

Mathematical Modeling of Non-Isothermal Process of the Jet Spraying of Powder Polymeric Compositions and the Formation of Protective Coatings

D.A. Gubaidullin, V.L. Fedyaev, I.V. Morenko

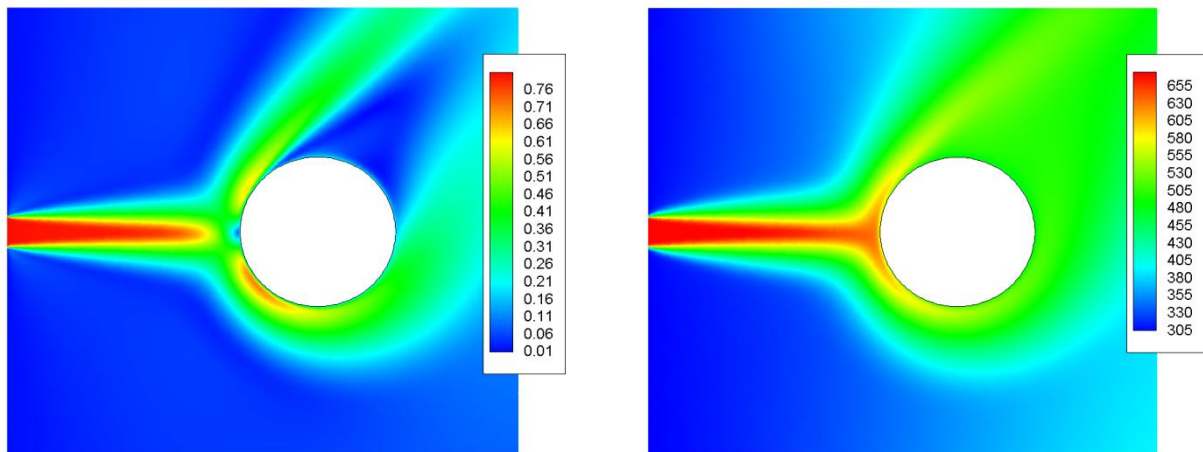
IME KazSC RAS, Kazan, Russia

morenko@imm.knc.ru

Abstract

The nonisothermal jet gas suspension cross-flow around a rotating circular cylinder at low volume concentration of particles is considered. Laws of influence of deposition conditions on the main performance indicators of polymer coatings, such as adhesion strength and continuity are established. Recommendations for improving the quality of the coatings are given.

Keywords: mathematical modeling, jet deposition, formation of coatings.



The results of the numerical simulation are presented. The velocity field (from the left) and the temperature (from the right) are illustrated.

The impact of polymeric powder particle is characterized by closest convergence of particle and the barrier s_0 and the maximum impact force P_* :

$$s_0 = 2\pi\rho_p r_p^3 v_p^2 / P_*, \quad P_* = \delta_{pm}^{2/5} (5m_p v_p^2 / 4)^{3/5}$$

The time of the full agglutination of polymeric powder particle

$$\tau_{\text{П}} \approx 0.89(1 - 0.66\cos\varphi)^2 \eta_0 r_p / (\chi\sigma_0)$$

The time of the full layer setting at the agglutination of polymeric powder particles

$$\tau_k = [(r_p h_{co})^4 - S^4] [3\eta / (h_{co}^4 S^2 \Delta p_0)]$$

УДК 532.529.5.

Математическое моделирование неизотермических процессов струйного напыления полимерных порошковых композиций и формирования защитных покрытий

Д.А. Губайдуллин, В.Л. Федяев, И.В. Моренко

*ИММ КазНЦ РАН, Российская Федерация, г. Казань, 420111, ул. Лобачевского, д. 2/31
morenko@imm.knc.ru*

Аннотация

Рассматривается поперечное струйное неизотермическое обтекание газовой взвесью вращающегося кругового цилиндра при малой объемной концентрации частиц. Для математического описания течения несущей среды, движения частиц используются осредненные уравнения Рейнольдса с замыкающей $k-\varepsilon$ моделью турбулентности, Лагранжев континуальный подход, а также аналитические решения. Оценивается динамика формирования на обрабатываемой поверхности тела насыпного слоя полимерных частиц, их взаимодействие с поверхностью, ранее осевшими частицами, слипания, а также последующего слияния и растекания полимерного материала. При этом учитывается механическое и тепловое воздействие на осевшие частицы внешней среды, привлекаются основные положения механики твердого деформируемого тела, капиллярной гидродинамики, принимается во внимание зависимость вязкости жидкого материала, коэффициента поверхностного натяжения от температуры, изменения краевого угла смачивания в процессе перемещения вдоль твердой поверхности границы раздела жидкой и газообразной среды. Устанавливаются закономерности влияния режимов напыления на основные эксплуатационные показатели полимерных покрытий, таких как сплошность и адгезионная прочность. Представляются рекомендации по повышению качества покрытий.

Ключевые слова: математическое моделирование, струйное напыление, формирование покрытий.

1. Введение

В настоящее время все большее распространение в различных отраслях промышленности находят полимерные порошковые покрытия [1–3].

Отличительными особенностями технологий получения полимерных порошковых покрытий являются: высокий коэффициент использования исходных материалов (до 98 %); сокращение технологического цикла нанесения и формирования покрытий, что позволяет повысить производительность труда; получение однослойных покрытий с повышенной долговечностью; сокращение трудозатрат, а также производственных площадей; отсутствие в составе порошковых композиций растворителей, приводящее к улучшению экологической ситуации и снижению пожаро- и взрывоопасности окрасочных производств; длительное хранение и удобная транспортировка компонент. Техничко-экономическая эффективность применения полимерных порошковых покрытий на 30 ÷ 40 % выше, чем

эффективность покрытий на основе жидких лакокрасочных и в 2–4 раза гальванических покрытий.

Вместе с тем, названные технологии по сравнению с традиционными имеют определенные недостатки. В частности, предъявляются жесткие требования к качеству подготовки обрабатываемых поверхностей. Кроме того, приходится применять дополнительное оборудование, зачастую, достаточно энергоемкое. Полученные покрытия, особенно из термопластических материалов, обладают недостаточной адгезионной прочностью.

Отсюда следует острая необходимость разработки новых высокоэффективных технологий и способов нанесения полимерных порошковых покрытий различного функционального назначения, совершенствования существующих с целью снижения затрат энергии и повышения качества покрытий. Особенно актуальными являются эти проблемы при нанесении полимерных порошковых покрытий в полевых (трассовых) условиях.

Эффективное решение названных проблем невозможно без детального исследования процессов, протекающих при реализации соответствующих технологий, в том числе, с использованием методов математического моделирования [4, 5].

В данной работе рассматриваются методы струйного напыления полимерных порошковых материалов (композиций). При этом выделяются три основных этапа: осаждение частиц порошка на обрабатываемой поверхности тела, образование пористого дисперсного слоя; пленкообразование, сопровождаемое слипанием, слиянием, спеканием, растеканием частиц; структуризация материала формируемого покрытия.

2. Осаждение полимерных частиц

При струйном напылении полимерных порошков на поверхность деталей, изделий, конструкций струя, вытекающая из сопла распылительного устройства, помимо несущей среды (воздух, продукты сгорания топлива) содержит частицы полимерного порошка, которые могут быть в твердом состоянии, размягчены (оплавлены) либо полностью расплавлены.

2.1. Основные уравнения несущей среды

Для математического описания струйного течения несущей среды, движения частиц в условиях невесомости используются осредненные уравнения Рейнольдса с замыкающей $k - \varepsilon$ моделью турбулентности, Лагранжев континуальный подход, а также аналитические решения [4-8].

В декартовой прямоугольной системе координат $x_1 O x_2$ плоскопараллельное течение несущей среды, представляющей собой вязкую несжимаемую жидкость, описывается осредненными уравнениями Рейнольдса

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(v + v_T) \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right] - \frac{\bar{f}_{pi}}{\rho}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2)$$

Здесь u_i – компоненты осредненного вектора скорости \mathbf{u} ; x_i, x_j – координаты ($i, j = 1, 2$); t – время; ρ – плотность; p – давление; v – вязкость жидкости; v_T – турбулентная вязкость; \bar{f}_{pi} – проекция на ось x_i осредненных по объему сил гидродинамического сопротивления частиц.

Уравнение энергии записывается в виде

$$\frac{\partial}{\partial t}(E) + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[u_i \left(E + \frac{p}{\rho} \right) \right] = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(a + \frac{c_p v_T}{Pr_T} \right) \frac{\partial T}{\partial x_j} + u_i \frac{\tau_{ij}}{\rho} \right] - \bar{Q}_p, \quad (3)$$

где a – температуропроводность; c_p – удельная теплоёмкость среды при постоянном давлении; v_T – турбулентная вязкость; $Pr_T = 0.85$; E – энергия; T – температура; \bar{Q}_p – осредненный по объему тепловой поток к частицам примеси. Компоненты тензора напряжений τ_{ij} определяются соотношением

$$\frac{\tau_{ij}}{\rho} = v_T \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \left(k + v_T \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \right) \delta_{ij},$$

где k – удельная энергия турбулентных пульсаций.

Приведенные уравнения дополняются соотношениями модели замыкания, начальными и граничными условиями. В качестве модели замыкания выбирается двухпараметрическая стандартная $k - \varepsilon$ модель турбулентности. К настоящему времени модель $k - \varepsilon$ апробирована и широко применяется.

В соответствии с $k - \varepsilon$ моделью турбулентная вязкость v_T вычисляется по формуле

$$v_T = c_\mu k^2 / \varepsilon,$$

где удельная энергия турбулентных пульсаций $k = \overline{u'_i u'_i} / 2$ и скорость ее диссипации $\varepsilon = 2\nu \overline{\frac{\partial u'_j}{\partial x_k} \frac{\partial u'_i}{\partial x_k}}$ определяются из уравнений

$$\frac{\partial k}{\partial t} + u_k \frac{\partial k}{\partial x_k} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\left(\nu + \frac{v_T}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_k} \right] + G_k - \varepsilon, \quad (4)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + u_k \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_k} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\left(\nu + \frac{v_T}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_k} \right] + c_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} G_k - c_{2\varepsilon} \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (5)$$

В этих уравнениях $G_k = v_T e^2$, $e = \sqrt{2e_{ij}e_{ij}}$, $e_{ij} = \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i}$; эмпирические константы

$$c_\mu = 0.09, \quad c_{1\varepsilon} = 1.44, \quad c_{2\varepsilon} = 1.92, \quad \sigma_k = 1, \quad \sigma_\varepsilon = 1.3.$$

В случае, когда обрабатываемое тело – вращающийся круговой цилиндр, на границе его нормальная компонента скорости жидкости $u_n = 0$, касательная составляющая $u_\tau = v_0$; $k = 0$, $\partial \varepsilon / \partial n = 0$. Температура поверхности цилиндра считается постоянной, равной T_w .

Левая граница расчетной области включает участок, где расположено сопло. На срезе сопла $u_1 = u_j$, $u_2 = 0$; температура несущей среды $T = T_j$. На остальной части этой границы компоненты скорости $u_1 = u_0$, $u_2 = 0$; $T = T_0$. Кроме того, задаются операционное давление $p_0 = 0.1$ МПа, интенсивность турбулентности потока $Tu_0 = 1.5\%$, масштаб турбулентности $L = D$. С использованием этих данных на входе рассчитываются соответствующие значения удельной энергии турбулентных пульсаций k и скорости диссипации ε .

$$\text{На боковых границах: } \frac{\partial u_1}{\partial x_2} = 0, \quad u_2 = 0, \quad \frac{\partial p}{\partial x_2} = 0, \quad \frac{\partial k}{\partial x_2} = 0, \quad \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_2} = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial x_2} = 0.$$

$$\text{На выходе из расчетной области: } \frac{\partial u_1}{\partial x_1} = 0, \quad \frac{\partial u_2}{\partial x_1} = 0, \quad \frac{\partial p}{\partial x_1} = 0, \quad \frac{\partial k}{\partial x_1} = 0, \quad \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_1} = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial x_1} = 0.$$

2.2. Уравнения движения и теплообмена частиц

При рассмотрении движения частиц примеси делаются следующие допущения. Предполагается, что частицы имеют сферическую форму и осредненные физико-механические свойства. Вращение, деформации, слипание и дробление частиц не учитываются.

В локальной декартовой системе координат xoy траектория движения частицы описывается уравнениями

$$\frac{dx}{d\tau} = u_{px}, \quad \frac{dy}{d\tau} = u_{py}, \quad (6)$$

где τ – время; u_{px} , u_{py} – проекции вектора скорости \mathbf{u}_p частицы на оси координат. С учетом силы гидродинамического сопротивления, действующей со стороны несущей среды на частицу, уравнение ее движения представляется в виде:

$$\frac{d\mathbf{u}_p}{d\tau} = F_p (\mathbf{u} - \mathbf{u}_p) \quad (7)$$

Здесь $F_p = \frac{9C_p \text{Re}_p \mu}{12\rho_p d_p^2}$; $d_p = 2r_p$; $\text{Re}_p = \frac{\rho d_p |\mathbf{u}_p - \mathbf{u}|}{\mu}$ – число Рейнольдса частицы;

$C_p = a_1 + \frac{a_2}{\text{Re}_p} + \frac{a_3}{\text{Re}_p^2}$ – коэффициент гидродинамического сопротивления; a_1 , a_2 , a_3 – константы.

Из соотношения (7) находится сила гидродинамического сопротивления частицы

$$\mathbf{f}_p = 0.5\pi C_p r_p^2 \rho |\mathbf{u} - \mathbf{u}_p| (\mathbf{u} - \mathbf{u}_p)$$

и осредненные по объему компоненты силы сопротивления ($i = 1, 2$), входящие в уравнение (1).

Поскольку размеры частиц малы, они представляют собой термически тонкие тела, предполагается, что тепловое состояние частиц характеризуется средней по их объему температурой T_p . Уравнение теплового баланса частицы имеет вид

$$m_p c_p \frac{dT_p}{d\tau} = \alpha_p A_p (T - T_p),$$

где α_p – коэффициент конвективного теплообмена частиц, m_p – масса, c_p – теплоемкость материала, A_p – площадь поверхности частицы. Данная зависимость позволяет найти тепловой поток к частицам примеси в контрольном объеме среды, оценить величину \bar{Q}_p с учетом концентрации частиц в этом объеме.

2.3. Результаты расчетов

Принимается, что несущая среда – воздух (плотность $\rho = 1.2 \text{ кг/м}^3$; динамический коэффициент вязкости $\mu = 1.8 \times 10^{-5} \text{ кг/(м}\cdot\text{с)}$; коэффициент теплопроводности $\lambda = 0.0242 \text{ Вт/(м}\cdot\text{К)}$; удельная теплоёмкость при постоянном давлении $c_p = 1006.4 \text{ Дж/(кг}\cdot\text{К)}$). Скорость воздуха на выходе из сопла составляет $u_j = 0.8 \text{ м/с}$.

Обрабатываемое тело, круговой цилиндр вращается вокруг своей оси против часовой стрелки с безразмерной скоростью $\alpha = w_0/u_j = 0.25$, где $w_0 = 0.5\omega_0 D$, ω_0 – угловая скорость вращения, D – диаметр цилиндра. Температура воздуха на выходе из сопла $T_j = 670 \text{ К}$, окружающего воздуха $T_0 = 300 \text{ К}$; температура поверхности цилиндра $T_w = 470 \text{ К}$.

На начальном этапе расчетов полимерный порошок в несущую среду не вбрасывается. Частицы из 20 источников, расположенных равномерно на границе сопла, подаются в поток

начиная с момента времени, когда решение устанавливается. Диаметр частиц полимерного порошка $d_p = 1.6 \times 10^{-4}$ м, плотность материала $\rho_p = 900$ кг/м³; удельная теплоёмкость $c_p = 2.4 \times 10^3$ Дж/(кг·К); коэффициент теплопроводности $\lambda_p = 0.35$ Вт/(м·К); температура частиц на выходе из сопла $T_p = 433$. Скорость частиц в месте вбрасывания $u_{px} = u_\infty = 0.8$ м/с, массовый расход $G_p = 0.003$ кг/с.

На рис. 1 показывается изменение модуля скорости несущей среды в отсутствие частиц порошка. Видно, что струя при натекании на поверхность тела разделяется на две части. Одна часть отклоняется вверх, другая – увлекается вращающейся поверхностью цилиндра и движется вниз по потоку. Вблизи верхней правой части поверхности цилиндра формируется застойная область. Горячая струя воздуха, движущаяся из сопла, нагревает окружающий воздух (рис. 2). Температура воздуха с наветренной стороны цилиндра больше, чем за кормой его.

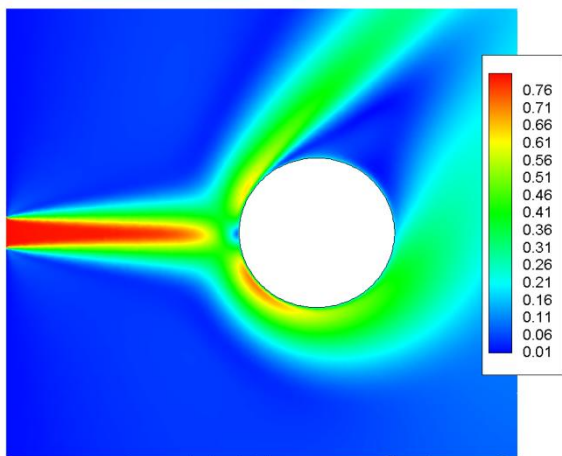


Рис. 1. Модуль скорости воздуха

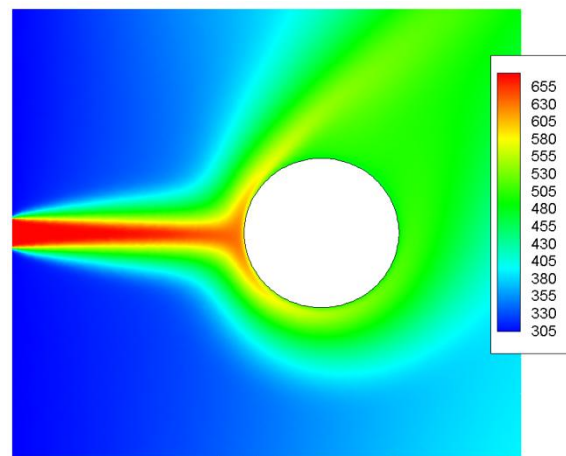


Рис. 2. Температура воздуха

Положение частиц полимерного порошка в струе, вблизи обтекаемого тела в один из моментов времени иллюстрирует рис. 3.

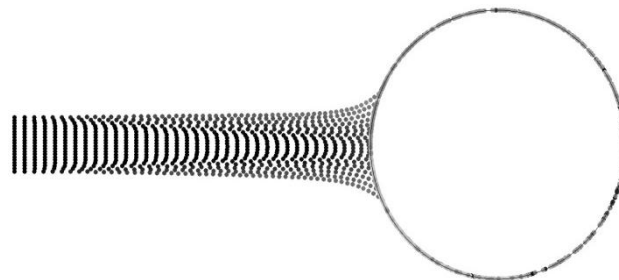


Рис. 3. Положение частиц в потоке

Примечательно, что вращение цилиндра практически не влияет на поток частиц в струе, он остается симметричным относительно ее оси. На большей части струи частицы движутся почти параллельно оси, разлетаясь лишь вблизи лобового участка поверхности обтекаемого цилиндра. Объясняется это тем, что, во-первых, частицы вылетают из сопла распылительного устройства параллельно оси струи, во-вторых, плотность их значительно больше плотности воздуха, а поперечные размеры малы (малы числа Стокса).

2.4. Аналитические оценки

Рассмотренная выше задача решена также аналитически с использованием модели турбулентной струи – источника и метода «склеивания» течений [9, 10, 4]. В частности, при определении толщины напыленного слоя порошка выделялись три характерные стадии: начальная, с момента начала осаждения частиц полимерного порошка $\tau=0$ до $\tau_{\Pi}=l_{\Pi}/v_p$ (l_{Π} – ширина пятна напыления); регулярная, во время которой толщина слоя порошка в течении одного оборота остается неизменной, и завершающая, которая длится время τ_E до окончания напыления. Для каждой из названных стадий получены оценки толщины напыленного слоя частиц h_p . В случае, когда в контрольном сечении струи средние значения объемной концентрации частиц $\tilde{\varepsilon}_p$, продольная скорость их \tilde{u}_p , толщина слоя осажденного порошка при выходе на регулярный режим

$$h_p \sim \frac{k_{\Pi} \tilde{\varepsilon}_p \tilde{u}_p l_{\Pi}}{w_0}, \quad (8)$$

где k_{Π} – поправочный коэффициент, учитывающий возможное перемещение порошка вдоль поверхности обрабатываемого тела, его сдувание, а также пористость напыленного слоя.

Последняя, в свою очередь, определяется укладкой частиц и их деформированием при осаждении. В простейшем случае, когда скорость удара частицы мала, деформации упругие [11, 12], в соответствии со вторым законом Ньютона

$$\int_0^s P(s) ds = \frac{4\pi\rho_p r_p^3 v_p}{3} \int_v \nu d\nu \quad (9)$$

где r_p, ρ_p, v_p – радиус, плотность материала, скорость удара частицы, соответственно; $P=P(s)$ – сила удара; s, ν – текущее сближение, скорость соударяющихся частиц и препятствия.

Предполагая, что $P(s) \sim 2P_* \left(\frac{s}{s_0}\right) \left(1 - \frac{s}{2s_0}\right)$ из (9) найдем

$$\nu = \nu(s) = \left[v_p^2 - \left(\frac{3s^2 P_*}{4\pi s_0 \rho_p r_p^3} \right) \left(1 - \frac{s}{3s_0}\right) \right]^{1/2} \quad (10)$$

Здесь, согласно условию $\nu(s_0) = 0$, максимальное сближение частицы и преграды

$$s_0 = \frac{2\pi\rho_p r_p^3 v_p^2}{P_*} \quad (11)$$

Максимальная сила при ударе P_* определяется по формуле

$$P_* = \delta_{pm}^{2/5} \left(\frac{5}{4} m_p v_p^2 \right)^{3/5},$$

где $\delta_{pm} = \frac{4(r_p)^{1/2}}{3\pi(\kappa_p + \kappa_m)}$, $\kappa_p = \frac{1-v_p^2}{\pi E_p}$, $\kappa_m = \frac{1-v_m^2}{\pi E_m}$; E_p, E_m, v_p, v_m – соответственно, модуль

Юнга, коэффициент Пуассона материала частицы и препятствия.

Отметим, что при падении частиц порошка на ранее осевшие, в выражении для P_* $k_m = k_p$.

Закон сближения частиц и преграды $s = s(\tau)$ при ударе определяется из уравнения

$$\int_0^s \frac{ds}{v(s)} = \tau$$

Зная его, можно найти время удара τ_0 , другие параметры, характеризующие удар частиц полимерного порошка.

3. Формирование покрытия

По ходу напыления частиц, в основном, по окончании этой стадии, в результате термической обработки слоя частиц на поверхности тела формируется покрытие. Среди совокупности физико-химических процессов, которые протекают при этом, выделяются слипание размягченных частиц, последующее слияние частиц, материал которых находится в текучем (жидком) состоянии. Особое внимание уделяется вопросам обеспечения сплошности материала покрытия, полного смачивания им поверхности обрабатываемого тела.

3.1. Слипание частиц полимерного порошка

С целью формализации данного процесса пористый слой напыленного порошка представляется в виде фиктивной среды, в которой поры сферической формы одинакового размера равномерно распределены по объему. Назовем эту среду пористой пузырьковой средой [13]. При ромбоэдрической укладке частиц, по форме близких к сфере, эквивалентный диаметр пор

$$d_{\Pi} = d_p \frac{6 \sin^2 \varphi \sqrt{1 + \cos \varphi}}{[\pi(1 + \cos \varphi) - 1]^{1/3}}, \quad (12)$$

где d_p – диаметр частиц; φ – угол, характеризующий укладку частиц ($\pi/3 \leq \varphi \leq \pi/2$). При этом, приблизительно, начальная пористость среды

$$m_0 \sim 0.5 - 0.33 \cos \varphi \quad (13)$$

Согласно [1] при слипании частиц в отсутствие внешнего воздействия эквивалентный радиус сферических пор $a_{\Pi} = a_{\Pi}(\tau)$ удовлетворяет уравнению

$$\frac{da_{\Pi}}{d\tau} = -\frac{3\chi\sigma}{(4\eta)} \quad (14)$$

Здесь χ – поправочный коэффициент, обусловленный, в основном, отличием формы пор реального материала от сферической в модели фиктивной среды, влиянием давления газа на процесс слипания; σ – коэффициент поверхностного натяжения на границе пузырька; η – вязкость полимерного материала, существенно зависящие от температуры.

Интегрируя данное уравнение, найдем

$$a = a(\tau) = a_0 - K_0 \tau, \quad (15)$$

где a_0 – начальный эквивалентный радиус пор ($a_0 = 0.5d_{\Pi}$); $K_0 = 3\chi\sigma_0/(4\eta_0)$; σ_0, η_0 – средние значения коэффициента поверхностного натяжения и вязкости.

Отсюда, при первоначально ромбоэдрической укладке сферических частиц насыпного слоя порошка, время полного слипания их (схлопывания пор) будет

$$\tau_{СП} \approx 1.33 \frac{(1 - 0.22 \cos \varphi) \eta_0 r_p}{(\chi \sigma_0)} \quad (16)$$

Оценку динамики слипания частиц полимерного порошка можно получить также с использованием идеальной модели пористой среды, в которой поры представляют собой протяженные каналы. В начальный момент времени радиус поперечных сечений этих каналов определяется соотношением

$$r_{\Pi 0} = \frac{2m_0 r_p}{3(1-m_0)}$$

Предполагая, что в круговом поперечном сечении поровых каналов радиус их r_{Π} при слипании с течением времени изменяется в соответствии с законом, аналогичным (14), найдем

$$r_{\Pi} = r_{\Pi}(\tau) = r_{\Pi 0} - K_0 \tau$$

Приблизительно, с учетом (13), время схлопывания пор

$$\tau_{\text{СП}} \approx \frac{0.89(1 - 0.66 \cos \varphi)^2 \eta_0 r_p}{(\chi \sigma_0)} \quad (17)$$

Нетрудно убедиться, что во втором случае время схлопывания пор меньше, чем в первом. По нашему мнению, при анализе рассматриваемого процесса предпочтительнее модель идеальной пористой среды, соответственно, формула (17) для оценки времени, когда пористость насыпного слоя частиц станет минимальной.

3.2. Слияние и растекание материала частиц по поверхности тела

Процессы слияния жидких частиц в напыленном слое, безусловно, зависят от того, где эти частицы находятся: вблизи верхней свободной поверхности, в средней части слоя, либо примыкают к границе обрабатываемого тела. Наибольший интерес представляет поведение слоя частиц, расположенных на поверхности тела. Предположим, что в начальный момент времени все жидкие частицы этого слоя имеют сферическую форму, касаются друг друга. По мере слияния частицы оседают, образуются участки контакта материала частиц с поверхностью тела. Схематично половина сечения частицы в один из моментов времени в случае смачиваемого тела показывается на рис. 4.

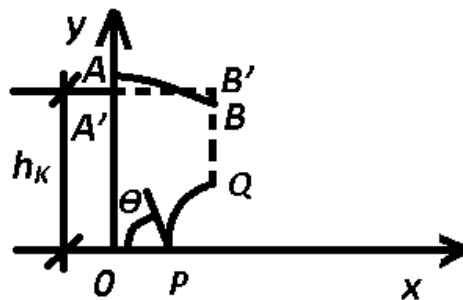


Рис. 4. Половина сечения частицы на смачиваемой поверхности тела

Здесь Ox – ось координат, направленная по касательной к телу; AB – верхняя граница половины сечения частицы; $A'B'$ – ее среднее положение; $h_k = h_k(\tau)$ – средняя высота частицы; PQ – граница раздела полимерного материала и газовой среды полости; BQ – условная граница между рассматриваемой частицей и симметричной ей соседней частицей; θ – краевой угол смачивания.

Трансформацию со временем выделенного сечения представим как осадку прямоугольника $A'B'QE$ неизменной площади $S_{A'B'QE}$ вследствие растекания жидкости, находя-

щейся в $OPQE$, сопровождаемую смещением точек P, Q , уменьшением площади полости PDQ , вплоть до ее схлопывания. При этом будем считать, что вблизи границы PQ под действием разницы давлений, сил поверхностного натяжения жидкость движется вдоль OD в горизонтальном направлении, это движение квазистационарно и квазипараллельно оси Ox .

Кроме того, примем, что

- вертикальная компонента вектора скорости жидкости $v_y \approx 0$;
- на границе OP горизонтальная компонента $v_x = 0$ (условие прилипания);
- на условной поверхности раздела областей EQ $v_x = v_0$ (проскальзывание жидкости, v_0 – скорость скольжения);
- среднее положение границы PQ при движении жидкости вдоль оси Ox характеризуется координатой \tilde{x}_p .

В случае плоскопараллельного течения вязкой жидкости в канале, одна из стенок которого движется со скоростью v_0 , при постоянном продольном градиенте давления $\partial p / \partial x = p_x < 0$ скорость жидкости

$$v = v(y) = \frac{v_0 y}{h_c} + \frac{p_x}{2\eta(y^2 - y h_c)}, \quad (18)$$

где h_c – удаленность условной границы раздела областей EQ от оси Ox (см. рис. 4).

Если $p_x \approx \Delta p / \tilde{x}_p$, где Δp – разность давлений на длине \tilde{x}_p ($\Delta p > 0$), то средняя скорость течения жидкости

$$\bar{v} = 0.5 v_0 + \frac{\Delta p h_c^3}{12\eta S} \quad (19)$$

Здесь S – площадь $OPQE$, равная $\tilde{x}_p h_c$. При условии, что жидкая среда несжимаема, протекание ее сквозь условную границу EQ мало, $S \approx \text{const}$.

В соотношениях (18), (19), характеризующих течение жидкости вдоль твердой поверхности, остаются пока неопределенными величинами h_c и v_0 . При отыскании их, во-первых, принимая во внимание условие $S \approx \text{const}$, учтем, что

$$\bar{v} = \frac{d\tilde{x}_p}{d\tau} = -\frac{S(dh_c/d\tau)}{h_c^2} = 0.5 v_0 + \frac{\Delta p h_c^3}{12\eta S} \quad (20)$$

Во-вторых, оценим с использованием (18) касательное напряжение (удельную силу трения) на условной границе EQ

$$\tau_{xy} = \eta \left. \frac{dv(y)}{dy} \right|_{y=h_c} = \frac{\eta v_0}{h_c} + 0.5 h_c p_x$$

Предполагая, что $\tau_{xy} \sim 0$, заменяя p_x на $\Delta p / \tilde{x}_p$, найдем

$$v_0 \approx \frac{\Delta p h_c^3}{2\eta S}$$

Подставив это значение v_0 в (20), относительно h_c получим дифференциальное уравнение

$$\frac{dh_c}{h_c^5} = -\left(\frac{7\Delta p}{12\eta S^2} \right) d\tau \quad (21)$$

Интегрируя его при условии, что в начальный момент времени $\tau = 0$ высота $h_c = h_{c0}$ известна, перепад давления $\Delta p = \Delta p_0 = \text{const}$, определим

$$h_c = \frac{1}{\left[\left(1/h_{c0}^4 \right) + \left(\tau \Delta p_0 / 3\eta S^2 \right) \right]^{1/4}} \quad (22)$$

Из формулы (22) следует, что с течением времени τ высота h_c уменьшается от h_{c0} , в пределе ($\tau \rightarrow \infty$), до нуля. Причем скорость уменьшения h_c будет тем больше, чем больше средняя разница давлений Δp_0 , меньше вязкость η . Однако высота h_c не может быть нулевой, минимальное значение этой величины определяется соотношением, следующим из условия несжимаемости жидкости, неизменности площади $S_{OPQE} = S$ в процессе осадки (слияния частиц)

$$h_{cm} = S/r_p$$

Отсюда время полной осадки слоя, когда в ячейке периодичности газовая полость исчезнет, будет

$$\tau = \tau_k = \left[\left(r_p h_{c0} \right)^4 - S^4 \right] \left[\frac{3\eta}{\left(h_{c0}^4 S^2 \Delta p_0 \right)} \right]$$

Видно, что время τ_k минимально, слияние частиц произойдет быстро, если:

- 1) мала разность $\left(r_p h_{c0} \right)^4 - S^4$, площадь S близка к площади $r_p h_{c0}$ (прямоугольник $ODQE$ в начальный момент времен максимально заполнен жидкостью);
- 2) мала вязкость жидкости (велика ее текучесть), значительна разница давлений Δp_0 .

Представленные решения при заданных параметрах σ, η , исходных значениях $\tilde{x}_p = \tilde{x}_{p0}$, $h_c = h_{c0}$, постоянной разнице давлений $\Delta p = \Delta p_0$ позволяют найти площадь S , оценить перемещение границ PQ, EQ ; время полной осадки слоя частиц, растекания полимерного материала по поверхности обрабатываемого тела.

Известно [14–19], что при капиллярном движении жидкости в канале в отсутствие массовых сил средняя разница давлений оценивается зависимостью

$$\Delta p = p_\sigma - p_g + p_p$$

Здесь p_g, p_p – давление в полости и материале частицы; $p_\sigma = \sigma/R$ – капиллярное давление, $R = r/\cos \theta$ – радиус кривизны границы раздела жидкость – газ, $r = 0.5d$ – половина ширины канала.

Давление p_σ представляет собой сумму двух удельных сил $\sigma \cos \theta/d$, действующих в направлении оси канала и приложенных к концам мениска. Исходя из этого предположим, что при слиянии частиц (см. рис. 4) на PQ действуют сила $\sigma \cos \theta/h_c$, приложенная в точке P и сила σ/h_c – в точке Q . Суммарная удельная сила натяжения, направленная в сторону оси Ox ,

$$p_\sigma = \frac{(1 + \cos \theta)\sigma}{h_c} = \frac{(1 + \zeta)\sigma}{h_c}$$

Следовательно, средняя разница давлений, вызывающая смещение поверхности раздела PQ ,

$$\Delta p = \Delta p(\zeta) = \frac{(1 + \zeta)\sigma}{h_c} - \Delta p_g \quad (\Delta p > 0),$$

где $\Delta p_g = p_g - p_p$.

При этом движение границы PQ будет направленно в сторону оси Ox , когда

$$\frac{(1+\zeta)\sigma}{h_c} > \Delta p_g$$

Если на границе PQ средний перепад давления $\overline{\Delta p}_g = p_g - \overline{p}_p = \overline{\Delta p}_{g0} = \text{const}$, то средний радиус кривизны границы PQ в соответствии с уравнением Лапласа

$$\overline{R} = \frac{\sigma}{\Delta p_{g0}} = R_0 = \text{const}$$

В данной ситуации в начальный момент времени $\theta \sim \pi/2$ ($\zeta \sim 0$), по мере уменьшения размеров полости краевой угол смачивания увеличивается, стремясь к π ($\zeta = -1$). Напомним, что значения $\theta > \pi/2$ типичны для несмачиваемых (лиофобных) поверхностей твердого тела. Поскольку $\zeta = \cos \theta < 0$, сила натяжения $\sigma \cos \theta / h_c$ в точке P направлена противоположно движению поверхности раздела, однако в точке Q по-прежнему действует в направлении оси Ox . Когда радиус полости R_0 постоянный, из ее геометрии (рис. 5) следует, что

$$h_c = (1+\zeta)R_0 \quad (23)$$

Таким образом, в отличие от (22), при заданной величине h_{c0} радиус $R_0 \approx h_{c0}$ ($\zeta \approx 0$), высота полости h_c зависит от $\zeta = \zeta(\tau)$, разницы давлений

$$\Delta p = \frac{\sigma}{R_0} - \Delta p_g$$

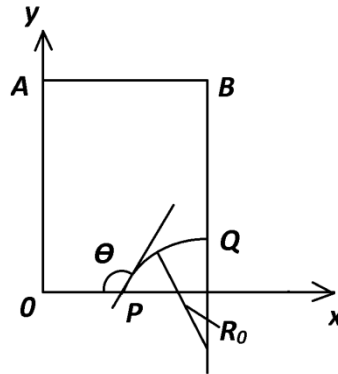


Рис. 5. Половина сечения частицы на несмачиваемой поверхности тела

Отсюда граница PQ будет перемещаться в направлении оси Ox , если

$$\Delta p_g < \frac{\sigma}{R_0},$$

а согласно (22), (23) функция

$$\zeta = \zeta(\tau) = \left[\frac{1}{R_0 \left(\frac{1}{h_{c0}^4} + \frac{\tau \Delta p_0}{3\eta S^2} \right)^{1/4}} \right] - 1$$

В силу того, что в разнице давлений Δp выделено капиллярное давление σ/R_0 , для определения ее достаточно задать перепад давления Δp_g .

4. Заключение

Предложенные математические модели совокупности гидродинамических и физико-химических процессов, протекающих в условиях невесомости при струйном напылении полимерных порошковых материалов, формировании покрытий на поверхности обрабатываемых тел, полученные численные и аналитические решения позволили установить ряд их особенностей и закономерностей, представляющих большой интерес, в том числе, практический.

В частности, показано, что достаточно большая скорость вращения обрабатываемого цилиндра не оказывает заметного влияния на движение частиц полимерного порошка в струе распыляющего устройства. Найдено выражение для оценки времени полного слипания размягченных частиц порошка в отсутствие внешнего механического воздействия. Это время тем меньше, чем меньше размеры частиц, вязкость их материала, больше поверхностное натяжение.

При слиянии слоя жидких частиц порошка, находящихся на смачиваемой поверхности обрабатываемого тела, установлено, что время полной осадки этого слоя, соответственно, полного смачивания поверхности пропорционально вязкости, обратно пропорционально разнице давлений, действующих на границу раздела полимерный материал-газ. В случае несмачиваемой поверхности твердого тела найдены условия, при которых, тем не менее, растекание полимерного материала по этой поверхности возможно.

Ссылки на гранты

Работа выполнена при финансовой поддержке Программы ОЭММПУ РАН “Фундаментальные проблемы физической и химической механики для экспериментов на МКС”.

Литература

1. Яковлев А.Д. Порошковые краски. Л.: Химия, 1987. 216 с.
2. Галимов Э.Р., Зверев Э.В., Тукбаев Э.Е., Галимова Н.Я., Курынцев С.В., Мухин А.М. Полимерные порошковые покрытия специального назначения. Казань: Изд-во «Офсет Сервис», 2012. 164с.
3. Протасов В.Н. Полимерные покрытия в нефтяной промышленности. М.: Недра, 1985. 192 с.
4. Федяев В.Л., Галимов Э.Р., Сираев А.Р., Мартинес Маркес Л. Математическое моделирование процессов, протекающих при струйном напылении полимерных порошковых покрытий // Актуальные проблемы механики сплошной среды. К 25-летию ИММ КазНЦ РАН. Сб. науч. трудов. Казань: Изд-во «ФЭН» АН РТ, 2016. 452 с.
5. Fedyaev V.L., Galimov E.R., Gimranov I.R., Takhaviev M.S., Morenko I.V. Mathematical modeling of jet flow around of bodies when applying polymer powder coatings // IOP Conf. Series: Materials Science and Engineering 134 (2016) 012005 doi:10.1088/1757-899X/134/1/012005
6. Губайдуллин Д.А., Федяев В.Л., Моренко И.В. Неизоотермическое обтекание дисперсными средами вращающихся тел // Физико-химическая кинетика в газовой динамике 2015. Т.16, вып. 3. <http://chemphys.edu.ru/issues/2015-16-3/articles/546/>
7. Morenko I.V., Fedyaev V.L. Hydrodynamics and Heat Transfer of the Circular Cylinder in the Confined Laminar Viscous Flow with the Particles of the Impurity // Theoretical Foundations of Chemical Engineering. 2015. Vol. 49. No. 6. Pp. 901–908. DOI: 10.1134/S0040579515040326
8. Morenko I. V., Fedyaev V. L. Laminar nonisothermal flow of a viscous fluid with solid particles past a rotating circular cylinder // Journal of Engineering Physics and Thermophysics. 2014. Vol. 87. No. 3. Pp. 566–572. DOI: 10.1007/s10891-014-1046-9
9. Абрамович Г.Н., Гиршович Т.А., Крашенинников С.Ю., Секундов А.Н., Смирнова И.П. Теория турбулентных струй. М.: Наука, 1984. 716 с.

10. Лаврентьев М.А., Шабат Б.В. Проблемы гидродинамики и их математические модели. М.: Наука, 1977. 408 с.
11. Эрозия/ Под ред. К.Прис. М. Мир, 1982. 464 с.
12. Зукас Дж.А., Николас Т., Свифт Х.Ф., Грещук Л.Б., Курран Д.Р. Динамика удара. М.: Мир, 1985. 296 с.
13. Нигматулин Р.И. Динамика многофазных сред. Ч.1. М.: Наука, 1987. 464 с.
14. Левич В.Г. Физико-химическая гидродинамика. М.: Изд-во АН СССР, 1952. 539 с.
15. Бэтчелор Дж. Введение в динамику жидкости. М.: Мир, 1973. 758 с.
16. Коган В.Б. Теоретические основы типовых процессов химической технологии. Л.: Химия, 1977. 592 с.
17. Адамсон А. Физическая химия поверхностей. М.: Мир, 1979. 568 с.
18. Бертенев Г.М., Зеленов Ю.В. Курс физики полимеров. Под ред. Проф. С.Я. Френкеля. Л.: Химия, 1976. 288 с.
19. Стромберг А.Г., Семченко Д.П. Физическая химия. Под ред. А.Г. Стромберга. М.: Высш. шк., 1973. 480 с.

Статья поступила в редакцию 27 декабря 2016 г.