

01:05

Моделирование магнитно-импульсного прессования длинномерных изделий из порошков

© С.В. Добров, В.В. Иванов

Институт электрофизики УрО РАН,
620016 Екатеринбург, Россия
e-mail: stas@iep.uran.ru

(Поступило в Редакцию 20 ноября 2002 г. В окончательной редакции 19 июня 2003 г.)

Создана численная модель радиального (по схеме Z-пинча) магнитно-импульсного прессования наноразмерных порошков, использующая измеренную экспериментальную реальную адиабату сжатия. Проведено детальное исследование этого процесса. Модель позволяет выбирать оптимальные наборы исходных параметров процесса для разных параметров прессуемых заготовок, прогнозировать плотность и степень однородности заготовок, эффективность использования энергии накопителя.

Введение

Для решения многих задач современной техники необходимы длинномерные изделия, в частности трубы из керамик с улучшенными механическими и функциональными свойствами. Перспективными материалами для подобных изделий являются керамики с тонкой субмикронной структурой, обладающие удачным сочетанием свойств [1,2]. Известными примерами ответственных деталей в форме труб являются струеформирующие насадки для агрегатов гидроабразивного резания и трубы из высокотемпературных электролитов YSZ для электрохимических генераторов энергии. В первом случае материал толстостенной трубы должен иметь высокую твердость и износостойкость, во втором случае материал тонкостенной трубы должен характеризоваться высокой плотностью, ионно-кислородной проводимостью и механической прочностью.

Перспективным подходом для получения длинномерных керамических изделий с тонкой структурой является метод магнитно-импульсного прессования (МИП), который имеет некоторые преимущества по сравнению с известными альтернативными методами формования керамических труб с использованием шликерного литья и гидроэкструзии. Данный метод представляет собой сухое интенсивное прессование порошков радиально сжимаемой металлической цилиндрической оболочкой. Это обеспечивает химическую чистоту, более высокую плотность и однородность спрессованной заготовки. Ранее МИП развивалось для формования длинномерных трубчатых заготовок из обычных микронных порошков металлов и керметов [3,4]. Накоплен значительный опыт по электромагнитному сжатию оболочек и его численному моделированию (см., например, [5,6]). Для получения прочных заготовок из наноразмерных порошков керамик потребовалось развитие данного метода прессования ввиду плохой прессуемости таких порошков, характеризующихся высокой твердостью и вязкостью. Принципы одноосного импульсного прессования и синтеза керамик из наноразмерных порошков ряда простых оксидов и их смесей были развиты ранее в предшествующих работах [7,8].

Для подбора оптимальных параметров при прессовании цилиндрических заготовок, как правило, требуется провести ряд ресурсоемких экспериментов, не дающих, впрочем, ответов на все вопросы. Кроме того, на практике процесс радиального сжатия порошков трудно диагностировать. Чтобы значительно сократить расходы и получить больше информации о процессе, мы смоделировали его на компьютере, используя реальную, измеренную экспериментально адиабату сжатия (о получении адиабаты см. [9]). Результаты этой работы и представлены в настоящей статье.

1. Постановка задачи и метод ее решения

Аксиально-симметричное сжатие порошка осуществляется путем радиального сжатия тонкостенной цилиндрической металлической оболочки с закрепленными краями под действием магнитного давления собственного тока. Необходимо смоделировать процесс компактирования порошковой среды, описав эволюцию полей плотности и кинематических величин (радиусов, скоростей и ускорений частиц порошка) во времени.

Оболочка полагается достаточно длинной, чтобы можно было пренебречь краевыми эффектами, но в то же время не слишком длинной, чтобы не нарушалось условие квазистационарности электродинамических процессов. Внутренний радиус оболочки равен r_{in} , внешний радиус — r_{ext} . Удельная теплоемкость, проводимость и температура плавления заданы. Внутри оболочки соосно с ней расположен твердый стержень с радиусом R , формирующий внутренний канал прессуемой заготовки. Пространство между стержнем и оболочкой заполнено порошковой средой с заданной адиабатой сжатия — зависимостью давления в среде от ее плотности $p = p(D)$. По оболочке пропускается импульс тока вида

$$J = J_0 e^{-t/\tau} \sin \omega t,$$

где t — время, отсчитываемое от начала процесса; τ — время затухания тока; ω — циклическая частота.

Глубина проникновения тока внутрь стенки оболочки δ не зависит от времени, т.е. пренебрегаем переходными процессами в оболочке. При обсуждении результатов в разделе 3 мы дадим обоснование этого приближения.

Примем для материала оболочки модель идеального жесткопластического тела Сен-Венана [10], что применительно к цилиндрической (а фактически плоской осесимметричной) геометрии задачи означает следующее: 1) материал оболочки несжимаем; 2) если $|\sigma_\phi - \sigma_r| < k$ (σ_ϕ и σ_r — $\phi\phi$ - и rr -компоненты тензора напряжений, записанного в цилиндрических координатах; k — предел текучести), тело остается жестким (скорости деформации равны нулю), напряжения не определены; при этом мы считаем, что k линейно зависит от температуры $k = k_0(T_m - T)$, где T — температура оболочки, T_m — температура плавления материала оболочки, k_0 — константа; 3) если в какой-либо области оболочки модуль девиатора тензора скорости деформации не равен нулю, то в этой области

$$|\sigma_\phi - \sigma_r| = k, \quad (1)$$

т.е. при всестороннем сжатии оболочки соотношение (1) выполняется во всех точках стенки оболочки.

На данном этапе предположим, а в разделе 3 обоснуем предположение, что процесс, рассматриваемый здесь, адиабатический. Для описания движения порошка принимаем модель идеальной сжимаемой изотропной жидкости. Поскольку мы будем моделировать процесс численно, то нам будет удобно сразу записывать уравнение движения для конечных элементов среды, не обращаясь к дифференциальному уравнению Эйлера. Разобьем объем, занимаемый порошком, на N тонких цилиндрических слоев, как показано на рис. 1. Считаем, что внутри каждого слоя плотность и давление постоянны и при сжатии связаны между собой уравнением

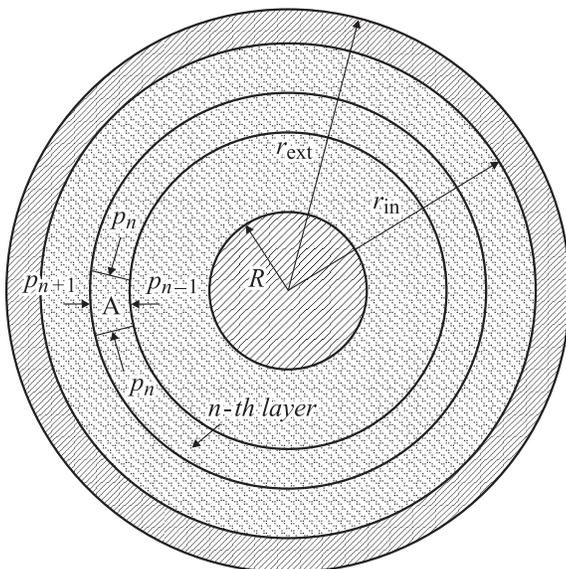


Рис. 1. Поперечное сечение оболочки, заполненной компактируемой средой.

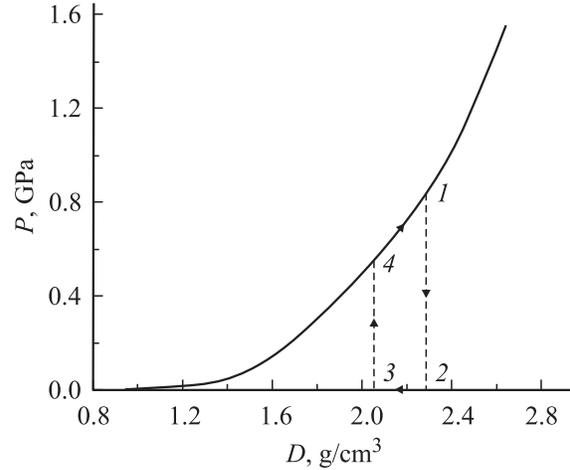


Рис. 2. Общий вид адиабаты сжатия. Штриховыми линиями со стрелками показан цикл нагрузка–разгрузка.

адиабаты сжатия.¹ Если же слой не сжимается, то полагаем давление в нем в этот момент равным нулю и нем самым эффективно учитываем процессы релаксации давления в среде. Если вслед за расширением слоя начинается его сжатие, то давление скачком переходит в точку 4 адиабаты, соответствующую плотности в этот момент времени (рис. 2).

Отметим, что здесь мы исследуем лишь процесс сжатия оболочки, но не разгрузку, так как для рассмотрения последней требуется провести дополнительные измерения и более тщательно проработать модель, что является предметом дальнейших исследований.

2. Основные уравнения

Далее запишем уравнение движения n -го слоя. Для этого выделим малый сектор слоя (на рис. 1 он обозначен буквой А) и просуммируем все силы, действующие на этот сектор, учитывая то, что давления в $n-1$ -м, n -м и $n+1$ -м слоях равны p_{n-1} , p_n и p_{n+1} соответственно. Уравнение движения срединной линии n -го слоя, на которой расположен центр масс выделенного сектора А, имеет вид

$$m_n \frac{d^2 r_{0n}}{dt^2} = 2r_n(p_n - p_{n+1}) + 2r_{n-1}(p_{n-1} - p_n). \quad (2)$$

Здесь m_n — масса n -го слоя, деленная на π ; r_n — радиус внешней поверхности n -го слоя; r_{0n} — радиус срединной линии n -го слоя

$$r_{0n} = \frac{2}{3} \frac{r_n^3 - r_{n-1}^3}{r_n^2 - r_{n-1}^2}. \quad (3)$$

¹ Конечно, вид адиабаты сжатия зависит от условий, при которых происходит процесс, например от его скорости, но здесь мы пренебрегаем этим обстоятельством, оставив его учет для дальнейших исследований.

Подставляя (3) в (2), получаем уравнение движения внешней поверхности n -го слоя

$$a_n = \frac{1}{r_n(r_n + 2r_{n-1})} \left[\frac{3(r_n + r_{n-1})^2}{m_n} (r_n(p_n - p_{n+1}) + r_{n-1}(p_{n-1} - p_n)) - \frac{2}{r_n - r_{n+1}} (r_{n-1}v_{n-1} - r_nv_n)^2 - r_{n-1}(r_{n-1} + 2r_n)a_{n-1} \right], \quad (4)$$

где a_n и v_n — ускорение и скорость внешней поверхности n -го слоя, при этом $r_0 = R$, $a_0 = v_0 = 0$, $r_N = r_{in}$, $p_0 = p_1$, $P_{N+1} = \sigma_r(r_{in})$.

Рассмотрим теперь оболочку. Уравнение движения какой-либо малой частицы оболочки (в цилиндрических координатах с учетом осевой симметрии и отсутствия деформаций вдоль оси z) имеет вид

$$\rho \frac{dV}{dt} = \frac{\sigma_\phi - \sigma_r}{r} - \frac{\partial \sigma_r}{\partial r} - f_M, \quad (5)$$

где ρ — плотность материала оболочки, V — радиальная (и единственная) компонента скорости частицы,

$$f_M(r, t) = j(r, t)B(r, t)$$

— плотность магнитной силы Лоренца, причем

$$j(r, t) = j_0(t) \exp \frac{r - r_{ext}}{\delta}$$

— плотность тока,

$$j_0 = \frac{J}{2\pi\delta[(r_{in} - \delta)(1 - \exp(-h/\delta)) + h]},$$

распределение напряженности магнитного поля тока внутри оболочки имеет вид

$$B(r, t) = \mu_0 j_0(t) \frac{\delta}{r} \left[(r - \delta) \exp \frac{r - r_{ext}}{\delta} - (r_{in} - \delta) \exp \left(-\frac{h}{\delta} \right) \right],$$

($h = r_{ext} - r_{in}$ — толщина стенки оболочки).

В момент перед началом пластической деформации $\sigma_\phi - \sigma_r = k$ во всем объеме стенки оболочки, но $dV/dt = 0$. Интегрируя по r уравнение (5), учитывая, что в силу непрерывности тензора напряжений на границах раздела $\sigma_r(r_{in}) = \sigma_r(r_{ext}) = 0$, получаем уравнение на критическое значение тока J_c , при котором начинается пластическая деформация оболочки. Его решение имеет вид

$$J_c^2 = \frac{4\pi^2 \delta k \log(1 + h/r_{in})[(r_{in} - \delta)(1 - \exp(-h/\delta)) + h]^2}{\mu_0 Y(r_{in}, h, \delta)}, \quad (6)$$

где

$$Y(r_{in}, h, \delta) = \exp\left(-\frac{2h}{\delta}\right) \times \int_{r_{in}}^{r_{in}+h} dr \left[\left(1 - \frac{\delta}{r}\right) \exp \frac{r - r_{in}}{\delta} - \frac{r_{in} - \delta}{r} \right] \exp \frac{r - r_{in}}{\delta}.$$

Далее приведем уравнение движения внутренней поверхности оболочки, совпадающей с внешней поверхностью порошка,

$$a_N = \left\{ \frac{1}{r_N(r_N + 2r_{N-1})} \left[\frac{3(r_N + r_{N-1})^2}{m_N} ((r_N - r_{N-1})p_N + r_{N-1}p_{N-1}) - \frac{2}{r_N + r_{N-1}} (r_{N-1}v_{N-1} - r_Nv_N)^2 - r_{N-1}a_{N-1}(r_{N-1} + 2r_N) \right] - \frac{3(r_N + r_{N-1})^2}{(r_N + 2r_{N-1})m_N} \times \left[(\rho v_N^2 - k) \log\left(1 + \frac{h}{r_N}\right) - \frac{\rho v_N^2}{2} \frac{S}{(r_N + h)^2} + \frac{\mu_0 J^2 Y(r_N, h, \delta)}{4\pi^2 \delta [(r_N - \delta)(1 - \exp(-h/\delta)) + h]^2} \right] \right\} \times \left\{ 1 + \frac{3(r_N + r_{N-1})^2}{(r_N + 2r_{N-1})m_N} \rho r_N \log\left(1 + \frac{h}{r_N}\right) \right\}^{-1}, \quad (7)$$

где

$$S = r_{ext}^2 - r_{in}^2.$$

Уравнение (7) получено из уравнения (4), в котором p_{N+1} есть нормальное давление на внутренней поверхности оболочки. Чтобы его найти, интегрируем обе части уравнения (5) по r от r_{in} до r_{ext} , принимая во внимание, что $\sigma_r(r_{in}) = p_{N+1}$ и $\sigma_r(r_{ext}) = 0$, а распределение скоростей в стенке трубки дается соотношением

$$V(r, t) = \frac{r_{in}(t)}{r} V_{in}(t),$$

где $V_{in}(t)$ — скорость внутренней поверхности трубки.

Выражая из полученного соотношения p_{N+1} и подставляя в (4), приходим к уравнению для a_N , результатом решения которого и является (7). Уравнения (4) (для $n = 1, 2, \dots, N - 1$) и (7) составляют основу численной схемы моделирования процесса прессования. Наряду с ними будет использоваться выражение для элементарной работы прессования (работы стенки оболочки над порошком) ΔW_P на единицу длины трубки при смещении внутренней поверхности трубки на Δr_{in}

$$\Delta W_P = 2\pi r_{in} p_N \Delta r_{in}. \quad (8)$$

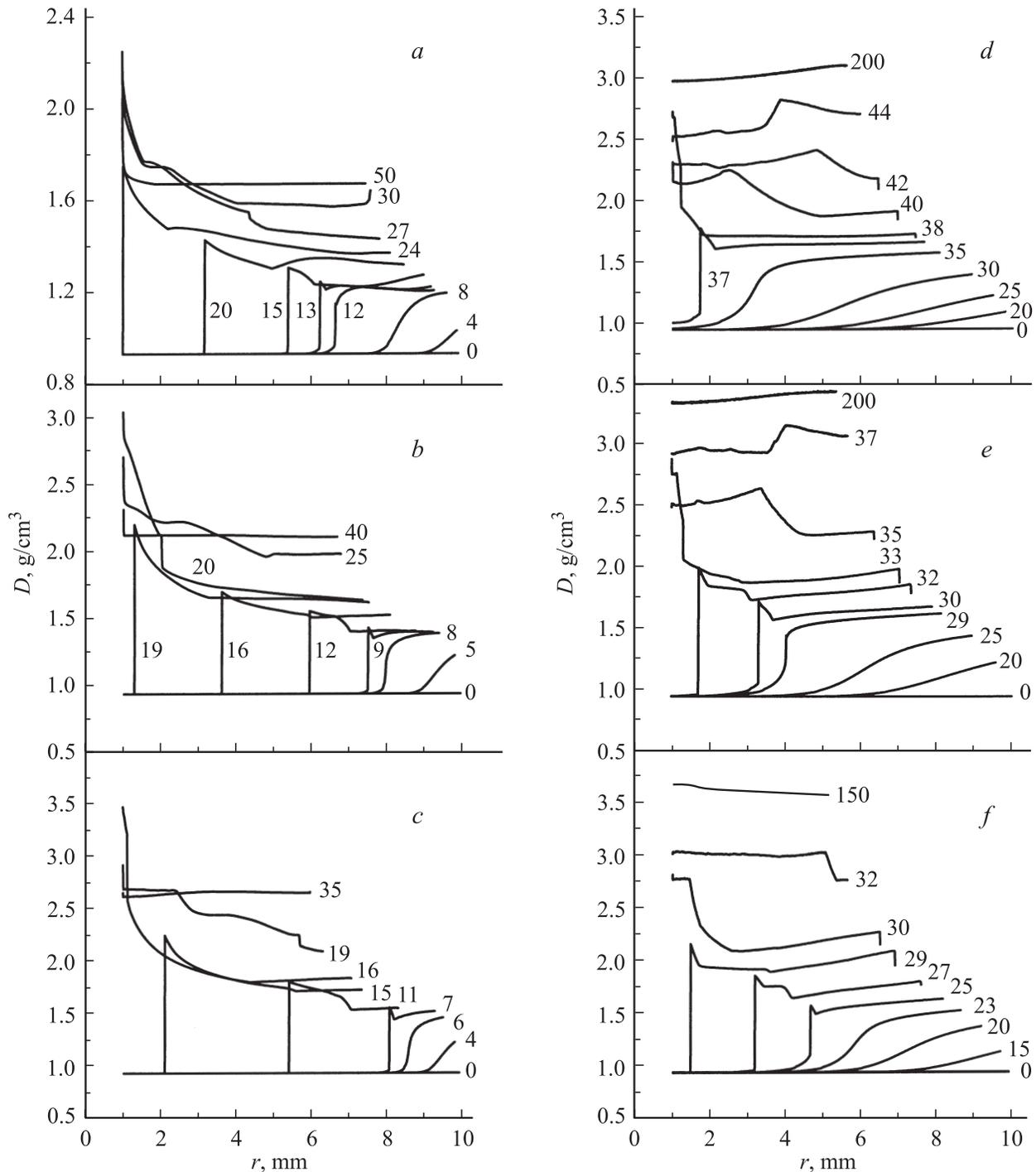


Рис. 3. Поле плотности в различные моменты времени (указаны около соответствующих кривых в микросекундах) для двух значений полупериода колебания тока: $a-c$ — $T_{1/2} = 9.76 \mu\text{s}$, $d-f$ — $T_{1/2} = 100 \mu\text{s}$; для трех значений амплитуды тока на первом пике: a, d — 1.2; b, e — 1.6; c, f — 2.0 МА.

3. Результаты и их обсуждение

Ниже приведем и обсудим некоторые результаты реализации описанной выше схемы для нескольких наборов параметров и дадим обоснование предположения об адиабатичности рассматриваемых процессов. Во всех

расчетах число слоев берется равным 1000, $k = 100 \text{ МПа}$ при температуре 293 К; коэффициенты наклонов кривых теплоемкости и проводимости, описывающие их зависимость от температуры материала оболочки, такие же, как у меди [11]. В качестве адиабаты сжатия используется адиабата наноразмерного порошка Al_2O_3 из [12].

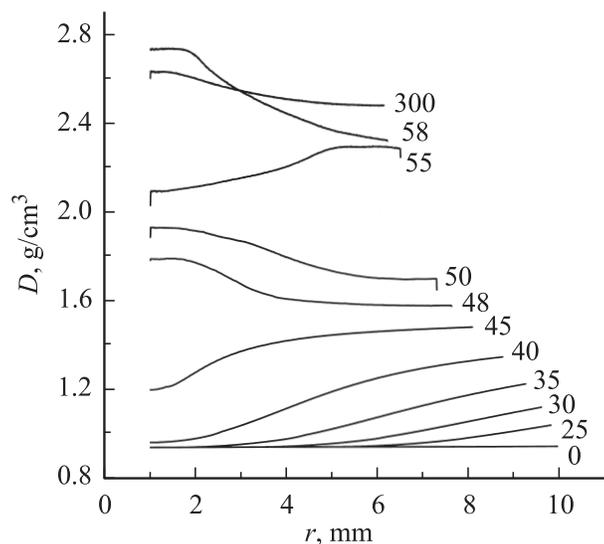


Рис. 4. Поле плотности в различные моменты времени (указаны около соответствующих кривых в микросекундах) для $T_{1/2} = 100 \mu\text{s}$, $\tau = 3000 \mu\text{s}$, $J_1 = 0.85 \text{ MA}$, $h = 1 \text{ mm}$.

На рис. 3 показана эволюция во времени полей плотности компактируемой среды для различных длин импульсов и амплитуд тока на первом пике. Эти данные позволяют определить условия формирования ударной волны (УВ) при импульсном сжатии порошка. Как известно, ударно-волновое сжатие порошков часто приводит к получению заготовок с трещинами и неоднородностями плотности [13]. Поэтому следует избегать ударно-волновых режимов, особенно при компактировании порошков хрупких материалов. Как видно на рисунке, УВ при длинном импульсе формируется ближе к заключительной стадии процесса, нежели при коротком импульсе, когда переход к ударно-волновому режиму происходит на начальной стадии процесса. Возникновение УВ объясняется следующим обстоятельством: скорость распространения возмущения, создаваемого сжимающейся оболочкой за фронтом волны выше, чем перед ним, так как за фронтом плотность среды больше; а поэтому при достаточно высокой скорости сжатия фронт с течением времени становится все круче и в некоторый момент возникает поверхность разрыва поля плотности. Цилиндрическая геометрия лишь способствует такому поведению среды.

Практически важный результат „мягкого“ импульсного прессования (без УВ) нанопорошка Al_2O_3 показан на рис. 4 (J_1 — амплитуда тока на первом пике). Как видно, высокая плотность прессовки 2.5 g/cm^3 с помощью длинного импульса сжатия может быть получена без образования УВ в течение всего процесса. Однако при коротком импульсе для получения той же плотности требуется ток со значительно большей амплитудой на первом пике (рис. 3, с), что ведет к резкому обострению волны сжатия при компактировании.

Важной характеристикой процесса компактирования является давление прессования, т. е. давление в порошке вблизи сжимающей оболочки. Эволюция во времени этой величины представлена на рис. 5. Резкие скачки давления прессования объясняются принятой моделью цикла нагрузка–разгрузка (рис. 2). В качестве давления, реализующегося на практике, следует брать огибающую пиков, связанную уравнением адиабаты с плотностью в приповерхностном слое. График эволюции плотности в приповерхностном слое также представлен на данном рисунке и является достаточно гладкой кривой (отсутствуют скачки большой амплитуды). Это свидетельствует о том, что сам процесс протекает довольно ровно, что говорит о приемлемости данной модели.

Сравнивая давления прессования и магнитного поля, представленного на этом же рисунке, нетрудно заметить, что первое может на порядок превысить максимальное значение последнего. Это позволяет иметь высокие давления прессования при умеренных напряжениях в арматуре установки (деформирующаяся оболочка, испытывающая очень большие напряжения, не является частью арматуры). Данный эффект является инерционным и состоит в следующем: на начальной стадии процесса, когда давление в среде низкое и она почти не оказывает сопротивления сжатию, большая часть энергии магнитного поля переходит в кинетическую энергию сжимающейся оболочки, которая на последующих стадиях процесса по мере роста давления в среде трансформируется в работу прессования.

Еще одной важной величиной, характеризующей эффективность процесса компактирования, является упомянутая выше удельная работа прессования, подсчет которой также был заложен в программу согласно (8). Ее зависимость от амплитуды тока на первом пике для различных толщин засыпки показана на рис. 6. Видно, что для короткого импульса удельная работа прессования тем выше, чем тоньше начальный слой порошка, а для длинного импульса положение меняется на обратное. Стоит обратить внимание еще на один немаловажный факт: удельная работа прессования, соответствующая процессу на рис. 3, с, равна 149.8 J/g , а та же величина, соответствующая процессу на рис. 4, равна 75.6 J/g . Оба эти процесса, как уже отмечалось, приводят к почти одинаковой конечной плотности прессовки. Но рассматриваемые здесь процессы — адиабатические, вся работа прессования переходит во внутреннюю энергию компактируемой среды, что характеризуется изменением температуры. Поэтому управление длительностью прес-сующего импульса также позволяет изменять степень нагрева порошка при сжатии.

Обратимся теперь к обоснованию сделанных ранее допущений.

Сначала обоснуем предположение об адиабатичности рассмотренных процессов компактирования порошков. Для этого сравним размер l области размытия точечного в начальный момент времени температурного возмущения по прошествии временного интервала Δt , равного

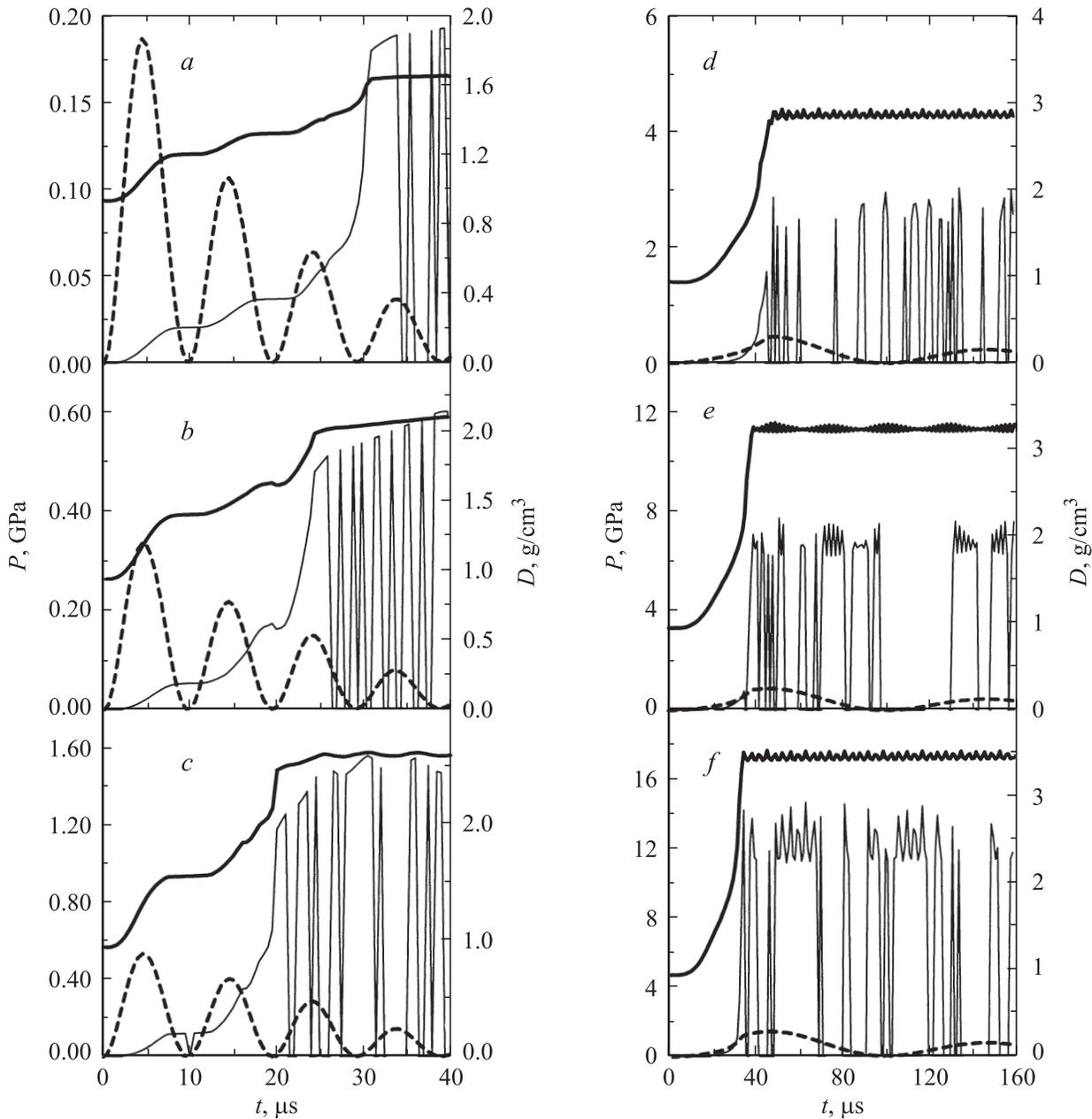


Рис. 5. Эволюция во времени давления прессования (тонкая сплошная кривая), магнитного давления и плотности компактируемой среды вблизи внутренней поверхности оболочек (толстая сплошная кривая) для тех же наборов параметров, что и на рисунке 3.

длительности процесса компактирования, с толщиной порошкового слоя. Выражение для l имеет вид [14]

$$l \approx \sqrt{\frac{\lambda \Delta t}{\rho C_p}}, \quad (9)$$

где λ — теплопроводность, ρ — плотность вещества, C_p — изобарическая теплоемкость.

Из-за отсутствия необходимых данных о нанопорошке Al_2O_3 возьмем $\lambda = 2.4 \text{ W}/(\text{m} \cdot \text{K})$ и $\rho = 2.7 \text{ g}/\text{cm}^3$, соответствующие муллитокорундovому огнеупору с содержанием Al_2O_3 от 72 до 90% и пористостью

16–20% при атмосферном давлении в широком диапазоне температур [15], а для C_p примем значение $800 \text{ J}/(\text{kg} \cdot \text{K})$, являющееся характерным для различных модификаций чистого оксида алюминия при температуре 298.15 K [16]. Подставляя эти числа в (9), беря $\Delta t = 50 \mu\text{s}$ (максимальная продолжительность процесса), получаем $l \approx 8 \cdot 10^{-6} \text{ m} \ll 10^{-2} \text{ m}$. Это подтверждает предположение об адиабатичности процесса.

Теперь обратимся к обоснованию нашего пренебрежения переходными электромагнитными процессами в оболочке. На рис. 7 для сравнения приведены два процесса: сплошной кривой воспроизведен рис. 3 *a*, пунк-

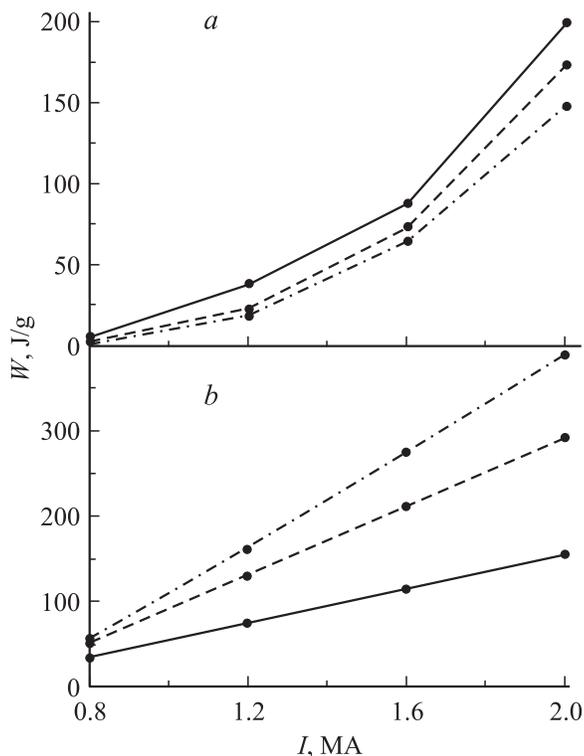


Рис. 6. Удельные работы прессования для различных длин импульсов ((a) для $T_{1/2} = 9.76 \mu s$, (b) для $T_{1/2} = 100 \mu s$) и радиусов внутреннего стержня в зависимости от амплитуды тока на первом пике. $R = 8, 4.5, 0 \text{ mm}$. Значки — значения, вычисленные по (9).

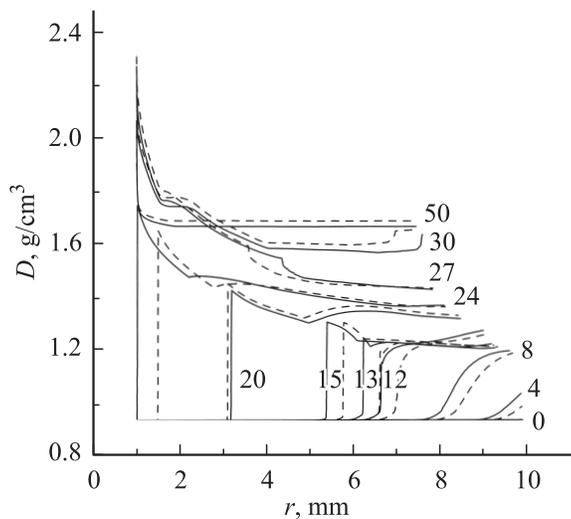


Рис. 7. Сплошной кривой воспроизведен рис. 3, a. Пунктир — тот же процесс с четверо меньшей глубиной скин-слоя в оболочке.

тиром показан тот же процесс, но с четверо меньшей глубиной скин-слоя. Видно, что качественного отличия нет, а количественное столь невелико, что не имеет практического значения. Поэтому им можно пренебречь

и нет необходимости более точного учета особенностей электромагнитных процессов в оболочке.

Заключение

Создана модель магнитно-импульсного прессования длинномерных изделий из порошков, опирающаяся на реальную, полученную в эксперименте адиабату высокоскоростного сжатия. Эта модель позволяет 1) рассчитывать эволюцию во времени поля плотности, полей кинематических величин, работу прессования; 2) прогнозировать, при каких режимах прессование будет происходить без образования ударной волны; 3) предсказывать, какие наборы параметров обеспечат достижение высоких импульсов давления прессования, значительно превышающих прочность арматуры.

Авторы благодарят Ю.А. Котова и Н.Б. Волкова за полезные замечания при обсуждении работы.

Список литературы

- [1] Dell'Agli G., Mascolo G. // Proc. EUROMAT. Italy, 2001. cdEUROMAT. 273. doc.
- [2] Устюгов А.В., Ткаченко А.П., Чухарев В.Ф. // Тез. докл. V Всероссийской конф. Екатеринбург, 2000. С. 341–342.
- [3] Sandstrom D.J. // Metal Progr. 1964. Vol 86. N 3. P. 215–221.
- [4] Миронов В.А. Магнитно-импульсное прессование порошков. Рига: Зинатне, 1980. С. 79–118.
- [5] Фридман Б.Э., Рубтерг Ф.Г. // ЖТФ. 1996. Вып. 2. С. 123.
- [6] Пету Ж., Алексеев Ю.А., Ананьев С.Л., Казеев М.Н. // Тр. Седьмой Междунар. конф. по генерации мегагауссных магнитных полей и родственным экспериментам. Саров, 1997. С. 579–586.
- [7] Иванов В.В., Паранин С.Н., Вихрев А.Н., Ноздрин А.А. // Материаловедение. 1997. № 5. С. 49–55.
- [8] Иванов В.В., Ивин С.Ю., Медведев А.И., Паранин С.Н., Хрустов В.Р., Штольц А.К. // Неорган. материалы. 2001. Т. 37. № 2. С. 248–256.
- [9] Иванов В.В., Ноздрин А.А. // Письма в ЖТФ. 1997. Т. 23. Вып. 13. С. 76–80.
- [10] Ильюшин А.А. Механика сплошной среды. М., 1990. 310 с.
- [11] Физические величины. Справочник / Под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. Энергоатомиздат, 1991.
- [12] Иванов В.В., Ноздрин А.А. Сб. тр. IV Всероссийской конф. „Физико-химия ультрадисперсных систем“. М., 1999. С. 277–280.
- [13] Graham R.A., Sawaoka A.B. // High Pressure Explosive Processing of Ceramics / Ed. by R.A. Graham, A.B. Sawaoka. Trans. Tech. Publ., 1987. P. 17–27.
- [14] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. М.: Наука, 1988. 736 с.
- [15] Кржижановский Р.Е., Штерн З.Ю. Теплофизические свойства неметаллических материалов (окислы). Справочная книга. Л.: Энергия, 1973.
- [16] Термодинамические свойства индивидуальных веществ / Под ред. В.П. Глушко. М.: Наука, 1977–1982. Т. 1–4.