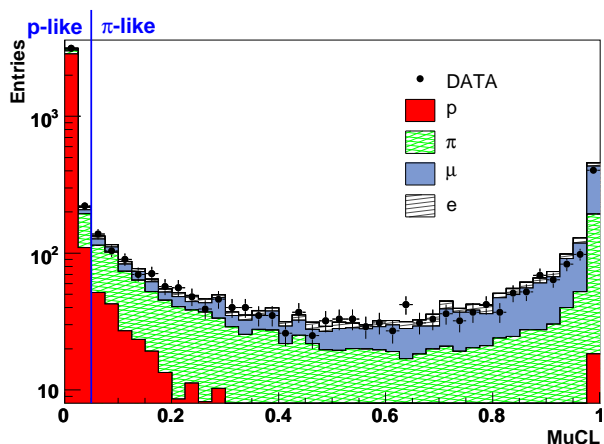


図 8: 2-トラック事象サンプルにおける、2ndトラックのミュオン信頼度 (MuCL)。

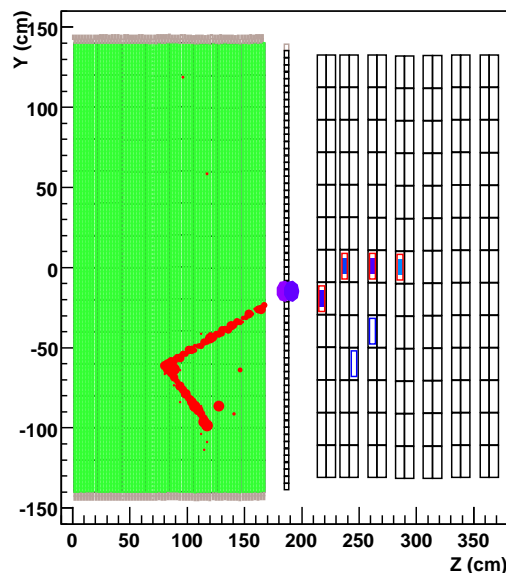


図 9: 典型的な  $\mu+\pi$  事象のイベントディスプレイ。

$\mu+\pi$  事象は、さらに反応点付近のエネルギー損失 (バーテックス・アクティビティ) の大きさによって二つのサンプルに分類される。バーテックス・アクティビティは、再構成されたニュートリノ反応点の周り  $12.5 \times 12.5 \times 12.5 \text{ cm}^3$  の中で一つのシンチレータに落としたエネルギーの最大値として定義される。図10は、 $\mu+\pi$  事象サンプルにおけるバーテックス・アクティビティを示している。6 MeV 付近のピークは、反応点から生成した二つの最小イオン化粒子によって落とされたエネルギーに相当する。10 MeV 以上のイベントはおもに  $\nu_\mu + p \rightarrow \mu^- + p + \pi^+$  という反応によるもので、トラックとして再構成できない低エネルギー陽子がバーテックス・アクティビティとして観測されている。



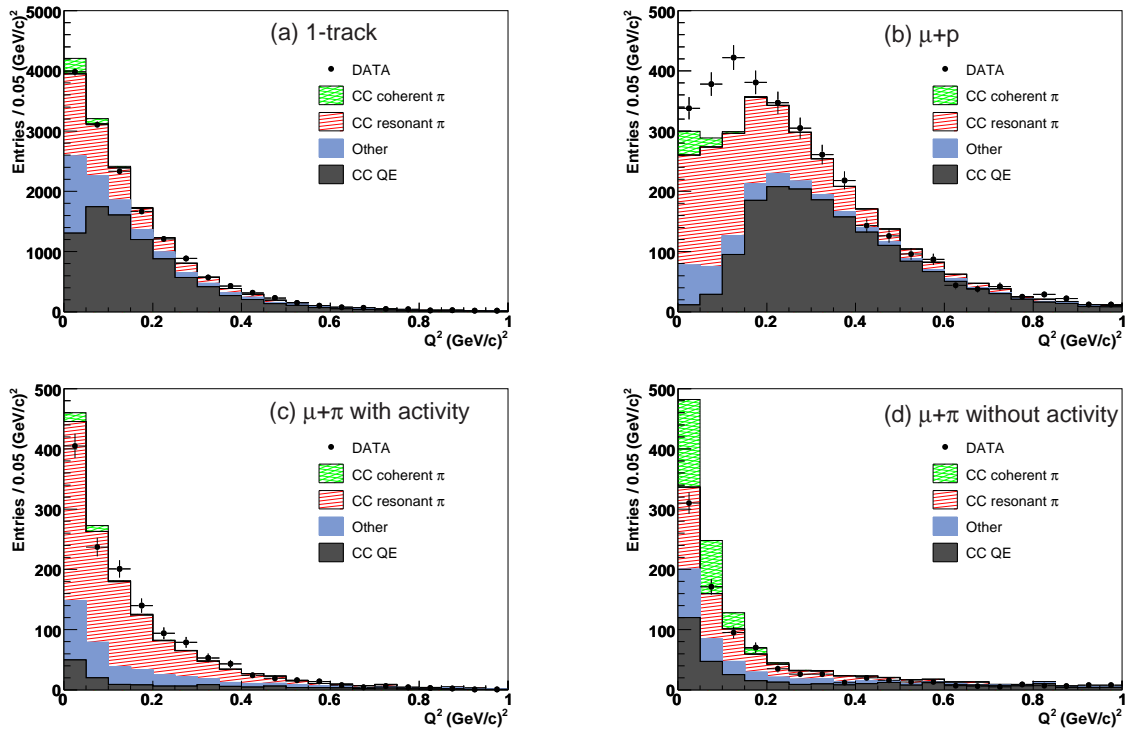


図 11: 四つの荷電カレント事象サンプルにおける，再構成された運動量移行の自乗 ( $Q^2$ )。

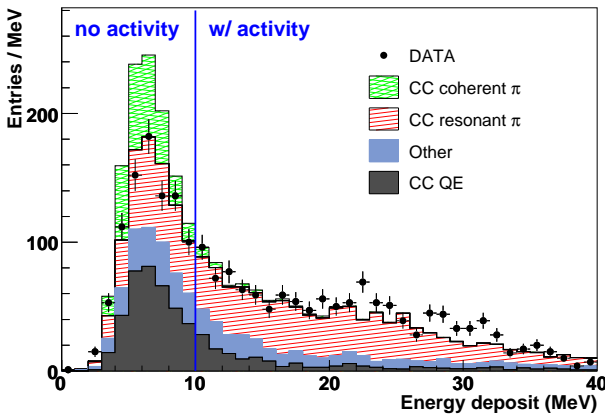


図 10:  $\mu+\pi$  事象サンプルにおける，反応点付近のエネルギー損失 (パーティックス・アクティビティ)。

以上のように，荷電カレント事象は，(a) 1-トラック事象，(b)  $\mu+p$  事象，(c)  $\mu+\pi$ ・アクティビティあり，(d)  $\mu+\pi$ ・アクティビティなし，の四つのサブサンプルに分類される。最終的な荷電カレントコヒーレント  $\pi$  事象は「 $\mu+\pi$ ・アクティビティなし」のサンプルから抽出される。その際，信号領域のバックグラウンド事象数はモンテカルロシミュレーションを用いて見積もられる。シミュレーションに用いている様々なモデルの不定性を抑えるために，上記の四つのサンプルの運動量移行の自

乗 ( $Q^2$ ) の分布をフィットしてシミュレーションのパラメータに制限を与えた。ここで， $Q^2$  は以下の式により再構成される。

$$Q_{\text{rec}}^2 = 2E_{\nu}^{\text{rec}}(E_{\mu} - p_{\mu} \cos \theta_{\mu}) - m_{\mu}^2 \quad (3)$$

$E_{\nu}^{\text{rec}}$  は荷電カレント準弾性散乱を仮定して再構成したニュートリノエネルギーで，以下のように計算される。

$$E_{\nu}^{\text{rec}} = \frac{1}{2} \frac{(m_p^2 - m_{\mu}^2) - (m_n - V)^2 + 2E_{\mu}(m_n - V)}{(m_n - V) - E_{\mu} + p_{\mu} \cos \theta_{\mu}} \quad (4)$$

$V = 27 \text{ MeV}$  は nuclear potential である。フィッティングの詳細については，文献 [3] を参照されたい。

図 11 は，四つの荷電カレント事象サンプルにおける， $Q^2$  フィッティング後の再構成された  $Q^2$  分布である。「 $\mu+\pi$ ・アクティビティなし」のサンプルの  $Q^2 < 0.1 (\text{GeV}/c)^2$  の領域は信号領域であるためフィッティングには使われていない。また， $\mu+p$  サンプルの  $Q^2$  が小さい領域でシミュレーションの予想に対しデータの過剰が見られるが，これらの事象は大きなパーティックス・アクティビティがあって，事象の特徴がコヒーレント  $\pi$  生成反応とは異なっているため，本解析には影響しないと判断された。

## 6 荷電カレントコヒーレント $\pi$ 事象の抽出

「 $\mu + \pi \cdot$  アクティビティなし」のサンプルはまだ多くのバックグラウンド事象を含むため、さらに事象の kinematics を用いたカットにより荷電カレントコヒーレント  $\pi$  事象の抽出を行う。ここでのバックグラウンド事象は、主に荷電カレント準弾性散乱 ( $\nu_\mu + n \rightarrow \mu^- + p$ )、および荷電カレント  $1\pi$  生成反応 ( $\nu_\mu + n \rightarrow \mu^- + n + \pi^+$ ) である。

まず、荷電カレント準弾性散乱の場合は、二体反応なので測定されたミューオンの運動量と角度から陽子の方向を予測することができる。この予測された方向と実際に観測された 2nd トラックの方向のなす角 ( $\Delta\theta_p$ ) が小さいと、その事象が荷電カレント準弾性散乱である確率が高い。 $\Delta\theta_p < 20^\circ$  の事象を除外することで、荷電カレント準弾性散乱を約半分に減らした。

次に、荷電カレントコヒーレント  $\pi$  事象の場合は、原子核に与える運動量が非常に小さいことから  $\pi$  も前方へ出る。一方で、荷電カレント  $1\pi$  生成反応の場合は  $\pi$  が後方へ出る場合もあるため、 $\pi$  トラックが前方 ( $\theta_\pi < 90^\circ$ ) に出ている事象を選ぶことで、荷電カレント  $1\pi$  生成反応によるバックグラウンド事象を減らすことができる。また、 $\Delta\theta_p$  カットで除外できなかった荷電カレント準弾性散乱事象は、実は高エネルギー陽子がミューオンと同定され、低エネルギーミューオンが後方に出ていることが多いため、このような事象も除外することができる。

図 12 は、「MRD stopped サンプル」から抽出された事象における再構成された  $Q^2$  分布である。最終的に、 $Q^2 < 0.1$  ( $\text{GeV}/c^2$ ) の信号領域に 247 事象が観測された。一方、モンテカルロシミュレーションによる信号領域

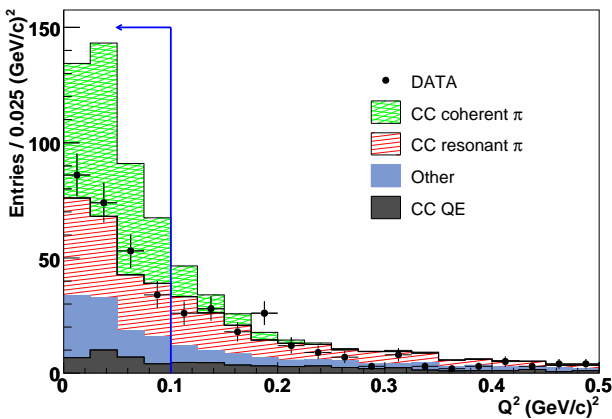


図 12: 「MRD stopped サンプル」から抽出された事象における再構成された  $Q^2$  分布。

におけるバックグラウンド事象数の期待値は、 $228 \pm 12$  であった。ここで、バックグラウンド事象数の期待値に対する誤差は、 $Q^2$  フィッティングによる不定性のみを考慮している。

また、図 13 は「MRD penetrated サンプル」から同様に抽出された事象における再構成された  $Q^2$  分布である。最終的に、 $Q^2 < 0.1$  ( $\text{GeV}/c^2$ ) の信号領域に 57 事象が観測された。一方、モンテカルロシミュレーションによる信号領域におけるバックグラウンド事象数の期待値は、 $40 \pm 2.2$  であった。

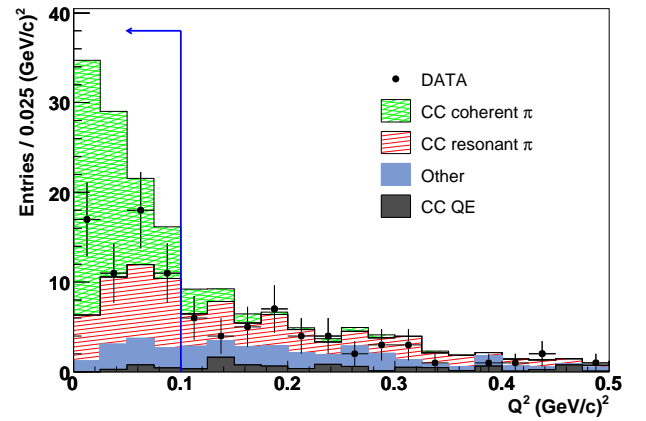


図 13: 「MRD penetrated サンプル」から抽出された事象における再構成された  $Q^2$  分布。

## 7 結果

本研究では、ニュートリノフラックスの不定性による系統誤差を抑えるために、全荷電カレント反応に対する荷電カレントコヒーレント  $\pi$  生成反応の断面積比  $\sigma(\text{CC coherent } \pi)/\sigma(\text{CC})$  を求めた。

「MRD stopped サンプル」を用いた断面積比の測定結果は、 $(0.16 \pm 0.17(\text{stat})_{-0.27}^{+0.30}(\text{sys})) \times 10^{-2}$  であり、荷電カレントコヒーレント  $\pi$  生成反応の信号は観測されなかった。したがって、われわれは系統誤差も考慮に入れた likelihood ( $\mathcal{L}$ ) を用いて、 $\int_0^{\text{UL}} \mathcal{L} dx / \int_0^{\infty} \mathcal{L} dx = 0.9$  (UL は求める上限値) という関係式から 90% 信頼度の上限値を求めた。

$$\frac{\sigma(\text{CC coherent } \pi)}{\sigma(\text{CC})} < 0.67 \times 10^{-2} \quad (5)$$

モンテカルロシミュレーションによるとこのサンプルの平均ニュートリノエネルギーは 1.1 GeV である。

一方、「MRD penetrated サンプル」を用いた断面積比の測定結果は、 $(0.68 \pm 0.32(\text{stat})_{-0.25}^{+0.39}(\text{sys})) \times 10^{-2}$  で

表 1: 荷電カレントコヒーレント  $\pi$  生成反応の断面積に対する系統誤差。

Source	MRD stopped error ( $\times 10^{-2}$ )		MRD penetrated error ( $\times 10^{-2}$ )	
Detector response	+0.10	-0.18	+0.18	-0.18
Nuclear effect	+0.20	-0.07	+0.19	-0.09
Neutrino interaction model	+0.17	-0.04	+0.08	-0.04
Neutrino beam	+0.07	-0.11	+0.27	-0.13
Event selection	+0.07	-0.14	+0.06	-0.05
Total	+0.30	-0.27	+0.39	-0.25

あり、荷電カレントコヒーレント  $\pi$  生成反応の有意な信号は観測されなかった。したがって、90%信頼度の上限値は、以下ようになった。

$$\frac{\sigma(\text{CC coherent } \pi)}{\sigma(\text{CC})} < 1.36 \times 10^{-2} \quad (6)$$

また、このサンプルの平均ニュートリノエネルギーは 2.2 GeV である。

われわれが求めた上限値は、これまでコヒーレント  $\pi$  生成反応の理論モデルとして多くのニュートリノ実験で使われてきた Rein-Sehgal モデルの予想値に対して、1.1 GeV、および 2.2 GeV で、それぞれ 33%、67%であり、理論予想をはるかに下回っていた。

ここで、荷電カレントコヒーレント  $\pi$  生成反応の断面積に対する系統誤差を表 1 にまとめた。系統誤差は、(1) MAPMT のクロストーク、シンチレータのクエンチング効果などの検出器応答の不定性、(2) 原子核内の  $\pi$  吸収、散乱断面積などの不定性、(3) バックグラウンドとなるニュートリノ反応のモデルの不定性、(4) ニュートリノエネルギースペクトルの不定性、(5) 事象選択に用いたカットの値による不定性、の五つに大別される。おもに、原子核内の  $\pi$  吸収、散乱断面積などの不定性、およびニュートリノエネルギースペクトルの不定性が系統誤差に寄与している。

## 8 まとめと今後の展望

われわれは、 $0.99 \times 10^{20}$  POT のニュートリノデータを用いて、荷電カレントコヒーレント  $\pi$  生成反応の探索を行った。その結果、平均ニュートリノエネルギーが異なる二つのサンプルで有意な信号を観測することはできず、全荷電カレント反応に対する荷電カレントコヒーレント  $\pi$  生成反応の断面積比の 90%信頼度における上限値を求めた。われわれの結果は、これまで使われてき

た Rein-Sehgal モデルが数 GeV 以下では破綻していることを示している。

われわれが今回の結果を公表した後、理論モデルの議論が活発に行われるようになった。そこで、われわれもさらに深くデータの分析を進めてきた。図 14 は、「MRD stopped サンプル」から抽出された事象における  $\pi$  の角度分布である。分布を見ると、 $\pi$  の角度が小さい領域のみにおいて、バックグラウンドの予想に対してデータの過剰が見られる。

また、図 15 のように、観測された二つのトラックの方向をニュートリノビームと垂直な平面 ( $x$ - $y$  平面) に射影した時の back-to-back からのずれの角度を  $\Delta\phi$  と定義する。荷電カレントコヒーレント  $\pi$  生成反応の場合、原子核はほとんど動かず、ミュオンとパイオンは  $x$ - $y$  平面において back-to-back に出やすいと考えられる。すなわち、 $\Delta\phi \sim 0$  となることが予想される。図 16 に、「MRD stopped サンプル」から抽出された事象にお

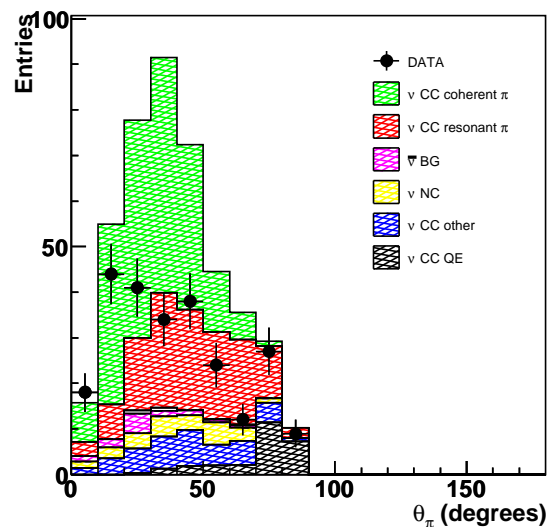


図 14: 「MRD stopped サンプル」から抽出された事象における  $\pi$  の角度分布。

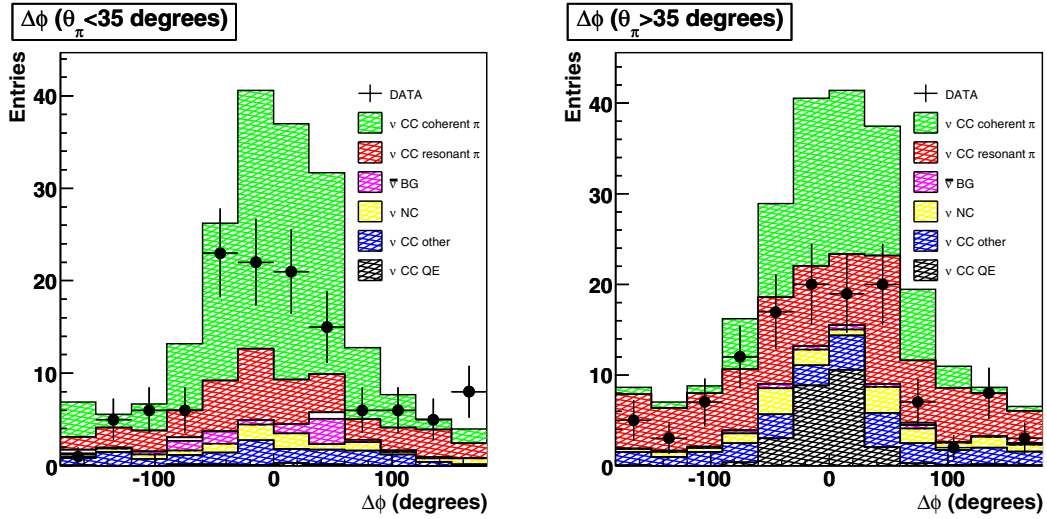


図 16: 「MRD stopped サンプル」から抽出された事象における  $\Delta\phi$  の分布。左図は  $\theta_\pi < 35^\circ$  の事象，右図は  $\theta_\pi > 35^\circ$  の事象。

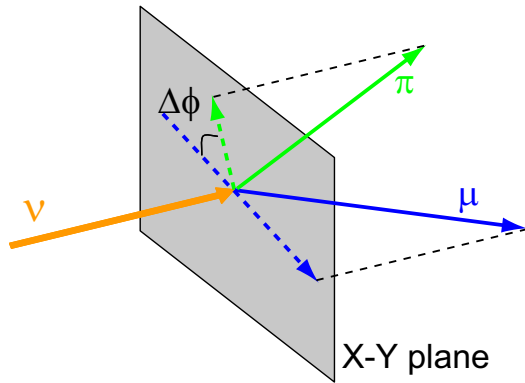


図 15:  $x$ - $y$  平面上における角度  $\Delta\phi$  の定義。

る  $\Delta\phi$  の分布を示す。 $\theta_\pi < 35^\circ$  の事象で、 $\Delta\phi \sim 0$  の領域においてバックグラウンドの予想に対してデータの過剰が見られた。したがって、荷電カレントコヒーレント  $\pi$  生成反応のわずかな存在を示唆する兆候が見えている。

一方で、われわれは  $1.53 \times 10^{20}$  POT の反ニュートリノデータも収集しており、現在、同様の手法により反ニュートリノ荷電カレントコヒーレント  $\pi$  生成反応の解析を進めている。多くの理論モデルで、ニュートリノおよび反ニュートリノによるコヒーレント  $\pi$  生成反応断面積が等しいとされている一方で、反ニュートリノモードではバックグラウンド事象となる反応の断面積は小さいため、有利であると考えられている。今後、反ニュートリノデータによるコヒーレント  $\pi$  生成反応の解明を目指している。

## 謝辞

本研究は、日米科学技術協力事業（高エネルギー物理分野）、科学研究費補助金、日本学術振興会二国間交流事業（日米共同研究）の援助のもと行うことができました。また、著者は日本学術振興会特別研究員制度からの援助を受けていました。この場を借りて、心より感謝申し上げます。

## 参考文献

- [1] A. A. Aguilar-Arevalo *et al.* [SciBooNE Collaboration], [arXiv:hep-ex/0601022].
- [2] 田中秀和, 高エネルギーニュース 第 26 巻 2 号, 104 (2007 年 7/8/9 月) .
- [3] K. Hiraide *et al.* [SciBooNE Collaboration], Phys. Rev. D **78**, 112004 (2008) [arXiv:0811.0369 [hep-ex]].
- [4] M. Hasegawa *et al.* [K2K Collaboration], Phys. Rev. Lett. **95**, 252301 (2005) [arXiv:hep-ex/0506008].
- [5] A. A. Aguilar-Arevalo *et al.* [MiniBooNE Collaboration], Phys. Lett. B **664**, 41 (2008) [arXiv:0803.3423 [hep-ex]].