Для систем такой симметрии наличие развитых критических флуктуаций может приводить к изменению рода фазового перехода со второго на первый с небольшим скачком параметра порядка. Наличие или отсутствие условий для этого явления должно быть чувствительно к технологии приготовления образцов. С этим обстоятельством, возможно, связаны имеющиеся в литературе разногласия по вопросу о роде структурного фазового перехода в керамике $YBa_2Cu_3O_{6.5+x}$ (см., например, [11]).

Литература

[1] *Wu M. K., Ashburn J. R.* et al. Phys. Rev. Lett., 1987, vol. 58, N 9, p. 908—910.
[2] *Tsurumi S., Hikita M.* et al. Jap. J. Appl. Phys., 1987, vol. 26, N 5, p. L856—L857.
[3] *Блиновсков Я. Н., Леонидов И. А.* и др. Письма в ЖЭТФ, 1987, т. 46 (Приложение), с. 11—14.
[4] *Андреев А. В., Бурханов А. М.* и др. Письма в ЖЭТФ, 1987, т. 46 (Приложение), с. 192—195.
[5] *Буш А. А., Гордеев С. Н.* и др. Письма в ЖЭТФ, 1987, т. 46 (Приложение), с. 204—207.
[6] *Shindo D., Hiraga K.* et al. Jap. J. Appl. Phys., 1987, vol. 26, N 10, p. L1667—L1669.
[7] *Будько С. Л., Гапотченко А. Г.* и др. Письма в ЖЭТФ, 1987, т. 46 (Приложение), с. 226—227.
[8] *Omori M., Tomiyoshi S.* et al. Jap. J. Appl. Phys., 1987, vol. 26, N 8, p. L1421—L1423.
[9] *Сухаревский Б. Я., Шаталова Г. Е.* и др. ФНТ, 1987, т. 13, № 9, с. 992—995.
[10] *Jorgensen J. D., Beno M. A.* et al. Phys. Rev. B, 1987, vol. 36, N 7, p. 3608—3616.
[11] *Ng H. K.* et al. Sol. St. Commun., 1988, vol. 65, N 1, p. 63—66.

Донецкий физико-технический
институт АН УССР
Донецк

Поступило в Редакцию
1 июня 1988 г.

УДК 548.4 : 539.2

Физика твердого тела, том 30, в. 12, 1988
Solid State Physics, vol. 30, N 12, 1988

К УТОЧНЕНИЮ ЗАКОНОВ НАСЛЕДОВАНИЯ ДЕФЕКТОВ ПРИ БОЛЬШИХ ОДНОРОДНЫХ ДЕФОРМАЦИЯХ

В. А. Стрельцов

В работах [1-5] была сформулирована континуальная теория наследования дефектов и их плотностей при превращениях твердого тела. Под превращением понимается либо фазовое превращение мартенситного (бездиффузионного) типа, либо сжатие высоким и сверхвысоким гидростатическим давлением. Одним из основных следствий теории явились законы преобразования дефектов твердого тела после изменения метрики пространства, которая соответствует однородной деформации. Полученные общие законы преобразования, или законы наследования одиночных дисклинаций с вектором Франка $\mathbf{\Omega}$ и дислокаций (в среде с дисклинациями) с вектором Бюргерса $\mathbf{B}$, по необходимости включали в себя соответствующие добавки $\mathbf{\Omega}^*$ и $\mathbf{B}^*$

$$\Omega_k = \frac{K_{ik}}{|K|}\left(\Omega_i^{(0)} + \Omega_i^*\right), \qquad B_k = K_{ik}\left(B_i^{(0)} + B_i^*\right), \tag{1}$$

которые появляются из-за взаимодействия дисклинаций, находившихся изначально в теле, с однородной деформацией. Эти добавки определяются так [1-5]:

$$\Omega_i^* = \oint\limits_L d\omega_i^*, \qquad \omega_i^* = e_{inm} u_{np}^{(0)} G_{pm}, \tag{2а}$$

$$B_i^* = -e_{qnm} x_m \left[K_{pn}^{-1} K_{pi}^{-1} \left(\Omega_q^{(0)} + \Omega_q^* + \Omega_n^{(0)} \delta_{iq}\right]\right. \tag{2б}$$

Здесь и далее верхний индекс «о» будет закреплен за величинами, определяемыми до прохождения однородной деформации; интегрирование проводится вокруг любого L замкнутого контура вокруг линии дисклинации; e_{inm} — тензор Леви—Чивита; $\hat{u}^{(0)}$ — дисторсия, создаваемая дисклинацией с вектором Франка $\mathbf{\Omega}^{(0)}$; $\hat{K}$ — матрица, содержащая основную информацию о деформации решетки или элементарного объема после превращения тела [1, 3]. Из матрицы $\hat{K}$ строятся метрический тензор $g_{ik}=K_{in}K_{kn}$ и тензор деформаций $G_{ik}=(g_{ik}-\delta_{ik})/2$, причем, поскольку деформация однородная, выполняется условие $\partial\hat{K}/\partial x_i=0$.

Выражения (2) могут быть уточнены и упрощены при выполнении требования

$$\oint\limits_L d\varepsilon_{pq}^{(0)}=0, \qquad \varepsilon_{pq}^{(0)}=\frac{1}{2}\left(u_{pq}^{(0)}+u_{qp}^{(0)}\right). \tag{3}$$

Соотношение (3) проверяется непосредственно для прямолинейной дисклинации или дисклинационной круговой петли. Для этого необходимо, например, воспользоваться соответствующими формулами для полей дисторсий $\hat{u}^{(0)}$, приведенными в [6]. По-видимому, условие (3) выполняется и в общем случае, если учесть, что упругая деформация $\hat{\varepsilon}^{(0)}$ в отличие от дисторсии является термодинамическим параметром состояния, физически наблюдаема и, следовательно, не допускает скачка при обходе по контуру L. Выполнение требования (3) позволяет непосредственно вычислить величины $\mathbf{\Omega}^*$ и $\mathbf{B}^*$ из (2)

$$\Omega_i^*=\frac{1}{2}\left(g_{nn}\delta_{is}-g_{is}\right)\Omega_s^{(0)}-\Omega_i^{(0)}\equiv\frac{1}{2}\left(g_{nn}-3\right)\Omega_i^{(0)}-G_{ik}\Omega_k^{(0)}, \tag{4а}$$

$$B_i^*=-e_{qnm}x_m\left[\frac{1}{2}K_{pi}^{-1}K_{pn}^{-1}\left(g_{kk}\delta_{qs}-g_{qs}\right)+\delta_{iq}\delta_{ns}\right]\Omega_s^{(0)}. \tag{4б}$$

Видно, что добавка к вектору Франка $\mathbf{\Omega}^*$ определяется лишь заданием $\mathbf{\Omega}^{(0)}$ и метрики $\hat{g}$, или матрицы $\hat{K}$.

Укажем также закон изменения линии дислокации (дисклинации), которая характеризуется единичным вектором τ

$$\tau_k=\frac{K_{ik}\tau_i^{(0)}}{\left(g_{ik}\tau_i^{(0)}\tau_k^{(0)}\right)^{1/2}}. \tag{5}$$

Знание характеристик (1) и линии (5) полностью решает задачу о наследовании линейного дефекта в континуальной теории наследования и позволяет строить статику и динамику унаследованных дефектов.

Дальнейшее уточнение соотношений (4) связано с конкретизацией вида однородной большой деформации, или иначе, вида матрицы $\hat{K}$. Можно предложить три простейших вида матрицы $\hat{K}$, из которых оказывается возможным смоделировать любую однородную деформацию и соответствующую ей метрику $\hat{g}$. Каждому виду $\hat{K}^{(n)}$ $(n=1, 2, 3)$ соответствует свой вид $\hat{g}^{(n)}$

$$K_{ik}^{(1)}=\delta_{ik}+tn_in_k, \qquad g_{ik}^{(1)}=\delta_{ik}+(2t+t^2)\,n_in_k, \tag{6а}$$

$$K_{ik}^{(2)}=\delta_{ik}+s_in_k, \qquad g_{ik}^{(2)}=\delta_{ik}+s_in_k+s_kn_i+s_is_k, \tag{6б}$$

$$K_{ik}^{(3)}=\varkappa\delta_{ik}, \qquad g_{ik}^{(3)}=\varkappa^2\delta_{ik}. \tag{6в}$$

Диадные тензоры tn_in_k и s_in_k описывают соответственно дисторсию t вдоль направления $\mathbf{n}$ и чистый сдвиг вдоль вектора $\mathbf{s}$ по отношению к вектору нормали $\mathbf{n}$. Масштабный множитель $\varkappa$ описывает масштабное преобразование. Каждому из соотношений (6) соответствуют свой вид $\mathbf{\Omega}^*$ из (4а) и свой закон наследования $\mathbf{\Omega}$ из (1):

$$\Omega_k^*=\frac{2t+t^2}{2}\left(\Omega_k^{(0)}-n_kn_n\Omega_n^{(0)}\right), \qquad \Omega_k=\frac{t^2}{2(1+t)}\left(\Omega_k^{(0)}-n_kn_n\Omega_n^{(0)}\right)+\Omega_k^{(0)}; \tag{7а}$$

$$\Omega_k = \frac{2\alpha + s^2}{2} \Omega_k^{(0)} - \frac{1}{2} (s_k n_n + n_k s_n + s_k s_n) \Omega_n^{(0)}, \quad \Omega_k = \Omega_k^{(0)} +$$

$$+ \frac{1}{2(1+\alpha)} [s^2 \Omega_k^{(0)} - (s_k + s^2 n_k)(n_n \Omega_n^{(0)} + s_n \Omega_n^{(0)}) + (1 + \alpha + s^2) n_k n_n \Omega_n^{(0)}]; \tag{7б}$$

$$\Omega_k^* = (\alpha^2 - 1) \Omega_k^{(0)}, \quad \Omega_k = \Omega_k^{(0)}, \tag{7в}$$

где приняты обозначения $\alpha = s_n n_n$, $s^2 = s_n s_n$.

Задаваясь видами $\hat{K}$ и $\hat{g}$ из (6), не представляет труда уточнить величину B^*, а также провести анализ всех законов наследования для точечных, линейных дефектов и их плотностей, которые приводятся в работах [1-5]. Это позволит более определенно представить себе характер наследования дефектов при конкретных бездиффузионных превращениях или при гидростатическом сжатии высоким и сверхвысоким давлением произвольно анизотропного тела, содержащего дефекты.

Полученные результаты совместно с данными работ [1-5] позволяют построить теорию формирования гетерофазной структуры при фазовых превращениях в реальных твердых телах. Основные контуры такой теории и следствия из нее предложены в работах [7, 8]. Указанные принципы наследования дисклинации позволяют количественно рассмотреть эффект наследования дисклинации при двойниковании, обсуждаемый в работе [9].

Литература

[1] *Стрельцов В. А.* ФТТ, 1985, т. 27, № 6, с. 1718—1722.
[2] *Стрельцов В. А.* ФТТ, 1985, т. 27, № 12, с. 3713—3715.
[3] *Стрельцов В. А.* ФММ, 1987, т. 63, № 1, с. 17—23.
[4] *Стрельцов В. А.* ФММ, 1987, т. 64, № 4, с. 672—678.
[5] *Streltsov V. A.* Phys. St. Sol. (a), 1985, vol. 91, N 1, p. 89—98.
[6] *Лихачев В. А., Хайров Р. Ю.* Введение в теорию дисклинаций. Л., 1975. 184 с.
[7] *Стрельцов В. А.* УФЖ, 1987, т. 32, № 9, с. 1420—1426.
[8] *Стрельцов В. А.* ФТТ, 1986, т. 28, № 12, с. 3728—3731.
[9] *Рыбин В. В.* Большие пластические деформации и разрушение металлов. М.: Металлургия, 1986. 222 с.

Донецкий физико-технический институт АН УССР
Донецк

Поступило в Редакцию
29 марта 1988 г.
В окончательной редакции
22 июня 1988 г.

УДК 537.533.73 : 548.74

Физика твердого тела, том 30, в. 12, 1988
Solid State Physics, vol. 30, № 12, 1988

РОЛЬ МНОГОВОЛНОВОЙ ДИФРАКЦИИ В АСИММЕТРИИ КАРТИН КАНАЛИРОВАНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ОТ НЕЦЕНТРОСИММЕТРИЧНЫХ МОНОКРИСТАЛЛОВ

В. В. Макаров, Н. Н. Петров

Асимметрия дифракции рентгеновских лучей на нецентросимметричных кристаллах (т. е. различие интенсивностей рефлексов hkl и $\bar{h}\bar{k}\bar{l}$) известна уже давно и широко используется для определения полярности бинарных соединений (см., например, [1-3]). В случае дифракции электронов аналогичные эффекты наблюдались в просвечивающей микроскопии при больших энергиях [4].

Недавно связанная с нецентросимметричностью асимметрия была обнаружена также и в картинах каналирования электронов (ККЭ) на моно-