

сообщения
Объединенного
Института
Ядерных
Исследований
Дубна

РЗ-85-286

В.В. Голиков, Е.Н. Кулагин, Ю.В. Никитенко

ИЗМЕРЕНИЕ ИНТЕГРАЛЬНЫХ КОЭФФИЦИЕНТОВ
ОТРАЖЕНИЯ УЛЬТРАХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ
ОТ ПОВЕРХНОСТЕЙ ТВЕРДЫХ ТЕЛ

1985

ВВЕДЕНИЕ

Вскоре после обнаружения УХН было отмечено¹, что одним из возможных направлений использования УХН является изучение поверхностей твердых тел по влиянию состояния поверхности на пропускание и отражение УХН. Некоторые вопросы, например, влияние поверхностных пленок, шероховатости поверхности и приповерхностных полостей на отражение и пропускание УХН, были подробно рассмотрены в ряде теоретических работ²⁻⁴. До сих пор большинство экспериментальных исследований свойств тонких пленок и поверхностей твердых тел, выполненных при помощи очень медленных нейтронов, проведено путем измерения их пропускания⁵⁻⁷.

В настоящей работе для изучения состояния поверхностей твердых тел используется методика измерения отражения УХН. Оба метода в случае тонких пленок взаимно дополняют друг друга. В области $T/R = 1$ методика измерения пропускания УХН уступает методике отражения, поскольку статистическая ошибка измерения малых отклонений величины пропускания T от единицы много больше, чем при измерении малых отклонений величины отражения R от нуля. По той же причине в области $T/R = 1$ предпочтительней измерения пропускания УХН.

1. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Схема экспериментальной установки показана на рис. 1. К каналу УХН реактора ИБР-2⁸ одним из своих отводов подсоединен тройник 2, изготовленный из медных труб диаметром 208 мм с электрополированными внутренними стенками. К двум другим отводам тройника подсоединены детектор УХН 3 и образец 4. За образцом установлен полиэтилен 5 для поглощения УХН, прошедших через образец. Площадь образца регулируется диафрагмой 7 в интервале $0-314 \text{ см}^2$. Образец может охлаждаться до температуры жидкого азота. В качестве детектора УХН используется пропорциональный счетчик на основе Ni^3 , площадь которого в интервале $0-130 \text{ см}^2$ регулируется диафрагмой 6. Диафрагма 8 позволяет изменять входное отверстие пучка УХН. Все диафрагмы изготовлены из электрополированной меди. Внутри тройника системой безмасляной откачки поддерживается вакуум 10^{-4} Тор. Детектор окружен защитой из борированного полиэтилена толщиной 5 см для подавления фона от соседних пучков реактора ИБР-2. Накопление и первичная обработка информации проводится измерительным модулем на базе ЭВМ

000
НАСНЫХ ИР

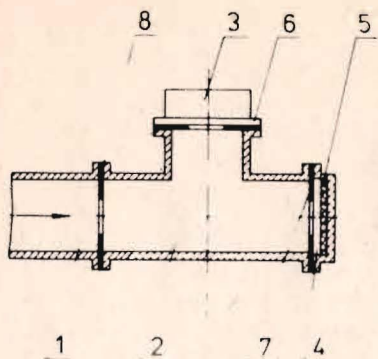


Рис.1. Схема устройства для измерения коэффициента отражения газа УХН от образца. 1 - канал УХН, 2 - тройник, 3 - детектор, 4 - исследуемый образец, 5 - поглотитель УХН /полиэтилен/, 6,7,8 - диафрагмы.

МERA-60. В качестве конвертора УХН использовался магний площадью 130 см² и толщиной 5 мм.

В диффузионном приближении ^{9/} скорость счета УХН детектором $J_d(v)$ определяется следующим выражением:

$$J_d(v) = J_0 \frac{\mu_D S_d (1 - \frac{2X}{1-\chi})}{(1-\chi) \left(1 + \frac{X}{1-\nu} \right) \left[\frac{\nu L_0}{2} + \frac{2D}{L_0 \nu} \left(1 - \frac{2X}{1-\chi} \right) \left(1 + \frac{2\nu}{1-\nu} \right) \right] \text{sh} \frac{\ell}{L_0}} \quad /1/$$

где J_0 - поток УХН в конверторе, ℓ - длина нейтропровода, S_d - площадь детектора, $\mu_D(v)$ - усредненный по углу коэффициент поглощения УХН детектором; D - коэффициент диффузии; L_0 - диффузионная длина; $\chi = 1 - \frac{\mu_k S_k}{S_n}$ - вероятность отражения УХН от начала нейтропровода; S_n - сечение нейтропровода; S_k - площадь конвертора; $\mu_k(v)$ - усредненный по углу коэффициент поглощения УХН конвертором; ν - вероятность отражения УХН от конца нейтропровода.

В случае подсоединения тройника к выходу нейтропровода канала УХН

$$\nu = 1 - \frac{\mu_D S_d + \mu_0(v) S_0}{2S_n}$$

где S_0 и $\mu_0(v)$ - площадь и коэффициент поглощения УХН исследуемым образцом.

Выражение /1/ может быть представлено в несколько ином виде:

$$J_d(v) = J_{эфф}(v) \frac{\mu_D(v) S_d}{S_{эфф}(v) + \mu_D(v) S_d + [1 - R_0(v)] S_0} \quad /2/$$

где

$$J_{эфф}(v) = \frac{J_0 \frac{1 + \chi}{(1 - \chi)^2}}{1 - \chi \frac{\text{ch} \frac{\ell}{L_0}}{L_0} + \left[\frac{L_0 \nu}{4D} - \frac{D}{L_0 \nu} \frac{1 + \chi}{1 - \chi} \right] \text{sh} \frac{\ell}{L_0}}$$

$$S_{эфф}(v) = \frac{2S_n \cdot \text{ch} \frac{\ell}{L_0} + 4S_n \cdot \frac{D}{L_0 \nu} \frac{1 + \chi}{1 - \chi} \text{sh} \frac{\ell}{L_0}}{1 - \chi \frac{\text{ch} \frac{\ell}{L_0}}{L_0} + \left[\frac{L_0 \nu}{4D} - \frac{D}{L_0 \nu} \frac{1 + \chi}{1 - \chi} \right] \text{sh} \frac{\ell}{L_0}}$$

$R_0(v) = 1 - \mu_0(v)$ - коэффициент отражения УХН от образца.

При наличии спектра УХН $\Phi(v)$ в конверторе получим для счета детектора

$$J_d = \int_{v_1}^{v_2} \Phi(v) \frac{J_{эфф}(v) \mu_D(v) S_d \, dv}{S_{эфф}(v) + \mu_D(v) S_d + [1 - R_0(v)] S_0} \quad /3/$$

$$= \int_{v_1}^{v_2} I(v) \mu_D(v) S_d \, dv$$

где $I(v)$ - спектр УХН в тройнике, $v_1 = 3,37$ м/с и $v_2 = 5,67$ м/с - минимальное и максимальное значения скорости УХН в канале.

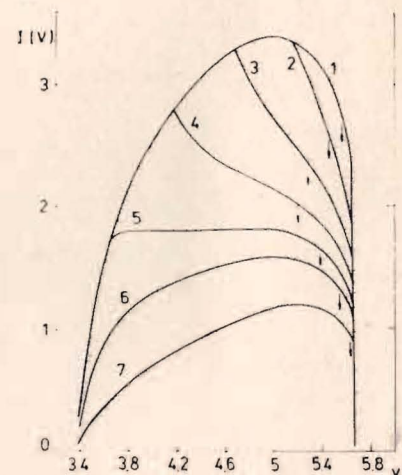


Рис.2. Спектр УХН $I(v)$ в тройнике при различных $v_{гр}$ образца. 1 - 5,67 м/с; 2 - 5,17 м/с; 3 - 4,67 м/с; 4 - 4,17 м/с; 5 - 3,67 м/с; 6 - 3,17 м/с; 7 - 0,17 м/с. Стрелками указаны значения скорости v_1 .

На рис.2 приведены спектры УХН $I(v)$ в тройнике с образцами площадью 314 см², имеющими различные значения $v_{гр}$. Кривые рассчитаны при использовании характеристик канала УХН, определенных в работе ^{8/}: спектр скоростей УХН $\Phi(v)$ - максвелловский; коэффициент диффузии D в 3 раза превышает величину коэффициента диффузии, соответствующую полностью диффузному отражению

УХН от стенок нейтроновода ($D_{\text{диф}} = \frac{2}{3} \pi v$, где v - радиус нейтроновода); усредненная по углу вероятность поглощения УХН при одном столкновении с медной стенкой канала УХН 10^{-3} ; для магниевого конвертора $\chi = 0,75$. $R_0(v_z)$ задавалось хорошо известным выражением для коэффициента отражения частицы от прямоугольного потенциального барьера^{10/}:

$$R_0(v_z) = \begin{cases} 1 & \text{для } v_z < v_{\text{гр}} \\ \left(\frac{v_z - \sqrt{v_z^2 - v_{\text{гр}}^2}}{v_z + \sqrt{v_z^2 - v_{\text{гр}}^2}} \right)^2 & \text{для } v_z > v_{\text{гр}} \end{cases} \quad /4/$$

Здесь использованы принятые в физике УХН обозначения: $v_z = v \cos \theta$ - нормальная компонента скорости нейтрона v в вакууме; $v_{\text{гр}}$ - граничная скорость, соответствующая граничной энергии полного отражения нейтронов от данного материала $E_{\text{гр}} = U - 2\pi\hbar^2 Nb / m$, где U - потенциальная энергия взаимодействия нейтрона со средой, N - число ядер в единице объема, b - когерентная длина рассеяния на связанном ядре, m - масса нейтрона.

Кривые рис.2 показывают, что с изменением граничной скорости образца $v_{\text{гр}}$ в интервале (0,17÷5,67) м/с форма спектра УХН изменяется значительно, однако из расчетов следует, что изменение среднего значения скорости мало. Применяя к интегралу /3/ теорему о среднем значении, получим упрощенную формулу, полезную при анализе экспериментальных данных, в которой зависящие от скорости параметры заменены их значениями при некоторой скорости v_j :

$$J_{\text{д}} = J_{\text{эфф}}(v_j) \frac{\mu_{\text{D}}(v_j) S_{\text{д}}}{S_{\text{эфф}}(v_j) + \mu_{\text{D}}(v_j) S_{\text{д}} + [1 - R_0(v_j)] S_0} \quad /5/$$

В рассматриваемом диапазоне изменения $v_{\text{гр}}$ среднее квадратичное отклонение значения v_j мало и составляет $\delta v_j / v_j = 2,6 \cdot 10^{-2}$ при $v_j = 5,42 \text{ м/с} \pm 0,20 \text{ м/с}$.

Расчеты показывают, что для спектра УХН в тройнике коэффициент отражения от меди $R_{\text{Cu}} = 1$ с точностью 0,1%, а от полиэтилена $R_{\text{CH}_2} = 0$ с точностью 1%. При этих допущениях коэффициент отражения УХН от исследуемого образца R_0 выражается следующим образом через экспериментальные скорости счета детектора, когда образцами являются медь (J_{Cu}) и полиэтилен (J_{CH_2}):

$$R_0 = 1 - \frac{1/J_0 - 1/J_{\text{Cu}}}{1/J_{\text{CH}_2} - 1/J_{\text{Cu}}} \cdot \frac{S_{\text{CH}_2}}{S_0} \quad /6/$$

где J_0 - скорость счета детектора, когда в тройнике помещен исследуемый образец площадью S_0 .

Из выражения /5/ следует, что $1/J_{\text{д}}$ есть линейная функция от площади образца S_0 . На рис.3 приведены экспериментально измеренные зависимости $\gamma(S_0)$ отношения счета детектора при отсутствии образца к счету детектора при площади образца S_0 для полиэтилена, алюминия и кадмия

$$\gamma(S_0) = \frac{J_{\text{Cu}}}{J_0} = 1 + \frac{1 - R_0}{S_{\text{эфф}} + \mu_{\text{D}} S_{\text{д}}} \cdot S_0$$

Экспериментальные данные хорошо описываются прямыми линиями. На том же рисунке показано, что линейная зависимость $1/J_{\text{д}}$ от площади образца имеет место и при точном расчете по формуле /3/.

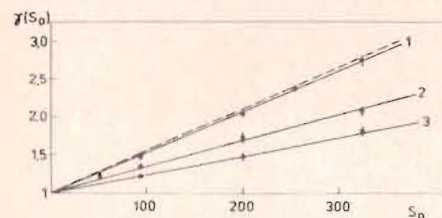


Рис.3. Зависимость $1/J_{\text{д}}$ от площади образца $S_0 / \text{см}^2$. 1 - полиэтилен, 2 - кадмий, 3 - алюминий. Пунктирная линия - расчет по формуле /3/.

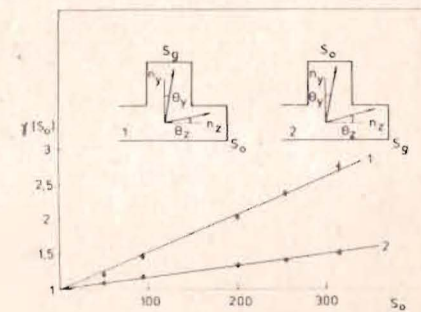


Рис.4. Зависимость $\gamma(S_0)$ в случае полиэтилена для двух геометрий расположения детектора и образца. 1 - образец по оси канала, 2 - детектор по оси канала.

Линейная зависимость $\gamma(S_0)$ также наблюдается и в том случае, когда детектор и образец взаимно меняются местами. Из сравнения экспериментальных данных /рис.4/ видно, что наклон прямой меньше в геометрии 2, когда детектор стоит по оси канала /ось z /, а образец - перпендикулярно оси /ось y / . Различие наклонов экспериментальных прямых в двух разных геометриях установки детектора и образца можно объяснить наличием неоднородной плотности и неізотропности потока УХН в тройнике. Ранее теоретически^{11/} и экспериментально^{12/} было показано, что угловое распределение потока УХН на конце нейтроновода концентрируется вблизи направления, параллельного оси z нейтроновода.

Вводя параметры неізотропности и неоднородности плотности потока УХН n_y, n_z в направлениях y и z , получаем для счета детектора в двух геометриях

$$J_{д 1,2} = \frac{\int_0^1 \int_0^2 \frac{J_{эфф}(v) n_{y,z} \mu_{Dy,z}(v) S_d dv}{S_{эфф}(v) + n_{y,z} \mu_{Dy,z}(v) S_d - n_{z,y} \mu_{0z,y}(v) S_0} d \cos^2 \theta}{\int_0^1 \mu_{y,z}(v, \cos \theta) A_{y,z}(\cos \theta) d \cos^2 \theta} \quad /7/$$

где

$$\mu_{y,z} = \frac{1}{\int_0^1 A_{y,z}(\cos \theta) d \cos^2 \theta}$$

$A_{y,z}(\cos \theta)$ - анизотропия потока УХН в направлениях осей y и z . Из счетов детектора в двух геометриях, когда образцами являются алюминиевая фольга, полиэтилен и медь, следует, что $n_z/n_y \approx 2,37$.
 $A_y(\cos \theta_y) = \cos^3 \theta_y$; $A_z(\cos \theta_z) = \cos \theta_z$.

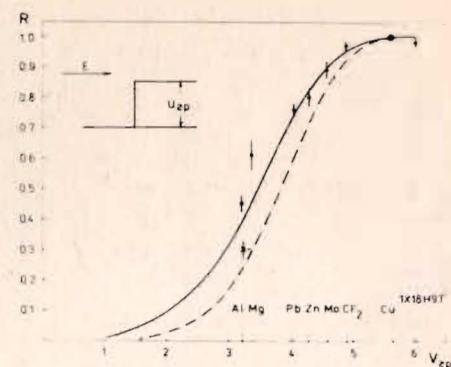
2. РЕЗУЛЬТАТЫ

1. В табл.1 приведены значения граничной скорости и величины η для материалов, использованных в данном эксперименте. η определяется отношением мнимой к действительной части длины рассеяния нейтрона $1/\text{Im } b / \text{Re } b$.

Таблица 1

Материал	$V_{гр}$ материала, м/с	η	Основной окисел	$V_{гр}$ окисла, м/с
Алюминий	3,21	$2,2 \cdot 10^{-5}$	Al_2O_3	5,3
Магний	3,37	$1 \cdot 10^{-5}$	MgO	5,4
Свинец	4,08	$5 \cdot 10^{-6}$	PbO	4,4
Цинк	4,30	$5,4 \cdot 10^{-5}$	ZnO	4,9
Молибден	4,6	$1,1 \cdot 10^{-4}$	MoO_2	4,2
Тейлон	4,9	-	-	-
Тяжелая вода (лед)	5,55 (5,33)	$4 \cdot 10^{-5}$	-	-
Медь	5,67	$1,45 \cdot 10^{-4}$	CuO	5,7
Нержавеющая сталь (IX18H9T)	6,05	$1,0 \cdot 10^{-4}$	-	-
Полиэтилен *	1,27	$\sim 8 \cdot 10^{-3}$	-	-
Ванадий *	1,82	$3,5 \cdot 10^{-3}$	V_2O_3	3,9
Титан *	3,06	$6 \cdot 10^{-4}$	TiO_2	3,5

Рис.5. Зависимость интегрального коэффициента отражения газа УХН R от граничной скорости материала $V_{гр}$ (м/с) при наличии образца по оси канала УХН. Сплошная линия - расчет по формуле /7/. Экспериментальные данные получены со следующими промышленными образцами: алюминий - конденсаторная фольга толщиной 10 мкм; магний - пруток толщиной 5 мм; свинец - листовой прокат толщиной 1 мм; цинк - листовой прокат толщиной 1 мм; молибден - листовой прокат толщиной 0,5 мм; тефлон - лист толщиной 2 мм; нержавеющая сталь - полированный листовой прокат толщиной 0,5 мм. Пунктирная кривая - расчет зависимости R от $V_{гр}$ при наличии образца перпендикулярно оси канала /геометрия 2/, - - экспериментальный результат с Al фольгой.



Звездочками отмечены материалы, имеющие отрицательную длину рассеяния, и, следовательно, коэффициент отражения остается меньше единицы при любых энергиях нейтронов и соответствующие граничные значения скорости имеют формальный смысл ¹³. Как видно из таблицы, для всех материалов параметр η мал и не превышает 10^{-2} , что позволило при расчете теоретической кривой использовать для $R(v_z)$ выражение для коэффициента отражения частицы от действительного потенциального барьера /4/.

Измерения интегральных коэффициентов отражения газа УХН от поверхностей различных материалов в основном проводились в геометрии 1. На рис.5 приведены экспериментальные данные и результаты теоретических расчетов /сплошная линия/ зависимости величины коэффициента отражения R от граничной скорости $V_{гр}$. Теоретические значения J_d рассчитывались с учетом неанизотропности и неоднородности потока УХН в тройнике /7/.

Как видно из рис.5, в целом теоретическая кривая хорошо описывает экспериментальные результаты зависимости интегрального коэффициента отражения R от граничной скорости материала, за исключением алюминия и магния. При этом экспериментальная величина коэффициента отражения R существенно зависела от конкретного типа исследуемого образца алюминия /табл.2/.

Хорошо известно, что за исключением золота ни один чистый металл и ни один сплав не обладают стойкостью против окисления на воздухе при комнатной температуре. В табл.1 приведены основные окислы ¹⁴, образующиеся на поверхности исследованных металлов, и их граничные скорости, рассчитанные в предположении, что плотность поверхностных окислов соответствует значениям

Таблица 2

Образец	$\bar{R}_{теор.}$	$\bar{R}_{эксп.}$	Толщина окисной пленки (А)
Алюминиевая конденсаторная фольга толщиной 10 мкм	0,410	0,45±0,03	45 ± 5
Алюминиевая фольга толщиной 100 мкм	0,40	0,60±0,03	100±10
Алюминиевый листовой прокат толщиной 1 мм	0,38	0,67±0,02	158 ± 7
Ванадий - листовой прокат толщиной 0,3 мм	0,009	0,16±0,04	110±20
Магний - пруток толщиной 5 мм	0,45	0,61±0,05	115 ± 10
Титан - листовой прокат толщиной 1 мм	0,03	0,15±0,04	120 ± 20
Титан после механической обработки поверхности	0,03	0,06±0,04	-

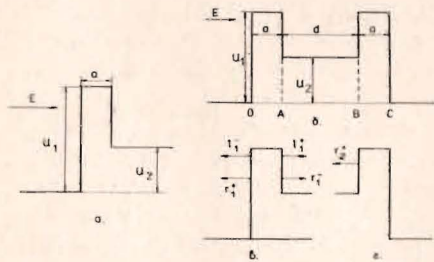


Рис.6. Схемы потенциальных барьеров, использованных при расчетах толщины окисной пленки a на поверхности металла. U_1 и U_2 - граничные энергии полного отражения УХН от окиси металла и металла соответственно. E - энергия нейтрона.

теоретической плотности. Наличие на поверхности металла окисла с большей граничной скоростью приводит к более сильному отражению УХН от поверхности, и это изменение тем больше, чем сильнее различаются граничные скорости окисла и металла и чем больше толщина окисной пленки. Присутствие окисла необходимо учесть и при расчете коэффициента отражения $R(v_z)$, используя несколько более сложную форму потенциального барьера /рис.6/.

При отражении УХН от системы "окись + металл" рассмотрим случаи "толстого" и "тонкого" образца. В случае "толстого" образца, когда ослабление пучка УХН, определяемое параметром $\alpha = \exp(-\Sigma d)$, по толщине образца d большое, при расчете $R(v_z)$ можно не учитывать наличия окисной пленки на противоположной к пучку УХН поверхности металла/рис.6а/ / Σ - макроскопическое

сечение поглощения УХН/. Решая уравнение Шредингера для двухступенчатого потенциала, получаем следующее выражение для $R(v_z)$:

$$R(v_z) = \begin{cases} \frac{(k_1 + k)^2 (k_2 - k_1)^2 + (k_1 - k)^2 (k_2 + k_1)^2 + 2(k_1^2 - k_2^2)(k_2^2 - k_1^2) \cos(2k_1 a)}{(k_1 + k)^2 (k_2 + k_1)^2 + (k_1 - k)^2 (k_2 - k_1)^2 + 2(k_1^2 - k_2^2)(k_2^2 - k_1^2) \cos(2k_1 a)} & \text{при } v_z > v_{гр. окиси} \\ \frac{(\kappa_1^2 - k\kappa_2)^2 \text{sh}^2(\kappa_1 a) + (k_2 \kappa_1 - k\kappa_1)^2 \text{ch}^2(\kappa_1 a)}{(\kappa_1^2 - k\kappa_2)^2 \text{sh}^2(\kappa_1 a) + (k_2 \kappa_1 + k\kappa_1)^2 \text{ch}^2(\kappa_1 a)} & \text{при } v_{гр. окиси} < v_z < v_{гр. мет} \\ 1 & \text{при } v_z < v_{гр. мет} \end{cases} \quad /8/$$

где k - волновое число падающего нейтрона; $k_1 = \sqrt{k_z^2 - k_{гр.ок.}^2}$; $k_2 = \sqrt{k_z^2 - k_{гр.мет}^2}$; $\kappa_1 = \sqrt{k_{гр.ок.}^2 - k_z^2}$ - волновые числа нейтрона внутри окисла и металла, a - толщина окисной пленки.

В данной работе большинство экспериментов было выполнено с "толстыми" образцами. В табл.2 приведены значения толщин окисных пленок на поверхности ряда металлов, определенных по формулам /8/, /7/ и /6/ из экспериментальных величин $R_{эксп.}$. $R_{теор.}$ - теоретически рассчитанные коэффициенты отражения газа УХН от поверхности чистого металла.

В случае "тонкого" образца необходимо решать уравнение Шредингера для многоступенчатого потенциала /рис.6б/. Для расчета $R(v_z)$ в этом случае мы использовали подход, развитый в работе /15/, в котором получены выражения для амплитуды отражения от ступенчатого потенциала. Введем амплитуды отражения r_1^+ и r_1^- и пропускания t_1^+ и t_1^- для потенциала, показанного на рис.6в, являющегося частью общего потенциала в интервале /0, А/ /рис.6б/. Знак "+" означает, что нейтрон падает на границу потенциала слева, а знак "-" - справа. Введем также амплитуду отражения r_2^+ для потенциала, показанного на рис.6г. Тогда амплитуду отражения r от общего потенциала /рис.6б/ можно записать

$$r = r_1^+ + \frac{t_1^+ t_1^- r_2^+ e^{2i\phi} e^{-2\beta}}{1 - r_1^- r_2^+ e^{2i\phi} e^{-2\beta}} \quad /9/$$

где ϕ и β - реальная и мнимая части фазы, набегающие у нейтронной волны в интервале /А, В/. При допущении одинаковости окисных слоев на обеих сторонах фольги из-за симметрии $r_2^+ = r_1^-$.

Предположим, что интервалы /0, А/ и /В, С/, соответствующие окислам, малы по сравнению с длиной волны нейтрона λ , так что при их разбросе из-за колебаний толщины дисперсия фазы ϕ в ан-

самбле нейтронов будет значительно меньше $\pi/2$, и, следовательно, на этих участках можно использовать "когерентное приближение" для описания движения нейтрона. В то же время интервал $/A, B/$ значительно больше длины волны нейтрона ($d \gg \lambda$) и из-за случайных колебаний толщины материала /связанных, например, с наличием макрошероховатостей/ дисперсия фазы ϕ велика. В этом случае, проводя усреднение по фазе ϕ в интервале $[0, 2\pi]$, получим следующие выражения для коэффициентов отражения $R(v_z)$ и пропускания $T(v_z)$ фольгой

$$R(v_z) = |\bar{r}|^2 = \int_0^{2\pi} |r|^2 \frac{d\phi}{2\pi} = R_1^+ + \frac{T_1^+ T_1^- R_2^+ a^2}{1 - a^2 R_1^- R_2^+}, \quad /10/$$

где $R_1^{\pm} = |r_1^{\pm}|^2$; $R_2^{\pm} = |r_2^{\pm}|^2$; $T_1^{\pm} = |t_1^{\pm}|^2$; $a = \exp(-\Sigma d)$

$$T(v_z) = \frac{a T_1^+ T_2^+}{1 - a^2 R_1^- R_2^+}. \quad /11/$$

Используя /10/, /8/ и /7/, было определено, что толщина окисной пленки на алюминиевой конденсаторной фольге составляет $45 \pm 5 \text{ \AA}$, а на поверхности алюминиевой фольги толщиной 100 мкм - $103 \pm 10 \text{ \AA}$.

С целью проверки того факта, что увеличенное значение коэффициента отражения УХН в основном связано с наличием окисной пленки на поверхности металла, а не с какими-нибудь другими причинами /например, рассеянием нейтронов на неоднородностях плотности в образце/, были проведены измерения коэффициента отражения R от стопки алюминиевых фольг. На рис. 7 и 8 приведены зависимости R от числа n алюминиевых фольг в стопке толщиной 10 и 100 мкм соответственно. Расчет коэффициента отражения R УХН от системы фольг проводился в некогерентном приближении по рекуррентным соотношениям при использовании выражений /10/ и /11/ для коэффициентов отражения и пропускания одной фольги:

$$R_n = R_{n-1} + R_1 T_{n-1}^2 (1 - R_1 R_{n-1}), \quad T_n = T_1 T_{n-1} (1 - R_1 R_{n-1}). \quad /12/$$

Наилучшее согласие между экспериментальными данными и расчетом получено в случае алюминиевых конденсаторных фольг для толщины окисной пленки $45 \pm 5 \text{ \AA}$; в случае алюминиевых 100 мкм фольг для толщины окисной пленки $110 \pm 10 \text{ \AA}$, что совпадает со значениями толщины слоя Al_2O_3 , определенными из измерений на одной фольге.

2. Описываемый способ измерения интегрального коэффициента отражения УХН был использован для определения граничной скорости намораживаемого на металлическую поверхность тяжелого льда. Ранее намораживание D_2O осуществлялось в экспериментах по изучению времени хранения УХН в замкнутых ловушках ¹⁶⁻¹⁹ и привело

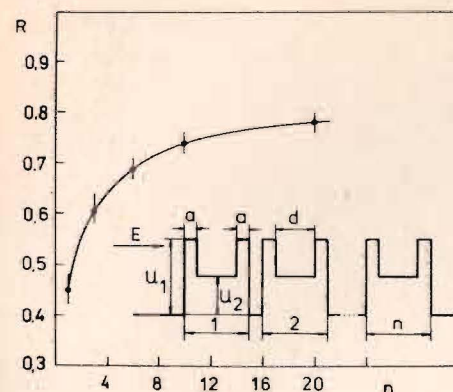


Рис. 7. Зависимость коэффициента отражения УХН от числа алюминиевых 10 мкм конденсаторных фольг n . Сплошная кривая - расчет при толщине окисной пленки $a = 45 \text{ \AA}$ с использованием изображенной системы потенциалов.

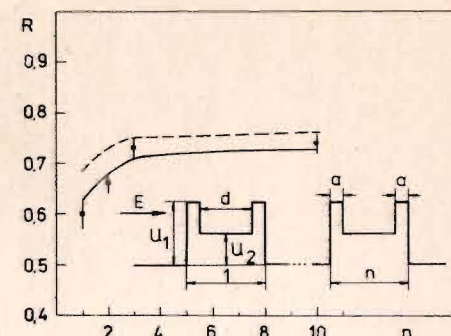


Рис. 8. Зависимость коэффициента отражения УХН от числа алюминиевых 100 мкм фольг n . Сплошная кривая - расчет при толщине окисной пленки $a = 110 \text{ \AA}$. Пунктирная кривая для иллюстрации показывает результат расчета при $a = 125 \text{ \AA}$.

к противоречивым результатам. Поскольку во всех этих экспериментах не проводилось измерений граничной скорости намороженного тяжелого льда, в целях устранения противоречий было высказано предположение ¹⁹, что отсутствие эффекта намораживания на время хранения УХН, по-видимому, связано с тем, что намороженный слой D_2O имеет низкую граничную энергию из-за своей "рыхлости".

В данном эксперименте слой тяжелого льда $/99,5\% \text{ D}_2\text{O}/$ толщиной 5000 \AA намораживался на алюминиевую конденсаторную фольгу, охлаждаемую жидким азотом. Температура подложки контролировалась дифференциальными термопарами. Градиент температуры между центром и краями подложки составлял 7 K . Предварительные измерения коэффициента отражения УХН от алюминиевой фольги при комнатной температуре и температуре жидкого азота показали с точностью 1% отсутствие изменений в величине коэффициента отражения.

Измеренный коэффициент отражения УХН от намороженного слоя D_2O оказался $0,94 \pm 0,02$, что, согласно теоретической кривой рис. 5, соответствует наличию в тройнике образца с граничной скоростью $4,85 \pm 0,15 \text{ м/с}$ (теоретическое значение $v_{гр} \text{ D}_2\text{O} = 5,30 \text{ м/с}$). Поскольку $v_{гр} = \sqrt{\rho}$, полученный экспериментальный результат можно интерпретировать так, что в данном эксперименте намороженный слой D_2O имеет структуру с плотностью $\rho = (0,83 \pm 0,05) \rho_{теор}$.

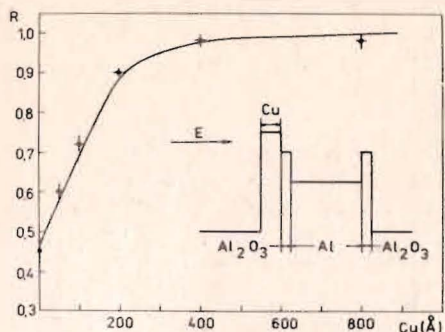


Рис.9. Зависимость коэффициента отражения \bar{R} от толщины напыленного слоя меди a /Å/. Сплошная кривая - расчет по формулам /7/ и /10/ при использовании указанного вида потенциала /толщина окисной пленки $Al_2O_3 = 45 \text{ \AA}$ /.

3. Как следует из рис.5, точность определения $v_{гр}$ образца уменьшается при приближении $v_{гр}$ образца к максимальной энергии спектра нейтронов в канале УХН. Эту трудность можно обойти, если при исследованиях использовать "тонкие" образцы, толщина которых $a \leq \lambda / \lambda$ - длина волны УХН/, поскольку величина коэффициента отражения частицы потенциальным барьером определяется как величиной потенциала, так и шириной барьера^{10/}. На рис.9 приведены экспериментальные результаты зависимости коэффициента отражения \bar{R} от толщины отражающего слоя меди ($v_{ухн} \leq v_{гр Cu}$). Слой меди напылялся на подложку из алюминиевой конденсаторной 10 мкм фольги. В согласии с теоретическим расчетом величина \bar{R} увеличивается с ростом a и при толщине напыленного слоя - 800 Å в пределах точности $\pm 1\%$ совпадает с величиной коэффициента отражения УХН от толстой медной пластины. Из экспериментальных данных можно также сделать вывод о том, что в интервале толщин слоя меди 50-200 Å изменение \bar{R} , равное ошибке измерений, достигается при изменении толщины слоя на 10 Å.

ВЫВОДЫ

1. Разработан метод измерения интегрального коэффициента отражения газа УХН от поверхностей твердых тел. Предложена простая формула, выражающая интегральный коэффициент отражения УХН исследуемым образцом через экспериментальные скорости счета детектора при наличии и отсутствии в канале УХН сильного поглотителя /полиэтилена/.

2. Из анализа результатов измерений интегральных коэффициентов отражения УХН при двух расположениях детектора /по оси канала и перпендикулярно оси/ показано наличие в экспериментальной установке неоднородного и неизотропного потока УХН. Экспериментально определены параметры, описывающие неизотропность и неоднородность потока УХН в установке.

3. Проведены измерения интегральных коэффициентов отражения газа УХН от веществ, имеющих положительную длину рассеяния нейтронов /алюминий, магний, свинец, цинк, тефлон, молибден, нержавеющая сталь/ и отрицательную /титан, ванадий/.

4. Из экспериментальных значений коэффициента отражения УХН от металлов, на поверхности которых образуются окислы с большей граничной скоростью, чем у металла, с точностью $5 \pm 10 \text{ \AA}$ определена толщина окисных пленок.

5. Методом измерения интегрального коэффициента отражения УХН определено, что плотность слоя замороженного тяжелого льда толщиной 5000 Å составляет $0,83 \pm 0,05 / \rho_{теор}$

6. Показано, что при использовании образцов, толщина которых меньше длины волны УХН, можно методом измерения интегрального коэффициента отражения газа УХН получать данные о толщине образцов /или их плотности/ с граничными скоростями, большими максимальной скорости УХН в канале. Из экспериментальных данных зависимости \bar{R} от толщины напыленного слоя меди установлено, что в интервале толщин слоя меди 50-200 Å изменение \bar{R} , равное ошибке измерений, достигается при изменении толщины слоя на 10 Å.

В заключение авторы признательны В.К.Игнатовичу за полезные, деловые обсуждения, В.Б.Дучицу, А.В.Русакову, О.М.Стрелковой, И.Г.Шелковой за помощь при проведении экспериментов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шапиро Ф.Л. ОИЯИ, РЗ-7135, Дубна, 1973.
2. Игнатович В.К. ОИЯИ, Р4-7055, Дубна, 1973.
3. Игнатович В.К. ОИЯИ, Р4-7831, Дубна, 1974.
4. Игнатович В.К., Степанов А.В. ОИЯИ, Р4-7832, Дубна, 1974.
5. Steyerl A. Z.Phys., 1972, 252, p.371.
6. Steyerl A., Trustedt W. Z.Phys., 1974, 267, p.379.
7. Steyerl A. Nucl.Instr. and Meth., 1975, 125, p.461.
8. Голиков В.В., Кулагин Е.Н., Никитенко Ю.В. ОИЯИ, РЗ-85-285, Дубна, 1985.
9. Игнатович В.К., Терехов Г.И. ОИЯИ, Р4-10548, Дубна, 1977.
10. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика. Физматгиз, М., 1963, с.103.
11. Берчану И., Игнатович В.К. ОИЯИ, Р4-7331, Дубна, 1973.
12. Косвинцев Ю.Ю. и др. Препринт НИИАР П-268, Димитровград, 1976.
13. Лущиков В.И. В кн.: Нейтрон. "Наука", М., 1983, с.132.

14. Кубашевский О., Гопкинс Б. Окисление металлов и сплавов. ИИЛ, М., 1955.
15. Игнатович В.К. ОИЯИ, Р4-10778, Дубна, 1977.
16. Косвинцев Ю.Ю. и др. ОИЯИ, Р3-80-91, Дубна, 1980.
17. Алфименков В.П., Стойка А.Д., Стрелков А.В. ОИЯИ, Р3-80-761, Дубна, 1980.
18. Акунец А.А. и др. Краткие сообщения по физике. ФИАН, М. 1982, 1, с.25.
19. Косвинцев Ю.Ю., Морозов В.И., Терехов Г.И. Письма в ЖЭТФ, 1982, 36, №9, с.346.

Рукопись поступила в издательский отдел
22 апреля 1985 года.

Вниманию организаций и лиц, заинтересованных в получении публикаций Объединенного института ядерных исследований

Принимается подписка на препринты и сообщения Объединенного института ядерных исследований.

Установлена следующая стоимость подписки на 12 месяцев на издания ОИЯИ, включая пересылку, по отдельным тематическим категориям:

ИНДЕКС	ТЕМАТИКА	Цена подписки на год
1.	Экспериментальная физика высоких энергий	10 р. 80 коп.
2.	Теоретическая физика высоких энергий	17 р. 80 коп.
3.	Экспериментальная нейтронная физика	4 р. 80 коп.
4.	Теоретическая физика низких энергий	8 р. 80 коп.
5.	Математика	4 р. 80 коп.
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия	4 р. 80 коп.
7.	Физика тяжелых ионов	2 р. 85 коп.
8.	Криогеника	2 р. 85 коп.
9.	Ускорители	7 р. 80 коп.
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных	7 р. 80 коп.
11.	Вычислительная математика и техника	6 р. 80 коп.
12.	Химия	1 р. 70 коп.
13.	Техника физического эксперимента	8 р. 80 коп.
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами	1 р. 70 коп.
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях	1 р. 50 коп.
16.	Дозиметрия и физика защиты	1 р. 90 коп.
17.	Теория конденсированного состояния	6 р. 80 коп.
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники	2 р. 35 коп.
19.	Биофизика	1 р. 20 коп.

Подписка может быть оформлена с любого месяца текущего года.

По всем вопросам оформления подписки следует обращаться в издательский отдел ОИЯИ по адресу: 101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79.