

УДК 621.791.76:621.7.044.2

С. В. Кузьмин, В. И. Лысак, В. П. Багмутов, Т. Ш. Сильченко

РАСЧЕТ ПАРАМЕТРОВ СОУДАРЕНИЯ ПРИ СВАРКЕ МНОГОСЛОЙНЫХ КОМПОЗИЦИЙ

Волгоградский государственный технический университет

Задача расчетной оценки параметров соударения в многослойных системах металлических пластин при их сварке взрывом по одновременной схеме является весьма важной, поскольку величины послеслойных скоростей соударения V_{c_i} в пакете определяют деформационные и энергетические условия формирования соединения на каждой межслойной границе композита и, в конечном итоге, его конечные свойства. В случае сварки взрывом по одновременной схеме плакирования (рис. 1) происходит последовательное изменение V_{c_i} от границы к границе в соответствии с законами сохранения энергии и импульса, причем каждый новый слой, вовлекаемый в процесс соударения, первоначально находится в состоянии покоя, а под действием давления продуктов детонации происходит двухстадийный разгон сваренного пакета до скорости, обусловленной в основном параметрами заряда ВВ и зазором на i -той границе [1, 2].

Целью настоящей работы явилось создание методики расчета параметров соударения на произвольной межслойной границе свариваемой взрывом многослойной композиции.

Разработанная методика определения V_{c_i} включает два самостоятельных этапа: на первом осуществляется расчет начальной стадии разгона пакета (интенсивного ускорения пакета из состояния покоя до скорости, определяющейся законом сохранения импульса); на втором – расчет скорости полета пакета в пределах второй стадии разгона (плавного набора скорости за счет продолжающего действовать на поверхность пакета остаточного давления разлетающихся ПД).

Рассмотрим подробно каждый этап.

Расчет начальной стадии разгона.

Экспериментальные данные работ [1-3] убедительно свидетельствуют об определенной инерционности процесса приведения в движение $i+1$ -й пластины после соударения с ней системы из i сваренных пластин. Это обстоятельство потребовало отказа от классической посылки о мгновенном скачке скорости движения или полета пакета из $i+1$ пластины, рассчитанной по закону сохра-

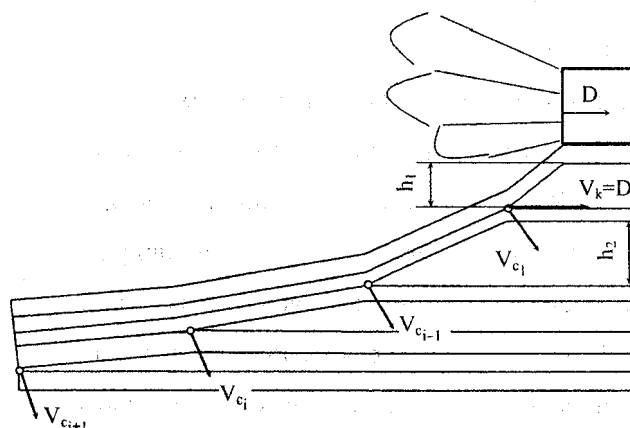


Рис. 1. Схема соударения пластин при одновременной сварке взрывом

нения количества движения ударяемых тел с мгновенно присоединяемыми массами, и введение новых гипотез, более корректно отражающих специфику деформирования и перемещения ударяемой пластины без детального анализа сложной картины ударно-волновых процессов. Сущность исходных представлений и гипотез сводятся к следующим основным положениям.

1) Скорость $V_i(\tau_0)$ подлета системы из i ранее сваренных пластин объединенной массой M_i к неподвижной $i+1$ -й пластине массой m_{i+1} в момент $\tau=\tau_0$ перед их соударением определяется импульсом сил ударяющей системы $I_i(\tau_0)$ известным

образом [4]*:

$$V_i(\tau_0) = \frac{I_i(\tau_0)}{M_i} \quad (1)$$

В дальнейшем скорость $V_i(\tau_0)$ будет трактоваться как скорость активной (ударяющей), иначе контактной поверхности системы из i пластин (для краткости изложения – i -й пластины) и $i+1$ -й пластины.

Скорость тыльной (пассивной) стороны $i+1$ -й пластины в начальный момент $\tau=\tau_0$

$$V_{i+1}(\tau_0) = 0. \quad (2)$$

2) В конце фазы разгона $i+1$ -й пластины, т.е. в момент времени $\tau=\tau_k$ скорости контактной $V_i(\tau_k)$ и тыльной $V_{i+1}(\tau_k)$ поверхностей равны скорости всей системы из $i+1$ сваренных пластин суммарной массой M_{i+1} , определяемой в соответствии с законом сохранения исходного импульса сил, равны:

$$V_{i+1}(\tau_k) = V_i(\tau_k) = \frac{I_i(\tau_0)}{M_{i+1}}, \quad (3)$$

где $M_{i+1} = M_i + m_{i+1}$. (4)

3) Масса $i+1$ -й пластины вовлекается в движение в процессе соударения не мгновенно, так что в текущий момент времени τ фазы разгона ($\tau \in [\tau_0; \tau_k]$) объединенная расчетная масса пакета из $i+1$ пластин $M_{\beta, i+1}$ состоит из массы M_i ударяющей системы пластин и части массы m_{i+1} ударяемой $i+1$ -й пластины (рис. 2 б):

$$M_{\beta} \equiv M_{\beta, i+1}(\tau) = M_i + \beta \cdot m_{i+1}, \quad (5)$$

где $\beta \equiv \beta_{i+1}(\tau)$ - функция, условно определяющая степень вовлечения массы $i+1$ -й пластины в перемещение путем ее деформирования (рис. 2 а), причем

$$\beta = \begin{cases} 0, & \tau = \tau_0 \\ 1, & \tau = \tau_k \end{cases} \quad (6)$$

Таким образом, в соответствии с обозна-

чениями (4), (5) и условиями (6)

$$M_{\beta} = \begin{cases} M_i, & \tau = \tau_0 \\ M_{i+1}, & \tau = \tau_k \end{cases} \quad (7)$$

4) Разность количеств движения контактной $M_{\beta} \cdot V_i(\tau)$ и тыльной $M_{\beta} \cdot V_{i+1}(\tau)$ сторон $i+1$ -й пластины в любой момент времени τ фазы разгона уравнивается разностью импульсов сил $I_i(\tau_0)$, $I_{i+1}(\tau)$ соответственно в моменты времени τ_0 и τ :

$$M_{\beta} \cdot [V_i(\tau) - V_{i+1}(\tau)] = I_i(\tau_0) - I_{i+1}(\tau) \quad (8)$$

где $I_{i+1}(\tau)$ – часть исходного импульса, приводящего в движение в момент времени τ часть $i+1$ -й пластины.

Из уравнения баланса (8) при $\tau=\tau_0$ с учетом формул (1), (2), (7) следует

$$I_{i+1}(\tau_0) = 0, \quad (9)$$

а при $\tau=\tau_k$ с использованием (3), (7) получаем из (8) соотношение

$$I_{i+1}(\tau_k) = I_i(\tau_0) = M_i \cdot V_i(\tau_0), \quad (10)$$

которое вместе с выражением (3) говорит о завершении фазы разгона $i+1$ -й пластины.

Уравнение (8) в силу определенной произвольности и независимости функций $V_i(\tau)$, $V_{i+1}(\tau)$ и $I_{i+1}(\tau)$ можно переписать следующим образом:

$$M_{\beta} \cdot V_i(\tau) - I_i(\tau_0) = M_{\beta} \cdot V_{i+1}(\tau) - I_{i+1}(\tau) = A \quad (11)$$

где A – некоторая константа.

Так как равенство (11) должно выполняться для любого момента времени $\tau \in [\tau_0, \tau_k]$, то при $\tau=\tau_0$ с учетом (1) имеем $A=0$. Следовательно, из (11) получаем выражение для определения скоростей тыльной стороны $i+1$ -й пластины в период фазы разгона $[\tau_0, \tau_k]$ (рис. 2 в):

$$V_{i+1}(\tau) = \frac{I_{i+1}(\tau)}{M_{\beta}} \quad (12)$$

и ее контактной поверхности:

* Здесь и далее используются удельные массы и импульсы сил, т.е. величины, отнесенные к единице площади пластины, причем масса одной пластины обозначается m , масса системы пластин – M

$$V_i(\tau) = \frac{I_i(\tau_0)}{M_\beta} \quad (13)$$

Таким образом, за период разгона $[\tau_0, \tau_k]$ контактная сторона $i+1$ -й пластины теряет скорость от $V_i(\tau_0)$ (формула (1) до $V_i(\tau_k)$ (формула (3) в связи с постепенным увеличением движущейся массы M_β системы пластин (рис. 2 б). В то же время тыльная сторона рассматриваемой пластины наращивает скорость от $V_{i+1}(\tau_0)=0$ (условие (2)) до скорости всего пакета из $i+1$ пластины $V_{i+1}(\tau_k)=V_i(\tau_k)$.

Текущей скорости $V_{i+1}(\tau)$ соответствует импульс сил

$$I_{i+1}(\tau) = \int_{\tau_0}^{\tau} p(\tau) d\tau, \quad (14)$$

где функцию $p(\tau)=p_i(\tau)$ можно трактовать как контактное давление, необходимое для преодоления сопротивления материала $i+1$ -й пластины при передаче движения от активной к ее пассивной поверхности.

Рассмотрим дополнительные условия на введенные выше функции и следствия из них, полагая, что процесс изменения контактных скоростей точек поверхностей ударяемой пластины и присоединения массы $\beta \cdot m_{i+1}$ можно приближенно описать гладкими функциями. Для этого потребуем, чтобы

$$\left. \frac{d\beta}{d\tau} \right|_{\tau=\tau_0} = 0, \quad \left. \frac{d\beta}{d\tau} \right|_{\tau=\tau_k} = 0 \quad (15)$$

Кроме того, выравниванию скоростей $V_i(\tau)$ и $V_{i+1}(\tau)$ в конце фазы разгона ($\tau=\tau_k$) должны соответствовать условия

$$\left. \frac{dV_i(\tau)}{d\tau} \right|_{\tau=\tau_k} = 0, \quad \left. \frac{dV_{i+1}(\tau)}{d\tau} \right|_{\tau=\tau_k} = 0. \quad (16)$$

Так как на основе формул (5), (12), (13)

$$\frac{dV_i(\tau)}{d\tau} = -\frac{m_{i+1}}{M_\beta^2} \cdot I_i(\tau_0) \cdot \frac{d\beta}{d\tau}, \quad (17)$$

$$\frac{dV_{i+1}(\tau)}{d\tau} = \frac{1}{M_\beta} \cdot \frac{dI_{i+1}(\tau)}{d\tau} - \frac{m_{i+1}}{M_\beta^2} \cdot I_{i+1}(\tau) \cdot \frac{d\beta}{d\tau} \quad (18)$$

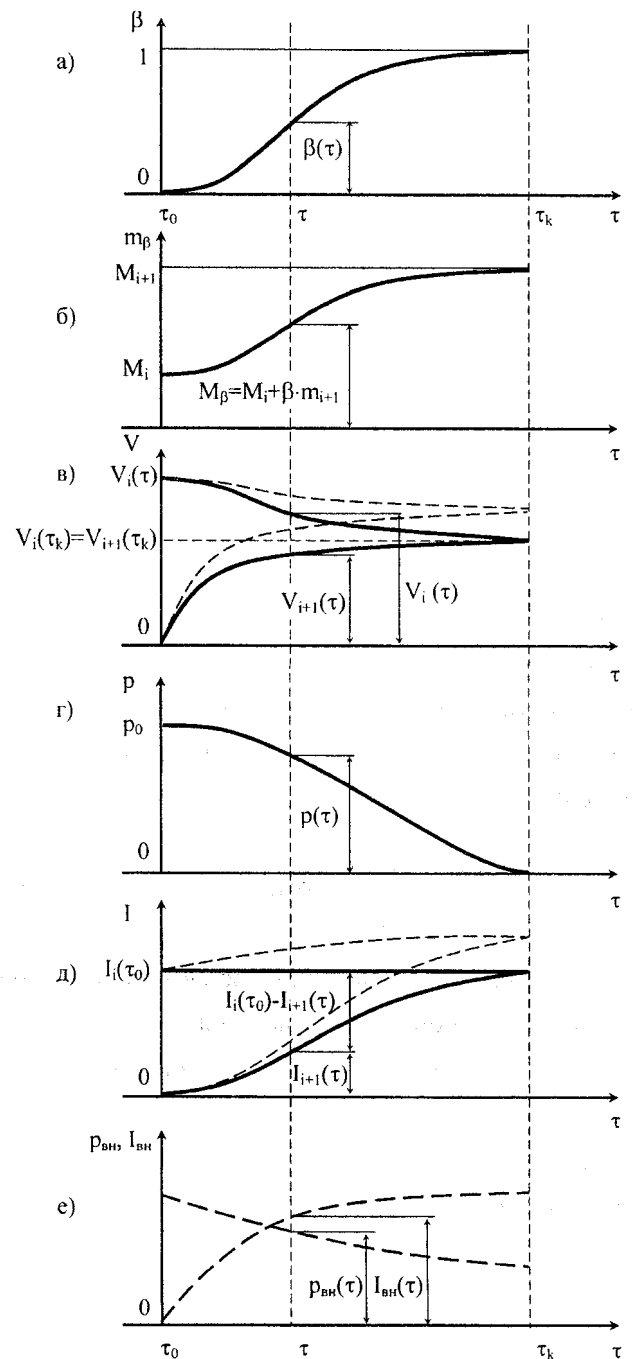


Рис. 2. Характер изменения функции β (а), массы m_β (б), активной и пассивной скоростей пластин (в), контактного давления (г), импульса (д) и внешнего давления и удельного импульса (е) за интервал времени $\tau_0 - \tau_k$.

(Штриховые кривые проведены с учетом действия импульса внешних сил в интервале $[\tau_0, \tau_k]$).

то первое условие (16) с использованием (15) и (17) выполняется не только при $\tau=\tau_0$, но и при $\tau=\tau_k$. Из второго условия (16) на базе (18) и (14)

получаем:

$$\left. \frac{dI_{i+1}(\tau)}{d\tau} \right|_{\tau=\tau_k} = 0, \quad \left. p(\tau) \right|_{\tau=\tau_k} = 0. \quad (19)$$

Однако при $\tau=\tau_0$ из выражений (14), (15) и (18) имеем

$$\left. \frac{dV_{i+1}(\tau)}{d\tau} \right|_{\tau=\tau_0} = \frac{1}{M_\beta} \cdot \left. \frac{dI_{i+1}(\tau)}{d\tau} \right|_{\tau=\tau_0} = \frac{p(\tau_0)}{M_i} \quad (20)$$

Для удовлетворения условиям (6) и (15) функции $\beta=\beta(\tau)$ достаточно придать вид (рис. 2 а)

$$\beta = 1 - (1 - \bar{\tau}^k)^n \quad (21)$$

при показателях степени

$$k > 1, \quad n > 1 \quad (22)$$

Здесь и далее $\bar{\tau}$ – приведенное время фазы разгона

$$\bar{\tau} = \frac{\tau - \tau_0}{\tau_k - \tau_0}, \quad \bar{\tau} \in [0; 1], \quad (23)$$

где значения $\bar{\tau} = 0$ и $\bar{\tau} = 1$ соответствуют временам начала ($\tau=\tau_0$) и конца ($\tau=\tau_k$) фазы разгона $i+1$ -й пластины длительностью $\tau_k - \tau_0$.

Функции $p_i(\tau)$ придадим вид (рис. 2 г)

$$p_i = p_{0i} \cdot (1 - \bar{\tau}^\chi)^\nu, \quad (24)$$

пренебрегая для упрощения анализа периодом возрастания контактного давления от нуля до наибольшего его значения p_{0i} . Если потребовать при $\bar{\tau} = 0$ и $\bar{\tau} = 1$ выполнения условия

$$\frac{dp}{d\bar{\tau}} = 0, \quad (25)$$

то необходимо, чтобы показатели степени

$$\chi > 1, \quad \nu > 1. \quad (26)$$

Для определения величины импульса $I_{i+1}(\tau)$ в любой момент времени $\tau \in [\tau_0, \tau_k]$ путем взятия интеграла (14) при произвольных значениях принятых показателей степени χ и ν , разложим функцию (24) в биномиальный ряд

$$p_i = p_{0i} \cdot \sum_{u=0}^{\infty} C_v^u \cdot (-\bar{\tau}^\chi)^u, \quad (27)$$

где u – числа натурального ряда, C_v^u – биномиальные коэффициенты

$$C_v^u = \frac{v \cdot (v-1) \cdot \dots \cdot (v-u+1)}{u!}. \quad (28)$$

Ряд (27) сходится для $\bar{\tau} < 1$.

После подстановки (27) в (14) и интегрирования получаем

$$I_{i+1}(\tau) = (\tau - \tau_0) \cdot p_{0i} \cdot \sum_{u=0}^{\infty} (-1)^u \cdot C_v^u \cdot \frac{\bar{\tau}^{\chi \cdot (u+1)}}{\chi \cdot u + 1}. \quad (29)$$

Поскольку при $\tau=\tau_k$ ($\bar{\tau} = 1$) выполняется равенство (10), то выражения (10) и (29) позволяют определить длительность фазы разгона $i+1$ -й пластины по известным значениям M_i , $V_i(\tau_0)$ и p_{0i} :

$$\tau_k - \tau_0 = \frac{M_i \cdot V_i(\tau_0)}{p_{0i} \cdot \sum_{u=0}^{\infty} C_v^u \cdot (-1)^u \cdot (\chi \cdot u + 1)^{-1}}. \quad (30)$$

В некоторых случаях при целых значениях χ и ν интеграл (14) от функции (24) берется в конечном виде, например, при $\chi=1$

$$I_{i+1}(\tau) = (\tau - \tau_0) \cdot \frac{p_{0i}}{1 + \nu} \cdot [1 - (1 - \bar{\tau})^{\nu+1}], \quad (31)$$

откуда с учетом (10) получаем

$$\tau_k - \tau_0 = \frac{(1 + \nu)}{p_{0i}} \cdot M_i \cdot V_i(\tau_0). \quad (32)$$

В рамках данной модели соударения несложно учесть действие дополнительного импульса внешних сил $I_{вн}$, определяемого давлением $p_{вн}$ продуктов детонации на поверхность системы в период $[\tau_0, \tau_k]$ (рис. 2 е), например, по формуле:

$$I_{вн} = \int_{\tau_0}^{\tau} p_{вн}(\tau) d\tau \quad (33)$$

в виде добавки к рассмотренным выше импульсам $I_i(\tau)$ и $I_{i+1}(\tau)$. Это может привести, как показано в работе [3], к увеличению расчетного значения скорости $V_i(\tau_k)$, определяемой выражением (3), примерно на 20-30%.

Итак, рассмотренная методика позволяет определить продолжительность первой стадии разгона

пакета из сваренных пластин (зависимость 30),

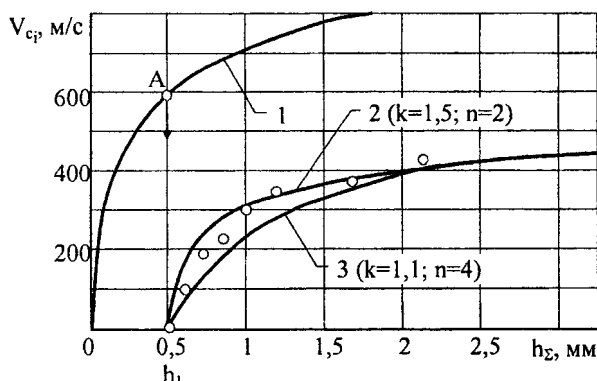


Рис. 3. Сопоставление расчетных и экспериментальных значений скоростей полета элементов пакета из двух алюминиевых пластин толщиной 3,8+3,8 мм.

1 – кривая разгона метаемой пластины; 2 и 3 – расчетные значения пассивной скорости пластин (кривые разгона сваренного двухслойного пакета) для различных k и n ; А – момент соударения метаемой (первой) пластины со второй; h_1 – зазор на первой межслойной границе;

$$h_{\Sigma} = h_1 + h_2;$$

○ – экспериментальные данные [2, 3].

Режимы нагружения: высота заряда БЖВ $H=30$ мм; скорость детонации $D=3420$ м/с.

а также скорость пакета в конце этой стадии (зависимость 3 с учетом 33) при условии правильного выбора настроечных коэффициентов k , n (21) и χ , ν (24).

По сути первая пара коэффициентов характеризует интенсивность нарастания присоединяемой массы к ударяющей пластине и не влияет на значение τ_k . В конечном итоге от соотношения k и n зависит лишь крутизна кривых $V_{c_1} = f(\tau)$

(рис. 3). Сопоставление экспериментальных данных с расчетом показывает, что вполне удовлетворительная их сходимость в диапазоне $[\tau_0; \tau_k]$ обеспечивается при $2 \leq n \leq 4$ и $1,1 \leq k \leq 1,5$.

На расчетную длительность начальной стадии ($\tau_k - \tau_0$) существенное влияние оказывает коэффициент χ , входящий в (24) и определяющий интенсивность спада контактного давления на текущей границе соударения p . Установлено, что χ (при постоянном $\nu=1,1$) следует выбирать из диапазона 1,1-4, причем меньшие значения χ соответствуют большим

скоростям детонации ($D > 3000$ м/с) и фазе «недоразгона» ($h/H \leq 0,1$).

Расчет второй стадии разгона пакета.

Расчитанные по приведенным выше зависимостям значения τ_k и $V_i(\tau_k)$ являются исходными данными для определения скорости полета пакета пластин в пределах второй стадии разгона. При этом взаимодействие пластин будем считать полностью законченным, а дальнейший разгон пакета будет осуществляться только за счет неизрасходованной части энергии заряда ВВ, определяющейся величиной остаточного давления ПД на поверхность метаемой пластины $p_{ост}$. Расчетную методику удобно представить в виде некоторого алгоритма, выполнение которого позволяет рассчитать конечные скорости соударения на любой межслойной границе свариваемого взрывом композита. Рассмотрим последовательность выполнения расчетных операций на примере сварки взрывом трехслойной композиции.

В первую очередь определяем скорость соударения первой пластины со второй V_{c_1} , являющейся согласно одномерной модели разгона металлических пластин [5] функцией скорости детонации, расстояния или зазора на первой межслойной границе свариваемого пакета h_1 и приведенного коэффициента нагрузки η_1 (34-36) (точка А на рис. 4 а).

$$\eta = \frac{16}{27} \cdot \frac{\rho_{ВВ} \cdot H}{\rho_1 \cdot \delta_1}, \quad (34)$$

$$\theta_h = \frac{1 - \sqrt{\frac{h}{H} \cdot \left[2 \cdot \eta + (1 + 2 \cdot \eta) \cdot \frac{h}{H} \right]}}{1 - (1 + 2 \cdot \eta) \cdot \frac{h}{H}}, \quad (35)$$

$$V_c = D \cdot \left[1 - \theta_h - \frac{(1 - \theta_h)^2}{2 \cdot \eta \cdot \theta_h} \right]. \quad (36)$$

Расчитываем время τ_0 , за которое метаемая (первая) пластина достигнет скорости V_{c_1} и соударится со второй пластиной:

* В предельном случае при $p_{ост} \rightarrow 0$ (такая ситуация реализуется при $h \gg H$) и отсутствии сопротивления воздуха скорость полета пакета будет оставаться неизменной

$$\tau_{01} = \frac{h_1}{\eta_1 \cdot D} \cdot \left[1 + \eta_1 + \sqrt{1 + 2 \cdot \eta_1 \cdot \left(1 + \frac{H}{h_1} \right)} \right] \quad (37)$$

По зависимости (30) определяем время завершения первой стадии разгона первых двух провзаимодействовавших пластин пакета τ_{k1} и строим часть кривой разгона пакета из двух пластин в пределах этой стадии (12) (участок O'C на рис. 4 а). По сути величина τ_{k1} косвенно характеризует часть энергии, израсходованной зарядом ВВ при заданных условиях к данному моменту времени, с учетом которой можно построить вторую часть кривой разгона двухслойного пакета, начиная с τ_{k1} , из следующих соображений. За это время (τ_{k1}) пластина массой, равной сумме масс двух первых соударившихся пластин $m=m_1+m_2$, разогналась бы от нуля до некоторой скорости V'_{c1} , рассчитанной, например, по зависимости

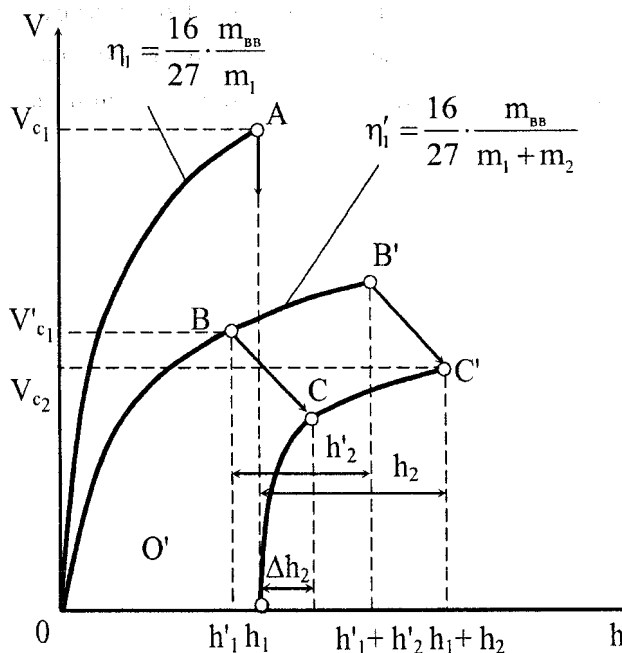
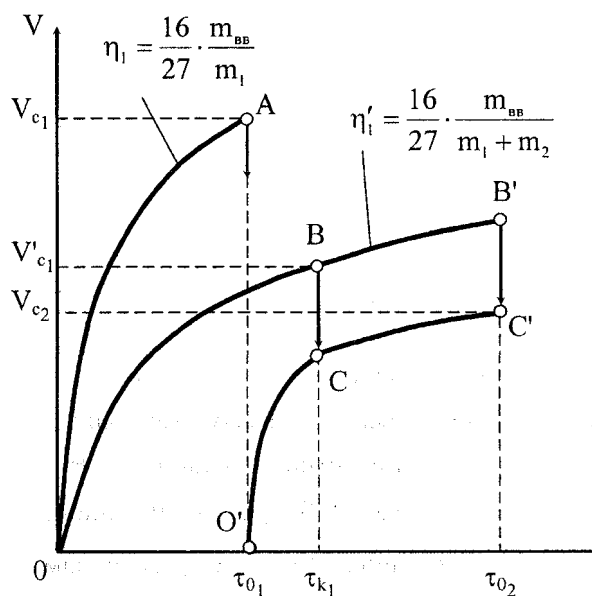
$$V = D \cdot \left[1 + \frac{(\theta - 1)}{\eta \cdot \theta} - \frac{1}{D \cdot t} \cdot \theta \right] \quad (38) \quad \text{а)}$$

с подстановкой в нее времени τ_{k1} (точка В на рис. 4 а), а дальнейший ее разгон при $\tau > \tau_{k1}$ осуществлялся бы вдоль участка кривой ВВ' до соударения с третьей (неподвижной) пластиной спустя время $\tau_{02} - \tau_{k1}$. Вполне очевидно, что характер реального разгона сваренного пакета из двух пластин, начиная с точки С, будет тем же, поэтому для нахождения скорости соударения на второй межслойной границе достаточно из точки С построить кривую СС', эквидистантную ВВ'. При этом ордината С' численно определяет V_{c2} .

Проведя аналогичные расчеты и построения, несложно создать картины скоростей и для последующих актов соударения и разгона.

Для построения кривых разгона в более

привычных и наглядных координатах $h-V$ необходимо выполнить некоторые дополнительные расчеты. В этом случае после расчета времени τ_{k1} определяем расстояние h'_2 , которое прошла бы за это время пластина массой, равной сумме масс двух первых соударившихся пластин $m=m_1+m_2$:



б)

Рис. 4. Графическая интерпретация расчетной модели послойного изменения скоростей соударения пластин в трехслойном пакете в координатах $V-\tau$ (а) и $V-h$ (б)

$$h'_2 = \frac{(1 - \Theta')^2}{(1 + 2 \cdot \eta_2) \cdot \Theta'^2 - 1}, \quad (39)$$

$$\text{где } \Theta' = \left[1 + \frac{2 \cdot \eta'_1}{1 + \frac{H}{D} \cdot \tau_{k_1}} \right]^{-1/2} \quad (40)$$

и соответствующую этому времени (или зазору) скорость V'_{c_1} (точка В на рис. 4 б).

Следующим шагом рассчитываем расстояние, прошедшее тыльной поверхностью двухслойного пакета на первом этапе разгона за время $\tau_{k_1} - \tau_{0_1}$ (рис. 4 а), т.е. часть установочного зазора на второй границе Δh_2 (рис. 4 б):

$$\Delta h_2 = \int_{\tau_{0_1}}^{\tau_{k_1}} V_2(\tau) \cdot d\tau, \quad (41)$$

а не пройденное расстояние $h'_2 = h_2 - \Delta h_2$ добавляем к h'_1 , определяя тем самым расстояние, которое прошла бы пластина массой $m = m_1 + m_2$ за время $\tau_{0_2} - \tau_{k_1}$ (рис. 4 б). Для полученного зазора или расстояния $h'_1 + h'_2$ по уравнениям физики взрыва рассчитываем скорость полета этой пластины (точка В' на рис. 4 б), а затем, как и в предыдущем случае, переносим участок кривой разгона ВВ' в точку С. Ордината

С' определяет скорость соударения на второй межслойной границе V_{c_2} .

Следует отметить, что приведенный принцип расчета скоростей соударения можно применить и при использовании двумерных моделей металла пластин, преобразовав функции $\beta = f(y)$ в $V = f(h)$. Однако отсутствие в двумерных моделях параметра времени позволяет решить эту задачу лишь приближенно с применением алгоритмов итерации и численных методов интегрирования.

Библиографический список

1. Кузьмин С.В., Лысак В.И., Стариков Д.В. Кинетика соударения металлических пластин в многослойном пакете при сварке взрывом // Прикладная механика и техническая физика. – 1994. – №5. – С. 173-175.
2. Саломатин И.А., Кузьмин С.В., Лысак В.И. Экспериментальное исследование начальной стадии разгона элементов многослойных пакетов металлических пластин при сварке взрывом // Сварка взрывом и свойства сварных соединений. Межвуз. сб. научн. трудов. – Волгоград: Изд. Волгоград. гос. техн. университета. – 2000. – С. 102-114.
3. Кузьмин С.В., Лысак В.И., Саломатин И.А. Методика оценки параметров разгона пластин в многослойном пакете при сварке взрывом // Автоматическая сварка. – 2001. – № 2. – С. 20-24.
4. Александров Е.В., Соколинский В.Б. Прикладная теория и расчеты ударных систем. – М.: Наука, 1969. – 199 с.
5. Физика взрыва. Под ред. К.П. Станюковича. Изд. 2-е. – М.: Наука, 1975. – 704 с.