

ФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ

Разногласие между методом хранения ультрахолодных нейтронов и пучковым методом при измерении времени жизни нейтрона

А.П. Серебров

Недавние результаты измерений времени жизни нейтрона с гравитационной ловушкой ультрахолодных нейтронов (УХН) (Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова Национального исследовательского центра "Курчатовский институт" (ПИЯФ НИЦ КИ), Россия) и магнитной ловушкой УХН (Лос-Аламосская национальная лаборатория, США) подтвердили результат измерений ПИЯФ 2005 года. Результаты измерений с хранением УХН согласуются между собой, однако имеется разногласие с результатом пучкового эксперимента (Национальный институт стандартов и технологий, США) на $3,5\sigma$ (1 % в вероятности распада). Это разногласие обсуждается в литературе как "нейтронная аномалия". Рассмотрены возможные причины данного разногласия. Проведён тест экспериментальных данных времени жизни и данных для асимметрии распада нейтрона в рамках Стандартной модели, который успешно выполняется только для значений времени жизни нейтрона, полученных методом хранения УХН.

Ключевые слова: время жизни нейтрона, физика частиц, тёмная материя

PACS numbers: 06.20.-f, 12.60.-i, 14.20.Dh

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2018.11.038475>

Содержание

1. Введение. История измерений времени жизни нейтрона (635).
 2. Анализ расхождения результатов измерений пучкового эксперимента и эксперимента с хранением ультрахолодных нейтронов (637).
 3. Измерение асимметрии распада нейтрона и тест для проверки Стандартной модели (639).
 4. Заключение (640).
- Список литературы (640).

1. Введение.

История измерений времени жизни нейтрона

Время жизни нейтрона является одной из важнейших фундаментальных величин для физики элементарных частиц и космологии. Нейтрон — это самая долгоживущая элементарная частица из нестабильных, его время жизни ~ 880 с. Именно большое время жизни нейтрона, т.е. малая вероятность его распада, приводит к трудно-

стям его определения. Например, в пучке холодных нейтронов на расстоянии длиной 1 м распадается всего лишь один нейтрон из миллиона прошедших через экспериментальную установку нейтронов. Однако есть альтернативный метод измерения времени жизни нейтрона с помощью ультрахолодных нейтронов (УХН). Эти нейтроны обладают очень малой кинетической энергией и испытывают полное отражение от стенок материальных и магнитных ловушек с градиентом магнитного поля на стенках. Идея эксперимента состоит в том, чтобы удерживать нейтроны в ловушке и наблюдать их распад. Вероятность потерь в ловушке может быть сведена до уровня 1–2 % от вероятности распада нейтрона. Такое возможно для криогенных материальных ловушек [1, 2], и ещё меньшая вероятность потерь может быть достигнута для магнитных ловушек [3–6]. Тогда нейтроны можно удерживать в ловушках и измерять время жизни нейтрона практически прямым образом, вводя небольшие поправки на потери УХН при хранении.

История измерений времени жизни нейтрона, представленная в PDG (Particle Data Group), охватывает значительный период времени начиная с первых экспериментов в 1970-х годах на нейтронных пучках [7, 8]. С тех пор точность измерений увеличилась более чем на порядок величины, причём значительный прогресс произошёл при использовании УХН. Однако следует упомянуть пионерские работы А. Снелла (США, 1950 г.), Д. Робсона (Канада, 1950 г.) и П.Е. Спивака (СССР, 1955 г.) на нейтронных пучках.

А.П. Серебров. Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт", Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова
Орлова роща 1, 188300 Гатчина, Ленинградская область, Российская Федерация
E-mail: serebrov_ap@pnpi.nrcki.ru

Статья поступила 13 апреля 2018 г.,
после доработки 2 ноября 2018 г.

Прогресс метода УХН не был столь безоблачным, как может показаться. Первые эксперименты с хранением УХН, осуществлённые группой В.И. Морозова, были недостаточно точны из-за малой плотности УХН в ловушках [9]. Точность экспериментов значительно повысилась после создания интенсивных источников УХН в Гатчине [10] и в Гренобле [11]. Весьма успешным оказалось использование в качестве покрытия для стенок ловушек фторсодержащего масла (фомблина), в котором атомы водорода заменены атомами фтора [12, 13]. Однако вероятность потерь в стенках ловушки в этих экспериментах составила $\sim 30\%$ [12] и $\sim 13\%$ [13] от вероятности распада нейтрона. Экспериментальная задача состояла в экстраполяции времени хранения УХН к времени жизни нейтрона. В этих экспериментах изменялась частота соударений УХН за счёт изменения формы ловушки. Дальность экстраполяции составляла ~ 200 с [12] и ~ 100 с [13], поэтому достичь точности ~ 1 с для времени жизни нейтрона было исключительно сложной задачей.

Кроме того, был обнаружен эффект "малоэнергетического нагрева" УХН (квазиупругое рассеяние), который приводил к систематической погрешности в измерениях времени жизни нейтрона [14–17]. Ситуация в измерениях времени жизни нейтрона с помощью УХН значительно улучшилась при использовании криогенной ловушки с гравитационным затвором [18]. Благодаря низким температурам были подавлены: эффект неупругого рассеяния УХН и эффект "малоэнергетического нагрева", а вероятность потерь в стенках ловушки уже составила 1–2% от вероятности распада нейтрона. При этом дальность экстраполяции времени хранения УХН к времени жизни нейтрона составила всего лишь 5–10 с. Поэтому достижение точности ~ 1 с для времени жизни нейтрона стало реальным.

В этом же эксперименте, но выполненном в 2004 г. в Институте Лауэ-Ланжевена (ИЛЛ) коллаборацией Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова Национального исследовательского центра "Курчатовский институт" (ПИЯФ НИЦ КИ)–Объединённый институт ядерных исследований (ОИЯИ) [1], был достигнут результат для времени жизни нейтрона $878,5 \pm 0,7$ (стат.) $\pm 0,3$ (сист.) с. Результат гатчинского эксперимента [18] с такой же гравитационной ловушкой был значительно перекрыт по точности, а их расхождение составило менее 2σ . Значение времени жизни нейтрона в 2006 г., согласно PDG, $885,7 \pm 0,8$ с. Расхождение данных нового эксперимента [1] 2005 г. и данных PDG составило $6,5\sigma$, что вызвало большой резонанс в связи с явными сомнениями в реальности такого отклонения. Однако уже через четыре года в первом эксперименте с магнитной ловушкой из постоянных магнитов [3] было получено подтверждение, а именно, время жизни нейтрона в этом эксперименте составило $878,2 \pm 1,9$ с. Этот результат был представлен в материалах VII Международной конференции "Ультрахолодные и холодные нейтроны — физика и источники" ("Ultracold and cold neutrons. Physics and sources") [4] в 2009 г., а позднее был опубликован в [5].

В 2010 г. эксперимент МАМВО II (аббр. МАМВО — от МАМре Bottle) [19] представил результат $880,7 \pm 1,8$ с. Затем в 2012 г. были скорректированы результаты экспериментов [12, 13] с фомблином при комнатной температуре: $882,5 \pm 2,1$ с [20] и $881,6 \pm 2,1$ с [21]. Наконец, в

2015 г. группой В.И. Морозова был поставлен новый эксперимент, который дал результат $880,2 \pm 1,2$ с [22]. Наша группа (ПИЯФ НИЦ КИ, Гатчина) ещё в 2010 г. задумала построить большую гравитационную ловушку и проверить результат собственного эксперимента 2005 года [23]. Этот эксперимент с большой гравитационной ловушкой был завершён коллаборацией ПИЯФ НИЦ КИ–ИЛЛ–Лаборатория Резерфорда–Эплтона (ЛРЭ) в 2017 году [2], и он дал результат $881,5 \pm 0,7 \pm 0,6$ с, таким образом, в пределах 2σ оба результата оказались совместимыми. В том же 2017 г. был опубликован результат эксперимента Лос-Аламосской национальной лаборатории [6] с магнитной ловушкой УХН — $877,7 \pm 0,7 \pm 0,3$ с. Таким образом, результат 2005 г. измерения с хранением УХН был подтверждён. История измерений начиная с 1990 г. представлена на рис. 1.

На рисунке 2 показано распределение результатов измерений времени жизни нейтрона начиная с 2005 г. В левой части рисунка представлены результаты измерений в экспериментах с хранением УХН в материальных и магнитных ловушках. Таким образом, можно заклю-

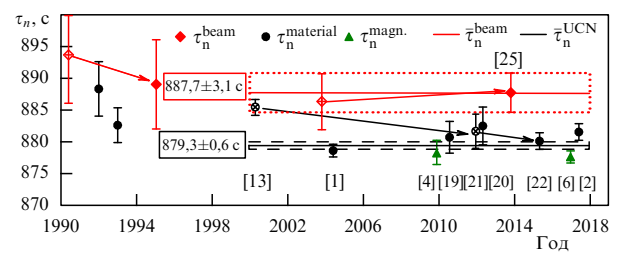


Рис. 1. (В цвете онлайн.) Экспериментальные результаты для времени жизни нейтрона начиная с 1990 г.: расхождение данных 2005 года [1] с данными 2000 года [13], корректировка экспериментов с жидким фомблином [20, 21] и новый эксперимент [22], наконец, новые результаты [6] и [2] 2017 года. τ_n^{beam} — пучковые эксперименты, τ_n^{material} — материальные ловушки, τ_n^{magnetic} — магнитные ловушки, $\bar{\tau}_n^{\text{beam}}$ — среднее для пучковых экспериментов, $\bar{\tau}_n^{\text{UCN}}$ — среднее для экспериментов по хранению УХН. Пунктирными линиями показан коридор ошибок среднего значения. Заштрихованные символы — эксперименты, результаты которых в дальнейшем были либо уточнены, либо пересмотрены их авторами.

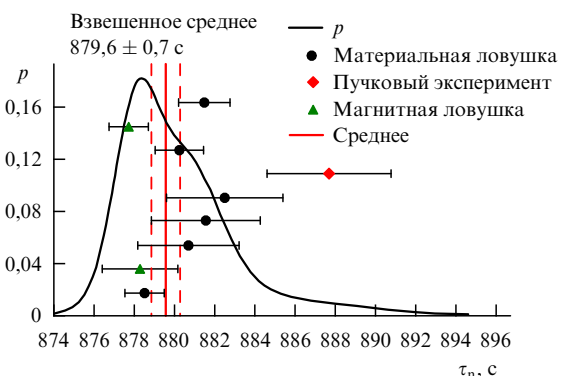


Рис. 2. (В цвете онлайн.) Распределение результатов измерений времени жизни нейтрона τ_n начиная с 2005 г. в экспериментах по хранению УХН в материальных и магнитных ловушках, а также в пучковом эксперименте с ловушкой протонов от распада пролетающих нейтронов; p — плотность вероятности. Погрешность среднего значения, показанная вертикальными штриховыми прямыми, увеличена в $\sqrt{\chi^2} = 1,4$ раза.

Таблица. Результаты измерений времени жизни τ_n нейтрона*

τ_n , с	$(\Delta\tau_n)_{\text{tot}}$, с	$(\Delta\tau_n)_{\text{stat}}$, с	$(\Delta\tau_n)_{\text{syst}}$, с	χ^2	Год	Литература
881,5	1,3	0,7	0,6	2,1	2017	[2]
877,7	1,0	0,7	0,3	3,6	2017	[6]
880,2	1,2	1,2	—	0,3	2015	[22]
887,7	3,1	1,2	1,9	6,9	2013	[25]
882,5	2,9	1,4	1,5	1,0	2012	[20]
881,6	2,7	0,8	1,9	0,6	2012	[21]
880,7	2,5	1,3	1,2	0,2	2010	[19]
878,3	2,6	1,6	1,0	0,3	2009	[4]
878,5	1,0	0,7	0,3	1,2	2005	[1]

* $(\Delta\tau_n)_{\text{tot}}$ — полная погрешность, $(\Delta\tau_n)_{\text{stat}}$ — статистическая погрешность, $(\Delta\tau_n)_{\text{syst}}$ — систематическая погрешность.

чить, что результаты экспериментов с хранением УХН согласуются в пределах 2σ . Но в правой части рис. 2 показан результат измерений на нейтронном пучке с протонной ловушкой, который заметно отличается [24, 25]. Результаты со статистическими и систематическими ошибками, а также полная ошибка, вычисленная как линейная сумма ошибок, приведены в таблице.

Заметим, что мы используем линейное сложение систематических и статистических ошибок, которое является более консервативным, чем их квадратичное сложение.

Расхождение между результатами пучкового эксперимента [23, 24] и экспериментов с УХН составляет $3,5\sigma$ в случае квадратичного сложения ошибок и $2,6\sigma$ в случае их линейного сложения. Так или иначе, это расхождение обращает на себя внимание [25], и его уже называют "нейтронной аномалией" [26, 27].

Если усреднить лишь результаты, полученные с использованием УХН, то мы получим $\tau_n = 879,3 \pm 0,6$ с, а величина χ^2 уменьшается с 2 до 1,3.

2. Анализ расхождения результатов измерений пучкового эксперимента и эксперимента с хранением ультрахолодных нейтронов

Прежде всего следует проанализировать принципиальную разницу в постановке экспериментов на пучке и с ловушками УХН.

Пучковый эксперимент построен на основе следующего соотношения:

$$\Delta N_p = \lambda N_n \Delta t, \quad (1)$$

где ΔN_p — число зарегистрированных продуктов распада нейтрона (протонов или электронов) при прохождении нейтронного пучка через установку, N_n — число нейтронов, прошедших через установку, Δt — время пролёта нейтронов через установку, $\lambda = 1/\tau_n$ — вероятность распада нейтрона, τ_n — время жизни нейтрона. При этом предполагается единственный канал распада нейтрона на p , e , $\bar{\nu}$. Вероятность распада нейтрона в атом водорода пренебрежимо мала — оценивается как $3,9 \times 10^{-4} \%$.

Основная трудность пучкового эксперимента — абсолютные измерения как величин в соотношении (1), так и эффективности регистрации электронов и протонов.

Эксперимент с хранением УХН основан на измерении следующей зависимости от времени:

$$N_n(t) = N_n(0) \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\text{storage}}}\right), \quad (2)$$

где $N_n(t)$ — число нейтронов в ловушке в момент времени t , которое может измеряться с помощью нейтронного детектора через определённые интервалы времени, $\tau_{\text{storage}}^{-1}$ — вероятность хранения УХН в ловушке,

$$\tau_{\text{storage}}^{-1} = \tau_n^{-1} + \tau_{\text{loss}}^{-1}. \quad (3)$$

Основная трудность эксперимента с УХН — это точное измерение вероятности потерь УХН в ловушке — τ_{loss}^{-1} . Потери в ловушке определяются частотой соударений с её стенками и взаимодействием УХН с остаточным газом в ловушке:

$$\tau_{\text{loss}}^{-1} = \eta \gamma(E) + \tau_{\text{vac}}^{-1}, \quad (4)$$

где η — фактор потерь, не зависящий от энергии УХН, $\gamma(E)$ — эффективная частота соударений, зависящая от энергии УХН и размеров ловушки, τ_{vac}^{-1} — вероятность потери УХН при взаимодействии с молекулами остаточного газа.

В экспериментах [1, 2, 9, 12, 18–20] измеряется зависимость τ_{loss}^{-1} от частоты соударений и используется экстраполяция $\tau_{\text{storage}}^{-1}$ к τ_n^{-1} .

В экспериментах [13, 21, 22] частота соударений измеряется посредством регистрации нейтронов после неупругого взаимодействия со стенками ловушки с помощью ^3He -детекторов тепловых нейтронов, установленных за пределами ловушки.

В экспериментах [1, 2, 18] с гравитационной ловушкой УХН при низких (~ 100 К) температурах фактор потерь достаточно мал, так что точность экстраполяции ± 1 с может быть обоснована.

Наконец, в экспериментах с хранением УХН в магнитных ловушках [4, 6] потери УХН при хранении должны быть равны нулю при отсутствии деполаризации УХН в сильных магнитных полях. Результаты двух независимых экспериментов [4, 6] находятся в хорошем согласии.

В целом, складывается ситуация согласованности восьми экспериментов с хранением УХН, причём имеется согласие между результатами экспериментов с хранением УХН в материальных и магнитных ловушках. Повидимому, следует признать, что результат для времени жизни нейтрона ($879,3 \pm 0,6$ с), полученный на ансамбле восьми экспериментов с разными методическими подходами, является достаточно надёжным.

Пучковый эксперимент [25] представляет собой, по существу, единственный достаточно точный пучковый эксперимент, поскольку его точность превосходит точность предыдущих пучковых экспериментов. Расхождение результата одного пучкового эксперимента с результатами целой серии экспериментов с хранением УХН ещё рано объявлять "нейтронной аномалией", поскольку требуются, как минимум, повторение эксперимента [25] и проведение независимых пучковых экспериментов.

Конечно, с точки зрения современных поисков новой физики ситуация, сложившаяся вокруг данной проблемы расхождения, вполне понятна. Любое расхождение за пределами 3σ рассматривается как повод для дискуссии. Поэтому перечислим те идеи, которые высказывались

ранее и высказываются сейчас как возможное объяснение расхождения результатов измерений. Разумеется, большинство предположений связано с тем, что в экспериментах с хранением УХН есть неучтённые потери.

1. Одна из наиболее популярных гипотез — это так называемый малый нагрев при хранении УХН в ловушках. В недавней работе [29] рассматривается даже влияние вращения Земли на хранение УХН в ловушках. Действительно, из-за вращения ловушки и взаимодействия УХН с её стенками будет происходить медленное уширение спектра хранящихся нейтронов (разогрев и охлаждение). Вследствие увеличения энергии нейтрон может покинуть ловушку. В работе [29] предлагается учитывать этот эффект в экспериментах по хранению УХН, когда речь идёт о точности, лучшей чем 1 %. В связи с этим следует отметить, что в эксперименте с большой гравитационной ловушкой эффект "нагрева" УХН в процессе хранения в ловушке контролируется. "Нагретые" нейтроны выскакивали бы из ловушки и были бы обнаружены детектором в течение длительного интервала времени хранения (1600 с). Экспериментальная оценка верхнего временного предела такого эффекта менее 1 с. Кроме того, этот эффект компенсируется при экстраполяции к нулевой частоте соударений, т.е. при экстраполяции к времени жизни нейтрона.

2. Когда в 2005 г. появился результат $878,5 \pm 0,7 \pm \pm 0,3$ с [1] с отклонением $6,5\sigma$ от данных PDG, то в одном из предположений обсуждались осцилляции $n \rightarrow n'$ (нейтрон \rightarrow зеркальный нейтрон) [30]. Следует пояснить идею этого предложения.

Наш мир является левым по слабому взаимодействию, и вопрос о восстановлении глобальной симметрии давно обсуждается [31]. С целью восстановления глобальной симметрии можно предположить, что мир тёмной материи является правым по отношению к пространственной инверсии. В простейшей схеме с "зеркальной Стандартной моделью" зеркальный нейтрон n' является частицей тёмной материи с той же массой, что и нейтрон n , но с противоположным значением магнитного момента и, конечно, с очень малой константой взаимодействия с обычной материей, но с таким же гравитационным взаимодействием. Тогда переходы $n \rightarrow n'$ возможны в отсутствие магнитных полей (как обычных магнитных полей, так и зеркальных магнитных полей тёмной материи). После реализации таких переходов зеркальный нейтрон вылетает за пределы ловушки, так как он практически не взаимодействует с обычным веществом. Тогда время жизни в экспериментах с хранением УХН будет заниженным. Предположение о возможности $n \rightarrow n'$ -осцилляций было сделано в работе [30] в 2006 г. Экспериментальные исследования $n \rightarrow n'$ -осцилляций проведены в работах [32–35]. Наиболее точное ограничение на $n \rightarrow n'$ -осцилляции получено в работе [33], где было показано, что период осцилляций больше 414 с (90 % CL (confidence level)), или вероятность осцилляций меньше $2,4 \times 10^{-3} \text{ с}^{-1}$ в отсутствие магнитного поля. В 2009 г. верхний предел периода $n \rightarrow n'$ -осцилляций в этом эксперименте был улучшен до 448 с (90 % CL) [34]. Таким образом, $n \rightarrow n'$ -осцилляции не были обнаружены. Все эти исследования, безусловно, интересны. Однако важно отметить, что с помощью нейтронных осцилляций нельзя объяснить разницу между результатами пучкового эксперимента и эксперимента с УХН.

Дело в том, что $n \rightarrow n'$ -осцилляции (если они существуют) значительно подавляются уже в магнитном поле Земли. Кроме того, эффект утечки УХН из-за появления зеркальной компоненты пропорционален числу соударений в ловушке, и он исключается при экстраполяции к нулевой частоте соударений. Таким образом, идея $n \rightarrow n'$ -осцилляций не может объяснить расхождения двух методов измерений времени жизни нейтрона (пучкового и с помощью УХН) занижением результата в методе хранения УХН.

3. В стандартной схеме распада нейтрона рассматриваются три моды распада, хотя практически всё определяется распадом с появлением протона и только приблизительно 1 % событий сопровождается появлением γ -кванта вместе с протоном:

$$\begin{aligned} n &\rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e && \text{— } 100 \%, \\ n &\rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e + \gamma && \text{— } (9,2 \pm 0,7) \times 10^{-3} \quad [36], \\ n &\rightarrow n + \bar{\nu}_e && \text{— } 3,9 \times 10^{-6} \quad [37]. \end{aligned}$$

Процесс с испусканием γ -кванта представляет собой тормозное излучение электрона распада и зависит от энергии электрона как E_β^{-1} . Относительная вероятность этого процесса равна приблизительно 1 %, но этот процесс автоматически учитывается в эксперименте [25], так как в конечном состоянии имеется протон.

Наиболее подходящий процесс с распадом в нейтральный атом водорода, который не удерживается в магнитоэлектрической ловушке эксперимента [25], может реализоваться с очень низкой относительной вероятностью распада — $3,9 \times 10^{-4} \%$ [37]. Для количественного объяснения "нейтронной аномалии" требуется относительная вероятность распада 1 %. Однако следует заметить, что представляет интерес рассчитать поправку к вероятности образования атома водорода, когда распад нейтрона происходит в достаточно сильном магнитном поле (4,6 Тл). Конечно, такое магнитное поле не может повлиять на полную вероятность распада нейтрона, но возможность влияния магнитного поля на формирование атома водорода в конечном состоянии следует оценить. Такая оценка, которая была сделана Е.Г. Друкарёвым (ПИЯФ НИЦ КИ), показала, что магнитное поле пренебрежимо мало изменяет вероятность образования атома водорода.

4. Интересное объяснение аномалии нейтронного распада недавно было дано в работе [28]. Оно сводится к введению дополнительного канала распада в тёмную материю в конечном состоянии. Предполагается, что если эти частицы в конечном состоянии являются стабильными, то они могут быть частицами тёмной материи с массой, близкой к массе нейтрона. С точки зрения обсуждавшихся ранее идей — это переход в тёмную материю, очень похожий на переход в зеркальный нейтрон тёмной материи с массой, отличной от массы обычного нейтрона, но близкой к ней. Важно отметить, что здесь предполагается взаимодействие тёмной материи с барионной. В таком сценарии ожидается вылет монохроматического фотона в энергетическом диапазоне 0,782–1,664 МэВ с относительной вероятностью 1 % [28]. Это важно, так как становится возможной экспериментальная проверка. Такая проверка была проведена [38] практически сразу после опубликования работы [28]. На уровне достоверности 4σ монохроматических γ -квантов не обнаружено.

5. В развитие идеи о зеркальной тёмной материи в работе [39] была рассмотрена схема, согласно которой

масса зеркального нейтрона меньше массы стандартного нейтрона. Статья посвящена попытке связать "нейтронную аномалию" с так называемой реакторной антинейтринной аномалией, которая означает дефицит измеренного потока антинейтрино от реактора по отношению к расчётному потоку. Проблема активно обсуждается на нейтринных конференциях, и проводятся эксперименты по поиску стерильного нейтрино, т.е. перехода в тёмную материю в нейтринном секторе. В статье [39] обсуждались две так называемые аномалии: нейтронная и реакторная. Каждая из них находится на уровне достоверности $\sim 3\sigma$ ("антинейтринный дефицит" составляет $6,6 \pm 2,4\%$, а "нейтронная аномалия" — $1,0 \pm 0,3\%$). Особенность предложения статьи [39] состоит в том, что обе аномалии можно объяснить одним явлением осцилляций $n \rightarrow n'$ в барионном секторе между нейтроном n и нейтроном тёмной материи n' с массой $m_{n'}$, несколько меньшей массы m_n обычного нейтрона. Разность масс $m_n - m_{n'}$ может быть компенсирована за счёт энергии связи в ядре, а переходы $n \rightarrow n'$ будут усилены. Для расчётов в предлагаемой модели требуется один свободный параметр — разность масс $m_n - m_{n'}$. Если вероятность $n \rightarrow n'$ -осцилляций для свободного нейтрона нормировать на "нейтронную аномалию" (1%), то, добившись в расчётах объяснения "нейтринной аномалии" (6,6%), можно определить разность масс $m_n - m_{n'}$ и тем самым найти массу нейтрона тёмной материи. По предварительным оценкам подходящая разность масс $m_n - m_{n'} \approx 3$ МэВ. Однако был проведён анализ данных кумулятивных выходов изотопов продуктов деления, который не подтверждает возможности существования дополнительного канала распада с выходом нейтронов тёмной материи с разностью масс $m_n - m_{n'} \approx 3$ МэВ. Итогом проведённого анализа является заключение о том, что для зеркальных нейтронов область разности масс $m_n - m_{n'} \geq 3$ МэВ закрыта.

6. В недавней публикации [40] рассматривается схема зеркальной тёмной материи в случае $m_n - m_{n'} \approx 10^{-7}$ эВ. Далее предполагается, что, когда нейтрон пролетает через магнитное поле соленоида в эксперименте [24, 25], происходит компенсация разности масс $m_n - m_{n'}$ благодаря энергии связи в магнитном поле за счёт магнитного момента нейтрона. Переходы $n \rightarrow n'$ усиливаются, а доля стандартных распадов с появлением протона уменьшается на 1%. Такое предположение может быть исследовано в эксперименте [25] посредством варьирования магнитного поля, а также в новом пучковом эксперименте [41] с магнитным полем, меньшим в пять раз, который готовится в настоящее время.

7. В попытках найти разницу в постановке пучкового эксперимента и экспериментов с хранением УХН можно отметить, что в пучковом эксперименте распад нейтрона наблюдается для холодных нейтронов, но не для УХН. Извлечь физическую причину из этого не представляется возможным. Однако фактически разница есть во временном интервале наблюдения процесса распада. На пучке холодных нейтронов процесс распада наблюдается в интервале 10^{-3} с после последнего взаимодействия нейтрона (столкновение со стенкой нейтронновода). В эксперименте с УХН среднее время пролёта между соударениями 0,3 с, а интервал измерений экспоненты распада вообще $\sim 10^3$ с. При сравнении этих интервалов можно ставить вопрос о строгости выполнения закона экспоненциального распада нейтрона. Отличие распада от экспоненциального может возникнуть при наличии уровней в начальном состоянии или нескольких мод распада [42]. Наконец, можно напомнить про квантовый парадокс Зенона [43], согласно которому все нестабильные состояния при $t = 0$ замерзают, а также про квантовый эффект Зенона, состоящий в том, что вероятность распада может изменяться, если достаточно часто измерять, пытаясь установить, произошёл ли распад. С измерениями на пучке можно связывать парадокс Зенона, так как $t = 10^{-3}$ с, а время жизни нейтрона на шесть порядков больше. С измерениями с УХН можно связывать квантовый эффект Зенона, поскольку частые столкновения нейтрона со стенками ловушки соответствуют актам измерений стабильности нейтрона на каждый момент времени. Таких измерений порядка 10^4 . Могут ли иметь отношение к рассматриваемой проблеме квантовый парадокс Зенона и квантовый эффект Зенона, ещё предстоит выяснить. Согласно оценкам, приведённым в работах [42, 44], масштаб времён, на которых возможно отличие закона распада нестабильных частиц от экспоненциального, находится далеко за характерными временами, с которыми приходится иметь дело в экспериментах по измерению времени жизни нейтрона.

В целом, можно заключить, что пока нет внятной физической идеи для объяснения наблюдаемого расхождения. Возможно, систематическая ошибка пучкового эксперимента и есть самый вероятный ответ.

3. Измерение асимметрии распада нейтрона и тест для проверки Стандартной модели

Рассмотрим более подробно исследование распада нейтрона, включая измерение асимметрии распада и тест для проверки Стандартной модели. Как хорошо известно, матричный элемент V_{ud} матрицы Каббико–Кобаяси–Маскавы (СКМ):

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}, \quad (5)$$

может быть определён из распада нейтрона благодаря измерениям времени жизни и асимметрии распада, и его можно сравнить со значением V_{ud} , определённым другими методами. Формула, связывающая период полураспада нейтрона ($\tau_{1/2}$) с элементом V_{ud} , имеет вид

$$f\tau_{1/2}(1 + \delta'_R)(1 + A_R) = \frac{K}{|V_{ud}|^2 G_F^2(1 + 3\lambda^2)}, \quad (6)$$

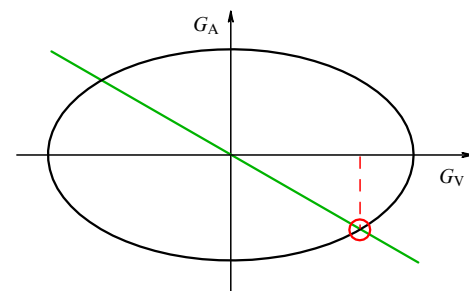


Рис. 3. Определение матричного элемента V_{ud} из данных распада нейтрона.

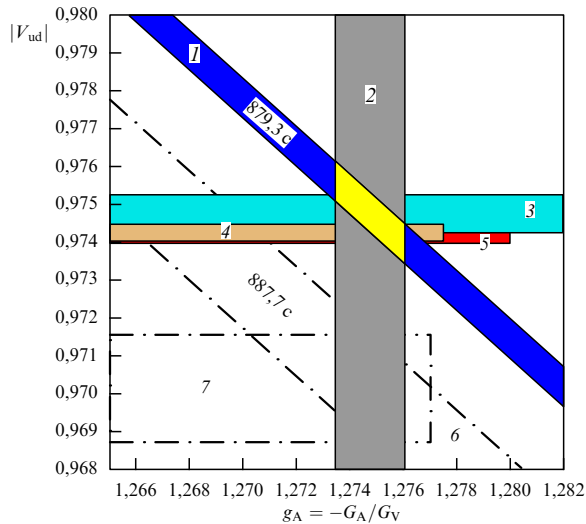


Рис. 4. (В цвете онлайн.) Зависимость матричного элемента $|V_{ud}|$ от времени жизни нейтрона и аксиальной константы связи g_A . 1 — время жизни нейтрона, измеренное с помощью УХН ($879,3 \pm 0,6$ с); 2 — асимметрия распада нейтрона (эксперимент Perkeo II); 3 — β -распад нейтрона (УХН-эксперименты + Perkeo II); 4 — унитарность; 5 — ядерные $0^+ \rightarrow 0^+$ -переходы; 6 — время жизни нейтрона [25] ($887,7 \pm 2,2$ с); 7 — β -распад нейтрона (эксперимент [25] + Perkeo II).

где $f = 1,6886$ — фактор фазового пространства; $\delta'_R = 1,466 \times 10^{-2}$ — модельно-независимая внешняя радиационная поправка, вычисляемая с точностью 9×10^{-5} , $\Delta_R = 2,40 \times 10^{-2}$ — модельно-зависимая внутренняя радиационная поправка, вычисляемая с точностью 8×10^{-4} , G_F — фермиевская константа слабого взаимодействия, определяемая из μ -распада; $K = \hbar(2\pi^3 \ln 2)(\hbar c)^6 / (m_e c^2)^5$, $\lambda = G_A/G_V$ — отношение аксиально-векторной и векторной констант слабого взаимодействия, которое определяется экспериментально из измерений коэффициентов угловых корреляций при β -распаде нейтрона (рис. 3). В эксперименте по измерению асимметрии бета-распада определяется величина

$$A_0 = -2 \frac{\lambda(\lambda + 1)}{1 + 3\lambda^2}. \quad (7)$$

С учётом того, что $G_V = V_{ud}G_F$ на рис. 3, из уравнения (6) мы получаем эллипс, а из уравнения (7) — пересекающую его кривую, и точка пересечения позволяет нам определить элемент V_{ud} .

Формулу (6) для элемента V_{ud} можно представить в виде [45]

$$|V_{ud}|^2 = \frac{4908,7 \pm 1,9\text{с}}{\tau_n(1 + 3\lambda^2)}. \quad (8)$$

На рисунке 4 приведены результаты теста данных β -распада нейтрона для определения матричного элемента V_{ud} с использованием отношения аксиальной и векторной констант слабого взаимодействия ($G_A/G_V = \lambda$) из наиболее точных измерений электронной асимметрии распада [46].

Пересечение данных для τ_n и $\lambda = G_A/G_V$ даёт значение V_{ud} из распада нейтрона, которое можно сравнить со значением V_{ud} из сверхразрешённых $0^+ \rightarrow 0^+$ -ядерных переходов и со значением V_{ud} из унитарности матрицы СКМ ($V_{ud}^2 + V_{us}^2 + V_{ub}^2 = 1$).

Как видно из рис. 4, тест Стандартной модели выполняется успешно только в случае использования данных времени жизни нейтрона из экспериментов с хранением УХН.

Таким образом, в задачах физики элементарных частиц, астрофизики, космологии и нейтринной физики предпочтительно использовать значение $879,3 \pm 0,6$ с из экспериментов с УХН, а пучковые эксперименты следует уточнять.

Дополнительно отметим, что в настоящее время точность экспериментов с УХН по измерению времени жизни нейтрона достигла уровня 7×10^{-4} . Для электронной асимметрии распада в эксперименте Perkeo II достигнута точность $4,2 \times 10^{-3}$ [46]. В мае 2018 г. на конференции по физике частиц и нейтронным источникам (PPNS-2018), прошедшей в Гренобле, были представлены результаты эксперимента Perkeo III с точностью, улучшенной в 2,5 раза, при этом находящиеся в согласии с результатом Perkeo II. Таким образом, в измерениях асимметрии распада имеется достаточно убедительное согласие. В целом, можно заключить, что точность экспериментов уже приближается к теоретической точности, связанной с расчётом радиационных поправок.

4. Заключение

Создаётся впечатление, что наиболее вероятной причиной обсуждавшегося расхождения являются экспериментальные ошибки пучкового метода. Конечно, было бы весьма желательно увидеть результат повторного эксперимента на нейтронном пучке с ловушкой протонов, а также результат независимого эксперимента на нейтронном пучке с регистрацией протонов и электронов в распаде нейтрона. Важно отметить, что повторение эксперимента с протонной ловушкой планируется, а также предполагается проведение нового эксперимента на нейтронном пучке [41]. Возможно, они прояснят проблему нейтронной аномалии или зафиксируют её более определённо.

Работа выполнена в рамках гранта Российского научного фонда (№ 14-22-00105).

Список литературы

1. Serebrov A et al. *Phys. Lett. B* **605** 72 (2005)
2. Серебров А П и др. *Письма в ЖЭТФ* **106** 599 (2017); Serebrov A P et al. *JETP Lett.* **106** 623 (2017)
3. Ежов В Ф и др. *Письма в ЖТФ* **27** (24) 64 (2001); Ezhov V F et al. *Tech. Phys. Lett.* **27** 1055 (2001)
4. Ezhov V F et al. "Neutron lifetime measuring using magnetic trap", in *7th Intern. Workshop Ultra Cold and Cold Neutrons. Physics and Sources*, 8–14 June 2009; <http://cns.pnpi.spb.ru/7UCN/articles/Ezhov1.pdf>
5. Ezhov V F et al. *Письма в ЖЭТФ* **107** 707 (2018); *JETP Lett.* **107** 671 (2018)
6. Pattie R W (Jr.) et al. *Science* **360** 627 (2018)
7. Christensen C J et al. *Phys. Rev. D* **5** 1628 (1972)
8. Спивак П Е *ЖЭТФ* **94** (3) 1 (1988); Spivak P E *Sov. Phys. JETP* **67** 1735 (1988)
9. Косвинцев Ю Ю, Морозов В И, Терехов Г И *Письма в ЖЭТФ* **44** 444 (1986); Kosvintsev Yu Yu, Morozov V I, Terekhov G I *JETP Lett.* **44** 571 (1986)
10. Алтарев И С и др. *Письма в ЖЭТФ* **44** 269 (1986); Altarev I S et al. *JETP Lett.* **44** 344 (1986)
11. Steyerl A et al. *Phys. Lett. A* **116** 347 (1986)
12. Mampe W et al. *Phys. Rev. Lett.* **63** 593 (1989)
13. Arzumanov S et al. *Phys. Lett. B* **483** 15 (2000)

14. Serebrov A P, Fomin A K *Письма в ЖЭТФ* **90** 607 (2009); *JETP Lett.* **90** 555 (2009)
15. Fomin A K, Serebrov A P *Письма в ЖЭТФ* **92** 16 (2010); *JETP Lett.* **92** 40 (2010)
16. Serebrov A P, Fomin A K *Письма в ЖЭТФ* **92** 307 (2010); *JETP Lett.* **92** 271 (2010)
17. Serebrov A P, Fomin A K *Phys. Rev. C* **82** 035501 (2010)
18. Несвижевский В В и др. *ЖЭТФ* **102** 740 (1992); Nesvizhevskii V V et al. *Sov. Phys. JETP* **75** 405 (1992)
19. Pichlmaier A et al. *Phys. Lett. B* **693** 221 (2010)
20. Steyerl A et al. *Phys. Rev. C* **85** 065503 (2012)
21. Арзуманов С С и др. *Письма в ЖЭТФ* **95** 248 (2012); Arzumanov S S et al. *JETP Lett.* **95** 224 (2012)
22. Arzumanov S et al. *Phys. Lett. B* **745** 79 (2015)
23. Серебров А П и др. *ЖТФ* **83** 136 (2013); Serebrov A P et al. *Tech. Phys.* **58** 1681 (2013)
24. Byrne J et al. *Europhys. Lett.* **33** 187 (1996)
25. Yue A T et al. *Phys. Rev. Lett.* **111** 222501 (2013)
26. Serebrov A P, Fomin A K *Phys. Proced.* **17** 199 (2011)
27. Greene G L, Geltenbort P *Sci. Am.* **314** (4) 36 (2016)
28. Fornal B, Grinstein B *Phys. Rev. Lett.* **120** 191801 (2018)
29. Lamoreaux S K, arXiv:1804.01087
30. Bereziani Z, Bento L *Phys. Rev. Lett.* **96** 081801 (2006)
31. Окунь Л Б *УФН* **177** 397 (2007); Okun L B *Phys. Usp.* **50** 380 (2007)
32. Ban G et al. *Phys. Rev. Lett.* **99** 161603 (2007)
33. Serebrov A P et al. *Phys. Lett. B* **663** 181 (2008)
34. Serebrov A P et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **611** 137 (2009)
35. Altarev I et al. *Phys. Rev. D* **80** 032003 (2009)
36. Bales M J et al. *Phys. Rev. Lett.* **116** 242501 (2016)
37. Faber M et al. *Phys. Rev. C* **80** 035503 (2009)
38. Tang Z et al. *Phys. Rev. Lett.* **121** 022505 (2018)
39. Serebrov A P et al., arXiv:1802.06277
40. Bereziani Z, arXiv:1807.07906
41. Sumi N et al. *JPS Conf. Proc.* **22** 011036 (2018)
42. Гопыч П М, Залобовский И И *ЭЧАЯ* **19** 785 (1988); Горюч П М, Залубовский И И *Sov. J. Part. Nucl.* **19** 338 (1988)
43. Халфин Л А *УФН* **160** (10) 185 (1990); Khalfin L A *Sov. Phys. Usp.* **33** 868 (1990)
44. Chiu C B, Sudarshan E C G, Misra B *Phys. Rev. D* **16** 520 (1977)
45. Marciano W J, Sirlin A *Phys. Rev. Lett.* **96** 032002 (2006)
46. Mund D et al. *Phys. Rev. Lett.* **110** 172502 (2013)

Disagreement between measurements of the neutron lifetime by the ultracold neutron storage method and the beam technique

A.P. Serebrov

National Research Center "Kurchatov Institute", Konstantinov Petersburg Nuclear Physics Institute, Orlova roshcha 1, 188300 Gatchina, Leningrad region, Russian Federation
E-mail: serebrov_ap@npni.nrcki.ru

Recent measurements of neutron lifetime performed using a gravitational trap of ultracold neutrons (UCNs) (Konstantinov Petersburg Nuclear Physics Institute, Russia) and a magnetic UCN trap (LANL, USA) have confirmed PNPI's result of 2005. The results of the experiments with stored UCNs agree with each other but differ from those of the beam experiment (NIST, USA) by 3.5σ (corresponding to 1% in the decay probability). This disagreement is currently discussed in the literature as a 'neutron anomaly'. We analyze possible reasons for that disagreement and test the experimental data for the neutron lifetime and beta-decay asymmetry within the Standard model. The test is only passed for the neutron lifetime values that are obtained using the UCN storage method.

Keywords: neutron lifetime, particle physics, dark matter

PACS numbers: **06.20.-f**, **12.60.-i**, 14.20.Dh

Bibliography — 46 references

Received 13 April 2018, revised 2 November 2018

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **189** (6) 635–641 (2019)

Physics – Uspekhi **62** (6) (2019)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2018.11.038475>

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2018.11.038475>