

О ВЛИЯНИИ РЕЛАКСАЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ НА НЕРАВНОВЕСНУЮ ДЕФОРМАЦИЮ КРИСТАЛЛОВ

Э. А. МЕЛОЯН, Е. К. НАИМИ, С. М. ХЗАРДЖЯН

В работе дается вывод полной системы уравнений многокомпонентной сплошной среды, на основе которой исследуются возможные причины, приводящие к диссипации упругой энергии в кристаллах. Подробно рассматривается вопрос о влиянии точечной группы симметрии кристаллов на число независимых феноменологических коэффициентов, характеризующих данный эффект, и приводятся матричные таблицы этих коэффициентов для всех кристаллических классов.

Одной из важных задач физики твердого тела является установление причин и закономерностей диссипации энергии в кристаллах. Причиной диссипации энергии могут быть различные неравновесные (релаксационные) процессы, возбуждаемые в данной среде. Затухание упругих и электромагнитных волн в кристаллах представляет собой пример проявления диссипации энергии. Измеряя на опыте затухание волны и варьируя ее частоту и длину, можно получить информацию о характерных временах этих релаксационных процессов и выявить спектр внутренних структурных параметров [1]. В зависимости от структуры системы различные неравновесные процессы могут быть взаимосвязаны. Эту взаимную связь в линейном приближении можно установить, используя аппарат термодинамики неравновесных процессов [2, 3].

В настоящей работе исследуется влияние различных релаксационных процессов на неравновесную деформацию кристаллов и выявляются причины, которые могут привести к диссипации упругой энергии. При выводе полной системы уравнений многокомпонентной сплошной среды предполагается, как это принято в термодинамике неравновесных процессов, что условия локального термодинамического равновесия выполнены.

Для вывода основных уравнений необходимо найти выражение для производства энтропии Γ или диссипативную функцию кристалла Ψ . Связь между этими величинами дается общим соотношением

$$\Psi = T\Gamma = \sum_i J_i X_i \geq 0, \quad (1)$$

где T — абсолютная температура, J_i и X_i — соответственно обобщенные потоки и обобщенные силы, причем эти величины могут иметь любую тензорную размерность.

Феноменологические уравнения, связывающие J^i и X_i , в линейном приближении имеют вид

$$J_i = \sum_j L_{ij} X_j, \quad (2)$$

где L_{ij} — так называемые феноменологические или кинетические коэффициенты. В общем случае L_{ij} — операторы.

Обратимся к уравнениям термодинамики неравновесных процессов [2, 3]. Основное уравнение термодинамики неравновесных процессов запишем в виде*

$$T \frac{\partial s}{\partial t} = \frac{\partial u}{\partial t} - \overset{\Delta}{\sigma} : \frac{\partial \overset{\Delta}{\varepsilon}^0}{\partial t} - \sum_{k=1}^n \mu_k \frac{\partial c_k}{\partial t}, \quad (3)$$

где s — плотность энтропии, u — плотность внутренней энергии, $\overset{\Delta}{\sigma}$ — симметричный тензор напряжений, $\overset{\Delta}{\varepsilon}^0$ — равновесная часть тензора деформации, μ_k и c_k — химический потенциал и число молей частиц k -го сорта в единице объема.

Второй закон термодинамики в дифференциальной форме имеет вид

$$\frac{\partial s}{\partial t} = -\vec{\nabla} \cdot \vec{j}_s + \Gamma, \quad (4)$$

где $\vec{j}_s = s\vec{v}$ — плотность потока энтропии, $\vec{v}$ — скорость центра масс.

Производство энтропии Γ можно определить из уравнений (3) и (4),

если будут известны величины $\frac{\partial c_k}{\partial t}$ и $\frac{\partial u}{\partial t}$.

Уравнение, определяющее изменение числа молей в единице объема, запишем в виде

$$\frac{\partial c_k}{\partial t} = -\vec{\nabla} \cdot c_k \vec{v}_k + \sum_{l=1}^r \alpha_{kl} j_l. \quad (5)$$

Здесь $\vec{v}_k$ — средняя скорость частиц k -го сорта, $\alpha_{kl} j_l$ представляет собой количество молей частиц k -го сорта, образующихся в единице объема за единицу времени в l -той химической реакции, j_l — скорость этой реакции, α_{kl} — стехиометрические коэффициенты.

Изменение плотности внутренней энергии $\frac{\partial u}{\partial t}$ будем искать, воспользовавшись законом сохранения импульса

$$\rho \frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{\nabla} \cdot \overset{\Delta}{\sigma} + \sum_{k=1}^n c_k \vec{F}_k, \quad (6)$$

причем

$$\rho \vec{v} = \sum_{k=1}^n \rho_k \vec{v}_k, \quad (7)$$

где ρ — плотность вещества, ρ_k — плотность k -той компоненты, $\vec{F}_k$ — далекодействующая сила, действующая на один моль k -той компоненты.

Умножая уравнение (6) скалярно на $\vec{v}$ и учитывая закон сохранения массы

* В (3) и далее точки между тензорными величинами обозначают их скалярное произведение. Число точек определяется рангом соответствующих тензоров.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\vec{\nabla} \cdot \rho \vec{v}, \quad (8)$$

для скорости изменения плотности кинетической энергии найдем

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\rho \vec{v}^2}{2} \right) = -\vec{\nabla} \cdot \left(\vec{v} \frac{\rho \vec{v}^2}{2} - \vec{\sigma} \cdot \vec{v} \right) - \vec{\sigma} : \vec{\nabla} \vec{v} + \sum_{k=1}^n c_k \vec{F}_k \cdot \vec{v}. \quad (9)$$

В дальнейшем будем считать далекодействующие силы потенциальными и положим

$$\vec{F}_k = -m_k \vec{\nabla} \varphi_k, \quad \text{причем} \quad \frac{\partial \varphi_k}{\partial t} = 0, \quad (10)$$

где m_k — масса одного моля k -той компоненты, φ_k — потенциал далекодействующих сил $\vec{F}_k$. Изменением потенциальной энергии вследствие химических реакций пренебрежем, т. е. будем считать, что имеет место равенство

$$\sum_{k=1}^n a_{kl} m_k \varphi_k = 0. \quad (11)$$

Введем, кроме того, плотность молярного диффузионного потока

$$\vec{j}_k = c_k (\vec{v}_k - \vec{v}_*), \quad (12)$$

где $\vec{v}_*$ — некоторая характерная скорость, относительно которой рассматривается скорость перемешивания.

Используя соотношения (5), (8), (10)—(12), запишем уравнение для скорости изменения плотности потенциальной энергии в виде

$$\begin{aligned} \frac{\partial (\rho \varphi)}{\partial t} = & -\vec{\nabla} \cdot \left[\rho \varphi \vec{v} + \sum_{k=1}^n m_k \varphi_k \vec{j}_k + \sum_{k=1}^n m_k \varphi_k c_k (\vec{v}_* - \vec{v}) \right] - \\ & - \sum_{k=1}^n c_k \vec{F}_k \cdot \vec{v} - \sum_{k=1}^n \vec{j}_k \cdot \vec{F}_k - \sum_{k=1}^n c_k \vec{F}_k \cdot (\vec{v}_* - \vec{v}), \end{aligned} \quad (13)$$

где

$$\rho \varphi = \sum_{k=1}^n \rho_k \varphi_k. \quad (14)$$

Уравнение (13) совместно с уравнением (9) определяет закон изменения плотности механической энергии $\frac{\rho \vec{v}^2}{2} + \rho \varphi$ со временем. Поскольку в правые части этих уравнений входят члены, соответствующие источникам, механическая энергия не сохраняется.

При наличии электромагнитного поля и поля радиации необходимо еще учесть баланс этих видов энергии. Уравнение баланса энергии электромагнитного поля $\mathcal{W}_{E, B}$ представим в следующем виде:

$$\frac{\partial w_{E,B}}{\partial t} = -\frac{c}{4\pi} \vec{\nabla} \cdot [\vec{E}\vec{H}] + \vec{M}' \cdot \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} - \vec{E} \cdot \frac{\partial \vec{P}'}{\partial t}. \quad (15)$$

Здесь

$$w_{E,B} = \frac{1}{8\pi} (\hat{\mu} : \vec{B}\vec{B} + \hat{\varepsilon} : \vec{E}\vec{E}), \quad (16)$$

$$\vec{H} = \vec{B} - 4\pi \vec{M}, \quad \vec{M} = \vec{M}^0 + \vec{M}', \quad (17)$$

$$\vec{D} = \vec{E} + 4\pi \vec{P}, \quad \vec{P} = \vec{P}^0 + \vec{P}', \quad (18)$$

$$\hat{\mu} = \hat{\delta} - \hat{\chi}, \quad \hat{\varepsilon} = \hat{\delta} + \hat{\alpha} \quad (19)$$

и по определению

$$\vec{M}^0 = \hat{\chi} \cdot \vec{B}, \quad \vec{P}^0 = \hat{\alpha} \cdot \vec{E}. \quad (20)$$

В (15)–(20) $\vec{M}^0$ и $\vec{P}^0$ — соответственно равновесная намагниченность и поляризация, $\vec{M}'$ и $\vec{P}'$ — их неравновесные части, $\hat{\delta}$ — единичный тензор. Остальные обозначения общепринятые.

Уравнение баланса лучистой энергии w имеет вид [4]

$$\frac{\partial w}{\partial t} = -\vec{\nabla} \cdot \vec{s} - \sum_{h=1}^{\gamma} a_h + \sum_{h=1}^{\gamma} b_h, \quad (21)$$

где $\vec{s}$ — поток лучистой энергии,

$$a_h = \frac{1}{\Delta \nu_h} \int_{\nu_h}^{\nu_h + \Delta \nu_h} \alpha_{\nu} f_a(\nu, T) d\nu, \quad (22)$$

$$b_h = \frac{1}{\Delta \nu_h} \int_{\nu_h}^{\nu_h + \Delta \nu_h} b_{\nu} f_b(\nu, T) d\nu. \quad (23)$$

В (21)–(23) α_{ν} и b_{ν} — спектральные плотности лучистой энергии, поглощаемой и испускаемой в единицу времени, $f_a(\nu, T)$ и $f_b(\nu, T)$ — спектральные функции распределения поглощательной и излучательной способности вещества, h — номер полосы поглощения (испускания), $\Delta \nu_h$ — ширина h -той полосы поглощения (испускания). Предполагается, что ширины полос поглощения и испускания совпадают.

Для полной энергии единицы объема

$$u_{\text{полн.}} = \rho \frac{v^2}{2} + \rho \varphi + u + w_{E,B} + w \quad (24)$$

имеет место закон сохранения энергии

$$\frac{\partial u_{\text{полн.}}}{\partial t} = -\vec{\nabla} \cdot \vec{j}_{\text{полн.}}, \quad (25)$$

где

$$\begin{aligned} \vec{j}_{\text{полн.}} = & (u_{\text{полн.}} - w_{E, B} - w) \vec{v} - \vec{\sigma} \cdot \vec{v} + \\ & + \sum_{k=1}^n m_k \varphi_k \vec{j}_k^0 + \vec{j}_q^0 + \vec{s} + \frac{c}{4\pi} [\vec{E} \vec{H}] \end{aligned} \quad (26)$$

есть поток полной энергии. В (26) $\vec{j}_k^0$ — молярный поток относительно центра масс, возникающий вследствие диффузии различных компонент в поле далекодействующих сил,

$$\vec{j}_k^0 = c_k (\vec{v}_k - \vec{v}), \quad (27)$$

а $\vec{j}_q^0$ — тепловой поток.

Из уравнений (24) — (27) с учетом (9), (13), (15) и (21) для скорости изменения плотности внутренней энергии найдем

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} = & \vec{\sigma} : \frac{\partial \vec{\varepsilon}^0}{\partial t} + \vec{\sigma} : \frac{\partial \vec{\varepsilon}'}{\partial t} + \sum_{k=1}^n \vec{j}_k \cdot \vec{F}_k + \sum_{k=1}^n c_k \vec{F}_k \cdot (\vec{v}_* - \vec{v}) - \\ & - \vec{\nabla} \cdot \vec{j}_q + \vec{E} \cdot \frac{\partial \vec{P}'}{\partial t} - \vec{M}' \cdot \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} + \sum_{h=1}^r (a_h - b_h), \end{aligned} \quad (28)$$

где

$$\vec{j}_q = \vec{j}_q^0 + u \vec{v}. \quad (29)$$

Кроме того, в (28) произведено разделение тензора деформации $\vec{\varepsilon}$ на равновесную $\vec{\varepsilon}^0$ и неравновесную $\vec{\varepsilon}'$ части так, что

$$\vec{\sigma} : \vec{\nabla} \vec{v} \equiv \vec{\sigma} : \frac{\partial \vec{\varepsilon}}{\partial t} = \vec{\sigma} : \frac{\partial \vec{\varepsilon}^0}{\partial t} + \vec{\sigma} : \frac{\partial \vec{\varepsilon}'}{\partial t}. \quad (30)$$

Подставляя (5) и (28) в (3), после преобразований получим

$$\begin{aligned} \frac{\partial s}{\partial t} = & - \vec{\nabla} \cdot \frac{\vec{j}_q}{T} + \vec{\nabla} \cdot \sum_{k=1}^n \frac{\mu_k c_k \vec{v}_k}{T} + \frac{1}{T} \vec{\sigma} : \frac{\partial \vec{\varepsilon}'}{\partial t} + \frac{1}{T} \sum_{k=1}^n \vec{j}_k \cdot \vec{F}_k + \\ & + \frac{1}{T} \sum_{k=1}^n c_k \vec{F}_k \cdot (\vec{v}_* - \vec{v}) - \sum_{k=1}^n c_k \vec{v}_k \cdot \vec{\nabla} \frac{\mu_k}{T} - \frac{1}{T} \sum_{l=1}^r A_l j_l - \\ & - \frac{\vec{j}_q}{T^2} \cdot \vec{\nabla} T + \frac{1}{T} \left(\vec{E} \cdot \frac{\partial \vec{P}'}{\partial t} - \vec{M}' \cdot \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \right) + \frac{1}{T} \sum_{h=1}^r (a_h - b_h), \end{aligned} \quad (31)$$

где через $A_l = \sum_{k=1}^n a_{kl} \mu_k$ обозначено сродство l -той химической реакции.

Сравнивая (31) с (4), найдем поток и производство энтропии

$$\vec{j}_s = \frac{\vec{j}_q}{T} - \frac{1}{T} \sum_{k=1}^n \mu_k c_k \vec{v}_k, \quad (32)$$

$$\begin{aligned} \Gamma = & \frac{1}{T} \dot{\varepsilon}' : \frac{\partial \varepsilon'}{\partial t} + \frac{1}{T} \sum_{k=1}^n \vec{j}_k \cdot \vec{F}_k + \frac{1}{T} \sum_{k=1}^n c_k \vec{F}_k \cdot (\vec{v}_* - \vec{v}) - \\ & - \sum_{k=1}^n c_k \vec{v}_k \cdot \nabla \frac{\mu_k}{T} - \frac{1}{T} \sum_{l=1}^r A_l j_l - \frac{\vec{j}_q}{T^2} \cdot \nabla T + \\ & + \frac{1}{T} \left(\vec{E} \cdot \frac{\partial \vec{P}'}{\partial t} - \vec{M}' \cdot \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \right) + \frac{1}{T} \sum_{h=1}^{\gamma} (a_h - b_h). \end{aligned} \quad (33)$$

За исключением последнего члена в выражении для Γ все остальные удовлетворяют условию билинейности формы (1). Для того, чтобы представить последний член в соответствующей форме, сделаем относительно a_h и b_h следующие допущения:

$$a_h = 4 \pi \alpha_h \langle I_h \rangle, \quad (34)$$

$$b_h = 4 \pi \alpha_h B_h(T), \quad (35)$$

где α_h — коэффициент поглощения в h -той полосе, I_h — интенсивность излучения, $B_h(T)$ — функция Планка. Усреднение в (34) производится по телесному углу от 0 до 4π .

Вводя обозначение $\vec{f} = \sum_{k=1}^n c_k \vec{F}_k$ и подставляя (34)–(35) в (33), запишем, согласно (1), выражение для диссипативной функции

$$\begin{aligned} \Psi = & \dot{\varepsilon}' : \frac{\partial \varepsilon'}{\partial t} + \sum_{k=1}^n \vec{j}_k \cdot \left(\vec{F}_k - T \nabla \frac{\mu_k}{T} \right) + \vec{f} \cdot (\vec{v}_* - \vec{v}) - \\ & - \sum_{k=1}^n c_k \vec{v}_k \cdot T \nabla \frac{\mu_k}{T} - \sum_{l=1}^r A_l j_l - \frac{\vec{j}_q}{T} \cdot \nabla T + \\ & + \vec{E} \cdot \frac{\partial \vec{P}'}{\partial t} - \vec{M}' \cdot \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} + \sum_{h=1}^{\gamma} 4 \pi \alpha_h [\langle I_h \rangle - B_h(T)] \end{aligned} \quad (36)$$

и принимая во внимание принцип симметрии Кюри, выпишем все феноменологические уравнения вида (2)*

$$\begin{aligned} \frac{\partial \varepsilon'_{ij}}{\partial t} = & L_{ijfd}^{(\dot{\varepsilon}'; \dot{\varepsilon}'')} \dot{\varepsilon}'_{fd} + \sum_{k=1}^n L_{ijf}^{(\dot{\varepsilon}'; \kappa)} \left(F_f^{(\kappa)} - T \nabla_f \frac{\mu^{(\kappa)}}{T} \right) + L_{ijf}^{(\dot{\varepsilon}'; \vec{v}_* - \vec{v})} f_f - \\ & - \sum_{k=1}^n L_{ijf}^{(\dot{\varepsilon}'; c_k)} T \nabla_f \frac{\mu^{(\kappa)}}{T} - \sum_{l=1}^r L_{ij}^{(\dot{\varepsilon}'; l)} A_l - L_{ijf}^{(\dot{\varepsilon}'; q)} \frac{\nabla_f T}{T} + \\ & + L_{ijf}^{(\dot{\varepsilon}'; \vec{P}')} E_f - L_{ijf}^{(\dot{\varepsilon}'; \vec{M}')} \frac{\partial B_f}{\partial t} + \sum_{h=1}^{\gamma} 4 \pi L_{ij}^{(\dot{\varepsilon}'; h)} [\langle I_h \rangle - B_h(T)], \end{aligned} \quad (37)$$

* В уравнениях (37)–(39) по дважды повторяющимся нижним индексам производится суммирование от 1 до 3.

$$\begin{aligned}
 j_i^{(m)} = & L_{ij}^{(m; \dot{\epsilon}')} \epsilon_{jff} + \sum_{\kappa=1}^n L_{ij}^{(m; \kappa)} \left(F_j^{(\kappa)} - T \nabla_j \frac{\mu^{(\kappa)}}{T} \right) + L_{ij}^{(m; \vec{v}_* - \vec{v})} f_j - \\
 & - \sum_{\kappa=1}^n L_{ij}^{(m; c_\kappa)} T \nabla_j \frac{\mu^{(\kappa)}}{T} - \sum_{l=1}^r L_i^{(m; l)} A^{(l)} - L_{ij}^{(m; q)} \frac{\nabla_j T}{T} + L_{ij}^{(m; \dot{P}')} E_j - \\
 & - L_{ij}^{(m; \vec{M}')} \frac{\partial B_j}{\partial t} + \sum_{h=1}^3 4\pi L_i^{(m; h)} \left[\langle I_h \rangle - B_h(T) \right], \quad (38)
 \end{aligned}$$

(m = 1, 2, ..., 6),

$$\begin{aligned}
 j_j^{(m)} = & L_{ij}^{(m; \dot{\epsilon}')} \epsilon_{ij} + \sum_{\kappa=1}^n L_i^{(m; \kappa)} \left(F_i^{(\kappa)} - T \nabla_i \frac{\mu^{(\kappa)}}{T} \right) + L_i^{(m; \vec{v}_* - \vec{v})} f_i - \\
 & - \sum_{\kappa=1}^n L_i^{(m; c_\kappa)} T \nabla_i \frac{\mu^{(\kappa)}}{T} - \sum_{l=1}^r L_i^{(m; l)} A^{(l)} - L_i^{(m; q)} \frac{\nabla_i T}{T} + L_i^{(m; \dot{P}')} E_i - \\
 & - L_i^{(m; \vec{M}')} \frac{\partial B_i}{\partial t} + \sum_{h=1}^3 4\pi L_i^{(m; h)} \left[\langle I_h \rangle - B_h(T) \right], \quad (39)
 \end{aligned}$$

(m = 1, 2).

Уравнение (38) представляет собой компактную запись шести уравнений в компонентах для векторных потоков $\vec{j}^{(1)} = \vec{j}^{(k)}$, $\vec{j}^{(2)} = \vec{v}_* - \vec{v}$, $\vec{j}^{(3)} = c_k \vec{v}_*$, $\vec{j}^{(4)} = \vec{j}^{(q)}$, $\vec{j}^{(5)} = \frac{\partial \vec{P}'}{\partial t}$ и $\vec{j}^{(6)} = \vec{M}'$. Аналогично, уравнение (39) есть компактная запись двух уравнений для скалярных потоков $j^{(1)} = j^{(l)}$ и $j^{(2)} = \alpha^{(h)}$.

Уравнения (37)—(39) являются результатом инвариантности соотношений, связывающих термодинамические потоки и силы, относительно вращения и отражения системы координат. Точечная группа симметрии системы (при равновесии) накладывает на возможные значения феноменологических коэффициентов определенные ограничения. Инвариантность уравнений движения отдельных частиц, из которых состоит система, относительно обращения времени накладывает новые условия; при этом феноменологические коэффициенты должны удовлетворять соотношениям Онзагера—Казимира. Сами же коэффициенты определяются или из эксперимента, или теоретически исходя из конкретной молекулярной модели среды.

Таблица 1. Матрицы тензора $L_{ijfd}^{(\dot{\epsilon}'; \dot{\epsilon}'')}$.

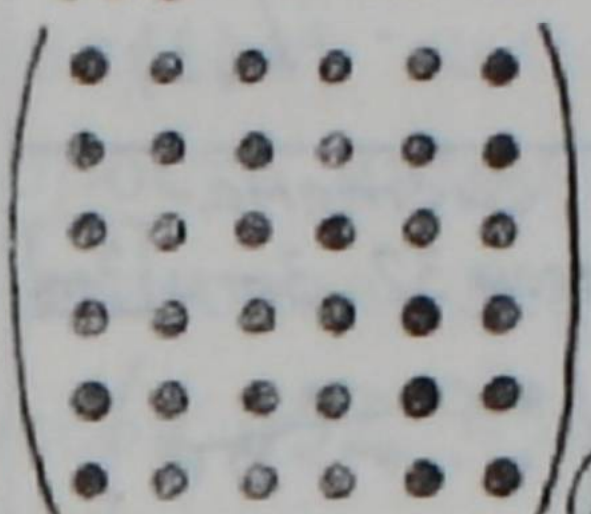
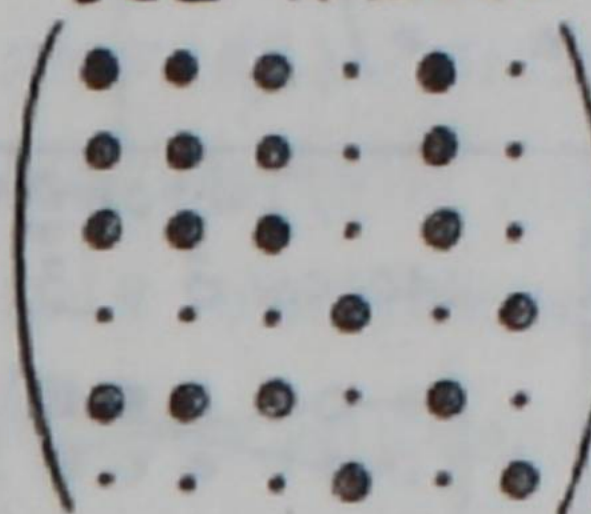
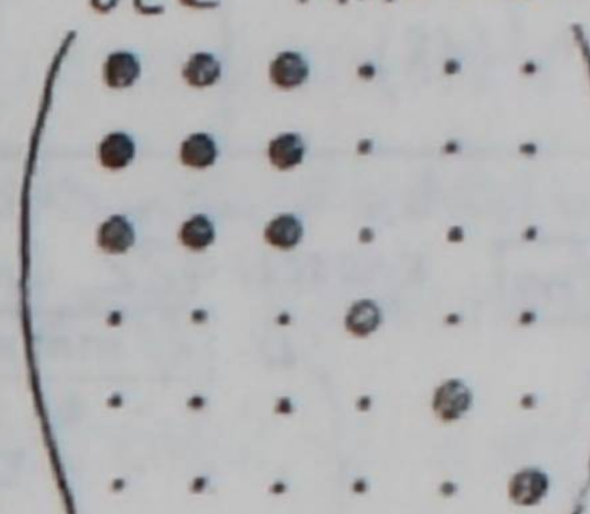
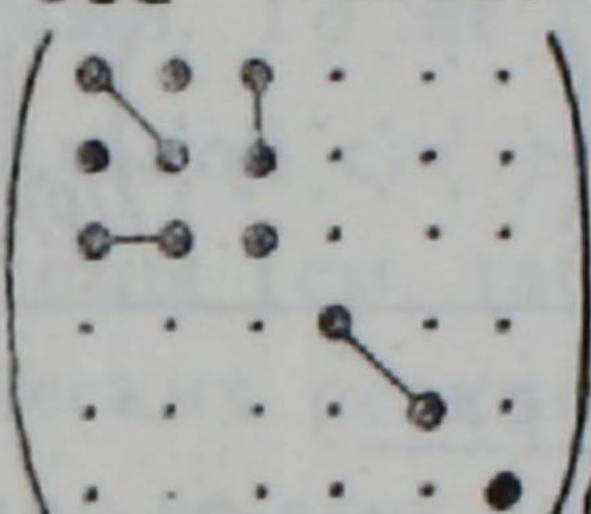
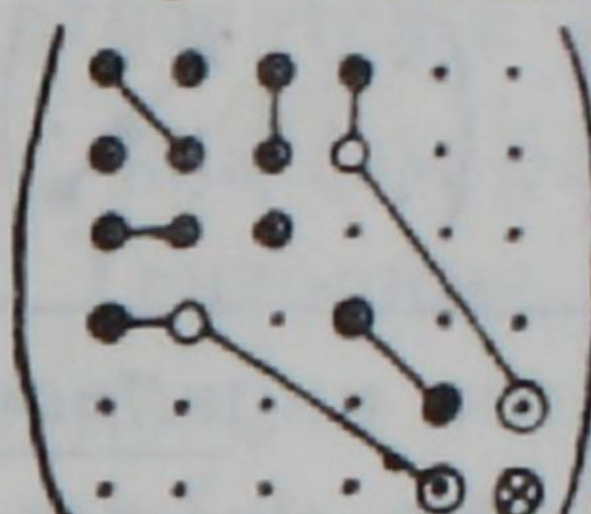
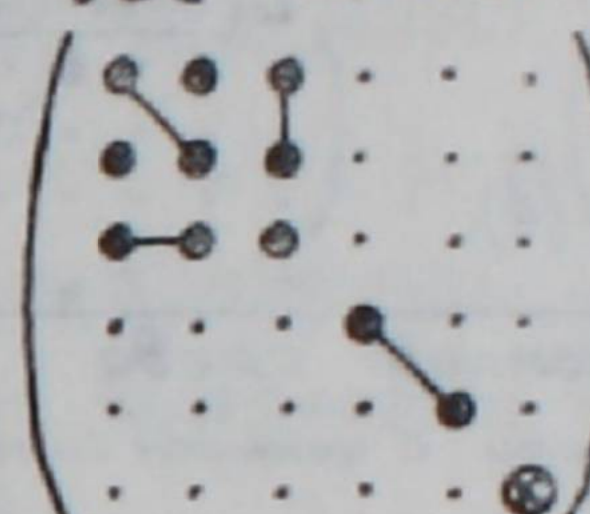
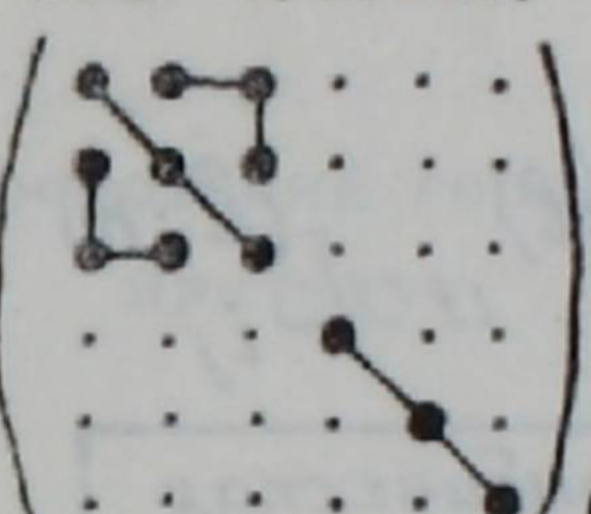
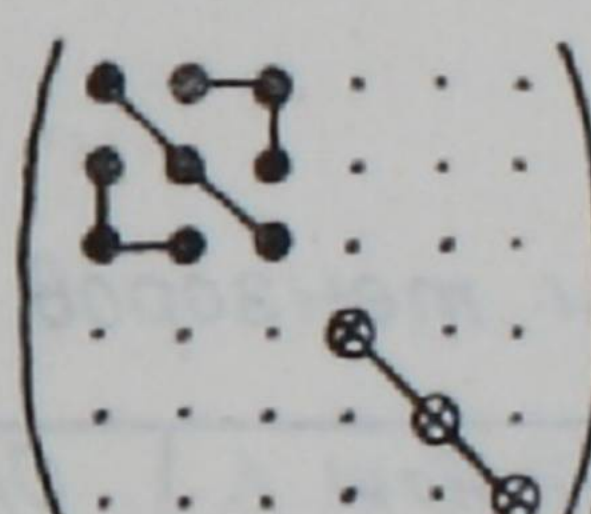
Триклинная система все классы  (21)	Моноклинная система все классы  (13)	Орторомбическая система все классы  (9)
Тетрагональная система все классы  (6)	Тригональная система все классы  (6)	Гексагональная система все классы  (5)
Кубическая система все классы  (3)	Изотропная среда  (2)	Примечание: Матрицы симметричны относительно главной диагонали.

Таблица 2. Матрицы тензоров $L_{ijf}^{(\dot{\epsilon}'; k)}$, $L_{ijf}^{(\dot{\epsilon}'; \vec{v}_k - \vec{v})}$, $L_{ijf}^{(\dot{\epsilon}'; c_k)}$, $L_{ijf}^{(\dot{\epsilon}'; q)}$ и $L_{ijf}^{(\dot{\epsilon}'; \vec{P})}$.

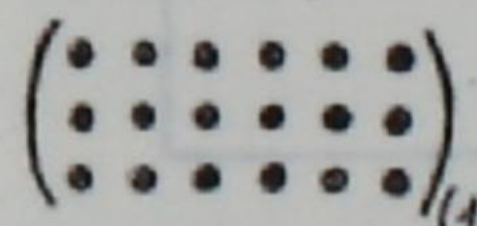
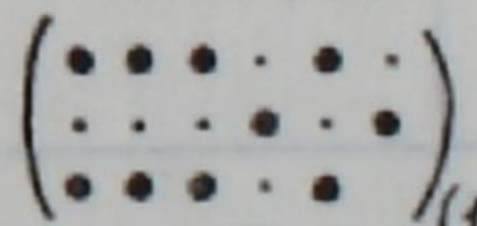
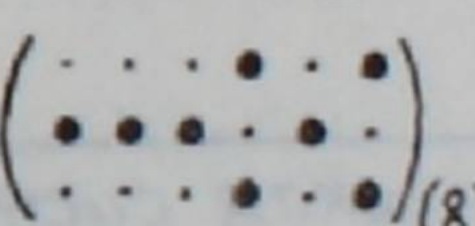
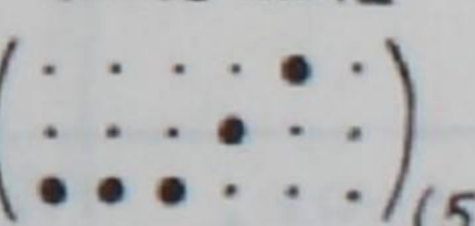
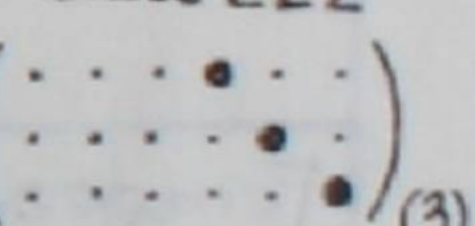
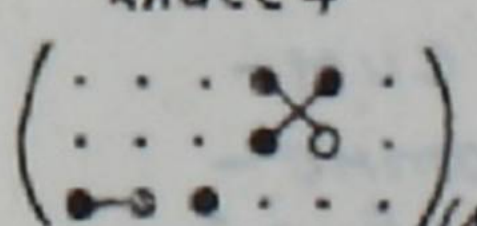
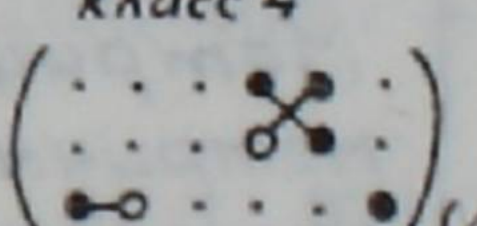
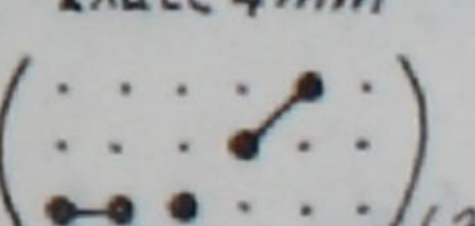
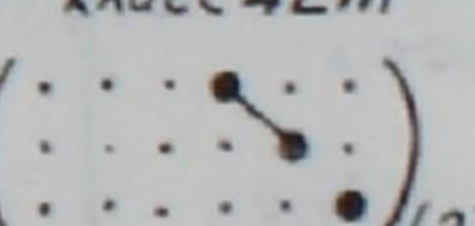
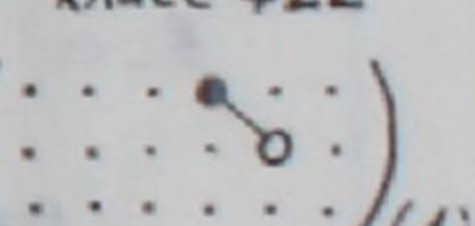
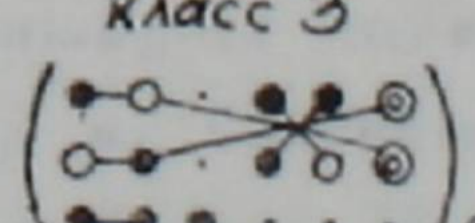
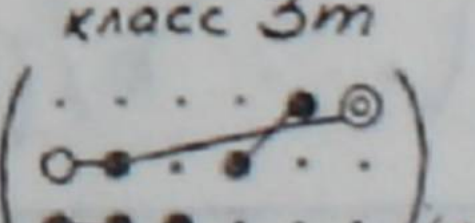
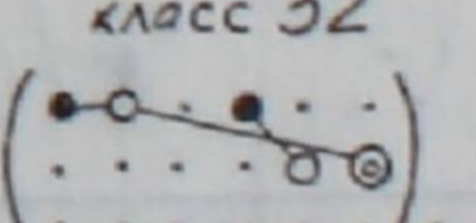
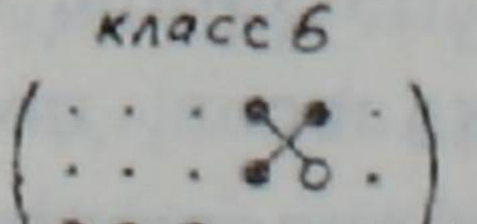
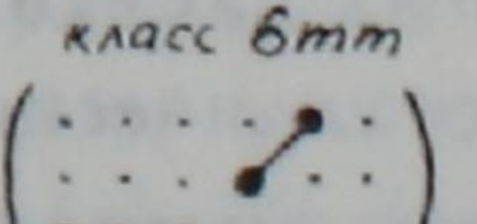
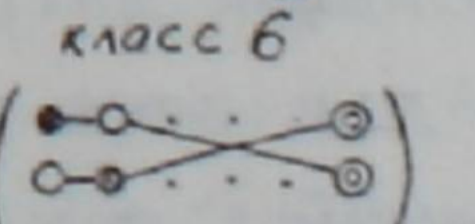
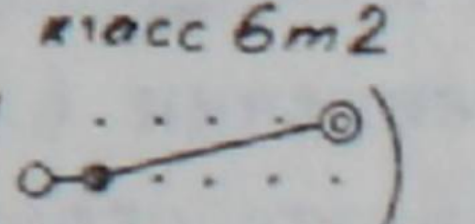
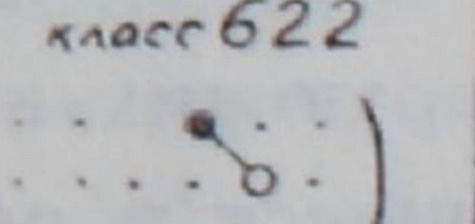
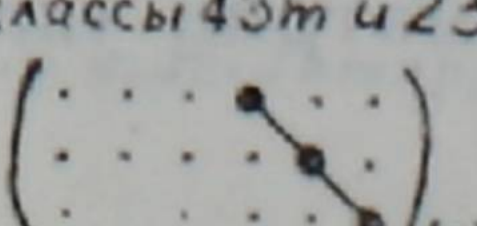
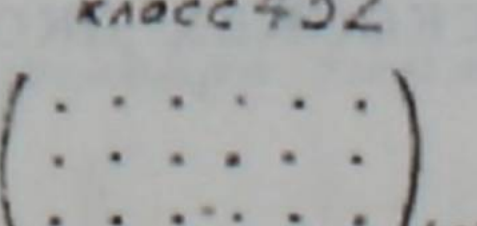
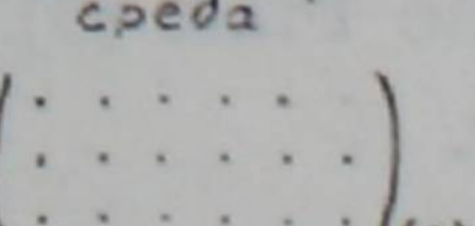
Триклинная система класс 1  (18)	Моноклинная система класс 1  (10)	Моноклинная система класс 2  (8)	Орторомбическая система класс $mm2$  (5)	Орторомбическая система класс 222  (3)
Тетрагональная система класс 4  (4)	Тетрагональная система класс $\bar{4}$  (4)	Тетрагональная система класс $4mm$  (3)	Тетрагональная система класс $\bar{4}2m$  (2)	Тетрагональная система класс 422  (1)
Тригональная система класс 3  (6)	Тригональная система класс $3m$  (4)	Тригональная система класс 32  (2)		
Гексагональная система класс 6  (4)	Гексагональная система класс $6mm$  (3)	Гексагональная система класс $\bar{6}$  (2)	Гексагональная система класс $\bar{6}m2$  (1)	Гексагональная система класс 622  (1)
Кубическая система классы $\bar{4}3m$ и 23  (1)	Кубическая система класс 432  (0)	Центросимметричные классы и изотропная среда  (0)	Примечание: В целях экономии места приведены транспонированные матрицы.	

Таблица 3. Матрицы тензора $L_{ij}^{(\hat{\epsilon}; \vec{m})}$

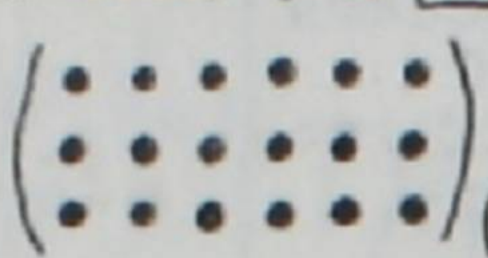
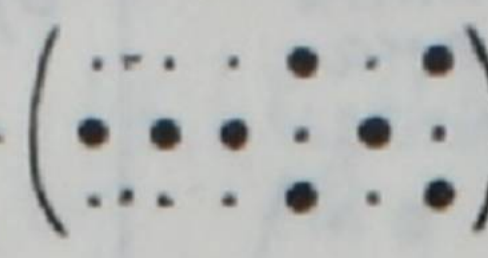
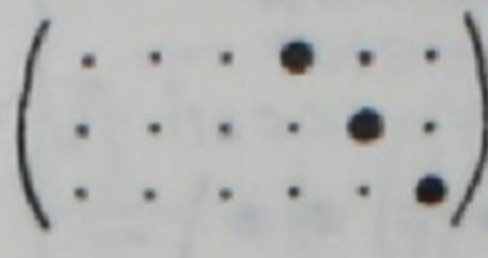
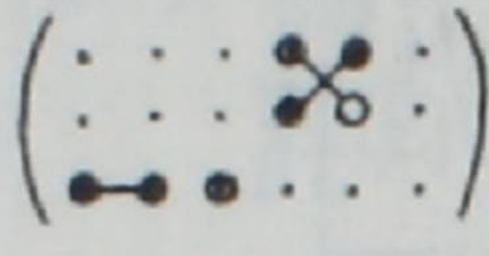
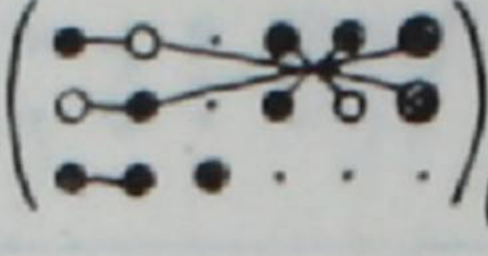
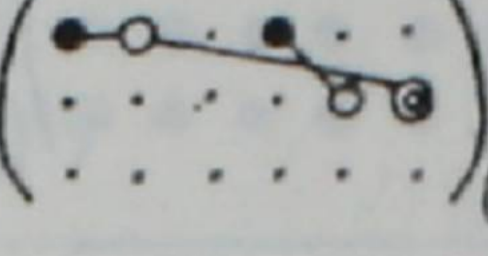
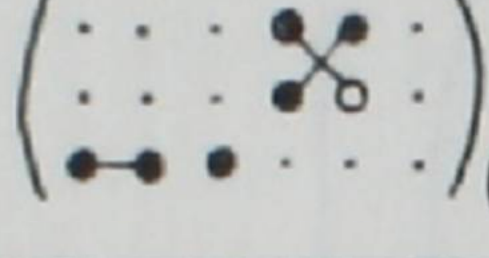
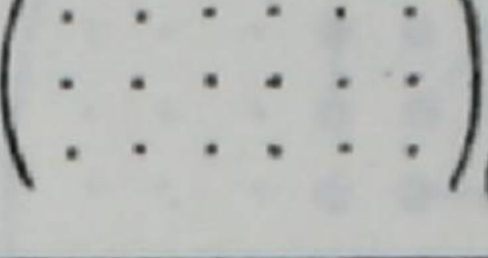
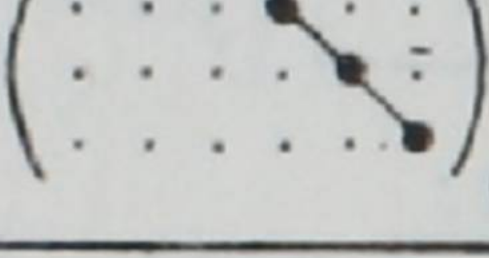
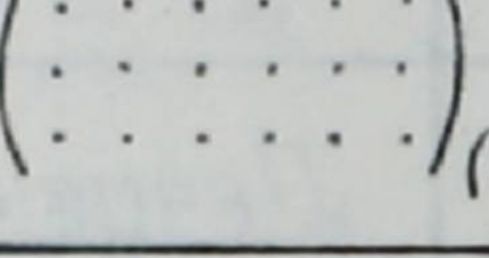
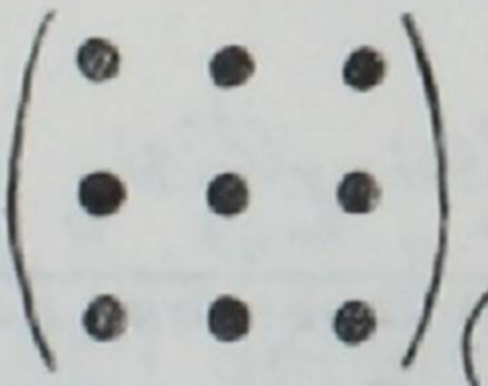
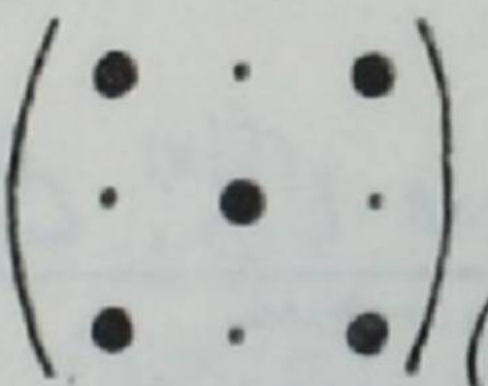
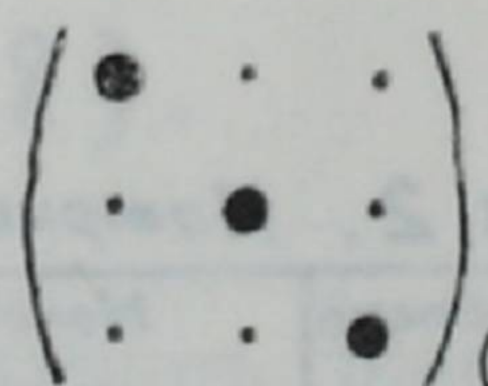
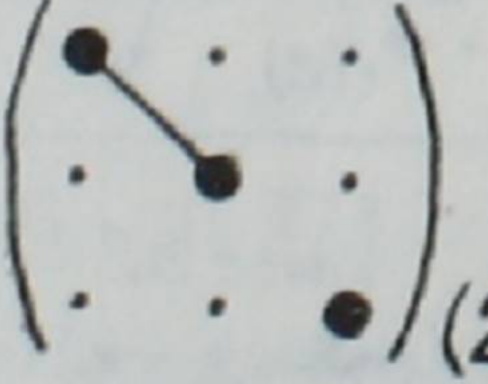
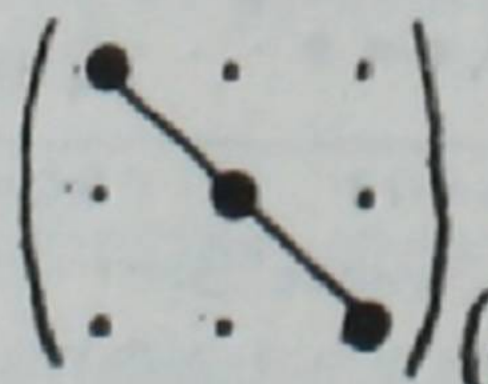
Триклинная система классы 1 и $\bar{1}$ 	Моноклинная система классы 2, m и $2/m$ 	Орторомбическая система классы 222, mmm и mmm 
Тетрагональная система классы 4, $\bar{4}$ и $4/m$ 	Тригональная система классы 3 и $\bar{3}$ 	Орторомбическая система классы 32, 3m и $3m$ 
Гексагональная система классы 6, $\bar{6}$ и $6/m$ 	Кубическая система классы 23 и $m\bar{3}$ 	Орторомбическая система классы 432, $\bar{4}3m$ и $m\bar{3}m$ 
Изотропная среда без центра симметрии с центром симметрии 	Изотропная среда без центра симметрии с центром симметрии 	Примечание: Так же, как и в Таблице 2, приведены транспонированные матрицы. В рамку заключены символы центросимметричных классов.

Таблица 4. Матрицы тензоров $L_{ij}^{(\hat{\epsilon}; \ell)}$ и $L_{ij}^{(\hat{\epsilon}; h)}$

Триклинная система все классы 	Моноклинная система все классы 	Орторомбическая система все классы 
Тетрагональная, тригональная и гексагональная системы все классы 	Кубическая система (все классы) и изотропная среда 	Примечание: Матрицы симметричны относительно главной диагонали.

В заключение приведены таблицы матричных элементов тензоров, фигурирующих в уравнении (37), для всех кристаллических классов, получающиеся в результате ограничений, накладываемых преобразованиями симметрии кристаллов и свойствами симметрии самих тензоров. Обозначения матричных элементов даны по Наю [5]. В скобках около матриц указано число независимых компонент.

Из рассмотрения приведенных таблиц можно сделать следующие выводы. При наличии термодинамических сил с тензорной размерностью, равной единице (градиенты температуры, химического и электрического потенциалов и т. д.), неравновесная деформация возникает лишь в тех кристаллах, в которых разрешен пьезоэффект (см. табл. 2). Если термодинамические силы являются антисимметричными тензорами второго ранга (скорость изменения магнитной индукции, кориолисовы силы и т. д.), неравновесная деформация возникает во всех кристаллах, за исключением классов 432 , $\bar{4}3m$ и $m\bar{3}m$ кубической системы и изотропной среды с центром симметрии. В классах 4 , $\bar{4}$ и $4/m$ тетрагональной системы и классах $\bar{6}$, $\bar{6}$ и $6/m$ гексагональной системы эффект описывается одинаковыми матрицами. То же самое относится к классам 422 , $4mm$, $\bar{4}2m$ и $4/mmm$ тетрагональной системы и классам 622 , $6mm$, $\bar{6}m2$ и $6/mmm$ гексагональной системы (см. табл. 3). Тензорные поля напряжений и скалярные поля химических реакций и радиации вызывают появление неравновесной деформации во всех кристаллах (см. табл. 1 и 4).

Полученные результаты могут быть использованы в исследованиях по экспериментальному обнаружению названных эффектов.

Московский горный
институт

Поступила 18.III.1974

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Е. К. Наими. Анизотропия внутреннего трения реальных кристаллов, Кандидатская диссертация, МГУ, 1971.
2. С. де Гроот, П. Мазур. Неравновесная термодинамика, Изд. Мир, М., 1964.
3. Р. Хаазе. Термодинамика необратимых процессов, Изд. ИЛ, М., 1967.
4. С. М. Хзарджян. Сб. Вопросы технической физики, ВЭМИ, М., 1969, стр. 108.
5. Дж. Най. Физические свойства кристаллов, Изд. ИЛ, М., 1967.

ՌԵԼԱԿՍԱՑԻՈՆ ՊՐՈՑԵՍՆԵՐԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐԻ ՈՉ ՀԱՎԱՍԱՐԱԿՇՈՎԱԾ ԴԵՖՈՐՄԱՑԻԱՆԵՐԻ ՎՐԱ

Է. Ա. ՄԵԼՈՅԱՆ, Ե. Կ. ՆԱԻՄԻ, Ս. Մ. ԽԶԱՐԶՅԱՆ

Աշխատանքում ուսումնասիրված է տարբեր ռելակսացիոն պրոցեսների ազդեցությունը բյուրեղների ոչ հավասարակշռված դեֆորմացիաների վրա, բացահայտված են այն պատճառները, որոնք կարող են առաջացնել առաձգական էներգիայի դիսիպացիա: Բաղմակոմպոնենտ հոծ միջավայրի հավասարումների լրիվ սխտեմի արտածման ժամանակ ենթադրվում է, որ թերմոդինամիկ հավասարակշռության լոկալ պայմանները բավարարված են: Մանրամասն ուսումնասիրված է բյուրեղների սիմետրիայի կետային խմբերի ազդեցությունը անկախ ֆենոմենոլոգիական դործակիցների թվի վրա, որոնք բնութագրում են տվյալ էֆեկտը, և բերված են այդ հաստատունների մատրիցական աղյուսակները բոլոր բյուրեղական դասերի համար: Ստացված տվյալները կարող են օգտագործվել աշխատանքում նշված մի քանի նոր էֆեկտների փորձնական ուսումնասիրությունների ժամանակ:

ON THE INFLUENCE OF RELAXATION PROCESSES ON NONEQUILIBRIUM DEFORMATION OF CRYSTALS

E. A. MELOYAN, E. K. NAIMI, S. M. KHZARDZHYAN

In this paper the complete set of equations of multicomponent continuous medium is derived, on the basis of which the causes leading to the dissipation of elastic energy in crystals are investigated. The influence of point groups of crystal symmetry on the number of independent phenomenological coefficients characteristic for a given effect is discussed in details. These data could be used in the experimental search of effects listed in the paper. The tables of these coefficients for all the crystal classes are given in matrix form.