Журнал технической физики, 2007, том 77, вып. 1

01;05

Коллективные возбуждения в системе компенсированных дислокаций

 Ш.Х. Ханнанов,[1] С.П. Никаноров[2]

[1] Институт физики молекул и кристаллов Уфимского научного центра РАН,
450075 Уфа, Россия
e-mail: imcp@anrb.ru
[2] Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: nikanorov@pop.ioffe.rssi.ru

(Поступило в Редакцию 17 апреля 2006 г.)

Теоретически исследованы колебательные коллективные возбуждения в системе компенсированных дислокаций, возникающие благодаря дальнодействующим упругим полям, связанным с неоднородной дислокационной поляризацией. Получены аналитические выражения для дисперсионных соотношений. Показано, что в случае винтовых дислокаций имеются две, а в случае краевых — три ветви коллективных возбуждений. В каждом случае для одной из ветвей характерно наличие пороговой частоты, зависящей от плотности дислокаций.

PACS: 61.72.Bb

Теоретическое исследование эволюции и свойств дислокационной структуры с учетом возможных коллективных эффектов — одна из актуальных задач в физике реальных кристаллических тел. Хорошо известным коллективным эффектом является дислокационное внутреннее трение, на котором основан широко используемый метод экспериментального изучения субструктуры [1–3]. В существующих теориях внутреннего трения взаимодействие колеблющихся дислокаций не учитывается, что оправдано только при малой плотности дислокаций. В настоящее время в связи с интенсивным исследованием больших деформаций [4–6] необходимо изучить влияние дальнодействия дислокаций, которое может приводить к коллективным колебательным возбуждениям. Это необходимо не только для продвижения метода внутреннего трения в область высоких плотностей дислокаций. Полученные здесь результаты могут найти применение при создании новых резонансных методов воздействия ультразвуковыми полями на субструктуру материалов и процессы пластической деформации и разрушения в них. Данная работа предпринята именно с такой целью. Ниже будет рассмотрена система компенсированных (с равным нулю дислокационным зарядом) дислокаций, состоящих из винтовых или краевых прямолинейных дислокаций, движущихся в своих плоскостях скольжения. Система винтовых дислокаций одного знака, образующих правильную суперрешетку, рассматривалась ранее в работе [7].

Кристалл с распределенными в нем дислокациями в некоторых отношениях сходен со средой с электрическими зарядами. В частности, это сходство выражается в рассмотренном ранее [8] эффекте дислокационной поляризации. В системе компенсированных дислокаций в начальном невозбужденном состоянии дислокационные заряды и обусловленное ими дальнодействие отсутствуют. Однако при возбуждении системы дислокационные заряды появляются в результате дислокационной поляризации (перераспределения дислокаций), что приводит к дальнодействию и возможности коллективных колебательных возбуждений. В последующем теоретическом рассмотрении мы будем опираться на указанную аналогию с электрически поляризующейся средой.

1. Постановка задачи

Компенсированность дислокаций означает, что в равновесном (невозбужденном) состоянии системы тензор плотности дислокаций α_{pl} равен нулю

$$\alpha_{pl} = 0. \tag{1}$$

Условие (1) эквивалентно условию равенства нулю дислокационного заряда. Если речь идет о прямолинейных параллельных дислокациях одного типа, то (1) означает равенство плотностей положительных ρ_+ и отрицательных ρ_- дислокаций.

Макроскопической величиной, однозначно характеризующей макросостояние системы компенсированных дислокаций, является тензор дислокационной поляризации P_{ik} [9]. Можно считать, что в невозбужденном состоянии $P_{ik} = 0$. При коллективном возбуждении $P_{ik} = P_{ik}(\mathbf{r}, t)$ есть функция от пространственного положения $\mathbf{r}$ и времени t. Пусть в качестве возмущающего фактора выступают упругие напряжения $\sigma_{lm}(\mathbf{r}, t)$. Тогда величина $P_{ik}(\mathbf{r}, t)$, зависящая от значений $\sigma_{lm}(\mathbf{r}, t')$ во все предшествующие моменты времени $t' < t$, выражается через интеграл

$$P_{ik} = \int_0^\infty \varepsilon_{iklm}(\tau)\sigma_{lm}(t-\tau)d\tau, \tag{2}$$

где $\varepsilon_{iklm}(\tau)$ — восприимчивость к дислокационной поляризации. Интегральное соотношение (2) является частным случаем общеизвестного соотношения (см. (123.2) на с. 410 в [10]). Когда $P_{ik}(\mathbf{r}, t)$ и $\sigma_{lm}(\mathbf{r}, t)$ представляют собой гармонические функции от t,

$$P_{ik}(\mathbf{r}, t) = P_{ik}(\mathbf{r}, \omega)\exp(-i\omega t),$$

$$\sigma_{lm}(\mathbf{r}, t) = \sigma_{lm}(\mathbf{r}, \omega)\exp(-i\omega t), \tag{3}$$

(2) запишется в виде

$$P_{ik}(\mathbf{r}, \omega) = \varepsilon_{iklm}(\omega)\sigma_{lm}(\mathbf{r}, \omega), \tag{4}$$

где $\varepsilon_{iklm}(\omega)$ — тензор дислокационной поляризуемости

$$\varepsilon_{iklm}(\omega) = \int\limits_0^\infty \varepsilon_{iklm}(\tau)\exp(i\omega\tau)d\tau. \tag{5}$$

Напряжения $\sigma_{lm}(\mathbf{r}, t)$ складываются из внешних (вынуждающих) $\sigma^A_{lm}(\mathbf{r}, t)$ и внутренних $\sigma^D_{lm}(\mathbf{r}, t)$ напряжений

$$\sigma_{lm}(\mathbf{r}, t) = \sigma^A_{lm}(\mathbf{r}, t) + \sigma^D_{lm}(\mathbf{r}, t). \tag{6}$$

Обозначим посредством $V_{iklm}(\mathbf{r}, \omega)$ интегральный оператор такой, что

$$\sigma^D_{lm}(\mathbf{r}, \omega) = \int V_{lmpq}(\mathbf{r} - \mathbf{r}', \omega)P_{pq}(\mathbf{r}', \omega)d\mathbf{r}'. \tag{7}$$

Используя (6), (7), соотношение (4) можно представить в виде следующего интегрального уравнения относительно $P_{ik}(\mathbf{r}, \omega)$:

$$P_{ik}(\mathbf{r}, \omega) = \varepsilon_{iklm}(\omega)\int V_{lmpq}(\mathbf{r} - \mathbf{r}', \omega)P_{pq}(\mathbf{r}', \omega)d\mathbf{r}' + \varepsilon_{iklm}(\omega)\sigma^A_{lm}(\mathbf{r}, \omega). \tag{8}$$

Решение (8) описывает вынужденные поляризационные возмущения частоты ω в системе компенсированных дислокаций. При $\sigma^A_{lm} = 0$ имеем

$$P_{ik}(\mathbf{r}, \omega) = \varepsilon_{iklm}(\omega)\int V_{lmpq}(\mathbf{r} - \mathbf{r}', \omega)P_{pq}(\mathbf{r}', \omega)d\mathbf{r}'. \tag{9}$$

Решениям (9) соответствуют коллективные собственные возбуждения.

2. Вывод и анализ уравнений

Установим явный вид уравнения (9). Динамическое уравнение теории упругости относительно смещений $u_i(\mathbf{r}, t)$, обусловленных дислокационной поляризацией $P_{lm}(\mathbf{r}, t)$, записывается в виде [9]

$$\gamma\ddot{u}_i - c_{iklm}u_{m,kl} = -c_{iklm}P_{lm,k}, \tag{10}$$

где γ — плотность тела, c_{iklm} — упругие константы; точка сверху обозначает дифференцирование по времени, индекс после запятой — дифференцирование по соответствующей пространственной координате. Отсюда, используя тензорную функцию Грина упругой задачи $G_{ik}(\mathbf{r}, t)$, получаем для $u_i(\mathbf{r}, t)$ [9]

$$u_i(\mathbf{r}, t) = \int c_{klmn}G_{ik}(\mathbf{r} - \mathbf{r}', t - t')P_{mn,l}(\mathbf{r}', t')d\mathbf{r}'dt'. \tag{11}$$

Упругие дисторсии β^D_{mn}, источником которых является дислокационная поляризация P_{mn}, находятся путем вычитания из полной дисторсии $u_{n,m}$ тензора P_{mn} [9]

$$\beta^D_{mn} = u^T_{n,m} - P_{mn}. \tag{12}$$

Внутренние напряжения σ^D_{mn} связаны с β^D_{mn} законом Гука

$$\sigma^D_{ik} = c_{iklm}\beta^D_{mn}. \tag{13}$$

Из (11), (12) получаем

$$\beta^D_{mn}(\mathbf{r}, t) = -\int c_{ijkl}G_{jn,im}(\mathbf{r} - \mathbf{r}', t - t')P_{kl}(\mathbf{r}', t')d\mathbf{r}'dt' - P_{mn}(\mathbf{r}, t). \tag{14}$$

В случае, когда $\beta^D_{mn}(\mathbf{r}, t)$ и $P_{mn}(\mathbf{r}, t)$ являются гармоническими функциями времени вида (3), имеем

$$\beta^D_{mn}(\mathbf{r}, \omega) = -\int c_{ijkl}G_{jn,im}(\mathbf{r} - \mathbf{r}', \omega)P_{kl}(\mathbf{r}', t')d\mathbf{r}' - P_{mn}(\mathbf{r}, \omega), \tag{15}$$

где

$$G_{jn}(\mathbf{r}, \omega) = \int G_{jn}(\mathbf{r}, t)\exp(i\omega t)dt. \tag{16}$$

Подставив (15) в (13), выражаем σ^D_{lm} через P_{pq}:

$$\sigma^D_{lm}(\mathbf{r}, \omega) = c_{lmpq}\int\big[-\delta_{pr}\delta_{qs}\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') - c_{ijrs}G_{jq,ip}(\mathbf{r} - \mathbf{r}', \omega)\big]P_{rs}(\mathbf{r}', \omega)d\mathbf{r}'. \tag{17}$$

Сопоставив (7) и (17), находим

$$V_{lmrs}(\mathbf{r} - \mathbf{r}', \omega) = -c_{lmpq}\big[\delta_{pr}\delta_{qs}\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') + c_{qhrs}G_{hq,gp}(\mathbf{r} - \mathbf{r}', \omega)\big]. \tag{18}$$

Таким образом, уравнение (9) с учетом (18) принимает вид

$$P_{ik}(\mathbf{r}, \omega) + \varepsilon_{iklm}(\omega)\int c_{lmpq}\big[\delta_{pr}\delta_{qs}\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') + c_{ghrs}G_{hq,gp}(\mathbf{r} - \mathbf{r}', \omega)\big]P_{rs}(\mathbf{r}', \omega)d\mathbf{r}' = 0. \tag{19}$$

Дальнейшее рассмотрение проведем применительно к случаю, когда дислокации прямолинейны и принадлежат одной системе скольжения. Выберем, как в [8], прямоугольную систему координат x, y, z так, чтобы ось z совпала с направлением линий дислокаций, а y была нормальной к плоскостям скольжения. Кристалл считаем упругоизотропным. В этой специальной системе координат единственной отличной от нуля компонентой тензора P_{ik} является P_{2k}, а тензора $\varepsilon_{iklm}(\omega)$ — компонента $\varepsilon_{2k2k}(\omega)$, где $k=1$ в случае краевых и $k=3$ — в случае винтовых дислокаций. Будем считать дислокации свободно скользящими в своих плоскостях скольжения, которые перпендикулярны оси y. Тогда, согласно [8], имеем с учетом сил инерции и вязкости

$$P = P_{2k} = b^2\rho\xi(\omega); \tag{20}$$

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_{2k2k} = b^2\rho\big[L(\omega)\big]^{-1}, \tag{21}$$

где b — вектор Бюргерса дислокации, ρ — полная плотность дислокаций, ξ — смещение положительной дислокации в направлении оси x. Здесь $L(\omega)$ определяется выражением

$$-L(\omega) = M\omega^2 + iB\omega, \tag{22}$$

где M — масса дислокации на единицу длины, B — коэффициент трения. Предполагая, что ξ зависит от $\mathbf{r}$ и t как в плоской волне,

$$\xi(\mathbf{r},t) = \xi_0\exp[i(\mathbf{kr}-\omega t)], \tag{23}$$

получаем из (19) с учетом (20)–(22) уравнение относительно амплитуды смещения дислокаций ξ_0

$$\xi_0\Big\{L(\omega) + b^2\rho\mu\big[-1 + c_{ij21}\big(\tilde{G}_{j1}k_ik_2 + \tilde{G}_{j2}k_ik_1\big)\big]\Big\} = 0 \tag{24}$$

в случае краевых и

$$\xi_0\Big\{L(\omega) + b^2\rho\mu\big[-1 + c_{ij23}\big(\tilde{G}_{j3}k_ik_2 + \tilde{G}_{j2}k_ik_3\big)\big]\Big\} = 0 \tag{25}$$

в случае винтовых дислокаций. Здесь $\tilde{G}_{ij} = \tilde{G}_{ij}(\mathbf{k},\omega)$ — трансформанта Фурье функции Грина по пространственным координатам и времени

$$\tilde{G}_{ij}(\mathbf{k},\omega) = \int G_{ij}(\mathbf{r},t)\exp[-i(\mathbf{kr}-\omega t)]d\mathbf{r}dt. \tag{26}$$

В изотропном случае имеем (см. (1.11) на с. 230 в [11])

$$\tilde{G}_{ij}(\mathbf{k},\omega) = \frac{1}{\mu k^2 - \gamma\omega^2}\left[\delta_{ij} - \frac{(\lambda+\mu)k_ik_j}{(\lambda+2\mu)k^2-\gamma\omega^2}\right], \tag{27}$$

где δ_{ij} — символ Кронекера, μ — модуль сдвига, $\lambda = 2\nu\mu/(1-2\nu)$, ν — коэффициент Пуассона. Условия существования нетривиальных решений (23), (24) сводятся к дисперсионным уравнениям

$$L(\omega) - b^2\rho\mu\big[1 - c_{ij21}(\tilde{G}_{j1}k_ik_2 + \tilde{G}_{j2}k_ik_1)\big] = 0 \tag{28}$$

в случае краевых и

$$L(\omega) - b^2\rho\mu\big[1 - c_{ij23}(\tilde{G}_{j3}k_ik_2 + \tilde{G}_{j2}k_ik_3)\big] = 0 \tag{29}$$

в случае винтовых дислокаций.

Поскольку мы рассматриваем прямолинейные дислокации, т.е. двумерную задачу, $\mathbf{k} = (k_1, k_2)$. Уравнения (28), (29) с учетом (27) принимают вид соответственно

$$\Big[(\omega^2-\omega_0^2) + i(\kappa\omega)\Big] + \omega_0^2\left(\frac{\mu}{\mu k^2-\gamma\omega^2}\right) \times\left[k^2 - 4\,\frac{(\lambda+\mu)k_1^2k_2^2}{(\lambda+2\mu)k^2-\gamma\omega^2}\right] = 0; \tag{30}$$

$$\Big[(\omega^2-\omega_0^2) + i(\kappa\omega)\Big] + \omega_0^2\left(\frac{\mu}{\mu k^2-\gamma\omega^2}\right) = 0, \tag{31}$$

где $\kappa = B/M$,

$$\omega_0^2 = \frac{b^2\rho\mu}{M}. \tag{32}$$

Если задаться единичным вектором $\mathbf{n}$ направления волнового вектора, полагая $\mathbf{k} = k\mathbf{n}$, то уравнения (30), (31) позволяют получить зависимость $k = k(\omega)$ для коллективных возбуждений. Ввиду присутствия члена $i(\kappa\omega)$ значение $k(\omega)$ при действительной частоте ω будет комплексным: $k = k' + ik''$. Иными словами, имеет место затухание возбуждений, которое мало только в области достаточно высоких частот

$$\omega \gg \kappa. \tag{33}$$

Однако, чтобы наблюдать интересные особенности спектра коллективных возбуждений, надо фактически потребовать выполнения неравенства $\omega_0 \gg \kappa$, т.е.

$$B \ll b\sqrt{\rho\mu M}. \tag{34}$$

Как видно из (34), слабое затухание может быть достигнуто при высокой плотности дислокаций ρ или малом B (например, в условиях сверхпроводимости, когда электронный вклад в B мал [12]).

Предполагая условие (34) выполненным и пренебрегая затуханием (членом $i\kappa\omega$), получаем из (31) дисперсионное уравнение в случае винтовых дислокаций ($\omega^2 \neq c_t^2k^2$)

$$\omega^4 - (\omega_0^2 + c_t^2k^2)\omega^2 + \omega_0^2n_1^2c_t^2k^2 = 0, \tag{35}$$

где $c_t = \sqrt{\mu/\gamma}$ — скорость поперечных волн. Биквадратное относительно ω^2 уравнение (35) имеет два решения

$$\omega_{1,2}^2 = \frac{1}{2}\left(\omega_0^2 + c_t^2k^2\right) \pm\frac{1}{2}\Big[\big(\omega_0^2 + c_t^2k^2\big)^2 - 4\omega_0^2n_1^2c_t^2k^2\Big]^{1/2}. \tag{36}$$

Согласно (36), дисперсионная кривая $\omega = \omega(k)$ состоит из двух ветвей. На первой $\omega_1^2 > \omega_0^2$, причем при $k \to 0$

$$\omega_1^2 \to \big(\omega_0^2 + n_2^2c_t^2k^2\big), \tag{37}$$

а при $k \to \infty$ соответственно

$$\omega_1^2 \to \big(c_t^2k^2 + n_2^2\omega_0^2\big). \tag{38}$$

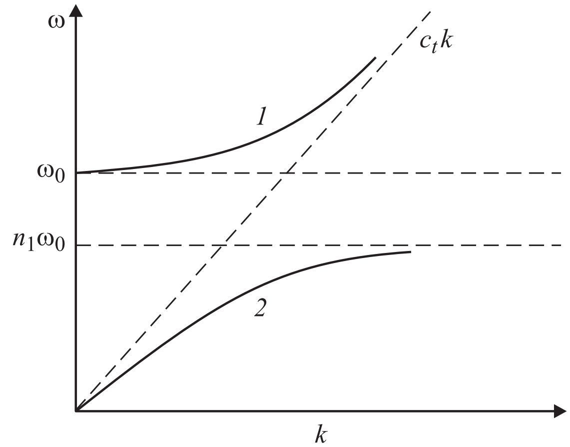

Рис. 1. Вид дисперсионных кривых в случае винтовых дислокаций.

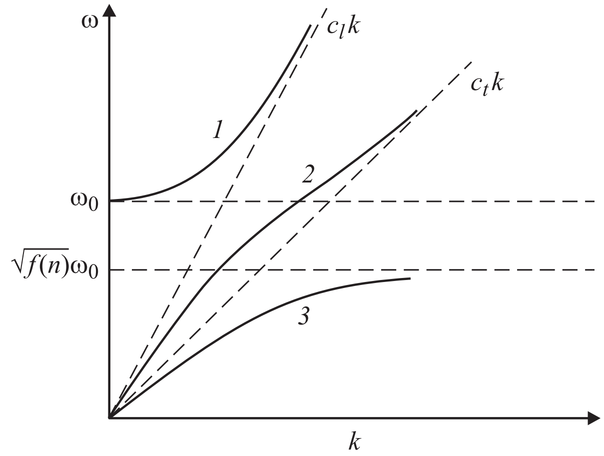

Рис. 2. Вид дисперсионных кривых в случае краевых дислокаций.

На второй ветви $\omega_2^2 < \omega_0^2$. При $k \to 0$

$$\omega_2^2 \to n_1^2 c_t^2 k^2, \tag{39}$$

а при $k \to \infty$

$$\omega_2^2 \to n_1^2 \omega_0^2. \tag{40}$$

Обе зависимости $\omega = \omega_{1,2}(k)$ представлены схематически в координатах (ω, k) на рис. 1 кривыми *1* и *2* соответственно, пунктиром изображены три асимптоты: из них $\omega = \omega_0$ и $\omega = n_1\omega_0$ — горизонтальные, $\omega = c_t k$ — наклонная.

Полагая $i\kappa\omega = 0$, получаем из (30) в случае краевых дислокаций ($\omega^2 \neq c_t^2 k^2$, $\omega^2 \neq c_l^2 k^2$)

$$\omega^6 - \left(\omega_0^2 + c_l^2 k^2 + c_t^2 k^2\right)\omega^4 + \left(c_l^2 c_t^2 k^4 + \omega_0^2 c_l^2 k^2\right)\omega^2 - \omega_0^2 f(\mathbf{n}) c_l^2 c_t^2 k^4 = 0, \tag{41}$$

где $c_l = \sqrt{(\lambda + 2\mu)/\gamma}$ — скорость продольных волн, $f(\mathbf{n})$ — функция от $\mathbf{n}$ вида (максимум $f_{\max} = (c_l^2 - c_t^2)/c_l^2 = (\lambda + \mu)/(\lambda + 2\mu) < 1$)

$$f(\mathbf{n}) = 4\left(\frac{c_l^2 - c_t^2}{c_l^2}\right) n_1^2 n_2^2. \tag{42}$$

Уравнение (41) является кубическим относительно ω^2 и имеет три ветви положительных решений $\omega_{1,2,3}(k)$. При $k \to \infty$ имеем

$$\omega_1(k) \to c_l k; \tag{43}$$

$$\omega_2(k) \to c_t k; \tag{44}$$

$$\omega_3(k) \to \sqrt{f(\mathbf{n})}\,\omega_0. \tag{45}$$

При $k \to 0$

$$\omega_1^2(k) \to \left(\omega_0^2 + c_t^2 k^2\right). \tag{46}$$

Решения $\omega_2(k)$, $\omega_3(k)$ порядка k при $k \to 0$. В этом случае уравнение (41) принимает асимптотический вид

$$\omega^4 - c_t^2 k^2 \omega^2 + f(\mathbf{n}) c_l^2 c_t^2 k^4 = 0 \tag{47}$$

и его решения

$$\omega_{2,3}^2 = \frac{1}{2} c_l^2 k^2 \pm \frac{1}{2}\left[c_l^4 k^4 - 4 f(\mathbf{n}) c_l^2 c_t^2 k^4\right]^{1/2}. \tag{48}$$

Из (48) следует, что при $k \to 0$

$$\omega_{2,3} = \frac{1}{\sqrt{2}}\left\{c_l^2 \pm \left[c_l^4 - 4 f(\mathbf{n}) c_l^2 c_t^2\right]^{1/2}\right\}^{1/2} k. \tag{49}$$

При $f(\mathbf{n}) = 0$ тангенс угла наклона $\omega_2'(0) = c_l$, а $\omega_3'(0) = 0$. При максимальном значении $f(\mathbf{n}) = f_{\max} = (c_l^2 - c_t^2)/c_l^2$ тангенс угла наклона $\omega_2'(0) = c_t = \omega_3'(0)$. Зависимости $\omega_{1,2,3}(k)$ представлены схематически на рис. 2 кривыми *1*, *2* и *3* соответственно. Пунктиром изображены асимптоты: $\omega = \omega_0$ и $\omega = \sqrt{f(\mathbf{n})}\,\omega_0$ — горизонтальные, $\omega = c_l k$ и $\omega = c_t k$ — наклонные.

3. Обсуждение результатов

Как было показано выше, при выполнении условия слабого затухания (34) в системе компенсированных дислокаций возможны коллективные колебательные возбуждения типа плоских волн поляризации (20), (23). В случае винтовых дислокаций мы имеем две ветви возбуждений (рис. 1), в случае краевых дислокаций — три (рис. 2). Кроме того, вид дисперсионных кривых зависит от направления волнового вектора $\mathbf{n}$ в плоскости xy.

При $k \to 0$ зависимости $\omega_{2,3}(k) \sim k$, т. е. ведут себя подобно акустическим ветвям колебаний в кристалле. При $k \to 0$ значение частоты $\omega_1(k) \to \omega_0$, что типично для оптических колебаний. Можно отметить некоторое сходство спектра коллективных возбуждений на рис. 1 со спектром поляритонных возбуждений в диэлектриках (см. рис. 16 на с. 66 в [13]). Это сходство вполне естественно, поскольку там и здесь дальнодействие с одинаковым законом спадания связано с поляризацией, хотя и различной природы.

Выше мы не учитывали наличие потенциального рельефа кристаллической решетки (рельефа Пайерлса).

В случае возбуждений малой амплитуды это можно учесть, как и в [9], путем замены $\omega_0 \to (\omega_0 + \omega_P)$, где ω_P — частота колебаний одиночной дислокации, находящейся в долине потенциального рельефа решетки.

Изложенные результаты относились к бесконечному кристаллу. Мнимые упругие поля, связанные с наличием свободных поверхностей в конечном кристалле, будут существенными только тогда, когда средние по объему, равному объему кристалла V_0, значения напряжений в бесконечном теле отличны от нуля. Напряжения, обусловленные поляризацией вида (20), (23), при указанном усреднении пренебрежимо малы, если величина волнового вектора k и линейные размеры кристалла L_0 удовлетворяют условию,

$$kL_0/2\pi \gg 1. \tag{50}$$

Для алюминия $b = 2.86 \cdot 10^{-10}$ m, $\mu = 2.7 \cdot 10^{10}$ Pa, $M = 6.7 \cdot 10^{-16}$ kg/m [3]. Полагая $\rho \sim 10^{16}\,\mathrm{m}^{-2}$, получаем из (32) оценку $\omega_0 \sim 10^{11}\,\mathrm{s}^{-1}$. При $c_t \sim 10^3$ m/s точке пересечения асимптот $\omega = \omega_0$ и $\omega = c_t k$ соответствует значение $k \sim 10^8\,\mathrm{m}^{-1}$, которое на много порядков больше типичного значения $(2\pi/L_0) \sim 10^3\,\mathrm{m}^{-1}$, и условие (50) заведомо выполняется. Таким образом, влиянием свободной поверхности можно пренебречь.

Далее, при $B = 10^{-5}\,\mathrm{Pa \cdot s}$ и тех же значениях остальных параметров имеем $\kappa = B/M \sim 10^{10}\,\mathrm{s}^{-1}$, так что при $\omega_0 \sim 10^{11}\,\mathrm{s}^{-1}$ условие слабого затухания (34) выполняется. Таким образом, экспериментальное наблюдение коллективных возбуждений вполне возможно. При этом желательно выбрать материал с большими значениями b, μ, γ и малым B (34). Малые значения B можно получить путем выбора подходящего материала, а также понижения температуры и перевода в сверхпроводящее состояние.

Данная работа имеет своей целью теоретическое исследование вопроса о принципиальной возможности существования коллективных возбуждений колебательного характера в системе компенсированных дислокаций. Эксперименты по наблюдению теоретически предсказанных коллективных возбуждений предполагается провести в последующих работах.

Исследования в данном направлении и полученные результаты могут представлять не только теоретический, но и практический интерес для создания новых резонансных методов воздействия на субструктуру кристаллов, процесс пластической деформации, усталостного разрушения и т. д.

Список литературы

[1] *Никаноров С.П., Кардашев Б.К.* Упругость и дислокационная неупругость кристаллов. М.: Наука, 1985. 284 с.

[2] *Постников В.С.* Внутреннее трение в металлах. М.: Металлургия, 1974. 350 с.

[3] *Труэлл Р., Элбаум Ч., Хиката А.* // Физическая акустика / Под ред. У. Мэзона. Т. III. Ч. А. Влияние дефектов на свойства твердых тел. М.: Мир, 1969. 578 с.

[4] *Рыбин В.В.* Большие пластические деформации и разрушение материалов. М.: Металлургия, 1986. 279 с.

[5] *Валиев Р.З., Александров И.В.* Наноструктурные материалы, полученные интенсивной пластической деформацией. М.: Логос, 2000. 272 с.

[6] *Буренков Ю.А., Никаноров С.П., Смирнов Б.И., Копылов В.И.* // ФТТ. 2003. Т. 45. № 11. С. 2017.

[7] *Косевич А.М.* // ФНТ. 2004. Т. 30. № 3. С. 332.

[8] *Ханнанов Ш.Х.* // ФММ. 1992. № 6. С. 34.

[9] *Косевич А.М.* Дислокации в теории упругости. Киев: Наукова думка, 1978. 220 с.

[10] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Статическая физика. Ч. 1. М.: Наука, 1976. 584 с.

[11] *Шермергов Т.Д.* Теория упругости микронеоднородных сред. М.: Наука, 1982. 620 с.

[12] Динамика дислокаций / Под ред. В.И. Старцева. Киев: Наукова думка, 1975. 402 с.

[13] *Давыдов А.С.* Теория твердого тела. Киев: Наукова думка, 1976. 640 с.