

**Thermal dispersion in spiral combustion on  
a porous plane surface**

**Andrey A. Markov**

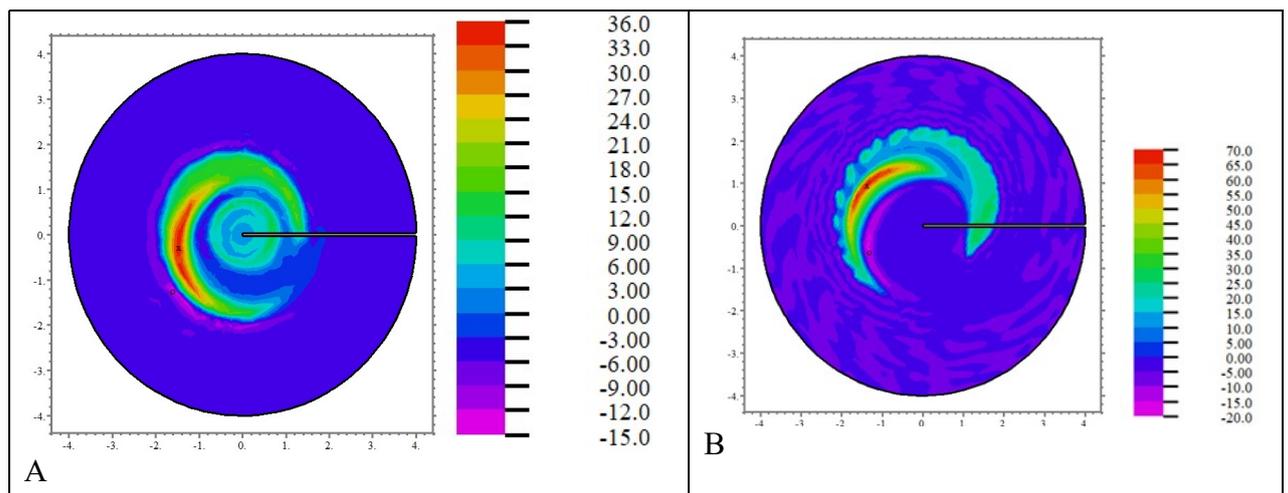
*Ishlinskii Institute for Problems in Mechanics, RAS Vernadskii ave101b1,  
119526, Moscow, Russia*

[markov.ipm@yandex.ru](mailto:markov.ipm@yandex.ru)

**Abstract**

The thermal dispersion in spiral combustion on a porous plane surface is studied. The effect of thermal dispersion in a system for which the thermal conductivity of the solid phase significantly exceeds the thermal conductivity of the gas is investigated using the example of the synthesis by combustion of titanium carbide from a mixture of titanium and carbon in air. It has been established that thermal dispersion leads to the formation of a heated circular core resulting from combustion spreading to the region of a large area located near the initiation of combustion. The effect of the ignition duration on the inhomogeneity and expansion of the heated core and the structure of alternating wave zones with local temperature maxima and regions of comparatively low temperature is considered. The study is based on the heat balance equation using the thermal equilibrium of the solid and gas phases. The model includes the dispersion coefficients that depend on local values of gas velocity as well as the Darcy-Brinkman gas filtration equation. The structures of the thermal field are compared with the previously obtained results.

**Keywords:** thermal dispersion, transient temperature modes, synthesis TiC.



Transient temperature of spiral spin combustion in the region  $0 \leq \varphi < 2\pi$ ,  $0 < r < R_{ex}$ ,  $R_{ex} = 4$ . at time instant  $t = 0.1$ . A – dispersion  $\zeta_D = 1$ . B – no dispersion ( $\zeta_D = 0$ )

## Тепловая дисперсия спирального горения на пористой плоскости

А.А. Марков

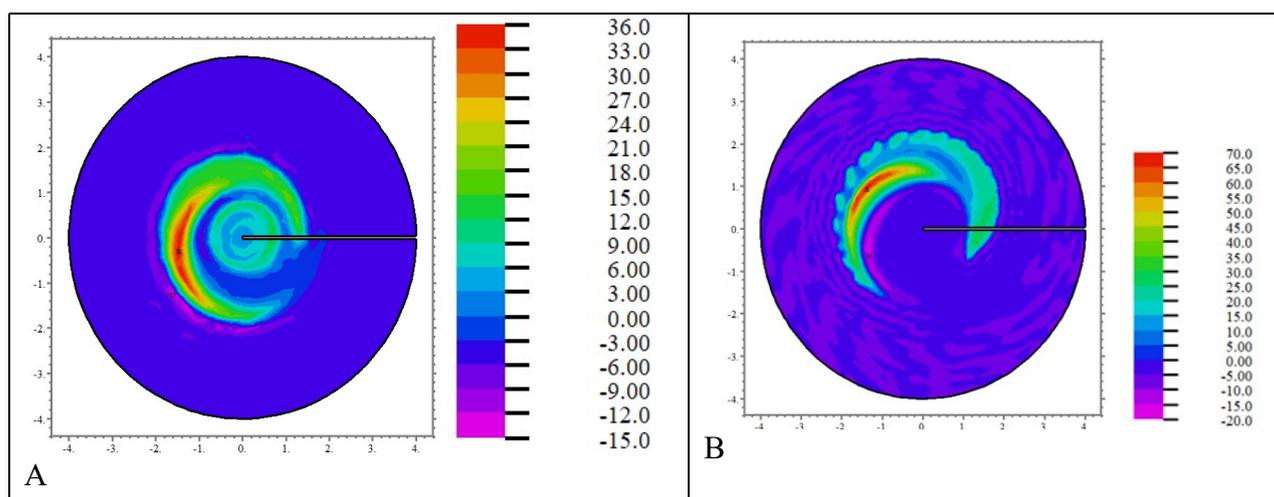
ФГБУН Институт Проблем Механики им. А.Ю. Ишлинского РАН Россия Москва, 119526  
просп. Вернадского 10161.

[markov.ipm@yandex.ru](mailto:markov.ipm@yandex.ru)

## Аннотация

Предлагается модель тепловой дисперсии для спирального горения на плоской пористой поверхности карбида титана. Изучено влияния тепловой дисперсии на процесс спирального горения в системе, для которой теплопроводность твердой фазы значительно превышает теплопроводность газа, на примере синтеза горением карбида титана из смеси титана с углеродом на воздухе. Установлено, что тепловая дисперсия приводит к образованию нагретого кругового ядра, возникающего вследствие распространения горения на область большой площади, расположенной вблизи инициации горения. Рассмотрено влияние времени инициации горения на неоднородность прогрева ядра и структуру перемежающихся зон с локальными максимумами температуры и областями сравнительно низкой температуры. В основе исследования: уравнения баланса тепла в приближении теплового равновесия твердой и газовой фаз, включающие дисперсионные коэффициенты, которые зависят от локальных величин скорости газа и уравнения фильтрации газа Дарси-Бринкмана. Структуры теплового поля сопоставлены с ранее полученными результатами.

Ключевые слова: численное моделирование спирального горения, нестационарные структуры температуры, синтез TiC.



Температура закрученного спирального горения в области  $0 \leq \varphi < 2\pi$ ,  $0 < r < R_{ex}$ ,  $R_{ex} = 4$ , в момент времени  $t = 0.1$ . А – дисперсия  $\zeta_D = 1$ . В –  $\zeta_D = 0$

## Введение

Передача тепла при горении в пористых средах, наполненных газом, может осуществляться за счет сочетания различных механизмов, а именно теплопроводности, тепловой конвекции, тепловой дисперсии, излучения и др. [1]. Тепловая дисперсия вызывается флуктуациями температуры газа в отдельных порах, которые обусловлены различиями скорости в порах, извилистостью газового пространства, размерами сгорающих частиц [2–5]. Исследование влияния неравномерности скорости в порах на распределение температуры относится к моделированию на мезо уровне. Поток газа вызывает локальные деформации температурного поля, тем самым увеличивая температурный градиент и улучшая теплопроводность. Дисперсионный поток тепла возникает в результате смешивания локальных потоков газа, движущихся по извилистым траекториям вокруг твердых частиц [1]. Детальная структура пористой среды в значительной степени нерегулярна, и известны лишь некоторые статистические свойства этой структуры. Точное вычисление характеристики течения газа через одну из этих структур чрезвычайно сложно. Однако с помощью метода объемного усреднения можно получить уравнение переноса для средней концентрации растворенного вещества и средней температуры в пористой среде [1–6].

Были предложены модели усреднения на основе взаимно-проникающих континуумов, в которых утраченная детальная информация о микро-масштабах, таких как конфигурация межфазных границ и присутствует в виде коэффициентов тепло –и массопереноса. В ряде работ показана важность дисперсионных слагаемых в усредненных уравнениях наряду с молекулярной диффузией тепла и вещества. Концентрационная и тепловая дисперсия вызывается флуктуациями массового и теплового потока, в то время как причиной диффузии является молекулярное движение. Тепловая дисперсия приводит к неравномерной передаче тепла по различным направлениям в отличие от равномерной по направлениям передачи тепла теплопроводностью. Различные модели анизотропной тепловой и массовой дисперсии изучены в работах [2,5,6].

Под спиновым горением (СГ) принято считать режим горения, при котором очаг экзотермической химической реакции движется по спирали. Научный интерес к проблеме СГ обусловлен тем, что это – нелинейное волновое явление, альтернативное обычному послойному горению. В ряде работ экспериментально и теоретически исследовались аспекты СГ при горении в приповерхностном слое около боковой поверхности цилиндрического образца [7]. Упрощенная математическая модель предложена в [8], где установлено, что СГ является неустойчивым режимом горения. Из этой модели следует, что спиновый режим может иметь место и при без газовом горении. Квазистационарная теория СГ при априорных ограничениях на скорость спина предлагается в [9].

Эксперименты [7] показывают, что картина СГ без газовых систем не отличается от СГ металл –азот [8]. Наблюдается ярое пятно, которое движется по спирали. Изучены системы, в которых СГ протекает на поверхности и в объеме. Поведении переходной температуры в СГ, изучено в различных системах, например, при окислении аммония на каталитической проволочке из платины [8].

С нелинейными волнами в СГ связано т.н. неправильное поведение (wrong way behavior) [10-13] при котором происходит повышение переходной температуры из-за быстрого снижения концентрации подаваемых реагентов, флуктуаций тепловых потоков и др. Впервые возникновение неправильного поведения в реакторе с уплотненным слоем было предсказано в работах [13,14]. Неправильное поведение наблюдалось в эксперименте [15]. На переходный режим реактора сильное воздействие оказывает дисперсионный механизм передачи тепла [16,17]. Режимы СГ при неправильном поведении переходной температуры в каталитических реакторах изучены в [18 .19].

Более полный обзор работ по СГ можно найти в работах [20, 21], где изучено СГ на плоской поверхности. с применением детального численного анализа в диапазоне чисел Пекле  $10^2 - 10^4$  . В итоге, авторам удалось выявить тонкую структуру распространяющегося

по образцу спирально раскручивающегося очага горения в широком диапазоне параметров. Показано появление во фронте тонких перемежающихся между собой температурных структур,двигающихся вдоль границы расширяющегося материнского очага и создающих специфическую, пилообразную структуру фронта, характерную для горения на диффузионно-кинетическом пределе распространения фронта реакции. Где горячие выступы – локальные области диффузионнолимитируемой реакции, холодные выступы – локальные области кинетически лимитируемой реакции.

Данное исследование опирается на результаты [20]. Целью данного исследования является изучить влияния тепловой дисперсии на процесс СГ в случаях, когда теплопроводность твердой фазы значительно превышает теплопроводность газа, на примере синтеза горением карбида титана из смеси титана с углеродом на воздухе.

## Теоретический анализ

**Безразмерные переменные.** Рассматривается нестационарное спиральное горение на плоской поверхности. Процессы в толщине слоя пренебрегаются. Это допущение принималось в работах [21,22]. Используются безразмерные переменные, отмеченные тильдой:

$$\tilde{d}_p = d_p / l_0, \tilde{t} = t / t_0, \tilde{u} = u / u_0, \tilde{v} = v / u_0, \tilde{a}_g = a_g / a_{0g}, a_{0g} = \frac{\lambda_0}{c_p \rho_0}, \tilde{\rho}_g = \rho_g / \rho_{air},$$

$$\tilde{\lambda}_\Sigma = \lambda_\Sigma / \lambda_{air}, \lambda_\Sigma = \chi \lambda_{air} + (1 - \chi) \lambda_{TiC} \quad \tilde{d}_p = 10^{-2}, \quad \tilde{\alpha}_{ex} = \alpha_{ex} t_0 A / (c_p \rho_0 V), \quad Re = \frac{l_0^2}{t_0 \nu_{air}}$$

Рейнольдса,  $Pe_T = \frac{l_0^2 (\chi \rho_{air} c_{p,air} + (1 - \chi) \rho_{TiC} c_{p,TiC})}{t_0 \lambda_\Sigma}$  – тепловое число Пекле, которое незна-

чительно зависит от пористости, так при  $\chi = 0.1, \chi = 0.5, \chi = 0.9$   $Pe_T = 2.89 \cdot 10^3,$

$Pe_T = 2.87 \cdot 10^3, Pe_T = 2.65 \cdot 10^3$  соответственно.

Здесь  $l_0 = u_0 t_0$  (m),  $t_0 = 2$  (s),  $u_0 = 5 \cdot 10^{-3}$  (m/s),  $D_0 = 2 \cdot 10^{-5}$  (m<sup>2</sup>/s),  $\chi$  – пористость,  $\rho_0 = \rho_{air} = 0.4$  (kg · m<sup>-3</sup>) – плотность воздуха,  $\lambda_0 = \lambda_{air} = 0.06$  (W / m / K) – теплопроводность воздуха,  $\lambda_{TiC} = 6.8$  (W · m<sup>-1</sup> · K<sup>-1</sup>) – теплопроводность карбида титана,

$c_p = C_{p,air} = 1114$  (J / kg / K) – теплоемкость воздуха,  $C_{TiC} = 1800$  (J / kg / K) – теплоемкость карбида титана,  $d_p = 10^{-4}$  (m) – средний диаметр частицы твердой фазы,

$\nu_{air} = 9.7 \cdot 10^{-5}$  (m<sup>2</sup> / s) – кинематическая вязкость,  $\rho_g$  – плотность газовой фазы. Температура находится по формуле  $T_g = T_0 (1 + \beta \tilde{T}_g)$ ,  $\beta = RT_0 / E$  – безразмерный параметр, характе-

ризирующий энергию активации,  $R, E$  – газовая постоянная, энергия активации,  $\tilde{Q} = \frac{Q t_0 k}{\rho_0 c_p T_0}$  . ,

$Q$  – тепловой эффект горения. Давление газа  $p = \rho_g T_0 (1 + \beta \tilde{T}_g)$ ,  $\xi$  – коэффициент извилисто-сти пор,  $k_f$  – коэффициент проницаемости в законе Дарси [22],  $\rho_g$  – плотность газа  $\rho_{1S}$  –

плотность карбида титана,  $k$  – константа скорости реакции горения,  $\tilde{k} = \frac{t_0 k}{\rho_0}$ ,  $\tilde{\alpha}_{ex}$  – коэффи-

циент теплообмена с внешней средой,  $\tilde{\lambda}_g$  – коэффициент теплопроводности,  $\tilde{D}$  – коэффициент диффузии, Re – число Рейнольдса,  $Pe_T$  – тепловое число Пекле, индекс *air* относится к параметрам для воздуха при нормальных условиях,  $u, v$  – угловая и радиальная компоненты скорости в полярной системе координат  $\varphi, r$ .

**Базовые уравнения.** Уравнение движения газа в модели, является нестационарным, включает: градиент давления, сопротивление движению газа в порах и потерю количества движения на преодоление вязкого трения согласно модели Дарси–Бринкмана [22].

$$\frac{\partial \chi \rho_g \mathbf{u}}{\partial t} + \frac{1}{\text{Ma}^2} \nabla p = -\frac{\chi}{k_f \text{Re}} \mathbf{u} + \frac{\chi}{\xi \text{Re}} (\nabla \cdot \boldsymbol{\tau}), \quad p = \rho_g (1 + \beta T) \quad (1)$$

Уравнение баланса тепла для теплового равновесия газа и твердой фазы включает конвективный, кондуктивный и механизмы передачи тепла.

$$(\rho_g c_{pg} \chi + \rho_s c_s (1 - \chi)) \left( \frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla T \right) = \nabla \cdot \left( \frac{1}{\text{Pe}_T} \left( \chi + (1 - \chi) \frac{\lambda_{TiC}}{\lambda_0} \right) \nabla T \right) + Q_D + Q_r \quad (2)$$

Здесь  $Q_r = Q_{J_{S \rightarrow g}}$  – тепловой поток экзотермической реакции,  $Q_D$  – дисперсионный тепловой поток,  $Q_D = \zeta_D \nabla \cdot ((1.8|u| + 0.025|v|) \nabla T)$ , учитывающий анизотропию тепловой дисперсии в продольном и радиальном направлениях ([3]),

$$\zeta_D = \chi d_p \frac{\lambda_{TiC}}{\lambda_0} \quad (3)$$

$\chi$  — пористость,  $d_p$  – диаметр частиц и  $\frac{\lambda_{TiC}}{\lambda_0}$  – отношение теплопроводностей карбида титана и газа.

**Граничные и начальные условия.** Решение уравнений (1, 2) проводится в области  $G_b = \{0 < r \leq R_{ex}, \forall \phi\}$ . В начальный момент времени задается скорость газа,  $v(0, \phi, r) = V_0$ ,  $u(0, \phi, r) = U_0$  и плотности реагентов  $\rho_g$ ,  $\rho_s$  и температура  $T$ . На внешней границе условия свободного теплообмена с внешней средой с коэффициентом теплообмена  $\alpha_{ex}$ , индекс  $ex$  относится к параметрам внешней среды.  $\frac{1}{\text{Pe}_T} \cdot \nabla T = \alpha_{ex} (T_{ex} - T)$ . Ставятся

условия периодичности.  $f(t, r, 0) = f(t, r, 2\pi)$ , где  $f$  обозначает любую из искомым переменных: скорость, температуру давление и плотность компонент газовой и твердой фаз.

$$f(t, r, 0) = f(t, r, 2\pi), \quad f = T, u, v, p,$$

$$t = 0, (x, y) \in G_{in} : T_g = T_{in}, \quad G_0 = \{0 < r \leq r_0, \forall \phi\}, \quad G_b = \{0 < r \leq R_b, \forall \phi\},$$

$$G_{in} = \{r_0 < r \leq r_0 + s, 0 \leq \phi \leq \pi/2\}, \quad t = 0, (x, y) \in G_b \setminus G_{in} : T_g = -1/\gamma$$

В области  $G_{in}$ ,  $G_{in} = \{r_0 < r \leq r_0 + s, 0 \leq \phi \leq \pi/2\}$  на интервале времени  $0 < t < t_{in}$  производится нагрев смеси газа и частиц карбида титана до температуры  $T_{in}$ ,  $(x, y) \in G_{in} : T_g = T_{in}$ .

Здесь  $G_{in}$  – область инициации горения. В остальной части расчетной области

$$G_b = \{0 < r \leq R_{ex}, \forall \phi\} \quad \text{задается начальная температура: } t = 0, (x, y) \in G_b \setminus G_{in} : T = T_{ex}.$$

## Результаты моделирования. Обсуждение

Результаты численного решения уравнений (1), (2) при граничных и начальных условиях представлены на рисунках 1–7 для тонкого пористого горизонтального диска из смеси титана с углеродом, с малым отношением толщины к диаметру (5:50) и без учета верти-

кальных распределений по нему (как и ранее предполагалось в [20,21]) при тепловом числе  $Pe_T = 2.87 \cdot 10^3$  и параметрах закрутки газового потока:  $U_0 = -50$ ,  $V_0 = 10$ , где  $U_0$  и  $V_0$  – угловая и радиальная компоненты скорости газа в начальный момент времени. Применена модель Дарси-Бринкмана (1) с параметрами:  $Re = 1000$ ,  $k_f = 0.2$ ,  $\xi = 1$  для пористости  $\chi = 0.5$  и диаметра частиц  $\tilde{d}_p = 10^{-2}$ . Величина тепловой дисперсии  $Q_D$  находилась варьированием параметра  $\zeta_D$  в диапазоне  $0 \leq \zeta_D \leq 1$ .

Моделирование спинового горения, показанного на Рис. 1 – Рис. 7, проведено методом конечных элементов, ранее успешно примененного автором в моделировании процессов горения в химических реакторах синтеза микронных порошков см., например, [17], проводилось сравнение результатов при увеличении числа расчетных ячеек. Согласно оценкам [20, 21]. прямое экспериментальное измерение температуры в спине оказывается технически невозможным (на площади головы спина укладывается буквально 3–5 зерен микронного размера и его теплоемкость становится сопоставимой с теплоемкостью микро-термопары).

В данной работе рассматривается горение на плоскости диска, которое проявляется существенно сложнее, чем на боковой поверхности образца [9]. Вместо прямого сравнения расчетов с экспериментами на боковой поверхности цилиндрического образца [7, 8], приходится ограничиться косвенным сравнением с результатами [8,9] по относительному времени исчезновения одноголовой фазы спина и превращением этой фазы в двухголовую, трехголовую фазу и по установлению динамических последовательностей временно стабилизированных фаз, проведенному в [20, 21] и в данной работе.

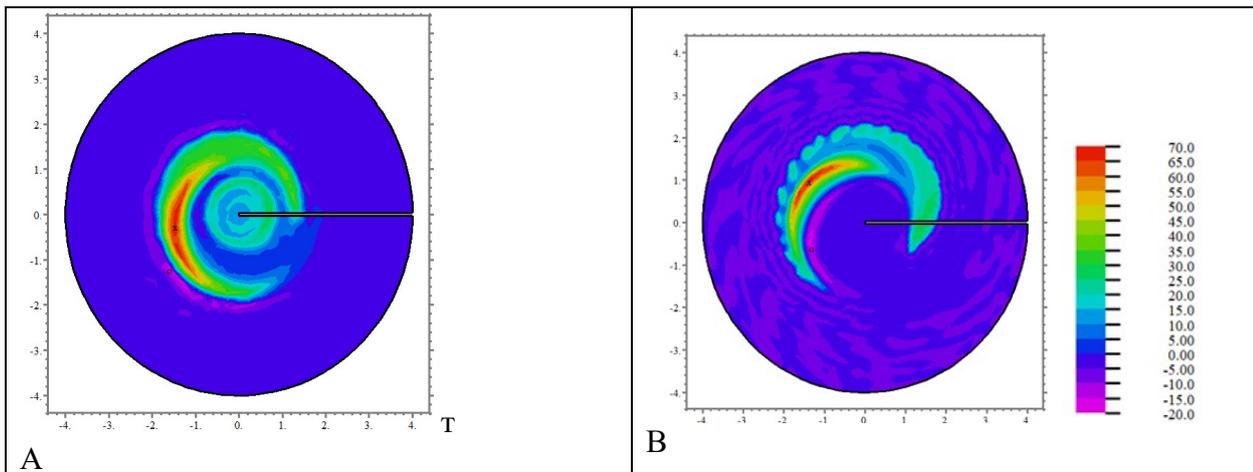


Рис. 1. Сопоставление температурных полей при тепловой дисперсии с расчетом, пренебрегающим дисперсией тепла в области  $0 \leq \varphi < 2\pi$ ,  $0 < r < R_{ex}$ ,  $R_{ex} = 4$ . Рис. 1А — температура  $T(0.1, \varphi, r)$ ,  $\zeta_D = 1$ . (см. (3)). Рис. 1В – температура  $T(0.1, \varphi, r)$ ,  $\zeta_D = 0$  расчет при тех же параметрах, но без дисперсии

Рис.1 показывает поле температуры в одинаковый момент времени. В случае дисперсии температуры  $\zeta_D = 1$  (рис. 1А) и при нулевой дисперсии  $\zeta_D = 0$  (рис. 1В). Неоднородное поле температуры в начальный момент времени инициации горения генерирует расширяющийся по времени одноголовый спин, с перемежающимися областями нагретых и холодных зон. Появление подобных двух и трехголовых спинов было подтверждено и зарегистрировано экспериментально при синтезе нитрида гафния в режиме спинового горения [12]. Как отмечалось в работе [21] максимумы температуры обусловлены локальными зонами диффузионно-лимитируемой реакции, а холодные выступы – локальным зонам кинетически лимитируемой реакции. Дисперсия замедляет раскручивание спирали нагретой области и приводит к образованию устойчивого нагретого ядра (см. рис1А) в центральной

области спина. Тепловая дисперсия является триггером формирования нагрева в центре спина, посредством диффузионной теплопередачи из перегретой области инициации горения, интенсифицируя горение на большой площади в центре.

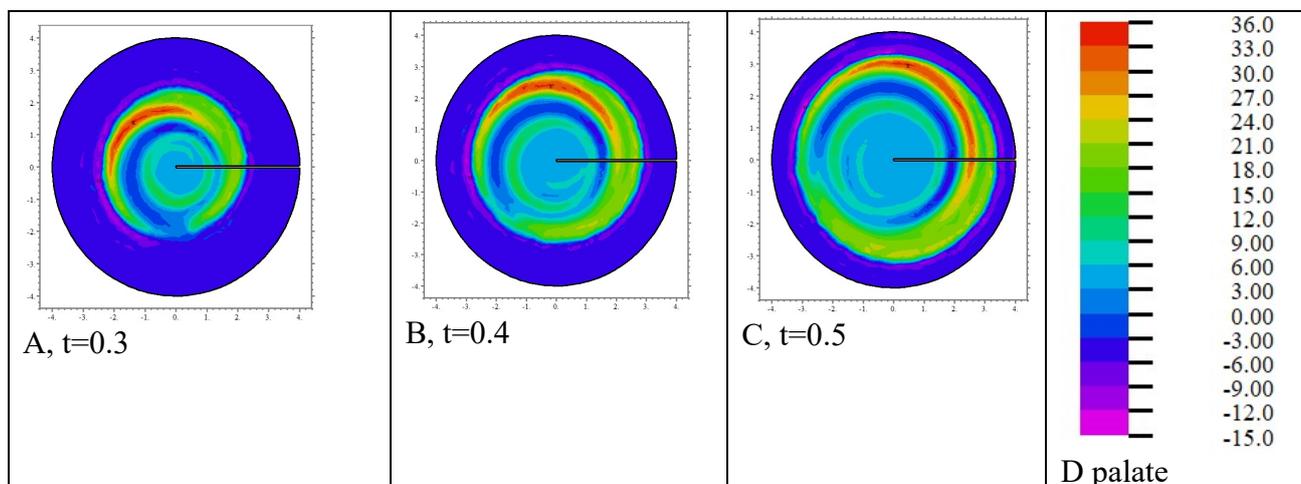


Рис.2.Влияние тепловой дисперсии на температурное поле закрученного спиновое горения при,  $\zeta_D = 1$  в области  $0 \leq \varphi < 2\pi, 0 < r < R_{ex}, R_{ex} = 4$ . Рис.2А –  $T(0.3, \varphi, r)$ . Рис.2В –  $T(0.4, \varphi, r)$ , Рис.2С —  $T(0.5, \varphi, r)$

На рисунке 2 показаны тепловые поля спиновое горения для трех моментов времени  $t = 0.3, 0.4, 0.5$  при дисперсии  $\zeta_D = 1$ . Отметим рост нагретого ядра во времени. Вокруг ядра раскручивается нагретая спираль, занимая расширяющуюся область пористой поверхности.

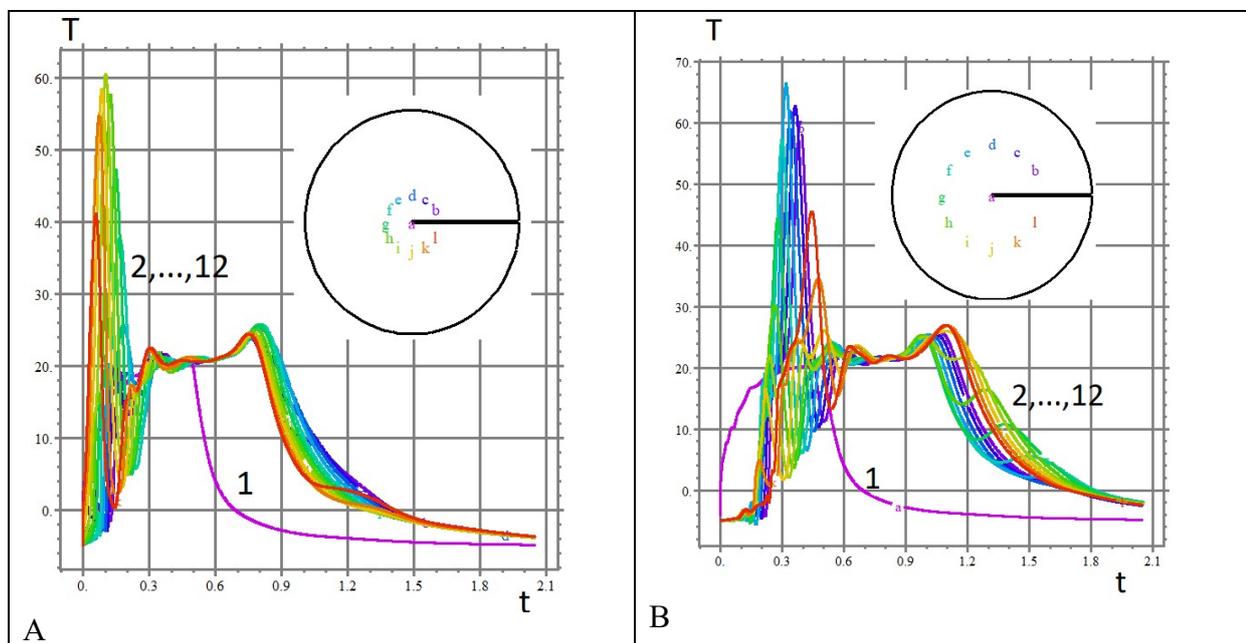


Рис. 3А – динамика температуры  $T(t, \varphi_j, r), r = 1$ . Рис. 3В – динамика температуры  $T(t, \varphi_j, r), r = 2$ . Линия 1 – изменение температуры в начале координат, линии 2,..., 12 – зависимости температуры от времени в точках на окружности радиуса  $r$  с угловыми координатами  $\varphi_j = 2\pi - j \times \pi / 6, j = 0, \dots, 11$

Показано развитие во времени ядра спина Рис. 3А, в области  $0 < r < 4$  при длительном нагреве с временем инициации  $t_{init} = 0.5$  (нагрев прекращается при  $t > t_{init}$ ). Приведена динамика температуры на интервале времени  $0 < t < 0.9$ . Колебания температурного поля сменяются нагревом от головы спина в точках окружности  $r=1$  при  $t > 0.4$ . Равномерность нагрева можно видеть из расположения линий 2, ..., 12 при  $0.2 \leq t \leq 0.4$  (линии 2, ..., 12 мало отличаются друг от друга). К моменту времени  $t = 0.4$  нагретое ядро спина достигает окружности  $r=1$  в точках которой сохраняется высокая температура  $20 \leq T \leq 25$ , сравнимая с максимальной величиной температуры области инициации горения (кривая 1). Понижение температуры при  $t > 0.9$  происходит из-за прекращения нагрева при  $t > t_{init}$ . Отметим, что отличие максимумов флуктуаций температурного поля в точках окружности  $r=1$ , Рис. 3А и  $r=2$ , Рис. 3В указывает на ослабление колебаний температуры при удалении от головного спина, обусловленное дисперсией. Распределение температуры в расширяющемся горячем ядре, становится более неравномерным по мере удаления от центра  $r=0$ .

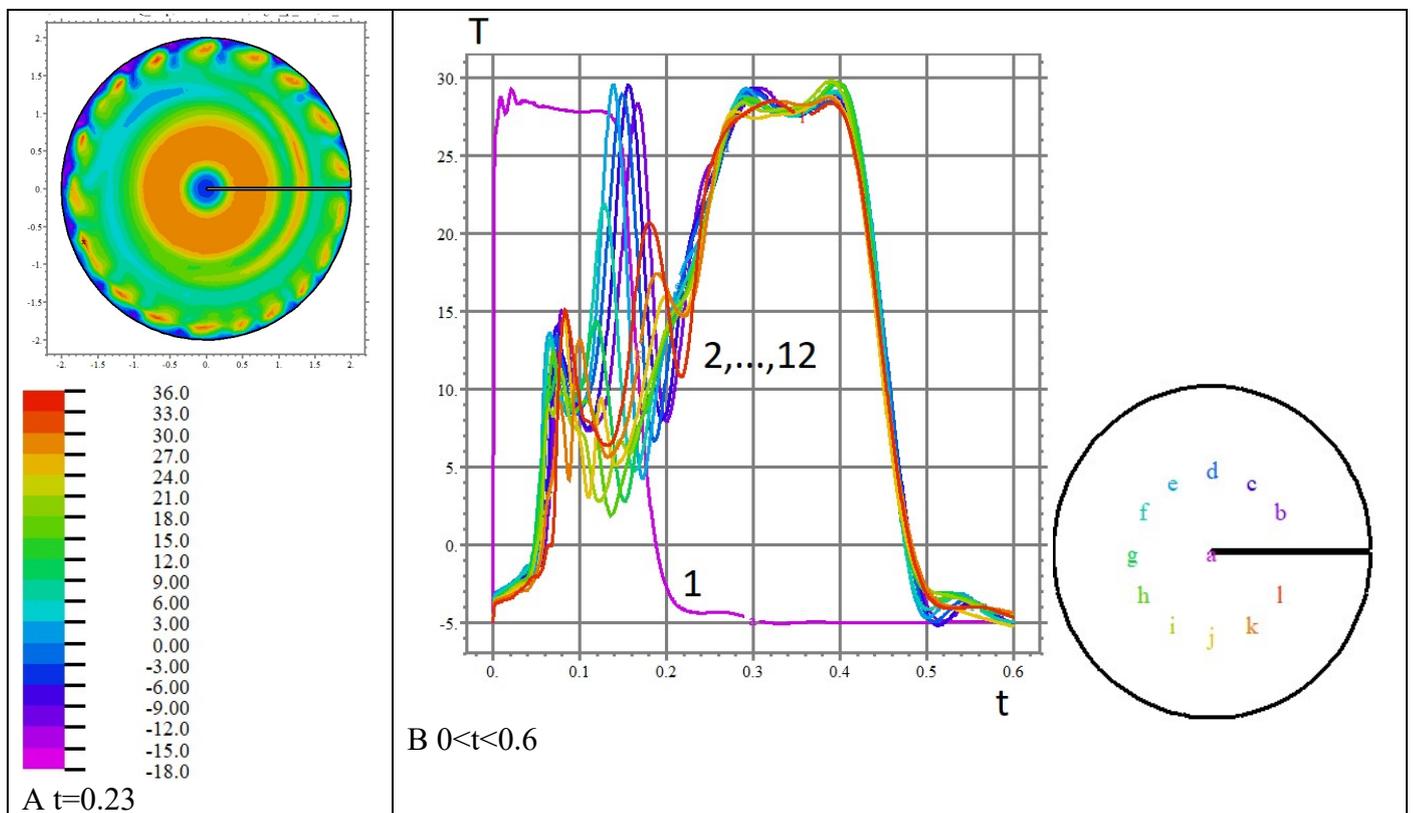


Рис. 4. Динамика температуры в области  $0 < r < 2$  при дисперсии  $\zeta_D = 1$  и времени инициации  $t_{init} = 0.15$ . Рис. 4А – тепловое поле  $T(0.23, \varphi, r)$  в момент времени  $t = 0.23$ . Рис. 4В – динамика температуры  $T(t, \varphi, r)$ . Линия 1 – изменение температуры в начале координат, линии 2, ..., 12 – зависимости температуры от времени в точках на окружности единичного радиуса  $r=1$  с угловыми координатами  $\varphi_j = 2\pi - j \times \pi / 6$ ,  $j = 0, \dots, 11$

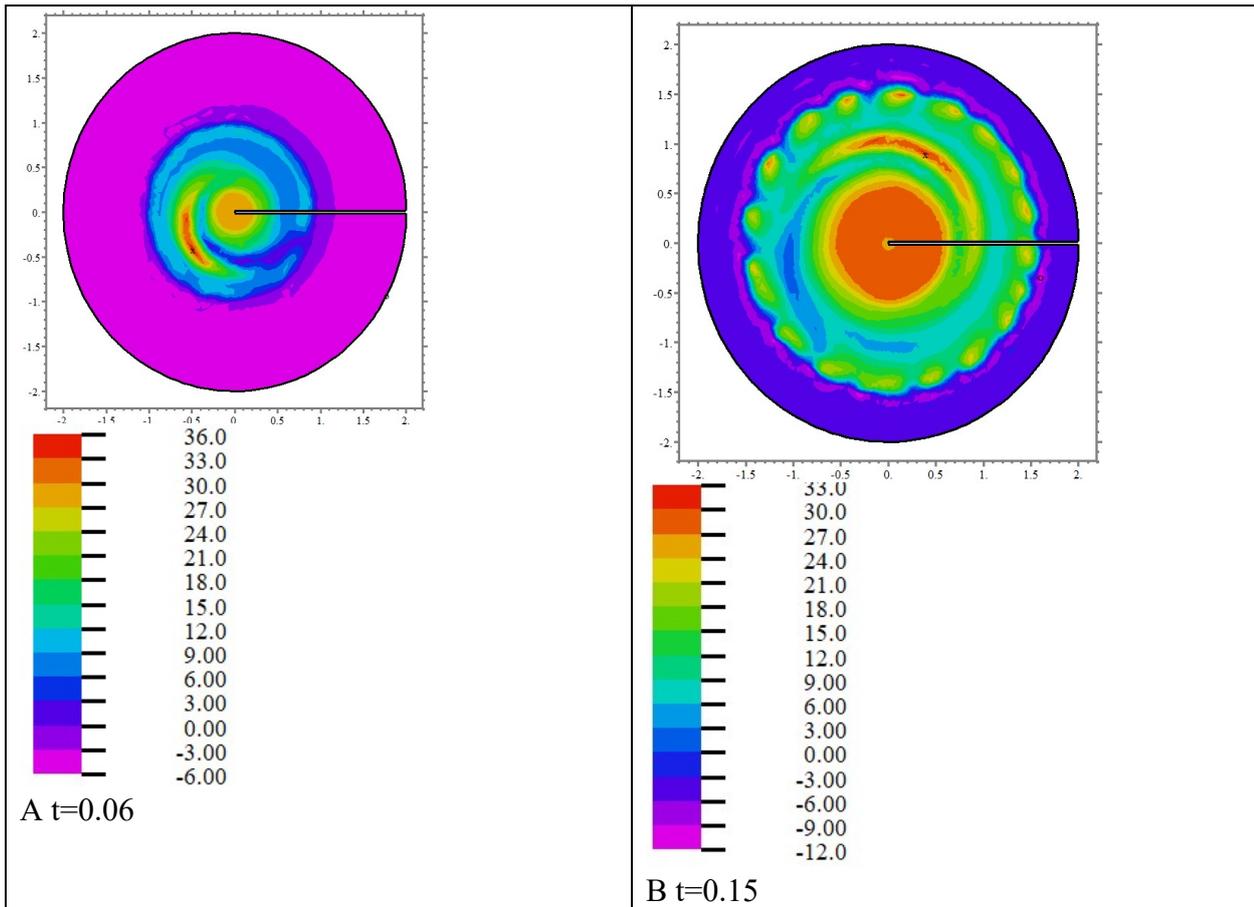


Рис. 5. Динамика температуры газа в области  $0 < r < 2$  при дисперсии  $\zeta_D = 1$  представлена температурными полями в моменты времени  $t = 0.05, 0.15$ . Рис. 5А –  $T(0.06, \varphi, r)$  и Рис. 5В –  $T(0.15, \varphi, r)$

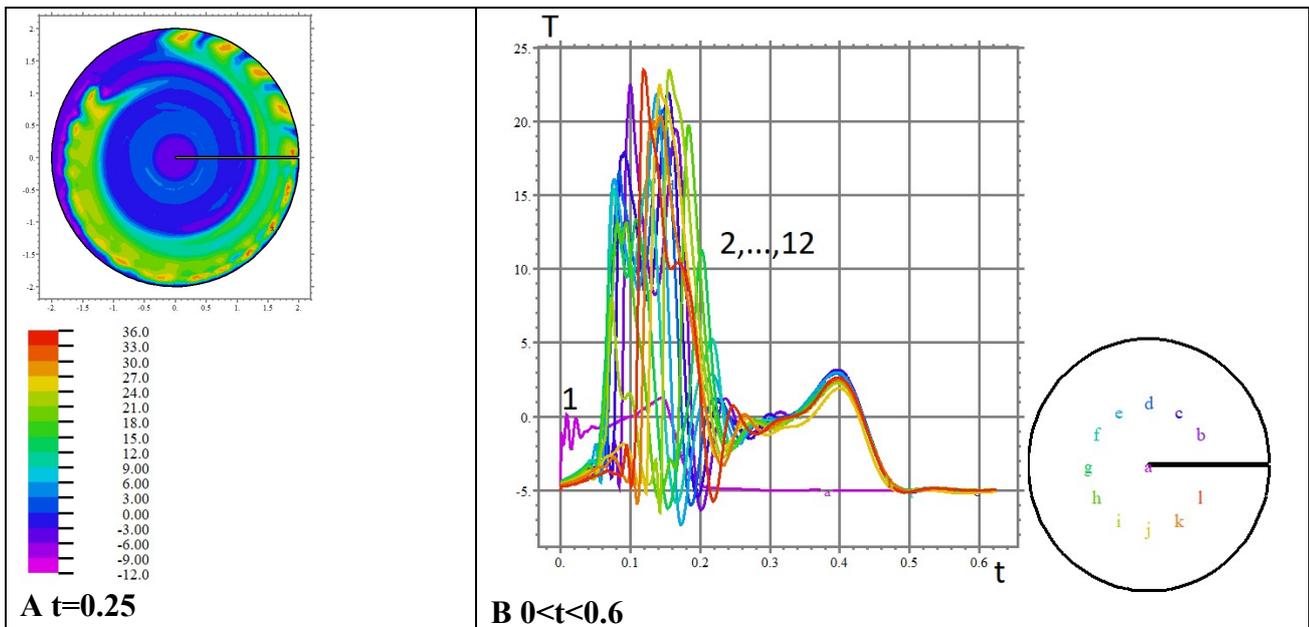


Рис. 6. Динамика температуры газа в области  $0 < r < 2$  при дисперсии  $\zeta_D = 0.5$  и времени инициации  $t_{init} = 0.15$ . Рис. 6А – тепловое поле  $T(0.25, \varphi, r)$ . Рис. 6В — динамика температуры газа при  $r=1$ ,  $T(t, \varphi, r)$ . Линия 1 – изменение температуры в начале

координат, линии 2,..., 12 – зависимости температуры от времени в точках на окружности единичного радиуса  $r=1$  с угловыми координатами  $\varphi_j = 2\pi - j \times \pi / 6, j = 0, \dots, 11$

Отметим охлаждение ядра Рис. 4А, обусловленное прекращением нагрева при  $t > t_{init}$  на интервале времени  $0 < t < 0.2$ . Волновая динамика температурного поля (Рис. 4В) сменяется почти равномерным нагревом в точках окружности  $r=1$  от головы спина (линии 2,...,12 мало отличаются друг от друга). К моменту времени  $t=2$  нагретое ядро спина достигает окружности  $r=1$  в точках которой сохраняется высокая температура. Понижение температуры при  $t > 0.4$  происходит из-за прекращения нагрева при  $t > t_{init}$ .

С уменьшением дисперсии уменьшается температура головы спина. Волновая динамика температурного поля (Рис. 6В) сменяется областью с температурой  $T \approx 4$ , и далее происходит почти равномерный нагрев в точках окружности  $r=1$  от ядра спина (линии 2,...,12). Дальнейшее понижение температуры при  $t > 0.4$  происходит до температуры на внешней границе из-за прекращения нагрева. Отметим, что при  $\zeta_D = 0.5$  температура ядра значительно ниже, чем при  $\zeta_D = 1$  (Рис. 4–6).

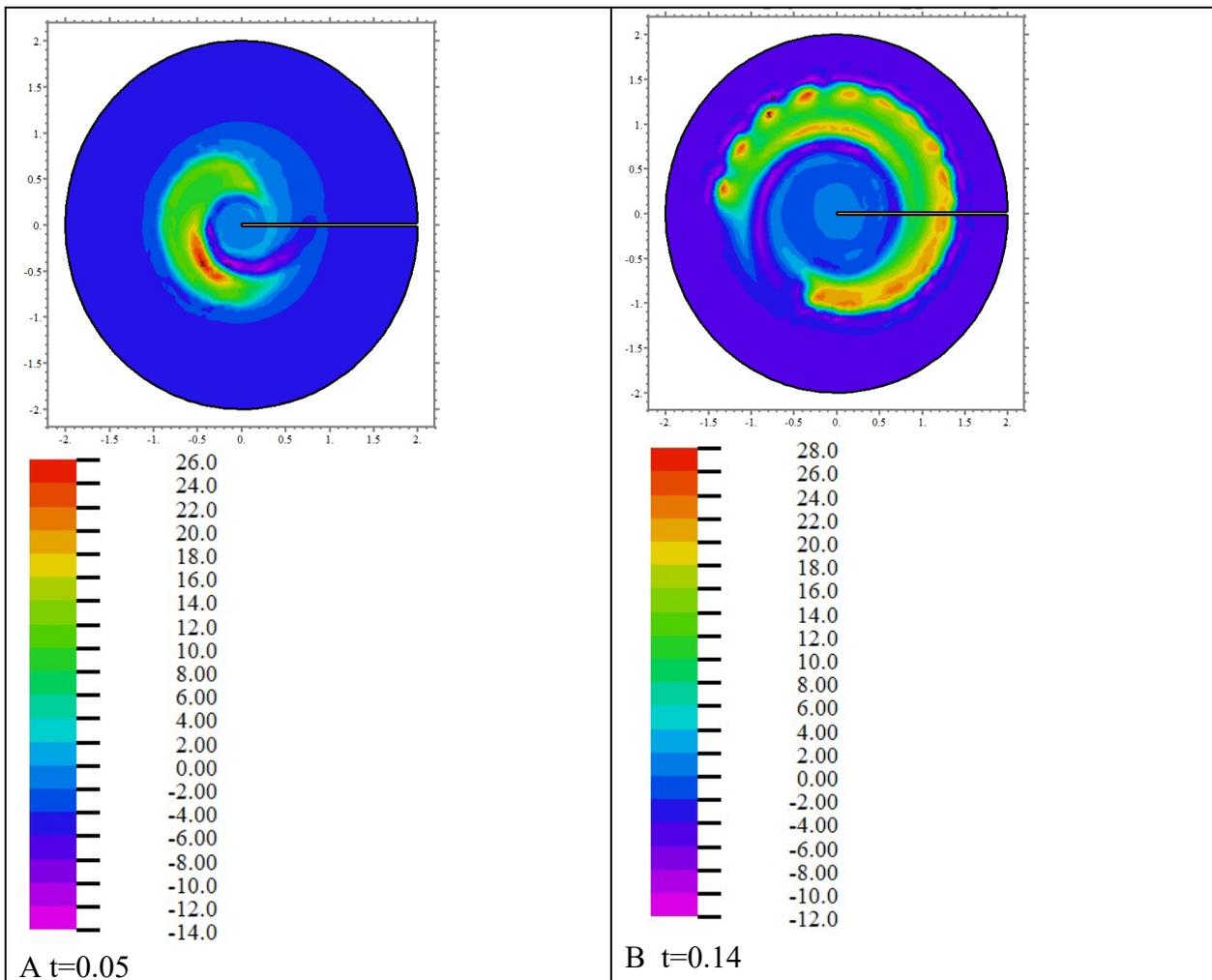


Рис. 7. Динамика температуры газа при дисперсии  $\zeta_D = 0.5$  и инициации  $t_{init} = 0.15$ . Показаны поля температуры в моменты времени  $t = 0.06, 0.14$ . Рис. 7А–  $T(0.06, \varphi, r)$  г). Рис. 7В–  $T(0.14, \varphi, r)$

Результаты моделирования на Рис. 1-7 демонстрируют влияние тепловой дисперсии на развитие спирального спинового горения при удалении от ядра инициации горения. На

внешней границе происходит свободный теплообмен с холодной внешней средой. Предложена модель дисперсии с коэффициентами рассеяния тепла в круговом и радиальном направлениях, зависящими от локальной скорости газа в порах. Показано, что формируется нагретое ядро в виде кругового диска, диаметр которого растет со временем. Триггером образования нагретого диска при малой молекулярной теплопроводности является тепловая дисперсия, интенсифицирующая горение на большой площади. Следует отметить, что в пренебрежении дисперсией центральная область диска остается относительно холодной [21]. Двухголовый спин, вызванный инициацией горения и закруткой газа, трансформируется в нагретое ядро, вокруг которого возникают перемежающиеся зоны с высокой и пониженной температурой. Показана динамика перемежающихся структур в зависимости интенсивности дисперсии, которая задается параметром  $\zeta_D$ ,  $0.5 \leq \zeta_D \leq 1$ .

Перемежающиеся структуры тепловых полей были получены ранее в [21, 22] в пренебрежении тепловой дисперсией и поровым сопротивлением. Результаты данного исследования, (см. рис. 1) качественно соответствуют опубликованным данным [21] при моделировании теплопереноса в области большой площади  $0 < r < R_{ex}$ ,  $R_{ex} = 4$  (см. рис. 1,2). Поровое сопротивление и дисперсия замедляют конвективный отток тепла из зоны горения и скорость движения спина. Тепловая дисперсия приводит к повышению температуры вблизи границы  $r = 1$  и этот перегрев увеличивается с ростом тепловой дисперсии (см. рис. 4, 6).

Горячее ядро определяется самосогласованным влиянием тепловой дисперсии и теплопроводности, причем триггером появления ядра является дисперсия.

## Заключение

Проведено численное исследование перемежающихся тепловых структур (рис. 1А, 2–7) спирально раскручивающихся очагов горения на пористой поверхности в режимах существенного влияния тепловой дисперсии (ТД) на пределе однородного самовоспламенения поверхности кругового плоского диска. Установлено, что ТД приводит к образованию нагретого кругового ядра, возникающего вследствие дисперсии, которая способствует распространению горения на область большой площади, расположенной вблизи инициации горения. Ядро расширяется со временем. Вокруг ядра формируется структура спирально раскручивающихся зон с локальными максимумами температуры и областями сравнительно низкой температуры. Отмечен эффект перегрева вблизи границы  $r = 1$ , возникающий перед последующим охлаждением из-за свободного теплообмена на внешней круговой границе. Расчеты показали, что при малой молекулярной теплопроводности нагретое ядро возникает при взаимном влиянии тепловой дисперсии и быстрого конвективного переноса тепла в радиальном направлении из головы спина.

## Благодарности и ссылки на гранты

Работа выполнена по теме государственного задания № госрегистрации 124012500440-9.

## Литература

1. Whitaker S. Transport equations for multi-phase systems Chemical Engineering Science, 1973 vol 28 pp 139-147.
2. Hsu, C.T.; Cheng, P.: Thermal dispersion in a porous medium. Int. J. Heat Mass Transf. 1990 33, 1587–1597.
3. Fatehi M and Kaviany M Role of gas-phase reaction and gas-solid thermal nonequilibrium in reverse combustion Int Heat Mass Transfer 1997 11 pp 2607-20.
4. F. M. Pereira, A. A. M. Oliveira and F. F. Fachini. Theoretical analysis of ultra-lean premixed flames in porous inert media J. Fluid Mech. 2010, 657, pp. 285–307.
5. M. Fatehi and M. Kaviany. Role of gas-phase reaction and gas-solid thermal nonequilibrium in reverse combustion. Int. Heat Mass Transfer. 1997 11, pp.2607-2620.

6. Delgado JMPQ 2007 Longitudinal and transverse dispersion in porous media Chem Eng Res Des 2007 85 pp 1245–1252.
7. Ю. М. Максимов, А. Т. Пак, Г. В. Лавренчук, Ю. С. Найбороденко, А. Г. Мержанов. Спиновое горение безгазowych систем. Физика горения и взрыва Краткие сообщения. 1079. сс. 156–158.
8. Т. П. Ивлева. А. Г. Мержанов, К. Г. Шкадинский. Докл. АН СССР, 1978, 239, 5, 1086.
9. B.V. Novozhilov Quasistationary theory of spiral combustion regime. Internat. J. SHS, 1993, vol.2, no3, pp. 207-213.
10. Sharma, C. S., and R. Hughes, “The Behavior of an Adiabatic Fixed Bed Reactor for the Oxidation of Carbon Monoxide: I. General Parametric Studies,” Chem. Eng. Sci., 34, 613 (1979a).
11. Sharma, C. S., and R. Hughes, “The Behavior of an Adiabatic Fixed Bed Reactor for the Oxidation of Carbon Monoxide: II. Effect of Perturbations,” Chem. Eng. Sci., 34, 625 (1979b)
12. Mehta, P. S.; Sams, W. N.; Luss, D. Wrong-way behavior of packed-bed reactors: 1. The pseudo-homogeneous model. *AIChE J.* 1981, 27, 234–246.  
<https://doi.org/10.1002/aic.690270210>
13. Boreksov, G. K., and M. G. Slinko, “Modelling of Chemical Reactors,” *Pure Appl. Chem.*, 10,611 (1965).
14. Crider, J. E., and A. S. Foss, “Computational Studies of Transients in Packed Tubular Chemical Reactors,” *AIChE J.*, 12, 514 (1966).
15. Hoiberg, J. A., B. C. Lyche, and A. S. Foss, “Experimental Evaluation of Dynamic Models for a Fixed-Bed Catalytic Reactor,” *AIChE J.*, 17, 1434 (1971).
16. Pinjala V, Chen YC, Luss D. Wrong-way behavior of packed-bed reactors. II. Impact of thermal dispersion. *AIChE J.* 1988;34:1663–1672.
17. А. А. Марков. Газодинамические и тепловые эффекты синтеза Микронных частиц методом горения углерода в прямоточном и трехзонном реакторе.// *МЖГ*, 2022, № 3, с. 17–29.  
А. А. Markov. Gasdynamic and Thermal Effects of the Synthesis of Micron-Sized Particles by the Carbon Combustion Method in Straight-Flow and Three-Zone Reactors.// ISSN 0015-4628, *Fluid Dynamics*, 2022, Vol. 57, No. 3, pp. 234–246. DOI: 10.1134/S0015462822030132
18. Vadchenko, S.G., Filimonov, I.A. Wave combustion modes of hafnium in nitrogen// *Comb. Explos. & Shock waves*, vol.35, issue 2, pp.155-161 (1999) .
19. Ivleva T.P. Merganov A.G. Three-Dimensional Spinning Waves of gasless combustion //Dokl. Akad. Nauk,2000, vol.371, N6, pp.753-758.
20. Марков А. А., Филимонов И. А. Модель нестационарного спирального горения на плоскости //Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2021. Т.22, вып. 3.  
<http://chemphys.edu.ru/issues/2021-22-3/articles/935/> DOI:  
<http://doi.org/10.33257/PhChGD.22.3.935>
21. Andrey A. Markov and Igor A. Filimonov. Unsteady patterns of spiral spin combustion//Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2021. Т.22, вып. 3.  
<http://chemphys.edu.ru/issues/2021-22-3/articles/938/>  
DOI: <http://doi.org/10.33257/PhChGD.22.3.938>
22. Scheidegger A. E. The Physics of Flow through Porous Media. University of Toronto Press.1974. p. 353.