Краткие сообщения по физике № 4-1990 г.

УДК 539.27

РАССЕЯНИЕ ОЧЕНЬ ХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ ДВУХФАЗНЫМИ СИСТЕМАМИ

С.П. Кузнецов, И.В. Мешков, А.Д. Перекрестенко, А.В. Шелагин

Проведен анализ рассеяния очень холодных нейтронов неупорядоченной плотной двухфазной системой.

Настоящая работа посвящена анализу рассеяния очень холодных нейтронов (ОХН) (энергия $E < 10^{-4}$ эВ) структурой неупорядоченной плотной двухфазной системы с характерными размерами 1–100 нм. Двухфазные системы обычно рассматриваются либо как разбавленные, в которых рассеяние происходит по существу от единичных частиц, либо как плотные, в которых рассеяние в основном обусловлено межчастичной интерференцией. В работе /1/ из выражения для дифференциального макроскопического сечения рассеяния (Σ_{es}) на неоднородностях мишени в борновском приближении для изотропной и однородной в среднем среды

$$\left(\frac{d\Sigma_{es}}{d\Omega}\right)_B = \frac{m^2}{\pi \hbar^4} \int\limits_0^\infty K(\rho) \frac{\sin q\rho}{q\rho} \rho^2 \, d\rho$$

получено выражение для полного сечения рассеяния

$$\Sigma_{es}(k) = 2 \frac{m^2}{\hbar^4} \frac{1}{k^2} \int\limits_0^\infty K(\rho) \left[\cos(2k\rho\sin\theta) - \cos 2k\rho\right] d\rho. \tag{1}$$

Здесь $K(\rho)$ – корреляционная функция флуктуаций потенциала рассеяния (здесь и далее ядерного); $q = |\mathbf{q}|$; $\mathbf{q} = \mathbf{k} - \mathbf{k}'$; $\mathbf{k}, \mathbf{k}'$ – волновой вектор нейтрона соответственно до и после рассеяния; θ – эффективный угол, под которым виден детектор; m – масса нейтрона; $\rho = |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$.

Параметрами структуры плотных неупорядоченных двухфазных систем являются длина корреляции (эффективный размер неоднородности) $l_0 = [K(0)]^{-1} \int\limits_0^\infty K(\rho) d\rho$ и площадь поверхности раздела фаз $S \sim K'(0)V$ (V – объем мишени) при $K'(0) \neq 0$ /2/.

Из анализа асимптотических зависимостей

$$\Sigma_{es}(k) \cong 2 \frac{m^2}{\hbar^4} \left[\frac{K(0) l_0}{k^2} + \frac{K'(0)}{k^2 (2k)^2} - \frac{K'''(0)}{k^2 (2k)^4} + \dots \right], \quad kl_0 \gg 1, \quad kl_0 \sin\theta \ll 1,$$

$$\Sigma_{es}(k) \cong 2 \frac{m^2}{\hbar^4} \frac{1}{k^2} \left[-\frac{K'(0)}{(2k\sin\theta)^2} + \frac{K'''(0)}{(2k\sin\theta)^4} - \dots + \frac{K'(0)}{(2k)^2} - \frac{K'''(0)}{(2k)^4} + \dots \right] \tag{2}$$

$$kl_0 \sin\theta \gtrsim 1$$

можно оценить величины $K(0)l_0$, $K'(0)$ и l_0 /1, 3/. Предполагается, что корреляционная функция непрерывна и имеет соответствующие производные. В случае ОХН имеем

$$-K'(0) = \frac{(\Delta Nb)^2 \varphi_1 \varphi_2 S}{4V}.$$

Здесь φ_1, φ_2 – объемные доли фаз ($\varphi_1 + \varphi_2 = 1$); $\Delta Nb = \langle N_1 b_1 \rangle - \langle N_2 b_2 \rangle$; $\langle Nb \rangle = \sum_i N_i b_i$; N_i – плотность i-тых ядер; b_i – амплитуда когерентного рассеяния на i-том ядре.

Часто наблюдаемое в эксперименте более сильное, чем k^{-4} падение $\Sigma_{es}(k)$ с ростом k может быть связано с наличием переходных слоев на межфазной границе /3/. Дифференциальное сечение рассеяния в этом случае можно представить фурье-образом свертки корреляционной функции идеальной двухфазной системы и некоторой "размывающей" функции $h(\rho)$, связанной с распределением рассеивающей плотности в переходном слое /4/,

$$\frac{d\Sigma_{es}(q)}{d\Omega} = F\left[\int_{-\infty}^{\infty} K(\rho)h(\rho' - \rho)d\rho'\right] = F[K(\rho)]\,F[h(\rho)].$$

Если распределение рассеивающего потенциала в переходном слое толщины E_0 линейно, то

$$F[h(\rho)] = \frac{\sin^2(qE_0/2)}{(qE_0/2)^2}. \tag{3}$$

Для гауссового распределения с толщиной переходного слоя σ

$$F[h(\rho)] = e^{-\sigma^2 q^2}. \tag{4}$$

При $\sigma q < E_0 \ll 1$ получаем $F[h(\rho)] \cong 1 - a^2 q^2$, где $a^2 = \sigma^2$ для случая (4) и $a^2 = E_0^2/12$ для случая (3) Тогда полное макроскопическое сечение рассеяния ОХН $\Sigma'_{es} = \Sigma_{es} + \Delta\Sigma_{es}$, где Σ_{es} – сечение рассеяния ОХН на идеальной двухфазной системы; $\Delta\Sigma_{es}$ – поправка, учитывающая влияние переходного слоя на рассеяние

$$\Delta\Sigma_{es} = a^2 \frac{2m^2}{\hbar^4} \int_{2k\sin\theta}^{2k} \int_0^{\infty} K(\rho)(q\rho)^2 \frac{\sin(q\rho)}{\rho}\, dq\, d\rho.$$

Разлагая $K(\rho)$ в ряд Маклорена, получаем в диапазоне $2ka < 1$

$$\Sigma'_{es} = \Sigma_{es}(1 - a^2k^2\ln(1/\sin^2\theta)/\mathrm{ctg}\theta),$$

т.е. наличие переходного слоя с характерным размером a приводит к отклонению от асимптотики (2) $\Sigma_{es} \sim k^{-4}$ при $kl_0\sin\theta \geqslant 1$ для корреляционной функции произвольного вида /1, 3/.

В случае использования $K(\rho)$ конкретного вида часто удается получить аналитическое выражение для Σ_{es}. Простыми и удобными являются распределения Пуассона и Гаусса:

$$K(\rho) = K(0)\gamma(\rho); \quad \gamma(\rho) = e^{-\rho/l}; \quad \gamma(\rho) = e^{-\rho^2/l^2}$$

Здесь $\gamma(\rho)$ – характеристическая функция (ХФ) /2/. Применение пуассоновского коррелятора позволяет определить параметр l_{OP}, который можно записать в этом случае в виде /5/: $l_{OP}^{-1} = l_1^{-1} + l_2^{-1}$, $l_1^{-1} = \varphi_2 l_{OP}^{-1}$, $l_2 = \varphi_1 l_{OP}^{-1}$. При использовании пуассоновского коррелятора из (1) имеем

$$\Sigma_{es}(k) = 2\frac{m^2}{\hbar^4}\frac{K(0)l_{OP}}{k^2}\left[\frac{1}{4k^2 l_{OP}^2\sin^2\theta + 1} - \frac{1}{4k^2 l_{OP}^2 + 1}\right]$$

и, поскольку $K(0) = \varphi_1\varphi_2(\Delta Nb)^2 \sim (\Delta d)^2$, сравнение с экспериментальной кривой позволяет, помимо определения l_{OP}, оценить перепад плотности Δd на границе двух фаз, если известны φ_1, φ_2.

Для гауссовского коррелятора получаем сечение рассеяния

$$\Sigma_{es}(k) = 2\,\frac{m^2}{\hbar^4}\,\frac{\sqrt{\pi}\,K(0)l_{OP}}{k^2}\,[\exp(-4k^2\, l_{OG}^2 \sin^2\theta) - \exp(-4k^2 l_{OG}^2)]\,.$$

Для двухфазной системы с гауссовским распределением плотности в переходных слоях имеем

$$\Sigma'_{es}(k) = 2\,\frac{m^2}{\hbar^4}\,\frac{K(0)\, l_{OP}}{k^2}\,\left\{\frac{\exp(-4\sigma^2 k^2 \sin^2\theta)}{1 + 4k^2 l_{OP}^2 \sin^2\theta} - \frac{\exp(-4\sigma^2 k^2)}{1 + 4k^2 l_{OP}^2} + \right.$$

$$\left. + \exp(-\sigma^2/l_{OP}^2)\,\frac{\sigma^2}{l_{op}^2}\,[\mathrm{Ei}(-\frac{\sigma^2}{l_{OP}^2}(1 + 4k^2 l_{OP}^2 \sin^2\theta)) - \mathrm{Ei}(-\frac{\sigma^2}{l_{OP}^2}(1 + 4k^2 l_{OP}^2\,))]\right\},$$

где Ei – интегральная показательная функция.

Статистическая модель случайного поля ядерного потенциала должна быть устойчива по отношению к изменению вида ХФ. Естественно предположить, что имеется некоторый класс функций, внутри которого изменение вида ХФ не изменяет основных результатов. В данном случае такой класс образуют функции, имеющие отличную от нуля первую производную при $\rho = 0$.

Таким образом, из экспериментальных зависимостей $\Sigma_{es}(k)$ можно определить такие параметры плотной неупорядоченной двухфазной среды, как эффективный размер неоднородности l_0, характерную толщину переходного слоя a и площадь поверхности раздела фаз S для корреляторов с $K'(0) \neq 0$. При использовании дополнительной информации об исследуемом объекте можно получить данные о характерных размерах каждой из фаз (l_1, l_2), а также перепад плотности на границе двух фаз (Δd).

ЛИТЕРАТУРА

1. Антонов А.В. и др. ФТТ, **26**, 1585 (1984).
2. Свергун Д.И., Фейгин Л.А. Рентгеновское и нейтронное малоугловое рассеяние. М., Наука, 1986.
3. Гринев В.Г. и др. Препринт ФИАН № 147, М., 1989.
4. Vonk C.G. J. Appl. Cryst., N6, 81 (1973).
5. Porod G. In: Small Angle X-ray scattering. L., Academic Press, 1982.

Поступила в редакцию 6 февраля 1990 г.