

5554

Экз. Чит. З. Да

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна



P3 - 5554

ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

Ф. Л. Шапиро

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

1970

РЗ - 5554

Ф.Л. Шапиро

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

Выступления в дискуссии на совещании по перспективам
использования нейтронной спектроскопии,
Дубна, 13-16 октября 1970 г.

**Научно-техническая
библиотека
ОИЯИ**

1. Об измерении фаз структурных амплитуд

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

$$F(\vec{\kappa}) = \sum_j b_j e^{i\vec{\kappa} \cdot \vec{r}_j}, \quad (1)$$

b_j , \vec{r}_j - амплитуды когерентного рассеяния и радиус-векторы рассеивающих центров, $\vec{\kappa}$ - изменение волнового вектора нейтрона при рассеянии. Для восстановления структуры кристалла, т.е. определения всех \vec{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/}, однако общего решения фазовой проблемы еще нет.

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

а) Рассмотрим кристалл, в элементарной ячейке которого содержится один или несколько парамагнитных центров, например, атомы редко-

земельных элементов или элементов группы железа. В достаточно большом 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

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

где F_N , F_M - положительные числа; слагающая $F_N e^{i\phi_N}$ обусловлена ядерным рассеянием всех атомов, слагающая $F_M e^{i\phi_M}$ - магнитным рассеянием парамагнитных центров. Интенсивность отражения пропорциональна величине

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

Проводя измерения с поляризованным нейтронным пучком при двух знаках поляризации, находим каждую из величин $F_N F_M \cos(\phi_N - \phi_M)$ 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 \vec{k} . Из интенсивности рассеяния при этих условиях определяется величина F_N^2 . Комбинируя этот результат с данными предыдущих измерений, находим F_M^2 и $\cos(\phi_N - \phi_M)$, т.е. определяем с точностью до знака сдвиг фаз ядерной и магнитной составляющих структурной амплитуды: $\phi_N - \phi_M = \pm \delta$. 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: $\phi_N = \phi_M \pm \delta$. Разрешение неоднозначности требует пр

влечения дополнительных соображений (см., например,^{/2/}). Если же кристалл обладает центром симметрии, сдвиг фаз может принимать одно из двух значений, $\delta = 0$ или $\delta = \pi$, и неоднозначность определения ϕ_N снимается.

б) 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, 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 гамма-лучей, т.е. при использовании эффекта Мёссбауэра^{x/}.

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 учётом 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

$$v_{gr} = 2h(\pi Nb)^{1/2} / m, \quad (4)$$

^{x/} Использование резонансного (аномального) рассеяния нейтронов обсуждалось в литературе^{/2/}. Как сообщил профессор Майер-Лейбниц, попытки использования резонансного рассеяния гамма-лучей для определения фаз предпринимаются проф. Мёссбауэром.

где m - масса нейтрона, N - число ядер в 1 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, задается 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 $4 \cdot 10^{16} \text{ н/см}^3$.

Каков предел накопления нейтронов при современном уровне техники?

Плотность ультрахолодных нейтронов (УХН) внутри замедлителя равна

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

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

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

$$E_{\text{гр}} = 2,4 \cdot 10^{-7} \text{ эв (бериллий)}, \text{ находим } n = 5 \cdot 10^3 \text{ н/см}^3.$$

Достижимая плотность УХН не может превышать плотность УХН в замедлителе независимо от способа их получения - непосредственным извлечением, как в работах ^{/4-6/}, или путем замедления более быстрых нейтронов при помощи движущихся зеркал, как предлагается в работах ^{/7-9/}.

Это утверждение является следствием известной теоремы Лиувилля о постоянстве функции распределения в фазовом пространстве. Пусть $d\nu = \rho(p, q, t) dp dq$ - число частиц в элементе фазового объема $dp dq$ 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 $u = 2\pi \hbar^2 N(\vec{r}) b / m$, т.е. теорема Лиувилля остается справедливой при наличии движущихся зеркал (а также и переменных магнитных полей).

Интегральная плотность УХН равна, очевидно,

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

где $p_{\text{гр}} = mv_{\text{гр}}$, $\frac{4\pi}{3} p_{\text{гр}}^3$ - 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 $E \gtrsim T$.

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 дать увеличение выхода УХН до двух порядков. Как сообщил профессор Маейр-Лейбниц, именно в связи с этим при новом мощном реакторе в Гренобле намечено создание "турбины Штайерла" ^{/7/}.

С точки зрения увеличения плотности накопленных нейтронов интересны магнитные ловушки, предложенные В.В. Владимирским^{/10/}. В тороидальной ловушке ограничена только поперечная (радиальная) компонента импульса нейтрона ($P_r^2 / 2m \ll \mu H$), тогда как продольная (касательная) слагающая может находиться в диапазоне, ширина которого растет с диаметром орбиты.

Увеличение объема пространства импульсов приводит к увеличению плотности нейтронов. По-видимому, может быть получен выигрыш порядка десятки.

Увеличение плотности накопленных нейтронов может быть достигнуто использованием импульсного реактора^{х/}. Если в (5) под n_T подразумевать среднюю плотность тепловых нейтронов (определяемую средней мощностью реактора), то плотность в момент вспышки реактора будет равна

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

где τ — среднее время жизни нейтрона в замедлителе, θ — 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, 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 работает со средней мощностью 30 квт и максималь-

^{х/} Простейшая схема извлечения УХН из импульсного реактора описана в работе^{/11/}.

ным интервалом между вспышками $\theta = 10$ сек; средняя плотность тепловых нейтронов в замедлителе составляет $n_T = 6 \cdot 10^6$ н/см³. Вероятно, при усовершенствовании технологии каждую из величин θ и n_T можно увеличить в 10 раз. В этом случае, полагая $10\tau = 2 \cdot 10^{-3}$ сек и используя (5) при $T = 20^\circ\text{K}$, находим плотность УХН:

$$n = 4 \cdot 10^6 \text{ н/см}^3.$$

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. Г. Липсон, В. Кокрен. Определение структуры кристаллов. ИЛ, Москва, 1956.
2. A.S. Macdonald, S.K. Sikka. Acta Cryst., B25, 1804 (1969).
3. Я.Б. Зельдович. ЖЭТФ, 36, 1952 (1959).
4. В.И. Лушиков, Ю.Н. Покотилловский, А.В. Стрелков, Ф.Л. Шапиро. Письма ЖЭТФ, 9, 40 (1969).
5. Л.В. Грошев, В.Н. Дворецкий, А.М. Демидов, Ю.Н. Панин, В.И. Лушиков, Ю.Н. Покотилловский, А.В. Стрелков, Ф.Л. Шапиро. Препринт ОИЯИ, РЗ-5392, Дубна, 1970.
6. A. Steyerl. Phys.Lett., 28B, 1, 33 (1969).
7. A. Steyerl. Diskussionstagung über Neutronen-physik an Forschungsreaktoren, April 25-28, 1967, Kernforschungsanlage, Jülich.
8. А.В. Антонов, Д.Е. Вуль, М.В. Казарновский. Письма ЖЭТФ, 9, 307 (1969).

9. Н.Т. Кашукеев. Доклады Болгарской Академии наук, 23, 1473 (1970).

10. В.В. Владимирский. ЖЭТФ, 39, 1062 (1960).

11. А.В. Антонов, А.И. Исаков, М.В. Казарновский, В.Е. Солодилов,
Письма ЖЭТФ, 10, 380 (1969).

Рукопись поступила в издательский отдел

29 декабря 1970 года.