

Ю. В. Никитенко¹, Ю. Н. Хайдуков², Ф. Раду³,
А. В. Петренко¹, С. В. Кожевников¹, И. Л. Сашин¹,
Э. Х. Мухамеджанов⁴, М. М. Борисов⁴,
В. Г. Сыромятников^{5,6}, В. Д. Жакетов¹, В. Л. Аксенов^{1,5}

**ОБНАРУЖЕНИЕ МАГНИТНОЙ НАНОРЕШЕТКИ
В СТРУКТУРЕ Ta/V/Fe_{0,7}V_{0,3}/V/Fe_{0,7}V_{0,3}/Nb/Si
С МАГНИТНЫМИ И СВЕРХПРОВОДЯЩИМИ СЛОЯМИ**

¹ Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

² Научно-исследовательский институт ядерной физики
им. Д. В. Скобельцына МГУ, Москва

³ Научно-исследовательский центр им. Г. Гельмгольца, Берлин

⁴ Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»,
Москва

⁵ Петербургский институт ядерной физики им. Б. П. Константинова,
Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»,
Гатчина, Россия

⁶ Физический факультет, Санкт-Петербургский государственный
университет, Санкт-Петербург, Россия

Никитенко Ю. В. и др.

P14-2014-60

Обнаружение магнитной нанорешетки в структуре

Ta/V/Fe_{0,7}V_{0,3}/V/Fe_{0,7}V_{0,3}/Nb/Si с магнитными и сверхпроводящими слоями

Обнаружено образование при низких температурах 1,3–10 К магнитной решетки в структуре Ta/V/Fe_{0,7}V_{0,3}/V/Fe_{0,7}V_{0,3}/Nb/Si с магнитными и сверхпроводящими слоями. Это определенно указывает на реализацию на границе раздела «ферромагнетик–сверхпроводник» скрытого ферромагнитного состояния.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики им. И. М. Франка ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2014

Nikitenko Yu. V. et al.

P14-2014-60

Detection of Magnetic Nanolattice in Structure

Ta/V/Fe_{0,7}V_{0,3}/V/Fe_{0,7}V_{0,3}/Nb/Si with Magnetic and Superconducting Layers

Formation of magnetic lattice in structure Ta/V/Fe_{0,7}V_{0,3}/V/Fe_{0,7}V_{0,3}/Nb/Si with magnetic and superconducting layers at low temperatures 1.3–10 K is observed. It definitely points to the realization of the crypto-ferromagnetic state at the «ferromagnetic–superconductor» interface.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2014

ВВЕДЕНИЕ

Одним из проявлений влияния сверхпроводника, контактирующего с ферромагнетиком, является образование в ферромагнетике особой доменной структуры [1–3], в которой размер доменов d составляет порядка сверхпроводящей корреляционной длины в ферромагнетике $\xi_F \cong 1–100$ нм. В настоящее время нет экспериментальных данных, прямо подтверждающих образование под действием сверхпроводимости решетки ферромагнитных доменов в слоистой структуре. В [4] сообщается о «ясной индикации» образования благодаря эффекту близости неоднородного криптоферромагнитного состояния в слое $\text{Pd}_{1-x}\text{Fe}_x$. Однако было измерено уменьшение усредненной по объему температурной зависимости намагниченности, из чего можно сделать только косвенное заключение об образовании доменной структуры. Наиболее адекватным методом измерений здесь является метод рефлектометрии поляризованных нейтронов [5]. Для пространственно-чувствительных измерений изменений профиля намагниченности применены развитые нами методы рефлектометрии нейтронов в режимах стоячих и усиленных стоячих нейтронных волн [6–8]. Данные методы были использованы для исследований ферромагнитно-сверхпроводящих структур в работах [9, 10]. Так, в [9] исследовалась структура $\text{Pd} (1,5 \text{ нм})/\text{V} (39 \text{ нм})/\text{Fe} (3 \text{ нм})/20 \times [\text{V} (3 \text{ нм})/\text{Fe} (3 \text{ нм})]$. Структура $20 \times [\text{V} (3 \text{ нм})/\text{Fe} (3 \text{ нм})]$ являлась генератором стоячей волны, сканирование пучности которой в окрестности брэгговского значения волнового вектора позволяло исследовать профиль намагниченности в окрестности границы раздела слоя железа со слоем ванадия. Из рефлектометрической кривой зеркального отражения было получено, что переход слоя $\text{V} (39 \text{ нм})$ в сверхпроводящее состояние в магнитном поле $H = 1,5–4,5$ кЭ приводил к размагничиванию границы раздела слоя $\text{V} (39 \text{ нм})$ со слоем $\text{Fe} (3 \text{ нм})$, т. е. антиферромагнитному упорядочению магнитных доменов на границе. В [10] изучалась структура $\text{Nb} (50 \text{ нм})/\text{Fe} (3,9 \text{ нм})/40 \times [\text{Si} (3,4 \text{ нм})/\text{Mo} (3,4 \text{ нм})/\text{Si}]$. Здесь генератором стоячей волны являлась структура $40 \times [\text{Si} (3,4 \text{ нм})/\text{Mo} (3,4 \text{ нм})]$. Кроме зеркального отражения нейтронов регистрировалось диффузное рассеяние на магнитных доменах. Было наблюдеено, что средняя намагниченность и намагниченность в доменах в слое железа $\text{Fe} (3,9 \text{ нм})$ уменьшались при переходе в сверхпроводящее состояние слоев $\text{Nb} (50 \text{ нм})$

и $40 \times [\text{Si} (3,4 \text{ нм})/\text{Mo} (3,4 \text{ нм})]$. Так, относительно температуры 15 К средняя намагниченность и намагниченность в домене составляли 0,7 и 0,97 при 5 К и 0,05 и 0,91 при 2 К соответственно. Значительное уменьшение среднего значения намагниченности при небольшом изменении намагниченности домена соответствует антиферромагнитному упорядочению доменов. В работах [9, 10], однако, не удалось определить размер доменов, что не позволило сделать вывод, являются ли это обычные домены ферромагнетика (1–100 мкм) или домены сверхпроводящего ферромагнетика (1–100 нм).

В данной работе выполнено исследование отражения поляризованных нейтронов от слоистой структуры $\text{Ta/V/Fe}_{0,7}\text{V}_{0,3}/\text{V/Fe}_{0,7}\text{V}_{0,3}/\text{Nb/Si}$. Регистрировались зеркальное отражение нейтронов и рассеяние нейтронов на доменах микронного размера и магнитной решетке с нанометровым межплоскостным расстоянием. Рассеяние на магнитной решетке возникало при температурах в окрестности сверхпроводящих переходов в слоях ниобия и ванадия. Не исключено, что магнитная решетка является криптоферромагнитным состоянием, которое предсказано для сверхпроводящего ферромагнетика.

1. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Нами использовался метод рефлектометрии поляризованных нейтронов [5], позволяющий измерять профиль вектора намагниченности в глубину структуры от ее поверхности (ось Z) и в плоскости слоев (плоскость XY) (рис. 1).

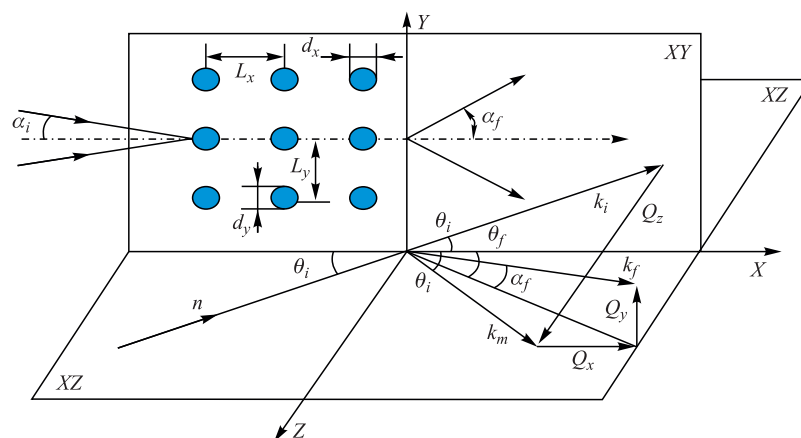


Рис. 1. Геометрия отражения и рассеяния нейтронов при скользких углах падения

На рис. 1 показана геометрия эксперимента по отражению и рассеянию нейтронов. Поляризованный нейтронный пучок (обозначен « n ») падает под углом скольжения $\theta_i = 5,4$ мрад на образец, размещенный в плоскости XY . Отраженные и рассеянные от образца нейтроны регистрируются двумерным позиционно-чувствительным детектором. Зеркально отраженные под углом θ_i нейтроны с волновым вектором k_m дают информацию о средних в плоскости образца ядерном $U_n(z)$ и магнитном $U_m(z)$ потенциалах взаимодействия нейтрона со структурой. Рассеянный в плоскости ZX пучок нейтронов, обусловленный передачей волнового вектора Q_x , дает информацию о шероховатостях границ раздела и неоднородностях с корреляционной длиной в диапазоне 1–100 мкм. Рассеянный в плоскости XY пучок нейтронов, обусловленный передачей волнового вектора Q_y , дает информацию о неоднородностях с корреляционной длиной в диапазоне 10–1000 нм.

Для исследований эффектов влияния сверхпроводников на магнитное состояние всей слоистой структуры нами была выбрана структура Ta (3 нм)/V (150 нм)/Fe_{0,7}V_{0,3} (1 нм)/V (1,2 нм)/Fe_{0,7}V_{0,3} (1 нм)/Nb (150 нм)/Si. На рис. 2 приведена пространственная зависимость потенциала взаимодействия нейтрона со структурой. Тантал и ниобий имеют практически равные положительные потенциалы, в то время как ванадий имеет отрицательный потенциал.

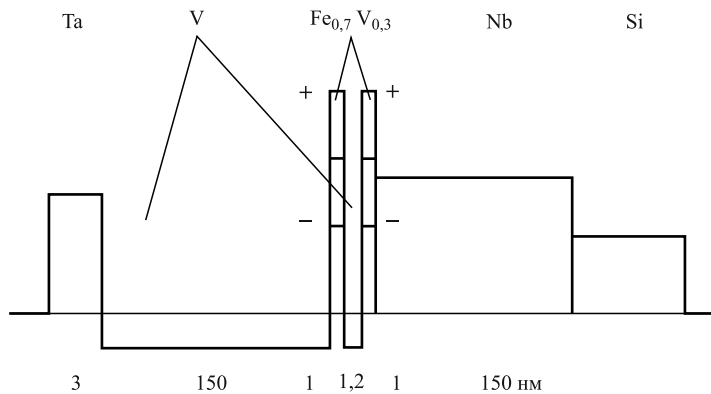


Рис. 2. Зависимость потенциала взаимодействия нейтрона со слоистой структурой

Слои Fe_{0,7}V_{0,3} являются ферромагнитными, их толщина 1 нм была выбрана меньше размера сверхпроводящей пары в сплаве железа с ванадием ξ_{FeV} , оцениваемого величиной в диапазоне ($\xi_{Fe} = 1$ нм) $< \xi_{FeV}$, где ξ_{Fe} — корреляционная длина сверхпроводимости в железе. Сверхпроводящие слои ванадия и ниобия толщиной 150 нм, как следует из данных, представленных в специальной литературе, должны иметь температуру сверхпроводящего пе-

рехода 4,5 К (в объемном ванадии $T_c = 5,4$ К) и 8,5 К (в объемном ниобии $T_c = 9,25$ К) соответственно [11]. Ферромагнитные слои $\text{Fe}_{0,7}\text{V}_{0,3}$ разделены прослойкой из ванадия толщиной 1,2 нм, способствующей, благодаря косвенному обменному взаимодействию, образованию антиферромагнитного упорядочения слоев $\text{Fe}_{0,7}\text{V}_{0,3}$. Антиферромагнитному упорядочению слоев $\text{Fe}_{0,7}\text{V}_{0,3}$ способствует также переход их в сверхпроводящее состояние.

Образцы были приготовлены магнетронным распылением в камере MAGSSY в Научном исследовательском центре им. Г. Гельмгольца (Берлин, Германия). Остаточное давление в камере было меньше $5 \cdot 10^{-9}$ мбар. Процесс распыления выполнялся в газе ультрачистого аргона с парциальным давлением $1,5 \cdot 10^{-3}$ мбар. Стохиометрия слоя $\text{Fe}_{1-x}\text{V}_x$ контролировалась скоростью осаждения отдельных химических элементов. Скорость осаждения калибровалась с помощью микробаланса кварцевого кристалла. В качестве подложки использовался кристалл Si (100), поверхность которого была очищена в ультразвуковой ванне. Во время осаждения подложка поддерживалась при комнатной температуре, чтобы исключить дополнительную термическую диффузию и обеспечить гладкий профиль поверхности.

Аттестация образца была проведена в измерениях зеркального отражения и диффузного рассеяния синхротронного излучения с длиной волны 1,54 Å. Для среднеквадратичного значения амплитуды шероховатостей с микронной корреляционной длиной получены значения: 47 Å для поверхности (граница воздух/Ta), 24 Å для границы Ta/V, 10 Å для границы Nb/Fe, 3 Å для границы Si/Nb. Магнитометрические измерения температурных зависимостей магнитного момента структуры показали, что температура Кюри ферромагнитных слоев составила порядка 100 К, а температуры сверхпроводящих переходов слоев ниобия и ванадия имели значения 7,8 и 4,8 К соответственно.

Экспериментальные исследования были проведены в интервале значений температуры $T = 1,3-300$ К и в диапазоне напряженности магнитного поля $H = 30$ Э – 9,5 кЭ. На рис. 3 приведены зависимости спиновой асимметрии интенсивности зеркального отражения нейтронов $A_M = (J^+ - J^-)/(J^+ + J^-)$, где J^+ и J^- — интенсивность отраженных нейтронов при поляризации падающего пучка по направлению магнитного поля и против соответственно, полученные при $T = 300$ К в магнитном поле 30 Э, 1,5 кЭ и 5 кЭ и угле скольжения пучка 11 мрад. Видно, что при увеличении напряженности магнитного поля зависимость в диапазоне 4–8 Å наблюдается с периодом $\Delta\lambda \approx 0,85$ Å, соответствующим толщине слоев ниобия и ванадия. Периодичность зависимости связана с тем, что возрастает магнитный контраст на границах раздела, обусловленный намагничиванием слоев $\text{Fe}_{0,7}\text{V}_{0,3}$.

На рис. 4 приведены зависимости от длины волны коэффициента зеркального отражения нейтронов, полученные в магнитном поле 30 Э при значениях температуры 107 К (кривая 1), 3 К (кривая 2) и 8 К (кривая 3) и угле скольжения пучка нейтронов $\theta = 5,4$ мрад. Видно, что во всем диапазоне длины

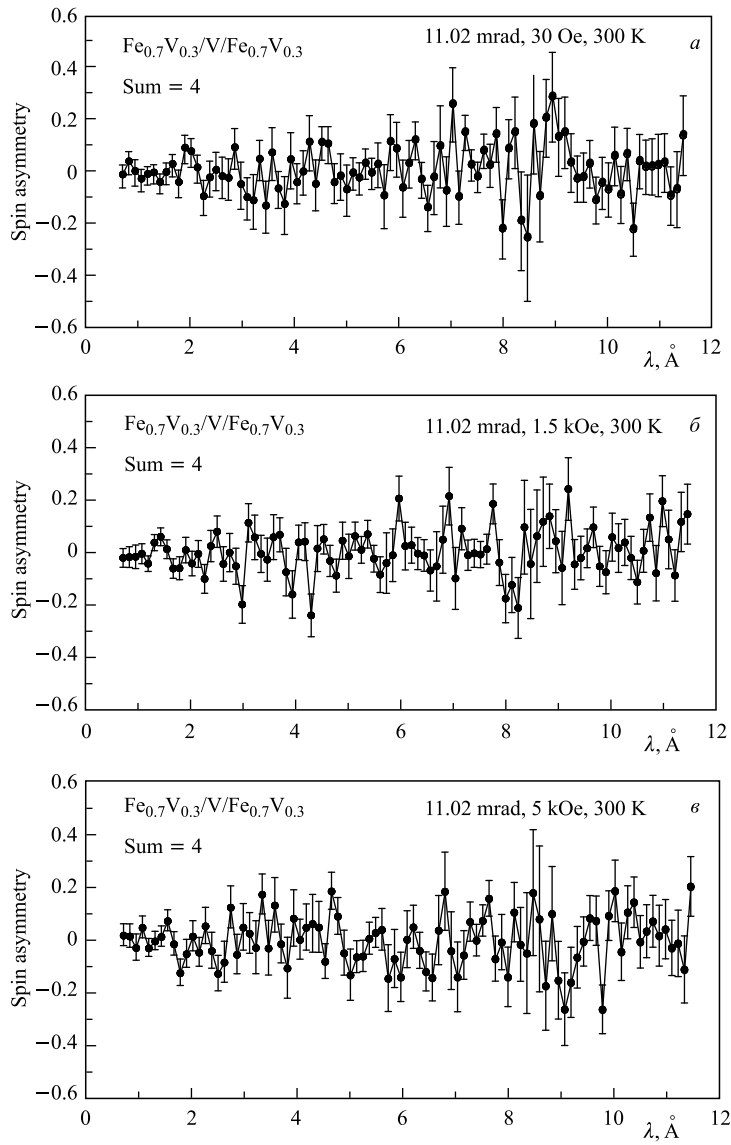


Рис. 3. Зависимость спиновой асимметрии интенсивности зеркального отражения нейтронов A_M от длины волны нейтронов λ (\AA) при угле скольжения 11 мрад, при $T = 300$ К в магнитном поле 30 Э (а), $1,5$ кЭ (б) и 5 кЭ (в)

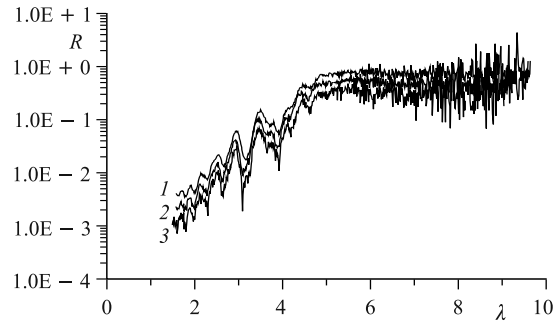


Рис. 4. Зависимости от длины волны коэффициента зеркального отражения нейтронов $R(\lambda)$, полученные в магнитном поле 30 Э при значениях температуры 107 К (кривая 1), 3 К (кривая 2) и 8 К (кривая 3), при угле скольжения пучка нейтронов $\theta = 5,4$ мрад

волны 1,5–10 Å кривая 2 проходит ниже кривой 1, а кривая 3 — ниже кривой 2. Это связано с рассеянием нейтронов при их отражении от структуры.

Зависимости существенно отличаются в диапазоне с 4,7 до 5,7 Å. Это различие связано с увеличением рассеяния нейтронов в окрестности критического значения волнового вектора $\lambda_c = 4,9$ Å, при котором пучность нейтронной стоячей волны находится на поверхности слоя ниобия. Рассеяние является магнитным, поскольку возникает в выделенном узком диапазоне изменения температуры, включающем значения температур сверхпроводящих переходов слоев ниобия и ванадия, и зависит от знака поляризации пучка нейтронов. В связи с этим очевидно, что рассеивателем является структура $\text{Fe}_{0,7}\text{V}_{0,3}/\text{V}/\text{Fe}_{0,7}\text{V}_{0,3}$, контактирующая со слоем ниобия.

На рис. 5 приведена зависимость доли первоначально положительно поляризованных рассеянных нейтронов для совместно прошедшего структуру и отраженного от структуры пучков нейтронов $M_{sc}(8\text{ K}) = I_{sc}(8\text{ K})/I(107\text{ K}) = (I(107\text{ K}) - I(8\text{ K}))/I(107\text{ K})$ от длины волны нейтронов при $T = 8$ К относительно интенсивности нейтронов при $T = 107$ К. Уменьшение рассеяния нейтронов с ростом длины волны объясняется увеличением дистанции между пучностью стоячей нейтронной волны и структурой $\text{Fe}_{0,7}\text{V}_{0,3}/\text{V}/\text{Fe}_{0,7}\text{V}_{0,3}$, а также уменьшением абсолютной величины волнового вектора нейтронов относительно абсолютной величины волнового вектора магнитной решетки.

На рис. 6 приведена зависимость M_{sc} от температуры при длине волны нейтронов $1,28 \pm 0,015$ Å и напряженности магнитного поля 30 Э и 9,5 кЭ. В магнитном поле 30 Э рассеяние происходит даже при температуре выше температуры сверхпроводящего перехода слоя ниобия $T_C(\text{Nb}) = 7,8$ К, при

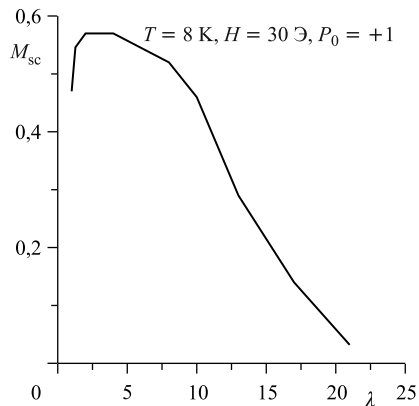


Рис. 5. Зависимость доли рассеянных нейтронов M_{sc} от длины волны нейтронов при $T = 8 \text{ K}$

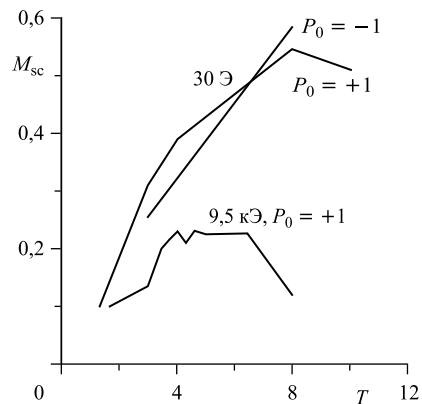


Рис. 6. Зависимость M_{sc} от температуры при длине волны нейтронов $1,28 \text{ \AA}$

этом максимум рассеяния нейтронов находится в окрестности T_C (Nb). Поляризация рассеянного пучка нейтронов с отрицательного значения $P = -0,034$ при 8 K становится положительной: $P = 1,22$ при 3 K . Это соответствует изменению намагниченности на направление магнитного поля с отрицательного значения на положительное. В магнитном поле $9,5 \text{ кЭ}$ интенсивность рассеяния уменьшается.

На рис. 7 приведена зависимость M_{sc} при $T = 3 \text{ K}$ и $\lambda = 1,28 \pm 0,015 \text{ \AA}$ от напряженности магнитного поля. Обращает внимание то, что в магнитном поле $H = 2,5 \text{ кЭ}$ намагниченность J становится отрицательной. Возможно,

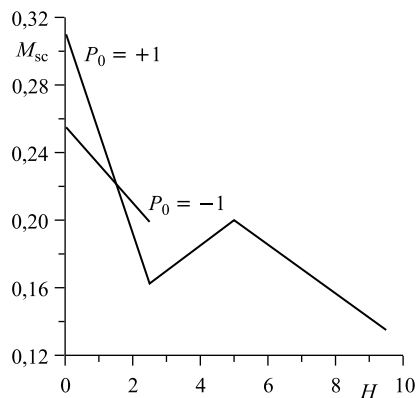


Рис. 7. Зависимость M_{sc} от напряженности магнитного поля

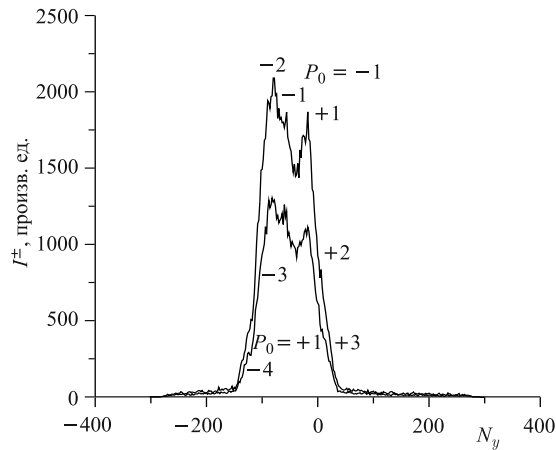


Рис. 8. Суммарная интенсивность I^\pm поляризованных по ($P_0 = +1$) и против ($P_0 = -1$) магнитного поля нейтронов (прошедших образец и отраженных от образца), в зависимости от номера канала детектора N_y (1 канал равен 0,32 мм) в направлении оси Y

это связано с выгодным для реализации сверхпроводящего состояния уменьшением абсолютного значения индукции магнитного поля $B(H) = H + J(H)$ при $H = 2,5$ кЭ по сравнению с ее значением при $H = 30$ Э.

Обратимся теперь к рассмотрению рассеяния нейтронов в плоскости XU (см. рис. 1). На рис. 8 для $T = 8$ К приведены зависимости суммарной интенсивности I^\pm прошедших образец и отраженных от образца положительно ($P_0 = +1$) и отрицательно ($P_0 = -1$) поляризованных нейтронов с длиной волны $\lambda = 1,28$ Å от номера канала детектора N_y в направлении оси Y для случая высокого разрешения по длине волны нейтронов $\delta\lambda \approx 0,015$ Å. Зависимости для состояний $P_0 = -1$ и $P_0 = +1$ разнесены по оси Y для лучшей видимости их различия. В канале $N_y = -42$ наблюдается минимум, возникающий из-за выбывания нейтронов из пучка в результате их рассеяния. Рассеяние при поляризации пучка $P_0 = -1$ больше рассеяния при $P_0 = +1$, что соответствует намагниченности в направлении, противоположном направлению магнитного поля.

Сравнение контуров пучка при $T = 107$ К показывает, что контур пучка при $T = 8$ К смещается в сторону больших значений N_y и уширяется. Это объясняется тем, что происходит отражение нейтронов (дифракция) от решетки. В то же время наблюдаются максимумы, соответствующие порядкам дифракционного отражения нейтронов (относительно направления рядов решетки, соответствующего $N_y = -42$), которые отмечены на рис. 8

цифрами «+1», «+2», «+3», «-1», «-2», «-3», «-4». Из углового расстояния между порядками отражения для периода магнитной решетки следует: $L_{y1} \approx 98 \pm 6$ нм.

Из сравнения контуров пучка нейтронов при 107 и 8 К можно сделать вывод, что площадь минимумов равна площади максимумов, т. е. все рассеянные по оси Y нейтроны регистрируются детектором. В то же время интенсивность пучка в диапазоне температуры $T = 1,33-10$ К по сравнению с $T = 107$ К уменьшается, другими словами, часть нейтронов рассеивается за апертуру детектора (см. рис. 4-7).

Рассеянные нейтроны по оси Y видны также в плоскости XZ от пучка, прошедшего структуру и далее преломленного в подложке из кремния. Интенсивность этих рассеянных нейтронов, впрочем, как и интенсивность рассеянных вдоль оси Y нейтронов, коррелирует с интенсивностью рассеянных нейтронов за апертуру детектора. Рассмотрим здесь вопрос о связи рассеяния в плоскости XY с рассеянием в плоскости XZ .

Пусть падающий нейтронный пучок характеризуется компонентами волнового вектора k_x , k_y , k_z , так что выполняются соотношения $\text{tg}(\theta) = k_z/k_x$ и $\text{tg}(\alpha) = k_y/k_x$. Пусть волновой вектор решетки в плоскости XY составляет с осью Y угол β . Запишем уравнение, связывающее волновые векторы падающих и рассеянных k_{sc-y} , k_{sc-x} , k_{sc-z} нейтронов:

$$\begin{aligned} k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 &= k_{sc-y}^2 + k_{sc-x}^2 + k_{sc-z}^2 = \\ &= (k_x + Q_x)^2 + (k_y + Q_y)^2 + (k_z + Q_z)^2. \end{aligned} \quad (1)$$

Рассмотрим случай $Q_x = 0$. Для $\text{tg}(\theta_{sc})$ получим

$$\text{tg}(\theta_{sc, Q_x}) = (k_z^2 - Q_y^2 - 2k_y Q_y)^{1/2}/k_x. \quad (2)$$

Рассмотрим случай $Q_y = 0$. Для $\text{tg}(\theta_{sc})$ имеем

$$\text{tg}(\theta_{sc, Q_y}) = (k_z^2 - Q_x^2 - 2k_x Q_x)^{1/2}/(k_x + Q_x). \quad (3)$$

Преобразуем (2) и (3) при выполнении условий $k_y < Q_y = -Q_x \leq k_z \ll k_x$ и $Q_x < 0$:

$$\begin{aligned} \text{tg}(\theta_{sc, Q_x}) &= \text{tg}(\theta) - (Q_y^2/2 + k_y Q_y)/(k_z k_x) = \varepsilon \text{tg}(\theta), \\ \text{tg}(\theta_{sc, Q_y}) &= ((-2k_x Q_x)^{1/2}/k_z) \text{tg}(\theta) = \eta \text{tg}(\theta), \end{aligned} \quad (4)$$

где $\varepsilon \leq 1$, $\eta \gg 1$.

Из (4) следует, что одинаковые по величине Q_y и Q_x вызывают существенно различные изменения угла скольжения в плоскости XZ для рассеянных нейтронов. Так, если Q_y приводит к сравнимому с самой величиной изменению угла скольжения, то Q_x определяет большой угол скольжения

$\theta_{sc} \approx \pi/2$. В результате нейтроны, рассеянные благодаря Q_y , проявляются в плоскостях YZ и XZ и регистрируются детектором. Нейтроны, рассеянные благодаря Q_x , вылетают за апертуру детектора в плоскости XZ и не регистрируются. Таким образом, на основе наблюдения рассеяния по оси Y и рассеяния за апертуру детектора (рассеяния по оси X) мы делаем вывод, что решетка в плоскости XY является двумерной.

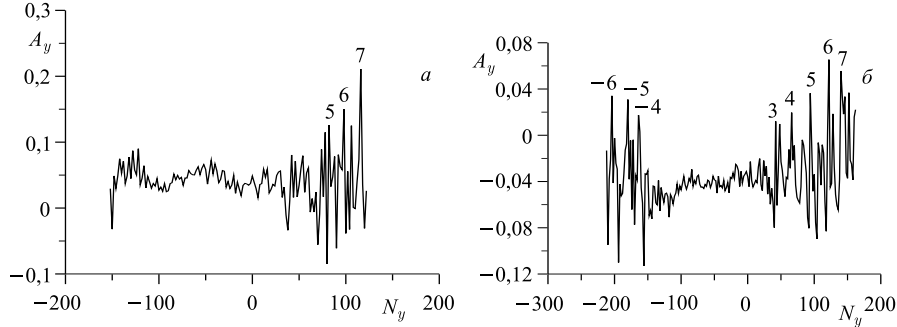


Рис. 9. Зависимость $A_y(N_y)$ при температуре: 8 К (а), 3 К (б)

Рассмотрим зависимости магнитной асимметрии интенсивности рассеяния вдоль оси Y . На рис. 9, а, б приведена зависимость асимметрии $A_y(N_y)$ при $T = 8$ К и $T = 3$ К соответственно для длины волны нейтронов $1,28 \pm 0,15$ Å. В интервале значений N_y от -150 до 75 , что соответствует диапазону угла скольжения ± 7 мрад (общий размах рассеянного пучка $11,5$ мрад, расходимость падающего пучка ± 95 каналов = $\pm 6,2$ мрад), интенсивность осциллирует. Эту осцилляцию мы связываем с малоугловым рассеянием нейтронов на доменных стенках толщиной $d = 36 \pm 2$ нм и 34 ± 2 нм соответственно для 8 и 3 К. Пики на рис. 9, помеченные цифрами, соответствуют порядкам отражений нейтронов от магнитной решетки с межплоскостным расстоянием $L_{y2} = 108 \pm 10$, 78 ± 10 и 50 ± 10 нм для состояний (8 К, 30 Э), (3 К, 30 Э) и (3 К, 2,5 кЭ). Таким образом, для состояния (8 К, 30 Э) разными способами были определены L_{y1} , d и L_{y2} , равные соответственно 98 ± 6 , 36 ± 2 и 108 ± 10 нм. С точностью определения для межплоскостного расстояния решетки следует значение $(L_{y1} \approx L_{y2}) \equiv L_y = 100 \pm 5$ нм.

Обращает на себя внимание зависимость L_y от температуры и магнитного поля. Так, при изменении температуры от 8 до 3 К в магнитном поле $H = 30$ Э значение L_y уменьшается в 1,3 раза, а при увеличении магнитного поля до 2,5 кЭ при 3 К значение L_y уменьшается в 1,5 раза. Изменения L_y аналогичны изменениям сверхпроводящей длины когерентности.

Надо отметить, что параметр L_y имеет довольно большое значение по сравнению с длинами когерентности в используемых нами материалах. Так, в железе $\xi_0(\text{Fe}) = 1$ нм, в ниобии $\xi_0(\text{Nb}) = 24$ нм, в ванадии $\xi_0(\text{V}) = 44$ нм. В то же время надо иметь в виду, что если существует неколлинеарное, в частности антиферромагнитное, упорядочение в противоположащих областях двух слоев $\text{Fe}_{0,7}\text{V}_{0,3}$ в направлении оси Z , тогда среднее значение намагниченности в объеме пары доменов $L_y^2 L_z$, где L_z есть толщина структуры $\text{Fe}_{0,7}\text{V}_{0,3}/\text{V}/\text{Fe}_{0,7}\text{V}_{0,3}$, становится меньше намагниченности в объеме домена $L_y^2 h_z$, где h_z есть толщина слоя $\text{Fe}_{0,7}\text{V}_{0,3}$, и ограничение на величину L_y уже определяется малой величиной $L_z \cong 2,2$ нм. Большое значение L_y можно также объяснить образованием решетки в слое с такой концентрацией железа и ванадия, при которой значение энергии обменного взаимодействия между атомами железа составляет 200 К, а не как в чистом железе 10^4 К [3].

Таким образом, экспериментальные данные указывают на существование в определенном интервале температур ниже температуры сверхпроводящего перехода в слое ниобия фазы в виде магнитной решетки. Данные наблюдения возникновения магнитной решетки в некотором интервале температуры поддерживают результаты работы [12], в которой предсказано, в частности, существование криптоферромагнитной фазы в определенном интервале температур, выше которого существует смешанное состояние, а ниже — мейснеровское. Таким образом, не исключено, что обнаруженная магнитная решетка является криптоферромагнитным состоянием ферромагнетика. Для идентификации наблюдаемой магнитной решетки необходимы дальнейшие экспериментальные исследования.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 12-02-12057 офи_м и 14-22-01007 офи_м.

ЛИТЕРАТУРА

1. Anderson P. W., Suhl H. // Phys. Rev. 1959. V. 116. P. 898.
2. Buzdin A. I., Bulaevski L. N. // Sov. Phys. JETP. 1988. V. 94. P. 256.
3. Bergeret F. S., Efetov K. B., Larkin A. I. // Phys. Rev. B. 2000. V. 62, No. 17. P. 11872.
4. Garifullin I. A. et al. // Appl. Magn. Reson. 2002. V. 22. P. 439.
5. Аксенов В. Л., Никитенко Ю. В. // Кристаллография. 2007. Т. 52, № 3. С. 593.
6. Aksenov V. L., Nikitenko Yu. V. // Physica B. 2001. V. 297. P. 101.
7. Никитенко Ю. В. // ЭЧАЯ. 2009. Т. 40, № 6. С. 1682.

8. *Никитенко Ю. В., Сыромятников В. Г.* Рефлектометрия поляризованных нейтронов. М.: Физматлит, 2013. 224 с.
9. *Aksenov V.L., Khaidukov Yu.N., Nikitenko Yu.V.* // J. of Phys.: Conf. Ser. 2010. V. 211. P.012022.
10. *Aksenov V.L. et al.* // J. of Surface Investigation. X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques. 2009. V. 3, No. 4. P. 495.
11. *Lee S.F. et al.* // J. Magn. Magn. Mater. 2000. V. 209. P. 231.
12. *Sonin E.B., Logoboy N.A.* // J. of Phys.: Conf. Ser. 2009. V. 150. P. 052245.

Получено 16 июля 2014 г.

Редактор *А. И. Петровская*

Подписано в печать 07.10.2014.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 0,75. Уч.-изд. л. 0,88. Тираж 230 экз. Заказ № 58346.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: publish@jinr.ru

www.jinr.ru/publish/