

[8] O g i t a S., Y a n o M., I s h i k a w a H.,
I m a i H. - *Electr. Lett.*, 1987, v. 23, N 8,
p. 393-394.

Физико-технический институт
им. А.Ф. Иоффе АН СССР,
Ленинград

Поступило в Редакцию
23 ноября 1987 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 3

12 февраля 1988 г.

УСИЛЕНИЕ ГЕНЕРИРУЕМЫХ ИОННОЙ БОМБАРДИРОВКОЙ УПРУГИХ ВОЛН ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ В КРИСТАЛЛЕ С КЛАСТЕРАМИ ДЕФЕКТОВ

Ю.А. С е м и н, В.Д. С к у п о в, Д.И. Т е т е л ь б а у м

Как показано в [1], один из каналов структурных превращений в кристаллах при ионном облучении - взаимодействие упругих волн (УВ), возбуждаемых ионным пучком, с дефектами решетки, в частности с примесно-дефектными кластерами и дислокациями. Однако в кристаллах с высокой концентрацией структурных нарушений (например, в мелкодисперсных поликристаллах, сильно деформированных материалах и т. п.) могут происходить специфические явления, неучтенные в модели [1].

В данном сообщении предлагается новый механизм взаимодействия УВ с дефектами типа кластеров, благодаря которому снижается ослабление волн с расстоянием, и более эффективно протекает процесс перестройки в подсистеме дефектов кристалла.

Рассмотрим ситуацию, когда падающий ион возбуждает в кристалле сферическую упругую волну, поле давлений в которой без учета диссипации можно аппроксимировать выражением [1]:

$$P = \begin{cases} \frac{P_0 R_0}{R}, & -\frac{\tau_0}{2} \leq t - \frac{R}{c} \leq \frac{\tau_0}{2} \\ 0, & t - \frac{R}{c} > \frac{\tau_0}{2}, \quad t - \frac{R}{c} < \left(-\frac{\tau_0}{2}\right), \end{cases} \quad (1)$$

где P_0 и R_0 - начальная амплитуда и начальный радиус области возбуждения волны соответственно; τ_0 - длительность импульса, R - расстояние от центра сферы, c - скорость звука. Если волна монохроматическая (с круговой частотой ω) и ее амплитуда с учетом диссипации спадает как $\frac{1}{R} \exp(-\alpha\omega R)$ [2], то путем преобразований Фурье легко показать, что поле давлений описывается соотношением:

$$p(R, t) = \frac{P_0 R_0}{\pi R} \left[\operatorname{arctg} \frac{2\pi \left(t - \frac{R}{c} + \frac{\tau_0}{2} \right)}{\alpha R} - \operatorname{arctg} \frac{2\pi \left(t - \frac{R}{c} - \frac{\tau_0}{2} \right)}{\alpha R} \right], \quad (2)$$

которое для оценки можно аппроксимировать импульсом вида (при $\frac{\alpha R}{4} < \frac{\tau_0}{2}$):

$$p(R, t) = \frac{2P_0 R_0 \tau_0}{\alpha R^2} \times \begin{cases} 1, & -\frac{\alpha R}{4} < t - \frac{R}{c} \leq \frac{\alpha R}{4} \\ 0, & t - \frac{R}{c} < \left(-\frac{\alpha R}{4}\right), t - \frac{R}{c} > \frac{\alpha R}{4}. \end{cases} \quad (3)$$

Выражения (1)–(3) учитывают только положительную фазу давления; отрицательная фаза характеризуется такими же по порядку величины значениями амплитуды и длительности [3].

В дальнейшем для простоты ограничимся случаем среды, содержащей однородно распределенные кластеры с концентрацией $N_{кл}$ и плотностью n дефектов внутри кластера (имеющего радиус $R_{кл}$). Для определенности предположим, что перестройка дефектов в кластерах под действием первичных УВ представляет собой аннигиляцию близко расположенных компонент френкелевских пар (например, междоузельные атомы, составляющие кластер, аннигилируют с вакансиями из его максвелловской атмосферы). Если E – энергетический барьер для рекомбинации одного дефекта, то в поле давлений P при соответствующем знаке амплитуды давления барьер понизится на величину $P\delta V$, где δV – активационный объем процесса аннигиляции. Дополнительное (к термически активированным) количество прореагировавших дефектов составит:

$$N = n \Delta V \tau_0 \nu_0 e^{-\frac{E}{kT}} \left(e^{\frac{P\delta V}{kT}} - 1 \right), \quad (4)$$

где ν_0 – частота тепловых колебаний, ΔV – объем кластера.

Из условия $N \geq 1$, означающего, что под действием первичной волны в кластере происходит хотя бы один акт рекомбинации, после подстановки в (4) значений $\nu_0 = 10^{13} \text{ с}^{-1}$, $\tau_0 = 10^{-11} \text{ с}$, $P = 0.1 \text{ ГПа}$ [1], $\delta V = 10^{-23} \text{ см}^3$, $E = 0.4 \text{ эВ}$ и $T = 300 \text{ К}$ для числа дефектов в кластере получим $n \Delta V \approx 3 \cdot 10^5$. Рекомбинация (как и любая перестройка дефектов) сопровождается испусканием УВ [4] с начальной амплитудой $P_{max} \approx \epsilon K$, где ϵ – локальная деформация решетки в окрестности дефекта, K – модуль всестороннего сжатия. При $\epsilon \approx 0.1$ и $K \approx 10^2 \text{ ГПа}$ имеем $P_{max} \approx 10 \text{ ГПа}$, что на два порядка больше амплитуды первичной (инициирующей) волны [1]. Под действием этой вторичной волны становится возможной рекомбинация других дефектов, входящих в состав данного кластера. Из (4) легко получить, что при $n \geq 10^{20} \text{ см}^{-3}$ в кластере произойдет

цепной процесс рекомбинации дефектов, при котором волны, испущенные отдельными дефектами, будут перекрываться в пространстве и во времени, образуя единую вторичную волну. Поле этой волны суммируется с полем первичной УВ и компенсирует убыль ее амплитуды и энергии с глубиной. Используя (3) и (4), получим, что это произойдет при $N_{кл} \approx 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Следовательно, при $N_{кл} \gg 10^{15} \text{ см}^{-3}$ УВ будет не затухать по мере распространения, а усиливаться за счет вторичных волн.

Если даже перечисленные выше критерии или некоторые из них не выполняются для реального кристалла, например размеры кластеров, их концентрация или плотность дефектов в них окажется ниже указанных значений, то под действием первичной УВ и связанных с ней вторичных волн все же может „отжечься“ часть дефектов в кластерах (или часть кластеров), а при достаточно большой длительности облучения, т. е. при многократном прохождении УВ, отжиг будет значительным.

Таким образом, влияние УВ на подсистему дефектов в кристаллах должно быть более сильным в случае, когда волны распространяются через области с повышенной плотностью структурных нарушений. По-видимому, это справедливо не только для ионного облучения, но и для других видов внешнего возбуждения УВ — лазерном, электронно-лучевом, при радиационном воздействии, бомбардировке макрочастицами, абразивной обработке, резании. В частности, указанный фактор может играть существенную роль в явлении „радиационной тряски“ [4, 5] несовершенных кристаллов. Теоретически [4] и экспериментально [5] показано, что УВ, генерируемые при рекомбинации френкелевских пар, способны вызвать миграцию междоузельных атомов и перестройку дефектных центров. Однако в [4] не учитывался описанный выше эффект усиления УВ, благодаря которому в кристалле радиус действия УВ и степень их влияния могут существенно возрасти.

Явление усиления УВ, по нашему мнению, необходимо учитывать также при анализе механизмов разрушения и деформации реальных (структурно несовершенных) монокристаллов и особенно поликристаллических тел, в частности при изучении пластических и прочностных свойств приповерхностных слоев [6].

Л и т е р а т у р а

- [1] Павлов П.В., Семиин Ю.А., Скупов В.Д., Тетельбаум Д.И. — ФТП, 1986, т. 20, в. 3, с. 503–507.
- [2] Такер Дж., Ремптон В. Гиперзвук в физике твердого тела. М.: Мир, 1975. 454 с.
- [3] Давыдов А.А., Калинин А.И. — Атомная энергия, 1982, т. 53, в. 3, с. 186–187.
- [4] Инденбом В.Л. — Письма в ЖТФ, 1979, т. 5, в. 8, с. 489–492.
- [5] Алукер Э.Д., Гаврилов В.В., Чернов С.А. — Письма в ЖТФ, 1983, т. 9, в. 5, с. 294–298.

[6] А л е х и н В.П. Физика прочности и пластичности поверхностных слоев материалов. М.: Наука, 1983. 280 с.

Поступило в Редакцию
5 октября 1987 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 3 12 февраля 1988 г.

ПРИМЕНЕНИЕ ИНТЕРФЕРОМЕТРА ЖИРА-ТУРНУА ДЛЯ ВНЕРЕЗОНАТОРНОЙ КОМПРЕССИИ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ СВЕТОВЫХ ИМПУЛЬСОВ

Р.А. Т и м о ф е е в, Г.Б. Т о л с т о р о ж е в

В настоящее время метод оптической компрессии широко применяется для получения пикосекундных и фемтосекундных световых импульсов. Обычно элементами оптического компрессора являются одномодовый световод и дисперсионная линия задержки. В световоде вследствие фазовой самомодуляции спектр начального светового импульса испытывает уширение и характерную линейную частотную модуляцию („чирп“), а в дисперсионной линии задержки, где оптическая длина пути уменьшается при увеличении частоты излучения (отрицательная дисперсия), оказывается возможным совмещать разделенные во времени спектральные составляющие, что и ведет к компрессии ультразвуковых импульсов (УКИ) [1-4].

Чаще всего в качестве дисперсионной линии задержки используется пара дифракционных решеток, либо комбинации решетки и призмы. Решетки и призмы обладают значительной дисперсией, что позволяет сжимать УКИ с относительно большой начальной длительностью. К недостаткам этих систем следует отнести неизбежные энергетические потери, а также пространственное разделение спектральных составляющих по сечению выходного светового пучка. В последнее время используются и другие методы получения отрицательной дисперсии групповых скоростей: пары призм и интерферометры Жира-Турнуа [5-8], однако вследствие относительно небольшой дисперсии их применяли только для внутррезонаторной компенсации.

В настоящей работе опробован оптический компрессор с использованием специально рассчитанного интерферометра Жира-Турнуа (ИЖТ) для сжатия УКИ фемтосекундной длительности вне лазерного резонатора. Источником УКИ служил перестраиваемый в диапазоне спектра 610-630 нм лазер на красителе родамине 6Ж в этиленгликоле с гибридной (активной и пассивной) синхронизацией мод, синхронно накачиваемый квазинепрерывным пучком ионного криптонового лазера ($\lambda = 530$ нм) с частотой следования импульсов 76 МГц. Средняя мощность накачки составляла 450 мВт, длительность импульсов 80-150 пс. Внутри резонатора лазера на краси-