

УДК [531.62+532.529.6+536.421.4]:517.9

Численно-аналитическое исследование динамики соударения полый капли расплава с подложкой*

А.Н. Черепанов, О.П. Солоненко, В.В. Бублик

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

E-mail: ancher@itam.nsc.ru

Предложена численно-аналитическая модель соударения полый капли расплава с поверхностью твердой полированной подложки. Модель базируется на интегральных законах сохранения массы и энергии соударяющейся капли, учитывает капиллярные и адгезионные свойства расплава. Проведен расчет основных параметров высокоскоростной деформации полый частицы: изменение ее высоты, толщины оболочки и диаметра контактного пятна до момента затвердевания растекающейся капли, а также изменение давления внутри капли до момента разрыва оболочки. Критическое значение давления, при котором происходит разрыв, оценивается по формуле, характеризующей прочность сферической оболочки. Показано вполне удовлетворительное согласование рассчитанных значений конечного диаметра сплэта, растекающейся и затвердевшей капли, с данными физического эксперимента.

Ключевые слова: полая металлическая капля, подложка, соударение, математическая модель.

ВВЕДЕНИЕ

В работах [1, 2] обсуждаются новые возможности газотермического, в том числе плазменного, напыления функциональных покрытий, формируемых путем осаждения полых капель расплава. Показано, что высокоскоростное соударение с подложкой полый капли и формирование сплэта принципиально отличается от плотной капли и, при прочих равных условиях, носит более стабильный характер. При этом покрытие характеризуется более слоистой структурой, что открывает новые перспективы применения полых порошков для газотермического нанесения покрытий с существенно улучшенными характеристиками (адгезия, когезия, плотность, однородность структуры и т. п.). В работе [2] такой способ напыления

* Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект 06-01-00080), а также в рамках Междисциплинарного интеграционного проекта СО РАН № 90 на 2006–2008 гг. “Научные основы создания многослойных наноструктурных покрытий и интерфейсов в гетерогенных материалах для работы в полях экстремальных внешних воздействий”.

предложено определять как газотермическое, в том числе плазменное, напыление взрывающимися микробаллонами.

Полые частицы металлов, сплавов, оксидов и других керамик могут быть получены путем плазменной обработки различных порошковых материалов [1–3]: 1) частиц-агломератов с размером в десятки микрон, полученных с помощью распылительной суши и состоящих из большого числа частичек микронных размеров, 2) частиц-агломератов, полученных с помощью высокоэнергетической механической обработки исходных порошков в центробежно-планетарных мельницах, 3) порошков, состоящих из плотных частиц, подвергнутых плавлению, перегреву выше температуры плавления и последующей сверхбыстрой поверхностной закалке полученных плотных жидких сфер.

В этой связи, изучение поведения полых капли расплава при ее соударении с поверхностью твердой подложки имеет важное научное и прикладное значение. Несмотря на большое количество теоретических и экспериментальных работ, посвященных анализу соударения плотных жидких капель с подложкой [4–12] и др., задача о динамике соударения полых капли расплава с подложкой и последующего формирования сплэта практически не рассматривалась. В настоящей работе, на основе принятой феноменологической схемы растекания и интегральных законов сохранения массы и энергии, предложена и численно исследована достаточно простая физико-математическая двухстадийная модель деформации полых капли и формирования сплэта после ее соударения с твердой поверхностью. Предварительные результаты расчетов вполне удовлетворительно согласуются с данными модельных экспериментов.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Пусть жидкая полая капля, внешний диаметр которой H_{e0} , с толщиной оболочки δ_0 , падает под прямым углом на твердую подложку со скоростью v_0 . Объем жидкой оболочки для несжимаемой жидкости при ее растекании сохраняется постоянным и определяется выражением

$$V_0 = \pi \left(H_{e0}^2 \delta_0 - 2H_{e0} \delta_0^2 + \frac{4}{3} \delta_0^3 \right).$$

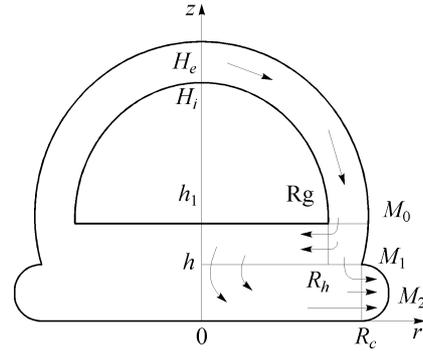
До столкновения с подложкой кинетическая энергия W_0 и потенциальная энергия Π_0 капли, обусловленные действием поверхностного натяжения, определяются соответственно выражениями

$$W_0 = \frac{\rho V_0 v_0^2}{2}, \quad \Pi_0 = \sigma_{12} \pi \left((H_{e0} - 2\delta_0)^2 + H_{e0}^2 \right),$$

где σ_{12} — поверхностное натяжение на границе жидкость-газ, ρ — плотность жидкости.

Предположим, что в начальный момент времени $t_0 = 0$ частица после соударения с подложкой за счет мгновенной деформации принимает форму сфероида с дискообразным основанием и внешним валиком высотой h (рис. 1). Будем считать, что до момента разрыва оболочки растекание капли характеризуется деформацией этой фигуры вращения. Схема движения жидкости внутри объема капли на рисунке показана стрелками. Выберем систему цилиндрических координат с началом в точке торможения, осью r , совпадающей с поверхностью подложки, и осью z , направленной навстречу растекающейся капле. Введем

Рис. 1. Схема растекания полый капли до разрыва оболочки.



обозначения для текущих параметров, определяющих процесс деформации капли: H_e — расстояние вдоль оси z от поверхности подложки до внешней поверхности оболочки, δ — толщина оболочки, h_1 — толщина дискообразного основания по оси z , R_c — радиус контактного пятна, $\delta_g = h_1 - h$. Радиусы внешнего и внутреннего сферических сегментов определяются соответственно соотношениями

$$R_e = \frac{R_c^2 + H^2}{2H}, \quad R_i = R_e - \delta,$$

где $H = H_e - h$. Центр соответствующих сфер находится на оси z в точке с координатой $Z_0 = H_e - R_e$.

Пусть V_e — объем сфероидальной оболочки, ограниченной внешним контуром, V_i — объем внутренней воздушной полости, V_T — объем тороидального диска, образованного вращением криволинейного четырехугольника $OhM_1M_2R_cO$ вокруг оси z . Выражения для соответствующих объемов имеют вид:

$$V_e = \frac{\pi}{6}(H^3 + 3HR_c^2), \quad V_i = \frac{\pi}{6}((H - \delta - \delta_g)^3 + 3(H - \delta - \delta_g)R_g^2),$$

$$V_T = \pi \left(hR_c^2 + \frac{\pi}{4}h^2R_c + \frac{h^3}{6} \right), \quad R_g = \sqrt{\frac{(H - \delta - \delta_g)(R_c^2 - H(\delta - \delta_g))}{H}}.$$

Полный объем жидкой деформированной капли равен $V = V_e - V_i + V_T$. Из условия постоянства объема несжимаемой жидкости $V = V_0$ получим соотношение, связывающее величину R_c с остальными параметрами капли:

$$\left(h + \frac{H}{2} - \frac{(H - \delta - \delta_g)^2}{2H} \right) R_c^2 + \frac{\pi h^2}{4} R_c + \frac{H^3 + h^3 + (H - \delta - \delta_g)^2(4\delta - 2\delta_g - H)}{6} = \frac{V_0}{\pi}.$$

Для нахождения кинетической энергии растекающейся капли разобьем весь объем капли на пять частей. В каждой такой части Ω задается свое приближение поля скоростей, удовлетворяющее условию неразрывности

$$\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{u}{r} = 0.$$

Кинетическая энергия движущейся жидкости будет определяться формулой

$$W = \iiint_{\Omega} \frac{u^2 + v^2}{2} \rho dW = \pi \rho \iint_{\Omega_1} (u^2 + v^2) r dr dz. \quad (1)$$

Рассмотрим каждую часть объема отдельно. Область Ω_{ob} — сфероидальный сегмент оболочки, образованный вращением вокруг оси z криволинейного четырехугольника $H_i H_e M_0 R_g H_i$. Поле скоростей в этой области зададим в виде

$$u_{ob} = -\frac{k_1 \dot{\delta}}{2H_e} r, \quad v_{ob} = \frac{k_1 \dot{\delta}}{H_e} z.$$

Здесь и далее точка над функцией означает производную по времени. Константу интегрирования k_1 определим ниже. Область Ω_d — нижняя часть дискообразной фигуры вращения $0hM_1M_2R_c0$, в которой поле скоростей определим соотношениями:

$$u_d = \frac{|\dot{h}|}{2h} r, \quad v_d = -\frac{|\dot{h}|}{h} z.$$

Область Ω_g — верхняя часть дискообразной области, образованная вращением вокруг оси z прямоугольника $hh_1R_gR_h$. Поле скоростей в этой области будем искать в виде:

$$u_g = -\frac{2(\dot{h} + \dot{\delta}_g - |\dot{h}|)}{3\delta_g^2 R_g} (z-h)r^2, \quad v_g = \frac{(\dot{h} + \dot{\delta}_g - |\dot{h}|)}{\delta_g^2 R_g} (z-h)^2 r - |\dot{h}|.$$

Область Ω_T — тороидальная, образованная вращением вокруг оси z полукольца $R_cM_1M_2R_c$. Поле скоростей определим в виде:

$$u_T = \frac{C}{r}, \quad v_T = 0, \quad C = \frac{R_c^2 |\dot{h}|}{2h}.$$

Значения кинетических энергий W_{ob} , W_d , W_g и W_T вычисляются по формуле (1). Тороидальная подобласть Ω_{g_1} образована вращением вокруг оси z криволинейного четырехугольника $R_h R_g M_0 M_1$. Если ввести в ней эффективную среднюю скорость U_{g_1} ($u_{g_1}^2 + v_{g_1}^2 = U_{g_1}^2$), то кинетическая энергия данного объема жидкости определяется как

$$W_{g_1} = \pi \rho U_{g_1}^2 \int_h^{h_1} dz \int_{R_g}^{\sqrt{R_c^2 - (z-H_e+R_e)^2}} r dr.$$

Для определения U_{g_1} найдем u_{h_1} и u_h — средние значения скорости на границе области Ω_{g_1} при $z = h_1$ и $z = h$ соответственно:

$$u_{h_1} = \frac{2\pi}{S_{h_1}} \int_{R_g}^{R_g+\delta_2} \sqrt{(u_{ob}^2 + v_{ob}^2)} \Big|_{z=h_1} r dr, \quad u_h = \frac{2\pi}{S_h} \int_{R_g}^{R_c} \sqrt{(u_d^2 + v_d^2)} \Big|_{z=h} r dr,$$

$$S_{h_1} = \pi \left((R_g + \delta_2)^2 - R_g^2 \right), \quad S_h = \pi \left(R_c^2 - R_g^2 \right), \quad \delta_2 = \sqrt{R_c^2 - (R_c - H + \delta_g)^2} - R_g.$$

Здесь δ_2 — длина отрезка $R_g M_0$, S_{h_1} и S_h — площади обших частей границ области Ω_{g_1} с областями Ω_{ob} и Ω_d соответственно. Значение U_{g_1} вычисляем по формуле

$$U_{g_1} = \frac{u_{h_1} + u_h}{2}.$$

Считая, что изменение объема газовой полости изотермическое, а газ является идеальным, запишем выражение для работы газа на сжатие

$$A_g = -p_0 V_{i0} \ln(V_i / V_{i0}).$$

Здесь $V_{i0} = \pi(H_{e0} - 2\delta_0)^3 / 6$ — объем газовой полости до столкновения капли с поверхностью, $V_i = \pi \left((H - \delta - \delta_g) + 3(H - \delta - \delta_g)R_g^2 \right)^3 / 6$ — текущий объем полости при деформации, $p_0 = p_a + \Delta p_\sigma$ — давление газа внутри капли до столкновения с поверхностью, p_a — атмосферное давление, $\Delta p_\sigma = 4\sigma_{12} \left(\frac{1}{H_{e0}} + \frac{1}{H_{e0} - 2\delta_0} \right)$ — давление, вызванное силами поверхностного натяжения.

Выражение для потенциальной энергии капли, обусловленной действием поверхностного натяжения, имеет вид

$$\Pi_\sigma = \sigma_{12}(S_e + S_i + S_T) + S_d(\sigma_{13} - \sigma_{23}),$$

где σ_{13} , σ_{23} — поверхностное натяжение на границах жидкость-подложка и подложка-газ соответственно, $S_e = 2\pi R_e(H_e - h)$ — площадь внешней сегментарной поверхности оболочки, $S_i = 2\pi(R_e - \delta)(H_e - h_1 - \delta) + \pi R_g^2$ — площадь поверхности внутренней полости, $S_T = 2\pi h(2h + \pi R_c)$ — площадь боковой поверхности торoidalной части, $S_d = \pi R_c^2$ — площадь контактного пятна. Величины σ_{12} , σ_{13} и σ_{23} связаны соотношением $(\sigma_{13} - \sigma_{23}) / \sigma_{12} = -\cos\theta$, где θ — равновесный краевой угол смачиваемости.

Работа сил адгезии при растекании капли по подложке определяется выражением

$$Q = \pi R_c^2 \sigma_{12} (1 + \cos\theta). \quad (2)$$

В дискообразной области Ω_d действует сила вязкого трения, поэтому для учета работы этой силы, определим напряжение вязкого трения как

$$F_\mu = \frac{\mu |u_d|}{h} = \frac{\mu |\dot{h}|}{2h^2} r, \text{ тогда}$$

$$A_\mu = 2\pi \int_0^h dz \int_0^{R_c} \frac{m |\dot{h}| r^2}{2h^2} dr = \frac{\pi \mu |\dot{h}| R_c^3}{3h}.$$

Здесь μ — коэффициент динамической вязкости жидкости.

Условие сохранения полной энергии системы капля-подложка имеет вид:

$$W_{ob} + W_d + W_g + W_T + W_{g_1} + A_g + \Pi_\sigma + Q + A_\mu = W_0 + \Pi_0. \quad (3)$$

Предположим далее, что параметры h , δ и δ_g связаны с H_e соотношениями

$$h = H_e \left(1 - \frac{H_e}{H_{e0}} \right)^n, \quad \delta = \delta_0 \left(\frac{H_e}{H_{e0}} \right)^m, \quad \delta_g = \delta_0 \left(\frac{H_e}{H_{e0}} \right)^{m-1}, \quad (4)$$

тогда уравнение (3) примет вид

$$a_1 \dot{H}_e^2 + b_1 \dot{H}_e + c_1 = 0. \quad (5)$$

Значения коэффициентов a_1 , b_1 и c_1 здесь не приводятся из-за их громоздкости. Коэффициент b_1 полностью определяется значением A_μ и при отсутствии сил вязкого трения равен нулю. Поскольку нас интересует только решение, в котором величина H_e убывает, то из двух корней квадратного уравнения (5) выбираем корень

$$\dot{H}_e = \frac{-b_1 - \sqrt{b_1^2 - 4a_1c_1}}{2a_1}. \quad (6)$$

Второй корень уравнения при $b_1 = 0$ будет положительным, поэтому его не рассматриваем. Уравнение (6) будем решать с начальными условиями

$$H_e(0) = H_{e0}. \quad (7)$$

Для нахождения константы k_1 предположим, что в момент времени $t_0 = 0$ значение скорости v_{ob} в точке $z = H_{e0}$ равно начальной скорости падения капли, т. е. $-v_0$. С учетом представления (4) получаем, что $k_1 = H_{e0} / (m\delta_0)$.

Задача (6)–(7) решается до момента времени t_1 , в который происходит разрыв оболочки капли, который определяется из условия

$$\frac{p}{p_a} \geq \frac{2\delta\sigma_w}{R_i},$$

где σ_w — коэффициент прочности жидкости.

Для описания второй стадии растекания капли после разрыва ее оболочки для простоты предположим, что при разрыве не происходит разбрызгивания жидкости, а полная энергия капли изменяется на A_g^* — работу газа по изменению объема газовой полости из начального состояния до момента разрыва оболочки. Также предположим, что дальнейшее растекание капли будет происходить в соответствии с моделью растекания сплошной капли, предложенной в [8]. Пусть в момент времени t_1 капля принимает вид, представленный на рис. 2. Размеры областей Ω_d и Ω_T в момент разрыва оболочки не меняются. Области Ω_{ob} и Ω_{g1} после разрыва оболочки отсутствуют, масса жидкости из них в момент разрыва оболочки войдет в шаровой сегмент Ω_g с радиусом R_c и высотой h_g . Расстояние от подложки до внешней поверхности оболочки в центре частицы по оси z на второй стадии растекания будет вычисляться как $H_e = h + h_g$. Начальное значение высоты h_g^* находится из условия сохранения объема капли:

$$\pi \left(h^* (R_c^*)^2 + \frac{\pi (h^*)^2 R_c^*}{4} + \frac{(h^*)^3 + (h_g^*)^3}{6} + \frac{h_g^* R_c^{*2}}{2} \right) = V_0,$$

здесь h_g^* , h^* , R_c^* — значения h_g , h , R_c соответственно в момент времени $t = t_1$. На второй стадии растекания из условия постоянства объема соотношение, связывающее величину R_c с остальными параметрами капли, принимает вид

$$\frac{h + H_e}{2} R_c^2 + \frac{\pi h^2}{4} R_c + \frac{h^3 + h_g^3}{6} = \frac{V_0}{\pi}.$$

В областях Ω_g , Ω_d и Ω_T задаем средние значения скоростей

$$U_g = \dot{H}_e, \quad U_d = -\frac{\dot{H}_e r}{2h}, \quad U_T = -\frac{R_c^2 \dot{H}_e}{2hr},$$

тогда для соответствующих значений кинетических энергий получим

$$W'_g = \frac{\pi \rho \dot{H}_e^2}{2} \left(h_g (R_e^2 - Z_0^2) + Z_0 (H_e^2 - h^2) + \frac{h^3 - H_e^3}{3} \right), \quad W'_d = \frac{\pi \rho R_c^3 \dot{H}_e^2}{12h},$$

$$W'_T = \frac{\pi \rho R_c^4 \dot{H}_e^2}{4h^2} \left(\sqrt{h^2 - 4R_c^2} \left(\arcsin \frac{h}{2R_c} - \frac{\pi}{2} \right) + \pi R_c - h \right).$$

Потенциальная энергия капли, обусловленная действием поверхностного натяжения, равна

$$\Pi'_\sigma = \sigma_{12} (S_g + S_T) + S_d (\sigma_{13} - \sigma_{23}),$$

где $S_g = \pi (R_c^2 + h_g^2)$ — площадь внешней поверхности шарового Ω_g сегмента, S_T и S_d вычисляются по аналогичным формулам, принятым для первой стадии растекания. Работа сил адгезии Q находится по формуле (2). В дискообразной области Ω_d выражение для работы силы вязкого трения имеет вид

$$A'_\mu = 2\pi \int_0^h dz \int_0^{R_c} \frac{\mu |\dot{H}_e| r^2}{2h^2} dr = -\frac{\pi \mu \dot{H}_e R_c^3}{3h},$$

тогда условие сохранения энергии системы капля–подложка запишется как:

$$W'_g + W'_d + W'_T + \Pi'_\sigma + Q + A'_\mu = W_0 + \Pi_0 - A_g^*. \quad (8)$$

Предположим далее, что на втором этапе растекания параметр h связан с H_e соотношением

$$h = H_e \left(1 - \frac{H_e}{D_0} \right)^s,$$

где $D_0 = \sqrt[3]{6V_0/\pi}$ — начальный диаметр сплошной капли. Константа $s = \ln(h^*(h^* + h_g^*)) / \ln(1 - (h^* + h_g^*)/D_0)$ нахо-

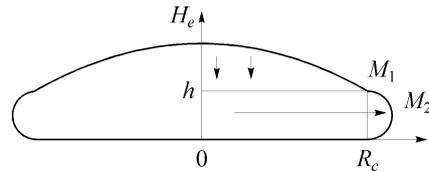


Рис. 2. Схема растекания капли после разрыва оболочки.

дится из условия непрерывности величины h на двух стадиях растекания. Тогда уравнение (8) примет вид

$$a_2 \dot{H}_e^2 + b_2 \dot{H}_e + c_2 = 0. \quad (9)$$

Значения коэффициентов a_2 , b_2 и c_2 в работе не приводятся из-за их громоздкости. Так же, как и на первом этапе растекания, из двух корней квадратного уравнения (9) будем искать корень

$$\dot{H}_e = \frac{-b_2 - \sqrt{b_2^2 - 4a_2c_2}}{2a_2}. \quad (10)$$

Начальным условием для уравнения (10) станет

$$H_e(t_1) = h^* + h_g^*. \quad (11)$$

Задача Коши (10), (11) решается до момента окончания процесса растекания капли.

АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ РАСЧЕТОВ

Для проверки возможностей предложенной гидродинамической модели были выполнены три расчета, характеризующие динамику соударения полых капель расплава диоксида циркония (ZrO_2) с твердой подложкой. При этом приняты следующие физические свойства диоксида циркония для жидкого состояния: $\sigma_{12} = 0,43$ Н/м, $\rho = 5600$ кг/м³, $\mu = 0,021$ Н·с/м². Во всех расчетах начальный диаметр капли $H_{e0} = 49$ мкм, $\delta_0 = 4,9$ мкм, а скорость соударения частиц с полированной подложкой из нержавеющей стали равнялась соответственно $v_0 = 49,2$, $63,2$ и $70,3$ м/с, что отвечало условиям получения модельных экспериментальных сплэтов из работы [2], представленных на рис. 3. В формулах (4) значения констант n , m и m_1 принимались равными $4/3$, а коэффициент прочности жидкости σ_w был фиксирован и равен 20000.

Расчеты, выполненные для условий первого эксперимента (см. рис. 3, а), показали, что разрыв оболочки должен происходить в момент времени $t_1 = 0,58$ мкс, при этом давление газа внутри полости превышает атмосферное в 64 раза, а полное растекание завершается за 15 мкс. При этом конечный диаметр жидкого диска превышает исходный диаметр полый капли в 11 раз, что значительно превосходит конечный диаметр первого экспериментального сплэта (см. рис. 3, а).

Очевидно, это связано с тем, что гидродинамическая модель не учитывает теплообмен в системе капля–подложка и, следовательно, затвердевание жидкой частицы, что особенно важно для второй стадии растекания после разрыва оболочки. В реальных условиях, вследствие охлаждения и затвердевания расплава, его растекание завершается значительно раньше, чем получено в расчете. Поэтому потребовалась корректировка модели формирования сплэта, учитывающая данное обстоятельство.

В основу корректировки гидродинамической модели положим следующие соображения. В случае высокой теплоотдачи от растекающегося расплава в подложку, используем зависимость [13, 14], характеризующую динамику толщины h_s затвердевшего слоя от времени t , отсчитываемого с момента соударения капли с подложкой,

$$h_s = \sqrt{\frac{2\lambda(T_m - T_{s0})}{\kappa\rho}} t,$$

где λ — теплопроводность расплава, T_m — температура плавления материала капли, T_{s0} — температура подложки, $\kappa = \kappa_m + 0,5c\Delta T$ — эффективная теплота кристаллизации, κ_m — скрытая теплота плавления, c — удельная теплоемкость расплава, $\Delta T = T_0 - T_m$ — начальный перегрев капли, T_0 — ее температура в момент соударения. Тогда, пренебрегая в первом приближении влиянием движения фронта затвердевания на гидродинамику растекания расплава, время t_s формирования сплэта найдем из решения уравнения

$$H_e(t) = \sqrt{\frac{2\lambda(T_m - T_{s0})}{\kappa\rho}t}. \quad (12)$$

После выполненной корректировки модели ее тестирование проводилось путем сравнения рассчитанных и измеренных диаметров модельных сплэтов, представленных на рис. 3. Для первого модельного сплэта (см. рис. 3, *a*) $v_0 = 49,2$ м/с, $T_0 = 3311$ К, $T_{s0} = 652$ К, его диаметр $D_s = 2,49 H_{e0}$, для второго сплэта (см. рис. 3, *b*) $v_0 = 63,2$ м/с, $T_0 = 2963$ К, $T_{s0} = 670$ К, диаметр сплэта $D_s = 2,61 H_{e0}$, и, наконец, для третьего сплэта (см. рис. 3, *c*) $v_0 = 70,3$ м/с, $T_0 = 2960$ К, $T_{s0} = 582$ К, его диаметр $D_s = 2,8 H_{e0}$.

В результате соответствующих трех численных экспериментов получены следующие расчетные значения времени формирования t_s и диаметра $D_s = 2R_s + h$

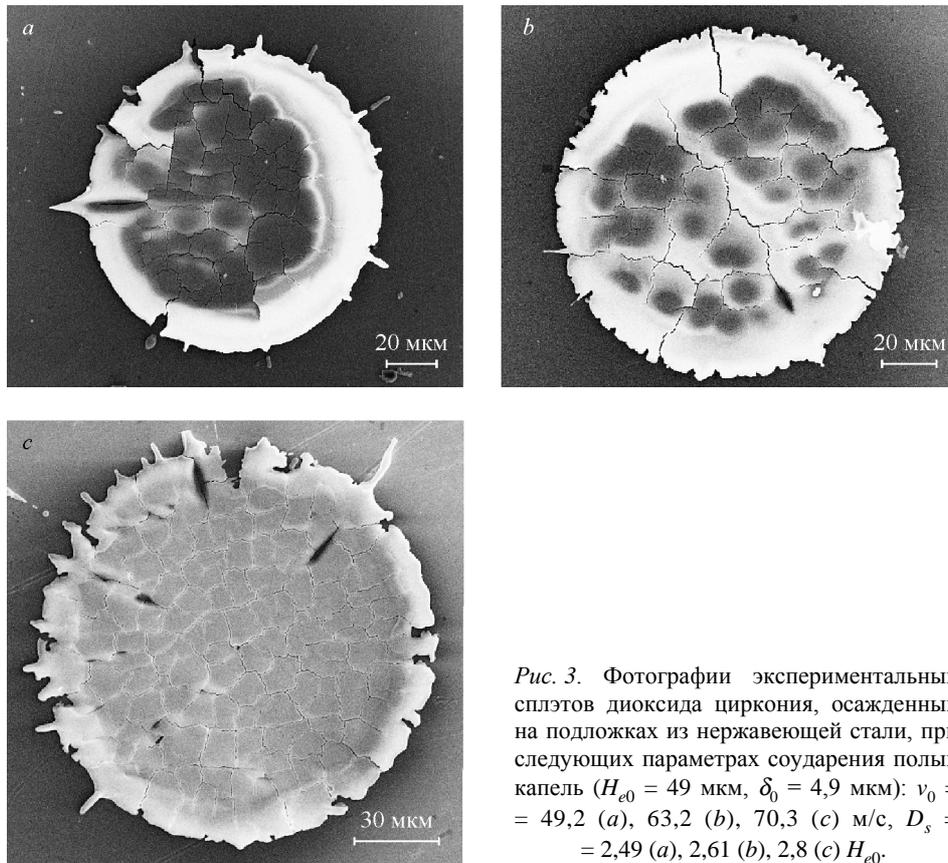


Рис. 3. Фотографии экспериментальных сплэтов диоксида циркония, осажденных на подложках из нержавеющей стали, при следующих параметрах соударения полых капель ($H_{e0} = 49$ мкм, $\delta_0 = 4,9$ мкм): $v_0 = 49,2$ (*a*), $63,2$ (*b*), $70,3$ (*c*) м/с, $D_s = 2,49$ (*a*), $2,61$ (*b*), $2,8$ (*c*) H_{e0} .

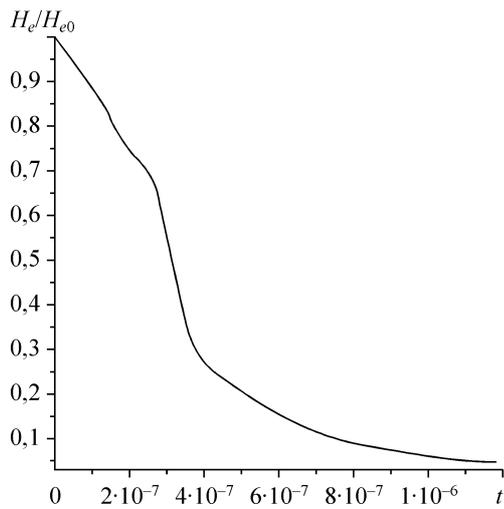


Рис. 4. Изменение высоты капли.

сплэтов: 1 — $t_s = 1,18$ мкс, $D_s = 2,88H_{e0}$,
 2 — $t_s = 0,92$ мкс, $D_s = 2,95H_{e0}$,
 3 — $t_s = 0,83$ мкс, $D_s = 2,99H_{e0}$.
 Следовательно, относительная погрешность расчетных значений диаметра сплэтов составляет соответственно 16, 13 и 7%. В расчетах использовались следующие теплофизические свойства расплава диоксида циркония: $\lambda = 3,35$ Вт/(м·К), $T_m = 2960$ К, $\kappa_m = 7,064 \cdot 10^5$ Дж/кг, $c = 710$ Дж/(кг·К).

Результаты численного расчета динамики деформации капли при формировании первого сплэта (см. рис. 3, а) представлены на рис. 4–8. Как видно, величины H_e и δ (см. рис. 4 и 5 соответственно) монотонно убывают в процессе деформации капли. В момент разрыва оболочки высота капли скачкообразно уменьшается. Толщина дискообразной области h (см. рис. 6) монотонно растет в первые 0,33 мкс, а затем, после достижения максимума, монотонно убывает. Радиус контактного пятна R_c (см. рис. 7) вначале быстро растет и выходит на плато, конец которого соответствует моменту достижения величиной h максимума, после чего продолжает расти почти линейно до разрыва оболочки. Затем скорость растекания резко увеличивается, а величина R_c далее возрастает по закону, близкому к линейному, до момента полного затвердевания расплава. Изменение давления в газовой полости до разрыва оболочки представлено на рис. 8. Как видно из графика, деформация капли сопровождается увеличением давления в полости. При этом в первой фазе, когда $h \leq h_{\max}$, скорость роста

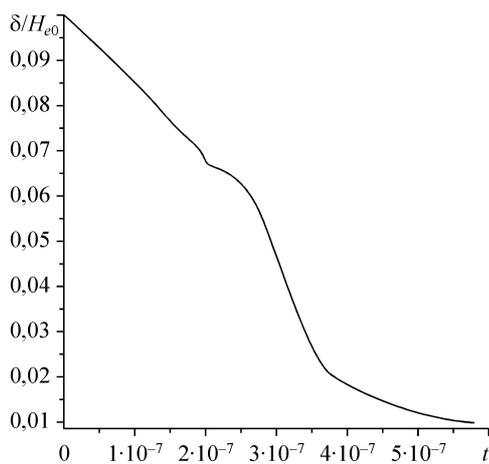


Рис. 5. Изменение толщины оболочки полой капли.

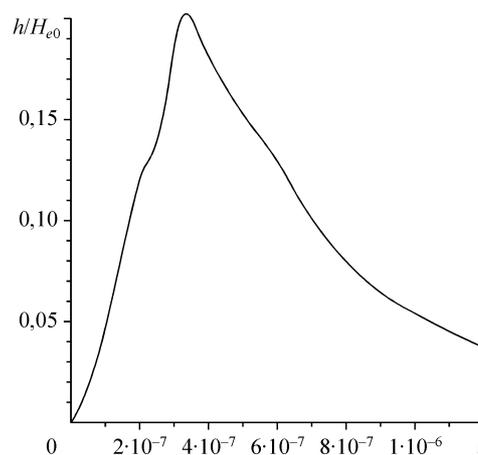


Рис. 6. Изменение высоты дискообразной области.

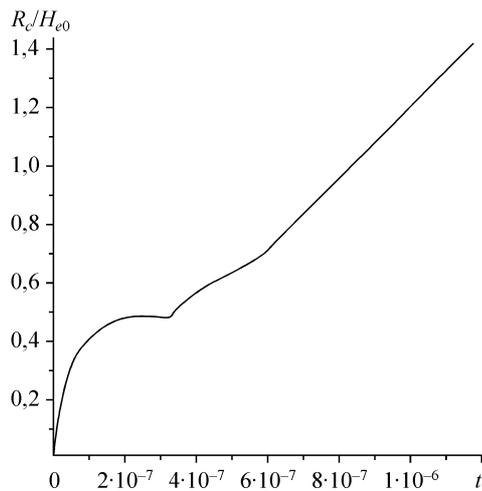


Рис. 7. Изменение радиуса контактного пятна.

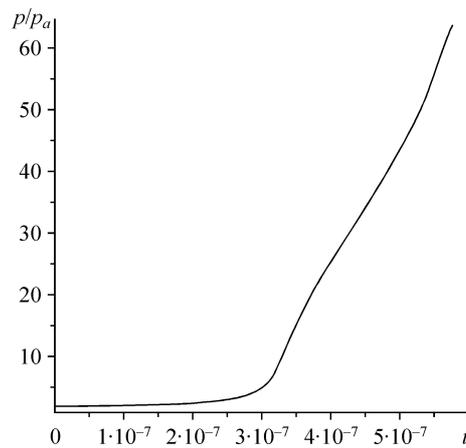


Рис. 8. Изменение давления внутри газовой полости.

невысокая. После достижения величиной h максимального значения h_{\max} давление быстро нарастает, достигая в момент времени $t = 0,58$ мкс критического значения, при котором происходит разрыв оболочки.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложена и экспериментально апробирована численно-аналитическая модель соударения полый капли расплава с поверхностью твердой полированной подложки, которая может быть использована для численного анализа динамики формирования сплэтов, а также интерпретации данных физических и материаловедческих экспериментов при нанесении газотермических, в том числе плазменных покрытий из порошков, состоящих из полых частиц.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Solonenko O.P., Mikhalchenko A.A., Kartaev E.V. Splat formation under YSZ hollow droplet impact onto substrate // Proc. of Inter. Thermal Spray Conf. (ITSC'2005), 2-4 May 2005, Bazel, Switzerland. — 6 p. (electronic publication).
2. Solonenko O.P., Poluboyarov V.A., Cherepanov A.N., Gulyaev I.P., Lapin A.E. Peculiarities of plasma treatment and spraying of mechanically activated metal and metal alloy powders modified with ultra-fine refractory particles // Proc. of 18th Inter. Symp. on Plasma Chemistry (ISPC'2007), 26-31 August 2007, Kyoto, Japan. — 4 p. (electronic publication).
3. Жуков М.Ф., Солоненко О.П. Високотемпературные запыленные струи в процессах обработки порошковых материалов. — Новосибирск: ИТФ СО АН СССР, 1990. — 516 с.
4. Кудинов В.В. Плазменные покрытия. — М.: Наука, 1977. — 184 с.
5. Солоненко О.П., Алхимов А.П., Марусин В.В. и др. Высокоэнергетические процессы обработки материалов. — Новосибирск: Наука, 2000. — 425 с.
6. Cherepanov A.N., Poluboyarov V.A., Solonenko O.P. et al. Impact of mechanical activation and modification of initial powder with refractory nanoparticles on the properties of plasma-sprayed coatings // Progress in Plasma Processing of Materials 2003 / Ed. by P. Fauchais. — N.Y.: Begell House, Inc., 2003. — P. 507–514.
7. Предтеченский М.Р., Черепанов А.Н., Попов В.Н. и др. Исследование динамики соударения и кристаллизации жидкометаллической капли с многослойной подложкой // ПМТФ. — 2002. — Том 43, № 1. — С. 112–123.

8. **Борисов В.Т., Черепанов А.Н., Предтеченский М.Р. и др.** Влияние смачиваемости на поведение жидкой капли после ее соударения с твердой подложкой // ПМТФ. — 2003. — Т. 44, № 6. — С. 64–69.
9. **Tarapaga G., Szekerly J.** Mathematical modeling of the isothermal impingement of liquid droplets in spraying processes // Metallurgical and Materials Transactions B. — 1991. — Vol. 22, No. 6. — P. 901–914.
10. **Watanabe T., Kuribayashi I., Honda T. et al.** Deformation and solidification of a droplet on a cold substrate // Chemical Engng. Science. — 1992. — Vol. 47, No. 12. — P. 3059–3065.
11. **Liu W., Wang X., Matthys E.F.** Thermal analysis and measurements for a molten metal drop impacting on a substrate: cooling, solidification and heat transfer coefficient // Inter. J. Heat Mass Transfer. — 1995. — Vol. 38, No. 8. — P. 1387–1395.
12. **Waldvogel J.M., Polikakos D.** Solidification phenomena in picoliter size solder droplet dispersion on composite substrate // Inter. J. Heat Mass Transfer. — 1997. — Vol. 40, No. 2. — P. 295–309.
13. **Максимов Л.Н., Черепанов А.Н.** Аналитическое исследование процесса затвердевания жидкого металла в установке непрерывного литья // ПМТФ. — 1977. — Т. 18, № 3. — С. 115–121.
14. **Тавадзе Ф.Н., Бровман М.Я., Ромишвили Ш.Д. и др.** Основные направления развития процесса непрерывного литья. — М.: Наука, 1982. — 217 с.

Статья поступила в редакцию 18 марта 2008 г.