Письма в ЖТФ, том 17, вып. 5 12 марта 1991 г.

05; 07

РЕКОМБИНАЦИОННО-ДЕФОРМАЦИОННАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ В ТОНКИХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛАСТИНКАХ

Ф.Х. Мирзоев, Л.А. Шелепин

При воздействии лазерного облучения (или потока частиц) на кристаллы могут возникать упорядоченные структуры плотности точечных дефектов (вакансий и межузлий). Как показано в настоящей работе, в широком диапазоне условий облучения их образование связано с рекомбинационно-деформационной неустойчивостью (РДН). В ее основе лежат процессы генерации неравновесных дефектов, создающих заметную деформацию среды (обусловленную различием в ковалентных радиусах атомов матрицы и дефекта) и процессы рекомбинации дефектов (взаимная аннигиляция и поглощение их стоками). С увеличением плотности дефектов деформация среды возрастает, уменьшается величина активационного барьера E_0 процесса рекомбинации ($E = E_0 - |\theta| div \vec{u}$, θ – потенциал взаимодействия дефекта с упругим полем, $div \vec{u} = \varepsilon$ – деформация среды, $\vec{u}$ – вектор смещения). Связанное с этим повышение вероятности рекомбинации в свою очередь ведет к дополнительному росту флуктуации деформации и при плотности дефектов, превышающей критическую, за счет положительной обратной связи развивается РДН с образованием упорядоченных структур плотности дефектов и деформации среды (см. [1]).

Рассмотрим возникновение структур за счет РДН на примере практически важного случая тонких металлических пластинок (или пленок). При этом деформация среды представляет собой изгиб пластины. Для анализа факторов, приводящих в результате РДН к образованию периодических полей изгибной деформации и плотности дефектов и определению их характеристик (периода структур, их зависимостей от параметров пластины, температуры и скорости генерации дефектов) будем исходить из следующей модели.

Рассмотрим металлическую пластину толщиной h. Ось z направим перпендикулярно плоскости пластины, плоскость $z = 0$ совпадает со срединной плоскостью пластины. Пусть внешняя накачка, например, лазерное облучение с независящей от времени скоростью g создает в среде дефекты (для определенности вакансии) с плотностью n. Предположим, что условие генерации неравновесных вакансий таково, что их плотность при удалении от поверхности $z=h/2$ вглубь среды убывает. Ограничимся рассмотрением случая, когда коэффициенты поверхностной диффузии и рекомбинации существенно превышают соответствующие величины в объеме ($D_s \gg D$, $\beta_s \gg \beta$). В этих условиях кинетику развития

РДН можно описать следующей системой уравнений [1]

$$\frac{\partial n_s}{\partial t}=D_s \Delta n_s-\beta_s(\mathcal{E}) n_s+g_s , \tag{1}$$

$$\rho \frac{c^2 h^3}{12} \Delta^2 \xi+f(\xi)=K \Omega n_s, \quad \mathcal{E}=-\frac{h}{2} \Delta \xi , \tag{2}$$

где $n_s=n(z=h/2)$ – плотность вакансий на поверхности пластины $(n(z=h/2) \gg n(z=-h/2)$, $D_s=D_0 \exp\left(-\frac{E(\mathcal{E})}{kT}\right)$, D_0 –

– предэкспоненциальный множитель, k – постоянная Больцмана, T – температура, $\Delta=\partial^2/\partial x^2+\partial^2/\partial y^2$ – двумерный оператор Лапласа, g_s – источник поверхностной генерации дефектов. Для случая дислокационного стока $\beta_s=\rho_d D_s(\mathcal{E})$, ρ_d – плотность дислокации.

Уравнение (2) описывает изгибную деформацию пластины, $\xi(x,y)$ – характеризует смещение точек срединной плоскости вдоль z, ρ – плотность среды, c – скорость звука, $f(\xi)$ – учитывает ангармонизм упругой среды. Последнее слагаемое в (2) характеризует воздействие силы $F_z=K\Omega\frac{\partial n}{\partial z}$ со стороны вакансионной подсистемы вдоль оси z, K – модуль всестороннего сжатия, $\Omega<0$ дилатационный объем вакансии. При выводе (1), (2) предполагалось, что $F_{x,y} \ll F_z$. В системе описываемой уравнениями (1), (2) однородное состояние (n_0, ξ_0) может быть неустойчивым. Полагая $n=n_0+n_1$, $\xi=\xi_0+\xi_1$ и линеаризуя по малым добавкам вида $n_1=n_q \exp(\lambda t+iqx)$, $\xi_1=\xi_q \exp(iqx)$ (λ – инкремент неустойчивости, n_q, ξ_q – амплитуды фурье гармоник) получим закон дисперсии в следующем виде:

$$\lambda(q)=-D_s q^2-\beta_{s0}+n_0 \frac{\partial \beta_s}{\partial \xi_0} \frac{6K|\Omega|}{\rho c^2 h^2 q^2}. \tag{3}$$

Как следует из (3), при $n_0 \geqslant n_*(q)=(D_s q^2+\beta_{s0})/\frac{\partial \beta_s}{\partial \xi_0}\frac{6K|\Omega|}{\rho c^2 h^2 q^2}$ инкремент $\lambda \geqslant 0$, и в пластине развивается РДН, при которой экспоненциально во времени нарастают флуктуации n_q и ξ_q. Развитие РДН приводит к образованию стационарной решетки связанных полей изгибной деформации и концентрации вакансий.

Стабилизация РДН происходит благодаря нелинейности изгибной деформации, т.е. за счет $f(\xi)$. Согласно [2] для $f(\xi)$ в одномерном случае имеем $f(\xi)=-\rho h \frac{c^2}{2} \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2}\left(\frac{\partial \xi}{\partial x}\right)^2$. Тогда из (1) и (2), где $\partial n_s/\partial t=0$, для стационарных фурье-амплитуд n_q и ξ_q получим следующие выражения:

$$\xi_q=-\frac{h}{\sqrt{6}}\left(\frac{q_0^2}{q^2}-1\right)^{1/2}, \quad n_q=n_0 q^2 h^2 \frac{|\theta|}{\sqrt{24}kT}\left(\frac{q_0^2}{q^2}-1\right)^{1/2}, \tag{4}$$

где $q_0^2 \approx n_0 \frac{6\theta K\Omega}{kT\rho c^2 h^2}$ – максимальное значение волнового вектора q, при превышении которого амплитуды фурье-гармоник затухают, поскольку для них $\lambda(q) < 0$ (см. (3)).

Результирующая картина ξ_1 и n_1 определяется суммой фурье-гармоник с волновыми векторами из интервала

$$\xi_1 = \sum_{0 \le q \le q_0} \xi_q \exp(iqx), \quad n_1 = \sum_{0 \le q \le q_0} n_q \exp(iqx). \tag{5}$$

Подставляя (4) в (5) и переходя к интегрированию, получим

$$\xi_1 = h^2 J_1(q_0 x)/\sqrt{6}\,x, \quad n_1 = n_0 h^3 \frac{|\theta|}{4kT}\left[\frac{q_0^2}{x} J_{-1}(q_0 x) - \frac{q_0}{x^2} J_0(q_0 x) + \right.$$

$$\left. + \left(\frac{4}{q_0^2 x^2} - \frac{3}{2}\right)\frac{q_0^2}{x} J_1(q_0 x) + \frac{2q_0}{x^2} J_2(q_0 x) + \frac{q_0^2}{2x} J_3(q_0 x)\right];$$

J_ν (ν = –1, 0, 1, 2, 3) – функции Бесселя.

Таким образом, благодаря развитию РДН в пластине образуется решетка связанных полей изгибной деформации и концентрации вакансий в виде концентрических колец. Период этой решетки

$$d = 2\pi h \left(\frac{kT\rho c^2 \beta_{s0}}{6 g_s \theta k \Omega}\right)^{1/2} \tag{6}$$

с ростом толщины и температуры пластины растет, а с увеличением скорости генерации дефектов уменьшается. Образование вакансионнодеформационных структур носит пороговый характер и инкремент линейно зависит от скорости генерации дефектов.

Сделаем некоторые численные оценки. Принимая c = 10^5 см/с, ρ = 5 г/см^3, $K \sim 5 \cdot 10^{11}$ эрг/см^3, $\Omega \sim 10^{-22}$ см^3, $h \sim 10^{-2}$ см, T = 500 K, $|\theta| \sim 5 \cdot 10^{-11}$ эрг нетрудно определить порог РДН: $n_* = 2 \cdot 10^{17}$ см$^{-3}$. При $n_0 = 1.1\, n_*$ из (6) имеем: $d \approx 6 \cdot 10^{-4}$ см. Характерное время развития РДН $\lambda^{-1} \approx \frac{n_*}{n_0} \beta_{s0}^{-1} = 0.9\, \beta_{s0}^{-1} \approx$ $\approx 10^{-3}$ с при $\rho_d \approx 10^8$ см$^{-2}$, $D_s \approx 10^{-5}$ см^2/с. Таким образом, наблюдение РДН возможно при действии лазерных импульсов длительностью $\tau \le 10^{-3}$ с. Заметим, что значение инкремента РДН значительно выше, чем инкремент вакансионно-деформационной неустойчивости, предложенной в работе [3]. Так что, обе эти неустойчивости могут наблюдаться в различных условиях облучения и значений параметров среды и их следует рассматривать раздельно. Заметим также, инкремент РДН при прочих одинаковых условиях с ростом плотности стоков (в данном случае дислокаций) возрастает. Это позволяет наблюдение РДН при значительных вариациях параметров лазерного излучения в зависимости от значений плотности стоков от $\rho_d \approx 10^4$ см$^{-2}$ (для полупроводников) до

$\rho_d \approx 10^{12}$ см$^{-2}$ (для металлов). Отметим, что развитие РДН с образованием соответственно временных и пространственных периодических структур может иметь место в тонких пленках и на поверхности полубесконечной среды. Экспериментальное исследование рассматриваемых в данной работе кольцевых структур позволило бы получить полезную количественную информацию о параметрах системы (коэффициент рекомбинации, энергия миграции и др.).

Список литературы

[1] Mirzoev F.Kh., Panchenko V.Ya., Shelepin L.A. // J. Soviet laser reserch. 1989. V. 10. N 5. P. 404-412.

[2] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория упругости. М.: Наука, 1987. 248 с.

[3] Емельянов В.И., Уварова И.Ф. // Металлофизика. 1989. Т. 11. № 5. С. 101-106.

Физический институт
им. П.Н. Лебедева АН СССР,
Москва

Поступило в Редакцию
19 декабря 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 17, вып. 5 12 марта 1991 г.

08

СДВИГОВЫЕ ПОВЕРХНОСТНЫЕ АКУСТИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ НА ГРАНИЦЕ СЛОИСТОЙ СТРУКТУРЫ С ВЯЗКОЙ СРЕДОЙ

С.Я. Ветров, В.Ф. Шабанов

В работах [1, 2] исследовано влияние вязкого нагружения поверхности твердого тела на распространение сдвиговых волн. Показано, что вязкая нагрузка поверхности упругой среды приводит к локализации сдвиговой волны у поверхности и затуханию образующихся сдвиговых поверхностных волн. Микроскопическое рассмотрение диссипативных эффектов взаимодействия поверхности кристаллической решетки со средой проведено в работах [3, 4]. В последнее время активно исследуются искусственно созданные периодические слоистые структуры, имеющие широкие перспективы практического использования. В связи с этим представляет интерес рассмотреть влияние вязкого нагружения поверхности слоистых структур на распространение сдвиговых волн.