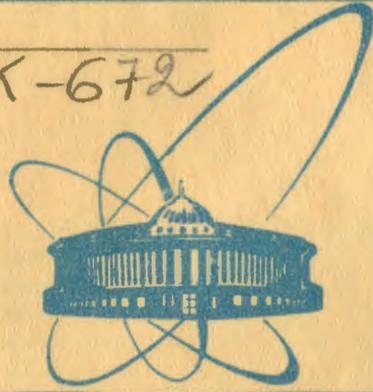


K-672



сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

e
#

5757/2-81

23/11-81

P3-81-546

Д.А.Корнеев, В.В.Пасюк, Х.Ржаны, А.Ф.Щебетов

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ
ЗЕРКАЛЬНЫХ НЕЙТРОНОВОДОВ-ПОЛЯРИЗАТОРОВ.
НЕЙТРОННО-ОПТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

1981

Способность тепловых нейтронов отражаться от полированных поверхностей с положительной когерентной амплитудой рассеяния широко применяется в практике физического эксперимента. Нейтроноводы, принцип действия которых основан на распространении нейтронов внутри зеркального канала за счет многократных отражений от стенок канала, позволяют формировать чистые пучки тепловых нейтронов.

Среди различных конструкций нейтронowodов наибольшее распространение получила конструкция изогнутого нейтронowodа. Основная отличительная особенность этой конструкции заключается в том, что радиус изгиба ρ и ширина окна a в плоскости изгиба нейтронowodа выбираются так, что полностью исключается возможность прямой видимости зоны реактора из любой точки выходного окна нейтронowodа. Для этого длину нейтронowodа выбирают такой, чтобы удовлетворялось неравенство ^{1/}:

$$L \geq \sqrt{8a\rho}. \quad /1/$$

Выходное окно изогнутого нейтронowodа служит источником тепловых нейтронов, характерной особенностью которого является практически полное отсутствие фона γ -квантов и быстрых нейтронов. Спектр нейтронов на выходе такого источника характеризуется резким обрезанием со стороны длин волн нейтронов меньше некоторого характерного значения λ^* , связанного с геометрическими и физическими параметрами нейтронowodа следующим образом:

$$\lambda^* = \frac{\sqrt{2a/\rho}}{\sqrt{Na_c/\pi}}, \quad /2/$$

где a_c - когерентная амплитуда рассеяния вещества стенок нейтронowodа в Å , N - плотность ядер в Å^{-3} , λ^* - в Å . Для наиболее распространенных конструкций нейтронowodов $\lambda^* = (1 \div 3) \text{Å}$.

Оправдало себя применение изогнутых зеркальных нейтронowodов для получения пучков монохроматических тепловых поляризованных нейтронов ^{1/}. Если стенки нейтронowodа выполнены из намагниченного ферромагнетика, то прошедший пучок нейтронов поляризуется ^{2,3/}, т.к. каждый нейтрон, пролетающий через нейтронowod, испытывает не менее одного отражения от стенок. Степень

поляризации пучка на выходе такого нейтронОВОДА определяется, в основном, поляризующими свойствами ферромагнитных зеркал, из которых он изготовлен, а также средним числом отражений нейтронов от стенок нейтронОВОДА^{/4-6/}.

Два пятиметровых нейтронОВОДА-поляризатора /разработка ЛИЯФ АН СССР/^{/6/} войдут в состав спектрометра тепловых поляризованных нейтронов на импульсном реакторе ИБР-2 ЛНФ ОИЯИ.

В данной работе изучались нейтронно-оптические свойства этих нейтронОВОДОВ с помощью метода времени пролета на реакторе ИБР-30. Особое внимание уделено изучению спектральной и угловой зависимости функции пропускания нейтронов через нейтронОВОД с учетом многократных соударений нейтронов. Рассчитаны функции пропускания в предположении идеальной отражающей способности стенок нейтронОВОДА. Из сравнения рассчитанной функции пропускания с измеренной экспериментально определены потери в нейтронОВОДЕ и их зависимость от длины волны нейтрона и угла падения на стенки. Спектральная и угловая зависимости функции потерь нейтронОВОДОВ позволили сделать оценку нейтронно-оптических качеств поверхности зеркал типа "float glass", используемых в данной конструкции.

§1. ОПИСАНИЕ КОНСТРУКЦИИ ПОЛЯРИЗУЮЩЕГО НЕЙТРОНОВОДА

Основные элементы конструкции 5-метрового нейтронОВОДА и способы его юстировки подробно описаны в работе^{/6/}. Ширина зеркального канала была выбрана так, чтобы обеспечить минимальное значение характерной длины волны λ^* , при разумном значении выходного окна нейтронОВОДА. В результате геометрические характеристики и спектральные характеристики нейтронОВОДА были следующими:

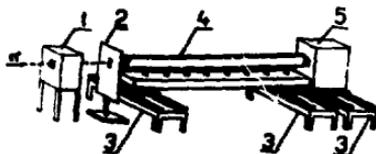
характерная длина волны	$\lambda^* = 1,28\text{Å}$,
длина прямой видимости	$L_1 = 4,49 \text{ м}$,
полная длина нейтронОВОДА	$L_0 = 5,04 \text{ м}$,
ширина окна нейтронОВОДА	
в плоскости изгиба	$a = 2,5 \text{ мм}$,
радиус изгиба	$\rho = 1000 \text{ м}$,
относительный угол	
разворота двух соседних	
секций нейтронОВОДА	$\alpha = 45''$.

Остальные параметры являются стандартными для конструкций нейтронОВОДОВ этой серии^{/6/}. Длина одной зеркальной секции составляет 210 мм, высота - 80 мм, полное число зеркальных секций - 24 шт. /что соответствует полной длине нейтронОВОДА 5,04 м/. Параметры поляризующих зеркал подробно описаны в работе^{/4/}. Полная длина нейтронОВОДА превышала длину прямой видимости в нашем случае в 1,125 раза.

§2. ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ НЕЙТРОННО-ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ НЕЙТРОНОВОДОВ

Нейтроновод, собранный на несущей балке как единое целое, размещался на канале реактора ИБР-30 /см. рис.1/. Конец нейтронновода находился на отметке 60,5 м от зоны реактора, коллимация падающего пучка в горизонтальной плоскости /т.е. в плоскости изгиба нейтронновода/ составляла $0,8 \times 10^{-8}$ рад. Балка нейтронновода своими концами опиралась на юстировочные столы, позволяющие передвигать концы нейтронновода поперек пучка с минимальным шагом 0,1 мм в пределах ± 100 мм. Шаг 0,1 мм в нашем случае соответствовал углу поворота одного из концов нейтронновода на $0,022 \times 10^{-8}$ рад.

Рис.1. Общий вид установки.
1 - коллиматор, 2 - диафрагма,
3 - юстировочные столы, 4 -
поляризующий нейтронновод, 5 -
детектор.



Входное окно нейтронновода устанавливалось на оси пучка. Движением конца нейтронновода угол между осью пучка и осью нейтронновода изменялся в пределах $\pm 2,23 \times 10^{-2}$ рад. Детектор / ^3He , 6 атм./, расположенный непосредственно за нейтронноводом, позволял измерить спектр нейтронов, прошедших через нейтронновод, при различных значениях угла разворота нейтронновода относительно оси пучка. Для измерения спектра нейтронов, падающих на входное окно нейтронновода, последний полностью выдвигался из пучка, а нейтроны при этом пропускались через Cd-диафрагму, имеющую форму входного окна нейтронновода. Диафрагма размещалась по оси пучка на отметке, соответствующей началу нейтронновода. Измерения с нейтронноводом и без него позволили определить потери в нейтронноводe и зависимость его пропускающей способности от длины волны и угла влета нейтронов /при коллимации падающего пучка нейтронов $0,8 \times 10^{-8}$ рад/.

При изучении угловых характеристик пучка нейтронов на выходе из нейтронновода подвижный детектор с узкой Cd щелью отсдвигался на расстояние 2,7 м от выходного окна нейтронновода.

§3. ОБ ОСОБЕННОСТЯХ ПРОПУСКАЮЩЕЙ СПОСОБНОСТИ НЕЙТРОННОВОДОВ

Ограниченная пропускающая способность нейтроннопроводов обусловлена двумя причинами. Первая связана с особенностями процесса отражения тепловых нейтронов от зеркальных поверхностей.

Существование критического угла отражения γ_c приводит к тому, что телесный угол, в пределах которого тепловые нейтроны способны отражаться, проходя через нейтронотвод, мал и определяется величиной $\gamma_c / 10^{-2} \div 10^{-3}$ рад/. Зависимость критического угла отражения от длины волны нейтрона $\gamma_c = \text{const} \cdot \lambda$ приводит к зависимости пропускания идеального нейтронотвода от длины волны нейтрона. Очевидно, что при стремлении $\lambda \rightarrow 0$ пропускание любого нейтронотвода ничтожно.

Второй причиной, приводящей к ухудшению пропускающей способности нейтронотводов, является несовершенство отражающих стенок реальных нейтронотводов. Существует несколько причин, по которым падающие на стенки под углом меньше γ_c нейтроны выбывают из пучка. К ним следует отнести микро- и макро-шероховатости отражающей поверхности, существование поглощающих слоев на поверхности зеркал, возможность увеличения энергии нейтрона за счет неупругого процесса при отражении от поверхности. Причины возможных потерь при отражении тепловых нейтронов от зеркал обсуждались в работах [1,7,8]. Так или иначе, перечисленные эффекты должны приводить к снижению потока нейтронов на выходе реального нейтронотвода. Сравнение спектрального распределения потока нейтронов на выходе нейтронотвода с расчетным значением позволяет определить величину потерь нейтронов, т.е. определить нейтронно-оптические качества конкретного нейтронотвода.

§4. РАСЧЕТ ПРОПУСКАНИЯ ИДЕАЛЬНОГО НЕЙТРОНОТВОДА

Описанный ниже метод расчета позволяет построить спектральную зависимость функции пропускания идеального нейтронотвода для любого расположения нейтронотвода относительно зоны реактора независимо от размеров самой зоны.

В общем случае нейтроны, пересекающие плоскость окна нейтронотвода в точке x /рис.2/, имеют углы влета в пределах γ_1 и γ_2 относительно оси нейтронотвода u . Раствор $\Delta\gamma = \gamma_2 - \gamma_1$ опре-

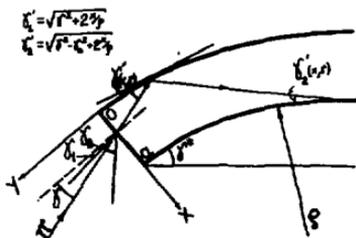


Рис.2. Геометрические характеристики нейтронотвода. ρ - радиус изгиба, a - ширина окна в плоскости изгиба нейтронотвода, γ^* - характерный угол изгиба нейтронотвода, γ - угол влета нейтрона относительно оси нейтронотвода, $\Delta\gamma = \gamma_2 - \gamma_1$ - коллимация пучка, $\gamma'(x, \gamma)$ - углы падения нейтронов на стенки.

деляется поперечным размером зоны реактора и расстоянием от зоны до нейтронотода. Угол γ_0 между осью пучка и осью y ($\gamma_0 = 1/2(\gamma_1 + \gamma_2)$) в общем случае отличается от нуля. Нейтроны, влетающие в нейтронотода под углом γ и имеющие координату x /см. рис.2/, падают на внешнюю стенку нейтронотода под углом γ'_1

$$\gamma'_1(x, \gamma) = \sqrt{\gamma^2 + \frac{2x}{\rho}}. \quad /3/$$

Несложно показать, что угол падения на внутреннюю стенку нейтронотода γ'_2 будет

$$\gamma'_2(x, \gamma) = \sqrt{\gamma^2 + \frac{2x}{\rho} - \gamma_*^2}. \quad /4/$$

Из уравнений /3/ и /4/ видно, что отражения для внешней стенки существуют всегда, в то время как отражения от внутренней стенки наступают только для определенных значений угла влета нейтронов, а именно, при $\gamma'_1 > \gamma_*$.

Поток нейтронов на входе в нейтронотода будет равен

$$\Phi_{\text{вх.}} = \int_{\gamma_1}^{\gamma_2} \int_0^a \Phi_0(\gamma) dx dy. \quad /5/$$

Поток нейтронов на выходе нейтронотода определим, введя вероятность отражения нейтрона при соударении о стенки нейтронотода.

Пусть $R(\gamma')$ - вероятность отражения нейтрона от стенок нейтронотода при угле падения γ' и пусть число соударений о первую и вторую стенки нейтронотода будет n_1 и n_2 соответственно. Тогда зависимость потока от $R(\gamma')$ и $n_{1,2}$ на выходе нейтронотода можно представить в виде:

$$\Phi_{\text{вых.}} = \int_{\gamma_1}^{\gamma_2} \int_0^a \Phi_0(\gamma) R^{n_1(\gamma, x)}(\gamma'_1(\gamma, x)) \cdot R^{n_2(\gamma, x)}(\gamma'_2(\gamma, x)) dx dy. \quad /6/$$

В уравнении /6/ учтено, что значениям x и y на входе нейтронотода соответствуют различные значения γ'_1 и γ'_2 как углов падения на первую и вторую стенки нейтронотода, так и числа соударений с ними. Определим функцию пропускания идеального нейтронотода как

$$T_{\text{и}} = \Phi_{\text{вых.}} / \Phi_{\text{вх.}}. \quad /7/$$

Для изотропного источника $\Phi_0(\gamma) = \Phi_0$, тогда

$$T_{\text{и}} = \frac{1}{(\gamma_2 - \gamma_1) \cdot a} \int_{\gamma_1}^{\gamma_2} \int_0^a R^{n_1(x, \gamma)}(\gamma'_1(x, \gamma)) \cdot R^{n_2(x, \gamma)}(\gamma'_2(x, \gamma)) dx dy. \quad /8/$$

Функция пропускания идеального нейтропровода $T_{\text{и}}$ зависит как от $R(y')$, так и от $\alpha_{1,2}(y, x)$. В расчетах мы использовали коэффициент отражения $R(y')$, полученный из рассмотрения квантово-механической задачи об отражении нейтронов от веществ с положительной когерентной амплитудой рассеяния /см. например, ^{13/} /, т.е.

$$R = \left| \frac{\sqrt{\gamma_c^2 + \gamma'^2} - \gamma'}{\sqrt{\gamma_c^2 + \gamma'^2} + \gamma'} \right|^2, \quad (9)$$

где $\gamma_c = \sqrt{\frac{Na_e}{\pi}} \cdot \lambda$ - критический угол отражения. В нашем случае $\gamma_c = 1,75 \times 10^{-8} \cdot \lambda$.

Из зависимости критического угла отражения от длины волны нейтрона λ следует, что $T_{\text{и}} = T_{\text{и}}(\lambda)$. Для расчета функции $T_{\text{и}}(\lambda)$ по формуле /8/ была составлена программа, которая позволяла вычислять также значения среднего угла падения на стенки нейтропроводов $\bar{\gamma}$ и среднее число соударений \bar{n} со стенками. Усреднение проводилось по всем возможным значениям углов γ и координат x влета в нейтропровод в пределах заданной коллимации $\Delta\gamma$ и ширины окна a .

§5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЯ ФУНКЦИЙ ПРОПУСКАНИЯ И ПОТЕРЬ

На рис.3 показаны результаты измерения функции пропускания описанного выше нейтропровода. На рис.3а /кривые 2 и 3/ показаны экспериментальные спектры, полученные на выходе нейтропровода для двух значений угла поворота нейтропровода относительно оси пучка. Кривая 1 - спектр нейтронов на входе в нейтропровод, полученный путем пропускания через кадмиевую диафрагму /см. рис.1/. Из рис.3а следует, что интенсивность пропущенного через нейтропровод пучка значительно меньше интенсивности падающего и зависит от угла влета в нейтропровод. Характерной особенностью спектров на выходе нейтропровода является практически отсутствие нейтронов с длиной волны $\lambda < 0,7 \text{ \AA}$.

На рис.3б /кривые 1' - 4'/ представлены значения функции $T_{\text{и}}(\lambda)$, рассчитанной по формуле /8/ для различных углов поворота нейтропровода /при коллимации пучка $\Delta\gamma = \gamma_2 - \gamma_1 = 0,8 \times 10^{-3} \text{ рад/}$. $T_{\text{и}}$ нормирована на 1/2 с учетом потерь, связанных с поляризацией пучка при прохождении через нейтропровод.

Кривые 1-4 на рис.3б соответствуют экспериментальным значениям $T_{\text{э}}(\lambda)$, полученным путем деления спектров на выходе нейтропровода на входной спектр. Наблюдается значительное отклонение экспериментальных значений спектральной зависимости пропускания от ожидаемых для идеального нейтропровода. Из по-

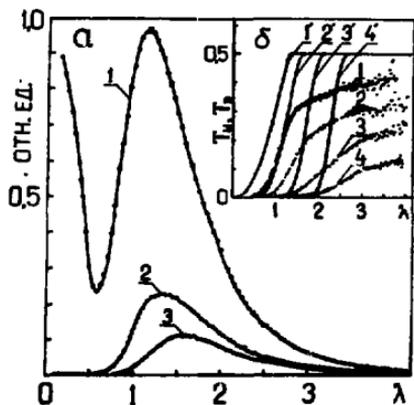


Рис. 3. а/ 1 - спектр нейтронов на входе в нейтронород, 2 и 3 - спектры, полученные на выходе из нейтронорода для углов поворота нейтронорода относительно оси пучка: $\gamma_0 = -0,24 \times 10^{-8}$ рад и $\gamma_0 = 1,43 \times 10^{-8}$ рад соответственно. б/ 1-4 - экспериментальные значения функции пропускания $T_\lambda(\lambda)$ для значений $\gamma_0 = -0,24 \times 10^{-8}$, $1,43 \times 10^{-8}$, $2,5 \times 10^{-8}$, $3,65 \times 10^{-8}$ рад соответственно. 1' - 4' - рассчитанные значения функции пропускания $T_\lambda(\lambda)$ для тех же углов поворота.

Рис. 5. а/ 1, 2, 3, 4, 5 - спектральные зависимости среднего значения числа соударений $\bar{n}(\lambda)$ для углов $\gamma_0 = -0,24 \times 10^{-8}$, $0,32 \times 10^{-8}$, $1,43 \times 10^{-8}$, $2,54 \times 10^{-8}$, $3,65 \times 10^{-8}$ рад соответственно. б/ 1, 2, 3, 4, 5 - спектральные зависимости среднего значения угла падения на стенку нейтронорода для $\gamma_0 = -0,24 \times 10^{-8}$, $0,32 \times 10^{-8}$, $1,43 \times 10^{-8}$, $2,54 \times 10^{-8}$, $3,65 \times 10^{-8}$ рад соответственно.

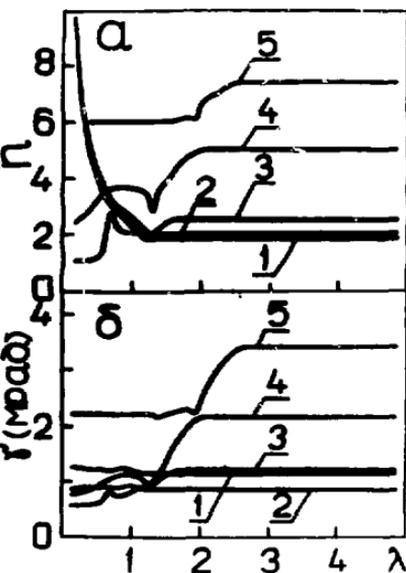


Рис. 4. 1, 2, 3, 4, 5 - спектральные зависимости потерь в нейтронороде для углов поворота $\gamma_0 = -0,24 \times 10^{-8}$, $0,32 \times 10^{-8}$, $1,43 \times 10^{-8}$, $2,54 \times 10^{-8}$, $3,65 \times 10^{-8}$ рад соответственно.

ведения кривых 1-4 следует, что с увеличением угла поворота пропускание падает. Рассчитанные функции ($T_{\text{и}}(\lambda)$) и полученные экспериментально ($T_{\text{э}}(\lambda)$) позволяют восстановить зависимость от λ потерь в реальном нейтроноводе. На рис.4 представлена функция потерь $L(\lambda)$ в нейтроноводе. Зависимость $L(\lambda)$ определялась по формуле

$$L(\lambda) = \frac{T_{\text{и}}(\lambda) - T_{\text{э}}(\lambda)}{T_{\text{и}}(\lambda)} \quad /10/$$

Из рис.4 следует, что потери растут с уменьшением длины волны нейтронов при всех углах поворота нейтроновода. Для одной и той же длины волны потери возрастают с увеличением угла поворота нейтроновода относительно оси пучка.

Обсудим подробнее ход зависимости потерь от угла падения и длины волны нейтрона. Основной причиной потерь является, безусловно, отличие реального коэффициента отражения $R_{\text{R}}(\lambda, \gamma)$ от идеального /см. формулу /10//. В общем случае потери зависят еще от среднего числа соударений \bar{n} , которое, в свою очередь, зависит от длины волны λ и угла падения на стенку γ' . Для более детального представления о характере и причинах потерь были рассчитаны спектральные зависимости среднего в пределах коллимации и ширины окна значения числа соударений $\bar{n}(\lambda)$ /рис.5а/, а также среднего значения угла падения на стенки нейтроновода γ' /рис.5б/ для нескольких углов γ_0 . Зная функции $\bar{n}_{\gamma_0}(\lambda)$ /рис.5а/, можно качественно объяснить поведение функции потерь $L_{\gamma_0}(\lambda)$ в нейтроноводе. Так, из вида $\bar{n}_{\gamma_0}(\lambda)$ следует, что для каждого угла поворота нейтроновода γ_0 существует область $\lambda > \lambda_{\gamma_0}$, где $\bar{n}(\lambda) = \text{const}$, $\gamma'(\lambda) = \text{const}$ в которой особенности функции пропускания $T_{\text{э}}(\lambda)$ и функции потерь $L(\lambda)$ связаны только с особенностями реального коэффициента отражения при однократном соударении $R_{\text{R}}(\lambda, \gamma')$.

Уменьшение потерь в области $\lambda < \lambda_{\gamma_0}$ для больших значений угла поворота нейтроновода /рис.4, кривые 4,5/ объясняется падением числа соударений в этой области /рис.5а, кривые 4,5/, в то время как значительному росту потерь с уменьшением длины волны нейтронов для малых значений угла поворота нейтроновода /рис.4, кривые 1,2/ способствует быстрый рост $\bar{n}(\lambda)$ в этой области длин волн /рис.5а, кривые 1,2/. В общем случае для определения реального коэффициента потерь $K_{\text{R}}(\lambda, \gamma)$ при однократном соударении на основании полученных экспериментально кривых $T_{\text{э}}(\lambda)$ необходимо принять некоторые модельные представления о механизме потерь при отражении, т.е. о виде $R_{\text{R}}(\lambda, \gamma)$. Подставляя в формулу /8/ различные значения $R_{\text{R}}(\lambda, \gamma)$, можно выбрать R_{R} , дающие наиболее правдоподобное описание экспериментально полученных результатов для $T_{\text{э}}(\lambda)$. Моделирование функции $R_{\text{R}}(\lambda, \gamma)$ не входило в задачи нашей работы. Если сделать грубое

предположение о том, что

$$R_R(\lambda, \bar{\gamma}') = [T(\lambda, \bar{\gamma}'(\lambda))]^{1/\bar{n}(\lambda)}, \quad //11/$$

то некоторые характерные особенности $R_R(\lambda, \gamma)$ можно извлечь, используя расчетные значения $\bar{\gamma}'$ и \bar{n} /рис.5/. Так, в области значений $\lambda > 2,5 \text{ \AA}$ $R_R(\lambda, \gamma') / \gamma' \in 1 \div 3 \times 10^{-8}$ рад/ слабо зависит от λ и γ' и остается на уровне $0,82 \pm 0,87$, однако резкое возрастание потерь в области $\lambda \leq 1,2 \text{ \AA}$ при малых значениях $\bar{\gamma}' = 10^{-8}$ рад /рис.4, кривые 1,2/ нельзя объяснить только ростом числа соударений $\bar{n}(\lambda)$, следует предположить заметное падение R_R до значений порядка $0,25 \pm 0,30$. Причиной немонотонного поведения кривых 1,2 на рис.4 может быть дифракционный характер отражения от поверхности зеркал с частично угорядоченными мелкомасштабными неоднородностями.

§6. УГЛОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПУЧКА НЕЙТРОНОВ, СФОРМИРОВАННОГО НЕЙТРОНОВОДОМ

Для измерения распределения потока нейтронов поперек пучка детектор отодвигался на расстояние 2,7 м от выхода нейтроновода. Были сняты кривые зависимости счета детектора от его поперечного положения при различных углах поворота нейтроновода. При этом на детекторе устанавливалась узкая щель шириной ~0,5 мм. Полученные результаты приведены на рис.6. Координата x детектора отсчитывалась в мм от выходной оси нейтроновода, совпадающей по направлению с касательной к последнему зеркалу нейтроновода, проведенной через середину выходного окна ($x=0$). Кривая на рис.6в соответствует нулевому развороту нейтроновода. Кривые а,б и г,д на рис.6 соответствуют поворотам нейтроновода, при которых падающие нейтроны попадают преимущественно на внутреннюю или внешнюю стенки нейтроновода соответственно. На рис.6е точками приведена кривая, полученная суммированием кривых рис.6а,б,в,г,д. Сплошная кривая на рис.6е - результат измерения потока нейтронов непосредственно в плоскости выходного окна нейтроновода /ширина окна нейтроновода - 2,5 мм/. Измерение проводилось с помощью детектора, позволяющего иметь пространственное разрешение ~0,2 мм. Кривые рис.6 имеют приблизительно одинаковую полуширину / ≈ 10 мм/, которая соответствует угловой расходимости пучка $\alpha = 3,7 \times 10^{-3}$ рад. Такое значение α в 4,6 раза превышает коллимацию пучка $\Delta\gamma = 0,8 \times 10^{-3}$ рад на входе нейтроновода. Значение угловой расходимости вылетающих нейтронов оказалось равным $\sim 1,65 \times \gamma^*$, где γ^* - характерный угол изгиба нейтроновода /см. рис.1/. Наблюдается смещение центра пучка вылетающих нейтронов относительно

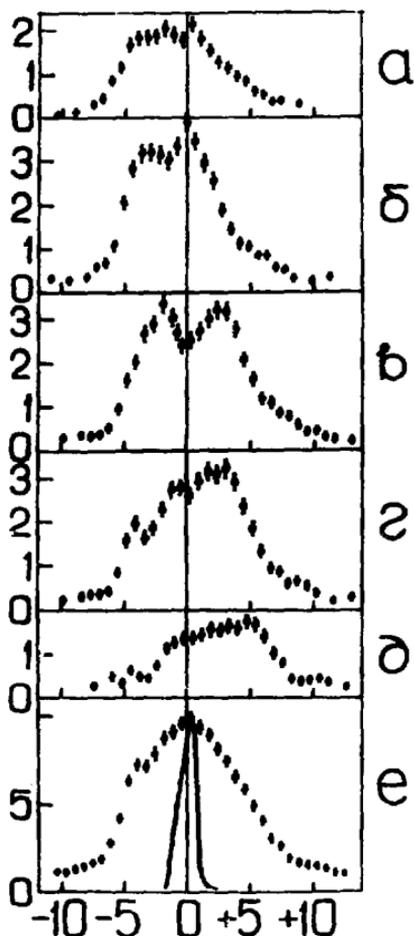
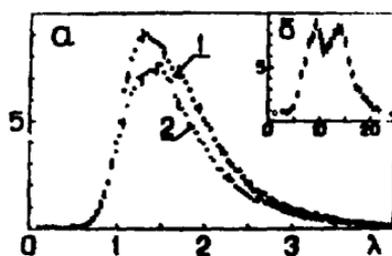


Рис.6. Кривые зависимости счета от поперечного положения детектора при углах поворота нейтронов в мрад: а/ $\gamma_0 = -3$, б/ $\gamma_0 = -1,9$; в/ $\gamma_0 = 0$, г/ $\gamma_0 = 0,33$; д/ $\gamma_0 = 1,43$. Сплошная кривая на рис. е/ - поток нейтронов в плоскости выходного окна нейтроновода, точками на рисунке е/ показана сумма кривых а, б, в, г.

Рис.7. а/ 1 и 2 - спектры нейтронов, соответствующие правой и левой частям пучка, профиль которого изображен на рис.7б.



выходной оси нейтроновода в зависимости от значения среднего угла γ_0 влета нейтронов в нейтроновод. Заметное "выедание" в потоке вылетающих нейтронов в направлении выходной оси нейтроновода /рис.6/, видимо, связано с тем, что в этом направлении значительный вклад в полный поток дают нейтроны, испытывающие гирляндные отражения вдоль внешней стенки нейтроновода. Такие нейтроны испытывают максимальное число соударений, это должно приводить к снижению числа пропущенных нейтронов. На рис.7а кривые 1 и 2 соответствуют спектрам нейтронов правой и левой частей пучка, показанного на рис.7б. Наблюдаемая зависимость формы спектра нейтронов от координаты x в плоскости

изгиба нейтронотода должна приводить к некоторым характерным особенностям спектрометров, использующих изогнутые нейтронотода в качестве источника нейтронов. В измерениях, связанных с изучением особенностей спектра нейтронов, рассеянных образцом, в которых требуется нормировка на падающий спектр /например, дифракционные измерения по методу времени пролета/, эта особенность может привести к значительным затруднениям при обработке экспериментальных результатов. Действительно, всякие изменения эффективного размера образца вдоль оси x , возникающие, например, при его поворотах, будут приводить к изменению эффективного спектра нейтронов, падающих на образец. Это затруднение исчезнет в том случае, если изучаемый образец имеет ось симметрии /цилиндр/ и вращается вокруг одной оси. При использовании трехосных гониометров образцы должны иметь форму шара. В поляризационных установках, использующих два нейтронотода в качестве поляризатора и анализатора /второй нейтронотода ставится в рассеянном пучке/, будут значительные потери из-за расходимости пучка. Для этого необходимо образец и второй нейтронотода размещать как можно ближе к перелому. Как правило, в поляризационных установках такое размещение невозможно. Это связано с размещением вдоль пучка спин-флиппера и магнитов, осуществляющих проводку спина. В этом случае нежелательную расходимость пучка можно исключить путем применения немагнитного зеркального канала на участке от нейтронотода-поляризатора до образца и от образца до анализатора.

ВЫВОДЫ

1. Экспериментально получена функция пропускания нейтронов $T_3(\lambda)$ изогнутого 5-метрового поляризующего нейтронотода при коллимации падающего пучка $0,8 \times 10^{-3}$ рад для различных значений угла поворота нейтронотода относительно оси пучка.

2. С помощью программы расчета функции пропускания $T_i(\lambda)$ для идеального нейтронотода, определены спектральная и угловая зависимости потерь нейтронов в нейтронотоде. Наблюдается значительный рост потерь:

а/ при уменьшении длины волны при фиксированном угле влета нейтронов;

б/ при увеличении угла влета нейтронов при фиксированной длине волны.

3. Измерен поперечный профиль пучка нейтронов, вылетающих из нейтронотода, а также форма спектра в зависимости от поперечного положения детектора, наблюдается различие в форме спектров нейтронов в зависимости от поперечного положения детектора.

В заключение авторы искренне благодарят А.Байорека, по инициативе которого были начаты работы по созданию нейтронно-водов-поляризаторов, Ю.М.Останевича, оказавшего большую поддержку на протяжении всего времени создания и экспериментальной проверки их физических свойств, Г.М.Драбкина, В.А.Трунова, В.А.Кудряшова, А.П.Булкина за большой вклад в разработку и создание нейтронно-водов и плодотворное сотрудничество, а также А.В.Петренко и М.И.Кривоустова за помощь при проведении экспериментов. Авторы благодарят В.М.Назарова, любезно предоставившего в их распоряжение Li двухслойный детектор.

ЛИТЕРАТУРА

1. Maier-Leibnitz H. Uses for Pulsed Triga Reactor. Rept. GA-3075, 1962; Майер-Лейбниц Г., Спрингер Т. В кн.: Оптимизация нейтронных пучков. Атомиздат, М., 1965, с.139.
2. Ахиезер А.И., Померанчук И.Я. ЖЭТФ, 1948, 18, с.475; Некоторые вопросы теории ядра. ОГИЗ технико-теоретич. лит-ры. М.-Л., 1948.
3. Абов Ю.Г., Гулько А.П., Крупчицкий Г.А. Поляризованные медленные нейтроны. Атомиздат, М., 1966.
4. Драбкин Г.М. и др. ЖЭТФ, 1976, 69,12, с.1916-1925.
5. Драбкин Г.М. и др. ЖЭТФ, 1977, 47, 1, с.203,208.
6. Булкин А.П. и др. Препринт ЛИЯФ АН СССР, №505, 1979.
7. Басс Ф.Г., Фукс И.М. Рассеяние волн на статистически неровной поверхности. "Наука", М., 1972.
8. Bally D. et al. Rev.Sci.Instr., 1962, 33, p.916.

Рукопись поступила в издательский отдел
10 августа 1981 года.