07,01

Особенности сухого трения дислокаций в облученных металлах с гигантской магнитострикцией

© В.В. Малашенко

Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина,
Донецк, Россия

E-mail: malashenko@donfti.ru

Поступила в Редакцию 19 сентября 2025 г.
В окончательной редакции 31 октября 2025 г.
Принята к публикации 3 ноября 2025 г.

В рамках теории динамического взаимодействия дефектов проанализирована высокоскоростная деформация (high strain rate deformation) облученного ферромагнетика с гигантской магнитострикцией. Показано, что гигантская магнитострикция приводит к возникновению эффекта сухого трения дислокаций призматическими дислокационными петлями. Получено аналитическое выражение вклада сухого трения в величину динамического предела текучести металлов с гигантской магнитострикцией. Численные оценки показывают, что этот вклад может увеличивать динамический предел текучести на десятки процентов. Сформулированы условия, определяющие область существования эффекта сухого трения. Величина эффекта и область его существования определяются магнитными характеристиками металла.

Ключевые слова: гигантская магнитострикция, высокоскоростная пластическая деформация, дислокации, дефекты, предел текучести.

DOI: 10.61011/FTT.2025.10.61975.259-25

1. Введение

Явление гигантской магнитострикции широко используется в различных устройствах, в частности, в контакторах, приводах, генераторах звука и ультразвука, сверхчувствительных приемниках звука [1,2]. Особенно широко оно применяется в микроэлектромеханических системах (MEMS) [3–5]. К материалам с гигантской магнитострикцией относятся редкоземельные металлы (Gd, Ho, Er, Tb, Dy), соединения железа с этими металлами, а также с галлием. Список этих материалов постоянно пополняется, а значения их магнитострикции на несколько порядков превосходят величины магнитострикции металлов группы железа. Гигантской магнитострикцией при комнатной температуре обладают ферримагнитные соединения $DyFe_2$, $TbFe_2$, $HoFe_2$, $DyFe_3$.

В микросистемотехнике используются материалы, объединяющие микромеханические и микроэлектронные элементы. Механические свойства этих материалов весьма важны. В результате облучения в этих материалах возникает множество радиационных дефектов (дислокационные петли, междоузельные атомы, вакансии). Эти дефекты способны оказывать значительное влияние на механические свойства магнитострикционных материалов [6,7]. Высокие нагрузки на эти материалы приводят к их высокоскоростному деформированию [8–11]. При высокоскоростной деформации неупругие процессы в металлах существенно отличаются от подобных процессов в условиях квазистатической деформации. Это обусловлено повышением роли коллективных эффектов и изменением механизма диссипации. В работах [12–14] было показано, что динамическое торможение (drag) краевой дислокации призматическими дислокационными петлями при определенных условиях приобретает характер сухого трения: сила торможения дислокации не зависит от скорости дислокационного движения, а вклад этой силы в динамический предел текучести не зависит от скорости пластической деформации. В настоящей работе проанализированы особенности возникновения эффекта сухого трения в облученных металлах с гигантской магнитострикцией.

2. Постановка задачи, решение, анализ результатов

Высокоскоростная деформация реализуется в условиях высоких внешних нагрузок (ковка, штамповка, резка, динамическое канальноугловое прессование, высокоскоростная обработка, воздействие лазерных импульсов и корпускулярных потоков). При этом скорость дислокаций достигает десятков и сотен метров в секунду, а скорость пластической деформации составляет $10^3-10^9\,\mathrm{s}^{-1}$. Кинетическая энергия дислокаций превышает энергию ее взаимодействия с другими структурными дефектами, поэтому она совершает надбарьерное скольжение и преодолевает их динамическим образом, то есть без помощи тепловых флуктуаций. В динамической области происходит изменение механизма диссипации: он заключается в переходе энергии внешних воздействий в энергию дислокационных колебаний.

Задачей данного исследования является получение аналитического выражения вклада магнитоупругого взаимодействия в динамический предел текучести облучен-

ного металла с гигантской магнитострикцией, определение условий существования в этом металле эффекта сухого трения и численная оценка величины этого эффекта.

Поставленная задача решается в рамках теории динамического взаимодействия дефектов (ДВД), которая представляет собой модификацию теории Гранато–Люкке [15–17]. Дислокация считается упругой струной, а уравнение ее движения — это неоднородное волновое уравнение, в правой части которого содержится сумма всех напряжений, создаваемых на линии дислокации.

Пусть бесконечные краевые дислокации скользят вдоль оси OX под действием постоянного внешнего напряжения σ_{xy}^0 с постоянной скоростью v в облученном ферромагнитном кристалле с магнитной анизотропией типа „легкая ось". Плоскости скольжения параллельны XOZ. Ось легкого намагничивания параллельна оси OY, направление намагниченности и магнитного поля совпадает с положительным направлением этой оси. Кристалл обладает гигантской магнитострикцией и содержит призматические дислокационные петли и точечные радиационные дефекты. Плоскости петель параллельны плоскости скольжения дислокаций, их центры распределены случайным образом. Все петли имеют радиус R и одинаковые векторы Бюргерса $\mathbf{b}_0 = (0, -b_0, 0)$ параллельные оси OY.

Векторы Бюргерса краевых дислокаций ансамбля параллельны оси OX, а их линии параллельны оси OZ. Положение дислокации определяется функцией

$$W_x(z,t) = w_x(z,t) + vt. \tag{1}$$

Поперечные колебания краевой дислокации в плоскости скольжения описываются функцией $w_x(z,t)$. Среднее значение этой функции по случайному распределению структурных дефектов и по длине дислокации равно нулю. Усреднение выполняется следующим образом

$$\langle f(r_i)\rangle = \frac{1}{L_{dis}} \int\limits_L dz \int\limits_V \prod_{i=1}^{N} f(r_i)\, \frac{dr_i}{V^N}. \tag{2}$$

Здесь L_{dis} — длина дислокации, V — объем кристалла, N — число дефектов в кристалле. При усреднении число дефектов N и объем кристалла V стремятся к бесконечности, а их отношение остается постоянным и равным средней концентрации дефектов.

Движение краевой дислокации в облученном кристалле может быть описано следующим уравнением

$$m\left\{\frac{\partial^2 W_x}{\partial t^2} - c^2\,\frac{\partial^2 W_x}{\partial z^2}\right\} = b_x[\sigma_{xy}^0 + \sigma_{xy}^L + \sigma_{xy}^{dis} + \sigma_{xy}^p] - B\,\frac{\partial W_x}{\partial t}. \tag{3}$$

Здесь m — масса единицы длины дислокации, c — скорость звука в металле, b — модуль вектора Бюргерса дислокации, σ_{xy}^L описывает напряжения, созданные призматическими дислокационными петлями на линии движущейся дислокации, σ_{xy}^{dis} — компонента тензора напряжений, создаваемых на этой линии другими движущимися дислокациями ансамбля, σ_{xy}^p — компонента тензора напряжений, создаваемых там же точечными радиационными дефектами, B — константа фононного торможения дислокации.

Одним из основных отличий высокоскоростной деформации от квазистатической является кардинальное изменение механизма диссипации. При высокоскоростной деформации этот механизм заключается в необратимом переходе энергии внешних воздействий в энергию дислокационных колебаний. Эффективность такого механизма подтверждена авторами работы [18]. Данный механизм весьма чувствителен к виду спектра дислокационных колебаний. Теория ДВД позволяет решать задачи для случая, когда дислокационный спектр является нелинейным, то есть в нем возникает спектральная щель Δ

$$\omega(q_z) = \sqrt{c^2 q_z^2 + \Delta^2}. \tag{4}$$

Появление спектральной щели является следствием формирования подвижной параболической потенциальной ямы, в которой колеблется дислокация и которая вместе с дислокацией перемещается по кристаллу. Такая яма может быть создана коллективным взаимодействием дислокаций ансамбля с данной дислокацией либо коллективным воздействием на нее точечных дефектов. В материалах с гигантской магнитострикцией огромный вклад в формирование щели вносит магнитоупругое взаимодействие дислокации с магнитной системой кристалла. Этот вклад может быть описан, согласно данным работы [16], следующим выражением

$$\Delta_M = \frac{\lambda M_0 b}{4c_S}\sqrt{\frac{gM_0}{\pi m}\,\ln\frac{\theta_C}{\varepsilon_0}}. \tag{5}$$

Здесь λ — константа магнитоупругого взаимодействия, M_0 — намагниченность насыщения, g — феноменологическая константа, равная по порядку величины гиромагнитному отношению для электрона, θ_C — температура Кюри, ε_0 и c_s — параметры спектра магнонов. Воспользовавшись результатами работы [17], получим условия, при которых магнитоупругое взаимодействие вносит главный вклад в формирование спектральной щели. Вклад этого взаимодействия будет превосходить вклад коллективного взаимодействия точечных дефектов с дислокацией при выполнении следующего неравенства

$$n_d < n_{cr} = \left(\frac{b\Delta_M}{c\sqrt{\chi}}\right)^2. \tag{6}$$

Здесь n_d — безразмерная концентрация точечных дефектов, χ — параметр их размерного несоответствия.

Выполним численные оценки для гадолиния, обладающего гигантской магнитострикцией при комнатной температуре. Согласно данным работы [16], для гадолиния $\Delta_M = 0.5 \cdot 10^{12}\,\mathrm{s}^{-1}$. Для значений $b = 3.6 \cdot 10^{-10}$ m, $\chi = 10^{-1}$, $c = 3 \cdot 10^3$ m/s получим $n_{cr} = 10^{-2}$.

Оценим теперь плотность дислокаций, при которой магнитоупругий вклад в формирование спектральной щели превосходит вклад коллективного дислокационного взаимодействия. Воспользовавшись результатами работы [17], получим следующее условие для дислокационной плотности

$$\rho < \rho_{cr} = \frac{2\pi(1-\gamma)m\Delta_M^2}{\mu b^2}, \tag{7}$$

где γ — коэффициент Пуассона, μ — модуль сдвига.

Выполним численные оценки для гадолиния. Для значений $\Delta_M = 0.5 \cdot 10^{12}\,\mathrm{s}^{-1}$, $\mu = 2.2 \cdot 10^{10}\,\mathrm{Pa}$, $b = 3.6 \cdot 10^{-10}\,\mathrm{m}$, $\gamma = 0.26$, $m = 10^{-16}\,\mathrm{kg/m}$ получим $\rho_{cr} = 10^{16}\,\mathrm{m}^{-2}$.

Считая дислокационные колебания малыми, вычислим силу динамического торможения дислокации призматическими дислокационными петлями во втором порядке теории возмущений

$$F = b\left\langle \frac{\partial \sigma_{xy}^L}{\partial X}\, w_x \right\rangle. \tag{8}$$

Функцию $w_x(x,t)$ найдем по формуле

$$w_x = \iint dt'dz' G(z-z', t-t')\, \frac{b}{m}\, \sigma_{xy}^L(z', t'). \tag{9}$$

Здесь G — функция Грина уравнения движения дислокации.

Для нахождения функции $w_x(z,t)$ выполним преобразование Фурье. Фурье-образ функции Грина в нашем случае имеет вид

$$G(\omega, q_z) = \frac{1}{\omega^2 + i\beta\omega - c^2 q_z^2 - \Delta_M^2}. \tag{10}$$

После выполнения преобразования Фурье выражение для вклада дислокационных петель в динамический предел текучести облученного металла может быть приведено к следующему виду

$$\tau_L = \frac{n_L b}{8\pi^2 m} \int d^3q |q_x| \cdot |\sigma_{xy}^L(\mathbf{q})|^2 \delta(q_x^2 v^2 - c^2 q_z^2 - \Delta_M^2). \tag{11}$$

Здесь n_L — объемная концентрация дислокационных петель, $\sigma_{xy}^L(\mathbf{q})$ — Фурье-образ соответствующей компоненты тензора напряжений, созданных петлей.

Воспользовавшись результатами работ [12,13], определим область скоростей пластической деформации, в которой возможно существование эффекта сухого трения в материалах с гигантской магнитострикцией

$$\dot{\varepsilon} < \dot{\varepsilon}_{cr} = \rho b R \Delta_M. \tag{12}$$

В кристалле гадолиния для значений $\rho = 10^{13}\,\mathrm{m}^{-2}$, $b = 3.3 \cdot 10^{-10}\,\mathrm{m}$, $R = 3 \cdot 10^{-9}\,\mathrm{m}$, $\Delta_M = 0.5 \cdot 10^{12}\,\mathrm{s}^{-1}$ получим $\dot{\varepsilon}_{cr} = 10^6\,\mathrm{s}^{-1}$.

После выполнения необходимых вычислений выражение для вклада дислокационных петель примет следующий вид

$$\tau_L = \mu b\, \frac{n_L R c}{\Delta_M (1-\gamma)^2} = K\, \frac{n_L R}{\lambda \sqrt{M_0^3}};$$

$$K = \frac{4 c_S \mu c}{(1-\gamma)^2} \sqrt{\frac{\pi m}{g \ln(\theta_C/\varepsilon_0)}}. \tag{13}$$

Из полученного выражения следует, что вклад динамического торможения дислокаций призматическими дислокационными петлями в кристаллах с гигантской магнитострикцией убывает с ростом константы магнитострикции и намагниченности насыщения. Это обусловлено тем, что увеличение этих величин приводит к увеличению спектральной щели, которая снижает эффективность возбуждения дислокационных колебаний. В результате снижается сила динамического торможения дислокаций призматическими петлями и, как следствие, уменьшается динамический предел текучести.

Оценим вклад сухого трения в динамический предел текучести гадолиния. Для значений $\mu = 2.2 \cdot 10^{10}\,\mathrm{Pa}$, $b = 3.6 \cdot 10^{-10}\,\mathrm{m}$, $n_L = 10^{23}\,\mathrm{m}^{-3}$, $R = 3 \cdot 10^{-9}\,\mathrm{m}$, $c = 3 \cdot 10^3\,\mathrm{m/s}$, $\gamma = 0.26$, $\Delta_M = 0.5 \cdot 10^{12}\,\mathrm{s}^{-1}$ получим $\tau_L = 52\,\mathrm{MPa}$. Так как предел текучести гадолиния $\tau_{\mathrm{Gd}} = 182\,\mathrm{MPa}$, торможение дислокаций призматическими петлями повышает его на 29 %.

3. Заключение

Полученные результаты показывают, что область существования эффекта сухого трения в облученном металле с гигантской магнитострикцией и его вклад в динамический предел текучести зависят от магнитных характеристик этого металла, в первую очередь от константы магнитострикции и намагниченности насыщения. Численные оценки для гадолиния позволяют сделать вывод, что эффект сухого трения способен повышать динамический предел текучести на десятки процентов.

Результаты данной работы могут быть полезными при анализе механических свойств облученных ферромагнитных кристаллов в условиях высоких нагрузок.

Конфликт интересов

Автор заявляет об отсутствии конфликта интересов.

Список литературы

[1] Y. Song, R. Huang, J. Zhang, S. Zhang, Q. Huang, S. Wang, Y. Jiang, L. Li, X. Xing, J. Chen. Sci. China Mater. **64**, 1238 (2021).
[2] К.П. Белов, Г.И. Катаев, Р.З. Левитин. УФН **140**, 271 (1983).
[3] X. Li, X. Bao, Y. Xin, X. Gao. Scr. Mater. **147**, 64 (2018).
[4] Y. He, Y. Han, P. Stamenov, B. Kundys, J.M.D. Coey, C. Jiang, X. Huibin. Nature **556**, E5 (2018).

[5] D. Hunter, W. Osborn, K. Wang, N. Kazantseva, J. Hattrick-Simpers, R. Suchoski, R. Takahashi, M.L. Young, A. Mehta, L.A. Bendersky, S.E. Lofland, M. Wuttig, I. Takeuchi. Nature Commun. **2**, 518 (2011).
[6] M. Griffiths. Materials **14**, *10*, 2622 (2021).
[7] И.В. Альтовский. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез **2**, 3 (2004).
[8] H. Fan, Q. Wang, J.A. El-Awady. Nature Commun. **12**, 1845 (2021).
[9] A.S. Savinykh, G.I. Kanel, G.V. Garkushin, S.V. Razorenov. J. Appl. Phys. **128**, 025902 (2020).
[10] G.I. Kanel, A.S. Savinykh, G.V. Garkushin, S.V. Razorenov. J. Appl. Phys. **127**, 035901 (2020).
[11] A. Singla, A. Ray. Phys. Rev. B **105**, 064102 (2022).
[12] V.V. Malashenko. Physica B: Condens. Matter. **404**, 3890 (2009).
[13] В.В. Малашенко. ФТТ **53**, 2204 (2011).
[14] В.В. Малашенко. Письма в ЖТФ **38**, 61 (2012).
[15] В.Н. Варюхин, В.В. Малашенко. Изв. РАН. Сер. физ. **82**, *9*, 37 (2018).
[16] В.В. Малашенко. ФТТ **63**, 1391 (2021).
[17] В.В. Малашенко. ФТТ **66**, 1403 (2024).
[18] Г.А. Левачева, Э.А. Манькин, П.П. Полуэктов. ФТТ **27**, 3709 (1985).

Редактор А.Н. Смирнов