

УДК 539.214

## О ВЛИЯНИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ТОКА И МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ДИСЛОКАЦИЙ С ТОЧЕЧНЫМИ ДЕФЕКТАМИ В МЕТАЛЛАХ

*И. Л. Батаронов, А. М. Роццупкин*

Рассмотрены явления, оказывающие влияние на взаимодействие краевых дислокаций с точечными дефектами в присутствии электрического тока и магнитного поля. Проанализирована их роль в формировании электропластической деформации (ЭПД) металлов, содержащих примеси.

Развитие экспериментальных исследований ЭПД и ее технических приложений ставит вопрос о влиянии примесей на ЭПД, особенно в связи с обнаруженным ростом величины эффекта при увеличении концентрации примесных атомов [1-4]. Одним из механизмов, ответственных за ЭПД, предполагается изменение электростатического взаимодействия дислокаций с примесными атомами в присутствии электрического поля [1, 3]. Однако отсутствие соответствующих вычислений не позволило оценить вклад указанного механизма в примесную активацию ЭПД. К тому же не обсуждался вопрос о возможном влиянии магнитного поля, вызываемого протекающим по металлу током, на взаимодействие дислокаций с примесями. Этот эффект интересен также сам по себе как возможный механизм воздействия внешнего магнитного поля на пластическую деформацию металлов.

### 1. О единой природе упругого и электростатического взаимодействия дислокаций с точечными дефектами в металлах

Во взаимодействии дислокаций с точечными дефектами (ТД) выделяют ряд слагаемых различной физической природы [5], среди которых наиболее важными считаются упругое и электростатическое взаимодействия. Последнее впервые было рассчитано в [6], однако некорректный учет электронной экранировки привел к заниженному результату, который впоследствии был исправлен в [7]. Обзор более поздних работ, а также последовательный анализ различных вкладов в энергию взаимодействия  $E_{\text{вз}}$  дислокаций с ТД дан в работе [8]. К сожалению, указанные исследования обладают одним принципиальным недостатком, затронутым еще в [8] и вытекающим из того факта, что и «упругое», и «электростатическое» взаимодействия в конечном итоге обусловлены одними и теми же силами электрического происхождения. Игнорирование этого обстоятельства при расчете различных слагаемых в  $E_{\text{вз}}$  с последующим их объединением фактически приводит к двойному учету эффектов рассматриваемого взаимодействия. Избежать указанной методической погрешности можно, только произведя расчет в рамках единого подхода и прибегая к разделению различных вкладов уже в конечном результате.

ТД, обладающий по отношению к атомам металла избыточной валентностью  $\Delta Z$  [9], создает вокруг себя электрическое поле с потенциалом [10]

$$\varphi(r) = \frac{e\Delta Z}{r} \exp(-q_{TF}r). \quad (1)$$

Здесь  $e$  — элементарный заряд,

$$q_{TF} = [4\pi e^2 D(\varepsilon_F)]^{1/2} \quad (2)$$

— константа экранирования Томаса—Ферми,  $D(\varepsilon_F)$  — плотность состояний на уровне Ферми  $\varepsilon_F$ . Действие поля (1) на ионы металла при континуальном описании характеризуется объемной плотностью сил [11]

$$\mathbf{f} = -en_0 \nabla \varphi, \quad (3)$$

где  $n_0$  — концентрация электронов проводимости. Воспользовавшись известной формулой [12]

$$\Delta V = \frac{1}{3K} \int \mathbf{r} \cdot \mathbf{f} dV, \quad (4)$$

где  $K$  — модуль всестороннего сжатия металла, вычислим порождаемое силами (3) изменение его объема  $\Delta V$ . Подставляя для этого (3) в (4) и интегрируя по частям с применением теоремы Гаусса, с учетом (1) и (2) получим

$$\Delta V = \frac{en_0}{K} \int \varphi dV = \frac{K_e}{Kn_0} \Delta Z \quad (5)$$

Здесь

$$K_e = 4\pi (en_0/q_{TF})^2 = n_0^2/D(\varepsilon_F) \quad (6)$$

— модуль всестороннего сжатия электронного газа [10]. Величина (5), очевидно, представляет собой только часть полного изменения объема металла  $\Omega$ , вызываемого наличием в нем одного ТД. Другая же часть  $\Omega_0$ , не связанная с зарядом ТД, обусловлена сугубо размерным эффектом [5], сводящимся в конечном итоге также к действию сил электрического происхождения. Таким образом, имеем

$$\Omega = \Omega_0 + (K_e/Kn_0) \Delta Z. \quad (7)$$

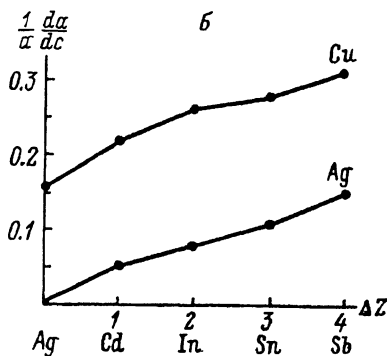
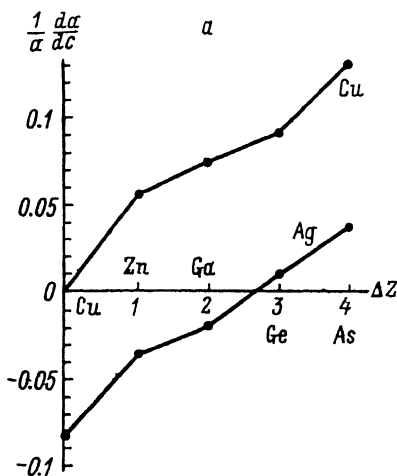
Отнесенная к атомному объему растворителя  $V_h$ , величина  $\Omega$  может быть экспериментально определена по зависимости среднего значения постоянной  $a$  кристаллической решетки металла от атомной концентрации  $c$  примеси [9]

$$\frac{\Omega}{V_h} = 3 \left( \frac{1}{a} \frac{da}{dc} \right). \quad (8)$$

Из (7) и (8) следует пропорциональность величины  $a^{-1} da/dc$  избыточной валентности ТД. Этот вывод подтверждается экспериментальными данными [13] о зависимости относительного изменения параметра решетки меди и серебра от избыточной валентности примесных атомов замещения (см. рисунок, *a*, *б*). Апробированные примеси удобны в том отношении, что радиусы атомов Cu, Zn, Ga, Ge, As можно считать приближенно одинаковыми, так как они расположены друг за другом в пределах одного и того же периода таблицы Менделеева. То же самое относится и к группе атомов Ag, Cd, In, Sn, Sb. Поэтому изменение среднего межатомного расстояния должно определяться в этом случае в основном возрастанием разности валентностей примесных и матричных атомов, что хорошо видно из рисунка, *a*, *б*. Небольшой разброс в экспериментальных точках объясняется различием радиусов атомов в пределах одного периода таблицы Менделеева, так как величина  $\Omega_0$ , хотя и не зависит от  $\Delta Z$ , но, как и последняя, определяется для конкретной примеси своим значением. С целью сопоставления предсказываемых теорией и экспериментальных значений угла наклона  $\alpha$  графиков на рисунке, *a*, *б* запишем, согласно формулам (7) (8), тангенс этого угла в виде

$$\operatorname{tg} \alpha = K_e / 3KZ_h, \quad (9)$$

где  $Z_h = n_0 V_h$  — валентность атомов матрицы, равная единице для Cu и Ag. Соответственно укажем ([10], табл. 2.2) измеренные значения  $K(\text{Cu}) = 134.3 \cdot 10^{10}$ ,  $K(\text{Ag}) = 99.9 \cdot 10^{10}$  дин/см<sup>2</sup> и рассчитанные для газа свободных электронов значения  $K_e(\text{Cu}) = 63.8 \cdot 10^{10}$ ,  $K_e(\text{Ag}) = 34.5 \cdot 10^{10}$  дин/см<sup>2</sup>. Во-первых, отметим, что модель свободных электронов, согласно приведенным в [10] (табл. 2.3) экспериментальным данным, занижает в формуле (6) значение  $K_e$  для Cu и Ag соответственно в 1.3 и 1.1 раза. Во-вторых, учтем, что в более реалистической модели, учитывающей сдвиг дна зоны проводимости в деформированном металле [6, 9], модуль всесторон-



Зависимость относительного изменения параметра решетки Cu и Ag от избыточной валентности примесей Cu, Zn, Ga, Ge, As (а) и примеси Ag, Cd, In, Sn, Sb (б).

него сжатия электронной подсистемы оказывается (см. [14]) в 2.5 раза меньше определяемого формулой (6). В таком случае приведенные выше значения  $K_e$  для Cu и Ag необходимо при подстановке в формулу (9) уменьшить соответственно в 3.25 и 2.75 раза. Получаемые при этом значения  $\operatorname{tg} \alpha(\text{Cu}) = 0.05$  и  $\operatorname{tg} \alpha(\text{Ag}) = 0.04$ , как нетрудно убедиться, находятся в пределах разброса экспериментальных данных (см. рисунок, а, б). Таким образом, имеется не только хорошее качественное, но и количественное согласие теории с экспериментом.

Переходя теперь непосредственно к анализу различных вкладов в  $E_{\text{вз}}$ , рассмотрим энергию размерного взаимодействия первого порядка, являющегося наиболее важной частью упругого взаимодействия между ТД и краевой компонентой дислокации [5]

$$E_i^{(1)} = -K\Omega u_{11}(r_i). \quad (10)$$

Здесь  $u_{ik}(r_i)$  — тензор деформации, вызываемой дислокацией в точке нахождения дефекта. Подставляя в (10) вместо  $\Omega$  выражение (7), получим

$$E_{\text{вз}} = -K\Omega_0 u_{11}(r_i) - \lambda \Delta Z u_{11}(r_i), \quad (11)$$

где  $\lambda = K_e/n_0$  — так называемая константа деформационного потенциала, равная  $2/3 \epsilon_F$  в модели свободных электронов и  $4/15 \epsilon_F$  при учете влияния деформации на дно зоны проводимости [6, 9]. Второе слагаемое в правой части (11) совпадает с энергией «электростатического» взаимодействия между дислокацией и ТД, определяемой в рамках электронной теории металлов из анализа полной энергии электрического поля [7, 8]. Здесь же эта энергия получена нами исходя непосредственно из теории упругости и естественным образом возникает как составная часть энергии «упругого» взаимодействия. То же самое имеет место и в отношении квадратичног

по заряду ТД слагаемого в энергии «электростатического» взаимодействия, отмеченного впервые в [15] и более подробно проанализированного в [8]. Действительно, при учете кубических по деформации членов в упругой энергии при анализе взаимодействия дислокации с ТД появляется размерное взаимодействие второго порядка [5], энергия которого  $E_{\text{вз}}^{(2)}$  содержит слагаемое

$$(L + N/9)(\Omega/V_h)^2 u_{il}(r_i), \quad (12)$$

квадратичное по «мощности» ТД и зависящее от упругих констант третьего порядка  $L$  и  $N$ . Выражая в (12)  $\Omega$ , согласно (7), и расписывая квадрат суммы, видим, что в  $E_{\text{вз}}^{(2)}$  присутствует член  $\sim (\Delta Z)^2$ , аналогичный по своей природе энергии электростатического взаимодействия второго порядка [8]. При этом также имеется слагаемое  $\sim \Omega_0 \Delta Z$ , отвечающее электроразмерному взаимодействию в [8]. Указанные вклады в энергию взаимодействия дислокации с ТД с точки зрения теории упругости обусловлены участием электронной подсистемы металла в формировании его нелинейных упругих свойств.

Из приведенного выше доказательства единой природы упругого и электростатического взаимодействия дислокаций с ТД следует, что вопрос об изменении  $E_{\text{вз}}$  в условиях ЭПД сводится по существу к исследованию влияния внешних полей на модули упругости металла и геометрические характеристики взаимодействующих дефектов.

## 2. Влияние электрического тока и магнитного поля на экранирование электронами заряда точечного дефекта

В связи с тем что связанное с зарядом ТД изменение объема металла (5) определяется через экранированный потенциал  $\varphi$ , проанализируем вначале непосредственное влияние тока на функцию экранированной электронной реакции  $\chi_{\text{экр}}(\mathbf{q})$  [16]. С помощью этой функции Фурье-образ  $\varphi(\mathbf{q})$  потенциала точечного заряда в металле записывается в виде

$$\varphi(\mathbf{q}) = 4\pi e \Delta Z / (q^2 - 4\pi e^2 \chi_{\text{экр}}(\mathbf{q})). \quad (13)$$

В рассматриваемой задаче представляет интерес лишь длинноволновая асимптотика функции  $\chi_{\text{экр}}(q)$ , поскольку, согласно (5),

$$\Delta V = \frac{en_0}{K} \lim_{q \rightarrow 0} \frac{1}{4\pi} \int \varphi(\mathbf{q}) dO_{\mathbf{q}}. \quad (14)$$

В таком случае в силу выполнения неравенства  $ql \ll 1$ , где  $l$  — длина свободного пробега электронов, можно воспользоваться макроскопическим описанием движения электронного газа [17]. Внесем в него макроскопически неоднородный пробный электрический заряд с плотностью  $\delta\rho_{\text{ext}}$ , вызывающий отклонение локальной концентрации электронов  $n$  от ее равновесного значения  $n_0$  на величину  $\delta n$ . Возмущающее действие этого заряда на движение электронного газа в однородном электрическом поле  $E_0$  характеризуется термодинамической силой  $-\nabla(\mu - e\delta\varphi)$  [18], где  $\mu$  — зависящий от  $n$  химический потенциал электронов;  $\delta\varphi$  — экранированный потенциал пробного заряда, удовлетворяющий уравнению Пуассона

$$\Delta\delta\varphi = -4\pi [\delta\rho_{\text{ext}} - e\delta n]. \quad (15)$$

Макроскопическая скорость  $\mathbf{v}$  электронного газа при наличии рассматриваемого возмущения, согласно закону течения Ньютона, определяется формулой

$$\mathbf{v} = -\frac{\tau}{m} [e\mathbf{E}_0 + \nabla(\mu - e\delta\varphi)], \quad (16)$$

где  $m$  — масса электрона,  $\tau = l/v_F$  — время релаксации электронного импульса,  $v_F$  — фермиевская скорость. Заменяя  $\mathbf{v}$ , согласно (16), в уравнении непрерывности

$$\operatorname{div}(n\mathbf{v}) = 0,$$

в линейном по возмущению приближении с учетом определения (2) и уравнения (15) получим

$$\Delta \delta n + \mathbf{q}_0 \cdot \nabla \delta n - q_{TF}^2 \delta n = -\frac{q_{TF}^2}{e} \delta \rho_{\text{ext}}. \quad (17)$$

Здесь введено обозначение

$$\mathbf{q}_0 = \frac{q_{TF}^2}{4\pi e n_0} \mathbf{E}_0 = -\frac{3v_0}{v_{Fl}}, \quad (18)$$

где  $v_0 = -\tau e E_0 / m$  — дрейфовая скорость электронов. Исключая  $\delta \rho_{\text{ext}}$  из уравнений (15) и (17) и производя Фурье-преобразование полученного при этом уравнения, найдем  $\chi_{\text{exp}}(\mathbf{q})$  как коэффициент пропорциональности в линейной связи между  $\delta n(\mathbf{q})$  и  $-\epsilon \delta \phi(\mathbf{q})$  [16]

$$\chi_{\text{exp}}(\mathbf{q}) = -\frac{q_{TF}^2}{4\pi e^2} (1 - i\mathbf{q}_0 \cdot \mathbf{q}/q^2)^{-1}. \quad (19)$$

Подстановка (13) в (14) с использованием выражения (19) после интегрирования по телесному углу в  $\mathbf{q}$ -пространстве и выполнения предельного перехода  $q \rightarrow 0$  приводит к результату

$$\Delta V = \frac{K_e \Delta Z}{K n_0} \left( 1 + \frac{q_0^2}{3q_{TF}^2} \right),$$

отличающемся от результата (5) в отсутствие тока поправкой, относительная величина которой  $q_0^2/3q_{TF}^2$ , как видно из (18), ничтожно мала в силу выполнения всегда неравенств  $v_0 \ll v_F$  и  $q_{TF} \gg 1$ .

Сопутствующее току магнитное поле в принципе также оказывает влияние на экранирование электронами заряда ТД. Изменение экранирующих свойств идеального электронного газа в магнитном поле  $\mathbf{H}$  подробно проанализировано в [19]. В низком магнитном поле  $H \ll \epsilon_F / \mu_B$ , где  $\mu_B$  — магнетон Бора, в пренебрежении малым при  $T \ll \epsilon_F$  температурным эффектом константа экранирования уменьшается на величину  $^{1/24} (\mu_B H / \epsilon_F)^2 q_{TF}$ . Для обычно используемой в экспериментах по ЭПД плотности тока  $j \sim 10^3$  А/мм<sup>2</sup> и радиусе поперечного сечения проводника  $R \sim 1$  мм [1-4] относительное изменение  $q_{TF}$ , оцененное по формуле  $(\mu_B j R / c \epsilon_F)^2$ , где  $c$  — скорость света, оказывается  $\sim 10^{-12}$ . В промежуточных полях и ультраквантовом пределе константа экранирования обнаруживает анизотропию. Поперечный волновой вектор экранирования колеблется при средних полях и возрастает до значения  $q_{TF}$  в ультраквантовом пределе, превосходя его при полях  $H \sim \epsilon_F / \mu_B$ . Константа же экранирования в продольном направлении уменьшается монотонно, оставаясь все время меньше поперечной компоненты, но изменяясь в ультраквантовом пределе значительно медленнее последней. Режимы этих полей не могут быть пока достигнуты в условиях ЭПД, поскольку необходимая плотность тока  $j \sim c \epsilon_F / \mu_B R \sim 10^7$  А/мм<sup>2</sup> значительно превосходит имеющиеся экспериментальные возможности.

Однако рассматриваемый эффект может быть небезынтересен в тех случаях, когда магнитное поле в деформируемом образце создается не пропусканием через него тока, а внешними сверхпроводящими устройствами. В связи с обсуждавшейся ранее зависимостью коэффициента электронного торможения дислокаций от величины магнитного поля в ультраквантовом пределе [20] здесь кстати следует отметить, что изменение в этом случае энергии взаимодействия дислокаций с ТД через рассмотренную выше зависимость этой энергии от константы экранирования является гораздо более сильным эффектом в изменении подвижности дислокаций.<sup>1</sup> Это связано с тем, что изменение величины  $E_{\text{вз}}$  непосред-

<sup>1</sup> Этим замечанием авторы обязаны В. Д. Надику.

ственно сказывается на изменении энергии активации движения дислокаций, входящей в показатель экспоненты в формуле Аррениуса, в то время как изменение коэффициента демпфирования дислокаций может влиять лишь на предэкспоненциальный фактор в указанной формуле [21].

Отметим еще одну причину изменения константы экранирования, а вместе с ней и  $E_{вз}$  в металле с током, связанную с так называемым пинч-эффектом [2, 3]. Дилатация элементов объема металла под действием поперечных сил составляет величину  $\sim H^2/4\pi K$ . Поскольку  $q_{TF} \propto n^{1/2}$ , то увеличение локальной концентрации электронов в результате сжатия приведет к увеличению константы экранирования на  $1/24\pi (H^2/K) q_{TF}$ . Этот эффект в  $\epsilon_F^2/\pi\mu_B K \sim 10^6$  раз больше указанного выше относительного уменьшения  $q_{TF}$  в низком магнитном поле, обычно реализуемом в экспериментах по ЭПД.

### 3. Влияние магнитного поля на взаимодействие дислокации с парамагнитной примесью

В отличие от рассмотренных выше случаев существенно иное положение возникает, если в металле имеются примеси, обладающие локализованным магнитным моментом, поскольку в этом случае следует принять во внимание обменное взаимодействие электронов проводимости с электронами незастроенных оболочек примесных ионов. В соответствии с принятым способом описания обменного взаимодействия [22] изменение его энергии в магнитном поле определяется формулой

$$\Delta E_{00} = - \int J(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \mathbf{S}_i(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{S}_H(\mathbf{r}') dV dV', \quad (20)$$

где  $J(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$  — эффективный  $s-d$ -обменный интеграл, учитывающий как прямой обмен электрона проводимости с ионом, так и косвенный обмен через индуцированную парамагнитным ионом спиновую плотность электронов проводимости;  $\mathbf{S}_i(\mathbf{r})$  — полная спиновая плотность, связанная с ионом примеси;  $\mathbf{S}_H(\mathbf{r})$  — спиновая плотность, индуцируемая внешним магнитным полем  $\mathbf{H}$  в отсутствие примесного иона. Последняя величина, обусловленная парамагнетизмом Паули, равна [10, 23]

$$\mathbf{S}_H(\mathbf{r}) = \mu_B \mathbf{H} D(\epsilon'_F). \quad (21)$$

Здесь  $\epsilon'_F$  отвечает локальной концентрации электронов  $n$  в присутствии дислокации. Замечая, что  $D(\epsilon'_F) \propto n^{1/2}$ , тогда как  $n = n_0(1 - u_{II})$ , в линейном по дилатации приближении из (21) будем иметь

$$\mathbf{S}_H(\mathbf{r}) = \mu_B \mathbf{H} D(\epsilon_F) \left[ 1 - \frac{1}{3} u_{II}(\mathbf{r}) \right].$$

Подставляя это выражение в (20) и отделяя зависимость от дилатации часть, для искомого изменения энергии  $E_{вз}$  получим

$$\Delta E_{вз} = \frac{1}{3} \mu_B D(\epsilon_F) \int J(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \mathbf{H} \cdot \mathbf{S}_i(\mathbf{r}) u_{II}(\mathbf{r}') dV dV'. \quad (22)$$

Представим здесь обменный интеграл в виде ряда Фурье

$$J(\mathbf{r} - \mathbf{r}') = \frac{1}{N_e} \sum_{\mathbf{q}} J(\mathbf{q}) e^{i\mathbf{q} \cdot (\mathbf{r} - \mathbf{r}')}, \quad (23)$$

где  $N_e$  — число электронов в металле, а коэффициенты разложения  $J(\mathbf{q})$  имеют размерность энергии и составляют величины порядка электрон-вольта [22]. Тогда формулу (22) после подстановки (23) можно записать в виде

$$\Delta E_{вз} = \frac{\mu_B D(\epsilon_F)}{3N_e} \sum_{\mathbf{q}} J(\mathbf{q}) \mathbf{H} \cdot \mathbf{S}_i(\mathbf{q}) u_{II}^*(\mathbf{q}), \quad (24)$$

где  $S_i(\mathbf{q})$ ,  $u_{il}(\mathbf{q})$  представляют собой Фурье-образы соответствующих функций. В отношении первой из них заметим, что она локализована в области пространства объемом  $\sim a^3$  и поэтому ее можно определить как

$$S_i(\mathbf{r}) = S_i \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i).$$

В таком случае, учитывая в (24), что  $S_i(\mathbf{q}) = S_i \exp(-i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}_i)$ , и пренебрегая, как это обычно делается, зависимостью от  $\mathbf{q}$  величины  $J(\mathbf{q})$ , придем к следующему результату: <sup>2</sup>

$$\Delta E_{вз} = \frac{JD(\varepsilon_F)}{3n_0} \mu_B H \cdot S_i u_{il}(\mathbf{r}_i). \quad (25)$$

В первую очередь обращает на себя внимание тот факт, что рассматриваемая здесь величина  $\Delta E_{вз}$  линейно зависит от напряженности магнитного поля, в связи с чем данный эффект при полях  $H \ll \varepsilon_F/\mu_B$  преобладает над обсуждавшимся выше квадратичным по параметру  $\mu_B H/\varepsilon_F$  эффектом изменения энергии взаимодействия дислокации с заряженным ТД. Учитывая типичное значение константы обменного взаимодействия  $J \sim 1$  эВ, найдем, что безразмерный параметр  $JD(\varepsilon_F)S_i/3n_0$  порядка единицы. В таком случае из сравнения формулы (25) с формулой (11) вытекает следующая оценка для относительной величины изменения в магнитном поле энергии взаимодействия дислокации с парамагнитной примесью

$$\Delta E_{вз}/E_{вз} \sim \mu_B H/\varepsilon_F.$$

При достижимых в настоящее время полях в несколько сотен килоэрстед относительная величина эффекта может составлять одну тысячную, что при учете чувствительности термоактивируемого движения дислокаций к небольшим изменениям энергии активации вполне доступно регистрации в экспериментах по ползучести, релаксации напряжений и внутреннему трению.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Троицкий О. А. ДАН СССР, 1980, т. 251, № 2, с. 400—403.
- [2] Okazaki K., Kagawa M., Conrad H. Scr. Met., 1979, vol. 13, p. 473—477.
- [3] Спицын В. И., Троицкий О. А. Электропластическая деформация металлов. М.: Наука, 1985. 160 с.
- [4] Sprecher A. F., Mannan S. L., Conrad H. Acta Metall., 1986, vol. 34, N 7, p. 1145—1162.
- [5] Баллоу Р., Ньюмен Р. В кн.: Термические активированные процессы в кристаллах. М.: Мир, 1973, с. 75—145.
- [6] Cottrell A. H., Hunter S. C., Nabarro F. R. N. Phyl. Mag., 1953, ser. 7, vol. 44, N 357, p. 1064—1067.
- [7] Sugiyama A. J. Phys. Soc. Jap., 1966, vol. 21, N 10, p. 1873—1880.
- [8] Паль-Валь Л. Н., Платков В. Я., Роцупкин А. М. ФНТ, 1981, т. 7, № 4, с. 504—516.
- [9] Фришель Ж. Дислокации. М.: Мир, 1967. 644 с.
- [10] Ашкрофт Н., Мермин Н. Физика твердого тела. М.: Мир, 1979, т. 1. 400 с.
- [11] Конторович В. М. В кн.: Электроны проводимости. М.: Наука, 1985, с. 44—100.
- [12] Косевич А. М. Физическая механика реальных кристаллов. Киев: Наукова думка, 1981. 328 с.
- [13] Blatt F. J. Phys. Rev., 1957, vol. 108, p. 285—290.
- [14] Батаронов И. Л., Роцупкин А. М., Рудый С. Д. ФНТ, 1986, т. 12, № 2, с. 127—133.
- [15] Корнюшин Ю. В. ФММ, 1970, т. 29, № 3, с. 659—661.
- [16] Пайнс Д., Нозьер Ф. Теория квантовых жидкостей. М.: Мир, 1967. 384 с.
- [17] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Физическая кинетика. М.: Наука, 1979. 528 с.
- [18] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 624 с.
- [19] Vuot F. A. Phys. Rev. B: Sol. St., 1976, vol. 14, N 3, p. 977—989.
- [20] Гришин А. М., Канер Э. А., Фельдман Э. П. ЖЭТФ, 1976, т. 70, № 4, с. 1445—1462.
- [21] Каганов М. И., Кравченко В. Я., Нацки В. Д. УФН, 1973, т. 111, № 4, с. 655—682.

<sup>2</sup> Предположение о том, что в магнитном поле понижаются барьеры, связанные с парамагнитными примесями, высказывалось ранее в работах [24, 52].

- [22] Харрисон У. Теория твердого тела. М.: Мир, 1972. 616 с.  
[23] Займан Дж. Принципы теории твердого тела. М.: Мир, 1974. 472 с.  
[24] Дистлер Г. И., Каневский В. М., Москвин В. В. и др. ДАН СССР, 1983, т. 268, № 3, с. 591—593.  
[25] Альшиц В. И., Даринская Е. В., Перекалина Т. М., Урусовская А. А. ФТТ, 1987, т. 29, № 2, с. 467—471.

Воронежский  
политехнический институт  
Воронеж

Поступило в Редакцию  
30 марта 1987 г.  
В окончательной редакции  
1 июня 1988 г.

---