

ВЛИЯНИЕ РЕФРАКЦИИ НА ВЕРОЯТНОСТЬ НЕУПРУГОГО КОГЕРЕНТНОГО РАССЕЯНИЯ ХОЛОДНЫХ И УЛЬТРАХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ

Б. И. Горячев, Н. В. Линькова

УДК 539.125.5

Рассмотрен энергетический ход вероятности когерентного неупругого рассеяния нейтронов при энергии ниже брэгговского скачка с учетом влияния рефракции.

Сечения радиационного захвата и неупругого рассеяния в области медленных нейтронов следуют, как известно, закону $1/v$. Однако рефракция нейтронных волн в образцах-рассеивателях существенно влияет на закон $1/v$, когда энергия нейтронов E становится сравнимой с граничной энергией нейтрона для данного образца $v_0 = (2\hbar^2/m)\nu_{\text{ког}}$ (здесь m - масса нейтрона, $\nu_{\text{ког}}$ - амплитуда когерентного рассеяния, N - число ядер в единице объема вещества образца). Как показывает теория /1,2/ и эксперимент /3/, соответствующие сечения при $E \geq v_0$ подчиняются закону $1/v'$, где v' - скорость нейтрона в веществе и $v' = (v^2 \mp v_{\text{ГР}}^2)^{1/2}$ (знаки "минус" и "плюс" отвечают соответственно случаям $\nu_{\text{ког}} > 0$ и $\nu_{\text{ког}} < 0$, а $v_{\text{ГР}} = (2v_0/m)^{1/2}$). В области энергий $E \approx v_0$ целесообразно характеризовать интенсивность процессов неупругого рассеяния и поглощения нейтронов с помощью вероятностей, вычисленных для всего образца. Такие вероятности имеют четкий физический смысл при любых значениях E , тогда как, например, в области ультрахолодных нейтронов (УХН), т.е. при $E < v_0$, для веществ с $\nu_{\text{ког}} > 0$ понятие эффективного сечения становится бесполезным. В условиях полного отражения нейтронов от образца теряется связь между толщиной образца и вероятностью процесса. Для неупругого когерентного рассеяния нейтронов /4/ монотонная зависимость вероятности от толщины отсутствует для всех значений E . Этот процесс существенно связан с наличием границ образца. Он не совпадает с явлением неупругого когерентного рассеяния на кристаллических плоскостях;

явлением, возможным в безграничной среде и исчезающим при энергиях E меньших энергии брэгговского скачка $E_{БР}$ /5/. Ниже будет рассматриваться область холодных нейтронов с $E < E_{БР}$.

Для УХН неупругое когерентное рассеяние может играть существенную роль в случае веществ с малым сечением поглощения и малой амплитудой некогерентного рассеяния нейтронов /4/. Поэтому представляет интерес исследовать зависимость вероятности неупругого когерентного рассеяния от энергии рассеиваемого нейтрона. Пусть нейтрон с волновым вектором \vec{k} и энергией $E = \hbar^2 k^2 / 2m$ падает нормально на пластину - рассеиватель толщиной z_0 . Тогда, согласно /4/, для вероятности однофононного когерентного неупругого рассеяния w , просуммированной по всем конечным состояниям системы нейтрон - рассеиватель, в дебаевском приближении может быть получено выражение

$$w = 6 \frac{m}{M} \frac{T}{E_D} \left(\frac{v_0}{E_D} \right)^2 \left(\frac{T}{E} \right)^{1/2} R'(E, z_0) F(E, T, z_0). \quad (1)$$

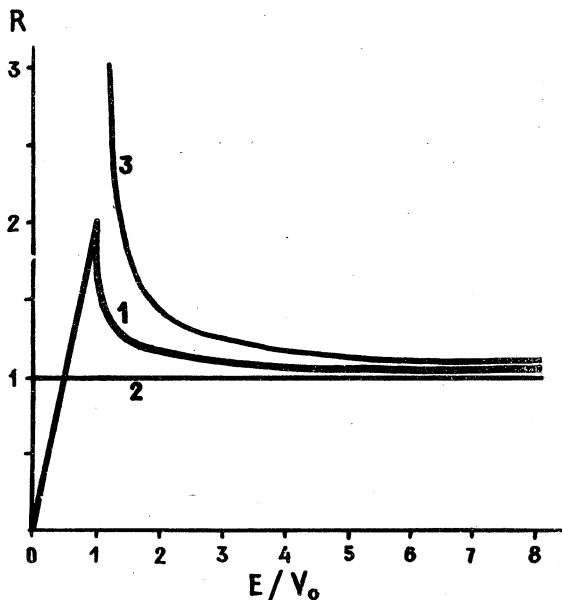
Здесь M - масса ядра рассеивателя, T и E_D - температура рассеивателя и характеристическая дебаевская температура в энергетических единицах. Функция $F(E, T, z_0)$ весьма слабо зависит от своих аргументов и мало отличается от единицы при $\frac{T}{v_0} \gg 1$. Для веществ с $b_{\text{ког}} > 0$ при $E > v_0$ и $kz_0 \gg 1$

$$R'(E, z_0) = 2 \left[2 \left(1 - \frac{v_0}{E} \right) + \frac{v_0}{E} \sin^2 \beta z_0 \right] \left[4 \left(1 - \frac{v_0}{E} \right) + \left(\frac{v_0}{E} \right)^2 \sin^2 \beta z_0 \right]^{-1}, \quad (2)$$

где $\beta = k(1 - v_0/E)^{1/2}$. Обычно в экспериментах выполняется соотношение $\beta z_0 \gg 1$. Поэтому функция $R'(E, z_0)$ быстро осциллирует с изменением E . Имея в виду неоднородность по толщине экспериментальных образцов (как правило, флуктуации толщины существенно превышают длину волны нейтрона в рассеивателе), целесообразно вычислить вероятность \bar{w} , усредненную по z_0 *). Функция

*) Усреднение по фазе тригонометрических функций в (2) необходимо также из-за некогерентности нейтронных пучков.

$R(E)$, получающаяся в результате такого усреднения $R'(E, \kappa_0)$ и называемая далее функцией рефракции, зависит только от отношения E/V_0 . Она определяет влияние рефракции на вероятность неупругого когерентного рассеяния нейтронов. Как видно из (I),



Р и с. I. Энергетический ход функции рефракции R при $b_{\text{КОГ}} > 0$:
 1 - расчетная вероятность $\overline{w(v)}$; 2 - $\overline{w(v)} \sim 1/v$; 3 - $\overline{w(v)} \sim 1/v'$

$\overline{w(E)} \sim R(E)E^{-1/2}$, поэтому именно в функции рефракции содержится информация об отклонении зависимости $\overline{w(E)}$ от закона $1/v$.

В случае УХН $\left(\beta = 1 \left(\frac{V_0}{E} - 1 \right) \right)$ в соответствии с (I) и (2) функция рефракции имеет вид $R(E) = 2E/V_0$ (при $\kappa_0 \gg 1$). На рис. I представлен ход функции рефракции в зависимости от E/V_0 для веществ с $b_{\text{КОГ}} > 0$. Для больших энергий нейтронов ($E/V_0 \gg 1$) роль рефракции незначительна и функция $R(E) \approx 1$. При этом выполняется закон $1/v$. С уменьшением энергии при $E \rightarrow V_0$ роль ре-

фракция увеличивается и функция $R(E)$ растет, стремясь к своему максимальному значению 2. При $E > V_0$ функция рефракции может быть аппроксимирована с точностью 10% зависимостью $2 \left[2 - \frac{3}{2} \frac{V_0}{E} \right] \times$
 $\times \left[4 \left(1 - \frac{V_0}{E} \right) + \frac{1}{2} \left(\frac{V_0}{E} \right)^2 \right]^{-1}$. На рис. 1 для сравнения показаны кривые, отвечающие зависимостям $\bar{W}(v)$ типа $1/v$ и $1/v'$. Видно, что вероятность неупругого когерентного рассеяния $\bar{W}(v)$ обнаруживает ход промежуточный между этими зависимостями при $E > V_0$. Нетрудно убедиться, что в случае некогерентного неупругого рассеяния и радиационного захвата нейтронов соответствующие вероятности с хорошей точностью описываются законом $1/v'$ вплоть до значений E , весьма близких к V_0 . Последнее утверждение справедливо, конечно, лишь для относительно тонких образцов, для которых вероятности указанных процессов малы.

В случае УХН вероятность $\bar{W}(v)$ пропорциональна скорости нейтрона v во всем интервале энергий $0 < E \leq V_0$. Такая простая зависимость для некогерентных процессов наблюдается лишь при $E \ll V_0$ /1,6/. Ход функции $R(E)$ качественно может быть понят, если учесть, что вероятность $\bar{W}(E)$ коррелирует со временем пребывания нейтрона в образце. Для веществ с $b_{\text{ког}} > 0$ в области $E > V_0$ это время увеличивается при стремлении E к V_0 . В области УХН с уменьшением E это время также уменьшается, поскольку нейтронная волна все быстрее "выталкивается" из образца.

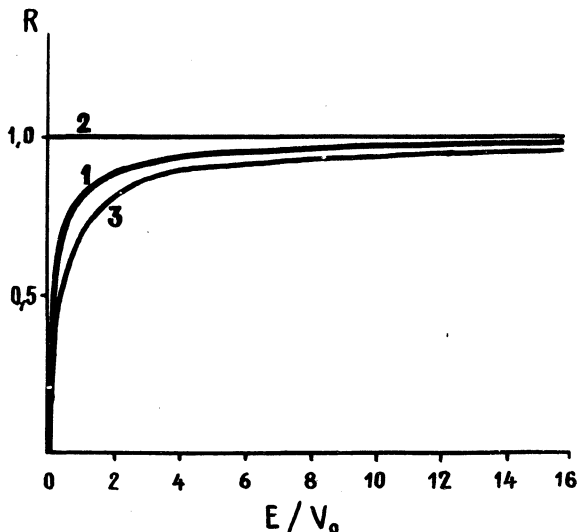
Для сред с отрицательной амплитудой $b_{\text{ког}}$ вероятность $\bar{W}(E)$ может быть также записана в форме (1), причем по-прежнему $F(E, T, z_0) \approx 1$, если $|T/V_0| \gg 1$. Понимая под V_0 абсолютную величину соответствующего потенциала, напишем

$$R'(E, z_0) = 2 \left[2 \left(1 + \frac{V_0}{E} \right) - \frac{V_0}{E} \sin^2 \beta z_0 \right] \times$$

$$\times \left[4 \left(1 + \frac{V_0}{E} \right) + \left(\frac{V_0}{E} \right)^2 \sin^2 \beta z_0 \right]^{-1}, \quad (3)$$

где $\beta = k(1 + V_0/E)^{1/2}$. Эта функция при усреднении по z_0 переходит в функцию рефракции $R(E)$, изображенную на рис. 2. Асимпто-

тический ход $R(E)$ при $E/V_0 \gg 1$ аналогичен случаю $b_{\text{ког}} > 0$ с той лишь разницей, что теперь $R(E) \ll 1$. Это отражает "ускоряющее" действие среды на нейтронную волну. На рис. 2 для сравнения пока-



Р и с. 2. Энергетический ход функции рефракции R при $b_{\text{ког}} < 0$:
 1 - расчетная вероятность $\overline{w(v)}$; 2 - $\overline{w(v)} \sim 1/v$; 3 - $\overline{w(v)} \sim 1/v'$

заны также кривые, отвечающие зависимостям $\overline{w(v)}$ типа $1/v$ и $1/v'$. Подчеркнем, что несмотря на относительное сходство $\overline{w(v)}$ и зависимости $1/v'$ эта зависимость не может аппроксимировать $\overline{w(v)}$ при $E \ll V_0$, так как она дает конечное значение в предельном случае $E \rightarrow 0$. Как видно из (3), в этом пределе $R(E) \sim E$ и $\overline{w(v)}$ стремится к нулю пропорционально скорости нейтрона v . Этот на первый взгляд неожиданный для "ускоряющего" потенциала результат является следствием известного квантовомеханического эффекта отражения частиц от потенциальной ямы.

Приведенные выше функции рефракции зависят от энергии рассеиваемого нейтрона и относятся к его начальному состоянию. Анало-

гичные функции могут быть написаны и для конечных состояний неупругого когерентного рассеяния нейтрона /4/.

Возможность введения функций рефракции как функций только параметра E/V_0 во всем диапазоне энергий нейтронов является специфической особенностью неупругого когерентного рассеяния. Эта возможность связана с тем, что усредненная по z_0 вероятность такого рассеяния $\overline{w(E)}$ не зависит от толщины образца.

Авторы благодарны А. В. Антонову и А. И. Исакову за интерес к работе и полезные обсуждения.

Поступила в редакцию
25 апреля 1977 г.

Л и т е р а т у р а

1. И. М. Франк. Препринт ОИЯИ, РЗ-7810, Дубна, 1974 г.
2. Ф. Л. Шапиро. Препринт ОИЯИ, РЗ-7135, Дубна, 1973 г.
3. A. Steyerl, H. Vonach, Z. Physik, 250, 166 (1972).
4. Б. И. Горячев, Н. В. Линькова. Краткие сообщения по физике ФИАН № 7, 32 (1976).
5. А. Ахиезер, И. Померанчук. Некоторые вопросы теории ядра. Гостехиздат, 1950 г.
6. А. В. Антонов, А. И. Исаков, М. В. Казарновский, В. Е. Солодилов. Препринт ФИАН, № 98, 1969 г.