

УДК 539.12.134

К. Турлыбекулы, Е. В Лычагин**Измерение вероятности малого нагрева ультрахолодных нейтронов и фактора потерь на безводородном масле Fomblin™ с различным средним молекулярным весом**

В данной статье обработаны экспериментальные данные измерений, проведённых с целью определить вероятность так называемого «малого нагрева» и коэффициент потерь УХН на поверхности различных типов безводородного масла Fomblin. Явление «малого нагрева» – неупругое отражение УХН с малой передачей энергии, – представляет собой источник систематических погрешностей в эксперименте по измерению времени жизни нейтрона. Минимальный коэффициент потерь необходим для уменьшения вероятности поглощения УХН на стенках. В результате измерений сделан вывод о том, какой именно тип масла лучше подходит для покрытия объёма хранения УХН при измерении времени жизни нейтрона.

Ключевые слова: УХН, коэффициент потерь, малый нагрев УХН.

Об авторах

Турлыбекулы Кылышбек – магистрант кафедры ядерной физики Государственного университета «Дубна». Московская обл., г. Дубна, ул. Университетская, 19/3, кв. 208б. E-mail: kilishbek-t@mail.ru.

Лычагин Егор Валерьевич – кандидат физико-математических наук, заместитель директора по научной работе в лаборатории нейтронной физики им. И.М. Франка, Объединенный институт ядерных исследований.

Нейтроны очень низких энергий ($\approx 10^{-7}$ эВ), которые называются ультрахолодными (УХН), обладают уникальным свойством – их можно хранить в материальных и магнитных ловушках [1]. Это явление дает новые возможности для проведения экспериментов и изучения некоторых вопросов фундаментальной физики, физики частиц, атомного ядра и астрофизики. Один из таких экспериментов – измерение времени жизни свободного нейтрона.

Сведения о времени жизни нейтрона важны для физики частиц и атомного ядра, астрофизики и изучения фундаментальных взаимодействий [3].

Эксперименты по измерению времени жизни нейтрона можно разделить на два типа: пучковые эксперименты и эксперименты с хранением нейтронов в ловушках. В экспериментах пучкового типа измеряется скорость распада нейтронов внутри выделенной области нейтронного пучка, а в экспериментах с хранением сосуд заполняется ультрахолодными

нейтронами и определяется число нейтронов, которые «выжили» после некоторого времени. Как функция от времени число нейтронов в ловушке вычисляется по следующей формуле: $N(t) = N_0 e^{-t/\tau}$, где $N(t)$ – число нейтронов, оставшихся в ловушке к моменту времени t ; N_0 – число нейтронов, захваченных в ловушку в момент времени $t = 0$; τ^{-1} – скорость потерь. Величина τ^{-1} определяется как временем жизни нейтрона, так и дополнительными факторами потерь, которые необходимо сделать в эксперименте пренебрежимо малыми или точно учитывать. Полученное в пучковых экспериментах значение времени жизни нейтрона $887,7 \pm 1,9$ с [4], а в экспериментах с хранением нейтронов в ловушках это значение составляет $878,5 \pm 0,3$ с [5]. Значимое расхождение в результатах, полученных различными методами, является дополнительным стимулом в проведении новых высокоточных измерений.

Основными ограничениями повышения точности в методе измерения времени жизни с УХН связаны с несколькими систематическими

ошибками, возникающими при учёте дополнительных (к распаду нейтрона) потерь нейтронов из ловушек:

- учёт потерь нейтронов при столкновении со стенками ловушки;

- остаточный газ в ловушке – остаточные молекулы газа являются источником дополнительного рассеяния и захвата УХН во время их хранения;

- утечка УХН через щели запирающих УХН заслонок в ловушке;

- отличие в эффективности регистрации УХН в начальные и конечные моменты хранения УХН – оно может возникнуть, если соответствующие энергетические спектры УХН отличаются в начальный t_1 и конечный t_2 моменты времени;

- малый нагрев УХН при ударах о стенки ловушки – процесс неупругого рассеяния нейтронов на поверхности с малой (сравнимой с начальной) энергией нейтрона. Этот процесс приводит к существенному изменению спектра нейтронов в процессе хранения. Потери нейтронов при взаимодействии со стенками в щелях зависят от энергии нейтронов, и контроль спектра нейтронов важен для точного учёта этих потерь.

Настоящая работа является частью подготовки к эксперименту по измерению времени жизни нейтрона. Целью работы является сравнение различных типов безводородного масла Fomblin* по вероятности полных потерь и вероятности малого нагрева для определения наиболее подходящего масла, которое можно использовать в качестве покрытия стенок ловушки УХН в планируемом эксперименте по измерению времени жизни нейтрона.

Метод измерения малого нагрева

Идея исследования (измерения) малого нагрева ультрахолодных нейтронов заключается в сохранении «мало нагретых» нейтронов в объеме хранения и регистрации их как обычных

УХН. Необходимым условием применения такой методики является следующее условие: верхняя граница начального спектра УХН должна быть значительно ниже граничной энергии стенок ловушки, что позволит регистрировать нагретые нейтроны, энергия которых находится в диапазоне от этой границы до граничной энергии сосуда. Кроме того, в этом диапазоне нейтроны должны храниться в ловушке достаточно хорошо для того, чтобы их можно было эффективно собирать на детектор. Спектр нагретых нейтронов определяется в гравитационном спектрометре с поглотителем, расположенным над объемом хранения, по зависимости числа регистрируемых нейтронов от высоты поглотителя. Нейтроны из конечного спектра отделяются от нейтронов из начального спектра гравитационным барьером, высота которого подбирается так, чтобы надежно разделить эти два диапазона. В такой постановке выполнены работы [2; 6–12].

Описание установки и процедуры измерения

Для изучения природы и характеристик малого нагрева был построен Большой гравитационный спектрометр УХН (БГС), позволяющий одновременно наблюдать за хранящимися УХН и образующимися в процессе их хранения «мало нагретых нейтронов» – ВУХН, или выпаривающихся УХН по аналогии с поведением молекул, покидающих поверхность жидкости. БГС обеспечивает регистрацию ВУХН в диапазоне энергий 30–150 нэВ с более высокой, по сравнению с предшествующими установками подобного типа, эффективностью $\approx 50\%$. Эффективность регистрации нейтронов для всех изучаемых энергии измеряется, а не оценивается, что обеспечивает точность и надежность результатов. Конструкция позволяет обеспечить быструю и удобную смену образцов и адаптацию установки для разных экспериментальных задач. Герметично отделенный от наружного вакуумного кожуха объем ловушки можно прогревать до температуры 600 К или охлаждать до 80 К, что позволяет проводить измерения в широком диапазоне температур и получать температурные зависимости вероятности малого нагрева в этом температурном интервале.

* Fomblin — торговое название фторполимерных жидких соединений, имеющих различные физические свойства и широкую область применения, например в вакуумной технике [5].

Принципиальная схема спектрометра БГС показана на рис. 1. Образец (1) располагается на дне спектрометра, внутри цилиндра (2) диаметром 40 см, который образует внутренний объем хранения УХН и является гравитационным барьером для нейтронов (весь внутренний объем хранения покрыт маслом Fomblin). За гравитационным барьером находится наружный объем хранения, куда могут попасть нейтроны, энергия которых достаточна для преодоления гравитационного барьера. УХН заполняют внутренний объем через входной нейтронпровод и после этого

запираются входной заслонкой (3). Калиброванное отверстие в дне спектрометра (8) позволяет измерять плотность потока УХН в спектрометре при помощи мониторингового детектора (4). Спектр хранящихся УХН обрезается сверху поглотителем (5), устанавливаемым на определенной высоте H_{abs} (подъем нейтрона на 1 см в гравитационном поле Земли приводит к уменьшению его кинетической энергии на ≈ 1 нэВ, поэтому в дальнейшем мы будем указывать энергию УХН в сантиметрах).

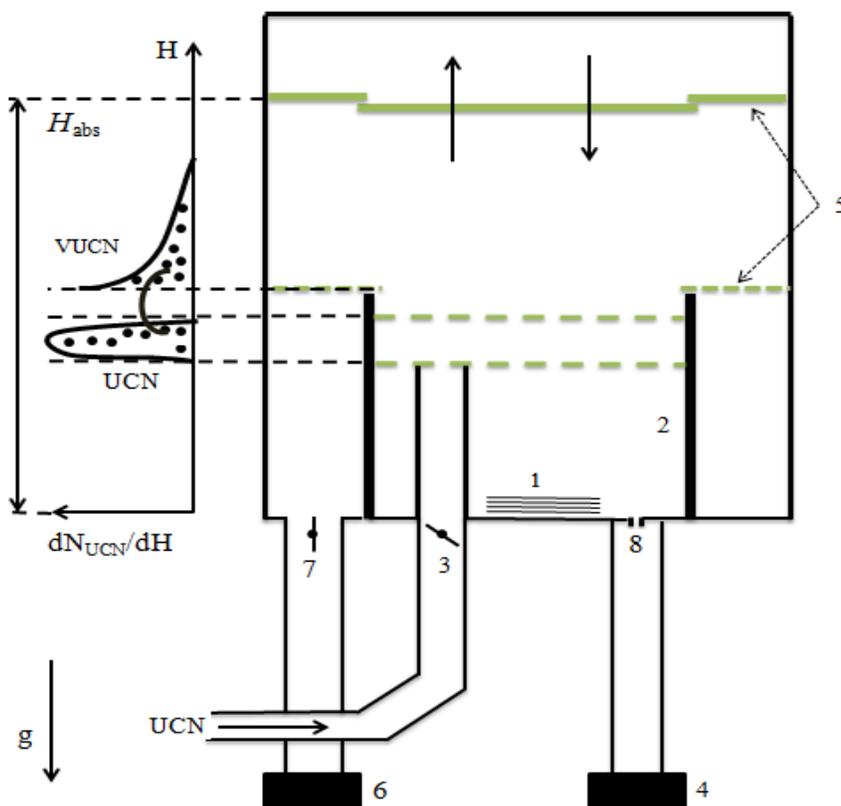


Рис. 1. Схема установки: 1 – образец; 2 – гравитационный барьер; 3 – входная заслонка; 4 – мониторинговый детектор; 5 – поглотитель; 6 – детектор нагретых нейтронов; 7 – выходная заслонка; 8 – калиброванное отверстие

Те нейтроны в спектрометре, энергия которых достаточна для подъема на высоту больше H_{abs} , «погибнут» через некоторое время в поглотителе. Детектор (6) расположен за гравитационным барьером (2), и поэтому в него могут попасть только нейтроны с энергией выше этого

барьера. Если поглотитель находится выше гравитационного барьера, то ВУХН, образующиеся при столкновении УХН с поверхностью образца или со стенками внутреннего объема хранения и имеющие энергию больше E_{bound} (энергия, со-

ответствующая высоте гравитационного барьера), могут перепрыгнуть через гравитационный барьер и попасть во внешний объем, а из него в детектор (6), минуя выходную заслонку (7), открытую во время всего измерения. Гравитационный барьер может устанавливаться с различными высотами – от 30 до 120 см, но в данных измерениях использовался только барьер высотой 35 см.

Поглотитель изготовлен из полиэтилена, обладающего почти нулевой граничной энергией. УХН, попадающие в поглотитель, могут проникнуть внутрь вещества и либо захватиться ядрами вещества, либо нагреться до тепловых энергий и покинуть спектрометр. Однако с некоторой вероятностью УХН могут отразиться от поверхности поглотителя обратно в объем хранения. Для уменьшения этого отражения поглотитель имеет развитую поверхность. Поглотитель в нижнем положении удаляет УХН с энергией выше энергии гравитационного барьера при условии: $H_{\min} < E_{\text{bound}}$.

На рис. 2 представлены типичные временные зависимости счета детектора нагретых нейтронов и мониторингового детектора в процессе измерения. Этот процесс состоит из нескольких

последовательных этапов. Во время наполнения спектрометра (с 0-й по 150-ю секунду) входная заслонка открыта, поглотитель находится в нижнем положении. Некоторые УХН из первоначального спектра с энергией выше гравитационного барьера проходят в технологический зазор между поглотителем и стенками объема хранения, перепрыгивают гравитационный барьер, поэтому счет детектора высокий. После закрытия входной заслонки (150-я секунда) такие нейтроны быстро гибнут в поглотителе, вследствие чего счет детектора резко уменьшается. Если по истечении некоторого времени, достаточного для удаления из спектрометра всех УХН с энергией выше гравитационного барьера (счет детектора падает до уровня фона), поднять поглотитель в верхнее положение, то счет детектора возрастает и через некоторое время становится пропорциональным плотности потока УХН в спектрометре. Такая зависимость объясняется постоянным рождением в объеме хранения нейтронов (ВУХН) с энергией выше гравитационного барьера. На 900-й секунде поглотитель опускается в нижнее положение, и счет детектора опять падает до фонового значения.

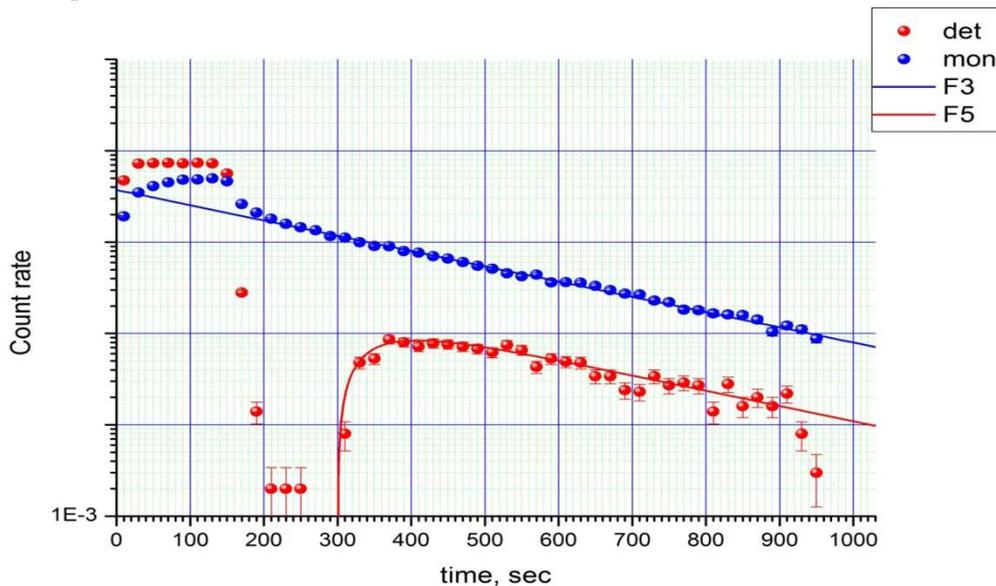


Рис. 2. Зависимость скорости счета детектора от времени

Описание образцов

В эксперименте изучались поверхности различных типов безводородного масла – высокотемпературного Fomblin, – которое может быть легко нанесено на любую поверхность. Это масло имеет состав, содержащий только С, О, F, и, как следствие, имеет малое сечение захвата. При нанесении на поверхность создает гладкий и зеркальный слой. Граничная энергия слоя составляет $106,5 \cdot 10^{-9}$ эВ, что соответствует граничной скорости 4,55 м/с.

Образцы были изготовлены из алюминиевых фольг толщиной 0,1 мм, на поверхность которых нанесены слои разных видов масел. Площадь каждого образца – 0,74 м².

Для проведения измерений предполагается использовать 3 вида жидкого фторополимера: Fomblin Y HVAC 18/8, Fomblin Y HVAC 25/9, Fomblin Y HVAC 140/13 соответственно с средними молекулярными массами 2800, 3300 и 6500 а.е.м. Некоторые характеристики этих масел представлены в табл. 1.

Таблица. 1. Типичные свойства фторополимеров

| Свойство | Fomblin Y HVAC 18/8 (Fomblin 2800) | Fomblin Y HVAC 25/9 (Fomblin 3300) | Fomblin Y HVAC 140/13 (Fomblin 6500) |
|--|---------------------------------------|---------------------------------------|---|
| Средняя молекулярная масса, а.е.м | 2800 | 3300 | 6500 |
| Плотность при 20 °С, г/см ³ | 1.89 | 1.90 | 1.92 |
| Кинематическая вязкость, мм ² /с: | | | |
| при 20 °С | 190 | 285 | 1508 |
| при 100 °С | 9 | 12 | 32 |
| при 200 °С | 2 | 2.6 | 5 |
| Застывание, °С | -42 | -35 | -23 |

Определение коэффициента потерь для разных образцов

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

$$\tau_{xp}^{-1} = \tau_{\beta}^{-1} + \tau_{отв}^{-1} + \tau_{пот}^{-1} \tag{1.1}$$

Полная вероятность потерь τ_{xp}^{-1} УХН состоит из трех слагаемых: 1) вероятность нейтронного β -распада τ_{β}^{-1} ; 2) вероятность потерь на отверстиях $\tau_{отв}^{-1}$; 3) вероятность других возможных потерь $\tau_{пот}^{-1}$.

Поскольку УХН хранятся в материальной ловушке, то $\tau_{пот}^{-1}$ – вероятность потерь на стенках ловушки:

$$\tau_{пот}^{-1} = \mu(T, E)\nu(E), \tag{1.2}$$

где $\mu(T, E)$ – функция потерь УХН при отражении, которая зависит от энергии УХН и температуры стенок ловушки; ν – частота столкновения УХН со стенками ловушки, зависящая от энергии УХН и размера ловушки. Функция потерь

УХН при отражении, которая получена в предположении, что УХН отражается от потенциальной ступеньки с действительной U_0 и мнимой W частью, может быть представлена в следующей известной форме:

$$\mu(y) = \frac{2\eta}{y^2} \left(\arcsin y - y\sqrt{1-y^2} \right), \tag{1.3}$$

где $y = v/v_{lim}$, v_{lim} – граничная скорость материала стенок сосуда; $\eta(T)$ – коэффициент потерь.

Можно переписать правую часть формулы (1.2) в виде произведения двух сомножителей, один из которых зависит только от энергии УХН, а другой – только от температуры ловушки:

$$\tau_{пот}^{-1} = \eta(T)\gamma(E), \tag{1.4}$$

где $\eta(T)$ – не зависящий от энергии УХН коэффициент потерь и $\gamma(E)$ – эффективная частота столкновений, которая зависит от энергии УХН и размера ловушки. Различные значения эффективной частоты столкновений УХН γ можно получить, используя ловушки разного размера или различные значения энергии УХН. Эффективная частота столкновений УХН со стенками ловушки γ может быть рассчитана.

Частоту столкновений УХН можно выразить через поток УХН, направленный на поверхность $f(v)$, и плотность нейтронов в объеме $n(v)$. Для изотропного потока:

$$\begin{aligned} f(v) &= \frac{1}{4} \cdot n(v) \cdot v, \\ n(v) &= v, \\ v &= \sqrt{v_0^2 - 2 \cdot g \cdot h}, \end{aligned} \quad (1.5)$$

где v – скорость УХН на высоте h ; v_0 – скорость у дна сосуда.

Вероятность потерь в единицу времени можно написать в виде:

$$\eta \cdot \gamma = \frac{\int f(v) \cdot \bar{\mu}(v) \cdot dS}{\int_V n(v) \cdot dV}. \quad (1.6)$$

Подставляя уравнение (1.4) и (1.5) в уравнения (1.6), получаем следующую эффективную частоту

$$\gamma = \frac{1}{2} \cdot \frac{\int_{v_{\text{lim}}} v_{\text{lim}} \cdot (\arcsin(y) - y \cdot \sqrt{1 - y^2}) \cdot dS}{\int_V y \cdot dV}, \quad (1.7)$$

где $y = \frac{v}{v_{\text{lim}}}$, v_{lim} – граничная скорость материала стенок сосуда; v – скорость УХН на высоте h .

Для определения коэффициента потерь на образце, помещаемом в спектрометр, необходимо провести два измерения времени хранения нейтронов – с образцом и без образца. Поскольку стенки внутреннего спектрометра были покрыты маслом Fomblin 6500, то для такой пары измерений с образцом, покрытым тем же маслом, можно записать следующую систему уравнений:

$$\begin{cases} \frac{1}{\tau_{\text{xp}}^{\text{II}}} = \eta_{6500} \gamma_{\text{стен}} + \frac{1}{\tau_{\beta}} + \frac{1}{\tau_{\text{отв}}} \\ \frac{1}{\tau_{\text{xp}}^{\text{III}}} = \eta_{6500} \gamma_{\text{стен+обра}} + \frac{1}{\tau_{\beta}} + \frac{1}{\tau_{\text{отв}}} \end{cases} \rightarrow \frac{1}{\tau_{\text{xp}}^{\text{II}}} - \frac{1}{\tau_{\text{xp}}^{\text{III}}} =$$

$$= \eta_{6500} (\gamma_{\text{стен}} - \gamma_{\text{стен+обра}})$$

где $\frac{1}{\tau_{\text{xp}}^{\text{II}}}$ – время хранения УХН в пустом спек-

трометре; $\frac{1}{\tau_{\text{xp}}^{\text{III}}}$ – время хранения УХН в спектро-

метре с образцом; $\gamma_{\text{стен}}$ – эффективная частота соударений УХН в пустом спектрометре; $\gamma_{\text{стен+обра}}$ – эффективная частота УХН в спектрометре с образцом.

Из этих измерений можно извлечь η_{6500} и

$$\frac{1}{\tau_{\text{отв}}}$$

$$\eta_{6500} = \frac{\frac{1}{\tau_{\text{xp}}^{\text{II}}} - \frac{1}{\tau_{\text{xp}}^{\text{III}}}}{\gamma_{\text{стен}} - \gamma_{\text{стен+обра}}},$$

$$\frac{1}{\tau_{\text{отв}}} = \frac{1}{\tau_{\text{xp}}^{\text{II}}} - \frac{1}{\tau_{\beta}} - \eta_{6500} \gamma_{\text{стен+обра}}.$$

Написав аналогичные выражения для измерений с другими образцами, можно определить фактор потерь для этих образцов:

$$\eta_{6500}(T) = \eta_{6500} - \frac{\frac{1}{\tau_{\text{xp}}} - \frac{1}{\tau_{\text{xp}}}}{\gamma_{\text{стен+обра}}},$$

$$\eta_{2800}(T) = \frac{\frac{1}{\tau_{\text{xp}}^{2800}} - \frac{1}{\tau_{\text{отв}}} - \frac{1}{\tau_{\beta}} - \eta_{6500} \gamma_{\text{стен}}}{\gamma_{\text{обра}}},$$

$$\eta_{3300}(T) = \frac{\frac{1}{\tau_{\text{xp}}^{3300}} - \frac{1}{\tau_{\text{отв}}} - \frac{1}{\tau_{\beta}} - \eta_{6500} \gamma_{\text{стен}}}{\gamma_{\text{обра}}},$$

$\eta_{6500}(T)$ – коэффициент потерь масла Fomblin 6500; $\eta_{2800}(T)$ – коэффициент потерь масла Fomblin 2800; $\eta_{3300}(T)$ – коэффициент потерь масла Fomblin 3300.

Определение вероятности нагрева для разных образцов

Под вероятностью малого нагрева P_{VUCN} будем понимать вероятность того, что УХН с энергией ниже энергии гравитационного барьера ($E_{\text{bound}} = 30$ см) после удара о поверхность образца увеличит свою энергию до величины, заключенной в интервале $E_{\text{bound}} < E_{\text{VUCN}} < 150$ см (верхняя граница этого интервала определяется

граничной энергией материала стенок спектрометра и максимальной высотой, на которую можно поднять поглотитель). В этом случае

$$P_{VUCN} = \frac{N_{VUCN}}{N_{coll}} = \frac{N_{det}}{N_{coll}\epsilon}, \quad (2.1)$$

здесь N_{VUCN} – число образовавшихся за один цикл измерения ВУХН; N_{coll} – полное число столкновений УХН с поверхностью образца за цикл измерения; N_{det} – число отсчетов детектора в течение всей основной части цикла за вычетом фона; ϵ – эффективность регистрации ВУХН.

Исследуемые образцы располагаются в дне спектрометра, высота образцов не превышает нескольких сантиметров, поэтому плотность потока УХН, измеряемая мониторным детектором через маленькую дырочку в дне спектрометра, практически совпадает с плотностью потока УХН на поверхности образцов. Поэтому формулу (2.1) можно переписать в виде

$$P_{VUCN} = \frac{N_{det} S_{mon}}{N_{mon} S \epsilon}, \quad (2.2)$$

здесь N_{mon} – число отсчетов монитора в течение всей основной части цикла; S – площадь поверхности образца; S_{mon} – площадь маленькой дырочки в дне спектрометра, через которую УХН попадает в монитор. В такой форме записи выражения для P_{VUCN} , при условии, что мониторный и основной детекторы одинаковы, под эффективностью ϵ нужно понимать долю ВУХН,

попавших в детектор, из всех «родившихся» ВУХН:

$$\epsilon = \frac{\tau_{det}^{-1}}{\tau_{VUCN}^{-1}} = \frac{\tau_{det}^{-1}}{\tau_{xp}^{-1} + \tau_{det}^{-1}}, \quad (2.3)$$

здесь τ_{det} – время «вытекания» ВУХН из спектрометра на детектор; τ_{VUCN} – время хранения ВУХН в спектрометре при открытой выходной заслонке; τ_{xp} – время хранения ВУХН в спектрометре при закрытой выходной заслонке. Обе величины, τ_{det} и τ_{xp} , зависят от энергии ВУХН и могут быть определены экспериментально. Соответственно, зависит от энергии и ϵ . Измерив зависимости $\tau_{det}(E)$ и $\tau_{xp}(E)$, можно вычислить $\epsilon(E)$. Вид этой зависимости представлен на рис. 3.

Эффективности регистрации ВУХН также весьма близки для различных образцов. Причина этого совпадения состоит в том, что время хранения τ_{xp} в основном определяется потерями не на образце, а на стенках всего объема спектрометра, τ_{det} одинаково во всех случаях. Средняя эффективность зависит от формы спектра ВУХН, который мы не знаем в точности. Мы выбрали некоторое условное значение $\epsilon = 50\%$. Данная условность не мешает нам сравнивать различные образцы в предположении, что спектры ВУХН на различных образцах одинаковы. Все значения вероятности малого нагрева P_{VUCN} , которые будут приведены в дальнейшем, оценены для $\epsilon = 50\%$.

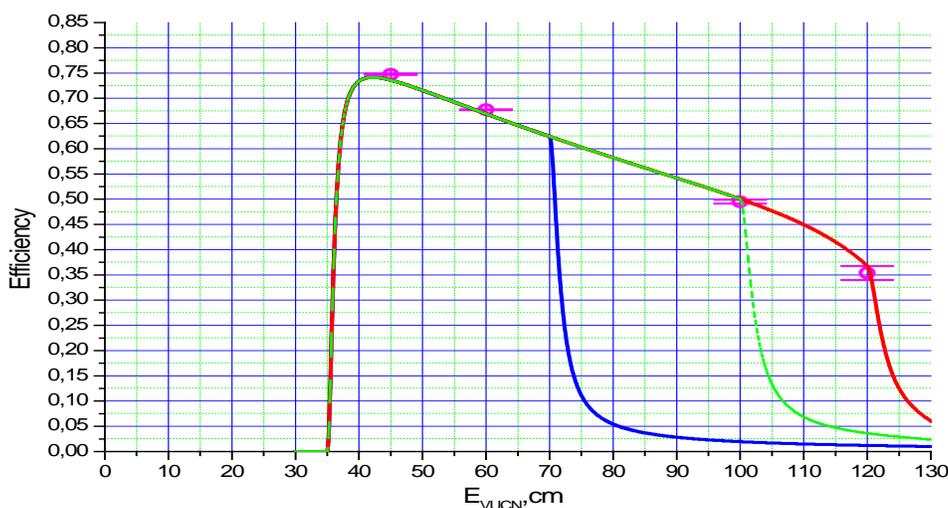


Рис. 3. Зависимость эффективности регистрации ВУХН от их энергии (различные линии означают зависимость эффективности регистрации ВУХН от различных высот поглотителя)

Результаты измерений

В табл. 2 приведены значения коэффициента потерь УХН при их хранении в ловушке, покрытой разными маслами Fomblin, и вероятности малого нагрева при температуре 24 °С. Начальный спектр УХН заключён в относительно узком диапазоне от 25 до 33 см. Приведённые погрешности имеют статистическую природу. Систематические погрешности при определении коэффициента потерь связаны с от-

сутствием учета спектральной зависимости потерь, однако при данном спектре УХН эти ошибки не превышают величин статистических погрешностей. Систематика при определении вероятности малого нагрева связана в первую очередь с неопределённостью величины средней эффективности регистрации ВУХН. В предположении об одинаковости спектров нагретых нейтронов эта погрешность одинакова, что позволяет провести сравнение образцов по данному параметру.

Таблица 2. Коэффициент потерь и вероятность малого нагрева

| Тип масла Fomblin | Коэффициент потерь, η | Абсолютная погрешность, $\Delta\eta$ | Вероятность малого нагрева, P | Абсолютная погрешность, ΔP |
|-------------------|----------------------------|--------------------------------------|---------------------------------|------------------------------------|
| Fomblin 2800 | $3.8 \cdot 10^{-5}$ | $2.8 \cdot 10^{-6}$ | $6.9 \cdot 10^{-6}$ | $2.5 \cdot 10^{-7}$ |
| Fomblin 3300 | $3.1 \cdot 10^{-5}$ | $2.6 \cdot 10^{-6}$ | $6.2 \cdot 10^{-6}$ | $2.6 \cdot 10^{-7}$ |
| Fomblin 6500 | $6.4 \cdot 10^{-5}$ | $3.5 \cdot 10^{-6}$ | $3.3 \cdot 10^{-6}$ | $1.1 \cdot 10^{-7}$ |

Заключение

В результате обработки экспериментальных данных получено, что при температуре 24 °С вероятность малого нагрева для тяжелого масла в несколько раз меньше, чем для лёгких, для которых значения эффекта практически не различаются. Коэффициент потерь УХН на тяжелом масле в несколько раз превышает значения, полученные на лёгких маслах. Минимальное значение коэффициента потерь получено для масла со средним молекулярным весом 3300.

Таким образом, масло Fomblin 3300 выглядит перспективным для использования его в качестве покрытия стенок ловушки в прецизионных экспериментах с УХН. Для окончательного выбора покрытия и определения диапазона температур, оптимального для измерения времени жизни нейтрона, необходимо повторить наши измерения с целью определения температурных зависимостей малого нагрева и фактора потерь на исследуемых маслах.

Библиографический список

1. Зельдович Я.Б. Storage of cold neutrons // ЖЭТФ. 1959. Т. 36. С. 1952.
2. Лычагин Е. В., Муzychка А. Ю., Несвижевский В. В., Нехаев Г. В., Тальдаев Р. Р., Стрелков

А. В., Швецов В. Н. // Препринт ОИЯИ Р3-2001-49. Дубна, 2001. 2002. № 7. С. 81–91.

3. Серебров А. П. Исследования фундаментальных взаимодействий в ПИЯФ НИЦ КИ с нейтронами и нейтрино на реакторах // УФН. 2015. 185(11). С. 1179–1201.

4. Bondarenko L., Geltenbort P., Korobkina E., Morozov V., Panin Yu., Steyerl A. Cooling of ultracold neutrons during their long storage in a trap // JETP Letters. 1998. V. 68, Issue 9. P. 691–695.

5. Lychagin E. V., Kartashov D. G., Muzychka A. Yu., Nekhaev G. V., Strelkov A. V. Mechanism of Small Variations in Energy of Ultracold Neutrons Interacting with a Surface // Phys. At. Nucl. 2002. V. 65, No. 11. P. 1995–1998.

6. Lychagin E. V., Muzychka A. Yu., Nekhaev G. V., Nesvizhevski V. V., Tal'daev R., Strelkov A. V. // Phys. At. Nucl. 2000. V. 63(4). P. 609.

7. Nesvizhevski V. V., Geltenbort P., Iaydiev P. S. Strelkov A. V. // ILL Annual Report. 1997. P. 62; Eur. Phys. J. AP. 1999. V. 6. P. 151–1564; ЯФ. 1999. Т. 62. С. 832–843.

8. Serebrov A. P., Butterworth J., Daum M., Fomin A.K., Geltenbort P., Kirch K., Krasnoschekova I. A., Lasakov M. S., Rudnev Yu. P., Varlamov V. E., Vassiljev A.V. Low-energy heating of ultracold neutrons during their storage in material bottles // Phys. Lett. A. 2003. V. 309. P. 218–224.

9. Serebrov A., Butterworth J., Fomin A., Geltenbort P., Kharitonov A., Krasnoschekova I., Lasakov M., Pokotilovski Yu., Tal'daev R., Varlamov V., Vassiljev A., Zhrebtsov O. // Phys. Lett. B 605. 2005. P. 72.

10. Serebrov A., Fomin A. K., Geltenbort P., Kharitonov A. G., Krasnoschekova I. A., Lasakov M. S., Pokotilovski Yu. N., Tal'daev R. R., Varlamov V. E., Vassiljev A. V., Zherebtsov O. M. // Phys. Rev. C. 78. 2008. 035505.

11. Steyerl A., Achiwa N., Geltenbort P., Krasnoschokova I. A., Kwon O., Lasakov M. S., Pokotilovski Yu. N., Serebrov A. P., Vasilyev A. V., Yerozolimsky B. G. // Experimental study of quasi-elastic scattering of ultracold neutrons // Eur. Phys. J. B. 2002. V. 28. P. 299–304.

12. Yue A. T., Dewey M. S., Gilliam D. M., Greene G. L., Laptev A. B., Nico J. S., Snow W. M. and Wietfeldt F. E. // Phys. Rev. Lett. 111. 2013. 222501.

13. Характеристика и область применения масла Fomblin. – URL: http://www.solvay.com/en/binaries/Fomblin-PFPE-Lubes-for-Vaccum-Applications_EN-220533.pdf (режим доступа: свободный. Дата обращения: 25.03.2017).

*Поступила в редакцию
14.04.2017*