

АНАЛИЗ КРУПНОМАСШТАБНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ ВЕЩЕСТВА ПО ИНТЕГРАЛЬНОМУ СЕЧЕНИЮ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ОЧЕНЬ ХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ

А.В. Степанов, А.В. Шелагин*

В эйкональном приближении вычислено интегральное сечение упругого рассеяния очень холодных нейтронов на крупномасштабных неоднородностях вещества. Показано, что это сечение осциллирует как функция скорости падающих нейтронов, что позволяет оценить характерные размеры неоднородности. Вычислены поправки за счет многократного рассеяния.

Очень холодные нейтроны (ОХН) могут быть использованы для определения концентрации и размера неоднородностей R в конденсированных средах в области значений R от десятков до сотен ангстрем. Из экспериментальных данных для бериллия [1] видно, что в зависимости полного макроскопического сечения $\Sigma_t(v')$ (v' — скорость нейтрона в веществе) при скоростях $v' < 80$ м/с имеется существенное превышение значений, соответствующих закону $\Sigma_t \sim 1/v'$. Это отклонение оказалось нечувствительным к температуре образца и его появление естественно было объяснить как следствие упругого рассеяния ОХН на неоднородностях образца. Была разработана методика, позволяющая определить макроскопическое сечение этого упругого рассеяния Σ_{se} . Полученные экспериментальные значения Σ_{se}^{exp} сравнивались с расчетными значениями в борновском приближении Σ_{se}^B , которое применимо, если

$$|U_0| m R^2 / \hbar^2 \ll 1 \text{ при } kR \ll 1; \quad |U_0| R / \hbar v' = |U_0| / 2E \quad kR \ll 1 \text{ при } kR \gg 1.$$

Здесь U_0 — оптический потенциал материала неоднородности; R — ее радиус; $k = mv'/\hbar$; $E = \hbar^2 k^2 / 2m$. Например, при рассеянии на порах в Ве (граничная скорость $v_{gr}^{Be} = \sqrt{2U_0/m} = 6,88$ м/с) борновское приближение может быть использовано при $R \leq 130$ Å.

Таким образом, при относительно малых скоростях ОХН и больших R борновское приближение нуждается в уточнении. Его естественным обобщением при $kR \gg 1$, $|U_0|/E \ll 1$, $kR|U_0|/E \sim 1$ может служить эйкональное приближение (ЭП). В ЭП полное сечение на отдельном центре определяется выражением (см., напр. [2]):

$$\sigma_{t1}^{ЭП}(k) = 2 \int d^2 b [1 - e^{-\text{Im} \chi_0(\vec{b})} \cos \text{Re} \chi_0(\vec{b})], \quad (1)$$

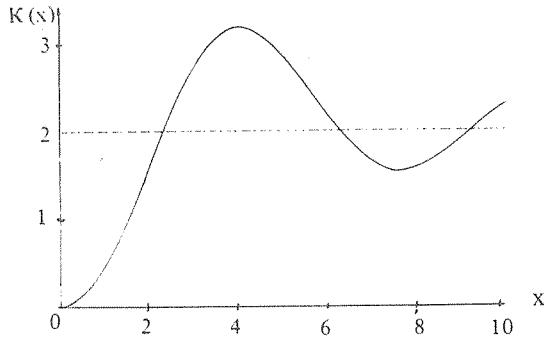
$$\chi_0(b) = - (k/2) \int_{-\infty}^{\infty} U(\vec{b}, z') dz', \quad U = U_0/E,$$

Здесь \vec{b} — компонент радиуса-вектора, перпендикулярный направлению \vec{k} — волнового вектора падающего нейтрона (ось $z \parallel \vec{k}$). Если рассеивающая неоднородность является сферой радиуса R , то из (1) получаем:

$$\sigma_{t1}^{ЭП}(x) = 2\pi R^2 \left\{ 1 - 2 \left[\frac{\cos x - 1}{x^2} + \frac{\sin x}{x} \right] \right\} + 4\pi R^2 \frac{|\text{Im} U|}{|\text{Re} U|} \frac{1}{x} \left[2 \cos x + (x^2 - 2) \frac{\sin x}{x} \right], \quad (2)$$

$$x = kR \text{Re} U.$$

* Московский физико-технический институт.



Р и с. 1. График функции $K(x) = 2 - 4(\cos x - 1)/x^2 - 4 \sin x/x$, $x = kR \cdot \text{Re}U$.

Если можно пренебречь $\text{Im}U$, то $G_{t1}^{\text{ЭП}}$ определяется первым слагаемым в (2). На рис. 1 приведен график функции $K(x) = 2 - 4(\cos x - 1)/x^2 - 4 \sin x/x$. Видно, что эта функция немонотонно зависит от x — результат, хорошо известный в оптике и ядерной физике [3,4]. Положение экстремумов позволяет оценить размеры неоднородностей. Анализ затухания осцилляций σ_{t1} при изменении энергии нейтронов дает оценку длины свободного пробега нейтрона в материале неоднородности. Аналогичный подход применен при анализе взаимодействия быстрых нейтронов с атомными ядрами [4].

Если неоднородности представляют собой цилиндры радиуса R и длины $2L$, то при ориентации их вдоль направления движения падающего нейтрона полное сечение в ЭП имеет вид

$$\sigma_{t1}^{\parallel} = 2\pi R^2 \left[1 - \exp(-kL|\text{Im}U| \cos(kL\text{Re}U)) \right],$$

а при ориентации цилиндров перпендикулярно направлению падающего пучка

$$\sigma_{t1}^{\perp} = 4LR \int_0^1 d\xi \left[1 - \exp(-kL|\text{Im}U|\sqrt{1-\xi^2}) \cos(kR\text{Re}U\sqrt{1-\xi^2}) \right].$$

При $\text{Im}U = 0$ получаем

$$\sigma_{t1}^{\perp} = 2\pi RL \vec{H}_1(kR \cdot \text{Re}U),$$

где

$$\vec{H}_\nu(z) = [2(z/2)^\nu / \Gamma(1/2)\Gamma(\nu + 1/2)] \int_0^{\pi/2} d\theta \sin^{2\nu}\theta \sin(z \cos\theta)$$

— функция Струве [5].

В приближении однократного рассеяния полное сечение взаимодействия ОХН с мишенью, содержащей N неоднородностей, есть сумма

$$\sigma_t = \sum_{i=1}^N \sigma_{t1}^{(i)}. \quad (3)$$

В рамках эйконального приближения нетрудно оценить вклад многократного рассеяния. Если число неоднородностей в единице объема не слишком велико и можно пренебречь корреляцией в их положениях, то для полного сечения, усредненного по координатам отдельных неоднородностей и относенного к одному рассеивающему центру, получаем следующее выражение:

$$\begin{aligned} \tilde{\sigma}_t = \frac{\sigma_t^{\text{ЭП}}}{N} &= (2/n) \left\{ 1 - \exp \left[-n \int d^2b (1 - \cos \frac{k}{2} \int_{-\infty}^{\infty} dz U(\vec{b}, z)) \right] \right\} \times \\ &\times \cos \left[n \int d^2b \sin \frac{k}{2} \int_{-\infty}^{\infty} dz U(\vec{b}, z) \right]. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь для простоты $\text{Im}U = 0$ и использовано соотношение

$$\left\langle \exp \left[- (ik/2) \int_{-\infty}^{\infty} dz \sum_{j=1}^N U_j(\vec{b} - R_{1j}; z) \right] \right\rangle \approx \exp \left[n \int d^2b \left[\exp \left(- i/k \int_{-\infty}^{\infty} dz U(\vec{b}, z) \right) - 1 \right] \right],$$

где $n = N/S$, S – площадь поверхности мишени.

Нетрудно проверить, что (4) можно получить и при отыскании решения волнового уравнения в приближении геометрической оптики для оптического потенциала первого порядка, описывающего прохождение нейтронов через слой неоднородного вещества /6/

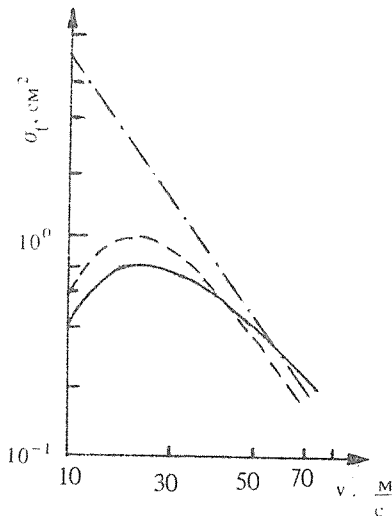
$$V_{\text{эфф}} = - (4\pi f(0)/k^2) \rho_0,$$

где

$$f(0) = \frac{k}{2\pi i} \int d^2b \left[\exp \left[- \frac{ik}{2} \int_{-\infty}^{\infty} U(\vec{b}, z) dz \right] - 1 \right].$$

Здесь ρ_0 – число неоднородностей в единице объема; U – оптический потенциал отдельной неоднородности. В случае сферических неоднородностей формула (4) принимает вид:

$$\sigma_t^{\text{ЭП}} = 2S \left\{ 1 - e^{-n\sigma_{t1}/2} \cos \left[n\pi R^2 \left(\frac{\cos 2\nu}{\nu} - \frac{\sin 2\nu}{\nu^2} \right) \right] \right\}, \quad \nu = |U_0| \cdot kR/2 \quad (5)$$



Р и с. 2. Зависимость σ_t от скорости ОХН в веществе. Штрихпунктир – расчет в борновском приближении; штриховая кривая – расчет в ЭП, приближение однократного рассеяния; сплошная кривая – ЭП с учетом многократного рассеяния; $|U_0| = 3,95 \cdot 10^{-19}$ эрг, $R = 10^{-5}$ см, $n = 10^9$ см $^{-2}$, $S = 1$ см 2 .

На рис. 2 показаны зависимости сечений $\sigma_t(\nu)$, рассчитанных по формулам (2), (3), (5) для Ве. Из анализа этих кривых следует, что борновское приближение вносит заметную погрешность уже при значениях $\nu \leq 40$ м/с. Многократное рассеяние максимально ($\sim 25\%$) в области $\nu \leq 20$ м/с. Максимумы кривых однократного и многократного рассеяния практически совпадают, т.е. многократное рассеяние существенно не ограничивает возможность определения положения экстремумов σ_{t1} и оценки размеров неоднородности.

Институт ядерных исследований АН СССР

ЛИТЕРАТУРА

1. Антонов А. В. и др. ФТТ, 26, 1585 (1984).
2. Ситенко А. Г. Теория ядерных реакций. М., Энергоиздат, 1983.
3. Шифрин К. С. Введение в оптику океана. Л., Гидрометеоиздат, 1983.
4. Бор О., Моттельсон Б. Структура атомного ядра. М., Мир, т. 1, 1971.
5. Справочник по специальным функциям под ред. М. Абрамовица и И. Стигана. М., Наука, 1979.
6. Степанов А. В. ЭЧАЯ, 7, 989 (1976).

Поступила в редакцию 6 января 1986 г.