

УДК 536.46

ТЕПЛООБМЕН В УСЛОВИЯХ ИЗМЕНЯЮЩЕГОСЯ ДАВЛЕНИЯ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ ПЛАМЕНИ В ПОРИСТОЙ СРЕДЕ

А. А. Коржавин, Я. В. Козлов

Институт химической кинетики и горения им. В. В. Воеводского СО РАН,
630090 Новосибирск, korzh@kinetics.nsc.ru

Исследована динамика температуры газа на примере одиночного цилиндрического канала диаметром 2 мм — кольца Рашига, размещенного в пористой среде из этих колец. Выполнен расчет температуры газа и нити термопары на оси канала, а также распределения температуры в канале в двух процессах: первый — рост давления в закрытом сосуде в процессе распространения пламени в свободном от пористой среды пространстве, второй — охлаждение газа после прохождения пламени в канале. Для обоих процессов проведены измерения температуры газа и равновесной температуры газа и пористой среды с помощью термопары с диаметром нити 15 мкм в цилиндрической поре диаметром 2 мм. Показано, что в процессе сжатия газа с постоянной невысокой скоростью термопара позволяет измерить установившуюся температуру газа. Но при выходе на установившееся значение она будет запаздывать тем больше, чем больше диаметр нити. Установлено, что в процессе охлаждения мгновенно нагретого газа показания измерения температуры газа с помощью термопары существенно занижены. Это обусловлено высокой теплоемкостью нити термопары по сравнению с теплоемкостью газа в поре. За время прогрева термопары газ успевает охладиться за счет теплоотдачи в стенки поры.

Ключевые слова: пламя, теплообмен, пористая среда.

DOI 10.15372/FGV2023.9425

EDN IBGKLG

ВВЕДЕНИЕ

Работа посвящена особенностям процесса теплообмена между газом и твердой фазой пористой среды, выявленным при измерении температуры газа с помощью термопары.

Как известно, распространение пламени в закрытом сосуде без пористой среды (ПС) осуществляется с постоянным сжатием свежей смеси за счет работы расширения продуктов горения. Каждый последующий объем свежего газа сгорает при новых термодинамических условиях по давлению и температуре. Рост давления по сосуду и рост температуры свежей смеси в сосуде без ПС осуществляется в соответствии с законом адиабатического сжатия [1, 2].

При распространении пламени в сосуде, частично заполненном ПС, происходит поджатие смеси, находящейся как в свободном пространстве, так и в ПС. Значительное снижение максимального давления зависит от того, какова температура газа в ПС. Сжимается ли он изотермически или адиабатически — от этого зависит снижение максимального давления [3].

Цель данной работы — описать процесс теплообмена в отдельной поре и сравнить с экспериментально измеренной температурой. Предполагается, что тепловые потоки определяются теплопроводностью и пропорциональны градиенту температуры. Это предположение дает верхнюю оценку температуры в канале. Рассматриваются два процесса.

Первый процесс — изменение температуры свежей смеси в пористой среде при росте давления по ходу распространения пламени, а второй — охлаждение газа при распространении пламени в канале.

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Экспериментальный сосуд представлял собой вертикальную трубу квадратного сечения 48×48 мм длиной 0.96 м. Труба частично заполнялась пористой средой (0.3 м от нижнего конца трубы) и после вакуумирования заполнялась горючей смесью пропана с воздухом. Зажигание искрой проводилось в верхней части трубы. После зажигания пламя сначала распространялось в верхней, свободной от ПС части трубы, а затем оно либо гасло при входе в ПС, либо продолжало распространяться в ПС в зависимости от состава смеси.

В качестве пористой среды использовались кольца Рашига, представляющие собой полые цилиндры длиной $L = 7.5$ мм, внешним диаметром $D = 6.5$ мм и диаметром внутреннего цилиндрического канала $d = 2$ мм. Удельная поверхность одного элемента $a_0 = 1156 \text{ м}^{-1}$. Как правило, зернистый слой рассматривается как в среднем однородная изотропная среда с обобщенными характеристиками. Основными принятыми в технике и технологии характеристиками являются пористость и удельная поверхность зернистого слоя. Характерная пористость при засыпке такими цилиндрами с учетом внутренней полости $\varepsilon \approx 0.5$ [4]. При этом свободное пространство состоит из пор различной конфигурации. При рассмотрении течения в слое как внутренней задачи вводится понятие эквивалентного диаметра порового канала d_e (учетверенный гидравлический радиус). Газ течет через зернистый слой по проходам сложного сечения, определяемым поверхностью зерен в единице объема и долей свободного объема. Для ПС из одинаковых элементов эквивалентный диаметр $d_e = \frac{4\varepsilon}{(1 - \varepsilon) a_0} = 3.5 \text{ мм}$ [4].

Для определенности постановки граничных условий температура измерялась в канале цилиндра по его оси симметрии. Для измерения температуры газа в ПС использовался датчик температуры на основе V-образной вольфрам-рениевой термопары W/Re (5/25), размещенный на глубине 12 см от границы раздела свободный объем / пористая среда ($L = 18$ см от конца трубы).

Датчик изготавливался следующим образом. К специальному металлическому основанию приклеивались отдельные элементы ПС, имитирующие свободную засыпку кольца Рашига. В одно из разрезанных колец Рашига помещалась термопара, затем цилиндр склеивался. Спай термопары размещался во внутреннем отверстии цилиндра, на его оси симметрии. Диаметр нитей термопары составлял 15 мкм, угол между нитями около 30° . Нити термопары не защищались каким-либо покрытием. Такая конструкция термопары неточно соответствовала теоретической постановке задачи о нагреве термопары, но обеспечивала приемлемую фиксацию спаев термопары на оси симметрии цилиндрического канала.

Введенный внутрь трубы датчик затем засыпался пористой средой. При этом ось симметрии канала датчика была перпендикулярна оси симметрии трубы. Предполагалось, что такое положение канала будет максимально соответствовать предположению об отсутствии направленного движения газа через канал в процессе сжатия газа.

В процессе распространения пламени регистрировалось текущее давление и ЭДС термопары. Полученные данные сохранялись и обрабатывались в цифровом виде.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

На рис. 1 представлена экспериментальная зависимость относительного давления $P = p/p_0$ и прироста температуры газа $T - T_0$ в ПС от времени, где p — текущее давление, p_0 — начальное давление, T — текущая измеренная температура газа в ПС (показания термопары в соответствии с градуировкой), T_0 — начальная температура газовой и твердой фаз.

Рассмотрим динамику температуры газа в поре при распространении пламени в свободном объеме сосуда для 3%-й (бедной) пропановоздушной смеси (рис. 1). Горение этой смеси используется для организации процесса сжатия газа с относительно низкой интенсивностью и измерения температуры газа в поре. В момент времени $t = 0$ газ воспламеняется и начинается распространение волны горения в свободном объеме с одновременным повышением давления по сосуду. Следует отметить, что процесс распространения пламени от момента зажигания всегда сначала нестационарный. В течение первых 50 мс температура свежего газа в поре за счет сжатия возрастает на 3.8 К (см. рис. 1).

С момента времени $t = 50$ мс рост давления начинает замедляться, что приводит к падению температуры газа в ПС, а при $t \geq 150$ мс давление снова возрастает, температура газа также дает небольшой прирост. При дальнейшем распространении пламени по сосуду при $t \geq 350$ мс температура свежего газа в ПС непрерывно снижается. В момент $t = 500$ мс пламя входит в приграничные слои ПС. Затем начинается гашение отдельных очагов пламени в ПС. Для 3%-й смеси достигается предел распространения пламени в ПС и волна горения гаснет. После гашения пламени за счет охлаждения продуктов сгорания стенками сосуда в свободном объеме давление в сосуде понижается и, как следствие, происходит расширение свежего газа из ПС в свободный объем. Из рис. 1 следует, что за счет расширения температура свежего газа в ПС непрерывно падает и в момент времени $t \approx 700$ мс становится ниже начальной температуры. Время, в течение которого происходит восстановление до начальной температуры, составляет ≈ 4 с.

Иная ситуация наблюдается для 4%-й (стехиометрической) смеси (рис. 2). Сначала так же, как и в первом случае, температура газа в ПС возрастает до значения ≈ 4 °С в соответствии с ростом давления в сосуде. Как видно на рис. 2, а, давление с момента зажигания при $t = 0$ начинает резко расти, а затем с момента $t \approx 30$ мс темп роста давления падает. Далее давление увеличивается почти линейно, и температура газа в ПС практически не изменяется. Затем в некоторый момент времени, предшествующий моменту достижения максимального давления при $t \approx 180$ мс, пламя входит в ПС. Как правило, при входе происходит характерный небольшой скачок давления [5], а дальнейшее распространение пламени в ПС сопровождается падением давления. Поэтому температура газа

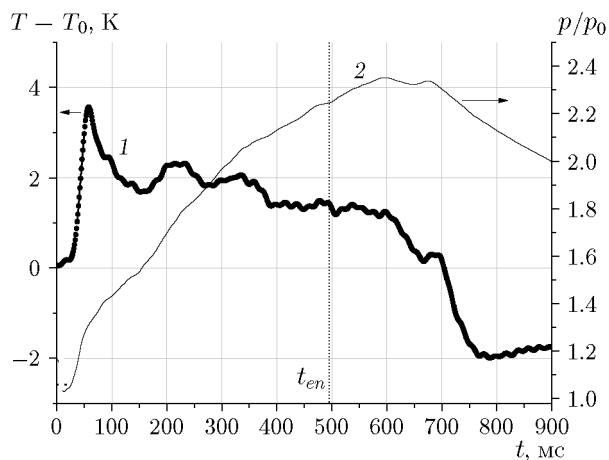


Рис. 1. Динамика относительного давления (2) и прироста температуры газа (1) в пористой среде (3%-я пропановоздушная смесь, $p_0 = 0.13$ МПа; t_{en} — время входа волны горения в ПС)

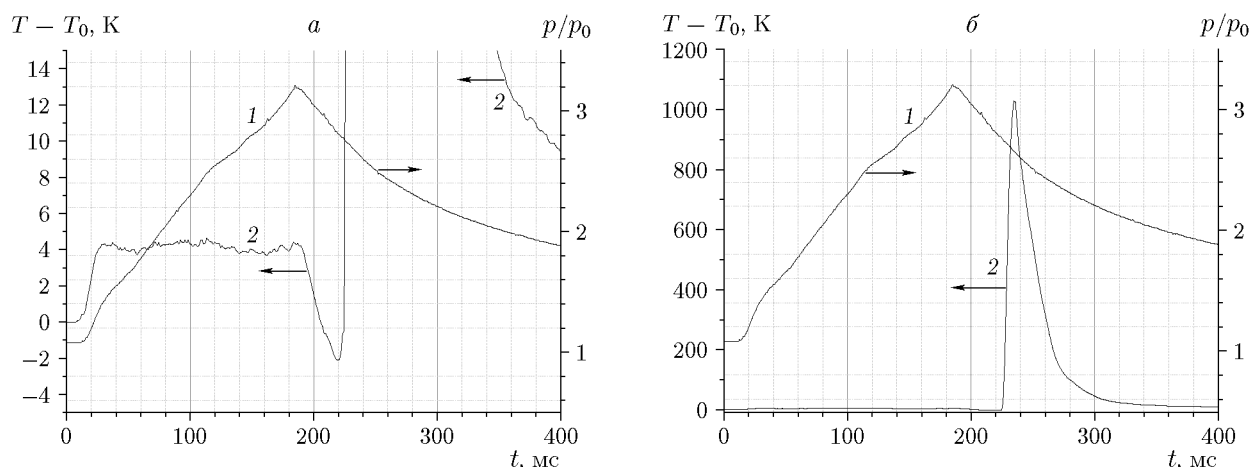


Рис. 2. Динамика относительного давления (1) и температуры газа (2) в пористой среде (4%-я пропановоздушная смесь, $p_0 = 0.11$ МПа)

падает до подхода волны горения к термопаре. В момент подхода пламени к термопаре температура начинает быстро возрастать (при $t > 220$ мс), а давление продолжает падать. Падение давления обусловлено двумя причинами. Первая причина, основная, — охлаждение продуктов сгорания в свободном пространстве. Вторая причина — очень интенсивное охлаждение продуктов сгорания в ПС до температуры немного выше начальной, что приводит к конденсации воды из продуктов сгорания, т. е. к уменьшению ее парциального давления и падению общего давления [6, 7]. На рис. 2,б представлены те же зависимости текущего давления и температуры от времени, что и на рис. 2,а, но в другом масштабе по температуре.

Из рис. 1, 2 следует, во-первых, что для 4%-й смеси температура газа в свежей смеси в ПС выше, чем для 3 %-й смеси. Во-вторых, горение 4%-й смеси в ПС при подходе к термопаре происходит при падении давления в сосуде, что вызывает резкое падение температуры газа в поре. Нагрев термопары в канале ПС сопровождается интенсивным падением давления в ПС в конце процесса сгорания газа [8]. Дальнейшее охлаждение, как и на рис. 2, обусловлено падением давления в сосуде вследствие охлаждения продуктов сгорания в не заполненной ПС части сосуда. Третье различие процессов сгорания заключается в том, что для 3%-й смеси по окончании распространения пламени температура газа в ПС сначала падает до температуры ниже начальной (см. рис. 1, $t \approx 750$ мс), а затем возвращается к начальной температуре при времени порядка секунд. А для 4%-й смеси после прохождения пламени температура газа в ПС падает не до начальной, а до равновесной температуры газ / пористая среда, обусловленной прогревом ПС продуктами горения при текущем давлении (≈ 4 К). И затем по прошествии достаточно большого времени (минуты) пористая среда остывает и температура газа уменьшается до начальной.

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОЦЕНКИ

Чтобы оценить, чему соответствуют проведенные измерения температуры, рассмотрим задачу о динамике температуры газа и нити термопары в цилиндрическом канале с изотермическими стенками.

Ставится задача описать динамику температуры газа при заданном законе изменения давления $p(t)$ и заданных граничных условиях, в частности при постоянной температуре на границах. Тепловые потоки определяются теплопроводностью и пропорциональны

градиенту температуры. Так как в общем случае отдельные поры ПС могут иметь различную геометрию, то для ориентировки полезно иметь оценки эффективности теплообмена для различных видов симметрии. Поэтому задача ставится для систем, обладающих симметрией: плоской, цилиндрической и сферической. Для этих систем температура зависит только от одной координаты и времени. Для щели между двумя плоскостями, находящимися на расстоянии $2R_0$ друг от друга, с характерными размерами много больше R_0 температура зависит только от расстояния от плоскости симметрии r ; для цилиндрического канала, длина которого много больше радиуса R_0 , температура также зависит только от расстояния от оси цилиндра r ; аналогично можно представить и систему со сферической симметрией. Можно записать для элементарного объема газа плотностью ρ первый закон термодинамики в виде

$$c_p \rho \frac{\partial T}{\partial t} - \frac{\partial p}{\partial t} = \frac{\lambda}{r^n} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^n \frac{\partial T}{\partial r} \right), \quad (1)$$

где $n = 0, 1, 2$ для плоского, цилиндрического и сферического видов симметрии соответственно, c_p — теплоемкость при постоянном давлении, ρ — плотность. Предполагается, что теплопроводность λ не зависит от температуры T и давления p .

Теоретическое описание эксперимента ставится так. Измеряется температура газа в цилиндрическом канале радиуса R_0 , бесконечной теплоемкости при вариации давления газа и изменении температуры нити термопары радиуса r_f , находящейся на оси этого цилиндра, длина которого много больше его радиуса. Такая постановка не точно соответствует конструкции термопары, но тем не менее дает ориентиры по характерным временам и температурам в процессах нагрева и охлаждения газа и термопары. Будем считать, что свойства нити (c_f , λ_f , ρ_f — теплоемкость, теплопроводность, плотность) и газа (c_p , λ) не зависят от температуры и теплопроводность нити достаточно высока, а ее диаметр много меньше диаметра канала, что соответствует условиям эксперимента. Оценки показывают, что характерное время прогрева термопары на четыре порядка меньше характерного времени выравнивания температуры в поре. То есть распределением температуры по радиусу термопары можно пренебречь и учитывать только ее теплоемкость. Предполагается также, что давление газа не зависит от координаты. Это условие также выполняется, так как поры достаточно крупные.

Решаются две задачи с соответствующими граничными условиями о нахождении поля температуры. В первой задаче задан закон изменения давления, в частности постоянная скорость роста давления, а также заданная таблично (из эксперимента) зависимость давления от времени. Необходимо найти зависимость поля температуры от времени при наличии и отсутствии нити на оси симметрии и сравнить с экспериментальными данными. Вторая задача — об охлаждении газа. Надо найти зависимость поля температуры от времени при наличии и отсутствии нити на оси симметрии в условиях постоянного и понижающегося давления, при заданной первоначально высокой температуре газа.

Первая задача

Выразим плотность газа через давление и температуру: $\rho = \frac{\mu p}{RT}$, μ — молекулярная масса, и введем обозначения

$$a = \frac{\lambda}{c_p \rho_0}, \quad \frac{R}{c_p \mu} = \frac{\gamma - 1}{\gamma}, \quad a_f = \frac{\lambda_f}{c_f \rho_f}, \quad \frac{c_f \rho_f r_f}{c_p \rho_0 R_0} = C_f,$$

где γ — отношение молярных теплоемкостей газа при постоянном давлении и постоянном

объеме. Сделаем замену переменных $R = \frac{r}{R_0}$, $\theta = \frac{T}{T_0}$, $\tau = \frac{at}{R_0^2} = \text{Fo}$, $P = \frac{p}{p_0}$. В безразмерных переменных уравнение (1) принимает вид

$$\frac{\partial \theta}{\partial \tau} = \frac{\theta}{P} \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial R^2} + \frac{n}{R} \frac{\partial \theta}{\partial R} \right) + \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{\theta}{P} \frac{\partial P}{\partial \tau}. \quad (2)$$

Уравнение (2) связывает текущее давление и распределение температуры в перечисленных выше одномерных системах. Уравнение решалось численно заменой производных конечными разностями.

Начальные и граничные условия для первой задачи следующие:

$$R_f \leq R \leq 1, \quad \tau = 0: \quad \theta = 1, P = 1, \quad (3)$$

это условие равенства начальных температур газа и твердой фазы;

$$R = 1, \tau > 0: \quad \theta = 1, \quad (4)$$

$$R = 0, \tau > 0: \quad \frac{\partial \theta}{\partial R} = 0 \text{ (симметрия)}. \quad (5)$$

Условие (4) изотермичности элемента ПС обеспечивается высокой теплоемкостью твердой фазы в единице объема по отношению к газу. Вопрос о нагреве твердой фазы ПС в процессе сжатия можно оценить в приближении медленного сжатия, как описано в работах [6, 7]. Согласно этой оценке при данных параметрах газа и ПС разогрев пористой среды (равновесная температура газа и пористой среды) при сжатии в 3.6 раза будет порядка 0.1 К. С такой точностью выполняется условие (4) в процессе повышения давления в свежей смеси. Граничное условие (5) выражает условие симметрии и ограниченности температуры в центре.

Следует иметь в виду, что уравнение (2) справедливо на ограниченном временном интервале. Если $\frac{\partial P}{\partial \tau} = \text{const} > 0$, то неограниченный рост давления может привести к тому, что газ нельзя будет считать идеальным и выражение для плотности газа из уравнения состояния будет несправедливым. Если $\frac{\partial P}{\partial \tau} = \text{const} < 0$, то очевидно, что не может быть $P < 0$.

Вид решения уравнения (2) существенно зависит от n . Однако можно сделать некоторые выводы относительно зависимости температуры от координаты, не решая численно уравнение для простого случая $\frac{dP}{d\tau} = \text{const} > 0$. Тогда, даже в предположении адиабатиче-

ского роста температуры в центре канала по закону $\theta = P^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}$, второй член в уравнении (2) будет со временем снижаться, также будет снижаться и член в левой части уравнения (2). Из общих соображений понятно, что с повышением давления идет рост температуры газа, а так как стенка изотермическая, то увеличивается тепловой поток в эту стенку. При некоторой характерной температуре мощность потока тепла в стенку станет равной мощности прогрева газа вследствие сжатия и установится стационарное состояние $\frac{\partial \theta}{\partial \tau} = 0$. Таким образом, в определенном диапазоне параметров возможно наблюдение этого стационарного состояния, что и видно на рис. 2.

В стационарном состоянии уравнение (2) принимает вид

$$\frac{d^2 \theta}{dR^2} + \frac{n}{R} \frac{d\theta}{dR} + q = 0, \quad (6)$$

где $q = \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{\partial P}{\partial \tau} = \text{const}$. Это обыкновенное линейное дифференциальное уравнение второго порядка. Обозначив $\frac{d\theta}{dR} = y(R)$, понизим порядок уравнения:

$$\frac{dy}{dR} + \frac{n}{R} y + q = 0.$$

Решением этого уравнения является сумма общего решения однородного уравнения $y(R) = cR^{-n}$ и частного решения $y(R) = -q \frac{R}{n+1}$ неоднородного уравнения, где c — постоянная интегрирования, которую находим из соображений симметрии. При $R = 0$ температура ограничена и имеет максимальное значение, а ее производная по координате равна нулю, $y(R) = 0$, следовательно, $c = 0$, и получаем уравнение для зависимости $\theta(R)$:

$$\frac{d\theta}{dR} = -q \frac{R}{n+1}.$$

Интегрируя еще раз, получаем $\theta(R) = -q \frac{R^2}{2(n+1)} + c$, где постоянную интегрирования c находим из граничного условия $\theta(R) = 1$ при $R = 1$, следовательно, $c = 1 + \frac{q}{2(n+1)}$, и тогда решение уравнения (6) принимает вид

$$\theta(R) = 1 + \frac{1 - R^2}{2(n+1)} q,$$

или

$$\theta(R) = 1 + \frac{1}{2(n+1)} (1 - R^2) \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{dP}{d\tau}. \quad (7)$$

Это решение удовлетворяет граничному условию (4), условию симметрии $\theta(R) = \theta(-R)$ и является ограниченным при $R = 0$.

Таким образом, зависимость температуры от координаты в стационарном случае имеет параболическую форму независимо от вида симметрии. Прирост температуры при данной координате R в случае плоской, цилиндрической или сферической симметрии при одинаковом темпе роста давления определяется соотношением

$$\frac{\Delta\theta(R, n_1)}{\Delta\theta(R, n_2)} = \frac{n_2 + 1}{n_1 + 1}, \quad (8)$$

т. е. в плоском случае ($n_1 = 0$) прирост температуры будет в два раза выше, чем в цилиндрическом случае ($n_2 = 1$), и в три раза выше, чем в сферическом случае. Очевидно, что это связано с соотношением удельных поверхностей, т. е. поверхностей, приходящихся на единицу объема $F = \frac{S}{V} = \frac{n+1}{r}$. Для плоской, цилиндрической и сферической симметрии $F = 1/r, 2/r, 3/r$ соответственно. Очевидно, что аналогичное соотношение справедливо и для градиента температуры при любом R .

На рис. 3 представлены результаты численного решения уравнения (2) в случае $\frac{dP}{d\tau} = 0.5$. Так как $r = 0$ — особая точка уравнения (2), то вычисления температуры газа вблизи оси цилиндра проводились до радиуса $r = 3$ мкм, при этом ставилось адиабатическое условие

$$R = \frac{r}{R_0}, \quad \tau > 0: \quad \frac{\partial \theta}{\partial R} = 0, \quad (9)$$

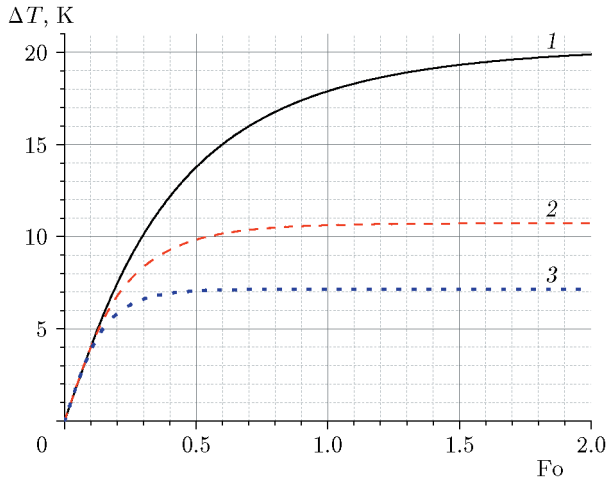


Рис. 3

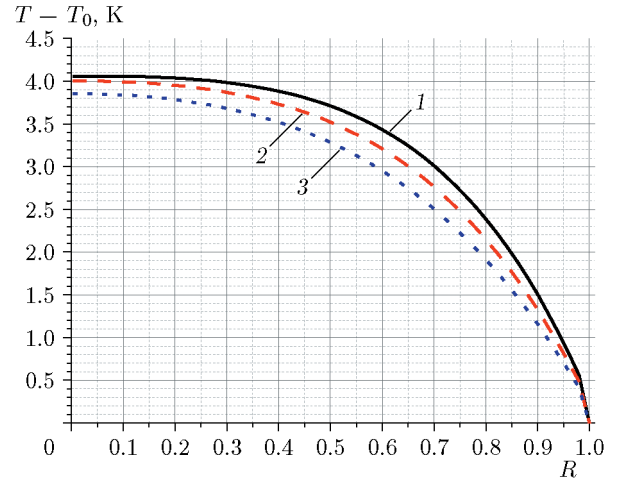


Рис. 4

Рис. 3. Зависимость разогрева в центре симметрии для плоского (1, $n = 0$), цилиндрического (2, $n = 1$) и сферического (3, $n = 2$) видов симметрии от безразмерного времени ($T_0 = 295$ К, $a = 2 \cdot 10^{-5}$ м²/с, $\gamma = 1.4$, $\frac{dP}{d\tau} = 0.5$)

Рис. 4. Профиль температуры в канале для плоского (1, $n = 0$), цилиндрического (2, $n = 1$) и сферического (3, $n = 2$) видов симметрии при $Fo = 0.1$ ($T_0 = 295$ К, $a = 2 \cdot 10^{-5}$ м²/с, $\gamma = 1.4$, $\frac{dP}{d\tau} = 0.5$)

На рис. 3 приведена зависимость прироста температуры $\Delta T = (\theta - 1)T_0$ в центре симметрии от времени для разных видов симметрии. Расчет проводился на отрезке времени $0 \leq Fo \leq 2$ для газа со свойствами воздуха при начальном давлении около 1 атм и температуре 22 °С. Видно, что в случае сферической симметрии зависимость температуры от времени выходит на постоянное значение при $Fo > 0.4$, для цилиндрической симметрии — при $Fo > 1$, а в плоском случае — при $Fo > 2$. Отношение прироста температуры при $Fo = 2$ для случаев цилиндрической и сферической симметрии согласно (8) должно быть 1.5. В расчете это отношение 1.497. Это же отношение для плоского и сферического случаев согласно (8) должно быть 3, а в расчете — 2.776. Это обусловлено тем, что согласно рис. 3 за время $Fo = 2$ температура в плоском случае не достигла насыщения. На рис. 3 видно, что при времени $Fo < 0.1$ зависимости прироста температуры от времени близки для всех этих видов симметрии.

Рис. 4 показывает, что зависимости температуры от координаты при $Fo = 0.1$ для разных видов симметрии близки друг к другу. В отличие от рис. 3, температуры в центре также близки и мало отличаются от адиабатической. Действительно, при $Fo = 0.1$ безразмерное давление будет 1.05, а адиабатический разогрев при этом будет $T - T_0 = \left(1.05^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1\right) T_0 = 4.14$ К.

Граничное условие на термопаре (нити на оси цилиндра) при $R = R_f$ в безразмерном виде будет

$$R = R_f, \quad \tau > 0: \quad \frac{d\theta}{d\tau} = \frac{2}{C_f} \frac{d\theta}{dR}. \quad (10)$$

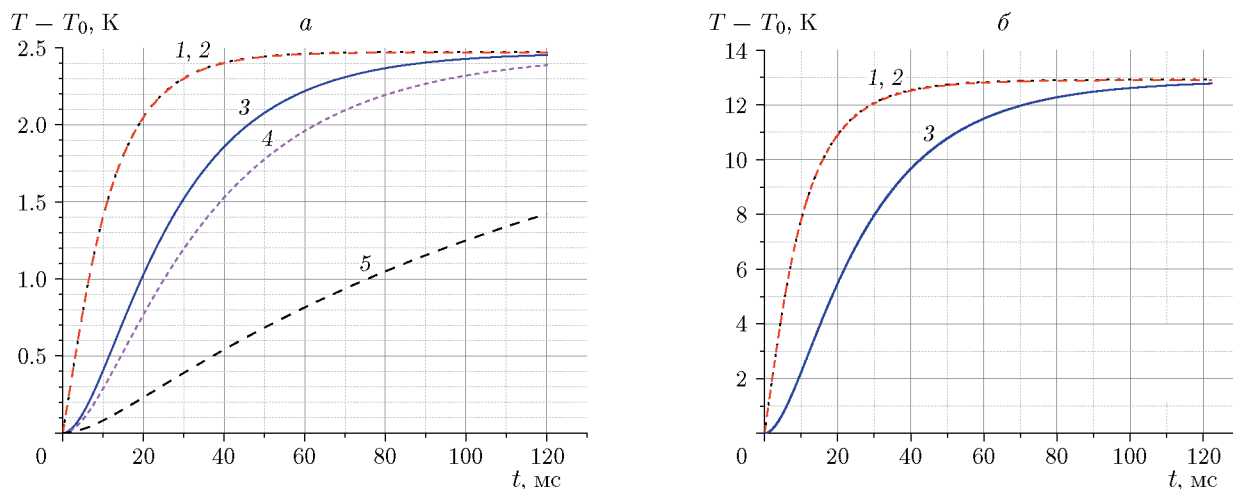


Рис. 5. Зависимость температуры газа (1, 2) в центре канала в отсутствие нити и температуры нитей термопар (3–5) от времени:

диаметр нити: 3 — 15 мкм, 4 — 20 мкм, 5 — 50 мкм; а — $\frac{dP}{dt} = 1.5 \text{ с}^{-1}$, б — $\frac{dP}{dt} = 12 \text{ с}^{-1}$

На рис. 5 представлены численные решения уравнения (2) для параметров, соответствующих экспериментальным условиям и дополнительному условию

$$\frac{dP}{dt} = \text{const}, \quad (11)$$

что приблизительно соответствует экспериментальным условиям рис. 2, 3 при значениях $\frac{dP}{dt} = \text{const} = 2$ и 12 с^{-1} соответственно.

Расчетные кривые с граничным условием (9) для двух радиусов $r = 3$ и 7.5 мкм дают практически совпадающие зависимости температур от времени (кривые 1, 2 на рис. 5), это указывает на то, что они близки к температуре газа без нити на оси цилиндра. Кривые 3–5 — расчетные температуры нитей термопары диаметром 15, 20, 50 мкм соответственно. Из рис. 5,а видно, что при постоянной скорости роста давления прирост температуры нити диаметром 15 мкм выходит на прирост равновесной температуры газа (2.5 K) с приемлемой точностью только через 100 мс, примерно в два раза дольше, чем температура газа. Видно, что термопара толщиной 20 мкм также выходит на это же значение температуры, но позднее. В эксперименте получены значения прироста температуры несколько ниже ≈ 2 K. Видно, что нить толщиной 50 мкм вообще не пригодна для измерения температуры таких не очень быстро протекающих процессов в условиях ограниченного объема.

При более высоком темпе роста давления $\frac{dP}{dt} = 12 \text{ с}^{-1}$ (рис. 5,б) время выхода на асимптотику примерно такое же, как на рис. 5,а, а прирост установившейся температуры ($T - T_0 = 13 \text{ K}$) возрастает. В эксперименте прирост температуры около 4 K, а не 13 K, как в расчете. Это несоответствие может указывать на то, что механизм теплообмена зависит от скорости роста давления.

На рис. 6 представлен расчет распределения температуры газа по радиусу в цилиндрическом канале в различные моменты времени при наличии и отсутствии нити в канале, а также расчет температуры по уравнению (7). Видно, что наличие термопары значительно снижает температуру газа вблизи нее. Также рисунок демонстрирует запаздывание показаний термопары от температуры газа в центре канала. Запаздывание обусловлено

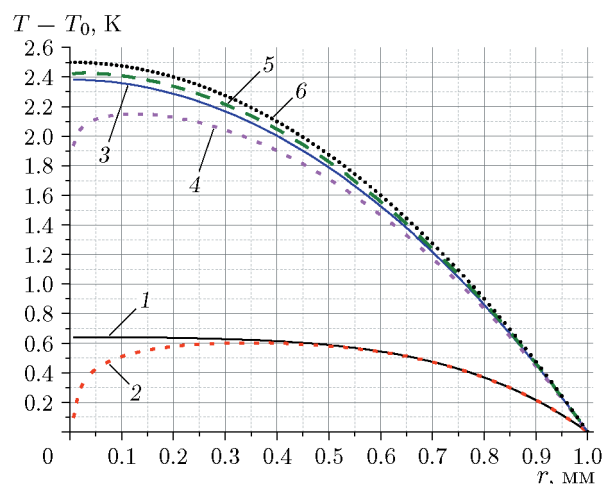


Рис. 6. Расчет зависимости температуры газа в цилиндрическом канале от радиуса в отсутствие (1, 3) и при наличии нити (2, 4, 5) термопары в моменты времени 4 мс (1, 2), 40 мс (3, 4), 100 мс (5) от начала роста давления (6 — расчет по уравнению (7); $\frac{dP}{dt} = 2 \text{ с}^{-1}$)

высокой теплоемкостью по сравнению с теплоемкостью газа в канале. Вблизи нее температура газа низкая, поэтому, несмотря на то, что градиенты температуры относительно высокие, скорость нагрева термопары лимитируется низкой теплопроводностью газа.

Если из эксперимента известна зависимость текущего давления от времени, то по уравнению (2) можно рассчитать распределение температуры в канале в любой момент времени процесса, а также зависимость температуры в центре канала от времени с нитью термопары и без нее.

На рис. 7,а представлены экспериментальная зависимость измеренной температуры $T - T_0$ (кривая 1), расчетная зависимость температуры нити на оси канала (2) и температура газа в центре канала в отсутствие нити (3), вычисленные по зависимости текущего давления от времени (см. рис. 2) по уравнению (2). Видно, что расчетная температура газа выше расчетной температуры нити и несколько опережает ее (кривые 3 и 2). Однако экспериментальные данные по измерению температуры с помощью термопары, хотя и коррелируют с расчетными результатами по температуре нити, все же значительно отклоняются от нее. Кривые расчетной зависимости для термопары (кривая 2) и для газа (3) значительно лучше соответствуют друг другу, чем экспериментальной кривой, что указывает на то, что при не очень резких изменениях давления термопара успевает отслеживать температуру газа, что видно для времени выше 20 мс. Однако в диапазоне времени меньше 20 мс расчетные значения температуры газа выше, чем расчетная и экспериментальная температура термопары. Это указывает на то, что в эксперименте при более резких изменениях давления теплообмен между газом, термопарой и стенками канала происходит более интенсивно, чем в механизме, описываемом уравнением (2), на что указывалось выше при описании рис. 5.

На рис. 7,б представлены данные обработки рис. 2. Видно, что при существенно более высокой скорости изменения давления термопара не успевает отслеживать газ, и отклонение от экспериментальных температур значительное. Это указывает на то, что скорость теплообмена растет с ростом скорости изменения давления, что не учитывается в уравнении (2).

Согласно расчетам, представленным на рис. 5, асимптотическое значение температуры для условий эксперимента наступает после 120 мс. Тогда для этих времен, согласно уравнению (7) и расчетам на рис. 5, отношение приростов температуры в двух рассмотренных случаях должно быть $12/2 = 6$, а в эксперименте это отношение близко к 2. Следует также отметить, что при низкой скорости роста давления (2 с^{-1}) измеренная температура близка к расчетной, а при высокой скорости роста давления (12 с^{-1}) она значительно

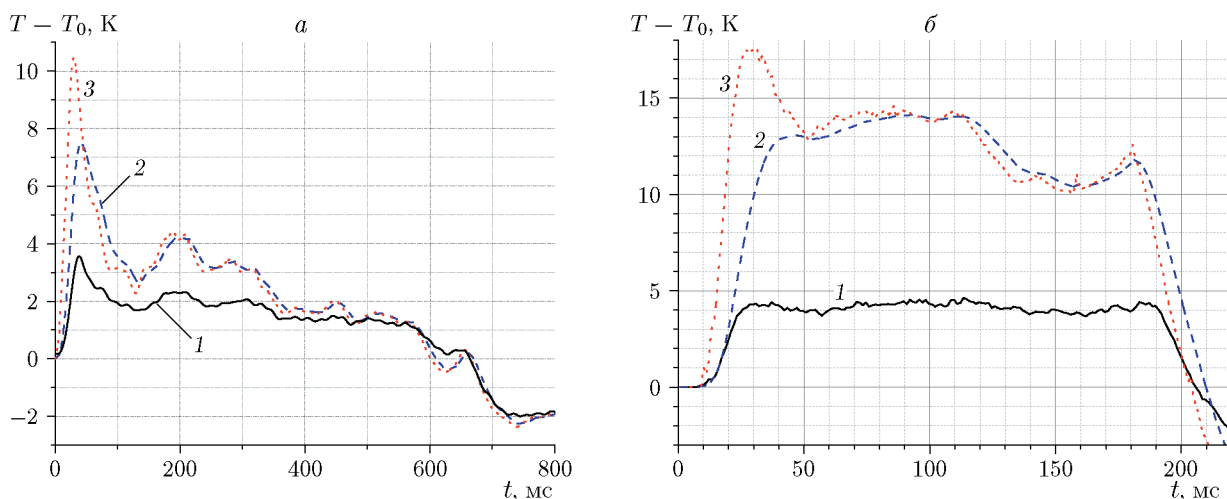


Рис. 7. Зависимость температуры от времени при изменении давления в сосуде:

1 — эксперимент, 2 — расчет показаний термопары по уравнению через текущее давление в эксперименте, 3 — температуры газа в центре канала; а, б — эксперимент из рис. 1, 2 соответственно

отклоняется от расчетной. Это также указывает на зависимость скорости теплообмена от скорости роста давления.

Вторая задача

Рассматриваются процессы охлаждения газа и нагрева нити термопары в том же канале в условиях постоянного давления $P = \text{const}$ и при заданном экспериментально законе изменения давления, как на рис. 2.

Начальные и граничные условия для этого уравнения, согласно рис. 2, следующие:

$$R_f < R < 1, \quad \tau = 0: \quad \theta = \theta_b, \quad P = P_0 = 2.66, \quad (12)$$

$$R = R_f, \quad R = 1, \quad \tau = 0: \quad \theta = 1, \quad (13)$$

здесь принято, что граничное условие (10) сдвинуто по физическому времени на 225 мс.

Граничное условие (10) на термопаре (нити) сохраняется, с тем различием, что в константе C_f объемная теплоемкость газа $c_g \rho_g$ принята средней в диапазоне от T_b до T_0 , $c_g \rho_g = \frac{Q_p}{T_b - T_0} = 4.9 \cdot 10^3 \text{ Дж}/(\text{м}^3 \cdot \text{К})$ выше, чем при начальном давлении, что обусловлено более высокой плотностью газа и более высокой удельной теплоемкостью газа при высокой температуре. Здесь $Q_p = Q p_0 / p_{\text{atm}} \cdot P_0 = 9.8 \cdot 10^6 \text{ Дж}/\text{м}^3$, $P_0 = 2.66$ — относительное давление, при котором произошло сгорание смеси, $Q = 3.37 \cdot 10^6 \text{ Дж}/\text{м}^3$ — тепловыделение при горении 1 м^3 стехиометрической смеси при начальном давлении 1 атм и температуре 295 К. Согласно расчетам [9, 10] при $p_0 / p_{\text{atm}} \cdot P_0 = 2.9$ атм и $T_0 = 295 \text{ К}$ имеем $T_b = 2292 \text{ К}$, $\theta_b = T_b / T_0 = 7.77$.

Известно, что горючая смесь в ПС сгорает не полностью [11], полнота сгорания характеризуется коэффициентом $\eta = 1 - \text{Re}_{cr} / \text{Re}$, выражающимся через два числа Re , одно из которых называется критическим (Re_{cr}) и характеризует предельные условия распространения пламени в узком канале, оно принято, согласно [12], равным 65. Второе число характеризует условия данного эксперимента $\text{Re} = S_u (d_e / a_g) \approx 166$, составлено из нормальной скорости пламени $S_u = 34 \text{ см}/\text{с}$ в конкретных начальных условиях $T_0 = 295 \text{ К}$ и $p_0 = 2.9 \cdot 10^5 \text{ Па}$, из характерного размера канала ПС $d_e = 0.35 \text{ см}$ и температуропроводности $a_g = 0.07 \text{ см}^2/\text{с}$ газовой смеси в этих условиях. Данные по нормальной скорости

пропановоздушной смеси взяты из работы [13]. В канале ПС диаметром d_e полнота сгорания $\eta = 0.61$, а для цилиндрического канала, где находится термопара $d = 0.2$ см, полнота сгорания $\eta = 0.32$ ($Re = 96$). Оценка конечной температуры T_e проводится в предположении, что свежая смесь, находящаяся в порах, сгорает не полностью.

С учетом неполноты сгорания свежей смеси в ПС

$$T_e - T_0 = \frac{Q\varepsilon P_0 \eta}{c_g \rho_g \varepsilon P_0 + c_s \rho_s (1 - \varepsilon)} = 3.9 \text{ К.}$$

Здесь принято $Q = \rho_g m_f \frac{\Delta H}{\mu_f} = 3.7 \cdot 10^6 \text{ Дж/м}^3$, где $\rho_g = 1.33 \text{ кг/м}^3$ — плотность свежей смеси при начальном давлении $1.1 \cdot 10^5 \text{ Па}$, $m_f = 0.059$ — массовая доля топлива в свежей смеси, $\mu_f = 0.044 \text{ кг/моль}$ — молекулярная масса топлива, $\Delta H = 2.044 \cdot 10^6 \text{ Дж/моль}$ — теплота сгорания пропана [14]. В эксперименте получено близкое значение равновесной температуры. Точное значение указать невозможно, так как в процессе измерения происходят теплопотери в стенки трубы из ПС и постоянное падение давления вследствие охлаждения газа в стенки трубы из свободного пространства, не заполненного ПС.

Граничное условие на стенке канала при $r = R_0$ ставится либо (4), либо

$$R = 1, \quad \tau > 0: \quad \theta = T_e/T_0, \quad (14)$$

где конечная равновесная температура газа и твердой фазы T_e мало отличается от T_0 . Расчеты показывают, что и максимальная неравновесная температура на границе твердой фазы также мало отличается от равновесной T_e , т. е. $T_e - T_0$ много меньше $T_b - T_0$. Динамика охлаждения газа и термопары в начальный период процесса охлаждения одинакова для видов (4), (14) граничного условия.

В расчетах ставились следующие начальные условия. В предположении $\eta = 1$ температура газа в начальный момент времени во всем канале равна T_b , т. е. не учитывалась полнота сгорания газа в данном канале, максимальная расчетная температура термопары при этом на 1033 К выше начальной при охлаждении в условиях постоянного давления. При охлаждении в условиях падения давления, как в эксперименте, максимальный разогрев 783 К, а при $\eta = 0.32$ и падении давления разогрев термопары 657 К.

На рис. 8 представлены зависимости нагрева термопары от времени, полученные в эксперименте (1), в расчете при постоянном начальном давлении (2, $\eta = 1$) и при изменении давления, взятого из экспериментальной зависимости (3, $\eta = 1$; 4, $\eta = 0.32$), а кривая 5

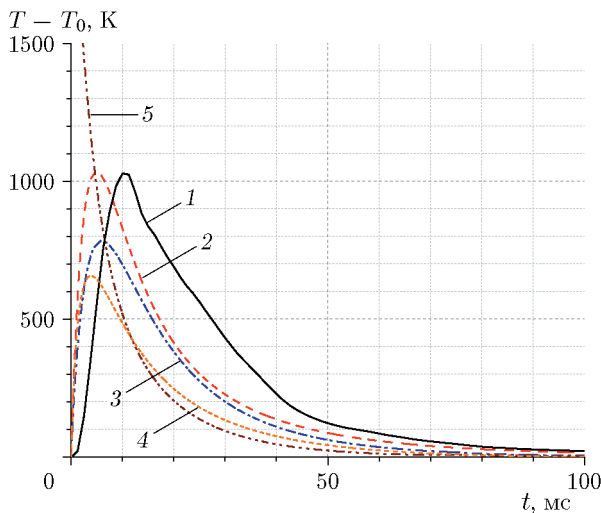


Рис. 8. Расчет зависимости температуры термопары и газа в канале после прохождения пламени от времени:

1 — показания термопары в эксперименте; 2–5 — расчетные показания термопары: кривая 2 — при $p = \text{const}$, $\eta = 1$, кривые 3, 4 — при $p(t)$ из эксперимента, $\eta = 1$ (3) и 0.32 (4), 5 — температура газа при $\eta = 1$ по оси канала в отсутствие термопары

($\eta = 1$) представляет расчет температуры газа по оси канала. Видно, что газ, находящийся в поре, не успевает нагреть термопару до температуры пламени даже при $p = \text{const}$, $\eta = 1$ (кривая 2).

Следует обратить внимание на то, что измеренная пиковая температура внутри канала (разогрев 1028 K) близка к теоретической, даже без учета недогорания смеси вблизи стенки канала, т. е. при $\eta = 1$ и в условиях постоянного давления. Это обусловлено тем, что нити термопары в эксперименте могли попасть во фронт пламени и в область продуктов сгорания до подхода пламени к спаям термопары. А так как температуропроводность нитей термопары ($0.5 \text{ см}^2/\text{с}$) почти на порядок выше, чем газа ($0.07 \text{ см}^2/\text{с}$), то спай термопары и прилегающий газ дополнительно прогреваются еще до подхода фронта пламени за счет отбора тепла из продуктов сгорания. Кроме того, при наличии потока газа через канал, что возможно при изменении давления, происходят процессы, аналогичные протекающим при фильтрационном горении газов [15] в ПС в режиме низких скоростей. Эти процессы могли оказать заметное влияние как на динамику нагрева спая термопары, так и на значение максимума температуры термопары. В теоретической постановке эти нюансы не учтены.

Вопрос динамики нагрева термопары в процессе распространения пламени не рассматривается ввиду очевидного несоответствия сигнала термопары и температуры газа в условиях фронта пламени. Это касается постановки эксперимента и теоретической постановки задачи. Для адекватной теоретической постановки необходимо располагать нить термопары параллельно изотермам во фронте пламени. Пламя в канале распространяется в виде мениска, симметричного относительно оси канала. В данной теоретической постановке нить расположена перпендикулярно изотермам, а в экспериментальной постановке — под углом, и нить играет роль теплопроводящего элемента, искажающего фронт газофазного пламени. Видно, что нагрев термопары в эксперименте (кривая 1) происходит медленнее, чем в расчете (кривая 2). Вместо начального разогрева газа $T_b - T_0 = 1997 \text{ K}$ имеем максимальный разогрев термопары 1028 K.

Если в качестве граничного условия на стенке канала вместо (4) или (14) поставить адиабатическое условие, то и тогда термопара покажет разогрев 1942 K вместо 1997 K, т. е. ошибка около 3 %. В этом случае эта температура относилась бы к средней температуре всего объема.

Таким образом, применительно к термопарной методике измерения температуры можно сделать вывод, что она пригодна для измерения температуры газа только в относительно медленных процессах. Но с ее помощью можно измерять равновесную температуру газа и пористой среды в случаях, когда теплоемкость термопары много меньше теплоемкости окружающей ее твердой фазы, как в данном случае.

Температуру пламени в условиях узких каналов пористой среды измерить невозможно: за время, пока прогревается термопара, газ успевает охладиться. В данном эксперименте ошибка измерения больше 50 % и относится измеренная температура не к конкретной координате, а к средней температуре большого объема газа вблизи этой координаты.

ВЫВОДЫ

Проведены измерения температуры газа и равновесной температуры газа и пористой среды с помощью термопары с диаметром нити 15 мкм в цилиндрической поре диаметром 2 мм в двух процессах — это сжатие газа и охлаждение газа в данной поре после прохождения пламени.

Установлено, что в процессе сжатия газа с постоянной скоростью роста давления термопара позволяет измерять установившуюся температуру газа. Но при выходе на установившееся значение она будет запаздывать тем больше, чем больше диаметр нити.

Показано, что в процессе охлаждения мгновенно нагретого газа измеренные с помощью термопары температуры газа будут существенно занижены. Это обусловлено высокой теплоемкостью нити термопары по сравнению с теплоемкостью газа в поре. За время прогрева термопары газ успевает охладиться за счет теплоотдачи в стенки поры.

Понижение (повышение) температуры газа вследствие охлаждающего (нагревающего) влияния термопары не только не позволяет знать температуру газа в данном месте, но и не позволяет точно установить координату этого места, так как нагрев (охлаждение) термопары происходит вследствие взаимодействия с относительно большим объемом газа на расстояниях, на два порядка превышающих диаметр термопары.

По мере роста давления происходит интенсификация процесса теплообмена между газом и твердой фазой по сравнению с молекулярным механизмом теплопроводности.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания Института химической кинетики и горения СО РАН (номер госрегистрации FWGF-2021-0001).

ЛИТЕРАТУРА

1. **Льюис Б., Эльбе Г.** Горение, пламя и взрывы в газах: пер. с англ. / под ред. К. И. Щелкина, А. А. Борисова. — М.: Мир, 1968.
2. **Зельдович Я. Б., Баренблатт Г. И., Либрович В. Б., Махвиладзе Г. М.** Математическая теория горения / отв. ред. Р. И. Солоухин. — М.: Наука, 1980.
3. **Козлов Я. В., Замашников В. В., Коржавин А. А., Сеначин П. К.** Максимальное давление при распространении пламени в закрытом сосуде, частично заполненном пористой средой // *Физика горения и взрыва*. — 2018. — Т. 54, № 4. — С. 18–29. — DOI: 10.15372/FGV20180403. — EDN: XRLJML.
4. **Аэров М. З., Тодес О. М., Наринский Д. А.** Аппараты со стационарным зернистым слоем: Гидравлические и тепловые основы работы. — Л.: Химия, 1979.
5. **Козлов Я. В., Замашников В. В., Коржавин А. А.** Переходные процессы при распространении пламени в закрытом сосуде, частично заполненном пористой средой // *Физика горения и взрыва*. — 2019. — Т. 55, № 3. — С. 17–26. — DOI: 10.15372/FGV20190302. — EDN: RLORBJ.
6. **Korzhavin A. A., Bunev V. A., Babkin V. S.** Dynamics of gaseous combustion in closed systems with an inert porous medium // *Combust. Flame*. — 1997. — V. 109, N 4. — P. 507–520. — DOI: 10.1016/S0010-2180(97)00048-5.
7. **Коржавин А. А., Бунев В. А., Бабкин В. С.** Горение газа в закрытом сосуде с инертной пористой средой // *Горение и плазмохимия*. — 2003. — Т. 1, № 1. — С. 1–15.
8. **Коржавин А. А., Бунев В. А., Абдуллин Р. Х., Бабкин В. С.** О зоне пламени при горении газа в инертной пористой среде // *Физика горения и взрыва*. — 1982. — Т. 18, № 6. — С. 20–23.
9. **Kee R. J., Grcar J. F., Smooke M. D., Miller J. A.** PREMIX: A program for modeling steady, laminar, one-dimensional premixed flames // Rep. SAND85-8240. — Sandia Nat. Lab., 1985.
10. **Kee R. J., Rupley F. M., Miller J. A.** CHEMKIN-II: A fortran chemical kinetics package for the analysis of gas phase chemical kinetics // Rep. SAND 89-8009B. — Sandia Nat. Lab., 1989.
11. **Коржавин А. А., Бунев В. А., Бабкин В. С.** Нестационарные эффекты при горении газа в закрытых сосудах с инертной пористой средой // *Физика горения и взрыва*. — 1997. — Т. 33, № 1. — С. 24–32.

12. **Стрижевский И. И., Заказнов В. Ф.** Промышленные огнепреградители. — М.: Химия, 1974.
13. **Коржавин А. А., Бунев В. А., Бабкин В. С., Клименко А. С.** Эффекты селективной диффузии при распространении и гашении пламени в пористой среде // Физика горения и взрыва. — 2005. — Т. 41, № 4. — С. 50–59. — EDN: NXVFBV.
14. **Баратов А. Н., Корольченко А. Я., Кравчук Г. Н.** Пожаровзрывоопасность веществ и материалов и средства их тушения: справ. изд.: в 2 кн. — М.: Химия, 1990. — Кн. 2.
15. **Бабкин В. С., Дробышев В. И., Лаевский Ю. М., Потытняков С. И.** Фильтрационное горение газов // Физика горения и взрыва. — 1983. — Т. 19, № 2. — С. 17–26.

Поступила в редакцию 15.11.2023.

Принята к публикации 20.12.2023.
