

05,13,14

## Влияние упругой деформации на магнитную анизотропию и магнитокалорический эффект в микропроводах гадолиния

© Р.Б. Моргунов<sup>1,2,3</sup>, С.Н. Кашин<sup>1</sup>, Е.В. Дворецкая<sup>1,2</sup>, В.П. Пискорский<sup>2</sup>, Р.А. Валеев<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Федеральный исследовательский центр проблем химической физики и медицинской химии РАН, Черноголовка, Россия

<sup>2</sup> Всероссийский научно-исследовательский институт авиационных материалов научно-исследовательского центра „Курчатовский институт“, Москва, Россия

<sup>3</sup> Тамбовский государственный технический университет, Тамбов, Россия

E-mail: spintronics2022@yandex.ru

Поступила в Редакцию 13 декабря 2025 г.

В окончательной редакции 15 марта 2026 г.

Принята к публикации 15 марта 2026 г.

Обнаружено влияние упругой деформации на намагниченность, величину магнитокалорического эффекта (МКЭ), диаграммы first-order reversal curves (FORC) и магнитную анизотропию в микропроводах гадолиния. Анизотропия магнитных свойств, наведенная деформацией, блокирует спин-переориентационный переход и магнитную энтропию при 260 К, однако увеличивает магнитную часть энтропии при 300 К. Перечисленные эффекты являются четными по деформации, т.е. не зависят от ее знака. Диаграмма FORC преобразуется в результате упругой деформации таким образом, что поля взаимодействия и переключения зерен гадолиния увеличиваются. Магнитная анизотропия понижается после деформации в поле, направленном вдоль оси микропровода. Это указывает на переориентацию оси легкой анизотропии и ее выход из главной оси микропровода. В рамках формализма Callen–Callen анализ температурной зависимости магнитной анизотропии показывает, что наблюдается изменение вклада спин-орбитального взаимодействия ионов гадолиния в магнитную анизотропию в продольном магнитном поле.

**Ключевые слова:** магнитоупругое взаимодействие, энтропия, механомагнитный эффект, ферромагнетик, магнитная энтропия, спин-орбитальное взаимодействие.

DOI: 10.61011/FTT.2026.03.62941.8885

### 1. Введение

Ферромагнитные микропровода гадолиния являются привлекательным объектом для исследований, потому что гадолиний является одним из наиболее перспективных металлов для получения высоких значений магнитокалорического эффекта (МКЭ), одновременно представляя собой удобную среду для создания композиционного материала в виде сетки с хорошей теплопроводностью, нужной для отвода тепла в холодильной машине [1]. Кроме того, микроструктурирование гадолиния в виде микропроводов значительно изменяет магнитные и магнитокалорические свойства этого металла, давая возможность присутствия в нем таких фаз, которые не образуются в объемном гадолинии либо не являются стабильными [2,3]. Главным методом модификации гадолиния, общепринятым в литературе, является его легирование атомами Fe, Si, В и др., которое приводит к возрастанию МКЭ [4–6]. К настоящему времени улучшение магнитокалорических свойств гадолиния этим „химическим“ методом во многом исчерпало себя. Кроме того, почти всегда непонятна природа улучшения МКЭ в легированном гадолинии. Примеси могут вызывать одновременно множество различных изменений,

роль которых трудно разделить. Например, в сплаве  $Gd_5(Si_2Ge_2)$ , поставившем рекорд МКЭ [6], роль немагнитных атомов кремния и германия неизвестна. Поэтому физические механизмы повышения МКЭ остаются непонятными.

Недавние работы в области МКЭ показали, что как чистый гадолиний, так и его сплавы способны изменять величину МКЭ под действием механических напряжений [7–10]. Хотя влияние деформации на МКЭ убедительно доказано, в упомянутых работах отсутствуют предположения о физических механизмах, которые приводят к изменению МКЭ и магнитных свойств гадолиния под действием деформации. В большинстве случаев не установлено даже, какая именно, пластическая или упругая, деформация влияет на магнетизм гадолиния. Нет сведений о его механических свойствах и роли возможных деформационных дефектов, генерируемых пластической деформацией. Поэтому задача деформационной инженерии МКЭ в настоящее время далека от ее решения. Вместе с тем, создание гибридного устройства, в котором циклическое охлаждение достигалось бы путем циклической деформации рабочего тела (гадолиния), сопровождающей переключение магнитного поля, могло бы значительно улучшить характеристики

магнито-холодильной машины, создав предпосылки для ее коммерческого изготовления.

В последние годы магнитокалорический эффект в материалах на основе гадолиния активно исследуется в контексте наноструктурирования и измельчения. В работе [11] изучены быстро закаленные ненапряженные нанокристаллические ленты Gd, где показано влияние структуры и размеров зерен на магнитные характеристики, сравнимые с объемным гадолинием. В обзоре [12] подробно рассмотрено получение магнитокалорических материалов методом размола в шаровых мельницах, что сопровождается введением дефектов, внутренних напряжений и уменьшением размера кристаллитов. В работе [13] показано, что наноструктурирование порошка гадолиния приводит к спиновому беспорядку в нанокристаллическом Gd и вариации температур Кюри. Аналогичный подход к получению порошков Gd с контролируемой микроструктурой продемонстрирован в [14] при использовании атомизации вращающимся диском, где также анализируется влияние морфологии частиц на магнитные свойства.

В работе [15] показано, что наноструктурирование является эффективным инструментом управления полевой зависимостью магнитокалорического эффекта, что подчеркивает роль структуры и внутренних напряжений в формировании МКЭ.

Однако во всех перечисленных работах изменение магнитных свойств достигается за счет модификации микроструктуры (нанокристаллизация, измельчение, дефекты), тогда как влияние контролируемой механической деформации на МКЭ в протяженных микропроводах гадолиния изучено значительно меньше. В отличие от подходов, основанных на изменении размера зерен или степени аморфизации, в настоящей работе рассматривается чисто упругая деформация микропроводов Gd, позволяющая варьировать уровень упругих напряжений без одновременного влияния различных других факторов, возникающих при размоле в шаровой мельнице. Это позволяет корректно отделить вклад магнитоупругого взаимодействия в формирование МКЭ и эволюцию формы температурной зависимости магнитной части энтропии  $\Delta S_M(T)$  от прочих других факторов.

Предположительно, главной причиной влияния механической деформации на МКЭ может быть наведенная деформацией магнитная анизотропия. Изменение межатомных расстояний при деформации индуцирует механо-магнитный эффект, обратный магнитострикционному эффекту, достаточно сильному в Gd [10]. Кроме того, в поликристаллической структуре металла может происходить ориентирование зерен и возникать текстура, соответствующая симметрии механического нагружения. При пластической деформации возможна генерация вакансий, дислокаций, двойников, краудинонов и других деформационных дефектов, что способствует локальному изменению межатомных расстояний; при большой концентрации таких дефектов это способно изменить магнитные свойства и МКЭ гадолиния. В реаль-

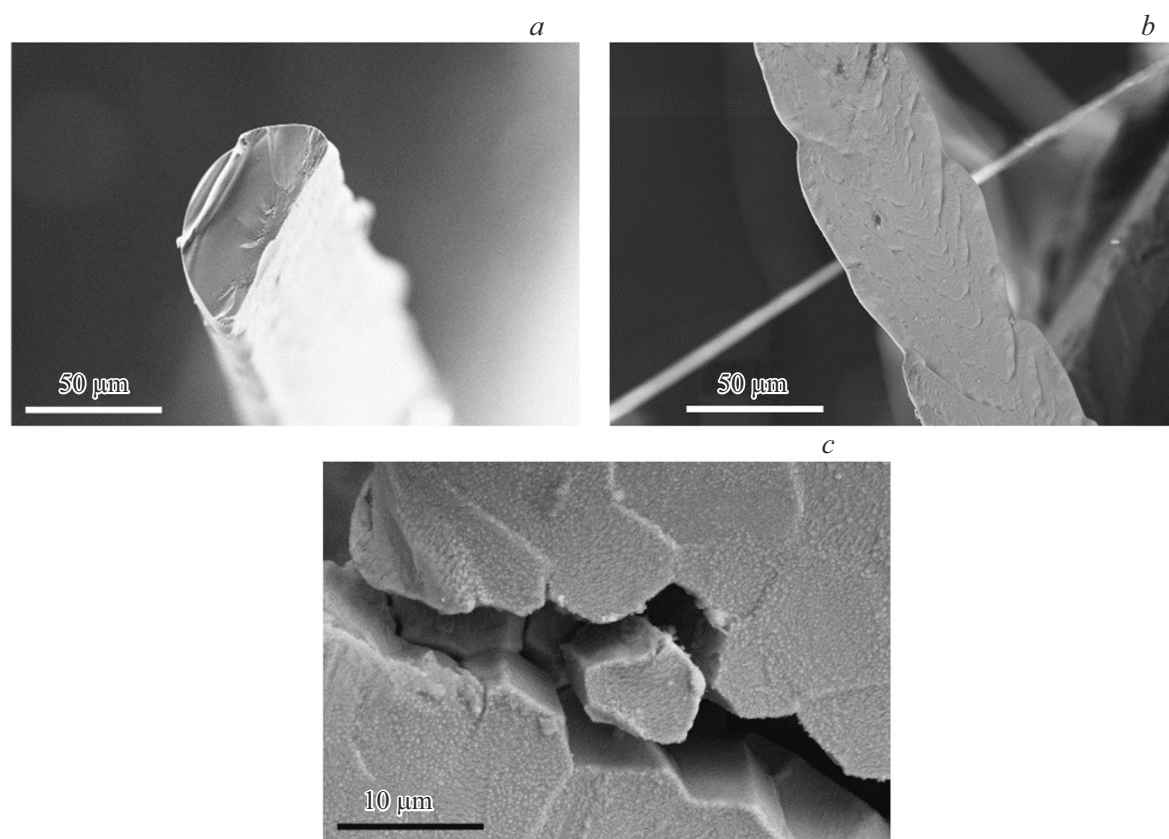
ных сплавах, особенно приготовленных в экстремальных условиях сверхбыстрого охлаждения расплава, значительную долю объема обычно занимают метастабильные фазы, которые, хотя и являются долгоживущими при нормальных условиях, могут превращаться в их более стабильные модификации под действием механических напряжений и деформации. Наконец, изменение формы ферромагнетика в результате его деформации ведет к изменению поля размагничивания, что также может оказывать влияние на величину и температуру МКЭ [16]. Обилие возможных механизмов модификации магнитных свойств под действием деформации дает множество степеней свободы для деформационной инженерии металлов и сплавов при условии разделения и анализа вкладов каждого из каналов влияния деформации.

Цель настоящей работы заключалась в анализе магнитной анизотропии, наведенной упругой деформацией в микропроводах гадолиния, а также различных откликов на ее изменение под действием деформации. В частности, предметом исследования было влияние деформации на вклад орбитального момента ионов гадолиния в магнитную анизотропию и на магнитные релаксационные кривые первого порядка (first-order reversal curves, FORC). Спин-орбитальное взаимодействие характеризует роль межатомных расстояний, измененных деформацией, а диаграмма FORC дает представление о возможном деформационном текстурировании зерен в микропроводах, изменяющем поля их переключения и взаимодействия друг с другом. Кроме того, мы анализируем влияние формы и поля размагничивания на МКЭ.

## 2. Методика и образцы

Микропровода Gd были получены методом экстракции висящей капли расплава с последующим сверхбыстрым охлаждением ( $\sim 10^6$  K/s) на вращающемся водоохлаждаемом диске (рис. 1). Подробное описание процедуры приготовления микропроводов приведено в [2,17].

На рис. 1,с приведен разлом микропровода, произошедший под действием интенсивной пластической деформации 10%. Гексагональными являются и форма зерна, и кристаллическая решетка. Известно, что форма зерен наследует симметрию кристаллической решетки. Гексагональная решетчатая структура (ГПУ) часто определяет морфологию зерен за счет анизотропии поверхностной энергии и механизмов двойникования, где гексагональная симметрия наследуется формой зерен (например, гексагональная, пластинчатая) для минимизации межфазной энергии. Гексагональная атомная структура (ГПУ) в таких материалах, как Ti, Mg и Zr, напрямую влияет на форму зерен, способствуя анизотропному росту, при котором различные поверхностные энергии приводят к образованию гексагональных призм или пластин кристалла. Такое наследование роста часто приводит к гексагональной симметрии в морфологии зерен, при этом между зернами образуются специали-



**Рис. 1.** SEM-изображения микропровода Gd: *a)* торец микропровода; *b)* поверхность контакта микропровода с латунным охлаждающим диском; *c)* разлом на поверхности микропровода, состоящей из гексагональной НСР-фазы, под действием механических напряжений.

зированные границы с низкой энергией для минимизации поверхностной энергии [18]. Локальный химический состав (рис. 2) и элементное картирование (вставка на рис. 2), определяемые методом энергодисперсионного анализа (EDX), а также электронные изображения микропроводов получены с помощью сканирующего электронного микроскопа (SEM) SUPRA 25 (Zeiss). В спектре EDX микропровода на рис. 2 идентифицированы пики гадолиния без посторонних примесей. Необходимо отметить, что легкие примеси типа В не могли быть обнаружены методом EDX с помощью использованного оборудования.

Для установления атомной структуры образцов был использован рентгеноструктурный анализ (XRD), выполненный с использованием геометрии Брэгга–Брентано. При изгибной деформации микропровода на двух его сторонах (внутренней и внешней) деформация имеет разный знак. При измерениях использовался рентгеновский пучок диаметром 110 μm. Данный размер пучка полностью покрывает диаметр исследуемого микропровода. Однако при измерениях мы рассматривали только сторону микропровода, где деформация имела один отрицательный знак и соответствовала деформации растяжения, а глубина взаимодействия рентгеновского

излучения с образцом составляла порядка 1 μm. Поэтому на положение пиков могла влиять только деформация одного знака. При анализе использовалась трубка с медным катодом с длиной волны 1.5418 Å. Шаг сканирования составлял 0.02° по 2θ, инструментальное уширение прибора составляло 0.04°, ошибка измерения угла 2θ составляла 0.01°. Положение максимумов дифракционных линий определялось путем аппроксимации профилей функциями Гаусса, что обеспечивало точность определения положения пиков порядка 0.01°.

Основной стабильной фазой в тонких пленках и микропроводах Gd является гексагональная плотноупакованная фаза (HCP) с параметрами решетки  $a = 3.606 \text{ \AA}$  и  $c = 5.786 \text{ \AA}$  для объемного материала. В образцах присутствовала также гранецентрированная кубическая фаза (FCC) с параметром решетки  $a = 5.336 \text{ \AA}$ , которая является метастабильной и обнаруживается другими авторами в микроструктурированном гадолинии [19]. После сверхбыстрого охлаждения расплава на воздухе помимо фаз HCP и FCC образуется оксид гадолиния  $\text{Gd}_2\text{O}_3$  на поверхности микропровода, который дает свои линии в спектре рентгеновской дифракции (рис. 3). По данным XRD, в образце присутствует оксид гадолиния  $\text{Gd}_2\text{O}_3$ . Линии, отмеченные для оксида гадолиния на

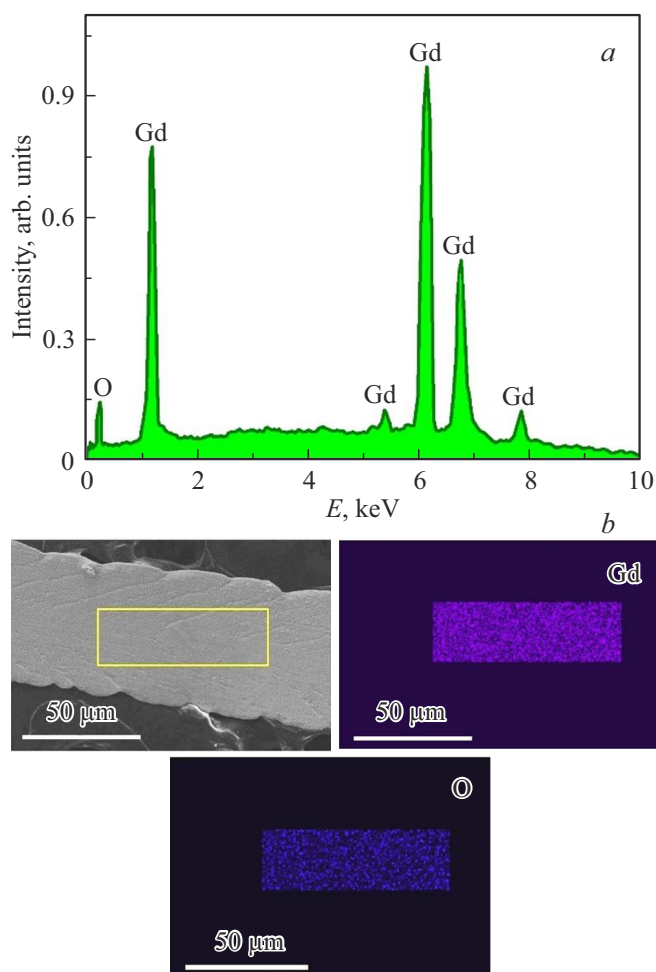


Рис. 2. а) EDX-спектр и б) элементное картирование поверхности микропровода Gd.

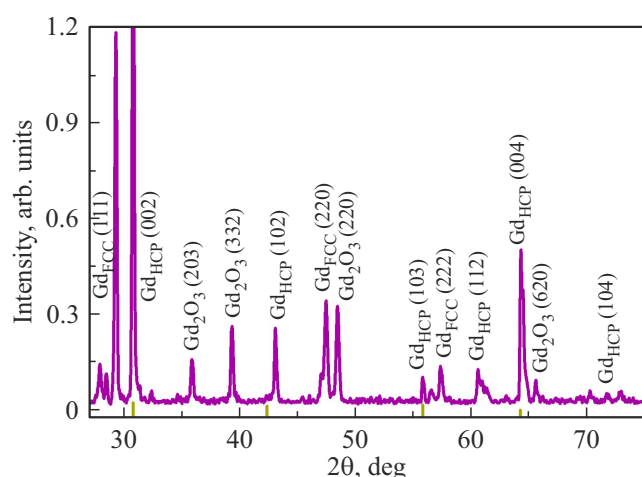


Рис. 3. XRD-спектр микропровода до деформации.

рис. 3, совпадают с теми, которые указаны в подробных рентгеноструктурных исследованиях в [20]. Оценка содержания  $Gd_2O_3$ , выполненная по соотношению

интегральных интенсивностей характерных рефлексов  $Gd_2O_3$  и Gd с учетом разного поглощения излучения, дает величину порядка  $\sim 10\%$ . К такому же результату приводит оценка доли оксида из данных EDX о присутствии кислорода. Наличие оксида  $Gd_2O_3$  не учитывается далее при обсуждении высокотемпературных данных о магнитных свойствах, поскольку этот оксид является парамагнетиком в исследуемом температурном диапазоне 200–300 К и дает незначительный вклад в магнитные свойства по сравнению с ферромагнитным гадолинием [21,22].

На рис. 4, а и б показан сдвиг дифракционных линий (002) и (004) после изгиба, который соответствует растяжению верхнего слоя микропровода на 0.6%. Смещение положения этой и других линий в результате изгиба составляет  $0.6^\circ$ . Отсутствие сдвига для других пиков, не относящихся к Gd, указывает на то, что измеренный сдвиг отражает изменение межплоскостных расстояний в HCP-фазе Gd и может быть использован для оценки упругой деформации решетки. FCC-фаза гадолиния также демонстрирует сдвиг пиков. При изгибе микропровода упругая деформация в первую очередь реализуется в фазе гадолиния, составляющей основную объемную долю образца. Оксидная фаза  $Gd_2O_3$  присутствует в количестве порядка  $\sim 10\%$  (по оценке XRD) и преимущественно локализована в приповерхностной области. Возможный сдвиг рефлексов  $Gd_2O_3$  может быть менее выражен, например, из-за растрескивания поверхностной оксидной пленки и высокого (в 4 раза большего) модуля Юнга этой фазы. Большой модуль Юнга обеспечивает пропорционально меньшее изменение межатомного расстояния при тех же механических напряжениях.

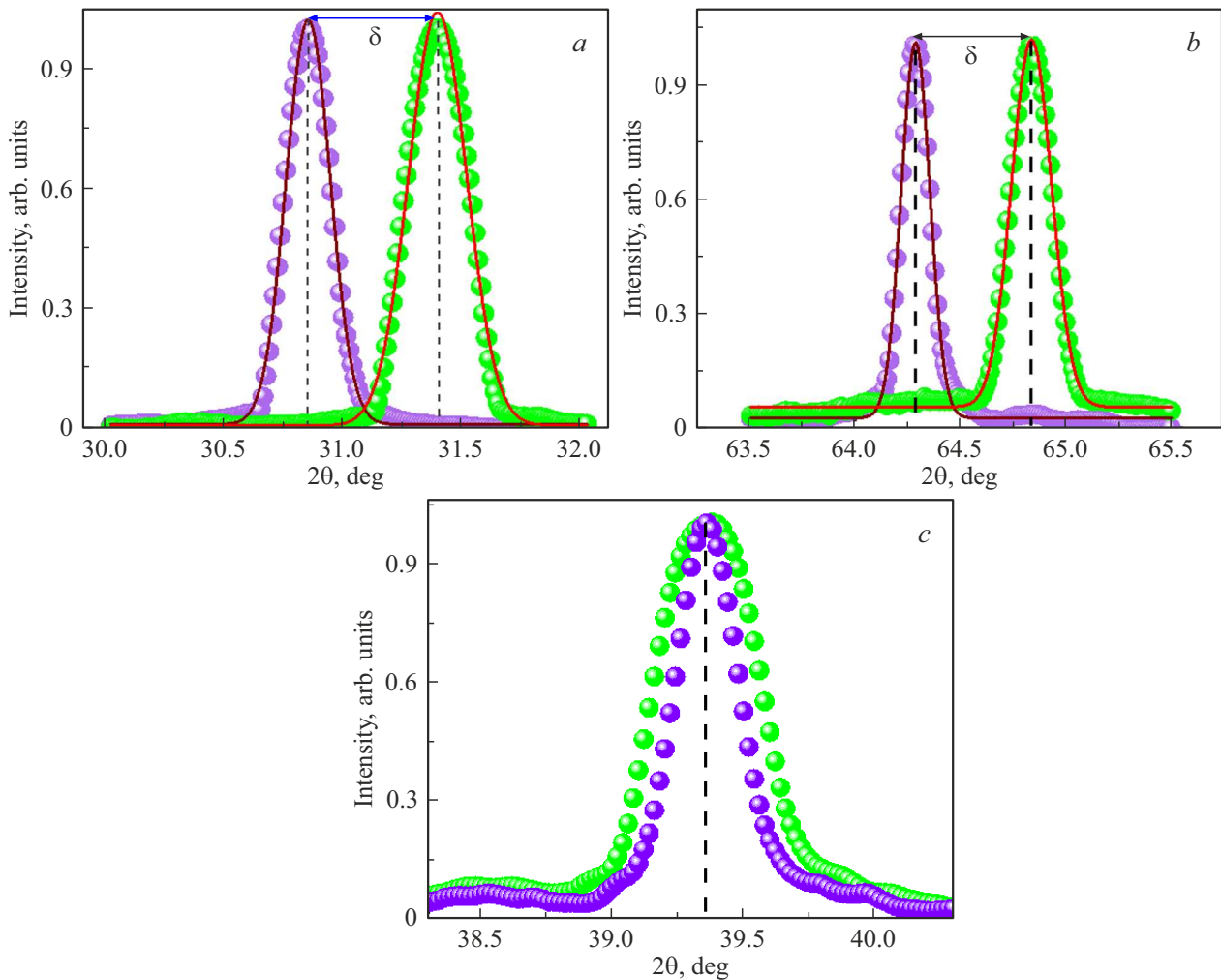
Мы использовали сдвиг линий рентгеновской дифракции для расчета средней относительной деформации образца. Согласно уравнению Вульфа–Брэгга,

$$2d_{\text{HKL}} \sin \theta = n\lambda, \quad (1)$$

где  $d_{\text{HKL}}$  — межплоскостное расстояние,  $\theta$  — угол дифракции,  $n$  — порядковый номер рефлекса,  $\lambda$  — длина волны рентгеновского излучения ( $\lambda_{\text{Cu}} = 1.5418 \text{ \AA}$ ). Наблюдаемое смещение положения пиков рентгеновской дифракции указывает на уменьшение среднего параметра решетки  $d_{\text{HKL}}$  вследствие изгиба. Величину средней относительной деформации  $\epsilon_{\text{XRD}}$ , возникающей в образце при изгибе, можно оценить, используя выражение

$$\epsilon_{\text{XRD}} = \frac{\beta}{4 \tan \theta}, \quad (2)$$

где параметр  $\beta$  соответствует ширине линии на половине максимума пика рентгеновской дифракции [23]. Аналогичные изменения наблюдались для всех линий рентгеновской дифракции Gd. Обнаружено смещение положения пика  $2\theta$  линии (002) с  $30.8 \pm 0.01$  до  $31.4 \pm 0.01^\circ$  и уширение этого пика с  $0.18 \pm 0.01$  до  $0.24 \pm 0.01^\circ$ . Для линии (004) наблюдалось аналогичное



**Рис. 4.** Пики рентгеновской дифракции для линий *a*) (002) и *b*) (004) микропровода гадолиния до (фиолетовый) и после (зеленый) деформации изгиба  $\varepsilon = 0.6\%$ . Сдвиг линии  $\delta$  показан горизонтальной стрелкой. Сплошные линии показывают аппроксимации функцией Гаусса. *c*) Пик рентгеновской дифракции  $\text{Gd}_2\text{O}_3$  (332).

изменение положения с  $64.2 \pm 0.01$  до  $64.8 \pm 0.01^\circ$  и полуширины с  $0.11 \pm 0.01$  до  $0.18 \pm 0.01^\circ$ . Эти изменения соответствуют относительной деформации  $\varepsilon_{\text{XRD}} = 0.6\%$ .

Уширение пиков Gd на рис. 4 может быть связано с изменением текстурирования зерен, появлением внутренних микронапряжений и с возможным изменением характерного размера когерентного рассеяния. При изгибе в микропроводе формируется градиент напряжений, что приводит к неоднородному распределению межплоскостных расстояний и уширению дифракционных линий. В области пластической деформации дополнительный вклад может вносить увеличение плотности дислокаций и других дефектов структуры и уменьшение размеров когерентных областей рассеяния. Модуль Юнга  $\text{Gd}_2\text{O}_3$  составляет 201 GPa [24], что в  $\sim 4$  раза больше модуля Юнга Gd [25]. Поэтому одни и те же механические напряжения приводят к меньшей деформации оксида в 4 раза по сравнению с гадолинием. Кроме того, больший модуль Юнга может свидетельствовать о

склонности к растрескиванию оксидной поверхностной пленки, что и приводит к уширению дифракционного пика. Количественная оценка изменения текстуры по изменению относительных амплитуд рефлексов [26] затруднена тем, что для этого требуется суммирование по множественным рефлексам, из которых в наших экспериментах видны только два. Оценка изменений текстуры была произведена нами ранее в пленках гадолиния, растянутых на подложке [9].

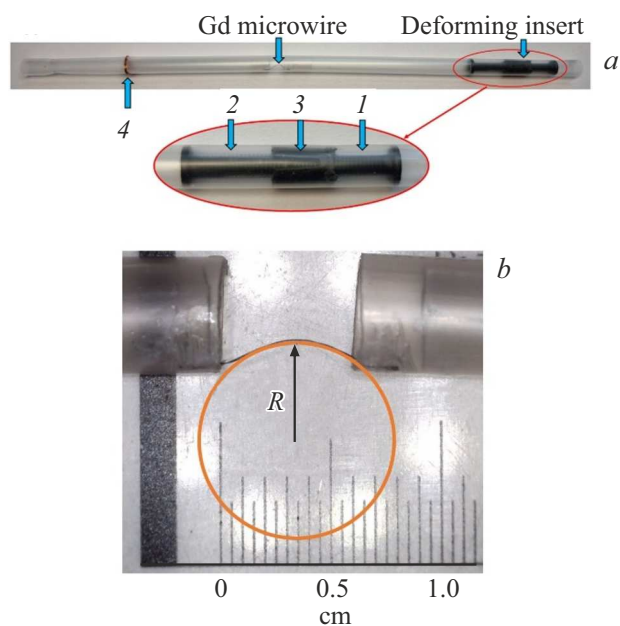
Измерения магнитного момента образца проводили в магнитометре SQUID MPMS-XL Quantum Design в атмосфере гелия. Микропровод деформировался растяжением и изгибом непосредственно в камере магнитометра, что исключало влияние окисления в процессе деформации, а также значительно уменьшало ошибку измерений, связанную со случайными вариациями положения и крепления образца. Для деформации микропровода внутри камеры SQUID-магнитометра была разработана самодельная „деформационная приставка“ с

винтом, позволяющая постепенно изгибать микропровод (рис. 2).

Деформация задавалась путем вращения винта изготовленной вставки и фиксировалась до начала измерений. В процессе измерения величина механической деформации микропровода оставалась неизменной. Центрирование образца осуществлялось стандартной процедурой Centering магнитометра. Постоянства крепления образца относительно штанги SQUID-магнитометра трудно добиться, если деформируемый образец необходимо каждый раз откреплять измерительную трубку от держателя магнитометра. Это является источником несистематической ошибки, большей, чем наблюдаемые эффекты. Измеряемый сигнал всегда является суммой сигнала образца и держателя, а также различных элементов крепления. Устранить эти элементы невозможно. Поэтому нашей задачей было сделать их вклад неизменным и не зависящим от деформации образца.

Изготовленная нами вставка позволяет избавиться от случайных вариаций множественных повторных вариантов крепления образца и задавать значение деформации без открепления образца от держателя магнитометра и извлечения образца из измерительной трубки. Вставка в процессе измерений жестко закреплена внутри измерительной пластиковой трубки, которая не откреплялась от штанги. Для изменения значения изгибной деформации из магнитометра извлекалась штанга с закрепленной на ней измерительной трубкой с изготовленной вставкой и образцом. Далее, вращением винта в нижней открытой части измерительной трубки, менялось значение изгибной деформации, после чего штанга помещалась обратно в магнитометр без изменения положения образца относительно штанги. Такой механизм деформации позволял уменьшить несистематическую погрешность, оставляя постоянным сигнал от элементов крепления образца. Эта систематическая погрешность устанавливалась путем расчета ожидаемой намагниченности насыщения гадолиния известной массы и ее сравнением с полученным сигналом. Вклад систематической погрешности, одинаковой во всех экспериментах, не превышал 10% и не мог приводить к появлению пиков энтропии при исследовании магнитокалорики, ввиду линейности по полю этого вклада диа- и парамагнитных элементов крепления. Он мог давать только постоянную добавку (offset) в обсуждаемые зависимости магнитной энтропии, определяемой с помощью пошаговой дискретизации момента, измеряемого в разных полях. Это же касается и метода FORC, где участвуют производные магнитного момента по полю.

Магнитное поле, направленное вдоль главной оси микропровода, изменялось в диапазоне 0–5 Т достаточно медленно, чтобы поддерживать стабильную температуру образца с точностью 0.1 К при регистрации полевых зависимостей намагниченности  $M(H)$ . В зоне измерения находился только исследуемый образец, закрепленный диамагнитными пластиковыми упорами. Одна из измерительных трубок SQUID-магнитометра бы-

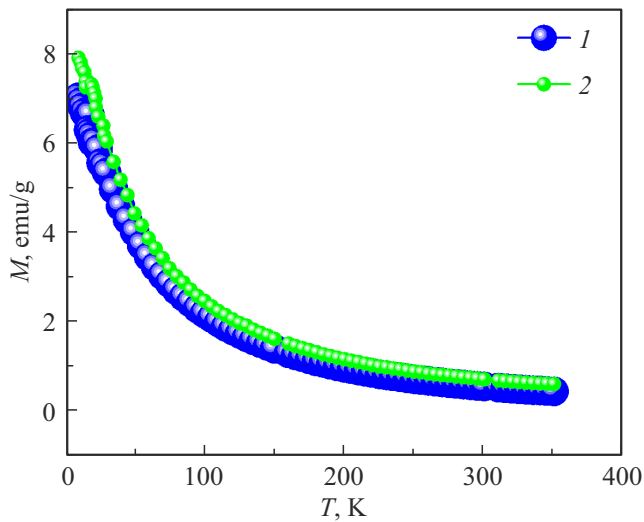


**Рис. 5.** *a)* Изображение изготовленной вставки для деформации микропровода внутри измерительной камеры SQUID-магнитометра. *b)* Определение радиуса изгиба микропровода при помощи вписанной окружности.

ла подвижной. Вторая трубка была закреплена неподвижно. Концы пластикового упора в „деформационной приставке“, поддерживающего образец, вносят вклад в магнитный момент  $10^{-6}$  едс, т.е. вклад деформационного устройства был пренебрежимо мал по сравнению с магнитным моментом образца микропровода. Приводной элемент „деформационной приставки“ („деформирующий элемент“ в правой части рис. 5) находился достаточно далеко от зоны измерения. По этой причине „деформационная приставка“ находилась вне пространства сканирования и не вносила вклад в магнитный момент. При повороте винта 1 (рис. 5) по часовой стрелке поршень 2 смещался влево. При этом с поршня 2, находящегося в жестко закрепленной опоре 3 (рис. 5), снималась часть резьбы. Поршень 2 выполнял функцию „толкателя“ для вклеенного в трубку гадолиниевого микропровода. Вторая, „задняя“ опора 4 жестко закреплялась в измерительной трубке.

Для проверки возможных ошибок, вносимых изменением формы микропровода, мы провели модельный контрольный эксперимент с использованием микропровода TbFeV аналогичного размера и намагниченности. На рис. 6 показаны две температурные зависимости магнитного момента микропровода TbFeV до и после изгиба. Следующие факты свидетельствуют о том, что влияние деформации не сводится к изменению поля размагничивания:

1) температурные зависимости намагниченности микропровода гадолиния до и после деформации не совме-



**Рис. 6.** Температурные зависимости намагниченности микропровода TbFeV до (1, голубые символы) и после (2, зеленые символы) деформации  $\varepsilon^* \approx 0.4\%$ .

щаются друг с другом параллельным переносом, как это наблюдалось для микропровода TbFeV;

2) при достижении предела текучести не наблюдается дальнейшее увеличение намагниченности и магнитной энтропии с ростом деформации;

3) величина эффекта, наблюдаемого при осевом растяжении микропровода, при котором изменение фактора размагничивания пренебрежимо мало, приводит к такому же эффекту, как и при деформации изгибом.

Рост общей деформации после предела текучести, как известно из физики пластичности, не приводит к росту механических напряжений. Это происходит потому, что после достижения предела текучести часть накопленных напряжений релаксирует за счет зарождения дефектов, таких как дислокации, двойники, появление трещин и др. Поэтому дальнейшая деформация не обязательно должна сопровождаться увеличением магнитной намагниченности или магнитной энтропии. Отсутствует главный фактор — рост напряжений и упругой деформации решетки. Вся деформация происходит за счет генерации дефектов. В нашей работе в чистом виде исследуется влияние упругой деформации на магнитокалорический эффект до предела текучести.

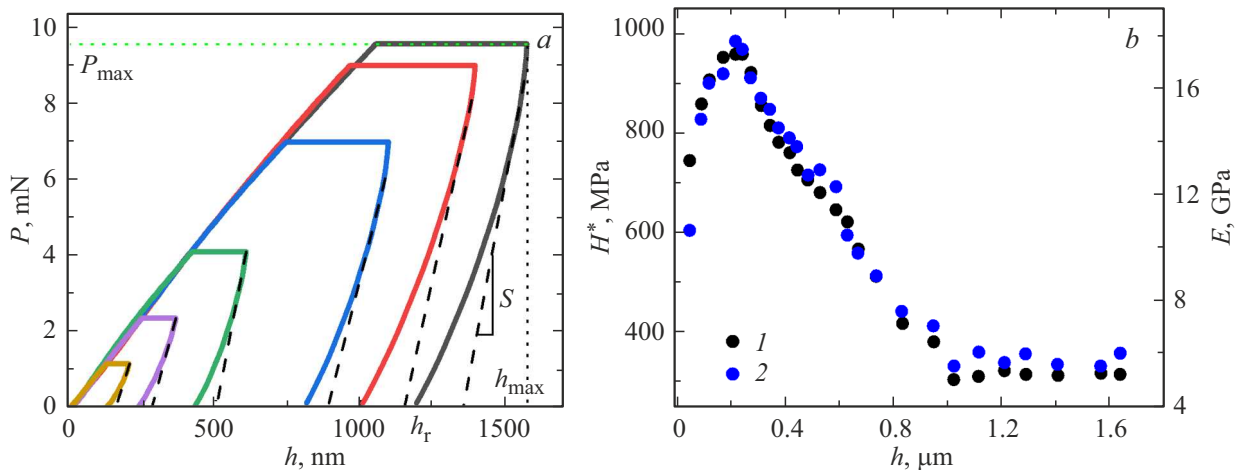
Магнитоупругое взаимодействие определяется действующими упругими напряжениями, изменяющими межатомные расстояния и параметры обменного взаимодействия. Таким образом, наблюдаемое насыщение магнитного отклика при достижении предела текучести не противоречит выводу о том, что влияние деформации не сводится исключительно к изменению поля размагничивания, а, наоборот, доказывает роль межатомных обменных и спин-орбитальных взаимодействий в чистом виде, отделенном от разнообразия событий, способных иметь место при генерации дефектов структуры. Воз-

можно, образование дефектов при высоких деформациях также вносит вклад в магнитокалорический эффект, изменяя полевые зависимости. Однако это отдельное исследование, пока нами не выполненное.

Магнитный фактор формы учитывает отношение длины цилиндра к ширине при близких значениях. Если длина цилиндра намного больше ширины, то фактор формы перестает зависеть от этого отношения. Это условие всегда выполняется в наших экспериментах, поскольку длина микропровода значительно больше его диаметра. При растяжении микропровода он незначительно удлиняется, а также, имея некоторый коэффициент Пуассона, еще в меньшей степени уменьшается в диаметре. Магнитный фактор формы, описывающий поле размагничивания, при этом никак не зависит от этих изменений, потому что цилиндр остается цилиндром. Даже если учесть удлинение цилиндра, фактор размагничивания изменился бы на пределе текучести не более 0.6%, что в 100 раз меньше наблюдаемого эффекта изменения намагниченности.

При изгибе, создающем такую же относительную деформацию, что и растяжение, форма меняется более значительно. Вслед за изгибом меняется и магнитный момент  $M$ . Однако при этом при достижении предела текучести форма продолжает меняться, а магнитный момент  $M$  уже более не меняется, сколько ни изгибается далее образец. Это прямо доказывает, что на изменение магнитного момента влияет упругая деформация, а не изменение магнитного фактора формы образца. Кроме того, величина изменения  $M$  при сходных деформациях изгиба и растяжения остается одинаковой.

Кроме того, нами была выполнена оценка фактора размагничивания для микропровода. Величину поля размагничивания  $H_d$  для микропровода гадолиния можно оценить как  $H_d = -NM_S$ , где  $N = 0.008$  — фактор размагничивания для микропровода гадолиния, который был принят за цилиндр с длиной 0.8 см и диаметром  $100 \mu\text{m}$  с ориентацией поля вдоль цилиндра. Приняв намагниченность насыщения  $M_S = 2.0 \cdot 10^3 \text{ emu/cm}^3$ , получим значение  $H_d = -16 \text{ Oe}$ . Для микропровода, подвергнутого изгибной деформации, примем форму провода как „дуга“, в таком случае  $H_d = -12 \text{ Oe}$ , при  $N = 0.009$  и  $M_S = 1.5 \cdot 10^3 \text{ emu/cm}^3$ . Поле размагничивания 16 Oe значительно меньше тех изменений полей анизотропии и полей переключения и взаимодействия зерен, которые обсуждаются в нашей работе. Для оценки возможного влияния отклонения формы поперечного сечения от цилиндрической была выполнена сравнительная оценка размагничивающего фактора  $N$  для прямоугольного параллелепипеда размерами  $8 \times 0.1 \times 0.1 \text{ mm}$  при ориентации поля вдоль длинной оси. Для отношения сторон  $L/a \approx 80$  справочные значения дают  $N \approx 0.007-0.008$  [27], что практически совпадает с оценкой для цилиндра ( $N \approx 0.008$ ). Соответствующее поле размагничивания  $H_d \approx 14-16 \text{ Oe}$  значительно меньше наблюдаемых изменений полей анизотропии и не влияет на основные выводы работы.



**Рис. 7.** *a)* Зависимости  $P(h)$  кривых нагрузки–разгрузки, полученные при измерении твердости микропровода Gd, где проиллюстрировано обозначение различных величин: максимальной нагрузки ( $P_{\max}$ ), максимальной глубины проникновения ( $h_{\max}$ ), остаточной глубины ( $h_r$ ) и контактной жесткости ( $S$ ). Черные пунктирные линии показывают касательные к кривым разгрузки. *b)* Зависимости твердости  $H^*$  (символы 1) и модуля Юнга  $E$  (символы 2) от глубины погружения индентора  $h$ .

В случае деформации изгибом относительная деформация  $\varepsilon$  определялась по формуле  $\varepsilon = d/R$ , где  $d$  — толщина микропровода, определяемая из электронно-микроскопического изображения,  $R$  — радиус изгиба микропровода, определяемый, как показано на рис. 5, *b*. В обоих случаях изгиба и растяжения величина деформации определялась также по смещению положения линий в спектрах рентгеновской дифракции. Определение относительной деформации при растяжении микропровода по его размерам не было выполнено потому, что оснащение деформирующего устройства в камере SQUID-магнитометра дополнительными измерительными функциями было затруднительным.

Температура в процессе измерения кривых  $M(H)$  стабилизировалась с точностью  $\pm 0.1$  К. Вклад диамагнитных пластиковых упоров в магнитный момент составлял порядка  $10^{-6}$  ед., что существенно меньше магнитного момента исследуемого микропровода. Относительная деформация при изгибе оценивалась двумя независимыми способами: по геометрии изгиба  $\varepsilon = d/R$  и по сдвигу линий XRD. При геометрическом определении деформации диаметр микропровода  $d$  измерялся при помощи SEM, а радиус изгиба  $R$  определялся по фотографии с использованием линейки со шкалой 0.1 мм. С учетом неопределенности диаметра микропровода по SEM и оптического микроскопа итоговая относительная ошибка в определении деформации по геометрии составляет  $\delta\varepsilon/\varepsilon \approx 5\%$ , что соответствует  $\delta\varepsilon \approx 0.03\%$  при  $\varepsilon \approx 0.6\%$ . Неопределенность  $\varepsilon_{\text{XRD}}$  оценивалась по точности определения положения дифракционных пиков. Шаг сканирования составлял  $0.02^\circ$ , положение максимума определялось подгонкой пиков функцией Гаусса, поэтому типичная неопределенность положения максимума не превышала  $\sim 0.01^\circ$ . Для наблюдаемого сдвига  $\Delta 2\theta \approx 0.6^\circ$  это соответствует относительной

неопределенности порядка 3%, т.е.  $\varepsilon_{\text{XRD}} \approx 0.01\%$  при  $\varepsilon_{\text{XRD}} \approx 0.6\%$ . Таким образом, оценки деформации по геометрии изгиба и по XRD согласуются в пределах экспериментальных неопределенностей. Все измерения были воспроизведены на 10 разных образцах, на которых наблюдались сходные результаты. Погрешности измерения совпадают с размером точек, если не указано иное.

Для оценки предела текучести, необходимого для установления порога относительной деформации  $\varepsilon^*$ , разделяющей необратимую пластическую деформацию от упругой обратимой деформации, мы использовали метод наноиндентирования (рис. 7).

Модуль упругости можно рассчитать по формуле

$$E_r = \frac{1}{\beta} \cdot \frac{\sqrt{\pi}}{2} \cdot \frac{S}{\sqrt{A_c}}, \quad (3)$$

$\beta = 1.05$  — коэффициент формы индентора,  $S$  — контактная жесткость, определенная из наклона кривой разгрузки  $P(h)$  при максимальной нагрузке  $P_{\max}$  по формуле  $S = (dP/dh)_{h=h_{\max}}$ ,  $A_c$  — площадь проекции отпечатка, зависящая от экспериментально определяемой глубины проникновения  $h$ . Модуль Юнга был рассчитан с учетом модуля Юнга индентора  $E_i$  и анализируемого материала  $E_r$  по формуле

$$\frac{1}{E_r} = \frac{1 - \nu_s^2}{E} + \frac{1 - \nu_i^2}{E_i}, \quad (4)$$

$\nu_s$  и  $\nu_i$  — коэффициенты Пуассона гадолиния и алмаза соответственно.

Пороги деформации, соответствующие пределу текучести, по относительной деформации и по напряжению связаны с модулем Юнга формулой  $\sigma^* = E\varepsilon^*$ . Твердость  $H^*$  определяли по формуле  $H^* = P_{\max}/A_c$ ,

где  $P_{\max}$  — максимальная приложенная нагрузка. Для идеального индентора Берковича  $A_c = 24.5h^2$ . Из эмпирической формулы Тора [28] предел текучести образца можно найти, зная твердость  $\sigma^* = H^*/3$ . При расчете макроскопической области на глубине более  $1 \mu\text{m}$ , где твердость образца достигает насыщения, использовались значения  $H^* = 314 \text{ МПа}$ . Это соответствует механическому напряжению  $\sigma = 104.6 \text{ МПа}$  и пределу текучести  $\varepsilon^* = 0.7\%$ .

Для исследования межзеренных взаимодействий был применен метод FORC [29]. Данный метод основан на анализе набора кривых перемагничивания, которые записываются при уменьшении внешнего магнитного поля до значения  $H_a$ , выводящего систему из состояния насыщения с полем  $H_{\text{sat}} = 5000 \text{ Ое}$ . Затем поле  $H_a$  менялось на величину  $\Delta H_b = 5 \text{ Ое}$ , и кривая намагниченности записывалась снова, стартуя уже от другого поля. Таким образом получали двумерную зависимость намагниченности  $M(H_a; H_b)$  от полей  $H_a$  и  $H_b$ . Затем в программе Igo Pro с дополнительным пакетом макросов FORCinel происходило построение двумерного распределения второй производной намагниченности по полю переключения и полю взаимодействия зерен  $H_u$  и  $H_c$  соответственно. Результат представлен в виде цветового распределения величины  $\frac{\partial^2 M}{\partial H_a \partial H_b}(H_a; H_b)$  до и после деформации образца. Это позволяет разделять вклады разных магнитных подсистем в общую намагниченность образца, а также судить о вариациях полей взаимодействия и полей переключения зерен, вызванных деформацией образца.

Структурные исследования (рентгеноструктурный анализ и др.) в работе приведены в разделе 2, посвященном методологии и характеристике образцов, поскольку они выполняют функцию их предварительной аттестации. Основные выводы по работе сделаны на основе магнитных измерений и их обсуждений.

### 3. Экспериментальные результаты

Сначала мы исследовали, как изгиб микропровода влияет на температурную зависимость его намагниченности  $M$ . Каждая температурная зависимость  $M(T)$  регистрировалась после дополнительных оборотов винта, сжимающего микропровод. После каждого шага деформации образец извлекался из магнетометра, фотографировался для определения радиуса изгиба, и деформация добавлялась вращением винта. Вновь деформированный образец помещался обратно в магнетометр. Серия кривых  $M(T)$ , зарегистрированных таким образом, представлена на рис. 8, а.

Видно, что с увеличением деформации изгиба температурная зависимость намагниченности становится все выше, хотя температура Кюри в деформированном микропроводе не изменяется (рис. 8, б). Несмотря на постоянство температуры Кюри, наклон  $dM/dT$  в

изогнутом микропроводе увеличивается. Поскольку, согласно соотношению Максвелла для магнитной части энтропии, именно производная от намагниченности по температуре дает основной вклад в прирост энтропии, увеличение наклона объясняет причину роста магнитной энтропии деформированного микропровода.

Если деформация осуществляется не изгибом, а растяжением, наблюдается примерно такой же рост низкотемпературной части температурной зависимости намагниченности (рис. 8, с). Это означает, что наличие областей сжатия и растяжения при изгибе (разные знаки деформации) не имеет значения для величины и знака механомагнитного эффекта. Наблюдаемый механомагнитный эффект является четным по деформации.

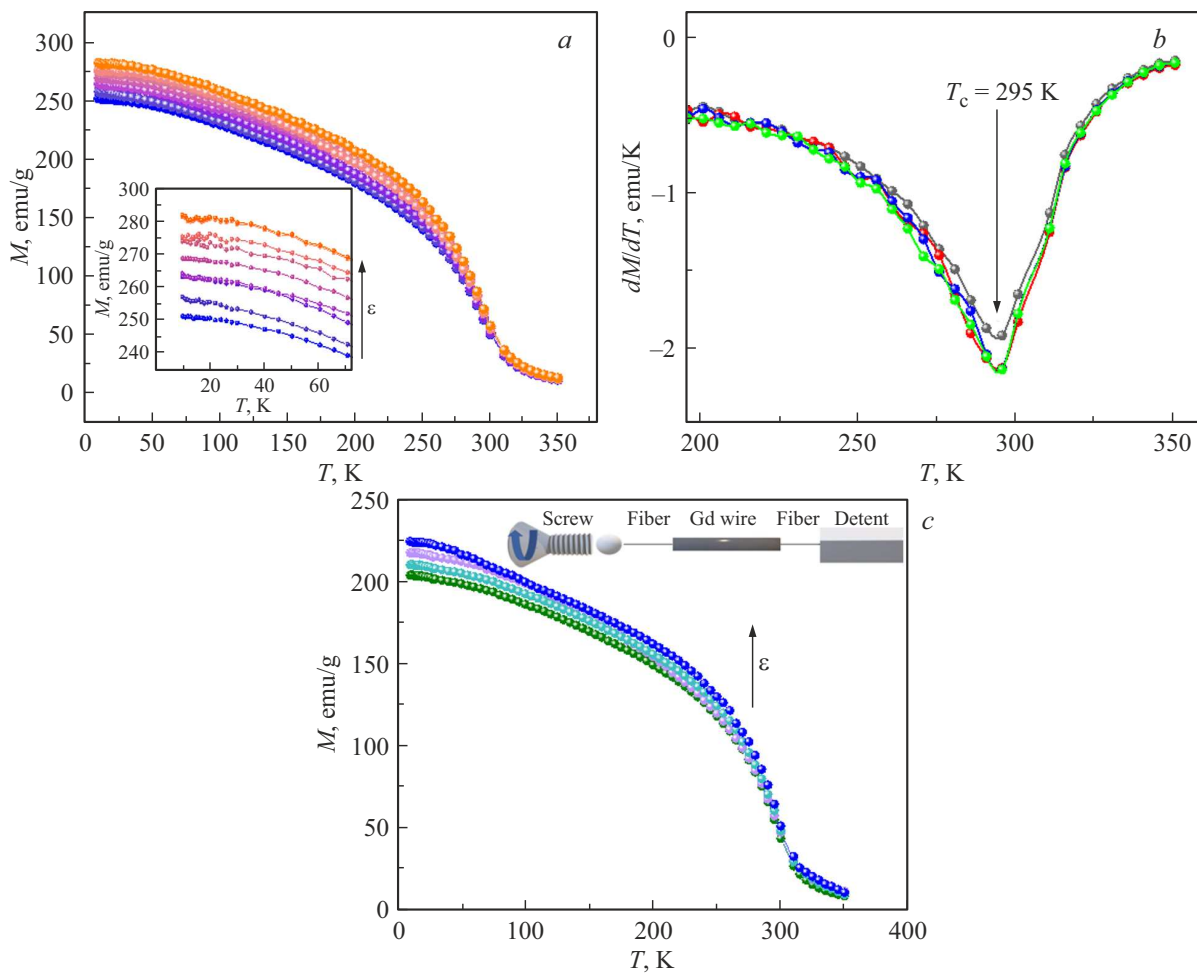
Для расчета изменения магнитной части энтропии были получены серии изотермических полевых зависимостей магнитного момента в диапазоне температур от 240 до 350 К с шагом 5 К. Далее из этих кривых были построены диаграммы намагниченности в координатах  $M(H; T)$  до деформации (рис. 9, а) и после деформации (рис. 9, б) микропровода. На рис. 9 стрелкой показана область наибольших изменений диаграммы, которые заключаются в сдвиге области наибольшей намагниченности на несколько кОе вдоль оси поля при низких температурах 240–260 К в результате деформации микропровода. Этот сдвиг в большие поля можно интерпретировать как повышение поля, необходимого для намагничивания. В области высоких температур 300–340 К, наоборот, намагниченность возрастает в тех полях 0.5–1 кОе, в которых она была мала до деформации, ее значение возрастает (показано стрелкой).

Величина МКЭ определялась из этих зависимостей  $M(H)$  по магнитной части энтропии  $\Delta S_M$ , рассчитанной по дискретной форме выражения Максвелла [30]:

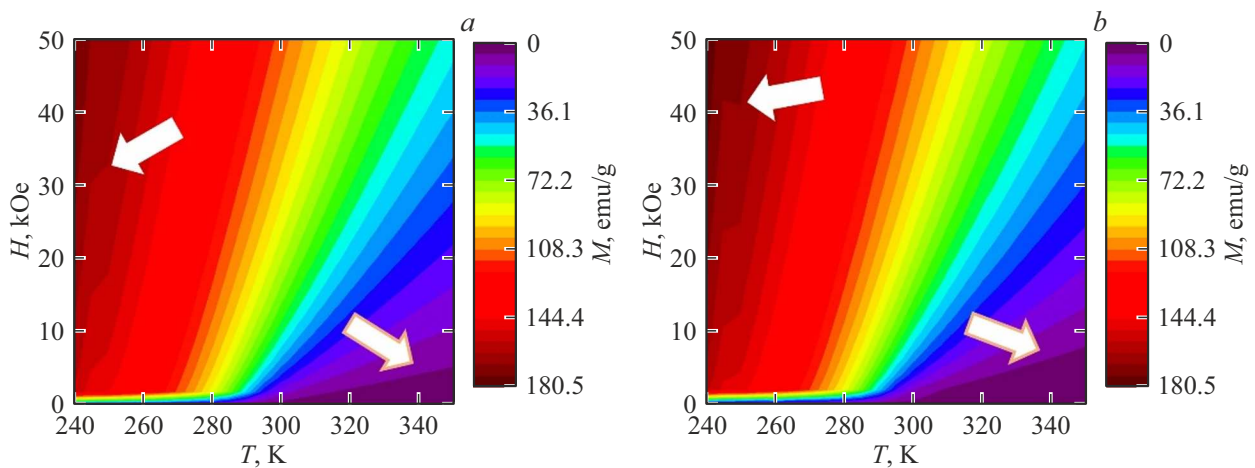
$$\Delta S_M(T, H) = \sum_i \frac{M_{i+1}(T_{i+1}, H) - M_i(T_i, H)}{T_{i+1} - T_i} \Delta H. \quad (5)$$

Полученные полевые зависимости изменения магнитной части энтропии представлены на рис. 10. На рис. 10, а и б с малой деформацией, равной или близкой к нулю, отчетливо видно левое приподнятое крыло зависимости  $\Delta S_M(T)$  при низких температурах 240–260 К. При больших деформациях, 0.6–1%, это крыло почти полностью подавлено, а форма зависимости  $\Delta S_M(T)$  приближается к одиночному пику Гаусса с центром при 300 К. При этом температура максимума зависимости  $\Delta S_M(T)$  сдвигается в область высоких температур при увеличении магнитного поля при любых деформациях микропровода.

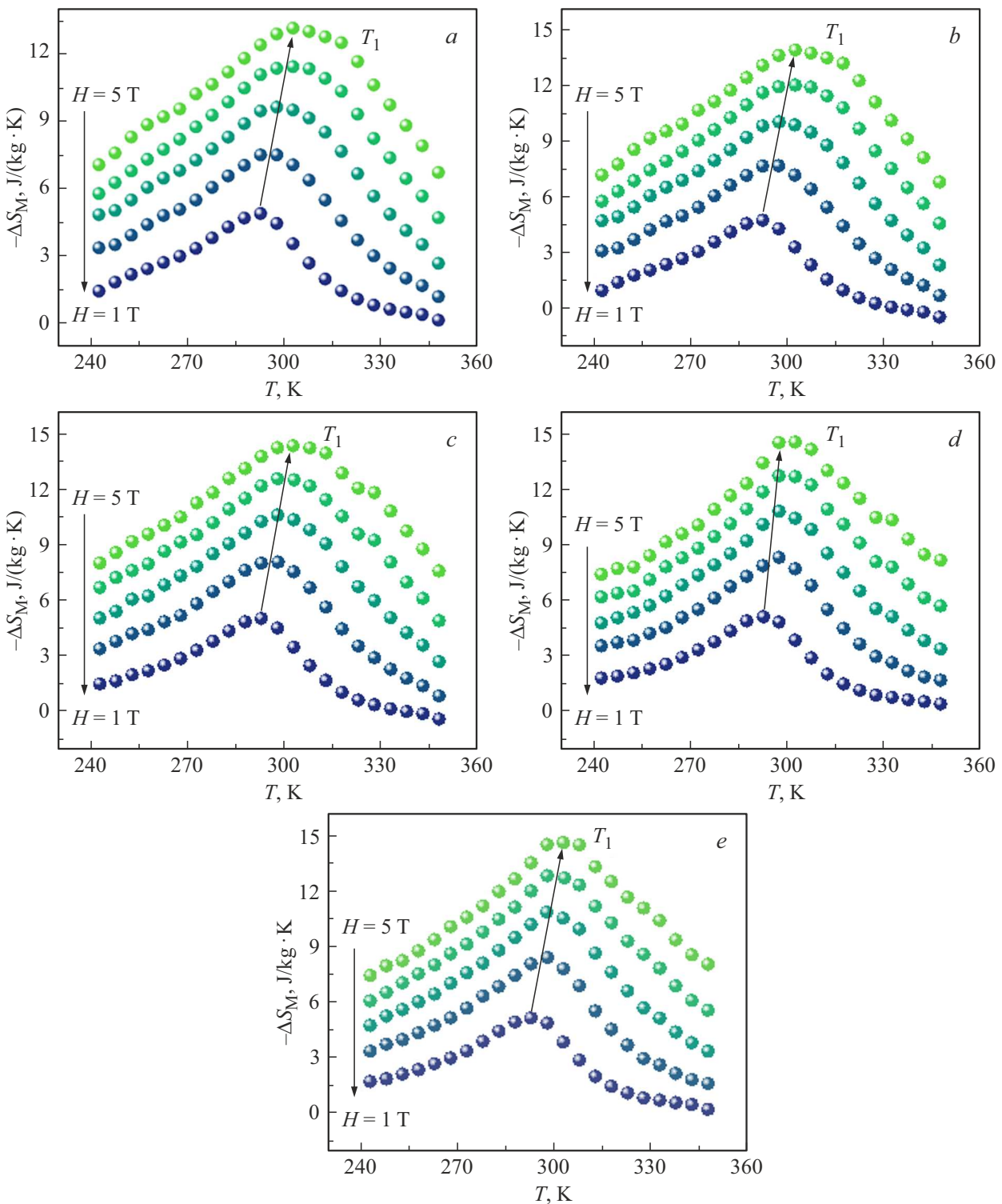
Зависимость максимального изменения магнитной энтропии  $\Delta S_{\max}$  от магнитного поля и деформации, полученная из рис. 10, показана на рис. 11, а в виде цветового распределения значения  $\Delta S_{\max}$ . Видно, что лишь при малых упругих деформациях наблюдается наибольший рост магнитной энтропии. На рис. 11, б показаны зависимости  $\Delta S_{\max}$  от поля для деформаций



**Рис. 8.** *a)* Температурные зависимости магнитного момента микропровода Gd, зарегистрированные в поле 10 кОе при различных значениях средней изгибной деформации  $\varepsilon$  от 0 (синие символы) до 1% (оранжевые символы). На врезке показано значение магнитного момента в диапазоне температур 10–60 К. *b)* Температурные зависимости производной  $dM/dT$  в области фазового перехода в микропроводе Gd без деформации (красные символы) и с деформациями 0.5 и 1% (зеленые и синие символы соответственно). Стрелка указывает температуру фазового перехода. Деформация варьируется от 0 (красные символы) до 1% (зеленые символы). *c)* Температурные зависимости магнитного момента микропровода Gd при отсутствии его деформации (зеленые символы) и при растяжении одним оборотом винта (синие символы), зарегистрированные в поле 10 кОе. Промежуточные деформации показаны другими цветами. На врезке показан способ растяжения микропровода. Деформация нарастает от 0 (зеленые символы) до 1% (синие символы).



**Рис. 9.** Диаграммы намагниченности в микропроводе *a)* до деформации и *b)* после деформации изгиба  $\varepsilon = 0.97\%$ . Стрелками указаны области наибольших изменений, индуцированных деформацией.



**Рис. 10.** Температурные зависимости изменения магнитной части энтропии *a*) недеформированного  $\epsilon = 0\%$ ; деформированного изгибом при относительных средних деформациях микропровода *b*)  $\epsilon = 0.13\%$ , *c*)  $\epsilon = 0.25\%$ , *d*)  $\epsilon = 0.68\%$ , *e*)  $\epsilon = 0.97\%$  в различных магнитных полях  $H = 0-5$  Т.

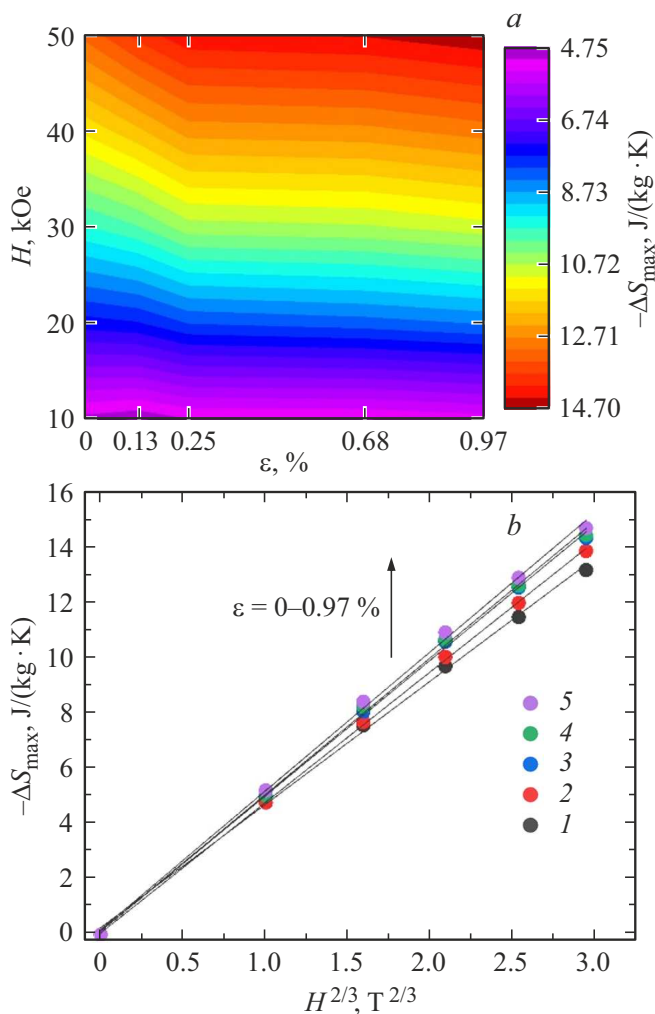
микропровода. Аппроксимация полученных результатов была проведена функцией  $\Delta S_M(T) = bH^{2/3}$ , где  $b$  — коэффициент пропорциональности, зависящий от температуры. Данная зависимость была получена Кувелем

и Фишером путем разложения функции Бриллюэна по степеням в окрестности температуры Кюри [31].

Из рис. 11, *b* следует, что в большинстве случаев зависимости максимального изменения магнитной эн-

**Таблица 1.** Параметры аппроксимации гауссовыми функциями температурной зависимости магнитной части энтропии в поле  $H = 4\text{ Т}$ 

	$T_{c2}, \text{ К}$	$T_{c1}, \text{ К}$	$\Delta T_2, \text{ К}$	$\Delta T_1, \text{ К}$	$Q_2, \text{ Дж}$	$Q_1, \text{ Дж}$
Без деформации $\varepsilon = 0\%$	$302.7 \pm 4.7$	$262.8 \pm 2.5$	42.5	30.4	315.1	87.9
Деформированный $\varepsilon = 0.6\%$	$297.4 \pm 5$	$262.5 \pm 2.5$	46.5	19.8	397.3	16.3



**Рис. 11.** а) Диаграмма зависимости максимального изменения магнитной энтропии  $\Delta S_{\max}$ , б) полевые зависимости максимального изменения магнитной энтропии  $\Delta S_{\max}$  для микропровода без деформации  $\varepsilon = 0\%$  (символы 1) и деформированного изгибом при относительных средних деформациях микропровода:  $\varepsilon = 0.13\%$  (символы 2),  $\varepsilon = 0.25\%$  (символы 3),  $\varepsilon = 0.68\%$  (символы 4),  $\varepsilon = 0.97\%$  (символы 5). Символами показаны экспериментальные данные. Сплошными линиями показаны аппроксимации функцией  $\Delta S_M(T) = bH^{2/3}$ .

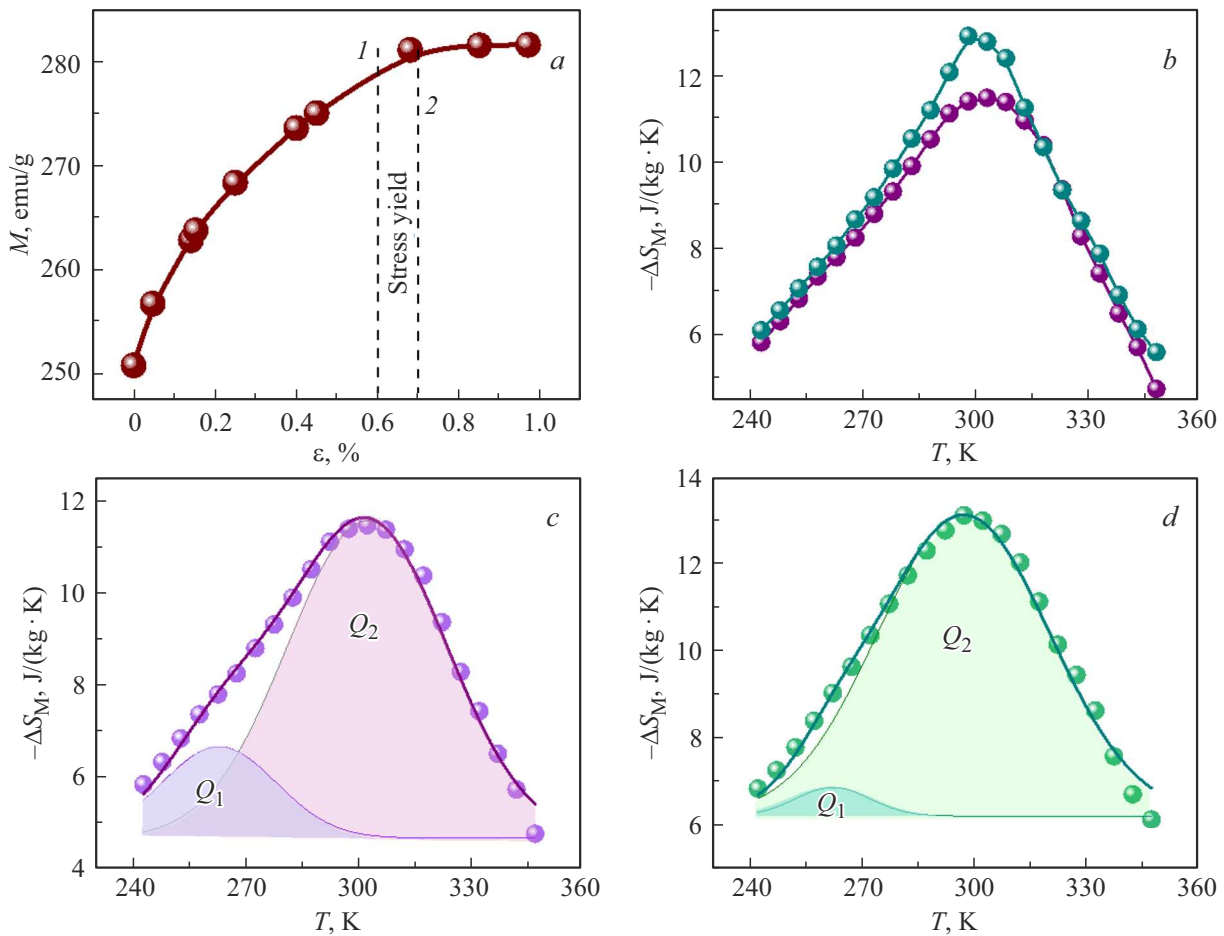
тропии от поля в координатах  $H^{2/3}$  спрямляются, что указывает на выполнимость теории среднего поля [31]. Зависимость намагниченности микропровода гадолиния при температуре 10 К от среднего значения относительной деформации изгиба представлена на рис. 12, а.

Выход на насыщение зависимости  $M(\varepsilon)$  при  $\varepsilon = 0.6\text{--}0.7\%$  соответствует достижению предела текучести, определяемого двумя независимыми методами: наноиндентированием и по насыщению зависимости смещения линии (002) и (004) от деформации (показаны двумя вертикальными пунктирными линиями). Это означает, что пластическая деформация не приводит к изменению намагниченности и МКЭ. Интегральные амплитуды (площади) соответствующих пиков МКЭ были обозначены как  $Q_1$  (при 260 К) и  $Q_2$  (при 300 К). Их физический смысл — количества тепла, выделившимся в каждом из МКЭ. Значение  $Q_1$  ослабевает в пользу  $Q_2$  с ростом деформации или магнитного поля. Таким образом, вместо увеличения МКЭ в сильном магнитном поле можно достичь его повышением деформации при 300 К.

Зависимости магнитной части энтропии от температуры в недеформированном микропроводе и деформированном микропроводе с относительной деформацией изгиба 0.6% (рис. 12, б) отличаются по форме наличием бокового пика (левого „колена“) в области низких температур. В деформированном микропроводе левое низкотемпературное „колени“ исчезает. Увеличение магнитной энтропии на 14% после деформации микропровода при температуре  $\sim 300\text{ К}$  демонстрирует возможность управления МКЭ механическим напряжением в условиях окружающей среды. Одновременное уменьшение магнитной энтропии при 260 К маскируется усилением правого пика при 300 К, но отчетливо проявляется при разложении кривых (рис. 12, с и д).

Для количественной оценки изменений магнитной энтропии, вызванных деформацией, мы разложили зависимости  $\Delta S_M(T)$  на две гауссовы компоненты с центрами при  $T_{c1} \approx 260\text{ К}$  и  $T_{c2} \approx 300\text{ К}$ , которые соответствуют спин-переориентационному и ферро-парамагнитному переходам соответственно (рис. 12, с и д). Рис. 12, с и д показывает, что после деформации гауссова компонента  $Q_1$  уменьшается, тогда как компонента  $Q_2$  увеличивается. Центры и ширины пиков, полученные путем аппроксимации гауссовыми функциями, представлены в таблице 1.

Интегральный вклад низкотемпературного пика при  $T_{c1} = 260\text{ К}$  уменьшается с  $Q_1 = 87.9$  при  $\varepsilon = 0\%$  до  $Q_1 = 16.3$  при  $\varepsilon = 0.6\%$  — в 5.4 раза, тогда как вклад высокотемпературного пика около  $T_{c2} = 300\text{ К}$  возрастает на 26% с  $Q_2 = 315.1$  до  $Q_2 = 397.3$ . Соответственно, отношение вкладов  $Q_1/Q_2$  уменьшается с 0.279 до 0.041 — в 6.8 раза, что отражает подавление низкотем-



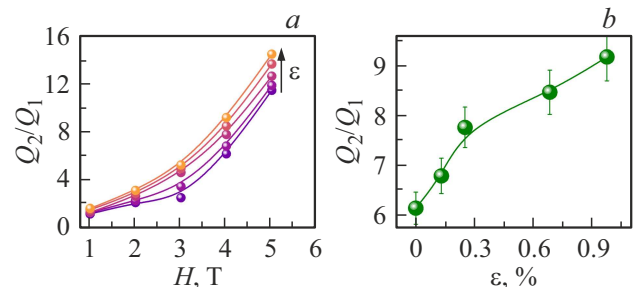
**Рис. 12.** *a)* Зависимость намагниченности от относительной деформации изгиба  $M(\varepsilon)$  в поле  $H = 10 \text{ kOe}$  при температуре  $10 \text{ K}$ . Пунктирная линия  $1$  показывает предел текучести, полученный методом наноиндентирования, а пунктирная линия  $2$  — предел текучести  $\varepsilon^*$ , рассчитанный по сдвигу линии  $(002)$  в спектре рентгеновской дифракции. *b)* Температурные зависимости магнитной части энтропии до деформации (фиолетовые символы) при деформации (зеленые символы). Зависимости измерены в магнитном поле  $4 \text{ T}$ . Температурные зависимости магнитной части энтропии *c)* до деформации и *d)* после деформации  $\varepsilon = 0.6\%$  в магнитном поле  $4 \text{ T}$ . Сплошные линии — разложение на гауссовы функции, закрашенные области  $Q_1$  и  $Q_2$  — количества поглощаемого тепла при изменении поля при спин-переориентационном переходе около  $260 \text{ K}$  и при температуре Кюри около  $300 \text{ K}$  соответственно.

пературного крыла зависимости  $\Delta S_M(T)$  при  $260 \text{ K}$  с ростом деформации.

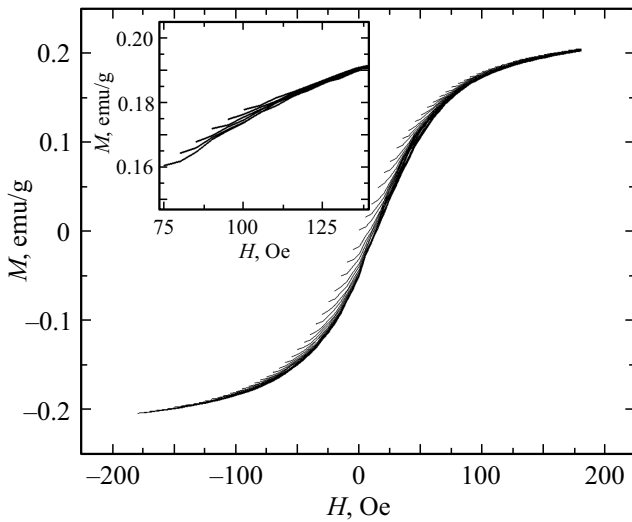
Затем мы разложили все кривые  $\Delta S_M(T)$  для различных деформаций  $\varepsilon$  и полей  $H$  на два гауссиана, как на рис. 12, *c* и *d*. Это позволило построить зависимость отношения  $Q_2/Q_1$  количества тепла, выделяющегося при переходе ферро-парамагнетик, к количеству тепла, выделяющемуся при спин-переориентационном переходе, от поля и деформации (рис. 13, *a* и *b*).

Из рис. 13 видно, что с ростом поля и деформации полевые зависимости сдвигаются вдоль оси ординат, т.е. деформация увеличивает отношение  $Q_2/Q_1$ . В следующем эксперименте мы измеряли распределение полей переключения и намагниченности зерен методом FORC. Частичные кривые намагничивания представлены на рис. 14.

После получения двумерного распределения полей  $H_a$  и  $H_b$ , регулируемых в эксперименте, массив дан-



**Рис. 13.** *a)* Полевая зависимость отношения  $Q_2/Q_1$  для различных значений деформаций изгибом, *b)* зависимость отношения  $Q_2/Q_1$  от относительной деформации в поле  $H = 4 \text{ T}$ . Вертикальными штрихами на рис. (b) показаны интервалы погрешностей для каждой точки. Для рис. (a) величина погрешности сопоставима с размером точек.



**Рис. 14.** Частичные петли магнитного гистерезиса образца микропровода Gd, полученные при температуре  $T = 10$  К. Шаг по полю между каждой измеряемой петлей составлял 5 Ое. На вставке показана увеличенная область кривых намагничивания от начала их записи.

ных был преобразован в другие координаты,  $H_u$  и  $H_c$ . Полученные диаграммы FORC показаны на рис. 15 для микропровода до (рис. 15, *a*) и после (рис. 15, *b*) деформирования изгибом на 0.6 %.

Изменения диаграммы FORC заключались в значительном сужении распределения полей взаимодействия зерен  $H_u$  вблизи малых значений  $H_c \approx 10$  Ое, а также в сужении этого же распределения при более высоких полях  $H_c \approx 30\text{--}50$  Ое после деформации. Первый эффект вблизи малых полей может быть связан в том числе с вариациями поля размагничивания, имеющего тот же порядок величины, тогда как при более сильных полях изменения, вызванные деформацией, связаны с вариациями магнитной анизотропии. Изменения диаграммы FORC после упругой деформации объясняются изменением магнитной анизотропии материала и, в микроскопическом масштабе, спин-орбитальным взаимодействием в ионах гадолиния. Это происходит в результате изменения параметра решетки и изменения расстояний между ионами.

#### 4. Обсуждение

Для вычисления константы анизотропии  $K$  был использован метод Акулова [32]:

$$M(H) = M_S \left( 1 - \frac{\alpha}{H^2} \right) + \chi H, \quad (6)$$

где  $\alpha$  — параметр, связанный с анизотропией,  $\chi H$  — слагаемое, описывающее вклад парамагнитной примесной фазы; для направления поля вдоль главной оси (вдоль микропровода)  $\alpha = 8K/(105M_S^2\mu_0^2)$ , где

$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  Н/м. Для расчета константы анизотропии  $K$  использовались полевые зависимости намагниченности, полученные при разных температурах (пример на рис. 16, *a*). Температурные зависимости  $K$  до и после деформации при направлении поля вдоль оси микропровода показаны на рис. 16, *b*.

Деформация увеличивает величину  $K$  при всех температурах. При этом несколько точек выше температуры 260 К не укладываются в убывающую зависимость, что может быть связано со спин-переориентационным переходом при 260 К. После деформации увеличивается также и наклон кривой  $K(T)$ . Уменьшение  $K$  с температурой несет информацию о вкладе спин-орбитального взаимодействия в намагниченность материала. Поэтому мы воспользовались формализмом Callen–Callen, который предсказывает степенную зависимость константы анизотропии от намагниченности насыщения  $K \approx M_S^m$ . Степень  $m$  характеризует вклад орбитального момента. Закон Callen–Callen был получен для одноионной анизотропии однородных ферромагнетиков при температурах, далеких от температуры Кюри, и имеет вид [33]

$$\frac{K(T)}{K(2\text{ К})} = \left( \frac{M_S(T)}{M_S(2\text{ К})} \right)^m, \quad m = \frac{l(l+1)}{2}, \quad (7)$$

где  $K(2\text{ К})$  — константа анизотропии при минимальной температуре  $T = 2$  К,  $M_S(2\text{ К})$  — намагниченность насыщения при температуре 2 К,  $m$  — показатель, зависящий от симметрии кристалла и степени корреляции между направлениями смежных спинов,  $l$  — порядок сферической гармоники электронной волновой функции, определяющей угловую зависимость локальной анизотропии.

Сначала мы получили температурную зависимость намагниченности насыщения  $M_S(T)$  до и после деформации микропровода (рис. 17). Затем в двойных логарифмических координатах построили зависимость приведенной анизотропии  $K(T)/K(2\text{ К})$  от приведенной намагниченности насыщения  $M_S(T)/M_S(2\text{ К})$  (рис. 18).

Спрямление данных зависимостей в двойных логарифмических координатах означает, что константа анизотропии прямо пропорциональна  $(M_S)^m$  во всем диапазоне температур 2–260 К. Полученные значения степенного показателя  $m$  и значения  $l$  для микропровода гадолиния без деформации и в условиях изгибной деформации представлены в таблице 2.

Мы предположили, что при температурах выше спин-переориентационного перехода формализм Callen–Callen тоже применим, и определили по отдельности степень  $m$  и порядок сферической гармоники  $l$ .

Полученные до деформации значения показателя степени  $m$  методом Callen–Callen меньше, чем значение  $m = 3$ , характерного для одноионной магнито-кристаллической анизотропии при  $T < 260$  К. Этот показатель растет, как и порядок сферической гармоники электронной волновой функции, при деформировании микропровода. В деформированном микропроводе наблюдается одноосная одноионная анизотропия второго

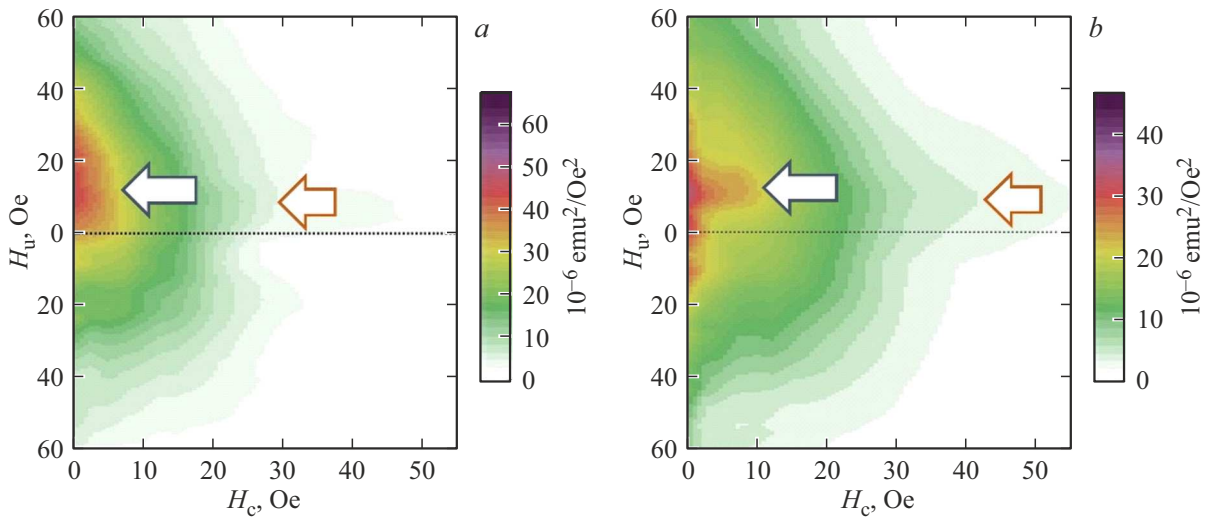


Рис. 15. FORC-диаграмма для образца микропровода Gd при 300 К а) до и б) после деформации с  $\epsilon = 0.6\%$ .

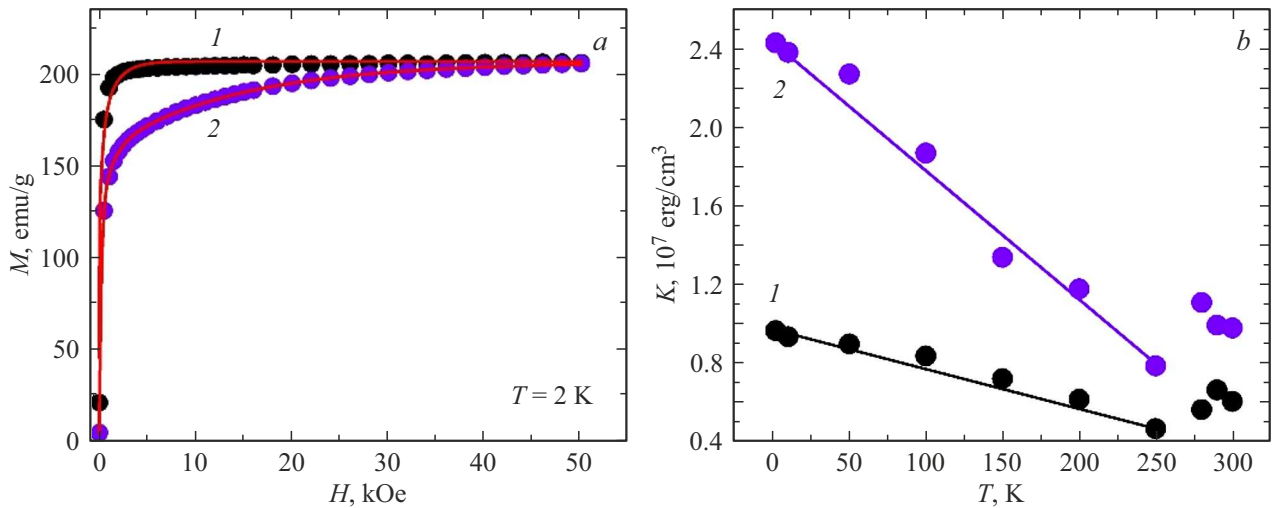


Рис. 16. а) Полевые зависимости намагниченности микропровода Gd до деформации (1, черные символы) и после деформации (2, фиолетовые символы) при температуре 2 К. Красные линии соответствуют аппроксимации выражением (6). б) Температурная зависимость константы анизотропии К микропровода Gd без деформации (1, черные символы) и после деформации изгибом (2, фиолетовые символы). Ориентация поля — вдоль микропровода.

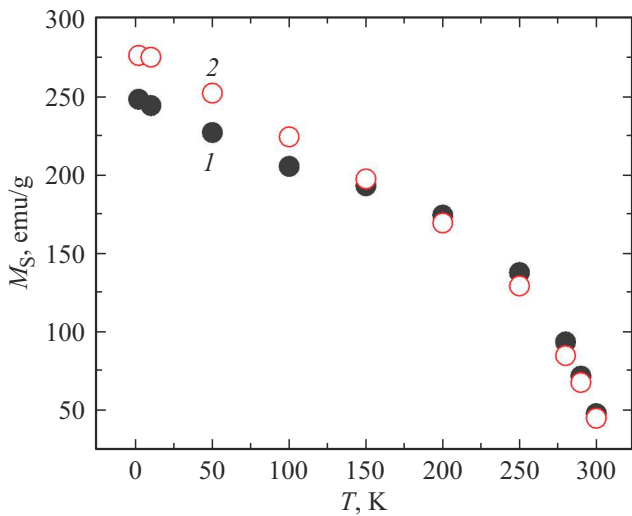
порядка с показателем  $l = 2$  [33]. При  $T > 260$  К значения показателя степени  $m$  равны 0.18 до деформации и 0.48 после деформации, что указывает на смешанные

Таблица 2. Параметры, определенные из аппроксимации Callen–Callen

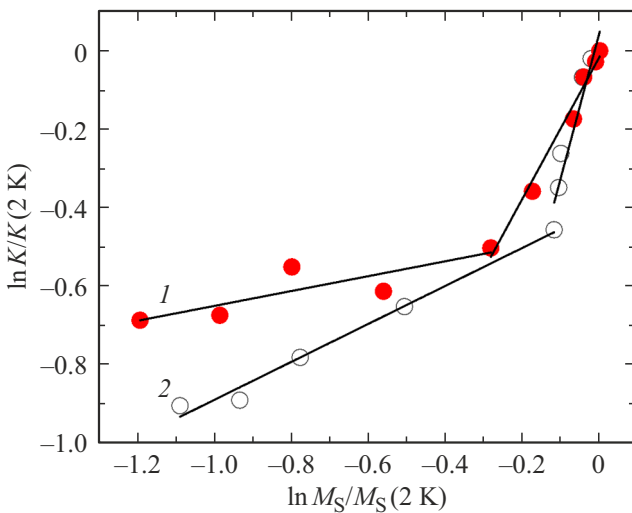
	Показатель степени, $m$	Порядок сферической гармоники, $l$
До деформации $T < 260$ К	1.81	1.47
После деформации $T < 260$ К	3.67	2.25
До деформации $T > 260$ К	0.18	0.28
После деформации $T > 260$ К	0.48	0.60

вклады от одноионной, двухионной и магнитоупругой анизотропии вблизи спин-переориентационного перехода. Возрастание  $m$  при температурах выше спин-переориентационного перехода может быть связано с усилением эффективной магнитной анизотропии, возникающим вследствие механической деформации микропровода. Значения  $l \approx 1.5–2.2$  при  $T < 260$  К характерны для систем с преимущественно одноионной анизотропией второго порядка и значительным вкладом магнитоупругих взаимодействий.

Теперь обсудим полевою зависимость максимального изменения магнитной части энтропии, представленной на рис. 11, б. В [31] показано, что максимальное изменение магнитной части энтропии мо-



**Рис. 17.** Температурные зависимости намагниченности насыщения для микропровода в ориентации по полю до деформации (1) и после деформации  $\varepsilon = 0.6\%$  (2).



**Рис. 18.** Зависимости приведенной анизотропии  $K(T)/K(2\text{ K})$  от приведенной намагниченности насыщения  $M_S(T)/M_S(2\text{ K})$  в двойных логарифмических координатах: 1, красные кружки — микропровод без деформации, ориентация по полю; 2, полые кружки — микропровод, деформированный изгибом, ориентация по полю. Сплошными черными линиями показана аппроксимация линейной функцией.

жет быть вычислено как  $\Delta S_M \approx -qR_g(g\mu_B JH/k_B T_c)^{2/3}$ , где  $J = |L \pm S|$  — полный угловой момент иона,  $g = 1 + (J(J+1) + S(S+1) - L(L+1))/(2J(J+1))$  — гиромагнитный фактор,  $J$ ,  $S$ ,  $L$  — полный, спиновый и орбитальный моменты соответственно,  $k_B$  — постоянная Больцмана,  $\mu_B$  — магнетон Бора,  $R_g$  — газовая постоянная,  $q$  — число магнитных ионов на 1 моль вещества. До деформации эффективный параметр  $gJ \approx 7$  соответствовал значениям  $g = 2$  и  $J = 7/2$ , описанным в [31]. После деформации эффективный параметр стал  $gJ = 9.1$ , т.е. больше в 1.3 раза, что может быть связано

с увеличением примеси орбитального момента в  $J$ . Это объясняет рост магнитной анизотропии, обнаруженный другими методами.

Полученные данные указывают на деформационно-индуцированную анизотропию, связанную с магнитоупругим взаимодействием и изменением межатомных расстояний. Таким образом, можно говорить о том, что упругая деформация является эффективным инструментом управления магнитной анизотропией в микропроводах и может использоваться для управления величиной магнитокалорического эффекта и магнитного охлаждения в гибридных магнитных охлаждающих устройствах.

В сеточных структурах, которые могут быть созданы из гадолиниевых микропроводов при деформации, будут одновременно присутствовать области растяжения и сжатия. Однако, в силу четности эффекта по деформации, суммарный эффект будет определяться величиной локальных упругих напряжений, а не их знаком. Управление МКЭ в таком случае может осуществляться циклическим изменением величины деформации при сохранении ее симметрии, что не требует строго определенного направления напряжений в каждом элементе сетки.

## 5. Заключение

Обнаружено влияние упругой деформации на намагниченность, и магнитную анизотропию микропроводов гадолиния. Диаграмма FORC под действием упругой деформации изменяется так, что поля взаимодействия и переключения зерен гадолиния увеличиваются. Это происходит потому, что магнитная анизотропия возрастает после деформации в поле, направленном вдоль оси микропровода. При 260 К происходит переориентация оси легкой анизотропии и выход намагниченности из главной оси микропровода. Это происходит в результате резкого возрастания сферической гармоники волновой функции гадолиния, определяющей величину спин-орбитального взаимодействия. Перечисленные эффекты являются четными по деформации, т.е. не зависят от ее знака и одинаковы по величине для деформации изгиба и растяжения.

Магнитная часть энтропии имеет два максимума: при 260 К в результате спин-переориентационного перехода и при 300 К в результате перехода ферро-парамагнетик. Анизотропия магнитных свойств, наведенная деформацией, блокирует спин-переориентационный переход и магнитную энтропию при 260 К, однако увеличивает магнитную часть энтропии при 300 К.

## Финансирование работы

Работа выполнена в рамках государственного задания Федерального исследовательского центра проблем химической физики и медицинской химии РАН 124013100858-3.

**Конфликт интересов**

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

**Список литературы**

- [1] V.K. Pecharsky, K.A. Gschneidner Jr. *J. Magn. Magn. Mater.* **200**, 1–3, 44 (1999).
- [2] О.В. Коплак, С.Н. Кашин, Р.Б. Моргунов, Д.В. Королев, М.В. Жидков, В.П. Пискорский, Р.А. Валеев. *ФТТ* **64**, 11, 1774 (2022). [O.V. Koplak, S.N. Kashin, R.B. Morgunov, D.V. Korolev, M.V. Zhidkov, V.P. Piskorsky, R.A. Valeev. *Phys. Solid State* **64**, 11, 1736 (2022).]
- [3] J. Cheng, T. Li, S. Ullah, F. Luo, H. Wang, M. Yan, G.P. Zheng. *Nanotechnol.* **31**, 38, 385704 (2020).
- [4] J. Sultana, J. Mohapatra, J.P. Liu, S.R. Mishra. *AIP Adv.* **13**, 2, 025252 (2023).
- [5] M.H. Phan, M.B. Morales, C.N. Chinnasamy, B. Latha, V.G. Harris, H. Srikanth. *J. Phys. D* **42**, 11, 115007 (2009).
- [6] V.K. Pecharsky, K.A. Gschneidner Jr. *Phys. Rev. Lett.* **78**, 23, 4494 (1997).
- [7] T. Gottschall, A. Gràcia-Condal, M. Fries, A. Taubel, L. Pfeuffer, L. Mañosa, A. Planes, K.P. Skokov, O. Gutfleisch. *Nature Mater.* **17**, 10, 929 (2018).
- [8] B. Beckmann, L. Pfeuffer, J. Lill, B. Eggert, D. Koch, B. Lavina, J. Zhao, T. Toellner, E.E. Alp, K. Ollefs, K.P. Skokov, H. Wende, O. Gutfleisch. *ACS Appl. Mater. Interfaces* **16**, 29, 38208 (2024).
- [9] O.V. Koplak, S.N. Kashin, R.B. Morgunov. *J. Magn. Magn. Mater.* **564**, Part 2, 170164 (2022).
- [10] R.B. Morgunov, S.N. Kashin. *Mater. Lett.* **401**, 139241 (2025).
- [11] A.V. Svalov, S.V. Andreev, A. Larrañaga, I. Orue, G.V. Kurylyanskaya. *J. Magn. Magn. Mater.* **490**, 165529 (2019).
- [12] J.S. Blázquez, J.J. Ipus, L.M. Moreno-Ramírez, J.M. Álvarez-Gómez, D. Sánchez-Jiménez, S. Lozano-Pérez, V. Franco, A. Conde. *J. Mater. Sci.* **52**, 20, 11834 (2017).
- [13] A.V. Svalov, A.V. Arkhipov, S.V. Andreev, D.S. Neznakhin, A. Larrañaga, G.V. Kurylyanskaya. *Mater. Lett.* **284**, Part 1, 128921 (2021).
- [14] S. Wolf, T.M. Riedemann, J. Barclay, J. Holladay, I.E. Anderson, J. Cui. *Powder Technol.* **359**, 331 (2020).
- [15] D. Doblás, L.M. Moreno-Ramírez, V. Franco, A. Conde, A.V. Svalov, G.V. Kurylyanskaya. *Mater. Design* **114**, 214 (2017).
- [16] H. Shen, L. Luo, D. Xing, S. Jiang, J. Liu, Y. Huang, S. Guo, H. Sun, Y. Liu, J. Sun, M.-H. Phan. *Physica Status Solidi A* **216**, 16, 1900090 (2019).
- [17] О.В. Коплак, Д.В. Королев, Р.А. Валеев, М.М. Бакрадзе, Р.Б. Моргунов. *Физика и инженерия микромагнитов. НИЦ „Курчатовский институт“ — ВИАМ, М. (2025). 296 с.*
- [18] Y.J. Park, J.Y. Lee, Y.T. Kim. *Appl. Phys. Lett.* **88**, 20, 201905 (2006).
- [19] T.P. Bertelli, E.C. Passamani, C. Larica, V.P. Nascimento, A.Y. Takeuchi, M.S. Pessoa. *J. Appl. Phys.* **117**, 20, 203904 (2015).
- [20] H. Jamnezhad, M. Jafari. *J. Magn. Magn. Mater.* **408**, 164 (2016). <https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2016.02.041>
- [21] G.V. Kurylyanskaya, I.V. Beketov, A.D. Maksimov, A.I. Medvedev, A.V. Arkhipov, D.S. Neznakhin, A.A. Yushkov, A.N. Gorkovenko, E.A. Burban, A.V. Svalov. *J. Magn. Magn. Mater.* **588**, Part A, 171408 (2023).
- [22] А.В. Свалов, И.В. Бекетов, А.Д. Максимов, А.И. Медведев, Д.С. Незнахин, А.В. Архипов, Г.В. Курляндская. *Физ. металлов и металлвед.* **124**, 9, 806 (2023). [A.V. Svalov, I.V. Beketov, A.D. Maksimov, A.I. Medvedev, D.S. Neznakhin, A.V. Arkhipov, G.V. Kurylyanskaya. *Phys. Metal. Metallogr.* **124**, 9, 870 (2023).]
- [23] C. Gherasim, M. Asandulesa, N. Fifere, F. Doroftei, D. Timpu, A. Airinci. *Nanomater.* **14**, 9, 759 (2024).
- [24] P.-H. Gao, C. Jin, S.-C. Zeng, R.-G. Xie, B. Zhang, B.-Y. Chen, Z. Yang, Y.-C. Guo, M.-X. Liang, J.-P. Li, L.-N. Zhang, Z.-Y. Yan, L. Jia, D. Zhao. *Mater.* **15**, 21, 7793 (2022).
- [25] D. Steiner Petrovič, R. Šturm, I. Naglič, B. Markoli, T. Pepelnjak. *Mater.* **9**, 5, 382 (2016).
- [26] C.S. Barrett, T.B. Massalski. *Structure of Metals: Crystallographic Methods, Principles, and Data.* McGraw-Hill (1966).
- [27] A. Aharoni. *J. Appl. Phys.* **83**, 6, 3432 (1998).
- [28] D. Tabor. *The Hardness of Metals.* Clarendon Press, Oxford (1951). 175 p.
- [29] C.R. Pike, A.P. Roberts, K.L. Verosub. *J. Appl. Phys.* **85**, 9, 6660 (1999).
- [30] B.K. Banerjee. *Phys. Lett.* **12**, 1, 16 (1964).
- [31] H. Oesterreicher, F.T. Parker. *J. Appl. Phys.* **55**, 12, 4334 (1984).
- [32] N.S. Akulov, Z. Physik **69**, 11, 822 (1931).
- [33] H.B. Callen, E. Callen. *J. Phys. Chem. Solids* **27**, 8, 1271 (1966).

Редактор Е.В. Толстякова