

03

## Гидродинамические особенности соударения поллой капли с поверхностью

© И.П. Гуляев, О.П. Солоненко, П.Ю. Гуляев, А.В. Смирнов

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

E-mail: Gulyaev@itam.nsc.ru

Югорский государственный университет, Ханты-Мансийск

Поступило в Редакцию 30 марта 2009 г.

Выполнены модельные физические эксперименты по визуализации процесса соударения поллой капли с плоской поверхностью, позволившие установить новое явление — формирование встречной центральной струи жидкости. Предложена элементарная модель для прогнозирования динамики процесса растекания поллой жидкой капли. Результаты расчета удовлетворительно согласуются с данными модельных экспериментов.

PACS: 47.35.-i, 81.15.Rs

В настоящее время при плазменном нанесении термобарьерных и других покрытий находят применение порошки, состоящие из полых частиц, обеспечивающие ряд преимуществ [1]. Однако если соударению плотных капель с поверхностью посвящено достаточно большое количество публикаций, то соударение поллой капли остается практически неизученным. В настоящей работе представлены результаты модельных физических экспериментов, позволивших обнаружить новый эффект — встречный центральный струйный выброс жидкости при деформации на подложке поллой капли, а также предпринята попытка теоретического описания данного явления.

В качестве материала полых капель был выбран глицерин, что позволило исключить влияние процессов теплообмена и фазовых превращений, а основное внимание сосредоточить на гидродинамических особенностях растекания, т.е. на влиянии вязкости и поверхностного натяжения жидкости. Условия соударения капель в модельных экспериментах были выбраны таким образом, чтобы обеспечить диапазоны чисел Рейнольдса  $Re = \rho D_p U_p / \mu = 12-1400$ , Вебера  $We =$

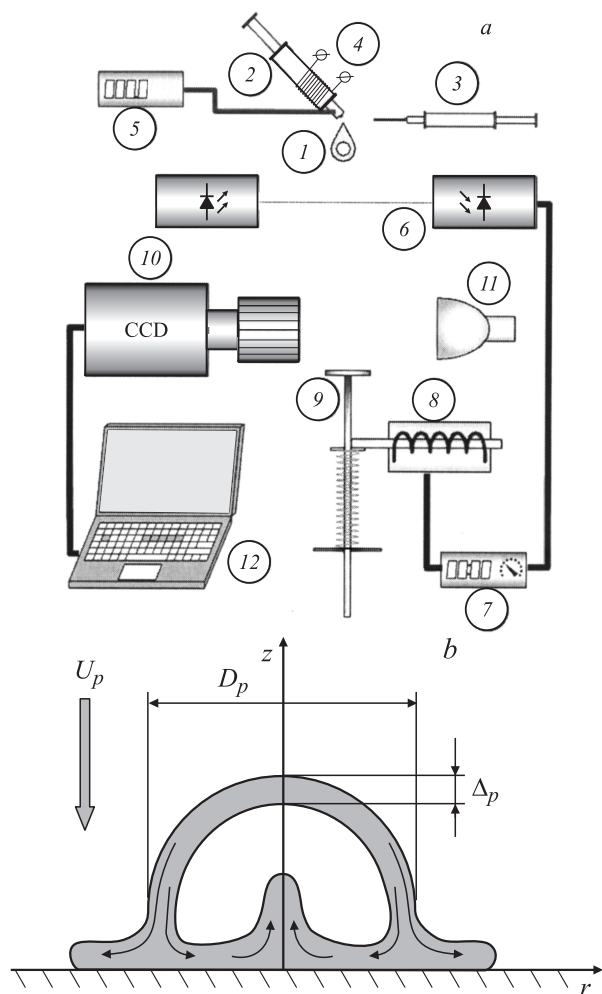
$= \rho D_p U_p^2 / \sigma = 230 - 15000$  и параметра  $\delta_p = \Delta_p / D_p = 0.06 - 0.18$  ( $\rho$ ,  $\mu$ ,  $\sigma$  — плотность, динамическая вязкость и поверхностное натяжение жидкости,  $D_p$ ,  $\Delta_p$ ,  $U_p$  — диаметр, толщина оболочки и скорость соударения капли), характерные для условий плазменного напыления [2]. При этом выполнялось соотношение  $We/Re = 10 - 10^2$ , что отвечает доминирующему влиянию вязкости над поверхностным натяжением при растекании капель.

Модельные эксперименты, выполненные для полых капель, характеризуются диапазоном чисел Эйлера  $Eu = 2P_0 / \rho U_p^2 = 1 - 64$ , где  $P_0 = P_a + \frac{4\sigma}{D_p} (1 + \frac{1}{1-2\delta_p})$ ,  $P_a$  — давление в окружающей среде. Число Эйлера характеризует „жесткость“ полых капли: чем оно больше, тем более упруго ведет себя газовая полость и, наоборот, чем это число меньше, тем полость более подвержена деформации. Уместно отметить, что при плазменном напылении полых частиц ( $D_p \sim 100 \mu\text{m}$ ,  $U_p \sim 100 \text{m/s}$ ), как правило,  $Eu \ll 1$ . Качественный анализ деформации таких капель при соударении с подложкой выполнен в работе [3]. В то же самое время при низкоскоростном напылении полых частиц могут реализоваться условия, когда  $Eu \sim 1$  и более.

Принципиальная схема модельной физической установки представлена на рис. 1, *a*. Полуую каплю 1 получали, используя шприц 2 с глицерином и шприц 3 с воздухом. Омический нагреватель 4 и измеритель температуры 5 позволяли контролировать температуру жидкости  $T_p$  в диапазоне  $27 - 70^\circ\text{C}$ . После пересечения падающей каплей линии „ИК фотодиод–фотоприемник“ 6 блок временной задержки 7 формировал запускающий сигнал для механизма ускорения 8 подложки 9. Соударение подложки с каплей, благодаря синхронизации, происходило в поле зрения высокоскоростной камеры 10 при освещении лампой 11. Запись видеосигнала сохранялась в памяти персонального компьютера 12.

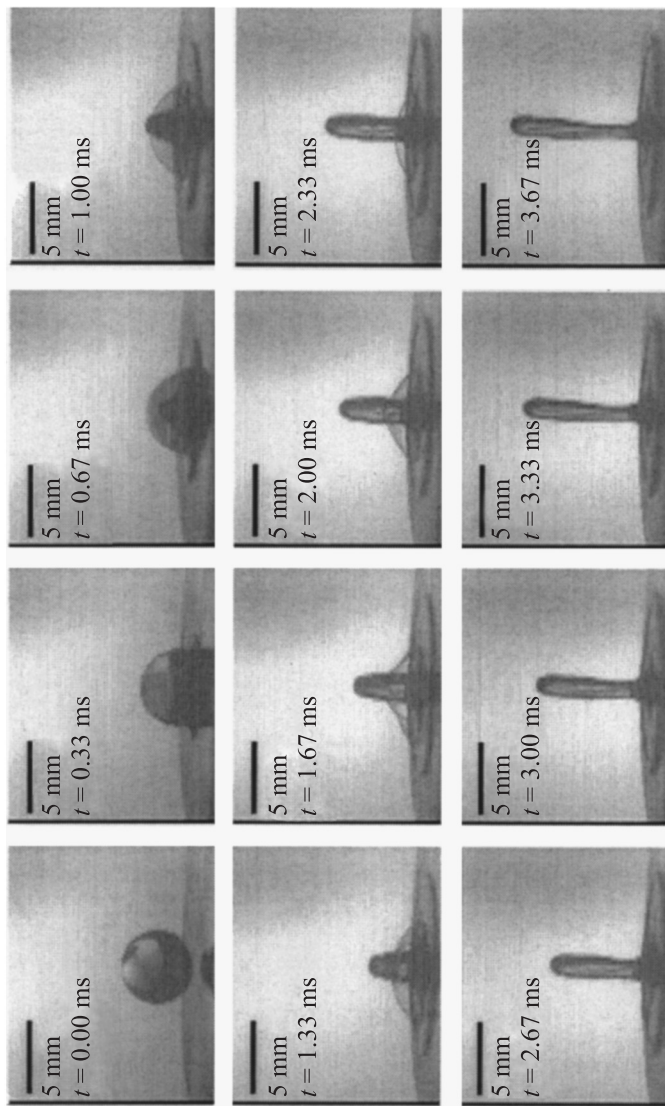
В результате выполненных экспериментов получены кинограммы, характеризующие динамику деформации и растекания полых частиц глицерина в указанных выше диапазонах параметров; схематически картина движения жидкости при соударении с подложкой представлена на рис. 1, *b*.

На рис. 2 приведена последовательность кадров, иллюстрирующих типичную динамику растекания полых частицы при  $Eu \sim 1$  и более. Как видно, при соударении полых капли с твердой поверхностью происходит формирование центральной струи жидкости, истекающей навстречу движения оболочки. При соударении плотной капли с поверхностью подобное явление не наблюдается, так как в окрестности



**Рис. 1.** Принципиальная схема модельной физической установки (а), и качественная картина движения жидкости при растекании поллой капли (b).

лобовой точки происходит напорное натекание жидкости. В случае же поллой капли напорное натекание имеет место лишь в начальный период времени  $t \leq \Delta_p/U_p$ , после чего контактная граница „нате-



**Рис. 2.** Кинограмма процесса растекания полрой капли глицерина при следующих условиях:  $T_p = 52^\circ\text{C}$ ,  $D_p = 5.25$  mm,  $\Delta p/D_p = 0.082$ ,  $U_p = 5.94$  m/s.

кающая оболочка—пристеночный слой“ перемещается в радиальном направлении от лобовой точки. При этом часть жидкости, движущейся от контактной границы к центру, формирует радиально сходящееся пристеночное течение, что и приводит к возникновению встречной центральной струи.

На основе анализа экспериментальных данных был предложен следующий сценарий растекания поллой капли, который был положен в основу теоретической модели:

1) исходная частица представляет собой жидкую сферу диаметром  $D_p$  и толщиной оболочки  $\Delta_p$ , внутри которой находится сферическая газовая полость; частица нормально соударяется с плоской поверхностью подложки со скоростью  $U_p$ ;

2) в момент времени  $t = 0$  полая капля приходит в контакт с подложкой, и начинается осесимметричное растекание жидкости вдоль поверхности; считается, что поступление жидкости в плоский пристеночный слой происходит из кольцевого источника шириной  $\Delta_p$ , удаленного от лобовой точки на расстояние  $D_p/2$ ; при этом происходит разделение натекающей жидкости на две равные по расходу части, одна из которых движется к лобовой точке, а другая — к периферии (рис. 1, *b*);

3) жидкость, еще не пришедшая в контакт со слоем, стекает с начальной скоростью  $U_p$  по внутренней стенке оболочки;

4) жидкость, поступающая в радиально сходящееся пристеночное течение, формирует встречную центральную струю, направленную нормально к подложке, причем скорость  $U_{jet}$  вершины струи остается постоянной на протяжении всего времени растекания поллой капли.

Не останавливаясь на деталях алгоритма расчета динамики растекания капли, отметим лишь его принципиальные особенности. Движение жидкости во внутренней ( $r < D_p/2$ ) и внешней ( $r \geq D_p/2$ ) областях происходит независимо. Во внешней области рассматривается диск переменного внешнего радиуса  $R = R(t)$  и постоянного внутреннего —  $r = D_p/2$ . Зависимость  $R = R(t)$  на каждом шаге по времени находится из уравнения баланса энергии:

$$E_{tot}(t) - E_{kin}(t) - E_{surf}(t) - \int_0^t \frac{dE_{visc}(t)}{dt} dt = 0, \quad (1)$$

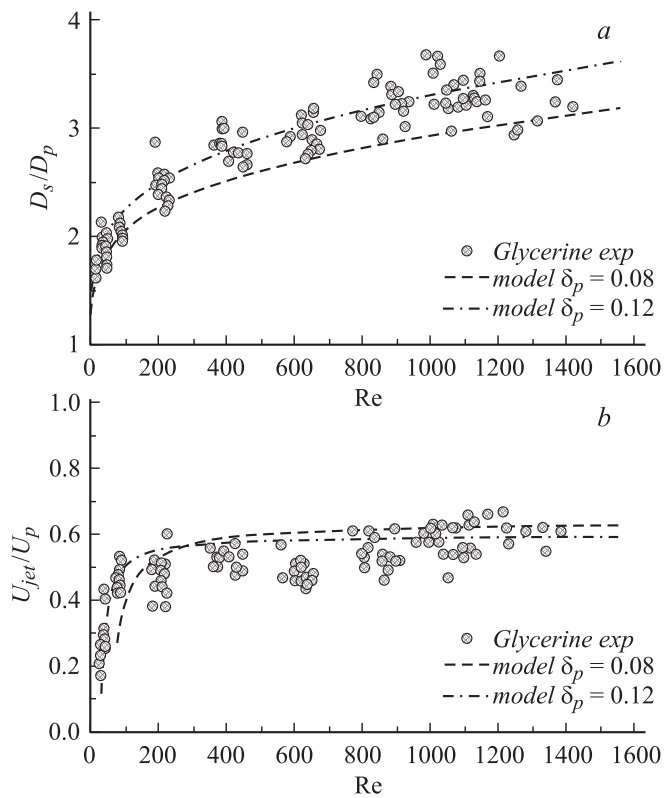
где  $E_{tot}(t)$  — полная энергия объема жидкости, стекшего с оболочки во внешний диск к моменту времени  $t$ , равная начальной кинетической

энергии данного объема;  $E_{kin(t)}$  — текущая кинетическая энергия растекающегося диска;  $E_{surf}(t)$  — его поверхностная энергия;  $dE_{visc}(t)/dt$  — мощность вязких потерь внутри диска. Последние три члена в левой части уравнения (1) явным образом зависят от текущего радиуса  $R(t)$  и скорости его нарастания  $dR/dt$ . Кинетическая энергия диска и вязкие потери в нем вычисляются с использованием модельного поля скоростей; текущая толщина диска определяется исходя из баланса массы.

При изучении движения жидкости во внутренней области наибольшее внимание уделено определению скорости  $U_{jet}$  вершины встречной центральной струи. Схематично движение жидкости было представлено следующим образом: в начальный момент времени  $t = 0$  в центральной области ( $r < D_p/2$ ) покоится слой жидкости массой  $m_i$ , при  $t > 0$  со стенок газовой полости на его поверхность стекает в радиальном направлении поток жидкости массой  $m_i$ , движущийся далее к центру с начальной скоростью  $U_p$ . При радиальном течении жидкости вдоль поверхности подложки происходит вязкая диссипация начальной кинетической энергии  $E_{kin,0} = m_i U_p^2 / 2$ , составляющая величину  $E_{visc}$ , а оставшаяся энергия перераспределяется на общую массу  $m_i + m_i$  вовлеченной жидкости. С учетом сказанного получено следующее выражение для искомой скорости:

$$\frac{U_{jet}}{U_p} = \sqrt{\frac{m_i}{m_i + m_i} \left(1 - \frac{E_{visc}}{E_{kin,0}}\right)}. \quad (2)$$

На рис. 3 приведены результаты сравнения расчетных и экспериментальных данных, характеризующих растекание полых капель глицерина диаметром  $D_p = 5$  мм. В модельных экспериментах около 80% капель имели относительную толщину оболочки  $\delta_p = 0.008-0.12$ , на рис. 3 приведены соответствующие теоретические кривые. Видно, что они вполне удовлетворительно согласуются с данными экспериментов. Сравнение расчетных и экспериментально измеренных значений диаметров растекшихся капель (рис. 3, *a*), а также скоростей встречной струи (рис. 3, *b*) подтверждает достоверность предложенной схемы течения жидкости как во внутренней области, так и во внешней. Занижение экспериментальных значений скорости для некоторых капель объясняется вылетом встречной струи под углом, отличным от прямого, тогда как при обработке видеок кадров учитывалась лишь вертикальная компонента скорости.



**Рис. 3.** Расчетные и экспериментальные параметры, характеризующие соударение полый капли с подложкой: *a* — относительный конечный диаметр растекшегося диска; *b* — относительная скорость вершины встречной центральной струи.

Результаты численного расчета конечного диаметра растекшейся частицы могут быть обобщены зависимостью

$$\frac{D_s}{D_p} = 0.7 \left( 1 + \frac{1}{5} \beta \right) + \left( 0.72 - \frac{2}{3} \beta \right) Re^{0.23(1+\frac{\beta}{5})}, \quad (3)$$

где  $\beta = (1 - 2\delta_p)^3$  в критериальном диапазоне  $Re = 10-10^4$ ,  $\delta_p = 0.025-0.5$  со среднеквадратической ошибкой  $\sigma = 1.13\%$ . Аналити-

чески полученное выражение для скорости струи имеет вид

$$\frac{U_{jet}}{U_p} = \sqrt{A(\delta_p) \left(1 - \frac{B(\delta_p)}{\text{Re}}\right)}, \quad (4)$$

где

$$A(\delta_p) = 1 - \frac{3\delta_p}{1 - (1 - 2\delta_p)^3}, \quad B(\delta_p) = \frac{3}{4\delta_p} \frac{1}{1 - (1 - 2\delta_p)^3 - 3\delta_p}.$$

В заключение резюмируем основные результаты, представленные в данной работе:

1) впервые обнаружен эффект, свойственный процессу соударения полых капель с поверхностью твердой подложки — образование встречной центральной жидкой струи;

2) построена элементарная модель данного явления, вполне удовлетворительно согласующаяся с полученными экспериментальными данными.

В то же время необходимо дальнейшее более детальное изучение процессов, происходящих при соударении полых капель с твердой поверхностью нерегулярной формы, с жидким слоем, в том числе расплавленных полых частиц с учетом их интенсивного теплообмена с подложкой и фазовых превращений.

Представленная работа выполнена при частичной поддержке гранта губернатора ХМАО-Югры (№ 07/07.1779/НУ-06.1/07-ЮГУ-172) в рамках приоритетного национального проекта „Образование“, а также президиума СО РАН в рамках проекта 7: „Плазменно-механический синтез металлокерамических порошковых материалов с регулируемой наносубмикро- и микроструктурой“, выполняемого в рамках Программы № 11 президиума РАН „Фундаментальные проблемы механики взаимодействий в технических и природных системах“ на 2009–2011 гг.

## Список литературы

- [1] Солоненко О.П., Гуляев И.П., Смирнов А.В. // Письма в ЖТФ. 2008. Т. 34. В. 24. С. 22–27.
- [2] Solonenko O.P., Mikhailchenko A.A., Kartaev E.V. // Proc. of Intern. Thermal Spray Conf. 2–4 May 2005. Basel, Switzerland (Electronics publication).
- [3] Solonenko O.P., Smirnov A.V., Gulyaev I.P. // Complex Systems: The 5<sup>th</sup> International Workshop on Complex Systems (26–28 September 2007, Sendai, Japan), American Institute of Physics, Melville, New York, 2008. V. 982. P. 561–568.