

ISSN 1684-579X

Materials Sciences Transactions

# Материаловедение

Научно-технический  
и производственный  
журнал

73 2008

ренных напряжениях, величина которых, как уже указывалось выше, определяется толщиной образца и температурой отверждения.

Как было указано выше, уменьшение размера частиц приводит к увеличению вероятности образования в системе цепочечных структур. Закономерно предположить, что увеличение числа цепочек приводит к повышению жесткости каркаса БК, что способствует переходу системы к контактной проводимости. Именно по этой причине, по-видимому, происходит сдвиг в сторону меньших концентраций мелких частиц. По этой же причине для образцов толщиной 500 мкм состояние с туннельной проводимостью наблюдается в меньшем диапазоне концентраций мелких частиц.

### Заключение

Изложенное позволяет сделать следующие основные заключения о свойствах наполненных проводящих пленочных композиций.

1. Фрактальные характеристики агрегатов частиц в исследованных дисперсиях и перколяционного кластера совпадают.

2. В системе можно наблюдать несколько порогов перколяции, связанных с различными механизмами проводимости, реализация которых определяется способом получения дисперсии и внешними воздействиями на нее.

3. Фрактальные характеристики перколяционного кластера не изменяются при переходе от одного механизма проводимости к другому.

4. Модифицирование поверхности частиц слабо влияет на фрактальные характеристики агрегатов и положение порога перколяции.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

115. Jonson S., Sundell P. E., Hultgren J., Sheug D., Hoyll C. E. // Prog. Org. Coat. 1996. V. 27. P. 107.
116. Frey Th., Grobe-Brinkhaus K.-H. Rockarth. // Prog. Org. Coat. 1996. V. 27. P. 59.
117. Nakane Y., Ishidoya M. // Prog. Org. Coat. 1997. V. 31 P. 113.
118. Hill L. W. // Prog. Org. Coat. 1997. V. 31. P. 235.
119. Blank W. J., Tramontano V. J. // Prog. Org. Coat. 1996. V. 27. P. 1.
120. Шамурина М. В., Ролдугин В. И., Прямова Т. Д., Высоцкий В. В. // Коллоидн. журн. 1994. Т. 56. № 3. С. 451.
121. Шамурина М. В., Ролдугин В. И., Прямова Т. Д., Высоцкий В. В. // Коллоидн. журн. 1995. Т. 57. № 4. С. 580.
122. Medalia A. J. // J. Colloid Interface Sci. 1967. V. 24. N 3. P. 393.
123. Смирнов Б. М. Физика фрактальных кластеров. М.: Наука. 1991.
124. Meakin P. // Phys. Rev. Ser. A. 1983. V. 27. P. 1495.
125. Высоцкий В. В., Ролдугин В. И. // Коллоидн. журн. 2000. Т. 62. № 6. С. 758.
126. Herdan G. Small particle statistics. N. Y.: Academic Press. 1960.
127. Высоцкий В. В., Прямова Т. Д., Шамурина М. В., Шуман Т. М. // Коллоидн. журн. 1999. Т. 61. № 4. С. 473.
128. Высоцкий В. В., Ролдугин В. И. // Коллоидн. журн. 1999. Т. 61. № 2. С. 190.
129. Miyasaka K., Watanabe K., Jojima E. et. all // J. Mater. Sci. 1982. V. 17. P. 1610.
130. Turkevich L. A., Scher H. // Phys. Rev. Lett. 1985. V. 55. P. 1026.
131. Смирнов Б. М. // Успехи физ. наук. 1986. Т. 149. № 2. С. 177.
132. Зубов П. И., Сухарева Л. А. Структура и свойства полимерных покрытий. М.: Химия. 1982.
133. Абдурахманов У., Зайнутдинов А. Х., Камиллов Ш. Х., Марупов М. А. // Высокомол. соед. А. 1988. Т. 30. № 6. С. 1324.
134. Chung K. T., Sabo A., Pica A. P. // J. Appl. Phys. 1982. V. 53. N 10. P. 6867.
135. Rozenberg B. A., Irzak V. L. // Makromol. Chem., Makromol. Synt. 1991. V. 45. P. 127.

## КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ МАТЕРИАЛОВ И ПРОЦЕССОВ

УДК 621.763:004

### КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА МЕХАНИЧЕСКОГО СПЛАВЛЕНИЯ В ШАРОВЫХ МЕЛЬНИЦАХ

#### Часть III. Кинетика движения мелющих тел и расчет температуры мелющей среды (окончание III ч.)\*

Е. В. Шелехов, Т. А. Свиридова  
МИСиС

*Рассмотрена кинетика движения и соударений мелющих тел произвольной формы в плоской модели планетарной мельницы, позволившая рассчитать контактный теплообмен между ними и показать, что тела различной формы, размеров и плотности имеют разную фоновую*

\* Части I и II статьи опубликованы в журналах "Материаловедение" № 9—12, 2007 г.; начало части III — № 2, 2008 г.

температуру. В случае шаровой загрузки при компьютерном моделировании для расчета контактных площадок и времен ударов использовалось упругопластическое приближение, а кроме контактного тепловода принимались во внимание также отвод тепла через газовую атмосферу барабана и посредством излучения. Механические частоты, определяющие кинетику механосинтеза, были выражены через скорости и частоты соударений шаров, твердость порошка и другие параметры. Оценен локальный разогрев контактных зон и отдельных частиц порошка.

### Локальный разогрев контактных зон

**К**роме определения фоновой температуры шаров большое значение для прогнозирования протекающих в барабане фазовых превращений может иметь оценка локального разогрева порошка в местах ударов. Эта оценка выполняется двумя различными способами исходя из диаметрально противоположных предположений о локализации источников тепла в контактной зоне.

Первый способ оценки подразумевает, что теплота удара бесконечно остро локализована во времени, т. е. выделение теплоты при ударе мгновенно, но размазано в пространстве контактной зоны, причем приблизительно равномерно. Заметим, что в тензоре статических напряжений при нормальном ударе доминирует компонента  $\sigma_{33} = -H_V$ , скорость же деформации вдоль оси удара во всей контактной зоне, соответствующей текущему значению радиуса контактной площадки  $r_0$ , равна  $\dot{\epsilon}_{33} = -\frac{v}{H}$ , где  $v$  — текущая скорость сближения шаров. Отсюда мощность источников тепла в единице объема контактной зоны постоянна и равна  $w = \sigma_{33}\dot{\epsilon}_{33} = H_V\frac{v}{H}$ . Конечно, из-за роста  $r_0$  по мере развития удара и расширения контактной зоны центральные области этой зоны, прилегающие к оси удара, нагреваются сильнее.

Тензор динамических напряжений при пластическом течении  $\sigma_{ij} = \eta(v_{i,j} + v_{j,i})$ , где  $\eta$  — вязкость порошка;  $\mathbf{v}(\mathbf{r})$  — поле скоростей потока; производная же по времени от тензора пластических деформаций  $\epsilon_{ij} = \frac{1}{2}(\xi_{i,j} + \xi_{j,i})$  равна

$\dot{\epsilon}_{ij} = \frac{1}{2}(v_{i,j} + v_{j,i})$ . Отсюда тепловая мощность, выделяемая при внутреннем трении вязкого потока в единице объема,

$$w = \sigma_{ij}\dot{\epsilon}_{ij} = \eta(v_{i,j}v_{i,j} + v_{i,j}v_{j,i}), \quad (55)$$

т. е. она, грубо говоря, пропорциональна квадрату градиента скорости пластического потока. Поэтому, если этот градиент в контактной зоне меняется незначительно, можно предположить распределение источников тепла в зоне равномерным.

Например, если поле скоростей  $\mathbf{v}(\mathbf{r})$  в контактной зоне при нормальном ударе описывается формулами (см. формулу (54) в части II)

$$v_r = -3v_0x\left(y^2 - \frac{1}{4}\right); \quad v_z = v_0y\left(2y^2 - \frac{3}{2}\right), \quad (56)$$

то плотность мощности источников тепла

$$w = \eta\left(\frac{v_0}{z_0}\right)^2 \varphi(x, y), \quad (57)$$

где  $\varphi(x, y) = 36\left[3\left(y^2 - \frac{1}{4}\right)^2 + y^2x^2\right]$ ;  $y = z/z_0$ ;  $x = r/z_0$ . При  $r_0 = z_0$  контактная зона охватывает область  $0 \leq x \leq 1$ ,  $-\frac{1}{2} \leq y \leq \frac{1}{2}$ . Значения функции  $\varphi(x, y)$  представлены в таблице.

Из таблицы видно, что распределение источников тепла довольно равномерное. В случае же касательного удара равномерность должна быть полной.

В то же время, если, например обрабатываемый материал, как и материал шаров, — железо, то коэффициент температуропроводности

Значения функции  $\varphi(x, y)$

y	x				
	0	0,25	0,50	0,75	1,00
0,50	0	0,563	2,250	5,063	9,000
0,25	3,797	3,938	4,359	5,063	6,047
0	6,750	6,750	6,750	6,750	6,750

для него  $D = \frac{\lambda_p}{c_p} = 0,2 \frac{\text{см}^2}{\text{с}}$ . Отсюда отношение диффузионного пути тепла за время пластического удара  $t_p = \frac{\pi}{2} \frac{R_b}{c_v} \approx 10^{-5}$  с (при  $R_b = 3$  мм;  $c_v = 500$  м/с) к толщине слоя порошка  $H = 0,2$  мм равно  $\sqrt{\frac{2Dt_p}{H}} \approx 0,1$ . Другими словами, теплота удара  $Q$ , приблизительно равномерно выделившаяся в пределах контактной зоны, не успевает за время удара перетечь к мелющим телам. При таких предположениях дополнительный к фоновой температуре шаров локальный разогрев контактной зоны равен

$$\Delta T = \frac{Q}{c_p V_{cz}}. \quad (58)$$

Необходимо, однако, сказать, что локальный разогрев является случайной величиной, поскольку слой порошка, покрывающий шары и стенку, неоднороден по толщине, имеет распределение, тогда как выражение (58) получено для средней толщины слоя.

*Второй способ* оценки локального разогрева исходит из предположения, что удар размазан во времени (т. е. учитывается реальное время удара  $t_0$ ), но бесконечно остро локализован в пространстве, т. е. теплота удара выделяется в сверхтонком слое на площади контактной площадки  $S_0$ , откуда ввиду конечного времени удара  $t_0$  она успевает отводиться в прилегающие с обеих сторон слои порошка. Такой локальный разогрев может происходить в случае контактного трения шаров, т. е. скольжения двух покрытых порошком шаров друг по другу, когда вся теплота трения выделяется на контактной поверхности трения. В этом случае два полуслоя порошка при ударе не слипаются и имеет место их отрыв друг от друга. Данный подход применим в первую очередь к тангенциальным, а не нормальным ударам.

Локальный разогрев в рамках данной идеологии максимален на самой контактной площадке и к моменту окончания удара. Его величина, согласно [1],

$$\Delta T = \frac{Q}{S_0 \sqrt{4\pi B_p t_0}}. \quad (59)$$

### Разогрев отдельных частиц порошка

До сих пор предполагалось, что весь порошок равномерно осажден на поверхности шаров и стенок барабана. Исходя из этого традиционного для анализа механообработки допущения рассчитывались все параметры удара, в том числе и механические частоты. Однако, как правило, значительная часть порошка присутствует в барабане в виде свободной фракции, т. е. мелких частиц-дробинки (возможно, неправильной формы), которые периодически прилипают к поверхности мелющих тел и откалываются от нее. Свободная фракция порошка находится в динамическом равновесии с мелющими телами, а ее объемная доля плавно меняется по ходу помола. Эта объемная доля при каждом времени обработки определяется экспериментально как отношение массы легко вытряхиваемого из барабана порошка к общей массе загруженного порошка. Средний размер частиц свободной фракции также меняется по ходу помола в результате холодной сварки или горячейковки и растрескивания порошка. Частица, конечно, представляет собой конгломерат, или "рулет" из компонентов смеси.

В случае, если объемная доля свободной фракции близка к 1, т. е. футеровочные слои порошка на мелющих телах тонки, а твердость порошка значительно уступает твердости мелющих тел, почти вся теплота удара  $Q$  выделяется внутри частиц порошка, захваченных при ударе "жерновами" мельницы, так как именно эти частицы пластически деформируются и разрушаются. При этом, если обрабатываемый порошок хрупкий, то  $\sim 20\%$  теплоты  $Q$  (потери кинетической энергии мелющими телами при ударе) расходуются на увеличение удельной поверхности порошка, т. е. на создание новой открытой поверхности при растрескивании и измельчении частиц порошка. Сам же порошок при этом нагревается несколько слабее, чем после достижения предела измельчения. Например, в графите максимально достижимая удельная поверхность равна  $\sim 500$  м<sup>2</sup>/г, что соответствует пределу измельчения  $L \sim 40$  Å и аккумулированной поверхностной энергии  $\sim 30$  кДж/моль. (Эта энергия обратно пропорциональна  $L$ , так что при  $L \sim 0,4$  мкм она будет в 100 раз меньше.) Если же вещество порошка обладает высокой ударной вязкостью, то поверхностная энергия раскрытия трещины в

нем на 3—4 порядка превышает обычную поверхностную энергию, так как для роста трещины требуется движение большого числа дислокаций от вершины трещины в глубь материала. Поэтому практически вся теплота удара  $Q$  в этом случае уходит на нагрев пластически деформируемых частиц порошка, даже если при этом происходит их растрескивание. Энергия, которую способны аккумулировать дислокации в моле вещества,  $U \approx \frac{1}{2} \mu b^2 \rho_d V_M$ , где  $\mu$  — модуль сдвига;  $b$  — вектор Бюргерса;  $\rho_d$  — плотность дислокаций;  $V_M$  — молярный объем. Например, для железа при предельно достижимой  $\rho_d \sim 10^{12} \text{ см}^{-2}$  получим  $U \approx 0,2 \text{ кДж/моль}$ . Молярная энергия открытой поверхности при дисперсности порошка  $L$  может быть оценена по формуле  $U_{\text{пов}} \approx H_S d/L$ , где  $H_S$  — теплота сублимации;  $d$  — диаметр атома. Для железа при  $H_S = 400 \text{ кДж/моль}$ ,  $d = 0,25 \text{ нм}$  и  $L = 1 \text{ мкм}$  имеем  $U_{\text{пов}} \approx 0,1 \text{ кДж/моль}$ . Таким образом, как внутренняя, так и поверхностная энергии ударно вязкого порошка весьма малы, т. е. такой порошок практически неспособен запасать энергию ударов.

Если пренебречь теплоотводом к мелющим телам за время удара и упругой деформацией порошка и шаров, то оцениваемый сверху, или максимально возможный разогрев частиц порошка при ударе

$$\Delta T \approx \frac{Q}{c_p V_{\text{epp}}}, \quad (60)$$

где  $V_{\text{epp}}$  — объем захваченных при ударе частиц порошка (*entrapped powder particles*). Поэтому оценка величины  $V_{\text{epp}}$  имеет существенное значение для расчета локального разогрева.

Примем самые простые предположения: все частицы порошка имеют одинаковый диаметр  $d$ ; распределение этих частиц в пустотах внутри скопления шаров равномерное; при сближении двух шаров отсутствуют аэродинамическое увлечение и вынос частиц газом, сжимающимся в зазоре между шарами; нет также и "бульдозерного" сгребания частиц сближающимися шарами (частицы успевают разбежаться в стороны). В этом случае захвачены и смяты будут частицы в объеме заштрихованной на рис. 4 линзы (на оси удара толщина линзы, или ширина области захвата, равна  $d$ , к периферии она

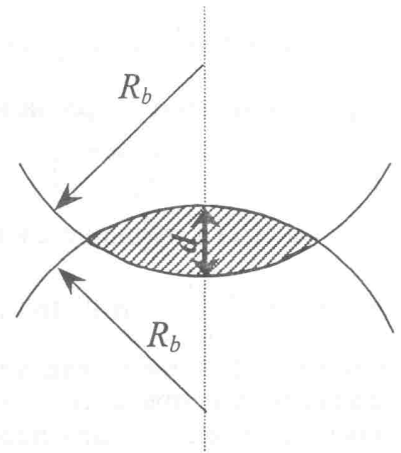


Рис. 4. Схема к определению объема пространства, в котором находится захваченный шарами порошок

убывает до нуля). Объем линзы  $V_{\text{lens}} = \frac{\pi}{2} R_b d^2$ .

Общее число частиц порошка  $N_p = V_p / \left(\frac{\pi}{2} d^3\right)$ , где  $V_p$  — объем порошка, и сосредоточены все эти частицы в объеме  $V_0$  пустот внутри скопления шаров, которое грубо можно принять за плотную хаотическую упаковку твердых сфер с коэффициентом заполнения пространства  $\sim 2/3$ . Отсюда  $V_0 \approx V_{\text{balls}}/2$ , где  $V_{\text{balls}}$  — объем шаров, а среднее число захватываемых при ударе частиц

$$\bar{n} \approx \lambda = N_p V_{\text{lens}} / V_0 = 6\delta R_b / d, \quad (61)$$

где  $\delta = V_p / V_{\text{balls}}$ . Число захватываемых частиц  $n$  имеет пуассоновское распределение с вероятностью  $p_n = \frac{\lambda^n}{n!} e^{-\lambda}$ , относительный разброс числа  $n$  равен  $1/\sqrt{\bar{n}}$ . Теперь можно написать

$$V_{\text{epp}} = \bar{n} \frac{\pi}{6} d^3 = \pi \delta R_b d^2. \quad (62)$$

Необходимо, однако, учесть, что если захват частиц порошка производится "голыми", не футерованными слоем того же порошка шарами, то радиус контактной площадки, как и радиус линзы, не может быть меньше герцевского  $r_H = R_b \left(\frac{v}{c_{\parallel}}\right)^{0,4}$ , где  $v$  — нормальная скорость сближения шаров;  $c_{\parallel}$  — продольная скорость звука в материале шаров. Толщина герцевской линзы  $x_H = \frac{r_H^2}{R_b} = R_b \left(\frac{v}{c_{\parallel}}\right)^{0,8}$  должна при вычис-

лении объема области захвата увеличиваться на  $d$ , в результате чего получим  $V_{lens} = \frac{\pi}{2} R_b(d + x_H)^2$ .

Соответственно,  $\bar{n}$  и  $V_{epf} = 2\delta V_{lens}$  должны быть умножены на поправочный коэффициент

$$w_H = \left(1 + \frac{x_H}{d}\right)^2. \quad (63)$$

В случае футерованных слоев вместо упругой герцевской усадки следует брать пластическую усадку  $x_p = R_b \frac{v}{c_V}$  и поправочный коэффициент примет вид:

$$w_p = \left(1 + \frac{x_p}{d}\right)^2. \quad (64)$$

В последнем случае отношение объема  $V_{epf}$  к объему равноосажденной контактной зоны  $V_{cz}$  равно  $\frac{V_{epf}}{V_{cz}} = \frac{\delta \pi R_b (d + x_p)^2}{H \pi r_p^2} = \frac{3}{2f} \left( \frac{d}{R_b} \sqrt{\frac{c_V}{v}} + \sqrt{\frac{v}{c_V}} \right)^2$ , где  $r_p = \sqrt{R_b x_p} = R_b \sqrt{\frac{v}{c_V}}$  — радиус пластической контактной площадки. При  $d = 10$  мкм,  $R_b = 4$  мм,  $v = 1$  м/с,  $c_V = 800$  м/с ( $H_V = 5$  ГПа) получим  $V_{epf}/V_{cz} \approx 0,01$ .

Конечно, наша оценка объема  $V_{epf}$  весьма ненадежна. Однако, как будет показано ниже, пока  $V_{epf}$  мал, точное знание его величины не требуется, так как разогрев частиц определяется другими факторами.

Рассмотрим расплющивание отдельной пластичной частицы при захвате ее сближающимися шарами. Форму частицы для простоты полагаем цилиндрической с диаметром  $d$ , вы-

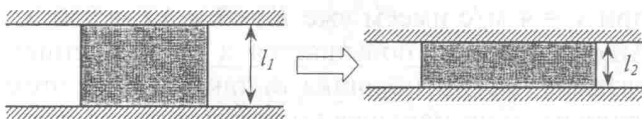


Рис. 5. Схема расплющивания пластичной цилиндрической частицы

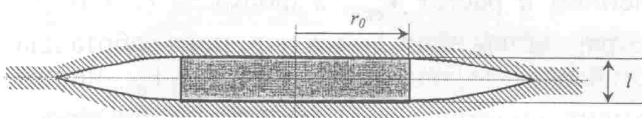


Рис. 6. Схема упругой усадочной линзы в соударяющихся шарах, охватывающей расплющенную частицу

сотой  $l_1$  и объемом  $V = \frac{\pi}{4} d^2 l_1$  (рис. 5). По ходу

удара при зазоре между мелющими телами  $l$  площадь частицы равна  $S(l) = V/l$ . Для стандартных, применяемых при испытаниях на сжатие, цилиндрических образцов с  $l/d \approx 2...3$ , где  $l$  и  $d$  — высота и диаметр цилиндра, предел прочности  $\sigma_f$  в 3—4 раза меньше твердости. С уменьшением отношения  $l/d$  и ростом стесненности пластической деформации прочность будет приближаться к твердости. Примем для простоты, что напряжение сопротивления пластической деформации равно  $H_V$  и не зависит от  $l$ , т. е. пренебрежем деформационным упрочнением по ходу сжатия. Работа пластической деформации в объеме частицы

$$Q = -H_V \int_{l_1}^{l_2} S(l) dl = H_V V \epsilon, \quad (65)$$

где  $\epsilon = \ln \frac{l_1}{l_2}$ . Если не учитывать отвод теплоты от частицы к мелющим телам во время удара, ее разогрев составит

$$\Delta T_0 = \frac{Q}{c_p V} = \frac{H_V}{c_p} \epsilon. \quad (66)$$

Порядок этой величины определяется отношением  $H_V/c_p$ , которое, например, для железа при  $H_V = 5$  ГПа составляет 1365 °С. Однако существенное значение имеет и деформация  $\epsilon$ .

Максимально возможное значение  $\epsilon$  при расплющивании частицы "голыми" шарами можно оценить из следующих соображений. Пластическая деформация  $\epsilon_{max}$  имеет место при упругом обтекании расплющенной частицы материалом шаров и установлении упругого контакта шаров друг с другом, как это показано на рис. 6. Пусть частица изначально была равноосной, т. е.  $l_1 = d$ ; в момент обтекания радиус цилиндра равен  $r_0$ , а высота  $l$ .

Упругая усадка каждого из шаров на оси удара, т. е. в центре контактной площадки радиуса  $r_0$  на высоте  $z = 0$  от площадки, равна

$$u_3(0) = \frac{H_V}{2\mu} A r_0, \quad (67)$$

где  $A = 2 - \gamma$ ;  $\gamma = \frac{1}{2(1-\nu)}$ ;  $\mu$  и  $\nu$  — модуль сдвига и коэффициент Пуассона материала шаров.

Отсюда  $l = de^{-\varepsilon} = 2u_3(0) = r_0 \frac{H_V}{\mu} (2 - \gamma)$ , тогда как из сохранения объема частицы имеем  $\frac{\pi}{4} d_3 = \pi r_0^2 de^{-\varepsilon}$ , где  $\varepsilon = \varepsilon_{\max}$ . Эти уравнения можно переписать в виде  $e^\varepsilon = \frac{d}{r_0} \frac{\mu}{H_V(2 - \gamma)}$  и  $e^{\varepsilon/2} = 2 \frac{r_0}{d}$ . Перемножая правые и левые части двух последних уравнений, получим

$$\varepsilon_{\max} = \frac{2}{3} \ln \left( \frac{\mu}{H_V} \frac{2}{2 - \gamma} \right). \quad (68)$$

Например, для стальных шаров с  $\mu = 86$  ГПа и  $\nu = 0,29$  при твердости порошка  $H_V = 5$  ГПа получим  $\varepsilon_{\max} \approx 2,2$  и  $e^{\varepsilon_{\max}} \approx 9$ . В случае, если частиц порошка между шарами много, энергии удара может не хватить на максимальную деформацию их всех, и тогда  $\varepsilon < \varepsilon_{\max}$ .

Мы предполагаем, что при расплющивании отдельной частицы  $\varepsilon \sim 1$ , так как при уменьшении толщины частицы и увеличении ее площади в  $e^\varepsilon \sim 3$  раза напряженное состояние частицы будет приближаться к изотропному всестороннему сжатию (гидростатическому давлению), когда касательные напряжения во всех системах скольжения стремятся к нулю, что препятствует дальнейшему расплющиванию или растреканию частицы. При этом нормальное напряжение будет превышать  $H_V$ . Но речь идет только о порядке величины, так как вполне возможно имеет место  $\varepsilon \approx 2$  и  $e^\varepsilon \approx 8$ . Заметим, что в процессе столь большой деформации частица может многократно растрескиваться и крошиться, но при этом общая усадка составит  $\varepsilon$ . При каждом растрескивании, правда, происходит кратковременное скачкообразное падение сопротивления пластической деформации, так что работа деформации будет несколько меньше величины, определяемой формулой (65). После расплющивания частиц в  $e^\varepsilon = 3 \dots 8$  раз дальнейшее сближение шаров происходит только за счет их продолжающейся упругой деформации, т. е. удар переходит в чисто упругую стадию. При таком ударе на пластическую деформацию частиц порошка расходуется лишь часть кинетической энергии шаров. Время удара при  $d \rightarrow 0$  можно оценить как  $t_0 \approx d/\nu$ , где  $d = l_1$ ;  $de^{-\varepsilon} = l_2$ . Пусть  $D$  — температуропроводность порошка. Равномер-

ный прогрев частицы порошка за время удара  $t_0$  имеет место, если диффузионный путь теплоты превышает конечный размер частицы, т. е. при  $\sqrt{2Dt_0} > l_2$ , откуда при  $\varepsilon = 1$  получим  $d < 15D/\nu$ . Для порошка железа  $D = 0,22$  см<sup>2</sup>/с и при  $\nu = 1$  м/с получим  $d < 300$  мкм, что практически всегда выполняется.

С учетом отвода теплоты к шарам во время удара конечную температуру частицы  $T$  можно грубо оценить на основе калориметрического уравнения

$$c_p V(T - T_p) + c_b V_{mb}(T - T_b) = Q, \quad (69)$$

где  $T_p$  и  $T_b$  — температуры частицы и шаров до удара;  $c_b$  — объемная теплоемкость шаров;  $V$  и  $V_{mb}$  — объемы частицы и прилегающих к ней (затронутых диффузией теплоты) слоев мелких тел. Поскольку  $V_{mb}/V = \sqrt{2D_{mb}t_0}/l_2$ , где  $D_{mb}$  — температуропроводность шаров, а согласно (66)  $Q = c_p V \Delta T_0$ , где  $\Delta T_0$  — разогрев частицы без учета отвода теплоты в глубь шаров, то (69) можно переписать в виде  $T - T_p + K(T - T_b) = \Delta T_0$ , где

$$K = \frac{c_b V_{mb}}{c_p V} = \frac{c_b}{c_p} e^\varepsilon \sqrt{\frac{2D_{mb}}{\nu d}}. \quad (70)$$

Отсюда

$$T = \frac{T + KT_b + \Delta T_0}{1 + K}. \quad (71)$$

В случае  $T_p = T_b$  получим  $\Delta T = \Delta T_0/(1 + K)$ , где  $\Delta T = T - T_p$ , т. е. коэффициент  $K$  показывает, во сколько раз больше теплоты уходит на нагрев шаров, чем собственно частицы. В случае железных шаров и порошка при  $\nu = 1$  м/с,  $d = 10$  мкм,  $\varepsilon = 1$  имеем  $K \approx 6$ , т. е. вместо  $\Delta T_0 \approx 1400$  °С получим  $\Delta T \approx 200$  °С. Однако при  $\nu = 4$  м/с имеем уже  $K = 3$  и  $\Delta T = 350$  °С. Аналогично,  $\Delta T$  повышается и с увеличением размера частиц порошка  $d$ , так как при этом относительно меньшее количество тепла успевает перетечь от частицы к шарам за время удара. Однако следует иметь в виду, что с увеличением  $d$  растет  $V_{ep}$ , а формулы (65) и (66) справедливы лишь до тех пор, пока работа пластической деформации  $\varepsilon$  в объеме  $V_{ep}$  не превысит кинетическую энергию шаров (после этого предельно большие значения  $\varepsilon \approx 1 \dots 2$  начнут снижаться). Другими словами, должно

выполняться условие  $2\frac{1}{2}M_b\left(\frac{v}{2}\right)^2 \geq V_{\text{err}}H_V\varepsilon$ ,

где  $M_b = \frac{4}{3}\pi R_b^3\rho_b$  — масса шара. Отсюда с учетом (62) и (63) приходим к ограничению размера частиц:

$$d \leq R_b \left[ \frac{1}{\sqrt{3\delta\varepsilon}} \frac{v}{c_V} - \left(\frac{v}{c_{\parallel}}\right)^{0,8} \right]. \quad (72)$$

Для железных шаров при твердости порошка  $H_V = 5$  ГПа имеем  $c_V = 790$  м/с, тогда как  $c_{\parallel} = 5000$  м/с. Отсюда при  $R_b = 3$  мм,  $v = 1$  м/с,  $\delta = 0,1$ ,  $\varepsilon = 1$  получим  $d \leq 3,6$  мкм. При  $d = d_{\text{max}} = 3,6$  мкм согласно (70) имеем  $K \approx 10$ , а значит  $\Delta T \approx 120$  °С.

При  $d > d_{\text{max}}$ , определяемого выражением (72), в предположении абсолютно неупругого удара на пластическую деформацию и нагрев частиц порошка будет уходить вся энергия удара. В этом случае

$$\Delta T = \frac{M_b\left(\frac{v}{2}\right)^2}{V_{\text{err}}c_p(1+K)}, \quad (73)$$

где, особенно при  $d \gg d_{\text{max}}$ , время удара можно приближенно оценивать по Морису-Кортни, т. е.  $t_0 = \frac{\pi}{2} \frac{R_b}{c_V}$ , откуда в предположении  $\varepsilon \rightarrow 0$  имеем

$$K = \frac{c_b}{c_p} \sqrt{\frac{\pi D_{mb} R_b}{c_V d^2}}, \quad (74)$$

т. е.  $K \sim 1/d$ . С использованием (62) и (63) можно переписать (73) в виде

$$\Delta T = \frac{H_V}{c_p} \frac{\left(\frac{v}{c_V}\right)^2}{3\delta \left[ \frac{d}{R_b} + \left(\frac{v}{c_{\parallel}}\right)^{0,8} \right]^2 (1+K)}. \quad (75)$$

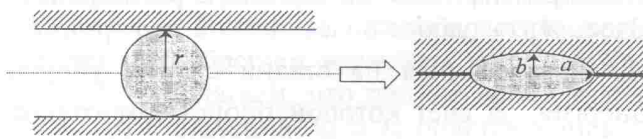


Рис. 7. Схема расплющивания сферической частицы при наличии футеровочных слоев из того же материала

При  $v = 1$  м/с и  $d = 10$  мкм получим  $K = 1,6$  и  $\Delta T = 140$  °С, тогда как при  $v = 4$  м/с и  $d = 30$  мкм получим  $K \approx 0,5$  и  $\Delta T \approx 430$  °С (заметим, что согласно (72), приближенно  $d_{\text{max}} \sim v$ , так что при  $v = 4$  м/с  $d_{\text{max}} \approx 18$  мкм). С учетом того, что в теплоту удара вносит вклад также и тангенциальная компонента, при высокоскоростных ударах можно ожидать разогрева захваченных частиц порошка при некотором их оптимальном размере на 500—1000 °С.

Выше "жернова" предполагались бесконечно твердыми. Рассмотрим более реалистичный случай, когда мелющие тела покрыты футеровочным слоем порошка толщиной более  $r$ , где  $r = d/2$  — радиус деформируемой сферической частицы порошка. Твердость футеровочного слоя и частицы предполагается одинаковой. Схема деформации показана на рис. 7. Мы рассматриваем индивидуальный разогрев частицы, который имеет место лишь до момента охвата (обтекания) ее футеровочным слоем и включением в него, после чего происходит лишь незначительный дополнительный нагрев однородной контактной зоны. К моменту охвата частица приобретает форму эллипсоида вращения с полуосями  $a$  и  $b$ . Радиус кривизны эллипсоида на оси удара  $R = a^2/b$ . Поскольку твердость футеровочного слоя и частицы одинакова, можно предположить, что кривизна поверхности их раздела на оси удара равна средней кривизне исходных поверхностей, т. е.  $R = 2r$ . Учитывая также сохранение объема частицы при расплющивании, имеем пару уравнений:  $a^2/b = 2r$ ;  $a^2b = r^3$ , откуда  $b = r/\sqrt{2}$ , т. е.  $l_1/l_2 = r/b = \sqrt{2}$ , и деформация частицы составит  $\varepsilon = \ln\sqrt{2} \approx 0,3$ . Кроме того, необходимо принять во внимание, что теплота удара теперь выделяется не только внутри частицы, но и приблизительно в такой же по объему области футеровочных слоев, прилегающих к частице, т. е. объем области, затрагиваемой интенсивной пластической деформацией, удваивается из-за размягчения "губок тисков". С учетом всего этого вместо (66) можем написать

$$\Delta T \approx \frac{1}{2} \frac{H_V}{c_p} \ln\sqrt{2} \approx 0,2 \frac{H_V}{c_p}. \quad (76)$$

Таким образом, в присутствии футеровочных слоев нагрев частиц порошка железа с  $H_V = 5$  ГПа составит около 300 °С. Видимо, разогрев частиц тем выше, чем они тверже и чем больше размер составляющих их атомов, так



как атомная теплоемкость приблизительно постоянна. Твердость при этом, конечно, не должна превышать твердость шаров.

### Расчет температуры различных фракций мелющей среды в псевдопластическом приближении

Описанная выше методика расчета соударений тел различной формы и размеров в барабане планетарной мельницы может быть использована при компьютерном моделировании контактного разогрева различных фракций мелющей среды. Разработанная компьютерная программа предполагает смещение шаров различного диаметра (в том числе очень мелких, имитирующих частицы порошка), а также оваловидов вращения различного размера и степени вытянутости. Оваловиды имитируют ампулы-зонды, или тест-объекты, содержащие, например, оловянную или свинцовую фольгу для установления факта ее плавления в ходе помола. Оваловиды позволяют изучить поведение в барабане неравноосных тел. При большом числе оваловидов фактически возникает ситуация пруткового помола.

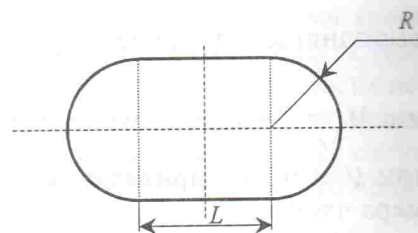
Оваловид вращения представляет собой шар радиуса  $R$ , разрезанный по экватору, после чего обе его половинки раздвигаются на расстояние  $L$  и между ними вставляется цилиндр радиуса  $R$  и длиной образующей  $L$  (рис. 8). Предполагается, конечно, что длинная ось оваловида лежит в плоскости вращения мельницы. При плотности оваловида  $\rho$  его масса и момент инерции равны:

$$M = \pi R^2 \rho \left( \frac{4}{3} R + L \right); I = \pi R^2 \rho \left( \frac{8}{15} R^3 + \frac{3}{4} R^2 L + \frac{1}{3} R L^2 + \frac{1}{12} L^3 \right).$$

Предполагается, что все мелющие тела покрыты футеровочным слоем порошка, поэтому при расчете контактного теплопереноса между ними их можно считать состоящими из одного и того же материала — материала порошка. При этом теплообмен рассчитывается по формуле (31), а теплота удара поровну распределяется между телами.

При глубине взаимопроникновения двух мелющих тел (упругой и пластической усадке)  $x_0$  и радиусах их кривизны в точке контакта  $R_1$

Рис. 8. Схема овалоида вращения, используемого в моделировании, имитирующего ампулу-зонд



и  $R_2$  имеем радиус контактной площадки  $r_0 = \sqrt{\frac{2x_0}{\kappa}}$ , где  $\kappa = 1/R_1 + 1/R_2$ . В случае соударения шаров радиусов  $R_1$  и  $R_2$  контактная площадка круглая и ее площадь

$$S_0 = \pi r_0^2 = x_0 2\pi \bar{R}; \bar{R} = \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2}. \quad (77a)$$

В случае соударения шара радиуса  $R_b$  с боковой поверхностью цилиндра радиуса  $R_c$  контактная площадка имеет форму эллипса с полуосями  $a = \sqrt{2x_0/\kappa_1}$  и  $b = \sqrt{2x_0/\kappa_2}$ , где  $\kappa_1 = 1/R_b + 1/R_c$ ,  $\kappa_2 = 1/R_b$ . Площадь такой площадки

$$S_0 = \pi ab = x_0 2\pi \bar{R}; \bar{R} = R_b \sqrt{\frac{R_c}{R_b + R_c}}. \quad (77b)$$

В рамках незначительно модифицированного псевдопластического подхода нормальная сила взаимодействия  $F_n = -H_V S_p$ , где согласно (77)  $S_p = 2\pi \bar{R} x_p$ ;  $x_p$  и  $x_e$  — пластическая и упругая усадки, причем  $x_p = (1 - \eta)x$ ;  $x_e = \eta x$ , где  $x = x_p + x_e$  — полная усадка;  $\eta$  — не зависящая от скорости соударения упругость лобового удара. В этом случае  $A_e = \eta A$ ;  $A_p = (1 - \eta)A$ , где

$$A_e = \int_0^{\eta x_0} F_n dx_e; A_p = \int_0^{(1-\eta)x_0} F_n dx_p; A = \int_0^{x_0} F_n dx;$$

$x_0$  — максимальная усадка в момент  $\tilde{v}_n = 0$ , т. е. при переходе от сжатия к расширению. Здесь  $A_p$  — работа пластической деформации;  $A_e$  — запасенная на стадии сжатия упругая энергия, за счет которой происходит отскок. Поскольку  $\tilde{v}_n = \dot{x}$ , уравнения (8) и (10) теперь можно переписать в виде

$$M_i^* \ddot{x} = -H_V 2\pi \bar{R} (1 - \eta)x, \text{ или } \ddot{x} = -\omega_i^2 x$$

$$\text{при } \omega_i = \sqrt{\frac{H_V 2\pi \bar{R} (1 - \eta)}{M_i^*}}, \quad (77)$$

где индекс  $i = 1, 2$  и относится к стадии удара.

При одностадийном ударе, когда эффективная масса  $M_1^*$  по ходу удара не меняется, а также и при двухстадийном ударе, если вторая стадия начинается во время упругого отскока, т. е.  $\tilde{v}_{n1} \leq 0$ , а весь пластический этап удара до момента обращения  $\tilde{v}_n$  в нуль протекает при неизменной массе  $M_1^*$ , имеем  $x_0 = \tilde{v}_{n0}/\omega_1$ ;  $t_p = \frac{\pi}{2\omega_1}$ , где  $t_p$  — время пластического этапа удара.

При двухстадийном ударе с  $\tilde{v}_{n1} > 0$ , когда изменение  $M_1^* \rightarrow M_2^*$  происходит до окончания пластического этапа удара, имеем на первой стадии  $x = \frac{\tilde{v}_{n0}}{\omega_1} \sin \omega_1 t$ ;  $\dot{x} = \tilde{v}_{n0} \cos \omega_1 t$ . Момент окончания первой стадии удара  $t_1$  определяется из условия  $\dot{x}(t_1) = \tilde{v}_{n1}$ , откуда

$$t_1 = \frac{1}{\omega_1} \arccos \frac{\tilde{v}_{n1}}{\tilde{v}_{n0}}.$$

Этому моменту времени соответствует усадка  $x_1 = x(t_1) = \frac{\tilde{v}_{n0}}{\omega_1} \sin \omega_1 t_1$ . На второй стадии удара решение (78) имеет вид  $x = a \cos \omega_2 t + b \sin \omega_2 t$ . Из условий  $x(t_1) = x_1$ ;  $\dot{x}(t_1) = \tilde{v}_{n1}$  следует  $a = c x_1 - s y_1$ ;  $b = s x_1 + c y_1$ , где  $c = \cos \omega_2 t_1$ ;  $s = \sin \omega_2 t_1$ ;  $y_1 = \tilde{v}_{n1}/\omega_2$ .

Время завершения пластического этапа удара  $t_p$  определяется из условия  $\dot{x}(t_p) = 0$ , откуда  $t_p = (A + \pi n)/\omega_2$ , где  $A = \arctg(b/a)$ ;  $n$  — минимальное целое число, при котором  $t_p > t_1$ , т. е.  $n = [(\omega_2 t_1 - A)/\pi]$ , где  $[X]$  — целая часть числа  $X$ . Соответствующая моменту  $t_p$  полная усадка  $x_0 = a \cos \omega_2 t_p + b \sin \omega_2 t_p$ .

Как при одно-, так и при двухстадийном ударе пластическая усадка  $x_{p0} = (1 - \eta)x_0$ , а максимальный размер контактной площадки  $S_0 = 2\pi \bar{R} x_{p0}$ . В рамках псевдопластического подхода пренебрегаем временем упругого отскока, т. е. полагаем, что полное время удара  $t_0 = t_p$ . Эти значения  $S_0$  и  $t_0$  подставлялись в формулу (31) при расчете теплообмена между мелющими телами при их соударениях друг с

другом и со стенкой барабана. В случае удара о стенку в (77b) полагалось  $R_c \rightarrow \infty$ , т. е.  $\bar{R} = R_b$ .

Мелющая среда предполагалась состоящей из  $n$  фракций, каждая из которых была представлена телами одинаковой формы, размера и плотности. Также предполагалось, что тела, принадлежащие к одной фракции, имеют одинаковую температуру, т. е. весьма незначительный ее разброс. Забегая вперед, можно сказать, что это предположение подтвердилось компьютерными расчетами, когда одна и та же фракция разбивалась на несколько искусственных подфракций, температуры которых оказывались практически одинаковыми. Во внимание принимался только контактный теплообмен, т. е. теплоотводом через газ и посредством излучения пренебрегали.

Пусть  $T_i$  — температура  $i$ -й фракции в стационарном режиме работы мельницы (после окончания разогрева), индекс  $i$  меняется от 0 до  $n$ , причем значение 0 соответствует стенке бара-

бана. Введем обозначения  $G_{ij} = \sqrt{\frac{B_p}{\pi}} \frac{\Sigma(S_0 \sqrt{t_0})_{ij}}{t}$ ,

где  $t$  — время моделирования процесса помола;  $\Sigma(S_0 \sqrt{t_0})_{ij}$  — сумма величин  $S_0 \sqrt{t_0}$  при соударениях тел  $i$ -й и  $j$ -й фракций за время  $t$ . Кроме того,

пусть  $W_{ij} = \frac{\Sigma Q_{ij}}{t}$ , где  $Q_{ij}$  — теплота ударов при

контактах тел  $i$ -й и  $j$ -й фракций друг с другом, сумма берется за время  $t$ , т. е.  $W_{ij}$  — соответствующая тепловая мощность. Пусть также  $T_{ij} = T_i - T_j$ . Имеем  $G_{ij} = G_{ji}$ ;  $W_{ij} = W_{ji}$ ;  $T_{ij} = -T_{ji}$ .

В соответствии с формулой (31) условие теплового равновесия  $i$ -й фракции ( $i > 0$ ) имеет вид

$$\sum_{j=0}^n \left( G_{ij} T_{ij} + \frac{W_{ij}}{2} \right) = 0, \quad (78)$$

что эквивалентно системе линейных уравнений для температур  $T_j$

$$\sum_{j=1}^n A_{ij} T_j = b_i, \quad (79)$$

где  $i > 0$ ;  $j > 0$ ;  $A_{ij} = G_i \delta_{ij} - G_{ij}$ ;  $G_i = \sum_{j=0}^n G_{ij}$ ;

$b_i = \frac{1}{2} \sum_{j=0}^n W_{ij} + G_{i0} T_0$ ;  $T_0$  — известная температура внутренней стенки барабана.

Матрица  $A_{ij}$  симметрична, причем поскольку  $G_{ij} > 0$ , ее диагональные элементы положительны и  $A_{ii} > |A_{ij}|$  при  $j \neq i$ . Поэтому  $A_{ij}$  можно трактовать как матрицу скалярных произведений векторов, а система (80) решается методом ортогонализации базиса. Температуры фракций мелющей среды  $T_j$  рассчитывались решением системы уравнений (80) по ходу помола в стационарном режиме, т. е. с ростом имитационного времени  $t$ , до стабилизации этих температур.

Компьютерное моделирование нагрева фракций по вышеописанной методике показывает, что шары очень малого размера, имитирующие частицы порошка, имеют температуру значительно более низкую, чем крупные шары — мелющие тела, т. е. порошок в виде свободной фракции пребывает в относительно холодном состоянии, даже если учитывать одни лишь контактные взаимодействия.

Наоборот, неравноосные и более крупные, чем мелющие шары, ампулы-зонды горячее последних. Например, для смеси (в пределах одного слоя) 20 шаров радиусом 3 мм, 30 шаров радиусом 0,1 мм и овалоида с  $R = 3$  мм и  $L = 10$  мм были рассчитаны температуры фракций 530, 385 и 595 °С соответственно. Добавление теплоотвода излучением и через газовую среду только усугубило бы эти различия из-за разницы в удельной поверхности фракций.

Экспериментально (измерения выполнялись с участием В. Задорожного) было зарегистрировано плавление свинцовой фольги и превращение ее в глобулы в ампуле-зонде, тогда как измеренная калориметрированием барабана вынутаго из мельницы средняя температура мелющей среды не превышала 150 °С. В других двух ампулах-зондах находились оловянная и цинковая фольги, причем первая расплавилась, а вторая нет. Температуры плавления Sn, Pb и Zn равны соответственно 232, 327 и 419 °С. Таким образом, при средней температуре мелющей среды 150 °С ампулы-зонды имели температуру в интервале 327—419 °С.

#### Расчет параметров механоактивации с использованием компьютерного моделирования для случая шаровой загрузки в упругоэластическом приближении

По физическим свойствам обрабатываемый материал предполагался идентичным порошку железа, шары — стальными, отношение объемов порошка и шаров  $\delta = 0,1$ . Большинство

расчетных кривых приводятся в зависимости от степени заполнения барабана шарами. Резкий излом многих кривых при ~50 %-м заполнении барабана, видимо, связан с тем, что при превышении 50 %-го рубежа все шары не могут более помешаться в той половине барабана, куда направлен вектор псевдотяжести (внешней центробежной силы). Избыточные же шары в противоположной половине барабана подпадают под действие эффекта "левитации", когда внешняя и внутренняя центробежные силы приблизительно уравниваются друг друга. В результате во второй половине барабана образуется "арочный свод" из шаров, прижатых к стенке барабана и друг к другу равнодействующей двух центробежных сил. Вследствие возникновения такого упора весь пристеночный слой шаров в обеих половинах барабана практически прилипает к его стенке и не принимает участия в движении. Этот эффект заметнее всего при низкой упругости лобового удара, т. е. при низкой твердости порошка, когда "конденсация" шаров на стенку барабана выражена сильнее всего.

На рис. 9 представлен результат расчета энергонапряженности, а также ее нормальной ( $W_n$ ) тангенциальной ( $W_t$ ) компонент при относительно низкой твердости порошка  $H_V = 2$  ГПа. Следует заметить, что несмотря на значительное усовершенствование физической модели общий вид этих зависимостей остался практически таким же, что и в [1]. Однако в нынешней модели с ростом твердости порошка растет и упругость лобовых ударов, приближаясь к 1 при  $H_V = 6$  ГПа. Другими словами, при использо-

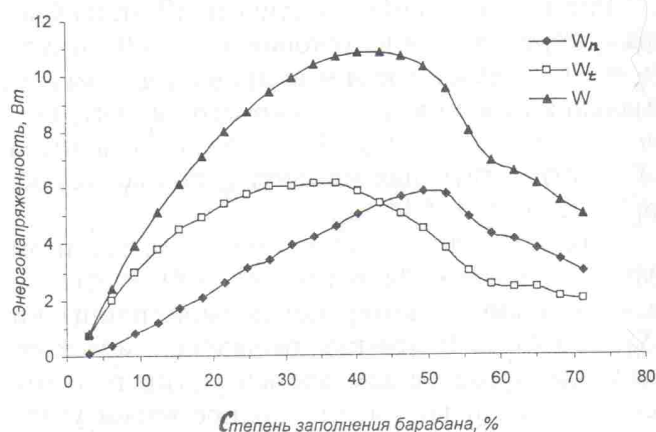


Рис. 9. Энергонапряженность ( $W$ ) и ее тангенциальная ( $W_t$ ) и нормальная ( $W_n$ ) составляющие ( $v_p = 10$  с<sup>-1</sup>;  $R_b = 3$  мм;  $H_V = 2$  ГПа)

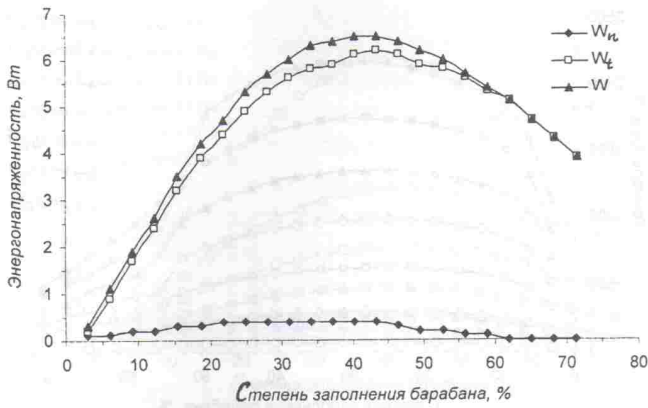


Рис. 10. Энергонапряженность ( $W$ ) и ее тангенциальная ( $W_t$ ) и нормальная ( $W_n$ ) составляющие ( $v_p = 10 \text{ с}^{-1}$ ;  $R_b = 3 \text{ мм}$ ;  $H_V = 6 \text{ ГПа}$ )

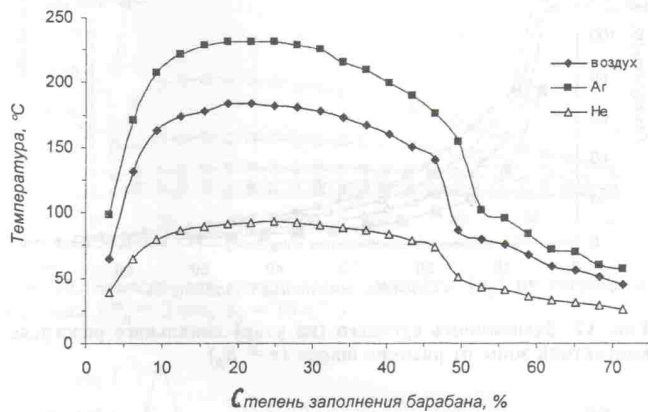


Рис. 11. Влияние газовой атмосферы на температуру шаров при  $v_p = 10 \text{ с}^{-1}$  ( $p = 1 \text{ атм}$ ;  $H_V = 1 \text{ ГПа}$ ;  $R_b = 3 \text{ мм}$ )

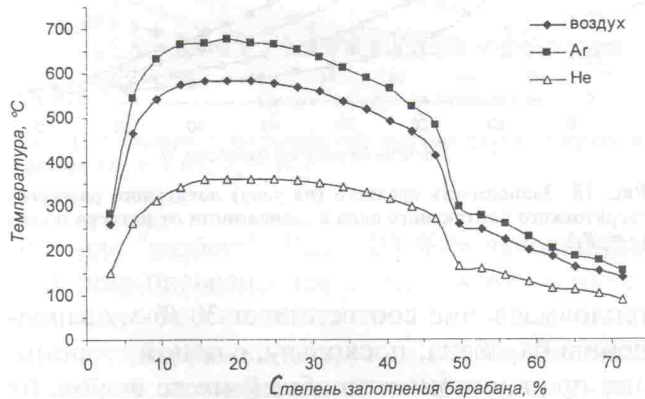


Рис. 12. Влияние газовой атмосферы на температуру шаров при  $v_p = 20 \text{ с}^{-1}$  ( $p = 1 \text{ атм}$ ;  $H_V = 1 \text{ ГПа}$ ;  $R_b = 3 \text{ мм}$ )

мой скорости вращения водила  $600 \text{ мин}^{-1}$  средней нормальной скорости соударения шаров не хватает для перехода удара в пластическую стадию, т. е. для того, чтобы развиваемые при ударе упругие напряжения превысили значения  $H_V$ . Соответственно, как и показывает рис. 10, нормальная компонента энергонапряженности падает почти до нуля, на тангенциальной же компоненте рост твердости практически не сказывается, так как коэффициент трения считается не зависящим от твердости. Помол в таких условиях становится практически холостым, как и в отсутствие порошка, поскольку порошок не претерпевает пластической деформации и существенных изменений в нем не происходит (за исключением отжига из-за высокой температуры в барабане).

На рис. 11–14 показано влияние теплоотвода через газ на температуру в барабане. Видно, что температура падает при повышении теплопроводности газа (в последовательности  $\text{Ar} \rightarrow \text{воздух} \rightarrow \text{He}$ ), при увеличении объемной теплоемкости газа (рост давления в барабане) и при увеличении общей поверхности шаров (уменьшении размера шаров при постоянной их суммарной массе). Заметим, что, по-видимому, "жаропонижающее" влияние давления на фоновую температуру мелющей среды в применяемой нами модели отражено недостаточно, эксперимент дает более сильный эффект. Так, согласно нашим расчетам, аргон при 10 атм меньше "сбивает жар" в барабане, чем гелий при 1 атм, тогда как экспериментальное измерение температуры мелющей среды калориметрированием [2] дает обратный результат. Возможно, газ при 10 атм уже нельзя считать идеальным, а для реального газа может иметь

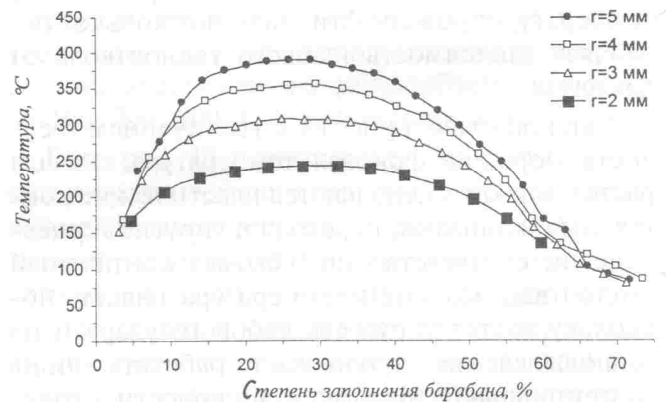


Рис. 13. Зависимость температуры от размера шаров (атмосфера Ar;  $p = 1 \text{ атм}$ ;  $v_p = 10 \text{ с}^{-1}$ ;  $H_V = 3 \text{ ГПа}$ ;  $r = R_b$ )

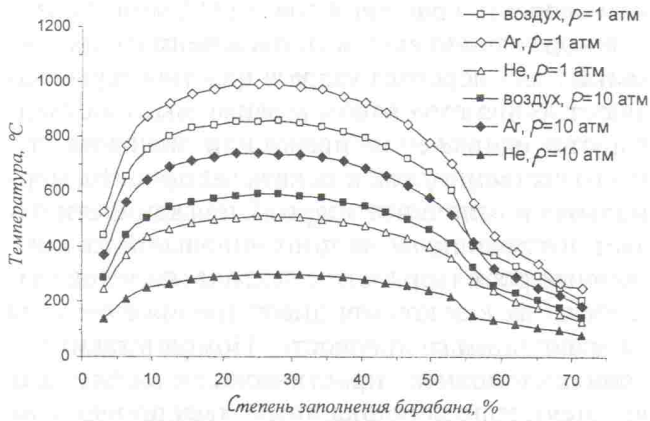


Рис. 14. Зависимость температуры от давления в барабане ( $R_b = 3$  мм;  $H_V = 3$  ГПа;  $v_p = 20$  с $^{-1}$ )

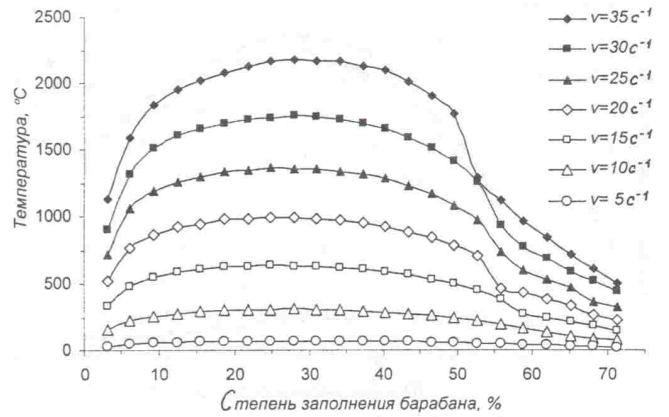


Рис. 16. Зависимость температуры от скорости вращения водила ( $v = v_p$ ; атмосфера Ar;  $p = 1$  атм;  $R_b = 3$  мм;  $H_V = 3$  ГПа)

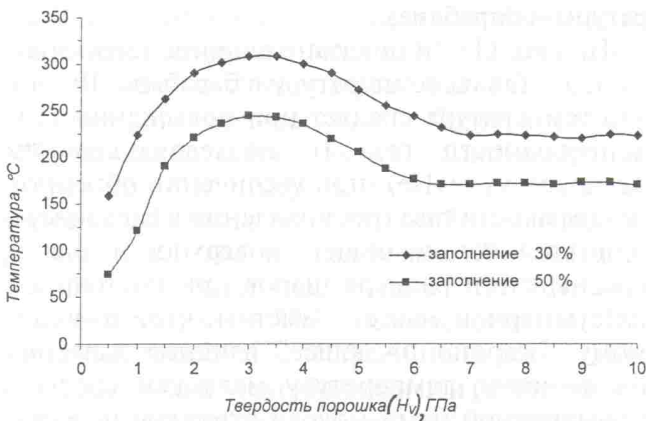


Рис. 15. Зависимость температуры от твердости порошка (атмосфера Ar;  $R_b = 3$  мм;  $v_p = 10$  с $^{-1}$ )

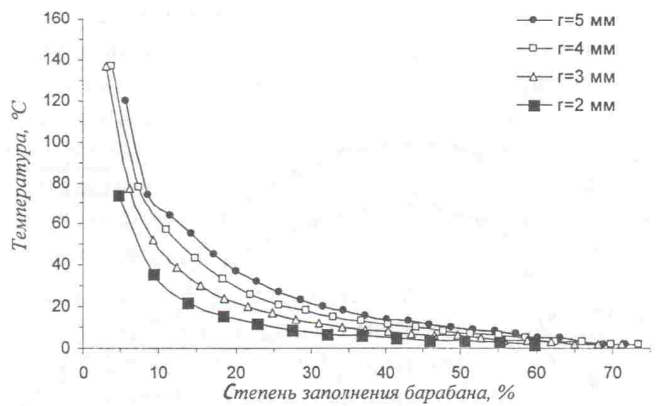


Рис. 17. Зависимость среднего (на удар) локального разогрева контактной зоны от размера шаров ( $r = R_b$ )

место некоторое увеличение теплопроводности с ростом плотности газа, т. е. по мере его превращения в конденсированную среду. Другая вероятная причина расхождения — некорректный расчет нами времени принудительной конвекции. В частности, привязка размера газовых контактных площадок к коэффициенту температуропроводности газа несколько ослабляет зависимость газового теплоотода от давления.

Как показывает рис. 15, с увеличением твердости порошка фоновая температура сначала растет, так как уменьшаются пластические контактные площадки, переходя в упругие герцевские, и, соответственно, убывает контактный теплоотвод, но затем температура падает, поскольку растет упругость лобового удара и на тепловыделение продолжает работать лишь тангенциальная компонента скорости столкновения, тогда как нормальная постепенно выключается из этого процесса. Максимальное

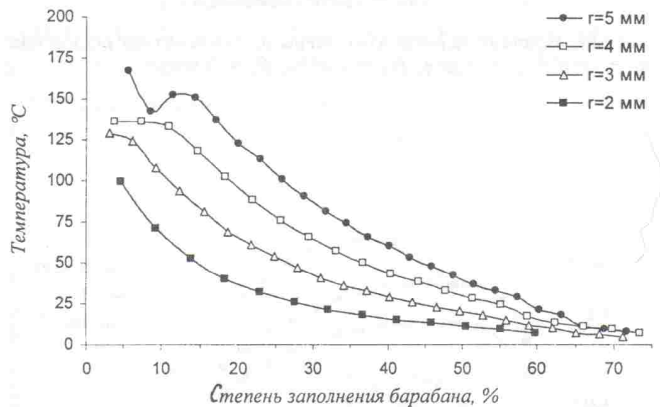


Рис. 18. Зависимость среднего (на удар) локального разогрева сверхтонкого контактного слоя в зависимости от размера шаров ( $r = R_b$ )

тепловыделение соответствует 30 %-му заполнению барабана, поскольку, с одной стороны, оно пропорционально общей массе шаров, но с другой, шары не должны быть скованы и зажаты недостатком свободного места в контей-

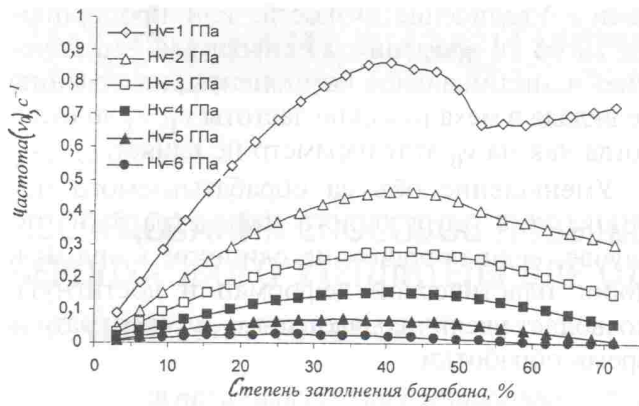


Рис. 19. Зависимость механической частоты ( $\nu_0$ ) от твердости порошка ( $R_b = 3$  мм;  $\nu_p = 10$  с<sup>-1</sup>)

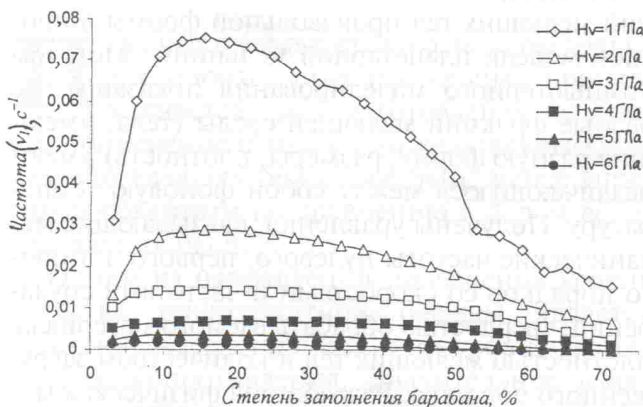


Рис. 20. Зависимость механической частоты ( $\nu_1$ ) от твердости порошка ( $R_b = 3$  мм;  $\nu_p = 10$  с<sup>-1</sup>)

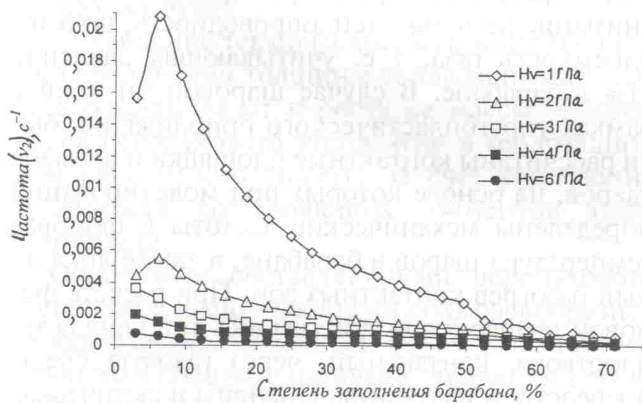


Рис. 21. Зависимость механической частоты ( $\nu_2$ ) от твердости порошка ( $R_b = 3$  мм;  $\nu_p = 10$  с<sup>-1</sup>)

нере для "разбега". При 100 %-м заполнении мельница превращается в центрифугу с нулевым тепловыделением.

Энергонапряженность, или тепловыделение в барабане, пропорциональна  $\nu_p^3$ , где  $\nu_p$  — круговая частота вращения водила. Как показывают рис. 16, с ростом скорости вращения  $\nu_p$  рас-

тет и фоновая температура, хотя и несколько медленнее, так как с увеличением оборотов столкновения шаров со стенкой становятся более высокоскоростными, что приводит к увеличению диаметра контактных площадок (контакт скопления шаров со стенкой становится более плотным также из-за возрастания перегрузок). В результате, если при  $\nu_p = 10$  с<sup>-1</sup> обычно преобладает газовый теплоотвод, то при  $\nu_p = 20$  с<sup>-1</sup> начинает доминировать контактный, причем даже и над радиационным, несмотря на разогрев мелющей среды до температуры ~1000 °С, когда тепловое излучение шарами становится весьма значительным.

Заметное влияние на температуру шаров оказывает теплопроводность обрабатываемого материала. В случае обработки меди расчетная фоновая температура мелющей среды при  $\nu_p = 10$  с<sup>-1</sup> на сто с лишним градусов ниже, чем в случае железа.

Рис. 17 иллюстрирует дополнительный к фоновой температуре кратковременный разогрев контактных зон в результате столкновения шар-шар (двух горячих мелющих тел). Необходимо сказать, что это средний на один удар разогрев, а так как большинство ударов крайне слабые или вообще фиктивные (перекатывание одного шара в скоплении по другому при моделировании описывается как серия очень слабых ударов), то средняя на удар величина дает заниженное представление о локальном разогреве. Программа выдает также рекордное значение локального разогрева при наиболее сильном из зарегистрированных ударов, но и эта величина, достигающая сотен, а иногда и тысяч градусов, малоинформативна, так как описывает весьма редкое (уникальное) случайное событие. Предпочтительней было бы описание локального разогрева в терминах механотермических частот, т. е. числа событий дополнительного нагрева среднестатистического микрообъема порошка на 100, 200, 300 °С в единицу времени.

Если рис. 17 характеризует локальный разогрев в предположении равномерного и мгновенного выделения теплоты удара в пределах контактной зоны, то рис. 18 — средний на один удар локальный разогрев бесконечно тонкого слоя, прилегающего к контактной площадке, исходя из предположения равномерного по времени удара выделения теплоты и его отвода при этом в глубь порошка. Дефекты, связанные с усреднением по ударам, свойственны и этому методу.

Рис. 19—21 описывают зависимости механических частот  $\nu_0$ ,  $\nu_1$ ,  $\nu_2$  (характеризующих степень пластического "пережевывания" обрабатываемого материала) от степени заполнения барабана шарами и твердости порошка в предположении, что "вязкое время"  $\tau_v = 10^{-5}$  с.

Величина  $\nu_0 t$  показывает, сколько раз за время  $t$  подвергается пластической деформации среднестатистический микрообъем порошка. Частоты  $\nu_1$ ,  $\nu_2$  определяют кинетику механоактивации и механосинтеза. Если упругие напряжения при столкновениях не достигают значения  $H_V$  — порога пластической деформации порошка (высока твердость порошка или недостаточна скорость вращения водила), все механические частоты обращаются в нуль и эффективность помола сходит на нет.

В псевдопластическом приближении  $\nu_k \sim \delta^{-k} \frac{\nu_n(\nu_n^k + \nu_\tau^k)}{c_v^{k+1}} \dot{N}$ , где  $\delta$  — отношение объемов порошка и шаров;  $\nu_n$  и  $\nu_\tau$  — нормальные и тангенциальные скорости при столкновении (причем  $\nu_\tau$  ограничена сверху значением  $\xi H/\tau_v$ ;  $\xi$  — коэффициент трения;  $H$  — толщина слоя порошка);  $c_v = \sqrt{H_V/\rho_b}$ ;  $\rho_b$  — плотность шаров;  $\dot{N}$  — частота соударений на один шар. Отсюда следует:  $\nu_0 \sim 1/H_V^{1/2}$ ;  $\nu_1 \sim 1/H_V$ ;  $\nu_2 \sim 1/H_V^{3/2}$ . Другими словами, для очень мягких материалов ( $H_V = 10...100$  МПа) частоты могут возрастать на много порядков, как и сокращаться времена пластического перемешивания подобных компонентов в мельнице, по сравнению с твердыми материалами ( $H_V = 5...10$  ГПа), как это показано на рис. 19—21.

Падение эффективности механореактора с ростом твердости обрабатываемого материала может быть компенсировано увеличением плотности мелющих тел  $\rho_b$  или повышением скорости вращения водила, что приводит к росту  $\nu_n$ ,  $\nu_\tau$  и  $\dot{N}$  так, что, в целом,  $\nu_k \sim \nu_p^{k+2}$ . Оба метода компенсации неизбежно вызовут рост температуры процесса.

Значение вязкости компактированного порошка в состоянии пластического течения, или "вязкого времени"  $\tau_v$ , задает потолок максимально возможной сдвиговой пластической деформации при касательном ударе, т. е. за счет тангенциальной компоненты скорости столкно-

вения. Увеличение вязкости, или пропорционального ей времени  $\tau_v$ , приводит к "выключению" тангенциальной компоненты, низведению ее вклада в механические частоты  $\nu_1$ ,  $\nu_2$  до нуля, тогда как на  $\nu_0$  этот параметр не влияет.

Уменьшение объема обрабатываемого порошка, т. е. загрузочного параметра  $\delta$  (в том случае, если порошок не слишком твердый и порог пластической деформации достигнут), позволяет увеличить частоты  $\nu_1$ ,  $\nu_2$  и сократить время обработки.

### Заключение

Рассмотрена кинетика движения и соударений мелющих тел произвольной формы в плоской модели планетарной мельницы. Методом компьютерного моделирования показано, что разные фракции мелющей среды (тела, имеющие разную форму, размеры, плотность) имеют различающуюся между собой фоновую температуру. Получены уравнения, связывающие механические частоты нулевого, первого и второго порядков со скоростями и частотами соударений, твердостью обрабатываемого материала, плотностью мелющих тел и количеством загруженного порошка. Разработана физическая модель для расчета отвода теплоты от горячих мелющих тел к холодной стенке барабана через газовую среду механореактора, принимающая во внимание не только теплопроводность, но и теплоемкость газа, т. е. учитывающая давление газа в барабане. В случае шаровой загрузки в рамках упругопластического приближения были рассчитаны контактные площадки и времена ударов, на основе которых при моделировании определены механические частоты и фоновая температура шаров в барабане, а также локальный разогрев контактных зон. При расчете фоновой температуры учитывались три канала теплоотвода: контактный, через газовую среду, посредством излучения. Оценены пластическая деформация и разогрев отдельных частиц порошка при захвате их мелющими телами.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шелехов Е. В., Свиридова Т. А. Моделирование движения и разогрева шаров в планетарной мельнице. Влияние режимов обработки на продукты механоактивации смеси порошков Ni и Nb // *Материаловедение*. 1999. № 10. С. 13—22.
2. Герасимов К. Б., Гусев А. А., Колпаков В. В., Иванов Е. Ю. Измерение фоновой температуры при механическом сплавлении в планетарных центробежных мельницах // *Сибирский химический журнал*. 1991. Вып. 3. С. 40—145.