

нала, происходит перед фронтом ударной волны и развивается по закону близкому к $\sqrt{t}$ для малых толщин образцов, что согласуется с предположением о существовании тепловой волны. Наличие времени задержки на малых толщинах образцов также может свидетельствовать о диффузионном характере процесса.

Поступила в редакцию
20/VI 1973

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Г. Иванов, В. Н. Минеев и др. Письма ЖЭТФ, 1968, 6, 191.
2. В. Ф. Нестеренко, А. М. Ставер, Б. К. Стырон. ФГВ, 1973, 9, 3.
3. В. Н. Минеев, А. Г. Иванов, Ю. Н. Тюняев. Материалы Третьего все-союзного симпозиума по горению и взрыву. Ленинград, 1971, 5—10 июля, стр. 597.
4. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., 1963.

УДК 532.593

ИССЛЕДОВАНИЕ РАЗРУШЕНИЯ ПЛОСКИХ СТРУЙ

В. И. Мали, В. В. Пай, А. И. Сковпин

(Новосибирск)

В настоящей работе предложена методика, позволяющая регистрировать скорость и длину непрерывной части струй, образующихся при выходе плоской ударной волны на полуцилиндрическую выемку на свободной поверхности металлов. Одновременно с длиной струи в экспериментах измерялась глубина поражения мишеней из идентичного со струей металла. Пользуясь значениями коэффициентов вязкости, полученными в работах [1, 2] при близких скоростях деформирования, была построена единая зависимость отношения глубины поражения мишеней к длине непрерывной части струи от числа Рейнольдса для всех исследованных металлов, позволяющая учитывать наблюдаемые в экспериментах отклонения глубины пробивания от величины, предсказываемой по идеальной теории [3, 4].

При выходе интенсивных ударных волн на полуцилиндрическую выемку на свободной поверхности металла возможно образование струй, подобных исследованным при аналогичной постановке эксперимента в случае полусферической выемки на свободной поверхности [5]. На рис. 1 приведены импульсные рентгеновские снимки процесса движения свободной поверхности меди с радиусом полуцилиндрической

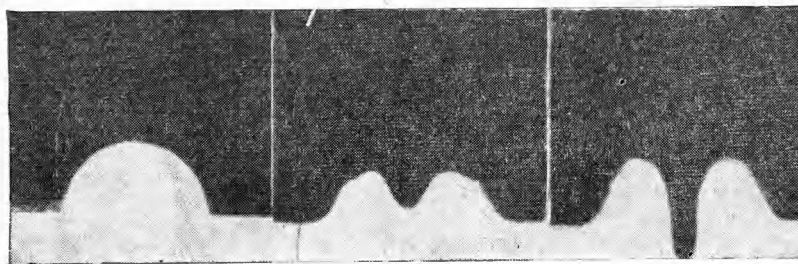


Рис. 1. Рентгеновские снимки движения свободной поверхности.

выемки 10 мм, полученные в трех экспериментах с различными временами задержки рентгеновского импульса и показывающие начало процесса формирования струи. Скорость таких струй из полуцилиндрических выемок может достигать нескольких километров в секунду и обычно превышает скорость соседних плоских участков свободной поверхности. Представляет интерес определить, какой путь проходит сплошная струя до момента ее разрушения на отдельные частицы металла.

Методика экспериментов

Эксперименты проводились с цилиндрическими образцами из меди, алюминия, дюралюминия, свинца и стали диаметром 60 мм, имеющими полуцилиндрическую выемку на одном из торцов. Схема экспериментов показана на рис. 2. Толщина металла в образце 1 от крышки 2 до вершины полуцилиндрической выемки сохранялась равной 10 мм. Величина радиуса выемки изменялась от 0,3 мм до 6 мм. Крышка толщиной 2 мм изготовлена из того же металла, что и образец, и предназначена для защиты исследуемой области выемки от продуктов взрыва заряда 3 в момент регистрации происходящих там явлений. В качестве взрывчатого вещества 3 использовался сплав тротила с гексогеном 1:1 диаметром 40 и высотой 10 мм с генератором плоской детонационной волны 4, создавшим плоский участок диаметром 20 мм. Под образцом на расстоянии H , изменявшемся от 50 до 100 мм, устанавливалась мишень 6, толщиной 30—80 мм, изготовленная из того же металла, что и образец. Расстояние H фиксировалось картонным цилиндром с двумя вертикальными окнами, задающими базу измерения. Заряд взрывался детонатором 5 во взрывной камере, имеющей два прозрачных окна вдоль оси OO' . Съемка производилась на СФР-2М 7, установленном напротив одного из прозрачных окон взрывной камеры, напротив другого окна находилась подсветка 8 (импульсная лампа ИФК-500).

При движении свободной поверхности образца после выхода на нее ударной волны, инициируемой взрывом заряда, перекрывался свет от импульсной лампы, попадающий на пленку СФР-2М, что позволяло производить теневую съемку процесса.

На рис. 3 приведены снимки движения струи, полученные по описанной схеме эксперимента на СФР, работавшем в режиме покадровой съемки. На снимках видно, что струя имеет форму плоского «языка», который, начиная с момента $t=16$ мкс, разрывается, что соответствует появлению светлых полос на темном фоне струи, закрывающей свет от

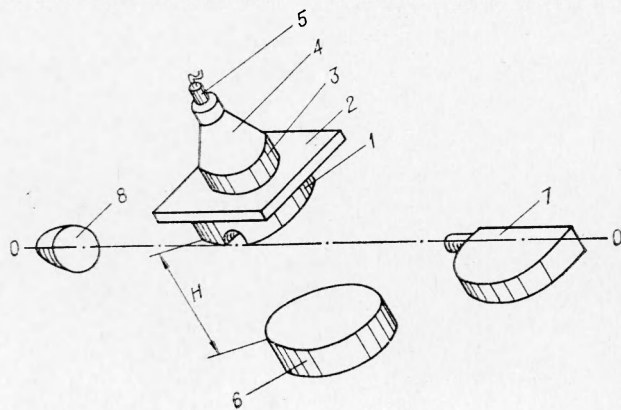


Рис. 2. Схема установки.

импульсной лампы. Более точные результаты определения скорости струи и момента наступления первого разрыва были получены на СФР, работавшем в режиме фоторегистрации. В этом случае струя перекрывала свет от импульсной лампы, попадавший через щель шириной 0,08 мм, ориентированную по высоте H , на пленку СФР. Скорость вращения зеркала составляла обычно 60 000 об/мин для струй из исследованных металлов.

На полученных снимках (рис. 4) вначале видно движение плоской части свободной поверхности (вне выемки), скорость которой пропорциональна тангенсу угла наклона линии OA к оси t . В момент времени, соответствующий точке A , струя из полуцилиндрической выемки догоняла плоский участок свободной поверхности, двигающийся с меньшей скоростью. Начало разрушения струи фиксировалось в точке B . Через разрывы в струе свет от лампы попадал на пленку. Ширина этих разрывов по оси x росла линейно со временем, что соответствовало светлым зонам на рис. 4, имеющим форму треугольников. Вершина первого треугольника в точке B соответствовала началу первого разрыва, а координата x в точке B равна пути l , пройденному струей до разрыва. Для определения масштаба на снимке использова-

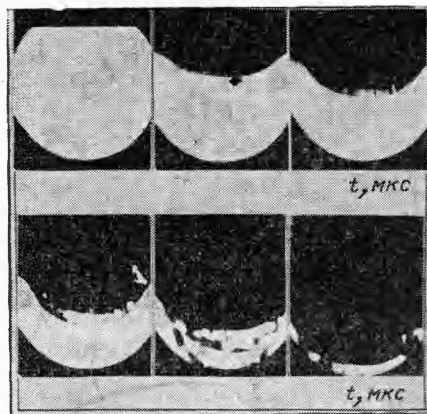


Рис. 3. Покадровая съемка движения плоской медной струи из полуцилиндрической выемки $R=3$ мм.

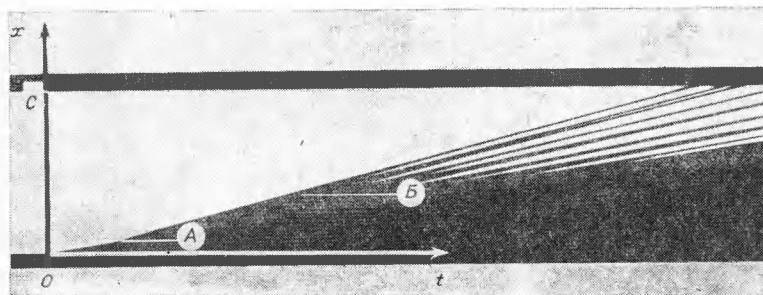


Рис. 4. Развертка движения алюминиевой струи из полуцилиндрической выемки $R=3$ мм.

лось известное значение длины отрезка OC . Таким образом, по рис. 4 можно определить скорость струи u и путь струи до первого разрыва l .

После прохождения расстояния H на рис. 2 струя попадала в мишень 7 и пробивала ее на глубину, которая выявлялась на разрезанной после эксперимента мишени с помощью шлифовки и травления.

Результаты экспериментов

Результаты экспериментов, проведенных по описанной выше методике, приведены в таблице и на рис. 5, показывающих зависимости скорости струи u и длины непрерывной части l от радиуса R полуцилиндрической выемки.

В экспериментах наблюдалось разрушение исследуемых образцов в виде множественных тыльных отколов [6] со стороны плоской части

Исследуемый материал	R , мм	u , км/с	v м ² /с	H , см	L , см	l , см
Медь ($\rho=8,9$ г/см ³ , $c=3,790$ км/с)	0,3	2,15	2,5	6,0	0,1	0,42
	0,6	3,0	2,5	5,0	0,2	0,6
	1,1	2,20	2,5	7,9	0,3	0,95
	2,0	1,77	2,5	7,85	0,4	1,53
	3,0	1,45	2,5	7,8	0,7	1,77
	3,9	1,24	2,5	7,8	0,9	2,6
Д16 ($\rho=2,7$ г/см ³ , $c=5,240$ км/с)	0,3	5,0	2,5	6,0	0,2	0,24
	0,6	5,2	2,5	6,0	0,4	0,6
	1,15	5,8	2,5	6,0	0,5	0,56
	3,0	3,42	2,5	5,7	1,0	2,05
Алюминий ($\rho=2,7$ г/см ³ , $c=5,240$ км/с)	0,3	5,6	1,0	5,0	0,9	0,47
	0,6	5,27	1,0	5,0	1,1	0,9
	1,1	5,75	1,0	8,0	1,1	1,0
	2,0	4,2	1,0	7,8	1,2	1,48
	3,0	3,56	1,0	7,8	1,6	1,92
	3,85	3,15	1,0	7,6	1,9	2,32
	6,0	2,6	1,0	7,5	2,7	2,86
	10,0	2,53	1,0	7,0	5,9	4,44
Свинец ($\rho=11,3$ г/см ³ , $c=1,250$ км/с)	0,3	2,57	0,5	8,4	1,0	0,98
	0,6	2,46	0,5	8,4	1,4	1,45
	1,1	2,86	0,5	8,0	2,0	1,83
	2,0	2,18	0,5	8,3	2,8	2,98
	3,0	1,8	0,5	8,2	4,0	4,06
	4,0	1,68	0,5	10,7	4,2	4,4
Сталь ($\rho=7,8$ г/см ³)	1,1	0,845	5,5	5,95	—	—
	2	0,690	5,5	5,9	—	—
	2,95	0,666	5,5	5,7	—	—
	3,8	0,618	5,5	5,6	—	—

свободной поверхности. Поэтому на рентгеновских снимках удалось зафиксировать не только головную часть струи, но и более плотное ядро на месте схлопнувшейся выемки, откуда происходит истечение струи. Результаты обработки экспериментальных данных показали, что длина струи увеличивается за счет движения ее головной части, в то время как ядро практически остается неподвижным. Это позволяет приблизительно использовать в качестве длины непрерывной части струи значение пути l , пройденного струей до момента первого разрыва.

Задача о взаимодействии ударной волны в металле с полуцилиндрической выемкой на свободной поверхности в настоящее время теоретически не решена, поэтому неизвестны параметры течения металла в окрестности выемки. Однако результаты проведенных в настоящей работе экспериментов позволяют предположить следующий механизм разрушения плоских струй.

Струйное течение металла происходит под действием импульса давления, сформировавшегося в окрестности выемки после прохождения ударной волны, а разрушение головной части струи про-

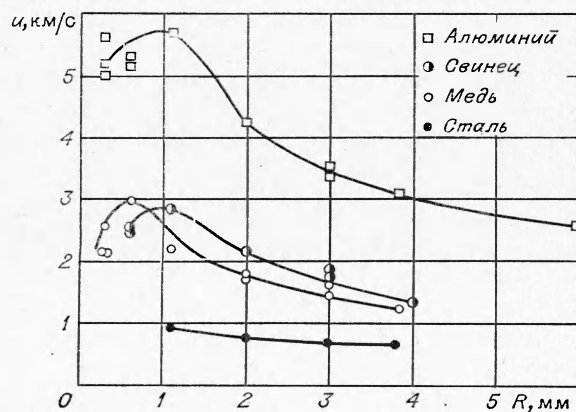


Рис. 5. Данные измерения скорости струи в зависимости от радиуса полуцилиндрических выемок.

исходит, когда окончится длительность действия указанного импульса. Предполагаем струйное течение, которое нестационарно при схлопывании выемки, установившимся после выхода за ее пределы вплоть до некоторого расстояния l_0 . Подтверждением этому может служить наличие постоянных и пропорциональных радиусу выемки значений толщины струи, измеренных по рентгеновским снимкам.

Пусть в момент $t=t_0$, когда «безградиентная» струя имеет длину l_0 , происходит спад давления в окрестности выемки и металл в струю больше не поступает. Информация об этом достигает головную часть струи за время $t_1 = \frac{l_0}{c}$, где c — скорость звука в тонких пластинках. За это время длина струи увеличится (струя растянется)

$$l = l_0 + ut_1 = l_0 \left(1 + \frac{u}{c} \right), \quad (1)$$

после чего начнется разрушение ее головной части, аналогичное явлению откола [7]. Пользуясь измеренными значениями $l=l(R)$, $u=u(R)$ и известными значениями c , из (1) получаем выражение для длины безградиентной части струи

$$l_0 = \frac{l}{1 + \frac{u}{c}} = 5R, \quad (2)$$

которое справедливо для всех исследованных металлов. Таким образом, не находя точного решения задачи, удалось оценить время $t_0 = \frac{5R}{u}$, при котором в окрестности выемки происходят явления, приводящие к разрушению плоских струй. Разрушение струй происходит при $t = t_0 + t_1 = 5R \left(\frac{1}{u} + \frac{1}{c} \right)$.

Для стали, не образующей струй в описанных экспериментах (см. таблицу), по-видимому, не были достигнуты напряжения, при которых было бы возможным ее течение.

Подставляя (2) в (1), получим формулу, определяющую зависимость длины струи от радиуса выемки, скорости звука и скорости струи в начальный момент

$$l = 5R \left(1 + \frac{u}{c} \right). \quad (3)$$

В выражение (3) входит значение начальной скорости струи u . В каждом эксперименте фиксировалось постоянное значение скорости сплошной струи, величина которой изменялась для различных металлов и различных радиусов, как показано на рис. 5. Скорость струи монотонно возрастала с уменьшением радиуса и имела максимум при $R^* = 0,9$ мм для свинца, $R^* = 1,0$ мм — для алюминия и $R^* = 0,6$ мм — для меди. При дальнейшем уменьшении радиуса сплошные струи не образовывались, на снимках видны были отдельные частицы, скорость которых резко падала при выходе из выемки. Для области $R \geq R^*$ можно получить единую зависимость для всех исследованных металлов, образующих струи, в безразмерных координатах:

$$\frac{u}{2u_0} = 2^{-\left(\frac{R}{R^*} - 1\right)} + 1, \quad (4)$$

где $2u_0$ — скорость свободной поверхности, пропорциональная наклону прямой OA к оси t на рис. 4. Значения u_0 были примерно равными массовым скоростям за фронтом ударных волн в металлах и составля-

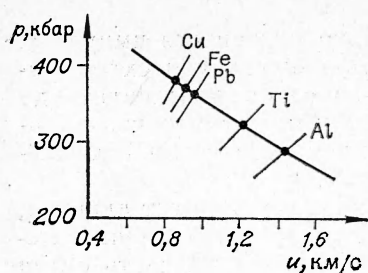


Рис. 6. (p, u) -диаграмма торможения продуктов взрыва ТГ 50/50 на поверхности различных металлов.

ли 1400, 800, 750 м/с для алюминия, свинца и меди соответственно. Для сравнения на рис. 6 приведена (p, u) -диаграмма торможения продуктов взрыва ТГ на поверхности исследуемых металлов [8]. Наличие максимума скорости $u=4u_0$, который следует из (4), и переход от бесструйного течения к течению со струей при $R > R^*$ можно связать с критическим числом Рейнольдса $Re = \frac{2u_0 R}{\nu}$, которое было равно примерно 3 для всех исследованных металлов. Следовательно,

$$R^* = \frac{3\nu}{2u_0}. \quad (5)$$

Подставляя (5) в (4), получим формулу для скорости струи

$$u = 2u_0 \left[2 - \left(\frac{2Ru_0}{3\nu} - 1 \right) + 1 \right], \quad (6)$$

которая справедлива для

$$R \geq \frac{3\nu}{2u_0}.$$

Используя выражение (6), можно переписать формулу для длины непрерывной части струи

$$l = 5R \left[1 + \frac{2u_0}{c} \left(2 - \left(\frac{2Ru_0}{3\nu} - 1 \right) + 1 \right) \right], \quad (7)$$

из которой видно, что l зависит от вязкости металла. При больших значениях величины $\frac{2Ru_0}{3\nu}$ из (7) получаем формулу, справедливую для маловязкой жидкости

$$l = 5R \left(1 + \frac{2u_0}{c} \right).$$

Из результатов, приведенных в таблице, следует, что общая глубина поражения мишеней из металла, одинакового со струей, описывается прямой

$$L = L_0 + kR,$$

где $L_0 = 0,6; 2; 6; 7$ мм, а $k = 2,5; 4,5; 19; 10$ для меди, дюралюминия, свинца и алюминия соответственно. Приведенные значения L_0 совпадают с величинами вмятин, получавшихся в экспериментах при соударении образца без выемки с мишенью. Поэтому в качестве глубины пробивания от воздействия струи рассматривалась величина

$$L_c = L - L_0.$$

Движение металла из выемки в струю прекращается в момент $t = \frac{l}{c}$, в дальнейшем происходит только растяжение струи согласно (1), которое прекращается после образования первого разрыва в головной части струи (см. рис. 4). Поэтому будем считать, что сумма разорванных кусков струи, участвующих в пробивании мишени, равна измеренной длине l , а глубина пробивания сплошной и разорванной струй одинакова [9]. Свойства металлов струи и мишени учитывались во многих работах, например [10]. Для учета различий в свойствах

металлов в условиях пробивания мишеней использовались оценки по модели вязкой несжимаемой жидкости. Зависимость отношения измеренных значений глубины пробивания к длине струи $\frac{L_c}{l}$ от числа Рейнольдса $\frac{uR}{\nu}$ описывалась формулой

$$\frac{L_c}{l} = 1 - \left(\frac{4}{5}\right)^{\frac{uR}{\nu}}, \quad (8)$$

где ν — кинематический коэффициент вязкости (см. таблицу). Подставляя в (8) выражение для l из (3), получим

$$L_c = 5R \left(1 + \frac{u}{c}\right) \left[1 - \left(\frac{4}{5}\right)^{\frac{uR}{\nu}}\right].$$

При больших числах Рейнольдса из формулы (8) следует:

$$L_c \approx l, \quad (9)$$

т. е. глубина пробивания равна длине струи, что соответствует идеальной теории [3, 4]. В экспериментах равенство (9) приближенно выполнялось при $Re > 30$. Из последнего неравенства следует, что струи из свинца при одинаковых радиусах выемки будут подчиняться гидродинамической теории кумуляции [3, 4], начиная с меньших скоростей, чем струи из алюминия, меди, стали, т. е. из материалов с большей вязкостью

$$u > \frac{30\nu}{R}.$$

Последнее неравенство является более полным ограничением применимости теории кумуляции, чем ограничение по скорости, приведенное в работе [11].

Величина критического числа Рейнольдса, начиная с которой происходит исчезновение кумулятивных струй при взаимодействии ударной волны с полуцилиндрической выемкой, близка к значению $Re = 8,4$, полученному в работе [12], в задаче о сферическом пузырьке в вязкой жидкости. Автором работы [12] теоретически показано, что при $Re = \frac{R}{\nu} \sqrt{\frac{p}{\rho}} < 8,4$ вязкость полностью устраняет кумуляцию в сферическом пузырьке. По-видимому, аналогичным образом можно объяснить наблюдаемое в экспериментах исчезновение струи при малых радиусах выемки.

Авторы благодарят профессора С. К. Годунова за постоянное участие в обсуждении экспериментальных результатов данной работы.

Поступила в редакцию
27/II 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. С. К. Годунов, А. А. Дерибас и др. ФГВ, 1971, 7, 1.
2. И. Д. Захаренко, В. И. Мали. Горение и взрыв. М., «Наука», 1972.
3. М. А. Лаврентьев. УМН, 1957, 12, 4 (76).
4. G. Birkhoff, D. MacDougall a. o. J. Appl. Phys., 1948, 19, 6.
5. В. И. Мали. ФГВ, 1973, 9, 2.
6. B. Hopkinson. Philos. Trans. Roy. Soc., 1914, 213, 437.
7. С. К. Годунов, Н. В. Филиппов, Т. И. Филиппова. ЖЭТФ, 1967, 52, 5.
8. А. А. Дерибас. Физика упрочнения сварки взрывом. Новосибирск, «Наука», 1972.
9. R. J. Eichelberger. J. Appl. Phys., 1956, 27, 1.
10. Л. В. Беляков, Ф. Ф. Витман, М. А. Златин. ЖЭТФ, 1964, 34, 3.
11. Melvin A. Cook. J. Appl. Phys., 1959, 30, 5.
12. Е. И. Забабахин. В сб. «Механика в СССР за 50 лет». М., «Наука», 1970.