

КУМУЛЯТИВНЫЙ РОСТ ЧАСТНЫХ ПЕТЕЛЬ ГИСТЕРЕЗИСА В МОДЕЛИ КОЛМОГОРОВА

Е. З. Мейлихов, Р. М. Фарзетдинова*

*Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»
123182, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 19 апреля 2012 г.

В рамках колмогоровской модели кристаллизации объясняется неповторяемость циклического перемагничивания пленок Co/M ($M = \text{Pt}, \text{Pd}, \text{Au}$). Показано, что колмогоровская модель фазовых переходов вполне может быть адаптирована для описания процессов магнитной релаксации в таких системах с «памятью». Для этого в нее необходимо внести ряд дополнительных элементов — учесть, что каждый цикл стартует из состояния, оставленного ему «в наследство» предыдущим циклом, а также предположить, что скорость роста новой магнитной фазы зависит от номера цикла. В такой модели удается вполне удовлетворительно (в том числе, и количественно) описать все особенности последовательных циклов магнитной релаксации, включая удивительный эффект кумулятивного роста частных петель гистерезиса.

DOI: 107868/S0044451013010121

1. ВВЕДЕНИЕ

Магнитный гистерезис — одно из самых интересных и практически важных явлений, присущих ферромагнитным материалам (см., например, [1, 2]). Он проявляется в отсутствии «простой» функциональной зависимости $M(t) = f[H(t)]$ магнитного момента системы от внешнего магнитного поля, при которой намагниченность $M(t)$ в данный момент времени однозначно определяется магнитным полем $H(t)$ в тот же момент времени (естественно, при неизменности температуры и других физических параметров, определяющих магнитные свойства системы). На самом же деле, благодаря запаздывающим микроскопическим процессам перемагничивания, зависимость $M(H)$ в существенной степени определяется предысторией системы, и фактически мы должны иметь дело со сложным функционалом типа

$$M(t) = \int_0^t K(t, t') H(t - t') dt'. \quad (1)$$

Для некоторых видов ядер $K(t, t')$ из соотношения (1) следует повторяемость гистерезисных зависимостей $M(H)$ при циклическом изменении магнитного поля. Однако на практике периодичность зависимости $M(H)$ наблюдается в полной мере только для предельной петли гистерезиса, когда амплиту-

да изменения поля настолько велика, что при каждом изменении знака намагниченности достигается состояние ее полного насыщения. Такая повторяемость принципиально важна для многих приложений. Что же касается частных петель гистерезиса для циклически изменяющегося поля, они в ряде случаев оказываются неповторяющимися. Обычно отклонения от периодичности малы [3] и проявляются в небольшом сдвиге границ петель от цикла к циклу. Однако в ряде случаев указанная неповторяемость весьма существенна. Так, для ультратонких пленок Co/Au площадь соответствующих частных петель гистерезиса в некоторых режимах циклического изменения магнитного поля последовательно увеличивается почти вдвое [4]. Еще больший эффект наблюдался недавно в работе [5], где площадь частных петель гистерезиса в многослойных пленках Co/Pt и Co/Pd последовательно возрастала на 300–400%. Примечательно, что в ходе развития такого гигантского эффекта одна сторона петли (соответствующая перемагничиванию исходного насыщенного состояния) остается практически неизменной, а сдвигается (постепенно — от цикла к циклу) лишь другая сторона петли, которая соответствует возврату в состояние, близкое к стартовому¹⁾ (рис. 1а).

¹⁾ Редакторы журнала *Physical Review B* сочли результаты этой работы настолько интересными, что отобрали ее для обзора в *Viewpoints in Physics* (см. C. Leighton, *Physics* **3**, 79 (2010)).

*E-mail: meilikhov@imp.kiae.ru

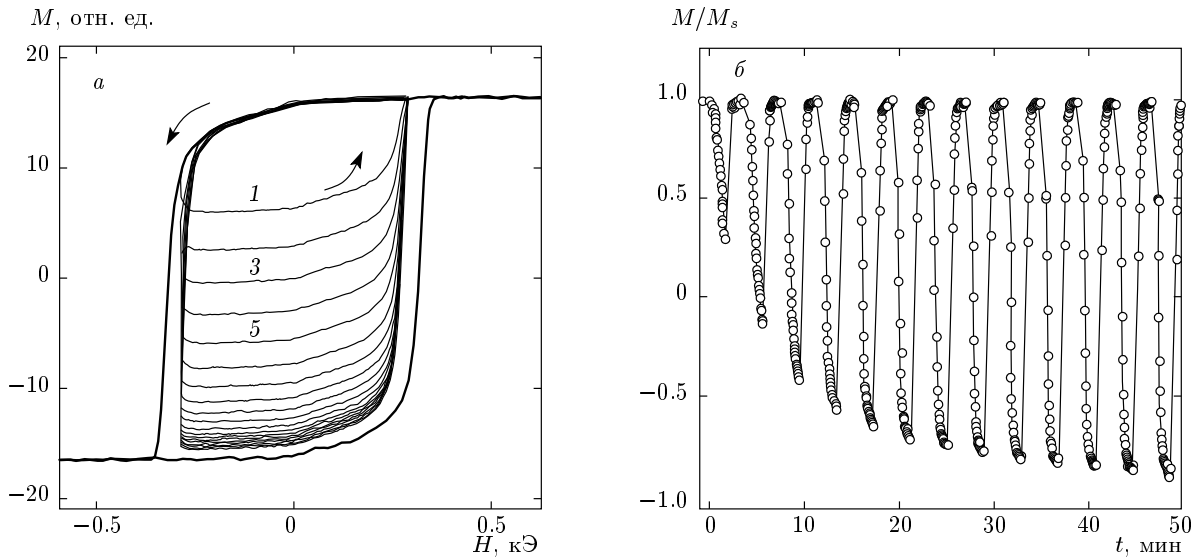


Рис. 1. Последовательности частных петель гистерезиса (а) для пленки Co/Pt [5] и релаксационных кривых (б) для пленки Co/Pd [7]

Авторы работы [5] назвали это явление накопительным (cumulative) ростом частных гистерезисных петель. По их мнению, природа эффекта связана с неоднородностью исследованных пленок, содержащих гипотетические асимметричные центры рождения магнитных доменов. Вблизи этих центров домены различного «знака» (с намагниченностью, параллельной или антипараллельной исходной насыщенной намагниченности) в одинаковых по величине, но противоположных по направлению магнитных полях возникают с разной вероятностью и, кроме того, растут/сокращаются с различной скоростью. Природа таких центров окончательно не ясна — они могут быть связаны с центрами повышенной коэрцитивности, обменным взаимодействием доменов с локальными ферромагнитным и антиферромагнитным порядками, хиральностью доменных границ и проч. [6].

Эта антисимметрия приводит к появлению у системы своеобразной «памяти» — она долго (в течение многих циклов перемагничивания) помнит, как она была намагничена в исходном состоянии, и возвращается в него существенно быстрее, чем достигает состояния с противоположной намагниченностью.

Похожие результаты, но с помощью другой, оригинальной, методики регистрации петли гистерезиса были получены для многослойных пленок Co/Pd в недавней работе [7]. Однако упор в этой работе делается не на исследовании петель гистерезиса, а на

изучении релаксации намагниченности при периодическом быстром изменении направления магнитного поля. При этом, так же как в работах [4, 5], наблюдалось явление, тесно связанное с накопительным ростом частных гистерезисных петель — неповторяемость последовательных процессов релаксации (рис. 1б).

2. АДАПТАЦИЯ МОДЕЛИ КОЛМОГОРОВА

Хотя гистерезис и релаксация — это родственные явления, с экспериментальной точки зрения, изучение первого проще. В то же время, с аналитической точки зрения, гораздо проще описать процесс релаксации. Причина проста — при измерении петли гистерезиса система последовательно проходит через непрерывный ряд различных значений магнитного поля, а при изучении релаксации — все время находится в одном и том же поле. Поэтому в первом случае мы имеем дело с уравнениями, в которых такие кинетические параметры, как темп рождения зародышевых доменов противоположного знака и скорость их последующего роста меняются (вместе с магнитным полем) во времени, а во втором случае они постоянны, что существенно упрощает анализ. Кроме того, для описания релаксации намагниченности — процесса, во многом аналогичного процессу кристаллизации (переходу из одной

фазы в другую), — давно разработан простой и мощный аналитический подход. Мы имеем в виду замечательную теорию Колмогорова [8], в которой была развита вероятностно-геометрическая феноменологическая модель процесса кристаллизации. Она основана на представлении о возникающих в объеме центрах кристаллизации, вокруг которых происходит нарастание зародышей — зерен другой фазы. Все описание строится исходя из закономерностей возникновения центров кристаллизации, а также закономерностей роста и взаимодействия зародышей. Исходными посылками этой феноменологической модели являются упомянутые закономерности, а результатом — временные характеристики процесса фазового превращения.

В рамках указанной модели Колмогоров получил следующий результат: если в момент $t = 0$ создаются (и далее поддерживаются неизменными) условия, способствующие переходу (релаксации) системы из ранее равновесной фазы 1 в новую равновесную фазу 2, то временной ход этого процесса описывается соотношениями

$$M^{(1)}(t) = \exp \left[- \int_0^t \alpha(\xi) V(\xi, t) d\xi \right], \quad (2)$$

$$M^{(2)}(t) = 1 - M^{(1)}(t),$$

где $M^{(1)}(t)$ и $M^{(2)}(t)$ — относительные объемы (в двумерной системе — площади) «старой» фазы 1 и «новой» фазы 2 в момент времени t , $\alpha(t)$ — интенсивность возникновения центров кристаллизации (т. е. число таких центров, вероятностным образом рождающихся в единицу времени в единичном объеме/площади), $V(\xi, t)$ — объем/площадь в момент t зерна новой фазы 2, центр кристаллизации которого родился в момент времени ξ .

По неясной причине (скорее всего, ввиду относительной недоступности в Европе и США упомянутой статьи Колмогорова) этот результат был позже переоткрыт в серии работ [9], в которых к тому же был допущен ряд неточностей [10]. Адаптация модели Колмогорова на случай магнитной релаксации очевидна — в исходном состоянии ферромагнитная система путем приложения сильного поля намагничивается до насыщения (относительная намагниченность $M^{(1)}(0) = 1$), после чего в момент $t = 0$ поле резко меняет знак, и к моменту времени t система релаксирует в состояние с относительной намагниченностью

$$M(t) = M^{(1)}(t) - M^{(2)}(t) = 2M^{(1)}(t) - 1.$$

Этот процесс идет через возникновение центров (микроскопических объемов) с намагниченностью, противоположной по направлению исходной намагниченности, а растущие «зерна» — это выросшие из этих центров домены с намагниченностью, противоположной исходной. Мы полагаем, что при определенных предположениях (см. ниже) модель Колмогорова может быть использована и для объяснения и описания неповторяющихся последовательных процессов магнитной релаксации в тонких пленках Co/M (M=Pd, Pt, Au) [4–6], в которых наблюдался упомянутый эффект накопительного роста частных петель гистерезиса.

В форме, пригодной для описания магнитной релаксации, этот подход, по-видимому, впервые был использован в работе [11] и затем широко применяется и обобщался различными авторами [10, 12–17]. В отличие от этих работ, в которых исследовался единственный акт релаксации из начального состояния со 100-процентной намагниченностью, мы рассматриваем последовательность таких процессов, происходящих в периодически меняющемся (по закону меандра с амплитудой H_0 и полупериодом T) магнитном поле,

$$H(t) = \begin{cases} \gamma H_0, & \gamma \gg 1, \quad t \leq 0, \\ -H_0, & (2n-2)T < t \leq (2n-1)T, \\ H_0, & (2n-1)T < t \leq 2nT, \end{cases} \quad (3)$$

$n = 1, 2, 3, \dots$ Именно такая схема соответствует экспериментально исследовавшимся в работах [4, 5, 7] последовательным процессам релаксации. В этом случае началу каждого такого релаксационного процесса перемагничивания соответствует не состояние с насыщенной намагниченностью, а состояние, которое было достигнуто к концу предыдущего этапа. Итак, мы полагаем, что парциальные намагниченности $m_k^{(1)}$, $m_k^{(2)}$ фаз (различающихся направлением магнитного момента), достигнутые к концу k -го цикла, служат начальными условиями для $(k+1)$ -го цикла ($k = 1, 2, 3, \dots$). В силу предыстории (исходное состояние представлено практически лишь одной «маточной» фазой 1) все нечетные циклы отличаются от четных. Для первых «старой» фазой является фаза 1 («новой» — фаза 2), а для последних — наоборот.

Если переписать выражение (2) в виде

$$\begin{aligned}
 M_{2n-1}^{(1)}(t) &= \exp \left[- \int_0^t \alpha_{2n-1}(\xi) V_{2n-1}(\xi, t) d\xi \right], \\
 M_{2n-1}^{(2)}(t) &= 1 - M_{2n-1}^{(1)}(t), \\
 M_{2n}^{(2)}(t) &= \exp \left[- \int_0^t \alpha_{2n}(\xi) V_{2n}(\xi, t) d\xi \right], \\
 M_{2n}^{(1)}(t) &= 1 - M_{2n}^{(2)}(t),
 \end{aligned} \tag{4}$$

где $\alpha_k(t)$ — меняющаяся от цикла к циклу интенсивность возникновения центров кристаллизации, то удовлетворить указанным начальным условиям можно, положив в (4)

$$\begin{aligned}
 V_k(\xi, t) &= \pi R_k^2(\xi, t), \\
 R_k(\xi, t) &= r_c + v_k(t - \xi), \\
 \alpha_{2n-1}(t) &= \alpha_0 + \beta_{2n-1}\delta(t), \\
 \beta_{2n-1} &= -\frac{1}{\pi r_c^2} \ln(1 - m_{2n-2}^{(2)}), \\
 \alpha_{2n}(t) &= \alpha_0 + \beta_{2n}\delta(t), \\
 \beta_{2n} &= -\frac{1}{\pi r_c^2} \ln(1 - m_{2n-1}^{(1)}),
 \end{aligned} \tag{5}$$

где r_c — начальный радиус рождающихся активационным образом центров, из которых далее вырастают домены новой фазы, v_k — скорость продвижения границ этих доменов в k -м цикле. Эта скорость в ходе каждого цикла считается постоянной, но зависит от номера цикла (см. ниже).

Действительно, при этом из соотношений (4) следует (при переходе от цикла к циклу старая фаза становится новой и наоборот, $t = 0$ соответствует началу каждого цикла)

$$M_{2n-1}^{(2)}(0) = m_{2n-2}^{(1)}, \quad M_{2n}^{(1)}(0) = m_{2n-1}^{(2)}.$$

Подставляя (5) в (4), находим уравнения, описывающие последовательность релаксационных процессов:

$$\begin{aligned}
 M_{2n}^{(2)}(t) &= \exp \left\{ \ln \left(1 - m_{2n-1}^{(1)} \right) (1 + u_{2n}\tau)^2 - \right. \\
 &\quad \left. - \frac{A}{u_{2n}} \left[(1 + u_{2n}\tau)^3 - 1 \right] \right\}, \tag{6}
 \end{aligned}$$

$$M_{2n}^{(1)}(t) = 1 - M_{2n}^{(2)}(t), \tag{7}$$

$$\begin{aligned}
 M_{2n+1}^{(1)}(t) &= \exp \left\{ \ln \left(1 - m_{2n}^{(2)} \right) (1 + u_{2n+1}\tau)^2 - \right. \\
 &\quad \left. - \frac{A}{u_{2n+1}} \left[(1 + u_{2n+1}\tau)^3 - 1 \right] \right\}, \tag{8}
 \end{aligned}$$

$$M_{2n+1}^{(2)}(t) = 1 - M_{2n+1}^{(1)}(t), \tag{9}$$

где $n = 0, 1, 2, \dots$, $\tau = t/T$ — приведенное время, отсчитываемое от начала каждого цикла, $u_k = v_k T / r_c$ и $A = \alpha_0 \pi r_c^2 T / 3$ — безразмерные параметры, определяющие релаксационные процессы.

Еще один важный параметр связан с характерным временем «памяти» системы [4, 5, 7] о своем исходном состоянии, в котором она была подвергнута действию достаточно сильного магнитного поля. Этому состоянию соответствует практически полное магнитное насыщение. В силу пространственной неоднородности системы (дефекты состава, кристаллической структуры, неровности и т. д.) перемагничивание ее отдельных частей (после перемены знака поля) будет происходить с различными характерными временами. Те области системы, где магнитный порядок «запиннигован» дефектами особенно сильно, перемагничиваются медленно и могут не успеть изменить знак намагниченности за «отпущенное» им время — полупериод T магнитного поля обратного направления. Хотя относительная доля площади, соответствующей этим устойчивым к перемагничиванию микрообластям системы, невелика (порядка 1%), они могут играть существенную роль в процессах, определяющих форму петель гистерезиса или скорость магнитной релаксации. Во-первых, такие области являются готовыми зародышами исходной магнитной фазы в каждом цикле, возвращающем магнитное поле к первоначальному направлению. Это может приводить к тому, что магнитная релаксация в таких циклах протекает быстрее, чем в циклах с полем обратного (по сравнению с исходным) направления. Во-вторых, эти сохраняющиеся островки исходной фазы в четных циклах (с полем первоначального направления) увеличивают скорость роста исходной магнитной фазы, а в нечетных циклах замедляют рост обратной фазы. Анализ показывает (см. ниже), что предпочтение следует отдать второму механизму.

Этот механизм существует, пока сохраняются «жесткие» области исходной намагниченности. Время жизни τ_u таких областей определяет и темпы процессов изменения скоростей u_k расширения доменов (за счет движения их стенок) той фазы, которая растет в данном цикле. В соответствии с экспериментом времена релаксации в нечетных циклах постепенно растут (с номером цикла), а в четных циклах, наоборот, уменьшаются. Через время $\tau_u \gg T$ они сравниваются [7].

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Итак, мы полагаем, что скорость продвижения границ (доменных стенок) растущей магнитной фазы в нечетных циклах перемагничивания существенно падает за счет их взаимодействия с жесткими (медленно перемагничивающимися) областями исходной магнитной фазы. Оценить степень такого замедления можно, предполагая, что в таких условиях рост новой фазы носит диффузионный характер и может быть описан диффузионно-подобным соотношением $\bar{r} \sim (D_v t)^{1/2}$ для среднего размера \bar{r} растущего домена. Здесь $D_v \sim vd$ — эффективный коэффициент диффузии, d — среднее расстояние между «жесткими» областями исходной намагниченности. При этом средняя скорость движения доменной стенки равна $\bar{v} \sim \bar{r}/T$, а относительное замедление эффективной скорости ее движения составляет $\bar{v}/v \sim (d/vT)^{1/2}$. Для оценки величины d заметим, что, как следует из эксперимента, относительная суммарная площадь «жестких» областей меньше или порядка 0.01. При их среднем размере порядка толщины доменной стенки $r_0 \sim 10^{-6}$ см это дает $d \gtrsim 10r_0 \sim 10^{-5}$ см. Полагая (см. ниже) $v \sim 10^{-5}$ см/с, $T \sim 100$ с, находим $\bar{v}/v \lesssim 0.1$. Таким образом, средняя скорость диффузионного роста магнитных доменов на порядок (и более) меньше той же скорости в идеальной однородной среде.

Для полуквантитативного анализа релаксации запиннигованных доменов опишем этот процесс простой (но сохраняющей все качества экспериментальных зависимостей [7]) модельной зависимостью вида

$$u_k(t) = u_0 [1 + (-1)^k \exp(-t/t_u)] = \begin{cases} u_0 [1 - \exp(-t/t_u)], & k = 2n - 1, \\ u_0 [1 + \exp(-t/t_u)], & k = 2n, \end{cases} \quad (10)$$

где $n = 1, 2, \dots$, u_0 — приведенная скорость роста доменов в изначально однородной среде. Однако и в этом случае явное выражение для интеграла (2) имеет довольно сложный вид, поэтому ограничимся приближением, в котором скорость u_k лишь в среднем изменяется в соответствии с приведенной зависимостью: в течение каждого полупериода изменения магнитного поля она остается постоянной и претерпевает изменения только в моменты изменения поля ($t = Tk$ или $\tau = t/T = k$). Это — непринципиальное допущение, от которого можно легко отказаться в дальнейшем. Итак, положим

$$u_k = u_0 [1 + (-1)^k e^{-k/\tau_u}], \quad k = 1, 2, \dots, \quad (11)$$

где $\tau_u = t_u/T$.

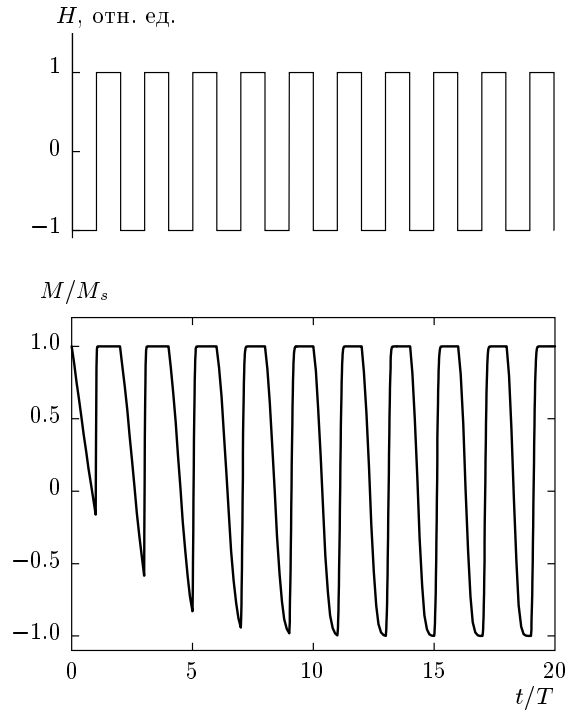


Рис. 2. Результаты расчета последовательных циклов релаксации намагниченности в магнитном поле, меняющемся по закону меандра с полупериодом T . Приняты следующие значения параметров:

$$A = 0.2, u_0 = 20, \tau_u = 50$$

Соотношение (11) замыкает систему рекуррентных уравнений (6)–(9) и позволяет провести расчет последовательности релаксационных процессов перемагничивания в рассматриваемой системе. Однако, прежде чем приводить результаты такого расчета, обсудим характерные значения существенных физических параметров рассматриваемой системы (в используемых магнитных полях $H = 200\text{--}300$ Э). Это — время жизни t_u жестких областей исходной намагниченности, скорость v роста доменов новой фазы в однородной среде, а также размер r_c и темп α_0 образования зародышей новой фазы. Что касается полупериода T изменения магнитного поля, он определяется волей экспериментатора и выбирается так, чтобы эффект кумулятивного роста частных петель гистерезиса проявлялся достаточно ярко — во всех цитированных экспериментальных работах $T \sim 100$ с. Из эксперимента [7] следует $t_u \sim 80$ мин. Авторы работы [18], изучавшие перемагничивание пленок Co/Pt , пришли к выводу, что размер зародышей новой фазы определяется толщиной доменной стенки и составляет $r_c = 10^{-6}\text{--}10^{-5}$ см, а скорость их роста $v = 10^{-6}\text{--}10^{-5}$ см/с. Кроме того, при пе-

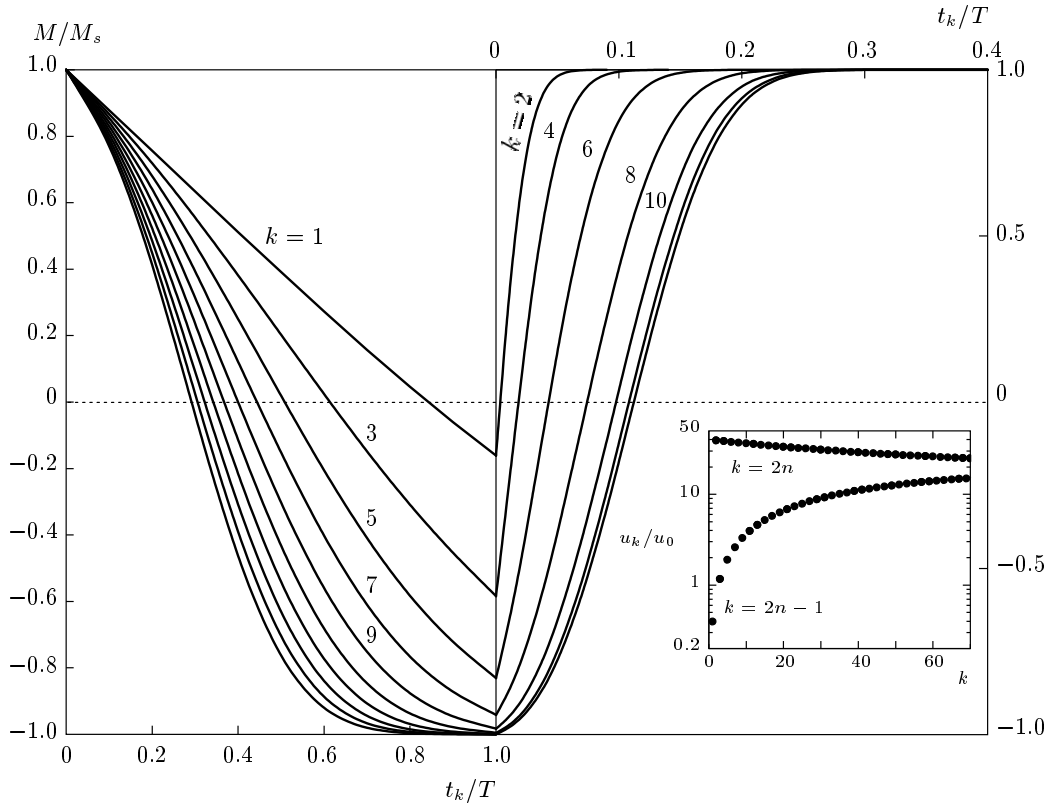


Рис. 3. Последовательные процессы релаксации намагниченности в нечетных (слева) и четных (справа) циклах перемагничивания. На вставке — скорости u_k роста новой фазы в четных и нечетных циклах перемагничивания. Значения параметров — те же, что и для рис. 2

ремагничивания пленок Co/Pd $r_c = (1-3) \cdot 10^{-6}$ см [12], а $v \sim 10^{-5}$ см/с [19]. Известно также значение параметра $\alpha_0 \sim 10^7$ см⁻²·с⁻¹ [20].

Таким образом, характерные значения введенных нами безразмерных параметров таковы:

$$u_0 \equiv vT/r_c = 10-100, \quad \tau_u \equiv t_u/T \sim 50,$$

$$A \equiv \alpha_0 \pi r_c^2 T/3 = 0.1-0.01.$$

Для описания свойств рассматриваемой системы с помощью нашей модели значения всех этих параметров должны выбираться в указанных пределах. При этом, в частности, оказывается, что при постоянной для всех циклов скорости роста доменов не существует набора этих параметров, который приводил бы к картине релаксации, близкой к экспериментальной. Это означает, что из двух упомянутых выше механизмов неповторяемости последовательных циклов магнитной релаксации предпочтение следует отдать тому, который связан с различием в скорости роста доменов новой фазы в четных и нечетных циклах релаксации.

На рис. 2 представлен результат расчета, проведенного в рамках представленной модели для некоторого набора параметров, удовлетворяющего указанным выше ограничениям (значения параметров перечислены в подписи к рисунку). В верхней части рис. 2 приведена (соответствующая экспериментам) временная зависимость магнитного поля, которое при $t < 0$ имеет положительное направление и большую величину, а затем меняется по закону меандра с полупериодом T и амплитудой, меньшей первоначального значения поля. В нижней части рис. 2 показана последовательность релаксационных циклов изменения намагниченности в таком поле. В контексте рассматриваемой задачи существенной особенностью магнитной релаксации является неповторяемость ее циклов в периодически меняющемся магнитном поле — в «положительном» поле всегда достигается насыщение намагниченности, а величина предельной намагниченности в «отрицательном» поле постепенно увеличивается, достигая насыщения лишь (примерно) в десятом и последующих циклах.

Общее сходство релаксационных кривых рис. 16

(эксперимент) и рис. 2 (расчет) очевидно. Более детальное представление о процессах релаксации намагниченности в рассматриваемой системе можно получить с помощью рис. 3, в котором совмещены начала всех нечетных (слева) и четных (справа) циклов перемагничивания. Там же (на вставке) приведены в соответствии с выражением (11) зависимости скорости u_k роста новой фазы в четных и нечетных циклах перемагничивания²⁾.

В приведенном примере намагниченность в конце первого цикла перемагничивания очень далека от насыщения ($|M(1)| \ll 1$). Ее легко рассчитать с помощью соотношения (8), если учесть, что в исходном состоянии (при $t < 0$) система намагничена до насыщения ($M_1^{(1)}(0) = 1$):

$$M(1) = 2M_1^{(1)}(1) - 1 = 2 \exp[-3A(1 + u_1 + u_1^2/3)] - 1, \quad (12)$$

где u_1 определяется соотношением (11). Если, как в нашем примере ($u_1 \approx 0.4$, $A = 0.2$), $u_1, 3A \lesssim 1$, то $M(1) \approx 1 - 6A$, что приводит к значению $M(1) \approx -0.2$, близкому к показанному на рис. 3. Если же $3A(1 + u_1) \gtrsim 1$, то уже в первом цикле система почти полностью перемагничивается и эффект кумулятивного роста частных петель гистерезиса становится незначительным. Таким образом, критерием возможности наблюдения существенного ($\sim 100\%$) эффекта является обратное неравенство $3A(1 + u_1) \lesssim 1$ или (поскольку $\tau_u \gg 1$)

$$A \lesssim \frac{1}{3(u_0/\tau_u + 1)}. \quad (13)$$

В частности, в нашем примере, иллюстрируемом рис. 2, это неравенство выполняется.

Отметим также, что, как видно из рис. 4, в предложенной модели имеет место скейлинг релаксации намагниченности для всех (стартующих из состояния насыщения) нечетных циклов. Для этого достаточно текущее время τ нормировать для каждого цикла на время $\tau_k^{(0)}$, за которое намагниченность системы в k -м цикле достигает нуля (определяется точками пересечения кривых в левой части рис. 3 с прямой $M = 0$). Это согласуется с экспериментальными наблюдениями [7, 12].

²⁾ Для получения картины релаксации, близкой к экспериментальной, существенной оказывается лишь начальная малость (и постепенное увеличение) скорости u_k роста доменов новой фазы в нечетных циклах релаксации. Общий ход процесса совершенно не чувствителен к величине и изменению этой скорости в четных циклах релаксации (соответствующих возврату в исходное магнитное состояние) при условии, что она остается достаточно высокой.

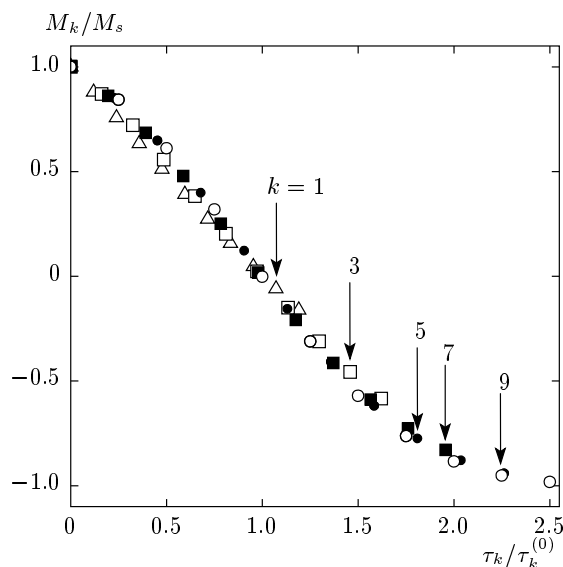


Рис. 4. Скейлинг кривых релаксации намагниченности в нечетных циклах, соответствующих левой части рис. 3. Текущее время k -го цикла нормировано на время $\tau_k^{(0)}$, за которое намагниченность в данном цикле обращается в нуль

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, колмогоровская модель фазовых переходов вполне может быть адаптирована для описания неповторяющихся циклических процессов магнитной релаксации. Для этого в нее необходимо внести ряд дополнительных элементов — учесть, что каждый цикл стартует из состояния, оставленного ему «в наследство» предыдущим циклом, а также предположить, что скорость роста новой фазы зависит (за счет предложенного механизма) от номера цикла. В такой модели удастся вполне удовлетворительно (в том числе, и количественно) описать все особенности магнитной релаксации в обладающих «памятью» пленках Co/M ($M = Au, Pt, Pd$), включая удивительный эффект кумулятивного роста частных петель гистерезиса.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 12-02-00550-а).

ЛИТЕРАТУРА

1. E. Della Torre, *Magnetic Hysteresis*, Wiley-IEEE Press, New York (1998).
2. G. Bertotti, *Hysteresis in Magnetism*, Acad. Press, New York (1998).

3. E. Della Torre and F. Vajda, IEEE Trans. Magn. **31**, 1775 (1995).
4. J. Ferré, V. Grolier, P. Meyer et al., Phys. Rev. B **55**, 15092 (1997).
5. A. Berger, S. Mangin, J. McCord et al., Phys. Rev. B **82**, 104423, (2010).
6. Y. L. Iudin, Y. P. Kabanov, V. I. Nikitenko et al., Phys. Rev. Lett. **98**, 117204 (2007).
7. Y. W. Windsor, A. Gerber, and M. Karpovski, Phys. Rev. B **85**, 064409 (2012).
8. А. Е. Колмогоров, Изв. АН СССР, сер. физ.-мат. наук, **1**, 355 (1937).
9. M. Avrami, J. Chem. Phys. **7**, 1103 (1939); **8**, 212 (1940); **9**, 177 (1941).
10. В. З. Беленький, *Геометрико-вероятностные модели кристаллизации. Феноменологический подход*, Наука, Москва (1980).
11. E. Fatuzzo, Phys. Rev. **127**, 1999 (1962).
12. M. Labrune, S. Andrieu, F. Rio, and P. Bernstein, J. Magn. Magn. Mater. **80**, 211 (1989).
13. T. Ohta, Y. Enomoto, and R. Kato, Phys. Rev. B **43**, 13262 (1991).
14. A. S. Bakai, H. Hermann, and N. P. Lazarev, Phil. Mag. **82**, 1521 (2002).
15. P. Bruna, D. Crespo, R. González-Cinca, and E. Pineda, J. Appl. Phys. **100**, 054907 (2006).
16. H. Xi, K.-Z. Gao, J. Ouyang, and Y. Shi, J. Phys.: Condens. Matter. **20**, 295220 (2008).
17. N. V. Alekseechkin, J. Non-Crystal. Sol. **357**, 3159 (2011).
18. S. Okamoto, T. Kato, N. Kikuchi et al., J. Appl. Phys. **103**, 07C501 (2008).
19. Sung-Bong Choe and Sung-Chul Shin, Appl. Phys. Lett. **70**, 3612 (1997).