

сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

P3-85-280

В.Матц*, У.Хоппе

ИЗУЧЕНИЕ СТРУКТУРЫ АМОРФНЫХ МАТЕРИАЛОВ
МЕТОДОМ НЕЙТРОННОЙ ДИФРАКЦИИ
ПО ВРЕМЕНИ ПРОЛЕТА
НА УСТАНОВКЕ „НСВР“

* Центральный институт ядерных исследований
АН ГДР, Россендорф.

ВВЕДЕНИЕ

В последнее время резко возрос интерес к исследованиям аморфных материалов, что обусловлено наличием ряда интересных физических свойств и перспективами их технического использования. Понимание поведения аморфных веществ тесно связано со знанием их атомной структуры, наиболее полную информацию о которой дают дифракционные эксперименты.

С атомной точки зрения структура аморфного вещества аналогична структуре жидкости, и можно выделить следующие три характерные особенности такой структуры:

1. Макроскопическая изотропность
2. Отсутствие дальнего порядка в расположении атомов.
3. Наличие ближнего порядка.

Первые два обстоятельства заставляют ограничиться при описании атомной структуры функцией только одной переменной /расстояние r /, которая называется функцией радиального распределения /ФРР/ атомов. Для получения максимума информации о структуре аморфных веществ полезно определять парциальные ФРР /ПФРР/ и достигать хорошего разрешения в r -пространстве. Последнее может быть получено при измерении дифракционной картины до больших $Q = 4\pi \sin \theta / \lambda$ / 2θ - угол рассеяния, λ - длина волны/. Для решения этой задачи особенно полезной оказывается дифракция медленных нейтронов по методу времени пролета на импульсном источнике, так как именно в этих условиях можно получать экспериментальную информацию в широком интервале Q .

В настоящей работе сообщаются результаты экспериментов по изучению структуры аморфных образцов $[\text{Ba}/\text{Sr}(\text{PO}_3)_2]_x [\text{CaF}_2 \cdot \text{AlF}_3]_{1-x}$, выполненные с помощью дифракции нейтронов по методу времени пролета на импульсном реакторе ИБР-2 /спектрометр НСВР^{1/2}/.

Описан метод обработки экспериментальных спектров с целью определения структурного фактора. Полученные результаты сравниваются с данными обычной двухосной дифрактометрии, проведенной на этих же образцах в ЦИЯИ АН ГДР.

1. ТЕОРИЯ

В аморфных веществах дифракционная картина имеет вид плавно модулированной зависимости интенсивности рассеянных нейтронов от Q . Структурный фактор $S(Q)$ связан с наблюдаемым дифференциальным сечением рассеяния $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ следующим образом:

$$S(Q) = \frac{\frac{d\sigma}{d\Omega}(Q) - \langle b^2 \rangle - \langle b \rangle^2}{\langle b \rangle^2}, \quad /1/$$

$\langle b \rangle^2 = (\sum_i c_i b_i)^2$ и $\langle b^2 \rangle = \sum_i c_i b_i^2$, b_i - длина рассеяния атома вида i , c_i - концентрация этих атомов в образце. Определение $S(Q)$ в виде уравнения /1/ называется описанием по Фаберу-Займану /2/. Есть и другие определения $S(Q)$, которые для отдельных задач более адекватны /3/. На основе структурного фактора методом преобразования Фурье вычисляется редуцированная функция распределения атомов $G(r)$:

$$G(r) = \frac{2}{\pi} \int_0^\infty Q [S(Q) - 1] \sin(Qr) dQ, \quad /2/$$

с помощью которой можно определить ФРП и парную корреляционную функцию $g(r)$:

$$\Phi(r) = 4\pi r^2 \rho_0 g(r) = 4\pi r^2 \rho_0 + rG(r), \quad /3/$$

где ρ_0 - средняя плотность частиц.

Все эти функции дают лишь позиционную зависимость средней атомной плотности аморфного вещества и не описывают деталей его атомного строения, например, топологию ближнего порядка. Число атомов, окружающих центральный атом на расстоянии r_i /координационное число N_i /, определяется интегрированием по ФРП:

$$N_i = \int_{r_i}^{r_0} \Phi(r) dr, \quad /4/$$

где $r_0 - r_i$ - толщина сферического слоя. При определении $G(r)$ из экспериментальных спектров интегрирование /2/ проводится в конечном диапазоне от Q_{\min} до Q_{\max} , который определяется возможностями метода измерения $S(Q)$. При этом оказывается, что Q_{\max} - верхний предел интегрирования в /2/ - существенно влияет на разрешение в r -пространстве при определении $G(r)$. Это влияние удобнее обсудить, переписав выражение /2/ в виде:

$$G(r) = \frac{2}{\pi} \int_0^\infty M(Q) Q [S(Q) - 1] \sin(Qr) dQ, \quad /5/$$

где $M(Q) = \begin{cases} 1, & \text{если } Q \leq Q_{\max} \\ 0, & \text{если } Q > Q_{\max} \end{cases}$.

Таким образом, из эксперимента определяется функция $G(r)$, которая является сверткой истинной $G'(r)$ с Фурье-образцом $M(Q)$ /4/:

$$G(r) = \int_{-\infty}^\infty G'(u) m(r-u) du, \quad /6/$$

Функция $m(r)$ имеет следующий вид:

$$m(r) = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty M(Q) \cos(Qr) dQ = \frac{Q_{\max}}{\pi} \cdot \frac{\sin(Q_{\max} r)}{Q_{\max} r}. \quad /7/$$

Полуширина функции $m(r)$ в масштабе r :

$$\Delta r = \frac{3,8}{Q_{\max}}.$$

Очевидно, что свертка /6/ уширяет наблюдаемый $G(r)$ тем больше, чем меньше Q_{\max} . Нейтронная дифракция по времени пролета дает информацию до больших значений Q и, следовательно, позволяет получать $G(r)$ с высоким разрешением.

До сих пор речь шла о полном структурном факторе. Однако, проводя несколько независимых дифракционных экспериментов, можно получить парциальные структурные факторы $S_{ij}(Q)$, для которых имеются следующие соотношения:

$$S(Q) = \sum_{ij} w_{ij} S_{ij}(Q), \quad /8/$$

где w_{ij} вычисляются из значений концентрации c_i и длин рассеяния b_i :

$$w_{ij} = \frac{c_i c_j b_i b_j}{\langle b \rangle^2}. \quad /9/$$

Выражения, аналогичные уравнению /8/, можно записать и для функции $G(r)$. Парциальные функции дают более подробное описание атомной структуры аморфного вещества, поскольку можно видеть корреляцию в расположении выделенных пар атомов

2. РАЗРЕШЕНИЕ СПЕКТРОМЕТРА НСВР НА ИБР-2

В последние годы было выполнено значительное число работ по изучению структуры некристаллических материалов /аморфные и жидкие вещества/ с помощью дифракции нейтронов по методу времени пролета. Эти эксперименты проводились на импульсных источниках нейтронов на базе линейных ускорителей электронов /ЛУЭ/ /5-7/, которые характеризуются малой длительностью вспышки /~ 10 мкс/. При экспериментах на ИБР-2 длительность нейтронного импульса значительно больше, и возникает задача учета этой длительности в функции разрешения прибора. Существенным для дальнейшего является то, что разрешение по Q должно быть лучше периода модуляции $S(Q)$. Разрешение можно представить в виде:

$$\left(\frac{\Delta Q}{Q}\right)^2 = \left(\frac{\Delta t(\lambda)}{t}\right)^2 + (\Delta \theta \cot \theta)^2 + \left(\frac{\Delta L}{L}\right)^2. \quad /10/$$

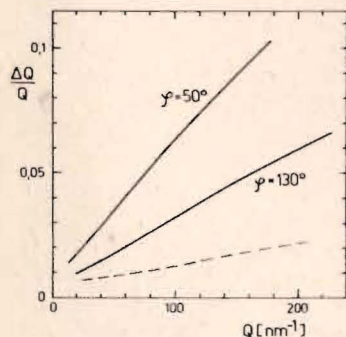
Неопределенность по времени Δt - это полуширина нейтронного импульса. Временное распределение падающих нейтронов вычислялось как свертка формы импульса быстрых нейтронов /для ИБР-2 в первом приближении функция Гаусса шириной 235 мкс/ с функцией,

описывающей процесс замедления нейтронов. Для расчетов использованы данные из [1].

Неопределенность по углу в основном зависит от коллимации пучка на второй пролетной базе: образец-детектор. Расчеты проводились для двух детекторов, расположенных по углам рассеяния $\phi = 50^\circ$ и $\phi = 130^\circ$. Коллимация для угла $\phi = 50^\circ$ составляла $\Delta\theta = 0,0048$ рад, для $\phi = 130^\circ$ $\Delta\theta = 0,0144$ рад. Худшая коллимация на угле 130° допустима из-за того, что множитель $\cot\theta$ заметно уменьшит вклад в разрешение второго члена в [10]. Третье слагаемое в уравнении [10] - это неопределенность в длине пролетной базы. Сюда входят размеры замедлителя, образца и детектора.

На рис. 1 показано рассчитанное согласно [10] разрешение $\Delta Q/Q$ спектрометра НСВР. Для сравнения расчета с экспериментально определенным разрешением использовались дифрактограммы порошка меди. Расхождение между расчетом и экспериментом составляет меньше 7%, т.е. расчеты достаточно хорошо описывают условия по разрешению установки НСВР. Основной вклад в $\Delta Q/Q$ [рис. 1] дает ширина нейтронного импульса от ИБР-2.

Для изучения аморфных образцов это разрешение вполне достаточно в области $Q < 100 \text{ нм}^{-1}$. При проведении практической работы целесообразно использовать данные от детектора под углом $\phi = 50^\circ$ только до $Q \approx 80 \text{ нм}^{-1}$ и для $\phi = 130^\circ$ для больших значений Q . В области $Q > 150 \text{ нм}^{-1}$ уже имеется величина $\Delta Q > 7 \text{ нм}^{-1}$. Из подобных экспериментов на импульсных источниках нейтронов на базе ЛУЗ и модельных расчетов [8] известно, что $S(Q)$ при больших Q осциллирует с длиной периода приблизительно $20 - 25 \text{ нм}^{-1}$. Это значит, что разрешение $\Delta Q > 10 \text{ нм}^{-1}$ уже заметно искажает структурный фактор $S(Q)$ и, следовательно, его измерения на спектрометре НСВР в данной конфигурации ограничиваются по величине $Q \leq 180 \text{ нм}^{-1}$. Улучшить разрешение в области больших Q можно, либо сократив длительность нейтронной вспышки, либо увеличив длину пролетной базы. В качестве примера на рис. 1 /пунктир/ показано ожидаемое разрешение НСВР на длине пролетной базы 100 м.



3. ЭКСПЕРИМЕНТЫ И ИХ ОБРАБОТКА

В качестве образца использовалась аморфная система $[\text{Ba}/\text{Sr}(\text{PO}_3)_2]_x [\text{CaF}_2 \cdot \text{AlF}_3]_{1-x}$, имеющая среднюю рассеивающую способность $\approx 3,5 \text{ б}$.

Рис. 1. Разрешение установки НСВР для двух углов рассеяния ϕ . Пунктир - разрешения для стометровой пролетной базы $\phi = 130^\circ$.

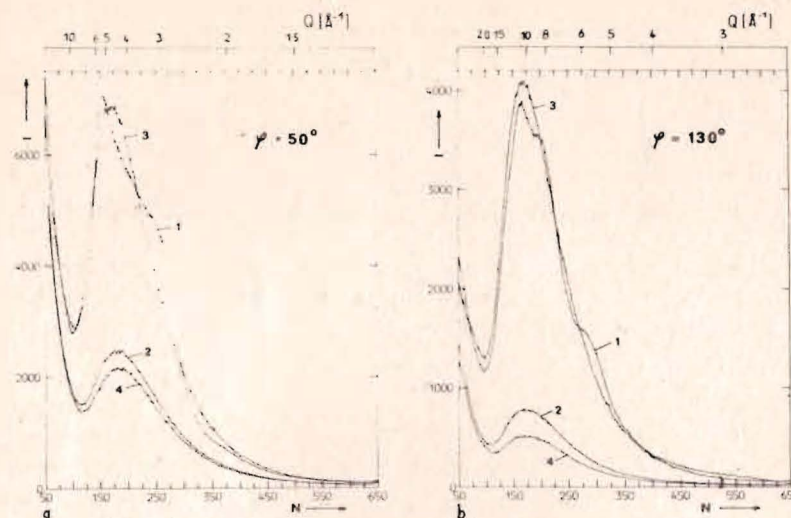


Рис. 2. а, б. Спектры рассеянных нейтронов от образца $[\text{Ba}(\text{PO}_3)_2]_{20}[\text{CaF}_2 \cdot \text{AlF}_3]_{80}$ для двух углов рассеяния. Пояснения к кривым 1-4 см. в тексте. N - номер канала временного анализатора шириной 64 мкс, I - интенсивность в произвольных единицах.

Основная цель проведения нейтрон-дифракционных измерений с этой системой - экспериментальная оценка возможностей спектрометра НСВР на ИБР-2 и определение $S(Q)$ в большом диапазоне Q .

При проведении экспериментов по дифракции нейтронов образец помещался в цилиндр из ванадиевой фольги диаметром 15,5 мм и высотой 45 мм. Спектры рассеянных нейтронов одновременно измерялись для двух углов рассеяния $\phi = 30^\circ$ и 130° . На рис. 2 показаны экспериментальные спектры, полученные от образца $[\text{Ba}(\text{PO}_3)_2]_{20}[\text{CaF}_2 \cdot \text{AlF}_3]_{80}$. Для определения $S(Q)$ проводились следующие измерения:

1 - образец с контейнером (I_E), 2 - пустой контейнер (I_U), 3 - ванадиевый образец для определения падающего спектра нейтронов (I_V), 4 - фон пустого пучка (I_H). Кроме того, на каждом детекторе была снята дифрактограмма порошка меди для пересчета время-пролетных спектров в функции с постоянным шагом по Q . Брэгговское отражение от плоскостей с расстоянием d_i регистрируется в канале N_i временного анализатора:

$$N_i = N_0 + \frac{m_n}{h} \cdot \frac{L\lambda}{\text{кв}} = N + \frac{m_n}{h} \cdot \frac{2L d_i \sin\theta}{\text{кв}}, \quad (11)$$

Здесь N_0 - разница во времени между вспышкой реактора и стартом временного анализатора, m_n - масса нейтрона, h - постоянная Планка, L - полная пролетная база /расстояние: поверхность за-

медлителя - детектор/, ΔB - ширина канала временного анализатора. Поскольку Q есть $Q = \frac{4\pi}{\lambda} \sin \theta = \frac{4\pi}{d}$, то получаем простое соотношение для пересчета временных спектров в функцию Q :

$$Q = 4\pi c^* / (N - N_0),$$

где постоянная c^* определяется из положения пиков в дифрактограмме меди.

В экспериментальные спектры необходимо внести поправки на фон, поглощение и многократное рассеяние. Для этого вычислялась промежуточная функция $R(Q)$:

$$R(Q) = \frac{\frac{I_E(Q) - I_H(Q)}{A_{EE}(1 + \delta'_E)} - \frac{I_U(Q) - I_H(Q)}{A_{UU}(1 + \delta'_U)}}{[I_V(Q) - I_H(Q)] / [A_{VV}(1 + \delta'_V)]} \quad /12/$$

В выражении /12/ предполагается, что все экспериментально измеренные интенсивности (I_E, I_U, I_H, I_V) отнормированы на одно и то же число отсчетов монитора. Значения A_{ii} - коэффициенты поглощения. Для длины волны $\lambda = 0,096$ нм поглощение образца ($\exp(-\mu t)$) было измерено в геометрии пропускания нейтронного пучка. Зависимость A_{ii} от длины волны вычислялась в предположении, что сечение поглощения σ_{abs} обратно пропорционально скорости нейтронов⁹, а угловая зависимость A_{ii} для цилиндрических образцов бралась из таблиц работы¹⁰. Выражения $(1 + \delta')$ в /12/ введены для поправки измеряемой интенсивности на многократное рассеяние по методу Блеха-Авербаха¹¹. Величина δ' выражается через сечение рассеяния σ_s и полное сечение $\sigma_t = \sigma_{abs} + \sigma_s$ изучаемого образца:

$$\delta' = \frac{(\sigma_s / \sigma_t) \delta}{1 - (\sigma_s / \sigma_t) \delta}.$$

δ зависит от отношения радиуса R к высоте h образца и протабулирована в¹¹.

Поскольку функция $R(Q)$ вычислялась относительно интенсивности некогерентного рассеяния на ванадии, с ее помощью легко определить эффективное дифференциальное сечение рассеяния образца¹²:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} (Q) \right)_{эфф} = R(Q) \frac{r_v^2 \rho_v}{r_p^2 \rho_p} \cdot \frac{\sigma_v}{4\pi}, \quad /13/$$

r_v и r_p - радиусы ванадиевого стержня и образца; ρ_v и ρ_p - эффективные плотности ванадия и образца; σ_v - сечение рассеяния ванадия /5,1 б/. В /13/ учтено, что исследуемый образец и мишень из ванадия имеют форму цилиндра примерно одинаковых размеров.

Для вычисления структурного фактора из эффективного дифференциального сечения рассеяния необходимо ввести поправку на неупругое рассеяние нейтронов и отнормировать $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} (Q) \right)_{эфф}$.

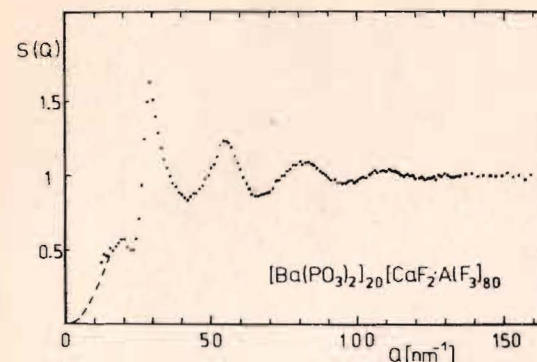


Рис.3. Структурный фактор $S(Q)$, вычисленный на основе спектров, приведенных на рис.2. Пунктир - экстраполяция к $Q=0$.

Расчет поправки на неупругие вклады /поправка Плачека/ проводился по методу, предложенному Синклером и Врайтом¹³:

$$S(Q) = 1 + \frac{4\pi}{\sigma} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{эфф} - \frac{\sigma_s}{\sigma_{coh}} (1 + P_{12} + P_3 / Q^2), \quad /14/$$

σ_{coh} - когерентное сечение рассеяния образца, $P_{12} + P_3 / Q^2$ - поправка Плачека:

$$P_{12} = \frac{2}{M} [1 - f(1 - 2n)] \sin^2 \theta + \frac{2}{M^2} [1 - 2n](1 + 2nf) \sin^2 \theta \sin^2 \theta, \quad /15a/$$

$$P_3 = \frac{1,9366 \bar{E}}{3M} \sin^2 \theta [\cos 2\theta - 2f(1 + 2n)(1 - 2f(1 + n) \sin^2 \theta)], \quad /15b/$$

M - средняя атомная масса образца, \bar{E} - средняя кинетическая энергия атома, n - так называемый индекс нейтронного спектра. $f = L_2 / (L_1 + L_2)$, где L_1 - пролетная база поверхность замедлителя - образец, L_2 - расстояние образец - детектор. Индекс n определяется из высокоэнергетической части падающего спектра, при предположении зависимости потока нейтронов от энергии в виде¹³:

$$\Phi(E) \sim \frac{1}{E^n}.$$

Согласно данным работы¹⁴, для нейтронного спектра с поверхности замедлителя реактора ИБР-2 получаем $n = 0,96$. В случае спектрометра НСВР n слабо влияет на величины P_{12} и P_3 вследствие того, что выражения для них содержат в качестве сомножителя $f = 0,049$. Например, изменение n на 20% меняет P_{12} меньше, чем на 1,5%.

На рис.3 представлен структурный фактор $S(Q)$, полученный из экспериментальных спектров, приведенных на рис.2, с помощью описанной выше процедуры обработки. В интервале Q от 46 до 83 nm^{-1} проведено усреднение $S(Q)$ по двум углам рассеяния, ниже 46 nm^{-1} данные только с детектора $\phi = 50^\circ$, выше 83 nm^{-1} с детектора $\phi = 130^\circ$. $S(Q)$ вычислялась в линейной по Q шкале с шагом $\Delta Q = 1 \text{ nm}^{-1}$. В области $Q < 100 \text{ nm}^{-1}$ в интервале ΔQ имелось

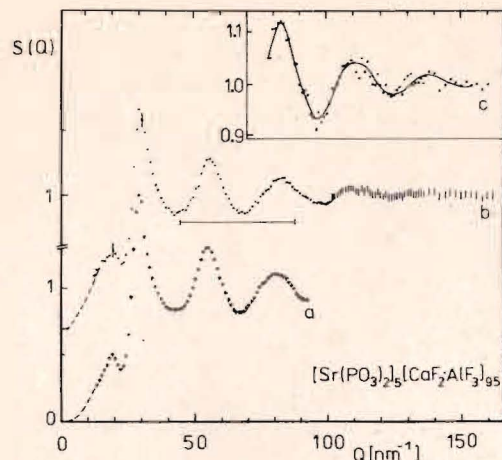


Рис.4. Сравнение структурных факторов $S(Q)$, полученных методом двухосной дифрактометрии /а/ и методом времени пролета /б/. На вставке показан "хвост" кривой /б/ в более крупном масштабе.

несколько экспериментальных точек, и значение $S(Q)$ определялось путем усреднения по всем экспериментальным точкам в диапазоне $Q \pm \frac{\Delta Q}{2}$.

Как видно из рис.4, для $Q > 100 \text{ nm}^{-1}$ имеется значительный разброс точек, что обусловлено низкой интенсивностью падающего спектра нейтронов при больших значениях Q .

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Представляется интересным провести сравнение полученных данных с результатами изучения образца $[\text{Sr}(\text{PO}_3)_2]_5[\text{CaF}_2 \cdot \text{AlF}_3]_{95}$ при помощи двухосного дифрактометра. На рис.4 показаны структурные факторы $S(Q)$ для $[\text{Sr}(\text{PO}_3)_2]_5[\text{CaF}_2 \cdot \text{AlF}_3]_{95}$, полученные времяпролетным методом /б/ и с помощью двухосного дифрактометра /а/. На дифрактометре на стационарном реакторе ЦИЯИ АН ГДР измерения ограничены по Q до 93 nm^{-1} .

Данные эксперимента на НСВР показаны до $Q = 165 \text{ nm}^{-1}$. Для более высоких значений Q статистика счета недостаточна, чтобы получить надежные результаты. В исходных спектрах это соответствует каналам $N < 125$ /рис.2/. В структурном факторе $S(Q)$ /рис.4б/ указаны статистические ошибки в начале и конце кривой. При больших Q ошибка уже имеет порядок изменения $S(Q)$. Значения $S(Q)$ из обоих экспериментов в пределах ошибок совпадают, за исключением области $Q < 20 \text{ nm}^{-1}$. Здесь наблюдаются различия, которые, вероятно, связаны с низкой интенсивностью в эксперименте по времени пролета /см.рис.2, $N > 450$ /.

Среднее время измерения одного спектра на рис.2 составляет 15 ч. Для улучшения точности результатов, особенно для больших значений Q /до 1%/ необходимо повысить время измерения до 60 ч, при этом требуется измерение четырех спектров. В экспериментах на стационарном реакторе необходимо примерно трое суток для съемки одного спектра, при этом статистическая ошибка не превышает величину крестиков на рис.4а. Таким образом видно, что в экспериментах на НСВР доступен более широкий диапазон Q , при-

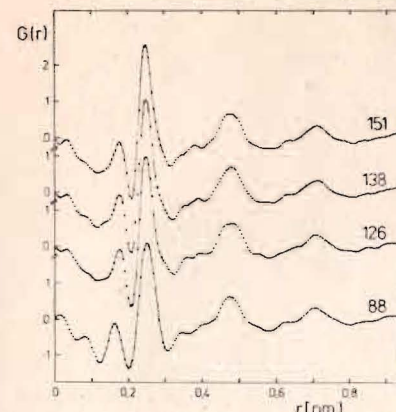


Рис.5. Влияние верхней границы интегрирования Q_{max} при фурье-обращении на структуру функции $G(r)$. Цифры над кривыми обозначают Q_{max} в единицах nm^{-1} .

мерно в два раза больший, чем в экспериментах на двухосном дифрактометре ЦИЯИ АН ГДР.

Влияние максимального значения Q_{max} на функцию радиального распределения атомов обсуждалось в § 1. На рис.5 показаны функции $G(r)$, рассчитанные для различных Q_{max} . Самая низкая кривая соответствует эксперименту на стационарном реакторе. При расчетах Q_{max} выбиралось таким образом, чтобы выполнялось условие $Q_{\text{max}} \cdot r_0 \approx \pi \cdot n$, где r_0 - положение главного максимума в $G(r)$ и n - целое число. Такой выбор уменьшает влияние ограниченного диапазона Q , которое проявляется в виде дополнительных осцилляций функции $G(r)$.¹⁵ Улучшение разрешения в $G(r)$ с увеличением Q проявляется в изменении ширины главного максимума в $G(r)$; его полуширина уменьшается от $\Delta r = 0,105 \text{ nm}$ при $Q_{\text{max}} = 88 \text{ nm}^{-1}$ до $\Delta r = 0,085 \text{ nm}$ при $Q_{\text{max}} = 151 \text{ nm}^{-1}$.

Если сравнивать расстояния в $G(r)$ с межатомными расстояниями, которые наблюдались в кристаллическом Ca_2AlF_7 ¹⁶, ближайшие расстояния можно разбить на три группы. Третья группа r лежит на том месте, где наблюдается ступень на правой стороне главного максимума $G(r)$ /верхняя кривая рис.5/.

ВЫВОДЫ

1. Эксперименты по времени пролета позволяют определить структурный фактор $S(Q)$ аморфных материалов в более широком диапазоне Q , чем обычная двухосная нейтронная дифрактометрия и, следовательно, достигается более высокое разрешение при определении ФРП.

2. Измерения, проведенные на установке НСВР и дифрактометре ЦИЯИ АН ГДР с одним и тем же образцом, показывают, что затраты измерительного времени в обоих случаях примерно одинаковы.

3. Разрешение спектрометра НСВР ограничивает максимальное значение $Q_{\text{max}} < 180 \text{ nm}^{-1}$. Улучшение разрешения будет достигнуто за счет запланированного перевода НСВР на стометровую пролетную базу. Однако увеличение Q_{max} может быть получено только при наличии достаточного количества нейтронов с длиной волны до $0,03 \text{ nm}$.

Авторы благодарны К.Фельдманну за предоставленную возможность измерения на установке НСВР, Е.Горемычкину - за помощь при подготовке рукописи.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ананьев Б.Н. и др. ОИЯИ, Р14-84-327, Дубна, 1984.
2. Faber T.E., Ziman J.M. Phil.Mag., 1965, 11, p.153.
3. Waseda Y. The Structure of Non-Crystalline Materials, McGraw-Hill, New York, 1980, p.16.
4. C.N.J.Wagner. In: Liquid Metals, (Ed.by S.Z.Beer), Marcel Dekker, New York, 1972, p.257.
5. Suzuki K. et al. Nucl. Instr. and Meth. 1977, 147, p.519.
6. Sinclair R.N. et al. Nucl. Instr. and Meth. 1974, 117, p.445.
7. Sváb E. et al. Nucl.Instr. and Meth. 1982, 199, p. 347.
8. Suzuki K. Proc. 4th Int.Conf. on Rapidly Quenched Metals. The Japan Institute of Metals. Sendai, 1982, vol.1, p.309.
9. Bacon G.E. Neutron Diffraction, Oxford, 1975, p.74.
10. Sears V.F. Report AECL-8176, Chalk River, 1983.
11. Blech I.A., Averbach B.L. Phys.Rev., 1965, 137, p.A1113.
12. Clarke J.H. Report AERE-R8121, Harwell, 1976.
13. Sinclair R.N., Wright A.C., Nucl.Instr. and Meth. 1974, 114, p.451.
14. Ананьев Б.Н. и др. ОИЯИ, Р13-12482, Дубна, 1979.
15. Eder O.J., Kunsch B., Suda M. Nucl.Instr. and Meth. 1978, 154, p.165.
16. Domesle R., Hoppe R. Z. Kristallographie, 1980, 153, p.317.

Рукопись поступила в издательский отдел
18 апреля 1985 года

Вниманию организаций и лиц, заинтересованных в получении публикаций Объединенного института ядерных исследований

Принимается подписка на препринты и сообщения Объединенного института ядерных исследований.

Установлена следующая стоимость подписки на 12 месяцев на издания ОИЯИ, включая пересылку, по отдельным тематическим категориям:

ИНДЕКС	ТЕМАТИКА	Цена подписки на год
1.	Экспериментальная физика высоких энергий	10 р. 80 коп.
2.	Теоретическая физика высоких энергий	17 р. 80 коп.
3.	Экспериментальная нейтронная физика	4 р. 80 коп.
4.	Теоретическая физика низких энергий	8 р. 80 коп.
5.	Математика	4 р. 80 коп.
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия	4 р. 80 коп.
7.	Физика тяжелых ионов	2 р. 85 коп.
8.	Криогеника	2 р. 85 коп.
9.	Ускорители	7 р. 80 коп.
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных	7 р. 80 коп.
11.	Вычислительная математика и техника	6 р. 80 коп.
12.	Химия	1 р. 70 коп.
13.	Техника физического эксперимента	8 р. 80 коп.
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами	1 р. 70 коп.
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях	1 р. 50 коп.
16.	Дозиметрия и физика защиты	1 р. 90 коп.
17.	Теория конденсированного состояния	6 р. 80 коп.
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники	2 р. 35 коп.
19.	Биофизика	1 р. 20 коп.

Подписка может быть оформлена с любого месяца текущего года.

По всем вопросам оформления подписки следует обращаться в издательский отдел ОИЯИ по адресу: 101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79.