

ЗАМЕЧАНИЯ К ВОПРОСАМ  
ОБ ИЗМЕРЕНИИ ФАЗ СТРУКТУРНЫХ  
АМПЛИТУД В НЕЙТРОННОЙ  
ДИФРАКЦИИ И О НАКОПЛЕНИИ  
НЕЙТРОНОВ

Ф. Л. Шапиро

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ, ДУБНА

## А Н Н О Т А Ц И Я

Рассматривается возможность определения фаз структурных амплитуд при дифракции поляризованных нейтронов на кристалле, элементарная ячейка которого содержит парамагнитный центр. Обсуждается вопрос о предельной плотности нейтронов в нейтронной ловушке.

## А Б С Т Р А К Т

The possibility of determining the phases of structural amplitudes for polarized neutron diffraction on a crystal whose elementary cell contains a paramagnetic centre is considered. The question of the limiting neutron density in a neutron bottle is discussed.

## 1. ОБ ИЗМЕРЕНИИ ФАЗ СТРУКТУРНЫХ АМПЛИТУД

В дифракционных опытах измеряемой величиной является интенсивность рассеяния, пропорциональная квадрату модуля структурной амплитуды  $|F(\mathbf{x})|^2$ :

$$F(\mathbf{x}) = \sum_j b_j e^{i\mathbf{x}\mathbf{r}_j}, \quad (1)$$

где  $b_j$ ,  $\mathbf{r}_j$  — амплитуды когерентного рассеяния и радиус-векторы рассеивающих центров;  $\mathbf{x}$  — изменение волнового вектора нейтрона при рассеянии. Для восстановления структуры кристалла, т. е. определения всех  $\mathbf{r}_j$ , требуется, однако, знание не только модулей структурных амплитуд, но и их фаз. Отсутствие сведений о фазах делает расшифровку сложных структур крайне трудной задачей. Хотя существует несколько методов получения частичной информации о фазах [1, 2], общего решения фазовой проблемы еще нет.

В связи с этим представляется полезным рассмотреть некоторые дополнительные возможности, открываемые особенностями взаимодействия нейтронов с веществом.

Рассмотрим кристалл, в элементарной ячейке которого содержится один или несколько парамагнитных центров, например атомы редкоземельных элементов или элементов группы железа. В достаточно сильном магнитном поле  $H$  при пониженной температуре атомные магнитные моменты ориентируются, и возникает когерентное магнитное рассеяние нейтронов с амплитудой  $\pm b_M$ , знак которой зависит от знака проекции спина нейтрона на направление магнитного поля. Структурную амплитуду в этом случае можно записать в виде:

$$F = F_N e^{i\varphi_N} \pm F_M e^{i\varphi_M}, \quad (2)$$

где  $F_N$ ,  $F_M$  — положительные числа; слагаемое  $F_N e^{i\varphi_N}$  обусловлено ядерным рассеянием всех атомов; слагаемое  $F_M e^{i\varphi_M}$  — магнитным рассеянием парамагнитных центров. Интенсивность отражения пропорциональна величине

$$|F|^2 = F_N^2 + F_M^2 \pm 2F_N F_M \cos(\varphi_N - \varphi_M). \quad (3)$$

Проводя измерения с поляризованным нейтронным пучком при двух знаках поляризации, находим каждую из величин  $F_N F_M \cos(\varphi_N - \varphi_M)$  и  $F_N^2 + F_M^2$ . Когерентное магнитное рассеяние исчезает, если образец не намагничен ( $H = 0$ ) или если он намагничен в направлении вектора рассеяния  $\mathbf{k}$ . Из интенсивности рассеяния при этих условиях определяется величина  $F_N^2$ . Комбинируя этот результат с данными предыдущих измерений, получаем  $F_M^2$  и  $\cos(\varphi_N - \varphi_M)$ , т. е. определяем с точностью до знака сдвиг фаз ядерной и магнитной составляющих структурной амплитуды:  $\varphi_N - \varphi_M = \pm \delta$ . Так как магнитных атомов в элементарной ячейке кристалла, по предположению, мало, по измерениям  $F_M^2$  для достаточного числа отражений можно найти положения магнитных атомов и рассчитать фазы. В случае кристалла, не обладающего центром симметрии, фаза ядерного отражения определяется двузначно:  $\varphi_N = \varphi_M \pm \delta$ . Разрешение неоднозначности требует привлечения дополнительных соображений (см., например, работу [2]). Если же кристалл обладает центром симметрии, сдвиг фаз может принимать только одно из двух значений:  $\delta = 0$  или  $\delta = \pi$ , и неоднозначность определения  $\varphi_N$  снимается.

Рассмотренный способ определения фаз основан на возможности управления амплитудой когерентного магнитного рассеяния нейтронов. «Управляемая» амплитуда рассеяния возникает также при рассеянии поляризованных нейтронов на поляризованных ядрах, при так называемом швингеровском рассеянии поляризованных нейтронов, и при дифракции нейтронов, резонансных для одного из изотопов, входящих в кристалл. Как известно, амплитуда резонансного рассеяния меняет знак при переходе энергии нейтрона через точный резонанс. Аналогичный эффект имеет место и при упругом резонансном рассеянии  $\gamma$ -квантов, т. е. при использовании эффекта Мёссбауэра\*.

Каждый из упомянутых путей управления амплитудой рассеяния позволяет в принципе решить задачу извлечения фаз структурных амплитуд, но с каждым связаны свои трудности. Желательно проанализировать практическую пригодность этих методов применительно к создающимся мощным импульсным источникам для нейтронной спектроскопии и с учетом успехов техники поляризации атомных электронов и ядер.

## 2. О НАКОПЛЕНИИ НЕЙТРОНОВ

Как известно [3], в замкнутом сосуде могут храниться нейтроны со скоростью, меньшей граничной скорости

$$v_{\text{гп}} = 2\hbar (\pi N b)^{1/2} / m, \quad (4)$$

\* Использование резонансного (аномального) рассеяния нейтронов обсуждалось в работе [2]. Как сообщил проф. Майер-Лейбниц, попытки использования резонансного рассеяния  $\gamma$ -квантов для определения фаз предпринимаются проф. Мёссбауэром.

где  $m$  — масса нейтрона;  $N$  — число ядер в  $1 \text{ см}^3$ ;  $b$  — когерентная длина рассеяния. Для бериллия  $v_{\text{гр}} = 6,8 \text{ м/сек}$ .

Принципиальный предел числа нейтронов, которые можно удержать в сосуде, накладывается статистикой Ферми: скорость нейтронов на границе распределения Ферми должна быть меньше граничной скорости удержания  $v_{\text{гр}}$ . Этот предел недостижимо высок: для бериллиевого сосуда предельная плотность равна  $4 \cdot 10^{16} \text{ нейтрон/см}^3$ .

Каков предел накопления нейтронов при современном уровне техники?

Плотность ультрахолодных нейтронов (УХН) внутри замедлителя

$$n = \frac{4}{3\sqrt{\pi}} n_T (E_{\text{гр}}/T)^{3/2}, \quad (5)$$

где  $E_{\text{гр}} = mv_{\text{гр}}^2/2$ ;  $T$  — температура нейтронного газа (спектр тепловых нейтронов предполагается максвелловским);  $n_T$  — плотность тепловых нейтронов.

Потоку тепловых нейтронов  $\Phi_T = 10^{15} \text{ нейтрон/(см}^2 \cdot \text{сек)}$  соответствует плотность  $n_T = 4 \cdot 10^9 \text{ нейтрон/см}^3$ . При охлаждении замедлителя остается постоянной плотность, если диффузионная длина тепловых нейтронов мала по сравнению с длиной замедления и с размерами замедлителя, и поток в противоположном случае. Будем исходить из первого, менее выгодного предположения. Подставляя в равенство (5)  $T = 20^\circ \text{ К}$  и  $E_{\text{гр}} = 2,4 \cdot 10^{-7} \text{ эв}$  (бериллий), находим  $n = 5 \cdot 10^3 \text{ нейтрон/см}^3$ .

Достижимая плотность УХН не может превышать плотность УХН в замедлителе независимо от способа их получения — непосредственным извлечением, как в работах [4—6], или замедлением более быстрых нейтронов с помощью движущихся зеркал, как предлагается в работах [7—9].

Это утверждение является следствием известной теоремы Лиувилля о постоянстве функции распределения в фазовом пространстве. Пусть  $dv = \rho(p, q, t) dpdq$  — число частиц в элементе фазового объема  $dpdq$  в момент времени  $t$ . Теорема Лиувилля утверждает, что вдоль фазовой траектории  $\rho = \text{const}$ , т. е.  $\rho(p', q', t') = \rho(p, q, t)$ , где  $p', q'$  — точка фазового пространства, в окрестность которой частицы переходят к моменту  $t'$ . Теорема применима, если силы, действующие на частицу, определяются потенциалом, в том числе зависящим от времени. Зеркальное отражение нейтронов можно рассматривать как результат действия потенциала  $U = 2\pi\hbar^2 N(\mathbf{r})b/m$ , т. е. теорема Лиувилля остается справедливой при наличии движущихся зеркал, а также и переменных магнитных полей.

Интегральная плотность УХН

$$n = \int \frac{dv}{dq'} dp' = \int \rho(p', q') dp' = \langle \rho(p', q') \rangle 4\pi/3p_{\text{гр}}^3,$$

где  $p_{\text{гр}} = mv_{\text{гр}}$ ;  $4\pi/3p_{\text{гр}}^3$  — объем пространства импульсов УХН.

Для газа тепловых нейтронов  $\rho(p, q) = \text{const } e^{-E/T}$ . Так как  $\rho(p', q') = \rho(p, q) = \text{const } e^{-E/T}$ , плотность УХН не зависит от исходной энергии  $E$  нейтронов, замедляемых до области УХН, если  $E \ll T$ , и уменьшается с ростом  $E$  при  $E \geq T$ .

Хотя механические замедлители нейтронов в принципе не дают выигрыша по сравнению с собиранием «готовых» УХН из реактора, на практике они могут оказаться полезными. Действительно, из-за роста сечений поглощения по закону  $1/v$  прямое извлечение УХН из толстостенного сосуда с жидководородным замедлителем вряд ли возможно. В то же время охлаждение замедлителя может увеличить выход УХН до двух порядков.

Как сообщил проф. Майер-Лейбниц, именно в связи с этим при новом мощном реакторе в Гренобле намечено создание «турбины Штайерла» [7].

Для увеличения плотности накопленных нейтронов интересны магнитные ловушки, предложенные В. В. Владимирским [10]. В тороидальной ловушке ограничена только поперечная (радиальная) компонента импульса нейтрона ( $p_r^2/2m \lesssim \mu H$ ), тогда как продольная (касательная) слагающая может находиться в диапазоне, ширина которого растет с диаметром орбиты.

Увеличение объема пространства импульсов приводит к росту плотности нейтронов. По-видимому, можно получить выигрыш порядка десяти.

Увеличения плотности накопленных нейтронов можно достигнуть использованием импульсного реактора\*. Если в равенстве (5) под  $n_T$  подразумевать среднюю плотность тепловых нейтронов (определяемую средней мощностью реактора), то плотность в момент вспышки реактора

$$n_{\text{имп}} = n \frac{\theta}{\tau}, \quad (6)$$

где  $\tau$  — среднее время жизни нейтрона в замедлителе;  $\theta$  — интервал между вспышками реактора.

Если после вспышки реактора быстро изолировать ловушку, то плотность накопленных нейтронов в пределе может соответствовать импульсной мощности реактора. Разумеется, возникнут потери, связанные, например, с растяжкой нейтронной вспышки на входе в ловушку из-за разброса скоростей нейтронов, с поглощением нейтронов в стенках ловушки и т. п. Не вдаваясь в детали, для оптимистической оценки положим выигрыш равным  $\theta/10\tau$ .

Реактор ИБР-30 Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ (г. Дубна) работает со средней мощностью 30 кВт и максимальным интервалом между вспышками  $\theta = 10$  сек; средняя плотность тепловых нейтронов в замедлителе  $n_T = 6 \cdot 10^8$  нейтрон/см<sup>3</sup>. Вероятно, при усовершенствовании технологии каждую из величин  $\theta$  и  $n_T$  мож-

\* Простейшая схема извлечения УХН из импульсного реактора обсуждена в работе [11].

но увеличить в 10 раз. В этом случае, полагая  $10\tau = 2 \cdot 10^{-3}$  сек и используя равенство (5) при  $T = 20^\circ \text{K}$ , находим плотность УХН  $n = 4 \cdot 10^6$  нейтрон/см<sup>3</sup>.

Представляется интересным, имея в виду эти возможности, проанализировать перспективы применения ловушек УХН в качестве нейтронных мишеней для различных пучков частиц и в качестве источника для нейтронной микроскопии.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Липсон Г., Кокрен В. Определение структуры кристаллов. Перев. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1956.
2. Macdonald A. S., Sikka S. K. Acta Cryst., 1969, **B25**, 1804.
3. Зельдович Я. Б. ЖЭТФ, 1959, **36**, 1952.
4. Лущиков В. И. и др. «Письма ЖЭТФ», 1969, **9**, 40.
5. Грошев Л. В. и др. Phys. Lett., 1971, **34B**, 293.
6. Steyerl A. Phys. Lett., 1969, **29B**, 30.
7. Steyerl A. «Diskussionstagung über Neutronenphysik an Forschungsreaktoren». April 25—28, 1967, Kernforschungsanlage Jülich.
8. Антонов А. В., Вуль Д. Е., Казарновский М. В. «Письма ЖЭТФ», 1969, **9**, 307.
9. Кашукеев Н. Т. «Докл. Болгарской Академии наук», 1970, **23**, 1473.
10. Владимировский В. В. ЖЭТФ, 1960, **39**, 1062.
11. Антонов А. В. и др. «Письма ЖЭТФ», 1969, **10**, 380.