

УДК 621.793

Сравнение результатов экспериментов и моделирования холодного газодинамического напыления за маской. Часть 2*

С.В. Клинков, В.Ф. Косарев, Н.С. Ряшин

*Институт теоретической и прикладной механики
им. С.А. Христиановича СО РАН, Новосибирск*

E-mail: vkos@itam.nsc.ru

В работе представлены результаты экспериментов и моделирования образования покрытия при холодном газодинамическом напылении за маской, располагаемой параллельно поверхности плоской преграды на различных расстояниях. Экспериментально определены картины скоростей движения частиц алюминия (средний размер ~ 30 мкм) и меди (~ 60 мкм) и измерены их скорости в окрестности маски. Обнаружено наличие распределения скоростей частиц по углу в струе с характерным стандартным отклонением 1,5–2 град. Проведено моделирование образования покрытия за маской с учетом этого распределения. Результаты моделирования согласуются с экспериментальными данными, что подтверждает важную роль распределения частиц по углу в процессе образования покрытия в маскированной области.

Ключевые слова: холодное газодинамическое напыление, маска, профиль покрытия, ширина маскированной зоны.

Введение

Метод холодного газодинамического напыления (ХГН), разработанный В ИТПМ СО РАН [1], получил в настоящее время широкое распространение как у нас в стране, так и за рубежом. Были предложены различные технические решения за счет оптимального выбора рабочего газа, размера и формы частиц порошка, угла напыления, подогрева порошка, подслоев [2–7]. Следует отметить также работы по напылению в вакууме субмикронных порошков, применению микросопел (до 50 мкм в диаметре) для напыления нанопорошков (включая неметаллы) [8, 9], по металлизации методом ХГН стекла и кремния, пластиков, а также напыления порошков пластиков [10–17]. Перечисленные разработки показывают насколько широка и разнообразна область применения ХГН. Одним из приложений метода ХГН является получение покрытий с заданным рисунком [17–20].

Впервые результаты исследований по созданию непроводящих дорожек методом ХГН были представлены в работах [21–23]. В работе [24] на основе экспериментальных результатов было показано, что для получения зоны без покрытия маску (стальную нить диаметром 0,3–1 мм) можно располагать на некотором расстоянии от подложки (2–14 мм),

* Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты №: 14-01-00352-а и № 15-08-04129-а).

при этом в зависимости от параметров напыления (материала частиц и температуры рабочего газа) с увеличением дистанции установки маски может наблюдаться как монотонное уменьшение ширины маскированной зоны, так и ее увеличение на малых дистанциях (более подробное описание условий эксперимента можно найти в работе [24], а полученные экспериментальные результаты будут представлены ниже). Для объяснения полученных закономерностей потребовалось провести дополнительные эксперименты, построить модель явления, провести расчеты и сравнить их с полученными экспериментальными результатами, что и представлено в настоящей работе.

Известно, что при наличии тел в сверхзвуковом потоке перед поверхностью преграды происходит трансформация прямой ударной волны в косую с формированием отрывной зоны. Проведенные в работах [25, 26] расчеты (где в качестве тела использовалась игла) показали, что частицы диаметром более 1 мкм не реагируют на трансформацию головной ударной волны. В типичных для ХГН порошках со средним размером частиц 30 – 60 мкм доля частиц диаметром менее и порядка 1 мкм пренебрежимо мала. Поэтому для таких порошков можно не учитывать эффекты, связанные с перестройкой течения в окрестности маски и далее вниз по потоку при малых дистанциях от маски до подложки.

Материалы и методы экспериментов

Эксперименты с использованием порошков алюминия АСД-1 и меди ПМС-1 проводились по схеме, представленной на рис. 1. Функции распределения этих порошков по размерам представлены в работе [24]. Средний размер частиц алюминия составлял примерно 30 мкм, средний размер частиц меди — около 60 мкм.

Для измерения скоростей частиц использовался трехэкспозиционный теневой пролетный метод. Экспериментальный стенд (рис. 2а) включает в себя осциллограф Voltcraft DSO-2250 USB, генератор импульсов Aktakom AHP-3516-SW USB, камеру Videoscanner-285/P-USB с минимальным временем экспозиции 3,5 мкс, модулируемый полупроводниковый лазер WSTech UT5-40G-658 мощностью 40 мВт с длиной волны 658 нм и с модуляцией сигналом стандарта TTL от 0 до 155 МГц. Генератор посылает три электрических TTL-импульса, каждый длительностью 20 нс, с заданным интервалом 10 мкс на лазер, который генерирует световые импульсы, в точности повторяя импульсы генератора. Камера записывает кадры с нестрогим заданием частотой ($1/t_{\text{ran}}$) около 7–8 кадров в секунду со временем экспозиции 10 мкс. Все три теневых изображения частиц, соответствующие трем импульсам лазера, записываются на один кадр. Эта схема работает по принципу «вероятностной» синхронизации между камерой и лазером. Для записи кадров, на которых получаются все три изображения с максимальной вероятностью (\mathcal{G}_{max}),

необходимо задать время экспозиции камеры t_{ccd} (рис. 2b) равным времени повторения лазерных импульсов $t_{\text{рт}}$. В таком случае \mathcal{G}_{max} определяется выражением $\mathcal{G}_{\text{max}} = 1 - \tau / t_{\text{ccd}}$, где τ — общая длительность последовательности лазерных импульсов (рис. 2b). В экспериментах использовалась следующая последовательность лазерных импульсов: второй импульс имел место через 200 нс после первого, а третий — через 400 нс после второго. В этом случае трехимпульсные кадры записываются

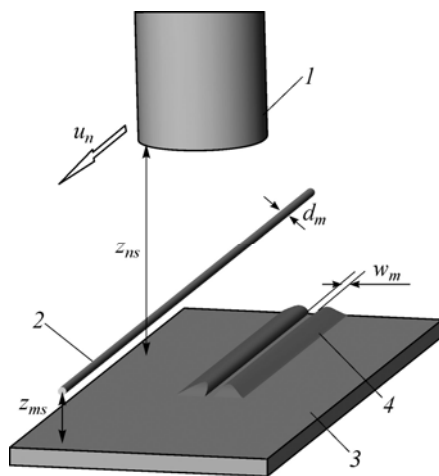


Рис. 1. Схема экспериментов с напылением.

1 — сверхзвуковое сопло, 2 — маска,
3 — подложка, 4 — покрытие.

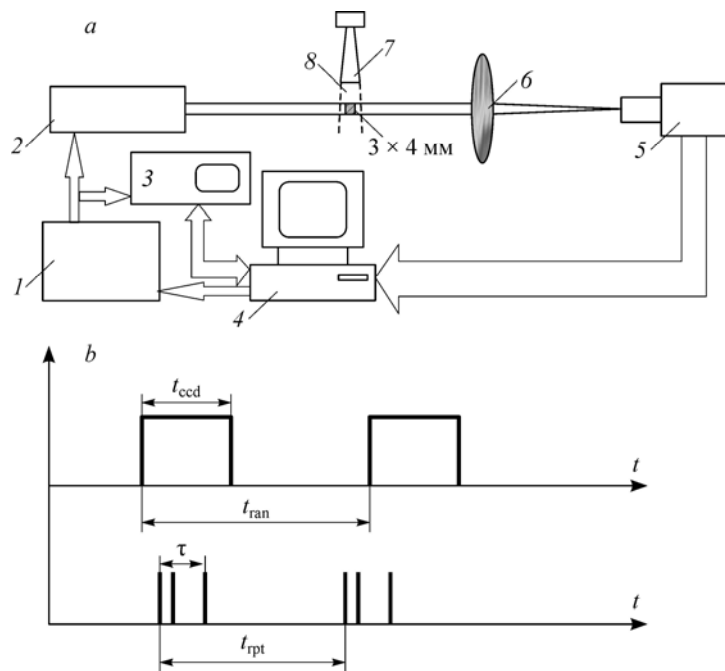


Рис. 2. Схемы стенда для измерения скорости частиц (а)

и соотношения между лазерными импульсами и временем экспозиции камеры (б).

1 — генератор импульсов TTL стандарта, 2 — модулируемый полупроводниковый лазер, 3 — осциллограф, 4 — ПК, 5 — камера, 6 — линза, 7 — сопло, 8 — струя.

с вероятностью 94 %. Увеличение оптической системы, равное двум, позволяет записывать изображение реального поля размером примерно 3×4 мм.

Вспомогательный импульс между первым и последним импульсами помогает определить направление движения частицы, а также способствует более точному сопоставлению изображений одной и той же частицы. Отметим, что представленная диагностическая схема не позволяет записывать мелкие частицы из-за их низкого контраста, который обусловлен, с одной стороны, высокими скоростями мелких частиц, а с другой — наличием флуктуаций фона изображения из-за турбулентных пульсаций в струе. Оценки показывают, что регистрируются только сравнительно крупные частицы (порядка $\sim 15\text{--}20$ мкм и более), из которых в основном и формируется объем покрытия, в большинстве случаев практического применения ХГН. Далее на полученных трехимпульсных кадрах измеряются расстояния между первым и третьим изображениями частиц и вычисляется их скорость. На одном кадре наблюдается обычно 3–5 частиц, поэтому для набора представительной выборки проводится запись 30–80 кадров, что занимает около 5–10 с. Точность измерения рассматриваемой диагностической системы, оцененная по размеру пиксела камеры (около 6 мкм), составляет для абсолютной величины скорости одной частицы ± 5 м/с, для угла скорости — $\alpha_p \pm 0,7$ град. Описанным методом измерялись скорости частиц v_p в окрестности маски (стальной нити диаметром 1 мм), отстоящей от поверхности подложки на расстоянии 10 мм, при обтекании потоком воздуха с частицами при температуре торможения $T_0 = 300$ К. Давление воздуха в форкамере равнялось 1,5 МПа. В экспериментах использовалось коническое керамическое сопло с диаметром критического сечения 3 мм, выходного сечения (D_{ex}) 6 мм и длиной сверхзвуковой части 100 мм.

Экспериментальные результаты

Представим сначала результаты визуализации двухфазного потока в окрестности маскирующего элемента. В качестве примера на рис. 3 показана картина скоростей частиц, полученная наложением всех зафиксированных векторов изображений частиц. Поэтому следует обратить внимание, что поток частиц в реальности намного разреженнее, чем это представлено на рис. 3. Это в свою очередь позволяет исключить влияние столкновений частиц друг с другом в потоке. На рисунке видны отраженные частицы, пересекающие поток частиц из сопла, видны также головная ударная волна перед маскирующим телом и граница отрывной зоны. Обработка подобных фотографий позволила получить функции распределения частиц (набегающих, проходящих и отраженных от маски) по скоростям и углам. На рис. 4 и 5 представлены полученные результаты.

В таблице представлены результаты статистической обработки измерений абсолютной величины и направления скорости частиц. Здесь v_p — абсолютная скорость частиц, v_{py} — поперечная составляющая скорости частиц, α_p — угол движения к продольной составляющей скорости частиц, sd — стандартное отклонение, m — среднее значение; после знака \pm приведена ошибка среднего значения (se); углы указаны в градусах, скорость в м/с.

При статистической обработке результатов измерений к потоку отраженных частиц относились частицы, летящие под углами более 10 град, остальные относились к потоку проходящих частиц. Анализ полученных данных позволяет заключить следующее. Скорость проходящих частиц отличается от скорости набегающих частиц менее, чем на 10 м/с и в среднем равна для Al ~ 390 м/с, для Cu ~ 370 м/с. Стандартное отклонение также оказалось примерно одинаковым и равным ~ 30 м/с. Стандартное отклонение по углу для всех порошков оказалось в пределах 1,5–2 град. Согласно результатам статистической обработки отраженные частицы имеют сравнительно низкие скорости — 170–200 м/с, средние углы составляют ~ 45 град со стандартным отклонением ~ 15 град, что позволяет предположить, что они не смогут закрепиться на подложке как в силу малых скоростей удара, так и в силу больших углов удара (другими словами они не участвуют в формировании покрытия в окрестности затененной зоны).

Моделирование

Обнаруженное в эксперименте распределение набегающих и проходящих частиц по углу движения (со стандартным отклонением 1,5–2 град) в струе было принято в качестве основной гипотезы для объяснения результатов экспериментов с напылением покрытий. Для проверки этой гипотезы была разработана модель, основные положения которой

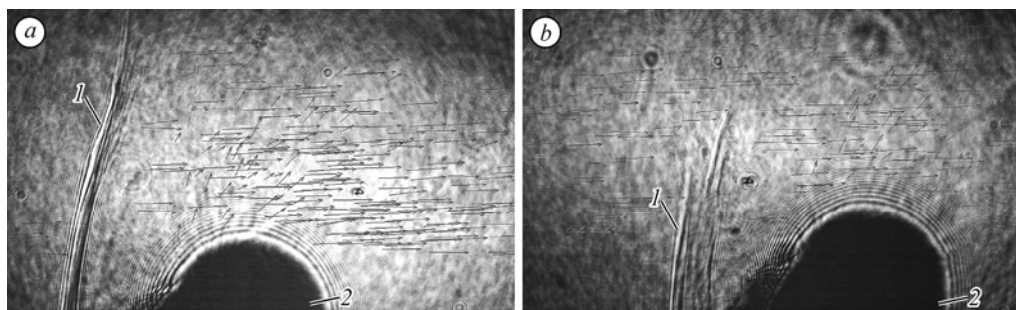


Рис. 3. Картина движения частиц алюминия (а) и меди (b) в окрестности маски.

1 — головная ударная волна перед маскирующим телом, 2 — маскирующее тело.

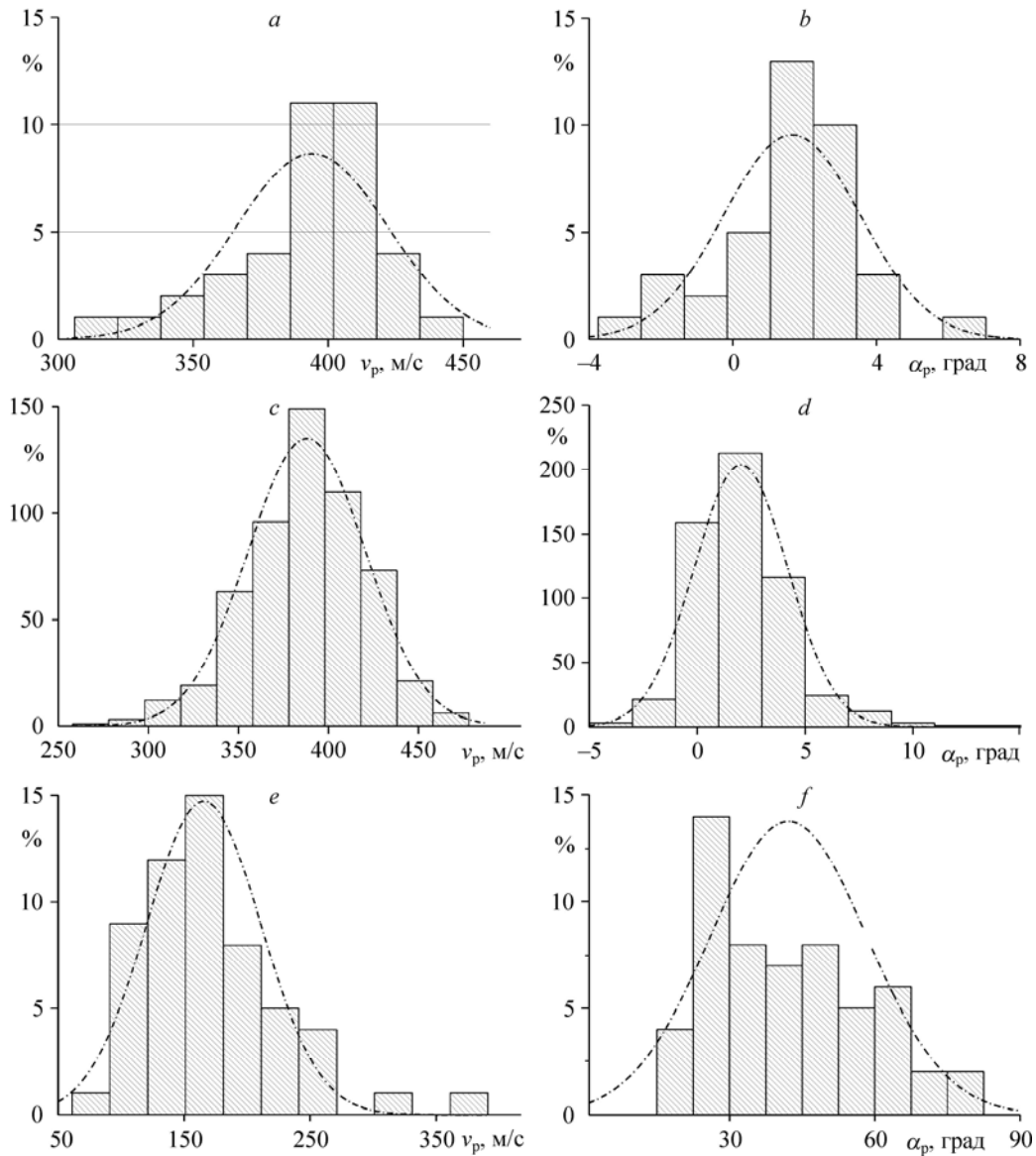


Рис. 4. Распределение по скоростям и углам набегающих (*a, b*), проходящих (*c, d*) и отраженных (*e, f*) от маски частиц алюминия.

$v_p = 394 \pm 4,6$ (*a*), $388 \pm 1,4$ (*c*), $165,5 \pm 6,2$ м/с (*e*), $sd = 28$ (*a*), $32,6$ (*c*), $45,5$ м/с (*e*);
 $\alpha_p = 1,65 \pm 0,31^\circ$ (*b*), $2,03 \pm 0,09^\circ$ (*d*), $42,2 \pm 2,2^\circ$ (*f*), $sd = 1,9^\circ$ (*b*), $2,16^\circ$ (*d*), $16,2^\circ$ (*f*).

представлены ниже, и проведены расчеты, результаты которых сравниваются далее с результатами экспериментов.

Рассмотрим сначала основные положения модели. Для упрощения примем, что сопло является не круглым, а прямоугольным. Размер сопла, перпендикулярный оси маски (высота сопла), примем равным выходному диаметру сопла D_{ex} , другой размер (ширину сопла) найдем из соотношения $H_{ex} = S_{ex} / D_{ex}$, где S_{ex} — площадь выходного сечения круглого сопла. В этом случае распределение частиц в каждом сечении струи зависит только от одной координаты y , которая перпендикулярна оси маски. Кроме того, будем предполагать стационарный поток с неизменной по абсолютной величине скоростью частиц как по сечению струи, так и по ее длине. Это оправдано, поскольку на дистанциях, используемых

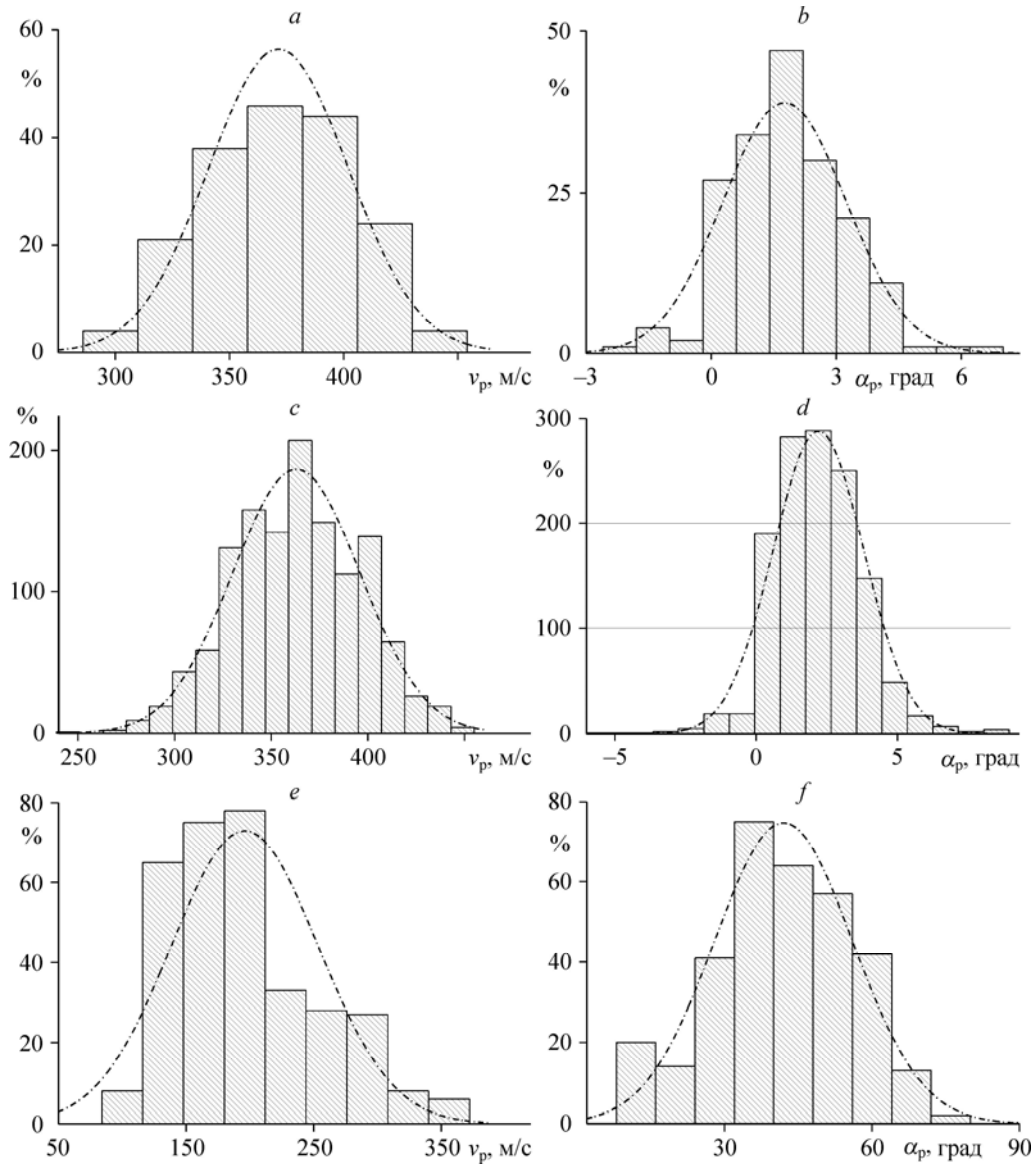


Рис. 5. Распределение по скоростям и углам набегающих (a, b), проходящих (c, d) и отраженных (e, f) от маски частиц меди.

$v_p = 371,5 \pm 2,3$ (a), $369 \pm 0,9$ (c), $196 \pm 3,2$ м/с (e), $sd = 30,7$ (a), $32,9$ м/с (c), $57,4$ м/с (e);
 $\alpha_p = 1,96 \pm 0,11^\circ$ (b), $2,2 \pm 0,04^\circ$ (d), $42,0 \pm 0,8^\circ$ (f), $sd = 1,48^\circ$ (b), $1,6^\circ$ (d), $14,0^\circ$ (f).

Таблица
 Абсолютная величина и направление скорости частиц

Группы частиц	Параметры	Al		Cu	
		m	sd	m	sd
Набегающие	v_p , м/с	394±4,6	28	371,5±2,3	30,7
	α_p , град	1,65±0,31	1,9	1,96±0,11	1,48
Проходящие	v_p , м/с	388±1,4	32,6	363±0,9	32,9
	α_p , град	2,03±0,09	2,16	2,2±0,04	1,6
Отраженные	v_p , м/с	165,5±6,2	45,5	196±3,2	57,4
	α_p , град	42,2±2,2	16,2	42±0,8	14
	v_{pp} , м/с	106,5±6,4	47,5	121±2,0	35,8

в экспериментах (30 мм), частицы не изменяют существенно своей скорости, а их распределение по сечению струи является почти равномерным (типично с 10–15 % понижением к периферии) [1].

Плотность потока частиц (вероятность обнаружить частицу в координате y_e) на срезе сопла $j_{pe}(y_e)$ шт/с·м² (где y_e — поперечная координата в плоскости среза сопла) примем в виде соотношения, которое представляет собой нормальное распределение со стандартным отклонением $\sigma_j = 0,25$ (измеряется в диаметрах выходного сечения сопла) [27]:

$$j_{pe}(y_e) = \begin{cases} \frac{C}{D_{ex}} \cdot \frac{1}{\sigma_j \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{y_e^2}{2D_{ex}^2 \sigma_j^2}\right) & -\frac{D_{ex}}{2} \leq y_e \leq \frac{D_{ex}}{2}, \\ 0, & \text{остальное.} \end{cases} \quad (1)$$

Константу C найдем из уравнения для объемного расхода частиц G_V :

$$G_V = \frac{\pi d_p^3}{6} H_{ex} \int_{-D_{ex}/2}^{+D_{ex}/2} j_{pe}(y_e) dy_e,$$

откуда $C = \frac{6G_V}{I_0 \pi d_p^3 H_{ex}}$, где $I_0 = \frac{1}{\sigma_j \sqrt{2\pi}} \int_{-D_{ex}/2}^{+D_{ex}/2} \exp\left(-\frac{y_e^2}{2D_{ex}^2 \sigma_j^2}\right) \frac{dy_e}{D_{ex}}$, здесь d_p — диаметр частиц.

Распределение скоростей частиц по тангенсу углов $\eta = \operatorname{tg} \alpha_p$ на срезе сопла, соответствующее вероятности обнаружения частицы, летящей под углом α_p , примем в виде нормального закона со средним значением, равным нулю, и стандартным отклонением $\sigma_\eta = 0,03$, что соответствует углу 1,75 град и является средним между 1,5 и 2 град, определенным экспериментально (см. выше):

$$f_{N_e}(\eta) = \frac{1}{\sigma_\eta \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{\eta^2}{2\sigma_\eta^2}\right). \quad (2)$$

Плотность потока частиц на некотором расстоянии z от среза сопла можно вычислить, исходя из следующих соображений. Применительно к рассматриваемому случаю имеем случайную величину y_e , распределенную по закону (1), и случайную величину η , распределенную по закону (2). Заданным величинам однозначно соответствует точка $y_z = y_e + z\eta$ на второй плоскости — это случайная величина, связанная с двумя другими независимыми случайными величинами простой линейной зависимостью. Найдем функцию распределения этой случайной величины. По известной формуле [28] случайная величина $\xi = \xi_1 + \xi_2$ распределена по закону

$$\varphi(\xi) = \int_{-\infty}^{\infty} \varphi_1(\xi_1) \varphi_2(\xi - \xi_1 | \xi_1) d\xi_1,$$

где $\varphi_1(\xi_1)$ — закон распределения величины ξ_1 , $\varphi_2(\xi_2 | \xi_1)$ интерпретируется как условная плотность распределения величины ξ_2 при фиксированной величине ξ_1 . Если ξ_2 независима от ξ_1 , то $\varphi_2(\xi_2 | \xi_1) = \varphi_2(\xi_2)$ — плотность распределения величины ξ_2 . В нашем случае величина $\xi_1 = y_e$, а $\varphi_1(\xi_1) = j_{pe}(y_e)$, $\xi_2 = z\eta$. Известно следующее соотношение: если для $\xi_2 = z\eta$ величина η распределена по закону $f_{N_e}(\eta)$, то $\xi_2 = z\eta$

распределена по закону $f_{N_e}(\xi_2/z)/z$. В нашем случае удобно использовать первое из равенств:

$$\varphi(\xi) = \int_{-\infty}^{\infty} \varphi_1(\xi_1)\varphi_2(\xi - \xi_1)d\xi_1.$$

В итоге плотность потока частиц на некотором расстоянии z от среза сопла можно вычислить по формуле

$$j_{pz}(y_z, z) = \frac{1}{z} \int_{-\infty}^{+\infty} j_{pe}(y_e) f_{N_e} \left(\frac{y_z - y_e}{z} \right) dy_e. \quad (3)$$

Для функции распределения частиц по углу на этом же расстоянии получим выражение

$$f_{N_z}(\eta, y_z, z) = \frac{j_{pe}(y_z - z\eta) f_{N_e}(\eta)}{j_{pz}(y_z, z)}. \quad (4)$$

Формулы (3) и (4), полученные в предположении прямолинейного движения частиц, позволяют найти распределение частиц по координате и по углу в любом сечении струи, расположенном на расстоянии z вниз по потоку от среза сопла. В частности, на дистанции, где расположена маска,

$$j_{pm}(y_m) = j_{pz}(y_m, z_{ns} - z_{ms}), \quad f_{N_m}(\eta, y_m) = f_{N_z}(\eta, y_m, z_{ns} - z_{ms}),$$

здесь z_{ns} — дистанция от среза сопла до поверхности подложки, z_{ms} — дистанция от поверхности подложки до центра маски. Опишем маску следующим соотношением:

$$F_m(y_m) = \begin{cases} 0, & -d_m/2 < y_m < d_m/2, \\ 1, & \text{остальное,} \end{cases} \quad (5)$$

где y_m — поперечная координата в плоскости, где расположена маска.

Учитывая (5), получим распределение частиц в плоскости подложки, т.е. по y_s :

$$j_{ps}(y_s) = \frac{1}{z_{ms}} \int_{-\infty}^{+\infty} j_{pm}(y_m) F_m(y_m) f_{N_m} \left(\frac{y_s - y_m}{z_{ms}}, y_m \right) dy_m. \quad (6)$$

На единицу площади за время напыления t_d выпадет $N_p = j_{ps}(y_s)t_d$ частиц. Часть частиц (N_a) уйдет на активацию первоначальной поверхности подложки [29]. При коэффициенте напыления k_d на элементарной площадке $dxdy$ закрепится в среднем $N_c = k_d(j_{ps}(y_s)t_d - N_a)dxdy$ частиц. При малых значениях N_c имеет место неполное запыление поверхности подложки, в этом случае рассчитывается относительная доля s_c площади покрытия:

$$s_c = 1 - \exp(-n_s), \quad n_s = \frac{N_c S_p}{dxdy} = k_1^2 k_d \left(j_{ps}(y_s) \frac{\pi d_p^2}{4} t_d - \tilde{N}_a \right), \quad (7)$$

здесь $S_p = \pi(k_1 d_p)^2/4$ — площадь контакта частицы; коэффициент k_1 учитывает, что при ударе частица деформируется так, что диаметр ее контакта получается больше начального диаметра частицы. На основании экспериментов [30] в расчетах принято $k_1 = 1,5$. Величина $\tilde{N}_a = N_a \pi d_p^2/4$ представляет собой число предварительных ударов по участку поверхности подложки, равному площади миделевого сечения частицы. Оно зависит от

состояния напыляемой поверхности, материала и параметров частиц. Важно, что оно не зависит от времени напыления и потока частиц. Когда число упавших частиц равно или меньше \tilde{N}_a , то параметр n_s тождественно равен нулю. При движении сопла вдоль нити с заданной скоростью u_n время напыления единицы площади подложки будет равно $t_d = H_{ex} / u_n$.

При измерении ширины маскированной зоны затруднительно точно определить ее границу, поэтому можно предположить, что она будет лежать между значениями y_s , при которых доля запыленной площади будет составлять $s_c = 0,1$ и $0,5$. При величине $s_c > 0,5$ покрытие является практически сплошным. При $s_c < 0,1$ можно считать, что частицы на поверхности отсутствуют. Обозначим ширины маскированной зоны, определенные по критериям $s_c = 0,1$ и $s_c = 0,5$, соответственно $w_{m0,1}$ и $w_{m0,5}$. Отметим, что вычисляемые величины $w_{m0,1}$ и $w_{m0,5}$ соответствуют центрам частиц, но поскольку измерение проводилось по границам частиц, а не по их центрам, то расчетные величины должны быть уменьшены на величину диаметра контакта частиц, т.е. по радиусу с каждой стороны: $\tilde{w}_{m0,1} = w_{m0,1} - k_1 d_p$ и $\tilde{w}_{m0,5} = w_{m0,5} - k_1 d_p$.

Результаты расчета и сравнение с экспериментальными данными

На рис. 6 представлены данные измерений ширины маскированной зоны (ошибка измерений не более 5 %) в зависимости от дистанции от маски до подложки. Величины нормированы на диаметр маски.

На рис. 6а представлены экспериментальные и расчетные данные для частиц алюминия с параметрами расчета $G_V = 0,25 \text{ см}^3/\text{с}$, $k_d = 0,2$, $d_p = 30 \text{ мкм}$, $\tilde{N}_a = 21$. Значения G_V , k_d и d_p типичны для экспериментов, значение \tilde{N}_a подбиралось в ходе расчетов. На рис. 6б представлены экспериментальные и расчетные данные для частиц меди с параметрами расчета $G_V = 0,1 \text{ см}^3/\text{с}$, $k_d = 0,5$, $d_p = 60 \text{ мкм}$, $\tilde{N}_a = 6$. Виден участок увеличения ширины затененной зоны с увеличением дистанции от маски до подложки, что качественно отличается от результатов, полученных для алюминия. Отметим, что экспериментальные данные качественно согласуются с результатами расчетов.

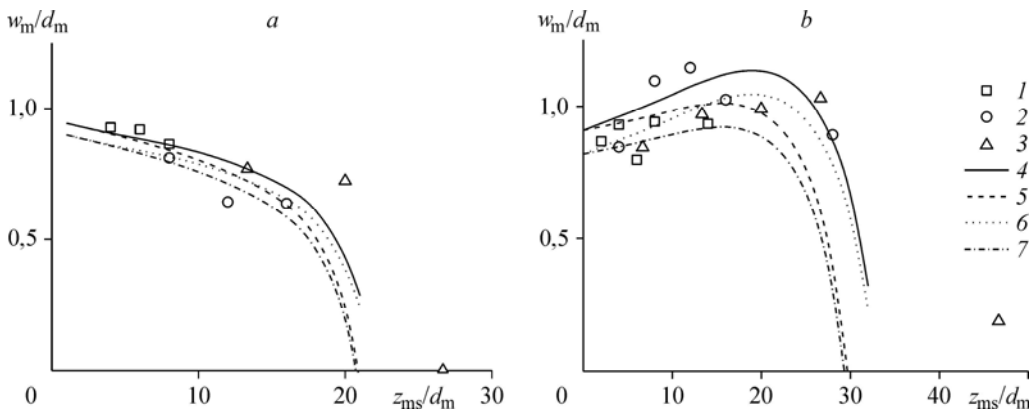


Рис. 6. Обобщенные данные экспериментов и расчетные кривые.

$d_m = 1$ (1), $d_m = 0,5$ (2), $0,3$ (3) мм; $\tilde{w}_{m0,5}$, $d_m = 1$ мм (4); $\tilde{w}_{m0,1}$, $d_m = 1$ мм (5);

$\tilde{w}_{m0,5}$, $d_m = 0,5$ мм (6); $\tilde{w}_{m0,1}$, $d_m = 0,5$ мм (7); (1–3) — эксперимент, (4–7) — расчет;

a — частицы алюминия, b — частицы меди.

Проведем простой качественный анализ. Воспользуемся линейным приближением выражения (7) — $s_c \approx n_s$, которое почти точно верно при малых s_c и качественно описывает зависимость (7) при больших s_c (до $s_c = 1$). Малая величина n_s означает, что выполняется условие

$$j_{ps}(y_s)H_{ex}/u_n \approx N_a. \quad (8)$$

Упростим интеграл (6) в предположении небольших размеров маски по сравнению с диаметром сопла. Это позволит оценить поток частиц постоянной величиной, равной его значению на оси сопла $j_{pe}(0)$. Кроме того, рассмотрим случай достаточно малых дистанций от маски до подложки, когда можно не учитывать поток частиц с противоположного конца маски:

$$j_{ps}(y_s) = \frac{j_{pe}(0)}{z_{ms}\sigma_\eta\sqrt{2\pi}} \int_{d_m/2}^{+\infty} \exp\left(-\left(\frac{y_s - y_m}{\sigma_\eta z_{ms}\sqrt{2}}\right)^2\right) dy_m,$$

или

$$j_{ps}(y_s) = \frac{j_{pe}(0)}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\xi_0} \exp(-\xi^2) d\xi = \frac{j_{pe}(0)}{2}(1 + \operatorname{erf}(\xi_0)), \quad (9)$$

где $\xi_0 = \frac{y_s - d_m/2}{\sigma_\eta z_{ms}\sqrt{2}}$, $\operatorname{erf}(\xi_0) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\xi_0} \exp(-\xi^2) d\xi$. Выражение (9) можно аппроксимировать простой линейной зависимостью в виде:

$$\begin{cases} j_{ps}(y_s) \approx \frac{j_{pe}(0)}{2}(1 + \xi_0) & \text{при } -1 < \xi_0 < 1, \\ j_{ps}(y_s) \approx 0 & \text{при } \xi_0 < -1, \\ j_{ps}(y_s) \approx 1 & \text{при } \xi_0 > 1. \end{cases} \quad (10)$$

Подставив (10) в (8), получим

$$N_p(1 + \xi_0)/2 \approx N_a, \quad (11)$$

где $N_p = j_{pe}(0)H_{ex}/u_n$ представляет собой полное число частиц, выпавших на единицу площади подложки. Далее получим значение координаты, для которой верно выражение (11):

$$y_s = \frac{d_m}{2} + \left(2\frac{N_a}{N_p} - 1\right)\sigma_\eta z_{ms}\sqrt{2}, \text{ или в безразмерном виде для ширины маскированной зоны:}$$

$$\frac{w_m}{d_m} = 1 + 2\left(2\frac{N_a}{N_p} - 1\right)\sigma_\eta\sqrt{2}\frac{z_{ms}}{d_m}.$$

Легко видеть, что имеются два предельных случая. Первый случай, когда $N_p \approx N_a$ (подчеркнем еще раз, что покрытие образуется только при $N_p > N_a$), тогда

$$\frac{w_m}{d_m} \approx 1 + 2\sqrt{2}\sigma_\eta\frac{z_{ms}}{d_m}. \quad (12)$$

Второй случай, когда $N_p \gg N_a$, тогда

$$\frac{w_m}{d_m} \approx 1 - 2\sqrt{2}\sigma_\eta\frac{z_{ms}}{d_m}. \quad (13)$$

Другими словами, если число выпавших частиц сравнимо с числом, необходимым для активации, то будет наблюдаться увеличение ширины затененной зоны с увеличением дистанции (именно такой случай реализовался в экспериментах с напылением медного порошка, см. рис. 6b), и наоборот, при очень большом числе частиц будет наблюдаться уменьшение этой ширины (как это произошло в случае напыления порошка алюминия, см. рис. 6a). Отметим еще раз, что полученные в ходе экспериментов зависимости ширины маскированной зоны от расстояния маски до поверхности подложки соответствуют частным случаям, определяемым выбранной скоростью перемещения сопла и объемного расхода порошка. При других условиях могут быть получены кривые, лежащие между двумя теоретически рассмотренными выше случаями.

Заключение

Проведены визуализация и измерение скорости движения частиц различных порошков в окрестности маски. Результаты позволяют заключить следующее:

- можно исключить влияние столкновений частиц друг с другом в потоке;
- абсолютная величина скорости проходящих частиц практически не отличается от скорости налетающих частиц;
- стандартное отклонение направления скорости частиц по углу лежит в пределах 1,5–2 град;
- поток отраженных маской частиц движется прямолинейно со сравнительно низкими скоростями (примерно в два раза ниже скорости проходящих частиц) под сравнительно большими средними углами (40–55 град) к оси струи; разворота частиц в сторону подложки не наблюдается, что позволяет исключить их влияние на процесс формирования покрытия.

Разработана модель формирования покрытия за маской с учетом распределения частиц по углу движения в струе, и проведены расчеты, результаты которых согласуются с результатами экспериментов. На основании рассмотренной модели показано, что:

- если число выпавших частиц сравнимо с числом частиц, необходимых для активации поверхности подложки, то происходит сначала увеличение ширины маскированной зоны с увеличением дистанции, и затем ее уменьшение и полное запыление;
- если количество выпавших частиц намного превосходит число частиц, необходимых для активации поверхности подложки, то происходит только уменьшение ширины маскированной зоны с увеличением дистанции.

Авторы выражают благодарность Ф.В. Орленко и В.С. Шикалову за помощь в получении части экспериментальных данных.

Список литературы

1. Алхимов А.П., Косарев В.Ф., Папырин А.Н. Метод “холодного” газодинамического напыления // Докл. АН СССР. 1990. Т. 315, № 5. С. 1062–1065.
2. Wong W., Irissou E., Ryabinin A.N., Legoux J.-G., Yue S. Influence of helium and nitrogen gases on the properties of cold gas dynamic sprayed pure titanium coatings // JTST. 2011. Vol. 20. P. 213–226.
3. Wong W., Vo P., Irissou E., Ryabinin A.N., Legoux J.-G., Yue S. Effect of particle morphology and size distribution on cold-sprayed pure titanium coatings // JTST. 2013. Vol. 22. P. 1140–1153.
4. Sova A., Grigoriev S., Okunkova A., Smurov I. Cold spray deposition of 316L stainless steel coatings on aluminium surface with following laser post-treatment // Surf. And Coat. Technol. 2013. Vol. 235. P. 283–289.
5. Binder K., Gottschalk J., Kollenda M., Gaertner F., Klassen T. Influence of impact angle and gas temperature on mechanical properties of titanium coils spray deposits // JTST. 2011. Vol. 20. P. 234–242.
6. Jin Y.-M., Cho J.-H., Park D.-Y., Kim J.-H., Lee K.-A. Manufacturing and macroscopic properties of cold sprayed Cu-In coating material for sputtering target // JTST. 2011. Vol. 20, P. 497–507.
7. Li Y., Li Ch.-J., Zhang Q., Yang G.-J., Li Ch.-X. Influence of TGO composition on the thermal shock lifetime of thermal barrier coatings with cold-sprayed MCrAlY bond coat // JTST. 2010. Vol. 19. P. 168–177.
8. Cao F., Park H., Heo J., Kwon J., Lee C. Effect of process gas flow on the coating microstructure and mechanical properties of vacuum kinetic-sprayed TiN layers // JTST. 2013. Vol. 22. P. 1109–1119.

9. Song W., Jung K., Chun D.-M., Ahn S.-H., Lee C.S. Deposition of Al_2O_3 powders using nano-particle deposition system // Surface Review and Letters. 2010. Vol. 17. P. 189–193.
10. Robitaille F., Yandouzi M., Hind S., Jodoin B. Metallic coating of aerospace carbon/epoxy composites by the pulsed gas dynamic spraying process // Surf. And Coat. Technol., 2009. Vol. 203. P. 2954–2960.
11. Zhou X.L., Chen A.F., Liu J.C., Wu X.K., Zhang J.S. Preparation of metallic coatings on polymer matrix composites by cold spray // Surf. And Coat. Technol. 2011. Vol. 206. P. 132–136.
12. Lupoi R., O'Neill W. Deposition of metallic coatings on polymer surfaces using cold spray // Surf. And Coat. Technol. 2010. Vol. 205. P. 2167–2173.
13. Lupoi R., O'Neill W. Powder stream characteristics in cold spray nozzles // Surf. and Coat. Technol. 2011, Vol. 206. P. 1069–1076.
14. Gardon M., Latorre A., Torrell M., Dosta S., Fernandez J., Guilemany J.M. Cold gas spray titanium coatings onto biocompatible polymer // Material Letters. 2013. Vol. 106. P. 97–99.
15. Alhulaifi A.S., Buck G.A., Arbogast W.J. Numerical and experimental investigation of cold spray gas dynamic effects for polymer coating // JTST. 2012. Vol. 21. P. 852–862.
16. Xu Y., Hutchings I.M. Cold spray deposition of thermoplastic powder // Surf. And Coat. Technol., 2006. Vol. 201. P. 3044–3050.
17. Kim D.-Y., Park J.-J., Lee J.-G., Kim D., Tark S.J., Ahn S., Yun J.H., Gwak J., Yoon K.H., Chandra S., Yoon S.S. Cold spray deposition of copper electrodes on silicon and glass substrates // JTST. 2013. Vol. 22, No. 7. P. 1092–1102.
18. Sova A., Doubenskaia M., Grigoriev S., Okunkova A., Smurov I. Parameters of the gas-powder supersonic jet in cold spraying using a mask // JTST. 2013. Vol. 22, No. 4. P. 551–556.
19. Cormier Y., Dupuis Ph., Jodoin B., Corbeil A. Net shape fins for compact heat exchanger produced by cold spray // JTST. 2013. Vol. 22, No. 7. P. 1210–1221.
20. Cormier Y., Dupuis Ph., Jodoin B., Ghaei A. Finite element analysis and failure mode characterization of pyramidal fin arrays produced by masked cold gas dynamic spray // JTST. 2015. Vol. 24, No. 8. P. 1549–1565.
21. Клишков С.В., Ряшин Н.С., Орленко Ф.В., Косарев В.Ф. Формирование покрытия ХГН за маской // Докл. V Всеросс. Конф. “Взаимодействие высококонцентрированных потоков энергии с материалами в перспективных технологиях и медицине”. Новосибирск, 26–29 марта 2013. Новосибирск: Изд-во Параллель, 2013. С. 157–161.
22. Орленко Ф.В., Шикалов В.С., Клишков С.В., Ряшин Н.С., Косарев В.Ф. Application of mask for cold spray coating production // 17 th Intern. Conf. on the Methods of Aerophys. Research: Abstracts, Part 1. Novosibirsk, 2014. P. 164–165.
23. Клишков С.В. Effect of mask on particle velocity distribution under cold spray conditions // 17 th Intern. Conf. on the Methods of Aerophys. Research: Abstracts, Part 1. Novosibirsk, 2014. P. 111–112.
24. Клишков С.В., Косарев В.Ф., Ряшин Н.С., Шикалов В.С. Экспериментальное исследование холодного газодинамического напыления за маской. Ч. 1. // Теплофизика и аэромеханика. 2016. Ч. 1. Т. 23, № 5. С. 765–770.
25. Алхимов А.П., Косарев В.Ф., Клишков С.В., Сова А.А., Трубочеев Г.В., Зайковский В.Н. Формирование конических отрывных зон при натекании сверхзвуковой струи на преграду в условиях ХГН // Теплофизика и аэромеханика. 2012. Т. 19, № 2. С. 257–263.
26. Алхимов А.П., Косарев В.Ф., Клишков С.В., Сова А.А. Влияние конической отрывной зоны на процесс холодного газодинамического напыления // Прикл. механика и теорет. физика. 2012. Т. 53, № 6. С. 168–174.
27. Wu J., Fang H., Yoon S., Kim H.J., Lee Ch. Measurement of particle velocity and characterization of deposition in aluminum alloy kinetic spraying process // Applied Surface Science. 2005. Vol. 252, Iss. 5. P. 1368–1377.
28. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике для научных работников и инженеров: пер. с англ. М.: Наука, 1970. 720 с.
29. Клишков С.В., Косарев В.Ф. Measurements of cold spray deposition efficiency // JTST. 2006. Vol. 15, No. 3. P. 364–371.
30. Клишков С.В., Косарев В.Ф., Папурин А.Н. Modeling of particle-substrate adhesive interaction under the cold spray process // Proc. of Int. Thermal Spray Conf. “Thermal Spray 2003, Advancing the Science and Applying the Technology” / Ed. C. Moreau and B. Marple. Published by ASM International, Materials Park, Ohio, USA, 2003. P. 27–35.

Статья поступила в редакцию 28 января 2016 г.