05,10

Сосуществование ферромагнетизма и сверхпроводимости в микрочастицах орторомбической фазы топологического сверхпроводника Mo_2C

© М.В. Бахметьев [1,2], Е.В. Дворецкая [1], С.Н. Кашин [1,2], В.В. Савин [2], Р.Б. Моргунов [1,2,3,¶]

[1] Федеральный исследовательский центр проблем химической физики и медицинской химии РАН, Черноголовка, Россия
[2] Балтийский федеральный университет им. Иммануила Канта, Калининград, Россия
[3] Тамбовский государственный технический университета, Тамбов, Россия
[¶] E-mail: bakhmetiev.maxim@gmail.com

Поступила в Редакцию 4 декабря 2025 г.
В окончательной редакции 12 февраля 2026 г.
Принята к публикации 12 февраля 2026 г.

Обнаружено сосуществование ферромагнетизма и сверхпроводимости в микрочастицах β-Mo_2C, изготовленных пиролизом. Получены зависимости критической температуры (T_C) и критического магнитного поля (H_C) сверхпроводящего состояния от размера частиц карбида молибдена. С ростом диаметра микрочастиц от $0.2\,\mu$m до $5\,\mu$m критическая температура сверхпроводимости падает от 7.2 K до 3.7 K, а при диаметре $10\,\mu$m сверхпроводимость не обнаруживается в исследуемом температурном диапазоне от 2 K. Коэрцитивная сила образца также падает с ростом размера частиц, однако образцы остаются ферромагнитными и сохраняют ненулевую коэрцитивную силу вплоть до 300 K. Наличие ферромагнетизма объясняется дефектами кристаллической структуры микрочастиц.

Ключевые слова: карбид молибдена, микрочастицы, сверхпроводимость второго рода, критическая температура, критическое поле.

DOI: 10.61011/FTT.2026.02.62719.8855

1. Введение

Сверхпроводимость в частицах малого размера и сосуществование „антагонистичных“ ферромагнетизма и сверхпроводимости являются актуальными проблемами, поскольку объяснение этих явлений дает представление о фундаментальных ограничениях сверхпроводящего состояния, а также несет информацию о переходе от объемных материалов к системам с пониженной размерностью [1,2]. Одним из ключевых вопросов является существование минимального характерного размера, при котором сверхпроводимость еще может поддерживаться, а также влияние дискретности энергетического спектра, поверхностных состояний и микроструктурной неоднородности на критические параметры сверхпроводящего состояния.

Фундаментальный предел минимального размера сверхпроводящей частицы определяется критерием Андерсона [1,2]: сверхпроводимость исчезает, когда расстояние между одноэлектронными уровнями сравнимо с энергетической щелью [3]. Для металлов это соответствует размерам частиц в несколько нанометров, однако межчастичное взаимодействие, дефекты и поверхность могут существенно изменить поведение системы [4,5]. Эксперименты показывают, что в ультрамалых частицах (например, Ga ~ 1.4 nm) сверхпроводимость возможна за счет слабого переноса заряда между частицами, несмотря на формальное нарушение критерия Андерсона [6,7]. В гранулированных системах решающую роль играет джозефсоновская связь между зернами поликристалла, определяющая переход между фазово-когерентным сверхпроводящим и изолирующим состояниями [8].

Другой сверхпроводящий материал, который представляет интерес в настоящее время, является карбид молибдена [1,9,10]. Карбид молибдена в различных фазах является сверхпроводником второго рода [1]. Размер и структура микрочастиц Mo_2C зависят от условий пиролиза. Частицы размером < 5 nm образуются в фазе α-Mo_2C, а более крупные частицы диаметром > 50 nm образуются в фазе β-Mo_2C при температуре $850\,^\circ$C [1,10]. Эти две фазы обладают сверхпроводимостью с критической температурой T_C в интервале $6.7-7.3$ K и $8.1-12.2$ K соответственно. Возможность получения микрочастиц Mo_2C этих фаз из матричной системы на основе карбораниленсилоксана, полученного из Mo, делает их идеальной системой для исследования размерных эффектов, влияющих на соответствующие сверхпроводящие свойства двух фаз. Кроме того, ультратонкие пленки карбидов переходных металлов представляют собой класс развивающихся двумерных (2D) материалов со сверхпроводимостью и демонстрируют большой потенциал для хранения электроэнергии и других приложений. В [9] исследовали низкотемпературный

магнитотранспорт ультратонких 2D сверхпроводящих кристаллов α-Mo_2C, синтезированных методом химического осаждения из газовой фазы. Кривые магнитосопротивления демонстрируют воспроизводимые осцилляции в слабых магнитных полях при температурах значительно ниже температуры сверхпроводящего перехода кристаллов. В [9] показано, что осцилляционное поведение магнитосопротивления является следствием экранирующих токов, циркулирующих вокруг границы треугольных террас, обнаруженных на поверхности ультратонких кристаллов Mo_2C. По мере уменьшения толщины Mo_2C кристаллы проявляют отрицательное магнитосопротивление в режиме сверхпроводящего перехода, что выявляет сильные фазовые флуктуации сверхпроводящих параметров, связанных с переходом сверхпроводник-изолятор. Эти результаты показывают, что сверхпроводящие нанокристаллы Mo_2C представляют собой двумерную систему кристаллического сверхпроводника с повышенными квантовыми флуктуациями. Фаза β-Mo_2C демонстрирует сверхпроводящее состояние с полной щелью, в то время как его электронная зонная структура предполагает наличие двукратно вырожденных узловых поверхностей и четырехкратно вырожденных узловых линий. Фононный дисперсионный спектр Mo_2C обеспечивает наименьшую полную энергию в случае орторомбической β-фазы (с пространственной группой P_{bcn}), что согласуется с экспериментом. Измерения намагниченности подтверждают объемную сверхпроводимость β-Mo_2C с критической температурой перехода $T_C = 3.2\,\mathrm{K}$.

Зависимость критической температуры сверхпроводников T_C от диаметра частиц d или толщины пленок рассматривается во многих работах [11–13]. С ростом диаметра частиц Pb критическая температура T_C растет, а для частиц Al, наоборот, T_C уменьшается [11,12]. Возрастающую зависимость $T_C(d)$ объясняют моделью Кубо для частиц [11], которая учитывает расщепление подуровней энергии в зоне проводимости или валентной зоне частицы. Убывающая зависимость $T_C(d)$ объясняется изменением силы электрон-фононной связи в поверхностной области сверхпроводящих тел [11–13]. Эта модель хорошо согласуется с экспериментальными данными для нескольких сверхпроводников второго рода [11–13], к которым относится и карбид молибдена, рассматриваемый в этой работе.

Хотя идеальная кристаллическая решетка β-Mo_2C диамагнитна, вакансии и примесные атомы обладают некомпенсированными магнитными моментами, и при большом их количестве, характерном для микрочастиц, а также при значительном вкладе поверхности микрочастиц, могут быть связаны обменным взаимодействием и проявлять ферромагнетизм.

Целью нашей работы является исследование зависимостей критической температуры и критического поля микрочастиц сверхпроводника второго рода Mo_2C от их диаметра при одновременном контроле магнетизма, создаваемого спинами дефектных состояний карбида молибдена или примеси.

Таблица 1. Массовая доля переходных металлов в порошках Mo_2C с разным диаметром микрочастиц, полученное методом XRF

Диаметр микрочастиц Mo_2C	Концентрация, mass.%		
	Fe	Co	Mo
$10\,\mu$m	0.25622	0.13859	99.60479
$5\,\mu$m	0.25284	0.25033	99.49683
$2\,\mu$m	0.35248	0.11280	99.53472
$0.8\,\mu$m	0.26219	0.13957	99.59824
$0.4\,\mu$m	0.22514	0.21165	99.56321
$0.2\,\mu$m	0.24147	0.18352	99.57501

2. Методика и образцы

В работе исследовались коммерческие частицы карбида молибдена со средним диаметром $d \sim 0.2\,\mu$m, $0.4\,\mu$m, $0.8\,\mu$m, $2\,\mu$m, $5\,\mu$m, $10\,\mu$m (Rusgraphene). Частицы со средним диаметром $d \sim 0.2{-}0.8\,\mu$m были получены методом пиролиза при температуре $1000\,^\circ$C, а частицы с $d \sim 2{-}10\,\mu$m при температуре $T = 1250\,^\circ$C. Пиролитические превращения сшитых сетчатых матриц, сформированных из неорганически-органических гибридных карбонаниленсилоксановых олигомеров, полученных из Mo, приводят к образованию керамических смесей, содержащих микрочастицы Mo_2C контролируемых размеров. Образцы с различными средними размерами частиц были получены путем механического измельчения. В процессе постобработки не использовались дополнительные химические реагенты.

На рис. 1 представлены рентгенофлуоресцентные спектры (X-Ray Fluorescence, XRF) порошка Mo_2C $0.8\,\mu$m, полученные с помощью различных кристаллов-анализаторов в широком диапазоне длин волн. В табл. 1 представлена интегральная процентная концентрация переходных металлов Fe, Co, содержащихся в порошках Mo_2C с разным диаметром микрочастиц, полученная методом XRF.

Общее среднее значение ферромагнитных примесей Fe и Co в порошках Mo_2C составляет 0.44 mass.%, при этом во всех порошках наблюдается в среднем в 1.74 раза больше Fe, чем Co. Доля примеси Fe и Co не меняется в порошках с разным средним диаметром частиц.

Рентгенофазовый анализ был выполнен на рентгеновском дифрактометре PANalytical Aeris. Съемка производилась в геометрии Брегга-Брэнтано в диапазоне углов 2θ от 20 до 80 градусов с шагом 0.012 градуса. Идентификация полученных на дифракционном спектре фаз производилась с использованием кристаллографической базы данных PDF4+. Рентгенодифракционный спектр для Mo_2C с диаметром частиц $0.8\,\mu$m (рис. 2) содержал рефлексы, которые соответствовали Mo_2C,

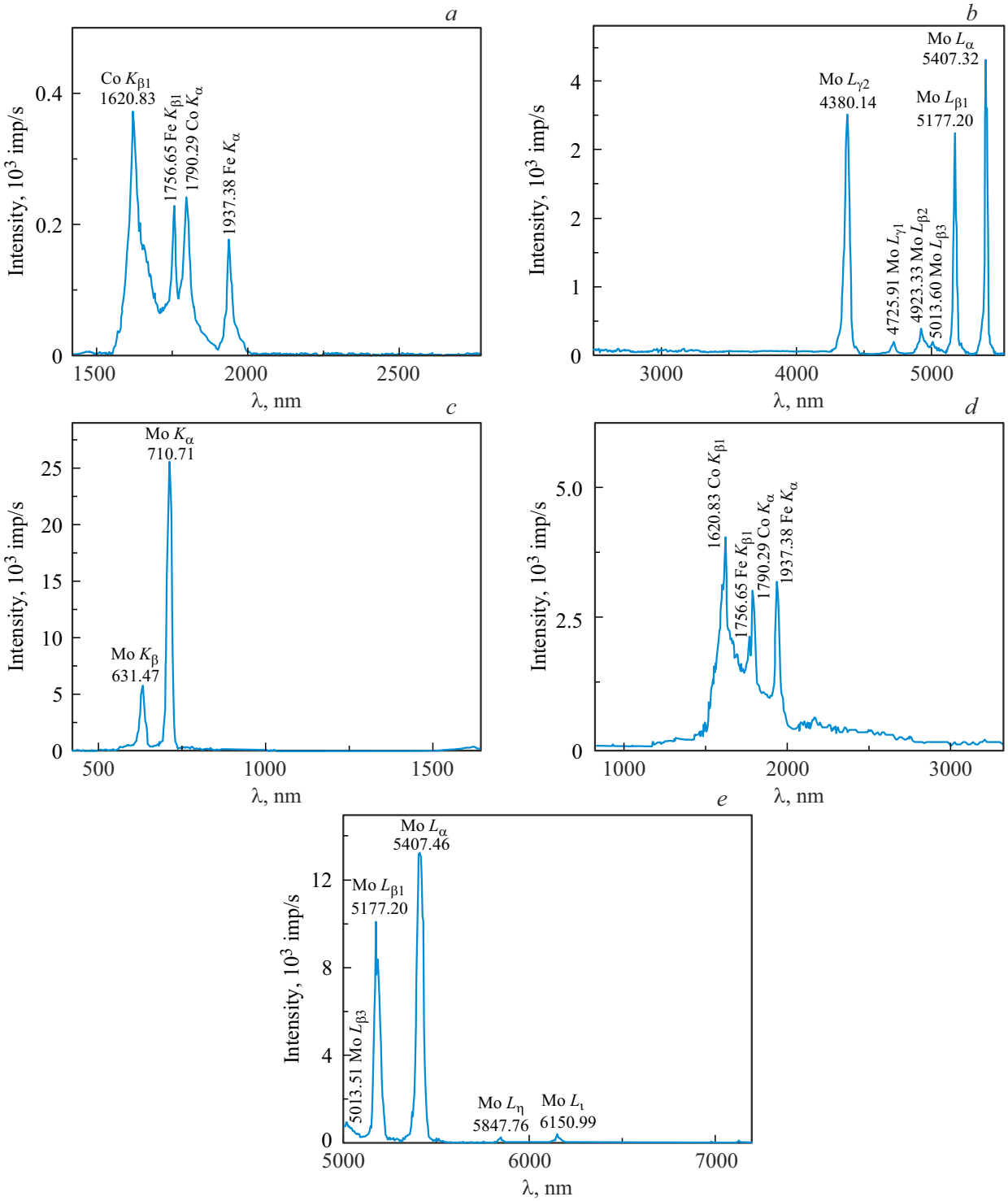

Рис. 1. XRF спектры порошка Mo_2C 0.8 μm, полученные на различных кристаллах-анализаторах: *a* — C(002)1, *b* — C(002)2, *c* — LiF(200)1, *d* — LiF(200)2, *e* — Пентаэритрит (PET).

что подтверждается совпадением экспериментально полученных рефлексов с пиками из порошковой базы данных PDF № 000-72-1683 для ромбической кристаллической решетки. Спектр рентгеновской дифракции совпадает со спектром, полученным в [1] для β-фазы Mo_2C.

Изображения частиц (рис. 3) получены с помощью сканирующего электронного микроскопа Zeiss Supra 25 (SEM).

Распределения частиц по размерам получено методом лазерной дифракции с помощью лазерного анализатора размера частиц ЛАСКА-ТД (диапазон размеров анали-

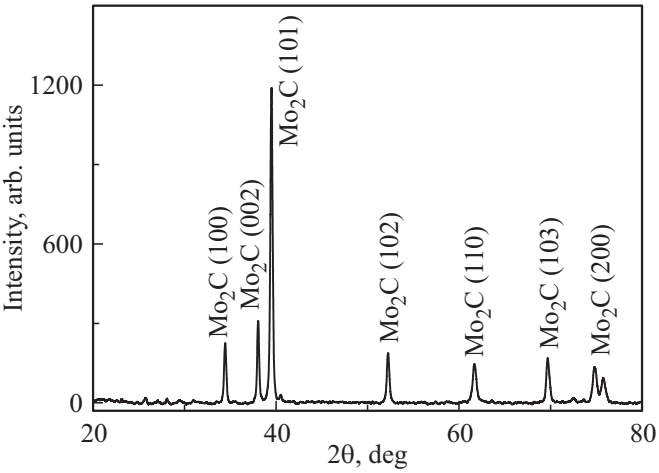

Рис. 2. Спектр рентгеновской дифракции β-Mo_2C.

зируемых частиц $0.1-1000\,\mu$m) (рис. 4, табл. 2). Метод лазерной дифракции реализуется следующим образом: лазерный луч проходит сквозь емкость с взвесью частиц в дистиллированной воде, вызывая рассеяние света под различными углами, при этом интенсивность рассеянного излучения фиксируется специальным многоканальным датчиком. По характеру изменения интенсивности относительно углов рассеивания определяется размер частиц и строится распределение частиц по размеру. Для оценки функции распределения частиц по размерам использовали алгоритм программы LaSca32. Количественно гранулометрический (фракционный) состав характеризовали квантилями распределения (D10, D25, D50, D75, D99), представляющими долю частиц с размерами, меньшими данного размера. В табл. 2 представлено долевое распределение диаметров d частиц Mo_2C по квантилям. Каждый последующий класс крупности включает в себя предыдущий, AVG (average) — среднее арифметическое в каждой точке измерения. Например, значение квантиля D50 = 10.13 означает, что в исследуемом образце 50 % частиц обладали диаметром $10.13\,\mu$m и менее, D75 = 12.98 – 75 % частиц обладали диаметром $12.98\,\mu$m и менее.

Измерения зависимостей магнитного момента от магнитного поля и от температуры были проведены на СКВИД-магнетометре MPMS 5XL Quantum Design.

3. Экспериментальные результаты

На рис. 5 представлены температурные зависимости намагниченности исследуемых порошков, полученные после охлаждения частиц в нулевом магнитном поле (ZFC) при последующем нагреве в поле 50 Oe. Видно, что от размера частиц карбида молибдена зависит температура перехода в сверхпроводящее состояние.

Были получены петли магнитного гистерезиса, которые представлены на рис. 6. Для несверхпроводящих образцов с размером частиц $10\,\mu$m наблюдается магнитный гистерезис, типичный для ферромагнитного материала, в то время как для сверхпроводящих образцов с размером частиц $\leq 5\,\mu$m на фоне обычной ферромагнитной петли гистерезиса вблизи нулевого поля наблюдается наложение кривой с максимумом и минимумом.

Такие кривые характерны для сверхпроводника, сосуществующего с ферромагнетизмом. Видно, что для частиц с диаметром $10\,\mu$m сверхпроводимости не наблюдается при 2 K. Критический размер, при котором сверхпроводимость достигается при самой низкой доступной нам температуре 2 K, составляет $5\,\mu$m.

Далее мы получали температурные зависимости намагниченности в температурном интервале существования сверхпроводимости от 2 до 7.4 K с шагом 0.2 K в поле от 0 Oe до критического поля H_C для каждого образца, из которых затем строили диаграммы намагниченности. На рис. 7 представлены диаграммы намагниченности Mo_2C с разным наивероятнейшим диаметром $0.2-5\,\mu$m. Из этих зависимостей были определены критические температуры T_C и критические поля H_C, представленные на рис. 8, a, 8, b и 8, c, как функции диаметра и температуры, соответственно.

Так как кривые намагниченности содержат вклады сверхпроводника и ферромагнетика, мы определили коэрцитивную силу ферромагнетика H_F от наиболее вероятного диаметра частиц (рис. 8, d) и от температуры (рис. 8, e). Из рис. 8, d и 8, e видно, что рост диаметра частицы приводит к уменьшению коэрцитивной силы H_F. Однако ненулевая коэрцитивная сила наблюдается вплоть до 300 K, указывая на очень высокую температуру Кюри в исследуемых микрочастицах.

4. Обсуждение

При уменьшении среднего размера частиц увеличивается температура перехода T_C от 3.2 K при $d = 5\,\mu$m до 4.8 K при $d = 0.4\,\mu$m. Для самых маленьких, исследованных в нашей работе частиц с $d = 0.2\,\mu$m, критическая температура принимает значение $T_C \approx 7.2 \pm 1$ K. Таким образом, для микрочастиц Mo_2C наблюдается монотонно убывающая зависимость T_C (d) с ростом размера частиц (рис. 8, a).

Подобное поведение качественно согласуется с ранее наблюдавшимися размерными эффектами в сверхпроводниках второго рода, для которых уменьшение размера частиц приводит к усилению влияния поверхностных состояний и дефектов [11,12]. В таких системах изменение условий электрон-фононного взаимодействия вблизи поверхности и на дефектах может приводить к росту критической температуры по сравнению с объемным состоянием. В случае микрочастиц Mo_2C размерный эффект, по-видимому, не связан напрямую с геометрическими размером частицы как целого объекта, а отражает наличие пространственно неоднородной, вероятно гранулярной, сверхпроводящей структуры. На это указывают широкие сверхпроводящие переходы, сложный магнитный отклик и сосуществование сверхпроводимости с ферромагнетизмом. Подобная картина

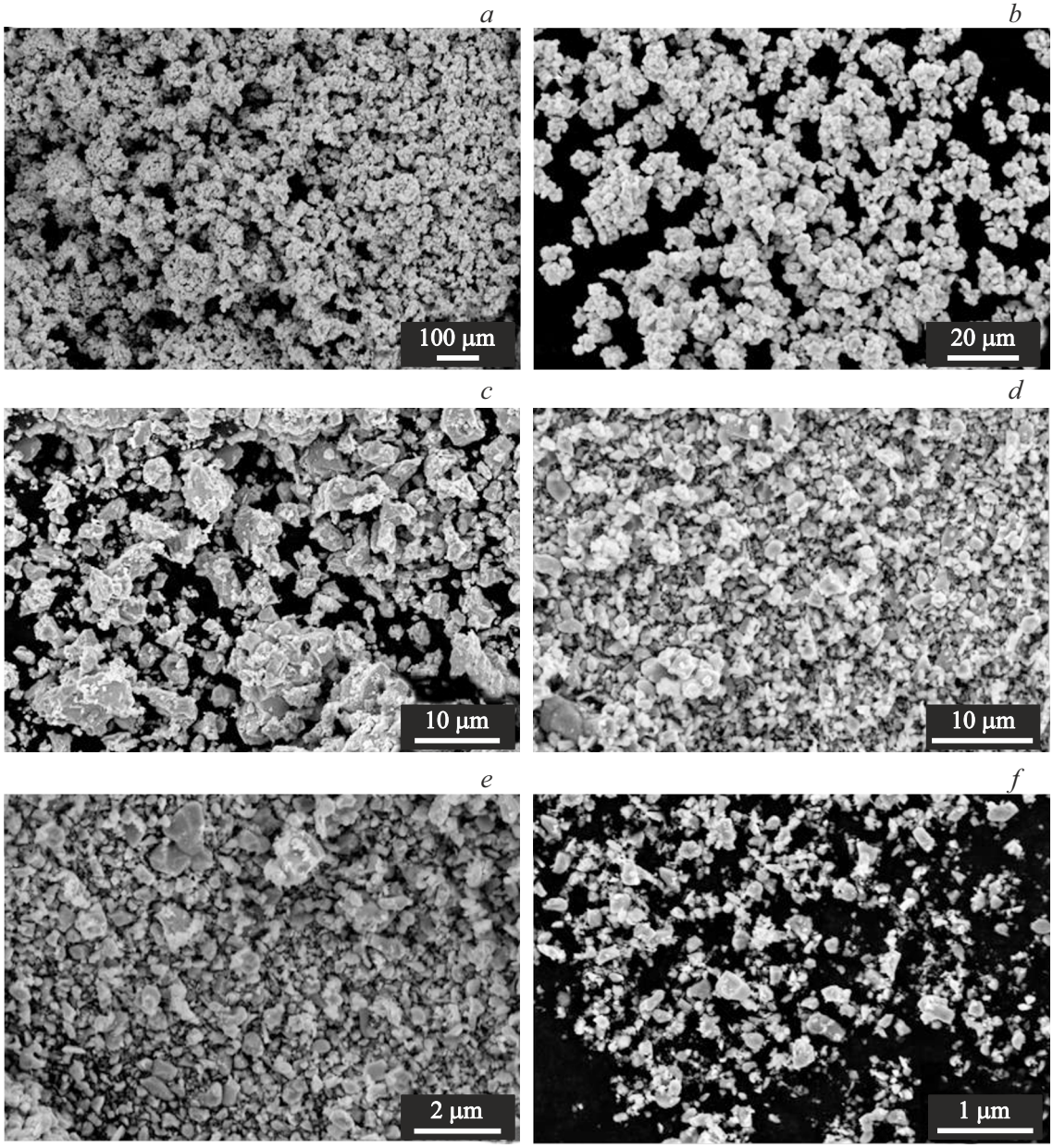

Рис. 3. SEM изображения частиц Mo_2C с наиболее вероятными диаметрами $10\,\mu$m (*a*), $5\,\mu$m (*b*), $2\,\mu$m (*c*), $0.8\,\mu$m (*d*), $0.4\,\mu$m (*e*), $0.2\,\mu$m (*f*).

может быть обусловлена присутствием наноразмерных сверхпроводящих областей или доменов внутри микрочастиц, формирующих эффективное среднее значение T_C, зависящее от общего размера частицы.

На рис. 8, *b* линией представлена аппроксимация зависимости $H_C(T)$ формулой [15]:

$$H_C(T) = H_C(0)\left[1 - \left(\frac{T}{T_C}\right)^2\right], \qquad (1)$$

где $H_C(0)$ — значение критического поля при абсолютном нуле температуры. Значения критического поля при $T = 0$ увеличиваются с ростом диаметра частиц. При $0.2\,\mu$m значение $H_C(0)$ достигает 1.15 T.

Обсудим теперь наблюдаемую нами петлю ферромагнитного гистерезиса. Намагниченность насыщения одной формульной единицы при $T = 300$ K, выраженная в магнетонах Бора, для одного атома Mo составляет

$$\mu_{Mo_2C} = (204\,\text{g/mol} \cdot 3.9 \cdot 10^{-3}\,\text{emu})/$$
$$(27 \cdot 10^{-3}\,\text{g} \cdot 927.4 \cdot 10^{-23}\,\text{erg/Oe} \cdot 6 \cdot 10^{23}\,\text{mol}^{-1})$$
$$= 5.3 \cdot 10^{-3}\,\mu\text{B}.$$

Это означает, что в ферромагнетизме участвует 5 из 1000 частиц во всем образце. Такое поведение обусловлено примесями в порошке Mo_2C, которое было обнару-

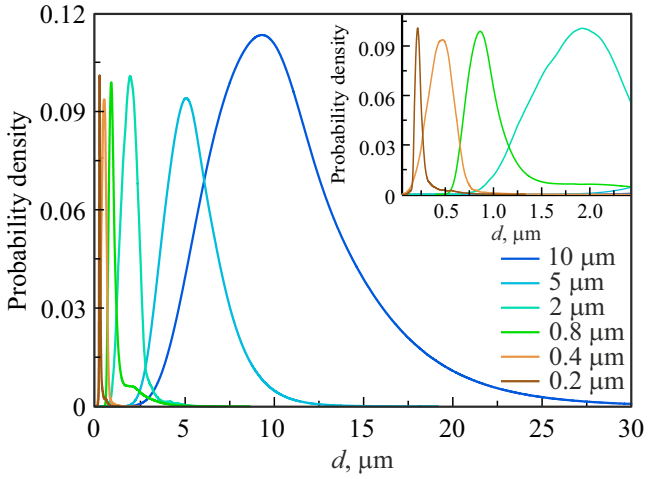

Рис. 4. Распределения вероятностей диаметров d частиц Mo_2C с максимумами при 10 μm (a), 5 μm (b), 2 μm (c), 0.8 μm (d), 0.4 μm (e), 0.2 μm (f).

Таблица 2. Интегральный гранулометрический (фракционный) состав в μm частиц Mo_2C —долевое распределение частиц по квантилям. Каждый последующий класс крупности включает в себя предыдущий. AVG — среднее арифметическое в каждой точке измерения

Квантиль	Mo_2C 10 μm	Mo_2C 5 μm	Mo_2C 2 μm	Mo_2C 0.8 μm	Mo_2C 0.4 μm	Mo_2C 0.2 μm
D10 =	6.19	3.76	1.31	0.56	0.28	0.18
D25 =	7.85	4.47	1.55	0.67	0.38	0.20
D50 =	10.13	5.39	1.82	0.81	0.46	0.23
D75 =	12.98	6.53	2.25	0.98	0.54	0.27
D90 =	16.53	7.80	2.81	1.17	0.72	0.54
D99 =	24.35	10.71	3.72	1.61	0.84	0.58
AVG	10.83	5.61	1.91	0.82	0.48	0.21

жено с помощью XRF (рис. 1 и табл. 1). Например, это могут быть сплавы FeMo, Fe_3C или FeCo. Измерения методом XRF показывают, что концентрация железа одинакова для всех порошков в пределах экспериментальной погрешности. Однако величина наблюдаемого ферромагнитного сигнала слишком велика, чтобы ее можно было объяснить исключительно этим постоянным содержанием Fe. Это предполагает, что, помимо внешних примесей железа, может присутствовать дополнительный магнитный вклад, связанный с частицами Mo_2C. Кроме того, зависимость коэрцитивной силы образца от размера микрочастиц карбида молибдена прямо указывает на наличие ферромагнетизма в самих частицах Mo_2C.

Микрочастицы карбида молибдена (MoC_x) обычно диамагнитны, но некоторые исследователи наблюдали ферромагнитные свойства у определенных форм микрочастиц, особенно в сочетании с другими элементами или при определенной структуре. Примерами служат магнитные композиты, такие как Ni/Mo_2C или Mo_2C/NC, легированные кобальтом. Ферромагнетизм обусловлен специфической наноструктурой, дефектами или легированием, которые могут нарушать симметрию материала и вызывать ферромагнетизм, отсутствующий в совершенной кристаллической решетке. Например, он может наблюдаться в двумерной η-фазе карбида молибдена.

Из наших опытов следует, что карбид молибдена может проявлять как сверхпроводимость, так и ферромагнетизм — явление, при котором эти два свойства могут сосуществовать, но их взаимосвязь сложна и часто требует тонкого баланса. В некоторых структурах карбида молибдена, например, с углеродными вакансиями или специфическими фазами, ферромагнетизм может возникать наряду со сверхпроводимостью, как это наблюдается в материалах Mo-HEC [16].

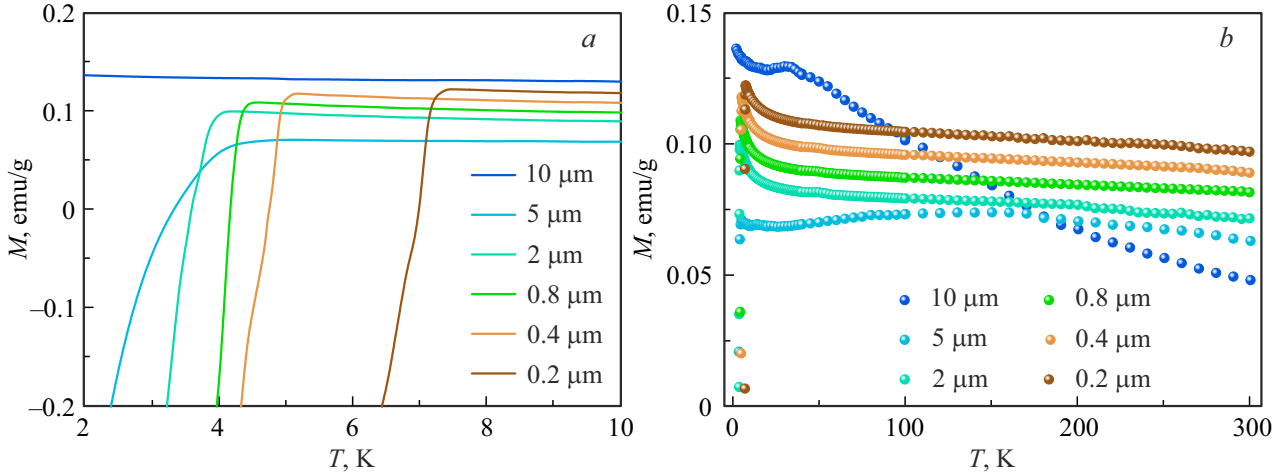

Рис. 5. Температурные зависимости намагниченности частиц карбида молибдена в интервале от 2 до 10 K (a) и в интервале от 2 до 300 K (b), полученные в режиме ZFC. Измерительное поле составляло 50 Oe.

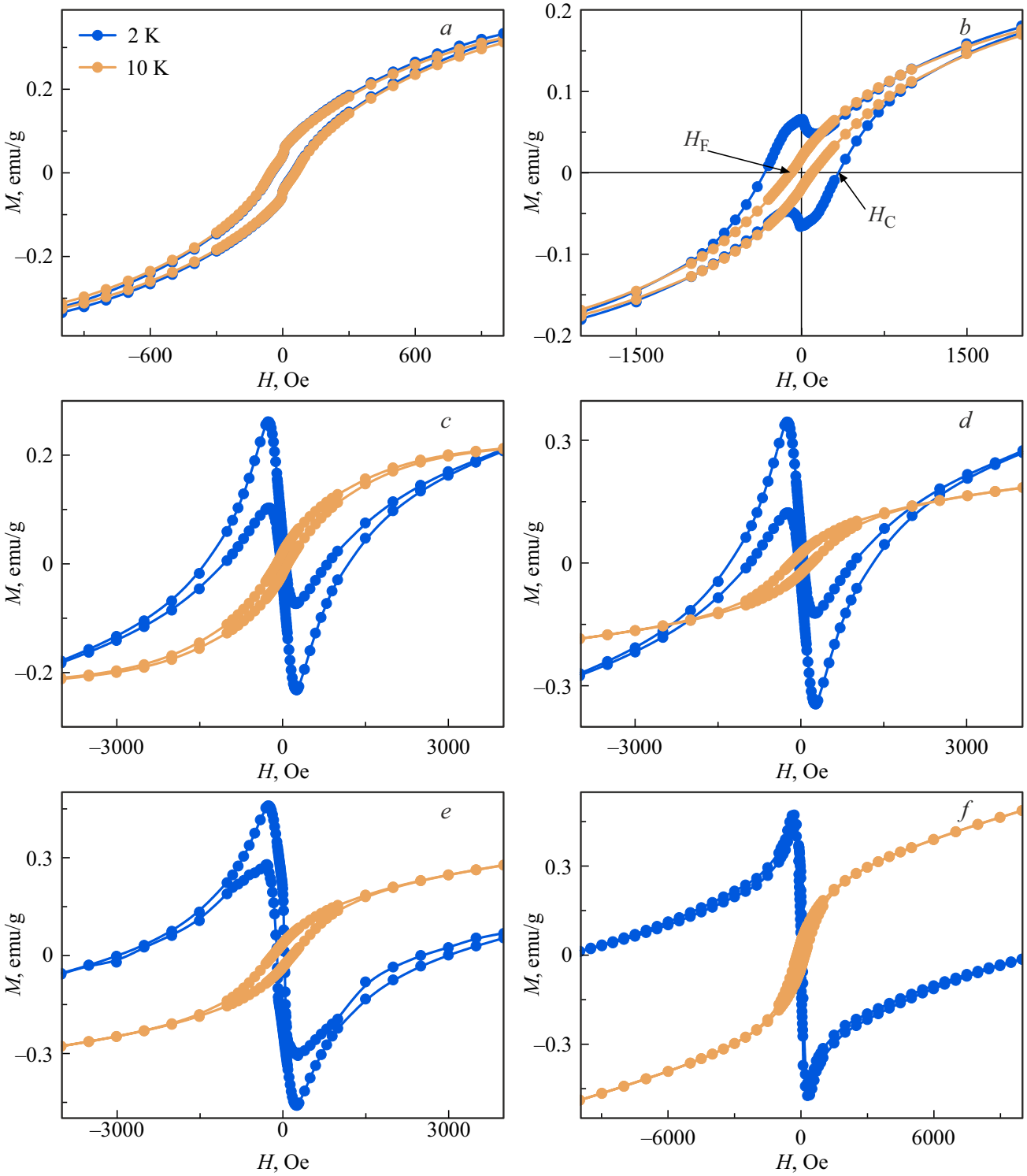

Рис. 6. Петли гистерезиса намагниченности для частиц Mo_2C с диаметрами 10 μm (*a*), 5 μm (*b*), 2 μm (*c*), 0.8 μm (*d*), 0.4 μm (*e*), 0.2 μm (*f*). Коэрцитивная сила H_F и критическое поле сверхпроводящего перехода H_C показаны стрелками на рис. 6, *b*.

Ферромагнетизм обычно несовместим со сверхпроводимостью, но существует несколько разных типов сверхпроводников, в которых эти два явления не только совместимы, а обусловлены друг другом. Сосуществование сверхпроводимости и магнетизма критически зависит от того, как связаны эти две подсистемы. Наиболее важным является то, какая из двух подсистем является „самой сильной“, т. е. какая из двух критических температур больше: температура Кюри магнитного упорядочения T_F или критическая температура сверхпроводимости

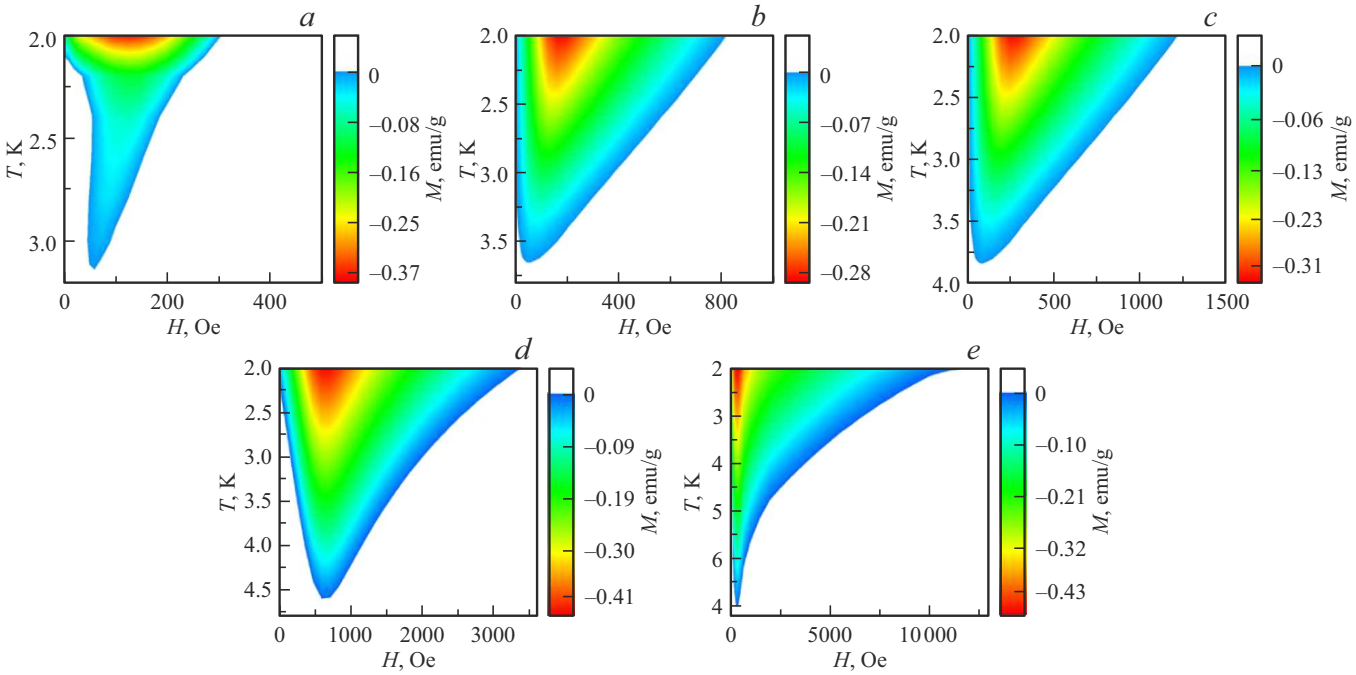

Рис. 7. Диаграммы намагниченности Mo_2C с разным наивероятнейшим диаметром: $5\,\mu$m (a), $2\,\mu$m (b), $0.8\,\mu$m (c), $0.4\,\mu$m (d), $0.2\,\mu$m (e).

T_C. В таких соединениях, как как UGe_2, URhGe или UCoGe [17–19], а также в $Ho_{1.2}Mo_6S_8$, $ErRh_4B_4$ и $ZrZn_2$ [20–22], температура перехода в сверхпроводящее состояние меньше, чем температура Кюри $T_C \ll T_F$. В таких соединениях, к которым относятся и микрочастицы, исследованные в нашей работе, взаимодействие между магнитными моментами атомов и свободными электронными спинами контролируется обменным механизмом. В этом случае синглетное спаривание электронов подавлено, и имеет место сверхпроводимость с триплетным спариванием, что обеспечивает лишь незначительные поправки к преимущественно ферромагнитному состоянию [17–22].

В работе [23] сообщали о сверхпроводящих свойствах β-фазы Mo_2C, исследованных с помощью измерений намагниченности и релаксации и вращения мюонного спина (μSR). Ферромагнетизма этой фазы, выращенной электродуговым методом, в их работе обнаружено не было. Авторы обнаружили, что температурная зависимость сверхтекучей плотности выявляет безузловое сверхпроводящее состояние, которое хорошо описывается изотропной s-волновой моделью. Отсутствие спонтанных магнитных полей ниже T_C указывает на то, что симметрия относительно обращения времени сохраняется в сверхпроводящем состоянии Mo_2C в отсутствие поля. Очевидно, наличие ферромагнитной фазы в наших экспериментах должно менять симметрию относительно обращения времени. Расчеты электронной зонной структуры показывают, что плотность состояний на уровне Ферми определяется Mo-4d-электронами, в то время как вклад C-2p-электронов пренебрежимо мал в широком диапазоне энергий. Как следствие, p-d-гибридизация довольно слаба в β-фазе Mo_2C, что приводит к относительно низкому значению T_C. Карбид β-Mo_2C является потенциальным кандидатом для исследований топологических сверхпроводников, совмещающих ферромагнитные свойства.

5. Выводы

Обнаружено сосуществование ферромагнетизма с температурой Кюри $T_F > 300$ K и сверхпроводимости с критической температурой $T_C = 3.7-7.2$ K в диапазоне размеров частиц $0.2-8\,\mu$m. В работе проведено исследование зависимости критической температуры (T_C) и критического магнитного поля (H_C) сверхпроводящего перехода частиц карбида молибдена Mo_2C от их наивероятнейшего диаметра. Полученные результаты демонстрируют, что при уменьшении размера частиц наблюдается рост T_C, что свидетельствует о влиянии наномасштабных эффектов на параметры сверхпроводимости второго рода. Коэрцитивная сила ферромагнитного состояния резко убывает в диапазоне $2-8$ K, практически совпадающем с областью существования сверхпроводимости, однако и при высоких температурах вплоть до 300 K образец остается ферромагнитным, проявляя ненулевую коэрцитивную силу. Зависимость коэрцитивной силы образца от среднего размера частиц карбида молибдена при постоянном значении массовой доли примеси во всех образцах говорит о наличии ферромагнетизма в самих частицах Mo_2C.

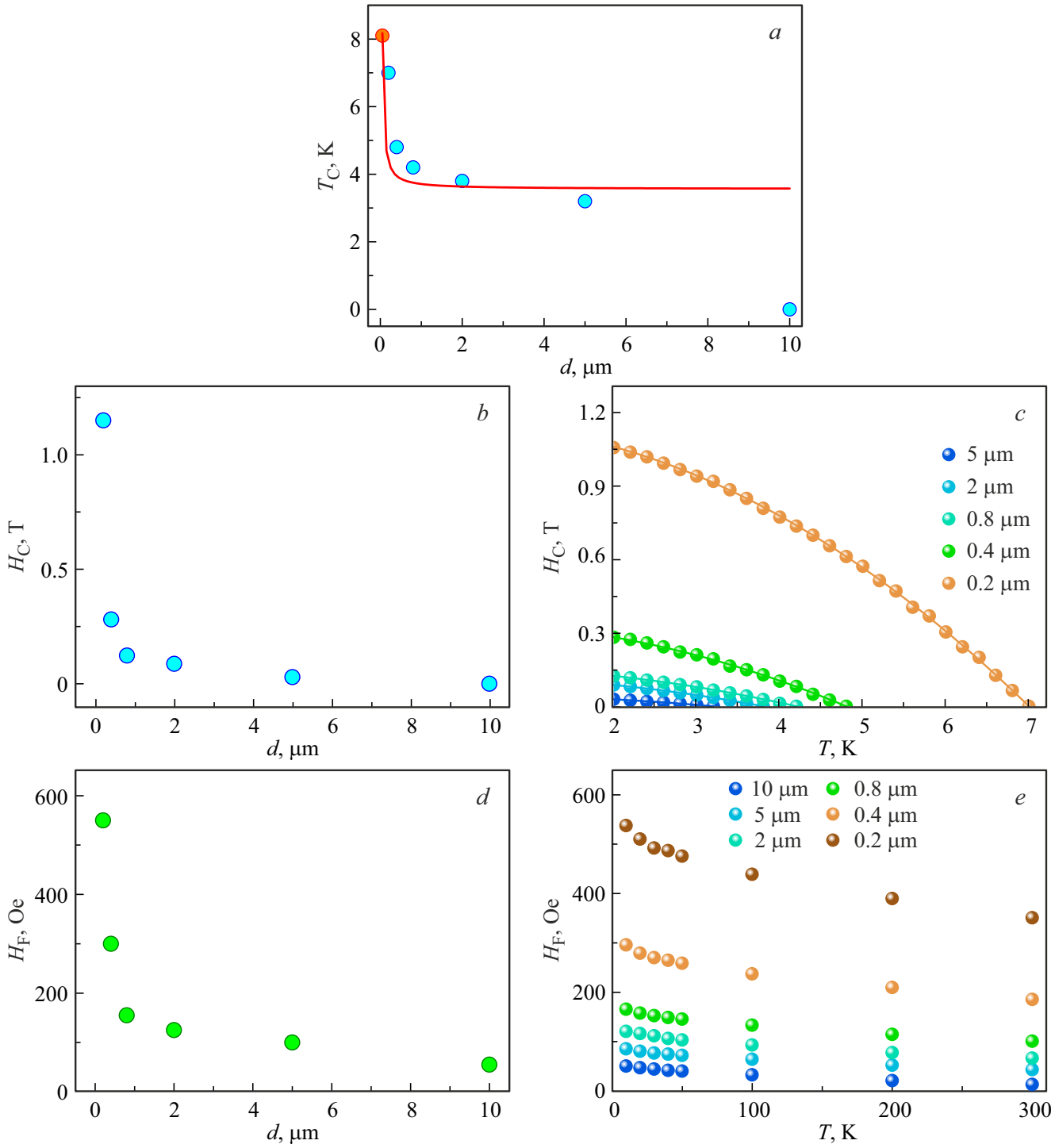

Рис. 8. *a* — зависимость температуры перехода T_C в сверхпроводящее состояние от среднего размера частиц карбида молибдена *d*. Значение для 0.1 μm было взято из работы [14] (отмечено красным цветом); *b* — зависимость критического поля от диаметра частиц *d*; *c* — зависимости критического поля сверхпроводящего перехода от температуры для порошков карбида молибдена с разной величиной *d*. Сплошная линия — аппроксимация формулой (1); *d* — зависимость коэрцитивной силы H_F от диаметра частиц *d* при $T = 10$ K; *e* — зависимости коэрцитивной силы H_F от температуры для порошков карбида молибдена с разной величиной *d*.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках гранта Российского научного фонда № 25-72-31032, https://rscf.ru/project/25-72-31032/.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] M.K. Kotel-Veetil, S.B. Qadri, M. Osofsky, T.M. Keller, R. Goswami, S.A. Wolf. J. Phys. Chem. C **111**, 16878-16882 (2007).
[2] P.W. Anderson. J. Phys. Chem. Solids **11**, 26 (1959).
[3] V.Z. Kresin, Y.N. Ovchinnikov. Phys. Rev. B **74**, 024514 (2006).
[4] H.M. Jaeger, D.B. Haviland, B.G. Orr, A.M. Goldman. Phys. Rev. B **40**, 182 (1989).
[5] B. Muhlschlegel, D.J. Scalapino, R. Denton. Phys. Rev. B **6**, 1767 (1972).
[6] D. Bono, A. Schnepf, J. Hartig, H. Schnockel, G.J. Nieuwenhuys, A. Amato, L. Jongh. Phys. Rev. Lett. **97**, 077601 (2006).
[7] J. Hartig, A. Schnepf, L.J. Jongh, D. Bono, H. Schnockel. Z. Anorg. Allg. Chem. **10**, 4504-4510 (2016).
[8] A. Gerber, A. Milner, G. Deutscher, M. Karpovsky, A. Gladkikh. Phys. Rev. Lett. **78**, 4277 (1997).
[9] L. Wang, C. Xu, Z. Liu, L. Chen, X. Ma, H.-M. Cheng, W. Ren, N. Kang. ACS Nano **10**, 4504-4510 (2016).
[10] D. Geng, X. Zhao, Z. Chen, W. Sun, W. Fu, J. Chen, W. Liu, W. Zhou, K.P. Loh. Adv. Mater. **29**, 1700072 (2017).
[11] X.Y. Lang, Q. Jiang. Solid State Comm. **134**, 797-801 (2005).
[12] M. Ido. J. Phys. Soc. Jpn. **41**, 412 (1976).
[13] C.Q. Sun, W.H. Zhong, S. Li, B.K. Tay, H.L. Bai, E.Y. Jiang. J. Phys. Chem. B **108**, 1080 (2004).
[14] B. Sun, L. Xu, K. Tang, L. Wang, Z. Ju, Y. Qian. Cryst. Res. Technol. **47**, 467-470 (2012).
[15] I.L. Landau, H.R. Ott. Phys. Rev. B **66**, 144506 (2002).
[16] H. Shu, W. Zhong, J. Feng, H. Zhao, Y. Chen, F. Hong, B. Yue. Acta Mater. **285**, 120693 (2025).
[17] D. Aoki, A. Huxley, E. Ressouche, D. Braithwaite, J. Flouquet, J.-P. Brison, E. Lhotel, C. Paulsen. Nature **413**, 613–616 (2001).
[18] C. Paulsen, D.J. Hykel, K. Hasselbach, D. Aoki. Phys. Rev. Lett. **109**, 237001 (2012).
[19] D. Aoki, J. Flouquet. J. Phys. Soc. Jpn **81**, 011003 (2012).
[20] M. Ishikawa, O. Fischer. Solid State Commun. **23**, 37–39 (1977).
[21] L.N. Bulaevskii, S.V. Panjukov. J. Low. Temp. Phys. **52**, 137–162 (1983).
[22] C. Pfleiderer, M. Uhlarz, S.M. Hayden, R. Vollmer, H. Lohneysen, N.R. Bernhoeft, G.G. Lonzarich. Nature **412**, 58–61 (2001).
[23] T. Shang, Y. Wang, B. Yu, K. Xia, D.J. Gawryluk, Y. Xu, Q. Zhan, J. Zhao, T. Shiroka. Phys. Rev. B **110**, 064510 (2024).

Редактор А.Н. Смирнов