

P3-2004-207

А. И. Франк¹, П. Гелтенборт², Г. В. Кулин,
Д. В. Кустов, В. Г. Носов³, А. Н. Стрепетов³

**СПЕКТРОМЕТРИЯ УХН ПРИ ДИФРАКЦИИ
НА ДВИЖУЩЕЙСЯ РЕШЕТКЕ**

¹e-mail: frank@nf.jinr.ru

²Институт Лауэ–Ланжевена, Гренобль, Франция

³Российский научный центр «Курчатовский
институт», Москва

Франк А. И. и др.	P3-2004-207
Спектрометрия УХН при дифракции на движущейся решетке	
<p>Сообщается о результатах нового эксперимента по наблюдению дифракции ультрахолодных нейтронов на движущейся фазовой решетке. Полученные результаты находятся в количественном согласии с предсказаниями теории. Результаты эксперимента могут быть интерпретированы как еще одно свидетельство справедливости представления об исходном состоянии нейтрона в виде плоской волны.</p> <p>Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики им. И. М. Франка ОИЯИ.</p>	
Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2004	

Frank A. I. et al.	P3-2004-207
Neutron Spectrometry at UCN Diffraction on a Moving Grating	
<p>The new experiment for the detection of UCN diffraction on a moving grating is reported. The results are in good quantitative agreement with the prediction of theory. They may be interpreted as a new manifestation of the validity representation of the initial neutron state in the form of plane wave.</p> <p>The investigation has been performed at the Frank Laboratory of Neutron Physics, JINR.</p>	
Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2004	

1. ДИФРАКЦИЯ НЕЙТРОНОВ НА МАКРОСКОПИЧЕСКИХ ОБЪЕКТАХ

Наблюдение дифракции нейтронов на кристаллах в 1936 г. [1, 2] явилось первым прямым свидетельством наличия у нейтрона волновых свойств. Впоследствии нейтронная дифракция превратилась в мощный экспериментальный метод исследования структуры и динамики кристаллов (см., например, [3]). Однако в течение еще довольно длительного времени экспериментаторам были доступны лишь тепловые нейтроны с характерной длиной волны порядка нескольких ангстрем. Поэтому наблюдение дифракции нейтронов на макроскопических объектах представляло серьезные трудности и стало возможным лишь в результате существенного прогресса экспериментальной техники. В 1969 г. Шалл впервые наблюдал дифракцию нейтронов на щели [4], а Раух с соавторами — дифракцию на оптической дифракционной решетке [5, 6]. Начиная с семидесятых годов стало возможным использовать относительно длинноволновые холодные и ультрахолодные нейтроны (УХН), что еще расширило экспериментальные возможности. В работах [7, 8] наблюдалась дифракция УХН на гравированной решетке со специальным профилем, а авторы работ [9, 10] использовали в качестве фокусирующего устройства специально рассчитанные и изготовленные дифракционные структуры — одномерные зонные пластинки. В ряде изящных экспериментов наблюдалась дифракция очень холодных нейтронов на краю поглощающего экрана [11, 12], и на щелях (опыт Юнга с нейтронами) [13]. Высокая точность экспериментов [12, 13] позволила провести и количественное сравнение с теоретическими предсказаниями. В 1981 г. появилось предложение использовать дифракционные решетки в качестве основного элемента нейтронного интерферометра [14]. Такой прибор был построен и в экспериментах с тепловыми нейтронами была продемонстрирована его работоспособность [14]. Позже появился аналогичный прибор для очень холодных нейтронов [16].

Эти эксперименты не только еще раз продемонстрировали справедливость основных предсказаний стационарной квантовой механики, но и привели к созданию нового поколения дифракционных приборов, нашедших применение в практике нейтронного эксперимента. Однако вскоре выяснилось, что в некоторых случаях хорошо известное явление нейтронной дифракции может приобретать несколько неожиданные черты. В работе [17] было показано, что в случае движения дифракционной решетки поперек пучка медлен-

ных нейтронов она выступает в качестве нестационарного квантового устройства и как таковое существенно изменяет энергетический спектр падающих на нее нейтронов. Почти одновременно появилось предложение использовать движущиеся решетки в нейтронном интерферометре, что может значительно увеличить чувствительность последнего [18, 19]. Недавно дискретный спектр при дифракции УХН на движущейся решетке наблюдался в эксперименте [20]. Вскоре было продемонстрировано, что движущаяся решетка с переменным пространственным периодом может служить квантовой временной линзой для УХН [21, 22]. Настоящая работа посвящена изложению результатов нового эксперимента по наблюдению дифракции УХН на движущейся решетке, позволяющего провести уже количественное сравнение с теорией.

2. ДВИЖУЩАЯСЯ ДИФРАКЦИОННАЯ РЕШЕТКА КАК НЕСТАЦИОНАРНОЕ КВАНТОВОЕ УСТРОЙСТВО

Приведем кратко решение задачи о дифракции нейтронов на движущейся дифракционной решетке, следуя работе [17]. Положим, что плоская волна $\Psi(z, t) = \exp[i(kz - \omega t)]$ падает на периодическую структуру — дифракционную решетку, помещенную в плоскости XU и движущуюся вдоль оси Y со скоростью V . Пространственный период решетки L . Решая задачу о дифракции в движущейся системе координат, в которой решетка покоится, и полагая $T = L/V \gg \omega^{-1}$, получим

$$\Psi_0(z, y, t) = \exp[-i(k_V y + \omega_V t)] \times \sum_j a_j \exp \left[i \left(\sqrt{k^2 + 2k_V q_j - q_j^2} z + q_j y - \omega t \right) \right], \quad (1)$$

где

$$k_V = \frac{mV}{\hbar}, \quad \omega_V = \frac{mV^2}{2\hbar}, \quad q_j = \frac{2\pi}{L}j, \quad a_j = \frac{1}{L} \int_0^L \theta(y) e^{-iq_j y} dy, \quad (2)$$

а $\theta(y)$ — вообще говоря, комплексная, функция пропускания одного элемента неподвижной решетки. Переходя теперь в лабораторную систему координат [23], получим

$$\Psi(z, y, t) = \sum_j a_j \exp \left[i \left(\sqrt{k^2 + 2k_V q_j - q_j^2} z + q_j y - (\omega + j\Omega)t \right) \right], \quad (3)$$

где принято

$$q_j V = j \cdot 2\pi T^{-1} = j\Omega. \quad (4)$$

Как легко видеть из (3), результатом дифракции является появление дискретного спектра

$$E_j = \hbar\omega_j, \quad \omega_j = \omega + j\Omega. \quad (5)$$

Полагая величину пространственной частоты решетки малой $L^{-1} \ll k$ и пренебрегая третьим членом под корнем в уравнении (3), получим для z -компонент волновых векторов

$$\sqrt{k^2 + 2k_V q_j - q_j^2} \cong \sqrt{k^2 + \frac{2mV}{\hbar} q_j} = k \left(1 + j \frac{\Omega}{\omega} \right)^{1/2} = k_j. \quad (6)$$

Таким образом, при малых углах дифракции

$$\Psi(z, y, t) = \sum_j a_j \exp [i(k_j z + q_j y - \omega_j t)]. \quad (7)$$

Рис. 1 иллюстрирует различие в физической картине дифракции в случае неподвижной и движущейся решетки.

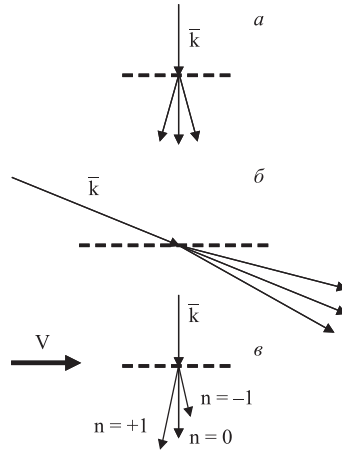


Рис. 1. а) Неподвижная решетка; б) система координат движется вместе с решеткой; в) движущаяся решетка в лабораторной системе координат

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Эксперимент по измерению спектра нейтронов при дифракции на движущейся решетке был поставлен на источнике УХН [24] Института Лауэ–Ланжевена (Гренобль, Франция) с использованием гравитационного спектрометра УХН [25, 26] (см. рис. 2).

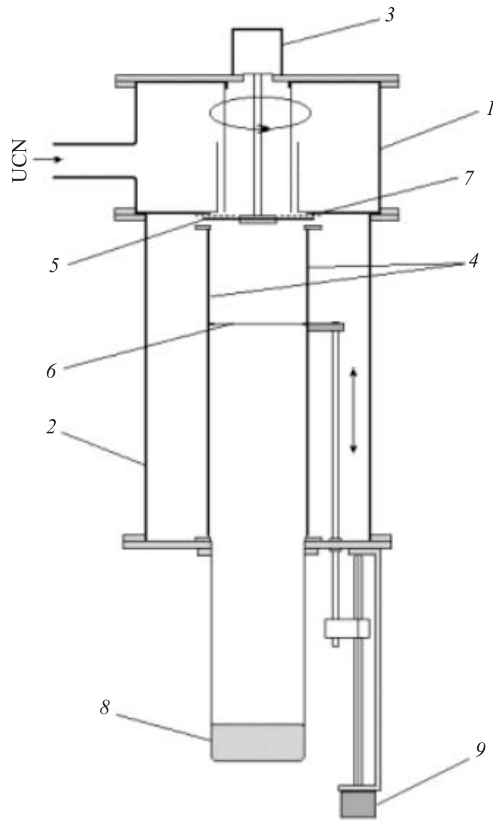


Рис. 2. Гравитационный спектрометр с нейтронными интерференционными фильтрами: 1 — входная камера; 2 — вакуумная камера; 3 — мотор для вращения решетки; 4 — зеркальный нейтронотвод; 5 — вращающаяся решетка; 6 — фильтр-анализатор; 7 — фильтр-монохроматор; 8 — детектор; 9 — шаговый двигатель

диаметре 120 мм составлял примерно 20 мкм. Ширина канавки равна половине периода. Из-за преломления в кремнии волны, прошедшие через разные элементы решетки, различались по фазе. Соответствующая разность фаз есть

$$\Delta\varphi = k(1 - n)d, \quad (8)$$

где n — показатель преломления кремния. Глубина канавки d составляла величину 0,14 мкм и была выбрана таким образом, чтобы обеспечить разность

Основным спектрометрическим элементом прибора являлся нейтронный интерференционный фильтр (НИФ) [27–30] — нейтронный аналог интерферометра Фабри–Перо. Идея эксперимента иллюстрируется рис. 3. Вместо линейно движущейся решетки мы использовали вращающуюся решетку, приготовленную на поверхности кремниевого диска диаметром 150 мм и толщиной 0,6 мм. На ее периферической области, имевшей форму кольца с внутренним и внешним диаметрами 105 мм и 135 мм, методом фотолитографии были приготовлены радиальные канавки. С помощью мотора диск с решеткой можно было вращать вокруг вертикальной оси со скоростями вплоть до 6000 об/мин. УХН попадали на решетку, проходя через кольцевую щель с диаметрами 115 и 125 мм и НИФ-монохроматор. Последний пропускал нейтроны, с узким спектром вертикальных скоростей ($\Delta v/v \approx 0,02$) с максимумом 4,52 м/с, что соответствует энергии $E_z = mv_z^2/2 = 107$ нэВ. Угловой период структуры составлял $3,325 \cdot 10^{-4}$ рад. Таким образом, пространственный период решетки на среднем

фаз $\Delta\varphi = \pi$ для нейтронов с энергией 107 нэВ. При нормальном падении нейтронов на решетку фаза функции пропускания $\theta(y)$ скачкообразно меняется на π через половину периода. Фурьекоэффициенты, соответствующие такой π -модуляции фазы, есть

$$a_j = \frac{2}{i\pi j}, \quad j = 2s - 1, \quad (9)$$

где s — целые числа. Отметим, что в результирующем спектре отсутствует линия с начальной энергией $\hbar\omega$ ($j = 0$). При движении решетки (и в системе координат с ней связанной) нейтроны падают на нее под малым углом, и у функции пропускания $\theta(y)$ появляются участки линейного изменения фазы (см. рис. 4). Поэтому движение решетки приводит к появлению краевого эффекта и, как следствие, к возникновению волн с четными порядками дифракции. Более точное выражение для амплитуд парциальных волн

$$a_j = -\frac{1}{i\pi} \frac{1}{1 - c^2 j^2} [\exp(i\pi c j) + 1] \begin{cases} -c & \text{при } j = 2s, \\ \frac{1}{j} & \text{при } j = 2s - 1, \end{cases} \quad (10)$$

где $c = 2dV/v_z L$. В условиях описываемого эксперимента параметр $c \approx 0,12$ и краевой эффект достаточно мал.

Пройдя фильтр-монохроматор и решетку, нейтроны поступали в зеркальный вертикальный нейтронотвод (см. рис. 2). Последний состоял из шести стеклянных пластин с высоким качеством поверхности. Высота нейтронотвода составляла 50 см. При движении вдоль нейтронотвода нейтроны ускорялись в гравитационном поле Земли, меняя свою энергию на величину 1,025 нэВ на

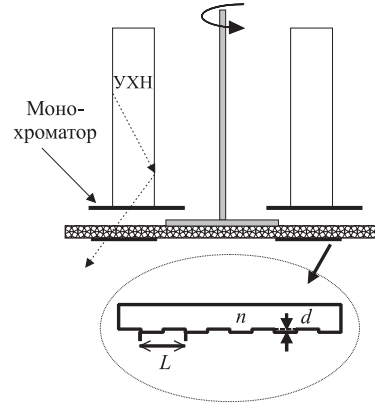
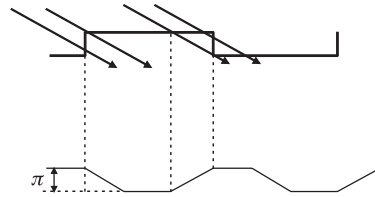


Рис. 3. Идея эксперимента. Нейтроны проходят через вращающуюся решетку с радиальными штрихами, имеющую вид кольца. Внизу показан профиль решетки

Рис. 4. Возникновение краевого эффекта при наклонном падении на решетку. Внизу условно показано изменение фазы прошедшей волны



1 см высоты. Внутри нейтроновода в специальной каретке был помещен второй интерференционный фильтр, служивший анализатором. Меняя положение этого фильтра по высоте, можно было осуществлять сканирование спектра нейтронов сравнительно узкой ($\Delta v/v \approx 0,02$) линией пропускания анализатора. Для компенсации гравитационного изменения энергии УХН максимум пропускания этого фильтра соответствовал энергии 127 нэВ. Нейтроны, прошедшие через анализатор, регистрировались детектором. Строго говоря, спектрометр был чувствителен не к полной энергии нейтрона, а только к величине вертикальной компоненты волнового вектора. Однако именно эта компонента и меняется при движении решетки в горизонтальной плоскости.

В эксперименте измерялась скорость счета детектора как функция положения анализатора. Если решетка находится в покое, то соответствующая кривая сканирования является просто сверткой спектральных функций монохроматора и анализатора $f(E_z)$ и $\eta(E_z)$

$$F_1(z) = \int f(E)\eta(E - \xi) dE, \quad (11)$$

где $\xi = mg\Delta H$; g — ускорение свободного падения, а ΔH — расстояние между фильтрами. Здесь и ниже, если это не оговорено специально, мы опускаем индекс z в обозначениях, понимая под волновым числом k вертикальную компоненту волнового вектора, а под E — соответствующую ей величину энергии.

В случае вращающейся решетки спектр нейтронов, прошедших через решетку, есть

$$\Phi(E) = \sum_j |a_j|^2 f(E + j\hbar\Omega), \quad (12)$$

а кривая сканирования имеет вид

$$F_2(\xi) = \sum_j |a_j|^2 F_1(\xi + j\hbar\Omega). \quad (13)$$

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА И СРАВНЕНИЕ С ТЕОРИЕЙ

На рис. 5 представлены экспериментальные кривые сканирования, полученные при частотах вращения решетки 7, 60, 80 и 99 Гц. Экспериментальные кривые фитировались функцией

$$F_{\text{exp}}(\xi) = a + b \cdot \xi + A \sum_{j=-10}^{10} |a_j|^2 \exp \left[-\frac{(\xi - \xi_c - j\Delta)^2}{2\sigma^2} \right]. \quad (14)$$

Такой вид подгоночной функции основан на предположении, что кривая сканирования для покоящейся решетки есть сумма линейно нарастающего фона и функции Гаусса с центром в ξ и дисперсией σ .

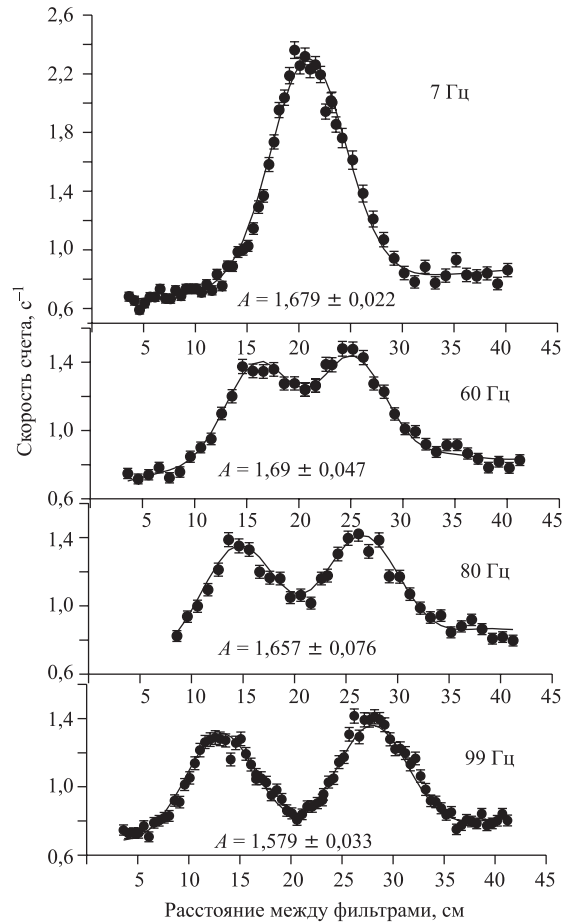


Рис. 5. Экспериментальные кривые сканирования и фитирующие функции

Графики подгоночных функций изображены на рис. 5 сплошными линиями. На рис. 6 представлены экспериментальные данные для параметра Δ . С хорошей точностью они лежат на прямой $\Delta = B\nu$, где ν — частота вращения решетки, с коэффициентом наклона $B_{\text{exp}} = (7,48 \pm 0,05) \cdot 10^{-2}$ см \cdot с.

Эту величину следует сравнить с расчетным значением $B_{th} = 7,605 \cdot 10^{-2}$. Последнее определяется соотношением $B_{th} = 4\hbar\pi^2(mg\alpha)^{-1}$, где α — угловой период решетки. Таким образом, полученное в эксперименте значение

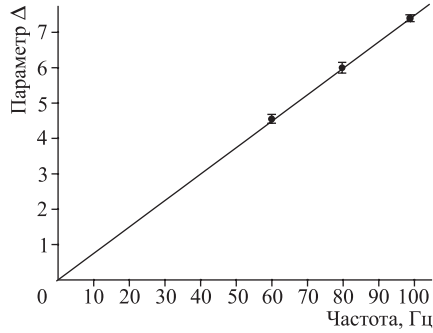


Рис. 6. Зависимость параметра расщепления Δ от частоты вращения решетки

величины расщепления спектра с двухпроцентной точностью соответствует расчету. Небольшому расхождению не следует придавать серьезного значения, поскольку оно, вероятно, обусловлено методическими причинами.

Подгонка дает также оценки амплитуд. Их величины приведены на графиках рис. 5. Отметим, что при частоте вращения 7 Гц расщепление спектра мало и кривая сканирования должна отличаться от кривой для покоящейся решетки лишь весьма небольшим уширением. Напротив, при частоте 99 кривая сканирования пред-

ставляет собой сумму только двух гауссовских кривых с амплитудами $A|a_1|^2$, поскольку энергия нейтронов, соответствующих линиям более высокого порядка, лежит вне диапазона измерений. Поэтому из сравнения экспериментальных значений величин A этих двух кривых можно судить о степени соответствия интенсивностей линий первого порядка их теоретическим значениям. Их отношение с учетом поправки на конечное число элементов суммы в (14) равно $0,95 \pm 0,02$, что дает для относительной интенсивности волн первого порядка $|a_1|_{exp}^2 = 0,383(8)$. Расчет по формуле (10) дает значение $|a_1|_{th}^2 = 0,403$. Пятипроцентный дефицит дифракционной эффективности решетки легко может быть объяснен некоторой неидеальностью ее профиля. В целом же соответствие экспериментальных данных теоретическим предсказаниям можно считать вполне удовлетворительным.

5. ШИРИНЫ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ПИКОВ И ПОПЕРЕЧНАЯ ДЛИНА КОГЕРЕНТНОСТИ СВОБОДНОГО НЕЙТРОНА

Приведенное выше решение задачи о дифракции нейтрона на движущейся решетке основано на общепринятом представлении состояния нейтрона в виде плоской волны. Хотя сколько-нибудь серьезных оснований сомневаться в справедливости такого подхода не имеется, вопрос о его экспериментальной проверке не лишен интереса. В настоящем разделе мы проанализируем, в какой степени обсуждаемый выше эксперимент чувствителен к возможному

пространственному ограничению фронта нейтронной волны некоторой фундаментальной длиной. По-видимому, конечное значение поперечной длины когерентности нейтрона возможно лишь в нелинейной теории. Свойства нелинейного уравнения Шредингера исследовались многими авторами [31–34], а некоторые предсказания нелинейной квантовой теории проверялись экспериментально [12, 35].

Как мы видели выше, энергетический спектр состояний, возникающий при дифракции идеально плоской волны, бесконечно протяженной в поперечном направлении, представляет собой набор бесконечно узких линий (5). В условиях реального эксперимента каждая линия этого спектра сворачивается с аппаратной функцией прибора, в соответствии с (13).

Предположим теперь, что фронт падающей на решетку волны не бесконечен, а амплитуда волны имеет некоторое распределение вдоль оси Y , описываемое функцией $p(y)$. Эта картина вполне эквивалентна случаю, когда $p(y)$ модулирует не амплитуду волны, а пропускание решетки. Заметим, что такая задача является типичной для теории дифракции (см., например, [36]). Пропускание решетки описывается теперь функцией

$$h'(y) = h(y) \cdot p(y), \text{ с } h(y) = \theta(y) \otimes \sum_{\mu} \delta(y - \mu L). \quad (15)$$

Здесь $h(y)$ — неограниченная вдоль Y периодическая функция с периодом L , представляющая собой свертку функции пропускания $\theta(y)$ единичного элемента с бесконечным и периодическим набором δ -функций, а \otimes — символ свертки. Результатом дифракции на такой решетке является появление распределения Y -компонент волнового числа q , задаваемое функцией H'

$$H'(q) = H(q) \otimes P(q), \quad (16)$$

где $H(q)$ и $P(q)$ есть фурье-преобразования функций $h(y)$ и $p(y)$.

Для определенности положим, что $p(y)$ имеет гауссовскую форму $p(y) = \exp(-y^2/2\zeta^2)$, а в качестве характерной длины когерентности примем ее ширину $\ell = 2\sqrt{2}\zeta$. В этом случае

$$H'(q) = \frac{\zeta}{\sqrt{2\pi}} \sum_j a_j \exp\left(-\frac{1}{2}(q - jq_0)^2 \zeta^2\right). \quad (17)$$

Написав теперь волновую функцию для результирующего состояния в движущейся системе координат и перейдя затем в лабораторную систему,

получим вместо (3)

$$\Psi(z, y, t, q) = \frac{\varsigma}{\sqrt{2\pi}} \sum_j a_j \exp\left(-\frac{(q - jq_0)^2 \varsigma^2}{2}\right) \times \\ \times \exp\left[i\left(\sqrt{k^2 + 2k_V q - q^2} z + qy - Vtq - \omega t\right)\right], \quad (18)$$

где $q_0 = 2\pi/L$. Поскольку величина q под корнем в экспоненте не имеет теперь строго дискретного распределения, энергетический спектр нейтронов также размывается:

$$\Xi(E_z) \cong \frac{1}{\sqrt{2\pi\varepsilon}} \sum_j |a_j|^2 \exp\left\{-\left[\frac{(E - E_j)^2}{2\varepsilon^2}\right]\right\}, \quad (19)$$

где

$$\varepsilon = \frac{\hbar^2 \sqrt{2}k_V}{m \varsigma}. \quad (20)$$

Из (19) и (20) следует, что спектр представляет собой набор эквидистантных гауссовских кривых с относительной интенсивностью $|a_j|^2$ и дисперсией ε , пропорциональной скорости решетки. Возвращаясь к вопросу об измерении спектра, замечаем, что функция разрешения спектрометра сворачивается теперь не с δ -функциями, а со спектром (19), а дисперсия такой свертки есть

$$\sigma = \sqrt{\sigma_0^2 + \varepsilon^2(V)}. \quad (21)$$

Таким образом, конечное значение длины когерентности приводит к добавочному уширению линий, причем характерной особенностью спектра является зависимость ширины линий от скорости движения решетки.

Прежде чем обратиться к экспериментальным данным, сделаем еще одно замечание. Везде выше мы полагали для простоты, что нейтрон падает на решетку нормально к ее плоскости. В действительности исходный волновой вектор имеет и горизонтальную компоненту. Учет этого обстоятельства приводит к некоторой модификации выражения для z -компонент волнового вектора. Вместо (6) следует писать

$$k_z = \sqrt{k_{z0}^2 + 2k_V q + 2k_y q - q_j^2}. \quad (22)$$

Из (22) видно, что энергия вертикального движения в присутствии решетки отличается от начальной энергии E , даже для покоящейся решетки ($k_{v=0}$), а распределение по горизонтальным скоростям приводит к некоторому «дифракционному» уширению аппаратной функции $F_1(z)$. В описываемом эксперименте абсолютное значение горизонтальной скорости не превышало

величины граничной скорости стекла ($v_\ell \approx 4,5$ м/с), поскольку нейтроны с большей горизонтальной скоростью не могли отразиться от стенок вертикального нейтропровода и не попадали в детектор. Поэтому роль соответствующего члена $2k_y q$ в (22) была относительно малой. Более существенно, что дифракционное уширение определяется только параметрами решетки и распределением горизонтальных скоростей и не зависит от скорости решетки.

Оценку величины «естественной» ширины спектра ε , обусловленной пространственной дисперсией волнового пакета ζ , можно получить на основе данных эксперимента. Из формул (20) и (21) видно, что при конечном значении ширины ζ дисперсия кривой сканирования σ должна квадратично зависеть от частоты вращения ν

$$\sigma \approx \sigma_0 + (C^2/2\sigma_0)\nu^2, \quad C = \hbar 2\pi\sqrt{2}R\zeta^{-1}, \quad (23)$$

где R — радиус решетки.

На рис. 7 приведены ширины экспериментальных кривых сканирования, полученные для трех значений частоты вращения решетки. Аппроксимация их функцией (23) приводит к результату $C^2 = (1,2 \pm 0,7) \cdot 10^{-4}$ (нэВ/с)². Отсюда легко получить экспериментальную оценку $\zeta > 2,5 \cdot 10^{-3}$ см. В качестве оценки поперечного размера когерентного фронта (поперечной длины когерентности) $\ell = 2\sqrt{2}\zeta$ получаем величину $\ell > 7 \cdot 10^{-3}$ см.

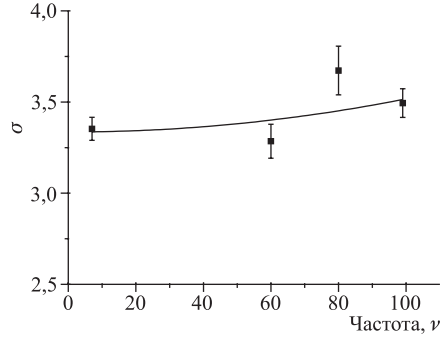


Рис. 7. Дисперсии σ подгоночных функций (14) как функция частоты вращения решетки

6. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выше приведены результаты эксперимента по измерению энергетического спектра нейтронов при дифракции УХН на движущейся решетке. Строго говоря, описанный выше спектрометрический эксперимент не является дифракционным, поскольку в отсутствие коллимации исходного пучка ширина углового распределения нейтронов превосходила угол дифракции на несколько порядков величины. По-видимому, правильнее здесь говорить не о дифракции, а о периодической, в данном случае фазовой, модуляции нейтронной волны, имеющей место при быстром движении периодической структуры поперек направления распространения волны. Адекватным является также

термин «дифракция во времени» [37]. При этом движущаяся решетка является нестационарным квантовым устройством, аналогичном квантовому прерывателю [38–41], или, точнее, модулятору [42]. Аналогия становится более наглядной, если в выражениях для волновой функции (2), (7) увеличивать пространственный период L и скорость решетки V без изменения периода модуляции $T = L/V$. В пределе больших скоростей дифракционный член $q_j y$ в формуле (7) оказывается пренебрежимо малым и она совпадает с формулой, описывающей состояние, формируемое модулятором [41, 42].

Результаты эксперимента вполне удовлетворительно согласуются с предсказаниями теории, основанной на представлении о плоском волновом фронте исходной волны. Минимальная оценка поперечной длины когерентности $7 \cdot 10^{-3}$ см превышает длину волны нейтрона на три порядка величины.

Отметим еще, что при оценке длины когерентности мы исходили из гауссовской формы пространственного распределения интенсивности исходной волны. Эта модель была выбрана лишь для определенности и простоты анализа, а полученная в опыте полукачественная оценка слабо зависит от конкретной формы «волнового пакета». Вместе с тем именно гауссовская форма пространственного распределения волновой функции частицы («гауссон») фигурирует в модели нелинейной квантовой механики с логарифмической неоднородностью [32]. Результаты эксперимента [12] анализировались авторами с точки зрения проверки этой модели. Из полученной там верхней оценки величины нелинейного члена в уравнении Шредингера также можно получить значение поперечного размера гауссона для нейтрона. Такая модельно-зависимая оценка превосходит результат нашей работы примерно в три раза.

Значительно большая оценка для длины когерентности нейтрона $\ell > 2$ мм, также основанная на отсутствии уширения дифракционной линии, приведена в работе [8]. Однако оценка экспериментальных данных этой работы приведенным выше методом и с учетом формулы (21) дает результат, сравнимый по точности с нашим.

Один из авторов (А. Ф.) благодарен Б. М. Болотовскому за весьма плодотворные обсуждения. Работа поддержана INTAS (грант № 00-00043).

ЛИТЕРАТУРА

1. *Elsasser W. M.* // C.R. Ac. Sci. 1936. V. 202. P. 1029.
2. *Halban H., Preiswerk P.* // C.R. Ac. Sci. 1936. V. 203. P. 73.
3. *Бэкон Дж.* Дифракция нейтронов. М.: ИИЛ, 1957.
4. *Shull C. G.* // Phys. Rev. 1969. V. 179. V. 752.

5. Kurz H., Rauch H. // Z. Phys. 1969. V. 220. P. 419.
6. Graf A., Rauch H., Ster T. // Atomkernenergie. 1979. V. 33. P. 298.
7. Scheckenhofner H., Steyerl A. // Phys. Rev. Lett. 1977. V. 39. P. 1310.
8. Steyerl A. et al. // Physica B. 1988. V. 151. P. 36.
9. Kearney P. D. et al. // Nature. 1980. V. 287. P. 313.
10. Klein A. G. et al. // Phys. Rev. Lett. 1981. V. 46. P. 959.
11. Klein A. G., Opat G. I. // Am. J. Phys. 1977. V. 45. P. 295.
12. Gähler R., Klein A. G., Zeilinger A. // Phys. Rev. A. 1981. V. 23. P. 1611.
13. Zeilinger A. et al. // Rev. Mod. Phys. 1988. V. 60. P. 1067.
14. Иоффе А. И., Туркевич Ю. Г., Дрaбкин Г. М. // Письма в ЖЭТФ. 1981. Т. 33. С. 392.
15. Ioffe A. I., Zabiaykin V. S., Drabkin G. M. // Phys. Lett. A. 1985. V. 111. P. 373.
16. Gruber M. et al. // Phys. Lett. A. 1989. V. 140. P. 373.
17. Frank A. I., Nosov V. G. // Phys. Lett. A. 1994. V. 188. P. 120.
18. Ioffe A. I. // VII School on Neutron Physics. Dubna, 1995. P. 340.
19. Ioffe A. I. // Neutron Spin Echo Spectroscopy. Ed. by F. Mezei, C. Pappas and T. Gutbertlet. Springer, 2003. P. 160.
20. Frank A. I. et al. // Phys. Lett. A. 2003. V. 311. P. 6.
21. Франк А. И. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2003. Т. 78. С. 224.
22. Balashov S. N. et al. // Physica B. 2004. V. 350. P. 246.
23. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика. М.: Наука, 1974. Задача к параграфу 17.
24. Steyerl A. et al. // Phys. Lett. A. 1986. V. 116. P. 347.
25. Бондаренко И. В. и др. // ЯФ. 1999. Т. 62. С. 775.
26. Bondarenko I. V. et al. // NIM A. 2000. V. 440. P. 591.
27. Seregin A. A. // ЖЭТФ. 1977. V. 73. P. 1634.
28. Steinhauser K. A. et al. // Phys. Rev. Lett. 1980. V. 44. P. 1306.
29. Покотиловский Ю. Н., Стойка А. Д., Шелкова И. Г. // ПТЭ. 1980. № 1. С. 62.
30. Steyerl A. et al. // Physica B. 1988. V. 151. P. 36.

31. *Mielnik B.* // Commun. Math. Phys. 1974. V. 37. P. 221.
32. *Bialynicki-Birula I., Mycielski J.* // Ann. Phys. 1976. V. 100. P. 62; Phys. Scripta 1979. V. 20. P. 539.
33. *Doebner H.-D., Goldin G.A.* // Phys. A. 1994. V. 27. P. 1771.
34. *Lücke W.* // Nonlinear, Deformed and Irreversible Quantum Systems, eds. H.-D. Doebner, V.K. Dobrev, P. Nattermann. World Scientific, Singapore, 1995. P. 140.
35. *Shull C. G. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1980. V. 44. P. 765.
36. *Каули Дж.* Физика дифракции. М.: Мир, 1979.
37. *Moshinsky M.* // Phys. Rev. 1952. V. 88. P. 625.
38. *Gähler R., Golub R.* // Z. Phys. B. 1984. V. 56. P. 5.
39. *Felber J., Gähler R., Golub R.* // Physica B. 1988. V. 151. P. 135.
40. *Felber J. et al.* // Physica B. 1990. V. 162. P. 191.
41. *Nosov V. G., Frank A. I., Mosc J.* // Phys. Soc. 1991. V. 1. P. 1.
42. *Франк А. И., Носов В. Г.* // ЯФ. 1994. Т. 57. С. 1029.

Получено 24 декабря 2004 г.

Редактор *М. И. Зарубина*

Подписано в печать 24.03.2005.

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

Усл. печ. л. 0,87. Уч.-изд. л. 1.12. Тираж 295 экз. Заказ № 54834.

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/