

Рис. 6.

ки a кобальтовой связки определялся по положению максимума линии (311) после электролитического удаления фазы WC. В табл. 3 приведены результаты рентгено-структурных исследований твердого сплава марки BK20. Видно, что тонкая структура сплава заметно меняется. Сильное увеличение уширения линий WC- и Co-фазы, как отмечено в [3], свидетельствует о прохождении пластической деформации, а увеличение параметра решетки кобальта указывает на увеличение растворимости WC.

Образцы перед взрывом подогревались до нужной температуры, а затем после прохождения ударной волны остывали до комнатной температуры. Для выяснения роли взрывного нагружения и температуры на процесс образования

переходного слоя поставлены специальные эксперименты при тех же температурах без прохождения ударной волны. После такой обработки переходной слой между твердым сплавом и Ст. 3 не образовался и соединения не происходило. Вопрос о том, как последующая температура остывания после взрыва влияет на ширину и другие характеристики переходного слоя, пока остается открытым в связи с трудностями постановки эксперимента с быстрым охлаждением.

Таблица 3

	$\beta_{WC} \cdot 10^{-3}$, рад	$\beta_{CO} \cdot 10^{-3}$, рад	$a_{CO} \cdot \text{Å}$	Фазовый состав
Исходный	14,1	17,8	3,554 (4% WC)	WC, β — Co
Обработанный взрывом при $T=1100^\circ\text{C}$	21,4	23,1	3,559 (7% WC)	WC, β — Co, γ , $\text{Fe}_3\text{W}_3\text{C}$

Поступила в редакцию
28/VI 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Дерibas. Физика упрочнения и сварки взрывом. Новосибирск, Наука, 1973.
2. И. В. Яковлев. ФГВ, 1972, 8, 4.
3. Э. О. Миндели, Э. И. Мгеладзе и др. ФГВ, 1978, 14, 4.
4. H. Suzuki et al. J. Jap. Powder Metal, 1974, 21, 4.

УЧЕТ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ГАЗОВОГО ПОТОКА СО СТЕНКОЙ СТВОЛА ДЕТОНАЦИОННОЙ УСТАНОВКИ

А. М. Гладилин, Е. И. Карпиловский
(Москва)

Энергия, выделяющаяся при детонации газа в стволе детонационной установки, расходуется не только на нагрев и ускорение напыляемых частиц, но и на нагрев самого ствола. Потери энергии, связанные с существованием силы трения и теплоотдачей между продуктами детонации и стенкой ствола, определяются линейными размерами и шероховатостью его внутренних стенок. В настоящее время в литературе отсутствуют какие-либо данные, на основании которых можно сделать оценку этих потерь для различных геометрических форм и размеров ствола детонационной установки. Непосредственное же измерение температуры и скорости газа на выходе

из ствола и внутри его представляет значительные трудности вследствие высоких значений этих параметров.

В данной работе приводится теоретическая оценка влияния внутреннего диаметра ствола детонационной установки на параметры газового потока. Она получена на основе численного расчета течения газа внутри ствола при учете его взаимодействия со стенкой. Расчеты проводились для стволов длиной 1 м с внутренними диаметрами, равными соответственно бесконечности, 0,05 и 0,025 м. В качестве детонирующего газа в расчетах использовалась смесь ацетилена с кислородом, находящаяся при атмосферном давлении и температуре 300 К, с соотношением компонентов $O_2 : C_2H_2 = 2,5$. Считалось, что детонация запускается у левого закрытого конца ствола и распространяется вправо со скоростью $D = 2500$ м/с. Для продуктов детонации использовалось уравнение состояния идеального газа без учета процесса диссоциации молекул. Поэтому расчетная температура газа за фронтом детонационной волны выше приведенной в [1].

Для учета обмена импульсом между газом и стенкой ствола использовалось выражение [2]

$$\tau = 0,5f\rho|u|u. \quad (1)$$

Здесь τ — сила, действующая на единицу поверхности ствола со стороны газа в направлении его движения; f — коэффициент сопротивления Финнинга; ρ — плотность газа; u — скорость газа. Профиль скорости газа внутри ствола считался плоским, поэтому вся нагрузка от неоднородности течения приходится на коэффициент сопротивления f , полуэмпирический вид которого в случае движения газа в круглой трубе следующий:

$$f = 0,046 \text{Re}^{-1/5},$$

где $\text{Re} = 2ru/\mu$ — число Рейнольдса; r — внутренний радиус ствола; μ — коэффициент кинематической вязкости газа.

Учет теплового потока от газа к стенке ствола осуществляется по формуле [2]

$$q = a(T - \Theta), \quad (2)$$

где T — температура газа; Θ — температура стенки ствола; a — коэффициент теплоотдачи. Последний связан с силой, действующей на единицу поверхности ствола со стороны газа в направлении его движения, следующей зависимостью

$$a = c_p|\tau|/u|,$$

где c_p — теплоемкость газа при постоянном давлении.

С учетом (1), (2) уравнения для одномерного нестационарного течения газа в трубе радиусом r в форме законов сохранения можно записать в следующем виде [3]:

$$\begin{aligned} \oint \rho dx - \rho u dt &= 0, \\ \oint \rho u dx - (p + \rho u^2) dt &= -\frac{2}{r} \iint \tau dx dt, \\ \oint \rho \left(E + \frac{u^2}{2} \right) dx - \rho u \left(E + \frac{u^2}{2} + \frac{p}{\rho} \right) dt &= -\frac{2}{r} \iint (\tau u + q) dx dt. \end{aligned} \quad (3)$$

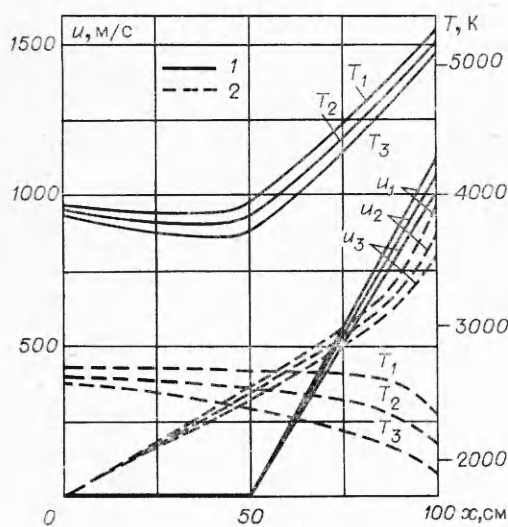
Численное решение системы (3) осуществлялось методом «предиктор — корректор» на ЭВМ БЭСМ-6. Точность расчетов проверялась по известному аналитическому решению для плоской детонационной волны [4]. Относительная ошибка численного решения к моменту выхода фронта детонационной волны к открытому концу ствола не превышала 4%.

Граничное условие на левом закрытом конце ствола определялось из условия $u=0$ и соотношения вдоль C^- -характеристики. До тех пор, пока фронт детонационной волны не дошел до правого открытого конца ствола, он являлся правой границей и рассчитывался по формулам для фронта детонационной волны Чепмена — Жуге. После достижения фронтом детонационной волны правого открытого конца ствола начинается истечение газа в окружающую среду. В этом случае нахождение правого граничного условия для системы (3) на выходе из ствола осуществлялось с помощью дополнительного узла разностной сетки, помещенного на расстоянии h от выхода из ствола. Считалось, что в пределах дополнительной ячейки разностной сетки газ после выхода из ствола расширяется изэнтропически и равномерно внутри некоторого усеченного конуса с углом раствора φ .

Если обозначить дополнительный узел разностной сетки номером $N+1$, а параметры газа на верхнем слое сетки отметить чертой, то правое граничное условие при $l > l/D$, где l — длина ствола, можно записать в виде

$$\bar{u}_{N+1} = u_N + (p_N - \bar{p}_N)/\rho_N c_N, \quad \bar{p}_{N+1} = p_N (r/r_{N+1})^{2\gamma}, \quad (4)$$

где c_N — скорость звука в газе в N -м узле; $r_{N+1} = r + h \text{tg} \varphi$ — радиус газового потока в $N+1$ -м узле разностной сетки.



метры газа вблизи открытого конца ствола. Этот эффект связан с установлением сверхзвукового режима истечения газа и открытого конца ствола после того, как пиковые значения температуры и давления, существующие за фронтом детонационной волны, поглощаются входящей во внутрь ствола волной разрежения [5].

Результаты численного расчета поставленной задачи приведены на рисунке. Сплошными кривыми представлено распределение температуры и скорости газа по длине ствола в момент выхода фронта детонационной волны к открытому концу ствола и начала истечения продуктов детонации. Индексами 1, 2 и 3 обозначены параметры газа в стволах, радиусы которых равны соответственно бесконечности, 0,025 и 0,0125 м. Видно, что с уменьшением радиуса ствола потери газом как тепловой, так и кинетической энергии увеличиваются. Однако даже для ствола радиусом 0,0125 м потери не превышают нескольких процентов и их можно не учитывать при расчете параметров газового потока на данном этапе.

Штриховыми кривыми на рисунке дано распределение температуры и скорости газа внутри ствола в момент $t=2$ мкс после начала истечения. Примерно этим интервалом времени определяется активная фаза работы детонационной установки со стволом длиной 1 м, в течение которой происходит интенсивный нагрев и ускорение напыляемых частиц [6]. К этому моменту волна разрежения уже достигла левого конца ствола и привела в движение весь заключенный в нем газ. Максимальное падение скорости газа сосредоточено у выхода из ствола и для $r=0,0125$ м составляет примерно 20% по отношению к течению без потерь. Падение температуры газа в стволе этого же радиуса за счет теплоотдачи к стенке составляет также примерно 20%. Следовательно, суммарная потеря энергии газом в стволе с $r=0,0125$ м составляет к этому времени $\sim 15-20\%$, что уже необходимо учитывать при определении воздействия газового потока на напыляемые частицы.

Приведенные выше численные расчеты выполнены для тех радиусов стволов детонационных установок, которые обычно используются на практике. На их основе можно считать, что обмен импульсом и тепловой энергией между газом и стенкой ствола длиной 1 м и $0,0125 < r < 0,025$ м на протяжении активной фазы работы установки приводит к уменьшению скорости и температуры газа внутри ствола, не превышающему 20% от значений этих параметров при отсутствии взаимодействия со стенкой.

Поступила в редакцию
30/X 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. Р. И. Солоухин. Ударные волны и детонация в газах. М., Физматгиз, 1963.
2. К. О. Беннет, Д. Е. Майерс. Гидродинамика, теплообмен и массообмен. М., Недра, 1966.
3. Г. Б. Алалыкин, С. К. Годунов и др. Решение одномерных задач газовой динамики в подвижных сетках. М., Наука, 1970.
4. К. П. Станюкович. Неустановившиеся движения сплошной среды. М., Наука, 1971.
5. А. М. Гладилин, Е. И. Карпиловский, А. Д. Корпеев. ФГВ, 1978, 14, 1.
6. В. С. Клименко, В. Г. Скадин и др. Порошковая металлургия. 1976, 11.