

УДК 621.791.76:621.7.044.2

А.Н.Кривенцов., В.И.Лысак, С.В.Кузьмин., В.И.Кузьмин, Е.В.Попов

УДАРНО-ВОЛНОВОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ТВЕРДЫХ ТЕЛ ПРИ НЕПЛОСКОМ СОУДАРЕНИИ

Волгоградский государственный технический университет

В различных областях техники возникают задачи, связанные с воздействием интенсивных кратковременных нагрузок на твердые тела. К ним относится сварка взрывом металлических материалов. Поскольку прочность сварного соединения, получаемого этим способом, является главенствующим критерием, необходимо иметь представление о влиянии на него различных

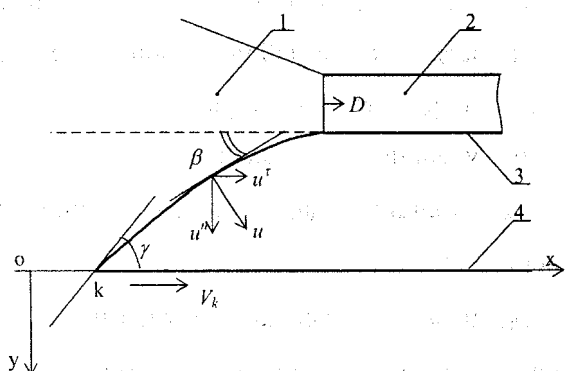


Рис. 1. Кинематическая схема косоугольного (неплоского) соударения при скользящем взрывном нагружении: 1 – продукты детонации; 2 – заряд взрывчатого вещества; 3 – ударник; 4 – мишень; D – скорость детонации заряда взрывчатого вещества; $V_k = D$ – скорость точки контакта; u – массовая скорость ударника в лабораторной (неподвижной) системе отсчета (координат) OX ; u^n , u^τ – соответственно нормальная и поперечная составляющие массовой скорости ударника; β – текущее значение угла разворота ударника; γ – угол соударения

факторов. Наименее изученным из них на сегодня является напряженно-деформированное состояние, реализуемое при соударении твердых тел под некоторым углом $\gamma = 0$. Такая геометрия неплоского ударного нагружения является стандартной при сварке взрывом (рис. 1) [1]

Вектор скорости u ударника, в общем случае не перпендикулярный поверхности мишени, то есть оси X , может быть разложен на составляющие, отвечающие за сжатие (u^n) и сдвиг (u^τ),

роли которых согласно принципу независимости действия сил могут быть рассмотрены раздельно. Это означает, что, если, используя этот принцип, построить картину ударно-волнового взаимодействия, определяемую акустическими жесткостями соударяющихся элементов и нормальной составляющей массовой скорости ударника u^n , то даже без учета картины напряженно-деформированного состояния, реализуемого в волне сдвига, инициируемой поперечной составляющей массовой скорости ударника u^τ , можно получить неизвестную пока информацию о процессах, сопутствующих сварке взрывом. Будем считать, что пластина-ударник толщиной δ_A представляет собой совокупность условных единичных объемов $1 \times 1 \times \delta_A$, которые последовательно соударяются с мишенью с частотой, определяемой u^n и γ (здесь γ – угол соударения ударника с мишенью). В ударной волне с цилиндрической симметрией, распространяющейся по ударнику и мишени от области их соударения, напряженное состояние можно характеризовать тремя главными нормальными напряжениями: σ_1 – нормальным (по отношению к фронту ударной волны), то есть радиальным; двумя поперечно направленными σ_2 и σ_3 , действующими в плоскости, перпендикулярной вектору напряжения σ_1 . Напряжения σ_2 и σ_3 в отличие от σ_1 являются растягивающими, так как ударная цилиндрическая волна является дивергентной (расходящейся). Соотношение между этими главными

ми нормальными напряжениями может быть записано как $|\sigma_1| > |\sigma_2| = |\sigma_3|$. Поскольку $\sigma_1 = P^1$ и даже σ_2 и σ_3 велики по сравнению с критическими напряжениями сдвига материалов ударника и мишени, то их деформационное поведение определяется не полным отсутствием касательных напряжений, а только отсутствием возрастания их при возрастании сдвиговых деформаций. Если теперь, исходя из вышеизложенного, попытаться формально определить модуль сдвига, как коэффициент пропорциональности между приращением касательного напряжения, и приращением сдвиговой деформации, а не между самим касательным напряжением и сдвиговой деформацией, то его (модуль сдвига) следует положить равным нулю. В то же время такие ударные волны (с амплитудой давления от десятков до сотен килобар) считаются «слабыми», мало отличающимися от акустических и распространяющимися со скоростью, близкой к скорости звука (как в жидкости)

$$C = \sqrt{\frac{K}{\rho_0}}, \quad (1)$$

где K – объемный модуль сжатия; ρ_0 – начальная плотность среды.

Поскольку скорость «слабых» ударных волн не зависит от массовой скорости вещества за ними, уравнения, определяющие их ударные адиабаты на P , и – диаграмме есть линейные функции $P(u)$. Система уравнений, описывающих параметры таких ударных волн в твердых телах, имеет вид:

$$\rho_0 C = \rho(C-u), \quad (2)$$

$$P - P_0 = \rho_0 u C, \quad (3)$$

$$E - E_0 = \frac{1}{2} (P + P_0)(V_0 - V), \quad (4)$$

где ρ_0 и ρ – начальная плотность и плотность

вещества (среды) на фронте ударной волны;

V_0 и V – удельные объемы вещества (среды)

– начальный и на фронте ударной волны;

C – скорость фронта «слабой» ударной волны (см. выше);

u – массовая скорость (скорость частиц) за фронтом ударной волны;

P_0 и P – давление перед фронтом ударной волны и на ее фронте;

E_0 и E – удельные внутренние энергии вещества – начальная и на фронте ударной волны.

Рассмотрим неплоское (косое) соударение двух твердых тел в лабораторной системе отсчета (координат). Пусть (рис. 2):

A – ударник; B – мишень;

δ_A – толщина ударника; δ_B – толщина мишени; $\delta_A \ll \delta_B$;

ρ_{0A} и ρ_{0B} – начальные плотности материалов ударника и мишени, $\rho_{0A} = \rho_{0B} = \rho_0$;

C_A и C_B – скорости звука в материалах ударника и мишени, $C_A = C_B = C$;

R_A и R_B – акустические жесткости материалов ударника и мишени, $R_A = R_B = R$;

u^* – скорость ударника, вектор которой перпендикулярен поверхности мишени, параллельной оси X ;

$V_k = 0,5C$ – скорость перемещения точки соударения (скорость точки контакта) ударника с мишенью в направлении оси X ;

γ – угол соударения.

В момент касания ударника A с мишенью B состояние в ударнике и мишени описывается параметрами:

$$u_A = u^*, P_A = 0, \quad (5)$$

$$u_B = 0, P_B = 0. \quad (6)$$

В следующий момент времени (в момент удара по мишени очередного условного элементарного объема $1 \times 1 \times \delta_A$) $t_1 = \Delta t$ (рис. 2в) точки контакта перемещаются на расстояние $x = \Delta t \cdot V_k$, а фронт цилиндрической ударной волны (назовем эту волну условно первой – в дальнейшем просто первой), распространяющейся по ударнику и мишени, займет положение окружности радиусом $r_1 = \Delta t \cdot C > \Delta t \cdot V_k$. При этом в областях I, I' массовые скорости (скорости частиц), как и напряжения $\sigma^1 = P^1$ (удельные давления) по модулю одинаковы, но по разному направлены. Так, в области I массовые скорости и напряжения ориентированы по нормали к поверхности мишени (оси OX), а в областях I и I' – по радиусам r_1 . Параметры, характеризующие состояние ударника к мишени, сжатых первой ударной волной, можно вычислить, воспользовавшись зависимостями, основанными на фундаментальных законах сохранения массы, количества движения (импульса) и энергии [см., напр. 2]

$$u_y^1 = \frac{R_A}{R_B + R_A} u^* = \frac{R}{2R} u^* = 0,5u^*, \quad (7)$$

$$P_y^1 = \frac{R_B R_A}{R_B + R_A} u^* = \frac{R^2}{2R} u^* = 0,5R \cdot u^*, \quad (8)$$

Ситуации в системе соударяющихся элементов в моменты времени t_2, t_3, t_4 принципиально ничем не отличаются от рассмотренной выше за исключением одного – увеличивается область I, а, значит, протяженность зоны контакта, на которой действуют сжимающие напряжения $\sigma^1 = P^1$ (см. рис. 3).

После того (момент времени $t_4 = 4\Delta t$), как ударная волна (первая) с параметрами (7), (8) выйдет на свободную поверхность ударника по нему в сторону контактной поверхности пойдет

волна разгрузки, главной особенностью которой является наличие зоны 2, в которой массовые скорости всех ее частиц и удельные давления в них снижаются до нуля, поскольку векторы этих параметров в области I ориентированы по нормали, то есть по оси OY. В точках, находящихся в области между границами зоны 2, фронтом волны разгрузки и свободной поверхностью ударника, полной разгрузки не происходит, поскольку векторы скоростей их (точек) не совпадают с нормалью (осью OY). Каждая точка этой области имеет свою скорость, отличную от нуля, нормальная составляющая которой может быть вычислена по формуле:

$$u_{yi} = u^* (1 - \cos \varphi_i), \quad (9)$$

где u^* – массовая скорость ударника (см. выше);

φ_i – угол между нормалью и r_i – радиусом, проведенным через i -ю точку.

Нормальная составляющая удельного давления P_{yi} в каждой точке этой области снижается до нуля. По мере приближения волны разгрузки к контактной границе протяженность последней, на которой действуют напряжения (удельные давления) $\sigma^1 = P^1$, растет по закону $x_i = V_k t_i$ (здесь V_k – скорость точки контакта; t_i – текущее значение времени; x_i – путь, пройденный точкой контакта или, что то же самое, нагруженный участок контактной границы). В момент времени t_8 (см. рис. 2m) фронт волны разгрузки выходит на контактную границу под углом, стремящимся к нулю. Назовем это время временем существования сжимающих напряжений на этой границе и представим его

как:

$$t_{сж} = t_{уд} + t_{раз}, \quad (10)$$

где $t_{уд}$ – время выхода первой ударной волны на свободную поверхность ударника;

$t_{раз}$ – время выхода волны разгрузки на контактную границу (поверхность).

Время выхода первой ударной волны на свободную поверхность ударника $t_{уд}$ можно вычислить, воспользовавшись формулой

$$t_{уд} = \frac{\delta_A}{(c - u^*)}, \quad (11)$$

К моменту выхода первой ударной волны на свободную поверхность ударника, толщина последнего (за счет его сжатия) уменьшится на величину $0,5u^* \cdot t_{уд}$. Тогда $t_{раз}$ и $t_{сж}$ можно представить как

$$t_{раз} = \frac{\delta_A}{(C - u^*)} \cdot \frac{(C - 1,5u^*)}{C}, \quad (12)$$

$$t_{сж} = \frac{\delta_A}{(C - u^*)} \cdot \left[1 + \frac{(C - 1,5u^*)}{C} \right]. \quad (13)$$

Поскольку $(C - 1,5u^*)/C$ не намного меньше единицы, а $C \gg u^*$, для практического использования можно рекомендовать известную формулу [3]

$$t_{сж} = \frac{2\delta_A}{C} \quad (14)$$

Буквально через мгновение ($\Delta t \rightarrow 0$) волна разгрузки, не претерпев какой-либо трансформации (поскольку $R_A = R_B = R$), переходит через границу контакта в мишень, а ее фронт догоняет точку контакта. В результате это участок контактной границы (поверхности) за точкой контакта практически мгновенно освобождается от действия сжимающих напряжений $\sigma^l = P^l$, а уже в следующий момент времени $t_{сж} + \Delta t = t_9$ (рис. 2п), когда фронт волны разгрузки опередит точку контакта, в ударнике и мишени возникнет волновая картина идентичная приведенной на

рис. 2в (момент времени $t_1 = \Delta t$). В следующие моменты времени $t_{10} = t_8 + 2\Delta t$, $t_{11} = t_8 + 3\Delta t$, $t_{12} = t_8 + 4\Delta t$, $t_{13} = t_8 + 5\Delta t$ (рис. 2р, 2q, 2r, 2s) вплоть до $t_{16} = t_8 + 8\Delta t$, как и следовало ожидать, в ударнике и мишени возникают волновые картины идентичные моментам времени t_2 , t_3 , t_4 , t_5 (рис. 2с, 2d, 2е, 2f). Из этого следует, что нагружение контактной границы имеет периодический характер: после первого удара появляется первый нагруженный участок контактной границы, протяженность которого с течением времени изменяется от нуля до $x_1 = V_k \cdot t_{сж}$ и который практически мгновенно разгружается, как только на контактную границу приходит волна разгрузки (рис. 4). Сразу после этого появляется второй (рис. 4) участок, затем третий, четвертый и т.д., на которых происходят те же события, что и на первом. На рис. 5 представлено графическое изображение изменения импульса по длине i -го нагруженного участка контактной границы.

Чтобы определить роль угла соударения γ в рассмотренных выше процессах, сопутствующих сварке взрывом, представим связь между u^* и V_k как

$$\frac{u^*}{V_k} = \operatorname{tg} \gamma \quad (15)$$

Из (15) следует, что уменьшение (увеличение) угла соударения γ при неизменной скорости соударения u^* приведет лишь к увеличению (уменьшению) скорости точки контакта V_k , а, значит, и протяженности i -того участка контактной границы, но не изменит качественную картину ударно-волнового взаимодействия. Это дает полное основание использовать для описания явлений, сопутствующих сварке

взрывом (о чем уже говорилось в работе [2]) модель одномерного соударения. Роль касательной (поперечной) составляющей u^T скорости ударника в процессах сварки взрывом требует отдельного рассмотрения.

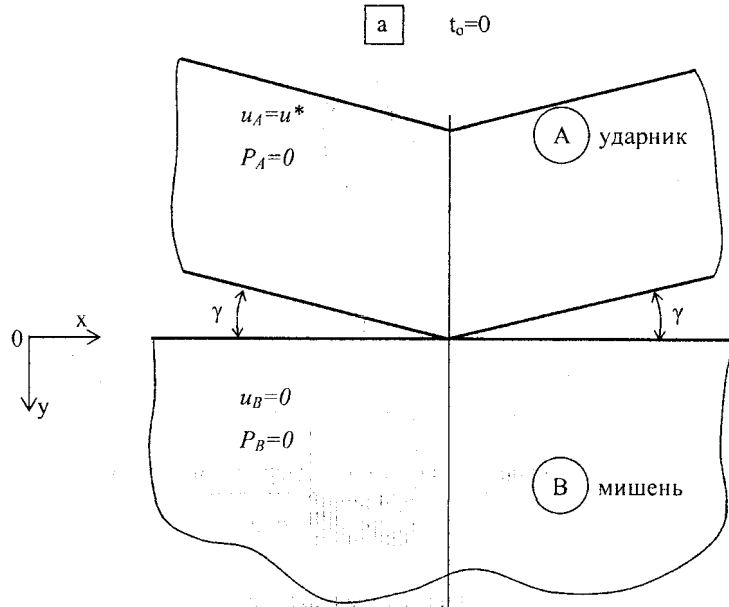


Рис. 2. Схемы волновых конфигураций, реализуемых при неплоском соударении ударника с мишенью.

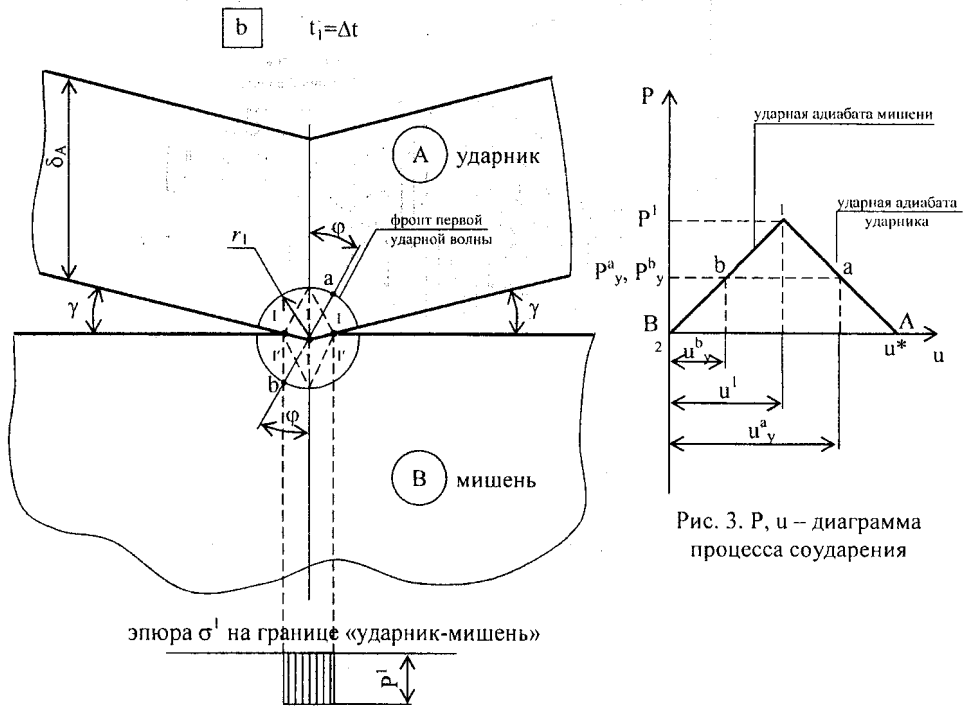


Рис. 3. P, u – диаграмма процесса соударения

Рис. 2. (продолжение)

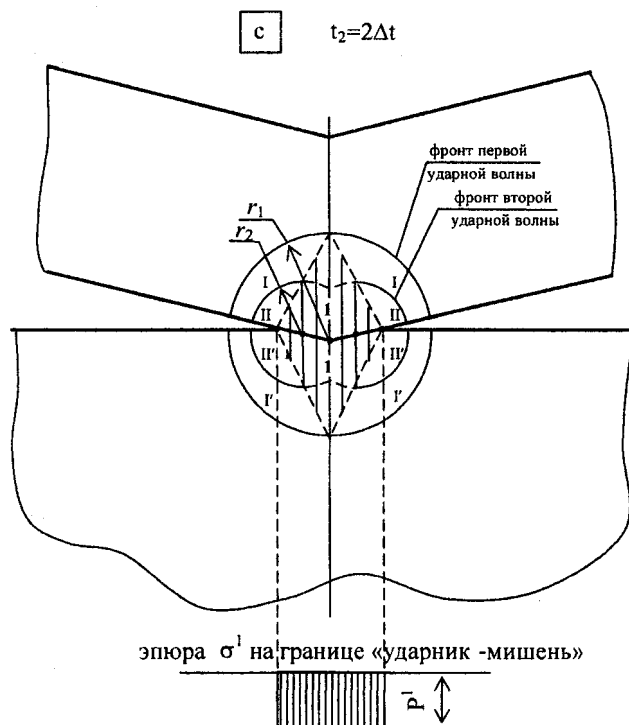


Рис. 2. (продолжение)

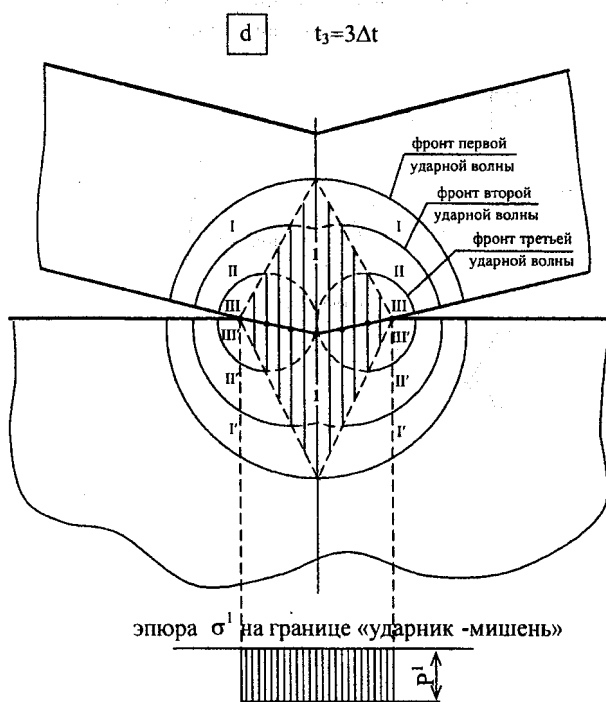


Рис. 2. (продолжение)

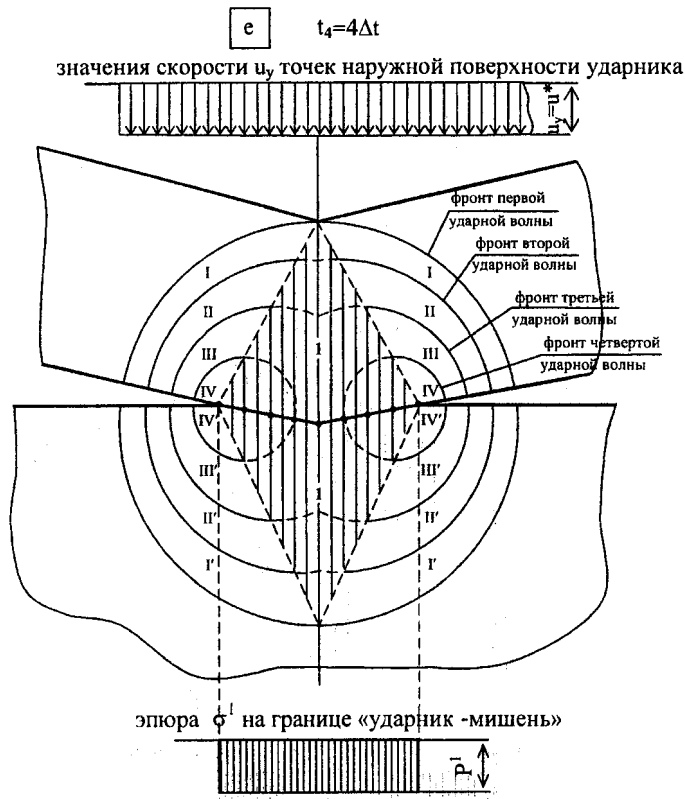


Рис. 2. (продолжение)

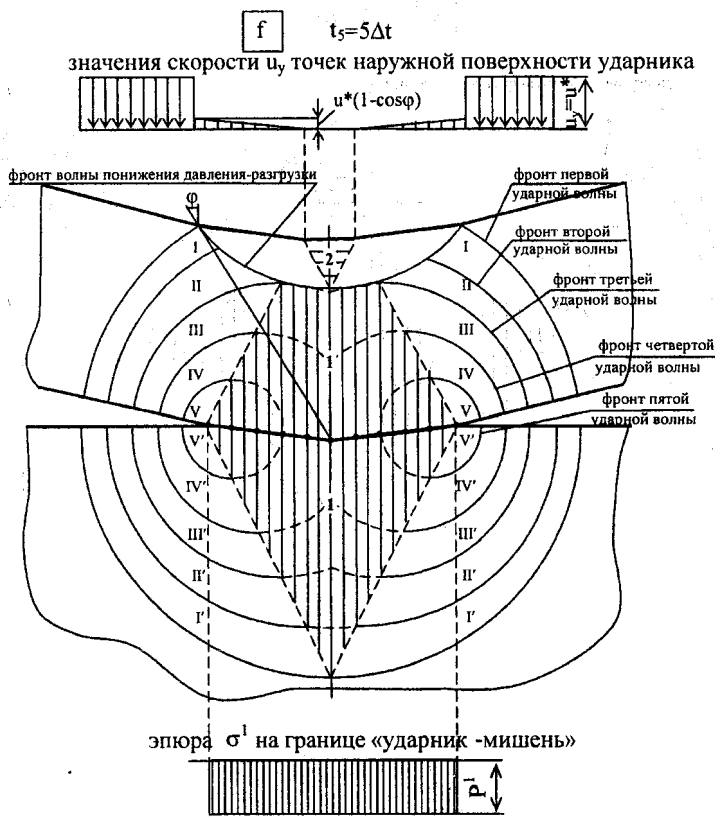


Рис. 2. (продолжение)

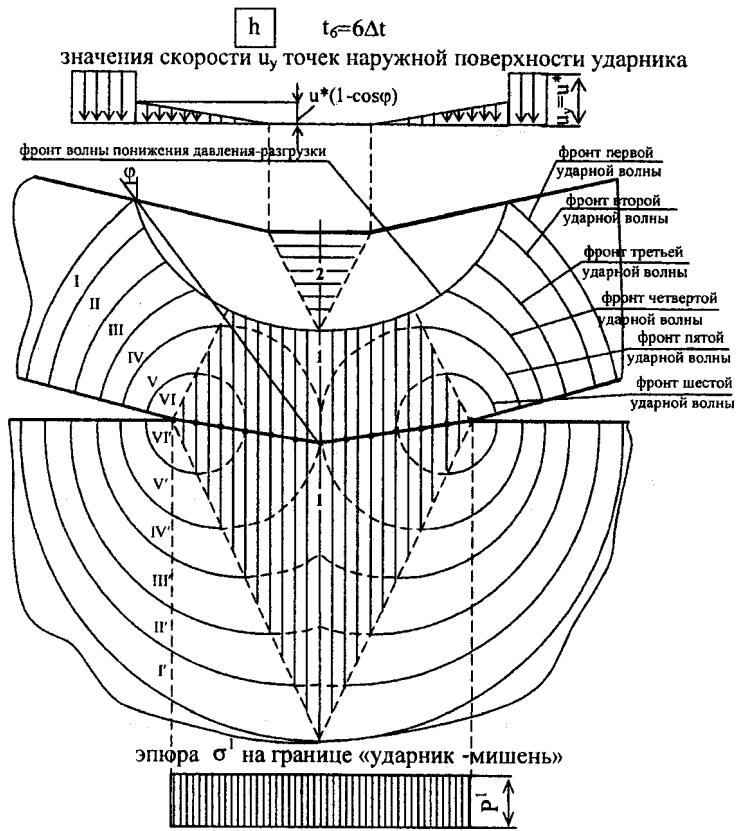


Рис. 2. (продолжение)

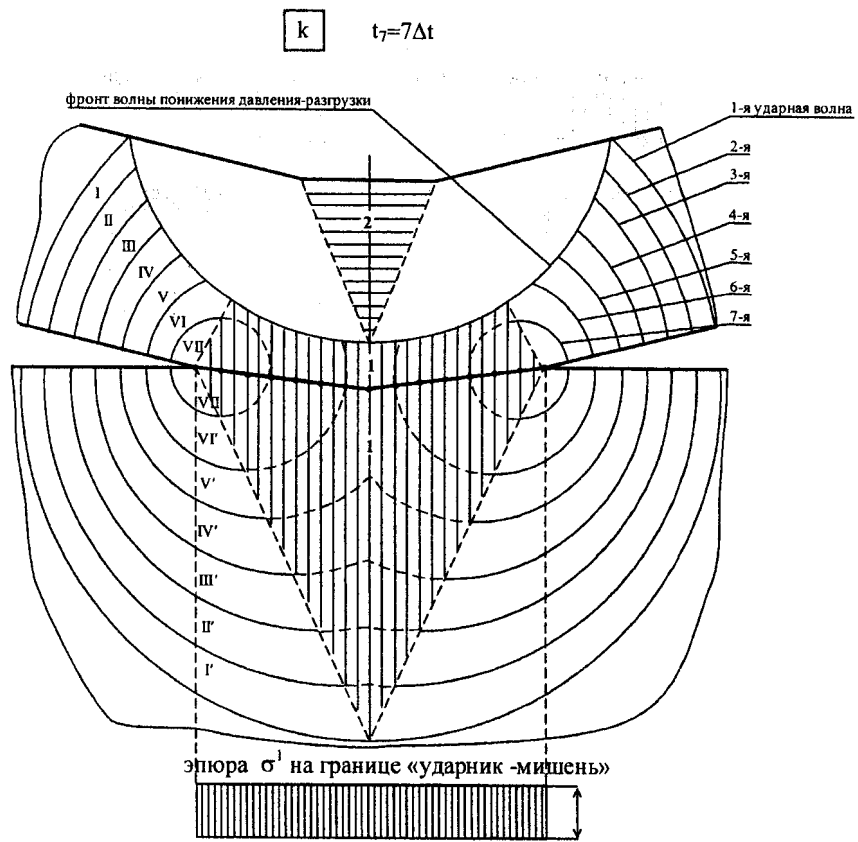


Рис. 2. (продолжение)

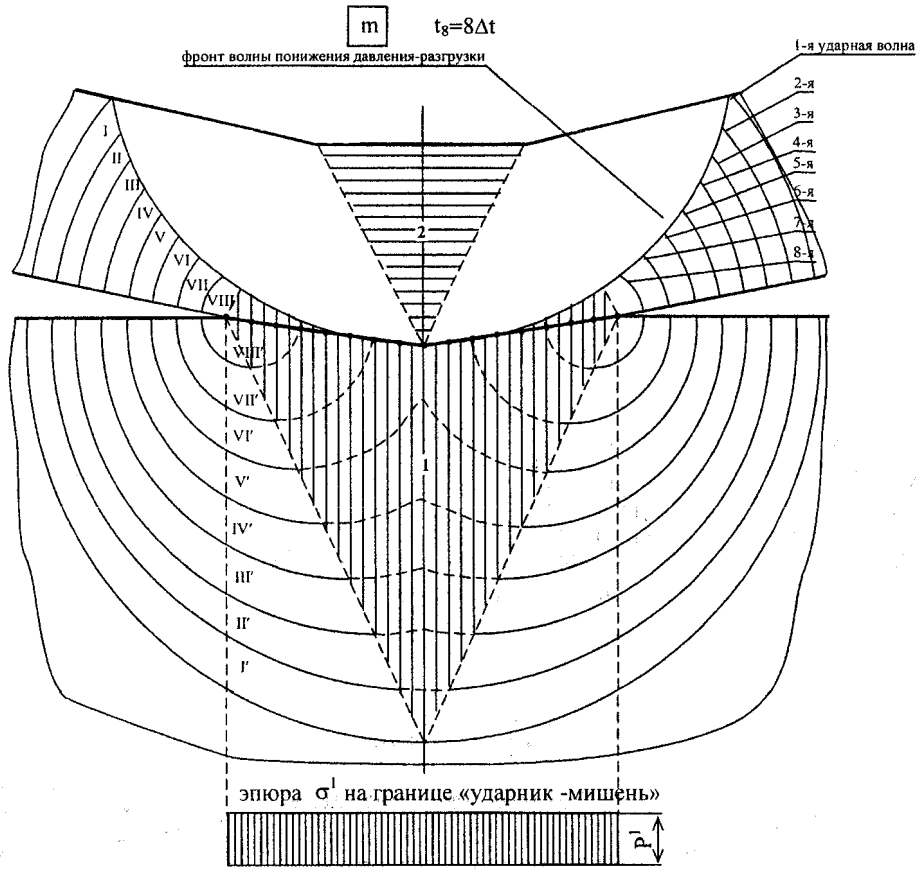


Рис. 2. (продолжение)

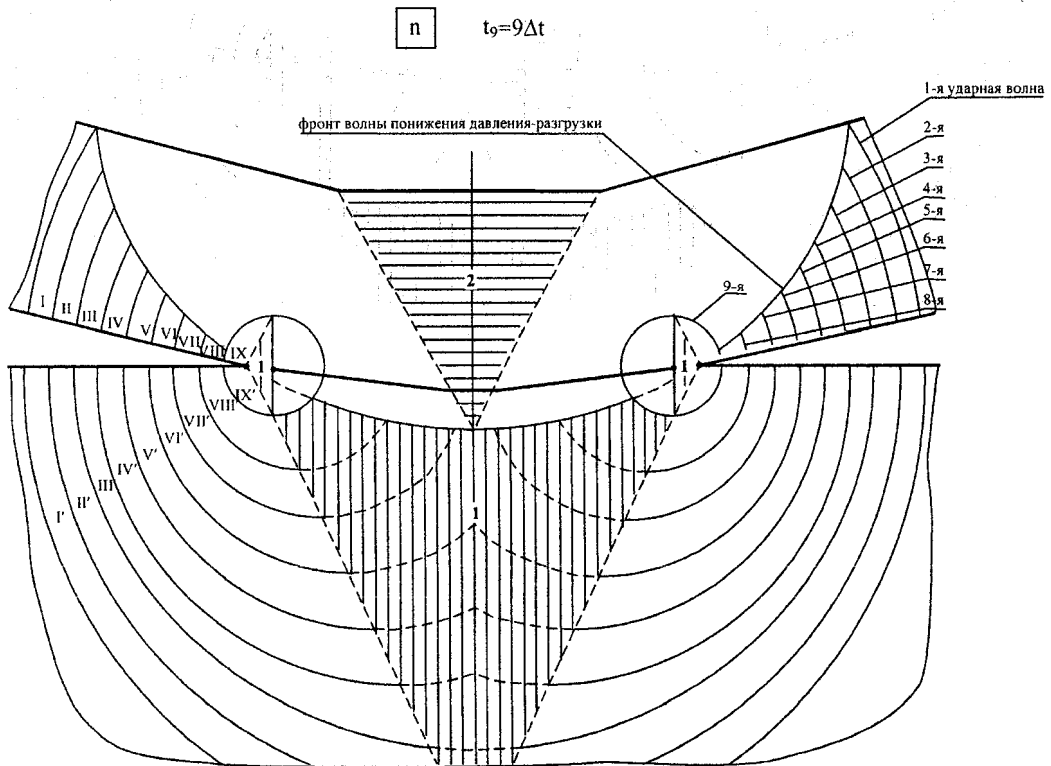


Рис. 2. (продолжение)

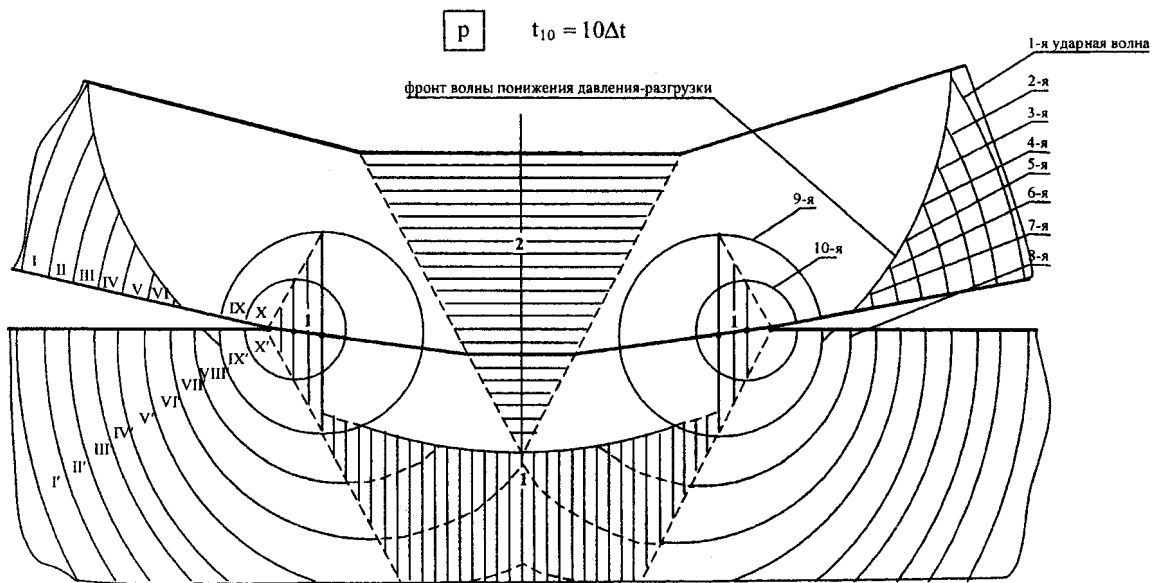


Рис. 2. (продолжение)

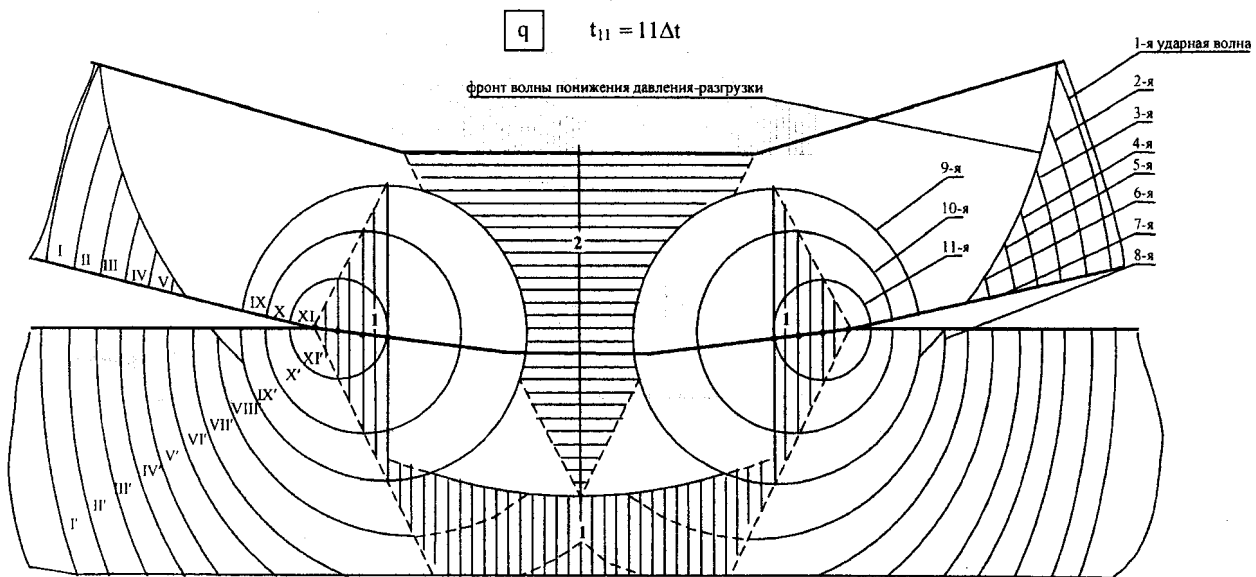


Рис. 2. (продолжение)

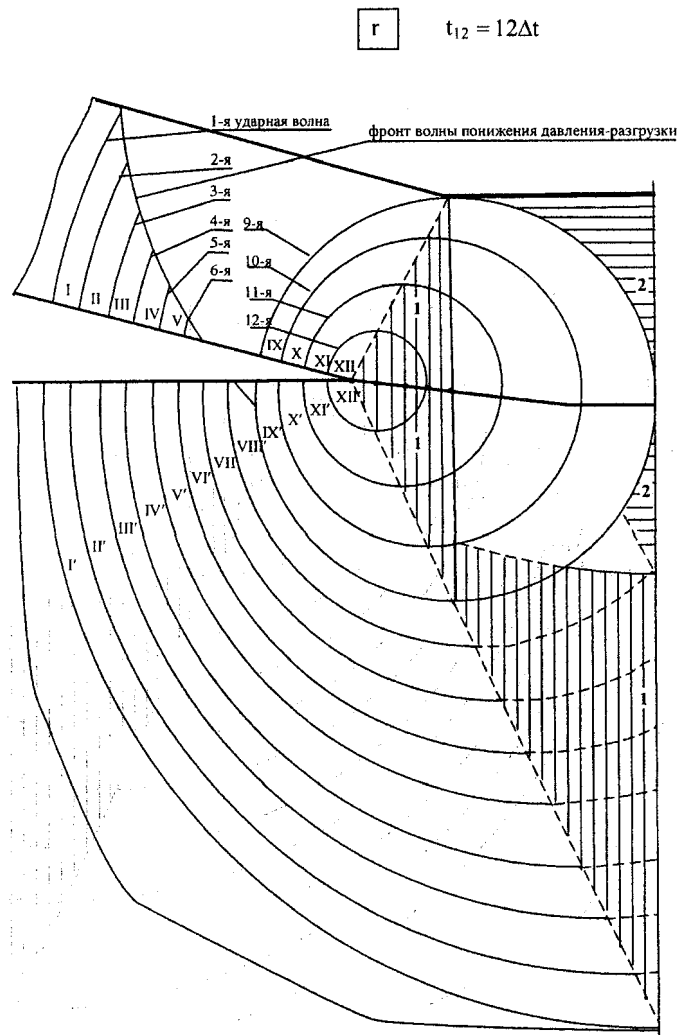


Рис. 2. (продолжение)

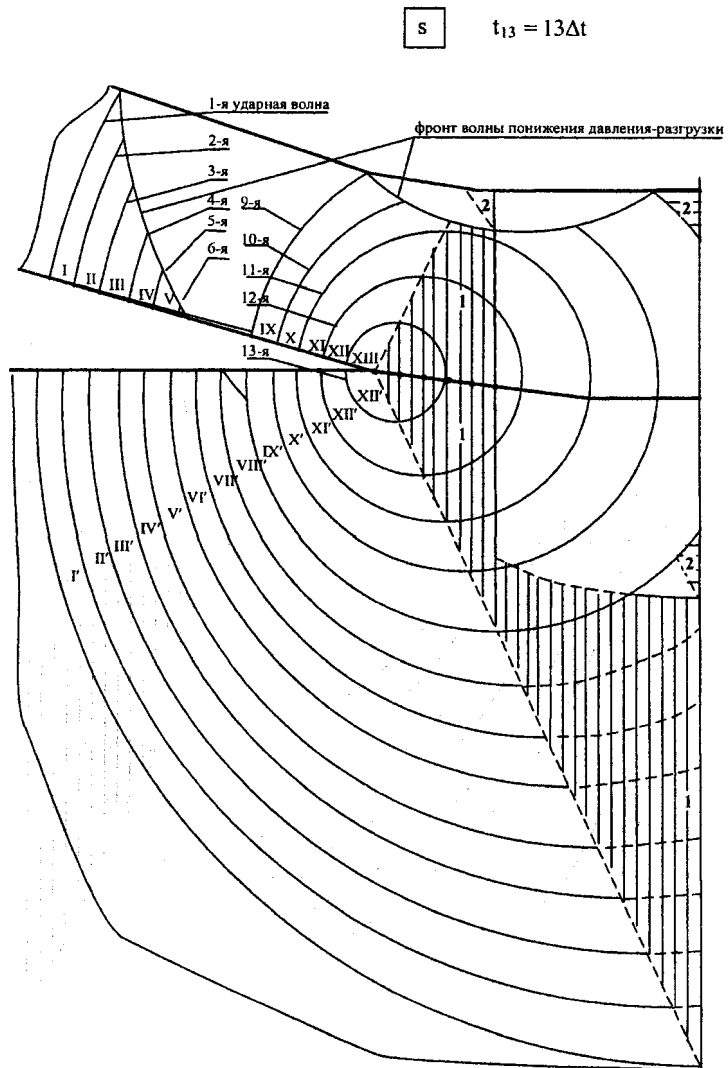


Рис. 2. (продолжение)

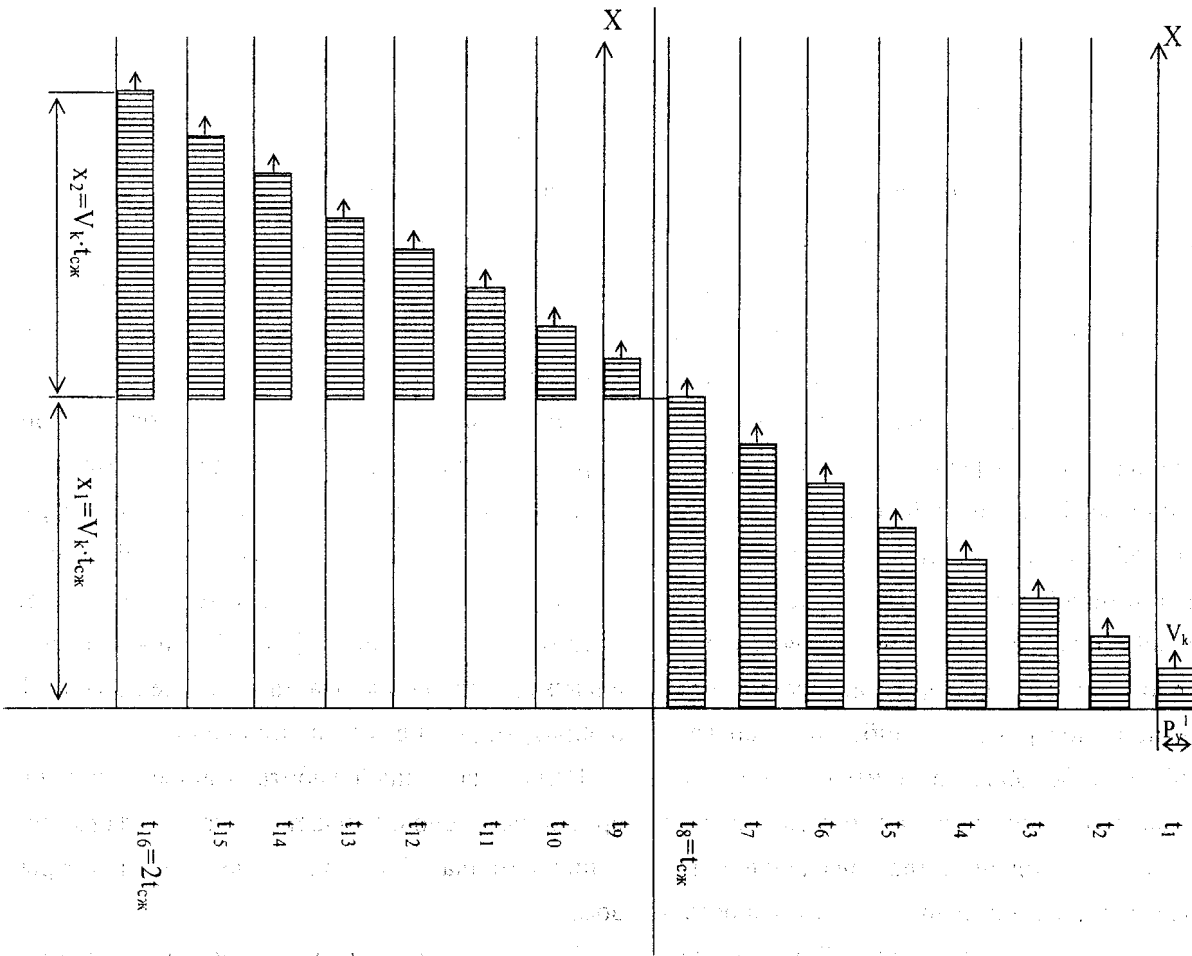


Рис. 4.

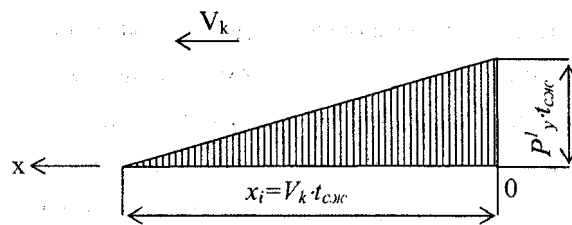


Рис. 5. Распределение импульса по длине i-того нагруженного участка контактной границы.

Библиографический список

1. Ударные волны и явления высокоскоростной деформации металлов / Под ред. Мейерса М.А., Мура Л.Е.: Пер. с англ. М.: Металлургия, 1984. – 512 с.
2. Качан М.С., Киселев Ю.В., Тришин Ю.А. Взаимодействие ударных волн с контактной границей со-

ударяющихся тел // Физика горения и взрыва. – 1975, №5. – с.767-773.

3. Дерibas А.А., Кудинов В.М., Матвеев Ф.И., Симонов В.А. Сварка взрывом // Физика горения и взрыва. – 1967, №1. – с.111-117.