

■ 研究紹介

中性子寿命の謎の解明に向けて

KEK 物質構造科学研究所

三島 賢二

kenji.mishima@kek.jp

名古屋大学 素粒子宇宙起源研究所

北口 雅暁

kitaguchi@phi.phys.nagoya-u.ac.jp

KEK 超伝導低温工学センター

角 直幸

nsumi@post.kek.jp

九州大学 先端素粒子物理研究センター

吉岡 瑞樹, 音野 瑛俊

yoshioka@phys.kyushu-u.ac.jp

otono@phys.kyushu-u.ac.jp

2021 年 (令和 3 年) 2 月 17 日

1 背景

原子核内部から取り出された自由な中性子はおおよそ 15 分で陽子、電子、反ニュートリノに β 崩壊する。この寿命は例えばビッグバン元素合成開始時における中性子と陽子の比を決定する重要なパラメーターである。また CKM 行列の V_{ud} 成分やニュートリノ反応断面積の決定など、多くの物理に関連し、1950 年代から世界中で精力的に測定が行われている¹。

さて、現在の“おおよそ”の値とは、どの程度だろうか。実はここ 15 年ほど、中性子寿命の測定値は大きな問題を抱えている。2 つの測定方法によって値が異なるのである。これは“中性子寿命問題 (Neutron lifetime puzzle)”と呼ばれており、中性子寿命という基礎的なパラメーターがきちんと決まっていないという事実は、それを利用する関連分野において大きな障害となっている。

中性子寿命の 2 種類の測定方法について、まず簡単に説明しておこう。測定方法のひとつはやってくる中性子の数とそのうちの崩壊数を計数する方法で、歴史的に中性子ビームを用いてきたところから“ビーム法”と呼ばれる。もうひとつは超冷中性子という非常に速度の遅い中性子を容器内に閉じ込め、それがあつ時間経ったのちに崩壊してなくなった数から寿命を導出する方法で、容器に閉じ込めることから“ボトル法”と呼ばれている。測定概念図を図 1 に示した。測定の平均値はビーム法が 888.0 ± 2.0 秒、ボトル法が 879.4 ± 0.6 秒であり、その差は 8.6 秒 (4σ) と大きく食い違っている。この乖離の原因はまだ明らかではない。

2 種類の実験を比べると、中性子喪失から求めた寿命が中性子崩壊から求めた寿命がよりも短いことから、そ

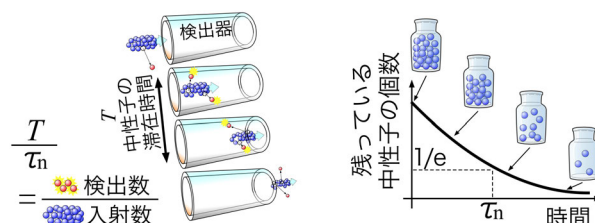


図 1: 中性子寿命の測定法の概念図: ビーム法 (左) とボトル法 (右) の実験

の差を埋めるため中性子のミラー中性子への遷移や暗黒物質への崩壊などまで議論され始めている。本稿では中性子寿命に関連する物理の話と 2 種類の測定方法による食い違い、そしてこの問題を解決すべく大強度陽子加速器施設 (J-PARC) で 2009 年から進めている中性子寿命実験を紹介する²。初期結果について先日論文を出版した [2]。さらに 2016 年に新たに開始した超伝導磁石を用いた LiNA 実験³についても進展を報告する。

1.1 ビッグバン元素合成と中性子寿命

現代物理学では宇宙はビッグバンから始まった、と考えられているが、宇宙背景放射の発見によりその仮説が決定的になったのは比較的最近の 1964 年のことである。ビッグバンでできた高温の火の玉は、膨張と冷却を経たのち現在の宇宙を形成する。宇宙の温度が核子の質量である 1 GeV 程度まで冷却されると、宇宙にはまず陽子と中性子が同じ数作られる。そこからさらに温度が下がると中性子/陽子の比が $1/7$ 程度となり、核反応で重水

¹なお、最初の寿命の値は 18 ± 3 分だった (1951)[1]。年を追うごとに何故か短くなっている。

²名前をつけるタイミングを逃してしまい実験名は付いていない。

³Lifetime of Neutron Apparatus の略。

素 (D) 原子核を形成し、そして D 同士が組み合わさって He 原子核が作られる。その後質量数 7 までの原子核が最初の 3 分間で形成される。この過程をビッグバン元素合成 (Big Bang nucleosynthesis, BBN) と呼ぶ。BBN で生成される初期宇宙の元素比は宇宙初期のバリオン密度と原子核反応断面積などから計算が可能である。観測から得られた初期宇宙の He の量は全体のおよそ 25% であるが、BBN の計算はこの量を説明できたため、ビッグバン理論の根拠となっていた。今世紀に入り WMAP や Planck 衛星といった宇宙背景放射観測からバリオン数密度を精密に導出することが可能になって以来、BBN は軽元素合成の存在比を正確に予言できる精密宇宙論となっている。ビッグバンの 3 分後という初期の宇宙で何が起こっていたかを知る上での貴重な情報であり、原子核実験、理論計算、天体観測といった複数の分野から精力的に研究が進められている。

D 形成反応が始まる時点での中性子/陽子比率はその間の弱い相互作用の強さ、つまり中性子寿命から決定される。中性子寿命が短いと D 形成時に陽子ばかりになってしまい He 原子核が形成されなくなる。逆に長ければ多くの He が形成されることになる。そのため中性子寿命は BBN 計算を行う上で最も重要なパラメータの一つであり、問題の早急な解決が望まれている。

1.2 中性子崩壊と CKM ユニタリ性

素粒子標準模型では、弱い相互作用におけるクォーク間の遷移の強さは Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) 行列で表現され、その CKM 行列のユニタリ性は、標準模型の強力な検証になりえる。例えば、行列の最初の行は $|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2 + |V_{ub}|^2 = 0.9994 \pm 0.0005$ (PDG2018) と良い精度でユニタリ性を満たしている。いや、満たしていた、というのが正しいかもしれない。というのは β 崩壊における輻射補正の計算が 2018 年にアップデートされ [3]、その値が 5% ほど大きくなったのである。その結果 PDG2020 では前述のユニタリ性は 0.9985 ± 0.0005 と 3σ 程度 1 より小さい値となっており、これ自体、中性子寿命とは別の異常をはらんでいる。

$|V_{ud}|$ の最も精度の良い値は、純粋なベクトル遷移である原子核の $0^+ \rightarrow 0^+$ 超許容遷移から導出されている。14 核種の遷移寿命に対し輻射補正および核構造による補正を加え $|V_{ud}|$ を導出する。核構造による補正は核種にもよるが 0.5–1% で、誤差は $\pm 0.05\%$ 程度である [4]。中性子崩壊は純粋なベクトル遷移ではなく、軸性ベクトル成分も含むが、中性子寿命 τ_n および軸性ベクトル型とベクトル型の結合定数の比 $\lambda = g_A/g_V$ の測定値と合わせることで、核構造の影響を受けずに $|V_{ud}|$ が導出できることに注目して欲しい。 $|V_{ud}|$ について、今までの

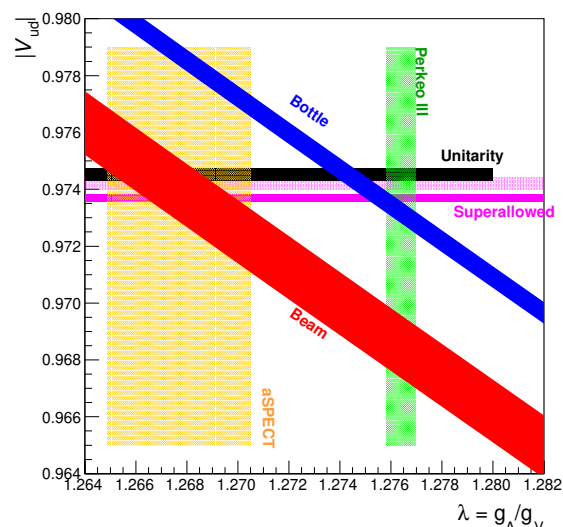


図 2: V_{ud} と λ の関係。図内の値の詳細については [8] を参照のこと。図の横線 “Unitarity” とあるのが CKM ユニタリ性を満たす $|V_{ud}|$ である。“Superalowed” が $0^+ \rightarrow 0^+$ 超許容遷移から導出されたもので、その上の薄い網掛けは以前の輻射補正の値を使ったものである。斜めに走っている帯が中性子寿命、縦線が λ の実験値でありその交点が中性子崩壊から導出した $|V_{ud}|$ になる。

議論をまとめたものを図 2 に示す。

中性子崩壊から得られる $|V_{ud}|$ は τ_n と λ の交点であり、ボトル法による τ_n と Perkeo III 実験 [5] による λ の交点が良い一致を示しているように見える。一方で、精度は悪いがビーム法と aSEPT 実験 [6] についても同じことが言え、判断しづらい状況である。なお λ の値は QCD 格子ゲージ理論からも計算することができるが [7]、計算結果はまだ実験の精度に追いついていない⁴。

2 2 種類の中性子寿命実験

さて、測定手法による中性子寿命の乖離はいったい何に起因するのだろうか。原因として最もあり得るのは実験精度を実際よりも小さく見積もっていた、ということだろう。2 種類の実験について詳しく説明していく。

2.1 ビーム法

ビーム法はその名の通り中性子ビームを検出器内に入射し、その入射中性子量と崩壊で生成される荷電粒子、すなわち陽子あるいは電子を測定する。測定には入射中性子量、崩壊から生成された粒子数、および検出時

⁴ 計算から求めた $\lambda = 1.271 \pm 0.013$ と $|V_{ud}|$ をあわせて τ_n を導出した。結果は $\tau_n = 884 \pm 15$ 秒であった。実験を頑張らないと計算に追いつかれてしまうかもしれない。

間の絶対値が必要なところにこの手法の難しさがある。超冷中性子が登場し、ボトル法の実験が開始されるまでは中性子寿命はビーム法で測定されていた。ビーム法の最も精度の良い実験は米国立標準技術研究所 (NIST) の原子炉にて行われた [9]。まず原子炉からの特定の速度 (~ 1000 m/s) の中性子を単結晶ビスマスのブラッグ散乱を利用し取り出す。その中性子を磁場 (4.6 T) と電場 (800 V) がかったペニングトラップに通す。中性子がこの中で β 崩壊した場合、発生した陽子 (最大エネルギー 751 eV) はトラップ中に閉じ込められる。一定時間後 (~ 10 ms) トラップされた陽子を取り出し、25 $\sim$ 35 kV まで加速してシリコン検出器で数を測定する。トラップを通過した中性子数は精度 0.05% という非常によく校正された中性子ビームモニターで測定される。中性子の寿命は単位時間当たりの陽子検出数、中性子速度、トラップ長さ、中性子ビーム量から導出する。2005 年以降に中性子寿命の乖離が問題になり始めた際、中性子ビームモニターに起因する 3.0 秒の系統誤差が最も大きかった。そこで再測定が行われたのだが、誤差が小さくなった結果、乖離についてはより顕著になった。2013 年の最新の実験結果は $887.7 \pm 1.2(\text{stat.}) \pm 1.9(\text{sys.})$ 秒であり、この頃から“中性子寿命問題”が多方面で議論されはじめた。

論文中では評価されていない系統誤差があるのではないか、というのは当然考慮すべき話で現在も積極的に議論されている。最近では、陽子トラップ内で陽子が残留ガスと荷電交換反応を起こし、検出されなくなったため寿命が長く見えているのではないか、という指摘である [10]。これについては、残留ガスは水素やヘリウム以外にありえないが、仮に荷電交換が起こってもイオン化した水素やヘリウムはシリコン検出器で検出されるはずで結果には影響しない、と反論されている [11]。

2.2 ボトル法

ボトル法は蓄積した超冷中性子 (Ultra-Cold Neutron, UCN) の消失時間から寿命を測定する。UCN とは速度 7 m/s 以下の非常に遅い中性子のことで、物質表面で全反射するという性質を持ち、容器内に閉じ込めることが可能になる。これはエネルギーにして 250 neV、温度に換算すれば 3 mK に相当する。これが“超冷”と言われる所以である。地球上で中性子が受ける重力ポテンシャルは 102 neV/m であり、また 1 T の磁場から 60 neV のポテンシャルを受けるため、重力や磁場による閉じ込めも行われている。

ボトル法の代表的な実験は露ペテルスブルグ核物理研究所 (PNPI) のグループが仏ラウエ・ランジュヴァン研究所 (ILL) の原子炉において行ったもので、彼らの最初の実

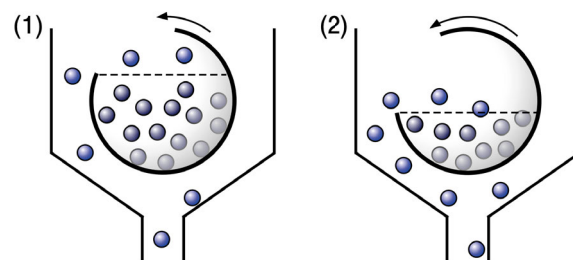


図 3: 重力トラップ式の中性子寿命測定。(1) から (2) へと容器を回転するにつれて閉じ込めた UCN が開口部から溢れる様子を示す。

験結果は 2005 年に $\tau_n = 878.5 \pm 0.7(\text{stat.}) \pm 0.3(\text{sys.})$ 秒と発表された [12]。それまでの 885.7 ± 0.8 秒 (PDG2004) に比べ 7.2 秒短く、衝撃を与えた。

この実験は重力トラップ式と呼ばれる方法で、開口部をもつ回転できる準球形または円筒形の容器を用いる。UCN を容器に導入する際は容器の開口部を下に向ける。そして UCN を容器内に取り込んだのち、開口部を上に向ける。この操作により運動エネルギーが取り出し口までの重力ポテンシャルを超えない UCN が容器に閉じ込められる。そして一定時間の経過後に開口部を下向きに戻すことで図 3 のように閉じ込められた UCN が容器から溢れ、下部に設置した検出器によって計数する。

UCN は壁面で全反射する、と述べたが実際にはわずかな損失がある。その影響を減らすため、蓄積容器の表面をフォンブリンというフッ素系の油でコーティングし、さらに 110 K まで冷却することで最長 872 秒という蓄積時間を実現している⁵。ここからフォンブリンとの衝突の際のわずかな損失 ($\sim 2 \times 10^{-6}$) を補正する。UCN を取り出す時には回転により開口部を下に向けるのであるが、角度を少しずつ変えながら測定を行うことで、異なるエネルギーの UCN の、つまり壁との衝突回数の異なる UCN の蓄積時間を測定することができるのである。

ボトル法の新しい試みとして UCN を数 T の磁場によって閉じ込める磁気ボトルを用いた実験が米ロスアラモス国立研究所 (LANL) で行われた。原理はボトル法と同じく UCN を蓄積してその崩壊時間を測定するというものであるが、閉じ込めを磁気により行うことで壁との衝突を完全に無くすることができるため、系統誤差を小さく抑えることができる。LANL の磁気容器は径の異なる二つの円環を組み合わせた形状⁶をしており、そこに数 cm 角のネオジウム磁石 (表面磁場 ~ 1.0 T) が敷き詰められている。磁石は隣り合う磁石と 90 度回転して設置され、蓄積に必要な磁場勾配を作り出し、磁場と重力によって

⁵なので、さすがに中性子寿命がこれ以上に短くなることはないだろう、多分。

⁶なかなか表現が難しいが前後非対称なオムレツといったところだろうか。エネルギーの高い UCN が準安定軌道に入らないよう、わざとへんてこな形状にしている。

50 neV 以下の UCN が蓄積される。UCN を一定時間蓄積した後、磁気容器の中に中性子用シンチレーション検出器を挿入して UCN を測定し、その蓄積時間と検出数から τ_n を導出する。結果は $\tau_n = 877.7 \pm 0.7(\text{stat.})_{-0.2}^{+0.4}(\text{sys.})$ 秒であった。実験の系統誤差は非常に良く抑えられており、放射性崩壊を表す指数関数でよく計数を説明でき、補正は残留ガスとの散乱による 0.16 秒のみであった。

2005 年以降に発表されたボトル実験は全て 880 秒付近の比較的短い値を出しており、ボトル法の値はおおよそ確定したと見て良さそうである。しかし、ボトル法特有の未知の系統誤差により、全ての実験が同じように短く出ている可能性についても議論されなければいけない。その一つとして地球の自転による影響がある。ボトル法の場合、壁に当たる際に地球の自転により壁が移動し、加速や減速効果を受ける⁷。どの実験も北緯 40 度あたりで実験されており、系統的にずれる可能性があるのである [13]。しかし、自転の影響について物質容器では 1 秒以下かつ表面損失の補正の際にキャンセルするはずであり、さらに磁気容器では壁と連続的に衝突しているときみなせるため、その影響は小さいと見積もられている [14]。

2.3 惑星探査衛星による中性子寿命測定

最後に惑星探査衛星による新しいタイプの測定がでてきたので紹介する。宇宙線は惑星の地表や大気と衝突し中性子を発生する。米航空宇宙局 (NASA) の水星探査衛星 MESSENGER は水星表面の組成を調べるための中性子検出器を搭載している。衛星の高度と中性子の強度は中性子崩壊による減衰の影響を強く受けるため、そこから τ_n がわかる。MESSENGER の観測の場合は、中性子寿命に特化した観測というわけではないが、金星と水星でフライバイを行った際に得られたデータの比較から $\tau_n = 780 \pm 60(\text{stat.}) \pm 70(\text{sys.})$ 秒を導出した [15]。なお、飛行している熱中性子を測定しているので一見するとビーム法とも思えるが、中性子の損失量を測っているので測定手法としてはボトル法に分類される。

更にこの手法は月探査衛星 Lunar Prospector の観測にも適用された。この衛星は 1998 年から 18 ヶ月間にかけて月を周回し、主に月面に存在する水の調査を行っているが、周回軌道投入前の高度楕円軌道における中性子計数の測定から $\tau_n = 900_{-50}^{+40}(\text{stat.}) \pm 17(\text{sys.})$ 秒を得たと報告している [16]。月の表面組成は水星に比べてよく理解されており、系統誤差がぐっと下がっている⁸。統計精度は検出器の大きさと楕円軌道での測定時間で律速

⁷典型的には 2000 秒程度容器に閉じ込めるわけだが、これは地球の自転に換算すると 8 度に相当する。UCN 実験を行うときは気をつける必要がある。

⁸我々の実験より小さい系統誤差を出しているのだからうかしてはいられない。

しており、高統計用の衛星を用いれば地上実験と同程度の精度が可能とのことである。

2.4 “消える” 中性子に対する理論的考察

ビーム法とボトル法、それぞれの実験が双方正しい、などということはあるだろうか。仮に中性子が検出されずに無くなってしまうと、ボトル法で測定した寿命がビーム法より短いことに説明がつく。突飛な考え方ではあるが、8.6 秒のずれを説明するためには、中性子が時定数 9.4×10^4 秒で検出できない何かに変化してしまえばよいのである。実験の検証でも乖離の原因が見つからない状況が続いており、このような大胆な仮説が提起され始めている。

仮説の一つは中性子がミラー中性子に変化する、というものである [17]。ミラー中性子は鏡像物質の一種であり、通常物質とは相互作用しないため暗黒物質の候補でもある。もし中性子がミラー中性子に変化するならば、UCN は検出にかからなくなるためボトル法での寿命は短くなる。もしこのような現象が存在するならば、UCN がミラー中性子として壁を通り抜けた後、再度中性子に戻り検出される現象もまた観測されるはずである。蓄積された UCN が壁を透過する量の測定からその遷移時間の下限値は 448 秒であり [18]、この仮説はまだ排除されていない。

別の仮説は中性子が崩壊する際にその一部あるいは全部が暗黒物質に変化する、というものである [19]。この説のうち、 γ 線や電子を伴うものはすでに一部が排除された⁹。当然全てが暗黒物質に崩壊するプロセスは実験では排除しにくいのであるが、太陽の 2 倍以上の質量を持つ中性子星が存在するという事実はこの仮説に制限を与えている。

また、量子ゼノン効果の影響によるものではないか、という説もある [20]。量子ゼノン効果とは、観測により波束の収縮が起こるために、量子状態の遷移時間が延び縮みするという現象である。使用している中性子のエネルギーが異なるため、逆量子ゼノン効果によりボトル法で蓄積された UCN のみの寿命が短くなりうる、としている¹⁰。

⁹この論文が arXiv に載った後すぐに LANL にて UCN ボトルの横に Ge 検出器を置いての検証測定が行われており、 γ 線モードについては論文掲載前に否定的な結果が arXiv に投稿されていた。このスピード感は見習いたいものである。

¹⁰しかしこの論文では中性子の数密度をかなり過剰に見積もっていること、また、UCN 数密度依存性があるならば蓄積過程で寿命が変化するはずであるが、少なくとも LANL の実験では蓄積時間を変化させても 0.3% 以下の精度で指数関数の減衰を示していることから、これで中性子寿命問題を説明するのは難しい気がする。

3 J-PARC における中性子寿命測定

中性子寿命問題の解明に向け、系統誤差の異なる独立した実験、特にビーム法による実験が強く望まれている。我々は、Kossakowski らによって ILL の原子炉で原理検証された電子計数法 [21] を採用して、J-PARC のパルス中性子源を使った実験を進めている。Kossakowski らの実験では原子炉由来の中性子を用いたためバンチ化による統計の損失が大きく、また散乱中性子による背景事象が大きな不定性の要因となっていた。本実験では、中性子寿命問題を議論するために十分な精度として、Kossakowski らの結果 $\tau_n = 878 \pm 27(\text{stat.}) \pm 14(\text{sys.})$ 秒を一桁以上改善し、精度 1 秒に到達することを目指している。

3.1 概要

本実験は J-PARC の物質生命科学実験施設 (MLF) に建設した、中性子基礎物理実験専用のビームライン BL05 にて行っている [22]。J-PARC の陽子加速器からの 3 GeV のパルス陽子ビームが MLF 内の水銀標的に照射されると、核破砕反応により高速中性子が発生する。高速中性子は中性子源内の液体水素減速材との衝突により速度が下がる。BL05 ビームラインは中性子光学の技術を用い、低いエネルギー (20 meV, 飛行速度 2000 m/s 以下) の中性子のみ選択的に実験エリアまで導くよう設計されている。本ビームラインは 2008 年 12 月に初ビームを迎えた。陽子ビーム強度の設計値は 1 MW であるが、当初は 20 kW からの開始であった。その後 2010 年に 100 kW, 2012 年に 200 kW, 2014 年に 300 kW と徐々に増強されていき、2020 年に 600 kW に到達している。

BL05 ビームラインは 1 本の中性子ビームを三分岐するという特徴を持ち、複数の実験を並行して行うことができるよう設計されている。中性子寿命実験はそのうちのひとつである偏極中性子ビームを供給するブランチを占有している。図 4 は BL05 ビームラインの実験エリアに設置された中性子寿命実験装置の写真である。実験エリアまで導かれたパルス中性子ビームは、中性子光学素子を用いたビームチョッパー (Spin Flip Chopper, SFC) により進行方向に 40 cm 程度の短い中性子バンチに整形し、長さ 1 m のガス検出器 (Time Projection Chamber, TPC) に導入する。中性子バンチが完全に TPC 内部にある時間帯の β 崩壊を測定することで、検出効率や背景事象など様々な不定性を低減することができる。TPC の動作ガスには、中性子に対して散乱・吸収断面積が小さい He ガス (85 kPa) とクエンチャーの CO_2 ガス (15 kPa) の混合ガスを用いる。ここに中性子吸収断面積が非常に大きい

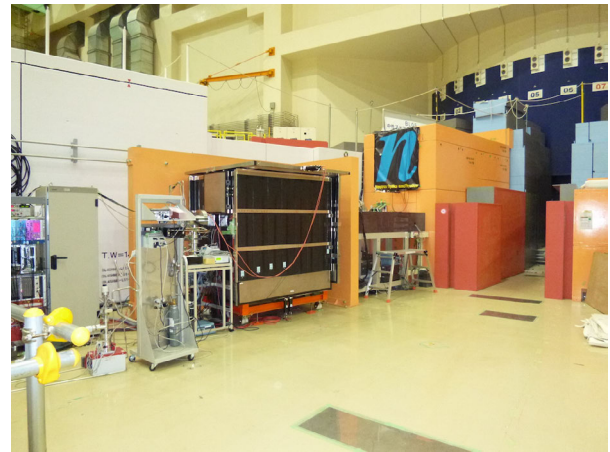


図 4: BL05 ビームラインの実験エリアに設置された中性子寿命測定装置。中性子ビームは右から来る。大きな“n”マークの下鉛の箱の中に SFC があり、その下流、Veto カウンターに囲まれた中に TPC 容器がある。

^3He ガスを微量 (100 mPa 程度) 封入し、 $^3\text{He}(n,p)^3\text{H}$ (以下 ^3He 反応) 数から入射中性子量を導出する。 ^3He 量を精密に決定する必要があるので動作ガスは封じ切りで運用されている。 β 崩壊信号と ^3He 反応事象は、TPC 中でのエネルギー損失の違いにより弁別が可能である。

中性子寿命は ^3He 反応数 (S_{He}) と β 崩壊数 (S_{β}) の比を検出効率の補正 ($\varepsilon_{\text{He}}, \varepsilon_{\beta}$) の後にとることにより、以下の式のように導出できる。

$$\tau_n = \frac{1}{\rho\sigma_0 v_0} \left(\frac{S_{\text{He}}/\varepsilon_{\text{He}}}{S_{\beta}/\varepsilon_{\beta}} \right), \quad (1)$$

ここで、 ρ は ^3He 原子の数密度、 σ_0 は中性子の速度 $v_0 = 2200$ m/s における ^3He 反応断面積である。一般に、中性子吸収断面積は $1/v$ 則に従うことが知られており、それと中性子速度の積は速度に依らない定数となる。このため、任意の速度 v に対して、速度 v_0 における反応断面積 $\sigma_0 = 5333 \pm 7$ barn を用いることができる。

我々の実験では、NIST の実験とは異なり陽子ではなく電子を検出し、また導入した中性子数と β 崩壊数を同時計測できる点からも、独立した系統誤差でビーム法を検証することが可能となる。

3.2 TPC

Kossakowski らの作成した TPC [23] は検出器に含まれる放射性物質についての配慮をしていなかった。また散乱中性子を吸収するための ^6Li を含有するプレキシングラスを TPC の外部に置いていたため、TPC 自体はビーム軸から露出している構造となっていた。我々の開発した TPC [24] はこれらを改善することで背景事象を一桁除去することに成功している。

実験に向けた最初のステップとして、 ^4He の光核反応の測定 [25] のために開発され既に動作する実績を持った TPC をお借りし、2008 年冬に KEK へ移動して先端測定器開発棟の一室で試験を開始した。有感領域が $6\text{ cm} \times 6\text{ cm} \times 25\text{ cm}$ の小型 TPC であったが、2009 年 6 月には BL05 へ設置して最初の測定を行った。 ^3He の中性子吸収反応事象の確認に成功したことは収穫であったが、当時まだビーム強度が 20 kW と低かったこともあり、中性子崩壊事象は背景事象に埋もれてしまっていた。そこで TPC の大型化に取り組み、2010 年春には $20\text{ cm} \times 20\text{ cm} \times 80\text{ cm}$ の有感領域を持つ TPC をガラスエポキシ (G10) で作製して動作を開始させている。ただしここで G10 に含まれる放射性物質に起因する背景事象が問題となり、素材の検討を迫られることになった。また G10 は吸湿性が高くアウトガスが多いため、ガスの封じ切りが必要となる我々の実験には不適切であった。そこで様々な高機能プラスチックやアルミナなどを取り寄せ、KEK の放射線科学センターの協力を得て陽子棟の Ge 検出器を用いて検討を進めた。TPC を製作する際の加工性、ワイヤーを張る際の強度とコストを総合的に考慮してポリエーテルエーテルケトン (PEEK) を選定した。2011 年初頭に $30\text{ cm} \times 30\text{ cm} \times 96\text{ cm}$ の PEEK 製 TPC の動作を開始させている。図 5 は PEEK 製 TPC の模式図である。

背景事象の原因となる γ 線を発生させずに散乱中性子を吸収するための ^6Li を含む部材の作製にも多くの時間を要した。 ^6Li を含む化合物として化学的安定性から ^6LiF を選定した。 LiF は粉状のため何らかの物質と混ぜて固める必要があり、様々な方法を試したが、加工性、アウトガスなどの観点からテフロンと混ぜて焼結して板を作る手法を選択した。 LiF の含有率を高めると脆くなるため、さらに試作を繰り返し ^6LiF を重量当たり 30% 含ませる設計に至った。この LiF 板を TPC 内部に設置した場合、 $^6\text{Li}(n,\alpha)^3\text{H}$ 反応で生成した荷電粒子が有感領域に入ることを防ぐため、テフロンの薄膜を張ることで対応した。また LiF 板は不導体であり、底面と上面については電位を定義するためにアルミナイズドマイラーで覆ったが、側面については LiF 板が剥き出しでも安定に動作したため、 LiF 板が露出した構造としている。

また、この LiF 板を TPC に上流に中性子シャッターとして配置しビームを遮った状態でのデータを収集を可能にすることで、中性子ビームに起因しない背景事象を見積もっている。

3.3 ^3He 数密度の導出

この実験では入射中性子量を ^3He 反応の事象数によって決定している。ゆえに TPC 中の ^3He 数密度 (式 1 の

ρ) の測定精度はそのまま寿命の精度に直結する。適切な計数にするために約 100 mPa の ^3He を TPC 容器に導入するわけであるが、この量を 0.1% 以下の精度で知る必要がある。 100 mPa という薄い圧力のガスを精度良く測定することには困難が伴うが、我々は 2 つの方法でこの ^3He 数密度を導出している。一つは大小 2 つの容器の体積を事前に精度良く測定しておき、 ^3He ガスを希釈して TPC に導入する方法で“体積膨張法”と呼んでいる。もう一つは ^3He と市販のヘリウムガスを混ぜた TPC 動作ガスを回収、質量分析計で測定し $^3\text{He}/^4\text{He}$ 比と混合ガスの圧力から ρ を導出する方法で“質量分析法”としている。この独立な二つの手法により無矛盾な結果が得られれば、正しく機能しているだろう、という目論見である。

しかし、ここで問題が生じた。質量分析法で得られた ρ が 4% ほど小さかったのである。これは寿命にして 40 秒に相当するわけで、致命的な問題である。そこで我々は体積膨張法、質量分析法の双方について測定器、解析法、全てをチェックし直した。結果、様々なバグを見つけ出したのであるが、それらを修正しても結局 4% の差は埋まらないままであった。見つけ出されるバグの数も日に日に減少し、いよいよどちらの測定も正しいのではないか、という境地に行きついた。最後に着目したのは、質量分析法に使われる標準ガス (Helium Standard of Japan, HESJ) である。質量分析法では $^3\text{He}/^4\text{He}$ 比 (以下 R) を質量分析計のそれぞれの計数を HESJ の測定で較正し導出する。HESJ の R 値は大気中の R 値 (R_a) を基準に校正されている。 R_a は地球上で一様であり、年代的にも一定であることが知られているため、それを一次標準とすることは妥当である。しかし、この絶対値についてはどうだろうか。多くの地球科学の研究がこの R_a を標準として利用しており、それが 4% 変わる、というのは大問題である。しかし、調べていくうちに一般的な測定はサンプルと R_a の比を用いているだけで、その絶対値が変化しても大きな影響がない、ということがわかってきた。また、 R_a の絶対値測定は 1970 年代からのいくつかの論文があるだけであり、検証する必要があると思われた。

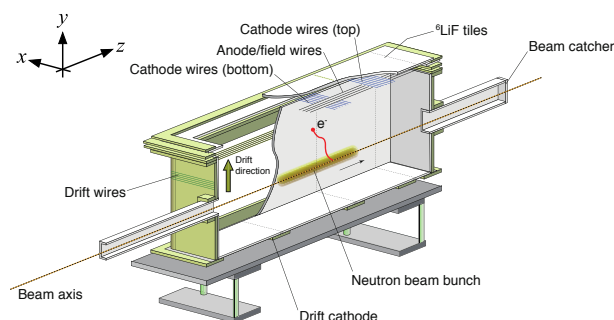


図 5: PEEK 製 TPC の模式図

そこで我々は中性子寿命実験用に作製した ^3He ハンドリングシステムを用い、高精度の $^3\text{He}/^4\text{He}$ 標準ガス (精度 0.4%) を作製し HESJ の較正を行った [26]。HESJ の R と R_a の比は精度よく測定されているため、この結果から R_a を導出できる。結果を図 6 に示す。体積膨張法の結果と一致しないと騒いでいたときに我々が用いていた Mamyrin らの $R_a = 1.399 \pm 0.013$ ppm と比べ、我々が導出した $R_a = 1.340 \pm 0.006$ ppm は 4.2% 小さいものであった¹¹。かくして実験初期からの 4% 問題は解決したわけであるが、 R_a を我々が決めてしまった以上、体積膨張法と質量分析法が独立ではないことになる。今後独立な測定により R_a が測定されることを期待している。

3.4 実験結果

PEEK TPC が実戦投入されたのが 2011 年 2 月であったが、翌月に東日本大震災に襲われ実験は中断してしまった。2012 年から実験を再開し、コミッショニングを行った後、2014 年から物理測定を開始した¹²。J-PARC では今も継続的にデータを取得し続けているが、今回の論文 [2] では 2014 年から 2016 年にかけての合計 552 時間分のデータを解析した¹³。

ガス封じ切りで使用している ^3He を含む TPC ガスは、劣化のため数日おきに交換する必要がある。具体的には、アウトガスとして発生する水が TPC 内でのドリフト電子を減衰させてしまうことと、発生する窒素との $^{14}\text{N}(n,p)^{14}\text{C}$ 反応が ^3He 反応とちょうど同じ程度の Q

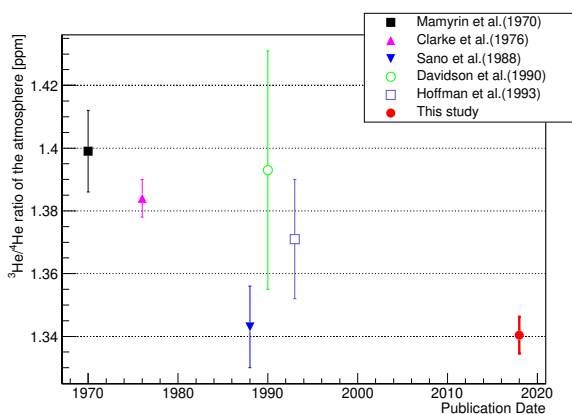


図 6: 大気中 $^3\text{He}/^4\text{He}$ 比 (R_a) の測定値。2018 年のものが我々が取得したデータである。図内文献の詳細は論文 [26] を参照のこと。

¹¹ この値が R_a の最も精度の良い測定となっている。

¹² J-PARC ハドロン事故の影響で MLF は 2013 年 5 月から 2014 年 2 月まで停止していた。

¹³ この期間は J-PARC のビームパワーが 200 kW と、現在の 1/3 であったことに注意されたい。水銀ターゲットトラブルでビームパワーを下げざるを得なかったことによる。

値をもつため ^3He 反応に混入してしまうことである。論文では計 6 回分のガス封入のデータを用いた。測定時間には、中性子を TPC に導入したデータの他に、背景事象を測定するために TPC 直前でビームを遮蔽したデータや、TPC の増倍率の時間変動および ^3He 反応に混入する窒素量¹⁴の校正用データ取得が一定時間ごとに挟まれている。

入射中性子が TPC 内で β 崩壊する確率は 10^{-6} 程度であり、その計数率は 0.1 cps 程度である。この崩壊数の絶対値を測定する本実験は、背景事象との戦いである。TPC の有効検出領域に中性子バンチが完全に収まっている時間を信号取得時間として定義している。中性子バンチ起因の背景事象のない時間は、宇宙線や加速器起因の定常的な背景事象を見積もるために利用する。この実験の特徴の一つは、入射中性子量を導出するための ^3He 反応と β 崩壊数を導出するための β 線信号を、一つの検出器で同時に検出している点である。つまり、この 2 種類の信号を分離しそれぞれ計数しなければならない。

ここでは解析の大きな流れを説明しよう。基本的には、信号は TPC 内で落とすエネルギー損失の違いで上記の二種類の信号を区別する。 ^3He 反応による陽子・三重陽子は、764 keV を約 5 cm 程度の飛程に落として即座に停止する。 β 崩壊電子のエネルギーは 0 keV から 782 keV まで連続分布をしているが、その多くは検出器を横切って走り抜け、単位長さあたりのエネルギー損失は小さい。TPC は電子に対する検出効率を上げるためにアノードワイヤーのゲインを高く設定しており、 ^3He 反応に対しては信号が飽和してしまう。そこでフィールドワイヤーからの信号に対してはアンプゲインを低く設定し、その信号から ^3He 反応を取り出す¹⁵。 β 崩壊電子は中性子ビームが通過する有効検出領域の中央部から外側に向かって飛び出すはずである。しかし中性子がいつどこで崩壊するか予測できないのでスタート信号が作れず、電子のドリフト方向の座標については感度がない。そこで、着目する信号の飛跡“形状”が、 β 崩壊電子と矛盾がないか、例えばその端点が少なくとも TPC 中心付近であることや、その縦方向の長さが TPC の縦幅の半分以下であること、などで信号識別する。

最後に残る敵が中性子バンチ起因の背景事象である。図 7 に示すように有効検出領域に導入された中性子の約 1% 程度が TPC ガスによって散乱され、TPC 内壁に衝突する。内壁を覆っている LiF 板は中性子を吸収しても γ 線を発生させにくい、それでも 2×10^{-4} の確率で

¹⁴ 余談であるが、窒素量補正用の測定の精度がとても良いことに気づいた我々は、専用の測定を行うことで $^{14}\text{N}(n,p)^{14}\text{C}$ 反応断面積をいままでの 5 倍以上良い精度で測定することに成功した [28]。

¹⁵ 同じ検出器で同時に検出するところにこの実験のミソがあるわけだが、本来単色エネルギーの ^3He 反応が空間電荷により潰れてしまい意外と切り分けが難しい。そこで筑波大学のバンデグラフ加速器により空間電荷効果モデルを検証を行い、シミュレーションに実装している [29]。

誤差要因	誤差量 (秒)
中性子バンチ起因の背景事象	+2/-14
β 線検出効率 (ε_β)	+6/-7
信号のパイルアップ	+11/-4
^3He ガス数密度 (ρ)	± 4
$^3\text{He}(n,p)^3\text{H}$ 反応断面積 (σ_0)	± 1.2

表 1: 主な系統誤差

γ 線が発生してしまう [27]。その γ 線は TPC 内壁でコンプトン散乱を起こし、背景事象が β 崩壊と同じ幾何学的形状を持つ割合が約 1% 程度となり、以上の確率を積算すると 10^{-8} 程度となる。これは β 崩壊の確率に対して約 1% 程度の寄与となる。中性子入射に完全に同期しており、その量も中性子数に依存してしまうため、シミュレーションを用いて評価している。しかしそもそもが稀な事象なのでその妥当性をデータから検証するのが難しく、現在の解析の最も大きな系統誤差の要因になっている。今後の入射ビームの大強度化によってこの背景事象のより詳細な理解が進むだろう。後述する LiNA 実験はこのコンプトン散乱による電子を磁場を用いて直接排除することを目指している。

この実験の結果として最終的に中性子寿命の値 $\tau_n = 898 \pm 10(\text{stat.})^{+15}_{-18}(\text{sys.})$ 秒を得た。図 8 に先行実験の結果と合わせて示した。また主な系統誤差の一覧を表 1 にまとめている。

3.5 今後の予定

今回まとめた論文 [2] のデータは 2016 年までのものであったが、2017 年以降の測定により統計誤差 4 秒程度のデータは既に取得済みである。さらにハードウェア、ソフトウェア両面からのアップグレードを進めている。論文の統計精度は 10 秒であったが、背景事象の同定のためにもより多くの統計が必要である。TPC への入射

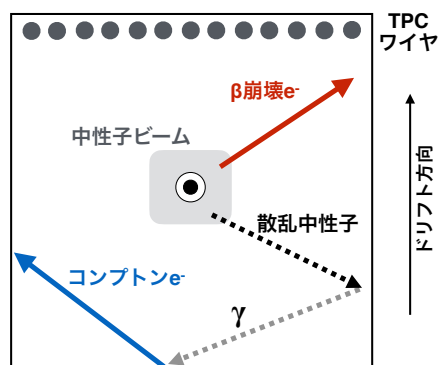


図 7: 中性子バンチ起因の背景事象。図は TPC をビーム進行方向から見た断面。

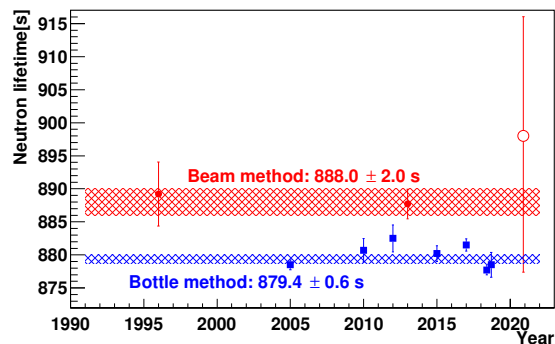


図 8: 中性子寿命の測定値。ボトル法とビーム法をそれぞれ丸と四角で、また、それぞれの方法の平均を帯で示している。白抜きの丸で示したのが J-PARC の結果である。



図 9: ビームラインに新たに設置された大型 SFC。磁気スーパーミラー（手前）とスピン反転用のコイル（中央）がスピン保持用のガイドコイル中に設置されている。

中性子量が SFC が受け入れるビームの断面積で律速しており¹⁶、その大型化が今まさに進められているところである¹⁷。図 9 がインストールされた SFC であり、計算では約 4 倍の中性子数の増加により測定時間 60 日で目標である 1 秒の精度に到達する見込みである。

中性子バンチ起因の背景事象の見積もりはシミュレーション計算に頼っているが、計算の 3 倍程度を観測しており、大きな系統誤差はその起源を特定できていないことによる。現在その特定に尽力しているところである。中性子のガス散乱は動作ガス圧力を下げる事により比例して減少するはずであり、低圧力 (100 kPa → 50 kPa) での測定も並行して進めている。

検出効率 (ε_β) の誤差 (+6/-7 秒) はシミュレーションの実験結果の再現度によっているため、その高度化を進めているところである。また、シミュレーションの再現性に依存しにくいカット条件も模索している。信号のパイルアップは本来 veto されるはずの宇宙線と β 崩壊信号が当時の DAQ システム上区別できなくなっていた

¹⁶ 偏極中性子ミラーを用いるのであるが、当時は手作りしていたのであまり大きなものが作れなかった。

¹⁷ というか実験しながらこの原稿を書いている...

ために生じたもので、回路のアップデートにより現在では $+4/-0.5$ 秒まで低減できている。 ^3He 数密度(ρ)については、論文[2]では精度0.4%であったが、2018年にダイナミックレンジの大きな圧力計を導入したことで0.15%が達成されている。

最終的には ^3He 反応の断面積(σ_0)が問題になる。この反応断面積 σ_0 は0.13%で決まっており、原子核反応の中では最も良い測定精度ではあるのだが、この実験の目標精度としては不十分である。最終的には我々自身でこれをもっと良い精度で決定する計画である¹⁸。

4 LiNA 実験

PEEK材で作製し、内側をLiF板で覆ったTPCは低背景事象な実験を実現するに至ったが、それでもなお中性子ビームに起因する背景事象が気になり始めた。そこで、壁面で叩き出される電子が β 崩壊の発生するビーム軸に戻ってこないようにするために、ビーム軸に沿った向きに磁場を加えることを提案して新たに準備を進めているのがLiNA実験である[30]。

断面が30 cm四方のTPCに磁場を加えて背景事象を排除するためには0.6 T程度の磁場が必要であり、測定を行う長期間安定して印加し続けるためには超伝導磁石が不可欠であるが、検出器が収まるほど大きな超伝導磁石を新規に開発するのは技術、費用、時間の観点から不可能であった。そこで役目を終えて使われていない磁石を探し回った結果、超伝導スペクトロメータを用いた宇宙粒子線観測気球実験(BESS)のために開発された磁石[31]が我々の要求にフィットすることがわかり、こちらの磁石をお借りして実験を進めている。この磁石は直径1 m、長さ1.3 mのソレノイドコイルで、液体ヘリウムを溜めるタンクを有しておりNbTi線を4 Kまで冷やして使用する。2016年10月には長年使用されていなかった同コイルの冷却・励磁試験を実施して正常に使用できることを確認し、2018年3月には磁石内部の磁場分布を測定して理想的なソレノイドコイルの磁場分布を保つことを確認した。

一方、磁場を加えたことで分離したビーム軸周辺の信号事象と壁面付近の背景事象を区別する必要があるため、図10のように信号領域を 3×3 の9つに分割したTPCを新たに開発した。検出領域を分割するためにドリフト領域を1層目は下向き、2層目、3層目は上向きに取るという構造になっている。磁場を加えたことで検出器部材から放出される放射線も排除することが可能となったので、入手や加工がしやすく非磁性のアルミニウムでフレームを作製した。

開発した検出器を超伝導磁石内に設置し、2019年9月にそれらの統合試験を実施した(図11)。 β 線源として塩化カリウムの粉末中に天然で含まれる ^{40}K を用いることにして検出器中央に設置した¹⁹。磁場によって β 線を検出器中央のビーム軸周辺領域に閉じ込める事ができているのを確認した。また、背景事象に見立てた γ 線源として ^{60}Co , ^{137}Cs , ^{152}Eu を用意して検出器へ照射したところ、磁場がない場合に比べて γ 線起因の電子背景事象の侵入は図12のように3%程度に抑えられることを確認した。

2020年2月には電磁石をBL05に設置して、現地での磁石の励磁や中性子ビームを使った最初の試験を実施した。中性子の β 崩壊信号を同定するには至っていないが、 ^3He 反応のピークを確認することができた。BL05にはもともと近傍のビームラインからの γ 線を遮蔽するために鉄製のコの字型の遮蔽体が設置されており、LiNA実験ではこの遮蔽体の下流に扉付きの鉄遮蔽体を追加してロの字型とし、磁場の漏れ出しを防ぐヨークとして利用している。その結果漏れ磁場はビームライン境界で500 μT 未満と十分安全基準をクリアする程度に抑えられたものの、ビームライン上流側に漏れ出した磁場は中性子をパンチ化するSFC装置に漏れ出してしまい、パンチ化の効率を低下させてしまっていることが判明した。今後はSFCの周囲に鉄遮蔽体を準備して磁場の漏れ込みを抑える予定である。最初のビーム試験を経てシステムの改善点が明らかになり、長期的なビームタイムに向けて準備が進められている。例えば、現在は液体ヘリウムを用いて磁石を冷却しているが、1週間に1度消磁して液体ヘリウムを補充し直す必要がある。これを小型冷凍機による冷却に改造することができれば、測定が効率化できると見込んでいる。

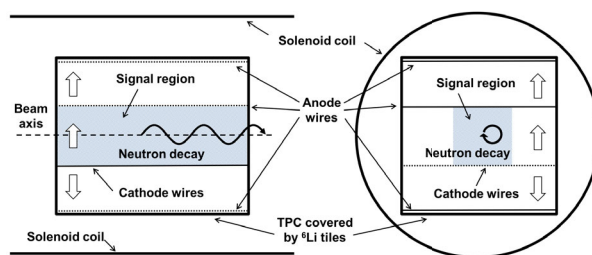


図10: LiNA実験の概要。検出領域は 3×3 に分割している。中央の領域が信号領域であり、ここに中性子ビームを入射する。

¹⁸断面積が $1/v$ に従い変わるため、中性子の正確な速度が必要となるところに難しさがある。

¹⁹チェックソースでは線量が高すぎることと設置場所が高磁場かつ高電場のかかった空中であり、利用申請をクリアするのが困難と思われたため。6.2 gで100 Bqになる。

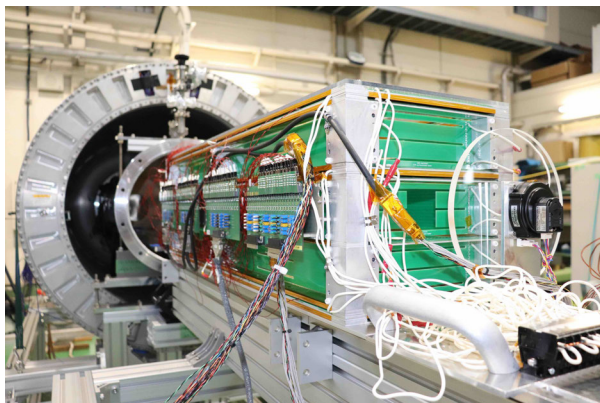


図 11: 磁石・検出器統合試験の様子。超伝導ソレノイド磁石の中に真空容器を配置，検出器はガイドレールに沿って出し入れできる。

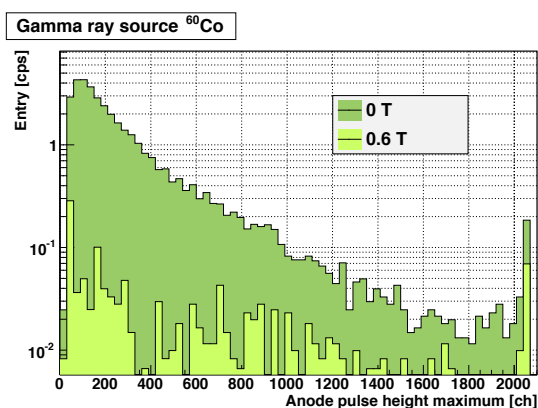


図 12: ^{60}Co 線源を用いた γ 線起因の背景事象のエネルギー分布。濃い色のヒストグラムは磁場を印加しなかった場合，淡い色のヒストグラムは磁場を 0.6 T 印加した場合で 3%程度まで低減されている。

5 まとめと今後の展望

2008 年, J-PARC/MLF/BL05 に低エネルギー中性子を用いた基礎物理実験を行うビームラインを建設した。以来, 中性子寿命精密測定実験を本ビームラインの旗艦実験として推進してきた。複数回の年単位に渡るビーム停止を余儀なくされたが, それを乗り越えて 2016 年より安定的にデータ収集を行い, 2020 年 12 月ついにその初期結果を出版した。今後は, まさに本稿執筆中に行っているビームラインの増強ののち, 来年度中には本実験の目標である精度 1 秒に向けてのデータ収集を開始する予定である。さらにその後, 同ビームラインにて LiNA 実験を実施し, 同程度のデータ収集を行う計画である。系統誤差の異なる 2 つの電子計数法による実験により, 高い信頼性を持って中性子寿命を決定することができる。今後数年のうちに中性子寿命問題解決の糸口を掴む結果が出ることをご期待いただきたい。

参考文献

- [1] J. M. Robson, Phys. Rev., **78**, 311 (1950).
- [2] K. Hirota *et al.*, Prog. Theor. Exp. Phys. **2020** 123C02 (2020).
- [3] C.-Y. Seng *et al.*, Phys. Rev. Lett., **121**, 241804 (2018).
- [4] J. C. Hardy and I. S. Towner, Phys. Rev. C **91**, 025501 (2015).
- [5] B. Markisch *et al.*, Phys. Rev. Lett., **122**, 242501 (2019).
- [6] M. Beck *et al.*, Phys. Rev. C **101**, 055506 (2020).
- [7] C. C. Chang *et al.*, Nature **558**, 91–94 (2018).
- [8] N. Sumi *et al.*, Proceedings of J-PARC2019, doi:10.7566/JPSCP.33.011056.
- [9] A. T. Yue *et al.*, Phys. Rev. Lett., **111**, 222501 (2013).
- [10] A. P. Serebrov *et al.*, arXiv:2003.02092 (2020).
- [11] F. E. Wietfeldt *et al.*, arXiv:2004.01165 (2020).
- [12] A. P. Serebrov *et al.*, Phys. Lett. B **605**, 72 (2005).
- [13] S. K. Lamoreaux, arXiv:1804.01087 (2018)
- [14] A. P. Serebrov, arXiv:1912.10006 (2019).
- [15] J. T. Wilson *et al.*, Phys. Rev. Res., **2**, 023316 (2020).
- [16] J. T. Wilson *et al.*, arXiv:2011.07061 (2020).
- [17] Z. Berezhian, L. Bent, Phys. Rev. Lett. **96** 081801 (2006).
- [18] A. P. Serebrov *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **611** (2008) 137–140.
- [19] B. Fornal and B. Grinstein, Phys. Rev. Lett. **120**, 191801 (2018).
- [20] F. Giacosa and G. Pagliara, Phys. Rev. D **101**, 056003 (2020).
- [21] R. Kossakowski *et al.*, Nucl. Phys. A **503**, 473 (1989).
- [22] Y. Arimoto *et al.*, Prog. Theor. Exp. Phys. **2012** 02B007 (2012).

- [23] P. Grivot *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A, **34**, 127-134 (1988).
- [24] Y. Arimoto *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A, **799**, 187-196 (2015); H. Otono, PhD thesis, University of Tokyo (2012).
- [25] T. Shima *et al.*, Phys. Rev. C **72**, 044004 (2005).
- [26] K. Mishima *et al.*, Geochemistry, Geophysics, Geosystems, **19**, 3995 (2018).
- [27] J. Koga *et al.*, J. Instrum. **16** P02001 (2021).
- [28] R. Kitahara *et al.*, Prog. Theor. Exp. Phys. **2019** 093C01 (2019).
- [29] N. Nagakura *et al.*, Prog. Theor. Exp. Phys. **2018**, 013C01 (2018).
- [30] H. Otono, Nucl. Instr. and Meth. A, **845**, 278 (2017); N. Sumi, PhD thesis, Kyushu University (2020).
- [31] Y. Makida *et al.*, IEEE Trans. Appl. Supercond., **5**, 2, 658-661 (1995).