

зало, 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 (теневого). Уравнение состояния и удельную внутреннюю энергию материала пластины будем использовать в форме Ми — Грюнайзена

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

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_T , и тогда начальное давление сжа-

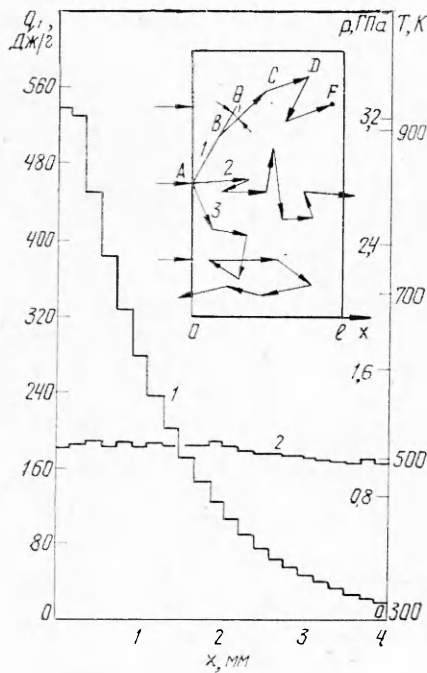


Рис. 1.

монохроматических γ -квантов с энергией кванта E_γ . Траектория каждого γ -кванта в пластине, начавшего свою историю в точке A с координатой $x = 0$, характеризуется длиной свободного пробега L и углом рассеяния θ , зависящими от взаимодействия излучения с веществом [2]. Выделяют следующие типы взаимодействия: комптоновское (неупругое) рассеяние; фотопоглощение, имеющее место для квантов с $E_\gamma < 1$ МэВ; и образование электронно-позитронных пар, реализующееся при $E_\gamma > 1$ МэВ. Указанные типы характеризуются соответствующими микроскопическими сечениями взаимодействия Σ_c , Σ_f и Σ_p , а их сумма определяет полное сечение взаимодействия $\Sigma_t = \Sigma_c + \Sigma_f + \Sigma_p$. Длина свободного пробега γ -кванта из точки с радиус-вектором \vec{r} в направлении $\vec{\Omega}$ и его новое положение \vec{r}' (точки B и C на рис. 1) определяются соотношениями: $L = -\ln \beta_1 / \Sigma_t$, $\vec{r}' = \vec{r} + L\vec{\Omega}$ (β_1 — псевдослучайное число, равномерно распределенное на отрезке $[0, 1]$). Если $0 < r'_x \leq l$, то тип взаимодействия определяется следующим образом. При $\Sigma_f / \Sigma_t > \beta_2$ (β_2 , как и β_1 , есть псевдослучайное число) происходит фотопоглощение — вся энергия γ -кванта переходит во внутреннюю энергию вещества e_τ , и на этом его история заканчивается (см. рис. 1, точка F). Если $\Sigma_f / \Sigma_t < \beta_2$ и $(\Sigma_f + \Sigma_c) / \Sigma_t > \beta_2$, то происходит комптоновское рассеяние с поглощением лишь части энергии E_γ . Энергия E'_γ , оставшаяся после неупругого взаимодействия, находится по формуле

$$E'_\gamma = E_\gamma / (1 + (1 - \cos \theta) E_\gamma / m_0 c^2),$$

где θ — случайно разыгранный угол рассеяния; $m_0 c^2 = 0,511$ МэВ — масса покоя электрона. При $E'_\gamma < 0,001$ МэВ считается, что квант полностью поглотился в веществе. Если же $(\Sigma_f + \Sigma_c) / \Sigma_t < \beta_2$, то γ -квант, взаимодействуя с веществом, полностью поглощается с образованием электронно-позитронной пары, и затем в результате аннигиляции позитрона со свободным электроном рождаются два новых γ -кванта, история прохождения которых в веществе снова разыгрывается. Таким образом, траектория движения любого падающего на пластину γ -кванта заканчивается либо его поглощением в веществе, например, в точке F (см. рис. 1, траекто-

тия $p_0(\rho_0^0, T_0)$ и энергию $e_0(\rho_0^0, T_0)$ можно определить так:

$$p_0(\rho_0^0, T_0) = p_x(\rho_0^0) + \gamma(\rho_0^0) \rho_0 e_T(T_0),$$

$$e_0(\rho_0^0, T_0) = e_x(\rho_0^0) + e_T(T_0) + q_0,$$

где ρ_0^0 — плотность при начальных условиях (в условиях мгновенного нагрева $\rho_0^0 = \rho_{00}$, т. е. плотности при нормальных условиях: $p_{00}(\rho_{00}^0, T_{00}) = 0$ и $T_{00} = 300$ К); q_0 — удельная (на единицу массы) поглощенная энергия; T_0 — начальная температура нагрева, которая определяется энергией q_0 , а именно: $T_0 = T_{00} + q_0 / c_V$. Реализуемое начальное давление по толщине пластины $p_0(\rho_0^0(x, t), T_0(x, t))$ в момент времени $t = 0$ зависит от свойств и материала пластины и излучения. Процессы прохождения и поглощения излучения в пластине будем моделировать, используя метод статистических испытаний (метод Монте-Карло).

2. Пусть на металлическую пластину толщиной l (см. рис. 1) падает поток

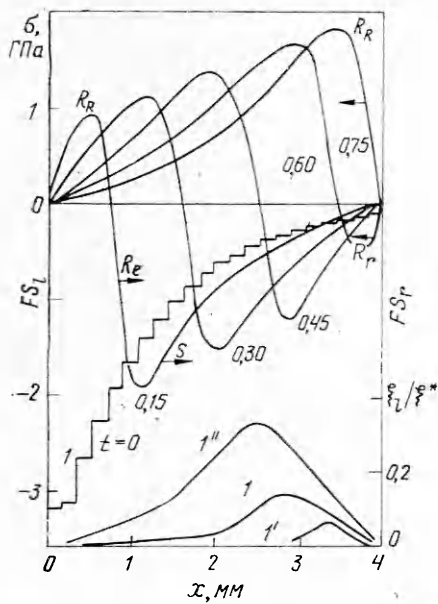


Рис. 2.

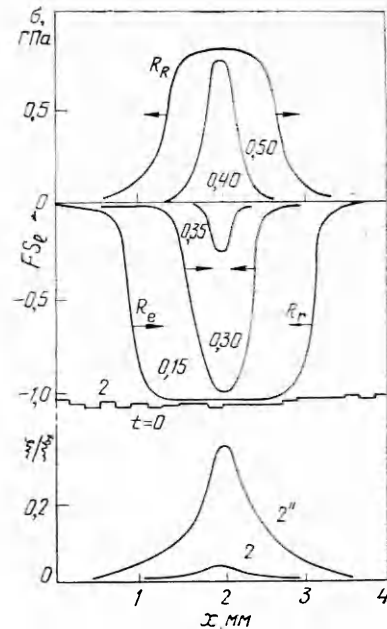


Рис. 3.

рия 1), либо вылетом за пределы пластины: за внешнюю свободную поверхность при $r'_x > l$ (траектория 2) или в сторону источника при $r'_x < 0$ (траектория 3). Проведя достаточно большое число статистических испытаний, можно получить распределение поглощенной энергии по длине облучаемой пластины.

Изложенная выше методика применялась к расчету воздействия монохроматического излучения на алюминиевую пластину толщиной $l = 4$ мм. Результаты расчетов представлены на рис. 1 в виде кривых распределения поглощенной энергии $q_0(x)$ по толщине пластины, по которым также можно судить о распределении начальной температуры $T_0(x)$ и давления $p_0(x)$. В первом варианте расчетов энергия E_γ была принята равной 0,02 МэВ (кривая 1), во втором варианте $E_\gamma = 0,2$ МэВ (кривая 2).

В расчетах контролировалась суммарная энергия $Q_l = \int_0^l q_0(x) dx$, поглощенная всей пластиной. Кривые 1 и 2, показанные на рис. 1, получены при $Q_l = 4$ кДж/г.

3. Возникающую при разгрузке волновую картину течения в пластине рассчитывали с использованием модели повреждаемой среды, уравнения которой и кинетика образования и накопления микроповреждений приведены в [3]. Результаты численного моделирования процесса разгрузки мгновенно нагретой пластины с начальным распределением сжимающих напряжений $\sigma_0(x) = -p_0(x)$ в одномерном плоском случае представлены на рис. 2 и 3 (x, t — лагранжевы координаты; $\sigma = -p + \tau$; τ — девиатор напряжений, описывающий упругие свойства материала [3]).

На рис. 2 представлены эпюры напряжений $\sigma(x)$ в пластине, полученные при облучении с $E_\gamma = 0,02$ МэВ. В начальный момент времени $t = 0$ максимальное сжатие σ_{0m} , равное 3,1 ГПа, реализуется на левой свободной поверхности FS_l ($x = 0$). Ввиду неравномерного прогрева при $t > 0$ происходит формирование импульса сжимающих напряжений, фронты сжатия и разгрузки которого показаны стрелками и обозначены через S и R_l (см. эпюру $\sigma(x)$ при $t = 0,15$ мкс, R_l — разгрузка, образующаяся на поверхности FS_l). В зоне близ FS_l разгрузка слоев, в которых $\sigma \approx \sigma_{0m}$, приводит к появлению начального импульса растяжения R_R с напряжениями до 1 ГПа. В процессе эволюции импульса сжатия после выхода

волны S на правую свободную поверхность пластины FS_r , образуется волна разгрузки R_r . Встречное взаимодействие волн R_l и R_r завершает формирование импульса растяжения R_R (см. эпюру $\sigma(x)$ при $t = 0,75$ мкс). В дальнейшем импульс R_R начинает двигаться от поверхности FS_r . Распределение удельного объемного содержания повреждений ξ_i/ξ^* , образовавшихся в процессе разгрузки, показано на рис. 2 линией 1 (ξ^* — критическое объемное содержание повреждений, приводящее к макроповреждению; $\xi^* = 0,1$). Из кривой 1 видно, что повреждения, хотя и в малом количестве, имеются практически по всей толщине пластины, а максимальное разрушение наблюдается при $x = 2,8$ мм. С уменьшением дозы облучения Q_i до 2 кДж/г (волновая картина течения в этом случае близка к данным рис. 2 при $\sigma_{0m} = 1,5$ ГПа) повреждения образуются только близ поверхности FS_r с максимумом ξ_i/ξ^* , приходящимся на глубину 3,5 мм (кривая 1' на рис. 2). Пороговое значение Q_i^* , ниже которого в пластине повреждения не наблюдаются, составляет 1 кДж/г. Если же принять, что $Q_i = 6$ кДж/г ($\sigma_{0m} = 4,5$ ГПа), то образуются гораздо большие повреждения, причем максимум ξ_i/ξ^* смещается ближе к центру пластины (кривая 1'' на рис. 2).

Рассмотрим облучение с $E_\gamma = 0,2$ МэВ, дающее относительно равномерное начальное сжатие: $\sigma_0(x) = \sigma_{0c} = 1$ ГПа при $Q_i = 4$ кДж/г. Численные результаты показаны на рис. 3. Волны R_l и R_r , разгружающие пластину с левой и правой свободных поверхностей (см. эпюру $\sigma(x)$ при $t = 0,15$ мкс), при встречном взаимодействии формируют в центре импульс растяжения R_R (см. эпюры $\sigma(x)$ при $t = 0,35$ и $0,40$ мкс). Образующиеся при растяжении повреждения ξ_i/ξ^* ($\max \xi_i/\xi^* < 0,05$) локализованы в центре пластины (кривая 2 на рис. 3). При облучении с $Q_i = 22$ кДж/г ($\sigma_{0c} = 0,5$ ГПа) в пластине повреждения уже не наблюдаются, а пороговое значение Q_i^* равно 3 кДж/г. При $Q_i = 6$ кДж/г ($\sigma_{0c} = 1,5$ ГПа) кривая повреждений ξ_i/ξ^* показана на рис. 3 линией 2''. Имея в виду исследования [4], в которых показано влияние температуры начального нагрева T_0 на откольное разрушение, приведенные выше значения Q_i^* необходимо понимать как оценку сверху. Отметим здесь, что аналогичные данные (равномерный прогрев и разрушение в центральной части) получены в [5] при облучении бериллиевой пластины.

4. Представленные в настоящей работе результаты численных исследований показывают, что предлагаемая расчетная методика позволяет описать (качественно и количественно) и прогнозировать откольные разрушения в твердых телах при мгновенном тепловом прогреве облучением. Показано, что образование и распределение повреждений в мишени зависят от суммарной поглощенной энергии Q_i и собственной энергии облучения E_γ . Установлено, что хотя при малых E_γ ($\sim 0,02$ МэВ) поглощение энергии происходит в основном близ поверхности облучения, тем не менее разрушение локализуется около теневой (свободной) поверхности пластины. При больших энергиях облучения E_γ ($\sim 0,2$ МэВ) пластина прогревается практически равномерно и подвергается разрушению в центральной части. Оценены пороговые значения энергии Q_i^* , приводящие к откольным разрушениям.

В заключение авторы выражают благодарность Р. И. Нигматулину за постановку задачи и полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. П. Балашов и др. Физика и химия обработки материалов, 1982, 2, 16.
2. Э. Сторм, Х. Исраэль. Сечения взаимодействия гамма-излучения. Справочник. М.: Атомиздат, 1973.
3. Н. Х. Ахмадеев, Р. И. Нигматулин. Докл. АН СССР, 1982, 266, 5.
4. В. К. Голубев и др. ПМТФ, 1980, 4, 136.
5. L. Seaman, D. R. Curran, D. A. Shockey. JAP, 1976, 47, 11, 4814.