

УДК 537.622.6

«РАВНОМЕРНОЕ» ДВИЖЕНИЕ ДОМЕННОЙ ГРАНИЦЫ ВДОЛЬ АНСАМБЛЯ МАГНИТНЫХ МИКРОДЕФЕКТОВ В НЕОДНОРОДНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

А. Н. Григоренко, С. А. Мишин, Е. Г. Рудашевский

Проведено экспериментальное и теоретическое исследование зависимости $v(H)$ средней скорости доменной границы (ДГ) v от действующего магнитного поля H в феррит-гранатовых пленках в широком интервале величин градиента внешнего поля β до 230 кЭ/см. Обнаружено, что характер отклонения зависимости $v(H)$, вызванный существованием ансамбля микродефектов, от линейного закона определяется величиной градиента неоднородного поля, стабилизирующего ДГ. В малых полях при изменении градиента наблюдаются три различных вида зависимости $v(H)$, соответствующие качественно различным квазистатическим петлям гистерезиса; в частности, при β , большем критического значения β_c , при котором исчезают квазистатические гистерезисные потери энергии, «равномерное» движение ДГ сопровождается дополнительной диссипацией энергии на ансамбле дефектов, что приводит к перенормировке подвижности ДГ. В больших полях в зависимости от соотношения между полем коэрцитивности и полем неустойчивости равномерного движения ДГ, например, полем Уокера, наблюдается либо выход на линейный закон $v(H)$, либо нелинейные явления, обычно интерпретируемые как динамическая перестройка структуры ДГ.

В 1935 г. Ландау и Лифшиц [1] установили, что ДГ, находящаяся в достаточно малом однородном магнитном поле H , движется равномерно со скоростью $v = \mu H$, где μ — подвижность ДГ. Многочисленные экспериментальные исследования в большинстве ферромагнетиков подтверждали вывод о равномерности движения ДГ в однородном магнитном поле, однако зависимость $v(H)$ оказалась более сложной как в области больших полей, что неудивительно ввиду нелинейности уравнений магнитной динамики, так и в области малых полей, для которых справедливы сделанные в работе [1] предположения. Отклонение зависимости $v(H)$ от линейной в области малых полей объясняется неоднородностью материала — существованием в нем различных магнитных дефектов, приводящих к коэрцитивным явлениям. Литература, посвященная зависимости $v(H)$ в реальных магнетиках в малых полях, достаточно обширна; в качестве первых работ можно указать [2, 3]. На наш взгляд, эти работы обладают одним общим недостатком — в них не учитывается влияние неоднородного магнитного поля, стабилизирующего положение ДГ в образце.

В большинстве ферромагнитных образцов существуют сильные размагничивающие поля, а ДГ располагаются в тех местах неоднородных полей, где само поле обращается в нуль. Влияние неоднородного поля на взаимодействие ДГ с дефектами материала изучалось мало [4–6], а исследование влияния неоднородного поля, стабилизирующего ДГ, на динамику ДГ в поле дефектов по существу до сих пор не проведено.

В данной работе показано, что величина градиента неоднородного поля существенно влияет на вид зависимости $v(H)$ при движении ДГ вдоль ансамбля дефектов. Для одного и того же ансамбля магнитных микродефектов при изменении величины градиента внешнего магнитного поля в широком диапазоне до 230 кЭ/см реализуются три качественно различных вида зависимости $v(H)$, которым соответствуют три качественно различных

вида статических гистерезисных кривых; в частности, при достаточно больших градиентах сохраняется линейная зависимость $v(H)$ с перенормированной подвижностью ДГ.

Эксперимент

Исследовались тонкие магнитные феррит-гранатовые пленки с одноосной анизотропией, «легкая» ось перпендикулярна плоскости пленки. Все образцы продемонстрировали качественно одинаковое поведение. Наиболее полно была исследована пленка состава $(\text{LuBi})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$ с намагниченностью насыщения $4\pi M = 80$ Гс, анизотропией $H_A = 1800$ Э, толщиной $h = 30$ мкм, периодом равновесной доменной структуры $2P = 50$ мкм (в дальнейшем в статье данные приведены для этой пленки). Неоднородное магнитное поле создавалось квадрупольной магнитной системой, в которой использовались постоянные магниты на основе SmCo_5 , что позволило получить широкий диапазон изменения величины градиента β этого поля до 230 кЭ/см [7]. Пленка, помещенная в неоднородное поле с достаточно

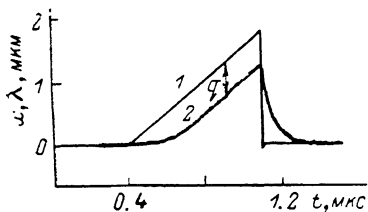


Рис. 1. Отклик ДГ на треугольный импульс магнитного поля.

1 — движение седловой линии неоднородного поля, 2 — движение ДГ.

большим градиентом, разбивается на два домена, а возмущающая ДГ располагается вблизи седловой линии градиентного поля. При увеличении градиента неоднородного поля при некотором значении величины градиента происходит выпрямление ДГ [8]. Для нашего образца эта величина составляла 9 кЭ/см. Все измерения, связанные с изучением зависимости $v(H)$ скорости ДГ от продвигающего поля, проводились на прямой уединенной ДГ (т. е. при градиенте $\beta \geq 9$ кЭ/см), что облегчает интерпретацию полученных результатов. Положение ДГ регистрировалось магнитооптическим методом, напробсвет. Исследование области малых продвигающих полей и малых смещений ДГ потребовало специальных мер для обеспечения необходимой точности измерений: вся установка была смонтирована на вибростабилизированной платформе, ФЭУ был помещен в магнитный и теплостабилизирующий экран, а к источнику излучения — гелий-неоновому лазеру — была применена внешняя схема стабилизации мощности излучения [9], понизившая флуктуации мощности в диапазоне от 0 до 30 Гц до уровня 0.01% . Все это позволило уверенно регистрировать изменения магнитооптического сигнала, соответствующие однократным смещениям участка ДС длиной ≈ 10 мкм на величину ≈ 10 Å.

Стандартный метод измерения зависимости скорости $v(H)$ ДГ от приложенного магнитного поля H путем приложения импульса поля прямоугольной формы и измерения скорости перемещения ДГ не подходит для движения ДГ в неоднородном поле, так как в этом случае действующее на ДГ магнитное поле не является постоянным, а уменьшается по мере приближения к седловой линии неоднородного поля. Поэтому для определения зависимости $v(H)$ нами использовались треугольные импульсы продвигающего однородного поля. Добавление однородного поля, линейно растущего со временем $H_0 = -\beta vt$, к неоднородному градиентному полю $H = \beta x$, где x — координата, перпендикулярная ДГ, приводит к движению седловой точки неоднородного поля $H = \beta x + H_0 = \beta(x - vt)$ с постоянной скоростью v . В этом случае ДГ, отставая от седловой линии на такое расстояние q , на котором действующее на ДГ магнитное поле сообщает ДГ скорость v , также движется с постоянной скоростью v . При простой линейной зависимости $v = \mu H$ это расстояние равно $q = v/\mu\beta$, а действующее

на ДГ поле $H = v/\mu$. На рис. 1 приведен типичный отклик ДГ на треугольный продвигающего поля. Для получения зависимости $v(H)$ измерялось среднее отставание ДГ от седловой линии поля в зависимости от скорости нарастания магнитного поля при различных значениях градиента неоднородного поля. Экспериментальная методика, используемая в этих измерениях, подробно описана в [10].

Результаты измерений приведены на рис. 2—4. На рис. 2, *a—в* приведены качественно различные квазистатические петли гистерезиса локаль-

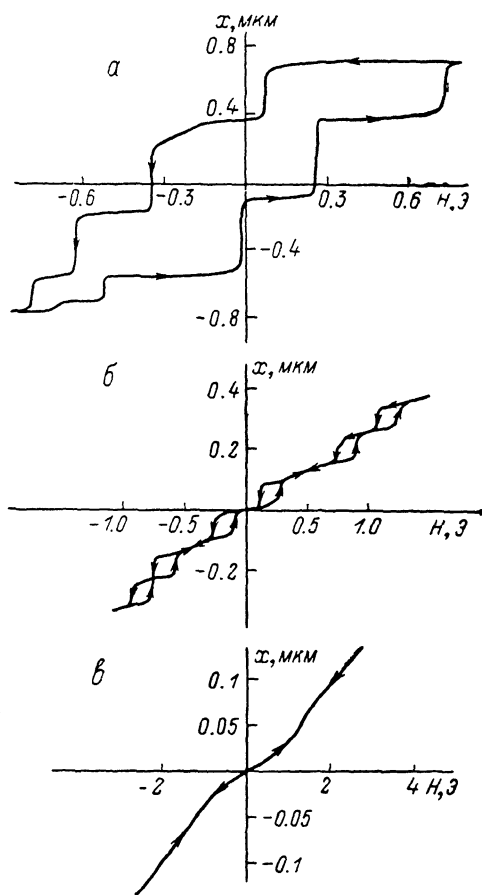


Рис. 2. Петли гистерезиса локального участка уединенной ДГ длиной ≈ 10 мкм, снятые при квазистатически медленном изменении внешнего однородного магнитного поля H . $\beta = 9$ (*a*), 40 (*б*) и 220 кЭ/см (*в*).

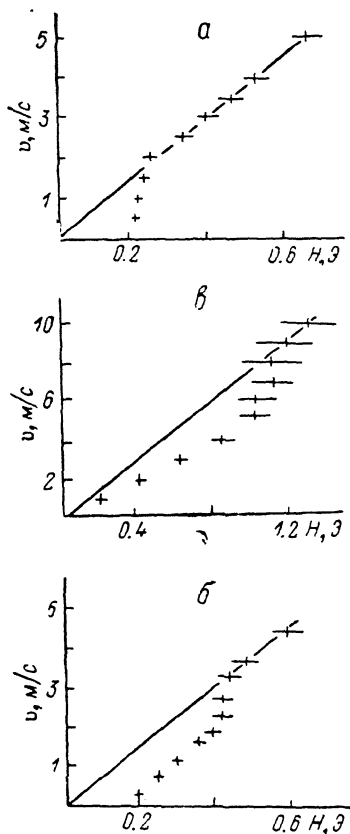


Рис. 3. Зависимость средней скорости движения ДГ от среднего действующего на нее магнитного поля при движении в неоднородном магнитном поле. $\beta = 9$ (*a*), 45 (*б*) и 220 кЭ/см (*в*).

ного участка уединенной прямой ДГ длиной ≈ 10 мкм при трех различных величинах градиента неоднородного поля вдоль одного и того же ансамбля микродефектов, обуславливающих коэрцитивность исследованных пленок. Заметим, что в силу огромной плотности микродефектов $n > > 10^{13}$ см $^{-3}$ для исследования магнитооптическими методами взаимодействия с ними ДГ необходимо обеспечить воспроизводимую доменную конфигурацию (в нашем случае — это уединенная прямая ДГ, стабилизированная неоднородным полем) и высокую стабильность при детектировании малых смещений локальных участков ДГ [10]. Кривые на рис. 2, *a, б* различаются по характеру движения ДГ вдоль ансамбля микродефектов. В случае *a* ДГ движется скачками от дефекта к дефекту, в случае *б* ДГ после срыва с дефекта некоторое время движется, находясь на седловой линии неоднородного поля, т. е. обратимо. Можно ввести параметр, раз-

личающий эти случаи $\xi = H_{от} / \beta \Delta$, где $H_{от}$ — величина поля отрыва от дефекта, Δ — среднее расстояние между дефектами; $\xi \gg 1$ (а) и $\xi < 1$ (б). Кривая *в* (рис. 2) соответствует превышению величины градиента поля некоторого критического значения β_c , при котором исчезает петля гистерезиса и происходит подавление квазистатических потерь внешним неоднородным полем. На рис. 3, *а—в* изображены соответствующие рис. 2, *а—в* зависимости $v(H)$. Хорошо видно, что при увеличении величины градиента неоднородного поля качественно различным квазистатическим петлям гистерезиса при движении ДГ вдоль ансамбля микродефектов соответствуют качественно различные зависимости средней скорости ДГ от продвигающего поля. В случае *а* $v(H)$ имеет корневой вид, выходящий на зависимость $v = \mu H$; в случае *б* при малых полях $v = \mu(H - H_{ск})$; и в случае *в* в малых полях $v = \mu_{эфф} H$, где $\mu_{эфф} < \mu$. Таким образом, величина градиента неоднородного поля существенно влияет на динамическую дис-

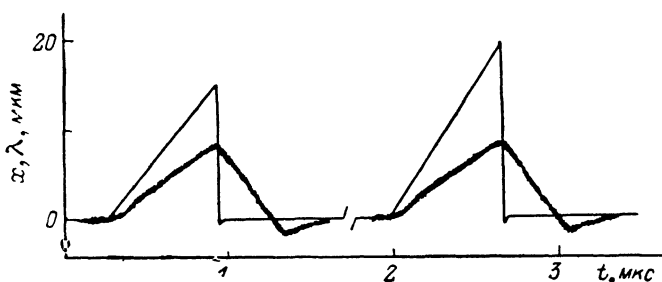


Рис. 4. Нелинейный отклик ДГ на импульс поля при больших амплитудах продвигающего поля.

сипацию энергии ДГ, возникающую при «равномерном» движении ДГ вдоль ансамбля магнитных микродефектов. Описанные явления наблюдались до возникновения нелинейностей в движении ДГ, связанных с динамической перестройкой ДГ, так как поле Уокера, по порядку величины характеризующее поле динамической перестройки, $H_w = 10 \text{ Э} \gg H_c = 0.2 \text{ Э}$, где H_c — поле коэрцитивности ДГ при градиенте поля 10^4 кЭ/см . При увеличении продвигающего поля до величины порядка поля Уокера действительно наблюдались нелинейные явления, обычно приписываемые динамической перестройке ДГ, в частности наблюдалась скорость насыщения. На рис. 4 изображен отклик ДГ на несколько треугольных импульсов большой амплитуды. При этом, как оказалось, величина амплитуды импульса, при которой впервые наблюдалась динамическая перестройка, зависела от положения ДГ относительно ансамбля магнитных микродефектов, т. е. дефекты влияли на динамическую перестройку ДГ.

В пленках, у которых $H_w \leq H_c$, оказалось невозможным отделить нелинейность, возникающую при взаимодействии ДГ с дефектами материала, от нелинейности, связанной с перестройкой структуры ДГ, и движение участка ДГ даже между двумя соседними микродефектами происходило со скоростью насыщения.

Обсуждение результатов

Для обсуждения полученных результатов мы примем простую одномерную модель взаимодействия ДГ с неподвижными дефектами. Причина применимости такой модели заключается в огромной плотности магнитных микродефектов в исследуемых материалах, что приводит к необходимости рассматривать не отдельные микродефекты, а флуктуации в их распределении, стопорящие локальные участки ДГ, слабо изгибающейся при своем движении. Будем, таким образом, считать, что взаимодействие ДГ (или, точнее говоря, участка ДГ) с дефектами можно описать потенциальной энергией на единицу поверхности стенки $U_0(x)$, зависящей только от по-

положения ДГ относительно дефектов и не зависящей от времени. Последнее обстоятельство связано с экспериментальным фактом повторяемости движения ДГ вдоль ансамбля микродефектов (рис. 2, а, б) через длительное время, ~ 24 ч. Полная энергия ДГ, находящейся в неоднородном магнитном поле в ансамбле дефектов, равна

$$U(x) = U_0(x) + \beta M(x - \lambda)^2,$$

где β — градиент неоднородного поля, βx — неоднородное поле, $\beta \lambda$ — однородное магнитное поле. Примем в соответствии с экспериментальными наблюдениями, что дефекты в среднем равномерно расположены на пути движения ДГ со средним расстоянием между дефектами, равным Λ . При квазистатическом перемещении седловой линии неоднородного поля ДГ отслеживает равновесные положения, которые находятся из условия

$$\partial U / \partial x = 0, \quad U(x) = \min_x \quad (1)$$

Рассмотрим квазистатическое движение ДГ вдоль ансамбля дефектов при различных величинах градиента неоднородного поля. Уравнение для точек равновесия

$$-\partial U_0 / \partial x = 2\beta M(x_p(\lambda) - \lambda) \quad (2)$$

удобно решать графически. На рис. 5, 6 изображены решения уравнения (2), соответствующие экспериментальным (рис. 2). При $\xi = H_{0r} / \beta \Lambda \gg 1$ (рис. 5, а) «квазистатическое» движение ДГ осуществляется скачками от дефекта к дефекту. При $\xi < 1$ (рис. 6, б) появляются участки обратного движения ДГ, однако «квазистатическое» движение ДГ все равно содержит участки, на которых скорость ДГ велика. Наконец, при $\beta > \beta_c = (1/2 M) (\partial^2 U_0 / \partial x^2)_{\max}$ движение ДГ обратимо и действительно квазистатично, т. е. медленному перемещению седловой линии неоднородного поля соответствует медленное движение ДГ. Гистерезисные кривые на рис. 6, а, б возникают из-за многозначности решений для точек равновесия ДГ в неоднородном поле в ансамбле дефектов и наличия неустойчивых ветвей для точек равновесия.

Рассмотрим теперь динамику ДГ вдоль ансамбля микродефектов в неоднородном поле, считая, что в отсутствие дефектов динамика ДГ определяется полученным в работе [1] соотношением

$$\dot{x} = \mu H_{\text{эфф}}, \quad (3)$$

где $H_{\text{эфф}}$ — эффективное магнитное поле, в котором находится ДГ, равное $(1/2 M) (\partial U / \partial x)$; x — координата ДГ. Такое предположение справедливо, пока изменение внешнего поля на ширине ДГ мало. Поскольку ширина ДГ в обычных ферромагнетиках мала, то данное предположение справедливо в широком интервале величин градиента неоднородного поля.

Нашей задачей является получение зависимости $v(H)$, т. е. нахождения среднего поля, действующего на ДГ, которая движется со средней скоростью v . В этом случае уравнение (3) можно переписать в виде

$$\dot{x} = -\mu \beta (x - vt) - \frac{\mu}{2M} \frac{\partial U_0}{\partial x}. \quad (4)$$

Как уже отмечалось, для того чтобы заставить ДГ двигаться с постоянной скоростью v в неоднородном поле с величиной градиента поля β , необходимо приложить однородное поле, линейно растущее со временем $H_0 = -\beta vt$. При этом в стационарном состоянии в отсутствие дефектов ДГ будет отставать от седловой линии неоднородного поля на расстояние $q = v / \mu \beta$ так, чтобы находиться в магнитном поле, сообщаемом ДГ скоростью v . Наличие дефектов не изменяет вывода о том, что в среднем ДГ движется равномерно со скоростью v , равной скорости седла, однако изменяется среднее отставание $\langle q(v) \rangle$ ДГ от седловой линии неоднородного поля. При этом меняется и среднее эффективное поле, в котором находится ДГ. Зависимость этого поля $H(v) = \beta \langle q(v) \rangle$ от скорости движения

седловой линии неоднородного поля есть обратная от искомой зависимости $v(H)$.

В то же время это поле $H(v)$ в рамках рассматриваемой модели взаимодействия ДГ с дефектами непосредственно связано с площадью динамической петли гистерезиса, возникающей при движении ДГ в образце со сред-

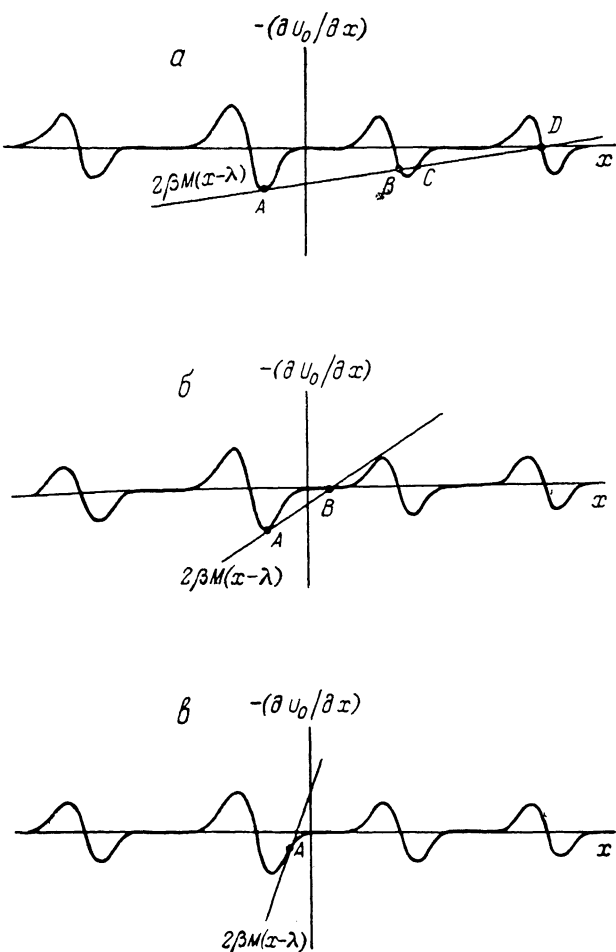


Рис. 5. Графическое решение уравнения для нахождения точек равновесия ДГ в неоднородном поле в материале с дефектами.

A, B, C, D — точки равновесия. $\xi \geq 1$ (а), $\xi < 1$ (б), $\beta > \beta_c$ (в).

ней скоростью v , так как диссипация энергии на единицу поверхности ДГ за один цикл динамического гистерезиса W в силу (4) и условия

$$\oint (\partial U_0 / \partial x) dx = 0$$

равна

$$W = \oint F_{\text{тр}} dx = 2\beta M \oint (x - \lambda) dx = 4\beta ML \langle q(v) \rangle = 4MLH(v),$$

где $F_{\text{тр}} = 2M\dot{x}/\mu$ — сила вязкого трения, действующего на ДГ; $\beta\lambda$ — величина однородного поля; L — полный путь, проходимый ДГ за половину цикла гистерезиса.

На рис. 7 приведены петли гистерезиса, возникающие при перемагничивании образца с конечной скоростью нарастания магнитного поля,

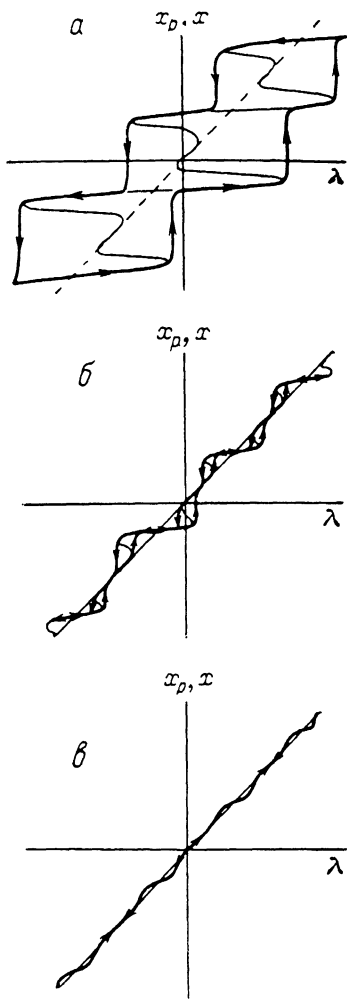


Рис. 6. Квазистатическое движение ДГ в неоднородном магнитном поле в материале с дефектами. $\xi \geq 1$ (а), $\xi < 1$ (б), $\beta > \beta_c$ (в).

построенные при отсутствии дефектов (а) и при динамике ДГ вдоль одного дефекта (б). На рис. 7, в построены динамические петли гистерезиса при различных скоростях движения ДГ. Все эти кривые получаются при решении уравнения (4).

Поскольку при увеличении скорости движения седловой линии неоднородного поля эффективное поле, в котором находится ДГ, увеличи-

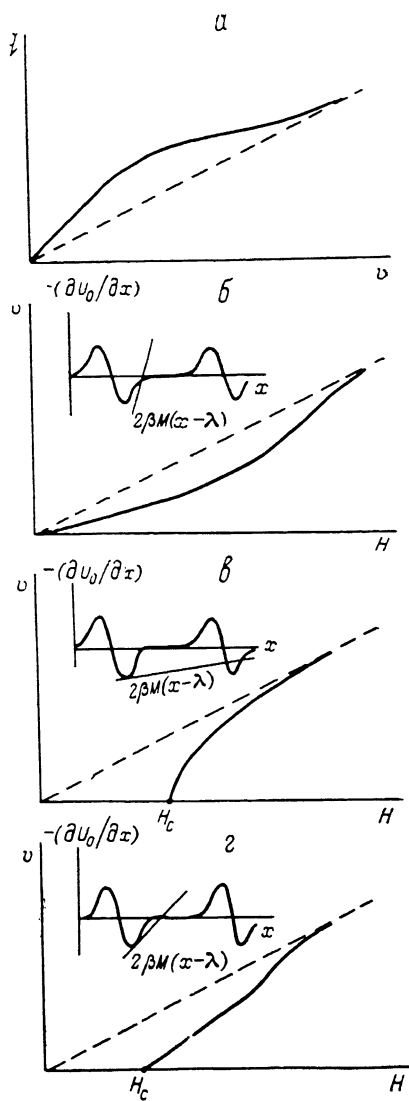
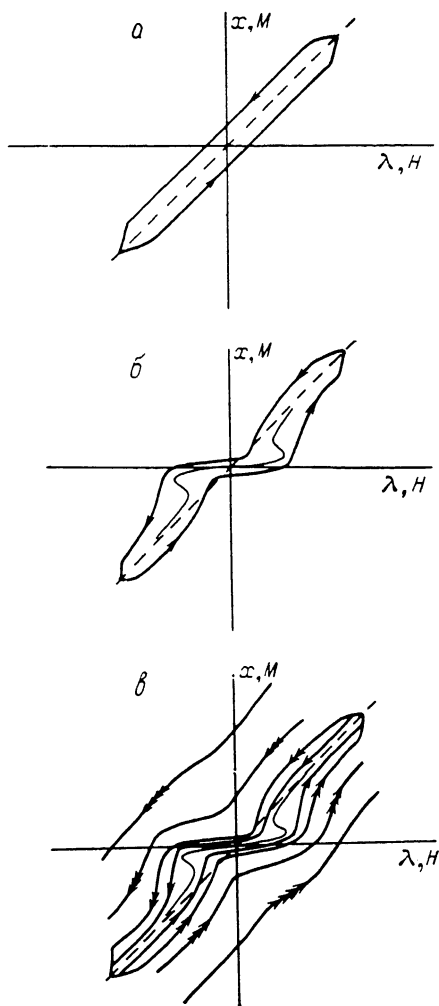


Рис. 7. Динамическая петля гистерезиса ДГ в неоднородном магнитном поле при отсутствии (а) и наличии (б) дефектов и при различных скоростях движения седловой линии неоднородного поля вдоль одного дефекта (в).

Увеличение скорости соответствует увеличению числа стрелок на кривой.

Рис. 8. Зависимость среднего отставания ДГ от седловой линии неоднородного поля (штрихи — $q = v/\mu\beta$) (а) и качественный вид теоретической зависимости $v(H)$, возникающей при движении ДГ в неоднородном магнитном поле (б—в).

вается, то дефект оказывает все меньшее влияние на динамику ДГ и поэтому $H(v)$ стремится к v/μ с ростом v . Можно определить асимптотику $H(v)$ при больших v , рассматривая $-\partial U_0/\partial x$ как малое возмущение ДГ, при условии $v \gg (\mu/2M)(\partial U_0/\partial x)_{\max}$, $v \gg \mu\beta a$ (a — радиус взаимодействия ДГ с дефектом)

$$H(v) = \frac{v}{\mu} + \frac{\mu}{(2M)^2 v L} \int_0^L \left(\frac{\partial U_0}{\partial x} \right)^2 dx = \frac{v}{\mu} + \frac{\mu u}{(2M)^2 v L},$$

где L — путь, проходимый ДГ; Λ — среднее расстояние между дефектами,

$$u = \left\langle \int_{-\infty}^{+\infty} (\partial u_0 / \partial x)^2 dx \right\rangle,$$

$u_0(x)$ — потенциальная энергия взаимодействия одного дефекта с ДГ. Такое асимптотическое поведение $H(v) = v/\mu \sim 1/v$ при больших скоростях движения ДГ известно и неоднократно получалось различными авторами [11, 12] и не зависит от величины градиента неоднородного поля.

Таким образом, средняя сила, с которой действуют на ДГ дефекты при динамике ДГ вдоль ансамбля дефектов, не сводится просто к константе, а зависит от скорости движения ДГ. Характер зависимости этой силы от скорости при малых скоростях движения ДГ существенным образом определяется соотношением между величиной неоднородного поля и параметрами ансамбля дефектов. Это приводит к различным видам зависимостей $v(H)$, наблюдавшимся в эксперименте. Действительно, пусть величина градиента неоднородного поля больше критической, что соответствует рис. 2, *в*. В этом случае квазистатическое поле коэрцитивности равно нулю. Полагая $x = x_p(\lambda) + y(\lambda)$, где $x_p(\lambda)$ определяется (3), и рассматривая $U_0(x)$ как возмущение, получаем

$$y = - \frac{(2\beta M)^2}{(2\beta M + \partial^2 U_0 / \partial x^2)^2} \frac{v}{\mu \beta} \quad (5)$$

при $v \ll \mu \beta a$, где a — радиус взаимодействия ДГ с дефектом. Среднее отставание $\langle q(v) \rangle$ ДГ от седловой линии неоднородного поля равно в этом случае

$$\langle q(v) \rangle = \langle x - \lambda \rangle = \langle x_p - \lambda \rangle + \langle y \rangle = \langle y \rangle = - \frac{v}{\mu \beta L} \int_0^L \frac{d\lambda}{\left(1 + \frac{1}{2\beta M} \frac{\partial^2 U_0}{\partial x^2} \right)^2}.$$

Поскольку в этом случае $\langle q(v) \rangle \sim v$, то действие дефектов на динамику ДГ можно описать перенормировкой подвижности $v = \mu_{\text{эфф}} H$, где

$$\mu_{\text{эфф}} = \frac{\mu}{\frac{1}{L} \int_0^L \frac{d\lambda}{\left(1 + \frac{1}{2\beta M} \frac{\partial^2 U_0}{\partial x^2} \right)^2}} = \frac{\mu}{\Lambda \int_{-\infty}^{+\infty} \left\langle \frac{d\lambda}{\left(1 + \frac{1}{2\beta M} \frac{\partial^2 u_0}{\partial x^2} \right)^2} \right\rangle}.$$

Качественно зависимость среднего отставания $\langle q(v) \rangle$ ДГ от седловой линии неоднородного поля в рассматриваемом случае изображена на рис. 8, *а*. Поскольку $H(v) = \beta \langle q(v) \rangle$, то на рис. 8, *б* изображена зависимость $v(H)$, которая качественно совпадает с экспериментальной зависимостью (рис. 3, *в*). Для величин градиента, меньших критического, получить приближенное выражение для $y(\lambda)$ невозможно, так как поле дефекта нельзя считать слабым возмущением движения ДГ (формально это выражается тем, что при условии $2\beta M = -\partial^2 U_0 / \partial x^2$, соответствующем отрыву ДГ от дефекта при квазистатическом движении седловой линии, $y(\lambda)$, определяемая уравнением (5), обращается в бесконечность) и необходимо численное интегрирование уравнения (4) для получения средних динамических характеристик ДГ. Однако в случае $\beta \ll \beta_c$ можно получить асимптотические выражения для среднего отставания $\langle q(v) \rangle$ при малых скоростях движения ДГ v . Простой расчет показывает, что в случае $\xi \gg 1$

$$\langle q(v) \rangle = \frac{H_c}{\beta} + \frac{v^2}{(\mu\beta)^2 \Lambda}, \quad v(H) = \mu \sqrt{\beta \Lambda (H - H_c)}, \quad (6)$$

где H_c — квазистатическое поле отставания от седловой линии, $H_c = H_{от} - \beta \Lambda / 2$, $H_{от}$ — поле отрыва от дефекта [13].

Подчеркнем еще раз, что зависимость (6) — это зависимость между средним полем отставания ДГ от седловой линии неоднородного поля при движении ДГ со средней скоростью v в материале с дефектами. Не следует считать, что при приложении, например, синусоидального или импульса магнитного поля с амплитудой, меньшей H_c , ДГ не будет двигаться совсем. Однако смещение ДГ в этом случае существенно нерегулярно, что ставит под сомнение необходимость и возможность получения средних характеристик. В случае $\xi < 1$ имеем

$$\langle q(v) \rangle = H_c / \beta + v / \mu_{эфф} \beta, \quad v(H) = \mu_{эфф} (H - H_c),$$

где

$$\mu_{эфф} = \mu \frac{\Lambda}{\Lambda - H_{от} / \beta} = \frac{\beta}{1 - \xi}.$$

Качественно возникающие в этом случае зависимости $v(H)$ изображены на рис. 8, в, г. Они соответствуют экспериментальным зависимостям рис. 3, а, б.

З а к л ю ч е н и е

Общеизвестно, что дефекты в ферромагнетиках приводят к дополнительной диссипации энергии при динамике намагниченности [14, 15] к нелинейной зависимости $v(H)$ в малых полях [2, 3, 12, 16] и что они могут приводить к вязкой силе торможения ДГ [17]. Однако очень мало обращалось внимания на влияние неоднородного поля, стабилизирующего ДГ, которое, как мы показали, может существенно изменять эти дополнительные потери энергии. В одном и том же материале, с одним и тем же ансамблем дефектов, при изменении доменной структуры, а значит, и размагничивающих полей возможны изменения как динамических, так и статических коэрцитивных характеристик ДГ. При этом наличие неоднородного поля требует замены в обычно принятой методке измерения зависимости $v(H)$ ступеньки продвигающего поля на импульсы треугольной формы с различной скоростью нарастания магнитного поля.

В конце отметим следующее. Рассмотренные зависимости возникают лишь при усреднении движения ДГ вдоль ансамбля микродефектов. Поэтому если смещение ДГ настолько мало, что, например, не происходит отрыва ДГ от дефектов и ДГ движется внутри потенциальной ямы — в так называемой области обратимых смещений ДГ, то дефекты изменяют только эффективное неоднородное поле, в котором находится ДГ, оставляя неизменной подвижность ДГ.

Авторы приносят глубокую благодарность А. М. Прохорову за поддержку на всех этапах выполнения работы.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. // Phys. Zs. Sowjet. 1935. V. 8. N 2. P. 153—172.
- [2] Galt J. K. // Phys. Rev. 1952. V. 85. N 2. P. 664—671.
- [3] Rodbell D. S., Bean C. P. // Phys. Rev. 1956. V. 103. N 3. P. 866—894.
- [4] Shumate P. W. // IEEE Trans. Magn. 1971. V. 7. N 3. P. 586—590.
- [5] Vella-Coleiro G. P., Venard W. B., Wolfe R. // IEEE Trans. Magn. 1980. V. 16. N 2. P. 625—629.
- [6] Бажанин Г. А., Ильичева Е. Н., Котов В. А., Телеснин Р. В., Шишков А. Г. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 1. С. 257—260.
- [7] Григоренко А. Н., Домнин П. В., Мишин С. А., Рудашевский Е. Г. // ПТЭ. 1987. № 3. С. 175—176.
- [8] Hagedorn F. B. // J. Appl. Phys. 1970. V. 41. N 3. P. 1161—1163.
- [9] Григоренко А. Н., Мишин С. А., Рудашевский Е. Г. // ПТЭ. 1988. № 1. С. 163—165.
- [10] Григоренко А. Н., Мишин С. А., Рудашевский Е. Г. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 10. С. 2948—2954.

- [11] Feldtkeller E. // Phys. St. Sol. 1968. V. 27. N 1. P. 161—170.
[12] Аверкин А. Н. // ФТТ. 1981. Т. 23. № 6. С. 1573—1576.
[13] Григоренко А. Н., Мишин С. А., Рудашевский Е. Г. // Препринт ИОФАН № 137. М., 1988.
[14] Вонсовский С. В., Магнетизм. М.: Наука, 1971. 420 с.
[15] Хуберт А. Теория доменных стенок в упорядоченных средах. М.: Мир, 1977. 306 с.
[16] Janak J. // Phys. Rev. 1964. V. 134. P. A411—A432.
[17] Зуев А. В., Иванов Б. А. // Письма в ЖТФ. 1981. Т. 7. № 14. С. 876—879.

Институт общей физики АН СССР
Москва

Поступило в Редакцию
18 ноября 1988 г.
В окончательной редакции
3 февраля 1989 г.

