

УДК 537.533

ОСЛАБЛЕНИЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ И ИОНИЗАЦИИ АТОМОВ ЭЛЕКТРОНАМИ ПРИ ДИФРАКЦИИ В ПОЛИКРИСТАЛЛАХ

С. Л. Дударев, М. И. Рязанов

Путем усреднения динамических уравнений для матрицы плотности по ориентациям кристалла показано, что сечения неупругих столкновений электронов средних энергий в поликристаллическом веществе не совпадают с рассчитанными в газовой модели и заметно отличаются от соответствующих сечений в неупорядоченной (аморфной) среде. Различие сечений зависит от геометрических размеров кристаллических блоков, температуры и заряда ядер атомов вещества и достигает десятков процентов. Полученные результаты указывают на неприменимость газового приближения в задачах электронной спектроскопии и вторичной электронной эмиссии поликристаллических твердых тел.

Принято считать, что вероятность неупругих взаимодействий электронов с атомами в усредненном по ориентациям кристалле совпадает с соответствующей вероятностью в аморфной (неупорядоченной) среде и адекватное описание процессов столкновений в поликристаллическом веществе дает обычно газовое уравнение Больцмана (см., например, [1-3] и цитируемую там литературу). Доказательство этого утверждения в кинематическом приближении теории дифракции на отдельном кристаллическом блоке для частного случая релятивистских электронов дано Тер-Микаеляном [4]. Однако для электронов средних энергий $E_p \sim 1 \div 5$ кэВ, которые чаще всего используют в электронной спектроскопии твердого тела, условия применимости кинематического приближения не выполняются и дифракция на отдельном кристаллическом блоке имеет динамический характер. Как показано ниже, это приводит к тому, что вероятность неупругого рассеяния электрона на большой угол, выход характеристического рентгеновского излучения и Оже-электронов в поликристаллическом веществе может сильно отличаться от рассчитанного в газовой модели.

Ниже решение задачи об усреднении выхода неупругих процессов по ориентациям кристалла найдено с использованием формализма матрицы плотности. Показано, что в различных химических элементах в зависимости от энергии электронов E_p , температуры образца и размера отдельного кристаллического блока усредненная величина сечения неупругих взаимодействий может как превышать, так и быть меньше значения, соответствующего неупорядоченному расположению атомов. Указанное отличие особенно сильно проявляется в области средних энергий электронов, что делает необходимым учет дифракционных явлений во всех видах электронной спектроскопии поликристаллических твердых тел. Задача определения среднего по ориентациям образца выхода вторичных излучений имеет также фундаментальное значение для количественной электронной спектроскопии монокристаллов в связи с проблемой выбора калибровки результатов измерений (см., например, [5]).

1. Усредненное распределение плотности быстрых электронов в кристалле

Вероятность перехода атома из основного в возбужденное состояние является билинейной комбинацией волновых функций $\Psi(\mathbf{r})$ первичного электрона. Поэтому вычисление усредненного сечения неупругого взаимодействия сводится к нахождению средней по ориентациям и толщине кристалла матрицы плотности

$$\langle \rho(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \rangle = \langle \Psi(\mathbf{r}) \Psi^*(\mathbf{r}') \rangle, \quad (1)$$

диагональный элемент которой $\langle \rho(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \rangle$ дает координатное распределение плотности первичных электронов в веществе. При ионизации глубоколежащих внутренних оболочек атомов, когда нелокальностью процесса возбуждения можно пренебречь [6], выход неупругих процессов пропорционален плотности первичных электронов в точке \mathbf{R} , где находится атом $P \sim \langle \rho(\mathbf{R}, \mathbf{R}) \rangle$.

В области средних энергий длина волны электрона λ на порядок меньше межатомного расстояния d и дифракция приводит к отклонению частиц преимущественно на малые углы $\theta \sim \lambda d \ll 1$. В этих условиях для вычисления распределения плотности первичных электронов в веществе можно воспользоваться известной аналогией, существующей между стационарной задачей прохождения электронов через тонкий кристалл и временным уравнением Шредингера с мгновенным включением потенциала в момент $t=0$ [7, 8]. Учитывая, что время t связано с глубиной проникновения в кристалл z соотношением $z=vt$ [7, 8], для усредненного по направлениям падающего потока частиц и толщине кристалла распределения плотности первичных электронов можно написать ($\hbar=1$)

$$\langle \rho(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \rangle = \frac{1}{4\pi T} \int_0^T dt \int d\Omega_{\Pi} \int \frac{d^3 p d^3 p'}{(2\pi)^6} e^{i(p-p') \cdot \mathbf{r}} \rho(\mathbf{p}, \mathbf{p}', t). \quad (2)$$

Стоящая под знаком интеграла в (2) величина $\rho(\mathbf{p}, \mathbf{p}', t)$ представляет собой матрицу плотности быстрых электронов в импульсном представлении. Для падающего на кристалл мононаправленного потока электронов с импульсом Π эта величина представляет собой суперпозицию проходящей волны и волн, отраженных на векторы обратной решетки

$$\rho(\mathbf{p}, \mathbf{p}', t) = (2\pi)^6 \sum_{h, l} \rho_{hl}(t) \delta(\mathbf{p} - \Pi - \mathbf{G}_h) \delta(\mathbf{p}' - \Pi - \mathbf{G}_l), \quad (3)$$

где суммирование по h и l производится по всем векторам обратной решетки кристалла $\{\mathbf{G}_h\}$, а матричные элементы $\rho_{hl}^i(t)$ удовлетворяют временному уравнению Шредингера

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho_{hl} + i(\varepsilon_h - \varepsilon_l) \rho_{hl} = -i \sum_s \Lambda_{hs} \rho_{sl} + i \sum_s \rho_{hs} \Lambda_{sl} \quad (4)$$

с начальным условием

$$\rho_{hl}(0) = \delta_{h0} \delta_{l0}. \quad (4a)$$

В (4) использовано обозначение $\varepsilon_h = (\Pi + \mathbf{G}_h)^2 / 2m$, а величины $\Lambda_{hs} = \Lambda(\mathbf{G}_h - \mathbf{G}_s)$ представляют собой Фурье-компоненты периодического потенциала кристалла

$$\Lambda(\mathbf{G}) = \frac{1}{V_c} \int d^3 r U(\mathbf{r}) e^{-i\mathbf{G}\cdot\mathbf{r}}. \quad (5)$$

Область интегрирования по \mathbf{r} в (5) ограничена пределами одной элементарной ячейки объемом V_c . Температурную зависимость Фурье-компонент потенциала (5) дает обычный фактор Дебая—Уоллера

$$\Lambda(\mathbf{G}) = \Lambda(\mathbf{G})_{\langle u^2 \rangle=0} \exp\left(-\frac{1}{2} G^2 \langle u^2 \rangle\right). \quad (6)$$

Подставляя (3) в (2) и учитывая возникающий при суммировании уравнений для диагональных элементов (4) закон сохранения полной вероятности

$$\sum_h \rho_{hh}(t) = 1, \quad t \geq 0,$$

для усредненного по ориентациям падающего потока частиц распределения плотности первичных электронов можно получить

$$\langle \rho(\mathbf{r}, \mathbf{r}) \rangle = 1 + \sum_{\substack{h, l \\ h \neq l}} \exp(i(\mathbf{G}_h - \mathbf{G}_l) \mathbf{r}) \frac{1}{4\pi T} \int_0^T dt \int d\omega_{\Pi} \rho_{hl}(t). \quad (7)$$

Прежде чем приступить к решению уравнения (4), отметим два важных следствия полученных формул. Во-первых, согласно (7), все отличие усредненного распределения плотности первичных электронов в кристалле от однородного связано только с недиагональными элементами матрицы плотности в импульсном представлении. При переходе к случаю неупорядоченной среды эти матричные элементы обращаются в нуль [9] и $\langle \rho(\mathbf{r}, \mathbf{r}) \rangle = 1$. Во-вторых, как видно из (7), пространственное распределение плотности электронов является периодическим по решетке, что позволяет в дальнейшем ограничиться анализом этого распределения в пределах одной элементарной ячейки.

2. Усредненный выход неупругих процессов при кинематической и динамической дифракции

Для вычисления среднего по ориентациям сечения неупругих процессов в кристаллическом веществе необходимо знать недиагональные элементы $\rho_{hl}(t)$ из (3), (4) при произвольном направлении импульса падающих частиц Π .

В тонком кристалле $T \ll |\Lambda_{10}|^{-1}$ решение (4) можно найти по теории возмущений, рассматривая потенциал взаимодействия Λ_{hl} в качестве малого параметра. Для этого запишем (4) в интегральной форме

$$\rho_{hl}(t) = \delta_{ho} \delta_{lo} - i \int_0^t d\tau e^{-i(\mathbf{G}_h - \mathbf{G}_l) \cdot (\mathbf{r} - \mathbf{r}')} \sum_s (\Lambda_{hs} \rho_{sl} - \rho_{hs} \Lambda_{sl}). \quad (8)$$

Первая, линейная по Λ_{hs} итерация (8) дает

$$\rho_{hl}^{(1)}(t) = \delta_{lo} \frac{\Lambda_{ho}}{\varepsilon_h - \varepsilon_o} (e^{-i(\mathbf{G}_h - \mathbf{G}_o) \cdot \mathbf{r}} - 1) + \delta_{ho} \frac{\Lambda_{ol}}{\varepsilon_l - \varepsilon_o} (e^{i(\mathbf{G}_l - \mathbf{G}_o) \cdot \mathbf{r}} - 1) + 0 (\Lambda_{lo} t). \quad (9)$$

Интегрирование (9) по направлению импульса падающих на кристалл электронов $d\omega_{\Pi}$ удобно производить в сферических координатах, выбирая ось z вдоль вектора обратной решетки. Результат интегрирования при $t \gg d/v$ имеет вид

$$\frac{1}{4\pi} \int d\omega_{\Pi} \rho_{hl}^{(1)}(t) = -i \delta_{lo} \Lambda_{ho} \left(\frac{\pi m}{2\Pi G_h} - i \frac{m}{2\Pi^2} \right) + i \delta_{ho} \Lambda_{lo} \left(\frac{\pi m}{2\Pi G_l} + i \frac{m}{2\Pi^2} \right). \quad (10)$$

Подставляя (10) в (7), нетрудно получить усредненное распределение плотности первичных электронов в элементарной ячейке тонкого кристалла $T \ll |\Lambda_{10}|^{-1}$

$$\langle \rho(\mathbf{r}, \mathbf{r}) \rangle = 1 - \frac{m}{\Pi^2} \sum_{\mathbf{h} \neq 0} \Lambda_{ho} e^{i\mathbf{G}_h \cdot \mathbf{r}} = 1 - \frac{1}{i2E_p} \left\{ U(\mathbf{r}) - \frac{1}{V_c} \int_{V_c} U(\mathbf{r}') d^3r' \right\}. \quad (11)$$

Как видно из (11), в тонком кристалле (или в поликристаллическом веществе с малым размером блока $d \ll L < v |\Lambda_{10}|^{-1}$) максимального значения усредненная плотность первичных электронов достигает в ми-

нимумах электростатического потенциала, т. е. в точках расположения атомов вещества. Выход неупругих процессов по сравнению с неупорядоченной средой при этом, очевидно, увеличивается, причем относительная величина эффекта имеет порядок \bar{C}/E_p , что в области средних энергий электронов составляет 5—10 %. Аналогичная (11) формула для усредненного по ориентациям распределения плотности волнового поля имеет место также для рентгеновского излучения и γ -квантов, дифракция которых в поликристаллах всегда имеет кинематический характер (обозначения совпадают с использованными в [10])

$$\langle |E(\mathbf{r})|^2 \rangle \simeq 1 - \frac{2\pi e^2}{m\omega^2} \left[n(\mathbf{r}) - \frac{1}{V_c} \int n(\mathbf{r}') d^3r' \right]. \quad (12)$$

Однако в отличие от рассмотренного выше случая электронов средних энергий поправка к однородному распределению в (12) имеет порядок 10^{-5} и лежит за пределами точности экспериментальных наблюдений. Решение системы уравнений (4) в толстом кристалле $T > |\Lambda_{10}|^{-1}$ обычно требует учета от 10 до 30 дифрагированных волн и допускает аналитическое исследование лишь для высокосимметричных ориентаций [11]. Однако для ряда химических элементов при выполнении условия «слабой связи»

$$G_1^2/2m|\Lambda_{10}| \gg 1 \quad (13)$$

в системе уравнений (4) можно ограничиться учетом небольшого числа векторов обратной решетки. Ниже для расчета $\langle \rho(\mathbf{r}, \mathbf{r}) \rangle$ при $T > |\Lambda_{10}|^{-1}$ в кристалле с центром инверсии использовано трехволновое приближение. Другими словами, в разложении

$$\langle \rho(\mathbf{r}, \mathbf{r}) \rangle = 1 + 2\delta_1 \cos(\mathbf{G}_1 \mathbf{r}) + 2\delta_2 \cos(\mathbf{G}_2 \mathbf{r}) + \dots \quad (14)$$

мы ограничимся вычислением первого коэффициента δ_1 . В трехволновом приближении в формуле (7) необходимо учесть дифракционные отражения на векторы $+\mathbf{G}$ и $-\mathbf{G}$, что соответствует матричным элементам $\rho_{01}(t)$ и $\rho_{0,-1}(t)$. Выберем ось z сферической системы координат вдоль вектора \mathbf{G} и рассмотрим направления импульса Π , для которых $\Pi G \cos \vartheta \leq 0$. В этой области изменения полярных углов при выполнении условия (13) для матричных элементов $\rho_{00}(t)$, $\rho_{11}(t)$ и $\rho_{01}(t)$ справедливы формулы двухволнового приближения [12]

$$\begin{aligned} \rho_{01}(t) = \rho_{10}^*(t) &= -\frac{1}{2} \frac{y}{1+y^2} [1 - \cos(2|\Lambda_{10}| \sqrt{1+y^2}t)] - \\ &- \frac{i}{2} \frac{1}{\sqrt{1+y^2}} \sin(2|\Lambda_{10}| \sqrt{1+y^2}t), \\ \rho_{11}(t) = 1 - \rho_{00}(t) &= \frac{1}{2(1+y^2)} [1 - \cos(2|\Lambda_{10}| \sqrt{1+y^2}t)], \end{aligned} \quad (15)$$

где

$$y = (\epsilon_1 - \epsilon_0)/2\Lambda_{10} = (\Pi G \cos \vartheta + G^2/2)/2m\Lambda_{10}, \quad \Lambda_{10} < 0.$$

Отбрасывая исчезающие при усреднении по времени при $T \gg |\Lambda_{10}|^{-1}$ осциллирующие слагаемые и интегрируя $\rho_{01}(t)$ по полярному углу ϑ от $\pi/2$ до π , получим

$$\frac{1}{4\pi T} \int_0^T dt \int d\Omega \rho_{01}(t) = -\frac{m|\Lambda_{10}|}{G\Pi} \ln\left(\frac{2\Pi}{G}\right). \quad (16)$$

Недиагональный элемент $\rho_{0,-1}(t)$ в области углов $-1 \leq \cos \vartheta \leq 0$ является малой величиной, которую можно найти из (8) в линейном по Λ_{hs} приближении, подставив в правую часть (8) выражения (15). Усредняя $\rho_{0,-1}(t)$ по времени, находим

$$\frac{1}{T} \int_0^T dt \varphi_{0,-1}(t) = \frac{\Lambda_{0,-1}}{(\varepsilon_0 - \varepsilon_{-1})} \left[1 - \frac{1}{2(1+y^2)} \right]. \quad (17)$$

Интегрирование (17) по полярному углу приводит к соотношению

$$\frac{1}{4\pi T} \int_0^T dt \int d\Omega \rho_{0,-1}(t) = \frac{m |\Lambda_{10}|}{G\Pi} \ln \left(\frac{2(\Pi + G)}{G} \right) - \frac{\pi m^2 \Lambda_{10}^2}{\Pi G^3}, \quad (18)$$

суммирование которого с (16) позволяет написать окончательную формулу для усредненного по ориентациям распределения плотности первичных электронов в элементарной ячейке толстого кристалла $T \gg |\Lambda_{10}|^{-1}$

$$\langle \rho(\mathbf{r}, \mathbf{r}) \rangle = 1 - 2 \left\{ \frac{m \Lambda_{10}}{\Pi^2} + \frac{\pi m^2 \Lambda_{10}^2}{\Pi G^3} \right\} \cos(G_1 \mathbf{r}) + \dots \quad (19)$$

Первое слагаемое в фигурных скобках (19) совпадает с кинематическим результатом (11). Второе, квадратичное по потенциалу и имеющее противоположный знак, слагаемое возникает вследствие динамических эффектов рассеяния. Это слагаемое, особенно существенное для дифракционных отражений низких порядков, описывает уменьшение плотности первичных электронов в местах расположения атомов кристалла и соответственно приводит к ослаблению неупругих взаимодействий. Как видно из формул (11) и (19), в поликристаллических веществах величина среднего по ориентациям сечения неупругого взаимодействия электрона средней энергии с атомами сильно зависит от характерного размера кристаллического блока и может заметно отличаться от соответствующего сечения в неупорядоченной (аморфной) среде. При этом для веществ с малым размером блока $L \ll v |\Lambda_{10}|^{-1}$ (в области средних энергий этому соответствует масштаб $v |\Lambda_{10}|^{-1} \sim 1 \div 5$ нм) усредненное сечение неупругих взаимодействий на 5—10 % превышает соответствующее значение для аморфной среды. В веществах с крупными блоками $L \gg v |\Lambda_{10}|^{-1}$ имеет место обратный эффект — относительное уменьшение интенсивности неупругих взаимодействий. При равенстве геометрических размеров блока и длины экстинкции $L \sim v |\Lambda_{10}|^{-1}$ величина дифракционной поправки мала $\langle \rho(\mathbf{r}, \mathbf{r}) \rangle \approx 1$. Поэтому в дальнейшем мы ограничимся обсуждением кинематического и динамического предельных случаев (11) и (19).

3. Обсуждение результатов

Причину возникающей вследствие дифракции сложной зависимости локализации усредненной плотности первичных электронов (11) и (19) на атомах вещества от энергии частиц $E_p = \Pi^2/2m$, величины потенциала взаимодействия $\Lambda(G)$ и температуры можно понять из рассмотрения эволюции волнового поля электронов в кристалле. В поверхностной области толщиной порядка нескольких монослоев $L \ll v |\Lambda_{10}|^{-1}$ из падающей плоской волны формируется неоднородное распределение плотности с максимумами в местах расположения атомов вещества (см., например, графическую иллюстрацию, приведенную в [13]). Соответствующее усредненное по ориентациям распределение плотности первичных электронов имеет вид (11). В развитом режиме динамической дифракции $L \gg v |\Lambda_{10}|^{-1}$ картина взаимодействия потока электронов с кристаллом представляет собой результат суммирования независимых вкладов блоховских состояний, описывающих движение частиц в плоскости, перпендикулярной начальному импульсу Π . При этом основной вклад в интеграл по углам (16)—(18) дает группа так называемых надбарьерных состояний [7, 14], локализованных в межплоскостных пространствах и испытывающих ослабленное взаимодействие с электронами внутренних оболочек и атомными ядрами. Преобладающая роль надбарьерных состояний становится особенно очевидной при учете влияния неупругого рассеяния на движение

электронов в кристалле. Действительно, неупругие столкновения в первую очередь выводят частицы из подбарьерных, локализованных на ядрах, состояний, что немедленно ведет к общему уменьшению атомных сечений возбуждения и ионизации. Рассмотрим подробнее случай динамической дифракции (19).

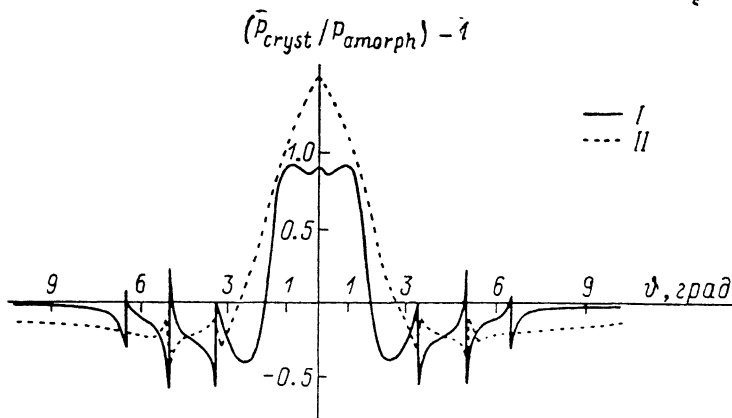
При низких энергиях электронов в легких химических элементах преобладающим является первое слагаемое в фигурных скобках (19) и выход неупругих процессов взаимодействия электронов с атомами увеличен. При высоких энергиях, напротив, коэффициент δ_1 из (14) отрицателен и относительная величина сечения возбуждения атомов в поликристалле оказывается меньше единицы. Минимального значения, равного

$$(\delta_1)_{\min} = -\frac{\pi^2 \lambda}{4} \left(\frac{m |\Lambda_{10}|}{G^2} \right)^3. \quad (20)$$

коэффициент в фигурных скобках (19) достигает при

$$(E_p)_{\min} = \frac{G^2}{2m} \left(\frac{2G^2}{\pi m |\Lambda_{10}|} \right)^2. \quad (21)$$

Величина $G^2/2m$ составляет обычно несколько десятков электронвольт и для тяжелых химических элементов, где $G^2/m |\Lambda_{10}| \sim 1$, $(E_p)_{\min}$ лежит



Средняя по толщине кристалла плотность первичных электронов в области локализации ядер атомов как функция угла наклона потока частиц с энергиями $E_p = 8$ кэВ к системе атомных плоскостей Al (111) (I) и Au (111) (II).

Фурье-компоненты периодического потенциала взяты из таблиц [15].

в области низких энергий $(E_p)_{\min} \sim 100$ эВ. Поэтому у веществ с большим зарядом ядра Z и состоящих из крупных кристаллических блоков практически во всей области средних энергий электронов $E_p \sim 1 \div 5$ кэВ выход неупругих процессов из поликристаллического образца может быть заметно (на 10—20 %) ниже своего аморфного предела. Для легких химических элементов типа кремния $|\delta_{\min}| \ll 1$ и вероятность ионизации атомов в поликристалле независимо от размера блока почти не отличается от соответствующей вероятности в неупорядоченной (аморфной) среде. С повышением температуры, согласно (6) и (20), дифракционные эффекты постепенно исчезают, что сопровождается ростом $(E_p)_{\min}$ из (21).

Для иллюстрации сильной зависимости относительной величины сечения неупругих процессов от заряда ядра Z и значений Фурье-компонент периодического потенциала $\Lambda(G)$ из (5) на рисунке приведены результаты численного расчета усредненной по толщине кристалла при $L \gg v |\Lambda_{10}|^{-1}$ плотности первичных электронов в местах расположения атомов для систем кристаллографических плоскостей (111) алюминия ($Z=13$) и золота ($Z=79$). Параметры решетки алюминия и золота совпадают с точностью 1 %, поэтому все различие кривых связано исключительно с различием

значений Λ (G), которые для Al и Au, согласно [15], отличаются приблизительно в три раза. Как видно из этого рисунка, зависимость локализации плотности первичных электронов вблизи ядер атомов от угла наклона θ импульса падающих частиц Π к атомным плоскостям в области больших углов $\theta > 5^\circ$ у золота лежит заметно ниже соответствующей зависимости для алюминия, что при усреднении по углу приводит к соотношению типа (19). (Во избежание недоразумений отметим, что полный интеграл по углу θ от изображенных на рисунке функций отрицателен).

Таким образом, проведенное выше усреднение динамических уравнений для элементов матрицы плотности по ориентациям и геометрическим размерам кристаллических блоков приводит к выводу, что в области средних энергий электронов сечения неупругих процессов возбуждения и ионизация атомов и связанное с ними рассеяние на большие углы, выход Оже-электронов и т. д. в поликристаллическом веществе не совпадают с рассчитанными в газовой модели и заметно отличаются от соответствующих сечений в неупорядоченной (аморфной) среде. Величина эффекта зависит от энергии электронов, геометрического размера кристаллических блоков, температуры и заряда ядер атомов вещества, увеличиваясь при переходе от легких к тяжелым химическим элементам.

Л и т е р а т у р а

- [1] Калашников Н. П., Ремизович В. С., Рязанов М. И. Столкновения быстрых заряженных частиц в твердых телах. М.: Атомиздат, 1980. 272 с.
- [2] Бронштейн И. М., Васильев А. А., Пронин В. П., Хинич И. И. Изв. АН СССР. Сер. физ., 1985, т. 49, № 9, с. 1755—1759.
- [3] Баграев Н. Т., Гусаров А. И., Машков В. А. ЖЭТФ, 1987, т. 93, № 2, с. 652—667.
- [4] Тер-Микаелян М. Л. ЖЭТФ, 1953, т. 25, № 3, с. 289—295.
- [5] Гомоюнова М. В., Заславский С. Л., Пронин И. И. ФТТ, 1978, т. 20, № 12, с. 3645—3653; 1982, т. 24, № 2, с. 390—395.
- [6] Дударев С. Л., Рязанов М. И. ФТТ, 1987, т. 29, № 2, с. 612—614.
- [7] Каган Ю., Кононец Ю. В. ЖЭТФ, 1970, т. 58, № 1, с. 226—244.
- [8] Gratias D., Portier R. Acta Cryst. A, 1983, vol. 39, N 4, p. 576—584.
- [9] Мигдал А. Б. ДАН СССР, 1955, т. 105, № 1, с. 77—79.
- [10] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 620 с.
- [11] Вергасов В. Л., Чуховский Ф. Н., Пинскер З. Г. Кристаллография, 1987, т. 32, № 3, с. 575—585.
- [12] Дударев С. Л., Рязанов М. И. ЖЭТФ, 1983, т. 85, № 5, с. 1748—1756.
- [13] Гомоюнова М. В., Константинов О. В., Шмулевич И. А. Изв. АН СССР. Сер. физ., 1982, т. 46, № 12, с. 2308—2311.
- [14] Каган Ю. М., Бабаханян Э. А., Кононец Ю. В. Письма в ЖЭТФ, 1980, т. 31, № 12, с. 776—780.
- [15] Radi G. Acta Cryst. A, 1970, vol. 26, N 1, p. 41—56.

Московский
инженерно-физический институт
Москва

Поступило в Редакцию
15 февраля 1988 г.