

ся. Обратим внимание на сделанное предположение о том, что измеренная температура плазмы, разлет которой наблюдается в эксперименте, близка к температуре на контактах зерен.

Различие между опытными и расчетными температурами в рамках упомянутого выше предположения можно объяснить несовпадением реальной теплоемкости магния с принятой в расчетах. Действительно, температура на контактах столь велика, что из-за процесса ионизации атомов становится существенным увеличение теплоемкости магния.

Сравнивая времена механической и тепловой релаксации, соответственно равных a/S и a^2/χ (S — скорость звука), можно определить такой размер $a_{\max} \sim \chi/S$, меньше которого частицы порошка будут разогреваться по объему равномерно. Для магния $a_{\max} \approx 10^{-6}$ см. Это значительно меньше самого малого размера зерен $\sim 10^{-4}$ см, использованных в работе. Сопоставляя приведенные в табл. 2 величины, можно считать, что энергия при ударном сжатии порошка волнами умеренной амплитуды (давления соизмеримы с упругими модулями вещества частичек) концентрируется главным образом на границах зерен.

*Институт физики Земли
АН СССР, Москва*

*Поступила в редакцию
20/IV 1976*

ЛИТЕРАТУРА

1. J. H. Blackburn, L. V. Seely. Nature, 1964, 202, 276.
2. Г. В. Беляков. Докл. АН СССР, 1974, 218, 6.
3. Г. В. Беляков, Л. Л. Лившиц, В. Н. Родионов. Изв. АН СССР, сер. «Физика Земли», 1974, 10.
4. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных явлений. М., «Наука», 1966.
5. Высокоскоростные ударные явления. М., «Мир», 1973.
6. И. Ш. Модель. ЖЭТФ, 1957, 32, 714.
7. В. Н. Жарков, В. А. Калинин. Уравнения состояния твердых тел при высоких давлениях и температурах. М., «Наука», 1968.
8. М. Р. Райс, Р. Г. Мак-Куин и Д. М. Уолш. Динамическое исследование твердых тел при высоких давлениях. М., «Мир», 1965.
9. Я. И. Френкель. Zs. f. Phys., 1926, 37, 572.

О ТАНГЕНЦИАЛЬНОМ РАЗРЫВЕ ПРИ СХЛОПЫВАНИИ БИМЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ОБЛИЦОВКИ

Н. С. Козин, В. И. Мали, М. В. Рубцов

Процессы формирования струй при схлопывании ускоренной взрывом металлической облицовки и пробивании этой струей металлической преграды описываются в теории кумуляции задачей о соударении струй идеальной жидкости [1, 2]. Из решения задачи следует, что эти процессы можно рассматривать как обратимые, т. е. в системе отсчета, связанной с критической точкой, одно течение получается из другого поворотом скорости на 180° [3]. В случае, когда плотности кумулятивной струи и пробиваемой преграды различны, вдоль границы раздела материалов должен существовать тангенциальный разрыв скорости:

$$v_1/v_2 = \sqrt{\rho_2/\rho_1} = \lambda, \quad (1)$$

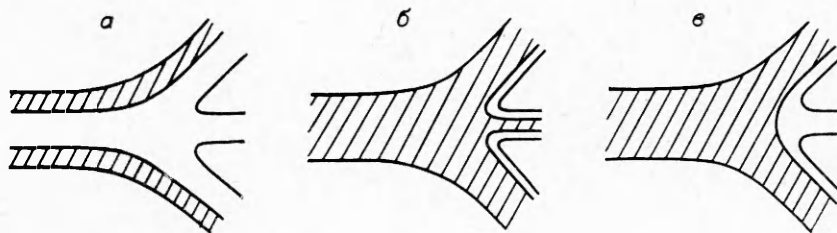


Рис. 1. Возможные варианты течения.

где v_1 , v_2 и ρ_1 , ρ_2 — скорости на границе раздела и плотности мишени и струи соответственно. Для скорости проникания v и глубины пробивания l в [3] приводятся выражения:

$$v = \lambda / (\lambda + 1) \omega, \quad (2)$$

$$l = \lambda l_1.$$

Здесь ω — скорость, l_1 — длина струи. Справедливость (2) подтверждена многочисленными экспериментами, а прямая экспериментальная проверка соотношения (1) затруднительна. Из общих соображений можно сделать вывод, что (1) справедливо только в области высоких давлений вблизи критической точки. При удалении от этой области скорости должны выравниваться вследствие действия прочностных и вязких сил. Действие вязких сил, если принять во внимание ненулевую вязкость металлов в условиях высокоскоростных соударений [4], должно проявляться внутри некоторого пограничного слоя, который образуется на границе разнородных металлов.

В настоящей работе экспериментально исследуется поведение разнородных металлов на границе соединения при симметричном косом соударении биметаллических пластин. Отличие такого течения от течения при пробивании мишени состоит в том, что при схлопывании биметаллических пластин возможны три варианта течения: а) кумулятивная струя однородна, а пест слоеный (рис. 1, а); б) пест состоит из одного материала, а струя из двух (рис. 1, б); в) пест и струя однородны, но состоят из разных материалов (рис. 1, в). При пробивании мишени осуществляется только вариант в).

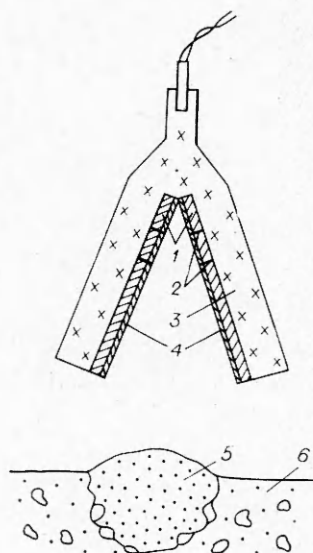
Постановка экспериментов

В экспериментах, приведенных в настоящей работе, исследован вариант а), при котором легко можно измерить сдвиг слоев в песте, полученном после соударения биметаллических пластин. Для этого в исходных биметаллических пластинах фиксировалось начальное положение слоев с помощью запрессованных проволочек, аналогично [4].

Плоские биметаллические пластины медь — алюминий и дюраль (Д16) — алюминий получали методом сварки взрывом [5], причем применялись специальные меры для достижения гладкой (без волн) границы соединения, прочность которого превышала прочность слабейшего из свариваемых металлов. Вдоль каждой из пластин по средней линии сверлили 2—3 отверстия диаметром 0,35÷0,50 мм на расстоянии 30÷45 мм друг от друга. В эти отверстия протягивали и запрессовывали медную проволоку диаметром 0,40÷0,55 мм.

Рис. 2. Схема экспериментов.

1 — внешний слой облицовки; 2 — медные проволочки; 3 — заряд ВВ; 4 — внутренний слой облицовки; 5 — песок; 6 — грунт.



Две одинаковые биметаллические пластины устанавливались под углом 2α друг к другу (рис. 2), снаружи располагался равномерно слой взрывчатого вещества (аммонит 6ЖВ). Инициирование заряда проводилось генератором плоской детонационной волны. Расчетные углы соударения 2γ варьировались в пределах от 30° до 70° , а скорости полета изменялись от 300 м/с до 1 км/с. Для сохранения образцов использовалась подушка из песка. После взрыва пластины разрезались вдоль проволочек и готовился шлиф. Форма проволочек в песке изучалась с помощью оптического микроскопа.

Результаты экспериментов

Результаты экспериментов по соударению двухслойных пластин приведены в таблице. В некоторых экспериментах обнаружено, что запрессованные проволочки претерпевают разрыв на границе разнородных металлов (рис. 3—5). На рис. 3 показано, как измерялась величина разрыва L . Величина скорости пластины u в системе, связанной с точкой контакта, определялась по формуле

$$u = D \cdot (\sin \gamma - \sin \alpha / \sin \gamma), \quad (3)$$

где D — скорость детонации используемого слоя взрывчатого вещества.

Первые три опыта проводились с биметаллическими пластинами медь — алюминий при одинаковых параметрах соударения. Цель опытов — исследовать воспроизводимость результатов. В таблице указана

Номер серии опытов	Номер опыта	Толщина облицовки, мм		Результат	L, мм	2γ, град	u, км/с
		внутренний слой	внешний слой				
I	1	Алюминий 2,0	Медь 4,0	Разрыв	4,5	52	1,6
	2				5,2		
	3				4,5		
II	4	Медь 2,0	Алюминий 4,0	Перегиб	—	50	1,8
	5				—		
	6				—		
III	7	Алюминий 2,0	Дюраль 7,0	Разрыв	7,5	65	1,1
	8				7,5	65	1,1
	9				8,5	65	1,1
	10				3,5	50	1,7
	11				3,5	45	1,0
IV	12	5,0	4,0	Разрыв	1,7	30	2,0
	13				2,5	70	1,5
	14				2,0	60	1,5
	15				1,1	50	1,5

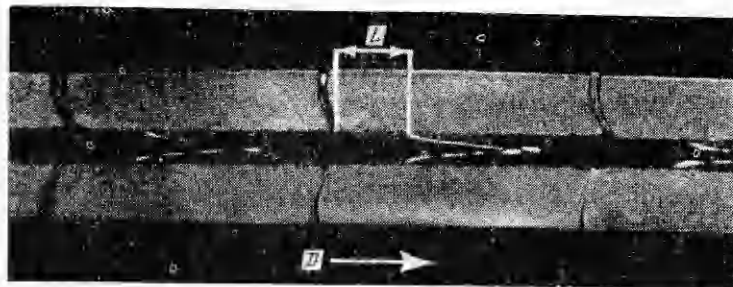


Рис. 3. Вид течения (опыт 2). H — величина разрыва. Стрелкой указано направление движения точки контакта.

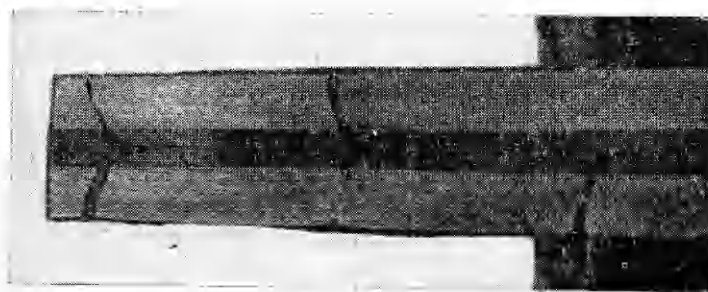


Рис. 4. Вид течения (опыт 4).



Рис. 5. Вид течения (опыт 11).

средняя величина разрыва L , которая в пределах точности измерения не зависела от места расположения проволочки в пластине, т. е. течение быстро выходит на стационарный режим. Результаты первой серии опытов показали воспроизводимость величины L с точностью до 10%.

Во второй серии опытов внутренний слой состоял из меди, а внешний из алюминия. Эти опыты также показали хорошую воспроизводимость. Проволочки при этом сохраняли непрерывность, но имели характерный перегиб (рис. 4).

Третья серия опытов ставилась с целью установить, принципиально ли различие плотностей слоев в возникновении разрыва проволочек. Для этого исследовалось соударение биметаллических пластин дюраль — алюминий, имеющих одинаковую плотность.

В опытах 7—9 образцы раскалывались на большое число осколков, но, как правило, сохранялся начальный участок пластин длиной $40 \div 50$ мм. В этом случае сварка не происходила, пластины разрывались по шву алюминий — алюминий. На шлифах можно было исследовать разрыв проволочек на границе соединения дюраль — алюминий. В этом случае сохранялась только одна проволочка, установленная на расстоянии 25 мм от начала соударения.

В опытах 10—12 (см. рис. 5) определялась зависимость величины разрыва от угла соударения. Результаты показали уменьшение величины разрыва с уменьшением угла соударения и хорошо описывались эмпирической формулой

$$L = k(\delta_1 + \delta_2) \cdot \sin^2(\gamma/2), \quad (4)$$

где δ_1, δ_2 — толщины слоев дюралья и алюминия; $k=10$ — постоянный коэффициент, определяемый с точностью 10%.

В опытах 13—15 также определялась зависимость величины разрыва от угла соударения, но для другого соотношения толщин слоев дюралья и алюминия. Установлено, что зависимость (4) сохраняется, но с $k=3$. Таким образом, увеличение внутреннего слоя алюминия привело к уменьшению величины разрыва L , измеряемой при одинаковых углах соударения.

Обсуждение результатов

Рассмотрим эксперименты 1—6 (см. таблицу) и попытаемся объяснить возникновение разрыва, учитывая только разницу в плотностях металлов.

Рассматриваемая задача не имеет точного решения в рамках модели идеальной жидкости. Известное из теории кумуляции [3] решение задачи о бронепробивании при разных плотностях струи и мишени, в котором получено соотношение (1), несправедливо для случая схлопывания биметаллической облицовки. Действительно, соотношение (1), полученное вдоль нулевой линии тока, совпадающей с границей раздела, предполагает разрыв скоростей набегающих слоев струй на бесконечности. В реальном же случае этого разрыва нет; слои в системе отсчета, связанной с точкой торможения, набегают с одной и той же скоростью. Если все же предположить, что в области высоких давлений выполняется соотношение (1), то получим, что слой с меньшей плотностью должен иметь большую скорость, чем более плотный слой. Тогда часть проволочки, находящаяся в менее плотном материале (например, в алюминии), продвинется дальше, чем проволочка в более плотном материале (в меди) (рис. 6). Экспериментальный результат оказался прямо противоположным (рис. 3). Таким образом, течение при соударении двухслойных пластин не является обращением процесса бронепробивания,

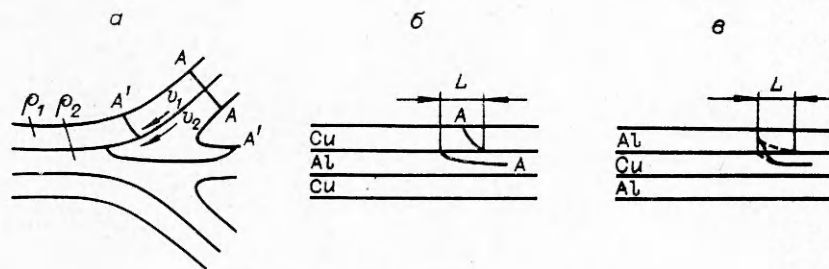


Рис. 6. Вид течения согласно (1).

если плотности слоев различны, в то время как при равных плотностях эти процессы обратимы [3].

Казалось бы, что экспериментальные результаты можно объяснить с позиций идеальной жидкости, если предположить, что существует стационарное течение с критической точкой при равных скоростях слоев на ∞ . В самом деле, записывая интеграл Бернулли для каждого из слоев

$$\begin{aligned} p_1 + \frac{\rho_1 v_1^2}{2} &= \frac{\rho_1 v_0^2}{2}, \\ p_2 + \frac{\rho_2 v_2^2}{2} &= \frac{\rho_2 v_0^2}{2} \end{aligned} \quad (5)$$

и приравняв давления $p_1 = p_2$, получим связь скоростей на границе раздела

$$v_1 = \sqrt{\left(1 - \frac{\rho_2}{\rho_1}\right) v_0^2 + \frac{\rho_2}{\rho_1} v_2^2}. \quad (6)$$

В (5) индексом 1 помечены параметры внешнего, а индексом 2 — внутреннего слоя, v_0 — скорость слоев на ∞ . Из (6) следует, что при $\rho_1 > \rho_2$ $v_1 > v_2$ в любой точке границы раздела, кроме ∞ , где $v_1 = v_2 = v_0$. Следовательно, тяжелая жидкость будет обгонять легкую, и, рассматривая процесс деформации проволоки, можно видеть, что неравенство $v_1 > v_2$, вытекающее из формулы (6), правильно предсказывает направление разрыва в первой серии опытов. Однако в этом случае неправомерно предположение стационарности. Рассматривая вариант рис. 1, в и полагая в (5) $v_1 = v_2 = 0$, видим, что в критической точке невозможно удовлетворить непрерывности давления, так как при $\rho_1 \neq \rho_2$, $p_1 \neq p_2$. Если не существует стационарного течения для режима в), то, как следует из физических соображений, не существует стационарности и для близких к в) режимов а) и б), переход к которым можно осуществить изменением одного лишь угла соударения.

В случае соударения биметаллических пластин дюраль — алюминий, имеющих практически одинаковую плотность, очевидно, что для описания разрыва проволочек на границе раздела непригодна модель идеальной жидкости и требуются дополнительные предположения, учитывающие вязкость и прочность металлов.

Одной из прочностных характеристик исследуемых металлов в исходном состоянии является твердость по Виккерсу, которая у алюминия (40 H_v), меди (90 H_v) и дюралья (180 H_v) различна. Отличается и вязкость исследуемых металлов в условиях высокоскоростных соударений [4], причем наименьшее значение динамического коэффициента вязкости μ у алюминия.

Рассмотрим соударение биметаллических пластин дюраль — алюминий (см. рис. 1, а). Часть алюминия выносится в кумулятивную струю, а часть остается в «пестовой» струе, и существует нулевая ли-

ния тока с неподвижной точкой. В пестовой струе происходит торможение течения в окрестности неподвижной точки, которое из-за наличия вязкости передается соседним слоям и доходит до границы алюминия с дюралем. Касательные напряжения, способные затормозить алюминий, недостаточны для торможения дюрала. Поэтому слой дюрала некоторое время будет продолжать двигаться с большей скоростью, чем скорость соседнего слоя алюминия. За время t на границе алюминий — дюраль произойдет перераспределение касательных напряжений до уровня достаточного, чтобы затормозить дюраль. Время перехода дюрала в текучее состояние равно времени его релаксации [6] $\tau = \mu/G$, где G — модуль сдвига. Часть проволоки, находящаяся в дюрале, сдвинется относительно проволоки, находящейся в алюминии (рис. 5), на расстояние L :

$$L = u(t + \tau).$$

Причиной разрыва проволок на границе разнородных металлов является, по нашему мнению, различие величин касательных напряжений, переводящих металлы в текучее состояние, а также различие их времен релаксаций. Предлагаемая гипотеза позволяет качественно объяснить все приведенные в настоящей работе экспериментальные результаты.

Авторы выражают благодарность А. А. Дерibasу и Е. И. Биченкову за ряд полезных советов и замечаний при выполнении работы.

*Институт гидродинамики
СО АН СССР, Новосибирск*

*Поступила в редакцию
27/III 1976*

ЛИТЕРАТУРА

1. I. Birkhoff, D. MacDougal a. o. J. Appl. Phys., 1948, 19, 6.
2. М. А. Лаврентьев. УМН. 1957, 12, 4.
3. М. А. Лаврентьев, Б. В. Шабат. Проблемы гидродинамики и их математические модели. М., «Наука», 1973.
4. С. К. Годунов, А. А. Дерibas и др. ФГВ, 1971, 7, 1.
5. А. А. Дерibas. Физика упрочнения и сварки взрывом. Новосибирск, «Наука», 1972.
6. Я. И. Френкель. Кинетическая теория жидкостей. Л., Изд-во АН СССР, 1945.

О ПРОХОЖДЕНИИ ИМПУЛЬСНЫХ ПУЧКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ЧЕРЕЗ КОНДЕНСИРОВАННЫЕ ВВ

В. Д. Воловик, Г. Ф. Попов

Экспериментально установлено, что упругие волны возникают при прохождении импульсных пучков заряженных частиц через металлы [1, 2]. Эти упругие волны возбуждаются термоупругой объемной силой, основной вклад в формирование которой вносят ионизационные потери энергии частиц пучка [3]. В веществах, обладающих малым по сравнению с металлами коэффициентом температуропроводности (большинство жидкостей и некоторые диэлектрики), основным механизмом излучения упругих волн является, вероятно, излучение «микроростов» или «ожоговых» центров, образованных в местах остановки медленных электронов ионизации — δ -электронов [4, 5].