

PACS: 61.72.Ji, 61.72.Lk, 74.25.Na

В.В. Малащенко

ОСОБЕННОСТИ КОЛЛЕКТИВНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ТОЧЕЧНЫХ  
ДЕФЕКТОВ С ДВИЖУЩЕЙСЯ ПАРОЙ КРАЕВЫХ ДИСЛОКАЦИЙ  
В МАГНИТОУПОРЯДОЧЕННОМ КРИСТАЛЛЕ

Донецкий национальный технический университет  
83000, г. Донецк, ул. Артема, 58

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

Статья поступила в редакцию 26 февраля 2003 года

*Исследовано торможение пары краевых дислокаций упругими дефектами, хаотически распределенными в объеме ферромагнитного кристалла. Показано, что зависимость силы торможения от скорости скольжения дислокаций, концентрации дефектов, расстояния между дислокациями, намагниченности кристалла носит не-монотонный характер. В области значений параметров, в которой доминирующим является магнитоупругое взаимодействие, эта сила убывает с ростом величины намагниченности и магнитоупругого взаимодействия.*

Металлы, обладающие магнитным упорядочением (Fe, Ni, Co), нашли широкое применение в производстве и технике. В процессе эксплуатации они могут подвергаться пластической деформации, которая имеет ряд существенных особенностей благодаря наличию в металлах магнитоупругого взаимодействия.

Известно, что скорость пластической деформации определяется скоростью скольжения дислокаций, которая, в свою очередь, зависит от взаимодействия дислокации с точечными дефектами реальных кристаллов (вакансий, примесей, междоузельных атомов и т.д.) [1,2]. Динамическое торможение одиночных дислокаций точечными дефектами изучалось в работах [3–6]. Движение одиночной дислокации в ферромагнетике было рассмотрено в [7]. В работе [8] проанализировано влияние взаимодействия движущейся пары краевых дислокаций на спектр колебаний каждой из них.

В настоящей работе исследовано динамическое торможение пары краевых дислокаций упругими точечными дефектами, хаотически распределенными по объему магнитоупорядоченного кристалла. В рассматриваемом случае происходит перестройка спектра дислокационных колебаний под влиянием трех конкурирующих взаимодействий: коллективного взаимодействия дефектов с дислокациями, взаимодействия дислокаций между собой и магнитоуп-

Рассмотрим две бесконечные краевые дислокации, движущиеся под действием постоянного внешнего напряжения  $\sigma_0$  в поле точечных дефектов, случайным образом распределенных в объеме кристалла. Линии дислокаций параллельны оси  $OZ$ , их векторы Бюргерса параллельны оси  $OX$ , в положительном направлении которой происходит скольжение дислокаций. Дислокации движутся с постоянной скоростью  $v$ , оставаясь при этом в одной плоскости, перпендикулярной плоскостям скольжения. Как известно, такая конфигурация краевых дислокаций является равновесной и устойчивой (см., напр., [1]), что делает возможным возникновение в кристалле дислокационных стенок. Расстояние между плоскостями скольжения обозначим  $a$ . Дислокации могут совершать малые колебания в своих плоскостях скольжения, т.е. в плоскости  $XOZ$  и параллельной ей плоскости. Запишем уравнение движения дислокации в плоскости  $XOZ$ .

Движение дислокации описывается уравнением

Здесь  $\sigma_{xy}^{(d)}$  – компонента тензора напряжений, создаваемых дефектами на линии дислокации,  $\sigma_{xy}^{(d)} = \sum_{i=1}^N \sigma_{xy,i}^{(d)}$ ;  $m$  – масса единицы длины дислокации;

Пользуясь стандартными методами теории возмущений, использованными ранее в работах [4,5], получим выражение для силы торможения дислокации точечными дефектами в виде

Здесь  $\varepsilon(p_z) = \sqrt{\Delta^2 + c_l^2 p_z^2}$  – спектр дислокационных колебаний,  $\Delta$  – щель в

спектре,  $\delta(x)$  – дельта-функция Дирака. Перечисленные выше взаимодействия дают аддитивный вклад в формирование этой щели. Активация, возникающая благодаря взаимодействию дислокаций между собой, как следует из работы (8), может быть записана в следующем виде:

$$\Delta_{\text{dis}} = \frac{c}{a} \sqrt{\frac{2}{\ln \frac{R}{r_0}}},$$

где  $R$  – величина порядка размеров кристалла,  $r_0$  – длина дислокации,  $c$  – скорость распространения в кристалле поперечных звуковых волн.

Коллективное взаимодействие дефектов с краевой дислокацией приводит к возникновению активации, определяемой выражением (см. [4]):

$$\Delta_{\text{def}} = \frac{c}{b} (n_0 \chi^2)^{1/3},$$

здесь  $n_0$  – безразмерная концентрация точечных дефектов,  $\chi$  – параметр несоответствия дефекта.

В случае ферромагнетика с анизотропией типа «легкая ось» активация спектра выражается через параметры кристалла следующим образом (см. [4]):

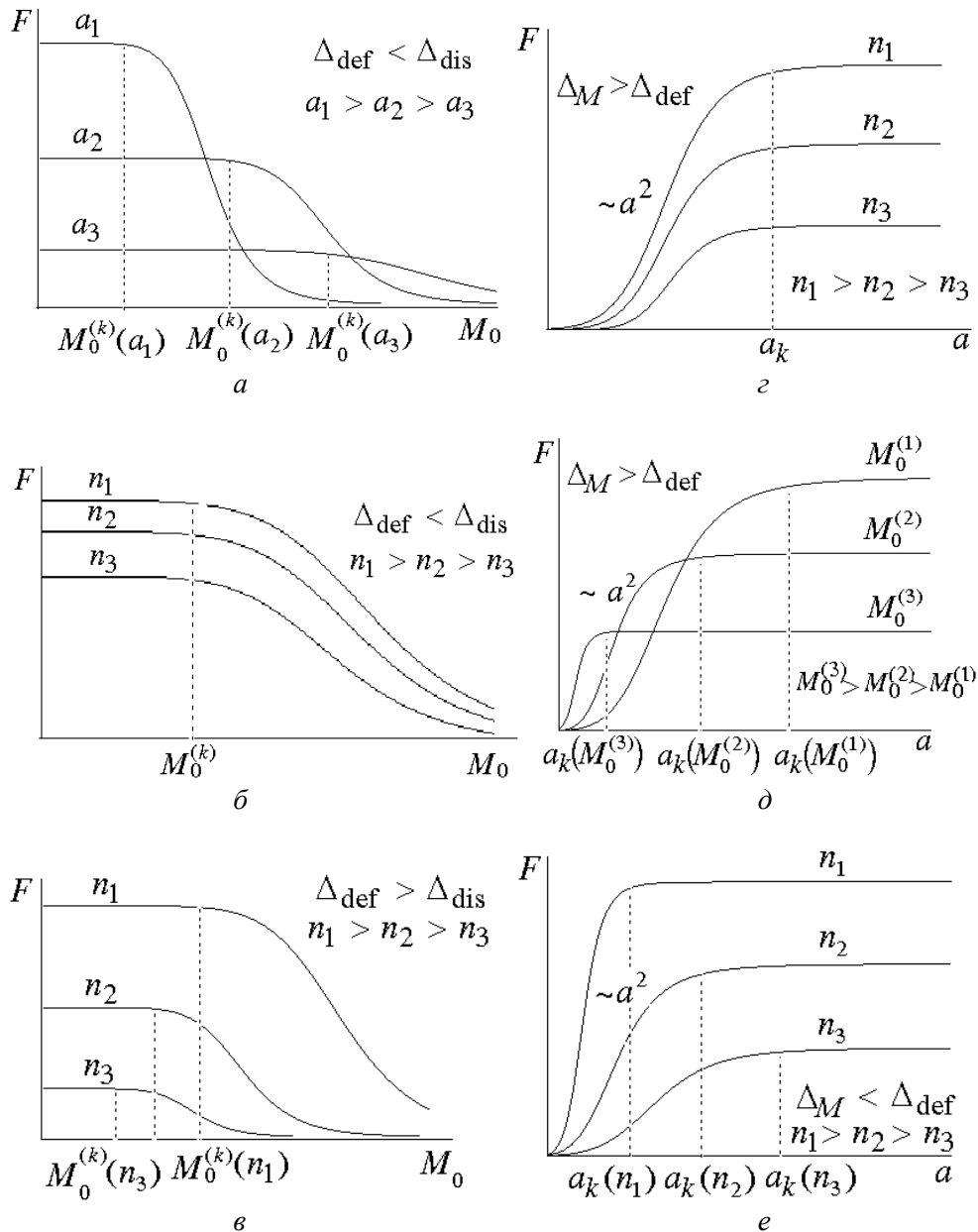
$$\Delta_M^2 \approx \frac{B^2 b^2 \omega_M}{16 \pi m c_s^2} \ln \frac{\theta_c}{\varepsilon_0};$$

где  $B$  – константа магнитоупругого взаимодействия;  $b$  – вектор Бюргерса;  $m$  – масса единицы длины дислокации;  $\omega_M = g M_0$  ( $g$  – гидромагнитное отношение,  $M_0$  – намагниченность);  $\theta_c$  – температура Кюри. Параметры  $\varepsilon_0$  и  $c_s$  определяют спектр магнонов в ферромагнетике с анизотропией типа «легкая ось», когда магнитное поле направлено вдоль оси анизотропии:  $\varepsilon_k = \varepsilon_0 + c_s^2 \mathbf{k}^2$  ( $\mathbf{k}$  – волновой вектор).

В области коллективного взаимодействия дислокаций с упругими дефектами кристалла сила торможения дислокации имеет вид

$$F = \frac{\pi n_0 b \mu^2 \chi^2 v}{3 m c_t (\Delta_M^2 + \Delta_{\text{def}}^2 + \Delta_{\text{dis}}^2)}.$$

Полученные результаты схематично представлены на рис. 1, 2. Зависимость силы дислокационного торможения от величины намагниченности кристалла показана на рис. 1, а–в. Как следует из приведенных графиков, эта зависимость носит немонотонный характер. При  $M_0 > M_0^k$  магнитоуп-



**Рис. 1.** Зависимость силы дислокационного торможения от величины намагниченности кристалла ( $a$ – $b$ ) и от расстояния  $a$  между дислокациями ( $z$ – $e$ )

ругое взаимодействие становится доминирующим, с ростом намагниченности активация в спектре дислокационных колебаний увеличивается. Поскольку в рассматриваемом нами случае механизм диссипации заключается в переходе кинетической энергии дислокации в энергию дислокационных колебаний, рост активации приводит к уменьшению силы торможения и в этой области она убывает как  $M_0^{-5}$ .

Величина критического значения намагниченности  $M_0^k$ , при котором меняется характер зависимости силы торможения от намагниченности кристалла, в случае  $\Delta_{\text{def}} < \Delta_{\text{dis}}$  определяется выражением (рис. 1,а,б):

$$M_0^k = \sqrt[5]{\frac{32\pi m c_s^2 c^2}{\lambda^2 g b^2 \ln \frac{\theta_c}{\varepsilon_0} a^2 \ln \frac{R}{r_0}}}.$$

Здесь  $\lambda$  – безразмерная константа магнитострикции.

Как видим из данной формулы и из приведенных графиков, в данном случае  $M_0^k$  уменьшается с ростом расстояния  $a$  и не зависит от концентрации дефектов. При  $M_0 < M_0^k$  сила торможения вообще не зависит от намагниченности кристалла. В случае  $\Delta_{\text{def}} > \Delta_{\text{dis}}$  (рис. 1,в) критическое значение  $M_0^k$ , хотя и очень медленно, но увеличивается с ростом концентрации и описывается следующей формулой:

$$M_0^k = \sqrt[5]{\frac{16\pi m c_s^2 c^2 n_0^{2/3} \chi^{4/3}}{\lambda^2 b^4 g \ln \frac{\theta_c}{\varepsilon_0}}}.$$

Во всех трех случаях (рис. 1, а–в) сила торможения при  $M_0 < M_0^k$  не зависит от намагниченности кристалла, а при  $M_0 > M_0^k$  она убывает как  $M_0^{-5}$ :

$$F = \frac{\alpha n_0 V}{B^2 \omega_M} = \frac{\alpha n_0 V}{\lambda^2 M_0^5 g}; \quad \alpha = \frac{16}{3} = \frac{\pi^2 \mu^2 \chi^2 c_s^2}{c b \ln \frac{\theta_c}{\varepsilon_0}}.$$

На рис. 1,з–е приведена зависимость силы торможения от расстояния  $a$  между дислокациями. При  $a < a_k$  эта сила с увеличением  $a$  растет пропорционально квадрату  $a$ , при  $a > a_k$  она не зависит от величины  $a$ . Критическое значение  $a$  при  $\Delta_M > \Delta_{\text{def}}$  (рис. 1,з) определяется выражением

$$a_k = \frac{4c_s c}{Bb} \sqrt{\frac{2\pi m}{\omega_M \ln \frac{R}{\tau_0} \ln \frac{\theta_c}{\varepsilon_0}}}.$$

В этом случае величина  $a_k$  не зависит от концентрации дефектов и убывает с ростом константы магнитоупругого взаимодействия. Увеличение силы торможения с ростом величины  $a$  объясняется уменьшением силы взаимодействия дислокаций с увеличением расстояния между ними. Это, в свою очередь, приводит к уменьшению спектральной щели, обусловленной данным взаимодействием, и, следовательно, к более эффективному возбуждению дислокационных колебаний.

На рис. 2,а показана зависимость силы дислокационного торможения от концентрации упругих точечных дефектов для случая  $\Delta_M < \Delta_{\text{dis}}$ , т.е. когда взаимодействие дислокаций между собой вносит в формирование щели больший вклад, чем их взаимодействие с магнитной подсистемой кристалла.

При  $n < n_k$  сила торможения растет линейно с повышением концентрации дефектов, при  $n > n_k$  она пропорциональна кубическому корню из концентрации. В случае  $\Delta_M > \Delta_{\text{dis}}$  эта сила пропорциональна концентрации для любых значений  $n$  и  $a$ .

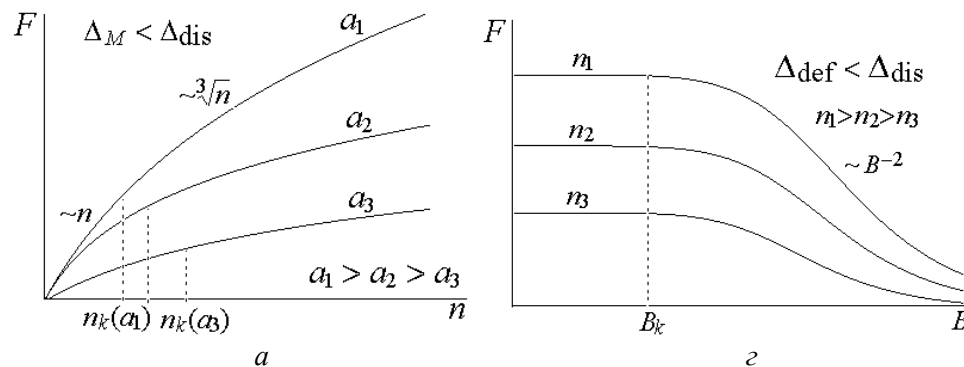
Зависимость силы торможения от скорости схематически изображена на рис. 2,б. Здесь, как и на рис. 2,в, кривая 1 описывает случай, когда доминирующим является взаимодействие краевых дислокаций между собой, кривая 2 – коллективное взаимодействие дефектов с дислокацией, кривая 3 – магнитоупругое взаимодействие ( $L$  – среднее расстояние между дефектами). Изменение характера скоростной зависимости силы торможения обусловлено переходом дислокаций из области коллективного взаимодействия с дефектами (в которой сила пропорциональна скорости дислокационного скольжения) в область независимых соударений (где эта сила обратно пропорциональна скорости).

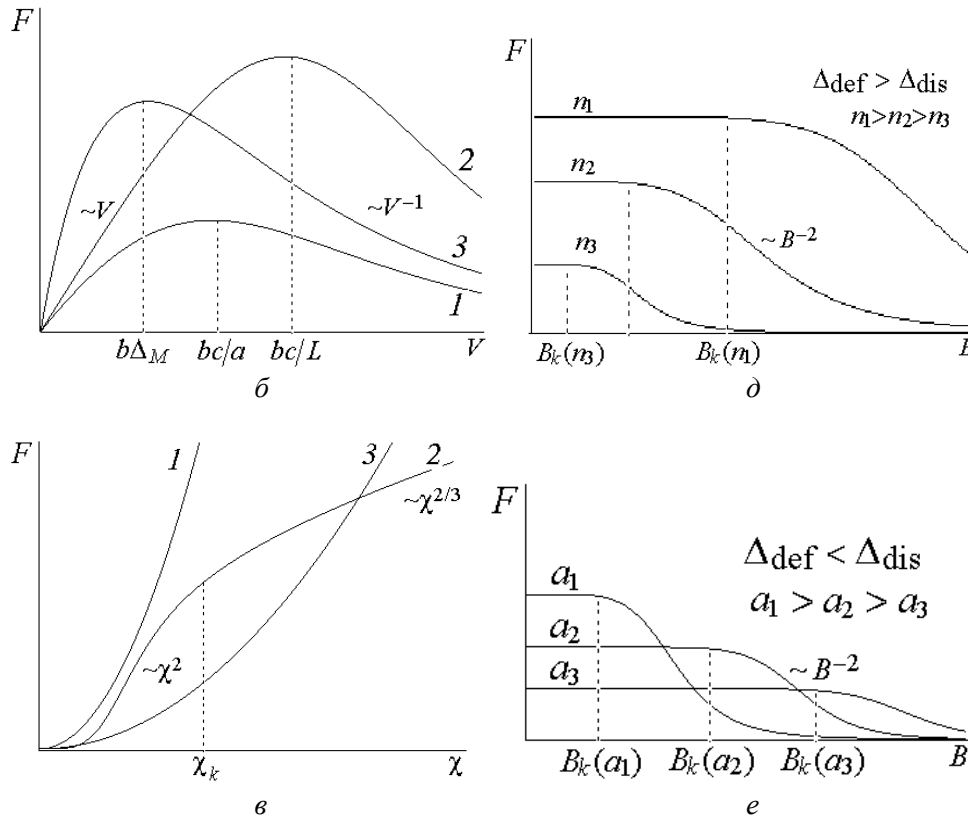
На рис. 2,в представлена зависимость силы торможения от величины параметра несоответствия упругого дефекта  $\chi$ . В случае 2 эта сила пропорциональна  $\chi^2$  при значениях  $\chi < \chi_k$  и увеличивается с ростом этого параметра как  $\chi^{2/3}$  при  $\chi > \chi_k$ . В случаях 1, 3 сила торможения пропорциональна квадрату параметра несоответствия при любых его значениях. Когда влияние дефектов на формирование спектра превосходит влияние дислокационного взаимодействия ( $\Delta_{\text{def}} > \Delta_{\text{dis}}$ ), величина  $\chi_k$  определяется формулой

$$\chi_k = \left( \frac{B^2 b^4 \omega_M}{16 \pi m c_s^2 c^2 n_0^{2/3}} \ln \frac{\theta_c}{\varepsilon_0} \right)^{3/4}.$$

Если же реализуется ситуация, когда  $\Delta_M < \Delta_{\text{def}}$ , т.е. влияние магнитоупругого взаимодействия на дислокационный спектр оказывается пренебрежимо малым, критическое значение параметра описывается выражением

$$\chi_k = \sqrt{\frac{b^3}{a^3 n_0}} \left( \frac{2}{\ln \frac{R}{r_0}} \right)^{3/4}.$$





**Рис. 2.** Зависимость силы торможения от концентрации дефектов (*а*), скорости дислокаций (*б*), параметра несоответствия дефектов (*в*) и константы магнитоупругого взаимодействия (*г–е*)

Зависимость силы дислокационного торможения от величины константы магнитоупругого взаимодействия  $B$  приведена на рис. 2, *г–е*. Как следует из этих графиков, при  $B < B_k$  сила торможения не зависит от величины  $B$ , а при  $B > B_k$  с ростом  $B$  она убывает обратно пропорционально квадрату этой константы. Рис. 2, *г* описывает случай, когда вклад дислокационного взаимодействия в формирование спектральной щели превосходит соответствующий вклад взаимодействия дислокаций с точечными дефектами, т.е.  $\Delta_{\text{def}} < \Delta_{\text{dis}}$ . При этом величина критического значения константы магнитоупругого взаимодействия, при котором меняется характер зависимости  $F(B)$ , не зависит от концентрации точечных дефектов, но убывает с увеличением расстояния между дислокациями:

$$B_k = \frac{4c_s c}{ab} \sqrt{\frac{2\pi m}{\omega_M \ln \frac{\theta_c}{\varepsilon_0} \ln \frac{R}{r_0}}}.$$

Эта же формула определяет величину  $B_k$  на рис. 2, *е*, иллюстрирующем зависимость  $F(B)$  для различных значений  $a$ . Рис. 2, *д* соответствует противоположному случаю, т.е.  $\Delta_{\text{def}} > \Delta_{\text{dis}}$ . В этих условиях величина  $B_k$  пропорцио-

нальна кубическому корню из концентрации точечных дефектов, но не зависит от расстояния между дислокациями:

$$B_k = \frac{4c_s c n_0^{1/3} \chi^{2/3}}{b^2} \sqrt[4]{\frac{\pi m}{\omega_M \ln \frac{\theta_c}{\varepsilon_0}}}.$$

Выполним численные оценки вкладов в величину активации на примере никеля. Для этого металла  $M_0 = 4.85 \cdot 10^{-3}$  Т,  $B = 62$  Дж/м<sup>3</sup>,  $c_s^2 = 10^{-6}$  Дж/м<sup>2</sup>,  $\omega_M = 8.5 \cdot 10^9$  Гц,  $\rho = 8.9 \cdot 10^3$  кг/м<sup>3</sup>,  $b = 3 \cdot 10^{-10}$  м,  $\varepsilon_0 = 1.76 \cdot 10^{10}$  Гц. Используя соотношения  $m \approx (\rho b^2 / 4\pi) \ln(L/b)$  и  $\theta \approx c_s^2 b^2$ , оценим величину щели  $\Delta_M \approx 2 \cdot 10^{10}$  Гц. Для значения  $a = 10b$  получим  $\Delta_{dis} = 10^{12}$  Гц. Для  $n_0 = 10^{-3}$  величина активации  $\Delta_{def} = 10^{11}$  Гц.

Проведенные расчеты показывают, что с ростом магнитоупругого взаимодействия и намагниченности кристалла величина щели в спектре дислокационных колебаний увеличивается, что приводит к уменьшению силы торможения дислокации точечными дефектами. Полученные результаты могут быть полезны для исследования пластической деформации магнитоупорядоченных кристаллов, особенно кристаллов, обладающих гигантской магнито-стрикцией, а также при изучении коллективного движения дислокаций.

1. Дж. Хирт, И. Лоте, Теория дислокаций, Атомиздат, Москва (1972).
2. В.И. Альшиц, В.Л. Инденбом, УФН **115**, 3 (1975).
3. А. Ookawa, К. Jazu, J. Phys. Soc. Jpn. **18**, 36 (1968).
3. Т. Kaneda, J. Phys. Soc. Jpn. **28**, 1205 (1970).
4. В.В. Малащенко, В.Л. Соболев, Б.И. Худик, ФТТ **29**, 1614 (1987).
5. V.V. Malashenko, V.L. Sobolev, B.I. Khudik, Phys. Status Solidi **B143**, 425 (1987).
6. В.В. Малащенко, Т.И. Малащенко, ФТВД **10**, № 1, 45 (2000).
7. В.В. Малащенко, В.Л. Соболев, Б.И. Худик, Металлофизика **8**, 90 (1986).
8. В.В. Малащенко, Т.И. Малащенко, ФТВД **12**, № 2, 57 (2002).

V.V. Malashenko

#### FEATURES OF COLLECTIVE INTERACTION OF POINT DEFECTS WITH A MOVING PAIR OF EDGE DISLOCATIONS IN MAGNETICALLY ORDERED CRYSTAL

Deceleration of a pair of edge dislocations by elastic defects chaotically distributed in the volume of ferromagnetic crystal has been investigated. It is shown that the dependence of deceleration force on dislocation sliding velocity, concentration of defects, interdislocation distance, and magnetization of the crystal is nonmonotonic. In the region of parameters' values with the dominating magnetoelastic interaction, this force diminishes with the increase of magnetization value and magnetoelastic interaction.

**Fig. 1.** Dependence of the force of dislocation deceleration on the value of crystal magnetization ( $a-e$ ) and on interdislocation distance  $a$  ( $z-e$ )

**Fig. 2.** Dependence of the force of dislocation deceleration on concentration of defects ( $a$ ), dislocation velocity ( $\dot{a}$ ), defect misfit parameter ( $\hat{a}$ ), and elastic-interaction constant ( $z-e$ )



