УДК 621.793+539.374

ОСОБЕННОСТИ ДЕФОРМИРОВАНИЯ МИКРОЧАСТИЦ ПРИ УДАРЕ О ТВЕРДУЮ ПРЕГРАДУ

А. П. Алхимов, А. И. Гулидов, В. Ф. Косарев, Н. И. Нестерович

Институт теоретической и прикладной механики СО РАН, 630090 Новосибирск

На основе экспериментальных данных и численного моделирования показано, что при высокоскоростном ударе ($v_0 \approx 500 \div 1200$ м/с) мелкой металлической частицы ($d = 1 \div 50$ мкм) о твердую недеформируемую преграду вблизи контактной поверхности может сформироваться тонкий слой расплавленного металла толщиной порядка $0{,}01d$, в котором температура близка к температуре плавления материала частицы.

Формирование покрытия при натекании «холодной» высокоскоростной струи на преграду находит все большее применение в технологиях газодинамического напыления [1, 2]. Однако природа соединения с преградой металлических частиц, имеющих скорость $v_0 \approx 500 \div 1200$ м/с и температуру, существенно меньшую температуры плавления материала частиц, неясна. Сложность исследования этого явления обусловлена, в частности, малыми размерами частиц ($d \approx 10^{-6}$ м), кратковременностью взаимодействия ($\tau \approx 10^{-8}$ с), неопределенностью фазового состояния взаимодействующих объектов в микрообъемах вблизи контактных границ и т. д.

В данной работе на основе экспериментальных данных и численного моделирования изучается важный вопрос о возможности формирования тонкого расплавленного слоя в окрестности контакта в процессе удара отдельной частицы о твердую преграду.

Ранее [1, 2] установлена следующая закономерность: формирование покрытия возможно, когда кинетическая энергия частицы превышает примерно 1/3 величины тепловой энергии, соответствующей температуре плавления, независимо от материала частиц.

Кроме того, анализ закрепившихся после удара на полированной подложке частиц, проведенный с помощью электронной и оптической микроскопии, позволил выявить характерные особенности их деформирования. На рис. 1 представлены микрофотографии частиц алюминия на поверхности меди. Видно, что на конечном этапе пластического деформирования на периферии контакта образуются коронообразные выбросы металла. Вероятнее всего, они появляются в результате формирования высокоскоростной радиальной струи металла у стенки, напоминающей кумулятивную. Основную роль здесь играют процессы, протекающие вблизи контакта, где происходит интенсивная деформация и перекачка механической энергии в тепловую. В этих условиях в окрестности стенки при ударе может сформироваться тонкий расплавленный слой металла. Образование этого слоя зависит от баланса генерации и отвода тепла.

Было выполнено численное моделирование соударения алюминиевой частицы диаметром $d = 2R = 50$ мкм с жесткой преградой при начальных скорости $v_0 = 800$ м/с и температуре $T_0 = 300$ К. Использовался программный комплекс KRUG24, в основу алгоритма которого положены лагранжев подход и математическая модель Прандтля — Рейса течения упругопластического материала. Главные отличия использованного алгоритма расчета динамических задач механики сплошной среды от известных подходов изложены в работах [3, 4].

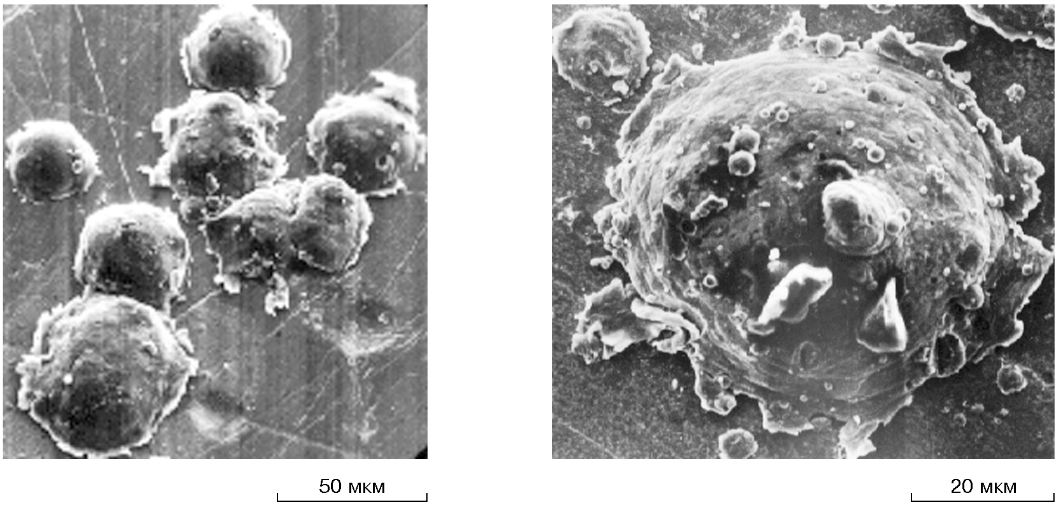

Рис. 1

Расчет конкретной задачи проводился следующим образом. Расчетная область покрывалась разностной сеткой, состоящей из треугольных ячеек, масса которых задавалась в начальный момент и сохранялась в течение всего расчета. Численное интегрирование уравнений сохранения и определяющих соотношений математической модели среды производилось шагами по времени, которые выбирались из условия устойчивости Куранта. В узлах сетки определялись скорости и координаты, а в геометрических центрах ячеек — их текущие плотность, давление, удельная внутренняя энергия и компоненты девиатора тензора напряжений. Таким образом, на каждом временном шаге полностью рассчитывалось напряженно-деформированное состояние во всей области. Перераспределение тепла за счет теплопроводности не учитывалось.

В известной нам литературе сведения о характеристиках материала микрочастиц, определяющих его прочностные свойства, отсутствуют. Например, в работе [5] динамическую твердость частиц предлагалось выбирать примерно в полтора раза больше статической. В методе решения, применяемом в данном случае, в качестве основной прочностной характеристики материала использовался динамический предел текучести, который считался постоянным в процессе деформирования. Проведенные ранее исследования высокоскоростного соударения различных макротел с преградами показали, что такая математическая модель позволяет получать решение широкого круга динамических задач, причем результаты удовлетворительно согласуются с известными экспериментальными данными [4].

Указанные выше эксперименты по взаимодействию алюминиевых частиц с полированной подложкой при малой их концентрации позволили определить характерную деформацию частиц, в частности отношение конечной высоты частицы к начальному диаметру. При скоростях примерно 800 м/с это отношение составляет величину порядка 0,25. При этом подложка заметно не деформируется. Учитывая данный факт, в численных расчетах принималось, что преграда является абсолютно жесткой стенкой. В качестве граничного ставилось условие непроникания и скольжения с трением и без трения.

Результаты расчета сравнивались с экспериментами по конечной деформации частиц, что позволило выбрать динамический предел текучести $Y = 450$ МПа, дающий результаты, наиболее близкие к экспериментальным. Далее все расчеты проводились при указанном динамическом пределе текучести.

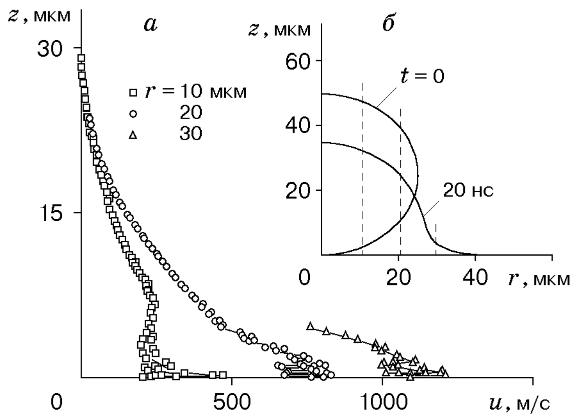

Рис. 2

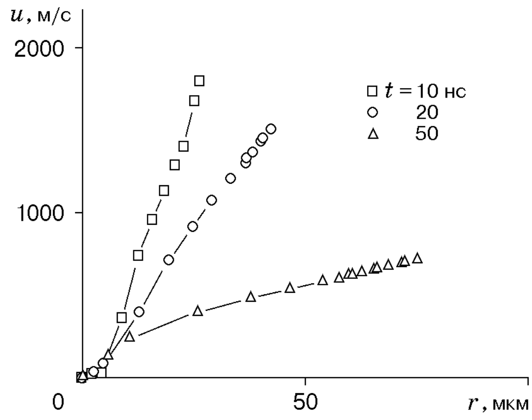

Рис. 3

На рис. 2, 3 приведены результаты расчетов с граничным условием без трения. На рис. 2 представлены: *а* — распределение радиальной составляющей скорости u по высоте частицы в момент времени $t = 20 \cdot 10^{-9}$ с в трех сечениях по радиальной координате; *б* — контур частицы при $t = 0$; 20 нс. Естественно, что наибольшая скорость наблюдается в наиболее удаленной по радиусу точке. Кроме того, в каждом сечении скорость возрастает при приближении к преграде и достигает максимальных значений в слое, примыкающем к преграде (толщина этого слоя составляет примерно $0{,}05\,d$). На рис. 3 представлены распределения радиальной составляющей скорости по радиусу в различные моменты времени в пристенных ячейках. На ранней стадии удара радиус контактной поверхности меньше R (при $t = 10 \cdot 10^{-9}$ с он становится равным R), а максимальная скорость примерно в два раза превышает скорость удара v_0. В дальнейшем в результате растекания материала частицы по преграде происходит увеличение радиуса поверхности контакта и как следствие торможение крайней точки этой поверхности за счет радиального расширения и сопротивления материала сдвиговым деформациям.

Рассчитывалось также распределение удельной внутренней энергии e в ячейках разностной сетки в слое толщиной 1 мкм у преграды. Приращение внутренней энергии равно работе сдвиговых напряжений на соответствующих пластических деформациях. Далее оценивалась температура в материале частицы исходя из предположения, что применима формула $e = c_v T$ ($c_v = \mathrm{const}$). Вблизи стенки увеличение температуры по сравнению с начальной $\Delta T \approx 600$ K.

Таким образом, численное моделирование подтвердило предположение о наличии области высокоскоростного пристенного течения металла в радиальном направлении (см. рис. 2). В некоторые моменты времени (при условии идеального скольжения на стенке) в ряде точек скорость в пристенном течении превышает скорость удара примерно в два раза. Это течение возникает в результате разгрузки импульсного давления после выхода ударной волны в частице за пределы контактной площадки и может привести к выбросам тонких пленок материала частицы по периферии контакта (см. рис. 1).

Расчеты, выполненные с учетом закона трения Кулона (задавался коэффициент трения), показали, что трение на стенке приводит к уменьшению скорости пристенного течения и небольшому уменьшению конечной деформации. С точки зрения физики этого процесса в качестве граничных нужно ставить условия прилипания, которые приводят к возникновению тонкого пограничного слоя, для описания которого необходимо внести существенные изменения в физико-математическую модель: учесть теплообмен и возможность расплавления металла; по закону Стокса определить трение в слое расплава; дополнительно измельчить расчетные ячейки в пристенной области.

С учетом сказанного выше выбрана приближенная схема формирования слоя расплавленного металла на основе классических законов трения и теплообмена с использованием интегральных методов для пограничного слоя. Ниже показано, что плавление возможно, чем оправдано принятое выше условие идеального скольжения.

Рассмотрим баланс генерации и отвода тепла у стенки с учетом полученных результатов по деформированию частицы в целом. Заметим, что в общем случае при течении расплавленного металла вдоль стенки толщина температурного слоя δ_T превышает толщину вязкого пограничного слоя из-за малости числа Прандтля Pr. В нашем случае толщина расплавленного слоя δ_H может быть больше или равна толщине вязкого слоя δ_μ. Определим условия, при которых возможен каждый из этих случаев.

Если $\delta_H > \delta_\mu$ при любом r, то вязкий пограничный слой развивается, как в несжимаемой вязкой жидкости, в окрестности критической точки при осесимметричном натекании потока на стенку, поскольку в нашей задаче скорость течения при $z = 0$ линейно зависит от радиуса (см. рис. 3): $u_r = ar$, где u_r — скорость на границе слоя (равная скорости на стенке, полученной при численном моделировании деформации всей частицы); r — расстояние от оси симметрии сферической частицы. Постоянная величина a, как показано на рис. 3, зависит от времени, но для приближенных оценок нестационарностью можно пренебречь (рассмотрев квазистационарные граничные условия), чтобы воспользоваться точным решением уравнений Навье — Стокса для аналогичной задачи [6]. Точное решение дает

$$\delta_\mu = 2\sqrt{\mu/(\rho a)}, \tag{1}$$

где μ — динамическая вязкость; ρ — плотность.

В дальнейшем параметр a будем оценивать следующим образом:

$$a = u_R/R, \tag{2}$$

где u_R — скорость на границе слоя при $r = R = d/2$.

Вязкость жидких металлов вблизи температуры плавления приближенно описывается формулой $\mu = (T_{\text{пл}}/T) \cdot 2{,}75 \cdot 10^{-3}$ Па · с. Далее показано, что $T_{\text{пл}}/T$ немного меньше единицы, поэтому принимаем $\mu \approx 2{,}5 \cdot 10^{-3}$ Па · с.

Характерная величина скорости u_R по результатам расчета деформации частицы $d =$ 50 мкм при $v_0 = 800$ м/с составляет $u_R \approx 1500$ м/с. Из (1) и (2) получим

$$\delta_\mu/R = 2/\sqrt{\mathrm{Re}},$$

где $\mathrm{Re} = R u_R \rho/\mu$ — число Рейнольдса. Подставляя в эту формулу параметры для алюминиевой частицы, получим $\mathrm{Re} = 0{,}405 \cdot 10^5$ и соответственно $\delta_\mu/R = 0{,}86 \cdot 10^{-2} \approx 0{,}01$.

Таким образом, подтверждается предположение о малой толщине δ_μ и правомерности разделения задач для внешнего течения и пограничного слоя.

Для оценки толщины расплавленного слоя δ_H в случае, когда $\delta_H > \delta_\mu$, рассмотрим баланс тепла в приграничной зоне в интегральном приближении:

$$d\int\limits_0^{\delta_H} 2\pi r u \rho H\, dz \approx 2\pi r\, dr \int\limits_0^{\delta_\mu} \mu\Big(\frac{\partial u}{\partial z}\Big)^2 dz. \tag{3}$$

Здесь H — удельная теплота плавления (для алюминия $H \approx 400 \cdot 10^3$ Дж/кг); $\mu(\partial u/\partial z)^2$ — объемный источник тепла, производимого вязким трением. Левая часть (3) представляет собой приращение по r потока тепла через цилиндрическую поверхность радиуса r, уносимого расплавленным металлом в виде скрытой теплоты плавления.

Следует отметить, что в уравнении (3) не учтены дополнительный нагрев металла после расплавления, а также теплопередача за пределы верхней и нижней границ слоя δ_H.

Будем считать, что профиль скоростей в вязком пограничном слое соответствует распределению при ламинарном течении. Тогда

$$\int\limits_0^{\delta_H} 2\pi r u \rho H\, dz \approx \delta_H \cdot 1{,}5\pi r u_r \rho H, \qquad 2\pi r\, dr \int\limits_0^{\delta_\mu} \mu\Big(\frac{\partial u}{\partial z}\Big)^2 dz \approx \delta_\mu \cdot 1{,}5\mu\Big(\frac{u_r}{\delta_\mu}\Big)^2 2\pi r\, dr.$$

С учетом принятых аппроксимаций после элементарных преобразований получим $r(d\delta_H/dr) = \delta_\mu u_r^2/(4H) - 2\delta_H$.

Учитывая, что в рассматриваемом случае δ_μ не зависит от r (см. (1)), полученное уравнение запишем в виде

$$r\,\frac{d(\delta_H/\delta_\mu)}{dr} = \frac{u_r^2}{4H} - 2\,\frac{\delta_H}{\delta_\mu}.$$

Рассмотрим знак производной в точке, где $\delta_H = \delta_\mu$. Если производная положительна ($u_r^2 \geqslant 8H$), то толщина расплавленного слоя растет по r быстрее толщины вязкого слоя. Для алюминия $H = 400 \cdot 10^3$ Дж/кг и $u_r \geqslant 1800$ м/с, что соответствует $v_0 \geqslant 1000$ м/с.

Рассмотрим случай $v_0 \leqslant 1000$ м/с, когда $\delta_H = \delta_\mu = \delta$. Профиль скоростей в пограничном слое примем линейным. Интегральный баланс генерируемого и уносимого тепла будет иметь следующий вид:

$$d(0{,}5\delta \cdot 2\pi r u_r \rho H) \approx \delta\mu\Big(\frac{u_r}{\delta}\Big)^2 2\pi r\, dr.$$

После соответствующих преобразований получим

$$\frac{1}{2}\,\frac{\delta}{r}\,\frac{d\delta}{dr} + \Big(\frac{\delta}{r}\Big)^2 = \frac{u_R^2}{\mathrm{Re}\, H}.$$

Этому уравнению удовлетворяет выражение $\delta/r = \sqrt{2/3}\, u_R/\sqrt{\mathrm{Re}\, H}$. Видно, что при $\delta_T = \delta_\mu = \delta$ толщина пограничного слоя δ увеличивается пропорционально r. В нашем случае $(\delta/r)_{r=R} \approx 0{,}96 \cdot 10^{-2}$. При $r = R$ получаем $\delta \approx 0{,}24$ мкм.

Оценим температуру в пограничном слое. Поток тепла, выносимого расплавленным металлом из контрольного объема, ограниченного цилиндрической поверхностью радиуса r, вычисляется по формуле

$$Q = 0{,}5\delta u_\delta \cdot 2\pi r \rho H = \frac{u_R^2 \rho H}{\sqrt{\mathrm{Re}\, H}}\,\frac{\pi r^3}{R}. \tag{4}$$

Если стенка теплоизолированная, то поток тепла к верхней границе слоя, где происходит плавление, определяется следующим образом:

$$q = \frac{dQ}{dS} \approx \lambda\,\frac{\Delta T}{\delta/2}, \tag{5}$$

где $S = \pi r^2$; $\lambda = \mu c_p/\mathrm{Pr}$ — коэффициент теплопроводности; c_p — удельная теплоемкость; Pr — число Прандтля; $\Delta T = T - T_{\text{пл}}$; T — усредненная температура в пограничном слое. Из (4) и (5) получим

$$\Delta T \approx \frac{1}{2}\,\frac{u_R^2}{c_p}\,\mathrm{Pr}\Big(\frac{r}{R}\Big)^2.$$

При $r = R$ оценка для жидкого алюминия ($c_p = 1084$ Дж/(кг $\cdot$ К); $\mathrm{Pr} = 0{,}037$) дает $\Delta T = 38$ К. Этот результат подтверждает правильность использования предположения о незначительном перегреве металла в пограничном слое.

Учет теплоотвода из пограничного слоя в стенку, перегрева металла в слое и нагрева металла вне слоя до температуры плавления дает еще меньшие значения толщины δ, поэтому полученные оценки можно считать верхними.

Данный анализ показывает, что при ударе мелкой металлической частицы о твердую недеформируемую преграду вблизи поверхности может формироваться тонкий слой расплавленного металла толщиной $\delta < 0{,}015d$, в котором температура близка к температуре плавления металла частицы. Образованием такого слоя можно объяснить и само явление высокой адгезии частиц с подложкой при газодинамическом напылении.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Алхимов А. П., Косарев В. Ф., Папырин А. Н.** Метод «холодного» газодинамического напыления // Докл. АН СССР. 1990. Т. 315. С. 1062–1065.
2. **Алхимов А. П., Косарев В. Ф., Папырин А. Н. и др.** Новые материалы и технологии. Теория и практика упрочнения материалов в экстремальных процессах. Новосибирск: Наука. Сиб. издат. фирма, 1992.
3. **Гулидов А. И., Шабалин И. И.** Метод свободных элементов. Приложение к решению задач разрушения упругопластических тел в процессе ударного взаимодействия. Новосибирск, 1994. (Препр. / РАН. Сиб. отд-ние. Ин-т теорет. и прикл. механики; № 9-94).
4. **Гулидов А. И., Шабалин И. И.** Моделирование разрушенного материала дискретными частицами конечного размера // ПМТФ. 1997. Т. 38, № 3. С. 14–19.
5. **Кудинов В. В., Пекшев П. Ю., Белащенко В. Е. и др.** Нанесение покрытий плазмой. М.: Наука, 1990.
6. **Шлихтинг Г.** Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1969.

Поступила в редакцию 11/XII 1998 г.