

УДК 532.501.32:535.347:535.52

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ СОУДАРЕНИЯ И КРИСТАЛЛИЗАЦИИ ЖИДКОМЕТАЛЛИЧЕСКОЙ КАПЛИ С МНОГОСЛОЙНОЙ ПОДЛОЖКОЙ

М. Р. Предтеченский, А. Н. Черепанов*, В. Н. Попов*, Ю. Д. Варламов

Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, 630090 Новосибирск

* Институт теоретической и прикладной механики СО РАН, 630090 Новосибирск

Численно исследованы термо- и гидродинамические процессы при соударении жидкой металлической капли с многослойной подложкой. Математическая модель основана на уравнениях Навье — Стокса для несжимаемой жидкости и уравнениях теплопереноса в подложке и капле с учетом сил поверхностного натяжения и фазового перехода при затвердевании металла. В результате численных экспериментов исследовано влияние скорости соударения, исходного размера капли, перегрева металла, температуры и теплофизических свойств подложки на морфологию затвердевшей частицы, ее высоту, размер контактного пятна и время полного затвердевания. Результаты численных расчетов удовлетворительно согласуются с данными эксперимента.

Введение. Значительный интерес к термо- и гидродинамическим явлениям, происходящим при соударении жидкой капли с твердой поверхностью, обусловлен развитием новых технологических процессов, в которых растекание жидкости сопровождается теплообменом и фазовым переходом. Примером может служить новая технология построения микроэлектронных компонентов, известная как технология solder-drop-printing (капельное осаждение припоя) [1, 2]. Основным ее элементом является осаждение жидких капель припоя диаметром 40–100 мкм на контактные площадки микрочипов, где они затвердевают и в дальнейшем используются для монтажа микроэлектронных компонентов.

Соударение жидких капель металла объемом порядка 10^{-12} л с твердой холодной подложкой представляет собой сложный процесс растекания жидкости со свободной поверхностью, сопровождающийся большими локальными деформациями, теплообменом и фазовым превращением. При этом в зависимости от условий осаждения капель и свойств материалов капли и твердой поверхности реализуются различные варианты движения жидкости от медленного капиллярного растекания до быстрого расплющивания капель с последующим их разрушением.

Для рассматриваемой технологии характерные скорости осаждения капель составляют 1–10 м/с, что соответствует средним значениям чисел Рейнольдса $1 < Re < 2000$ и Вебера $1 < We < 100$. Этот вариант условий растекания капель представляется одним из наиболее сложных, так как наряду с влиянием инерционных сил и сил вязкости существенным становится влияние сил поверхностного натяжения.

Для частиц микронных размеров характерные времена растекания, колебаний, вязкого деформирования, охлаждения и затвердевания сопоставимы и лежат в микросекундном диапазоне. Поэтому экспериментальное исследование быстропротекающих процессов в капле связано с принципиальными методическими и техническими трудностями. Эффективным методом изучения динамических процессов является численное моделирование. Представляет интерес исследование динамики этих явлений, включая анализ температурных полей и скорости движения фронта кристаллизации.

Для облегчения решения задачи в математических моделях, применяемых для описания динамики деформации и кристаллизации капли после падения ее на подложку, использовались упрощающие допущения. Так, в работе [3] пренебрегалось влиянием вязкости и поверхностного натяжения. В [4] разработана численная модель, описывающая деформацию свободной поверхности капли на плоской поверхности в изотермических условиях в приближении идеальной жидкости. В [5] численно исследован процесс растекания и кондуктивно-конвективный теплообмен при ударе цилиндрической капли о твердую подложку. Показано, что процесс соударения капли с подложкой можно представить в виде двух стадий: 1) воздействие на жидкий объем мгновенного соударения; 2) напорное растекание вязкой жидкости. В [5] приведен подробный анализ гидродинамических явлений в капле после ее ударного растекания на подложке.

Используя формулировку Лагранжа для уравнений конвективного теплопереноса и метод конечных элементов для их решения, авторы [6] создали компьютерную программу, позволяющую исследовать динамику вязкого течения металла в капле после ее соударения с подложкой при отсутствии кристаллизации расплава. Эта модель использована в работе [2] для исследования гидродинамических и кристаллизационных процессов в частице жидкого металла после ее соударения с многослойной подложкой. В расчетах учитываются вязкость жидкости и действие капиллярных сил на свободной поверхности капли. Однако применение метода конечных элементов потребовало громоздких предварительных операций и значительных затрат машинного времени. Кроме того, при решении задачи Стефана методом введения эффективной теплоемкости в [2] осуществлялось “размазывание” скрытой теплоты кристаллизации по всему рассматриваемому интервалу изменения температуры. Этим, вероятно, объясняется уменьшение полного времени затвердевания жидкости с увеличением ее перегрева [2].

В данной работе для численной реализации задачи применялась неявная конечно-разностная схема с использованием итерационного алгоритма при решении системы алгебраических уравнений на каждом временном шаге. Свободная поверхность капли фиксировалась с помощью частиц-маркеров. При этом “размазывание” теплоты кристаллизации осуществлялось в узкой области температур, близких к равновесной температуре кристаллизации. В результате получена прямая зависимость времени затвердевания от перегрева.

Корректность численной модели и используемых приближений проверялась путем сопоставления с экспериментальными данными. Проведен анализ влияния основных параметров осаждения капель на их окончательную форму.

Физическая постановка задачи. Исследуем динамику жидкой металлической частицы (капли) после ее соударения с плоской твердой поверхностью. Считаем, что жидкая сферически-симметричная частица падает с некоторой скоростью на смачиваемую недеформируемую подложку. Направление ее падения перпендикулярно поверхности подложки, исходная температура которой ниже температуры кристаллизации вещества частицы. После соударения происходит деформация поверхности капли и возникает движение жидкости внутри нее (рис. 1). В результате теплового взаимодействия жидкость внутри частицы охлаждается до некоторой критической температуры, после чего переохлажденные слои металла затвердевают. При этом возможны два типа затвердевания: объемный и последовательный. Первый тип реализуется в случае охлаждения всей жидкости, содержащейся в объеме частицы, до состояния критического переохлаждения, после чего в расплаве образуются зародыши твердой фазы. Процесс протекает гомогенным либо гетерогенным путем. Последнее более вероятно, поскольку реальные сплавы всегда содержат нерастворенные микрочастицы, являющиеся центрами кристаллизации. Далее происходит рост образовавшихся зародышей во всем объеме частицы с выделением теплоты кристал-

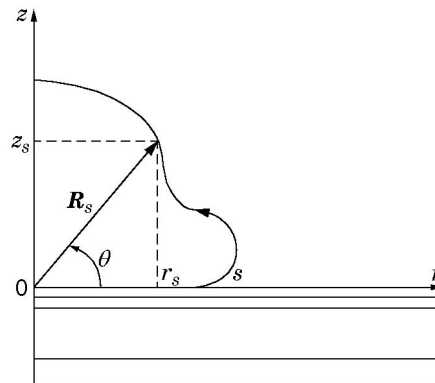


Рис. 1. Схема деформирующейся капли после соударения с многослойной подложкой

лизации. В этот период вследствие резкого возрастания кажущейся вязкости вещества (жидкости и кристаллов твердой фазы) гидродинамические процессы в частице быстро затухают. Морфология затвердевшей капли соответствует той форме, которую она приобрела к моменту начала затвердевания.

Второй тип кристаллизации характеризуется образованием твердой корочки металла, непосредственно контактирующего с поверхностью подложки, где скорость охлаждения наибольшая и имеются условия для образования зародышей на микронеоднородностях этой поверхности. В процессе непрерывного охлаждения чистых металлов и эвтектических сплавов макроскопически гладкий фронт кристаллизации последовательно продвигается снизу вверх, отделяя затвердевшую фазу от жидкой. При этом жидкая капля может эволюционировать на формирующейся при кристаллизации металла твердой корочке. Скорость продвижения фронта кристаллизации и динамика жидкой области частицы определяют морфологию затвердевшей капли.

Следует отметить, что количественное описание затвердевания с учетом объемного зародышеобразования осложнено из-за отсутствия всех необходимых для расчетов данных по физико-химическим и кинетическим параметрам неравновесной кристаллизации сплавов, наблюдающейся при высокоскоростном ($v_0 \geq 100$ м/с) взаимодействии мелких капель, когда скорость охлаждения составляет более 10^5 К/с [7]. При нанесении капель припоя в микроэлектронной технике обычно используются невысокие скорости соударения $v_0 = 1 \div 10$ м/с при диаметре капель $d_0 = 40 \div 100$ мкм. Скорость охлаждения в этих условиях составляет менее 10^5 К/с. Поэтому для описания процесса кристаллизации чистых металлов и припоев эвтектического состава (например, Sn + Pb) можно использовать приближение задачи Стефана, считая, что температура на границе раздела фаз совпадает с равновесной температурой затвердевания, фронт кристаллизации макроскопически гладкий, а возникновением зародышей в жидкой фазе можно пренебречь.

Уравнения динамики вязкой жидкости. Для численного исследования динамики жидкой капли после ее соударения с твердой плоской поверхностью используем уравнения Навье — Стокса для вязкой несжимаемой жидкости, полагая движение среды ламинарным, а значения ее теплофизических параметров постоянными, равными средним значениям в рассматриваемом интервале изменения температуры. С учетом принятых допущений уравнения движения жидкости в аксиальной системе координат, представленной на рис. 1 (r, z, θ — радиальная, аксиальная и азимутальная координаты), имеют вид [8]

$$\rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} + v \frac{\partial u}{\partial z} \right) - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \sigma_{rr}) - \frac{\partial \sigma_{rz}}{\partial z} + \frac{\sigma_{\theta\theta}}{r} = 0; \quad (1)$$

$$\rho \left(\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial r} + v \frac{\partial v}{\partial z} \right) - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \sigma_{zr}) - \frac{\partial \sigma_{zz}}{\partial z} + \rho g = 0; \quad (2)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (ru) + \frac{\partial v}{\partial z} = 0, \quad (3)$$

где ρ — плотность; g — ускорение свободного падения; u, v — радиальная и аксиальная компоненты вектора скорости; тензоры напряжений $\sigma_{\theta\theta}, \sigma_{rr}, \sigma_{zr} = \sigma_{rz}, \sigma_{zz}$ определяются соотношениями

$$\begin{aligned} \sigma_{\theta\theta} &= -p + p_a + \frac{2\mu u}{r}, & \sigma_{rr} &= -p + p_a + 2\mu \frac{\partial u}{\partial r}, \\ \sigma_{zr} = \sigma_{rz} &= \mu \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial v}{\partial r} \right), & \sigma_{zz} &= -p + p_a + 2\mu \frac{\partial v}{\partial z}; \end{aligned}$$

p — давление в жидкой капле; p_a — атмосферное давление; μ — вязкость жидкости.

Перейдя в (1)–(3) к безразмерным величинам и выполнив соответствующие преобразования с учетом последних соотношений, запишем систему уравнений в следующем виде:

$$\begin{aligned} \frac{1}{x} \frac{\partial}{\partial x} \left(x \frac{\partial P}{\partial x} \right) + \frac{\partial^2 P}{\partial y^2} + \frac{1}{x} \frac{\partial^2 (xU^2)}{\partial x^2} + \frac{2}{x} \frac{\partial^2 (xUV)}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 V^2}{\partial y^2} &= 0, \\ \frac{\partial V}{\partial \tau} + \frac{\partial V^2}{\partial y} + \frac{1}{x} \frac{\partial (xUV)}{\partial x} + \frac{\partial P}{\partial y} - \frac{1}{\text{Re}} \left[\frac{1}{x} \frac{\partial}{\partial x} \left(x \frac{\partial V}{\partial x} \right) + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} \right] + \frac{1}{\text{Fr}} &= 0, \\ \frac{\partial V}{\partial y} + \frac{1}{x} \frac{\partial (xU)}{\partial z} &= 0, \end{aligned} \quad (4)$$

где $\tau = tv_0/d_0$; $x = r/d_0$; $y = z/d_0$; $U = u/v_0$; $V = v/v_0$; $P = p/(\rho v_0^2)$; $\text{Re} = v_0 d_0/\nu$ — число Рейнольдса; $\text{Fr} = v_0^2/(gd_0)$ — число Фруда; $\nu = \mu/\rho$ — кинематическая вязкость; d_0 — исходный диаметр капли; v_0 — скорость соударения капли с подложкой.

Система уравнений (4) решается при краевых условиях, записанных в безразмерном виде

$$\begin{aligned} U = 0, V = -1, P = 4/\text{We} & \quad \text{при } \tau = 0, \\ U = 0, \frac{\partial V}{\partial x} = 0, \frac{\partial P}{\partial x} = 0 & \quad \text{при } x = 0, \\ U = 0, V = 0 & \quad \text{при } y = \xi(x, t), \xi(x, 0) = 0, \end{aligned}$$

где $\text{We} = \rho v_0^2 d_0/\sigma$ — число Вебера; $\xi(x, t)$ — граница затвердевания.

К последним соотношениям добавляется условие на свободной поверхности жидкой частицы

$$\begin{aligned} \left(P - \frac{2K}{\text{We}} - \frac{2}{\text{Re}} \frac{\partial U}{\partial x} \right) n_x - \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{\partial U}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial x} \right) n_y &= 0, \\ \left(P - \frac{2K}{\text{We}} - \frac{2}{\text{Re}} \frac{\partial V}{\partial y} \right) n_y - \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{\partial U}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial x} \right) n_x &= 0, \end{aligned} \quad (5)$$

где n_x, n_y — компоненты единичного вектора нормали к свободной поверхности капли по осям x и y соответственно; безразмерная кривизна поверхности капли определяется соотношением [6]

$$K = \frac{x_s^2(x_s'y_s'' - y_s'x_s'') + [(x_s')^2 + (y_s')^2]x_sy_s'}{2x_s^2[(x_s')^2 + (y_s')^2]^{3/2}},$$

где штрих означает производную относительно безразмерной длины дуги $S = s/d_0$; $x_s = r_s/d_0$, $y_s = z_s/d_0$ — безразмерные проекции вектора \mathbf{R}_s/d_0 на оси r и z соответственно (рис. 1).

Уравнения теплопереноса. Изменение температурных полей в системе капля — подложка определим из решения сопряженной задачи теплопереноса в жидкой и твердой фазах затвердевающей частицы и в подложке. При этом выделение скрытой теплоты кристаллизации при фазовом переходе учтем введением эффективной теплоемкости [9].

Уравнения переноса тепла в жидкой области капли ($i = 1$), затвердевшем слое ($i = 2$) и подложке ($i = 3$) запишем в безразмерном виде

$$c_{eff} \left(\frac{\partial \theta}{\partial \tau} + U \frac{\partial \theta}{\partial x} + V \frac{\partial \theta}{\partial y} \right) = \frac{1}{\text{Pe}_1} \left[\frac{1}{x} \frac{\partial}{\partial x} \left(x \frac{\partial \theta}{\partial x} \right) + \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} \right],$$

$$c_{eff} \frac{\partial \theta}{\partial \tau} = \frac{1}{\text{Pe}_2} \left[\frac{1}{x} \frac{\partial}{\partial x} \left(x \frac{\partial \theta}{\partial x} \right) + \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} \right], \quad \frac{\partial \theta}{\partial \tau} = \frac{1}{\text{Pe}_3} \left[\frac{1}{x} \frac{\partial}{\partial x} \left(x \frac{\partial \theta}{\partial x} \right) + \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} \right], \quad (6)$$

где $\text{Pe}_i = d_0 v_0 / a_i$ — число Пекле; $\theta = T_i / T_e$, $\tau = t v_0 / d_0$ — безразмерные температура и время; $a_i = \lambda_i / (c_i \rho_i)$ — температуропроводность i -й среды; λ_i , ρ_i , c_i — теплопроводность, плотность и теплоемкость среды соответственно. Эффективная теплоемкость c_{eff} определяется соотношениями

$$c_{eff} = \begin{cases} 1, & \theta > 1 + \Delta\theta/2, \\ 1 + \text{St}/\Delta\theta, & 1 - \Delta\theta/2 \leq \theta \leq 1 + \Delta\theta/2, \\ c_2/c_1, & \theta < 1 - \Delta\theta/2, \end{cases} \quad (7)$$

где $\text{St} = \varphi / (c_1 T_e)$ — число Стефана; $\Delta\theta = \Delta T / T_e$ — безразмерный температурный интервал, на котором “размазывается” фазовая граница [9]; φ — скрытая теплота кристаллизации; T_e — температура равновесной кристаллизации.

Уравнения (6) дополняются следующими краевыми условиями.

1. Начальные значения температуры капли и подложки

$$\theta_1|_{\tau=0} = \theta_{10}, \quad \theta_3|_{\tau=0} = \theta_{30}. \quad (8)$$

2. Условия адиабатичности на свободной поверхности частицы

$$\bar{\lambda}_i \left(\frac{\partial \theta_1}{\partial x} n_x + \frac{\partial \theta_1}{\partial y} n_y \right) = 0. \quad (9)$$

3. Условия теплообмена между частицей и подложкой

$$\bar{\lambda}_i \frac{\partial \theta_i}{\partial y} \Big|_{y=0+} = \lambda_3 \frac{\partial \theta_3}{\partial y} \Big|_{y=0-} = \text{Bi}(\theta_i - \theta_3), \quad (10)$$

где $\bar{\lambda}_i = \lambda_i / \lambda_1$; $i = 1$ при $\theta > 1$, $i = 2$ при $\theta < 1$; $\text{Bi} = k d_0 / \lambda_1$ — число Био; $k = \left(\sum_j \frac{\delta_{sj}}{\lambda_{sj}} \right)^{-1}$ — коэффициент теплопередачи от подложки к частице через плакирующие покрытия (если подложка является многослойной); δ_{sj} , λ_j — толщина и теплопроводность j -го покрытия.

4. Условия теплообмена на нижней, боковой и верхней несмоченной поверхностях подложки соответственно

$$\frac{\partial \theta}{\partial y} \Big|_{y=-\bar{L}} = 0, \quad \frac{\partial \theta}{\partial x} \Big|_{x=x_3} = 0, \quad \frac{\partial \theta}{\partial y} \Big|_{y=0} = 0, \quad (11)$$

где $\bar{L} = L / d_0$, $x_3 = r_3 / d_0$; L , r_3 — толщина и радиальный размер подложки ($r_3 \gg d_0$). В случае полимерной подложки вместо первого условия в (11) принималось $\theta_3|_{y=-\bar{L}} = \theta_m$, где θ_m — безразмерная температура окружающей среды.

5. Условие симметрии на оси y в частице и подложке

$$\left. \frac{\partial \theta_i}{\partial x} \right|_{x=0} = 0, \quad i = 1, 2, 3. \quad (12)$$

Уравнения теплопереноса (6) с краевыми условиями (7)–(12) совместно с уравнениями Навье — Стокса для жидкой области частицы (4) определяют процесс охлаждения и затвердевания капли на подложке.

Краткое описание алгоритма. Алгоритм решения основан на конечно-разностной аппроксимации уравнений Навье — Стокса и уравнений теплопереноса с применением неявной схемы, имеющей порядок $O(\tau, h)$ [10]. Область неустановившегося течения расплава ограничивалась с использованием последовательно пронумерованных частиц-маркеров, расположенных по контуру капли и перемещающихся с локальной скоростью жидкости [3]. Для выполнения требования монотонности конечно-разностной схемы пространственные производные в инерционных членах аппроксимировались с учетом знака скорости в окрестности узла сетки. Диффузионные члены заменялись разностными аналогами, имеющими второй порядок точности. При использовании такого подхода устойчивость алгоритма не ограничивается значениями числа Рейнольдса.

После определения поля скоростей вычисляется температурное поле в капле и подложке согласно уравнениям (5), (6). Тепловая задача решается в двух сопряженных областях: капле и подложке. Для согласования температурных полей в расчетных областях требовалось не более трех итераций. Новые координаты маркеров r_m^{n+1} , z_m^{n+1} на $(n + 1)$ -м временном шаге вычислялись по соотношениям

$$r_m^{n+1} = r_m^n + u_m^n \tau_{n+1}, \quad z_m^{n+1} = z_m^n + v_m^n \tau_{n+1}, \quad m = 1, \dots, M(t_n).$$

Здесь u_m^n , v_m^n — скорости перемещения частиц, определенные в соответствии с локально осредненными скоростями в малой окрестности каждой из них; $M(t_n)$ — количество маркеров в момент времени t_n . На каждом временном шаге проводилось удаление или добавление частиц для их равномерного расположения по контуру капли и вводилась новая нумерация. Во всей расчетной области использовалась пространственная сетка $h_x = h_y = 0,01$. В момент времени t_{n+1} временной шаг τ_{n+1} вычислялся по формуле

$$\tau_{n+1} = \min\{h_x, h_y\} / K_0 \max_m \{|u_m^n|, |v_m^n|\}, \quad K_0 = 20.$$

Следуя [9], область “размазывания” фазовой границы выбиралась таким образом, чтобы она включала 2–3 счетные точки пространственной сетки. Этого можно добиться, оценив характерные градиенты температур. В программе процесс выбора температурного интервала ΔT был автоматизирован. Отметим, что по результатам расчетов среднее значение этого параметра составляло 5°C .

На каждом временном шаге системы алгебраических уравнений решались итерационным методом. Вычисления прекращались при относительной ошибке 0,002.

Обсуждение результатов. Корректность модели проверялась путем сопоставления результатов расчетов с данными экспериментов, выполненных по методике, описанной в работе [11]. Осаждение жидких капель различного диаметра с различными начальной температурой и скоростью соударения осуществлялось с помощью генератора капель оригинальной конструкции [11]. Окончательная форма затвердевших капель анализировалась на сканирующем электронном микроскопе. Визуализация процессов при соударении микрокапель с поверхностью производилась с помощью сверхскоростной видеокамеры с микроскопной насадкой и стробоскопической системой с микросекундным разрешением. Погрешность визуализации стадий растекания капель составляла ± 5 мкс и определялась в основном флуктуацией скорости капель при их эжекции. В качестве материала капель в

эксперименте и расчетах использовался оловянно-свинцовый сплав эвтектического состава (63 % Sn + 37 % Pb). Для анализа влияния условий теплообмена на эволюцию капли рассматривалось два типа подложек.

1. Медная пластина толщиной 300 мкм, расположенная на полимерной основе и плакированная сверху двумя слоями металлических покрытий (нижний слой никелевый толщиной $\delta_{Ni} = 0,25$ мкм, верхний слой золотой с $\delta_{Au} = 0,1$ мкм). Считалось, что охлаждение расплава осуществляется за счет аккумуляции тепла лишь слоем меди, два плакирующих покрытия рассматривались как термические сопротивления, а полимерная основа являлась тепловой изоляцией. В соответствии с этим на поверхности контакта медной пластины с полимерной основой принималось условие адиабатичности.

2. Полимерная подложка толщиной 25 мкм с золотым покрытием ($\delta_{Au} = 0,1$ мкм). В этом случае на нижней поверхности подложки задавалась постоянная температура. Слой золота рассматривался как термическое сопротивление. В расчетах использовались следующие значения теплофизических параметров капли (63 % Sn + 37 % Pb) и материала подложки (меди и полимера) [2, 12, 13]: для жидкой фазы капли $\lambda = 25$ Вт/(м·К), $c = 238$ Дж/(кг·К), $\rho = 8218$ кг/м³, $\sigma = 0,345$ Н/м, $\mu = 2,62 \cdot 10^{-3}$ кг/(м·с), $\varkappa = 42 \cdot 10^3$ Дж/кг, $T_e = 456$ К, для твердой фазы $\lambda = 48$ Вт/(м·К), $c = 176$ Дж/(кг·К), $\rho = 8218$ кг/м³, для меди $\lambda = 397$ Вт/(м·К), $c = 391$ Дж/(кг·К), $\rho = 8900$ кг/м³, для полимера $\lambda = 0,26$ Вт/(м·К), $c = 1570$ Дж/(кг·К), $\rho = 1924$ кг/м³.

Корректность предложенной модели проверялась сравнением результатов численного расчета динамики формы капли после ее соударения с медной подложкой с экспериментальными данными [11]. На рис. 2 представлена форма капли с полем скоростей в ее жидкой части, зафиксированная в физическом эксперименте на различных стадиях и полученная расчетным путем в различные моменты времени. Из рис. 2 следует, что результаты расчетов и экспериментальные данные удовлетворительно согласуются (погрешность составляет 10–20 %). Результаты расчета показывают, что в момент $t = 100$ мкс после соударения со скоростью 1,8 м/с большая часть капли затвердела. Верхняя ее часть (примерно 1/8 высоты частицы) остается в жидком состоянии. За это время капля совершила три колебания (рис. 2, рис. 3,а). Вначале вершина капли $H(t)$ опускается, и жидкость течет в радиальном направлении. После этого направление движения жидкости меняется на противоположное, и вершина капли поднимается. Затем процесс повторяется. Одновременно с этим процессом в результате направленного отвода тепла в подложку происходит затвердевание нижних слоев частицы с фиксацией образующегося наплыва жидкости при ее радиальном растекании. При этом масса жидкого объема капли уменьшается. С уменьшением массы незатвердевшего расплава частота колебаний возрастает (соответственно период уменьшается), амплитуда уменьшается, стремясь к нулю, вследствие потери энергии потока на вязкое трение и работу против сил поверхностного натяжения (рис. 3,а). Полное время затвердевания капли в рассматриваемом случае составляет 127,6 мкс.

В [11] получены аналитические соотношения для оценки линейной частоты $\omega(t)$ и числа колебаний n жидкой области частицы за время полного затвердевания

$$\omega(t) = \omega_0(1 - (t/t_{sol})^{1/2})^{-1/2}; \quad (13)$$

$$n = (8/3)\omega_0 t_{sol}, \quad (14)$$

где t_{sol} — время полного затвердевания частицы; ω_0 — линейная частота колебаний свободной поверхности капли, определяемая формулой [14]

$$\omega_0 = (4/\pi)\sqrt{\sigma/(\rho d_0^3)}. \quad (15)$$

При $d_0 = 68$ мкм и значениях σ , ρ , приведенных выше, из (15) следует, что $\omega_0 = 1,47 \cdot 10^4$ с⁻¹. Подставив это значение и $t_{sol} = 127,6$ мкс в (14), найдем число колеба-

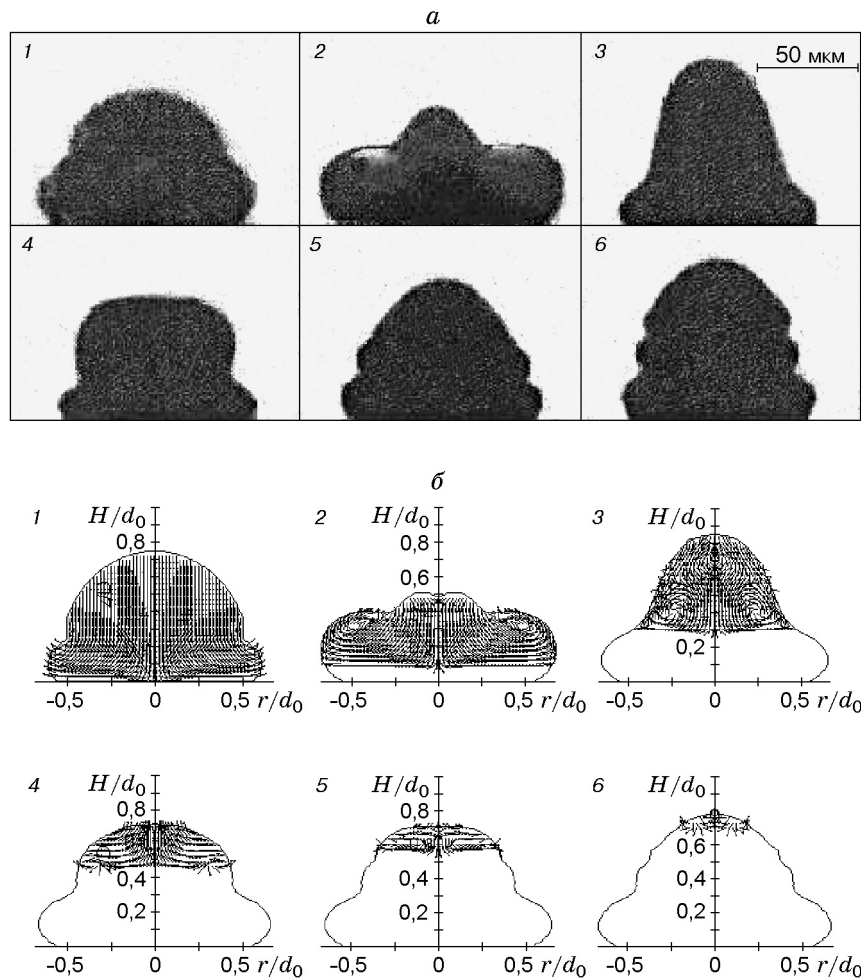


Рис. 2. Экспериментальные (а) и расчетные (б) формы капли после соударения с медной подложкой ($d_0 = 68 \text{ мкм}$; $v_0 = 1,8 \text{ м/с}$; $T_0 = 240 \text{ °C}$; $T_s = 50 \text{ °C}$):
 1 — $t = 10 \text{ мкс}$; 2 — $t = 30 \text{ мкс}$; 3 — $t = 50 \text{ мкс}$; 4 — $t = 70 \text{ мкс}$; 5 — $t = 100 \text{ мкс}$; 6 — $t = 120 \text{ мкс}$

ний $n = 5$. Этот результат хорошо согласуется с данными на рис. 3,а. Для сопоставления результатов расчета по формуле (13) с рис. 3,а удобно ввести период колебаний $\tau_{osc} = \omega_0^{-1}(1 - (t/t_{sol})^{1/2})^{1/2}$. Подставляя в последнюю формулу значения ω_0 и t_{sol} и задавая текущие значения t , соответствующие максимумам кривой на рис. 3,а ($t_{max} = 45,5; 80; 97,4; 107,5; 115 \text{ мкс}$), получим аналитические значения $\tau_{osc} = 43,2; 31; 24,2; 19,4; 15,3 \text{ мкс}$, численным методом получены значения $\tau_{osc} = 45,5; 34,5; 17,4; 10,1; 7,5 \text{ мкс}$.

Окончательная форма затвердевшей капли имеет вид конуса с закругленной вершиной и волнистой (ступенчатой) боковой поверхностью. При этом число волн (ступенек) равно числу колебаний жидкой фазы частицы. Относительные высота и радиус контактного пятна затвердевшей капли равны соответственно 0,8 и 0,675.

В случае соударения капли с полимерной подложкой, характеризующейся низкой теплопроводностью, время полного затвердевания оказывается много больше периода колебаний. Кроме того, к началу кристаллизации расплава эти колебания практически затухают. Поэтому осцилляции вершины частицы в данном случае имеют регулярный характер с постоянной частотой и убывающей амплитудой (рис. 3,б). Рассчитанный период колебаний совпадает с теоретической оценкой, полученной по формуле (3), с погрешностью 6–8 %. Затвердевшая частица имеет форму сегмента с гладкой поверхностью (рис. 4).

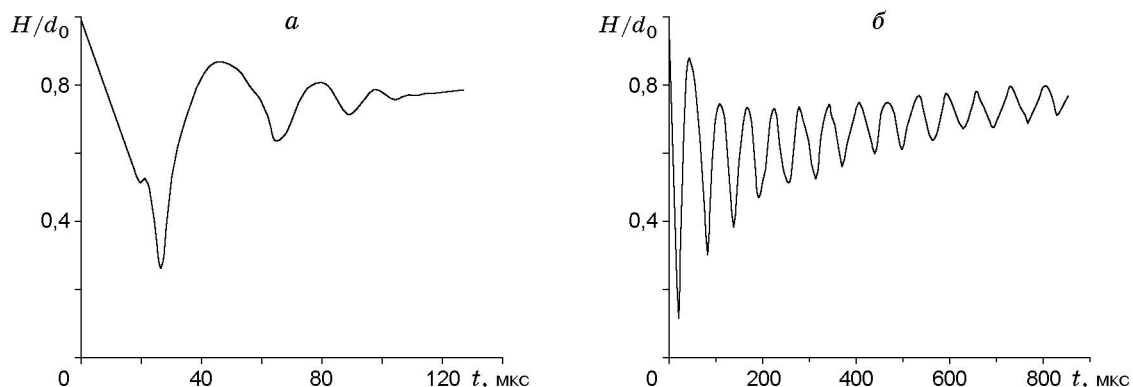


Рис. 3. Динамика колебаний вершины капле после соударения с подложкой ($T_0 = 240 \text{ }^\circ\text{C}$, $T_s = 50 \text{ }^\circ\text{C}$):

a — медная подложка, $v_0 = 1,8 \text{ м/с}$; *б* — полимерная подложка, $v_0 = 3 \text{ м/с}$

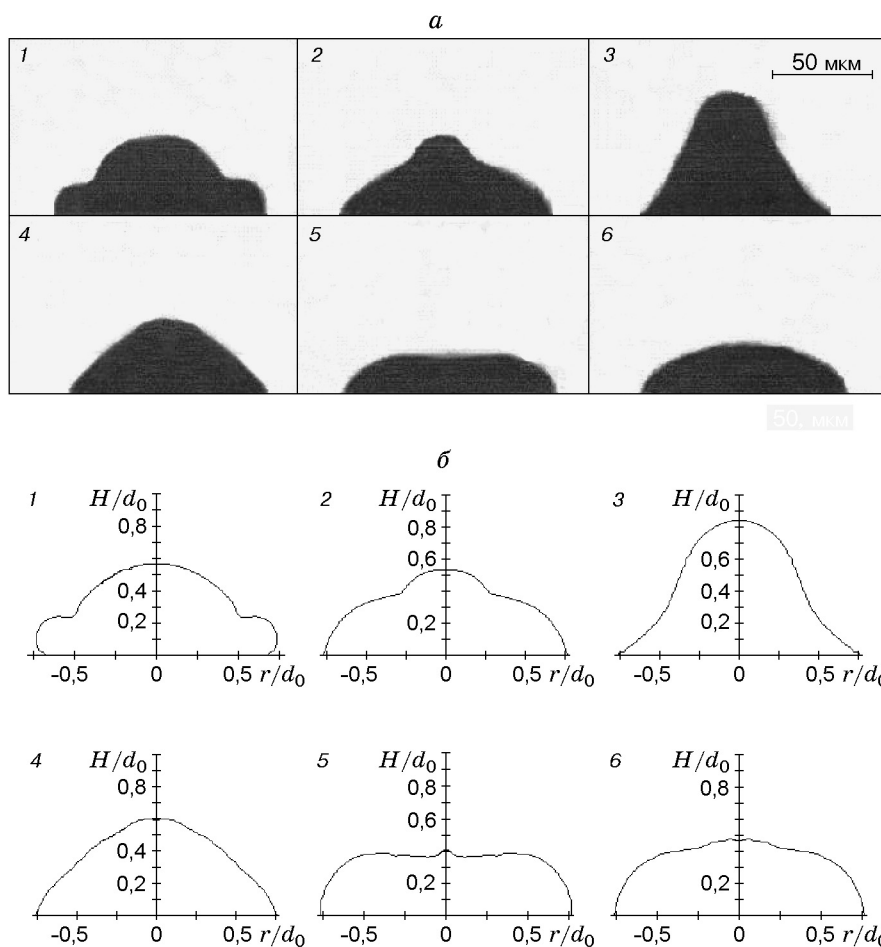


Рис. 4. Экспериментальные (*a*) и расчетные (*б*) формы капли после соударения с полимерной подложкой ($d_0 = 62,5 \text{ мкм}$; $v_0 = 3 \text{ м/с}$; $T_0 = 240 \text{ }^\circ\text{C}$; $T_s = 50 \text{ }^\circ\text{C}$):

1 — $t = 10 \text{ мкс}$; 2 — $t = 30 \text{ мкс}$; 3 — $t = 50 \text{ мкс}$; 4 — $t = 70 \text{ мкс}$; 5 — $t = 80 \text{ мкс}$; 6 — $t = 90 \text{ мкс}$

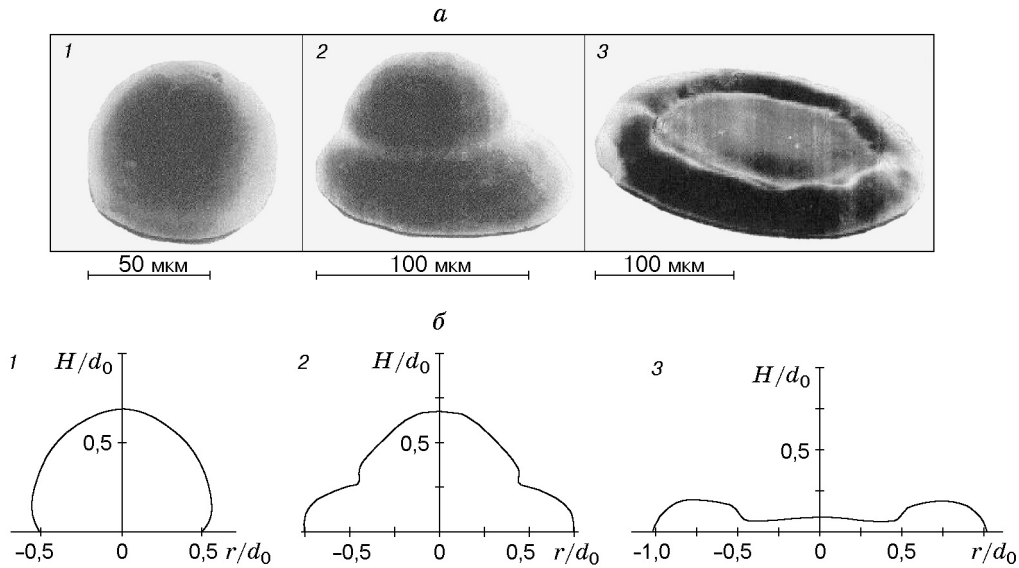


Рис. 5. Экспериментальные (а) и расчетные (б) формы затвердевших на медной подложке капель ($d_0 = 68 \text{ мкм}$; $T_0 = 240 \text{ °C}$; $T_s = 50 \text{ °C}$):

1 — $v_0 = 0,7 \text{ м/с}$; 2 — $v_0 = 1,8 \text{ м/с}$; 3 — $v_0 = 5 \text{ м/с}$

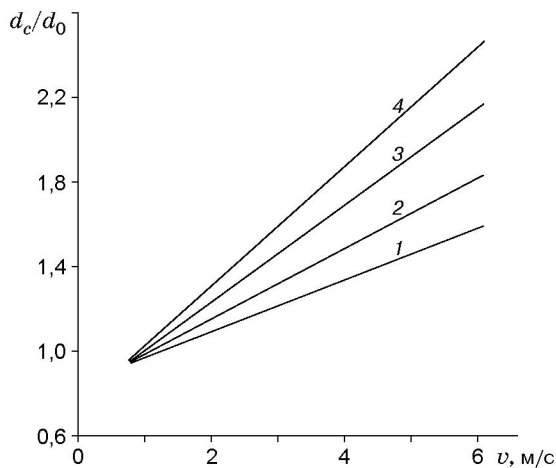


Рис. 6

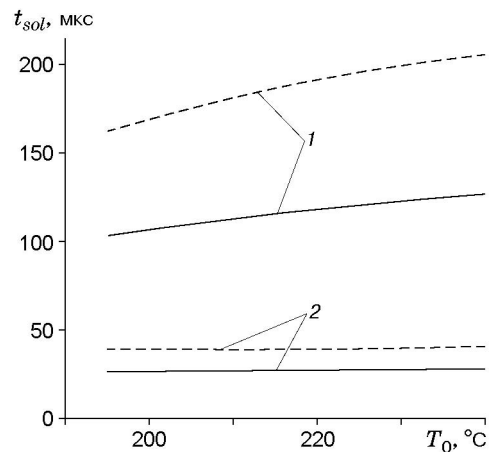


Рис. 7

Рис. 6. Зависимость относительного диаметра контактного пятна d_c/d_0 затвердевшей капли от скорости соударения ($T_0 = 240 \text{ °C}$; $T_s = 50 \text{ °C}$):

1 — $d_0 = 25 \text{ мкм}$; 2 — $d_0 = 40 \text{ мкм}$; 3 — $d_0 = 68 \text{ мкм}$; 4 — $d_0 = 91 \text{ мкм}$

Рис. 7. Зависимость времени полного затвердевания капель от начальной температуры расплава ($T_s = 50 \text{ °C}$):

1 — $v_0 = 1,8 \text{ м/с}$; 2 — $v_0 = 5 \text{ м/с}$; сплошные линии — $d_0 = 68 \text{ мкм}$; штриховые — $d_0 = 91 \text{ мкм}$

С ростом скорости соударения площадь контактного пятна при полном растекании капли увеличивается (рис. 5). При этом уменьшаются толщина затвердевшей частицы и время ее полного затвердевания. Например, при скорости соударения $v_0 = 5$ м/с капля диаметром 68 мкм в течение 28 мкс полностью растекается по подложке и принимает форму тонкого диска, ограниченного по периферии кольцевым валиком (рис. 5). Начавшийся после этого отток жидкости к центру диска не успевает завершиться, так как центральная его зона полностью затвердела, а энергии жидкости недостаточно для того, чтобы преодолеть силы вязкой диссипации и силу поверхностного натяжения, действующую с внутренней границы этого валика. Поэтому затвердевшая частица принимает форму диска с впадиной в центральной области. Время полного затвердевания расплава составляет 58 мкс. Высота частицы по оси ($y = 0$) монотонно меняется вплоть до момента полного затвердевания.

На рис. 6 приведены экспериментальные и расчетные зависимости относительного диаметра контактного пятна затвердевшей частицы от скорости соударения. На рис. 7 представлены зависимости времени полного затвердевания капле от начального перегрева расплава. На рис. 7 видно, что зависимости практически линейны и с увеличением диаметра капли значения t_{sol} возрастают. В работе [2] показано, что время затвердевания частицы уменьшается с ростом перегрева (за исключением некоторых интервалов температур). Возможно, этот эффект обусловлен достаточно грубой аппроксимацией эффективной теплоемкости, связанной с “размазыванием” теплоты кристаллизации по всему рассматриваемому интервалу температуры. В данной работе “размазывание” осуществляется в окрестности границы фазового перехода, что позволяет более корректно учитывать влияние теплоты кристаллизации.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Hayts D. J., Wallace D. B., Boldman M. T.** Picoliter solder droplet dispersion // Intern. J. Microcircuits Electr. Packaging. 1993. V. 16. P. 173–180.
2. **Waldvogel J. M., Polikakos D.** Solidification phenomena in picoliter size solder droplet dispersion on a composite substrate // Intern. J. Heat Mass Transfer. 1997. V. 40, N 2. P. 295–309.
3. **Harlow F. H., Welch J. E.** Numerical calculation of time-dependent viscous incompressible flow of fluid with free surface // Phys. Fluids. 1965. V. 8. P. 2182–2189.
4. **Tarapaga G., Szekely J.** Mathematical modelling of the isothermal impingement of liquid droplet in spray proceses // Metall. Trans. 1991. V. 22. P. 901–914.
5. **Федорченко А. И.** Гидродинамические и теплофизические особенности соударения капле расплава с твердыми поверхностями: Автореф. дис. ... д-ра физ.-мат. наук. Новосибирск, 2000.
6. **Zhao Z., Polikakos D., Fukay J.** Heat transfer and fluid mechanics during the collision droplet on a substrate-1 // Intern. J. Heat Mass Transfer. 1996. V. 239. P. 2771–2789.
7. **Салли И. В.** Кристаллизация при высоких скоростях охлаждения. Киев: Наук. думка, 1972.
8. **Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.** Теоретическая физика. М.: Наука, 1988. Т. 6.
9. **Самарский А. А., Моисеенко Б. Д.** Экономичная схема сквозного счета для многомерной задачи Стефана // Журн. вычисл. математики и мат. физики. 1965. Т. 5, № 5. С. 816–827.
10. **Роуч П. И.** Вычислительная гидродинамика. М.: Мир, 1980.
11. **Varlamov Yu. D., Predtechensky M. R., Ul'ynkin S. N., et al.** Spreading and solidification of liquid metal droplets on a substrate: Experimental, analytic models and numerical simulation // Intern. J. Microcircuits Electronic Packaging. 2000. V. 23, N 4. P. 386–392.

12. **Зиновьев В. Е.** Теплофизические свойства металлов при высоких температурах. М.: Металлургия, 1989.
13. **Ершов Г. С., Черняков В. А.** Строение и свойства жидких и твердых металлов. М.: Металлургия, 1978.
14. **Choft R., Grace J. R., Weber M. E.** Bubbles, drops and particles. N. Y.: Acad. Press, 1978. P. 187, 188.

*Поступила в редакцию 14/III 2001 г.,
в окончательном варианте — 2/VII 2001 г.*
