

применимости диэлектрического датчика для регистрации сложного профиля давления, в том числе в волнах догрузки и разгрузки, при наличии единой тарировочной зависимости, определяемой изменением емкости датчика с давлением.

Поступила 11 VIII 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. Степанов Г. В. О методике регистрации упругопластических волн напряжений в твердых телах с помощью диэлектрического датчика.— Проблемы прочности, 1972, № 10.
2. Фот Н. А., Алексеевский В. П., Ярош В. В. Диэлектрический датчик импульсного давления.— Приборы и техника эксперимента, 1973, № 2.
3. Степанов Г. В. Анализ методики измерения давления в интенсивных волнах нагрузки диэлектрическими датчиками.— Проблемы прочности, 1974, № 4.
4. Степанов Г. В., Астанин В. В. Ударное сжатие некоторых конструкционных материалов со скоростью до 1000 м/с.— Проблемы прочности, 1975, № 9.
5. Степанов Г. В., Астанин В. В. Определение сопротивления сдвигу за фронтом плоской ударной волны.— Проблемы прочности, 1976, № 4.
6. Батьков Ю. В., Новиков С. А. и др. Некоторые особенности измерения импульсных давлений с помощью диэлектрического датчика.— ПМТФ, 1981, № 2.
7. Степанов Г. В., Проныкин А. П. Исследование связи электрического сигнала в системе проводник — диэлектрик — проводник с параметрами плоской волны нагрузки.— Проблемы прочности, 1976, № 10.
8. Graham R. A., Ingram G. E. A shock-wave stress gauge utilizing the capacitance change of solid dielectric disc.— In: Behaviour of dense media under high dynamic pressures. Paris — N. Y., 1968.

УДК 621.375.3

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕРМОУПРУГИХ НАПРЯЖЕНИЙ, ВОЗНИКАЮЩИХ В ПОГЛОЩАЮЩЕМ СЛОЕ ВЕЩЕСТВА ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА

А. А. Бакеев, А. П. Соболев, В. И. Яковлев
(Москва)

В настоящее время для сверления и скрайбирования полупроводниковых и диэлектрических материалов используются импульсные лазеры. Если обрабатываемые материалы частично прозрачны для лазерного излучения, то возможны такие режимы обработки, при которых термоупругие напряжения являются определяющими в технологическом процессе. В связи с этим рассмотрение напряжений представляет интерес с прикладной точки зрения. Термоупругие напряжения, возникающие в веществе при облучении его лазерным импульсом, теоретически исследовались в ряде работ [1—5]. В [1, 2] решена несвязанная задача термоупругости для изотропного полупространства, на поверхность которого падает поток лучистой энергии. Громоздкость выражений, описывающих возникающие напряжения, затрудняет использование полученных в [1, 2] решений для практических оценок.

В [3—5] напряжения, возникающие в полупространстве при лазерном нагреве, находились путем численного решения уравнений газовой динамики совместно с обобщенным уравнением состояния. На основании анализа полученных пространственно-временных распределений напряжений в [3, 5] сделан вывод о возможности откольного разрушения вещества (в том числе стекол) со стороны облучаемой поверхности. Этот вывод позднее подтвержден экспериментально [6]. В [7—9] поверхностные разрушения диэлектриков связываются с возникновением термоупругих напряжений.

В данной работе на основе решения несвязанной задачи термоупругости для полупространства определена область изменения безразмерных параметров, характеризующих вещество и лазерное воздействие, в которой возможно существование откольных разрушений со стороны облучаемой поверхности. Очевидно, что при прочих равных условиях величина термоупругих напряжений будет наибольшей, если охлаждением поглощающего слоя вещества за время энерговыделения можно пренебречь.

При высоких значениях плотности потока лазерного излучения, для которых характерны откольные разрушения, роль конвективного теплообмена с облучаемой поверхности пренебрежимо мала. Охлаждение же поглощающего слоя за счет теплопроводности во время действия лазерного импульса τ_n будет мало при выполнении следующего условия:

$$(1) \quad \sqrt{a\tau_n} \ll 1/\kappa,$$

где a — коэффициент температуропроводности; κ — коэффициент поглощения в веществе на длине волны лазерного излучения.

В пренебрежении теплопроводом из поглощающего слоя система уравнений несвязанной термоупругости для полупространства имеет вид

$$(2) \quad c_0^2 \partial^2 \sigma / \partial x^2 - \partial^2 \sigma / \partial t^2 = 3K\alpha \partial^2 T / \partial t^2, \quad \rho c \frac{\partial T}{\partial t} = q \kappa e^{-\kappa x},$$

где c_0 — скорость звука; σ — напряжение вдоль нормали к поверхности; K — модуль всестороннего сжатия; α — коэффициент линейного расширения; T — температура; ρ — плотность; c — теплоемкость; q — плотность потока лазерного излучения на поверхности полупространства.

Граничные и начальные условия запишем следующим образом:

$$(3) \quad \begin{aligned} T(0, x) &= T_0, \quad \sigma(0, x) = 0, \quad \partial \sigma / \partial t|_{x=0} = 0, \\ T(t, \infty) &= T_0, \quad \sigma(t, \infty) = 0, \quad \sigma(t, 0) = 0. \end{aligned}$$

Принято, что поток лазерного излучения, падающего на поверхность полупространства, полностью поглощается в веществе. Решение системы уравнений (2) с граничными и начальными условиями (3) можно представить в виде

$$(4) \quad \begin{aligned} \sigma(x, t) = \frac{3K\alpha\kappa}{\rho c} \left[\operatorname{sh} \kappa x e^{-\kappa c_0 t} \int_0^{t-x/c_0} q(\tau) e^{\kappa c_0 \tau} d\tau - \right. \\ \left. - e^{-\kappa x} \int_{t-x/c_0}^t q(\tau) \operatorname{ch} \kappa c_0 (t - \tau) d\tau \right]. \end{aligned}$$

Из полученного решения (4) следует:

1. При $t \leq x/c_0$ (волна разрежения от облучаемой поверхности не достигла сечения x) первое слагаемое тождественно равно нулю, и в эти моменты в сечении x возникают только сжимающие напряжения, величина которых описывается выражением

$$\sigma^+ = - \frac{3K\alpha\kappa}{\rho c} e^{-\kappa x} \int_0^t q(\tau) \operatorname{ch} \kappa c_0 (t - \tau) d\tau.$$

Знак минус соответствует сжимающим напряжениям.

2. При $t \geq \tau_n + x/c_0$ второе слагаемое в решении (4) обращается в нуль, и в этом интервале в сечении x реализуются растягивающие напряжения, величина которых экспоненциально убывает со временем:

$$\sigma^- = \frac{3K\alpha\kappa}{\rho c} \operatorname{sh} \kappa x e^{-\kappa c_0 t} \int_0^{\tau_n} q(\tau) e^{\kappa c_0 \tau} d\tau.$$

В интервале времен $x/c_0 \leq t \leq \tau_n + x/c_0$ в сечении x осуществляется переход от сжимающих напряжений к растягивающим, причем при $t = \tau_n + x/c_0$ растягивающее напряжение достигает максимального значения σ_m^- , равного

$$(5) \quad \sigma_m^- = \frac{3K\alpha\kappa}{\rho c} \operatorname{sh} \kappa x e^{-\kappa c_0 (\tau_n + x/c_0)} \int_0^{\tau_n} q(\tau) e^{\kappa c_0 \tau} d\tau.$$

Момент времени t , соответствующий переходу в сечении x от сжимающих напряжений к растягивающим, может быть найден из решения интегрального уравнения

$$\operatorname{sh} \kappa x \int_0^{t-x/c_0} q(\tau) e^{-\kappa c_0(t-\tau)} d\tau - e^{-\kappa x} \int_{t-x/c_0}^{\tau_n} q(\tau) \operatorname{ch} \kappa c_0(t-\tau) d\tau = 0.$$

Аналитическое выражение (5) позволяет оценить с учетом временной зависимости лазерного импульса максимальное значение возникающих в упругом теле растягивающих напряжений.

Для случая «мгновенного» энерговыделения ($\tau_n \ll x/c_0$) полученное решение (4) совпадает с приведенным в [10]:

$$\hat{\sigma} = \begin{cases} -\frac{3K\alpha\kappa E_0}{\rho c} e^{-\kappa x} \operatorname{ch} \kappa c_0 t, & x \geq c_0 t, \\ \frac{3K\alpha\kappa E_0}{\rho c} e^{-\kappa c_0 t} \operatorname{sh} \kappa x, & x \leq c_0 t. \end{cases}$$

Здесь $E_0 = \int_0^{\tau_n} q(\tau) d\tau$ — удельная энергия лазерного импульса. Дальнейший анализ решения (4) выполним в предположении, что лазерный импульс имеет прямоугольную форму, т. е.

$$q(t) = \begin{cases} q_0, & 0 \leq t \leq \tau_n, \\ 0, & t > \tau_n. \end{cases}$$

В этом случае для максимальных значений сжимающих σ_m^+ и растягивающих σ_m^- напряжений в сечении x справедливы выражения:

$$\sigma_m^+ = -\frac{3K\alpha q_0}{2\rho c c_0} (1 - e^{-2\kappa x}), \quad \sigma_m^- = \frac{4K\alpha q_0}{2\rho c c_0} (1 - e^{-2\kappa x}) (1 - e^{-\kappa c_0 \tau_n}).$$

При фиксированной плотности энергии излучения на поверхности полупространства $E_0 = q_0 \tau_n$ максимально возможное в заданном сечении x значение растягивающих напряжений σ_m^- достигается в случае «мгновенно» энерговыделения и равно

$$\sigma_m^- = \frac{3K\alpha\kappa E_0}{\rho c} (1 - e^{-2\kappa x}).$$

С увеличением τ_n максимальное значение растягивающих напряжений σ_m^- уменьшается в соответствии с выражением

$$\sigma_m^- = \hat{\sigma}_m (1 - e^{-\kappa c_0 \tau_n}) / (\kappa c_0 \tau_n).$$

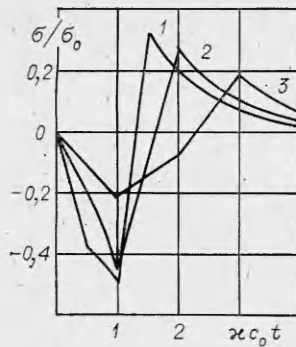
Это иллюстрирует фиг. 1, на которой представлены результаты расчета по формуле (4) временного хода напряжений, отнесенных к величине $\sigma_0 = 3K\alpha\kappa E_0 / (\rho c)$, в сечении $\kappa x = 1$ при фиксированной плотности энергии E_0 при трех значениях безразмерного параметра ($\kappa c_0 \tau_n = 0,5; 1,0; 2,0$ — линии 1—3 соответственно).

На фиг. 2 для фиксированного момента времени ($t = 9,1 \cdot 10^{-8}$ с) распределение нормальных напряжений σ , найденное путем численного решения системы уравнений газовой динамики совместно с обобщенным уравнением состояния (штриховая линия) [5], сравнивается с вычисленным по аналитической формуле (4) (сплошная линия). Распределение σ [5], показанное на фиг. 2, соответствует действию на подкрашенный лед ($\kappa \approx 10 \text{ см}^{-1}$) прямоугольного лазерного импульса длительностью $\tau_n = 2 \cdot 10^{-8}$ с.

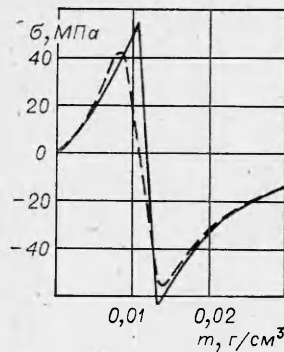
Из фиг. 2 видно, что заметное расхождение численного расчета [5] с аналитическим решением (4) наблюдается только в области больших градиентов σ , т. е. там, где численный расчет наименее точен.

Возникающие при лазерном облучении растягивающие напряжения могут вызвать внутри тела разрывы (отколы).

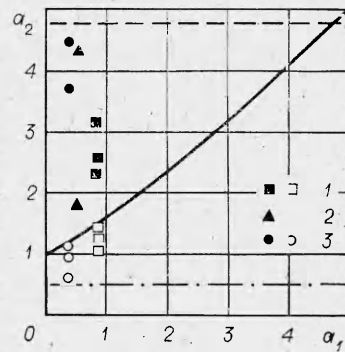
Откольное разрушение вещества в сечении x может произойти в том случае, если максимальное значение растягивающего напряжения в этом



Ф и г. 1



Ф и г. 2



Ф и г. 3

сечении окажется равным динамической прочности вещества на разрыв σ_p , т. е.

$$(6) \quad \sigma_p = \frac{3K\alpha q_0}{2\rho c c_0} (1 - e^{-\kappa c_0 \tau_n}) (1 - e^{-2\kappa x}).$$

Если плотность энергии E_0 достаточна для возникновения откольных разрушений в веществе, то толщина отколотого слоя x_0 (координата сечения, где возникает откол) может быть оценена из следующего выражения:

$$(7) \quad x_0 = -\frac{1}{2\kappa} \ln \left[1 - \frac{2\rho c c_0 c_p}{3K\alpha q_0 (1 - e^{-\kappa c_0 \tau_n})} \right].$$

Определение области, в которой возможны откольные разрушения, удобно проводить в плоскости безразмерных параметров a_1 и a_2 , полностью характеризующих в рамках данной задачи тело и лазерный импульс:

$$(8) \quad a_1 = \kappa c_0 \tau_n, \quad a_2 = 3K\alpha E_0 / 2\rho c c_p.$$

Физический смысл введенных параметров заключается в следующем: a_1 — отношение длительности лазерного импульса к времени пробега звуковой волной зоны энерговыделения; a_2 — отношение максимально возможного при заданной плотности энергии E_0 значения растягивающего напряжения («мгновенное» энерговыделение) к динамической прочности вещества на разрыв.

С использованием параметров a_1 и a_2 выражения (6), (7) примут вид

$$(9) \quad a_2 = \frac{a_1}{(1 - e^{-a_1})(1 - e^{-2\kappa x})};$$

$$(10) \quad 2\kappa x_0 = -\ln \left[1 - \frac{a_1}{a_2 (1 - e^{-a_1})} \right].$$

Нижняя граница откольных разрушений, соответствующая минимальным значениям плотности энергии (мощности) излучения, приводящим к отколу, в плоскости параметров a_1 и a_2 имеет вид

$$(11) \quad a_2 = a_1 / (1 - e^{-a_1}).$$

Выражение (11) является универсальным для всех упругих веществ. Так как (10) означает, что максимальное значение растягивающих напряжений σ_m асимптотически (при $\kappa x \rightarrow \infty$) приближается к σ_p , то сечение, в котором произойдет откол, не определено (см. (10)) и зависит от случайных причин.

По мере удаления от нижней границы (11) (путем увеличения плотности энергии (мощности) излучения) толщина отколотого слоя быстро уменьшается. Например, если значение левой части выражения (11) на 0,1 превысит единицу, что соответствует увеличению E_0 на 10%, то толщине

на отколотого слоя становится $\sim 1/\kappa$. Поскольку в реальных случаях всегда имеется определенный разброс в локальных значениях параметров, характеризующих излучение и вещество, максимальная толщина отколотого слоя, наблюдаемая в экспериментах, будет, по-видимому, $\sim 1/\kappa$.

Полученное в данной работе решение справедливо лишь при сравнительно небольших концентрациях энергии в поглощающем слое, когда вещество еще не теряет упругих свойств, а плавление и испарение вещества пренебрежимо малы. Численное решение задачи разлета плоского слоя с учетом возможной его двухфазности выполнено в [4].

На примере стеклообразных материалов оценим в явном виде верхнюю границу применимости решения (4). Из-за экспоненциальной зависимости вязкости стеклообразных материалов от температуры оказывается возможным [11] ввести понятие температуры трансформации T_f — температуры, при которой материал теряет упругие свойства. Исходя из этого, условие применимости решения (4) можно записать в виде

$$(12) \quad \kappa q_0 \tau_{\text{и}} \leq \rho c T_f.$$

В плоскости параметров a_1 и a_2 условие (12) имеет вид

$$a_2 \leq 3K\alpha T_f / 2\sigma_p.$$

На фиг. 3 в плоскости параметров a_1 и a_2 показаны нижняя граница откольных разрушений (11) (сплошная линия) и граница применимости решения (4) для стекла К-8 (штриховая линия) и плавленного кварца (штрихпунктирная линия). Физические константы, характеризующие стекло К-8 и плавленный кварц, брались из [11, 12].

Как видно из фиг. 3, для стекла К-8 существует вполне определенная область параметров a_1 и a_2 , в которой применимо полученное в данной работе решение. В случае плавленного кварца его размягчение происходит раньше, чем величина растягивающих напряжений достигает динамической прочности на разрыв, и вследствие этого при анализе откольных разрушений решение (4) использовать нельзя.

Выполнены эксперименты по наблюдению откольных явлений, возникающих на облучаемой поверхности образцов из стеклообразных материалов под действием лазерного импульса. В экспериментах использовался лазер на неодимовом стекле, работавший в режиме модулированной добротности с длительностью импульса генерации на уровне половинной мощности $\tau_{\text{и}} \approx 80$ нс.

Лазерное излучение линзой с фокусным расстоянием $f = 50$ см сводилось на поверхности образцов в пятне диаметром $\sim 0,2-0,5$ см. Энергия лазерного излучения измерялась калориметрическим прибором типа ИКТ-1М, а временной ход генерации определялся с помощью коаксиального фотоэлемента типа ФЭК-14, сигнал с которого регистрировался на экране осциллографа типа И2-7. Распределение энергии излучения на поверхности образцов не контролировалось, и наблюдаемые в эксперименте явления связывались со значениями средней по пятну плотности энергии излучения \bar{E} .

Образцы изготовлялись из стекол марок НС-12, НС-10 и СЗС-23, входящих в выпускаемые промышленностью наборы цветных стекол. Паспортные значения коэффициента поглощения на длине волны 1,06 мкм для указанных стекол соответственно равны 17,1; 11,1; 8,1 см⁻¹.

Установлено, что существует зависящее от марки стекла пороговое значение плотности энергии $\bar{E}_п$, начиная с которого на поверхности образцов проявляются откольные явления. Экспериментально найденное значение $\bar{E}_п$ для стекла НС-12 оказалось равным ~ 30 Дж/см². При указанном значении $\bar{E}_п$ на поверхности стекла НС-12 в облучаемой области появлялись серповидные трещины.

Дальнейшее увеличение \bar{E} приводило к образованию на поверхности образцов конусообразных кратеров. Для образцов из НС-12 и НС-10 глу-



Ф и г. 4

бина кратеров лежала соответственно в пределах 0,03—0,09 и 0,05—0,1 мм.

При разрушении образцов из стекла СЗС-23 в облучаемой области происходило дробление материала на глубину 0,2—0,5 мм, однако выброса раздробленного материала не наблюдалось.

Фотографии поврежденных лазерным излучением образцов из стекла НС-10 (слева) и СЗС-23 (справа) представлены на фиг. 4.

Поскольку в экспериментах условие (1) выполнялось, а время прихода волны разгрузки от края в центр пятна облучения в 2—3 раза превышало длительность лазерного воздействия, то с точки зрения возникновения разрывных напряжений полученные данные можно сравнить с разрывной здесь одномерной теорией.

На фиг. 3 в плоскости параметров a_1 и a_2 нанесены результаты экспериментов с образцами из стекол НС-12, НС-10 и СЗС-23 (точки 1—3 соответственно), причем черными точками обозначены эксперименты, в которых наблюдались откольные разрушения. При расчете значений a_1 и a_2 , соответствующих экспериментальным условиям, принималось, что физические константы использованных марок стекол, за исключением коэффициента поглощения, не отличаются от соответствующих констант для стекла К-8, значения которых, согласно [11, 12], равны: $\rho = 2,5 \cdot 10^3$ кг/м³, $c_0 = 5,7 \cdot 10^3$ м/с, $c = 0,76$ кДж/(кг·К), $K = 4 \cdot 10^{10}$ Па, $\alpha = 7,6 \cdot 10^{-6}$ К⁻¹, $\sigma_p = 6 \cdot 10^7$ Па.

Как видно из фиг. 3, откольные разрушения стекол наблюдались в области параметров a_1 и a_2 , предсказываемой теорией.

Таким образом, выполненные в данной работе оценки могут быть использованы при анализе разрушений, наблюдаемых в упругих материалах, частично прозрачных для излучения.

Авторы благодарны В. Н. Клушину и Ю. А. Ильичеву за участие в подготовке и проведении экспериментов.

Поступила 26 VI 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. Даниловская В. И. Температурное поле и температурные напряжения, возникающие в упругом полупространстве вследствие потока лучистой энергии, падающей на границу полупространства. — Изв. АН СССР. ОТН, 1959, № 3.
2. Даниловская В. И., Шефтер Э. М. Температурные поля и напряжения, возникаю-

- щие в упругом полупространстве под действием осесимметричного лучистого потока.— Физика и химия обработки материалов, 1969, № 3.
3. Калмыков А. А., Кондратьев В. Н., Немчинов И. В. О разлете мгновенно нагретого вещества и об определении его уравнения состояния по величине давления и импульса.— ПМТФ, 1966, № 5.
 4. Кондратьев В. Н., Немчинов И. В., Хазинс В. М. Расчет задачи о разлете нагреваемого поверхностного слоя вещества с учетом расслоения его на фазы.— ПМТФ, 1970, № 4.
 5. Кондратьев В. Н., Немчинов И. В., Померанцев В. И., Хазинс В. М. Задача о движении плоского слоя конденсированного вещества навстречу потоку излучения с учетом испарения и отколов.— В кн.: Успехи механики деформируемых сред. М.: Наука, 1975.
 6. Калмыков А. А., Немчинов И. В., Петрухин А. И. Экспериментальное исследование разлета мгновенно нагретого вещества и возникающего импульса при концентрациях энергии, меньших теплоты испарения.— ПМТФ, 1966, № 6.
 7. Свиридов В. А., Глушак Б. П., Новиков С. А. Детонация. Критические явления. Физико-химические превращения в ударных волнах. Черногоровка: изд. Ин-та хим. физики АН СССР, 1978.
 8. Захаров С. И., Лохов Ю. Н. и др. Откольный механизм разрушения поверхности оптически прозрачных диэлектриков сфокусированным моноимпульсом ОКГ.— Прикладная спектроскопия, 1975, т. 23, вып. 2.
 9. Лохов Ю. Н., Моспанов В. С., Фивейский Ю. Д. Термические напряжения в поверхностном слое прозрачного твердого диэлектрика.— Физика и химия обработки материалов, 1976, № 1.
 10. Миркин Л. И. Физические основы обработки материалов лучами лазеров. М.: Изд-во МГУ, 1975.
 11. Аппен А. А. Химия стекла. Л.: Химия, 1974.
 12. Стекло/Под ред. Н. М. Павлушкина. М.: Стройиздат, 1973.

УДК 620.178.7 : 539.382

ВЛИЯНИЕ ПРЕДЫСТОРИИ НАГРУЖЕНИЯ НА МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СТАЛИ ПРИ ОДНООСНОМ РАСТЯЖЕНИИ

*А. Г. Иванов, Ю. Г. Кашаев, А. И. Коршунов,
С. А. Новиков, Н. Н. Попов, В. А. Рыжанский,
В. И. Цыпкин
(Москва)*

Рациональное проектирование конструкций, работающих при интенсивных динамических нагрузках, вызывает необходимость детального исследования свойств материалов при различных режимах высокоскоростной деформации. Для наиболее полного использования резервов прочности материала требуется знание параметров уравнения состояния его в области глубокой пластичности при значительных перепадах скорости деформации. В подобных случаях [1, 2] на свойства материала может оказывать существенное влияние предыстория нагружения [3]. Известен, например, эффект более сильного упрочнения при высокоскоростной деформации, чем при деформации с меньшей скоростью [4, 5].

Цель настоящей работы — экспериментальное исследование влияния предыстории нагружения на механические свойства нержавеющей стали. Данные об аналогичных исследованиях таких важных конструкционных материалов, как стали, в литературе фактически отсутствуют.

Исследование проводилось при температуре 293 ± 3 К на образцах из листовой стали 12Х18Н10Т, закаленной с охлаждением на воздухе ($\sigma_{0,2} = 0,33$ ГПа, $\sigma_B = 0,63$ ГПа, $\delta = 61,5\%$). В процессе исследования образцы подвергались одноосному растяжению при переменных (спадающих от максимума до нуля) и постоянных скоростях деформации $\dot{\epsilon}$, в результате чего получены зависимости истинного напряжения σ от истинной (логарифмической) деформации ϵ .

Динамические испытания в режиме переменной скорости деформации проводились методом импульсного расширения кольцевых образцов [6, 7] (наружный радиус $R_0 = 50$ мм, толщина 1 мм, высота 5 мм), которым с помощью взрывного устройства коротким ударом изнутри (за $\sim 0,2$ мкс) сообщались различные начальные скорости w_0 . В дальнейшем кольца симметрично расширялись по инерции, тормозясь радиальными составляющими окружающих напряжений: