

УДК 539.171.4:537.9

## УСТАНОВКА СПИН-ЭХО МАЛОУГЛОВОГО РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНОВ: ТЕСТОВЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ НА КОЛЛОИДНЫХ КРИСТАЛЛАХ $\text{SiO}_2$

© 2013 г. Е. В. Величко<sup>1</sup>, Ю. О. Четвериков<sup>1</sup>, Л. А. Аксельрод<sup>1</sup>, В. Н. Забенкин<sup>1</sup>,  
В. В. Пиядов<sup>1</sup>, А. А. Сумбатьян<sup>1</sup>, В. Краан<sup>2</sup>, С. В. Григорьев<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Петербургский институт ядерной физики, Санкт-Петербург, Гатчина, Россия

<sup>2</sup>Faculty of Applied Sciences, Delft University of Technology, Delft, The Netherlands

Поступила в редакцию 12.04.2012 г.

Представлены результаты первых экспериментов на установке спин-эхо малоуглового рассеяния нейтронов (СЭ-МУРН), построенной на реакторе ВВР-М ПИЯФ (г. Гатчина). СЭ-МУРН использует возможности метода нейтронного спинового эха в определении структурных характеристик материалов в реальном пространстве на масштабах  $10\text{--}10^4$  нм. Проведены аттестационные измерения на коллоидных частицах  $\text{SiO}_2$ . Образцы с диаметром сфер  $\text{SiO}_2$ , определенными методами растровой электронной микроскопии и ультрамалоуглового рассеяния синхротронного излучения, были использованы для калибровки установки. Аппроксимация полученных на установке СЭ-МУРН данных проводилась автокорреляционной функцией для разбавленных монодисперсных сфер. Определенные методом СЭ-МУРН размеры сфер в пределах ошибки совпадают со значениями, найденными другими методами.

DOI: 10.7868/S0207352813050156

### ВВЕДЕНИЕ

Методика нейтронного спинового эха (НСЭ), впервые предложенная Ф. Мезеем в 1972 году [1, 2], является эффективным способом изучения с помощью нейтронного рассеяния динамики конденсированных сред. В неупругом НСЭ скорости нейтрона до и после акта рассеяния измеряются с помощью ларморовской прецессии спина нейтрона. В НСЭ акт рассеяния становится заметным из изменения ларморовской прецессии нейтрона в магнитных полях до и после образца. С этой целью в установку, использующую методику НСЭ, включены две идентичные области прецессии до (первое плечо установки) и после (второе плечо установки) позиции образца. Магнитное поле в данных областях направлено противоположно. Таким образом, поляризация нейтронного пучка вращается в двух плечах установки подобно стрелке часов, но в разные стороны. После прохождения нейтронным пучком первого плеча установки она показывает время этого прохождения. При отсутствии рассеяния второе плечо раскручивает “стрелку” в обратную сторону и полностью компенсирует первое плечо. В случае неупругого рассеяния на образце скорости прохождения нейтронным пучком первого и второго плечей установки различны. Из-за разницы скоростей появляется разница во времени пребывания нейтронного пучка в плечах установки, которая выражается в фазе ларморовской прецессии поляризации нейтронного пучка. Информация о скоростях прохождения первого и второго плечей

установки, получаемая из фазы ларморовской прецессии, относится к одному и тому же нейтрону. Таким образом, в НСЭ изменение скорости нейтрона может быть измерено напрямую, в один шаг, в чем и заключается концептуальная новизна метода. Этот подход контрастирует с классическим подходом к измерению неупругого рассеяния, при котором изменение скорости нейтрона фиксируется селективным измерительным оборудованием: до акта рассеяния выделяется узкий диапазон начальных скоростей, тогда как после акта рассеяния из рассеянного пучка в каждый момент времени регистрируются только нейтроны с определенной скоростью и, соответственно, определенным значением изменения скорости.

В 1996 году Т. Реквельд [3] предложил применять методику НСЭ к упругому малоугловому рассеянию нейтронов (МУРН). Поскольку для эффективной реализации НСЭ необходимо, чтобы разность во времени пребывания рассеянной и нерассеянной частей пучка нейтронов в магнитном поле была заметной (а при упругом рассеянии скорости нейтронов до и после этого явления остаются равными), появилась необходимость в усилении проявления различия длин путей рассеянных и нерассеянных нейтронов. Эта проблема была решена путем создания “скошенной геометрической формы” полей в обоих плечах установки: угол между нейтронным пучком и плоскопараллельными границами магнитного поля, через которые проходит пучок, задается острым, так что фаза ларморовской прецессии сильно зависит от

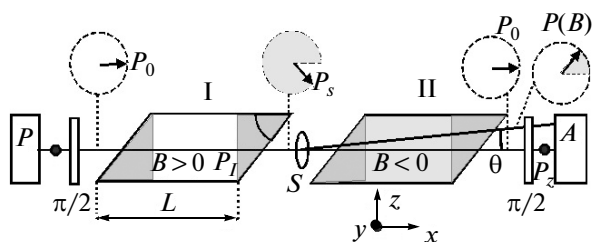


Рис. 1. Принципиальная схема методики спин-эхо малоуглового рассеяния нейтронов.

угла встречи нейтрона с магнитным полем. Таким образом, при отсутствии рассеяния нейтрон пролетает оба плеча установки по прямой, и фаза ларморовской прецессии, накопленная в первом плече, полностью компенсируется вторым плечом, возвращая фазу нейтрона в исходное состояние. В случае же рассеяния нейтрон во втором плече установки пролетает путь, больший или меньший чем в первом на величину, пропорциональную углу рассеяния. Вследствие чего в ходе эксперимента накапливается разница фаз ларморовской прецессии между рассеянными и нерассеянными нейтронами.

В настоящее время СЭ-МУРН является новым перспективным методом определения структурных характеристик материалов в прямом пространстве [3–5]. Метод позволяет работать в области прямого пучка и не требует хорошей коллимации. Поскольку углы рассеяния тем меньше, чем больше масштаб рассеивающих неоднородностей, очевидным преимуществом метода является высокая интенсивность нейтронов при больших характерных масштабах изучаемых объектов – от 10 до 20000 нм, в сравнении с обычным малоугловым рассеянием.

Установки, использующие метод нейтронного спинового эхо (СЭ), разделяются по варьируемой в ходе эксперимента величине на НСЭ-установки неупругого рассеяния, в которых изучается неупругое рассеяние на образце и исследуются корреляции по времени, и установки СЭ-МУРН, в которых изучается упругое рассеяние на образце и исследуются пространственные корреляции в материалах. В зависимости от типа установки меняется угол встречи нейтронов с магнитным полем ( $\theta_0$ ). В случае неупругого НСЭ угол  $\theta_0$  делают равным  $90^\circ$ , поскольку при неупругом рассеянии происходит изменение скорости нейтронов, и один и тот же путь рассеянные и нерассеянные нейтроны будут преодолевать за разное время. С другой стороны, для СЭ-МУРН значение  $\theta_0$  устанавливают меньше  $90^\circ$  с целью создания разницы в длине пути рассеянных и нерассеянных нейтронов.

Цель настоящей работы – аттестация установки СЭ-МУРН, построенной на реакторе ВВР-М

(ПИАФ г. Гатчина). Предложена методика калибровки измерительной шкалы установки СЭ-МУРН по образцам коллоидных кристаллов, содержащих монодисперсные сферы с известными радиусами, построена калибровочная кривая зависимости СЭ-длины от поля в центре основных магнитов установки, исследованы образцы коллоидных кристаллов  $\text{SiO}_2$  методом СЭ-МУРН. Показано, что установка СЭ-МУРН (ПИАФ) является надежным чувствительным инструментом для измерения крупномасштабных частиц и неоднородностей.

## ПРИНЦИП РАБОТЫ УСТАНОВКИ СЭ-МУРН

Принципы метода СЭ-МУРН детально описаны в ряде работ [3–7]. Он основан на декодировании направления полета нейтрона сквозь устройство прецессии через величину угла прецессии  $\varphi$ . Поляризация после такого устройства определяется через угол прецессии  $\varphi$  в виде:

$$P(\varphi) = P_0 \cos \varphi. \quad (1)$$

Угол прецессии определяется как

$$\varphi = c\lambda BL \frac{\sin \theta_0}{\sin(\theta_0 - \theta)} \cong c\lambda BL(1 - \theta \text{ctg} \theta_0), \quad (2)$$

где  $\theta$  – угол между направлением движения нейтрона и осью пучка,  $B$  – магнитное поле в прецессионном устройстве и  $L$  – длина этого устройства. Два таких устройства с противоположно направленными полями (или параллельными полями и спин-флиппером между ними) позволяют измерять малоугловое рассеяние на образце, расположенном между ними. Схема установки представлена на рис. 1.

Согласно уравнению (2), разница углов прецессии  $\Delta\varphi$  после прохождения двух прецессионных устройств под углами  $\theta_1$  и  $\theta_2$  соответственно определяется как

$$\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2 = c\lambda BL \text{ctg} \theta_0 (\theta_2 - \theta_1) = \delta Q_z, \quad (3)$$

где

$$\delta = \frac{c\lambda^2 BL \langle \text{ctg}(\theta_0) \rangle_\alpha}{2\pi} \text{ и } Q_z = \frac{2\pi}{\lambda} (\theta_2 - \theta_1). \quad (4)$$

Здесь  $Q_z$  – переданный импульс рассеяния в направлении  $z$  перпендикулярно нейтронному пучку и под углом  $\theta_0$  к границам магнитного поля. Величина  $\delta$ , комплементарная  $Q_z$ , определяет масштаб расстояний, на которых измеряются корреляции, названная “спин-эхо длина”. Сканирование по этой длине может осуществляться путем варьирования величин  $\lambda$ ,  $B$ ,  $L$  или  $\theta_0$ .

Измеряемая поляризация нейтронного пучка  $P_m$  может быть представлена в виде:

$$P_m I_m = P_0 I_{ns} + P_s^* I_s, \quad (5)$$

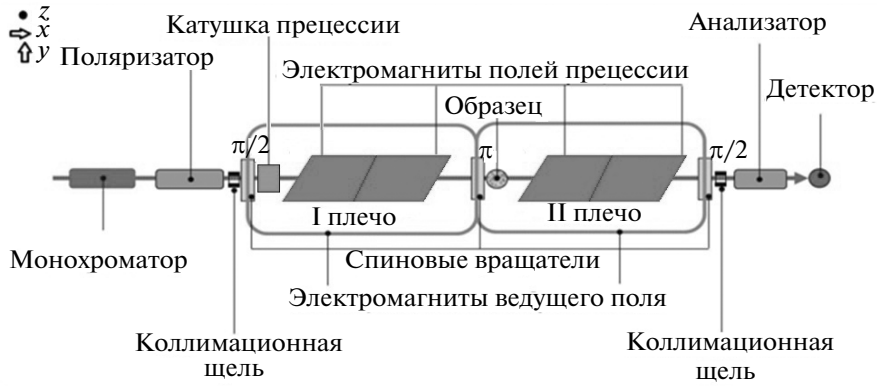


Рис. 2. Схема установки СЭ-МУРН ПИЯФ.

где  $I_m$  – интенсивность прошедшего пучка;  $P_0$  и  $I_{ns}$  – поляризация и интенсивность нерассеянной части пучка;  $P_s^* I_s$  – свертка сечения рассеяния  $d\delta/d\Omega(Q)$  (вероятность рассеяния) и поляризации ( $P_s$ ) части пучка, рассеянного в телесный угол  $\theta$ , соответствующих переданному импульсу  $Q$ :

$$P_s^* I_s = I_0 x \frac{1}{k_0^2} \int dQ_y dQ_z P_s(Q_z) \frac{d\sigma}{d\Omega}(Q). \quad (6)$$

Здесь  $x$  – толщина образца,  $P_s(Q_z) = P_0 \cos(Q_z \delta)$ ,  $I_0$  – интенсивность начального пучка,  $k_0$  – величина волнового вектора начального пучка и

$$\sigma = \frac{1}{k_0^2} \int dQ_y dQ_z P_s(Q_z) \frac{d\sigma}{d\Omega}(Q) - \quad (7)$$

полное сечение рассеяния. В приближении однократного рассеяния ( $\sigma x \ll 1$ ) [8] получим  $I_{ns} = I_0(1 - \sigma x)$  и  $I_m = I_0$ . Таким образом, измеренная поляризация (5) приобретает вид:

$$P_m = P_0(1 - \sigma x) + P_0 x \left( \frac{1}{k_0} \right)^2 \times \int dQ_y dQ_z \frac{d\sigma}{d\Omega}(Q) \cos(Q_z \delta). \quad (8)$$

В приближении однократного рассеяния перепишем уравнение (8) для случая очень тонкого образца толщиной  $dx$  следующим образом:

$$\frac{(P_m - P_0)}{P_0} \rightarrow \frac{dP}{P} = -dx \left[ \sigma - \frac{1}{k_0^2} \int dQ_y dQ_z \frac{d\sigma}{d\Omega}(Q) \cos(Q_z \delta) \right], \quad (9)$$

показывая, что изменение поляризации, обусловленное рассеянием, пропорционально  $dx$ . После интегрирования уравнения (9) по длине образца от 0 до  $l$  получим:

$$\frac{P_m(l, \sigma)}{P_0} = \exp \{ -l \sigma [1 - G(\delta)] \}. \quad (10)$$

Как было показано в работе [5], второй член в аргументе экспоненты является проекцией пространственной парной корреляционной функции вдоль оси прохождения нейтронного пучка. Таким образом, из измеренной величины  $P_m$  может быть вычислена так называемая “корреляционная функция СЭ-МУРН”  $G(\delta)$ , которая для изотропных образцов выглядит как

$$G(\delta) = \int dx \langle \rho(r) \rho(r + \delta) \rangle = \frac{1}{k_0^2} \int dQ_y dQ_z \frac{d\sigma}{d\Omega}(Q) \cos(Q_z \delta), \quad (11)$$

где  $\rho(r)$  – потенциал рассеяния в точке  $r$ .

#### ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ СЭ-МУРН НА РЕАКТОРЕ ВВР-М (ПИЯФ, г. ГАТЧИНА)

Работы по созданию установки СЭ-МУРН в ПИЯФ были начаты в 2005-м году. Установка расположена на 14-м пучке реактора ВВР-М с длиной волны  $\lambda = 0.23$  нм и  $\Delta\lambda/\lambda = 0.02$ . В приборе совмещены возможности трехмерного анализа и установки СЭ-МУРН. Основные магниты поля прецессии представляют собой четыре электромагнита с замкнутым стальным ярмом. Установлены наклонные полюсные наконечники (угол наклона  $45^\circ$ ). Варьирование значения  $\delta$  производится изменением величины магнитного поля  $B$  в центрах основных магнитов, которое задается токами в электромагнитах. Максимальное поле в центре каждого электромагнита 0.1 Тл. В настоящее время установка стабильно работает в режиме классического спинового эхо. Достигнут измерительный диапазон шкалы спин-эхо длины 20–350 нм.

Схема установки представлена на рис. 2. Нейтроны, поляризованные вдоль оси  $z$ , попадают в  $\pi/2$ -вращатель, где вектор поляризации пучка поворачивается на угол  $90^\circ$  и совпадает с осью  $y$ , после чего поворачивается катушкой прецессии вокруг оси  $z$  на угол от 0 до  $2\pi$  в зависимости от тока

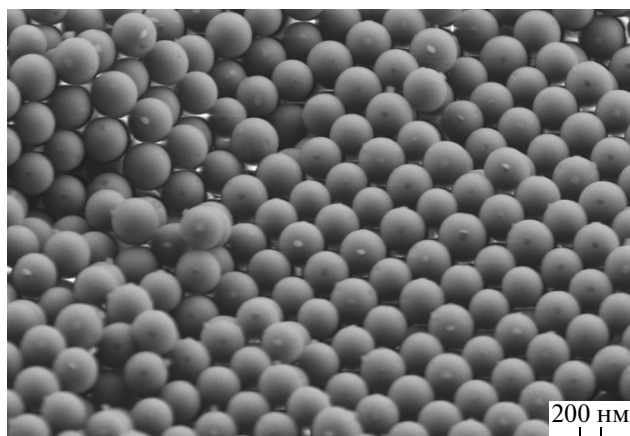


Рис. 3. РЭМ-изображение поверхности образца Sample-3 с диаметром сфер  $d = 485$  нм.

в ней. Затем нейтроны неадиабатически (через резкую границу поля) входят в направленное по оси  $z$  магнитное поле первого плеча установки, в котором происходит прецессия спина нейтрона. После прохождения первого плеча, перевернувшись во флиппере на  $180^\circ$  вокруг оси  $y$ , нейтроны попадают во второе плечо, где вектор поляризации раскручивается в обратную сторону. После выхода из второго плеча установки нейтронный пучок попадает в  $\pi/2$ -вращатель, где поляризация пучка вновь поворачивается на  $90^\circ$ . После чего те нейтроны, спины которых имеют поляризацию по направлению оси  $z$ , детектируются, тогда как нейтроны со спинами против поля поглощаются анализатором.

### ТЕСТОВЫЙ (КАЛИБРОВочный) ЭКСПЕРИМЕНТ

Для аттестации установки СЭ-МУРН были взяты образцы коллоидных частиц, состоящих из упорядоченных монодисперсных сфер  $\text{SiO}_2$ . Сферы образуют трехмерную плотную упаковку, поэтому расстояние между центрами ближайших соседей определяется диаметром сфер. Характеристические радиусы сфер в образцах предварительно аттестовались методами растровой электронной микроскопии (РЭМ) и малоуглового рассеяния рентгеновских лучей (МУРР) [9]. На

Радиусы сфер исследуемых образцов, измеренные методами МУРР и РЭМ [8]

| Образец                | Sample-1     | Sample-2     | Sample-3    |
|------------------------|--------------|--------------|-------------|
| $R_{\text{МУРР}}$ , нм | $175 \pm 4$  | $203 \pm 4$  | $257 \pm 5$ |
| $R_{\text{РЭМ}}$ , нм  | $165 \pm 11$ | $193 \pm 12$ | $243 \pm 3$ |

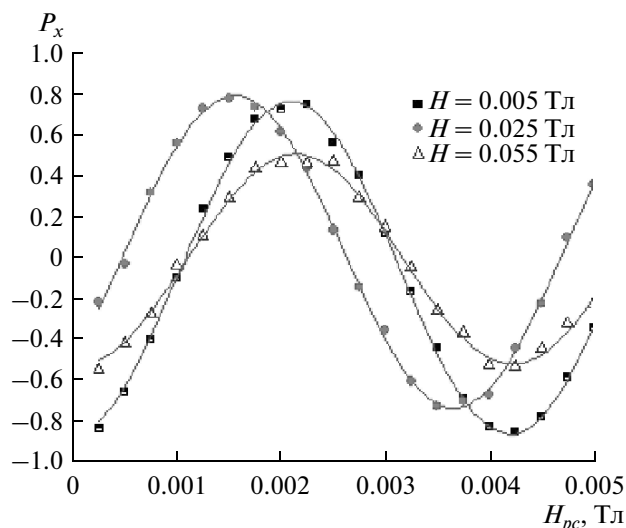


Рис. 4. Вид одного периода спин-эхо группы при фиксированных токах основных магнитов для образца Sample-1.

рис. 3 представлено РЭМ-изображение поверхности образца Sample-3. Хорошо видно, что сферы монодисперсны, однородны и не образуют агломератов, а их диаметр равен 485 нм. Результаты аттестации размеров образцов обоими методами приведены в таблице.

Для измерений были взяты три образца с различными размерами сфер: Sample-1 ( $R = 175 \pm 4$  нм), Sample-2 ( $R = 203 \pm 4$  нм) и Sample-3 ( $R = 257 \pm 5$  нм). Измерения проводились на установке СЭ-МУРН Петербургского института ядерной физики (г. Гатчина). В ходе эксперимента измеряли поляризацию нейтронного пучка как функцию поля в центре катушки прецессии при фиксированном токе в основных магнитах установки. Интервал полей в центре катушки прецессии был выбран таким, чтобы в него укладывался один период вращения поляризации нейтронного пучка в поле, направленном по оси  $z$ , т.е. от 0 до 5 мТл с шагом 0.25 мТл. Типичные картины сигнала спин-эхо для трех различных полей основных магнитов представлены на рис. 4. Экспериментальные точки сигнала спин-эхо аппроксимировались функцией  $P_x \sin(B + \varphi_0)$ . Из аппроксимаций получены величины амплитуды функции, которые соответствуют величине компоненты поляризации нейтронного пучка, перпендикулярной полю. Диапазон измерений по полю в центре основных магнитов составил  $0.005 \leq B_{mm} \leq 0.055$  Тл, шаг по полю  $\Delta H = 0.005$  Тл. Из отношения величин поляризации после рассеяния на образце к поляризации исходного пучка получены зависимости амплитуд СЭ-сигнала от поля основных магнитов  $P_z/P_0(B_{mm})$ .

Поскольку поле в магните сильно меняется вдоль пучка от центра к краям магнита, а угол

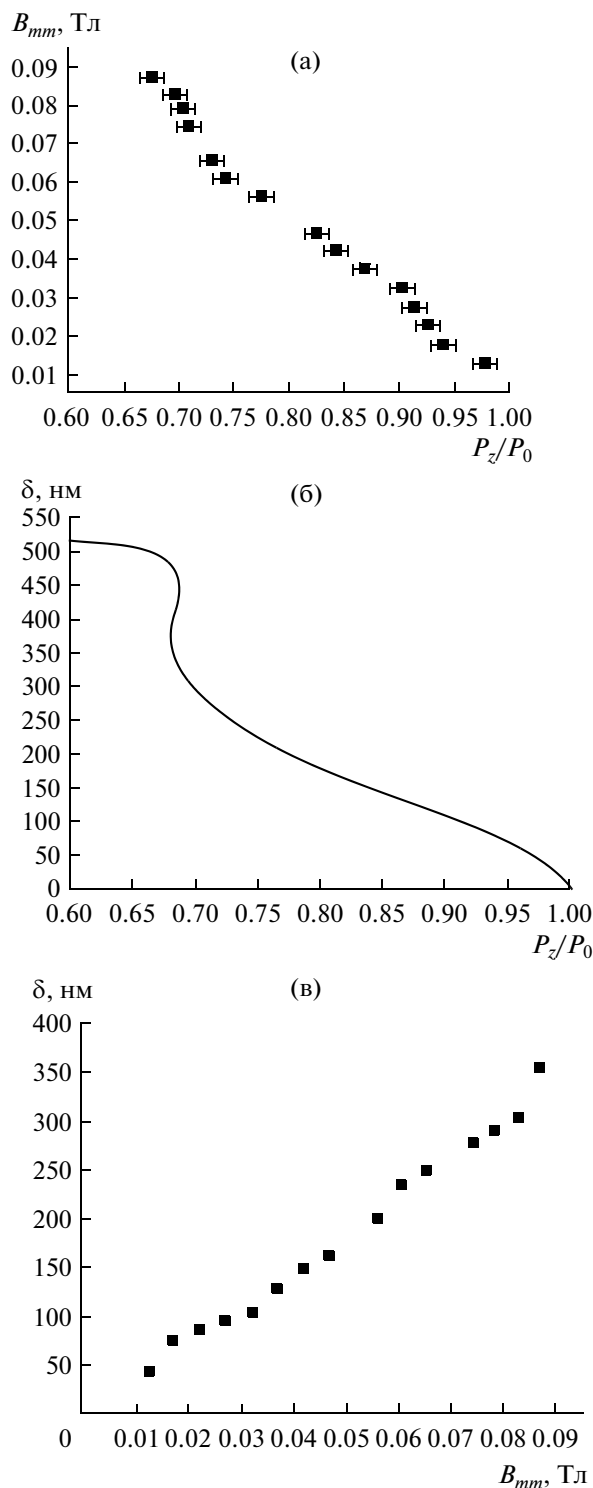
встречи пучка с магнитным полем  $\theta_0$  нельзя определить с достаточной точностью, то и параметр  $\delta(B, \theta_0)$  также не может быть определен с точностью, достаточной для проведения прецизионных измерений. В связи с чем существует необходимость в калибровке шкалы спин-эхо длины  $\delta$  прибора в зависимости от поля, измеренного в центрах основных магнитов  $B_{mm}$ . Калибровка  $\delta$ -шкалы прибора производилась по образцу Sample-3. Была построена теоретическая кривая зависимости  $P_z/P_0$  от  $\delta$  для сфер радиусом 257 нм (рис. 5а). Зависимость амплитуды сигнала спин-эхо от спин-эхо длины аппроксимировалась с использованием выражений (10)–(11). Функцию  $G(\delta)$  можно представить как сумму автокорреляционной и парной корреляционной функций. Для области малых  $\delta$  основной вклад в  $G(\delta)$  будет давать автокорреляционная функция, поэтому для подгонки экспериментальных данных можно использовать уравнение  $G_{SE}(\delta)$  для разбавленных монодисперсных сфер [5]:

$$G_{SE}(\delta) = \sqrt{1 - \left(\frac{\delta}{2R}\right)^2} \left(1 + \frac{1}{8} \left(\frac{\delta}{R}\right)^2\right) + \frac{1}{2} \left(\frac{\delta}{R}\right)^2 \left(1 - \left(\frac{\delta}{4R}\right)^2\right) \ln \left( \frac{\delta}{R} / \left(2 + \sqrt{4 - \left(\frac{\delta}{R}\right)^2}\right) \right). \quad (12)$$

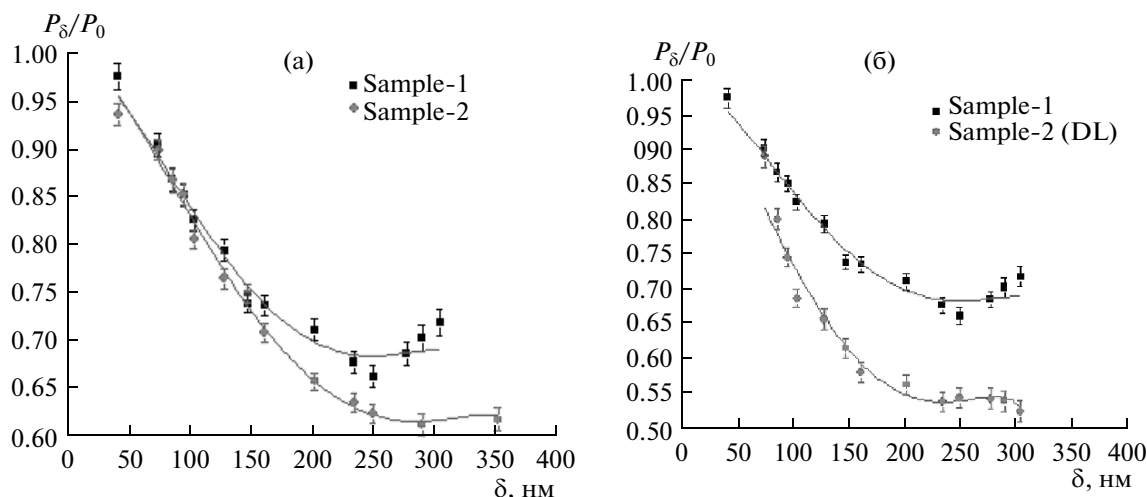
Экспериментально полученные значения  $P_z/P_0$  для данного образца были приведены в соответствие с точками данной кривой. Каждому значению поля магнитов  $H(P_z/P_0)$  была поставлена в соответствие спин-эхо длина  $\delta(P_z/P_0)$  (рис. 5в). При применимости такой калибровки была проверена на образцах Sample-1 и Sample-2.

На рис. 6а показана зависимость амплитуды спин-эхо сигнала от параметра  $\delta$  для образцов Sample-1 и Sample-2. Поскольку отношение  $P_z/P_0$  экспоненциально зависит от корреляционной функции  $G(R)$ , то наблюдаемое на кривых уменьшение  $P_z/P_0$  с увеличением  $\delta$  означает уменьшение корреляций между точками сферы с увеличением корреляционной длины. Функция  $G(R)$  поликристалла представляет собой периодические угасающие модуляции с периодом, близким к расстоянию между центрами ближайших соседей. Но поскольку периоды измеряемых образцов больше максимального значения  $\delta$ , то на приведенных зависимостях модуляций не видно. Только в случае образца Sample-1 видно слабое возрастание  $P_z/P_0$  для больших  $\delta$ , что говорит о близости максимума в области  $\delta \approx D = 350$  нм.

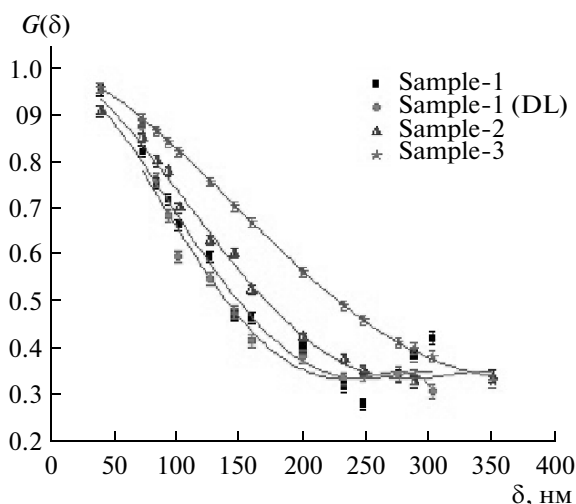
На рис. 6б показаны зависимости амплитуды спин-эхо сигнала от  $\delta$  для образца Sample-1 разной толщины. Видно, что максимумы и минимумы на графиках наблюдаются при одинаковых значениях  $\delta$ , из чего можно установить идентичность размеров сфер в образцах. Однако кривые не совпадают,



**Рис. 5.** Калибровка шкалы спин-эхо длины установки: а — экспериментально полученная зависимость амплитуды спин-эхо сигнала от поля в центре основных магнитов для образца Sample-3 с радиусом сфер 257 нм; б — теоретическая кривая зависимости амплитуды спин-эхо сигнала от спин-эхо длины, рассчитанная из выражения (12); в — калибровочная кривая зависимости спин-эхо длины от величины поля в центрах основных магнитов.



**Рис. 6.** Зависимости амплитуды спин-эхо сигнала: от спин-эхо длины для всех образцов (а) и для разных толщин образца Sample-1 (б).



**Рис. 7.** Зависимости корреляционной функции спин-эхо от спин-эхо длины для всех образцов, аппроксимированные автокорреляционной функцией для разбавленных монодисперсных сфер.

что обусловлено разницей в величине полного сечения рассеяния для образцов разной толщины.

Все графики зависимости амплитуды спин-эхо сигнала аппроксимировались с использованием выражений (10), (11). Из результатов аппроксимации были получены значения полного сечения рассеяния  $s_t$  для каждого образца. С учетом  $s_t$ , значения амплитуды спин-эхо сигнала  $P_z/P_0$  были пересчитаны в  $G_{SE}$ . Зависимости  $G_{SE}(\delta)$  приведены на рис. 7. Хорошо видно, что экспериментальные графики  $G_{SE}(\delta)$  для образца Sample-1 разной толщины совпадают в пределах ошибки.

Из аппроксимации зависимостей автокорреляционной функцией для разбавленных сфер были установлены экспериментальные значения радиусов сфер:  $R_{\text{Sample-1}} = 161 \pm 7$  нм;  $R_{\text{Sample-2}} = 195 \pm 6$  нм;  $R_{\text{Sample-3}} = 261 \pm 5$  нм. Экспериментальные значения  $R_{SE}$  в пределах ошибки совпадают с аттестованными значениями.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработана методика калибровки установок СЭ-МУРН, и с ее помощью откалибрована установка СЭ-МУРН ПИЯФ. Произведены первые эксперименты по рассеянию на образцах опалоподобных кристаллов, состоящих из сфер  $\text{SiO}_2$ , аттестованных методами РЭМ и МУРР. Экспериментальные значения радиусов сфер совпали с аттестованными, что говорит о высокой точности полученных результатов. Показано, что установка СЭ-МУРН ПИЯФ является надежным чувствительным инструментом для измерения крупномасштабных структур.

Выражаем искреннюю благодарность В.М. Масалову и Г.А. Емельченко за предоставленные образцы и ресурсному центру СПбГУ за исследование образцов методом РЭМ.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 12-02-12066-офи\_м, № 12-02-31242-мол\_а).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Mezei F. // Z. Physik. 1972. В. 255. S. 146.
2. Mezei F. // Neutron Spin Echo. Lecture Notes in Physics, V. 128. P. 3. Berlin: Heidelberg: Springer-Verlag, 1980. P. 3.

3. *Rekveldt M.Th.* // J. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B. 1996. V. 114. P. 366.
4. *Rekveldt M.Th., Bouwman W.G., Kraan W.H. et al.* // Lecture Notes in Physics. V. 601. Berlin: Springer-Verlag. 2002. P. 87.
5. *Rekveldt M.Th., Bouwman W.G., Kraan W.H. et al.* // Lecture Notes in Physics. V. 601. Berlin: Springer-Verlag. 2002. P. 100.
6. *Rekveldt M.Th., Plomp J., Bouwman W.G. et al.* // Rev. Sci. Instrum. 2005. V. 76. P. 03390.
7. *Kruglov T., de Schepper I. M., Bouwman W.G. et al.* // J. Appl. Crystallogr. 2003. V. 36. P. 117.
8. *Grigoriev S.V., Kraan W.H., Rekveldt M.Th. et al.* // J. Appl. Crystallogr. 2006. V. 39. P. 252.
9. *Григорьева Н.А.* // Тез. 46-й школы ФГБУ ПИЯФ по ФКС. Санкт-Петербург, 2012. С. 86.

### **Spin-Echo Small Angle Neutron Scattering Device: Test Experiment on Colloidal Crystals SiO<sub>2</sub>**

**E. V. Velichko, Yu. O. Chetverikov, L. A. Axelrod, V. N. Zabenkin, V. V. Piyadov,  
A. A. Sumbatyan, W. H. Kraan, S. V. Grigoriev**

First experimental results obtained on the SESANS device in Gatchina at the VVR-M reactor were presented. SESANS uses possibilities of the neutron spin-echo method to investigate structural characteristics of materials in real space in the measurement region  $10\text{--}10^4$  nm. Attestation measurements of the colloidal particles SiO<sub>2</sub> were performed. Radii of the spheres in the samples were measured previously by means of SANS and SEM. The samples with well-known radii of the spheres were used to calibrate the SESANS device. Approximation of the experimental data were performed using autocorrelation function of the diluted monodisperse spheres. The values of the sphere radii obtained from the SESANS measurements coincided within the error bars with the nominal values for the samples.