

Р. И. Непершин

О ПЛАСТИЧЕСКОМ ДЕФОРМИРОВАНИИ СФЕРИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ ПРИ ХОЛОДНОМ ГАЗОДИНАМИЧЕСКОМ НАПЫЛЕНИИ

Московский государственный технологический университет «СТАНКИН», г. Москва, Россия

Аннотация. . Приведено моделирование пластического деформирования сферических металлических частиц при холодном газодинамическом напылении поверхности. Образование покрытия происходит при больших деформациях частиц, которые рассчитываются по теории идеальной пластичности при контакте с неподвижной поверхностью и между частицами, движущимися по общей нормали к поверхности. При высоких сверхзвуковых скоростях частиц происходит пластическое изменение формы сферы в тонкий диск с образованием покрытия из нескольких деформируемых частиц.

Ключевые слова: холодное газодинамическое напыление, пластическая деформация, сферическая частица, идеальная пластичность, линии скольжения, кинетическая энергия, скорость частицы, толщина покрытия, плотность покрытия.

УДК: 539.374+539.231

DOI: 10.26293/chgpu.2019.40.2.005

Введение. Процесс образования покрытия при сверхзвуковом газодинамическом напылении металлическим порошком из сферических частиц без существенного подгрева, влияющего на напряжение текучести частиц, получил название холодного газодинамического напыления (ХГН) [1-3] с перспективой практического применения для защиты от коррозии и повышения антифрикционных свойств пар трения.

Физическим механизмом образования покрытия при ХГН является пластическое формоизменение сферических частиц порошка за счет высокой начальной кинетической энергии при сверхзвуковых скоростях. Пластическая деформация частиц при контакте с напыляемой поверхностью и между частицами при достаточно высокой плотности частиц в потоке газа приводят к образованию сплошного покрытия с высокой прочностью и плотностью в зависимости от пластических свойств частиц и режимов напыления [3].

© Непершин Р. И., 2019

Непершин Ростислав Иванович

e-mail: nepershin_ri@rambler.ru, доктор физико-математических наук, профессор, Московский государственный технологический университет «СТАНКИН», г. Москва, Россия.

Поступила 04.02.2019

Вследствие больших пластических деформаций сферических частиц при ХГН в настоящей работе используется модель идеального жесткопластического тела при условии полной пластичности [4]. Напряжение текучести σ_y может быть выбрано по динамической твердости [5]. Рассчитывается локальная пластическая область, контактное давление и изменение формы при сжатии сферической частицы. Зависимость силы сопротивления пластическому деформированию от перемещения сферы относительно границы контакта используется в уравнении движения сферических частиц по теореме об изменении кинетической энергии при пластическом деформировании. Технологические режимы напыления и свойства частиц определяют пластическое образование покрытия методом ХГН.

Особенностью идеально пластической модели при использовании концепции динамического напряжения текучести является непрерывное изменение области контактной пластической деформации. Уравнение движения сферических частиц с учётом сопротивления пластическому деформированию определяет снижение скорости и конечное пластическое деформирование в зависимости от напряжения текучести, начальной скорости и плотности материала частиц. В настоящей работе не ставится задача моделирования ХГН во всей сложности связанных научных проблем [3]. Рассматривается только процесс нарастания толщины покрытия по модели движения и деформирования идеально пластических сфер, как один из основных механизмов образования покрытия.

Задача контактного деформирования идеально пластической сферы является обратной задачей А.Ю. Ишлинского о вдавливании жесткой сферы в идеально пластическое полу-пространство [4,6]. Пластическое деформирование жесткопластической сферы при сжатии плоскими штампами при условии полной пластичности приведено в [7].

Форма деформируемой сферы. При сжатии идеально пластической сферы образуются круговые границы контакта с выдавливанием материала на свободную поверхность сферы. На рис. 1 показана правая половина сферы с радиусом R_s , который принимается за единицу длины, при перемещении s относительно неподвижной границы $z = 0$ в цилиндрических координатах r, z с началом в центре границы контакта $OА$. Границы пластической области с учетом контактного трения показаны штриховыми линиями.

Изменение формы сферы с увеличением радиуса контакта a , длины l и угла наклона α свободной границы $АВ$ пластической области при увеличении перемещения s определяется условием пластической несжимаемости. Свободная граница $АВ$, касательная к сфере с углом наклона α , принимается прямолинейной. Сегмент нижней полусферы высотой $1 - \cos \alpha$ принимает форму усеченного конуса высотой h . Равенство объема сегмента сферы и усеченного конуса при заданном угле α приводит к кубическому уравнению для h

$$h^3 - 3h(h \cos \alpha - \sin^2 \alpha) \operatorname{tg}^2 \alpha = (1 - \cos \alpha)^2 (2 + \cos \alpha) \operatorname{tg}^2 \alpha. \quad (1)$$

Переменные a , l и s связаны с α и h соотношениями

$$a = \sin \alpha - l \cos \alpha, \quad l = h / \sin \alpha, \quad s = 1 - h - \cos \alpha, \quad \alpha > 0. \quad (2)$$

При $\alpha = 0$ из уравнения (1) следует $h = 0$. Контактная пластическая область стягивается в точку при $s = a = l = 0$. При $\alpha = \pi/2$ из (1) находим $h = 2/3$ и $s = 1/3$.

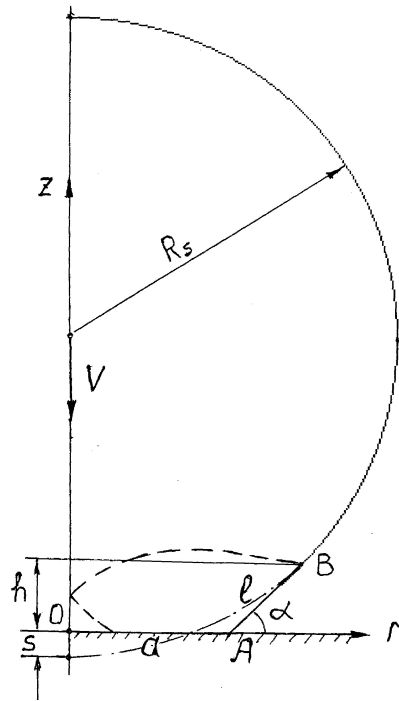


Рис. 1. Форма сферы при $s < 1/3$. --- Контур недеформированной сферы.

Начальная сфера переходит в полусферу, сопряженную с цилиндром радиуса $a = 1$ и высотой $h = 2/3$. При $0 < \alpha < \pi/2$ решение уравнения (1) находим по формулам Кардана для переменной $l = h/\sin \alpha$. Кубическое уравнение для переменной l имеет вид

$$l^3 - 3 \operatorname{tg} \alpha l^2 + \operatorname{tg}^2 \alpha l = (1 - \cos \alpha)^2 (2 + \cos \alpha) / (\sin \alpha \cos^2 \alpha) = c. \quad (3)$$

Из уравнений (3) и (1) находим

$$l = (c - \operatorname{tg}^3 \alpha)^{1/3} + \operatorname{tg} \alpha, \quad h = l \sin \alpha \quad (4)$$

где c – правая часть уравнения (3). При $\alpha = \pi/2$ и $s = 1/3$ нижняя полусфера деформируется в диск с отношением диаметра к высоте $D/H = 3$.

В процессе газодинамического напыления начальная скорость частицы V_0 , деформируемой на контакте с неподвижной поверхностью, снижается вследствие уменьшения ее кинетической энергии при сопротивлении пластическому деформированию. Следующая частица, движущаяся по общей нормали к поверхности с деформируемой на контакте частицей со скоростью V_0 , вступает в контакт с верхней полусферой деформированной частицы на поверхности покрытия. Происходит пластическое сжатие первой частицы между двумя контактными поверхностями и второй частицы на контакте с нижней полусферой. Аналогичный процесс происходит с последующими частицами, приходящими в контакт с предыдущими деформируемыми частицами, с образованием толщины покрытия при прохождении сопла над рассматриваемой точкой напыляемой поверхности.

При перемещении $s = 1/3$ по двум контактными поверхностям первая частица деформируется в диск с отношением $D/H = 1.5$. При достаточно большой начальной кинетической энергии частиц этот диск сжимается по высоте при контактном давлении q определяемой формулой

$$q = 1 + \frac{1}{3} \frac{\mu D}{H}, \quad 0 < \mu < 0.5, \quad (5)$$

где μ – коэффициент пластического трения по Прандтлю.

При $s > 1/3$ происходит сжатие диска на границе контакта с увеличением отношения D/H . Равенство потока скорости через границы контакта и через свободную границу диска с радиусом $R > 1$ приводит к соотношениям для приращений переменных R , s и H

$$\Delta R = \frac{1}{3} \Delta s R (2(1-s)), \quad 1-s = H, \quad \Delta s = -\Delta H. \quad (6)$$

При увеличении перемещения $s = s_0 + \Delta s$, $s_0 \geq 1/3$ из уравнения (6) находим радиус $R = R_0 + \Delta R$, $R_0 \geq 1$ и толщину $H = 1-s$ сжимаемого диска, и по формуле (5) находим зависимость $q(s)$.

Пластическая область при $s < 1/3$. Пластическое течение в контактной пластической области при $s < 1/3$ (рис. 1) рассчитывается методом линий скольжения [8] при условии полной пластичности [4]. При расчете линий скольжения и скоростей в пластической области за характерный размер принимаем радиус отпечатка $a = 1$ с началом координат r, z в центре границы контакта и скорость центра сферы по оси z – за единицу скорости $V_z = -1$ при неподвижной границе контакта. Линии скольжения определяются граничными условиями сжатия вдоль пластической границы AB с углом наклона α , контактными трением μ на границе скольжения и условием симметрии на оси z . Поле скоростей рассчитывается по граничным условиям непрерывности скоростей на жесткопластических границах с контролем условия положительности диссипативной функции в пластической области.

На рис. 2 показан пример расчета линий скольжения (а) и годографа скоростей (б) при сжатии сферы $s = 0.0248$, с радиусом контакта $a = 0.312$, длиной $l = 0.179$ и углом наклона $\alpha = 0.4987$ свободной границы при $\mu = 0.2$.

Полярная особенность поля скоростей [9,10] в окрестности оси симметрии около точки E на годографе показана штриховой линией. Жесткопластические границы BE и EF линий скольжения на годографе скоростей стягиваются в точки. На ближайших к этим границам линиях скольжения напряжения σ и углы φ непрерывны. Полярная особенность поля скоростей в окрестности точки E приводит к быстрому изменению скоростей при переходе к пластической области в узкой полосе жесткопластических границ BE , EF и вдоль линии скольжения FB . Поле скоростей с границей скольжения AF изображается на годографе областью ADF . Остальная часть пластической области изображается на годографе η линиями, стягивающимися к точке BE . Линия скольжения ACC_1 , на которой кривизна η линий скольжения меняет знак (рис. 2а), изображается на годографе точками возврата η линий скольжения с полем скоростей областей ABC и BCC_1 . Граница AB на годографе прямолинейна. Диссипативная функция положительна во всей пластической области. На рис. 2с показано распределение давления на границе контакта, жесткопластические границы и смещение границы AB пластической области при малом перемещении $\Delta s = 0.05$.

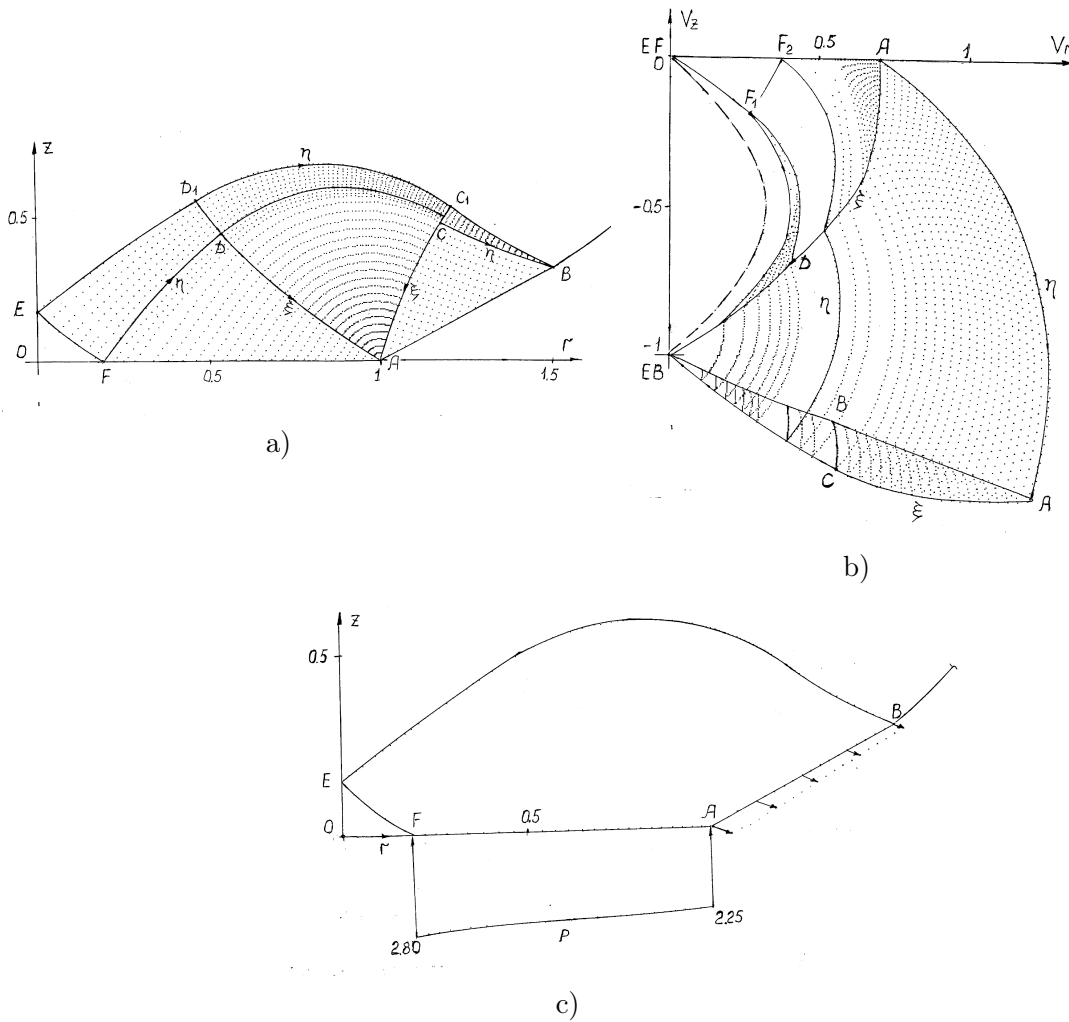


Рис. 2. Формы поперечных сечений стержней.

Деформирование сферы в зависимости от перемещения s приведено в табл.1. При $s = 1/3$ радиус контакта $a = 1$ равен радиусу начальной сферы. В табл. 2 приведены зависимости среднего контактного давления q от перемещения s для линий скольжения, вычисленных для коэффициентов трения $\mu = 0.05, 0.1, 0.15, 0.2$.

Динамика деформируемых сфер. Покрытие при ХГН образуется отдельными частицами на некотором расстоянии от кромки сопла, с нарастанием толщины за счёт пластического деформирования последующих частиц. Конечная толщина покрытия, расход порошка, производительность процесса зависят от конструкции сопла, технологических параметров и рассчитываются на основе теории газовой динамики струи с дисперсными частицами с использованием статистических оценок основных параметров [3].

Деформируемую сферическую частицу с единичным радиусом $R_c = 1$ и плотностью ρ рассматриваем как поступательно движущееся тело с постоянной массой

s	a	l	α	s	a	l	α
0.001	0.055	0.032	0.087	0.100	0.550	0.336	0.873
0.004	0.110	0.065	0.174	0.121	0.606	0.372	0.960
0.009	0.165	0.097	0.262	0.145	0.661	0.410	1.047
0.016	0.220	0.130	0.349	0.170	0.717	0.449	1.135
0.025	0.275	0.163	0.436	0.198	0.772	0.489	1.222
0.036	0.330	0.196	0.524	0.228	0.829	0.531	1.309
0.049	0.385	0.230	0.611	0.261	0.885	0.574	1.396
0.064	0.440	0.265	0.698	0.296	0.942	0.619	1.484
0.081	0.495	0.300	0.785	0.333	1.000	0.667	1.571

Таблица 1. Напряжения на границе AC

μ	0.05	0.1	0.15	0.2	μ	0.05	0.1	0.15	0.2
s	q				s	q			
0.001	2.811	2.847	2.876	2.898	0.100	1.912	1.944	1.972	2.002
0.004	2.715	2.746	2.777	2.805	0.121	1.810	1.838	1.870	1.900
0.009	2.615	2.648	2.679	2.707	0.145	1.705	1.734	1.767	1.798
0.016	2.517	2.550	2.580	2.607	0.170	1.600	1.628	1.663	1.695
0.025	2.417	2.453	2.482	2.508	0.198	1.495	1.525	1.559	1.592
0.036	2.319	2.351	2.380	2.408	0.228	1.385	1.420	1.457	1.489
0.049	2.218	2.250	2.278	2.306	0.261	1.278	1.316	1.352	1.384
0.064	2.116	2.150	2.178	2.204	0.296	1.171	1.211	1.248	1.280
0.081	2.013	2.046	2.073	2.104	0.333	1.070	1.109	1.145	1.179

Таблица 2. Контактное давление q при $s \leq 1/3$

$m = (4/3)\pi\rho$, на которое действует сила сопротивления $P(s)$ контактному пластическому деформированию, зависящая от перемещения s центра сферы по нормали относительно неподвижной поверхности

$$P(s) = \pi\sigma_Y a^2 q(s), \quad (7)$$

где a – радиус границы контакта отнесенный к радиусу сферы, q – среднее давление на границе контакта отнесенное к напряжению текучести σ_Y . Зависимость $a^2 q(s)$ при $\mu = 0.3$ с учетом шероховатости поверхности напыления приведена в табл. 3. При $s > 1/3$, $a = R > 1$ и $q(s)$ вычисляются по уравнениям (6) и (5). Так как $P(s)$ является известной функцией перемещения, то зависимость скорости частицы от перемещения s находим по теореме об изменении кинетической энергии материальной точки без учета силы тяжести частицы, малой по сравнению с силой P

$$V_2 = V_0^2 - \frac{3\sigma_Y}{2\rho} \int_0^s a^2 q ds, \quad (8)$$

s	a^2q	s	a^2q	s	a^2q
0.000	0.000	0.036	0.265	0.145	0.783
0.001	0.009	0.049	0.345	0.170	0.864
0.004	0.034	0.064	0.431	0.198	0.939
0.009	0.075	0.081	0.518	0.228	1.007
0.016	0.128	0.100	0.607	0.261	1.065
0.025	0.192	0.121	0.697	0.296	1.109
				0.333	1.143

Таблица 3. Зависимость a^2q от $s \leq 1/3$ при $\mu = 0.3$

где V_0 – скорость частицы перед контактом с неподвижной поверхностью. Принимая V_0 за единицу скорости, уравнение (8) запишем для относительной скорости частицы в виде

$$V^2 = 1 - CAp(s), \quad (9)$$

$$C = 1.5\sigma_Y / (\rho V_0^2), \quad (10)$$

$$Ap(s) = \int_0^s a^2q ds, \quad (11)$$

где C – динамический параметр, зависящий от напряжения текучести и плотности материала частицы и ее скорости перед контактом с неподвижной границей; Ap – работа пластического деформирования в безразмерных переменных, определяемая численным интегрированием зависимости $a^2q(s)$.

Время контакта в зависимости от перемещения s при $V \geq 0$ определяется интегралом

$$t = \int_0^s \frac{ds}{\sqrt{1 - CAp(s)}}, \quad 0 < s < s_c, \quad (12)$$

где s_c – конечное перемещение частицы до ее остановки, которое определяется из уравнений (9) – (11) при $V = 0$

$$\int_0^{s_c} a^2q ds = 1/C. \quad (13)$$

Время контакта до остановки частицы определяется интегралом (12) при $s \rightarrow s_c$. Уравнения (9) – (13) показывают, что для пластичных порошков с низким напряжением текучести металлических частиц уменьшение коэффициента C , эквивалентное повышению начальной скорости V_0 , приводит к замедлению снижения скорости и повышению конечной пластической деформации и времени контакта при увеличении перемещения s и деформации сферы. Повышение плотности частицы также приводит к увеличению пластической деформации и времени контакта. Эти зависимости согласуются с экспериментальными данными [3].

Толщина и плотность покрытия. Покрытие образуется пластической деформацией N частиц, движущихся со скоростью $V_0 = 1$ по нормали к напыляемой поверхности с

расстоянием L_0 между их центрами. При деформировании первой частицы на жесткой границе напыляемой поверхности при перемещении s до остановки за время t_c расстояние между центрами первой и второй частиц уменьшается на величину $t_c - s$. Если выполняется равенство $L_0 + s - t_c = 2$, то в момент остановки первой частицы происходит ее контакт со второй частицей. В случае неравенства

$$L_0 \geq 2 + t_c - s, \quad (14)$$

пластическая деформация первой и второй частиц происходит при остановке первой частицы. Сферическая часть первой частицы сдавливается при контакте со второй частицей на величину s . При выполнении неравенства (14) увеличение толщины покрытия происходит последовательным пластическим деформированием N частиц на неподвижной поверхности, образованной предыдущими частицами. Конечная толщина покрытия H_c в среднем сечении по длине напыляемого слоя определяется формулой

$$H_c = 2N(1-s) + s. \quad (15)$$

Изменение плотности покрытия при пластическом деформировании сферических частиц с плотностью ρ зависит от распределения деформируемых частиц на напыляемой поверхности. На рис. 3 показано регулярное расположение деформируемых частиц на поверхности покрытия в виде дисков равного радиуса $R \geq 1$, образующихся при пластическом сжатии двух сфер на величину $S_0 \geq 1/3$. Центры дисков находятся в вершинах равностороннего треугольника с длиной стороны $2R$. Начальная плотность покрытия при постоянной толщине дисков по этой схеме определяется отношением площади треугольника $\sqrt{3}R^2$ к площади секторов трех дисков внутри этого треугольника с плотностью ρ

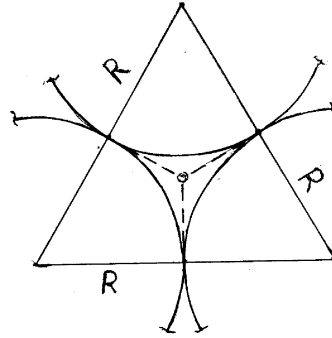


Рис. 3. Контакт пластических дисков на поверхности напыления. ——— Заполнение полости при деформировании дисков в шестигранные призмы.

$$\rho_0 = \frac{\sqrt{3}\pi}{2} \rho_s = 0.9067\rho. \quad (16)$$

Минимальный радиус диска $R = 1$ при $S_0 = 1/3$ равен радиусу начальной сферы и соответствует наибольшей плотности распределения частиц на напыляемой поверхности. При $R > 1$ плотность распределения частиц на поверхности уменьшается. Плотность покрытия ρ_0 определяется пластическим сжатием s_0 определяемым условием сохранения объема

$$S_0 = 1 - \frac{2}{3R^2}, \quad R \geq 1. \quad (17)$$

При $s > S_0$ происходит пластическая деформация дисков на границах контакта с заполнением полости между ними. В предельном случае полного закрытия полости диск превращается в правильную шестигранную призму и покрытие без внутренних пор имеет максимальную плотность ρ . Сжатие S^* сферических частиц, соответствующее максимальной плотности покрытия, определяется условием сохранения объема

$$S^* = 1 - \frac{\pi}{3\sqrt{3}R^2}, \quad R \geq 1. \quad (18)$$

Увеличение плотности покрытия от $\rho_0 = 0.9067\rho$ до плотности материала частиц ρ происходит при малом увеличении сжатия сферы $\Delta s = S^* - S_0 = 0.0621/R^2$. На этом участке происходит пластическое формоизменение диска в шестигранную призму с увеличением контактного давления по сравнению с формулой (5) вследствие увеличения давления на боковых гранях контакта при уменьшении свободной границы при заполнении полости на рис. 3. Но при малом значении Δs работа пластической деформации на этом участке возрастает незначительно и не приводит к существенному росту начальной кинетической энергии частиц. Это согласуется с экспериментальными данными о высокой плотности покрытия при ХГН [3].

Численные результаты. . Выполнены расчеты процессов ХГН для частиц алюминиевого порошка при $\sigma_Y = 300$ МПа для скоростей V_0 от 600 м/с до 1000 м/с, при которых получено прочное соединение деформированных частиц с напыляемой поверхностью [3]. Этому диапазону соответствует изменение параметра C в интервале от 4.5 до 1.5.

На рис. 4 показаны зависимости скорости и перемещения $V(t)$, $s(t)$ деформируемой частицы, полученные при $C = 2$. Увеличение радиуса контакта a , радиуса диска R и силы $P(s)$ приводит к плавному снижению скорости до нуля за время контакта $t_c = 0.93$ при $s = 0.539$. Остановка деформируемой сферы до ее контакта со следующей сферой происходит при расстоянии между центрами сфер $L_0 > 2.391$. На начальном участке кривой $V(t)$ ускорение мало. В средней части времени контакта скорость снижается вдвое и силы инерции малы по сравнению с сопротивлением пластическому деформированию, пропорциональным динамическому напряжению текучести σ_Y . Размерные значения s , L_0 , D , H определяются умножением на радиус сферы R_s , скорости V – на начальную скорость V_0 , и времени t_c – на отношение радиуса сферы R_s к скорости V_0 .

В табл. 4 приведены результаты расчета пластического деформирования сферических частиц в процессе ХГН при изменении параметра C от 4.5 (низкие скорости V_0 и высокие значения σ_Y) до 1.5 (высокие скорости V_0 и низкие значения σ_Y). При $C > 3.5$ сфера деформируется в диск с диаметром близким к диаметру недеформированной сферы при уменьшении контактного давления и времени контакта до остановки сферы. При $C > 4$ пластическое сжатие s становится меньше $1/3$ и может

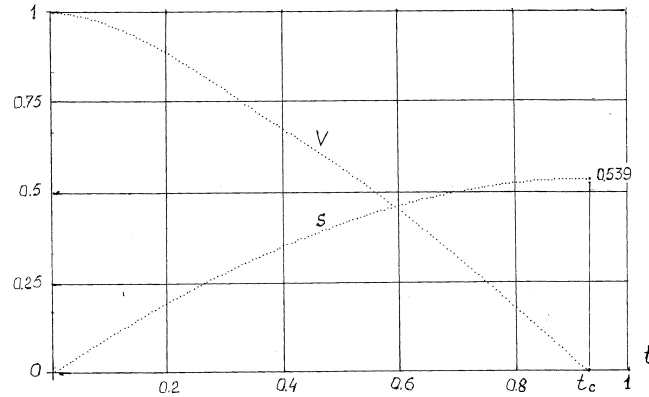


Рис. 4. Зависимости скорости V и сжатия сферы s от времени t при $C = 2$.

C	s	D	H	q	t_c	L_0
1.5	0.638	2.713	0.724	1.499	1.038	2.400
2.0	0.539	2.405	0.922	1.348	0.930	2.391
2.5	0.464	2.231	1.072	1.278	0.810	2.346
3.0	0.408	2.122	1.185	1.239	0.714	2.306
3.5	0.364	2.047	1.272	1.215	0.634	2.272
4.0	0.329	1.994	1.341	1.198	0.558	2.229
4.5	0.309	1.958	1.391	1.188	0.516	2.211

Таблица 4. Деформирование сферы в зависимости от C

быть недостаточным для соединения деформированных частиц с напыляемой поверхностью [3].

При значениях $C < 3$ пластическое сжатие частиц увеличивается с увеличением контактного давления и времени контакта. Это приводит к надежному соединению деформируемых частиц с напыляемой поверхностью. Расстояние L_0 между соседними частицами, при котором движение и деформация первой частицы заканчивается до ее контакта со второй частицей, изменяется от 2.4 до 2.2 с малым зазором между частицами. При обычной концентрации частиц в потоке газа расстояние между ними больше радиуса частиц [3]. При этом движение и деформирование частиц при ХГН описывается уравнениями (9) – (13) для N частиц образующих конечную толщину покрытия (15).

Заключение. Представлена модель пластического деформирования сферических частиц при холодном газодинамическом напылении покрытий поверхности, основанная на решении задачи о сжатии жесткопластической сферы на поверхности покрытия и уравнения движения сферы по теореме об изменении кинетической энергии с использованием концепции динамического напряжения текучести в контактной пластической области.

Увеличение пластической области и сопротивления пластическому деформированию приводят к плавному снижению скорости сферы до нуля. При сжатии сферической частицы относительно контактной границы более $1/3$ ее радиуса образуется структура покрытия в виде тонких дисков с минимальной плотностью 91% от плотности частицы. При дальнейшем увеличении сжатия на 6% диски деформируются в тонкие шестигранные призмы с увеличением плотности покрытия до плотности частиц.

Пластическое сжатие сферических частиц зависит от безразмерного параметра уравнения движения сферы, определяемого начальной скоростью, напряжением текучести и плотностью частицы. Статистические оценки количества частиц и плотности их распределения на напыляемой поверхности позволяют определять толщину и плотность покрытия в зависимости от конструкции сопла и технологических параметров напыления.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Алхимов А.П., Косарев В.Ф., Папырин А.М. Метод “холодного” газодинамического напыления // ДАН СССР. 1990. Т. 315. с. 1062–1065.
- [2] Алхимов А.П., Папырин А.М. Способ получения алюминиевых покрытий. Патент РФ. 1618782. Бюл. № 1. 1991.
- [3] Холодное газодинамическое напыление. Теория и практика / А.П. Алхимов, С.В. Клинков, В.Ф. Косарев [и др.]. М.: Физматлит, 2010. 536 с.
- [4] Ишлинский А.Ю., Ивлев Д.Д. Математическая теория пластичности. М.: Физматлит, 2001. 704 с.
- [5] Беляков Л.В., Витман Ф.Ф., Златин Н.А. О процессе соударения деформируемых тел и его моделировании // Журнал технической физики. № 8. с. 990–995.
- [6] Ишлинский А.Ю. Осесимметрическая задача пластичности и проба Бринелля // ПММ. 1944. Т. 8, № 3. с. 201–224.
- [7] Непершин Р.И. Сдавливание жесткопластической сферы плоскими штампами // Вестник ЧГПУ им. И.Я. Яковлева. Серия: Механика предельного состояния. 2018. № 1(35). с. 26–38.
- [8] Nepershin R. Applied Problems of Plasticity. Moscow: MSTU STANKIN. 310 p.
- [9] Shield R. On the plastic flow of metals under condition of axial symmetry // Proc. Roy. Soc. London. 1955. Vol. 233, no. 1193. p. 267–287.
- [10] Eason G., Shield R. The plastic indentation of a semi-infinite solid by perfectly rough circular punch // Z. Angew. Math. Phys. 1960. Vol. 11, no. 1. p. 33–43.

R. I. Nepershin

ON THE SPHERICAL PARTICLES PLASTIC DEFORMATION DURING COLD GAS-DYNAMICS SPRAY

Moscow State Technological University STANKIN, Moscow, Russia

Abstract. Simulation of the spherical particles plastic deformation during cold gas-dynamics spray on the rigid surface is presented. The ideal plasticity model is assumed for simulation of the particles contact plastic deformation on the rigid boundary and between the particles moving orthogonal to the spray surface. High supersonic velocities of the particles induce plastic deformation of the sphere to a thin disc, and the surface coating is generated from a number of deformed particles.

Keywords: cold gas-dynamics spray, plastic deformation, spherical particle, ideal plasticity, slip lines, kinetic energy, particle velocity, coating thickness, coating density.

REFERENCES

- [1] Alkhimov A., Kosarev V., Papyrin A. Method of “cold” gas-dynamics spray // DAN SSSR. 1990. Vol. 315. p. 1062–1065. (in Russian).
- [2] Alkhimov A., Papyrin A. Method of aluminum coating manufacture. Patent RF. 1618782. Byul. № 1. 1991.
- [3] Cold gas-dynamics spray. Theory and practice / A. Alkhimov, S. Klinkov, V. Kosarev et al. M.: Fizmatlit, 2010. 536 p. (in Russian).
- [4] Ishlinskiy A., Ivlev D. Mathematical Theory of Plasticity. M.: Fizmatlit, 2001. 704 p. (in Russian).
- [5] Belyakov L., Vitman F., Zlatin N. On the collision process of deformed solids and its simulation // Zhurnal tekhnicheskoy fiziki. no. 8. p. 990–995. (in Russian).
- [6] Ishlinskiy A. Axisymmetric problem of plasticity and Brinell’s test // PMM. 1944. Vol. 8, no. 3. p. 201–224. (in Russian).
- [7] Nepershin R. Compression of the rigid-plastic sphere by the flat dies // Vestnik CHGPU im. I.YA. Yakovleva. Seriya: Mekhanika predel’nogo sostoyaniya. 2018. no. 1(35). p. 26–38. (in Russian).
- [8] Nepershin R. Applied Problems of Plasticity. Moscow: MSTU STANKIN. 310 p.
- [9] Shield R. On the plastic flow of metals under condition of axial symmetry // Proc. Roy. Soc. London. 1955. Vol. 233, no. 1193. p. 267–287.
- [10] Eason G., Shield R. The plastic indentation of a semi-infinite solid by perfectly rough circular punch // Z. Angew. Math. Phys. 1960. Vol. 11, no. 1. p. 33–43.