

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P13-97-372

Т.Л.Еник, Л.В.Мицына, Г.С.Самосват, А.А.Смирнов,
Р.В.Харьюзов

НЕЙТРОННЫЙ СПЕКТРОМЕТР УГРА:
РАБОТА В ВАКУУМЕ
И РАСЧЕТЫ ПАРАЗИТНЫХ РАССЕЯНИЙ

1997

Нейтронный спектрометр УГРА:

работа в вакууме и расчеты паразитных рассеяний

Описаны первые эксперименты с откачкой камеры рассеяния. Устранение воздушной компоненты уменьшило фон спектрометра при нейтронных энергиях 3—100 кэВ в 5—40 раз. Описаны расчеты эффектов от вторичных рассеяний нейтронов на окружающих образец материалах и в самом образце. Показано, что перерассеяние в камере и комнате можно учесть с точностью до $\sim 10^{-4}$, а для поправки на многократное рассеяние в образце разработан алгоритм на основе метода Монте-Карло и метода интегрирования, известного из литературы.

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

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 1997

Перевод авторов

Enik T.L. et al.

P13-97-372

Neutron Spectrometer UGRA:

Operation in Vacuum and Calculations of the Harmful Scattering

The first experiments with pumping out the scattering chamber are described. The air component removal has decreased the spectrometer background 5—40 times at neutron energies 3—100 keV. Calculations for effects of neutron secondary scattering by materials surrounding the sample and by the sample itself are described. It is shown that the rescattering in the chamber and the room can be taken into account with an accuracy up to $\sim 10^{-4}$. An algorithm of correcting for multiple scattering in the sample has been worked out, which is based on Monte Carlo method and the method of integration known from literature.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 1997

1. ВВЕДЕНИЕ

В нашем первом Сообщении ОИЯИ [1] было рассказано об устройстве нового нейтронного спектрометра УГРА, сооруженного на 250-метровой времяпролетной базе бустера ИБР-30 и предназначенного для прецизионных измерений угловых распределений нейтронов с энергиями от долей до десятков кэВ, рассеиваемых ядрами в диапазоне углов 25–155°. Были кратко описаны детекторы и управление спектрометром — ручное и от компьютера. Значительное внимание уделено методу извлечения из экспериментальных спектров параметров дифференциального сечения рассеяния

$$\sigma(\theta) = \frac{\sigma_s}{4\pi} [1 + \omega_1 \cos\theta + \omega_2 P_2(\cos\theta)], \quad (1)$$

где θ — угол рассеяния, σ_s — интегральное сечение рассеяния, ω_1 и ω_2 — параметры анизотропии рассеяния. Были приведены также результаты первых экспериментальных исследований основных параметров установки при ее работе с неоткачанной камерой рассеяния и с двумя нейтронными детекторами вместо планируемых шестнадцати. Там содержатся сведения о светосиле спектрометрического комплекса ИБР-30 + УГРА и абсолютной эффективности его детекторов, о функции временного разрешения и вычислении средней энергии нейтронов в интервалах времени пролета, а также о фоне от рассеяния нейтронов воздухом в камере.

В настоящей работе сообщается об испытаниях спектрометра с откачкой его камеры и о расчетах вкладов некоторых "лишних" рассеяний, имеющих место даже при вакууме в камере.

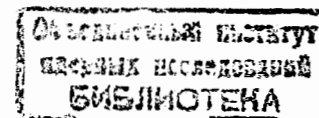
2. РАБОТА С ОТКАЧКОЙ КАМЕРЫ РАССЕЙЯНИЯ

Обычный газоразрядный детектор, нормально работающий в атмосферном воздухе при напряжении ~ 3 кВ, в невысоком вакууме ~ 50 – 500 мкм Hg, характерном для нейтронных камер на ИБР-30, работать не может из-за интенсивных разрядов между любыми проводниками с большой разностью потенциалов. Многократные попытки изолировать все высоковольтные части (включая разъемы) монтажа батареи гелиевых счетчиков, оставляя возможность ее разборки в случае необходимости, не дали желаемого результата. Только после того, как детекторы были помещены в легкие герметичные кожухи с

выводами высокого напряжения, питания предусилителей и с выводом сигналов (внутри кожухов атмосферное давление воздуха, а снаружи — форвакуум), они заработали нормально. Высоковольтные кабели соединялись в вакууме камеры с помощью спая, погруженного в сосуд с трансформаторным маслом.

Перед началом испытаний исходная конфигурация установки была следующей. Камера рассеяния состыкована с участком нейтронновода длиной 4,7 м в сторону ИБР-30, торцы этой системы закрыты алюминиевыми заглушками толщиной 2 мм, а внутри нее — воздух. С обеих сторон к установке примыкают вакуумированные нейтронноводы так, что спереди (со стороны ИБР-30) нейтроны пробегают воздушный промежуток длиной 3,6 м, а сзади — 0,4 м. В камере — два детектора, рассеивающий образец — пластина кадмия 120×200 мм² толщиной 3,5 мм. Вторая конфигурация отличалась от первой только тем, что из камеры был откачан воздух. В третьей конфигурации с помощью специальных вставок был ликвидирован передний воздушный промежуток вместе с двумя заглушками. Наконец, в четвертой конфигурации то же самое было сделано и с задним воздушным промежутком.

В каждой конфигурации спектрометра измерялись спектры под углами 25° и 155°, с образцом в пучке и вне пучка, только с фильтром Al толщиной 6 см и с добавлением к нему 4 см порошка $KMnO_4$, т.е. было измерено 32 спектра. Начальные участки восьми из них, приведенных к экспозиции 6 часов, показаны на рис.1. Четыре спектра с образцом графически неразличимы и изображены точками 1. Причина этого, в частности, в том, что устранение рассеяния в детектор воздухом практически компенсируется увеличением потока нейтронов на образец за счет устранения воздуха на их пути. Более интересны четыре спектра без образца, пронумерованные от 2 до 5 в порядке описанных выше конфигураций установки. Если спектры 3 и 4 почти совпадают, то спектр 5 как будто "выродился": в нем заметен только пик ненужных нам быстрых нейтронов, а в остальной части счет упал практически до уровня собственного фона детектора (~ 1 имп/с). Это означает, что подавляющая часть счета детектора во второй и третьей конфигурациях (спектры 3 и 4) вызывалась нейтронами, рассеивавшимися задним воздушным промежутком с алюминиевыми заглушками. Главный же вывод из рис.1



таков: при выведении образца из пучка счет детектора при нейтронных энергиях 3–100 кэВ падает примерно в 2–4 раза, если в камере воздух, и примерно в 10–150 раз, если в ней вакуум.

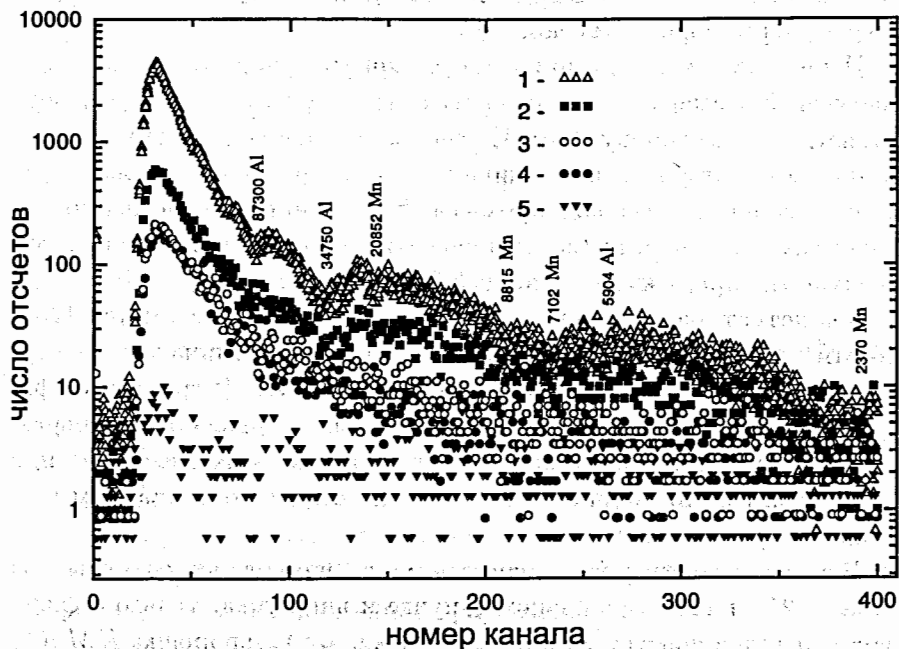


Рис.1. Фрагменты спектров детектора, стоящего под углом 25° к пучку; в пучке — фильтры Al и $KMnO_4$, экспозиция 6 часов. 1 — спектры с образцом Cd , 2–5 — спектры без образца в четырех конфигурациях установки (см. текст)

На рис.2 показаны два спектра нейтронов, рассеянных на угол $110,3^\circ$ круглым образцом ^{238}U диаметром 195 мм и толщиной 3 мм. Темными точками изображен спектр, измеренный, когда в пучке только фильтр B_4C для устранения "рециклических" нейтронов, светлыми точками — когда в пучок добавлены Al и $KMnO_4$. Первый спектр измерялся 5 часов, второй спектр — 22 часа, но приведен к 5 часам. Сверху указаны энергии (в эВ) резонансов рассеивателя, снизу — резонансов фильтров.

Как видно из рисунка, фильтры снижают интенсивность счета примерно втрое, но зато позволяют "увидеть" фон, визуализирующийся в провалах "черных" резонансов. Он имеет три основных ком-

поненты: собственный фон детектора, фон от рассеяния образцом запаздывающих нейтронов в пучке и фон от нейтронов, рассеянных образцом раньше и попавших в детектор после "блуждания" в комнате. Если первая компонента равномерна во времени, то две последние довольно резко возрастают к малым временам пролета: вторая — по причине роста размножения в бустере, третья — из-за естественного роста временной плотности числа нейтронов.

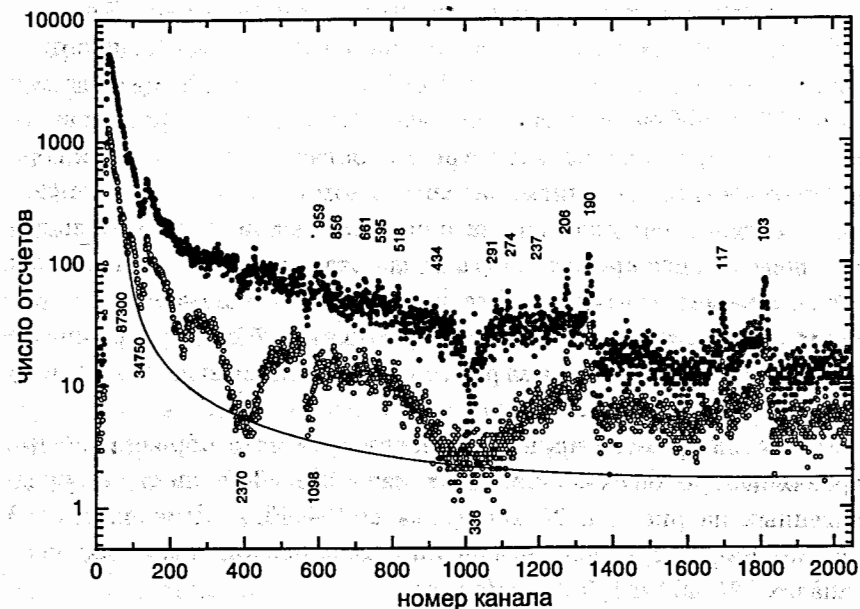


Рис.2. Спектры нейтронов, рассеиваемых образцом ^{238}U на угол $110,3^\circ$; экспозиция 5 часов; светлые точки — с фильтрами Al и $KMnO_4$, темные точки — без фильтров. Энергии резонансов в эВ: наверху — ^{238}U , внизу — фильтров. Гладкая кривая — фон

Суммарный фон должен быть плавной функцией от времени пролета, что и было реализовано путем подгонки к резонансным провалам полинома со степенями номера канала от -1 до 2 (см. кривую на рис.2). Таким образом, эффекту рассеяния полезных нейтронов соответствует только та часть спектра, которая расположена выше кривой фона. При этом, если в камере воздух, то из такого спектра-разности необходимо вычесть подобный же спектр-разность, зарегистрированный без образца, т.е. учесть рассеяние воздухом (внося еще при

необходимости поправку на экранирование воздуха образцом).

В нашем же случае вакуумированной камеры ситуация с фоном значительно лучше, но, к сожалению, не в тысячу или более раз, как было бы, если бы весь фон без образца происходил от рассеяния на остаточном газе. Уже по пикам быстрых нейтронов в районе 30-го канала в спектрах 2 и 5 на рис.1 можно заключить, что откачка камеры и ликвидация заглушек на нейтронноводе вблизи камеры дает ослабление фона только примерно в 70 раз. Цифра ослабления (~ 30 раз) была получена нами из тех же спектров по превышению суммарного счета в каналах 75-130 и 131-186 по сравнению со счетом в каналах 375-430 (это провал резонанса ^{55}Mn 2,37 кэВ). По всей вероятности, все превышение в спектре 5 собственного фона детектора следует отнести к еще одной, четвертой компоненте фона. Она связана с неидеальной коллимацией пучка, вследствие чего небольшая часть нейтронов попадает на рамку держателя образцов и стенки камеры, а затем в детектор. Это имеет место и в измерениях с образцом, а потому до получения вышеупомянутого спектра-разности с образцом из полного спектра с образцом надо вычесть полный спектр без образца.

В качестве примера приводим расчеты эффекта образца Cd при энергиях нейтронов около 4,2 кэВ (каналы 275-330 в спектрах, представленных на рис.1) и 25 кэВ (каналы 134-138). Вместо кривой фона, как на рис.2, использовались провалы ближайших резонансов в каналах 375-430 и 115-119. Итак:

$$4,2 \text{ кэВ} \begin{cases} \text{в воздухе: } (1144 - 277) - (508 - 161) = 520 \pm 46(8,8\%); \\ \text{в вакууме: } (933 - 80) - (231 - 69) = 691 \pm 36(5,2\%). \end{cases}$$

$$25 \text{ кэВ} \begin{cases} \text{в воздухе: } (467 - 276) - (180 - 109) = 120 \pm 32(27\%); \\ \text{в вакууме: } (417 - 9) - (200 - 13) = 221 \pm 25(11\%). \end{cases}$$

Видно, что в вакууме регистрируется больше нейтронов (нет ослабления пучка воздухом) и с лучшей точностью (фон меньше).

3. РАСЧЕТЫ ПАРАЗИТНЫХ ЭФФЕКТОВ

Истинное угловое распределение рассеяния нейтронов, полностью соответствующее дифференциальному сечению $\sigma(\theta)$, можно было бы измерить только в бесконечном безвоздушном пространстве с беско-

нечно тонким образцом-рассеивателем. В любой же реальной установке всегда присутствуют два паразитных эффекта, искажающие извлекаемое $\sigma(\theta)$: перерассеяние, т.е. попадание нейтронов в детектор из образца после вторичного рассеяния где-либо вне образца, и многократное рассеяние нейтронов в образце. Ниже мы детально рассматриваем эти эффекты, разделив первый из них на две составляющие.

3.1. Перерассеяние воздухом, камерой и комнатой

Приближенная количественная оценка этого эффекта может быть сделана следующим образом. Однократное перерассеяние на пути образец - нечто - детектор может происходить на любом веществе, находящемся в "конусе обзора" детектора, и только на этом веществе.

Каждая точка рабочего объема детектора имеет свой конус обзора, и, как первое приближение, ниже приведены расчеты с конусом обзора для одной центральной точки детектора. Осевое сечение этого конуса, имеющего вершину в центре детектора и образованного краем 175-миллиметрового канала в защите детектора, изображено на рис.3 вместе с имеющимися в конусе деталями для случая, когда рамка держателя образцов с круглым образцом перпендикулярна пучку нейтронов, а детектор находится на платформе в положении 45° (средний угол рассеяния $50,1^\circ$). Рассмотрим последовательно роль каждой детали.

Наибольший эффект, если в камере воздух при атмосферном давлении, дает вписанный в конус воздушный шар диаметром 412 мм с центром в центре образца. Принимая за средний путь рассеянного образцом нейтрона в этом шаре радиус шара, а за коэффициент рассеяния воздухом величину $\Sigma = 0,045 \text{ м}^{-1}$, находим, что вероятность перерассеяния в шаре составляет 0,93%. Это и есть искомым нами эффект шара, ибо телесный угол от него на детектор — практически тот же, что и от образца.

Перерассеяние нейтронов воздухом между детектором и шаром можно не учитывать, так как угол их рассеяния образцом близок к углу детектора, и эффект сводится таким образом к некоторому уширению функции углового разрешения, что несущественно.

Для подсчета эффектов остальных деталей, находящихся в конусе за образцом и шаром воздуха вокруг него, надо найти отношение доли нейтронов, рассеянных образцом и попавших в детектор в ре-

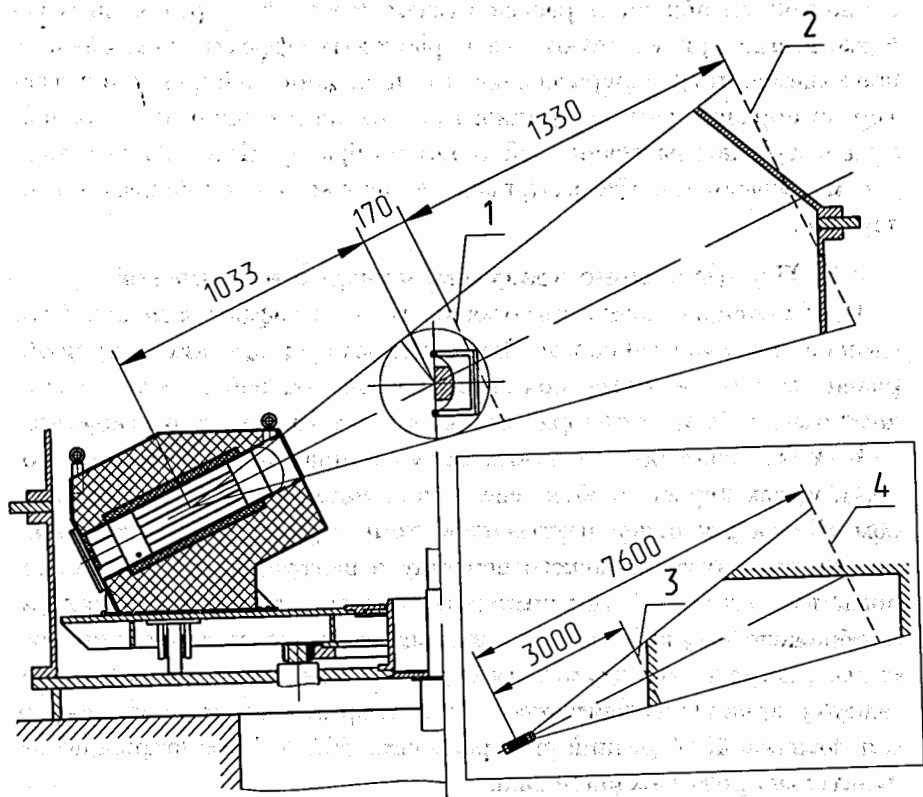


Рис.3. "Конус обзора" детектора. В центре камеры — образец в рамке держателя (облучаемая часть заштрихована). 1 — ближняя граница внутреннего конуса; 2 — его дальняя граница, она же — эквивалент стенки камеры и ближняя граница внешнего конуса; 3 — дальняя граница внешнего конуса, она же — эквивалент ближней стены комнаты; 4 — то же для дальней стены (с потолком)

результате перерасеяния на данной детали, и доли нейтронов, попавших в детектор от образца непосредственно:

$$\delta = \frac{p_1 t_1 S p_2 t_2}{p_0}, \quad (2)$$

где p_1, p_2 и p_0 — деленные на 4π телесные углы от образца на деталь, от детали на детектор и от образца на детектор соответственно,

t_1 и t_2 — пропускание нейтронов на пути образец-деталь и деталь-детектор, а S — вероятность рассеяния нейтронов деталью. Результаты расчетов по формуле (2), в ходе которых "видимые" части вакуумной камеры, стен и потолка комнаты заменялись эквивалентными по рассеянию и перпендикулярными оси конуса кругами, а для вычисления p_1 и p_2 у двух воздушных усеченных конусов применялось интегрирование вдоль их осей, можно видеть в таблице 1.

Таблица 1

Эффект перерасеяния $\delta \cdot 10^5$

Источник перерасеяния	Шар	Конус внутренний	Камера	Конус*)	Комната*)	Сумма*)
В камере воздух	930	150	81	4 ÷ 11	70 ÷ 4	1240 ÷ 1180
В камере вакуум	0	0	94	5 ÷ 12	80 ÷ 5	180 ÷ 110

*) Числа слева относятся к случаю, когда расстояние детектор — стена комнаты равно 3 м, а справа — когда оно 7,6 м.

Заслуживают пояснения величины в предпоследнем столбце для перерасеяния комнатой. Они получены с использованием выражения для вероятности однократного рассеяния нейтрона в заднюю полусферу от плоского слоя вещества толщиной d с полным сечением σ и плотностью ядер n :

$$W = \frac{\sigma(\theta)\Delta\Omega}{\sigma\cos\alpha} \frac{1 - e^{-n\sigma d(\frac{1}{\cos\alpha} + \frac{1}{\cos\beta})}}{\frac{1}{\cos\alpha} + \frac{1}{\cos\beta}}, \quad (3)$$

где θ — угол рассеяния, α и β — углы входа и выхода нейтрона относительно нормали к поверхности слоя, $\sigma(\theta)$ — дифференциальное сечение рассеяния, $\Delta\Omega$ — телесный угол детектора. При изотропном рассеянии и отсутствии поглощения $\sigma(\theta) = \sigma/4\pi$, и если $\theta \approx 180^\circ$, то $\beta \approx \alpha$. Таким образом, для толстой стены, когда экспонента в (3) зануляется, в обозначениях (2) имеем

$$W = p_2 S, \quad S = 0,5$$

независимо от α и материала стены.

Итак, глядя на числа в таблице 1, можно видеть, что откачка камеры существенным образом уменьшает эффект перерасеяния δ — примерно в 7–10 раз, оставляя его на уровне $(1 \div 2) \cdot 10^{-3}$. Конечно, этот результат довольно приближенный (вторые значащие цифры у величин в таблице не вполне надежны), ибо при его получении мы пренебрегали (хотя и небольшой) анизотропией всех актов рассеяния. Кроме того, он относится к одной средней энергии нейтронов из диапазона $\sim 0,5 - 80$ кэВ. Необходим более точный расчет соответствующих поправок с учетом всех факторов для каждого угла детектора и каждой энергетической группы нейтронов. Тогда можно будет надеяться иметь связанную с этими поправками систематическую относительную ошибку в интенсивностях рассеяния под разными углами порядка 10^{-4} , что достаточно для измерения поляризуемости нейтрона [2].

3.2. Перерасеяние держателем образцов

В настоящее время спектрометр имеет довольно массивный алюминиевый держатель образцов, похожий на лестницу с четырьмя перекладинами (см. рис.1 в [1]), которые вместе с боковинами образуют три рамки с проемом 20 см высотой и 39 см шириной у каждой. Перекладины и боковины имеют прямоугольное сечение 2×2 см² и продольные пазы для крепления образцов.

Чтобы попасть в рамку, нейтрон должен вылететь из образца под очень острым углом относительно плоскости образца, и, следовательно, необходимо учесть многократное рассеяние и выход нейтронов из торцов образца. Мы разыгрывали эти события для облучаемой части образца 12×18 см² в центре рамки, перпендикулярной падающему пучку, и нашли, в частности, следующее. Из 10^6 нейтронов, падающих равномерно по площади образца с величиной $n\sigma d = 0,195$, ~ 176000 рассеиваются в 4π , а ~ 3800 из них попадают в рамку (на $\sim 24\%$ после двух и более актов рассеяния). Это позволяет с учетом количества алюминия в рамке найти ее эффект перерасеяния δ . В формулу (2) надо подставить $p_1 = 0,022$ (хотя это и не только телесный угол), $S = 0,18$, $t_1 = t_2 = 1$ и $p_2 = p_0$, что дает $\delta = 0,40\%$.

Этот довольно неблагоприятный из-за значительной величины δ результат нехорош еще и тем, что он имеет место только тогда, когда детектор "смотрит" на рамку под острым углом. С приближением этого угла к прямому рамка выходит из конуса обзора, и δ

уменьшается, что точно рассчитать невозможно. Поэтому для крепления образцов потребуются иное конструктивное решение. Например, можно сделать плоскую рамку не толще образца. Тогда нейтроны будут попадать в нее только из торцов образца, и их должно быть очень мало. По расчетам, эффект δ составит около 0,005% при толщине рамки 2 мм.

3.3. Многократное рассеяние

Моделировалось рассеяние в стоящем перпендикулярно пучку плоском образце, имеющем полное сечение σ и дифференциальное сечение рассеяния $\sigma(\theta)$ в виде (1) с $\sigma_s = \sigma$. Прослеживалась судьба каждого входящего в образец нейтрона до выхода его из образца (поглощением пренебрегалось). Вышедшие нейтроны сортировались по числу испытанных рассеяний и по углу вылета θ относительно пучка, накапливаясь в девяти интервалах угла: $0 - 11,25^\circ$, $168,75^\circ - 180^\circ$ и семи интервалах между $11,25^\circ$ и $168,75^\circ$ шириной $22,5^\circ$ каждый. Были изучены образцы с величинами $n\sigma d$ от 0,05 до 0,3, на каждый из которых бросалось от $2 \cdot 10^7$ до $2 \cdot 10^8$ нейтронов. Параметрам анизотропии сечения $\sigma(\theta)$ придавались значения 0, 0,1, 0,2 и 0,3. Некоторые результаты этих расчетов представлены на рисунках 4–7 и в таблице 2.

Рис.4 имеет целью продемонстрировать совпадение наших расчетов методом Монте-Карло с точными величинами, которые легко могут быть получены аналитически. Наверху для семи исследованных толщин образца дается отношение соответствующих величин полной вероятности рассеяния. Здесь N — число упавших на образец нейтронов, $N(\theta)$ — число их, попавших в данный угловой интервал, а Σ обозначает суммирование по всем девяти интервалам. У нижней точки с $n\sigma d = 0,20$ $N = 2 \cdot 10^8$, у всех остальных точек $N = 2 \cdot 10^7$. Нижняя часть рисунка (где темные точки — для $\omega_1 = \omega_2 = 0$, светлые — для $\omega_1 = 0,3$, $\omega_2 = 0,2$, а $n\sigma d = 0,2$) показывает отношение числа нейтронов $N^I(\theta)$, попавших в данный интервал после первого рассеяния, и вычисленного интеграла

$$N_{\text{теор}}^I(\theta) = \frac{1}{2} \int_{\theta_1}^{\theta_2} N n d \sigma [1 + \omega_1 \cos \theta + \omega_2 P_2(\cos \theta)] \gamma(\theta) \sin \theta d\theta,$$

где фактор самоэкранировки

$$\gamma(\theta) = \begin{cases} \{e^{-n\sigma d} - e^{-n\sigma d / \cos \theta}\} / \{n\sigma d(1/\cos \theta - 1)\} & \text{при } \theta < 90^\circ \\ \{1 - e^{-n\sigma d(1-1/\cos \theta)}\} / \{n\sigma d(1-1/\cos \theta)\} & \text{при } \theta > 90^\circ, \end{cases} \quad (4)$$

а θ_1 и θ_2 — границы интервала.

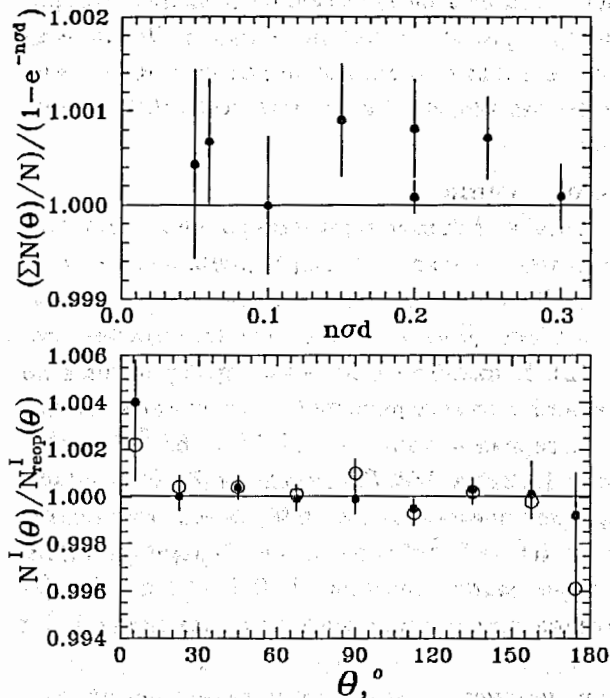


Рис.4. Отношения величин, полученных методом Монте-Карло, к соответствующим теоретическим величинам. Наверху — полная вероятность рассеяния, внизу — число нейтронов, однократно рассеянных в данный угловой интервал

Как выглядит распределение $N^I(\theta)$ по интервалам, показано на рис.5: непосредственно каким оно получается в процессе моделирования — наверху, в пересчете на 1 стерадиан — посередине, а с поправкой на самоэкранировку — внизу. Здесь использованы выражения

$$\Delta\Omega = 2\pi(\cos\theta_1 - \cos\theta_2),$$

$$\bar{\gamma} = \frac{1}{\theta_2 - \theta_1} \int_{\theta_1}^{\theta_2} \gamma(\theta) d\theta. \quad (5)$$

Коррекция с помощью $\bar{\gamma}$, конечно, приближение и тем более точное, чем уже интервал (θ_1, θ_2) .

Некоторое представление о многократности рассеяния можно получить из чисел в таблице 2, где представлены характерные примеры вкладов нейтронов, испытавших разные числа актов рассеяния при исходном числе $N = 2 \cdot 10^7$ и изотропных сечениях ($\omega_1 = \omega_2 = 0$). Две закономерности сразу же бросаются в глаза при рассмотрении таблицы: во-первых, доля нейтронов данной кратности рассеяния

(включая первую) практически не зависит от угла и, во-вторых, отношение интенсивностей двух соседних кратностей примерно постоянно и определяется только величиной $n\sigma d$.

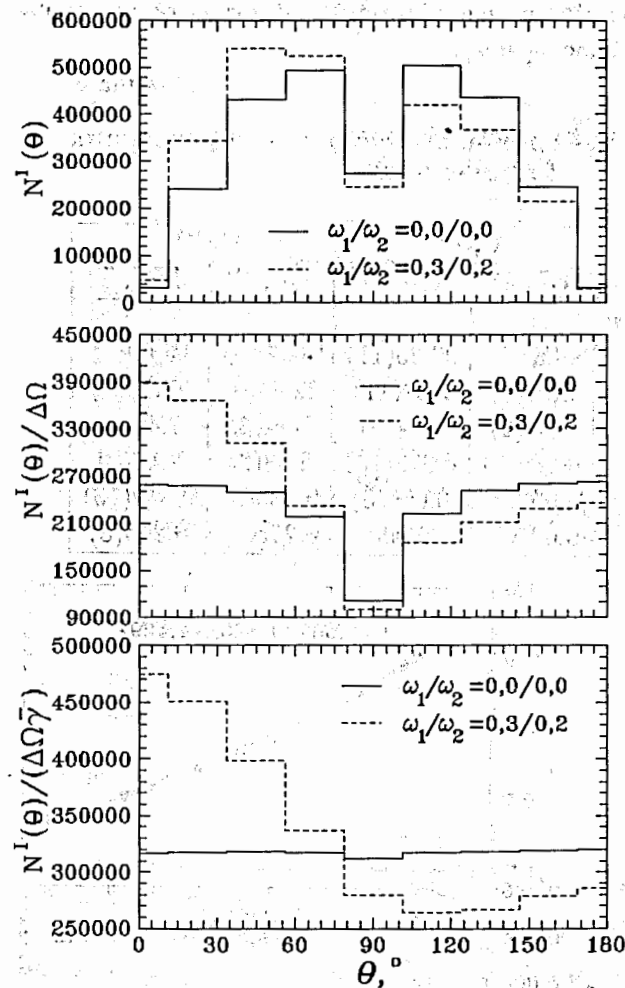


Рис.5. Угловое распределение нейтронов, рассеянных только один раз в образце, имеющем $n\sigma d = 0,20$

Для получения количественной характеристики искажений, вносимых нейтронами, рассеиваемыми в образце более одного раза, для всех толщин образца и для всех угловых интервалов мы определили вклады однократно рассеянных нейтронов

$$Z(\omega_1, \omega_2) = N^I(\theta)/N(\theta) \quad (6)$$

при разных анизотропиях сечения рассеяния и попытались установить эмпирические соотношения для их зависимости от всех параметров. Оказалось, что для изотропного сечения $Z(0,0)$ очень слабо зависит от угла, а при ω_1 и ω_2 , отличных от нуля, $Z(\omega_1, \omega_2)$ ведет себя подобно сечению $\sigma(\theta)$ в виде (1), но имеет существенно меньшие значения параметров ω_1 и ω_2 .

Таблица 2

Распределение нейтронов по числу актов рассеяния (в процентах)

$n\sigma d$	0,05		0,30	
$(\theta_1 + \theta_2)/2$	$67,5^\circ$	$157,5^\circ$	$67,5^\circ$	$157,5^\circ$
Число рассеяний				
1	90,07(7)	90,25(11)	66,39(5)	66,69(7)
2	8,96(7)	8,80(11)	22,45(5)	22,13(7)
3	0,87(2)	0,87(3)	7,44(3)	7,42(4)
4	0,086(7)	0,078(10)	2,48(2)	2,47(2)
5	0,008(2)	0,006(3)	0,833(9)	0,849(13)
6	0,002(1)	0,000	0,275(5)	0,299(8)

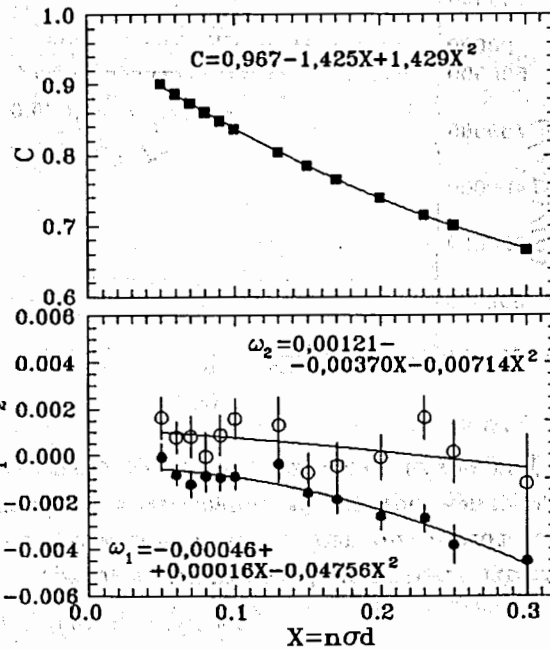


Рис.6. Параметры трехчлена (7), описывающего величины $Z(0,0)$ в зависимости от $n\sigma d$ образца

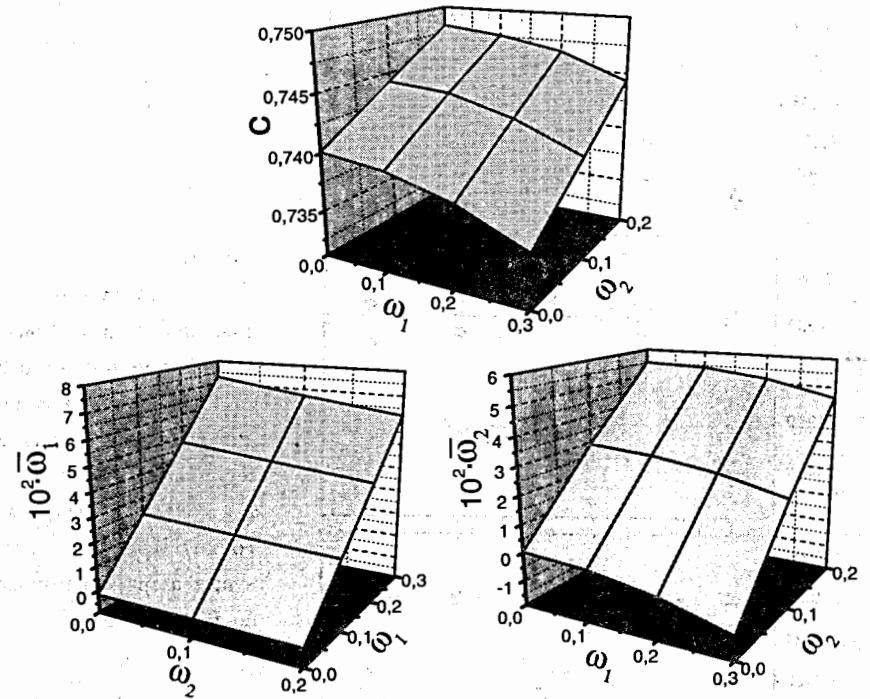


Рис.7. Параметры трехчлена (7), описывающего величины $Z(\omega_1, \omega_2)$ при $n\sigma d = 0,2$

Угловые распределения $Z(0,0)$, аппроксимированные трехчленом

$$C[1 + \bar{\omega}_1 \cos\theta + \bar{\omega}_2 P_2(\cos\theta)], \quad (7)$$

представлены на рис.6 для 13 значений рассеивающей способности образца $n\sigma d$, а для одного образца с $n\sigma d = 0,2$ на рис.7 изображены коэффициенты выражения (7), описывающего набор величин $Z(\omega_1, \omega_2)$ для 12 комбинаций ω_1 и ω_2 . Таким образом, в принципе, мы в состоянии определить фактор (6), осуществляющий коррекцию на многократное рассеяние, с любой степенью точности для любых значений параметров $n\sigma d$, ω_1 , ω_2 и θ .

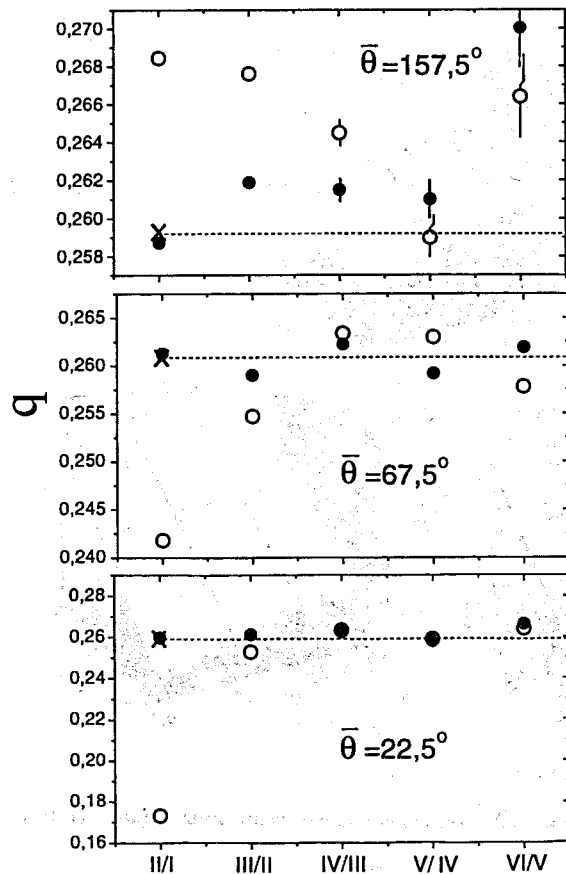


Рис.8. Монте-карловские отношения соседних кратностей при $n\sigma d = 0,2$ для изотропного сечения (темные точки) и сечения с $\omega_1 = 0,3$, $\omega_2 = 0,2$ (светлые точки). Кресты — значения q , рассчитанные по формуле (9).

Имеется, однако, другая возможность, предложенная в работе [3] и заменяющая моделирование интегрированием. Авторы [3] дают аналитические выражения для вероятностей того, что нейтрон, войдя в плоский образец, выйдет из него под данным углом после первого рассеяния $\Phi_1(\theta)$ (это не что иное, как $n d \sigma(\theta) \gamma(\theta)$ в наших обозначениях) и после второго рассеяния $\Phi_2(\theta)$, рассчитанных на один стерадиан. Пользуясь отмеченным выше постоянством отношения интенсивностей рассеяния двух соседних кратностей, суммарную вероятность рассеяния всех кратностей можно выразить так:

$$\Phi_{\Sigma}(\theta) = \Phi_1(\theta) + \frac{\Phi_2(\theta)}{1-q}. \quad (8)$$

Здесь второе слагаемое есть сумма членов убывающей геометрической прогрессии, для знаменателя которой следует взять отношение вероятностей

$$q = \frac{\Phi_2^0(\theta)}{\Phi_1^0(\theta)}, \quad (9)$$

рассчитанных для изотропного сечения рассеяния. В результате, кроме определения (6), $Z(\omega_1, \omega_2)$ получает и другое определение:

$$Z(\omega_1, \omega_2) = \frac{\Phi_1(\theta)}{\Phi_{\Sigma}(\theta)}, \quad (10)$$

расчеты по которому выполняются значительно быстрее, чем по (6).

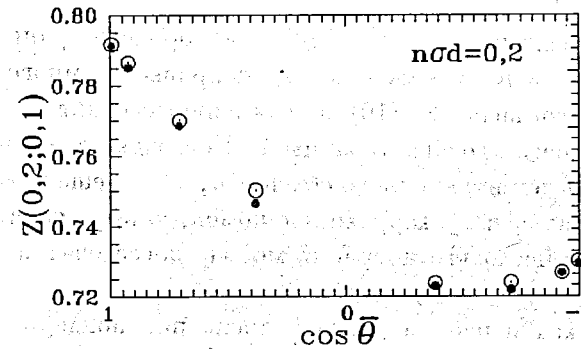


Рис.9. Вклады однократно рассеянных нейтронов при $n\sigma d = 0,2$, $\omega_1 = 0,2$, $\omega_2 = 0,1$, определенные методом Монте-Карло (светлые точки) и с помощью формул (8) — (10) (темные точки)

Два последних рисунка свидетельствуют в пользу тождественности обоих подходов, хотя и наблюдается некоторое расхождение, иногда превышающее статистику: На рис.8 для трех угловых интервалов показаны отношения q интенсивностей последовательных кратностей рассеяния в случаях изотропного (темные точки) и анизотропного (светлые точки) сечений. Видно, что монте-карловские значения q для кратностей II к I выпадают из общей тенденции к постоянству для анизотропного сечения (что естественно) и почти идеально совпадают с расчетами по (9) — для изотропного. Сравнение двух способов получения факторов $Z(\omega_1, \omega_2)$ представлено на рис.9. Светлые точки получены по формуле (6) из расчетов методом Монте-Карло, а темные — по формулам (8)–(10), в которых вместо $\Phi_1(\theta)$ и $\Phi_2(\theta)$ использовались интегралы от них по телесному углу соответствующего углового интервала. Расхождение точек — меньше, чем на 0,5%.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из описанного выше и в [1] следует, что практически все параметры и свойства спектрометра УГРА изучены. Откачка камеры спектрометра вместе с нейтроноводами существенно улучшает фоновые условия. На очереди дня — более подробное исследование фона и отделение его от эффекта образца.

Что касается паразитных эффектов, то их учет состоит в следующем. Освобожденный от фона наблюдаемый счет детектора для каждого угла и каждой энергии нейтронов должен быть представлен в виде

$$I_{\text{набл.}} = I \cdot \gamma \cdot \frac{1}{Z} \cdot (1 + \delta), \quad (11)$$

откуда и находится исправленный счет I . Здесь фактор самоэкранировки γ вычисляется согласно выражению (4), поправка на многократное рассеяние Z — согласно (8)–(10), а доля перерассеяния δ — как величины из последнего столбца таблицы 1. Поскольку γ зависит от подлежащего определению полного сечения σ , а Z — еще и от параметров анизотропии ω_1 и ω_2 , коррекция с помощью выражения (11) будет выливаться в несколько итераций метода последовательных приближений.

Настоящая работа, как и работа [1], выполнена при поддержке фонда РФФИ, грант N97-02-16213.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Б.И.Воронов, Т.Л.Еник, В.А.Ермаков, В.И.Константинов, Е.И.Литвиненко, Л.В.Мицына, Г.С.Самосват, А.А.Смирнов, В.А.Трепалин, Р.В.Харьюзов. Сообщение ОИЯИ Р13-97-36, Дубна, 1997.
- [2] Ю.А.Александров, Г.С.Самосват. В кн.: VI Международная школа по нейтронной физике, ОИЯИ ДЗ, 14-91-154, Дубна, 1991, т. I, с.187.
- [3] A.Langsdorf, Jr., R.O.Lane, J.E.Monahan. Phys.Rev., 1957, v.107, N4, p.1077.