

ИЗМЕРЕНИЕ ОТРАЖЕНИЯ УЛЬТРАХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ ОТ ПОВЕРХНОСТИ ВЕЩЕСТВ С БОЛЬШИМ СЕЧЕНИЕМ ЗАХВАТА

В.И.Морозов¹⁾, М.И.Новопольцев²⁾, Ю.Н.Панин¹⁾,

Ю.Н.Покотиловский³⁾, Е.В.Рогов¹⁾

Измерена энергетическая зависимость коэффициента отражения ультрахолодных нейтронов от поверхности сильнопоглощающих элементов Cd¹¹³ и Gd¹⁵⁵. В случае Gd¹⁵⁵, для которого реальная часть потенциала взаимодействия с нейтронами много меньше мнимой, наблюдался эффект "металлического" отражения нейтронов.

В работе ¹ было обращено внимание на то, что, как и в оптике, для сильных поглотителей нейтронов должно наблюдаться увеличение отражения нейтронов от поверхности раздела вакуум-поглощающая среда. В оптике этот эффект известен как "металлическое" отражение света ^{2, 3}. Заметной величина отражения становится тогда, когда длина пробега излучения в среде становится порядка или меньше длины волны.

Как известно амплитуда отраженной от поверхности раздела нейтронной волны выражается следующим образом:

$$r = \frac{p_{\perp} - p'_{\perp}}{p_{\perp} + p'_{\perp}} \quad (1)$$

где p_{\perp} и $p'_{\perp} = \sqrt{p_{\perp}^2 - 2mU}$, соответственно, нормальные к поверхности раздела компоненты импульса нейтрона в вакууме и веществе,

$$U = U_r + iU_i = \frac{p_r^2}{2m} - i \frac{p_i^2}{2m} = \frac{\hbar^2}{2m} 4\pi \sum_j N_j b_j \quad (2)$$

потенциал взаимодействия нейтрона со средой ⁴. Здесь N_j - число ядер сорта j в единице объема среды, b - комплексная длина рассеяния нейтрона на ядрах среды, m - масса нейтрона.

Из приведенных выражений видно, что при чисто мнимой b и $p'_{\perp} \sim 2m|U|$ коэффициент отражения $R = |r|^2$ отличен от нуля, и при $p'_{\perp} \ll 2m|U|$ $R \rightarrow 1$. Поскольку по оптической теореме $\text{Im}b = \sigma/2\hbar$, где σ - полное сечение взаимодействия нейтрона со средой, p - импульс нейтрона в среде, то в пределе малых энергий увеличение поглощения приводит к увеличению коэффициента отражения.

Точное выражение для коэффициента отражения в общем случае содержится в лекциях ⁵:

$$R = 1 - \frac{2\sqrt{2}p_{\perp} \{ (p_{\perp}^2 - p_r^2) + [(p_{\perp}^2 - p_r^2)^2 + p_i^4]^{1/2} \}^{1/2}}{p_{\perp}^2 + [(p_{\perp}^2 - p_r^2)^2 + p_i^4]^{1/2} + \sqrt{2}p_{\perp} \{ (p_{\perp}^2 - p_r^2) + [(p_{\perp}^2 - p_r^2)^2 + p_i^4]^{1/2} \}^{1/2}} \quad (3)$$

В случае очень сильного поглощения $p_i \gg p_r$ и малой энергии нейтрона $p_{\perp} \ll p_i$ формула (3) дает выражение для коэффициента отражения

$$R = 1 - 2\sqrt{2} \frac{p_{\perp}}{p_i} = 1 - \frac{4p_{\perp}}{\hbar N \sigma} \quad (4)$$

¹⁾ Институт атомной энергии им. И.В.Курчатова, Москва.

²⁾ Мордовский государственный университет, Саранск

³⁾ Объединенный институт ядерных исследований, Дубна.

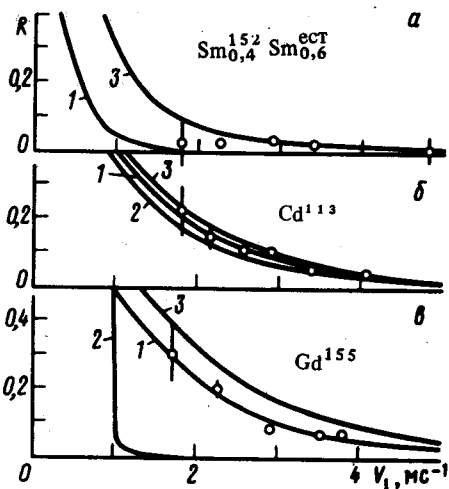
т. е. формулу (13) из работы ¹. Последнее равенство в (4) получается при учете (2) и того, что в указанном пределе $\text{Re } p'_1 = p_i / \sqrt{2}$.

Для элементов с большим сечением захвата длина рассеяния заметно изменяется даже в диапазоне энергий тепловых нейтронов из-за наличия близких резонансов. Энергетический ход длины рассеяния определяется ⁶ формулой

$$b = b_0 + \sum_i \frac{2\Gamma_{ni}(E - E_i)g_i}{k_i[4(E - E_0)^2 + \Gamma_i^2]} - i \sum_i \frac{\Gamma_{ni}\Gamma_i g_i}{k_i[4(E - E_i)^2 + \Gamma_i^2]} \quad (5)$$

где b_0 — длина потенциального рассеяния, Γ_i и Γ_{ni} — полная и нейтронная ширины резонанса при энергии E_i , g_i — статистический фактор, k_i — волновой вектор для энергии E_i .

В нашей работе экспериментально исследована энергетическая зависимость коэффициента отражения ультрахолодных нейтронов от поверхности некоторых сильных поглотителей нейтронов: Cd^{113} , Gd^{155} .



Экспериментальные данные и расчетные кривые для коэффициента отражения нейтронов от соответствующих материалов: 1 — потенциал вычисляется в соответствии с амплитудами, приведенными в (6), 2 — то же, но $\text{Im } b = 0$, 3 — амплитуды из (6) при 50А слое оксида соответствующего элемента

Измерения проводились следующим образом. Коллимированный пучок ультрахолодных нейтронов направлялся под 45° на зеркало из нержавеющей стали, на которое в вакууме напылялся тонкий слой ($3 \div 5 \cdot 10^3 \text{ \AA}$) исследуемого металла. Отраженные от зеркала нейтроны по зеркальному нейтронводу попадали на вход корреляционного времяпролетного спектрометра ^{7, 8}. Энергетическая зависимость коэффициента отражения определялась отношением спектров нейтронов, отраженных от исследуемого вещества и от нержавеющей стали, для которой, как известно ⁹, коэффициент отражения отличается от единицы не более чем на 10^{-3} в используемом нами спектральном диапазоне. На рисунке показаны экспериментальные и расчетные зависимости коэффициента отражения нейтронов от нормальной к поверхности компоненты скорости. Для получения достоверных результатов принципиально важно было перед каждым испарением исследуемого вещества подготовить зеркальную, но не отражающую нейтроны подложку. Такая подложка создавалась напылением смеси изотопов самария ($\text{Sm}^{152} 40\% + \text{Sm}^{\text{ест}} 60\%$). Такой состав подбирался из требования, чтобы $\text{Re } \sum N_j b_j = 0$, а мнимая часть потенциала была бы еще не настолько велика, чтобы могло проявиться заметное "металлическое" отражение нейтронов. Из рисунка видно, что коэффициент отражения нейтронов от такой смеси в доступном диапазоне энергий не превышает 3%. Показаны также коэффициенты отражения от поверхности зеркал из Cd^{113} и Gd^{155} , там же приведены соответствующие расчетные кривые, полученные в различных предположениях о виде потенциала отражающего слоя. При этом использовались вычисленные в соответ-

ствии с (5) и известным составом изотопных смесей длины рассеяния:

$$\begin{aligned} \text{Sm}_{0,4}^{152} + \text{Sm}_{0,6}^{\text{ест}} & \quad b = (0,06 - 0,59) \\ \text{Cd}^{113} & \quad b = (-6,88 - 4,13) \\ \text{Gd}^{155} & \quad b = (0,67 - 13,07) . \end{aligned} \quad (6)$$

Для Gd^{155} наблюдается в чистом виде отражение нейтронов, обусловленное мнимой частью потенциала. Для Cd^{113} $\text{Re}b > \text{Im}b$ и вклад $\text{Im}b$ в отражение невелик. Кроме условия $\text{Im}b \gg \text{Re}b$ второе условие $p_{\perp} \ll p_i$, где была бы применима формула (4) (при этом $R \rightarrow 1$), для реально существующих в природе изотопов и их возможных смесей выполняется при $v_{\perp} < 1$ м/с, что было недоступно в условиях описанных экспериментов.

Описанные измерения проводились на канале УХН реактора ИР-8 ИАЭ им. И.В.Курчатова¹⁰. Более подробное описание экспериментов содержится в работе¹¹.

Ранее измерения интегральных коэффициентов отражения ультрахолодных нейтронов от сильнопоглощающих материалов были описаны в работах¹²⁻¹³.

Литература

1. Гуревич И.И., Немировский П.Э. ЖЭТФ, 1961, 41, 1175.
2. Тамм И.Е. Основы теории электричества. Изд. 9-е, М. 1976, с 486.
3. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М. 1959, с. 76.
4. Гуревич И.И., Тарасов Л.В. Физика нейтронов низких энергий. М.: Наука, 1965.
5. Франк И.М. ОИЯИ, РЗ-7809, РЗ-7810, Дубна, 1974.
6. Mughabghab S.F. Neutron Cross Sections, Academic Press, N-Y, 1984.
7. Новопольцев М.И., Покотиловский Ю.Н. ОИЯИ, РЗ-81-828, Дубна, 1981.
8. Новопольцев М.И., Покотиловский Ю.Н. ОИЯИ РЗ-85-843, Дубна, 1985.
9. Игнатович В.К., Лущиков В.И. ЭЧАЯ, 1984, 15 (2), 330.
10. Морозов В.И., Панин Ю.Н., Рогов Е.В. Препринт ИАЭ-4410/2, М.: ЦНИАтоминформ, 1987.
11. Новопольцев М.И., Покотиловский Ю.Н. Сообщение ОИЯИ, РЗ-87-408.
12. Голиков В.В., Кулагин Е.Н., Никитенко Ю.В. Краткие сообщения ОИЯИ, № 9-85, Дубна, 1985, с.26.
13. Голиков В.В., Кулагин Е.Н., Никитенко Ю.В. Сообщение ОИЯИ, РЗ-86-767, Дубна, 1986.

Поступила в редакцию
31 августа 1987 г.