

7. Newman J. C., Raju I. S. An empirical stress-intensity factor equation for the surface crack.— Engng Fract. Mech., 1981, v. 15, No. 1-2, p. 185-192.
8. Злочевский А. В., Левин О. А., Мазугов Н. А. Определение циклической трещиностойкости при случайном режиме нагружения.— Заводск. лаборатория, 1984, № 12, с. 55-59.

Москва

Поступила в редакцию
14.IX.1984

УДК 539.375

ПРОБИТИЕ ХРУПКОРАЗРУШАЮЩЕЙСЯ ПРЕГРАДЫ ЖЕСТКИМ КОНУСОМ

ВОЕЙКОВ И. В., САГОМОНЯН А. Я.

Рассматривается вертикальное ударное пробитие хрупкообразующейся плиты толщины L жестким бойком с конической головной частью высоты h и конечным углом раствора 2β . Предполагается, что процесс взаимодействия бойка и преграды сопровождается образованием ударной волны, на которой происходит разрушение материала преграды. За волной среда находится в размельченном уплотненном состоянии с постоянной плотностью ρ , ненамного превышающей начальную плотность преграды ρ_0 ($b = \rho_0/\rho = \text{const}$).

Примем, что за ударной волной среда находится в состоянии идеальной пластичности с условием пластичности Треска $\sigma_1 - \sigma_3 = \sigma_s$, где σ_s — предел текучести при простом растяжении. На характер движения среды налагается следующее ограничение: частицы среды в области между ударной волной и поверхностью проникающей конической головной части бойка двигаются по траекториям, совпадающим с нормальными к этой поверхности. Обоснование такого приближения дано в [1]. Отсюда следует, что движение частиц среды будет происходить по поверхностям конусов, нормальных к поверхности проникающей конической головной части бойка (фиг. 1). Такое движение удобно описать в ортогональной системе, состоящей из конусов, соосных с проникающим, с вершинами в точках H_0 , ортогональных им конусов с вершинами в точках h_0 и полярного угла φ . Значения параметров Ламе $\theta_1, \theta_2, \theta_3$ принятой системы координат H_0, h_0, φ определяются равенствами

$$\theta_1 = \sin \beta, \quad \theta_2 = \cos \beta, \quad \theta_3 = 1/2 (H_0 - h_0) \sin 2\beta \quad (1)$$

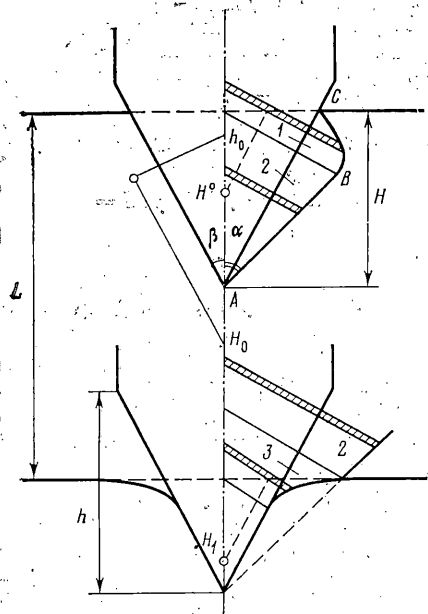
Область возмущенного движения среды разделим на три характерные зоны. Внешней границей первой зоны является криволинейная часть геометрического места точек фронтов ударной волны, вторая зона примыкает к прямолинейному участку этой кривой, внешней границей третьей зоны является часть тыльной поверхности преграды, находящейся в возмущенном движении (фиг. 1).

Глубину проникания (расстояние от вершины конической головной части проникающего бойка до лицевой поверхности преграды) обозначим $H(t)$. В первой зоне закон сохранения массы среды, прошедшей через ударную волну, записывается в виде равенства [1]:

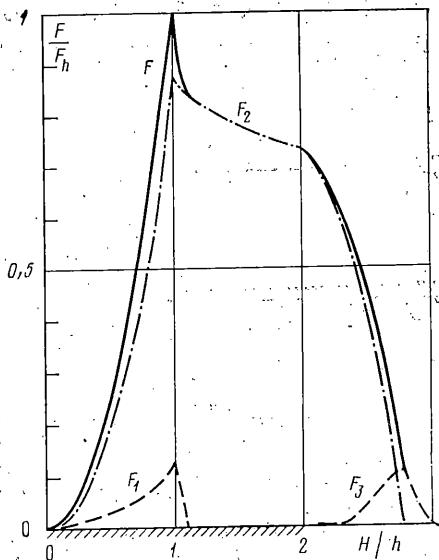
$$2\pi\rho_0\theta_1\theta_2 \int_{h_0}^{H_{yb}} \theta_3 dH_0 = 2\pi\rho\theta_1\theta_2 \int_H^{H_{yb}} \theta_3 dH_0 \quad (2)$$

где $H^0 = -h_0 \text{ctg}^2 \beta$ — координата точки свободной поверхности преграды, с которой началось движение по поверхности соответствующего конуса h_0 (фиг. 1). Из равенства (2) после вычисления интегралов получим

$$(\eta_{yb}/\eta_h)^2 = a [1 - bh_0^2/(\sin^4 \beta \eta_h^2)] \quad (3)$$



Фиг. 1



Фиг. 2

где $\eta = H_0 - h_0$, $a = 1/(1-b)$, $\eta_h = H - h_0$, $\eta_{yb} = H_{yb} - h_0$. Из уравнения сохранения массы во второй зоне

$$\rho_0 \int_{h_0}^{H_{yb}} \theta_3 dH_0 = \rho \int_H^{H_{yb}} \theta_3 dH \quad (4)$$

следует, что $\eta_{yb}/\eta_h = a^{1/2}$. В третьей зоне уравнение сохранения массы представляется в виде равенства

$$\rho_0 \int_{h_0}^{H_1} \theta_3 dH_0 = \rho \int_H^{H_{cn}} \theta_3 dH_0, \quad H_1 = L - (h_0 - L) \operatorname{ctg}^2 \beta \quad (5)$$

Из условия несжимаемости среды за волной можно установить зависимость

$$(\eta_{cn}/\eta_h)^2 = 1 + b(h_0 - L)^2 / (\sin^4 \beta \eta_h^2), \quad \eta_{cn} = H_{cn} - h_0 \quad (6)$$

С помощью полученных формул можно определить линию геометрического места точек фронта ударной волны на конусах-траекториях, а также форму движущейся части свободной поверхности. В частности, угол наклона прямолинейного участка волны будет определяться выражением

$$\alpha = \arctg [a^{1/2} \sin \beta \cos \beta / (1 - a^{1/2} \sin^2 \beta)] \quad (7)$$

Уравнение движения среды вдоль конусов $h_0 = \text{const}$ в выбранной ортогональной системе координат H_0 , h_0 , φ записывается в виде [1]:

$$\partial \sigma_1 / \partial H_0 + (\sigma_1 - \sigma_3) (\partial \theta_3 / \partial H_0) / \theta_3 = \rho \theta_1 dv / dt \quad (8)$$

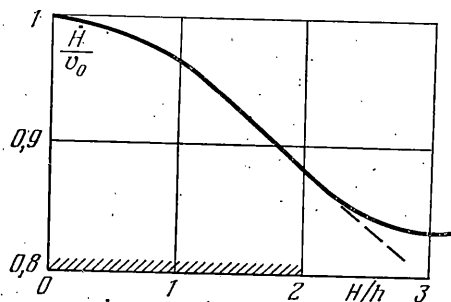
После интегрирования этого уравнения от поверхности проникающего конуса до фронта волны, а в третьей зоне — до свободной границы тыльной поверхности преграды получим формулу для определения величины давления $p = -\sigma_1$ на поверхности головной части бойка

$$p - p_a = \rho_0 \sin^2 \beta \eta_h \ln z H^{**} / (2b) + \rho_0 \sin^2 \beta (2abk_{yb}/z + 1/z - 1 + \ln z) H^{**} / (2b) + 0,5 \tau_0 \ln z \quad (9)$$

Здесь p_a — начальное давление в среде, совпадающее с давлением на свободных поверхностях, H , H'' — скорость и ускорение бойка, коэффициент k_{yb} равен единице в первой и второй зонах и равен нулю в третьей зоне. Величины $z = (\eta_{yb}/\eta_h)^2$, $z = (\eta_{cn}/\eta_h)^2$ вычисляются на поверхности конуса, где $h_0 = H - \eta_h$.

Сила сопротивления прониканию бойка F определяется по формуле

$$F = \kappa \int_S (p - p_a) \sin \beta \, dS = \kappa \pi / 2 \sin^2 2\beta \int_{\eta_1}^{\eta_2} (p - p_a) \eta_h \, d\eta_h \quad (10)$$



Фиг. 3

где $dS = 2\pi\theta_2\theta_3 dh_0$, $\kappa = 1 + \mu_0 \operatorname{ctg} \beta$, μ_0 — коэффициент сухого трения. Нижний и верхний пределы интегрирования по пер-

ременной η_h в каждой зоне определяются из соотношения $\eta_h = H - h_0$ (фиг. 1). Следует подчеркнуть, что в точке перехода на поверхности бойка конической части в цилиндрическую происходит отрыв материала от этой поверхности.

В первой зоне имеем $\gamma_1 = H$, $\gamma_2 = H/\cos^2 \beta$ при $H \leq h$ и $\gamma_2 = h/\cos^2 \beta$ при $h \leq H \leq h/\cos^2 \beta$. На глубине $H = h/\cos^2 \beta$ первая зона и криволинейная часть линии фронта ударной волны ВС (фиг. 1) исчезает ($\gamma_1 = \gamma_2$). Во второй зоне $\gamma_1 = 0$ при $0 \leq H \leq L$ и $\gamma_1 = (H - L)/(1 - a^{1/2} \sin^2 \beta)$ при $L < H \leq H^*$, $\gamma_2 = H$ при $H \leq h/\cos^2 \beta$ и $\gamma_2 = h/\cos^2 \beta$ при $h/\cos^2 \beta < H \leq H^*$. На глубине проникания $H > H^* = L + h(1 - a^{1/2} \sin^2 \beta)/\cos^2 \beta$ (при $H = H^*$ имеем $\gamma_1 = \gamma_2$) вторая зона исчезает и движение среды происходит без образования ударной волны. В третьей зоне $\gamma_1 = H - L$, $\gamma_2 = (H - L)/(1 - a^{1/2} \sin^2 \beta)$ при $L \leq H \leq H^*$ и $\gamma_2 = h/\cos^2 \beta$ при $H^* < H \leq L + h/\cos^2 \beta$. На глубине $H = L + h/\cos^2 \beta$ с учетом движения тыльной поверхности преграды взаимодействие ее с бойком прекращается и происходит выход бойка из преграды.

Для плит малой толщины ($L < h/\cos^2 \beta$) может иметь место достаточно сложное взаимодействие материала первой и третьей зон. Но такие плиты можно исследовать по модели неволнового движения, так как в таких преградах происходит многократное отражение волн от свободных границ.

Подставив силу сопротивления прониканию, определенную по формуле (10), в уравнение движения бойка $mH'' = -F$ и проведя замену переменных $y = H''^2$, $dy/dH = 2H''$, получим обыкновенное уравнение первого порядка, которое решается численно методом Рунге — Кутты. В качестве примера для расчета параметров пробивания преграды бойком были взяты следующие исходные данные: $m = 30$ кг, $v_0 = 1000$ м/с, $h = 0,2$ м, $\beta = 18^\circ$, $L = 2h$, $\mu_0 = 0,7$, $\rho_0 = 1600$ кг/м³, $\tau_0 = |\sigma_s| = 56$ МПа, $b = 0,9$.

На фиг. 2 приведен закон изменения полной силы F в зависимости от глубины проникания H (сплошная линия). Там же приведены кривые изменения сил сопротивления прониканию на участках второй зоны (штрихпунктирная линия), первой и третьей зоны (штриховая линия). Все силы отнесены к силе F_h , действующей на боек при $H = h$.

На фиг. 3 представлен график изменения скорости проникания бойка как функции глубины H , штриховой линией показано изменение скорости проникания в полубесконечную преграду. Из анализа решения видно, что скорость при выходе из движущейся преграды на глубине $H = L + h/\cos^2 \beta$ с высокой точностью может быть вычислена по приближенным формулам [1], описывающим скорость проникания в полубесконечную преграду на глубине $H = L + h/2$: $H''^2 = (v_0^2 + c/\varepsilon)(1 + \kappa\omega h^3)^{-s} \cdot \exp[-\xi(L - h/2)] - c/\varepsilon$, $\xi = \kappa \varepsilon h^2 / (1 + \kappa\omega h^3)$, $s = \varepsilon / (3\omega)$, $\omega = \pi \rho_0 \sin^2 \beta \operatorname{tg}^2 \beta \ln a / (3mb)$, $\varepsilon = \pi \rho_0 \sin^2 \beta \operatorname{tg}^2 \beta (\ln a + b) / (mb)$, $c = \pi \tau_0 \operatorname{tg}^2 \beta \ln a / m$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Сагомонян А. Я. Проникание. М.: Изд-во МГУ, 1974. 299 с.

Москва

Поступила в редакцию
22.V.1985