

Проведенные эксперименты указывают на зависимость глубины пробития от ширины и однородности переходной зоны между слоями металлов. Для уменьшения вредного влияния контакта разноплотных материалов необходимо, чтобы переходная зона была как можно шире. В то же время чрезмерное расширение переходной зоны способствует попаданию чужеродных атомов в струю, что не позволяет достичь глубины пробития зарядов с чисто медной облицовкой.

Поступила в редакцию
12/XI 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. Г. Григорян. Прострелочные и взрывные работы в скважинах. М., Недра, 1972.
2. Физика быстропротекающих процессов. Т. 2. М., Мир, 1974.
3. Ф. А. Баум, Л. П. Орленко и др. Физика взрыва. Под ред. К. П. Станюковича. М., Наука, 1975.
4. В. Зайт. Диффузия в металлах. М., ИЛ, 1958.
5. А. Я. Шияев. Диффузионные процессы в сплавах. М., Наука, 1975.

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОВОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ УДАРНО-СЖАТОГО ГАЗА НА ПОВЕРХНОСТЬ СОУДАРЯЮЩИХСЯ ПЛАСТИН

С. Н. Ишуткин, В. И. Кирко, В. А. Симонов
(Новосибирск)

При сварке взрывом крупногабаритных металлических пластин на качество сварки оказывает влияние газ, находящийся в зазоре между пластинами [1, 2]. В результате столкновения пластин в зазоре перед движущейся точкой контакта образуется область ударно-сжатого газа (сгусток), размеры которой увеличиваются с ростом расстояния от начала столкновения. Температура газа в этой области может достигать нескольких тысяч градусов, а тепловой поток из газа в металл — 10^{12} — 10^{13} эрг/(см²·с). Воздействие этого потока приводит к прогреву металла и расплавлению его поверхности до соударения. На достаточно большом расстоянии от места иницирования энергия, поступившая из газа в металл, становится сравнимой с энергией, выделяющейся в зоне шва в результате столкновения. Эти эффекты могут привести к ухудшению качества сварного соединения.

Одной из самых распространенных схем сварки взрывом является параллельная схема [3] (рис. 1). Рассмотрим тепловое воздействие пробки ударно-сжатого газа на расстоянии L от начала соударения. Время воздействия теплового потока

$$t_p = l/u = L/u\delta, \quad (1)$$

где u — массовая скорость газа за фронтом ударной волны; δ — степень сжатия; l — размер области ударно-сжатого газа.

Тепловой поток из газа на поверхность пластины определяется уравнениями [4]

$$q = St \rho u c_p (T^* - T_c), \quad (2)$$

$$T^* = T[1 + (\gamma + 1)/2 \cdot M^2], \quad (3)$$

где St и M — числа Стентона и Маха; T , c_p , ρ — температура, теплоемкость и плотность газа соответственно; T^* — температура торможения;

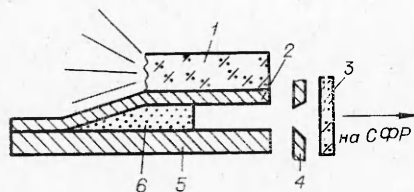


Рис. 1. Схема экспериментов по измерению яркостной температуры ударно-сжатого газа при соударении двух пластин по параллельной схеме.

1 — заряд ВВ; 2 — метаемая пластина; 3 — интерференционный светофильтр; 4 — экран, обрезаящий излучение ВВ; 5 — нижняя пластина; 6 — область ударно-сжатого газа.

T_c — температура металлической поверхности; γ — показатель адиабаты. Число St существенно зависит от характера обтекания пластин газовым потоком. В случае ламинарного обтекания [5] при

$$\frac{k}{a_p} < \frac{390}{Re \sqrt{0,0032 + 0,221 Re^{-0,237}}} \quad (4)$$

$$St_{л} = 1/8 \cdot (0,0032 + 0,221 Re^{-0,237}), \quad (5)$$

где Re — число Рейнольдса; k — средний размер шероховатостей пластин; a_p — расстояние между пластинами.

При турбулентном обтекании, когда условие (4) не выполняется,

$$St_T = \frac{1}{8 \left(2 \lg \frac{a_p}{k} + 1,74 \right)^2}. \quad (6)$$

В предположении постоянного теплового потока из газа в металл поверхность пластин нагревается по закону [6]

$$T_c = q/2\lambda \cdot \sqrt{6at} + T_0, \quad (7)$$

где λ и a — теплопроводность и температуропроводность материала пластин.

Используя (1)–(7) при известных параметрах газового потока, можно рассчитать расстояние от начала соударения, на котором произойдет нагрев поверхности пластин от начальной температуры T_0 до температуры плавления $T_{п}$:

$$L_{п} = u\delta/6a \cdot [2\lambda(T_{п} - T_0)/q]^2. \quad (8)$$

При соударении металлических пластин из зоны точки контакта вылетает облако металлических частиц [7]. Наличие частиц может влиять на параметры газового сгустка. Для определения этих параметров поставлены эксперименты по измерению яркостной температуры за фронтом ударной волны, распространяющейся в зазоре между пластинами. Схема экспериментов приведена на рис. 1. Верхняя стальная пластина толщиной 4 мм и размерами 600×100 мм металась по параллельной схеме на нижнюю стальную пластину толщиной 19 мм. При их соударении образовывалась область ударно-сжатого газа, свечение которой через интерференционный светофильтр ($\lambda = 4750 \pm 25 \text{ \AA}$) фотографировалось на фоторегистраторе СФР-2М в режиме непрерывной развертки. Щель СФР устанавливалась перпендикулярно плоскости плоскости заряда и вырезала свечение середины зазора. Температура определялась по относительному почернению фотопленки при одновременном фотографировании ударной волны между пластинами и эталонным источником света. Применяемая методика подробно описана в работе [8]. В качестве эталонного источника использовалась ударная волна в воздухе, создаваемая в цилиндрическом канале кумулятивной трубкой [9]. Температура эталона определялась из ударной адиабаты воздуха [9] по измеренной скорости ударной волны.

В экспериментах отношение массы ВВ (аммонит 6ЖВ) к массе метаемой пластины изменялось от 0,63 до 1,26. Это позволяло изменять скорость детонации, а следовательно, и скорость точки контакта от 3,5

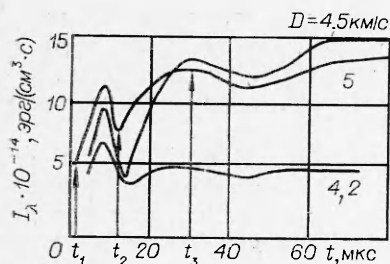


Рис. 2. Изменение интенсивности излучения ударной волны с течением времени и при различных скоростях детонации ВВ.

$t_1 < t_2$ — область плоского соударения метаемой пластины; $t_2 < t_3$ — область оптически тонкого слоя ударно-сжатого газа; $t > t_3$ — область, где слой ударно-сжатого газа приобретает большую оптическую толщину.

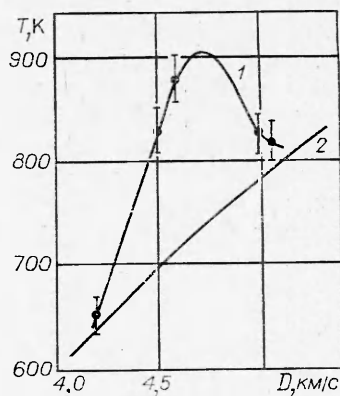


Рис. 3. Зависимость температуры газа за фронтом ударной волны между пластинами от скорости детонации.

до 4,5 км/с. Для получения скорости детонации 5 км/с аммонит перемешивался с порошкообразным гексогеном в соотношении 8:1. Скорость детонации измерялась при помощи частотомера по времени замыкания контактных датчиков. Из полученных фоторегистрограмм видно, что ударная волна, образовавшись непосредственно вблизи точки контакта, выходит из области наклонного участка верхней пластины и заполняет весь зазор. Слабое свечение в верхней части зазора обусловлено отражением излучения от наклонного участка верхней пластины.

Изменение интенсивности излучения ударной волны с течением времени для различных скоростей детонации приведено на рис. 2. Всплеск излучения в интервале времени (t_1, t_2) объясняется высвечиванием сжатого газа при плоском соударении пластин, так как в начальные моменты край метаемой пластины изгибается и подлетает к нижней пластине параллельно. В интервале времени (t_2, t_3) увеличение интенсивности излучения происходит в результате возрастания оптической толщины области ударно-сжатого газа. При временах, больших t_3 , размер газового сгустка становится больше длины свободного пробега излучения. При температуре воздуха 8000 К и давлении 350 атм длина свободного пробега фотона l_λ с $\lambda = 4750 \text{ \AA}$ равна 3 см [10]. При скорости детонации 4,5 км/с измеренная скорость фронта ударной волны $v = 6,3 \text{ км/с}$. Время набора газовым сгустком размера l_λ равно $l_\lambda / (v - D) \approx 17 \text{ мкс}$, что соответствует времени возрастания интенсивности излучения (см. рис. 2).

На рис. 3 приведена зависимость яркостной температуры газового сгустка от скорости детонации (1). Для сравнения на этом же рисунке приведена зависимость температуры за фронтом ударной волны от массовой скорости (2), построенная по ударной адиабате воздуха [11] в предположении равенства массовой скорости за фронтом скорости точки контакта и скорости детонации. Из сравнения этих зависимостей следует, что в интервале скоростей детонации 4—5 км/с температура газа за фронтом ударной волны значительно превышает температуру, определенную по ударной адиабате. В этом интервале скорость ударной волны превышает скорость, которая должна быть, если массовая скорость за фронтом ударной волны равна скорости точки контакта. Так, при $D = 4,5 \text{ км/с}$ скорость ударной волны, рассчитанная по ударной адиабате, равна 5 км/с, эксперимент же дает 6,3 км/с.

Превышение температуры, а также скорости ударной волны по сравнению с рассчитанными из ударной адиабаты объясняется поступлением

в газ за фронтом ударной волны облака металлических частиц из области точки контакта, скорость которых больше скорости точки контакта [7]. Этот вывод подтверждается тем, что при скорости детонации, равной скорости звука в металлических пластинах, когда облако частиц исчезает [12], температура выходит на ударную адиабату.

На основании экспериментально определенных температуры и скорости ударной волны проведен расчет расстояний от начала столкновения, на которых поверхность стальных пластин расплавляется под действием теплового потока из газа. Результаты расчета приведены ниже.

D , км/с	T , К	δ	M	γ	L_{50} , см	L_{100} , см
3,5	5000	8,9	2,55	1,24	30	46
4,2	6500	9,44	2,63	1,23	16	22
4,5	8300	10,35	2,8	1,21	1,4	2,2

Здесь $L_{50, 100}$ — расстояния, на которых появляется расплав поверхности пластин при их шероховатости, равной 50 и 100 соответственно. Параметры газа за фронтом ударной волны полагались постоянными вплоть до точки контакта и определялись по таблицам [11]. Теплофизические постоянные железа взяты из работы [6], а теплоемкость из [13].

Из расчетов следует, что расстояние, на котором может появиться расплав поверхности, сильно зависит от параметров газового потока и степени механической обработки поверхности пластин. При скорости детонации $D = 4 \div 4,5$ км/с тепловой поток из газа в металл, как следует из расчета по (2), (3), (6) на основании экспериментально определенной температуры, достигает $q \sim 10^{12} \div 10^{13}$ эрг/(см² · с). При $L = 1$ м время воздействия теплового потока $\tau = L/D - L/v \approx 50$ мкс, тогда глубина, на которую может расплавиться металл, $\xi \sim q\tau/\rho_1 r_1 \sim 10 \div 100$ мкм (где ρ_1, r_1 — плотность и теплота плавления металла), т. е. может стать сравнимой с толщиной слоя выносимого с поверхности металлических пластин из зоны точки контакта.

Энергия, необходимая для нагревания металла до температуры плавления, в 2—3 раза превышает удельную теплоту плавления. Поэтому если пластины существенно прогреты непосредственно перед соударением, то дополнительное выделение энергии в результате удара может привести к расплавлению металла на значительную глубину ξ_1 . При $Q \sim 3$ кал/см² [14] для железа $\xi_1 \sim 60$ мкм, а для свинца ~ 500 мкм. Используя (2) и (3), можно оценить расстояние от начала столкновения, на котором энергия, поступившая из газа в металл, становится сравнимой с энергией, выделяющейся в результате удара,

$$L_q \sim DQ/q.$$

При $q = 10^{13}$ эрг/(см² · с), $D = 4,5$ км/с $L_q \sim 100$ см, т. е. этот эффект уже может проявляться при сварке листов длиннее 1 м. Увеличение же количества расплавленного металла может привести к ухудшению качества сварки, так как, во-первых, увеличивается время застывания шва, а, во-вторых, для металлов, способных образовывать интерметаллиды, увеличивается их содержание в зоне сварного шва.

Другим эффектом, обусловленным расплавлением поверхности газом, является поступление расплавленного металла в газ за фронтом ударной волны. Наличие атомов металла в газе может сильно изменить его свойства.

Таким образом, в настоящей работе показано, что яркостная температура газа за фронтом ударной волны, возникающей между пластинами при их столкновении, сильно отличается от рассчитанной по ударной адиабате. Это объясняется поступлением из области точки контакта в газ металлических частиц, скорость которых больше скорости точки контакта. Эти частицы играют роль дополнительного поршня и приводят к увеличению температуры газа и скорости ударной волны. Газ, находящийся

в зазоре, может оказывать сильное тепловое воздействие на поверхность сталкивающихся пластин.

Авторы выражают благодарность А. А. Дерибасу, И. Д. Захаренко, В. В. Паю за полезное обсуждение результатов работы, И. В. Стадниченко за помощь в проведении экспериментов.

Поступила в редакцию
11/IX 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. U. Richter. III Symposium Sprengbearbeitung von Metallen. Mariánské Lázně, 1976.
2. В. М. Кудинов, А. Я. Коротчаев. Сварка взрывом в металлургии. М., Металлургия, 1978.
3. А. А. Дерибас. Физика упрочнения и сварки взрывом. Новосибирск, Наука, 1972.
4. С. И. Аиисимов, Я. А. Имас и др. Действие излучения большой мощности на металлы. М., Наука, 1976.
5. Л. Г. Лойцянский. Механика жидкости и газа. М., Наука, 1976.
6. Б. А. Урюков. Изв. СО АН СССР, Серия техн. наук. 1975, 8, 2.
7. А. А. Дерибас, И. Д. Захаренко. ФГВ, 1974, 10, 3, 409.
8. И. Ш. Модель. ЖЭТФ, 1957, 32, 714.
9. М. А. Цикулин, Е. Г. Попов. Излучательные свойства ударных волн в газах. М., Наука, 1977.
10. Л. М. Биберман. Оптические свойства горячего воздуха. М., Наука, 1970.
11. К. П. Станюкович. Физика взрыва. М., Наука, 1975.
12. I. Watsh, R. Shreffler, E. Willing. J. Appl. Phys., 1953, 24, 3.
13. Н. Б. Варгафтик. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М., 1963.
14. И. Д. Захаренко. ФГВ, 1974, 7, 2, 269.

СХЛОПЫВАНИЕ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ТРУБ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ВЗРЫВА

С. А. Кинеловский
(Новосибирск)

Исследование процесса схлопывания металлических труб при взрывном нагружении представляет интерес для ряда задач и, в частности, для задач, связанных с применением сварки взрывом в производстве биметаллических трубных заготовок. Для практических целей наиболее важно знание закона движения стенки трубы на начальном этапе схлопывания, так как характерная особенность этих задач заключается в том, что внутренняя поверхность трубы в процессе схлопывания проходит расстояние в 2—3 толщины стенки трубы или, в другом масштабе измерения, расстояние, не превышающее 0,2—0,3 начального внутреннего радиуса трубы. В работах [1—4] расчет движения стенки трубы при взрывном нагружении проводился численными методами, причем в [4] задача рассматривалась в двумерной постановке. В данной работе предлагаются аналитические выражения, описывающие движение внутренней и наружной поверхностей стенки трубы и с хорошей точностью совпадающие с экспериментальными результатами по схлопыванию металлических труб под действием скользящей детонации заряда ВВ. Сравнение проводилось для широкого круга материалов трубы и различных типов ВВ.

1. При исследовании задачи о цилиндрическом поршне в работах [5, 6] расчеты сравнивались с экспериментальными результатами по схлопыванию металлических трубок под действием взрыва; наблюдалось