

РЕЛАКСАЦИЯ МАГНИТНОГО СОСТОЯНИЯ ФЕРРОМАГНИТНО-СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ СЛОИСТОЙ СТРУКТУРЫ

В. Д. Жакетов^a, Ю. В. Никитенко^{a}, А. В. Петренко^a,*

*А. Чик^{b**}, В. Л. Аксёнов^{a,c}, Ф. Раду^{d***}*

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

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

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

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

Поступила в редакцию 1 февраля 2017 г.

Предложен метод рефлектометрии нейтронов в реальном времени. Проведены исследования магнитного состояния ферромагнитно-сверхпроводящей слоистой структуры Ta/V/ФМ/Nb/Si. Наблюдалась зависящая от величины магнитного поля и температуры релаксация неоднородного магнитного состояния с характерным временем несколько часов. Релаксация доменной структуры изменялась при переходе слоев V и Nb в сверхпроводящее состояние. Сделан вывод о важности рефлектометрических измерений в реальном времени с поляризованными нейтронами для установления природы магнетизма в ферромагнитно-сверхпроводящих слоистых структурах.

DOI: 10.7868/S0044451017090140

1. ВВЕДЕНИЕ

Для сложных систем характерной чертой является релаксационное поведение физических величин. Так, это имеет место в сверхпроводниках [1–3] и в системах из магнитных наночастиц [4, 5]. В работе [6] было отмечено, что существует близкая аналогия в поведении ферромагнитных ансамблей частиц и сверхпроводников. Существующая в этих системах логарифмическая зависимость временной релаксации наблюдалась также и для тонких магнитных пленок [7]. В работах [8, 9] было выполнено исследование магнетизма в слоистых структурах сверхпроводник/ферромагнетик/сверхпроводник (S/ФМ/S).

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

** A. Csik

*** F. Radu

Наблюдалось изменение со временем среднего значения индукции магнитного поля и изменение со временем среднего значения локальной индукции магнитного поля на доменах, кластерах и сверхпроводящих вихрях.

В данной работе предложен метод рефлектометрии поляризованных нейтронов в реальном времени и представлены полученные этим методом данные по влиянию сверхпроводимости на магнитное состояние ферромагнитно-сверхпроводящей слоистой структуры Ta/V/ФМ/Nb/Si.

2. СЛОИСТАЯ СТРУКТУРА Ta/V/ФМ/Nb/Si

Исследуемая структура изготавливалась 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 5×10^{-9} мбар. Процесс распыления выполнялся в га-

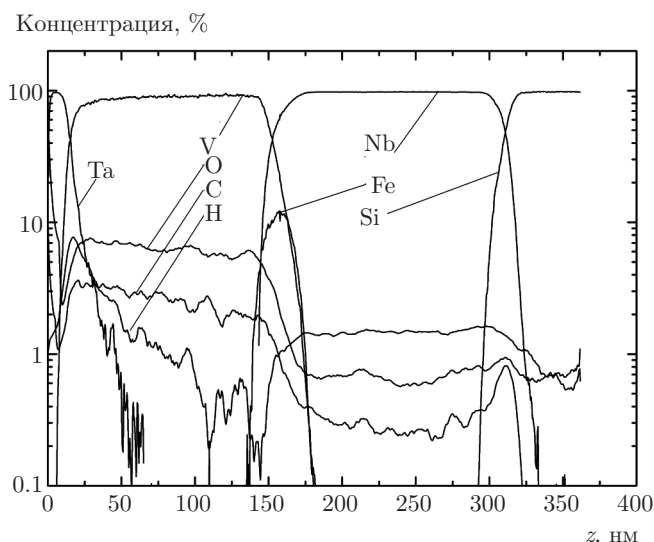


Рис. 1. Пространственный профиль элементов слоистой структуры Ta/V/FM/Nb/Si

зе ультрачистого аргона с парциальным давлением $1.5 \cdot 10^{-3}$ мбар. 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 не нагревалась, а поддерживалась при комнатной температуре, чтобы исключить дополнительную термическую диффузию и обеспечить гладкий профиль поверхности. Осаждение слоев на подложку проводилось в следующей последовательности: Nb, $\text{Fe}_{0.7}\text{V}_{0.3}$, V, $\text{Fe}_{0.7}\text{V}_{0.3}$, V и Ta. Предполагалось, что за счет косвенного обменного взаимодействия через промежуточный слой V магнитные моменты двух слоев $\text{Fe}_{0.7}\text{V}_{0.3}$ будут упорядочены антиферромагнитно. Предполагалось также, что из-за уменьшения обменного взаимодействия между атомами железа за счет разбавления ванадием, а также антиферромагнитного упорядочения магнитных моментов атомов железа по отношению к индуцированным ими магнитным моментам атомов ванадия [10, 11], намагниченность $\text{Fe}_{0.7}\text{V}_{0.3}$ будет значительно ниже, чем в случае чистого Fe. Эти меры должны были способствовать реализации сверхпроводящего состояния в $\text{Fe}_{0.7}\text{V}_{0.3}$.

На рис. 1 представлен профиль структуры Ta/V/FM/Nb/Si, измеренный с пространственным разрешением 1 нм методом нейтральной атомной масс-спектрометрии [12]. Из представленных зависимостей следует, что два магнитных слоя $\text{Fe}_{0.7}\text{V}_{0.3}$ не разрешимы, они образуют фактически один слой.

Границы слоев ниобия и ванадия имеют протяженность в глубину близкую к ширине магнитного слоя. Протяженность границ в глубину 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. Магнитный слой совместно с прослойкой из ванадия имеет толщину 20 нм, что в 6.3 раз больше толщины, которая должна была быть исходя из количества наносимых элементов. В результате взаимного проникновения элементов слой из атомов железа оказывается дополнительно разбавленным в 14 раз атомами ниобия и ванадия, так что содержание атомов железа составляет около 7 % (на ширине пространственного распределения).

На рис. 2а,б приведены зависимости магнитного момента структуры от температуры при охлаждении в нулевом поле (ZFC-режим, зависимость 1) и охлаждении в магнитном поле (FC-режим, зависимость 2). Кривые рис. 2а расходятся при температуре блокировки $T = 140$ К. С температурой блокировки связывается значение температуры, выше которой от тепловых флуктуаций среды происходит изменение ориентации магнитных моментов кластеров. Из значения $T = 140$ К и константы анизотропии $K_{eff} = 10^3\text{--}10^7$ эрг/см³ [13] получаем, что диаметр магнитных кластеров находится в диапазоне $d \approx 1\text{--}20$ нм. При $T = 8$ К магнитный момент отрицательный, в режиме ZFC он равен $-6.6 \cdot 10^{-6}$ ед. СГСМ, что близко к значению магнитного момента насыщенного состояния. Отрицательное значение момента объясняется, по-видимому, взаимодействием кластеров с магнитными доменами. Действительно, система кластеров имеет два минимума энергии [14], соответствующих направлению моментов вдоль направления магнитного поля (положительный момент) и против (отрицательный момент). Поскольку минимум для направления магнитных моментов вдоль магнитного поля более глубокий, вероятность обнаружить систему кластеров в этом состоянии больше. Однако минимуму энергии для систем кластеров и доменов соответствует отрицательное значение суммарного момента. Поскольку магнитный момент кластеров больше магнитного момента доменов, отрицательное значение суммарного момента, по-видимому, связано с наличием взаимодействия между двумя магнитными системами. Заметим, что наличие такого взаимодействия находит далее подтверждение в динамических экспериментах (см. разд. 3.4).

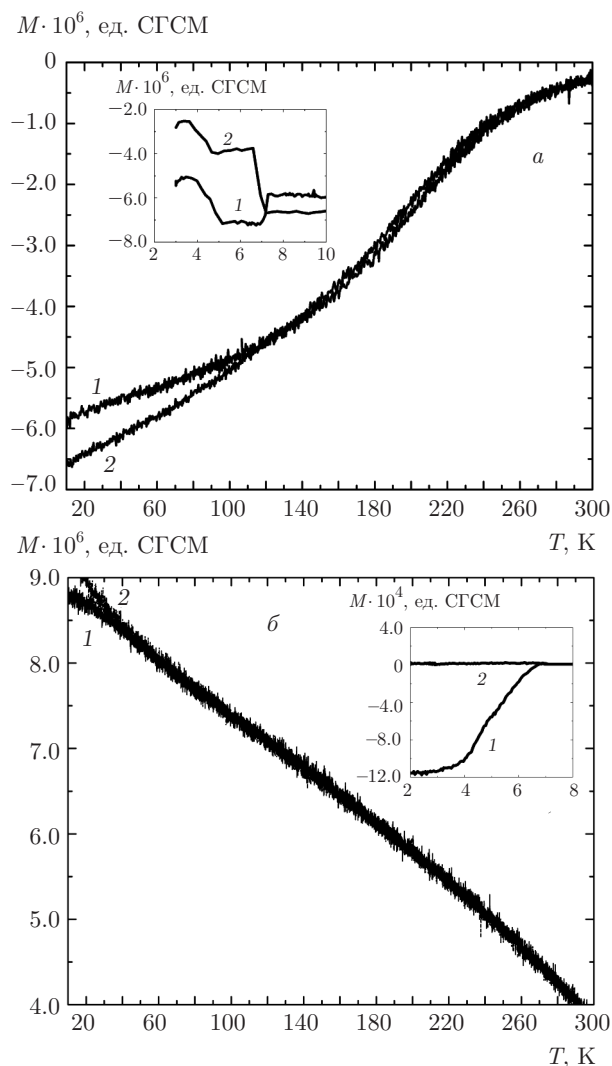


Рис. 2. Зависимость магнитного момента от температуры для структуры Ta/V/M/Nb/S при охлаждении в нулевом поле (1) и при охлаждении в магнитном поле (2) при $H = 20$ Э (а), $H = 1$ кЭ (б). На вставках показана зависимость магнитного момента от температуры в окрестности температуры сверхпроводящего перехода в слое ниобия $T_C = 6.9$ К

На вставках рис. 2 показаны зависимости магнитного момента в температурном диапазоне вблизи критических температур сверхпроводящих переходов. Зависимости ZFC (1) и FC (2) для магнитного поля 20 Э (рис. 2а) демонстрируют сложное температурное поведение. Так, в случае ZFC-режима, который реализован охлаждением в нулевом поле с последующим наложением поля и повышением температуры от 3 К в сторону ее увеличения, в диапазоне температур от 4 К до 5 К появляется диамагнитный момент величиной $-2 \cdot 10^{-6}$ ед. СГСМ, что соответ-

ствует изменению индукции в слое ниобия (из магнитных измерений получено, что для слоя ванадия $T_C = 4$ К, а для слоя ниобия $T_C = 6.8$ К) равному -7 Гс (35% от величины магнитного поля). Наличие протяженного интервала появления диамагнитного момента ($T = 4-5$ К), по-видимому, указывает на существование поверхностного потенциального барьера. Диамагнитный момент исчезает при $T = 7$ К. В случае FC-режима, при котором охлаждение от $T = 300$ К до $T = 2.5$ К происходит после наложения поля, в диапазоне температуры от 7 К до 4.7 К появляется парамагнитный момент величиной $4 \cdot 10^{-6}$ ед. СГСМ, а в диапазоне от 4.7 К до 3.8 К — еще парамагнитный момент величиной $1.6 \cdot 10^{-6}$ ед. СГСМ. Возникновение парамагнитного момента, как известно [15], объясняется неоднородностью сверхпроводящих свойств слоев. Обе зависимости, ZFC и FC, при $T = 3.5$ К имеют перегиб, связанный с изменением магнитного момента в смешанном состоянии слоя ванадия. В режиме ZFC для поля 1 кЭ (вставка на рис. 2б) диамагнитный момент, существующий при $T = 2$ К, уменьшается при изменении температуры от 2 К до 7 К. Следовательно, при данных значениях магнитного поля и диапазоне температуры сверхпроводящие слои находятся в смешанном состоянии. При этом практически весь диамагнитный момент обусловлен сверхпроводимостью слоя ниобия.

Далее из рис. 2б при $H = 1$ кЭ следует, что при изменении температуры от 300 К до 11 К магнитный момент увеличивается в 2.2 раза до значения $9 \cdot 10^{-6}$ ед. СГСМ, что для намагниченности магнитного слоя толщиной 20 нм дает значение $4\pi J = 235$ Гс, а для магнитного момента, приходящегося на атом железа, $-\mu_{FeV} = 0.33\mu_B$, что составляет 0.15 от момента атома в кристалле железа.

Столь малое значение μ_{FeV} обусловлено, по-видимому, антиколлинеарным взаимным направлением магнитных моментов атомов железа и атомов ванадия [10, 11]. Экстраполируя зависимость рис. 2б к нулевому значению намагниченности для температуры Кюри, получаем $T_C = 450$ К. Таким образом, мы можем констатировать, что магнитные слои структуры содержат две фазы вещества. Первая фаза в виде кластеров на 70% состоит из атомов железа и на 30% из атомов ванадия и имеет температуру Кюри 450 К, в то время как вторая фаза (окружающая кластеры среда) содержит 7% атомов железа и имеет температуру Кюри порядка 150 К.

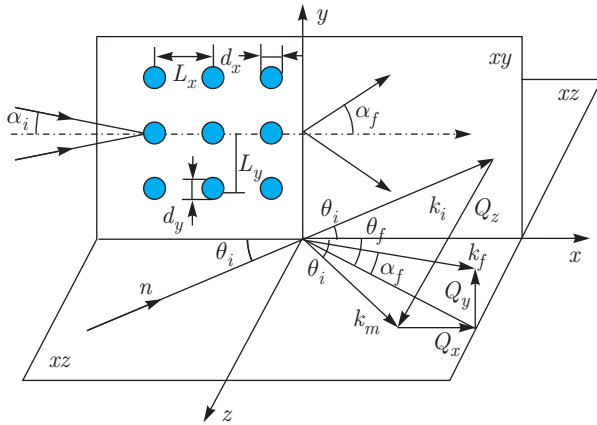


Рис. 3. Геометрия отражения и рассеяния нейтронов при скользящих углах падения излучения

3. НЕЙТРОННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

Мы использовали рефлектометрию поляризованных нейтронов [16], позволяющую измерять профили намагниченности и плотности ядерной длины рассеяния нейтронов в глубине структуры, а также определять структуру неоднородного состояния в плоскости слоев.

3.1. Рефлектометрия поляризованных нейтронов

Поляризованный нейтронный пучок (обозначен « n » на рис. 3) 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 и прошедшие структуру нейтроны дают информацию о средних в плоскости образца ядерном $U_n(z)$ и магнитном $U_m(z)$ комплексных потенциалах взаимодействия нейтрона со структурой [17],

$$\begin{aligned} U_n(z) &= V_n(z) - iW_n(z), \\ U_m(z) &= \mu (\mathbf{B}(z) - i\Delta\mathbf{B}(z)), \end{aligned} \quad (1)$$

где $V_n(z)$ и $W_n(z)$ — соответственно действительная и мнимая части ядерного потенциала взаимодействия, μ — магнитный момент нейтрона, $\mathbf{B}(z)$ и $\Delta\mathbf{B}(z)$ — векторы индукции и изменения индукции магнитного поля в плоскости xy .

Процессы прохождения нейтронов через структуру описываются зависящими от спиновых состояний нейтрона «+» и «-» (с проекцией спина вдоль и против направления магнитного поля) коэффициентами отражения (R^+ , R^-), пропускания (Tr^+ , Tr^-),

рассеяния (S^+ , S^-) и поглощения (M^+ , M^-) нейтронов. При этом когерентный процесс распространения нейтронов описывается коэффициентами отражения и пропускания, некогерентный — коэффициентами рассеяния. Коэффициенты рассеяния и поглощения нейтронов отвечают за утечку нейтронов из канала когерентного распространения и определяются поэтому мнимыми частями потенциала взаимодействия нейтронов со структурой.

Коэффициенты рассеяния нейтронов $S^{+(-)}(Q_z)$ могут быть определены из данных канала когерентного распространения нейтронов из соотношения

$$S^{+(-)} = 1 - (R + Tr + M)^{+(-)}. \quad (2)$$

Коэффициент поглощения нейтронов M элементарной структуры не превышает 10^{-3} , коэффициент рассеяния примесными атомами водорода также не превышает 10^{-3} , поэтому соотношение (2) использовалось нами для определения с точностью до 10^{-3} величины $S(Q_z)$ из измеряемых экспериментально коэффициентов отражения $R(Q_z)$ и пропускания $Tr(Q_z)$ нейтронов.

Рассеянный в плоскости xz пучок нейтронов под углом θ_f (незеркальное рассеяние нейтронов), обусловленный передачей волнового вектора Q_x , дает информацию о шероховатостях границ раздела и неоднородностях с корреляционной длиной в направлении оси x в диапазоне значений 1–100 мкм. Рассеянный в плоскости xy пучок нейтронов с углом скольжения α_f (малоугловое (ГИСАНС) или дифракционное (ГИНД) рассеяние в скользящей геометрии), обусловленный передачей волнового вектора Q_y , дает информацию о неоднородностях с корреляционной длиной в направлении оси y в диапазоне 1–100 нм.

Магнитное упругое рассеяние нейтронов в случае переданной энергии значительно превышающей потенциал взаимодействия определяется вектором $\mathbf{M} = \Delta\mathbf{m} - \mathbf{e}(\mathbf{e}\Delta\mathbf{m})$ [18], где $\Delta\mathbf{m}$ — разность амплитуд магнитного рассеяния нейтронов для рассеивающей области и среды, \mathbf{e} — единичный вектор в направлении переданного волнового вектора нейтрона. В случае $\Delta\mathbf{m}$ перпендикулярного \mathbf{e} величина M максимальна, а в случае их параллельности — равна нулю. Сечение рассеяния нейтронов записывается через компоненты \mathbf{M}

$$\sigma(\pm) \sim [(M_{\parallel} \pm \Delta b_{nuc})^2 + M_{\perp}^2], \quad (3)$$

где M_{\parallel} и M_{\perp} — компоненты \mathbf{M} вдоль и перпендикулярно оси квантования (ось, на которую фиксируется поляризация нейтронов), Δb_{nuc} — разность ядер-

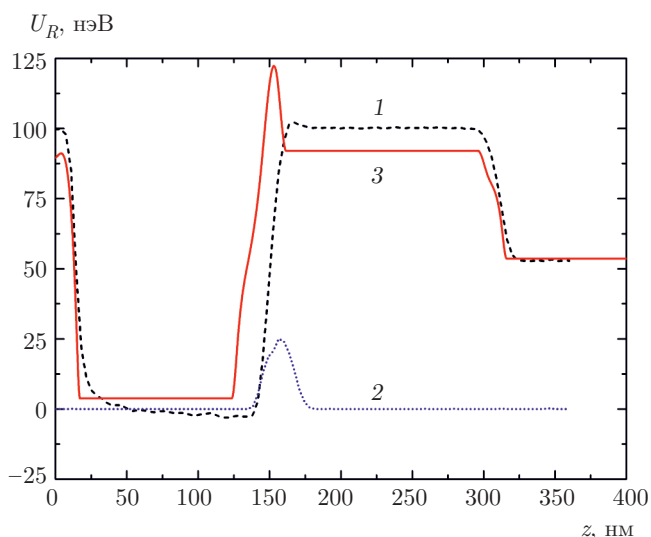


Рис. 4. Пространственная зависимость $U_R(z)$: из данных рис. 1 для слоистой структуры Ta/V/ФМ/Nb/S (1) и для атомов железа (2); из подгонки расчета к нейтронным экспериментальным данным отражения нейтронов от структуры Ta/V/ФМ/Nb/S (3)

ных длин рассеяния нейтронов для рассеивающей области и среды.

Для ядерно-однородной среды $\Delta b_{nuc} = 0$ и поляризация рассеянных нейтронов равна нулю (например, в случае магнитных доменов). В случае неоднородной среды поляризация рассеянных нейтронов равна нулю в случае размагниченного магнитного состояния, когда существует изотропное распределение магнитных моментов. Рассеяние нейтронов, тем не менее, существует из-за градиента индукции локального магнитного поля.

Из данных рис. 1 были построены пространственные зависимости потенциала ядерного взаимодействия нейтронов (рис. 4) с исследуемой структурой (зависимость 1) и слоем из атомов железа (зависимость 2). На рис. 4 приведен также профиль ядерного потенциала взаимодействия, полученный подгонкой к нейтронным экспериментальным данным интенсивности отраженных от структуры нейтронов (зависимость 3). Видно, что зависимости 1 и 3 не совпадают в диапазоне 125–300 нм. В диапазоне 175–300 нм находится слой ниобия. Здесь потенциал, полученный из нейтронных данных, меньше потенциала, рассчитанного на основе концентрации отдельных элементов. Это может быть связано с тем, что ниобий упакован с примерно 90-процентной плотностью относительно его плотности в кристалле. Наоборот, в диапазоне 125–175 нм потенциал, полученный из нейтронных данных, больше потенци-

ала, рассчитанного из концентраций элементов. Это может быть связано, например, с присутствием ванадия в виде соединений, плотность которых выше плотности смеси элементов ванадия, водорода и кислорода. Сформированный потенциал взаимодействия нейтронов со структурой таков, что слой ванадия образует для нейтронов потенциальную яму, а слои тантала и ниобия — потенциальные барьеры.

При данной зависимости потенциала (рис. 2) реализуются два режима нейтронного волнового поля. Так, при энергии нейтронов в направлении перпендикулярно границам раздела 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 присущие этим режимам возможности измерений соответственно действительной и мнимой частей потенциала взаимодействия нейтронов со средой. Мнимая часть потенциала, как известно, описывает процессы поглощения нейтронов ядрами среды и процессы рассеяния нейтронов ядрами, атомами и средой [19]. Рассеяние нейтронов магнитным слоем, находящимся на границе между слоями ванадия и ниобия, максимально при перпендикулярной слою ниобия компоненте волнового вектора нейтронов, равной критическому значению волнового вектора нейтрона 0.007 \AA^{-1} .

3.1.1. Результаты статических измерений

На рис. 5 приведены зависимости интегрального по длине волны нейтронов коэффициента рассеяния нейтронов S (рассеяние при $H = 0$ принято равным нулю) вне телесного угла регистрации детектора $\Omega = 1.6 \cdot 10^{-4}$ ср, полученные при $T = 300$ К. Видно, что с увеличением магнитного поля интенсивность рассеяния растет, а разность интенсивностей для поляризаций «плюс» и «минус» уменьшается. Рост рассеяния объясняется следующим. Во-первых, это указывает на то, что среда магнитно-неоднородная и состоит из атомно(ядерно)-магнитных кластеров (рис. 5б), для которых распределение плотности ядерной амплитуды рассеяния нейтронов совпадает с распределением плотности магнитной амплитуды рассеяния. Если бы среда была с магнитными доменами и ядерно-однородной, то рост магнитного поля приводил бы к исчезновению магнитных доменов и, как следствие, к уменьшению рассеяния нейтронов. При увеличении магнитного поля происходит выстраивание моментов кластеров в направлении

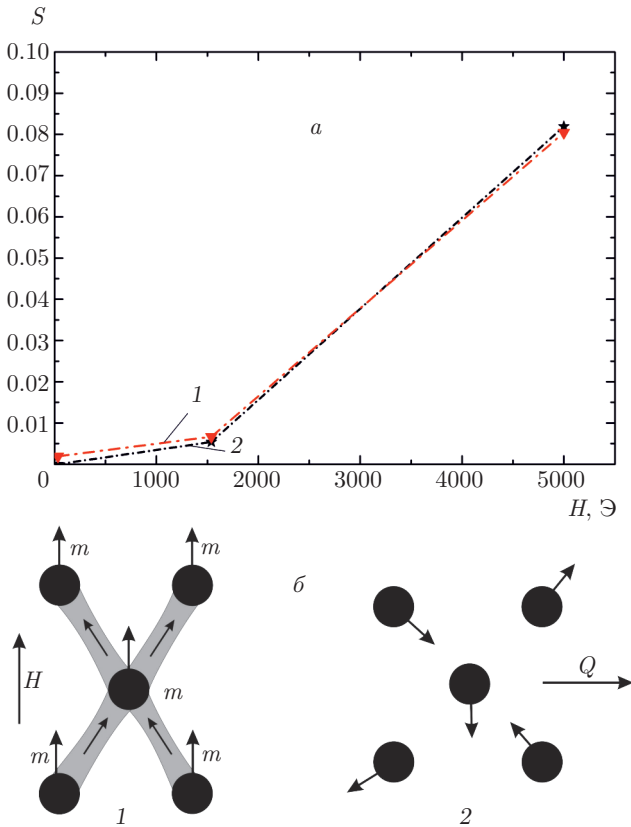


Рис. 5. а) Зависимость $S(H)$ при $T = 300$ К для $P_0 = +1$ (1) и $P_0 = -1$ (2). б) Намагниченная (1) и размагниченная (2) системы кластеров с магнитными моментами m и соединяющими их потоками рассеянного поля в магнитном поле H , Q — переданный волновой вектор нейтронов

магнитного поля H . Таким образом, надо рассматривать два момента. Во-первых, появляются магнитные каналы (рис. 5б), что увеличивает рассеяние, при этом рассеяние, однако, становится в меньшей степени зависящим от поляризации нейтронов, что и наблюдается экспериментально. Во-вторых, с увеличением магнитного поля возрастает «степень перпендикулярности» магнитных моментов кластеров к переданному моменту рассеянных нейтронов ($\mathbf{e} \cdot \Delta \mathbf{m} \rightarrow 0$), что также увеличивает интенсивность рассеяния нейтронов.

Низкотемпературные измерения проводились в течение 3.5 лет. Первые измерения были проведены спустя 3 месяца с момента изготовления образца. Данные первых измерений приведены на рис. 6а. На рис. 6а приведена температурная зависимость коэффициента рассеяния

$$S(T) = 1 - (R(T) + Tr(T))/(R(150 \text{ K}) + Tr(150 \text{ K}))$$

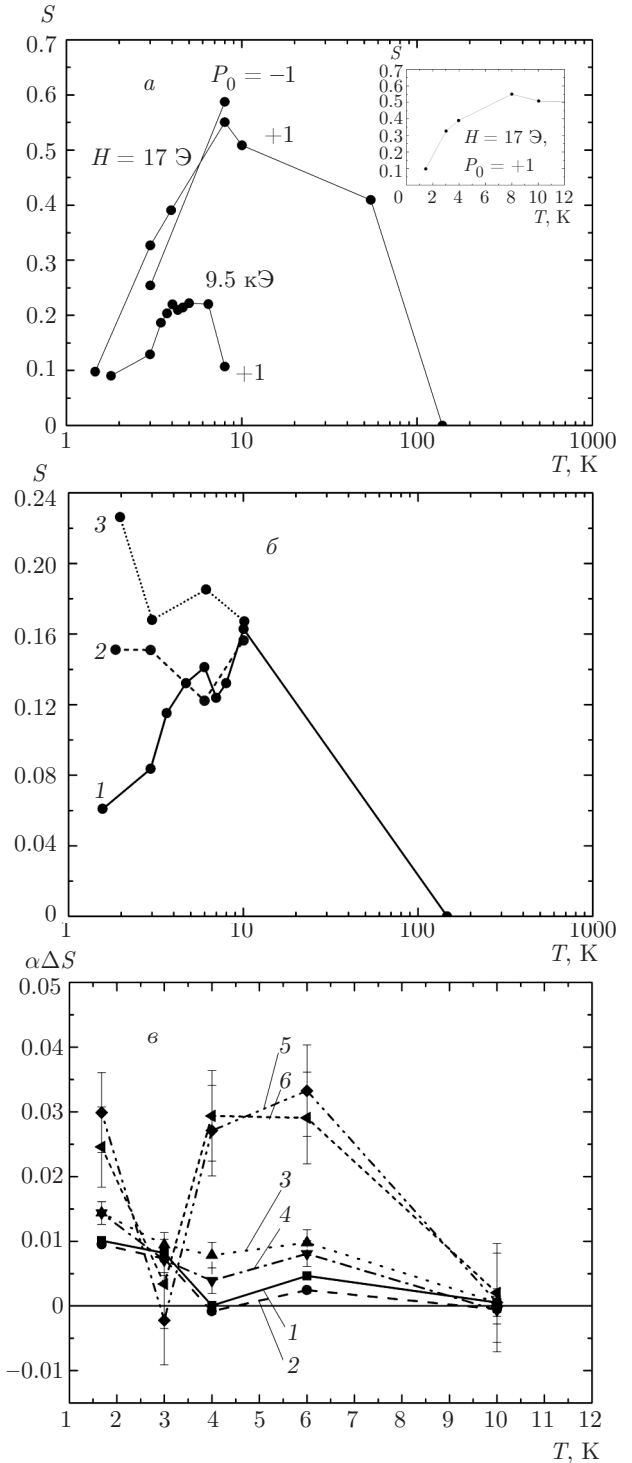


Рис. 6. Зависимости $S(T)$ для Ta/V/ФМ/Nb/Si: а) спустя 3 мес. после изготовления структуры; б) спустя 1.5 г. при $H = 17$ Э (1), $H = 17$ Э после предварительного намагничивания в поле 2 кЭ (2), $H = 1$ кЭ (3); в) спустя 3.5 г. при $H = 28$ Э: $\lambda = 2 \pm 0.2 \text{ \AA}$, $P_0 = +1$ (1); $\lambda = 2 \pm 0.2 \text{ \AA}$, $P_0 = -1$ (2); $\lambda = 4.6 \pm 0.46 \text{ \AA}$, $P_0 = +1$ (3); $\lambda = 4.6 \text{ \AA} \pm 0.46 \text{ \AA}$, $P_0 = -1$ (4); $\lambda = 7.2 \pm 0.72 \text{ \AA}$, $P_0 = +1$ (5); $\lambda = 7.2 \text{ \AA} \pm 0.72 \text{ \AA}$, $P_0 = -1$ (6)

поляризованных нейтронов с длиной волны $\lambda = 1.28 \pm 0.015$ (рассеяние при $T = 150$ К равно нулю).

При $T = 8$ К рассеяние нейтронов максимально и составляет 55–59%, а поляризация рассеянных нейтронов отрицательная и равна -0.035 . Здесь надо сделать замечание, что ненулевое значение поляризации рассеянных нейтронов определяется системой кластеров, в то время как интенсивность рассеяния нейтронов в малом магнитном поле определяется в основном доменами. Намагниченность же в малом поле определяется преимущественно кластерами. В этой связи отрицательное значение поляризации при $T = 8$ К указывает на то, что магнитные моменты кластеров ориентированы против магнитного поля, что согласуется с отрицательным значением намагниченности (см. рис. 2а). Таким образом, интенсивность рассеяния нейтронов при $H = 17$ Э и $T = 8$ К (рис. 6а) по сравнению с интенсивностью при $H = 5$ кЭ и $T = 300$ К (рис. 5а) выросла в 7 раз, в то время как намагниченность только в 1.5 раза (см. рис. 2а,б). Это указывает на то, что при $H = 17$ Э и $T = 8$ К порядка 70% интенсивности рассеяния нейтронов обусловлено доменной структурой, а 30% — кластерами.

На рис. 7 приведена картина рассеяния нейтронов с $\lambda = 3.8 \pm 0.2$ Å на решетке кластеров в случае $T = 10$ К и $H = 1$ кЭ. Видны первый ($N_y = 135$ и $N_z = 135$), третий ($N_y = 90$ и $N_z = 90$) и пятый ($N_y = 25$ и $N_z = 40$) порядки рассеяния (отражения), соответствующие межплоскостному расстоянию решетки кластеров 6.5 нм. Плоскости отражения решетки наклонены под углом порядка 45% к оси y в плоскости yz (рис. 8). Вблизи пятен первого и третьего порядков отражения наблюдаются пятна саттелитов, соответствующие пространственным периодам вдоль оси y , равным 20 нм и 60 нм [9]. Эти периоды можно связать с длиннопериодными магнитными структурами, образованными кластерами. Однако, скорее всего, это есть толщина доменной стенки и магнитный период доменной структуры (размер домена 40 нм) в среде, в которой находятся кластеры.

Далее из рис. 6а следует, что при $T = 3$ К поляризация выросла до 0.11 и стала положительной. Рост поляризации нейтронов связан с увеличением доли рассеяния нейтронов на кластерах. При $T = 1.6$ К рассеяние еще меньше и составляет 0.1. Интенсивность рассеяния упала примерно в 5.7 раз по сравнению с интенсивностью при $T = 8$ К. Уменьшение рассеяния нейтронов, на 70% обусловленное доменной структурой, можно объяснить ростом размера доменов и разупорядочением направлений

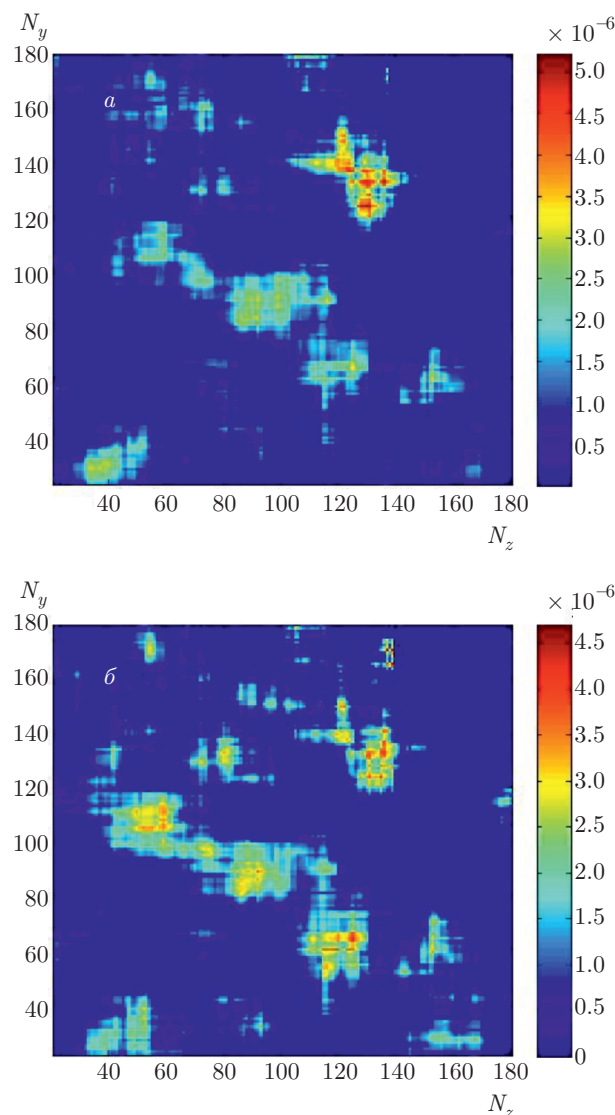


Рис. 7. Интенсивность рассеяния нейтронов на плоскости $[N_y, N_z]$ для $P_0 = +1$ (а) и $P_0 = -1$ (б) при $\lambda = 3.8$ Å, где N_y и N_z — номер канала детектора нейтронов соответственно по осям y и z

магнитных моментов кластеров (размагничивание системы кластеров). Рост размера доменов выгоден для сверхпроводящего состояния, если моменты доменов ориентированы перпендикулярно плоскостям структуры [19]. В этом случае при увеличении размера домена происходит уменьшение магнитной индукции в домене из-за фактора размагничивания, что способствует прохождению сверхпроводящих пар через домены. На рис. 9а,б показано магнитное состояние структуры в небольшом магнитном поле 17 Э при 8 К и 1.6 К. Здесь кружками показаны кластеры, прямоугольниками домены, а стрелками — направление магнитных моментов кластеров и доменов. В несверхпроводящем состо-

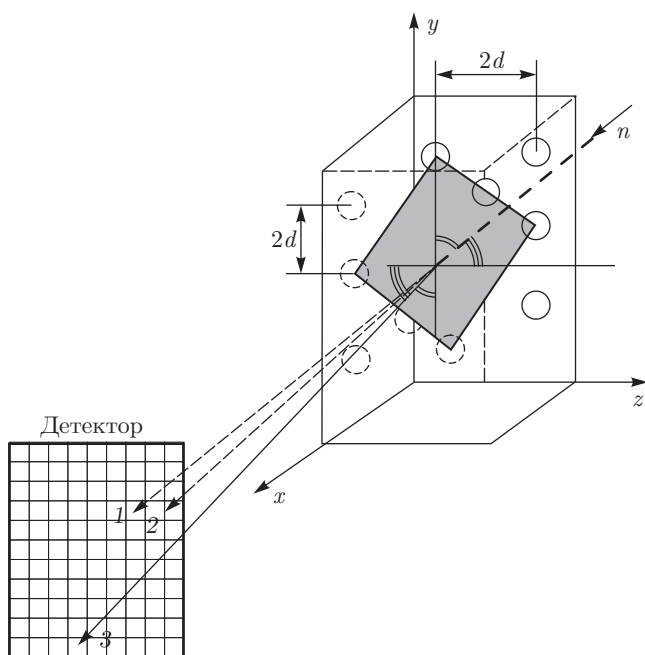


Рис. 8. Схема эксперимента по регистрации рассеяния нейтронов от решетки кластеров в магнитном слое (плоскость отражения показана серым прямоугольником) при скользющем их падении на слоистую структуру Ta/V/ФМ/Nb/Si: 1 — прошедший пучок, 2 — отраженный пучок, 3 — продифрагированный на решетке кластеров пучок нейтронов. Межплоскостное расстояние для регистрируемого рефлекса составляет $2^{1/2}d = 6.5$ нм

янии ($T = 8$ К) в малом магнитном поле ($H = 17$ Э) магнитные моменты доменов разупорядочены и направлены перпендикулярно магнитному слою, а моменты кластеров упорядочены и направлены против поля. В сверхпроводящем состоянии ($T = 1.6$ К, $H = 17$ Э) домены увеличиваются, а магнитные моменты кластеров разупорядочиваются по направлению.

На рис. 6а приведены также данные для большого магнитного поля напряженностью 9.5 кЭ, демонстрирующие рассеяние на третьей магнитной системе, а именно, сверхпроводящих вихрях. Измерения в магнитном поле 9.5 кЭ проводились по следующей процедуре. Магнитное поле 9.5 кЭ устанавливалось при температуре 3 К. Затем температура опускалась до минимальной 1.6 К и проводилось измерение. После этого температура увеличивалась до следующего ближайшего более высокого значения и снова проводилось измерение и так далее вплоть до максимального значения $T = 10$ К. Видно, что в диапазоне 3–7 К появляется рассеяние нейтронов, которое мы связываем с рассеянием на вихрях в смешанном состоянии сверхпроводящих слоев ванадия

и ниобия. При $T < 3$ К реализуется мейснеровское безвихревое состояние, а при $T > 7$ К сверхпроводимость исчезает. В обоих случаях рассеяние нейтронов уменьшается до уровня, определяемого рассеянием на магнитных кластерах.

Вторая серия измерений была проведена спустя 1.5 года после изготовления образца (рис. 6б). На рис. 6б приведена зависимость $S(T)$ для случаев магнитного поля 17 Э (1), магнитного поля 17 Э после предварительного намагничивания структуры в магнитном поле 2 кЭ (2) и магнитного поля 1 кЭ (3). Зависимость 1 в основном аналогична зависимости рис. 6а. В то же время видно, что рассеяние растет в узком диапазоне 5–6 К, что, возможно, указывает на образование доменной структуры криптоферромагнитной фазы [17, 21–25]. На кривых 2 и 3 рост рассеяния уже выражен сильнее. Поскольку эти зависимости соответствуют большей намагниченности, можно предположить, что намагниченности доменов теперь лежат в плоскости. Таким образом, для сверхпроводящего состояния теперь становится выгодным уменьшение размера доменов при уменьшении температуры [26–28]. На рис. 9в,г показана магнитная структура в магнитном поле средней величины 1 кЭ соответственно при $T = 2$ К (см. зависимость 3 рис. 6б) и 10 К. С увеличением магнитного поля в сверхпроводящем состоянии (2 К, 1 кЭ) моменты доменов ориентируются вдоль поля, а их размер уменьшается. В несверхпроводящем состоянии в магнитном поле средней величины (10 К, 1 кЭ) плотность доменов уменьшается, а моменты кластеров ориентируются по полю.

Третье нейтронное измерение было выполнено спустя 3.5 года после изготовления структуры. Данные измерений при $H = 28$ Э приведены на рис. 6в. Обращает на себя внимание то, что интенсивность рассеяния нейтронов в диапазоне от 10 К до 1.5 К изменяется всего на 1.5–3%. Небольшая величина рассеяния указывает на то, что ядерный и магнитный контрасты уменьшились. Это может быть результатом, прежде всего, диффузии атомов железа из магнитного слоя. На это указывают результаты аналогичных рис. 1 повторных измерений пространственных профилей, показывающих уменьшение за 3.5 года ширины пространственного распределения атомов железа на 11.4% с 22.8 нм до 20.2 нм.

3.2. Рефлектометрия нейтронов в реальном времени

Эксперименты с нейтронами в реальном времени, когда в течение времени t в $n = t/\Delta t$ интер-

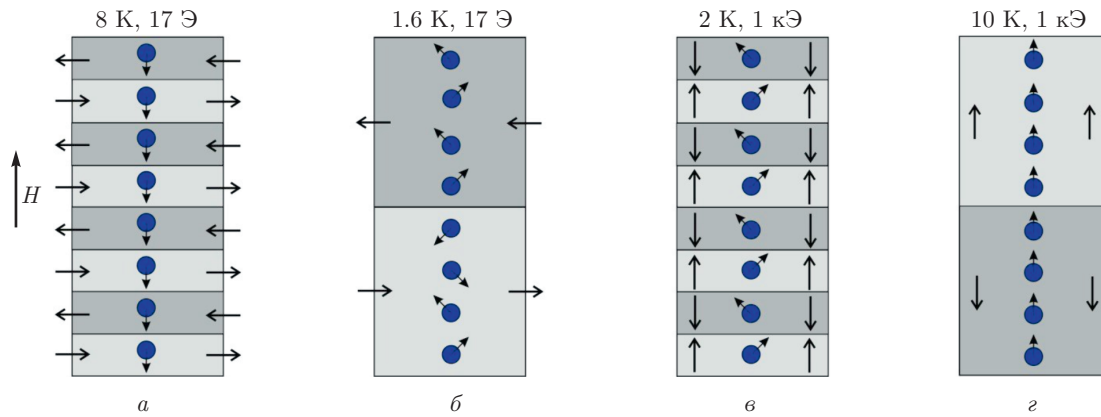


Рис. 9. Магнитное состояние структуры в диапазонах $T = 1.6\text{--}10\text{ К}$ и $H = 17\text{ Э--}1\text{ кЭ}$, следующее из экспериментальных данных нейтронного рассеяния: *a* — магнитные моменты кластеров ориентированы против поля, магнитные моменты доменов ориентированы перпендикулярно магнитному слою; *b* — магнитные моменты кластеров разупорядочены, размер доменов увеличился по сравнению с состоянием (1); *v* — кластеры подмагничены в направлении поля, магнитные моменты доменов ориентированы вдоль магнитного поля; а плотность доменов выросла за счет уменьшения размеров; *z* — моменты кластеров ориентированы по направлению магнитного поля, а плотность доменов уменьшилась

валах времени длительностью Δt регистрируются зеркально отраженные и рассеянные нейтроны, позволяют измерять нестационарные процессы, период изменения которых T превышает Δt ($T > \Delta t$). Очевидно, что Δt в данном случае определяет временное разрешение измерений. Минимальное значение Δt определяется интенсивностью нейтронов J и величиной изменения интенсивности нейтронов ΔJ , обусловленной исследуемым временным процессом. Пусть изменение интенсивности счета нейтронов детектором в течение всего времени измерения t составляет $\Delta J = \beta J$, где $\beta < 1$. Пусть минимальное изменение в течение интервала Δt определяется параметром μ и составляет $\delta J = \mu \Delta J$, где $\mu < 1$. Очевидно, что для наблюдения изменения счета нейтронов за интервал времени измерения Δt статистическая ошибка счета нейтронов $N_{st} = (J\Delta t)^{1/2}$ должна быть меньше изменения счета $\Delta N = \beta \mu J \Delta t$. Запишем связывающее их соотношение в виде $N_{st} = \alpha \Delta N$, где $\alpha < 1$. Из этого соотношения для интервала времени измерения Δt имеем

$$\Delta t = 1/(\alpha^2 \beta^2 \mu^2 J). \tag{4}$$

Из формулы (4) следует, что для уменьшения Δt нужно увеличивать интенсивность счета нейтронов J , что соответствует увеличению светосилы спектрометра нейтронов. Светосильными методами измерений считаются, например, дифракционные и деполяризационные измерения. В работах [29–31] сообщалось о нейтронных дифракционных и спин-прецессионных (разновидность деполяриза-

ции) измерениях, выполненных в реальном времени. В работах [29, 32] указываются также различные возможности дифракционных исследований. Отмечается, что при различной постановке измерений необратимые переходные процессы могут быть измерены с разрешением от 1 мин до 1 мс, а обратимые — вплоть до 1 мкс. В работе [31] измерялась релаксация среднего по засвечиваемому нейтронным пучком объему магнитного поля в сверхпроводящей керамике с минимальным значением $\Delta t = 1000\text{ с}$, что позволило наблюдать с высокой статистической точностью изменения величины индукции магнитного поля с частотами меньше 0.1 МГц.

Рефлектометрия нейтронов из-за малого телесного угла видимости источника нейтронов (порядка 10^{-5} ср) и малого сечения пучка нейтронов на исследуемом образце (порядка 0.1 см^2) не является светосильным методом измерений. Оценим величину Δt для случая реализации метода на спектрометре РЕМУР импульсного реактора ИБР-2 [33]. Поток нейтронов, регистрируемый позиционно-чувствительным детектором, при мощности реактора 2 МВт в режиме использования, например, веерного анализатора поляризации составляет $1.6 \cdot 10^5\text{ (с} \cdot \text{см}^2)^{-1}$, что при поперечном сечении пучка нейтронов 0.15 см^2 дает интенсивность счета на детекторе нейтронов $J_0 = 2.4 \cdot 10^4\text{ с}^{-1}$.

Рассмотрим канал зеркально отраженных нейтронов с интенсивностью отражения от границы раздела сред равной $J_R = J_0$ (полное отражение нейтронов). При реалистичных значениях парамет-

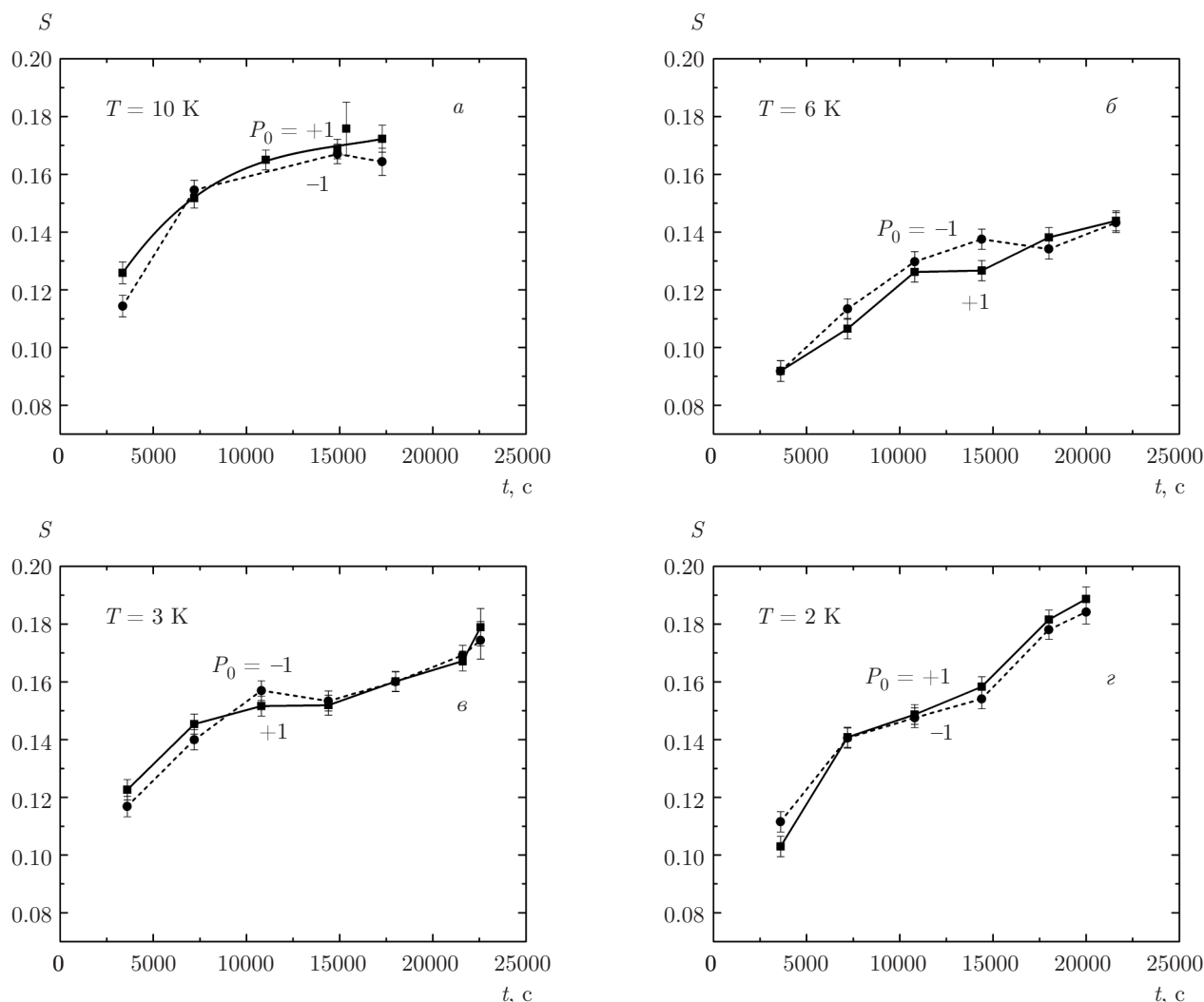


Рис. 10. Зависимость $S(t)$ в магнитном поле 17 Э в случае предварительно намагниченного образца в магнитном поле 2 кЭ при разных температурах для $\lambda = 1.8 \text{ \AA}$

ров $\alpha = 1/3$ (статистическая ошибка равна 30% от эффекта), $\beta = 0.1$ (полное изменение интенсивности счета составляет 10% от величины интенсивности счета) и $\mu = 0.03$ (изменение интенсивности счета на интервале Δt составляет 3% от полного изменения) получим $\Delta t = 9 \cdot 10^6 / (2.4 \cdot 10^5) \approx 40$ с. Отсюда для минимального значения периода временного изменения $T_{min} \approx 8\Delta t$ имеем 5 мин (максимальная частота изменений $f_{max} = 3.3$ мГц).

Рассмотрим теперь канал рассеяния нейтронов. Пусть интенсивность рассеянных нейтронов составляет 10% от интенсивности зеркально отраженных. Изменение интенсивности рассеяния нейтронов от времени пусть составляет 100% ($\beta = 1$). Тогда в случае таких же, как и при зеркальном отражении, значений параметров $\alpha = 1/3$ и $\mu = 0.03$ получим

для минимального измеряемого периода T_{min} то же значение 5 мин.

3.3. Результаты динамических измерений

Перейдем теперь к данным измерений динамического поведения, а именно, релаксации магнитного состояния слоистой структуры. Основные динамические измерения были проведены во второй серии нейтронных измерений. На рис. 10 приведены зависимости $S(t)$ при $\lambda = 1.8 \text{ \AA}$ после ступенчатого изменения поля и температуры. Структура намагничивалась в магнитном поле 2 кЭ при температуре 10 К. Поскольку магнитное поле лежит в плоскости слоя, домены, ориентированные перпендикулярно слою, ориентировались в плоскости слоя. Затем

поле уменьшалось до 17 Э, устанавливалась температура 10 К, 6 К, 3 К или 2 К и проводились измерения. Видно, что с течением времени рассеяние нейтронов растет, а поляризация изменяет знак для $T = 6$ К, $T = 3$ К и $T = 2$ К соответственно при $t_{ch1} = 17000$ с, $t_{ch1} = 9000$ с и $t_{ch1} = 7500$ с. Рост рассеяния связан с ростом плотности доменных стенок, а изменение поляризации — с поворотом моментов кластеров. Не зависящая от поляризации нейтронов часть интенсивности нейтронов (средняя по поляризациям +1 и -1) для $T = 6$ К, $T = 3$ К и $T = 2$ К состоит из двух участков, разделенных моментом времени t_{ch2} , равным соответственно 17000 с, 15000 с и 10000 с. Перегиб в зависимости означает проявление новой доменной структуры, а именно, образуются еще более мелкие домены. В результате плотность доменных стенок еще более возрастает и, соответственно, возрастает интенсивность рассеяния нейтронов. Видно, что t_{ch1} и t_{ch2} уменьшаются с уменьшением температуры, что указывает на то, что процессы движения моментов кластеров и образования мелких доменов связаны с действием сверхпроводимости.

Таким образом, можно констатировать, что процесс релаксации при сверхпроводящих слоях структуры ($T = 2, 3, 6$ К) существенно отличается от процесса релаксации с несверхпроводящими слоями ($T = 10$ К). В первом случае он протекает в две стадии, во втором — в одну. Действие сверхпроводимости приводит к образованию доменов меньшего, чем обычно, размера. Не исключено, что это криптоферромагнитная фаза, предсказанная и описанная в работах [20–25]. В случае сверхпроводящих слоев также одновременно с изменением доменной структуры происходит изменение направления магнитных моментов кластеров относительно направления магнитного поля. Оба процесса связаны между собой и управляются сверхпроводимостью.

Величина изменения интенсивности рассеяния при релаксации достигает 100%. При этом на интервале измерений 1 ч (частотный диапазон $f < 3 \cdot 10^{-4}$ Гц) статистическая ошибка измерений составляет 3% от величины изменения интенсивности рассеяния нейтронов.

На рис. 11а–в приведены зависимости $S(t)$, полученные в магнитном поле 1 кЭ в температурном интервале 2–10 К для поляризации нейтронов $P_0 = +1$ и длин волны нейтронов 1.8 Å, 3 Å и 6 Å. Последовательность измерений состояла в следующем. Магнитное поле 1 кЭ устанавливалось при температуре 10 К, затем температура уменьшалась до значения, при котором проводилось измерение.

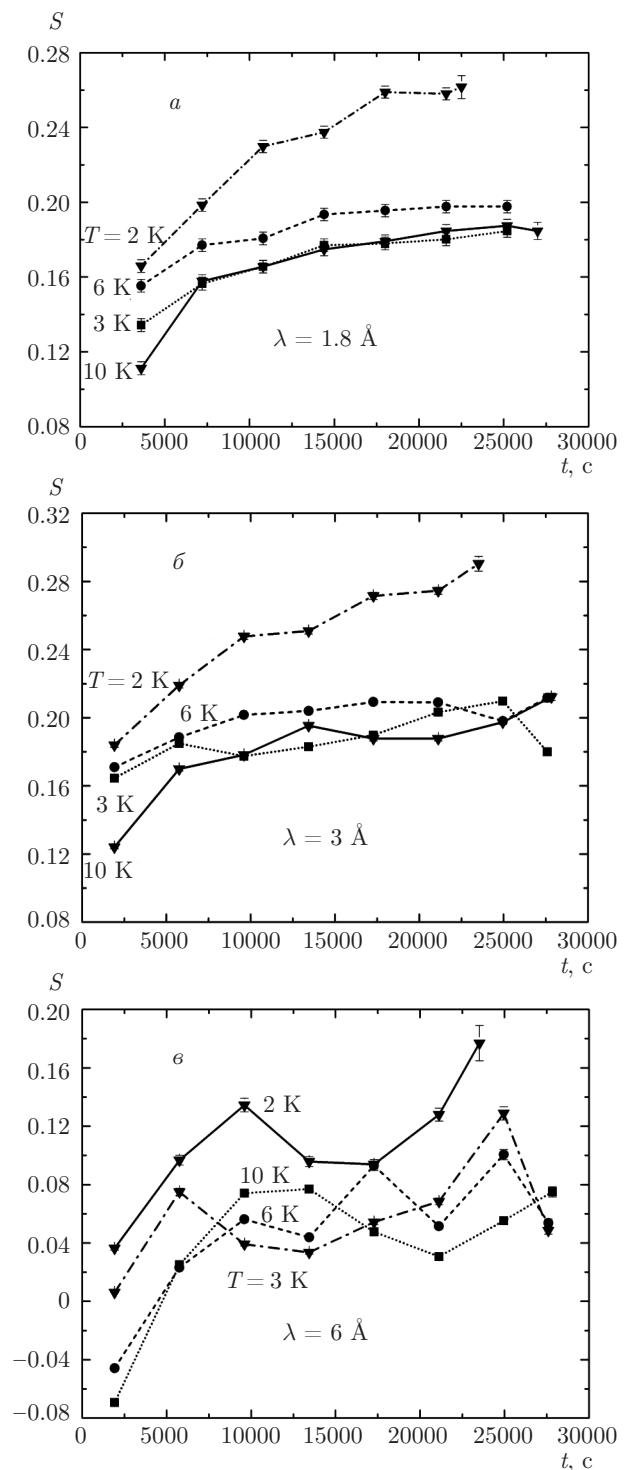


Рис. 11. Зависимость $S(t)$ в магнитном поле 1 кЭ при разных температурах для $P_0 = +1$

Видно, что максимум интенсивности рассеяния соответствует определенной длине волны 3 \AA , что указывает на примесь рассеяния нейтронов на магнитной решетке кластеров.

На рис. 12*а,б* приведены зависимости $S(t)$ для $P_0 = +1, -1, 0$ в магнитном поле 1 кЭ при температуре 10 К (*а*) и 2 К (*б*). Видно, что зависимости $P_0 = +1$ и $P_0 = -1$ осциллируют и пересекаются. Это соответствует тому, что моменты кластеров направлены или по полю (зависимость $P_0 = +1$ выше зависимости $P_0 = -1$) или против поля (зависимость $P_0 = +1$ ниже зависимости $P_0 = -1$). Точки пересечения зависимостей $P_0 = +1$ и $P_0 = -1$ соответствуют равной нулю средней намагниченности кластеров, когда все моменты перпендикулярны вектору магнитного поля или когда направления моментов распределены симметрично относительно перпендикуляра к вектору магнитного поля. Из зависимостей при $T = 2 \text{ К}$ следует, что намагниченность изменяется более, чем на $\pm 40\%$. Оценим значение индукции магнитного поля на кластерах. В случае полной ориентации магнитных моментов против магнитного поля индукция магнитного поля на кластерах и в их окрестности составляет порядка $1 \text{ кЭ} - 235 \text{ Э} \cdot (2.2/0.33)/1.4 = -120 \text{ Э} \approx 0$. При индукции магнитного поля на кластере близкой к нулевому значению выгодным, по-видимому, становится образование доменной структуры. В этом случае пространственное распределение доменной структуры в магнитном слое, возможно, должно повторять распределение кластеров, ориентированных против поля. На рис. 12*в* приведены зависимости $S(t)$ для $P_0 = 0$ (средняя намагниченность кластеров равна нулю). Видно, что при $T = 2 \text{ К}$ коэффициент рассеяния $S(t)$ со временем растет. Это указывает на то, что изменяется или зарождается не коррелирующая с ядерной структурой магнитная доменная структура. Очевидно, что вплоть до $t = 460 \text{ мин}$ система кластеров осциллирует вблизи равновесного состояния, а доменная структура еще не достигла насыщения. Следовательно, развитие доменной структуры со временем при $T = 2 \text{ К}$ сопровождается увеличением амплитуды колебаний магнитных моментов кластеров.

Таким образом, в магнитном поле средней величины напряженностью 1 кЭ наблюдается жестко связанное зависящее от времени поведение двух магнитных систем, а угловой растрор колебаний моментов кластеров определяется доменной структурой. При $T = 2 \text{ К}$ угловой растрор возрастает одновременно с ростом плотности доменных стенок за счет образования структуры мелких доменов при

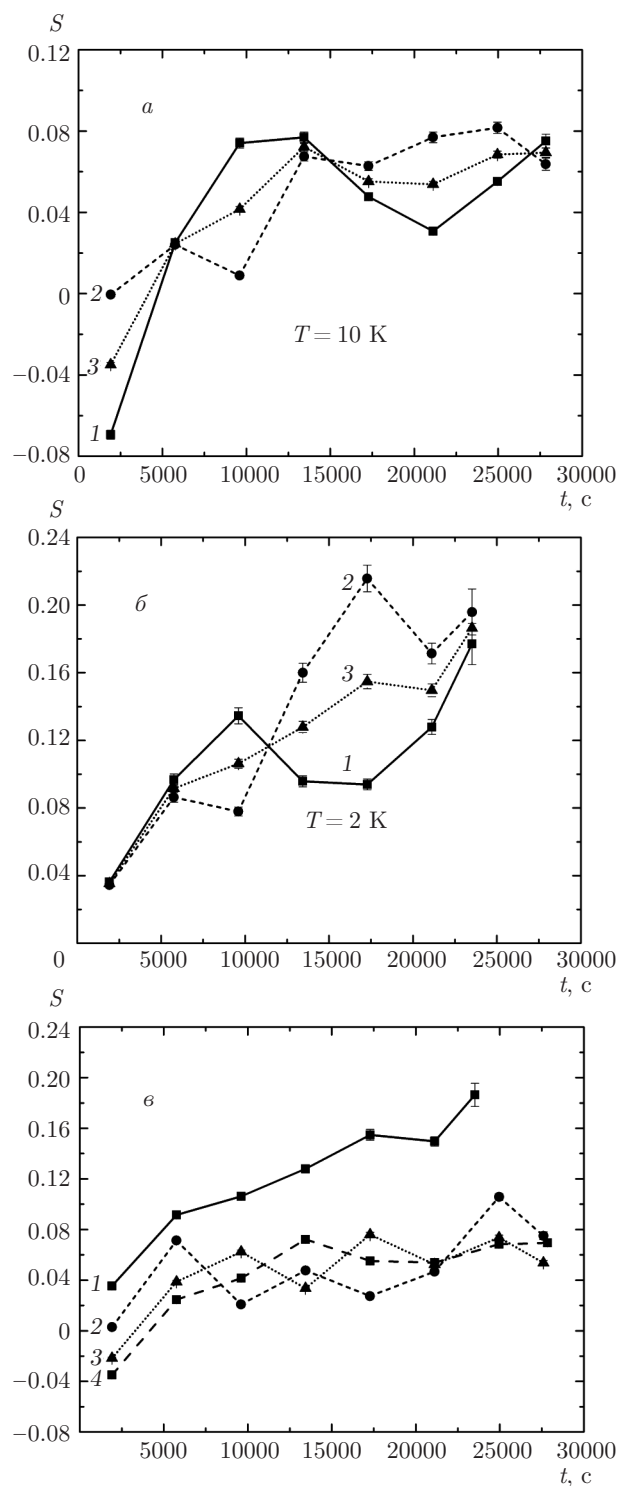


Рис. 12. Зависимость $S(t)$ для $H = 1 \text{ кЭ}$: *а,б* — $P_0 = -1$ (2), 0 (3), $+1$ (1); *в* — $P_0 = 0$, $T = 10 \text{ К}$ (4), 6 К (3), 3 К (2) и 2 К (1)

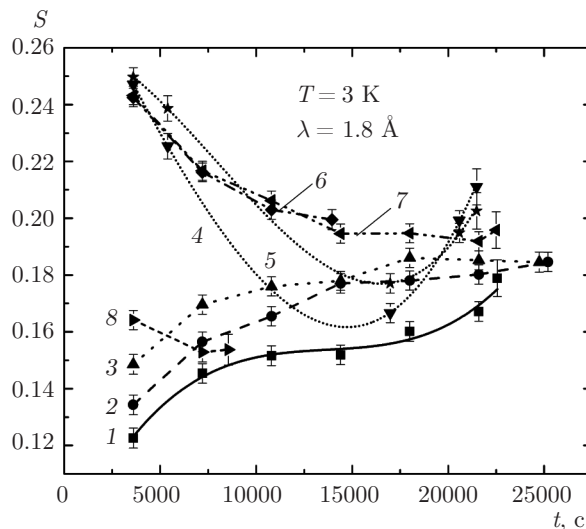


Рис. 13. Зависимость $S(t)$ при $P_0 = +1$ и $H = 17$ Э (1), 1 кЭ (2), 2 кЭ (3), 4 кЭ (4), 6 кЭ (6), 7 кЭ (7), 8 кЭ (8); $P_0 = -1$ и $H = 4$ кЭ (5)

$t_{ch2} = 10000$ с, в то время как при $T = 10$ К наблюдается насыщение со временем обоих параметров. Важный вопрос состоит в том, образуются мелкие домены внутри больших или вначале исчезают большие, а потом появляются мелкие. Ответа пока нет. Так, зависимость на рис. 12в для $T = 2$ К представляется монотонно растущей, что свидетельствует в пользу первой версии. Зависимость на рис. 12б для $T = 3$ К имеет слабо выраженный минимум, что указывает на вторую версию. Далее, поскольку с ростом плотности доменных стенок уменьшается рассеянное магнитное поле от доменной структуры, то и магнитное воздействие доменной структуры на систему кластеров уменьшается. В этом случае система кластеров находится в неустойчивом колебательном состоянии, переходя из одного состояния в магнитном поле во второе и обратно. Очевидно, что возрастающее по амплитуде колебательное движение моментов кластеров при наличии двух магнитных систем является признаком появления доменной фазы из мелких доменов.

На рис. 13 приведены зависимости $S(t)$ при $T = 3$ К в диапазоне изменения магнитного поля $H = 17$ Э–8 кЭ. Значение магнитного поля устанавливалось при $T = 12$ К, после чего температура понижалась до 3К и проводилось измерение. Зависимости 4–8 при $H = 4$ –8 кЭ на начальном отрезке времени характеризуются уменьшением рассеяния нейтронов, что объясняется уменьшением плотности центров пиннинга в сверхпрово-

дящих слоях. Подтверждением этого является то, что вплоть до $t = 1.5 \cdot 10^4$ поляризация нейтронов, рассеянных на контурах сверхпроводящих токов, которые обтекают центры пиннинга, отрицательная (кривые 4 и 5). Подтверждением последнего механизма является также наблюдаемая зависимость закона рассеяния нейтронов, которая соответствует теории релаксации намагниченности в низкотемпературных сверхпроводниках [1,2], объясняющей релаксацию срывом вихрей с центров пиннинга. Зависимость для $H = 4$ кЭ в интервале $t = 3000$ –10000 с описывается логарифмическим законом $S = 0.25 - 0.0725 \ln(t(\text{мин})/60)$. Начиная с момента времени $t = 15000$ с зависимости 4 и 5 демонстрируют возвратный характер с довольно резким ростом рассеяния нейтронов. Можно предположить, что окончание процесса выпрямления вихревой решетки каким-то образом увеличивает скорость образования доменной структуры.

Далее важно выяснить, происходит ли наряду с локальным изменением намагниченности, за что ответственно рассеяние нейтронов, изменение среднего в плоскости слоев значения намагниченности, за что ответственны когерентные отражение и пропускание нейтронов. Также интересно установить положение по глубине изменяющейся со временем части намагниченности. Для этого необходимо использовать временные зависимости уже трех коэффициентов $R(t)$, $Tr(t)$ и $S(t)$ (рис. 14). Видно, что имеются диапазоны $t \approx 1000$ с (а) и $t \approx 12500$ с (б), где поведение коэффициентов $R(t)$ и $Tr(t)$ антикоррелируемо. Это указывает на то, что кроме изменения локальной намагниченности рассеивающего объекта, происходит изменение в зависимости от времени среднего в плоскости магнитного слоя значения намагниченности.

Из зависимостей при $H = 4.5$ кЭ и $T = 10$ К (рис. 14б) следует, что если для $t < 250$ мин в основном антикоррелируют S и Tr , то при $t > 250$ мин в основном антикоррелируют S и R . Это указывает на то, что релаксация магнитного состояния с течением времени перемещается из более глубинных областей магнитного слоя, контактирующего со слоем ниобия, к более поверхностному, контактирующему со слоем ванадия. В случае $T = 3$ К, $H = 4$ кЭ (рис. 14б) перед процессами, описанными ранее (кривые 4 и 5 рис. 13), вначале наблюдается рост средней намагниченности магнитного слоя. В случае $T = 2$ К, $H = 1$ кЭ релаксация в поверхностных участках структуры наблюдается только вначале до момента времени 5000 с.

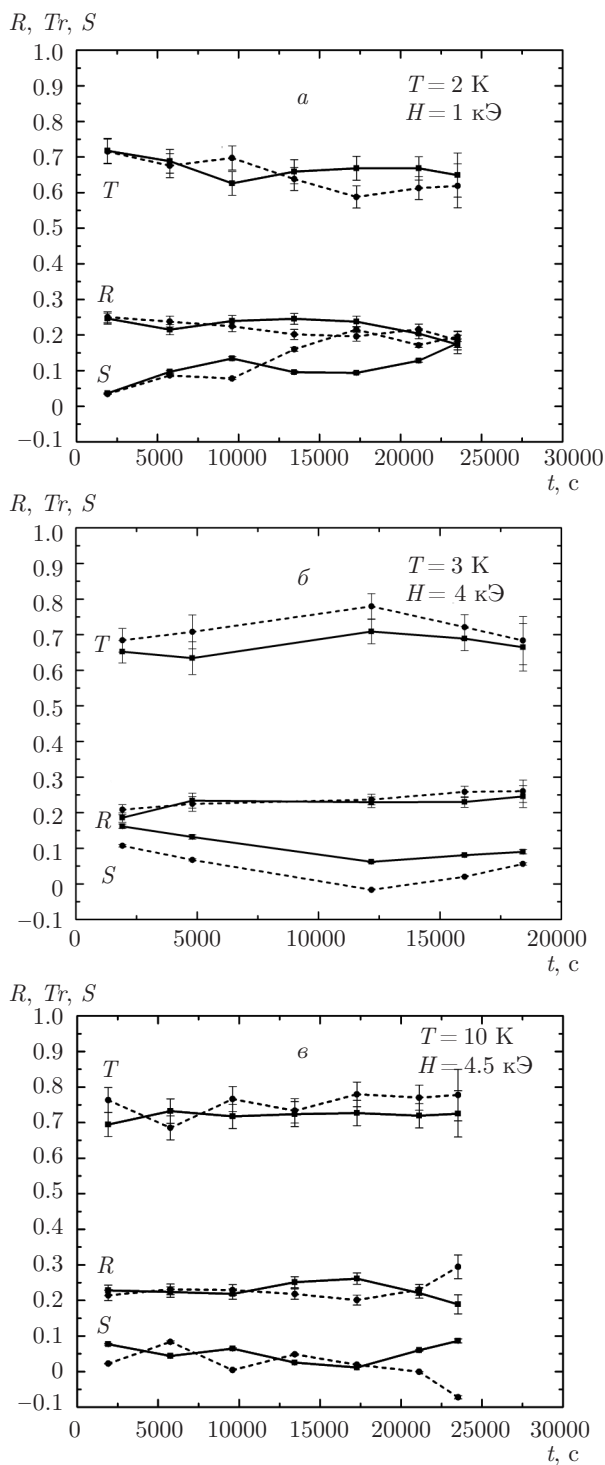


Рис. 14. Зависимости $S(t)$, $R(t)$ и $Tr(t)$ при $\lambda = 6 \text{ \AA}$.
Сплошные линии — $P_0 = +1$, штриховые — $P_0 = -1$

В то же время, для случая $T = 3 \text{ K}$, $H = 4 \text{ кЭ}$ (рис. 12б) коэффициент пропускания более сильно, по сравнению с коэффициентом отражения, определяется рассеянием нейтронов. Это указывает на

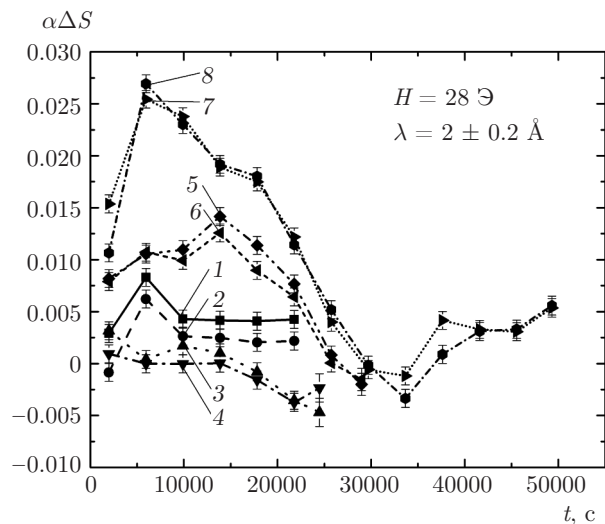


Рис. 15. Зависимость $\alpha\Delta S(t)$: 1 — $T = 6 \text{ K}$, $P_0 = +1$; 2 — $T = 6 \text{ K}$, $P_0 = -1$; 3 — $T = 4 \text{ K}$, $P_0 = +1$; 4 — $T = 4 \text{ K}$, $P_0 = -1$; 5 — $T = 3 \text{ K}$, $P_0 = +1$; 6 — $T = 3 \text{ K}$, $P_0 = -1$; 7 — $T = 1.68 \text{ K}$, $P_0 = +1$; 8 — $T = 1.68 \text{ K}$, $P_0 = -1$

то, что рассеяние нейтронов в основном происходит на вихрях в ниобиевом, а не ванадиевом слое. Таким образом, зависимости рис. 14 демонстрируют, что рефлектометрия нейтронов в реальном времени позволяет одновременно следить за временным и координатным движениями магнитного состояния в слоистой структуре.

Отдельные динамические измерения были проведены также в третьей серии измерений.

На рис. 15 приведены зависимости $\alpha\Delta S(t)$ в магнитном поле 28 Э , где $\alpha = 1/(1 - S(T = 10 \text{ K}))$, полученные при последовательном уменьшении температуры в диапазоне от 10 K до 1.68 K . Видно, что после кратковременного роста интенсивности рассеяния при $T = 1.68 \text{ K}$ и $T = 3 \text{ K}$ (уменьшения размера доменов) наблюдается его уменьшение (увеличение размеров доменов). С уменьшением температуры диапазон колебаний интенсивности рассеяния нейтронов возрастает. При $T = 1.68 \text{ K}$ зависимость напоминает переходный процесс, когда амплитуда осцилляций относительно равновесного состояния со временем уменьшается. При этом одновременно с колебаниями размеров доменов наблюдаются колебания моментов кластеров. Такой формы проявления связи систем доменов и кластеров в первой и второй сериях измерений не наблюдалось.

На рис. 16 приведены зависимости $S(t)$ при $T = 1.68 \text{ K}$, полученные при различных значениях магнитного поля.

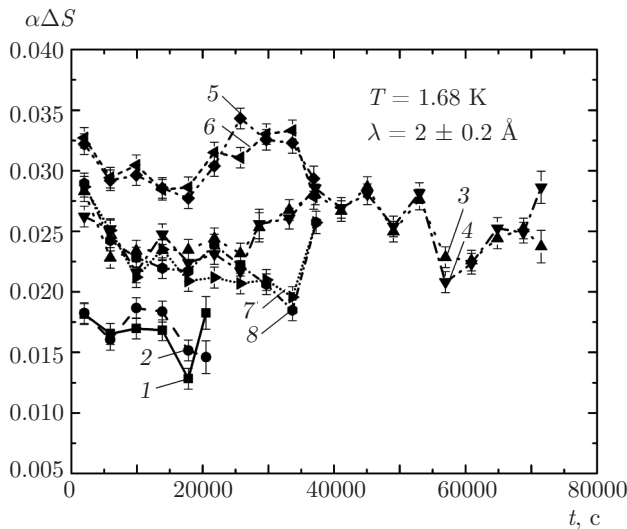


Рис. 16. Зависимость $\alpha\Delta S(t)$: 1, 2 — $T = 1.68$ К, $H = 500$ Э, $P_0 = +1$ (1), $P_0 = -1$ (2); 3, 4 — $T = 1.68$ К, $H = 1000$ Э, $P_0 = +1$ (3), $P_0 = -1$ (4); 5, 6 — $T = 1.68$ К, $H = 28$ Э, $P_0 = +1$ (5), $P_0 = -1$ (6); 7, 8 — $T = 10$ К, $H = 1000$ Э, $P_0 = +1$ (7), $P_0 = -1$ (8)

Изменение величины поля приводит к изменению доменной структуры, но, в отличие от изменения температуры, долговременная релаксация, хотя и носит квазипериодический характер (изменение размеров доменов), но происходит со значительно меньшей амплитудой. Видно также, что действие сверхпроводимости со временем приводит к уменьшению размеров доменов в магнитном поле средней величины $H = 1$ кЭ.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Статические и динамические нейтронные исследования показали, что характеристики магнитной структуры Ta/V/ФМ/Nb/Si в течение трех с половиной лет значительно изменились. Так, распределение элементов в плоскости магнитного слоя с течением времени становилось все более однородным, о чем говорит десятикратное уменьшение интенсивности рассеянных нейтронов. В работе изучалась релаксация магнитного состояния гибридной слоистой структуры, состоящей из ферромагнитных и сверхпроводящих слоев. Для изучения релаксации магнитного состояния слоистой структуры использовалась рефлектометрия поляризованных нейтронов. Выполненные в реальном времени динамические нейтронные исследования подтвердили их важность для установления природы магнетизма в ферромагнитно-сверхпроводящих слоистых структурах.

Было показано, что системы магнитных кластеров и ферромагнитных доменов взаимодействуют и их поведение определяется сверхпроводящими слоями структуры. Формы проявления взаимодействия двух магнитных систем с течением времени изменялись. Так, в исследованиях в течение первых 1.5 лет было установлено, что процесс формирования ферромагнитных доменов одного размера со временем под действием сверхпроводимости сменяется процессом образования доменов меньшего размера. При этом скорость образования новой доменной фазы возрастает при понижении температуры ниже критической в слое ниобия. Высказано предположение, что структура с малыми доменами возможно является криптоферромагнитной фазой магнитного слоя. Следует отметить, что манифестация криптофазы через рост рассеяния поляризованных нейтронов является одним из прямых первых указаний на ее образование в слоистой структуре. Одновременно с формированием структуры с малыми доменами в магнитном поле 1 кЭ вплоть до момента времени равного 6 ч в системе кластеров возрастала амплитуда колебаний магнитных моментов от направления вдоль магнитного поля к направлению против поля. Последнее явилось результатом ослабления магнитного взаимодействия кластеров со структурой из малых доменов, и, как следствие, появления неустойчивого состояния колебания системы кластеров между двумя минимумами ее энергии в магнитном поле [14].

В исследованиях структуры после 3.5 лет с момента ее изготовления обнаружено, что взаимодействие двух магнитных систем проявлялось в другой форме, чем ранее, а именно, в одновременном изменении направления магнитных моментов кластеров и размеров доменов. Амплитуда колебаний размеров доменов возрастала при понижении температуры.

В принципе, на использовавшемся в данном исследовании спектрометре РЕМУР импульсного реактора ИБР-2 можно повысить интенсивность пучка поляризованных нейтронов, что позволит довести временное разрешение в случае исследований необратимых процессов до нескольких минут. Отметим, что некоторые идеи дальнейшего повышения временного разрешения, которые можно применить и в случае рефлектометрии поляризованных нейтронов, можно найти в работе [29].

Авторы благодарят Ю. Н. Хайдукова за обсуждение полученных результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. P. W. Anderson, Phys. Rev. Lett. **9**, 309 (1962).
2. M. R. Beasley, R. Labusch, and W. W. Webb, Phys. Rev. **181**, 682 (1969).
3. Y. Yeshurun, A. P. Malozemoff, and A. Shaulov, Rev. Mod. Phys. **68**, 911 (1996).
4. M. Hanson, C. Johansson, M. S. Pedersen, and S. Morup, J. Phys.: Condens. Matter **7**, 9269 (1995).
5. M. G. del Muro, X. Batlle, A. Labarta, M. Gonzalez, and M. I. Montero, J. Appl. Phys. **81**, 7427 (1997).
6. D. K. Lottis, R. M. White, and E. Dan Dahlberg, Phys. Rev. Lett. **67**, 362 (1991).
7. R. D. Kirby, J. X. Shen, R. J. Hardy, and D. J. Sellmyer, Phys. Rev. B **49**, 10810 (1994).
8. Yu. V. Nikitenko, Yu. N. Khaidukov, F. Radu, A. V. Petrenko, S. V. Kozhevnikov, I. L. Sashin, En. H. Mukhamedzhanov, M. M. Borisov, V. G. Syromyatnikov, V. D. Zhaketov, and V. L. Aksenov, JINR Comm., P14-2014-60, Dubna (2014).
9. В. Д. Жакетов, Ю. В. Никитенко, Ф. Раду и др., ЖЭТФ **151**, 132 (2017).
10. B. A. Hamad and J. M. Khalifeh, Surf. Sci. **470**, 149 (2000).
11. M. M. Schwickert, R. Coehoorn, M. A. Tomaz et al., Phys. Rev. B **57**, 13681 (1998).
12. K. Vad, A. Csik, and G. A. Langer, Spectr. Eur. **21**, 13 (2009).
13. С. В. Вонсовский, *Магнетизм*, Наука, Москва (1971).
14. R. Prozorov, Y. Yeshurun, T. Prozorov, and A. Gedanken, Phys. Rev. B **59**, 6956 (1999).
15. A. E. Koshelev and A. I. Larkin, Phys. Rev. B **52**, 13559 (1995).
16. Ю. В. Никитенко, В. Г. Сыромятников, *Рефлектометрия поляризованных нейтронов*, Физматлит, Москва (2013).
17. Ф. Л. Шапиро, *Нейтронные исследования*, Наука, Москва (1976).
18. С. В. Малеев, УФН **172**, 617 (2002).
19. A. Stankiewicz, S. J. Robinson, G. A. Gehring, and V. V. Tarasenko, J. Phys.: Condens. Matter **9**, 1019 (1997).
20. P. W. Anderson and H. Suhl, Phys. Rev. **116**, 898 (1959).
21. А. И. Буздин, Л. Н. Булаевский, ЖЭТФ **94**, 256 (1988).
22. F. S. Bergeret, K. B. Efetov, and A. I. Larkin, Phys. Rev. B **62**, 11872 (2000).
23. A. I. Buzdin, Rev. Mod. Phys. **77**, 935 (2005).
24. E. B. Sonin, Phys. Rev. B **66**, 100504-1 (2002).
25. E. B. Sonin and N. A. Logoboy, J. Phys.: Conf. Ser. **150**, 052245 (2009).
26. E. B. Sonin, Phys. Rev. B **66**, 136501-1 (2002).
27. L. N. Bulaevskii, A. I. Buzdin, and S. V. Panjukov, Phys. Rev. B **28**, 1370 (1983).
28. L. N. Bulaevskii and E. M. Chudnovsky, Phys. Rev. B **63**, 012502 (2000).
29. В. Л. Аксёнов, А. М. Балагуров, УФН **166**, 955 (1996).
30. В. Л. Аксёнов, А. М. Балагуров, УФН **186**, 293 (2016).
31. V. L. Aksenov, E. B. Dokukin, Yu. V. Nikitenko, A. V. Petrenko, and S. A. Sergeenkov, Phys. Scripta **49**, 650 (1993).
32. А. М. Балагуров, А. И. Бескровный, В. В. Журавлёв, Г. М. Миронова, И. А. Бобриков, Т. Невов, С. Г. Шеверёв, *Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования* **5**, 3 (2016).
33. В. Л. Аксёнов, К. Н. Жерненко, С. В. Кожевников, Х. Лаутер и др., *Сообщения ОИЯИ*, Д13-2004-47, Дубна (2004).