

СТАТЬИ ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ И МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

К объяснению магнитоэластического эффекта в диамагнитных и парамагнитных твердых телах

Н. Э. Смирнов^a

*Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова,
физический факультет, кафедра теоретической физики.
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.*

Поступила в редакцию 17.07.2019, после доработки 30.07.2019, принята к публикации 01.08.2019.

Работа посвящена теоретическому изучению магнитоэластического эффекта, который проявляется в движении дислокаций в твердых телах в результате воздействия на них магнитного поля в отсутствие механической нагрузки. Получено выражение для эффективного магнитного заряда, приходящегося на единицу длины дислокации, который возникает в результате действия магнитного поля на дислокацию. Изучены эффекты, связанные с появлением индуцированных магнитных зарядов на дислокациях. Показано, что эффективный магнитный заряд возникает при взаимодействии магнитного поля только с краевыми компонентами дислокаций. Получено выражение для силы, действующей на дислокацию в магнитном поле и показано, что в экспериментах по изучению движения дислокаций в магнитном поле определяющую роль должна играть проекция этой силы на плоскость скольжения дислокации.

Ключевые слова: твердое тело, дефекты, электродинамика, дислокации, магнитоэластический эффект.

УДК: 537.634, 537.813, 537.8, 519.216, 538.911, 514.83, 514.754.7, 53.01, 53.043, 53.098.

PACS: 61.72.-y, 61.72.Lk, 41.20.-q, 41.20.Gz, 02.40.-k, 02.50.Ey, 66.30.Lw, 14.80.Nv, 75.90.+w.

ВВЕДЕНИЕ

Многие свойства кристаллов определяются присутствием в них дефектов. В частности, магнитоэластический эффект (стимулирование движения дислокаций при воздействии на кристалл магнитного поля в отсутствие механического нагружения) в немагнитных материалах полностью обусловлен наличием линейных дефектов в них. Следовательно, адекватная действительности физическая модель макроскопических свойств кристаллов должна базироваться на представлениях о кристалле как о дефектной среде. В связи с этим физика дефектов упорядоченности традиционно является одной из наиболее актуальных областей физики конденсированного состояния материи.

Данная статья посвящена теоретическому исследованию движения дислокаций в магнитном поле в рамках подхода, основанного на калибровочном описании структурных дефектов в твердом теле [1–7] и продолжает цикл работ, относящихся к изучению вопросов электродинамики сплошных сред с дефектами [8–10]. В [1–7] было показано, что в качестве модели сплошной среды с дефектами можно использовать пространство Римана–Картана U_4 с неевклидовой метрикой $g_{\mu\nu}$ и несимметричным объектом связности $\Gamma_{\mu\nu}^\lambda$. При этом внутренние напряжения, возникающие в кристаллах вследствие наличия дефектов кристаллической решетки, моделируются как изменение геометрии континуума. Дислокациям отвечает наличие ненулевых компонент в тензоре кручения $Q_{\mu\nu}^\alpha$ [2, 6]. В дальнейшем мы ограничимся случаем, когда можно считать,

что метрика многообразия, моделирующего твердое тело, совпадает с метрикой евклидова пространства, а связность задается лишь своими пространственными компонентами: $\Gamma_{jk}^i = Q_{jk}^i + Q_{jk}^i + Q_{kj}^i = \Gamma_{ijk}$.

В разделе 1 напомним основные положения статей [8–10], посвященных формулировке электродинамики твердых тел с дефектами и следствий из нее. Раздел 2 посвящен изучению влияния внешнего магнитного поля на дислокации. В разделе 3 проведено качественное сопоставление теоретических результатов с экспериментальными. В последнем разделе коротко остановимся на обсуждении полученных результатов и перспективах дальнейших исследований.

1. ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ПОЛЕ В СРЕДЕ С ДЕФЕКТАМИ

В работе [8] было показано, что экспериментально определяемому тензору $\hat{\rho}$ плотности дислокаций можно сопоставить тензор кручения \hat{Q} , равный

$$Q_{kl}^i = \varkappa \varepsilon_{jkl} \rho^{ij}, \quad (1)$$

где ε_{jkl} — полностью антисимметричный символ Леви-Чивиты, \varkappa — константа взаимодействия электромагнитного поля с дефектами (константа связи между механическими характеристиками сплошной среды с линейными дефектами с геометрическими объектами соответствующего аффинного многообразия), что согласуется с [1, 11]. Поскольку рассматривается чисто дислокационное свободное состояние, метрика g_{ij} совпадает с евклидовой δ_{ij} , поэтому мы не будем различать верхние и нижние индексы. По повторяющимся индексам подразумевается суммирование.

^a E-mail: smirnov@phys.msu.ru

В этом случае уравнения для электромагнитного поля в сплошной среде со стационарным распределением дислокаций имеют следующий вид [8]:

$$\begin{aligned} \operatorname{div} \mathbf{D} &= \varkappa ((\hat{\rho})_{ij} - (\hat{\rho}^\top)_{ij}) \varepsilon^{ikj} D_k, \\ \frac{1}{c} \cdot \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} - \operatorname{rot} \mathbf{H} &= 2\varkappa \hat{\rho}^\top \mathbf{H}, \\ \operatorname{div} \mathbf{B} &= \varkappa ((\hat{\rho})_{ij} - (\hat{\rho}^\top)_{ij}) \varepsilon^{ikj} B_k, \\ \frac{1}{c} \cdot \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + \operatorname{rot} \mathbf{E} &= -2\varkappa \hat{\rho}^\top \mathbf{E}, \end{aligned} \quad (2)$$

где \mathbf{E} — напряженность электрического поля, \mathbf{D} — электрическая индукция, \mathbf{H} — напряженность магнитного поля, \mathbf{B} — магнитная индукция, $(\hat{\rho}^\top)_{ij} = (\hat{\rho})_{ji}$ — транспонированная матрица тензора плотности дислокаций. Здесь и в дальнейшем $\hat{\rho}^\top \mathbf{E}$ означает $(\hat{\rho}^\top \mathbf{E})_i = (\hat{\rho}^\top)_{ij} E_j$ и т.п.

В случае антисимметричного тензора плотности дислокаций ($\rho_{ij} = -\rho_{ji}$) эти уравнения можно записать в следующем виде:

$$\begin{aligned} \operatorname{div} \mathbf{D} &= (\mathbf{Q}, \mathbf{D}), \\ \frac{1}{c} \cdot \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} - \operatorname{rot} \mathbf{H} &= -\frac{1}{2} [\mathbf{Q}, \mathbf{H}], \\ \operatorname{div} \mathbf{B} &= (\mathbf{Q}, \mathbf{B}), \\ \frac{1}{c} \cdot \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + \operatorname{rot} \mathbf{E} &= \frac{1}{2} [\mathbf{Q}, \mathbf{E}], \end{aligned} \quad (3)$$

где

$$(\mathbf{Q})_j = -2\varkappa \varepsilon_{jil} \rho^{il}. \quad (4)$$

Введем следующие величины:

$$\begin{aligned} \rho_{e.\text{ef}} &= \frac{1}{4\pi} (\mathbf{Q}, \mathbf{D}) \quad \text{и} \quad \mathbf{j}_{e.\text{ef}} = -\frac{c}{2\pi} \varkappa \hat{\rho}^\top \mathbf{H}, \\ \rho_{m.\text{ef}} &= \frac{1}{4\pi} (\mathbf{Q}, \mathbf{B}) \quad \text{и} \quad \mathbf{j}_{m.\text{ef}} = \frac{c}{2\pi} \varkappa \hat{\rho}^\top \mathbf{E}, \end{aligned} \quad (5)$$

которые будем называть соответственно плотностями электрического и магнитного индуцированных («наведенных») зарядов и токов. Термин «индуцированный» подразумевает эффективные величины, возникающие только в результате взаимодействия электромагнитного поля с дефектами. С учетом введенных обозначений уравнения электромагнитного поля примут следующий вид:

$$\begin{aligned} \operatorname{div} \mathbf{D} &= 4\pi \rho_{e.\text{ef}}, \\ \frac{1}{c} \cdot \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} - \operatorname{rot} \mathbf{H} &= -\frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_{e.\text{ef}}, \\ \operatorname{div} \mathbf{B} &= 4\pi \rho_{m.\text{ef}}, \\ \frac{1}{c} \cdot \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + \operatorname{rot} \mathbf{E} &= -\frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_{m.\text{ef}}. \end{aligned} \quad (6)$$

Для более ясного понимания физики рассматриваемых явлений запишем в явном виде систему уравнений электростатики

$$\begin{aligned} \operatorname{div} \mathbf{D} &= (\mathbf{Q}, \mathbf{D}), \\ \operatorname{rot} \mathbf{E} - \frac{1}{2} [\mathbf{Q}, \mathbf{E}] &= 0 \end{aligned} \quad (7)$$

и систему уравнений магнитостатики

$$\begin{aligned} \operatorname{div} \mathbf{B} &= (\mathbf{Q}, \mathbf{B}), \\ \operatorname{rot} \mathbf{H} - \frac{1}{2} [\mathbf{Q}, \mathbf{H}] &= 0. \end{aligned} \quad (8)$$

2. ЭФФЕКТЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ВНЕШНЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ С ДИСЛОКАЦИЯМИ

В статье [10] было рассмотрено движение дислокаций в электрическом поле. Такой же подход справедлив и при исследовании взаимодействия дислокаций с магнитным полем, так как система уравнений (8) магнитостатики сплошной среды с линейными дефектами аналогична системе уравнений (7) электростатики сплошной среды с линейными дефектами. Поэтому с учетом справедливости следствий, вытекающих из системы уравнений (6) для взаимодействия дислокаций с электрическим полем [10], можно сделать вывод о появлении индуцированного магнитного заряда на краевых дислокациях в макроскопическом магнитном поле. Так как индуцированные магнитные заряды возникают при взаимодействии магнитного поля только с антисимметричной частью тензора плотности дислокаций $\hat{\rho}$, а она отлична от нуля только для дислокаций, имеющих отличные от нуля краевые компоненты, то явления, связанные с появлением индуцированных магнитных зарядов на дислокациях в магнитных полях, должны наблюдаться для дислокаций, имеющих краевые компоненты.

В соответствии с определением (5) для объемной плотности индуцированного магнитного заряда имеем следующее выражение:

$$\rho_{m.\text{ef}} = (1/4\pi)(\mathbf{B}, \mathbf{Q}) = (1/4\pi) B_i Q_i, \quad (9)$$

где \mathbf{Q} — след тензора конторсии, умноженный на минус единицу и определяемый (4).

Все основные характеристики дислокаций относят обычно к единице их длины. Поэтому найдем индуцированный магнитный заряд \mathfrak{g}_{ef} , приходящийся на единицу длины дислокации, проинтегрировав (9) по поперечному сечению S области, в которой распределение параллельных дислокаций отлично от нулевого:

$$\mathfrak{g}_{\text{ef}} = \frac{1}{4\pi} \int_S (\mathbf{B}, \mathbf{Q}) ds. \quad (10)$$

В случае малой плотности дислокаций искажения магнитостатического поля, вызванные возникновением эффективных магнитных зарядов на краевых дислокациях, малы, и можно считать, что \mathbf{B} постоянно в S , тогда

$$\mathfrak{g}_{\text{ef}} \cong \frac{1}{4\pi} (\mathbf{B}, \int_S \mathbf{Q} ds) = \frac{1}{4\pi} B_i \int_S Q_i ds. \quad (11)$$

Преобразуем (11), учитывая соотношение (4) между вектором \mathbf{Q} и тензором $\hat{\rho}$ плотности дислокаций и перпендикулярность линий дислокаций поверхности S . Введя единичный вектор ζ , сонаправленный линиям дислокаций, получим

$$\begin{aligned} \mathfrak{g}_{\text{ef}} &\cong \frac{1}{4\pi} B_i (-2\varkappa) \int_S \varepsilon_{imn} \rho_{mn} ds = \\ &= \frac{-\varkappa}{2\pi} B_i \varepsilon_{imn} \zeta_n \int_S \rho_{mn} \zeta_n ds = \\ &= \frac{-\varkappa}{2\pi} B_i \varepsilon_{imn} \zeta_n \int_S \rho_{mk} n_k ds, \end{aligned} \quad (12)$$

где \mathbf{n} — вектор нормали к поверхности S , совпадающий для S с ζ .

В работе [11] был введен тензор $\hat{\rho}$ плотности дислокаций такой, что интеграл от него по поверхности S_L , опирающейся на некоторый контур L , равен суммарному вектору Бюргерса всех дислокационных линий, охватываемых этим контуром:

$$b^i = \int_{S_L} \rho^{ik}(x) dS_k, \quad (13)$$

где ρ^{ik} — тензор плотности дислокаций, b^i — проекция суммарного вектора Бюргерса, $dS_k = n_k dS$, где \mathbf{n} — вектор нормали к поверхности.

Но интеграл в (12), в соответствии с определением (13), равен m -й компоненте суммарного вектора Бюргерса b_m :

$$b_m = \int_S \rho_{mk} dS_k, \quad (14)$$

где вектор \mathbf{b} равен сумме векторов Бюргерса всех дислокаций, пересекающих поверхность S (поперечное сечение области с отличным от нулевого распределением дислокаций).

В соответствии с (14) для \mathbf{g}_{ef} получим следующую формулу:

$$\mathbf{g}_{ef} \cong \frac{-\varkappa}{2\pi} B_i \epsilon_{imn} b_m \zeta_n. \quad (15)$$

Или в векторной форме

$$\mathbf{g}_{ef} \cong \frac{-\varkappa}{2\pi} (\mathbf{B}, [\mathbf{b}, \zeta]). \quad (16)$$

Полученное выражение (16) справедливо и для единичной дислокации, так как оно зависит только от вектора \mathbf{B} магнитной индукции и векторного произведения вектора Бюргерса \mathbf{b} дислокации на касательный к линии дислокации вектор ζ . Индуцированный магнитный заряд не равен нулю для дислокаций, имеющих краевые компоненты, но отличные от нуля краевые компоненты могут быть и у реальных винтовых дислокаций, так как, например, открепление винтовых дислокаций от стопоров сопровождается образованием на них перегибов, а скольжение винтовых дислокаций — краевых отрезков или поверхностных ступенек [12–15], что приводит, в соответствии с (16), к образованию и на них индуцированного магнитного заряда.

Для упрощения дальнейших выражений введем коэффициент κ , равный

$$\kappa = -\varkappa/2\pi. \quad (17)$$

Тогда выражение (16) запишется в виде

$$\mathbf{g}_{ef} = \kappa (\mathbf{B}, [\mathbf{b}, \zeta]). \quad (18)$$

Найдем теперь силу, действующую на единицу длины дислокации в магнитном поле, воспользовавшись выражением для силы Лоренца, действующей на магнитный заряд в магнитном поле [16, 17]:

$$\mathbf{F}_m = \mathbf{g}_{ef} \mathbf{H} = \kappa (\mathbf{B}, [\mathbf{b}, \zeta]) \mathbf{H}. \quad (19)$$

Как уже отмечалось в [10], для краевых дислокаций механизмы их движения в плоскости скольжения и в плоскости перпендикулярной плоскости скольжения существенно различны. Поэтому найдем силу, действующую со стороны магнитного поля на краевую дислокацию в плоскости ее скольжения:

$$\mathbf{F}_{m.s.p.} = \kappa (\mathbf{B}, [\mathbf{b}, \zeta]) (\mathbf{H} - (\mathbf{H}, [\mathbf{b}, \zeta]) [\mathbf{b}, \zeta]) / ([\mathbf{b}, \zeta])^2. \quad (20)$$

Используя свойства векторного произведения, преобразуем (20):

$$\mathbf{F}_{m.s.p.} = \kappa (\mathbf{B}, [\mathbf{b}, \zeta]) \{ (\mathbf{H}, \zeta) \zeta + (\mathbf{H}, \mathbf{b}) \mathbf{b} \} / (\mathbf{b}^2). \quad (21)$$

Понятно, что вектор $(\mathbf{H}, \zeta) \zeta$ направлен по касательной к линии дислокации, а вектор $(\mathbf{H}, \mathbf{b}) \mathbf{b}$ — вдоль ее вектора Бюргерса. В обычно применяемых в настоящее время экспериментальных методиках положение дислокации в данный момент времени определяется с помощью метода химического травления поверхности кристалла. При этом фиксируется место выхода на поверхность линии дислокации, причем для получения четких ямок травления вектор ζ , касательный к линии дислокации, должен практически совпадать с вектором \mathbf{n} нормали к поверхности кристалла [12]. Поэтому обычно экспериментально изучается движение дислокаций в направлениях, перпендикулярных вектору ζ . Следовательно, в экспериментах должно наблюдаться в основном движение дислокаций под действием силы:

$$\mathbf{F}_{m.ef.} = \kappa (\mathbf{B}, [\mathbf{b}, \zeta]) (\mathbf{H}, \mathbf{b}) \mathbf{b} / (\mathbf{b}^2). \quad (22)$$

3. КАЧЕСТВЕННОЕ СОПОСТАВЛЕНИЕ ТЕОРЕТИЧЕСКИХ РЕЗУЛЬТАТОВ С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ

На основе полученных уравнений для силы $\mathbf{F}_{m.ef.}$ можно установить, к каким следствиям должно приводить взаимодействие магнитного поля с дислокациями, и сравнить их с эффектами, наблюдающимися в экспериментах. Из выражения (22) для эффективной силы, действующей на дислокацию в магнитном поле, непосредственно следует, что изменение скорости движения дислокаций пропорционально квадрату величины магнитной индукции $|\mathbf{B}|^2$ для веществ, в которых тензор магнитной проницаемости $\hat{\mu}$ незначительно отличается от единичного, так как изменение скорости движения дислокации пропорционально силе, действующей на дислокацию. Эта зависимость изменения скорости движения дислокаций от величины магнитной индукции постоянного однородного магнитного поля, действительно, наблюдалась в экспериментах с диамагнитными кристаллами NaCl и Zn [18–22], CsI и LiF [23, 24], а также в экспериментах с парамагнитными кристаллами Al [25, 26].

Если в выражении (22) для эффективной силы, действующей на дислокацию, имеющую отличную от нуля краевую компоненту, изменить направление вектора \mathbf{B} на противоположное, то направление силы не изменится. Действительно, в экспериментах по изучению магнитнопластического эффекта [18–20, 25], в которых наблюдалось перемещение

дислокаций при воздействии на кристалл постоянного магнитного поля в отсутствие механического нагружения, оказалось, что обращение знака магнитного поля не изменяет направления движения дислокаций.

Кроме того, из построенной теории следует, что воздействие магнитного поля изменяет свободную энергию дислокации, причем это изменение также будет пропорционально $|\mathbf{B}|^2$, так как в однородном магнитном поле на единицу длины дислокации действует постоянная эффективная сила, в соответствии с (22). Увеличение свободной энергии дислокации в магнитном поле приводит, с учетом диффузионного характера движения дислокаций [12, 23–26], в первую очередь к увеличению вероятности открепления дислокаций от локальных стопоров, что ведет к увеличению плотности движущихся дислокаций ρ . С учетом основных закономерностей процессов диффузии во внешнем поле [27] изменение относительной плотности подвижных дислокаций ρ/ρ_0 , где ρ_0 — плотность всех дислокаций, пропорционально изменению свободной энергии дислокаций при воздействии на них магнитного поля. Следовательно, изменение ρ/ρ_0 должно быть пропорционально $|\mathbf{B}|^2$ и времени t_M выдержки образца в магнитном поле.

Из результатов, приведенных в [12], следует, что в области легкой деформации твердого тела плотность ρ движущихся дислокаций мала по сравнению с плотностью ρ_0 всех дислокаций и почти не изменяется в процессе пластической деформации твердого тела, вплоть до напряжения течения, несмотря на рост при этом плотности всех дислокаций. Следовательно, в больших магнитных полях или при больших временах выдержки кристаллов в магнитном поле должно наблюдаться насыщение роста величины относительной плотности подвижных дислокаций. Возрастание плотности подвижных дислокаций при воздействии на кристалл магнитного поля должно проявляться как магнитоэластический эффект, в частности, как стимулирование движения дислокаций при воздействии на кристалл магнитного поля в отсутствие механического нагружения, что и было обнаружено в 1987 году в экспериментах с диамагнитными кристаллами NaCl [18]. В дальнейшем этот эффект исследовался в диамагнитных кристаллах Zn, NaCl [20, 22] и CsI, LiF [23, 24]. Ранее при изучении макроскопических пластических свойств парамагнитных металлов Nb и Mo было обнаружено их разупрочнение во внешнем постоянном магнитном поле [28]. В [25] при использовании методики, примененной в [18, 19, 21, 23], магнитоэластический эффект был обнаружен и исследован в парамагнитных монокристаллах Al. Причем изменение ρ/ρ_0 оказалось пропорциональным $|\mathbf{B}|^2$ и t_M в слабых полях и для небольших временных интервалов. В сильных полях или при больших временах выдержки образцов в магнитном поле эта зависимость выходила на насыщение.

Как уже отмечалось выше, движение дислокаций носит диффузионный характер. Взаимодействие дислокаций с магнитным полем приводит к увеличению вероятности открепления дислокаций от локальных стопоров пропорционально $|\mathbf{B}|^2$. Из основных закономерностей процессов диффузии во внешнем

поле [27] следует, что увеличение этой вероятности должно приводить в линейном приближении к пропорциональному увеличению длины среднего пробега дислокаций. Поэтому в кристаллах, помещенных в постоянное однородное магнитное поле, должно наблюдаться возрастание длины среднего пробега дислокаций, причем увеличение длины среднего пробега дислокаций в магнитном поле должно быть пропорционально $|\mathbf{B}|^2$ и t_M . Действительно, в экспериментах [18, 19, 21, 23, 25] было обнаружено возрастание длины среднего пробега дислокаций, пропорциональное квадрату величины магнитной индукции $|\mathbf{B}|^2$ и времени выдержки образца в магнитном поле t_M . В больших магнитных полях или при больших временах выдержки кристаллов в магнитном поле наблюдается насыщение пробега дислокаций, аналогичное насыщению относительной плотности подвижных дислокаций [18, 19, 21, 23, 25].

Из выражений (19), (22) для эффективной силы, действующей на дислокацию в магнитном поле, следует, что при движении дислокации в кристалле, вращающемся в однородном постоянном магнитном поле, должен наблюдаться ориентационный эффект, т. е. в зависимости от ориентации кристалла относительно направления магнитного поля должны изменяться величина и направление силы, действующей на дислокацию. Одним из проявлений ориентационного эффекта, по-видимому, является наблюдавшееся в [23, 24] резкое уменьшение длины среднего пробега дислокаций при вращении кристалла в постоянном магните с частотой, большей некоторой критической ν_0 . Это связано с особенностями механизма движения дислокаций в кристаллах. Считается, что в кристаллах имеются два типа стопоров: слабые, преодолеть которые дислокация может с помощью магнитного поля, и сильные, преодолимые только за счет внутренних напряжений. Причем объемная концентрация сильных стопоров существенно меньше объемной концентрации слабых стопоров. Тогда при помещении кристалла в магнитное поле дислокация, срываясь со слабых стопоров, прогибается до тех пор, пока сила натяжения в точке закрепления сильным стопором не окажется достаточной для того, чтобы сорвать дислокацию, то есть происходит перемещение отдельных сегментов дислокации. Причем дислокационный сегмент после каждого преодоления слабого стопора на время t_{np} «зависает» и лишь после отрыва других сегментов дислокации от стопоров между сильными точками закрепления движется к следующему слабому барьеру. Если за время t_{np} направление силы, действующей на сегмент дислокации, изменится на противоположное, то сегмент останется неподвижным, следовательно, критическая частота равна $\nu_0 \approx t_{np}^{-1}$. Очевидно, в первом порядке по теории возмущений время t_{np} обратно пропорционально силе, действующей на сегмент дислокации в магнитном поле, поэтому для зависимости критической частоты от магнитной индукции можно предложить следующее выражение: $\nu_0 \sim |\mathbf{B}|^2$, что подтверждается экспериментальными данными. Так, при $B = 0.3$ Т критическая частота равна $\nu_0 \sim 10$ Гц, а при увеличении магнитной индукции до $B = 0.5$ Т критическая частота возрастает до $\nu_0 \sim 30$ Гц.

Таковы основные закономерности поведения дислокаций в постоянном магнитном поле, вытекающие из предложенной теории и находящие свое экспериментальное подтверждение в работах [18–26, 28].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе использован метод геометрического описания твердых тел с дефектами для исследования влияния структурных неоднородностей на электрические и магнитные поля в твердом теле. Отмечено, что в случае антисимметричного тензора плотности дислокаций взаимодействие последних с электромагнитным полем однозначно выражается через векторное поле \mathbf{Q} — след тензора конторсии, взятый с обратным знаком.

Показано, что взаимодействие внешнего магнитного поля с дислокациями приводит к появлению локализованного на них поляризованного эффективного магнитного заряда. Получено выражение для величины индуцированного магнитного заряда, приходящегося на единицу длины дислокации, причем, оказалось, что индуцированный магнитный заряд локализован только на краевых компонентах дислокаций. Найдена сила, действующая на единицу длины дислокации в постоянном магнитном поле. Величина этой силы пропорциональна произведению величины магнитной индукции и величины напряженности магнитного поля. Отмечено, что проявлением сил, действующих на дислокации во внешнем постоянном магнитном поле, является магнитоэластический эффект: перемещение дислокаций при воздействии на кристалл постоянного однородного магнитного поля в отсутствие механического нагружения. Показано, что взаимодействие дислокации с внешним постоянным магнитным полем изменяет ее свободную энергию, что приводит в конечном счете к увеличению вероятности открепления дислокаций от стопоров. Это, в свою очередь, ведет к увеличению относительной плотности подвижных дислокаций в кристалле пропорционально квадрату величины магнитной индукции и времени выдержки образца в магнитном поле. Аналогичные закономерности получены для изменения скорости движения и длины свободного пробега дислокаций в магнитном поле. Кроме того, отмечено наличие сложной ориентационной зависимости величины силы, действующей на единицу длины дислокации во внешнем магнитном поле, в частности, при изменении направления магнитного поля на противоположное направление движения дислокаций не изменяется. Но при повороте кристалла в постоянном магнитном поле средняя величина силы, действующей на дислокацию, вследствие ее ориентационной зависимости должна равняться нулю. Показано, что все полученные закономерности находятся в согласии с результатами экспериментальных исследований по изучению магнитоэластического эффекта в диамагнитных кристаллах NaCl, CsI, Zn и парамагнитных кристаллах Al.

В последние годы получено достаточно экспериментальных данных о влиянии дефектов кристаллической структуры на электромагнитные явления в других материалах (см., например, [29–34] и др.). Теоретическое объяснение открытых в них эффектов требует дальнейших исследований.

Автор выражает благодарность доценту П. И. Пронину за многочисленные дискуссии и полезные советы, сотрудникам кафедры теоретической физики и участникам семинара кафедры молекулярных процессов и экстремальных состояний вещества физического факультета МГУ за обсуждение затронутых здесь вопросов, а также профессору А. В. Борисову за ценные замечания, которые позволили улучшить изложение полученных результатов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kröner E. Continuum Theory of Defects. Series of Lectures held at the Summer School on the Physics of Defects. Les Houches, 1980.
2. Кадич А., Эделен Д. Калибровочная теория дислокаций и дисклинаций. М., 1987.
3. Kupferman R., Moshe M., Solomon J. P. // Arch. Ration. Mech. Anal. 2015. **216**, N 3. P. 1009.
4. Viswanathan K., Chandrasekar S. // J. Appl. Phys. 2014. **116**. 245103.
5. Hehl F., Lazar M. // Foundations of Physics. 2010. **40**. N 9. P. 1298.
6. Панин В. Е., Лихачев В. А., Гриняев Ю. В. Структурные уровни деформации твердых тел. Новосибирск, 1985.
7. Xiang Yanxun, Deng Mingxi, Xuan Fu-Zhen // J. Appl. Phys. 2014. **115**. 044914.
8. Пронин П. И., Смирнов Н. Э. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2016. № 2. С. 16. (Pronin P. I., Smirnov N. E. // Moscow Univ. Phys. Bull. 2016. **71**, N 2. P. 155.)
9. Smirnov N. E., Pronin P. I. // Physics Letters A. 2018. **382**. P. 2245.
10. Смирнов Н. Э. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2018. № 6. С. 11. (Smirnov N. E. // Moscow Univ. Phys. Bull. 2018. **73**, N 6. P. 573.)
11. Kondo K. (ed.) // RAAG Memoirs of the Unifying Study of Basic Problems in Engineering and Physical Sciences by Means of Geometry. 1–4. Tokyo., 1955–1968.
12. Судзуки Т., Есинага Х., Такеути С. Динамика дислокаций и пластичность. М., 1989.
13. Kataoka T., Colombo L., Li J. C. M. // Phil. Mag. Ser. A. 1984. **49**. P. 409.
14. Николаев В. И., Перцев Н. А., Смирнов Б. И. // ФТТ. 1988. **30**. № 10. С. 2996.
15. Клявин О. В., Лиходедов Н. П. // ФТТ. 1992. **34**. № 3. С. 988.
16. Болотовский Б. М., Усачев Ю. Д. (ред.) Монополю Дирака. М., 1970.
17. Ченг Т.-П., Ли Л.-Ф. Калибровочные теории в физике элементарных частиц. М., 1987.
18. Альшиц В. И., Даринская Е. В., Перекалина Т. М., Урусовская А. А. // ФТТ. 1987. **29**, № 2. С. 467.
19. Альшиц В. И., Даринская Е. В., Петржик Е. А. // Изв. вузов. Черная металлургия. 1990. № 10. С. 85
20. Альшиц В. И., Даринская Е. В., Морозов В. А. и др. // ФТТ. 2013. **55**, № 11. С. 2176.
21. Альшиц В. И., Даринская Е. В., Геткина И. В., Лаврентьев Ф. Ф. // Кристаллография. 1990. **35**, № 4. С. 1014.
22. Alshits V. I., Darinskaya E. V., Koldaeva M. V., Petrzhik E. A. // J. Appl. Phys. 2009. **105**, 063 520.
23. Альшиц В. И., Даринская Е. В., Петржик Е. А. // ФТТ. 1991. **33**. № 10. С. 3001.
24. Галусташвили М. В., Акопов Ф. Х., Дриаев Д. Г. и др. // ФТТ. 2016. **58**, № 3. С. 543.
25. Альшиц В. И., Даринская Е. В., Петржик Е. А. // ФТТ. 1992. **34**. № 1. С. 155.

26. Сойка А. К., Сологуб И. О., Шепелевич В. Г., Сивцова П. А. // ФТТ. 2015. **57**. № 10. С. 1947.
27. Ван Кампен Н. Г. Стохастические процессы в физике и химии. М., 1990.
28. Pavlov V. A., Pereturina I. A., Pecherkinina N. L. // Phys. Stat. Sol.(a). 1980. **57**. P. 449.
29. Holt D. B., Yacobi B. G. Extended Defects in Semiconductors: Electronic Properties, Device Effects and Structures. Cambridge, 2007.
30. Скворцов А. А., Каризин А. В., Волкова Л. В., Корячко М. В. // ФТТ. 2015. **57**. № 5. С. 898.
31. Badylevich M. V., Kveder V. V., Orlov V. I., Osip'yan Yu. A. // Phys. Stat. Sol.(c). 2005. **2**. P. 1869.
32. Berezin M., Kazmenetskii E. O., Shavit R. // Journal of Optics. 2012. **14**, N 12. 125602.
33. Олейнич-Лысюк А. В., Паранский Н. Д. // ФТТ. 2012. **54**. № 3. С. 417.
34. Popov A. I., Gareeva Z. V., Zvezdin A. K. // Phys. Rev. B. 2015. **92**, N 14. P. 4420.

To the Explanation of the Magnetoplastic Effect in Diamagnetic and Paramagnetic Solids

N. Ed. Smirnov

*Department of Theoretical Physics, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University.
Moscow 119991, Russia.*

E-mail: smirnov@phys.msu.ru.

This work is devoted to the theoretical study of the magnetoplastic effect that manifests itself in the motion of dislocations in solids in the presence of a magnetic field without mechanical loading. An expression is obtained for the effective magnetic charge per unit length of dislocation, which occurs due to the action of the magnetic field on the dislocation. The effects associated with the induced magnetic charges at dislocations are studied. It is shown that the effective magnetic charge occurs due to the interaction between the magnetic field and only the edge components of dislocations. An expression for the force that acts on a dislocation in the magnetic field is derived and it is shown that in experiments on studying the motion of dislocations in the presence of magnetic fields the projection of this force onto the dislocation glide plane must play a dominant role.

Keywords: condensed matter, crystal defects, electrodynamics, dislocations, magnetoplastic effect.

PACS: 61.72.-y, 61.72.Lk, 41.20.-q, 41.20.Gz, 02.40.-k, 02.50.Ey, 66.30.Lw, 14.80.Hv, 75.90.+w.

Received 17 July 2019.

English version: *Moscow University Physics Bulletin*. 2019. **74**, No. 5. Pp. 453–458.

Сведения об авторе

Смирнов Николай Эдуардович — науч. сотрудник; тел.: (495) 939-53-89, e-mail: smirnov@phys.msu.ru.