УДК 537.226

Физика твердого тела, том 30, в. 5, 1988

Solid State Physics, vol. 30, № 5, 1988

ОБ ИЗМЕНЕНИИ РАВНОВЕСНОЙ ФОРМЫ ДИСЛОКАЦИОННОГО СЕГМЕНТА ВБЛИЗИ ТОЧЕК ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ ПЕРВОГО РОДА

А. Л. Корженевский, Д. А. Лисаченко

Известно, что упругодеформированные области кристалла вблизи дислокационных линий являются преимущественными местами процесса зародышеобразования при фазовом переходе (ФП) [1]. Исследование особенностей процесса ФП 2-го рода, учитывающее наличие «шуб» другой фазы в окрестности дислокаций, проводилось в ряде работ [2-5]. Термодинамические свойства кристалла, испытывающего ФП, анализировались при этом в предположении о независимости структуры дислокационного ансамбля от температуры. В работе [6] было показано, что в отличие от случая ФП 2-го рода одевание дислокаций «шубами» при ФП 1-го рода приводит к резкой температурной зависимости величины их линейного натяжения $\Phi(T)$. Была получена оценка значения температуры T_σ, при которой $\Phi(T_\sigma)\simeq 0$. Это обстоятельство указывает на возможную неустойчивость дислокационного ансамбля вблизи точек ФП 1-го рода, поскольку температурная добавка к энергии линейного натяжения зависит от структуры дислокационного ансамбля, параметры которого могут изменяться в процессе ФП. В настоящем сообщении мы выясним характер этой неустойчивости на примере отрезка дислокации с закрепленными концами, проанализировав зависимость его равновесной формы от температуры вблизи точки ФП 1-го рода.

Плотность свободной энергии дислокационного кристалла, испытывающего ФП 1-го рода, близкий ко второму, можно записать в виде [6]

$$F=\frac{1}{2}\alpha(T-T_0)Q^2+\frac{1}{4}BQ^4+\frac{1}{6}DQ^6+\frac{1}{2}g(\nabla Q)^2+qQ^2\varepsilon_{ll}+$$
$$+(\sigma^0_{ik}-\sigma^{d}_{ik}(\mathbf{r}))\,\varepsilon_{ik}+\mu\left(\varepsilon_{ik}-\frac{1}{3}\varepsilon_{ll}\delta_{ik}\right)^2+\frac{K}{2}\varepsilon^2_{ll}, \tag{1}$$

где $B<0$, $D>0$, σ^0_{ik} — тензор напряжений внешней нагрузки, $\sigma^d_{ik}(\mathbf{r})$ — тензор внутренних напряжений в точке $\mathbf{r}$ кристалла, обусловленных наличием дислокаций; ε_{ik} — тензор упругих деформаций; q — коэффициент стрикционной связи. Параметр порядка Q для простоты взят однокомпонентным, и мы ограничились приближением упругоизотропной среды.

Рассчитаем равновесную конфигурацию дислокационного сегмента, лежащего в плоскости скольжения (x, y), закрепленного на концах в точках $x=\pm a$, $y=0$, в окрестности температуры ФП. Пусть вдали от точки ФП в отсутствие внешней нагрузки сегмент представляет собой прямолинейный отрезок винтовой дислокации с вектором Бюргерса $\mathbf{b}\parallel OX$. В приближении линейного натяжения энергия сегмента равна

$$\Phi=\int\limits_{-a}^{a}\frac{\mu b^2}{4\pi}(1+y'^2)^{-1/2}\left(1+\frac{1-f^*}{1-\nu}y'^2\right)dx-\int\limits_{-a}^{a}b\sigma^0_{zx}y\,dx. \tag{2}$$

В (2) ν — коэффициент Пуассона, σ^0_{zx} — компонента однородного внешнего сдвигового напряжения, приложенного в плоскости скольжения дислокации (x, y). Безразмерный параметр f^* отражает температурную зависимость величины линейного натяжения краевой компоненты дислокации [6]. Эта компонента возникает при изгибе дислокации и одевается «шубой» новой фазы в силу наличия стрикционной связи параметра порядка с деформацией всестороннего сжатия в (1)

$$f^*(T)=\frac{4\pi q^2 Q_*^2}{a(T-T^*)\mu\ln(2a/b)}, \tag{3}$$

где Q_* — скачок параметра порядка на межфазной границе, $T^*=T_0+\frac{3}{16}\left(B-\frac{2q^2}{K+\frac{4}{3}\mu}\right)$ — температура возникновения зародыша новой фазы в идеальном кристалле. Равновесная конфигурация сегмента соответствует минимуму функционала (2) и определяется решением уравнения Эйлера

$$y''(1+y'^2)^{-3/2}\left(1+f\,\frac{y'^2-2}{1+y'^2}\right)-\tau=0, \tag{4}$$

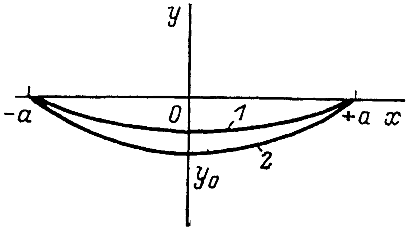

Рис. 1. Изменение равновесной формы дислокационного сегмента при приближении к точке ФП; $\tilde{T}<T_2<T_1$.

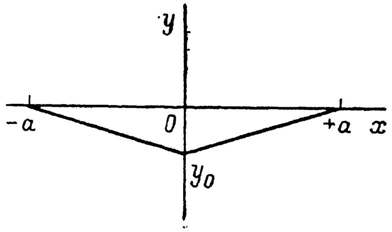

Рис. 2. Нестабильность прямолинейной формы дислокационного сегмента при $f\to 1/2$.

где $\tau=(4\pi\sigma_{zx}^0/\mu b)$, а безразмерный параметр f выбран так, чтобы значение $f=0$ отвечало температурам, далеким от точки ФП, а $f=1$ — обращению в нуль линейного натяжения краевой компоненты,

$$f=\frac{f^*-\nu}{1-\nu}. \tag{5}$$

Решение уравнения (4) с учетом граничных условий $y\,(x=\pm a)=0$ удобно записать в параметрической форме

$$\left.\begin{aligned} x(u)&=\frac{u}{\tau(1+u^2)^{1/2}}\left(1-f-f(1-u^2)^{-1}\right),\\ y(u)&=\frac{-1}{\tau(1+u^2)^{1/2}}\left(1+fu^2(1+u^2)^{-1}\right)+C_1,\end{aligned}\right\} \tag{6}$$

где $u=y'=dy/dx$, а C_1 — константа, определяемая граничными условиями.

В области температур, сравнительно далеких от точки ФП, параметр $0<f\ll 1$, и наличие «шубы» новой фазы приводит к малому изменению равновесной формы сегмента (рис. 1). Ситуация, однако, качественно изменяется при температурах, близких к точке ФП, когда значение параметра перенормировки линейного натяжения f перестает быть малым.

Действительно, при малых прогибах сегмента, когда $u\ll 1$, решение уравнения (6) имеет вид

$$y(x)=\frac{\tau(x^2-a^2)}{2(1-2f)}, \tag{7}$$

что и указывает на существование критического $f=1/2$. Убедимся, что рост стрелы прогиба $y_0=y\,(0)$ в (7) при приближении к критическому значению температуры $\tilde{T}$, определенной равенством $f\,(\tilde{T})=1/2$, в самом деле соответствует неустойчивости конфигурации сегмента. Уравнение (6) при нулевой внешней нагрузке имеет первый интеграл

$$u\,[1-2f+u^2(1-f)]\,(1+u^2)^{-3/2}=C_2, \tag{8}$$

где константа C_2 не зависит от параметра f. При $f=0$ сегмент прямолинеен, поэтому $u=0$ и $C_2=0$. При $f<1/2$ уравнение (8) имеет единственное решение $u=0$. Однако при $f\geqslant 1/2$ появляются новые нетривиальные решения

$$u=\pm\,[(2f-1)/(1-f)]^{1/2}. \tag{9}$$

Если мы теперь приложим в точке $x=0$ сколь угодно малую сосредоточенную силу $\Delta\sigma(x)=\Delta\sigma_0\delta(x)$, $\Delta\sigma_0=(\mu b^2/\pi\sqrt{2})\ (f-1/2)^{1/2}$, то при $f\geqslant 1/2$ сегмент примет форму ломаной линии (рис. 2).

Нестабильность прямолинейной формы дислокационного винтового сегмента при $f\geqslant 1/2$ можно установить также, воспользовавшись формулой де Вита и Келера для величины эффективного линейного натяжения дислокации $\widetilde{W}$ [7],

$$\widetilde{W}=\left[W(u)+\frac{\partial^2 W}{\partial u^2}\right]\Bigg|_{u=0}, \tag{10}$$

где $W(u)$ — энергия единицы длины дислокации. Условие нестабильности дислокационной линии в направлении $u=0$ соответствует $\widetilde{W}<0$. Используя (2), получаем

$$\left[\left(\frac{\partial^2 W}{\partial u^2}\right)\Big/W\right]\Bigg|_{u=0}=2\left(\frac{1-f^*}{1-\nu}-1\right)\leqslant -1, \tag{11}$$

откуда с учетом (5) и следует, что $\widetilde{W}\to 0$ при $f\to 1/2$. Энергия сегмента с изломом Φ меньше энергии Φ_0 прямолинейного сегмента при $f\geqslant 1/2$. Подставив решения (9) в (2), убеждаемся, что это действительно так,

$$\Phi_0/\Phi=2\,[f(1-f)]^{1/2}>1. \tag{12}$$

Таким образом, на простом примере мы показали, что при приближении к точке ФП 1-го рода дислокационная структура кристалла может утратить свою устойчивость. Величина температурного интервала, в котором структура дислокационного ансамбля становится неустойчивой, равна

$$\Delta T_\sigma\simeq 2\pi q^2 Q_*^2/[a\mu\ln(2a/b)]. \tag{13}$$

При численных значениях параметров в (13), характерных для ФП типа порядок-беспорядок и типа смещения, получим $\Delta T_\sigma\sim(0.1\div 10)$ К и $\Delta T\sim(1-10^2)$ К соответственно [6].

Литература

[1] *Кристиан Дж.* Теория превращений в металлах и сплавах. М.: Мир, 1978. 806 с.
[2] *Набутовский В. М., Шапиро Б. Я.* ЖЭТФ, 1978, т. 75, № 3, с. 948—959.
[3] *Дубровский И. М., Кривоглаз М. А.* ЖЭТФ, 1979, т. 77, № 3, с. 1017—1031.
[4] *Дубровский И. М., Кривоглаз М. А.* ЖЭТФ, 1986, т. 90, № 4, с. 1466—1477.
[5] *Кишинец Ю. М., Леванюк А. П., Морозов А. И., Сигов А. С.* ФТТ, 1987, т. 29, № 2, с. 604—606.
[6] *Корженевский А. Л.* ФТТ, 1986, т. 28, № 5, с. 1324—1331.
[7] *Фридель Ж.* Дислокации. М.: Мир, 1967. 643 с.

Ленинградский электротехнический институт имени В. И. Ульянова (Ленина)
Ленинград

Поступило в Редакцию
6 октября 1987 г.