

P3-2002-3

Ю. Н. Покотилловский*, Г. Ф. Гареева

**ВЫСОКОЭФФЕКТИВНЫЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ
СПЕКТРОВ УЛЬТРАХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ
ПРИ МАЛЫХ ПЕРЕДАЧАХ ЭНЕРГИИ
И ПРИ НИЗКИХ ВЕРОЯТНОСТЯХ РАССЕЯНИЯ**

Направлено в журнал «Приборы и техника эксперимента»

*E-mail: pokot@nf.jinr.ru

Ультрахолодные нейтроны (УХН) (с энергией до ~ 250 нэВ) обладают способностью отражаться при всех углах падения от поверхности вещества с положительной длиной рассеяния и таким образом храниться в замкнутых объемах в течение значительного времени – сотни секунд. Это было показано теоретически[1] и продемонстрировано экспериментально[2]. Экспериментальный и теоретический статус исследований в этой области и описание применений УХН для фундаментальных работ в физике нейтрона представлены в обзорах и монографиях[3]. При анализе процессов взаимодействия УХН при их отражении от поверхности вещества обычно считалось, что отражение происходит упруго за исключением тех процессов, идущих с малой вероятностью ($10^{-3} - 10^{-5}$), когда нейтроны захватываются ядрами среды или приобретают при рассеянии энергию $E \sim kT \gg E_0$ (T - температура поверхности, E_0 - начальная энергия нейтрона) за счет тепловых колебаний атомов среды и исчезают из объема хранения. Необходимо здесь отметить, что существуют значительные расхождения (до двух-трех порядков величины) между рассчитанными в соответствии с принятым ныне формализмом для описания отражения УХН от поверхности и экспериментально наблюдаемыми коэффициентами потерь при их отражении от холодных (10-80 К) твердых поверхностей. В этом состоит в настоящее время так называемая аномалия хранения УХН[4].

В последнее время возник интерес к эффектам малых изменений энергии УХН при отражении от поверхностей ($\Delta E \leq E_0$). Экспериментальные наблюдения приведены в[5-13], рассмотрение возможных физических механизмов, которые могли бы быть, в принципе, ответственны за наблюдаемые эффекты, проведено в[14-18]. Установлено, что вероятность малых изменений энергии при отражении нейтрона от стенки, более точно - вероятность того, что нейтрон с первоначальной энергией в диапазоне 50-100 нэВ изменит свою энергию на величину 50-100 нэВ, лежит в интервале $10^{-5} - 10^{-8}$ (данные колеблются от публикации к публикации). Для более полного понимания механизмов, приводящих к таким эффектам, необходима надежная спектрометрия таких изменений энергии с высоким разрешением – несколько нэВ, т.е. есть необхо-

димось в измерении дифференциальной вероятности $dw/d\epsilon$, где ϵ - переданная при отражении нейтрона энергия. Малость относительного эффекта на фоне преобладающих процессов захвата и особенно неупругого рассеяния с большой передачей энергии, приводящей к потере нейтрона из объема хранения, диктует требование максимальной эффективности регистрации изменившего энергию нейтрона. В цитированных экспериментальных работах, в которых наблюдались эти эффекты, из-за геометрических особенностей установок эффективность регистрации рассеянных нейтронов составляла несколько процентов, кроме того, спектрометрия рассеянных УХН в указанном выше смысле отсутствовала, так что невозможно было судить о поведении $dw/d\epsilon$ в интересующем интервале переданных энергий ϵ : 0-200 нэВ. Здесь предлагается геометрия установки и метод светосильной спектрометрии УХН, в которых эффективность регистрации рассеянных нейтронов в диапазоне переданных энергий 0 - 200 нэВ приближается к 100 %. Предлагаемый метод состоит в комбинированном использовании порогового детектора и гравитационного ускорения для варьирования энергии регистрируемых нейтронов. В этом отношении метод подобен использованному нами ранее [19] при измерении энергетической зависимости эффективности различных детекторов УХН, а также при исследовании энергетической зависимости вероятности потерь УХН в замкнутых ловушках, покрытых безводородным маслом - фторполимером типа фомблин [20]. Энергетическое разрешение метода составляет 3-5 нэВ. Приведены результаты монте-карловского моделирования работы предлагаемого спектрометра.

Схема установки показана на рис. 1. УХН поступают по нейтронному каналу 1 сквозь перекрывающую его мембрану 2 в камеру рассеяния 3. Мембрана, имеющая граничную энергию для УХН E_n , ограничивает снизу спектр нейтронов, поступающих в камеру. В камере располагается исследуемый образец 4, для увеличения эффекта – с развитой поверхностью, например в виде рулона или стопки фольг из исследуемого материала или с соответствующим покрытием. Дно камеры рассеяния перекрыто тонкой (десятки микрон) мембраной 5 с граничной энергией для УХН, равной E_1 .

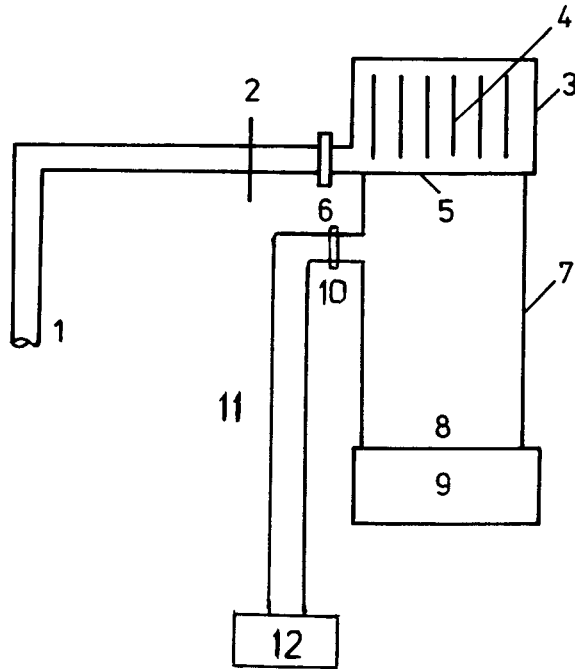


Рис.1. Схема спектрометра: 1 – подводщий нейтронпровод; 2 – мембрана, ограничивающая исходный спектр нейтронов снизу; 3 – камера рассеяния; 4 – образец; 5 – мембрана, ограничивающая начальный спектр нейтронов сверху и рассеянных нейтронов снизу; 6 – клапан; 7 – вертикальный (ускоряющий) нейтронпровод; 8 – мембрана, ограничивающая спектр рассеянных и ускоренных нейтронов снизу; 9 – детектор нейтронов; 10 – клапан; 11 – вертикальный (ускоряющий) нейтронпровод; 12 – детектор нейтронов

Если с помощью предварительных устройств, находящихся до входа нейтронов в камеру, спектр УХН сформирован таким образом, что их энергия в камере на уровне мембраны 5 не превышает E_1 , то измерения могут проводиться в стационарном потоке нейтронов. В противном случае эксперимент нужно проводить в циклическом режиме (как это делалось в работах [5-12]) с использованием клапана 6 на входе в камеру 3. В этом случае в течение времени, определяемого экспериментально, нейтроны, энергия ко-

торых превышает E_1 , запертые с помощью клапана 6 в камере 3, исчезают из камеры рассеяния 3, проходя сквозь мембрану 5, и, ускоряясь в поле тяжести в вертикальных нейтронотодах 7 и 11 (при открытом клапане 10), регистрируются детекторами 9 и 12 (необходимость двух нейтронотодов (7 и 11) и клапана 10 поясняется ниже). Отделение этих фоновых (надбарьерных) нейтронов, энергия которых в камере исходно выше E_1 , от той основной части спектра нейтронов с энергией ниже E_1 , рассеяние которых исследуется, как и в [5-12], проводится исходя из анализа временной зависимости регистрации нейтронов детекторами 9 и 12. Эта зависимость отражает характерное время исчезновения нейтронов из камеры 3, которое определяется суммой вероятности прохождения нейтрона с энергией больше E_1 сквозь мембрану 5 и вероятности исчезновения нейтронов из камеры за счет неупругих процессов. Поскольку первая вероятность значительно больше второй (это является принципиальным требованием к экспериментам, проводимым в нестационарном режиме), то это позволяет регистрировать процесс малых передач энергии после того, как все первичные нейтроны с энергией, превышающей E_1 , покинули камеру 3 за сравнительно малое характерное время путем прохождения мембраны 5 (клапан 10 в это время закрывается).

В описанных элементах и методе регистрации рассеяния нейтронов предлагаемая схема соответствует экспериментальной установке [6, 8], но с рядом существенных отличий. В цитируемых работах элементом, формирующим спектр исходных нейтронов, является полиэтиленовый поглотитель, располагаемый в верхней части камеры рассеяния, и степень отличия коэффициента поглощения нейтронов полиэтиленом от единицы определяет качество очистки исходного спектра от нежелательных нейтронов, способных имитировать слабое изменение энергии нейтронов при отражении от исследуемого образца. Экспериментально этот коэффициент поглощения как функция энергии нейтронов трудноизмерим и никогда не определялся. Не исключено, что поверхность полиэтилена покрыта тонкой пленкой загрязняющих веществ, например масла, что может существенно ухудшать поглощающие свойства полиэтилена. Очистка его от загрязнений нагревом в вакууме невозможна. Рис. 2 показывает результаты вычислений коэффициента отражения нейтронов полиэтиленом в зависимости от нор-

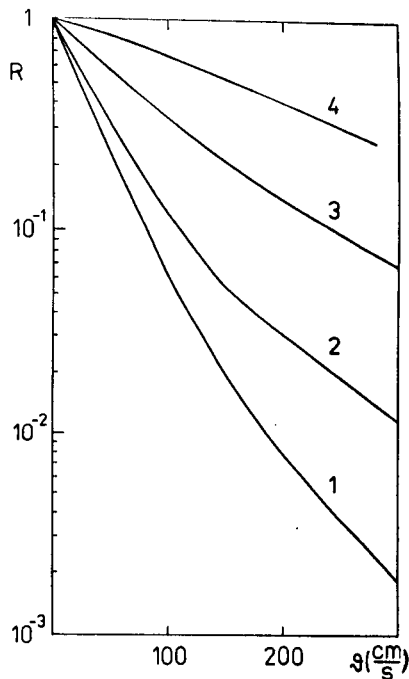


Рис. 2. Результаты квантово-механического расчета коэффициента отражения нейтронов полиэтиленом в зависимости от нормальной компоненты скорости нейтрона при различных предположениях о толщине пленки фторполимерного масла фомблин (граничная энергия 106 нэВ) на поверхности: чистый полиэтилен (1), толщина пленки 20 Å(2), 50 Å(3), 100 Å(4)

мальной компоненты скорости нейтрона при различных предположениях о толщине пленки фторполимерного масла фомблин (граничная энергия 106 нэВ) на поверхности. Из графиков видно, что наличие пленок приводит к заметному отражению нейтронов и, следовательно, к ухудшению степени очистки спектра от нежелательных "надграничных" нейтронов. На рис. 3 показаны результаты расчета методом Монте-Карло (условия моделирования описаны ниже) времени жизни надграничных нейтронов в геометрии, близкой к геометрии экспериментов[6, 8]: размер камеры формирования спектра и дальнейшего хранения УХН и "нагретых" нейтронов 20×20 см, высота положения полиэтиленового поглоти-

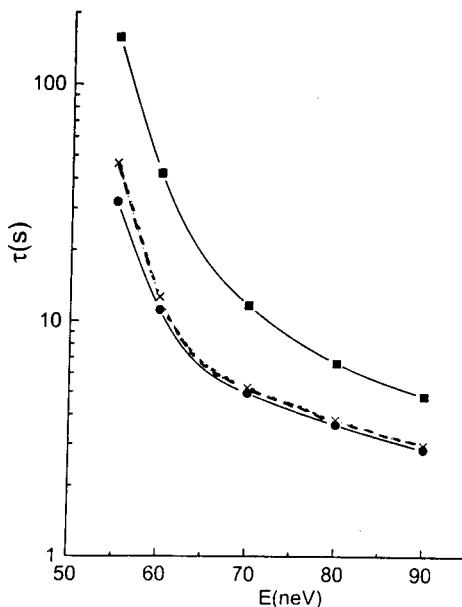


Рис. 3. Результаты расчета методом Монте-Карло времени жизни надграничных нейтронов в функции их энергии в геометрии, близкой к геометрии экспериментов [6, 8], при различных предположениях о толщине пленки масла на поверхности полиэтилена. Кружки - идеальный поглотитель, крестики (штрих-пунктир) - чистый полиэтилен, квадраты - пленка масла (100 \AA) на поверхности. Размер камеры $20 \times 20 \text{ см}$, высота положения полиэтиленового поглотителя 52 см , коэффициент потерь УХН при соударениях со стенками $\eta = 5 \cdot 10^{-4}$, граничная энергия стенок 200 нэВ

теля 52 см . На рис. 4 показаны полученные на основе этих времен жизни данные, характеризующие степень выживания надграничных нейтронов за интервал времени 55 с - типичное для экспериментов [6, 8] время формирования первичного спектра нейтронов. Результаты моделирования показывают, что заметная примесь надграничных нейтронов остается после процесса очистки от них спектра, что может имитировать изучаемый эффект или искажать результат для вероятности квазиупругого нагрева УХН.

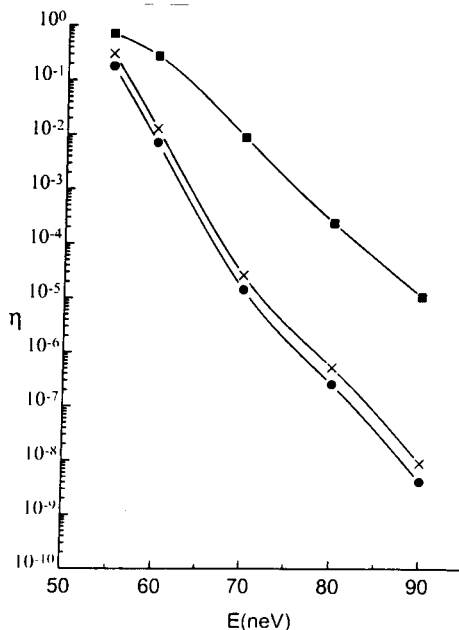


Рис. 4. Степень "выживаемости" надграницных нейтронов за время 55 с на основе данных рис. 3

В предлагаемом методе прохождение нейтронов сквозь мембрану 5 – ключевой элемент установки – формирователь спектра, ограничивающий спектр исходных нейтронов сверху и регистрируемых рассеянных нейтронов снизу, регистрируется экспериментально. Очистка спектра в такой геометрии расположения фильтра спектра на "полу" камеры проходит не менее эффективно, чем в случае использования чистого полиэтиленового поглотителя "на потолке" камеры. Это иллюстрируется результатом моделирования на рис. 5 для геометрии камеры 3 (размер $14 \times 14 \times 20$ см): времена жизни надграницных нейтронов в среднем не больше, чем в случае очистки спектра полиэтиленом, расположенным на "потолке" камеры, но влияние загрязняющих пленок на поверхности мембраны в этом случае практически ничтожно. Это объясняется более высокой энергией нейтронов, испытывающих соударения с фильтром, и большей частотой соударений.

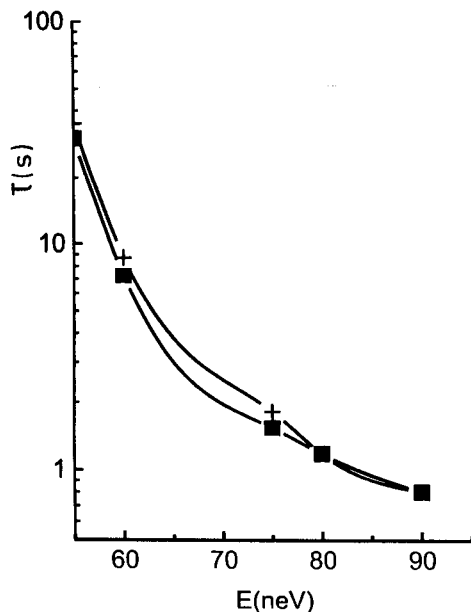


Рис. 5. Результаты расчета методом Монте-Карло времени жизни надграничных нейтронов в функции их энергии в предлагаемой геометрии спектрометра при различных предположениях о толщине пленки масла на поверхности алюминиевой мембраны. Квадраты – чистый алюминий, крестики – пленки масла толщиной 100 Å. Размер камеры 14 × 14 × 20 см. Коэффициент потерь УХН при соударениях со стенками $\eta = 2 \cdot 10^{-4}$, граничная энергия 200 нэВ

В[6, 8] эффективная поверхность мембраны перед детектором составляет незначительную часть поверхности камеры рассеяния - доли процента, так что вероятность регистрации рассеянного с изменением энергии нейтрона мала. В предлагаемом варианте площадь мембраны 5, осуществляющей первоначальную фильтрацию рассеянных нейтронов по энергии, составляет значительную долю - десятки процентов поверхности камеры 3 и, как показывает моделирование методом Монте-Карло, вероятность регистрации рассеянного с малым увеличением энергии нейтрона ($\Delta E \leq E_0$) приближается к 100 %.

Важным элементом предлагаемой схемы измерения дифференциальной вероятности рассеяния УХН с малой передачей энергии является вертикальный нейтронотвод 7 высотой h и вторая мембрана 8, расположенная непосредственно перед чувствительным объемом детектора нейтронов 9. Если граничная энергия второй мембраны 8 равна E_2 , то детектором могут регистрироваться нейтроны, имеющие на уровне мембраны 5 энергию

$$E = E_0 + \epsilon > E_2 - mgh \quad (1)$$

(кроме очевидного условия $E > E_1$), где E_0 - первичная, до квазиупругого рассеяния, энергия нейтрона, ϵ - переданная при рассеянии энергия. Сверху рабочий диапазон исследуемых переданных энергий ϵ ограничивается условием отсутствия потерь нейтронов в нейтронотводе 7 путем выхода за его граничную энергию E_b :

$$E = E_0 + \epsilon < E_b - mgh. \quad (2)$$

Как будет видно из детального моделирования, это второе условие не является жестким. Таким образом, варьируя при измерениях E_2 и (или) h (последнее можно делать без разгерметизации спектрометра), можно перекрыть довольно широкий диапазон переданных энергий при измерении интегрального энергетического спектра нейтронов, рассеянных в камере 3 с малой передачей энергии.

Рассмотрим практические примеры. Удобны следующие граничные энергии (из практических соображений): $E_1=54$ нэВ (тонкая алюминиевая мембрана), как это делалось в экспериментах [6, 8], или $E_1=79$ нэВ (циркониевая мембрана); $E_b=250$ нэВ (бериллиевое покрытие). В качестве вариантов для мембраны 8 можно взять $E_2=167$ нэВ (медь), цирконий или $E_2=94$ нэВ (германиевое покрытие алюминиевой или циркониевой мембраны). Возможны и другие варианты мембран. Для случая $E_2=167$ нэВ, варьируя h от 0 до 81 см, можно осуществить интегральную спектрометрию нейтронов, рассеянных в камере 3 и проходящих сквозь мембрану 5 в диапазоне энергий $83 \text{ нэВ} < E < 167 \text{ нэВ}$ (на высоте 1 см в поле тяжести энергия нейтрона меняется на 1,0255 нэВ). Для примера $E_2=94$ нэВ этот диапазон: $55 \text{ нэВ} < E < 94 \text{ нэВ}$ (h в интервале от 0 до 38 см). Таким образом, с помощью набора двух мембран можно перекрыть диапазон энергий рассеянных нейтронов от 55 нэВ до

167 нэВ (реально – значительно шире, как показывает моделирование, см. рис. 6 и 7).

Приведем некоторые результаты монте-карловского моделирования спектрометра. Нейтроны случайно разыгрывались на поверхности мембраны 5 и направлялись вниз с изотропным угловым распределением. Траектории нейтронов в нейтроноводе 7 моделировались строго с учетом силы тяжести в разных предположениях о характере углового распределения нейтронов, отраженных от стенок нейтроновода 7: зеркальное, диффузное или их комбинация. Количественно результаты слабо зависели от этого выбора. Учитывалось поглощение нейтронов при соударении со стенкой нейтроновода, вероятность поглощения подбарьерных нейтронов описывалась известной зависимостью[3]:

$$\mu = \frac{2\eta x}{\sqrt{1-x^2}}, \quad (3)$$

где η - коэффициент потерь, $x = v_{\perp}/v_b$, v_{\perp} - нормальная к стенке компонента скорости нейтрона, v_b - граничная скорость нейтроновода ($x < 1$).

Вероятность проникновения в стенку надбарьерного нейтрона ($v_{\perp} > v_b$) вычислялась в соответствии с квантово-механическим выражением

$$w = \frac{4x\sqrt{x^2-1}}{2x^2-1+2x\sqrt{x^2-1}}, \quad (4)$$

Учитывалось поглощение нейтронов в мембране 8 и их преобразование на ее границах. Эффективность регистрации нейтрона, прошедшего сквозь мембрану 8, принималась за 100 %.

На рис. 6 показана зависимость эффективности регистрации нейтрона детектором с медной мембраной 8 для различной высоты h нейтроновода 7 как функция энергии нейтрона на уровне мембраны 5. В расчете использовались следующие количественные параметры. Сечение нейтроновода 14×14 см, $\eta = 2 \cdot 10^{-4}$, вероятность диффузного отражения нейтрона от поверхности нейтроновода определялась выражением

$$w = \cos\theta, \quad (5)$$

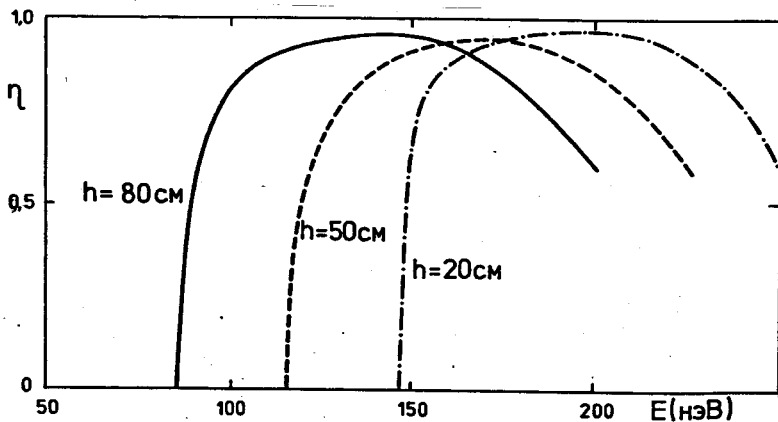


Рис. 6. Результат монте-карловского моделирования эффективности регистрации рассеянных в камере УХН как функция их энергии при различных положениях медной анализирующей мембраны 8

где θ - угол вектора падающего нейтрона по отношению к нормали к поверхности. Толщина мембраны 8 бралась равной 50 мкм (алюминий) с тонким слоем меди (или германия) на поверхности. Из результатов видна высокая разрешающая способность предлагаемого спектрометра: полуширина пороговых кривых составляет 3-5 нэВ. Расчет демонстрирует также высокую эффективность регистрации прошедшего в нейтронпровод 7 нейтрона. Кроме того, из этих кривых видно, что эффективность регистрации не слишком резко падает с энергией нейтронов, ускорение которых в нейтронпроводе 7 должно приводить к выходу за граничную энергию нейтронпровода E_b и потере их за счет проникновения в стенки. Расчеты показывают также, что в некотором энергетическом интервале рассеянных нейтронов, шириной десятки нэВ, когда энергия нейтронов на дне нейтронпровода 7 превышает граничную энергию нейтронпровода $E > E_b$, прохождение нейтронов сквозь мембрану детектора доминирует над потерями в нейтронпроводе 7.

На рис. 7 — результаты таких же расчетов для мембраны 8, покрытой тонким слоем германия.

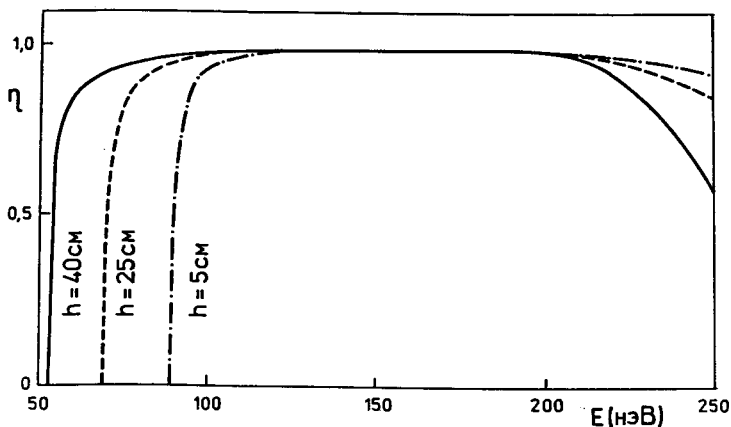


Рис. 7. Результат монте-карловского моделирования эффективности регистрации рассеянных в камере УХН как функция их энергии при различных положениях германиевой анализирующей мембраны 8

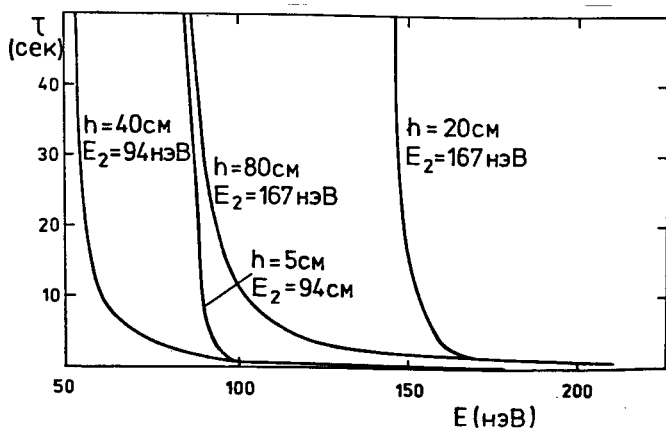


Рис. 8. Результат монте-карловского моделирования времени жизни УХН в нейтронотве 7 как функция их энергии при различных положениях анализирующей мембраны 8

Рис. 8 показывает рассчитанные времена жизни нейтронов в нейтроноводе 7 как функцию их энергии на уровне мембраны 5. Происходит резкое падение времени жизни нейтронов, как только за счет ускорения в поле силы тяжести их энергия начинает превышать E_2 – граничную энергию мембраны 8. Нейтроны, не имеющие достаточной энергии для прохождения сквозь мембрану 8 и имеющие, как видно из рис. 8, большое время жизни в нейтроноводе 7, удаляются затем из этого участка путем открытия клапана 10, эти нейтроны затем регистрируются детектором 12.

Список литературы

- [1] Я.Б.Зельдович, ЖЭТФ, 36 (1959) 1952.
- [2] В.И.Лушиков, Ю.Н.Покотиловский, А.В.Стрелков, Ф.Л.Шапиро, Письма в ЖЭТФ, 9 (1969) 40.
- [3] A. Steyerl. Neutron Physics. In: Springer Tracts in Modern Physics, 80, 57 (Berlin, Heidelberg, New York: Springer 1977); R. Golub and J. M. Pendlebury, Rep. Progr. Phys., 42 (1979) 439;
В. К. Игнатович, "Физика ультрахолодных нейтронов", Москва, Наука, 1986; The Physics of Ultracold Neutrons, Oxford, Clarendon, 1990;
R. Golub, D. J. Richardson and S. Lamoreaux, Ultracold Neutrons, Bristol, Adam Hilger, 1991.
- [4] V. P. Alfimenkov, V. V. Nesvizhevski, A. P. Serebrov et al., LNPI Preprint No. 1729, Gatchina, 1991; Письма в ЖЭТФ, 55 (1992) 92; ЖЭТФ Lett., 55 (1992) 84; Preprint No 1756, Гатчина, 1992.
- [5] L. Bondarenko, P. Geltenbort, E. Korobkina et al., ILL Experimental Report No. 3-14-44 (1997); Письма в ЖЭТФ, 68 (1998) 663.
- [6] V. V. Nesvizhevsky, P. Geltenbort, A. V. Strelkov and P. Iaydjiev, ILL Annual Report, 1997, p.62; JINR Commun. P3-98-79, Dubna, 1998.

- [7] S. Arzumanov, L. Bondarenko, S. Chernyavsky et al., Proceedings of the Intern. Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei ISINN-6: "Neutron Spectroscopy, Nuclear Structure, Related Topics", Dubna, 13-16 May 1998, p.108; L. Bondarenko, E. Korobkina, V. Morozov et al., ILL Experimental Report No. 3-14-44 (1997).
- [8] В.В.Несвижевский, А.В.Стрелков, П.Гельтенборт, П.Яйджиев, Ядерная физика, 62 (1999) 832.
- [9] Е.В.Лычагин, А.Ю.Музычка, В.В.Несвижевский и др., Ядерная физика, 63 (2000) 609.
- [10] P.Geltenbort, V.V.Nesvizhevsky, D.G.Kartashov et al., Письма в ЖЭТФ, 70 (1999) 175.
- [11] V.V.Nesvizhevsky, E.V.Lychagin, A.Y.Muzychka et al., Phys. Lett., B479 (2000) 353.
- [12] V.V.Nesvizhevsky, A.V.Strelkov, P.Geltenbort, P.Iaydjiev, Eur. Phys. Journ., AP6 (1999) 151.
- [13] А. П. Серебров, Д. Бутерворф, В. Е. Варламов и др., Препринт ПИЯФ 2438, Гатчина, 2001.
- [14] Yu. N. Pokotilovski, Eur. Phys. Journ. **B8** (1999) 1.
- [15] Yu. N. Pokotilovski, Phys. Lett., **A255** (1999) 173.
- [16] Yu. N. Pokotilovski, Письма в ЖЭТФ, **69** (1999) 81; JETP Lett., **69** (1999) 91.
- [17] А.Л.Барабанов, С.Т.Беляев, Ядерная физика, 62 (1999) 824; Nucl. Instr. Meth., A440 (2000) 704.
- [18] V.K.Ignatovich and M. Utsuro, Nucl. Instr. Meth., A440 (2000) 709.

- [19] M.I.Novopoltsev and Yu.N.Pokotilovski, Nucl. Instr. Meth., 171 (1980) 497.
- [20] D.J.Richardson, J. M. Pendlebury, P. Iaydjiev, Nucl. Instr. Meth., A308 (1991) 568.

Получено 9 января 2002 г.

Покотиловский Ю. Н., Гареева Г. Ф.

P3-2002-3

Высокоэффективный метод измерения спектров ультрахолодных нейтронов при малых передачах энергии и при низких вероятностях рассеяния

Предложена геометрия и метод измерения спектров квазиупруго отраженных ультрахолодных нейтронов при передачах энергии до ~ 200 нэВ и при низких вероятностях рассеяния. Метод состоит в использовании перемещаемого в гравитационном поле порогового детектора. Достижимое разрешение по энергии 3–5 нэВ. Проведено монте-карловское моделирование работы спектрометра.

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

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2002

Перевод авторов

Pokotilovski Yu. N., Gareeva G. F.

P3-2002-3

Method of High Resolution and High Efficiency Spectroscopy of Ultracold Neutrons Scattering at Low Scattering Probabilities

The method and geometry are proposed for the measurement spectra of quasi-elastically reflected ultracold neutrons at energy transfer in the range up to 200 neV at low scattering probabilities. The method consists in the use of threshold detector with changeable altitude in gravitational field. Achieved energy resolution is 3–5 neV. Monte Carlo simulation of this spectrometer was performed.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2002

Редактор *А. Н. Шабашова*
Макет *Н. А. Киселевой*

ЛР № 020579 от 23.06.97.

Подписано в печать 04.03.2002.

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

Усл. печ. л. 1,25. Уч.-изд. л. 1,15. Тираж 300 экз. Заказ № 53153.

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