СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Орлов А. А., Соловая Н. А. Тр. ГАИШ, 1974, 45, с. 119. [2] Орлов А. А., Соловая Н. А. Тр. ГАИШ, 1980, 49, с. 69. [3] Worley C. E. Publ. U.S. Naval obs., 1963, 18, 111.

Поступила в редакцию 21.08.80

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1982, т. 23, № 3

УДК 548.4

ОБРАЗОВАНИЕ ТОЧЕЧНЫХ ДЕФЕКТОВ ПРИ НЕКОНСЕРВАТИВНОМ Движении дислокации под деиствием знакопеременной нагрузки

Ю. А. Ивашкин

(кафедра молекулярной физики)

Образование вакансий, наряду с силами трения, самодействия и взаимодействия дислокаций, определяет физические свойства кристалла, связанные с подвижностью дислокаций. Концентрация вакансий, возникших при пластической деформации кристалла, зависит от степени пластической деформации є и температуры. Имеющиеся в литературе зависимости концентрации вакансий от є относятся к случаю статического нагружения кристалла [1—4].

Эмпирическое выражение, связывающее избыточную концентрацию вакансий V и степень пластической деформации, имеет вид [1]

$$V = Be^{m}$$

где *B*, *m* — постоянные, оценка которых проведена в [2].

Это выражение согласуется с экспериментом для малых є. Начиная с некоторых эначений є избыточная концентрация вакансий стремится к насыщению [5—7], что свидетельствует о возрастании роли стоков при больших степенях пластической деформации.

Механизм образования вакансий, связанный с аннигиляцией дислокационных диполей при статическом нагружении кристалла, рассмотрен в работе [8], при знакопеременной нагрузке — в [9]. Образование вакансий при неконсервативном движении винтовых дислокаций со ступеньками под действием статической нагрузки обсуждалось в работе [8]. Рассмотрим особенности последнего механизма под действием знакопеременной нагрузки.

Предположим, что основными источниками вакансий являются стуненьки на винтовых дислокациях, а основными стоками — дислокации. Пусть ступеньки расположены на одинаковом расстоянии z друг от друга и не могут смещаться вдоль дислокации. Переползание ступенек с образованием вакансий возможно лишь при таких механических напряжениях σ, что работа внешних сил δA по перемещению ступеньки на расстояние, равное периоду кристаллической решетки *a*, больше энергии образования вакансии W [10], т. е.

$$\delta A = \sigma a b z > W. \tag{1}$$

Будем считать, что частота внешнего воздействия f значительно меньше собственной частоты колебаний дислокационных сегментов (10⁸—10¹⁰ Гц [8]), тогда в любой момент времени t форма дислокационного сегмента, а следовательно, и силы линейного натяжения, действующие на ступеньку со стороны винтовых участков дислокации. определяются мгновенными значениями механических напряжений $\sigma(t)$. Это условие выполняется по крайней мере в области частот внешних воздействий ниже 10⁶ Гц. Под действием знакопеременной нагрузки $\sigma = \sigma_0 \sin 2\pi / t$, где σ_0 — амплитуда механических напряжений, в течение одного полупериода ступенька работает как источник вакансий ($\delta A > 0$), а в течение следующего — как сток ($\delta A < 0$). При условии квазистационарности движения дислокационных сегментов плотность потоков вакансий, испускаемых (j_+) и поглощаемых (j_-) ступенькой при переползании, выражается формулами [4]

$$j_{+}(t) = v_1 \exp\{-(U + W - \delta A(t))/kT\} - v_2 C(t) \exp\{-U/kT\}, \quad (2)$$

$$j_{-}(t) = v_2 C(t) \exp\{-U/kT\} - v_1 \exp\{-(U + W - \delta A(t))/kT\}.$$
 (3)

Здесь v_1 , v_2 — частотные множители ($v_1 \approx v_2 = v$), C — атомная концентрация вакансий вблизи ступеньки, U — энергия миграции вакансии, k — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура.

В целом за период колебаний т при движении ступеньки образуется *N*_{*} вакансий, причем

$$N_{\tau} = \int_{0}^{\tau/2} j_{+}(t) dt + \int_{\tau/2}^{\tau} j_{-}(t) dt.$$
 (4)

Производя во втором интеграле (4) замену переменной интегрирования $t = \xi + \tau/2$ и подставляя (2), (3) в (4), получаем

$$N_{\tau} = \nu \exp\{-U/kT\} \int_{0}^{\pi/2} [\exp\{-W/kT + \delta A(t)/kT\} - C(t)] dt + \sum_{k=0}^{\pi/2} [\exp\{-W/kT + \delta A(t)/kT] - C(t)] dt + \sum_{k=0}^{\pi/2} [\exp\{-W/kT + \delta A(t)/kT] - C(t)] dt + \sum_{k=0}^{\pi/2} [\exp\{-W/kT + \delta A(t)/kT] - C(t)] dt + \sum_{k=0}^{\pi/2} [\exp\{-W/kT + \delta A(t)/kT] - C(t)] dt + \sum_{k=0}^{\pi/2} [\exp\{-W/kT + \delta A(t)/kT] - C(t)] dt + \sum_{k=0}^{\pi/2} [\exp\{-W/kT + \delta A(t)/kT] - C(t)] dt + \sum_{k=0}^{\pi/2} [\exp\{-W/kT + \delta A(t)/kT] - C(t)] dt + \sum_{k=0}^{\pi/2} [\exp\{-W/kT + \delta A(t)/kT] - C(t)] dt + \sum_{k=0}^{\pi/2} [\exp\{-W/kT + \delta A(t)/kT] - C(t)] dt + \sum_{k=0}^{\pi/2} [\exp\{-W/kT + \delta A(t)/kT] - C(t)] dt + \sum_{k=0}^{\pi/2} [\exp\{-W/kT + \delta A(t)/kT] - C(t)] dt + \sum_{k=0}^{\pi/2} [\exp\{-W/kT + \delta A(t)/kT] - C(t)] dt + \sum_{k=0}^{\pi/2} [\exp\{-W/kT + \delta A(t)/kT] - C(t)] dt + \sum_{k=0}^{\pi/2} [\exp\{-$$

+
$$v \exp\{-U/kT\} \int_{\tau/2} [C(\xi + \tau/2) - \exp\{-W/kT + \delta A(\xi + \tau/2)/kT\}] d\xi.$$

Будем считать, что $C(\xi) \approx C(\xi + \tau/2)$, т. е. за полпериода концентрация вакансий вблизи ступеньки изменится мало. Тогда

$$N_{\tau} = K \int_{0}^{\tau/2} \left[\exp \{ \delta A(\xi) / kT \} - \exp \{ \delta A(\xi + \tau/2) / kT \} \right]^{*} d\xi,$$
 (5)

где $K = v \exp\{-(U+W)/kT\}$ — постоянная для данного кристалла. Подстановка (1) в (5) дает

$$N_{\tau} = \frac{K}{\pi f} \int_{0}^{\pi} \operatorname{sh}\left(\gamma \sin \theta\right) d\theta,$$

где $\gamma = \sigma_0 abz/kT$, $\theta = 2\pi/\xi$. Учитывая, что $\int_{0}^{\pi/2} \operatorname{sh}(\gamma \sin \theta) d\theta = \int_{\pi/2}^{\pi} \operatorname{sh}(\gamma \sin \theta) d\theta = \int_{0}^{\pi/2} \operatorname{sh}(\gamma \cos \theta) d\theta$,

и используя интегральное представление модифицированной функции Струве нулевого порядка L₀(γ) [11], находим окончательно

$$N_{\tau} = \frac{K}{f} L_0(\gamma).$$

25

Для избыточной концентрации вакансий, возникших в кристалле за период *n*₁, справедливо выражение

$$n_{\tau} = N_r \ n_{\rm cr} = \frac{KN_{\rm cr}}{2f} L_0(\gamma),$$

где $n_{\rm cr}$ — концентрация ступенек, порождающих вакансии при переползании, $n_{\rm cr} = (1/2) N_{\rm cr}$, а $M_{\rm cr}$ — общее число ступенек [10].

При комнатной температуре в области значений о₀, достаточных для переползания ступенек с образованием вакансий, γ≫1. Это позволяет воспользоваться асимптотикой модифицированной функции Струве для больших значений аргумента [11] и выразить зависимость избыточной концентрации вакансий, возникших в кристалле за период, от амплитуды механических напряжений в элементарных функциях:

$$n_{\tau} = K N_{\rm cr} \exp{\{\gamma\}/2f} \sqrt{2\pi\gamma} . \tag{6}$$

Скорость возрастания избыточной концентрации вакансий n при фиксированном σ_0 с учетом эффекта поглощения вакансий дислокациями для интервалов времени, значительно превышающих период ультразвука, можно записать в виде

$$\frac{dn}{dt}=\frac{n_{\tau}}{\tau}-\beta nl,$$

где

$$l=3\rho$$
 (8)

(7)

длина дислокаций стоков в единице объема, β — некоторая постоянная, определяемая диффузионным переносом вакансий вдоль дислокаций.

В стационарном режиме dn/dt = 0. При этом с учетом (6), (8) из (7) получаем

$$n = \frac{KN_{\rm cr} \exp \{\sigma_0 abz/kT\}}{6\beta\rho \sqrt{2\pi\sigma_0 abz/kT}}.$$
(9)

Величина г не превосходит размеров ячейки сетки Франка

$$z \leqslant \rho^{-1/2}, \tag{10}$$

а концентрация ступенек, образовавшихся при пересечении дислокаций, — числа узлов сетки Франка в единице объема:

$$N_{\rm cr} \leqslant \rho^{3/2}.\tag{11}$$

Зависимость плотности дислокаций от амплитуды механических напряжений в деформированном ультразвуком кристалле имеет вид [12,13]

$$\rho = \rho_0 \exp\{\alpha \sigma_0/\mu\},\tag{12}$$

где ρ₀ — начальная плотность дислокаций, μ — модуль сдвига, α — постоянная (~10⁴—5·10⁴ для кристаллов типа NaCl).

Подставляя (10)—(12) в (9), получаем

$$n = \frac{K \rho_0^{3/4} \exp \left\{ 3\alpha \sigma_0 / 4\mu + \sigma_0 \ ab / kT \sqrt{\rho_0} \ \exp \left\{ \alpha \sigma_0 / 2\mu \right\} \right\}}{6\beta \sqrt{2 \pi \sigma_0 \ ab / kT}}$$
(13)

Характер зависимости избыточной концентрации вакансий от амплитуды механических напряжений для NaCl иллюстрируется рисунком. Использовались следующие значения постоянных, входящих в

26

(13): $a \approx b = 3.97 \cdot 10^{-8}$ cm [14], $\mu = 1.82 \cdot 10^{10}$ H/M² [15], kT = 0.025 9B, $\rho_0 = 10^{\circ}$ cm⁻², $a = 2 \cdot 10^{4}$.

Таким образом, на начальной стадии деформации ультразвуком должна иметь место экопоненциальная зависимость избыточной кон-

центрации вакансий от амплитуды механических напряжений. При увеличении оо кон- ил центрация вакансий вначале достигает насыуменьшается. Уменьшение щения. а затем концентрации вакансий в рамках рассматриваемой модели связано с резким увеличением плотности дислокаций. Однако выражение (12) несправедливо при больших оо. Замедление роста плотности дислокаций на стадии упрочнения приведет к увеличению избыточной концентрации вакансий. Возможное изменение характера зависимости $n(\sigma_0)$ изображено на рисунке пунктиром.



Зависимость избыточной концентрации вакансий от амплитуды механических напряжений

Автор благодарит докторов физ.-мат. наук Н. А. Тяпунину и А. И. Осипова за обсуждение работы и ценные советы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Виегеп Н. G. van. Acta Metallurg., 1955, 3, N 5, p. 519. [2] Lenasson C.-G. Scripta Metallurg., 1972, 6, N 3, p. 1125. [3] МсСогттіс Р. G., Мигty K. Linga. Scripta Metallurg., 1972, 6, N 3, p. 225. [4] Ройтбурд А. Л. В кн.: Динамика дислокаций. Харьков: Изд-во АН УССР, 1968, с. 448-458. [5] Тяпунина Н. А., Целебровский А. Н. Кристаллография, 1973, 18, № 3, с. 649. [6] Тяпунина Н. А., Целебровский А. Н. Кристаллография, 1975, 20, № 4, с. 859. [7] Тяпунина Н. А., Целебровский А. Н. Кристаллография, 1975, 20, № 4, с. 859. [7] Тяпунина Н. А., Целебровский А. Н. Кристаллография, 1976, 21, № 1, с. 221. [8] Фридель Ж. Дислокации. М.: Мир, 1967, с. 143-149, 88. [9] Еѕьтапп U., Миghrabi Н. Phil. Маg., (А), 1979, 40, N 6, р. 731. [10] Хирт Дж., Лоте И. Теория дислокаций. М.: Атомиздат, 1972, с. 401, 536. [11] Абрамовиц М., Стиган И. Справочник по специальным функциям. М.: Наука, 1979, с. 315, 199. [12] Тяпунина Н. А., Штром Е. В. Физ. мет. и металловедецие, 1967, 23, с. 744. [13] Пинес Б. Я., Омельяненко И. Ф. В кн.: Динамика дислокаций. Харьков: Изд-во АН УССР, 1968, с. 242-252. [14] Лубенец С. В. В кн.: Физика конденсированного состояния. Харьков, 1973, вып. 23, с. 17. [15] Huntington H. B. Solid State Physics, 1958, 7, p. 286.

Поступила в редакцию 29.09.80

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1982, т. 23, № 3

УДК 533.011:534.222.2

ВОЗНИКНОВЕНИЕ УДАРНЫХ ВОЛН В УДАРНОЙ ТРУБЕ В ПРОЦЕССЕ Раскрытия диафрагмы

Л. С. Штеменко

(кафедра молекулярной физики)

В работах [1, 2] показано, что в ударной трубе волны сжатия, образующие ударную волну, возникают в процессе раскрытия диафрагмы непосредственно за фронтом второго нестационарного ударного разрыва в струе толкающего газа. Однако механизм возникновения волн сжатия конечной амплитуды оставался неясным. Настоящая работа и посвящена исследованию картины возникновения волн сжатия в

27