

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Измерение времени жизни нейтрона с использованием гравитационных ловушек ультрахолодных нейтронов

А.П. Серебров

Представлен обзор экспериментов, связанных с измерением времени жизни нейтрона с использованием гравитационных ловушек ультрахолодных нейтронов (УХН). Точное значение времени жизни нейтрона имеет принципиально важное значение для физики элементарных частиц и космологии. В нашем эксперименте достигнуто наилучшее приближение времени хранения УХН к времени жизни нейтрона; вероятность потерь УХН в ловушке составила всего лишь 1 % от вероятности β -распада нейтрона. Получено время жизни нейтрона $878,5 \pm 0,7_{\text{стат}} \pm 0,3_{\text{сист}}$ с, которое является наиболее точным. Рассмотрено влияние нового результата на проверку унитарности матрицы смешивания кварков и на анализ данных в модели нуклеосинтеза при формировании Вселенной.

PACS numbers: 06.20.-f, 14.20.Dh, 28.20.-v

Содержание

1. Введение (905).
2. Эксперименты по измерению времени жизни нейтрона (907).
3. Экспериментальная установка для измерения времени жизни нейтрона с помощью гравитационной ловушки УХН и методы измерения (908).
3.1. Экспериментальная установка. 3.2. Методы экстраполяции ко времени жизни нейтрона. Основные соотношения. 3.3. Метод энергетической экстраполяции. 3.4. Метод размерной экстраполяции.
4. Первые эксперименты по измерению времени жизни нейтрона с использованием гравитационных ловушек УХН (911).
4.1. Измерение τ_n на ловушке с бериллиевым покрытием и обнаружение проблемы аномальных потерь. 4.2. Измерение τ_n при твердокислородном покрытии поверхности ловушки.
5. Проблема аномальных потерь УХН при хранении в материальных ловушках и ее решение (912).
5.1. Общее описание проблемы. 5.2. Деполяризация УХН при хранении в бериллиевых ловушках и возможная связь деполяризации с явлением аномальных потерь УХН при отражении. 5.3. Изучение прохождения УХН через бериллиевые образцы и бериллиевые покрытия. 5.4. Измерение энергетической зависимости аномальных потерь УХН на бериллии. 5.5. Объяснение

- явления аномальных потерь УХН эффектом захвата УХН на дефектах вещества.
6. Измерение времени жизни нейтрона при использовании гравитационной ловушки УХН с покрытием из низкотемпературного масла фомблин (917).
6.1. Изучение свойств покрытия ловушек из низкотемпературного фомблина. 6.2. Результаты измерений и экстраполяции ко времени жизни нейтрона. 6.3. Моделирование эксперимента с помощью метода Монте-Карло и систематические погрешности. 6.4. Влияние остаточного газа на хранение УХН. 6.5. Заключительный результат для времени жизни нейтрона и список систематических поправок и погрешностей. 6.6. Обсуждение возможных причин расхождения результатов измерений в экспериментах по хранению УХН.
 7. Новый результат для времени жизни нейтрона в Стандартной модели и космологии (921).
7.1. Стандартная модель с новым τ_n . 7.2. Нуклеосинтез Большого взрыва с новым τ_n .
 8. Перспективы прецизионных исследований β -распада нейтрона (922).
 9. Комментарий (923).
- Список литературы (923).

1. Введение

Задача прецизионного измерения времени жизни нейтрона имеет большое значение для физики элементарных частиц и космологии. Распад свободного нейтрона на протон, электрон и антинейтрино определяется процессом слабого взаимодействия, переходом d-кварка в u-кварк.

В Стандартной модели элементарных частиц смешивание кварков описывается с помощью матрицы Cabibbo–Kobayashi–Maskawa (CKM). Эта матрица

А.П. Серебров, Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова РАН,
188300 г. Гатчина, Ленинградская обл., Российская Федерация
Тел. (81371) 4-60-01
E-mail: serebrov@pnpi.spb.ru

Статья поступила 16 марта 2005 г.,
после доработки 30 июня 2005 г.

должна быть унитарной. Например, для первой строки:

$$|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2 + |V_{ub}|^2 = 1, \quad (1.1)$$

где V_{ud} , V_{us} , V_{ub} — матричные элементы, ответственные за смешивание u -кварка с d -, s - и b -кварками. Величины индивидуальных матричных элементов определяются из слабых распадов соответствующих кварков. В частности, матричный элемент V_{ud} может быть определен из ядерного β -распада и нейтронного β -распада. Извлечение V_{ud} из нейтронного β -распада является очень привлекательным из-за теоретической простоты описания нейтронного распада по сравнению с описанием ядерного. К сожалению, экспериментальная задача оказывается весьма трудной, так как требует прецизионного определения времени жизни нейтрона τ_n и асимметрии β -распада A_0 . Период полураспада t нейтрона дается следующим уравнением [1]:

$$ft(1 + \delta'_R) = \frac{K}{|V_{ud}|^2 G_F^2 (1 + 3\lambda^2)(1 + A_R)}, \quad (1.2)$$

где $f = 1,6886$ — фактор фазового пространства; $\delta'_R = 1,466 \times 10^{-2}$ — модельно независимая внешняя радиационная поправка, которая вычисляется с точностью 9×10^{-5} [2, 3]; $A_R = 2,40 \times 10^{-2}$ — модельно независимая внутренняя радиационная поправка, которая вычисляется с точностью 8×10^{-4} [4, 5]; λ — отношение аксиально-векторной и векторной констант слабого взаимодействия, $\lambda = G_A/G_V$; G_F — фермиевская константа слабого взаимодействия, определяемая из μ -распада; $K = \hbar(2\pi^3 \ln 2)(\hbar c)^6/(m_e c^2)^5$.

Сводная формула для вычисления $|V_{ud}|^2$ из нейтронного β -распада имеет вид [1, 3]

$$|V_{ud}|^2 = \frac{4908 \pm 4 \text{ с}}{\tau_n(1 + 3\lambda^2)}, \quad (1.3)$$

где учтена неточность вычисления радиационных поправок. Таким образом, требуемая относительная точность измерения времени жизни нейтрона τ_n должна быть лучше, чем 10^{-3} , а относительная точность измерения λ — лучше, чем $0,5 \times 10^{-3}$. Параметр λ определяется из измерений асимметрии A_0 β -распада нейтрона:

$$A_0 = -2 \frac{\lambda(\lambda + 1)}{1 + 3\lambda^2}. \quad (1.4)$$

Поскольку $\Delta\lambda/\lambda = 0,25\Delta A_0/A_0$, то относительная точность измерения A -асимметрии должна быть лучше, чем 2×10^{-3} . В настоящее время относительная точность измерения A_0 составляет 6×10^{-3} ($A_0 = -0,1189(7)$ [6]), а относительная точность измерения τ_n — 8×10^{-4} ($\tau_n = 885,7(7)$ с [7]). Значение $|V_{ud}|$, полученное с этими величинами, равно 0,9717(13).

Матричный элемент V_{us} может быть извлечен из распадов странных частиц, гиперонов и K -мезонов. В таблицах Particle Data Group дается текущее значение $|V_{us}| = 0,2196(23)$ [7], однако новый анализ данных [8] предлагает величину $|V_{us}| = 0,2272(30)$. Матричный элемент $|V_{ub}| = 0,0037(5)$ [7] дает пренебрежимо малый вклад в проверку унитарности СКМ-матрицы. Таким образом, сумма квадратов матричных элементов первой строки СКМ-матрицы при использовании данных

Particle Data Group для V_{us} равняется [1]:

$$|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2 + |V_{ub}|^2 = 1 - \Delta = 0,9924(28), \quad (1.5)$$

где $\Delta = 0,0076(28) = 2,7\sigma$. Отклонение от унитарности на 2,7 стандартных ошибки привлекает внимание и требует детального анализа как с экспериментальной, так и теоретической точки зрения.

Точность экспериментов по определению времени жизни нейтрона достаточно велика: точность среднего мирового значения τ_n составляет 10^{-3} ; наилучшая до 2004 г. точность была достигнута в эксперименте [9]. Точность экспериментов по асимметрии распада нейтрона, которая уступает точности экспериментов по измерению времени жизни нейтрона, определяет ошибку в V_{ud} . Конечно, исключительно важно увеличить в 4–5 раз точность определения параметра λ из измерений асимметрии распада нейтрона. Однако новые эксперименты по измерению времени жизни нейтрона также необходимы.

Нарушение унитарности матрицы СКМ означало бы выход за пределы Стандартной модели с тремя поколениями кварков и лептонов. Спектр теоретических моделей, основанных на расширении Стандартной модели, достаточно велик: эти модели включают в себя возможность увеличения числа поколений [10, 11], существования дополнительного Z -бозона [12, 13] и правых токов в слабых взаимодействиях [14]. Поэтому прецизионные эксперименты при β -распаде нейтрона имеют большое значение, особенно в связи с наметившимся расхождением на уровне $2,7\sigma$.

Прецизионные измерения времени жизни нейтрона оказываются также исключительно важными для проверки модели формирования Вселенной. В модели Большого взрыва при температуре $T > 10^{10}$ К ($E > 1$ МэВ) лептоны, адроны и фотоны находятся в состоянии термодинамического равновесия. При температуре $T < 1$ МэВ нейтрино уже не способны поддерживать процесс термодинамического равновесия, так как скорость слабых процессов не может удерживаться на уровне скорости расширения Вселенной. Отношение числа нейтронов к протонам N_n/N_p при этой температуре определяется бальцмановским фактором, $N_n/N_p = \exp(-\Delta m/T_f)$, где Δm — разность масс нейтрона и протона, T_f — температура замерзания реакций слабого взаимодействия. В дальнейшем доля нейтронов еще уменьшается за счет β -распада нейтрона. Процесс нуклеосинтеза приводит к образованию дейтерия и гелия, в основном гелия-4. Распространенность этих элементов определяется отношением N_n/N_p . Ключевым параметром, который позволяет оценить эффект нуклеосинтеза, является число барионов, приходящееся на один фотон, $\eta_{10} = N_b/N_\gamma$. Этот параметр связан с температурой и плотностью ранней Вселенной и позволяет определить условия, при которых происходил ядерный синтез. Отсюда мы можем вывести первоначальную распространенность элементов. В расчете процесса нуклеосинтеза легких элементов участвуют следующие факторы: скорость слабых реакций $\Gamma_w = (7/60)\pi(1 + 3\lambda^2)G_F^2 T^5$, скорость расширения Вселенной, барионная асимметрия η_{10} и время жизни нейтрона τ_n . На самом деле время жизни нейтрона входит в задачу дважды. Оно определяет скорость процессов слабого взаимодействия (чем меньше время жизни нейтрона, тем быстрее протекают процессы слабых реакций и тем раньше нейтрино покидают

состояние термодинамического равновесия). Кроме того, меньшее время жизни нейтрона будет давать меньшее число нейтронов в период замерзания слабых реакций и начала ядерного синтеза.

Наблюдаемыми величинами в модели Большого взрыва являются первоначальные распространенности дейтерия и гелия-4. Они зависят от отношения числа барионов к числу фотонов на стадии первичного нуклеосинтеза и времени жизни нейтрона τ_n . Например, изменение времени жизни нейтрона на 1 % при фиксированном значении η_{10} изменяет значение первоначальной распространенности ^4He на 0,75 %. Относительная точность измерения распространенности ^4He составляет $\pm 0,61\%$ [15]. Аналогично изменение времени жизни нейтрона на 1 % изменяет η_{10} на 17 %, хотя современная точность оценок этой величины составляет $\pm 3,3\%$ [15]. Таким образом, для проверки модели нуклеосинтеза при Большом взрыве необходима точность в измерении времени жизни нейтрона лучше 1 %.

2. Эксперименты по измерению времени жизни нейтрона

Эксперименты по измерению времени жизни нейтрона можно разделить на две группы: пучковые эксперименты и эксперименты по хранению нейтронов. В экспериментах пучкового типа измеряется скорость распада нейтронов внутри выделенной области нейтронного пучка. Время жизни нейтрона τ_n определяется из уравнения

$$\frac{dN}{dt} = -\frac{N}{\tau_n}, \quad (2.1)$$

где N — число нейтронов, dN/dt — скорость появления продуктов распада нейтрона (электронов или протонов) в распадной области. Следует отметить, что в экспериментах пучкового типа требуются абсолютные измерения как числа нейтронов, так и скорости распада нейтронов в распадной области.

Эксперименты по измерению времени жизни нейтрона с помощью метода хранения нейтронов основываются на решении уравнения (2.1):

$$N(t) = N(0) \exp\left(-\frac{t}{\tau_n}\right), \quad (2.2)$$

где $N(0)$ — число нейтронов, захваченных в ловушку в момент времени $t = 0$, $N(t)$ — число нейтронов, оставшихся в ловушке к моменту времени t .

В случае, когда нейтроны хранятся в материальных ловушках, формулу (2.2) следует записать в виде:

$$N(t) = N(0) \exp\left[-t\left(\frac{1}{\tau_n} + \frac{1}{\tau_{\text{loss}}}\right)\right], \quad (2.3)$$

где $1/\tau_{\text{loss}}$ — вероятность потерь нейтронов при взаимодействии со стенками ловушки.

Решая уравнение (2.3) относительно $1/\tau_n$, получим

$$\frac{1}{\tau_n} = \frac{\ln(N(0)/N(t))}{t} - \frac{1}{\tau_{\text{loss}}}. \quad (2.4)$$

Величину $1/\tau_{\text{loss}}$ можно определить методом размерной или энергетической экстраполяции. Поскольку в выражение (2.4) входит только отношение чисел нейтронов в ловушке в различные моменты времени, то данный метод имеет важное преимущество — относительный характер измерений числа нейтронов в ловушке. Это

преимущество позволяет избежать целого ряда систематических погрешностей, которые присущи пучковым методам определения времени жизни нейтрона.

Первый эксперимент по измерению τ_n с точностью лучше 10 с посредством регистрации протонов распада был проведен П.Е. Спиваком в Курчатовском институте [16]. Пучковый эксперимент с регистрацией электронов распада выполнил С.И. Christensen [17].

Наиболее точный эксперимент пучкового типа был проведен в Национальном институте стандартов и технологий (США) в 2003 г. В эксперименте регистрировались протоны распада, которые могли накапливаться в распадной области пучка благодаря использованию ловушки Пеннинга. В ловушке Пеннинга (длинный соленоид с магнитным полем 4,6 Тл) протоны распада могут двигаться по спиралью малого радиуса, навитым на силовые линии магнитного поля. По оси соленоида протоны запирались электростатическим полем. После определенного периода накопления электростатический барьер убирался, и запертые протоны регистрировались полупроводниковым детектором. Поток холодных нейтронов через распадную область измерялся методом захвата нейтронов в тонком слое ^6LiF с последующей регистрацией альфа-частиц и тритонов. В результате эксперимента было получено время жизни нейтрона, равное $886,8 \pm 1,2_{\text{стат}} \pm 3,2_{\text{сист}}$ с [18]. Систематическая погрешность эксперимента определяется погрешностями в определении массы ^6LiF -депозита и сечения реакции захвата нейтронов изотопом ^6Li .

Возможность хранения ультрахолодных нейтронов и измерения времени жизни нейтрона таким методом была отмечена Я.Б. Зельдовичем в 1959 г. [19]. Первый эксперимент по измерению времени жизни нейтрона методом хранения УХН был осуществлен В.И. Морозовым в Научно-исследовательском институте атомных реакторов в Димитровграде в 1985 г., а затем более точный эксперимент с использованием метода хранения нейтронов был проведен в Институте Лауэ–Ланжевена (ИЛЛ) (Франция) группой В.И. Морозова из Курчатовского института [9]. В этом эксперименте УХН удерживались в ловушке из алюминия, стенки которой были покрыты слоем безводородного масла фомблин. Ловушка нейтронов представляла собой систему из двух горизонтально расположенных цилиндров, один из которых находился внутри другого. Ультрахолодные нейтроны могли храниться либо во внутреннем цилиндре, либо в зазоре между цилиндрами. Таким образом, в эксперименте можно было изменять среднюю длину пробега УХН до соударения со стенками, а следовательно, и потери на стенках. Среднее значение вероятности потерь УХН по отношению к вероятности β -распада нейтрона в этом эксперименте составляло $\sim 30\%$. Потери на стенках ловушки не рассчитывались. Вместо этого был применен метод, основанный на учете того, что потери УХН на стенках ловушки пропорциональны потоку тепловых нейтронов, которые неупруго рассеялись на стенках и приобрели энергию, близкую к тепловой. Для регистрации неупруго рассеянных нейтронов ловушка УХН окружалась счетчиками тепловых нейтронов. Однако платой за столь оригинальный подход стало дополнительное требование — необходимость знать с высокой точностью отношение эффективностей регистрации тепловых нейтронов и УХН для разных конфигураций ловушки УХН. В результате эксперимента

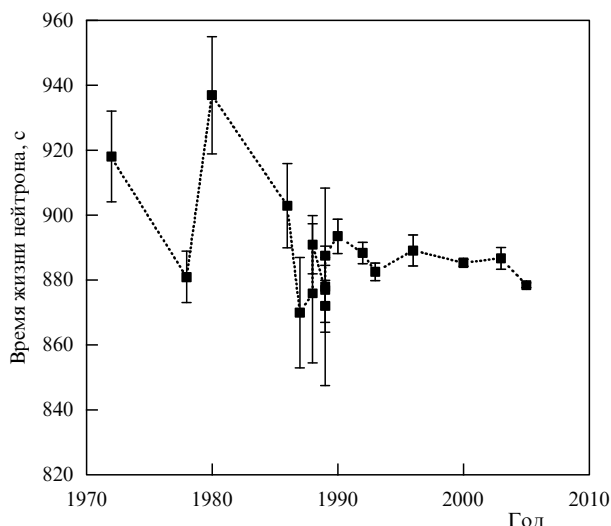


Рис. 1. Прогресс точности в измерениях времени жизни нейтрона.

было получено время жизни нейтрона, равное $885,4 \pm 0,9_{\text{стат}} \pm 0,4_{\text{сист}}$ с [9]. Систематическая погрешность эксперимента обусловлена погрешностью в определении отношения эффективностей регистрации тепловых нейтронов при хранении УХН в зазоре и во внутреннем цилиндре.

На рисунке 1 и в табл. 1 приведены результаты экспериментов по измерению времени жизни нейтрона. Ограничив свой выбор только теми из приведенных выше результатов, точность которых лучше 10 с, Particle Data Group вычислила среднее значение времени жизни нейтрона — $885,7(8)$ с [7].

В разделах 3–6 приводится подробное описание нашего эксперимента с использованием гравитационной ловушки УХН, в котором достигнуто наилучшее приближение времени хранения УХН к экстраполируемому значению времени жизни нейтрона. Вероятность потерь УХН в ловушке составила всего 1 % от вероятности β -распада нейтрона. В ходе эксперимента было изучено явление аномальных потерь УХН при хранении в ловушках. Предложено объяснение причин аномаль-

ных потерь и найдено покрытие стенок ловушки, при котором не происходит аномальных потерь. В результате этого эксперимента было получено время жизни нейтрона $878,5 \pm 0,7_{\text{стат}} \pm 0,3_{\text{сист}}$ с. Наш результат отличается на $5,6\sigma$ от результата эксперимента [9] и на $6,5\sigma$ от среднего мирового значения. В заключительной части настоящего обзора будет представлен анализ возможных причин этого расхождения. Кроме того, будет рассмотрено влияние нового результата для времени жизни нейтрона на проверку унитарности матрицы смешивания кварков, а также на анализ данных в модели нуклеосинтеза при формировании Вселенной.

3. Экспериментальная установка для измерения времени жизни нейтрона с помощью гравитационной ловушки УХН и методы измерения

3.1. Экспериментальная установка

Установка, созданная совместными усилиями Петербургского института ядерной физики им. Б.П. Константинова (ПИЯФ) и Объединенного института ядерных исследований (ОИЯИ), впервые была использована на универсальном источнике холодных и ультрахолодных нейтронов реактора ВВР-М в Гатчине. Вначале охлаждение установки до температур 10–15 К осуществлялось от рефрижератора. В последующем установка была модифицирована по схеме криостата и стала автономной, что позволило выполнить измерения на высокопоточном реакторе ИЛЛ в Гренобле. На рисунке 2 представлена модифицированная схема установки.

Установка представляет собой гравитационную ловушку для УХН, но в то же время она может

Таблица 1. Результаты экспериментов по измерению времени жизни нейтрона

τ_n , с	Метод	Автор, год, литература
$878,5 \pm 0,7 \pm 0,3$	Хранение	А.П. Серебров и др. 2005 [20]
$886,8 \pm 1,2 \pm 3,2$	Пучковый	M.S. Dewey et al. 2003 [18]
$885,4 \pm 0,9 \pm 0,4$	Хранение	C.C. Арзуманов и др. 2000 [9]
$889,2 \pm 3,0 \pm 3,8$	Пучковый	J. Byrne et al. 1996 [21]
$882,6 \pm 2,7$	Хранение	W. Mampe et al. 1993 [22]
$888,4 \pm 3,1 \pm 1,1$	Хранение	В.В. Несвижевский и др. 1992 [23]
$893,6 \pm 3,8 \pm 3,7$	Пучковый	J. Byrne et al. 1990 [24]
$887,6 \pm 3,0$	Хранение	W. Mampe et al. 1989 [25]
872 ± 8	Хранение	А.Г. Харитонов и др. 1989 [26]
$878 \pm 27 \pm 14$	Пучковый	R. Kossakowski et al. 1989 [27]
877 ± 10	Хранение	W. Paul et al. 1989 [28]
891 ± 9	Пучковый	П.Е. Спивак и др. 1988 [29]
$876 \pm 10 \pm 19$	Пучковый	J. Last et al. 1988 [30]
870 ± 17	Пучковый	M. Arnold et al. 1987 [31]
903 ± 13	Хранение	Ю.Ю. Косвинцев и др. 1986 [32]
937 ± 18	Пучковый	J. Byrne et al. 1980 [33]
881 ± 8	Пучковый	Л.Н. Бондаренко и др. 1978 [16]
918 ± 14	Пучковый	C.J. Christensen et al. 1972 [17]

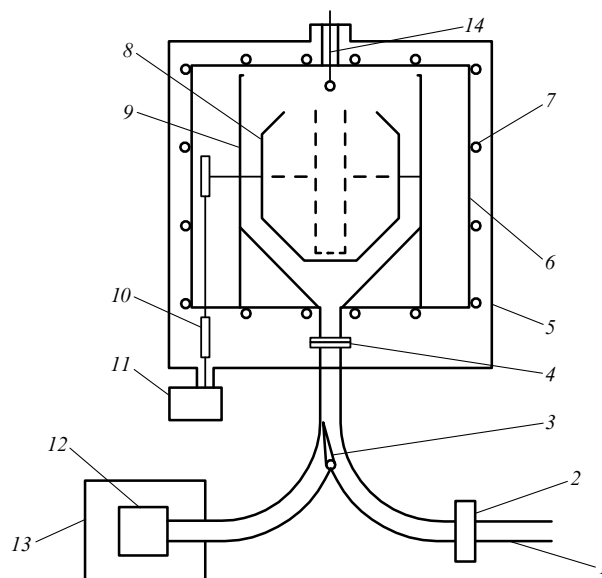


Рис. 2. Схема гравитационной системы хранения УХН. 1 — входной нейтронный ввод; 2 — входной клапан; 3 — распределительный клапан (показан в положении заполнения ловушки); 4 — фольговый узел; 5 — вакуумный объем; 6 — отдельный вакуумный объем криостата; 7 — система охлаждения тепловых экранов; 8 — ловушка хранения УХН (узкая цилиндрическая ловушка показана штриховыми линиями); 9 — криостат; 10 — привод вращения ловушки; 11 — шаговый двигатель; 12 — детектор УХН; 13 — защита детектора; 14 — испаритель.

использоваться и как дифференциальный гравитационный спектрометр. Поэтому отличительной особенностью этой экспериментальной установки является возможность измерять энергетический спектр УХН после его хранения в ловушке.

Ловушка хранения УХН 8 установлена в вакуумном объеме криостата 9. Ловушка 8 имеет окно и может вращаться вокруг горизонтальной оси так, что УХН оказываются запертыми гравитацией в ловушке, когда ее окно находится в своем верхнем положении.

Ультрахолодные нейтроны попадают в ловушку через нейтронотвод 1, открытый входной клапан 2 и распределительный клапан 3. Заполнение ловушки ультрахолодным газом происходит тогда, когда она находится в положении "окном вниз". После заполнения ловушка поворачивается до положения "окном вверх".

Вакуумная система имеет два отдельных вакуумных объема: "высоковакуумный" (6) и "изолирующий" (5). Давление в высоковакуумном объеме криостата составляло 5×10^{-6} мбар. При таком давлении остаточный газ слабо влияет на время хранения (0,4 с, см. раздел 6.4) УХН в ловушке. При охлаждении ловушки использовался теплообмен между ловушкой и резервуаром криостата. Для улучшения теплообмена через вакуумный объем криостата продувался газообразный гелий, который удалялся перед выполнением измерений времени жизни нейтрона.

Положение (высота) окна ловушки относительно ее дна определяет максимальную энергию УХН, которые могут удерживаться в ловушке. Различным значениям высоты окна соответствуют различные значения энергии ограничения спектра УХН — такая вращающаяся ловушка является гравитационным спектрометром. Спектральная зависимость времени хранения может быть измерена путем последовательных поворотов ловушки до положения "окном вниз". Ловушка удерживалась в каждом промежуточном положении в течение 100–150 с для регистрации УХН в соответствующем диапазоне энергии. Используя подобную процедуру, можно измерять спектр УХН, захваченных в ловушку.

Время жизни нейтрона измерялось методом размерной экстраполяции. Для этого использовались две ловушки УХН с разными размерами. Первая ловушка — квазисферическая, состоящая из цилиндра диаметром 84 см и высотой 26 см, увенчанного двумя обрезанными конусами высотой 22 см и малым диаметром 42 см. Вторая ловушка — цилиндрическая диаметром 76 см и высотой 14 см. Частота соударений нейтронов со стенками во второй ловушке приблизительно в 2,5 раза больше, чем в первой. Узкая цилиндрическая ловушка изображена на рис. 2 штриховыми линиями.

Типичная диаграмма скорости счета на детекторе в течение цикла измерений показана на рис. 3. (Эта диаграмма, полученная в ходе последних экспериментов в ИЛЛ, отличается от предыдущих диаграмм в основном увеличенной скоростью счета детектора.)

В начале цикла ловушка находится в положении "окном вниз" и наполняется УХН. Затем ловушка поворачивается и устанавливается в положение мониторинга, в котором высота окна ловушки приблизительно на 10 см ниже, чем в положении удержания с отверстием вверх. Процесс заполнения можно наблюдать на детекторе УХН (12 на рис. 2) через щели в распределительном клапане. После поворота ловушки до положения мони-

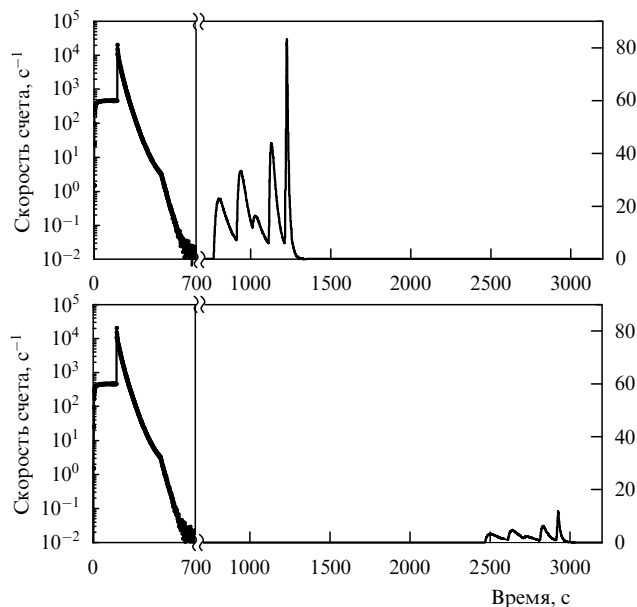


Рис. 3. Диаграммы времени цикла хранения в узкой ловушке для двух различных времен удержания.

торинга распределительный клапан переводится в положение регистрации УХН. Ловушка удерживается в положении мониторинга 300 с. В течение этого времени нейтроны, энергия которых превышает гравитационный барьер, покидают ловушку (см. рис. 3). Затем ловушка поворачивается до положения удержания. Процедура захвата и приготовления спектра УХН занимает приблизительно 700 с; скорость счета показана в логарифмическом масштабе в левой части рис. 3; скорость счета для последующих процедур (700–3000 с) показана более детально в линейном масштабе в правой части рисунка. После короткого (верхняя часть рис. 3) или длительного (нижняя часть рис. 3) времени удержания ловушка последовательными поворотами устанавливается поочередно в пять положений и удерживается в каждом из них 100–150 с для регистрации УХН. Нейтроны, зарегистрированные после каждого поворота, имеют различную среднюю энергию. Когда все УХН покинут ловушку, начинается измерение фона. Угловые положения окна ловушки и средние значения энергии УХН в каждом слове следующие:

- $\theta = 30^\circ$ (положение мониторинга);
- $\theta = 40^\circ$, $E_{\text{УХН}} = 58$ см;
- $\theta = 50^\circ$, $E_{\text{УХН}} = 52$ см;
- $\theta = 60^\circ$, $E_{\text{УХН}} = 46$ см;
- $\theta = 75^\circ$, $E_{\text{УХН}} = 39$ см;
- $\theta = 180^\circ$, $E_{\text{УХН}} = 25$ см.

Углы выбирались таким образом, чтобы получить равное число УХН для каждой части спектра УХН (к сожалению, третья порция не была успешно оптимизирована, что можно заметить на рис. 3).

3.2. Методы экстраполяции ко времени жизни нейтрона. Основные соотношения

Любое измерение времени жизни нейтрона, использующее метод хранения УХН, основано на довольно простом уравнении:

$$\tau_{\text{st}}^{-1} = \tau_{\text{n}}^{-1} + \tau_{\text{loss}}^{-1}. \quad (3.1)$$

Полная вероятность потерь τ_{st}^{-1} УХН здесь состоит из двух слагаемых: первое слагаемое — вероятность нейтронного β -распада τ_n^{-1} , второе — вероятность других возможных потерь τ_{loss}^{-1} УХН.

Время хранения τ_{st} УХН вычисляется из измеренного числа нейтронов, остающихся в ловушке после различных значений времени удержания:

$$\tau_{st} = \frac{t_2 - t_1}{\ln(N_1/N_2)}, \quad (3.2)$$

где N_1 и N_2 — числа нейтронов, остающихся в ловушке после времен удержания t_1 и t_2 соответственно. Нет никакой необходимости знать эффективность детектора УХН, вероятность потерь УХН при транспортировке по нейтронному и т.д., так как в уравнении (3.2) используется только отношение чисел нейтронов.

Поскольку УХН хранятся в материальной ловушке, то τ_{loss}^{-1} содержит вероятность потерь на стенках ловушки:

$$\tau_{loss}^{-1} = \mu(T, E) v(E), \quad (3.3)$$

где $\mu(T, E)$ — функция потерь УХН при отражении, которая зависит от энергии УХН и температуры стенок ловушки, v — частота столкновения УХН со стенками ловушки, зависящая от энергии УХН и размера ловушки. Функция потерь УХН при отражении, которая получена в предположении, что УХН отражается от потенциальной ступеньки с действительной U_0 и мнимой W частью, может быть представлена в следующей известной форме [34]:

$$\mu(y) = \frac{2\eta}{y^2} (\arcsin y - y\sqrt{1-y^2}) \begin{cases} \approx \pi\eta, & y \rightarrow 1 \\ \approx \frac{4}{3}\eta y, & y \ll 1, \end{cases} \quad (3.4)$$

где η — фактор потерь, который определяется отношением мнимой и действительной частей потенциала или амплитуд рассеяния, $\eta = W/U_0 = b'/b$; $y = (E/U_0)^{1/2}$.

Энергетическая функция потерь УХН в уравнении (3.4) усреднена по углам падения. Используя оптическую теорему, мнимую часть амплитуды рассеяния можно записать в следующей форме [34]:

$$b' = \frac{\sigma_{abs} + \sigma_{upscat}(T)}{2\lambda}.$$

Сечения захвата и неупругого рассеяния пропорциональны длине волны нейтрона λ , поэтому b' и η не зависят от λ или энергии нейтрона E . Но фактор потерь η является функцией температуры, $\eta = \eta(T)$, вследствие зависимости сечения неупругого рассеяния $\sigma_{upscat}(T)$ от температуры.

Теперь можно переписать правую часть формулы (3.3) в виде произведения двух сомножителей, один из которых зависит только от энергии УХН, а другой — только от температуры ловушки:

$$\tau_{loss}^{-1} = \eta(T) \gamma(E), \quad (3.5)$$

где $\eta(T)$ — не зависящий от энергии УХН фактор потерь и $\gamma(E)$ — эффективная частота столкновений, которая зависит от энергии УХН и размеров ловушки. Время жизни нейтрона может быть получено линейной экстраполяцией τ_{st}^{-1} к нулевому значению γ . Фактор потерь УХН η оказывается равным тангенсу угла наклона

линии экстраполяции. Различные значения эффективной частоты столкновений УХН γ можно получить, используя ловушки разного размера или (и) различные значения энергии УХН. Эффективная частота столкновений УХН со стенками ловушки γ может быть рассчитана.

3.3. Метод энергетической экстраполяции

Для вычисления энергетической зависимости потерь τ_{loss}^{-1} , учитывающей движение УХН в поле тяготения, использовались метод численного интегрирования и метод Монте-Карло. Вероятность потерь вычислялась из простого соотношения $\tau_{loss}^{-1} = \mu(E) v(E)$. Частота столкновений УХН $v(E)$ равна потоку УХН, направленному на поверхность площадью dS : $(1/4) v \rho(v) dS$, где $\rho(v)$ — плотность УХН, зависящая от скорости УХН v . В поле тяготения плотность УХН пропорциональна $\sqrt{(E-mgh)/E}$, где E — энергия УХН у основания ловушки, h — высота, измеренная от основания ловушки. Поскольку кинетическая энергия УХН зависит от h , это уравнение необходимо проинтегрировать по h и нормировать:

$$\tau_{loss}^{-1}(E) = \frac{\int_0^E \mu(E-h') v(E-h') \rho(E-h') dS(h)}{4 \int_0^E \rho(E-h') dV(h)}, \quad (3.6)$$

где $h' = mgh$.

Для сравнения с экспериментальными данными мы должны проинтегрировать (3.6) по интервалу энергии каждого измерения и принять во внимание реальное спектральное распределение плотности УХН в ловушке. Спектр УХН в ловушке был измерен сразу после окончания процесса мониторинга посредством процедуры, отображенной в верхней части рис. 3. Была учтена модификация спектра в течение процесса хранения УХН в ловушке, что дает малую поправку к расчетной функции γ ($\Delta\gamma/\gamma = 0,1\%$ или $0,01$ с для экстраполируемого времени жизни нейтрона). Дополнительные поправки к расчетной функции γ были сделаны для того, чтобы принять во внимание неполное вытекание УХН для каждого интервала энергии, как видно из рис. 3. Это может внести поправку до $0,7$ с в экстраполируемое время жизни нейтрона, но, используя детальные вычисления с помощью метода Монте-Карло и метод размерной экстраполяции (см. раздел 3.4), мы можем уменьшить эту поправку и получить неопределенность в экстраполяции ко времени жизни нейтрона $0,24$ с.

Используя расчетные значения потерь для различных энергий $\tau_{loss}^{-1} = \eta(T) \gamma(E)$, можно экстраполировать данные измерений и получить время жизни нейтрона. Результат экстраполяции зависит от функции $\mu(E)$, которая в действительности может немного отличаться от принятой формы (3.4), например, задаваться некоторой зависимостью $\mu'(E)$. Для уменьшения систематического эффекта, обусловленного неопределенностью энергетической зависимости $\mu'(E)$, необходимо рассмотреть, каким образом можно исключить влияние энергетической зависимости потерь на результат экстраполяции.

3.4. Метод размерной экстраполяции

Чтобы исключить влияние на результат энергетической зависимости $\mu'(E)$, мы можем провести экстраполяцию к нулевым потерям, используя данные по хранению УХН с одинаковой средней энергией в ловушках различных размеров. Используя соотношения (3.1) и (3.5) для двух

ловушек с временами хранения τ_1 и τ_2 :

$$\tau_1^{-1}(E) = \tau_n^{-1} + \eta\gamma_1(E), \quad (3.7)$$

$$\tau_2^{-1}(E) = \tau_n^{-1} + \eta\gamma_2(E), \quad (3.8)$$

получим

$$\tau_n^{-1} = \tau_1^{-1}(E) - \frac{\tau_2^{-1}(E) - \tau_1^{-1}(E)}{\gamma_2(E)/\gamma_1(E) - 1}. \quad (3.9)$$

Таким образом эффект энергетической зависимости $\mu'(E)$ исключается почти полностью, потому что окончательный результат для времени жизни нейтрона зависит только от отношения $\gamma_2(E)/\gamma_1(E)$. Легко показать, что при отсутствии гравитации использование уравнений (3.7) и (3.8) для двух различных ловушек и определенной энергии позволяет нам полностью исключить функцию $\mu'(E)$. В реальном случае при наличии гравитации полное исключение зависимости $\mu'(E)$ невозможно из-за интегрального уравнения (3.6). Однако остаточный эффект влияния зависимости $\mu'(E)$ на время жизни нейтрона был пренебрежимо мал. Например, в нашем последнем эксперименте его вклад составил 0,14 с при статистической точности измерений 0,7 с.

Метод размерной экстраполяции, основанный на двух ловушках, позволяет заметно уменьшить систематические ошибки, обусловленные неопределенностью нашего знания вида зависимости $\mu'(E)$.

4. Первые эксперименты по измерению времени жизни нейтрона с использованием гравитационных ловушек УХН

4.1. Измерение τ_n на ловушке с бериллиевым покрытием и обнаружение проблемы аномальных потерь

В первых экспериментах с гравитационной ловушкой в качестве материала для покрытия стенок ловушки использовался бериллий. Такой выбор определялся тем, что бериллий обладает малым сечением захвата нейтронов и высокой дебаевской температурой, поэтому сечение неупругого рассеяния достаточно быстро уменьшается с понижением температуры. Уже при температуре жидкого азота сечение неупругого рассеяния уменьшается до уровня сечения захвата на бериллии.

Хотя из предыдущих экспериментов [35] было известно, что сечение взаимодействия УХН при хранении в ловушках с бериллиевым покрытием значительно превышает расчетное, мы полагали, что удастся решить эту проблему. Дополнительно рассматривалось альтернативное решение — использовать покрытия из твердого кислорода. Во время подготовки нашего эксперимента доминировало мнение, что аномальные потери связаны с присутствием водорода на поверхности, и мы планировали удалить его прогревом в вакууме и изотопным замещением на дейтерий, а также используя низкие температуры, $\sim 10-15$ К. Действительно, процедуры прогрева и изотопного замещения позволили значительно уменьшить фактор потерь, но, тем не менее, осталась неустраняемая величина на уровне 3×10^{-5} на одно соударение.

На рисунке 4 показаны температурные зависимости фактора потерь УХН при их хранении в бериллиевых

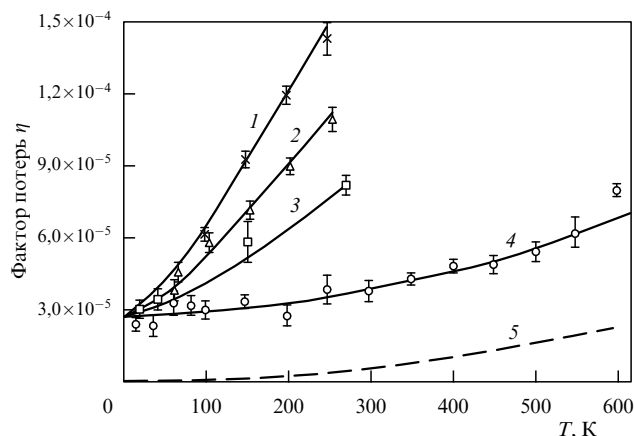


Рис. 4. Температурная зависимость фактора потерь УХН η для различных бериллиевых ловушек: 1 — сферическая, напыленная бериллием ловушка без дегазации; 2 — цилиндрическая, напыленная бериллием ловушка, дегазированная (5 часов при 250 °C); 3 — цельнометаллическая бериллиевая ловушка, дегазированная (8 часов при 300 °C); 4 — сферическая, напыленная бериллием ловушка, дегазированная (28 часов при 350 °C с протоком He и D₂); 5 — теоретическая температурная зависимость, вычисленная в рамках дебаевской модели.

ловушках [36]. Фактор потерь УХН зависит от концентрации водорода на поверхности ловушек и от температуры ловушек. При низкой температуре, когда процесс неупругого рассеяния УХН практически полностью подавлен, фактор потерь УХН, тем не менее, составляет 3×10^{-5} и превышает ожидаемое значение более чем на порядок величины. Именно этот избыточный фактор потерь называется аномальными потерями на бериллии.

Наиболее удивительным в этом эффекте является то, что аномальные потери УХН после тщательного удаления водорода становятся не зависящими от температуры (разность соответствующих значений кривых 4 и 5 на рис. 4 практически постоянна). Вместе с тем эксперименты [37, 38] показали, что потерянные нейтроны появляются за пределами ловушки как неупруго рассеянные.

В связи с большим фактором потерь для бериллиевого покрытия было решено исследовать покрытия из твердого кислорода, отложив изучение проблемы аномальных потерь на будущее.

Использование твердокислородного покрытия при температуре ловушки 10 К позволило понизить значение фактора потерь до 6×10^{-6} на одно соударение. Это явилось уже достаточно хорошим успехом, позволившем провести эксперимент по измерению времени жизни нейтрона с гравитационной ловушкой УХН.

4.2. Измерение τ_n при твердокислородном покрытии поверхности ловушки

Первые измерения τ_n при твердокислородном покрытии ловушки были выполнены с использованием квазисферической ловушки, изготовленной из алюминия. Экстраполяция ко времени жизни нейтрона была проведена на основе энергетической зависимости потерь. Первый полученный результат для времени жизни нейтрона составил 872 ± 8 с [25], однако точность измерений оказалась низкой из-за недостаточной базы экстраполяции по оси эффективной частоты соударений γ . Поэтому эксперимент был дополнен измерениями с плоской цилиндрической ловушкой.

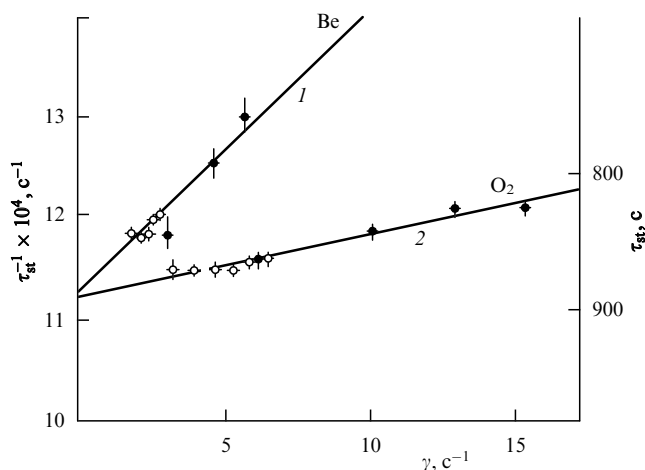


Рис. 5. Результаты измерений τ_{st}^{-1} как функции расчетного параметра γ . 1 — экстраполяция к значению времени жизни нейтрона по данным для ловушек с бериллиевым покрытием, 2 — экстраполяция к значению времени жизни нейтрона по данным для ловушек с кислородным покрытием и бериллиевым подслоем; $\circ$ — результаты измерений для сферической ловушки, $\bullet$ — результаты измерений для цилиндрической ловушки.

Результаты проведенных измерений, представленные на рис. 5, являются графической иллюстрацией уравнений (3.7), (3.8). По оси ординат отложены экспериментальные значения τ_{st}^{-1} как функции расчетного аргумента γ . Измерения с бериллиевыми ловушками, выполненные с меньшей статистической точностью, имели целью продемонстрировать условия проведения измерений до напыления кислорода.

В результате были получены следующие значения времени жизни нейтрона: $\tau_n = 885,0 \pm 7,7$ с для ловушек с бериллиевым покрытием и $\tau_n = 889,0 \pm 3,1$ с для ловушек с кислородным покрытием. Значения фактора потерь η составили $(28,1 \pm 4,0) \times 10^{-6}$ для бериллия и $(6,1 \pm 0,6) \times 10^{-6}$ для кислорода. Значение нормированной величины χ^2 , которое подтверждает справедливость проведенной экстраполяции, составляет для ловушек с кислородным покрытием 0,81. Итоговый результат для времени жизни нейтрона, полученный в данном эксперименте, равен $888,4 \pm 3,3$ с [23].

Этот результат был получен на реакторе ВВР-М в Гатчине, где плотность УХН была в 5 раз ниже, чем на высокопоточном реакторе ИЛЛ в Гренобле (Франция). Поэтому одна из перспектив увеличения точности измерений была связана с возможностью постановки эксперимента на реакторе ИЛЛ. Однако вопрос о природе аномальных потерь, которые наиболее ярко проявились на бериллии, оставался открытым. Эта ситуация создавала некоторое беспокойство относительно справедливости энергетической экстраполяции, так как энергетическая зависимость аномальных потерь могла отличаться от классической зависимости (3.4), выведенной в рамках нейтронно-оптических расчетов. В какой степени потери на твердом кислороде могут иметь аномальную природу, оставалось не ясным, поскольку сечения неупругого рассеяния на твердом кислороде не были измерены.

Следующий этап наших исследований был посвящен в основном вопросу о природе аномальных потерь. Поскольку они наиболее ярко проявились на бериллии, именно он был выбран в качестве основного объекта исследований.

5. Проблема аномальных потерь УХН при хранении в материальных ловушках и ее решение

5.1. Общее описание проблемы

Уже первые эксперименты по хранению ультрахолодных нейтронов в материальных ловушках [39, 40] показали, что потери УХН при отражении значительно больше, чем ожидалось из вычислений, сделанных в рамках нейтронной оптики для совершенной поверхности. Последующие эксперименты обнаружили явление нагрева УХН на водородсодержащих примесях, находящихся на поверхности [41, 42]. Однако концентрация водорода на поверхности должна быть удивительно высокой (например соответствовать пленке из воды или масла толщиной ~ 100 Å), чтобы объяснить фактор потерь на уровне 10^{-3} . Используя слабо поглощающие материалы и охлаждение до низких температур, удалось получить факторы потерь η на уровне $(2-3) \times 10^{-5}$ и даже 2×10^{-6} . В таблице 2 представлены результаты измерений фактора потерь η для безводородного масла фомблин при комнатной температуре, бериллия, твердого кислорода, графита и низкотемпературного масла фомблин (НТФ) в твердом состоянии.

Таблица. 2. Некоторые из лучших значений факторов потерь УХН для различных материалов

Материал	Фактор потерь η	Литература
Фомблин (300 К)	$(2,2 \pm 0,1) \times 10^{-5}$	[43]
Be (6,5 К)	$3,2 \times 10^{-5}$	[44]
Be (10 К)	$(2,8 \pm 0,4) \times 10^{-5}$	[23]
O ₂ (10 К)	$(6,1 \pm 0,6) \times 10^{-6}$	[23]
Графит (100 К)	$(5,0 \pm 0,5) \times 10^{-5}$	[37]
НТФ (110 К)	$(2,2 \pm 0,2) \times 10^{-6}$	[20]

Среди этих результатов противоречие между ожидаемым и полученным в эксперименте факторами потерь наблюдается явно для бериллия и графита. Сечение взаимодействия нейтронов со скоростью $10-12$ м с⁻¹ внутри вещества было измерено для бериллия. Основываясь на результатах измерений сечения взаимодействия внутри вещества, можно было ожидать, что фактор потерь УХН при отражении будет меньше, чем 2×10^{-6} . Но эксперимент показал для бериллия при температуре 6–10 К фактор потерь $\sim 3 \times 10^{-5}$ [34, 35].

Похожая ситуация имеет место для графита, фактор потерь для которого при отражении от него УХН при температуре 80 К составляет 5×10^{-5} , что опять более чем на порядок превышает оценки, полученные из экспериментальных сечений неупругого рассеяния и захвата холодных нейтронов.

Для твердого кислорода вычисленный фактор потерь меньше экспериментального на порядок величины. Однако, поскольку отсутствуют экспериментальные данные по сечению неупругого рассеяния для нейтронов с низкими энергиями при низких температурах, нельзя сделать окончательные заключения в случае твердого кислорода.

Для фомблина не наблюдалось противоречий между вычисленными значениями и экспериментальным результатом. В случае фомблина при комнатной температуре был обнаружен процесс квазиупругого рассеяния на

поверхностных волнах, который может объяснить значение экспериментального фактора потерь $10^{-5} - 10^{-6}$ [45, 46]. Этот процесс подавляется при затвердевании фомблина [46, 47]. Для низкотемпературного фомблина при температуре 110 К, при которой он находится уже в твердом состоянии, значение измеренного фактора потерь $(2,2 \pm 0,2) \times 10^{-6}$ [20] не противоречит результатам измерений сечения неупругого рассеяния [48].

Таким образом, имеется, как минимум, два экспериментально доказанных примера аномальных потерь УХН в материалах, в которых сечение взаимодействия УХН при подбарьерном отражении значительно больше, чем сечение для энергий, превышающих барьер. Это — бериллий и графит. Вместе с тем существует экспериментальный пример соответствия сечений под барьером и над барьером — это относится к низкотемпературному маслу фомблин при температуре 110 К.

Именно по этой причине НТФ при температуре 110 К был выбран в качестве покрытия для следующего эксперимента с гравитационной ловушкой УХН.

Однако вернемся к проблеме аномальных потерь УХН и рассмотрим ряд экспериментальных исследований в этом направлении и предложенное решение проблемы.

Основной парадокс аномальных потерь состоит в том, что сечение этого дополнительного процесса является температурно независимым, хотя большая часть потерянных УХН оказываются неупруго рассеянными [37, 38]. Температурно независимый процесс неупругого рассеяния достаточно трудно представить.

Имеются различные попытки объяснения аномальных потерь при отражении УХН. Но в них либо не объясняется температурная независимость аномальных потерь, особенно в области низких температур [37, 49], либо обсуждаются эффекты, вероятность которых значительно ниже вероятности аномальных потерь [50].

Мы предлагаем совершенно другой механизм потерь УХН [51 – 53], который связан с тем, что сечение взаимодействия УХН с дефектами (~ 100 Å) поликристаллических материалов оказывается значительно большим при подбарьерном отражении УХН, чем при надбарьерном пропускании холодных нейтронов. Этот механизм позволяет объяснить температурную независимость эффекта, несмотря на то, что процесс является преимущественно неупругим.

Основная идея наших исследований состояла в том, что процесс отражения УХН не является полностью когерентным, а сопровождается дополнительным процессом некогерентного рассеяния при взаимодействии УХН с поверхностью вещества.

Некогерентный процесс при отражении УХН мог бы быть подтвержден обнаружением деполяризации УХН при хранении.

5.2. Деполяризация УХН при хранении в бериллиевых ловушках и возможная связь деполяризации с явлением аномальных потерь УХН при отражении

Тестом на некогерентное рассеяние УХН при отражении от вещества может служить эксперимент по измерению деполяризации УХН при их хранении в ловушках. Такие эксперименты были выполнены, и деполяризация УХН при хранении в бериллиевых ловушках была обнаружена [54, 55]. Если полагать, что после некогерентного процесса нейтроны рассеиваются на угол 4π , то в вакуум (в

ловушку) возвращается только половина из некогерентно рассеянных нейтронов, причем только две трети из них переворачивают спин. Температурная независимость процесса деполяризации, измеренная в этом эксперименте [55], указывает на то, что УХН, некогерентно рассеянные в вещество, не возвращаются в вакуум. Таким образом, было обнаружено наличие некогерентного процесса.

Вероятность переворота спина, нормированная на одно соударение, составила $(1 - 2) \times 10^{-5}$. Следует отметить, что вероятность переворота спина УХН оказалась достаточно близкой по величине к вероятности аномальных потерь.

Таким образом, имеется некоторое указание на возможную связь деполяризации и явления аномальных потерь из-за некогерентного рассеяния на дефектной структуре бериллия.

Дефектность поликристаллической структуры бериллия была изучена методом пропускания УХН через бериллиевые образцы и покрытия.

5.3. Изучение прохождения УХН через бериллиевые образцы и бериллиевые покрытия

Результаты изучения пропускания нейтронов со скоростью $10 - 12$ м с $^{-1}$ через бериллиевые образцы показаны на рис. 6, где представлены температурные зависимости макроскопического сечения взаимодействия очень холодных нейтронов при прохождении через различные образцы бериллия: прессованного, плавленого и квазимонокристаллического.

Из рисунка 6 видно, что при низкой температуре, когда сечение неупругого рассеяния УХН подавлено, макроскопическое сечение упругого рассеяния на дефек-

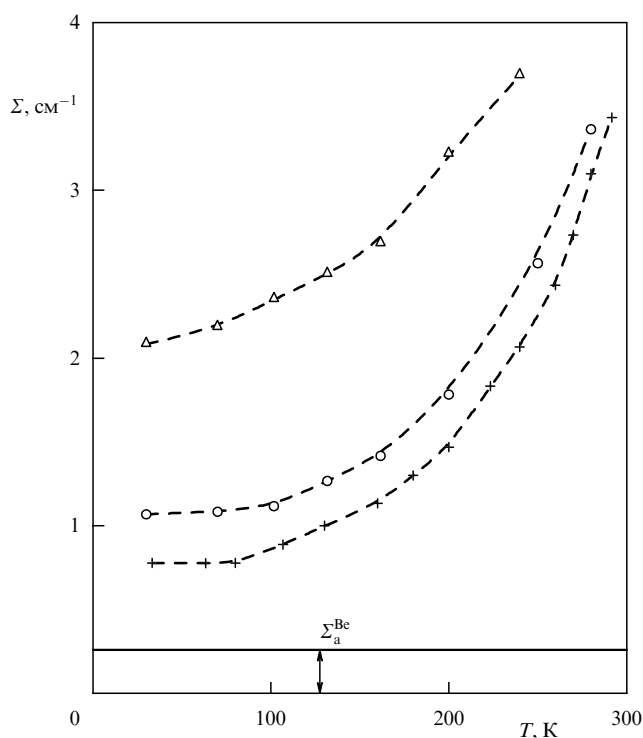


Рис. 6. Температурная зависимость макроскопического сечения Σ для бериллия: Δ — прессованного, $\circ$ — квазимонокристаллического; $+$ — плавленого; $\Sigma_a^{\text{Be}} = \rho^{\text{Be}} \sigma_a^{\text{Be}}$ — макроскопическое сечение захвата на ядрах бериллия.

тах материала составляет $1-2 \text{ см}^{-1}$. Следует отметить, что учет этого сечения при расчетах в рамках нейтронной оптики не может объяснить аномальных потерь УХН в случае бериллия.

Исследования прохождения УХН через бериллиевые покрытия, напыленные на алюминиевые (15 мкм) и медные (10 мкм) фольги, а также кремниевые пластины (350 мкм), были выполнены на реакторе ИЛЛ с использованием гравитационного спектрометра ПИЯФ. Целью этих исследований являлось изучение качества напыленных покрытий. Кроме того, необходимо было ответить на следующий вопрос: если существуют аномальные потери УХН при отражении, то нельзя ли наблюдать аномального прохождения УХН через тонкие покрытия?

Подобный эксперимент уже осуществлялся ранее [56], и избыточное прохождение УХН через бериллиевые покрытия было обнаружено, однако оставалось неясным, определяется ли это качеством покрытий или прохождение через тонкие покрытия происходит благодаря некогерентному процессу.

В новом эксперименте было изучено 15 различных образцов, и прохождение УХН с энергией, превышающей граничную энергию подложки, но меньшей граничной энергии бериллия, было обнаружено (рис. 7). Вероятность прохождения через бериллиевые покрытия толщиной $(2-6) \times 10^3 \text{ \AA}$ на алюминиевых и медных фольгах изменялась от 2×10^{-5} до 1×10^{-4} при среднем значении 4×10^{-5} . Некоторые фольги были покрыты дважды с одной и той же стороны. После первого напыления они промывались спиртом, чтобы очистить области, закрытые ранее пылинками и иметь возможность покрыть дефектные области при повторном напылении. Однако это не помогло уменьшить пропускание УХН. Фольги,

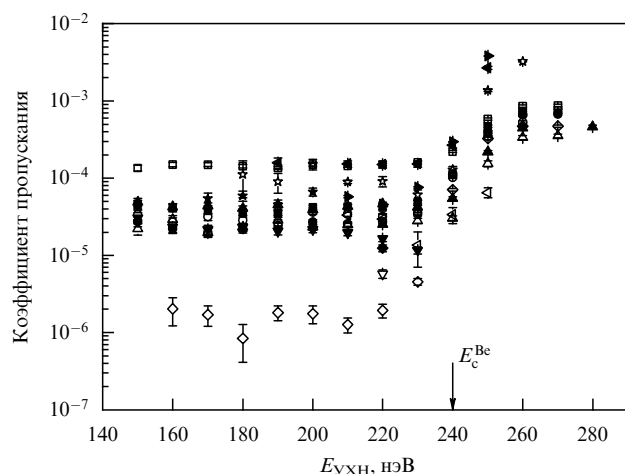


Рис. 7. Зависимость коэффициента пропускания от энергии УХН. Прохождение через бериллиевые фольги: ■ — Al (20 мкм) + Be (2150 Å) + Be (2150 Å)*; □ — Al (20 мкм) + Be (2150 Å) + Be (2150 Å); ● — Al (15 мкм) + Be (2150 Å) + Be (2150 Å)*; ○ — Al (20 мкм) + Be (2150 Å) + Be (2150 Å)*; ▲ — Al (15 мкм) + Be (3500 Å); △ — Al (15 мкм) + Be (6100 Å); ▼ — Si-пластина 300 мкм + Be (2150 Å); ▽ — Si-пластина 300 мкм + Be (2150 Å); ◆ — Si-пластина 300 мкм + Be (2150 Å) + Be (2150 Å)*; ◇ — Si-пластина 300 мкм + Be (2150 Å) + Be (2150 Å)*; ★ — Si-пластина 300 мкм + Be (2150 Å); ☆ — Cu (10 мкм) + Be (6100 Å); ◁ — Cu (10 мкм) + Be (3500 Å); ◀ — Cu (10 мкм) + Be (3500 Å); ▶ — Cu (10 мкм) + Be (3500 Å). Знак * означает, что производилось двойное напыление с одной стороны с очищением поверхности спиртом после первого напыления; E_c^{Be} — критическая энергия бериллия при отражении УХН.

напыленные с двух сторон, не пропускали УХН. Для этих фольг был установлен только верхний предел пропускания, равный 1×10^{-6} .

Таким образом, было обнаружено, что доля дефектной поверхности для бериллиевых покрытий на алюминиевых и медных фольгах составляет в среднем 4×10^{-5} . Однако для экспериментов по хранению УХН с энергией ниже критической энергии для алюминия или меди такая дефектность поверхности не должна была быть существенно важной, так как нейтроны должны были бы отражаться от подложки. Для того чтобы оправдать потери величиной $(2-3) \times 10^{-5}$ дефектностью поверхности, нужно предположить, что после рассеяния на дефекте значительная часть УХН поглощается в веществе. Например, если считать, что после некогерентного рассеяния на дефекте нейтроны, рассеянные в веществе, не возвращаются в вакуум, то можно объяснить аномальные потери УХН при отражении.

5.4. Измерение энергетической зависимости аномальных потерь УХН на бериллии

Детальное изучение энергетической зависимости аномальных потерь УХН на бериллии было выполнено в исследованиях на реакторе ИЛЛ, где благодаря большой плотности УХН и длительным измерениям удалось обнаружить, что энергетическая зависимость потерь не соответствует расчетной в рамках процесса когерентного отражения, т.е. формуле (3.4).

На рисунке 8 показана зависимость потерь УХН при хранении τ_{loss}^{-1} в узкой цилиндрической ловушке, для

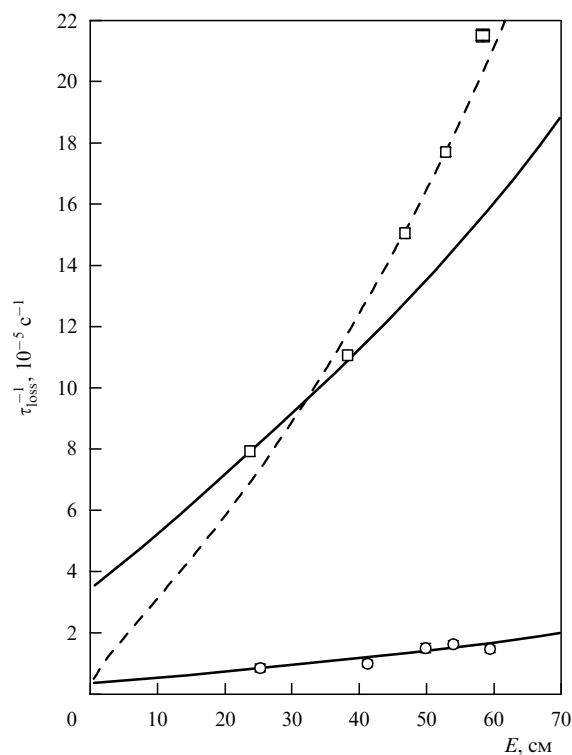


Рис. 8. Энергетическая зависимость вероятности потерь УХН при хранении в узкой цилиндрической ловушке. Время жизни нейтрона для расчета потерь взято из эксперимента с использованием ловушки с покрытием из низкотемпературного фомблина при $T = 110 \text{ K}$. □ — бериллиевая ловушка при $T = 90 \text{ K}$; ○ — ловушка с покрытием из НТФ при $T = 110 \text{ K}$.

которой вклад потерь выше и энергетическая зависимость может быть выявлена с лучшей точностью, чем для сферической ловушки.

Следует отметить, что из-за наличия гравитационного поля связь между $\tau_{\text{loss}}^{-1}(E)$ и $\mu(E)$ не является прямо пропорциональной, однако она может быть легко вычислена. Жирная сплошная кривая представляет собой вычисленную зависимость для бериллия, причем $\mu(E)$ выбиралась со свободным коэффициентом. Свободный коэффициент выбирался таким, чтобы подогнать вычисленные и экспериментальные величины для первой точки по энергии.

Из рисунка 8 видно, что экспериментальная и расчетная зависимости не согласуются. Следовательно, фактор потерь УХН для бериллия не может быть описан в рамках нейтронной оптики ни по величине, ни по характеру зависимости. В то же время для НТФ при $T = 110$ К характер экспериментальной энергетической зависимости не противоречит расчетной.

Таким образом, в ходе проведенных исследований было найдено покрытие (НТФ при $T = 110$ К), при котором эффект аномальных потерь отсутствует.

5.5. Объяснение явления аномальных потерь УХН эффектом захвата УХН на дефектах вещества

Проблема аномальных потерь УХН при хранении привела к гипотезе о возможности локализации УХН в веществе [51]. В этом разделе мы попытаемся дать простое теоретическое описание рассеяния и захвата УХН на дефектах в веществе. Однако сначала напомним обычное нейтронно-оптическое представление [34, 57, 58].

Когерентное взаимодействие УХН с веществом задается потенциалом с действительной и мнимой частями:

$$V(\mathbf{r}) \approx U - iW, \quad U = \frac{2\pi\hbar^2}{m} \rho \operatorname{Re} b, \quad W = \frac{2\pi\hbar^2}{m} \rho \operatorname{Im} b,$$

где ρ есть плотность ядер в единице объема. Мнимая часть потенциала описывает захват и неупругое рассеяние. Типичные значения величины потенциала: $U \approx 10^{-7}$ эВ, $|W/U| \approx 10^{-4}$.

В случае $E_0 > U$ в веществе распространяется обычная плоская волна $\exp(ikz)$ с волновым вектором:

$$k = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2m(E_0 - U + iW)} \equiv k' + ik'',$$

$$k' \approx \frac{1}{\hbar} \sqrt{2m(E_0 - U)}, \quad k'' \approx \frac{W}{2\hbar} \sqrt{\frac{2m}{E_0 - U}}.$$

Затухание волны в веществе определяется мнимой частью потенциала.

В случае $E_0 < U$ в веществе распространяется затухающая волна $\exp(-\kappa z)$ с волновым вектором:

$$\kappa = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2m(U - E_0 - iW)} \equiv \kappa' - i\kappa'',$$

$$\kappa' \approx \frac{1}{\hbar} \sqrt{2m(U - E_0)}, \quad \kappa'' \approx \frac{W}{2\hbar} \sqrt{\frac{2m}{U - E_0}}.$$

Бегущая волна в веществе определяется волновым вектором κ'' или мнимой частью потенциала.

Коэффициент когерентного отражения УХН от вещества для нормального падения с энергией УХН E_0 дается

соотношением

$$R = \left| \frac{k_0 - k}{k_0 + k} \right|^2, \quad (5.1)$$

где $k_0 = \sqrt{2mE_0}/\hbar$; $k = \sqrt{2m(E_0 - U + iW)}/\hbar$.

Отсюда фактор потерь при когерентном отражении УХН для $E_0 < U$ будет равен:

$$\mu = 1 - R = 2\eta \sqrt{\frac{E_0}{U - E_0}}, \quad (5.2)$$

где $\eta = \operatorname{Im} b / \operatorname{Re} b$.

Используя оптическую теорему $\sigma_{\text{tot}} = 4\pi \operatorname{Im} b / k_0$, соотношение (5.2) можно привести к следующему виду:

$$\mu = 2\sigma_{\text{tot}} \rho \lambda \frac{E_0}{U}, \quad (5.3)$$

где $\lambda = \hbar / \sqrt{2m(U - E_0)}$ — глубина проникновения УХН внутрь вещества; E_0/U — амплитуда плотности вероятности на поверхности вещества. Конечно, определяющую роль для величины σ_{tot} играют сечения неупругого рассеяния и захвата.

Уравнение (5.3) может быть интерпретировано как ослабление потока УХН при прохождении его через поверхностный слой вещества толщиной 2λ .

Теперь рассмотрим влияние дефектов на процесс отражения УХН, используя подход, предложенный в работах [51, 52].

Плотность вещества может резко уменьшаться в области дефекта, поэтому здесь возможен процесс некогерентного рассеяния. Наличие водорода (H_2O , H_2) в междоузельном дефекте также является причиной некогерентного рассеяния с деполаризацией. Наиболее интересным является случай $E_0 < U$.

Уравнение Шрёдингера для однородной среды с дефектом материала имеет следующую форму:

$$\left(\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + E_0 \right) \psi(r) = \left(U - iW + \frac{2\pi\hbar^2 B}{m} \delta(r) \right) \psi(r). \quad (5.4)$$

Здесь $B = nb$ — длина рассеяния на дефекте, которая равна длине рассеяния на ядре, умноженной на число ядер. Амплитуда рассеяния $F = -B$. Мы будем рассматривать простейший случай, когда размер дефекта (100 Å) много меньше длины волны нейтрона (1000 Å). Поэтому мы будем описывать дефект с помощью δ -функции и использовать s-волновое приближение.

Подробное рассмотрение задачи представлено в нашей работе [53]. Здесь будет приведен только окончательный результат для полного сечения рассеяния на дефекте для случаев $E_0 > U$ и $E_0 < U$.

Решение уравнения (5.4) может быть проведено с помощью теории возмущений, т.е. сначала мы решаем уравнение с потенциалом $U - iW$ и получаем решения, которые упоминались выше, для $E_0 > U$ и $E_0 < U$. Затем рассматриваются рассеяния на дефекте, описываемом в данном случае посредством δ -функции, и вычисляются сечения рассеяния и захвата на дефекте при $E_0 > U$ и $E_0 < U$.

Для полного сечения при $E_0 > U$ мы получаем достаточно очевидный результат:

$$\sigma_{\text{tot}}|_{E_0 > U} = 4\pi \frac{\operatorname{Im} F}{k'}, \quad (5.5)$$

который является аналогом оптической теоремы для среды.

Для рассеяния на дефекте при $E_0 < U$ аналогично получим

$$\sigma_{\text{tot}}|_{E_0 < U} = \frac{4\pi \text{Im } F}{\kappa''}, \quad (5.6)$$

но в знаменателе здесь стоит волновой вектор в среде, который пропорционален мнимой части потенциала среды.

Следует отметить, что $k'/\kappa'' \approx (E_0 - U)/W \approx 10^4$, и поэтому сечение взаимодействия с дефектом в случае $E_0 < U$ много больше, чем при $E_0 > U$.

Такой эффект увеличения сечения захвата на дефекте возникает благодаря локализации УХН с энергией $E_0 < U$ вокруг дефекта вещества. Эта особенность связана с тем, что рассеяние при отрицательных энергиях, которое возможно только в поверхностном слое, происходит с волновым вектором κ'' .

Другим исключительно важным достоинством предложенной модели является то, что она позволяет объяснить парадокс температурной независимости аномальных потерь. В том случае, когда дефекты вещества не содержат других элементов, обе величины $\text{Im } F$ и κ'' пропорциональны $\text{Im } b = (\sigma_{\text{inel}}(T) + \sigma_{\text{abs}} + \sigma_{\text{incoh. scat}}) k/4\pi$. Таким образом, $\text{Im } b$ в числителе и знаменателе формулы (5.6) сокращаются. Эффект температурной зависимости исчезает, хотя процесс взаимодействия может быть неупругим. Этим и объясняется главный парадокс аномальных потерь.

Оценка вероятности аномальных потерь может быть сделана по формуле, аналогичной формуле (5.3), так как последняя корректно учитывает распределение плотности вероятности нахождения нейтрона в поверхностном слое. Однако теперь следует использовать сечение взаимодействия с дефектом $\sigma_{\text{tot. def}}$ и плотность дефектов N_{def} :

$$\mu_a = 2N_{\text{def}} \sigma_{\text{tot. def}} \lambda \frac{E_0}{U}. \quad (5.7)$$

Предположим, что типичный размер дефекта $L = 100 \text{ \AA}$, типичный объем дефекта $100^3 \text{ \AA}^3$, а плотность вещества внутри дефекта составляет 50 %.

Плотность дефектов для бериллия может быть вычислена с использованием экспериментальных данных по пропусканию холодных нейтронов через бериллиевые образцы (см. рис. 6). Макроскопическое сечение взаимодействия очень холодных нейтронов с бериллием при $T = 30 \text{ К}$ определяется сечением рассеяния на дефектах и составляет $1-2 \text{ см}^{-1}$. Сечение рассеяния на дефекте, содержащем n атомов ($n = 0,5\rho(100 \text{ \AA})^3 = 0,6 \times 10^5$), с длиной рассеяния $b = 0,8 \times 10^{-12} \text{ см}$, будет равно:

$$\sigma_{\text{scatt. def}} = 4\pi(nb)^2 = 2,9 \times 10^{-14} \text{ см}^2. \quad (5.8)$$

Отсюда мы можем оценить плотность дефектов как $N_{\text{def}} = (3,5-7) \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$.

Используя выражения для κ'' и W , мы можем представить полное сечение взаимодействия с дефектом при $E_0 < U$ в виде

$$\sigma_{\text{tot. def}} = \frac{4\pi \text{Im}(nb)}{\kappa''} = \frac{2n}{\lambda\rho} = 0,8 \times 10^{-12} \text{ см}^2. \quad (5.9)$$

Тогда формула для вероятности аномальных потерь будет иметь следующий вид:

$$\mu_a = 4 \frac{N_{\text{def}}}{\rho} n \frac{E_0}{U} \approx (2-3) \times 10^{-5}. \quad (5.10)$$

Конечно, в рассматриваемой модели считается, что все атомы дефекта, в отличие от атомов среды, рассеивают нейтроны некогерентным образом. Такое условие выполняется, если дефект содержит атомы водорода. Наличие водорода в дефектах вещества является весьма вероятным. Заметим, что задача рассеяния на порах рассматривалась в книге В.К. Игнатовича [34, с. 132, с. 165], однако без учета некогерентного рассеяния внутри поры. Без рассмотрения некогерентного процесса (в основном обусловленного присутствием водорода в порах) получить значительное увеличение потерь УХН при отражении не представляется возможным.

Таким образом, из формулы (5.10) мы получаем результат, согласно которому аномальные потери пропорциональны отношению числа некогерентно рассеивающих атомов к полному числу атомов, т.е. n/ρ . Этот результат является достаточно очевидным. Приведенная оценка аномальных потерь для бериллия очень близка к экспериментальному результату, однако необходимо отметить, что параметр n (размер дефекта и плотность атомов внутри дефекта) выбирался произвольно. Тем не менее предложенная модель явления успешно объясняет причину аномальных потерь УХН при отражении от бериллия и даже указывает на то, что типичный размер дефекта, который вызывает некогерентное рассеяние, должен быть порядка $100 \text{ \AA}$. Оказывается, что дефект, вызывающий некогерентное рассеяние, имеет размер порядка глубины проникновения УХН в вещество λ . Действительно, формула (5.9) показывает, что полное сечение взаимодействия УХН с дефектом $\sigma_{\text{tot. def}}$ пропорционально n или L^3 . Поэтому полное сечение $\sigma_{\text{tot. def}}$ очень быстро увеличивается с ростом размера дефекта до тех пор пока $L < \lambda$ и становится равным поперечному сечению дефекта при $L \geq \lambda$.

Следует полагать, что эффект аномальных потерь является общим и имеет место для любых веществ с дефектами, содержащими водород. Например, макроскопическое сечение упругого рассеяния, которое свидетельствует о дефектной структуре вещества, для алюминиевых и циркониевых фольг составляет $10-20 \text{ см}^{-1}$. Для этих величин макроскопического сечения следует ожидать еще большего значения плотности дефектов, чем в бериллии, а уровень аномальных потерь может составить $(3-6) \times 10^{-4}$.

Отметим, что присутствие водорода (H_2O , H_2) внутри дефектов значительно увеличивает аномальные потери УХН, приводя к усиленному неупругому рассеянию и захвату УХН на водороде. Формула для оценки аномальных потерь с учетом присутствия водорода приобретает вид:

$$\mu_a = \frac{N_{\text{def}}}{\rho} \left[n_m + n_n \frac{\text{Im } b_n(T)}{\text{Im } b_m(T)} \right] \frac{4E_0}{U}, \quad (5.11)$$

где n_n — число атомов водорода в межкуристаллическом дефекте, n_m — число атомов основного вещества в межкуристаллическом дефекте, b_n — средняя длина рассеяния на атомах водорода в дефекте, b_m — средняя

длина рассеяния на атомах вещества. Таким образом, экспериментально обнаруженное неупругое рассеяние УХН [41, 42] может быть объяснено усиленным неупругим рассеянием в дефектах на H_2O и H_2 . В этом случае требуемое количество водорода будет значительно меньшим, чем в случае расчетов в рамках нейтронной оптики.

Наличие водорода в межкристаллических дефектах объясняет также эффект деполяризации УХН при хранении. Наконец следует отметить, что энергетические зависимости аномальных и нормальных потерь УХН различны. Согласно формуле (5.3), энергетическая зависимость нормальных потерь УХН пропорциональна $\sqrt{E_0}/\sqrt{U - E_0}$, а энергетическая зависимость аномальных потерь УХН пропорциональна E_0 (согласно формуле 5.11). Различие обусловлено разными энергетическими зависимостями сечения захвата на атомах при когерентном рассеянии и аномального сечения захвата на дефектах. На рисунке 8 штриховой кривой показана подгонка экспериментальных результатов к энергетической зависимости аномальных потерь УХН, т.е. $\mu_a \sim E_0$. Можно видеть, что результаты эксперимента и предложенной теории аномальных потерь согласуются. Таким образом, предложенная теория аномальных потерь объясняет основные черты явления: величину потерь, энергетическую зависимость и парадокс температурной независимости потерь.

Монокристаллы и аморфные вещества с однородной плотностью можно рассматривать как исключение — эффект аномальных потерь при отражении УХН в них должен отсутствовать. По-видимому, замороженный низкотемпературный фомблин при температуре, близкой к точке затвердевания, является примером вещества с очень низким уровнем дефектов. Поэтому аномальные потери для НТФ не были обнаружены, а фактор потерь при отражении УХН (2×10^{-6}) является минимальным среди факторов потерь для всех исследованных материалов.

В заключение этого раздела следует отметить, что предложенное решение проблемы аномальных потерь сделано в рамках обычной теории рассеяния. Однако рассмотрен весьма своеобразный случай, который ранее не рассматривался, а именно подбарьерное некогерентное рассеяние при отрицательной энергии ($E_0 - U < 0$).

6. Измерение времени жизни нейтрона при использовании гравитационной ловушки УХН с покрытием из низкотемпературного масла фомблин

6.1. Изучение свойств покрытия ловушек из низкотемпературного фомблина

В эксперименте использовался новый тип материала для покрытия стенок ловушки — низкотемпературный фомблин, который может быть нанесен на поверхность испарением в вакууме. Это масло имеет состав, содержащий только С, О, F, и, как следствие, малое сечение захвата нейтронов. В результате предварительного исследования нескольких типов НТФ было обнаружено [47], что квазиупругое и неупругое рассеяние УХН на НТФ при $T < -120^\circ\text{C}$ значительно меньше, чем в обычном фомблине при комнатной температуре. Квазиупругое рассеяние УХН полностью подавляется при $T < -120^\circ\text{C}$ [47], и ожидаемый коэффициент потерь

УХН η из-за неупругого рассеяния равен приблизительно 2×10^{-6} [48].

Используемый в эксперименте новый тип НТФ имеет молекулярную массу $M = 2354$ а.е.м. и давление пара $P = 1,5 \times 10^{-3}$ мбар при комнатной температуре. Перед началом процедуры нанесения НТФ сферический испаритель с маленькими отверстиями был нагрет до $T = 140^\circ\text{C}$ с помощью электронагревателя. Затем в камеру испарителя были выдавлены газообразным Не по вертикальной трубке 3 см^3 масла. Процедура нанесения НТФ заключалась в том, что фомблин в результате испарения и вымораживания оседал на внутренних стенках ловушки, охлажденных до температуры -150°C . Для получения однородного покрытия испаритель перемещался вверх и вниз.

Для проверки качества масляной пленки использовалась медная ловушка с титановым покрытием. Титан имеет отрицательную длину рассеяния и не создает отражающего потенциала для УХН. Ультрахолодные нейтроны не могут храниться в такой ловушке, если титан не покрыт слоем фомблина. Ловушка представляла собой цилиндр диаметром 76 см и высотой 50 см. Стабильное время хранения $\tau_{\text{st}} = 869,0 \pm 0,5$ с было достигнуто после нескольких процедур нанесения НТФ (полная толщина 15 мкм) при температуре стенок ловушки между -140°C и -150°C и после однократного цикла увеличения температуры ловушки до комнатной температуры и уменьшения обратно до $T = -160^\circ\text{C}$. Повторение процедуры термоциклирования не привело к изменению времени хранения УХН в ловушке. Весьма вероятно, что масло при комнатной температуре заполнило все промежутки и трещины в стенках ловушки и сформировало совершенную поверхность. Дополнительно НТФ был дегазирован в тонком слое при комнатной температуре. Такое покрытие очень устойчиво, и никакого существенного изменения времени хранения за период наблюдения 8 дней не было обнаружено. Последующие напыления не повлияли на значение времени хранения УХН в ловушке.

Для заключительных измерений были использованы ловушки, покрытые бериллием (квазисферическая и узкая цилиндрическая). Так как Ве является хорошим отражателем УХН, можно применять еще более низкие температуры стенок ловушки, поскольку появление любых микротрещин в покрытии слабо повлияет на время жизни УХН в ловушке. С помощью покрытой бериллием ловушки мы изучили температурную зависимость времени хранения для квазисферической ловушки с покрытием из НТФ (рис. 9а).

Низкотемпературный фомблин был заморожен при $T = -140^\circ\text{C}$, затем ловушка была медленно нагрета до $T = -50^\circ\text{C}$ и снова охлаждена до $T = -160^\circ\text{C}$. Таким образом, мы закрыли дефекты слоя маслом, когда оно было достаточно жидким. После этого температурного цикла мы получили большее значение времени хранения, $872,2 \pm 0,3$ с, чем немедленно после напыления ($850 \pm 1,8$ с). Принимая во внимание различные размеры Ti- и Ве-ловушек, можно вычислить, что разница ожидаемого и полученного времени хранения для Ti-ловушки равняется $1,9 \pm 0,6$ с. Это эквивалентно тому, что непокрытая часть площади поверхности Ti-ловушки составляет только $(4,4 \pm 1,3) \times 10^{-7}$. Следовательно, воспроизводимое покрытие НТФ может быть получено в независимости от материала и формы ловушки.

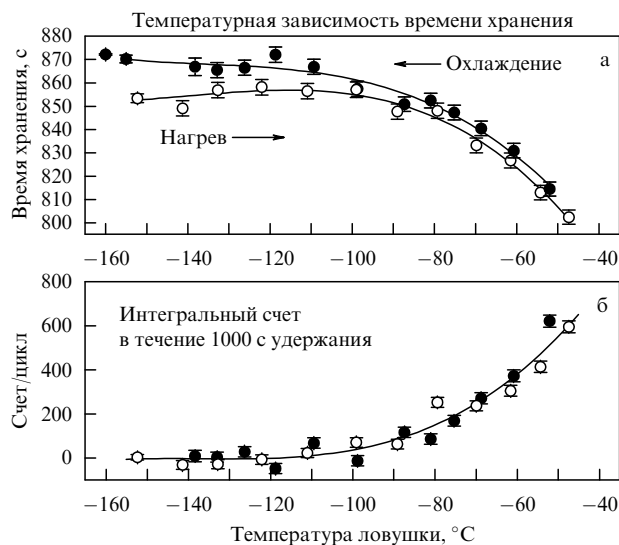


Рис. 9. Зависимость от температуры: (а) времени хранения УХН в течение охлаждения и нагревания; (б) интегрального счета в течение 1000 с удержания.

Поэтому нет никакой необходимости рассматривать различные факторы потерь η для различных ловушек с Ве-подслоем под НТФ.

В ходе исследований с использованием покрытой бериллием ловушки было измерено квазиупругое рассеяние УХН на НТФ. На рисунке 9б показано число УХН, покидающих ловушку в процессе удержания в течение 1000 с, в зависимости от температуры ловушки. В это время наблюдалась дополнительная, по отношению к фону, скорость счета, падающая по экспоненте со временем хранения УХН в ловушке. Эта дополнительная скорость счета возникает вследствие того, что УХН приобретают энергию при квазиупругом рассеянии на НТФ. Такие нейтроны покидают ловушку, что приводит к увеличению скорости счета на детекторе. Счет квазиупруго рассеянных УХН становится неразличимым на уровне фона (исчезает) при $T < -120^\circ\text{C}$. Этот результат находится в качественном согласии с результатом измерения квазиупругого рассеяния УХН на НТФ в нашей предыдущей работе [47]. Таким образом, оказалось, что при $T < -120^\circ\text{C}$ процессом квазиупругого рассеяния УХН можно пренебречь. Наши измерения проводились при $T = -160^\circ\text{C}$, чтобы гарантировать отсутствие влияния на результаты квазиупругого рассеяния. Использование более низких температур нежелательно из-за уменьшения пластичности НТФ и возможного появления трещин в покрытии.

Стабильность и целостность покрытия различных ловушек — самое важное условие применимости метода размерной экстраполяции при измерении времени жизни нейтрона. Поэтому качество покрытия НТФ много раз проверялось в течение измерений. На рисунке 10 представлены восемь результатов измерений времени хранения для квазисферической ловушки и семь результатов измерений времени хранения для узкой ловушки. Измерения выполнялись после новых напылений, нагрева и охлаждения с последующим новым напылением и т.д. После установки жидкогогелиевого криогенного насоса около объема хранения вакуум в ловушке был улучшен с 5×10^{-6} до 3×10^{-7} мбар. Времена хранения в течение

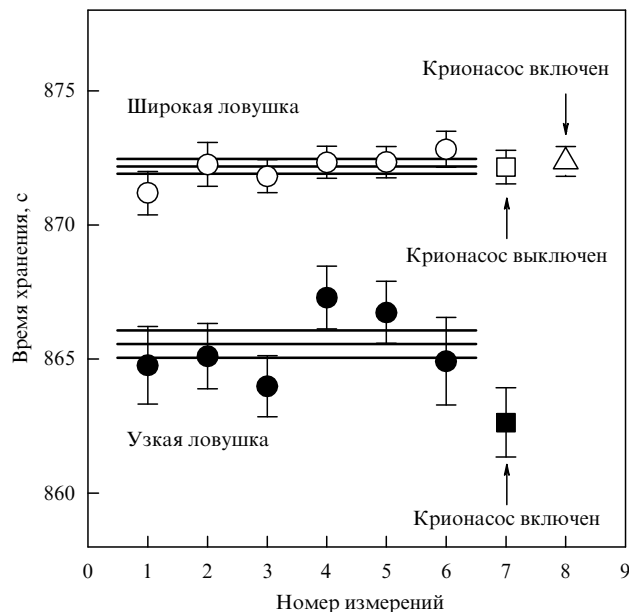


Рис. 10. Демонстрация стабильности покрытия НТФ в течение измерений. (Времена хранения УХН для широкой и узкой ловушек различаются из-за разной частоты соударений УХН со стенками ловушек.)

эксперимента по измерению времени жизни нейтрона согласуются в пределах ~ 1 с для широкой ловушки и немного больших пределах для узкой ловушки. Это доказывает стабильность и воспроизводимость покрытия НТФ для различных ловушек.

Таким образом, исходя из идентичности вещества, используемого для покрытия различных ловушек УХН, и учитывая исключительно высокие покрывные свойства фомблина, обусловленные эффектом поверхностного натяжения, а также отсутствие процессов деградации покрытий, мы считаем возможным использовать одинаковый фактор потерь η для различных ловушек.

Уровень статистической точности нашего эксперимента соответствует требованию на идентичность фактора потерь $\eta \sim 5\%$. Однако проведенные тестовые эксперименты дают основание считать, что это требование выполняется со значительно лучшей точностью.

6.2. Результаты измерений и экстраполяции ко времени жизни нейтрона

Результаты измерений времени хранения УХН для различных интервалов энергии и различных ловушек (широкой и узкой) в зависимости от эффективной частоты столкновений γ представлены на рис. 11. Экстраполяция всех данных ко времени жизни нейтрона дает значение $877,60 \pm 0,65$ с при $\chi^2 = 0,95$. Это означает, что объединенная экстраполяция возможна. Однако если построить энергетическую экстраполяцию для каждой ловушки и объединить оба результата, то получим $875,55 \pm 1,6$ с.

Для метода размерной экстраполяции мы должны объединить значения для различных ловушек при одном и том же интервале энергии УХН, а затем вычислить среднее всех полученных значений времени жизни нейтрона.

На рисунке 12 приведены результаты размерной экстраполяции ко времени жизни нейтрона для различ-

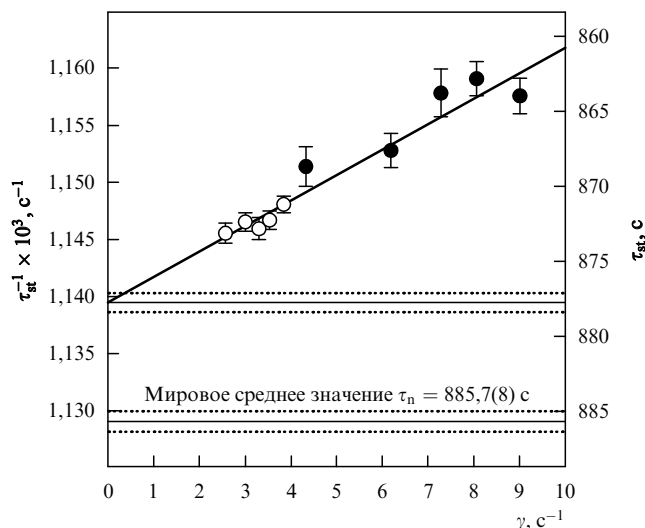


Рис. 11. Результат экстраполяции ко времени жизни нейтрона при использовании объединенной энергетической и размерной экстраполяции. Измерения со сферической ловушкой — полые кружки; измерения с цилиндрической ловушкой — сплошные кружки.

ных интервалов энергии. Среднее значение времени жизни нейтрона, полученное с помощью метода размерной экстраполяции, — $878,07 \pm 0,73 \text{ с}$.

Соответствующие этим двум методам результаты различаются на $1,5\sigma$. Полученный в этом эксперименте фактор потерь $\eta = 2 \times 10^{-6}$ находится в согласии с найденным в эксперименте по пропусканию [48]. Как окончательное значение времени жизни нейтрона мы предпочитаем использовать результат размерной экстраполяции, который довольно слабо зависит от $\mu(E)$ и который мы считаем более надежным.

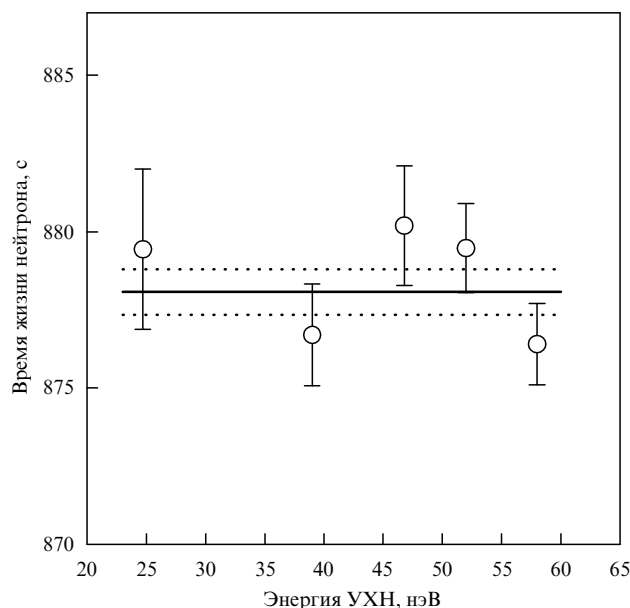


Рис. 12. Экстраполируемые значения времени жизни нейтрона для различных средних энергий УХН при использовании метода размерной экстраполяции. Сплошная прямая соответствует среднему значению времени жизни нейтрона для данных измерений.

6.3. Моделирование эксперимента с помощью метода Монте-Карло и систематические погрешности

Для оценки точности и проверки надежности метода размерной экстраполяции, в котором необходимо рассчитывать значения функции γ , мы провели моделирование эксперимента с помощью метода Монте-Карло (МК).

Примененная МК-модель описывает поведение нейтронов с учетом поля тяготения, формы ловушек хранения, потерь в ловушке $\eta = 2 \times 10^{-6}$, геометрии вторичного объема и нейтронотода УХН. В результате мы можем моделировать непосредственно измерения и получить временную диаграмму скорости счета на детекторе, подобную показанной на рис. 3. Времена хранения УХН в ловушках и экстраполяции ко времени жизни нейтрона с использованием расчетной функции γ были вычислены таким же образом, как и в эксперименте. Единственный свободный параметр в МК-моделировании — коэффициент диффузного рассеивания УХН при взаимодействии с поверхностью ловушки. Информация о вероятности зеркального отражения является чрезвычайно важной. Например, если эта вероятность равна 99,9 %, то поведение УХН в ловушке становится высокоррелированным и результат очень трудно предсказать.

Сравнение результатов МК-расчетов для различных значений вероятности диффузного рассеивания и экспериментальных результатов (рис. 13) позволяет нам заключить, что вероятность диффузного рассеивания УХН на покрытии НТФ составляет 10 % или более. Рисунок 13а показывает сравнение экспериментальной диаграммы и диаграммы МК-моделирования для диффузных коэффи-

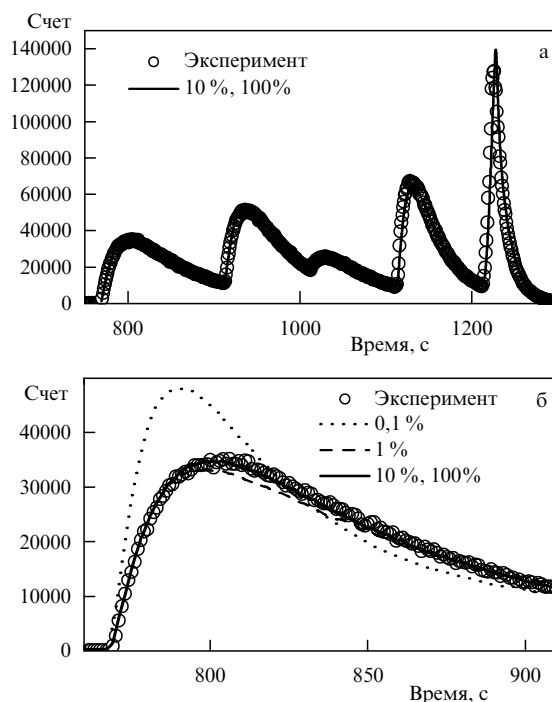


Рис. 13. Моделирование эксперимента методом Монте-Карло. Моделирование вытекания из узкой цилиндрической ловушки. Пунктирная кривая соответствует расчету с вероятностью диффузного отражения 0,1 %, штриховая кривая — 1 %, сплошная кривая — 10 % и 100 %.

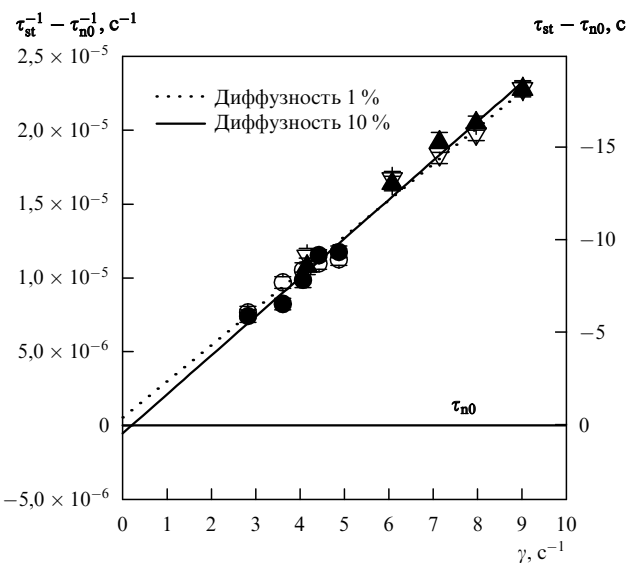


Рис. 14. Монте-Карло-эксперимент. Моделирование экстраполяции ко времени жизни нейтрона.

циентов рассеивания 10 % и 100 %. Эксперимент успешно описывается при обоих значениях диффузных коэффициентов. Однако при вероятности диффузного рассеивания 0,1 % согласие с экспериментальными результатами становится неудовлетворительным. Результаты этого вычисления для первой части временной диаграммы, которая является самой чувствительной к эффекту зеркального отражения, показаны в крупном масштабе на рис. 13б.

Окончательное моделирование эксперимента было проведено для вероятностей диффузного отражения 10 % и 1 %. Модельные времена хранения, экстраполированные ко времени жизни нейтрона для широкой и узкой цилиндрических ловушек и пяти различных интервалов энергии УХН, показаны на рис. 14. Чтобы упростить МК-вычисления для широкой ловушки, мы использовали ловушки цилиндрической формы вместо квазисферической. При заключительном анализе данных, полученных с помощью модели, было воспроизведено значение времени жизни нейтрона, принятое в вычислении, с точностью $\pm 0,236$ с. Эта точность ограничена статистической точностью МК-вычисления. Таким образом, систематическая неопределенность метода размерной экстраполяции из-за использования расчетного значения функции γ составляет $\pm 0,236$ с.

6.4. Влияние остаточного газа на хранение УХН

При измерении времени жизни нейтрона с высоким уровнем точности уже нельзя пренебрегать влиянием остаточного вакуума на потери УХН. Например, остаточный вакуум 5×10^{-6} мбар будет вносить в значение времени жизни УХН в ловушке погрешность порядка 1 с, что сравнимо со статистической точностью измерений. Такая поправка не может быть измерена непосредственно, например, путем улучшения вакуума на порядок величины, потому что ожидаемый эффект меньше, чем статистическая неопределенность. Вместо этого мы увеличили остаточный вакуум до 8×10^{-4} мбар. Такой прием позволил нам измерить параметр ρt для остаточного газа 9,5 мбар с и получить расчетную поправку ко

времени жизни УХН в ловушке $0,4 \pm 0,02$ с. Эта поправка не зависит от энергии УХН и может быть применена для уточнения результата времени жизни нейтрона.

6.5. Заключительный результат для времени жизни нейтрона и список систематических поправок и погрешностей

Значения систематических эффектов и их неопределенностей приведены в табл. 3.

Таблица 3. Систематические эффекты и их неопределенности

Систематический эффект	Значение, с	Неопределенность, с
Метод вычисления значений γ	0	0,236
Влияние формы функции $\mu(E)$	0	0,144
Неопределенность спектра УХН	0	0,104
Неопределенности размеров ловушек (1 мм)	0	0,058
Влияние остаточного газа	0,4	0,024
Неопределенность критической энергии НТФ (20 нэВ)	0	0,004
Полная систематическая поправка	0,4	0,3

Главный вклад в неопределенность вносит статистическая точность определения времени жизни УХН. Следующей по величине является неопределенность в вычислении функции γ . Вклады неопределенности формы функции $\mu(E)$ и неопределенности в спектре УХН, которые значительно меньше, были оценены посредством изменения их параметров в пределах неопределенностей, дозволенных экспериментальными данными. Таким образом, полная систематическая поправка оказалась равна $0,4 \pm 0,3$ с, и окончательный результат для времени жизни нейтрона составил $878,5 \pm 0,7_{\text{стат}} \pm 0,3_{\text{сист}}$ с.

6.6. Обсуждение возможных причин расхождения результатов измерений в экспериментах по хранению УХН

Новый результат для времени жизни нейтрона отличается от среднемирового значения на $6,5\sigma$, хотя на самом деле это отклонение определяется в основном расхождением нашего результата и результата эксперимента [9], в котором также была достигнута высокая точность измерений. Обсуждать причины этого расхождения исключительно трудно. Мы уверены в результате своего эксперимента, поскольку вероятность потерь УХН составляет только 1 % от вероятности β -распада нейтрона, тогда как в эксперименте [9] вероятность потерь составляет ~ 30 %.

В нашем эксперименте использовался НТФ в твердом состоянии, и процесс квазиупругого рассеяния был полностью подавлен. К сожалению, эксперимент [9] проводился до обнаружения эффекта квазиупругого рассеяния на жидком фомблине, и в настоящее время авторы работы [9] подробно анализируют влияние эффекта квазиупругого рассеяния на результат эксперимента.

Мы вынуждены отметить, что во всех экспериментах с фомблином в жидком состоянии [9, 22, 24] происходил процесс квазиупругого рассеяния с изменением спектра при хранении УХН. Хотя в этих экспериментах исполь-

зовался режим скейлинга, т.е. для ловушек разных размеров время удержания выбиралось так, чтобы число соударений было одинаковым, однако эффект изменения спектра вследствие квазиупругого рассеяния не был учтен. Анализ показывает, что этот эффект может приводить к завышенному значению экстраполируемого времени жизни нейтрона. Наконец, наш предыдущий эксперимент мог дать несколько завышенный результат из-за возможного вклада аномальных потерь с другой энергетической зависимостью. Хотя зависимость конечного результата от $\mu(E)$ значительно подавлена при использовании размерной экстраполяции, но в нашем предыдущем эксперименте использовалась совместная экстраполяция, при которой этот эффект мог быть подавлен в меньшей степени. К сожалению, сделать анализ этих предположений не позволяет статистическая точность предыдущего эксперимента. Кроме того, следует отметить, что покрывные свойства твердого кислорода уступают покрывным свойствам фомблина. Доля непокрытой поверхности для твердого кислорода составляла приблизительно 10^{-2} , а для фомблина — $(4,4 \pm 1,3) \times 10^{-7}$. Важнейший вопрос об эквивалентности покрытий широкой и узкой ловушек более надежно решен в нашем последнем эксперименте с использованием НТФ.

Таким образом, наш эксперимент с низкотемпературным фомблином имел очень низкий фактор потерь, и в нем отсутствовало влияние эффектов аномальных потерь и квазиупругого рассеяния, в отличие от других экспериментов, что гарантирует достоверность полученного результата.

7. Новый результат для времени жизни нейтрона в Стандартной модели и космологии

7.1. Стандартная модель с новым τ_n

Новый результат для времени жизни нейтрона можно использовать для проверки унитарности матрицы смешивания кварков. На рисунке 15 показана зависимость V_{ud} от $-G_A/G_V$, взятая из [1] с включением нового результата для времени жизни нейтрона.

Новый результат времени жизни нейтрона отличается от среднемирового значения на $6,5\sigma$ и на $5,6\sigma$ от предыдущего самого точного результата [9]. Однако новый результат для времени жизни нейтрона вместе с текущим значением для β -асимметрии в распаде нейтрона ($A_0 = -0,1189(7)$ [6]) находится в хорошем согласии со Стандартной моделью.

Следует отметить, что результат работы [6] ($A_0 = -0,1189(7)$) для β -асимметрии в распаде нейтрона является более точным по отношению к среднемировым данным по β -асимметрии, кроме того, в работе [1] этот результат рассматривается как наиболее надежный, поэтому целесообразно использовать именно его.

Матричный элемент V_{ud} , вычисленный по формуле (1.3) с новым временем жизни нейтрона $878,5 \pm 0,7_{\text{стат}} \pm \pm 0,3_{\text{сист}}$ с и $\lambda = -1,2739(19)$, вычисленным из величины $A_0 = -0,1189(7)$ [6], имеет значение:

$$V_{ud} = 0,9757 \pm 0,0013. \quad (7.1)$$

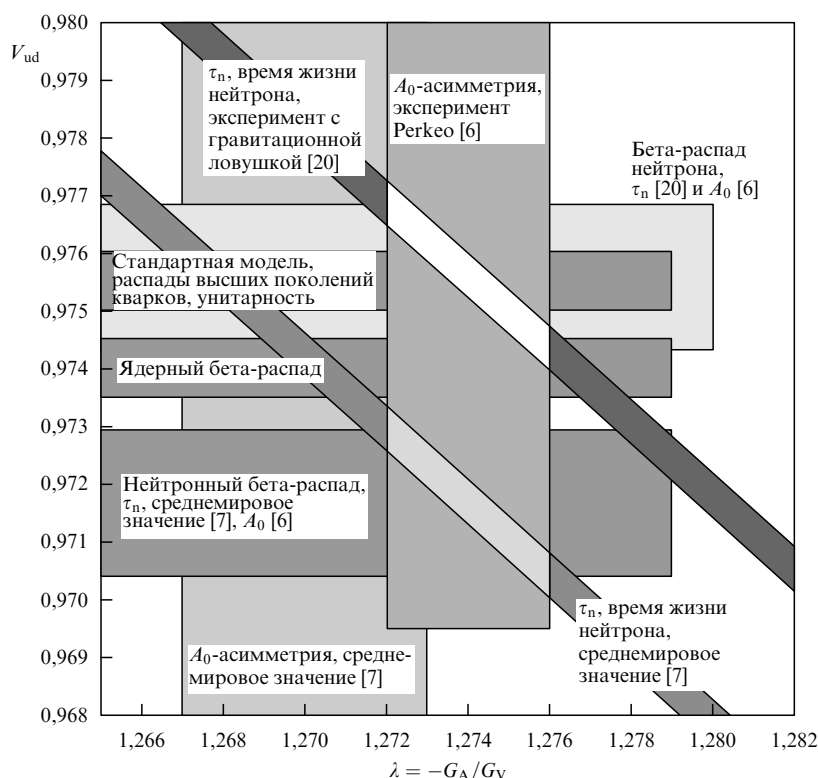


Рис. 15. Зависимость матричного элемента смешивания кварков $|V_{ud}|$ от отношения аксиальной и векторной констант слабого взаимодействия. $|V_{ud}|$ получено из разных экспериментальных результатов: из распадов высших поколений кварков и унитарности, ft -ядерных распадов и β -распада нейтрона.

Проверка унитарности для первой строки матрицы СКМ с $V_{us} = 0,2250(27)$ [7] и $V_{ub} = 0,0037(5)$ [7] дает

$$|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2 + |V_{ub}|^2 = 1 - \Delta = 1,0002(27), \quad (7.2)$$

где $\Delta = -0,0002(27) = -0,1\sigma$.

Таким образом, новый результат для времени жизни нейтрона устраняет наметившееся отклонение от унитарности матрицы смешивания кварков и подтверждает справедливость Стандартной модели.

7.2. Нуклеосинтез Большого взрыва с новым τ_n

Детальный анализ процесса нуклеосинтеза на ранней стадии формирования Вселенной был недавно представлен в работе [15], в которой проанализировано влияние нового времени жизни нейтрона на согласованность данных по первоначальным распространностям D и ${}^4\text{He}$ с данными для барионной асимметрии η_{10} . На рисунке 16 показаны зависимости первоначальной распространности гелия-4 (Y_p) и дейтерия (D/H) от барионной асимметрии η_{10} из работы [15].

Как можно видеть из рис. 16, использование нового времени жизни нейтрона улучшает согласие данных для первоначальной распространности дейтерия, гелия и барионной асимметрии. Хотя точность космологических данных значительно ниже точности измерения времени жизни нейтрона, сдвиг τ_n между средним значением и новым результатом уже оказывает определенное влияние на проверку модели нуклеосинтеза на ранней стадии формирования Вселенной.

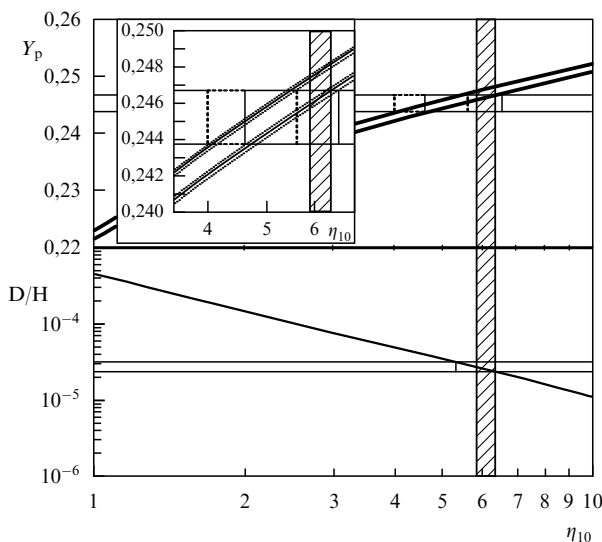


Рис. 16. Предсказанная распространность легких элементов при нуклеосинтезе в процессе Большого взрыва как функция барион-фотонного отношения η_{10} . Эти величины сравниваются с полученными из наблюдений первоначальной распространности легких элементов (горизонтальные линии) и из независимого определения η_{10} по результатам наблюдения карты реликтового излучения (вертикальная заштрихованная область). На вставке представлена область пересечения данных в увеличенном виде. Верхняя жирная линия основана на среднем мировом значении $\tau_n = 885,7 \pm 0,8$ с, ее толщина соответствует коридору ошибок τ_n . Нижняя жирная линия основана на новых измерениях $\tau_n = 878,5 \pm 0,8$ с, ее толщина также соответствует коридору ошибок τ_n . Предыдущая область разрешенных величин η_{10} (показана прямоугольником со штриховыми сторонами) сдвигается в область прямоугольника со сплошными сторонами, если использовать новое время жизни нейтрона.

8. Перспективы прецизионных исследований β -распада нейтрона

Прежде чем завершить обзор, констатируя факт, что Стандартная модель в очередной раз оказывается справедливой, рассмотрим перспективы дальнейших исследований и шансы выхода за рамки Стандартной модели.

Конечно, следующим важнейшим шагом в прецизионных исследованиях β -распада нейтрона должно быть измерение асимметрии распада A_0 с относительной точностью 10^{-3} . Только после достижения такой точности размер области пересечения данных τ_n и A_0 на рис. 15 будет соответствовать точности данных для $V_{ud} = \sqrt{1 - V_{us}^2}$, т.е. следующей из унитарности СКМ-матрицы и из данных распада странных частиц. Во-первых, тогда точность проверки унитарности СКМ-матрицы возрастет в 4–5 раз и будет определяться уже в такой же степени точностью экспериментальных измерений, как и точностью расчета внутренних радиационных поправок. Во-вторых, прецизионные измерения асимметрии β -распада дают принципиально новую информацию, связанную с аксиальной константой слабого взаимодействия, в отличие от измерений f_{t00} , в которые вовлечена только векторная константа G_V . В частности, примесь (V + A)-варианта взаимодействия к стандартному варианту (V – A)-взаимодействия немедленно уменьшит асимметрию распада — как электронную асимметрию A_0 , так и нейтринную асимметрию B_0 . Наличие правых токов, т.е. (V + A)-варианта взаимодействия, может быть обнаружено на основе анализа разности экспериментально измеренной A_{exp} и рассчитанной асимметрий в рамках теории V – A с использованием отношения λ_{n-00} , полученного как результат пересечения прямых "Время жизни нейтрона" и "Ядерный β -распад" на рис. 15. Можно показать [59, 60], что эта разность асимметрий связана с параметрами простейшей лево-правой модели δ и ζ следующим образом:

$$A_{\text{exp}} - A(\lambda_{n-00}) = 0,23 \delta^2 + 2,2 \delta \zeta + 1,1 \zeta^2,$$

$$B(\lambda_{n-00}) - B_{\text{exp}} = 1,95 \delta^2 + 2,2 \delta \zeta + 1,1 \zeta^2,$$

где δ есть отношение квадратов масс левого (W_L) и правого (W_R) векторных бозонов, а ζ — угол их смешивания. Пример такого анализа можно привести, используя средние мировые экспериментальные значения A_0 , B_0 и λ_{n-00} , извлеченные из f_{t_n} и f_{t00} : разность $A_{\text{exp}} - A(\lambda_{n-00}) = 0,23 \delta^2 + 2,2 \delta \zeta + 1,1 \zeta^2 = 2,1 \sigma$, а разность $B(\lambda_{n-00}) - B_{\text{exp}} = 1,95 \delta^2 + 2,2 \delta \zeta + 1,1 \zeta^2 = 1,2 \sigma$. Эти значения не являются предметом серьезного обсуждения, а служат всего лишь примером возможного анализа. Этот анализ представлен на рис. 17.

Итак, дальнейшее увеличение точности измерений асимметрий β -распада является принципиально важным как с точки зрения увеличения точности в проверке унитарности СКМ-матрицы, так и поиска возможных отклонений от Стандартной модели.

Схема эксперимента, подготавливаемого сейчас в ПИЯФ с целью измерения A_0 и B_0 с относительной точностью 10^{-3} , приведена на рис. 18 [61]. Мы предлагаем использовать поляризованный пучок холодных нейтронов и аксиальное магнитное поле в форме бутылки, созданное сверхпроводящим соленоидом. Такая конфигурация магнитного поля позволяет выде-

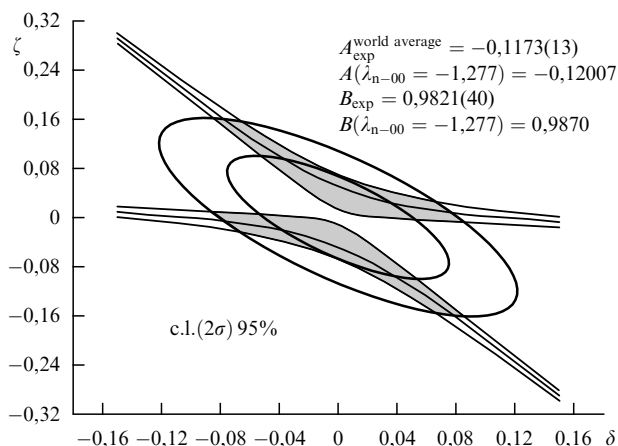


Рис. 17. Анализ экспериментальных данных в рамках простейшей лево-правой модели слабого взаимодействия. (δ есть отношение квадратов масс левого и правого векторных бозонов, а ζ — угол их смешивания.) Темным цветом выделена область разрешенных значений δ и ζ .

лить электроны распада в телесном угле, определенном с высокой точностью. Электростатический цилиндр с потенциалом 25 кВ выделяет область детектируемых распадов. Протоны, которые вышли из этой области, ускоряются и детектируются протонным детектором. Использование совпадений между электронным и протонным сигналами позволяет значительно подавить фон. Асимметрия вылета электронов по отношению к спине нейтрона измеряется по изменению знака поляризации нейтронного пучка. Окончательная точность асимметрии распада будет определяться точностью измерения поляризации $(1-2) \times 10^{-3}$ [62, 63]. На рисунке 18 показаны конфигурация магнитного поля и траектории электронов и протонов, движущихся по силовым линиям магнитного поля на детекторы. Электронного детектора достигают только электроны, вылетевшие в пределах телесного угла $\theta_c \approx 39^\circ$, который определяется отношением магнитных полей в однородной области (H_0) и в магнитной пробке (H_m), $\sin^2 \theta_c = H_0/H_m$. Нейтронный пучок будет проходить через сверхпроводящий соле-

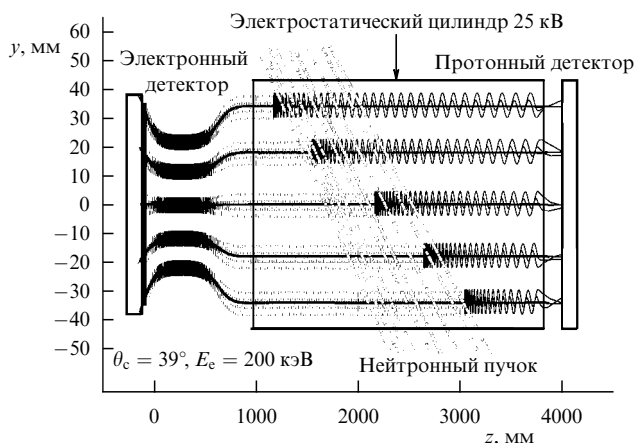


Рис. 18. Схема эксперимента для измерения A_0 и B_0 , конфигурация магнитного поля в корреляционном спектрометре и траектории электронов и протонов (масштабы по осям y и z различаются в 30 раз).

ноид под малым углом к его оси ($\sim 5^\circ$), что обеспечивает большую базу пролета нейтронов и увеличивает статистику регистрируемых распадов нейтрона. В настоящее время проведены предварительные эксперименты, которые подтверждают возможность достижения относительной точности измерений для A_0 и B_0 на уровне 10^{-3} .

В заключение следует отметить, что в Европе и США также планируются новые прецизионные эксперименты как по времени жизни нейтрона, так и по измерению асимметрий распада. По-видимому, в течение ближайших пяти лет исследования значительно продвинутся, и на новом уровне точности будет получен ответ о статусе Стандартной модели при анализе данных нейтронного β -распада.

9. Комментарий

Настоящий обзор, написанный на основе ранее опубликованных работ, подводит итог исследований, проведенных с целью получения наиболее точного времени жизни нейтрона и решения проблемы аномальных потерь УХН. Представленная здесь серия исследований была выполнена коллективом Лаборатории физики нейтрона ПИЯФ в составе: А.Г. Харитонов, В.Е. Варламова, А.К. Фомина, М.С. Ласакова, Р.Р. Тальдаева, А.В. Васильева, Е.В. Сибир, С.О. Сумбаева, Н.В. Романенко, О.М. Жеребцова и др. Важную роль в выполнении исследований сыграла помощь других подразделений института и персонала реактора ВВР-М.

Значительный вклад в создание установки для измерения времени жизни нейтрона был внесен сотрудниками ОИЯИ: В.П. Алфименковым, А.В. Стрелковым, В.Н. Швецовым, В.И. Луциковым и др.

При проведении экспериментов в ИЛЛ неоценимую помощь оказали Р. Geltenbort и Т. Brenner, а также персонал реактора ИЛЛ.

Исследования низкотемпературного фомблина, выполненные Ю.Н. Покотилевским (ОИЯИ) на пучке холодных нейтронов, имели важное значение для выбора оптимального покрытия ловушки УХН.

Наконец, следует отметить помощь, которую оказал Paul Scherrer Institute (Швейцария) и University of Rhode Island (США).

В значительной степени проведенные эксперименты оказались возможными благодаря поддержке программой РАН "Физика элементарных частиц" и РФФИ (гранты № 99-02-16621, № 04-02-17440).

Список литературы

1. Abele H et al. *Eur. Phys. J. C* **33** 1 (2004)
2. Wilkinson D H *Nucl. Phys. A* **377** 474 (1982)
3. Gzarnecki A, Marciano W, Sirlin A, Preprint (in preparation)
4. Towner I S *Nucl. Phys. A* **540** 478 (1992)
5. Towner I S, Hardy J C J. *Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **29** 197 (2003)
6. Abele H et al. *Phys. Rev. Lett.* **88** 211801 (2002)
7. Particle Data Group, Eidelman S et al. *Phys. Lett. B* **592** 1 (2004)
8. Sher A et al. *Phys. Rev. Lett.* **91** 261802 (2003); hep-ex/0305042
9. Arzumanov S et al. *Phys. Lett. B* **483** 15 (2000)
10. Hagiwara K et al. (Particle Data Group) *Phys. Rev. D* **66** 010001 (2002)
11. Marciano W J, Sirlin A *Phys. Rev. Lett.* **56** 22 (1986)
12. Langacker P, Luo M *Phys. Rev. D* **45** 278 (1992)
13. Marciano W J, Sirlin A *Phys. Rev. D* **35** 1672 (1987)
14. Dentsch I, in *Fundamental Symmetries and Nuclear Structure: Tests of Fundamental Symmetries in Nuclei and the Structure of Nuclei as Measured by Medium Energy Probes. Proc. of 2nd Work-*

- shop, Santa Fe, N.M., USA, October 12, 1988 (Eds J N Ginocchio, SP Rosen) (Singapore: World Scientific, 1989); Holstein B R, Treiman S B *Phys. Rev. D* **16** 2369 (1977)
15. Mathews G J, Kajino T, Shima T *Phys. Rev. D* **71** 021302(R) (2005)
 16. Бондаренко Л Н и др. *Письма в ЖЭТФ* **28** 329 (1978)
 17. Christensen C J et al. *Phys. Rev. D* **5** 1628 (1972)
 18. Dewey M S et al. *Phys. Rev. Lett.* **91** 152302 (2003)
 19. Зельдович Я Б *ЖЭТФ* **36** 1952 (1959)
 20. Serebrov A et al. *Phys. Lett. B* **605** 72 (2005)
 21. Byrne J et al. *Europhys. Lett.* **33** 187 (1996)
 22. Мампе В и др. *Письма в ЖЭТФ* **57** 77 (1993)
 23. Несвижевский В В и др. *ЖЭТФ* **102** 740 (1992)
 24. Byrne J et al. *Phys. Rev. Lett.* **65** 289 (1990)
 25. Mampe W et al. *Phys. Rev. Lett.* **63** 593 (1989)
 26. Kharitonov A G et al. *Nucl. Instrum. Meth. A* **284** 98 (1989)
 27. Kossakowski R et al. *Nucl. Phys. A* **503** 473 (1989)
 28. Paul W et al. *Z. Phys. C* **45** 25 (1989)
 29. Спивак П Е *ЖЭТФ* **94** (9) 1 (1988)
 30. Last J et al. *Phys. Rev. Lett.* **60** 995 (1988)
 31. Arnold M "Messung der Lebensdauer freier Neutronen", Dissertation (Heidelberg: Univ. of Heidelberg, 1987)
 32. Косвинцев Ю Ю, Морозов В И, Терехов Г И *Письма в ЖЭТФ* **44** 444 (1986)
 33. Byrne J et al. *Phys. Lett. B* **92** 274 (1980)
 34. Ignatovich V K *The Physics of Ultracold Neutrons* (Oxford: Clarendon Press, 1990)
 35. Косвинцев Ю Ю и др. *Письма в ЖЭТФ* **28** 164 (1978)
 36. Алфименков В П и др. *Письма в ЖЭТФ* **55** 92 (1992)
 37. Арзуманов С С и др. *ЯФ* **66** 1868 (2003)
 38. Варламов В Е и др. *ЖЭТФ* **114** 786 (1998)
 39. Groshev L V et al. *Phys. Lett. B* **34** 293 (1971)
 40. Lobashev V M, Porsev G D, Serebrov A P, Preprint LNPI-37 (Gatchina: LNPI, 1973); Егоров А И и др. *ЯФ* **19** 300 (1974)
 41. Стрелков А В, Хетцельт М *ЖЭТФ* **74** 23 (1978)
 42. Жуков С В и др. *Письма в ЖЭТФ* **57** 446 (1993)
 43. Bates J C *Phys. Lett. A* **88** 427 (1982)
 44. Ageron P, Mampe W, Kilvington A I Z. *Phys. B* **59** 261 (1985)
 45. Бондаренко Л Н и др. *ЯФ* **65** 13 (2002)
 46. Serebrov A P et al. *Phys. Lett. A* **309** 218 (2003)
 47. Steyerl A et al. *Eur. Phys. J. B* **28** 299 (2002)
 48. Pokotilovski Yu N *ЖЭТФ* **123** 203 (2003)
 49. Игнатович В К, Сатаров Л М, Препринт № 2820 (М.: ИАЭ, 1977)
 50. Лычагин Е В и др. *ЯФ* **65** 2052 (2002)
 51. Serebrov A, Preprint PNPI-2193 (Gatchina: PNPI, 1997)
 52. Serebrov A, Romanenko N, Preprint PNPI-2194 (Gatchina: PNPI, 1997)
 53. Serebrov A et al. *Phys. Lett. A* **335** 327 (2005)
 54. Serebrov A et al. *Nucl. Instrum. Meth. A* **440** 717 (2000)
 55. Serebrov A P et al. *Phys. Lett. A* **313** 373 (2003)
 56. Варламов В Е и др. *Письма в ЖЭТФ* **66** 317 (1997)
 57. Golub R, Richardson D J, Lamoreaux S K *Ultra-Cold Neutrons* (Bristol: A. Hilger, 1991)
 58. Lax M *Rev. Mod. Phys.* **23** 287 (1951)
 59. Holstein B R, Treiman S B *Phys. Rev. D* **16** 2369 (1977)
 60. Серебров А П, Романенко Н В *Письма в ЖЭТФ* **55** 490 (1992)
 61. Serebrov A et al., Preprint PNPI-2572 (Gatchina: PNPI, 2004)
 62. Serebrov A P et al. *Nucl. Instrum. Meth. A* **357** 503 (1995)
 63. Zimmer O et al. *Nucl. Instrum. Meth. A* **440** 764 (2000)

Neutron lifetime measurement using gravitationally trapped ultracold neutrons

A.P. Serebrov

B.P. Konstantinov Petersburg Nuclear Physics Institute, Russian Academy of Sciences,
188300 Gatchina, Leningrad Region, Russian Federation
Tel. (7-81371) 4-60 01
E-mail: serebrov@pnpi.spb.ru

Experiments using gravitationally trapped ultracold neutrons (UCN) to measure the neutron lifetime are reviewed. The exact value of the neutron lifetime is of fundamental importance to particle physics and cosmology. In our experiment, the UCN storage time is brought closest ever to the neutron lifetime; the probability of UCN loss from the trap was only 1% of that for neutron beta decay. The neutron lifetime obtained, $878.5 \pm 0.7_{\text{stat}} \pm 0.3_{\text{sys}}$ s, is the most accurate one to date. The impact of the new result on testing the unitarity of the quark mixing matrix and on data analysis for the primordial nucleosynthesis model is reviewed.

PACS numbers: **06.20.-f**, **14.20.Dh**, **28.20.-v**

Bibliography — 63 references

Received 16 March 2005, revised 30 June 2005

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **175** (9) 905–924 (2005)

Physics—Uspekhi **48** (9) (2005)