



# МОДЕЛИРОВАНИЕ УДАРНО-ВОЛНОВОГО ПРОЦЕССА ПРИ ЛОКАЛЬНОЙ ИМПУЛЬСНОЙ ОБРАБОТКЕ ПЛОСКИХ ОБРАЗЦОВ КОЛЬЦЕВЫМИ ЗАРЯДАМИ\*

**Б. И. ПАЛАМАРЧУК**, д-р техн. наук, **Н. А. ПАЩИН**, канд. техн. наук, **А. Т. МАЛАХОВ**, **А. В. ЧЕРКАШИН**,  
**А. Н. МАНЧЕНКО**, **А. А. ЧАЙКА**, инженеры  
(Ин-т электросварки им. Е. О. Патона НАН Украины)

Рассмотрены особенности блокирования распространения усталостной трещины путем формирования в ее окрестности поля остаточных сжимающих напряжений и пластических деформаций с помощью импульсного взрывного воздействия с фокусировкой энергии в зоне местонахождения трещины. Для моделирования ударных волн при взрывном нагружении материалов применен метод сквозного счета с искусственной вязкостью Неймана–Рихтмайера. Моделирование ударно-волнового (УВ)-процесса позволяет прогнозировать параметры импульсного воздействия на материалы, что облегчает оценку влияния на них плотности взрывчатых материалов, энергии взрыва и демпфирующих прокладок. Для сложных схем импульсного нагружения материалов параметры УВ-воздействия могут быть непосредственно измерены разрабатываемыми электретными датчиками давления.

*Ключевые слова:* ударно-волновая обработка, конструкционные стали, напряженное состояние, численное моделирование, давление волны, экспериментальная методика

В настоящее время остро стоит проблема повышения усталостной прочности конструкционных материалов на основе легких сплавов. Основной причиной снижения усталостной прочности является возникновение и распространение усталостных трещин. Была предложена идея локальной импульсной обработки тонколистовых материалов для наведения полей остаточных напряжений сжатия, которые, в свою очередь, препятствовали бы свободному распространению усталостной трещины в материале. Данная идея основана на механизме полной ликвидации или перераспределения напряженно-деформированного состояния у вершины трещины, что должно привести к дезориентации последней и созданию барьерных зон из остаточных напряжений сжатия в направлении распространения трещины, что будет препятствовать ее распространению или вовсе остановке развития на какое-то время в зависимости от уровня и характера наведенных напряжений.

На данный момент существует несколько различных схем импульсной ударно-волновой обработки (УВО) с использованием энергии взрыва. Все они различны по своей геометрии, мощности, типу используемых зарядов и схемам нагружения, что, в свою очередь, обеспечивает широкий диапазон уровней и размеров зон остаточных напряжений. Однако в большинстве схем обработки применяются химические конденсированные взрывчатые вещества (ВВ), свободное использование которых в наше время по ряду причин ограничено. Поэтому в целях минимизации количества однотипных экспериментов

возникла необходимость численного моделирования напряженного состояния материала после импульсной УВО.

Генерируемое взрывом нестационарное движение среды описывается системой дифференциальных уравнений в частных производных, для интегрирования которых обычно используют специально созданные разностные методы. В реальности реализующееся течение, как правило, является одномерным, но, тем не менее, решение одномерных задач со сферической, цилиндрической или плоской симметрией течения дает много полезной для практики информации.

Для решения задач в одномерной постановке использовали метод сквозного счета с искусственной вязкостью, основным преимуществом которого является универсальность, возможность сквозного счета с однородными разностными схемами, реализующимися по одним и тем же формулам во всех узлах сетки, независимо от того, совпадает данный узел с точкой нерегулярности решения или нет. Однородность алгоритма разностного счета достигается введением искусственной вязкости, или псевдовязкости, которая «размазывает» разрывы в ударных волнах, что позволяет не выделять их в виде особенностей.

Система уравнений одномерного движения среды и продуктов детонации (ПД) ВВ может быть записана в лагранжевых координатах в безразмерном виде следующим образом:

$$\frac{\partial u}{\partial \theta} = -v_0 \left(\frac{r}{x}\right)^{v-1} \frac{\partial p}{\partial x}, \quad \frac{\partial r}{\partial \theta} = u, \quad (1)$$

$$v = v_0 \left(\frac{r}{x}\right)^{v-1} \frac{\partial r}{\partial x}, \quad \frac{\partial e}{\partial \theta} = -p \frac{\partial v}{\partial \theta}$$

где  $u = U/a$  — скорость;  $\theta = t/\tau$  — время;  $r = R/\alpha$  — эйлерова координата;  $x = X/\alpha$  —

\* По материалам Второй международной конференции «Математическое моделирование и информационные технологии в сварке и родственных процессах» (13–17 сент. 2004 г., пос. Кацивели, Крым, Украина).



лагранжева геометрическая координата;  $v = \rho_0/\rho$  — удельный объем;  $e = E\rho_0/P_0$  — удельная внутренняя энергия;  $p = P/P_0$  — давление;  $\rho_0$  — начальная плотность среды. Обезразмеривание проводили с помощью вспомогательных величин:  $a = (P_0/\rho_0)^{1/2}$ ;  $\alpha = (W/P_0)^{1/v}$ ;  $\tau = \alpha/a$ ;  $v = 1, 2$  и  $3$  для течения соответственно с плоской, цилиндрической и сферической симметрией. Параметр  $W$  при  $v = 3$  — энергия взрыва; при  $v = 2$  — энергия взрыва на единицу длины; при  $v = 1$  — то же, но на единицу площади. Система уравнений (1) замыкается заданием уравнения состояния в виде  $e(p, v)$ . Естественно, для среды и ПД задаются различные уравнения состояния. Для расчетов использовался метод с искусственной вязкостью Неймана-Рихтмайера [1]. В этом методе в уравнениях (1) к давлению  $p$  добавляется псевдовязкое давление  $q$ , которое больше нуля в волнах сжатия и равно нулю в волнах разрежения. Применялась также квадратичная вязкость, которая по сравнению с другими видами вязкости имеет то преимущество, что ширина «размазывания» фронта ударной волной не зависит от ее интенсивности.

Система разностных уравнений для проведения численных расчетов на ЭВМ имеет вид

$$\frac{u_1^n - u_i^{n+1}}{\Delta\theta} = \frac{1}{2}(v_{0\ i-1/2} + v_{0\ i+1/2}) \times \left(\frac{r}{x}\right)^{v-1} \frac{\delta p_i^n + \delta q_i^n}{x_i - x_{i-1}},$$

$$\frac{r_i^{n+1} - r_i^n}{\Delta\theta} = u_i^{n+1},$$

$$v_{i+1/2}^{n+1} = v_{0\ i+1/2} \frac{(r_{i+1}^{n+1})^v - (r_i^{n+1})^v}{x_{i+1}^v - x_i^v}, \quad (2)$$

$$e_{i+1/2}^{n+1} = e_{i+1/2}^n - \left(\frac{p_{i+1/2}^{n+1} + p_{i+1/2}^n}{2} + q_{i+1/2}^{n+1}\right) \times (v_{i+1/2}^{n+1} + v_{i+1/2}^n), \quad (3)$$

$$q_{i+1/2}^{n+1} = \begin{cases} \frac{2(b\delta u_{i+1/2}^{n+1})^2}{v_{i+1/2}^n + v_{i+1/2}^{n+1}}, & \text{если } \delta u_{i+1/2}^{n+1} < 0, \\ 0, & \text{если } \delta u_{i+1/2}^{n+1} \geq 0, \end{cases} \quad (4)$$

где  $\delta p_i^n = p_{i+1/2}^n - p_{i-1/2}^n$ ;  $\delta q_i^n = q_{i+1/2}^n - q_{i-1/2}^n$ ;  $\delta u_{i+1/2}^{n+1} = u_{i+1}^{n+1} - u_i^{n+1}$ ;  $b$  — безразмерный коэффициент, определяющий псевдовязкость;  $\Delta\theta$  — шаг по времени. Для решения системы разностных уравнений задается конкретный вид уравнения состояния  $e = e(p, v)$  для среды и ПД.

Метод расчета по разностной схеме «крест» (2) (второго порядка точности при аппроксимации дифференциальных уравнений разностными уравнениями) применяется примерно с 1950 г. и проверен на многих трудных задачах с известными точными решениями.

Разностная сетка для ПД и среды берется равномерной по массе, заключенной в ячейках между  $x_{i-1}$  и  $x_i$ , однако массовый интервал не одинаковый для ПД и окружающей среды. В процессе расчета количество ячеек в области ПД оставалось неизменным; в среде при достижении фронтом головной ударной волны точки сетки с некоторым фиксированным номером  $m = i_{\max}$  производится одновременное сдвигание ячеек, после чего расчет продолжается на сетке с вдвое большей массой среды между соседними точками. Массовая скорость и термодинамические параметры потока в новых ячейках пересчитываются на основе значений в старых ячейках таким образом, чтобы при этом сохранялась масса, внутренняя и кинетическая энергии. На основе метода, изложенного в [2], коэффициент вязкости  $b'$  в среде изменялся в процессе расчета  $b$  согласно соотношению

$$b = b' \left(1 + \frac{i-k}{m-k}\right), \quad (5)$$

где  $b' = \text{const}$  — неизменное первоначальное задаваемое значение коэффициента вязкости;  $k = (m + m_*)/2$ ;  $m_*$  — количество точек разностной сетки для ПД. При этом, если  $b < b'$ , полагаем  $b = b'$ . Такой способ задания псевдовязкости оставляет неизменной ширину «размазывания» фронта головной ударной волны при резком увеличении вдвое шага по координате, что устраняет возникновение флуктуаций параметров потока при сдвигании ячеек. Для расчета плоского взрыва тротила бралось 25 точек в ПД и 350 точек сетки в среде. Для контроля точности счета произведены расчеты с уменьшенным вдвое шагом по координате и проверялось сохранение полной энергии системы на всех стадиях распространения взрывной волны.

Расчеты проводили с использованием так называемой схемы мгновенной детонации, моделирующей процесс взрывного нагружения металла, скользящей детонационной волной. В этой схеме в начальный момент времени давление, плотность и другие параметры ПД постоянные по всему занимаемому им объему. Дальнейшее расширение ПД происходит с учетом сложных волновых движений, возникающих в процессе взаимодействия ПД с окружающей средой.

Уравнение состояния ПД задавалось в виде, предложенном в работе [3]:

$$P = A\rho^n + (k-1)\rho E \quad (6)$$

с изэнтропой

$$P = A\rho^n(n-1)/(n-k) + B\rho^k. \quad (7)$$

Для тротила в соответствии с [4] полагаем  $k = 1,25$ . Коэффициенты  $A, B, n$  определяются с помощью соотношений [3]

$$P_{*0} = A\rho_0^n + (k-1)\rho_0 Q = A\rho_0^n(n-1)/(n-k) + B\rho_0^k,$$

$$P_* = A\rho_*^n(n-1)/(n-k) + B\rho_*^k,$$

$$k_* = n - B\rho_*^k(n-k)/P_*,$$

где  $Q, P_*, \rho_*, k_*$  — теплота взрыва, давление, плотность и логарифмический наклон изэнтропы



в точке Чепмена–Жуге. Для тротила с начальной плотностью  $\rho_0 = 1600 \text{ кг/м}^3$  скорость детонации  $D = 6950 \text{ м/с}$ ,  $k_* = 3$  [5],  $Q = 1030 \text{ ккал/кг}$  [6],  $P_* = \rho_0 D^2 / (k_* + 1) = 1,932 \cdot 10^{10} \text{ Па}$ ;  $\rho_* = \rho_0 (k_* + 1) / k_* = 2133,3 \text{ кг/м}^3$ ;  $A = 0,6622$ ;  $B = 84560$ ;  $n = 3,1186$ .

Уравнения состояния ПД в виде (6) и алюминия в виде (4) позволяют вычислять из разностного уравнения энергии (3) давление  $p$  и внутреннюю энергию  $e$ , не прибегая к итерациям.

Для устранения нежелательных колебаний параметров за фронтом волны, вызываемых квадратичной вязкостью, необходимо «размазать» фронт до ширины нескольких шагов разностной сетки в лагранжевых координатах. Оптимальным считается «размазывание» на 3...4 шага. Расчеты в алюминии проводили с неизменным коэффициентом вязкости  $b'$ , определяемым соотношением, аналогичным «классическому» соотношению для газа

$$b' = \varphi[(\gamma + 1)/2]^{0,5}, \quad \varphi = \text{const}, \quad 0,5 \leq \varphi \leq 2. \quad (8)$$

При решении вопроса о выборе значения псевдовязкости в ПД их рассматривали как совершенный газ с показателем адиабаты, изменяющимся по мере расширения от  $n \cong 3,12$  до  $k = 1,25$  см (7). Используя соотношение для газа (8), получаем, что при  $\varphi = 1$  коэффициент  $b'$  изменяется в относительно узком диапазоне 1,06...1,43. Поскольку количество ячеек в ПД в ходе расчета остается неизменным, коэффициент вязкости  $b$  полагался постоянным и равным среднему значению  $b = b' = (1,06 + 1,43)/2 = 1,25$ . Помимо выбора вязкости, для проведения расчетов с помощью явных разностных схем необходимо выполнение условий устойчивости, накладывающих ограничение на допустимое значение шага по времени. Устойчивость применяемой нами явной разностной схемы «крест» исследована для газа в работах [1, 7], а для среды с произвольным уравнением состояния — в [8]. В расчетах шаг по времени выбирался по условию:

$$t = M \min_i \frac{r_{i+1} - r_i}{c_{i+1/2}}, \quad (9)$$

где  $r$  — эйлерова координата;  $c$  — скорость звука;  $M \leq 1$  — число Куранта. В расчетах полагали  $M = 0,20$ , что во всех случаях обеспечивало устойчивость расчета в алюминии и в ПД.

Расчеты проводили для алюминия ( $P_0 = 101325 \text{ Па} \approx 10^5 \text{ Па} = 1 \text{ бар}$ ,  $c_0 = 5250 \text{ м/с}$ ,  $\rho_0 = 2710 \text{ кг/м}^3$ ,  $\gamma = 4,36$ ), нагружаемого при взрыве тротила ( $\rho_0 = 1600 \text{ кг/м}^3$ ) по схеме мгновенной детонации, для плоской ( $\nu = 1$ ) и цилиндрической ( $\nu = 2$ ) симметрий течения.

На рис. 1 показаны профили давления в алюминии и ПД в зависимости от безразмерного расстояния до оси цилиндрического заряда  $r^* = R/R_0$  ( $R_0$  — радиус) в моменты времени, когда фронт ударной волны достигает расстояний 10, 20 и 30 толщин заряда. Параметр  $r^*$  является параметром подобия при расчетах одномерных течений, генерируемых взрывом ВВ. Видно, что

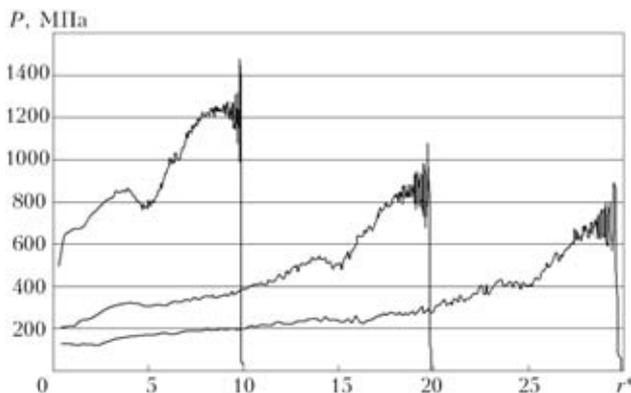


Рис. 1. Профили давления в алюминии и ПД ударной волны на различных расстояниях от места взрыва

на расстоянии около  $r^* = 30$  амплитуда давления снижается до 800 МПа — динамического предела текучести при взрывном нагружении сплавов алюминия [5]. Этим расстоянием и ограничивается область, в которой можно создать остаточные напряжения при взрывной обработке цилиндрическими зарядами алюминия и его сплавов.

На рис. 2 показаны профили избыточной температуры ( $t - t_0$ ) нагрева алюминия в цилиндрической ударной волне в зависимости от безразмерного расстояния  $r^*$  в моменты времени, когда фронт ударной волны достигает расстояний 10, 20 и 30 радиусов заряда. Видно, что максимальная температура нагрева, не превышающая на данных расстояниях 6 °С при начальной температуре  $t_0 = 15 \text{ °С}$ , достигается сразу за фронтом волны. В дальнейшем при расширении материала в волне разгрузки происходит адиабатическое охлаждение до избыточных температур около 0,5...2 °С. Это подтверждает экспериментально наблюдаемый факт незначительного остаточного нагрева алюминия и его сплавов после сварки или обработки взрывом.

На рис. 3 показаны профили массовой скорости для цилиндрической ударной волны (в алюминии и ПД) в моменты времени, когда ее фронт достигает расстояний 10, 20 и 30 радиусов заряда. Видно, что массовая скорость достигает 50...100 м/с на фронте ударной волны и повышается до 170...270 м/с при приближении к границе раздела между металлом и ПД. Такое

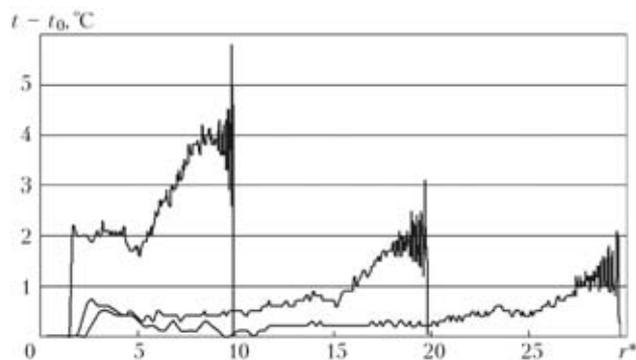


Рис. 2. Профили избыточной температуры ( $t - t_0$ ) нагрева алюминия в ударной волне на различных расстояниях от места взрыва

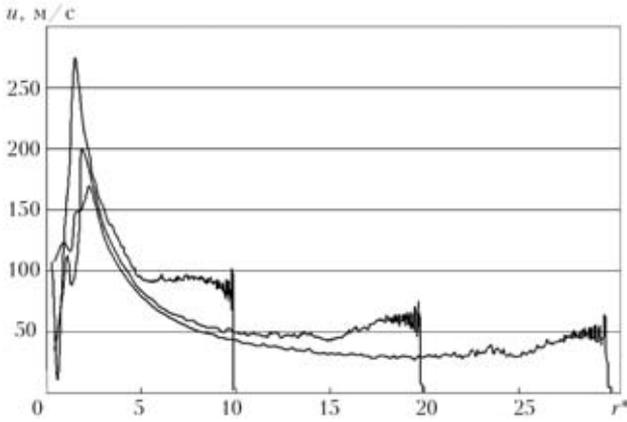


Рис. 3. Профили массовой скорости в ударной волне на различных расстояниях от места взрыва

явление повышения массовой скорости характерно для сферических и цилиндрических ударных волн в металлах и других малосжимаемых средах и отсутствует в плоских.

Все профили давления, температуры нагрева, массовой скорости, плотности можно брать из расчетов без изменения в соответствии с теорией подобия по параметру  $r^*$ . Грамотно используя теорию подобия для одномерного течения, можно вообще провести только один численный расчет воздействия взрыва заряда определенной толщины на среду. При другой толщине заряда и условиях взрыва характеристики взрывного воздействия можно определить путем соответствующего масштабирования результатов единственного численного расчета.

Численное моделирование показывает, что регулирование амплитуды ударной волны и длительности импульсного воздействия на материал можно достичь путем изменения начальной плотности ВВ, а также путем использования различного рода прослоек (воды, резины и т. п.). Последнее дает возможность получать необходимое воздействие на материал, используя штатные ВВ. Так, при использовании ВВ с плотностью  $640 \text{ кг/м}^3$  начальный перепад давления в ударной волне уменьшается в 3 раза, а длительность воздействия увеличивается. Использование прослойки воды

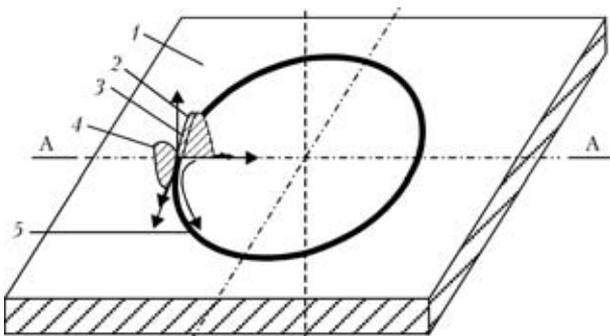


Рис. 4. Схема УВО: 1 — обрабатываемая пластина; 2 — направление массовой скорости; 3 — распространение ударной волны в материале в начале процесса детонации заряда; 4 — направление детонации шнурового заряда; 5 — расположение кольцевого заряда

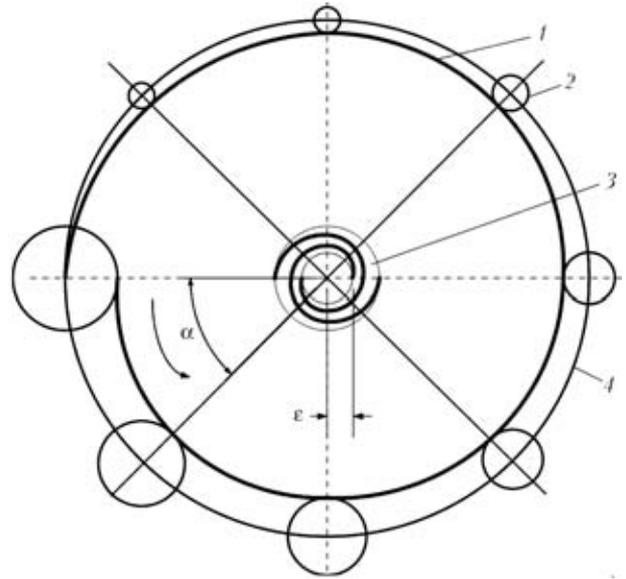


Рис. 5. Принципиальная схема месторасположения фронта массопереноса в материале при УВО

между ВВ и обрабатываемым материалом толщиной один радиус шнурового заряда уменьшает интенсивность падающей волны в 1,5 раза. Это позволяет проводить обработку материалов в мягких режимах, не повреждая поверхность. Численные расчеты показывают, что зона пластических деформаций алюминиевых сплавов при обработке шнуровыми зарядами составляет примерно 10...30 радиусов заряда в зависимости от применяемой схемы импульсного нагружения.

Увеличение интенсивности ударной волны от шнуровых зарядов можно достичь путем их расположения в виде кольцевых конфигураций. В этом случае увеличение параметров, сходящихся к центру ударной волны, дает возможность более эффективной проработки центральной зоны. Для создания барьерных зон с целью блокирования распространения и зарождения трещин могут быть использованы спиральные конфигурации зарядов. При расположении зарядов по спирали столкновения ударной волны между витками заряда создают знакопеременные поля напряжений в области обработки, которые также препятствуют распространению трещин через обработанную область.

В экспериментах использовали пластины из алюминиевого сплава Д16 толщиной 2 мм, которые обрабатывались шнуровыми зарядами, уложенными по кольцу, как показано на рис. 4.

На рис. 5 схематически показано распространение фронта массопереноса в материале в конце процесса детонации шнурового заряда при УВО по кольцевой схеме (см. рис. 4), где 1 — передний фронт массопереноса, сходящегося внутрь зоны, ограниченной зарядом; 2 — фронт массопереноса в конкретных точках приложения нагрузки от шнурового заряда; 3 — формирование зоны сжатия в месте схождения ударных волн материале; 4 — исходное положение кольцевого заряда;  $\epsilon$  — так называемый эксцентриситет, расстояние от оси симметрии заряда до точки схождения двух



Рис. 6. Общий вид образца после обработки по кольцевой схеме (встречно направленных потоков вещества), где расстояние  $\varepsilon$  определяется соотношением

$$\varepsilon = \pi d \left( \frac{90 + \alpha}{180} \right) \frac{u}{D},$$

где  $d$  — диаметр кольцевого заряда;  $\alpha$  — угол поворота оси, на которой рассматривается схождение встречных потоков, относительно точки начала инициирования заряда;  $D$  — скорость детонации шнурового заряда;  $u$  — скорость массопереноса.

На рис. 6 приведен общий вид образца после обработки кольцевым шнуровым зарядом, на котором видна деформированная центральная зона, смещенная относительно центра на величину порядка  $\varepsilon$ .

Результаты измерения остаточных напряжений сжатия  $\sigma_{ост}$  внутри обрабатываемой зоны показали, что при кольцевой конфигурации шнурового заряда с вариацией диаметра кольца от 80 до 120 мм значения  $\sigma_{ост}$  составили 60 МПа при максимальной удельной мощности заряда равной 33 г/м. При этом по данным [9] величина  $\sigma_{ост}$ , необходимая для торможения усталостной трещины, составляет  $0,5\sigma_{0,2}$  для обрабатываемого материала.

Considered is the problem related to arresting of propagation of a fatigue crack through forming the residual compressive stress and plastic strain fields in the vicinity of a crack using a pulsed explosive impact involving focusing of energy in the crack location zone. The method of end-to-end calculation using an artificial Neumann–Richmeier viscosity has been employed to model shock waves in explosive loading of materials. Modelling of the shock-wave process allows prediction of parameters of the pulsed effect on materials, which makes it easier to evaluate the effect on them by the density of explosives, explosion energy and damping interlayers. For complex diagrams of pulsed loading of materials, the shock-wave effect parameters can be directly measured using the developed electret pressure sensors.

Применение спиральных схем укладки шнуровых зарядов позволило увеличить уровень  $\sigma_{ост}$  до 80...95 МПа при этом максимальный уровень  $\sigma_{ост}$  достигал 170...180 МПа, при удовлетворительном качестве поверхности металла.

Для проверки адекватности численного метода определения параметров ударной волны разработан методика измерения давления в УВ. Для измерений применяют специальные датчики давления, чувствительным элементом которых является пьезоэлектрическая пленка толщиной 28 мкм и с пьезомодулем  $8,9 \cdot 10^{-12}$  Кл/Н, общая толщина датчика вместе с электродами не превышает 40 мкм, что позволяет пренебречь эффектами отражения волны при измерениях. Данная методика позволяет экспериментально определить параметры УВ-воздействия на материал при сложных спиральных схемах обработки материалов, численное моделирование которых в силу сложной геометрии заряда представляет значительные трудности. Использование численного моделирования УВ-процессов с разработанными экспериментальными методиками позволяет значительно сократить количество экспериментов и оптимизировать технологические схемы УВО материалов.

1. Рихтмайер Р., Мортон К. Разностные методы решения краевых задач. — М.: Мир, 1972. — 418 с.
2. Higbie L. C., Plooster M. N. Variable pseudoviscosity in one dimensional hyperbolic difference schemes // J. Comput. Phys. — 1968. — 3. — P. 154–156.
3. Каширский А. В., Орленко Л. П., Охитин В. Н. Влияние уравнения состояния на разлет продуктов детонации // Журн. приклад. механики и физики. — 1973. — № 2. — С. 165–170.
4. Физика взрыва / Ф. Ф. Баум, Л. П. Орленко, К. П. Станюкович и др. — М.: Наука, 1975. — 704 с.
5. Расчет параметров взрывных волн в плотных средах при различных схемах детонации / Е. Г. Баранов, В. А. Коваленко, Г. М. Ляхов // Журн. приклад. механики и физики. — 1980. — № 1. — С. 133–140.
6. Пепекин В. И., Махов М. Н., Лебедев Ю. А. Теплоты взрывчатого разложения индивидуальных ВВ // Докл. АН СССР. — 1977. — 232, № 4. — С. 852–855.
7. Самарский А. А., Попов Ю. П. Разностные схемы газовой динамики. — М.: Наука, 1975. — 352 с.
8. Калиткин Н. Н. Численные методы. — М.: Наука, 1978. — 512 с.
9. Кныш В. В. Определение циклической долговечности элементов конструкций при торможении усталостных трещин // Автомат. сварка. — 2000. — № 9/10. — С. 73–75.

Поступила в редакцию 18.01.2005