

УДК 537.226
© 1990НЕКОНСЕРВАТИВНОЕ ДВИЖЕНИЕ
И НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ДИСЛОКАЦИОННОГО АНСАМБЛЯ
ВБЛИЗИ ТОЧЕК ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ ПЕРВОГО РОДА

А. Л. Корженевский, Д. А. Лисаченко

Теоретически рассмотрена эволюция некоторых элементов дислокационной структуры в кристалле с неравновесной концентрацией точечных дефектов вблизи точек фазовых переходов (ФП) первого рода. Показано, что вблизи ФП существенно изменяются значения критических параметров неконсервативного движения элементов дислокационного ансамбля, что приводит к его неустойчивости.

В связи с необходимостью решения проблемы фазового перехода (ФП) в реальном кристалле в ряде работ [1-4] исследовались особенности процесса ФП 2-го рода в дислокационном кристалле. В работах [5, 6] показано, что в отличие от случая ФП 2-го рода при ФП 1-го рода одевание дислокаций «шубами» новой фазы ведет к резкой температурной зависимости величины их линейного натяжения. Отмечалось, что это обстоятельство должно приводить к аномалиям ряда механических свойств кристалла в определенном интервале температур вблизи точки ФП, причем структура дислокационного ансамбля (ДА) в этом интервале может терять устойчивость. Возможность реализации этой неустойчивости была продемонстрирована в [7] при детальном анализе зависимости равновесной формы основного элемента ДА — дислокационного сегмента от температуры вблизи точки ФП 1-го рода. При этом в [7] предполагалось, что скорость прохождения ФП достаточно мала, чтобы можно было считать состояния кристалла термодинамически равновесными. В настоящем сообщении мы рассмотрим эволюцию элементов ДА — источников Бардина—Херринга, геликоидов и призматических петель в условиях, когда вследствие большой скорости охлаждения или в результате радиационного облучения в кристалле вблизи ФП возникает пересыщение точечными дефектами, которые могут оседать на дислокациях, вызывая их переполнение.

Рассмотрим дислокационный сегмент, концы которого закреплены в точках A , B и вектор Бюргерса \mathbf{b} параллелен оси OZ . Проекция сегмента на плоскость XU в упругоизотропной среде является дугой окружности, центрированной в точке x и имеющей длину l , радиус R и угловой размер φ , $l = R\varphi$ (см. рисунок). Длину проекции сегмента на ось OZ обозначим h . В процессе оседания вакансий сегмент будет изгибаться, если осмотические силы превосходят силу линейного натяжения дислокации [8]

$$(\partial/\partial L)(EL - GN) < 0, \quad (1)$$

где N , G — число и химический потенциал адсорбированных вакансий; L — длина изогнутого сегмента; $L^2 = l^2 + h^2$; E — энергия единицы длины дислокации

$$E = \mu b^2 \frac{h^2 + l^2(1-f)}{h^2 + l^2}. \quad (2)$$

В (2) параметр f отражает температурную зависимость величины линейной энергии краевой компоненты в простейшей модели ФП с однокомпонентным параметром порядка и дилатационной стрикцией [5-7], обусловленную появлением «шубы» новой фазы на дислокации. Число адсорбированных вакансий $N = bS/v_a$, где $S = (\varphi R^2/2 - ax)$ — площадь, заматаемая проекцией сегмента на плоскость XY ; v_a — эффективный объем вакансии. Выполняя дифференцирование и подставляя $G = k_B T \ln(c/c_0)$ для ненасыщенной вакансионной атмосферы, из (1), (2) получаем условие прогибания сегмента

$$\mu b^2 \varphi \frac{(1-2f)h^2 + (1-f)l^2}{L^2} - \frac{b}{v_a} k_B T \ln\left(\frac{c}{c_0}\right) < 0, \quad (3)$$

где c_0, c — концентрации вакансий в равновесном и пересыщенном кристаллах. При различных частных геометриях соотношение (3) описывает поведение нескольких характерных элементов ДА.

Полагая $h=0$, получаем условие прогиба плоского краевого сегмента. В частности, при $\varphi = \pi$ формула (3) дает величину критического пересыщения $c_*(T)$, необходимого для генерации дислокационных петель источником Бардина—Херринга

$$k_B T \ln \frac{c_*(T)}{c_0} = \frac{\mu b v_a}{a} (1-f). \quad (4)$$

Значение $c_*(T)$ уменьшается около ФП, соответственно в окрестности ФП может возникать спонтанная генерация петель.

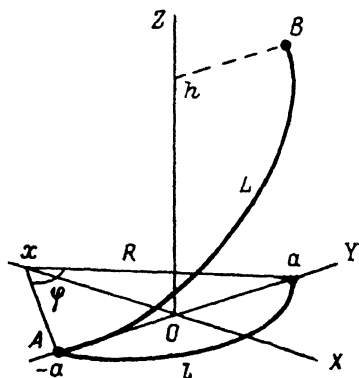
В случае $h=0, \varphi=2\pi, a \rightarrow 0$ концы сегмента совпадают, и неравенство (3) описывает состояние замкнутой дислокационной призматической петли с радиусом R . Петли растут при $R > R_*(T)$ и исчезают при $R < R_*(T)$, где критический радиус

$$R_*(T) = \frac{\mu b v_a}{k_B T \ln(c/c_0)} (1-f). \quad (5)$$

Если $\varphi=2\pi, a=0$, то формула (3) описывает превращение винтового сегмента в геликоидальный с шагом h . Для случая редкой намотки (отвечающего реальной экспериментальной ситуации), когда $l \ll h$, критическое значение шага H_* , с которого начинается спонтанный рост геликоидов, равно

$$H_*(T) = \frac{2\pi \mu b v_a}{k_B T \ln(c/c_0)} (1-2f). \quad (6)$$

Параметр $f(T)$ растет при приближении к точке ФП примерно как $(T-T_0)^{-1}$, где T_0 — температура ФП в бездислокационном кристалле [5]. В [7] было показано, что при $f \rightarrow 1/2$ прямолинейные винтовые дислокации теряют устойчивость и изменяют свою форму путем скольжения. Из (4)–(6) следует, что значения критических параметров для элементов ДА вблизи точек ФП 1-го рода и вдали от них различаются. Таким образом, мы видим, что и в тех случаях, когда скольжение дислокаций эффективно заблокировано и их движение определяется диффузионными процессами, структура ДА должна изменяться в процессе ФП. При этом определенные элементы ДА обладают меньшей устойчивостью и трансформируются при температурах, более далеких от точки ФП, чем другие. В рассмотренной выше модели ФП, в которой линейная энергия определяется формулой (2), это относится к процессу спонтанного роста геликоидальных дислокаций (6), однако ясно, что тип «чувствительных» к ФП элемен-



Конфигурация выгибающегося дислокационного сегмента.

тов ДА существенно зависит от свойств соответствующего параметра порядка. Очевидно, что в свою очередь степень изменения ДА существенно зависит от его структуры вдали от точки ФП. Оценка температурного интервала, в котором проявляется неустойчивость ДА относительно неконсервативного движения, совпадает с соответствующей оценкой для консервативного движения и составляет $\Delta T_d \sim 0.1 \div 10$ и $\sim 1 \div 100$ К соответственно для ФП типа порядок—беспорядок и ФП типа смещения [5].

В заключение отметим, что экспериментальные исследования эволюции структуры дислокационного ансамбля в различных кристаллах, испытывающих фазовый переход 1-го рода, представляют несомненный интерес.

Список литературы

- [1] Набутовский В. М., Шапиро Б. Я. // ЖЭТФ. 1978. Т. 75. № 3. С. 948—959.
- [2] Дубровский И. М., Кривоглаз М. А. // ЖЭТФ. 1979. Т. 77. № 3. С. 1017—1031.
- [3] Дубровский И. М., Кривоглаз М. А. // ЖЭТФ. 1986. Т. 90. № 4. С. 1466—1477.
- [4] Кишинец Ю. М., Леванюк А. П., Морозов А. И., Сигов А. С. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 2. С. 601—604.
- [5] Корженевский А. Л. // ФТТ. 1986. Т. 28. № 5. С. 1324—1331.
- [6] Корженевский А. Л. // ФТТ. 1986. Т. 28. № 11. С. 3546—3548.
- [7] Корженевский А. Л., Лисаченко Д. А. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 5. С. 1492—1494.
- [8] Хирт Дж., Лоте И. Теория дислокаций. М., 1975. 599 с.

Электротехнический институт
им. В. И. Ульянова-Ленина
Ленинград

Поступило в Редакцию
25 августа 1989 г.
В окончательной редакции
15 декабря 1989 г.