

Движение дислокаций в электрическом поле

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.

Статья поступила 18.06.2018, принята к публикации 28.06.2018.

Получено выражение для эффективного электрического заряда, приходящегося на единицу длины дислокации. Показано, что электрический поляризационный заряд возникает при взаимодействии электрического поля только с краевыми компонентами дислокаций. Было получено выражение для силы, действующей на дислокацию в электрическом поле, и показано, что в экспериментах определяющую роль должна играть проекция этой силы на плоскость скольжения дислокации.

Ключевые слова: твердое тело, дислокации, электродинамика.

УДК: 537.8, 538.9, 514.7, 53.04. PACS: 77.22.-d, 61.72.Bb, 61.72.Lk, 41.20.-q.

ВВЕДЕНИЕ

В рамках калибровочного описания структурных дефектов в твердом теле [1–6] было показано, что в качестве модели сплошной среды с дефектами можно использовать пространство Римана–Картана \mathcal{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 последние годы получено достаточно экспериментальных данных о взаимном влиянии дефектов кристаллической структуры и электромагнитных полей [7, 8].

В следующем разделе кратко напомним суть работ [9–11] по описанию электромагнитного поля в сплошной среде с дислокациями на основе модели сплошной среды как пространства Римана–Картана с кручением. Отметим, что эти уравнения не могут быть непосредственно получены на основе стандартных методов теории твердого тела без дефектов и электродинамики сплошных сред, так как появление линейных дефектов приводит к неоднозначности поля смещений, вследствие чего необходимо сложное согласование процедуры усреднения, стандартно используемой при выводе макроскопических уравнений электромагнитного поля [12], с процедурой усреднения, применяемой в теории твердого тела с дефектами [13–15]. Во втором разделе исследованы эффекты взаимодействия внешнего электростатического поля с дислокациями. В последнем разделе коротко остановимся на обсуждении полученных результатов и дальнейших перспективах исследований.

1. ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ПОЛЕ В СРЕДЕ С ДЕФЕКТАМИ

В работе [9] 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 — некоторая константа (константа взаимодействия электромагнитного поля с дефектами), что согласуется с [1]. Поскольку рассматривается чисто дислокационное свободное состояние и метрика g_{ij} совпадает с евклидовой δ_{ij} , мы не будем различать верхние и нижние индексы. По повторяющимся индексам подразумевается суммирование.

В этом случае уравнения для электромагнитного поля в сплошной среде с дислокациями имеют вид [9]:

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

где \mathbf{E} — напряженность электрического поля, \mathbf{D} — индукция электрического поля, \mathbf{H} — напряженность магнитного поля, \mathbf{B} — индукция магнитного поля, $(\hat{\rho}^\top)_{ij} = (\hat{\rho})_{ji}$ — 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 распределения дислокаций ($\rho_{ij} = -\rho_{ji}$) эти уравнения можно записать в следующем виде [10, 11]:

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

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

Введем следующие обозначения:

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

которые будем называть соответственно плотностями электрического и магнитного «наведенных» зарядов и токов. Термин «наведенный» подразумевает эффективные величины, возникающих только в результате взаимодействия электромагнитного поля с дефектами.

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

С учетом введенных обозначений уравнения электромагнитного поля примут вид

$$\begin{aligned} \operatorname{div} \mathbf{D} &= 4\pi\rho_{e.ef}, \\ \frac{1}{c} \cdot \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} - \operatorname{rot} \mathbf{H} &= -\frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_{e.ef}, \\ \operatorname{div} \mathbf{B} &= 4\pi\rho_{m.ef}, \\ \frac{1}{c} \cdot \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + \operatorname{rot} \mathbf{E} &= -\frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_{m.ef}. \end{aligned} \quad (5)$$

Поскольку среда в целом нейтральна, то эти «наведенные» заряды и токи локализованы в области сосредоточения самих дефектов и удовлетворяют законам сохранения:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_{e.ef}}{\partial t} + \operatorname{div} \mathbf{j}_{e.ef} &= 0 \\ \text{и} \quad \frac{\partial \rho_{m.ef}}{\partial t} + \operatorname{div} \mathbf{j}_{m.ef} &= 0. \end{aligned} \quad (6)$$

Полученные законы сохранения являются условиями интегрируемости системы уравнений электромагнитного поля в сплошной среде со стационарным распределением дислокаций.

2. ЭФФЕКТЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ВНЕШНЕГО ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОГО ПОЛЯ С ДИСЛОКАЦИЯМИ

В предыдущем разделе было показано, что правые части в полученной системе уравнений (2) для электромагнитного поля в сплошной среде со стационарным распределением дислокаций можно интерпретировать как объемные плотности эффективных зарядов и токов. Эти заряды и токи локализованы на дефектах из-за нейтральности среды, и, кроме того, было отмечено их нераспространение [10, 11]. Следовательно, при перемещении области сплошной среды вместе с дефектами эффективные поляризационные заряды и токи, порожденные взаимодействием дислокаций с электромагнитным полем, будут перемещаться вместе с этой областью. Причем для малых скоростей перемещения можно считать, что эти заряды и токи жестко связаны с этой областью, в которой распределение дислокаций отлично от нулевого, так как характерные времена релаксации для электромагнитных процессов намного меньше типичных времен релаксации напряжений в твердом теле.

Наибольший интерес представляют, конечно, эффективные поляризационные заряды, так как силы, действующие на них в электромагнитных полях, значительно больше сил, действующих на эффективные токи, из-за малости отношения скорости движения дислокаций v_d к скорости света в среде c_n . Как следует из системы уравнений (3) для электромагнитного поля в сплошной среде со стационарным распределением дислокаций, эффективные заряды возникают при взаимодействии электромагнитного поля только с антисимметричной частью тензора плотности дислокаций. Любую дислокацию можно локально представить в виде суммы сонаправленных винтовой и краевой дислокаций [16]. Но для винтовых дислокаций соответствующий тензор плотности дислокаций всегда симметричен, и поэтому при взаимодействии

электромагнитного поля с винтовыми дислокациями индуцированные заряды не возникают. Следовательно, явления, связанные с появлением таких зарядов на дислокациях в электромагнитных полях, должны наблюдаться только для краевых дислокаций или для дислокаций, которые в обычной интерпретации [17] имеют краевые компоненты.

В электрическом поле, в соответствии с определением (4), для объемной плотности эффективного поляризационного электрического заряда в некоторой области, в которой имеется распределение параллельных дислокаций, описываемое вектором \mathbf{Q} (следом тензора конторсии, умноженного на -1), имеем формулу

$$q_{e.ef} = (1/4\pi)(\mathbf{Q}, \mathbf{D}). \quad (7)$$

Найдем теперь эффективный электрический заряд $q_{e.ef}$, приходящийся на единицу длины дислокации. Для этого проинтегрируем (7) по плоскости, перпендикулярной линиям дислокаций. Так как в данном случае распределение дислокаций отлично от нулевого только в некоторой области, то этот интеграл будет равен интегралу по поперечному сечению этой области S . Окончательно получим для $q_{e.ef}$:

$$q_{e.ef} = \frac{1}{4\pi} \int (\mathbf{D}, \mathbf{Q}) ds = \frac{1}{4\pi} \int_S (\mathbf{D}, \mathbf{Q}) ds. \quad (8)$$

Естественно считать, что искажения внешнего электромагнитного поля, вызванные эффективными зарядами, малы, поэтому можно провести интегрирование в (8), полагая индукцию электрического поля \mathbf{D} постоянной в поперечном сечении S этой области:

$$q_{e.ef} \cong \frac{1}{4\pi} \left(\mathbf{D}, \int_S \mathbf{Q} ds \right) = \frac{1}{4\pi} D_i \int_S Q_i ds, \quad (9)$$

где индекс i принимает значения 1, 2, 3.

Так как интегрирование в (9) ведется по поперечному сечению области, распределение дислокаций в которой отлично от нулевого, то можно ввести единичный вектор ζ , сонаправленный с линиями дислокаций. Преобразуем (7) с учетом приведенных выше соотношений и связи между вектором \mathbf{Q} и тензором плотности дислокаций $\hat{\rho}$:

$$\begin{aligned} q_{e.ef} &\cong \frac{1}{4\pi} D_i \int_S Q_i ds = \frac{1}{4\pi} (-2\kappa) D_i \int_S \epsilon_{imn} \rho_{mn} ds = \\ &= \kappa D_i \epsilon_{imn} \zeta_n \int_S \rho_{mk} n_k ds, \end{aligned} \quad (10)$$

где $\kappa = -\frac{\kappa}{2\pi}$ — эффективная константа взаимодействия электромагнитного поля с дефектами, а \mathbf{n} — вектор нормали к поверхности S , совпадающий для S с вектором ζ , касательным к линиям дислокаций.

Но интеграл в (10), в соответствии с определением, данным в [9], равен m -й компоненте суммарного вектора Бюргерса b_m :

$$b_m = \int_S \rho_{mk} dS_k, \quad (11)$$

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

С учетом (11) соотношение (10) примет следующий вид:

$$q_{e.ef} \cong \kappa D_i \epsilon_{imn} b_m \zeta_n = \kappa D_i [\mathbf{b}, \boldsymbol{\zeta}]_i = \kappa (\mathbf{D}, [\mathbf{b}, \boldsymbol{\zeta}]). \quad (12)$$

Проанализируем полученное выражение (12). Величина $q_{e.ef}$ зависит только от величины и взаимной ориентации векторов: электрической индукции \mathbf{D} , суммарного вектора Бюргера \mathbf{b} дислокаций, пересекающих поверхность S , и касательного к линиям дислокаций вектора $\boldsymbol{\zeta}$. Очевидно, что выражение (12) определено и для одиночной дислокации, так как перечисленные выше векторы вполне определены и в этом случае.

Сопоставив выражение для изменения внутренней энергии \mathcal{E} сплошной среды с дислокациями во внешнем электромагнитном поле [10] с выражением (12) для величины индуцированного электрического заряда $q_{e.ef}$, приходим к выводу, что константа связи κ между механическими характеристиками сплошной среды с дислокациями и ее электромагнитными свойствами должна принимать отрицательные значения при заданном соотношении $b^i = \int_S \rho^{ik}(x) dS_k$ между вектором

Бюргера \mathbf{b} и тензором плотности дислокаций $\hat{\rho}$. Кроме того, понятно, что величина κ принимает различные значения в зависимости от выбора нормировки для тензора плотности дислокаций $\hat{\rho}$ и выбора системы единиц для измерения величин, входящих в выражение (12). Найдем теперь силу, действующую на единицу длины дислокации в электрическом поле. В соответствии с выражением для силы Лоренца эта сила будет равна силе, действующей на эффективный электрический заряд в электрическом поле:

$$\mathbf{F}_e = q_{e.ef} \mathbf{E} = \kappa (\mathbf{D}, [\mathbf{b}, \boldsymbol{\zeta}]) \mathbf{E}, \quad (13)$$

где \mathbf{E} — вектор напряженности электрического поля.

Но для краевых дислокаций, у которых, согласно (8) и (12), эффективный поляризационный электрический заряд отличен от нуля, существенно различаются механизмы их движения в плоскости скольжения¹ и в направлении, перпендикулярном плоскости скольжения [18]. Так, в направлении вектора Бюргера краевая дислокация может скользить без добавления или вычитания атомов экстраплоскости. Причем процесс скольжения идет довольно быстро, поскольку для его протекания не требуется никакой дополнительной активации. В направлении, перпендикулярном плоскости скольжения, краевая дислокация может двигаться только путем поглощения или генерации вакансий. Следовательно, для движения краевой дислокации за счет переползания требуется энергия активации, равная в первом приближении энергии, требуемой для самодиффузии и необходимой для создания вакансии, поэтому это медленный процесс.

Из вышеизложенного следует, что процесс движения дислокации во внешнем электрическом поле существенно регламентируется внутренними напряжениями

в сплошной среде с линейными дефектами, т.е. можно считать, что дислокация свободно движется под действием внешней силы в плоскости ее скольжения, в то время как любая сила, пытающаяся заставить ее двигаться в направлении, перпендикулярном плоскости скольжения, вызывает противодействующую упругую силу, препятствующую движению дислокации в этом направлении. Поэтому ограничимся при анализе экспериментальных данных проекцией силы, действующей на краевую дислокацию в электрическом поле, на вектор Бюргера,

$$F_{e.ef} = q_{e.ef} \left(\mathbf{E}, \frac{\mathbf{b}}{|\mathbf{b}|} \right) = \kappa (\mathbf{D}, [\mathbf{b}, \boldsymbol{\zeta}]) \left(\mathbf{E}, \frac{\mathbf{b}}{|\mathbf{b}|} \right). \quad (14)$$

Существует большое количество работ, в которых исследовались явления, свидетельствующие о наличии у дислокаций электрического заряда. В этих экспериментах в основном исследовались электрические свойства дислокаций в щелочно-галоидных кристаллах (ЩГК). Но ЩГК — это ионные кристаллы, в которых существуют интенсивные микроскопические электрические поля, имеющие характерный масштаб их изменения порядка межатомного расстояния, т.е. порядка размеров ядра дислокации. Следовательно, развитая в данной работе теория непосредственно количественно не применима к описанию явлений в ЩГК. Тем не менее посмотрим, к каким качественным выводам можно прийти, исследуя полученные выше выражения (12) для эффективного электрического заряда и (13) для силы, действующей на дислокацию во внешнем электрическом поле.

Так как для существования электрического заряда на дислокации необходимо, чтобы антисимметричная часть тензора плотности дислокаций была отлична от нуля, то электрический заряд должен наблюдаться только у краевых дислокаций в ЩГК, тогда как винтовые дислокации не должны иметь электрического заряда. Причем этот заряд вследствие его локализации на дислокации должен переноситься вместе с дислокацией. Действительно, в работе [19] с помощью метода ямок травления было окончательно установлено, что в кристаллах NaCl краевые дислокации заряжены отрицательно, а винтовые дислокации не несут заряда. Эти особенности поведения дислокаций в щелочно-галоидных кристаллах исследовались и были изложены в ряде работ [7, 20–22].

В соответствии с выражением (13) во внешнем электрическом поле на краевые дислокации в ЩГК в их плоскостях скольжения должна действовать сила со стороны электрического поля. Естественно, в первую очередь это должно приводить к росту плотности подвижных дислокаций в кристалле, которые обычно составляют лишь небольшую часть от всех имеющихся в кристалле дислокаций, так как, в соответствии с экспериментальными исследованиями [17, 18], дислокации большую часть времени неподвижны и закреплены на стопорах и для начала движения дислокаций необходима их активация, т.е. некоторое воздействие: упругие напряжения, температурная активация и другие внешние силы достаточной интенсивности. Поэтому в ЩГК должен наблюдаться электропластический эффект, который может проявляться в двух формах.

¹ Плоскость, которой принадлежат векторы \mathbf{b} и $\boldsymbol{\zeta}$.

Во-первых, это стимулированное движение краевых дислокаций в ЦГК в отсутствие механического нагружения во внешнем электрическом поле, напряженность которого превышает некоторую пороговую величину. Причем при переключении электрического поля (изменении его направления на противоположное) краевые дислокации изменяют направление своего движения на противоположное, так как в ЦГК заряд, приходящийся на единицу длины краевой дислокации, определяется внутренними микроскопическими электрическими полями и практически не зависит от внешнего электрического поля. Все эти закономерности поведения краевых дислокаций подтверждаются экспериментальными работами [19, 20]. Отметим, что, в соответствии с выражением (14), направление движения краевых дислокаций в электрическом поле обычно не совпадает с направлением напряженности \mathbf{E} электрического поля, что подтверждается экспериментами [19, 20].

Во-вторых, это уменьшение механического напряжения, требуемого для поддержания постоянной деформации щелочно-галлоидного кристалла при включении внешнего электрического поля, т.е. рост плотности подвижных дислокаций из-за возникновения сил, действующих на них в электрическом поле, что приводит к появлению скачка механического напряжения на кривой зависимости напряжения течения твердого тела от его деформации, что экспериментально подтверждается в работах [23–25].

Таковы основные качественные выводы из построенной теории и ее сопоставления с экспериментальными результатами, относящимися к явлениям в ЦГК, связанным с наличием электрического заряда у краевых дислокаций в этих ионных кристаллах, и феноменологической интерпретацией этих результатов. Также существует ряд исследований, в которых наблюдалось появление поляризационного электрического заряда у краевых дислокаций в ЦГК [23, 25, 26]. В работе [25] было экспериментально определено, что в больших внешних электрических полях электрический заряд, приходящийся на единицу длины краевой дислокации, превышает максимально возможный заряд, который можно получить из микроскопического рассмотрения структуры краевой дислокации в ЦГК (равный заряду электрона, приходящегося на два одноименных иона на линии дислокации). В работах [23, 26] исследовался электромеханический эффект в ЦГК, суть которого в изменении скорости деформационного упрочнения ЦГК при включении электрического поля, т.е. при включении электрического поля наблюдается увеличение наклона кривых деформации. Это связано с тем, что на поляризационный заряд на краевых дислокациях действует сила со стороны электрического поля, причем, в соответствии с (14), эта сила будет иметь квадратичную зависимость от величины напряженности \mathbf{E} электрического поля (так как тензор диэлектрической проницаемости $\hat{\epsilon}$ мало отличается от единичного в ЦГК), что и наблюдается в этих экспериментах.

По-видимому, наблюдаемое в серии работ [27–29] движение дислокационных стенок из краевых дислокаций в ЦГК в электрическом поле, приложенном перпендикулярно малоугловой границе, связано с появлением именно поляризационного заряда на краевых дислокациях в ЦГК, так как из экспериментальных

данных следует, что стенки из краевых дислокаций, в частности в NaCl, имеют заряды разных знаков, в зависимости от внешних условий, несмотря на то, что, как было показано в [19], краевые дислокации в NaCl заряжены отрицательно из-за их взаимодействия с внутренними электрическими полями в этом ионном кристалле. Из выражения (12) для поляризационного электрического заряда, приходящегося на единицу длины, следует, что знак поляризационного заряда зависит от взаимной ориентации векторов \mathbf{D} и $[\mathbf{b}, \zeta]$, где \mathbf{b} — суммарный вектор Бюргерса дислокаций, пересекающих поверхность, по которой проводится интегрирование в (9). Причем величина поляризационного заряда, в соответствии с (12), пропорциональна величине суммарного вектора Бюргерса. То есть в линейном приближении для распределения краевых дислокаций, имеющих одинаковый механический знак, возникающий под действием внешнего электрического поля, поляризационный электрический заряд может превысить заряд на краевых дислокациях, создаваемый внутренними электрическими полями. Поэтому стенки из краевых дислокаций должны двигаться только тогда, когда величина напряженности \mathbf{E} электрического поля превышает некоторое пороговое значение. Кроме того, в геометрии вышеупомянутых экспериментов направление их движения должно совпадать с направлением \mathbf{E} или быть противоположным ему, в зависимости от структуры стенки из краевых дислокаций (величины и знака объемного интеграла от скалярного произведения вектора \mathbf{Q} — следа дефекта связности, взятого с обратным знаком и определяемого тензором $\hat{\rho}$ плотности дислокаций, и вектора \mathbf{D} — индукции электрического поля). Очевидно, что величина смещения дислокационной стенки должна зависеть от величины напряженности электрического поля \mathbf{E} и времени выдержки кристалла в этом поле, что подтверждается результатами работ [27–29].

Более интересны для сопоставления с теоретическими результатами, полученными в данной работе, исследования явлений взаимодействия электрического поля с дислокациями в веществах, в которых поляризационные заряды на дислокациях порождаются или внешним электрическим полем, или микроскопическим внутренним полем с характерным масштабом пространственного изменения, значительно превышающим размеры ядра дислокации. В соответствии с выражением (12) индукция электрического поля \mathbf{D} в этом веществе должна быть значительна, а это возможно лишь в том случае, если вещество имеет большую диэлектрическую проницаемость или если в нем может возникать спонтанная электрическая поляризация. Вещества, в полной мере удовлетворяющие этим требованиям, — это сегнетоэлектрики. Так, в работе [30] на основе анализа экспериментальных данных по наблюдениям электропластического эффекта, вызванного наличием поляризационного электрического заряда на краевых дислокациях в предварительно поляризованном сегнетоэлектрике нитрите натрия NaNO_2 , была предложена следующая феноменологическая формула для величины электрического поляризационного заряда, приходящегося на единицу длины краевой дислокации, вызванного поляризацией сегнетоэлектрика \mathbf{P}_s :

$$q_p = \kappa(\mathbf{P}_s, [\mathbf{b}, \zeta]), \quad (15)$$

где \mathbf{P}_s — спонтанная электрическая поляризация кристалла, \mathbf{b} — вектор Бюргерса краевой дислокации, ζ — вектор, касательный к линии дислокации. Там же была получена феноменологическая формула для дополнительного электрического поляризованного заряда Δq_p , вызванного внешним электрическим полем \mathbf{E} :

$$\Delta q_p = \kappa((\hat{\beta}\mathbf{E}), [\mathbf{b}, \zeta]), \quad (16)$$

где $\hat{\beta}$ — тензор диэлектрической восприимчивости.

Связь между тензором $\hat{\varepsilon}$ диэлектрической проницаемости и тензором $\hat{\beta}$ диэлектрической восприимчивости задается следующим выражением:

$$\hat{\varepsilon} = \hat{\beta} + \hat{I}, \quad (17)$$

где \hat{I} — единичный тензор. Но в сегнетоэлектрике $|\hat{\varepsilon}| \gg 1$, поэтому индукция электрического поля \mathbf{D} будет равна

$$\mathbf{D} = \mathbf{P}_s + \hat{\varepsilon}\mathbf{E} \cong \mathbf{P}_s + \hat{\beta}\mathbf{E}. \quad (18)$$

Объединяя феноменологические формулы (15) и (16) для поляризованного электрического заряда q_p и дополнительного поляризованного электрического заряда Δq_p и учитывая (18), получим следующее выражение для полного электрического поляризованного заряда $q_{p.ef}$:

$$q_{p.ef} \cong \kappa(\mathbf{D}, [\mathbf{b}, \zeta]). \quad (19)$$

Сопоставляя выражение (19) для полного электрического поляризованного заряда $q_{p.ef}$, приходящегося на единицу длины краевой дислокации, с выражением (12) для эффективного поляризованного электрического заряда $q_{e.ef}$, приходящегося на единицу длины дислокации, видим их полную идентичность. Причем этот электрический поляризованный заряд возникает при взаимодействии электрического поля только с краевыми дислокациями. Для винтовых дислокаций, как уже отмечалось выше, этот заряд должен быть равен нулю вследствие симметричности тензора плотности дислокаций $\hat{\rho}$ для произвольного распределения винтовых дислокаций, что подтверждается результатами экспериментов по наблюдению электропластического эффекта в нитрите натрия [30–32].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе использован метод геометрического описания твердых тел с дефектами для исследования влияния структурных неоднородностей на электрические и магнитные поля в твердом теле. Было получено выражение для величины поляризованного эффективного электрического заряда, приходящегося на единицу длины дислокации. Величина «наведенного» поляризованного электрического заряда оказалась прямо пропорциональной скалярному произведению вектора индукции электрического поля и векторного произведения вектора Бюргерса дислокации и вектора, сонаправленного с линией дислокации. Так как векторное произведение вектора Бюргерса дислокации и вектора, сонаправленного с линией дислокации, отлично от нуля только для краевых компонент дислокации, то эффекты, связанные с наличием у дислокаций электрических

зарядов, должны преимущественно наблюдаться в экспериментах по изучению свойств краевых дислокаций в кристаллах. Было получено выражение для силы, действующей на дислокацию в электрическом поле, и показано, что в экспериментах определяющую роль должна играть проекция этой силы на плоскость скольжения дислокации. На основе анализа выражений для величин различных эффектов, вызываемых взаимодействием дислокаций с электромагнитным полем, был сделан вывод о том, что константа взаимодействия дислокаций с электромагнитным полем имеет отрицательный знак. После перенормировки были получены выражения, удобные для анализа экспериментальных результатов по исследованию электропластического, электромеханического и других эффектов, обусловленных взаимодействием электрического поля и дислокаций.

На базе полученных следствий проведен качественный анализ явлений электропластичности в кристаллах ШГК. В частности, несмотря на то, что дислокации в ШГК в основном заряжены, вследствие их взаимодействия с внутренними электрическими полями, электрический заряд имеют только краевые дислокации. Указан ряд явлений в ШГК, в которых проявляется индуцированный электрический заряд дислокаций, возникающий из-за их взаимодействия с внешним электрическим полем. Качественно обоснованы основные закономерности, присущие этим явлениям: изменение знака заряда стенок из краевых дислокаций в ШГК при изменении внешних условий, существование, наряду с электропластическим, электромеханического эффекта.

На основе анализа выражения для величины индуцированного электрического заряда и свойств разных материалов показано, что эффекты, вызываемые появлением индуцированных зарядов на дислокациях во внешнем электрическом поле, лучше всего должны проявляться в сегнетоэлектриках. Сопоставление полученных выражений для величины индуцированного электрического заряда, приходящегося на единицу длины дислокации, и силы, действующей на единицу ее длины во внешнем электрическом поле, с феноменологическими закономерностями для тех же величин, подтвержденными экспериментально для сегнетоэлектрика NaNO_2 , показало их соответствие.

Автор выражает благодарность сотрудникам кафедры теоретической физики за многочисленные дискуссии и участникам семинара кафедры молекулярных процессов и экстремальных состояний вещества физического факультета МГУ за обсуждение затронутых здесь вопросов.

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. *Nehl 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. *Тяпунина Н. А., Белозерова Э. П.* // *УФН*. 1988. **156**, № 4. С. 683.
8. *Holt D. B., Yacobi B. G.* *Extended Defects in Semiconductors: Electronic Properties, Device Effects and Structures*. Cambridge, 2007.
9. *Пронин П. И., Смирнов Н. Э.* // *Вестник Моск. ун-та. Физ. Астрон.* 2016. № 2. С. 16. (*Pronin P. I., Smirnov N. Ed. Moscow Univ. Phys. Bull.* 2016. **71**, N 2. P. 155).
10. *Пронин П. И., Смирнов Н. Э.* // *Вестник Моск. ун-та. Физ. Астрон.* 2016. № 4. С. 13. (*Pronin P. I., Smirnov N. Ed. Moscow Univ. Phys. Bull.* 2016. **71**, N 4. P. 349.)
11. *Smirnov N. Ed., Pronin P. I.* // *Physics Letters A*. 2018. **382**, N 33. P. 2245.
12. *De Groot C. P., Camtorn L. G.* *Электродинамика*. М., 1982.
13. *Nehl F., v. d. Heyde, Kerlic G. D., Nester J. M.* // *Rev. Mod. Phys.* 1976. **44**, P. 393.
14. *Мицкевич Н. В.* *Физические поля в ОТО*. М., 1969.
15. *Пронин П. И., Смирнов Н. Э.* // МГУ. Физический факультет. Препринт. 4/1991. 1991.
16. *Теодосиу К.* // *Упругие модели дефектов в кристаллах*. М., 1985.
17. *Фридель Ж.* *Дислокации*. М. 1967.
18. *Судзуки Т., Есиага Х.* // *Динамика дислокаций и пластичность*. М., 1989.
19. *Colombo L., Kataoka T., Li J. C. M.* // *Phil. Mag. Ser. A*. 1982. **46**, N 2. P. 211.
20. *Шведковский Е. Г., Тяпунина Н. А., Белозерова Э. П.* // *Кристаллография*. 1962. **7**, № 3. С. 471.
21. *Whithworth R. W.* // *Phil. Mag.* 1967. **15**, N 134. P. 305.
22. *Tóth A., Keszthelyi T., Sárkozi J.* // *Acta Phys. Hungar.* 1980. **49**, P. 415.
23. *Kataoka T., Sakamoto M., Yamada T.* // *Japan. J. Appl. Phys.* 1975. **14**, N 10. P. 1609.
24. *Brissenden S., Gardner J. W., Illingworth J. et al.* // *Phys. Stat. Sol. Ser. A*. 1979. **51**, N 2. P. 521.
25. *Куличенко А. Н., Смирнов Б. И.* // *ФТТ*. 1983. **25**, С. 1523.
26. *Урусовская А. А., Беккауер Н. Н., Смирнова А. Е.* // *ФТТ*. 1991. **33**, № 11. С. 3169.
27. *Schwensfeir R. J., Elbaum C.* // *J. Phys. and Chem. Sol.* 1967. **28**, N 4. P. 597.
28. *Kingery W. D.* // *J. Am. Ceram. Soc.* 1974. **57**, N 1. P. 1.
29. *Зуев Л. В., Дорошенко Н. К., Масловская З. А., Шарафутдинов Р. Ф.* // *ФТТ*. 1981. **23**, № 4. С. 1160.
30. *Николаев В. И., Перцев Н. А., Смирнов Б. И.* // *ФТТ*. 1991. **33**, № 1. С. 93.
31. *Kataoka T., Colombo L., Li J. C. M.* // *Phil. Mag. Ser. A*. 1984. **49**, N 3. P. 409.
32. *Николаев В. И., Перцев Н. А., Смирнов Б. И.* // *ФТТ*. 1988. **30**, № 10. С. 2996.

Dislocation Motion in an Electric Field

N. Ed. Smirnov

*Department of Theoretical Physics, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia.
E-mail: smirnov@phys.msu.ru.*

An expression for the effective polarization electric charge per unit length of dislocation is obtained. It is shown that the polarization electric charge arises due to the interaction of an electric field only with the edge components of dislocations. An expression is obtained for the force that acts on a dislocation in the electric field and it is shown that the determining role in experiments would be played by the projection of this force onto the dislocation slip plane.

Keywords: solid state, dislocations, electrodynamics.

PACS: 77.22.-d, 61.72.Bb, 61.72.Lk, 41.20.-q.

Received 18 June 2018.

English version: *Moscow University Physics Bulletin*. 2018. **73**, No. 6. Pp. 573–578.

Сведения об авторе

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