

УДК 539.3

DOI: 10.17223/00213411/64/8/43

*Е.В. ТУЧ, М.Н. КРИВОШЕЙНА***РАЗДЕЛЕНИЕ УПРУГОЙ ЭНЕРГИИ ПРИ УДАРНОМ НАГРУЖЕНИИ
ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ТЕЛ ИЗ ИЗОТРОПНЫХ И АНИЗОТРОПНЫХ МАТЕРИАЛОВ ***

Определение скоростей распространения упругих волн с использованием ультразвуковых методов для нахождения упругих постоянных накладывает ограничение на геометрию тел. Представлены особенности распространения упругих продольных волн в алюминиевом цилиндре при ударном нагружении о жесткую стенку, а также в цилиндрах из анизотропного монокристаллического цинка при различной ориентации осей симметрии монокристалла относительно оси симметрии цилиндра. Показаны особенности разделения начальной энергии тел цилиндрической формы на энергию отскока от жесткой стенки, энергию вторичных отскоков отдельных частей от жесткой стенки и энергию упругой деформации цилиндров из изотропных и анизотропных материалов (на примере монокристаллического цинка). На основе проведенного анализа найдены границы различных геометрий тел для исследования в них распространения упругих волн с целью определения упругих постоянных.

Ключевые слова: распространение упругих волн, монокристалл, динамическое воздействие.

Введение

Знание величин скоростей распространения упругих продольных и поперечных волн позволяет однозначно определить упругие постоянные материала. Но скорости распространения продольных волн введены только для безграничного пространства, при наличии границ значения скоростей изменяются. Например, в стержнях, имеющих высоту вдоль оси симметрии, в три и более раз превышающую значение диаметра, вдоль оси симметрии распространяется волна Похгаммера, скорость которой примерно на 20% меньше скорости распространения продольной волны. Значение скорости продольной волны может быть измерено в теле цилиндрической формы в направлении его толщины в случаях, когда диаметр цилиндра превышает его толщину в 3 и более раз. Во всех остальных случаях, если размеры тела отличаются менее чем в 3 раза, на основе измеренной скорости распространения продольной волны невозможно найти значения упругих постоянных материала.

В XIX в. были получены формулы для скоростей распространения продольных волн в безграничном пространстве, пластинах, стержнях, стержнях с учетом инерции частиц вдоль радиуса стержня, с учетом дисперсии волны и т.д. В начале XX в. ряд исследователей искали границы применимости этих формул с помощью натуральных экспериментов, представляющих собой ударное нагружение цилиндров о жесткую стенку. Определялось время контакта цилиндра и жесткой стенки, завершаемое отделением цилиндра от жесткой стенки. Измеренное время соответствовало двум пробегам упругой волны: сначала в виде волны сжатия до свободного торца, затем отраженной от свободного торца цилиндра волны растяжения. Было показано, что в цилиндрах, имеющих размеры, близкие к компактным формам, невозможно определить упругие постоянные на основе полученных скоростей распространения упругих волн.

Детальное исследование распространения упругих продольных волн в цилиндрах методами численного моделирования показало, что отскок цилиндров компактной формы от жесткой стенки сопровождается повторными отскоками некоторых точек цилиндра [1, 2]. Это обстоятельство увеличивает время контакта цилиндра и жесткой стенки и, следовательно, уменьшает величину скорости распространения продольной волны в нем. Ранее повторные отскоки были обнаружены при ударном взаимодействии двух деформируемых цилиндрических тел [3]. Повторные отскоки не только увеличивают время контакта стержня и жесткой стенки, но и сопровождаются потерей упругой энергии цилиндра [1]. Границы проявления этих эффектов определяются не только механическими свойствами материалов, но и в значительной мере удлинением цилиндров – отношением длины стороны, в направлении которой определяется скорость распространения упругих продольных волн, к перпендикулярным направлениям.

* Работа выполнена в рамках госзадания ИФПМ СО РАН, тема номер FWRW-2021-0011.

Существует еще целый ряд эффектов, которые проявляются в процессе распространения упругих волн в стержнях при их динамическом нагружении о жесткую стенку. Среди них: зависимость конечной скорости центра масс стержня после его отделения от жесткой стенки от степени удлинения стержня; уменьшение скорости распространения продольных упругих волн в стержнях по мере увеличения их диаметра; существенные отличия в значениях скоростей распространения упругих продольных волн при их нахождении по единичному проходу волны сжатия по стержню или суммарному проходу волны сжатия и отраженной волны растяжения и т.д. Наличие анизотропии упругих свойств исследуемых материалов вносит целый ряд особенностей в процесс распространения упругих продольных волн, исследовать которые представляется возможным только с применением численных методик. Для исследования упругих постоянных анизотропных материалов нередко применяется ультразвуковой метод. При его использовании необходимо найти границы геометрий образцов, в которых можно определить скорости распространения упругих волн. Например, для нахождения упругих постоянных ортотропных материалов определяют скорости распространения девяти волн – трех продольных, трех поперечных и трех квазипродольных [4].

В настоящей работе показано, что для определения упругих постоянных в анизотропных материалах образцы должны иметь различные удлинения. Представлены результаты исследования механизма резкой смены скорости распространения продольной волны на скорость распространения волны с учетом инерции частиц вдоль радиуса стержня, исследования особенностей ударного нагружения цилиндров, имеющих значительные превышения диаметров над высотой цилиндров. Показаны особенности разделения начальной энергии цилиндров на энергию отскока, энергию вторичных отскоков отдельных частей цилиндров от жесткой стенки и энергии упругой деформации цилиндра после его отскока от жесткой стенки в цилиндрах из изотропных и анизотропных материалов (на примере монокристаллического цинка).

Постановка задачи

Методом конечных элементов в трехмерной постановке моделируется ударное нагружение тел цилиндрической формы с одинаковой высотой $L = 50$ мм для случаев изменения их диаметров D от 3 до 2000 мм. Ударное нагружение цилиндров о жесткую стенку моделируется с одинаковой начальной скоростью 50 м/с. Материалы цилиндров – изотропный алюминиевый сплав или монокристаллический цинк. Численное моделирование процесса упругого деформирования тела цилиндрической формы позволяет реализовать различную ориентировку расчетных осей координат относительно главных кристаллографических осей монокристалла.

Для моделирования упругого деформирования изотропного материала, а также монокристаллического цинка в условиях динамических нагружений используется система уравнений, включающая в себя уравнение неразрывности, уравнения движения сплошной среды [5].

Упругое деформирование анизотропного материала проведено с использованием величин полных напряжений и скоростей полных деформаций и описывается обобщенным законом Гука

$$\frac{d\sigma_{ij}}{dt} = C_{ijkl}e_{kl}, \quad (1)$$

где C_{ijkl} – компоненты тензора упругих постоянных в расчетной системе координат; σ_{ij} – компоненты симметричного тензора напряжений; e_{ij} – компоненты симметричного тензора скоростей деформаций.

При совпадении направлений осей расчетной системы координат с направлениями кристаллографических осей монокристалла с трансверсально-изотропной симметрией свойств закон Гука в матричном виде записывается как [5]

$$\begin{bmatrix} \sigma_{xx} \\ \sigma_{yy} \\ \sigma_{zz} \\ \sigma_{xy} \\ \sigma_{xz} \\ \sigma_{yz} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} & 0 & 0 & 0 \\ C_{12} & C_{11} & C_{13} & 0 & 0 & 0 \\ C_{13} & C_{13} & C_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & C_{66} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \varepsilon_{xx} \\ \varepsilon_{yy} \\ \varepsilon_{zz} \\ \varepsilon_{xy} \\ \varepsilon_{xz} \\ \varepsilon_{yz} \end{bmatrix}, \quad (2)$$

где C_{ij} – компоненты матрицы упругих постоянных, которые однозначно связаны с величинами технических упругих постоянных ($E_x, E_y, E_z, G_{xy}, G_{xz}, G_{yz}, \nu_{xy}, \nu_{yz}, \nu_{zx}$), а также с величинами скоростей распространения упругих продольных, поперечных и квазипродольных волн. Здесь E_x, E_y, E_z – модули Юнга; G_{xy}, G_{xz}, G_{yz} – модули сдвига; $\nu_{xy}, \nu_{yz}, \nu_{zx}$ – коэффициенты Пуассона; $\sigma_{ij}, \varepsilon_{ij}$ – компоненты тензоров полных напряжений и деформаций.

В цилиндрах, отличающихся только величинами их диаметров, исследуются значения скоростей распространения упругих продольных волн вдоль оси симметрии цилиндра. Для изотропного алюминия плотность $\rho = 2700 \text{ кг/м}^3$, $E = 72 \text{ ГПа}$, $\nu = 0.33$.

Известен целый ряд аналитических выражений для вычисления скоростей распространения волн в изотропных материалах в зависимости от геометрии исследуемого объекта. Приведем некоторые формулы для скоростей распространения продольных волн:

- для бесконечного тела

$$C_l = \sqrt{\frac{E(1-\nu)}{\rho(1+\nu)(1-2\nu)}}, \quad (6286 \text{ м/с}); \quad (3)$$

- для стержней по уравнению Сен-Венана

$$C_E = \sqrt{\frac{E}{\rho}} \quad (5164 \text{ м/с}); \quad (4)$$

- для стержней по модифицированному уравнению с учетом инерции частиц в радиальном направлении

$$C_E = \sqrt{\frac{E}{\rho(1+\nu)}} \quad (4445 \text{ м/с}); \quad (5)$$

- для скорости распространения продольных волн в пластинах

$$C_l = \sqrt{\frac{E}{\rho(1-\nu^2)}} \quad (5470 \text{ м/с}). \quad (6)$$

Здесь C_l – скорости распространения продольных волн; C_E – стержневых волн Похгаммера; в скобках указаны значения этих скоростей для изотропного алюминиевого сплава. При анализе этих формул видно, что самое малое значение скорости продольной волны (5) получено для цилиндра, но не в одномерном приближении, как по формуле (4), а в случае, когда цилиндр уже нельзя считать тонким стержнем и необходимо учитывать влияние коэффициента Пуассона на процесс его деформирования.

Распространение упругих волн в цилиндрах из изотропного алюминия при ударе о жесткую стенку

На рис. 1 показаны изменения относительных скоростей центров масс для цилиндров из алюминиевого сплава различных диаметров во времени. Для цилиндров, имеющих диаметр 16.6 и 2000 мм (кривые 1 и 4), изменение скорости центра масс происходит по линейному закону, уменьшение конечной скорости центра масс относительно начальной скорости удара составляет менее 10% и объясняется затратами энергии на упругие деформации в цилиндрах. По кривым 1 и 4 можно видеть, что времена, в течение которых цилиндры достигают итоговой скорости центров масс, отличаются на 3.5 мкс. Время, в течение которого цилиндр находится в контакте с жесткой стенкой, определяется временем двух пробегов волны, а в данном случае это стержневая (кривая 1) и продольная (кривая 4) волны. В цилиндрах с диаметром 75 мм уменьшение скорости

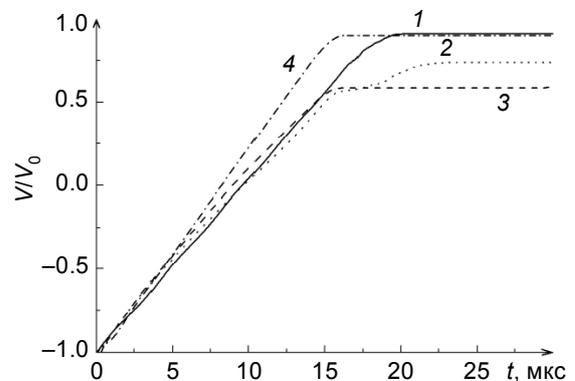


Рис. 1. Изменения относительных скоростей центров масс цилиндров с различными диаметрами во времени: кр. 1 – $D = 16.6 \text{ мм}$; кр. 2 – $D = 75 \text{ мм}$; кр. 3 – $D = 120 \text{ мм}$; кр. 4 – $D = 2000 \text{ мм}$

центров масс составляет 26%, а с диаметром 120 мм – 40%. Из анализа кривых 2 и 3 следует, что достижение итогового значения центра масс цилиндра сопровождается нелинейным изменением скорости цилиндра со временем, возможны ступенчатые переходы, как показано на кривой 2.

Кривая отношения конечной скорости центра масс цилиндра к начальной скорости удара в зависимости от удлинения цилиндра (отношения высоты цилиндра к его диаметру) представлена на рис. 2. Если $L/D = 0.42$, то наблюдается максимальная потеря начальной скорости цилиндра после его отскока – 40%. При уменьшении отношения высоты цилиндра к его диаметру конечная

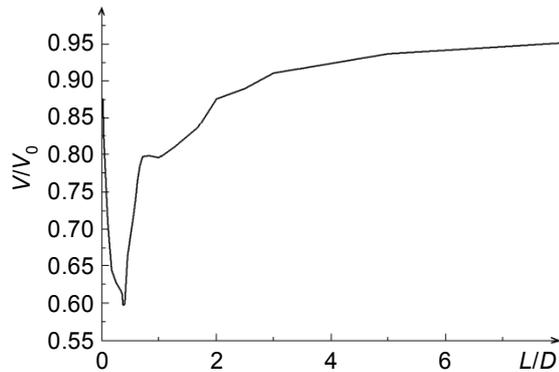


Рис. 2. Изменение конечной скорости центра масс цилиндра относительно начальной скорости удара от степени удлинения цилиндра L/D

скорость центра масс увеличивается и при $L/D = 0.025$ уже составляет 90% от начальной. В диапазоне $0.42 < L/D < 0.714$ на кривой видно резкое изменение конечной скорости с 60 до 80% от начальной скорости удара цилиндра о жесткую стенку. Далее, в диапазоне $1 < L/D < 2$ наблюдается неравномерный рост конечной скорости с 80 до 85% относительно начальной скорости удара. Такой ход кривой в диапазоне $1 < L/D < 2$ объясняется особенностями отражения волны сжатия от свободной границы. Отсутствие повторных отскоков на оси симметрии наблюдается у цилиндров, имеющих $L/D < 0.4$ или $L/D > 3$. Для цилиндров, у которых $L/D > 3$, уменьшение скорости центра масс составляет менее 10%.

На рис. 3 представлены зависимости изменения координаты точки на свободной торцевой поверхности на оси симметрии цилиндра L' от времени. На кривой 1 виден приход первой волны в 8 мкс в цилиндре, высота которого в 3 раза превышает диаметр. До момента 10.2 мкс продолжается сжатие цилиндра вдоль оси симметрии волной Похгаммера, которая далее отражается в виде волны растяжения. По мере увеличения диаметра цилиндра до $L/D = 0.67$ (кривая 2) приход волны Похгаммера на свободную поверхность цилиндра в 17.2 мкс сопровождается изменением координаты на точно такую же величину, как и при первоначальном выходе на свободную поверхность продольной волны. Для цилиндра, имеющего такое удлинение ($L/D = 0.67$), становится неясным, отражение от какой волны сжатия в итоге приведет к отскоку цилиндра. Отскок цилиндра будет вызван в результате пришедшей волны растяжения, возникшей из-за отражения продольной волны сжатия или волны сжатия Похгаммера от свободной поверхности. На этот вопрос можно ответить, только на основании анализа волновой картины деформирования цилиндра. Кривые 3 и 4 на рис. 3 отражают изменения координат на оси симметрии цилиндров, имеющих диаметры 120 и 2000 мм. На кривой 3 прослеживается незначительное изменение координаты из-за прихода стержневой волны, к этому времени уже произошло отражение волны растяжения от торцевой поверхности цилиндра. На кривой 4 видно, что изменение координаты на свободной поверхности цилиндра определяется только приходом упругой продольной волны, остальные колебания этой точки, связанные с приходом стержневой волны, отсутствуют. Как следует из графиков, в процессе сжатия цилиндра изменение координаты центральной точки позволяет при любых диаметрах цилиндров в 8 мкс зафиксировать момент прихода волны со скоростью распространения продольной волны. Форма кривых 1 и 4 аналогична, отличия определяются величиной скорости (продольной или стержневой), которая обладает энергией, позволяющей формировать доминирующую волну растяжения и, в конечном итоге, определяющей время отскока цилиндра.

Механизм смены прихода волны сжатия на свободный торец цилиндра со скоростью стержневой или продольной волн показан с помощью кривых на рис. 4. Кривая 1 соответствует изменению

координаты точки на свободной торцевой поверхности на оси симметрии цилиндра L' от времени. На кривой 1 виден приход первой волны в 8 мкс в цилиндре, высота которого в 3 раза превышает диаметр. До момента 10.2 мкс продолжается сжатие цилиндра вдоль оси симметрии волной Похгаммера, которая далее отражается в виде волны растяжения. По мере увеличения диаметра цилиндра до $L/D = 0.67$ (кривая 2) приход волны Похгаммера на свободную поверхность цилиндра в 17.2 мкс сопровождается изменением координаты на точно такую же величину, как и при первоначальном выходе на свободную поверхность продольной волны. Для цилиндра, имеющего такое удлинение ($L/D = 0.67$), становится неясным, отражение от какой волны сжатия в итоге приведет к отскоку цилиндра. Отскок цилиндра будет вызван в результате пришедшей волны растяжения, возникшей из-за отражения продольной волны сжатия или волны сжатия Похгаммера от свободной поверхности. На этот вопрос можно ответить, только на основании анализа волновой картины деформирования цилиндра. Кривые 3 и 4 на рис. 3 отражают изменения координат на оси симметрии цилиндров, имеющих диаметры 120 и 2000 мм. На кривой 3 прослеживается незначительное изменение координаты из-за прихода стержневой волны, к этому времени уже произошло отражение волны растяжения от торцевой поверхности цилиндра. На кривой 4 видно, что изменение координаты на свободной поверхности цилиндра определяется только приходом упругой продольной волны, остальные колебания этой точки, связанные с приходом стержневой волны, отсутствуют. Как следует из графиков, в процессе сжатия цилиндра изменение координаты центральной точки позволяет при любых диаметрах цилиндров в 8 мкс зафиксировать момент прихода волны со скоростью распространения продольной волны. Форма кривых 1 и 4 аналогична, отличия определяются величиной скорости (продольной или стержневой), которая обладает энергией, позволяющей формировать доминирующую волну растяжения и, в конечном итоге, определяющей время отскока цилиндра.

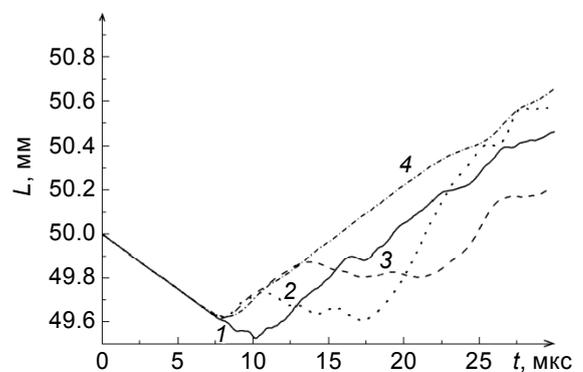


Рис. 3. Изменения координат свободного торца во времени у цилиндров с различными диаметрами: кр. 1 – $D = 16.6$ мм; кр. 2 – $D = 75$ мм; кр. 3 – $D = 120$ мм; кр. 4 – $D = 2000$ мм

нию координаты точки на оси симметрии цилиндра для случая $L/D = 3$. Кривая 2 соответствует изменению координаты по оси симметрии компактного цилиндра, у которого диаметр D равен высоте цилиндра L . В цилиндрах, имеющих форму, близкую к компактным, по сравнению с цилиндрами, имеющими форму стержней, приход волны сжатия на свободную торцевую поверхность обладает рядом отличий. Время прихода стержневой волны растет по мере увеличения диаметра цилиндра. Можно считать, что скорость стержневой волны уменьшается, например, до значения скорости продольной волны с учетом инерции частиц в радиальном направлении (5) и далее. Для цилиндра, у которого $L/D = 0.67$, время прихода последней волны сжатия возрастает до 17.2 мкс, что соответствует минимальной скорости распространения волны 2886 м/с. В зависимости от вида продольной волны, выходящей последней на свободную поверхность – стержневой или продольной, изменяется и максимальное сжатие цилиндра перед формированием в нем волны растяжения. Максимальное сжатие цилиндра наблюдается при выходе стержневой волны в цилиндрах, имеющих $L/D = 1$ (кривая 2), а минимальное сжатие наблюдается при распространении продольной волны в качестве доминирующей при $L/D < 0.625$ (кривая 3).

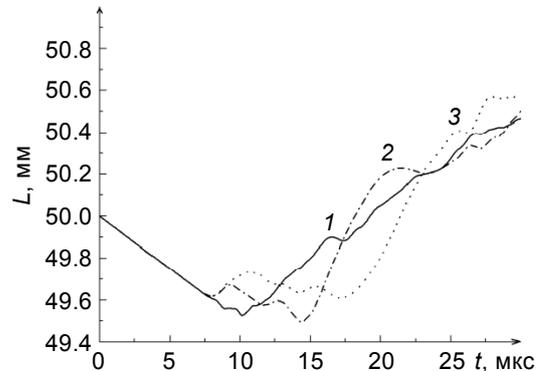


Рис. 4. Изменения координат свободного торца во времени у цилиндров с различными диаметрами: кр. 1 – 16.6 мм; кр. 2 – 50 мм; кр. 3 – 75 мм

Время пробега волны сжатия до свободной поверхности цилиндра определялось максимальным сжатием цилиндра вдоль оси симметрии. На рис. 5 кривой 1 показано отношение скорости продольной волны сжатия C' , зафиксированной по максимальному сжатию цилиндра на его оси симметрии для цилиндров с диаметрами от 1000 до 3 мм, к величине стержневой волны Похгаммера C_E , полученной из аналитического выражения (4). Видно, что при $L/D < 0.625$ скорость продольной волны превышает скорость стержневой волны на 20%, далее происходит резкое уменьшение скорости по механизму замены максимального сжатия цилиндра в продольной волне на максимальное сжатие в стержневой волне, показанному на рис. 4. При дальнейшем уменьшении диаметра цилиндра происходит увеличение скорости продольной волны при ее стремлении к величине скорости волны Похгаммера C_E . Начиная с $L/D = 3$, можно считать, что скорость распространения упругой продольной волны равна скорости волны Похгаммера (4), а цилиндры можно называть стержнями.

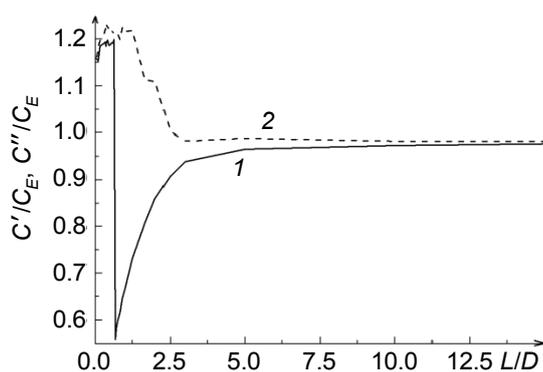


Рис. 5. Зависимость относительных скоростей продольных волн от степени удлинения цилиндра L/D , определенных по прохождению волны сжатия (кр. 1), волны сжатия и растяжения (кр. 2)

и C'' близки независимо от количества пробегов по стержню при их измерении (кривые 1 и 2). Существует диапазон изменения L/D со значительными отличиями скоростей распространения продольных волн, полученных по фиксированию одного или двух пробегов волн. Видно, что этот диапазон изменения $0.67 < L/D < 3$ соответствует формам цилиндра, близким к компактной. Для

Иные условия складываются при определении скорости распространения продольной волны в случае регистрирования двух пробегов волн вдоль оси симметрии цилиндра: сначала прохождение волны сжатия, а после ее отражения от свободной торцевой поверхности – волны растяжения. Регистрация прохождения двух пробегов волн необходима для определения времени контакта цилиндра с жесткой стенкой, например, для сравнения с результатами натуральных экспериментов. Момент прихода волны растяжения на контактную поверхность цилиндра и жесткой стенки фиксируем по времени первого отделения центральной части цилиндра от жесткой стенки. На рис. 5 кривой 2 показано изменение отношения скорости продольной волны C'' к скорости стержневой волны C_E для цилиндров с радиусами от 1000 до 3 мм. При $L/D < 0.625$ значения продольных волн C'

цилиндров стержневой формы при $L/D > 3$ отличия скоростей C' и C'' сближаются по мере уменьшения диаметра и стремятся к скорости стержневой волны C_E .

Особенности распространения упругих волн в цилиндрах из анизотропного монокристаллического цинка

Исследования особенностей распространения продольных волн в анизотропных материалах проведены на примере монокристаллического цинка для двух случаев ориентирования кристаллических осей вдоль оси симметрии цилиндра: в первом случае по оси $[0001]$, во втором – по оси $[10\bar{1}0]$. Из-за значительной анизотропии упругих свойств монокристаллического цинка [6, 7] в первом случае теоретическое значение скорости продольной волны составляет $C_1 = 2923$ м/с, стержневой волны $C_E = 2228$ м/с, во втором случае $C_1 = 4749$ м/с, $C_E = 4094$ м/с. Влияние анизотропии упругих свойств на скорости распространения упругих продольных волн в цилиндрах с различными диаметрами можно проиллюстрировать с помощью кривых на рис. 6, показывающих изменение скоростей центров масс цилиндров относительно начальной скорости, после их отскока. Из анализа кривой 1 следует, что максимальная потеря энергии цилиндра соответствует диапазону изменения диаметров $0.25 < L/D < 2$, с минимумом при $L/D = 0.33$ и составляет 45%. Повторные отскоки на оси симметрии цилиндра наблюдаются в диапазоне $0.25 < L/D < 1.25$.

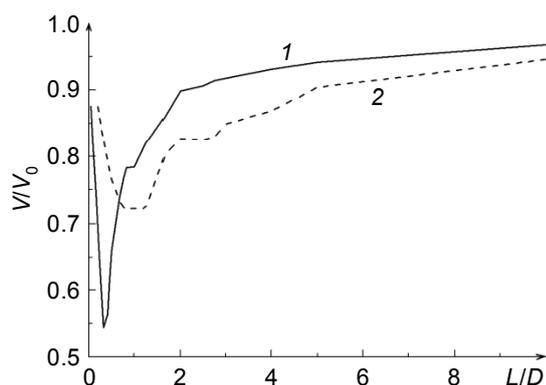


Рис. 6. Изменение конечных скоростей центров масс цилиндров относительно начальной скорости удара от степени удлинения цилиндра L/D для двух ориентаций кристаллических осей цинка относительно оси симметрии цилиндра: кр. 1 – вдоль $[0001]$; кр. 2 – $[10\bar{1}0]$

Во втором случае (кривая 2), если ось симметрии цилиндра совпадает с направлением оси $[10\bar{1}0]$ монокристалла цинка, максимальная потеря скорости цилиндра после отскока составляет 27% при $L/D = 0.83$. Повторные отскоки на оси симметрии цилиндра наблюдаются в диапазоне $1.67 < L/D < 3$. То есть в анизотропных материалах изменяются не только абсолютные значения

скоростей распространения упругих продольных и стержневых волн из-за анизотропии упругих постоянных материала, но и границы геометрии тел, которые необходимо соблюдать для измерения достоверных значений скоростей распространения продольных или стержневых волн.

Обсуждение результатов

В изотропных материалах только в двух случаях возможно измерение скоростей распространения продольных волн для однозначного определения упругих свойств: скорости стержневой волны Похгаммера при $L/D > 3$ или скорости продольной волны при $L/D < 0.333$. При иных отношениях L/D измеренная скорость не позволит определить упругие постоянные по причине возникновения сложной волновой картины деформирования в цилиндрах. Она включает в себя повторные отскоки некоторых точек цилиндра до 6 раз от жесткой стенки, пока не произойдет итоговое отделение цилиндра. Наличие повторных отскоков приводит к дополнительному расходованию энергии и, как следствие, уменьшению конечной скорости центра масс цилиндров. Моделирование ударного нагружения цилиндров с различной ориентировкой кристаллографических осей монокристалла относительно осей симметрии цилиндра показало, что повторные отскоки от жесткой стенки наблюдаются в различных диапазонах отношения L/D . Следовательно, это может быть причиной несовпадения величин упругих постоянных, полученных в натуральных экспериментах с использованием образцов с одинаковой геометрией с помощью ультразвукового метода [4]. Для исследования упругих постоянных в анизотропных материалах необходимо предварительно определить границы относительных размеров образцов для каждого направления распространения продольных волн.

Выводы

В цилиндрах из изотропных материалов удлиненной формы ($L/D > 3$), а также формы в виде пластин ($L/D < 0.333$) отделение от жесткой стенки происходит без повторных отскоков, поэтому время отскока минимально, а конечная скорость отскока приближается к начальной. Отсутствие повторных отскоков в этих случаях приводит к уменьшению конечной скорости цилиндров на 10% только вследствие затрат энергии на процесс упругого деформирования.

В цилиндрах, имеющих форму, близкую к компактной $0.333 < L/D < 3$, возможны возникновения повторных отскоков точек цилиндров от жесткой стенки, что приводит к дополнительному расходу энергии и, как следствие, к уменьшению конечной скорости центров масс цилиндров на 40%.

Перед исследованием упругих свойств в анизотропных материалах ультразвуковым методом необходимо проводить численное моделирование процесса распространения упругих волн с целью выбора геометрий исследуемых образцов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гулидов А.И., Баянов Е.В. // ПМТФ. – 2011. – Т. 52. – № 5. – С. 155–162.
2. Bayanov E.V., Kurlaev N.V., and Matveev K.A. // Physics AUC. – 2017. – V. 27. – P. 69–78.
3. Фомин В.М., Гулидов А.И., Г.А. Сапожников и др. Высокоскоростное взаимодействие тел. – Новосибирск: Изд-во СО РАН, 1999. – 600 с.
4. Кийко В.М., Спиридонов Л.С. // Механика композитных материалов. – 1986. – № 3. – С. 531–536.
5. Krivosheina M.N., Kobenko S.V., Tych E.V., et al. // Mater. Sci. Technol. – 2018. – V. 35. – No. 7. – P. 1–8.
6. Брюханов И.А., Городцов В.А., Лисовенко Д.С. // Физ. мезомех. – 2019. – Т. 22. – № 6. – С. 48–57.
7. Mason W.P. Physical Acoustics: Principles and methods. V.III. Pt B: Lattice Dynamics. – N.Y.; London: Academic Press, 1965.

Поступила в редакцию 15.02.2021.

Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, г. Томск, Россия

Туч Елена Владимировна, к.ф.-м.н., науч. сотр. ИФПМ СО РАН, e-mail: tychka2012@mail.ru;

Кривошеина Марина Николаевна, д.ф.-м.н., ведущ. науч. сотр. ИФПМ СО РАН, e-mail: marina_nkr@mail.ru.