

07

Высокоскоростная деформация и разрушение магниевого сплава Ма-2 в условиях ударно-волнового нагружения

© Г.В. Гаркушин¹, Г.И. Канель², С.В. Разоренов¹

¹ Институт проблем химической физики РАН,
Черноголовка, Московская обл., Россия

² Объединенный институт высоких температур РАН,
Москва, Россия

E-mail: garkushin@ficp.ac.ru

(Поступила в Редакцию 14 июня 2011 г.

В окончательной редакции 31 октября 2011 г.)

Представлены результаты измерений динамического предела упругости и откольной прочности при ударно-волновом нагружении образцов магниевого сплава Ма2-1 толщиной от 0.25 до 10 mm при нормальной и повышенной до 550°C температурах. По результатам измерений затухания упругого предвестника волны ударного сжатия найдено, что скорость пластической деформации за его фронтом уменьшается от $2 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$ на расстоянии 0.25 mm до 10^3 s^{-1} на расстоянии 10 mm. Скорость пластической деформации в ударной волне на порядок превышает таковую в упругом предвестнике при том же значении сдвигового напряжения. Откольная прочность сплава уменьшается с приближением к температуре солидуса.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 11-02-01141-а и Госкорпорации „Росатом“ в рамках государственного контракта № Н.4е.45.03.09.1073.

1. Введение

Цель исследований температурно-скоростных зависимостей сопротивления деформированию и разрушению металлов и сплавов при высоких скоростях деформирования состоит в выяснении основных механизмов этих явлений и построении определяющих соотношений, необходимых для решения задач высокоскоростного удара и пробивания, оптимизации режимов механической обработки материалов. Известно, что при скоростях деформирования более $\sim 10^3 - 10^4 \text{ s}^{-1}$ имеет место резкое усиление зависимости напряжения течения от скорости деформирования, что связывается со сменой основного механизма торможения дислокаций [1–3]. В условиях высокоскоростного сжатия материалов ударными волнами у некоторых металлов и сплавов с низким пределом текучести, а также у ионных кристаллов наблюдалось [4–10] аномальное возрастание напряжения течения с ростом температуры, которое объяснено возрастанием вклада фоновых трения в сопротивление движению дислокаций при высоких скоростях деформирования. Подобное аномальное поведение не фиксируется в аналогичных экспериментах с высокопрочными сплавами и металлами со структурой ОЦК [11–14]. Исследования эволюции упругопластических волн ударного сжатия в алюминии [15] показали, что аномальное возрастание напряжения течения с нагревом действительно имеет место в области его сильной зависимости от скорости деформирования. Имеющихся экспериментальных данных, однако, недостаточно для построения обобщенных определяющих соотношений, единым образом описывающих сопротивление различных материалов высокоскоростному пластическому деформированию. Описыва-

емые в настоящей работе экспериментальные исследования магниевого сплава Ма2-1 нацелены на восполнение этого пробела.

Магний имеет гексагональную плотноупакованную кристаллическую структуру. Исследуемый магниевый деформируемый сплав Ма2-1 содержал 93.7% Mg, 4.36% Al, 1.34% Zn и 0.39% Mn, имел плотность 1.79 g/cm^3 , предел текучести $\sigma_T = 160 \text{ МПа}$, предел прочности $\sigma_B = 270 - 310 \text{ МПа}$. Сплав Ма2-1 поддается всем видам листовой штамповки и легко прокатывается.

Исследования механических свойств материалов в субмикросекундном диапазоне длительностей воздействия при скоростях деформирования $> 10^3 \text{ s}^{-1}$ проводятся в условиях ударно-волнового нагружения образцов. Измерения основываются на том факте, что структура волн и динамика волновых взаимодействий определяются помимо термодинамического уравнения состояния вещества процессами упругопластического деформирования и разрушения в материале [16,17].

2. Материал и постановка экспериментов

Образцы магниевого сплава Ма2-1 толщиной примерно 0.25, 0.5, 1.0, 2, 5 и 10 mm вырезались из прутка диаметром 60 mm и отжигались при 450°C в течение 20 min. Размер зерна исследуемого материала составлял 20–30 μm . Измеренное значение продольной скорости звука $c_l = 5735 \pm 5 \text{ м/с}$. Плоские ударные волны в образцах толщиной 1–10 mm генерировались алюминиевыми пластинами-ударниками толщиной 0.2,

0,4, 0,85 или 2 mm, имеющими скорость в диапазоне 650–700 m/s. Метание ударников осуществлялось с применением взрывных устройств [18]. Соотношение толщин ударника и образца в этих опытах составляло 1/5. В опытах с образцами толщиной 0,25 и 0,5 mm ударная волна генерировалась детонацией взрывной линзы диаметром 100 mm и вводилась в образец через промежуточный медный экран для того, чтобы исключить вклад воздушной ударной волны перед ударником. Для испытаний при повышенных температурах использовались резистивные нагреватели [4] мощностью до 1 kW, что позволяло нагревать образцы до необходимой температуры в течение 10 min. Температура контролировалась термопарами с точностью $\pm 10^\circ\text{C}$ в непосредственной близости от оси удара. В экспериментах осуществлялась непрерывная регистрация движения свободной тыльной поверхности образца с применением лазерного доплеровского измерителя скорости VISAR [19]. Профили скорости свободной поверхности $u_{fs}(t)$ фиксировались с разрешением 1 ns по времени и ± 3 m/s по величине измеряемой скорости. Большинство экспериментов проведено на воздухе; часть опытов с образцами малой толщины проведена в условиях вакуума.

3. Результаты измерений

На рис. 1 приведены профили скорости свободной поверхности $u_{fs}(t)$ образцов сплава Ма2-1, измеренные в экспериментах при комнатной температуре. На волновых профилях регистрируется выход на поверхность упругопластической волны сжатия и части следующей за ней волны разрежения. Видно, что значение скорости за фронтом упругого предвестника уменьшается по мере распространения волны сжатия, что является следствием релаксации напряжений в процессе пластического деформирования. Максимальная скорость свободной поверхности соответствует напряжению ударного сжатия сплава 3,8 GPa.

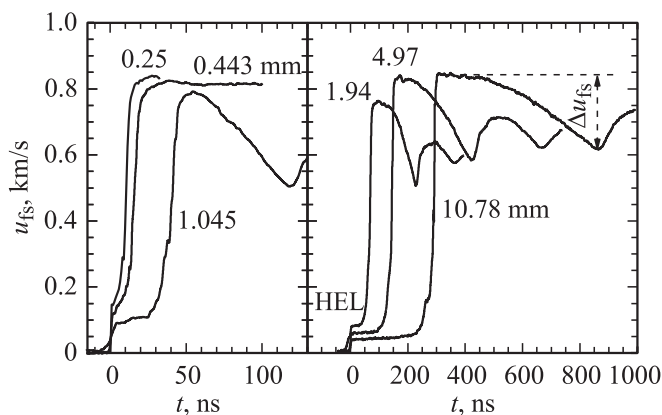


Рис. 1. Результаты измерений профилей скорости свободной поверхности образцов магниевого сплава. Около волновых профилей приведены значения толщины образца.

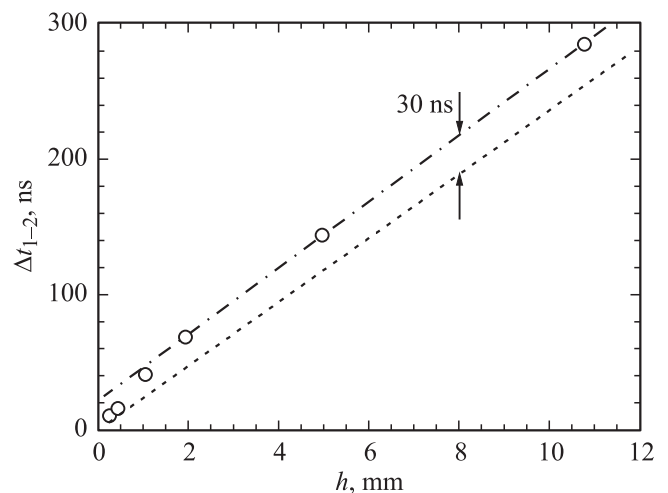


Рис. 2. Результаты измерений интервала времени между упругой и пластической волнами в зависимости от толщины образца. Штриховой линией показана зависимость, рассчитанная для скорости предвестника, равной продольной скорости звука $c_l = 5.735$ km/s, и скорости пластической ударной волны $U_S = 5.06$ km/s, соответствующей ударной адиабате магниевого сплава и измеренной максимальной скорости поверхности.

При использованном в опытах соотношении толщин ударника и образца условия нагружения вблизи свободной тыльной поверхности образца соответствуют началу затухания ударной волны под действием нагоняющей ее волны разрежения. После отражения импульса сжатия от свободной поверхности внутри образца генерируются растягивающие напряжения, в результате чего инициируется его разрушение — откол. При этом происходит релаксация растягивающих напряжений и формируется волна сжатия (откольный импульс), выход которой на поверхность образца вызывает второй подъем ее скорости. Декремент скорости поверхности при ее спаде от максимума до значения перед фронтом откольного импульса пропорционален величине разрушающего напряжения — откольной прочности материала в данных условиях нагружения. Последующие колебания скорости поверхности — результат многократных отражений волн внутри откальвающегося слоя образца между его тыльной поверхностью и поверхностью разрушения. Период осцилляций скорости определяется толщиной откола и скоростью звука.

На рис. 2 представлены результаты измерений интервала времени Δt_{1-2} на профилях $u_{fs}(t)$ между упругой и пластической волнами в зависимости от толщины образца h . Видно, что зависимость становится линейной лишь после того, как упругопластическая волна сжатия прошла расстояние 1–2 mm. При этом отклонение от расчетной зависимости, достигающее 30 ns, существенно превышает характерное время нарастания в пластической волне, равное примерно 10 ns. В расчетах использовалась ударная адиабата [20] сплава близкого состава.

4. Затухание упругого предвестника и скорость пластической деформации

Результаты измерений скорости поверхности непосредственно за фронтом предвестника в образцах сплава различной толщины суммированы на рис. 3. Измерения демонстрируют затухание предвестника по мере его распространения, вызываемое развитием пластической деформации и релаксацией напряжений непосредственно за его фронтом. Затухание упругого предвестника связано со скоростью сдвиговой пластической деформации $\dot{\gamma}_p = (\dot{\epsilon}_x^p - \dot{\epsilon}_y^p)/2$ за его фронтом соотношением [21,22]

$$\left. \frac{d\sigma_x}{dh} \right|_{\text{HEL}} = -\frac{4}{3} \frac{G\dot{\gamma}_p}{c_l}, \tag{1}$$

где $G = (3/4)\rho_0(c_l^2 - c_b^2)$ — модуль сдвига, c_l, c_b — продольная и объемная скорости звука, ρ_0 — плотность материала, σ_x — напряжение сжатия в направлении распространения волны, h — пройденное волной расстояние, $\dot{\epsilon}_x^p, \dot{\epsilon}_y^p$ — скорости пластических деформаций в направлении распространения волны и в поперечном направлении, соответственно.

Экспериментальные данные, представленные на рис. 3, с хорошей точностью аппроксимируются эмпирической зависимостью

$$u_{\text{HEL}} = S_u(h/h_0)^{-\alpha}, \tag{2}$$

где $h_0 = 1 \text{ mm}$, $S_u = 94 \text{ m/s}$, показатель $\alpha = -0.315$. Отметим, что аналогичные данные [23] для алюминия в более широком диапазоне толщин образцов описываются подобной зависимостью с показателем степени $\alpha = -0.57$. Видно, что логарифмическая зависимость, ранее использовавшаяся при анализе результатов опытов с алюминием АД1 [15], неудовлетворительно описывает параметры упругого предвестника при малых значениях h .

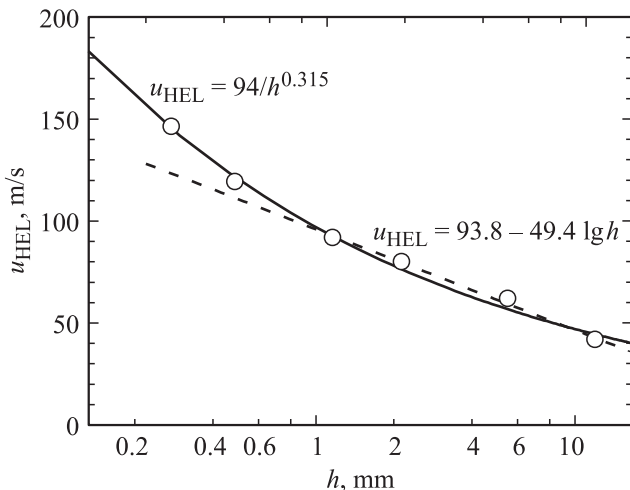


Рис. 3. Затухание упругого предвестника ударной волны в сплаве Ma2-1.

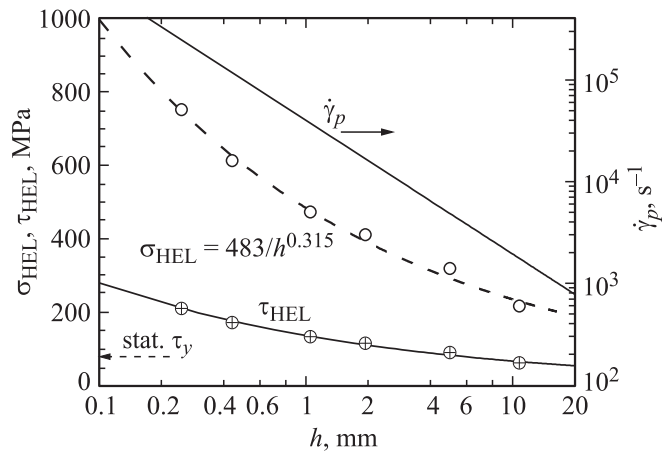


Рис. 4. Зависимости напряжения сжатия σ_{HEL} , напряжения сдвига τ_{HEL} и скорости пластической деформации $\dot{\gamma}_p$ за фронтом упругого предвестника от пройденного им расстояния в сплаве Ma2-1. Стрелкой слева отмечено значение сдвигового напряжения на пределе текучести при низкоскоростном деформировании в стандартных условиях.

Напряжение сжатия за фронтом упругого предвестника σ_{HEL} рассчитывается по измеренной скорости свободной поверхности u_{HEL} как $\sigma_{\text{HEL}} = \rho_0 c_l u_{\text{HEL}}/2$. Соответствующие значения максимальных сдвиговых напряжений равны $\tau_{\text{HEL}} = (3/4)\sigma_{\text{HEL}}(1 - c_b^2/c_l^2) = \sigma_{\text{HEL}}G/E'$, где $E' = \rho_0 c_l^2$ — модуль продольной упругости. Полученные таким образом зависимости продольного и сдвигового напряжения за фронтом предвестника от пройденного им расстояния представлены на рис. 4. Отметим, что на расстоянии 10 mm напряжение сдвига за фронтом упругого предвестника уменьшилось до значения, соответствующего пределу текучести при стандартных низкоскоростных испытаниях.

После подстановки эмпирической зависимости (2) в соотношение (1) получаем

$$\left. \frac{d\sigma_x}{dh} \right|_{\text{HEL}} = -\frac{S\alpha}{h_0} \left(\frac{h}{h_0} \right)^{-(\alpha+1)}, \tag{3}$$

где $S = \rho_0 c_l S_u/2$, и скорость пластической деформации за фронтом предвестника

$$\dot{\gamma}_p = \frac{3}{4} \frac{S\alpha c_l (h/h_0)^{-(\alpha+1)}}{h_0 G}. \tag{4}$$

Рассчитанная в соответствии с (4) зависимость скорости пластической деформации за фронтом предвестника от пройденного расстояния также показана на рис. 4.

После подстановки в (4) расстояния h из соотношения (2) получаем зависимость начальной скорости пластической сдвиговой деформации от величины напряжения сдвига за фронтом предвестника

$$\dot{\gamma}_p = \frac{3}{4} \left(\frac{\tau E'}{SG} \right)^{\frac{\alpha+1}{\alpha}} \frac{S\alpha c_l}{h_0 G}. \tag{5}$$

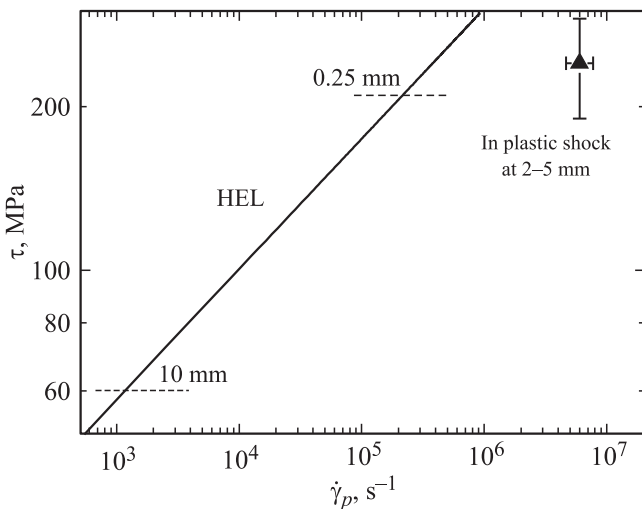


Рис. 5. Соотношение между скоростью пластической деформации $\dot{\gamma}_p$ и напряжением сдвига τ за фронтом предвестника (сплошная линия) и в пластической ударной волне (треугольник). Штриховыми линиями отмечен экспериментальный диапазон параметров упругого предвестника.

Результаты обработки экспериментальных данных с использованием соотношения (5) представлены на рис. 5. По мере распространения волны скорость пластической деформации уменьшается от $2 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$ на расстоянии 0.25 mm до 10^3 s^{-1} на расстоянии 10 mm.

5. Скорость деформации в пластической ударной волне

Вторым источником данных о поведении материалов при высоких скоростях деформирования является скорость сжатия в пластической ударной волне [24–26]. В принципе полная скорость деформации $\dot{\epsilon}_x$ в стационарной ударной волне определяется достаточно просто — дифференцированием соответствующего участка профиля массовой скорости $u_p(t)$ и делением на скорость распространения волны U_S : $\dot{\epsilon}_x = \dot{u}_p/U_S$. На профиле скорости свободной поверхности $u_{fs}(t)$ регистрируемое время нарастания в пластической ударной волне может быть немного завышено, а кажущаяся скорость деформации соответственно занижена в результате многократных отражений упругой волны между свободной поверхностью и пластическим фронтом. Эти отражения приводят к появлению дополнительных „ступенек“ на фронтах пластических волн, часть которых четко различима на рис. 1.

Определение сдвиговых напряжений в пластической ударной волне не столь однозначно. Приближение стационарной волны предполагает постоянство ее формы и постоянство параметров состояния вещества перед волной и за ней, что, вообще говоря, не соответствует полученным экспериментальным данным. Приближение

простой волны [16,17] также противоречит наблюдавшемуся затуханию упругого предвестника и очевидному из рис. 2 непостоянству волновых скоростей на малых расстояниях в образце. Привлечение компьютерного моделирования для анализа скоростной зависимости напряжения течения представляется преждевременным, поскольку требует использования тех или иных моделей и определяющих соотношений, формулирование которых является целью настоящей работы. По этим причинам мы ограничились грубыми оценками.

Для оценки скорости деформирования и напряжения сдвига в пластической ударной волне использовались результаты опытов с образцами толщиной 2–5 mm. Полная скорость деформации $\dot{\epsilon}_x$ определена для точки максимальной скорости сжатия на профиле $u_{fs}(t)$ как $\dot{\epsilon}_x = u_{fs}/2U_S$. Максимальная скорость сдвиговой деформации при одноосном сжатии $\dot{\gamma} = \dot{\epsilon}_x/2$ есть сумма упругой компоненты $\dot{\gamma}_e = \dot{\tau}/2G$ и скорости пластической деформации сдвига $\dot{\gamma}_p$. В результате имеем

$$\dot{\gamma}_p = \frac{\dot{\epsilon}_x}{2} - \frac{\dot{\tau}}{2G}. \tag{6}$$

В стационарной плоской волне изменение состояния вещества происходит вдоль линии Рэлея, представляющей собой прямую линию $\sigma_x = -\rho_0^2 U_S^2 (V - V_0)$, соединяющую состояния перед волной и за ней. Девиаторная компонента напряжения в волне представляет собой разность между напряжением σ_x на линии Рэлея и давлением p на ударной адиабате вещества при той же степени сжатия [25,27]. При этом напряжение сдвига $\tau = (3/4)(\sigma_x - p)$ по мере сжатия проходит через максимум в некоторой промежуточной точке. В точке максимума $\dot{\tau} = 0$ и $\dot{\gamma}_p = \dot{\epsilon}_x/2$. Соответствующая величина напряжения сдвига оценивается как сумма его значения в точке максимума и величины сдвигового напряжения перед волной, которая определялась тем же способом, что и τ_{HEL} , но с использованием более высокого значения скорости поверхности в середине участка волнового профиля между фронтом предвестника и пластической ударной волной. Найденные таким образом значения сдвигового напряжения τ и скорости деформирования представлены точкой на рис. 5. Погрешность определения τ связана главным образом с отсутствием информации о пределе текучести сплава в ударно-сжатом состоянии.

Из представленного на рис. 5 графика видно, что скорость пластической деформации в ударной волне на порядок превышает таковую в упругом предвестнике при том же значении сдвигового напряжения. По всей вероятности, такое падение характерной вязкости $\tau/\dot{\gamma}_p$ материала по мере развития пластической деформации объясняется интенсивным размножением дислокаций.

6. Влияние температуры

На рис. 6 сопоставлены профили скорости свободной поверхности, измеренные при 20 и 548°C — максималь-

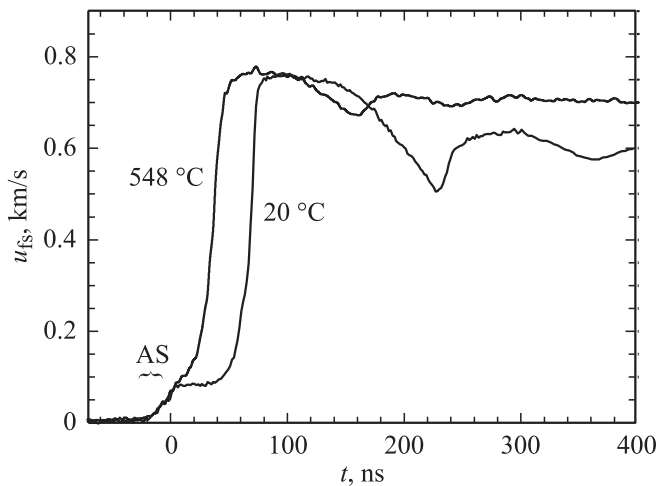


Рис. 6. Профили скорости свободной поверхности образцов магниевого сплава толщиной 1.94 mm при температурах 20 и 548 °C. Участок AS при $t < 0$ — результат воздействия воздушной пробки перед ударником.

ной температуре испытаний в данной серии экспериментов. Интервал времени между упругим предвестником и пластической ударной волной с нагревом значительно сократился из-за уменьшения продольной скорости звука. Эксперименты проведены без вакуумирования, перед ударником образовывалась воздушная ударная волна, в результате чего фронт предвестника оказался размытым примерно до 20 ns. Это затрудняет точное определение величины динамического предела упругости при высокой температуре. Тем не менее из рисунка видно, что возрастание σ_{HEL} незначительно или в отличие от алюминия [4–6,15] и первичного литого магния Mg95 [4] вообще не имеет места. С учетом того, что модуль сдвига с ростом температуры уменьшается, результат измерений означает существенное уменьшение напряжения сдвига за фронтом предвестника с нагревом. Отметим, что при этом напряжения в упругом предвестнике в сплаве превышают те, что имели место в Mg95.

Скорость сжатия в пластической ударной волне с нагревом изменилась незначительно. По-видимому, имеет место корреляция между возрастанием σ_{HEL} и уменьшением скорости сжатия в пластической ударной волне с нагревом: в экспериментах с алюминием наблюдалось и то, и другое, а в более твердом магневом сплаве этих аномалий нет.

7. Откольная прочность сплава

Декремент скорости поверхности Δu_{fs} (рис. 1) при ее спаде от максимума до значения перед фронтом откольного импульса пропорционален величине разрушающего напряжения — откольной прочности материала σ_{sp} в данных условиях нагружения. В линейном (акустиче-

ском) приближении

$$\sigma_{\text{sp}} = \frac{1}{2} \rho_0 c_b (\Delta u_{\text{fs}} + \delta), \quad (7)$$

где δ — поправка на искажение профиля скорости вследствие различия скорости фронта откольного импульса, равной c_l , и скорости пластической части падающей волны разгрузки перед ним, движущейся с объемной скоростью звука c_b [28]. Высокоскоростное разрушение при отколе представляет собой кинетический процесс зарождения, роста и слияния многочисленных несплошностей [29], а реализуемые значения сопротивления разрушению представляют собой результат конкуренции роста растягивающих напряжений в процессе волновых взаимодействий и их релаксации в результате появления и роста несплошностей в материале. На рис. 7 показана зависимость величины разрушающего напряжения при отколе в сплаве Ma2-1 от скорости деформирования. Там же для сравнения приведены измеренные ранее значения прочности крупнозернистого литого магния Mg95 [4] и листового магния Ma1 [30]. Под скоростью деформирования здесь понимается скорость расширения вещества в волне разрежения, определяемая как

$$\frac{\dot{V}}{V_0} = -\frac{\dot{u}_{\text{fsr}}}{2c_b}, \quad (8)$$

где \dot{u}_{fsr} — измеренная скорость спада скорости свободной поверхности исследуемого образца в разгрузочной части импульса ударного сжатия. Показано [18,31], что начальная скорость роста относительного объема несплошностей при отколе с точностью до постоянного множителя ($\sim 2-4$) равна вычисленной таким образом скорости расширения вещества в волне разрежения.

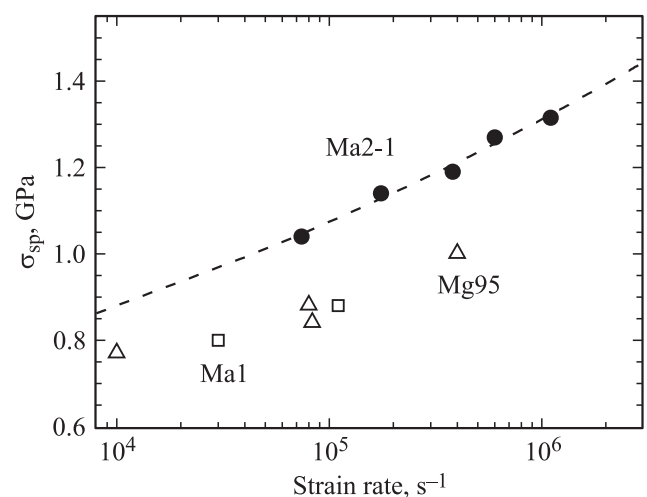


Рис. 7. Результаты измерений откольной прочности σ_{sp} сплава Ma2-1 в зависимости от скорости деформирования расширения в волне разрежения (кружки). Штриховая линия — аппроксимация данных зависимостью $\sigma_{\text{sp}} = 0.4(\dot{V}/V_0)^{0.087}$ [GPa], треугольники — данные для первичного магния Mg95 [4], квадраты — данные для листового магния Ma1 [30].

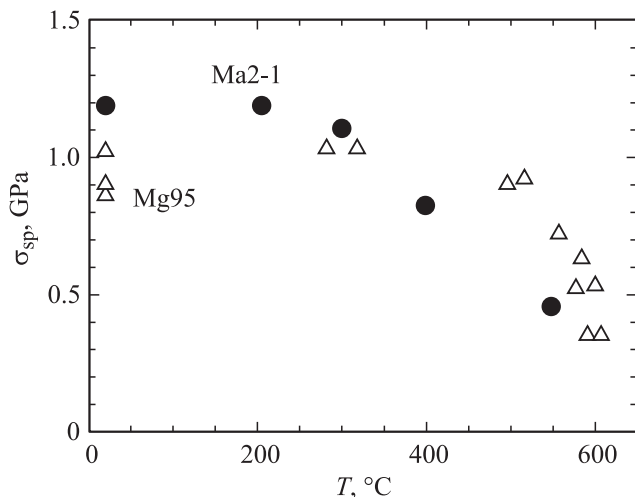


Рис. 8. Температурная зависимость откольной прочности σ_{sp} сплава Ма2-1 (кружки) в сравнении с подобными данными для магния Мг95 (треугольники).

Как видно из приведенных на рис. 7 данных, откольная прочность сплава Ма2-1 в направлении прокатки существенно превышает прочность крупнозернистого первичного магния Мг95 и листового магния Ма1 и возрастает примерно на 25% при увеличении скорости деформирования на порядок. Для многих металлов зависимость откольной прочности от скорости деформирования аппроксимируется степенным соотношением [18,29]. На рис. 7 представлена аппроксимация экспериментальных данных соотношением $\sigma_{sp} = 0.4(\dot{V}/V_0)^{0.087}$ [GPa].

На рис. 8 представлены результаты измерений откольной прочности сплава Ма2-1 в сравнении с данными [4] для литого магния. Измерения проведены с образцами толщиной 2 mm, нагружаемыми ударом алюминиевой пластины толщиной 0.4 mm. Давление ударного сжатия составляло 3.2–3.4 GPa. Данные для Мг95 получены на образцах толщиной 10 mm. Откольная прочность поликристаллических металлов обычно слабо изменяется с нагревом вплоть до 0.85–0.9 температуры плавления, после чего стремится к нулю. Для сплава Ма2-1 падение прочности начинается раньше и стремится к нулю с приближением к температуре солидуса. Подобный характер изменения откольной прочности с нагревом наблюдался ранее [32] для алюминиевого сплава АМг6.

8. Заключение

Результаты измерений динамического предела упругости и откольной прочности при ударно-волновом нагружении образцов магниевого сплава Ма2-1 можно суммировать следующим образом. По измерениям затухания упругого предвестника волны ударного сжатия найдено, что скорость пластической деформации за его фронтом уменьшается от $2 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$ на расстоянии 0.25 mm

до 10^3 s^{-1} на расстоянии 10 mm. В этом диапазоне соотношение между скоростью пластической деформации и напряжением сдвига сильно нелинейно и может быть описано эмпирическим соотношением $\tau_{HEL} = 11\dot{\gamma}_p^{0.24}$. Скорость пластической деформации в ударной волне на порядок превышает таковую в упругом предвестнике при том же значении сдвигового напряжения. По всей вероятности, такое падение характерной вязкости $\tau/\dot{\gamma}_p$ материала по мере развития пластической деформации объясняется интенсивным размножением дислокаций.

Исследован процесс формирования двухволновой конфигурации упругопластического ударного сжатия; обнаружено, что расхождение упругого предвестника и следующей за ним пластической ударной волны происходит существенно нелинейным образом.

С ростом температуры динамический предел текучести Ма2-1 уменьшается в отличие от чистых металлов с низким пределом текучести и подобно прочным сплавам.

Откольная прочность сплава возрастает с увеличением скорости деформирования как $\sigma_{sp} = 0.4(\dot{V}/V_0)^{0.087}$ и уменьшается с нагревом. С приближением к температуре солидуса откольная прочность стремится к нулю.

Список литературы

- [1] A. Kumar, R.G. Kumble. *J. Appl. Phys.*, **40** (9), 3475 (1969).
- [2] M.A. Meyers, D.J. Benson, O. Vohringer, B.K. Kad, Q. Xue, H.-H. Fu. *Mater. Sci. Eng. A* **322**, 194(2002).
- [3] В.И. Альшиц, В.Л. Инденбом. *УФН* **115**, 1, 3 (1975).
- [4] G.I. Kanel, S.V. Razorenov, A.A. Bogatch, A.V. Utkin, V.E. Fortov, D.E. Grady. *J. Appl. Phys.* **79**, 11, 8310 (1996).
- [5] Г.И. Канель, С.В. Разоренов. *ФТТ* **43**, 5, 839 (2001).
- [6] G.I. Kanel, S.V. Razorenov, K. Baumung, J. Singer. *J. Appl. Phys.* **90**, 1, 136 (2001).
- [7] Г.И. Канель, С.В. Разоренов, Е.Б. Зарецкий, Б. Херрман, Л. Майер. *ФТТ* **45**, 4, 625 (2003).
- [8] G.I. Kanel, S.V. Razorenov, V.E. Fortov. *J. of Phys.: Cond. Matter* **16** (14), S1007 (2004).
- [9] Е.В. Заретский. *J. Appl. Phys.* **104**, 123 505 (2008).
- [10] V. Favorsky, E.B. Zaretsky. *J. Appl. Phys.* **108**, 073 528 (2010).
- [11] L. Kruger, L. Meyer, S.V. Razorenov, G.I. Kanel. *Int. J. Impact Eng.* **28**, 8, 877 (2003).
- [12] Г.В. Гаркушин, С.В. Разоренов, Г.И. Канель. *ФТТ* **50**, 5, 805 (2008).
- [13] T. S. Duffy, T.J. Ahrens. *AIP Conf. Proc.* **309**, 1079 (1994).
- [14] Е.В. Заретский. *J. Appl. Phys.* **106**, 023 510 (2009).
- [15] Г.В. Гаркушин, Г.И. Канель, С.В. Разоренов. *ФТТ* **52**, 11, 2216 (2010).
- [16] Я.Б. Зельдович, Ю.П. Райзер. *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений*. Наука, М. (1966). 688 с.
- [17] Г.И. Канель, В.Е. Фортов, С.В. Разоренов. *УФН* **177**, 8, 809 (2007).
- [18] Г.И. Канель, С.В. Разоренов, А.В. Уткин, В.Е. Фортов. *Ударно-волновые явления в конденсированных средах*. Янус-К, М. (1996). 402 с.
- [19] L.M. Barker, R.E. Hollenbach. *J. Appl. Phys.* **43**, 4669 (1972).
- [20] *LASL Shock Hugoniot Data* / Ed. S.P. Marsh. Univ. California Press, Berkeley (1980).

- [21] G.E. Duvall. In: Stress waves in anelastic solids. / Eds H. Kolsky, W. Prager. Springer-Verlag, Berlin (1964). P 20.
- [22] J. R. Asay, G. R. Fowles, Y. Gupta. *J. Appl. Phys.* **43**, 744 (1972).
- [23] С.И. Ашитков, М.Б. Агранат, Г.И. Канель, П.С. Комаров, В.Е. Фортов. *Письма в ЖЭТФ* **92**, 8, 568 (2010).
- [24] L.C. Chhabildas, J.R. Asay. *J. Appl. Phys.*, **50** (4), 2749 (1979).
- [25] J.W. Swegle, D.E. Grady. *J. Appl. Phys.* **58**, 692 (1985).
- [26] D.E. Grady. *J. Appl. Phys.* **107**, 013 506 (2010).
- [27] G.R. Cowan. *Trans. Metal. Soc. AIME* **233**, 6, 112 (1965).
- [28] G.I. Kanel. *Fatigue Fracture of Eng. Mater. Struct.* **22**, 11, 1011 (1999).
- [29] T. Antoun, L. Seaman, D.R. Curran, G.I. Kanel, S.V. Razorenov, A.V. Utkin. *Spall Fracture*. Springer, N.Y. (2003). 404 p.
- [30] Г.И. Канель, С.В. Разоренов, В.Е. Фортов. *ДАН СССР* **275**, 2, 369 (1984).
- [31] А.В. Уткин. *ПМТФ* **38** 6, 157 (1997).
- [32] С.В. Разоренов, Г.И. Канель, В.Е. Фортов. *ФММ* **95**, 1, 91 (2003).