

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
«ПЕТЕРБУРГСКИЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
ИМ. Б. П. КОНСТАНТИНОВА
НАЦИОНАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОГО ЦЕНТРА
«КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ»

На правах рукописи



Чечкин Антон Вадимович

**РАЗРАБОТКА МЕТОДОВ ИЗМЕРЕНИЙ И ОБРАБОТКИ ДАННЫХ В ЭКС-
ПЕРИМЕНТЕ ПО ПРЕЦИЗИОННОМУ ОПРЕДЕЛЕНИЮ ВРЕМЕНИ
ЖИЗНИ НЕЙТРОНА С БОЛЬШОЙ ГРАВИТАЦИОННОЙ ЛОВУШКОЙ
ДЛЯ УЛЬТРАХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ**

Специальность 01.04.01 — приборы и методы экспериментальной физики
(по физико-математическим наукам)

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
профессор, д. ф.-м. н.,
Серебров Анатолий Павлович

Санкт Петербург - 2019

ОГЛАВЛЕНИЕ

ОГЛАВЛЕНИЕ	2
ВВЕДЕНИЕ.....	4
1 ИСТОРИЯ ИЗМЕРЕНИЙ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ НЕЙТРОНА.....	8
1.1 Измерение τ_n на пучке	8
1.2 Измерение τ_n при помощи магнитной ловушки.	14
1.3 Измерение τ_n в материальной ловушке.	19
2 ОПИСАНИЕ МЕТОДИКИ ИЗМЕРЕНИЯ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ НЕЙТРОНА И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ.....	22
2.1 Описание методики и базовых положений.....	22
2.2 Описание установки.....	29
2.3 Установка титанового поглотителя.....	34
3 ПОДБОР ОПТИМАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЙ И УЧЁТ ЭФФЕКТОВ, ВЕДУЩИХ К СИСТЕМАТИЧЕСКИМ ПОГРЕШНОСТЯМ.....	36
3.1 Выбор оптимальной разности времён удержания для минимизации погрешности измерения времени хранения.....	36
3.2 Учёт влияния фона.....	40
3.3 Учёт влияния дрейфа интенсивности сливов на измерение τ	45
3.4 Учёт влияния дрейфа интенсивности сливов на $\Delta\tau$	50
3.5 Учёт влияния подтекания на измерение τ и $\Delta\tau$	51
3.6 Учёт влияния просчётов детектора.....	53
3.7 Учёт возможной неоднородности покрытия.....	54
3.8 Влияние неточности геометрических размеров.....	55
4 ОБРАБОТКА ИЗМЕРЕНИЙ.....	56
4.1 Вычисление времени хранения в ловушке из титана, покрытой низкотемпературным фомблином.....	56
4.2 Обработка температурной зависимости времён хранения.....	58
4.3 Обработка измерений, полученных в рабочем режиме.....	61

4.4	Сравнение последних результатов.....	68
5	ВЛИЯНИЕ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ НЕЙТРОНА НА ПРОЦЕССЫ В РАННЕЙ ВСЕЛЕННОЙ.	70
5.1	Влияние на концентрации первичных элементов.	70
5.2	Отпечаток на реликтовом микроволновом фоне.....	75
	ЗАКЛЮЧЕНИЕ	79
6	Список литературы	80

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность темы исследования.

Нейтрон — незаряженная элементарная частица, открытая Джеймсом Чедвиком в 1932 году. Примерно в это же время Фредериком Жолио-Кюри была измерена его масса: $m_n = 1.00945 \pm 0.00055$ а. е. м. (сегодняшнее значение $m_n = 1.00866491588 \pm 0.00000000049$ а. е. м. [1]). Так как масса нейтрона превышает массу протона (в энергетических единицах на 1.29 МэВ), уже в 1934 году была высказана гипотеза о его нестабильности в свободном состоянии. В 1950 году осуществлён первый эксперимент по определению времени жизни нейтрона (ВЖН), давший результат равный $\tau_n = 1110 \pm 220$ с [2]. Прогресс увеличения экспериментальной точности не прекращался с тех пор, и на сегодняшний день из данных современных измерений следует значение $\tau_n = 880.3 \pm 1.1$ с [1].

Как и все другие адроны, нейтрон состоит из кварков. Согласно Стандартной модели всё вещество состоит из лептонов — лёгких заряженных, или электрически нейтральных бесструктурных частиц, — кварков, различные комбинации которых и формируют всё многообразие наблюдаемых элементарных частиц и бозонов, являющихся переносчиками взаимодействий. Слабое взаимодействие способно изменять аромат кварков, а информация о силе слабых взаимодействий, содержится в матрице Кабиббо-Кобаяши-Маскавы — СКМ-матрице. Её унитарность свидетельствует о полноте наших представлений о кварковой модели частиц. Величины матричных элементов определяются из свойств распадов элементарных частиц. Распад нейтрона определяется переходом d-кварка в u-кварк, или матричным элементом V_{ud} . Определение значения элемента V_{ud} имеет большое значение в проверке унитарности, т.к. он является одним из наибольших. Его величина может быть найдена из распада радиоактивных ядер или из β -распада нейтрона. Второй вариант более предпочтителен с точки зрения теоретического описания процесса.

Прецизионное измерение времени жизни нейтрона также играет ключевую роль в космологии. Согласно современным представлениям первичный химический состав Вселенной был сформирован в процессе Большого взрыва. Этот процесс призвана описать теория первичного нуклеосинтеза. Считается, что спустя примерно 100 секунд после возникновения Вселенной её температура составляла $T > 10^{10}$ К, и все формирующиеся ядра тяжелее водорода практически сразу разрушались фотонами, т. к. их число превышает число барионов на 10 порядков [1]. Вследствие расширения Вселенной её температура падала и при температурах ниже 0.8 МэВ термодинамическое равновесие для слабого взаимодействия нарушается. При этом концентрации тяжё-

лых элементов оказываются чувствительны, в том числе, ко времени жизни нейтрона. При помощи спектроскопических наблюдений можно определять первичные распространённости гелия-4 и, таким образом, делать выводы о корректности моделирования. Дополнительным способом получить ограничение на ВЖН оказывается анализ результатов, полученных при подробных измерениях космического микроволнового фона, поскольку характер распределения флуктуаций, среди прочих параметров, зависит и от ВЖН.

Цели и задачи.

Целью данной работы является получение нового результата для времени жизни нейтрона с помощью новой большой гравитационной ловушки для ультрахолодных нейтронов (УХН), поскольку между различными методиками измерений наблюдается значимое расхождение, и указание на тот факт, что его значение, при улучшении точности астрофизических измерений, будет становиться всё более значимым для моделей нуклеосинтеза. Чтобы достигнуть поставленной цели необходимо решить ряд задач:

1. Определить оптимальные параметры для измерений.
2. Применив методику хранения ультрахолодных нейтронов в материальной ловушке, получить корректные измерения времени хранения в ловушке для последующего вычисления τ_n .
3. Разработать методы контроля параметров, получаемых в ходе обработки и провести анализ возможных систематических эффектов, способных повлиять на полученное значение τ_n .

Научная новизна и практическая значимость работы.

Прецизионное измерение ВЖН является непростой задачей, решением которой занимаются многие исследовательские коллективы разных стран мира, начиная с середины прошлого столетия. Методики измерения и экспериментальные техники за это время не прекращали развиваться, подстёгивая, в том числе и прогресс в смежных областях, например: создание источников УХН, которые теперь используются также для поиска электрического дипольного момента элементарных частиц, поскольку нам известно, что CP-симметрия может нарушаться.

В настоящее время можно выделить три методики измерений ВЖН:

- 1) Измерение на пучке, с регистрацией продуктов распада
- 2) Хранение УХН в магнитных ловушках и вычисление τ_n через измерение числа оставшихся нейтронов.

- 3) Хранение УХН в материальных ловушках, где для вычисления τ_n требуется учесть потери УХН при соударениях со стенками.

В каждом из трёх способов присутствуют свои экспериментальные трудности и источники систематических погрешностей, присущих каждой методике. На данный момент больше всего измерений ВЖН получено при помощи последнего способа, который использует и настоящий эксперимент. Первая методика, однако, даёт результат, ощутимо отличающийся от остальных, поэтому, главной целью нашей работы является получение нового измерения ВЖН, чтобы показать, что результаты наших более ранних экспериментов, вместе с измерениями остальных коллективов, использующих методики хранения (в том числе и магнитное удержание), являются согласованными и непротиворечивыми.

Удержание УХН в материальной ловушке с изменённой геометрией и объёмом хранения $\sim 1.5 \text{ м}^3$ производится впервые, поэтому для того, чтобы вычислить оптимальные параметры измерений были проведены дополнительные расчёты. Среди полученных результатов научную новизну представляют следующие выводы:

- 1) Впервые показано, что при проведении серии измерений оптимальные параметры работы установки могут отличаться от значений, соответствующих единичному измерению.
- 2) Разработан улучшенный, основанный на соотношении сигнал/шум, метод поиска оптимальных параметров работы экспериментальной установки, работающей с ультрахолодными нейтронами, позволяющая учитывать влияние фона в измерениях.
- 3) Предложенный в работе метод построения временной развёртки для экстраполяции времён хранения ко времени жизни нейтрона, позволяет показать неизменность коэффициента потерь нейтронов при соударениях со стенками на протяжении всего эксперимента, что снимает вопрос о стабильности свойств материальных ловушек.

Достоверность методов исследования.

Результаты, сформулированные и представленные в данной диссертации, основываются на многочисленных работах, посвящённых исследованию данной тематики. Достоверность полученных выводов обеспечивается благодаря многократным проверкам алгоритмов для обработки данных и согласованности результатов для измеряемых величин при применении разных методик расчёта для их вычисления.

Положения, выносимые на защиту.

- 1) Оптимальный интервал между временами удержания нейтронов в сосуде зависит от продолжительности измерительного цикла.
- 2) Для широкого спектра условий наиболее подходящим интервалом для времён удержаний нейтронов в сосуде является величина 1300 с.
- 3) Разработанный метод поиска оптимальных параметров работы экспериментальной установки, основанный на соотношении сигнал/шум, позволяет количественно учитывать влияние фоновых условий.
- 4) Построение временной развёртки для времён хранения позволяет показать неизменность коэффициента потерь нейтронов при соударениях со стенками сосуда на протяжении всего эксперимента.
- 5) Предложенная обработка данных, позволяет обеспечить достоверность результата для времени жизни нейтрона, полученного при помощи метода хранения УХН в материальном сосуде: $\tau_n = 881.5 \pm 0.7_{stat} \pm 0.6_{sys}$.

Личный вклад автора.

- 1) Соискатель принимал участие в обслуживании экспериментальной установки и обработке данных, полученных в результате измерений.
- 2) Предложены оптимальные параметры для проведения измерений и методика разбиения данных по времени.
- 3) Были проведены расчёты для выявления и учёта возможных систематических эффектов, способных повлиять на измеряемое значение времени жизни нейтрона.
- 4) Показано, что хотя пока астрофизические наблюдения слабо чувствительны к значению τ_n , эта ситуация может измениться в ближайшее время, после старта новых космических миссий посвящённых более подробному измерению реликтового микроволнового фона.

1 ИСТОРИЯ ИЗМЕРЕНИЙ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ НЕЙТРОНА

1.1 ИЗМЕРЕНИЕ τ_n НА ПУЧКЕ

Исторически, первым, хотя и не самым простым методом было измерение ВЖН на нейтронном пучке. После открытия Чедвиком нейтрона последовали открытие искусственной радиоактивности, описание капельной модели ядра и процесса ядерного деления. При делении тяжёлого ядра выделяется примерно 200 МэВ, и более 80% этой энергии составляет кинетическая энергия осколков деления. Остальная часть распределяется между нейтронами, гамма-квантами, β^- -частицами и антинейтрино. Как следствие, ядерный реактор может быть использован, как источник нейтронов. На одном из первых таких реакторов с потоком тепловых нейтронов $1.5 \cdot 10^{10}$ шт/(с · см²) ВЖН было измерено впервые [2].

Основной экспериментальной трудностью в регистрации бета-частиц от распада нейтронов в пучке, полученном прямо из реактора, является высокий уровень фона из электронов и гамма лучей, которые всегда присутствуют по соседству с таким пучком. Один возможный метод, позволяющий избежать этого фона — отразить тепловые нейтроны из пучка посредством нейтронного зеркала, а второй способ — отфильтровать гамма лучи поглотителем и удалить электроны сильным магнитным полем. Оба этих метода, однако, приводят к потере интенсивности пучка, поэтому в дальнейшем, когда появились источники холодных нейтронов достаточной мощности, экспериментаторы отошли от использования тепловых нейтронов. В первом же эксперименте из-за крайне низкой мощности реактора, высокой нейтронной интенсивности было уделено большое внимание и кроме висмутовой заглушки, помещённой в конец коллиматора у реакторного ядра, больше никаких поглотителей для гамма-лучей не было установлено. Пучок, таким образом, содержал, в дополнение к тепловым нейтронам, большое количество быстрых нейтронов, гамма лучей от нейтронов, захваченных в коллиматоре и электронов. Бета-частицы от нейтронного распада отделялись от фона посредством метода совпадений: одновременной регистрации протонов, так же рождающихся в процессе распада.

Коллимированный пучок, от которого гамма-лучи были отфильтрованы висмутовой заглушкой пятидюймовой толщины, выходил из коллиматора, попадая в алюминиевый вакуумный объём через 0.13 мм окно и, проходя через 0.46 мм алюминиевое окно, попадал в уловитель пучка. Пучок был примерно 30 мм в диаметре, когда он проникал в вакуумную камеру и содержал примерно $1,5 \times 10^{10}$ тепловых нейтронов в секунду, при работающем в течение эксперимента реакторе. Затвор из порошка карбида бора 3 мм толщины, содержащийся между 0.13 мм алюминиевых фольг, мог вставляться в пучок в позиции S реакторной защиты, чтобы убрать тепловые нейтроны без значительного рассеяния быстрых нейтронов или захвата гамма лучей, которые

тоже присутствуют в пучке. В течение эксперимента весь объём откачивался криогенным насосом, поддерживая давление ниже 10^{-6} мм. рт. ст.

На Рис. 1 представлена установка, смонтированная снаружи реактора:

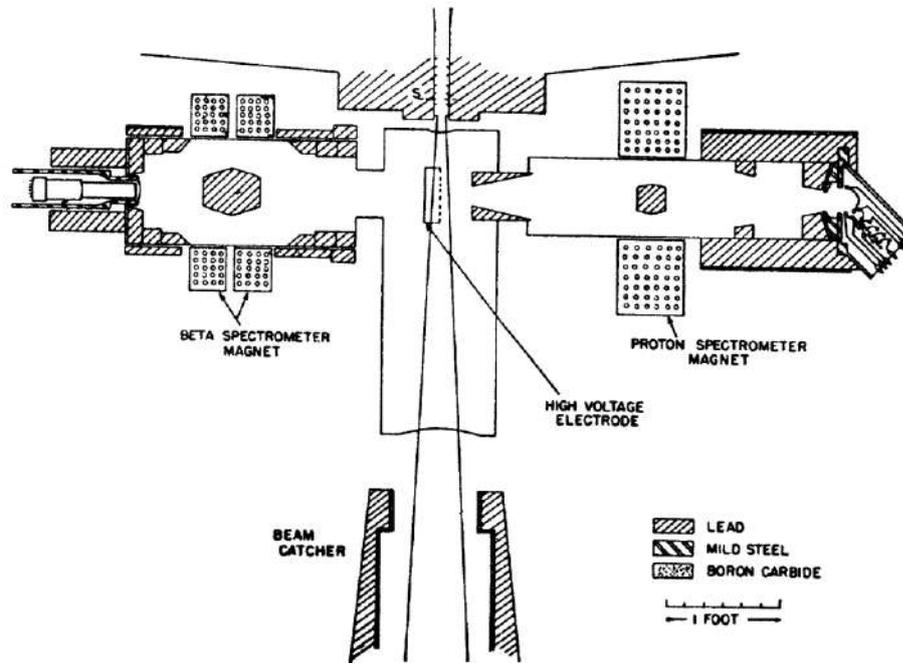


Рис. 1 Схема экспериментальной установки, используемой в эксперименте J. M. ROBSON 1951 г.

Для того чтобы определить ВЖН в пучковом методе измерений, необходимо определить несколько ключевых величин.

4. Активность пучка — число распадов в секунду.
5. Число нейтронов в пучке.
6. Область пучка, из которой мы регистрируем продукты распада.

Определение активности требует знания эффективности регистрации частиц распада. Для чего необходимо было произвести калибровку протонного детектора. Она заключалась в использовании свойства, присущего электронным умножителям: средняя амплитуда импульсов от протонов значительно выше, чем амплитуды от гамма-лучей или бета-частиц. Таким образом, если величина смещения на дискриминаторе увеличивается, то отношение протонного пика растёт по отношению к фону. Изменяя величину смещения, была произведена калибровка и экстраполяция к нулевому фону, что позволило вычислить эффективность регистрации, оказавшуюся после всех поправок равной 0.237 с ошибкой 7%. Для калибровки β -спектрометра поле магнита протонного спектрометра было установлено на такую величину, чтобы сфокусировать протоны от распада нейтрона. Для калибровки по энергии использовались источники Au^{198} (328 кэВ для β - и 411 кэВ для γ -излучения) и Tl^{204} (762 кэВ для β -излучения). Они были установлены таким образом, что их бета-лучи должны были пройти через электрод высокого напряжения из алюминиевой фольги

толщиной 0.001 мм так же, как бета-частицы от распада нейтрона. Из-за небольшого электростатического поля между источником и спектрометром и наличия малого постоянного поля от магнита протонного спектрометра, соотношение ток-импульс для бета-спектрометра не было в точности таким, как ожидалось. Однако разница была невелика — отличие от линейной калибровки для Au^{198} было около 1,5% при 300 кэВ и 0,5% для 600 кэВ.

Плотность нейтронов в пучке измерялась активацией калиброванных марганцевых плёнок. Использовались марганцевые фольги, поскольку сечение активации марганца обратно пропорционально скорости нейтронов для нейтронов с энергией менее 1 эВ. Следовательно, активность, производимая в марганцевой фольге нейтронами с энергией менее 1 эВ, пропорциональна не потоку нейтронов, а их плотности в пучке.

Для определения третьего пункта была создана механическая модель электростатической системы, где моделировалось поведение маленького шарика на наклонной плоскости, имитирующей ускоряющий потенциал. Наблюдения и численный расчёт показал, что чувствительность протонного спектрометра является постоянной для определённой части пучка, где протоны вылетают под углом меньше 60 и больше 140 градусов к оси спектрометра. Тогда как углу в 90 градусов соответствовал провал чувствительности почти до нуля. Объём пучка, в котором распад нейтрона вызывал совпадения в схеме регистрации, составил $V_p = 4.7 \text{ см}^3$ с погрешностью 5%.

Импульсы от протонного спектрометра подавались в линию задержки, где время запаздывания регулировалось от 0.1 до 1 мкс. Было показано экспериментально, что для срабатывания схемы совпадений необходимо одновременное выполнение трёх условий.

1. Наличие тепловых нейтронов в пучке (заслонка из карбида бора убрана).
2. Протонный спектрометр настроен на фокусировку протонов с энергией, полученной от электростатического поля (ток в фокусирующей катушке 10 А).
3. В линии задержки была выбрана правильная величина запаздывания, позволяющая протонам успеть достигнуть спектрометра (0.9 мкс).

Скорость счёта протонов в эксперименте составляла 705 в минуту, что при учёте эффективности 0.237 и объёме $V_p = 4.7 \text{ см}^3$ даёт скорость распадов в кубическом сантиметре пучка $n = 630$ в минуту с ошибкой 15%. Плотность пучка определялась активацией марганцевых фольг и показала величину $\rho = 11600 \text{ см}^{-3}$ с ошибкой 8%. Что даёт время жизни как $\tau_n = \rho/n = 1110 \pm 200 \text{ с}$.

Рассмотрим для сравнения последний эксперимент по измерению ВЖН, выполненный группой NIST, также с применением пучковой методики в 2013 году, который, на данный момент является самым точным для этого способа измерений [3].

Иллюстрация их схемы показана на Рис. 2.

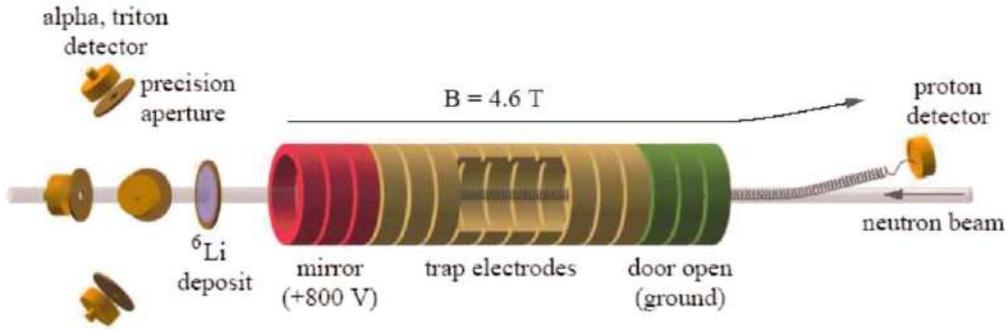


Рис. 2 Схема экспериментальной установки, используемой в эксперименте NIST 2013 г.

Основная идея эксперимента использует ту же идею: пучок нейтронов с точно измеренной интенсивностью пролетает через установку, которая должна улавливать продукты распада. Для в их эксперименте используется электромагнитная протонная ловушка. Если мы имеем ловушку длины L , и её ширина достаточна, чтобы полностью перехватить нейтронный пучок со светимостью $I(v)$, где светимость является функцией плотности и скорости нейтронов, то среднее число нейтронов в ловушке можно записать как:

$$N_n = L \int_A da I(v) \frac{1}{v} \quad (1.1)$$

Где A — сечение ловушки. Тогда число распадов в секунду будет равно:

$$\dot{N}_p = \tau^{-1} \epsilon_p L \int_A da I(v) \frac{1}{v} \quad (1.2)$$

После выхода из ловушки необходимо определить его плотность, поэтому он проходит через детектор, эффективность регистрации которого для нейтронов обратно пропорциональна их скорости. В физике тепловых нейтронов принято считать, что эффективность детектора ϵ для нейтронов произвольной скорости v может быть записана как: $\epsilon_0 v_0 / v$, где ϵ_0 — эффективность регистрации нейтронов со скоростью $v_0 = 2200 \text{ м/с}$, падающих на фольгу с напылением ${}^6\text{LiF}$. Общая скорость счёта продуктов реакции ${}^6\text{Li}(n, t){}^4\text{He}$ будет равна:

$$\dot{N}_{\alpha+t} = \epsilon_0 v_0 \int_A da I(v) \frac{1}{v} \quad (1.3)$$

То есть можно записать выражение для ВЖН в измеряемых в эксперименте величинах:

$$\tau_n = \frac{L \dot{N}_{\alpha+t} \epsilon_p}{\dot{N}_p \epsilon_0 v_0} \quad (1.4)$$

Идеальная ловушка для продуктов распада нейтрона представляет собой комбинацию прямоугольного электрического барьера, вытянутого в продольном направлении с величиной

стенок, превышающих энергию протонов распада (751 эВ), и совершенно однородного аксиального магнитного поля. В таком случае единственной величиной, требующей калиброванного определения, была бы плотность нейтронов в пучке, поскольку все протоны распада захватывались бы со 100% эффективностью. Понятно, однако, что идеально прямоугольный потенциал невозможно реализовать на практике, поэтому для устранения краевых эффектов ловушка была сделана сегментированной, что позволяет изменять её длину и таким образом устранить краевые эффекты при обработке результатов. Первые три электрода называются «дверью» и их положение неизменно. Они находятся при нулевом потенциале во время слива продуктов распада, а в момент накопления на них подаётся напряжение +800 вольт, чтобы запереть протоны от бета-распада. Три электрода после — называются зеркалом, и они определяют длину ловушки. Их потенциал всегда составляет +800 вольт.

Измерительный цикл состоит из следующей последовательности. Электроды дверей и зеркал удерживаются на +800 В, а центральные электроды заземляются. Глубина потенциальной ямы оказывается достаточной чтобы запереть протоны, созданные в продольном направлении, а магнитное поле ограничивает их радиальное перемещение. Через 10 мс отправляется сигнал для активации протонного детектора. Через 21 мкс после его включения первые три электрода заземляются и протоны могут выйти из ловушки и, следуя вдоль магнитных силовых линий, изгибающихся на 9.5° , попадают на кремниевый детектор, где происходит их регистрация. Режим подсчёта занимает время 76 мкс, после этого дверь закрывается и процесс измерений повторяется. Диаграмма счёта для всего процесса показана на Рис. 3.

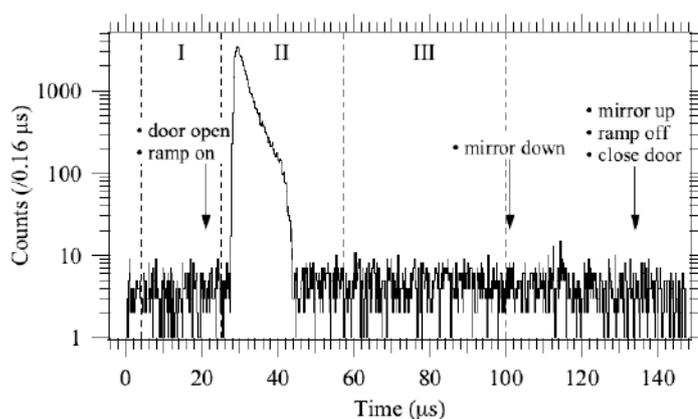


Рис. 3 Скорость счёта продуктов распада, накопленных во время удержания.

Плотность нейтронов в момент накопления определяется через измерение скорости реакций ${}^6\text{Li}(n, t){}^4\text{He}$ в пучке, после его прохода через ловушку и попадание на литий-содержащую фольгу. Поскольку измерения тут носят абсолютный характер, для детекторов, регистрирующих эти события, были тщательно измерены эффективности регистрации, а также телесные углы, под которыми наблюдается мишень с литиевым напылением. В 2013 году авторами были выполнены

дополнительные измерения, а также был изменён способ определения эффективности нейтронного монитора, чтобы вычисляемое время жизни нейтрона не зависело от сечения реакции ${}^6\text{Li}(n, t){}^4\text{He}$. Итоговое значение после этих процедур составило $\tau_n = 887.7 \pm 2.3$ с.

1.2 ИЗМЕРЕНИЕ τ_n ПРИ ПОМОЩИ МАГНИТНОЙ ЛОВУШКИ.

Другой способ измерения ВЖН связан с наличием у нейтрона магнитного момента. Потенциальная энергия магнитного момента в магнитном поле равна $U = -\vec{\mu}B(r)$. При величине поля, например 1.6 Тл для магнитного момента нейтрона эта энергия будет соответствовать $U = 9.66 \cdot 10^{-27} \text{ Дж/Тл} \times 1.6 \text{ Тл} \sim 100 \text{ нЭВ}$, или скорости $\sim 4.5 \text{ м/с}$. Таким образом, для удержания нейтронов достаточно, чтобы потенциальная энергия барьера $U = -\vec{\mu}B(r)$ была положительна и превосходила их кинетическую энергию. Если нейтрон, с энергией E и спином, ориентированным по полю, входит из области с $B = 0$, в область, где поле нарастает до некоторой максимальной величины $B_{max} < E/\mu$, то он отразится от этой области. Нейтроны, обладающие столь малыми скоростями, называют ультрахолодными (УХН), т. к. кинетическая энергия 100 нЭВ соответствует температурам порядка долей милликельвина, в то время как тепловые нейтроны обладают температурами порядка сотен кельвин.

Первый результат измерения ВЖН таким способом был опубликован в 1989 году [4]. Измерительная установка состояла из магнитного сверхпроводящего шестиполюсного кольца, диаметром 1.2 м, и поперечным сечением $5 \times 10 \text{ см}$. Схема установки показана на Рис. 4.

Как можно видеть, магнитное поле было открытым внутри кольца с градиентом $dB/dr = 1.2 \text{ Тл/см}$ в области хранения, что соответствует азимутальной скорости нейтронов $7 \div 20 \text{ м/с}$, или энергии $2 \cdot 10^{-6} \text{ эВ}$. Наполнение производилось изнутри, через нейтронпровод, покрытый никелем и изогнутые слоистые стеклянные пластины, которые делили пучок на две части и осуществляли тангенциальное введение, как по, так и против часовой стрелки, увеличивая число нейтронов вдвое. Система ввода была установлена на салазках, что позволяло убирать её из объёма хранения при помощи пневматического привода. Для того чтобы при наполнении ограничить необходимый объём использовались два поглотителя, ограничивающие радиальное направление, и пара — для вертикального направления. Они могли устанавливаться в определённое положение тремя независимыми шаговыми двигателями с точностью 0.1 мм. Для регистрации нейтронов использовались два газонаполненных счётчика, наполненных смесью $^3\text{He}/\text{Ne}$, при температуре 60°K , расположенных поперечно, относительно системы напуска, и находящихся вне объёма во время наполнения и хранения. Их движение в рабочий объём так же осуществлялось пневмоприводами.

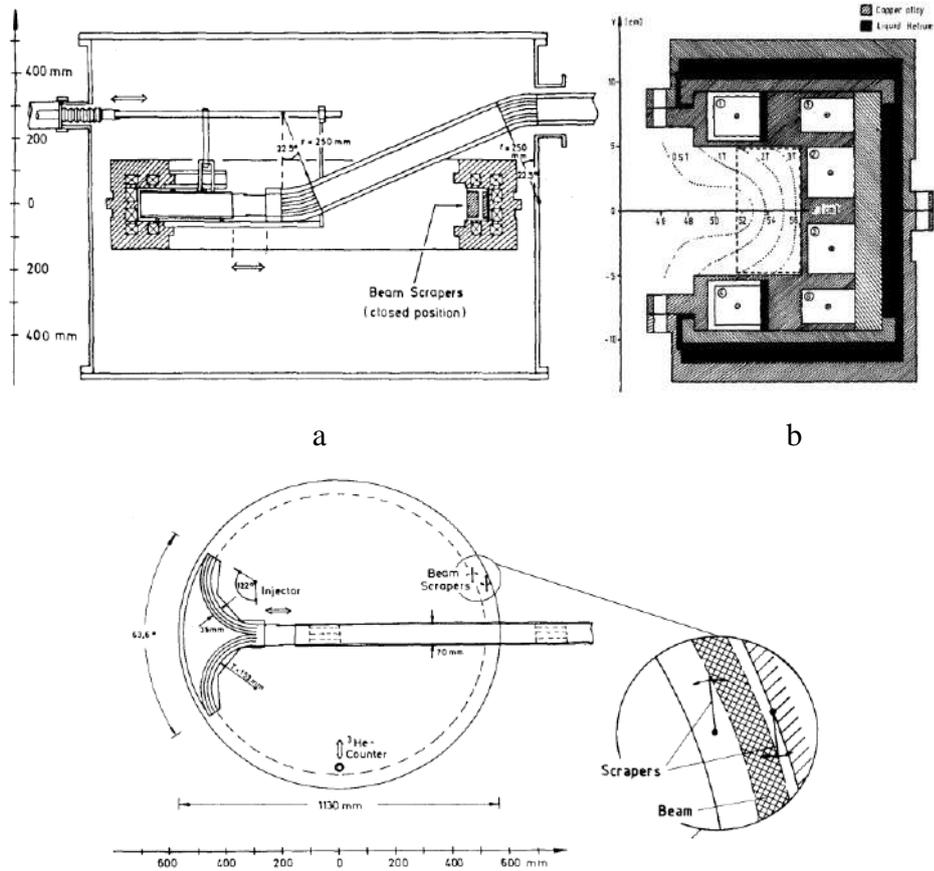


Рис. 4 Вид сбоку (а), конфигурация магнитного поля (б) и вид сверху (с).

В основе измерения ВЖН в данном эксперименте лежало измерение зависимости числа удерживаемых нейтронов в зависимости от времени. Для каждого времени хранения в кольцо вставлялась направляющая система, а поглотители осуществляли чистку. После открытия заслонки нейтронный счётчик вставлялся в рабочий объём для определения нейтронного потока, а затем сдвигался обратно, в стартовую позицию. После двухсекундного наполнения система напуска убиралась из рабочего объёма (за время 0.3 с), и затвор пучка закрывался. Через 20 секунд поглотители убирались, и этот момент принимался за нулевой отсчёт для всех времён хранения. После того, как заданное время хранения t истекало, в объём хранения вставлялся счётчик и измерял число оставшихся нейтронов. Совокупность измерений нескольких времён хранения в диапазоне от 20 до 3600 с называлась суперциклом. Между каждым суперциклом установка разбиралась, и проверялись положения поглотителей. Никаких отклонений с точностью 0.1 мм не было обнаружено.

Результат измерения одного такого суперцикла показан на Рис. 5. Поскольку данные построены в логарифмическом масштабе, все точки должны лежать на прямой, если наблюдаемые величины $N(t)$ следуют единственной экспоненте радиоактивного распада. Время жизни для каждого суперцикла получено из фитирования прямой: $\ln N(t) = \ln N_0 - t/\tau$ (само значение N_0

неважно, если оно остаётся постоянным в течение суперцикла). Можно заметить, что наклон кривой изменяется со временем: он больше в начале, но становится постоянным после времени хранения около 400 с, хорошо согласуясь с прямой линией (в логарифмическом масштабе). Причиной этому является наличие в кольце нестабильных орбит, поэтому число нейтронов даётся зависимостью вида:

$$N(t) = N_0 \cdot \left[(1 - \alpha)e^{-\frac{t}{\tau_n}} + \alpha e^{-\frac{t}{\tau'}} \right] \quad (1.5)$$

где α — доля частиц на нестабильных орбитах, а τ' определяется как:

$$\frac{1}{\tau'} = \frac{1}{\tau_n} + \frac{1}{\tau_{loss}} \quad (1.6)$$

где τ_n — ВЖН, а τ_{loss} — время жизни по потерям.

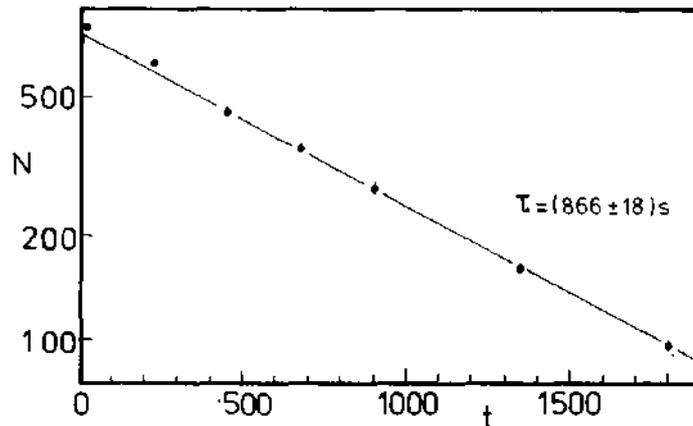


Рис. 5 Кривая распада нейтрона $N(t) = f(t)$, для тока магнита 190А. Радиальная апертура 532 – 554 мм. Допустимый диапазон скоростей нейтронов: 10.5 – 14.8 м/с. Предел фитирования 400 с.

Число α , как и τ_{loss} , зависит от апертуры, использованной во время наполнения, поэтому позиция поглотителей задавалась такой, что почти по всем суперциклам $\alpha \sim 10\%$, и только в одном — 26%. Времена жизни по потерям составляли 110 и 260 секунд соответственно. Можно видеть, что второй член в $N(t)$ быстро уменьшается, за относительно короткое время. Поэтому для построения зависимостей числа нейтронов от времени были выбраны интервалы, начиная с 450 секунд, а в случае открытой апертуры — 650 секунд. Нормализуя все данные к одному и тому же числу нейтронов, был получен итоговый график, из которого и было найдено $\tau_n = 877 \pm 10$ с.

Впоследствии было проведено несколько экспериментов по магнитному удержанию УХН и последний результат был опубликован в конце 2017 года группой LANL из лаборатории Лос-Аламос [5].

Их ловушка была собрана с использованием магнитной сборки Гольбаха для постоянных магнитов, где намагниченность каждого последующего ряда повёрнута на 90 градусов относительно соседей. Размеры NdFeB магнитов равны $2.54 \times 5.08 \times 1.27$ см а величина поля на их поверхности составляет около 1.0 Т. Нейтроны в этом эксперименте хранятся в магнитной чаше

сложной формы для того чтобы предотвратить блуждание нейтронов по квазистабильным траекториям. Схема их установки показана на Рис. 6.

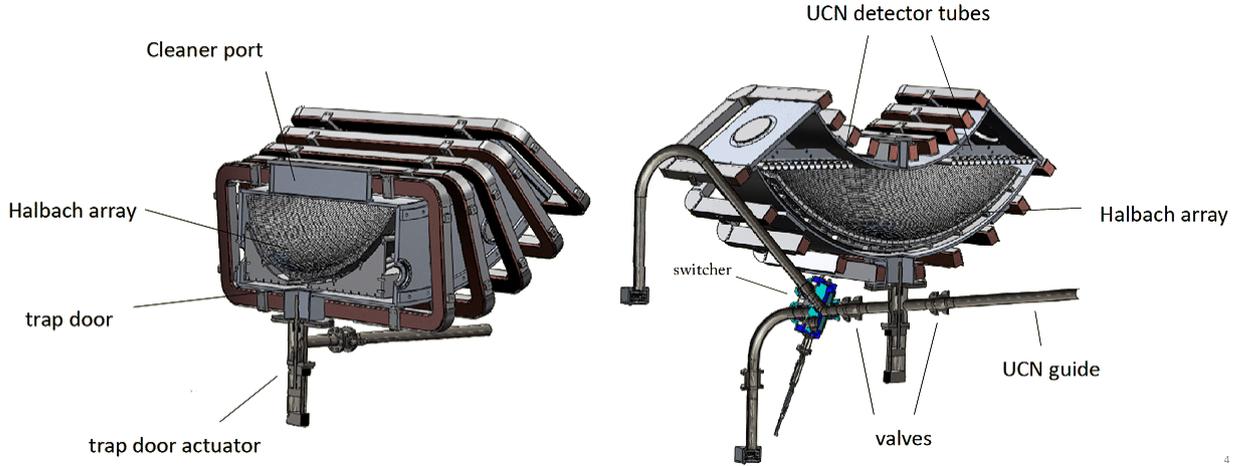


Рис. 6 Схема установки группы LANL.

Поскольку в магнитном поле могут храниться нейтроны только с определённым направлением спина их необходимо поляризовать, для чего был установлен соленоидальный магнит с напряжённостью поля 6 Тл. После его прохождения нейтроны попадали в адиабатический спин-флиппер, чтобы обеспечить их переход в спиновое состояние следования за понижением поля. Заполнение ловушки происходило снизу. После периода заполнения, занимающего 150 секунд, отверстие для заполнения и все остальные клапаны нейтроновода закрываются и начинается период очистки от надграницных нейтронов. Для ускорения этого процесса применялся полиэтиленовый лист, который поглощал все нейтроны, которые могли подпрыгнуть до определённой высоты, где он был установлен. В периоды наполнения и чистки спектра очиститель устанавливался на высоте 38 см от дна ловушки, а к моменту хранения поднимался на 5 см вверх так, чтобы нейтроны больше не могли до него допрыгнуть. Периоды хранения варьировались от 10 до 1400 секунд. В конце периода хранения детектор, состоящий из вертикальных пластин полиметилметакрилата, которые покрыты с обеих сторон $ZnS:Ag$ и ^{10}B , опускается в ловушку в несколько этапов. Детектор захватывает нейтроны в некотором диапазоне высот, которые, вступая в реакцию с атомами бора, дают вспышку в пластинах сцинтиллятора. Ожидаемое число оставшихся нейтронов $N_{surv} = N_0 e^{-t/\tau_{meas}}$, где:

$$\tau_{meas}^{-1} = \tau_n^{-1} + \tau_{loss}^{-1} \quad (1.7)$$

В этом эксперименте τ_{loss}^{-1} по большей части связано с эффектами деполяризации. Чтобы учесть этот эффект измерения проводились при различных величинах удерживающего поляризующего поля от 6.8 мТл и 3.4 мТл с высокой точностью измерений до полей в 0.5 мТл. Измеренное значение времени деполяризации при этом оказалось равным $\tau_{DP} = 1.1 \cdot 10^7$ с, что вносит неопределённость в измеренное время жизни на уровне всег лишь 0.07 с.

Для того чтобы определить ВЖН проводились измерения для разных времён удержания в ловушке 20 и 1020 с. Всего применялось 5 различных режимов измерений, параметры которых представлены в таблице 1:

Таблица 1 режимы измерений в эксперименте LANL.

Run configuration	Detector steps	Cleaning time	Holding field	Run Pairs
A	1	200	6.8	79
B	9	200	6.8	66
C	9	300	6.8	70
D	3	50	6.8	60
E	3	3.4	57	

Результаты измерений для всех режимов показаны на Рис. 7.

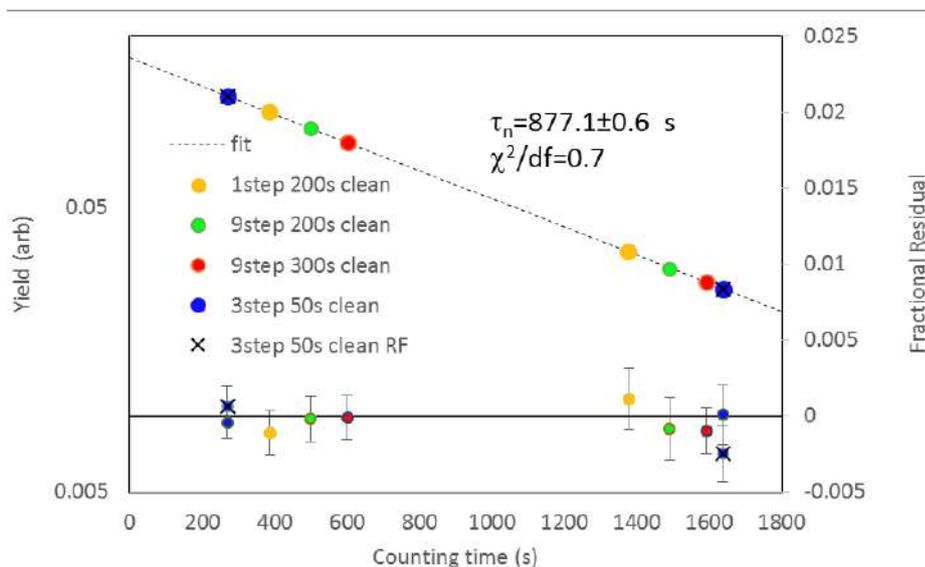


Рис. 7 Данные по нейтронным счетам, приведённым ко времени начала наполнения ловушки. Такая нормализация необходима, чтобы привести данные, полученные при разных параметрах к единому виду.

Время жизни нейтрона, извлекаемое из этих данных оказывается равным $\tau_n = 877.6 \pm 0.7$ с, а после поправки на взаимодействие нейтронов с остаточным газом ВЖН в этом эксперименте составляет $\tau_n = 877.7 \pm 0.7_{stat} + 0.3/-0.1_{sys}$ с

1.3 ИЗМЕРЕНИЕ τ_n В МАТЕРИАЛЬНОЙ ЛОВУШКЕ.

Результаты первого эксперимента, в котором прецизионное измерение ВЖН было достигнуто путём хранения УХН в сосуде, охлаждённом до 80°K , были опубликованы в 1986 году группой, под руководством В.И. Морозова [6]. Специальная чистка сосуда, совмещённая с охлаждением, сделала возможным снижение потерь УХН на столкновениях со стенками до 20% от общих потерь. Поэтому стало возможным измерение ВЖН с точностью 1.4%.

Нейтронный газ накапливался и хранился в цилиндрическом алюминиевом объёме: 105 см в диаметре и 75 см в высоту. Сосуд можно было нагревать до 750°K и охлаждать до 80°K при помощи нагревающих катушек и жидкого азота. Объём наполнялся нейтронами через напускной клапан от источника УХН на реакторе СМ-2. УХН двигались вдоль длинного вертикального канала через алюминиевую мембрану в отверстие, находящееся на дне объёма, где они запирались затвором, выполненным в виде диска. Высота, на которую был поднят рабочий объём относительно нейтроновода, была выбрана таким образом, чтобы на высоте $H_{\text{max}} = 48$ см нейтроны полностью отсутствовали. В качестве детектора выступал счётчик, наполненный He^3 . Схема установки представлена на Рис. 8.

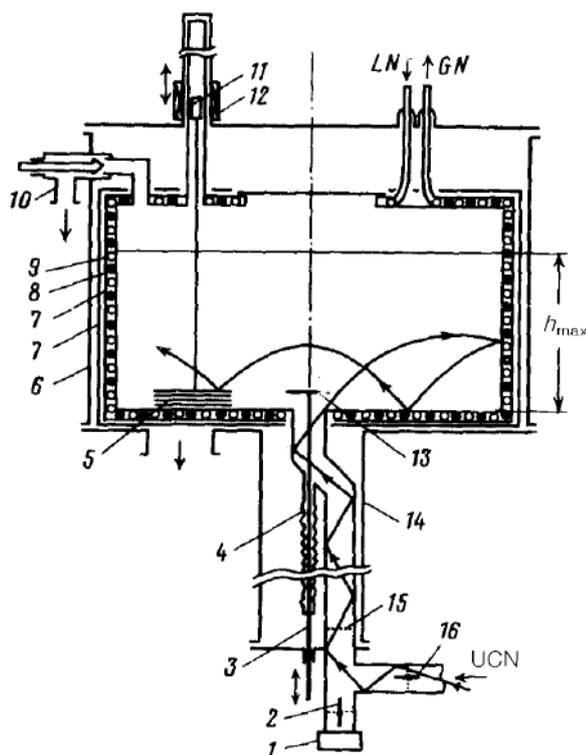


Рис. 8 Схема установки: 1 — детектор УХН, 2 — затвор детектора, 3 — стержень дискового затвора, 4 — сильфон, 5 — стопка пластин, 6 — защитный вакуум, 7 —тепловая защита, 8 — нагреватель, 9 — кольцо с жидким азотом, 10 — герметично закрытый затвор для откачки сосуда, 11 — сердечник, 12 — соленоид, 13 — дисковый затвор, 14 — нижний цилиндр защитного объёма, 15 — алюминиевая мембрана, 16 — впускной клапан для нейтронов.

Четыре стопки алюминиевых пластин (пластины разделены расстоянием 1 см) были подвешены на алюминиевой нити в верхней части сосуда, недоступной для УХН. Для изменения числа соударений, данные стопки опускались в сосуд при помощи соленоидов.

Рабочий сосуд, герметично закрытый, полностью находился в защитном вакууме. Защитный вакуум и сосуд имели независимые откачные системы, поддерживающие вакуум 10^{-5} и 10^{-6} Торр в защитном вакууме и рабочем объёме соответственно. Если нейтроны соударяются со стенками с частотой γ , а вероятность поглощения при соударении — η , определяемая лишь материалом стенок, то суммарные потери будут складываться как:

$$\lambda = \tau_{storage}^{-1} = \tau_n^{-1} + \eta\gamma \quad (1.8)$$

То есть $\tau_{storage}$ будет короче, чем ВЖН. Однако, если изменять частоту соударений регулируемым способом и построить зависимость времён удержания от частоты соударений, то можно произвести экстраполяцию к $\gamma = 0$ и определить таким образом η и τ_n .

На Рис. 9 представлен энергетический спектр нейтронов в ловушке и результаты экстраполяции различных времён удержания к нулевой частоте соударений.

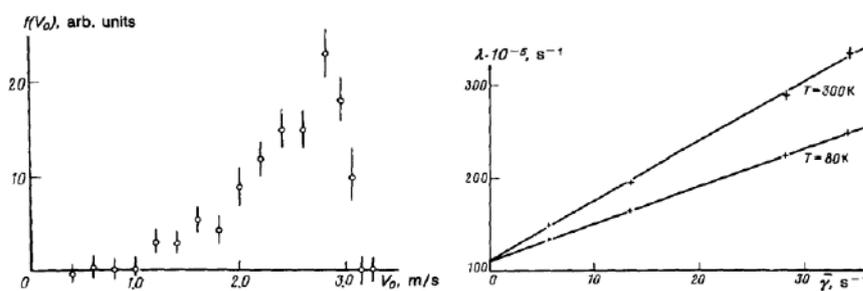


Рис. 9 Энергетический спектр нейтронов (а), результат экстраполяции (б).

Правая граница спектра соответствует максимальной граничной скорости нейтронов, которые могут отразиться от алюминиевого сосуда. Спектр был измерен при помощи напуска поглощающего газа в рабочий объём при разном давлении. Перед измерениями внутренняя поверхность сосуда и поверхности пластин обрабатывались идентичным образом. Обработка включала в себя травление в NaOH, промывание дистиллятом, нагрев вакууме и отжиг в кислороде при температуре 750°K . В конце процедуры объём откачивался и герметично закрывался до конца измерительного цикла.

После экстраполяции были получены $\lambda = (111.8 \pm 3.8) \times 10^{-5}$ и $\eta = (6.42 \pm 0.20) \times 10^{-5}$ при 300°K . При 80°K $\lambda = (111.24 \pm 1.46) \times 10^{-5}$ и $\eta = (4.08 \pm 0.15) \times 10^{-5}$. Ошибки в результат λ вносят исключительно статистический разброс числа нейтронов и случайные отклонения среднего значения η . Для нахождения итогового результата были учтены источники систематических ошибок из-за следующих факторов.

1. Замена функции $\gamma(t)$ её средним значением ($\Delta\lambda/\lambda = 0.2\%$).

2. Возможные отклонения граничной скорости от 3.2 (алюминий) до 5.2 м/с (Al_2O_3) и соответствующих изменений вычисленной γ ($\Delta\lambda/\lambda = 0.1\%$).
3. Экспериментальная ошибка в определении $f(v)$ и ошибки вычисления γ ($\Delta\lambda/\lambda = 0.2\%$).
4. Выход УХН из сосуда через щель под затвором ($\Delta\lambda/\lambda = -0.4 \pm 0.4\%$).
5. Нагрев и захват УХН на остаточном газе в объёме хранения ($\Delta\lambda/\lambda = -0.05 \pm 0.04\%$).

После учёта этих систематических неточностей $\lambda = (110.75 \pm 1.55) \times 10^{-5} \text{ с}^{-1}$, что соответствует $\tau_n = 903 \pm 13 \text{ с}$.

2 ОПИСАНИЕ МЕТОДИКИ ИЗМЕРЕНИЯ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ НЕЙТРОНА И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ.

2.1 ОПИСАНИЕ МЕТОДИКИ И БАЗОВЫХ ПОЛОЖЕНИЙ.

В главе 1 были даны некоторые расчётные формулы для соответствующих экспериментов. Однако, поскольку в нашем эксперименте измерение ВЖН осуществляется с использованием ультрахолодных нейтронов (УХН) необходимо перечислить их основные свойства и более подробно рассмотреть некоторые математические выводы. Как уже было сказано ранее в разделе 1.2 УХН — это нейтроны со скоростями движения порядка единиц метров в секунду, что соответствует энергиям ~ 100 нэВ и температурам менее 1 милликельвина, поэтому они и называются ультрахолодными. Получить нейтроны с такими низкими энергиями — непростая задача, поскольку в ядерных реакциях рождаются быстрые нейтроны с характерными энергиями до нескольких МэВ. Для решения этой задачи можно использовать несколько способов: поскольку распределение нейтронов по скоростям имеет максвелловский характер [7], то небольшая доля УХН всегда присутствует в спектре и можно выделить её, заставляя нейтроны с малыми энергиями отражаться от изогнутого нейтронотода под скользящими углами. Однако данная методика оказывается крайне неэффективной, т.к. доля УХН в спектре ничтожно мала. Поэтому распространение получило производство УХН при помощи конверторов различного типа: как твёрдых или жидких, так и газовых, хотя практика показала, что наиболее практичны твёрдые и жидкие конверторы, охлаждённые до криогенных температур. Так в ПИЯФ сейчас проектируется источник УХН с использованием сверхтекучего жидкого гелия, где поток планируется на уровне 10^4 c^{-1} [8].

Нейтроны рассматриваемых энергий обладают длиной волны порядка 100 нм, за счёт чего они взаимодействуют с веществом когерентным образом, т. е. взаимодействие происходит не с отдельными атомами вещества, а с общим потенциалом, имеющим вид [9]:

$$U_0 = \frac{\hbar^2}{2m} 4\pi N_0 b \quad (2.1)$$

Где \hbar — постоянная Планка, m — масса нейтрона, N_0 — концентрация атомов, а b — когерентная амплитуда рассеяния нейтрона на ядрах вещества. Если нейтрон влетает в область с положительным потенциалом, то в нём он приобретает потенциальную энергию, а значит его кинетическая энергия должна уменьшиться. Если нормальная компонента скорости меньше некоторой величины v_{lim} , то нейтрон вообще не может проникнуть внутрь вещества, и полностью отражается. Значение граничной скорости для материала, состоящего из нескольких сортов атомов, может быть найдено по формуле [9]:

$$v_{lim} = \frac{\hbar}{m} \sqrt{4\pi\rho N_A \cdot \frac{\sum_i b_i c_i}{\sum_i M_i c_i}} \quad (2.2)$$

Где ρ — плотность вещества, N_A — постоянная Авогадро, а b_i , M_i , c_i соответственно амплитуда когерентного рассеяния, атомная масса и атомарная концентрация i -ого элемента в веществе. Так, например, для медной поверхности $v_{lim} = 5.7$ м/с.

Нейтроны с такой маленькой кинетической энергией ведут себя в поле тяжести как классические частицы и после соударения со стенкой сосуда движутся по параболическим траекториям. Таким образом, становится возможным создание ловушки с такими высокими стенками, которые ультра-холодный нейтрон с энергией меньше, чем $E = mgh$ просто не может перепрыгнуть, и для хранения можно использовать сосуд с открытым верхом, где вертикальные стенки ограничивают движение нейтронов по горизонтали, а гравитационный потенциал препятствует движению в вертикальном направлении. В нашем эксперименте использован именно такой подход, при этом удалось достичь вероятности потерь на стенках всего в 1.5% от вероятности β -распада. Чтобы учесть этот канал потерь применяется метод экстраполяции. Для этого в объём хранения вводится дополнительная поверхность, которая увеличивает частоту соударений нейтронов со стенками приблизительно в два раза. Измерение происходит следующим образом: вакуумная криогенная ловушка заполняется УХН со специально подготовленным спектром. Далее нейтроны хранятся в ловушке определённый промежуток времени, после чего сливаются на детектор для регистрации. Так как число зарегистрированных нейтронов зависит от времени их удержания и от числа столкновений со стенками, проводятся несколько измерений для различной геометрии и разных времён удержания, что позволяет провести экстраполяцию ко времени жизни свободного нейтрона.

Основные положения теоретической модели, следующие.

1. Между соударениями нейтроны движутся свободно. Учитывается только влияние силы тяжести, а столкновения с ядрами остаточного газа отсутствуют.
2. Энергия нейтронов не изменяется при соударениях со стенками.
3. Потери нейтронов при соударениях со стенками описываются моделью взаимодействия с потенциальным барьером.
4. Покрытие является однородным.

Данные предположения имеют идеализированный характер, в эксперименте условия могут отличаться от идеальных. Такие отклонения будут являться источниками систематических ошибок, влияние которых будет оценено позднее.

Поведение нейтрона, как и других нестабильных частиц, описывается уравнением радиоактивного распада:

$$\dot{N} = -\lambda N \quad (2.3)$$

В данном уравнении λ — постоянная, характеризующая вероятность распада за единицу времени, имеющая размерность с^{-1} . Знак минус указывает на убывание числа частиц со временем.

Решение этого уравнения имеет вид:

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad (2.4)$$

Среднее время жизни можно получить, проинтегрировав произведение числа частиц dN , проживших время t , в интервале dt , и разделив этот интеграл на общее число частиц в системе.

Таким образом, получим:

$$\tau = \frac{1}{N_0} \int_0^{\infty} N t dt = \frac{1}{N_0} \int_0^{\infty} N \lambda t dt = \frac{\lambda}{N_0} \int_0^{\infty} N_0 e^{-\lambda t} t dt = \lambda \int_0^{\infty} t e^{-\lambda t} dt = \frac{1}{\lambda} \quad (2.5)$$

Где видно, что τ — время, за которое число частиц уменьшается в e раз.

Если мы рассматриваем совокупность моноэнергетических нейтронов, то мы имеем точно такое же решение, что и в случае (2.4) с одним отличием:

$$N(t) = N_0 e^{-t/\tau_{st}} \quad (2.6)$$

где N_0 — число нейтронов, захваченных в ловушку, а $N(t)$ — число нейтронов в момент времени t , параметр τ_{st} — время хранения в ловушке, определяется выражением:

$$\tau_{st}^{-1} = \tau_n^{-1} + \tau_{loss}^{-1} \quad (2.7)$$

И τ_n^{-1} — вероятность распада в единицу времени, а τ_{loss}^{-1} — вероятность потерь при соударениях нейтронов со стенками сосуда.

Имея два времени удержания t , мы можем измерить суммарную вероятность потерь, исключив при этом число нейтронов, захваченных в ловушку в момент времени $t = 0$:

$$\tau_{st} = (t_2 - t_1) / \ln(N_1/N_2) \quad (2.8)$$

Где N_1 и N_2 — число нейтронов в моменты t_1 и t_2 соответственно.

В нашей модели источником потерь нейтронов является мнимая часть потенциального барьера. Для вычисления вероятности потери (без гравитации) мы используем выражение:

$$\tau_{loss}^{-1} = \mu(T, E) \nu(E) \quad (2.9)$$

где $\mu(T, E)$ — усреднённый по углам падения коэффициент потерь, называемый в дальнейшем «функция потерь» УХН при отражении, который зависит от энергии УХН и температуры стенок ловушки, $\nu(E)$ — частота столкновений УХН со стенками, которая зависит от размера ловушки и энергии УХН.

Функция потерь УХН при отражении, полученная в предположении, что отражение происходит от потенциальной ступеньки с действительной U_0 и мнимой W частью, может быть записана в следующем виде [9]:

$$\mu(y) = \frac{2\eta}{y^2} \cdot (\arcsin y - y\sqrt{1-y^2}) \approx \begin{cases} \pi\eta, & y \rightarrow 1 \\ \frac{4}{3}\eta y, & y \ll 1 \end{cases} \quad (2.10)$$

где η — фактор потерь, который определяется отношением мнимой и действительной частей потенциала, или амплитуд рассеяния, $\eta = W/U_0 = b'/b$. А $y = \sqrt{E/U_0} = v/v_{lim}$ — отношение скорости нейтрона к граничной скорости материала v_{lim} , при которой ещё может происходить полное отражение. Используя оптическую теорему, мнимую часть амплитуды рассеяния можно записать как [10]:

$$b' = \frac{\sigma_{abs} + \sigma_{upscat}(T)}{2\lambda} \quad (2.11)$$

Где σ_{abs} и $\sigma_{upscat}(T)$ — сечение поглощения и сечение неупругого рассеяния, приводящего к нагреву нейтронов.

Энергетическая функция потерь УХН в уравнении (2.10) усреднена по углам падения, при этом для нормальной компоненты скорости нейтрона v_{\perp} функцию потерь можно записать в более простом виде:

$$\mu(v_{\perp}) = \frac{2\eta x}{\sqrt{1-x^2}} \quad (2.12)$$

Где $x = v_{\perp}/v_{lim}$.

Сечения захвата и неупругого рассеяния пропорциональны длине волны нейтрона λ , поэтому b' и η не зависят от энергии нейтрона, а являются лишь функцией температуры стенок $\eta = \eta(T)$. Перепишем уравнение (2.9) в виде:

$$\tau_{loss}^{-1} = \eta(T)\gamma(E) \quad (2.13)$$

где $\eta(T)$ — фактор потерь, не зависящий от энергии УХН, а $\gamma(E)$ — эффективная частота соударений, зависящая от энергии УХН и размеров ловушки. При такой записи единственная зависящая от энергии величина, необходимая для вычисления времени жизни нейтрона из экспериментальных данных, — это эффективная частота соударений. Получается, что обратное время хранения является линейной функцией от $\gamma(E)$ с угловым коэффициентом η и значением равным обратному времени жизни при $\gamma(E)$ равном нулю. Отсюда следует, что время жизни нейтрона может быть получено линейной экстраполяцией τ_{st}^{-1} к нулевому значению γ , то есть к нулевой частоте соударений.

Для того чтобы вычислить ВЖН необходимо измерить два времени хранения для различных $\gamma(E)$:

$$\tau_1^{-1} = \tau_n^{-1} + \eta\gamma_1 ; \quad \tau_2^{-1} = \tau_n^{-1} + \eta\gamma_2 \quad (2.14)$$

$$\eta = (\tau_2^{-1} - \tau_1^{-1})/(\gamma_2 - \gamma_1) ; \quad (2.15)$$

$$\tau_n^{-1} = [(\tau_1^{-1} + \tau_2^{-1}) - \eta(\gamma_1 + \gamma_2)]/2$$

Где γ_1 и γ_2 — эффективные частоты соударений, а η — коэффициент потерь.

Исключая η , можно записать:

$$\tau_n^{-1} = \tau_1^{-1} - (\tau_2^{-1} - \tau_1^{-1})/[\gamma_2(E)/\gamma_1(E) - 1] \quad (2.16)$$

Данный вид записи указывает на важный факт: одно из времён вносит основной вклад в вычисляемое время жизни нейтрона, а второе — является поправкой, зависящей от разности времён хранения и отношения эффективных частот соударений. Поэтому так важно получить как можно большее время хранения.

Как уже было сказано ранее, для проведения экстраполяции необходимо измерить времена хранения для двух значений $\gamma(E)$. $\gamma(E)$ является расчётной величиной, зависящей от параметров экспериментальной установки и используемой модели физических процессов. Эта величина зависит от геометрии ловушки и энергии УХН, а значит, есть два способа провести измерения для двух различных $\gamma(E)$: либо использовать различные энергии, либо использовать различную геометрию ловушки.

Экстраполяция, полученная с использованием разных областей нейтронного спектра, но при одинаковой геометрии называется энергетической, а если для измерений был использован один и тот же участок спектра, но разная геометрия — то геометрической. Для этого, как уже было сказано выше, используется дополнительная поверхность — вставка.

Если посмотреть на уравнение (2.16), то можно заметить, что в него не входит сама функция потерь, а только отношение $\gamma_2(E)/\gamma_1(E)$, что позволяет уменьшить влияние зависимости $\mu(E)$ на результат. Чтобы это показать можно рассмотреть случай, когда гравитация отсутствует. Отношение частот соударений будет зависеть только от соотношения площади ловушки к её объёму:

$$\frac{\gamma_2}{\gamma_1} = \frac{S_2}{V_2} / \frac{S_1}{V_1} \quad (2.17)$$

где S — полная площадь поверхности, а V — объём ловушки. То есть, эффект зависимости от энергии исключается полностью. И это легко понять, если вспомнить, что моноэнергетический набор нейтронов в отсутствии гравитации ведёт себя как идеальный газ, в котором число соударений со элементом стенки dS в единицу времени равно $1/4 v \rho(v) \cdot dS$, где $\rho(v)$ — плотность УХН [11]. В поле тяготения плотность УХН изменяется, пропорционально $\sqrt{(E - mgh)/E}$, где E — энергия УХН у основания ловушки, h — высота, измеренная от основания ловушки. Так как и кинетическая энергия УХН и их концентрация зависят от h , уравнение (2.9) необходимо проинтегрировать по h и нормировать на число частиц:

$$\tau_{loss}^{-1} = \frac{\int_0^{h(E)} \mu(E-h')v(E-h')\rho(E-h')dS(h)}{4 \int_0^{h(E)} \rho(E-h')dV(h)} = \eta \cdot \gamma_{mono}(E) \quad (2.18)$$

Где $h' = mgh$, а $h(E)$ максимальная высота для энергии E .

Полное устранение зависимости от энергии не происходит из-за интегрального характера зависимости потерь от $\mu(E)$. Чтобы уменьшить её влияние на геометрическую экстраполяцию была выбрана специальная геометрия вставки: она повторяет геометрию ловушки, но сделана с меньшими размерами. В идеале геометрия вставки должна была бы увеличивать площадь поверхности, доступную для нейтронов в одинаковом отношении для любой энергии. Подобного эффекта добиться не удаётся, но выбранная форма стремится к этому, по крайней мере, для большей части диапазона высот (Рис. 10).

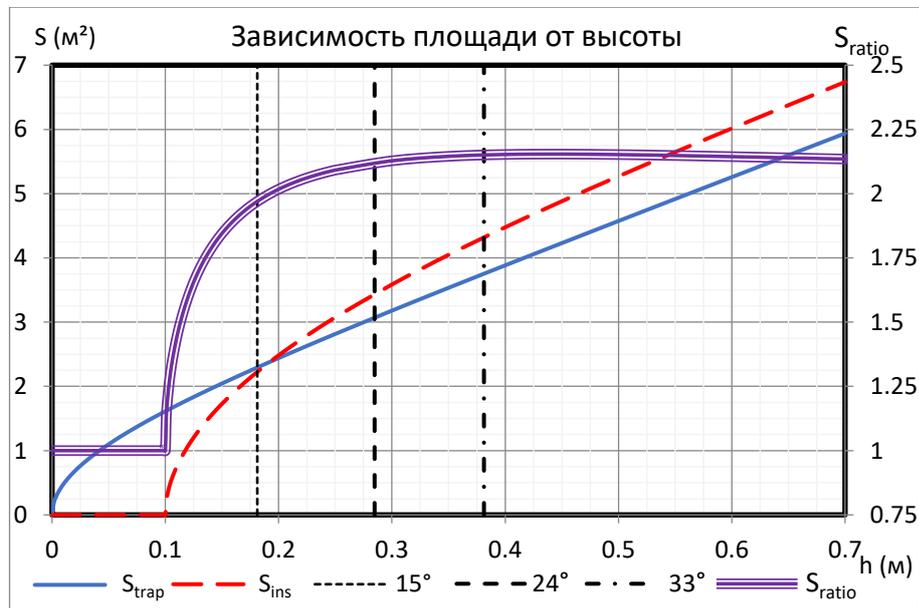


Рис. 10 Зависимость отношения площадей от высоты. По дополнительной оси отложена величина S_{ratio} — отношение суммы площадей ловушки и вставки к площади ловушки. Пунктирными линиями показаны углы поворота ловушки на 15, 24 и 33 градуса соответственно.

На Рис. 10 отмечены положения ловушки при её повороте на некоторые основные углы. Как уже было сказано ранее, УХН, имеющие энергию $E < mgh$, не могут покинуть ловушку из-за гравитационного барьера, поэтому после заполнения мы можем сливать их в несколько этапов (сливов). В таком режиме установка работает как гравитационный спектрометр, проводя независимые измерения времён хранения сразу для нескольких энергетических диапазонов, чтобы лучше контролировать возможные источники систематических погрешностей. Разделение спектра на порции реализуется при помощи поворота ловушки на определённые углы, при этом верхний край ловушки опускается величину Δh , и часть спектра с соответствующими энергиями может покинуть установку и попасть на детектор. Нейтроны могут, таким образом, быть слиты при одном повороте, либо в несколько этапов через серию поворотов на всё возрастающие углы. Ве-

личины углов слива подбираются таким образом, чтобы разделить весь нейтронный спектр приблизительно на равные доли, чтобы времена хранения имели одинаковые погрешности измерения.

Поскольку спектр, заполняющий ловушку, близок к максвелловскому — он содержит больше нейтронов с высокими значениями кинетической энергии, чему соответствуют большие h , и меньшие значения углов. Поэтому, если мы хотим разбить весь спектр, к примеру, на 4 равных участка, мы должны будем повернуть ловушку на определённые углы, чтобы скомпенсировать таким образом дефицит медленных нейтронов в последних сливах. Более того: ситуация осложняется тем, что сливы, соответствующие более мягким нейтронам (с меньшей энергией), происходят позже, что дополнительно уменьшает в них число УХН. Для того, чтобы определить углы поворота ловушки требуется, таким образом, заранее знать спектр удерживаемых нейтронов, а также времена, требующиеся для осуществления каждого слива, чтобы скомпенсировать и неравномерность распределения нейтронов в спектре, и изменение их числа из-за бета-распада. Оптимальные параметры для поворотов определяются при помощи Монте-Карло моделирования всего процесса измерений [12].

Относительно простой вид уравнений, полученных в этой главе — результат использования идеализированной модели. В реальном эксперименте мы должны принять во внимание возможные отклонения от предположений, перечисленных в этом разделе. Некоторые из проблем можно решить либо, учитывая их эффект при моделировании, либо вводя поправки при обработке данных.

2.2 ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ.

Измерение ВЖН при помощи УХН предполагает использование высокого вакуума (10^{-7} мбар) и низких температур (80°K), для подавления потерь УХН, вызванных неупругим рассеянием на остаточном газе или на покрытии ловушки.

Для создания требуемых условий, были использованы ёмкости старых азотных танков, сделанных из алюминия. Оба азотных танка были разрезаны немного выше оси по горизонтали, к линии разреза приварены фланцы для герметичного соединения, а в торцах половинок внутреннего сосуда сварены ёмкости для жидкого азота, суммарным объёмом около 350 литров. При этом внешний танк создаёт изолирующий вакуум, в то время как внутренний объём, откачиваемый независимо от внешнего, используется для размещения ловушки и вставки. Для откачки наружной и внутренней вакуумных оболочек используются турбомолекулярные насосы. При этой схеме изолирующий вакуум является одновременно защитой от натекания воздуха в рабочую область, а низкая температура стенок уменьшит попадание во внутренний объём газов, диффундирующих из металла. Это упрощает получение требуемого вакуума и уменьшает расход жидкого азота, так как охлаждение рабочего сосуда обеспечивается теплопроводностью материала сосуда от смонтированных внутри него азотных резервуаров. Для уменьшения теплопритоков к рабочему объёму внутренний сосуд был обмотан двумя слоями помятой фольги. При этом давление остаточных газов внутри рабочего объёма не превышает $2 \cdot 10^{-6}$ торр.

Заполнение ёмкостей внутреннего танка жидким азотом происходит через проходки во внешнем сосуда. Испаряющийся газообразный азот через гибкие трубопроводы проходит к ловушке и вставке и проходит по трубкам, прикреплённым к их поверхности. Такой вариант охлаждения позволяет поддерживать температуру ловушки и вставки на уровне 80 K , с точностью до одного градуса, которая контролируется 4 термopарами: по две на каждую поверхность. Термopары установлены на внешней поверхности ловушки, вблизи трубок охлаждения и в максимально отдалённых местах, а на вставке — вблизи торцов выше осевой линии.

Сами ловушка и вставка с системами охлаждения, нагрева и термометрии находятся внутри нижней половинки внутреннего сосуда. Их крепёж к осям осуществляется на торцах, поскольку в зоне хранения УХН не должно находиться никаких других деталей. Такая конструкция подвески позволяет обеспечить их раздельное вращение. С одной стороны выведен вал для вращения ловушки, с углом поворота на 90° в любую сторону, а с другой выведен вал для вращения вставки на 240° . Механизмы приводов вращения вынесены из вакуумной части установки и соединяются с валами после их выхода из вакуумного объёма. Для обеспечения вращения трубки подачи жидкого азота соединяются с неподвижными ёмкостями через «улитки» из гибких силь-

фонных шлангов, позволяющие поворачивать ловушку и вставку на заданные углы. Для обеспечения ровной линии слива сверху ловушки смонтированы медные уголки. Для уменьшения теплопритока к ловушке и вставке применены тепловые экраны, чтобы перекрыть инфракрасное излучение к ним от наружной поверхности в проходках, сохраняя при этом максимально возможное сечение отверстий для откачки и нейтронов. Поворот ловушки и вставки осуществляется при помощи шагового двигателя с применением редуктора с передаточным числом 750. Осуществляя контроль числа шагов можно добиться точности угла поворота до одного градуса.

Ловушка УХН выполнена в виде медного полуцилиндра с радиусом 700 мм и длиной 2000 мм, разрезанного по образующей и имеющего стенки на торцах. Ловушка для УХН с такими размерами используется впервые, что позволяет захватывать большое число нейтронов, и увеличить статистическую точность каждого измерения. Так, например, объём ловушки в предыдущем эксперименте [13, 14] был меньше в 5.3 раза. Вставка, используемая для увеличения числа соударений и представляющая собой горизонтально расположенную половину трубы, также выполнена из меди в виде полуцилиндра без боковых стенок и имеет длину 1800 мм и радиус 600 мм. Верх вставки прикреплён к алюминиевой раме для того чтобы обеспечить её соединение с поворотной осью. В нижней части вставки имеются отверстия размером 10×30 см для лучшего обмена нейтронами между внутренними частями ловушки и вставки. Принципиальная схема представлена ниже на Рис. 11а с ключевыми положениями ловушки и вставки Рис. 11б.

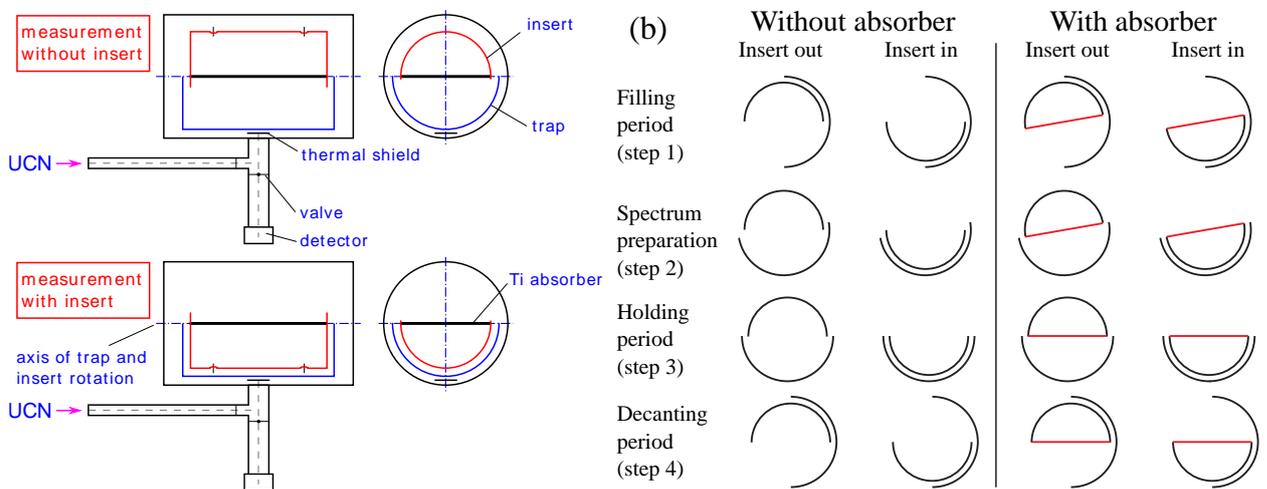


Рис. 11 Принципиальная схема внутренней части установки

На Рис. 11б слева показаны режимы, применявшиеся первую половину измерений — до установки титанового поглотителя, а справа показана вторая половина — соответственно после монтажа поглотителя. В точности такой односливный цикл, как изображён на рисунке, использовался при получении температурной зависимости времён хранения во время охлаждения до азотной температуры, тогда как основные измерения проводились с разным

числом сливов, когда ловушка опустошалась в несколько этапов, перед тем как снова быть заполненной.

Поверхность ловушки и вставки покрыта безводородным маслом на основе перфторполиэфира с примесью политетрафторэтилена в виде гранул (fomblin grease UT-18), т. е. смесь представляет собой вязкую массу, затвердевающую при низких температурах. Более подробно свойства покрытия будут показаны в разделах 4.1, 4.2.

В качестве детектора УХН используется газовый детектор на основе ^3He типа ДУНя (Детектор Ультрахолодных Нейтронов) [15, 16]. Благодаря его большим размерам его можно разделить на два независимых детектора, что позволяет в два раза увеличить его надёжность и число просчётов, контролируя качество работы каждой части независимо.

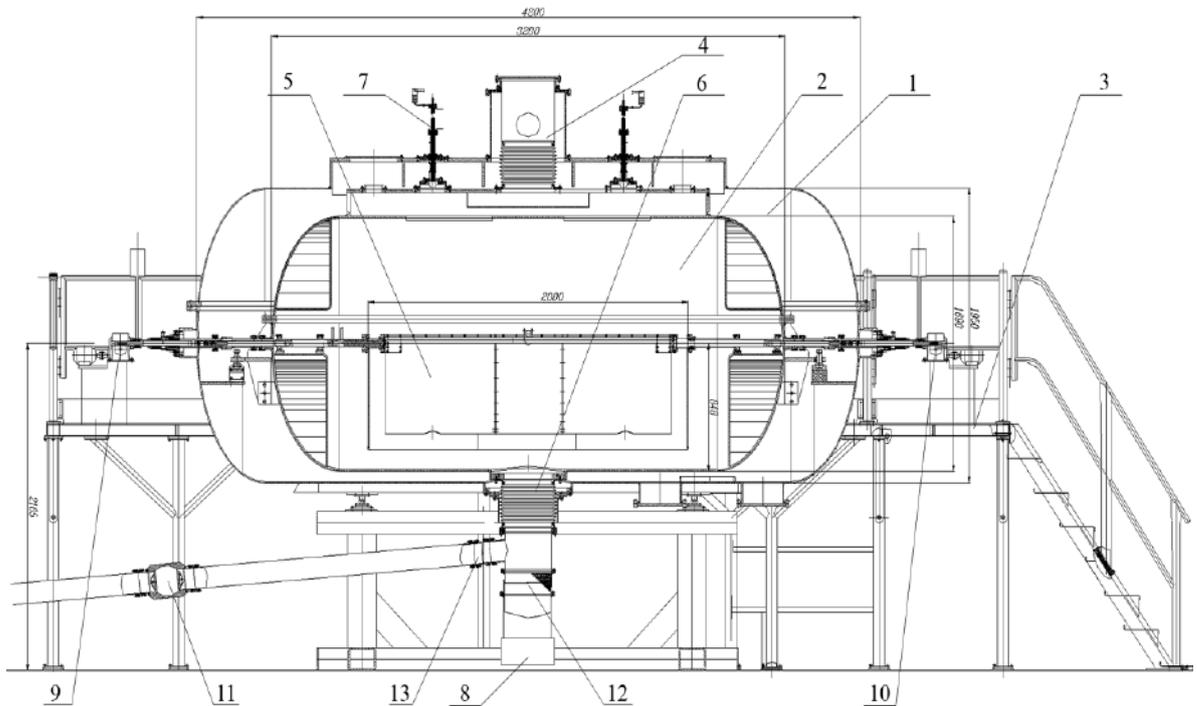


Рис. 12 1 — Внешний вакуумный объём; 2 — внутренний вакуумный объём; 3 — платформа для обслуживания; 4 — откачка внутреннего сосуда; 5 — ловушка и вставка в нижнем положении; 6 — нейтроновод; 7 — система напыления ловушки и вставки; 8 — детектор; 9 — механизм поворота ловушки; 10 — механизм поворота вставки, 11 — затвор турбины, 12 — затвор детектора, 13 — затвор нейтроновода.

Измерения проводились на исследовательском реакторе ILL на пучке ультрахолодных нейтронов PF2 МАМ. Для проведения эксперимента оборудована платформа, на которой размещается экспериментальная установка, полный вес которой превышает 2 тонны. Наполнение УХН происходит снизу по вакуумному трубопроводу, внутренним диаметром 140 мм, оборудованному тремя затворами. Для наилучшего отражения УХН нейтроновод, турбинный затвор (11) и его седло покрываются специальным веществом, отражающим УХН. Этот первый затвор призван максимально отсечь нейтроны, которые могли бы попасть на детектор во время измерений. Второй затвор (13) пропускает нейтроны в ловушку во время наполнения, а затвор (12) пропус-

кает нейтроны на детектор, во время слива. Поскольку два последних затвора имеют тип «бабочка», и в открытом состоянии находятся внутри нейтроновода параллельно его оси, они также имеют отражающую УХН поверхность с обеих сторон.

Измерительный цикл состоит из следующих этапов.

1. Затворы турбины УХН и нейтроновода открываются, и начинается наполнение рабочего объёма. Процесс заполнения контролируется (мониторится) через зазоры в затворе детектора нейтронов, который расположен ниже ловушки.
2. На 150 секунде, после того, как счёт нейтронов на временной диаграмме на Рис. 13 выходит на плато, происходит захват нейтронов путём поворота ловушки в течение 50 секунд в положение с углом наклона 15 градусов.
3. После этого оба затвора закрываются, и открывается затвор детектора (12). Для очистки спектра от надграничных нейтронов ловушка удерживается в положении с углом наклона 15 градусов, при этом время мониторинга составляет 500 секунд.
4. После чистки ловушка поворачивается в горизонтальное положение и начинается хранение нейтронов, которое длится 200 или 1500 секунд. Количество УХН, оставшихся после хранения, измеряется детектором путём поворота ловушки. В ходе эксперимента были опробованы варианты с различным числом сливов, так на Рис. 13 представлена диаграмма с четырьмя сливами. Ловушка здесь поворачивалась последовательно на 19, 24, 33 и 90 градусов.
5. В последние 200 секунд происходит измерение фона.

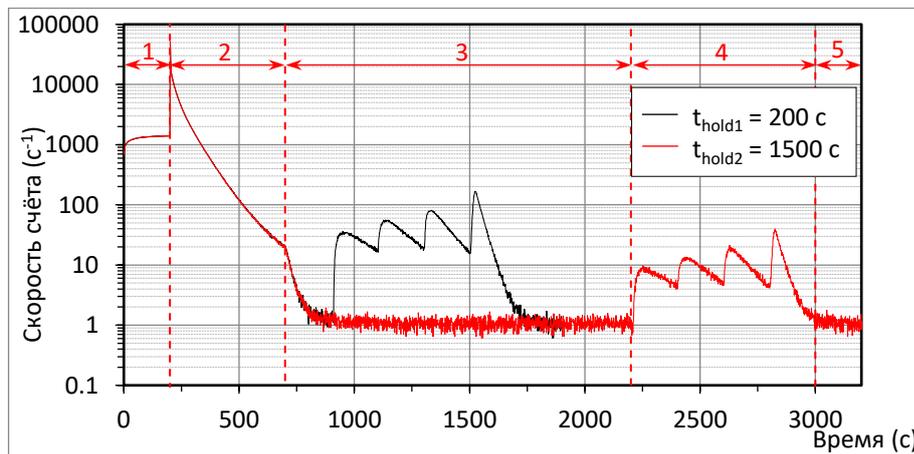


Рис. 13 Временная диаграмма измерительного цикла для двух различных времён удержания в ловушке без вставки.

1 — заполнение, 200 с [время поворота (50 с) в позицию мониторинга включено]; 2 — мониторинг, 500 с; 3 — удержание, 200 с или 1500 с [время поворота ловушки (10 с) в позицию удержания]; 4 — слив, с четырьмя стадиями по 200, 200, 200, 300 с [со временем поворота ловушки (10, 6, 6, 25 с) в каждую позицию]; и 5 — измерение фона, 200 с. Временные интервалы показаны для времени удержания 1500 с.

Для основных измерений применялись варианты с разным числом сливов. Для получения итоговой экстраполяции оптимальным был выбран режим работы с двумя сливами, где углы со-

ставляли 24 и 90 градусов соответственно. Такое разделение обеспечивало хорошую статистическую точность, при этом позволяя проводить анализ на наличие систематических погрешностей. При измерениях со вставкой без поглотителя, как показано на Рис. 11b, она опускалась вниз ещё в момент наполнения, и оставалась в положении нуля градусов в течение всего измерительного цикла. При измерении с поглотителем она устанавливается на тот же угол, что и ловушка, затем поворачивается на ноль градусов перед моментом начала хранения и остаётся в таком положении до конца измерений.

2.3 УСТАНОВКА ТИТАНОВОГО ПОГЛОТИТЕЛЯ.

Прецизионное измерение ВЖН требует измерить времена хранения нейтронов для нескольких геометрических конфигураций ловушки с высокой точностью. Для этого необходимо специальным образом подготовить спектр нейтронов перед их хранением.

Во время заполнения в рабочий объём попадает широкий энергетический спектр, в том числе и те нейтроны, энергия которых выше гравитационного барьера для нашей ловушки. Такие нейтроны мы называем надбарьерными. Покидая ловушку во время короткого удержания, они могут вносить значительную систематическую погрешность в измеряемое время хранения. Оценка данного эффекта будет произведена в разделе 3.5.

Таким образом, возникает задача по выбору оптимального режима работы: необходимо минимизировать время чистки, не ухудшив её качество, чтобы при этом сохранить как можно больше полезных нейтронов, число которых непосредственно влияет на статистическую точность измерений.

Во время 178 и 179 реакторных циклов очистка спектра от надграничных нейтронов осуществлялась при помощи поворота ловушки на 15 градусов и удержании её в таком положении в течении 500 секунд, поскольку Монте-Карло моделирование показало, что данные параметры являются оптимальными для такой конфигурации [12]. Такой способ, однако, имеет два основных недостатка: во-первых, при этом выбрасывается много потенциально полезных нейтронов, а во-вторых за время чистки теряется значительная часть нейтронов по всему спектру ($e^{-500/\tau_n} \sim 0.57$), т.к. это время сравнимо со значением ВЖН. После осуществления процедуры мониторинга в ловушке остаются нейтроны, с энергией выше:

$$E(h_m) = mgh_m \quad (2.19)$$

Где R — радиус ловушки, а h_m — высота, соответствующая углу мониторинга, которая отсчитывается от дна ловушки. Так для углов мониторинга 10 и 15 градусов мы имеем энергии равные соответственно 59 нэВ и 53 нэВ. Чтобы уменьшить время чистки и иметь возможность хранить нейтроны с большими энергиями между реакторными циклами 179 и 180 на вставку был установлен титановый поглотитель. После этой модификации чистка осуществлялась совместным поворотом ловушки и вставки на угол 10 градусов, а к моменту начала хранения ловушка и вставка поворачиваются в горизонтальное положение. Численный расчёт [17], а затем и экспериментальные данные (Рис. 14) показали, что при таком подходе можно сократить время мониторинга до 300 секунд.

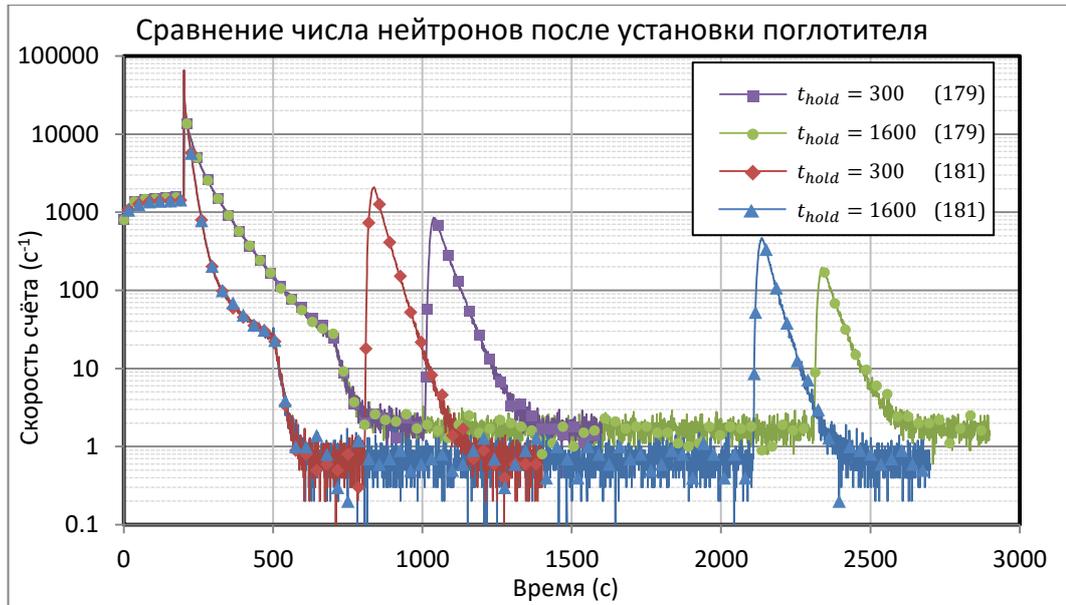


Рис. 14 Временная диаграмма счёта нейтронов до установки поглотителя (цикл 179), и — после (цикл 181). Показаны измерения с одним сливом для двух времён удержания: короткого (300 с) и длинного (1600 с).

Видно, что после установки поглотителя удалось существенно сократить время подготовки к измерениям и увеличить число нейтронов в сливе почти вдвое.

3 ПОДБОР ОПТИМАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЙ И УЧЁТ ЭФФЕКТОВ, ВЕДУЩИХ К СИСТЕМАТИЧЕСКИМ ПОГРЕШНОСТЯМ.

3.1 ВЫБОР ОПТИМАЛЬНОЙ РАЗНОСТИ ВРЕМЁН УДЕРЖАНИЯ ДЛЯ МИНИМИЗАЦИИ ПОГРЕШНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ ВРЕМЕНИ ХРАНЕНИЯ.

Как уже говорилось в разделе 2.1, время хранения в ловушке определяется логарифмом отношения количества нейтронов, оставшегося после короткого и длинного удержаний. Запишем систему, дающую на это выражение:

$$\begin{cases} N_1 = N_0 e^{-\frac{t_1}{\tau_{st}}} \\ N_2 = N_0 e^{-\frac{t_2}{\tau_{st}}} \end{cases} \quad (3.1)$$

Перепишем формулу (2.8), опуская в дальнейшем индекс у τ_{st} , подразумевая далее, что τ — это время хранения в ловушке:

$$\tau = \Delta t / \ln(N_1/N_2) \quad (3.2)$$

Где $\Delta t = t_2 - t_1$ — разность между временами удержания. Взяв частные производные по N_1 и N_2 от выражения (3.2) можно найти ошибку измерения $\Delta\tau$:

$$\Delta\tau = \frac{\tau^2}{\Delta t} \sqrt{\frac{(\Delta N_1)^2}{(N_1)^2} + \frac{(\Delta N_2)^2}{(N_2)^2}} \quad (3.3)$$

Заменяя величины $(\Delta N_1)^2$ и $(\Delta N_2)^2$ согласно пуассоновской статистике на N_1 и N_2 :

$$\Delta\tau = \frac{\tau^2}{\Delta t} \sqrt{\frac{1}{N_1} + \frac{1}{N_2}} \quad (3.4)$$

Как видно из формулы (3.4) ошибка определения времени хранения зависит от числа нейтронов в обоих сливах. Если время t_1 выбирается по возможности минимальным, чтобы сохранить как можно больше нейтронов до их распада, то время t_2 можно выбрать любым. Однако если выбрать его слишком коротким, то знаменатель дроби будет малым, а погрешность большой. Если же выбрать его слишком большим, то число нейтронов N_2 тоже становится слишком малым, что увеличивает погрешность. Таким образом, ясно, что существует некое оптимальное значение Δt_{opt} , которое можно найти, продифференцировав выражение (3.4) по Δt , но сначала сделаем несколько упрощений. Из системы (3.1) видно, что N_0 легко исключается, а N_2 можно выразить через N_1 :

$$\frac{N_2}{N_1} = e^{-\frac{t_2+t_1}{\tau}} \quad N_2 = N_1 e^{-\frac{t_2+t_1}{\tau}} = N_1 e^{-\frac{\Delta t}{\tau}} \quad (3.5)$$

И формулу для ошибки можно записать как:

$$\Delta\tau = \frac{\tau^2}{\Delta t} \sqrt{\frac{1}{N_1} + \frac{1}{N_1} e^{\frac{\Delta t}{\tau}}} = \frac{\tau_{st}^2}{\sqrt{N_1} \Delta t} \sqrt{1 + e^{\frac{\Delta t}{\tau}}} \quad (3.6)$$

Опустив множитель, не зависящий от Δt , и взяв производную от (3.6) имеем:

$$(\Delta\tau)'_{\Delta t} = \frac{\Delta t e^{\frac{\Delta t}{\tau}} - 2\tau \left(1 + e^{\frac{\Delta t}{\tau}}\right)}{2\tau \Delta t^2 \sqrt{1 + e^{\frac{\Delta t}{\tau}}}} \quad (3.7)$$

Видно, что знаменатель не обращается в ноль ни при каких $\Delta t > 0$. Приравняв числитель к нулю, получим:

$$\begin{aligned} \tau \frac{\Delta t}{\tau} e^{\frac{\Delta t}{\tau}} - 2\tau \left(1 + e^{\frac{\Delta t}{\tau}}\right) &= 0 \\ x e^x - 2e^x - 2 &= 0 \\ x &\approx 2.22 \end{aligned} \quad (3.8)$$

То есть для минимизации ошибки отношение $\Delta t/\tau$ должно быть около 2.22, или $\Delta t_{opt} \approx 2.22\tau$.

Данный вывод справедлив для одиночного измерения, однако если имеется цель за некое ограниченное время t_0 получить максимально точный результат, то выбранное Δt_{opt} может оказаться неоптимальным. Причина этого в том, что, сократив Δt , мы можем получить большее число независимых определений τ . И может оказаться так, что зависимость $\Delta\tau$ будет расти слабее, чем корень из k . что уменьшит ошибку существеннее, чем выбор оптимального Δt , для одиночного измерения.

Число пар измерений, совершённое за время t_0 , можно представить в виде:

$$k = \frac{t_0}{t_{pros} + t_1 + t_{pros} + t_2} = \frac{t_0}{2(t_{pros} + t_1) + \Delta t} = \frac{t_0}{t_{pr} + \Delta t} \quad (3.9)$$

Где t_{pros} — время процессов, необходимых для подготовки к измерениям (наполнение ловушки, очистка спектра, слив, измерение фона), а t_{pr} — суммарное время, измерительного цикла, за исключением Δt . Итоговый результат $\Delta\tau_{\Sigma}$ представим в виде:

$$\Delta\tau_{\Sigma} = \frac{\Delta\tau}{\sqrt{k}} = \frac{\tau^2}{\sqrt{N_0 t_0}} e^{\frac{t_1}{2\tau}} \times \frac{1}{\Delta t} \sqrt{\left(1 + e^{\frac{\Delta t}{\tau}}\right) (t_{pr} + \Delta t)} \quad (3.10)$$

Взяв производную по Δt и упростив выражение, получим:

$$(\Delta\tau_{\Sigma})'_{\Delta t} = \frac{\tau^2}{\sqrt{N_1 t_0}} \cdot \left(\frac{\frac{\Delta t^2}{\tau} e^{\frac{\Delta t}{\tau}} + \Delta t e^{\frac{\Delta t}{\tau}} \cdot \left(\frac{t_{pr}}{\tau} - 1 \right) - \Delta t - 2t_{pr} \left(e^{\frac{\Delta t}{\tau}} + 1 \right)}{2\Delta t^2 \sqrt{t_{pr} + t_{pr} e^{\frac{\Delta t}{\tau}} + \Delta t + \Delta t e^{\frac{\Delta t}{\tau}}}} \right) \quad (3.11)$$

Видно, что знаменатель опять не обращается в ноль ни при каких Δt , т. е. для нахождения минимума мы должны приравнять числитель дроби к нулю. Опустив постоянный множитель и введя, как в (3.8) $x = \Delta t/\tau$ можно переписать числитель как:

$$x^2 e^x + x e^x \left(\frac{t_{pr}}{\tau} - 1 \right) - x - \frac{2t_{pr}}{\tau} e^x - \frac{2t_{pr}}{\tau} = 0 \quad (3.12)$$

Решение этого уравнения относительно x нельзя найти в явном виде, но относительно t_{pr} — можно:

$$t_{pr} = \tau \times \frac{x^2 e^x - x e^x - x}{2 + 2e^x - x e^x} \quad (3.13)$$

Воспользовавшись тем фактом, что данная функция монотонна на интервале $x \in (1.25, 2.2)$ построим обратную к ней функцию:

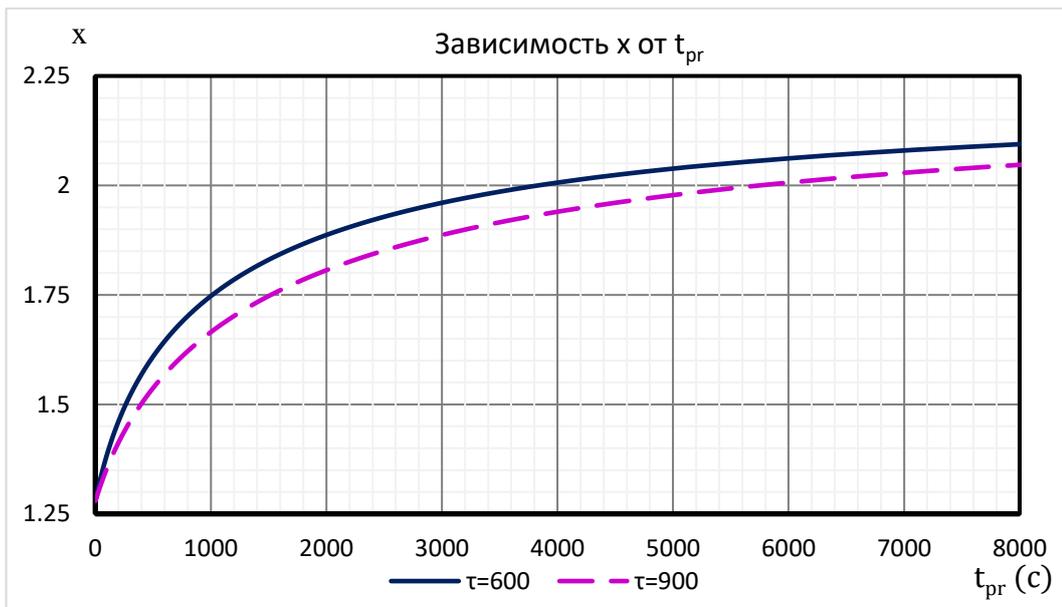


Рис. 15 Определение оптимального интервала между временами удержания для минимизации итоговой ошибки $\Delta\tau_{\Sigma}$. По вертикальной оси отложено отношение $x = \Delta t/\tau$, по горизонтальной — время на проведение пары измерений (знаменатель в формуле (3.9)) за вычетом Δt . Кривые построены для времён хранения 600-900 секунд. Типичные значения времени t_{tr} в эксперименте находятся в интервале 3200-4200 с. Видно, что время хранения в ловушке влияет очень слабо (менее 10%) на определение Δt_{opt} .

Таким образом, видно, что оптимальный интервал времён удержания для серии оказывается тем короче, чем меньше время подготовки ловушки к измерениям. Причём итоговая ошибка $\Delta\tau_{\Sigma}$ в области минимума является медленно меняющейся величиной. Для того чтобы это показать возьмём формулу (3.10) и сначала подставим в неё произвольное Δt , а потом разделим на значение при Δt_{opt} :

$$r_{\Delta t} = \frac{\Delta t_{opt}}{\Delta t} \sqrt{\frac{\left(1 + e^{\frac{\Delta t}{\tau}}\right) (t_{pr} + \Delta t)}{\left(1 + e^{\frac{\Delta t_{opt}}{\tau}}\right) (t_{pr} + \Delta t_{opt})}} \quad (3.14)$$

График данной зависимости, построенный для двух значений t_{pr} представлен ниже:

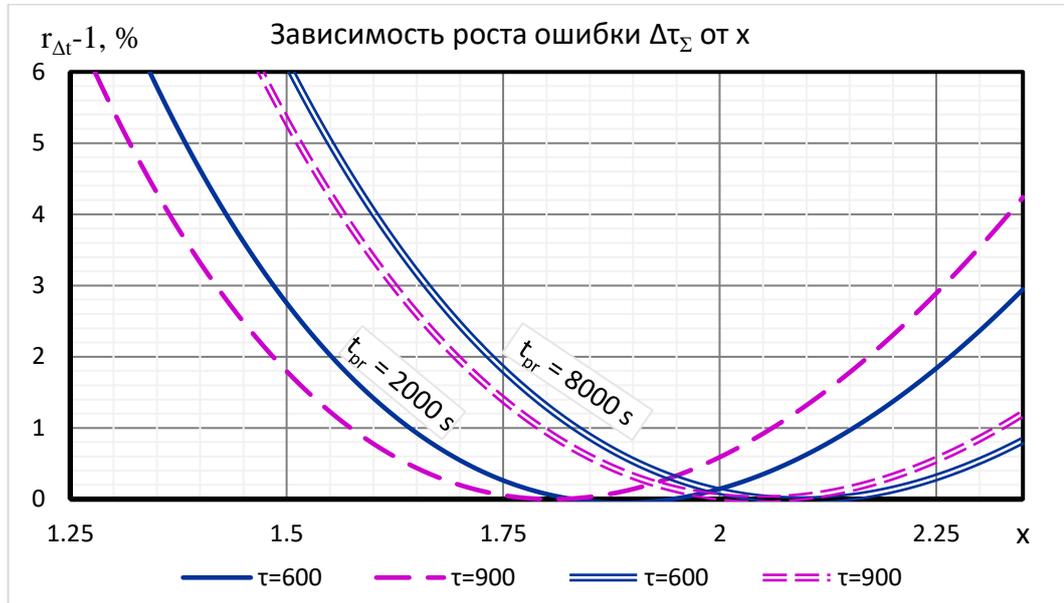


Рис. 16 Добавка в суммарную ошибку $\Delta\tau_{\Sigma}$ при выборе Δt отличного от оптимального. По горизонтальной оси отложено отношение $x = \Delta t / \tau$, по вертикальной — добавка, выраженная в процентах. Показаны два случая, соответствующих значениям t_{tr} 2000 и 8000 с соответственно.

Видно, что при использовании произвольного Δt ошибка нарастает по обе стороны от минимума, однако её вклад в итоговую погрешность при любом t_{pr} в интервале 2000-8000 секунд измеряется единицами процентов и практически не сказывается на результате измерений.

3.2 УЧЁТ ВЛИЯНИЯ ФОНА.

Если детектор подвержен влиянию помех, то во время слива нейтронов из ловушки мы получим добавочный сигнал в виде фона. Таким образом, число нейтронов, зарегистрированных детектором, будет:

$$N = N_0 e^{-\frac{t}{\tau}} + n \quad (3.15)$$

Где n — число фоновых нейтронов, зарегистрированных за время слива, которое можно представить, как $n = \nu t_{empt}$, а ν — частота фоновых событий. В общем случае, если фон измеряется за более короткий срок, чем слив, то число n можно получить, домножив полученное значение на отношение времён t_{empt}/t_{back} . Обозначив эти отношения через p и q , получим:

$$\tau = \frac{\Delta t}{\ln \left(\frac{N_1 - pn}{N_2 - qn} \right)} \quad (3.16)$$

Для погрешности, аналогично имеем:

$$\Delta \tau = \frac{\tau^2}{\Delta t} \sqrt{\frac{N_1 + p^2 n_1}{(N_1 - n_1 p)^2} + \frac{N_2 + q^2 n_2}{(N_2 - n_2 q)^2}} \quad (3.17)$$

Для анализа влияния фонового шума на результат сделаем несколько предположений, выполняющихся при измерениях.

1. Уровень фона измеряется за одно и то же время t_{back} и одинаков ($\nu = const$), как во время t_1 так и t_2 . Тогда $pn_1 = qn_2 = pn$.
2. Обозначим отношение сигнала к фону через $snr = \hat{N}_1/pn$, где p характеризует отношение времени слива ко времени измерения фона, а $\hat{N}_1 = N_1 - pn$ — сигнал от измерения с коротким удержанием, из которого вычтен фон. Значения вида \hat{N} далее будут обозначать счета, свободные от каких-либо систематик типа фона, дрейфа и других, и определяться только экспоненциальным множителем: $\hat{N}_i = N_0 e^{-(t_i/\tau)}$.
3. Поскольку скорость изменения числа нейтронов в ловушке никак не зависит от наличия фона, то всегда можно сказать, что $\hat{N}_2 = \hat{N}_1 e^{-\frac{\Delta t}{\tau}} = F \hat{N}_1$. Поэтому, принимая во внимание пункт 2, индексы в формуле (3.17) можно будет опустить.

Если пренебречь вычитанием фона формула (3.16) с учётом введённых переобозначений, примет вид:

$$\tau' = \frac{\Delta t}{\ln\left(\frac{\hat{N} + pn}{F\hat{N} + pn}\right)} = \frac{\Delta t}{\ln\left(\frac{\hat{N} + \frac{\hat{N}}{snr}}{F\hat{N} + \frac{\hat{N}}{snr}}\right)} = \frac{\Delta t}{\ln\left(\frac{snr + 1}{snr \cdot F + 1}\right)} \quad (3.18)$$

Где τ' — время хранения, вычисленное без учёта фона. Здесь и далее штрихованные значения будут обозначать недоучёт какой-либо систематической погрешности. Возьмём производную от этого выражения и исследуем её на наличие максимумов и минимумов:

$$\frac{\partial \tau}{\partial snr} = \frac{\Delta t}{\ln^2\left(\frac{snr + 1}{snr \cdot F + 1}\right)} \cdot \frac{A - 1}{(snr + 1)(snr \cdot F + 1)} \quad (3.19)$$

Видно, что при любых неотрицательных snr (соотношение сигнал/фон не может быть меньше нуля) производная никогда не обращается в 0. Если же фон стремится к нулю ($snr \rightarrow \infty$), то вычисленное время совпадает со временем хранения, т.к. $F = e^{-\frac{\Delta t}{\tau}}$. Оценим, графически, какое влияние на вычисление τ оказывает пренебрежение фоном, построив отношение $r_\tau = \tau'/\tau$ для соотношений сигнал/фон (10-100) достигаемых в эксперименте, иллюстрирующее влияние недоучёта или переоценки фона:

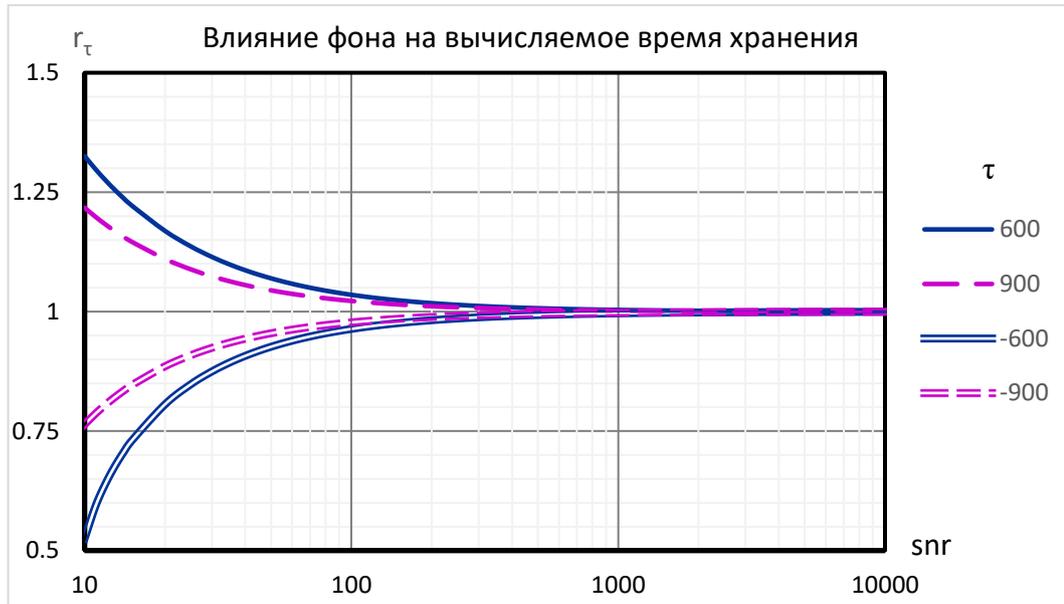


Рис. 17 Влияние фона на вычисляемые времена хранения в ловушке.

Для недооценки фона значения $r_\tau > 1$, а для переоценки — соответственно $r_\tau < 1$. $\Delta t = 1300$ с.

При типичных значениях фона 0.7 нейтронов в секунду и интенсивности сливок ~ 30000 ($snr \sim 200$) пренебрежение фоном может внести систематическую ошибку до 1.5%, т.е. до 15 секунд.

Для анализа влияния фонового шума на погрешность результата перепишем (3.17) в терминах соотношения сигнал/фон:

$$\Delta\tau = \frac{\tau^2}{\Delta t} \sqrt{\frac{N_1 + p^2 n_1}{(N_1 - n_1 p)^2} + \frac{N_2 + q^2 n_2}{(N_2 - n_2 q)^2}} = \frac{\tau^2}{\Delta t \sqrt{N}} \sqrt{\frac{1+p}{snr} \left(1 + e^{\frac{2\Delta t}{\tau}}\right) + \left(1 + e^{\frac{\Delta t}{\tau}}\right)} \quad (3.20)$$

Как и раньше, второе слагаемое в выражении под корнем, даёт величину статистической погрешности, а первое — величину, связанную с вкладом фона. Видно, что при $snr \rightarrow \infty$ первый член стремится к нулю и мы получаем результат для случая без фона, при этом отношение времени слива ко времени измерения фона p тоже влияет на ошибку измерений.

Для того, чтобы узнать какую долю от общей погрешности составляет погрешность, связанная с фоном, можно найти отношение:

$$r_c = \frac{\Delta\tau}{\Delta\tau_{clean}} \quad (3.21)$$

Где $\Delta\tau_{clean}$ — погрешность, вычисленная без учёта фона ($C \rightarrow \infty$).

$$r_c = \frac{\Delta\tau}{\Delta\tau_{clean}} = \sqrt{\frac{(1+p)(F^2 + 1)}{snr \cdot F(F + 1)}} + 1 \quad (3.22)$$

Видно, что при $snr \rightarrow \infty$ выражение стремится к единице, что означает нулевой вклад фона в измерения. Таким образом, построив на графике величину $r_c - 1$ можно показать вклад фона в ошибку в процентах:

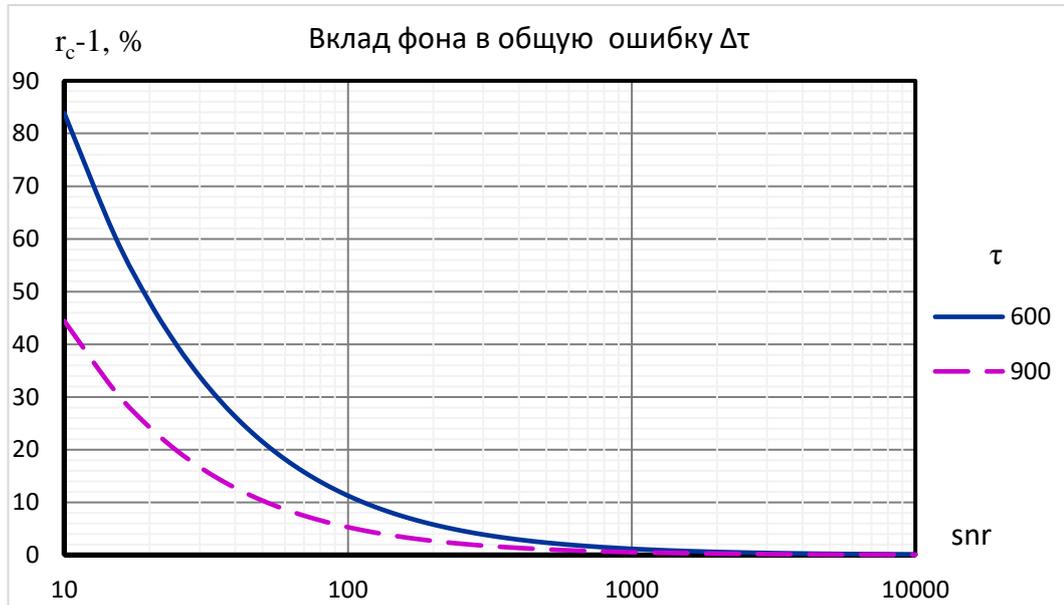


Рис. 18 Вклад фона в ошибку измерения $\Delta\tau$ для различных времён хранения $\Delta t = 1300$ с, $p = 2$.

То есть при типичном соотношении сигнал/фон ~ 100 мы имеем дополнительные 5% погрешности за счёт фона в реакторном зале.

Если соотношение сигнал/фон невелико, то для минимизации ошибки при использовании серии измерений оптимальное Δt будет отличаться от идеального случая, показанного на рис. 15, потому что формула (3.10) приобретает вид:

$$\Delta\tau_{\Sigma} = \frac{\Delta\tau}{\sqrt{k}} = \frac{\tau^2}{\sqrt{\hat{N}t_0}} \times \frac{1}{\Delta t} \sqrt{\left(\frac{1+p}{snr} \left(1 + e^{\frac{2\Delta t}{\tau}}\right) + \left(1 + e^{\frac{\Delta t}{\tau}}\right)\right) (t_{pr} + \Delta t)} \quad (3.23)$$

Проведя все те же вычисления по вычислению производной, приравняв её к нулю и поиска зависимости найдём связь между snr и Δt :

$$snr = - \frac{(p+1) \left(e^{\frac{2\Delta t}{\tau}} (2t_{pr}(\Delta t - \tau) + \Delta t(2\Delta t - \tau)) - \tau(2t_{pr} + \Delta t) \right)}{e^{\frac{\Delta t}{\tau}} (t_{pr}(\Delta t - 2\tau) + \Delta t(\Delta t - \tau)) - \tau(2t_{pr} + \Delta t)} \quad (3.24)$$

Можно построить зависимость $\Delta t_{opt}(snr)$, если, как и раньше, воспользоваться свойством обратной функции:

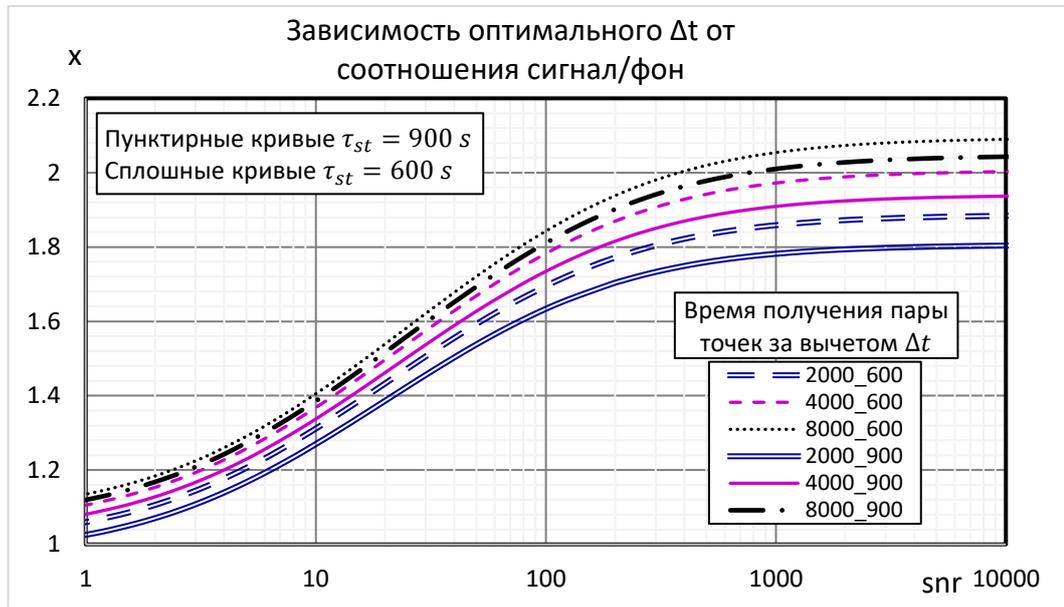


Рис. 19 Зависимость $\Delta t(sn_r)$. По горизонтальной оси отложено соотношение сигнал/фон, по вертикали — $x = \Delta t/\tau$. Показаны два случая, для времён хранения 600 и 900 с соответственно, со временами подготовки спектра 2, 6 и 8 тысяч секунд.

Видно, что оптимальная разность времён Δt_{opt} значительно короче для зашумлённых данных, однако даже для самых невероятно плохих условий, когда $snr \sim 1$, а значит число нейтронов во всём первом сливе равно числу нейтронов на фоне, $\Delta t_{opt}/\tau$ всё равно немного больше единицы.

Найдём, отношение $r_{\Delta t}(snr)$, аналогичное формуле (3.14):

$$r_{\Delta t}(snr) = \frac{\Delta t_{opt}}{\Delta t} \sqrt{\frac{(1+p) \left(1 + e^{\frac{2\Delta t}{\tau}}\right) + snr + snr \cdot e^{\frac{\Delta t}{\tau}}}{(1+p) \left(1 + e^{\frac{\Delta t_{opt}}{\tau}}\right) + snr + snr \cdot e^{\frac{\Delta t_{opt}}{\tau}}}} \cdot \frac{t_{pr} + \Delta t}{t_{pr} + \Delta t_{opt}} \quad (3.25)$$

И хотя мы не имеем возможности выразить Δt_{opt} в явном виде, мы можем с любой наперёд заданной точностью найти его численно для любого неотрицательного snr и построить это отношение графически. На Рис. 20 показан рост ошибки при отклонении Δt от Δt_{opt} для двух времён подготовки спектра к измерениям 2000 (а) и 6000 с (b).

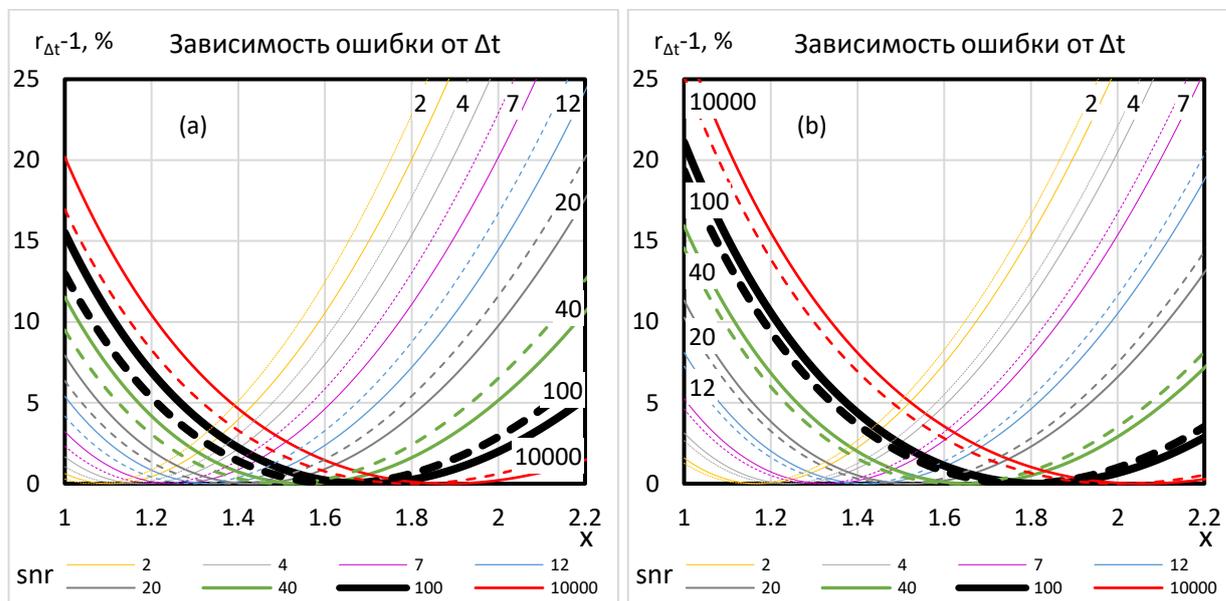


Рис. 20 Добавка в суммарную ошибку Δt_{Σ} при выборе Δt отличного от оптимального при наличии фона. По горизонтальной оси отложено отношение $x = \Delta t/\tau$, по вертикальной — добавка, выраженная в процентах. Показаны два семейства кривых, каждое из которых соответствует времени хранения в ловушке 600 (сплошные линии) и 900 (пунктирные линии) секунд. Каждое семейство порождается множеством соотношений сигнал/фон, лежащих в диапазоне от 2 до 10000. $t_{pr} = 2000$ (a) и 6000 (b).

Из Рис. 20 видно, что ошибка, как и раньше, нарастает при отходе от оптимального значения Δt , которое теперь зависит ещё от snr и t_{pr} . Однако выбрав $\Delta t \approx 1.5 \div 1.6$ можно оставаться в области близкой к минимуму для любого соотношения сигнал/фон используемого на практике, и при этом получить прирост к погрешности измеренного времени хранения не больше чем 5%, что при уровне самой погрешности в районе 1-2 секунд составляет пренебрежимо малые 0.1 секунды.

3.3 УЧЁТ ВЛИЯНИЯ ДРЕЙФА ИНТЕНСИВНОСТИ СЛИВОВ НА ИЗМЕНЕНИЕ τ .

Поскольку измерения проводятся с использованием криогенных температур, мы сталкиваемся с процессами намораживания газов остаточного вакуума на холодных поверхностях. По большей части это намораживание должно происходить в месте соединения нейтроноводной системы с внутренним рабочим сосудом, охлаждённым до азотной температуры. Поскольку, как мы считаем, остаточный газ — это атмосферный воздух, он должен содержать водяные пары, которые, осажаясь на холодных поверхностях, будут приводить к потерям в нейтроноводной системе. На длинных временных промежутках этот процесс хорошо описывается экспоненциальной зависимостью, однако поскольку экспоненциальное время такого падения интенсивности превышает 50 суток его можно легко заменить линейной функцией.

Если чередовать времена удержания в порядке короткое-длинное-короткое-длинное (или далее «+/-»), то этот эффект может привести к систематическому сдвигу, поскольку число нейтронов, попадающих в ловушку во время короткого удержания будет систематически меньше, чем во время длинного. Произведём оценку этого эффекта.

Предположим, что у нас происходит линейное падение интенсивности от времени (на интервале в 2-5 суток это очень хорошее приближение) и мы получили одну пару измерений «+/-/-». Система (3.1) запишется как:

$$\begin{cases} N_1 = N_0 e^{-\frac{t_1}{\tau}} & = \hat{N}_1 \\ N_2 = N_0 (1 - DT) e^{-\frac{t_2}{\tau}} & = \hat{N}_2 (1 - DT) \end{cases} \quad (3.26)$$

Где D — скорость дрейфа, выраженная как убыль числа нейтронов в сутки, а T — интервал времени между измерениями, также выраженный в сутках. Решение такой системы даёт расчётную формулу:

$$\tau' = \frac{\Delta t}{\ln\left(\frac{\hat{N}_1}{\hat{N}_2(1 - DT)}\right)} = \frac{\Delta t}{\ln\left(\frac{\hat{N}_1}{\hat{N}_2}\right) - \ln(1 - DT)} \quad (3.27)$$

Где τ' — время хранения, полученное при наличии дрейфа. Можно произвести оценку влияния дрейфа, вычислив величину относительной погрешности к которой приведёт его появление. Для этого вычислим разность между величинами $(\tau'_D)^{-1} - (\tau)^{-1}$, где τ'_D — значение из формулы (3.27), а τ — значение из формулы (3.16):

$$(\tau'_D)^{-1} - (\tau)^{-1} = -\frac{\ln(1 - DT)}{\Delta t} \quad (3.28)$$

Отсюда легко получить относительную ошибку, приносимую дрейфом:

$$\frac{\tau'_D - \tau}{\tau} = \frac{\tau \cdot \ln(1 - DT)}{\Delta t - \tau \cdot \ln(1 - DT)} \quad (3.29)$$

Если учесть, что реальные скорости дрейфа интенсивности не превышают двух процентов в сутки, а интервал между измерениями составляет сотые доли суток и произведение $DT \sim 0.001 \ll 1$, то можно воспользоваться приближением $\ln(1 - x) \sim -x$, и упростить формулу (3.29):

$$\frac{(\tau'_D - \tau)}{\tau} = \frac{-\tau DT}{\Delta t + \tau DT} \quad (3.30)$$

А вычисленное время хранения будет равно:

$$\tau'_D = \frac{\tau \Delta t}{\Delta t + \tau DT} \quad (3.31)$$

График для относительной ошибки из-за дрейфа показан на Рис. 21.

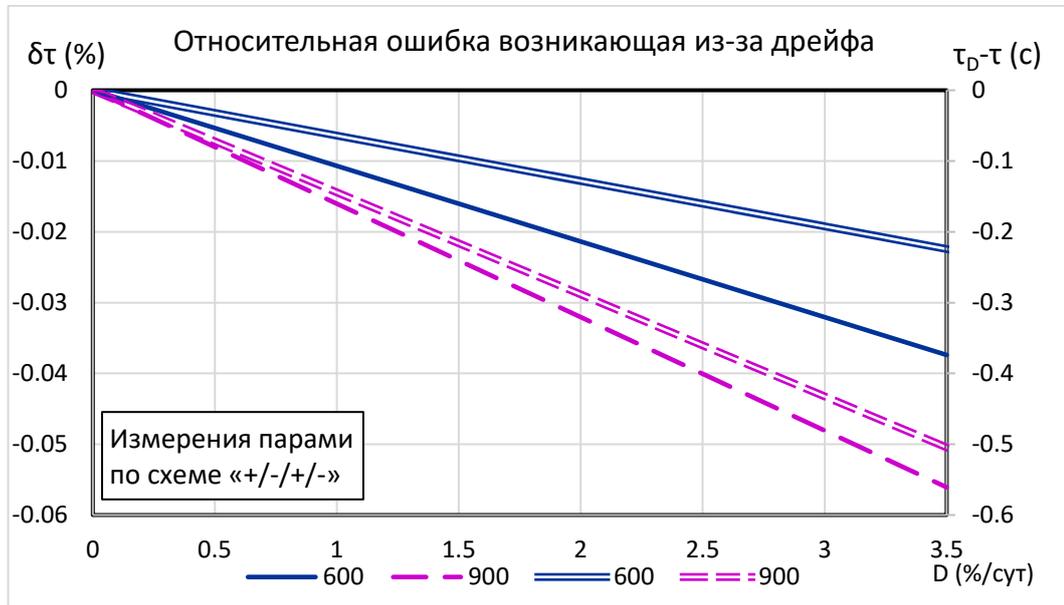


Рис. 21 Влияние дрейфа на вычисляемое время хранения при измерении парами. Одиночными линиями показаны относительные ошибки в процентах (левая ось). Двойными линиями показаны разности $(\tau'_D - \tau)$, выраженные в секундах (правая ось).

Для того, чтобы скомпенсировать дрейф ещё при получении данных, можно применить чередование коротких и длинных удержаний по схеме «+/-/+/-». Тогда дрейф интенсивности для первой пары будет сдвигать вычисляемое время хранения вниз, а для второй вверх, уменьшая таким образом относительную ошибку. Полная компенсация может быть достигнута двумя способами. Первый способ предполагает выбор полностью одинаковых интервалов между измерениями, что нерационально, т.к. значительная часть времени $(k \cdot \Delta t)$ будет просто потеряна, где k — это число пар измерений. Второй же способ предполагает запись времени каждого измерения и учёт этой информации при обработке, что и было сделано. Однако рассмотрим, какую погрешность может внести обработка четвёрками по схеме «+/-/+/-» без уравнивания временных интервалов. Система (3.26) будет состоять из 4 уравнений:

$$\begin{cases} N_1 = N_0 e^{-\frac{t_1}{\tau}} = \hat{N}_1 \\ N_2 = N_0(1 - DT_2) e^{-\frac{t_2}{\tau}} = \hat{N}_2(1 - DT_2) \\ N_3 = N_0(1 - DT_3) e^{-\frac{t_2}{\tau}} = \hat{N}_3(1 - DT_3) \\ N_4 = N_0(1 - DT_4) e^{-\frac{t_1}{\tau}} = \hat{N}_4(1 - DT_4) \end{cases} \quad (3.32)$$

Где временные интервалы идут в порядке увеличения, согласно обозначениям раздела 3.1, где было показано, что время, требующееся на получение пары измерений равно $t_{pros} + t_1 + t_{pros} + t_2$.

$$\begin{cases} T_2 = t_{pros} + t_1 \\ T_3 = 2t_{pros} + t_1 + t_2 \\ T_4 = 3t_{pros} + t_1 + 2t_2 \end{cases} \quad (3.33)$$

Первый способ решить систему (3.32) — сложить счета с одинаковыми временами удержания, тогда пользуясь тем, что $\hat{N}_1 = \hat{N}_4$, а $\hat{N}_2 = \hat{N}_3$, поскольку они определяются только экспоненциальными множителями $N_0 e^{-(t_1/\tau)}$ и $N_0 e^{-(t_2/\tau)}$ соответственно, можно записать:

$$\frac{N_1 + N_4}{N_2 + N_3} = \frac{\hat{N}_1 + \hat{N}_4}{\hat{N}_2 + \hat{N}_3} \cdot \frac{(2 - DT_4)}{(2 - D(T_2 + T_3))} \quad (3.34)$$

Тогда

$$\tau = \frac{\Delta t}{\ln\left(\frac{\hat{N}_1 + \hat{N}_4}{\hat{N}_2 + \hat{N}_3}\right) + \ln\left(\frac{2 - DT_4}{2 - D(T_2 + T_3)}\right)} \quad (3.35)$$

Вычислив относительную ошибку по методике, описанной ранее, получим:

$$\frac{(\tau'_D - \tau)}{\tau} = -\frac{\tau \cdot \ln\left(\frac{2 - DT_4}{2 - D(T_2 + T_3)}\right)}{\Delta t + \tau \cdot \ln\left(\frac{2 - DT_4}{2 - D(T_2 + T_3)}\right)} \quad (3.36)$$

Если мы подставим времена из системы (3.33) в значение под логарифмом (3.36), то имеем:

$$\ln\left(\frac{2 - DT_4}{2 - D(T_2 + T_3)}\right) = \ln\left(\frac{2 - D(3t_{pros} + 3t_1 + 2\Delta t)}{2 - D(3t_{pros} + 3t_1 + \Delta t)}\right) \quad (3.37)$$

То есть, как и было сказано выше, полная компенсация (обращение логарифма дрейфа в ноль) происходила бы, если бы мы добавили ко времени T_2 интервал Δt .

Опять воспользуемся приближённым значением для логарифма и учтём значения T_2 , T_3 и T_4 из системы (3.33), тогда:

$$\ln\left(\frac{2 - DT_4}{2 - D(T_2 + T_3)}\right) = \ln\left(1 - \frac{DT_4}{2}\right) - \ln\left(1 - \frac{D(T_2 + T_3)}{2}\right) \approx -\frac{D\Delta t}{2} \quad (3.38)$$

То есть выражение (3.36) можно упростить до:

$$\frac{(\tau'_D - \tau)}{\tau} = \frac{\tau D}{2 - \tau D} \quad (3.39)$$

Само же значение вычисляемого времени хранения в зависимости от дрейфа будет иметь вид:

$$\tau'_D = \tau \left(\frac{2}{2 - \tau D} \right) \quad (3.40)$$

График, для относительной ошибки при измерении четвёрками представлен на рис. 22.

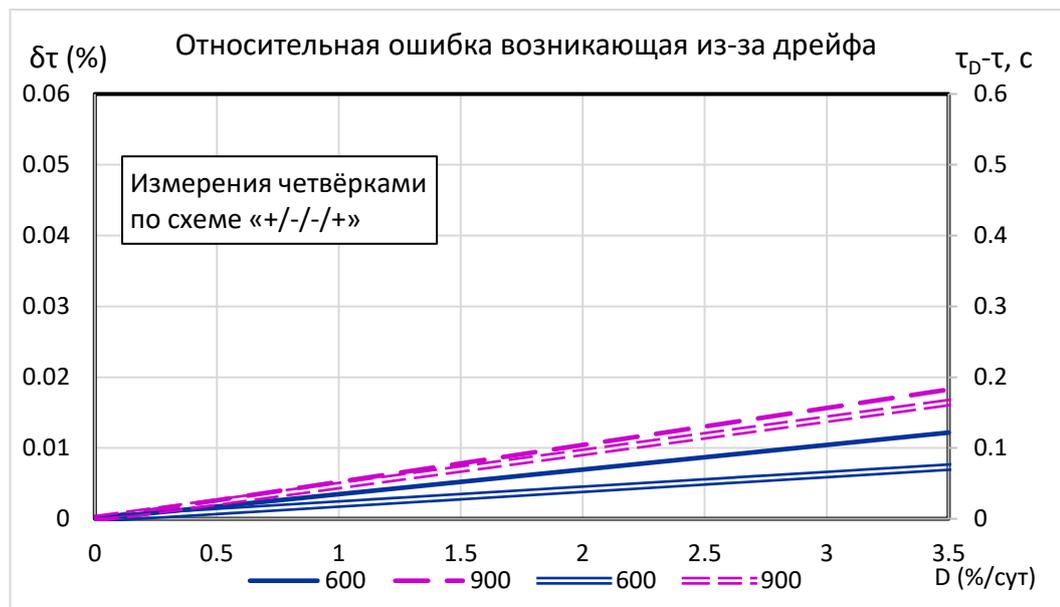


Рис. 22 Влияние дрейфа на вычисляемое время хранения при измерении четвёрками. Одиночными линиями показаны относительные ошибки в процентах (левая ось). Двойными линиями показаны разности $(\tau'_D - \tau)$, выраженные в секундах (правая ось).

Видно, что происходит небольшая перекомпенсация, но её величина уменьшается втрое относительно измерений «+/-/+» и при суточном дрейфе меньше одного процента его влияние составляет уже меньше 0.05 с и им можно полностью пренебречь без какого либо на итоговый результат для времени хранения.

В случае, если дрейф велик, или же необходимо сделать учёт даже этого эффекта, то можно сделать оценку скорости дрейфа, посмотрев, как менялась интенсивность слива с течением времени. Затем, используя эту скорость, можно поправить число нейтронов во время соответствующего второго удержания, умножив скорость дрейфа на временной интервал между измерениями, поскольку время записи каждого измерения фиксируется автоматически.

Второй способ решить систему (3.32) — найти два времени хранения для каждой пары измерений и усреднить их. В таком случае время T_3 можно принять за новую точку отсчёта и $T_4 = t_{pros} + t_2$, а $T_2 = t_{pros} + t_1$.

$$\tau'_{D1} = \frac{\tau \Delta t}{\Delta t - \tau \ln(1 - DT_2)} \quad \tau'_{D2} = \frac{\tau \Delta t}{\Delta t + \tau \ln(1 - DT_4)} \quad (3.41)$$

Среднее время $\overline{\tau'_D}$ будет равно:

$$\bar{\tau}'_D = \frac{\tau \Delta t}{2} \left(\frac{2\Delta t + \tau[\ln(1 - DT_4) - \ln(1 - DT_2)]}{[\Delta t - \tau \ln(1 - DT_2)][\Delta t + \tau \ln(1 - DT_4)]} \right) \quad (3.42)$$

После всех упрощений и подстановки значений $T_2 = t_{pr} + t_1$ и $T_4 = t_{pr} + t_2$:

$$\bar{\tau}_D = \frac{\tau \Delta t^2}{2\Delta t^2} \left(\frac{2 - \tau D}{1 - \tau D - \frac{\tau^2 D^2 T_2 T_4}{\Delta t^2}} \right) \quad (3.43)$$

Третьим членом знаменателя можно пренебречь, поскольку он много меньше единицы ($< 10^{-6}$) и тогда имеем:

$$\bar{\tau}_D = \tau \left(\frac{2 - \tau D}{2 - 2\tau D} \right) \quad (3.44)$$

Можно показать, что оба решения системы при малых величинах дрейфа дают один и тот же результат, вычислив разность между ними:

$$\bar{\tau}_{D_{pairs}} - \bar{\tau}_{D_{fours}} = \tau \left(\frac{2 - \tau D}{2 - 2\tau D} - \frac{2}{2 - \tau D} \right) = \tau \left(\frac{4(\tau D)^2}{(2 - 2\tau D)(2 - \tau D)} \right) \quad (3.45)$$

Видно, что при $D \rightarrow 0$ разность убывает как $(\tau D)^2$ и при величине дрейфа 1-2 процента в сутки его влияние способ вычисления время хранения не превышает 10^{-5} с. На практике для контроля правильности вычислений используются оба этих метода.

3.4 УЧЁТ ВЛИЯНИЯ ДРЕЙФА ИНТЕНСИВНОСТИ СЛИВОВ НА $\Delta\tau$.

Влияние дрейфа на ошибку измерения τ можно оценить, сравнив его вклад с источником остальных ошибок. Влияние дрейфа на измеряемое время хранения максимально в случае измерений некомпенсированными парами «+/-/+/-» и для оценки по верхней границе можно взять этот самый неблагоприятный случай, который оставляет расчётные формулы достаточно простыми, но при этом не теряет общности рассуждений. Продифференцировав формулу (3.27) по D , получим:

$$\frac{\partial\tau}{\partial D} = \left[\frac{\Delta t}{\ln\left(\frac{\hat{N}_1}{\hat{N}_2(1-DT)}\right)} \right]' = - \frac{\Delta t}{\ln^2\left(\frac{\hat{N}_1}{\hat{N}_2(1-DT)}\right)} \cdot \frac{T}{(1-DT)} \quad (3.46)$$

И общая формула для ошибки запишется как:

$$\Delta\tau = \frac{\tau^2}{\Delta t} \sqrt{\frac{(\Delta N_1)^2}{(N_1)^2} + \frac{(\Delta N_2)^2}{(N_2)^2} + \frac{T^2(\Delta D)^2}{(1-DT)^2}} \quad (3.47)$$

Дрейф в экспериментальных данных не превышает единиц процентов, причём метод наименьших квадратов (МНК) позволяет получить из измерений точность определения дрейфа на уровне $(1 \pm 0.01) \cdot 10^{-2}$. Если же мы хотим использовать это значение в расчётных формулах, то мы должны перевести его в посекундный дрейф, поскольку все временные интервалы выражены в секундах. Поэтому влиянием дрейфа на $\Delta\tau$ можно полностью пренебречь, т.к. величина $T^2(\Delta D)^2 < 10^{-8}$, в то время как первые два члена имеют порядок величин $\sim 10^{-4}$.

3.5 УЧЁТ ВЛИЯНИЯ ПОДТЕКАНИЯ НА ИЗМЕРЕНИЕ τ И $\Delta\tau$.

Если в процессе измерений было выбрано слишком короткое время в течение которого происходит очистка от надграничных нейтронов и часть из них не погибает за время короткого хранения и попадает на слив, то, мы получаем добавку в виде утечки L . Это те нейтроны, которые за время хранения не успели попасть на детектор, поглотиться при соударениях со стенками внутреннего сосуда или испытать бета-распад. Время хранения тогда запишется как:

$$\tau' = \frac{\Delta t}{\ln\left(\frac{\widehat{N}_1 + L}{\widehat{N}_2}\right)} \quad (3.48)$$

Выразив L в долях от слива, как $L = l_{\%} \cdot \widehat{N}_1$, можно получить поправку для времени хранения, аналогично, как для дрейфа интенсивности, с тем отличием, что временная зависимость отсутствует:

$$\tau' = \frac{\Delta t}{\ln\left(\frac{\widehat{N}_1(1 + l_{\%})}{\widehat{N}_2}\right)} = \frac{\Delta t}{\ln\left(\frac{\widehat{N}_1}{\widehat{N}_2}\right) + \ln(1 + l_{\%})} = \left(\frac{1}{\tau} + \frac{\ln(1 + l_{\%})}{\Delta t}\right)^{-1} \quad (3.49)$$

Видно, что подтекание уменьшает вычисленные времена хранения, а если равно нулю, то и поправка обращается в ноль. Величина этого эффекта показана на графике:

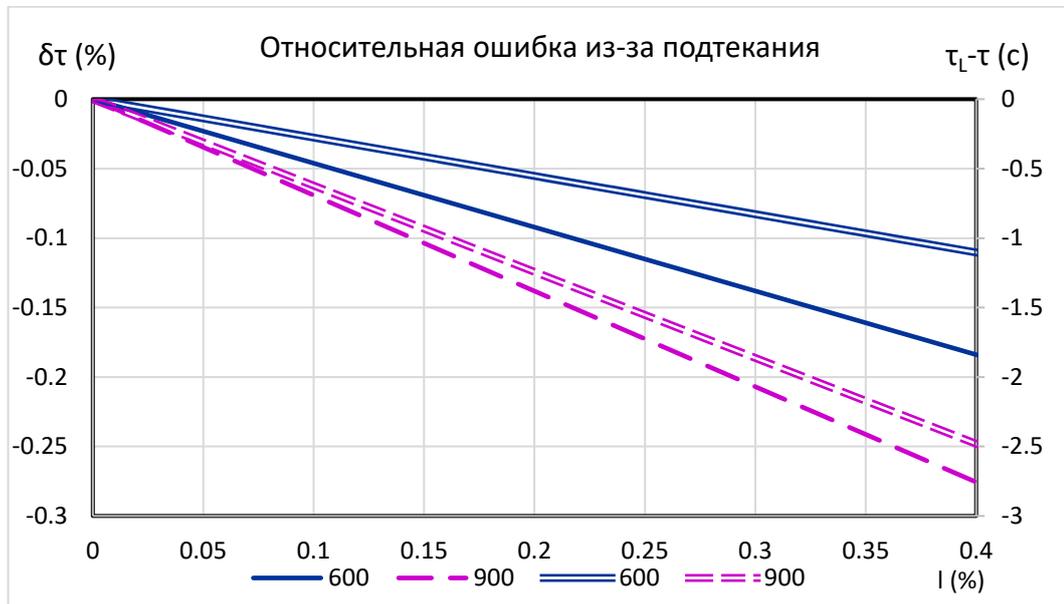


Рис. 23 Влияние подтекания на вычисляемое время хранения.

Одинарными линиями показаны относительные ошибки в процентах (левая ось).

Двойными линиями показаны разности $(\tau'_d - \tau)$, выраженные в секундах (правая ось).

Видно, что для того чтобы уменьшить влияние подтекания на вычисляемые времена хранения до величины в 0.5 с необходимо, чтобы l было меньше чем 0.1%. Именно поэтому нам так важна максимально возможная очистка от надграничных нейтронов.

Если использовать модель в которой подтекание для коротких времён удержания можно рассматривать как сложный фон L_{Σ} , то скорость утечки l можно описать добавкой вида $ze^{-(t-t_0)/t_l}$, где t_0 — время начала слива, а t_l — характеризует экспоненциальное время утечки. Для получения величины утечки мы должны проинтегрировать её скорость в пределах времени слива, что даёт:

$$l = zt_1 \left(1 - e^{-\frac{t_e}{t_l}} \right) \quad (3.50)$$

Где t_e — время, за которое происходит слив. Если мы будем рассматривать подтекание для коротких времён удержания как сложный фон, то он запишется простой суммой:

$$L_{\Sigma} = pn_1 + l = pn_1 + zt_l \left(1 - e^{-\frac{t_e}{t_l}} \right) \quad (3.51)$$

Тогда

$$\Delta L_{\Sigma}^2 = p^2 \Delta n_1^2 + t_l^2 \left(1 - e^{-\frac{t_e}{t_l}} \right)^2 \Delta z^2 + z^2 \left(1 - e^{-\frac{t_e}{t_l}} + \frac{t_e}{t_l} e^{-\frac{t_e}{t_l}} \right)^2 \Delta t_l^2 \quad (3.52)$$

И итоговая формула для погрешности приобретает вид:

$$\Delta \tau = \frac{\tau^2}{\Delta t} \sqrt{\frac{\Delta N_1^2 + p^2 \Delta n_1^2}{(N_1 - L_{\Sigma})^2} + \frac{\Delta N_2^2 + p^2 \Delta n_2^2}{(N_2 - pn_2)^2} + \frac{t_l^2 \left(1 - e^{-\frac{t_e}{t_l}} \right)^2 \Delta z^2 + z^2 \left(1 - e^{-\frac{t_e}{t_l}} + \frac{t_e}{t_l} e^{-\frac{t_e}{t_l}} \right)^2 \Delta t_l^2}{(N_1 - L_{\Sigma})^2}} \quad (3.53)$$

Или:

$$\Delta \tau = \frac{\tau^2}{\Delta t} \sqrt{\frac{\Delta N_1^2 + p^2 \Delta n_1^2}{(N_1 - L_{\Sigma})^2} + \frac{\Delta N_2^2 + p^2 \Delta n_2^2}{(N_2 - pn_2)^2} + l^2 \frac{\frac{\Delta z^2}{z^2} + \frac{\Delta t_l^2}{t_l^2} \left(1 + \frac{t_e}{t_l \left(e^{\frac{t_e}{t_l}} - 1 \right)} \right)^2}{(N_1 - L_{\Sigma})^2}} \quad (3.54)$$

Однако более подробный анализ без привлечения экспериментальных данных провести не удаётся, поскольку для того чтобы сравнить какую долю ошибки привносит подтекание необходимо знать величины z , t_l и их погрешности, а они оказываются зависимыми от многих величин: спектра хранимых нейтронов, материала внешнего сосуда (как быстро поглощаются захваченные и надграницные нейтроны), а также от геометрии сосуда из которого происходит вытекание.

В реакторном цикле №179 эти величины были измерены экспериментально, так: $z_{trap} = 0.07 \pm 0.01$ для ловушки и $z_{ins} = 0.13 \pm 0.01$ для вставки. Времена t_l соответственно: $t_{l-trap} = 180 \pm 40$, $t_{l-ins} = 170 \pm 20$. Подставив эти величины в (3.54) можно убедиться, что эффект подтекания не будет приводить к увеличению статистической погрешности, а будет являться чисто систематическим и, при его наличии, может быть учтён при помощи формул (3.49) и (3.50).

3.6 УЧЁТ ВЛИЯНИЯ ПРОСЧЁТОВ ДЕТЕКТОРА.

Для регистрации УХН мы используем многосекционный газовый пропорциональный детектор [15, 16], который позволяет считать нейтроны в двух каналах. В таких детекторах, после попадания в них ионизирующей частицы, создаётся электронная лавина, затухающая через определённое время. Если вторая частица попадёт в детектор до того, как прекратится лавина от первой частицы, то она не будет зарегистрирована, поскольку две лавины просто сольются между собой. Таким образом у детектора есть некий параметр мёртвого времени, во время которого частицы не могут быть зарегистрированы. Так, если предположить некую частоту событий ν_0 , то за время наблюдения T_{obs} мы получим некое число событий N_{obs} . Однако детектор не мог считать частицы на протяжении времени, равного $N_{obs} \cdot t_{dead}$, где t_{dead} — время, необходимое для восстановления возможности снова считать новые частицы. Чтобы получить истинное число частиц нам необходимо умножить число сосчитанных частиц на отношение времени наблюдения ко времени которое было доступно для детектора:

$$N = N_{obs} \cdot \frac{T_{obs}}{T_{obs} - N_{obs} \cdot t_{dead}} \quad (3.55)$$

Если мы разделим на T_{obs} , а также сократим числитель и знаменатель, то получим:

$$\nu = \frac{\nu_{obs}}{1 - \nu_{obs} \cdot t_{dead}} \quad (3.56)$$

Более подробный вывод данной формулы можно найти в литературе [18].

Для удобства вычислений формулу (3.56) можно переписать в виде:

$$\nu \approx \nu_{obs} + \nu_{obs}^2 t_{dead} \quad (3.57)$$

При скоростях счёта меньше чем $0.1 \cdot t_{dead}^{-1}$ эта формула даёт погрешность менее 1%.

Таким образом разделение счетов на 2 канала позволяет уменьшить влияние мёртвого времени в четыре раза, поскольку число нейтронов в каждом канале уменьшает ν_{obs} .

Мёртвое время для нашего детектора равно 2 мкс и для итоговой обработки нейтронные счета для всех сливов были поправлены в каждой точке, согласно (3.57). В отсутствие данной поправки этот эффект мог бы привести к увеличению вычисляемого время хранения не более чем на 0.2 с.

3.7 УЧЁТ ВОЗМОЖНОЙ НЕОДНОРОДНОСТИ ПОКРЫТИЯ.

В нашем эксперименте для нахождения ВЖН используется экстраполяция к нулевым потерям в ловушке (случай полного отсутствия соударений нейтронов со стенками). При этом для изменения числа соударений используются две геометрические конфигурации, когда в первом случае нейтроны соударяются только со стенками ловушки, а во втором — мы опускаем в объём хранения дополнительную поверхность, увеличивающую частоту соударений примерно вдвое. И вставка, и ловушка в нашем эксперименте сделаны из меди, которая хотя и способна хранить УХН, но обладает довольно большим сечением захвата, поэтому мы используем специальное покрытие, чтобы уменьшить коэффициент потерь при соударениях со стенками. Если при нанесении покрытия у нас остались просветы, то наихудшую ситуацию представляет собой та, где все просветы сосредоточены на одной из поверхностей. Для более наглядного вида расчётных формул было предположено, что дефекты находятся на вставке. Выкладки, когда все дефекты находятся на ловушке, являются полностью симметричными, но более громоздкими.

Пусть время хранения в ловушке равно τ_1 , в ловушке со вставкой — τ_2 , а S — площадь просветов, сосредоточенных на вставке. Вероятность того, что при хранении в ловушке со вставкой нейтрон может попасть на незакрытую поверхность запишется как:

$$\eta\gamma_2 = \eta_F\gamma_2 S_F + \eta_{cu}\gamma_2 S_{cu} \quad (3.58)$$

И:

$$S_F = \frac{S_t + S_{ins} - S}{S_t + S_{ins}} \quad S_{cu} = \frac{S}{S_t + S_{ins}} \quad (3.59)$$

Где S_F — площадь поверхности, покрытой фомблином, S_{cu} — площадь медных просветов, а η_F и η_{cu} — коэффициенты потерь для фомблина и меди соответственно.

Таким образом получаем:

$$\begin{cases} \tau_1^{-1} = \tau_n^{-1} + \eta_F\gamma_1 \\ \tau_2^{-1} = \tau_n^{-1} + \eta_F\gamma_2 \frac{S_t + S_{ins} - S}{S_t + S_{ins}} + \eta_{cu}\gamma_2 \frac{S}{S_t + S_{ins}} \end{cases} \quad (3.60)$$

Где можно видеть, что при нулевой площади просветов мы получаем систему (2.14). Для удобства запишем долю непокрытой поверхности как: $S = kS_{ins}$, тогда решение относительно времени жизни нейтрона из системы (3.60) можно представить в виде:

$$\tau_n^{-1} = \tau_1^{-1} - \frac{\tau_2^{-1} - \tau_1^{-1} - \eta_{cu}\gamma_2 k(1 - \alpha)}{\frac{\gamma_2(E)}{\gamma_1(E)} \cdot (1 - k + k\alpha) - 1} \quad (3.61)$$

Где $\alpha = S_t/(S_t + S_{ins})$, и разность $\tau_n^{-1}(k=0) - \tau_n^{-1}(k)$ — оценка систематической погрешности из-за недопокрытия. Оценка $k = 10^{-3}$ из раздела 4.1 даёт отклонение не более 0.5 с.

3.8 ВЛИЯНИЕ НЕТОЧНОСТИ ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ РАЗМЕРОВ.

При симуляции эксперимента моделируется весь путь нейтрона от нейтроновода до детектора, при этом в компьютерную модель эксперимента необходимо заложить все геометрические параметры ловушки и вставки, поскольку они влияют на симуляцию, и, следовательно, на значение вычисленной эффективной частоты соударений. Оценку, вносимую незнанием истинных геометрических характеристик, можно получить, используя методику для расчёта погрешности косвенно измеряемых величин. Для этого обратимся к уравнению (2.16). Обозначив $x = \gamma_2(E)/\gamma_1(E)$, можно получить формулу:

$$\Delta\tau_n^{-1} = \sqrt{\frac{x^2(\Delta\tau_1^{-1})^2}{(x-1)^2} + \frac{(\Delta\tau_2^{-1})^2}{(x-1)^2} + \frac{(\tau_2^{-1} - \tau_1^{-1})^2}{(x-1)^4}} (\Delta x)^2 \quad (3.62)$$

Где видно, что первые два члена отвечают за вклад в ошибку статистической точности измерения времён τ_1 и τ_2 , а последний член даёт учёт влияния неточности отношения гамм. Если для максимальной оценки неточности знания геометрических размеров взять величину 3 мм и предположить, что в первом приближении отношение частот соударений равно отношению площадей, то имея для площадей ловушки и ловушки со вставкой выражения:

$$S_t = \pi R(R + L) \quad S_L = 2\pi r l \quad (3.63)$$

Можно найти их отношение:

$$x = \frac{S_t + S_l}{S_t} = \frac{R(R + L) + 2rl}{R(R + L)} \quad (3.64)$$

Т.е $x \sim 2.1$, а $\Delta x \sim 10^{-2}$. Подставив эти значения вместе с временами τ_1 и τ_2 , полученными в эксперименте, мы получим вклад, отвечающий за неточности линейных размеров на уровне 0.15 с.

4 ОБРАБОТКА ИЗМЕРЕНИЙ.

4.1 ВЫЧИСЛЕНИЕ ВРЕМЕНИ ХРАНЕНИЯ В ЛОВУШКЕ ИЗ ТИТАНА, ПОКРЫТОЙ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫМ ФОМБЛИНОМ.

Как уже было сказано в разделе 2.2, материал из которого изготовлены ловушка и вставка в нашем эксперименте — это медь, потому что она обладает достаточно высокой граничной скоростью $v_{lim} \sim 5.7$ м/с для УХН, а также достаточной прочностью и высокой теплопроводностью. Однако также у меди довольно большое сечение захвата, что приводит к значительным потерям нейтронов и не позволяет получить больших времён хранения в ловушке. Для решения этой проблемы все медные поверхности были покрыты фомблиновой смазкой UT-18 производства компании Solvay. Она состоит из гранул политетрафторэтилена, также известного как «тефлон», находящихся в жидкой фракции перфторполиэфира. Оба этих вещества состоят преимущественно из атомов углерод и фтора (в перфторполиэфире также присутствует кислород) и поэтому обладают малым сечением захвата, что позволяет значительно уменьшить потери УХН при хранении. При низких температурах потери при неупругих столкновениях также оказываются подавлены. Для нашего эксперимента принципиально важно знать, что фомблиновое покрытие остаётся стабильным при заморозке и отогреве, поэтому в отличие от предыдущего эксперимента [13, 14] было использовано покрытие фомблин-грисз вместо жидкого масла. Такой переход был вызван трудностью нанесения покрытия под вакуумом для такой сложной конфигурации. Конечно, свойства покрытия, которое было нанесено на атмосферу, уступает свойствам вакуумного напыления, однако одновременное проведение измерений для двух разных конфигурациях имеет для нас приоритет в подавлении возможных систематических ошибок.

Средняя толщина нанесённого покрытия оказалась равной $5 \div 10$ мкм, что превышает глубину проникновения нейтрона вглубь вещества почти на два порядка, поэтому можно считать, что вероятность потерь на покрытии не зависит от материала подложки. В реальном эксперименте, однако, могут наблюдаться области с меньшей толщиной или же и вовсе просвечивать незакрытая поверхность. Такие просветы в мы называем недопокрытием.

Для оценки их величины были использованы ловушки и вставка, сделанные из титана, который практически не отражает УХН из-за отрицательной когерентной длины рассеяния нейтронов. То есть любые погрешности покрытия, а также изменение его качества при нагреве или охлаждении были бы хорошо видны. Чтобы убедиться, что свойства покрытия не изменяются, было проведено две серии измерений времени хранения в ловушке, и в ловушке со вставкой, в течение которых температура изменялась от комнатой до -200°C . Итог этих измерений представлен на Рис. 24.

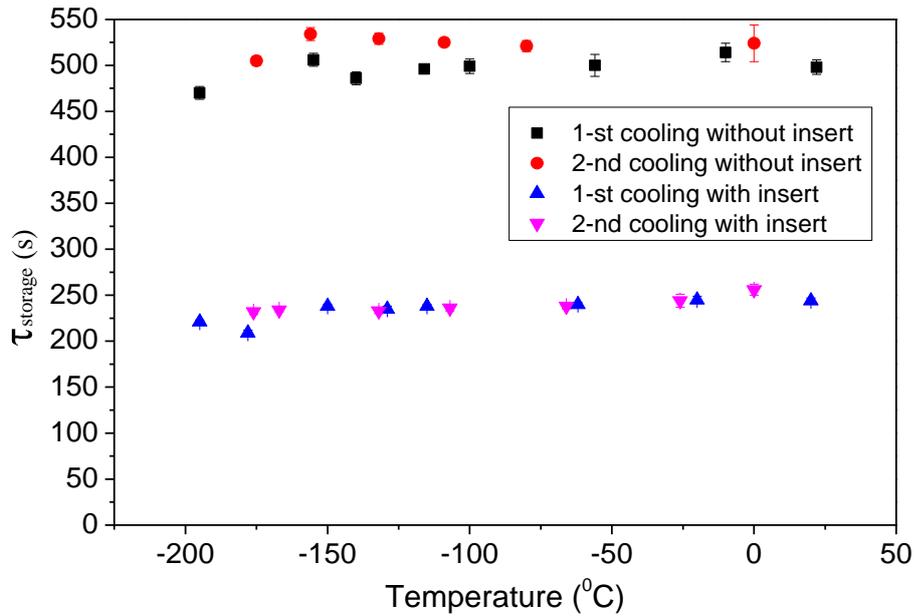


Рис. 24 Температурная зависимость времён хранения в эксперименте с титановой ловушкой и вставкой

Из данного графика следует два вывода.

1. Покрытие не повреждается при охлаждении от комнатной температуры вплоть до температур 80°K .
2. Используя знание о том, что время жизни нейтрона лежит в диапазоне 880 ± 10 с и, используя предположение, что непокрытая поверхность имеет вероятность поглощения для УХН по крайней мере 50%, можно сказать, что её площадь не превышает 0.1% от общей площади $\eta_{Ti+F} \approx 5 \cdot 10^{-4}$.

Оба этих результата имеют большое значение: оценка непокрытой площади позволяет наложить ограничение на одну из систематических погрешностей для нашего результата, а стабильность покрытия позволяет нам объединять результаты, полученные в различных реакторных циклах, чтобы увеличить статистическую точность.

4.2 ОБРАБОТКА ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ВРЕМЁН ХРАНЕНИЯ.

Для контроля стабильности покрытия измерения времени хранения проводятся каждый раз, когда установка охлаждается или нагревается. Вероятность потерь при столкновении УХН с медью довольно мала ($\eta_{Cu} \approx 10^{-4}$) и, поскольку из измерений с титановой поверхностью мы получаем долю непокрытой поверхности ловушки и вставки меньше 0.1%, можно заключить, что вклад медной поверхности в полную вероятность потерь не превышает $1 \cdot 10^{-7}$.

Вероятность потерь УХН для покрытия фомблин-гризль равна $\sim 10^{-5}$ и зависит от температуры. При измерениях с титановой ловушкой мы не могли заметить эту зависимость, так как непокрытая область являлась гораздо бóльшим источником потерь ($\eta_{Ti+F} \approx 5 \cdot 10^{-4}$). При использовании медной ловушки температурная зависимость вероятности потерь становится наблюдаемой (Рис. 25):

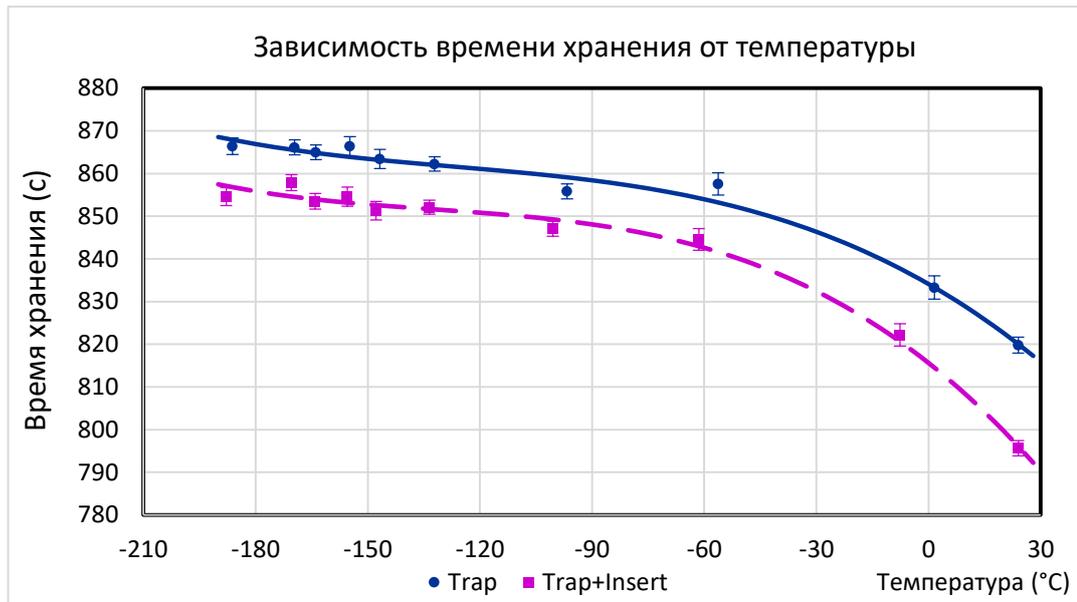


Рис. 25 Температурная зависимость времён хранения для медной ловушки, покрытой фомблин-гризью. Кривые представляют полиномиальный фит.

Измерения также требуют низких температур из-за присутствия такого эффекта, как малый нагрев нейтронов. Из-за него энергия нейтрона при соударениях со стенками ловушки может измениться что при комнатных температурах приводит к ощутимой утечке, регистрируемой детекторами во время удержания. Это те нейтроны, которые за счёт неупругого рассеяния на лёгких атомах (преимущественно на водороде) приобрели достаточную энергию, чтобы покинуть ловушку. Этот эффект изучался для различных материалов [19], и было показано его подавление при низких температурах, что подтверждается и в наших измерениях, поскольку во время удержания мы не наблюдаем превышения числа нейтронов над фоновым значением.

Из формулы (2.7) можно легко получить время хранения в ловушке τ_{loss} для случая, когда распад нейтрона отсутствует, вычислив разность между обратными величинами времени хранения и предполагаемым ВЖН, а затем возвести его в минус первую степень. Данная величина будет характеризовать качество покрытия, а также величину, обратную суммарным потерям от всех возможных источников за вычетом бета-распада (Рис. 26):

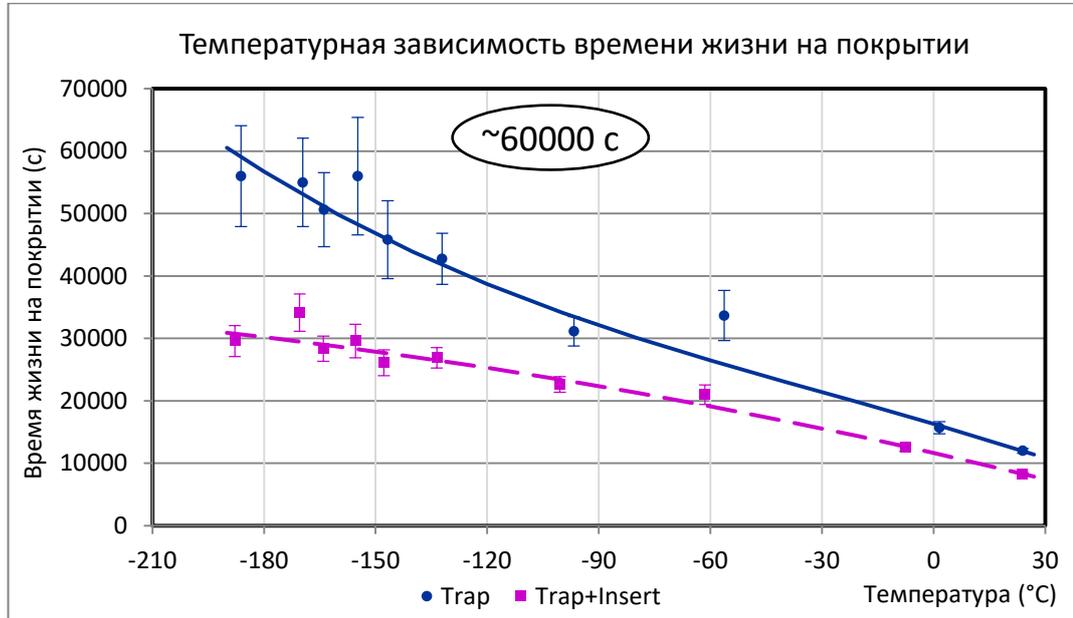


Рис. 26 Время жизни в ловушке с покрытием из фомблин-гризи. При температуре жидкого азота время хранения составляет всего 1.5% от вероятности распада нейтрона.

Полученные данные указывают на то, что покрытие выдерживает температуру затвердевания (-80°C) и дальнейшее охлаждение до азотной температуры, т. к. на графике нет резких скачков. Поэтому можно сделать вывод, что на поверхности не появляются никаких дефектов макроскопического характера.

Времена жизни на покрытии для двух конфигураций отличаются из-за того, что нейтроны при хранении испытывают разное число соударений. Можно сделать оценку одинаковости покрытия поверхностей, если получить график для $\eta(T)$, приведённый к единичной частоте соударений. Для этого после вычисления разности обратных времён нужно разделить её на эффективную частоту соударений, и мы получим коэффициент потерь на одно соударение:

$$\eta = \frac{\tau_{st}^{-1} - \tau_n^{-1}}{\gamma} \quad (4.1)$$

Результат данного вычисления для ловушки и ловушки со вставкой представлен на Рис. 27:

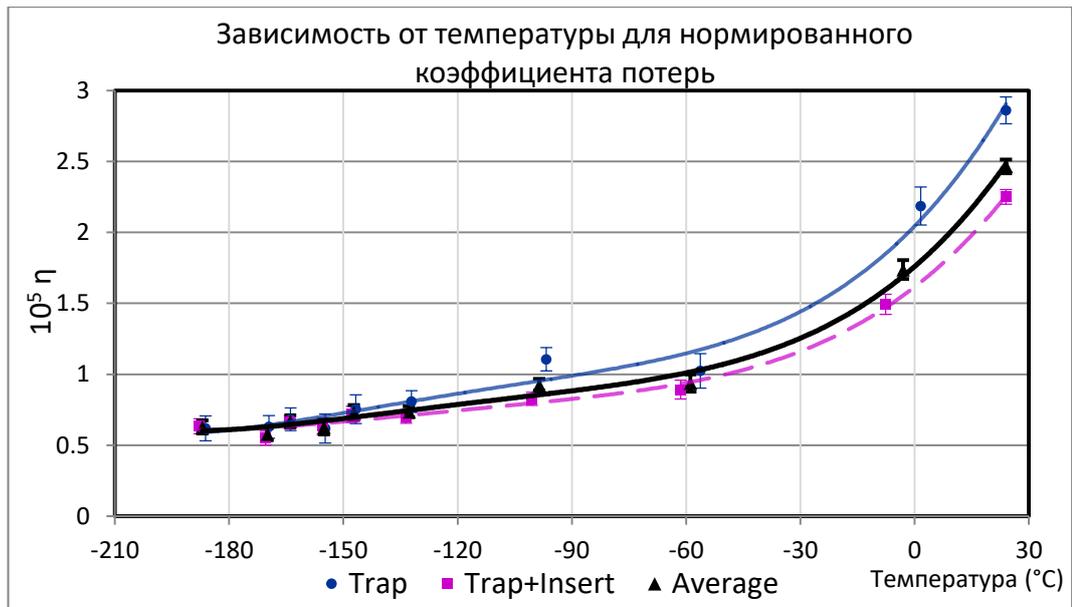


Рис. 27 Коэффициент потерь, приведённый к единичной частоте соударений.

Видно, что коэффициенты потерь, вычисленные для ловушки и вставки после нормировки на число соударений равны с точностью до погрешности, что позволяет полностью исключить его влияние при построении экстраполяции к ВЖН, как это сделано в формуле (2.16).

Также из анализа становится очевидным, что поскольку для покрытия имеется зависимость между его температурой и получаемым временем хранения, условия в течение эксперимента должны оставаться постоянными. А именно: значительный сдвиг по температуре может привести к систематической погрешности. Так, в диапазоне температур $140 \div 70^{\circ}\text{K}$ изменение на 10 градусов приведёт к изменению времени хранения на 1 секунду. Однако мы можем пренебречь этой систематикой, поскольку из данных, получаемых с термопар следует, что после достижения азотной температуры остаточные колебания не превышают 0.1 градуса, что соответствует погрешности менее 0.01 с.

4.3 ОБРАБОТКА ИЗМЕРЕНИЙ, ПОЛУЧЕННЫХ В РАБОЧЕМ РЕЖИМЕ.

После того, как мы убедились в устойчивости и однородности покрытия для двух различных геометрий, можно приступить к проведению измерений, требующихся для непосредственного определения ВЖН. Основные принципы и расчётные формулы были представлены во 2 главе, поэтому здесь будет более подробно освещена методология эксперимента. Для того чтобы измерить время хранения УХН в ловушке используются два времени удержания, отличающиеся на величину Δt . Непосредственно измеряемой величиной здесь является число нейтронов, оставшихся в ловушке и попавших на детектор после её поворота на определённый угол. Чтобы из числа нейтронов получить время хранения в ловушке используется формула (3.16). Главным преимуществом такой методики является тот факт, что измерения получаются относительными. То есть при регистрации нейтронов нам не обязательно знать их число в ловушке в момент наполнения (до тех пор, пока оно не изменяется), пропускание нейтронов, или эффективность работы детектора, т. к. для обоих времён удержания он сосчитает одинаковую долю от их общего числа. Разумеется, в момент наполнения число нейтронов не может быть строго одинаковым, однако оно подчиняется Пуассоновской статистике, и является одинаковым с точностью до $\sqrt{N_0}$. Одинаковость наполнения может быть проверена, если построить временную развёртку для конкретного слива: число нейтронов при этом находится в пределах \sqrt{N} . Для иллюстрации этого факта на Рис. 28 приведены данные полученные для измерений без вставки в течение 179 реакторного цикла.

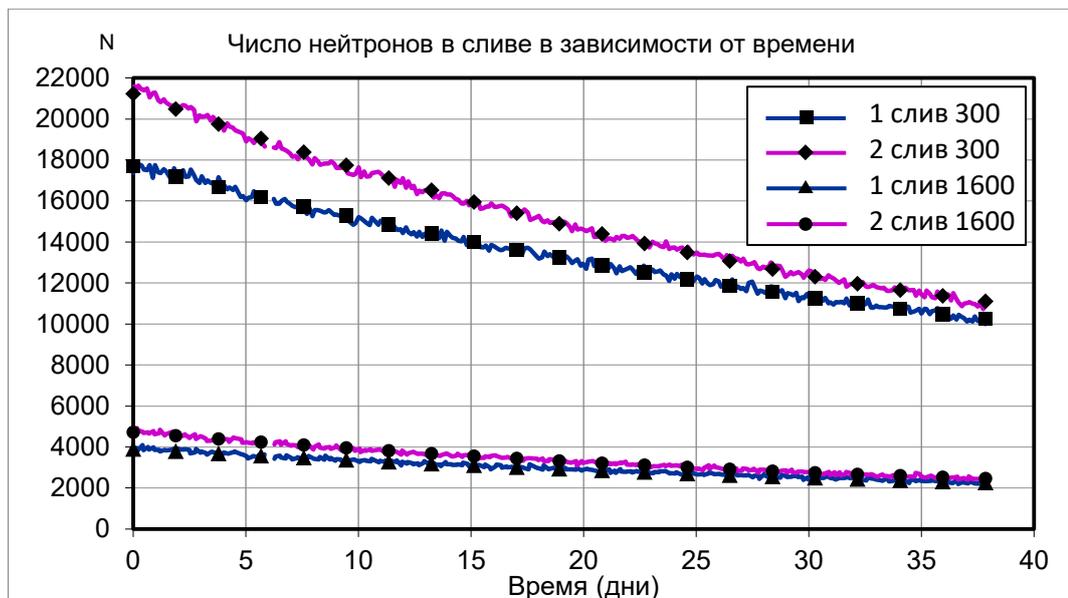


Рис. 28 Изменение числа нейтронов с течением времени. Измерения без вставки.

Также можно видеть, как изменяется число нейтронов от времени, прошедшего с начала реакторного цикла. Именно поэтому в разделе 3.3 было показано, почему мы проводим измерения по схеме чередующихся времён удержания: короткое-длинное-длинное-короткое, или «+/-/-/+». При этом в промежутке между реакторными циклами, когда установка отогревается до комнатной температуры, интенсивность сливов возвращается к их исходному значению, что укладывается в гипотезу намораживания тонких плёнок в нейтроноводе в месте его контакта с криогенной частью установки.

Несмотря на присутствие дрейфа интенсивности вычисления показывают, что для нас мы имеем право использовать среднее значение, как наилучшую оценку для вычисляемого времени хранения. Чтобы в этом убедиться были построены гистограммы для каждого времени хранения и проведены их сравнения с нормальным распределением, используя критерий χ^2 . Результаты такой процедуры для измерений без титанового поглотителя представлены на Рис. 29 (Измерения с поглотителем, имеют аналогичные распределения).

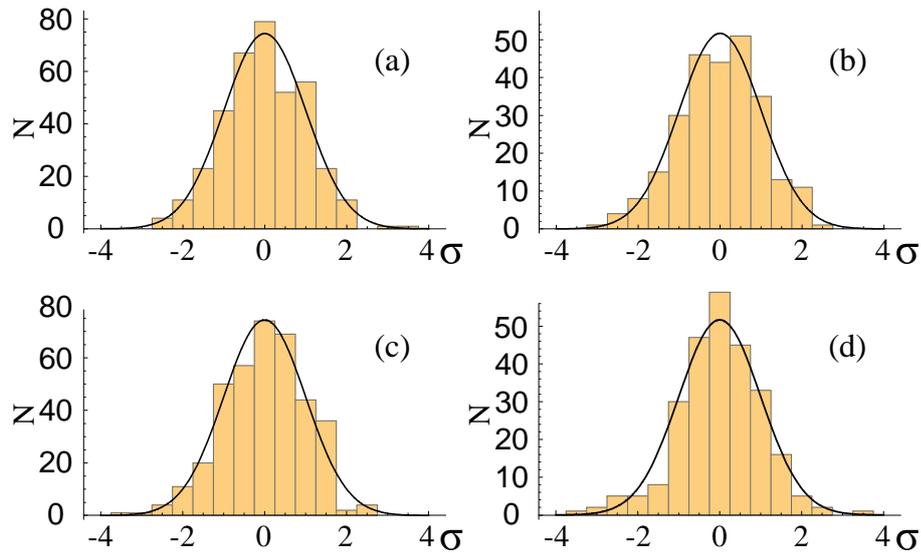


Рис. 29 Нормированные гистограммы времён хранения, полученных при измерениях до установки титанового поглотителя. а — первый слив без вставки ($\chi^2=1.01$), б — первый слив со вставкой ($\chi^2=0.84$), в — второй слив без вставки ($\chi^2=1.98$), д — второй слив со вставкой ($\chi^2=1.53$).

Для того, чтобы убедиться в том, что основная ошибка измерений носит чисто статистический характер из-за распределения Пуассона, проводится её вычисление двумя способами: используя формулу (3.17) для теоретической ошибки и вычисляя значение среднеквадратичного отклонения. Возможные отличия между этими значениями могут с источниками дополнительного разброса в измерениях, такими как: неравномерный дрейф интенсивности, флуктуации мощности реактора, а следовательно, и вариация числа нейтронов в ловушке N_0 и пр. Полученные значения можно увидеть в таблицах 2 и 3.

Таблица 2. Измерения времён хранения без поглотителя.

178-179	Значение	Ошибка измерения	Расчётная ошибка
1 слив ловушка	862.47	0.50	0.48
2 слив ловушка	865.28	0.49	0.45
1 слив вставка	845.93	0.60	0.56
2 слив вставка	855.33	0.59	0.54

Таблица 3. Измерения времён хранения с поглотителем

180-181	Значение	Ошибка измерения	Расчётная ошибка
1 слив ловушка	860.33	0.55	0.51
2 слив ловушка	862.80	0.56	0.53
1 слив вставка	842.11	0.52	0.51
2 слив вставка	851.56	0.57	0.54

Времена хранения и их ошибки приведены с точностью до 2 знаков после запятой, чтобы показать, что дополнительный разброс от измерительного процесса не превышает нескольких процентов.

Итоговая обработка включает в себя также дополнительные шаги, для контроля однородности данных. Полный список проделанных операций с полученными данными выглядит следующим образом:

1. Чистка от битых файлов (Наблюдались помехи в детекторе. Ловушка или вставка не встала на заданный угол. Положение турбины и, следовательно, фон, изменились в процессе измерения.)
2. Получение сплошного списка времён хранения. (Вычисление по парам и по четвёркам и сравнение полученных результатов.) Контроль.
3. Вычисление теоретических ошибок для каждого элемента получившегося списка времён. Контроль.
4. Вычисление средних арифметических для времён хранения. Контроль.
5. Вычисление ошибок времён хранения для сравнения между собой. Контроль.
 - a. Вычисление среднеквадратичного отклонения (СКО).
 - b. Вычисление ошибки для взвешенного среднего $\Delta x_{\Sigma} = 1/\sqrt{\sum(\Delta x)^{-2}}$
 - c. Сложение всех нейтронов за цикл в сливе и вычисление ошибки с использованием формулы (3.17).

6. Построение экстраполяции из полученных времён хранения с использованием ошибок из 5.a и 5.b. Контроль.
7. Разбиение списков из пункта 2 на такие группы, чтобы полная экстраполяция по 4 точкам в каждой группе с использованием ошибки СКО в качестве веса давала бы точность ~ 5 с.
8. Вычисление средних времён хранения для группы.
9. Вычисление ошибок на групповые времена хранения.
 - a. Вычисление СКО в группе.
 - b. Сложение всех нейтронов и расчёт по формуле (3.17). Контроль.
10. Построение временной развёртки для экстраполяции по групповым измерениям из времён хранения, полученных на шаге 8 с использованием ошибок из пункта 9. Контроль.
11. Вычисление ошибок на среднее ВЖН с дорожки. Контроль
 - a. Вычисление СКО по дорожке.
 - b. Вычисление ошибки для взвешенного среднего. Контроль.
12. Построение временной развёртки времён хранения по групповым измерениям из пункта 8 и нахождение взвешенного среднего.
13. Вычисление ошибки для времён хранения, полученных усреднением с весом с дорожки из пункта 12. Контроль.
14. Построение геометрических экстраполяций из времён, полученных в пункте 13 и вычисление их ошибок с применением МНК.

Для финальных геометрических экстраполяций, таким образом, были использованы времена хранения, полученные взвешенным усреднением групп, а сплошные списки использовались для контроля на однородность данных. Дорожки для времён хранения и экстраполяции, также представленные далее, носят верификационный характер и в итоговый результат не входят.

После модификации установки, и установки на неё титанового поглотителя, оказалось, что времена хранения слегка уменьшились, что может быть связано с попаданием влаги из воздуха в зале реактора. При этом время хранения в ловушке уменьшилось на 2.5 секунды, в ловушке со вставкой — на 7 секунд, но при этом само время хранения изменилось только в пределах статистической ошибки. Это объясняется тем, что собственно время хранения никак не зависит от потерь в ловушке, а определяется только через отношение приведённых частот соударений, так что даже при изменении коэффициента потерь экстраполяция позволяет точно восстанавливать его значение. Дорожки для усреднённого времени хранения (1-ого и 2-ого слива) в ловушке, и в ловушке со вставкой, показаны на Рис. 30.

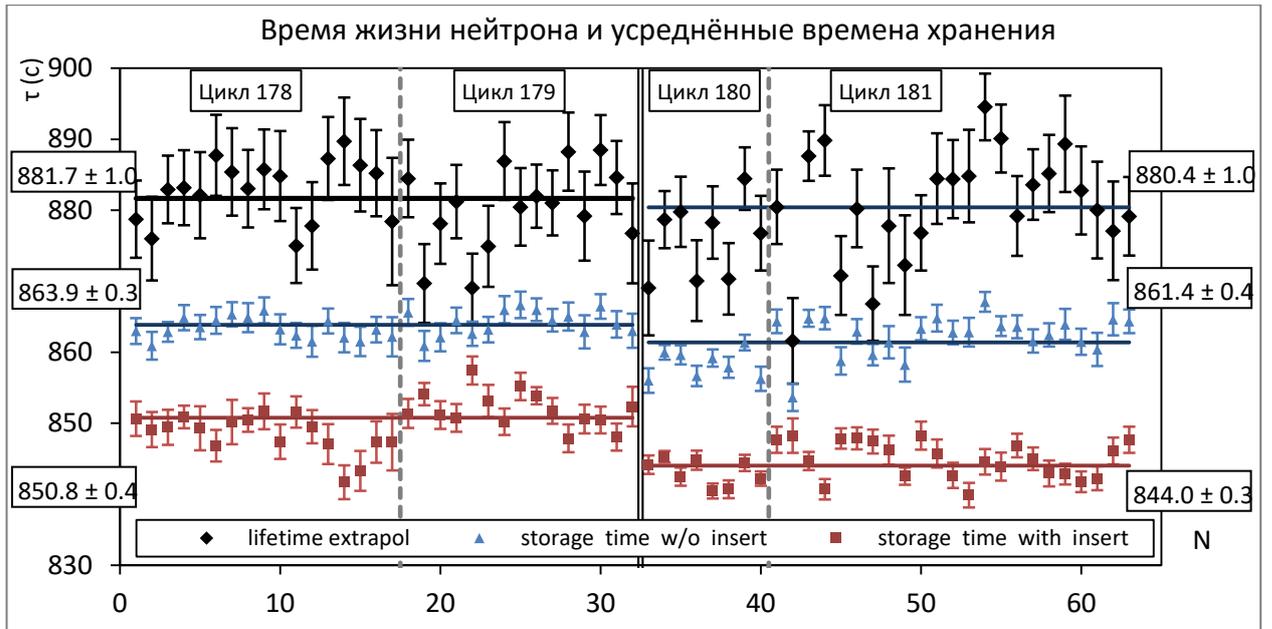


Рис. 30 Дорожка для времён хранения и времени жизни нейтрона. Двойная линия разделяет измерения до и после установки поглотителя, а пунктир — разделяет реакторные циклы.

Указанное изменение времён хранения не позволяет получить единую экстраполяцию, усреднив времена хранения за весь период измерений. Значение коэффициента потерь до установки поглотителя было равным $(8.44 \pm 0.29) \cdot 10^{-6}$, а после — $(9.25 \pm 0.27) \cdot 10^{-6}$. Поэтому для получения итогового значения ВЖН были построены две экстраполяции (Рис. 31) и их результаты были усреднены. Наблюдаемые различия между экстраполяциями для нейтронов больших и малых энергий (жёстких и мягких) не превышают 1.2σ , что позволяет сказать о согласованности их результатов.

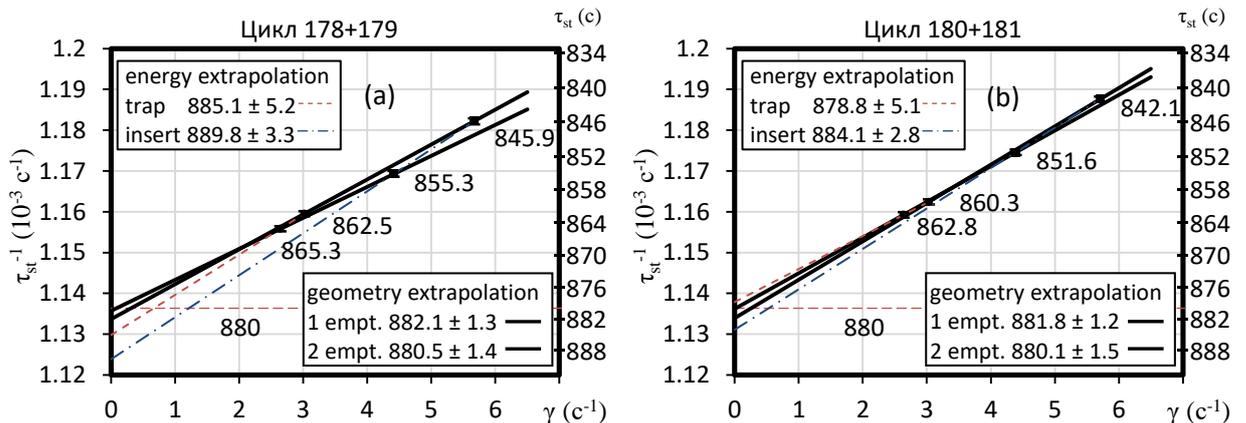


Рис. 31 Экстраполяции времён хранения ко времени жизни нейтрона: а — измерения до установки поглотителя, б — после.

Левая ось здесь является основной и именно на ней отложены обратные времена хранения и идёт построение линейной экстраполяции к нулевой частоте соударений. Правая же ось носит вспомогательный характер, чтобы связать обратные величины с их прямыми значениями.

Для контроля систематических эффектов также были построены энергетические экстраполяции, чтобы убедиться, что их результат не противоречит нашим предположениям о характере взаимодействия нейтронов со стенками сосуда. В таблице 4 сведены результаты для геометрических экстраполяций для каждого из сливов до и после модификации установки, и их средние значения.

Таблица 4. Измерения времён хранения с поглотителем

Цикл	Мягкие	Жёсткие	Среднее
178+179	880.5±1.4	882.1±1.3	881.4±0.9
180+181	880.1±1.5	881.8±1.2	881.1±0.9
Среднее	880.3±1.0	881.9±0.9	881.3±0.7

Дорожки (временные развёртки) для времён жизни нейтрона, полученных из совместных и геометрических экстраполяций представлены на Рис. 32 и Рис. 33:

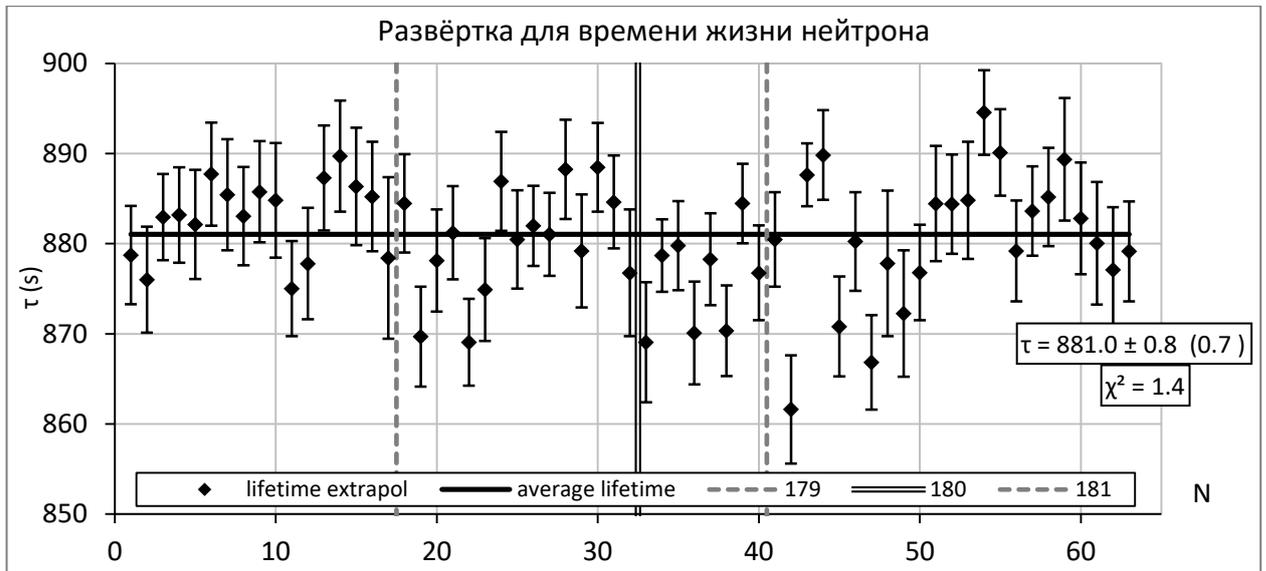


Рис. 32 Дорожка для совместной экстраполяции времени жизни нейтрона.

При построении совместной экстраполяции в расчёте МНК принимают участие все 4 времени хранения, в то время как для геометрических — используется лишь пара точек, измеренных при одинаковой геометрии, поэтому для геометрических экстраполяций мы имеем в два раза меньшую точность так как они учитывают только половину данных по сравнению с полным набором.

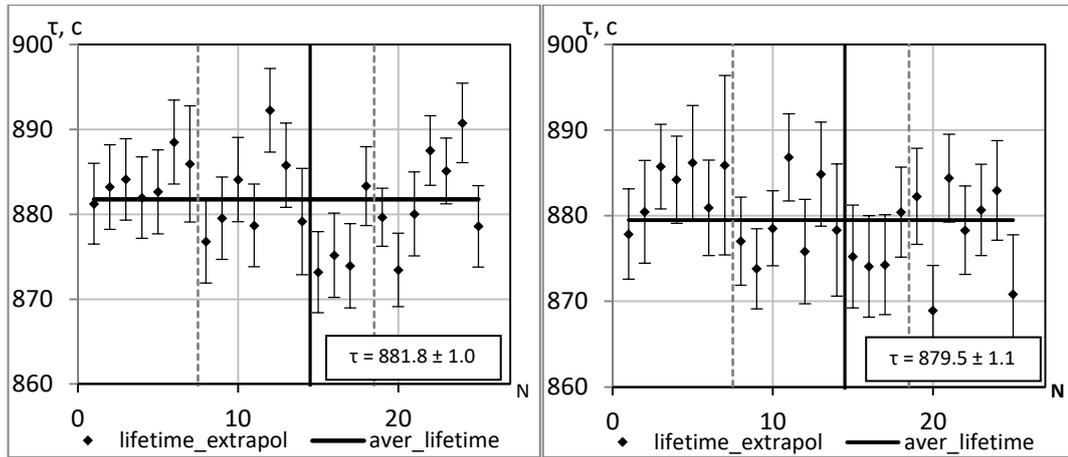


Рис. 33 Дорожка для времён жизни нейтрона, полученных методом геометрической экстраполяции.

Убедившись в том, что наши измерения не подвержены влиянию каких-либо систематических эффектов, которые бы приводили к изменению экстраполированного времени жизни нейтрона мы можем представить окончательный результат. После измерений в течение четырёх реакторных циклов и систематических измерений в период с 2016 по 2017 год с использованием большой гравитационной ловушки, покрытой фомблин-гризью при температуре 80 K, время жизни нейтрона составляет:

$$\tau_n = 881.3 \pm 0.7 \text{ с}$$

Данный результат включает в себя лишь статистические ошибки измерений. Часть систематических эффектов была разобрана в главе 3 данной диссертации. Полный же список приведён в таблице 5. С детальным выводом каждого пункта можно ознакомиться в работе [20].

Таблица 5. Список систематических погрешностей

	Систематические эффекты	Величина, с
a)	Неопределённость функции $\mu(E)$	± 0.3
b)	Неточность геометрических размеров (3 мм для диаметра 1400 мм)	± 0.15
c)	Неточность расчёта	± 0.1
d)	Неточность установки угла ловушки (2°)	± 0.1
e)	Неоднородность покрытия ловушки и вставки	± 0.5
f)	Влияние остаточного вакуума	0.2 ± 0.02
	Сумма	0.2 ± 0.6

Таким образом, с учётом всех систематических эффектов, итоговое значение для измеренного времени жизни нейтрона составляет:

$$\tau_n = 881.5 \pm 0.7_{stat} \pm 0.6_{syst} \text{ с}$$

4.4 СРАВНЕНИЕ ПОСЛЕДНИХ РЕЗУЛЬТАТОВ.

За последние 20 лет были опубликованы результаты нескольких экспериментов по измерению времени жизни нейтрона. Технология измерений с хранением нейтронов шагнула далеко вперёд и позволила достичь большей точности в измерениях. В связи с этим мы хотели бы представить сравнительный анализ последних измерений. Для обработки мы взяли только результаты, полученные позднее 2000 года. К сожалению, новых исследований с измерением времени жизни нейтрона на пучке холодных нейтронов за это время было крайне мало. Причём два пучковых результата являются на самом деле одним измерением, результат которого был скорректирован после пересмотра. Поэтому чтобы ответить на вопрос о природе расхождения результатов пучковых экспериментов и экспериментов с хранением недостаточно данных. С учётом последних измерений мировое среднее составит $\tau_n = 879.5 \pm 0.8$ с.

На показан график показывающий динамику измерений, начиная с двухтысячного года:

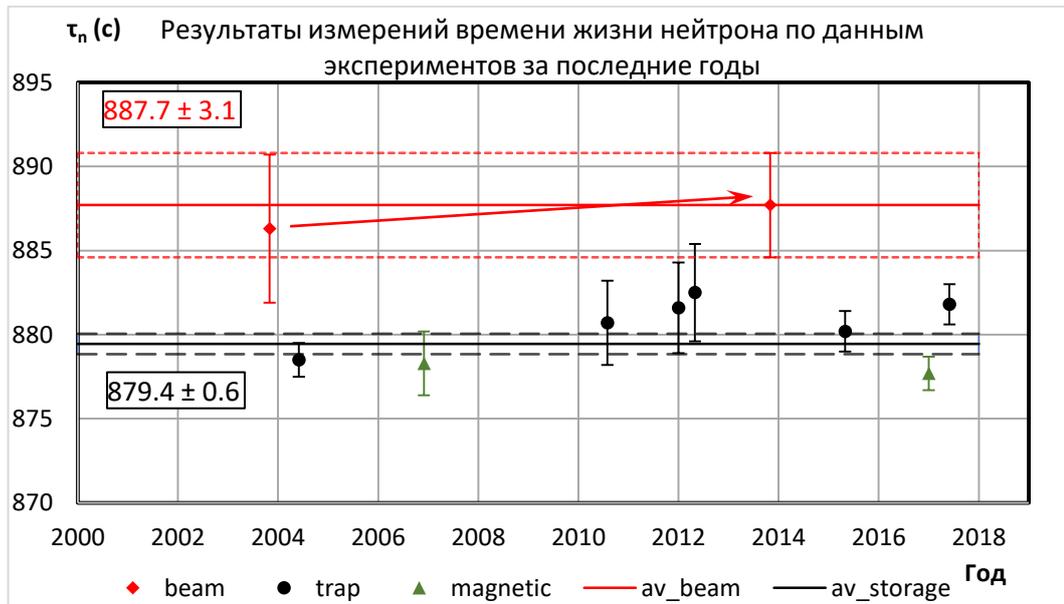


Рис. 34 История измерений за последние 17 лет.

Для более подробного анализа было также построено распределение экспериментальных результатов вокруг среднего значения (Рис. 35). Из рисунка видно, что хотя результаты текущих экспериментов с хранением УХН имеют некоторый разброс, однако явного противоречия установить не удастся, так как все измерения согласуются в пределах двух стандартных отклонений, если систематические ошибки складывать линейным образом. Исключение составляет пучковый эксперимент.

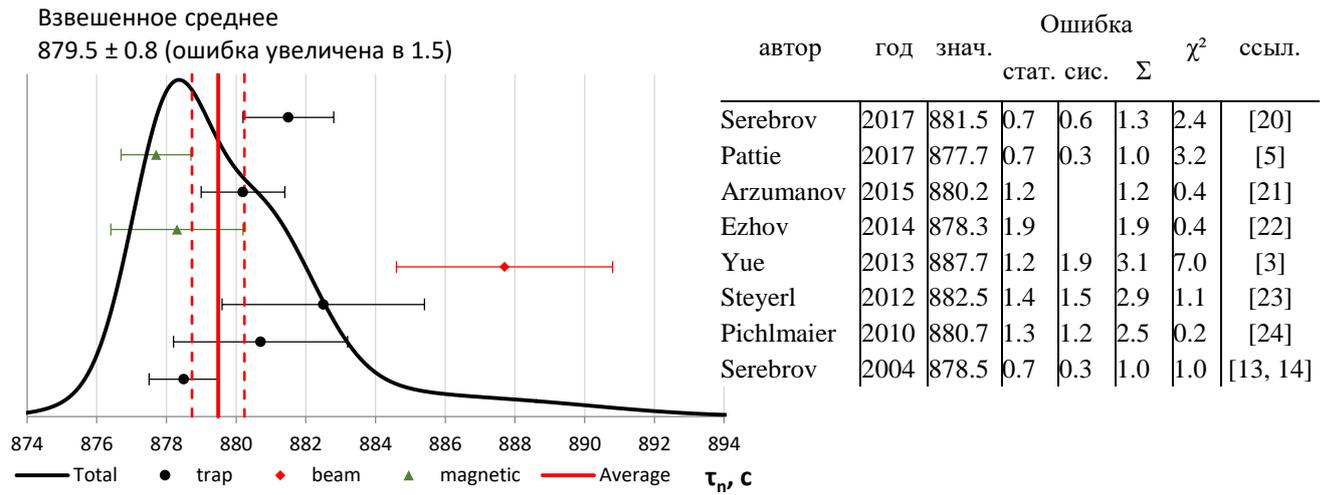


Рис. 35 Распределение результатов для последних экспериментов по измерению ВЖН.

Дальнейшее продолжение нашего эксперимента и увеличение его точности мы связываем с модернизацией установки с целью достижения температуры ловушки до 10 К, снижения фактора потерь и ещё большего приближения времён хранения к времени жизни нейтрона.

5 ВЛИЯНИЕ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ НЕЙТРОНА НА ПРОЦЕССЫ В РАННЕЙ ВСЕЛЕННОЙ.

5.1 ВЛИЯНИЕ НА КОНЦЕНТРАЦИИ ПЕРВИЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ.

Вселенная, согласно современным наблюдениям [25], заполнена тёмной энергией (68.3%) и тёмной материей (26.8%), тогда как доля барионного вещества в пять раз меньше чем доля тёмной материи. Большая часть этого, известного нам, вещества представлена водородом (75%) и гелием (24%), а доля оставшихся тяжёлых элементов составляет около 1% [26]. Относительные концентрации водорода и гелия, в свою очередь, были определены процессами, протекавшими во время первичного нуклеосинтеза в ранней Вселенной (в течение нескольких минут сразу после Большого Взрыва). При помощи численного моделирования можно получить значения концентраций лёгких элементов: водорода, дейтерия, гелия и лития, используя теорию первичного нуклеосинтеза, а затем сравнить эти результаты с астрофизическими наблюдениями. Закладывая в модель отличающееся время жизни нейтрона, мы будем получать разные относительные концентрации этих элементов.

Температура ранней Вселенной в первые мгновения превышала $10^{10} K$, что соответствует $T \gtrsim 1 MeV$. При таких температурах все формирующиеся ядра практически сразу разрушаются из-за взаимодействия с фотонами, относительная концентрация которых превышает концентрацию барионов во Вселенной на 10 порядков: $\eta_b \equiv n_b/n_\gamma \simeq 6.1 \cdot 10^{-10}$ [1]. В астрофизике для барион-фотонного отношения принято также использовать обозначение η , но поскольку в этой работе коэффициент потерь для нейтронов обозначается тем же символом, далее для барион-фотонного отношения будет использовано обозначение $\eta_{10} = \eta_b \cdot 10^{10}$. Относительные концентрации протонов и нейтронов в таких условиях описываются следующей зависимостью: $n_n/n_p \sim e^{-Q/kT}$, где $Q \equiv \Delta mc^2$, а $\Delta m = (m_n - m_p)$ — разность масс покоя нейтрона и протона, что составляет примерно 2.5 массы электрона. В тот момент, когда термодинамическое равновесие, поддерживающее данное соотношение через реакции слабого взаимодействия, нарушается из-за расширения Вселенной, отношение n_n/n_p замораживается при температуре ниже $\sim 0.8 MeV$ на величине $\sim 1/5$. После этого события дальнейшее изменение концентраций продолжается уже за счёт β -распада нейтрона и к моменту начала нуклеосинтеза успевает уменьшиться до величины $\sim 1/7$ [27, 28]. Существует оценка массовой доли (Y_p) в зависимости от относительной концентрации нейтронов и протонов [1, 29]:

$$Y_p = \frac{2n}{n+p} = \frac{2(n/p)}{n/p+1} \approx 0.25 \quad (5.1)$$

Соответственно концентрация оказывается зависима от времени жизни нейтрона: чем короче будет τ_n , тем меньшая концентрация гелия будет образовываться во время первичного нуклеосинтеза.

Экспериментальное измерение первичных концентраций элементов требует спектроскопических наблюдений, однако сами концентрации продолжали изменяться в течение длительного промежутка времени (более 13 млрд. лет) из-за процессов звёздной эволюции. Известно, что источником энергии звёзд являются термоядерные реакции, протекающие в их ядре. В небольших звёздах эти реакции останавливаются на углероде и кислороде. В более массивных звёздах этот цикл заканчивается на железе. Это обусловлено тем, что функция, представляющая собой зависимость удельной энергии связи на нуклон, имеет максимум для ядер с атомным весом $A \sim 56$ [30]. Более лёгким ядрам выгодно сливаться в тяжёлые, а ядрам значительно тяжелее железа — наоборот разделиться на несколько осколков. Таким образом в ядре звезды, где происходят термоядерные реакции наработка ядер тяжелее железа оказывается энергетически невыгодной. Более тяжёлые нуклиды, поэтому, образуются в процессах вспышек сверхновых звёзд. То есть концентрация тяжёлых элементов от времени может лишь увеличиваться. Что касается второго элемента после водорода по массе — дейтерия, то считается, что он лишь выгорает в процессе звёздной эволюции, хотя предложено существование процессов, приводящих к его наработке [27].

В астрофизике принято называть элементы с $Z > 2$ (тяжелее гелия) металлами, а величины их относительных концентраций — металличностью. Можно использовать этот параметр, чтобы связать концентрации первичных элементов с концентрациями, наблюдаемыми в облаках межзвёздного вещества, вводя таким образом поправки в наблюдаемые данные. Современные методики могут измерять концентрации таких элементов, как гелий-4, дейтерий и литий. Для этого производятся наблюдения многих частично ионизованных облаков межзвёздного вещества, а затем производится экстраполяция полученных данных к нулевой металличности. Чаще всего используется отношение концентраций атомов железа к водороду, но могут быть использованы и другие элементы, такие как кислород или кремний.

В моделях первичного нуклеосинтеза, существующих в настоящее время, используются 12 основных реакций, представленных на Рис. 36, в то время как расширенные версии могут включать до 424 реакций. [31]. Более тяжёлые элементы не успевают образоваться, поскольку в природе нет устойчивых изотопов с $A = 5 \div 8$, которые бы могли образовать комбинация водорода и гелия, а концентрации более тяжёлых ядер, не успевают увеличиться, чтобы в синтезировать элементы тяжелее лития в количествах, доступных для экспериментального обнаружения.

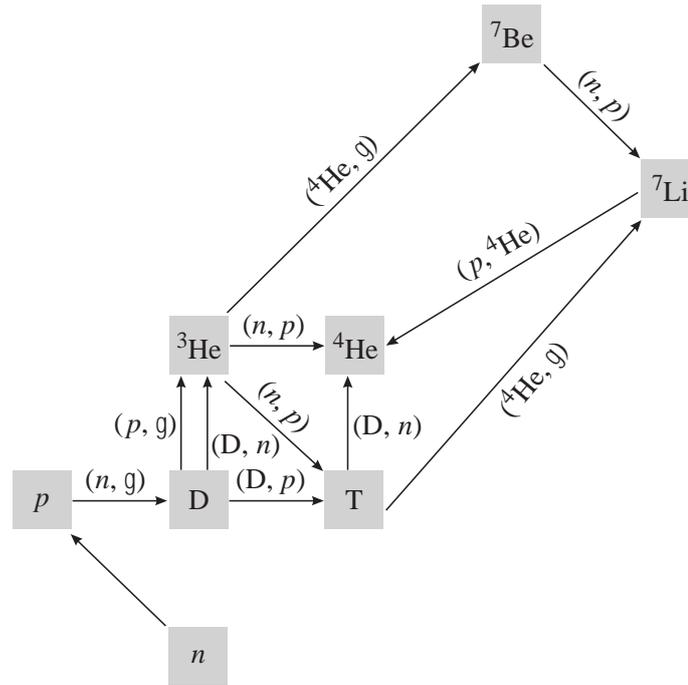


Рис. 36 Схема 12-ти основных реакций, используемых в расчётных моделях первичного нуклеосинтеза.

В работе [32] были представлены результаты численного расчёта, выполненного А.В. Иванчиком по моделированию первичного нуклеосинтеза: результаты представлены на Рис. 37:

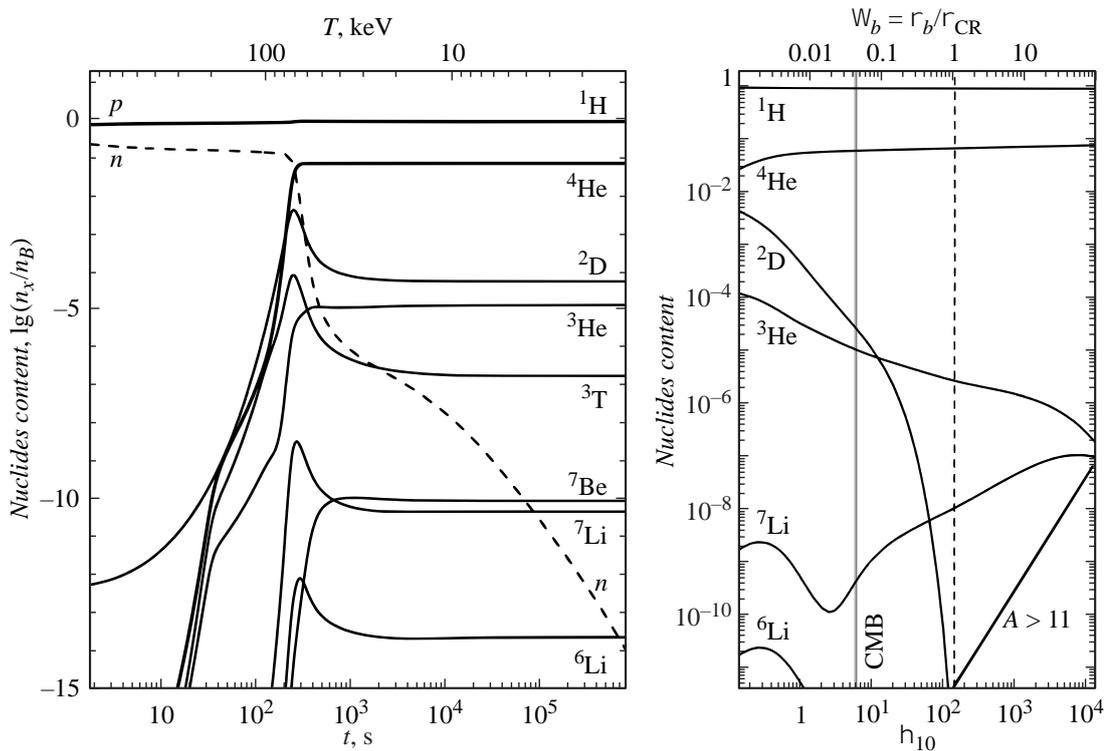


Рис. 37 Зависимости относительной распространённости элементов, как функции времени с момента начала Большого взрыва (слева), а также их конечные концентрации, как функции барион-фотонного отношения η_{10} .

Как видно из кривых левого графика — при более высоких температурах существуют только нейтроны и протоны, причём больше протонов, чем нейтронов. По мере снижения температуры, происходит увеличение количества ядер дейтерия и гелия. В районе 1 млрд. градусов

(менее 100 кэВ) наблюдается значительное увеличение концентраций дейтерия и гелия, а также уменьшение количества протонов и нейтронов. К этому моменту почти все свободные нейтроны вступили в реакции, и теперь находятся в ядрах, поэтому линия, отвечающая их концентрации идёт вниз столь круто. Линия же, ответственная за протоны опускается не столь значительно, поскольку их относительная концентрация гораздо больше. Распространённость дейтерия увеличивается до определённой точки, а потом начинает спадать из-за того, что он оказывается задействован в реакциях синтеза гелия и трития. Поэтому, когда со временем доля нейтронов оказывается недостаточной, чтобы восполнить потерю этого нуклида, его концентрация начинает уменьшаться.

На правом рисунке показаны зависимости выхода первичных элементов, как функции барион-фотонного отношения η_{10} , где вертикальными линиями показаны измеренное на сегодняшний день значение $\eta_{10} = 6.1 \pm 0.1$, а также барионная плотность Ω_b , соответствующая критическому значению, при которой весь вклад в полную плотность энергии Вселенной определяется барионами.

Распространённость гелия-4 измеряется при помощи спектроскопических наблюдений облаков ионизованного водорода в карликовых галактиках. Концентрация первичного дейтерия определяется по характеристикам линий поглощения в спектрах удалённых квазаров. Доля же лития, созданная в процессе первичного нуклеосинтеза, может быть установлена при помощи наблюдений старых, обеднённых металлами звёзд в шаровых скоплениях нашей галактики.

Концентрация гелия в межзвёздной среде из-за наличия звёздной эволюции может лишь увеличиваться, поэтому для оценки первичной концентрации необходимо построить зависимость его наблюдаемого обилия, как функцию металличности и найти её значение в нуле. Однако на сегодняшний день имеются два независимых и неперекрывающихся на уровне 1.6σ результата от разных коллективов.

Первичная распространённость дейтерия с течением времени может лишь уменьшаться, поскольку при попадании межзвёздного газа в недра звезды происходит его быстрое выгорание. То есть любое измерение устанавливает границу по нижнему краю в том смысле, что возможно первичного дейтерия во Вселенной было больше, но мы выбрали неподходящую область для измерений. Таким образом необходимо проводить измерения для вещества, существовавшего в самые ранние эпохи Вселенной, именно поэтому используются спектры поглощения квазаров с большими красными смещениями.

Концентрация лития-7, самого тяжёлого из представляющих интерес изотопов, оказывается последней, которую мы имеем возможность непосредственно измерять, т.к. более тяжёлые нуклиды рождаются в столь малых количествах, что они являются полностью не обнаружимыми

на сегодняшний день. При этом результат, полученный при проведении численных расчётов отличается от его наблюдаемого значения почти в 3 раза, что получило в литературе название «литиевой» проблемы [33, 34].

Из правого графика на Рис. 37 можно видеть, что первичные концентрации элементов зависят от величины η_{10} , однако в данном случае нас интересует чувствительность их концентраций ко времени жизни нейтрона, которые можно найти в работе [35]. Там же было показано, что при малом изменении величин $\Delta X_i/X_i < 0.1$ вариации первичных концентраций хорошо описываются линейной аппроксимацией. Расчёты показывают, что при вариации заложенного в модель времени жизни нейтрона больше всего изменяется выход первичного гелия. На Рис. 38 показано влияние значения τ_n на Y_p :

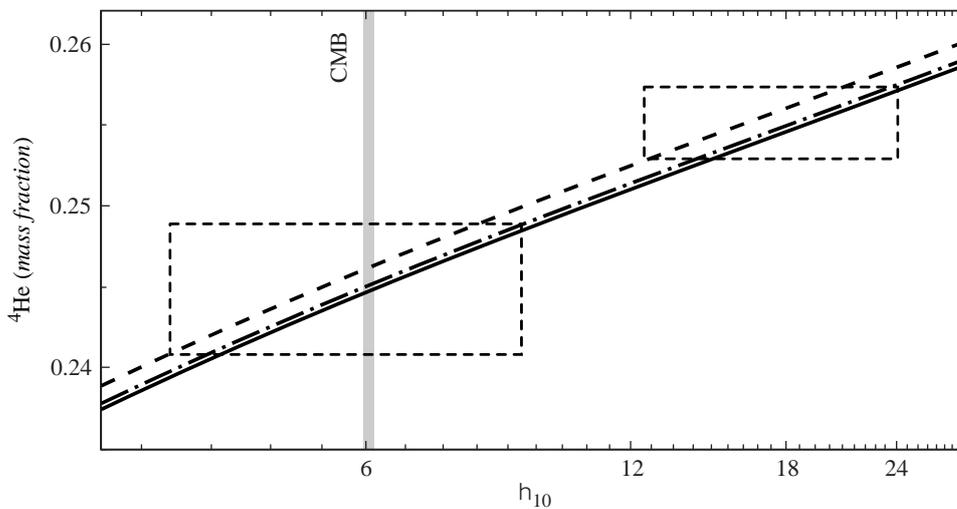


Рис. 38 Концентрация первичного ${}^4\text{He}$, как функция η_{10} , рассчитанная для нескольких значений $\tau_n = 885.7, 880.3, 878.5$. Сплошная линия отвечает наименьшему значению. Прямоугольными областями показаны наблюдаемые значения Y_p , согласно работам Изотова [36] (справа) и Авера [37] (слева).

Из графика видно, что, хотя астрофизические наблюдения пока не могут наложить строгое ограничение, на параметр τ_n , закладываемый в модель первичного нуклеосинтеза, но вполне возможно, что с улучшением измерительных методик это станет возможным, и тогда для сравнения модели с наблюдением расчёт потребует знания «истинного» времени жизни нейтрона. При этом нельзя не вспомнить о расхождении между пучковыми и ловушечными результатами для τ_n : астрофизические наблюдения тогда смогли бы стать дополнительным аргументом в споре о корректности той или иной методики, если к тому времени это противоречие не разрешится.

5.2 ОТПЕЧАТОК НА РЕЛИКТОВОМ МИКРОВОЛНОВОМ ФОНЕ.

В предыдущей главе была продемонстрирована связь времени жизни нейтрона с концентрацией первичного гелия, образованного в ходе нуклеосинтеза в ранней Вселенной, а также было показано, что основной способ измерения концентрации ${}^4\text{He}$ — это спектроскопические наблюдения облаков ионизированного межзвёздного вещества.

Одним из дополнительных способов измерения этой величины оказывается анализ реликтового космического микроволнового фона (СМВ). Микроволновый фон был открыт в 1964 году Арно Пензиасом и Робертом Уилсоном, и, вместе с красным смещением удалённых галактик, стал одним из экспериментальных подтверждений, теории о происхождении Вселенной в процессе Большого Взрыва. С момента открытия было сделано множество подробных его измерений, однако на сегодняшний день самым точным из них является результат, полученный при помощи космического аппарата «Планк», который был запущен в 2009 году и проработал на орбите более 4 лет. Карта полученного микроволнового фона представлена на Рис. 39.

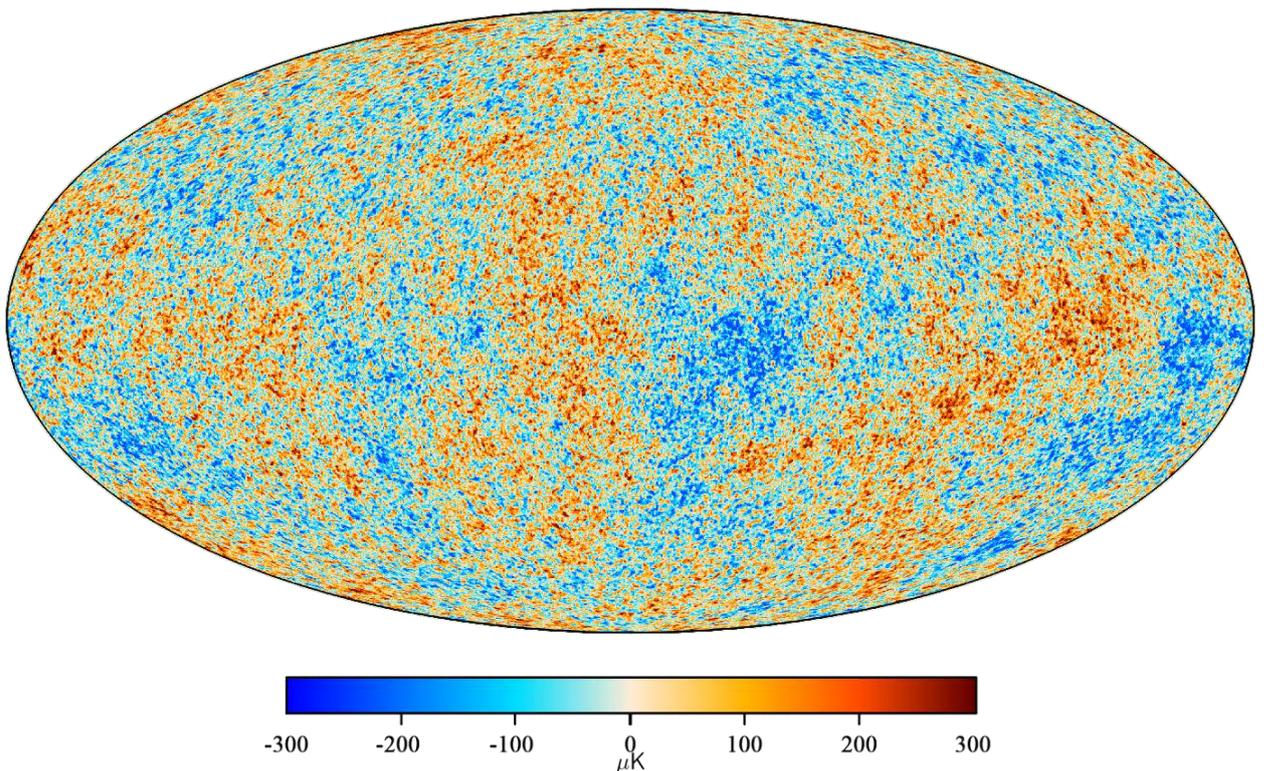


Рис. 39 Карта флуктуаций реликтового излучения по результатам измерений спутник Planck.

Можно видеть, что величина отклонений от среднего значения, соответствующего максимуму излучения для абсолютно чёрного тела с температурой 2.725 К, не превышает $\delta T/T_0 \sim 10^{-4} \div 10^{-5}$. Так как температура реликтового излучения зависит от направления на небесной сфере, для анализа используют разложение по сферическим функциям:

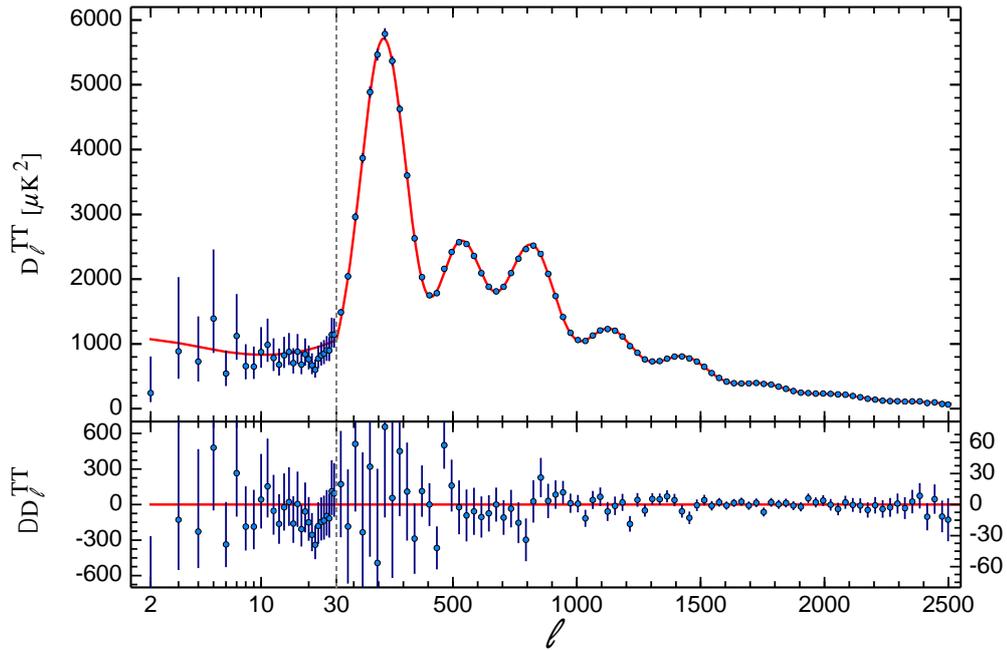


Рис. 40 Спектр мощности температуры СМВ.

Первый пик в этом разложении соответствует размерам неоднородностей первичной плазмы порядка причинно-связанной области на момент рекомбинации, поскольку именно в этот момент излучение отделяется от вещества и может свободно распространяться по Вселенной. Тот факт, что максимум этих флуктуаций соответствует гармоникам $\ell = 2\pi/\theta \sim 200$, указывает на то, что геометрия Вселенной с высокой точностью соответствует евклидовой: $\Omega_K = 0.000 \pm 0.005$ [25], где $\Omega_K = 1 - \Omega_m - \Omega_\Lambda$ — отклонение от плоского пространства, описываемого метрикой Фридмана–Робертсона–Уокера [38].

Последующие пики в данном разложении могут быть объяснены в рамках инфляционных адиабатических моделей [39], где более высоким гармоникам соответствуют те флуктуации первичной плазмы, из которых впоследствии возникли такие крупномасштабные структуры Вселенной как галактики, скопления галактик и войды. На величины этих пиков может влиять множество причин, таких как пространственная кривизна Вселенной, величина космологической постоянной, барионная плотность, и другие. Однако нас интересует, тот, который может быть связан со значением ВЖН, а именно — концентрация ${}^4\text{He}$. Как мы уже указали ранее, выход гелия во время первичного нуклеосинтеза зависит от значения τ_n , и можно оценить какое влияние он может оказать на спектр мощности СМВ.

После завершения эпохи первичного нуклеосинтеза из-за расширения Вселенной происходит дальнейшее остывание первичной плазмы. Спустя примерно 380 тыс. лет температура уменьшается настолько, что становится возможной рекомбинация: энергетически выгодным становится формирование нейтральных атомов и фотоны начинают распространяться свободно.

При этом, чем меньше концентрация электронов в первичной плазме, тем дальше могут распространиться фотоны, устанавливая термодинамическое равновесие между соседними областями, размер которых соответствует высоким ℓ (эффект Силка [39, 40]). Максимальный масштаб оставшихся неоднородностей, таким образом, будет зависеть от концентрации электронов в среде, которая, в первую очередь, зависит от доли ${}^4\text{He}$, созданного в процессе первичного нуклеосинтеза т.к. гелий обладает большей энергией ионизации, чем водород, а остальных элементов в первичном веществе оказывается пренебрежимо мало. Итак, мы получаем следующий вывод: чем продолжительнее оказывается τ_n , тем больше концентрация гелия в первичном веществе, и, следовательно, тем эффективнее будет происходить подавление вклада высоких гармоник ℓ в спектр СМВ.

В конце 2015 года в arXiv-е была выложена работа [41] где авторы делают оценку данного эффекта. Полученное ограничение, конечно, оказывается зависимым от принимаемых положений. Подразумевалось, что имеет место классическая ΛCDM модель со стандартным процессом протекания первичного нуклеосинтеза и допущение, что нам известны все компоненты, вносящие свой вклад в плотность энергии излучения, т.к. стерильные нейтрино, аксионы и любые другие экзотические лёгкие частицы могут влиять на космологическое ограничение на τ_n . Монте-Карло расчёт по схеме Марковских цепей показал, что учёт данных, полученных Планком, включая распределения температуры, поляризации и данных по микролинзированию СМВ позволяют поставить ограничение на содержание первичного гелия на уровне: $Y_p^{BBN} = 0.249 \pm 0.013$, что соответствует пределам $\tau_n = 864 \pm 63$ с. Здесь нужно подчеркнуть, что эти пределы предполагают, что нам ничего не известно о прямых измерениях ВЖН и они опираются только лишь на флуктуации микроволнового фона, давая, таким образом, полностью независимую методику измерений.

Видно, однако, что пределы, установленные таким способом, оказываются очень широкими, поэтому, для их уточнения, авторы предлагают использовать значения Y_p , полученные в результате прямых спектроскопических наблюдений облаков ионизированного межзвёздного вещества. Для того чтобы это сделать, был применён подход схожий с метаанализом данных: результаты, полученные несколькими коллективами, были объединены в две большие группы, поскольку большинство экспериментальных значений были получены, обработкой несколько наблюдений, и некоторые из наблюдаемых объектов являются общими в двух или более наборах данных. Эта зависимость между наборами данных не позволяет объединить их все вместе для достижения более высокой точности, тем более что, как было указано ранее, существует два независимых результата [36] и [37], находящихся в разногласии друг с другом. Одна группа наблюдений содержала одну половину данных из работы Mucciarelli и др. [42] и результат Изотова и

др. [36], а вторая — вторую половину из [42], объединённую с Reimbert и др. [43]. Полученные значения Y_p были заложены в расчёт, в качестве исходных параметров. Такое комбинированное ограничение позволяет уменьшить неопределённость τ_n почти на порядок по отношению к ограничению, полученному только из СМВ. Так, из первого набора данных получается $\tau_n = 905.7 \pm 7.8$ с, а второй — даёт $\tau_n = 886.7 \pm 8.7$ с, что находится в полном согласии со значением, полученным с применением пучкового метода и находится в умеренном расхождении с методикой хранения. При этом если рассмотреть только измерения работы [37] (Aver и др.) то можно получить ограничение: $\tau_n = 875 \pm 19$ с, что находится в хорошем согласии со значением PDG [1]: $\tau_n = 880.2 \pm 1.0$ с но, к сожалению, оно не обладает достаточной чувствительностью, чтобы отдать какое-либо предпочтение экспериментам с пучком или хранением.

Поскольку в научном сообществе высказываются предположения о наличии стерильных нейтрино [44, 45, 46, 47, 48, 49], в более поздней версии своей работы [50] авторами было рассмотрено предположение о возможном отличии числа степеней свободы N_{eff} от трёх сортов нейтрино, известных на сегодняшний день (2.92 ± 0.05 [1]). Ограничения на τ_n при этом, естественно, увеличиваются, примерно в $1.5 \div 2$ раза, а величина N_{eff} , получаемая в результате моделирования, находится в пределах 2.8 ± 0.3 .

Завершают свой анализ авторы анализом того, какие максимально строгие ограничения могут быть получены из одних только космологических данных, таких как СМВ или крупномасштабные структуры во Вселенной. Поскольку чувствительность реликтового фона к τ_n закодирована в мелкомасштабной области спектрального разложения, можно ожидать более точные ограничения от таких экспериментов которые ставят своей целью более детальные измерения такого ℓ диапазона. Было показано, что максимально возможное ограничение, полученное только из результатов измерения СМВ, может достичь величины 5.5 с, в то время как запланированные эксперименты SPT-3G [51], AdvACT [52], СМВ-S4 [53], и CORE [54] могут дать точности 44, 32, 18 и 11 секунд соответственно.

В заключение можно сказать, что данный метод, объединённый со спектроскопическими наблюдениями, может дать точность измерения ВЖН, сравнимую с лабораторными экспериментами.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате выполнения работы были получены следующие результаты:

- Определены оптимальные параметры для проведения эксперимента по измерению времени жизни свободного нейтрона при помощи большого гравитационного спектрометра, разработанного и созданного в НИЦ КИ ПИЯФ.
- Показано, что наличие фона приводит к ухудшению статистической точности, а также смещает величину Δt , отвечающую за оптимальный интервал, соответствующий разности между временами удержания, в меньшую сторону.
- Рассмотрены различные методики измерений времени хранения и продемонстрировано, что применение чередования времён удержания по схеме «короткое-длинное-длинное-короткое» ведёт к уменьшению систематической погрешности за счёт дрейфа интенсивности до пренебрежимо малых величин.
- Проведён анализ эффектов, способных привести к появлению систематических погрешностей при измерении времени хранения ультрахолодных нейтронов в материальной ловушке, и оценка их влияния на результат экстраполяции к τ_n .
- Выполнена обработка данных, поступающих в ходе проведения эксперимента, включающих в себя как проверочные испытания пригодности покрытия, так и измерения, полученные в рабочем режиме. Согласно полученным данным представлено новое значение для времени жизни нейтрона, полученное при помощи метода хранения УХН в материальных сосудах: $\tau_n = 881.5 \pm 0.7_{stat} \pm 0.6_{sys}$ с
- Исследованы проблемы неоднозначности существующих результатов, как в области ядерной физики, так и наблюдательной астрономии. Так, спектроскопические наблюдения облаков межзвёздного газа двумя независимыми научными группами дают неперекрывающиеся между собой результаты для концентрации первичного гелия, и в это же время лабораторные эксперименты демонстрируют расхождение между результатами, использующими метод хранения ультрахолодных нейтронов и пучковых экспериментов.

Дальнейшее развитие тем, освещаемых в данной работе, может произойти в случае устранения, или же наоборот, дальнейшего укрепления противоречий между существующими на сегодняшний день результатами. Поэтому прогресс экспериментальной точности крайне важен как для ядерной физики, так и для наблюдательной астрономии, поскольку дальнейшее развитие обеих экспериментальных методик либо приведёт к получению единого результата, либо будет являться указанием на то, что физические модели, используемые в данных областях, являются неполными и нуждаются в уточнении.

6 СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. C. Patrignani et al. (Particle Data Group). // *Chin. Phys. C*, Vol. 40, 2017. P. 100001.
2. J. M. Robson. The Radioactive Decay of the Neutron // *Phys.Rev.*, Vol. 83, No. 2, 1951. pp. 349-358.
3. A. T. Yue, M. S. Dewey, D. M. Gilliam et al. Improved Determination of the Neutron Lifetime // *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 111, No. 22, 2013. P. 222501.
4. W. Paul, F. Anton. Measurement of the neutron lifetime in a magnetic storage ring // *Z. Phys. C Particles and Fields*, Vol. 45, 1989. pp. 25-30.
5. R. W. Pattie Jr., N. B. Callahan, C. Cude-Woods. et al. Measurement of the neutron lifetime using an asymmetric magneto-gravitational trap and in situ detection. arxiv:1707.01817, 2017.
6. Yu. Yu. Kosvintsev, I. V. Morozov, G. I. Terekhov. Measurement of neutron lifetime through storage of ultracold neutrons // *ЖЭТФ Lett.*, Vol. 44, 1986. pp. 571-574.
7. Г.Н. Власичев. Физика ядерных реакторов. 2-е. испр.-е изд. Новгород: Нижегород. гос. техн. ун-т им. Р.Е. Алексеева, 2012. 43 (1-105) с.
8. А. П. Серебров, А.К.Фомин, А. Г.Харитонов и др. Высокоинтенсивный источник ультрахолодных нейтронов на реакторе ВВР-М для научных исследований в области фундаментальной физики // *Вестник СПбГУ*, Т. 2, № 1, 2015. С. 27-41.
9. V. K. Ignatovich. *The Physics of Ultracold Neutrons*. Oxford: Clarendon, 1990.
10. А. И. Франк. Оптика ультрахолодных нейтронов и проблема нейтронного микроскопа // *УФН*, Т. 151, 1987. С. 229–272.
11. И. В. Савельев. Курс общей физики. Том 1. Механика, колебания и волны, молекулярная физика. М.: Наука, 1970. 331-335 с.
12. А. Р. Serebrov, А. К. Fomin, А. G. Kharitonov et.al. New installation for measuring a neutron lifetime with a big gravitational trap of ultra cold neutrons // *Tech. Phys.*, Vol. 58, No. 11, 2013. pp. 1681-1687.
13. А. Р. Serebrov, V. E. Varlamov, А. G. Kharitonov et al. Measurement of the neutron lifetime using a gravitational trap and a low-temperature Fomblin coating // *Phys. Lett. B*, Vol. 605, 2005. pp. 72-78.
14. А. Р. Serebrov, V. E. Varlamov, А. G. Kharitonov, et al. Neutron lifetime measurements using gravitationally trapped ultracold neutrons // *Phys. Rev. C*, Vol. 78, No. 035505, 2008. pp. 1-15.

15. V. A. Andreev, A. V. Vasiljev, E. A. Ivanov et.al. Ultracold Neutron Detector for the Spectrometer of a Neutron Lifetime Measuring // *Tech. Phys.*, Vol. 86, No. 4, 2016. pp. 130–138.
16. V. A. Andreev, A. V. Vassiljev, E. A. Ivanov et.al. Ultracold neutron detector for neutron lifetime measurements // *Nucl.Instrum.Methods A*, Vol. 845, 2017. pp. 548-551.
17. А.К. Фомин, А.П. Серебров. Моделирование эксперимента по измерению времени жизни нейтрона с большой гравитационной ловушкой ультрахолодных нейтронов с поглотителем // *ЖТФ*, Т. 87, № 12, 2017. С. 1906-1910.
18. В.И. Калашникова, М.С Козодаев. Детекторы элементарных частиц. М.: "Наука", 1966. 408 с.
19. A. P. Serebrov, J. Butterworth, M. Daum et.al. Low-energy heating of ultracold neutrons during their storage in material bottles // *Phys. Lett. A.*, Vol. 309, No. 3-4, 2003. pp. 218-224.
20. A. P. Serebrov, E. A. Kolomensky, A. K. Fomin et. al. Neutron lifetime measurements with the large gravitational trap for ultracold neutrons // *Phys. Rev. C*, Vol. —, No. —, 2018. P. —.
21. S. Arzumanov, L. Bondarenko, S. Chernyavsky et. al. A measurement of the neutron lifetime using the method of storage of ultracold neutrons and detection of inelastically up-scattered neutrons // *Phys. Lett. B*, Vol. 745, 2015. pp. 79-89.
22. V.F. Ezhov et al. Measurement of the neutron lifetime with ultra-cold neutrons stored in a magneto-gravitational trap. arxiv1412.7434, 2014.
23. A. Steyerl, J. M. Pendlebury, C. Kaufman, et al. Quasielastic scattering in the interaction of ultracold neutrons with a liquid wall and application in a reanalysis of the Mambo I neutron-lifetime experiment // *Phys. Rev. C*, Vol. 85, No. 065503, 2012. pp. 1-14.
24. A. Pichlmaier, V. Varlamov, K. Schreckenbach, P. Geltenbort. Neutron lifetime measurement with the UCN trap-in-trap MAMBO II // *Phys. Lett. B*, Vol. 693, 2010. pp. 221-226.
25. Joao Alves et al. (Planck Collaboration). Planck 2015 results // *Astron.Astrophys.*, Vol. 594, No. A13, 2015. P. 63.
26. G. Steigman. Primordial Nucleosynthesis in the Precision Cosmology Era // *Rev. Nucl. Part. Sci.*, Vol. 57, 2007. pp. 463-491.
27. В.В.Клименко, А.В.Иванчик, Д.А.Варшалович, А.Г.Павлов. Влияние гамма-излучения на изотопный состав облаков межзвездной среды // *Письма в АЖ*, Т. 38, № 6, 2012. С. 414-430.
28. Д.С. Горбунов, В.А. Рубаков. Введение в теорию ранней Вселенной: Теория горячего Большого Взрыва. М.: ЛКИ, 2008. 552 с.

29. G. J. Mathews, T. Kajino, T. Shima. Big Bang Nucleosynthesis with a New Neutron Lifetime // *Phys. Rev. D*, Vol. 71, 2005. P. 021 302(R).
30. Ю.М. Широков, Н.П. Юдин. Ядерная физика. 2-е изд. М.: Наука, 1980. 728 с.
31. A. Coc, J.-P. Uzan, E. Vangioni. Standard big bang nucleosynthesis and primordial CNO abundances after Planck // *J. Cosmol. Astropart. Phys.*, Vol. 10, 2014. P. 050.
32. А.В. Чечкин, А.В. Иванчик, А.П. Серебров, С.В. Бобашев. Влияние времени жизни нейтрона на процессы, протекавшие в ранней Вселенной // *ЖТФ*, Т. 86, № 7, 2016. С. 140-44.
33. D.F. Brian. The Primordial Lithium Problem // *Annu. rev. nucl. part. sci.*, Vol. 61, 2011. pp. 47-68.
34. R.H. Cyburt, B.D. Fields, K.A. Olive et.al. Big bang nucleosynthesis: Present status // *Rev. Mod. Phys.*, Vol. 88, 2016. P. 015004.
35. A. Coc. Big-bang nucleosynthesis: A probe of the early Universe // *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A.*, Vol. 611, No. 2-3, 2009. pp. 224-230.
36. Y. I. Izotov, T. X. Thuan, N. G. Guseva. A new determination of the primordial He abundance using the He I $\lambda 10830\text{\AA}$ emission line: cosmological implications // *MNRAS*, Vol. 445, No. 1, 2014. pp. 778-793.
37. E. Aver, K. A. Olive, E. D. Skillman & D. Evan. The effects of He I $\lambda 10830$ on helium abundance determinations // *J. Cosmol. Astropart. Phys.*, Vol. 2015, No. 7, 2015. P. 011.
38. А. В. Засов, К. А. Постнов. Общая астрофизика. 2-е изд. испр. и дополн.-е изд. Фрязино: Век 2., 2011. 576 с.
39. Д.С. Горбунов, В.А. Рубаков. Введение в теорию ранней Вселенной. Космологические возмущения. Инфляционная теория. М.: Красанд, 2010. 564 с.
40. J. Silk. Cosmic black-body radiation and galaxy formation // *Astrophys. J.*, Vol. 151, 1967. pp. 459-471.
41. L. Salvati, L. Pagano, R. Consiglio, A. Melchiorri. Cosmological constraints on the neutron lifetime. arXiv:1507.07243v2, 2015.
42. A. Mucciarelli, L. Lovisi, B. Lanzoni, F. R. Ferraro. The Helium Abundance in the Metal-poor Globular Clusters M30 and NGC 6397 // *Astrophys. J.*, Vol. 786, No. 1, 2014. P. id. 14.
43. M. Peimbert, V. Luridiana, A. Peimbert. Revised Primordial Helium Abundance Based on New Atomic Data // *Astrophys. J.*, Vol. 666, No. 2, 2007. pp. 636-646.
44. А.П. Серебров, В.Г. Ивочкин, Р.М. Самойлов и др. Эксперимент нейтрино-4 по поиску стерильного нейтрино на реакторе СМ-3 // *ЖЭТФ*, Т. 148, № 4, 2015. С. 665-674.

45. A. Serebrov, V. Ivochkin, R. Samoiloov et. al. Neutrino-4 experiment on search for sterile neutrino with multi-section model of detector // *JPhCS*, Vol. 888, No. 1, 2017. P. id. 012089.
46. I. Michiels. Search for Oscillation with a ${}^6\text{Li}$ Detector at the BR2 research reactor. arXiv:1605.00215, 2016.
47. J. Ashenfelter, B. Balantekin, H. R. Band et. al. The PROSPECT physics program // *J. Phys. G.*, Vol. 43, No. 11, 2016. P. article id. 113001.
48. Y.J. Ko, B.R. Kim, J.Y. Kim et.al. Sterile neutrino search at NEOS Experiment // *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 118, No. 12, 2017. P. id.121802.
49. I. Alekseev, V. Belov, V. Brudanin et. al. Search for sterile neutrinos at the DANSS experiment. arXiv:1804.04046, 2018.
50. L. Salvati, L. Pagano, R. Consiglio, A. Melchiorri. Cosmological constraints on the neutron lifetime // *J. Cosmol. Astropart. Phys.*, No. 3, 2016. P. id. 055.
51. B. A. Benson, P. A. R. Ade, Z. Ahmed et al. SPT-3G: a next-generation cosmic microwave background polarization experiment on the South Pole telescope // *Proceedings of the SPIE*, Vol. 9153, 2014. P. id. 91531P 21.
52. E. Calabrese, R. Hložek, N. Battaglia et.al. Precision epoch of reionization studies with next-generation CMB experiments, Vol. 2014, No. 8, *JCAP* 2014. P. id. 010.
53. E. M. Mueller, F. de Bernardis, R. Bean, M. D. Niemack. Constraints on massive neutrinos from the pairwise kinematic Sunyaev-Zel'dovich effect // *Phys. Rev. D*, Vol. 92, No. 5, 2015. P. id.063501.
54. C. Armitage-Caplan, M. Avillez, D. Barbosa et.al. The COre Collaboration. 1102.2181, 2011.