

P3-2006-29

Д. Г. Каргашов¹, Е. В. Лычагин, А. Ю. Музыка,
В. В. Несвижевский², Г. В. Нехаев, А. В. Стрелков

ИЗУЧЕНИЕ ПРИРОДЫ ИЗМЕНЕНИЙ ЭНЕРГИИ
УЛЬТРАХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ НА ВЕЛИЧИНУ
 $\sim 10^{-7}$ эВ ПРИ ИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ
С ПОВЕРХНОСТЬЮ

¹ Национальный институт ядерной физики, Пиза, Италия

² Институт Лауэ–Ланжевена, Гренобль, Франция

Карташов Д. Г. и др.

P3-2006-29

Изучение природы изменений энергии ультрахолодных нейтронов на величину $\sim 10^{-7}$ эВ при их взаимодействии с поверхностью

Исследовалась причина явления малых (по сравнению с энергией теплового движения) изменений энергии ультрахолодных нейтронов (УХН) при их отражении от поверхности. Это явление заключается в увеличении энергии УХН (их нагреве) или в ее уменьшении (охлаждении) на величину $\sim 10^{-7}$ эВ. Вероятность этого процесса для разных поверхностей составляла 10^{-8} – 10^{-5} на один удар, причем вероятность такого малого нагрева УХН во много раз больше, чем вероятность охлаждения. Измерены спектры нагретых нейтронов и зависимость вероятности малого нагрева от температуры обезгаживания образцов. Установлено, что предварительный прогрев образца в вакууме до температуры 500–600 К может увеличивать вероятность малого нагрева на поверхности нержавеющей стали в ~ 100 раз, на меди — в ~ 10 раз. Впервые наблюдался чрезвычайно интенсивный малый нагрев УХН на порошке алмазных наночастиц. На поверхности монокристаллического сапфира не обнаружено ни малого нагрева УХН, ни наночастиц. Совокупность полученных экспериментальных данных указывает на то, что причиной изучаемого процесса является неупругое рассеяние УХН на слабосвязанных поверхностных наночастицах, находящихся в состоянии постоянного теплового движения.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики им. И. М. Франка ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2006

Kartashov D. G. et al.

P3-2006-29

Investigation of Reasons for Small Changes in Energy of UCN due to Their Interaction with Surface

We studied the phenomenon of small (compared to the thermal motion energy) changes in energy of ultracold neutrons (UCN) during their reflection on surface. It consists in increase of UCN energy (their heating), or in its decrease (cooling) by $\sim 10^{-7}$ eV. The value of the probability of this process on various surfaces was scattered in the range of 10^{-8} – 10^{-5} per one collision; the probability of such a small heating was many times larger than that of such a small cooling. We measured spectra of such heated neutrons and the dependence of small heating probability on temperature of sample out-gazing. We found that out-gazing of samples in vacuum at the temperature of 500–600 K could increase the small heating probability on stainless steel surface by a factor of ~ 100 ; and on copper surface by a factor of ~ 10 . We observed, for the first time, extremely intensive small heating of UCN on powder of diamond nanoparticles. No small heating of UCN, neither nanoparticles were found on sapphire monocrystal surface. This set of experimental data indicates that the inelastic scattering of UCN on weakly bound nanoparticles at surface in a state of thermal motion is responsible for the investigated process.

The investigation has been performed at the Frank Laboratory of Neutron Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2006

ВВЕДЕНИЕ

Проблема аномалии в хранении УХН. «Малый нагрев УХН». Использование ультрахолодных нейтронов (УХН) в физических экспериментах привлекательно благодаря возможности их длительного удержания в ограниченном объеме — ловушке. С момента открытия УХН [1] до сегодняшнего дня практически во всех экспериментах по хранению УХН их потери из ловушек значительно превышали теоретически ожидаемые значения. Для ловушек, изготовленных из таких слабо поглощающих материалов, как бериллий и твердый кислород, это превышение составляет $\sim 10^2$, $\sim 10^3$ раз соответственно [2, 3]. Данная проблема, названная «аномалией в хранении УХН», является одной из самых интригующих в современной нейтронной физике. Подробное описание истории вопроса до 1990 г. можно найти, например, в работах [4–6].

Традиционное представление о взаимодействии УХН с веществом допускает их исчезновение из герметичной вещественной ловушки только по трем каналам: β -распад нейтрона, захват ядрами вещества стенок ловушки и неупругое взаимодействие со стенками ловушки. Последнее предполагает наиболее вероятное рассеяние УХН в область энергий, соответствующую температуре стенок и превышающую их кинетическую энергию на пять порядков величины.

Как правило, потери УХН вследствие неупругого рассеяния связывают с загрязнением поверхности ловушек водородом. Водород вездесущ, и сечение неупругого рассеяния УХН на водороде велико. Следовательно, его наличие на поверхности должно заметно увеличивать потери УХН. Экспериментально было обнаружено и неупругое рассеяние УХН [7, 8], и наличие водорода на поверхности [9]. В работе [7] была оценена энергия нейтронов, неупруго рассеянных на поверхности меди. Она была равна $5 \div 15$ мэВ, что согласуется с представлением о доминирующем неупругом рассеянии УХН в область тепловых энергий. Многочисленные эксперименты, посвященные различным методикам очистки поверхности от водорода (см., например, обзор [4], с. 143–146), показали, что обезгаживание ловушки при не очень высоком вакууме ($10^{-3} \div 10^{-4}$ мбар) и температуре ~ 400 °С уменьшает вероятность потерь и технологически легко осуществимо. Поэтому обезгаживание стало стандартной процедурой подготовки поверхностей ловушек для хранения УХН.

Неупругое рассеяние УХН на оставшемся водороде можно подавить, охладив стенки ловушки. Был проведен эксперимент [10], в котором измерялась

температурная зависимость потока нейтронов, неупруго рассеянных на поверхности бериллия. Он показал, что понижение температуры бериллия от комнатной температуры до 80 К резко уменьшает поток нейтронов, рассеянных в тепловую область. Сечение потерь УХН, соответствующее такому рассеянию, составляет не более 15 % сечения аномальных потерь в бериллиевой ловушке, измеренного в работе [3]. Исследование канала захвата УХН (реакция (n, γ)) на поверхности бериллия [11] также не обнаружило дополнительных потерь, соответствующих величине аномалии. Таким образом, совокупность экспериментальных данных работ [2, 3], в которых сечение потерь УХН на бериллии при температуре 10 К составляло ~ 1 б (при этом оно не зависело от температуры в диапазоне $10 \div 80$ К), и работ [11, 10], в которых показано, что такая величина потерь не может быть объяснена ни захватом, ни нагревом УХН в область тепловых энергий, противоречит общепринятым теоретическим моделям, описывающим потери УХН при взаимодействии с поверхностью твердого тела.

Предположение об аномально интенсивном неупругом рассеянии УХН с поверхности с увеличением энергии до значений меньше тепловой энергии как о причине дополнительных потерь УХН из ловушек высказывалось достаточно давно. На поиск такого неупругого рассеяния были направлены усилия различных групп экспериментаторов. Пионерской в этой области является работа [8], в которой не был обнаружен такой «аномальный» нагрев УХН в диапазон энергий $4 \cdot 10^{-7} - 5 \cdot 10^{-3}$ эВ, с вероятностью более 10^{-3} на удар о поверхность. Попытки поиска нагретых нейтронов в область энергий, вплотную примыкающую к энергии УХН, оказались неудачными ([12, 13]). В другом эксперименте [14] не удалось обнаружить нагрев УХН в диапазон энергий $2 \cdot 10^{-6} \div 5 \cdot 10^{-4}$ эВ, с вероятностью более $3 \cdot 10^{-5}$ на удар о поверхность.

Однако в 1997 г. был обнаружен дополнительный канал потерь УХН из ловушек, вызванный их рассеянием с увеличением энергии при ударе о поверхность на величину $\sim 10^{-7}$ эВ с вероятностью $10^{-8} - 10^{-5}$ на один удар [15], на много порядков превышающую теоретически ожидаемую величину. Если энергия нейтрона после такого неупругого рассеяния превышает некоторую критическую величину, то он покидает ловушку. Этот процесс напоминает выпаривание УХН из ловушки, поэтому такие нейтроны в дальнейшем будут нами называться ВУХН («выпаривающиеся» УХН), а сам процесс, в отличие от хорошо известного нагрева в тепловую область, — малым нагревом УХН. В работе [16] было обнаружено уменьшение энергии УХН при их взаимодействии с поверхностью безводородного масла «фомблин».

Малый нагрев УХН изучался в течение последних восьми лет как на поверхности твердых веществ (нержавеющая сталь, медь, бериллий и др.), так и на поверхности жидкостей (различные сорта безводородных масел) [15–23]. Экспериментальное обнаружение малого нагрева заставило провести реви-

зию теории взаимодействия УХН с поверхностью [24] и еще раз внимательно рассмотреть различные поверхностные процессы, которые могут приводить к неупругому рассеянию УХН. В качестве механизмов, приводящих к малому изменению энергии УХН, рассматривались: их рассеяние на водородных поверхностных загрязнениях, диффундирующих по поверхности [25, 26]; рассеяние на тепловых флуктуациях вязкой среды [27]; рассеяние на поверхностных капиллярных волнах [28]; проявление дополнительной степени свободы в гравитационном взаимодействии [29]. В работе [30] дан обзор и анализ возможных процессов, которые могут приводить к увеличению энергии УХН. Из этого анализа можно сделать вывод, что если оставаться в рамках традиционной квантовой механики при описании взаимодействия УХН с веществом, то единственным процессом, который может объяснить совокупность полученных ранее экспериментальных данных, является рассеяние УХН на свободных частицах (кластерах), если их размеры составляют 100 \AA и если они движутся со скоростями, соответствующими наблюдаемой величине изменения энергии УХН. В работе [31] рассмотрено в общем случае когерентное взаимодействие УХН с тепловыми движениями ядер среды и показано, что малый нагрев УХН может быть вызван только изменением энергии УХН при их отражении от слабо связанных с поверхностью наночастиц, находящихся в состоянии постоянного теплового движения. При этом независимо от распределения частиц по размерам нейтроны «выбирают» наночастицы размером $\sim \lambda$ (длина волны УХН), что позволяет однозначно указать наиболее вероятную передачу энергии на один удар $\sim 10^{-7}$ эВ при комнатной температуре ловушки. Одной из целей проведения эксперимента, которому посвящена настоящая статья, являлась проверка гипотезы о наночастичной (кластерной) природе малого нагрева.

Методы изучения малого нагрева. Несмотря на многообразие экспериментальных установок, используемых для поиска и исследования малого нагрева УХН, можно выделить два основных принципа их работы и, соответственно, два типа установок.

К первому типу можно отнести установки, например [8], в которых исследуемый образец, «обстреливаемый» УХН, находится в отдельном вакуумном объеме (ловушке), окруженном нейтронными детекторами. УХН, неупруго рассеиваясь на образце, проникают сквозь стенки вакуумного объема и регистрируются детектором. Минимальная энергия рассеянных нейтронов, регистрируемых детектором, в таком эксперименте определяется граничной энергией вещества стенок ловушки и потерями нейтронов в стенках. Спектр рассеянных нейтронов можно измерить, например, используя многослойный детектор, в котором нейтроны меньших энергий регистрируются в слоях, расположенных ближе к ловушке УХН. Установки подобного типа применимы для регистрации нейтронов с энергией выше ~ 500 нэВ. В подобной постановке эксперимента были выполнены работы [7, 12–14].

Идея, заложенная в установках второго типа, противоположна: сохранить «нагретые» нейтроны в объеме хранения и регистрировать их как обычные УХН, не выводя сквозь стенку вакуумного объема. Необходимое условие для применения такой методики заключается в том, что верхняя граница начального спектра УХН выбирается значительно ниже граничной энергии стенок ловушки. Кроме этого, выше максимальной энергии начального спектра должен быть расположен диапазон энергий, в котором нейтроны хранятся в ловушке достаточно хорошо для того, чтобы их можно было эффективно собирать на детектор. Нейтроны из конечного спектра отделяются от нейтронов из начального спектра либо при помощи тонкой фольги с подобранной граничной энергией, либо гравитационным барьером, высота которого подбирается так, чтобы надежно разделить эти два диапазона. В такой постановке эксперимента выполнены работы [15, 16, 19–23]. В качестве устройства, формирующего начальный спектр УХН, в этих экспериментах использовался гравитационный спектрометр. Его принцип действия основан на том, что кинетическая энергия УХН уменьшается на характерную для него величину $\sim 10^{-7}$ эВ при его подъеме в гравитационном поле Земли на высоту 1 м, задающую масштаб вертикального размера спектрометра. Если в спектрометре на высоте чуть меньше 1 м установить так называемый поглотитель, в котором УХН «гибнут», то через некоторое время в нем останутся только нейтроны с энергией меньше 100 нэВ. Затем поглотитель поднимается и УХН хранятся в спектрометре. Спектр нейтронов, рассеянных в течение времени хранения, можно измерить, изменяя либо положение поглотителя, либо положение разделительной фольги [32]. Установки подобного типа применимы для регистрации нейтронов с энергией ниже ~ 200 нэВ, соответствующей максимальной энергии УХН, способных достаточно долго храниться в спектрометре.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

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 ВУХН. БГС обеспечивает регистрацию ВУХН в диапазоне энергий 30–150 нэВ с более высокой, по сравнению с предшествующими установками подобного типа, эффективностью $\sim 50\%$. Эффективность регистрации ВУХН для всех изучаемых энергий измеряется, а не оценивается, что обеспечивает точность и надежность результатов. Конструкция спектрометра позволяет быструю и удобную смену образцов и адаптацию установки для разных экспериментальных задач. Герметично отделенный от наружного вакуумного

кожуха объем спектрометра можно прогревать до температуры 600 К или охлаждать до 80 К, что позволяет проводить измерения в широком температурном диапазоне и получать температурные зависимости измеряемых.

Принципиальная схема спектрометра БГС показана на рис. 1. Образец *1* располагается на дне спектрометра, внутри цилиндра *2* диаметром 30 см, который образует внутренний объем хранения УХН и является гравитацион-

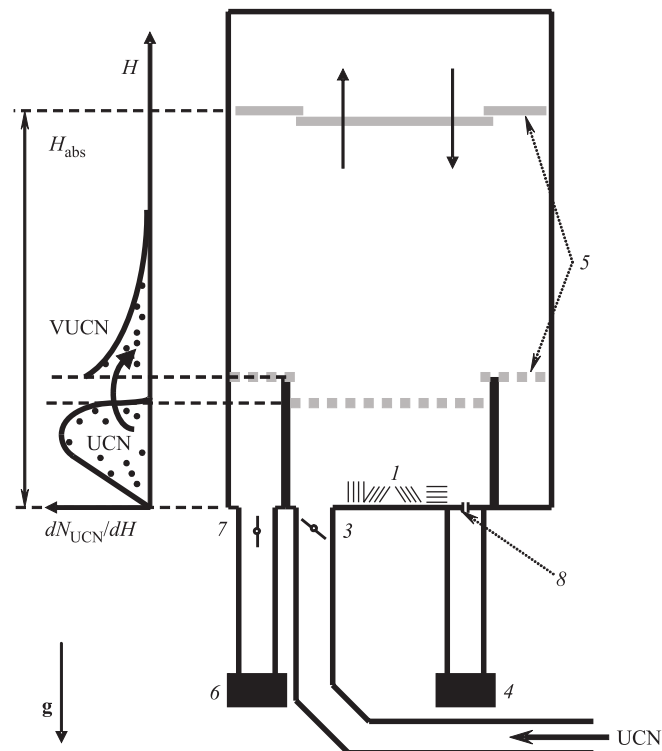


Рис. 1. Схема установки: *1* — образец, *2* — гравитационный барьер, *3* — входная заслонка, *4* — монитор, *5* — поглотитель, *6* — детектор, *7* — выходная заслонка, *8* — калиброванное отверстие. Наружный вакуумный кожух для простоты на этой схеме не показан

ным барьером для нейтронов (весь внутренний объем хранения — медный). 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 монитормого детектора *4*. Спектр хранящихся УХН обрезается сверху поглотителем *5*, устанавливаемым на определенной высоте H_{abs} . (В дальнейшем мы часто будем указывать энергию УХН в сантиметрах, имея в виду мак-

симальную высоту, на которую он может подняться в гравитационном поле Земли.) Те нейтроны в спектрометре, энергия которых достаточна для подъема на высоту больше H_{abs} , «погибнут» через некоторое время в поглотителе. Детектор δ расположен за гравитационным барьером 2, и поэтому в него могут попасть только нейтроны с энергией выше этого барьера (E_{bound}). Если поглотитель находится в верхнем положении ($H_{\text{abs}} = H_{\text{max}} > E_{\text{bound}}$), то ВУХН, образующиеся при столкновении УХН с поверхностью образца или со стенками внутреннего объема хранения, могут перепрыгнуть через гравитационный барьер и попасть в детектор δ , минуя выходную заслонку 7, открытую во время всего измерения. Гравитационные барьеры могут быть разной высоты — от 30 до 120 см, но в данных измерениях использовался только барьер высотой 50 см.

Поглотитель сделан из сплава титана с отрицательной 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, что увеличивает число ударов о него. Поглотитель в нижнем положении ($H_{\text{abs}} = H_{\text{min}}$) удаляет УХН с энергией выше энергии гравитационного барьера (E_{bound}) при условии: $H_{\text{min}} < E_{\text{bound}}$.

На рис. 2 представлены типичные временные зависимости счета детектора в измерениях с различными образцами. Во время наполнения спектро-

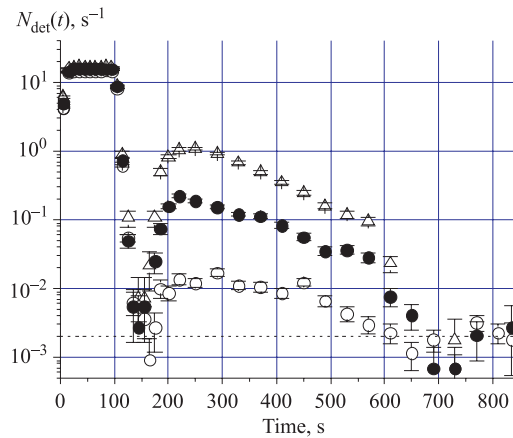


Рис. 2. Зависимость скорости счета детектора от времени. Светлые кружки соответствуют измерению генерации ВУХН на поверхности пустого медного спектрометра, черные кружки — измерению с образцом нержавеющей стали, треугольники — измерению с порошком алмазных наночастиц, пунктирная линия — уровню фона

метра (с 0-й по 100-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 и проникают в детектор, поэтому счет детектора высокий. После закрытия входной заслонки (100-я секунда) такие нейтроны быстро гибнут в поглотителе, вследствие чего счет детектора резко уменьшается. Если по истечении некоторого времени (170-я секунда), 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, запертых гравитационным барьером. Такая зависимость объясняется постоянным рождением в объеме хранения нейтронов (ВУХН) с энергией выше гравитационного барьера. На 590-й секунде поглотитель опускается в нижнее положение и счет детектора опять падает до фонового значения.

Набор статистики ведется путем циклического повторения процедуры измерения. В дальнейшем часть цикла от закрытия входной заслонки до поднятия поглотителя будем называть чисткой, а часть цикла от поднятия поглотителя до его возвращения в нижнее положение будем называть основной частью цикла. Конструкция установки такова, что во время основной части цикла никакие нейтроны, кроме ВУХН, в детектор попасть не могут.

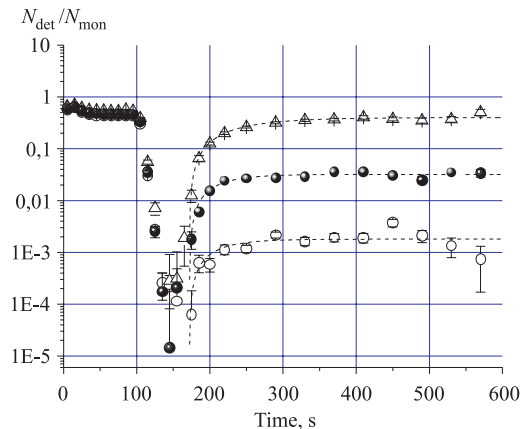


Рис. 3. Отношение счета детектора к счету монитора. Светлые кружки соответствуют измерению с пустым медным спектрометром, черные кружки — измерению с образцом нержавеющей стали в спектрометре, треугольники — измерению с порошком алмазных наночастиц

Экспериментальные данные можно наглядно представить в виде временной зависимости отношения скорости счета детектора (потока регистриру-

емых ВУХН) к скорости счета монитора. На рис. 3 показано это отношение для тех же образцов, что и на рис. 2. Пунктирные линии — результат фитирования экспериментальных данных по формуле (1.6), вывод которой представлен в приложении 1. Нужно отметить, что малая величина исследуемого эффекта накладывает определенные требования на аккуратность работы с УХН, облучаемыми образцы. В частности, после формирования спектра УХН (после окончания чистки) любые механические движения внутри доступной для УХН части объема хранения, например открытие или закрытие заслонок, могли бы привести к увеличению энергии (нагреву) нейтронов и тем самым — к ложному эффекту. Поэтому в наших измерениях никаких механических движений, за исключением подъема поглотителя, в спектрометре нет. Подъем же поглотителя не влияет на спектр хранящихся УХН, так как нейтроны, которые могли бы до него «допрыгнуть», к моменту его поднятия уже «погибли». Тем не менее можно экспериментально отделить подобный ложный эффект от эффекта постоянной генерации ВУХН по величине характерного времени спада счета детектора. Спад счета детектора при наличии ложного эффекта был бы более быстрым, нежели спад счета монитора, так как нейтроны больших энергий хранятся хуже. Соответственно, отношение счетов детектор/монитор не стремилось бы к постоянной величине с увеличением времени (см. рис. 3). Анализ других возможных ложных эффектов посвящено приложение 2.

Определимся с величинами, которыми мы будем оперировать в дальнейшем. Под вероятностью малого нагрева P_{VUCN} будем понимать вероятность того, что УХН с энергией ниже энергии гравитационного барьера ($E_{bound} = 50$ см) после удара о поверхность образца увеличит свою энергию до величины, заключенной в интервале $E_{bound} < E_{VUCN} < 150$ см (верхняя граница этого интервала определяется граничной энергией материала стенок спектрометра и максимальной высотой, на которую можно поднять поглотитель). В этом случае

$$P_{VUCN} = \frac{N_{VUCN}}{N_{coll}} = \frac{N_{det}}{N_{coll}\epsilon}. \quad (1)$$

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 на 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 (1) можно переписать в виде

$$P_{\text{VUCN}} = \frac{N_{\text{det}} S_{\text{mon}}}{N_{\text{mon}} S \varepsilon}. \quad (2)$$

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 попадают 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, включая впоследствии «погибших» в спектрометре в течение основной части цикла:

$$\varepsilon = \frac{\tau_{\text{det}}^{-1}}{\tau_{\text{VUCN}}^{-1}} = \frac{\tau_{\text{det}}^{-1}}{\tau_{\text{stor}}^{-1} + \tau_{\text{det}}^{-1}}. \quad (3)$$

Здесь τ_{det} — время «вытекания» ВУХН из спектрометра на детектор, τ_{VUCN} — время хранения ВУХН в спектрометре при открытой выходной заслонке, τ_{stor} — время хранения ВУХН в спектрометре при закрытой выходной заслонке. Обе величины, τ_{det} и τ_{stor} , зависят от энергии ВУХН. Соответственно, зависит от энергии и ε . Измерив зависимости $\tau_{\text{det}}(E)$ и $\tau_{\text{stor}}(E)$, можно вычислить $\varepsilon(E)$.

На рис. 4 представлены результаты измерений энергетической зависимости эффективности регистрации ВУХН в пустом спектрометре и в спектро-

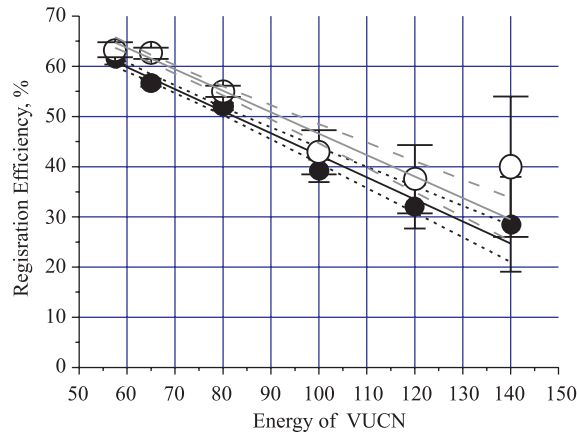


Рис. 4. Зависимость эффективности регистрации ВУХН от их энергии. Светлые кружки соответствуют эффективности регистрации ВУХН $\varepsilon(E)$ в пустом спектрометре, темные кружки — $\varepsilon(E)$ в спектрометре с образцом нержавеющей стали, сплошные и пунктирные линии показывают соответственно линейную аппроксимацию и доверительный интервал 70 %

метре с образцом нержавеющей стали при комнатной температуре (подробно о процедуре измерения $\varepsilon(E)$ см. в приложении 3).

Так как эффективность регистрации зависит от энергии ВУХН, то для определения P_{VUCN} необходимо знание их спектра. На рис. 5 показана зависимость числа сосчитанных за один цикл ВУХН N_{det} от высоты верхнего

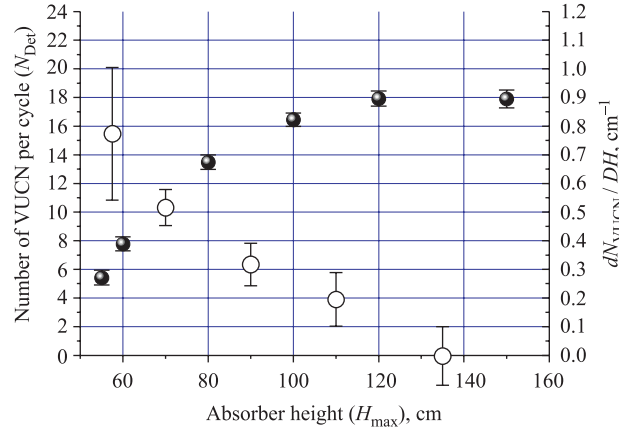


Рис. 5. Спектр ВУХН в спектрометре с образцом нержавеющей стали. Темные кружки (левая шкала) соответствуют «интегральному» спектру ВУХН, светлые кружки (правая шкала) — дифференциальному спектру ВУХН

положения поглотителя H_{max} (темные кружки). При этом высота нижнего положения поглотителя H_{min} составляет 44 см. Наблюдаемая зависимость определяется выражением

$$N_{\text{det}}(H_{\text{max}}) = \int_{E_{\text{bound}}}^{H_{\text{max}}} \frac{dN_{\text{VUCN}}}{dE} \varepsilon(E) dE. \quad (4)$$

Поэтому, чтобы определить дифференциальный спектр ВУХН $\frac{dN_{\text{VUCN}}}{dE}$, нужно численно проинтегрировать $N_{\text{det}}(H_{\text{max}})$ и поделить результат на измеренную функцию $\varepsilon(E)$. Результат этого вычисления представлен на рис. 5 (светлые кружки).

Выражение (4) выполняется строго, если в детектор не попадают нейтроны с энергией больше высоты поглотителя H_{max} . Однако некоторые нейтроны с энергией больше H_{max} попадают в детектор, минуя поглотитель или отразившись от него. В основном это нейтроны с энергией, не намного превышающей H_{max} . Строго говоря, перед численным дифференцированием зависимости $N_{\text{det}}(H_{\text{max}})$ необходимо значение всех экспериментальных точек

этой зависимости уменьшить на соответствующую поправку. Таким образом, дифференциальный спектр будет несколько отличаться от спектра, извлекаемого напрямую из экспериментальных данных. Точный учет этих поправок — задача трудоемкая. Однако оценить масштаб этих поправок можно, сравнив время чистки $\tau_{\text{clean}}(E)$ и $\tau_{\text{det}}(E)$ — время «вытекания» ВУХН с энергией больше H_{max} на детектор. Так, например, если поглотитель установлен на высоте 60 см, то для нейтронов с энергией выше 65 см $\tau_{\text{clean}} \sim 5$ с, а $\tau_{\text{det}} \sim 60$ с, а для высоты поглотителя 130 см и нейтронов с энергией более 140 см $\tau_{\text{clean}} \sim 10$ с, а $\tau_{\text{det}} \sim 90$ с. То есть такие нейтроны не «погибнут» в поглотителе и попадут в детектор с вероятностью $\sim 10\%$. Эта вероятность есть резко падающая функция от разности между энергией ВУХН и H_{max} . Таким образом, мы считаем, что поправки к точкам в зависимости $N_{\text{det}}(H_{\text{max}})$ рис. 5 не превышают 10% и при вычислении дифференциального спектра мы их не учитывали.

Спектры ВУХН, измеренные на некоторых других образцах и при других энергиях УХН, облучающих образцы (других H_{min}), не отличаются статистически от представленных. Эффективности регистрации ВУХН также весьма близки для различных образцов (см. рис. 4). Причина этого совпадения состоит в том, что время хранения τ_{stor} (см. формулу (3)) в основном определяется потерями не на образце, а на стенках всего объема спектрометра, τ_{det} одинаково во всех случаях. Поэтому, если не проводились какие-то особые действия со спектрометром (например, охлаждение спектрометра или его дополнительное обезгаживание), принималось, что спектр ВУХН такой же, как на рис. 5, а зависимость $\varepsilon(E)$ такая же, как на рис. 4. Средняя эффективность регистрации ВУХН при этом составляет $\varepsilon \sim 50\%$. Все значения вероятности малого нагрева P_{VUCN} , которые будут приведены в дальнейшем, оценены для $\varepsilon = 50\%$.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Эксперимент проводился с целью выяснения природы малого нагрева УХН при их взаимодействии с поверхностью твердых тел, а также для того чтобы установить, может ли меняться вероятность малого нагрева в зависимости от процедуры и режимов обработки поверхности. Поэтому большая часть измерений проводилась с наиболее удобными с методической точки зрения образцами нержавеющей стали, на которой вероятность малого нагрева ожидалась максимальной (см. работы [15, 19, 20]).

На рис. 6 представлены результаты измерений вероятности малого нагрева УХН на поверхности нержавеющей стали при различной температуре предварительного обезгаживания образцов. Образцы были изготовлены из свернутой в спираль полосы фольги толщиной 0,1 мм и площадью $\sim 0,3$ м²

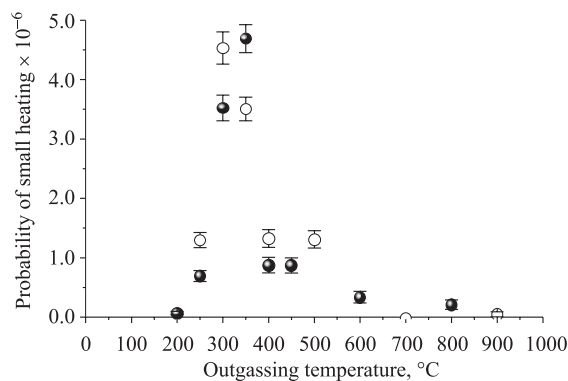


Рис. 6. Зависимость вероятности малого нагрева на образцах нержавеющей стали (сплав AISI 304) от температуры их предварительного обезгаживания

(«GoodFellow», сплав AISI 304, весовой состав: Fe, С — 0,049 %, Cr — 18,2 %, Ni — 8,66 %, Si — 0,58 %, Mn — 1,04 %, P — 0,021 %, S — 0,007 %). Обезгаживание образцов проводилось в кварцевой печи при постоянной температуре в течение пяти часов в вакууме $\sim 10^{-5}$ мбар. После охлаждения образцы переносились в спектрометр в атмосфере инертного газа. Вероятность P_{VUCN} измерялась при комнатной температуре. Полученные результаты были подтверждены независимыми измерениями на другом, идентично приготовленном образце. На рис. 6 темные и светлые точки — результаты измерений с одним и с другим образцами соответственно.

Из полученных результатов можно сделать несколько важных выводов. Во-первых, вероятность малого нагрева на одном и том же образце может меняться более чем на 2 порядка величины в зависимости от температуры предварительного обезгаживания. Во-вторых, эта зависимость была воспроизведена дважды, т. е. она не имеет случайного характера. В-третьих, наблюдаемые максимальные значения P_{VUCN} сравнимы с вероятностью «аномальных» потерь ($\sim 10^{-5}$), что означает, что ими нельзя пренебрегать при анализе экспериментов с хранением УХН.

Исследование поверхности образцов при помощи микроскопа атомных сил (МАС) показало, что при обезгаживании на поверхности исследованных образцов нержавеющей стали возникает мелкозернистая структура с характерным размером зерен $\sim 100 \text{ \AA}$ (см. рис. 7). То, что вероятность малого нагрева больше на тех образцах, на поверхности которых больше наночастиц, указывает на то, что, возможно, малый нагрев связан с неупругим рассеянием УХН этими зернами. К сожалению, микроскоп атомных сил не дает никакой информации о динамике этих зерен. А для доказательства данной гипотезы

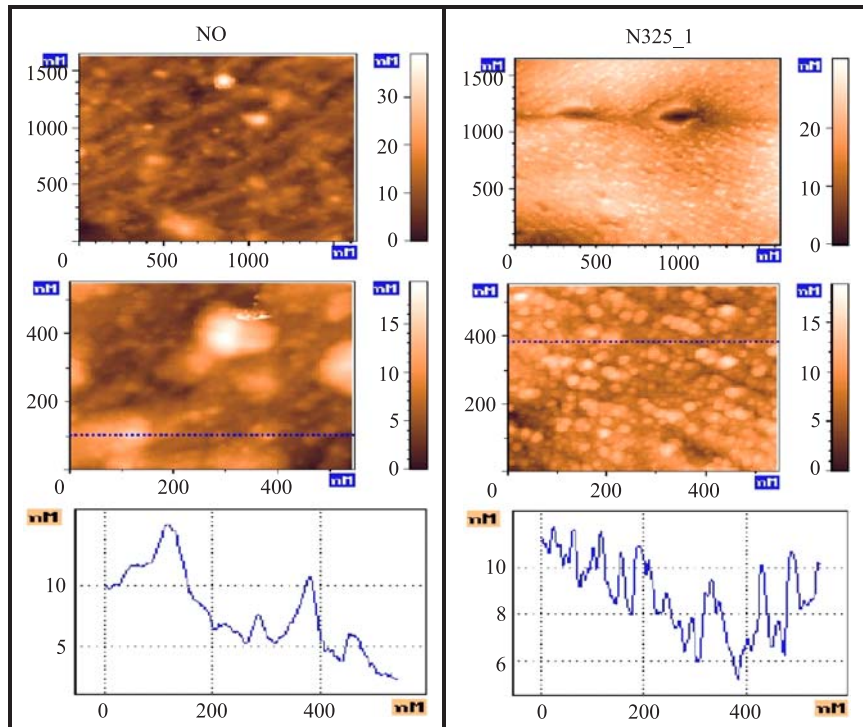


Рис. 7. Изображение поверхности образца из нержавеющей стали (сплав AISI 304), полученное при помощи микроскопа атомных сил. Левые картинки соответствуют поверхности до обезгаживания, правые — после обезгаживания в течение 5 ч при температуре 325 °С. На нижних графиках показан профиль поверхности вдоль линий, указанных на фотографии

необходимо знать как распределение зерен по размерам, так и распределение по их степени связи с поверхностью, определяющей их динамику. В принципе, при помощи микроскопа атомных сил можно определить, является ли конкретное зерно жестко связанным с поверхностью или нет. Однако для того чтобы обеспечить вероятность малого нагрева $P_{VUCN} \sim 10^{-5}$, достаточно, чтобы на сто тысяч зерен на поверхности с размером $\sim 100 \text{ \AA}$ приходилось одно зерно, слабо связанное с поверхностью. Проверить это при помощи МАС не представляется возможным.

Чтобы выяснить, меняется ли вероятность малого нагрева в зависимости от процедуры и режимов обработки на других материалах или это свойство присуще только взятым нами образцам, были проведены измерения с пустым спектрометром, поверхность которого — медная, и образцами другой марки нержавеющей стали.

Некоторые результаты измерения P_{VUCN} , полученные для меди и образца из нержавеющей стали марки 12X18H10T (состав: Fe, C — 0,12 %, Cr — 18 %, Ni — 10 %, Ti — 1 %), представлены в табл. 1. В первой и третьей колонках таблицы указана процедура предварительной обработки поверхности, после которой проводились измерения.

Измерения с образцом нержавеющей стали, представленные в табл. 1, проводились до обнаружения резкой зависимости вероятности малого нагрева от температуры обезгаживания (рис. 6), поэтому не было проведено измерений с малым «шагом» по температуре обезгаживания.

Таблица 1

Поверхность спектрометра (Cu)	$P_{VUCN} \cdot 10^{-7}$	Нержавеющая сталь 12X18H10T	$P_{VUCN} \cdot 10^{-7}$
Обезгаживание при 250 °C	1,4±0,2	Обезгаживание при 400 °C	1,7±0,2
Повторное обезгаживание при 250 °C	1,6±0,09	Обезгаживание при 650 °C	1,0±0,2
Обезгаживание при 400 °C	12,9±0,7	Травление в HF и обезгаживание при 400 °C	6,3±0,4

Вероятность малого нагрева P_{VUCN} после обезгаживания при температуре ~400 °C увеличилась приблизительно в 10 раз и на меди (внутренняя поверхность спектрометра). Как видно из табл. 1, травление поверхности в агрессивных средах также может существенно увеличивать P_{VUCN} .

Представленные нами вероятности малых передач энергий отличаются от результатов, полученных в работе [21]. На это есть несколько причин.

1. Диапазон конечных состояний, доступный для измерений, в работе [21] (80–160 см) уже, чем в установке БГС (50–160 см), из-за использования фольги для разделения спектра начальных и конечных состояний. В нашем эксперименте половина ВУХН приходится на диапазон энергий от 50 до 80 см.

2. В работе [21] не измерен дифференциальный спектр нагретых нейтронов. Поэтому вероятность регистрации нейтрона в конечном состоянии взята для условного диапазона энергий, никак не связанного с реальными энергиями нагретых нейтронов.

3. Само выражение для эффективности регистрации нейтронов с данной энергией, используемое в работе [21], не учитывает «гибель» нейтронов конкретно этой энергии в ловушке во время их «слива» на детектор, что приводит к завышению эффективности регистрации ВУХН.

Заметим также, что результаты работы [23] получены на той же установке и той же методикой, что и результаты работы [21]. Соответственно, сделанные выше в пунктах 2 и 3 замечания относятся и к этой работе.

Для проверки предположения о том, что малый нагрев связан с водородосодержащими загрязнениями поверхности [26], к измерениям P_{VUCN} , представленным на рис. 9, были добавлены измерения вероятности P_{VUCN} и фактора потерь μ с такими же образцами (но большей площади). Результаты этих измерений представлены в табл. 2. Образцы № 1 и № 2 идентичны друг другу. В последней колонке таблицы указано экспериментальное значение фактора потерь η .

Таблица 2

Образец $S = 0,7 \text{ м}^2$	Температура обезгаживания, °С	$P_{VUCN} \cdot 10^{-7}$	$\mu(\langle E \rangle) \cdot 10^{-4}$	$\eta \cdot 10^{-4}$
№ 1	200	$-0,2 \pm 0,15$	$3,10 \pm 0,04$	$5,40 \pm 0,07$
№ 1	450	$12,7 \pm 0,22$	$0,81 \pm 0,05$	$1,41 \pm 0,08$
№ 2	200	$0,2 \pm 0,3$	$1,92 \pm 0,04$	$3,35 \pm 0,07$
№ 2	450	$4,9 \pm 0,22$	$0,70 \pm 0,03$	$1,22 \pm 0,05$

Отметим, что, во-первых, зависимость P_{VUCN} от вероятности потерь противоположна прогнозируемой в работе [26], а во-вторых, экспериментальное значение фактора потерь после обезгаживания при 450 °С близко к теоретическому значению (если принять во внимание только захват, то $\eta_{\text{теор}} \sim 1 \cdot 10^{-4}$), т. е. водорода на поверхности слишком мало, чтобы обеспечить вероятность малого нагрева $\sim 10^{-6}$.

Одной из проверок правильности гипотезы о том, что малый нагрев объясняется взаимодействием УХН со слабосвязанными частицами на поверхности, является измерение вероятности малого нагрева на веществе, на поверхности которого подобных частиц нет. Наилучшими кандидатами для таких материалов являются монокристаллы, так как их поверхность наиболее чиста от посторонних как водородосодержащих, так и наночастичных загрязнений.

Одним из кандидатов, удовлетворяющих указанным требованиям, является монокристаллический сапфир (Al_2O_3). Исследование поверхности монокристалла сапфира с помощью микроскопа атомных сил не выявило наличия на ней наночастиц.

В табл. 3 представлены результаты измерения вероятности малого нагрева и вероятности потерь УХН при взаимодействии с поверхностью образца сапфира, представляющего собой набор монокристаллических пластинок, шириной 6 см, толщиной 2 мм и общей площадью 1 м². Измерение проводилось при комнатной температуре. Вероятность малого нагрева на образце не превышала $\sim 10^{-8}$ на один удар о поверхность. Измеренное значение фактора потерь в ~ 20 раз превосходит теоретическое значение (по захвату $\eta_{\text{теор}} \sim 5 \cdot 10^{-6}$). По-видимому, большое отличие от теории объясняется низкой температурой обезгаживания образца, которое проводилось непосредственно в спектрометре. Конструктивные особенности спектрометра БГС та-

ковы, что существенно увеличить температуру обезгаживания в нем нельзя. Кроме того, при измерении в спектрометре времени хранения на образце необходимо учитывать время хранения в пустом спектрометре, что даст низкую точность, если удастся существенно подавить потери на образце. В связи с этим планируется проведение специального эксперимента по измерению времени хранения УХН в монокристаллической сапфировой ловушке.

Таблица 3

Образец	Температура обезгаживания	$P_{VUCN} \cdot 10^{-7}$	$\mu(\langle E \rangle) \cdot 10^{-4}$	$\eta \cdot 10^{-4}$
Сапфир, $S = 1 \text{ м}^2$	200 °С	$0,0 \pm 0,12$	$0,66 \pm 0,01$	$0,97 \pm 0,015$

Другой проверкой гипотезы о наночастичной природе малого нагрева является измерение вероятности малого нагрева на порошке наночастиц. Если гипотеза верна, то вероятность малого нагрева на поверхности, на которой насыпан такой порошок, должна быть во много раз больше, чем на той же поверхности без порошка.

Для проведения такого измерения непосредственно на медное дно спектрометра был насыпан порошок ($\sim 3 \text{ см}^3$), состоящий из отдельных кристаллов алмаза со средним размером кристаллов $\sim 50 \text{ \AA}$ (производитель Ultradiamond Technologies Inc. [33]). Порошок был равномерно распределен по площади $\sim 200 \text{ см}^2$. На рис. 2 (треугольники) показана зависимость скорости счета детектора от времени. По сравнению с измерением с пустым спектрометром количество ВУХН выросло на два порядка величины, притом площадь спектрометра, облучаемая УХН, в ~ 20 раз больше площади поверхности, на которой лежит порошок. Если считать, что УХН взаимодействуют с порошком как с плоской поверхностью, т. е. не «закапываются» в толщу порошка, то вероятность малого нагрева будет составлять $P_{VUCN} \sim 10^{-3}$, а вероятность потерь УХН $\mu \sim 10^{-2}$.

Какая часть наночастиц оказывается достаточно слабосвязанной, чтобы при взаимодействии с ними УХН заметно увеличивали свою энергию, — не известно. Также не известно, с какими именно объектами УХН взаимодействуют — с отдельными наночастицами или с их конгломератами. Поэтому рассчитать вероятность малого нагрева при взаимодействии с порошком наночастиц весьма трудно. Однако для демонстрации взаимодействия УХН с наночастицами такой порошок подходит очень хорошо.

На рис. 8 представлены зависимости числа ВУХН от высоты поглотителя в верхнем положении, отнесенного к счету монитора за основную часть цикла, в измерениях с порошком алмазных наночастиц при температурах 300 и 108 К. Поскольку счет монитора за основную часть цикла не зависит от H_{\max} , то представленные зависимости можно сравнить с зависимостью $N_{\det}(H_{\max})$

для нержавеющей стали (рис. 5). Формы этих зависимостей очень похожи. Однако чтобы получить из данных, представленных на рис. 8, дифференциальный спектр и сравнить со спектром нагретых нейтронов на нержавеющей стали, необходимо провести измерение эффективности регистрации ВУХН и для нанопорошка, что не было сделано.

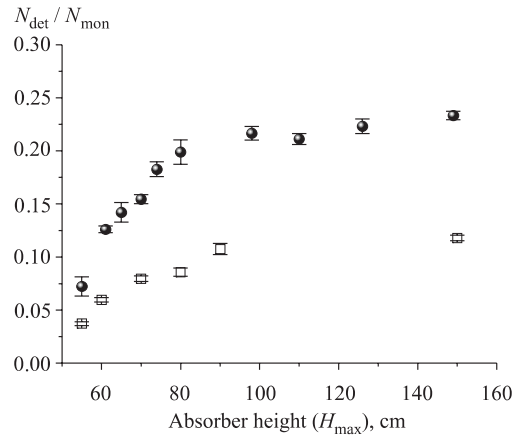


Рис. 8. Измерения с порошком алмазных наночастиц: зависимость числа зарегистрированных ВУХН от высоты поглотителя в верхнем положении, отнесенного к счету монитора за основную часть цикла. Темные точки соответствуют измерению при комнатной температуре, светлые — измерению при 108 К

Счет детектора за основную часть цикла (полное число сосчитанных за цикл ВУХН), отнесенный к счету монитора за это же время, пропорционален вероятности малого нагрева (см. выражение (2)). Из рис. 8 видно, что это отношение уменьшилось примерно в два раза при изменении температуры от комнатной до азотной, что близко к наблюдавшейся в работах [19, 20] температурной зависимости вероятности малого нагрева на бериллии. Но снова, как и ранее, корректное сравнение может быть произведено только после измерения вероятности регистрации ВУХН.

Вернемся к рассмотрению спектра нагретых нейтронов, представленного на рис. 5 (светлые точки). Несмотря на довольно значительные статистические погрешности, очевидно, что число ВУХН уменьшается с ростом их энергии. Средняя энергия ВУХН, извлеченная из рис. 5, составляет ~ 80 см. Как уже обсуждалось выше, процедура измерения спектра содержит систематическую погрешность, приводящую к изменению измеренного спектра по сравнению с реальным. Поправка к средней энергии, по нашим оценкам, не должна превышать нескольких сантиметров. Средняя энергия УХН, облучающих образец, составляет ~ 30 см, таким образом, средняя передача энергии

~ 50 см. Из представленных данных следует, что статистически достоверно наблюдаются передачи энергии, не превышающие 1 м. Это не означает, что больших передач энергии не существует. Возможно, что спектр ВУХН простирается до более высоких энергий ($\sim 10 \div 15$ м). Причем число ВУХН с энергиями выше 1 м может превышать число ВУХН с энергиями ниже 1 м. Однако это невозможно установить, используя прибор, подобный спектрометру БГС, в котором могут быть зарегистрированы только нейтроны с энергией не выше $\sim 1,6$ м.

Важный вывод следует из формы дифференциального спектра ВУХН: малый нагрев происходит только за один удар, а не является результатом многоступенчатого процесса. Действительно, если допустить, что наблюдается результат, например, двухступенчатого процесса, и учесть, что в конечном состоянии нейтроны попадают с вероятностью $P_{VUCN} \sim 10^{-6} \div 10^{-7}$, то вероятность увеличения энергии на одну ступень будет составлять $\sim 10^{-3}$, что даст многократно более сильную зависимость числа ВУХН от их энергии, нежели наблюдаемая. К тому же величина этой вероятности зачастую превышала бы величину полной вероятности потерь УХН, что невозможно.

В предыдущих работах [15, 19, 20] зависимость числа ВУХН от высоты верхнего положения поглотителя также указывала на то, что спектр нагретых нейтронов ограничен энергией ~ 1 м (см. рис. 9). Однако статистические погрешности были столь велики, что дифференцировать наблюдавшуюся зависимость не представлялось возможным.

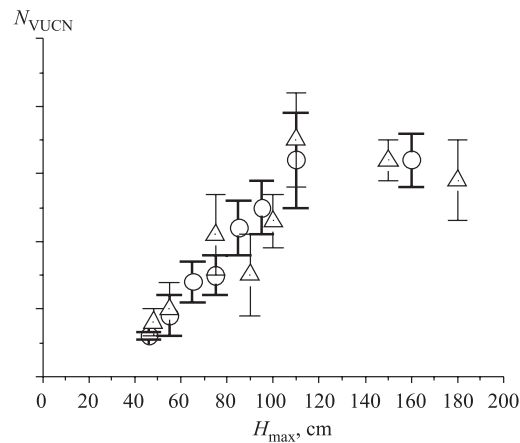


Рис. 9. Зависимость числа сосчитанных за цикл ВУХН от высоты верхнего положения поглотителя для двух образцов нержавеющей стали, наблюдавшаяся в работах [15, 19, 20]

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Еще раз кратко сформулируем основные результаты.

1. Наблюден малый нагрев УХН, являющийся одноактным процессом со средним увеличением энергии на ~ 50 нэВ.
2. Вероятность малого нагрева УХН на поверхности нержавеющей стали и меди может резко зависеть от подготовки поверхности (температуры предварительного обезгаживания образцов, обработки реактивами). Максимальная вероятность в нашем случае достигала $(4,5 \pm 0,3) \cdot 10^{-6}$ на удар о поверхность.
3. При температуре, соответствующей резкому росту вероятности малого нагрева, на поверхности образцов образуется наноструктура с характерным размером зерен ~ 10 нм.
4. Наблюдаемое явление не связано с водородным загрязнением поверхности (отсутствует корреляция между P_{VUCN} и коэффициентом потерь μ).
5. Измерения с монокристаллическим сапфиром показали, что при отсутствии наночастиц на поверхности отсутствует и малый нагрев.
6. Нанесение на поверхность образца порошка наночастиц увеличивает вероятность малого нагрева на несколько порядков величины, причем спектральные и температурные зависимости аналогичны полученным с металлическими образцами.

Перечисленные результаты подтверждают гипотезу о том, что малый нагрев является следствием взаимодействия УХН со слабосвязанными наночастицами на поверхности, находящимися в состоянии теплового движения [31]. Однако механизм взаимодействия наночастиц с поверхностью и между собой не ясен. В будущих измерениях планируется создание образцов, на поверхности которых наночастицы будут размещены контролируемым образом, т. е. будет известна их поверхностная плотность, сила связи с поверхностью, и они заведомо не будут взаимодействовать друг с другом.

Из полученных результатов можно сделать важные практические выводы. В экспериментах с УХН (например, таких как измерение времени жизни нейтрона), в которых малый нагрев может приводить к существенным систематическим погрешностям, необходимо внимательно относиться как к выбору материалов стенок ловушки, так и к процедуре подготовки ловушки. Необходимо проверить, не определяются ли «аномальные» потери УХН в эксперименте [3] их малым нагревом.

Обнаруженное неупругое рассеяние УХН на наночастицах открывает целый ряд новых возможностей по использованию УХН в прикладных исследованиях. Так, например, с помощью УХН можно изучать динамические свойства наночастиц и наноструктур, что до сегодняшнего дня считалось невозможным. С другой стороны, неупругое рассеяние нейтронов на наночастицах может быть использовано для термализации нейтронов до сверхнизких

температур, что дает возможность создания принципиально нового источника УХН высокой плотности [31].

Авторы выражают искреннюю признательность за оказанную помощь в выполнении работы: Н. Börgner, Т. Buterworth, Р. Geltenbort, П. Гуржиянц, В. Курлову, И. Снегиревой, В. Шашкину, Н. Востокову и А. Барабанову за полезные обсуждения.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты №00-02-17772 и № 03-02-16784) и INTAS (грант №99-00508).

ПРИЛОЖЕНИЕ 1. РАСЧЕТ ВЕРОЯТНОСТИ МАЛОГО НАГРЕВА P_{VUCN}

Если за ноль принять момент поднятия поглотителя, то число ВУХН, находящихся в спектрометре в момент времени t , $N_{VUCN}(t)$, будет описываться дифференциальным уравнением

$$\dot{N}_{VUCN}(t) = P_{VUCN} S J_0 e^{-t/\tau_{UCN}} - \frac{1}{\tau_{VUCN}} N_{VUCN}(t). \quad (1.1)$$

Здесь S — площадь образца; J_0 — плотность потока УХН на поверхности образца в момент $t = 0$; τ_{UCN} — время хранения УХН; τ_{VUCN} — время хранения ВУХН в спектрометре при открытой выходной заслонке.

$$\frac{1}{\tau_{VUCN}} = \frac{1}{\tau_{det}} + \frac{1}{\tau_{stor}}, \quad (1.2)$$

где τ_{det} — время «вытекания» ВУХН на детектор, τ_{stor} — время хранения ВУХН при закрытой выходной заслонке.

Решение этого уравнения

$$N_{VUCN}(t) = P_{VUCN} \tau S J_0 e^{-t/\tau_{UCN}} (1 - e^{-t/\tau}), \quad (1.3)$$

где

$$\tau = \frac{\tau_{UCN} \tau_{VUCN}}{\tau_{UCN} - \tau_{VUCN}}. \quad (1.4)$$

Далее, учитывая, что скорость счета детектора

$$\dot{N}_{det}(t) = \frac{1}{\tau_{det}} N_{VUCN}(t), \quad (1.5)$$

запишем

$$\dot{N}_{det}(t) = P_{VUCN} \frac{\tau}{\tau_{det}} S J_0 e^{-t/\tau_{UCN}} (1 - e^{-t/\tau}). \quad (1.6)$$

Эта формула использовалась при описании экспериментальных данных, и соответствующие кривые представлены пунктиром на рис. 3. Если пренебречь нейтронами, оставшимися в спектрометре по окончании цикла, то число ВУХН, сосчитанных детектором за цикл,

$$N_{\text{det}} = P_{\text{VUCN}} \frac{\tau}{\tau_{\text{det}}} S J_0 (\tau_{\text{UCN}} - \tau_{\text{VUCN}}). \quad (1.7)$$

Откуда, учитывая, что число УХН, сосчитанных за цикл мониторным детектором,

$$N_{\text{mon}} = J_0 \tau_{\text{UCN}} S_{\text{mon}}, \quad (1.8)$$

а эффективность регистрации ВУХН, как и ранее, $\varepsilon = \tau_{\text{VUCN}}/\tau_{\text{det}}$, получим

$$P_{\text{VUCN}} = \frac{N_{\text{det}} S_{\text{mon}}}{N_{\text{mon}} S \varepsilon}. \quad (1.9)$$

ПРИЛОЖЕНИЕ 2. АНАЛИЗ ВОЗМОЖНЫХ ЛОЖНЫХ ЭФФЕКТОВ

В данной постановке эксперимента могли бы наблюдаться два ложных эффекта. Первый связан с возможным просачиванием УХН с энергией ниже высоты гравитационного барьера, $E_{\text{UCN}} < E_{\text{bound}}$, из внутренней части объема сквозь предполагаемые щели в уплотнении барьера. Отсутствие этого эффекта проверяется измерением с обычным рабочим циклом, за исключением того, что поглотитель постоянно находится ниже кромки гравитационного барьера на несколько сантиметров. Если счет детектора в течение основной части цикла не превышает фонового значения, то этот ложный эффект отсутствует. Такие проверки делались несколько раз. Во всех случаях ложный эффект отсутствовал.

Второй возможный ложный эффект связан с УХН из первоначального спектра с энергией выше барьера, оставшимися по окончании чистки (после поднятия поглотителя) — с так называемыми «недоочищенными» УХН. На рис. 7 показана зависимость числа нейтронов, зарегистрированных детектором за цикл (в течение основной части цикла), от времени чистки. При отсутствии «недоочищенных» УХН счет монитора пропорционален счету детектора. Для наглядности на рис. 7 показаны мониторные счета (за основную часть цикла), приведенные к точкам с максимальной статистикой. Хорошо видно, что если время чистки меньше 50 с, то счет монитора не пропорционален счету детектора — «недоочищенные» УХН есть, а после 50 с таких нейтронов нет.

Другой проверкой отсутствия «недоочищенных» нейтронов может служить измерение зависимости вероятности малого нагрева от высоты нижнего положения поглотителя, H_{min} . На рис. 11 представлена такая зависимость

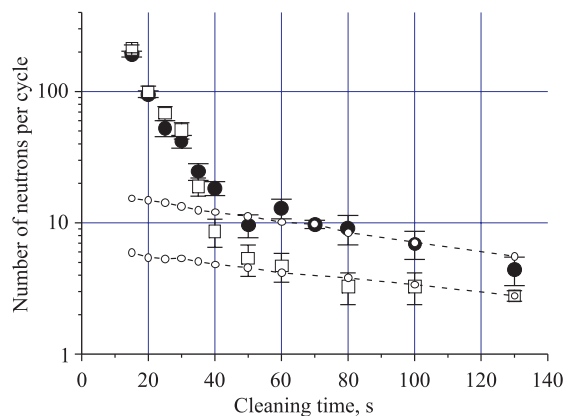


Рис. 10. Зависимость числа зарегистрированных за цикл нейтронов от времени чистки. $H_{\min} = 40$ см. Светлые квадраты соответствуют измерению с пустым спектрометром, темные кружки — измерению с образцом нержавеющей стали, пунктирные линии и светлые кружки — приведенным счетам монитора за то же время

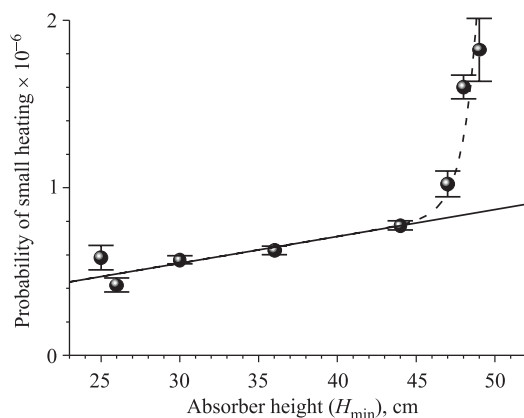


Рис. 11. Зависимость вероятности малого нагрева на образце нержавеющей стали от высоты нижнего положения поглотителя. Время чистки 70 с

для образца нержавеющей стали. Для высот ниже 45 см зависимость слабая, практически линейная. При приближении к высоте гравитационного барьера (50 см) наблюдается резкий взлет — это главным образом «недоочищенные» УХН. Экспоненциально растущая кривая (пунктирная линия на рис. 10) описывает экспериментальные точки и при положении поглотителя выше 50 см, когда «недоочищенные» нейтроны заведомо присутствуют. Таким образом,

если нижнее положение поглотителя больше 45 см, у нас нет критерия для разделения нагретых нейтронов от «недоочищенных».

Иными словами, если время чистки более 50 с, а высота нижнего положения поглотителя меньше 45 см, то «недоочищенных» УХН нет. В рабочих измерениях время чистки составляло 70 с, а высота H_{\min} не превышала 44 см.

Наконец, еще одной проверкой правильности измерений служит проверка независимости величины P_{VUCN} от площади образца. Измерение проводится следующим образом.

Для образца, состоящего из нескольких отдельных частей приблизительно равной площади, измеряется P_{VUCN} . Затем P_{VUCN} измеряется отдельно для каждой части образца. Усредненный результат по измерениям для отдельных частей ($\langle P_{VUCN} \rangle$) должен совпасть с результатом измерений для целого образца. Результат такой проверки для образца нержавеющей стали представлен в табл. 4. В первых трех колонках — измерение P_{VUCN} для отдельных частей образца, в четвертой — усреднение по этим измерениям, в последней колонке — измерение P_{VUCN} для целого образца.

Таблица 4

P_{1VUCN}	P_{2VUCN}	P_{3VUCN}	$\langle P_{VUCN} \rangle$	P_{VUCN}
$(1,3 \pm 0,1) \cdot 10^{-6}$	$(2,2 \pm 0,2) \cdot 10^{-6}$	$(0,81 \pm 0,05) \cdot 10^{-6}$	$(1,4 \pm 0,07) \cdot 10^{-6}$	$(1,38 \pm 0,04) \cdot 10^{-6}$

ПРИЛОЖЕНИЕ 3. ИЗМЕРЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ РЕГИСТРАЦИИ ВУХН. ХАРАКТЕРИСТИКИ БГС

Выражение для эффективности регистрации ВУХН (3) можно записать в виде

$$\varepsilon(E) = \frac{\tau_{\text{stor}}(E) - \tau_{VUCN}(E)}{\tau_{\text{stor}}(E)}. \quad (3.1)$$

Здесь $\tau_{\text{stor}}(E)$ и $\tau_{VUCN}(E)$ — времена хранения нейтронов с энергией E ($E > E_{\text{bound}}$) в спектрометре, соответственно, с закрытой и открытой выходной заслонкой.

При измерении эффективности регистрации ВУХН, $\varepsilon(E)$, использовался тот факт, что ВУХН ничем не отличаются от УХН из первоначального спектра с энергией выше гравитационного барьера.

Для определения $\tau_{\text{stor}}(E)$ воспользуемся такими соображениями.

Заполним спектрометр нейтронами с энергиями, не превышающими E ($E > E_{\text{bound}}$), выдержим некоторое время t_1 после прекращения заполнения и сосчитаем оставшиеся в спектрометре нейтроны. Повторив эту процедуру для различных E , получим зависимость $N(E, t_1)$. Аналогично можно

получить зависимость $N(E, t_2)$ числа УХН, сохранившихся в спектрометре после времени выдержки t_2 . Если продифференцировать эти две зависимости по энергии, то отношение

$$\frac{dN(E, t_2)/dE}{dN(E, t_1)/dE} = e^{-\Delta t/\tau_{\text{stor}}(E)}, \quad \Delta t = t_2 - t_1, \quad (3.2)$$

будет описывать процесс убывания УХН с энергией E за счет гибели в стенках спектрометра. Из него можно извлечь $\tau_{\text{stor}}(E)$. Нужно отметить, что в отношении (3.2) не входит эффективность регистрации нейтронов, так как она зависит только от энергии, а не от времени.

Для реализации приведенных соображений использовалась следующая процедура.

Поглотитель устанавливался на высоту $H > E_{\text{bound}}$ и оставался неподвижным в течение всего цикла измерений. Спектрометр заполнялся УХН при закрытой выходной заслонке, затем входная заслонка 3 (см. рис. 2) закрывалась (при этом выходная заслонка оставалась закрытой), после некоторого времени (времени «чистки» или выдержки), достаточного для удаления из спектрометра нейтронов с энергией $E > H$, открывалась выходная заслонка 7 и УХН с энергиями $E_{\text{bound}} < E < H$ выливались на детектор. Зависимость скорости счета детектора от времени для такого цикла показана на рис. 12. Здесь входная заслонка закрывалась на 100-й секунде, а вы-

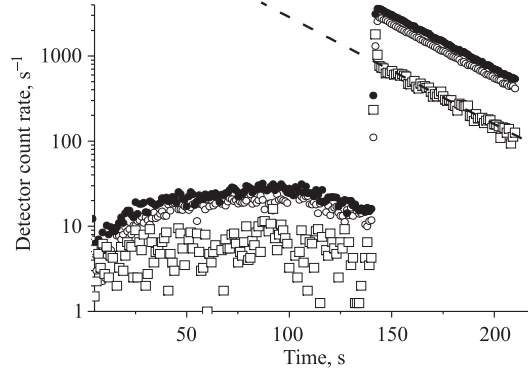


Рис. 12. Зависимость скорости счета детектора в цикле измерений $\tau_{\text{stor}}(E)$ и $\tau_{\text{VUCN}}(E)$. Темные точки — измерения при высоте поглотителя 110 см, светлые точки — измерения при высоте поглотителя 90 см, квадраты — разность между этими измерениями, пунктирная линия — результат фитирования экспериментальных данных для определения $\tau_{\text{VUCN}}(E = 100 \text{ см})$

ходная открывалась на 142-й, соответственно, время чистки составляло 42 с. Счет детектора до 142-й секунды объясняется просачиванием нейтронов через

щели в выходной заслонке, которые достаточно малы и не влияют на время хранения УХН в спектрометре. После открытия выходной заслонки детектор считает число УХН с энергией $E < H$, сохранившихся в спектрометре к моменту открытия выходной заслонки.

На рис. 13 представлены зависимости числа УХН, сохранившихся в спектрометре к моменту открытия выходной заслонки, от высоты поглотителя для двух времен выдержки (42 с и 142 с) и результаты их численного дифференцирования.

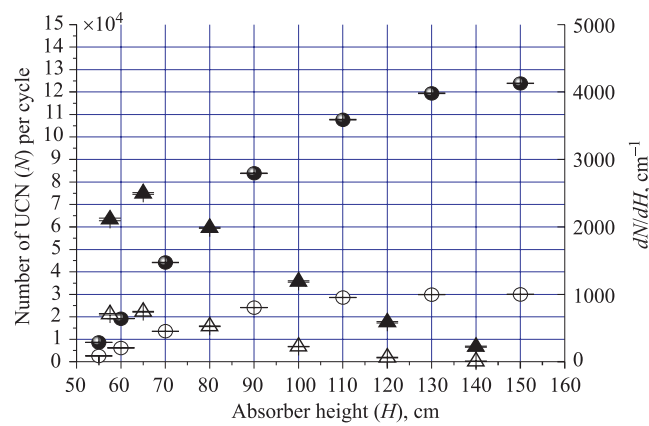


Рис. 13. Данные для вычисления $\tau_{\text{stor}}(E)$. Кружки (левая шкала) — зависимость от высоты поглотителя H числа УХН с энергией $E_{\text{bound}} < E < H$, сохранившихся в спектрометре к моменту открытия выходной заслонки и зарегистрированных детектором. Треугольники (правая шкала) — результат численного дифференцирования этих зависимостей. Темные точки соответствуют измерению с временем выдержки 42 с, светлые точки соответствуют измерению с временем выдержки 142 с

Постоянная времени $\tau_{\text{VUCN}}(E)$ характеризует скорость убывания в спектрометре нейтронов с энергией E в результате их гибели в стенках спектрометра и в детекторе. Скорость этого убывания для нейтронов с энергией между H_1 и H_2 можно получить из посекундной разности скоростей счета детектора после открытия выходной заслонки (см. рис. 12) при соответствующих положениях поглотителя. Аппроксимируя полученную зависимость экспоненциальной функцией, извлекаем $\tau_{\text{VUCN}}(E)$.

Результаты измерения $\tau_{\text{stor}}(E)$, $\tau_{\text{VUCN}}(E)$ и вычисления $\varepsilon(E)$ по формуле (3.1) представлены на рис. 14.

В качестве справочной информации о спектрометре приведем здесь некоторые данные о спектрах УХН с энергией ниже гравитационного барьера, хранящихся в спектрометре, и временах хранения (рис. 15).

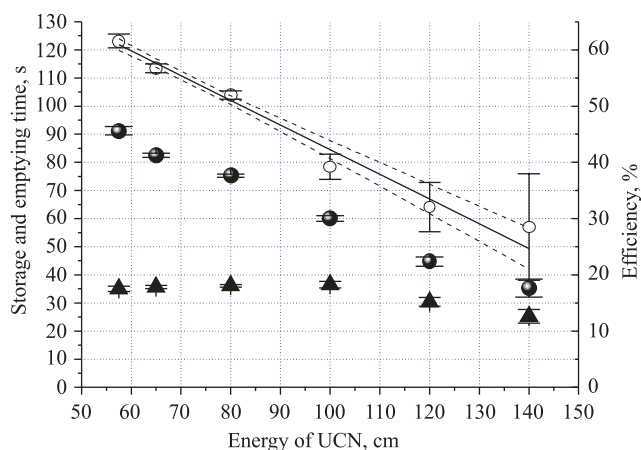


Рис. 14. Зависимости $\tau_{\text{stor}}(E)$, $\tau_{\text{VUCN}}(E)$ и $\varepsilon(E)$. Темные кружки (левая шкала) — $\tau_{\text{stor}}(E)$, треугольники (левая шкала) — $\tau_{\text{VUCN}}(E)$, светлые кружки (правая шкала) — $\varepsilon(E)$

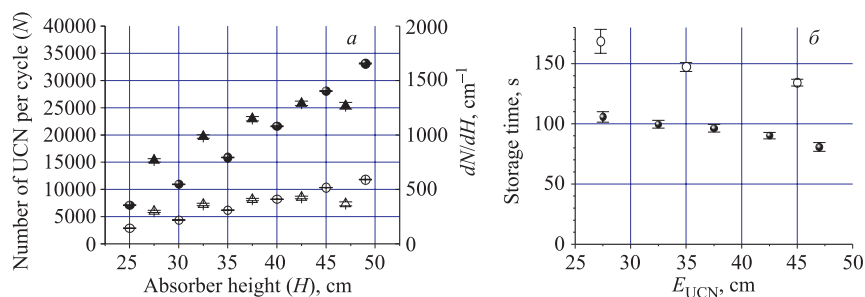


Рис. 15. Характеристики спектрометра БГС (комнатная температура). а) Интегральные и дифференциальные спектры УХН, хранящихся в спектрометре с образцом нержавеющей стали площадью $0,7 \text{ м}^2$. Кружки (левая шкала) показывают зависимость числа УХН в спектрометре от высоты поглотителя (интегральные спектры). Треугольники (правая шкала) — результат численного дифференцирования интегральных спектров. Темные точки — спектр УХН через 42 с после закрытия входной заслонки, светлые точки — спектр УХН через 142 с после закрытия входной заслонки. б) Зависимость времени хранения УХН в спектрометре от их энергии. Светлые точки соответствуют пустому спектрометру, темные — спектрометру с образцом нержавеющей стали

ЛИТЕРАТУРА

1. Луциков В. И. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1969. Т. 9. С. 40–45.
2. Ageron P. // Z. Phys. B. 1985. V. 59. P. 261.

3. Алфименков В. В. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1992. Т. 55, вып. 2. С. 92–94; Препринт ЛИЯФ № 1729, 1991.
4. Игнатович В. К. Физика ультрахолодных нейтронов. М.: Наука, 1986. 272 с.
5. Golub R., Richardson D. J., Lamoreaux S. K. Ultracold Neutrons. Bristol: Adam Higler, 1991.
6. Стрелков А. В. // Тр. IV школы по нейтронной физике, Алушта, 1990. С. 325–336.
7. Stoika A. D., Strelkov A. V., Hetzelt M. // Z. Phys. B. 1978. V. 29. P. 349–325.
8. Стрелков А. В., Хетцельт М. // ЖЭТФ. 1978. Т. 74, вып. 1. С. 23–36.
9. Lanford W. A., Golub R. // Phys. Rev. Lett. 1977. V. 39. P. 1509.
10. Игнатович В. К. и др. Эксперименты по хранению УХН в сосудах в проточном режиме. Сообщение ОИЯИ Р3-82-811. Дубна, 1982. 11 с.
11. Fomin A. et al. // Nucl. Instr. Meth. A. 2000. V. 440, No. 3. P. 690–694.
12. Strelkov A. V. et al. // Proc. of IV Intern. Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei (ISINN-4), Dubna, April 27–30, 1996. P. 299–304.
13. Варламов В. Е. и др. // ЖЭТФ. 1998. Т. 114, вып. 3. С. 9.
14. Muzychka Al. Yu., Pokotilovski Yu. N., Geltenbort P. // ЖЭТФ. 1999. Т. 115, вып. 1. С. 141–148; ЖЭТФ. 1999. V. 88, No. 1. P. 79–83.
15. Nesvizhevsky V. V. et al. // ILL Annual Report. 1997. P. 62; Eur. Phys. J. AP. 1999. V. 6. P. 151–154; ЯФ. 1999. Т. 62. С. 832–843; Препринт ОИЯИ Р3-98-79. Дубна, 1998.
16. Bondarenko L. et al. Cooling of ultracold neutrons during their long storage in a trap // JETP Letters. 1998. V. 68, Issue 9. P. 691–695; Письма в ЖЭТФ. 1998. Т. 68, вып. 9. С. 663–666.
17. Arzumanov S. S. et al. Measurement of Spectral Changes of UCN Reflected on Hydrogen Free Oil after Weak Heating // ISINN-10, 2002. P. 356–361.
18. Bondarenko L. N. et al. Cooling and heating of ultracold neutrons at storage // Phys. At. Nucl. 2002. V. 65(1). P. 11–17; ЯФ. 2002. Т. 65, No. 1. С. 1–7.
19. Lychagin E. V. et al. // Phys. At. Nucl. 2000. V. 63(4). P. 609.
20. Лычагин Е. В. и др. Препринт ОИЯИ Р3-2001-49. Дубна, 2001; Поверхность РСНИ. 2002. № 7. С. 81–91.
21. Serebrov A. P. et al. Low-energy heating of ultracold neutrons during their storage in material bottles // Phys. Lett. A. 2003. V. 309. P. 218–224.

22. *Lychagin E. V. et al.* Mechanism of Small Variations in Energy of Ultracold Neutrons Interacting with a Surface // *Phys. At. Nucl.* 2002. V. 65, No. 11. P. 1995–1998; *Лычагин Е. В. и др.* // *ЯФ.* 2002. Т. 65, № 1. С. 2052–2055.
23. *Steyerl A. et al.* Experimental study of quasi-elastic scattering of ultracold neutrons // *Eur. Phys. J. B.* 2002. V. 28. P. 299–304.
24. *Barabanov A. L., Belyaev S. T.* Multiple scattering theory for slow neutrons (from thermal to ultracold) // *Eur. Phys. J. B.* 2000. V. 15, No. 1. P. 59–75.
25. *Pokotilovskii Yu. N.* // *Eur. Phys. J. B.* 1999. V. 8. P. 1.
26. *Pokotilovskii Yu. N.* Quasielastic neutron scattering by diffusive adsorbed hydrogen as a possible cause of the energy spreading of ultracold neutrons during long storage in traps // *JETP Letters.* V. 69, No. 2. P. 91–96; *Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* 1999. V. 69, No. 2. P. 81–86.
27. *Pokotilovski Y. N.* Interaction of ultracold neutrons with liquid surface modes as a possible reason for neutron energy spread during long storage in fluid wall traps // *Phys. Lett. A.* 1999. V. 255, No. 3. P. 173–177.
28. *Lamoreaux S. K., Golub R.* Calculation of the ultracold neutron upscattering loss probability in fluid walled storage bottles using experimental measurements of the liquid thermomechanical properties of fomblin // *Phys. Rev. C.* 2002. V. 66. P. 044309.
29. *Stepaniants A. et al.* Localization of ultra-cold particles over rough substrates // *J. Low Temp. Phys.* 1998. V. 113. P. 1159.
30. *Utsuro M., Ignatovich V. K.* Quantum mechanics of the de Broglie wave packet and a review of inelastic losses of UCN in bottles // *Nucl. Instr. Meth. A.* 2000. V. 440, No. 3. P. 709–716.
31. *Nesvizhevsky V. V.* // *Phys. At. Nucl.* 2002. V. 65. P. 400.
32. *Покотилковский Ю. Н., Гареева Г. Ф.* Высокоэффективный метод измерения спектров ультрахолодных нейтронов при малых передачах энергии и при низких вероятностях рассеяния // Препринт ОИЯИ РЗ-2002-3. Дубна, 2003; ПТЭ. 2003. № 1. С. 24–30.
33. <http://www.ultradiamondtech.com/products.html>

Получено 15 марта 2006 г.

Редактор *Е. В. Сабеева*

Подписано в печать 23.05.2006.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 1,75. Уч.-изд. л. 2,19. Тираж 295 экз. Заказ № 55347.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: publish@pds.jinr.ru

www.jinr.ru/publish/