

Перспективы развития поляризационной нейтронной оптики на основе нового метода улучшения поляризующих покрытий

© Н.К. Плешанов

Санкт-Петербургский институт ядерной физики НИЦ „Курчатовский институт“,
188300 Гатчина, Санкт-Петербург, Россия
e-mail: pnk@pnpi.spb.ru

(Поступило в Редакцию 17 июля 2013 г.)

В ПИЯФ был предложен метод улучшения поляризующих нейтронных покрытий с помощью антиба-рьерных прослоек, получено флип-отношение для отраженного пучка на порядок более высокое, чем у существующих покрытий. Сформулированы задачи по развитию поляризационной нейтронной оптики, обсуждены факторы, которые могут ограничивать эффективность поляризационных устройств на основе улучшенных покрытий. Получены формулы для расчета поляризующей эффективности с учетом вероятности отражений как без переверота, так и с переверотом спина, в том числе при многократных отражениях; разделены эффекты рассеяния на магнитных неоднородностях покрытий и неколлинеарности намагниченности с намагничивающим полем. Показано, что при многократных отражениях значимым или даже основным фактором, определяющим эффективность поляризатора, становится вероятность переверота спина при последнем из отражений. Поляризующие устройства с улучшенными характеристиками могут стать основой для проектирования новой нейтронной техники, появится возможность эффективно поляризовать и анализировать очень холодные нейтроны и даже ультрахолодные нейтроны. Важным для этого является исследование кинетики окисления и стабильности нанослоев Ti и Co.

Введение

Поляризованные нейтроны используются для извлечения прямой, подробной и надежной информации о магнитном состоянии образца и особенностях динамических процессов, определяющих фундаментальные физические свойства высокотехнологичных материалов. Увеличение пропускной способности и поляризующей эффективности нейтронных поляризаторов и анализаторов способствует решению этой задачи.

Хотя достигнутый уровень поляризации (около 80%) He^3 для нейтронных спиновых фильтров при оптической накачке как методом обмена метастабильностью (МЕОР), так и методом спинового обмена (СЕОР) уже позволяет эффективно поляризовать нейтронные пучки [1,2], не на всех нейтронных центрах имеется инфраструктура для работы с поляризованным гелием. Даже при наличии такой инфраструктуры более подходящими и эффективными могут быть нейтронно-оптические поляризаторы на основе поляризующих нейтронных покрытий. Во-первых, для приготовления поляризованных нейтронных пучков со сравнительно небольшой расходимостью (такую расходимость часто требует приборное разрешение). Во-вторых, для анализа поляризации рассеянных образцом нейтронов, если анализатор может быть установлен на достаточно большом расстоянии от образца (скажем, на 2–3 м при поперечном размере образцов не более 1 см). Тогда можно использовать многоканальный анализатор (например, веерного типа [3,4]) с малой угловой апертурой каждого из каналов, что обеспечивает их высокую пропускную способность. В этих случаях начинают перевешивать такие преимущества нейтронно-оптических поляриза-

торов как простота их изготовления и эксплуатации, нулевая стоимость обслуживания, автономность работы (независимость от инфраструктуры по производству поляризованного He^3), высокая пропускная способность для длинноволновой части спектра при работе с „белым“ нейтронным пучком.

1. Использование суперзеркал в поляризационных устройствах

Пропускную способность нейтронно-оптических поляризаторов увеличивают использованием суперзеркал [5]. Плавное изменение толщин слоев в суперзеркале от бислюя к бислюю позволяет эффективно отражать нейтроны на всех углах скольжения вплоть до угла, в m раз превышающего угол, соответствующий краю полного отражения никеля, одного из лучших нейтронных отражателей. Поляризующие суперзеркала строят в виде чередующихся слоев магнитных и немагнитных материалов, подобранных так, чтобы минимизировать нейтронно-оптический контраст для одной из спиновых компонент. Для того чтобы подавить отражение нейтронов с нежелательным спином от подложки, на нее может быть нанесен поглощающий слой („антиотражающий подслой“) [6]. Алгоритм оптимизации состава и толщины подслоя предложен в работе [7].

Главным фактором, определяющим эффективность нейтронно-оптических поляризаторов, является поляризующая эффективность P используемого (обычно суперзеркального) покрытия на рабочих углах, в общем случае от 0 до верхнего значения m в единицах критического угла отражения никеля. Поляризующая эффектив-

ность покрытия

$$P = \frac{R_+ - R_-}{R_+ + R_-}, \quad (1)$$

где R_{\pm} — коэффициенты отражения нейтронов со спином вверх (+) и вниз (–) по отношению к внешнему полю. Соответственно флип-отношение для отраженного пучка равно R_+/R_- . По определению R_+ на рабочих углах близок к единице, поэтому основная задача — подавить отражение нейтронов с нежелательным спином R_- .

Коэффициент отражения R_- на рабочих углах у лучших поляризирующих суперзеркал, например, Fe/Si на стекле [8] (Swissneutronics, Швейцария) и CoFe/TiZr на подслое TiZrGd [9] (ПИЯФ, Россия) опускается до значений 0.7–0.8% (рис. 1). Используя современную напылительную технику, Swissneutronics производит суперзеркала Fe/Si с m до 4, тогда как имеющееся в ПИЯФ оборудование позволяет производить суперзеркала CoFe/TiZr с m только до 2.5. Этот недостаток компенсируется более высокой поляризирующей эффективностью на малых рабочих углах благодаря использованию подслоя в суперзеркале CoFe/TiZr, и основным следствием меньшего значения m является увеличение габаритов поляризирующего устройства. Примеры использования этих суперзеркал в поляризаторе (а) и анализаторе (b) представлены на рис. 2.

В примерах приведены лучшие из результатов, полученных с суперзеркалами CoFe/TiZr. В настоящее время обычно работают с меньшей поляризирующей эффективностью. Повышение поляризирующей эффективности не только упрощает анализ нейтронных данных, но и дает новые экспериментальные возможности. Например, можно регистрировать более слабую интенсивность рассеяния с переворотом спина, поскольку уменьшается фон, который создают нейтроны с „неправильным“ спином в падающем пучке, рассеиваемые без переворота

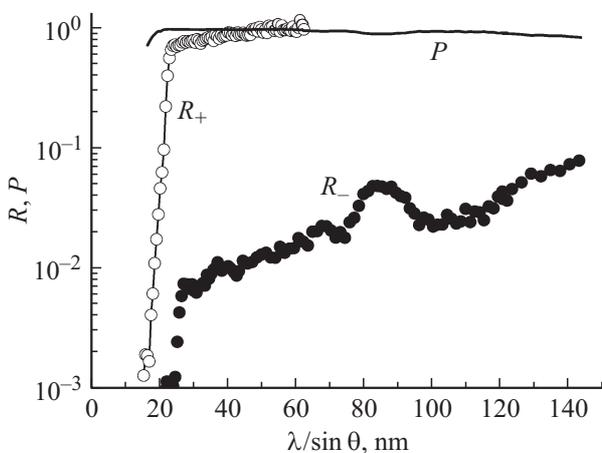


Рис. 1. Коэффициенты отражения нейтронов со спином вверх (R_+) и вниз (R_-), а также поляризирующая эффективность (P) в зависимости от $\lambda/\sin\theta$ для суперзеркала CoFe/TiZr ($m = 2.5$) с подслоем TiZrGd. Измерения проведены на рефлектометре НР-4М (ВВР-М, Гатчина).

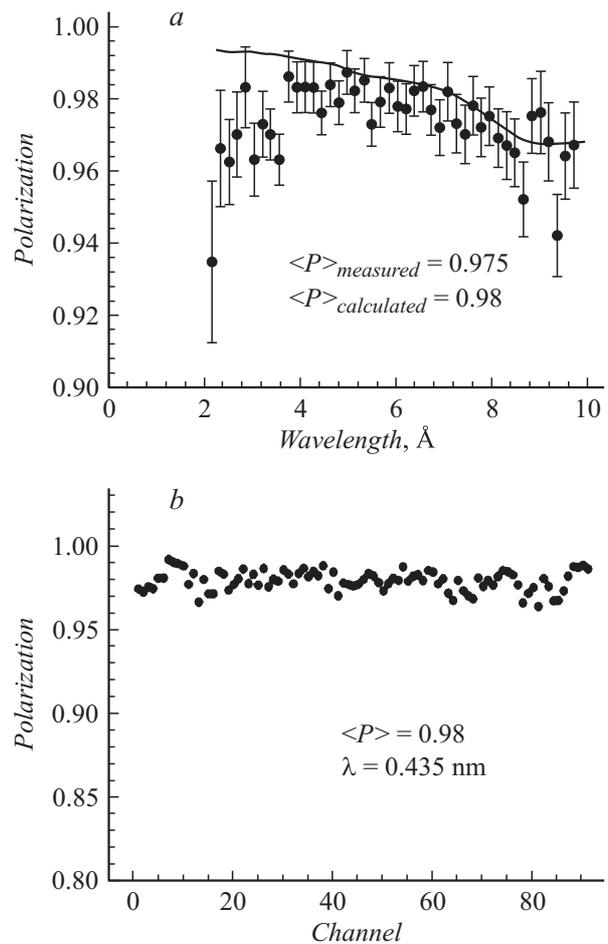


Рис. 2. Примеры использования суперзеркал CoFe/TiZr с подслоем TiZrGd: а — поляризация пучка в зависимости от длины волны нейтронов (средняя по спектру 97.5%) после многоканального поляризатора на пучке 51 реактора SINQ (PSI, Швейцария) [10]; б — поляризирующая эффективность для различных каналов (средняя по каналам 98%) многоканального анализатора на рефлектометре NERO (GKSS, Германия) [11].

спина. Повысится точность во всех экспериментах, в которых ошибка измерений обратно пропорциональна флип-отношению (пропорциональна $1 - P$). При прочих равных условиях точность определения самой величины P также улучшается при приближении P к единице, поскольку P не превышает единицу. В некоторых экспериментах это имеет важное значение (например, для определения константы тройной корреляции ($\sigma[p_e, p_n]$), ответственной за нарушение T -четности при слабом взаимодействии в экспериментах по β -распаду нейтрона [12]).

Для повышения P в работе [13] была предложена и испытана схема из двух поляризаторов с вертикальными (поляризатор 1) и горизонтальными (поляризатор 2) каналами и катушкой между ними для обеспечения адиабатического прохождения нейтронных спинов. Измеренная с помощью гелиевого спин-фильтра поля-

ризация пучка после второго поляризатора оказалась очень высокой, со средней по спектру поляризацией $99.72 \pm 0.10\%$. Результат замечательный хотя следует иметь в виду, что интенсивность поляризованного пучка удалось бы увеличить в несколько раз для пучков с малой расходимостью (например, после нейтронновода) и в десятки раз для пучков с большой расходимостью, если можно было бы обойтись одним поляризатором.

Для этого необходимо существенно увеличить поляризующую эффективность суперзеркальных покрытий. Чтобы получить поляризацию 99.7% с одним поляризатором, требуется уменьшить R_- до 10^{-3} , т.е. фактически на порядок величины по сравнению с лучшими из используемых покрытий. Такой метод подавления отражения нейтронов с нежелательным спином был предложен и протестирован [14].

2. Метод антибарьерных прослоек

Ключ к методу — знание основных факторов, определяющих R_- . Казалось бы, эти факторы в основном были известны, но только через 13 лет после первого использования суперзеркала CoFe/TiZr [15] и ряда исследований [16–20] с учетом разницы структурной и магнитной шероховатости удалось получить удовлетворительную и взаимосогласованную подгонку R_+ и R_- [9], и стал возможным достаточно достоверный и убедительный анализ вклада различных факторов в отражение нейтронов со спином вниз.

Основной вклад в отражение R_- от суперзеркал CoFe/TiZr вносят (а) множество областей с нулевой намагниченностью (на каждой границе ФМ-слоев) и (б) окисный слой на поверхности, приводящие к образованию потенциальных барьеров для нейтронов со спином вниз. Таким образом, для того чтобы улучшить поляризующую эффективность суперзеркал, необходимо подавить отражение нейтронов от барьеров.

Оказывается для этого достаточно к барьеру присоединить потенциальную яму определенной толщины („антибарьерный“ слой) или (еще лучше) две ямы, слева и справа от барьера. В большинстве практических случаев толщину антибарьерных слоев можно найти из условия равенства нулю среднего потенциала слоев

$$bV_b + aV_a = 0, \quad (2)$$

где b , V_b и a , V_a — толщина и потенциал барьерного и антибарьерного слоев соответственно. Точную формулу см. в работе [14].

Расчеты на рис. 3 демонстрируют потенциал метода: нанопрослойки из Ti (с отрицательным потенциалом) на каждой из межслойных границ могут почти на два порядка уменьшить отражение от барьеров на межслойных границах (ср. кривые 1 и 5). Заранее такой результат не очевиден — ведь прослойки с отрицательным потенциалом не только удваивают количество границ, но и увеличивают их контрастность. Кривая 4 соответствует

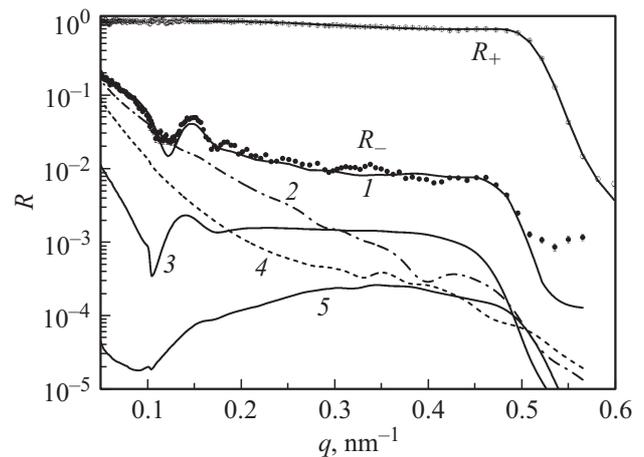


Рис. 3. Экспериментальные (точки) и расчетные (линии) коэффициенты отражения нейтронов со спином вверх (R_+) и вниз (R_-) в зависимости от переданного импульса q для суперзеркала CoFe/TiZr на подслое TiZrGd [9]. По расчетам прослойки Ti на межслойных границах значительно уменьшают R_- (кривая 5), и основными факторами, вызывающими отражение нейтронов со спином вниз, становятся поверхностный окисный слой (2), разность потенциалов магнитных и немагнитных слоев — в расчетах 5 neV (3), антиотражающий подслой (4).

разности 5 neV потенциалов магнитного и немагнитного слоев для нейтронов со спином вниз. При более точной подгонке составов (разности потенциалов менее 3 neV) соответствующий коэффициент отражения ниже коэффициента отражения от поверхностного окисного слоя (кривая 2). Отражение от окисного слоя также можно уменьшить, напылив сверху слой Ti толщиной менее 10 nm. Из-за частичного окисления на воздухе образуется бислой Ti/TiO₂ с потенциалом типа яма/барьер. Антиотражающая эффективность такого бислоя будет зависеть от толщины окисла (среднего потенциала), поэтому представляет интерес изучение кинетики окисления очень тонких слоев Ti [21].

В первых экспериментах по использованию прослоек Ti были получены коэффициенты отражения $R_-(q)$ для суперзеркал CoFe/Ti/TiZr/Ti сначала без подслоя [14,22], затем с подслоем [23] (рис. 4). Подслоем заметно уменьшился R_- на малых q ; сравнительно высокий уровень R_- на больших q связан с повышенным уровнем кислорода в начале напылительного процесса. К сожалению, в дальнейшем протекание рабочей камеры напылительной установки усилилось, была начата ее переделка, и новых результатов пока не получено.

Измерения R_- при большем почти на 3 порядка коэффициенте отражения R_+ могли состояться только благодаря очень высокой поляризации пучка на рефлектометре НР-4М (реактор ВВР-М, Гатчина). На рис. 5 представлены нормализованная интенсивность и флип-отношение в зависимости от длины волны λ для пучка, сформированного последовательным отражением от

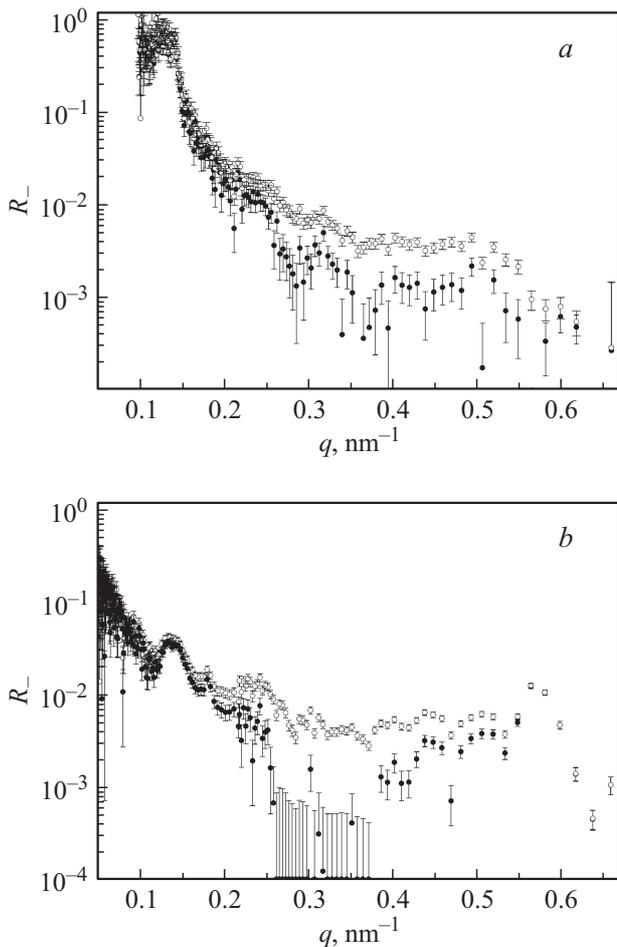


Рис. 4. Коэффициенты отражения нейтронов со спином вниз R_- , некорректированные (белые кружки) и корректированные (черные кружки) на неполную поляризацию падающего пучка и эффективность флиппера, для суперзеркал CoFe/Ti/TiZr/Ti без подслоя (a) и с подслоем (b) в зависимости от q . Толщина прослойки Ti составляет 1.5 nm.

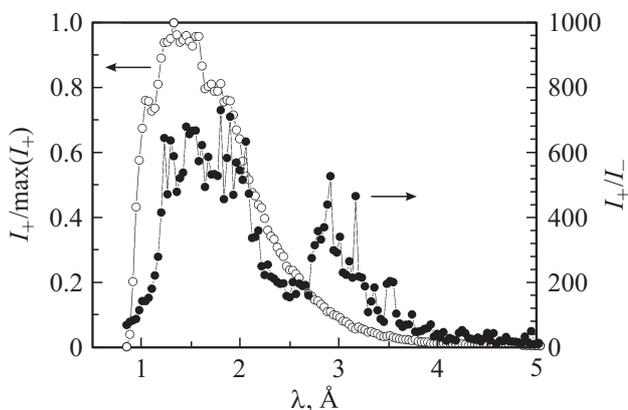


Рис. 5. Нормализованная интенсивность и флип-отношение в зависимости от нейтронной длины волны λ для пучка, сформированного последовательным отражением от двух поляризирующих суперзеркал на рефлектометре НР-4М (реактор ВВР-М, Гатчина). Флип-отношение получено [17] с помощью идентичного анализатора.

двух поляризирующих суперзеркал. Флип-отношение на максимуме теплового спектра нейтронов достигает значений 600–700. Судя по скорректированным R_- (рис. 4), теперь такой результат можно получить с одним отражением.

3. Влияние отражений с переворотом спина на эффективность поляризатора

Вклад в R_- вносит отражение без переворота и с переворотом спина с вероятностями соответственно R_{--} и R_{+-} . В случае падающего пучка с поляризацией нулевой или коллинеарной ведущему полю будут отсутствовать интерференционные члены из-за „перекрестной интерференции“ [24], т.е. в результате суперпозиции амплитуд отражений $(++)$ и $(-+)$, а также $(--)$ и $(+-)$, поэтому

$$R_+ = R_{++} + R_{-+}, \quad R_- = R_{--} + R_{+-}. \quad (3)$$

Намагничивающее поле \mathbf{H} и поле $\mathbf{V} = \mathbf{H} + 4\pi\mathbf{M}$ в поляризирующем суперзеркале с намагниченностью \mathbf{M} можно считать компланарными, поэтому $R_{-+} = R_{+-}$. При близких направлениях \mathbf{H} и среднего поля $\langle \mathbf{V} \rangle$ на рабочих углах $R_{--}, R_{+-} \ll R_{++}$. Тогда из (1) и (3) следует, что

$$P \cong 1 - 2(R_{--} + R_{+-})/R_{++}. \quad (4)$$

Отражение с переворотом спина обусловлено прежде всего магнитными неоднородностями многослойного покрытия. Другой причиной является неколлинеарность \mathbf{H} и $\langle \mathbf{V} \rangle$ вблизи участка на поверхности суперзеркала, от которого отразился нейтрон. Эти эффекты можно разделить с помощью формулы

$$P(\chi) = \frac{R_+(0) - R_-(0)}{R_+(0) + R_-(0)} \cos \chi, \quad (5)$$

полученной [24] в предположении, что намагниченность суперзеркала не зависит от угла χ между \mathbf{H} и $\langle \mathbf{V} \rangle$. Нулевой аргумент указывает на то, что соответствующие величины определены при $\chi = 0$ — условие весьма точно выполняется при аттестации суперзеркал до их установки в магнитную систему поляризатора. Как правило, χ совпадает с углом между отражающей поверхностью и внешним полем \mathbf{H} . Для $\chi = 8, 2.5, 0.8^\circ$ поляризация уменьшается соответственно в 0.99, 0.999, 0.9999 раз.

Интерпретировать формулу (5) можно следующим образом. Поляризация в момент отражения параллельна средней намагниченности покрытия и не зависит от χ . Фактор $\cos \chi$ связан с дальнейшим усреднением поляризации в результате прецессии спинов отраженных нейтронов во внешнем поле. Дело в том, что прецессия спинов различных нейтронов начинается в разных точках

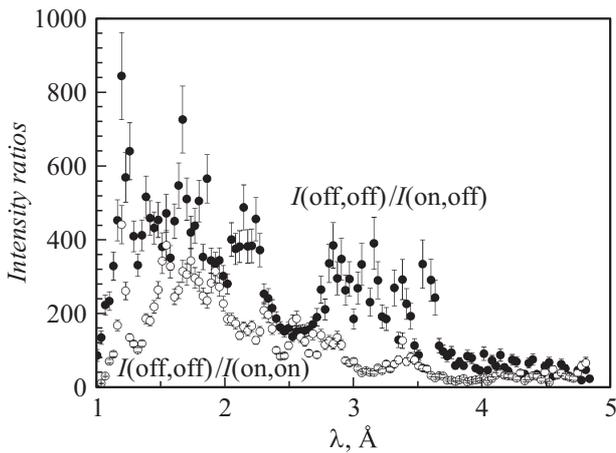


Рис. 6. Некорректированные отношения интенсивностей отражения $I(\text{off,off})/I(\text{on,on})$ и $I(\text{off,off})/I(\text{on,off})$, полученные в схеме с двумя флипперами и анализатором, для суперзеркала CoFe/Ti/TiZr/Ti ($m = 2.5$) на подслое TiZrGd в зависимости от λ [22].

отражающей поверхности, поэтому усреднения поляризации может не происходить только в сечении пучка, параллельном отражающей поверхности („нефронтальная прецессия“ [24,25]). Усреднение происходит также из-за неоднородности магнитного поля, расходимости пучка и немонахроматичности нейтронов. По этой причине в реальном поляризаторе нефронтальную прецессию также можно не рассматривать и считать всегда, что вектор поляризации отраженного пучка коллинеарен ведущему полю. Если $R_{--}, R_{+-} \ll R_{++}$, то

$$P(\chi) \cong \left[1 - 2 \frac{R_{--}(0) + R_{+-}(0)}{R_{++}(0)} \right] \cos \chi. \quad (6)$$

На рис. 6 представлены спектральные зависимости отношений интенсивностей, полученных для суперзеркала с подслоем в схеме с двумя флипперами (off/on — их состояния выкл/вкл) и анализатором. Эти отношения с одной и той же интенсивностью $I(\text{off,off})$ в числителе и интенсивностями либо $I(\text{on,on})$, либо $I(\text{on,off})$ в знаменателе должны характеризовать отношения $R_{++}(0)/R_{--}(0)$ и $R_{++}(0)/R_{+-}(0)$, которые обратно пропорциональны долям нейтронов со спином вниз, отраженных соответственно без переворота спина (—) и с переворотом (+). Поскольку интенсивности не корректированы, то фактически эти отношения характеризуют нижние границы отношений $R_{++}(0)/R_{--}(0)$ и $R_{++}(0)/R_{+-}(0)$. Для проведения коррекций интенсивностей не хватает точности знания рабочих характеристик всех устройств, задействованных в измерительной схеме. Судя по корректированному R_- (рис. 4, b), первое из отношений интенсивностей после коррекции в максимуме поднялось бы до значений около 1000, тогда как второе — еще выше. Дело в том, что R_{++} на рабочих углах суперзеркала близок к единице, тогда как R_{+-} с ростом длины волны должен расти, поэтому на

идеальном приборе отношение $I(\text{off,off})/I(\text{on,off})$ должно падать с длиной волны. Но на рис. 6 мы видим гораздо более сложный рельеф спектральной зависимости данного отношения, очень похожий на рельеф зависимости флип-отношения для прямого пучка (рис. 5). Это означает, что рельеф $I(\text{off,off})/I(\text{on,off})$ создается нейтронами из прямого пучка с „неправильным“ спином. Такие спины переворачиваются первым флиппером, далее соответствующие нейтроны отражаются от суперзеркала без переворота спина с высокой вероятностью R_{++} . Поэтому доля нейтронов, отраженных с переворотом спина, вообще очень мала. Это удивительно для структуры, содержащей около 200 магнитных шероховатых слоев. Но это и замечательно с практической точки зрения, поскольку в этом случае отражение от двух таких суперзеркал еще заметно увеличит поляризацию нейтронного пучка.

Действительно, рассмотрим два последовательных отражения, обозначая соответствующие им величины индексами 1 и 2. Как обычно, предполагаем, что оси квантования направлены вдоль внешних полей вблизи отражающих поверхностей. Как уже было отмечено, вектор поляризации пучка после первого отражения будет коллинеарен ведущему полю. В таком случае интенсивности нейтронов со спином вверх и вниз после второго суперзеркала будут пропорциональны соответственно

$$R_+ = R_1^+ R_2^{++} + R_1^- R_2^{-+} \quad \text{и} \quad R_- = R_1^- R_2^{-+} + R_1^+ R_2^{+-}. \quad (7)$$

Подставляя эти величины в формулу (1) с учетом того, что $R_1^-, R_2^{+-}, R_2^{-+}, R_2^{+-} \ll R_1^+, R_2^{++}, R_2^{+-}$, получим поляризацию пучка после двукратного отражения

$$P_{12} \cong 1 - (R_2^{+-} + R_2^{-+})/R_2^+ - 2R_1^- R_2^{-+}/R_1^+ R_2^+ - (R_2^{+-} - R_2^{-+})/R_2^+. \quad (8)$$

По упомянутым уже причинам можно считать, что $R_2^{-+} = R_2^{+-} = R_2^{SF}$, поэтому

$$P_{12} \cong 1 - 2R_2^{SF}/R_2^+ - 2R_2^- R_2^{-+}/R_1^+ R_2^+. \quad (9)$$

Таким образом, основным фактором, влияющим на поляризацию пучка, является отражение от второго суперзеркала с переворотом спина.

Как и ранее, чтобы отделить влияние неколлинеарности намагничивающих полей и намагнитченности покрытий, выразим поляризующую эффективность через коэффициенты отражения, полученные экспериментально при $\chi = 0$. Обозначим углы между $\mathbf{H}_{1,2}$ и $\langle \mathbf{B}_{1,2} \rangle$ при соответствующих отражениях как $\chi_{1,2}$. После первого отражения доли нейтронов со спином по полю и против поля соответственно равны [24]

$$R_1^+(\chi_1) = R_1^+(0) \cos^2(\chi_1/2) + R_1^-(0) \sin^2(\chi_1/2), \\ R_1^-(\chi_1) = R_1^+(0) \sin^2(\chi_1/2) + R_1^-(0) \cos^2(\chi_1/2). \quad (10)$$

При адиабатическом прохождении спинов между отражениями, доли падающих на вторую отражающую поверхность нейтронов в состояниях со спином по (\uparrow) и против (\downarrow) поля $\langle \mathbf{B}_2 \rangle$ будут

$$\begin{aligned} T_1^\uparrow(\chi_1, \chi_2) &= R_1^+(\chi_1) \cos^2(\chi_2/2) + R_1^-(\chi_1) \sin^2(\chi_2/2), \\ T_1^\downarrow(\chi_1, \chi_2) &= R_1^+(\chi_1) \sin^2(\chi_2/2) + R_1^-(\chi_1) \cos^2(\chi_2/2). \end{aligned} \quad (11)$$

По аналогии с формулой (7) находим доли нейтронов, отраженных в состояниях (\uparrow) и (\downarrow):

$$\begin{aligned} R_{12}^\uparrow(\chi_1, \chi_2) &= T_1^\uparrow(\chi_1, \chi_2) R_2^{++}(0) + T_1^\downarrow(\chi_1, \chi_2) R_2^{-+}(0), \\ R_{12}^\downarrow(\chi_1, \chi_2) &= T_1^\downarrow(\chi_1, \chi_2) R_2^{--}(0) + T_1^\uparrow(\chi_1, \chi_2) R_2^{+-}(0). \end{aligned} \quad (12)$$

После усреднения из-за прецессии спинов в ведущих полях окончательно находим

$$P_{12}(\chi_1, \chi_2) = \frac{R_{12}^\uparrow(\chi_1, \chi_2) - R_{12}^\downarrow(\chi_1, \chi_2)}{R_{12}^\uparrow(\chi_1, \chi_2) + R_{12}^\downarrow(\chi_1, \chi_2)} \cos \lambda_2. \quad (13)$$

Формула учитывает вероятности отражений не только без переворота, но и с переворотом спина, причем обусловленного как магнитными неоднородностями покрытий, так и неколлинеарностью намагничивающих полей и намагниченности покрытий. Вместо формулы (9) с теми же приближениями получаем

$$P_{12}(\chi_1, \chi_2) \cong \left[1 - 2 \frac{R_2^{SF}(0)}{R_2^+(0)} - 2 \frac{T_1^\downarrow(\chi_1, \chi_2) R_2^{--}(0)}{T_1^\uparrow(\chi_1, \chi_2) R_2^+(0)} \right] \cos \chi_2. \quad (14)$$

Пренебрегая в квадратной скобке величинами второго порядка малости по χ_1 и χ_2 , получаем

$$P_{12}(\chi_2) \cong \left[1 - 2 \frac{R_2^{SF}(0)}{R_2^+(0)} - 2 \frac{R_1^-(0) R_2^{--}(0)}{R_1^+(0) R_2^+(0)} \right] \cos \chi_2. \quad (15)$$

Таким образом, отражение с переворотом спина, в том числе обусловленное неколлинеарностью внешнего поля и намагниченности, от последнего из суперзеркал играет весьма значимую или даже основную роль.

Формулы (10)–(13) могут быть использованы как рекуррентные для оценки поляризации пучка при многократных отражениях. Скажем, для учета третьего отражения в указанных формулах вместо $R_1^+(0)$ и $R_1^-(0)$ следует использовать $R_{12}^\uparrow(\chi_1, \chi_2)$ и $R_{12}^\downarrow(\chi_1, \chi_2)$, вместо коэффициентов для второго отражения — коэффициенты для третьего отражения, вместо χ_1, χ_2 — углы χ_2, χ_3 . Распространяя все приближения на третье отражение, можем записать поляризацию пучка в виде

$$\begin{aligned} P_{123} &\cong \left[1 - 2R_3^{SF}(0)/R_3^+(0) - 2R_3^{--}(0)\rho_{12}/R_3^+(0) \right] \cos \chi_3, \\ \rho_{12} &= \frac{R_1^-(0)R_2^{--}(0)}{R_1^+(0)R_2^{++}(0)} + \frac{R_2^{--}(0)(\chi_1^2 + \chi_2^2)}{4R_2^{++}(0)} + \frac{R_2^{SF}(0)}{R_2^{++}(0)}, \end{aligned} \quad (16)$$

так что вероятность переворота спина при последнем из отражений, $R_3^{SF}(0)$, играет еще более значимую роль.

Следует иметь в виду, что полученные формулы дают качественную оценку роли коэффициентов отражения с переворотом спина на рабочие характеристики поляризаторов. Их фактическая роль будет определяться интегрированием по всем траекториям нейтронов, т.е. конструктивными особенностями поляризаторов, а также площадью сечения, расходимостью и спектром пучка на входе поляризатора.

Заключение

Первые измерения подтвердили эффективность использования нанопрослоек Ti для подавления отражения нейтронов со спином вниз. К сожалению, потенциал метода еще не раскрыт в полной мере из-за присутствия кислорода в рабочей камере напылительной установки, а также необходимости ее модернизации с монтажом четвертого магнетрона для распыления титановой мишени.

С увеличением поляризующей эффективности покрытий повышаются требования к другим компонентам поляризатора, а также к его конструкции. Используемые для суперзеркал подложки должны обеспечить достаточное поглощение нейтронов со спином вниз, которые проходят без отражения через суперзеркальные слои и подслои. Магнитная система поляризатора должна обеспечивать достаточно однородное поле до 400–600 Ое, с отклонением от среднего направления не более 1–2°. Расчеты (результаты готовятся к публикации) показывают, что такие параметры намагничивающего поля в большом объеме с суперзеркалами, из которых формируют каналы поляризатора, вполне достижимы при использовании коммерчески доступных постоянных магнитов из NdFeB.

Увеличение поляризующей эффективности поляризатора и анализатора предъявляет повышенные требования к системам проводки нейтронной поляризации, флипперам и другим поляризационным элементам нейтронных установок.

Развитие поляризационной нейтронной оптики в ПИЯФ на основе улучшенных покрытий связано с решением следующих задач:

1. Исследование поляризующей эффективности зеркал, суперзеркал и монокроматоров с нанопрослойками Ti и Co (по расчетам прослойки кобальта эффективнее титановых) различной толщины, а также при разных режимах напыления.

2. Исследование перемагничивания поляризующих покрытий и полевой зависимости коэффициентов отражения без переворота и с переворотом спина.

3. Исследование полевой зависимости незеркального рассеяния нейтронов на поляризующих покрытиях и его влияния на рабочие характеристики поляризаторов.

4. Исследование кинетики окисления и стабильности нанослоев (10 nm и менее) титана и кобальта, возможностей подавления отражения нейтронов от поверхностной окисной пленки.

5. Создание программы для численного моделирования прохождения нейтронов через поляризаторы с трассированием по методу Монте-Карло и учетом реальных коэффициентов отражения от поляризующих покрытий без переверота и с переверотом спина, а также реального поглощения нейтронов в подслое и подложках. Эти расчеты позволят сформулировать требования к компонентам поляризаторов и анализаторов, оптимизировать их параметры и найти оптимальные конструкционные решения.

6. Исследование многоканальных поляризаторов в сборке с проведением магнитных измерений для определения конфигурации полей на пути нейтронов, в том числе степени однородности поля в области с суперзеркалами, а также нейтронных измерений для изучения особенностей прохождения нейтронов со спином вверх и вниз, влияния зеркального отражения без переверота и с переверотом спина и незеркального рассеяния на рабочие характеристики поляризаторов. Поиск новых конструкционных решений для реализации потенциала улучшенных поляризующих покрытий.

7. Оснащение рефлектометра НР-4М более эффективными флипперами, поляризатором-монокроматором с двойным отражением на основе многослойных периодических структур, поляризатором и идентичным анализатором с двойным отражением на основе суперзеркал с прослойками — для повышения точности измерений коэффициентов отражения. Определение эффективности флипперов и поляризаторов для коррекции нейтронных данных.

8. Оснащение рефлектометра НР-4М многоканальным анализатором веерного типа для исследования незеркального магнитного рассеяния нейтронов на поляризующих покрытиях.

9. Модернизация напылительной установки ДИОГЕН (ПИЯФ): оснащение дополнительным магнетроном и анализатором остаточных газов; минимизация остаточного парциального давления кислорода в напылительной камере.

10. Закупка современной специализированной магнетронной напылительной установки с возможностью распыления с пяти мишеней: две мишени необходимы для напыления основной пары материалов поляризующего покрытия (CoFe и TiZr), одна мишень — для напыления подслоя TiZrGd, еще две мишени — для напыления прослоек Ti и/или Co, антибарьерных слоев для подавления отражения от поверхностного окисного слоя. Технология напыления должна обеспечивать минимальную межслойную шероховатость покрытий не более 1 nm. Это позволит производить поляризующие суперзеркала с максимальной приемной способностью m не менее 4.

Решив указанные задачи, можно будет строить поляризаторы и анализаторы нового поколения для приборов на реакторе ПИК. Суперполяризующие покрытия также могут стать основой для проектирования новой нейтронной техники. Например, для работы нейтронного монокроматора-поляризатора с электронно перестраиваемой длиной волны и шириной линии требуются поляризаторы с очень высокой эффективностью (см. расчеты в работе [26]). При успешном подавлении отражения от поверхностной окисной пленки появится возможность эффективно поляризовать и анализировать очень холодные нейтроны и даже ультрахолодные нейтроны.

Работа поодержана грантом РФФИ № 12-02-12066-офи_м.

Список литературы

- [1] Andersen K.H., Jullien D., Petoukhov A.K., Mouveau P., Bordenave F., Thomas F., Babcock E. // Phys. B. 2009. Vol. 404. P. 2652.
- [2] S.R. Parnell, E. Babcock, K. Ninighoff, M.W.A. Skoda, S. Boag, S. Masalovich, W.C. Chen, R. Georgii, J.M. Wild, C.D. Frost. // Nucl. Instrum. Method. 2009. Vol. 598. P. 774.
- [3] Nikitenko Yu.V., Ulyanov V.A., Pusenkov V.M., Kozhevnikov S.V., Jernenkov K.N., Pleshanov N.K., Peskov B.G., Petrenko A.V., Proglyado V.V., Syromyatnikov V.G., Schebetov A.F. // Nucl. Instrum. Method. A. 2006. Vol. 564. P. 395.
- [4] Pleshanov N.K., Schebetov A.F. // Nucl. Instrum. Method. A. 2011. Vol. 634. P. S117.
- [5] Mezei F. // Commun. Phys. 1976. Vol. 1. P. 81.
- [6] Драбкин Г.М., Окорочков А.И., Щебетов А.Ф., Боровикова Н.В., Гукасов А.Г., Егоров А.И., Рунов В.В. // ЖЭТФ. 1975. Т. 69. С. 1916.
- [7] Pleshanov N.K., Peskov B.G., Pusenkov V.M., Syromyatnikov V.S., Schebetov A.F. // Nucl. Instrum. Method. A. 2006. Vol. 560/2. P. 464.
- [8] <http://www.swissneutronics.ch>.
- [9] Pleshanov N.K., Peskov B.G., Schebetov A.F., Syromyatnikov V.G., Chen B., Huang C.Q., Li X.X. // Phys. B. 2007. Vol. 397. P. 62.
- [10] Bodek K., Boni P., Hilbes C., Lang J., Lasakov M., Luthy M., Kistrin S., Markiewicz M., Medvedev E., Pusenkov V., Schebetov A., Serebrov A., Sromicki J., Vassiljev A. // Neutron News. 2000. Vol. 11. P. 29.
- [11] Syromyatnikov V.G., Schebetov A.F., Lott D., Bulkin A.P., Pleshanov N.K., Pusenkov V.M. // Nucl. Instrum. Method. A. 2011. Vol. 634. P. S126.
- [12] Dubbers D., Schmidt M.G. // Rev. Mod. Phys. 2011. Vol. 83. P. 1111.
- [13] Kreuz M., Nesvizhevsky V., Petoukhov A., Soldner T. // Nucl. Instrum. Method. A. 2005. Vol. 547. P. 583.
- [14] Pleshanov N.K. // Nucl. Instrum. Method. A. 2010. Vol. 613. P. 15.
- [15] Schebetov A.F., Pleshanov N.K., Pusenkov V.M., Peskov B.G., Shmelev G.E., Kraan W.H., Por P.T., Rekveldt M.Th., Mikhailova V.E. // Nucl. Instrum. Method. B. 1994. Vol. 94. P. 575.

- [16] *Pleshonov N.K., Pusenkov V.M., Schebetov A.F., Peskov B.G., Shmelev G.E., Siber E.V., Soroko Z.N.* // Phys. B. 1994. Vol. 198. P. 27.
- [17] *Pusenkov V., Moskalev K., Pleshonov N., Schebetov A., Syromyatnikov V., Ulyanov V., Kobzev A.* // Phys. B. 2000. Vol. 276–278. P. 654.
- [18] *Pusenkov V.M., Metelev S.V., Pleshonov N.K., Syromyatnikov V.G., Ulyanov V.A., Schebetov A.F.* // Phys. B. 2004. Vol. 348. P. 285.
- [19] *Pleshonov N.K., Kolyvanova N.G., Metelev S.V., Peskov B.G., Pusenkov V.M., Syromyatnikov V.G., Ulyanov V.A., Schebetov A.F.* / Phys. B. 2005. Vol. 369. P. 234.
- [20] *Pleshonov N.K., Peskov B.G., Pusenkov V.M., Syromyatnikov V.G., Schebetov A.F.* // Nucl. Instrum. Method. A. 2006. Vol. 560/2. P. 464.
- [21] *Matveev V.A., Pleshonov N.K., Bulkin A.P., Syromyatnikov V.G.* // J. Phys. Conf. Ser. 2012. Vol. 340. P. 012 086.
- [22] *Плешанов Н.К., Булкин А.П., Сыромятников В.Г.* // ФТТ. 2010. Т. 52. С. 954.
- [23] *Pleshonov N.K., Bulkin A.P., Syromyatnikov V.G.* // Nucl. Instrum. Method. A. 2011. Vol. 634. P. S63.
- [24] *Pleshonov N.K.* // Z. Phys. B. 1994. Vol. 94. P. 233.
- [25] *Pleshonov N.K., Bodnarchuk V., Gähler R., Korneev D.A., Menelle A., Metelev S.V., Pusenkov V.M., Schebetov A.F., Ulyanov V.A.* // Phys. B. 2001. Vol. 297. P. 126.
- [26] *Agamalian M., Pleshonov N., Pusenkov V.* // Proc. SPIE. 1992. Vol. 1738. P. 80.