

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



С342Г2
Г-522

3168/2-78.

РЗ - 11487

И.А.Гладких, А.Б.Кунченко, Ю.М.Останевич, Л.Чер

ИССЛЕДОВАНИЕ МАЛОУГЛОВОГО
РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНОВ
В АКСИАЛЬНО-СИММЕТРИЧНОЙ ГЕОМЕТРИИ

1978

РЗ - 11487

И.А.Гладких, А.Б.Кунченко, Ю.М.Останевич, Л.Чер

ИССЛЕДОВАНИЕ МАЛОУГЛОВОГО
РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНОВ
В АКСИАЛЬНО-СИММЕТРИЧНОЙ ГЕОМЕТРИИ

Гладких И.А., Кунченко А.Б.,
Останевич Ю.М., Чер Л.

P3 - 11487

Исследование малоуглового рассеяния нейтронов
в аксиально-симметричной геометрии

Рассматривается переход от щелевой к аксиально-симметричной геометрии (АСГ) эксперимента для изучения малоуглового рассеяния нейтронов.

Показано, что АСГ должна повысить светосилу и улучшить разрешающую способность экспериментальной установки для исследования малоуглового рассеяния нейтронов. В работе дан подробный анализ АСГ, выведена функция разрешения и проделан ее численный анализ для АСГ. Получены моменты функции разрешения и посчитаны коллимационные искажения для нейтронного эксперимента по методу времени пролета. Приведены экспериментальные результаты малоуглового рассеяния нейтронов на растворе гистидиндекарбоксилазы. Определены индикатриса рассеяния и зависимость радиуса инерции от контраста растворителя. Полученные результаты подтверждают достоинства АСГ.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1978

Gladkikh I.A., Kunchenko A.B.,
Ostanevich Yu.M., Cser L.

P3 - 11487

Investigation of Small-Angle Neutron Scattering
in Axial-Symmetric Geometry

The change of the slit geometry of small-angle scattering (SANS) instrument for the axially-symmetric one (ASG) is investigated. It is shown that the ASG increases the brightness and improves the resolution power of SANS instrument. A detailed analysis of ASG is given, the resolution function (RF) is built up and numerical analysis of it is presented. The first moments of RF are found, the collimation distortions are estimated for experimental setup which operates in the time-of-flight mode. Experimental data of SANS in hystidinedecarboxilase solution are presented. The scattering law and dependence of radius of inertia on a contrast of solvent are observed. The results confirm the advantages of axially-symmetric geometry.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1978

Как мы отмечали в работе /1/, переход от щелевой к аксиально-симметричной геометрии эксперимента для изучения малоуглового рассеяния нейтронов должен повысить светосилу и улучшить разрешающую способность экспериментальной установки. К настоящему времени известны установки /2, 3/, в которых реализована аксиально-симметричная геометрия /АСГ/, однако в литературе не встречается подробного ее анализа. В данной работе получена и исследована функция разрешения для АСГ, ее модификация для нейтронного эксперимента по методу времени пролета, а также приведены некоторые экспериментальные результаты, подтверждающие достоинства АСГ.

1. ФУНКЦИЯ РАЗРЕШЕНИЯ ПО УГЛУ

Схематическое изображение АСГ дано на рис. 1. Источник излучения /1/ и рассеиватель /2/ имеют форму дисков с радиусами R_1 и R_2 , детектор рассеянного излучения /3/ имеет форму кольца с радиусами $R_3 < R_4$. Все три фигуры предполагаются плоскими, соосными и перпендикулярными общей оси. В каждой из них можно ввести полярную систему координат с радиусом r_i , начинающимся в центре симметрии /i = 1, 2, 3/. Из векторных равенств

$$\vec{r}_1 + \vec{L}_1 = \vec{r}_2 + \vec{L}_{01},$$

$$\vec{r}_2 + \vec{L}_2 = \vec{r}_3 + \vec{L}_{02}$$

/1/

и определения

$$\cos \theta = \frac{(\vec{L}_1 \cdot \vec{L}_2)}{L_1 \cdot L_2} \quad /2/$$

можно получить общее выражение угла рассеяния θ через все 6 координат.

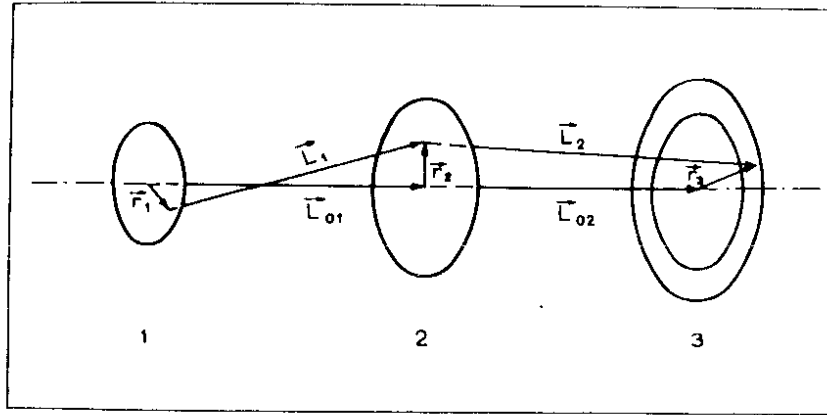


Рис. 1. Схема аксиально-симметричной геометрии. 1 - источник; 2 - рассеиватель; 3 - детектор.

Для упрощения /2/ мы

а/ вводим новые переменные:

$$\vec{t}_1 = \vec{r}_1 / L_{01}; \quad \vec{t}_2 = -\vec{r}_2 (1/L_{01} + 1/L_{02}); \quad \vec{t}_3 = \vec{r}_3 / L_{02}; \quad /3/$$

б/ пользуемся малостью угла θ и переменных t_i

$$\theta \ll 1; \quad t_i \ll 1;$$

в/ разлагаем в степенной ряд знаменатель /2/ и пренебрегаем членами разложения, начиная с порядка малости t^4 . При этом /2/ может быть представлено в виде

$$\theta^2 = (\vec{t}_1 + \vec{t}_2 + \vec{t}_3)^2, \quad /4/$$

где $\vec{t}_1, \vec{t}_2, \vec{t}_3$ - три компланарных независимых вектора. Искомая функция разрешения - суть распределение квадрата модуля суммы этих векторов, причем каждый из векторов равномерно распределен в пределах соответствующей фигуры:

$$W(t_i) = \frac{1}{N_i} t_i d\phi dt_i, \quad /5/$$

где N_i - соответствующая норма. Последнее допущение физически означает постоянство яркости источника, толщины рассеивателя и эффективности детектора в пределах соответствующей фигуры. При этом функция разрешения может быть представлена в виде 6-кратного интеграла:

$$R(\theta) = \int W(t_1) \cdot W(t_2) \cdot W(t_3) \cdot \delta(\theta^2 - (\vec{t}_1 + \vec{t}_2 + \vec{t}_3)^2) d^3 t d^3 \phi. \quad /6/$$

Дальнейшее упрощение задачи достигается введением промежуточного вектора $\vec{r} = \vec{t}_1 + \vec{t}_2$ и соответствующего ему распределения $W_2(r)$. Последнее может быть получено в аналитическом виде:

$$W_2(r, t_{m1}, t_{m2}) = \int W(t_1) W(t_2) \delta(r - \sqrt{t_1^2 + t_2^2 - 2t_1 t_2 \cos \phi}) dt_1 dt_2 d\phi = \frac{r}{\pi \cdot t_{m1}^2 \cdot t_{m2}^2} \cdot I, \quad /7/$$

$$I = 2\pi \cdot \min\{t_{m1}^2, t_{m2}^2\} \text{ при } r \leq |t_{m2} - t_{m1}|; \quad /7.1/$$

$$I = \pi(t_{m2}^2 + t_{m1}^2) - [2r^2(t_{m1}^2 + t_{m2}^2) - r^4 - (t_{m2}^2 - t_{m1}^2)^2]^{1/2} - 2[t_{m2}^2 \arcsin \frac{r^2 + t_{m2}^2 - t_{m1}^2}{2t_{m2}r} + t_{m1}^2 \arcsin \frac{r^2 + t_{m1}^2 - t_{m2}^2}{2t_{m1}r}], \quad /7.2/$$

при $|t_{m_2} - t_{m_1}| \leq \tau \leq t_{m_1} + t_{m_2}$;

$$I = 0 \quad \text{при} \quad \tau > t_{m_1} + t_{m_2}; \quad /7.3/$$

Здесь

$$t_{m_1} = R_1 / L_{01}; \quad t_{m_2} = R_2 \left(\frac{1}{L_{01}} + \frac{1}{L_{02}} \right); \quad /7.4/$$

Окончательное выражение для $R(\theta)$ удается свести к однократному интегралу:

$$R(\theta, t_{m_1}, t_{m_2}, t_{m_3}, t_{m_4}) = \frac{2\theta}{\pi(t_{m_4}^2 - t_{m_3}^2)^{3/2}} \int_0^{\tau_{\max}} W_2(\tau, t_{m_1}, t_{m_2}) \times$$

$$\times \left[\arcsin \frac{\tau^2 + \theta^2 - X_1}{2\tau\theta} - \arcsin \frac{\tau^2 + \theta^2 - X_2}{2\tau\theta} \right] d\tau, \quad /8/$$

где

$$X_1 = \max\{t_{m_3}^2, (\tau - \theta)^2\}; \quad X_2 = \min\{t_{m_4}^2, (\tau + \theta)^2\};$$

$$\tau_{\max} = t_{m_1} + t_{m_2}; \quad t_{m_3} = \frac{R_3}{L_{02}}; \quad t_{m_4} = \frac{R_4}{L_{02}}.$$

Таким образом, исходный 6-кратный интеграл ^{/6/} удается свести к однократному, вычисление которого далее приходится выполнять численно.

2. НЕКОТОРЫЕ СВОЙСТВА $R(\theta)$

Типичный вид $R(\theta)$ представлен на рис. 2, вычисления выполнены со значениями параметров, близкими к используемым в экспериментальной установке. Видно,

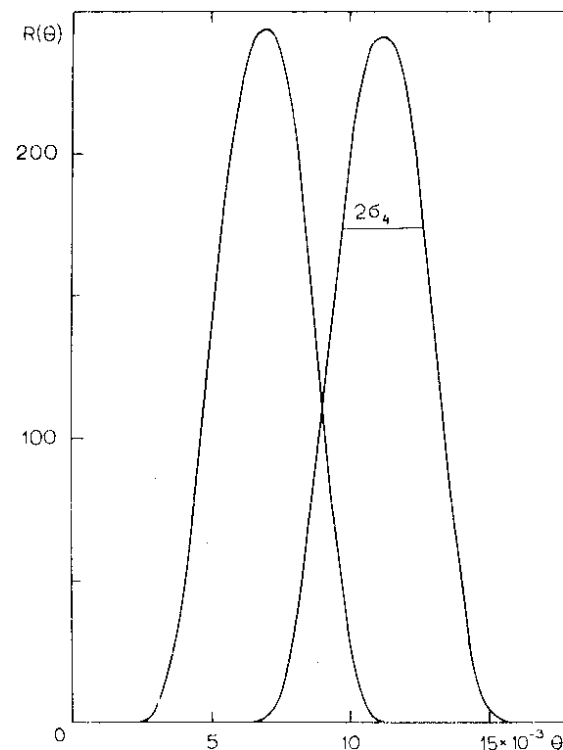


Рис. 2. Вид функции разрешения для детектора 1 и 4 при значениях параметров, перечисленных в табл. 1.

что $R(\theta)$ по форме близка к гауссиану, но обладает некоторой асимметрией и отлична от нуля только в области $\theta_{\min} < \theta < \theta_{\max}$. Вследствие того, что θ есть модуль суммы трех векторов, не имеют места некоторые обычные свойства свертки распределений. В частности, дисперсия $R(\theta)$ оказывается больше суммы дисперсий исходных распределений, а среднее не совпадает с суммой средних. Кроме того, $\bar{\theta}$ затруднительно выразить явно через параметры t_{mi} . Тем не менее, оно может быть найдено численным интегрированием, и в дальнейшем мы будем полагать его известным. Следствием этих "негативных" свойств является необходимость численного анализа основных характеристик $R(\theta)$. В табл. 1 приведены первые 4 момента $R(\theta)$, полученные численно.

Прежде чем перейти к обсуждению результатов этого анализа, необходимо заметить, что аксиально-симметричный детектор осуществлен в виде 8 концентрических кольцевых счетчиков с постоянной шириной кольца. Поэтому для нас было важно исследовать изменения $R(\theta)$ при вариациях R_4 и R_3 , при $R_4 - R_3 = \Delta R = \text{const.}$

Наивная оценка среднего

$$\bar{\theta}_0 = \frac{1}{2}(R_3 + R_4)/L_2 \quad /9/$$

оказывается заметно заниженной по сравнению с точным значением $\bar{\theta} = \int \theta \cdot R(\theta) d\theta / \int R(\theta) d\theta$ /см. табл. 2/. Можно указать на две причины, приводящие к этому расхождению. Во-первых, в /9/ не учитывается то, что площадь внутреннего полукольца несколько меньше наружного. Более внимательный анализ с учетом /5/ приводит к выражению

$$\bar{R} = \frac{2}{3} \cdot \frac{R_4^3 - R_3^3}{R_4^2 - R_3^2} \quad /10/$$

и, соответственно, $\bar{\theta}_1 = \bar{R}/L_{02}$.

Во-вторых, из-за конечных размеров источника и рассеивателя $\bar{\theta} \neq 0$, даже если детектор сжимать в точку ($\bar{R}_4 = 0$). Это утверждение становится очевидным при рассмотрении функции разрешения для соосной пары точка-диск, где $W(\theta)d\theta = 2\theta d\theta/\theta_m^2$ для $0 \leq \theta < \theta_m$ и

$$\bar{\theta} = \frac{2}{3}\theta_m \quad /11/$$

Оказывается, что соответствующая добавка к $\bar{\theta}_1$ может быть учтена квадратичным сложением θ_1^2 с дисперсией углового разрешения σ_θ^2 :

$$\theta_2 = [\theta_1^2 + \sigma_\theta^2]^{1/2} \quad /12/$$

где $\sigma_\theta^2 = \overline{\theta^2} - \bar{\theta}^2$. Как видно из табл. 2, θ_2 с точностью 0,1% совпадает с $\bar{\theta}$.

Таблица 1

Моменты функции $R(\theta)$

№ детек- тора	R_3 мм	R_4 мм	$\bar{\theta}$ $\times 10^{-3}$ рад	$\sigma^2 = (\bar{\theta} - \bar{\theta})^2$ $\times 10^{-6}$ рад ²	$(\bar{\theta} - \bar{\theta})^3$ $\times 10^{-9}$ рад ³	$(\bar{\theta} - \bar{\theta})^4$ $\times 10^{-12}$ рад ⁴	γ_1	γ_2
1	123	153	6,86	2,18	-0,224	11,8	-0,070	-0,52
2	153	183	8,27	2,19	-0,156	11,9	-0,048	-0,53
3	183	213	9,70	2,20	-0,146	12,0	-0,044	-0,53
4	213	243	11,3	2,21	-0,130	12,0	-0,037	-0,54
5	243	273	12,57	2,22	-0,114	12,1	-0,034	-0,54
6	273	303	14,01	2,22	-0,096	12,1	-0,029	-0,54
7	303	333	15,45	2,22	-0,081	12,1	-0,025	-0,54
8	333	363	16,89	2,22	-0,091	12,1	-0,027	-0,54

Вычисления относятся к следующим значениям исходных параметров: $L_1 = 22015$ мм, $L_2 = 20690$ мм, $R_1 = 55$ мм, $R_2 = 15$ мм, $\gamma_1 = \mu_3/\sigma^3$, $\gamma_2 = \mu_4/\sigma^4$.

Таблица 2

Сопоставление $\bar{\theta}$ с разными приближенными оценками /в мрад/

№ детектора	$\bar{\theta}$	θ_0	θ_1	θ_2
1	6,86	6,67	6,70	6,86
2	8,27	8,12	8,14	8,27
3	9,70	9,57	9,59	9,70
4	11,13	11,02	11,04	11,14
5	12,57	12,47	12,49	12,58
6	14,01	13,92	13,93	14,01
7	15,45	15,37	15,38	15,45
8	16,89	16,82	16,83	16,89

где: $\bar{\theta} = \int \theta R(\theta) d\theta$; $\theta_0 = \frac{1}{2}(R_4 - R_3)/L_{02}$;

$$\theta_1 = \frac{2}{3} \frac{R_4^3 - R_3^3}{R_4^2 - R_3^2} \cdot \frac{1}{L_{02}}; \quad \theta_2 = (\theta_1^2 + (\bar{\theta} - \theta_1)^2)^{1/2}.$$

Второй центральный момент σ_0^2 при переходе от детектора к детектору меняется незначительно. Высшие центральные моменты и соответствующие им коэффициенты асимметрии и эксцесса приведены в табл. 1 и иллюстрируют степень отклонения от гауссовой функции разрешения. Эти величины полезно знать для применения некоторых методов введения поправок на конечное разрешение и при обсуждении искажений, возникающих из-за конечного разрешения.

Полученные результаты могут быть непосредственно использованы при рассмотрении экспериментов с монохроматическим излучением, в которых применяется сканирование по углу. Постановка эксперимента, где аппа-

ратурной переменной является волновое число падающего излучения /метод времени пролета для нейтронов /4/, спектральный анализ синхротронного излучения /5/, рассматривается в следующем разделе.

3. ФУНКЦИЯ РАЗРЕШЕНИЯ ДЛЯ ОПЫТА СО СПЕКТРАЛЬНЫМ АНАЛИЗОМ ИЗЛУЧЕНИЯ

Физической переменной, от которой зависит закон рассеяния $F(\kappa)$, является переданный при рассеянии импульс $h\kappa$, где $\kappa = 2k_0 \sin \frac{\theta}{2} \approx k_0 \theta$, $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$ - волновое число используемого излучения.

При обсуждаемой здесь постановке опыта k_0 является независимой аппаратной переменной, а угол рассеяния θ - фиксирован. В соответствии с этим, для описания связи между законом рассеяния $F(\kappa)$ и наблюдаемой зависимостью $\Phi(\bar{\kappa})$, мы должны пользоваться функцией разрешения $R(\kappa, \bar{\kappa})$:

$$\Phi(\bar{\kappa}) = \int F(\kappa) R(\kappa, \bar{\kappa}) d\kappa. \quad /13/$$

Формальный переход от $R(\theta)$ к $R(\kappa)$ совершается путем обычной замены переменных, с учетом преобразования дифференциалов и того обстоятельства, что $R(\theta)$ - однородная функция степени -1 от всех своих аргументов /см., напр., /6/. При этом /13/ преобразуется к виду

$$\Phi(\bar{\kappa}) = \Phi(k_0 \bar{\theta}) = \int F(k_0 \theta) R(\theta, \bar{\theta}) d\theta. \quad /14/$$

Последнее явно показывает, что для отдельного детектора ($\bar{\theta} = \text{const}$) функция разрешения не зависит от аппаратной переменной k_0 , являющейся достаточно точно измеряемой величиной /см. обсуждение в работе /4/.

В опытах по рассеянию $F(\kappa)$ всегда является функцией безразмерного аргумента вида κR_g , где R_g - параметр, характеризующий размер исследуемого объекта /наличие нескольких параметров, напр., в случае

трехосного эллипсоида, не меняет существа дела/. Введем новые переменные $u = \kappa R_g$ и $z = \theta/\bar{\theta}$ с одновременным изменением масштаба всех параметров в $R(\theta)$. Функция разрешения при этом приобретает некоторый стандартный вид с $\bar{z} = 1$ и списком параметров $\{z_{mi} = t_{mi}/\bar{\theta}\}$, $i = 1 \div 4$, а /14/ преобразуется в

$$\Phi(u) = \int F(uz) R(z) dz. \quad /15/$$

Здесь уместно напомнить, что подобные тела имеют подобные индикатриссы рассеяния. Поскольку в /15/ размеры изучаемого объекта уже явно не содержатся, свойство подобия справедливо не только для законов рассеяния, но и для наблюдаемых функций $\Phi(u)$.

Другими словами, в случае опыта с переменным k_0 , коллимационные искажения для всех объектов, различающихся только на масштабное преобразование, оказываются одинаковыми. Очевидно, и наблюдаемые индикатриссы рассеяния $\Phi(\kappa)$ для подобных тел могут быть совмещены путем преобразования масштаба независимой переменной. Физическая природа этого утверждения становится очевидной, если заметить, что для фиксированного $\bar{\theta}$ с увеличением размеров тела одновременно увеличивается и λ -длина волны дифрагирующего излучения.

4. СОПОСТАВЛЕНИЕ АКСИАЛЬНО-СИММЕТРИЧНОЙ И ЩЕЛЕВОЙ ГЕОМЕТРИИ В ОБЛАСТИ ГИНЬЕ

Для начального участка кривых рассеяния обычно справедливо приближение, предложенное Гинье /7/:

$$F(\kappa) = \exp(-\kappa^2 R_g^2 / 3). \quad /16/$$

Ранее мы показали /8/, что в случае щелевой геометрии и переменного k_0 уже начальный участок наблюдаемой индикатриссы рассеяния сильно искажен. Поправка к "наблюдаемому" R_g , достигающая в щелевой геометрии 50-70%, для АСГ оказывается существенно мень-

шей. Величину поправки легко оценить, если в /13/ $F(\kappa)$ разложить в ряд по степеням $\kappa - \bar{\kappa}$ в точке $\kappa = \bar{\kappa}$:

$$\Phi(\bar{\kappa}) = \int F(\kappa) R(\kappa, \bar{\kappa}) d\kappa = \sum_{n=0}^{\infty} F^{(n)}(\bar{\kappa}) \cdot \frac{\mu_n}{n!}, \quad /17/$$

где μ_n — n-тый центральный момент $R(\kappa, \bar{\kappa})$; $F^{(n)}$ — n-тая производная F .

Здесь необходимо заметить, что выбор независимой переменной для описания наблюдаемого закона рассеяния $\Phi(\kappa)$ в некоторой степени произволен.

Действительно, любой способ построения $R(\kappa)$ позволяет ее выразить только как функцию ряда параметров $(t_{m_1}, \dots, t_{m_4})$ в рассмотренном выше случае), описывающих геометрию эксперимента. В качестве независимой переменной может быть выбран либо какой-нибудь из этих параметров, либо некоторая функция таких параметров. Используемая нами независимая переменная

$$\bar{\kappa} = \int \kappa R(\kappa, \dots) d\kappa \quad /18/$$

довольно сложно связана с геометрическими параметрами $\{t_{mi}\}$ /см. обсуждение в разделе 2/.

Одним из достоинств такого выбора является то, что в /17/ при этом $\mu_0 = 1$; $\mu_1 = 0$; μ_3 — весьма мало, в силу малости асимметрии /табл. 1/. Удерживая в /17/ только два члена

$$\Phi(\kappa) = F(\bar{\kappa}) + \frac{1}{2} F''(\bar{\kappa}) \cdot \mu_2 \quad /19/$$

для $R_{набл.}^2 = -3 \ln \Phi / d\bar{\kappa}^2$ и $F(\kappa)$ в виде /16/ можно получить

$$R_{набл.}^2 = R_g^2 \left(1 - \frac{\sigma \bar{\theta}^2}{\theta^2} \cdot \left(1 - \frac{4}{3} \kappa^2 R_g^2\right)\right). \quad /20/$$

Наконец, в случае равноточных измерений последнее выражение следует усреднить по области $0 \div \bar{\kappa}_{max}^2$, используемой для нахождения $R_{набл.}^2$.

$$\overline{R_{\text{набл.}}^2} = R_g^2 \left[1 - \frac{\sigma_{\bar{\theta}}^2}{\bar{\theta}^2} \left(1 - \frac{2}{3} \bar{\kappa}_{\text{max}}^{-2} R_g^2 \right) \right], \quad /21/$$

Принимая за область Гинье $0 \leq \bar{\kappa}^2 \leq \frac{1}{R_g^2}$ и используя значение $\sigma_{\bar{\theta}}^2 / \bar{\theta}^2 = 1,78 \cdot 10^{-2}$ /детектор 4,

табл. 1/, получим численную оценку $\overline{R_{\text{набл.}}^2} = 0,994 R_g^2$. Таким образом, в аксиально-симметричной геометрии коллимационные искажения оказываются весьма незначительными.

Заканчивая это рассмотрение, отметим основные отличительные моменты АСГ: а/ функция разрешения для АСГ близка к симметричной и обладает умеренной дисперсией; б/ выбор κ в качестве независимой переменной для наблюдаемой зависимости $\Phi(\bar{\kappa})$ обеспечивает неискаженную передачу первых двух членов разложения $F(\kappa)$. Оба эти свойства не имеют места в случае щелевой геометрии, вследствие чего коллимационные искажения там оказываются весьма большими и пропорциональными уже $F'(\kappa)$. Для иллюстрации этих рассуждений на рис. 3 приведены кривые $\Phi(u)$, вычисленные по формуле /15/ для щелевой и аксиально-симметричной геометрии. На рис. 4 показан экспериментально наблюдаемый ход $\Phi(u)$ в области Гинье для белка гистидиндекарбоксилазы /ГДК/.

Сравнение светосилы обеих геометрий проще выполнить экспериментально. Для реализации АСГ нами был использован кольцевой детектор с гелием-3^{9/}. Опыт в щелевой геометрии был выполнен на установке, описанной ранее /1/. Сопоставление наблюдаемых интенсивностей при равных $\bar{\kappa}_x$ для щелевой, и $\bar{\kappa}$ - для аксиально-симметричной геометрии, показало, что равные точности для наблюдаемых Φ в случае АСГ достигаются за время, в 18 раз меньшее при одновременном уменьшении объема образца с 4 до 1,8 см³.

Сравнение было выполнено для образца ГДК в водном растворе. Вклад отдельных факторов, влияющих на светосилу, приведен в табл. 3. Ощутимый выигрыш в светосиле достигается за счет улучшения отношения эффект/

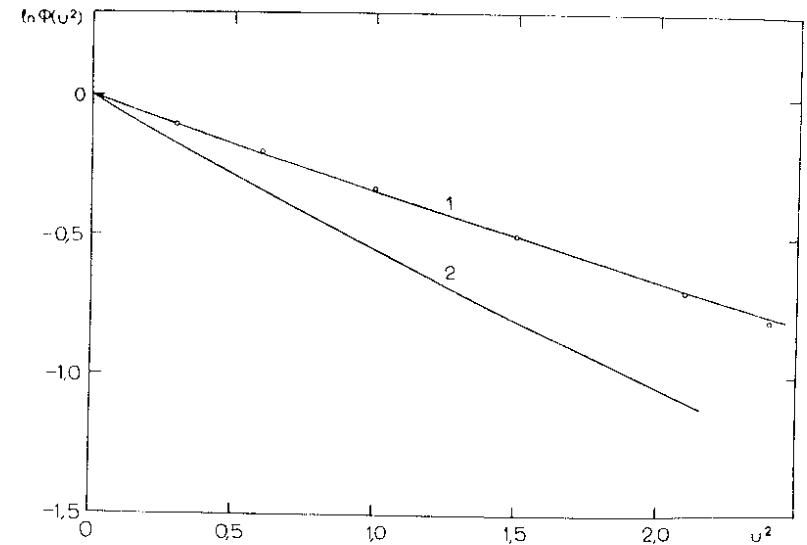


Рис. 3. Свертка закона рассеяния Гинье с различными функциями разрешения, $u = \bar{\kappa} R_g$; 1/ - наблюдаемая кривая в АСГ /параметры см. в табл. 1/; кроме $L_{02} = 12690$ мм. 2/ - наблюдаемая кривая в щелевой геометрии с параметрами, мм:

$$h y_1 = 155; \quad h y_2 = 9,8; \quad h y_3 = 330;$$

$$h x_1 = 52; \quad h x_2 = 20,3; \quad h x_3 = 18;$$

$$L_{01} = 22015; \quad L_{02} = 12837; \quad x_3 = 126.$$

/обозначения и описание щелевой геометрии см. в работе /1/, \circ - истинный ход $F(\kappa)$ /.

фон, естественным образом возникающего при улучшении разрешающей способности. В рассматриваемом здесь случае /водный раствор ГДК/ этот фактор дал выигрыш, в среднем, в два раза, однако при исследовании растворов с более низким контрастом он возрастает.

Таким образом, аксиально-симметричная геометрия оказывается намного предпочтительнее для изучения малоуглового диффузного рассеяния, чем щелевая.

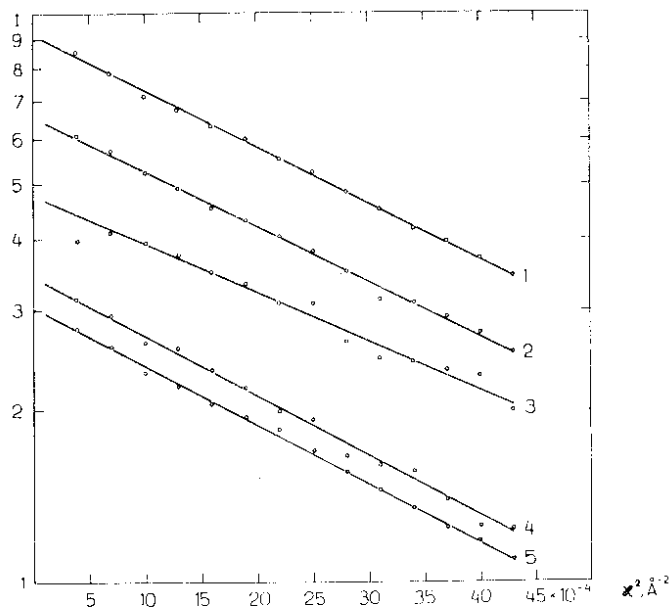


Рис. 4. Наблюдаемая зависимость $I(k^{-2})$ для растворов ГДК в области Гинье при различных изотопических составах растворителя: 1/ 100% D_2O ; 2/ 80% D_2O ; 3/ 60% D_2O ; 4/ 20% D_2O ; 5/ H_2O . По оси ординат масштаб логарифмический.

Таблица 3

Сопоставление ряда факторов, определяющих светосилу

	Геометрия		АСГ/Щ
	Щелевая	АСГ	
$S_1, \text{см}^2$	52	154	3
$S_2, \text{см}^2$	20	7	0,35
$S_3, \text{см}^2$	756	3028	4,0
Σ	0,4	0,8	~ 2

где: S_1 - площадь отверстия 1-го коллиматора (источника нейтронов), S_2 - площадь отверстия 2-го коллиматора (образца); S_3 - площадь детектора рассеянных нейтронов, Σ - средняя эффективность детектирования нейтронов.

В заключение авторы благодарят Л.А.Фейгина за предоставление раствора гистидиндекарбоксилазы, В.И.Лазина и А.И.Секирина за помощь в измерениях.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б.И.Воронов и др. ОИЯИ, 14-9451, Дубна, 1976.
2. Ibel K. *J.Appl. Crystallogr.*, 1976, 9, p.630.
3. Moore P.B. e.a. *J.Mol.Biol.*, 1977, 112, p.199-234.
4. Гладких И. и др. ОИЯИ, 3-7655, Дубна, 1974;
Cser L. In: *Brookhaven Symposia in Biology*, No. 27, "Neutron Scattering for the Analysis of Biological Structures", 1975, VII, 1.
5. Bordas J., Munro I.H., Glaser A.M. *Nature*, 1976, 262, p.541.
6. Корн Г., Корн Т. *Справочник по математике*. "Наука", М., 1968, с. 108.
7. Guinier A., Fournet G. *Small-Angle Scattering of X-Rays*. Wiley, N-Y., 1955.
8. Гладких И., Останевич Ю.М., Чер Л. ОИЯИ, P3-8589, Дубна, 1975.
9. Ананьев Б.Н. и др. ОИЯИ, 3-11467, Дубна, 1978.

Рукопись поступила в издательский отдел
17 апреля 1978 года.