

**СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

P3-86-767

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

**ОТРАЖЕНИЕ УЛЬТРАХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ
ОТ ВЕЩЕСТВ С БОЛЬШИМ СЕЧЕНИЕМ ЗАХВАТА**

1986

1. ВВЕДЕНИЕ

Отражение ультрахолодных нейтронов /УХН/ от сильно поглощающих сред было теоретически рассмотрено в 1961 г. /1/. Полученные результаты показывали, что в среде с поглощением полное отражение нейтронов невозможно, однако для весьма сильных поглотителей коэффициент отражения УХН R в пределе малых скоростей нейтронов ($\lambda \gg 1/N\sigma_a$) должен иметь заметную величину

$$R(v_z) = 1 - \frac{4mv_z}{\hbar N\sigma_a}, \quad /1/$$

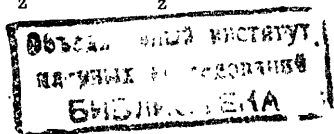
где v_z - нормальная к поверхности среды компонента скорости нейтрона в вакууме; N - число ядер среды в единице объема; σ_a - сечение поглощения нейтронов; $1/N\sigma_a$ - эффективная длина пробега нейтрона в среде, определяемая поглощением; λ и m - длина волны и масса нейтрона. По аналогии с отражением электромагнитных волн от поверхности металла явление отражения УХН от сильно поглощающих сред было названо "металлическим" отражением нейтронов /1, 2/.

Детальное сопоставление распространения в средах нейтронного и электромагнитного излучений проведено в работах /3, 4/. Было показано, что использование представления о комплексном показателе преломления $n = n' + in''$ для нейтронных волн приводит к следующему выражению для коэффициента отражения нейтронов поглощающей средой /4/:

$$R(v_z) = \frac{(n'_z - 1)^2 + n''_z{}^2}{(n'_z + 1)^2 + n''_z{}^2} = \frac{(1 + \sqrt{(1 - v_0^2/v_z^2)^2 + v_i^4/v_z^4}) - \sqrt{2} \cdot \sqrt{(1 - v_0^2/v_z^2) + \sqrt{(1 - v_0^2/v_z^2)^2 + v_i^4/v_z^4}}}{(1 + \sqrt{(1 - v_0^2/v_z^2)^2 + v_i^4/v_z^4}) + \sqrt{2} \cdot \sqrt{(1 - v_0^2/v_z^2) + \sqrt{(1 - v_0^2/v_z^2)^2 + v_i^4/v_z^4}}}, \quad /2/$$

где

$$n'_z{}^2 = \frac{1}{2} \left[\left(1 - \frac{v_0^2}{v_z^2}\right) + \sqrt{\left(1 - \frac{v_0^2}{v_z^2}\right)^2 + \frac{v_i^4}{v_z^4}} \right], \quad /3/$$



$$n_z''^2 = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{v_0^2}{v_z^2} - 1 \right) + \sqrt{\left(1 - \frac{v_0^2}{v_z^2} \right)^2 + \frac{v_i^4}{v_z^4}} \right]$$

/4/

$$v_0^2 = \frac{h^2}{m^2} \frac{N b_0}{\pi}; \quad v_i^2 = \frac{h^2}{m^2} \frac{N b_i}{\pi} = \frac{h}{m} N \sigma_a(v) \cdot v,$$

b_0 и b_i - действительная и мнимая части когерентной длины рассеяния нейтрона $b = b_0 - i b_i$. В формулах /3/ и /4/ при извлечении корня берется его положительное значение. Выражение /1/ в пределе малых скоростей нейтронов ($v_z \ll v_i$) при $(1 - v_0^2/v_z^2)^2 \ll \ll v_i^4/v_z^4$ является частным случаем формулы /2/.

Заметим, что в физике УХН v_0 принято называть граничной скоростью, соответствующей граничной энергии нейтрона полного отражения от данного материала $v_0 \equiv v_{гр}$.

В области УХН /при $v_z < v_0$ / для ядер с положительной действительной частью длины рассеяния $v_0^2 > 0$ и с малым сечением поглощения $((1 - v_0^2/v_z^2)^2 > v_i^4/v_z^4)$ мнимая часть показателя преломления для нейтронных волн становится больше действительной: $n_z'' > n_z'$. Эта особенность характерна для отражения электромагнитных волн оптического диапазона от поверхности металлов. В случае нейтронных волн величина n_z' оказывается пропорциональной сечению поглощения σ_a , а n_z'' зависит только от v_0 и v_z . Поэтому, чем меньше сечение поглощения σ_a , тем меньше n_z' и тем больше коэффициент отражения УХН.

При отражении УХН от сильно поглощающих сред $((1 - v_0^2/v_z^2)^2 < v_i^4/v_z^4)$ при $v_i/v_z > 1$ мнимая часть показателя преломления оказывается порядка действительной: $n_z'' \sim n_z'$, причем $|n_z| \gg 1$. Такое поведение коэффициента преломления характерно для отражения металлами радиоволн. При этом теория предсказывает возрастание коэффициента отражения УХН с увеличением сечения поглощения.

В случае ядер с отрицательной действительной частью длины рассеяния $v_0^2 < 0$, и с малым сечением поглощения мнимая часть показателя преломления для нейтронных волн оказывается много меньше действительной: $n_z'' \ll n_z'$. Эта особенность свойственна отражению электромагнитных волн ультрафиолетового диапазона от поверхности металлов или диэлектриков и обычно характеризуется низким значением коэффициента отражения. С ростом сечения поглощения происходит возрастание n_z'' , так что $n_z'' \sim n_z'$, причем $|n_z| \gg 1$; по своим отражательным свойствам хороший диэлектрик превращается в плохой.

Первые экспериментальные данные по отражению УХН от сильно поглощающих образцов естественного кадмия и изотопа кадмия- ^{113}Cd хорошо согласовались с теоретическими предсказаниями. В случае естественной смеси изотопов кадмия, имеющей положительную длину рассеяния, захват нейтронов кадмием снижал величину коэффициента отражения УХН. Предсказываемый эффект увеличения коэффициента отражения нейтронов с ростом сечения поглощения

был обнаружен при отражении УХН от ^{113}Cd - сильно поглощающего ядра с отрицательной длиной рассеяния. Однако этот эффект был невелик: при $v_z = 2,9 \text{ м.с}^{-1}$ поглощение увеличивало коэффициент отражения всего лишь на 40%.

В настоящей работе сообщаются экспериментальные результаты исследования отражения нейтронов от сильно поглощающих образцов ^{155}Gd , $^{155}\text{Gd}_2\text{O}_3$, Gd , Gd_2O_3 и Cd , а также от Al , Ti и V . Основной целью работы являлась более полная проверка теории отражения УХН /4/, в частности, исследование зависимости коэффициента отражения от величины сечения поглощения нейтронов.

2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА.

Схема экспериментальной установки показана на рис. 1. К выходу канала УХН реактора ИБР-2 /7/, по которому поступают нейтроны в интервале скоростей $0 \div 5,67 \text{ м.с}^{-1}$, через S-образное колено подсоединен одним из своих отводов тройник 1, изготовленный из медных электрополированных труб. S-образное колено может вращаться вокруг оси канала и позволяет устанавливать тройник над осью канала на высоте H_1 . Поскольку энергия взаимодействия УХН с гравитационным полем $W = mgH_1$, то достичь тройника могут только нейтроны, у которых скорость $v > \sqrt{2gH_1}$ /g - ускорение свободного падения/. Использование замедления УХН в гравитационном поле позволяет изменять спектр УХН в тройнике путем изменения высоты его подъема. В данном эксперименте максимальная высота подъема тройника составляла $H_1 = 140 \text{ см}$. Образец 2 площадью S_0 устанавливается в регулируемом по длине H_2 и вращающемся вокруг оси тройника отводе. И изменение длины отвода H_2 и его вращение позволяют дополнительно из-

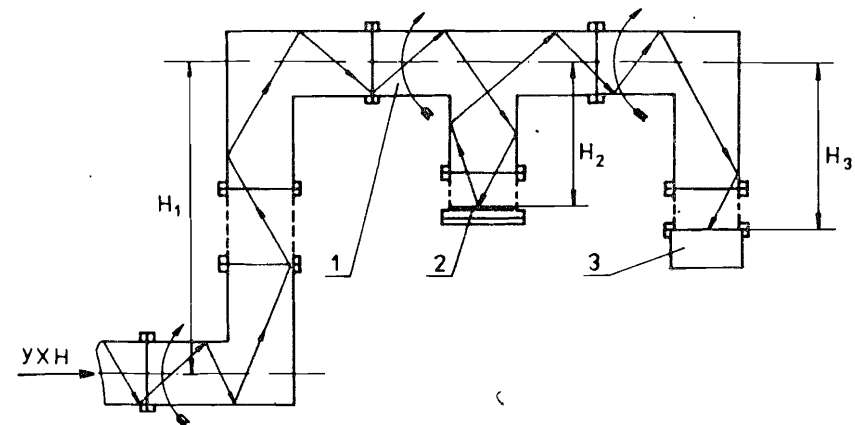


Рис. 1. Схема экспериментальной установки для измерения коэффициента отражения газа УХН. 1 - тройник, 2 - образец, 3 - детектор.

менять спектр УХН на образце. В качестве детектора УХН 3 используется пропорциональный счетчик на основе ^3He . Эффективность детектора к УХН определяется пропусканием окна счетчика, изготовленного из алюминиевой фольги толщиной 100 мкм. При работе с УХН, имеющими скорость меньше граничной скорости алюминия $/v_{\text{гр}} A\ell = 3,21 \text{ м}\cdot\text{с}^{-1}/$, для их регистрации используется ускорение УХН в гравитационном поле: детектор соединяется с тройником с помощью отвода длиной $H_3 = 73 \text{ см}$. Внутри тройника системой безмасляной откачки поддерживается вакуум $\sim 10^{-6}$ тор. Накопление и предварительная обработка информации производятся измерительным модулем на базе ЭВМ MERA-60.

Учитывая, что для УХН интегральный коэффициент отражения от меди $\bar{R}_{\text{Cu}} = 1$ с точностью $\sim 0,1\%$, коэффициент отражения УХН от исследуемого образца R можно выразить через счета детектора при отсутствии (J_{Cu}) и наличии ($J_{\text{Cu}2}$) в тройнике поглотителя /полиэтилена/ площадью S_{CH_2} ^{/8/}

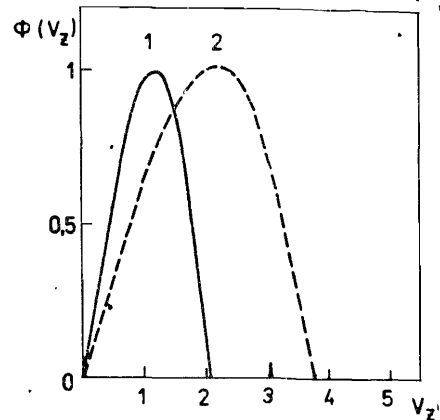
$$\bar{R} = 1 - \frac{J_{\text{Cu}} / J_0 - 1}{J_{\text{Cu}} / J_{\text{CH}_2} - 1} \cdot \frac{\mu_{\text{CH}_2} S_{\text{CH}_2}}{S_0}, \quad /5/$$

где J_0 - счет детектора при постановке в тройник образца площадью S_0 ; $\mu_{\text{CH}_2} = 1 - R_{\text{CH}_2}$ - коэффициент поглощения УХН полиэтиленом.

Экспериментально измеренная величина \bar{R} является усредненным по спектру УХН коэффициентом отражения

$$\bar{R} = \frac{\int_0^{v_M} R(v_z) \Phi(v_z) dv_z}{\int_0^{v_M} \Phi(v_z) dv_z}, \quad /6/$$

где $\Phi(v_z)$ - спектр УХН, падающих на образец и регистрируемых детектором; v_M - максимальная скорость УХН на образце.



На рис. 2 представлены спектры $\Phi(v_z)$, рассчитанные при предположении максвелловского спектра скоростей на выходе канала УХН ^{/7/} для некоторых случаев расположения тройника относительно оси канала. Эти спектры были использованы для расчета

Рис. 2. Спектры распределения УХН $\Phi(v_z)$ по проекции скорости $v_z / \text{м}\cdot\text{с}^{-1}/$ для двух случаев расположения тройника. 1 - $H_1 = 140 \text{ см}$, $H_2 = 0$, $H_3 = 73 \text{ см}$; 2 - $H_1 = 80 \text{ см}$, $H_2 = 0$, $H_3 = 73 \text{ см}$.

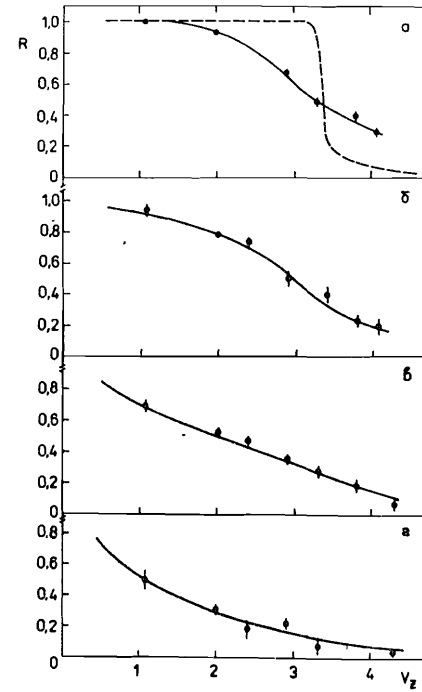


Рис. 3. Зависимость усредненного коэффициента отражения УХН \bar{R} от средней нормальной компоненты скорости нейтронов в вакууме $\bar{v}_z / \text{м}\cdot\text{с}^{-1}/$. Теоретические кривые /сплошная линия/ и экспериментальные данные приведены для: а/ Al ; б/ Cd ; в/ Gd_2O_3 ; г/ Gd . Для Al пунктирной линией также показана теоретическая зависимость $R(v_z)$.

по формуле /6/ коэффициентов отражения от образцов Ti и Al . В пределах ошибки измерений рассчитанные коэффициенты согласуются с экспериментально измеренными значениями \bar{R} при изменении величины H_1 в широких пределах. При этом потенциальный барьер для нейтрона на границе вакуума $\text{Al}(\text{Ti})$ предполагался прямоугольным ^{/9/}.

На рис. 3а в качестве примера представлены для Al результаты измерений зависимости коэффициента отражения УХН от средней скорости нейтронов в вакууме \bar{v}_z

$$\left(\bar{v}_z = \frac{\int_0^{v_M} v_z \Phi(v_z) dv_z}{\int_0^{v_M} \Phi(v_z) dv_z} \right).$$

$\mu_{\text{CH}_2}(\bar{v}_z)$ также определялось по формуле /6/ при использовании указанного выше вида $\Phi(v_z)$.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Когерентная длина рассеяния нейтрона $b_{\text{кор}}$, определяющая показатель преломления нейтронных волн, в общем случае является комплексной величиной

$$b_{\text{кор}} = b_n + \sum_j \frac{2\Gamma_{nj} (E - E_j) g_j}{k_j [4(E - E_j)^2 + \Gamma_j^2]} - i \sum_j \frac{\Gamma_{nj} \Gamma_j g_j}{k_j [4(E - E_j)^2 + \Gamma_j^2]}, \quad /7/$$

где b_n - длина потенциального рассеяния; Γ_{nj} и Γ_j - нейтронная и полная ширины резонансного уровня при энергии E_j ; g_j - ста-

тистический весовой фактор; k_j - волновой вектор, соответствующий энергии E_j ; суммирование проводится по всем резонансам.

Согласно оптической теореме, мнимую часть длины рассеяния b_i для УХН можно выразить через сечение поглощения σ_a ^{5/}

$$b_i = \frac{k\sigma}{4\pi} = \frac{k(\sigma_a + \sigma_{\text{неупр.}})}{4\pi},$$

где $\sigma_{\text{неупр.}}$ - сечение неупругого рассеяния нейтрона в среде, приводящего к нагреву УХН. Для исследованных в работе сильно поглощающих образцов $\sigma_{\text{неупр.}} \ll \sigma_a$, значение σ определяется в основном сечением поглощения. Если в области низких энергий оба сечения σ_a и $\sigma_{\text{неупр.}}$ подчиняются закону $1/v$, то b_i не зависит от энергии нейтрона. Однако при наличии низкоэнергетических нейтронных резонансов, расположенных вблизи тепловой энергии /изотопы и соединения Gd и Cd/, сечение поглощения σ_a не подчиняется закону $1/v$, и b_i/a также и b/v сильно зависят от энергии нейтрона. В области УХН ($E \ll E_j$) величина комплексной длины рассеяния для изотопов и соединений Gd и Cd рассчитывалась по формуле /7/ при использовании табличных значений параметров резонансов и величины b_0 и b_i при $E = 0,025$ эВ и $E = 0,07$ эВ ^{10,11/}. В табл. 1 представлены значения b_0 и b_i в области УХН и соответствующие им v_0^2 и v_i^2 для исследованных в работе элементов и веществ.

ТАБЛИЦА 1

Образец	b_0 фм	b_i фм	v_0^2 $\text{м}^2/\text{с}^2$	v_i^2 $\text{м}^2/\text{с}^2$
¹⁵⁵ Gd	-1	13,4	-1,53	20,25
V	-0,41	0,0014	-1,44	0,0049
¹¹³ Cd	-7,4	4,3	-17,06	9,92
Ti	-3,36	0,0017	-9,49	0,0049
Gd	1,65	10,25	2,46	15,37
Gd ₂ O ₃	20,7	20,5	12,6	12,25
¹⁵⁵ Gd ₂ O ₃	15,4	26,8	9,49	16,56
Cd	4,44	0,53	10,24	1,21
Al	3,45	$8 \cdot 10^{-5}$	10,3	$2,25 \cdot 10^{-4}$

Примечание к таблице:

1. Состав исследуемого образца ¹⁵⁵Gd: ¹⁵⁵Gd - 90,7%, ¹⁵⁴Gd - 0,4%, ¹⁵⁶Gd - 6,7%, ¹⁵⁷Gd - 1,3%, ¹⁵⁸Gd - 0,7%, ¹⁶⁰Gd - 0,2%. Хим. примеси: Fe - 0,4%, Ca - 0,15%, Cu - 0,07%, Si - 0,03%, Al - 0,03%. С учетом состава соответствующие значения для образца ¹⁵⁵Gd: $b_0 = -0,575$ фм, $b_i = 12,84$ фм, $v_0^2 = -0,875$ м²/с², $v_i^2 = 19,45$ м²/с².

2. Состав образца Gd: Gd > 99%. Хим. примеси: Fe - 0,2%, Si - 0,2%, C - 0,2%, F - 0,1%, N - 0,1%; редкозем. < 0,1%.

3. Состав образца ¹¹³Cd: ¹¹³Cd - 95,5%, ¹¹⁰Cd - 0,11%, ¹¹¹Cd - 0,11%, ¹¹²Cd - 1,36%, ¹¹⁴Cd - 2,7%, ¹¹⁶Cd - 0,22%, ¹⁰⁶Cd и ¹⁰⁸Cd < 0,02%. Хим. примеси: < 0,03%.

Поскольку глубина проникновения УХН в среду при отражении составляет величину ~ 100 Å, для интерпретации экспериментальных результатов необходимо знать состояние поверхности исследуемого образца. Известно, что за исключением золота, ни один металл не обладает стойкостью против окисления на воздухе при комнатной температуре ^{12/}. В данном эксперименте металлические образцы после механической обработки поверхности /удаление поверхностного слоя толщиной ~ 10⁴ Å/ и общепринятой процедуры очистки поверхности металлов от загрязнений ^{13/} сразу же помещались в вакуумную камеру. Периодически проводимые в течение нескольких суток серии измерений коэффициентов отражения УХН от хранящихся в вакууме образцов не показали в пределах точности измерений разницы в величине \bar{R} по сравнению со свежеприготовленными образцами. Поскольку у исследованных металлов на поверхности образуются окислы с большей граничной скоростью v_0 , чем у самого металла, то в соответствии с ^{8/} этот факт указывает на то, что возможная толщина окисной пленки на поверхности исследованных образцов не превышала $5 \cdot 10$ Å.

Образцы окиси гадолиния были приготовлены двумя способами. Во-первых, проводился отжиг на воздухе металлического гадолиния при температуре 350°С. Исследования отражения УХН от такого слоя окиси показали, что увеличение времени отжига с 10 мин до 2 ч не приводило к изменению коэффициента отражения \bar{R} , т.е. уже за 10 мин отжига образуется "толстый" слой окисла. Во-вторых, окись гадолиния получалась путем прокаливания азотнокислой соли гадолиния на нержавеющей подложке в течение 2 ч при 500°С. Измерения коэффициентов отражения от образцов Gd₂O₃, полученных двумя способами, не позволили в пределах 2%-точности измерений/ выявить различие между ними.

На рис. 3 представлены для некоторых веществ результаты измерений зависимости коэффициентов отражения УХН от средней нормальной компоненты скорости нейтронов в вакууме $1 < v_z < 4,2$ м·с⁻¹. /Все измерения выполнены с "толстыми" образцами, чтобы избежать необходимости учета последовательных отражений нейтронной волны внутри образца от его поверхностей ^{8/}/. Видно, что в полном соответствии с теорией наблюдается рост коэффициента отражения с уменьшением средней скорости нейтронов.

Исследованные соединения можно разбить на две группы. К первой отнесем элементы и соединения, имеющие положительную длину рассеяния: Gd, Gd₂O₃, ¹⁵⁵Gd₂O₃, Cd и Al, при этом наиболее сильное влияние мнимой части длины рассеяния на коэффициент отражения следует ожидать от Gd, у которого наибольшее отношение v_i^2 к

v_0^2 . Как следует из выражения /2/, при определенном значении v_0^2/v_z^2 величина коэффициента отражения определяется лишь значением v_i^4/v_z^4 , т.е. величиной сечения поглощения. Поэтому, проводя измерения при различных значениях \bar{v}_z , чтобы сохранить отношение v_0/\bar{v}_z для различных веществ, можно получить информацию о поведении коэффициента отражения в зависимости от величины сечения поглощения. Экспериментальные данные, приведенные на рис. 4, в полном соответствии с теоретическими предсказаниями /4,6/ показывают, что для ядер с положительной длиной рассеяния в исследованном интервале $0,845 < v_0/v_z < 1,54$ коэффициент отражения УХН /2/ с ростом сечения поглощения сначала падает, проходит через минимальное значение, и при дальнейшем увеличении сечения поглощения начинает возрастать. Такое поведение коэффициента отражения теория /6/ предсказывает при условии $v_0/v_z > 0,816$.

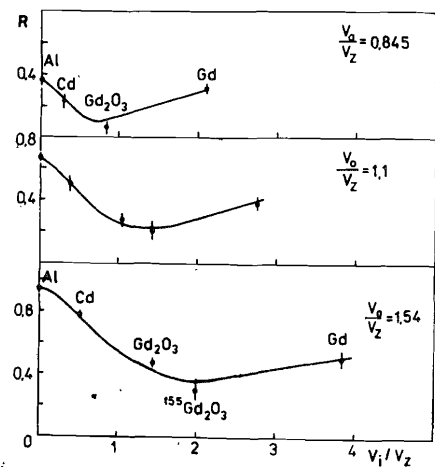


Рис. 4. Теоретические кривые и экспериментальные данные зависимости усредненного коэффициента отражения \bar{R} от величины сечения поглощения, выраженного в безразмерных единицах v_i/v_z , для веществ с положительной длиной рассеяния. Результаты приведены при значениях $v_0/v_z = 1,54; 1,1; 0,845$.

Наблюдаемые в эксперименте минимальные значения R_{\min} практически совпадают с теоретическим значением

$$R_{\min} = \frac{v_0/v_z \cdot \sqrt{2} - 1}{v_0/v_z \cdot \sqrt{2} + 1},$$

и достигаются при сечениях поглощения, близких к $v_i = v_0(3 - 2(v_z^2/v_0^2))^{1/4}$.

Ко второй группе относятся элементы, имеющие отрицательную длину рассеяния: ^{155}Gd , ^{113}Cd , V и Ti . При этом значительный интерес вызывает сравнение между собой результатов измерений с ^{155}Gd и V - элементов, имеющих в области УХН практически одинаковые и близкие к нулю значения v_0^2 и различающиеся на несколько порядков величины сечения поглощения. В этом случае эффект влияния мнимой части длины рассеяния на величину коэффициента отражения можно выделить в наиболее явном виде.

Экспериментальные результаты

$$\left. \begin{aligned} R_V &= 0,02 \pm 0,02 \\ R_{^{155}\text{Gd}} &= 0,27 \pm 0,03 \end{aligned} \right\} \text{при } \bar{v}_z = 2 \text{ м.с}^{-1}$$

и

$$\left. \begin{aligned} R_V &= 0,05 \pm 0,03 \\ R_{^{155}\text{Gd}} &= 0,51 \pm 0,05 \end{aligned} \right\} \text{при } \bar{v}_z = 1 \text{ м.с}^{-1}$$

показывают, что в полном согласии с теорией при уменьшении нормальной компоненты скорости нейтрона коэффициент отражения УХН от сильного поглотителя имеет заметную величину.

В случае ^{113}Cd влияние мнимой части длины рассеяния на коэффициент отражения маскируется на фоне вклада, вносимого наличием значительной величины v_0^2 .

Экспериментальные данные при определенном v_0/v_z /рис. 5/ показывают, что в соответствии с теоретическими ожиданиями для

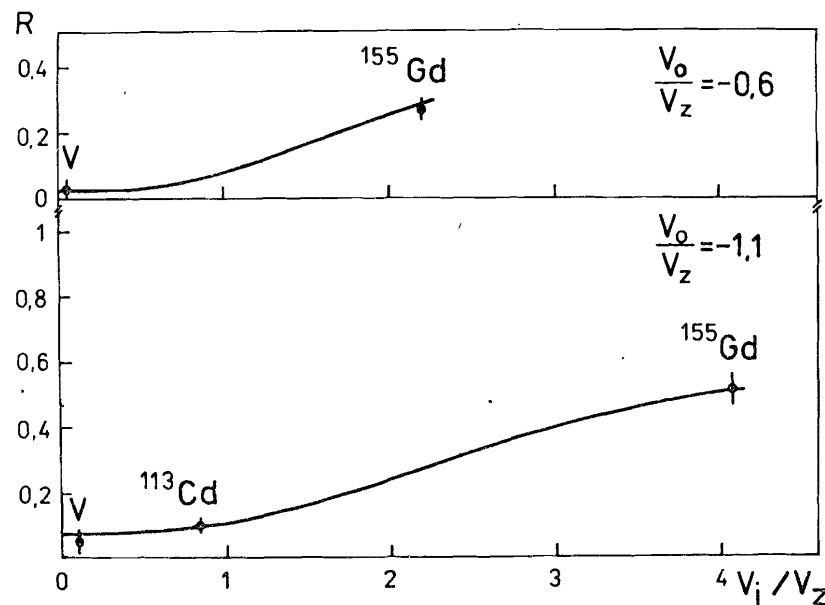


Рис. 5. Теоретические кривые и экспериментальные данные зависимости усредненного коэффициента отражения \bar{R} от величины сечения поглощения, выраженного в безразмерных единицах v_i/v_z , для веществ с отрицательной длиной рассеяния. Результаты приведены при значениях $v_0/v_z = -1,1; -0,6$.

ядер с отрицательной длиной рассеяния наблюдается постепенный рост коэффициента отражения с увеличением сечения поглощения.

Из анализа поведения действительной и мнимой частей показателя преломления в случае очень холодных нейтронов ($v_z > v_0$) и УХН ($v_z < v_0$) было получено выражение для скорости нейтрона в среде v_{cp} при наличии поглощения ^{14/}

$$v_{cp} = v_z \cdot n'_z = \sqrt{\frac{1}{2} [(v_z^2 - v_0^2) + \sqrt{(v_z^2 - v_0^2)^2 + v_i^4}]} \quad /8/$$

Как следует из /8/, скорость нейтрона в среде при наличии поглощения не стремится к нулю при $v_z < v_0$, а имеет конечное значение $v_{мин}$ даже при $v_z = 0$, т.е. v_{cp} может быть больше v_z в вакууме

$$v_{мин} = \frac{h}{m} \sqrt{\frac{1}{2} \frac{N}{\pi} [-b_0 + \sqrt{b_0^2 + b_i^2}]}.$$

Поскольку в среде с поглощением нейтрон имеет конечное значение скорости $v_{мин} \neq 0$, то и само сечение поглощения нейтронов в среде имеет также конечное значение $\sigma_{амакс} = \sigma_a(v_{мин})$. В случае $b_i \gg b_0$ $\sigma_{амакс} = \sqrt{\frac{8\pi b_i}{N}}$.

В табл. 2 приведены рассчитанные при $v_z = 0$ значения минимальной скорости нейтрона и максимального сечения поглощения, а также в качестве примера - отдельные средние значения нормальных компонент скорости нейтронов в вакууме, достигнутые в данном эксперименте, соответствующие им скорости нейтронов в среде и сечения поглощения. Приведены также значения модуля, действительной и мнимой частей показателя преломления нейтронных волн.

ВЫВОДЫ

1. Экспериментальные данные по отражению УХН от сильнопоглощающих образцов ^{155}Gd , $^{155}\text{Gd}_2\text{O}_3$, Gd , Gd_2O_3 , Cd и ^{113}Cd хорошо описываются теорией отражения нейтронов, использующей представление о комплексном показателе преломления для нейтронных волн.

2. Для веществ с положительной длиной рассеяния коэффициент отражения УХН в интервале $0,845 < v_0/v_z < 1,54$ с ростом сечения поглощения в диапазоне $v_i/v_z = 0 \div 4$ сначала падает, проходит через минимальное значение, и при дальнейшем увеличении сечения поглощения начинает возрастать.

3. Для веществ с отрицательной длиной рассеяния при значениях $v_0/v_z = -0,6$ и $-1,1$ в интервале $v_i/v_z = 0 \div 4$ наблюдается монотонный рост коэффициента отражения с увеличением сечения поглощения. Экспериментальные результаты в полном согласии с теоретическими предсказаниями показывают, что при достаточно

ТАБЛИЦА 2

Образец	v_z м·с ⁻¹	v_{cp} м·с ⁻¹	$\sigma_a \times 10^{-7}$, б	n'_z	n''_z	n
^{155}Gd	0	3,24	3,27	.	.	.
	1,1	3,33	3,19	3,09	2,70	4,10
	2	3,58	2,96	1,79	1,36	2,25
V	0	1,20	0,00092	.	.	.
	1,1	1,61	0,00069	1,495	0,0014	1,495
	2	2,33	0,00048	1,17	0,0005	1,17
Ti	0	3,08	0,00044	.	.	.
	1,1	3,26	0,00041	3,02	0,0006	3,02
	2	3,68	0,00037	1,84	< 0,0005	1,84
Gd	0	2,56	3,17	.	.	.
	1,1	2,66	3,05	2,46	2,68	3,64
	2	2,91	2,78	1,46	1,32	1,97
Gd_2O_3	0	1,58	10,27	.	.	.
	1,1	1,63	9,96	1,51	3,48	3,79
	2	1,78	9,12	0,89	1,72	1,94
$^{155}\text{Gd}_2\text{O}_3$	0	2,12	10,0	.	.	.
	2	2,38	8,91	1,19	1,67	2,05
	2,8	2,68	7,92	0,96	1,06	1,43
Cd	0	0,19	2,21	.	.	.
	1,1	0,20	2,10	0,185	2,80	2,81
	2	0,24	1,75	0,12	1,25	1,26
Al	0	< 0,001
	1,1	< 0,001	.	< 0,001	2,80	2,80
	2	< 0,001	.	< 0,001	1,26	1,26
	4,1	2,48	.	0,61	< 0,001	0,61

малой скорости нейтрона коэффициент отражения УХН от сильного поглотителя имеет заметную величину. При $\bar{v}_z \sim 1 \text{ м·с}^{-1}$ $^{155}\text{Gd} = 0,51 \pm 0,05$ и значительно превышает величину коэффициента отражения УХН от слабого поглотителя - ванадия $/R_v = 0,05 \pm 0,03/$.

4. Для всех исследованных сильнопоглощающих веществ с уменьшением скорости нейтронов наблюдается рост коэффициента отражения УХН.

Авторы признательны И.М.Столетовой и Е.В.Козенковой за помощь при изготовлении образцов из окиси гадолиния.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гуревич И.И., Немировский П.Э. ЖЭТФ, 1961, 41, с.1175.
2. Гуревич И.И., Тарасов Л.В. Физика нейтронов низких энергий. "Наука", М., 1965, с.296.
3. Франк И.М. ОИЯИ, РЗ-7809, Дубна, 1974.
4. Франк И.М. ОИЯИ, РЗ-7810, Дубна, 1974.
5. Шапиро Ф.Л. ОИЯИ, РЗ-7135, Дубна, 1973.
6. Голиков В.В., Кулагин Е.Н., Никитенко Ю.В. Краткие сообщения ОИЯИ, № 9-85, Дубна, 1985, с.26.
7. Голиков В.В., Кулагин Е.Н., Никитенко Ю.В. ОИЯИ, РЗ-85-285, Дубна, 1985.
8. Голиков В.В., Кулагин Е.Н., Никитенко Ю.В. ОИЯИ, РЗ-85-286, Дубна, 1985.
9. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика, Физматгиз, М., 1963, с.103.
10. Mughabghab S.F. et al. Neutron Cross Section, 1981, Academic Press N.Y., Vol.1, part A, pp.48-1, 48-21.
11. Mughabghab S.F. Neutron Cross Section, 1984, Academic Press, N.Y., Vol.1, part B, pp.64-1, 64-5, 64-7, 64-11.
12. "Окисление металлов" /под ред. Бенара Ж./ М., Изд-во "Металлургия", т.1, 1968, т.2, 1969.
13. Мадден Р. В сб: "Физика тонких пленок", Изд-во "Мир", М., т.1, 1967, с.217.

Рукопись поступила в издательский отдел
28 ноября 1986 года.

Голиков В.В., Кулагин Е.Н., Никитенко Ю.В.
Отражение ультрахолодных нейтронов от веществ
с большим сечением захвата

РЗ-86-767

Приводятся результаты исследования отражения УХН от сильнопоглощающих образцов ^{155}Gd , $^{155}\text{Gd}_2\text{O}_3$, Gd , Gd_2O_3 , Cd и ^{113}Cd . Экспериментальные данные хорошо описываются теорией отражения УХН, использующей представление о комплексном показателе преломления для нейтронных волн. Для веществ с положительной длиной рассеяния коэффициент отражения R с ростом сечения поглощения сначала падает, проходит через минимальное значение, и при дальнейшем увеличении сечения поглощения начинает возрастать. Для веществ с отрицательной длиной рассеяния происходит монотонный рост коэффициента отражения с увеличением сечения поглощения. При уменьшении скорости нейтрона коэффициент отражения УХН от такого сильного поглотителя, как ^{155}Gd , имеет заметную величину, значительно превышающую значение R от слабого поглотителя - ванадия ($R_{\text{Gd}}^{155} = 0,51 \pm 0,05$; $R_{\text{V}} = 0,05 \pm 0,03$).

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Перевод Т.Ф.Дроздовой

Golikov V.V., Kulagin E.N., Nikitenko Yu.V.
UCN Reflection from Matters with Absorption
Large Cross Section

РЗ-86-767

The results on UCN reflection from strongly absorbing targets from ^{155}Gd , $^{155}\text{Gd}_2\text{O}_3$, Gd , Gd_2O_3 , Cd and ^{113}Cd are reported. These data are well described in the frame of the UCN reflection theory introducing a complex index of refraction for the neutron waves. In the materials with a positive scattering wavelength the reflection index R first decreases with increasing absorption cross section, passes its minimum and then starts increasing again. In the materials with a negative scattering wavelength one observes a monotonous growth of the reflection index with increasing absorption cross section. If the neutron velocity decreases the index of UCN reflection from a strong absorber such as ^{155}Gd achieves a noticeable value much exceeding that of UCN reflection from a weak absorber such as vanadium ($R_{\text{Gd}}^{155} = 0.51 \pm 0.05$; $R_{\text{V}} = 0.05 \pm 0.03$).

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986