

П И С Ь М А  
В ЖУРНАЛ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ  
И ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

ОСНОВАН В 1965 ГОДУ  
ВЫХОДИТ 24 РАЗА В ГОД

ТОМ 65, ВЫПУСК 1  
10 ЯНВАРЯ, 1997

Письма в ЖЭТФ, том 65, вып.1, стр.3 - 8

© 1997г. 10 января

НАБЛЮДЕНИЕ ЭФФЕКТА СЕЛЕКТИВНОГО УСИЛЕНИЯ  
ЗАХВАТА УЛЬТРАХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ ЯДРАМИ

С.С.Арзуманов, Л.Н.Бондаренко, Е.И.Коробкина, В.И.Морозов,  
Ю.Н.Панин, А.И.Фомин, С.М.Чернявский, С.В.Шилкин,  
П.Гельтенборт<sup>+1)</sup>, В.Дрексел<sup>+1)</sup>, М.Пендлебери<sup>\* 1)</sup>, К.Шреккенбах<sup>□ 1)</sup>

Российский научный центр "Курчатовский институт"  
123182 Москва, Россия

<sup>+</sup> *Institute Laue-Langevin*  
38042 Grenoble Cedex 9, France

<sup>\*</sup> *University of Sussex*  
Brighton BN1 9QH, Sussex, U.K.

<sup>□</sup> *Technical University*  
D-85747 Garching, Germany

Поступила в редакцию 22 ноября 1996 г.

Методом нейтрон-радиационного анализа исследован процесс подбарьерного отражения ультрахолодных нейтронов (УХН) от нержавеющей стали, представляющей сплав железа, никеля, хрома и титана. Обнаружен эффект значительного, по сравнению с общепринятой теорией, увеличения вероятности захвата УХН ядрами среды. Эффект носит селективный характер. Фактор увеличения изменяется от 3 для железа до 90 для титана.

PACS: 14.20Dh, 29.30.Hs

В работе исследовался процесс захвата ультрахолодных нейтронов (УХН) при их подбарьерном отражении от поверхности многокомпонентной среды. Для измерений был применен метод нейтрон-радиационного анализа с использованием УХН [1], позволяющий определять как парциальные вероятности захвата различными ядрами, так и вероятность неупругого рассеяния.

Для среды, содержащей несколько элементов  $j$ , равномерно распределенных по объему с относительной ядерной концентрацией  $c_j$ , полная вероятность

<sup>1)</sup> P.Geltenbort, W.Drexel, J.Pendlebury, K.Schreckenbach.

взаимодействия УХН с поверхностью представляет собой сумму парциальных вероятностей захвата  $\mu_c^i$  конкретным элементом среды и вероятности неупругого рассеяния  $\mu_{ie}$ :

$$\mu = \mu_{ie} + \sum_{i=1}^j \mu_c^i, \quad (1)$$

где величины  $\mu_{ie} = \eta_{ie} f(v)$  и  $\mu_c^i = \eta_c^i f(v)$  задаются соотношениями

$$f(v) = 2y^{-2} [\arcsin(y) - y\sqrt{1-y^2}], \quad \eta_{ie} = k\sigma_{ie}/4\pi\bar{b}, \quad \eta_c^i = k\sigma_c^i/4\pi\bar{b}.$$

Здесь  $v$  – скорость нейтрона,  $y = v/v_{lim}$ ,  $v_{lim} = \sqrt{2E_{lim}/m}$  – граничная скорость среды,  $m$  – масса нейтрона,  $E_{lim} = 2\pi\hbar^2 N\bar{b}/m$  – граничная энергия среды,  $N$  – число ядер в единице объема,  $\bar{b} = \sum_{i=1}^j c_i b_i$  – усредненная по составу среды длина когерентного рассеяния,  $b_i$  – длина когерентного рассеяния для  $i$ -го элемента, усредненная по естественной смеси изотопов;  $k$  – волновое число;  $\sigma_{ie}$  – сечение неупругого рассеяния;  $\sigma_c^i$  – сечение захвата для  $i$ -го элемента, усредненное по естественной смеси изотопов.

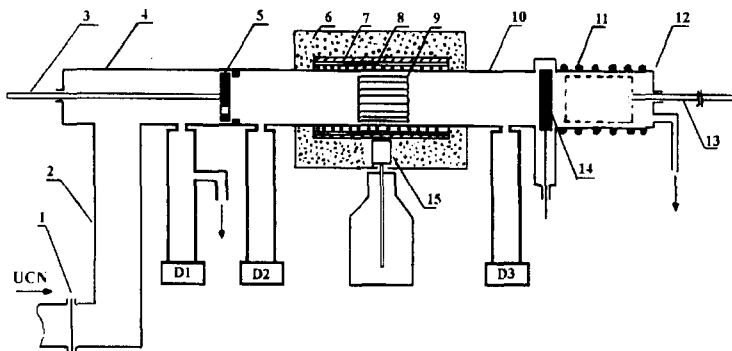


Рис.1. Схема установки: 1 – входная Al-фольга, 2 – вертикальный нейтронотвод, 3 – стержень, 4 – входная камера, 5 – подвижная входная диафрагма, 6 – свинцовая защита, 7 – конвертор  $B^{10}$ , 8 – Кожух с нагревателем и тепловым экраном, 9 – образец, 10 – сосуд УХН, 11 – нагреватель, 12 – камера отжига, 13 – стержень перемещения образца, 14 – вакуумный шиббер, 15 – Ge(Np)-детектор,  $D_1$ ,  $D_2$ ,  $D_3$  – детекторы УХН

Образец из электрополированной фольги нержавеющей стали марки 1X18H9T толщиной 200 мкм представлял собой спираль шириной 10 см и внешним диаметром 8 см. Полная площадь образца  $S = 3120 \text{ см}^2$ . Схема установки приведена на рис.1. Образец облучался УХН в цилиндрическом сосуде из нержавеющей стали длиной 112 см и диаметром 8.8 см. Нейтроны из источника УХН поступали в сосуд по вертикальному нейтронотводу либо через входную диафрагму с отверстием площадью  $S_0 = 0.785 \text{ см}^2$ , либо через все сечение сосуда, когда диафрагма удалялась. Спектр потока УХН в сосуде был сосредоточен в интервале от 0 до 4.4 м/с при средней скорости  $\bar{v} = 3.8(2) \text{ м/с}$ . Плотность потока УХН в сосуде и на его вход измерялась с помощью трех газовых пропорциональных детекторов  $D_1$ ,  $D_2$ ,  $D_3$ , подключенных к сосуду через отверстия с площадью  $S_0 = 0.785 \text{ см}^2$ . Для регистрации

$\gamma$ -квантов, возникающих при захвате УХН на поверхности образца, использовался Ge(Hp)-детектор с разрешением 2кэВ при энергии  $\gamma$ -квантов 1 МэВ. Неупруго рассеянные УХН регистрировались с помощью конвертора из  $V^{10}$  толщиной 1 см, расположенного между сосудом и входным окном детектора. В реакции  $n + B^{10} = \alpha + Li^7$  с вероятностью 0.96 ядро  $Li^7$  образуется в возбужденном состоянии и испускает  $\gamma$ -квант с энергией 477кэВ, который регистрируется детектором.

При измерении фона или обезгаживании образца последний выводился из сосуда в специальную камеру, отделенную от сосуда вакуумным шибером. Вакуум в сосуде поддерживался на уровне  $2 \cdot 10^{-5} \div 5 \cdot 10^{-6}$  торр, вакуум в камере был  $\approx 10^{-3}$  торр. При измерении полного коэффициента потерь УХН поступал в сосуд через диафрагму. Из скоростей счета  $J_1, J_2, J_3$  детекторов  $D_1, D_2, D_3$  определялась величина

$$\bar{\mu}S + \bar{\mu}_t S_t = \frac{2(J_1 - 2J_2 - J_3)}{(J_2 + J_3)}, \quad (2)$$

где  $\bar{\mu}$  и  $\bar{\mu}_t$  – усредненные по потоку УХН полные коэффициенты потерь для поверхности образца и сосуда, естественно,  $S_t$  – площадь сосуда. При выведенном из сосуда образце определялась величина  $\bar{\mu}_t S_t$ . В результате двух измерений разностным методом вычислялась величина  $\bar{\mu}$  для образца.

Для измерения вероятности неупругого рассеяния и парциальных коэффициентов захвата УХН диафрагма удалялась, чтобы УХН поступали в сосуд через все сечение. Усредненное по потоку значение вероятности неупругого рассеяния определялось как

$$\bar{\mu}_{ie} = \frac{2J_{ie} S_0 \epsilon}{(J_2 + J_3) S \epsilon_{ie}}, \quad (3)$$

где  $J_{ie}$  – скорость счета импульсов в пике полного поглощения  $\gamma$ -лучей с энергией 477кэВ,  $\epsilon_{ie}$  – эффективность регистрации неупруго рассеянных на поверхности образца УХН, регистрируемых по скорости счета  $J_{ie}$ ,  $\epsilon$  – эффективность регистрации УХН, прошедших через входные отверстия детекторов. Отношение  $\epsilon_{ie}/\epsilon$  определялась в дополнительном измерении с калибровочным образцом из полиэтилена.

Усредненная по потоку вероятность захвата УХН  $i$ -тым элементом определялась как

$$\bar{\mu}_c^i = \frac{2J_i(E) \epsilon S_0}{(J_2 + J_3) S \epsilon_\gamma(E) \beta_i}, \quad (4)$$

где  $J_i(E)$  – скорость счета в пике полного поглощения  $\gamma$ -лучей с энергией  $E$ ,  $\beta_i$  – выход квантов с энергией  $E$  на один акт захвата нейтрона для естественной смеси изотопов  $i$ -го элемента,  $\epsilon_\gamma(E)$  – эффективность регистрации  $\gamma$ -квантов с энергией  $E$ , излучаемых с поверхности образца. Энергетическая зависимость отношения  $\epsilon_\gamma(E)/\epsilon$  определялась в дополнительных измерениях с использованием калибровочных образцов из полиэтилена, титана и алюминия.

Для измерения вероятности неупругого рассеяния и парциальных коэффициентов захвата УХН диафрагма удалялась, чтобы УХН поступали в сосуд через все сечение.

Измерения выполнялись после химической очистки поверхности образца травлением в кислоте  $H_3PO_4$  и вакуумного отжига при 100К в течение 2ч.

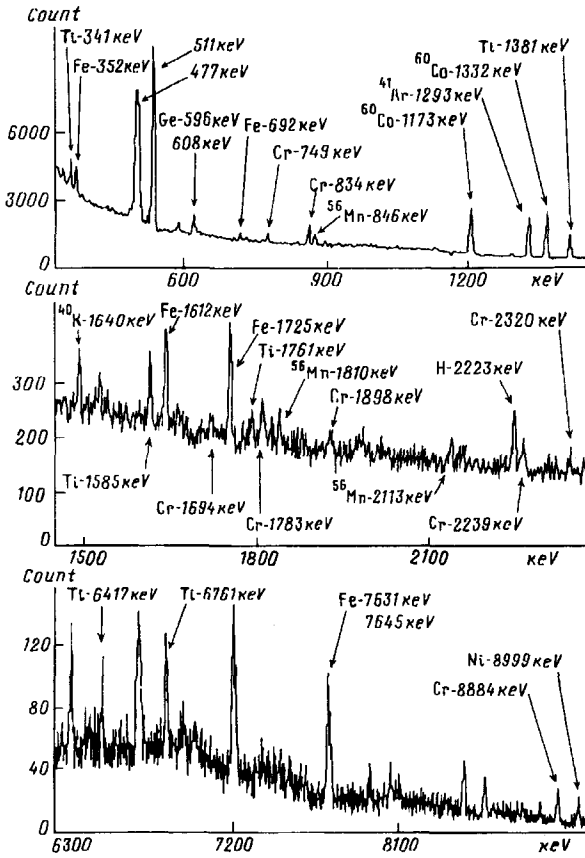


Рис.2. Фрагменты спектра  $\gamma$ -квантов при облучении образца ультрахолодными нейтронами

На рис.2 приведены фрагменты спектра  $\gamma$ -квантов. В спектре видны пики полного поглощения  $\gamma$ -квантов с энергией 477 кэВ и 2.22 МэВ, обусловленные неупругим рассеянием и захватом УХН на поверхностном водороде. В спектре присутствуют также пики, связанные с захватом УХН ядрами элементов, входящих в состав нержавеющей стали. Обработка полученных спектров производилась с учетом внешнего  $\gamma$ -фона и  $\gamma$ -фона, обусловленного взаимодействием УХН с поверхностью сосуда.

В результате измерений получены значения:  $\bar{\mu} = 6.44(57) \cdot 10^{-4}$ ,  $\bar{\mu} = 1.57(26) \cdot 10^{-4}$ ,  $\bar{\mu}_c^H = 2.2(3.8) \cdot 10^{-6}$ . Между полной ( $\bar{\mu}$ ) и суммарной ( $\bar{\mu}_{ie} + \bar{\mu}_c^H$ ) вероятностями существует разница, равная  $4.85(62) \cdot 10^{-4}$ , которая определяет суммарную вероятность захвата УХН элементами, отличными от водорода.

Прямые измерения парциальных вероятностей захвата выполнялись по наиболее интенсивным  $\gamma$ -переходам при захвате УХН изотопами элементов Fe, Ni, Cr, Ti. Для сравнения с теорией из полученных значений  $\bar{\mu}_c^i$  определялись значения параметров  $\eta_c^i = \bar{\mu}_c^i / f(v)$  в приближении  $f(v) = f(\bar{v}) = 0.96$ . Результаты представлены в табл.1.

Наблюдаемое усиление могло бы быть связано с примесью в спектре УХН нейтронов с  $v \geq v_{lim} = 6\text{м/с}$  для нержавеющей стали, которые могли бы увеличивать парциальные вероятности захвата за счет надграничного проникновения УХН в объем образца. Контрольные измерения для образца из меди

с  $v_{lim} = 5.65$  м/с показали, что экспериментальное значение  $\mu_c^{Cu}$  превышает теоретическое не более чем в 2–2.5 раза. Если это превышение связано с проникновением нейтронов в образец меди, то для нержавеющей стали этот эффект может частично объяснить увеличение захвата на Fe, но мало скажется на наблюдаемом усилении для других элементов.

Таблица 1

Результаты измерений  $\bar{\mu}_c^i$  и расчетов  $\eta_c^i$

Элемент	Ni	Ti	Fe	Cr
$\bar{\mu}_c^i \cdot 10^4$	0.83(10)	1.23(4)	1.74(1)	1.19(9)
$\eta_c^i \cdot 10^4$ , эксперимент	0.86(11)	1.28(5)	1.81(11)	1.24(10)
$\eta_c^i \cdot 10^4$ , теория	0.128	0.014	0.60	0.207
отношение эксперимент/теория	6.7	91	3	6

Из таблицы видно, что  $\sum_{i=1}^4 \bar{\mu}_c^i = 4.99(18) \cdot 10^{-4}$ , согласуется с независимыми данными по измерению  $\bar{\mu}$ ,  $\bar{\mu}_{ie}$  и  $\bar{\mu}_c^H$ . Сравнение экспериментальных и теоретических значений  $\eta_c^i$  показывает, что экспериментальные вероятности захвата значительно выше теоретических. Эффект увеличения носит селективный характер и максимально выражен для титана.

Не подтверждается также гипотеза о наличии на поверхности слоя, обогащенного титаном. Поскольку у титана  $\bar{b} < 0$ , то в такой модели потенциал у поверхности представляет собой потенциальную яму перед положительным перепадом потенциала высотой  $E_{lim}$ . В этом случае было бы возможно значительное усиление захвата УХН на ядрах титана. Для проверки такой возможности был выполнен элементарный анализ объема образца (табл.2) и его поверхностного слоя: 1) методом объемного нейтрон-радиационного анализа, 2) методом рентген-флуоресцентного анализа на глубину 50 мкм, 3) рентген-спектральным электронно-зондовым микроанализатором на глубину 1 мкм, 4) рентген-фотоэлектронным спектрометром на глубину  $\leq 100 \text{ \AA}$ .

Таблица 2

Результаты элементного анализа образца

Элемент	Ti	Fe	Ni	Cr	Si	C	O
содержание, ат. % по методу 1	0.7	70.6	8.7	20			
содержание, ат. % по методу 2	0.6	70.7	8.3	20.4			
содержание, ат. % по методу 3	0.7	69.5	8.5	19.7	1.6		
содержание, ат. % по методу 4	0.3	32.4	4.2	11.3		28.8	23.0

По данным методов 1–3 содержание основных элементов соответствует стали 1X18H9T, для которой рассчитывались  $\eta_c^i$ . Тенденции к повышению содержания Ti по мере уменьшения глубины анализируемого слоя не наблюдается. Более того, когда глубина слоя порядка длины волны УХН, абсолютное содержание Ti и других элементов нержавеющей стали меньше объемного за счет атомов кислорода, углерода (данные метода 4) и водорода, к которому метод 4 не чувствителен. При этом соотношение между концентрациями Ti, Fe, Ni и Cr соответствует объемному.

Малость средней концентрации титана на поверхности не исключает возможности существования областей его локализации с повышенным содержанием. Как один из вариантов объяснения можно предположить, что титан образует выходящие на поверхность кластеры, размеры которых больше длины волны УХН. Тогда нейтроны свободно проходят в кластеры и движутся в них, отражаясь от границ, пока не захватятся или не выйдут назад в вакуум. Если в кластерах имеется какое-то количество ядер Fe, Ni и Cr, то УХН будут также эффективно ими захватываться. Кластеры могут образовывать и замкнутые титановые поры в приповерхностном слое, в которых возможны связанные состояния. Когда энергия УХН равна резонансной, то с большой вероятностью нейтроны могут туннельным образом проникать в поры и захватываться.

Обнаруженное усиление показывает, что общепринятая теория захвата УХН не всегда адекватно описывает этот процесс для реальной многокомпонентной среды. Дальнейшие исследования в этом направлении могут оказаться ключевыми для объяснения феномена аномально высоких потерь УХН при хранении в сосудах и постановки экспериментов по прецизионному измерению времени жизни нейтрона с использованием УХН.

Авторы выражают глубокую благодарность С.Т.Беляеву за помощь в организации работы и стимулирующие обсуждения результатов. Мы признательны проф. А.Штайерлу за критические и полезные дискуссии.

Авторы благодарны Г.Джусту за помощь в проведении эксперимента, А.К.Чуракову за предоставление программы обработки  $\gamma$ -спектров и С.А.Терину за выполнение элементного анализа образцов.

Работа была выполнена благодаря поддержке Европейского фонда INTAS (грант 93-298), Российского фонда фундаментальных исследований (грант 96-02-18528-а) и Фонда поддержки молодежных работ Российского научного центра "Курчатовский институт" (грант 20).

---

1. С.В.Жуков, В.Л.Кузнецов, В.И.Морозов и др., Письма в ЖЭТФ 57, 446 (1993).