

01.05.13

Магнитокалорический эффект магнитных наночастиц FeNi, полученных методом электрического взрыва проволоки

© Г.В. Курляндская¹, А.В. Архипов¹, И.В. Бекетов^{1,2}, А.В. Багазеев², А.С. Волегов¹,
А. Larrañaga³, Е.А. Михневич¹, А.В. Свалов¹

¹ Институт естественных наук и математики,
Уральский федеральный университет им. Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия

² Институт электрофизики РАН,
Екатеринбург, Россия

³ Университет Страны Басков (UPV-EHU),
Бильбао, Испания

E-mail: galinakurlyandskaya@urfu.ru

Поступила в Редакцию 17 апреля 2023 г.

В окончательной редакции 17 апреля 2023 г.

Принята к публикации 11 мая 2023 г.

Представлены результаты исследования структуры, магнитных свойств и особенностей магнитокалорического эффекта больших партий магнитных наночастиц FeNi близкого к инварному состава, синтезированных методом электрического взрыва проволоки. Основным варьируемым параметром была степень перегрева материала проволоки. Использование различных технологических условий получения партий наночастиц обеспечивало отличие их параметров дисперсности.

Ключевые слова: электрофизические методы получения наночастиц, сплавы железо-никель, параметры дисперсности, инварный состав, магнитные свойства, большие партии магнитных наночастиц.

DOI: 10.21883/FTT.2023.06.55641.25H

1. Введение

В настоящее время технология магнитного охлаждения рассматривается в качестве перспективного эффективного аналога современного компрессионного охлаждения. Она основана на магнитокалорическом эффекте (МКЭ) — способности магнитных материалов изменять свою температуру под воздействием внешнего магнитного поля [1]. Максимальная величина МКЭ достигается вблизи фазовых переходов, наблюдающихся в рабочем магнитном материале. Наибольший МКЭ отмечен в материалах, для которых характерен фазовый переход первого рода, при этом он реализуется в относительно узком температурном материале; кроме того, для данных материалов свойственны гистерезисные явления. Для материалов, в которых наблюдается магнитный фазовый переход второго рода, величина магнитокалорического пика меньше, но ширина температурного интервала, в котором данный пик наблюдается, заметно превосходит аналогичный параметр для материалов с магнитным фазовым переходом первого рода [2]. Это повышает так называемую относительную мощность охлаждения (RCP) или хладоемкость, величина которой определяется как произведение максимальной величины пика изменения магнитной части энтропии ($\Delta S_{M(\max)}(T, H)$) и ширины этого пика на половине его высоты (δT_{FWHM}) [3].

Среди материалов, демонстрирующих магнитный фазовый переход второго рода, наиболее популярным с точки зрения рабочего материала для „магнитного холодильника“ остается гадолиний, благодаря большой

величине МКЭ и близостью температуры Кюри к комнатной температуре [3–5]. Сплавы переходных металлов обладают заметно меньшим МКЭ, но их преимуществами являются высокая механическая прочность, устойчивость к коррозии, незначительный магнитный гистерезис, легко варьируемая температура Кюри, в том числе и в интервале температур, превышающих комнатную, что делает их перспективным материалом для систем многоступенчатого магнитного охлаждения, начиная с температур, превышающих комнатную температуру [2,6].

Задача повышения эффективности теплопередачи между рабочим телом и окружающей средой требует использования магнитных материалов для устройств магнитного охлаждения в различных формах, в том числе и в виде порошков и стабилизированных суспензий на их основе [7–9].

Наиболее распространенным способом получения порошков магнитокалорических материалов является метод размола в шаровой мельнице [7,9]. В последние годы для получения очень больших партий порошков широкое распространение получил электрофизический метод электрического взрыва проволоки (ЭВП), позволяющий получать как магнитные наночастицы чистых материалов (Co, Fe, Ni) и их сплавов (FeNi, FeCo и др.), так и оксидов, нитридов и карбидов на их основе [10,11]. Параметры дисперсности каждой партии наночастиц связаны с технологическими параметрами ЭВП-синтеза, такими как диаметр проволоки, длина рабочего участка

проволоки, напряжение заряда конденсаторной батареи перед каждым взрывом, емкость батареи конденсаторов, коэффициент перегрева (отношение введенной энергии к энергии сублимации материала проволоки), состав газовой смеси внутри взрывной камеры и др. Газовая система установки ЭВП содержит сепарационные устройства, позволяющие разделять получаемые наночастицы на различные размерные фракции [10,11]. Такие широкие возможности варьирования условий получения наночастиц из одного и того же материала обеспечивают гибкую адаптацию функциональных свойств порошков за счет подбора оптимальных технологических параметров получения и дополнительных обработок магнитных частиц [11]. Это открывает особые возможности для оптимизации свойств магнитокалорических материалов, наноструктурирование которых позволяет не только варьировать рабочие интервалы температур, но и модифицировать полевую зависимость магнитокалорического эффекта [12,13]. Кроме того, с точки зрения приложений, размер партии часто играет ключевую роль. Однако при разработке наноматериалов в лабораторных условиях часто получают малые партии, предполагая, что в дальнейшем необходима адаптация технологии с точки зрения увеличения размеров партии. Последнее же не всегда бывает возможно. Поэтому особую роль могут иметь исследования не идеальных, а больших партий порошков, адаптированных на решаемую задачу. Так, в случае МКЭ порошков можно предположить, что ширина температурного интервала, в котором магнитокалорический пик наблюдается, может варьироваться за счет изменения параметров дисперсности партии магнитных наночастиц (МНЧ). Таким образом, нежелательный в случае биомедицинских приложений [14,15] разброс по размерам партии ЭВП-МНЧ может быть благоприятным при определенных условиях, когда речь идет о больших партиях МНЧ для МКЭ-приложений.

В настоящей работе представлены результаты исследований структурных, магнитных и магнитокалорических свойств наночастиц железо-никелевых сплавов близких к инварному составу, полученных методом электрического взрыва проволоки с использованием различных технологических условий. При анализе больших партий наночастиц рассматривали вопрос эволюции особенностей дисперсности ансамбля при последовательном изменении такого значимого параметра, как перегрев во время взрыва.

2. Методика исследований

Четыре партии ЭВП-МНЧ были получены с использованием одной и той же проволоки состава Fe — 64, Ni — 36% по массе, диаметром 0.25 mm. Камера ЭВП-установки была заполнена азотом, давление которого составляло 0.12 МПа при циркуляции 150 l/min, поддерживаемой газовой турбиной. Ввиду высокой пирофорности, до извлечения порошки подвергались пассивации

Таблица 1. Условия синтеза и некоторые характеристики партий образцов наночастиц FeNi, полученных методом ЭВП с использованием различных технологических параметров

Образец	l , cm	U_o , kV	C , μ F	K	Состав	S_{sp} , m ² /g	d_w , nm
P1	7	30	3.2	2.3	Fe ₆₁ Ni ₃₉	13.5	55
P2	7	30	1.6	1.9	Fe ₆₂ Ni ₃₈	12.1	61
P3	7	20	1.6	1.2	Fe ₆₃ Ni ₃₇	7.8	94
P4	10	20	1.6	0.8	Fe ₆₄ Ni ₃₆	4.6	160

при добавлении небольшого количества кислорода при циркуляции $3 \cdot 10^{-2}$ l/min. Технологические параметры получения методом ЭВП и некоторые физические характеристики партий образцов магнитных наночастиц FeNi представлены в табл. 1, где K — перегрев или отношение энергии, вводимой в проволоку (W_o), к энергии сублимации металла проволоки (W_s) для проволоки длины l : $K = W_o/W_s$.

Энергия, вводимая в проволоку, зависит от емкости конденсаторной батареи (C) и напряжения заряженной конденсаторной батареи (U_o) непосредственно перед взрывом: $W_o = CU_o^2/2$.

В данной постановке задачи можно проследить закономерную эволюцию параметров дисперсности и магнитокалорического эффекта в зависимости от уровня перегрева. Особо следует отметить тот факт, что в практике работы с наночастицами очень часто стремятся получить ансамбль одинаковых сферических частиц лабораторными методами, но перенести условия лабораторного эксперимента на промышленные технологии не всегда возможно. Здесь намеренно исследуются большие партии наночастиц с широким распределением по размерам, технология получения которых не требует дальнейшей адаптации. Как будет показано, широкое распределение по размерам в определенных условиях может играть положительную роль. Более того, магнитокалорический эффект можно рассматривать в качестве инструмента при аттестации больших партий наночастиц с широким распределением по размерам. В литературе до последнего времени не было особого интереса к таким объектам. В то же самое время, возникший интерес к наполненным магнитным композитам требует и отработки дополнительных методов аттестации больших партий наночастиц с широким распределением по размерам.

Состав образцов определяли с помощью флуоресцентного анализа (Fischerscope X-Ray system XDAL) и энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии (M3000 Hitachi, при ускоряющем напряжении 15 kV). Аттестация структуры проводилась методом рентгенофазового анализа (РФА, PANalytical Cubix3 при напряжении 40 kV и силе тока 40 mA) проведенного с использованием CuK_{α} -излучения и сканирующей электронной микроскопии (СЭМ) при ускоряющем напряжении 20 kV. Величину удельной поверхности S_{sp} для каждой из партий определяли стандартным методом Брунауэра,

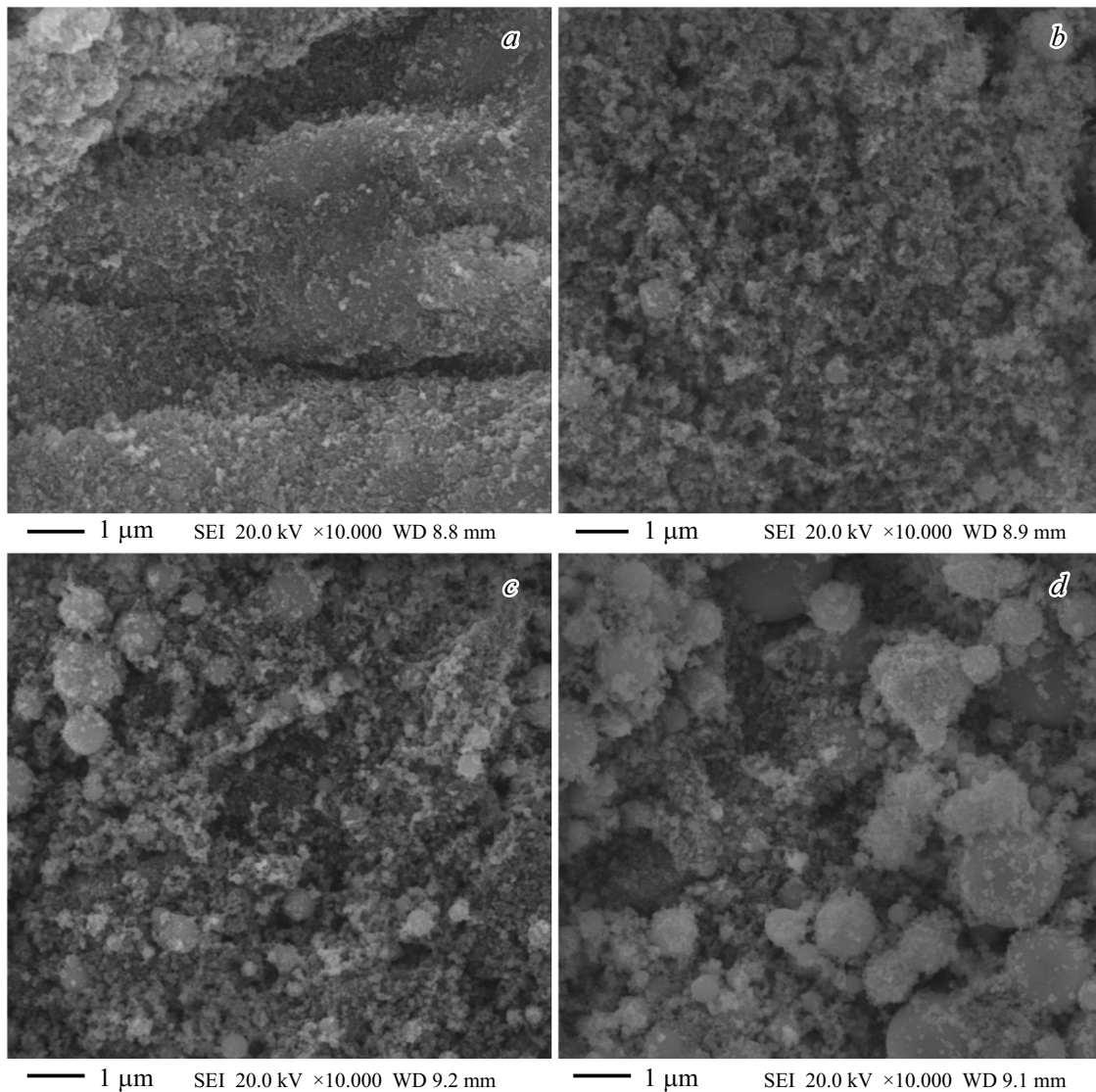


Рис. 1. Общий вид (СЭМ) МНЧ исследованных партий: *a* — P1; *b* — P2; *c* — P3; *d* — P4, при достаточно низком увеличении.

Эммета и Теллера (БЭТ) по данным низкотемпературной сорбции азота (Micromeritics TriStar3000). Средний по поверхности диаметр частиц d_w рассчитывался по известной формуле

$$d_w = \frac{6}{\rho S_{sp}}. \quad (1)$$

где ρ — плотность материала МНЧ.

Среднечисленный диаметр частиц d_n рассчитывался следующим образом:

$$\frac{N}{N_0} = \frac{N(d)}{N_0} \cdot 100\%, \quad (2)$$

где $N(d)$ — количество частиц с диаметром d ; N_0 — число частиц в выборке. Расчет среднего диаметра частиц проведен с использованием программы ImageJ. По полученным значениям диаметра частиц был построен

график Histogram в программе OriginPro, из которого были определены значения среднего диаметра (d_n) и количества (N) исследуемых частиц. Полученные данные по количеству частиц были подставлены в формулу 2.

Магнитная аттестация (петли гистерезиса и термомагнитные кривые) осуществлялась с помощью СКВИД-магнитометра. Температурные зависимости изменения магнитной части энтропии $\Delta S_M(T)$ были получены на основе соотношений Максвелла с использованием изотермических зависимостей намагниченности в полях до 7 Т.

3. Полученные результаты и обсуждение

На рис. 1 представлены фотографии СЭМ при небольшом увеличении, позволяющем качественно оценить

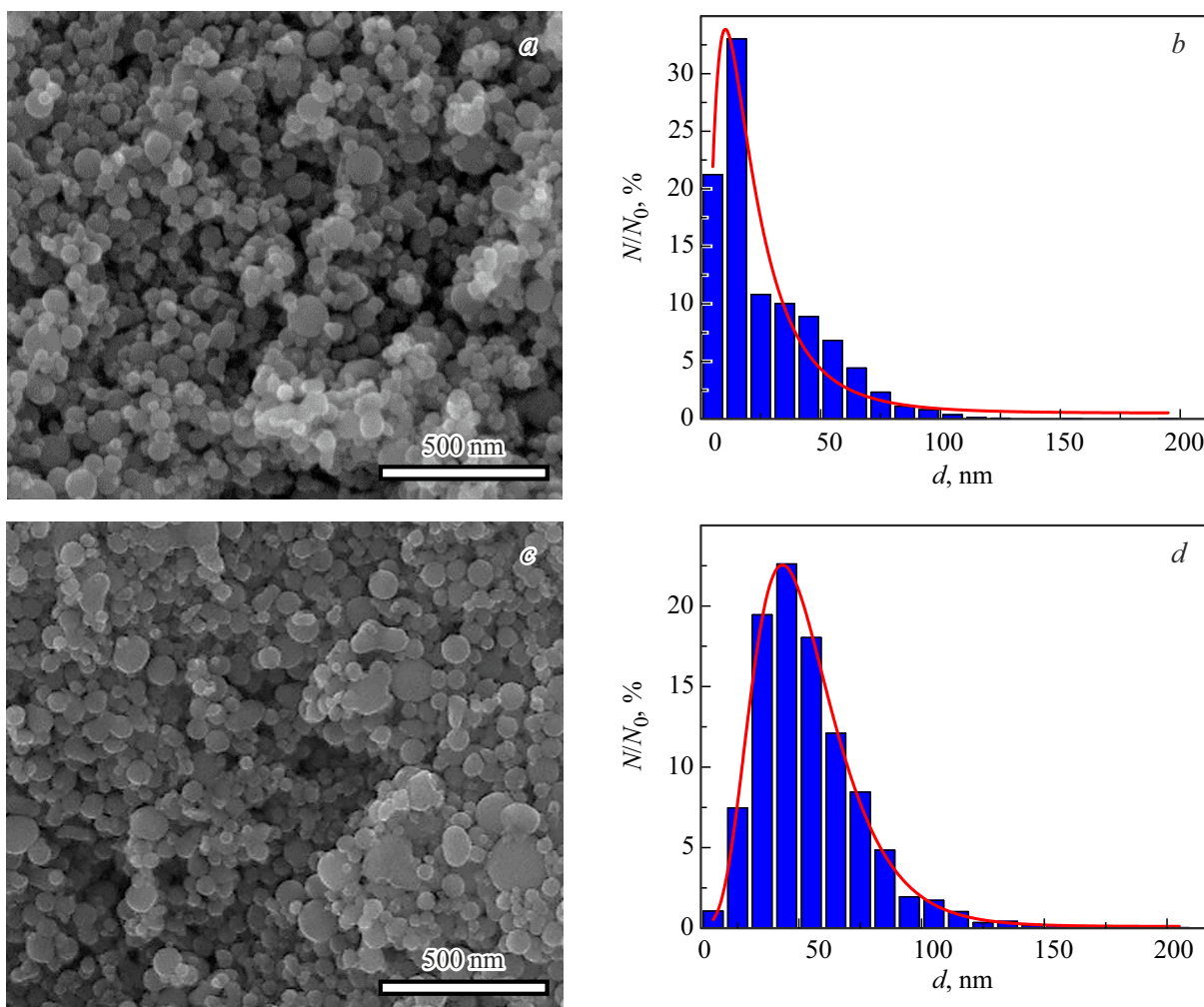


Рис. 2. Общий вид (СЭМ) МНЧ исследованных партий и соответствующие им распределения по размерам: *a, b* — P1; *c, d* — P2; *e, f* — P3; *g, h* — P4. Число частиц в выборке (N_0) составило: P1 — 2522, P2 — 2827, P3 — 2433 и P4 — 2319.

особенности распределения по размерам и форму наночастиц различных размеров. Хорошо видно, что форма МНЧ всех партий и всех размеров близка к сферической. По данным БЭТ увеличение коэффициента перегрева при синтезе МНЧ приводит к увеличению их удельной поверхности (рис. 1, табл. 1). При этом следует ожидать достаточных расхождений параметров дисперсности различных партий, особенности которых сложно было бы оценить, опираясь только на данные по величине их удельной поверхности. Так, для партии P1 характерно наличие мелких МНЧ (менее 100 nm) при очень небольшом количестве существенно более крупных частиц (до $1\ \mu\text{m}$). Хотя средний визуальный размер мелких МНЧ партии P2 лишь незначительно выше среднего размера мелких частиц партии P1, в P2 присутствует заметно большее количество МНЧ, размер которых близок к $1.0\ \mu\text{m}$. В партии P3 количество МНЧ, размер которых близок к $1.0\ \mu\text{m}$ и выше, уже заметно увеличивается, а также наблюдается рост количества МНЧ „среднего“ размера, около $0.5\ \mu\text{m}$.

Партия P4 характеризуется наличием значительного количества очень крупных частиц ($1.0\text{--}2.0\ \mu\text{m}$) и увеличением количества МНЧ „среднего“ размера, около $0.5\ \mu\text{m}$, но при этом визуально создается впечатление, что в партии P4 сохраняется или даже увеличивается количество очень мелких МНЧ (менее 100 nm).

Для количественного сравнения особенностей дисперсности полученных партий МНЧ типичные ансамбли анализировались при одном увеличении СЭМ, больше, чем увеличение, использованное для качественной оценки. На рис. 2 приведены фотографии СЭМ для всех партий и соответствующие им распределения по размерам для расчета среднего (числового) диаметра партии МНЧ. Количественные распределения частиц всех типов по размерам хорошо аппроксимируются логнормальным законом (проведена подгонка нелинейной функцией LogNormal). Подгоночная кривая хорошо аппроксимировала полученные данные, о чем свидетельствовал коэффициент, близкий к единице. Данные о величинах d_n каждой партии представлены в табл. 2.

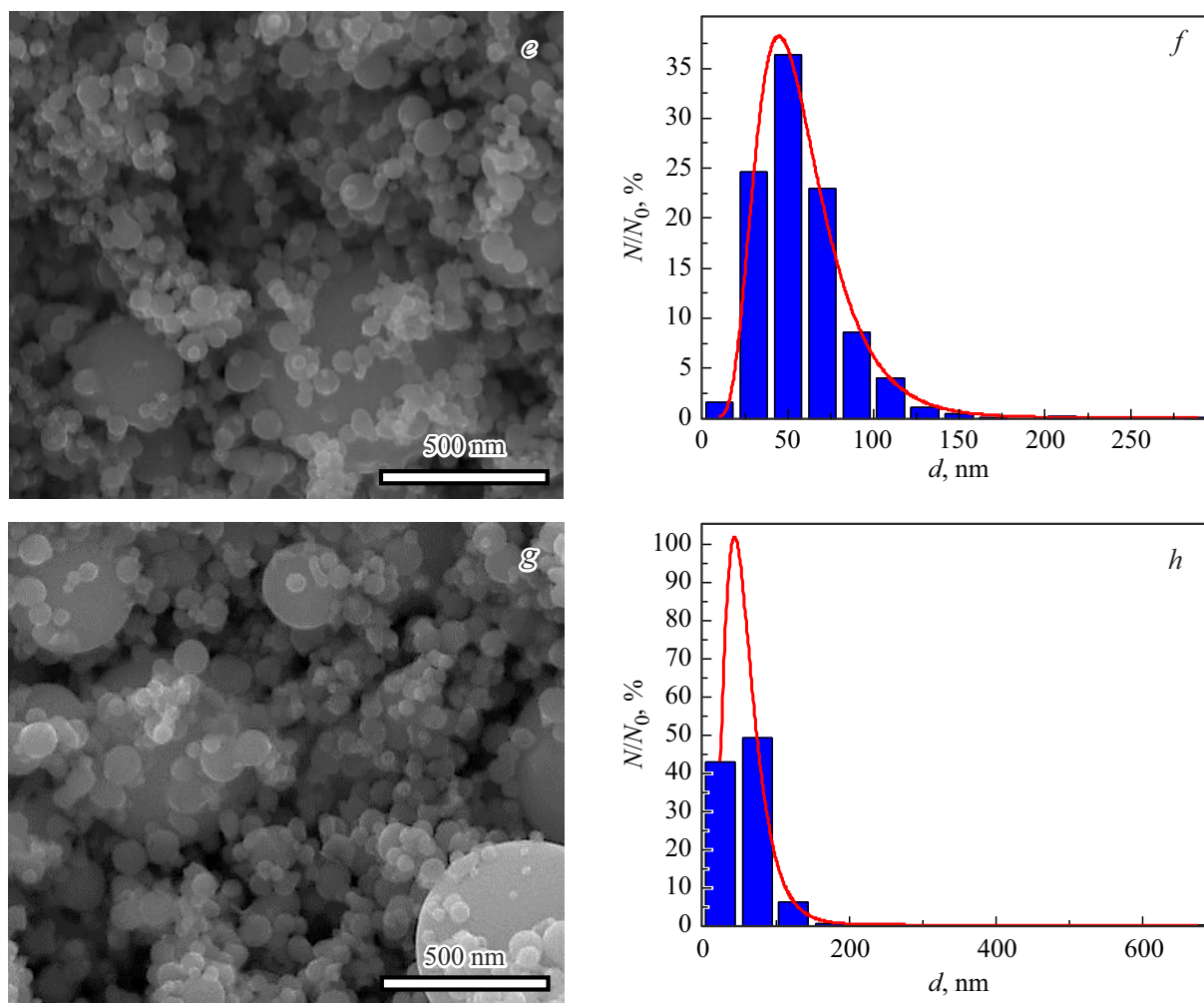


Рис. 2 (продолжение).

Наименьший средний диаметр магнитных частиц FeNi наблюдается для серии P1. Из графиков видно, что большая часть магнитных частиц находится в интервале среднего диаметра до 14–200 nm. При этом следует

Таблица 2. Структурные характеристики различных партий наночастиц FeNi

Образец	d_n, nm	Фаза	$2\theta, \text{deg}$	Доля фаз, %	d_{cr}, nm
P1	18	γ	43.699	89.3	50
		α	44.836	10.7	50
P2	50	γ	43.693	88.9	55
		α	44.833	11.1	55
P3	53	γ	43.666	92.1	140
		α	44.807	7.9	70
P4	54	γ	43.704	95.5	190
		α	44.829	4.5	80

учитывать тот факт, что метод СЭМ приводит к занижению вкладов, соответствующих как очень крупным, так и очень мелким частицам. Полученные данные качественно согласуются с данными по удельной поверхности МНЧ.

По данным рентгенофазового анализа (рис. 3) обнаружены две фазы: гранцентрированная кубическая γ -фаза (пространственная группа, S.G: Fm-3m) и объемноцентрированная кубическая α -фаза (S.G: Im-3m). Их процентное содержание несколько отличается для образцов различных партий (таблица 2). Размер областей когерентного рассеяния для каждой фазы во всех партиях (d_{cr}) определен по методу Шеррера. Положение каждого максимума, использованного для расчета, также приведено в табл. 2.

Хотя средние размеры частиц каждой партии, полученные на основании данных рентгенофазового анализа, несколько выше, чем полученные на основании данных микроскопии, все использованные методы аттестации партий позволяют сделать один и тот же вывод: снижение степени перегрева при получении МНЧ приводит

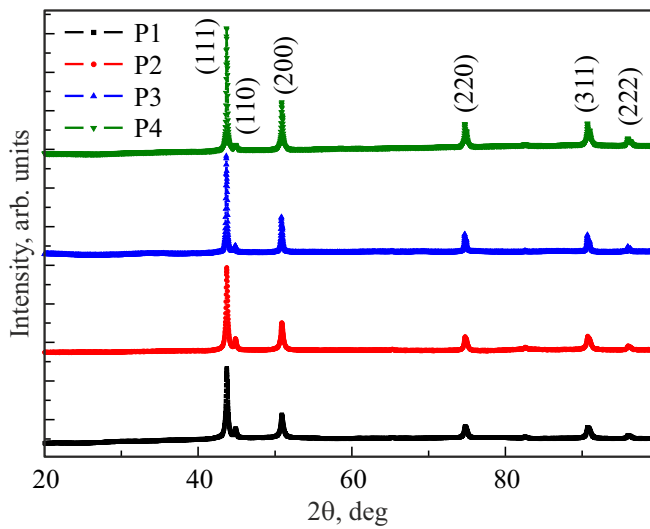


Рис. 3. Рентгенодифрактограммы различных партий ЭВП-наночастиц FeNi. В скобках указаны индексы Миллера.

к уширению распределения по размерам частиц партии и смещению максимума распределения в область больших размеров.

На рис. 4, *a* в качестве примера показаны температурные зависимости намагниченности (M) для образцов P1 и P4. Отметим пологость первоначального наклона кривых при понижении температуры от температуры Кюри (T_C).

Это является косвенным подтверждением широкого разброса по размерам частиц, обнаруженного структурными методами, что, в свою очередь, приводит к широкому интервалу величин T_C , соответствующих частицам различного диаметра. Для образца P4 изгиб на зависимости $M(T)$ подтверждает присутствие фракции как относительно крупных частиц, так и присутствие достаточно мелких частиц: на рис. 4, *a* хорошо видно наличие двух точек перегиба, которые можно интерпретировать как вклады частиц с различным средним размером. Для всех образцов величина T_C была определена по минимуму температурной зависимости производной dM/dT . На рис. 4, *b* в качестве примера показана такая зависимость для образцов P1 и P4. В пределах погрешности измерения величины T_C всех образцов находились в интервале 500 ± 30 К.

С учетом определенных величин T_C был выбран температурный интервал от 465 до 685 К, в котором измерялся набор кривых намагничивания с шагом по температуре 10 К. На рис. 5 представлены соответствующие кривые для образца P1. При $T < T_C$ намагниченность демонстрирует интенсивный рост в малых полях, а затем тенденцию к насыщению в больших полях, проявляя поведение, типичное для ферромагнетиков. При увеличении температуры в интервале $T > T_C$ форма кривых $M(T)$ стремится к линейной, что типично для

парамагнетиков. Такая картина наблюдалась для всех исследованных образцов.

На рис. 6 показаны зависимости $M(T)$ для образца P1, перестроенные в координатах Белова–Аррота: M^2 от H/M . Наклон кривых при всех температурах

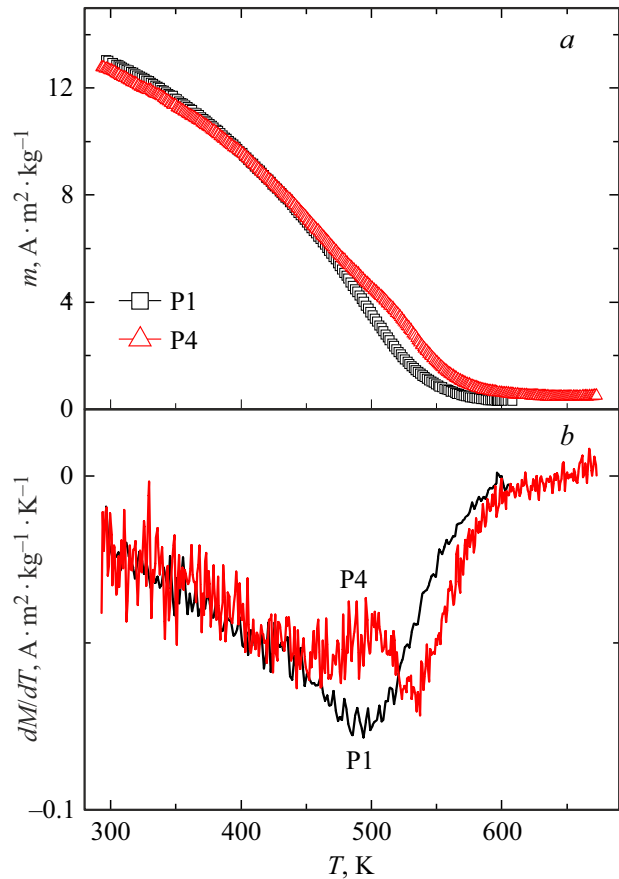


Рис. 4. *a*) Температурные зависимости намагниченности для образцов P1 и P4, измерения проведены во внешнем магнитном поле 0.01 Т; *b*) соответствующие температурные зависимости производной dM/dT .

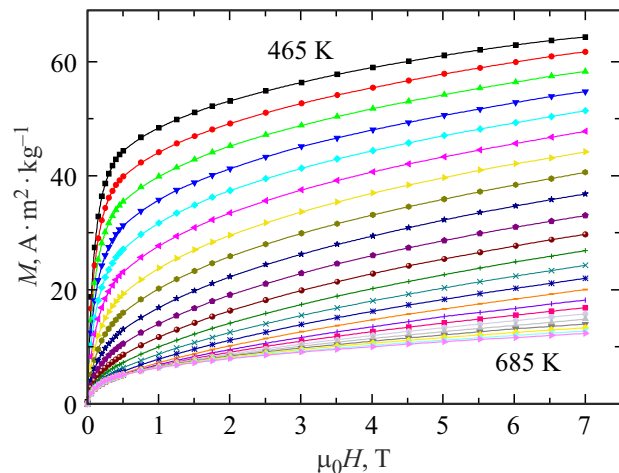


Рис. 5. Магнитные изотермы для образца P1.

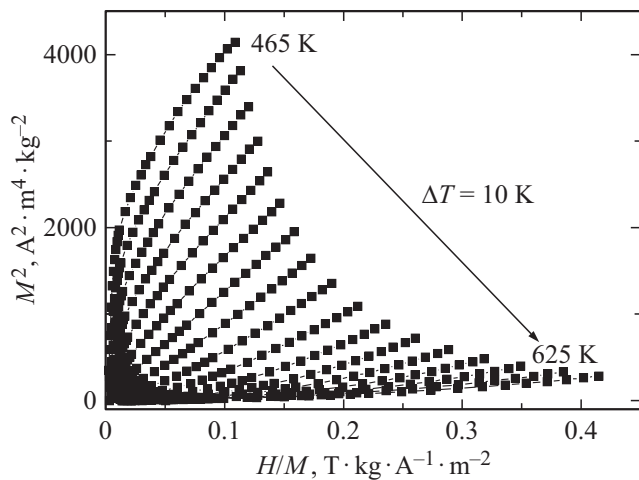


Рис. 6. Кривые Белова-Арротта для образца P1.

остаётся положительным, что указывает на наличие в данном образце фазового перехода второго рода ферромагнетик–парамагнетик вблизи T_C [16]. Путем экстраполяции кривых Белова–Арротта была определена температура Кюри для данного образца ($T_C \approx 530$ K); это значение близко к тому, которое было определено по минимуму температурной зависимости производной dM/dT . Подобная процедура была проведена для всех образцов; определенные таким методом величины T_C также укладывались в интервал 500 ± 30 K.

На основе кривых намагничивания были определены температурные зависимости изменения магнитной части энтропии $\Delta S_M(T, H)$ исследованных образцов, с использованием известного выражения [17]:

$$\Delta S_M = \int_0^H \left(\frac{\partial M}{\partial T} \right)_H dH, \quad (3)$$

где M — намагниченность, H — магнитное поле, T — температура.

Зависимости $\Delta S_M(T)$ при $\Delta\mu_0 H = 7$ T показаны на рис. 7. Максимальные величины для всех образцов оказались близки и отличались не более чем на 15%. При этом наименьшие значения ΔS_M наблюдались для образца P4, для которого характерно наиболее широкое распределение по размерам частиц. Возможно, относительно большая доля очень мелких частиц является причиной снижения ΔS_M для этого образца. Отметим также, что полученные величины ΔS_M для исследованных наночастиц FeNi примерно на порядок меньше, чем у Gd [3]. С другой стороны, при $T < 520$ K ΔS_M остается практически неизменной при изменении температуры. Это может оказаться преимуществом для рабочего материала для магнитного охлаждения по так называемому циклу Эрикссона, при котором рабочий материал должен обладать постоянной высокой величиной ΔS_M во всем рабочем температурном интервале [18].

Как следует из (3), величина МКЭ растет с увеличением прикладываемого внешнего магнитного поля. Другой путь повышения эффективности магнитного холодильника — увеличение отклика на воздействие магнитного поля материала — „хладагента“. Как было показано ранее, этого можно достичь путём создания многофазных систем [12]. Известно, что для магнитокалорических материалов, характеризующихся фазовым переходом второго рода, зависимость изменения магнитной энтропии от поля может быть описана степенным законом: $\Delta S_M \propto H^n$ [19]. Для однофазного материала можно выделить три температурных интервала, которые характеризуются своим показателем n в (3.12): при $T \gg T_C$ $n = 2$, при $T \ll T_C$ $n = 1$ и вблизи T_C для области средних полей (десятки кОе) $n = 2/3$ [19]. На рис. 8 показана экспериментальная полевая зависимость величины пика ΔS_M для образца P1, которую удается хорошо описать степенным законом при $n = 0.83$.

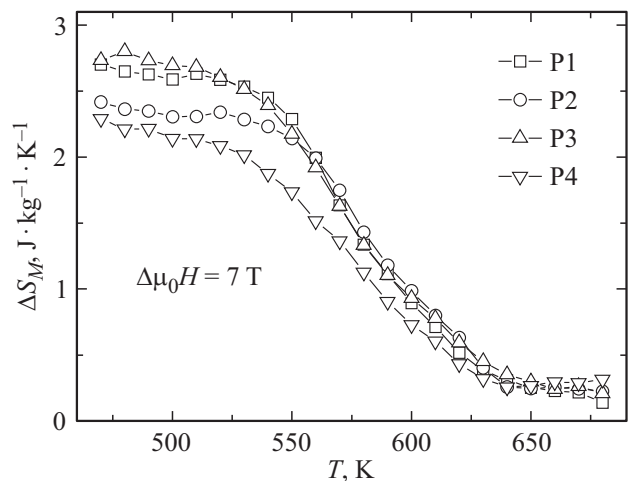


Рис. 7. Температурные зависимости изменения магнитной части энтропии для всех образцов.

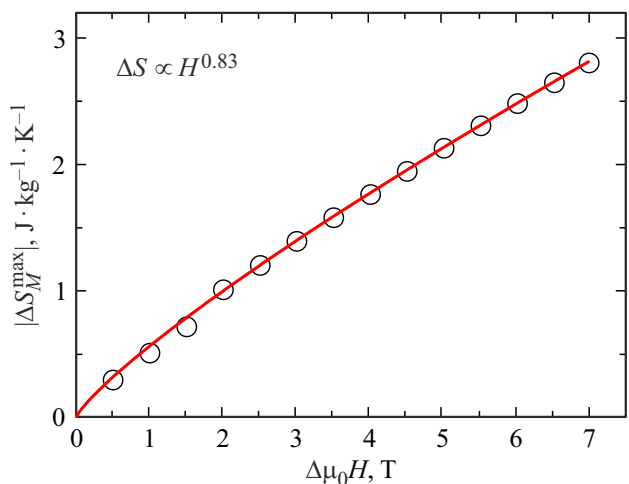


Рис. 8. Температурные зависимости изменения магнитной части энтропии для всех образцов.

Показатели n для остальных образцов укладываются в интервал от 0.79 до 0.83, что в пределах погрешности измерения совпадает с показателем n для объемного Gd [7]. Отметим также, что величина $\Delta S_M = 0.3 \text{ J/kgK}$ при $\Delta\mu_0 H = 0.5 \text{ T}$ превосходит аналогичный параметр для порошков высокоэнтропийных сплавов FeCoNiCu, легированных Pt [20].

Отметим еще раз, что речь может идти о многоступенчатом охлаждении (для каждой температурной ступени/температурного интервала рабочий материал может быть подобран отдельно). Кроме того, рассматриваемый вопрос интересен с точки зрения поиска дополнительных методов аттестации больших партий наночастиц с широким распределением по размерам.

Оценивая перспективы дальнейших исследований больших партий ЭВП-нанопорошков для приложений в области магнитокалористики, следует отметить существующие возможности улучшения МКЭ-свойств данных материалов за счет дополнительных обработок. Одним из направлений может быть использование механохимии как способа легирования МНЧ-сплавов переходных металлов небольшим количеством Pt или Gd и контролируемого поиска оптимальных параметров дисперсности больших партий.

4. Заключение

Совокупность особенностей получения и магнитокалорических свойств исследованных больших партий нанопорошков FeNi, полученных методом электрического взрыва проволоки, открывает перспективу для использования данного материала в устройствах магнитного охлаждения. Кроме того, оценка особенностей магнитокалорического эффекта может быть интересна с точки зрения поиска дополнительных методов аттестации больших партий наночастиц с широким распределением по размерам.

Благодарности

Авторы благодарят А.П. Сафронова, А.И. Медведева, S. Fernandez-Armas, I. Ogue за сотрудничество.

Финансирование работы

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-29-00025, <https://rscf.ru/project/23-29-00025/>.

Отдельные измерения проводились службой SGIker Университета Страны Басков.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] В.В. Соколовский, О.Н. Мирошкина, В.Д. Бучельников, В.В. Марченков. ФММ **123**, 4, 339 (2022). [V.V. Sokolovskiy, O.N. Miroshkina, V.D. Buchelnikov, V.V. Marchenkov. Phys. Met. Metallography **123**, 4, 315 (2022).]
- [2] L.M. Moreno-Ramírez, J.S. Blázquez, V. Franco, A. Conde, M. Marsilius, V. Budinsky, G. Herzer. J. Magn. Magn. Mater. **409**, 56 (2016).
- [3] A.M. Tishin, Y.I. Spichkin, The Magnetocaloric Effect and its Applications. CRC Press, Boca Raton, FL (2003).
- [4] И.С. Терешина, Г.А. Политова, В.А. Четырбоцкий, Е.А. Терешина-Хитрова, М.А. Пауков, А.В. Андреев. ФТТ **61**, 2, 230 (2019). [I.S. Tereshina, G.A. Politova, V.A. Chetyrbotskii, E.A. Tereshina-Chitrova, M.A. Paukov, A.V. Andreev. Phys. Solid State **61**, 2, 90 (2019).]
- [5] 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).]
- [6] M.K. Sharma, A. Kumar, K. Kumari, S. Park, N. Yadav, S.-H. Huh, B.-H. Koo. Appl. Sci. **12**, 18, 9098 (2022).
- [7] 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).
- [8] S. Wolf, T.M. Riedemann, J. Barclay, J. Holladay, I.E. Anderson, J. Cui. Powder Technol. **359**, 331 (2020).
- [9] A.V. Svalov, A.V. Arkhipov, S.V. Andreev, D.S. Neznakhin, A. Larrañaga, G.V. Kurlyandskaya. Mater. Lett. **284**, Part 1, 128921 (2021).
- [10] G.V. Kurlyandskaya, S.M. Bhagat, A.P. Safronov, I.V. Beketov, A. Larranaga. AIP Adv. **1**, 4, 042122 (2011).
- [11] G.V. Kurlyandskaya, A.P. Safronov, S.M. Bhagat, S.E. Lofland, I.V. Beketov, L. Marcano Prieto. J. Appl. Phys. **117**, 12, 123917 (2015).
- [12] D. Doblas, L.M. Moreno-Ramírez, V. Franco, A. Conde, A.V. Svalov, G.V. Kurlyandskaya. Mater. Design **114**, 214 (2017).
- [13] М.А. Кузнецов, А.Б. Дровосеков, А.А. Фраерман. ЖЭТФ **159**, 1, 95 (2021). [M.A. Kuznetsov, A.B. Drovosekov, A.A. Fraerman. JETP **132**, 1, 79 (2021).]
- [14] Г.В. Курляндская, А.П. Сафронов, С.В. Щербинин, И.В. Бекетов, Ф.А. Бляхман, Э.Б. Макарова, М.А. Корч, А.В. Свалов. ФТТ **63**, 9, 1290 (2021). [G.V. Kurlyandskaya, A.P. Safronov, S.V. Shcherbinin, I.V. Beketov, F.A. Blyakhman, E.B. Makarova, M.A. Korch, A.V. Svalov. Phys. Solid State **63**, 10, 1447 (2021).]
- [15] Y.-W. Jun, J.-W. Seo, J. Cheon. Accounts. Chem. Res. **41**, 2, 79 (2008).
- [16] B.K. Banerjee. Phys. Lett. **12**, 1, 16 (1964).
- [17] V.K. Pecharsky, K.A. Gschneidner, Jr. J. Appl. Phys. **86**, 1, 565 (1999).
- [18] A. Smaöli, R. Chahine. J. Appl. Phys. **81**, 2, 824 (1997).
- [19] V. Franco, A. Conde. Int. J. Refrig. **33**, 3, 465 (2010).
- [20] M. Kurniawan, A. Perrin, P. Xu, V. Keylin, M. McHenry. IEEE Magn. Lett. **7**, 6105005 (2016).

Редактор Е.В. Толстякова