

ТЕПЛООБМЕН МЕЖДУ ГОРЯЧИМИ ЭЛЕКТРОНАМИ И ДИСЛОКАЦИОННЫМИ ФОНОНАМИ И ЕГО РОЛЬ В ПЛАСТИЧНОСТИ МЕТАЛЛОВ

П.Н. Остапчук, В.И. Дубинко, В.И. Карась, В.Ф. Клепиков**

*Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт»,
Харьков, Украина;*

**Институт электрофизики и радиационных технологий НАН Украины,
Харьков, Украина*

Вычислены коэффициенты теплопередачи и характерное время разогрева дислокационных фононов при взаимодействии с электронами проводимости в металлах, находящихся в неравновесных условиях (облучение, электрический ток). Полученные результаты необходимы для количественного описания механизма электропластической деформации, связанного с неравновесными флуктуациями дислокационных осцилляций вследствие взаимодействия дислокаций с «горячими» электронами.

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследования электронного воздействия на пластическую деформацию металлов показывают, что при пропускании через металл электрического тока плотностью порядка 10^5 А/см² пластичность возрастает [1-5]. Во избежание джоулева нагрева ток возбуждают очень короткими импульсами (~100 мкс) с низкой частотой (~1 Гц). Такой метод обработки был назван электропластической деформацией (ЭПД). Несмотря на широкое применение и большое количество работ по изучению ЭПД, управляющий механизм этого явления на сегодняшний день до конца неясен. В работе [6] предложен механизм ЭПД, связанный с неравновесными флуктуациями дислокационных осцилляций вследствие взаимодействия дислокаций с «горячими» электронами. Его суть заключается в том, что «горячие» электроны рассеиваются не только на тепловых колебаниях решетки (электрон-фононное взаимодействие), но и на структурных дефектах, таких как дислокации, приводя к локальному повышению энергии тепловых осцилляций дислокационных сегментов. Этим осцилляциям соответствуют одномерные дислокационные фононы с функцией распределения, которая в равновесных условиях совпадает с распределением Бозе. Это позволяет ввести представление о кинетической «температуре» дислокационной подсистемы T_d , определяемой как средняя энергия дислокационных бозонов. Она является мерой интенсивности тепловых колебаний дислокационных сегментов, помогающих дислокациям преодолевать потенциальные барьеры. В этих терминах дислокационную подсистему можно представить как эффективную континуальную среду, имеющую температуру T_d , которая определяется балансом теплообмена с электронной и решеточной подсистемами, каждая из которых характеризуется собственной кинетической «температурой». В общем случае, эволюция всех трех «температур» определяется системой трех самосогласованных

дифференциальных уравнений, учитывающих теплообмен между подсистемами [6].

Характерные времена «разогрева» ионной и дислокационной подсистем определяются отношениями соответствующих теплоемкостей и коэффициентов теплопередачи, вычисление которых является основной задачей данной работы.

2. ЭЛЕКТРОННЫЙ «РАЗОГРЕВ» РЕШЕТКИ

По определению теплоемкость единицы объема

$$C_V = \frac{1}{V} \left(\frac{\partial E}{\partial T} \right)_V, \text{ где } E - \text{термодинамическая энергия}$$

фононного «газа». Для статистики Бозе–Эйнштейна

$$E = \sum_{\bar{q},n} \frac{\hbar\Omega_{\bar{q},n}}{\exp\left(\frac{\hbar\Omega_{\bar{q},n}}{\kappa_B T}\right) - 1} \quad (1)$$

и, следовательно,

$$C_V = \frac{1}{V\kappa_B T^2} \sum_{\bar{q},n} \frac{(\hbar\Omega_{\bar{q},n})^2 \exp\frac{\hbar\Omega_{\bar{q},n}}{\kappa_B T}}{\left[\exp\frac{\hbar\Omega_{\bar{q},n}}{\kappa_B T} - 1\right]^2}. \quad (2)$$

Индекс «n» нумерует ветви с разной поляризацией, соответствующие одной частоте $\Omega_{\bar{q}}$.

В простом случае одноатомного кристалла $n=3$, что соответствует двум поперечным и одной продольной ветвям колебаний. Переходя от суммирования к интегрированию, в модели Дебая соотношение (2) можно переписать в виде

$$C_V = \frac{1}{V\kappa_B T^2} \sum_n \frac{V}{8\pi^3} \int_0^{q_D} q^2 dq \int_{\sigma} d\varpi \frac{(\hbar s_n(\theta, \varphi) q)^2 \exp\frac{\hbar s_n(\theta, \varphi) q}{\kappa_B T}}{\left[\exp\frac{\hbar s_n(\theta, \varphi) q}{\kappa_B T} - 1\right]^2}. \quad (3)$$

В (3) формально введена фазовая скорость волны с данной поляризацией, зависящая от полярных

углов волнового вектора, $d\varpi$ - элемент телесного угла в направлении (θ, φ) .

Пренебрегая анизотропией кристалла и считая, что все волны с данной поляризацией имеют одну и ту же фазовую скорость, из (3) получаем:

$$C_V = \frac{\kappa_B}{2\pi^2} q_D^3 \sum_n \left(\frac{\Theta_n}{T} \right)^2 \int_0^1 \frac{y^4 \exp \frac{\Theta_n}{T} y}{\left[\exp \left(\frac{\Theta_n}{T} y \right) - 1 \right]^2} dy, \quad (4)$$

где $\kappa_B \Theta_n = \hbar s_n q_D$ - максимально возможная энергия фонона с поляризацией «n». Наконец считаем, что фазовая скорость не зависит от поляризации. Тогда для решеточной теплоемкости имеем:

$$C_V = \frac{\kappa_B}{2\pi^2} q_D^3 \left(\frac{\Theta}{T} \right)^2 3D_V \left(\frac{\Theta}{T} \right);$$

$$D_V \left(\frac{\Theta}{T} \right) = \int_0^1 \frac{y^4 \exp \frac{\Theta}{T} y}{\left[\exp \left(\frac{\Theta}{T} y \right) - 1 \right]^2} dy; \quad y = \frac{q}{q_D}. \quad (5)$$

Более привычный вид выражение (5) принимает, если ввести новую переменную $z = \frac{\Theta}{T} y$ и учесть,

$$I_{fe} \{N_{\vec{q}}\} = \frac{2V}{(2\pi)^3} \int d^3 k W(\vec{q}) \left[f_{\vec{k}+\vec{q}} (1-f_{\vec{k}}) (N_{\vec{q}}+1) - f_{\vec{k}} (1-f_{\vec{k}+\vec{q}}) N_{\vec{q}} \right] \delta(\varepsilon_{\vec{k}+\vec{q}} - \varepsilon_{\vec{k}} - \hbar\Omega_{\vec{q}}). \quad (8)$$

Предполагая, что функция распределения электронов – функция Ферми $f_{\vec{k}}^0(T_e)$ с температурой $T_e \neq T$, (8) можно тождественно переписать в виде:

$$I_{fe} \{N_{\vec{q}}\} = (N_{\vec{q}} - N_{\vec{q}}^0(T_e)) \nu_{fe}(\vec{q}); \quad (9)$$

$$\nu_{fe}(\vec{q}) = \frac{2V}{(2\pi)^3} \int d^3 k W(\vec{q}) \left[f_{\vec{k}+\vec{q}}^0 - f_{\vec{k}}^0 \right] \delta(\varepsilon_{\vec{k}+\vec{q}} - \varepsilon_{\vec{k}} - \hbar\Omega_{\vec{q}}); \quad f_{\vec{k}}^0 = \frac{1}{\exp \left(\frac{\varepsilon_{\vec{k}} - \mu}{\kappa_B T_e} \right) + 1}, \quad (10)$$

$$N_{\vec{q}}^0(T_e) = \frac{1}{\exp \left(\frac{\hbar\Omega_{\vec{q}}}{\kappa_B T_e} \right) - 1} \quad - \quad \text{равновесное}$$

распределение фононов при электронной температуре; $\nu_{fe}(\vec{q})$ имеет смысл частоты фонов-электронных соударений. Тогда искомая энергия записывается в виде

$$E_{ep} = \frac{1}{(2\pi)^3} \int d^3 q \hbar\Omega_{\vec{q}} (N_{\vec{q}} - N_{\vec{q}}^0(T_e)) \nu_{fe}(\vec{q}). \quad (11)$$

Интеграл в (10) легко вычисляется, а предполагая электронный газ вырожденным, получаем совсем простое выражение для частоты $\nu_{fe}(\vec{q})$:

что $(q_D)^3 = \frac{6\pi^2}{\omega}$; ω - объем на атом решетки.

Тогда [7]

$$C_V = \frac{3\kappa_B}{\omega} 3 \left(\frac{T}{\Theta} \right)^3 \int_0^{\Theta/T} \frac{z^4 e^z}{[e^z - 1]^2} dz. \quad (6)$$

Получим теперь выражение для энергии E_{ep} , которую электроны передают решетке в единицу времени. Из физических соображений ясно, что имеет место равенство:

$$\frac{1}{(2\pi)^3} \int d^3 k \varepsilon_{\vec{k}} I_{ef} \{f_{\vec{k}}\} = \frac{1}{(2\pi)^3} \int d^3 q \hbar\Omega_{\vec{q}} I_{fe} \{N_{\vec{q}}\} \quad (7)$$

Действительно, левая часть (7) описывает энергию, переданную электронами фононам решетки, а правая – энергию, полученную фононами от электронов. Обозначения следующие: \vec{k} , $\varepsilon_{\vec{k}}$, $f_{\vec{k}}$ - волновой вектор, энергия, функция распределения электронов; $I_{ef} \{f_{\vec{k}}\}$ - интеграл электрон-фононных столкновений; \vec{q} , $\hbar\Omega_{\vec{q}}$, $N_{\vec{q}}$ - те же величины для фононов; $I_{fe} \{N_{\vec{q}}\}$ - интеграл фонон-электронных столкновений. В силу этой формулы искомую энергию вычислим, используя правую часть (7), где

$$-\nu_{fe}(\vec{q}) = \frac{4\pi V}{(2\pi\hbar)^3} \frac{m_e^2 W(\vec{q}) \Omega_{\vec{q}}}{q}. \quad (12)$$

Если матричный элемент $W(\vec{q})$ перехода электрона из состояния с волновым вектором \vec{k} в состояние с $\vec{k} \pm \vec{q}$ за счет столкновения с фононом с волновым вектором \vec{q} зависит, как это обычно бывает, только от модуля \vec{q} , а $N_{\vec{q}}$ - изотропная функция \vec{q} , то задачу можно считать решенной. Как известно [8], для акустических фононов в изотропной среде

$$W(\vec{q}) = \frac{\pi U^2 q}{\rho V s}; \quad U \square \frac{2}{3} \varepsilon_F, \quad (13)$$

где ρ , V - плотность и объем материала; ε_F - его энергия Ферми; S - скорость звука продольных колебаний. Предполагая, что $N_{\bar{q}}$ - функция распределения Планка с некоторой температурой T , из (11) получаем [8]:

$$E_{ep} = \frac{2}{(2\pi)^3} \frac{m_e^2 s}{\hbar^2 \rho} \left(\frac{2}{3} \varepsilon_F\right)^2 q_D^5 \left[\int_0^1 \frac{y^4 dy}{\exp\left(\frac{\Theta}{T_e} y\right) - 1} - \int_0^1 \frac{y^4 dy}{\exp\left(\frac{\Theta}{T} y\right) - 1} \right] \quad (14)$$

В линейном приближении по разности $T_e - T$ из (14) имеем:

$$E_{ep} = \alpha_{ep} (T_e - T);$$

$$\alpha_{ep} \equiv \frac{2}{(2\pi\hbar)^3} \frac{m_e^2 \kappa_B}{\rho} \left(\frac{2}{3} \varepsilon_F\right)^2 q_D^4 \left[\frac{\Theta}{T}\right]^2 Y_V \left(\frac{\Theta}{T}\right)$$

$$Y_V \left(\frac{\Theta}{T}\right) = \int_0^1 \frac{y^5 \exp\left(\frac{\Theta}{T} y\right) dy}{\left[\exp\left(\frac{\Theta}{T} y\right) - 1\right]^2}, \quad (15)$$

где α_{ep} коэффициент электрон - фононной теплопередачи. Характерное время «разогрева» решетки τ_{ep} находим из уравнения теплопроводности как отношение теплоемкости C_V к коэффициенту α_{ep} :

$$\tau_{ep}(T) = \frac{6\pi\hbar^3 \rho}{m_e^2 \left(\frac{2}{3} \varepsilon_F\right)^2} \frac{1}{q_D} \frac{D_V(T)}{Y_V(T)}. \quad (16)$$

Его зависимость от безразмерной температуры T/Θ для параметров никеля показана на рис. 1. Видно, что широком интервале температур τ_{ep} порядка 10^{-10} с.

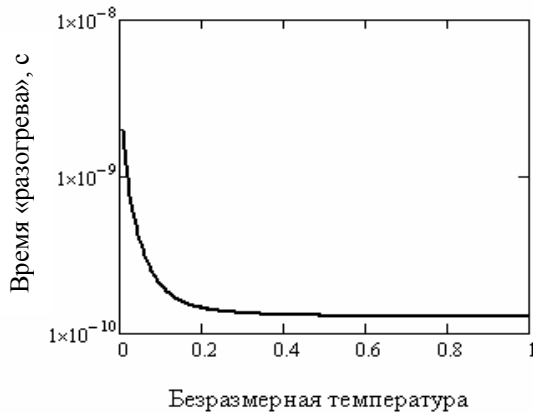


Рис. 1. Зависимость времени «разогрева» кристаллической решетки от безразмерной температуры T/Θ для параметров никеля

3. ЭЛЕКТРОННЫЙ «РАЗОГРЕВ» ДИСЛОКАЦИОННОЙ ПОДСИСТЕМЫ

Теплообмен между электронной и дислокационной подсистемами существенно зависит от модели описания колеблющейся дислокации. Вслед за авторами [9] будем рассматривать инфинитезимальные колебания прямолинейной дислокации в плоскости скольжения в изотропной упругой среде. Пусть плоскость «xz» совпадает с плоскостью скольжения, а линия дислокации в равновесной конфигурации направлена вдоль оси «z». Предположим, что бесконечно малое отклонение от равновесного положения (прямолинейной конфигурации) зависит только от «z». Разложим его в ряд Фурье:

$$\xi(z) = \sum_{q^d} \xi(q^d) e^{iq^d z}. \quad (17)$$

Смещение, деформацию и напряжение в упругой среде представим в виде суммы двух слагаемых:

$$u_i = u_i^{(st)} + u_i^{(din)}; \quad e_{ik} = e_{ik}^{(st)} + e_{ik}^{(din)};$$

$$p_{ik} = p_{ik}^{(st)} + p_{ik}^{(din)}$$

$u_i^{(st)}$ - статическая часть смещения, соответствующая мгновенной конфигурации дислокации. Именно она содержит заданный скачок вектора Бюргерса \vec{b} при пересечении произвольной поверхности S_D , опирающейся на дислокационную петлю, т.е. [10]:

$$u_i^{(st)}(\vec{r}) = \lambda_{mljk} b_m \int_{S_D} n_l \frac{\partial G_{ji}(\vec{r} - \vec{r}')}{\partial x_k} dS', \quad (18)$$

где λ_{mljk} - тензор упругих модулей; G_{ij} - тензор Грина для уравнений равновесия упругой среды; b_m - компоненты вектора Бюргерса дислокации; n_l - вектор нормали к поверхности S_D . Для прямолинейной дислокации, линия которой направлена вдоль оси «z», такой поверхностью будет произвольная полуплоскость, опирающаяся на ось «z», например, полуплоскость скольжения. $u_i^{(din)}$ - это отклонение истинного значения смещения от его статического значения. Оно непрерывно и его будем называть динамическим смещением:

$$u_i^{(din)} = \sum_{\vec{q}, s} e_i(\vec{q}, s) A(\vec{q}, s) \exp(i\vec{q}\vec{r}). \quad (19)$$

По сути, это собственные тепловые колебания упругой среды. Для бесконечно малого искривления дислокационной линии (17) статическую часть поля смещений можно записать в виде:

$$u_i^{(st)}(\vec{r}) = \sum_{q^d} f_i(x, y, q^d) \xi(q^d) e^{iq^d z} + u_{i0}^{(st)} \quad (20)$$

$$f_i(x, y, q^d) = \lambda_{mykl} b_m \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial G_{ki}(x, y, z - z')}{\partial x_l} e^{-iq^d(z-z')} dz(z-z'). \quad (21)$$

Здесь $u_{i0}^{(sr)}$ - смещения от невозмущенной прямолинейной дислокации, а также учтено, что нормаль к поверхности S_D имеет только у-компоненту.

Функция Лагранжа упругой среды, содержащей колеблющуюся дислокацию, согласно [9] разбивается на три слагаемых. Первое - это собственные колебания упругой среды без дислокации (обычные длинноволновые объемные фононы), второе - собственные колебания дислокации (дислокационные фононы) и третье - перекрестные члены, описывающие взаимодействие между объемными фононами через дислокационные колебания. Это взаимодействие приводит к сдвиге собственных частот чистого кристалла в низкочастотную область и появлению локализованной моды колебаний. Нас же интересуют дислокационные фононы в «чистом виде», их закон дисперсии и особенности рассеяния на них «горячих» электронов проводимости.

Соответствующая часть функции Лагранжа и уравнения движения имеют вид [11]:

$$L = \frac{1}{2} \sum_{q^d} [m(q^d) \dot{\xi}(q^d) \dot{\xi}^*(q^d) + (q^d)^2 LT(q^d) \xi(q^d) \xi^*(q^d)]; \quad (22)$$

$$m(q^d) \ddot{\xi}(q^d) + m(q^d) \Omega^2(q^d) \xi(q^d) = 0; \quad (23)$$

$$\Omega^2(q^d) = (q^d)^2 \frac{LT(q^d)}{m(q^d)},$$

где $m(q^d)$ - эффективная масса дислокационного возбуждения с волновым вектором q^d ,

$T(q^d)$ - статическое линейное натяжение дислокации в возбужденном состоянии с волновым вектором q^d , L - линейный размер, на котором задаются циклические граничные условия ($V = L^3$). Формальные выражения для эффективной массы и линейного натяжения следующие:

$$m(q^d) = \rho L \sum_i \int f_i(x, y, q^d) f_i^*(x, y, q^d) dx dy = \frac{1}{\rho V} \sum_{\vec{q}}^{q_z=q^d} \sum_i B_i(\vec{q}; q^d) B_i^*(\vec{q}; q^d); \quad (24)$$

$$(q^d)^2 LT(q^d) = \frac{\mu}{\rho^2 V} \sum_{\vec{q}}^{q_z=q^d} \left[q^2 \bar{B}(\vec{q}; q^d) \bar{B}^*(\vec{q}; q^d) + \frac{1}{1-2\nu} (\bar{q} \bar{B}(\vec{q}, q^d)) (\bar{q} \bar{B}^*(\vec{q}; q^d)) \right]; \quad (25)$$

$$B_i(\vec{q}; q^d) = \rho L \int f_i^*(x, y, q^d) e^{i(q_x x + q_y y)} dx dy, \quad (26)$$

Где $\sum_{\vec{q}}^{q_z=q^d}$ означает суммирование только по

волновым векторам, у которых $q_z = q^d$; ρ - плотность среды. Для изотропной среды

$$\lambda_{mykl} = \mu \left[\frac{2\nu}{1-2\nu} \delta_{my} \delta_{kl} + \delta_{mk} \delta_{yl} + \delta_{ml} \delta_{ky} \right], \quad (27)$$

$$G_{ki} = \frac{1}{16\pi\mu(1-\nu)} \left[(3-4\nu) \delta_{ki} + \frac{x_i x_k}{r^2} \right] \frac{1}{r}. \quad (28)$$

Обозначения стандартные: μ - модуль сдвига; ν - коэффициент Пуассона. Последующая подстановка (27), (28) в (21) дает явные выражения для $m(q^d)$ и $T(q^d)$, а значит и закон дисперсии дислокационных фононов - $\Omega(q^d)$. Опуская громоздкие вычисления, в простейшем случае краевой дислокации $\vec{b} = (b, 0, 0)$ имеем:

$$m(q^d) = \frac{\rho L b^2}{4\pi} P\left(\frac{q^d}{q_D}\right); \quad (29)$$

$$P(y) = \left(1 - \frac{3-4\nu}{8(1-\nu)^2}\right) \ln \frac{1}{y^2} - (1-y^2) \left(1 - \frac{3(3-4\nu)}{16(1-\nu)^2} \left(1 - \frac{1}{3} y^2\right)\right);$$

$$T(q^d) = \frac{\mu b^2}{4\pi} K\left(\frac{q^d}{q_D}\right); \quad (30)$$

$$K(y) = \frac{3-4\nu}{4(1-\nu)} \frac{1}{y^2} - 1 + \frac{1}{4(1-\nu)} y^2 - \frac{1-2\nu}{2(1-\nu)} \ln \frac{1}{y^2};$$

$$y = \frac{q^d}{q_D},$$

где q_D - масштаб обрезания Дебая. Закон дисперсии при этом имеет вид:

$$\Omega(y) = \Omega_D \sqrt{\frac{y^2 K(y)}{P(y)}}, \quad \Omega_D = q_D \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}. \quad (31)$$

Обратим внимание, что в длинноволновом ($q^d \rightarrow 0$) пределе $\Omega \rightarrow 0$, но не «звуковым» образом. В другом предельном ($q^d \rightarrow q_D$) случае $\Omega \rightarrow \Omega_D$. Имея закон дисперсии (31), получим вклад дислокационных колебаний в объемную теплоемкость. Поскольку ветвь колебаний только одна, выражение (2) принимает вид:

$$C_V^d = \rho_d k_B \frac{1}{2\pi} \int_{-q_D}^{q_D} dq^d \left\{ \frac{\hbar \Omega(q^d)}{k_B T} \right\}^2 \frac{\exp \frac{\hbar \Omega(q^d)}{k_B T}}{\left[\exp \frac{\hbar \Omega(q^d)}{k_B T} - 1 \right]^2} \quad (32)$$

Здесь ρ_d - плотность дислокаций; q_D^d - дислокационный масштаб обрезания Дебая ($q_D^d \square \pi / r_d$), r_d - радиус ядра дислокации. Подставляя в (32) закон дисперсии (31), получаем:

$$C_V^d = \rho_d k_B q_D \frac{1}{\pi} \left(\frac{\Theta}{T} \right)^2 D_V^d \left(\frac{\Theta}{T} \right);$$

$$D_V^d \left(\frac{\Theta}{T} \right) = \int_0^{q_D^d} dy \frac{y^2 K(y)}{P(y)} \frac{\exp \frac{\Theta_D}{T} \sqrt{\frac{y^2 K(y)}{P(y)}}}{\left[\exp \frac{\Theta_D}{T} \sqrt{\frac{y^2 K(y)}{P(y)}} - 1 \right]^2} \quad (33)$$

Отметим, что при $T > \Theta$ из (33) следует $C_V^d \square \rho_d k_B q_D \frac{1}{\pi} \square \rho_d k_B \frac{1}{r_d}$, что много меньше C_V в том же температурном интервале.

$$E_{ed} = \left(\frac{2}{3} \varepsilon_F \right)^2 \frac{m_e^2 \rho_d L b^2 q_D}{(2\pi)^2 \hbar^2} \frac{\pi}{2} \left(\frac{1-2\nu}{1-\nu} \right)^2 \int_0^{q_D^d} dq_z^d \frac{\Omega(q^d)}{(2\pi)^2 m(q^d)} \left(1 - \frac{q^d}{q_D} \right)^3 \left(1 + \frac{q^d}{3q_D} \right) \left[N_{q^d}^0(T_e) - N_{q^d} \right].$$

Будем считать распределение «дислокационных» фононов равновесным с температурой мало отличающейся от электронной температуры, т.е. $N_{q^d} = N_{q^d}^0(T)$ и $T \square T_e$. Тогда для искомой величины окончательно получаем:

$$E_{ed} = \alpha_{ed} (T_e - T) \quad (36)$$

$$\alpha_{ed} = \left(\frac{2}{3} \varepsilon_F \right)^2 \frac{m_e^2 \rho_d q_D^2 k_B}{8\pi^2 \rho \hbar^3} \left[\frac{\Theta}{T} \right]^2 \left(\frac{1-2\nu}{1-\nu} \right)^2 Y_V^d \left(\frac{\Theta}{T} \right);$$

$$Y_V^d \left(\frac{\Theta}{T} \right) = \int_0^{q_D^d} dy \frac{(1-y)^3 \left(1 + \frac{y}{3} \right) y^2 K(y)}{P^2(y)} \times$$

$$\frac{\exp \left[\frac{\Theta}{T} \sqrt{\frac{y^2 K(y)}{P(y)}} \right]}{\left[\exp \left[\frac{\Theta}{T} \sqrt{\frac{y^2 K(y)}{P(y)}} \right] - 1 \right]^2}.$$

Оценим энергию, передаваемую «горячими» электронами проводимости вибрирующим дислокациям в ед. времени в единице объема. Следуя процедуре, изложенной выше, имеем:

$$E_{ed} = \frac{1}{(2\pi)^3} \int d^3 q \hbar \Omega(q^d) I_{fe} \{ \vec{q}; q^d \}; \quad (34)$$

$$I_{fe} \{ \vec{q}; q^d \} = v_{fe} \left[N_{q^d}^0(T_e) - N_{q^d} \right];$$

$$v_{fe} = \frac{2V}{(2\pi)^3} 2\pi \frac{m_e^2}{\hbar^4 q} \hbar \Omega(q^d) W(\vec{q}; q^d).$$

Матричный элемент $W(\vec{q}; q^d)$ перехода электрона из состояния с волновым вектором \vec{k} в состояние с $\vec{k} \pm \vec{q}$ за счет столкновения с фононом с волновым вектором $\vec{q} = (q_x, q_y, q^d)$ согласно [11] имеет вид:

$$W(\vec{q}; q_z^d) = \pi \rho_d \left(\frac{2}{3} \varepsilon_F \right)^2 \times$$

$$\times \frac{[\vec{q} \vec{B}(\vec{q}, q^d)] [\vec{q} \vec{B}^*(\vec{q}, q^d)]}{\rho^2 V L m(q^d) \Omega(q_z^d)}; \quad (35)$$

$$[\vec{q} \vec{B}(\vec{q}, q^d)] [\vec{q} \vec{B}^*(\vec{q}, q^d)] =$$

$$= \rho^2 L^2 b^2 \left(\frac{1-2\nu}{1-\nu} \right)^2 \frac{q_x^2 q_y^2}{q^4}.$$

Интегрирование по q_x и q_y при условии $q_x^2 + q_y^2 \leq (q_D)^2 - (q^d)^2$ дает:

Зависимость соответствующего времени «разогрева» от безразмерной температуры (T / Θ) дается отношением теплоемкости C_V^d к коэффициенту α_{ed} :

$$\tau_{ed}(T) = \frac{8\pi \hbar^3 \rho}{m_e^2 \left(\frac{2}{3} \varepsilon_F \right)^2} \frac{1}{q_D} \left(\frac{1-\nu}{1-2\nu} \right)^2 \frac{D_V^d(T)}{Y_V^d(T)}. \quad (37)$$

Сравнение характерных времен «разогрева» показано на рис. 2. Видно, что характерное время электронного «разогрева» решеточных фононов на порядок меньше, чем дислокационных. Выбранные параметры:

$$\rho = 8.9 \text{ г/см}^3; \quad \varepsilon_F = 5.64 \cdot 10^{-12} \text{ эрг}; \quad \nu = 1/3;$$

$$m_e = 9.11 \cdot 10^{-28} \text{ г}; \quad q_D = 1.755 \cdot 10^8 \text{ см}^{-1}.$$

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Для аналитического описания электрон-фононной системы металла в неравновесном состоянии выше было использовано важное упрощающее предположение о фермиевском виде изотропной части электронной функции распределения. В общем случае, необходимо последовательное кинетическое рассмотрение как электронной, так и фононной подсистем. Решение двухкомпонентной электрон-фононной системы

уравнений в электрическом поле удастся провести только численно и на малых временах, позволяющих не учитывать электрон-электронные взаимодействия [12]. При этом оказывается, что у функций распределения электронов и фононов со временем формируются все более мощные высоко-энергетичные «хвосты», так как при электрон-фононных соударениях передается импульс при достаточно малой передаче энергии.

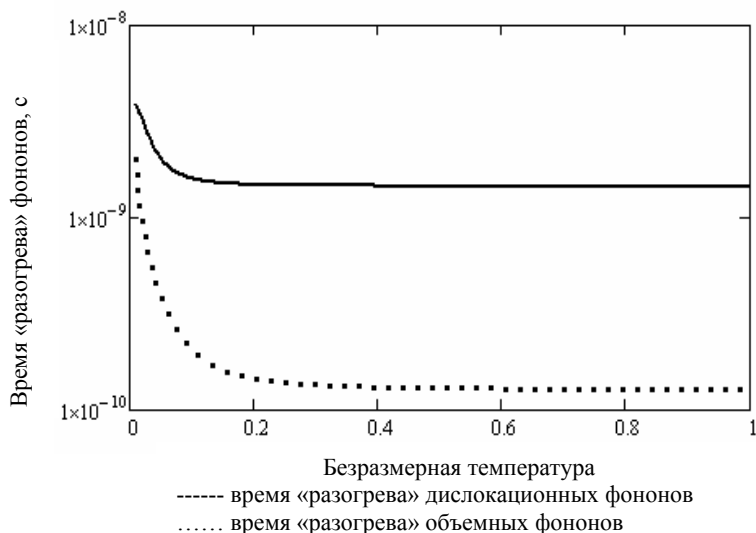


Рис. 2. Сравнение зависимости времени «разогрева» дислокационных и объемных фононов от безразмерной температуры T / Θ для параметров никеля

В результате функция распределения фононов обогащается высокоэнергетичными дебаевскими фононами.

Аналогичный результат можно ожидать и для дислокационных фононов, рассмотренных в данной работе. Обогащение дислокаций дебаевскими фононами может иметь важные физические следствия. Дело в том, что при этом возрастает вероятность образования нелинейных, сильно локализованных атомных колебаний (так называемых «дискретных бризеров» (ДБ)), время жизни которых значительно превосходит времена релаксации фононов [13, 14]. В работе [14] показано, что учет ДБ приводит к увеличению скорости флуктуационно-индуцированных процессов на несколько порядков величины, что позволяет объяснить аномально низкотемпературные фазовые превращения в слоистых минералах, которые можно описать как квазидвумерную систему нелинейных осцилляторов. Аналогично дислокацию можно представить как квазидвумерную систему нелинейных осцилляторов, в которой возможно существование дислокационных дискретных бризеров (ДДБ). Образование неравновесных дислокационных фононов под действием импульсов тока представляется весьма вероятным механизмом возникновения долгоживущих ДДБ, которые могут стимулировать отрыв дислокаций от стопоров, т. е.

приводить к ЭПД. Количественное обоснование предлагаемой гипотезы требует построения последовательной математической модели ДДБ.

Авторы благодарны НТЦУ за частичную финансовую поддержку работы по проекту № 4962.

ЛИТЕРАТУРА

1. О.А.Троицкий. Электромеханический эффект в металлах // *Письма в ЖЭТФ*. 1969, №10, с 18-22.
2. О.А. Троицкий, В.И. Спицын. Исследование электронного воздействия на пластическую деформацию металла // *Металлофизика*. 1974, т. 51, с. 18-45.
3. A.F. Sprecher, S.L. Mannan, H. Conrad. On the Mechanism for the Electroplastic Effect in Metals // *Acta Metall.* 1986, v. 34, # 7, p. 1145-1162.
4. О.А. Троицкий, Ю.В. Баранов, Ю.С. Аврамов, А.Д. Шляпин. *Физические основы и технологии обработки современных материалов*. Москва-Ижевск, 2004, 590 с.
5. И.Л. Батаронов. Механизмы электропластичности // *Соросовский образовательный журнал*. 1999, №10, с.93-99.
6. В.И. Дубинко, В.Ф. Клепиков. Кинетический механизм электропластичности металлов // *Изв. РАН, сер. Физическая*. 2008, т. 72, с. 1257-1258.
7. Дж. Займан. *Электроны и фононы*. М.: Изд-во иностр. лит., 1962.

8. М.И. Каганов, И.М. Лифшиц, Л.В. Танатаров. Релаксация между электронами и решеткой // *ЖЭТФ*. 1956, т. 31, №2, с. 232-237.
9. T. Ninomiya. Dislocation vibration and phonon scattering // *J. Phys. Soc. Japan*. 1968, v. 25, N 30, p. 830-840.
10. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Теоретическая физика*. Т. VII. *Теория упругости*. М.: «Наука», 1987.
11. С.В. Божокин, Н.В. Душин. Неупругое рассеяние электронов на колеблющихся дислокациях // *ФТТ*. 1977, т.19, в.6, с.1826-1829.
12. В.И. Карась, И.Ф. Потапенко. Динамика неравновесной электрон-фононной системы для полупроводников и металлов в сильном электрическом поле // *Вопросы атомной науки и техники. Серия «Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение»*. 2009, № 4-2, с. 150-157.
13. S. Flach, A.V. Gorbach. Discrete breathers — Advances in theory and applications // *Phys. Rep.* 2008, v. 467, p. 1-116.
14. J.F.R. Archilla, J. Cuevas, M.D. Alba, M. Naranjo, J.M. Trillo. Discrete Breathers for Understanding Reconstructive Mineral Processes at Low Temperatures // *J. Phys. Chem. B*. 2006, v.110, p. 24112-24120.

Статья поступила в редакцию 21.01.2010 г.

ТЕПЛОБІМІН МІЖ ГАРЯЧИМИ ЕЛЕКТРОНАМИ Й ДИСЛОКАЦІЙНИМИ ФОНОНАМИ І ЙОГО РОЛЬ У ПЛАСТИЧНОСТІ МЕТАЛІВ

П.М. Остапчук, В.І. Дубінко, В.І. Карась, В.Ф. Клепиков

Обчислено коефіцієнти теплопередачі й характерний час розігріву дислокаційних фононів при взаємодії з електронами провідності в металах, що перебувають у нерівноважних умовах (опромінення, електричний струм). Отримані результати необхідні для кількісного опису механізму електропластичної деформації, пов'язаного з нерівноважними флуктуаціями дислокаційних осциляцій внаслідок взаємодії дислокацій з «гарячими» електронами.

HEAT EXCHANGE BETWEEN HOT ELECTRONS AND DISLOCATION PHONONS AND ITS EFFECT ON PLASTIC DEFORMATION OF METALS

P.N. Ostapchuk, V.I. Dubinko, V.I. Karas', V.F. Klepikov

The coupling coefficient between electrons and dislocation phonons is derived and applied to the evaluation of heating time of dislocation phonons due to their interaction with hot electrons in metals under irradiation or electric current. The results are important for the evaluation of the mechanism of electro-plastic deformation based on the interaction between hot electrons and dislocations.