

ДВА МЕТОДА ТОЧНОГО
ИЗМЕРЕНИЯ НЕУПРУГОГО
РАССЕЯНИЯ

Г. Майер-Лейбниц

ИНСТИТУТ им. МАКСА ПЛАНКА и ПОЛЯ ЛАНЖЕВЕНА, ФРАНЦИЯ

А Н Н О Т А Ц И Я

Предлагается два метода для точного измерения неупругого рассеяния нейтронов. Первый метод позволяет улучшить разрешение усовершенствованием трехосного спектрометра. Второй метод использует отражение назад от вибрирующего кристалла. Приведены параметры соответствующих установок.

A B S T R A C T

Two methods for precise measurements of inelastic neutron scattering are suggested. The first method permits to increase resolution by means of improving a tripleaxis spectrometer. The second method takes advantage of the backward reflection from a vibrating crystal. The parameters of the corresponding installations are given.

ВВЕДЕНИЕ

Некоторые эксперименты (отнюдь не все) требуют чрезвычайно высокой точности измерений, например: а) квазиупругое рассеяние с малой передачей энергии для изучения заторможенных вращений, медленных движений в жидких кристаллах или в органической материи; б) ангармонические эффекты: ширина и форма фононных линий; в) молекулярная спектроскопия. Основная трудность при этом возникает из-за недостаточной интенсивности.

Разрешение определяется следующими факторами:

Площадь мишени	2	измерения	1	—	важное
Телесными углами	4	»	2	»	
Δk	2	»	2	»	
В экспериментах по времени пролета: вместо Δk					
времени пролета	2	»	2	»	

В плохо поставленном эксперименте интенсивность должна возрастать как ϵ^{-5} (ϵ — разрешение). Следовательно, необходимо попытаться произвести фокусировку, т. е. уменьшить число переменных, влияющих на разрешение. Это уменьшение (редукция) возможно всегда, когда известно хоть что-нибудь о законе рассеяния $S(k, \omega)$ (например, $\text{grad } \omega(k) = 0$ в некоторой точке k -пространства вдоль направления распространения фона). Опишем два метода: один хорошо известен, но мы надеемся сделать его более широко применимым — это фокусировка с помощью трехосного спектрометра. Здесь число существенных переменных уменьшается до двух. Другой метод использует отражение назад от колеблющегося кристалла. В этом случае существенна только одна переменная, а именно время прибытия на детектор.

1. ОБОБЩЕННАЯ ФОКУСИРОВКА ТРЕХОСНЫМ СПЕКТРОМЕТРОМ [1]

Рассмотрим трехосный спектрометр с тремя усовершенствованиями: кристаллы монохроматора и анализатора искривлены, расстояния между кристаллами и мишенью переменные, соллеровские коллиматоры упразднены. Искривление кристаллов до радиуса около 3 м можно произвести так же, как это часто делается в рентгеновской или γ -спектроскопии, или же с помощью температурного градиента [2], для которого толщина кристалла не является тем

препятствием, каким она является при механическом сгибании. Изогнутые кристаллы имеют два преимущества: 1) можно использовать почти идеальные кристаллы вместо мозаичных, поскольку искривление заменяет мозаичный разброс, который часто требуется иметь для получения хорошего интегрального отражения; 2) ве-

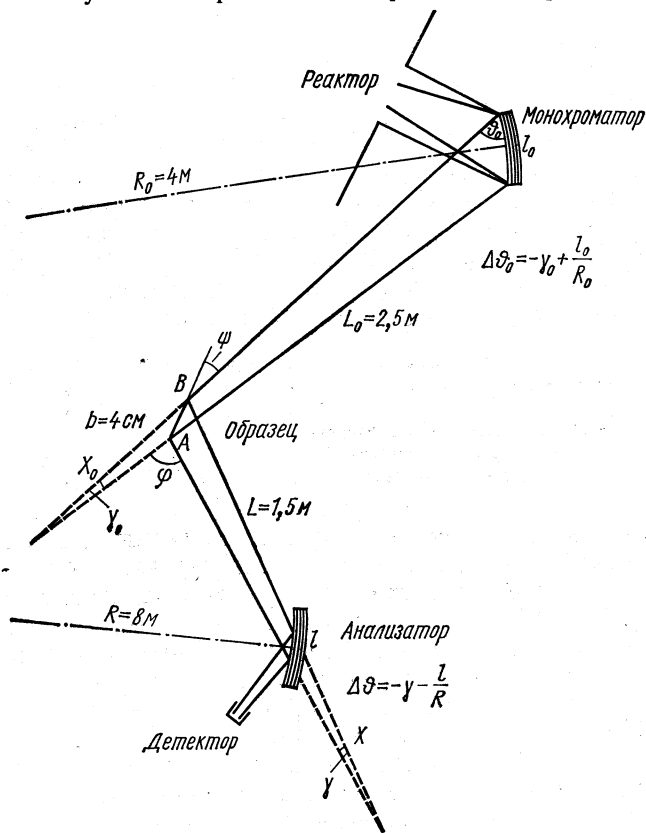


Рис. 1. Реальная геометрия эксперимента с усовершенствованным трехосным спектрометром.

личина и направление радиуса кривизны — удобные переменные, позволяющие сделать более гибким метод трехосного спектрометра.

Схема спектрометра приведена на рис. 1. На рис. 2 изображена диаграмма в пространстве моментов для двух точек на мишени и для падающего и отраженного нейтронов. Предполагается, что разброс волновых векторов Δk_0 и Δk вдоль направлений распространения нейтронов мал (10^{-3}). Концы волновых векторов при этом пробегают скорее тонкий диск, нежели эллипсоид, как обычно предполагается.

Среди волновых векторов нейтронов, падающих и отраженных от второй точки мишени, имеются такие, которые связаны между

собой теми же самыми, переданными энергией и импульсом, что и средние векторы k_0 и k нейтронов, падающих и отраженных от первой точки.

Из-за наличия некоторой угловой расходимости первичного и рассеянного пучков вектор k тоже имеет разброс вокруг среднего значения k_0 , однако в пределах этого разброса между ω и k имеется однозначная зависимость

$$\omega = \omega(k), \quad (1)$$

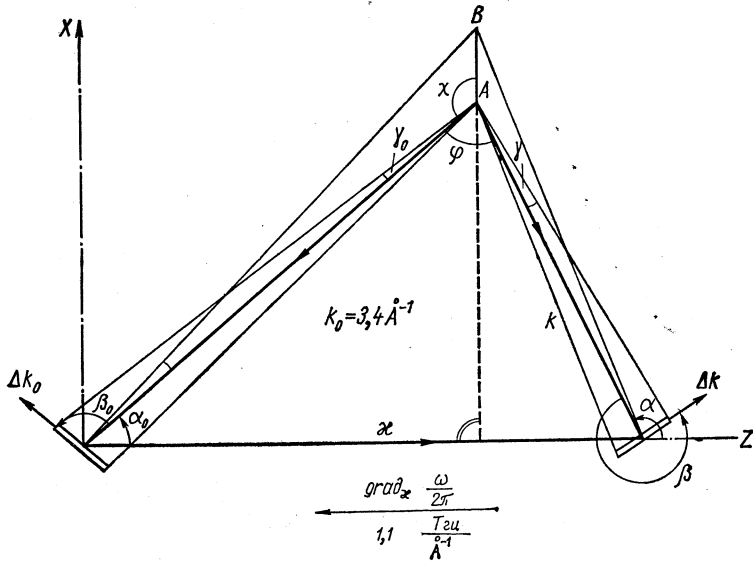


Рис. 2. Импульсная диаграмма, отвечающая геометрии рис. 1.

которую в первом приближении можно представить в виде:

$$\omega = \omega(k_0) + \Delta k \text{ grad } \omega. \quad (2)$$

Зависимость (1) одна и та же для векторов k , относящихся как к первой точке мишени, так и ко второй, но только в последнем случае среднее k будет несколько иным, чем в первом. Принцип фокусировки [3—5] заключается в том, чтобы в данной точке $k = \tau + q$ (τ — вектор обратной решетки; q — волновой вектор фонона) привести $\text{grad } \omega$ из выражения (2) в соответствие с тем значением градиента, которое приблизительно уже известно из предварительных данных относительно дисперсионной функции. Для этого необходимо подобрать большую часть параметров (за исключением одной величины, например k_0), указанных на рис. 2. Затем эту схему следует перевести на язык соответствующей экспериментальной конфигурации (см. рис. 1). Общие формулы для такой трансляции выведены Марксом [1]. Оказывается, что она возможна даже без при-

влечения всех параметров. Например, совсем не обязательно менять плоскость среза образца, если требуется изменить χ и ω . Можно добиться и выполнения условия $\text{grad } \omega = 0$. С плоскими кристаллами этому условию можно удовлетворить только в том случае, если монохроматор и анализатор поставить в такое положение, когда отражение от каждого из них происходит точно назад.

Для частного случая, представленного на рис. 2, реальная конфигурация изображена на рис. 1, здесь же указаны численные значения для всех возможных параметров. Видно, что размеры аппаратуры велики (из-за больших радиусов кривизны кристаллов). Механическая часть выполнена следующим образом: спектрометр состоит из столиков для кристаллов, образца и детектора. Столики укреплены на достаточно плоском полу. Они связаны легкими плечами переменной длины. Контроль за положением столиков и углами производится оптически. Столики перемещаются после того, как приподнимаются на воздушных подшипниках. По-видимому, такого рода прибор («танцующий спектрометр») стоит не дороже обычного трехосного спектрометра. Ту же самую конфигурацию можно использовать и классическим образом с плоскими кристаллами и умеренным разрешением; кроме того, вместо фокусировки можно использовать многодетекторные системы, где один или несколько анализаторных кристаллов обслуживают каждый несколько детекторов.

РАССЕЯНИЕ НАЗАД ОТ КОЛЕБЛЮЩЕГОСЯ КРИСТАЛЛА [6]

Наиболее высокое к сегодняшнему дню разрешение получено с помощью трехосного спектрометра [7], где отражение от монохроматора и анализатора происходит назад (на 180°).

Это соответствует указанному выше условию $\text{grad } \omega = 0$. Ни размеры мишени, ни размеры кристалла в этом случае не ухудшают разрешение, которое составляет $5 \cdot 10^{-7}$ эв для нейтронов с энергией 2 мэв. Энергия же варьируется движением одного из кристаллов.

Петерлин [6] изучала возможности применения метода времени пролета с точки зрения гибкости и выигрыша в интенсивности. Хорошо известно, что интенсивность в конвенциональном методе времени пролета (рис. 3) получается одинаковой при одинаковом разрешении по χ и ω как в трехосных спектрометрах, так и в спектрометрах по времени пролета, за

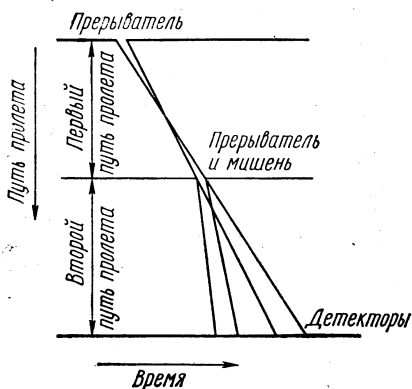


Рис. 3. Конвенциональный метод времени пролета.

исключением того, что в последнем случае имеется дополнительное ослабление на фактор $T_m f$, где $1/f$ — промежуток времени между импульсами первичных нейтронов; T_m — промежуток времени после импульса, за который полезная информация достигает детектора. Петерлин обнаружила, и мы не знаем, было это известно раньше или нет, что интенсивность в экспериментах по методу времени пролета можно значительно увеличить, если посылать нейтронный пучок сгустками, и не на мишень, а на детектор (рис. 4). Уплотнить пучок в сгусток можно с помощью кристалла монохроматора, колеблющегося с ускорением [8]:

$$\frac{dv}{dt} = \frac{v^2}{L}, \quad (3)$$

где v — скорость нейтрона; L — расстояние от монохроматора до мишени и до детектора. Конфигурация примерно такова, как показано на рис. 5. Для малых углов рассеяния время прибытия на детектор, в случае упругого рассеяния, такое же, как и для прямого пучка, а угол рассеяния (и поэтому κ) одинаков для всех точек мишени. Время же прибытия нейтронов, у которых энергия сместилась на небольшую величину $\hbar\omega$, изменится одинаковым образом для всех точек мише-

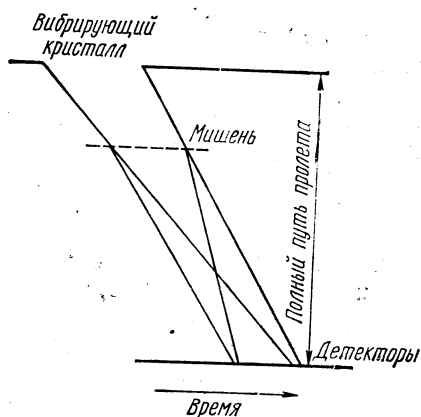


Рис. 4. Принцип уплотнения пучка в сгустки с помощью вибрирующего кристалла.

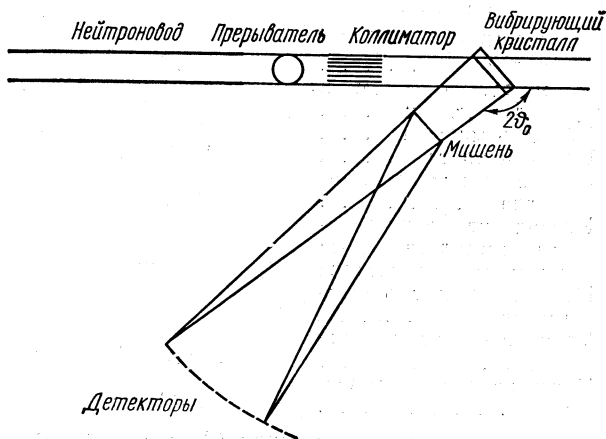


Рис. 5. Возможная геометрия эксперимента с вибрирующим кристаллом монохроматора.

ни и всех углов рассеяния, и приблизительно одинаково для нейтронов всех скоростей, имеющих в падающем пучке. Разрешение по λ определяется угловой расходимостью первичного пучка, радиусом и длиной нейтронвода; размеры детектора должны соответствовать этому разрешению.

На практике в качестве монохроматора применялся кристалл гипса: его плоскость [020] дает достаточно интенсивное отражение, постоянная решетка велика, так что отражение назад происходит при $\lambda = 15,2 \text{ \AA}$; $v = 261 \text{ м/сек}$; $E = 0,568 \text{ мэв}$. Малая скорость нейтрона позволяет ограничить пролетный путь L , не увеличивая, согласно уравнению (3), значительно ускорения. Гипс, по-видимому, образует довольно хорошие кристаллы; мозаичность, измеренная с помощью γ -квантов [9], оказывается меньше $10''$, так что при рассеянии назад относительная ширина линии $\Delta\lambda/\lambda$ должна быть приблизительно такой же ($\approx 10^{-4}$), как и теоретическая ширина для идеального кристалла.

Приведем основные данные предлагаемого устройства.

Кристалл гипса (020)	$d = 7,59 \text{ \AA}$
Скорость нейтрона при отражении назад . . .	261 м/сек
	$E = 0,578 \text{ мэв}$
Размеры	$3 \times 8 \times 0,3 \text{ см}^3$
Брэгговский угол	$\theta = 88^\circ$
Частота колебаний	$f = 131 \text{ гц}$
Амплитуда	2 см
	$v_{\text{макс}} = 16,5 \text{ м/сек}$
	$\left(\frac{dv}{dt}\right)_{\text{макс}} = 13600 \text{ м/сек}^2$
Время освещения кристалла	690 мсек
Длина пути пролета (для углового разрешения 10^{-2} рад ; $\Delta k = = 0,4 \cdot 10^{-2} \text{ \AA}^{-1}$):	
полная	$5,0 \text{ м}$
между образцом и детектором	$3,8 \text{ м}$
Площадь мишени	$3 \times 6 \text{ см}^2$
Время пролета	$19,2 \text{ мсек}$
Радиус кривизны кристалла	$R = 10 \text{ м}$
Увеличение длительности импульса из-за толщины кристалла	$9,8 \text{ мксек}$
Полная длительность импульса	$12,2 \text{ мксек}$
Временное разрешение $\Delta t/t$	$6,4 \cdot 10^{-4}$
Интенсивность на мишени	$> 10^4 / \text{сек}$

Большая величина брэгговского угла ($\theta = 88^\circ$) очень существенна для хорошего уплотнения отраженного пучка в сгусток. Длительность импульса определяется главным образом толщиной кри-

сталла, от которой интенсивность зависит прямо пропорционально (для нейтронов, выходящих из кристалла в один и тот же момент времени, ускоренный кристалл подобен кристаллу с градиентом постоянной решетки). Нейтроны отражаются от кристалла в течение 690 мксек, так что выигрыш от разбиения на сгустки равен приблизительно $690/12,2 = 56$. Относительный разброс скоростей в первичном пучке составляет $3,6 \cdot 10^{-2}$. Можно ввести небольшие усовершенствования. Например, вырезать кристалл под углом α к отражающим плоскостям, чтобы скомпенсировать этот недостаток, что $\theta \neq 90^\circ$; изменить θ_0 , чтобы приспособить разбиение на сгустки к конечным углам рассеяния; изменить частоту колебаний кристалла, чтобы скомпенсировать погрешности, возникающие при малом ω и т. д.

В квазиупругом рассеянии изучаемый диапазон ω обычно мал, и фактор потерь T_{mf} , указанный ранее, существен. Он может свести на нет весь выигрыш, получаемый в результате уплотнения в сгустки. Поэтому с точки зрения интенсивности рассмотренный метод оказывается эквивалентен методу Алефельда, Бирра и Хайдемманна.

ЛИТЕРАТУРА

1. Marx D. To be published.
2. Alefeld B. Z. Phys., 1969, 228, 454.
3. Stedman R. Rev. Scient. Instrum., 1968, 39, 878.
4. Ccollins M. F. Brit. J. Appl. Phys., 1963, 14, 805.
5. Cooper M. J., Nathans R. Acta crystallogr, 1967, 23, 357.
6. Peterlin T. To be published.
7. Alefeld B., Borr M., Heidemann A. Naturwissenschaften, 1969, 56, 410.
8. Maier-Leibnitz H. Mitt. Bayer. Akad. Wiss., 1966, 16, 173.
9. Schneider J. Unpublished.