

特集 広がる加速器の利用 中性子

加速器中性子源の利用

中性子で見る素粒子・原子核・宇宙物理

三島 賢二*

Neutrons for Elementary Particle, Nuclear, and Astrophysics

Kenji MISHIMA*

Abstract

Neutron is a nucleon without charge. Because of its unique characteristics, neutrons are used for many kinds of physics researches. Several energies of neutrons, so called fast, epithermal, thermal, cold, and ultra-cold neutrons are applied for different purposes. In this article, I introduce experiments using neutrons for elementary particle, nuclear, and astrophysics with their physics backgrounds: neutron EDM and neutron-antineutron oscillation to solve mystery of matter and anti-matter, neutron lifetime to know how the early universe was, and unknown intermediate force to understand gravity.

1. はじめに

中性子は陽子と並ぶ原子核の構成要素（核子）である。電荷を持たないため物質を容易に透過し、電場による反発を受けないため運動エネルギーがゼロでも原子核と反応する。そのため地球の質量の半分を占めているにもかかわらず単独の状態ではほぼ存在しない。

中性子は1932年にチャドウィックに発見されて以来、原子核物理や物性物理など物質の性質を調べることなどに利用されてきた。また中性子そのものの性質を調べることが素粒子・宇宙物理にとって非常に重要でもある。このような中性子を利用した基礎物理研究は主に原子炉からの中性子を利用し行われてきたが、21世紀に入ってから加速器を用いた核破砕中性子源が建造され新しい潮流となってきた。本稿では中性子を利用し行われている素粒子・原子核・宇宙物理についての最近の研究を簡単な物理的背景とともに紹介していく。

2. 色々な中性子

もちろん中性子は1種類しかないのであるが、そのエネルギー（ド・ブROI波長）によって相互作用の対象が変わっていく異なるエネルギーの中性子を使うことで様々な観測対象にアプローチすることができるようになる。

原子炉あるいは核破砕によって発生した中性子は中性子の核内束縛エネルギーと同等の数 MeV のエネルギーを持つ。これが室温の物質と衝突するたびにその運動エネルギーを失い、最終的には室温と同じ温度まで下がる。この冷却過程から適当なエネルギーの中性子を取り出すことで色々な中性子を利用できる。また、室温よりもさらに冷却することで冷中性子として利用効率を高めたり、究極的には超冷中性子という容器に閉じ込め可能な中性子を作り出したりすることができる。

2.1 高速中性子 ($E_n > \text{keV}$)

エネルギーが keV 以上の中性子を高速中性子と呼ぶ。宇宙における元素合成を理解する上で keV 中性子と原子核の反応は非常に重要である。

* 高エネルギー加速器研究機構 KEK, High Energy Accelerator Research Organization
(E-mail: kenji.mishima@kek.jp)

現在宇宙にある原子核は大まかに2種類の過程で合成された。一つはビッグバンでできた陽子と中性子が軽元素を合成する過程で、これはビッグバン元素合成 (BBN) と呼ばれる。ビッグバンからおおよそ3分間で質量数7までの原子核を合成する。

質量数8以上の元素は恒星の内部で合成される。恒星内で原子核は中性子を吸収しながら徐々に重い原子核を構成していく (s 過程)。ウランなどの重元素は恒星が超新星爆発を起こした際、 β 崩壊よりも早く中性子を吸収することで生成される (r 過程)。

BBN, s/r 過程どちらについても元素合成に関与する中性子エネルギーは数 keV ~ 数百 keV であり、このエネルギー領域の中性子反応断面積が元素合成を理解するために測定されている^{1,2)}。

2.2 熱外中性子 ($E_n \sim \text{eV}$)

eV 領域の中性子は熱外中性子と呼ばれる。原子核の励起状態は一般に keV 以上の領域に存在するが稀に数 eV の励起状態を持つ原子核が存在する。¹¹³Cd や ¹⁵⁵Gd はこういった励起状態のため数万 barn という巨大な吸収断面積を持つため中性子遮蔽材や検出器に利用されている。これらの励起状態を持つ原子核には共鳴によりパリティを大きく破るものが存在することが知られている。中性子吸収反応でのパリティの破れは一般に 10^{-7} 程度であるが、例えば ¹³⁹La ではこの破れが 10^{-1} に達しており、破れの大きさが 10^6 倍に強められている³⁾。この効果を利用した時間反転対称性の検証実験が計画されている。

2.3 熱, 冷中性子 ($E_n \sim \text{meV}$)

中性子を室温 (300 K) まで冷却したものを熱中性子と呼ぶ。この時のド・ブローイ波長が 1.8 \AA と物質の原子間距離と同程度であり、この稀有な偶然から熱中性子は物質研究のための構造解析に多く用いられている。

液体水素といった低温の減速材などで室温以下に冷却したものを冷中性子と呼ぶ。中性子が減速材と散乱する際フォノン等を介しエネルギーを減速材に移すことで中性子の温度を下げるができる。中性子のエネルギーが約 30 K 以下になると減速材とやり取りをするフォノン準位がなくなってしまうため^{†1)}、平衡に至るまで非常に長い時間がかかるようになる。中性子が減速材内に留

まる時間は長くても数 ms であるためどんなに冷たい減速材を使っても温度はある程度までしか下がらなくなる。例えば 20 K の超臨界水素を用いている J-PARC の中性子温度は 57 K である⁴⁾。

減速材で冷却された中性子はニッケルやチタンの多層膜による中性子スーパーミラーによって反射することが可能で、スーパーミラーで作られたガイド管によって実験装置まで輸送される。このような中性子光学素子の発展は近年めざましいものがあるが、スーパーミラーは中性子ビームの発散を大きく集めることで高いフラックスを実現しているだけで、中性子ビームの輝度を向上させているわけではない。

中性子ビームの本質的な強度は位相空間密度であると言って良い。位相空間密度はリウビルの定理から保存力場では一定に保たれるからである。中性子ミラーによる反射、磁場や重力では位相空間密度を変化させることはできない。J-PARC のビームは単純な輝度だけではフランス ILL の原子炉に比べて 1/4 程度しかないが、時間的にはパルス幅分 ($100 \mu\text{s}/40 \text{ ms}=1/400$) に圧縮されているため、位相空間密度は ILL の 100 倍に達する。これが近年パルス中性子源が重用されている大きな理由の一つである。

2.4 超冷中性子 ($E_n < 250 \text{ neV}$)

ニッケル表面では法線方向速度 6.8 m/s 以下の中性子を全反射する。中性子ミラーはこの反射を輸送に応用しているわけであるが、中性子の絶対速度が 6.8 m/s 以下であればニッケル容器内に閉じ込めることが可能になる。このような非常に遅い中性子を超冷中性子 (Ultra-Cold Neutron, 以下 UCN) と呼ぶ。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。これが超冷中性子と言われる所以である。

中性子が受ける地球上の重力の位置エネルギーは 1 m あたり 102 neV である。つまり容器内の UCN は 2.5 m より低い場所をピンポン球のように飛び跳ねる。中性子は磁気モーメントを持ち、1 T の磁場から 60 neV のエネルギーを受ける。そのため超電導磁石で到達可能な 5 T の磁場があ

^{†1)} 一般にフォノンの励起エネルギーは数 meV である。デバイ模型によればその状態密度は温度の3乗に比例し減少する。

ればその中に閉じ込めることが可能である。UCN は理論的には中性子の寿命 15 分という素粒子実験としては比較的長時間の測定が可能で、精密測定や微小な相互作用の観測に用いられている。

UCN はよく冷却されたボルツマン分布の低エネルギー極限にわずかに存在するが、速度に反比例する大きな吸収断面積のため窓材や減速材にすぐ吸収され無くなってしまふ。そのため取り出して利用するためには工夫が必要である。UCN 源として有名なのがフランス ILL 原子炉のスタヤルタービンであろう⁵⁾。速度 40 ~ 60 m/s 程度の比較的遅い中性子をニッケルコーティングされた 690 枚の中性子と同じ方向に回転移動するブレードで反射しドップラーシフトさせることで速度を UCN まで落とす。1986 年から稼働し UCN 研究の第一線で活躍してきた装置である。その他に超高臨界反射ミラーを用いたドップラーシフターが 2010 年から J-PARC で稼働している。J-PARC のパルス中性子にドップラーシフターを同期させることでパルス UCN を発生させる世界でもユニークな装置である⁶⁾。

ドップラーシフターによる UCN 生成は保存力による速度減速であるので位相空間体積密度を増加させない。つまり中性子密度は熱平衡にあったボルツマン分布と同じかそれ以下である。ボルツマン分布に従う速度 v の中性子密度 $\rho(v)$ は

$$\rho(v)dv = 2\Phi_0 \frac{v^2}{\alpha^4} \exp\left(-\frac{v^2}{\alpha^2}\right) dv \quad (1)$$

と表せる。 Φ_0 は中性子の全フラックス、 $\alpha = \sqrt{2k_B T_n/m}$ で温度 T_n の中性子平均速度に相当する。エネルギー ϵ_{UCN} 以下の UCN 密度は

$$\rho_{UCN} = \frac{2}{3} \frac{\Phi_0}{\alpha} \left(\frac{\epsilon_{UCN}}{k_B T_n}\right)^{3/2} \quad (2)$$

であり、 $T_n = 30$ K、 $\epsilon_{UCN} = 250$ neV の時

$$\rho_{UCN} \sim 10^{-11} \Phi_0 \text{ cm}^{-3} \quad (3)$$

となる⁷⁾。

ボルツマン分布よりも高密度の UCN を発生させる方法としてゴーラブラによってスーパーサー

マル法が提案された⁸⁾。この原理を説明する。

減速材中のフォノン準位を考えよう。離散的なエネルギー準位 ϵ_i にある粒子の割合 f_i は

$$f_i = \frac{e^{-\frac{\epsilon_i}{k_B T}}}{\sum e^{-\frac{\epsilon_i}{k_B T}}} \quad (4)$$

と表せる。低温の極限では $k_B T \ll \epsilon_1$ より、

$$f_1 \cong e^{-\frac{\epsilon_1}{k_B T}} \quad (5)$$

となる。一般にフォノンの励起エネルギーは数 meV であるので、減速材の温度が数 K であれば良い近似である。仮に中性子が減速材中のフォノンと熱平衡にあるならば中性子のエネルギーも式 (5) の分布に従うはずである。

冷中性子がフォノンを励起しエネルギー ϵ_1 を失う過程を減速散乱、逆に UCN がエネルギーを受け取る過程を加速散乱とした場合、減速散乱と加速散乱の断面積 σ_{down} 、 σ_{up} の比は詳細釣り合いの法則から

$$\frac{\sigma_{down}}{\sigma_{up}} = \frac{\epsilon_{UCN}}{\epsilon_1} \exp\left(\frac{\epsilon_1}{k_B T}\right) \quad (6)$$

となる。UCN 密度 ρ_{UCN} は

$$\frac{d\rho_{UCN}}{dt} = n\sigma_{down}\Phi_0 - n\sigma_{up}\rho_{UCN}v_{UCN} \quad (7)$$

より

$$\rho_{UCN} = P\tau \exp(-t/\tau) \quad (8)$$

となる。ここで

$$P = n\sigma_{down}\Phi_0 \quad (9)$$

$$\tau = \frac{1}{n\sigma_{up}v_{UCN}} \quad (10)$$

である。得られる最大の ρ_{UCN} は $t \gg \tau$ の時で $P\tau$ となる。式 (6)~(10) より ρ_{UCN} は

$$\rho_{UCN} = \frac{\sigma_{down}\Phi_0}{\sigma_{up}v_{UCN}} = \frac{\Phi_0}{v_{UCN}} \frac{\epsilon_{UCN}}{\epsilon_1} \exp\left(\frac{\epsilon_1}{k_B T}\right) \quad (11)$$

と表せる。これは式 (2) と異なり温度の低下と

ともにべき乗で増加していく。このような離散的減速過程による UCN 生成法をスーパーサーマル法と呼ぶ。式 (11) に従えば温度を下げれば下げるほど UCN 密度は増えるのであるが、一般には減速材による吸収や壁での損失といった他の損失過程が累積時間を律速する。減速材温度は加速散乱が他の損失に対して問題にならない温度で運用される。

長い累積時間を得るためには吸収の大きい減速材は利用できない。実用的な減速材は超流動 ^4He , オルソ D_2 , $\alpha\text{-}^{16}\text{O}_2$ 程度である。スーパーサーマル法の減速材としての性能を表 1 に示す。超流動 ^4He は理想的には式 (3) の 1 万倍以上の密度の UCN を生成できる。

3. 如何に宇宙に物質ができたか

3.1 サハロフの条件

素粒子物理では粒子はそれと対になる反粒子を持ち、それらはほぼ同じ振る舞いをする事が知られている。しかし現在の宇宙には反物質はほとんど存在せず、ほぼ全てが物質であることがわかっている。これは現在の物理学が解明できていない問題のうちの一つである。

反物質が存在しない宇宙を説明するためには物質が反物質よりもわずかに多く生成されなければならないことをサハロフが提唱した¹⁰⁾。物質優位な宇宙を説明するための必要条件は

- (1) バリオン数非保存過程の存在
- (2) C 及び CP 非保存過程の存在
- (3) 熱的非平衡

であり、これらをサハロフの 3 条件と呼んでいる。

バリオン数とは陽子や中性子といったバリオン

の数に対応する量子数であり、バリオン 1 個を 1、反バリオン 1 個を -1 と数える。物質優位の宇宙を作るには当然 (1) のバリオン数非保存が必要であるが、現在までこのバリオン数を破る物理過程は発見されていない。

仮にバリオン数を破る過程があったとしても、生成される粒子と反粒子が同じ数であれば物質を多く作ることはできない。故に物質の方が生成されやすかったり反物質の方が壊れやすかったりといった物質と反物質での違いが必要である。これが (2) に相当する。ここで C とは荷電共役変換、つまり粒子と反粒子の対称性のことである。同様に CP 変換の破れも必要である。CP 変換は荷電共役変換とパリティ変換を同時に行う変換である。これが保存されていると左巻き (右巻き) バリオンと右巻き (左巻き) 反バリオンを同じ数できてしまうため、結局バリオン数は変化しない。

最後に (1) と (2) が熱的非平衡状態で起こらなければならない、というのが (3) である。もし粒子と反粒子が同じ質量を持つのなら熱平衡状態では反応率の如何にかかわらず同じ数が残ってしまうからである。

3.2 中性子電気双極子モーメント (nEDM) 測定による CP 対称性の破れの探索

宇宙背景放射 (CMB) から観測されたバリオン/光子比は 6×10^{-10} である¹¹⁾。初期宇宙のバリオン数はおおよそこの光子数と同じ程度であり、粒子は反粒子に対して 10^{-10} ほど多く作られる必要がある。

現在の素粒子標準理論の枠組みでも K 中間子や B 中間子で CP の破れは存在が確認されているが、上記現宇宙のバリオン数優位を説明するには 10 桁ほど小さい。そのため現在の標準理論を超えた CP 非保存過程の存在が必要とされている。

この CP 非保存を破る物理量として中性子の電気双極子モーメント (neutron electric dipole moment, 以下 nEDM) が考えられている。nEDM は中性子のスピン軸方向の電気分極に対応する。有限な nEDM の存在はすなわち時間反転対称 (T) の破れを意味する (図 1)。ローレンツ不変性と局所性を持つ量子場の理論から CP 対称性に T 対称性を加えた CPT 対称性が保存されることが導ける。つまり CP 対称と T 対称が同値であるということの意味する。

表 1 スーパーサーマル法による UCN 密度⁹⁾

減速材	超流動 ^4He	オルソ D_2	$\alpha\text{-}^{16}\text{O}_2$
要求減速材温度 [K]	0.7	5	2
30 K 中性子に対する UCN 発生量 [1/cm ³ /s]	9.3×10^{-10}	1.0×10^{-8}	2.4×10^{-9}
理想蓄積時間 [sec]	880	0.15	0.49
30 K 中性子に対する UCN 密度 [1/cm ³]	8.2×10^{-7}	1.5×10^{-9}	1.2×10^{-9}

nEDM は CP 対称性破れの探索として、古くは 1950 年代から現在に至るまで測定精度を更新し続けている。現在の上限値は $3.0 \times 10^{-26} \text{ e} \cdot \text{cm}$ である¹²⁾。

量子色力学では特殊な場合を除き CP 反転対称にはならない。そのため自然^{†2)}な予想では $10^{-16} \text{ e} \cdot \text{cm}$ 程度の nEDM を予言する。しかし実験ではその 10 桁下まで観測されておらず、これは強い CP 問題と呼ばれる未解決問題の一つである。

nEDM は非常に精度良く測定されており T (CP) 対称の良い検証法となっている。nEDM の上限値は「最も多くの CP 非保存の理論を排除し、さらに新しい測定値がその記録を更新する物理量」と言われている¹³⁾。この記録を更新すべく新しい nEDM 実験の計画が進行中である。

nEDM は磁場と電場中での中性子の歳差運動を検出することによって測定する。中性子はその磁気能率を μ_n 、nEDM の値を d_n とした時、磁場 B 及び電場 E との相互作用から

$$h\nu = |\mu_n B \pm d_n E| \quad (12)$$

で表される周波数 ν でラーモア歳差運動をする。電場を反転させることにより生ずる周波数差 $\Delta\nu$ より d_n は

$$d_n = \frac{h\Delta\nu}{4E} \quad (13)$$

と求まる。 d_n の決定精度は

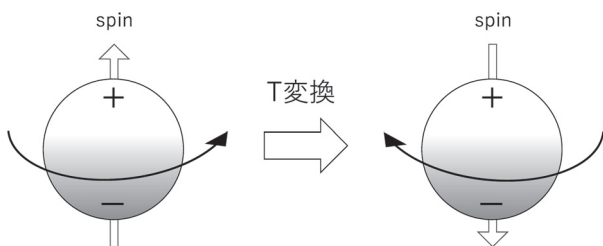


図 1 中性子 EDM の時間反転 (T) 対称の模式図。もし中性子がスピン軸方向に電荷を持つと T 対称を破る。スピンは T 変換に対して向きを変えるが、電荷は変わらないためである。

$$\Delta d_n = \frac{\hbar}{2pEt\sqrt{N}} \quad (14)$$

で決まる。ここで p は偏極度、 t は歳差運動の測定時間、 N は統計数である。統計数は平方根でしか効かないが t は比例で精度を上げるため、近年の測定は UCN による長時間歳差運動 (~ 100 秒) の観測により行われている。

現在記録の更新に最も近づいているのが PSI のグループ¹⁴⁾ であろう。PSI の 1.4 MW サイクロトロンを使った核破碎中性子源と固体 D_2 を組み合わせた UCN 源と過去の測定¹²⁾ と同様の nEDM 測定装置を用いる。

他には TRIUMF のサイクロトロン (20 kW) と超流動 He UCN 源による実験計画¹⁵⁾ や中性子ビームを超流動 He に照射し発生した UCN を超流動 He 内部でそのまま測定するアメリカ SNS の実験計画がある¹⁶⁾。超流動 He 中では真空よりも大きな電場 (75 \sim 100 kV/cm) を印加できる。J-PARC ではパルス的に発生させた UCN を時間的に再収束させることにより高密度の UCN を利用する計画が進められている¹⁷⁾。次世代の実験計画は超対称性理論が nEDM の存在を予言している $10^{-27} \sim 10^{-28} \text{ e} \cdot \text{cm}$ を目標に進められており、宇宙の成り立ちを説明する CP 対称性の破れの発見に期待がかかっている。

3.3 中性子-反中性子振動

サハロフの条件からバリオン数を破る過程が必要である。この候補として最も期待されていたのは陽子崩壊である。ニュートリノ検出で知られるカミオカンデは元々この陽子崩壊を検出するために作られた装置であった。しかし、陽子崩壊は 1996 年のシャットダウンまで発見されなかった。スーパーカミオカンデにアップグレードしニュートリノ振動観測が主任務になっている現在も粛々とこの制限を更新し続けている ($p \rightarrow e^+ + \pi^0$ への崩壊寿命が 1.6×10^{34} 年以上である)¹⁸⁾。

バリオン数を破る別の過程として中性子-反中性子振動が考えられている。これはニュートリノ振動でフレーバーが入れ替わるのと同様に中性子が反中性子に入れ替わるという現象である。質量の大きな右巻きニュートリノを予言する左右対称な大統一理論ではこの中性子-反中性子振動を $10^9 \sim 10^{10}$ 秒の範囲に予想する。 10^{10} 秒を超える感度での測定はバリオン非対称が比較的低温で

^{†2)} 位相などの無次元物理パラメーターはおおよそ 1 に近い値をとるはずである、とする考え方による。この 1 に近い具合を Naturalness (自然さ) と呼ぶ。

生じた、というシナリオを検証できる。

中性子-反中性子振動の観測は中性子が一定時間後に反中性子に変化するとして、その反中性子を検出することで行う。反中性子は中性子と反応して平均5個の π 中間子を生成するため検出は比較的容易である。測定は原子核内部に束縛された中性子と飛行する自由中性子に対して行われており、どちらの測定でも反中性子は観測されず下限値のみ与えられている。

最も良い下限値はスーパーカミオカンデの水に含まれる ^{16}O 原子核の崩壊から決定されている。 ^{16}O 内での崩壊寿命で $\tau_{n\bar{n}}(^{16}\text{O}) > 1.9 \times 10^{32}$ 年、自由中性子に換算して $\tau_{n\bar{n}} > 2.8 \times 10^8$ 秒である¹⁹⁾。ただし、原子核内の束縛状態から自由中性子への換算は理論に不定性が大きい。また反中性子のイベントはバックグラウンドが支配的になってしまっているため精度が上がりにくく、たとえハイパーカミオカンデを作ったとしても 10^{10} 秒に到達するのは難しいと考えられている。

自由中性子の実験で最も下限値が良いものはILL原子炉で行われた実験で $\tau_{n\bar{n}} > 8.6 \times 10^7$ 秒である。冷中性子を76mの真空飛行管中を飛ばし、下流の反中性子検出器で検出する。中性子の飛行時間は約0.1秒、毎秒 10^{11} 個の中性子を使い約1年測定した²⁰⁾。

宇宙のバリオン非対称の起源を検証するためには 10^{10} 秒を超える感度の測定が期待されており、これを実現するための実験計画が検討されている²¹⁾。中性子と反中性子は逆向きの磁気モーメントを持つため磁場の存在は中性子-反中性子振動を阻害する。そのため飛行導管内の磁場は10nT以下に保つ必要がある。同様に原子核との相互作用も異なるため 10^{-4} Pa以下の真空が必要である。

4. 中性子寿命の謎

4.1 中性子寿命値の食い違い

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。これはよく知られている話ではあるが、ではこの“おおよそ”とはどの程度だろうか。中性子寿命の精度が今世界中の研究者を悩ませている。

中性子の寿命、つまり崩壊時間は2種類の方法で測定されている。一つはやってくる中性子の数

とそれが単に時間に何個崩壊したかを計数するビーム法、もう一つは中性子(UCN)を容器内に閉じ込め、それが時間経ったのちに崩壊して無くなっていく様子から寿命を導出するボトル法である。測定精度は前者が2秒、後者は1秒を切る精度を出しているが、その値の平均値は両測定方法により異なっており、その差は2016年時点で8.4秒(4σ)と大きく食い違っている¹¹⁾(図2)。この違いの原因はまだ明らかではない。

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しまった、ということであろう。2種類の実験の概要を説明する。ビーム法の最も精度の良い実験はアメリカNIST原子炉にて行われた²²⁾。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)がかかったトラップに通す。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、25~35 kVまで加速し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%という非常に良く校正された中性子ビームモニターでその数を測定される。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中性子の寿命が導出される。2013年の最新の実験結果は 887.7 ± 2.2 秒であった。

ボトル法の最も高精度な実験はロシアPNPIグループがILL原子炉において重力トラップ式

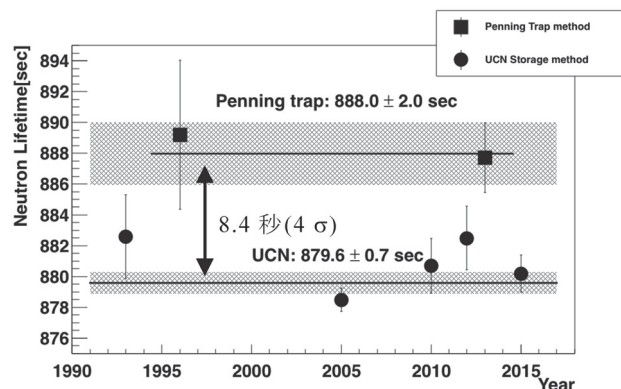


図2 中性子寿命の測定値¹¹⁾。■がProton trap法、●がUCN法による測定値である。測定方法により8.4秒(4σ)のずれがある。

UCN 蓄積容器を用いて行ったもので、2005 年に発表された²³⁾。この重力トラップは直径 84 cm の回転する準球形または円筒形の容器で、上部が開いた構造になっている。UCN を容器に導入する際は容器を 180 度回転させ開口部を下に向ける。UCN を容器内に取り込んだのち、回転を戻し開口部を上向きに戻す。この操作により UCN のうち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ものが容器に閉じ込められる。

UCN を容器に閉じ込めたのち一定時間 (700 ~ 3160 秒) 容器に蓄積する。容器に残った UCN 数の減衰から中性子寿命の値を導出する。容器内壁は摂氏 -160 度に冷却されたフオンブリンという水素を含有しない特殊な油でコーティングされており、最長 872 秒の蓄積を実現している。UCN は壁で全反射するが、壁との衝突の際わずかに ($\sim 2 \times 10^{-6}$) 損失するため、この量を補正する必要がある。UCN を取り出す時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 の損失を見積もる。例えば 40 度傾けた状態は高さ 58 cm に相当するため、エネルギー 59 neV 以上の中性子だけが取り出される。エネルギーが高い、つまり速い UCN は壁と多く衝突するため、その分大きな補正が必要になる。エネルギー依存性を測定することで壁での損失を補正し中性子寿命の値を導出した。実験結果は 878.5 ± 0.8 秒であった。

新しい試みとしてアメリカ Los Alamos やドイツ TUM では UCN を数 T の磁場により閉じ込める磁気ボトルによる実験が行われている。原理はボトル法と同じく UCN を蓄積しその崩壊時間を測定するというものである。磁気閉じ込めにより壁との衝突による UCN 損失の効果を無視できるようになるため、異なる系統誤差で高精度な測定ができると期待されている。

ビーム法の新しい手法として J-PARC のパルス中性子源を使った実験が進められている²⁴⁾。パルス中性子を 40 cm 程度のバンチに加工し、長さ 1 m のガス検出器 (TPC) に通す。中性子バンチが完全に TPC 内部にある時のみ β 崩壊を観測することで、検出効率やバックグラウンドなど様々な不定性を低減することができる。ビーム量

は TPC に微量な ^3He を導入し、その ^3He が中性子を吸収する反応から導出する。中性子の寿命は ^3He の中性子吸収反応数と β 崩壊数の比から導出できる。NIST の実験と異なり陽子ではなく電子を検出し、またビーム量導出方法も異なることからビーム法の検証ができると考えられている。

4.2 ミラー中性子

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。もし仮に中性子が検出されずに無くなってしまえば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。

中性子がミラー中性子 (n') という通常の物質と相互作用しない粒子に変化する、という大胆な仮説がベレジアニらによって提唱されている。突飛な考え方ではあるが 8.4 秒の差は中性子が時定数 $\tau_{nn'} = 9.4 \times 10^4$ 秒でミラー中性子に変化するとすれば説明ができる。中性子がミラー中性子に変化するならば、蓄積された 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が観測されるはずである。測定された下限値は $\tau_{nn'} > 414$ 秒²⁵⁾ であるため、仮説はまだ排除しきれていない。

4.3 中性子寿命と BBN

BBN ではまず陽子と中性子が同じ数作られる。宇宙の温度低下とともに陽子と中性子が重水素 (D) 原子核を形成し、さらに D 同士が組み合わさって He 原子核が作られる。仮に中性子寿命が宇宙の温度低下よりも速かったとすると原子核が形成される温度に下がった時に陽子ばかりになってしまい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。

BBN で生成される初期宇宙の元素比は原子核反応断面積、中性子寿命及びバリオン / 光子比から計算可能である。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、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。BBN はビッグバン後の 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手がかりであり、現在精力的に研究が進められている。中性子の寿命は現在 BBN 計算を行う上で最も大きな不定性となっており、早急な解決が望まれている。

ここで述べた中性子寿命の話は文献 26) によくまとまっている。参考にされたい。

5. 中性子で重力を探る

前章まで4つの力のうち強い力、電磁気力、弱い相互作用に関連した物理であった。最後の章では残りの重力について触れたいと思う。4つの力のうち重力は桁違い (10^{32}) に弱い。なぜ重力だけがこんなに弱いのか、は階層性問題と呼ばれ現在の物理学が解明できていない問題の一つである。これを説明できるとして期待されているものが大きな余剰次元模型である²⁷⁾。これは重力以外の3つの力は4次元時空内で閉じているが、重力だけは他の次元へ伝搬するため4次元時空では弱く見える、というモデルである。この理論は短距離で重力が逆2乗則よりも強くなることを予言する。その時の重力ポテンシャル $V(r)$ は

$$V(r) = -G_N \frac{mM}{r} (1 + Ce^{-r/\lambda}) \quad (15)$$

と予想される。長距離では天体観測によって、短距離では捻れ天秤を使ってこの逆2乗則からのずれが測定されている。しかし、距離 r が $1 \mu\text{m}$ 以下になるとカシミール効果の影響で精度は極端に悪くなってしまふ。中性子は原子に比べ電気分極率が18桁も小さいため、原子では到達できない短距離における力を測定することが可能である。短距離における未知相互作用探索は宇宙の加速膨張を説明するカメレオン機構という理論の検証にもなる²⁸⁾。

2002年にネスビチェフスキーらは地球重力によりUCNが量子化する現象を初めて観測した(図3)²⁹⁾。重力ポテンシャルに束縛されたUCNはエアリー関数で表される準位を持つ。この第一準位は地球重力下では1.41 peVであり、高さ $5.8 \mu\text{m}$ にピークを持つ分布となる。UCNを中性子ミラーと吸収体で構成された $10 \mu\text{m}$ 程度の間隙を通すと、特定の量子準位のみが生き残るため上下方向に量子的な構造を形成する。

このような μm 領域での量子化状態を詳しく調べることで未知の短距離を精度良く検証することができる。ジェンクらは特定の周波数の振動を与えることで量子準位を遷移させることに成功しており、この方法でさらに精度が上がっている³⁰⁾。

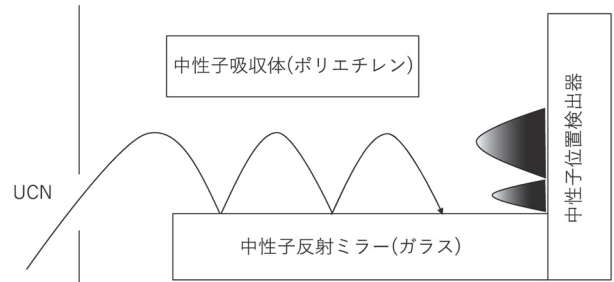


図3 UCNの重力による量子化実験体型。UCNを吸収体と反射体の隙間 ($\sim 10 \mu\text{m}$) を通すことで、上下方向の量子化が観測された。

J-PARCでは中性子ビームとキセノン等の重い希ガスとの散乱を精密に測定することで未知短距離力を探索する実験が行われている。未知の相互作用があれば等法的な原子核散乱以外に小角散乱として観測されるはずである。

6. ま と め

中性子は電荷を持たない核子であり、その特殊な性質から色々な研究に用いられている。またそれ自身が非常に有意義な研究対象でもある。本稿では中性子を用いて進められている素粒子、原子核、宇宙物理実験とそれが挑む宇宙の謎、物理学の未解決問題について紹介してきた。紹介した実験のうちいくつかは1年以内に結果が出るのが期待されており、その結果により問題が解決するのか、あるいはさらに謎が深まるのか、今後の発展を期待したい。

参考文献

- 1) 永井泰樹, “中性子が拓く天体核物理”, プラズマ・核融合学会誌, Vol. 79 No. 9 (2003) 884-890.
- 2) 井頭政之, “軽核の速中性子捕獲断面積”, 核データニュース, No. 74 (2003) 109-114.
- 3) 政池明, 増田康博, “超低エネルギー中性子による素粒子物理”, 日本物理学会誌, 44.9 (1989) 649-656.
- 4) F. Maekawa et al., *Nucl. Instrum. Meth. A*, 620.2 (2010) 159-165.
- 5) A. Steyerl et al., *Physics Letters A*, 116.7 (1986) 347-352.
- 6) S. Imajo et al., *Progress of Theoretical and Experimental Physics*, 2016.1 (2016) 013C02.
- 7) R. Golub, D. Richardson, S. K. Lamoreaux, “*Ultra-cold neutrons*”, CRC Press (1991).
- 8) R. Golub, J. M. Pendlebury, *Physics Letters A*, 53.2

- (1975) 133-135.
- 9) K. Mishima, "Irradiation effect of Ortho deuterium for UCN source", *PhD Research Center for Nuclear Physics (RCNP), Osaka University* (2004).
 - 10) A. D. Sakharov, *JETP Lett.*, 5 (1967) 24-27.
 - 11) C. Patrignani et al., "Review of Particle Physics", *Chinese physics C*, 40 (2016) 100001.
 - 12) J. M. Pendlebury et al., *Physical Review D*, 92 (2015) 092003.
 - 13) K. Kirch, *Proceedings of the 2nd International Symposium on Science at J-PARC*, id. 001003 (2015) 1003.
 - 14) <https://www.psi.ch/nedm/>
 - 15) <http://www.triumf.ca/ucn/>
 - 16) <http://www.phy.ornl.gov/nedm/>
 - 17) Proposal to J-PARC (P33), http://j-parc.jp/researcher/Hadron/en/pac_1001/pdf/KEK_J-PARC-PAC2009-11.pdf, arXiv:0907.0515
 - 18) M. Miura et al., *arXiv preprint*, arXiv:1610.03597 (2016).
 - 19) K. Abe et al., *Physical Review D*, 91.7 (2015) 072006.
 - 20) M. Baldo-Ceolin et al., *Zeitschrift für Physik C Particles and Fields*, 63.3 (1994) 409-416.
 - 21) D. G. Phillips et al., *Physics Reports*, 612 (2016) 1-45.
 - 22) A. T. Yue et al., "Improved determination of the neutron lifetime", *Physical Review Letters*, 111.22 (2013) 222501.
 - 23) A. P. Serebrov et al., "Measurement of the neutron lifetime using a gravitational trap and a low-temperature Fomblin coating", *Physics Letters B*, 605.1 (2005) 72-78.
 - 24) Y. Arimoto et al., "Development of time projection chamber for precise neutron lifetime measurement using pulsed cold neutron beams", *Nucl. Instrum. Meth. A*, 799 (2015) 187-196.
 - 25) A. P. Serebrov et al., *Physics Letters B*, 663.3 (2008) 181-185.
 - 26) 日経サイエンス 2016年6月号「中性子の寿命の謎」, 「J-PARC で中性子を探る」.
 - 27) N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos, G. Dvali, *Physics Letters B*, 429.3 (1998) 263-272.
 - 28) G. Pignol, *International Journal of Modern Physics A*, 30.24 (2015) 1530048.
 - 29) V. V. Nesvizhevsky et al., *Nature*, 415.6869 (2002) 297-299.
 - 30) T. Jenke et al., *Nature Physics*, 7.6 (2011) 468-472.