Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

В. А. Путилин, А. М. Штеренберг, А. В. Камашев, А. И. Крестелев, Динамика межузельных атомов в лазерно-индуцированной плоской ударной волне, *Вестн. Сам. гос. техн. ун-та. Сер. Физ.-мат. науки*, 2000, выпуск 9, 190–191

DOI: <https://doi.org/10.14498/vsgtu49>

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением
<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 3.81.55.215

26 апреля 2023 г., 10:26:39

ДИНАМИКА МЕЖУЗЕЛЬНЫХ АТОМОВ В ЛАЗЕРНО-ИНДУЦИРОВАННОЙ ПЛОСКОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЕ

Проанализированы условия, при которых возможно увлечение межузельных атомов лазерно-индуцированной ударной волной.

Экспериментальному изучению массопереноса при лазерно-индуцированном ударном воздействии посвящены работы [1, 2]. Кинетическое уравнение массопереноса, инициируемого короткими импульсами лазера, было проанализировано в работе [3]. Возникает необходимость изучения динамики межузельных атомов в поле напряжений лазерно-индуцированной плоской ударной волны.

Энергия, приобретаемая дефектом в ударной волне, превышает энергию активации движения, и поэтому возможно его навязанное движение. При этом взаимодействие точечного дефекта с кристаллом легко учесть, введя силу торможения со стороны решетки:

$$f_T = 2Q/a, \quad (1)$$

где Q – энергия активации; a – параметр решетки. Силу, действующую на точечный эффект со стороны внешнего упругого поля, можно записать в виде

$$F = k\Omega_{xx} \cdot U'' - \Omega^* \Lambda_x U' \cdot U'', \quad (2)$$

где k – модуль всестороннего сжатия; Ω_{xx} , Λ_x – тензорные характеристики точечного дефекта; $\Omega^* \sim V_0$ (V_0 – атомный объем); U – поле смещения, создаваемое внешней нагрузкой. Однако, как указано в [4], в изотропной среде точечный дефект можно рассматривать как центр дилатации, и в формуле (2) достаточно ограничиться первым членом.

Ударную волну, распространяющуюся по кристаллу в направлении оси x , модулируем возмущением солитонного типа:

$$U^{(p)} = U_0 [1 - \text{th}((x - st)/x_0)]; \quad P(x, t) = P_0 / ch^2((x - st)/x_0), \quad (3)$$

где x_0 – полуширина импульса; s – скорость его распространения; $U^{(p)}$ – смещение, P – давление.

Уравнение движения точечного дефекта массой M в системе координат, связанной с движущимся ударным фронтом, имеет вид

$$\ddot{X} = \frac{k\Omega_{xx}(\lambda + 2\mu)}{\mu x_0 M} \left[1 - \left(1 - \frac{4P_0\mu}{(\lambda + 2\mu)^2} \right)^{1/2} \right] \frac{sh(X/x_0)}{ch^3(X/x_0)} - \frac{2Q}{Ma}, \quad (4)$$

где $X = x - s(t - x_s/s)$ – относительная координата, характеризующая расстояние до ударного фронта, x_s – относительная стартовая координата.

Решение уравнения (4) имеет вид

$$(\dot{X})^2 = \eta_1^2 + 2 \int_{\eta_0}^X G(X) dX, \quad (5)$$

где $G(X)$ – правая часть уравнения (4); η_0 и η_1 – начальные значения координаты и скорости соответственно. Предполагая, что в начальный момент времени дефект покоился, имеем $\eta_0 = X_s$, $\eta_1 = -s$. Вычислив интеграл (5), получаем

$$(\dot{X})^2 = s^2 - \frac{4F_0 x_0}{M} \left(ch^{-2} \frac{X}{x_0} - ch^{-2} \frac{X_s}{x_0} \right) - \frac{2Q}{Ma} (X - X_s), \quad (6)$$

где

$$F_0 = \frac{k\Omega_{xx}(\lambda + 2\mu)}{\mu x_0} \left[1 - \left(1 - \frac{4P_0\mu}{(\lambda + 2\mu)^2} \right)^{1/2} \right].$$

Соотношение (6) описывает изменение скорости точечного дефекта в зависимости от расстояния до фронта ударной волны.

Точечный дефект в изотропной среде можно рассматривать как центр дилатации, $\Omega_{xx} = \Omega_0$, где Ω_0 – изменение объема, вызванное наличием дефекта. Для межузельного атома характерно увеличение объема $\Omega_0 > 0$, следовательно, $F_0 > 0$.

Предположим, что в области фронта волны нагрузки существует такая точка X_0 , в которой $\dot{X} = 0$, т.е. скорость дефекта сравнивается со скоростью ударной волны, следовательно, происходит увлечение межузельного атома фронтом ударного импульса. Условием образования такого связанного состояния типа «дефект – волна» является условие $\dot{X} = 0$. Тогда

$$\frac{4F_0x_0}{M} \left(ch^{-2} \frac{X}{x_0} - ch^{-2} \frac{X_s}{x_0} \right) + \frac{2Q}{Ma} (X - X_s) = s^2. \quad (7)$$

Проанализируем условия, при которых возможно увлечение межузельных атомов лазерно-индуцированной ударной волной. Из формулы (4) следует, что такое движение определяется двумя параметрами: давлением во фронте ударной волны и шириной фронта нагрузки. Причем, если параметр $x_0 = 10^{-8}$ м, то на расстоянии $X_s = 1,15 x_0 = 1,15 \cdot 10^{-8}$ м от фронта межузельный атом приобретает энергию, достаточную для преодоления потенциального барьера межатомного взаимодействия, и при давлении во фронте $P_0 = 50$ ГПа возможно увлечение межузельных атомов. При этом относительное расстояние до фронта $X_0 = 0,9 x_0$. Таким образом, пройдя расстояние $X_s - X_0 = 0,25x_0 = 2,5 \cdot 10^{-9}$ м (порядка десяти межатомных расстояний), межузельный атом ускоряется до скорости, равной скорости распространения ударной волны. Это возможно при ширине ударного фронта $\sim 10^{-8}$ м. Если же взять $x_0 = \cdot 10^{-7}$ м, то $f_T > F$, и, следовательно, невозможно увлечение межузельных атомов во фронте ударной волны при любом давлении P_0 .

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Мазанко В.М., Погорелов А.Е. Аномальный массоперенос циркония в α -железе при короткоимпульсном лазерном облучении // Металлофизика. 1986. Т.6.В.4.С.108-109.
2. Бекренев А.Н., Камашев А.В., Путилин В.А. Массоперенос в металлах при короткоимпульсном лазерном воздействии// Письма в ЖТФ. 1993.Т.19.В.13.С.14-15.
3. Путилин В.А., Камашев А.В. Анализ кинетического уравнения массопереноса, инициируемого короткими импульсами лазера// Письма в ЖТФ. 1997.Т.23.В.5.С.84-87.
4. Косевич А.М. Основы механики кристаллической решетки.М.: Наука, 1972. 280 с.

УДК 669.01;536.424;537,226;620.018/669.018

Б.И. Бертяев

О ПРИРОДЕ ДИЛАТАЦИИ ПРИ $\alpha \rightarrow \gamma$ - ПРЕВРАЩЕНИЯХ В ЖЕЛЕЗЕ И УГЛЕРОДИСТЫХ СТАЛЯХ

Рассмотрена физическая природа эффекта дилатации при $\alpha \rightarrow \gamma$ - превращениях в Fe и углеродистой стали. Установлена причина этого эффекта. Показано, что плотность границы кристалла растет или убывает в зависимости от направления реакции.

В физическом металловедении фазовые превращения в твердом состоянии занимают центральное место, так как благодаря им удается получать сплавы с широким спектром физических и механических свойств. К таким фазовым превращениям относится и $\alpha \leftrightarrow \gamma$ - превращение в Fe и его сплавах с углеродом. Однако, несмотря на огромное количество эмпирического материала, до настоящего времени не существует удовлетворительного описания и объяснения этого явления.

При анализе линии фазового перехода любой природы легко обнаружить, что реальный фазовый переход всегда размыт. Это проявляется в существовании изломов и скачков физических величин. Наличие особых точек определяет реальную специфику фазового перехода и несет информацию о характере взаимодействия частиц в системе ее образующих. Для получения объективного представления о закономерностях развития фазового перехода