

МАГНЕТИЗМ В СТРУКТУРАХ С ФЕРРОМАГНИТНЫМИ И СВЕРХПРОВОДЯЩИМИ СЛОЯМИ

В. Д. Жакетов^a, *Ю. В. Никитенко*^{a*}, *Ф. Радю*^b, *А. В. Петренко*^a,
А. Чик^{c**}, *М. М. Борисов*^d, *Э. Х. Мухамеджанов*^d, *В. Л. Аксёнов*^{e,a}

^a *Объединенный институт ядерных исследований
141980, Дубна, Московская обл., Россия*

^b *Helmholtz-Zentrum Berlin für Materialien und Energie
12489, Berlin, Germany*

^c *MTA Atomki, Institute for Nuclear Research
H-4001, Debrecen, Hungary*

^d *Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»
123182, Москва, Россия*

^e *Петербургский институт ядерной физики им. Б. П. Константинова
Национального исследовательского центра «Курчатовский институт»
188300, Гатчина, Ленинградская обл., Россия*

Поступила в редакцию 12 апреля 2016 г.

В слоистых структурах Ta/V/Fe_{1-x}V_x/V/Fe_{1-x}V_x/Nb/Si, состоящих из ферромагнитных и сверхпроводящих слоев, с помощью отражения и рассеяния поляризованных нейтронов выполнено исследование влияния сверхпроводимости на ферромагнетизм. Экспериментально показано, что при низких температурах в слоистых структурах формируются магнитные структуры с линейными размерами в диапазоне от 5 нм до 30 мкм. При температурах ниже сверхпроводящих переходов в слоях V и Nb намагниченность магнитных структур подавляется сверхпроводимостью. В структурах наблюдалась релаксация магнитного состояния в широком диапазоне изменения магнитного поля, обусловленная изменением состояния кластеров, доменов и абрикосовских вихрей.

DOI: 10.7868/S0044451017010126

1. ВВЕДЕНИЕ

Одним из проявлений влияния сверхпроводника, контактирующего с ферромагнетиком, является образование в ферромагнетике особой доменной структуры (криптоферромагнитного состояния), в которой размер доменов d составляет порядка сверхпроводящей корреляционной длины в ферромагнетике $\xi_F \approx 1\text{--}10$ нм [1–3] или корреляционной длины в сверхпроводнике $\xi_S \approx 10\text{--}100$ нм [4]. В настоящее время нет экспериментальных данных, прямо подтверждающих образование под действием сверхпроводимости решетки ферромагнитных доменов [2] или геликоидальной слоистой структуры [3]. В работе [5] сообщается о «ясной индикации»

образования благодаря эффекту близости неоднородного криптоферромагнитного состояния в слое Pd_{1-x}Fe_x. Однако в работе было измерено уменьшение средней по объему температурной зависимости намагниченности, из чего можно сделать лишь косвенное заключение об образовании или модификации существующей доменной структуры. Тем более неясно, являются ли доменные структуры упорядоченными. Наиболее адекватным методом обнаружения и исследования магнитной решетки в слоистой структуре является метод рефлектометрии поляризованных нейтронов [6, 7]. Для пространственно-чувствительных измерений профиля намагниченности ферромагнитно-сверхпроводящих структур были использованы развитые нами методы рефлектометрии нейтронов в режимах стоячих (НРСВ) и усиленных стоячих нейтронных волн (НРУСВ) [8, 9], а также

* E-mail: nikiten@nf.jinr.ru

** A. Csik

применены малоугловое рассеяние (ГИСАНС) и дифракция (ГИНД) в скользящей геометрии. Так, в работе [10] исследовалась структура $\text{Pd}(1.5 \text{ нм})/\text{V}(39 \text{ нм})/\text{Fe}(3 \text{ нм})/20 \times [\text{V}(3 \text{ нм})/\text{Fe}(3 \text{ нм})]$, в которой периодическая структура $20 \times [\text{V}(3 \text{ нм})/\text{Fe}(3 \text{ нм})]$ являлась генератором стоячей волны. Было получено, что переход слоя $\text{V}(39 \text{ нм})$ в сверхпроводящее состояние в магнитном поле $H = 1.5\text{--}4.5 \text{ кЭ}$ приводил к размагничиванию границы раздела слоя $\text{V}(39 \text{ нм})$ со слоем $\text{Fe}(3 \text{ нм})$. В результате утверждалось, что действие сверхпроводимости приводит к образованию ферромагнитных доменов размером 1–100 мкм с хаотичным распределением направления моментов. Однако в работе [10] размер доменов не определялся. Поэтому это могли быть домены, образованные косвенным обменным взаимодействием размером порядка 300 нм [11], или домены в сверхпроводящем ферромагнетике размером 1–10 нм. В работе [12] изучалась структура $\text{Nb}(50 \text{ нм})/\text{Fe}(3.9 \text{ нм})/40 \times [\text{Si}(3.4 \text{ нм})/\text{Mo}(3.4 \text{ нм})]/\text{Si}$, в которой генератором стоячей волны являлась периодическая структура $40 \times [\text{Si}(3.4 \text{ нм})/\text{Mo}(3.4 \text{ нм})]$. Кроме зеркального отражения нейтронов регистрировалось диффузное рассеяние нейтронов на магнитных доменах. Было отмечено, 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 в плоскости ферромагнитного слоя намагниченность и намагниченность в домене микронного размера составляли 0.7 и 0.97 при $T = 5 \text{ К}$ и 0.05 и 0.91 при $T = 2 \text{ К}$, соответственно. Значительное уменьшение среднего значения намагниченности при небольшом изменении намагниченности отдельных доменов, так же как и в предыдущем исследовании, было интерпретировано как установление хаотического распределения моментов доменов. В работе [13] было проведено первое исследование структуры $\text{Ta}/\text{V}/\text{Fe}_{0.7}\text{V}_{0.3}/\text{V}/\text{Fe}_{0.7}\text{V}_{0.3}/\text{Nb}/\text{Si}$, состоящей из ферромагнитных и сверхпроводящих слоев. При температуре ниже 150 К в структуре формировалась решетка магнитных кластеров, распределение направлений моментов в которой изменялось при переходе слоев ванадия и ниобия в сверхпроводящее состояние. В данной работе представлены результаты детальных исследований данного типа структур. Наблюдение модификации магнитного состояния структуры под действием сверхпроводимости являлось нашей основной целью.

2. СЛОИСТЫЕ СТРУКТУРЫ

Сосуществование сверхпроводимости и ферромагнетизма в слоистых структурах исследовалось теоретически в ряде работ [1–4]. Было показано, что в случае однородного ферромагнитного упорядочения сверхпроводимость в ферромагнитном слое может существовать, если эффективное обменное поле в сверхпроводнике $h_{eff} \approx d_f h_f / d_s$, где h_f — обменное поле в ферромагнитном слое, $d_F < \xi_F$ и $d_S < \xi_S$ — толщина соответственно ферромагнитного и сверхпроводящего слоев, не превышает парамагнитный предел $1.24T_c$, где T_c — температура сверхпроводящего перехода. В этом случае даже при сравнительно большом значении d_S , равном длине когерентности сверхпроводимости $\xi_S \approx 100 \text{ нм}$, $T_c = 10 \text{ К}$ и $h_F = 5000 \text{ К}$ (железо) для максимально допустимого значения толщины ферромагнитного слоя получается $d_{F,max} = (T_c/h)d_S \approx 1 \text{ нм}$ [3]. Однако в ферромагнитном сверхпроводнике с доменной структурой эффективное обменное поле может превышать парамагнитный предел. В работах [14,15] приведен такой пример образования доменов, размер которых в плоскости должен быть меньше сверхпроводящей длины когерентности ξ_S . В работе [2] рассмотрено образование доменной структуры в тонком сверхпроводящем ферромагнитном (S/F) бислое. Образование доменной структуры происходит при некоторых условиях, а именно, $d_F < \xi_F < d_S$ и $D < \xi_S$, где D — период доменной структуры в плоскости ферромагнитного слоя. При этом ограничивающим толщину ферромагнитного слоя является условие $d_F < \xi_F = (D_F/h_F)^{1/2}$, D_F — коэффициент диффузии сверхпроводящей пары в ферромагнетике. Из этого условия следует, что для увеличения d_F нужно уменьшать обменное поле в ферромагнетике. При приготовлении образцов мы руководствовались этими теоретическими оценками. Так, для уменьшения обменного взаимодействия использовался разбавленный ферромагнетик $\text{Fe}_{1-x}\text{V}_x$ в виде смеси железа с ванадием, где были выбраны значения $x = 0, 0.3, 0.6$ [16]. Известно, что магнитные моменты двух ферромагнитных слоев железа [17, 18] или кластеров [19], разделенных промежуточным слоем ванадия (или хрома) определенной толщины, благодаря косвенному обменному взаимодействию упорядочиваются антиферромагнитно, что облегчает прохождение сверхпроводящей пары через ферромагнитные слои. В этой связи приготовленные структуры содержали по два слоя $\text{Fe}_{1-x}\text{V}_x$ с эквивалентной толщиной объемного материала 1 нм, которые были разделены промежу-

точным слоем из ванадия или хрома. Известно также, что и в плоскости магнитных слоев в магнитном поле меньше единиц килоэрстед образуется доменная структура, в которой домены размером в сотни нанометров упорядочиваются взаимно антиколлинеарно [11]. Структура $\text{Fe}_{1-x}\text{V}_x/\text{V}(\text{Cr})/\text{Fe}_{1-x}\text{V}_x$ послойно наносилась на слой ниобия толщиной 150 нм ($T_c \approx 6.8$ К) и покрывалась слоем ванадия толщиной 150 нм ($T_c \approx 4$ К). Для достижения значений критических температур как можно близких к значениям объемного материала толщины слоев ниобия и ванадия были выбраны так, чтобы значительно превышать значения длин когерентности сверхпроводимости, соответствующие этим объемным материалам. Однако полученные критические температуры оказались не столь высоки. Причина этого не ясна. Можно предполагать, что это связано с использованием при изготовлении данных структур ненагретой подложки. Для предотвращения окисления данная структура покрывалась слоем тантала толщиной 3 нм. Приготовленные таким образом структуры мы будем обозначать как $x = A/B$, отмечая значение доли ванадия в смеси с железом величиной $A = 0, 0.3, 0.6$ и указывая тип промежуточного слоя между магнитными слоями как $B \equiv \text{V}$ или $B \equiv \text{Cr}$.

Технически структуры приготавливались последовательным магнетронным распылением элементов на подложку Si(0.5 мм) в камере MAGSSY в научном центре 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. Стехиометрия 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 гладкие профили границ раздела.

На рис. 1 представлен профиль структуры $x = 0/\text{Cr}$, измеренный с разрешением 1 нм методом нейтральной атомной масс-спектрометрии [20]. Видно, что два слоя железа, образуя один слой, пространственно не разрешимы. Тем не менее, нейтронные измерения показывают, что два слоя пространственно разделены и магнитно взаимодействуют друг с другом.

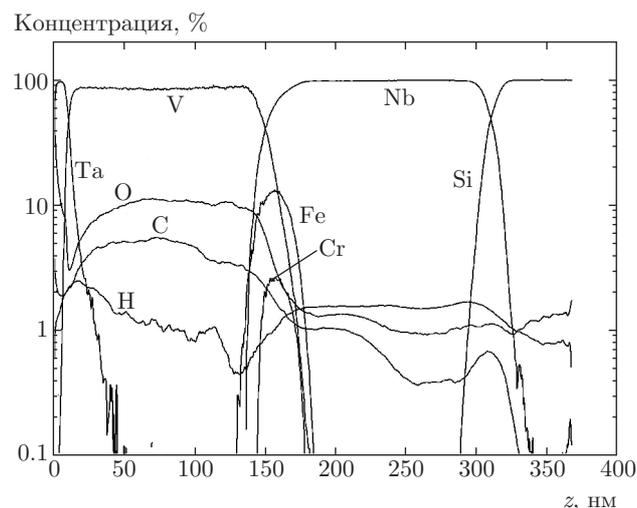


Рис. 1. Пространственный профиль структуры $x = 0.3/\text{Cr}$

Границы слоев ниобия и ванадия имеют протяженность по глубине близкую к ширине ферромагнитного слоя. Протяженность границ слоев по глубине возрастает при удалении от подложки из кремния. Так, для ближайшей к подложке границы ниобия ее протяженность, определяемая как расстояние, на котором концентрация элемента изменяется в диапазоне 50–100 %, составляет 10 нм, в то время как для дальней — 20 нм. Два ферромагнитных слоя совместно с разделяющим их слоем хрома имеют толщину 30 нм, что в 9 раз больше толщины, которая должна была быть, исходя из количества наносимых элементов и плотности объемных материалов. В результате взаимного проникновения элементов ферромагнитный слой оказывается дополнительно разбавленным в 5–6 раз атомами ниобия и ванадия, так что в середине пространственного распределения атомов железа их содержание составляет примерно 12–17 % (табл. 1). Как видно из данных табл. 1 (строки 1 и 3 колонки 2), слой с атомами железа для структуры с промежуточным слоем из хрома более рыхлый по сравнению со структурой с промежуточным слоем из ванадия.

Здесь нужно вернуться к вопросу о том, насколько оказалось выполненным для данных структур обозначенное ранее условие $d_F \leq \xi_F$. Рассмотрим в этой связи структуру $x = 0.3/\text{V}$, для которой получены основные данные. Толщина двух магнитных слоев (ширина распределения концентрации атомов железа) составила 19 нм при концентрации атомов железа $(12 + 6)/2 = 9\%$ (табл. 1). По данным измерений намагниченности при $T = 11$ К (табл. 2),

Таблица 1. Параметры структур $x = 0/V$, $x = 0.3/V$, $x = 0/Cr$, определенные методом нейтральной масс-спектрометрии

Структура	H_{Fe} — толщина на полувывсоте пространственного распределения концентрации атомов железа, нм	Концентрация атомов Fe в середине пространственного распределения, %	Толщина промежуточного слоя из атомов Cr, нм	Концентрация атомов Cr в середине пространственного распределения, %
$x = 0/V$	19	17	—	—
$x = 0.3/V$	19	11.7	—	—
$x = 0/Cr$	24	13	24	2.5

Таблица 2. Магнитные характеристики слоистых структур, измеренные СКВИД-магнитометром

Структура	T/H_{sat} , К/Э	T/H_c , К/Э	T/M_{sat} , К/ед. СГСМ	T_{c1} , К	T_{c2} , К	B_{sat} , Гс	M_a , μ_B
$x = 0/V$	13/900	13/450	$13/10^{-5}$	7	4	240	0.12
	300/300	300/0	$300/5 \cdot 10^{-6}$			120	0.06
$x = 0.3/V$	11/600		$11/9 \cdot 10^{-6}$	6.8		235	0.28
			$300/4 \cdot 10^{-6}$			105	0.13
$x = 0.6/V$	300/500	300/500	$300/10^{-6}$	7.6	4.9	26	0.03
$x = 0/Cr$	12/2000	12/700	$12/5.5 \cdot 10^{-5}$	5.7	3.8	1100	0.8
	300/150, 2000	300/100	$300/4 \cdot 10^{-5}$			800	0.62
$x = 0.3/Cr$	11/2500	13/500	$13/2.4 \cdot 10^{-5}$	7.4	4.9	480	0.66
	166/400	166/170	$166/1.8 \cdot 10^{-5}$			360	0.35
	300/600	300/0	$300/4 \cdot 10^{-6}$			80	0.09
$x = 0.6/Cr$	13/3000	13/400	$13/1.5 \cdot 10^{-5}$	7	3	300	0.6

Примечание: T — температура, H_{sat} — магнитное поле насыщения, H_c — коэрцитивная сила, M_{sat} — магнитный момент насыщения, T_{c1} и T_{c2} — критические сверхпроводящие значения температур соответственно для слоев ниобия и ванадия, B_{sat} — магнитная индукция насыщения, M_a — магнитный момент, приходящийся на атом железа в магнетонах бора μ_B .

она оказалась в 100 раз меньше намагниченности насыщения объемного железа. В результате можно полагать, что в магнитном слое обменное взаимодействие меньше по порядку в 100 раз его значения в кристаллическом железе. Поскольку же $\xi_F \sim h^{-1/2}$, толщина магнитного слоя в этом случае уже может быть 10 нм. Далее надо учесть, что в малом магнитном поле моменты кластеров компенсируют друг друга по порядку в $6^{1/2}$ раза (см. рис. 8а, зависимости 3–4), что эквивалентно увеличению допустимо-

го значения d_F еще в $(6^{1/2})^{1/2} \approx 1.6$ раза. Таким образом, для возможного значения d_F получаем 16 нм, что близко к полученной для структуры $x = 0.3/V$ величине $d_F = 19$ нм. Другими словами, можно полагать, что для структуры $x = 0.3/V$ выполняется условие $d_F \approx \xi_F$.

Для определения атомной структуры в плоскости слоев были проведены измерения малоуглового рассеяния синхротронного излучения в скользящей геометрии (переданный момент лежит в плоскости

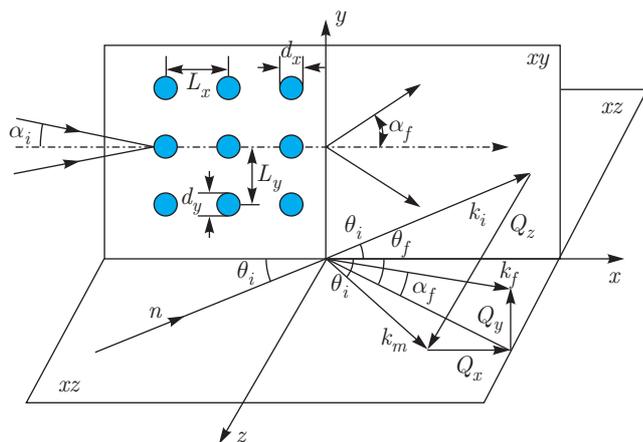


Рис. 2. Геометрия отражения и рассеяния нейтронов и синхротронного излучения при скользящих углах падения

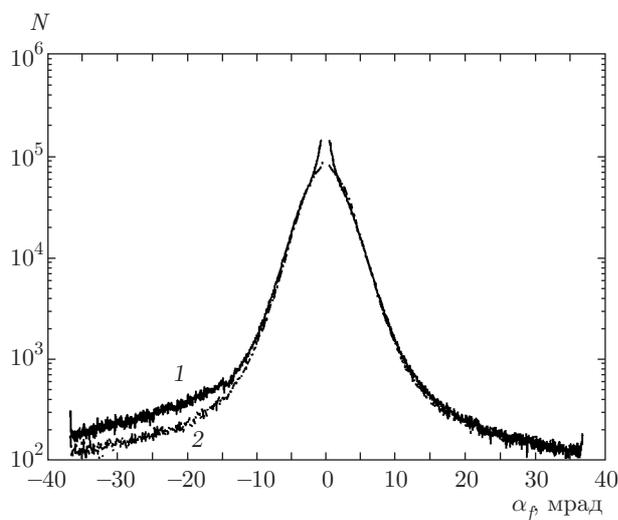


Рис. 3. Зависимость интенсивности рассеяния синхротронного излучения N от угла скольжения рассеянного пучка в плоскости xy для структур $x = 0.3/\text{Cr}$ (1) и $x = 0.3/\text{V}$ (2)

xy , рис. 2). Данные измерений малоуглового рассеяния синхротронного излучения для структур $x = 0.3/\text{Cr}$ (зависимость 1) и $x = 0.3/\text{V}$ (зависимость 2) представлены на рис. 3.

Из представленных зависимостей следует, что распределение плотности вещества характеризуется двумя значениями корреляционной длины. Представляя эффективно кластеры сферами с законом рассеяния излучения $F(q) = \exp(-q^2 R_g^2/3)$, где q — вектор рассеяния, R_g — радиус гирации, для диаметра кластеров получаем $D_1 = 16 \pm 1.5$ нм и $D_2 > 100-300$ нм.

Амплитуда шероховатостей границ раздела была оценена в измерениях зеркального отражения синхротронного излучения (переданный момент лежит

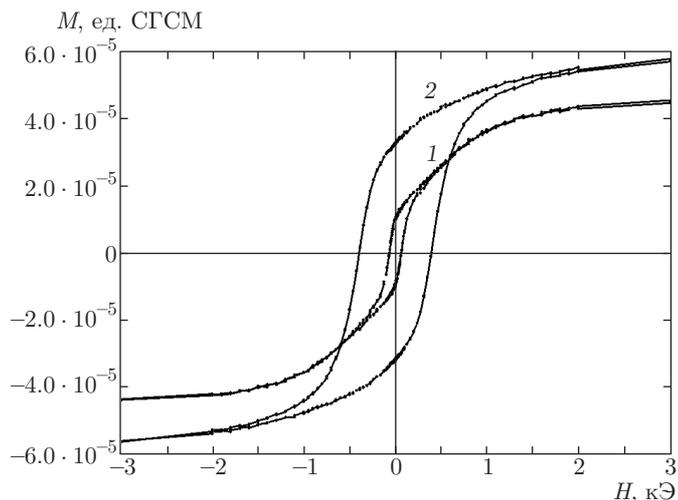


Рис. 4. Зависимость магнитного момента от напряженности магнитного поля для структуры $x = 0/\text{Cr}$ при температуре 300 К (1) и 12 К (2)

в плоскости xz , рис. 2) с длиной волны 1.54 \AA . Для структуры $x = 0/\text{V}$ среднеквадратичные значения амплитуды шероховатостей с микронной корреляционной длиной составили 4.7 нм для границы воздух/Ta, 2.4 нм для границы Ta/V, 1 нм для границы Nb/Fe и 0.3 нм для границы Si/Nb. Амплитуда шероховатостей для границы Nb/Fe сравнима с толщиной магнитных слоев и промежуточного слоя.

На рис. 4 приведена характерная для структур зависимость магнитного момента от напряженности магнитного поля. На зависимости при $T = 300 \text{ К}$ (кривая 1) виден излом при $H = 150 \text{ Э}$, указывающий на то, что при $H > 150 \text{ Э}$ магнитная структура характеризуется более сильной связью магнитных слоев по сравнению с диапазоном $H < 150 \text{ Э}$. Это связано, как показывают расчеты, с установлением антиколлинеарного направления магнитных моментов слоев, ориентированных, в свою очередь, по направлению магнитного поля.

На рис. 5 приведены зависимости магнитного момента для структуры $x = 0/\text{Cr}$ от температуры в области сверхпроводящих переходов. Кривая 1 соответствует охлаждению в магнитном поле 50 Э , кривая 2 — охлаждению в нулевом поле с последующим наложением магнитного поля 50 Э . В зависимости 1 виден излом при $T = 6 \text{ К}$, соответствующий переходу в слое ниобия. В зависимости 2 кроме излома при $T = 6 \text{ К}$ виден излом при $T = 4 \text{ К}$, соответствующий сверхпроводящему переходу в слое ванадия. Отсутствие в зависимости 1 излома при $T = 4 \text{ К}$ связано, по-видимому, с наличием примесей атомов

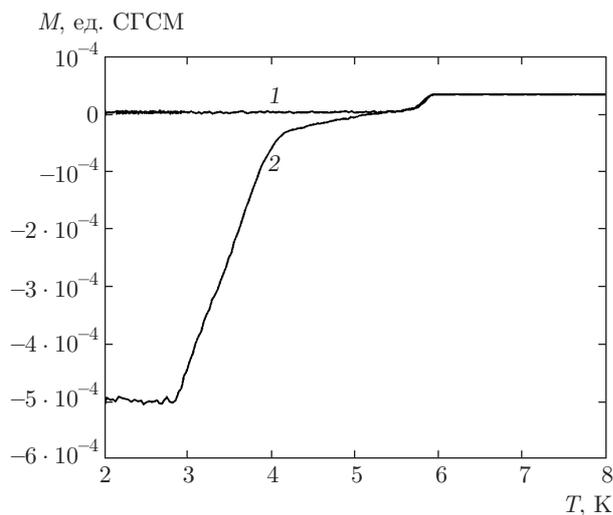


Рис. 5. Зависимость магнитного момента от температуры для структуры $x = 0/Cr$ при охлаждении в магнитном поле 50 Э (1) и при охлаждении в нулевом поле (2) с последующим наложением поля 50 Э

кислорода, углерода и водорода, образующих центры пиннинга магнитного потока.

На рис. 6 приведена зависимость магнитного момента от температуры для структуры $x = 0.3/V$ при охлаждении в магнитном поле 20 Э (а), 100 Э (б) и 1 кЭ (в). Зависимости 1 соответствуют охлаждению в нулевом магнитном поле (ZFC), а зависимости 2 — охлаждению в магнитном поле (FC). Кривые 1 и 2 расходятся при температуре блокировки соответственно $T = 170, 130, 30$ К. С температурой блокировки связывается значение, выше которого от тепловых флуктуаций среды происходит изменение ориентации магнитных моментов кластеров. Оценим размеры кластера из условия равенства тепловой энергии $k_B T$ энергии кристаллической анизотропии $K_{eff} V$, где K_{eff} — константа суммарной анизотропии, состоящей из кристаллической анизотропии и анизотропии формы, V — объем кластера. Возьмем значение температуры блокировки $T = 170$ К для $H = 20$ Э, когда взаимодействием магнитного поля с моментами кластеров можно пренебречь. Для K_{eff} сплава железа с ванадием примем типичное для ферромагнетиков значение $10^3 - 10^7$ эрг/см³ [21]. В результате для диаметра кластеров получим интервал 2–35 нм. Далее из рис. 6в следует, что при изменении температуры от 300 К до 11 К магнитный момент увеличивается в 2.2 раза до значения $M = 9 \cdot 10^{-6}$ ед. СГСМ, что для индукции магнитного слоя толщиной 19 нм дает значение $B_{sat} = 235$ Гс. Экстраполируя зависимость к нулевому значению намагниченности для точки Кюри, получаем $T_K \approx 450$ К. Из данных рис. 6а

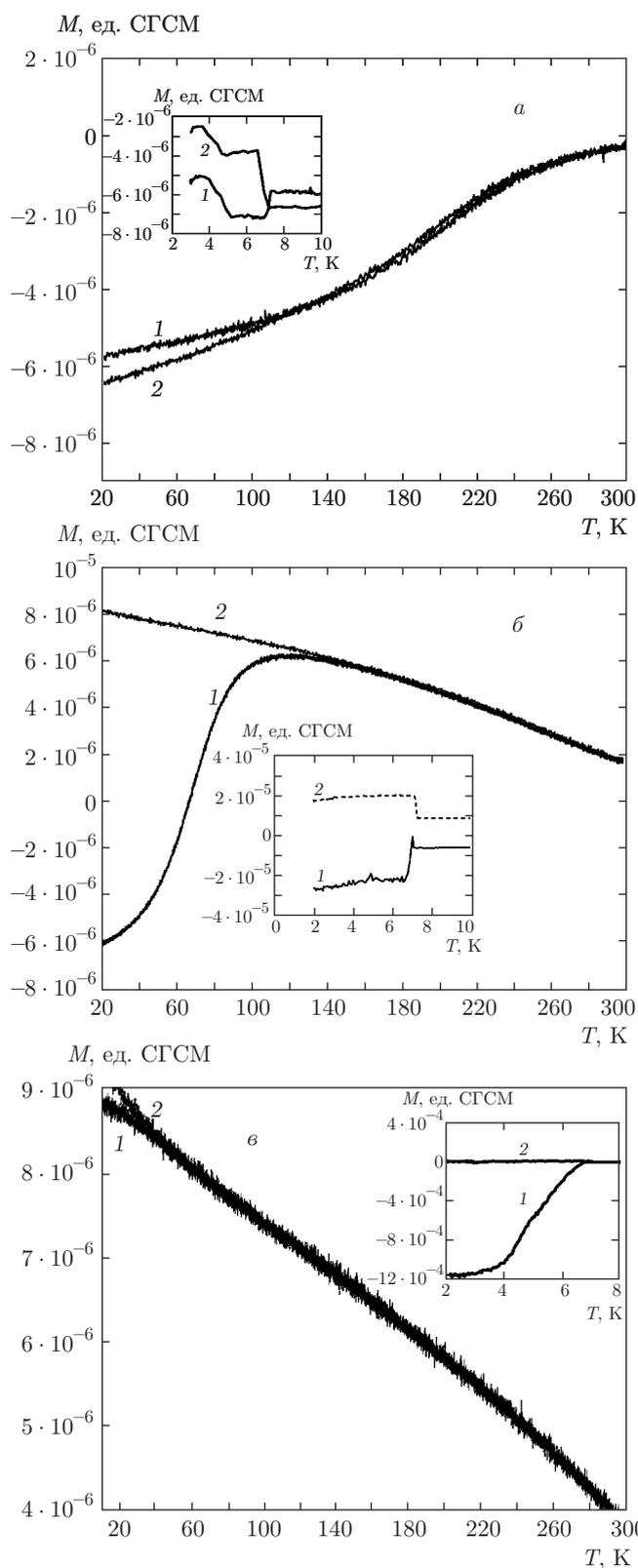


Рис. 6. Зависимость магнитного момента от температуры для структуры $x = 0.3/V$ при значениях магнитного поля 20 Э (а), 100 Э (б) и 1 кЭ (в)

при охлаждении в нулевом поле с последующим наложением поля $H = 20$ Э следует отрицательный момент $M_{ZFC}(10 \text{ К}, 20 \text{ Э}) = -5.7 \cdot 10^{-6}$ ед. СГСМ. При охлаждении в поле момент также отрицательный и равен $M_{FC}(10 \text{ К}, 20 \text{ Э}) = -6.4 \cdot 10^{-6}$ ед. СГСМ. На вставке к рис. 6а приведены зависимости в температурном диапазоне сверхпроводящих переходов в слоях ниобия и ванадия. При охлаждении в поле 20 Э момент уменьшается по абсолютной величине с уменьшением температуры, но остается отрицательным, т.е. происходит размагничивание структуры. Забегая вперед, скажем, что именно этот режим охлаждения выполнялся в измерениях на нейтронах (см. ниже рис. 10, 12), когда с уменьшением температуры рассеяние нейтронов падало. При охлаждении в нулевом поле с наложением поля 100 Э магнитный момент уменьшается по сравнению с полем 20 Э до значения $M_{ZFC}(10 \text{ К}, 100 \text{ Э}) = -6.5 \cdot 10^{-6}$ ед. СГСМ. При охлаждении же в поле 100 Э момент уже положителен и равен $M_{FC}(10 \text{ К}, 100 \text{ Э}) = 8.2 \cdot 10^{-6}$ ед. СГСМ, что связано с намагничиванием кластеров магнитным полем.

Таким образом, при небольшом магнитном поле кластеры намагничены противоположно полю. Объяснить это можно или магнитной анизотропией, или введением некоторой низкокоэрцитивной магнитной системы, которая взаимодействует с кластерами и магнитным полем. Такой системой предположительно могут быть домены, магнитно взаимодействующие с магнитным полем и моментами кластеров, или среда, в которую погружены кластеры. Среда, по-видимому, может взаимодействовать с кластерами и обменно. Отметим, что отрицательное значение намагниченности кластеров при $T = 8 \text{ К}$ и положительное при $T = 3 \text{ К}$ следуют из данных интенсивности рассеяния нейтронов, представленных ниже на рис. 10. В то же время, для структуры $x = 0/\text{Cr}$ кластеры при $T = 8 \text{ К}$ намагничены по полю и остаются намагниченными по полю при уменьшении температуры (см. ниже рис. 12).

В табл. 2 приведены магнитные параметры исследованных структур. Обращает на себя внимание то, что магнитный момент в структурах с ванадиевой прослойкой примерно на порядок меньше, чем в структурах с хромовой прослойкой. По-видимому, это связано с более сильным в случае прослойки из ванадия антиколлинеарным упорядочением магнитных моментов одного магнитного слоя по отношению к магнитным моментам второго магнитного слоя [17, 18].

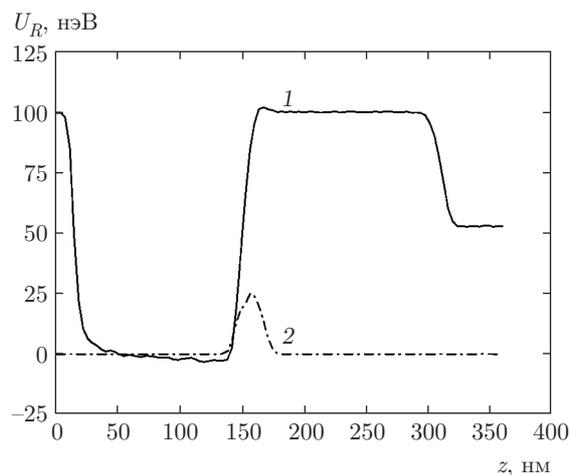


Рис. 7. Пространственная зависимость действительной части потенциала ядерного взаимодействия U_R нейтрона со слоистой структурой $x = 0.3/V$ (1) и со слоем железа (2)

3. НЕЙТРОННЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ

Мы использовали метод рефлектометрии поляризованных нейтронов, позволяющий измерять профиль намагниченности $J(z)$ и профиль плотности ядерной длины рассеяния нейтронов в глубину структуры, а также определять ядерную и магнитную структуру в плоскости слоев (плоскость xy) (рис. 2).

Поляризованный нейтронный пучок (обозначен « n » на рис. 2) падает под углом скольжения θ_i на образец. Отраженные и рассеянные от образца нейтроны регистрируются двумерным позиционно-чувствительным детектором. Зеркально отраженные под углом $\theta_f = \theta_i$ 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. При обычных параметрах рефлектометра рассеянный в плоскости zx пучок нейтронов под углом θ_f , обусловленный передачей волнового вектора Q_x , дает информацию о шероховатостях границ раздела и неоднородностях с корреляционной длиной по оси x в диапазоне 1–100 мкм. Рассеянный в плоскости xy пучок нейтронов с углом скольжения α_f , обусловленный передачей волнового вектора Q_y , дает информацию о неоднородностях с корреляционной длиной по оси y в диапазоне 1–100 нм.

Из пространственных зависимостей концентрации элементов, полученных нейтральной масс-спектроскопией (рис. 1), были построены пространственные зависимости действительной части U_R оптического потенциала ядерного вза-

и взаимодействия нейтронов (рис. 7) со структурой (1) и слоем из атомов железа (2). Слой ванадия образует для нейтронов потенциальную яму, а слой тантала и ниобия — потенциальные барьеры. Слой, содержащие атомы железа, находятся на границе слоев ванадия и ниобия, где плотность нейтронов максимальна для критического значения перпендикулярной к границе раздела компоненты волнового вектора нейтронов на слое ниобия (граница полного отражения нейтронов).

При данной зависимости потенциала, представленной на рис. 7, реализуются два режима нейтронного волнового поля. Так, при энергии нейтронов, связанной с перпендикулярной компонентой волнового вектора и превышающей потенциал взаимодействия со слоем ниобия, реализуется режим бегущей нейтронной волны. При энергии нейтронов меньше потенциала взаимодействия со слоем ниобия реализуется режим стоячей нейтронной волны. В результате в измерениях использовались присутствие этим режимам возможности измерений соответственно действительной и мнимой частей потенциала взаимодействия нейтронов со средой. Мнимая же часть потенциала, как известно из работы [22], описывает процессы поглощения нейтронов ядрами среды и процессы рассеяния нейтронов ядрами, атомами и средой.

На рис. 8а в зависимости от напряженности магнитного поля при $T = 300$ К приведены зависимости коэффициента рассеяния нейтронов $S = I_S/I_0$ за телесный угол регистрации нейтронов детектором $\Omega_d = 10^{-3}$ рад, определяемого как отношение интегральных по длине волны нейтронов потока рассеянных нейтронов $I_S = I_0 - I$ к падающему потоку I_0 , где I — интенсивность пропущенного через структуру потока нейтронов. Видно, что с увеличением магнитного поля интенсивность рассеяния растет. Это происходит в случае, если, во-первых, растет магнитный контраст между магнитными неоднородностями (кластеры, дефекты различной природы) и окружающей средой из-за поворота магнитных моментов к направлению магнитного поля. Далее видно, что с увеличением магнитного поля поляризация рассеянных нейтронов $P_S = (\eta - 1)/(\eta + 1)$, где $\eta = S(P_0 = +1)/S(P_0 = -1)$, приближается к нулю. Здесь кривые 1 и 3 соответствуют $P_0 = -1$, кривые 2 и 4 — $P_0 = +1$. Это связано с тем, что при коллинеарном упорядочении магнитных моментов между кластерами образуются соединяющие их магнитные каналы (рис. 8б), дополнительное рассеяние нейтронов на которых из-за отсутствия ядерного контраста не зависит от поляризации нейтронов и является в

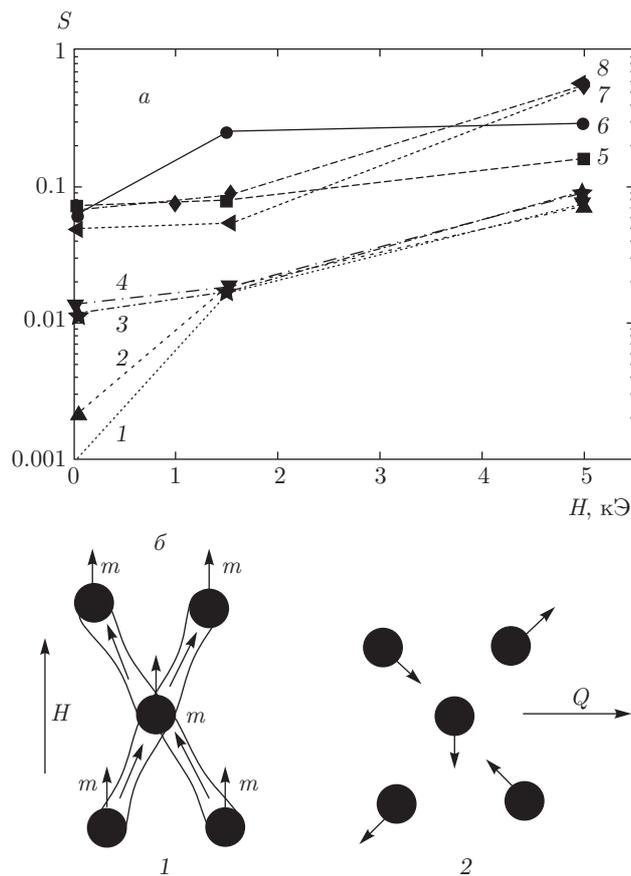


Рис. 8. а) Зависимость $S(H)$ для следующих структур: $x = 0.3/Cr - 1$, 2 , $x = 0.3/V - 3$, 4 , $x = 0/V - 5$, $x = 0/Cr - 6$, $x = 0.6/V - 7$, $x = 0.6/Cr - 8$. Кривые 1, 3 соответствуют $P_0 = -1$, остальные — $P_0 = +1$; б) намагнитенная (1) и размагниченная (2) системы кластеров с моментами m и соединяющими их магнитными каналами (1) в магнитном поле H ; Q — вектор рассеяния нейтронов

данном случае определяющим.

Здесь следует отметить, что в случае среды с магнитными доменами рассеяние нейтронов с увеличением магнитного поля стремится к нулю, поскольку среда становится магнитно однородной. С уменьшением магнитного поля растет число доменов, интенсивность рассеяния нейтронов на которых уменьшается из-за уменьшения размера доменов. Рассеянные доменами нейтроны из-за большой их величины регистрируются детектором. Другими словами, рассеяние на доменах не определяет рассеяние нейтронов за апертуру детектора. С уменьшением магнитного поля растет также число доменных стенок (считаем, что толщина доменных стенок с изменением величины магнитного поля не изменяется) и соответственно растет интенсивность рассеяния нейтронов за апертуру детектора. В итоге в

зависимости от магнитного поля рассеяние нейтронов на кластерах и доменной структуре принципиально различно. Если на кластерах оно растет при увеличении магнитного поля, то на доменной структуре падает, а при уменьшении поля наоборот. Следует отметить также, что атомы железа, хрома и ниобия имеют близкие значения длины рассеяния нейтронов, в то время как ванадий — отрицательную длину рассеяния небольшой величины. В этой связи кластеры с большой средней плотностью амплитуды рассеяния нейтронов содержат преимущественно смесь атомов железа, хрома и ниобия, а кластеры с небольшой плотностью амплитуды рассеяния — смесь атомов элементов с преимущественным содержанием ванадия.

Из зависимостей рис. 8а следует, что рассеяние минимально для структур с $x = 0.3$ (зависимости 1–4). Это можно объяснить, если допустить, что с увеличением концентрации атомов ванадия реализуются два эффекта — уменьшение намагниченности железа из-за роста расстояния между атомами железа и уменьшение магнитных моментов атомов ванадия, направленных противоположно моментам атомов железа [23, 24]. Действие двух противоположно направленных эффектов приводит к тому, что рассеяние на растворе FeV больше при $x = 0$ и $x = 0.6$ по сравнению с $x = 0.3$. Впрочем, здесь могут быть и другие объяснения. В небольшом поле напряженностью 17 Э рассеяние нейтронов от структуры $x = 0.3/\text{Cr}$ (кривые 1 и 2) на порядок меньше рассеяния от структуры $x = 0.3/\text{V}$ (кривые 3 и 4), что объясняется более скомпенсированным антиколлинеарным упорядочением магнитных моментов магнитных слоев через промежуточный слой хрома [17, 18]. В диапазоне 1.5–5 кЭ рассеяние для обеих слоистых структур практически одинаковое, что отражает идентичность подмагниченных магнитных структур.

Сделаем оценку для структур с $x = 0.3$ величины магнитного момента атома железа в магнитном кластере диаметром 21 нм (ядерный кластер размером 16 нм является сердцевинкой магнитного), исходя из величины коэффициента рассеяния нейтронов $S = 0.095$ при $H = 5$ кЭ. Значение размера магнитного кластера будет определено ниже. Из объема кластера, равного $V_c = 4400$ нм³, и объема атома железа $V_{at} \approx 10^{-2}$ нм³ следует, что количество атомов в кластере $N_{at} = 0.7V_c/V_{at} \approx 3.1 \cdot 10^5$, а количество кластеров в единице объема есть $N_c = C^2/V_c = 2.3C^2 \cdot 10^{17}$ см⁻³, где C — отношение диаметра кластера к кратчайшему расстоянию между кластерами, расположенны-

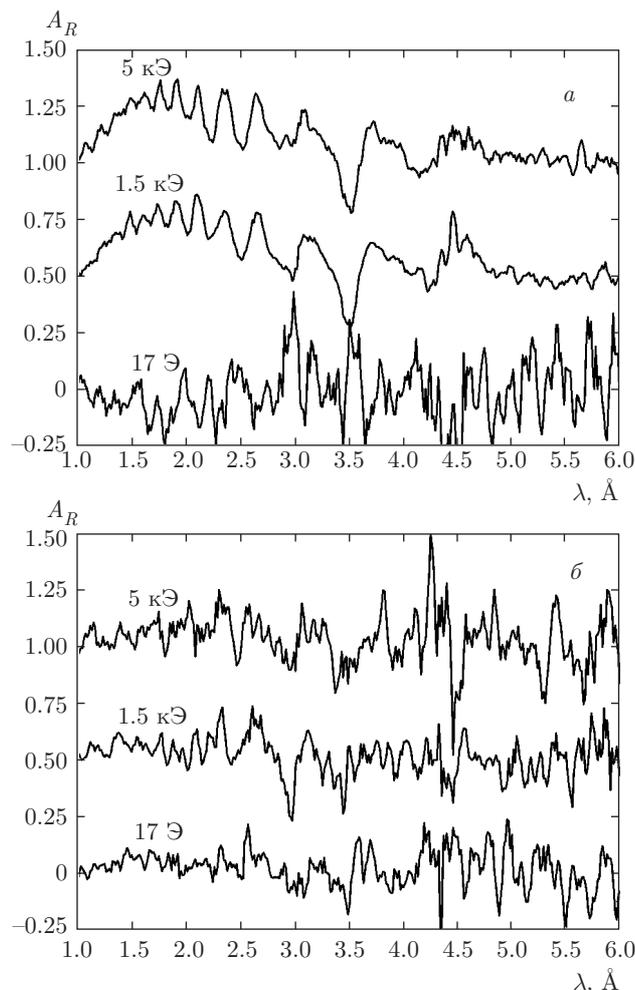


Рис. 9. Зависимость спиновой асимметрии зеркального отражения нейтронов $A_R(\lambda)$ для структур $x = 0/\text{Cr}$ (а) и $x = 0/\text{V}$ (б) при $T = 300$ К

ми в вершинах квадратной решетки в плоскости слоя. Для сечения рассеяния нейтронов кластером имеем $\sigma_{cl} \approx S/(N_c \Delta X) = 2.1C^{-2} \cdot 10^{-13}$ см², где $\Delta X = 20$ нм/5.4 мрад = 3700 нм. Из-за малых размеров кластера используем формулу $\sigma_{cl} = 4\pi b_{cl}^2$, применяемую в случае изотропного рассеяния, и получим для амплитуды рассеяния нейтронов кластером $b_{cl} = 0.095C^{-1} \cdot 10^{-7}$ см, что дает для амплитуды атома железа в слое $b_{\text{Fe}1}(5 \text{ кЭ}) = 0.32C^{-1}$ фм. Магнитометрические измерения (поле насыщения 1 кЭ) при $T = 300$ К дали для намагниченности насыщения 105 Гс, что соответствует моменту, приходящемуся на атом железа, $0.17\mu_B$ (0.46 фм) (магнитная амплитуда рассеяния нейтрона атомом железа равна $b_{\text{Fe}2} = 5.9$ фм, а магнитный момент атома железа равен $2.2\mu_B$). Для расстояния между кластерами при $C = 0.7$ получаем значение 30 нм.

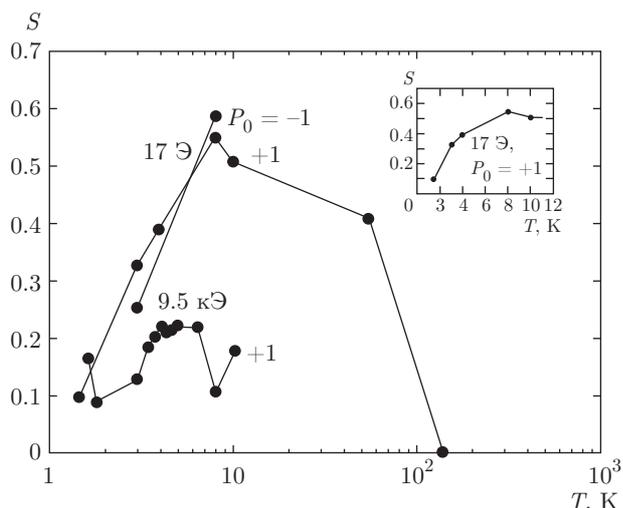


Рис. 10. Зависимость $S(T)$ для структуры $x = 0.3/V$ при $H = 17 \text{ Э}$ и $H = 9.5 \text{ кЭ}$

Для структуры $x = 0/\text{Cr}$ (рис. 8а, кривая 4) при $T = 300 \text{ К}$ в магнитном поле 1.5 кЭ устанавливается жестко связанная магнитная структура (см. также рис. 4), которая в дальнейшем до магнитного поля 5 кЭ не изменяется. Для остальных структур перестройка магнитной структуры продолжается и при $H > 1.5 \text{ кЭ}$. Для структуры $x = 0/\text{Cr}$ наблюдаются также особенные зависимости спиновой асимметрии (рис. 9а) зеркального отражения нейтронов $A_R = (R^+ - R^-)/(R^+ + R^-)$, где R^+ и R^- — коэффициенты отражения нейтронов для спиновых состояний нейтрона плюс и минус. Зависимость на рис. 9а соответствует образованию антиколлинеарного упорядочения магнитных моментов двух магнитных слоев, причем магнитный слой, ближайший к слою ниобия, еще и антиколлинеарен вектору напряженности магнитного поля. Для структуры же $x = 0/V$ зависимость асимметрии (рис. 9б) с увеличением магнитного поля становится близкой к периодической в диапазоне длины волны $2\text{--}3.5 \text{ \AA}$, что связано с намагничиванием магнитных слоев. Период осцилляций для обеих структур составляет $\Delta\lambda = 0.5 \text{ \AA}$ для длины волны $\lambda = 2.25 \text{ \AA}$, что соответствует разности толщины слоев ниобия и ванадия, равной $\Delta z = 45 \text{ нм}$.

Обратимся теперь к данным нейтронных измерений при низких температурах. На рис. 10 приведена температурная зависимость интегрального коэффициента рассеяния нейтронов $S(T)$ с длиной волны $\lambda = 1.28 \pm 0.015$ поляризованных по полю ($P_0 = +1$) и против ($P_0 = -1$). Видно, что рассеяние нейтронов с $P_0 = +1$ с практически нулевого значения

при $T = 150 \text{ К}$ возрастает до 55% вплоть до температуры 8 К , близкой к критической температуре в слое ниобия. Увеличение рассеяния по сравнению со значением при 5 кЭ и 300 К (рис. 8) составляет 5.8 раз и связано с намагничиванием кластеров против направления магнитного поля. Это согласуется с данными магнитных измерений (рис. 6а). Следует заметить, что при температуре около 140 К вокруг преломленного и отраженного пучков возникает также диффузное рассеяние нейтронов, связанное с образованием доменов размером $30\text{--}50 \text{ мкм}$, по-видимому, в окружающей кластеры магнитной среде. Таким образом, магнитные слои структуры состоят из двух фаз вещества, неоднородной в виде кластеров с температурой Кюри равной 450 К и однородной, предположительно образованной смесью атомов железа, ванадия и ниобия, с температурой Кюри около 140 К . Если в кластерах содержание атомов железа 70% , то в однородной среде — порядка 9% . В диапазоне от $T = 8 \text{ К}$ до $T = 1.5 \text{ К}$ рассеяние нейтронов уменьшается, что связано с разупорядочением направлений магнитных моментов кластеров под действием сверхпроводимости. На рис. 10 представлены результаты измерений в магнитном поле 9.5 кЭ . Измерения в магнитном поле 9.5 кЭ проводились по следующей процедуре. Магнитное поле напряженностью 9.5 кЭ устанавливалось при температуре 10 К . Затем температура опускалась до минимальной 1.6 К , при которой проводилось первое измерение. После этого температура увеличивалась и проводилось измерение и так далее вплоть до максимального значения $T = 10 \text{ К}$. Интенсивность рассеяния нейтронов при 1.6 К в поле 9.5 кЭ такая же, как в поле 17 Э , что указывает на значительную магнитную жесткость структуры. С увеличением температуры в интервале $3\text{--}7 \text{ К}$ появляется рассеяние нейтронов, что мы связываем с пиннингом вихрей в смешанном сверхпроводящем состоянии слоев ниобия и ванадия. При $T > 8 \text{ К}$ сверхпроводимость исчезает и, соответственно, рассеяние нейтронов уменьшается до уровня, определяемого рассеянием на кластерах.

На рис. 11 представлены зависимости $S(T)$ для различных магнитных состояний структуры, полученные на образце $x = 0.3/V$ спустя 1.5 года после измерений, представленных на рис. 10. Процедура измерений была следующей. При $T = 12 \text{ К}$ проводились манипуляции с полем, затем снималась температурная зависимость последовательным понижением температуры. Зависимости для поляризации нейтронов плюс и минус практически совпадают, что указывает на равновероятность направ-

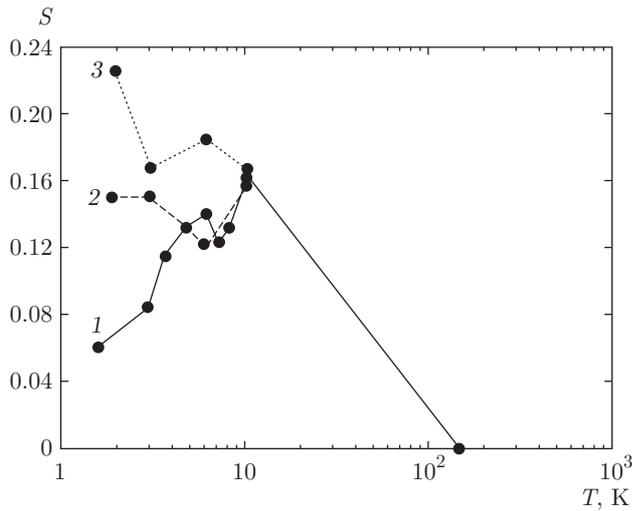


Рис. 11. Зависимость $S(T)$ для различных магнитных состояний: 1 — $H = 17 \text{ Э}$, 2 — измерения при $H = 17 \text{ Э}$ после предварительного намагничивания в поле 2 кЭ , 3 — $H = 1 \text{ кЭ}$

лений моментов вдоль и против поля. С уменьшением температуры рассеяние при $H = 17 \text{ Э}$ уменьшается (кривая 1). Поведение этой зависимости в основном аналогично зависимости при $H = 17 \text{ Э}$ на рис. 10. Локальный минимум при $T = 6.7 \text{ К}$ практически совпадает с температурой сверхпроводящего перехода в слое ниобия 6.8 К . Зависимость рассеяния нейтронов при $H = 17 \text{ Э}$ после намагничивания в поле 2 кЭ (кривая 2) также имеет минимум, после которого рассеяние с уменьшением температуры возрастает. Увеличение рассеяния нейтронов при уменьшении температуры, по-видимому, связаны с намагничиванием кластеров из-за увеличения магнитного поля и ослабления воздействия температурных флуктуаций. Не исключен также вклад рассеяния нейтронов на сверхпроводящих вихрях. Для кривой 3, полученной в постоянном поле 1 кЭ , рассеяние вырастает с уменьшением температуры еще больше. Таким образом, если зависимость 1 объясняется действием сверхпроводимости, то зависимости 2 и 3 с остаточной намагниченностью и постоянным магнитным полем объясняются в основном другими причинами.

Аналогичной образцу $x = 0.3/V$ (рис. 10, кривая 1 на рис. 11), но на порядок меньшей величины, оказалась зависимость $S(T)$ для образца $x = 0/Cr$ (рис. 12). В то же время изменение коэффициента рассеяния в интервале $1.7\text{--}8 \text{ К}$ оказалось в этом случае еще более значительным (10 раз для $P_0 = +1$ и еще больше для $P_0 = -1$), что отражает более силь-

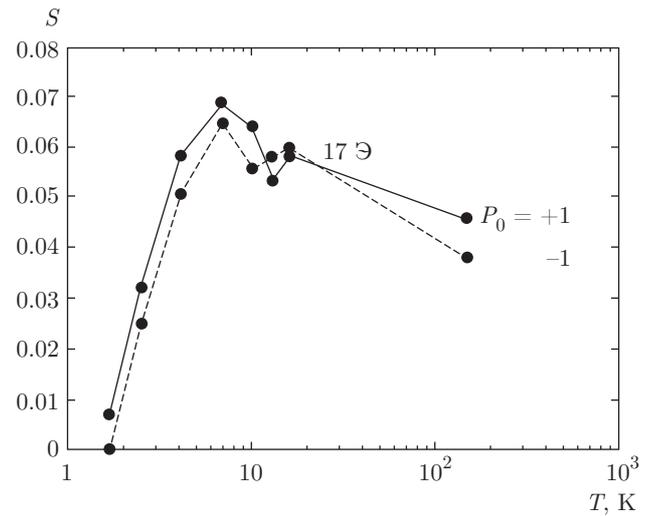


Рис. 12. Зависимость $S(T)$ для структуры $x = 0/Cr$ при $H = 17 \text{ Э}$

ное разупорядочение направлений моментов кластеров.

На рис. 13а приведены зависимости от длины волны нейтронов λ коэффициента зеркального отражения R и коэффициента пропускания T нейтронов, а на рис. 13б — зависимости от длины волны коэффициента рассеяния S . Зависимости на рис. 13 необходимо рассматривать совместно, учитывая, что для каждого начального спинового состояния нейтронов выполняются соотношения $R + T + S = 1$. Из-за интерференции нейтронной волны при распространении в структуре в глубину (в направлении оси z) коэффициенты R и T должны антикоррелировать по величине. Из-за процесса рассеяния нейтронов должны антикоррелировать коэффициенты S и $T + R$. В случае коллинеарной магнитной структуры должны антикоррелировать одноименные коэффициенты разных начальных спиновых состояний нейтрона (R^+ и R^- , T^+ и T^-). Все это присутствует на зависимостях рис. 13. Так, для интервала длин волн $7.5\text{--}10 \text{ \AA}$ зависимость 1 на рис. 13 антикоррелирует с зависимостью 2, а зависимости 1 и 2 на рис. 13а из-за магнитных неоднородностей антикоррелируют с соответствующими зависимостями на рис. 13б. Из неравенства $S^-(2) > S^+(1)$ (рис. 13б) следует, что вектор намагниченности кластеров при $T = 8 \text{ К}$ в среднем ориентирован противоположно направлению магнитного поля.

Следует еще отметить, что сам вид зависимостей $R(\lambda)$ и $T(\lambda)$ (рис. 13а) при $\lambda > 5 \text{ \AA}$ определяется двумя факторами: во-первых, зависимостью плотности нейтронов, определяемой режимом стоячей волны

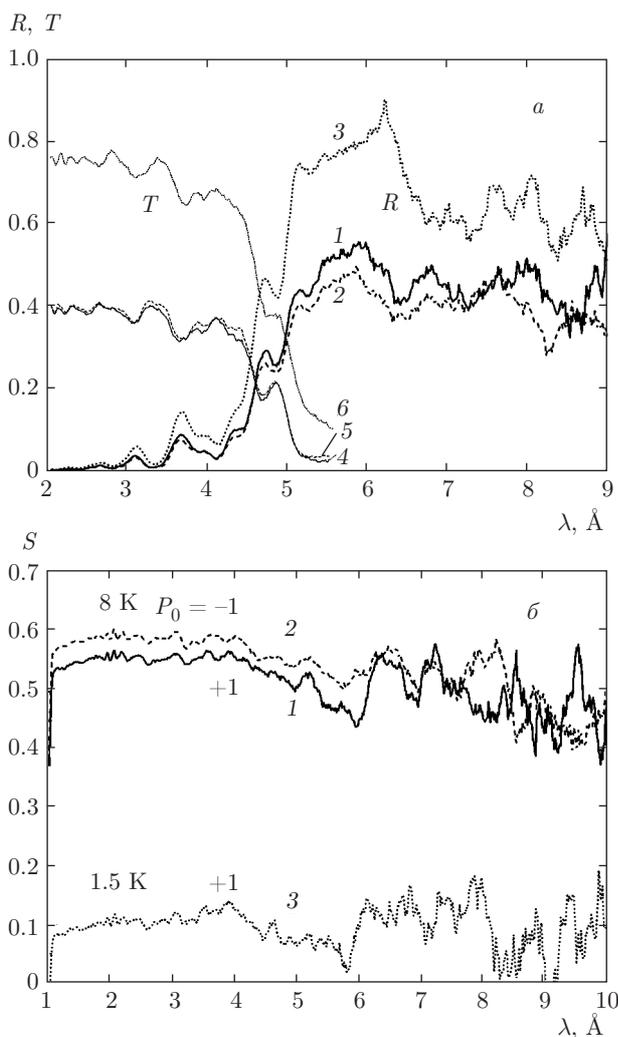


Рис. 13. а) Зависимость коэффициентов зеркального отражения нейтронов $R(\lambda)$ и пропускания $T(\lambda)$ для структуры $x = 0.3/V$ при $H = 17$ Э, $\theta = 5.4$ мрад для $T = 8$ К (1, 2, 4, 5) и $T = 1.5$ К (3, 6). Кривые 2, 5 соответствуют $P_0 = -1$, остальные — $P_0 = +1$; б) зависимость $S(\lambda)$ для структуры $x = 0.3/V$ при $H = 17$ Э, $\theta = 5.4$ мрад для $T = 8$ К (1, 2) и $T = 1.5$ К (3)

благодаря интерференции падающей и отраженной от слоя ниобия нейтронных волн; во-вторых, пространственным положением рассеивателей нейтронов в слоях структуры, расположенных перед слоем ниобия. Зависимости рис. 13 в диапазоне длины волны $\lambda = 7.5-10$ Å в магнитном поле 20 Э указывают на наличие магнитной структуры в слое ванадия на расстоянии 17–32 нм от слоя ниобия, существующей как в несверхпроводящем ($T = 10$ К), так и в сверхпроводящем ($T < 6.8$ К) состояниях. Намагниченность этой структуры является знакопеременной в направлении в глубину структуры. Так, при $T = 8$ К

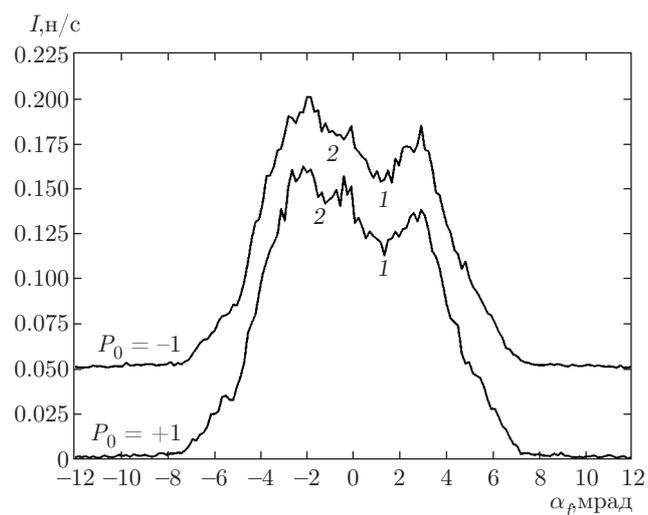


Рис. 14. Зависимость интегральной по x интенсивности $I(\alpha_f)$ нейтронов с длиной волны $\lambda = 1.28 \pm 0.015$ Å для структуры $x = 0.3/V$ при $T = 8$ К

на расстояниях 19.6, 24.3 и 29 нм от слоя ниобия она отрицательная, а при 22.1 и 26.6 нм — положительная. Данная антиферромагнитная структура, имеющая три пространственных периода в глубину величиной 4.7 ± 0.5 нм, не изменяется в температурном диапазоне выше 3 К, в то время как при $T = 1.5$ К знак намагниченности изменяется на противоположный. Аналогичное поведение антиферромагнитной структуры наблюдается и в большом поле 9.5 кЭ. Таким образом, намагниченность реверсируется при понижении температуры до 1.5 К, но не изменяется при изменении магнитного поля в диапазоне 20 Э–9.5 кЭ. При этом средняя по толщине намагниченность оказывается отрицательной при 8 К и положительной при 1.5 К. О таком же по знаку температурном изменении намагниченности рассеивающих кластеров свидетельствуют и данные рассеяния нейтронов, представленные на рис. 10. Расстоянию 17–32 нм от слоя ниобия соответствует окрестность максимума в распределении атомов железа с некоторым смещением в сторону толстого слоя ванадия. Поскольку реверс намагниченности происходит при $T < T_c(V)$ и не зависит от поля в диапазоне 17 Э–9.5 кЭ, это скорее указывает на его связь с переходом толстого слоя ванадия в сверхпроводящее состояние.

На рис. 14 для $T = 8$ К приведены зависимости интегральной по x интенсивности $I(\alpha_f)$ нейтронов с длиной волны $\lambda = 1.28 \pm 0.015$ Å. Зависимости для поляризаций пучка нейтронов «+» и «-» разнесены по высоте для лучшей видимости их различия. В за-

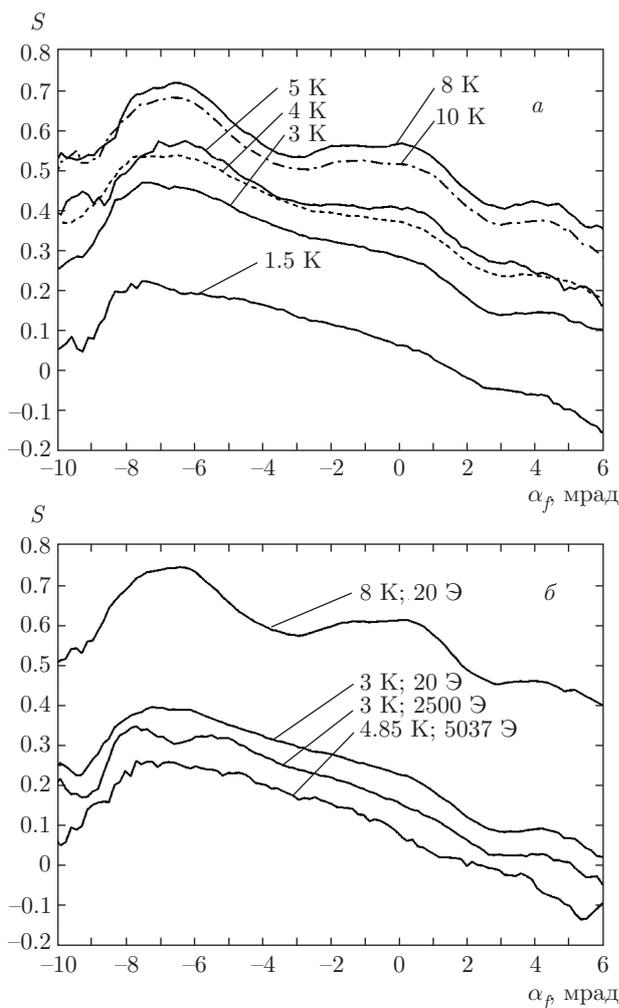


Рис. 15. Зависимость $S(\alpha_f)$ при $\lambda = 1 \text{ \AA}$ для структуры $x = 0.3/V$: а) $P_0 = +1$, б) $P_0 = -1$. Рассеяние при $T = 150 \text{ K}$ принято равным нулю

в зависимостях наблюдаются минимумы, возникающие из-за выбывания нейтронов из пучка в результате их рассеяния. Угловое расстояние между минимумами равно $\Delta\theta = 2.2$ мрад. Для межплоскостного расстояния магнитной решетки получаем $L \approx 59 \pm 5$ нм; L мы связываем с магнитным периодом решетки из кластеров, на котором происходит поворот моментов на 2π .

На рис. 15 приведены зависимости коэффициента рассеяния $S(\alpha_f) = 1 - I(T)/I(150 \text{ K})$ при различных значениях температуры T . Видно, что рассеяние изменяется по величине и является квазипериодической функцией с периодом 6 мрад, что соответствует размеру 21 ± 3 нм. Этот размер близок к ядерному размеру кластера 16 нм и его можно связать с магнитным размером кластеров. Уменьшение

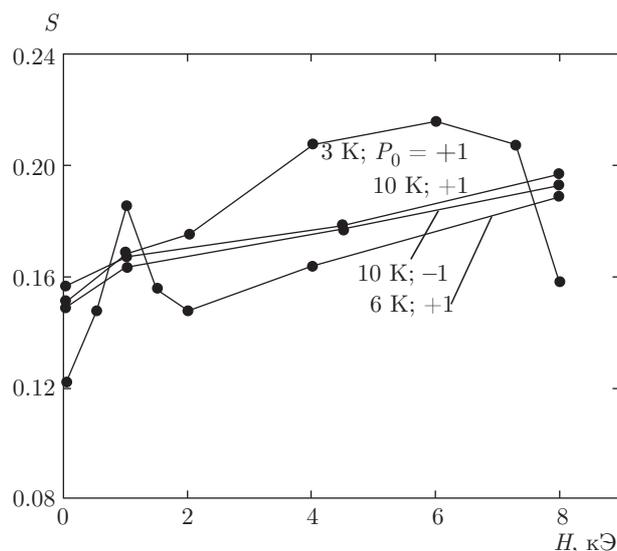


Рис. 16. Зависимость $S(H)$ при $T = 3, 6, 10 \text{ K}$ для структуры $x = 0.3/V$

амплитуды осцилляций, как и уменьшение абсолютной величины интенсивности рассеяния в диапазоне от 8 до 1.5 К, естественно связать с разупорядочением направлений моментов кластеров. Учитывая, что диаметр магнитного кластера равен 21 ± 3 нм, магнитный период решетки из кластеров составляет $L \approx 59 \pm 5$ нм, а также принимая во внимание оценку магнитного момента кластера из интенсивности рассеяния нейтронов, для расстояния между кластерами получаем 30 нм. Таким образом, магнитный период в 2 раза превышает расстояние между кластерами. Это указывает на антиколлинеарное упорядочение в некоторой степени магнитных моментов соседних кластеров.

На рис. 16 приведены зависимости $S(H)$ при значениях температуры 3, 6 и 10 К. Процедура измерений при $T = 3 \text{ K}$ и $T = 6 \text{ K}$ состояла в том, что определенное значение поля устанавливалось при $T = 10 \text{ K}$, после чего устанавливалась температура, при которой выполнялось измерение. При $T = 10 \text{ K}$ коэффициент рассеяния монотонно растет с увеличением поля до 8 кЭ, демонстрируя рассеяние на кластерах и достигая значения 20%. При этом $S(P_0 = +1) > S(P_0 = -1)$. Зависимости при $P_0 = +1$ и $P_0 = -1$ для $T = 3 \text{ K}$ и $T = 6 \text{ K}$ практически совпадают и имеют максимумы соответственно при 1 и 6 кЭ, которые мы связываем с проявлением второго критического поля H_{c2} в сверхпроводящих слоях.

При исследовании структуры $x = 0.6/V$ значение магнитного поля устанавливалось не при $T =$

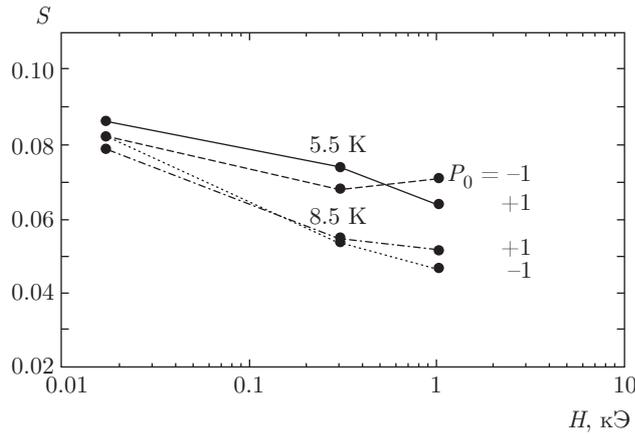


Рис. 17. Зависимость $S(H)$ для структуры $x = 0.6/V$ при $T = 5.5$ К и $T = 8.5$ К

= 10 К, как в измерениях структуры $x = 0.3/V$ (рис. 17), а при температуре, при которой проводилось измерение. В этом случае наблюдалось, как и для структуры $x = 0.3/V$ при такой же процедуре измерений (рис. 15б), уменьшение рассеяния при увеличении напряженности магнитного поля. Суммируя измерения на разных структурах, заключаем, что в полях от 300 Э до 1 кЭ увеличение поля и увеличение температуры приводят к уменьшению рассеяния нейтронов. Уменьшение температуры в магнитном поле от 300 Э до 1 кЭ приводит, наоборот, к увеличению рассеяния нейтронов, а в небольшом поле 17 Э — к его уменьшению. Эти результаты объясняются поведением ансамбля кластеров, если предположить, что начальное состояние системы кластеров характеризуется или положительной или отрицательной средней намагниченностью, а магнитное поле или температура или приближают или удаляют систему от состояния с нулевым значением средней намагниченности.

Определим теперь параметры рассеивающих нейтроны структур путем не регистрации выбывания нейтронов, а непосредственной регистрацией рассеянных нейтронов. На рис. 18а приведена геометрия эксперимента в плоскости xy . В области 1 показаны сечения преломленного (слева) и отраженного (справа) пучков нейтронов. Область 2 является областью вне пучков, в которой регистрируются рассеянные нейтроны в диапазонах переданных моментов $Q_x = 10^{-5} - 0.45 \text{ \AA}^{-1}$, $Q_y = 10^{-3} - 1.75 \text{ \AA}^{-1}$ и $Q_z = 10^{-3} - 1.75 \text{ \AA}^{-1}$.

На рис. 18б для температур 10 и 2 К приведены разность суммарной интенсивности преломленного и отраженного пучков нейтронов $\Delta I_1 = I_{rr}(10 \text{ К}, 25 \text{ Э}) - I_{rr}(2 \text{ К}, 25 \text{ Э})$ (кривая 1) и раз-

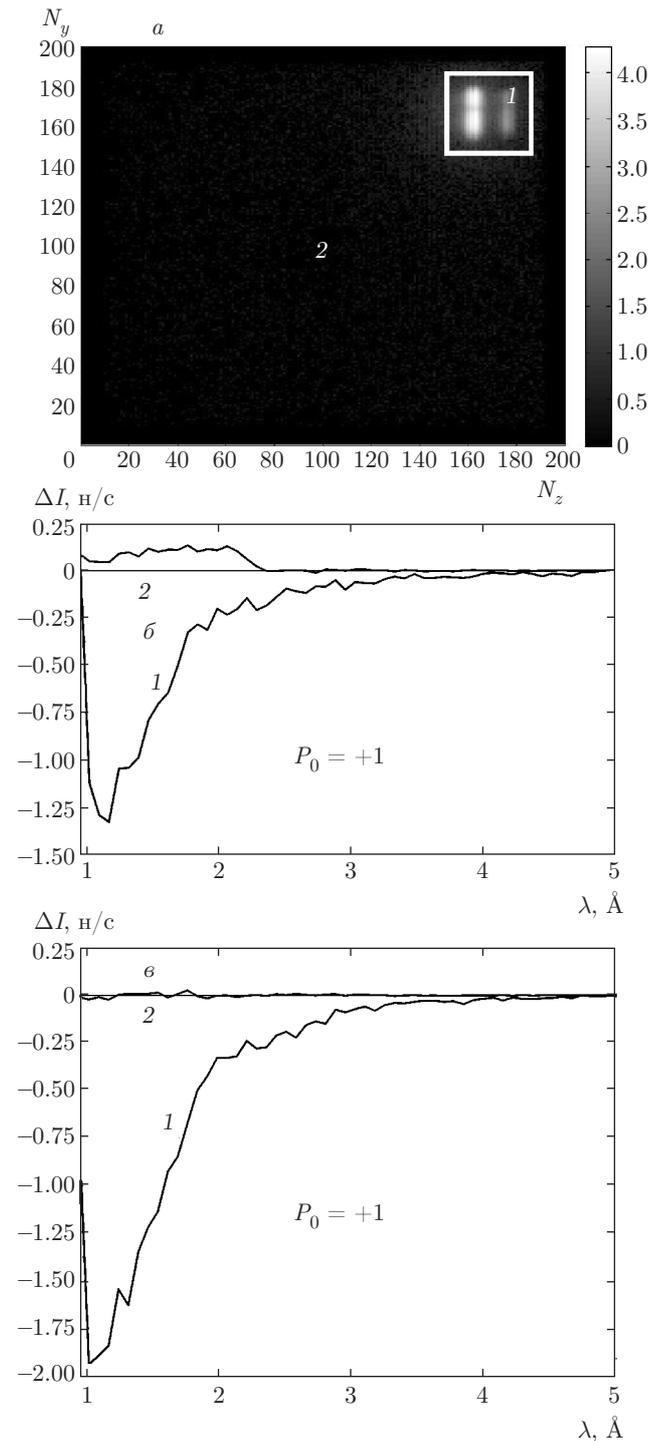


Рис. 18. а) Область прошедшего и отраженного пучков — 1 и область регистрации рассеянных нейтронов — 2; б) разность интенсивности нейтронов $\Delta I_1 = I_{rr}(10 \text{ К}, 25 \text{ Э}) - I_{rr}(2 \text{ К}, 25 \text{ Э}) - 1$ и разность $\Delta I_2 = I_s(10 \text{ К}, 25 \text{ Э}) - I_s(2 \text{ К}, 25 \text{ Э}) - 2$; в) разность $\Delta I_1 = I_{rr}(10 \text{ К}, 1 \text{ кЭ}) - I_{rr}(2 \text{ К}, 25 \text{ Э}) - 1$ и разность $\Delta I_2 = I_s(10 \text{ К}, 1 \text{ кЭ}) - I_s(2 \text{ К}, 25 \text{ Э}) - 2$

ность интенсивности рассеянных в область 2 нейтронов $\Delta I_2 = I_s(10 \text{ К}, 25 \text{ Э}) - I_s(2 \text{ К}, 25 \text{ Э})$ в случае $P_0 = +1$. Видно, что ΔI_1 и ΔI_2 разного знака. Это подтверждает то, что нейтроны улетают из области распространения преломленного и отраженного пучков и прилетают в область 2. Рассеяние подавляется сверхпроводимостью (рис. 18б). При наложении магнитного поля (рис. 18в) рассеяние из областей преломленного и отраженного пучков (кривая 1) возрастает и имеет несколько другую зависимость от длины волны по сравнению со случаем действия сверхпроводимости при $H = 17 \text{ Э}$. Можно предположить, что это обусловлено рассеянием нейтронов на центрах пиннинга магнитного поля.

На рис. 19а,б представлены контуры интенсивности рассеяния на плоскости переданных волновых векторов $Q_y - Q_x$ при $T = 10.04 \text{ К}$ и $H = 25 \text{ Э}$. Прежде всего видно, что нейтроны в состоянии $P_0 = +1$ (рис. 19а) рассеиваются сильнее, чем нейтроны в состоянии $P_0 = -1$ (рис. 19б). Одна полоса с интервалами $Q_x = 0-0.15 \text{ \AA}^{-1}$ и $Q_y = 0-1.5 \text{ \AA}^{-1}$ соответствует первому порядку рассеяния по Q_x . Вторая полоса с интервалами $Q_x = 0.1-0.3 \text{ \AA}^{-1}$ и $Q_y = 0.5-1.5 \text{ \AA}^{-1}$ соответствует второму порядку рассеяния по Q_x . Можно также полагать, что первый порядок соответствует периоду антиферромагнитного упорядочения, а второй — ферромагнитного. Для магнитных периодов имеем интервал значений $L_x \geq 4.2 \text{ нм}$ и $L_y \leq 1.25 \text{ нм}$.

На рис. 20 представлены контуры интенсивности рассеяния на плоскости переданных волновых векторов $Q_y - Q_x$ при $T = 1.35 \text{ К}$, $H = 25 \text{ Э}$ (а,в) и $T = 10.04 \text{ К}$, $H = 1000 \text{ Э}$ (б,г). Видно, что интенсивность рассеянных нейтронов сильно подавлена, как при уменьшении температуры (а,в), так и при увеличении магнитного поля (б,г). В первом случае это связано с разупорядочением кластеров, при котором намагниченность становится близкой к нулю. Также не исключено, что абсолютная величина магнитных моментов при этом уменьшается. Во втором случае это предположительно связано с намагничиванием окружающей кластеры среды. Неполное подавление рассеяния связано с существованием магнитного рассеяния даже на полностью неупорядоченной по направлениям системе магнитных моментов, а также из-за существования ядерного рассеяния. Хорошо видно, что основное рассеяние характеризуется величинами $Q_y = 1.22 \text{ \AA}^{-1}$ и $Q_x = 0.122 \text{ \AA}^{-1}$, что дает $L_y = 0.51 \text{ нм}$ и $L_x = 5.1 \text{ нм}$. Кроме того, есть сателлиты при $Q_y = 0.27$ ($L_y = 2.3 \text{ нм}$) и $Q_x = 0.023$ ($L_x = 27 \text{ нм}$) и 0.0115 ($L_x = 54 \text{ нм}$). Видно, что значения Q_y на порядок превышают значения Q_x , что

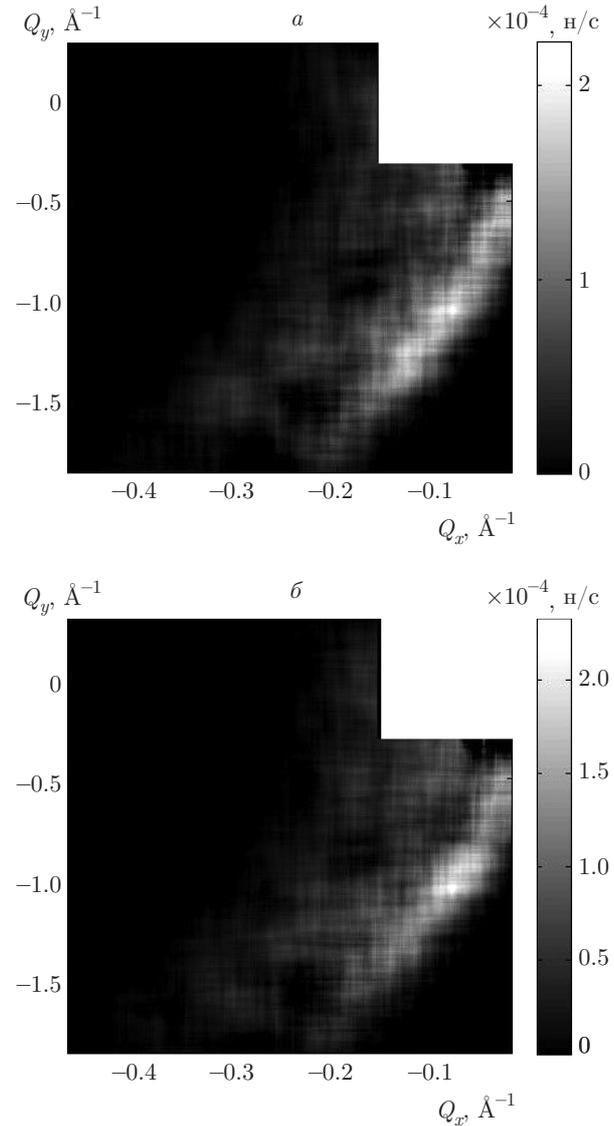


Рис. 19. Контуры интенсивности рассеяния нейтронов на плоскости переданных волновых векторов нейтронов $Q_y - Q_x$ при $T = 10.04 \text{ К}$ и $H = 25 \text{ Э}$ для поляризации $P_0 = +1$ (а) и $P_0 = -1$ (б)

связано с выполнением соотношения $2K_x Q_x \approx -Q_y^2$, означающего сохранение абсолютной величины волнового вектора нейтронов при упругом рассеянии нейтронов. В этой связи мы идентифицируем значения длин (размеров) как $5.1 \pm 0.5 \text{ нм}$, $27 \pm 3 \text{ нм}$ и $54 \pm 6 \text{ нм}$, которые близки к ранее определенным другими способами значениями $4.7 \pm 0.5 \text{ нм}$, $21 \pm 3 \text{ нм}$ и $59 \pm 5 \text{ нм}$ (рис. 14–16).

В итоге, усредняя экспериментальные данные, для периодов двух антиферромагнитных структур получим в плоскости xy значение $56 \pm 4 \text{ нм}$, а в плоскости xy и по оси z — значение $4.9 \pm 0.35 \text{ нм}$. Если

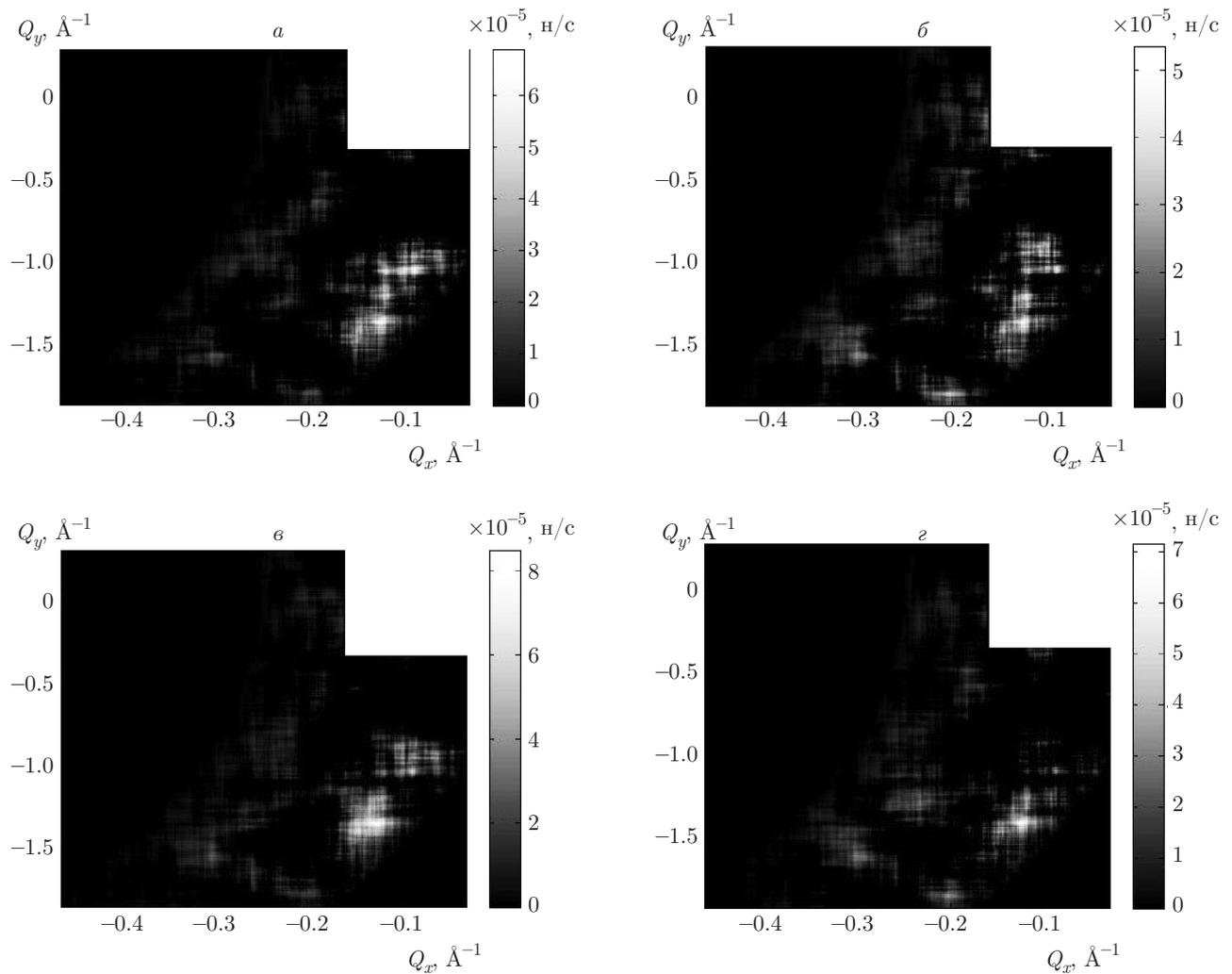


Рис. 20. Контуры интенсивности рассеяния нейтронов на плоскости переданных волновых векторов нейтронов $Q_y - Q_x$ при $T = 1.35$ К, $H = 25$ Э (*а, б*) и $T = 10.04$ К, $H = 1$ кЭ (*б, г*) для поляризации нейтронов $P_0 = +1$ (*а, б*) и $P_0 = -1$ (*в, г*)

первый магнитный период, как мы отмечали, реализуется в системе кластеров, то второй магнитный период реализуется в системе островков (кластеров меньшего размера).

Мы провели также динамические эксперименты, в которых измерялась интенсивность рассеяния в зависимости от времени $S(t)$ после ступенчатого изменения магнитного поля или температуры. Результаты динамических экспериментов представлены на рис. 21–24.

На рис. 21, 22 структура намагничивалась в магнитном поле 2 кЭ при температуре 10 К. Затем поле уменьшалось до 17 Э, после чего температура последовательно опускалась до значения, при котором проводилось измерение.

Видно, что с течением времени рассеяние растет. При этом вначале (до $t \approx 1.5 \cdot 10^4$ с) кривая при $T = 10$ К идет выше остальных кривых. Зависимости имеют точки перегиба при $t_{ch} \approx 10^4$ с, что свидетельствует о наличии второго процесса. Первый процесс мы связываем с поведением магнитных кластеров [26], второй — с образованием магнитных доменов и стенок. Моменты кластеров стремятся выстроиться по полю, что увеличивает рассеяние нейтронов. При образовании доменной структуры образуются доменные стенки. Рассеяние нейтронов на стенках доменной структуры при $t > t_{ch}$ начинает преобладать над рассеянием на кластерах.

Уточнение картины поведения моментов кластеров следует из данных, представленных на рис. 22. При $T = 10$ К (рис. 22*а*) поляризация рассеянных

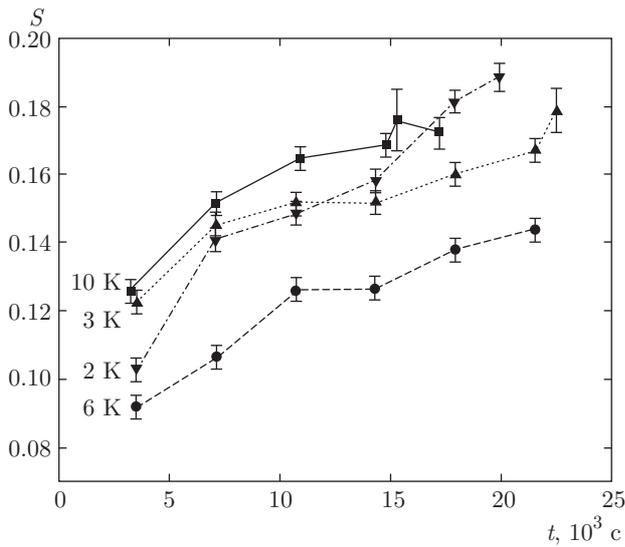


Рис. 21. Зависимость $S(t)$ для $P_0 = +1$ в магнитном поле 17 Э при $T = 2, 3, 6, 10$ К для предварительно намагниченного образца при $H = 1$ кЭ

нейтронов P_s положительна, в то время как при $T = 6$ К и $T = 2$ К (рис. 22б,в) вначале до точки перегиба $P_s < 0$. Другими словами, при уменьшении поля с 2 кЭ до 17 Э моменты кластеров под действием сверхпроводимости размагничиваются. С течением времени образуется доменная структура и уменьшение намагниченности доменов J_d компенсируется увеличением намагниченности кластеров J_{cl} . В результате для результирующего магнитного поля (индукции) $B_{res} = H + 4\pi(J_d + J_{cl})$, возможно, выполняется энергетически выгодное для установления сверхпроводимости соотношение $B_{res} = 0$.

На рис. 23 приведены зависимости $S(t)$, полученные в магнитном поле 1 кЭ в температурном интервале 2–10 К. Последовательность измерений состояла в следующем. Магнитное поле 1 кЭ устанавливалось при температуре 10 К, затем температура уменьшалась до значения, при котором проводилось измерение. В отличие от зависимостей рис. 21, зависимости рис. 23 характеризуются при $T = 2-6$ К большими значениями, но меньшей крутизной изменения рассеяния нейтронов. Таким образом, в магнитном поле 1 кЭ кластеры в большей степени ориентированы по полю, а процесс релаксации замедляется взаимодействием с магнитным полем [26]. Поскольку доменная структура в значительной степени подавлена магнитным полем, точек перегиба, связанных с ростом доменных стенок, в этом случае не наблюдается. Зависимость при $T = 2$ К идет выше, а зависимость при $T = 10$ К — ниже других за-

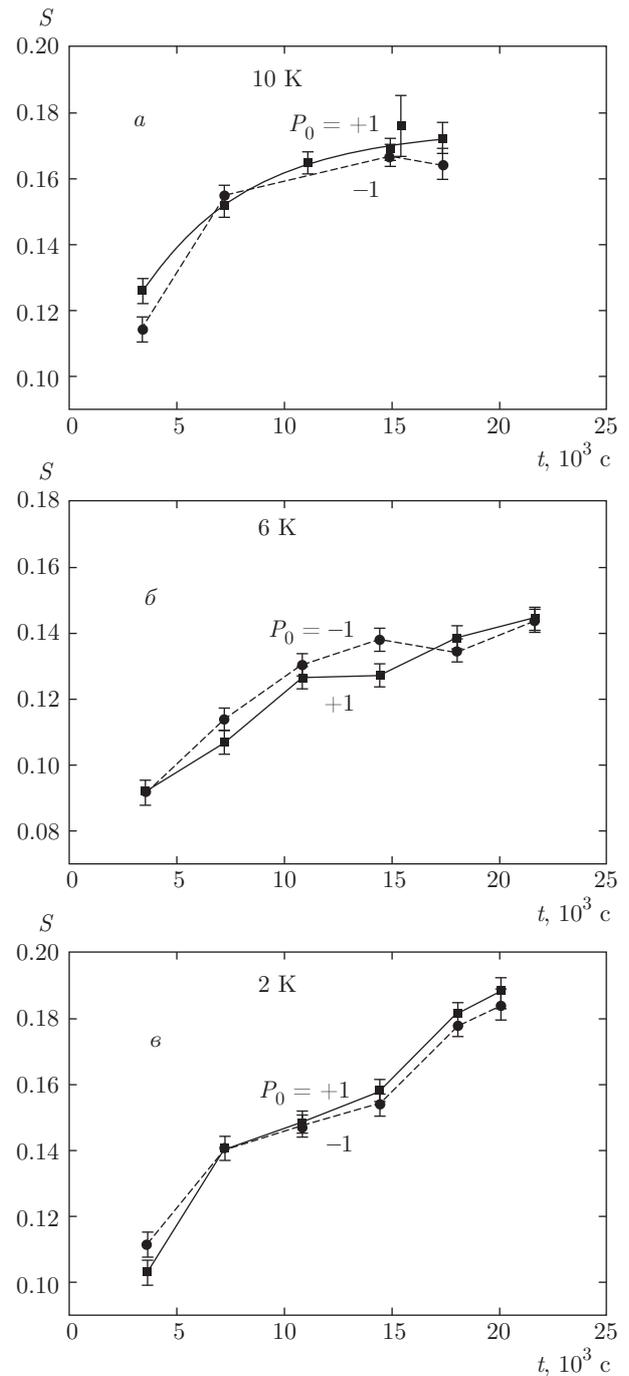


Рис. 22. Зависимость $S(t)$ для $P_0 = +1$ и $P_0 = -1$ при $H = 17$ Э и $T = 10, 6, 2$ К для предварительно намагниченного образца при $H = 1$ кЭ

висимостей. По-видимому, это чисто температурный эффект уменьшения дисперсии направлений моментов относительно направления магнитного поля.

На рис. 24 приведены зависимости $S(t)$ при $T = 3$ К для диапазона изменения магнитного по-

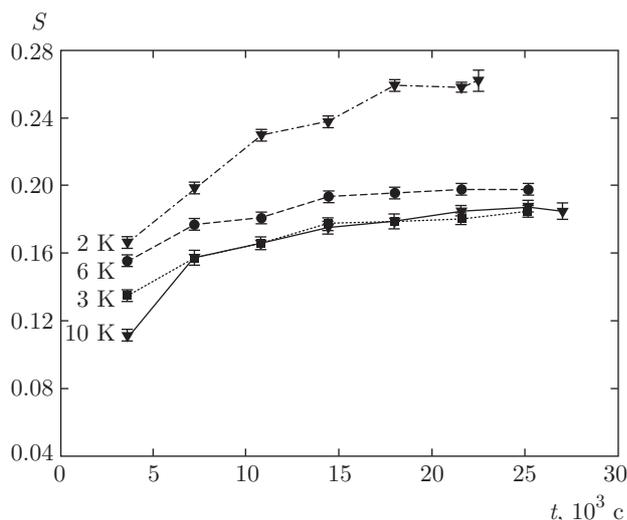


Рис. 23. Зависимость $S(t)$ при $H = 1$ кЭ и $T = 10$ К (1), 6 К (2), 3 К (3), 2 К (4)

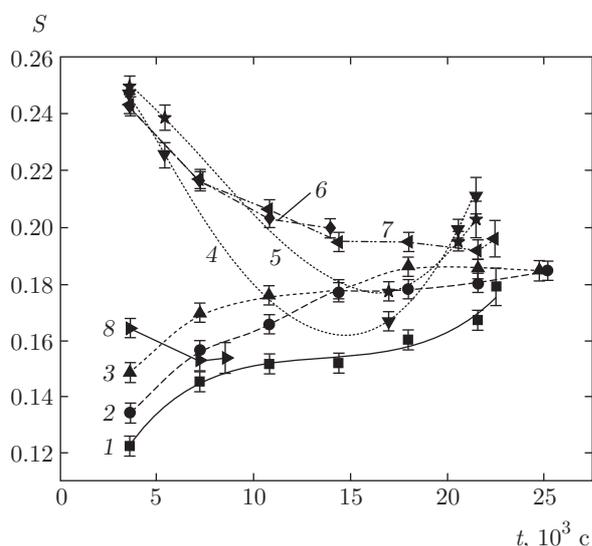


Рис. 24. Зависимость $S(t)$ при $T = 3$ К: $P_0 = +1$ и $H = 17$ Э (1), 1 кЭ (2), 2 кЭ (3), 4 кЭ (4), 6 кЭ (6), 7 кЭ (7) и 8 кЭ (8); $P_0 = -1$ и $H = 4$ кЭ (5)

ля от 17 Э до 8 кЭ. Значение магнитного поля устанавливалось при $T = 12$ К, после чего температура понижалась до 3 К и проводилось измерение. Зависимости 4–8 при $H = 4–8$ кЭ на начальном отрезке времени характеризуются уменьшением рассеяния нейтронов, что объясняется уменьшением плотности сверхпроводящих островков. Подтверждением этого является то, что в интервале до $t = 1.5 \cdot 10^4$ поляризация нейтронов, рассеянных на контурах с нулевой индукцией магнитного поля, отрицательная (ср. кривые 4 и 5). Подтвер-

ждением последнего механизма является также наблюдаемая зависимость закона рассеяния нейтронов, которая соответствует теории релаксации намагниченности в низкотемпературных сверхпроводниках [27, 28]. Зависимость для $H = 4$ кЭ в интервале $t = 3000–10000$ с описывается логарифмическим законом $S = 0.25 - 0.0725 \ln(t(c)/3500)$. С другой стороны, на интервале 4–6 ч закон рассеяния нейтронов характеризуется большой положительной производной, превосходящей значения производных при меньших значениях поля. Последнее, возможно, связано с электромагнитным действием сверхпроводящих слоев, а именно, с уменьшением с течением времени рассеянного поля от диамагнитного момента сверхпроводящих слоев.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные исследования выявили особенности магнитных свойств ферромагнитно-сверхпроводящих слоистых структур. Следует разделять случаи высокой температуры 300 К, низкой температуры в диапазоне 8–150 К и температуры ниже 7–8 К и 4 К, а также высокого поля в несколько килоэрстед и низкого поля порядка 25 Э. При температуре в диапазоне 150–300 К нет ферромагнитных доменов, но есть ферромагнитные кластеры. Об этом свидетельствуют наличие рассеяния нейтронов в большом магнитном поле 9 кЭ (кластеры) и отсутствие рассеяния нейтронов с передачей волнового вектора $10^{-5}–10^{-4} \text{ \AA}^{-1}$ (домены размером 10–100 мкм) в небольшом поле около 20 Э. В диапазоне ниже 150 К появляются ферромагнитные домены. Картина магнитного поведения наиболее подробно исследованной слоистой структуры $x = 0.3/V$ представляется следующим образом. При комнатной температуре существуют пространственно не упорядоченные магнитные и ядерные кластеры, образованные элементами Fe, V, Cr и Nb, смешанными в различных пропорциях. Действие магнитного поля и температуры на магнитное состояние структуры в общем случае определяется начальным состоянием системы кластеров. Начиная с температуры 170 К вплоть до температуры 6.8 К сверхпроводящего перехода в слое ниобия происходит замораживание моментов кластеров с размерами 5 и 21 нм, а также образуется ферромагнитное доменное состояние (размер доменов 250 нм и 30 мкм). Начиная с температуры сверхпроводящего перехода слоя ниобия $T = 6.8$ К

и еще более сильно с температуры сверхпроводящего перехода слоя ванадия $T = 4$ К, вплоть до минимально достигнутой температуры 1.5 К, под действием сверхпроводимости происходит подавление намагниченности структур с размерами больше 5 нм, связанное, как мы полагаем, с разупорядочением направлений моментов кластеров. Не исключено, однако, что происходит также уменьшение абсолютной величины магнитных моментов кластеров. В диапазоне изменения магнитного поля от 17 Э до 8 кЭ наблюдается релаксация магнитного состояния, обусловленная изменением состояния систем кластеров, доменов и абрикосовских вихрей.

Авторы благодарят Ю. Н. Хайдукова за помощь в аттестации структур, а также за плодотворные обсуждения полученных данных. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 14-22-01007).

ЛИТЕРАТУРА

1. P. W. Anderson and H. Suhl, Phys. Rev. **116**, 898 (1959).
2. А. И. Буздин, Л. Н. Булаевский, ЖЭТФ **94**, 256 (1988).
3. F. S. Bergeret, K. B. Efetov, and A. I. Larkin, Phys. Rev. B **62**, 11872 (2000).
4. A. I. Buzdin, Rev. Mod. Phys. **77**, 935 (2005).
5. I. A. Garifullin, D. A. Tikhonov, N. N. Garif'yanov, M. Z. Fattakhov, K. Theis-Brohl, K. Westerholt, and H. Zabel, Appl. Magn. Reson. **22**, 439 (2002).
6. V. L. Aksenov and Yu. V. Nikitenko, Кристаллография **52**, 593 (2007).
7. Ю. В. Никитенко, В. Г. Сыромятников, *Рефлектометрия поляризованных нейтронов*, Физматлит, Москва (2013).
8. V. L. Aksenov and Yu. V. Nikitenko, Physica B **297**, 101 (2001).
9. Ю. В. Никитенко, Физика элементарных частиц и атомного ядра **40**, 1682 (2009).
10. V. L. Aksenov, Yu. N. Khaidukov, and Yu. V. Nikitenko, J. Phys.: Conf. Ser. **211**, 012022 (2010).
11. V. Lauter-Pasyuk et al., Phys. Rev. Lett. **89**, 167203-1 (2002).
12. V. L. Aksenov, Yu. V. Nikitenko, Yu. N. Khaidukov, S. N. Vdovichev, M. M. Borisov, A. N. Morkovin, and E. Kh. Mukhamedzhanov, J. Surf. Investigation. X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques **3**(4), 495 (2009).
13. Ю. В. Никитенко, Ю. Н. Хайдуков, Ф. Раду и др., Сообщения ОИЯИ Р14-2014-60, Дубна (2014).
14. *Superconductivity in Ternary Compounds II, Topics in Current Physics*, ed. by M. B. Maple, Fisher, Springer-Verlag, Berlin (1982).
15. L. N. Bulaevskii, A. I. Buzdin, M. L. Kubic, and S. V. Panjukov, Adv. Phys. **34**, 175 (1985).
16. J. Aarts, J. M. E. Geers, E. Bruck, A. A. Golubov, and R. Coehoorn, Phys. Rev. B **56**, 2779 (1997).
17. M. N. Baich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, and F. Petroff, Phys. Rev. Lett. **61**, 2472 (1988).
18. S. S. Parkin, N. More, and K. P. Roche, Phys. Rev. Lett. **64**, 2304 (1990).
19. F. Stobiecki, T. Stobiecki, B. Ocker et al., Acta Physica Polonica **97**, 523 (2000).
20. K. Vad, A. Csik, and G. A. Langer, Spectroscopy Europe **21**, 13 (2009).
21. С. В. Вонсовский, *Магнетизм*, Наука, Москва (1971).
22. Ф. Л. Шапиро, *Нейтронные исследования*, Наука, Москва (1976).
23. B. A. Hamad and J. M. Khalifeh, Surf. Sci. **470**, 149 (2000).
24. M. M. Schwickert, R. Coehoorn, M. A. Tomaz et al., Phys. Rev. B **57**, 13681 (1998).
25. R. Prozorov, Y. Yeshurun, T. Prozorov, and A. Gedanken, Phys. Rev. B **59**, 6956 (1999).
26. O. Iglesias and A. Labarta, J. Appl. Phys. **91**, 4409 (2002).
27. P. W. Anderson, Phys. Rev. Lett. **9**, 309 (1962).
28. M. R. Beasley, R. Labusch, and W. W. Webb, Phys. Rev. **181**, 682 (1969).