

## Магнитные свойства металлоуглеродных комплексов C–Ni

В.В. Чабаненко<sup>1</sup>, Э.Е. Зубов<sup>2</sup>, А. Nabiałek<sup>3</sup>, Р.О. Кочканян<sup>4</sup>, R. Escudero<sup>5</sup>,  
F. Morales<sup>5</sup>, F. Pérez-Rodríguez<sup>6</sup>, С. Золотарь<sup>1</sup>, R. Puźniak<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Донецкий физико-технический институт НАН Украины им. А.А. Галкина  
пр. Науки, 46, г. Киев, 03028, Украина  
E-mail: vikchabanenko@gmail.com

<sup>2</sup>Институт металлофизики им. Г.В. Курдюмова НАН Украины  
бульв. Академика Вернадского, 36, г. Киев, 03142, Украина

<sup>3</sup>Institute of Physics, PAS, 32/46, al. Lotników, Warsaw 02-668, Poland

<sup>4</sup>Институт физико-органической химии и углехимии НАНУ им. Л.М. Литвиненко  
ул. Харьковское шоссе, 50, г. Киев, 02160, Украина

<sup>5</sup>Instituto de Investigaciones en Materiales, Universidad Nacional Autónoma de México, DF, México

<sup>6</sup>Instituto de Física, Benemérita Universidad Autónoma de Puebla, Apdo. Post. J-48, Puebla, Pue. 72570, México

Статья поступила в редакцию 30 сентября 2016 г., опубликована онлайн 24 марта 2017 г.

Новый метод металлизации графита кластерами металлических атомов применен для получения металлоуглеродных наноконплексов C–Ni. Измерения магнитных свойств образцов обнаруживают сильно неравновесное поведение намагниченности в случаях охлаждения в магнитном поле и без него. Для объяснения поведения магнитных свойств наноконплексов использована модель суперпарамагнитных частиц. В рамках этой модели определена величина анизотропии и оценен характерный размер наночастиц.

Новий метод металізації графіту кластерами металевих атомів застосовано для отримання металовуглецевих наноконплексів C–Ni. Вимірювання магнітних властивостей зразків виявляє сильно нерівноважну поведінку намагніченості у випадках охолодження в магнітному полі та без нього. Для пояснення поведінки магнітних властивостей наноконплексів використано модель суперпарамагнітних частинок. В рамках цієї моделі визначено величину анізотропії та оцінено характерний розмір наночастинок.

PACS: 62.23.St Сложные наноструктуры, включая паттернированные и сборные структуры;  
75.20.–g Диамагнетизм, парамагнетизм, и суперпарамагнетизм;  
75.40.Gb Динамические свойства (динамическая восприимчивость, спиновые волны, спиновая диффузия, динамический скейлинг и т.д.);  
81.16.Be Химические методы синтеза.

Ключевые слова: химическая металлизация графита, металлоуглеродные кластеры, неравновесное магнитное поведение, модель суперпарамагнетизма, наночастицы.

### 1. Введение

Углерод продолжает удивлять мир большим количеством аллотропных структурных модификаций. Открытие одной из них — фуллерена — отмечено нобелевской премией, а его соединения со щелочными металлами порадовали сверхпроводящими свойствами [1,2]. Комплексы же фуллерена с переходными металлами (C<sub>60</sub>Fe, C<sub>60</sub>Co) обнаруживают суперпарамагнитные свойства [3,4].

Хорошо известная и изученная конфигурация атомов углерода — графит является одной из самых ус-

тойчивых форм углерода при стандартных условиях. Структура графита по существу проста. Он состоит из слоистых листов, сформированных из гексагональных ячеек. Свойства этого монослоя углеродных атомов, отделенного впервые от графита с помощью скотча, и известного как графен, стали еще одним резонансным информационным всплеском в физике конденсированного состояния, который также отмечен нобелевской премией.

Новый двумерный объект — графен — привлек повышенный интерес исследователей, имеющих в своем распоряжении измерительную технику, с разрешаю-

щей способностью на наномасштабном уровне. Поток интересных научных результатов, определивших свойства этого замечательного наноструктурного объекта, а также физические явления, происходящие в нем, сделали его притягательным объектом для многих новых технических приложений нанoeлектроники. Уникальная механическая прочность на уровне алмаза, превосходная механическая гибкость (эластичность), низкий уровень трения из-за структурной несоизмеримости графеновых фрагментов с контактирующими поверхностями [5,6], хорошая и теплопроводность, и высокочастотная проводимость, практически без потерь энергии, оптическая прозрачность делают его наиболее перспективным для различных технических приложений [7]. Например, использование для транзисторов, высокоскоростных усилителей следующего поколения для мобильных телефонов и спутниковой связи (на частотах в области 10 ГГц), для ультрачувствительных биологических датчиков и в экранах мобильных телефонов. Возможный магнетизм в графите [8 и приведенные там ссылки] и системах на основе графена может стать многообещающим для многих приложений при разработке наноразмерных магнитных устройств для спинтроники. Особый интерес в материалах на основе графена — возможность управлять его химическим потенциалом, а следовательно, в нем может быть индуцировано электронное или дырочное легирование. Это также создает потенциальные возможности для электроники, построенной на основе углеродных нанoelementов [9,10].

Углеродные пленки на поверхности металлов (Cu, Ni) вырастают в виде графеновых островков, имеющих точечные дефекты (углеродные вакансии в углеродной структуре). Образование островков с дефектами связано с несоизмеримостью атомных структур металлической подложки и графеновых листов. Эта несоизмеримость в случае оседания металлов на графитовые кристаллиты приводит к отторжению углеродных слоев (толщиной 40–50 нм) от кристаллита и свертыванию их в глобулярные образования, как это происходило в C–Co [11] и C–Cu комплексах. На периферии этих образований находится многослойный графеновый слой, а в центральной части — кластерное металлическое ядро. Такое отслоение графеновых слоев приводит, по сути, к конструкциям, представляющим собой лигандные кластеры металлов.

В настоящей работе сообщается об исследовании магнитных свойств металлоуглеродных наноконплексов C–Ni, полученных путем металлизации нанокластерами никеля специально приготовленного (сенсibilизированного) графита. Измерения магнитных свойств образцов обнаруживает сильно неравновесное поведение намагниченности при измерениях в случаях охлаждения в магнитном поле (FC) и без него (ZFC). Для объяснения поведения магнитных свойств метал-

лоуглеродных комплексов использована модель суперпарамагнитных частиц.

## 2. Образцы и измерение их свойств

Для получения наноструктурированных комплексов C–Ni нами использован новый метод химической металлизации графита. Для этого графит предварительно очищался от примесей неорганических веществ обработкой минеральными кислотами и сенсibilизировался солями олова. После стадии сенсibilизации графит активировался солями серебра или палладия. Кластеры металлов получались восстановлением соответствующих солей в водных растворах различными восстановителями — гидразином, гипофосфитом натрия, боргидридом натрия и формальдегидом. Температура синтеза находилась в диапазоне 20–90 °C. Полученные комплексы имели плоскую порошкообразную структуру. Порошок наноструктурированного металлоконплекса  $C_{5,28}O_{8,89}PNi_{1,83}Fe_{0,02}$  для проведения магнитных исследований был спрессован в виде полоски с размерами  $1 \times 0,4 \times 0,07$  см. Молярная масса вещества составляет 345,15 г/моль. Присутствие фосфора в данном материале, возникшем в результате особенностей синтеза, не оказывает влияние на его магнитные свойства.

Измерения температурных зависимостей намагниченности при режимах охлаждения FC и ZFC были выполнены с помощью вибрационного магнитометра Foner. Магнитные свойства в переменном магнитном поле  $\tilde{h}$  были исследованы с помощью установки PPMS. При этом образец имел форму диска диаметром 5 мм и толщиной 0,7 мм (масса  $m = 26,8$  мг) и помещался в катушку, создающую переменное поле частотой  $10\text{--}10^4$  Гц. Переменное магнитное поле, как и постоянное внешнее поле, было направлено перпендикулярно поверхности диска.

## 3. Результаты магнитных измерений и их анализ

На рис. 1(а) представлены экспериментальные температурные зависимости равновесной (FC) и неравновесной (ZFC) намагниченностей металлоконплекса в магнитных полях 10, 100 и 1010 Э. Как показано на вставке, металлоконплекс является парамагнетиком вплоть до температуры 40 К. Затем, при более низких температурах, начинается магнитный фазовый переход. На основе представленных данных для равновесной высокотемпературной восприимчивости  $m_{FC}/H$  в поле  $H = 100$  Э, используя закон Кюри

$$\chi(T) = \frac{C}{T - \theta}, \quad (1)$$

где  $C = 1/3k_B \mu_{\text{eff}}^2$  — константа Кюри,  $k_B$  — постоянная Больцмана,  $\mu_{\text{eff}}(S) = \mu_B n_{\text{eff}}$  — эффективный маг-

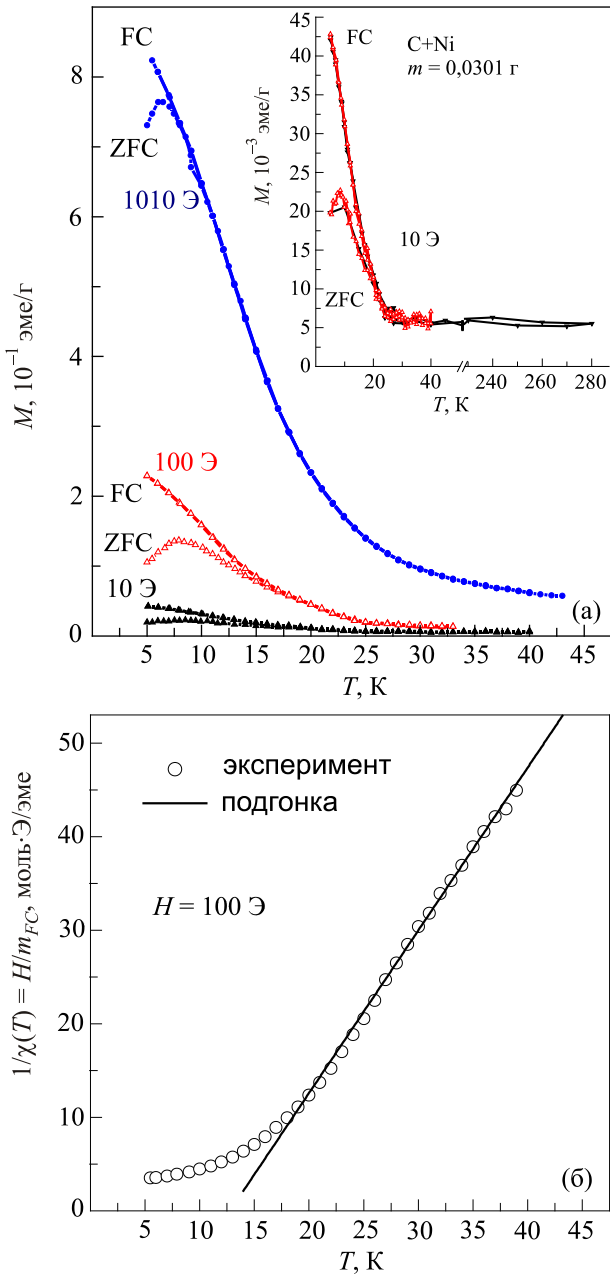


Рис. 1. (Онлайн в цвете) Экспериментальные температурные зависимости намагниченности  $M_{FC}$  и  $M_{ZFC}$  металлокомплекса С–Ni в различных внешних магнитных полях. На вставке — температурные зависимости намагниченности в широком диапазоне температур (а); обратной намагниченности от температуры (б).

нитный момент,  $n_{\text{eff}} = g\sqrt{S(S+1)}$  — эффективное число магнетонов Бора и  $\theta$  — парамагнитная температура Кюри, на основе линейной подгонки для  $1/\chi(T) = H/m_{FC}(T)$  в области температур от 17 К до 36 К получены величины  $C = 0,575$  эме·К/моль и  $\theta = 12,8$  К (см. рис. 1(б)). Отсюда получаем эффективное число магнетонов Бора  $n_{\text{eff}} = 2,14$ , что для  $g = 2$  дает значение эффективного спина  $S_{\text{eff}} = 0,68$ . Малая величина

на константы Кюри и значение эффективного числа магнетонов Бора соответствуют магнитному моменту иона никеля [12] в органометаллических соединениях и указывают, что в исследуемой области температур кластерные свойства соединения не проявляются. Знак парамагнитной температуры также указывает на ферромагнитный характер магнитных взаимодействий.

На рис. 1(а) видно, что неравновесные эффекты проявляются ниже температуры 15 К, т.е. практически сразу после магнитного упорядочения в системе суперпарамагнитных частиц. Для определения их характерных размеров, а также поля анизотропии, воспользуемся наиболее простой моделью сферических частиц с магнитным моментом  $M_{\text{cl}}$ , объемом  $V$  и одноосной анизотропией с константой  $K$ . Запишем выражение для энергии  $E$  частицы в магнитном поле в виде

$$E = K \sin^2 \theta - M_{\text{nr}} V H \cos \theta, \quad (2)$$

где  $M_{\text{nr}} = M_{\text{cl}} / V$  — намагниченность,  $\theta$  — угол между моментом частицы и магнитным полем, которое направлено вдоль оси  $z$ . Считаем для простоты, что оси анизотропий частиц параллельны оси  $z$ . С учетом вида (2) для энергии частицы легко записать выражение для намагниченности  $M(H)$  всего образца [13]:

$$M(H) = \frac{M_{\text{nr}}}{Z(\alpha, \beta)} \int_0^\pi d\theta \exp(-\alpha \sin^2 \theta + \beta \cos \theta) \cos \theta \sin \theta, \quad (3)$$

где  $\alpha = H_c M_{\text{cl}} / (2k_B T)$ ,  $\beta = M_{\text{nr}} V H / (k_B T)$  и  $H_c = 2KV / M_{\text{cl}}$  — поле анизотропии,

$$Z(\alpha, \beta) = \int_0^\pi d\theta \exp(-\alpha \sin^2 \theta + \beta \cos \theta) \sin \theta. \quad (4)$$

Интегралы в (3) и (4) легко выражаются через функцию Доусона  $F(x)$ , которая непосредственно связана с мнимой частью функции ошибок  $\text{erf}(x)$  соотношением  $F(x) = -(i\sqrt{2}/2) e^{-x^2} \text{erf}(ix)$ . Таким образом, можно записать следующее выражение для намагниченности образца:

$$M(H) = \frac{T}{H_c V} \frac{\sqrt{\alpha}(e^{2\beta} - 1) + \beta F\left(\frac{\beta - 2\alpha}{2\sqrt{\alpha}}\right) - \beta e^{2\beta} F\left(\frac{\beta + 2\alpha}{2\sqrt{\alpha}}\right)}{e^{2\beta} F\left(\frac{\beta + 2\alpha}{2\sqrt{\alpha}}\right) + F\left(\frac{2\alpha - \beta}{2\sqrt{\alpha}}\right)}. \quad (5)$$

Данная формула зависит от 3-х неизвестных параметров:  $M_{\text{cl}}$ ,  $V$  и  $H_c$ . Однако можно уменьшить число неизвестных до двух, если учесть следующую связь температуры блокировки  $T_B$ , магнитного момента частицы  $M_{\text{cl}}$ , поля коэрцитивности  $H_{\text{coer}}(T)$  при температуре  $T$ :

$$H_{\text{coer}}(T) = H_c \left(1 - \sqrt{\frac{T}{T_B}}\right) p, \quad (6)$$

где  $p$  — коэффициент усреднения, который показывает степень разупорядоченности осей анизотропий магнитных частиц относительно направления внешнего магнитного поля  $H$ . В случае хаотического распределения направлений осей анизотропии  $p \sim 0,5$  [14].

На рис. 2(а) видно, что при  $T = 5$  К величина поля коэрцитивности составляет  $H_{\text{соер}}(T) = 290$  Э. Экспериментальное значение температуры блокировки, соответствующее максимуму ZFC намагниченности в поле  $H = 100$  Э, равно  $T_B = 7,9$  К (рис. 1(а)). Таким образом, при  $p \sim 0,5$  из (6) получаем поле анизотропии:  $H_c = 2833$  Э. Результат подгонки расчетной зависимости намагниченности (5) к экспериментальным значениям  $M(H)$  (точки на рис. 2(б)) представлен на рис. 2(б) (линия) при значениях объема частицы  $V = 4,88 \cdot 10^{-20}$  см<sup>3</sup> и ее магнитного момента  $M_{\text{Cl}} = 2 \cdot 10^{-19}$  эме. Отсюда получаем намагниченность насыщения  $M_{\text{nr}} = 4,1$  эме/см<sup>3</sup> (или 3,82 эме/г), которая

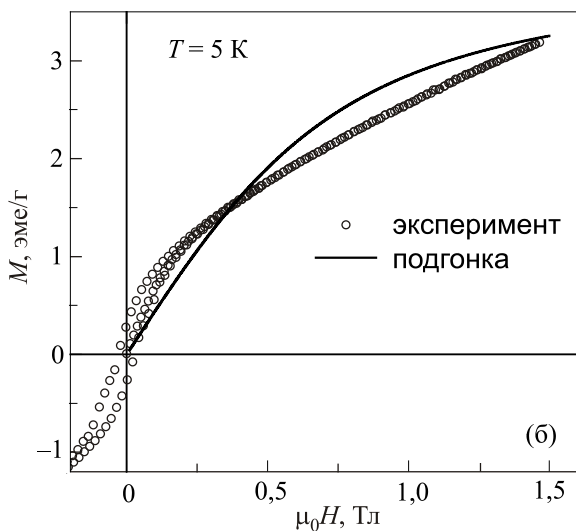
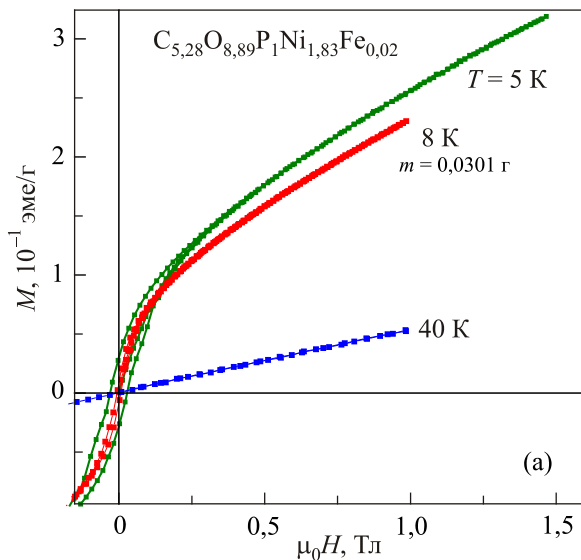


Рис. 2. (Онлайн в цвете) Полевая зависимость намагниченности металлокомплекса C–Ni для разных температур (а); аппроксимация экспериментальной кривой  $M(H)$ ;  $T = 5$  К (б).

достигается в магнитных полях более 11 Тл. Зная объем  $V$ , получаем характерный радиус для наночастиц в форме сферы:  $R_{\text{Cl}} = (3V / 4\pi)^{1/3} = 22,7$  Å.

Исследуем частотные свойства с учетом явлений не равновесности магнетизма данного соединения. Согласно неелевской теории релаксационного механизма [15], существует простая связь между температурой блокировки и энергией анизотропии наночастицы. В нашем случае при  $\tau_0 = 1/\gamma_0$  и для характерного времени измерения  $t_m = 50$  с примерно должно выполняться следующее соотношение:

$$20k_B T_B / KV \sim 1 \quad (7)$$

Для полученных выше величин параметров, это отношение составляет  $20k_B T_B / KV \sim 77$ , что почти на два порядка больше 1. Подобное противоречие неоднократно отмечалось в литературе [16,17], и связано оно с тем, что необходимо учитывать взаимодействие магнитных частиц. Учет взаимодействия приводит к модификации закона Аррениуса  $\tau = \tau_0 e^{KV/(k_B T)}$  для времени релаксации, где  $\tau_0 \sim 1/\gamma_0 \sim 6 \cdot 10^{-8}$  с и  $\gamma_0$  — гиромангнитное отношение. Когда характерная энергия  $k_B T_0$  взаимодействия наночастиц существенно больше энергии анизотропии, к полю анизотропии добавляется эффективное поле взаимодействия частиц. Тогда для времени релаксации необходимо воспользоваться выражением Фогеля–Фулчера [17]:

$$\tau = \tau_0 \exp\left(\frac{KV}{k_B(T-T_0)}\right). \quad (8)$$

В случае  $k_B T_0 \gg KV$  объем  $V$  в выражении (8) становится температурно-зависящим из-за корреляции наночастиц, т.е. преобразуется к  $V_{\text{eff}}$  [17]:

$$V_{\text{eff}} = VT_0 / (T - T_0). \quad (9)$$

В этом случае время релаксации представляется в виде

$$\tau = \tau_0 \exp\left(\frac{KV}{k_B T} \sqrt{\frac{T_0}{T - T_0}}\right). \quad (10)$$

С учетом экспериментального значения температуры блокировки можно оценить величину  $T_0$  по формуле

$$T_0 = T_B \left\{ 1 + \left( \frac{KV}{k_B T_B \ln(100/\tau_0)} \right)^2 \right\}^{-1}, \quad (11)$$

которая (из-за малости второго слагаемого в (11)), практически, совпадает с  $T_B$ . Таким образом, в нашем случае реализуется наиболее сложное соотношение  $T_0 \sim KV/k_B$ , которое не соответствует предельным случаям (8) и (10) для времен релаксации. Поэтому для анализа частотных зависимостей магнитного момента вблизи температуры блокировки возьмем некоторое среднее значение эффективного объема наночастицы в

виде  $V_{\text{eff}} = 30V$ , что позволяет примерно удовлетворить соотношению (7). Данное предположение не противоречит выражению (6) для поля коэрцитивности, поскольку его экспериментальное значение получается при уменьшении магнитного поля со стороны его больших значений, как это обычно необходимо делать для построения петли гистерезиса. В этом случае взаимодействие наночастиц блокируется, что указывает на малые величины поля  $H_{\text{соер}}(T)$ .

На рис. 3 представлены температурные зависимости действительной (а) и мнимой (б) частей первой гармоники намагниченности металлокомплекса С–Ni для различных измерительных частот переменного магнитного поля. Частотная зависимость положений максимумов  $T_{\text{max}}(\omega)$  может указывать как на спинстекольный, так и на суперпарамагнитный характер поведения. В рамках модели спинового стекла с  $\tau = \tau_0 \exp(F_B/T)$  для  $T = T_{\text{max}}(\omega)$  и

$$1/T_{\text{max}}(\omega) = -(\ln \omega + \ln \tau_0) / F_B \quad (12)$$

можно оценить величины потенциального барьера  $F_B$  и характерного времени релаксации  $\tau_0$ .

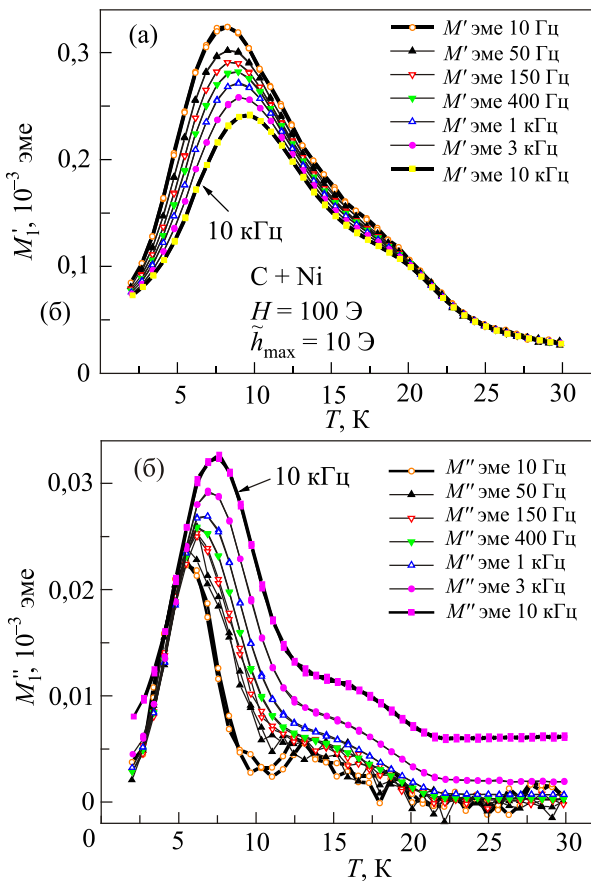


Рис. 3. (Онлайн в цвете) Температурные зависимости действительной (а) и мнимой (б) частей первой гармоники намагниченности металлокомплекса С–Ni для различных измерительных частот; ZFC,  $H = 100 \text{ Э}$ ;  $\tilde{h}_{\text{max}} = 10 \text{ Э}$ .

На рис. 4 представлены экспериментальная зависимость  $T_{\text{max}}(\omega)$  (а) и результат подгонки зависимости на основании выражения (12) (б). В результате этого были получены anomalously большая величина  $F_B = 430,7 \text{ К}$  и неестественно малое характерное время релаксации  $\tau_0 = 7,3 \cdot 10^{-24} \text{ с}$ . По-видимому, в нашем случае работает модель суперпарамагнетизма. Для подтверждения указанного предположения оценим частотные свойства, опираясь на определенные выше параметры микроскопических взаимодействий в рамках этой модели.

Для определения восприимчивости системы воспользуемся моделью Броуна [18], которая позволяет рассчитать число частиц с магнитными моментами вдоль и противоположно направлению оси анизотропии с учетом существующего барьера. Добавляя, соответственно, к известным вероятностям перехода частиц из одного состояния в другое величины  $\pm \nu e^{i\omega t}$ , обусловленные включением слабого переменного магнитного поля  $h_0 e^{i\omega t}$ , легко получить следующее выражение для комплексной восприимчивости:

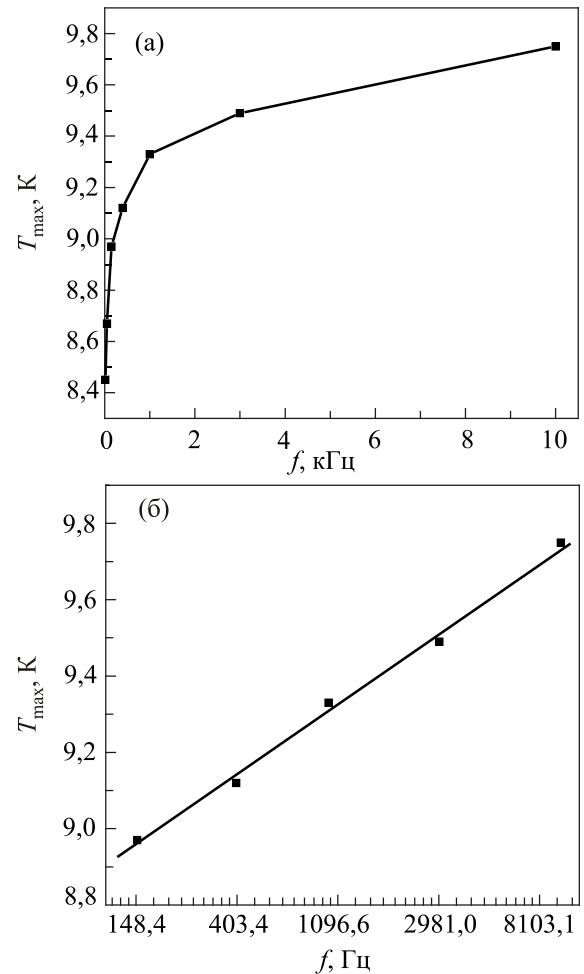


Рис. 4. Зависимость положения максимума действительной части намагниченности на оси температур от частоты  $T_{\text{max}}(f)$  в линейном (а) и логарифмическом (б) масштабах.

$$\chi(\omega) = \frac{M^2 V_{\text{eff}}}{k_B T (1 + i\omega\tau)}, \quad (13)$$

где для  $\tau$  выполняется закон Аррениуса с  $V_{\text{eff}} = 30V$ . Очевидно, что действительная часть  $\chi'(\omega)$  восприимчивости принимает вид

$$\chi'(\omega) = \frac{M^2 V_{\text{eff}}}{k_B T (1 + \omega^2 \tau^2)}. \quad (14)$$

Максимум  $T_{\text{max}}(\omega)$  восприимчивости (14) определяется из трансцендентного уравнения:

$$\frac{2KV_{\text{eff}}\omega^2\tau^2}{k_B T \left( \exp\left(-\frac{2KV_{\text{eff}}}{k_B T}\right) + \omega^2\tau^2 \right)} = 1. \quad (15)$$

На рис. 5 представлены расчетная кривая положения максимума  $T_{\text{max}}(\omega)$  восприимчивости на оси температур из (15) (линия) и экспериментальные значения максимумов намагниченности из рис. 3(а). Видно, что наблюдается качественное соответствие теории и эксперимента. Также из расчетной зависимости  $\chi'(T_{\text{max}})$

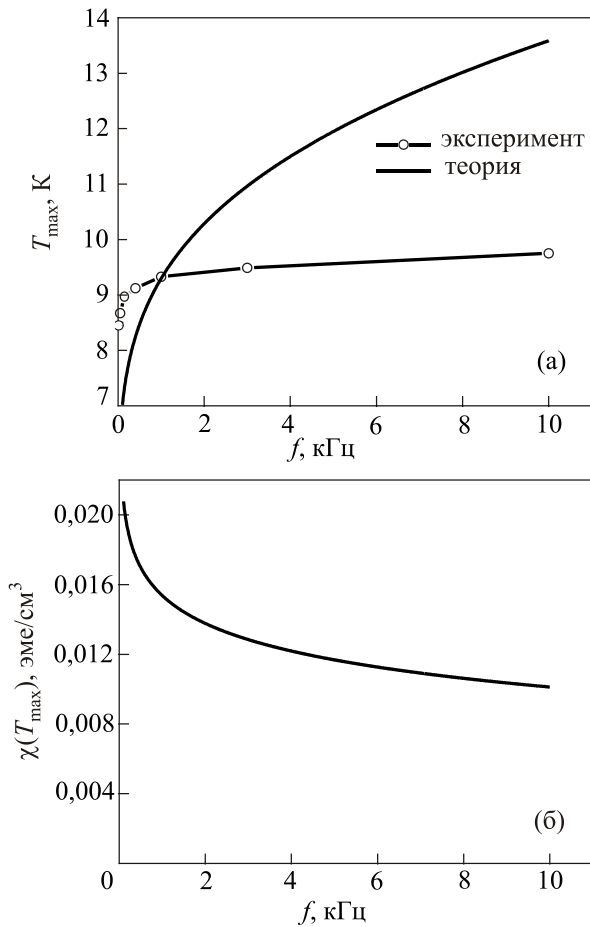


Рис. 5. Частотные зависимости положения максимума  $T_{\text{max}}(f)$  (а) и величины действительной части комплексной восприимчивости  $\chi(T_{\text{max}})$  в максимуме (б).

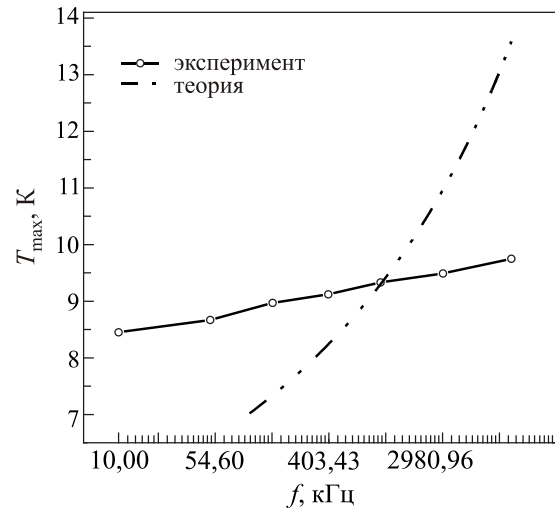


Рис. 6. Частотные зависимости максимума восприимчивости в логарифмическом масштабе: экспериментальная (точки) и расчетная (пунктирная кривая).

(рис. 3(б)) следует, что с ростом частоты амплитуда максимумов уменьшается, что соответствует результатам эксперимента на рис. 3(а).

Частотные зависимости (экспериментальная и расчетная) максимума восприимчивости металлоуглеродного комплекса C–Ni в логарифмическом масштабе представлены на рис. 6. Здесь экспериментальная кривая содержит точки, пунктирной линией показана расчетная кривая. Определенное отличие по наклонам кривых указывает на приближенный характер выбранной модели, не учитывающей сложные механизмы магнитных взаимодействий в наноструктурированном порошке C–Ni.

### Заключение

Металлоуглеродные наноконплексы C–Ni получены методом металлизации графита кластерами металлических атомов. Материал имеет сильно неравновесное поведение намагниченности в случаях охлаждения в магнитном поле (FC) и без него (ZFC). Для объяснения поведения магнитных свойств наноконплексов использована модель суперпарамагнитных частиц. В рамках этой модели определена величина анизотропии и оценен характерный размер наночастиц.

R. Escudero and F. Morales acknowledge support by UNAM GRANT IT100217 and are grateful to A. Lopez and A. Pompa-Garcia.

1. H.W. Kroto, J.R. Heath, S.C. O'Brien, R.F. Curl, and R.E. Smalley, *Nature* **318**, 162 (1985).
2. A.F. Hebard, M.J. Rosseinsky, R.C. Haddon, D.W. Murphy, S.H. Glarum, T.T.M. Palstra, A.P. Ramirez, and A.R. Kortan, *Nature* **350**, 600 (1991).

3. V. Chabanenko, E. Zubov, P. Byszewski, L. Gladczuk, and E. Kowalska, *J. Magn. Magn. Mater.* **249**, 475 (2002).
4. E. Zubov, P. Byszewski, V. Chabanenko, E. Kowalska, L. Gladczuk, and R. Kochkanjan, *J. Magn. Magn. Mater.* **222**, 89 (2000).
5. M. Dienwiebel, G.V. Verhoeven, N. Pradeep, J.W.M. Frenken, J.A. Heimberg, and H.W. Zandbergen, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 126101 (2004).
6. X. Feng, S. Kwon, J.Y. Park, and M. Salmeron, *ACS Nano* **7**, 1718 (2013).
7. <http://phys.org/news/2016-03-electricity-graphene-high-frequencies-energy.html#jCp>
8. J. Červenka, M.I. Katsnelson, and C.F.J. Flipse, *Nature Phys.* **5**, 840 (2009).
9. T. Ma, S. Liu, P. Gao, Z.B. Huang, and H.Q. Lin, *J. Appl. Phys.* **112**, 073922 (2012).
10. T. Ma, F. Hu, Z. Huang, and H. Q. Lin, *Appl. Phys. Lett.* **97**, 112504 (2010).
11. V.V. Chabanenko, E.E. Zubov, R. Cortés-Maldonado, F. Pérez-Rodríguez, R. Escudero, F. Morales, R. Kochkanjan, O. Kuchuk, and A. Nabilek, *Magnetic Properties of Nanostructured C–Co Complexes, XXIII International Materials Research Congress, IMRC XXIII, 17–21 August, Cancun, Mexico, Abstracts* (2014), p. 10.
12. E. König, *Magnetic Properties of Coordination and Organometallic Transition Metal Compounds*, in: Landolt-Börnstein, *Group II Molecules and Radicals*, Springer (1966), Vol. 2.
13. J.L. Dormann, D. Fiorani, and E. Tronc, *Adv. Chem. Phys.* **98**, 283 (2007).
14. E.C. Stoner and E. P. Wohlfarth, *Philos. Trans. R. Soc. London A* **240**, 599 (1948).
15. C. P. Bean and J. D. Livingston, *J. Appl. Phys.* **30**, 120 (1959).
16. J.A. Mydosh, *Spin Glasses: An Experimental Introduction*, Taylor and Francis, London, Washington (1993).
17. S. Shtrikman and E.P. Wohlfarth, *Phys. Lett. A* **85**, 467 (1981).
18. W.F. Brown, *Phys. Rev.* **130**, 1677 (1963).

### Magnetic properties of the carbon-metal complexes C–Ni

V.V. Chabanenko, E.E. Zubov, A. Nabilek, R.O. Kochkanjan, R. Escudero, F. Morales, F. Pérez-Rodríguez, S. Zolotar, and R. Puźniak

A new method for the metallization of graphite by clusters of metal atoms for producing carbon-metal C–Ni nanocomplexes was applied. Measurements of the magnetic properties of the samples reveal strongly nonequilibrium behavior of the magnetization in the case of cooling in a magnetic field and without it. The model of superparamagnetic particles to explain the behaviour of nanocomplexes' magnetic properties was used. Under this model, the anisotropy was determined and the characteristic size of the nanoparticles was evaluated.

PACS: 62.23.St Complex nanostructures, including patterned or assembled structures;  
**75.20.–g** Diamagnetism, paramagnetism, and superparamagnetism;  
 75.40.Gb Dynamical properties (dynamical susceptibility, spin waves, spin diffusion, dynamical scaling, etc.);  
 81.16.Be Chemical synthesis methods.

Keywords: chemical metallization of graphite, carbon-metal clusters, nonequilibrium magnetic behavior, superparamagnetic model, nanoparticles.