

P3-2002-288

**А. И. Франк, В. И. Боднарчук, Г. В. Кулин,
О. В. Кулина**

**О ДЛИНЕ КОГЕРЕНТНОГО РАССЕЙЯНИЯ
ЕСТЕСТВЕННОГО ГАДОЛИНИЯ**

1. Введение

Естественный гадолиний отличается весьма высоким сечением радиационного захвата нейтронов и является одним из наиболее сильных их известных поглотителей нейтронов. С этим связано его широкое практическое использование в нейтронной физике. Тонкие пленки этого вещества используются практически во всех современных нейтронных поляризаторах, основанных на отражении нейтронов от намагниченных зеркал или многослойных структур.

Очевидно, что расчет параметров конкретных устройств невозможен без точного знания нейтронно-оптических свойств вещества, важнейшим из которых является длина когерентного рассеяния. Внимание к вопросу о длине когерентного рассеяния ядер Gd связано еще с одним обстоятельством. Изучение распространения и поглощения нейтронных волн в этом веществе позволяет в предельных условиях проверить основные положения теоретической нейтронной оптики поглощающих сред. С этой целью нами недавно был поставлен эксперимент по пропусканию очень медленных, так называемых ультрахолодных нейтронов, через гадолиниевые пленки [1]. Необходимость сопоставления результатов эксперимента с расчетом заставила обратиться к данным о длине когерентного рассеяния Gd. Как выяснилось, они достаточно противоречивы, а длина рассеяния известна с точностью, не достаточной для большинства практических расчетов.

В настоящей работе мы сообщаем предварительные результаты эксперимента по измерению длины когерентного рассеяния естественного гадолиния.

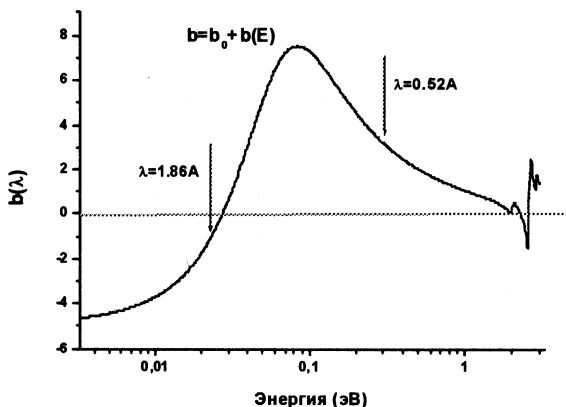
2. Комплексная длина рассеяния гадолиния

Два изотопа гадолиния, а именно Gd^{155} и Gd^{157} , имеют резонансы в сечении радиационного захвата вблизи тепловой области, и именно поэтому сечение захвата естественного Gd столь велико. Известно, что в этом случае зависимость длины рассеяния от энергии описывается формулой Брэйта – Вигнера (БВ)

$$a_{\text{coh}} = r_0 + \sum_j \frac{2\lambda_j \Gamma_{nj} (E - E_j)}{4(E - E_j)^2 + \Gamma_j^2} + i \sum_j \frac{\lambda_j \Gamma_{nj} \Gamma_j}{4(E - E_j)^2 + \Gamma_j^2}, \quad (1)$$

где a_{coh} – длина рассеяния на свободном ядре, r_0 – длина потенциального рассеяния, Γ_{nj} и Γ_j – нейтронная и полная ширины j -го резонанса соответственно, E – энергия нейтрона. Длина рассеяния связанного ядра есть $b = a_{\text{coh}} (A + 1)/A$, где A – массовый номер. В случае гадолиния $A \approx 155$ величины a и b отличаются менее чем на процент. Поэтому ниже мы будем считать их равными. Как видно из (1) как действительная, так и мнимая часть длины рассеяния резко меняются вблизи резонансов. На рис. 1 приведена расчетная зависимость от энергии действительной части длины рассеяния $b(E)$ естественного гадолиния.

Рис.1. Зависимость действительной части длины рассеяния естественного Gd от энергии, отложенная от уровня $b_0=0$ (расчет)



Здесь принято представление $\text{Re}(b) = b_0 + b(E)$, в котором в постоянную величину b_0 включается как длина потенциального рассеяния r_0 , так и вклады от всех далеких резонансов.

Как видно из рисунка, в диапазоне энергий от нуля до 1 эВ действительная часть длины рассеяния меняется более чем на 12 Фм. Очевидно, что результаты экспериментов по измерению когерентной длины, выполненных при разных энергиях нейтронов, могут заметно различаться, а их сопоставление возможно только после пересчета по формуле БВ.

Мнимую часть \mathbf{b} легко вычислить либо по формуле (1) с известными резонансными параметрами [2], либо пользуясь оптической теоремой $\text{Im}(\mathbf{b}) = \frac{\sigma_{\text{tot}}}{2\lambda}$, исходя из известного сечения. В интересующем нас случае полное сечение практически совпадает с доминирующим и хорошо известным [3] сечением радиационного захвата $\sigma_{\text{tot}} \cong \sigma_{\gamma}$. Как и должно, оба метода дают совпадающие результаты, поскольку резонансные параметры определяются обычно из измерений сечения.

Сложнее ситуация с действительной частью \mathbf{b} . В таблицах длин когерентного рассеяния [4] приводится несколько экспериментальных значений для $\text{Re}(\mathbf{b})$, а в качестве рекомендованного дается результат с наименьшей декларированной ошибкой. Дополнив этот список результатами относительно недавней работы [5], приведем его здесь с некоторыми комментариями.

Таблица

N	$\text{Re}(\mathbf{b})$ (Фм)	Метод, λ	Год, ссылка
1	$9,5 \pm 0,2$	Дифракция, эпитеплов. нейтр.	1975, [6]
2	6,2	Компиляция, 1,8 Å	1984, [2]
3	$5,1 \pm 0,4$	Интерферометрия, 1,86 Å	1985, [7]
4	10	Рефлектометрия, 1-5 Å	1992, [5]

Мы опустили здесь ранние результаты авторов работы [6] и несколько еще более старых результатов.

Оригинал работы [6] в настоящее время нам недоступен. Однако авторы любезно предоставили нам свой доклад [8], в котором суммируются результаты их работы. Измерения проводились нейтрон-дифракционным методом с эпитепловыми нейтронами в широком интервале энергий. В работе сообщается, что результаты измерения величины \mathbf{b} свидетельствуют о ее постоянстве в диапазоне энергий от 0,2 до примерно 2 эВ, где имеется резонанс. Это противоречащее формуле Брэгга–Вигнера заключение (см. рис.1) вызывает недоумение.

Эксперимент [7] выполнен с нейтронным интерферометром и предметом непосредственного измерения являлся сдвиг фазы, обусловленный действительной частью показателя преломления

$$\Delta\Phi = k_0(n' - 1)d, \quad (2)$$

где n' – (действительный) показатель преломления, а d – толщина образца. В случае тепловых нейтронов (см. ниже ф.(7)) мнимая часть длины рассеяния вносит пренебрежимо малый вклад в n' .

Измерения выполнены при длине волны $\lambda = 1.86 \text{ \AA}$, и цифра, приведенная в таблице, есть экспериментальная величина, извлеченная из величины сдвига фазы при указанной длине волны. Пересчет этого результата по формуле БВ с учетом двух основных резонансов гадолиния дает для действительной части b в тепловой точке значение $(5,7 \pm 0,4) \text{ Фм}$, что близко к значению атласа [2]

В работе [4] измерялся коэффициент отражения нейтронов $R(\lambda)$ от слоя гадолиния, нанесенного на поверхность плоской подложки. Измерения проводились методикой времени пролета в диапазоне длин волн $\lambda = 1 \div 5 \text{ \AA}$. Коэффициент отражения $R(\lambda)$ зависит от комплексной величины $b(\lambda)$, которая вычислялась исходя из (1). Результат, приведенный в таблице, относится к постоянной величине b_0 . Целью работы было измерение отражающих свойств гадолиния, а не собственно длина рассеяния, и погрешность этой величины не приводится.

Таким образом, легко видеть, что имеющиеся данные достаточно противоречивы, а результаты наиболее точной работы вызывают некоторое сомнение. Эта ситуация побудила нас предпринять независимое измерение длины когерентного рассеяния гадолиния.

3. Отражение нейтронов от границы поглощающей среды

Известно, что закон дисперсии нейтронных волн в веществе имеет вид [9]

$$k^2 = k_0^2 - 4\pi\rho b, \quad k = k' + ik'', \quad b = b' - ib'', \quad (3)$$

где k_0 и k – волновые числа в вакууме и в веществе соответственно, а b – вообще говоря, комплексная длина когерентного рассеяния, а ρ – число ядер в единице

объема. Такому закону дисперсии соответствует волновая функция нейтрона в веществе, координатная часть которой имеет вид затухающей плоской волны

$$\psi(\mathbf{x}) = \exp[(i\mathbf{k}' - \mathbf{k}'')\mathbf{x}]. \quad (4)$$

Записывая (3) в виде двух уравнений для действительных и мнимых величин,

$$\mathbf{k}'^2 - \mathbf{k}''^2 = \mathbf{k}_0^2 - 4\pi\rho\mathbf{b}', \quad \mathbf{k}'' = \frac{2\pi\rho\mathbf{b}''}{\mathbf{k}'}, \quad (5)$$

получаем:

$$\begin{aligned} \mathbf{k}' &= \sqrt{\frac{\mathbf{k}_0^2 - 4\pi\rho\mathbf{b}'}{2} \pm \sqrt{\frac{(\mathbf{k}_0^2 - 4\pi\rho\mathbf{b}')^2}{4} + (2\pi\rho\mathbf{b}'')^2}}, \\ \mathbf{k}'' &= \sqrt{\frac{4\pi\rho\mathbf{b}' - \mathbf{k}_0^2}{2} \pm \sqrt{\frac{(\mathbf{k}_0^2 - 4\pi\rho\mathbf{b}')^2}{4} + (2\pi\rho\mathbf{b}'')^2}}, \end{aligned} \quad (6)$$

где знак перед корнем определяется знаком выражения $\mathbf{k}_0^2 - 4\pi\rho\mathbf{b}'$ [10]. Как известно, показатель преломления волны в веществе есть $\mathbf{n} = \mathbf{k}/\mathbf{k}_0$. В случае тепловых нейтронов, когда $\mathbf{k}_0^2 \gg \rho\mathbf{b}', \rho\mathbf{b}''$ имеет место

$$\mathbf{n}' = 1 - \frac{2\pi\rho\mathbf{b}'}{\mathbf{k}_0^2} \left[1 + \left(\frac{2\pi\rho\mathbf{b}''}{\mathbf{k}_0} \right)^2 \right], \quad (7)$$

и учет мнимой части длины рассеяния \mathbf{b}'' слабо сказывается на величине показателя преломления.

Уравнения (6) вместе с (4) определяют волновую функцию нейтрона в среде. Для решения задачи об отражении и прохождении нейтронной волны необходимо записать уравнения непрерывности на границе среды (или сред) и разрешить их.

Поскольку компонента волнового числа, параллельная границе раздела сред, остается неизменной, то из уравнения (3) следует

$$\mathbf{k}_\perp^2 = \mathbf{k}_{0\perp}^2 - 4\pi\rho\mathbf{b}(\mathbf{k}_0^2), \quad \mathbf{k}_\perp = \mathbf{k}'_\perp + i\mathbf{k}''_\perp, \quad (3a)$$

где учтено, что типичная для сильно поглощающих веществ близость резонансов приводит к зависимости длины рассеяния от энергии, или, что то же самое, от квадрата волнового числа. С учетом этого замечания формулы (6) остаются справедливыми, если вместо волновых чисел \mathbf{k}_0 и \mathbf{k} подставить их нормальные компоненты. При этом только нужно помнить, что длина рассеяния $\mathbf{b}(\mathbf{k}_0^2)$ зависит от полной энергии нейтрона.

В простейшем случае отражения от единственной границы раздела амплитуда и интенсивность отраженной волны определяются выражениями

$$r(k_0, k_0^2) = \frac{k_{0\perp} - k_{\perp}(k_0, k_0^2)}{k_{0\perp} + k_{\perp}(k_0, k_0^2)}, \quad R = |r|^2. \quad (8)$$

На рис. 2 приведены результаты расчетов коэффициента отражения от поверхности гадолиниевого зеркала при угле скольжения 5 мрад. Мнимая часть длины рассеяния $\text{Im}(\mathbf{b})$ и вклад в действительную часть длины $\mathbf{b}(\lambda)$ от ближайших резонансов рассчитывались по формуле БВ. Постоянная часть длины рассеяния b_0 являлась варьируемым параметром.

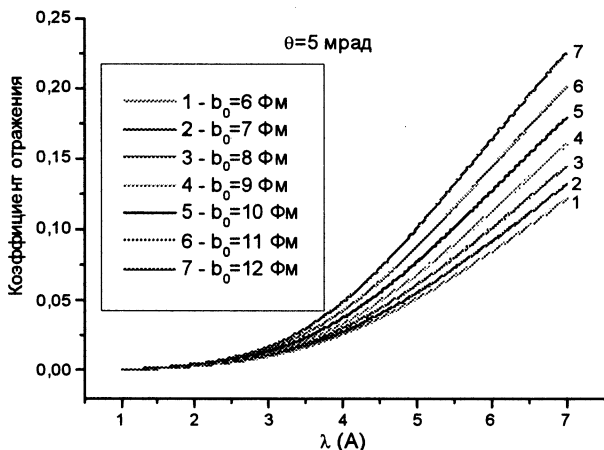


Рис. 2. Результаты расчета коэффициента отражения нейтронов от поверхности гадолиния при различных значениях постоянной части длины рассеяния

Из рис. 2 видно, что коэффициент отражения холодных нейтронов от поверхности гадолиния, во-первых, отнюдь не мал, а во-вторых, довольно сильно зависит от параметра b_0 . Это обстоятельство использовалось в работе [4]. Наш эксперимент также был основан на методике отражения от зеркала.

4. Эксперимент

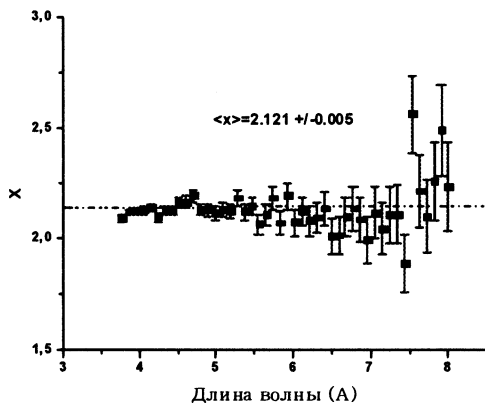
Эксперимент был выполнен с нейтронным рефлектометром REFLEX реактора ИБР-2 Лаборатории нейтронной физики им. И.М.Франка Объединенного

института ядерных исследований в Дубне [11]. Образец был приготовлен методом магнетронного распыления естественного гадолиния на стеклянную подложку размером $5 \times 8 \text{ см}^2$. Толщина слоя гадолиния составляла примерно 1000 \AA . Для предохранения от окисления поверх гадолиния дополнительно был нанесен тонкий (50 \AA) слой титана. Есть основания полагать, что титановый слой был полностью окислен.

Измерения проводились методом времени пролета в диапазоне длин волн $3,5\text{--}8 \text{ \AA}$ при углах скольжения $3,78$ и $4,88$ миллирадиан. Угловое разрешение прибора составляло $5,5$ и $4,3\%$ соответственно. Коэффициент отражения определялся обычным образом, как отношение интенсивностей отраженного и прямого пучков, с нормировкой на время измерений и с контролем мощности реактора. Длина зеркала была недостаточной для полного перекрытия падающего пучка, что учитывалось введением еще одного нормировочного коэффициента.

Соответствующий геометрический фактор $x = \frac{N_1}{N_2}$, где N_1 и N_2 – интенсивности прямого пучка без зеркала и с зеркалом в рабочем положении, измерялся как функция длины волны (см. рис.3). Его постоянство свидетельствует о непрозрачности зеркала для нейтронов всех длин волн.

Рис.3. Геометрический фактор, учитывающий долю перекрытия пучка зеркалом. Угол $3,78$ мрад.



Результаты измерений представлены на рис. 4. Экспериментальные данные, полученные для двух углов скольжения, фитировались расчетными кривыми по формулам (6), (8). Как и ранее, мнимая часть длины рассеяния $\text{Im}(b)$ и вклад от ближайших резонансов в действительную часть длины $b(\lambda)$ рассчитывались по формуле БВ. Постоянная часть длины рассеяния b_0 являлась единственным варьируемым параметром, общим для обоих измерений. В расчетах учитывалось наличие защитного слоя, причем для плотности длины когерентного рассеяния принималась величина $\rho b = 2.61 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$, соответствующая двуокиси титана NiO_2 .

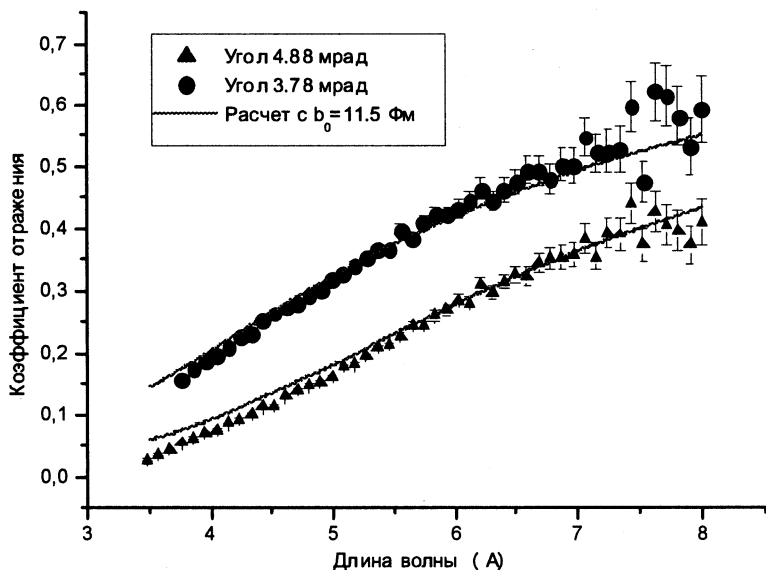


Рис.4. Результаты измерений в сравнении с расчетом

Хотя теоретические кривые более или менее удовлетворительно описывают экспериментальные результаты, их соответствие эксперименту нельзя считать вполне точными. По-видимому, имеются небольшие методические погрешности или неизвестные факторы, не учитываемые расчетом. Наиболее вероятная причина этих расхождений состоит в неполном знании свойств образца, в частности приповерхностного распределения кислорода в образце, подвергшегося окислению на воздухе. Соответствующие измерения планируется провести в ближайшем будущем.

Тем не менее, эксперимент оказался достаточно чувствительным к величине b_0 , что демонстрируется рис. 5, где приведены результаты измерения под одним углом в сравнении с расчетами, проведенными для трех значений b_0 .

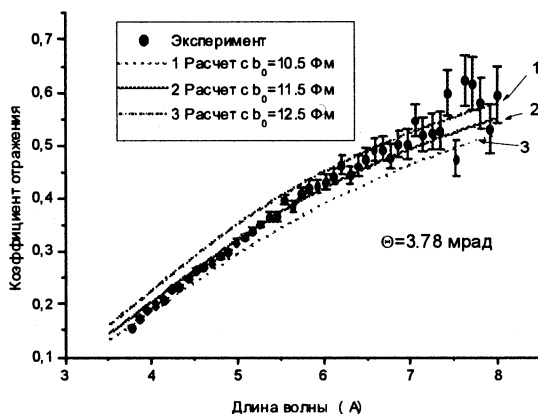


Рис.5. Результаты измерений в сравнении с расчетом при трех значениях параметра b_0

Мы оцениваем значение постоянного вклада в действительную часть длины рассеяния естественного гадолиния как $b_0 = (11,5 \pm 0,7)$ Фм. Этот результат мы считаем предварительным и надеемся уточнить его в будущем.

Авторы благодарны Л.Б.Пикельнеру и Э.И.Шарапову за весьма полезные обсуждения. Работа выполнена в рамках проекта INTAS 00-00043.

Литература

1. A.I.Frank, I.Anderson, P.Gelternbort et al. Proceeding of the ISINN-10 seminar (Dubna, 2002). In print.
2. S.F.Mughabghab. Neutron Cross Section. Academic Press, 1984
3. International Atomic Energy Agency, Vienna, NGATLAS nuclear data collection, <http://www-nds.iaea.or.at/ngatlas/>
4. http://www.ati.ac.at/~neutropt/scattering/Scattering_lengths_table_20010419.pdf
5. D.A.Korneev, V.V.Pasyuk, A.V.Petrenko and H. Lankovski. NIM **B63** (1992) 328
6. N.Watanabe, Y.Ishikava, K.Takei, H.Suzuki. Kakuriken Kenkyu Hokoku **8, 9** (1975) 302.
7. H.Rauch and D. Tuppinger. Zeit. Phys.**A322** (1985) 427.
8. N.Watanabe, Y.Ishikava, K.Takei, H.Suzuki. Proc. Neutron Scattering Conference, Petten (1975), p.360. See also <http://inisdb.iaea.org>.
9. M.Lax. Rev.Mod.Phys, **23** (1951) 287, Phys.Rev. **85** (1952) 621.
10. И.М.Франк. Лекция на II Международной школе по нейтронной физике. Алушта, 1974г. ОИЯИ ДЗ-79-91, Дубна, 1991. УФН **161** (1991) 109.
11. V.L Aksenov, D.A Korneev, Chernenko L.P. SPIE, **1738** (1992), 335.

Франк А. И. и др.

P3-2002-288

О длине когерентного рассеяния естественного гадолиния

Методом отражения холодных нейтронов от поверхности плоского образца измерена длина когерентного рассеяния естественного гадолиния. В силу близости резонансов в сечении радиационного захвата комплексная длина рассеяния сильно зависит от длины волны. Ее действительную часть можно представить как сумму $\text{Re}(b) = b_0 + b(\lambda)$. Для постоянной составляющей действительной части длины рассеяния в эксперименте получено значение $b_0 = (11,5 \pm 0,7)$ Фм. Этот результат следует расценивать как предварительный.

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

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2002

Перевод авторов

Frank A. I. et al.

P3-2002-288

On the Coherent Scattering Length of Natural Gadolinium

Using the reflection of thermal neutron from the surface of plane sample the coherent scattering length of natural gadolinium was measured. Due to the closeness of resonances in radiation capture cross section the imaginary part of coherent scattering length strongly depends on neutron wavelength. Its real part can be expressed as a sum of $\text{Re}(b) = b_0 + b(\lambda)$. For the constant component of the real part we experimentally obtained the value $b_0 = (11.5 \pm 0.7)$ Fm. This result should be considered as a preliminary.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2002

**Редактор *М. И. Зарубина*
Макет *Н. А. Киселевой***

Подписано в печать 22.01.2003.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 0,62. Уч.-изд. л. 0,7. Тираж 290 экз. Заказ № 53719.

**Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.**

E-mail: publish@pds.jinr.ru

www.jinr.ru/publish/