

Рис. 2. Зависимость КПД взрывного плазменного компрессора от массы рабочего вещества в камере сжатия, вес заряда ВВ 270 г. У экспериментальных точек указана оценка точности калориметрических измерений.

1 — вата; 2 — пенопласт.

Максимальная энергия плазмы 140 кДж.

сжатия компрессора находился только воздух при нормальных условиях. В этом опыте удельная энергия плазмы максимальна и равна 160 кДж/г, что соответствует данным работ [6, 8]. Точка В — вес заряда увеличен до 700 г за счет его толщины. При этом КПД несколько уменьшился, но полная энергия плазмы возросла до 140 кДж. Точка С — метаемая алюминиевая пластина заменена на стальную толщиной 2 мм.

Максимальный КПД, полученный в опытах с описанной конструкцией взрывного плазменного компрессора, равен 5,7%.

Поступила в редакцию
14/1 1975

ЛИТЕРАТУРА

1. Shock Tubes. Proceedings of the Seventh International Shock Tube Symposium. Ed. by I. I. Glass Toronto 1969 (University of Toronto Press, Toronto 1970).
2. А. Е. Войтенко. Докл. АН СССР, 1964, 158, 6.
3. А. Е. Войтенко. ПМТФ, 1966, 4.
4. А. Е. Войтенко, М. А. Любимова, Е. П. Маточкин. Теплофизика высоких температур, 1972, 10, 6.
5. H. D. Glenn, B. H. Crowley. J. Appl. Phys., 1971, 42, 13.
6. D. L. Compton, D. H. Cooper. Proceedings of the Ninth International Shock Tube Symposium. Stanford University, 1973.
7. D. R. Sawle. Astronautica Acta, 1969, 14, 5.
8. А. Е. Войтенко, Е. П. Маточкин, А. Ф. Федулов. Приборы и техника эксперимента, 1970, 2.
9. Ю. Н. Киселев, Б. Д. Христофоров. ФГВ, 1974, 10, 1, 116.
10. F. Herlach. Reports on Progress in Physics, 1968, 31, 1, 341.

УДК 534.211—16 : 539.3

ВОЛНЫ СЖАТИЯ И РАСТЯЖЕНИЯ ПРИ СОУДАРЕНИИ ТВЕРДЫХ ТЕЛ

М. С. Качан, Ю. А. Тришин
(Новосибирск)

В ряде практических задач соударения в твердых телах возникают ударные волны с амплитудами давлений от нескольких десятков до сотен килобар. Поэтому исследование таких ударно-волновых процессов представляет значительный интерес.

Один из наиболее важных параметров металлообработки взрывом — это давление соударения. При нормальных соударениях оно

однозначно определяется скоростью соударения и сжимаемостью соударяющихся материалов. Обычно столкновение пластин рассматривается в координатах p, u и определяется давление p и массовая скорость u как координаты точки $I (u^I, p^I)$ пересечения ударных адиабат веществ соударяющихся пластин. При косых соударениях давление зависит от угла соударения γ и скорости точки контакта v_n . При этом как в случае дозвуковой, так и в случае сверхзвуковой скорости точки контакта получение решений ввиду их сложности возможно, как правило, лишь численным путем [1].

Даже при нормальных соударениях исследование дальнейшего распространения ударно-волнового процесса сопряжено со значительными трудностями. Известен, однако, целый ряд частных явлений, возникающих при распространении ударных волн в твердых телах: удвоение массовой скорости в волне разгрузки при выходе ударной волны сжатия на свободную поверхность тела, откол, объясняемый выходом импульса сжатия на свободную поверхность тела, удвоение амплитуды давления при отражении слабой ударной волны сжатия от жесткой стенки и т. д. Между тем рассматриваемый диапазон амплитуд давлений в ударных волнах позволяет построить модель ударно-волнового процесса и получить качественную, а в некоторых случаях и количественную картину процесса.

Следует отметить, что ударные волны в твердых телах с амплитудами давлений от десятков до сотен килобар являются «слабыми». Тепловая энергия вещества, сжатого такой ударной волной, мала. Вся внутренняя энергия, приобретаемая веществом в волне, затрачивается на преодоление сил отталкивания при сжатии тела или сил сцепления при его растяжении и сосредоточена в форме потенциальной, упругой энергии, поскольку поведение вещества определяется взаимодействием близко расположенных атомов или молекул. Поэтому «слабая» ударная волна мало отличается от акустической, распространяется со скоростью, близкой к скорости звука. Она сжимает или растягивает вещество всего на несколько процентов и сообщает ему скорость за фронтом, в десятки раз меньшую скорости распространения самой волны. В то же время рассматриваемые здесь ударные волны не являются слишком «слабыми». Поэтому можно пренебречь эффектами, связанными с прочностью твердого тела. Тензор напряжений в теле, сжатом ударной волной, предполагается шаровым, как в идеальном газе или идеальной жидкости, поскольку по сравнению с пределом прочности (или критическим напряжением сдвига и т. д.) давление велико. Скорость звука при этом определяется сжимаемостью вещества, как в газе и жидкости. Лишь когда давление в теле, сжатом ударной волной, имеет значение, близкое к пределу прочности твердого тела, процессы описываются формулами теории упругости.

Нетрудно показать, что для слабых ударных волн уравнения, определяющие ударные адиабаты веществ на p, u -диаграмме, есть линейные функции $p(u)$

$$p - p^I = \pm \rho_n c_n (u - u^I), \quad (1)$$

где p^I, u^I — центр ударной адиабаты; ρ_n и c_n — соответственно плотность вещества и скорость звука при нормальных условиях. Из (1) следует также, что p, u -диаграмма состоит из двух ветвей, пересекающихся в ее центре под углом, определяемым акустическим сопротивлением материала, и обе ветви симметричны относительно прямых $u = u^I$ и $p = p^I$. Весьма важным следствием из (1) является то, что давление может принимать любые действительные значения $-\infty < p < +\infty$. Отрицательные значения p , лежащие в нижней полуплоскости p, u -диаграммы, соответствуют растягивающим напряжениям, естественным для твердых тел и практически лишенным смысла для газов и жидкостей.

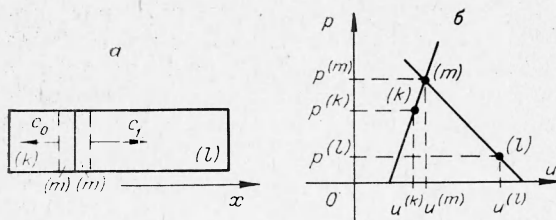


Рис. 1. Ударно-волновой процесс, возникающий при соударении двух пластин. а — распространение ударных волн в пластинах; б — p, u -диаграмма процесса.

Пусть одна из пластин находится в состоянии k , т. е. давление на фронте ударной волны равно $p^{(k)}$, а скорость за фронтом $u^{(k)}$ (рис. 1), а другая пластина находится в состоянии l , характеризуемом параметрами $p^{(l)}$ и $u^{(l)}$. Новое, общее состояние пластин имеет параметры $p^{(m)}$, $u^{(m)}$. Акустические жесткости пластин $\rho_0 c_0 = R_0$ и $\rho_1 c_1 = R_1$, взятые с соответствующими знаками, представляют собой на p, u -диаграмме тангенсы углов наклона ударных адиабат к оси u . Обозначим тангенсы углов наклона ударных адиабат, пересекающихся в точке m , через $R_0^{(m)}$ и $R_1^{(m)}$. $R^{(m)} = R$, когда направление скорости распространения ударной волны s совпадает с выбранным положительным направлением x , при несовпадении $R^{(m)} = -R$.

Система двух линейных уравнений, определяющих точку пересечения ударных адиабат, имеет вид

$$\begin{pmatrix} 1 - R_0^{(m)} \\ 1 - R_1^{(m)} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} p^{(m)} \\ u^{(m)} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} p^{(k)} - R_0^{(m)} u^{(k)} \\ p^{(l)} - R_1^{(m)} u^{(l)} \end{pmatrix}. \quad (2)$$

Определитель этой системы $\Delta = R_0^{(m)} - R_1^{(m)}$ отличен от нуля. Действительно, так как направления скорости распространения ударных волн во взаимодействующих телах противоположны, то знаки $R_0^{(m)}$ и $R_1^{(m)}$ различны, и их разность всегда либо положительна, либо отрицательна. Поэтому система (2) имеет единственное решение

$$\begin{pmatrix} p^{(m)} \\ u^{(m)} \end{pmatrix} = \frac{\begin{pmatrix} -R_1^{(m)} & R_0^{(m)} \\ -1 & 1 \end{pmatrix}}{R_0^{(m)} - R_1^{(m)}} \begin{pmatrix} p^{(k)} - R_0^{(m)} u^{(k)} \\ p^{(l)} - R_1^{(m)} u^{(l)} \end{pmatrix}. \quad (3)$$

Соотношения (3) представляют собой решение задачи о распаде произвольного разрыва в акустическом приближении.

Из (3) легко определяются, в частности, параметры состояния, возникающего при соударении двух пластин, движущихся со скоростями u_0^* и u_1^* навстречу друг другу. Подставляя начальные условия $p^{(k)} = 0$, $u^{(k)} = u_0^*$, $R_0^{(m)} = -R_0$, $p^{(l)} = 0$, $u^{(l)} = -u_1^*$, $R_1^{(m)} = R_1$ в (3), получаем ($m=I$)

$$p^I = \frac{R_0 R_1}{R_0 + R_1} (u_0^* + u_1^*), \quad u^I = \frac{R_0 u_0^* - R_1 u_1^*}{R_0 + R_1}. \quad (4)$$

Если вторая пластина (мишень) неподвижна, а первая (ударник) движется со скоростью u^* , то (4) приводится к виду

$$p^I = \frac{R_0 R_1}{R_0 + R_1} u^*, \quad u^I = \frac{R_0}{R_0 + R_1} u^*. \quad (5)$$

Полученные по формулам (5) величины давления сравнивались с расчетами, проведенными в [1], по ударным адиабатам для случая со-

Дальнейшая модель строится для одномерной схемы соударения. Задача определения нового состояния тел, возникающего при их соударении, при достижении ударной волны их общей границы или границы одного из тел, сводится к определению на p, u -диаграмме точки пересечения ударных адиабат.

ударения меди со сталью в диапазонах скоростей, часто встречающихся в практике. Для скоростей соударения от 200 до 600 м/с значения давлений различаются на 2—5%, при 800 м/с — на 7,5% и лишь при 1000—1200 м/с — на 12—13%, что свидетельствует о возможности использования акустического приближения для данного диапазона скоростей соударения твердых тел.

Состояние в пластине, образующееся после выхода ударной волны сжатия на ее свободную поверхность, можно определить на p, u -диаграмме, найдя координаты точки пересечения ударной адиабаты пластины и прямой $p^{(m)} = 0$

$$p^{(m)} = 0, \quad u^{(m)} = - \frac{p^{(k)} - R^{(m)} u^{(k)}}{R^{(m)}}. \quad (6)$$

Если ударная волна, образующаяся после соударения ударника с мишенью, выходит на свободную поверхность мишени, параметры волны разгрузки ($m=II$) определяются из (6), где следует учитывать, что $k=I$, и состояние в пластине после соударения характеризуется значениями p^I, u^I из (5), а $R_1^{II} = -R_1$

$$p_1^{II} = 0, \quad u_1^{II} = \frac{2R_0}{R_0 + R_1} u^*. \quad (7)$$

Сравнивая (7) и (5), видим, что $u_1^{II} = 2u^I$, т. е. при выходе слабой ударной волны на свободную поверхность мишени скорость вещества удваивается. Как показано в [2], правило удвоения скоростей при давлениях $p \sim 0,4 \cdot 10^3$ кбар справедливо для металлов с точностью 2%, а экспериментальная проверка [3] подтвердила, что для железа оно выполняется приблизительно вплоть до весьма высоких давлений $p \sim 1,5 \cdot 10^3$ кбар.

Таким образом, полученное соотношение хорошо согласуется с действительностью.

Для расчета параметров состояния, возникающего в ударнике после выхода ударной волны на его свободную поверхность, примем в (6), как и ранее, $m=II, k=1$, значения p^I и u^I определяем из (5), а $R^{(m)} = R_0^{II} = R_0$

$$p_0^{II} = 0, \quad u_0^{II} = \frac{R_0 - R_1}{R_0 + R_1} u^*. \quad (8)$$

Рассмотрим далее два примера, свидетельствующие о возможностях продолженной модели ударно-волнового процесса.

1. Состояние контактной поверхности пластин при выходе на нее ударных волн. После достижения волной разгрузки (7) контактной поверхности пластин мишень отскочит от ударника со скоростью u_1^{II} . Если контактной поверхности пластин достигнет раньше волна (8), то при $R_0 < R_1$ отскочит со скоростью u_0^{II} ударник, а при $R_0 > R_1$ возникнет новый распад разрыва.

При соударении двух пластин может осуществиться процесс типа «сварки взрывом», т. е. возникнет неразъемное соединение ударника с мишенью. Исследуем характер воздействия ударных волн на прочность образовавшегося сварного шва.

Пусть волна с параметрами (8) достигает контактной поверхности пластин раньше, чем волна с параметрами (7) (рис. 2). Параметры нового состояния $m=III$, возникающего в ударнике и мишени, получаем в виде

$$p^{III} = \frac{R_0 R_1 (R_0 - R_1)}{(R_0 + R_1)^2} u^*, \\ u^{III} = \frac{R_0 (R_0 - R_1)}{(R_0 + R_1)^2} u^*. \quad (9)$$

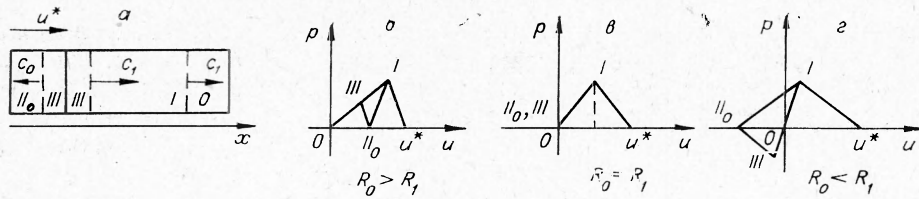


Рис. 2. Волны напряжений на контактной границе пластин (от волны разгрузки, приходящей от свободной поверхности ударника).
 а — распространение волн напряжений в пластинах; б, в, з — p, u -диаграммы процесса для различных соотношений R_0 и R_1 .

Из (9) следует, что при $R_0 \geq R_1$ на контактной поверхности пластин не возникает отрицательных, растягивающих напряжений, которые могли бы привести к ликвидации только что образовавшегося сварного соединения или снижению его прочности. Поэтому для повышения прочности сварного шва в качестве метаемой пластины при сварке разнородных металлов желательно выбрать пластину, материал которой имеет большую акустическую жесткость, чем материал мишени. Таким путем удалось соединить наиболее трудносвариваемую пару дюралюминий+сталь.

Максимальные отрицательные значения p^{III} достигаются при $R_0 \ll R_1$

$$p^{III} \rightarrow -p^I.$$

Если контактной поверхности пластин вначале достигает волна с параметрами (7) (рис. 3), то параметры нового состояния ударника и мишени будут равны

$$p^{III} = -\frac{R_0 R_1 (R_0 - R_1)}{(R_0 + R_1)^2} u^*, \quad (10)$$

$$u^{III} = -\frac{R (R_0 + 3R_1)}{(R_0 + R_1)^2} u^*.$$

Поскольку значения напряжений в (9) и (10) равны по абсолютной величине и противоположны по знаку, теперь уже при $R_0 > R_1$ на контактной поверхности пластин возникают растягивающие напряжения, которые, естественно, также могут вызвать полное или частичное разрушение образовавшегося сварного шва. На практике мишень располагают на толстой стальной плите, что ликвидирует опасность, связанную с возникновением растягивающих напряжений (10).

2. Возникновение откольных явлений. Если ударная волна с параметрами (9), распространяющаяся в мишени, встречается в каком-то сечении N с волной разгрузки (7), движущейся ей навстречу от сво-

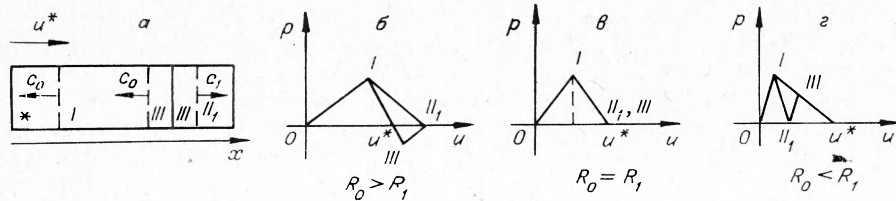


Рис. 3. Волны напряжений на контактной границе пластин (от волны разгрузки, приходящей от свободной поверхности мишени).
 а — распространение волн напряжений в пластинах; б, в, з — p, u -диаграммы процесса для различных соотношений R_0 и R_1 .

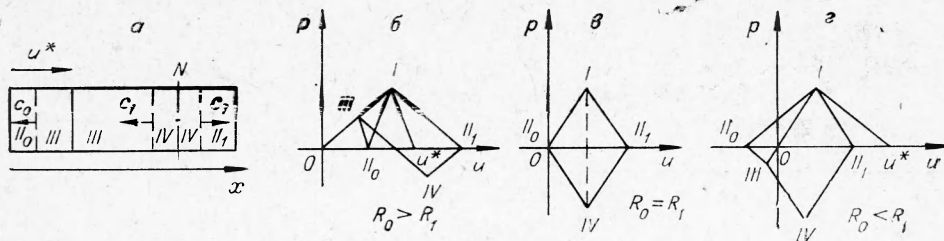


Рис. 4. Волны растяжения, возникающие в сечении N мишени.
 a — распространение волн растяжения; $б, в, з$ — p, u -диаграммы процесса для различных соотношений R_0 и R_1 .

бодной поверхности (рис. 4), то взаимодействие этих волн приведет к возникновению в мишени нового состояния

$$p^{IV} = - \frac{2R_0 R_1^2}{(R_0 + R_1)^2} u^*, \quad (11)$$

$$u^{IV} = \frac{2R_0^2}{(R_0 + R_1)^2} u^*.$$

Из (11) следует, что в сечении N всегда возникают растягивающие напряжения p^{IV} , которые и приводят к отколу. При этом максимальные растягивающие напряжения возникают при $R_0 \ll R_1$ и могут быть по абсолютной величине вдвое больше, чем напряжения, возникающие на контактной поверхности пластин $p^{IV} \rightarrow -2p^I$.

Поступила в редакцию
 19/IX 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Дерibas. Физика упрочнения и сварки взрывом. Новосибирск, «Наука», 1972.
2. J. M. Walsh, R. H. Christian. Phys. Rev., 1955, 97, 6.
3. Л. В. Альтшулер, С. Б. Кормер и др. ЖЭТФ, 1960, 38, 3.