

## Математическое моделирование процесса холодного спекания керамики под давлением

© Е.В. Радкевич,<sup>1</sup> А.В. Рагуткин,<sup>2,3</sup> М.Е. Ставровский,<sup>4</sup> М.И. Сидоров,<sup>3</sup> О.А. Васильева,<sup>5</sup> И.Н. Кравченко<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,  
119991 Москва, Россия

<sup>2</sup>Институт машиноведения им. А.А. Благонравова РАН,  
101000 Москва, Россия

<sup>3</sup>МИРЭА — Российский технологический университет,  
119454 Москва, Россия

<sup>4</sup>Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана (национальный исследовательский университет),  
105005 Москва, Россия

<sup>5</sup>Московский государственный строительный университет (национальный исследовательский университет),  
129337 Москва, Россия  
e-mail: kravchenko-in71@yandex.ru

Поступило в Редакцию 6 сентября 2025 г.

В окончательной редакции 4 октября 2025 г.

Принято к публикации 7 октября 2025 г.

Приведен теоретический анализ механизмов холодного спекания. Количественное описание процесса холодного спекания под давлением описано рядом сопутствующих и динамических явлений. Предложена математическая модель холодного спекания керамики под давлением, позволяющая прогнозировать приближение процесса к локальному равновесию, определяющему механизмы консолидации, роста зерен и образования дефектов в структуре.

**Ключевые слова:** моделирование, холодное спекание под давлением, керамика, фазовый переход, диффузия, кристаллизация, консолидация.

DOI: 10.61011/JTF.2026.03.62540.255-25

### Введение

Процесс холодного спекания (CSP — Cold Sintering Process) — относительно новый метод низкотемпературной консолидации керамики [1–3]. Помимо очевидных преимуществ с точки зрения снижения энергопотребления, CSP позволяет производить уникальные материалы и композиты. Возможность интеграции керамики с органическими материалами [4,5] позволяет изготавливать новый класс гибридных компонентов. С момента первого отчета Гуо [2] технология CSP привлекла большой интерес исследователей материалов в области полупроводников [6], ионных проводников [7–10], пьезоэлектрической керамики [11], сегнетоэлектриков [12], материалов для литий-ионных аккумуляторов [13], нанокompозитов [14] и керамики с низкими диэлектрическими потерями [15].

Несмотря на большое количество публикаций по холодному спеканию керамики [16,17], аналитическое исследование явления консолидации и роста зерен в литературе до сих пор отсутствует. В работе [1] приведен теоретический анализ механизмов, действующих во время холодного спекания. Анализ рассматривает два подхода к холодному спеканию, характеризующихся применением либо изостатического, либо одноосного давления. Технология CSP представляет собой процесс

спекания в жидкой фазе под давлением, где переходная жидкая фаза обычно содержит воду [3]. Ключевую роль играет взаимодействие воды и материала, которое способствует образованию поверхностных дефектов и вторичных фаз. Консолидация осуществляется в интервале температур между комнатной и 200 °C, выше точки кипения жидкости. Считается, что уплотнение обусловлено процессом растворения и повторного осаждения, что может быть связано с созреванием В. Оствальда и перекристаллизацией. Известно два типа растворения в керамике: конгруэнтное и неконгруэнтное. При конгруэнтном состав твердого тела остается неизменным, поскольку растворенный материал имеет ту же стехиометрию, что и исходная фаза. При CSP конгруэнтное растворение получается *in-situ* путем прессования порошка в присутствии жидкой среды. CSP подобно литификации пород в условиях высокого давления в присутствии жидкости [10], и имеет сходство с биоминерализацией в морских губках или организмах [18].

### 1. Выбор модели

С учетом всей информации натурных экспериментов, при математическом моделировании холодного спекания адекватнее всего использовать подход, примененный при математическом моделировании теплового спекания. За

основу берем модификацию модели Био двухкомпонентной (насыщенной пористой среды). Обозначим компоненты превращенного состояния в порах как  $A$  и  $B$ . В ходе формирования шеек твердеет исключительно компонент  $B$ ; компонента  $A$  представляет собой жидкую фазу (воду). Модель предназначена для описания формирования межфазных границ и содержит набор параметров, в том числе с технологической интерпретацией, позволяющих управлять их эволюцией. Динамика системы задается во времени полями, зависящими от пространственной координаты:  $\omega_s$  — осредненная скорость смещения твердой фазы;  $\omega_l$  — осредненная скорость конвекции жидкой фазы;  $z$  — усадка;  $c$  — мольная концентрация компонента  $B$  в превращенном состоянии в порах;  $T$  — температура.

Усадка определяется как  $z = (V - V_s - V_l)/V$ , где  $V$  — общий исходный объем системы,  $V_s$  и  $V_l$  текущие объемы твердой и жидкой фаз соответственно. Модель описывает неравновесное холодное спекание под давлением: образовавшаяся в порах превращенную фазу быстро помещают в низкотемпературную среду, поддерживая давление. Возникает режим охлаждения превращенного состояния, на который можно воздействовать повышением входного давления, тем самым регулируя характер роста шеек. Появление твердой фазы в порах связывается с зоной неустойчивости, обусловленной концентрационным давлением. В этой зоне реализуется спинодальный распад. В расчетах визуализируются линии уровня  $c$ , полагаем, что при  $c > c_{cr}$  преобладает „жидкая“ (превращенная) фаза, а при  $c < c_{cr}$  — „твердая“ фаза, где  $c_{cr}$  пороговая концентрация, соответствующая неустойчивости системы [19]. В качестве базовой рассматривается следующая система:

$$\begin{cases} u_t = \omega^s, v_t = \omega, \\ \varrho(\omega^s)_t + \varrho^l \omega_t = [\Lambda(c, a^\pm)u_x - \alpha P]_x + \varrho g, \\ \varrho^l(\omega^s)_t + \varrho_{add}\omega_t = -D\omega - P_x + \varrho^l g + \varepsilon_M v_{xx}, \\ (\varrho_s + \varrho^l)_t + (\varrho^l \omega)_x + \varrho^s(\omega^s)_x = 0, \end{cases} \quad (1)$$

где  $u$  — осредненное смещение твердой фазы,  $v$  — осредненное смещение жидкой фазы относительно твердой фазы.

Система (1) дополняется уравнением для температуры

$$\partial_t(T + \kappa c) = D_0 \partial_x^2 T, \quad (2)$$

где  $\kappa$  — коэффициент, характеризующий теплоту внутреннего плавления.

Уравнение для мольной концентрации  $c$  компоненты  $B$ :

$$\partial_t c + \omega \partial_x f = \partial_x \left( \frac{D}{T} \partial_x c \right), \quad (3)$$

где  $f(c, a^\pm)$  — функция переноса. Эта система незамкнута — не известно давление.

В качестве замыкающего уравнения используется термодинамически согласованное выражение для давления,

полученное из вариационного (энергетического) анализа неравновесного спекания:

$$P = P_0 + \frac{Q(1-c)^2}{qRV} \partial_c \Lambda(c, T) V_s(c_0) \times \left( \frac{V_s(c)}{V_s(c_0)} - \ln \left( \frac{V_s(c)}{V_s(c_0)} \right) - 1 \right), \quad (4)$$

где  $P_0$  — начальное давление,  $Q$  — теплота,  $c$  — мольная концентрация компонента,  $q$  — теплота реакции,  $R$  — универсальная газовая постоянная,  $V$  — общий объем системы,  $T$  — температура,  $\Lambda(c, T)$  — модуль упругости,  $V_s$  — текущий объем твердой фазы,  $c_0$  — начальная концентрация компоненты  $B$ .

Математические модели (1)–(4) начальной стадии (ламинарного процесса приближения локального равновесия) трех видов спекания (теплого, холодного под давлением и холодного вибрационного) отличаются только краевыми условиями — нагрев на входе, повышение давления на входе при низкой температуре или вибрации жидкой компоненты на входе так же при низкой температуре. Существенное отличие математических моделей проявляется при моделировании механизма входа в лабильную зону. Это разные модели турбулизации ламинарного процесса, размывающие резонанс, что позволяет сбросить избыточную энергию (тепловую, упругой деформации под давлением или кинетическую вибрации жидкой компоненты). Разные математические модели турбулизации описываются введением отрицательной диффузии по Кану, вызывающей полосчатую структуру в графиках переменных, хорошо заметную в эксперименте. Проведенные натурные эксперименты показали [20], что начальная стадия возникновения шеек связана с появлением полосчатой структуры, по аналогии с дендритным ростом при кристаллизации бинарных сплавов.

Формула (4) позволяет, зная давление  $P_b(t)$  на входе (давление прессования порошка в присутствии жидкой воды), определить изменение мольной концентрации в порах  $c_b(t) = c|_{x=0}$  компоненты  $B$ . Это определяет краевые условия для  $c(x, t)$  на входе ( $x = 0$ ):

$$c_b(t) = \frac{\frac{1}{K_0} Z(t) + \frac{c_0^0}{(1-c_0^0)}}{\left( 1 + \frac{1}{K_0} Z(t) + \frac{c_0^0}{(1-c_0^0)} \right)} \geq c_0^0,$$

где  $Z(t) = K_0 Y$  и

$$Y(t) = \frac{1}{\left( 1 - \frac{2}{K_0^2} P_b(t) \right)} \left( \frac{2}{K_0^2} P_b(t) \left( 1 + \frac{c_0^0}{(1-c_0^0)} \right) + \sqrt{\left( \frac{2}{K_0^2} P_b(t) \left( 1 + \frac{c_0^0}{(1-c_0^0)} \right) \right)^2 + \frac{2}{K_0^2} P_b(t) \left( 1 + \frac{c_0^0}{(1-c_0^0)} \right)^2 \left( 1 - \frac{2}{K_0^2} P_b(t) \right)} \right),$$

при условии на начальную концентрацию

$$\frac{Q}{Q+q} - c_0^0 > 0, \quad (5)$$

где  $K_0 = \frac{q}{Q(1-y(c_0^0))}$ .

## 2. Параметры и функции модели

Остановимся подробно на параметрах и функциях, входящих в систему (1)–(4). Опишем параметры и функции, входящие в первую и вторую подсистемы:

$Q_s$  — плотность твердой фазы, в целях нормировки примем  $Q_s = 1$ ;

$Q$  — параметр плотности системы из модели Био, который характеризует величину усредненной кинетической энергии перемещения твердого каркаса пористой среды; положим  $Q = 2.5$ ;

$q = m_A/m_B$ , где  $m_A$  — общая масса компонента  $A$ ,  $m_B$  — общая масса компонента  $B$ ; положим  $q = 0.2$ ;

$Q = M_A/M_B$ , где  $M_A$ ,  $M_B$  — атомные массы компонентов  $A$  и  $B$  соответственно; положим  $Q = 1.4$ ;

$m_A$  — общая масса скелета (заложеной керамики или полимера);

$m_B$  — общая масса превращенного состояния;

$c$  — молярная концентрация компонента  $B$  в общей системе, величина  $y(c) = (qc)/(Q(1-c))$  — массовая доля компонента  $B$  в общей системе по отношению к общей массе компоненты  $A$ .

Объем, занимаемый твердой фазой:

$$V_s = \frac{m_B(1-y(c))}{Q_s} = RV(1-y(c)). \quad (6)$$

Объем, занимаемый жидкой фазой:  $V_l = V - zV - V_s$ , где  $z$  — усадка.

Получаем выражение для плотности жидкой фазы  $Q_l$  как функции  $c$  и  $z$ , т.е.

$$Q_l(c, z) = Q_s R \frac{q + y(c)}{1 - z - R(1 - y(c))},$$

где  $Q_{add}(c, z)$  — плотность присоединенной массы из модели Био, описывающая дополнительный вклад в кинетическую энергию за счет расхождения поля микроскоростей в порах и усредненной макроскорости.

Воспользуемся оценкой

$$Q_{add}(c, z) = \beta Q_l(c, z) \frac{(1-z)^{\frac{1}{2}}}{(1-y(c))^{\frac{1}{2}}}.$$

Положим  $\beta = 0.55$ ;  $g$  — эффективная сила тяжести, действующая в пористой среде, положим  $g = -1/20$ ;  $D(c, z)$  — коэффициент силы межфазного трения, для этой величины также воспользуемся оценкой:

$$D(c, z) = e^{-1/T}(1 - e^{-1/T})\Gamma/(1 - y(c))^{2/3}, \Gamma = 5;$$

где  $D$  — коэффициент межфазного трения (удельная сила межфазного трения) оценивается соотношением  $D = \Gamma_1(1 - y(c))^{-2/3}((1 - y(c))^{-2/3}$  — оценка поверхности твердой фазы твердо-жидкой области,  $\Gamma_1$  — подбираемый параметр, отражает вклад поверхностной вязкости и усредненную шероховатость твердожидкой области, как некоторый коэффициент формы растущих дендритов. Положим  $\Gamma_1 = e^{-1/T}(1 - e^{-1/T})\Gamma$ .

В настоящей постановке  $\varepsilon_M$  и  $\alpha$  — рассматриваются как константы из модели Био. Параметр  $\varepsilon_M$  интерпретируется как мера текучести жидкой фазы; совместное действие  $\varepsilon_M$  и  $\alpha$  определяет величину возникающего порового давления. Предполагается, что  $\alpha^2$  — является величиной, обратной времени релаксации текучести, т.е. оценивается  $\alpha \sim 10^{-3}$ . Для численной части фиксируем  $\varepsilon_R = 20$ ,  $\alpha = 0.04$ ;

$M_D(T)$  — диффузионная подвижность компонента  $B$ , примем, следуя [21], оценку этой величины  $M_D(T) = D/T$ ;

$D_0$  — коэффициент, характеризующий теплопроводность, положим с целью нормировки  $D_0 = 1$ .

## 3. Модель холодного спекания под давлением (приближение локального равновесия)

Перейдем к математическому моделированию ламинарного режима процесса спекания. Будем считать, что в модели (1)–(4) нормальный модуль упругости:

$$\Lambda(c, a^+, a^-) = \Lambda_0(Ac - B), \quad \Lambda_0 = \text{const} > 0, \quad (7)$$

где  $A = a^+ + a^-$ ,  $a^\pm = \text{const} \in (0, 1)$ ,  $a^+ > a^-$ ,  $B = a^+a^-$ .

Тогда для модуля упругости

$$\Lambda(c, a^\pm) = \Lambda_0(a^+(c - a^-) + ca^-) > 0,$$

$$\partial_c \Lambda(c, T) = A > 0. \quad (8)$$

В силу (5), если

$$a^- < c < a^+ < \frac{Q}{(Q+q)}. \quad (9)$$

Потребуем, чтобы для начальной концентрации было выполнено условие входа в лабильную зону потенциала свободной энергии ламинарно-турбулентного перехода:  $a^- < c_0 < a^+ < \frac{Q}{Q+q}$ .

Функция переноса:  $f(c, a^-) = -\frac{1}{2}(c - \frac{1}{2}A)^2$ .

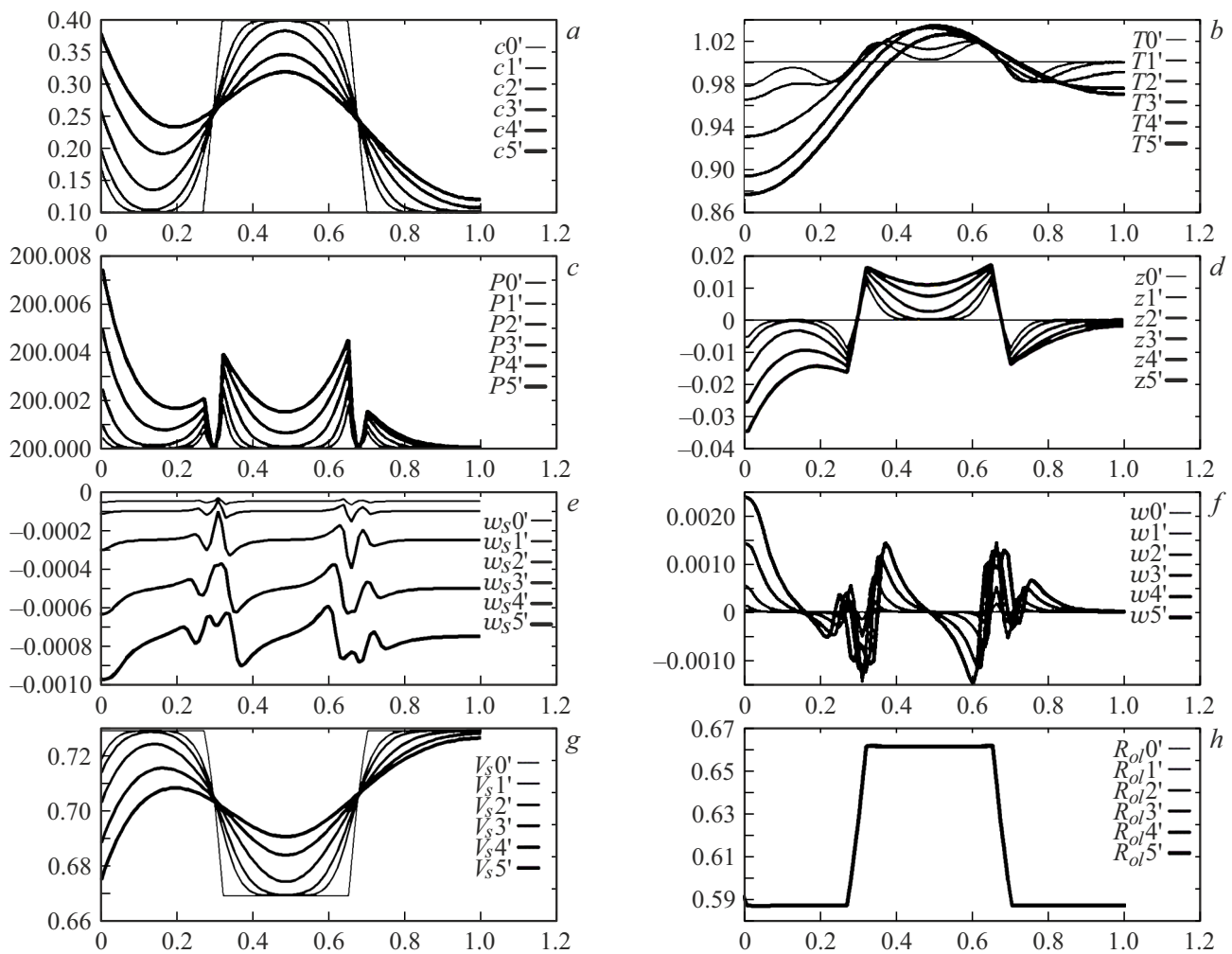
Параметры и функции модели приведены выше.

Условия гиперболичности

$$\Lambda > 0, \quad \varepsilon_M > 0, \quad Q_{add} - (Q^l)^2 > 0, \quad Q - Q^l > 0.$$

Две упругих волны и две поверхностных волны (аналоги волн Стонелли в модели Био). Условие  $\partial_c \Lambda = a^+ + a^- > 0$  выполнено и  $(P - P_0) \geq 0$ , если

$$a^+ < \frac{Q}{(q+Q)}. \quad (10)$$



**Рис. 1.** Графики временных сечений при  $t = 0; 0.001; 0.002; 0.005; 0.01; 0.015$ :  $a$  — молярной концентрации с компоненты  $B$  в поре;  $b$  — температуры  $T$ ;  $c$  — давления  $P$ ;  $d$  — усадки  $Z$ ;  $e$  — осредненной скорости смещения твердой фазы  $W_s$ ;  $f$  — осредненной скорости смещения жидкой фазы относительно твердой  $W$ ;  $g$  — объема твердой фазы  $V_s$ ;  $h$  — плотности жидкой фазы  $\rho_l$ .

#### 4. Начально-краевые условия холодного процесса спекания в приближении локального равновесия

Решаем смешанную задачу с начально-краевыми условиями. В модели все процессы рассматриваются на одномерном интервале  $[0, 1]$ . В начальный момент времени на входной границе  $x = 0$  задаются повышенное давление и пониженная начальная температура.

Итак, опишем начальные условия

$$u(0, x) = v(0, x) = \omega_s(0, x) = \omega(0, x) = 0;$$

$$z(0, x) = 0; \quad T(0, x) = \text{const.}$$

Начальные условия для концентрации:

— одной шейки

$$c(0, x) = c_{\max}, \quad 0 < x < 1/3$$

и

$$2/3 < x < 1; \quad c(0, x) = c_{\min}, \quad \frac{1}{3} < x < 2/3;$$

— двух шеек

$$c(0, x) = c_{\max}, \quad 0 < x < 0.2; \quad 0.4 < x < 0.6; \quad 0.8 < x < 1,$$

$$c(0, x) = c_{\min}, \quad 0.2 < x < 0.4; \quad 0.6 < x < 0.8.$$

Далее опишем краевые условия

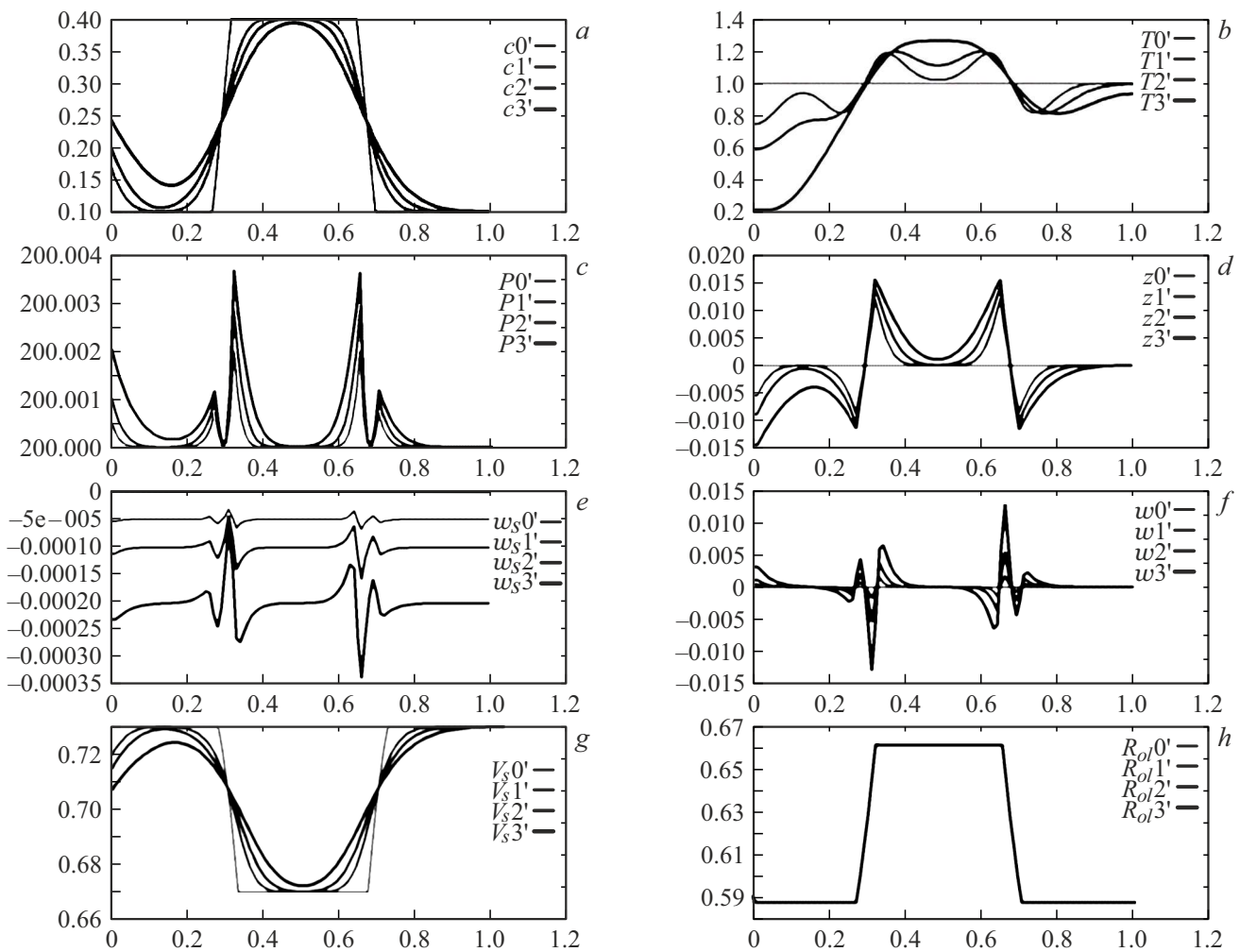
$$\partial_x \omega(t, 0) = \partial_x \omega_s(t, 0) = \partial_x \omega(t, 1) = \partial_x \omega_s(t, 1) = 0, \quad (11)$$

$$\partial_x c(t, 1) = 0,$$

$$\partial_x z(t, 0) = \partial_x z(t, 1) = \partial_x T(t, 0) = \partial_x T(t, 1) = 0,$$

$$c|_{x=0} = c_b(t), \quad c_b(0) = c^0|_{x=0}; \quad P_b(t) = P_0^0 + \beta t.$$

Моделируем холодное спекание под давлением  $P_b(t)$ , которое увеличиваем со временем.



**Рис. 2.** Графики временных сечений при  $t = 0; 0.001; 0.002; 0.005; 0.01; 0.015$ :  $a$  — молярной концентрации с компоненты  $B$  в поре;  $b$  — температуры  $T$ ;  $c$  — давления  $P$ ;  $d$  — усадки  $Z$ ;  $e$  — осредненной скорости смещения твердой фазы  $W_s$ ;  $f$  — осредненной скорости смещения жидкой фазы относительно твердой  $W$ ;  $g$  — объема твердой фазы  $V_s$ ;  $h$  — плотности жидкой фазы  $\rho_l$ .

## 5. Численный эксперимент приближения локального равновесия

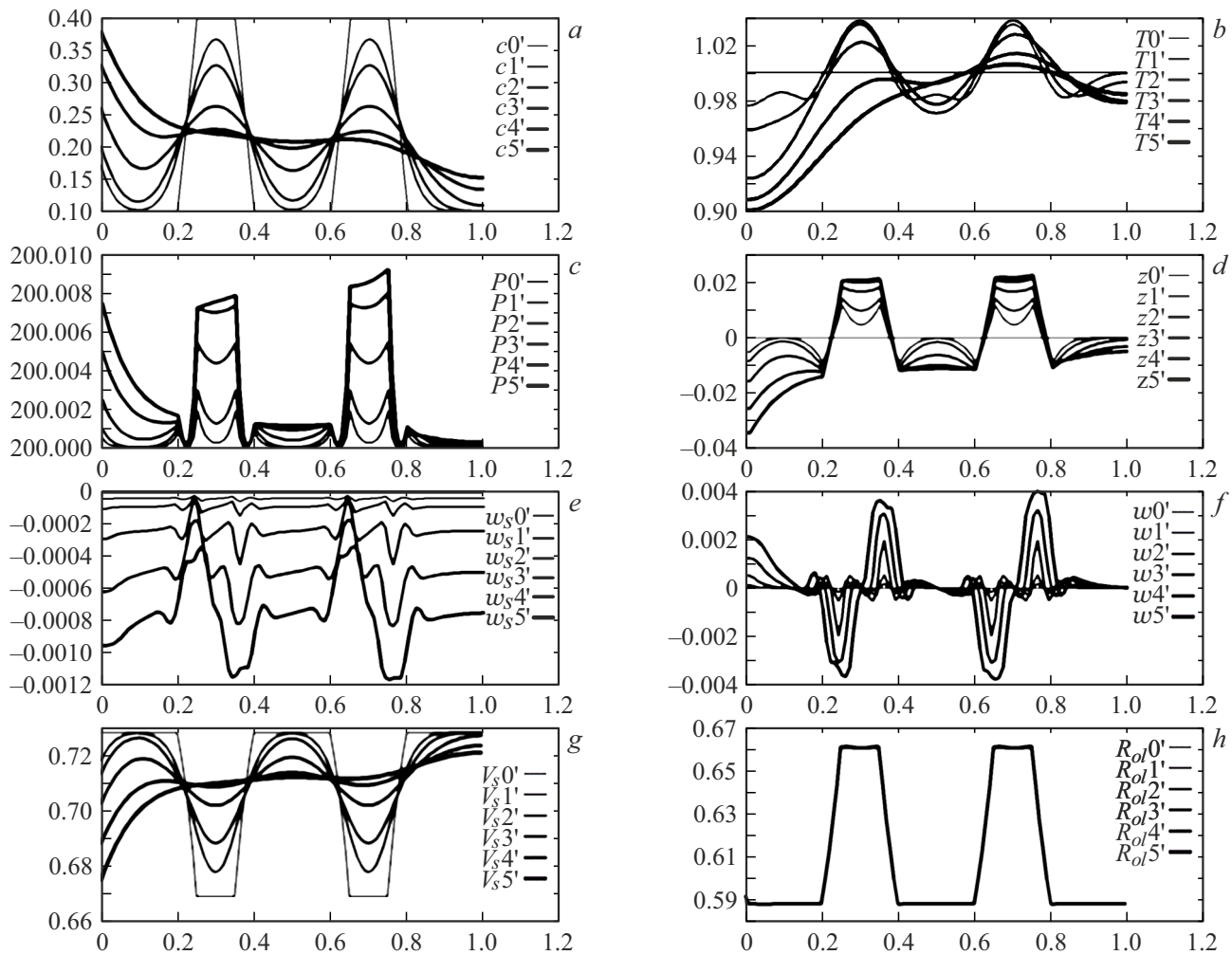
**Одна шейка.** Пример 1 (рис. 1).  $c_{\max} = 0.6$ ,  $c_{\min} = 0.1$ ,  $\kappa = 1$ ,  $P_0 = 150$ ,  $T_0 = 1$ ,  $\beta = 0.5$ . Сечения  $t = 0; 0.001; 0.002; 0.005; 0.01; 0.015$ ;  $a^+ = 7/8 - 0.01$ ;  $a^- = 0.2$ . Этот набор параметров можно назвать базовым, он моделирует типичные свойства начального режима холодного спекания под давлением в случае моделирования возникновения шейки.

Как видим, проявляется явно выраженная полосчатость (особенно на графике температуры). Есть локальное повышение температуры в лабильной зоне. По графику температуры виден переход процесса в чисто диффузионный (в твердой фазе график температуры становится выпуклым). Под давлением в области твердой фазы растет превращенное состояние (растет молярная концентрация компоненты  $B$ ).

В поре растет объем твердой фазы (зарождается шейка.) Это базовые качественные свойства численных экспериментов, приводимых ниже.

Предварительный численный анализ показал наличие жесткой оценки сверху для  $c_{\max}$ , что определило выбор для численного эксперимента  $c_{\max} = 0.6$ . Это говорит о необходимости достаточно большой концентрации в порах нейтральной компоненты  $A$  (воды).

**Пример 2** (рис. 2).  $c_{\max} = 0.6$ ,  $c_{\min} = 0.1$ ,  $\kappa = 10$ ,  $P_0 = 150$ ,  $T_0 = 1$ ,  $\beta = 0.5$ . Сечения  $t = 0; 0.001; 0.002; 0.005; 0.01; 0.015$ ;  $a^+ = 7/8 - 0.01$ ;  $a^- = 0.2$ . Из сравнения первых двух численных экспериментов видно, что внутренняя теплота плавления  $k$  является критическим параметром. Увеличение  $k$  приближает наступление резонанса ( $T = 0$ ) и разрушает полосчатую структуру графика температуры, так что график температуры стремится к выпуклому графику классического диффузионного процесса. Существенное увеличение  $k$  приводит к быстрому срыву резонанса ( $T = 0$ ).



**Рис. 3.** Графики временных сечений при  $t = 0; 0.0005; 0.005; 0.01; 0.015$ : *a* — молярной концентрации с компоненты *B* в поре; *b* — температуры *T*; *c* — давления *P*; *d* — усадки *Z*; *e* — осредненной скорости смещения твердой фазы  $W_s$ ; *f* — осредненной скорости смещения жидкой фазы относительно твердой *W*; *g* — объема твердой фазы  $V_s$ ; *h* — плотности жидкой фазы  $\rho_l$ .

**Две шейки.** Пример 1 (рис. 3).  $\kappa = 2.5$ ,  $P_0 = 150$ ,  $\beta = 3$ . Сечения  $t = 0; 0.0005; 0.005; 0.01; 0.015$ ;  $a^+ = 7/8 - 0.01$ ;  $a^- = 0.2$ . Этот набор параметров можно назвать базовым, он моделирует типичные свойства начального режима холодного спекания под давлением и в случае моделирования возникновения двух шеек.

Явно выраженная полосчатость особенно проявляется на графике температуры. В лабильной зоне наблюдается локальное повышение температуры. По графику температуры виден переход процесса в чисто диффузионный (в твердой фазе график температуры становится выпуклым). Под давлением в области твердой фазы растет превращенное состояние (растет молярная концентрация компоненты *B*). Объем твердой фазы в порах увеличивается.

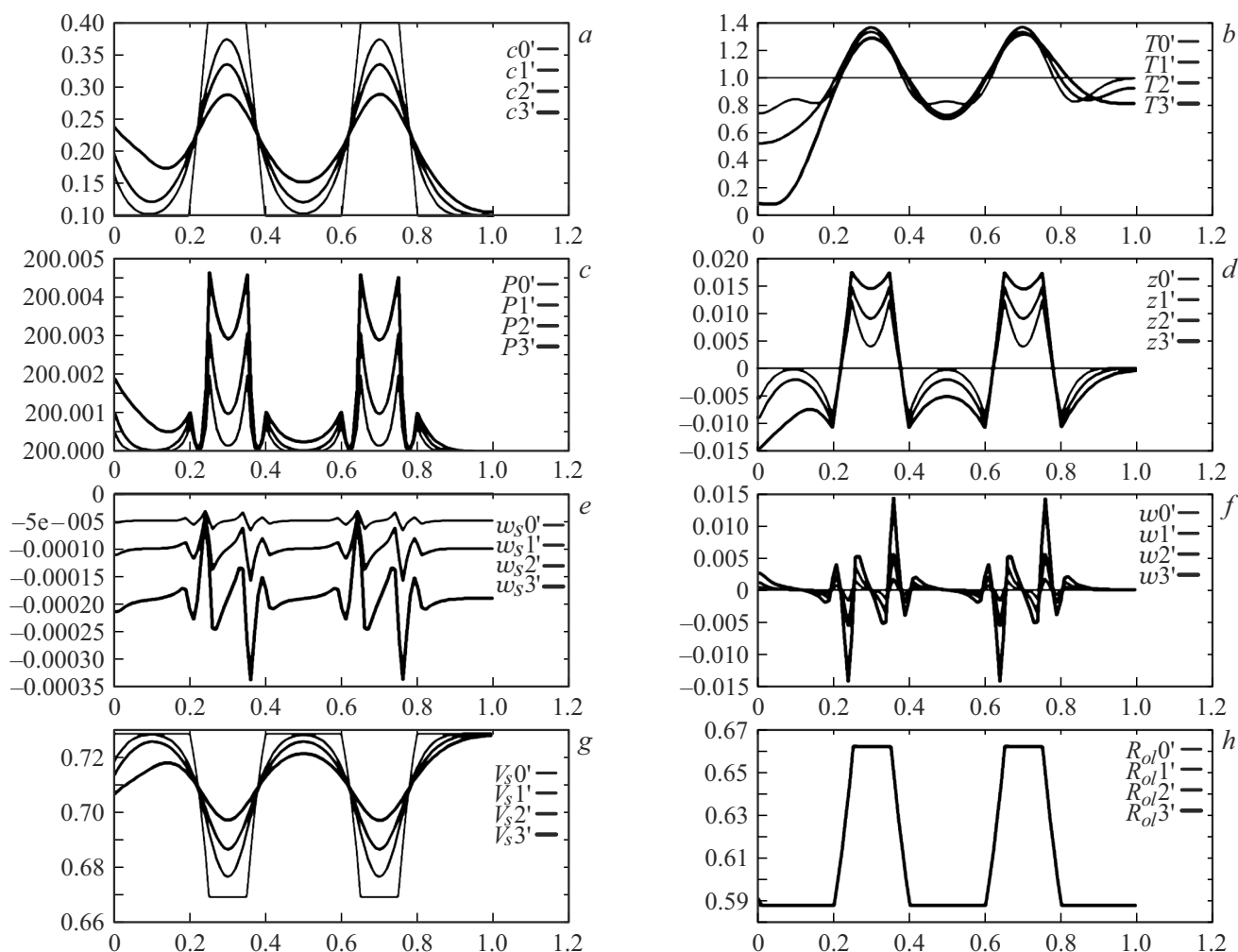
Пример 2 (рис. 4).  $c_{\max} = 0.6$ ,  $c_{\min} = 0.1$ ,  $\kappa = 10$ ,  $P_0 = 150$ ,  $T_0 = 1$ ,  $\beta = 0.5$ . Сечения  $t = 0; 0.001; 0.002; 0.005; 0.01; 0.015$ ;  $a^+ = 7/8 - 0.01$ ;  $a^- = 0.2$ . Здесь так же увеличение  $\kappa$  приближает наступление резонанса ( $T = 0$ ).

## Заключение

В начальной стадии процесса спекания проявляется ярко выраженная полосчатость (особенно на графике температуры.) Есть локальное повышение температуры в лабильной зоне. По графику температуры виден переход процесса в чисто диффузионный (в твердой фазе график температуры становится выпуклым). Под давлением в области твердой фазы растет превращенное состояние (растет молярная концентрация компоненты *B*). В поре растет объем твердой фазы (зарождается шейка).

Турбулизация процесса спекания — процесс с энергией, избыточность которой в ламинарной стадии приводит к резонансу Раушенбаха. Уйти от резонанса можно срывом с многообразия локального равновесия в ламинарно-турбулентный переход, который размоет резонанс переходом в превращенное состояние и кардинальным образом увеличит время существования полостчатости (диффузионного расслоения.) В зоне ее существования, как показал натурный эксперимент, про-





**Рис. 4.** Графики временных сечений при  $t = 0; 0.001; 0.002; 0.005; 0.01; 0.015$ : *a* — молярной концентрации с компоненты *B* в поре; *b* — температуры *T*; *c* — давления *P*; *d* — усадки *Z*; *e* — осредненной скорости смещения твердой фазы  $W_s$ ; *f* — осредненной скорости смещения жидкой фазы относительно твердой  $W_l$ ; *g* — объема твердой фазы  $V_s$ ; *h* — плотности жидкой фазы  $\rho_l$ .

исходит начальный рост шеек, со скоростью на порядок выше диффузионной.

За пределами лабильной зоны температура понижается. Процесс достаточно быстро стабилизируется (в зависимости от внутренней теплоты плавления  $\kappa$ ) к классической объемной диффузии (график температуры стабилизируется к графику выпуклой функции). Внутренняя теплота  $\kappa$  плавления является критическим параметром. При его увеличении происходит одновременное ускорение стабилизации в сторону объемной диффузии и приближение к резонансу ( $T = 0$ ), что соответствует описанию Раушенбаха вибрационного давления.

В результате начальная стадия холодного спекания представляет собой неравновесный фазовый переход; его механизм определяется диффузионным расслоением.

#### Финансирование работы

Исследование проведено по Соглашению о предоставлении из федерального бюджета гранта на проведение

крупных научных проектов по приоритетным направлениям научно-технологического развития № 075-15-2024-527 от 23 апреля 2024 г.

#### Вклад авторов

Все авторы в равной степени внесли свой вклад в исследовательскую работу.

#### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

#### Список литературы

- [1] M. Biesuz, G. Taveri, A.I. Duff, E. Olevsky, D. Zhu, C. Hu, S. Grasso. Adv. Appl. Ceram., **119** (2), 75 (2020). DOI: 10.1080/17436753.2019.1692173
- [2] J. Guo, H. Guo, A.L. Baker, M.T. Lanagan. Angewandte Chemie. Int. Ed., **55**, 11457 (2016). DOI: 10.1002/anie.201605443.

- [3] C.A. Randall, J. Guo, A. Baker, M. Lanagan, H. Guo. *Cold sintering ceramics and composites* (US20170088471A1, 2017)
- [4] J. Guo, S.S. Berbano, H. Guo, A.L. Baker, M.T. Lanagan, C.A. Randall. *Adv. Functional Mater.*, **26**, 7115 (2016). DOI: 10.1002/adfm.201602489
- [5] S. Funahashi, H. Guo, J. Guo, A.L. Baker, K. Wang, K. Shiratsuyu, C.A. Randall. *J. American Ceramic Society*, **100** (8), 3488 (2017). DOI: 10.1111/jace.14852
- [6] F. Bouville, A.R. Studart. *Nat. Commun.*, **8** (1), 14655 (2017). DOI: 10.1038/ncomms14655
- [7] S. Funahashi, J. Guo, H. Guo, K. Wang. *J. American Ceramic Society*, **100**, 546 (2017). DOI: 10.1111/jace.14617
- [8] J. Gonzalez-Julian, K. Neuhaus, M. Bernemann, J.G.P. da Silva, A.M. Laptev, M. Bram, O. Guillon. *Acta Mater.*, **144**, 116 (2018). DOI: 10.1016/j.actamat.2017.10.055
- [9] J.A. Liu, C.H. Li, J.J. Shan, J.-M. Wu, R.-F. Gui, Yu. Shi. *Mater. Sci. Semicond. Process.*, **84**, 17 (2018). DOI: 10.1016/j.mssp.2018.04.030.21
- [10] V. Medri, F. Servadei, R. Bondoni, A.N. Murri, A. Vaccari, E. Landi. *J. Europ. Ceramic Society*, **39** (7), 2453 (2019). DOI: 10.1016/j.jeurceramsoc.2019.02.047
- [11] H. Guo, J. Guo, A. Baker, C.A. Randall. *ACS Appl. Mater. Interfaces*, **8** (32), 20909 (2016). DOI: 10.1021/acsami.6b07481
- [12] H. Guo, A. Baker, J. Guo, C.A. Randall. *J. American Ceramic Society*, **99** (11), 3489 (2016). DOI: 10.1111/jace.14554
- [13] J.H. Seo, J. Guo, H. Guo, K. Verlinde, D.S.B. Heidary, R. Rajagopalan, C.A. Randall. *Ceramics Intern.*, **43** (17), 15370 (2017). DOI: 10.1016/j.ceramint.2017.08.077
- [14] A. Ndayishimiye, S. Buf, M. Dourges, A. Largeau, M. Prakasam, St. Mornet, O. Kaman, O. Kaman, J. Zdeněk, J. Hejmanek, G. Goglio. *Scripta Mater.*, **148**, 15 (2018). DOI: 10.1016/j.scriptamat.2018.01.013
- [15] I.J. Induja, M.T. Sebastian. *Mater. Lett.*, **211**, 55 (2018). DOI: 10.1016/j.matlet.2017.09.083.
- [16] A. Jiang, D. Ke, L. Xu, Q. Xu, J. Li, J. Wei, Ch. Hu, S. Grasso. *J. Materiomics*, **5** (3), 496 (2019). DOI: 10.1016/j.jmat.2019.02.009
- [17] S. Grasso, M. Biesuz, L. Zoli, G. Taveri, A.I. Duff, D. Ke, A. Jiang, M.J. Reece. *Advances Appl. Ceramics*, **119** (3), 115 (2020). DOI: 10.1080/17436753.2019.1706825
- [18] G. Taveri, S. Grasso, F. Gucci, J. Toušek, I. Dlouhy. *Advanced Functional Mater.*, **28** (48), 1805794 (2018). DOI: 10.1002/adfm.201805794
- [19] Е.В. Радкевич, О.А. Васильева, М.И. Сидоров. *ДАН*, **489** (6), 545 (2019). DOI: 10.31857/S0869-56524896545-551
- [20] Е.В. Радкевич, О.А. Васильева, Н.Н. Яковлев и др. *Математическое моделирование детонационного горения* (Эко-Пресс, М., 2024), 200 с.
- [21] W. Dreyer, B. Wagner. *Interfaces Free Boundaries*, **7** (2), 199 (2005). DOI: 10.4171/IFB/121