

06

Фазовое превращение и прочностные свойства эвтектического свинцово-висмутового сплава в диапазоне температур 20–110°C при ударном нагружении

© А.С. Савиных,^{1,2} Г.В. Гаркушин,^{1,2} С.В. Разоренов^{1,2}

¹ Федеральный исследовательский центр проблем химической физики и медицинской химии РАН, 142432 Черноголовка, Московская обл., Россия

² Объединенный институт высоких температур РАН, 125412 Москва, Россия
e-mail: savas@ficp.ac.ru

Поступило в Редакцию 30 августа 2024 г.

В окончательной редакции 12 ноября 2024 г.

Принято к публикации 18 ноября 2024 г.

Проведены измерения параметров фазового превращения образцов эвтектического сплава $\text{Bi} - 56.5 \text{ mass\%}$, $\text{Pb} - 43.5 \text{ mass\%}$ толщиной 0.2–8 mm при начальных температурах 20, 60, 96 и 111°C и максимальном напряжении ударного сжатия $\sim 4 \text{ GPa}$. В экспериментах с помощью лазерного доплеровского измерителя скорости VISAR регистрировалась структура волн сжатия и разрежения. Выявлено уменьшение напряжения фазового превращения по мере распространения волны сжатия по образцу, оценены начальная и максимальная скорости превращения и определены времена соответствующих превращений. Проведены измерения величин динамического предела упругости и откольной прочности при напряжениях выше напряжения фазового превращения.

Ключевые слова: свинцово-висмутовый эвтектический сплав, ударные волны, фазовое превращение, температура, динамический предел упругости, откольная прочность.

DOI: 10.61011/JTF.2025.01.59468.226-24

Введение

Расплавы свинца с висмутом, главным образом — эвтектический сплав $\text{Bi} - 56.5\%$, $\text{Pb} - 43.5\%$, применяются в качестве теплоносителей в реакторах специального назначения и рассматриваются как перспективные теплоносители для импульсных термоядерных реакторов. Исследования теплофизических свойств жидкометаллических теплоносителей начаты в 50-х годах прошлого века [1] и продолжаются до настоящего времени [2–5]. Основным компонентом эвтектического сплава является висмут, претерпевающий при ударном сжатии фазовый переход из фазы Bi-I в фазу Bi-II при давлении 2.5–2.8 GPa [6–10], в статических условиях нагружения 2.55 GPa [11]. В свинце фазовых переходов при давлениях, близких к давлению фазового перехода в висмуте Bi-I в Bi-II , не зарегистрировано.

В продолжение работы [12] в данном исследовании расширен диапазон максимальных напряжений ударного сжатия образцов до 4 GPa с целью регистрации фазового превращения в висмуте, находящемся в составе эвтектического сплава. Целями настоящей работы являются оценка зависимости кинетики фазового превращения от начальной температуры и изучение влияния фазового превращения на прочностные свойства эвтектического сплава в диапазоне температур вплоть до температуры плавления.

1. Материал и постановка экспериментов

Исходные заготовки эвтектического сплава $\text{Bi}(56.3\%) - \text{Pb}(43.7\%)$ изготавливались в вакуумной печи в виде цилиндров диаметром 50 mm и длиной 150 mm в ООО „Тинком“, г. Калуга, Россия. Плоскопараллельные образцы толщиной 0.25–8 mm вырезались из одной заготовки электроэрозионным методом с последующей обработкой поверхности (шлифовка и полировка). Измеренное методом гидростатического взвешивания значение плотности ρ_0 составило 10.660 g/cm^3 . Плотность при повышенной температуре оценивалась из соотношения $\rho_0 = 10.52177 + 0.00046026T \text{ g/cm}^3$ ($273.17^\circ\text{C} < T < 397.8^\circ\text{C}$) [13]. Температура плавления T_m исследуемого сплава составляет 124.8°C . Значение продольной скорости звука c_l измерялось в работе [12] и составило $2200 \pm 10 \text{ m/s}$. Согласно работе [14], при температуре 102°C значение продольной скорости звука составляет $c_l = 2100 \text{ m/s}$. Вычисления c_l при температурах проведения экспериментов осуществлялось линейной интерполяцией, так как каких-либо особенностей в зависимости плотности от температуры [13] не выявлено. Значение объемной скорости звука по данным работы [14] составляет $c_b = 1900 \text{ m/s}$ и меняется незначительно в исследуемом диапазоне температур.

Ударно-волновое нагружение исследуемых образцов осуществлялось медными ударниками толщиной

0.2–5.5 mm, разогнанных до скорости 330 ± 10 m/s с помощью газовой пушки калибром 50 mm. Контроль скорости и перекоса ударников осуществлялся только в экспериментах при комнатной температуре с использованием электроконтактных датчиков. Максимальный перекося ударника в момент соударения не превышал 0.5 mrad. Ствол пушки и пространство вокруг образца перед экспериментом вакуумировались. Нагрев образцов перед ударным нагружением осуществлялся резистивными нагревателями, расположенными на расстоянии 2–2.5 mm от поверхности образца. Конструкция нагревателя, изготовленного из фехральной проволоки, керамической соломки и высокотемпературного клея на основе оксида алюминия позволяла равномерно прогревать образец до необходимой температуры. Контроль температуры осуществлялся двумя термопарами хромель–алюмель. Разница между показаниями термопар не превышала $1-2^\circ$. Контролируемая скорость нагрева образца составляла $\sim 0.05-0.1^\circ$ C/s. При приближении к температуре проведения эксперимента скорость нагрева замедлялась до $\sim 0.02^\circ$ C/s. В каждом эксперименте с помощью лазерного доплеровского интерферометрического измерителя скорости VISAR [15], обладающего высоким пространственным и временным разрешением, регистрировался профиль скорости свободной поверхности образца $u_{fs}(t)$. Постоянная интерферометра составляла 168 m/s.

2. Результаты измерений профилей скорости свободной поверхности

Результаты измерений в виде профилей скорости свободной поверхности образцов эвтектического сплава BiPb толщиной 0.2–8 mm при комнатной температуре представлены на рис. 1, *a*. Нагружение осуществлялось медным ударником со скоростью 330 m/s. На профилях $u_{fs}(t)$ регистрируется выход упругой волны, распространяющейся с продольной скоростью звука c_l и амплитудой u_{HEL} . За упругой волной регистрируется выход на свободную поверхность пластической волны с амплитудой u_{tr} , соответствующей фазовому превращению в висмуте, и выход второй пластической волны с амплитудой u_{max} . После достижения максимальных значений скорости свободной поверхности регистрируется спад скорости, связанный с выходом части волны разрежения. Амплитуда волны разрежения Δu_{fs} определяет откольную прочность исследуемого материала. На представленных профилях $u_{fs}(t)$ регистрируется значительное увеличение амплитуды упругого предвестника u_{HEL} с уменьшением толщины образца, что свидетельствует о затухании упругого предвестника с пройденным расстоянием и незначительное затухание первой пластической волны, имеющей амплитуду u_{tr} . Кроме того, с уменьшением толщины образца наблюдается увеличение амплитуды откольного импульса Δu_{fs} .

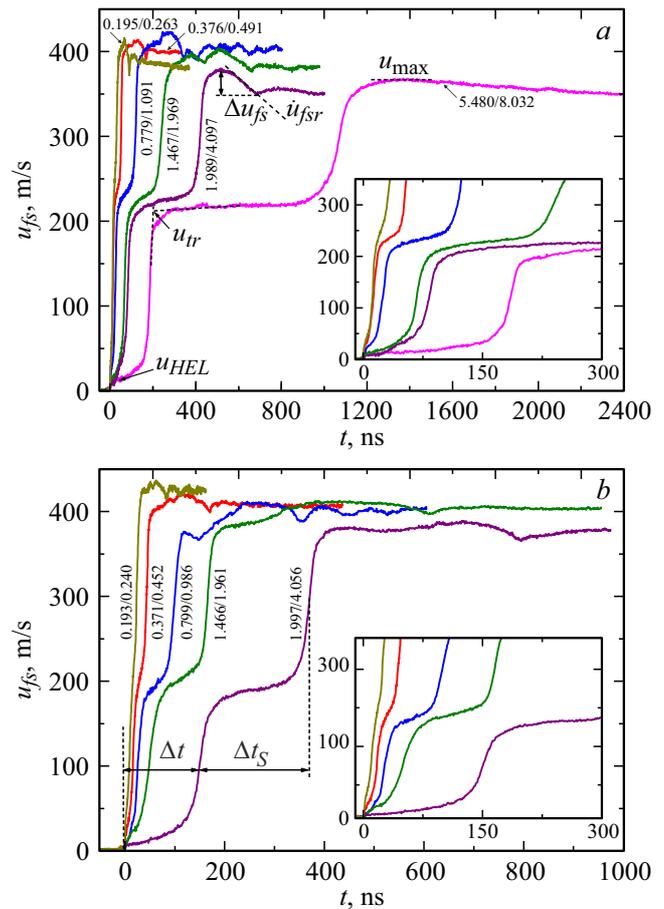


Рис. 1. Профили скорости свободной поверхности образцов сплава Bi–Pb. У профилей указаны толщины ударника и образца. *a* — образцы толщиной 0.2–8 mm при 20° C, *b* — образцы толщиной 0.2–4 mm при 96° C.

На рис. 1, *b* представлены профили скорости свободной поверхности эвтектического сплава висмут — свинец в диапазоне толщин 0.2–4 mm при тех же условиях нагружения, что и представленные результаты на рис. 1, *a*, но при начальной температуре образцов 96° C. Проведенные эксперименты при температуре 96° C продемонстрировали те же тенденции изменения амплитуд упругого предвестника, волны разрежения и первой пластической волны с увеличением толщины образца, что и при комнатной температуре.

На рис. 2 представлены профили $u_{fs}(t)$ образцов эвтектического сплава Bi–Pb толщиной 2 mm в диапазоне начальных температур $20-111^\circ$ C. Влияние температуры на амплитуду упругого предвестника u_{HEL} и амплитуду откольного импульса Δu_{fs} незначительно, в отличие от ее влияния на амплитуду первой пластической волны u_{tr} , ограниченной началом фазового превращения. Кроме того, в этих экспериментах регистрируется сильная зависимость скорости первой и второй пластических волн от начальной температуры.

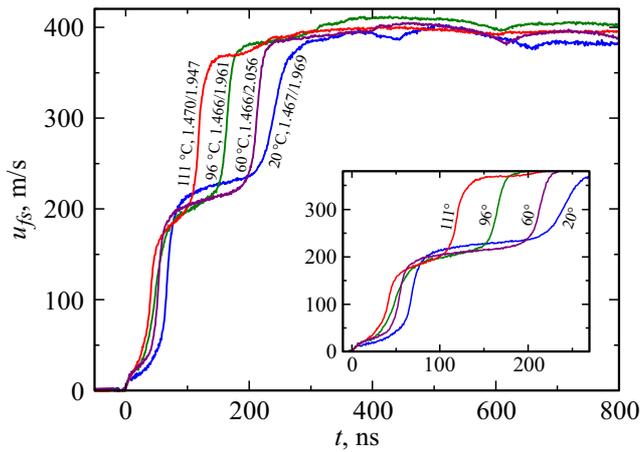


Рис. 2. Профили скорости свободной поверхности образцов Bi–Pb толщиной 2 mm при начальных температурах 20–111°C. У профилей указаны температура, толщины ударника и образца.

3. Упруго-пластические и прочностные свойства

Измерение амплитуды упругой волны сжатия на профиле $u_{fs}(t)$ позволяет рассчитать напряжение на фронте упругого предвестника или динамический предел упругости материала σ_{HEL} с помощью соотношения

$$\sigma_{HEL} = \rho_0 c_l u_{HEL} / 2, \quad (1)$$

динамический предел упругости σ_{HEL} связан с динамическим пределом текучести σ_T в условиях одномерной деформации соотношением

$$\sigma_T = 3/2 \sigma_{HEL} (1 - c_b^2/c_l^2). \quad (2)$$

Как видно на рис. 1 и 2, за ударной волной на свободную поверхность образца выходит падающая волна разрежения, сопровождаемая снижением скорости, регистрируемой на профиле $u_{fs}(t)$. Взаимодействие падающей и отраженной от свободной поверхности волн разрежения приводит к генерации растягивающих напряжений внутри образца. При превышении прочности образца образуется откольная трещина, регистрируемая на профиле скорости как первый минимум. Откольный импульс, регистрируемый на профиле $u_{fs}(t)$, является результатом релаксации напряжений до нуля в момент откола с последующим распространением в обе стороны волн сжатия.

В линейном приближении величина откольной прочности рассчитывается как

$$\sigma_{sp} = 1/2 \rho_0 c_b (\Delta u_{fs} + \delta), \quad (3)$$

где δ — поправка на искажение профиля скорости вследствие различия скорости фронта откольного импульса и скорости пластической части падающей волны разгрузки

перед ним [16,17]. Измерение скорости спада в волне разгрузки \dot{u}_{fsr} (рис. 1, а) позволяет рассчитать скорость деформации материала перед откольным разрушением с помощью соотношения

$$\dot{V}/V_0 = -\dot{u}_{fsr}/2c_b. \quad (4)$$

Величина \dot{V}/V_0 фактически является скоростью расширения вещества в волне разрежения.

Результаты расчета σ_{HEL} с помощью соотношения (1) при начальных температурах 20 и 96°C суммированы на рис. 3. В обоих случаях регистрируется сильная зависимость динамического предела упругости от пройденного ударной волной расстояния. Значения динамического предела упругости в экспериментах при начальной температуре образцов 96°C лежат ниже на 20%, чем при комнатной, в измеряемом диапазоне толщин образцов. Так как величина σ_{HEL} не зависит от максимального напряжения сжатия, на рис. 3 добавлены данные работы [12], полученные при максимальном напряжении сжатия 1.7 GPa, что ниже давления фазового превращения. Представленные на рис. 3 зависимости σ_{HEL} от h при 20 и 96°C аппроксимируются степенной функцией

$$\sigma_{HEL} = S(h/h_0)^{-\alpha}, \quad (5)$$

где $h_0 = 1$ mm, S — коэффициент, принимающий значение σ_{HEL} при $h_0 = 1$ mm, α — показатель степенной зависимости. Увеличение температуры до 96°C привело к понижению коэффициента S до 200 МПа, в то время как при комнатной температуре $S = 243$ МПа. Степенной показатель α одинаков как при 20°C, так и 96°C, и равен 0.41.

Рассчитанные с помощью соотношения (3) значения откольной прочности и с помощью соотношения (4) — скорости деформирования в волне разрежения для эвтектического сплава висмут–свинец при 20 и 96°C

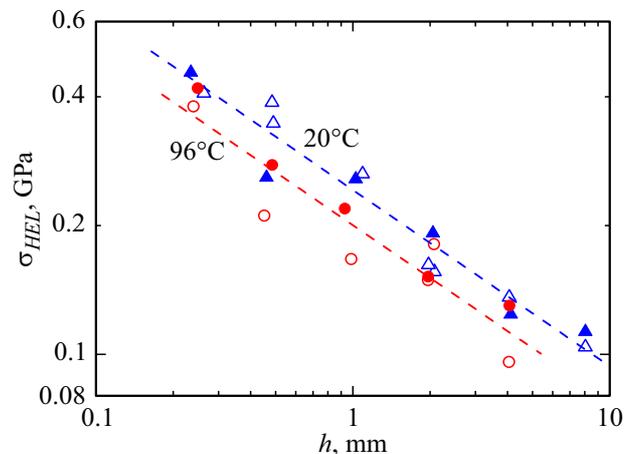


Рис. 3. Зависимости динамического предела упругости σ_{HEL} от толщины образца h эвтектического сплава Bi–Pb при 20 и 96°C. Пустая фигура — при $\sigma_{max} > \sigma_{tr}$, полная фигура — при $\sigma_{max} < \sigma_{tr}$ [12].

представлены в виде зависимостей на рис. 4. На рисунок добавлены данные работы [12] для эвтектического сплава Vi–Pb при максимальных напряжениях сжатия (~ 1.7 ГПа), не превышающих напряжений фазового превращения. Как в случае $\sigma_{max} > \sigma_{tr}$, так и $\sigma_{max} < \sigma_{tr}$ существенной разницы величин откольной прочности при комнатной температуре выявлено не было. С повышением начальной температуры образцов 96°С при напряжениях $\sigma_{max} < \sigma_{tr}$ спад откольной прочности составил ~ 20%. Предварительный нагрев образца до 96°С при $\sigma_{max} > \sigma_{tr}$ привел к падению откольной прочности в ~ 1.5 раза в сравнении с комнатной температурой. Представленные на рис. 4 зависимости σ_{sp} в диапазоне скоростей деформирования $5 \cdot 10^3 - 2 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$ аппроксимируются степенной зависимостью в виде

$$\sigma_{sp} = A \left(\frac{\dot{V}/V_0}{\dot{\epsilon}_0} \right)^\beta, \quad (6)$$

где $\dot{\epsilon}_0 = 105 \text{ s}^{-1}$, A — коэффициент, принимающий значение σ_{sp} при $\dot{\epsilon}_0 = 10^5 \text{ s}^{-1}$, β — показатель степенной зависимости. При комнатной температуре и $\sigma_{max} > \sigma_{tr}$ коэффициент $A = 377 \text{ МПа}$, что существенно выше, чем при 96°С, $A = 243 \text{ МПа}$. При начальной температуре 20°С $\beta = 0.233$, при 96°С наблюдается снижение его значения до 0.150. По данным работы [12] при $\sigma_{max} < \sigma_{tr}$ коэффициент β практически не зависит от температуры и равен 0.27.

Рассчитанные с помощью соотношений (1–3) значения динамического предела упругости σ_{HEL} , текучести σ_T и откольной прочности σ_{sp} образцов толщиной 2 мм при начальных температурах 20–111°С суммированы на рис. 5. Экспериментальные данные, представленные на рисунке, разделены на две группы. Одна группа — это данные, когда компонент сплава Vi-I не претерпевал превращение [12], вторая группа получена в настоящей работе при напряжениях $\sigma_{max} < \sigma_{tr}$ и другая часть —

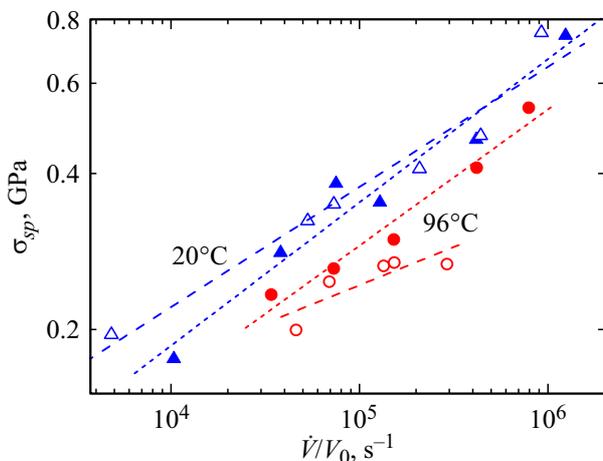


Рис. 4. Зависимости откольной прочности σ_{sp} от скорости деформирования в волне разгрузки образцов сплава Vi–Pb при 20 и 96°С. Пустая фигура — при $\sigma_{max} > \sigma_{tr}$, полная фигура — при $\sigma_{max} < \sigma_{tr}$ [12].

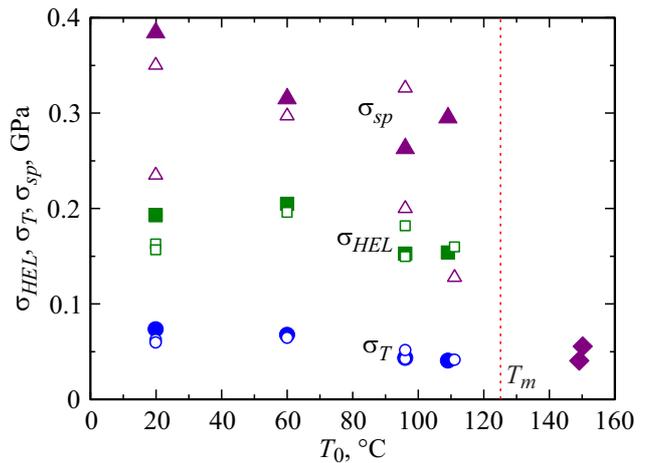


Рис. 5. Зависимости динамического предела упругости σ_{HEL} , текучести σ_T и откольной прочности σ_{sp} образцов сплава Vi–Pb толщиной 2 мм от начальной температуры образцов. Пустая фигура — при $\sigma_{max} > \sigma_{tr}$, полная фигура — при $\sigma_{max} < \sigma_{tr}$ [12], T_m — температура плавления эвтектического сплава. Значения откольной прочности расплава Vi–Pb при 150°С взяты из [14].

в настоящей работе при $\sigma_{max} > \sigma_{tr}$. На рисунке видно, что максимальное напряжение сжатия не влияет на величину σ_{HEL} и σ_T в диапазоне температур 20–111°С, так как упругопластический переход происходит при напряжениях, меньших, чем фазовое превращение. Регистрируется незначительное уменьшение указанных выше характеристик материала с ростом температуры от комнатной до температур, близких к температуре плавления. Результаты измерений откольной прочности демонстрируют следующее. Значения откольной прочности выше при $\sigma_{max} < \sigma_{tr}$, чем при $\sigma_{max} > \sigma_{tr}$ во всем диапазоне температур. В области максимальных напряжений $\sigma_{max} < \sigma_{tr}$ уменьшение откольной прочности незначительно при приближении температуры образцов к температуре плавления сплава. В экспериментах при $\sigma_{max} > \sigma_{tr}$ регистрируется почти двукратное падение прочности при температурах вблизи температуры плавления. Это можно объяснить как изменением микроструктуры материала после фазового превращения, так и дополнительным разогревом материала, являющимся следствием более чем двукратного увеличения максимального напряжения сжатия.

4. Параметры и кинетика фазового превращения

На профилях скорости свободной поверхности эвтектического сплава Vi–Pb, представленных на рис. 1, а, показано расщепление пластической волны, связанное с фазовым превращением в висмуте. Определяя амплитуду первой пластической волны u_{tr} , можно вычислить

напряжение, при котором происходит фазовое превращение, с помощью соотношения [18]:

$$\sigma_{tr} = \sigma_{HEL} + \rho_0 U_{S1} (u_{tr} - u_{HEL}) / 2, \quad (7)$$

где U_{S1} — скорость первой пластической волны. Для вычисления скорости волны U_{S1} использовалось соотношение [19]:

$$U_{S1} = c_l (h_s / c_l - \Delta t / 2) / (h_s / c_l + \Delta t / 2), \quad (8)$$

где Δt — разница во времени между выходом на свободную поверхность средней части первой пластической части волны сжатия и упругой части волны сжатия (рис. 1, b), h_s — толщина образца. Соотношение (8) учитывает взаимодействия между падающей и отраженной волнами вблизи свободной поверхности образца.

Для вычисления скорости волны U_{S2} воспользуемся взятым за основу соотношением из [20]:

$$U_{S2} = U_{S1} (h_s / U_{S1} - \Delta t_s / 2) / (h_s / U_{S1} + \Delta t_s / 2), \quad (9)$$

где Δt_s — разница во времени между выходом на свободную поверхность средней части второй и первой пластических волн сжатия (рис. 1, b). Максимальное напряжение сжатия, превышающее напряжение фазового превращения, рассчитывалось с использованием соотношения

$$\sigma_{max} = \sigma_{tr} + \rho_{tr} U_{S2} (u_{max} - u_{tr}) / 2, \quad (10)$$

где $\rho_{tr} = \rho_0 U_{S2} / (U_{S2} - (u_{max} - u_{tr}) / 2)$ — плотность после фазового превращения.

Результаты расчета с использованием соотношения (7) напряжений фазового превращения, регистрируемого на профилях скорости свободной поверхности, показанных на рис. 2, в исследуемом сплаве представлены на рис. 6. Также на рис. 6 добавлена фазовая диаграмма висмута [9]. Содержание 43.7% свинца в исследуемом сплаве понижает температуру и давление фазового перехода Bi-I в Bi-II. Поскольку фазовых переходов в свинце в этом диапазоне давлений и температур по данным литературных источников нет, параметры фазового превращения сплава определяются фазовым превращением в висмуте. На рис. 6 видно, что фазовое превращение в эвтектическом сплаве происходит при меньших напряжениях, чем фазовое превращение Bi-I в Bi-II в висмуте в исследуемом диапазоне температур.

На рис. 7 показаны рассчитанные из профилей $u_{fs}(t)$, представленных на рис. 2, скорости первой и второй пластических волн образцов толщиной 2 mm эвтектического сплава висмут–свинец в зависимости от начальной температуры образца. Линейный спад скорости первой пластической волны при приближении к температуре плавления сплава аналогичен спаду продольной скорости звука с ростом температуры [14] и оценивается в $\sim 5\%$. В то же время скорость второй пластической волны при приближении к температуре

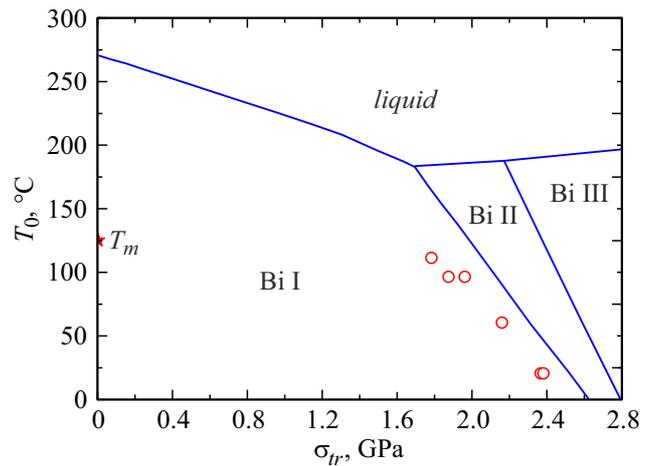


Рис. 6. Зависимость напряжения фазового превращения от начальной температуры образцов эвтектического сплава Bi–Pb толщиной 2 mm, T_m — температура плавления эвтектического сплава. Фазовая диаграмма висмута взята из [9].

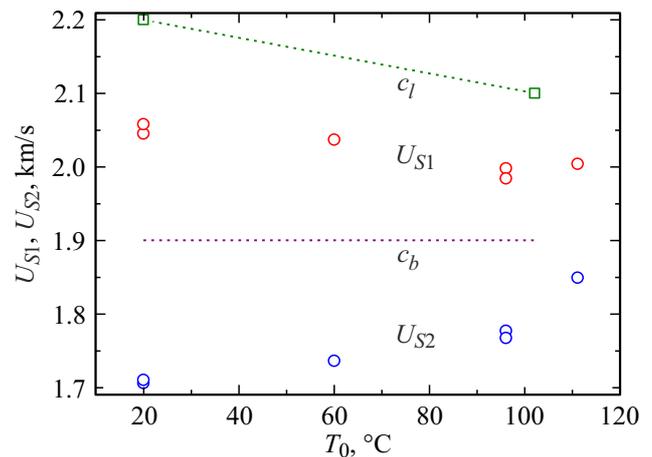


Рис. 7. Зависимости скорости первой и второй пластических волн образцов эвтектического сплава Bi–Pb толщиной 2 mm от начальной температуры. Зависимости c_l и c_b от T_0 взяты из [14].

плавления растет нелинейно на $\sim 15\text{--}20\%$. Практически линейный спад скорости первой пластической волны и нелинейный рост скорости второй пластической волны с ростом температуры будет продолжаться вплоть до температуры плавления, когда двухволновая конфигурация пластической волны исчезает.

На рис. 8 представлены зависимости напряжений фазового перехода сплава Bi–Pb от толщины образца при начальных температурах 20 и 96°C, полученные в результате обработки профилей $u_{fs}(t)$, представленных на рис. 1. Сравнение полученных зависимостей показало, что затухание первой пластической волны, определяемое релаксацией напряжений за ее фронтом вследствие фазового превращения, слабо зависит от увеличения толщины и практически не зависит от

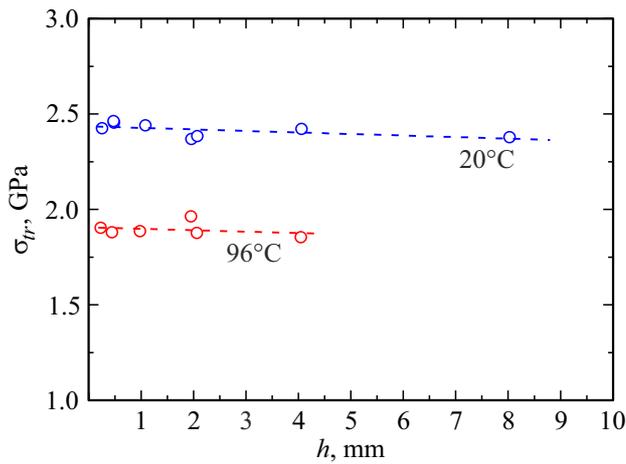


Рис. 8. Зависимости напряжений фазового превращения σ_{tr} в эвтектическом сплаве Bi–Pb при 20 и 96°C от толщины образца.

начальной температуры образца. Таким образом, при комнатной температуре скорость затухания оценивается в 0.0098 GPa/mm, при начальной температуре 96° — 0.0076 GPa/mm.

Полученные данные о затухании первой пластической волны при 20 и 96°C с увеличением толщины образца можно использовать в получении количественной оценки начальной скорости превращения, как это было сделано, например, в работах с графитом [21] и армко-железом [18]. Согласно работе [21], начальная скорость превращения $(\partial\alpha/\partial t)_h$ может быть оценена по измеренной скорости затухания первой волны $d\sigma_{tr}/dh$ (рис. 8), как

$$\left(\frac{\partial\alpha}{\partial t}\right)_h \approx \frac{2d\sigma_{tr}/dh}{(V_2 - V_1)\rho_0^2 U_{S1}}, \quad (11)$$

где V_1 и V_2 — удельные объемы исходного и превращенного вещества, h — лагранжева координата. Удельные объемы исходного и превращенного вещества определяются как $V_1 = (U_{S1} - u_{tr}/2)/\rho_0 U_{S1}$, $V_2 = (U_{S2} - (u_{max} - u_{tr})/2)/U_{S2}$.

Оценку максимальной скорости превращения проведем, как это было сделано в [21], по измерению ускорения во второй пластической волне на профилях $u_{fs}(t)$. Для полученных профилей скорости свободной поверхности (рис. 2) максимальная скорость сжатия определяется, как $V_0^{-1}dV/dt = -(du_p/dt)/2U_{S2}$, где $-(du_p/dt) = \dot{u}_{fs2}$ — максимальное ускорение во второй пластической волне. Поскольку сжимаемость в этой области определяется в основном разностью ΔV_f удельных объемов фаз исходного и превращенного вещества, максимальные скорости превращения могут быть оценены, как [21]:

$$\dot{\alpha} = V/\Delta V_f, \quad (12)$$

где $\Delta V_f = V_2 - V_1$.

Используя оценку начальной скорости превращения (11) и максимальную скорость превращения (12), можно оценить соответствующее время превращения [18]:

$$t_{tr} = 1/\dot{\alpha}. \quad (13)$$

Начальная скорость превращения и максимальная скорость превращения в эвтектическом сплаве Bi–Pb в зависимости от температуры, оцененная с помощью соотношений (11) и (12), показана на рис. 9. На рисунке видно, что максимальная скорость превращения превышает начальную скорость превращения на порядок. С ростом температуры регистрируется незначительное уменьшение начальной скорости превращения, в то время как максимальная скорость превращения существенно растет. Максимальная скорость превращения в три раза выше при 111°C в сравнении с комнатной температурой. Та же тенденция наблюдается с оцененным временем превращения, полученного с помощью соотношения (13) и показанного на рис. 10. С ро-

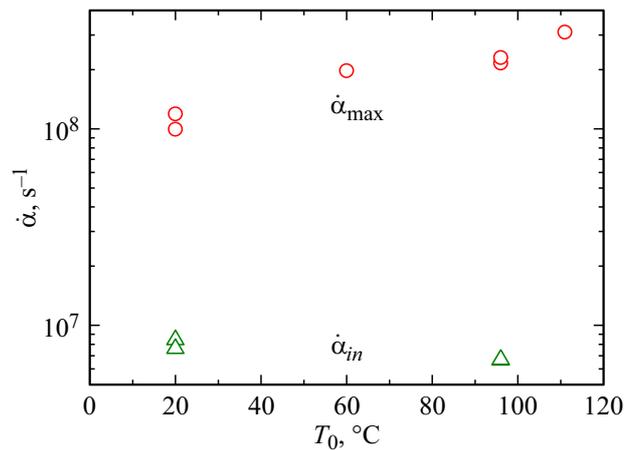


Рис. 9. Начальная $\dot{\alpha}_{in}$ и максимальная $\dot{\alpha}_{max}$ скорости превращения в эвтектическом сплаве Bi–Pb в зависимости от температуры.

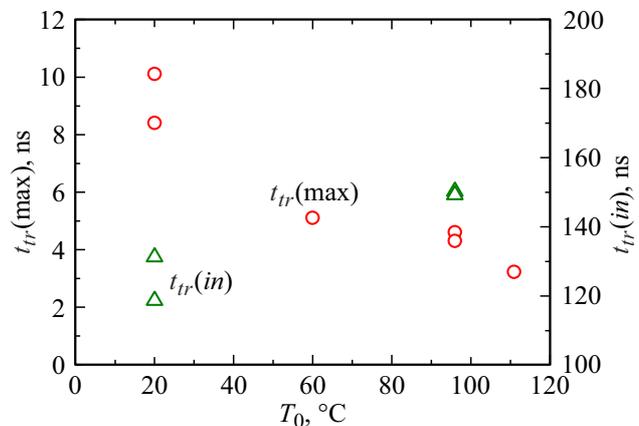


Рис. 10. Время фазового превращения при начальной $t_{tr}(in)$ и максимальной $t_{tr}(max)$ скорости превращения в эвтектическом сплаве Bi–Pb в зависимости от температуры.

стом температуры время превращения при начальной скорости превращения незначительно растет. В то же время с ростом температуры наблюдается значительное уменьшение времени превращения при максимальной скорости превращения. Разница между временем превращения при максимальной и начальной скоростях превращения составляет более порядка.

Заключение

Проведены эксперименты по ударно-волновому нагружению образцов эвтектического сплава Pb–Bi (43.7/56.3) толщиной 0.2–8 mm при температурах 20, 60, 96 и 111°C и максимальном напряжении сжатия ~ 4 GPa. На полученных профилях скорости свободной поверхности зарегистрировано расщепление пластической волны на две, связанное с фазовым превращением Bi-I в Bi-II. Напряжение сжатия фазового превращения при 20°C составило 2.4 GPa с дальнейшим уменьшением до 1.78 GPa при 111°C. Показано, что скорость второй пластической волны растет с ростом начальной температуры образца, в то время как скорость первой пластической волны падает. Выявлено затухание напряжения фазового превращения с ростом толщины, при 20°C скорость затухания составила 0.0098 GPa/mm, при 96°C — 0.0076 GPa/mm. Проведена оценка начальной и максимальной скоростей превращения исследуемого эвтектического сплава и проведена оценка соответствующих времен превращения. Зарегистрировано трехкратное увеличение скорости максимального превращения и незначительного уменьшения начальной скорости превращения в диапазоне температур 20–111°C. При этом время превращения при максимальной скорости превращения уменьшается с 9 до 3 ns при температурах 20–111°C. Время превращения при начальной скорости превращения растет со 120 ns при 20°C до 150 ns при 96°C. Фазовое превращение в висмуте существенно повлияло на прочностные свойства исследованного сплава. Откольная прочность с ростом температуры до 111°C падает практически в три раза при $\sigma_{\max} > \sigma_{tr}$, в то время как при $\sigma_{\max} < \sigma_{tr}$ — на ~ 30%. Как при $\sigma_{\max} > \sigma_{tr}$, так и при $\sigma_{\max} < \sigma_{tr}$ регистрируется четырехкратный рост откольной прочности в исследованном диапазоне скоростей деформирования. Повышение температуры до 96°C привело к падению откольной прочности в ~ 1.5 раза в сравнении с комнатной. Динамические пределы упругости и текучести при напряжениях как ниже, так и выше фазового превращения, слабо чувствительны к росту температуры.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках НИОКР по договору № 17706413348210001380/226/3464-Д от 22 июня 2021 г. с использованием оборудования Московского регионального взрывного центра коллективного пользования

РАН в рамках Госзадания по программе „Комплексное исследование физико-химических свойств и процессов в веществе в условиях высокоэнергетических воздействий“, № темы FFSG-2024-0001, регистрационный номер 124020600049-8. Подготовка образцов выполнена в ОИВТ РАН по субсидии на выполнение государственно-го задания № 075-00270-24-00.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] С.С. Кутателадзе, В.М. Боришанский, И.И. Новиков, О.С. Федьинский. *Жидкометаллические теплоносители* (Атомиздат, М., 1958)
- [2] В.С. Чиркин. *Теплофизические свойства материалов ядерной техники*, Справочник (Атомиздат, М., 1968)
- [3] K. Morita, V. Sobolev, M. Flad. *J. Nucl. Mater.*, **362**, 227 (2007). DOI: 10.1016/j.jnucmat.2007.01.048
- [4] П.С. Попель, Д.А. Ягодин, А.Г. Мозговой, М.А. Покрасин. *ТВТ*, **48** (2), 198 (2010). [P.S. Popel', D.A. Yagodin, A.G. Mozgovoï, M.A. Pokrasin. *High Temp*, **48**, 181 (2010). DOI: 10.1134/S0018151X10020070]
- [5] V.P. Sobolev, P. Schuurmans, G. Benamati. *J. Nucl. Mater.*, **376**, 358 (2008). DOI: 10.1016/j.jnucmat.2008.02.030
- [6] Z. Rozenberg. *J. Appl. Phys.*, **56** (11), 3328 (1984). DOI: 10.1063/1.333855
- [7] R.E. Duff, F.S. Minshall. *Phys. Rev.*, **108** (5), 1207 (1957). DOI: 10.1103/PhysRev.108.1207
- [8] D.B. Larson. *J. Appl. Phys.*, **38** (4) 1541 (1967). DOI: 10.1063/1.1709720
- [9] J.R. Asay. *J. Appl. Phys.*, **48**, 2832 (1977). DOI: 10.1063/1.324144
- [10] М.Н. Павловский, В.В. Комиссаров. *ЖЭТФ*, **83** (6), 2146 (1982). [M.N. Pavlovskii, V.V. Kommissarov. *Sov. Phys. JETP*, **83** (6), 2146 (1982).]
- [11] Е.Ю. Тонков. *Фазовые превращения соединений при высоком давлении* (Металлургия, М., 1988), т. 1.
- [12] А.С. Савиных, Г.В. Гаркушин, С.В. Разоренов. *ЖТФ*, **93** (3), 380 (2023). DOI: 10.21883/JTF.2023.03.54849.269-22 [A.S. Savinykh, G.V. Garkushin, S.V. Razorenov. *Tech. Phys.*, **68** (3), 3539 (2023). DOI: 10.21883/TP.2023.03.55809.269-22]
- [13] А.А. Александров, К.А. Орлов, В.Ф. Очков. *Свойства и процессы рабочих тел и материалов атомной энергетики* (Издат. дом МЭИ, М., 2012)
- [14] Г.В. Гаркушин, А.С. Савиных, Г.И. Канель, С.В. Разоренов. *ЖЭТФ*, **155** (2), 306 (2019). DOI: 10.1134/S004445101902010X [G.V. Garkushin, A.S. Savinykh, G.I. Kanel, S.V. Razorenov. *JETP*, **128** (2), 268 (2019). DOI: 10.1134/S1063776119010114]
- [15] L.M. Barker, R.E. Hollenbach. *J. Appl. Phys.*, **43**, 4669 (1972). DOI: 10.1063/1.1660986
- [16] G.I. Kanel. *Int. J. Fract.*, **163** (1), 173 (2010). DOI: 10.1007/s10704-009-9438-0
- [17] Г.И. Канель. *ПМТФ*, **42** (2), 194 (2001). [G.I. Kanel. *J. Appl. Mech. Tech. Ph.* **42**, 358 (2001). DOI: 10.1023/A:1018804709273]

- [18] E.B. Zaretsky, G.I. Kanel. *J. Appl. Phys.*, **117**, 195901 (2015). DOI: 10.1063/1.4921356
- [19] G.I. Kanel, S.V. Razorenov, V.E. Fortov. *Shock-Wave Phenomena and Properties of Condensed Matter* (Springer, 2004)
- [20] E.B. Zaretsky. *J. Appl. Phys.*, **106**, 023510 (2009). DOI: 10.1063/1.3174442
- [21] Г.И. Канель, Г.С. Безручко, А.С. Савиных, С.В. Разоренов, В.В. Милявский, К.В. Хищенко. *ТВТ*, **48** (6), 845 (2010). [G.I. Kanel, G.S. Bezruchko, A.S. Savinykh, V.V. Milyavskii, K.V. Khishchenko. *High Temp.*, **48**, 806 (2010). DOI: 10.1134/S0018151X10060064]