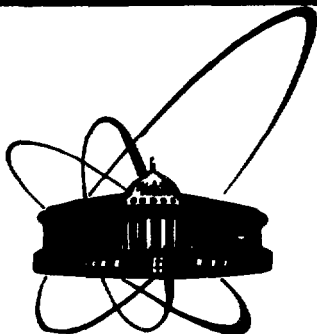


SU 8802784



**ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

P13-87-407

Ю.М.Останевич

**ВРЕМЯ-ПРОЛЕТНЫЕ СПЕКТРОМЕТРЫ
МАЛОУГЛОВОГО РАССЕЯНИЯ
НА ИМПУЛЬСНЫХ ИСТОЧНИКАХ НЕЙТРОНОВ**

Направлено в Оргкомитет X Международной конференции
"Малоугловое рассеяние и сопутствующие методы",
Прага, 13-16 июля 1987 года

1987

I. Введение

Историю малоуглового рассеяния нейтронов (МУРН) удается проследить по крайней мере до 1949 года, когда Д.Кэ с сотрудниками ^{/1/} наблюдал уширение пучка нейтронов, прошедшего сквозь железо. Примерно 20 лет МУРН оставалось одним из нейтронно-оптических явлений, упоминаемым в учебниках, но редко встречающимся в экспериментальной практике. Превращение явления в популярный метод исследования структуры неоднородных систем, по-видимому, произошло благодаря серии работ Я.Шелтена с сотрудниками ^{/2/}, выполненных около 1970 г. в Кликке, ФРГ. Созданная ими установка послужила прототипом известного спектрометра Д-II в Гренобле (Франция), а пионерские исследования биологических объектов ^{/3/}, сверхпроводников II рода ^{/4/}, сплавов и других систем ярко продемонстрировали возможные области приложения этого метода. Неудивительно, что в 70-х годах на многих реакторах непрерывного действия были созданы спектрометры МУРН.

Примерно в это же время в мировой практике сложилось понимание того, что источники нейтронов импульсного действия могут стать новым поколением нейтронных источников, предоставляющих физикам ряд новых возможностей. Естественным образом возник вопрос, можно ли и насколько эффективно можно использовать эти возможности для задач МУРН. По-видимому, впервые этот вопрос возник в Объединенном институте ядерных исследований, Дубна (СССР), применительно к проекту импульсного реактора ИБР-2, еще в 1973 году. Хотя ранние публикации на эту тему ^{/5/} носили несколько наивный характер и перед авторами первого проекта стоял ряд задач, ранее не решавшихся в практике нейтронного эксперимента, основной прогноз тогда звучал оптимистически.

II. Общие соображения и принципы

Общая теория рассеяния медленных нейтронов (см., напр., ^{/6/}) показывает, что дифференциальное сечение рассеяния $d\Sigma/d\Omega$ с хорошей точностью является функцией вектора рассеяния $\vec{q} = \vec{k} - \vec{k}'$, где \vec{k}' и \vec{k} - волновые векторы нейтрона до и после рассеяния. Длина этого вектора

$$q = 4\pi/\lambda \cdot \sin(\theta/2) \quad (I)$$

хорошо знакома и в рассеянии рентгеновских лучей. Из (I) немедленно видно, что измерять зависимость $d\Sigma(q)/d\Omega$ можно, либо изменяя угол рассеяния θ , либо длину волны нейтрона λ , либо и то и дру-

гое. Первый путь (сканирование по Θ) общепринят в рентгеновской практике и в нейтронографии на стационарных источниках. Он требует применения монохроматоров, вырезающих из сплошного спектра некоторый достаточно узкий интервал λ , что сопряжено с потерями 90+99% от общего числа нейтронов.

Альтернатива, возникающая при наличии импульсного источника нейтронов (ИИН), состоит в применении метода времени пролета (ВП) для измерения λ любого нейтрона, попавшего в детектор 171 . Соотношение де-Бройля

$$\lambda = \frac{h}{m v} = \frac{h}{m} \cdot \frac{t}{L} \quad (2)$$

очевидным образом демонстрирует эту возможность: если известны длина пролетной базы (источник - детектор) L и время пролета t , то мы узнаем и λ . Возвращаясь к (I) и способам сканирования по φ , мы теперь легко замечаем, что метод ВП позволяет эффективно варьировать обе "лабораторные" координаты, λ и Θ , причем в этом методе не возникает потерь нейтронов, связанных с применением монохроматоров. Другими словами, от МУРН ВП следует ожидать высокой светосилы. Более того, достаточно длинная пролетная база L , необходимая для обеспечения приемлемой разрешающей способности по λ , в случае малоуглового эксперимента оказывается фактором, повышающим светосилу за счет увеличения видимых площадей источника нейтронов и образца при заданном угловом разрешении $S_x \cdot S_y \sim (\Delta\theta \cdot L)^2$ /2,3/.

Выигрыш в светосиле в 10+100 раз, обозначившийся на этом уровне рассмотрения задачи, уже является достаточно сильным аргументом в пользу ВП. Вторым, несколько неожиданным положительным качеством, которого следует ожидать, является расширение интервала φ , реализуемого в одной съемке. При работе на стационарном источнике этот интервал определяется диапазоном наблюдаемых углов рассеяния,

$q_{max}/q_{min} = \Theta_{max}/\Theta_{min}$. В ВП версии эта величина умножается на отношение $\lambda_{max}/\lambda_{min}$, которое может достигать значения порядка 10.

III. Проблемы и их решения

Привлекательная идея еще не есть хороший спектрометр. Для его создания потребовалось решить заново довольно длинный список задач, включающих как теоретический анализ, так и поиск новых технических решений. Некоторые из них рассмотрены ниже.

ША. Геометрия эксперимента

Из двух возможных геометрий – целевой и аксиально-симметричной (АС) – в случае МУРН ВП вторая оказывается предпочтительнее. Такой выбор был сделан нами на основе экспериментальных исследований, причем АС геометрия дает ощутимый выигрыш сразу по нескольким характеристикам: улучшается вид функции разрешения, повышается светосила и уменьшается минимальный размер изучаемого образца. Суммарный выигрыш в ^{7/8/} был оценен ~ в 30 раз. Вид спектрометра, реализующего эту идею, показан на рис. I. Легко заметить, что наиболее интересным

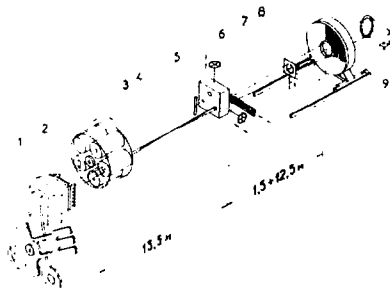


Рис. I. Общий вид спектрометра МУРН в ОИЯИ. Цифрами обозначены: 1) источник нейтронов; 2) замедлитель; 3) коллиматор с дискретно изменяемой апертурой; 4) мониторный счетчик; 5) коллиматор, задающий размер и положение прямого пучка; 6) кассета с образцами; 7) ванадиевый рассеиватель (внутренний стандарт); 8) один из двух кольцевых детекторов рассеянных нейтронов; 9) детектор прямого пучка.

элементом такой конструкции является кольцевой многонитевой детектор рассеяния нейтронов с центральным отверстием для пропускания прямого пучка ^{7/9/}.

Вопросы оптимизации геометрических размеров и разрешающей способности АС малоугловых спектрометров привлекали внимание многих авторов. Полный обзор истории и состояния этой проблемы дан в работе Мильднера и Карпентера ^{7/10/}, но активность в этой области не прекращается ^{7/11/}. Основные выводы, следующие из этих работ, вкратце сводятся к следующему.

I) Разрешающая способность по q определяется, в основном, геометрическими факторами и подчиняется соотношению

$$\sigma_v^2/q^2 = \sigma_0^2/\theta^2 + \sigma_\lambda^2/\lambda^2, \quad (3)$$

где σ^2 - дисперсия соответствующей величины, $\bar{\varphi}$, $\bar{\lambda}$, $\bar{\Theta}$ - соответствующие средние. Вкладом второго слагаемого, как правило, можно пренебречь.

2) Оптимизация спектрометра (максимум светосилы при заданном разрешении) достигается при выполнении условий:

$$L_1 = L_2 \quad (4)$$

$$\text{и} \quad R_m = 2 R_s, \quad (5)$$

где L_1 и L_2 - длины пролетных баз от первого коллиматора до образца и от образца до детектора, R_m и R_s - радиусы первого и второго коллиматора соответственно.

3) Явный вид функции разрешения $W(\varphi)$ исследовался в [8] аналитическими методами и в [12] - методом Монте-Карло. Выводы этих работ в общих чертах совпадают: функция разрешения по φ для АСТ оказывается колоколообразной, дисперсия σ_φ^2 мало зависит от угла рассеяния (номера детектирующего кольца), но становится слегка асимметричной при самых малых углах рассеяния.

ШБ. Как мы проводим измерения методом ВП

Простота этого заголовка обманчива. В действительности, регистрируемая на эксперименте зависимость интенсивности от длины волны и угла рассеяния $I(\Theta, \lambda)$, помимо фона, содержит в себе по крайней мере 3 неизвестных (и неинтересных) функции:

$$I(\Theta, \lambda) = I_0(\lambda) \cdot d\Sigma(\varphi)/d\Omega \cdot \varepsilon(\lambda) \cdot \exp(-\Sigma_s(\lambda) \cdot d) \cdot d \cdot \Omega_s + B(\Theta, \lambda),$$

где $I_0(\lambda)$ - спектр нейтронов, падающих на образец,

$\varepsilon(\lambda)$ - эффективность регистрации нейтронов детектором, и

$\exp(-\Sigma_s(\lambda) \cdot d)$ - пропускание нейтронов образцом,

$B(\Theta, \lambda)$ - фон установки, наблюдаемый в отсутствие образца.

Информативно только $d\Sigma(\varphi)/d\Omega$ - сечение рассеяния образцом, 4 остальных зависимости являются неизбежными осложнениями для метода ВП. Для исключения первых двух в опытах с нейтронами часто в качестве стандартного образца используется изотропный рассеиватель в виде металлического ванадия. Этот же подход иногда встречается и в опытах МУРН. Однако для ВП методики МУРН более эффективным оказалось использование ванадиевого рассеивателя, располагаемого после изучаемого образца, вблизи детектора (7 на рис.1). Для каждо-

го образца проводятся 2 сьемки: измеряется I_s - рассеяние только от образца и I_{sv} - рассеяние при помещенных в пучок образце и ванадиевом рассеивателе. Дифференциальное сечение рассеяния единицей объема образца, имеющего толщину d , теперь можно представить в виде ^{13/}:

$$\frac{d\Sigma(\varphi)}{d\Omega} = \frac{I_s}{I_{sv} - I_s} \cdot \frac{\Omega_v}{\Omega_s} \cdot \frac{T_v \cdot d_v}{d} \cdot \left(\frac{d\Sigma}{d\Omega} \right)_v \quad (7)$$

где Ω_s и Ω_v - телесные углы, под которыми виден детектор с образца и ванадиевого рассеивателя, T_v , d_v и $(d\Sigma/d\Omega)_v$ - пропускание, толщина и дифференциальное сечение рассеяния ванадия. Эта комбинация 2-х измерений (после вычитания аналогичным образом нормированного фона) свободна от трудно определяемых зависимостей, перечисленных в (6).

Более того, ванадиевый стандарт, встроенный в установку, позволяет достаточно часто (напр., через 3 минуты) чередовать измерения I_s и I_{sv} , что делает результат нечувствительным к медленному дрейфу экспериментальных условий и обеспечивает высокую долговременную повторяемость результатов. Этот путь является очень полезным при исследованиях образцов со сравнительно малым сечением рассеяния ($d\Sigma/d\Omega \sim 10^{-3} \pm 1 \text{ см}^{-1}$), когда тщательные измерения интенсивности необходимы для правильного вычитания неизбежного фона (для сравнения укажем, что $(d\Sigma/d\Omega)_v \approx 2,9 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-1}$).

Однако описываемая схема становится неприемлемой при исследовании сильно рассеивающих образцов ($d\Sigma/d\Omega \sim 1 + 10^3 \text{ см}^{-1}$), т.к. выбором толщины образца не всегда можно избежать неблагоприятного условия $(I_{sv} - I_s)/I_s \ll 1$. Подобные, сильно рассеивающие, образцы изучаются по несколько модифицированной процедуре, в которой измерения рассеяния I_s и пропускания T_s проводятся без ванадия, и, соответственно, I_v - без образца. Для измерений пропускания T_s при этом используется детектор прямого пучка (9 на рис.1). Этот детектор, имеющий эффективность к тепловым нейтронам $\sim 10^{-3}$, всегда активен, поэтому выбор процедуры измерений не обязательно заранее согласовывать с рассеивающим свойством образца. Довольно часто этот выбор можно сделать и на этапе обработки результатов.

III. Предварительная обработка результатов

Цель этой обработки - в разумной степени сжать двумерный массив $I(\theta, \lambda)$ (2К-слов) и преобразовать его из "лабораторных" координат (θ, λ) в физическую зависимость $dZ(\varphi)/d\Omega$. Мы здесь не останавливаемся на стандартных коррекциях (вычитание различных фонов, внесение поправок на мертвое время), в большой степени отражающих особенности конкретного нейтронного источника и установки. Проблема, на которой следует остановиться, - что делать с 7 (по числу активных детектирующих колец) зависимостями $dZ(\varphi)/d\Omega$, измеренными с разными разрешениями по φ . Как видно из рис.2, угловая

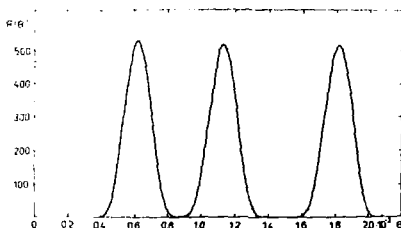
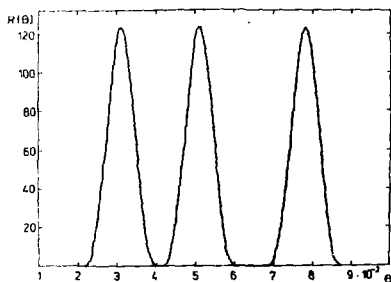


Рис.2. Функция разрешения спектрометра МУРН. Кривые относятся к 1, 3 и 7 детектирующим кольцам, при установке детектора с диаметром центрального отверстия 80 мм на расстоянии 12,5 м от образца (А), и с \varnothing 200 мм на расстоянии 4,5 м от образца (В).



дисперсия в аксиально-симметричной геометрии практически не зависит от номера детектирующего кольца. Пренебрегая вторым слагаемым в (3), мы получаем

$$\sigma_{\varphi}^2 = \sigma_{\theta}^2 \cdot \bar{\varphi}^2 / \bar{\theta}^2, \quad (8)$$

т.е. с ростом $\bar{\theta}$ (радиуса кольца) при выбранном $\bar{\varphi}$ происходит сужение функции разрешения. Возникает вопрос, существует ли способ объе-

динения экспериментальных данных, полученных с разными дисперсиями функции разрешения, но относящихся к одной и той же точке \bar{q} . Можно указать по крайней мере 3 ответа на этот вопрос.

В работе Сигера и Пинна¹¹² предложено "прокрустово" решение - отрезать и выбросить часть данных, полученных с наиболее плохим разрешением. Критерием для отбрасывания служит требование максимума отношения интенсивности к $\sigma_{\bar{q}}^2$.

Путь, использованный дубенской группой до сих пор, опирается на малость искажений, вносимых функцией разрешения. В этом приближении и при выборе в качестве независимой переменной $\bar{q} = \int q \cdot W(q) dq$ наблюдаемая зависимость $\Phi(\bar{q})$ и неискаженная $F(\bar{q})$ связаны соотношением:

$$\Phi_i(\bar{q}) = F(\bar{q}) + \frac{1}{2} \sigma_{\bar{q}}^2 \cdot F''(\bar{q}) + \dots, \quad (9)$$

где i - номер детектирующего кольца. К множеству экспериментальных данных $d\Sigma_i(\bar{q})/d\Sigma$, относящемуся к выбранным $(\bar{q}, \Delta\bar{q})$ ($\Delta\bar{q}$ - произвольно выбираемый шаг по оси \bar{q}), применяется обычная процедура усреднения с весом, обратно пропорциональным дисперсии $d\Sigma/d\Sigma$. Роль коротковолновой части нейтронного спектра при этом ослабляется "естественным" путем, за счет быстрого роста ошибки $d\Sigma/d\Sigma$ при уменьшении λ . Аналогично вычисляется усредненное значение $\sigma_{\bar{q}}^2$, после чего выражение (9) сохраняет свой вид, но относится к величинам, усредненным по соответствующим интервалам $\Delta\bar{q}$ и детекторам. Теперь $\sigma_{\bar{q}}^2/\bar{q}^2$ уже не остается постоянной, как это следует из (8), а совершает плавный переход от больших значений, соответствующих внутреннему кольцу, к меньшим, соответствующим внешним кольцам. Эта зависимость показана на рис.3.

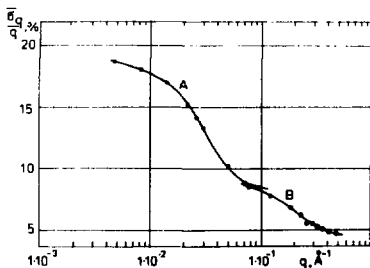


Рис.3. Зависимость относительного разрешения спектрометра от \bar{q} , усредненного по всем детектирующим кольцам. А и В относятся к условиям, описанным в подписи к рис.2.

Описанный путь так же далек от идеального, как и первый, и приемлем тогда, когда приборные искажения настолько малы, что для их учета

можно ограничиться разложением (9). Справедливость этого допущения, естественно, нуждается в проверке для заранее не известного закона рассеяния. Прагматическим оправданием этого подхода, например, является его применимость к определению радиуса инерции в диапазоне $10 \cdot 100 \text{ \AA}$ (рис. 4). Строгий подход, который легко сформулировать (но не реализовать), требует решения задачи о деконволюции сразу на всем

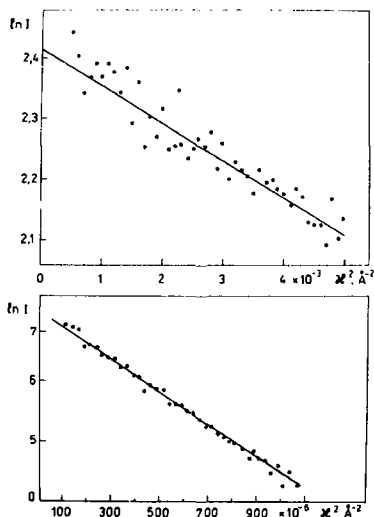


Рис. 4. Области Гинье для белка аденодоксина ($M_w = 12 \cdot 10^6$, $c = 3 \text{ мг/мл}$, 10 часов, $R_g = 13,6 \pm 0,3 \text{ \AA}$, верхняя кривая) и 70S рибосомной частицы *E. coli* ($M_w = 2,5 \cdot 10^6$, $c = 4 \text{ мг/мл}$, 6 часов, $R_g = 89,2 \pm 0,7 \text{ \AA}$; нижняя кривая).

массиве экспериментальных данных, т.е. отскакивания такой функции $F(q)$, которая, после свертки с i -той функцией разрешения, одновременно согласуется с $\varphi_i(q)$ для всех i . При этом, естественно, нет нужды ни пользоваться разложением (9) и заниматься усреднением, ни отбрасывать данные, измеренные с худшим разрешением. Однако эта задача пока еще

находится в стадии решения.

IV. Действующие установки и проекты

К настоящему времени известно по крайней мере 5 установок МУРН, находящихся на разных фазах развития. О дубненском спектрометре /14/ я уже упоминал. Не останавливаясь на многочисленных параметрах, приведу главные: поток тепловых нейтронов на образце - от $3,7 \cdot 10^7$ до $6 \cdot 10^6 \text{ н/см}^2/\text{с}$ (зависит от коллимации) при средней тепловой мощности реактора 2 МВт; диапазон используемых длин воли $0,7 \pm 7 \text{ \AA}$; освоенный диапазон q и разрешающая способность были показаны на рис. 3.

К настоящему времени получен положительный опыт исследования полимеров в растворах (1% раствор полиметакриловой кислоты с радиусом инерции макромолекулы $75 \text{ \AA} /^{13}$), исследования межмолекулярной интерференции $/^{15}$, исследования весьма тонких гидратационных эффектов в полиэлектролитах $/^{13}$ (сечения $d\Sigma/d\Omega$ в области $10^{-1} + 10^{-3} \text{ см}^{-1}$, необходимость абсолютной калибровки для сравнения с рентгеновскими результатами) и ряда других микродисперсных систем. Диапазон исследованных неоднородностей простирается от 10 \AA (гидратационная оболочка на линейном полимере) до 300 \AA (70 S рибосомная частица *E. coli*). Используемые объемы растворов колеблются от 2 до 0,4 мл. При исследовании консистентных или твердых систем необходимое количество материала колеблется от 10 мг (мультиламеллярные фазы липидов) до 200 мг (металлические стекла). Типичная продолжительность экспозиции 1–2 часа, но для слабых рассеивателей или при плохом отношении эффект/фон продолжительность экспозиции может быть увеличена в 10 раз.

Используемая в настоящее время детекторная система не обладает азимутальной позиционной чувствительностью, поэтому при исследовании текстурированных образцов перед детектором устанавливается коллимирующая диафрагма, ограничивающая диапазон регистрируемых азимутальных углов φ . Съемку угловой зависимости при этом приходится вести шаг за шагом, поворачивая образец вокруг оси пучка $/^{16}$. Таким образом, например, можно определить проекции радиуса инерции анизотропных объектов, разумеется, в макроскопически ориентированных системах (жидкокристаллические полимеры). В настоящее время у нас ведется разработка системы, обладающей полной азимутальной позиционной чувствительностью.

Из других малоугловых спектрометров на импульсных источниках нейтронов, в первую очередь, заслуживает упоминания спектрометр *SAN* $/^{17}$, расположенный на нейтронном источнике *KENS* (Национальная лаборатория физики высоких энергий, Япония). Параметры нейтронного источника, расположенного на ускорителе протонов, ($E_p = 500 \text{ МэВ}$,

$J = 1 \text{ мкА}$), уступали в 1983 году импульсному реактору ИЕР-2 примерно в 200 раз (общее число рождаемых нейтронов $5 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}$ на *KENS* по сравнению с $9 \cdot 10^{16} \text{ с}^{-1}$ на ИЕР-2). Поток нейтронов на образце $/^{17}$ не указан, первые оценки дают $10^5 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ (в исследовании $/^{18}$, выполненном на *SAN*, приводится значение $7 \cdot 10^4 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$). Однако следует иметь в виду, что эти данные относятся к ранней фазе развития источника *KENS*.

Отличительной чертой установки *SAN* является использование холодного замедлителя (твердый метан при 20К), испускающего спектр нейтронов, смещенный в длинноволновую область. Применение холодного источ-

ника создает эффективный выигрыш в интенсивности, связанный с тем, что при заданной неопределенности $\delta\varphi$ требования к угловой коллимации падающего пучка ослабляются с ростом длины волны

$$\delta\theta = \delta\varphi \cdot \lambda / 2\pi. \quad (10)$$

Простые геометрические соображения показывают, что для МУРН интенсивность $I \sim (\delta\theta)^2 / 2\pi$. Заменяя для оценок в (10) λ на $\lambda \sim \sim T_m^{-1/2}$, мы приходим к выводу, что $I \sim T_m^{-2}$, где T_m — температура нейтронного спектра. Эта оценка должна рассматриваться как оптимистический верхний предел для выигрыша интенсивности, связанного с охлаждением замедлителя. В ^{117/} приводится (из других соображений) более скромная оценка $I \sim T_m^{-1/2}$. Обе эти оценки страдают от ряда допущений, но указывают на выгоду от охлаждения замедлителя.

В спектрометре *SAN* применяется ряд других технически интересных решений, улучшающих его качество. К их числу относится изогнутый нейтронный канал, эффективно очищающий прямой пучок от быстрых нейтронов, возникающих в момент генерации импульса мощности. При этом доступны λ в интервале 3–11 Å, более коротковолновые нейтроны не достигают образца. Другим интересным решением является система сходящихся коллиматоров, "фокусирующая" прямой пучок на плоскости детектирования, предлагавшихся Нунесом еще в 1974 году ^{119/}. Этот прием позволяет при сравнительно короткой коллимирующей базе использовать большую светящуюся поверхность замедлителя и большие размеры образца без потерь углового разрешения. В качестве детектора в этой установке применен набор из 43 индивидуальных позиционно-чувствительных детекторов с высокоомной анодной нитью. Электроника такого детектора сравнительно громоздка, требует оперативной памяти большого размера (~1,5 мегабайта), но, естественно, предоставляет необходимые условия для исследования анизотропных материалов.

Установка МУРН в Японии имеет прекрасные перспективы развития, связанные с планируемым повышением мощности протонного ускорителя (проект *GEMINI* ^{120/}, 800 МэВ, 250 мкА), что, по оценкам, соответствует производству $6 \cdot 10^{16}$ н/с. Похожие перспективы имеются и у ряда других импульсных источников нейтронов, базирующихся на протонных ускорителях. В Резерфордской лаборатории (Англия) уже достигнут ток 40 мкА и планируется его довести до 200 мкА ^{121/}. К созданию, созданию малоуглового спектрометра *LOWQ* ^{122/} там еще не завершено. В США уже действует несколько спектрометров МУРН на ИИН. По-видимому, наиболее совершенный из них находится на источнике *IPNS* в Аргоннской национальной лаборатории ^{123/}. Этот источник производит $3 \cdot 10^{15}$ н/с, но существует проект его развития до 10^{17} н/с (проект *ASPUN* ^{124/}).

Все перечисленные установки МУРН на ИИН при протонных ускорителях испытывают общую трудность, связанную с высокой частотой повторения импульсов ($KEM5 - 25$ Гц, $IPMS$ и $ISIS - 60$ Гц). Очевидное ограничение возможностей работы с наиболее длинноволновыми нейтронами связано с большим временем пролета (см. ф. (2)), которое, однако, не должно превышать периода повторения импульсов мощности в источнике. Распространенный путь обхода этой трудности - установка вблизи источника специального прерывателя пучка, который пропускает только нейтроны от каждого n -го ($n = 2, 3, \dots$) импульса мощности. Импульсный реактор ИБР-2 в этом отношении является приятным исключением, т.к. частота повторения импульсов мощности 5 Гц ^{/25/} является достаточно низкой для работы с самыми длинноволновыми нейтронами, представляющими еще практический интерес.

В заключение следует сделать несколько замечаний по поводу сопоставления спектрометров МУРН, действующих на ИИН и реакторах непрерывного действия. Горсо и др. ^{/23/} предприняли попытку экспериментального сравнения результатов съемки МУРН на двух типах установок. Их вывод - о выигрывании времени экспозиции в ВП варианте на 33% - оспаривался в более поздней работе Милднера ^{/26/}, который выдвигал на первый взгляд правильное, но по существу нереальное требование проводить сравнение при равных разрешениях. Нереальность этого требования связана с тем, что для стационарных источников $\delta\varphi \sim \delta\theta = \text{const}$, в то время как для ИИН $\delta\varphi$ существенным образом зависит от φ (см. рис.3), и сравнение по ^{/26/} возможно только в одной точке. Вместе с тем, представляется очевидным, что преимущества того или иного варианта зависят от изучаемого объекта и постановки задачи. Спектрометры непрерывного действия имеют преимущества при исследованиях сравнительно узких интервалов φ (например, определение радиусов инерции обычно проводится с $\varphi_{\text{max}}/\varphi_{\text{min}} \lesssim 3$). С другой стороны, ВП техника легко позволяет проводить съемку в интервале $\varphi_{\text{max}}/\varphi_{\text{min}} \sim 20$, что позволяет судить сразу о всей кривой рассеяния, включая область предела Лорда. Кроме того, техника ВП открывает ряд новых возможностей, связанных с тем, что мгновенный поток нейтронов на образце на ИИН на 1-2 порядка превышает средний. Последнее обстоятельство может оказаться решающим при исследованиях переходных процессов в системах, испытывающих необратимые усталостные явления, и в других качественно новых экспериментах. Техника маломуглового рассеяния нейтронов по методу времени пролета еще проходит период развития, первые результаты являются многообещающими, и нет оснований отдавать абсолютное предпочтение какой-либо из двух альтернатив. Скорее их следует рассматривать как два взаимодополня-

щих подхода, имеющих свои достоинства и недостатки, и, соответственно, области предпочтительного применения.

Мы начали с упоминания о первом наблюдении малоуглового рассеяния нейтронов в 1948 году. Закончим напоминанием о том, что техника времени пролета начала применяться в точности тогда же /26/. Надеемся, что спустя несколько десятилетий историки физики в этом усмотрят добрый знак, а не только игру случая.

Литература

1. Butler L.J., Wallace J.R., Helzman F.W. Phys.Rev. (1949), 73, 1377.
2. Schelten J., Kerntechnik (1972), 14, 86.
3. Schelten J., Schlicht P., Schmatz W., Mayer A., J.Biol. Chem. (1972), 247, 5436.
4. Schelten J., Ullmaier H., Lippmann I. Z.Physik, (1972), 253, 219.
5. Гладких И., Козлов Ж.А., Останевич Ю.М., Чер.Л. Малоугловое рассеяние нейтронов с использованием метода времени пролета. Сообщение ОИЯИ, З-7655, ОИЯИ, Дубна, 1974.
Cser L., in "Neutron Scattering for the Analysis of Biological Structures". Brookhaven Symposia in Biology, NO 27, 1975.
6. Marshall W., Lovesy S.W., Theory of Thermal Neutron Scattering, Clarendon, Oxford, 1971.
7. Нитц В.В., Папулова Г.З., Сосновска И., Сосновски Е. Физ.тв.тела (1964), 6, 1369.
8. Гладких И.А., Кунченко А.Б., Останевич Ю.М., Чер Л. Сообщение ОИЯИ, П13-П1487, ОИЯИ, Дубна, 1978.
9. Ананьев Б.Н. и др. Сообщение ОИЯИ, З-П1502, ОИЯИ, Дубна, 1978.
10. Mildner D.F.R., Carpenter J.M., J.Appl.Cryst. (1984), 17, 249.
11. Milder D.F.R., J.Appl.Cryst. (1986), 19, 275.
12. Seeger P.A., Pynn R., Nucl.Instr. and Meth in Phys.Res., (1986), A245, 115.
13. Plestil J., Ostanovich Yu.M., Bezzabotnov V.Yu., Hlavata D., Polymer (1986), 27, 1241.
14. Вагов В.А., Кунченко А.Б., Останевич Ю.М., Саламатин И.М. Сообщение ОИЯИ, П4-83-898, Дубна, 1983.
15. Plestil J., Ostanovich Yu.M., Bezzabotnov V.Yu., Labsky J., Hlavata D., Polymer (1987), 28, 213.
16. Кунченко А.Б., Светогорски Д.А. Определение проекций радиуса инерции анизотропного объекта методом малоуглового рассеяния

- нейтронов с помощью детектора, не имеющего азимутальной месточувствительности. Сообщение ОИИИ, 14-86-855, Дубна, 1986.
17. Ishikawa Y., Furusada M., Niimura N, Arai M., Hasegawa K., J.Appl.Cryst. (1986), 19, 229.
18. Okano K., Kurita K., Nakajima S. et al., Physica, 120B, 413, 1983.
19. Nunes A.C., Nucl.Instr. and Meth. (1974), 119, 291.
20. Ishikawa Y., "Present States and Future Project of KENS Facility", KEK preprint 85-31, (1985), Isukuba, Ibaraki 305, Japan.
21. ISIS, Annual Report 1986, PAL-86-061, Nuffield Press Ltd, G. B.
22. Heenan R.K., "LQO- the Small Angle Diffractometer at the ISIS", Rutherford Appleton Laboratory, International report RAL-85-110, (1985).
23. Borso C.S., Carpenter J., Williamson F.S. et al., J.Appl.Cryst. (1982), 15, 443.
24. Lander G.H., Emery V.J., Nucl.Instr. and Meth. in Phys.Res., (1985) B12, 525.
25. Ананьев В.Д., Архипов В.А., Бабаев А.И. и др. Атомная энергия (1984), 57, 227.
26. Mildner D.F.R., J.Appl.Cryst. (1984), 17, 293.
27. Schelten J. in "Scattering Techniques Applied to Supramolecular and Nonequilibrium Systems", ed. S.H.Chen, P.Chu, R.Nossal, p.35-48. Plenum Press, N.Y.(1981).
28. Cockroft J.D. Nature 163, 869, 1949.

Рукопись поступила в издательский отдел
II июня 1987 года.

Останевич Ю.М.

P13-87-407

Время-пролетные спектрометры малоуглового рассеяния на импульсных источниках нейтронов

Рассмотрены принципы действия, конструкции, достоинства и недостатки известных спектрометров малоуглового рассеяния нейтронов, созданных на импульсных источниках нейтронов. Наиболее важными достоинствами спектрометров этого типа являются высокая светосила и широкий диапазон изменения векторов рассеяния, реализуемый одновременно в одной экспозиции. Вместе с тем, измерения абсолютной интенсивности, коррекция на фон и нормализация первичных экспериментальных данных несколько усложняются по сравнению со спектрометрами МУРН, использующими непрерывно действующие источники нейтронов и сканирование только по углу рассеяния.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.
Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1987

Перевод автора

Ostanevich Yu.M.

P13-87-407

Time-of-Flight Small-Angle Scattering Spectrometers on Pulsed Neutron Sources

The operation principles, constructions, advantages and shortcomings of known Time-of-Flight Small Angle Neutron Scattering (TOF SANS) spectrometers built up on pulsed neutron sources are reviewed. The most important characteristics of TOF SANS apparatuses are rather a high luminosity and the possibility for the measurement in an extremely wide range of scattering vector at a single exposure. This is achieved by simultaneous employment of white beam, TOF technique for λ -scan and the commonly known θ -scan. However, the electronic equipment, data-matching programs, and the measurement procedure, necessary for accurate normalization of experimental data and their transformation into absolute cross-section scale, they all become more complex, as compared with those for SANS apparatuses operating on steady-state neutron sources, where only θ -scan is used.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1987

18 коп.

Редактор Б.Б.Колесова. Макет Т.Е.Попеко.

Подписано в печать 23.06.87.

Формат 60x90/16. Офсетная печать. Уч.-изд. листов 1,21.

Тираж 430. Заказ 39253.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований.
Дубна Московской области.