

05,03

Общность процессов спонтанного и вынужденного перемангничивания кластеров MnSb, внедренных в тонкие пленки GaMnSb

© А.И. Дмитриев¹, А.А. Филатов²

¹ Институт проблем химической физики РАН, Черноголовка, Россия

² Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

E-mail: aid@icp.ac.ru

(Поступила в Редакцию 24 января 2017 г.

В окончательной редакции 14 февраля 2017 г.)

Обнаружена общность процессов спонтанного и вынужденного перемангничивания кластеров MnSb, внедренных в тонкие пленки GaMnSb. Родство термоактивационных и полевых процессов перемангничивания экспериментально выражается в том, что максимум на полевых зависимостях магнитной вязкости $S(H)$ совпадает с коэрцитивной силой H_C образца. Анализ этого экспериментального факта позволил получить формулу, устанавливающую связь H_C с параметрами модели, описывающей зависимости $S(H)$. Полученная формула идентична известному закону Кнеллера, определяющему температурную зависимость $H_C(T)$ невзаимодействующих суперпарамагнитных наночастиц.

Работа поддержана грантом Президента РФ МК-5754.2016.3.

DOI: 10.21883/FTT.2017.09.44841.012

1. Введение

В работах [1,2] было исследовано спонтанное перемангничивание (магнитная вязкость) тонких пленок GaMnSb, содержащих кластеры MnSb. Интерес к этим образцам обусловлен спиновой поляризацией носителей заряда, индуцированной намагниченностью кластеров MnSb [3]. Зависимости магнитной вязкости от напряженности магнитного поля $S(H)$, соответствующей угловому коэффициенту временных зависимостей магнитного момента в полулогарифмических координатах, определяются логнормальным распределением энергии магнитной анизотропии кластеров MnSb [2]. Максимум кривых $S(H)$, построенных при различных температурах, совпадает с коэрцитивной силой образцов (рис. 1). В работе [2] этот экспериментальный факт не получил должного обсуждения и анализа. Настоящая работа направлена на то, чтобы восполнить этот пробел.

Ранее взаимосвязь спонтанного и вынужденного перемангничивания, выражающаяся в зависимости коэрцитивной силы H_C от флуктуационного поля H_f , была установлена для постоянных магнитов семейства NdFeB [4]. В случае, когда оба рассматриваемых явления — магнитная вязкость и магнитный гистерезис — обусловлены смещением доменных стенок (механизм „слабого“ пиннинга), эта связь выражается простой линейной функцией $\lg H_C = \lg H_f + \lg(25((31\gamma b^2/25k_B T) - 1))$ [4]. Здесь, γ — поверхностная плотность энергии доменных стенок, $4b$ — толщина доменной стенки, k_B — постоянная Больцмана, T — температура. Флуктуационное поле есть псевдомагнитное поле, введенное Вольфартом, для

обсуждения спонтанного перемангничивания, вызванного термическими флуктуациями. Физический смысл этой величины состоит в том, что H_f является мерой энергии термических флуктуаций, выраженной в единицах напряженности магнитного поля. В настоящей статье рассматриваются процессы перемангничивания посредством вращения вектора намагниченности кластеров MnSb — наночастиц с одноосной магнитной анизотропией, внедренных в тонкие пленки GaMnSb. В условиях иного механизма перемангничивания в отсутствие доменных стенок взаимосвязь спонтанного и вынужденного перемангничивания в кластерах MnSb может оказаться иной,

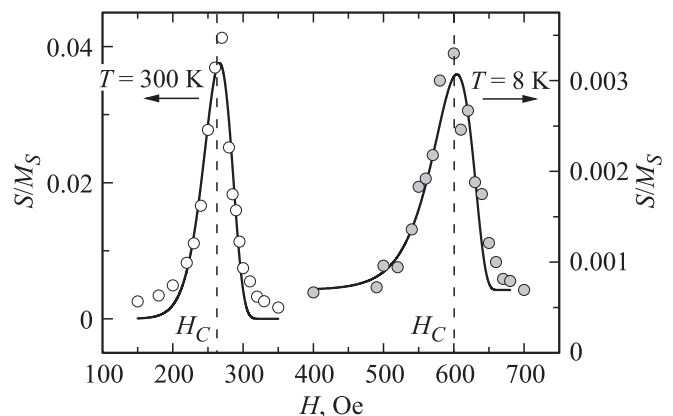


Рис. 1. Полевые зависимости магнитной вязкости образца при температурах $T = 8$ К и 300 К. Вертикальными штриховыми линиями отмечены коэрцитивные силы при соответствующих температурах.

чем в постоянных магнитах NdFeB. Целями статьи являются: создание экспериментальных условий для поиска взаимосвязи термоактивационных и полевых процессов перемангничивания кластеров MnSb, внедренных в тонкие пленки GaMnSb, а также установление механизмов этой взаимосвязи.

2. Методика

Пленки GaMnSb толщиной ~ 90 nm были получены из системы GaSb–MnSb эвтектического состава, методом импульсного лазерного осаждения. В качестве подложек использовался монокристаллический Al_2O_3 . Структура и состав тонких пленок контролировались сканирующим зондовым микроскопом и сканирующим электронным микроскопом. С помощью магнитно-силового микроскопа было установлено, что пленки содержат кластеры MnSb средним диаметром $D = 55$ nm [2]. Химический состав приповерхностных слоев пленок был определен методом энергодисперсионной спектроскопии. Подробно методика изготовления и аттестации образцов описана ранее [5].

С помощью СКВИД-магнитометра (MPMS 5XL Quantum Design) были выполнены измерения зависимостей магнитного момента образцов M от температуры T и напряженности магнитного поля H (в виде петель гистерезиса при различных температурах).

3. Результаты и обсуждение

3.1. Зависимость магнитной вязкости от напряженности магнитного поля. Магнитная вязкость тонких пленок GaMnSb, содержащих кластеры MnSb, подробно была исследована нами ранее в работах [1,2]. Здесь кратко приведены лишь те экспериментальные результаты, которые необходимы для обсуждения взаимосвязи спонтанного и вынужденного перемангничивания образцов. На рис. 1 представлены полевые зависимости магнитной вязкости $S(H)$ образца при температурах $T = 8$ K и $T = 300$ K. Вертикальными пунктирными линиями отмечены коэрцитивные силы при соответствующих температурах (будут подробно обсуждаться ниже). На рис. 1 сплошными линиями показаны аппроксимации зависимостей $S(H)$ функцией [2]

$$\frac{S}{M_S} = \frac{t}{25(1-h)^2} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{1}{2} \left(\frac{\ln \frac{t}{(1-h)^2}}{\sigma}\right)^2\right), \quad (1)$$

где $h = H/H_A$, $t = T/T_B$ (здесь T_B — температура блокировки кластеров), M_S — намагниченность насыщения, σ — дисперсия магнитной анизотропии. Из аппроксимации зависимости $S(H)$ при температуре $T = 8$ K были определены температура блокировки кластеров $T_B = 390$ K, поле магнитной анизотропии $H_A = 700$ Oe и ее дисперсия $\sigma = 1.9$.

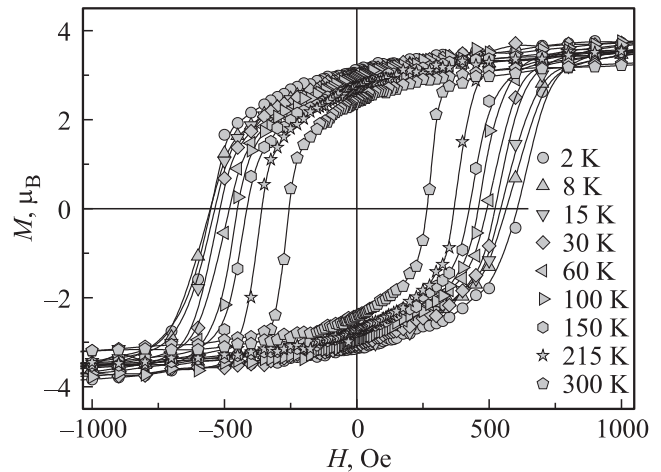


Рис. 2. Петли магнитного гистерезиса образца при различных температурах.

3.2. Взаимосвязь спонтанного и вынужденного перемангничивания. Температурная зависимость коэрцитивной силы. Из рис. 1 следует, что максимум кривых $S(H)$ совпадает с коэрцитивной силой H_C образца. Значение напряженности магнитного поля H , при котором функция (1) достигает максимума, как следует из рис. 1, есть коэрцитивная сила H_C . Таким образом, для установления связи коэрцитивной силы H_C с параметрами модели (1) необходимо найти экстремум функции (1)

$$\frac{\partial S}{\partial H} = \frac{\frac{t}{25\sigma} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \exp\left(-\frac{\ln^2\left(\frac{t}{(1-h)^2}\right)}{2\ln^2 D}\right)}{H_A(1-h)^3} - \frac{\frac{t}{25\sigma} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \ln\left(\frac{t}{(1-h)^2}\right) \exp\left(-\frac{\ln^2\left(\frac{t}{(1-h)^2}\right)}{2\ln^2 D}\right)}{H_A \ln^2 D (1-h)^3} = 0. \quad (2)$$

Решением уравнения (2) является выражение

$$H_C = H_A \left(1 - \sqrt{\frac{T}{T_B \sigma^{\ln \sigma}}}\right). \quad (3)$$

Выражение (3) устанавливает связь коэрцитивной силы H_C с параметрами модели (1), которая в явном виде не содержит H_C . Другими словами, уравнение (3) и есть выражение искомой взаимосвязи полевых процессов вынужденного перемангничивания кластеров MnSb, внедренных в тонкие пленки GaMnSb, и термоактивационных процессов их спонтанного перемангничивания.

Для проверки справедливости формулы (3), описывающей температурную зависимость коэрцитивной силы H_C , были измерены петли магнитного гистерезиса при различных температурах (рис. 2). Полученные гистерезисные кривые типичны для ферромагнетиков:

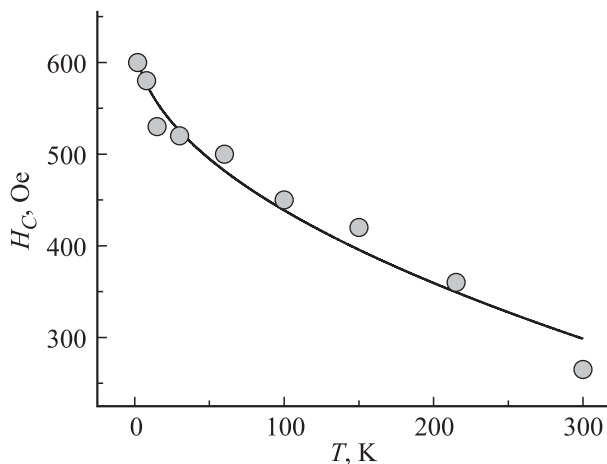


Рис. 3. Температурная зависимость коэрцитивной силы образца. Сплошной линией показана аппроксимация.

наблюдается насыщение в магнитных полях ~ 500 Oe, форма петель близка к прямоугольной, коэрцитивная сила сильно зависит от температуры. Зависимость $H_C(T)$ показана на рис. 3. С понижением температуры коэрцитивная сила увеличивается от 260 Oe при комнатной температуре до 600 Oe при температуре $T = 2$ K. Сплошной линией на рис. 3 показана аппроксимация зависимости $H_C(T)$ выражением (3). На рис. 3 видно, что кривая, задаваемая формулой (3), достаточно близко воспроизводит экспериментальные точки. Из аппроксимации зависимости $H_C(T)$ выражением (3) были определены температура блокировки кластеров $T_B = 430 \pm 40$ K, поле магнитной анизотропии $H_A = 630 \pm 70$ Oe и ее дисперсия $\sigma = 1.5 \pm 0.4$, которые оказались близки к соответствующим значениям, определенным из аппроксимации зависимостей $S(H)$ выражением (1).

Следует отметить, что формула, определяющая зависимость $H_C(T)$ для невзаимодействующих суперпарамагнитных наночастиц, подобная (3), впервые была получена в работе [6]. Она носит имя Кнеллера. Однако выражение (3), в отличие от формулы Кнеллера, учитывает распределение наночастиц по размерам. Ранее было установлено, что закон Кнеллера применим к самым различным наночастицам: Fe [7], $\text{Cu}_x\text{Co}_{1-x}$ [8], ZnFe_2O_4 [9], CoFe_2O_4 [10,11], NiFe_2O_4 [12], FeC [13], $\text{Mn}_{0.5}\text{Zn}_{0.5}\text{Gd}_{0.02}\text{Fe}_{1.98}\text{O}_4$ [14], $\text{Sr}_{1/3}\text{Mn}_{1/3}\text{Co}_{1/3}\text{Fe}_2\text{O}_4$ [15] и др. При этом в работах [9,12,14] были обнаружены расхождения между экспериментальными зависимостями $H_C(T)$ и формулой Кнеллера, которые объясняются несколькими факторами: в первую очередь — распределением наночастиц по размерам. Также — диполь-дипольным взаимодействием между наночастицами, неупорядоченностью поверхностных спинов, которые влияют на поверхностную анизотропию и, следовательно, суммарную анизотропию наночастиц, разбросом осей легкого намагничивания и т.д. Как видно

из рис. 3, формула (3), учитывая распределение кластеров по размерам, удовлетворительно воспроизводит экспериментальные точки. Более того, значения дисперсии σ и температуры блокировки T_B (соответствующей медиане функции распределения кластеров по размерам $f(D)$), определенные из аппроксимации зависимостей $H_C(T)$ формулой (3), позволяют восстановить вид функции $f(D)$.

3.3. Температурная зависимость магнитного момента. На рис. 4 приведена температурная зависимость магнитного момента образца $M(T)$. При понижении температуры наблюдается рост величины M . В интервале температур $T = 30\text{--}300$ K кривая выпукла. При температуре $T = 30$ K происходит перегиб кривой, так что в интервале температур $T = 2\text{--}30$ K кривая вогнута. Высокотемпературный участок кривой (при $T > 30$ K) описывался функцией $M(T) = M(0)[1 - (T/T_C)^\alpha]$, где $M(0)$ — намагниченность при $T = 0$ K, T_C — температура Кюри. При $\alpha = 3/2$ указанная зависимость называется законом Блоха („законом $3/2^\alpha$ “), которым хорошо описываются низкотемпературные ($T < 0.5T_C$) фрагменты зависимостей $M(T)$ массивных ферромагнитных образцов. Закон Блоха является следствием возбуждения длинноволновых спиновых волн — магнонов, число которых при низких температурах растет пропорционально $T^{3/2}$. Из аппроксимации высокотемпературной части зависимости $M(T)$, показанной на рис. 4 сплошной линией, была определена температура Кюри $T_C = 650 \pm 60$ K, которая оказалась близка к известному значению 590 K для соединения MnSb [16], и значение показателя степени $\alpha = 2.4 \pm 0.2$. Известно, что для наночастиц из-за эффектов ограничения размера наблюдаются отклонения от „закона $3/2^\alpha$ “. Так, например, для наночастиц CoFe_2O_4 [11], NiFe_2O_4 [12], FeC [13], CuFe_2O_4 [17], $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ и Fe_3O_4 [18] имело место значение $\alpha = 2$. Ограничение размера наночастиц приводит к тому,

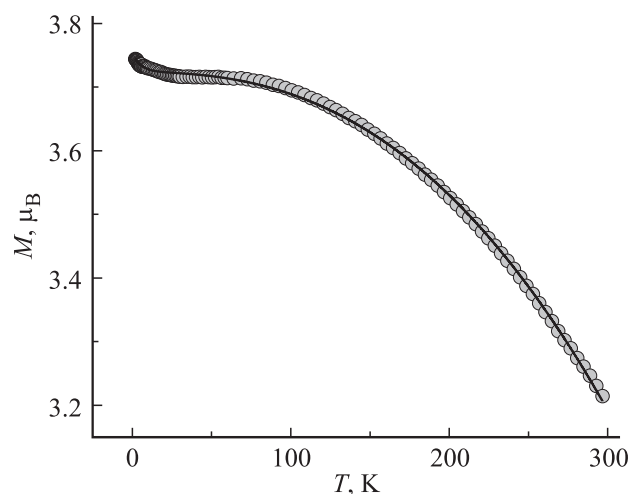


Рис. 4. Температурная зависимость магнитного момента образца. Сплошной линией показана аппроксимация.

что магноны с длиной волны, превосходящей размеры наночастицы, не могут возбуждаться, что формирует энергетическую щель в дискретном спектре спиновых волн [14,19,20]. Другая причина заключается в обрыве обменных связей у поверхностных атомов, что приводит к фрустрированным магнитным состояниям и спиновому беспорядку.

Ранее перегиб на зависимостях $M(T)$, аналогичный тому, который наблюдается при $T = 30$ К в наших экспериментах, наблюдался на температурных зависимостях магнитного момента наночастиц $Sr_{1/3}Mn_{1/3}Co_{1/3}Fe_2O_4$ [15], $CoFe_2O_4$ [21], $CuFe_2O_4$ и $MnFe_2O_4$ [22]. Эту особенность, как правило, относят к неупорядоченным поверхностным спином. Их вклад в температурную зависимость суммарного магнитного момента описывался феноменологическим выражением $A \exp(-T/T_f)$, где A — доля приповерхностных атомов, T_f — температура замерзания термически индуцированных флуктуаций поверхностных спинов [22]. Из аппроксимации низкотемпературной части зависимости $M(T)$, показанной на рис. 4 сплошной линией, была определена температура замерзания $T_f = 8$ К. Соответствующая энергия $k_B T_f \sim 1 \cdot 10^{-15}$ эрг оказалась близка к значению обменного интеграла $7 \cdot 10^{-15}$ эрг в тонких пленках MnSb [23].

4. Выводы

Измерены зависимости магнитного момента тонких пленок GaMnSb, содержащих кластеры MnSb, от температуры и напряженности магнитного поля (в виде петель гистерезиса при различной температуре). Температурная зависимость коэрцитивной силы $H_C(T)$ кластеров MnSb описывается модифицированным законом Кнеллера, учитывающим распределение кластеров по размерам $f(D)$. Анализ экспериментальной кривой $H_C(T)$ позволил определить температуру блокировки кластеров $T_B = 430$ К, поле магнитной анизотропии $H_A = 630$ Ое и дисперсию функции $f(D)\sigma = 1.5$.

Температурная зависимость магнитного момента $M(T)$ образцов описывается модифицированным законом Блоха. Отклонение от „закона $3/2$ “ обусловлено ограничением размера кластеров MnSb, которое приводит к подавлению возбуждения магнонов с длиной волны, превосходящей размеры кластеров. При температуре $T = 30$ К на зависимости $M(T)$ обнаружен перегиб, обусловленный вкладом в суммарный магнитный момент неупорядоченных поверхностных спинов. Этот вклад становится заметным при температурах, сопоставимых с температурой замерзания $T_f = 8$ К термически индуцированных флуктуаций поверхностных спинов.

А.И. Дмитриев признателен за предоставленные образцы Р.Б. Моргунову — учителю, многолетней работой с которым обусловлен интерес к теме, обсуждаемой в статье, и А.Д. Таланцеву за помощь в исследованиях на СКВИД-магнитометре.

Список литературы

- [1] А.И. Дмитриев, А.А. Филатов. ФТТ **58**, 1935 (2016).
- [2] A.I. Dmitriev, A.D. Talantsev, O.V. Koplak, R.B. Morgunov. J. Appl. Phys. **119**, 073905 (2016).
- [3] В.В. Рыльков, Б.А. Аронзон, Ю.А. Данилов, Ю.Н. Дроздов, В.П. Лесников, К.И. Маслаков, В.В. Подольский. ЖЭТФ **127**, 838 (2005).
- [4] J. Liu, S. Pan, H. Luo, D. Hou, X. Nie. J. Phys. D **24**, 384 (1991).
- [5] С.Ф. Маренкин, О.А. Новодворский, А.В. Шорохова, А.Б. Давыдов, Б.А. Аронзон, А.В. Кочура, И.В. Федорченко, О.Д. Храмова, А.В. Тимофеев. Неорган. материалы **50**, 973 (2014).
- [6] E.F. Kneller, F.E. Luborsky. J. Appl. Phys. **34**, 656 (1963).
- [7] A.K. Giri. J. Appl. Phys. **81**, 1348 (1997).
- [8] W.C. Nunes, W.S.D. Folly, J.P. Sinnecker, M.A. Novak. Phys. Rev. B **70**, 014419 (2004).
- [9] E.C. Mendonca, C.B.R. Jesus, W.S.D. Folly, C.T. Meneses, J.G.S. Duque, A.A. Coelho. J. Appl. Phys. **111**, 053917 (2012).
- [10] M.H. Carvalho, R.J.S. Lima, C.T. Meneses, W.S.D. Folly, V.H.V. Sarmiento, A.A. Coelho, J.G.S. Duque. J. Appl. Phys. **119**, 093909 (2016).
- [11] K. Maaz, M. Usman, S. Karim, A. Mumtaz, S.K. Hasanain, M.F. Bertino. J. Appl. Phys. **105**, 113917 (2009).
- [12] K. Maaz, A. Mumtaz, S.K. Hasanain, M.F. Bertino. J. Magn. Mater. **322**, 2199 (2010).
- [13] S. Linderth, L. Balcells, A. Labarta, J. Tejada, P.V. Hendriksen, S.A. Sethi. J. Magn. Mater. **124**, 269 (1993).
- [14] I.M. Obaidat, B. Issa, B.A. Albiss, Y. Haik. IOP Conf. Ser. Mater. Sci. Eng. **92**, 012012 (2015).
- [15] N.S.E. Osman, T. Moyo. J. Supercond. Nov. Magn. **29**, 361 (2016).
- [16] R. Coehoorn, C. Haas, R.A. Groot. Phys. Rev. B **31**, 1980 (1985).
- [17] C.R. Alves, R. Aquino, M.H. Sousa, H.R. Rechenbrg, G.F. Goya, F.A. Tourinho, J. Depeyrot. J. Met. Nanocryst. Mater. **20–21**, 694 (2004).
- [18] D. Ortega, E. Vélez-Fort, D.A. García, R. García, R. Litrán, C. Barrera-Solano, M. Ramírez-del-Solar, M. Domínguez. Phil. Trans. R. Soc. A **368**, 4407 (2010).
- [19] P.V. Hendriksen, S. Linderth, P.A. Lindgard. J. Magn. Mater. **104–107**, 1577 (1992).
- [20] P.V. Hendriksen, S. Linderth, P.A. Lindgard. Phys. Rev. B **48**, 7259 (1993).
- [21] C.R. Alves, R. Aquino, J. Depeyrot, T.A. Cotta, M.H. Sousa, F.A. Tourinho, H.R. Rechenberg, G.F. Goya. J. Appl. Phys. **99**, 08M905 (2006).
- [22] R. Aquino, J. Depeyrot, M.H. Sousa, F.A. Tourinho, E. Dubois, R. Perzynski. Phys. Rev. B **72**, 18443 (2005).
- [23] M. Hashimoto. J. Phys. Soc. Jpn. **22**, 869 (1967).