

05;12

О пределе текучести монокристаллов цинка при одномерном сжатии в плоской ударной волне

© Г.С. Безручко, Г.И. Канель, С.В. Разоренов

Институт проблем химической физики РАН,
142432 Черноголовка, Московская область, Россия
e-mail: bezgs@icp.ac.ru

(Поступило в Редакцию 7 сентября 2004 г.)

С высоким временным разрешением проведены измерения структуры ударных волн в монокристаллах цинка при сжатии в направлении, перпендикулярном базовой плоскости кристалла. Установлено, что пластическая деформация цинка данной ориентации начинается при давлениях ударного сжатия более 15 ГПа и не сопровождается расщеплением ударной волны на упругий предвестник и пластическую волну сжатия.

Введение

Известно, что вследствие различия продольных сжимаемостей в области упругого и пластического деформирования ударные волны в упруго-пластических материалах неустойчивы и в некотором диапазоне напряжений расщепляются на упругий предвестник и ударную волну „пластического“ сжатия [1]. Измерения амплитуды упругого предвестника используются для определения предела текучести материала при субмикросекундных длительностях нагрузки [2]. Однако в экспериментах с монокристаллами цинка [3] было обнаружено, что при определенной ориентации кристалла расщепление ударной волны может и не происходить. На рис. 1 приведены типичные профили скорости свободной поверхности [3] при ударном сжатии плоских монокристаллических образцов цинка различной ориентации, которые демонстрируют радикальное различие структуры волн сжатия в зависимости от направления их распространения.

Цинк имеет гексагональную плотноупакованную (ГПУ) кристаллическую структуру с аномально большим отношением осей $c/a = 1.856$ (при идеальном отношении для ГПУ кристалла $c/a = 1.633$). Соответственно этому межатомные связи в базовой плоскости кристалла значительно сильнее, чем между базовыми плоскостями, а сжимаемость кристалла в направлении, перпендикулярном базовой плоскости, значительно выше, чем в поперечных направлениях. Согласно обзору упругих свойств цинка [4], в осевом направлении сжимаемость кристалла очень близка к объемной. По этой причине нарастание девиаторных напряжений при одноосном сжатии кристалла в направлении оси $\langle 001 \rangle$ происходит очень медленно, вследствие чего деформация остается упругой в широком диапазоне напряжений. Цель данной работы — выявить признаки и условия начала пластической деформации монокристаллов цинка при ударном сжатии в этом направлении.

Материал и постановка эксперимента

Эксперименты выполнены с монокристаллами цинка чистоты 99.99%, выращенными методом направленной кристаллизации из расплава в изложницах из высокочистого графита [5]. Плоские монокристаллы размером 16×100 мм при толщине 3–4 мм в процессе выращивания были ориентированы нормалью к плоскости в направлении $\langle 001 \rangle$. Испытуемые образцы поперечным размером 10×16 мм вырезались из монокристаллов электроискровым способом и затем расщеплялись в жидком азоте по базовым плоскостям до толщины 0.3–1.0 мм. Поскольку литературные данные о коэффициентах упругости цинка имеют довольно значительный разброс, были проведены дополнительные измерения продольной скорости звука в направлении оси $\langle 001 \rangle$, которые дали ее значение $c_l = 2.98 \pm 0.03$ км/с. Ударная адиабата поликристаллического цинка многократно измерялась [6–10]; в диапазоне массовых скоростей 0.5–3.5 км/с известные экспериментальные данные с точностью $\pm 1\%$ аппроксимируются соотношением $U_s = 3.0 + 1.57u$, где U_s — скорость ударной волны, u — массовая скорость ударносжатого вещества. В недавней работе [11] определена

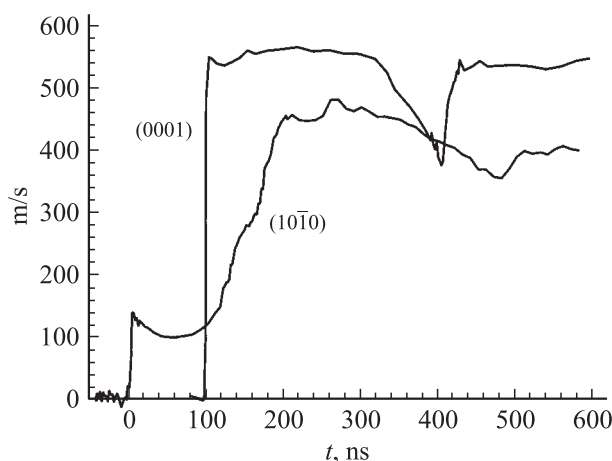


Рис. 1. Типичные профили скорости поверхности монокристаллических образцов цинка при различной ориентации относительно направления ударной нагрузки. Указаны ориентации плоскости соударения. Нагружение образцов толщиной 1.7 мм алюминидиевыми ударниками толщиной 0.85 мм со скоростью 650 м/с.

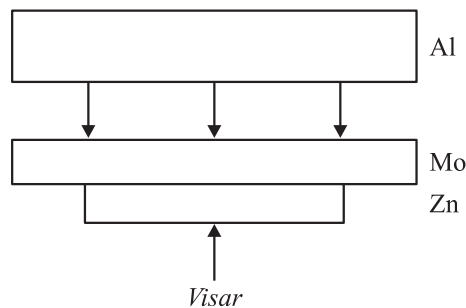


Рис. 2. Схема опытов.

зависимость продольной скорости звука в монокристаллах цинка ориентации $\langle 001 \rangle$ от напряжения упругого сжатия/растяжения. В рамках квазиакустического приближения результаты этих измерений аппроксимируются соотношениями

$$a = c_0 + 2bu, \quad a = (c_0^2 + 4b\sigma_x/\rho_0)^{1/2}, \quad (1)$$

где a — скорость звука в координатах Лагранжа, σ_x — напряжение сжатия/растяжения, $c_0 = 2.99$ км/с, $b = 1.933$.

Схема экспериментов показана на рис. 2. Нагружение образцов цинка осуществлялось ударом плоского алюминиевого ударника, разогнанного с помощью взрывного устройства. Давление ударного сжатия варьировалось изменением скорости соударения и использованием промежуточных экранов из материалов с различными динамическими импедансами: из алюминия, полиметилметакрилата или молибдена. Для обеспечения изначально ударного сжатия и исключения возможного влияния упругого предвестника в молибдене на историю нагружения испытуемого образца между экраном и образцом оставлялся зазор толщиной 0.02 мм. В экспериментах регистрировались профили скорости свободных тыльных поверхностей образцов как функции времени $u_{fs}(t)$, для чего применялся лазерный доплеровский измеритель скорости VISAR [12]. Полоса пропускемых частот измерительного тракта была не хуже, чем 0–350 МГц. Выходные сигналы измерителя скорости регистрировались четырехканальным цифровым осциллографом с частотой оцифровки 2.5 ГГц, что соответствует интервалу времени между точками 0.4 нс. Предел временного разрешения VISAR в использовавшейся конфигурации составлял 1 нс. Для обеспечения надежной регистрации тыльные поверхности образцов доводились до матового состояния путем шлифовки, полировки и последующего травления соляной кислотой.

Результаты измерений

Результаты измерений профилей скорости свободной поверхности в зависимости от давления ударного сжатия суммированы на рис. 3. При величине массовой скорости до ~ 1 км/с (напряжение сжатия ~ 14 ГПа)

волна сжатия представляет собой фактически скачок параметров с временем нарастания не более 1–1.5 нс, за которым следует область постоянства параметров. С увеличением давления ударного сжатия за ударным фронтом появляется область относительного плавного нарастания параметров, длительность которого сокращается по мере возрастания интенсивности ударной волны. Естественно предположить, что появление этого диссипативного участка означает начало пластического деформирования в ударной волне. Поскольку скорость пластического деформирования ограничена скоростью движения и размножения дислокаций и не может быть сколь угодно большой, пластическая деформация сопряжена с конечным временем релаксации напряжений и соответствующей дисперсией волны сжатия. Сокращение длительности области релаксации напряжений с увеличением давления ударного сжатия, очевидно, имеет ту же природу, что и обычно наблюдаемое уменьшение ширины пластических ударных волн [13].

На рис. 4 результаты измерений сопоставлены в нормализованных координатах. После выхода ударной волны на поверхность образца в нем формируется отраженная волна разрежения. Эта волна распространяется в направлении к экрану, на границе с которым вновь может произойти отражение (рис. 5). Показанные интервалы времени включают выход на поверхность переотраженных волн сжатия или разрежения, образующихся из-за различия динамических импедансов ρc образца и экрана. Алюминий и полиметилметакрилат имеют меньший, чем цинк, динамический импеданс, поэтому волна разрежения отражается от него в виде волны сжатия, в то время как отражение волны разрежения в цинке от более жесткого молибденового экрана формирует переотраженную волну разрежения же. В первом случае выход переотраженной волны на поверхность

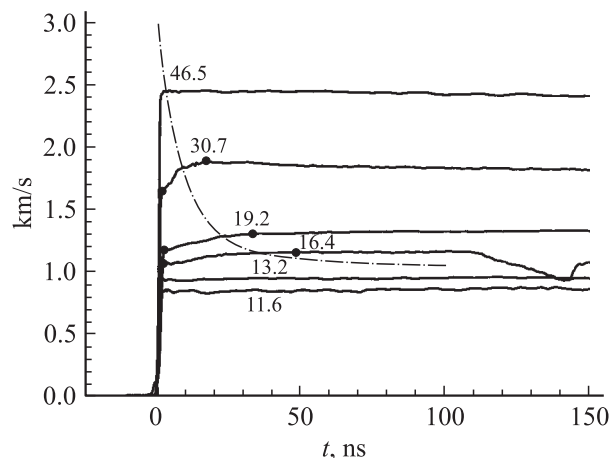


Рис. 3. Профили скорости свободной поверхности образцов цинка толщиной 0.25–0.5 мм с ориентацией $\langle 001 \rangle$ при различных давлениях ударного сжатия. Ударные волны с давлением более 30 ГПа генерировались детонацией заряда ВВ в контакте в экраном; в остальных случаях осуществлялось соударение пластин. Указаны максимальные значения сжимающих напряжений за фронтом ударной волны.

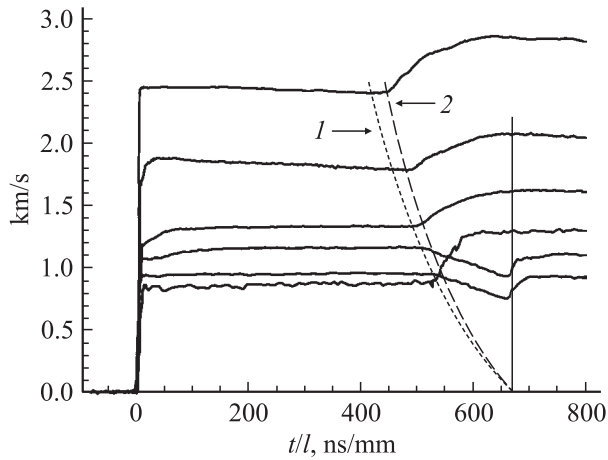


Рис. 4. Профили скорости свободной поверхности образцов цинка с ориентацией (001). Время нормализовано делением на толщину образца. Начало координат соответствует моменту выхода фронта ударной волны на поверхность образца. 1, 2 — результаты оценок времени реверберации фронта упругой и пластической волн.

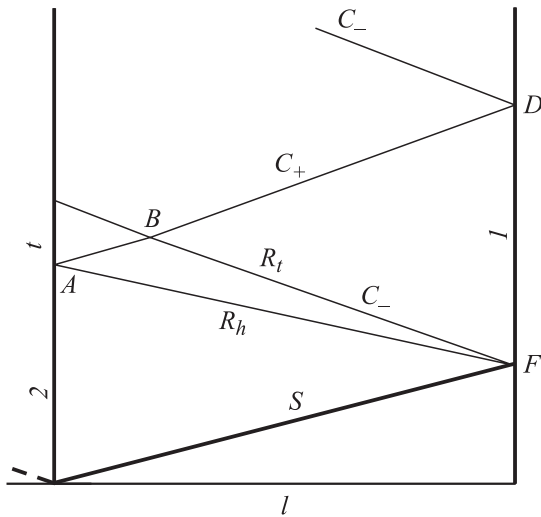


Рис. 5. Диаграмма расстояние–время (l, t) к пояснению волновых взаимодействий при отражении волн от свободной поверхности мишени (1) и поверхности раздела с ударником (2) или экраном. Используются субстанциональные лагранжевы координаты, поэтому границы на диаграмме неподвижны.

образца вызывает увеличение ее скорости, в то время как во втором — уменьшение. Результаты измерений демонстрируют изменение формы и увеличение времени нарастания параметров в перотраженной волне сжатия с появлением области релаксации напряжений за ударным фронтом первой волны. Таким образом, при величине напряжения сжатия за ударным фронтом $\approx 14\text{--}15$ GPa поведение материала качественно изменяется, что, вероятно, также объясняется началом пластической деформации.

Из анализа волновых взаимодействий с помощью диаграммы расстояние–время, показанной на рис. 5, можно

оценить ожидаемое время реверберации упругих и пластических волн в образце. Последовательность анализа представляется следующей. На диаграмме расстояние–время выделяется треугольник FBD , ограниченный хвостовой C_- -характеристикой FB центрированной волны разрежения и головной C_+ -характеристикой BD переотраженного импульса растяжения. Состояния на этих характеристиках соответствуют нулевому давлению, поэтому их наклон соответствует скорости звука при нулевом давлении c_0 . Следовательно, положение точки B на диаграмме легко определяется, если измерен промежуток времени от момента t_F выхода ударной волны на поверхность до момента t_D начала ее торможения и если известна или задана величина c_0 . Участок AB головной C_+ -характеристики переотраженной волны является криволинейным. Поскольку в субстанциональных координатах Лагранжа наклоны C_+ - и C_- -характеристик симметричны, то для расчета траектории AB можно воспользоваться уравнением

$$\frac{dx}{dt} = \frac{h-x}{t-t_F}, \quad (2)$$

левая часть которого соответствует наклону головной C_+ -характеристики, а правая часть выражает тот факт, что C_- -волна разрежения является простой и центрированной. Здесь h — толщина мишени, x — лагранжева координата (начальное, при нулевом давлении, расстояние от поверхности контакта с ударником). Интегрирование этого уравнения дает

$$\int_0^{x_B} \frac{dx}{h-x} = \int_{t_A}^{t_B} \frac{dt}{t-t_F} \ln\left(\frac{h}{h-x_B}\right) = \ln\left(\frac{t_B-t_F}{t_A-t_F}\right). \quad (3)$$

В результате получаем

$$t_B - t_F = (t_A - t_F) \frac{h}{h - x_B}. \quad (4)$$

С другой стороны,

$$t_B - t_F = (h - x_B)/c_0. \quad (5)$$

Исключив из (4) и (5) $(h - x_B)$, получаем

$$t_B - t_F = \sqrt{(t_A - t_F)/c_0 h}. \quad (6)$$

Интервал времени $t_A - t_F = h/a$ определяется с использованием квазиакустического приближения (1) для скорости звука в ударно сжатом веществе a в координатах Лагранжа. Время реверберации волны в образце $t_D - t_F = 1(t_B - t_F)$.

Результаты оценки времени реверберации фронтов упругой и пластической волн показаны на рис. 4 (штриховые линии). При расчете времени реверберации упругой волны использовались значения коэффициентов $c_0 = 2.99$ km/s, $b = 1.933$, полученные из измерений продольной скорости звука в диапазоне напряжений сжатия/растяжения от -2 до 13 GPa [11]. При оценке

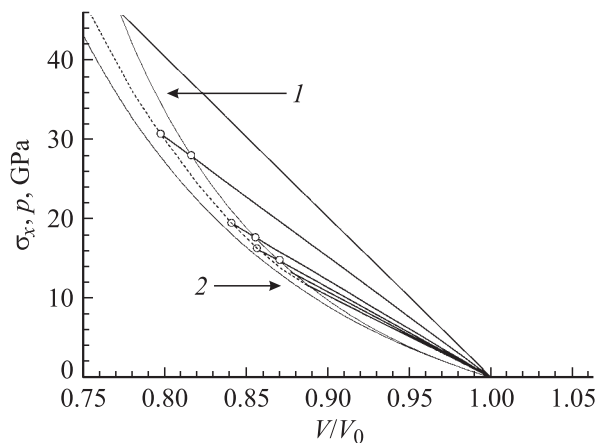


Рис. 6. Изменения состояния цинка в ударных волнах различной интенсивности. Значки — конечные состояния и состояния, соответствующие началу релаксации напряжений, 1 — изэнтропа продольного упругого сжатия, 2 — изэнтропа объемного сжатия.

времени реверберации пластической волны использовались коэффициенты линейного выражения для ударной адиабаты цинка: $c_0 = 3.0 \text{ km/s}$, $b = 1.57$. Как видно из рис. 4, при напряжениях сжатия до 16 ГПа реальное время реверберации с хорошей точностью соответствует предположению об упругой реакции материала на нагрузку, в то время как в экспериментах с большим давлением реальное время реверберации близко к оценкам для пластических волн, распространяющихся с объемной скоростью звука.

Таким образом, при величине напряжения сжатия за ударным фронтом $\approx 14\text{--}15 \text{ GPa}$ имеет место качественное изменение реакции материала на нагрузку, которое проявляется в появлении области релаксации параметров за ударным скачком, изменения формы переотраженных волн сжатия и изменении зависимости времени реверберации волн от давления ударного сжатия. Все это указывает на переход от чисто упругого к упругопластическому деформированию в этом диапазоне параметров без потери устойчивости ударной волны.

В стационарных волнах сжатия все промежуточные и конечные состояния должны соответствовать линии Рэлея (Михельсона)

$$\sigma_x = \rho_0 U_s^2 \frac{V_0 - V}{V_0},$$

где V_0, V — начальное и текущее значения удельного объема вещества.

Положения линий Рэлея относительно ударной адиабаты поликристаллического цинка [6–10] и адиабаты упругого сжатия в направлении $\langle 001 \rangle$ [11] показаны на рис. 6. За неимением лучших данных ударная адиабата поликристаллического цинка, полученная для широкого диапазона давлений, рассматривается здесь как адиабата всестороннего сжатия. На линиях Рэлея отмечены конечные состояния и состояния, соответствующие началу

релаксации напряжений. При напряжении упругого сжатия 14–15 ГПа, соответствующем началу пластического деформирования, отклонение адиабаты упругого продольного сжатия от ударной адиабаты цинка составляет $\sim 1.5 \text{ GPa}$, что практически совпадает с величиной девиаторных напряжений на фронте упругого предвестника сжатия, распространяющегося в поперечном направлении [3]. Отклонения конечных состояний ударного сжатия от ударной адиабаты поликристаллического цинка находятся в пределах 1.2–2 ГПа.

Авторы выражают благодарность академику РАН В.Е. Фортову за поддержку, С.Г. Протасовой за помощь в изготовлении и подготовке образцов, Л.Г. Ермолову, П.В. Скачкову за помощь в подготовке и проведении экспериментов.

Работа выполнена в рамках проекта Российского фонда фундаментальных исследований (№ 03-02-16379) и программы фундаментальных исследований Президиума РАН „Теплофизика и механика интенсивных энергетических воздействий“.

Список литературы

- [1] Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966. 688 с.
- [2] Канель Г.И., Разоренов С.В., Уткин А.В., Фортов В.Е. Ударно-волновые явления в конденсированных средах. М.: Янус-К, 1996. 408 с.
- [3] Богач А.А., Канель Г.И., Разоренов С.В. // ФТТ. 1998. Т. 40. Вып. 10. С. 1849–1854.
- [4] Ledbetter H.M. // J. Phys. Chem. Ref. Data. 1977. Vol. 6. N 4. P. 1181–1203.
- [5] Антонов А.В., Копецкий С.В., Цвиндлерман Л.С., Сурсева В.Г. // ДАН СССР. 1974. Т. 213. № 2. С. 318–320.
- [6] Walsh J.M., Rice M.H., McQueen R.G. et al. // Phys. Rev. 1957. Vol. 108. P. 196–216.
- [7] Альтшулер Л.В., Баканова А.А., Трунин Р.Ф. // ЖЭТФ. 1962. Т. 42. С. 91–104.
- [8] McQueen R.G., Marsh S.P. // J. Appl. Phys. 1960. Vol. 31. P. 1253–1269.
- [9] Волков К.В., Сибелев В.А. // ПМТФ. 1984. № 1. С. 125–132.
- [10] LASL Shock Hugoniot Data / Ed. S.P. Marsh Berkeley: University California Press, 1980.
- [11] Безручко Г.С., Канель Г.И., Разоренов С.В. // ТВТ. 2004. Т. 42. № 2. С. 1–7.
- [12] Barker L.M., Hollenbach R.E. // J. Appl. Phys. 1974. Vol. 45. N 11. P. 4872.
- [13] Swegle J.W., Grady D.E. // J. Appl. Phys. 1985. Vol. 58. P. 692–701.