

Model of Thermal Radiation in Submicron Pores with Application to Fine Dispersed Particles Synthesis via Combustion

A.A. Markov¹ and I.A. Filimonov²

¹ IPMech RAS, Moscow, 119526, Russia

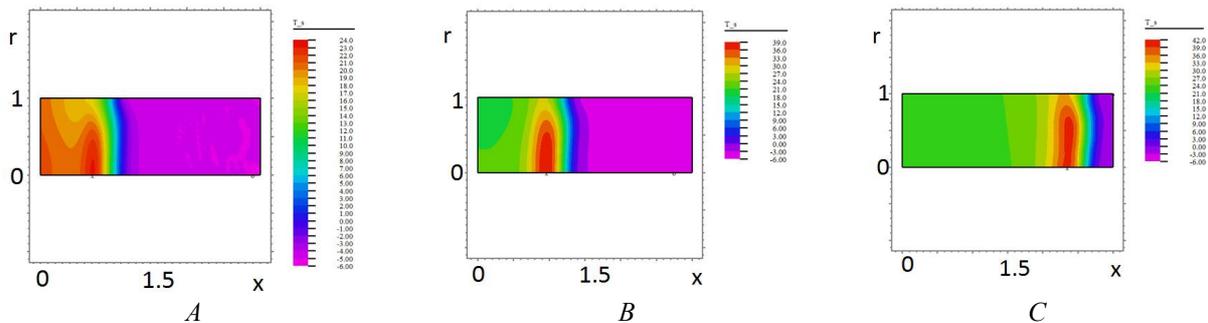
² ISMAN RAS, Chernogolovka, Moscow Region, 142432, Russia

markov.ipm@yandex.ru

Abstract

The heat and mass transfer in a porous media caused by thermal front propagation in a cylindrical tube is studied. Using the coupled micro and macro scale resolution the momentum fluxes as well as the heat and mass fluxes caused by the thermal radiation from the pore surface are found. The emitted power of radiation from solid surface into micro pore is calculated using the Stefan–Boltzmann law for a non-black body with a given emissivity. For the case of submicron pores, the gas slippage, and temperature jump on the pore surface are applied. The intensities of macro fluxes are presented using the similarities parameters as functions of a given emissivity, the thermal and concentration accommodation coefficients and the value of molecular reflection. The governing system of equations is the conservation of momentum, mass and energy for multicomponent gas- solid media using the heat exchange between gas and solid phases. The two-temperature simulation is applied to complex oxide particles synthesis via combustion.

Keywords: particle synthesis via combustion



The dynamics of combustion front is shown via solid temperature. The columns *A*, *B*, and *C* refer to time instant $t = 0.28$, $t = 0.36$, and $t = 0.8$ respectively. The results of submicron particles is presented for radiation intensity $A_R = 1$, emissivity $\varepsilon_\Sigma = 0.05$, slippage $A_u = 100$, and temperature jump $A_T = 10$

УДК 544.42/43

Модель тепловой радиации в субмикронных порах с приложением к синтезу мелкодисперсных частиц посредством горения

А.А. Марков¹, И.А. Филимонов²

¹ФГБУН Институт Проблем Механики РАН им. А.Ю. Ишлинского,
Россия, Москва, 119526, пр-т Вернадского, 101

²ФГБУН Институт Структурной Макрокинематики и Проблем Материаловедения РАН
им. А.Г. Мерджанова, Россия, Моск. обл., Черноголовка, 142432, ул. Академика Осипьяна, 8
markov.ipm@yandex.ru

Аннотация

На основе самосогласованного анализа микро- и макромасштабов получены микро- и макропотоки тепла с учетом поглощения тепла молекулами CO_2 при излучении газа в микропорах. В случае пор субмикронного масштаба используются модели скольжения газовой фазы и скачка температуры газа в слоях Кнудсена около границ пор. Интенсивности макропотоков представлены в параметрах подобия и зависят от степени черноты поверхности пор, коэффициентов отражения молекул от поверхности пор и тепловой аккумуляции. Определяющая система уравнений на макроуровне включает теплообмен между газовой и твердой фазами. Макропотоки получены усреднением микропотоков с учетом влияния слоя Кнудсена и поглощения тепла при горении углерода. Предложены параметры подобия для анализа теплового излучения совместно с эффектами скольжения и скачков температуры. Представлены расчеты синтеза субмикронных порошков марганцево-цинкового феррита за фронтом волны горения. Показано влияние интенсивности излучения на конвективный и диффузионный тепло- и массоперенос, а также на скорость синтеза при использовании уравнений Навье–Стокса с распределенным сопротивлением пористости. Рассмотрен диапазон масштабов от половины микрона и выше, когда модель излучения удовлетворительно согласуется с моделью черного тела и эффекты скольжения необходимо учитывать. Перенос тепла излучением рассматривается на основе закона Стефана–Больцмана с приведенной степенью черноты, зависящей от степени черноты газовой и твердой фазы. Отмечены эффекты замедления синтеза марганцево-цинкового феррита с уменьшением размера пор.

Ключевые слова: синтез частиц методом горения

1. Введение

Измерения теплового излучения в нано зазоре между золотыми пластинами [1, 2] показали, что величина теплового потока значительно превышает предел абсолютно черного тела. Результаты и ссылки по тепловому излучению на субмикронных масштабах приведены в [1–4]. Свойства абсорбирования и эмиссии на субмикронных масштабах, когда размер частицы либо поры, заполненной газом, меньшей длины волны излучения существенно зависят от молекулярной структуры поверхности. Особенности поглощения теплового излучения молекулами газов изложены в [5, 6]. Полученный результат [1] первоначально теоретически объяснялся исключительно туннельным эффектом фотонов при резонансном взаимодействии поверхностных фононов [7]. Монография [6] посвящена исследованию взаимодействия сред с электромагнитным излучением, гидродинамике и теплообмену при линейном и нелинейном законе молекулярного трения и т.п.

Синтез новых материалов и материалов, обладающих специфическими, полезными свойствами, как известно, может быть проведен методами горения [8–30]. В большинстве своем, такие методы, являются либо модификацией СВС, само-распространяющегося высокотемпературного синтеза [8–14], или оказываются такими режимами СВС, которые способствуют получению продукта нужного состава и дисперсности. Это, например, СССО-синтез сложных оксидов при горении различных твердых компонент в смеси с углеродом [15–28]. Он представляет собой волну реакции, распространяющуюся в режиме медленного тления (со скоростью фронта ≈ 0.02 мм/с) и поэтому сопровождающуюся относительно невысокими, но, для большинства систем, все же вызывающими интенсивный радиационный теплоперенос, температурами ($\approx 1000^\circ\text{C}$). СССО применяется для синтеза нанодисперсных и субмикронных порошков сложных оксидов, причем, учет теплового излучения для них может оказаться и несущественным, когда тепловой фактор ускорения реакции оказывается в значительной мере подавленным при превалировании параметра мелкодисперсности над другими целевыми свойствами продукта, такими, как его состав и потребительские качества. В большинстве же случаев, когда температуры синтеза горением доходят до нескольких тысяч градусов Цельсия [28, 29, 33] и выше (т.е. горение происходит при достаточно узкой зоне фронта и слабом торможении реакции слоем продукта [8, 28]) тогда скорости фронта достигают значений от 0.1 мм/с до величин на 2–3 порядка быстрее, а вклад теплового излучения в теплоперенос оказывается всегда существенным, и температура фронта значительно превышает соответствующую характерную критическую температуру [29]. В соответствии с [23], тепловое излучение при синтезе материалов методом СССО можно не учитывать, если температура горения не превосходит критическую величину, что имеет место в случае медленного процесса синтеза при тлеющем горении с предельно низкими скоростями (≈ 0.02 мм/с). Отметим, что при малых числах Кнудсена [31, 32] эффекты скольжения и скачков температуры в газах пренебрежимо малы. Однако для синтеза субмикронных частиц методом СССО становится существенным влияние слоев Кнудсена в газе около поверхности пор и происходит интенсификация процессов переноса [19, 26], делающая актуальным исследование теплового излучения при синтезе субмикронных частиц оксидов за волной горения углерода. Исключение, однако, составляет модель теплопереноса [34, 35] применяемая, главным образом, для горения гранулированных смесей. В этих случаях, несмотря на достаточно высокие температуры и скорости горения ($\approx 2000^\circ\text{C}$, ≈ 2 мм/с) значительная часть радиационного потока, по-видимому, рассеивается наружу на гранулах с размерами (0.6×2 мм) и, поэтому, не вносит существенного вклада в характеристики волны синтеза горением. Авторы [34, 35] построили конвективно-кондуктивную модель горения, удовлетворительно описывающую их эксперименты.

На субмикронных масштабах модели с условиями скольжения в сочетании со скачками концентраций и температуры газа на поверхности изолированной трубки либо в порах построены в [19, 24] с применением [22]. Развивался самосогласованный метод расчета процессов тепло – и массопереноса на макро– и микромасштабах. Модели были применены к синтезу частиц сульфидов цинка и ферритов методом СССО для достаточно крупных частиц (при малых числах Кнудсена) [23, 24, 27] и субмикронных частиц [25, 26].

Модели А. Шака с модификациями Хоттеля и Эдберта (Schack, Hottel and Edgbert) [5] многократно применялись в расчетах излучения, находятся в удовлетворительном согласии с экспериментальными данными и применены в данном исследовании.

В настоящей работе построена модель теплового излучения с учетом поглощения тепла молекулами углекислого газа в сочетании со скольжением и скачками температуры на границах субмикронных пор при горении углерода. Найдены величины интенсивности макропотоков теплового излучения при скольжении и скачках температуры газа на границах пор. Получена зависимость интенсивности излучения от параметров подобия. Обсуждаются особенности влияния процессов скольжения, теплового излучения и скачков температуры на

распространение волны горения в канале с охлаждаемой боковой стенкой и порами субмикронного диаметра. Отмечены эффекты замедления синтеза марганцево-цинкового феррита вследствие поглощения тепла молекулами углекислого газа. С ростом теплового излучения от нагретого газа в порах, обусловленного горением углерода, снижается температура газовой фазы и замедляется процесс синтеза субмикронных частиц в большей мере чем синтез микронных частиц. Этот эффект связан с оттоком тепла из зоны горения, обусловленный образованием CO_2 , конвективным течением смеси газов и поглощением тепла молекулами CO_2 .

2. Теоретический анализ

2.1. Микропоток, обусловленный тепловым излучением от границы трубки

Начнем с вычисления микропотока тепла, обусловленного тепловым излучением. Рассматривается пора цилиндрической формы, длина которой много больше диаметра. В уравнениях переноса вещества, тепла и количества движения пренебрегаем конвективным переносом и рассматриваем установившийся процесс.

Подобное упрощение для нано поры цилиндрической формы мотивировано следующим. При радиусе поры порядка нескольких нанометров, длина поры имеет порядок микрона, как например в нано мембране, так что длина поры много больше диаметра. Скорость конвективного переноса, скажем поток массы определяется из макромасштаба, характерный масштаб длины равен диаметру поры, поэтому характерный масштаб времени равен нескольким наносекундам. На таком временном интервале плотность газа можно считать постоянной, процессы горения не успевают изменить состав смеси. Расчеты для изолированного цилиндрического канала при заданном потоке массы на входе и постоянной плотности газа показали быстрое формирование (зависящее от скольжения) стационарного потока, переменные которого меняются только по радиальной координате. Формируется обобщенное течение Пуазейля, отличающееся от классического течения Пуазейля слагаемым, которое зависит от интенсивности скольжения на стенке канала.

Используем размерные переменные и уравнения баланса тепла для стационарного процесса учитывая тепловое излучение и пренебрегая конвективным переносом тепла.

$$-\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\lambda_g r \frac{\partial T}{\partial r} \right) = Q_{rad}^{micro}, \quad 0 < r < r_1$$

Здесь Q_{rad}^{micro} обозначает радиационный тепловой поток. Уравнение интегрируем с условиями симметрии и теплового излучения на границе поры

$$T'(0) = 0, \quad -\lambda_g T'(r_1) = c_0 \varepsilon_\Sigma \left[\left(\frac{T_W}{100} \right)^4 - \left(\frac{T(r_1)}{100} \right)^4 \right];$$

$\varepsilon_\Sigma = \frac{1}{1/\varepsilon_g + 1/\varepsilon_s - 1}$; ε_Σ – приведенная степень черноты, зависящая от степени черноты газа

ε_g и твердой фазы ε_s ; $c_0 = 5.67 (\text{Wm}^{-2}\text{K}^{-4})$ – постоянная Стефана–Больцмана.

Осреднение микропотоков внутри элементарного объема V приводит к соотношению

$$\sum_l \int_{V_l} c_0 \varepsilon_\Sigma r_1^{-1} \left[\left(\frac{T_W}{100} \right)^4 - \left(\frac{T(r_1)}{100} \right)^4 \right] dV = V_{pore}^\Sigma \bar{r}^{-1} c_0 \varepsilon_\Sigma \left[\left(\frac{\bar{T}_s}{100} \right)^4 - \left(\frac{\bar{T}_g}{100} \right)^4 \right]$$

Здесь суммирование проводится по всем порам внутри элементарного объема, черта относится к средним величинам. Таким образом

$$Q_{rad}^{macro} = \frac{2\chi}{\bar{r}} c_0 \varepsilon_{\Sigma} \left[\left(\frac{\bar{T}_S}{100} \right)^4 - \left(\frac{\bar{T}_g}{100} \right)^4 \right], \text{ (W/m}^3\text{)},$$

где χ – пористость; \bar{r} – средний радиус поры.

2.2. Переменные Франк-Каменецкого

Далее используем переход к безразмерным переменным Франк-Каменецкого [36].

Характерные масштабы времени и длины связаны с энергией активации и скоростью реакции горения, а также с теплопроводностью, теплоемкостью и плотностью газа следующим образом:

$$t_0 = \frac{1}{k} \exp\left(\frac{E}{RT_0}\right) \text{ и } l_0 = \sqrt{\frac{\lambda_0 t_0}{c_V \rho_0}}$$

Безразмерные переменные отмечены тильдой. Для декартовых координат имеет место соотношение

$$\tilde{x}_k = \frac{x_k}{l_0}, \tilde{t} = \frac{t}{t_0}, \tilde{u}_k = \frac{u_k}{u_0}, k=1,2,3, u_0 = \frac{l_0}{t_0}, \tilde{\rho}_{jg} = \frac{\bar{\rho}_{jg}}{\rho_0}, j=1,2, \tilde{\rho}_S = \frac{\bar{\rho}_S}{\rho_0} \quad (1)$$

В переменных Франк-Каменецкого безразмерные уравнения сохранения тепла и вещества содержат основные параметры $\beta = \frac{RT_0}{E}$, $\gamma = \frac{c_P T_0 \beta}{Q}$. Температура находится по формуле

$$\tilde{T} = \frac{(T - T_0)E}{RT_0^2}$$

Справедливо соотношение $T = T_0(1 + \beta\tilde{T})$.

Введем локальные числа Рейнольдса и Пекле

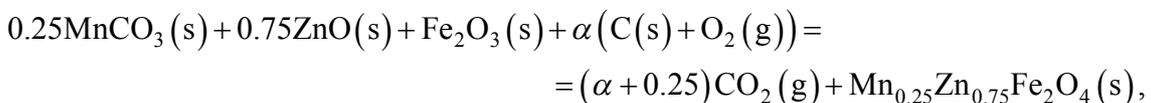
$$\text{Re}_{loc} = \text{Re}_0 \tilde{u} \tilde{\rho}_g (u_0 \rho_0)^{-1}, \text{Pe}_{Tloc} = \text{Pe}_T \tilde{u} \tilde{\rho}_g (u_0 \rho_0)^{-1}$$

Здесь \tilde{u} – продольная компонента скорости в цилиндрической системе координат.

2.3. Базовые уравнения на макроуровне, полученные после усреднения по мезо объемам

Приведем базовые уравнения на макроуровне, включив наряду с макропотоками тепла излучения и скачка температуры также макропотоки количества движения и вещества, обусловленные скольжением газа на поверхности пор и скачками концентраций газовых компонент на границе пор [19]. Черта относится к истинным величинам плотностей, а именно, масса на единицу объема, занимаемую данной фазой. Уравнения притока тепла содержат температуру T_g газовой смеси и температуру T_S твердой фазы, а также уравнения обмена веществом и теплом между газовой и твердой фазами.

Теплоемкости предполагаются постоянными. Кинетика образования марганцево-никелевого феррита принимается в виде [18]



$$\rho_{1S} = \rho_C, \rho_{2S} = \rho_{\text{MnCO}_3}, \rho_{3S} = \rho_{\text{ZnO}}, \rho_{4S} = \rho_{\text{Fe}_2\text{O}_3}, \rho_{5S} = \rho_{\text{Mn}_{0.25}\text{Zn}_{0.75}\text{Fe}_2\text{O}_4}, \rho_{1g} = \rho_{\text{O}_2}, \rho_{2g} = \rho_{\text{CO}_2}$$

Система уравнений приводится ниже в безразмерных переменных (1), тильда опускается. Уравнение сохранения плотности газовой фазы

$$\frac{\partial \chi \rho_g}{\partial t} + \nabla \cdot (\chi \rho_g \mathbf{u}) = (1 - \chi) J_{S \rightarrow g}^{macro}, \quad J_{S \rightarrow g}^{macro} = \rho_{1S} \rho_{1g} k_1 \exp\left(\frac{T_g}{\beta T_g + 1}\right)$$

Уравнения сохранения массы компонент O₂, CO₂

$$\frac{\partial \chi \rho_g C_1}{\partial t} + \nabla \cdot (\chi \rho_g C_1 \mathbf{u}) = \nabla \cdot \left(\frac{D_{1g}}{Pe_1} \rho_g \nabla C_1 \right) - \frac{M_{1g}}{M_S} J_{S \rightarrow g}^{macro} + J_{C,macro,1}, \quad C_2 = 1 - C_1$$

$$J_{C,jump,1}^{macro} = D_T A_T Pe_1 \sqrt{\rho_g P_g} \beta (-T_g + T_S) \left(\frac{1 + \beta T_g}{1 + \beta T_S} \right)^\alpha$$

Уравнения сохранения вещества компонент твердой фазы

$$\frac{\partial \rho_{1S}}{\partial t} = -\frac{M_{1S}}{M_{4S}} J_{S \rightarrow S}^{macro}, \quad \frac{\partial \rho_{2S}}{\partial t} = -0.25 \frac{M_{2S}}{M_{4S}} J_{S \rightarrow S}^{macro}, \quad \frac{\partial \rho_{3S}}{\partial t} = -0.75 \frac{M_{3S}}{M_{4S}} J_{S \rightarrow S}^{macro},$$

$$\frac{\partial \rho_{5S}}{\partial t} = \frac{M_{5S}}{M_{4S}} J_{S \rightarrow S}^{macro}, \quad J_{S \rightarrow S}^{macro} = \rho_{2S} \rho_{3S} \rho_{4S} k_2 \exp\left(\frac{T_S}{\beta T_S + 1}\right)$$

Уравнение движения газа в порах с учетом скольжения газа на поверхности пор и распределенного сопротивления пористости

$$\frac{\partial \chi \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\chi \rho \mathbf{u} \mathbf{u}) + Ma^{-2} \nabla p = Re^{-1} \nabla \cdot \boldsymbol{\tau} + S_V + \vec{J}_{slip}^{macro}, \quad \boldsymbol{\tau} = \mu \left[\nabla \mathbf{u} + (\nabla \mathbf{u})^T - \frac{2}{3} (\nabla \cdot \mathbf{u}) \mathbf{I} \right]$$

Слагаемое распределенного сопротивления газа в порах имеет вид

$$(\mathbf{S}_V)_i = -u_i \kappa_i, \quad \kappa_i = \alpha_i |u| + \zeta_i, \quad i = 1, 2, 3$$

Макропоток, обусловленный скольжением газа в порах

$$\vec{J}_{slip}^{macro} = A_u \mathbf{u} \sqrt{p_g \rho_g}$$

Уравнение баланса тепла в газовой фазе записывается в виде

$$\chi \rho_g c_g \left(\frac{\partial T_g}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla T_g \right) = \nabla \cdot \left(\frac{\lambda_g}{Pe_T} \nabla T_g \right) - \kappa (T_g - T_S) + Q_{g,rad}^{macro} + Q_g^{macro} + Q_{jump}^{macro}$$

Уравнение баланса тепла в твердой фазе имеет вид

$$(1 - \chi) \sum_j \rho_{jS} c_{jS} \frac{\partial T_S}{\partial t} = \nabla \cdot \left(\frac{\lambda_S}{Pe_T} \nabla T_S \right) + \kappa (T_g - T_S) - Q_{g,rad}^{macro} + Q_{gs}^{macro}$$

В правую часть уравнения включены тепловые потоки $Q_{g,rad}^{macro}$, Q_g^{macro} , Q_{jump}^{macro} теплового излучения, химических превращений и скачка температуры газа на поверхности пор

$$Q_{jump}^{macro} = A_T \sqrt{\rho_g P_g} \left[(-T_g + T_S) + \frac{b_W}{b_T \beta} (1 + \beta T_S) \right] \left(\frac{1 + \beta T_g}{1 + \beta T_S} \right)^\alpha,$$

$$Q_g^{macro} = Q J_{S \rightarrow g}^{macro}, \quad Q_{gs}^{macro} = Q J_{gS}, \quad Q_{g,rad}^{macro} = \varepsilon_\Sigma \frac{A_R}{\beta} \left[(1 + \beta T_S)^4 - (1 + \beta T_g)^4 \right], \quad A_R = \frac{2 \chi l_0^2 c_0}{r_{pore} \lambda_0} T_0^3$$

Коэффициент теплообмена между газовой и твердой фазами описывается с помощью формулы Левека [26, 36] в виде

$$\kappa = \kappa_0 \left(1 + \text{Re}_{loc}^{0.3} \text{Pe}_{Tloc}^{0.3} \right)$$

Здесь $\rho_S = \rho_{C(S)}$; давление газа $P_g = \rho_g (1 + \beta T_g)$; плотности компонент газовой фазы $\rho_{1g} = \rho_{O_2(g)}$, $\rho_{2g} = \rho_{CO_2(g)}$; T_S – температура твердого углерода; Re_1 и Re_T – диффузионное и тепловое число Пекле.

3. Результаты моделирования и обсуждение

Представленные результаты моделирования синтеза частиц микронного и субмикронного размера проведены при следующих параметрах: $\beta \approx 0.1$, $\gamma \approx 0.288$, $\chi = 0.05$, где $\beta = RT_0/E$, $\gamma = c_p T_0 \beta / Q$; $\text{Ma} = 0.2$, $Q_f = 600$, $Q = 60$, $\text{Re} = 10^{-2} \div 10^{-1}$, $\text{Pe}_1, \text{Pe}_T = 10^{-2} \div 10^{-1}$.

Анализируются эффекты теплового излучения, эффекты скольжения газа, скачков температуры газа и концентраций компонент O_2 и CO_2 на поверхности пор.

Безразмерные параметры распределенного сопротивления пористости равны $\alpha_i = 0$, $\zeta_i = 50$.

Числа Маха и Рейнольдса для безразмерных переменных (1) равны $\text{Ma} = 0.2$, $\text{Re} = 10^{-2}$. Интенсивности скольжения, скачков температуры и концентраций варьировались в диапазонах $A_u = 1 \div 10^3$; $A_T = 1 \div 10^2$; $\alpha = 0$; $A_{O_2} = 1 \div 10^2$; $A_{CO_2} = 1 \div 10^2$.

Цилиндрический пористый образец расположен горизонтально. Зажигание производится с сечения $x = 0$. На рисунках независимые переменные изменяются в интервале $0 \leq x \leq 5$, $0 \leq r \leq 1$.

Фронт горения распространяется слева направо. В процессе движения фронта образуется поток CO_2 и вправо распространяется поток смеси O_2 и CO_2 .

На рис. 1–3. представлены результаты моделирования для охлаждаемой внешней поверхности образца при отсутствии скачка температуры на внешней боковой поверхности, так что скачки температуры моделировались только на поверхности пор внутри образца.

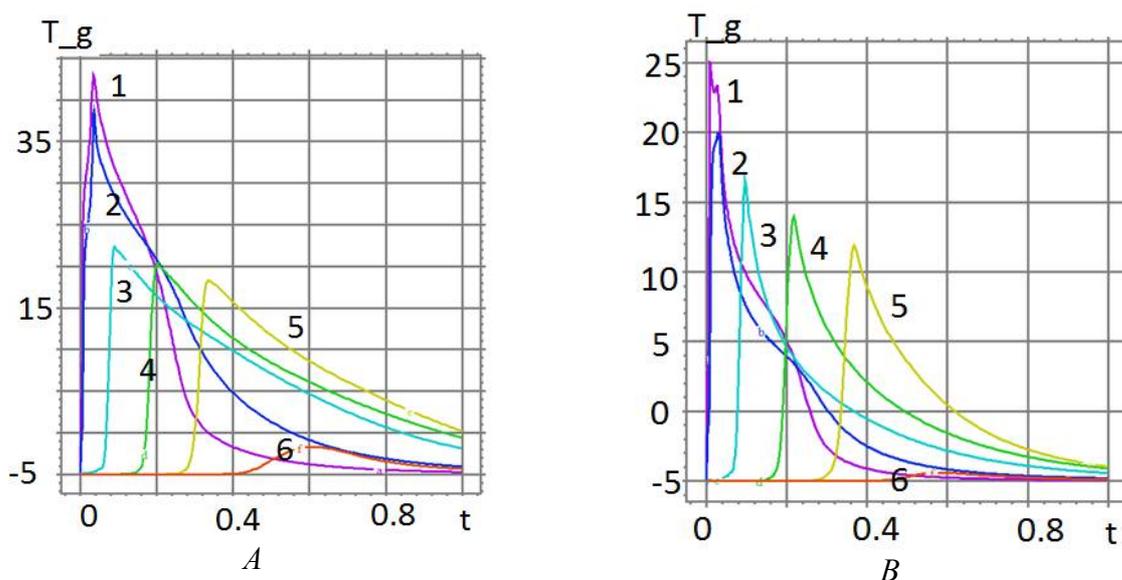


Рис. 1. Зависимость от времени температуры газовой фазы. Интенсивность теплового излучения $A_R = 1$ (A), и $A_R = 100$ (B). Линии 1–6 относятся к точкам с координатами $(0, 0)$, $(0, 0.3)$, $(0, 1)$, $(0, 1.5)$, $(0, 2)$, $(0, 3)$, соответственно

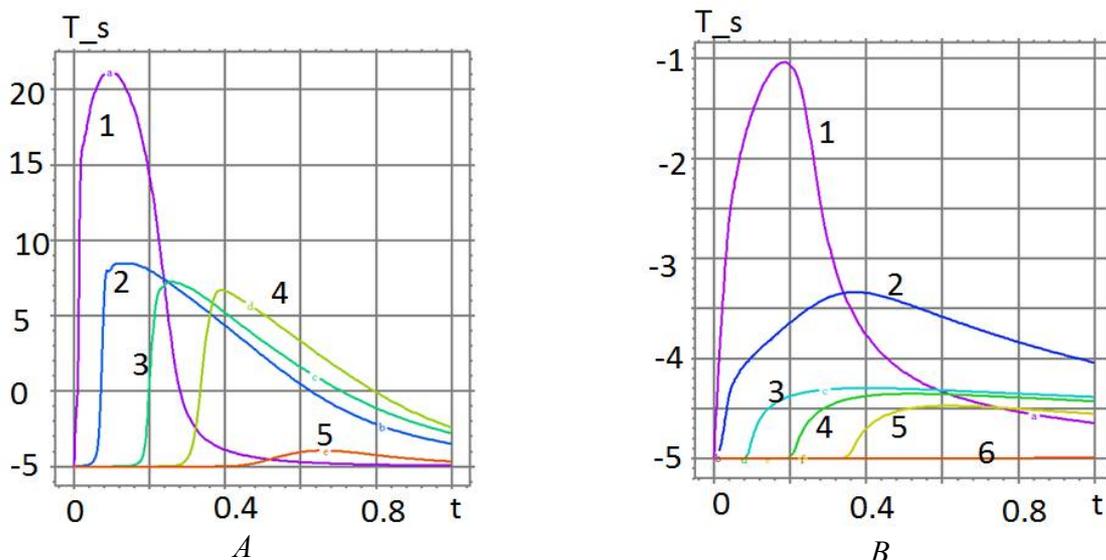


Рис. 2. Зависимость от времени температуры твердой фазы. Интенсивность теплового излучения $A_R=1$ (A), и $A_R=100$ (B). Линии 1–6 относятся к точкам с координатами $(0,0)$, $(0,0.3)$, $(0,1)$, $(0,1.5)$, $(0,2)$, $(0,3)$, соответственно

Рисунки 1 и 2 демонстрируют зависимость температуры от интенсивности излучения. Чем выше интенсивность излучения, тем ниже температура газа и поверхности пор в контрольных точках на оси симметрии при постоянной величине приведенной степени черноты. Тепловое излучение от нагретого газа в порах, обусловленное горением углерода, снижает температуру твердой и газовой фаз в сравнении с моделью без учета излучения. Процесс синтеза субмикронных частиц замедляется в большей мере чем синтез микронных частиц.

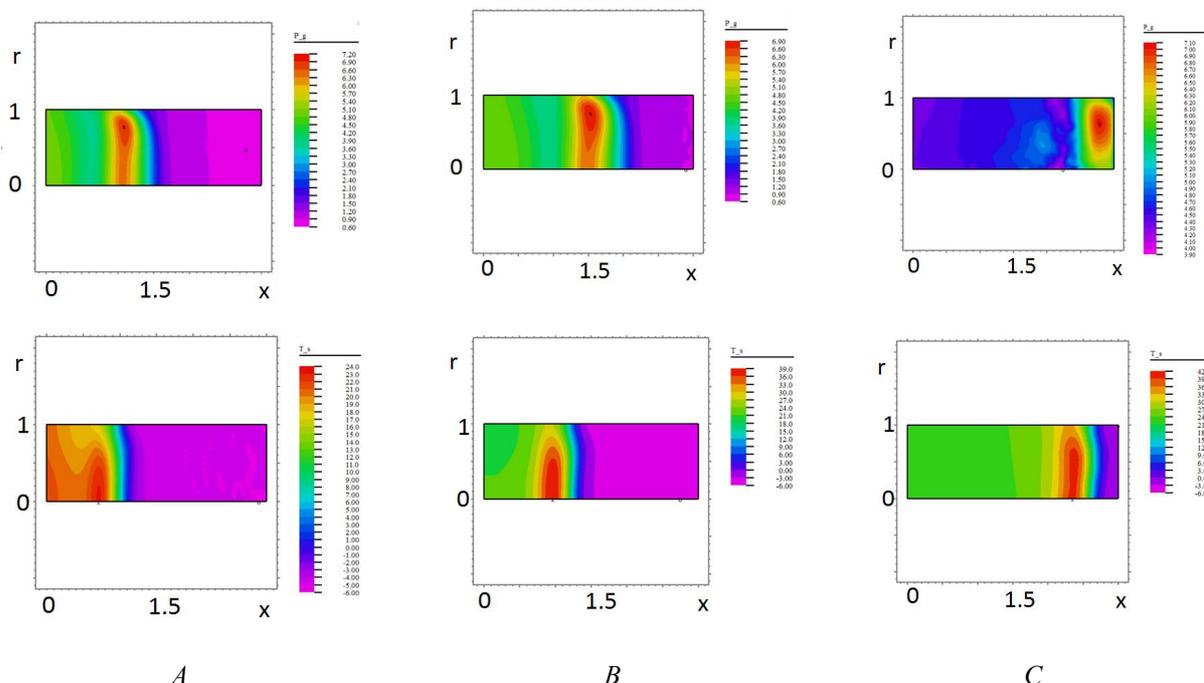


Рис. 3. Показана динамика фронта горения при синтезе субмикронных частиц для следующих параметров: интенсивность излучения $A_R=1$, приведенная степень черноты $\varepsilon_\Sigma=0.05$, интенсивность скольжения $A_u=100$, скачок температуры $A_T=10$. Представлено распределение давления газа (первая строка) и температура твердой фазы (вторая строка). Столбцы A, B, C относятся к моментам времени $t=0.28$, $t=0.36$, $t=0.8$

4. Заключение

Проведенные теоретические исследования синтеза субмикронных порошков марганцево-цинкового феррита при горении углерода. Проанализировано влияние теплового излучения газа в микропорах для постоянной величины приведенной степени черноты. Результаты позволяют выявить особенности влияния интенсивности излучения, слоев Кнудсена на тепло и массоперенос. Величины скачков температуры и концентраций компонент газовой фазы определяются коэффициентом тепловой аккомодации молекул и термодиффузией. Величина скольжения зависит от коэффициента отражения молекул от стенок трубки и пор.

Возрастание интенсивности излучения приводит к замедлению процесса синтеза субмикронных частиц при горении углерода. При возрастании скольжения газа на поверхности пор возрастает конвективный перенос газовой смеси. Интенсивный отток нагретого углекислого газа из зоны горения и из образца в целом, обуславливает потери тепла приводит к понижению температуры газа и давления в порах и замедляет процесс горения. Синтез микронных частиц происходит быстрее в сравнении с синтезом субмикронных частиц. Разработанные теоретические модели позволяют предсказывать режимы устойчивого синтеза и оценивать степень неравномерности распределения продукта в реакторе в зависимости от состава реагентов и теплового режима горения.

Литература

1. Sheng S, Mavrokefalos A, Sambegoro P, Gang Chen G. *Appl. Phys. Lett.* 100 233114(2012) <http://dx.doi.org/10.1063/1.4723713>
2. Sheng S., Narayanaswamy A., and Chen G., DOI: 10.1021/nl901208v <http://pubs.acs.org/doi/abs/10.1021/nl901208v>.
3. Martinenko Y., Ognev L., *J. Tech. Phys.* 2005. V. 75. Issue 11. 130-2.
4. Smirnov B., *Physics-USpekhi* (1997), 40(11):1117. *J. Tech. Phys.* 2005. V. 75. Issue 11.130-2.
5. Schack, Alfred. *Industrial Heat Transfer Practical and theoretical, with basic numerical examples.* Translated from the 6th German ed. by I. Gutman. 1965.
6. Кутателадзе С., Основы теории теплопереноса. Наука. Новосибирск 1970, 658 с.
7. Xi Liu X., and Zhang Zh., *ACS Photonics*, Just Accepted Manuscript • Publication Date (Web): 17 Aug 2015.
8. Рогачев А., Мукасян А. Синтез материалов горением. Введение в структурную макрокинетику. Физматлит 2012. 398 с.
9. Merzhanov A. *Reports of RAS*, 1997, **353** 503-7.
10. Merzhanov A., Peregodov A., Gontkovskaya V. *Reports of RAS*, 1997, **360** 217-9.
11. Filimonov I. *Combust. Explos., and Shock Waves* 1998 **343**, 69-76.
12. Zeldovich Y., Frank-Kamenetskii D. *J. Phys. Chem.* 1938, **12**, 93-9.
13. Zeldovich Y. *J. of Experiment and Theoret. Phys.* 1942, **12** №11/12, 498-524.
14. Merzhanov A. *Reports of RAS*, 1977, **233** 1130 -3.
15. Martirosyan K., and Luss D., Carbon combustion Synthesis of Oxides, US Patent 7,897,135.
16. Martirosyan K., Iliiev M., and Luss D. *Internat. J. SHS*, 2007, vol.16, no 1, pp. 36–45.
17. Martirosyan K., and Luss D., *Chem. Eng. Technol.*, 32, 9, 1376-1383, 2009.
18. Martirosyan K.S., and Luss D. 2007 Carbon Combustion Synthesis of Ferrites: Synthesis and Characterization, *Ind. Eng. Chem. Res.*, 46, pp 1492–1499.
19. Markov A., *Computers and Fluids* 99C (2014), 83–92.
20. Markov A., “Micro and Macro Scale Technique for Particle Growth Simulation”, *Computational Fluid Dynamics Review* 2010. World Scientific 2010, Chapter 24, pp. 583–600.
21. Markov A., Filimonov, I., and Martirosyan K., in: Kuzmin, A. (Ed.), *Comput. Fluid Dyn. 2010*, Springer, London, pp.929–936, 2011.

22. Markov A., *Computers & Fluids*. 2009. 38. pp.1435–1444.
23. Markov A., Filimonov I., and Martirosyan K., *J. Comput. Phys.* Volume 231, Issue 20, 15 August 2012, pp. 6714–6724 (2012).
24. Markov A., Filimonov I., and Martirosyan K., *Internat. J. of SHS*, 2013, Vol. 22, No. 1, pp. 11–17.
25. А.А. Марков Тепло- и массоперенос в субмикронных порах при движении теплового фронта в канале. Препринт № 1108 ИПМех РАН 2015г. 45с. ISBN 978-5-91741-154-5.
26. Марков А.А., Обосян М.А., Мартиросян К.С. Исследование синтеза ферритов за волной горения с применением моделей скольжения и скачков температуры и концентраций компонент газовой фазы на поверхности пор твердой фазы// Физико-химическая кинетика в газовой динамике 2015. Том 16, вып.1. <http://chemphys.edu.ru/issues/2015-16-1/articles/506/>
27. Марков А.А., Баринов В.Ю., Умаров Л.М., Филимонов И.А. Тепловое и видимое излучение при синтезе сульфида цинка//Материалы Одиннадцатой Международной конференции по Неравновесным процессам в соплах и струях (NPNJ2016), 25–31 мая 2016 г., Алушта. М. Изд-во МАИ. С. 97–99. ISBN 978-5-4316-0300-6.
28. Filimonov I., and Poletaev A. *Current Opinion in Chemical Engineering* 2016, 11:42–45.
29. Filimonov I., *27th Intern. Symp on Combust.*, Boulder, 2441-2450, 1998.
30. Filimonov I., and Luss D., *AIChE J.* 2005, **51**, 1521-31.
31. Karnidakis G., Beskok A., Aluru N. *Microflows and nanoflows. Interdisciplinary Applied Math.* 29. Springer Science+Business Media, Inc., 2005. 817 p.
32. Коган М. Динамика разреженных газов. Москва. Наука. 1967. 440 с.
33. Filimonov I., Kidin N., and Mukasyan A., *Proc. of the Combust. Inst.*, 28, 1421-1429, 2000.
34. Seplyarskii, B. *Internat. Conf Internat. SHS-50 Conf., dated for 50-year anniversary of SHS Chernogolovka*, November20–21st 2017 Report abstracts, p.192.
35. Seplyarskii B.G., Tarasov A.A., Kochetkov R. Rubtsov N., *Mendeleev Communic.*, 4 (2014) 242–244.
36. Frank-Kamenetskii D.A., *Diffusion and Heat Transfer in Chemical Kinetics (Second Enlarged and Revised Edition)*, Translation Editor: J.P. Appleton, Plenum Press, 1969.

Статья поступила в редакцию 19 декабря 2017 г.