Суперпарамагнетизм

Материал из Википедии — свободной энциклопедии

Суперпарамагнетизм — квазипарамагнитное поведение, наблюдающееся у однодоменных ферромагнитных наночастиц.

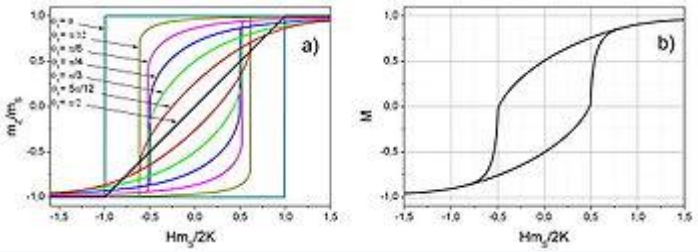
Содержание

- 1 Ланжевеновские частицы
- 2 Стонер-Вольфартовские частицы
- 3 Состояния СВ-частиц
- 4 Хранение информации
- 5 Примечания
- 6 См. также
- 7 Литература

Ланжевеновские частицы

Наиболее ярким отличием в магнитных свойствах однодоменной наночастицы от свойств объемного ферромагнетика является эффект суперпарамагнетизма. В однодоменной частице температура вызывает флуктуации направления магнитного момента относительно его энергетически выгодной ориентации. Если частица изотропна, то характер ее намагничивания будет подобен намагничиванию парамагнитного иона с необычайно большим значением спина и будет описываться функцией Ланжевена. Ансамбли таких изотропных частичек называют ансамблями ланжевеновских частичек. Если же частицы анизотропны (имеют анизотропию формы, кристаллографическую анизотропию и т. п.), то магнитные свойства ансамбля таких частиц будут в значительной мере отличаться от свойств ансамбля ланжевеновских частиц.

Стонер-Вольфартовские частицы



Кривые перемагничивания, рассчитанные Стонером и Вольфартом для однодоменных частиц с одноосной анизотропией при $T = 0\ K$.
a) — кривые гистерезиса для одной частицы, намагничиваемой под разным углом (θ1) к легкой оси анизотропии (mz — проекция намагниченности частицы на направление магнитного поля H, ms — намагниченность насыщения частицы, H — магнитное поле, K — константа одноосной анизотропии).
b) — кривая перемагничивания для ансамбля частиц с равномерно распределенными направлениями легких осей в пространстве (M — намагниченность ансамбля частиц нормированная на намагниченность насыщения ансамбля).

Первые работы по интерпретации магнитных свойств ансамбля анизотропных однодоменных частиц были выполнены английскими физиками Стонером и Вольфартом[1]. Исследование некоторых твердых растворов магнитного и немагнитного металлов в определенном интервале их соотношений демонстрировало экстремально высокие значения коэрцитивности, не характерные для чистого ферромагнетика. Стонер и Вольфарт предложили простую и в то же время удачную интерпретацию этих результатов. Они предположили, что в таком твердом растворе происходит распад на магнитную и немагнитную фракции, в результате чего образуются ферромагнитные частички нанометрового масштаба, равномерно, но не упорядоченно расположенные в немагнитной среде. Исходя из соображений, что таким малым частичкам энергетически выгодно быть однодоменными, они предположили, что перемагничивание в каждой из них происходит путем когерентного вращения всех магнитных моментов ионов в частице, что в свою очередь предполагает, что в процессе перемагничивания абсолютное значение намагниченности частички не изменяется. Исходя из этих представлений, ученые рассчитали кривые перемагничивания для разных ансамблей частиц при $T = 0$ K. Полученные результаты хорошо согласовывались с экспериментальными данными и такая теория перемагничивания наночастиц получила признание и остается популярной и в наши дни. Поэтому однодоменную анизотропную частичку, перемагничивание в которой осуществляется без изменения абсолютного значения ее намагниченности, принято называть *Стонер-Вольфартовской частичкой* (*СВ-частицей*).

Состояния СВ-частиц

В отличие от магнитных свойств ансамбля ланжевеновских частиц, где определяющими внутренними параметрами является магнитный момент частицы (в реальных системах — дисперсия по этому параметру), а внешним параметром — температура, магнитные свойства ансамблей СВ-частиц зависят от многих дополнительных параметров. Наиболее важными среди них являются тип анизотропии частиц и их взаимное расположение в ансамбле. Среди внешних параметров дополнительно к температуре добавляются начальное состояние ансамбля (которое может быть неравновесным) и время наблюдения за ансамблем — время измерения.

В определенном интервале значений магнитных полей наличие у каждой частицы, например одноосной анизотропии, приводит к возникновению барьера, разделяющего два энергетических минимума в фазовом пространстве ориентаций магнитного момента. Время жизни в каждом из минимумов будет определяться высотой барьера и температурой. Установление термодинамического равновесия в таком ансамбле будет происходить путем термоактивационных переориентаций магнитного момента через барьер с характерным для данной температуры временем релаксации.

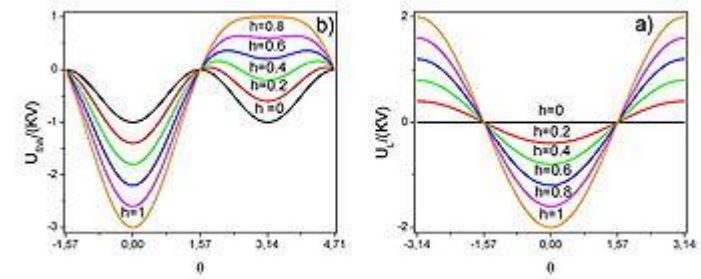
Так как этот процесс происходит во времени, то, в зависимости от характерного для каждого эксперимента времени наблюдения за системой (времени измерения) и температуры, магнитное состояние ансамбля можно условно разделить на два типа: *блокированное* и *разблокированное*.

- Блокированное состояние будет соответствовать всему участку температур, ниже некоторой характерной температуры, при котором в каждой экспериментальной точке система не успевает приблизиться к своему равновесному состоянию за установленное время измерения. Как результат такого состояния в магнитных свойствах системы будут проявляться эффекты блокировки, связанные с метастабильностью системы, которые в случае магнитостатических измерений с протяжкой магнитного поля будут соответствовать возникновению

коэрцитивности и остаточной намагниченности (реманентности) на кривых перемагничивания.

- Разблокированное состояние будет соответствовать всему участку температур, выше той же характерной температуры. В этом температурном участке система характеризуется малым по сравнению со временем измерения временем релаксации и в каждой экспериментальной точке система успевает приближаться к своему, соответствующему этой точке равновесному состоянию. Как результат эффекты блокировки практически не будут проявляться. Значение же этой характерной температуры, разделяющей блокированное и разблокированое состояния, называется температурой блокировки. Её значение будет сильно зависеть от времени измерения, характерного для каждого из экспериментов.

Хранение информации



Зависимости нормированной потенциальной энергии частицы от ориентации магнитного момента ((θ) при разных значениях магнитного поля *h*.
a) — для ланжевеновской частицы;
b) — для одноосной СВ-частицы, ориентированной легкой осью вдоль магнитного поля (θ1 =0). (θ — угол между направлением магнитного момента частицы и направлением магнитного поля, *h* — нормированное на *ms*/(2*K*) магнитное поле, *V* — объем частицы, *ms* — ее намагниченность насыщения, *K* — константа одноосной анизотропии СВ-частицы.

Переход к использованию в качестве носителя информации ансамблей однодоменных анизотропных наночастиц, в которых ориентация магнитного момента каждой гранулы будет нести полезную информацию, позволит значительно увеличить плотность записи информации по сравнению с современными носителями.

В то же время, свойственное однодоменным частицам явление суперпарамагнетизма является в данном технологическом направлении паразитным фактором, который может существенно сокращать длительность хранения информации (так называемый «суперпарамагнитный лимит») при значительном уменьшении объема частиц. Кроме того, когда расстояние между соседними частицами достаточно мало, на магнитных свойствах отдельной СВ-частицы начинают сказываться эффекты межчастичного взаимодействия. Это приводит к тому, что величина энергетического барьера частицы становится зависящей от ориентаций магнитных моментов соседних частиц. Последнее значительно усложняет понимание процессов перемагничивания в таком взаимодействующем ансамбле. К началу XXI века корректная картина процессов перемагничивания в таких ансамблях не сформирована полностью, что в некотором смысле «притормаживает» применение таких материалов как нанагранулярные ферромагнитные пленки.

Примечания

1. ↑ *E. C. Stoner, E. P. Wohlfarth* Механизм магнитного гистерезиса в гетерогенных сплавах = A Mechanism of Magnetic Hysteresis in Heterogeneous Alloys // *Philos. Trans. R. Soc. London, Ser. A.*. — 1948. — Т. 240. — № 826. — С. 599-642.

Литература

- К.М. Хёрд - Многообразие видов магнитного упорядочения в твёрдых телах
- *E. C. Stoner, E. P. Wohlfarth* Механизм магнитного гистерезиса в гетерогенных сплавах = A Mechanism of Magnetic Hysteresis in Heterogeneous Alloys // *Philos. Trans. R. Soc. London, Ser. A.*. — 1948. — Т. 240. — № 826. — С. 599-642.
- *L. Néel* Theory of the Magnetic After-Effect in Ferromagnetics in the Form of Small Particles, with Applications to Baked Clays = Théorie du traînage magnétique des ferromagnétiques en grains fins avec applications aux terres cuites // *Ann. Géophys.*. — 1949. — Т. 5. — № 2. — С. 99-136.
- *L. Néel* Влияние тепловых флуктуаций на намагниченность малых частиц ферромагнетика = Influence of thermal fluctuations on the magnetization of ferromagnetic small particles // *C. R. Acad. Science.*. — 1949. — Т. 228. — № 6. — С. 664-668.
- *C. P. Bean* Петли гистерезиса смесей ферромагнитных порошков = Hysteresis loops of mixtures of ferromagnetic micropowders // *J. Appl. Phys.*. — 1955. — Т. 26. — № 11. — С. 1381-1383.
- *C. P. Bean, J. D. Livingstone* Суперпарамагнетизм = Superparamagnetism // *J. Appl. Phys.*. — 1959. — Т. 30. — № 4. — С. 120S-129S.
- *W. F. Brown* Релаксационное поведение тонкодисперсных магнитных включений = Relaxational Behavior of Fine Magnetic Particles // *J. Appl. Phys.*. — 1959. — Т. 30. — № 4. — С. 130S-132S.
- *W. F. Brown* Тепловые флуктуации однодоменных частиц = Thermal Fluctuations of a Single-Domain Particle // *J. Appl. Phys.*. — 1963. — Т. 34. — № 4. — С. 1319-1320.
- *W. F. Brown* Тепловые флуктуации однодоменных частиц = Thermal Fluctuations of a Single-Domain Particle // *Physical Review*. — 1963. — Т. 130. — № 5. — С. 1677-1686.

Источник — «http://ru.wikipedia.org/wiki/%D0%A1%D1%83%D0%BF%D0%B5%D1%80%D0%BF%D0%B0%D1%80%D0%B0%D0%BC%D0%B0%D0%B3%D0%BD%D0%B5%D1%82%D0%B8%D0%B7%D0%BC»
Категория: Магнетизм