Краткие сообщения по физике № 10-1985 г.

РАССЕЯНИЕ ОЧЕНЬ ХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ НА НЕОДНОРОДНОСТЯХ РАЗЛИЧНЫХ ФОРМ

А.В. Антонов, А.И. Исаков, И.В. Мешков, А.Д. Перекрестенко, А.В. Шелагин

УДК 539.27

Предложен метод определения формы, размера и концентрации неоднородностей по поведению зависимости макроскопических сечений рассеяния очень холодных нейтронов от длины волны.

Очень холодные нейтроны (ОХН), обладающие длиной волны $20 \leqslant \lambda \leqslant 10^3$ Å, удобно использовать для исследования неоднородных сред /1,2/. При прохождении через объем мишени ОХН, описываемые плоской монохроматической волной, испытывают упругое рассеяние на неоднородностях. В средах с низкой концентрацией рассеивателей существенную роль играет форма частиц. Интерес к исследованию излучения, рассеянного несферическими частицами, обусловлен неадекватностью описания рассеянного поля для широкого класса веществ (полимеры, биологические объекты, сверхпроводники II рода, выделения "другой" фазы в сплавах и т. д.) в приближении сфер в прямых задачах, а также стремлением использовать особенности характеристик полей рассеяния для определения формы и размеров такого рода частиц в обратных задачах. В настоящей работе рассчитаны сечения рассеяния ОХН цилиндром, диском (рассеяние сферой описано в /2/), что дает возможность судить о форме, размере и концентрации рассеивателей по поведению зависимости макроскопических сечений рассеяния от длины волны нейтрона $\Sigma_{Se}(\lambda)$, измеренной по пропусканию пучка нейтронов через мишень.

В эксперименте можно измерить среднюю интенсивность $I_S(\vec{q})$ рассеянного поля Ψ_S /4/

$$I_S(\vec{q}) = \langle |\Psi_S|^2 \rangle = \langle \sum_{j,j'} A_j A_{j'} e^{i\vec{q}(\vec{r}_j - \vec{r}_{j'})} \rangle$$

и из дважды дифференциальных сечений $d^2\sigma/d\Omega dE$ определить корреляционную функцию рассеянного поля

$$K(\vec{r},\tau) = \langle \sum_{j,j'}^{N} A_j A_{j'} \exp[i\vec{q}(\vec{r}_j(\tau) - \vec{r}_{j'}(0))] \rangle = CNA^2(\vec{q})S(\vec{q}). \qquad (1)$$

Здесь $\vec{q} = \vec{k}_S - \vec{k}_0$ – волновой вектор рассеяния нейтрона, ($\vec{k}_0$, $\vec{k}_S$ – волновые векторы соответственно до и после рассеяния), A_j – амплитуда рассеяния на j-ом рассеивателе, $\vec{r}_j(\tau)$ – его положение в момент времени τ, N – число рассеивателей, C – постоянная для заданных условий эксперимента, $S(\vec{q}) = \int \exp^{i\vec{q}\vec{r}} G(\vec{r},t)\,d\vec{r}$, $G(\vec{r},t)$ – корреляционная функция Ван-Хова /3/.

Величину $K(\vec{r},0)$ обычно находят путем экспериментального определения макроскопического сечения рассеяния нейтронной волны в данной среде $\Sigma_{Se} = \sigma/V$ (σ – полное сечение рассеяния в объеме V). При $\tau = 0$ сумма в (1) по индексам j, j′ распадается на две части /3,4/, так как $G(\vec{r},0) = \delta(\vec{r}) + ng(\vec{r})$, то $S(q) = 1 + n\int e^{i\vec{q}\vec{r}} [g(r) - 1]d^3r$, где n – плотность рассеивателей, $g(\vec{r})$ – их функция распределения, $\delta(\vec{r})$ – дельта-функция.

Для разбавленного раствора твердых сфер радиуса a и для дебаевской функции распределения рассеивателей:

$$g(r) = \begin{cases} 0, & \text{при} \quad r \leqslant R = 2a, \\ 1, & \text{при} \quad r > R, \end{cases}$$

имеем

$$\langle I_S \rangle = NCA^2(q)\left[1 - \frac{4\pi}{3} R^3 \frac{N}{V} + \frac{4\pi}{3} R^3 \frac{N}{V}\frac{qR}{10} - \ldots\right] \cong NCA^2 \times$$

$$\times\left[1 - 8\frac{\nu}{V}\right],$$

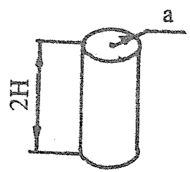
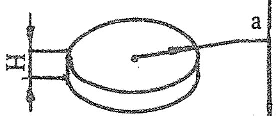
где ν – суммарный объем всех неоднородностей.

Для рассеивателей с размерами $L \sim \lambda$ интенсивность рассеяния уменьшается вследствие интерференционных эффектов. Эти эффекты учитываются с помощью зависящего от угла форм-фактора рассеяния /3,4/

Таблица 1

Форм-факторы $P^2(\Theta)$, сечения рассеяния одной частицей σ_1 и макроскопические сечения рассеяния Σ_{Se}

Форма	Определение переменных	$P^2(\Theta)$	σ_1	$\Sigma_{Se}(k)$
Сфера /2/	a — радиус; $u = qa$; $q = 2k\sin(\Theta/2)$, Θ - угол рассеяния; $\Theta_0 = \Theta_g/2$, Θ_g — угол на детектор; $\tau^2 = (\rho_1 b_1 - \rho_2 b_2)^2$; ρ_i — плотность среды; b_i — амплитуда когерентного рассеяния	$\left[\frac{3(\sin u - u\cos u)}{u^3}\right]^3 = \frac{9\pi}{2}\cdot\frac{J_{3/2}(u)}{u^3}$ [5]	$\frac{9\pi}{2}\tau^2\left(\frac{4\pi a^3}{3}\right)^2 K(ka)$, $K(ka) = \frac{1}{(ka)^2}\left\{\frac{1}{(2ka\sin\Theta_0)^2} - \frac{\sin(4ka\sin\Theta_0)}{(2ka\sin\Theta_0)^3} + \frac{\sin^2(2ka\sin\Theta_0)}{(2ka\sin\Theta_0)^4} - \frac{1}{(2ka)^2} + \frac{\sin 4ka}{(2ka)^3} - \frac{\sin^2 2ka}{(2ka)^4}\right\}$	$n\sigma_1 - \tau^2 n \int\limits_{\Omega_g}\int\limits_0^\infty \times 4\pi r^2 V_0^2[\rho(r) - \rho_{cp}]\frac{\sin qr}{qr} \times dr d\Omega$, $[\rho(r) - \rho_{cp}]$ — флуктуации плотности в точке r

Цилиндр	 $u = qH,\ a \ll \lambda,$ $a \ll H$	Для случайной ориентации /5/ $\int\limits_0^{2u} \frac{\sin t}{t}\,dt - \frac{\sin^2 u}{u^2}$	$\frac{\pi}{4}\tau^2(\pi a^2 2H)^2 \Big\{ \frac{1}{(kH)^2}[\cos 4kH -$ $- \cos(2kH\sin\Theta_0) +$ $+ 4kH\,Si\,(4kH) -$ $- 2kH\sin\Theta_0\,Si\,(2kH\sin\Theta_0)] -$ $- \ln(2/\sin\Theta_0) +$ $+ Ci(4kH) - Ci(2kH\sin\Theta_0)\Big\}$	$n\sigma_1 - 2H\tau^2 n \int\limits_{\Omega_g}\int\limits_0^{\infty} \times$ $\times 2\pi r V_0^2[\rho(r) -$ $- \rho_{cp}]J_0(qr)\,dr \times$ $\times d\Omega$
Диск	 $u = qa,\ H \ll \lambda$	Для случайной ориентации /5/ $\frac{2}{u^2}\left(1 - \frac{J_1(2u)}{u}\right)$	$4\pi\tau^2 V_0^2 \frac{1}{(ka)^2}\Big\{\ln(2/\sin\Theta_0) -$ $- \int\limits_{ka\sin\Theta_0}^{2ka} \frac{J_1(2x)}{x^2}\,dx\Big\}$	$n\sigma_1 - \tau^2 n \int\limits_{\Omega_g}\int\limits_0^{\infty} \times$ $\times 4\pi r^2 V_0^2[\rho(r) -$ $- \rho_{cp}] \frac{\sin qr}{qr} \times$ $\times dr\,d\Omega$

$$P(\Theta) = (1/V_0) \int_{V_0} e^{i\vec{q}\vec{r}} d\vec{r}, \qquad (2)$$

где V_0 – объем одного рассеивателя. Выражение (2) справедливо для ОХН при выполнении борновского приближения /2/.

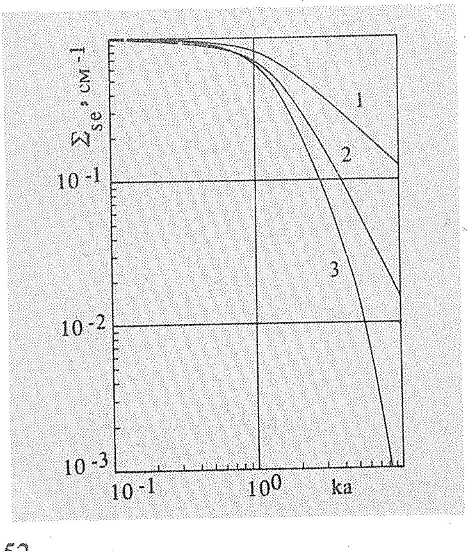
Введем сечение рассеяния одной частицей в телесный угол $\overline{\Omega}_g = 4\pi - \Omega_g$ (Ω_g – телесный угол, под которым "виден" детектор /2/). Тогда

$$\sigma_1(k) = C \int_{\overline{\Omega}_g} A^2(\vec{q}) S(\vec{q}) d\Omega = CV_0^2 \int_{\overline{\Omega}_g} |P(\Theta)|^2 S(\vec{q}) d\Omega. \qquad (3)$$

Для макроскопического сечения рассеяния имеем

$$\Sigma_{Se}(k) = (N/V) C \int_{\overline{\Omega}_g} V_0^2 |P(\Theta)|^2 S(\vec{q}) d\Omega. \qquad (4)$$

С помощью формул (2) – (4) были получены приведенные в табл. 1 аналитические выражения для σ_1 и Σ_{Se}, соответствующие различным формам рассеивателей (цилиндры, диски, сферы /2/). На рис. 1 приведены зависимости $\Sigma_{Se}(ka)$, рассчитанные для указанных форм рассеивателей. Видно, что в области значений $ka \geqslant 1$ наблюдается заметное различие в полученных сечениях. Это дает возможность определять форму рассеивателей из сравнения рассчитанных значений с экспериментально полученными данными.



Р и с. 1. Теоретические зависимости $\Sigma_{Se}(ka)$ для рассеивателей в форме цилиндров (1), дисков (2), сфер (3).

В системе хаотически расположенных рассеивателей всегда имеются корреляции. При этом рассеяние оказывается частично когерентным, что уменьшает среднюю интенсивность рассеянной нейтронной волны $\overline{I}_S(\vec{q})$. Чтобы когерентное рассеяние не оказывало существенного влияния на некогерентное, необходимо, чтобы угол Θ_0 был существенно больше угла γ_0, при котором рассеяние становится некогерентным. Согласно /6/, рассеяние будет когерентным при углах $\gamma < \gamma_0$,

$$\sin(\gamma_0/2) = \frac{6{,}54 \cdot 10^{-4}}{v'} (2n/l)^{1/4}. \qquad (9)$$

Здесь v' – скорость нейтрона в веществе /2/, l – линейный размер мишени. Например, в случае образца Be /2/, $n = 1 \cdot 10^{15}$ см$^{-3}$, $l = 0{,}5$ см, для $v' = 10$ м/с имеем $\gamma_0 = 0{,}5^{\circ}$. Для сравнения, угол Θ_0 в эксперименте составлял $12{,}5^{\circ}$ /2/.

Отметим, что предложенный метод определения формы и размера рассеивателей применим в случае их низких концентраций (не более 10%).

Авторы выражают благодарность А.В. Степанову за обсуждения результатов работы.

Поступила в редакцию 11 июня 1985 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Steyerl A. В кн.: II Школа по нейтронной физике: Тр. II Международной школы по нейтронной физике, Алушта, 1974, Сообщение ОИЯИ Д3–7991, Дубна, с. 42.
2. Антонов А.В. и др. ФТТ, 26, 1585 (1984).
3. Гуревич И.И., Тарасов Л.В. Физика нейтронов низких энергий. Наука, М., 1965.
4. Пьюзи П.Н. В сб.: Спектроскопия оптического смещения и корреляции фотонов. Под ред. Г. Камминса и Э. Пайка, Мир, М., 1978.
5. Kerker M. The Scattering of Light and Other Electromagnetic Radiation. Academic Press, N. Y., 1969.
6. Шифрин К.С. Введение в оптику океана. Гидрометеоиздат, Л., 1983.