УДК 539.2 **ФИЗИКА**

В.И. МАРЧЕНКО

ОБ ОДНОЙ ОСОБЕННОСТИ ДВУМЕРНЫХ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ ПЕРВОГО РОДА НА ПЛОСКИХ ДЕФЕКТАХ В КРИСТАЛЛАХ

(Представлено академиком Ю.А. Осипьяном 4 II 1983)

Двумерные фазовые переходы первого рода могут происходить либо в тонких жидких (кристаллических) пленках, либо на плоских дефектах внутри кристаллов, таких как границы зерен, двойниковые границы или дефекты упаковки. На поверхностях жидкостей и кристаллов эти переходы невозможны из-за электрокапиллярного [1] и стрикционного [2] эффектов соответственно. В пленках граница между сосуществующими в точке перехода различными состояниями обладает конечной энергией (в расчете на единицу длины), что соответствует классическому фазовому переходу первого рода. Существенно иная картина должна наблюдаться на плоском дефекте в объеме кристалла.

Рассмотрим, например, фазовый переход на плоском дефекте упаковки. В каждом из сосуществующих в точке перехода состоянии дефект упаковки должен иметь различную толщину b_1 и b_2 (см. рис. 1). Поэтому вокруг линии раздела между фазами в объеме кристалла существует поле деформаций, характерное для краевой дислокации. Роль вектора Бюргерса в данном случае будет играть разность $b_1 - b_2$. Как известно (см., например [3]), энергия дислокации имеет логарифмическую расходимость и в некоторой цилиндрической области радиуса R вокруг дислокации в изотропном кристалле равна

$$(1)\qquad \frac{E(b_1-b_2)^2}{8\pi(1-\sigma^2)}\ln\frac{R}{a}$$

на единицу длины. Здесь a – величина порядка атомного расстояния, E – модуль Юнга, σ – коэффициент Пуассона.

Кроме положительной энергии (1), имеется еще отрицательный вклад [2], обусловленный поверхностным натяжением:

$$(2)\qquad -\frac{(\beta_1-\beta_2)^2(1-\sigma^2)}{2\pi E}\ln\frac{R}{a};$$

здесь β_1 и β_2 – коэффициенты поверхностного натяжения в фазах 1 и 2. Фазовый переход первого рода, очевидно, возможен только, если сумма вкладов (1) и (2) положительна.

Пусть первая фаза находится в метастабильном состоянии вблизи точки перехода. Энергия единицы площади плоского дефекта упаковки в этом состоянии α_1 немного больше его энергии во втором состоянии α_2. Энергия образования зародыша фазы 2 тогда равна

$$(3)\qquad (\alpha_2-\alpha_1)\,\pi R^2 + A\cdot 2\pi R\ln\frac{R}{a},$$

где R – радиус зародыша, A – сумма коэффициентов перед логарифмами в выражениях (1) и (2). Приведем получающийся из (3) размер критического зародыша

$$(4)\qquad R_{\text{к}} = \frac{A}{\alpha_1-\alpha_2}\ln\frac{A}{a(\alpha_1-\alpha_2)}$$

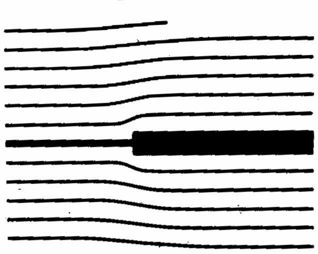

Рис. 1

и его энергию

$$E_к = \frac{\pi A^2}{\alpha_1 - \alpha_2} \ln\left[\frac{A}{a(\alpha_1 - \alpha_2)}\right]^2. \tag{5}$$

Если величина A окажется малой по сравнению с собственной энергией γ единицы длины линии раздела фаз (тогда в (3) следует добавить обычный член $2\pi R\gamma$), то аномальные выражения (4) и (5) будут применимы лишь в непосредственной окрестности точки перехода, пока

$$\alpha_1 - \alpha_2 \ll \frac{A}{a} \exp -\left(\frac{\gamma}{A}\right).$$

Ясно, что рассматриваемый дислокационный эффект имеет место на любом плоском дефекте в объеме кристалла. Отметим еще, что полученные в [2] ограничения на симметрию плоских дефектов и вывод о возможности существования паркетов остаются в силе, так как рассматриваемые при этом эквивалентные состояния имеют, очевидно, одинаковую толщину.

Институт физики твердого тела
Академии наук СССР, Черноголовка Московской обл.

Поступило
15 II 1983

ЛИТЕРАТУРА

1. *Марченко В.И.* – ЖЭТФ, 1981, т. 81, с. 1141. 2. *Марченко В.И.* – Письма ЖЭТФ, 1981, т. 33, с. 397. 3. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теория упругости. М.: Наука, 1965.