

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ НЕЙТРОНА С ГРАВИТАЦИОННОЙ ЛОВУШКОЙ УЛЬТРАХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ

*В.П.Алфименков¹⁾, В.Е.Варламов, А.В.Васильев, В.П.Гудков,
В.И.Луциков¹⁾, В.В.Несвижевский, А.П.Серебров, А.В.Стрелков¹⁾,
С.О.Сумбаев, Р.Р.Тальдаев, А.Г.Харитонов, В.Н.Швецов¹⁾*

Представлены результаты измерений времени жизни нейтрона, выполненные методом удержания ультрахолодных нейтронов в гравитационной ловушке. Получен результат для времени жизни нейтрона: $\tau_n = (888,4 \pm 2,9)$ с, который соответствует отношению $G_A/G_V = \lambda$, равному $-(1,2677 \pm 0,0025)$. Обсуждается расхождение в результатах для параметра λ , полученного из измерений времени жизни нейтрона и измерений электрон-спиновой асимметрии β -распада нейтрона.

Прецизионные измерения времени жизни нейтрона и корреляционных коэффициентов в β -распаде нейтрона дают дополнительную возможность для проверки стандартной $V - A$ -модели и поиска возможных отклонений. Как известно, векторная константа слабого взаимодействия с высокой степенью точности определяется из данных $f\tau$ для сверхразрешенных фермиевских $(0^+ - 0^+)$ -переходов:

$$(f\tau)^{0-0} (1 - \delta_c) (1 + \delta_R) = \frac{\pi^3 \hbar^7}{m_e^5 c^4 G_V^2 (1 + \Delta_\beta)}, \quad (1)$$

¹⁾ Объединенный институт ядерных исследований.

где f - фактор фазового пространства, τ - наблюдаемое время жизни, δ_c - ядерная структурная поправка, δ_R - внешняя радиационная поправка, Δ_β - внутренняя радиационная поправка, G_V - векторная константа слабого взаимодействия. Благодаря малой энергии β -распада нейтрона роль формфакторов, зависящих от энергии, оказывается очень малой ($\sim 10^{-3}$) и β -распад нейтрона описывается практически полностью единственным параметром - отношением аксиальной и векторной констант слабого взаимодействия $G_A/G_V = \lambda$. Между значениями времени жизни нейтрона (τ_n) и электрон-спиновой асимметрией β -распада (A) существует связь, определяемая соотношениями:

$$(f\tau)^n(1 + \delta_R^n) = \frac{2\pi^3 \hbar^7}{m_e^5 c^4 G_V^2 (1 + \Delta_\beta)(1 + 3\lambda^2)}, \quad (2)$$

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

Таким образом, задача эксперимента состоит в независимом определении параметра λ из значения времени жизни нейтрона (λ_τ) и из значения электрон-спиновой асимметрии β -распада нейтрона (λ_A).

В данной работе представлены результаты новых измерений времени жизни нейтрона, выполненные методом удержания ультрахолодных нейтронов в гравитационной ловушке.

Основная задача эксперимента состояла в том, чтобы значительно подавить потери УХН в процессе хранения в ловушке и приблизительно к прямому наблюдению экспоненты распада нейтрона. С этой целью использовались слабо-поглощающие материалы (Be, O₂) и низкие температуры (15 K).

Схема экспериментальной установки показана на рис. 1. Установка представляет собой ловушку с гравитационным затвором для удержания УХН, являющуюся одновременно гравитационным спектрометром. Захват УХН в режим удержания обеспечивается поворотом ловушки вокруг горизонтальной оси из положения отверстием вниз в положение отверстием вверх, после чего нейтроны малых энергий оказываются запертными благодаря гравитационному полю. Выбор режима (наполнение или выпуск) обеспечивается клапаном-распределителем и клапаном впуска. Измерение спектра нейтронов после удержания в течение заданного времени осуществляется последовательным поворотом ловушки шаг за шагом в исходное положение. В общем случае вероятность потерь УХН в ловушке (τ_{lo}) пропорциональна фактору потерь η и является функцией энергии нейтрона (E), размеров и формы ловушки (R) и граничной энергии материала стенки (E_{lim}).

$$\tau_{st}^{-1} = \tau_n^{-1} + \eta \gamma(E, R, E_{lim}). \quad (4)$$

Уравнение (4) является линейной функцией аргумента γ , который может быть рассчитан для заданной геометрии ловушки и выбираемых в эксперименте энергетических интервалов. Граничная энергия материала стенки может быть определена непосредственно в эксперименте. Время жизни нейтрона получается методом экстраполяции к нулевому значению аргумента γ . Для получения высокой точности измерений и надежного результата необходимо, чтобы второе слагаемое в уравнении (4) было достаточно малым, т.е. вероятность потерь УХН в ловушке в процессе хранения была много меньше вероятности распада нейтрона.

Ловушки для хранения УХН изготавливались из алюминия, внутренняя поверхность ловушек покрывалась бериллиевым подслоем толщиной 3000 – 5000 Å, на который намораживался кислород – 3-7 мкм. Чистота используемого кислорода составляла 99,99%. Чтобы подавить процесс потери УХН из-за неупругого рассеяния, ловушка охлаждалась до низких температур (15 K).

Как показал первый этап эксперимента со сферической ловушкой диаметром 75 см, вероятность потерь УХН в процессе хранения составляет 3% по отношению к вероятности β -распада нейтрона, что характеризует степень приближения к прямому измерению времени жизни гейтрона (τ_{lo} = 8 – 10 ч). Учет роли потерь УХН, например, с 10%-ной точностью позволяет получить точность измерения времени жизни нейтрона 0,3%. Однако, для получения такой же точности диапазон изменений функции γ за счет только энергетической зависимости функции потерь оказался недостаточным. Поэтому на втором этапе эксперимента были выполнены измерения с цилиндрической ловушкой диаметром 72 см, но с малым (15 см) расстоянием между плоскими стенками.

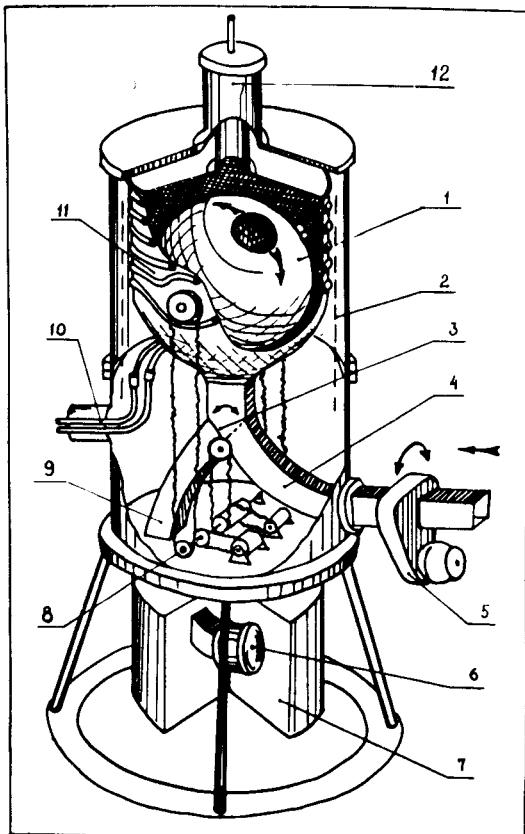


Рис. 1. 1 - ловушка для удержания УХН, 2 - азотный экран, 3 - клапан-распределитель, 4, 9 - нейtronоводы впуска и выпуска УХН, 5 - клапан впуска, 6 - детектор, 7 - защита детектора, 8 - механизм привода клапана и ловушки, 10 - криопроводы, 11 - криостатируемый объем, 12 - шлюз системы намораживания покрытий

Результаты проведенных измерений представлены на рис. 2 и являются графической иллюстрацией уравнения (4). По оси ординат отложены экспериментальные значения τ_{st}^{-1} как функция расчетного аргумента γ . Результаты измерений с бериллиевыми ловушками выполнены с меньшей статистической точностью и имеют целью продемонстрировать условия проведения измерений до напыления кислорода.

В результате проведенных измерений были получены следующие значения времени жизни нейтрона: $\tau_n = 885,0 \pm 7,7$ для ловушек с бериллиевым покрытием и $\tau_n = 889,0 \pm 3,1$ для ловушек с кислородным покрытием. Значения фактора потерь η составили: $(28,1 \pm 4,0) \cdot 10^{-6}$ для берилля и $(6,1 \pm 0,6) \cdot 10^{-6}$ для

кислорода. Значение нормированной величины χ^2 подтверждает справедливость проведенной экстраполяции и составляет для ловушек с кислородным покрытием 0,81. Итоговый результат для времени жизни нейтрона, полученный в данном эксперименте, равен: $(888,4 \pm 2,9)$ с, соответствующее ему значение λ_τ равно: $-(1,2677 \pm 0,0025)$.

Оценивая возможность дальнейшего увеличения точности в этом эксперименте, следует отметить, что за счет продолжения набора статистики или использования более интенсивного пучка УХН по-видимому возможно улучшить точность в 1,5-3 раза. Однако, представляет значительный интерес продолжение исследований с целью дальнейшего снижения роли потерь УХН в процессе хранения.

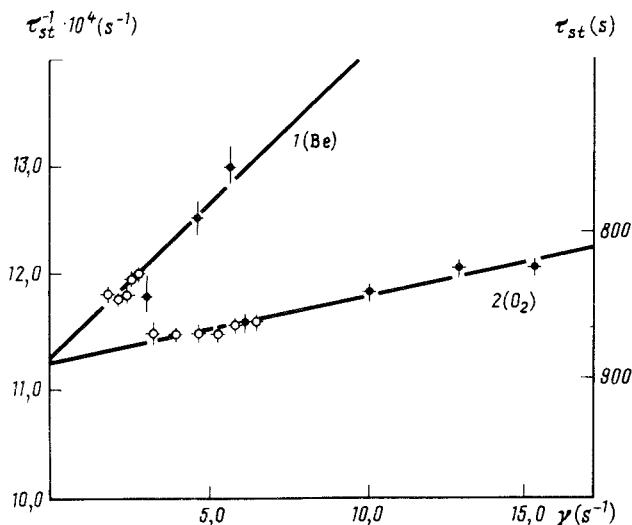


Рис. 2. Результаты измерений τ_{st}^{-1} как функция расчетного параметра γ . 1(Be) - экстраполяция к времени жизни нейтрона по данным для ловушек с бериллиевым покрытием, 2(O_2) - экстраполяция к времени жизни нейтрона по данным для ловушек с кислородным покрытием и бериллиевым подслоем. о - результаты измерений для сферической ловушки, • - результаты измерений для цилиндрической ловушки

Полученный результат находится в согласии с наиболее точными результатами работ ^{1,2}, которые дают значения τ_n : $(887,6 \pm 3,0)$ с и $(893,5 \pm 5,8)$ с. По результатам экспериментальных данных для времени жизни нейтрона ¹⁻⁷ с учетом данных настоящей работы может быть получено следующее значение для времени жизни нейтрона и параметра λ_τ : $\tau_n = (888,52 \pm 1,85)$ с, $\lambda_\tau = -(1,2676 \pm 0,0016)$. В то же время по данным измерений коэффициента электрон-спиновой асимметрии A ⁸⁻¹¹ можно получить результат: $\lambda_A = -(1,2570 \pm 0,0028)$. Расхождение в результатах для λ составляет $0,0106 \pm 0,0033$ или $3,2\sigma$.

Хотя данное расхождение является уже статистически значимым, нельзя исключить как возможность случайного отклонения, так и возможность систематических ошибок экспериментов, которые пока не могут быть выявлены.

Упомянутое расхождение может быть уменьшено, если учсть влияние ядерной материи на величину внутренней радиационной поправки Δ_β . Как было показано в ¹², часть радиационной поправки, зависящая от структуры сильного взаимодействия, различна для распада свободного нейтрона и ядра. Это приводит к замене величины Δ_β в выражении (1) на разность $(\Delta_\beta - \Delta_\lambda)$ и уменьшению λ_τ на 0,3%. Оставшееся расхождение составляет $2,1\sigma$. Однако, представляет интерес проанализировать другие варианты возможной интерпретации обсуждаемого расхождения.

Если предположить, что оно может быть объяснено введением правых токов, тогда, используя результаты работы ¹³, можно получить связь между экспериментальными величинами A и τ и параметрами модели η , ζ (η - отношение квадратов масс левых и правых векторных бозонов, ζ - угол их смешивания):

$$0,23\eta^2 + 2,2\eta\zeta + 1,1\zeta^2 = A + 2 \frac{\lambda_\tau^2 + \lambda_\tau}{1 + 3\lambda_\tau^2}. \quad (5)$$

Правая часть (5) определяется экспериментальными результатами и равна $(2,62 \pm 1,22) \cdot 10^{-3}$ после учета поправки Δ_λ .

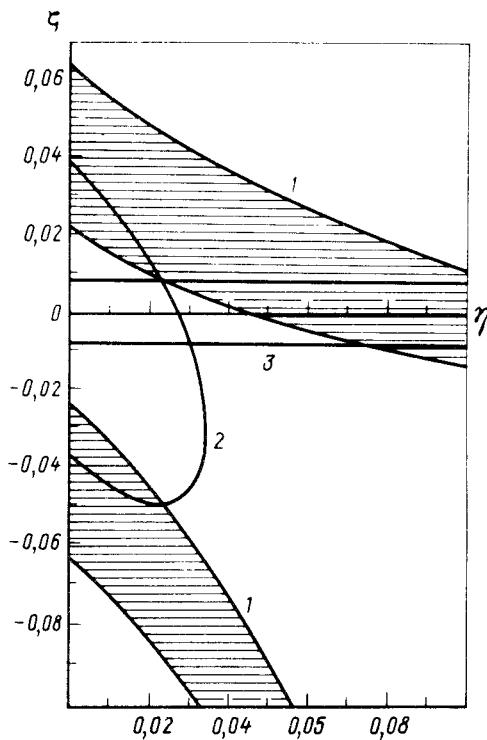


Рис. 3. Ограничения на угол смешивания ζ и отношение квадратов масс η , полученные: 1 - из комбинации времени жизни нейтрона, асимметрии β -распада нейтрона и вероятности сверхразрешенных фермиевских переходов; 2 - из асимметрии μ -распада; 3 - из унитарности матрицы Кобаяши-Маскава (расширенная область, см. текст)

Полученная таким образом область ограничений из нейтронного эксперимента для 90% уровня достоверности приведена на рис. 3, где также представлены ограничения из μ -распада ¹⁴. Хотя области ограничений частично перекрываются и данные нейтронного и мюонного экспериментов могут быть согласованы, полученная область перекрытия не согласуется с достаточно сильным ограничением на угол смешивания, которое следует из экспериментальной проверки унитарности матрицы Кобаяши - Маскава - $|\zeta| < 4 \cdot 10^{-3}$ ¹⁵⁻¹⁷. Противоречие сохраняется даже если предположить, что поправка Δ_λ , введенная в работе ¹², является оценочной и полностью входит в ухудшение точности проверки унитарности. Расширенная область ограничений из унитарности матрицы Кобаяши-Маскава указана на рис. 3. И наконец, следует отметить, что из результатов анализа вклада правых токов в разность масс K_L , K_S мезонов ¹⁸ и в нелептонные распады K -мезонов ¹⁹ следуют гораздо более сильные ограничения ($\eta \leq 3 \cdot 10^{-3}$, $|\zeta| \leq 4 \cdot 10^{-3}$). Таким образом, возможность объяснения несоответствия

λ_A , λ_τ правыми токами, как было предложено в работах ^{20, 21}, наталкивается на явные затруднения.

Другой вариант интерпретации был возможен, если предположить наличие ненулевого фирмцевского члена $\sim 1 - 2\%$. Как известно, ненулевой фирмцевский член связан со скалярным и тензорным вариантами взаимодействия. Однако, тензорное взаимодействие, кроме своей непривлекательности с теоретической точки зрения, достаточно сильно ограничено экспериментально ²². На фирмцевский член со скалярным взаимодействием также имеется ограничение $b_F \leq 0,004$ ¹⁵, которое закрывает возможность значительного вклада в различие λ_A , λ_τ . Более того, исходя из ограничений на массу заряженных хиггсовских бозонов $M_H > 19$ ГэВ ²³, следует ожидать еще меньшей величины b_F ($b_F \leq 3 \cdot 10^{-8}$).

Таким образом, в настоящее время нет оснований считать, что обсуждавшееся различие λ_A , λ_τ может быть объяснено с теоретических позиций. Для выяснения вопроса необходимо дальнейшее экспериментальное изучение процесса β -распада нейтрона.

Литература

1. *Mampe W. et al.* NIM A, 1989, 284, 111.
2. *Byrne J. et al.* NIM A, 1989, 284, 116.
3. *Morozov V.I.* NIM A, 1989, 284, 108.
4. Спивак П.Е. ЖЭТФ, 1988, 94, 1.
5. *Last J. et al.* Phys. Rev. Lett., 1988, 60, 995.
6. *Schreckenbach K. et al.* NIM A, 1989, 284, 120.
7. *Anton F. et al.* NIM A, 1989, 284, 101.
8. *Bopp P., Dullers D. et al.* Phys. Rev. Lett., 1986, 56, 919.
9. Ерзолимский Б.Г., Кузнецов И.А., Куйда И.А. и др. Препринт ЛИЯФ, 1990, № 1589; Доклад на Сессии ОЯФ, Москва, январь 1990; ЯФ, 1990, в печати.
10. *Krohn V., Ringo G.* Phys. Rev. Lett. B, 1975, 55, 175.
11. Ерзолимский Б.Г., Франк А.И., Мостовой Ю.А. и др. ЯФ, 1979, 30, 692.
12. Гудков В.П. Письма в ЖЭТФ, 1990, в печати.
13. *Holstein B.R., Treiman S.B.* Phys. Rev. D, 1977, 16, 2369.
14. *Jodidio A. et al.* Phys. Rev. D, 1986, 34, 1967.
15. *Hardy J.C. et al.* Nucl. Phys. A, 1990, 509, 429.
16. *Wolfenstein P.R.* Phys. Rev. D, 1984, 29, 2130.
17. *Deutsch J.* In: Fundamental Symmetries and Nuclear Structure. Eds Ginocchio J.N., Rosen S.P., World Scientific, 1989, p. 36.
18. *Beall G., Bender M., Soni A.* Phys. Rev. Lett., 1982, 48, 848.
19. *Donoghue J.F., Holstein B.R.* Phys. Lett. B, 1982, 113, 382.
20. Гапонов Ю.В., Шульгина Н.Б. ЯФ, 1989, 49, 1359.
21. *Gaponov Yu.V., Shulgina N.B.* Preprint IAE-5032/2, Moscow.
22. *Paul H.* Nucl. Phys. A, 1970, 154, 160.
23. "Review of Particle Properties", Phys. Lett. B, 1988, 204.