PACS: 62.20.Fe, 62.80.tf

В.С. Абрамов[1], В.Л. Бусов[2]

О ВЛИЯНИИ ИМПУЛЬСНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ПЛАСТИЧЕСКУЮ ДЕФОРМАЦИЮ В ФЕРРОМАГНЕТИКАХ

[1]Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина НАН Украины
ул. Р. Люксембург, 72, г. Донецк, 83114, Украина

[2]Донбасская государственная машиностроительная академия
ул. Шкадинова, 72, г. Краматорск, 84313, Украина

Статья поступила в редакцию 14 сентября 2006 года

В рамках экситонной модели ядра дислокации рассмотрено влияние импульсного магнитного поля на движение дислокационной петли и перераспределение дислокаций в ферромагнетиках. Показано, что определяющим фактором в этом влиянии является градиент поля в пределах стенок магнитных доменов. Найдены порядки величин амплитуды поля в импульсе, при которых начинается пластическая деформация. Получена качественная зависимость средней пластической деформации E^{pl} *от подвижности магнитной стенки домена. Отмечено, что вследствие осциллирующего характера зависимости скорости стенки от амплитуды приложенного поля весь диапазон значений* $E^{pl}(H_a)$ *можно разбить на чередующиеся полосы повышенной и пониженной деформации, что не противоречит экспериментальным данным.*

Введение

Влияние магнитного поля на ползучесть описано еще в [1,2]. За последние десять лет объем работ в этом направлении резко возрос до нескольких десятков в год. В то же время теоретические модели, рассматривающие влияние электронного ветра на решетку [3] и на область хорошего кристалла вокруг дислокационной линии [4,5], не учитывают его взаимодействия с ядром дислокации, имеющим упругую энергию одного порядка с областью хорошего кристалла.

В [6] была сделана попытка рассмотреть это влияние с помощью экситонной модели ядра дислокации [7], в которой: 1) на единицу длины краевой дислокации приходится дипольный момент $P \sim \left(n_e e \pi r_0^2 / a_0^3\right) a^*$ (a_0 – параметр решетки, r_0 – радиус ядра дислокации, n_e – число электронов проводимости на один атом, a^* – эффективный радиус экситона, e – заряд электрона); 2) электроны и дырки движутся вдоль оси дислокации как частицы ферми-газа в условиях детального равновесия; 3) перегибы и примесные атомы являются потенциальными барьерами для движущихся электронов и дырок; 4) перегибы преодолеваются электронами и дырками с выделением низкоэнергетичных фононов; 5) примесные атомы отражают электроны и дырки с выделением фононов отдачи, возбуждающих экситоны ядра дислокации. Авторами показано, что: определяющим фактором в этом влиянии является градиент поля в пределах скин-слоя; величина амплитуды поля в импульсе H_a^{pl}, при которой начинается пластическая деформация ~ 10^6–10^7 A/m, временная длительность импульса ~ 10^{-4}–10^{-5} s. Однако опыт показывает [8,9], что величина H_a^{pl}, как минимум, на один-два порядка ниже расчетной [6]. Представляет интерес получить теоретическое обоснование этого снижения.

Теоретическая модель

Согласно эффекту Баркгаузена для ферромагнетиков [10] магнитная обработка (МО) материала импульсами одной полярности может быть произведена в результате взаимодействия подвижных стенок магнитных доменов с дислокациями роста кристаллов, в том числе с источниками дислокаций типа Франка–Рида [11]. По нашим данным, теоретическое обоснование этого вопроса для всех видов магнетиков в литературе отсутствует. Приведем его для ферромагнетиков в рамках теорий микромагнетизма [12] и индивидуальных дислокаций [13,14], а затем и экситонной модели ядра дислокации [7]. Работа импульсного магнитного поля при МО составляет

$$A = \frac{1}{2} N_{\mathrm{im}} T_{\mathrm{im}} \int_0^{T_{\mathrm{im}}} B(t) \frac{\partial H_{\mathrm{out}}(t)}{\partial t} \mathrm{d}t , \qquad (1)$$

где N_{im} – общее количество импульсов поля; T_{im} – длительность одного импульса; $H_{\mathrm{out}}(T)$, $B(t)$ – соответственно амплитуды импульса внешнего магнитного поля и магнитной индукции материала как функции времени.

Всю энергию, привнесенную в материал при МО, можно разбить на две части: деформационно-чувствительную, т.е. ту, что зависит от средней полной деформации $\langle \hat{\varepsilon} \rangle = \hat{E} = \hat{E}^{\mathrm{el}} + \hat{E}^{\mathrm{pl}}$, и деформационно-нечувствительную (здесь для простоты антисимметричной частью тензора полной дисторсии пренебрегаем). В последнюю часть входят: обменная (на единицу объема) энергия e_A, удельная энергия анизотропии e_K, энергия полей рассеяния, которая для диа- и парамагнетиков равна нулю, магнитостатическая энергия. Деформационно-чувствительная часть включает, во-первых, собственную энергию магнитострикции доменных стенок (на единицу объема), которая может быть записана в корреляционном приближении

$$e_{ms} = \frac{1}{2} B_{ijlm}^{L} \tilde{s}_{ijlm}^{*} \equiv \left\langle \hat{L}'(\mathbf{r}_1) \hat{L}'(\mathbf{r}_2) \right\rangle \hat{s}^{*} , \qquad (2)$$

где $\widehat{L} = \widehat{L}^{\varepsilon} + \widehat{L}^{\omega}$ – магнитострикционный тензор доменной структуры, имеющий размерность напряжения; $\widehat{L}' = \widehat{L} - \left\langle \widehat{L} \right\rangle$ – флуктуационная составляющая тензора $\widehat{L}$; B^{L}_{ijlm} – бинарная корреляционная функция тензора $\widehat{L}$ [12,16]; $\tilde{s}^{*}$ – эффективный тензор податливости, $\tilde{s}^{*}_{iklm} = s^{*}_{iklm} - n_i n_l r^{-1}_{km}$; $\tilde{s}_{iklm} = \tilde{s}_{lmik}$. В дальнейшем поворотом доменных стенок при намагничивании пренебрегаем $(\widehat{L}^{\omega} = 0)$ и усреднение распределения последних производим при выполнении эргодической гипотезы. После ряда преобразований согласно [15] получим

$$e_{ms} = \tilde{s}^{*} .. \left[\left\langle \widehat{c} \right\rangle + \widehat{Q}^{\circ} * \widehat{c}' \right] .. \left[\left\langle \widehat{c} \right\rangle + \widehat{Q} * \widehat{c}' \right] .. \widehat{E}^{\mathrm{el}} .. \widehat{E}^{\mathrm{el}}, \tag{3}$$

где (..) и ($*$) – операторы свертывания по парам соответственно индексов и свертки; $\widehat{c}$ – тензор модулей упругости; $\widehat{c}' = \widehat{c} - \left\langle \widehat{c} \right\rangle$ – флуктуация тензора $\widehat{c}$; $\widehat{E}^{\mathrm{el}}$ – усредненная упругая деформация; тензор Грина $G_{k(i,j)i}$ выражен через сумму операторов Q°_{ijkl} и Q_{ijkl}, симметричных по первой и второй парам индексов.

Во-вторых, в деформационно-чувствительную часть входит энергия взаимодействия намагниченности в магнитных стенках с напряжениями немагнитного происхождения e_{σ}. В данном случае речь идет о взаимодействии магнитных стенок с дислокациями, в частности с источниками Франка–Рида. Здесь возможны два подхода. Первый основан на формуле Пича–Келлера [14], отражающей силу на единицу длины дислокации

$$F_i^{gc} = \sigma_{ij}^{(ms)} b_j = e_{ilm} l_l \sigma_{mk}^{(ms)} b_k, \tag{4}$$

где $\sigma_{ij}^{(ms)}$ – тензор приложенных магнитострикционных напряжений; b_j – вектор Бюргерса; e_{ilm} – тензор Леви–Чивита; l_l – единичный вектор вдоль линии дислокации. Здесь тензор $\sigma_{ij}^{(ms)}$ определяется в виде [12]:

$$\sigma_{ij}^{(ms)} = L'_{ik} - c_{ikrs} n_r n_l \Gamma^{-1}_{sm} L'_{lm}, \quad \Gamma_{sm} = n_i n_l c_{islm}. \tag{5}$$

Отсюда ясно, что $\left\langle \widehat{L} \right\rangle = \left\langle \sigma_{ij}^{(ms)} \right\rangle = 0$ и $\sigma_{ij}^{(ms)}$ не равны нулю только внутри стенок. Возможны два случая пересечения дислокации и стенки: а) из домена в тот же домен; б) из домена в соседний домен. Если стенка неподвижна, то дислокационная линия в рамках теории индивидуальных дислокаций в обоих случаях стремится занять положение вдоль нейтральной плоскости стенки, преодолевая натяжение дислокации. В случае подвижной стенки решение в обоих случаях в литературе отсутствует.

Во втором подходе рассмотрим взаимодействие стенки и дислокации в рамках экситонной модели ее ядра. Примем ряд допущений: 1) будем считать, что толщина стенки $d_{mw} >> r_0$ (r_0 – радиус ядра дислокации); 2) влиянием стенки на структуру, форму и размеры ядра дислокации пренебрегаем. Согласно [6] существование экситонов с переносом заряда в ядре дислокации и наличие перегибов, примесных атомов и дислокационных узлов как потенциальных барьеров для движения электронов и дырок позволяет рассматривать взаимодействие неподвижной стенки и незакрепленной дислокации через влияние силы Лоренца на два контура токов электронов и дырок, а точнее участки этих токов в объеме стенки. В результате контур (участок) из квазичастиц одного рода расширяется, а контур (участок) из квазичастиц другого рода сужается. В случае а) линия дислокации также будет стремиться к нейтральной плоскости, в случае б) на участок дислокации внутри стенки действует пара сил. Для подвижной стенки, набегающей на дислокационный сегмент источника, симметрия зависимости угла поворота θ вектора намагниченности $\mathbf{I}$ от координаты q вдоль нормали к стенке нарушается, угол θ возрастает на угол χ, который является функцией скорости движения стенки $\dot{q} = v_{mw}$. Работа, совершаемая подвижной стенкой, идет на размножение дислокаций, т.е. кинетическая энергия стенки приближенно равна упругой энергии распределения дислокаций $\frac{1}{2}\hat{\sigma}_d..\hat{E}^{\text{pl}}$ ($\hat{\sigma}_d$ – напряжение, работа которого на приращении $\hat{\delta}E^{\text{pl}}$ затрачивается на рост энергии дислокаций в результате их размножения, $\hat{\sigma}_d = \rho_0\hat{E}^{\text{pl}}$; ρ_0 – коэффициент пропорциональности [16]):

$$\frac{1}{2}\rho_{mw}d_{mw}m^{*}_{mw}v^{2}_{mw} \approx \rho_{gd}\left[N_e e v_F\left(\frac{B_a 2r_0}{d_{mw}}\right)\sin\beta\right]v_{mw}N_{im}T_{im}, \qquad (6)$$

где ρ_{mw} – общая площадь стенок в единице объема, cm^{-1}; m^{*}_{mw} – эффективная масса единицы площади стенки; ρ_{gd} – плотность дислокаций роста монокристаллов; N_e – количество электронов (дырок) на единицу длины дислокации; e – заряд электрона; v_F – скорость электрона на поверхности Ферми; B_a – амплитуда импульса магнитной индукции; β – угол между вектором $\mathbf{B} = \mathbf{H} + 4\pi\mathbf{I}$ и единичным вектором вдоль линии дислокации l_i. Вектор намагниченности $\mathbf{I}$ внутри подвижной стенки поворачивается на дополнительный угол χ, зависящий от скорости v_{mw}. Для раскрытия последней зависимости воспользуемся уравнениями движения для неравномерно движущихся 180-градусных стенок Блоха [12]:

$$\dot{q} = \gamma H_K\delta_0 f'_m + \lambda\frac{\delta_0}{f_m}g_m\dot{\chi}, \qquad (7)$$

$$\dot{\chi} = \gamma H_{\|} - \frac{\lambda}{\delta_0}f_m(\chi)\dot{q}, \qquad (8)$$

где $\gamma = \frac{ge}{2mc} = -g\cdot 0{,}8795\cdot 10^{7}$ (erg·s)$^{-1}$; g – фактор Ланде, для Fe, Ni, Co $g = 2$; $H_K = 2K_1/I_s$, здесь K_1 – константа анизотропии, в зависимости от материала изменяется в пределах 10^3–10^7 erg/cm^3; I_s – намагниченность насыщения; $\delta_0 = \sqrt{A/K_1}$, A – константа обменного взаимодействия, как правило, имеет порядок величины 10^{-6}–10^{-7} erg/cm; $f_m(\chi) = \sqrt{1+(\mu^*-1)\sin^2\chi}$; $g_m(\chi) = 1+\frac{\pi^2}{12} f_m'^2 / f_m^2$; $\mu^* = 1+\frac{2\pi I_s^2}{K_1}$; $H_{||}$ – проекция внешнего поля на ось легкого намагничивания; λ – константа магнитострикции. Отсюда скорость движения стенки

$$\dot{q}(\chi) = \gamma\delta_0 \frac{H_K f_m f_m' + \lambda H_{||} g_m}{f_m(1+\lambda^2 g_m)}. \tag{9}$$

Анализ (9) показывает, что при $H_{||} > H_1$ (где H_1 – пороговое магнитное поле, отделяющее монотонно возрастающее движение стенки от осциллирующего (снижение–минимум–рост–и т.д.) движения) скорость стенки осциллирует с ростом поля. Здесь $H_1 = -\lambda H_K\left(\sqrt{\mu^*}-1\right)\sqrt[4]{\mu^*}$. Зависимости $v_{mw} = v_{mw}(H)$ и $\chi = \chi(H)$ приведены в [12, рис. 11.4, 11.5]. Если приравнять упругую энергию распределения дислокаций и правую часть выражения (6), то зависимость средней пластической деформации E^{pl} от v_{mw} принимает вид

$$E^{\text{pl}} = k(v_{mv})^{1/2}, \tag{10}$$

где коэффициент пропорциональности $k = k(2r_0/d_{mv}, N_e, \rho_{gd}, \beta)$. Здесь необходимо отметить, что величина E^{pl}, вообще говоря, зависит от ряда факторов: характера намагничивания (формы импульса), исходного состояния ферромагнетиков (моно-, многодоменный), формы образца (пластина, эллипсоид), влияния переднего и заднего фронтов импульса магнитного поля как подвижных доменных стенок [17], в том числе размера и подвижности доменной стенки. Ясно, что зависимость (10) можно рассматривать при неизменных вышеуказанных факторах в процессе воздействия на них импульсов магнитного поля. Кроме того, пластическая деформация, по-видимому, может быть как микропластической для мелкозернистых поликристаллов, так и макропластической для монокристаллов. Рассмотрение влияния вышеуказанных факторов, за исключением подвижности стенки, выходит за рамки данной работы.

Выводы

1. Влияние подвижных стенок магнитных доменов на размножение дислокаций при намагничивании ферромагнетиков в импульсе поля в основном определяется градиентом поля в пределах толщины междоменной стенки ~ 100–1000 Å [12]. Этот фактор согласно (6) позволяет снизить H_a^{pl} на два-три порядка по сравнению с влиянием градиента поля в пределах скин-слоя.

2. Пластическая деформация E^{pl} зависит от скорости движения стенки, которая, в свою очередь, немонотонно зависима от амплитуды приложенного поля. Зависимость E^{pl} от H_a является нелинейной, что имеет эксперимен-

тальное подтверждение [8,9] для быстрорежущей стали, где $E^{\mathrm{pl}}(H_a)$ осциллирует относительно прямой $E^{\mathrm{pl}}(H_a^{\mathrm{pl}})$, и весь диапазон значений $E^{\mathrm{pl}}(H_a)$ состоит из чередующихся полос повышенной и пониженной деформации.

1. *С.Т. Кишкин, А.А. Клыпин*, ДАН СССР **211**, 325 (1973).
2. *С.Т. Кишкин, А.А. Клыпин*, ДАН СССР **216**, 771 (1973).
3. *В.М. Конторович*, в сб.: Электроны проводимости, М.И. Каганов, В.С. Эдельман (ред.), Наука, Москва (1985), с. 44.
4. *В.Я. Кравченко*, ЖЭТФ **51**, 1676 (1966).
5. *В.Я. Кравченко*, ФТТ **8**, 927 (1966).
6. *В.С. Абрамов, В.Л. Бусов*, 4-й Межд. симпоз.« Фракталы и прикладная синергетика» (ФИПС-2005), Москва, Россия,14–17 ноября 2005.
7. *V.S. Abramov, V.L. Busov*, 2nd International Conference on Materials Science and Condensed Matter Physics, Chisinau, Moldova, September 21–26, 2004.
8. *С.Н. Постников, Ю.А. Бородкин*, Вопросы судостроения. Сер. Технология и организация производства судового машиностроения (1976) с. 14.
9. *С.Н. Постников, А.Д. Кунгин*, в сб.: Оптимизация процессов резания жаро- и особопрочных материалов, Уфа (1980), вып. 5, с. 157.
10. *В.М. Рудяк*, УФН **101**, 429 (1970).
11. *Л.И. Миркин*, Физические основы прочности и пластичности, Изд-во МГУ, Москва (1968).
12. *А. Хуберт*, Теория доменных стенок в упорядоченных средах, Мир, Москва (1977).
13. *Л.А. Шувалов, А.А. Урусовская, И.С. Желудев, А.В. Залеская, С.А. Семилетов, Б.Н. Гречушников, И.Г. Чистяков, С.А. Пикин*, Современная кристаллография, Т. 4. Физические свойства кристаллов, Наука, Москва (1981).
14. *А. Келли, Г. Гровс*, Кристаллография и дефекты в кристаллах, Мир, Москва (1974).
15. *Т.Д. Шермергор*, Теория упругости микронеоднородных сред, Наука, Москва (1977).
16. *В.Л. Бусов*, ФТВД **14**, № 1, 62 (2004).
17. *В.С. Абрамов*, в сб.: Материалы и реактивы для современной техники, НИИТХЭМ, Москва (1987), с. 70–79.

V.S. Abramov, V.L. Busov

ABOUT MAGNETIC FIELD PULSE INFLUENCE ON PLASTIC DEFORMATION IN FERROMAGNETS

The influence of magnetic field pulse on motion of dislocation loop and redistribution of dislocations has been considered within exciton model of dislocation nucleus. It is shown that gradient of the field within magnetic bubble domain walls is a determinative factor for this influence. The orders of magnitudes for field amplitude in the pulse have been determined with which the plastic deformation begins. Qualitative dependence of average plastic deformation E^{pl} on magnetic wall mobility has been obtained. It is noted that the whole of the interval of $E^{\mathrm{pl}}(H_a)$ magnitudes can be divided into interchanging bands of increased and decreased deformation due to oscillatory amplitude dependence of wall speed that does not contradict the experimental data.