

УДК 532.54+532.22

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ МЕТОДОМ СГЛАЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ПРОЦЕССА СОУДАРЕНИЯ ЧАСТИЦЫ АЛЮМИНИЯ С ПРЕГРАДОЙ ИЗ ТИТАНА

С. П. Киселев, В. П. Киселев, Е. В. Ворожцов

Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН,
630090 Новосибирск, Россия

E-mails: kiselev@itam.nsc.ru, kiselevvp@itam.nsc.ru, vorozh@itam.nsc.ru

Разработана методика и создана программа для численного расчета методом сглаженных частиц процесса деформирования упругопластического материала в осесимметричном случае при наличии контактных границ и теплопроводности материалов. С помощью данной программы решена задача о соударении частицы алюминия с пластиной из титана в условиях холодного газодинамического напыления. Показано, что при соударении в окрестности контактной границы частица — преграда происходит интенсивный нагрев частицы алюминия до значений температуры порядка 400 °С. Рассчитанная температура значительно меньше температуры плавления алюминия. Предложено объяснение механизма возникновения химической связи между алюминиевой частицей и пластиной из титана в условиях холодного газодинамического напыления вследствие образования интерметаллида в горячем слое вблизи контактной границы за счет самораспространяющегося высокотемпературного синтеза.

Ключевые слова: численное моделирование, метод сглаженных частиц, соударение, частица алюминия, пластина из титана, метод холодного газодинамического напыления, интерметаллид.

DOI: 10.15372/PMTF20220617

Введение. В настоящее время метод холодного газодинамического напыления (ХГН) широко применяется для нанесения покрытий. При использовании этого метода микрочастицы напыляемого материала ускоряются в сопле Лавалья до скоростей порядка $400 \div 1000$ м/с. При соударении микрочастиц с преградой происходит образование прочного покрытия [1, 2]. Известно большое количество работ (см., например, [3–6]), в которых исследуется процесс образования покрытия при ХГН. Однако механизм образования покрытия в процессе ХГН изучен недостаточно. В частности, не ясны физико-химические механизмы образования покрытия из интерметаллида титан — алюминий [7]. Физические процессы, происходящие при соударении микрочастицы с преградой, зависят не только от температуры микрочастицы, скорости соударения, но и от физико-механических свойств микрочастицы и преграды. Поэтому для различных пар частица — преграда механизм образования покрытий может быть разным.

В работах [3, 4] с помощью пакета ABAQUS проведено моделирование задачи о соударении микрочастицы меди с медной преградой. Деформация частицы и преграды описывалась упругопластической моделью, в которой предел текучести определялся формулой Джонсона — Кука. В работах [3, 4] не учитывалась теплопроводность материала, что привело к завышению значений температуры при численном моделировании. В работе [5] численно и экспериментально моделировалось соударение микрочастицы меди (Cu) с преградой из алюминия (Al). Численные расчеты проводились методом конечных элементов в пакете ABAQUS, при этом не учитывался теплообмен между микрочастицей и преградой. Обнаружено, что максимальная температура в преграде не превышала 270 °C. Однако проведенные эксперименты показали, что в окрестности контактной границы частица — преграда наблюдаются локальные области интерметаллида Al_2Cu . По мнению авторов работы [5], образование интерметаллида может быть обусловлено взаимной диффузией Cu и Al в твердой фазе при высоком давлении.

В работе [6] решена задача о соударении алюминиевой микрочастицы с недеформируемой преградой в условиях ХГН. В расчете не учитывалась теплопроводность алюминия, а процесс его деформирования описывался моделью Прандтля — Рейса. На основе рассчитанного поля скоростей и предположения о наличии расплава на контактной поверхности получена оценка толщины слоя расплава, согласно которой она не превышает 0,01 радиуса микрочастицы.

Для расчета процесса соударения частиц с преградой при ХГН широко используется метод сглаженных частиц (smoothed particle hydrodynamics (SPH)) [8–13], что позволяет учитывать большие деформации. Как правило, при проведении численных расчетов используются пакеты программ, в которых не учитывается теплопроводность [12]. Однако из проведенного выше анализа литературы следует, что при расчете соударения микрочастицы с преградой нужно учитывать их теплопроводность. В данной работе расчет процесса соударения микрочастицы алюминия с преградой из титана проводится методом SPH с учетом теплопроводности материала и преграды. Расчет выполнялся с использованием программы, созданной авторами данной работы. Расчет нормального соударения сферической микрочастицы Al с плоской преградой Ti проводился методом SPH в осесимметричном приближении.

1. Математическая модель. Поведение материалов частицы и пластины при их соударении будем описывать в рамках упругопластической модели Прандтля — Рейса [8–14]. Эта модель достаточно точно описывает упругопластические деформации в металлах. Рассмотрим случай, когда скорость частицы направлена перпендикулярно преграде. Тогда при соударении частицы и преграды в них происходит осесимметричное упругопластическое деформирование. В осесимметричном случае в цилиндрической системе координат в плоскости (r, z) уравнения неразрывности, движения и энергии имеют вид [14]

$$\begin{aligned} \frac{\dot{\rho}}{\rho} &= -(\dot{\epsilon}_{zz} + \dot{\epsilon}_{rr} + \dot{\epsilon}_{\theta\theta}), \quad \dot{z} = u, \quad \dot{r} = v, \quad \dot{u} = \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \sigma_{zz}}{\partial z} + \frac{\partial \sigma_{zr}}{\partial r} + \frac{\sigma_{zr}}{r} \right), \\ \dot{v} &= \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \sigma_{zr}}{\partial z} + \frac{\partial \sigma_{rr}}{\partial r} + \frac{\sigma_{rr} - \sigma_{\theta\theta}}{r} \right), \quad \dot{e} = \frac{1}{\rho} (\sigma_{zz}\dot{\epsilon}_{zz} + \sigma_{rr}\dot{\epsilon}_{rr} + \sigma_{\theta\theta}\dot{\epsilon}_{\theta\theta} + 2\sigma_{zr}\dot{\epsilon}_{zr} + \dot{q}), \\ e &= e_x + e_T, \quad e_x = \frac{K}{2\rho_0} \left(1 - \frac{\rho_0}{\rho} \right)^2, \quad e_T - e_{T_0} = C_V(T - T_0), \\ \sigma_{zz} &= S_{zz} - p, \quad \sigma_{rr} = S_{rr} - p, \quad \sigma_{\theta\theta} = S_{\theta\theta} - p, \quad \sigma_{zr} = S_{zr}, \\ \dot{S}_{zz} &= 2\mu \left(\dot{\epsilon}_{zz} + \frac{1}{3} \frac{\dot{\rho}}{\rho} \right) + 2\omega_{zr}\sigma_{zr}, \\ \dot{S}_{rr} &= 2\mu \left(\dot{\epsilon}_{rr} + \frac{1}{3} \frac{\dot{\rho}}{\rho} \right) - 2\omega_{zr}\sigma_{zr}, \quad \dot{S}_{zr} = 2\mu\dot{\epsilon}_{zr} + \omega_{zr}(S_{rr} - S_{zz}), \end{aligned} \tag{1}$$

$$\begin{aligned}
\dot{\epsilon}_{zz} &= \frac{\partial u}{\partial x}, \quad \dot{\epsilon}_{rr} = \frac{\partial v}{\partial y}, \quad \dot{\epsilon}_{zr} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial z} \right), \\
\omega_{zr} &= \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u}{\partial r} - \frac{\partial v}{\partial z} \right), \quad p = p_x + p_T, \quad p_x = K \left(1 - \frac{\rho_0}{\rho} \right), \\
p_T &= \Gamma \rho e_T, \quad \dot{q} = \frac{\partial}{\partial z} \lambda \frac{\partial T}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial r} \lambda \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\lambda}{r} \frac{\partial T}{\partial r}, \quad S_{\theta\theta} = -S_{zz} - S_{rr}, \\
J_S &= S_{zz}^2 + S_{rr}^2 + S_{\theta\theta}^2 + 2S_{zr}^2,
\end{aligned}$$

где точка над функцией обозначает производную по времени; ρ — плотность материала; z, r, u, v — координаты и скорость точки материала в цилиндрической системе координат; $\sigma_{zz}, \sigma_{rr}, \sigma_{\theta\theta}, \sigma_{zr}, S_{zz}, S_{rr}, S_{\theta\theta}, S_{zr}$ — компоненты тензора напряжения и девиатора напряжения; $\dot{\epsilon}_{zz}, \dot{\epsilon}_{rr}, \dot{\epsilon}_{\theta\theta}, \dot{\epsilon}_{zr}, \omega_{zr}$ — компоненты тензора скорости деформации и вектора угловой скорости; p, p_x, p_T — давление и его холодная и тепловая составляющие; e, e_x, e_T — внутренняя энергия и ее холодная и тепловая составляющие; T — температура; $\dot{q}$ — поток тепла; μ — модуль сдвига; K — модуль всестороннего сжатия; Γ — коэффициент Грюнайзена; Y — предел текучести; C_V — теплоемкость; λ — коэффициент теплопроводности; J_S — второй инвариант тензора напряжений. Если выполняется условие $J_S > 2Y^2/3$, компоненты девиатора тензора напряжений корректируются по формулам

$$S'_{zz} = S_{zz} \sqrt{2Y^2/(3J_S)}, \quad S'_{rr} = S_{rr} \sqrt{2Y^2/(3J_S)}, \quad S'_{zr} = S_{zr} \sqrt{2Y^2/(3J_S)}. \quad (2)$$

Предел текучести определялся по формуле Джонсона — Кука [15]

$$Y = (A + B(e_e^p)^L)(1 + C \ln(\dot{e}_e^p)) \left(1 - \left(\frac{T - T_0}{T_m - T_0} \right)^M \right), \quad (3)$$

где e_e^p — второй инвариант тензора пластической деформации:

$$e_e^p = \sqrt{\frac{2}{3} \left((e_{zz}^p - e_{rr}^p)^2 + (e_{zz}^p - e_{\theta\theta}^p)^2 + (e_{rr}^p - e_{\theta\theta}^p)^2 + \frac{3}{2} e_{zr}^{p2} \right)},$$

$\dot{e}_e^p$ — второй инвариант тензора скорости пластической деформации; T_0 — комнатная температура; T_m — температура плавления. Компоненты тензора пластической деформации e_{ij}^p и скорости пластической деформации $\dot{e}_{ij}^p$ определяются по формулам

$$e_{ij}^p = e_{ij} - e_{ij}^e, \quad e_{ij} = \varepsilon_{ij} - \varepsilon_{kk}/3, \quad e_{ij}^e = S_{ij}/(2\mu), \quad \dot{e}_{ij}^p = \dot{e}_{ij} - \dot{e}_{ij}^e. \quad (4)$$

2. Методика расчета. Система уравнений (1)–(4) решалась с использованием численного метода сглаженных частиц (метода SPH) в цилиндрической системе координат (z, r) [13]. При использовании метода сглаженных частиц [8–13] в начальный момент времени $t = 0$ весь материал, заполняющий расчетную область, разбивается на частицы массой m_j . На j -ю частицу приходится ячейка с площадью S_j^0 . Сумма площадей частиц S_j^0 равна площади, занимаемой материалом (в плоскости (r, z)): $S^0 = \sum_j S_j^0$, а сумма масс

всех частиц m_i — полной массе материала $M = \sum_j m_j$. Масса каждой частицы не меняется со временем, поэтому выполняется соотношение $m_i = \rho_i S_i r_i = \rho_i^0 S_i^0 r_i^0$, где S_i — площадь ячейки; ρ_i — плотность; r_i — радиальная координата i -й частицы в момент времени t ; верхний индекс “0” соответствует начальному моменту времени. Уравнения движения частиц получаются из системы уравнений (1) путем интерполяции с помощью сглаживающих функций. С каждой частицей связывается сглаживающая функция $w(|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|, h)$

(ядро аппроксимации), которая перемещается вместе с частицей. График сглаживающей функции имеет колоколообразную форму, максимум функции находится в точке $\mathbf{r}(z, r)$, где расположена частица. Сглаживающая функция отлична от нуля при $|\mathbf{r} - \mathbf{r}'| < 2h$ (h — радиус сглаживания). Во внутренней области материала эта функция удовлетворяет условию нормировки

$$\int w(|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|, h) dS' = 1, \quad (5)$$

где $\mathbf{r}'(z', r')$ — координаты точки в окрестности точки $\mathbf{r}(z, r)$. С помощью сглаживающей функции среднее значение функции $f(z, r)$ определялось по формуле

$$\overline{f(z, r)} = \frac{1}{W(z, r)} \int f(z', r') w(|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|, h) dS', \quad W(z, r) = \int w(|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|, h) dS', \quad (6)$$

где $1/W(z, r)$ — нормирующий множитель [16]. Согласно (5) внутри расчетной области $W(z, r) = 1$, а на границе расчетной области $W(z, r) < 1$. Производную от функции (6) можно представить в виде

$$\frac{\partial \overline{f}}{\partial z} = \frac{1}{W} \int \frac{\partial f}{\partial z'} w dS' = -\frac{1}{W} \int f \frac{\partial w}{\partial z'} dS' = \frac{1}{W} \int f \frac{\partial w}{\partial z} dS'. \quad (7)$$

Поскольку среда разбивается на дискретные частицы, интегралы в (5)–(7) превращаются в соответствующие суммы. В результате из (5)–(7) получаем формулы для определения искомых функций в i -й точке по значениям функций в j -х частицах из ее окрестности:

$$W_i = \sum_j w_{ji} S_j, \quad f_i = \frac{1}{W_i} \sum_j f_j w_{ji} S_j, \quad \left. \frac{\partial f}{\partial z} \right|_i = \frac{1}{W_i} \sum_j f_j \frac{\partial w_{ji}}{\partial z_i} S_j \quad (8)$$

(S_j — площадь ячейки в плоскости (z, r) , приходящаяся на j -ю частицу). Для производной по времени в (1) используем аппроксимацию $\dot{f} \approx (f^{n+1} - f^n)/\tau$. Из формулы (8) и формул (1) находим систему уравнений для всех переменных, входящих в (1). Полученная система уравнений является громоздкой (см. [13]), поэтому рассмотрим только различия уравнений SPH, полученных в данной работе и в работе [13].

Ниже приведены уравнения для плотности ρ_i , скоростей u_i , v_i и энергии e_i частицы. Если в момент времени t^n известны все параметры i -й частицы, то в момент времени $t^{n+1} = t^n + \tau$ они определяются по формулам

$$\begin{aligned} \rho_i^{n+1} &= \rho_i^n (1 - \tau(\dot{\epsilon}_{zz} + \dot{\epsilon}_{rr} + \dot{\epsilon}_{\theta\theta})), \quad \dot{\epsilon}_{zzi} = \frac{1}{W_i} \sum_j S_j (u_j - u_i) \frac{\partial w_{ji}}{\partial z_i}, \\ \dot{\epsilon}_{rri} &= \frac{1}{W_i} \sum_j S_j (v_j - v_i) \frac{\partial w_{ji}}{\partial r_i}, \quad \dot{\epsilon}_{\theta\theta i} = \frac{v_i}{r_i}, \\ u_i^{n+1} &= u_i^n + \tau \left(f_{zi} + \frac{\sigma_{zri}}{\rho_i r_i} \right), \quad v_i^{n+1} = v_i^n + \tau \left(f_{ri} + \frac{\sigma_{rri} - \sigma_{\theta\theta i}}{\rho_i r_i} \right), \\ f_{zi} &= \frac{\tilde{f}_{zi}}{W_i \rho_i}, \quad \tilde{f}_{zi} = \sum_j S_j \left((\sigma_{zzj} + \sigma_{zzi} + \Pi_{ji}) \frac{\partial w_{ji}}{\partial z_i} + (\sigma_{zrj} + \sigma_{zri}) \frac{\partial w_{ji}}{\partial r_i} \right), \\ f_{ri} &= \frac{\tilde{f}_{ri}}{W_i \rho_i}, \quad \tilde{f}_{ri} = \sum_j S_j \left((\sigma_{zrj} + \sigma_{zri}) \frac{\partial w_{ji}}{\partial z_i} + (\sigma_{rrj} + \sigma_{rri} + \Pi_{ji}) \frac{\partial w_{ji}}{\partial r_i} \right), \\ e_i^{n+1} &= e_i^n + \frac{\tau}{\rho_i} (\sigma_{zzi} \dot{\epsilon}_{zzi} + \sigma_{rri} \dot{\epsilon}_{rri} + \sigma_{\theta\theta i} \dot{\epsilon}_{\theta\theta i} + 2\sigma_{zri} \dot{\epsilon}_{zri} + \dot{q}_i), \end{aligned} \quad (9)$$

где Π_{ji} — напряжения, создаваемые искусственной вязкостью; $\dot{q}_i$ — поток тепла. Выражения для напряжений Π_{ji} и потока тепла $\dot{q}_i$ получены путем аппроксимации лапласиана по формулам, предложенным в работе [17]:

$$\Pi_{ji} = (\alpha \bar{c}_{ji} \mu_{ji} - \beta \mu_{ji}^2) \bar{\rho}_{ji}, \quad \mu_{ji} = \frac{h \mathbf{v}_{ji} \cdot \mathbf{r}_{ji}}{\mathbf{r}_{ji}^2 + \varepsilon h^2}, \quad \bar{c}_{ji} = \frac{c_j + c_i}{2}, \quad \bar{\rho}_{ji} = \frac{\rho_j + \rho_i}{2},$$

$$\dot{q}_i = \frac{\dot{\bar{q}}_i}{W_i}, \quad \dot{\bar{q}}_i = \sum_j \lambda S_j (T_j - T_i) \left(2 \frac{\mathbf{r}_{ji} \cdot \text{grad } w_{ji}}{\mathbf{r}_{ji}^2 + 0,01 h^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial w_{ji}}{\partial z_i} \right), \quad (10)$$

$$\mathbf{r}_{ji} \cdot \text{grad } w_{ji} = (z_j - z_i) \frac{\partial w_{ji}}{\partial z_i} + (r_j - r_i) \frac{\partial w_{ji}}{\partial r_i},$$

$$\mathbf{v}_{ji} \cdot \mathbf{r}_{ji} = (u_j - u_i)(z_j - z_i) + (v_j - v_i)(r_j - r_i), \quad \mathbf{r}_{ji}^2 = (z_j - z_i)^2 + (r_j - r_i)^2$$

(c — скорость звука). В отличие от уравнений, приведенных в [13], уравнения (9), (10) описывают не только движение среды, но и теплопроводность материала. Данная схема является явной, поэтому шаг интегрирования по времени τ должен удовлетворять условию [17]

$$\tau = \min(\tau_1, \tau_2), \quad \tau_1 = \kappa_1 \min \left(\frac{h}{|\mathbf{v}_i| + c_i} \right), \quad \tau_2 = \kappa_2 \min \left(\frac{h^2 \rho_i C_V}{\lambda} \right), \quad \kappa_i < 1. \quad (11)$$

3. Расчет силы взаимодействия частиц и теплового потока между частицами на контактной границе. Если в расчетной области имеется два тела с различными физическими свойствами, то для частиц, находящихся в окрестности контактной границы в слое $|\mathbf{r}_{ji}| \leq 2h$, необходимо изменить формулы в (9) для сил и потока тепла. Сначала определим силу, действующую на частицу первого тела, находящуюся в этом слое. На частицу первого тела действуют частицы того же тела и частицы второго тела, поэтому полная сила, действующая на i -ю частицу первого тела, определяется по формулам

$$f_{zi} = \frac{1}{\tilde{W}_{i\rho_i}} (\tilde{f}_{z1i} + \tilde{f}_{z2i}) + \frac{\sigma_{zri}}{\rho_i r_i}, \quad f_{ri} = \frac{1}{\tilde{W}_{i\rho_i}} (\tilde{f}_{r1i} + \tilde{f}_{r2i}) + \frac{\sigma_{rri} - \sigma_{\theta\theta i}}{\rho_i r_i}. \quad (12)$$

В (12) первое слагаемое в скобках определяется взаимодействием с частицами первого тела, поэтому $\tilde{f}_{z1i} = \tilde{f}_{zi}$, $\tilde{f}_{r1i} = \tilde{f}_{ri}$, где величины $\tilde{f}_{zi}$, $\tilde{f}_{ri}$ вычисляются по соответствующим формулам (9), в которых S_j , $\sigma_{\alpha\beta j}$ — площадь и напряжения j -й частицы первого тела. Второе слагаемое в скобках в (12) определяется взаимодействием с частицами второго тела и находится по формулам, аналогичным (9):

$$\tilde{f}_{z2i} = \sum_j f_{zji}, \quad f_{zji} = S_{2j} \left((\sigma_{zz2j} + \sigma_{zz1i} + \Pi_{ji}) \frac{\partial w_{ji}}{\partial z_i} + (\sigma_{zr2j} + \sigma_{zr1i}) \frac{\partial w_{ji}}{\partial r_i} \right),$$

$$\tilde{f}_{r2i} = \sum_j f_{rji}, \quad f_{rji} = S_{2j} \left((\sigma_{zr2j} + \sigma_{zr1i}) \frac{\partial w_{ji}}{\partial z_i} + (\sigma_{rr2j} + \sigma_{rr1i} + \Pi_{ji}) \frac{\partial w_{ji}}{\partial r_i} \right). \quad (13)$$

Здесь S_{2j} , $\sigma_{\alpha\beta 2j}$ — площадь и напряжения j -й частицы второго тела. В этом случае суммирование в формулах (9), (13) проводится по частицам, находящимся в слое

$$|\mathbf{r}_{ji}| \leq 2h, \quad |\mathbf{r}_{ji}| = \sqrt{(z_j - z_i)^2 + (r_j - r_i)^2}. \quad (14)$$

Сила (13), действующая со стороны частиц второго тела на частицу первого, должна быть только сжимающей (отсутствует прилипание), поэтому для ее учета необходимо выполнение условия

$$\mathbf{r}_{ji} \cdot \mathbf{F}_{ji} = (z_j - z_i) f_{zji} + (r_j - r_i) f_{rji} < 0. \quad (15)$$

В случае $\mathbf{r}_{ji} \cdot \mathbf{F}_{ji} > 0$ в формулах (13) следует положить $f_{zji} = 0$, $f_{rji} = 0$. Величина $\tilde{W}_i$ в (12) определяется по формуле

$$\tilde{W}_i = \sum_j w_{ji} S_{1j} + \sum_j w_{ji} S_{2j}, \quad (16)$$

где первая сумма соответствует частицам первого тела, а вторая — частицам второго тела, если выполняется неравенство (15). Сила, действующая на частицу второго тела, вычисляется по формулам (12)–(16), в которых нужно поменять местами индексы 1 и 2.

Поток тепла к i -й частице первого тела, находящейся в слое (14) в окрестности контактной границы, определяется по формуле

$$\dot{q}_i = \frac{1}{\tilde{W}_i} (\dot{q}_{1i} + \dot{q}_{2i}). \quad (17)$$

В (17) первое слагаемое в скобках определяется потоком тепла от j -х частиц первого тела, поэтому $\dot{q}_{1i} = \dot{\tilde{q}}_i$, где $\dot{\tilde{q}}_i$ вычисляется по второй формуле в (10), в которой λ , S_j , T_j — коэффициент теплопроводности, площадь и температура j -й частицы первого тела. Второе слагаемое в скобках в (17) определяется потоком тепла от j -х частиц второго тела по формуле, аналогичной (10):

$$\dot{\tilde{q}}_{2i} = \sum_j \lambda_s S_{2j} (T_{2j} - T_{1i}) \left(2 \frac{\mathbf{r}_{ji} \cdot \text{grad } w_{ji}}{\mathbf{r}_{ji}^2 + 0,01h^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial w_{ji}}{\partial z_{1i}} \right); \quad (18)$$

$$\mathbf{r}_{ji} \cdot \text{grad } w_{ji} = (z_{2j} - z_{1i}) \frac{\partial w_{ji}}{\partial z_{1i}} + (r_{2j} - r_{1i}) \frac{\partial w_{ji}}{\partial r_{1i}}, \quad \mathbf{r}_{ji}^2 = (z_{2j} - z_{1i})^2 + (r_{2j} - r_{1i})^2,$$

где S_{2j} , T_{2j} — площадь и температура j -й частицы второго тела. Коэффициент теплопроводности в формуле (18) определяется путем линейной интерполяции:

$$\lambda_s = \lambda_1 + \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{2h} |\mathbf{r}_{ji}|, \quad |\mathbf{r}_{ji}| = \sqrt{(z_{2j} - z_{1i})^2 + (r_{2j} - r_{1i})^2}, \quad |\mathbf{r}_{ji}| \leq 2h \quad (19)$$

(λ_1 , λ_2 — коэффициенты теплопроводности в материале первого и второго тел).

Поток тепла к i -й частице второго тела, находящейся в слое (14) в окрестности контактной границы, определяется по формулам (17)–(19), в которых нужно поменять местами индексы 1 и 2.

В численных расчетах использовалась сглаживающая функция [11]

$$w_{ji} = A \begin{cases} 1 - 3\nu^2/2 + 3\nu^3/4, & \nu < 1, \\ (2 - \nu)^3/4, & 1 < \nu < 2, \\ 0, & \nu > 2, \end{cases} \quad (20)$$

$$A = \frac{10}{7\pi h^2}, \quad \nu = \frac{\sqrt{(z_j - z_i)^2 + (r_j - r_i)^2}}{h}.$$

Из формул (12), (13), (19), (20) следует, что в данном подходе применяется сквозной метод расчета, а контактная граница за счет осреднения (12) и интерполяции (19) размазывается на толщину $2h$.

4. Верификация метода расчета. Для верификации предложенной методики расчета были рассмотрены две задачи: распространение тепла от точечного источника и соударение частицы с преградой.

4.1. Задача о теплопроводности в частице алюминия. Рассмотрим плоскую задачу о распространении тепла от точечного источника, расположенного в центре квадратной

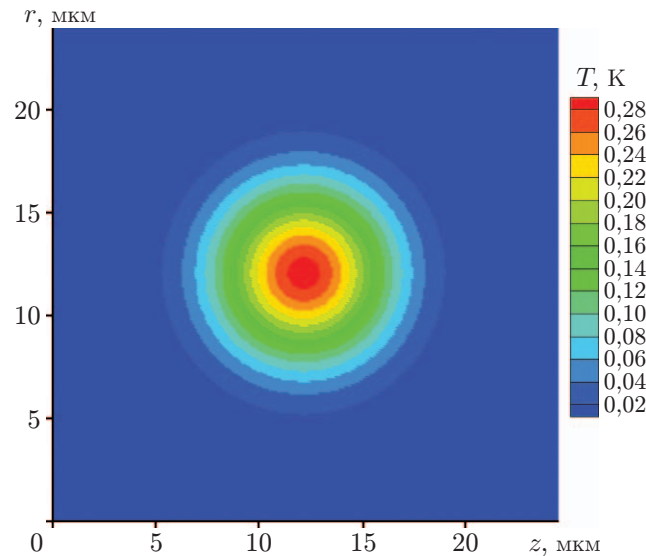


Рис. 1. Результаты расчета процесса распространения тепла от источника, расположенного в точке с координатами $r_0 = 12$ мкм, $z_0 = 12$ мкм, в момент времени $t_1 = 50$ мкс

области $r_0 = z_0 = 12$ мкм с длиной стороны $L = 24$ мкм. На границах квадратной области зададим условие равенства нулю потока тепла $\partial T / \partial n = 0$. Область разбивалась на квадратные ячейки размером $h_z = h_r = 0,4$ мкм, в узлах которых размещались частицы Al. Скорость частиц во все моменты времени полагалась равной нулю: $u_i = 0$, $v_i = 0$. В начальный момент времени $t = 0$ в частице, находящейся в центре квадрата, выделяется количество тепла $q / (\rho_0 C_p) = 4h_z h_r T_{00}$ ($T_{00} = 100$ K). Требуется найти распределение температуры $T(z, r, t)$ в квадрате при $t > 0$.

На рис. 1 приведены результаты численного расчета температуры $T(z, r, t_i)$ в Al в момент времени $t_1 = 50$ мкс, полученные по предложенной выше методике. Полученное численное решение (см. рис. 1) сравнивалось с точным решением задачи о распространении тепла от точечного источника, расположенного в точке с координатами (r_0, z_0) , в безграничной среде в плоском случае [18]

$$T = \frac{q}{4\pi\rho_0 C_p \varkappa^2 t} \exp\left(-\frac{(r-r_0)^2 + (z-z_0)^2}{4\varkappa^2 t}\right), \quad \varkappa = \frac{\lambda}{\rho_0 C_p} \quad (21)$$

($\varkappa$ — коэффициент температуропроводности Al). На рис. 2 приведено распределение температуры $T(z, r_0)$ вдоль оси z при $r = r_0 = 12$ мкм в различные моменты времени.

Из рис. 1 следует, что в момент времени $t_1 = 50$ мкс рассчитанное распределение температуры $T(z, r)$ является осесимметричным относительно оси, проходящей через точку $r = r_0$, $z = z_0$. Это численное решение $T(z, r)$ совпадает с решением, определяемым формулой (21) (см. рис. 2). В момент времени $t_2 = 250$ мкс рассчитанное распределение температуры вблизи границ области отклоняется от точного решения (21). Это обусловлено влиянием граничных условий в окрестности границы расчетной области.

4.2. Задача о соударении частицы с преградой. Рассмотрим задачу о соударении частицы Al с пластиной из Ti с использованием метода Уилкинса [14] и предложенного метода без учета теплопроводности ($\lambda = 0$).

На рис. 3 показана схема соударения частицы с преградой (вследствие симметрии задачи показаны верхние половины частицы и преграды). На границах Γ_{11} и Γ_{21} задавалось условие симметрии. До момента соударения границы Γ_{12} и Γ_{24} были свободны от

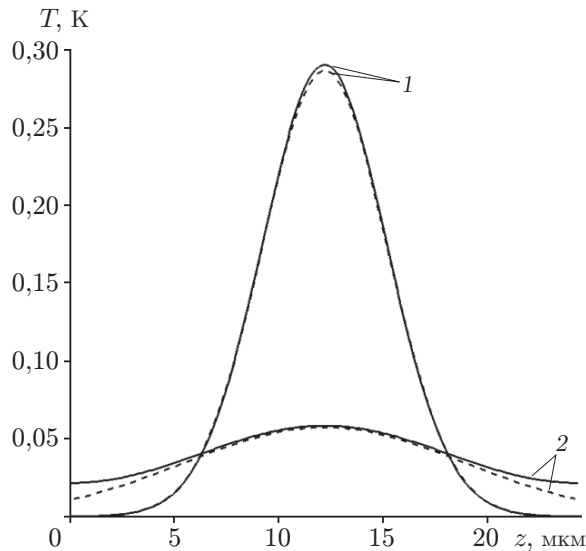


Рис. 2

Рис. 2. Распределение температуры $T(z, r_0)$ в моменты времени $t_1 = 50$ мкс (1), $t_2 = 250$ мкс (2):

сплошные кривые — численный расчет, штриховые — расчет по формуле (22)

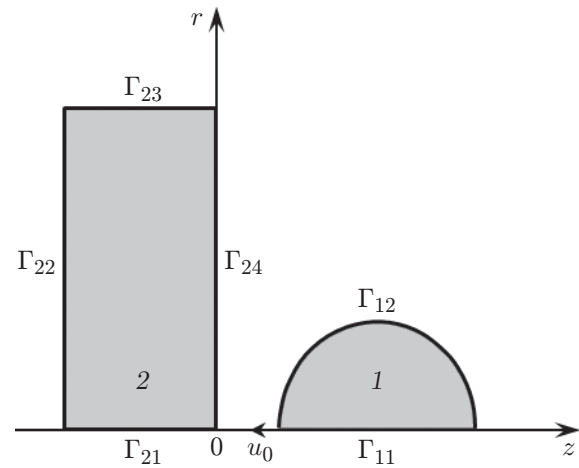


Рис. 3

Рис. 3. Сферическая частица Al (1) и цилиндрическая пластина из Ti (2) в начальный момент времени в плоскости (r, z)

напряжений. В процессе соударения на контактирующих участках границ Γ_{12} и Γ_{24} задавались условия равенства сил и перемещений. Граница Γ_{22} фиксирована, Γ_{23} свободна от напряжений. Перед соударением частица Al имела скорость $u_0 < 0$.

До момента соударения диаметр сферической частицы Al равен $d = 20$ мкм, температура $T_1 = 0$ °С. Параметры уравнения состояния Al имели следующие значения: $\mu = 24,8$ ГПа, $K = 73$ ГПа, $\Gamma = 2$, $C_V = 880$ Дж/(кг · К), $\rho_0 = 2,7 \cdot 10^3$ кг/м³. Предел текучести Al будем считать постоянным: $Y = 0,3$ ГПа. Рассмотрим пластину из Ti в виде диска диаметром $L = 50$ мкм и толщиной $H = 10$ мкм с температурой $T_2 = 0$ °С. Параметры уравнения состояния Ti имеют следующие значения: $\mu = 39,2$ ГПа, $K = 103$ ГПа, $\Gamma = 2$, $C_V = 533$ Дж/(кг · К), $\rho_0 = 4,5 \cdot 10^3$ кг/м³. В расчете предел текучести Ti был постоянным: $Y = 1$ ГПа. При использовании метода Уилкинса частица Al и преграда из Ti разбивались на N' четырехугольных ячеек, при использовании метода SPH — на N гладких частиц. В численных расчетах число гладких частиц и ячеек в пластине из Ti было одинаковым: $N_{Ti} = N'_{Ti} = 1575$, в частице Al $N_{Al} = 983$, $N'_{Al} = 2000$. Радиус сглаживания h в формуле (20) был равен двум расстояниям между гладкими частицами. Скорость соударения частицы Al с преградой из Ti равна $u_0 = 550$ м/с (типичная скорость соударения при ХГН). Заметим, что в рамках модифицированного метода Уилкинса без учета теплопроводности задача о взаимодействии частицы с твердой преградой рассматривалась в работе [6].

На рис. 4, 5 показаны распределения скорости $u(z)$ и температуры $T(z)$ на оси ($r = 0$), рассчитанные методом Уилкинса и методом SPH. При соударении частицы с преградой возникает ударная волна, которая распространяется слева направо (см. рис. 4). В ударной волне происходит торможение частицы, которая растекается по поверхности преграды. В Al в окрестности контактной границы происходит интенсивная пластическая деформация, что приводит к росту температуры, максимум которой находится вблизи контактной

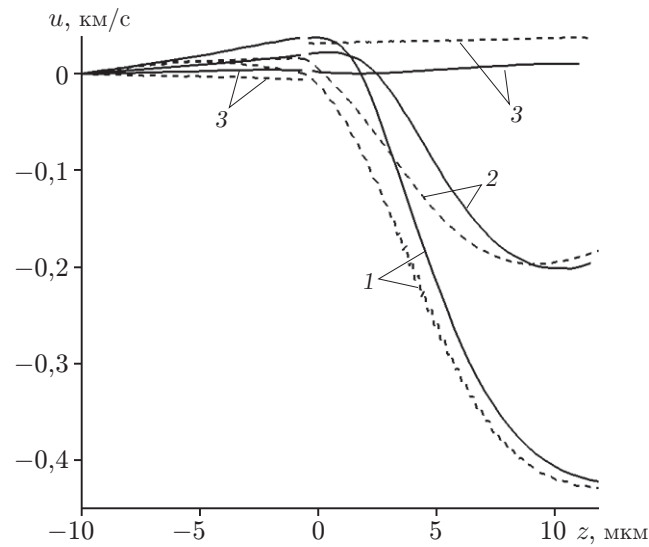


Рис. 4. Распределение скорости $u(z)$ на оси $r = 0$ в моменты времени $t_1 = 10$ мкс (1), $t_2 = 20$ мкс (2), $t_3 = 40$ мкс (3):
штриховые линии — расчет с использованием метода Уилкинса, сплошные — расчет с использованием метода SPH

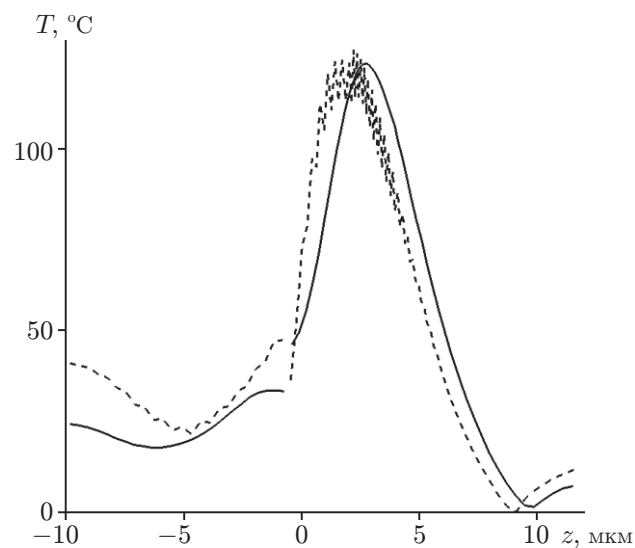


Рис. 5. Распределение температуры $T(z)$ на оси $r = 0$ в момент времени $t = 20$ мкс:
штриховая линия — расчет с использованием метода Уилкинса, сплошная — расчет с использованием метода SPH

границы (см. рис. 5). Из рис. 4, 5 следует, что результаты расчета методом Уилкинса и методом SPH хорошо согласуются. Небольшое запаздывание (сдвиг) фронтов ударной волны и температуры вызвано, по-видимому, различием в этих двух методах алгоритмов расчета взаимодействия материалов частицы и преграды на контактной границе. В соответствии с методом Уилкинса взаимодействие частицы с преградой происходит в момент соприкосновения ячейки частицы Al с ячейкой пластины из Ti. В соответствии с методом SPH взаимодействие (отталкивание при ударе) частицы Al с частицей Ti начинается раньше, в тот момент, когда происходит частичное наложение сглаживающих функций (20) для Al и Ti. Поэтому скорость отскока частицы в методе Уилкинса больше скорости отскока в методе SPH.

5. Результаты расчетов процесса соударения частицы Al с преградой из Ti.

Исследуем процесс соударения частицы Al с пластиной из Ti с учетом теплопроводности при тех же геометрических и прочностных параметрах, что и в задаче о соударении (см. подп. 4.2). Скорость, температуру и диаметр частицы Al до момента соударения выберем такими же, как в эксперименте по холодному напылению, описанному в [7]: $u_1 = 550$ м/с, $T_1 = 200$ °C, $d = 20$ мкм. Пластина из Ti находилась на жестком основании и имела температуру $T_2 = 0$ °C. В данном случае, в отличие от случая, рассмотренного в подп. 4.2, будем учитывать зависимость предела текучести от температуры, деформации и скорости деформации, определяемую формулой Джонсона — Кука (2). Параметры, входящие в формулу (2), были взяты из работы [12]: для Al — $A = 0,148$ ГПа, $B = 0,345$ ГПа, $L = 0,183$, $C = 0,001$, $T_m = 933$ К, $T_0 = 293$ К, $M = 0,895$; для Ti — $A = 0,806$ ГПа, $B = 0,482$ ГПа, $L = 0,319$, $C = 0,0194$, $T_m = 1941$ К, $T_0 = 293$ К, $M = 0,655$. Коэффициент теплопроводности Al равен $\lambda = 211$ Вт/(м·К), Ti — $\lambda = 18$ Вт/(м·К).

До момента соударения частица Al и пластина из Ti разбивались на N_{Al} и N_{Ti} гладких частиц. Для определения необходимого числа гладких частиц исследовалась сходимость результатов расчетов при его увеличении и неизменных параметрах соударения. Проведены расчеты при данных параметрах соударения и различном количестве гладких частиц. На рис. 6,а показано распределение скорости $u(z)$ на оси $r = 0$ при различном числе частиц, на рис. 6,б — распределение температуры $T(z)$ в сечении $r_* = 9$ мкм, в котором достигается максимальное значение температуры в частице. Линией 9 на рис. 6 показаны результаты расчета без учета теплопроводности. Видно, что при увеличении числа частиц наблюдается сходимость результатов расчетов. Из рис. 6 следует, что при данной скорости соударения и геометрии задачи в расчетах по данной методике можно использовать число гладких частиц $N_{Al} = 62\,832$, $N_{Ti} = 100\,800$ (кривые 7). Заметим, что по мере смещения частицы Al к контактной границе Al–Ti скорость ее материала в волне сжатия уменьшается практически до нуля (см. рис. 6,а). В пластине из Ti скорость $u(z)$ мала и линейно уменьшается до нуля при смещении от контактной границы Al–Ti к левой границе пластины. Распределение скорости в частице $u(z)$, вычисленное без учета теплопроводности, близко к распределению $u(z)$, вычисленному с ее учетом. Следовательно, теплопроводность оказывает слабое влияние на распределение скорости в частице и преграде. Однако теплопроводность оказывает существенное влияние на распределение температуры в частице и преграде (см. рис. 6,б). При учете теплопроводности максимальное значение температуры $T(r_*, z) \approx 400$ °C достигается в слое Al толщиной $\delta < 400$ мкм вблизи контактной границы Al–Ti при $r_* = 9$ мкм. Это значение на 200 °C меньше температуры плавления Al. В расчетах без учета теплопроводности максимальное значение температуры также достигается в Al вблизи контактной границы Al–Ti и составляет величину, близкую к температуре плавления Al: $T(r_*, z) \approx 600$ °C. Заметим, что в процессе соударения пластина из Ti практически не нагревается (см. рис. 6,б). Это обусловлено малой пластической деформацией и малым коэффициентом теплопроводности в пластине

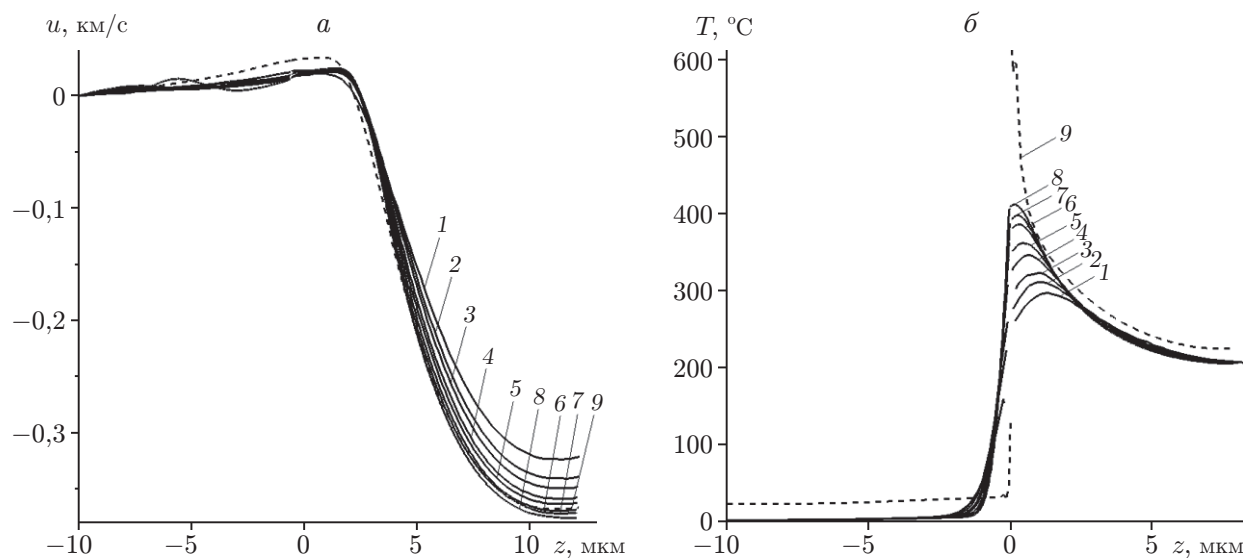


Рис. 6. Распределения скорости $u(z)$ на оси $r = 0$ (а) и температуры $T(z)$ в сечении $r_* = 9$ мкм (б) в момент времени $t = 20$ нс при различном числе частиц:

1 — $N_{\text{Al}} = 983$, $N_{\text{Ti}} = 1575$; 2 — $N_{\text{Al}} = 2270$, $N_{\text{Ti}} = 3610$; 3 — $N_{\text{Al}} = 3929$, $N_{\text{Ti}} = 6300$; 4 — $N_{\text{Al}} = 8837$, $N_{\text{Ti}} = 14\,250$; 5 — $N_{\text{Al}} = 15\,708$, $N_{\text{Ti}} = 25\,200$; 6 — $N_{\text{Al}} = 35\,344$, $N_{\text{Ti}} = 56\,250$; 7 — $N_{\text{Al}} = 62\,832$, $N_{\text{Ti}} = 100\,800$; 8 — $N_{\text{Al}} = 141\,378$, $N_{\text{Ti}} = 226\,800$; 9 — $N_{\text{Al}} = 62\,832$, $N_{\text{Ti}} = 100\,800$ (расчет без учета теплопроводности)

из Ti (коэффициент теплопроводности Ti почти в 10 раз меньше коэффициента теплопроводности Al). Проведенный анализ показывает, что при расчете температуры частицы Al при ее соударении с пластиной из Ti необходимо учитывать теплопроводность.

Рассмотрим более подробно процесс соударения частицы Al с пластиной из Ti. На рис. 7–9 приведены результаты расчета при $N_{\text{Al}} = 141\,378$, $N_{\text{Ti}} = 226\,800$ (см. рис. 6). На рис. 7,а показаны результаты расчета напряжений на оси в различные моменты времени, на рис. 7,б — распределение напряжения в частице и преграде $\sigma_{zz}(r, z)$, возникающее в результате соударения частицы Al с пластиной из Ti в момент времени $t_1 = 10$ нс. На рис. 7,а видно, что при соударении возникает отраженная ударная волна, в которой происходит торможение материала частицы. Напряжение за ударной волной достигает максимального значения $\sigma_{zz} \approx -1,6$ ГПа в окрестности поверхности контакта (см. рис. 7,а). С течением времени амплитуда ударной волны монотонно уменьшается. Заметим, что на поверхности контакта наблюдаются осцилляции напряжения, которые возникают при вычислении тензора деформации. На границе частицы в точке контакта с преградой образуется волна разрежения, что приводит к интенсивному растеканию частицы по поверхности пластины из Ti вдоль оси r (см. рис. 7,б). В результате частица расплющивается и приобретает колоколообразную форму. Растекание частицы происходит за счет пластической деформации. При пластической деформации происходит диссипация энергии, в результате чего кинетическая энергия частицы переходит в тепловую энергию. При $t > 30$ нс пластическая деформация в частице прекращается, поэтому форма частицы не меняется. Отметим, что в процессе соударения пластина из Ti практически не испытывает пластических деформаций, поэтому ее форма почти не меняется.

На рис. 8 показаны результаты расчета температуры $T(r, z)$ при соударении частицы Al с пластиной из Ti в различные моменты времени. Видно, что при соударении происходит нагрев частицы Al, при этом пластина из Ti практически не нагревается. При $t > 30$ нс

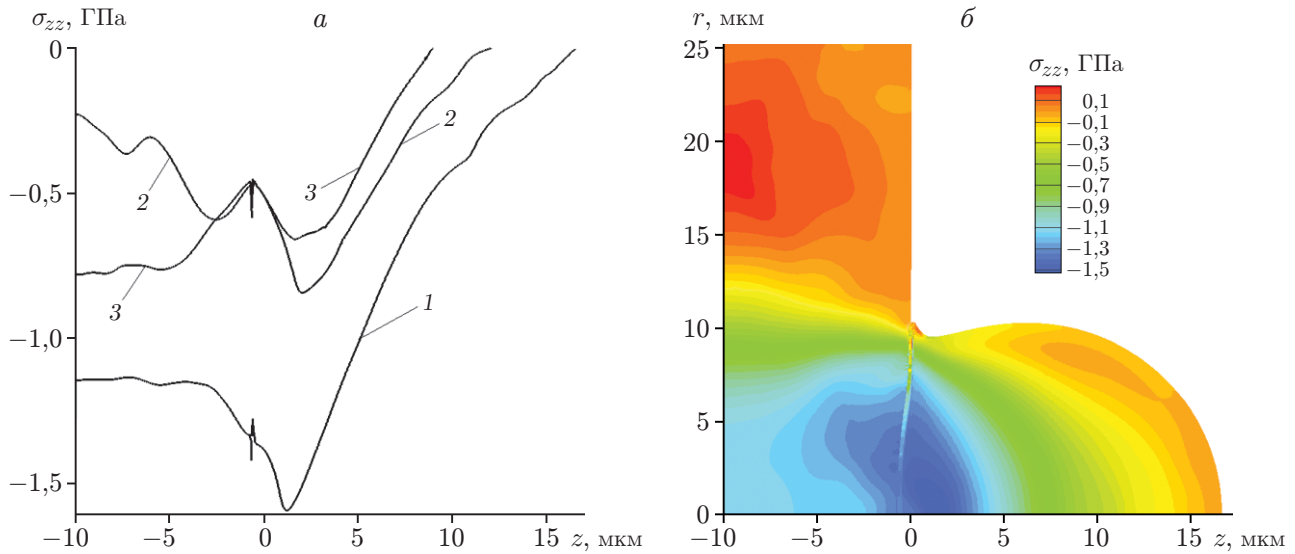


Рис. 7. Распределение напряжения $\sigma_{zz}(r, z)$ в частице Al и пластине из Ti:

a — $\sigma_{zz}(0, z, t_i)$ (1 — $t_1 = 10$ нс, 2 — $t_2 = 20$ нс, 3 — $t_3 = 30$ нс); *б* — $\sigma_{zz}(r, z, t_1)$ при $t_1 = 10$ нс

прекращается пластическая деформация, а следовательно, и нагрев частицы, после чего ее температура изменяется только за счет теплопроводности. Из рис. 8 следует, что распределение температуры $T(r, z)$ в частице является существенно неравномерным. Имеет место локальный нагрев в узком слое, прилегающем к поверхности контакта, в котором температура Al увеличивается на величину $\Delta T \approx 200$ °С. Локальное увеличение температуры вызвано локализацией пластической деформации частицы вблизи контактной границы. Максимальное значение температуры в этом слое $T_* \approx 420$ °С меньше температуры плавления Al $T_m = 630$ °С. Вследствие теплопроводности с увеличением времени температура на контактной границе уменьшается, а вдали от нее увеличивается.

На рис. 9 показаны распределения инвариантов тензора деформации $\varepsilon_d(r, z)$ и напряжения $\sigma_d(r, z)$ в момент времени $t_2 = 20$ нс. Видно, что в частице Al в слое толщиной $\Delta z \approx 1$ мкм, расположенном вблизи контактной границы на участке $5 \text{ мкм} < r < 13 \text{ мкм}$, наблюдается разупрочнение материала, при котором касательные напряжения, пропорциональные σ_d , уменьшаются в два раза. Это приводит к резкому (на порядок) увеличению пластической деформации до значения $\varepsilon_d \approx 10$. В результате в этом слое выделяется большое количество тепловой энергии $\Delta E \approx \sigma_d \varepsilon_d / \rho$, что приводит к увеличению температуры $\Delta T \approx \Delta E / C_P$ (см. рис. 8).

6. Обсуждение результатов расчетов. Приведенные выше результаты расчетов показали, что при столкновении частицы Al с преградой из Ti (в условиях ХГН) происходят локализация деформации и увеличение температуры в микрочастице Al вблизи контактной границы Al–Ti. Однако эта температура значительно меньше температуры плавления Al. В данном случае при столкновении не происходит плавления Al, поэтому между частицей Al и пластиной из Ti не должна возникать прочная связь. Этот вывод противоречит эксперименту [7], результаты которого показывают, что при данных условиях соударения на поверхности пластины из Ti образуется прочное покрытие из частиц Al.

Аналогичная проблема возникает при попытке объяснить механизм напыления частиц меди (Cu) на пластину Al методом ХГН [5]. Как отмечалось выше, в работе [5] численно и экспериментально исследовалось соударение отдельных микрочастиц меди (Cu) с пластиной из Al в условиях ХГН. Диаметр микрочастиц Cu менялся в диапазоне $10 \div 60$ мкм. Численные расчеты показали, что в Al вблизи контактной поверхности наблюдается ло-

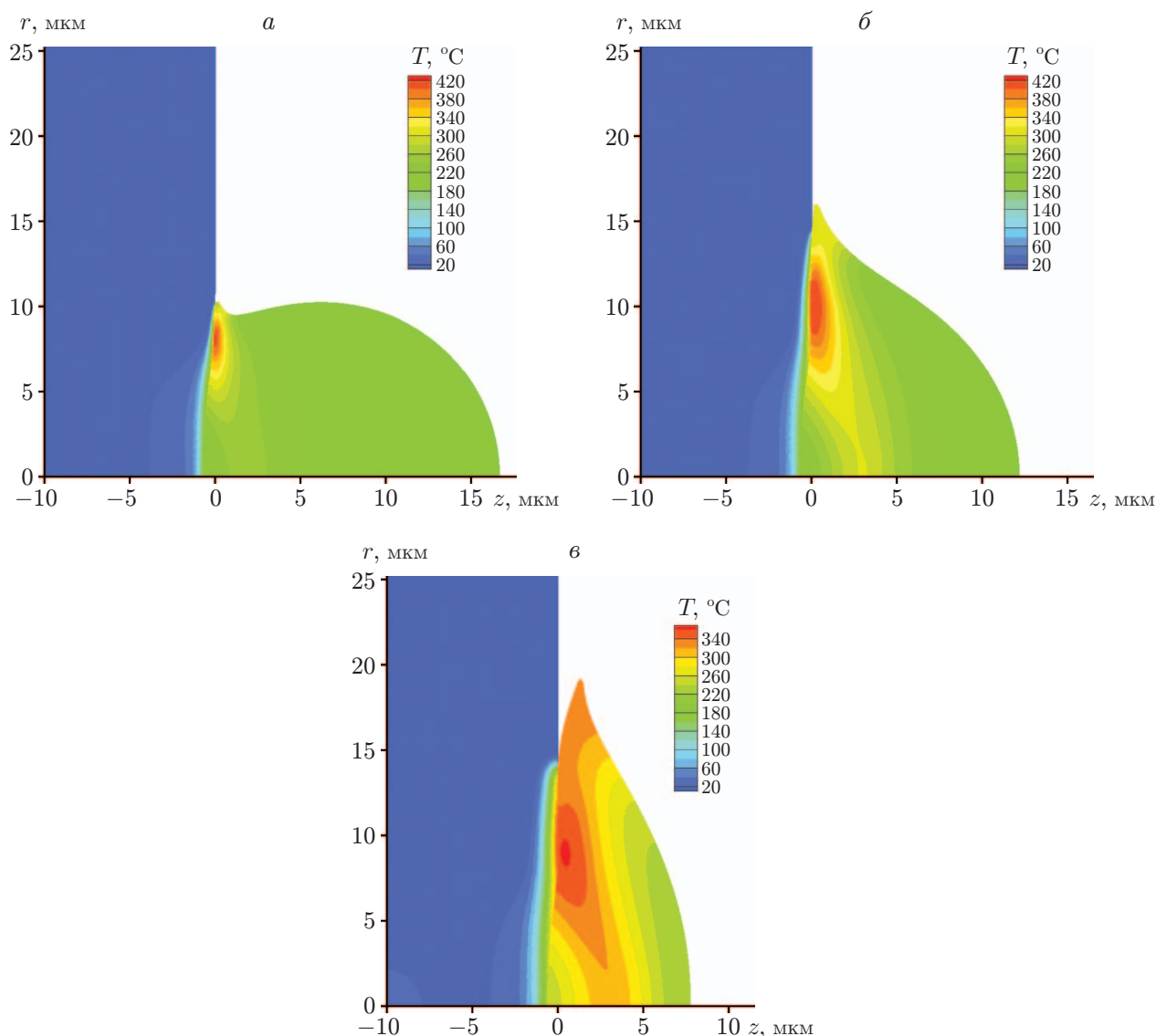


Рис. 8. Распределение температуры $T(r, z)$ в частице Al и пластине из Ti в различные моменты времени:

a — $t_1 = 10$ нс, *б* — $t_2 = 20$ нс, *в* — $t_3 = 40$ нс

кализация деформации, которая приводит к существенному увеличению температуры в области контакта. Однако максимальная температура в Al $T \approx 270$ °C, что значительно меньше температуры плавления Al. Тем не менее при соударении микрочастицы Cu закрепляются на поверхности пластины из Al. С помощью сканирующего электронного микроскопа проведен анализ поперечных шлифов для микрочастиц Cu, закрепившихся на пластине из Al. Показано, что вблизи контактной границы Al–Cu возникают локальные включения интерметаллидов Al_2Cu и Al_4Cu_9 размером $300 \div 500$ нм. Одна часть каждого включения находилась в Cu, а другая — в Al, поэтому интерметаллидные включения обеспечивают прилипание микрочастицы Cu к пластине из Al. Как отмечалось выше, максимальная температура в области контакта была меньше температуры плавления Al, поэтому в [5] предполагалось, что образование интерметаллидов обусловлено диффузией атомов Cu и Al в твердом состоянии. Это предположение является неверным, так как коэффициент диффузии в твердом состоянии очень мал.

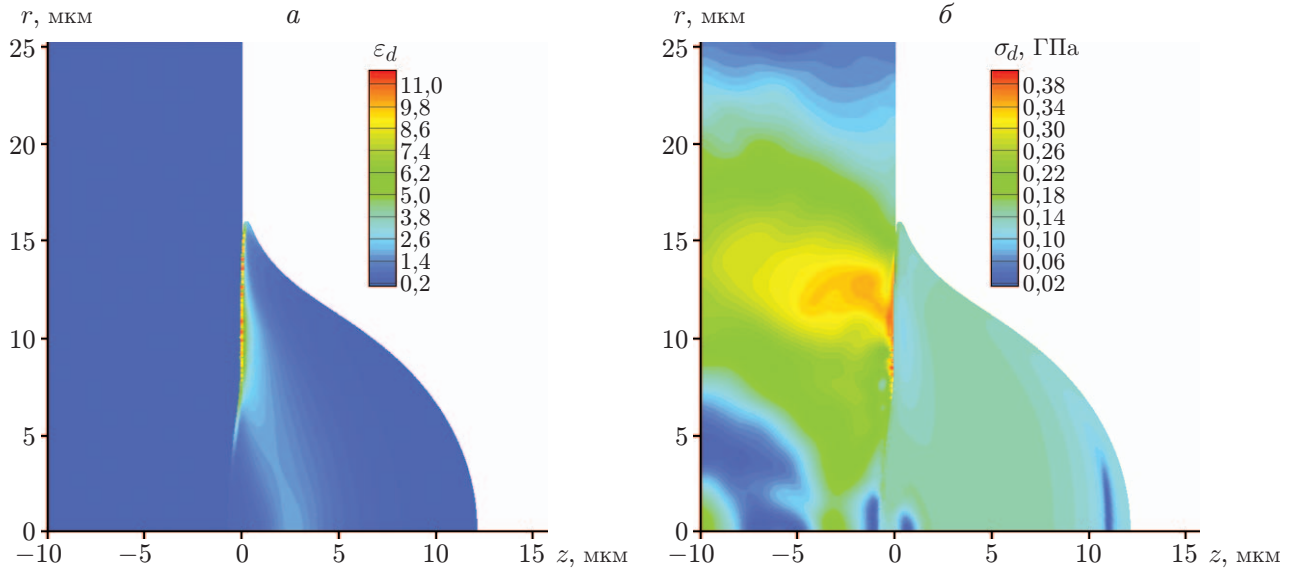


Рис. 9. Распределения вторых инвариантов тензоров деформации $\varepsilon_d(r, z)$ (а) и напряжений $\sigma_d(r, z)$ (б) в момент времени $t_2 = 20$ нс

Оценим толщину слоя диффузии атомов Al в частицу Cu в твердом состоянии за время соударения $\Delta t \approx 50$ нс при максимальной температуре на контактной границе $T \approx 270$ °С. Коэффициент диффузии в твердом теле определяется по формуле $D = D_0 \exp(-Q/(RT))$ [19], где $T = 543$ К; $D_0 = 7,1 \cdot 10^{-2}$ см²/с, $Q = 39,2$ ккал/моль — константы (см. [20]). После подстановки этих значений получаем коэффициент диффузии $D \approx 1,1 \cdot 10^{-17}$ см²/с. Следовательно, толщина слоя диффузии атомов Al в частицу Cu за время соударения пренебрежимо мала: $\Delta z' = \sqrt{D \Delta t} \approx 7 \cdot 10^{-6}$ нм.

Более реалистичной причиной возникновения интерметаллидных включений Al_2Cu и Al_4Cu_9 является самораспространяющийся высокотемпературный синтез (СВС). Вследствие нагрева Al при пластической деформации происходит экзотермическая реакция синтеза интерметаллида в области контакта. На фронте реакции Al находится в жидком состоянии, поэтому коэффициент диффузии значительно увеличивается до характерных значений $D_m \approx 10^{-8}$ см²/с [19]. В этом случае толщина слоя диффузии на фронте реакции равна $\Delta z'_m \approx \sqrt{D_m \Delta t} = 0,2$ нм. В тонком слое толщиной $\delta < 500$ нм, прилегающем к контактной границе Al–Cu, при СВС начинает распространяться волна. Для оценки скорости фронта волны используем результаты экспериментов [19, 21]. В работах [19, 21] исследовалось распространение волны при СВС в тонких многослойных биметаллических пластинах толщиной $1 \div 100$ нм, число пластин составляло от нескольких сотен до нескольких тысяч. Показано, что скорость фронта волны, возникающей при СВС в пакете из биметаллических тонких пластин типа Al–Ni, Al–Fe, Al–Co, Al–Ti, имеет порядок $v_R \approx 10^{-2} \div 10^{-1}$ м/с [19, 21]. Используя данные значения скорости фронта волны, определим размер области интерметаллида, возникающего в результате СВС в области контакта частица — пластина за время соударения $\Delta z'_R = v_R \Delta t \approx 0,5 \div 5,0$ нм. Полученное значение на два-три порядка меньше характерного размера области интерметаллида $\Delta z'_{exp} \approx 500$ нм в эксперименте [5]. Это обусловлено тем, что за время соударения происходит нагрев области контакта, в результате чего начинается реакция СВС. Далее реакция СВС происходит в покоящейся частице за характерное время остывания горячей области за счет отвода тепла в медную частицу диаметром $d = 20$ мкм, равное $t' \approx d^2/\chi_{\text{Cu}} \approx 4$ мкс ($\chi_{\text{Cu}} = 1,2 \cdot 10^{-4}$ м²/с — температуропроводность меди). Используя эту оценку, нахо-

дим характерный размер области интерметаллида, возникающей в области контакта в результате СВС, $\Delta z'_R \approx v_R t' = 40 \div 400$ нм. Этот размер близок к размеру области интерметаллида, наблюдаемой в эксперименте [5]. По-видимому, аналогичный механизм прилипания реализуется в случае соударения частицы Al с пластинами из Ni и Ti. В работе [22] с помощью синхротронного излучения исследована граница между пластиной из Ni и покрытием из Al, которое было нанесено методом ХГН. На дифракционной картине наблюдались слабые пики, которые свидетельствуют о наличии небольшого количества частиц интерметаллидов AlNi₃ на границе Ni–Al.

Оценим размер частиц интерметаллидов на контактной границе, которые могут возникать при соударении частицы Al с пластиной из Ti. В работе [21] показано, что в слое наноразмерных пластин Al–Ti самовоспламенение и начало реакции СВС имеют место при температуре $T \approx 600$ К. Из приведенных выше результатов расчетов (см. рис. 6, б) следует, что максимальная температура в Al в области контакта Al–Ti толщиной $\delta < 400$ мкм достигает значений $T(r_*, z) \approx 673$ К, поэтому в указанном слое возможны самовоспламенение и начало реакции СВС. Характерный размер области реакции, в которой возникает интерметаллид TiAl₃, определяется временем остывания горячей области контакта Al–Ti. Температуропроводность Al равна $\chi_{Al} \approx 88 \cdot 10^{-6}$ м²/с, поэтому характерное время остывания горячей области вблизи поверхности контакта за счет отвода тепла в частицу Al диаметром $d = 20$ мкм равно $t' \approx d^2/\chi_{Al} \approx 4,5$ мкс. С использованием результатов работы [21] получена оценка скорости волны, возникающей при СВС $v_R \approx 10^{-1}$ м/с, откуда следует, что характерный размер интерметаллида, обеспечивающий прочную связь между частицей Al и пластиной из Ti, равен $\Delta z'_R \approx v_R t' = 450$ нм.

Заключение. Разработан численный алгоритм и создана программа для расчета процесса соударения сферической частицы с преградой методом SPH в осесимметричном случае с учетом теплопроводности. Расчет деформации частицы и преграды проводился в рамках упругопластической модели Прандтля — Рейса. Зависимость предела текучести от деформации, скорости деформации и температуры учитывалась с помощью формулы Джонсона — Кука. С использованием созданной программы решена задача о соударении частицы алюминия с плоской преградой из титана в условиях ХГН. Показано, что в процессе столкновения в частице алюминия в узком слое, прилегающем к поверхности контакта, происходит значительный нагрев материала. Однако максимальная температура в слое существенно меньше температуры плавления алюминия. Сделано предположение, что причиной возникновения адгезии между частицей алюминия и преградой из титана является наличие локальных областей интерметаллида титан — алюминий, возникающих на контактной границе в результате соударения частицы алюминия с преградой из титана в условиях ХГН.

ЛИТЕРАТУРА

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. Алхимов А. П., Клинков С. В., Косарев В. Ф. и др. Гетерогенные технологии: проблемы взаимодействия частиц с преградой // Теплофизика и аэромеханика. 2005. Т. 12, № 3. С. 415–432.
3. Assadi H., Gartner F., Stoltenhoff T., Kreye H. Bonding mechanism in cold gas spraying // Acta Materialia. 2003. V. 51. P. 4379–4394.
4. Shmidt T., Assadi H., Gartner F., et al. From particle acceleration to impact and bonding in cold spray // J. Thermal Spray Technol. 2009. V. 18, N 5/6. P. 794–808.
5. Guetta S., Berger M. H., Borit F., et al. Influence of particle velocity on adhesion of cold-spray splats // J. Thermal Spray Technol. 2009. V. 18, N 3. P. 331–342.

6. Алхимов А. П., Гулидов А. И., Косарев В. Ф., Нестерович Н. И. Особенности деформирования микрочастиц при ударе о твердую преграду // ПМТФ. 2000. Т. 41, № 1. С. 204–209.
7. Киселев С. П., Ряшин Н. С., Максимовский Е. А. и др. Создание покрытия из интерметаллида титан — алюминий на пластинах из титана с использованием метода холодного газодинамического напыления // ПМТФ. 2018. Т. 59, № 6. С. 190–200.
8. Li W.-Y., Shuo Y., Wang X. F. Numerical investigations of the effect of oblique impact on particle deformation in cold spraying by the SPH method // Appl. Surface Sci. 2010. V. 256. P. 3725–3734.
9. Chun D.-M., Ahn S.-H. Deposition mechanism of dry sprayed ceramic particles at room temperature using nano-particle deposition system // Acta Materialia. 2011. V. 59. P. 2693–2703.
10. Yin S., Wang X.-F., Xu B.-P., Li W.-Y. Examination of the calculation method for modeling the multi-particle impact process in cold spraying // J. Thermal Spray Technol. 2010. V. 19, N 5. P. 1032–1041.
11. Manap A., Ogawa K., Okabe T. Numerical analysis of interfacial bonding of Al-Si particle and mild steel substrate by cold spray technique using the SPH method // J. Solid Mech. Materials Engng. 2012. V. 6. P. 241–250.
12. Manap A., Nooririnah O., Misran H., et al. Experimental and SPH study of cold spray impact between similar and dissimilar metals // Surface Engng. 2014. V. 30, N 5. P. 335–341.
13. Yang G., Han X., Hu D. A. Simulation of explosively driven metallic tubes by the cylindrical smoothed particle hydrodynamics method // Shock Waves. 2015. V. 25. P. 573–587.
14. Уилкинс М. Л. Расчет упругопластических течений // Вычислительные методы в гидродинамике / Под ред. Б. Олдера, С. Фернбаха, М. Ротенберга. М.: Мир, 1967. С. 212–263.
15. Johnson G. R., Cook W. H. Fracture characteristics of three metals subjected to various strains, strain rates, temperatures and pressures // Engng Fracture Mech. 1985. V. 21. P. 31–48.
16. Chen J. K., Beraun J. E. A generalized smoothed particle hydrodynamics method for nonlinear dynamic problems // Comput. Methods Appl. Mech. Engng. 2000. V. 190. P. 225–239.
17. Cleary P. W., Monaghan J. J. Conduction modelling using smoothed particle hydrodynamics // J. Comput. Phys. 1999. V. 148. P. 227–264.
18. Тихонов А. Н. Уравнения математической физики / А. Н. Тихонов, А. А. Самарский. М.: Наука, 1972.
19. Мягков В. Г., Жигалов В. С., Быкова Л. В., Мальцев В. К. Самораспространяющийся высокотемпературный синтез и твердофазные реакции в двухслойных тонких пленках // Журн. техн. физики. 1998. Т. 68, № 10. С. 58–62.
20. Таблицы физических величин: Справ. / Под ред. И. К. Кикоина. М.: Атомиздат, 1976.
21. Рогачев А. С., Григорян А. Э., Илларионова Е. В. и др. Безгазовое горение многослойных биметаллических пленок Ti/Al // Физика горения и взрыва. 2004. Т. 40, № 2. С. 45–51.
22. Bolesta A. V., Fomin V. M., Sharafutdinov M. R., Tolochko B. P. Investigation of influence boundary occurring cold gas-dynamic spraying of metallic particles // Nuclear Instruments Methods Phys. Res. Sect. A. Accelerators, Spectrometers Associated Equipment. 2001. V. 470, N 1/2. P. 249–252.

*Поступила в редакцию 18/IV 2022 г.,
после доработки — 18/IV 2022 г.
Принята к публикации 25/IV 2022 г.*