

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА СПЕКТРОМЕТРИИ ОЧЕНЬ ХОЛОДНЫХ
НЕЙТРОНОВ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ КОНЦЕНТРАЦИИ И РАЗМЕРОВ
НЕОДНОРОДНОСТЕЙ В КОНДЕНСИРОВАННЫХ СРЕДАХ

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

УДК 539.125.162.2

Используя результаты измерений полных сечений взаимодействия очень холодных нейтронов (ОХН) с бериллием и ванадием, определены концентрации и размеры неоднородностей в этих веществах.

В данной работе для конденсированных сред предложен метод исследования концентрации и размеров неоднородностей ($10 + 1000 \text{ \AA}$), основывающийся на результатах опытов по пропусканию очень медленных нейтронов. Из анализа зависимости макроскопического сечения рассеяния нейтронов от скорости можно получить информацию об общих свойствах корреляционной функции, описывающей структуру статических неоднородностей исследуемого вещества. В рамках определенных моделей неоднородностей можно найти конкретную форму корреляционной функции и с ее помощью оценить средний размер неоднородностей и их концентрацию.

Как известно [1,2], дифференциальное поперечное сечение упругого рассеяния на неоднородностях среды в области применимости борновского приближения может быть выражено через корреляционную функцию флуктуаций потенциальной энергии нейтронов $K(\vec{r}|\vec{r}') = \langle \delta u(\vec{r}) \delta u(\vec{r}') \rangle$:

$$\left(\frac{d\Sigma_{se}}{d\Omega} \right)_B = \left(\frac{m}{2\pi\hbar^2} \right)^2 \frac{1}{V_M} \left| \int K(\vec{r}|\vec{r}') e^{i\vec{q}(\vec{r}-\vec{r}')} d^3\vec{r} d^3\vec{r}' \right|^2 \quad (1)$$

Здесь Σ_{se} - макроскопическое сечение рассеяния, V_M - объем образца, $\bar{q} = \bar{k} - \bar{k}'$, \bar{k} и \bar{k}' - волновой вектор нейтрона до и после рассеяния соответственно; m - масса нейтрона. Символ $\langle \dots \rangle$ означает усреднение по неоднородностям среды. Для изотропной и однородной в среднем среды, когда корреляционная функция зависит только от модуля разности векторов $\rho = |\bar{k} - \bar{k}'|$ в предположении, что детектор нейтронов имеет конечный размер, из (1) получаем выражение для полного сечения рассеяния:

$$\Sigma_{se}(k) = \left(\frac{m}{2\pi\hbar^2} \right)^2 \frac{8\pi^2}{k^2} \int_0^\infty K(\rho) [\cos(2k\rho \sin\theta_0) - \cos 2k\rho] \rho d\rho. \quad (2)$$

Здесь $2\theta_0$ - угол, под которым "виден" детектор из мишени. Из формулы (2) получаем асимптотические выражения:

$$\Sigma_{1se}(k) = 16\pi^2 \left(\frac{m}{2\pi\hbar^2} \right)^2 \times \\ \times \left\{ \cos^2\theta_0 \int_0^\infty \rho^2 K(\rho) d\rho - \frac{k^2}{3} (1 - \sin^4\theta_0) \int_0^\infty \rho^4 K(\rho) d\rho + \dots \right\}, \quad kl_0 \ll 1 \quad (3a)$$

$$\Sigma_{2se}(k) = 8\pi^2 \left(\frac{m}{2\pi\hbar^2} \right)^2 \left\{ \frac{K(0)l_0}{k^2} + \frac{K'(0)}{k^2(2k)^2} - \frac{K'''(0)}{k^2(2k)^4} + \dots \right\},$$

$$kl_0 \gg 1, \quad kl_0 \sin\theta_0 \ll 1 \quad (3b)$$

$$\Sigma_{3se}(k) = 8\pi^2 \left(\frac{m}{2\pi\hbar^2} \right)^2 \frac{1}{k^2} \left\{ \frac{K'(0)}{(2k)^2} - \frac{K'(0)}{(2k \sin\theta_0)^2} - \frac{K'''(0)}{(2k)^4} + \dots \right\},$$

$$kl_0 \sin\theta_0 \gg 1. \quad (3b)$$

В выражениях (3a-3b) введена величина $l_0 = [K(0)]^{-1} \int K(\rho) d\rho$, называемая длиной корреляции возмущения $/3/$ и определяющая эффективный размер неоднородности; $K(0)$ - значение корреляционной функции при $\rho = 0$. Если на опыте изучалась зависимость $\Sigma_{se}(k)$ при неизменном угле $2\theta_0$, то возможна следующая схема анализа экспериментальных данных. Из формулы (3a) получаем, что при $k \rightarrow 0$ сечение стремится к постоянной величине, оценивая которую можно

найти второй момент корреляционной функции $\int \rho^2 k(\rho) d\rho$. При достаточно больших k , когда $k l_0 \gg 1$, но $k l_0 \sin \theta_0 \ll 1$, сечение должно изменяться согласно формуле (3б) пропорционально k^{-2} . При выполнении условия $k l_0 \sin \theta_0 \geq 1$ сечение, в соответствии с формулой (3в), должно изменяться $\sim k^{-4}$. Из хода кривой на этом участке может быть оценена величина $K'(0)$, а по ходу кривой на участке, для которого $\Sigma_{se}(k) \sim k^{-2}$, можно оценить величину $K(0) l_0$. В случае использования корреляционной функции какого-либо конкретного вида удастся выполнить интегрирование в формуле (2), и во многих случаях получить аналитические выражения для сечений, определяемых формулами (3а-3в). Например, для полного сечения некогерентного рассеяния на одинаковых сферических рассеивателях - порох радиуса R_0 имеем

$$\Sigma_{se} = \left[\frac{9\pi}{2} \frac{N_1}{V_M} \left(\frac{m}{2\pi\hbar^2} \right)^2 \right] u_0^2 \left(\frac{4\pi R_0^3}{3} \right)^2 \frac{1}{k^2 R_0^2} \times$$

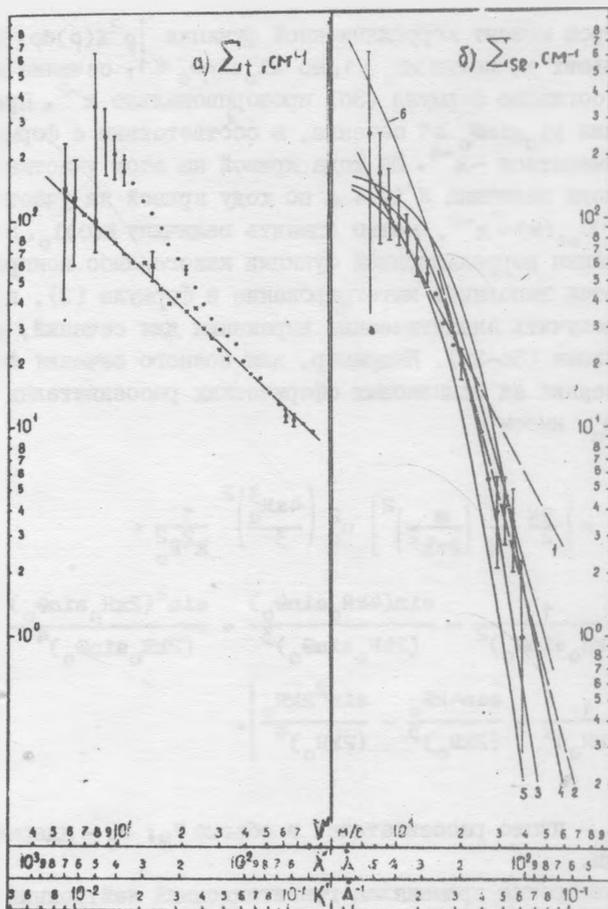
$$\times \left[\frac{1}{(2kR_0 \sin \theta_0)^2} - \frac{\sin(4kR_0 \sin \theta_0)}{(2kR_0 \sin \theta_0)^3} + \frac{\sin^2(2kR_0 \sin \theta_0)}{(2kR_0 \sin \theta_0)^4} - \right.$$

$$\left. - \frac{1}{(2kR_0)^2} + \frac{\sin 4kR_0}{(2kR_0)^3} - \frac{\sin^2 2kR_0}{(2kR_0)^4} \right]. \quad (4)$$

Здесь N_1 - число рассеивателей в объеме V_M ; u_0 - ядерный потенциал среды.

Для измерения применялся гравитационный нейтронный спектрометр /4/, работающий по методу времени пролета. Спектрометр позволял проводить исследования с нейтронами, имеющими длины волн 10-1000 Å (соответственно, энергия 10^{-4} + 10^{-8} эВ) с разрешением по энергии $\sim 16\%$. Спектрометр состоит из восьмиметрового нейтронновода. Камера-криостат, расположенная в верхней части установки, дает возможность проводить измерения с исследуемыми образцами при комнатной температуре и при температуре жидкого азота или гелия. Угловая апертура детектора составляла $2\theta_0 = 55,8^\circ$.

Измерения проводились на образцах поликристаллического ванадия /5/ (чистота 99,82%) толщиной $x_1 = 28,7$ мкм и $x_2 = 69,6$ мкм.



Р и с. 1. а) Зависимость от скорости полных сечений взаимодействия ОХН с ванадием. х - отожженный образец; о - неотожженный образец; - - - закон $\Sigma_t \sim (v^2)^{-1}$. б) Зависимость от скорости сечений рассеяния ОХН на неоднородностях ванадия. о - экспериментальные результаты; I - область 2; 2 - область 3; (см, табл. I) 3 - $l_0 = 6,5 \cdot 10^{-7}$ см; $n = 5 \cdot 10^{17}$ см⁻³; 4 - $l_0 = 5,5 \cdot 10^{-7}$ см; 5 - $l_0 = 7,5 \cdot 10^{-7}$ см⁻³; 6 - зависимость $\Sigma_{se}(k')$, рассчитанная для коррелятора вида $K(\rho) = K(0)e^{-\rho l_0}$ при $l_0 = 6,5 \cdot 10^{-7}$ см

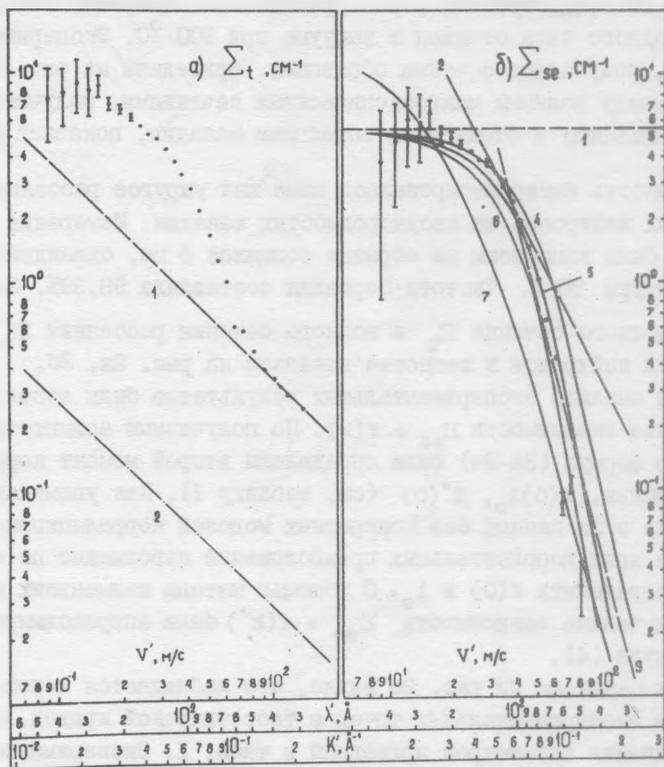
Первый из этих образцов перед проведением измерений был в течение одного часа отожжен в вакууме при 900 °С. Экспериментальные данные, полученные с этими образцами, приведены на рис. 1а. Разность между полными макроскопическими сечениями, полученными с неотожженным и отожженным образцами ванадия, показана на рис. 1б.

Эта разность интерпретировалась нами как упругое рассеяние очень холодных нейтронов на неоднородностях ванадия. Измерения на бериллии были выполнены на образце толщиной 5 мм, охлажденном до температуры 80 К. Чистота бериллия составляла 98,39%. Зависимости полного сечения Σ_c и полного сечения рассеяния Σ_{se} от скорости нейтронов в веществе показаны на рис. 2а, 2б.

При анализе экспериментальных результатов были использованы найденные зависимости $\Sigma_{se} = f(k)$. По полученным асимптотам с помощью формул (3а-3в) были определены второй момент корреляционной функции, $K(0)l_0$, $k'(0)$ (см. таблицу I). Как упоминалось выше, из этих данных без конкретных моделей корреляционной функции или иных дополнительных предположений невозможно по отдельности определить $K(0)$ и l_0 . С помощью метода наименьших квадратов полученные зависимости $\Sigma_{se} = f(k')$ были аппроксимированы по формуле (4).

Для бериллия из рис. 2б видно, что наблюдается хорошее совпадение экспериментальных точек с теоретической кривой. Оптимальные значения параметров приведены в табл. I. Экспериментальные данные для ванадия, полученные аналогичным образом, также приведены в табл. I.

В заключение отметим, что для исследованных веществ условие применимости борновского приближения $\xi = u_0 l_0 / \hbar v' \ll 1$ выполняется достаточно удовлетворительно. Величины ξ при скоростях $v' \geq 9$ м/с для бериллия и при $v' \geq 5$ м/с для ванадия соответственно составляют $\leq 0,1$ и $\leq 0,02$. Для получения результатов большей точности в исследованиях с очень холодными нейтронами, по-видимому, в дальнейшем целесообразно использовать метод искаженных волн [6]. Оценки сечений рассеяния, проведенные этим методом для нейтронов с наименьшими скоростями, зарегистрированными в данном эксперименте, привели авторов к значениям, совпадающим с экспериментальными в пределах ошибок измерений.



Р и с. 2 а) Зависимость от скорости полных сечений взаимодействия ОХН с бериллием. \circ - экспериментальные данные; $---$ - $\Sigma_t \sim (v')^{-1}$, аппроксимация экспериментальных результатов; $-\cdot-$ - $\Sigma_c \sim (v')^{-1}$, экстраполяция табличных данных из тепловой области ($v = 2200$ м/с /7/). б) Зависимость от скорости сечений рассеяния ОХН на неоднородностях бериллия. \circ - экспериментальные данные; 1 - область 1; 2 - область 2; 3 - область 3 (см. табл. I); 4 - $l_0 = 2,3 \cdot 10^{-7}$ см, $n = 3 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$; 5 - $l_0 = 2,0 \cdot 10^{-7}$ см; 6 - $l_0 = 2,6 \cdot 10^{-7}$ см; 7 - зависимость $\Sigma_{se}(k')$ рассчитанная для коррелятора вида $k(\rho) = k(0)e^{-\rho/l_0}$ при $l_0 = 2,3 \cdot 10^{-7}$ см

Таблица I

Результаты расчетов параметров корреляционной функции и параметров неоднородностей образцов (во 2 - 4 столбцах указаны асимптоты, полученные по экспериментальным результатам, и области их применимости).

Образец	Уравнение асимптоты в области			Второй момент $\int \rho^2 K(\rho) d\rho \times 10^{61}$, эрг ² .см ³	$K(0)l_0 \times 10^{47}$, эрг ² .см	$K'(0) \times 10^{34}$, эрг ² .см ⁻¹	Характерный размер l_0 , Å	Концентрация пор $n \cdot 10^{16}$ см ⁻³	Объемная концентрация, %
	1, где $\Sigma_{se} \sim \text{const}$	2, где $\Sigma_{se} \sim (v')^{-2}$	3, где $\Sigma_{se} \sim (v')^{-4}$						
Бериллий v' , м/с	$\lg \Sigma_{se} = 0,7$ 9 - 18	$\lg \Sigma_{se} = -21 \lg v' + 3,5$ 29 - 41	$\lg \Sigma_{se} = -41 \lg v' + 6,7$ >46	4,5	1,9	5,9	23±1	3	15
Ванадий v' , м/с	$\lg \Sigma_{se} = 2,2$ ≤7	$\lg \Sigma_{se} = -21 \lg v' + 4$ 7 - 19	$\lg \Sigma_{se} = -41 \lg v' + 6,6$ 20 - 38	-	3,9	4,5	65±2	50	50

Для получения более подробной характеристики неоднородностей вещества необходима разработка метода, позволяющего получать их геометрические характеристики. В частности, большой интерес представляют эксперименты, в которых возможно определение зависимости дифференциального сечения рассеяния от энергии падающих нейтронов и угла их рассеяния. На имеющейся установке возможна методика, при которой приближенно может быть изучена зависимость сечения рассеяния нейтронов от их угла рассеяния. Это можно осуществить, например, проводя измерения с различными углами под которыми виден детектор нейтронов из образца. Подчеркнем, что не существует принципиальных трудностей для применения описанного метода к исследованию неоднородностей вещества практически любой физической природы.

Авторы считают своим приятным долгом выразить глубокую благодарность Н. Г. Басову, В. М. Колобашкину, О. М. Белоцерковскому за огромную помощь и поддержку в проведении данной работы и А. В. Степанову за критические замечания и участие в обсуждении полученных результатов.

Поступила в редакцию
10 апреля 1980 г.

Л и т е р а т у р а

1. A. Steyerl, II Международная школа по нейтронной физике, Алушта, апрель 1974 г. Сообщение ОИЯИ ДЗ-7991, стр. 42, Дубна, 1974 г.
2. А. В. Степанов. Физика элементарных частиц и атомного ядра, 7, 989 (1976).
3. С. М. Рытов, Ю. А. Кравцов, В. И. Татарский. Введение в статистическую радиофизику, ч. II. Случайные поля. "Наука", М., 1978 г.
4. А. В. Антонов, А. И. Исаков, И. В. Мешков, А. Д. Перекрестенко, А. А. Тихомиров, Краткие сообщения по физике ФИАН № 10, 10 (1977).

5. А. В. Антонов, А. И. Исаков, И. В. Мешков, А. Д. Перекрестенко, А. А. Тихомиров, Краткие сообщения по физике ФИАН № 9, 43 (1978).
6. Б. И. Горячев, Н. В. Линькова, Краткие сообщения по физике ФИАН № 7, 32 (1976), А. В. Степанов, Краткие сообщения по физике ФИАН № 8, 3 (1976).
7. D. Hughes, R. Schwartz, Neutron Cross Sections, BNL-325, 1958.