При распространении ударных волн возможно зарождение дислокаций во фронте пластической волны. Расчеты показывают, что максимальная плотность дислокаций создается вблизи поверхности удара, и с ростом расстояния от нее убывает до некоторого значения, зависящего от интенсивности удара.

Гетерогенное зарождение играет существенную роль в развитии пластического течения в ударной волне, но не является механизмом, определяющим формирование фронта пластической волны, как это предполагается в модели Майерса [9]. Так, при использовании только одного механизма зарождения для описания увеличения плотности дефектов были получены низкоградиентные фронты плоских волн с осцилляциями.

На рис. 2 приведены рассчитанные скорости свободной поверхности в Al-6061-T6 в сравнении с экспериментами [10]. Полный волновой профиль и поведение напряжения τ приведены на рис. 3. В области волны разгрузки ярко выражен эффект Баушингера.

Таким образом, численное воспроизведение экспериментальных волновых профилей в рамках рассмотренной модели показало, что затухание УП определяется в основном процессом зарождения дислокаций. В формировании и эволюции фронта пластической волны определяющую роль играет процесс размножения дислокаций. Структура волн разгрузки существенно связана с величиной накопленных пластических деформаций и уровнем ориентированных остаточных напряжений τ_{bs}.

ЛИТЕРАТУРА

1. **R. J. Clifton.**— In: Mechanical Properties at High Rates Strain. Bristol — London, 1980.
2. **J. R. Asay, G. R. Fowles, G. E. Duvall e. a.** J. Appl. Phys., 1972, 43, 5, 2132.
3. **М. А. Могилевский, И. О. Мынкин.** ФГВ, 1978, 14, 5, 159.
4. **П. В. Макаров, В. А. Скрипняк.** Деп. ВИНИТИ № 394—82, 1982.
5. **П. В. Макаров, Т. М. Платова, В. А. Скрипняк.** Матер. V Всесоюз. съезда механиков. Алма-Ата, 1980.
6. **P. V. Makarov, T. M. Skripnayk.** Abstacts IUTAM Symposium "Nonlinear deformation wave", Tallin, 1982.
7. **Р. Хоникомб.** Пластическая деформация металлов. М.: Мир, 1972.
8. **А. Ф. Баум, Л. П. Орленко и др.** Физика взрыва/Под ред. К. П. Станюковича. М.: Наука, 1975.
9. **M. A. Meyers.** Scr. Met., 1978, 12, 1, 21.
10. **J. N. Johnson. L. M. Barker.** J. Appl. Phys., 1969, 40, 4321.
11. **J. Lipkin, J. R. Asay.** J. Appl. Phys., 1977, 48, 182.

УДК 518.12 : 539.4.019

АНАЛИЗ ПРОЦЕССА СОУДАРЕНИЯ ЧАСТИЦЫ С ПОВЕРХНОСТЬЮ ПРИ ДЕТОНАЦИОННОМ НАПЫЛЕНИИ

С. Н. Буравова

(Черноголовка)

Аналитическое рассмотрение удара частицы с поверхностью в основном связано с поиском автомодельных решений [1, 2], которые относятся к точечному размеру частиц и не отражают особенности течения за фронтом ударной волны в непосредственной близости от момента удара. Численное моделирование явлений при высокоскоростном ударе относится к области скоростей в десятки километров в секунду, что более чем на порядок превышает диапазон скоростей, имеющих место при детонационном напылении. Поэтому представляет интерес анализ явлений, происходящих при ударе частицы конечного размера в диапазоне сравнительно небольших скоростей.

Работа ставит целью выявление особенности поведения частицы в момент удара ее о преграду. Рассматривается частица сферической или цилиндрической формы, с характерным размером R_0; мишень — полуплоскость; ударник и мишень выполнены из одного и того же материала. В плоскости сечения, проходящей через центр симметрии, уравнение поверхности частицы в начальный момент $t=0$ представляет уравнение окружности $(x-R_0)^2+y^2=R_0^2$. Направление удара совпадает с осью x, и поступательная скорость частицы равна v_0, т. е. $x=v_0t$. Скорость перемещения окружности вдоль поверхности $\frac{dy}{dt}=\frac{(R_0-v_0t)\,v_0}{\sqrt{R_0^2-(R_0-v_0t)^2}}$, откуда видно, что эта скорость меняется от бесконечно большой величины в начальный момент удара до нуля за время $t=\frac{R_0}{v_0}$.

В момент времени $t_0=\frac{R_0}{v_0}\left(1-\frac{c_0}{\sqrt{c_0^2-v_0^2}}\right)$ скорость перемещения частицы вдоль поверхности становится равной скорости звука c_0; при этом характерный размер по оси y составляет $y_0=R_0\frac{v_0}{\sqrt{c_0^2-v_0^2}}$. Ударная волна к этому моменту переместилась вдоль оси x на расстояние $x_0=Dt_0$, где D — скорость ударной волны (в неподвижной системе координат это расстояние равно $(D-v_0)t_0$). Пока скорость перемещения частицы вдоль поверхности больше скорости звука, образовавшаяся область высокого давления имеет постоянное давление, определяемое сжимаемостью среды и скоростью удара, при этом скорость перемещения фронта ударной волны и контактной поверхности постоянна.

При $t>t_0$ ударная волна, движущаяся вдоль поверхности частицы, будет опережать момент удара очередного участка поверхности частички с мишенью, что приведет к появлению дополнительной составляющей скорости как по оси y (частица стремится к растеканию, расплющиванию вдоль поверхности мишени), так и по оси x, последняя уменьшает скорость удара. Этот этап соударения частицы с поверхностью при $t>t_0$ характеризуется непостоянством давления в области ударного сжатия. Ослабление давления происходит как в результате уменьшения скорости удара, так и за счет увеличения поверхности фронта ударной волны. Поэтому течение за фронтом ударной волны при $t>t_0$ аналогично течению в трубе переменного сечения [7]. При этом поверхность ударной волны отождествляется с поверхностью сечения диффузора.

Таким образом, задача о затухании ударной волны сводится к одномерной задаче, определяющей течение среды в трубе переменного сечения. Оценим изменение площади поверхности фронта ударной волны от координаты x. При этом предполагается, что форма поверхности сферическая с радиусом R'. Купол фронта опирается на круг радиусом y, а высота его равна $(c_0-v_0)t$ (т. е. скорость перемещения фронта ударной волны полагается равной скорости звука). Тогда радиус купола определяется из уравнения

$$[R'-(c_0-v_0)\,t]^2+y^2=(R')^2.$$

Площадь купола как поверхность вращения дуги окружности радиуса R' вокруг оси x определяется с учетом известной зависимости y от времени и радиуса частички R_0

$$F=\pi R_0^2\left[2\frac{v_0}{c_0}\frac{x}{R_0}+\left(1-2\frac{v_0}{c_0}\right)\left(\frac{x}{R_0}\right)^2\right].$$

Для диапазона скоростей v_0, имеющих место при детонационном напылении, $2\frac{v_0}{c_0}$ на порядок превышает $\left(1-\frac{v_0}{c_0}\right)$. Поэтому в данном приближенном рассмотрении задачи не кажутся оправданными дополнительные усложнения, которые возникнут при точном интегрировании системы уравнений с найденной функцией $F(x)$. Членом с квадратичной зависимостью от x в дальнейшем пренебрегаем. Следовательно,

$$F = 2\pi R_0 \frac{v_0}{c_0} x = 2\pi R_0^2 \frac{v_0 t}{R_0}. \tag{1}$$

При скоростях соударения, имеющих место при детонационном напылении, давление превышает прочность материалов, поэтому твердое тело рассматривается как невязкая сжимаемая жидкость. Неучет прочности не позволяет рассчитать течение на последнем этапе процесса соударения и определить конфигурацию поверхности мишени в состоянии покоя. Течение предполагается изэнтропичным. Энтропийный член не влияет на качественное поведение решения, и пренебрежение им не приводит к большим ошибкам в количественном отношении [3, 7]. Уравнение состояния для изэнтропического течения заменяется обобщенной изэнтропой вида

$$p = A\left[\left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^n - 1\right],$$

где p — давление ударного сжатия: n — показатель пзэнтропы; ρ, ρ_0 — плотность сжатого материала и начальная плотность соответственно; $A = \frac{\rho_0 c_0^2}{n}$ — постоянная. Система уравнений, описывающая течение в трубах переменного сечения, известна [6]. В переменных u, c, где u, c — массовая скорость и скорость звука ударно-сжатого вещества сответственно, она имеет вид

$$\frac{2}{n-1}\frac{\partial c}{\partial t} + \frac{2}{n-1} u \frac{\partial c}{\partial x} + c\frac{\partial u}{\partial x} + cu\frac{\partial \ln F(x)}{\partial x} = 0, \tag{2}$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{2}{n-1} c \frac{\partial c}{\partial x} = 0. \tag{3}$$

Для получения удобных для дальнейшего использования уравнений сначала сложим (2) и (3), а затем из уравнения (3) отнимем (2), умноженное на $n - 1/2$,

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{2}{n-1}c + u\right) + (u+c)\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{2}{n-1}c + u\right) + cu\frac{\partial \ln F(x)}{\partial x} = 0, \tag{4}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(u-c) + (u-c)\frac{\partial}{\partial x}(u-c) + \frac{3-n}{2} c \frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{2}{n-1}c + u\right) - cu\frac{\partial \ln F(x)}{\partial x} = 0. \tag{5}$$

Уравнение (4) в характеристической форме:

$$\frac{dt}{1} = \frac{dx}{u+c} = -\frac{d\left(\frac{2}{n-1}c + u\right)}{cu\frac{\partial \ln F(x)}{\partial x}}, \tag{6}$$

откуда получаем, что $\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{2}{n-1}c + u\right) = -\frac{cu}{c+u}\frac{\partial \ln F(x)}{\partial x}$, и подставляем в (5). Поскольку член $\frac{c}{c+u}$ близок к единице, уравнение для отрицательной характеристики приобретает вид:

$$\frac{\partial}{\partial t}(u-c) + (u-c)\frac{\partial}{\partial x}(u-c) - cu\frac{\partial \ln F(x)}{\partial x} = 0. \tag{7}$$

Для определения степени затухания ударной волны, распространяющейся по частице и в глубь мишени, воспользуемся правилом, предложенным Визамом и примененным в работах [5, 7]. Дифференциальное соотношение, которое удовлетворяется потоком вдоль характеристик, входящих в ударную волну, используется для количественного описания течения за последней, причем параметры течения среды выражаются через параметры на фронте ударной волны, для определения которых используются общеизвестные ударные соотношения. Поскольку в ударную волну входят положительные характеристики, течение за ее фронтом описывается уравнением (4). Для случая $F(x)=\mathrm{const}$ решение системы (2), (3) хорошо известно [3, 6]. На характеристике $\frac{dx}{dt}=u+c$ сохраняется постоянным инвариант Римана $u-\frac{2c}{n-1}=-\frac{2c_0}{n-1}$. Решение (4) будем искать в зависимости от малого параметра $\sigma=\frac{u+c-c_0}{c_0}$, предполагая, что постоянство инварианта Римана на положительной характеристике сохраняется. Выразим все характеристики течения через σ

$$u=\frac{2}{n+1}c_0\sigma,\quad c=c_0\left(\frac{n-1}{n+1}\sigma+1\right),\quad u+c=c_0(\sigma+1),\quad u-c=c_0\left(\frac{3-n}{n+1}\sigma+1\right),$$

$$\frac{2}{n-1}c+u=\frac{4}{n+1}c_0\sigma+\frac{2}{n-1}c_0. \tag{8}$$

Подстановка $u(\sigma)$ и $c(\sigma)$ в (6) позволяет получить дифференциальное уравнение для зависимости параметра σ от координаты x, решение которого зависит от постоянной интегрирования, определяемой из условия: $x=x_0$, $\sigma=\sigma_0$, где $\sigma_0=\frac{u_0+c_1-c_0}{c_0}=\frac{n+1}{2}\frac{u_0}{c_0}$, u_0 — массовая скорость ударно-сжатого материала в области $x\leqslant x_0$. Следовательно,

$$\left(\frac{\sigma}{\sigma_0}\right)^2\left(\frac{\frac{n-1}{n+1}\sigma+1}{\frac{n-1}{n+1}\sigma_0+1}\right)^{\frac{4}{n-1}}\frac{F(x)}{F(x_0)}=\left(\frac{u}{u_0}\right)^2\left(\frac{c}{c_0}\right)^{\frac{4}{n-1}}\frac{x}{x_0}=1.$$

Следует отметить, что $\frac{c}{c_0}$ является слабо меняющейся функцией координаты, близкой к единице, поэтому можно принять ее равной единице. Окончательно зависимость параметра σ от координаты x принимает вид $\sigma=\sigma_0\frac{\sqrt{x_0}}{\sqrt{x}}$. Аналогичный характер имеет зависимость параметра от времени t: $\sigma=\sigma_0\frac{\sqrt{t_0}}{\sqrt{t}}$, в чем нетрудно убедиться, подставив $F(t)$ в уравнение (6) и помня, что производная по x связана с производной по времени соотношением $\frac{\partial}{\partial x}=(u+c)\frac{\partial}{\partial t}$.

Скорость распространения ударной волны D в зависимости от параметра σ определена в работах [3, 4], где $D=c_0\left[1+\frac{\sigma}{2}+\frac{\sigma^2}{4(n+1)}+o(\sigma^3)\right]$. В данной работе членами разложения со степенями выше единицы пренебрегается. Поскольку скорость распространения фронта ударной волны является производной координаты фронта по времени, дифференциальное уравнение для его траектории имеет вид: $\frac{dx_s}{c_0dt_s}=1+\frac{\sigma_0\sqrt{t_0}}{2\sqrt{t_s}}$, где x_s, t_s — координаты фронта ударной волны. Решение этого уравнения зависит от постоянной интегрирования, определяемой из условия при $t_s=t_0$, $x_s=x_0$. Тогда выражение траектории фронта ударной волны имеет вид:

$$x_s=(x_0-c_0t_0-\sigma_0c_0t_0)+c_0t_s+c_0\sigma_0\sqrt{t_0}\sqrt{t_s}. \tag{9}$$

Время прохождения фронта ударной волны по частице t_c находится из уравнения (9) при $x_s=2R_0$ и приблизительно $\sqrt{t_c}=\sqrt{2\frac{R_0}{c_0}-\frac{\sigma_0\sqrt{t_0}}{2}}$, здесь $2\frac{R_0}{c_0}$ — время прохождения звуковых волн по частице. Подставляя

Параметры фронта ударной волны при выходе ее на свободную поверхность

Параметр	v_0/c_0				
	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5
$\frac{v_0 t_0}{R_0}$	0,005	0,02	0,044	0,07	0,106
σ_0	0,132	0,263	0,397	0,527	0,658
$\frac{v_0 t_c}{R_0}$	0,191	0,377	0,540	0,68	0,797
u_c/u_0	0,162	0,235	0,283	0,321	0,365
D_c/D_0	0,941	0,928	0,882	0,858	0,843
p_c/p_0	0,152	0,218	0,251	0,275	0,308

найденное t_c в уравнение (8), можно определить все характеристики течения при выходе ударной волны на свободную поверхность. Согласно расчетам, приведенным в таблице, видно, что давление во фронте ударной волны сильно падает, не более 30% интенсивности сохраняет волна после прохождения частицы. Следовательно, ударная волна при выходе ее на свободную поверхность не способна погасить скорость v_0, частица при $t > t_c$ продолжает внедряться в мишень и расплющиваться.

Вся информация о затухании фронта ударной волны распространяется в глубь потока по отрицательным характеристикам. Дифференциальное уравнение, описывающее течение вдоль этих характеристик (7), позволяет найти аналитическую зависимость наклона характеристик во времени. Характеристическая форма этого уравнения (при $w = u - c$) $\frac{\partial t}{1} = \frac{dx}{dw} = \frac{dw}{cu \frac{\partial \ln F(x)}{\partial x}}$. Используя уравнение (8) для выражения σ через w и подставляя произведение cu, выраженное через w, в характеристическую форму уравнения (7), получаем дифференциальное уравнение, которое дает изменение угла наклона w вдоль отрицательной характеристики. Это уравнение должно интегрироваться вдоль каждой отрицательной характеристики с начальной величиной, заданной на фронте ударной волны. Решением его является

$$\frac{w + c_0}{w_s + c_0}\left(\frac{c_0 + \frac{n-1}{2} w_s}{c_0 + \frac{n-1}{2} w}\right)^{\frac{2}{n-1}} = \left(\frac{t}{t_s}\right)^{\frac{2}{n-3}}.$$

Член в степени $2/(n-1)$ — отношение скоростей звука на фронте ударной волны и в ударно-сжатом веществе — является медленно меняющейся функцией времени, близкой к единице, которую можно принять постоянной и равной единице. Окончательно зависимость наклона отрицательной характеристики имеет вид

$$w = (w_s + c_0)\left(\frac{t}{t_s}\right)^{-\frac{2}{n-3}} - c_0 = -c_0\left[1 + \frac{n-3}{n+1}\sigma_0 \frac{\sqrt{t_0}}{\sqrt{t_s}}\left(\frac{t}{t_s}\right)\right]^{\frac{2}{n-3}}. \qquad (10)$$

Как видно из выражения (10), угол наклона отрицательных характеристик на фронте ударной волны становится более пологим по мере прохождения ударной волны. Отрицательная характеристика с удалением от фронта ударной волны начинает искривляться, а угол наклона ее — быстро расти. Отрицательные характеристики образуют пересекающуюся криволинейную сетку. В месте первого пересечения характеристик возникает вторая ударная волна. Причина ее образования — быстрое падение давления во фронте ударной волны из-за увеличения поверхности. Подробное исследование образования второй волны, проведенное в работах [5, 7], показало, что это интересное явление появляется только при сферической или цилиндрической симметрии потока и отсутствует в случае плоского одномерного течения. Вторая волна появляется вблизи области постоянного давления. Однако дальнейшее рассмотрение движения образовавшейся волны сжатия сопряжено с математическими трудностями и невозможно без численного интегрирования. Поскольку волны быстро затухают из-за расходимости, видимо, процесс образования второй волны будет периодическим, пока не затормозится и не остановится внедряющаяся в мишень частица.

Таким образом, начальный этап соударения частицы с поверхностью, исследованный в данной работе, характеризуется быстрым затуханием ударной волны, распространяющейся по частице от границы раздела. Ослабленная ударная волна при выходе ее на свободную поверхность лишь незначительно (не более 30%) тормозит и уменьшает поступательную скорость движения частицы. Процесс расплющивания частицы и внедрение ее в глубь мишени длителен и существенно превосходит время перемещения звуковой волны по частице. Образующаяся в сжатом веществе вторая ударная волна должна вторично затормозить поступательное движение частицы.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер.** Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Физматгиз, 1963.
2. **Высокоскоростные** ударные явления/Пер. под ред. В. Н. Николаевского. М.: Мир, 1973.
3. **Г. Курант, К. Фридрихс.** Сверхзвуковые течения и ударные волны. М.: ИЛ, 1950.
4. **G. R. Fowles.** J. Appl. Phys., 1960, 31, 655.
5. **M. P. Fridman.** J. Fluid Mechanics, 1961, 11, 1, 1.
6. **К. П. Станюкович.** Неустановившиеся движения сплошной среды. М.: Гостехиздат, 1955, 77.
7. **M. P. Fridman.** J. of Fluids, 1960, 8, 2.

УДК 539.42 : 620.172.254 : 539.104

ОТКОЛЬНОЕ РАЗРУШЕНИЕ АЛЮМИНИЕВЫХ ПЛАСТИН ПРИ ИМПУЛЬСНОМ ТЕПЛОВОМ ПРОГРЕВЕ

Н. Х. Ахмадеев, Е. П. Сорокина, К. К. Яушев

(Уфа)

1. В данной работе проведено численное исследование импульсного воздействия электромагнитного излучения на плоские пластины (рис. 1). Под действием излучения пластина первоначально испытывает значительное сжатие с уровнем напряжений порядка нескольких гигапаскалей при энергиях поглощения ~10 кДж. Сжимающие напряжения в образце образуются в результате мгновенного нагрева пластины. С прекращением облучения пластина начинает разгружаться от свободных поверхностей. В процессе разгрузки возможно появление значительных растягивающих напряжений, способных вызвать откольные микро- и макроразрушения [1], которые могут произойти как со стороны облученной поверхности, так и с внешней (теневой). Уравнение состояния и удельную внутреннюю энергию материала пластины будем использовать в форме Ми — Грюнайзена

$$p(\rho^0, T) = p_x(\rho^0) + p_т(\rho^0, T) \quad e(\rho^0, T) = e_x(\rho^0) + e_т(T),$$
$$p_т(\rho^0, T) = \gamma(\rho^0)\rho^0 e_т(T), \quad e_т(T) = c_V T.$$

Здесь ρ^0 — истинная плотность; $\gamma(\rho^0)$ — коэффициент Грюнайзена; c_V и T — удельная теплоемкость и температура. При отсутствии других источников воздействия можно считать, что вся поглощенная энергия излучения переходит в тепловую энергию $e_т$, и тогда начальное давление сжа-