

УДК 537.622.6:539.216.2

МАГНИТНАЯ СТРУКТУРА СВЕРХРЕШЕТОК Dy–Co ВБЛИЗИ ТЕМПЕРАТУРЫ КОМПЕНСАЦИИ

© 2023 г. М. В. Макарова^{a, b, *}, Е. А. Кравцов^{a, b}, В. В. Проглядо^a,
И. А. Субботин^c, Э. М. Пашаев^c, Д. Холин^d, Ю. Н. Хайдуков^{e, f}

^aИнститут физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, 620137 Россия

^bУральский федеральный университет, Екатеринбург, 620002 Россия

^cНациональный исследовательский центр “Курчатовский институт”,
Москва, 123182 Россия

^dИнститут физических проблем им. П.Л. Капицы Российской академии наук,
Москва, 119334 Россия

^eИнститут физики твердого тела общества Макса Планка,
Штутгарт, 70569 Германия

^fНаучно-исследовательский институт ядерной физики
им. Скобельцина Московского государственного университета, Москва, 119234 Россия

*e-mail: makarova@imp.uran.ru

Поступила в редакцию 20.02.2022 г.

После доработки 18.04.2022 г.

Принята к публикации 18.04.2022 г.

Взаимодополняющими методами рефлектометрии поляризованных нейтронов и керровской магнитометрии проведено исследование магнитного упорядочения многослойной структуры Dy–Co. Установлено, что при напылении слоев происходит частичное перемешивание слоев Dy и Co с образованием интерметаллида DyCo₂. Полученные данные позволили определить профили намагниченности отдельных слоев на атомном уровне. Вблизи точки компенсации данные нейтронной рефлектометрии удалось описать в предположении, что магнитной структуры слоев неколлинеарна. Тройные петли гистерезиса, наблюдаемые в той же области температур, вероятнее всего, свидетельствуют о не идентичности внешних и внутренних слоев сверхрешетки. Неоднородность распределения намагниченности по толщине слоя DyCo₂ можно объяснить сильным обменным взаимодействием на границах раздела сред. В небольшом внешнем магнитном поле, обменное взаимодействие между слоями образца доминирует над взаимодействием магнитных моментов слоев с внешним магнитным полем, которое характеризуется энергией Зеемана. Антипараллельное упорядочение магнитных моментов слоев Co и DyCo₂ искажено приложенным полем, в результате угол между векторами намагниченности максимален только на границах раздела слоев.

Ключевые слова: металлические магнитные сверхрешетки, перпендикулярная магнитная анизотропия, профили распределения поляризуемости, рефлектометрия поляризованных нейтронов.

DOI: 10.31857/S102809602304012X, **EDN:** JOJKQF

ВВЕДЕНИЕ

Возросший за последние 10 лет интерес к многослойным системам редкоземельный металл/переходный металл связан с продемонстрированной в работе [1] возможностью сверхбыстрого переключения намагниченности подобных структур при помощи циркулярно поляризованного фемтосекундного лазерного импульса. Благодаря антиферромагнитному упорядочению на границе слоев редкоземельного и переходного металлов, характерные представители данного класса структур: Gd/Fe, Tb/Co, Ho/Co, GdFeCo и т.п., представляют собой искусственные ферромагнетики

[2–11]. Если добиться компенсации магнитных моментов подрешеток, что облегчает процесс их перемагничивания лазерным импульсом.

Изучаемая в настоящей работе структура Dy/Co является ярким примером описанных выше структур. Магнитные моменты Dy и Co упорядочиваются антипараллельно [2, 8–11]; температуры Кюри и магнитные моменты этих металлов различны. Варьируя толщины слоев и температуру, можно в широких пределах изменять магнитное упорядочение в этой системе, в том числе добиваться компенсации магнитных моментов подрешеток Dy и Co. Благодаря этому, сверхрешетки Dy/Co являются претендентами для создания на

их основе элементов сверхбыстрой магнитооптической записи информации [1]. Также в сверхрешетках Dy/Co со сравнительно тонкими слоями может существовать перпендикулярная магнитная анизотропия, что при приложении внешнего магнитного поля приводит к возникновению новых, в том числе неколлинеарных, типов магнитного упорядочения. В настоящей статье исследована магнитная структура образца Dy(2.0 нм)/Co(3.0 нм) взаимодополняющими методами рефлектометрии поляризованных нейтронов и керровской магнитометрии.

ЭКСПЕРИМЕНТ

В качестве образца была выбрана система Nb/[Dy/Co]₄₀/Al. Образец изготовлен методом высоковакуумного магнетронного распыления. Слои Al номинальной толщины 10.0 нм, Co – 3.0 нм, Dy – 2.0 нм и Nd толщиной 5.0 нм были осаждены последовательно на монокристаллической подложке Si(001) [12, 13]. Исследование методом рентгеновской рефлектометрии было выполнено на дифрактометре Rigaku SmartLab с использованием излучения $\text{CuK}_{\alpha 1}$ ($\lambda = 0.1518$ нм). Как известно, кривые, полученные этим методом, дают информацию о распределении электронной плотности в исследуемой структуре по глубине, что, в свою очередь, позволяет определять отражательную и пропускающую способность слоев, состоящих из каждого сорта атомов в отдельности. Поляризуемость исследуемых слоев, связанная с их плотностью, можно выразить через коэффициент преломления как $n_i = 1 - \delta_i - i\beta_i = 1 - \chi_0^i$. В рентгеновском диапазоне значения мнимой части поляризуемости для атомов элементов, составляющих слои в исследуемой системе, на порядок меньше действительной. Поэтому далее речь идет о профиле распределения только действительной части поляризуемости.

Для восстановления профиля распределения поляризуемости необходимо решить обратную задачу, которая предполагает нахождение модели исследуемой структуры, удовлетворяющей имеющейся кривой рентгеновской рефлектометрии. В настоящей работе использован ламельный подход, описанный в [14, 15] и успешно примененный в [12, 16] для восстановления профилей поляризуемости по глубине металлических систем.

Измерения намагниченности сверхрешетки проводили по полярному магнитооптическому эффекту Керра при температуре от 300 до 4 К в магнитном поле напряженностью до 10 кЭ, направленном перпендикулярно плоскости пленки на лабораторной установке Института физических проблем.

Измерения методом рефлектометрии поляризованных нейтронов с полным поляризационным анализом проводили на рефлектометре NREX на исследовательском реакторе FRM II. Эксперименты выполнены в стандартной геометрии $\theta-2\theta$ с использованием излучения с длиной волны 0.43 нм; эффективность поляризатора составляла 99.99%; анализатора – 98%. Получены четыре коэффициента отражения нейтронов в зависимости от переданного импульса: две зависимости без переворота спина (R^{++} и R^{--}) и две с переворотом спина (R^{+-} и R^{-+}). Магнитное поле было приложено только параллельно плоскости образца. Обработка полученных кривых рефлектометрии поляризованных нейтронов проводили с использованием программы GenX [16].

РЕЗУЛЬТАТЫ

В работах [15, 17] было показано, что при напылении слои Dy и Co частично смешиваются и могут образовывать интерметаллиды DyCo₂, DyCo₃ в зависимости от соотношения толщин слоев. В результате анализа было получено хорошее совпадение экспериментальной кривой рентгеновской рефлектометрии с расчетной (рис. 1а). Фактический период сверхрешетки равен 5.2 ± 0.1 нм (номинальный период равен 5.0 нм).

Полученное распределение поляризуемости χ_0 по глубине образца представлено на рис. 1б. Видно, что, с одной стороны, сохраняется строгая периодичность слоистой системы, а с другой стороны, обнаружено значительное перемешивание Dy и Co на межслоевых границах. Значения поляризуемости для “чистых” слоев Co ($\chi_0^{\text{Co}} = 4.81 \times 10^{-5}$) и Dy ($\chi_0^{\text{Dy}} = 3.79 \times 10^{-5}$) не соответствуют экспериментальным. Однако профиль распределения поляризуемости по глубине никак нельзя объяснить обычным диффузным перемешиванием слоев Co и Dy, поскольку среднее значение поляризуемости в слоях превышает таковое для перемешанных слоев. Расчеты поляризуемости позволяют утверждать, что реальная структура исследуемого образца может быть описана только моделью с чередующимися слоями Co/DyCo₂.

Гистерезисные зависимости поляризации изученной пленки, измеренные при температурах 80, 100, 125 и 150 К методом керровской магнитометрии в полярной ориентации, показаны на рис. 2. Наличие в образце остаточной намагниченности указывает на то, что ниже 150 К в рассматриваемой системе проявляется сильная перпендикулярная анизотропия. Следует отметить, что эффект Керра сильнее зависит от направления намагниченности в слоях кобальта. Выше температуры (точки) компенсации вдоль внешнего поля ори-

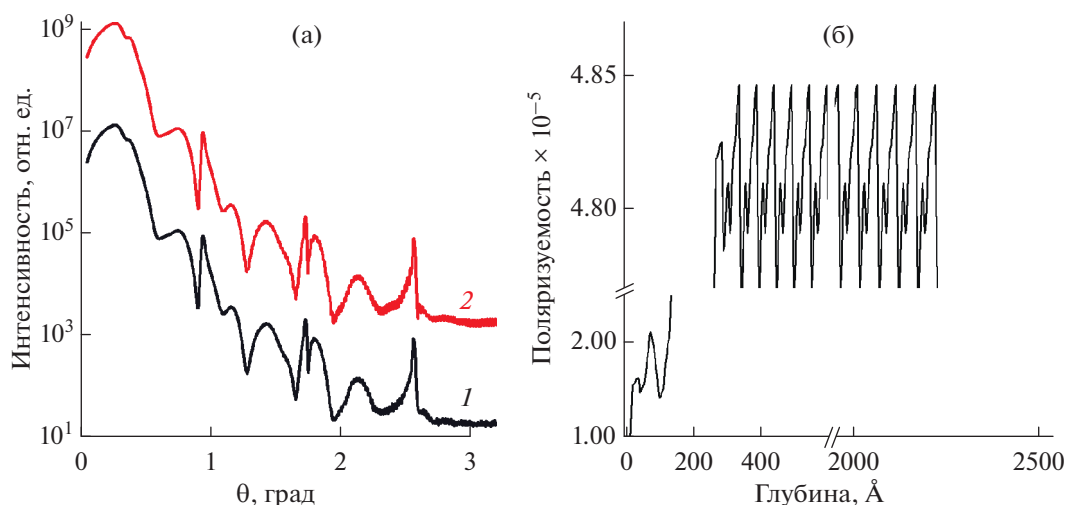


Рис. 1. Экспериментальная (1) и расчетная (2) кривые рентгеновской рефлектометрии (а); профиль распределения поляризуемости по глубине образца (б).

ентируется вектор намагниченности подрешетки кобальта, а ниже – подрешетки диспрозия. Ориентация подсистем меняется на противоположную при переходе через точку компенсации. На рис. 2 можно заметить, что в рассмотренной системе Dy/Co она оказалась вблизи 110 К. В окрестности температуры компенсации сложную тройную форму петли гистерезиса (рис. 2) можно объяснить конкуренцией нескольких факторов: сильного антиферромагнитного обмена на границе DyCo₂/Co, магнитной анизотропии и энергии Зеемана. В работах [18, 19] было показано, что в подобных условиях возможно образование веерной магнитной структуры. Чтобы определить упорядочение магнитных моментов слоев Co и DyCo₂, были проведены измерения

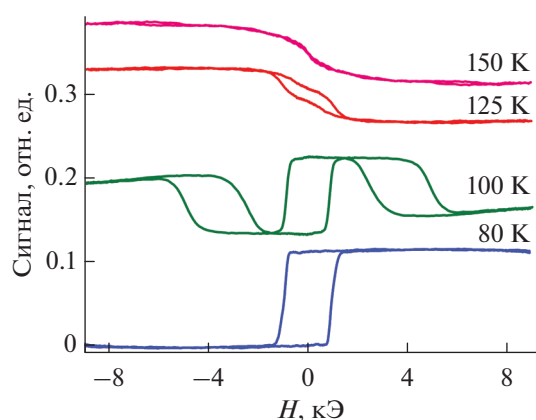


Рис. 2. Изменение поляризации образца в зависимости от напряженности внешнего магнитного поля, приложенного перпендикулярно плоскости пленки.

методом рефлектометрии поляризованных нейтронов при 100 К в магнитном поле $H = 1200$ Э (рис. 3).

Магнитные и нейтронографические исследования показали, что векторы намагниченности системы частично ориентированы в плоскости образца, частично перпендикулярно. Также на нейтронных рефлектограммах появляется дополнительное отражение между первым и вторым брэгговскими пиками, которое нельзя описать в модели однородно намагниченных слоев. Эту особенность можно объяснить в модели неоднородного распределения намагниченности [19], поэтому слой DyCo₂ был условно разделен на три части. Магнитные моменты слоев на границе раздела DyCo₂ и Co упорядочены антипараллельно друг другу. Намагниченность слоя DyCo₂ равна 690 Гс, ее вектор ориентирован под углом 250°. Намагниченность Co слоя равна 1380 Гс, а угол между ее вектором и магнитным полем равен 70°. Неоднородность распределения намагниченности по толщине слоя DyCo₂ можно объяснить сильным обменным взаимодействием на границах раздел сред. В небольшом внешнем магнитном поле обменное взаимодействие между слоями доминирует над взаимодействием магнитных моментов слоев с внешним магнитным полем, которое характеризуется энергией Зеемана. Антипараллельное упорядочение магнитных моментов слоев Co и DyCo₂ искажено приложенным полем, в результате угол между векторами намагниченности максимален только на границах раздела слоев.

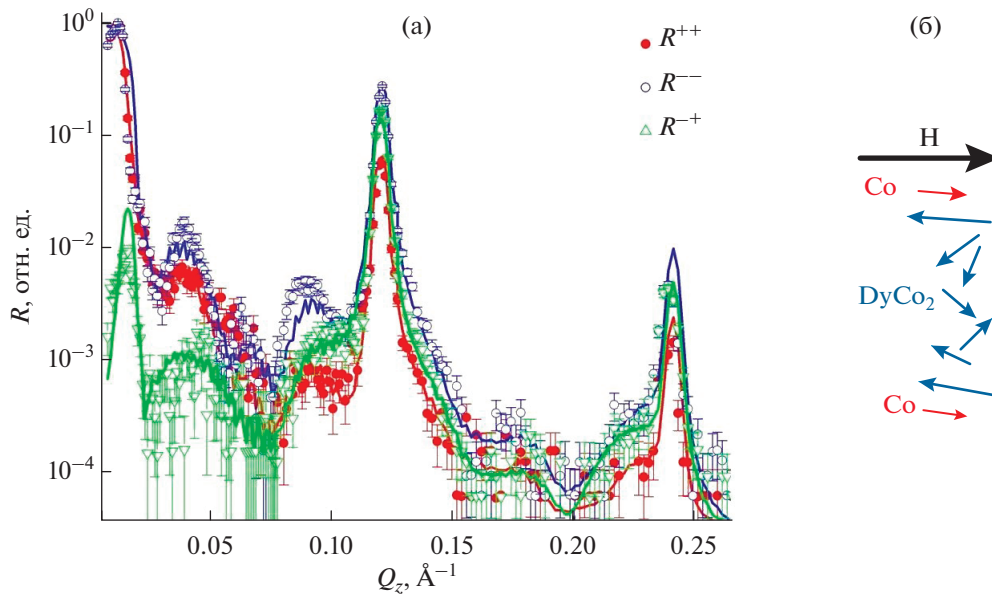


Рис. 3. Экспериментальные (точками) и расчетные (сплошными линиями) рефлектометрические кривые, полученные в магнитном поле 1.2 кЭ при температуре $T = 100$ К, для трех случаев переориентации спинов (а). Схематичное расположение векторов магнитного поля \mathbf{H} и намагниченности в слое Co и по толщине слоя DyCo₂ (б).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследовано поведение магнитной подсистемы слоистой структуры Dy/Co взаимодополняющими методами: рефлектометрии поляризованных нейтронов и керровской магнитометрии. С помощью рентгеновской рефлектометрии установлено, что при напылении слоистой структуры происходит частичное перемешивание слоев Dy и Co с образованием интерметаллида DyCo₂. Для понимания механизмов эффектов, наблюдаемых в магнитных подсистемах образца, были определены профили намагниченности внутри отдельных слоев. Установлено, что вблизи точки компенсации магнитное состояние неколлинеарное. Тройные петли гистерезиса, наблюдаемые вблизи температуры компенсации, можно объяснить неоднородностью состава образца.

Аналогичная гетероструктура с перпендикулярной магнитной анизотропией, содержащая слой ферромагнетика (Co) в контакте с ферримагнитными слоями (DyCo₂), может являться потенциальным элементом устройства, в котором необходимо перемагничивание импульсами фемтосекундного лазера [20].

БЛАГОДАРНОСТИ

Синтез образцов и магнитометрические измерения выполнены в Центре коллективного пользования ИФМ УрО РАН в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Россий-

ской Федерации (тема “Спин” № АААА-А18-118020290104-2).

Эксперименты по рефлектометрии поляризованных нейтронов и анализ экспериментальных нейтронографических данных выполнены при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках Соглашения № 075-15-2022-830 от 27 мая 2022 г. (продолжение Соглашения № 075-15-2021-1358 от 12 октября 2021 г).

Эксперименты по рентгеновской диагностике на оборудовании Курчатовского комплекса синхротронно-нейтронных исследований НИЦ “Курчатовский институт” и анализ экспериментальных данных проведены при финансовой поддержке Российской Федерации в лице Министерства науки и высшего образования, соглашение № 075-15-2021-1350 от 5 октября 2021 г. (внутренний номер 15. СИН.21.0004).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Mangin S., Gottwald M., Lambert C.-H., Steil D. // Nature Materials. 2014. V. 13. P. 286. <https://doi.org/10.1038/NMAT3864>
2. Kravtsov E., Haskel D., te Velthuis S.G.E., Jiang J.S., Kirby B.J. // Phys. Rev. B. 2009. V. 79. P. 134438. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.79.134438>
3. Drovosekov A.B., Kreines N.M., Savitsky A.O., Kravtsov E.A., Ryabukhina M.V., Proglyado V.V., Ustinov V.V. // J. Phys.: Condens. Matter. 2017. V. 29. P. 115802. <https://doi.org/10.1088/1361-648X/aa54f1>
4. Mangin S., Hauet T., Fischer P., Kim D.H., Kortright J.B., Chesnel K., Arenholz E., Fullerton E.E. // Phys. Rev. B.

2008. V. 78. P. 024424.
<https://doi.org/10.1103/Phys.RevB.78.024424>
5. Kirilyuk A., Kimel A.V., Rasing T. // *Rev. Mod. Phys.* 2010. V. 82. P. 2731.
<https://doi.org/10.1103/RevModPhys.82.2731>
 6. Lambert C.-H., Mangin S., Varaprasad B.S.D.Ch.S., Takahashi Y.K., Hehn M., Cinchetti M., Malinowski G., Hono K, Fainman Y, Aeschlimann M, Fullerton E.E. // *Science*. 2014. V. 345. P. 1337.
<https://doi.org/10.1126/science.1253493>
 7. Romer S., Marioni M.A., Thorwarth K., Joshi N.R., Corticelli C.E., Hug H.J., Oezer S., Parlinska-Wojtan M., Rohrmann H. // *Appl. Phys. Lett.* 2012. V. 101. P. 222404.
<https://doi.org/10.1063/1.4767142>
 8. Becker J., Tsukamoto A., Kirilyuk A. // *Phys. Rev. Lett.* 2017. V. 118. P. 117203.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.118.117203>
 9. Arora A., Mawass M.-A., Sandig O., Luo Ch., Ünal Ah.A., Radu F., Valencia S., Kronast F. // *Sci. Rep.* 2017. V. 7. P. 9456.
<https://doi.org/10.1038/s41598-017-09615-1>
 10. Shan Z.S., Sellmyer D.J. // *Phys. Rev. B.* 1990. V. 42. № 16. P. 10433.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.42.10433>
 11. Shan Z.S., Sellmyer D.J., Jaswal S.S., Wang Y.J., Shen J.X. // *Phys. Rev. Lett.* 1989. V. 63. № 4. P.443.
<https://doi.org/10.1103/physrevlett.6.449>
 12. Subbotin I.A., Pashaev E.M., Vasiliev A.L., Chesnokov Yu.M., Prutskov G.V., Kravtsov E.A., Makarova M.V., Proglyado V.V., Ustinov V.V. // *Physica B.* 2019. V. 573. P. 28.
<https://doi.org/10.1016/j.physb.2019.06.044>
 13. Макарова М.В., Кравцов Е.А., Проглядо В.В., Хайдуков Ю.Н., Устинов В.В. // *ФТТ.* 2020. Т. 62. № 9. С. 1499.
<https://doi.org/10.21883/FTT.2020.09.49776.15H>
 14. Yakunin S.N., Makhotkin I.A., Nikolaev K.V., van de Kruijs R.W.E., Chuev M.A., Bijkerk F. // *Optics Express*. 2014. V.22. № 17. P. 20076.
<https://doi.org/10.1364/OE.22.020076>
 15. Zameshin A.A., Makhotkin I.A., Yakunin S.N., van de Kruijs R.W., Yakshin A.E., Bijkerk F. // *J. Appl. Crystallography*. 2016. V. 49. № 4. P. 1300.
<https://doi.org/10.1364/OE.22.020076>
 16. Chesnokov Y.M., Vasiliev A.L., Prutskov G.V., Pashaev E.M., Subbotin I.A., Kravtsov E.A., Ustinov V.V. // *Thin Solid Films*. 2017. V. 632. P. 79.
<https://doi.org/10.1016/j.tsf.2017.04.033>
 17. Björck M., Andersson G. // *J. Appl. Cryst.* 2007. V. 40. P. 1174.
<https://doi.org/10.1107/S0021889807045086>
 18. Chen K., Lott D., Radu F. // *Sci. Rep.* 2015. P. 18377.
<https://doi.org/10.1038/srep18377>
 19. Higgs T.D.C., Bonetti S., Ohldag H., Banerjee N., Wang X.L., Rosenberg A.J., Cai Z., Zhao J.H., Moler K.A., Robinson J.W.A. // *Sci. Rep.* 2016. V. 6. P. 30092.
<https://doi.org/10.1038/srep30092>
 20. Liao J., He H., Zhang Z., Ma B., Jin Q.Y. // *J. Appl. Phys.* 2011. V. 109. P. 023907.
<https://doi.org/10.1063/1.3536476>

Magnetic Structure of Dy–Co Superlattice near the Compensation Temperature

M. V. Makarova^{1, 2, *}, E. A. Kravtsov^{1, 2}, V. V. Proglyado¹, I. A. Subbotin³, E. M. Pashaev³, D. Kholin⁴, Yu. N. Khaydukov^{5, 6}

¹*Institute of Metal Physics, Ural Branch, Russian Academy of Sciences, Ekaterinburg, 620137 Russia*

²*Ural Federal University, Ekaterinburg, 620002 Russia*

³*National Research Center “Kurchatov Institute”, Moscow, 123182 Russia*

⁴*P.L. Kapitza Institute for Physical Problems RAS, Moscow, 119334 Russia*

⁵*Max Planck Institute for Solid State Physics, Stuttgart, 70569 Germany*

⁶*Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Moscow State University, Moscow, 119234 Russia*

*e-mail: makarova@imp.uran.ru

The magnetic ordering of the multilayer structure of Dy–Co was studied using complementary methods of polarized neutron reflectometry and Kerr magnetometry. It was found that during the deposition of a layered structure, the Dy and Co layers are partially mixed with the formation of the DyCo₂ intermetallic compound. The profiles of the magnetization of individual layers at the atomic level were determined. It was managed to describe a noncollinear magnetic structure of the layers near the compensation point using the neutron reflectometry data. The triple hysteresis loops observed in the same temperature range most likely indicated the non-identity of the outer and inner superlattice layers. The inhomogeneity profile of the DyCo₂ layer magnetization distribution can be explained by the strong exchange interaction at the interfaces. In a small applied magnetic field, the interlayer exchange interaction dominates over by the Zeeman energy. The antiparallel ordering of the magnetic moments of the Co and DyCo₂ layers was distorted by the magnetic field; as a result, the angle between the magnetization vectors was maximum at the Co/DyCo₂ interfaces only.

Keywords: metal magnetic superlattices, rare-earth metals, the polarizability distribution profile perpendicular magnetic anisotropy, polarized neutron reflectometry.