

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

3-83-599

СЗ44.1л+СЗ42г1

6299/83 Ю.А.Александров, М.Врана, Т.А.Мачехина,
П.Микула*, Р.Михалец, Л.Н.Седлакова, Б.Халупа*

ВЛИЯНИЕ ВЕРТИКАЛЬНОЙ РАСХОДИМОСТИ
НЕЙТРОННОГО ПУЧКА
НА ХАРАКТЕРИСТИКИ
ДВУХКРИСТАЛЬНОГО СПЕКТРОМЕТРА

Направлено в журнал "Кристаллография"

* Институт ядерной физики ЧСАН, Ржеж, ЧССР.

1983

1. ВВЕДЕНИЕ

Двухкристальный спектрометр с совершенными кристаллами в параллельном положении для отражения по Брэггу от одинаковых систем плоскостей/схема $(n, -n)$ /широко используется в исследованиях по динамическому рассеянию нейтронов и рентгеновских лучей, так как в этом случае форма кривых качания определяется лишь параметрами рассеяния и не зависит от угловой расходимости и некогерентности пучка^{/1/}. Использование импульсного источника тепловых нейтронов в сочетании с методом времени пролета позволяет проводить на таком приборе исследования одновременно на нескольких порядках отражений при постоянной геометрии эксперимента. Поскольку с ростом порядка отражения динамическая ширина кривых качания быстро уменьшается, то возрастают требования к совершенству кристаллов и их взаимной юстировке. В частности, взаимная разориентация векторов рассеяния в вертикальной плоскости приводит к уширению кривых отражения, зависящему от вертикальной расходимости пучка. Несмотря на хорошо развитую теорию двухкристального спектрометра с идеально съюстированными кристаллами, оценки этого уширения, приводимые в ряде работ^{/2-7/}, не согласуются друг с другом.

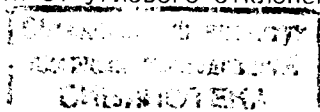
В настоящей работе более подробно рассмотрено влияние разориентации кристаллов на форму кривых качания в схеме $(n, -n)$ и полученные результаты применены к интерпретации экспериментов с двухкристальным спектрометром, проведенных на импульсном пучке нейтронов на реакторе ИБР-30.

2. ТЕОРИЯ

Согласно теории двухкристального спектрометра^{/1,2/}, коэффициент отражения для параллельного расположения идеально съюстированных в вертикальной плоскости монокристаллов дан известным соотношением:

$$R(\beta) = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} C(\alpha) C(\alpha - \beta) d\alpha}{\int_{-\infty}^{+\infty} C(\alpha) d\alpha} \quad /1/$$

где $C(\alpha)$ - коэффициент отражения плоской мономатической волны одним кристаллом в зависимости от углового отклонения α от точного



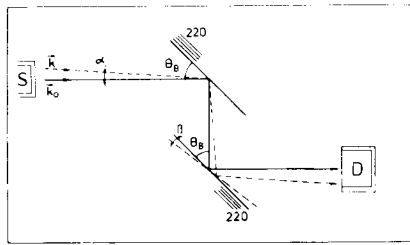


Рис.1. Схема двухкристального спектрометра. S - канал реактора, D - детектор.

положения угла Брэгга, β - угол разориентации кристаллов в плоскости рассеяния. Для симметричного отражения по Брэггу от совершенного кристалла конечной толщины коэффициент отражения $C(\alpha)$ имеет вид:

$$C(\alpha) = 1, \quad |\alpha| \leq s,$$

$$C(\alpha) = 1 - \sqrt{1 - \left(\frac{s}{\alpha}\right)^2}, \quad |\alpha| > s, \quad /2/$$

$$s = \frac{\lambda^2 F_n e^{-w} N_0}{\pi \sin 2\theta},$$

где λ - длина волны нейтронов, F_n - структурный фактор, e^{-w} - фактор Дебая-Валера, N_0 - число ячеек в 1 см^3 и θ - угол Брэгга.

Из /1/ и /2/ следует, что форма кривой качания не зависит от расходимости и немонохроматичности пучка нейтронов, ее полуширина $w = 3,32 s$ и коэффициент отражения в максимуме кривой качания достигает величины $R(0) = 0,73$. Зависимость R от безразмерной координаты $y = \frac{\beta}{s}$ приведена на рис.4а.

Выражение /1/ справедливо лишь в том случае, если в положении $\beta = 0$ отражающие плоскости обоих кристаллов строго параллельны. Однако в эксперименте с двумя независимыми кристаллами можно добиться этого только с ограниченной точностью. Оставшийся в этом случае угол ϕ_0 между плоскостями рассеяния кристаллов необходимо учесть при выводе выражения для R в теории двухкристального спектрометра, хорошо разработанной для случая $\phi_0 = 0$.

Из простых геометрических соображений следует, что угловое отклонение произвольного падающего на первый кристалл луча с параметрами $(\theta, \lambda, \alpha, \phi)$ от центрального луча с параметрами $(\theta_0, \lambda_0, \alpha = 0, \phi = 0)$ составит

$$\alpha - \beta - \frac{1}{2} \phi^2 \text{tg} \theta - (\lambda - \lambda_0) \left(\frac{\partial \theta}{\partial \lambda} \right)_{\lambda = \lambda_0} = X.$$

Если отражающие плоскости второго кристалла повернуты помимо вертикального отклонения ϕ_0 также в плоскости рассеяния на

угол β , то угол отражения луча от второго кристалла будет отличаться от угла отражения центрального луча на величину

$$\alpha - \beta - \frac{1}{2} \phi^2 \text{tg} \theta - \frac{1}{2} \phi_0^2 \text{tg} \theta + \frac{1}{\cos \theta_0} \phi \phi_0 - (\lambda - \lambda_0) \left(\frac{\partial \theta}{\partial \lambda} \right)_{\lambda = \lambda_0} = Y.$$

Коэффициент отражения дается тогда выражением:

$$R(\beta, \phi_0) = \frac{\int_{-\Delta\phi/2}^{\Delta\phi/2} \int_{\lambda_{\min} - a_m}^{\lambda_{\max} + a_m} \int_{-\alpha_m}^{\alpha_m} G(\alpha, \phi, \lambda) C(X) C(Y) d\alpha d\lambda d\phi}{\int_{-\Delta\phi/2}^{\Delta\phi/2} \int_{\lambda_{\min} - a_m}^{\lambda_{\max} + a_m} \int_{-\alpha_m}^{\alpha_m} G(\alpha, \phi, \lambda) C(X) d\alpha d\lambda d\phi}, \quad /3/$$

где $\Delta\phi$ - вертикальная расходимость, a_m - горизонтальная расходимость падающего пучка, G - функция, характеризующая распределение интенсивности в падающем пучке.

Учитывая, что C дает существенный вклад в интеграл лишь в очень малой области значений аргумента - s /угловые секунды/, что на несколько порядков меньше угловой расходимости падающего пучка /десять минут/ и предполагая, что G является константой в пределах интегрирования, для R получим

$$R(\beta, \phi_0) = \frac{s \cos \theta}{\pi \phi_0 \Lambda \phi} \frac{\phi_0 \Lambda \phi}{2s \cos \theta} - \frac{\beta'}{2s} \int_{-\beta'/2s}^{\beta'/2s} R_0(x) dx, \quad /4/$$

где

$$R(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} C(y) C(y-x) dy,$$

$$y = \alpha/s, \quad \beta' = \beta + \frac{1}{2} \phi_0^2 \text{tg} \theta.$$

Из /4/ видно, что коэффициент отражения зависит от вертикальной расходимости падающего пучка. Максимум кривой качания ($\beta' = 0$) уменьшается с увеличением ϕ_0 и при $\frac{\phi_0 \Lambda \phi}{2s \cos \theta} \gg 1$, $R(0, \phi_0) = \frac{s \cos \theta}{\phi_0 \Lambda \phi}$. Зависимость R(0) от вертикальной разориентации кристаллов ϕ_0 для отражений (220), (440) и (660) при $\frac{\Lambda \phi}{2 \cos \theta} = 10^{-2}$ приведена на

рис.2. Видно, что с ростом порядка отражения /с уменьшением s/ уже небольшие значения ϕ_0 приводят к резкому падению коэффициента в максимуме. При этом в соответствии с /4/ ширина кривых отражения увеличивается, и в области, где максимум кривой падает обратно пропорционально ϕ_0 , определяется лишь геометрическими факторами и практически не зависит от s:

$$w = \frac{\phi_0 \Lambda \phi}{\cos \theta}.$$

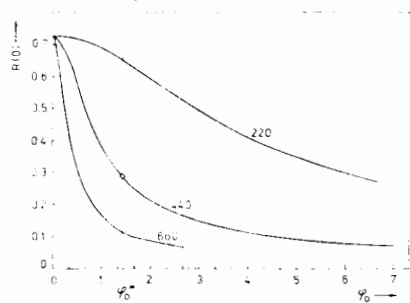


Рис.2. Зависимость максимума кривой отражения $R(0)$ от вертикальной разориентации кристаллов кремния ϕ_0 /угл.мин./ для трех порядков отражений при $\theta = 40^\circ$.

Это выражение соответствует "геометрической" ширине кривой качания, полученной для идеальных брэгговских отражателей уже в одной из первых работ по теории двухкристального спектрометра [7].

Следует отметить, что при $\Delta\phi \rightarrow 0$ вертикальная разориентация кристаллов ϕ_0 приводит только к смещению максимума кривых на величину $\frac{1}{2}\phi_0^2 \operatorname{tg} \theta$, а уширение появится лишь в третьем порядке по малым параметрам ϕ_0 и a_m - горизонтальной расходимости пучка:

$$w = \frac{\phi_0^2 a_m}{\cos^2 \theta}.$$

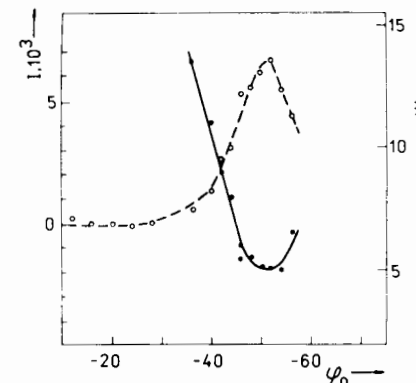
Именно это уширение рассматривалось в работах [4,5], хотя в большинстве экспериментов его вклад пренебрежимо мал по сравнению с рассмотренным выше уширением, связанным с вертикальной расходимостью падающего пучка.

3. ЭКСПЕРИМЕНТ

На спектрометре [8], установленном на пятнадцатиметровой базе импульсного реактора ИБР-30, измерялись кривые качания при последовательном отражении нейтронов от двух совершенных кристаллов Si, установленных в параллельном положении для симметрического отражения по Брэггу от плоскостей (220). Использование метода времени пролета позволило одновременно исследовать отражения (220), (440) и (660) при фиксированной геометрии эксперимента. Поворотное устройство позволяло поворачивать второй кристалл в горизонтальной плоскости с точностью $\sim 0,05''$ и юстировать его в вертикальной плоскости с шагом $2'$.

Юстировка второго кристалла по отношению к первому в вертикальной плоскости проводилась путем предварительного измерения максимума интенсивности кривой отражения (220) и ее полуширины в зависимости от наклона ϕ_0 от вертикали /рис.3/. Затем кристалл устанавливался в положение, соответствующее максимуму интенсивности и минимальной полуширине, и проводились измерения временных спектров нейтронов, отраженных от обоих кристаллов в зависимости от поворота второго кристалла в горизонтальной плоскости.

Рис.3. Зависимость интегральной интенсивности I /н/30 мин./ - \circ и полуширины кривой отражения w /угл.сек./ - \bullet от вертикальной разориентации кристаллов ϕ_0 /угл.мин./.

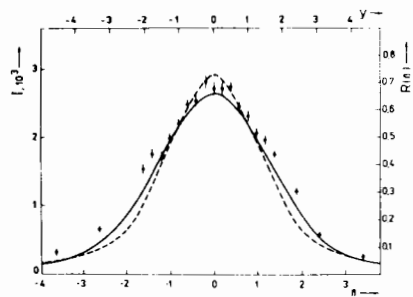


Таблица

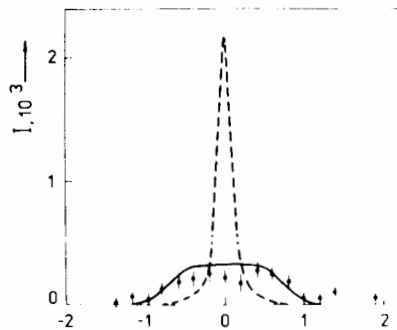
	220	440	660
s	0,787''	0,179''	0,068''
I_{Σ}	14800 \pm 150	6150 \pm 80	700 \pm 50
$I_{T\Sigma}$	13000	6150	850
I_e^M	2750 \pm 60	2100 \pm 50	280 \pm 30
I_T^M	2900	5450	2160
I_T'	2660	2100	330
w_e	3,1''	1,85''	1,8''
w_T	2,6''	0,6''	0,226''
w_T'	2,9''	1,8''	1,8''

Полученные кривые качания для отражений (220), (440) и (660) приведены на рисунках 4а-в. На этих рисунках приведены также теоретические кривые для идеально съюстированных кристаллов

$$I_T(\beta) = K I_0 R_n(\beta),$$



а



б

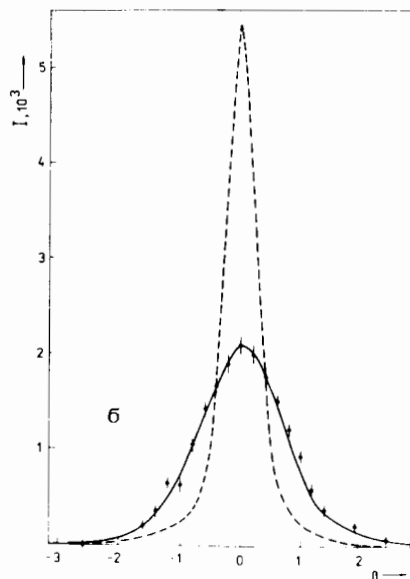


Рис.4. Кривые отражения нейтронов от плоскостей (220) /а/, (440) /б/ и (660) /в/ при $\theta = 40^\circ$. I /н/30мин./ В/угл.с/ ● - эксперимент, - - - - расчетная кривая идеального спектрометра - формула /2/. — — — расчет по формуле /4/ при $\phi_0^* = 1,45^\circ$.

где $R_n(\beta)$ для данного отражения n дано формулой /1/, I_0 - интенсивность, отраженная первым кристаллом, а нормировочный коэффициент подобран таким образом, чтобы для отражения (440) экспериментальная интегральная интенсивность I_e^{Σ} совпадала с теоретической I_T^{Σ} .

В таблице приведены теоретические и экспериментальные интенсивности для всех трех отражений. Видно, что и для (220) и (660) они близки /в пределах 10%/. При этом форма кривых отражения, особенно для (440) и (660), резко расходится с формулой /1/.

Соответствующие экспериментальные и теоретические значения полуширин кривых w_e , w_T и максимумов интенсивностей I_e^M , I_T^M приведены в таблице. Расхождения, увеличивающиеся с порядком отражения, могут быть связаны с небольшой разъюстировкой кристаллов по вертикали.

Разориентацию ϕ_0 можно определить из отношения теоретических и экспериментальных максимумов интенсивности с помощью графиков

на рис.2. Так, для отражения /440/ это отношение равно 0,38, что на кривой 2 рис.2 соответствует отклонению $\phi_0^* = 1,45'$. С использованием этого значения и $\frac{\Delta\phi}{2 \cos \theta} = 10^{-2}$ были рассчитаны кривые качания в соответствии с формулой /4/. Результаты приведены на рис.4а-в, а значения вычисленных максимумов I_T^M и полуширин w_T^M в таблице. Видно, что согласие с экспериментом вполне удовлетворительно.

ЛИТЕРАТУРА

1. Compton A.N., Allison S.K. X-Ray in Theory and Experiment. Van Nostrand, Princeton, 1935.
2. James R.W. The Optical Principles of the Diffraction of X-Rays. G. Bell and Sons Ltd, London, 1965.
3. Rauch H., Petrascheck D. In: Neutron Diffraction, edited by H.Dachs, Springer Verlag, Heidelberg 1978.
4. Schneider C.S., Shull C.G. Phys. Rev. B., 1971, vol.3, p.830.
5. Treimer W. Dissertation, Atominstut der Osterreichischen Universitaten Wien, 1975.
6. Bonse U., Graeff W., Rauch H. Phys. Lett., 1979, vol. 69A, No. 6, p. 420.
7. Schwarzschild M.N. Phys. Rev., 1982, vol 32, p. 162.
8. Alexandrov Yu.A. et al. The Sixth Conference of Czechoslovak Physicists. Ostrava, CSSR, August, 27-31, 1979.

Рукопись поступила в издательский отдел
22 августа 1983 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

D3-11787	Труды III Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1978.	3 р. 00 к.
D13-11807	Труды III Международного совещания по пропорциональным и дрейфовым камерам. Дубна, 1978.	6 р. 00 к.
D1,2-12036	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
D1,2-12450	Труды V Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1978	5 р. 00 к.
D1,2-12450	Труды XII Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Приморско, НРБ, 1978.	3 р. 00 к.
D11-80-13	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
D4-80-271	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
D4-80-385	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
D4-80-385	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.
D2-81-543	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
D10,11-81-622	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.
D1,2-81-728	Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 60 к.
D17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
D1,2-82-27	Труды Международного симпозиума по поляризационным явлениям в физике высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 20 к.
P18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.
D2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
D9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
D3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

Александров Ю.А. и др. 3-83-599
Влияние вертикальной расходимости нейтронного пучка на характеристики двухкристального спектрометра

Рассмотрено влияние вертикальной разориентации кристаллов на форму кривых качания в схеме $(n, -n)$ двухкристального спектрометра с совершенными кристаллами. Результаты хорошо описывают форму кривых качания для отражений тепловых нейтронов от плоскостей (220), (440) и (660) двух кристаллов кремния, измеренных методом времени пролета на импульсном пучке нейтронов реактора ИБР-30.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Aleksandrov Yu.A. et al. 3-83-599
The Effect of Vertical Divergence of Neutron Beam on Characteristics of A Double Crystal Spectrometer

The effect of vertical misorientation of the crystals on the form of rocking curves of a double crystal spectrometer with perfect crystals setting in the position $(n, -n)$ is considered. The results describe very well the form of rocking curves for the reflections of thermal neutrons by the planes (220), (440) and (660) of two perfect silicon crystals, measured with the time-of-flight method using the pulse neutron beam of the IBR-30 reactor.

The investigation has been performed at the Laboratory of Neutron Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1983

Перевод О.С.Виноградовой