

претерпели в пределах точности измерений некоторое изменение. Размер блоков когерентного рассеяния увеличился в 2 раза, а плотность дислокаций уменьшилась соответственно в 4 раза. По-видимому, это произошло вследствие перераспределения дислокаций. Микроискажения второго рода остались на том же уровне.

Таким образом, можно считать, что упрочненные взрывом образцы из малоуглеродистой стали в течение 30-летнего хранения практически не меняют своих физико-механических свойств. Целесообразно в дальнейшем определить изменение физико-механических характеристик упрочненной взрывом стали при хранении под нагрузкой.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. К. И. Козорезов, Н. Ф. Скугорова. Физика и химия обработки материалов, 1969, 2, 99.
2. А. А. Дерibas, В. Ф. Нестеренко, Т. С. Тесленко. ФГВ, 1982, 18, 6, 68.
3. В. М. Кудинов, А. К. Козорезов, К. И. Козорезов. 6-й Международный симпозиум «Использование энергии взрыва для производства металлических материалов с новыми свойствами». Т. 2. Готвальдов, ЧССР, 1985.

Поступила в редакцию 16/X 1986

### РАСЧЕТ ПРОЦЕССА ДЕТОНАЦИОННО-ГАЗОВОГО НАНЕСЕНИЯ ЗАЩИТНЫХ ПОКРЫТИЙ

Л. А. Кантор, С. А. Кантор, М. П. Стронгин  
(Барнаул)

Детонационно-газовое напыление — эффективный метод нанесения защитных покрытий. В этом процессе реализуются значительные скорости порошка (400—1000 м/с), что позволяет создавать качественные покрытия с высокой прочностью сцепления с подложкой и низкой пористостью [1]. Однако получение информации, необходимой для выбора оптимальных технологических режимов, методом экспериментальной диагностики наталкивается на значительные трудности. Это делает особенно привлекательным математическое моделирование процесса при изучении структуры газового потока и состояния напыляемого порошка.

В отличие от работ [2—4], где изучалось поведение газодисперсного потока в стволе детонационной установки, в настоящем исследовании процесс рассматривался и в промежутке между стволом и напыляемой поверхностью. Последнее сделало принципиально необходимым анализ двумерной задачи.

Существенно различные времена протекания детонации и истечения газодисперсного потока дают возможность разделить моделируемый процесс на две стадии: 1 — распространение детонационной волны (ДВ), 2 — истечение и натекание на преграду.

Распространение ДВ в стволе моделировалось при помощи простейшей одномерной стационарной теории, позволяющей получить простые аналитические выражения для параметров потока газа. Эти параметры используются при нахождении состояния порошка на временах, определяемых прохождением ДВ до среза ствола, и для задания начального распределения газового потока при решении задачи о течении газодисперсного потока.

Основные допущения модели: газ — идеальный; пренебрегается эффектами вязкости, теплопроводности и турбулентности (вязкость и теплопроводность газа учитываются только при взаимодействии

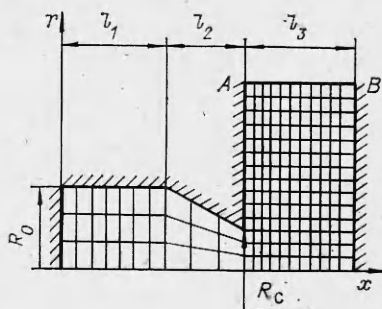


Рис. 1.

фаз); течение газа осесимметричное; пренебрегается процессом теплообмена газа со стволом детонационной установки [5]; пренебрегается влиянием порошка на газ, что позволяет моделировать движение и прогрев отдельных частиц; достигший преграды порошок наплавляется на нее, т. е. отскока частиц нет.

Моделирование производилось в области, изображенной на рис. 1. Детонация и параметры газа после прохождения ДВ описываются автомодельным решением для плоской ДВ [6]. Естественно, что пренебрежение влиянием частиц на детонацию и приближение плоской автомодельной ДВ для принятых в работе размеров и геометрии ствола — приближение довольно грубое. Однако это может быть оправдано значительным упрощением расчетов и тем фактом, что изменение параметров частиц на временах, характерных для детонации, не является определяющим.

Поведение газа описывается системой дифференциальных уравнений, записанной в цилиндрической системе координат:

$$\frac{\partial}{\partial t} \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ e \end{bmatrix} + \frac{\partial}{\partial x} \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ (e + p)u \end{bmatrix} + \frac{\partial}{\partial r} \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 + p \\ (e + p)v \end{bmatrix} = -\frac{1}{r} \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 \\ (e + p)v \end{bmatrix}. \quad (1)$$

Здесь  $t$  — время;  $u, v$  — составляющие вектора скорости;  $p, \rho$  — давление и плотность;  $e = \left( \varepsilon + \frac{u^2 + v^2}{2} \right) \rho$  — полная энергия единицы объема газа;  $\varepsilon$  — внутренняя энергия единицы массы газа.

Система (1) дополняется уравнениями состояния идеального газа

$$p = 1/\mu \cdot \rho RT, \quad p = (\kappa - 1)\rho\varepsilon,$$

где  $\mu$  — средняя молекулярная масса газа;  $R$  — универсальная газовая постоянная;  $T$  — температура;  $\kappa$  — показатель адиабаты.

Моделируемая задача решалась при следующих граничных условиях (см. рис. 1): на твердой поверхности приравняется нулю нормальная к поверхности составляющая вектора скорости; при  $r \rightarrow \infty$  задается давление, равное давлению на бесконечности; на оси при  $r = 0$  ставятся условия симметрии

$$v = 0, \quad \frac{\partial u}{\partial r} = \frac{\partial p}{\partial r} = \frac{\partial e}{\partial r} = 0,$$

Начальное условие для задачи — решение (1) в стволе детонационной установки в момент времени, когда ДВ дошла до среза ствола, а вне ствола  $u = v = 0, p = \text{const}, T = \text{const}$ . Поставленная таким образом задача численно решалась методом сквозного счета С. К. Годунова [7].

Для расчета движения и прогрева частиц использовалась следующая система обыкновенных дифференциальных уравнений в декартовой системе координат:

$$\begin{aligned} d\vec{X}_s/dt &= \vec{U}_s, \\ d\vec{U}_s/dt &= (\vec{U} - \vec{U}_s)/\tau_D, \\ dT_s/dt &= (T - T_s)/(c_p \tau_T), \end{aligned} \quad (2)$$

где  $\vec{U} = (u, v, w), \vec{X} = (x, y, z)$  — вектора скорости и координат;  $\tau_D$  и  $\tau_T$  — коэффициенты динамической и тепловой релаксации частиц;  $c_p$  — удельная теплоемкость материала частиц; индекс  $s$  принадлежит переменным, относящимся к частицам, а переменные без индекса — к газу.

Система (2) дополняется следующими соотношениями:

$$\tau_D = \frac{\rho_s d_s^2}{18\eta f_D}, \quad \tau_T = \frac{\rho_s d_s^2}{6\lambda Nu},$$

$$f_D = \frac{1 + 0,15 Re^{0,7}}{1 + 3,8\eta/(\rho c d_s)}, \quad Nu = 2 + 0,6 Re^{0,5} Pr^{0,3} \quad (3)$$

$$Pr = 0,65, \quad Re = d_s \rho |\vec{U} - \vec{U}_s|/\eta, \quad c = \sqrt{\kappa p/\rho},$$

$\rho_s, d_s$  — соответственно плотность материала и диаметр частицы;  $\eta, \lambda$  — вязкость и теплопроводность газа;  $c$  — скорость звука в газе;  $Nu, Re, Pr$  — числа Нуссельта, Рейнольдса, Прандтля. Для решения уравнений (2), (3) задавались начальные условия, которые определяют в момент времени  $t=0$  положение, скорость и температуру частиц.

Система (2), (3) решена методом Рунге — Кутты второго порядка точности. При этом использована схема типа предиктор — корректор [8]. Выбор более высокого порядка точности не гарантирует лучших результатов из-за того, что правые части уравнений (2) не являются гладкими.

В качестве исходных данных принято: для исходной взрывчатой смеси  $C_2H_2 + 2,5O_2$  (см. [9]) скорость ДВ  $D = 2424$  м/с; параметры продуктов детонации на фронте ДВ:  $T_n = 4215$  К,  $\rho_n = 2,3$  кг/м<sup>3</sup>,  $p_n = 33,84$  Н/м<sup>2</sup>,  $\mu = 23,31$  кг/кмоль,  $\kappa = 1,152$ ; плотность и давление газа в области между стволом детонационной установки и напыляемой поверхностью  $0,93$  кг/м<sup>3</sup> и  $10^5$  Н/м<sup>2</sup>; частицы порошка окиси алюминия диаметром  $10, 40$  и  $70$  мкм вводились в каждом узле расчетной области в стволе (кроме узлов на стенках и на срезе). Область в стволе была разбита на ячейки сеткой  $10 \times 3$ , а вне ствола — сеткой  $20 \times 25$ , так как здесь наблюдается существенная неоднородность течения. Расположение верхней границы  $AB$  вне ствола (см. рис. 1) выбиралось в результате численного эксперимента таким образом, чтобы она не влияла на рассчитываемые параметры газового потока в области  $\{l_1 + l_2 \leq x \leq l_1 + l_2 + l_3, 0 \leq r \leq 5R_c\}$ . В начальный момент времени частицы и газ имели нулевую скорость и температуру  $300$  К.

Расчеты проводились для цилиндрического ствола с  $l_1 = 0,5$  м,  $l_2 = 0$ ,  $l_3 = 0,1$  м,  $R_0 = R_c = 0,01$  м и составного (цилиндр — конус) с  $l_1 = 0,35$  м,  $l_2 = 0,17$  м,  $l_3 = 0,1$  м,  $R_0 = 0,02$  м,  $R_c = 0,01$  м.

Результаты моделирования нестационарного течения газа изображены на рис. 2—4, где показаны распределения плотности, скорости и давления газа на оси в стволе для второго варианта в различные моменты времени ( $t$ , мс: 1 — 0,21 (когда ДВ вышла из ствола); 2 — 0,37;

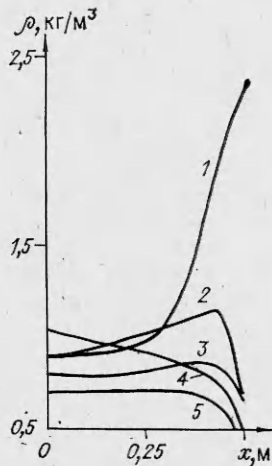


Рис. 2.

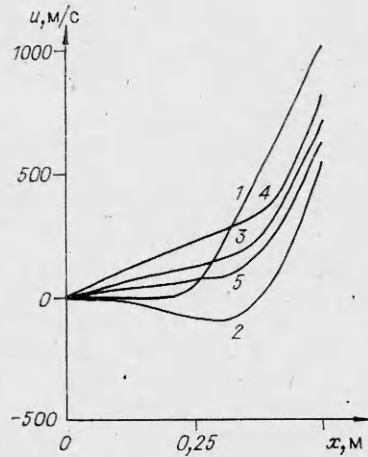


Рис. 3.

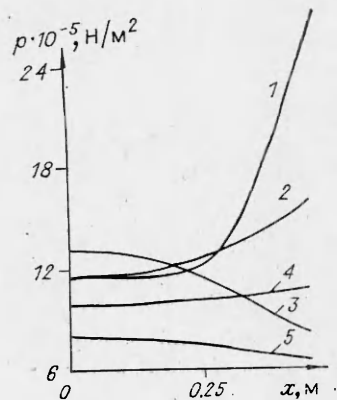


Рис. 4.

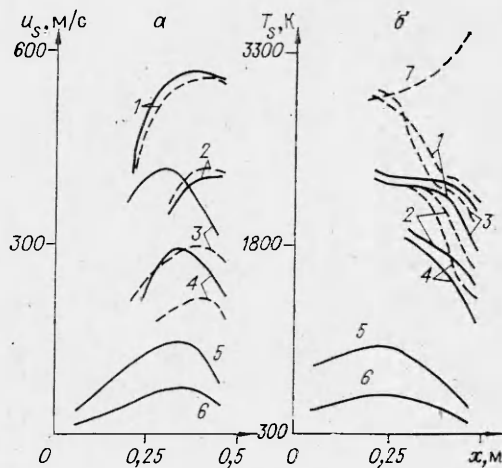


Рис. 5.

$\beta = 0,66$ ;  $4 = 0,89$ ;  $5 = 1,29$ ). На рис. 3 видно, что скорость газа в некоторые моменты времени становится отрицательной. Тестовые расчеты, проведенные на вдвое более мелкой сетке, показали незначительное изменение давления, плотности и температуры (в пределах 2–3%) и более существенное (20%) скорости в малых промежутках времени  $t \in [0,2; 0,5 \text{ мс}]$  при выравнивании давления в стволе. Эти изменения отмечены в узкой зоне ствола. Модуль отрицательной скорости имеет большее значение для случая мелкой сетки. При этом качественное поведение скорости в обоих случаях одинаково. Для  $t > 0,5 \text{ мс}$  разница по всем параметрам, включая скорость, не превосходит 1–2%. Таким образом, расчет на выбранной сетке дает вполне приемлемые результаты.

Эффект возникновения отрицательной скорости получен и в [4] и объяснялся влиянием частиц. Поскольку в настоящей работе влияние частиц на газ не учитывалось, то обратное течение в составном стволе объясняется перераспределением давления после окончания процесса детонации (см. рис. 4).

На рис. 5, а, б показаны распределения скорости и температуры частиц в различные моменты времени в зависимости от их первоначального расположения (штриховые линии — вариант с составным стволом, сплошные — с цилиндрическим; 1, 3, 5 —  $d_s = 40 \text{ мкм}$ ; 2, 4, 6 —  $d_s = 70 \text{ мкм}$ ; 1, 2 — частицы долетели до напыляемой поверхности; 3, 4 — частицы достигли среза ствола; 5, 6 — моменты времени, когда ДВ около среза ствола; 7 — частицы диаметром 10 мкм на преграде). Видно, что частицы, введенные ближе к срезу ствола, получают скорость значительно большую, чем более дальние, однако последние имеют большую температуру. Очевидно, что кривые 5, 6 совпадают для цилиндрического и составного ствола.

На рис. 6, а, б приведены зависимости  $u_s(x)$  и  $T_s(x)$  для варианта составного ствола (1–3 — частицы первоначально располагались в точке  $(0,4633; 0)$ , 4–6 — в точке  $(0,4067; 0)$ , 7–9 — в точке  $(0,3; 0)$ ;  $d_s$ , мкм: 1, 4, 7 — 70, 2, 5, 8 — 40, 3, 6, 9 — 10). Мелкие частицы в силу малости  $\tau_d$  и  $\tau_T$  существенно реагируют на параметры потока в месте их расположения. Поэтому их поведение наиболее рельефно отражает особенности газового потока в процессе детонационно-газового напыления. Кривые 3, 6, 9 на рис. 6, б позволяют объяснить качественно иное поведение кривой 7 на рис. 5, б по сравнению с остальными. Частицы, расположенные первоначально ближе к выходу из ствола, достигают подложки быстрее, проходя вне ствола более высокотемпературную зону, чем последующие. Кривая 9 на рис. 6, а показывает, как частица набирает скорость при прохождении ДВ, затем теряет ее при прохождении зоны обратных токов и затем монотонно набирает скорость, слегка притормаживая.

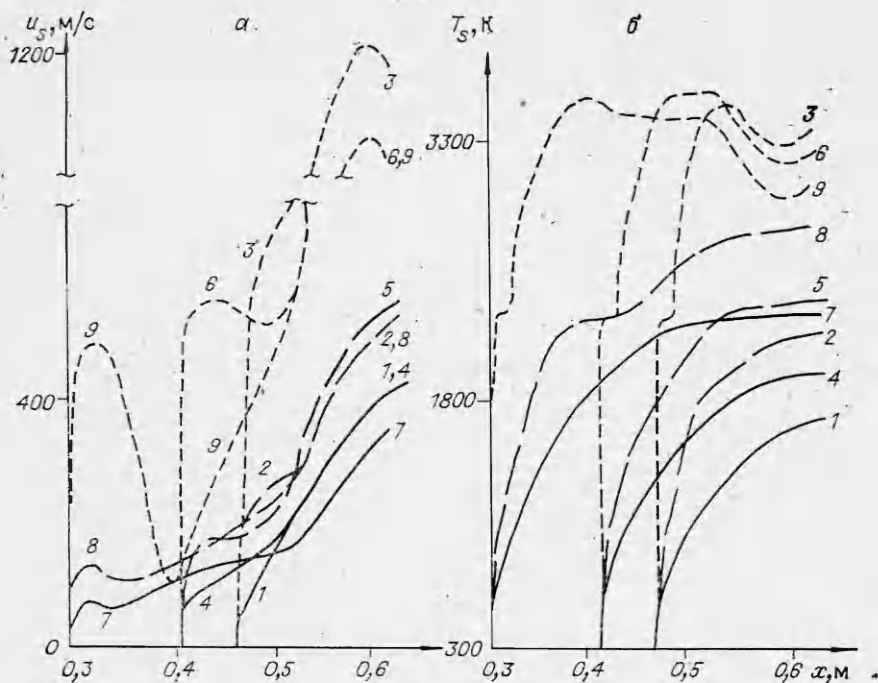


Рис. 6.

живая у стенки. «Полочка» на кривой 8 (см. рис. 6, б) соответствует участку плавления частиц, а на кривой б — испарению. При этом количество испарившегося материала оказалось пренебрежимо малым по сравнению с массой частицы. Некоторое повышение температуры частиц перед преградой связано с нагревом их в заторможенном слое вблизи стенки.

Рассматриваемая геометрия ствола существенна для частиц в области  $x \leq 0,25$  м. На срезе их скорость для цилиндрического ствола намного больше, чем для составного, что обусловлено влиянием возвратного течения. Прибавка скорости для этих частиц на участке срез — преграда во втором случае больше. Этот факт имеет естественное объяснение, поскольку к моменту достижения частицами среза давление газа в цилиндрическом стволе значительно меньше, чем в составном. Для частиц, располагавшихся в области  $x \geq 0,25$  м, скорости при достижении преграды примерно одинаковы для обоих видов геометрии, так как в момент вылета давления в стволах не слишком разнятся.

Наличие зоны малых скоростей газа делает неэффективным увеличение длины ствола с целью повышения скорости частиц.

Естественно, что приведенное разбиение области ( $x \leq 0,25$  и  $x \geq 0,25$  м) характерно лишь для данного состава газа и данной геометрии. Для других геометрий и смесей, несмотря на качественные совпадения результатов, количественные характеристики могут существенно отличаться. При напылении мелкодисперсными порошками с  $T_{\text{тип}} < 3500$  К целесообразен их ввод в зону, непосредственно прилегающую к срезу.

Таким образом, проведенные расчеты позволяют сделать вывод о значительном влиянии зоны вне ствола на параметры напыляемых частиц, нахождение которых требует решения существенно неоднородной задачи.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. М. Х. Шоршоров, Ю. А. Харламов. Физико-химические основы детонационно-газового напыления покрытий. М.: Наука, 1978.
2. А. М. Гладилин, С. С. Бартенев. ФГВ, 1980, 16, 2, 121.

3. Е. И. Карпиловский. ФГВ, 1982, 18, 3, 120.
4. А. М. Гладиллин, Е. И. Карпиловский, А. Д. Корнев. ФГВ, 1978, 14, 1, 123.
5. А. М. Гладиллин, Е. И. Карпиловский. ФГВ, 1980, 16, 3, 148.
6. Физика взрыва/Под ред. К. П. Станюковича. М.: Наука, 1975.
7. С. К. Годунов. Численное решение многомерных задач газовой динамики. М.: Наука, 1976.
8. Н. К. Калиткин. Численные методы. М.: Наука, 1978.
9. Ю. А. Николаев, М. Е. Топчийн. ФГВ, 1977, 13, 3, 393.

Поступила в редакцию 4/XI 1985,  
после доработки — 31/III 1986

## УДАРНО-ТЕРМИЧЕСКОЕ УПРОЧНЕНИЕ СТАЛЕЙ

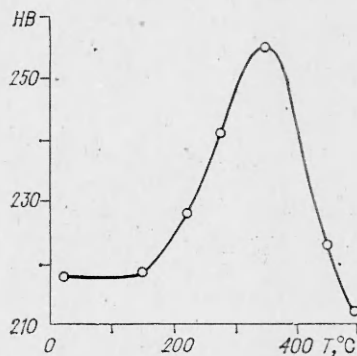
А. И. Мартынов, В. Ф. Сазонов, В. К. Коробов, С. С. Бацанов  
(Менделеево)

Как известно, под действием динамических давлений в чистом железе возникают различные дефекты (вакансии, дислокации), которые существенно влияют на его механические свойства. Такое же воздействие на сталь, особенно в сочетании с термической обработкой, вызывает более глубокие превращения в ее структуре, поскольку вместе с концентрацией дефектов изменяется также состояние углерода и других элементов, входящих в состав стали. Ударно-термическая обработка может как увеличивать растворимость примесей [1], так и, наоборот, ускорять распад твердых растворов [2]. Это приводит к улучшению механических свойств железа [3] и повышению коррозионной стойкости стали [4].

В настоящей работе исследовано влияние ударно-термической обработки на твердость сталей с различным содержанием углерода. Опыты проводились на сталях марок: Ст. 3, Ст. 10 и Ст. 45, а также на железе технической чистоты. Образцы цилиндрической формы диаметром 20 и длиной 60 мм подвергались действию динамических давлений при  $p_{\max} = 20$  ГПа. После такой обработки образцы подвергались отжигу в температурном диапазоне 150—500°C в течение двух часов.

В результате исследований установлено, что отжиг, проводимый после ударной обработки, может приводить к повышению твердости стальных образцов. В табл. 1 представлены результаты измерения твердости образцов, подвергнутых действию динамических давлений с интенсивностью 20 ГПа и последующим отжигом. Отсутствие эффекта повышения твердости у чистого железа указывает на важную роль углерода в этом явлении.

Опираясь на результаты, полученные в работе [1], обнаруженный эффект повышения твердости можно связать с диссоциацией перлита и увеличением растворимости углерода в  $\alpha$ -железе. Ис-



В настоящей работе исследовано влияние ударно-термической обработки на твердость сталей с различным содержанием углерода. Опыты проводились на сталях марок: Ст. 3, Ст. 10 и Ст. 45, а также на железе технической чистоты. Образцы цилиндрической формы диаметром 20 и длиной 60 мм подвергались действию динамических давлений при  $p_{\max} = 20$  ГПа. После такой обработки образцы подвергались отжигу в температурном диапазоне 150—500°C в течение двух часов.

В результате исследований установлено, что отжиг, проводимый после ударной обработки, может приводить к повышению твердости стальных образцов. В табл. 1 представлены результаты измерения твердости образцов, подвергнутых действию динамических давлений с интенсивностью 20 ГПа и последующим отжигом. Отсутствие эффекта повышения твердости у чистого железа указывает на важную роль углерода в этом явлении.

Таблица 1

Твердость образцов, подвергнутых ударно-термическому воздействию

Материал образца	Твердость HV		
	исходная	ударная обработка	ударная+термическая обработка при температуре 350°C
Железо технической чистоты	55	202	202
Ст. 10	118	217	255
Ст. 3	128	262	297
Ст. 45	156	311	364