

Относительная эффективность исследуемых материалов.

1, 2 — графит ПГ-50, АРВ соответственно; 3 — вольфрам; 4 — карбид хрома.

Результаты представлены на рисунке в зависимости от температуры поверхности T_w . Чем больше величины $(pv)_w$, тем более эффективным, с точки зрения теплостойкости, является материал. На рисунке наглядно показано преимущество карбида хрома по сравнению с вольфрамом и графитом. Результаты кинофотосъемки, а также детальное исследование структуры поверхности образцов показывают, что на поверхности моделей из карбида хрома образуется защитная пленка тугоплавкого окисла Cr_2O_3 , температура плавления которого выше температуры плавления хрома. Что касается образцов вольфрама и графита, то они интенсивно окисляются при температурах, значительно ниже температуры плавления. Таким образом, карбид хрома является наиболее эффективным из рассмотренных материалов для тепловой защиты в высокотемпературных окислительных средах в диапазоне температур $300 < T_w < 1800$ К и концентрации окислителя $0,1 < C_{O_2} < 0,3$ в набегающем потоке газа.

Поступила в редакцию
15/1 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. А. М. Гришин. Математическое моделирование некоторых нестационарных аэротермохимических явлений. Томск, изд. ТГУ, 1973.
2. Б. В. Алексеев, А. М. Гришин. Введение в аэротермохимию. Саратов, изд. СГУ, 1978.
3. А. Г. Мержанов, И. П. Боровинская. Докл. АН СССР, 1972, 204, 2.
4. А. Г. Мержанов, В. И. Юхвид и др. Авт. свид. № 617485, 1978; Бюл. Открытия изобретения, промышленные образцы, товарные знаки, 1978, 28.
5. А. Р. Баграмян, В. И. Юхвид и др. Закономерности СВС литого карбида хрома. Препринт ОИХФ, 1979.
6. В. Е. Абалтусов, Г. Н. Исаков. ФГВ, 1973, 9, 6.

ВЗРЫВЫ В ЛИНЕЙНО-ПРОТЯЖЕННЫХ ПОЛОСТЯХ

В. Г. Куропаткин, Э. В. Ниточкина, Н. Л. Шаболдина
(Москва)

Отличительная особенность примененной в работе методики состоит в использовании в качестве источника возмущения практически точечного электровзрыва и рентгеновского способа регистрации развития процесса. Последнее позволяет получать кинематические параметры движения без каких-либо допущений относительно характера деформирования среды. Использование взрыва, близкого к точечному, дает возможность более полно провести математическое моделирование задачи. Линейно-протяженная геометрия полости выбрана с целью подтверждения концепций, выдвинутых в работе [1].

В качестве источника энергии в опытах использовалась взрывающаяся проволочка (медь, $l=2$ мм, $d=0,15$ мм), свернутая спиралью и залитая изолятором. Диаметр такого «заряда» равен $\sim 1,5$ мм. Полная энергия в опытах составляла $6,5 \cdot 10^8$ эрг, время выделения ~ 1 мкс. Подробно постановка опытов и особенности методики изложены в [2]. В качестве модельного грунта использовался песок насыпной плотности. Для наблюдения за его смещением вокруг полости по характерным направлениям (рис. 1) выставлялись свинцовые репера.

Теневое изображение расширяющейся полости и реперов фиксировалось рентгеновской пленкой, расположенной за объемом с песком ($300 \times 300 \times 300$ мм). Синхронизация момента рентгеновского импульса с исследуемой фазой процесса осуществ-

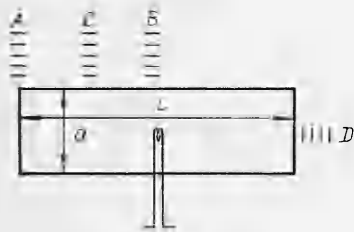


Рис. 1. Схема расположения взрывающейся проволочки в цилиндрической полости и реперов в песке.

Рис. 2. Отпечатки с рентгенограмм, показывающие последовательные фазы развития полости с $L/d=8,4$.

влялась с помощью линии задержки. При фиксированном начальном объеме полости ($V_0 \approx 0,5 \text{ см}^3$) менялись длина цилиндра L и его диаметр d .

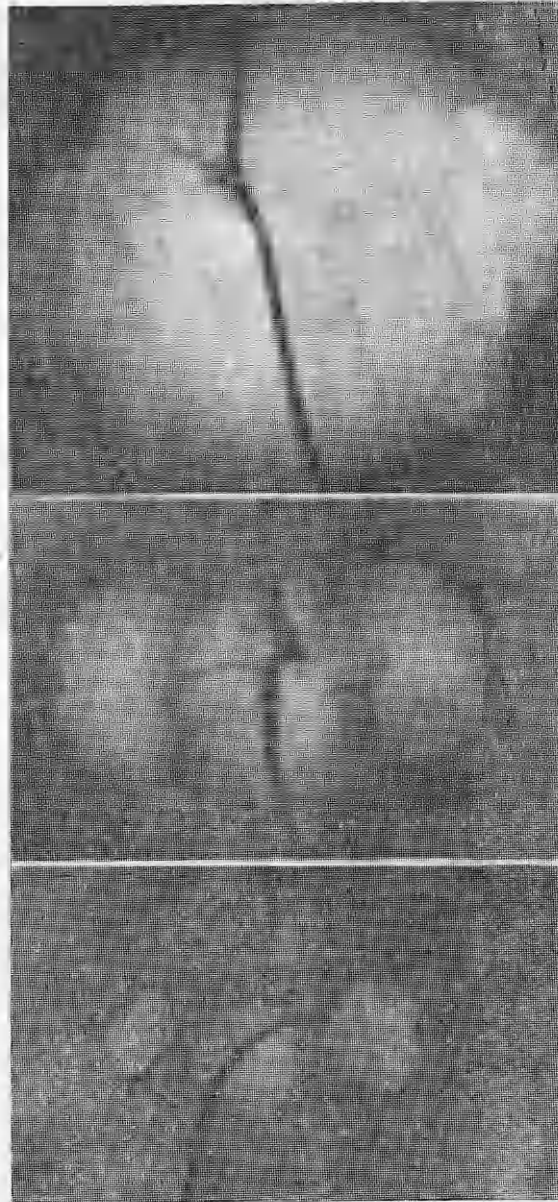
На рис. 2 приведены отпечатки с рентгенограмм, показывающие последовательные фазы развития процесса в цилиндрической полости. Видно, что начальная стадия явления протекает таким образом, как если бы взрывали три заряда: один в центре, на месте расположения взрывающейся проволочки, и по одному у каждого торца цилиндра. Наблюдаемая картина не являлась очевидной. Можно было бы, скорее, предполагать цилиндрически равномерный процесс развития. К этому, в частности, приводит предположение о равномерном распределении энергии по цилиндрическому каналу.

Анализ результатов кадровой съемки (до $t \approx 200 \text{ мкс}$) показывает, что до некоторого времени, зависящего от L/d , развитие каждой полости (центральной и периферийных) происходит независимо с сохранением центральной симметрии. На рис. 3 приведены результаты по расширению этих объемов для трех значений L/d . На рис. 3, б представлен годограф развития сферической полости того же начального объема, что и первоначальные цилиндрические полости.

По начальной стадии развития полостей, пока они сохраняют форму, близкую к сферической, может быть оценена энергия, «выделившаяся» в центре каждой из развивающихся полостей. Оценка проводилась следующим образом: предполагалось, что расширение полости происходит по закону, аналогичному для сферически симметричных взрывов,

$$\bar{R}_n = A \bar{t}^n,$$

где $\bar{R}_n = R/\sqrt[3]{\eta E}$; $\bar{t} = t/\sqrt[3]{\eta E}$ — приведенный текущий радиус и приведенное текущее время; η — безразмерный коэффициент; E — полная выделившаяся энергия (в случае взрыва в сферической полости $\eta=1$). Подбирая η для центральной (η_B) и периферийных (η_A) полостей в случае взрыва в цилиндре, определяли долю энергии, выделившейся в том или ином сечении.



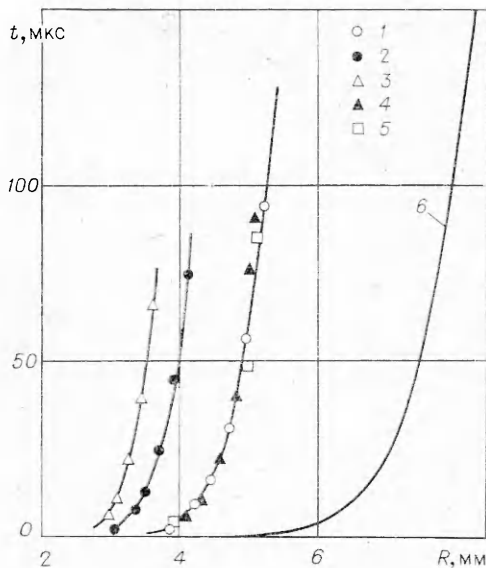
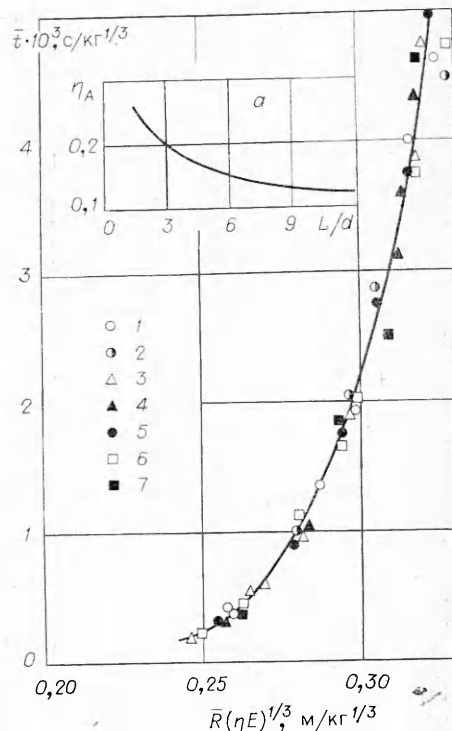


Рис. 3. Зависимость радиуса полости от времени.

$L/d=3$: 1 — ось B, 2 — ось A; $L/d=8,4$: 3 — ось A, 4 — ось B; 5 — $L/d=11,7$, ось B; 6 — сфера, $R_0=5$ мм.

Рис. 4. Обобщенная зависимость радиуса полостей от времени с учетом относительного эквивалента η_A для различных значений L/d .

$L/d=3$: 1 — ось B, 2 — ось A; $L/d=8,4$: 3 — ось A, 4 — ось B; 5 — сфера, $R_0=5$ мм; $L/d=11,7$: 6 — ось A, 7 — ось B.



Обработка экспериментальных точек по методу наименьших квадратов дала следующие результаты: 1) для центральной полости при всех L/d $\eta_B=0,4\pm 0,03$ в диапазоне $4 \cdot 10^{-3} \leq \bar{E} \leq 4 \cdot 10^{-3}$ с/кг^{1/3}; 2) для периферийных областей величина η_A зависит от L/d и уменьшается от 0,2 до 0,13 при изменении L/d от 3,0 до 11,7.

На рис. 4 приведена обобщенная зависимость радиусов полостей от времени с учетом полученных коэффициентов η_B и η_A (L/d). Зависимость η_A от отношения длины цилиндра к диаметру приведена на рис. 4, а. Уменьшение доли энергии, ответственной за образование и расширение полости на периферии, по нашему мнению, может быть связано с двумя механизмами. Во-первых, замечено, что на определенной фазе развития процессы (для $L/d=11,7$; $t=5\div 7$ мкс), когда цилиндрическая часть на периферии еще не нарушена, в окрестности центра взрыва происходит частичное пережатие канала, что может уменьшать перетекание продуктов взрыва в периферийную зону. В этом случае величина η_A определяет ту часть общей энергии, которая успела до пережатия распределиться в зоне сечения A. Во-вторых, с увеличением длины канала возрастают диссипативные потери энергии, связанные с взаимодействием ударной волны и продуктов взрыва с шероховатыми стенками цилиндрической полости. Вероятно, реальны оба механизма. Отдать предпочтение какому-либо из них или установить долю влияния того или другого на данном этапе исследования не представляется возможным.

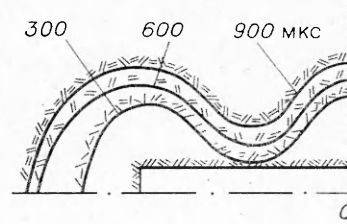
Следует отметить, что в зависимости от величины отношения L/d изменяется и максимальное приращение объема полости в целом. Усредненные данные этой зависимости приведены ниже.

L/d	3,0	4,8	8,4	11,7
$V_{ц}/V_{сф}$	1,02	1,06	0,96	0,9

Здесь $V_{ц}$ — конечный объем при взрыве в цилиндрической полости; $V_{сф}$ — конечный объем при взрыве в сферической полости того же начального объема. Приведенные данные свидетельствуют о существовании оптимальных в смысле увеличения приращения объема полостей условий взрывания в среде с неупругим механизмом деформации. В данном случае наибольшее приращение объема наблюдается при взрыве в полости с $L/d=5$.

Приведенная выше картина развития взрыва в цилиндрической полости наблюдалась при использовании в качестве источника возмущения взрывающейся про-

Рис. 5. Развитие взрыва в цилиндрической полости в случае химического ВВ.



волокни. Может возникнуть вопрос, не являются ли наблюдаемые эффекты следствием особенностей конструкции «заряда». Чтобы ответить на него проведена серия опытов с использованием химического ВВ. В этом случае модельный заряд тэна весом 0,64 г помещался в центре цилиндрической полости диаметром ~ 18 и длиной 150 мм (размеры полости выбраны таким образом, чтобы объемная плотность энергии и отношение L/d совпадали с одним из предыдущих опытов). Динамика развития полости (до 900 мкс) представлена на рис. 5. Видно, что отмеченные выше характерные особенности развития взрыва в цилиндрической полости наблюдаются и в этом случае, и следовательно, обусловлены газодинамикой процесса и начальной геометрией взрывной полости.

Поступила в редакцию
16/1 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Баталов, А. Г. Иванов и др. ПМТФ, 1978, 5.
2. В. Г. Куропаткин, Э. В. Ниточкина, Н. Л. Шаболдина. ФГВ, 1977, 13, 5.

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ ГАЗОВОГО ПОТОКА НА ПОВЕРХНОСТЬ СТАЛКИВАЮЩИХСЯ ПЛАСТИН

С. Н. Ишуткин, В. И. Кирко, Н. И. Пах
(Новосибирск)

Наиболее распространена параллельная схема [1] сварки взрывом. При столкновении пластин в газе, заполняющем зазор между ними, создается ударная волна, распространяющаяся перед точкой контакта. Температура газа за фронтом ударной волны достигает нескольких тысяч градусов, а тепловой поток из газа в металл 10^9 — 10^{10} Вт/м² [2]. Воздействие этого потока приводит к предварительному прогреванию пластин непосредственно перед соударением, что оказывает влияние на качество сварки.

Настоящая работа посвящена изучению воздействия области ударно-сжатого газа на поверхность сталкивающихся металлических пластин на основе численного моделирования процесса теплообмена между газовым потоком и металлической пластиной. Для одномерного случая (рис. 1) система, описывающая процесс теплообмена, имеет вид

$$\left. \begin{aligned} \partial T / \partial t &= a \cdot \partial^2 T / \partial x^2, \quad t > 0, \quad 0 \leq x \leq \delta, \quad x \neq \xi(t), \\ T(x, 0) &= T_0, \\ T(\delta, t) &= T_0, \\ \kappa \cdot \partial T / \partial x |_{x=0} &= -q, \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

$$T(\xi, t) = T_n \quad (2)$$

$$\partial T / \partial x \cdot (\xi + 0, t) - \partial T / \partial x \cdot (\xi - 0, t) = L\rho/\kappa \cdot d\xi/dt. \quad (3)$$

Здесь a , κ , ρ , L , T_n — температуропроводность, теплопроводность, плотность, теплота фазового перехода и температура плавления материала пластин соответственно; $\xi(t)$ — положение движущейся фазовой границы расплав — твердое тело; T_0 — начальная температура пластин; δ — толщина пластин.

Поскольку характерная глубина прогрева металла за время процесса $\sim \sqrt{at} \ll \delta$, температуру внешней поверхности металлической пластины можно считать постоянной и равной T_0 . Тепловой поток из газа в металл при турбулентном обтекании [3]

$$q = St \rho_g u c_p (T_* - T_c) + \sigma T_*^3 (T_* - T_c),$$