

## ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГОРЕНИЯ МЕТАНА В ЛАБОРАТОРНОЙ ТРУБЕ

М.О. Сысоева, Ю.А. Галенко, О.Б. Кудряшова, Е.В. Сыпин

*Задача обеспечения безопасности производств, где возможно образование взрывоопасных газовых смесей, а также задача безопасного использования газового топлива в быту и на производстве стимулируют разработку средств и методов защиты объектов от взрывов газовых смесей. Для разработки методов предотвращения взрывов и средств подавления возгораний необходима информация о закономерностях возникновения и развития возгорания. Условия воспламенения и детонации взрывоопасных газовых смесей изучены достаточно полно, но работ, посвященных исследованию динамики процесса возгорания известно недостаточно. Между тем, знание времени индукции зажигания в зависимости от условий окружающей среды актуально для разработки систем мониторинга, защиты и предотвращения аварий.*

*Информация о динамике развития горения реакционноспособных газовых смесей может быть получена путём численного и натурного эксперимента.*

*Работа посвящена теоретическому исследованию процесса горения взрывоопасной газовой смеси в лабораторной трубе, влиянию кинетических параметров газовой смеси и параметров окружающей среды на данный процесс. Физико-математическая модель основана на уравнении теплопроводности и законе Аррениуса в одномерной постановке с потоком тепла заданной интенсивности в начале координат, и рассматривает стадии возникновения и распространения пламени. Разработана компьютерная модель, описывающая динамику процесса. В результате численного исследования модели получены зависимости температуры и скорости горения от времени. Предложена схема лабораторного стенда для экспериментального исследования горения метановоздушной смеси.*

*Ключевые слова: газовая смесь, горение, температура, тепловой поток, фронт горения, моделирование, компьютерная модель, численное исследование, аналитическое решение, лабораторная труба, лабораторный стенд, датчик.*

### ВВЕДЕНИЕ

В связи с требованиями безопасности работ в шахтах, а также на производствах, где возможны выбросы взрывоопасных газовых смесей, не ослабевает интерес к моделированию горения и взрыва таких смесей. Химическая реакция в газах может распространяться в предельных режимах дозвукового распространения (со скоростями порядка нескольких сантиметров в секунду) и сверхзвуковой детонации (со скоростями на 3-4 порядка больше) [1-5]. Условия распространения таких волн определяются концентрационными и геометрическими пределами процесса, которые хорошо изучены [6].

Главный источник трагедий в шахтах – это низкоскоростное горение метановых смесей, стационарный вариант которого хорошо изучен экспериментально. Менее изучены процессы перехода горения в детонацию, в силу большой сложности такого процесса. На практике для решения вопросов безопасности важно знать не только и не столько пределы детонации по концентрации и геомет-

рии системы, сколько оценить скорость распространения пламени и время, проходящее от начала нагрева до детонации, в зависимости от условий протекания процесса и кинетических параметров смеси, а также саму возможность перехода волны горения в детонацию в данных условиях.

В обзоре [7] обобщены результаты экспериментальных исследований по влиянию условий процесса (температуры, давления, концентраций газовых реагентов) на скорость горения. Приближенная формула для расчета скорости горения предложена Зельдовичем и Франк-Каменецким еще в 1938 году [8]. Используя компьютерное моделирование, возможно не только рассчитать стационарную скорость горения газовой смеси, но рассмотреть процесс от нагревания газа до возможного перехода горения в детонацию.

В работе [9] с помощью компьютерного моделирования горения метановоздушных смесей на начальной стадии развития получены данные о зависимости радиуса сферического фронта горения от времени. Опреде-

лены видимая скорость горения и нормальная скорость распространения пламени. Важной задачей остается решение вопроса о динамике процесса нестационарного горения метановоздушной смеси, в частности, изменения температуры смеси в процессе развития горения.

Цель данной работы – физико-математическое моделирование процесса нестационарного горения реакционноспособных смесей в одномерной постановке (лабораторной трубе) для прогнозирования зависимости температуры фронта горения от времени.

### ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

Рассмотрим реакционноспособную газовую смесь, размещенную в полубесконечной трубе. В начале трубы действует тепловой поток плотности  $q$ . Будем считать коэффициенты теплопроводности и диффузии равными; реакция в газовой смеси – первого порядка. Тогда в системе координат, связанной с фронтом волны горения, запишем:

$$c\rho\left(\frac{\partial T}{\partial t} + u\frac{\partial T}{\partial x}\right) = \frac{\partial}{\partial x}\left(\lambda\frac{\partial T}{\partial x}\right) + Q\rho w, \quad (1)$$

$$w = \frac{\partial \eta}{\partial \tau} = (1 - \eta)ze^{-\frac{E}{RT}},$$

где  $c$ ,  $\rho$ ,  $\lambda$  – удельная теплоемкость, плотность и теплопроводность газовой смеси, соответственно;  $\eta$  – глубина превращения;  $u$  – скорость горения;  $Q$  – тепловой эффект реакции на единицу массы смеси;  $z$  – предэкспоненциальный множитель;  $E$  – энергия активации;  $w$  – скорость химической реакции.

Начальные и граничные условия для системы уравнений (1):

$$t = 0: T = T_0, \eta = 0, u = 0,$$

$$x = 0: q(t) = -\lambda\frac{dT}{dx}, \quad (2)$$

$$x \rightarrow \infty: T = T_0.$$

После завершения стадии воспламенения  $t$ , которую можно определить из условия  $T(0, t) \rightarrow T_a$  (адиабатическая температура), фронт горения начинает перемещаться со скоростью  $u$  относительно начала трубы, и граничные условия запишутся в виде:

$$x = 0: T = T_a, \quad (3)$$

$$x \rightarrow \infty: T = T_0.$$

Для нахождения скорости горения можно воспользоваться уравнением Зельдовича [8]:

$$u = \frac{1}{c\rho(T_a - T_0)} \sqrt{2\lambda \int_{T_a}^{T_0} Qw(T)dT}. \quad (4)$$

Другой способ поиска скорости горения – подбор параметра  $u$  в системе уравнений (1) с граничными условиями (3) такого, чтобы профили температуры и глубины превращения вещества, достигнутые на стадии воспламенения, оставались постоянными, то есть, при выходе на режим горения:

$$t > t_z: T(x, t_z) = const, \eta(x, t_z) = const. \quad (5)$$

Характерное время протекания химической реакции горения составит [10]:

$$t_{ad} = \frac{\rho RT_a^2}{QzE} \exp(E/RT_a). \quad (6)$$

Таким образом, система уравнений (1) с условиями (2) позволяет рассчитать профиль температуры в заданный момент времени, и динамику максимальной температуры на границе  $x=0$ .

### ЧИСЛЕННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

Компьютерная модель исследуемого процесса использует аналитическое решение системы уравнений (1) с начальными и граничными условиями (2), (3).

При решении уравнения горения предполагалось, что  $\eta = 0$ .

Поле температур  $T(x, t)$  рассматривается в конечной области  $0 \leq x \leq L, t > 0$ .

Дифференциальное уравнение в частных производных решается конечно-разностным методом, при этом производные представляются разложением в ряды Тейлора.

Формируется двумерная сетка узлов в поле температур. Для этого область  $0 \leq x \leq L$  разделяется на  $M$  равных частей с шагом

$$\Delta_x = \frac{L}{M} \quad \text{и вводится обозначение}$$

$$T(x, t) = T(i\Delta_x, j\Delta_t) \equiv T_i^j.$$

Проводится дискретизация уравнения (1), используя центральные разности второго порядка точности для второй производной, первого порядка точности для первой производной по пространственной координате и разности вперед первого порядка для производной по времени. Получаем:

$$c\rho\frac{T_i^{j+1} - T_i^j}{\Delta_t} + c\rho u_i^j \frac{T_{i+1}^j - T_{i-1}^j}{2\Delta_x} =$$

$$= \lambda \frac{T_{i-1}^j - 2T_i^j + T_{i+1}^j}{\Delta_x^2} + Q\rho w_i^j + O[\Delta_t, \Delta_x^2]. \quad (7)$$

Уравнение (4) перегруппировывается и записывается в виде

$$\begin{aligned}
 & c\rho \frac{T_i^{j+1}}{\Delta_t} - c\rho \frac{T_i^j}{\Delta_t} + c\rho u_i^j \frac{T_{i+1}^j}{2\Delta_x} - c\rho_i^j \frac{T_{i-1}^j}{2\Delta_x} = \\
 & = \lambda \frac{T_{i-1}^j}{\Delta_x^2} - \lambda \frac{2T_i^j}{\Delta_x^2} + \lambda \frac{T_{i+1}^j}{\Delta_x^2} + Q\rho w_i^j, \\
 & c\rho \frac{T_i^{j+1}}{\Delta_t} = \left( \frac{c\rho u_i^j}{2\Delta_x} + \frac{\lambda}{\Delta_x^2} \right) T_{i-1}^j + \left( \frac{c\rho}{\Delta_t} - \frac{2\lambda}{\Delta_x^2} \right) T_i^j + \\
 & + \left( \frac{\lambda}{\Delta_x^2} - \frac{c\rho u_i^j}{2\Delta_x} \right) T_{i+1}^j + Q\rho w_i^j, \\
 & T_i^{j+1} = \frac{\Delta_t}{c\rho} \left( \frac{c\rho u_i^j}{2\Delta_x} + \frac{\lambda}{\Delta_x^2} \right) T_{i-1}^j + \frac{\Delta_t}{c\rho} \left( \frac{c\rho}{\Delta_t} - \frac{2\lambda}{\Delta_x^2} \right) T_i^j + \\
 & + \frac{\Delta_t}{c\rho} \left( \frac{\lambda}{\Delta_x^2} - \frac{c\rho u_i^j}{2\Delta_x} \right) T_{i+1}^j + \frac{\Delta_t}{c\rho} Q\rho w_i^j, \\
 & T_i^{j+1} = \left( \frac{\Delta_t}{2\Delta_x} u_i^j + \frac{\lambda\Delta_t}{c\rho\Delta_x^2} \right) T_{i-1}^j + \left( 1 - \frac{2\lambda\Delta_t}{c\rho\Delta_x^2} \right) T_i^j + \\
 & + \left( \frac{\lambda\Delta_t}{c\rho\Delta_x^2} - \frac{\Delta_t}{2\Delta_x} u_i^j \right) T_{i+1}^j + \frac{Q\Delta_t}{c} w_i^j, \tag{8}
 \end{aligned}$$

где  $\beta = \frac{\lambda\Delta_t}{c\rho\Delta_x^2}$ ,  $i = 1, 2, \dots, M-1$ ,  $j = 0, 1, \dots$ , с

ошибкой усечения порядка  $O[\Delta_t, \Delta_x^2]$ .

Конечно-разностное приближение (8) дифференциального уравнения (1) включает только одно неизвестное значение температуры  $T_i^{j+1}$  для временного уровня  $j+1$ , которое может быть непосредственно рассчитано из уравнения (8), когда известны узловые значения  $T_{i-1}^j$ ,  $T_i^j$  и  $T_{i+1}^j$  на предыдущем временном слое  $j$ .

На рис. 1 схематично показано расположение узлов в рассматриваемой явной конечно-разностной схеме.

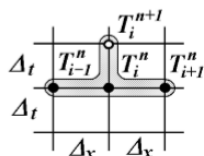


Рисунок 1 - Шаблон схемы с конечными разностями для простой явной схемы

При решении уравнения (8) формируется  $M-1$  алгебраическое уравнение,  $i = 1, 2, \dots, M-1$ , содержащее  $M+1$  неизвестных значений  $T_i^{j+1}$  ( $i = 0, 1, \dots, M$ ). Из двух граничных условий для  $i = 0$  и  $i = M$  получают недостающие уравнения.

Граничные условия:

$\tau = 0$ :  $T = T_{cp}$ ,  $u = 0$ ; ( $T_{cp}$  – температура окружающей среды)

$x = 0$ :  $-\lambda \frac{\partial T}{\partial x} = q$ ,  $u = 0$ ;

$x = M$ :  $\frac{\partial T}{\partial x} = 0$ .

Дискретизируются граничные условия, используя формулу с центральными разностями второго порядка:

$$x = 0: -\lambda \frac{T_{i+1}^j - T_{i-1}^j}{2\Delta_x} = q,$$

при  $i = 0$  получаем  $-\lambda \frac{T_1^j - T_{-1}^j}{2\Delta_x} = q$ ,

$$T_{-1}^j = T_1^j + \frac{2q}{\lambda} \Delta_x; \tag{9}$$

$$x = M: \frac{T_{i+1}^j - T_{i-1}^j}{2\Delta_x} = 0,$$

при  $i = M$  получаем  $\frac{T_{M+1}^j - T_{M-1}^j}{2\Delta_x} = 0$ ,

$$T_{M+1}^j = T_{M-1}^j. \tag{10}$$

Рассматриваются фиктивные узлы с индексом "-1" и фиктивной температурой  $T_{-1}^j$  и индексом "M+1" с фиктивной температурой  $T_{M+1}^j$ , которые получаются расширением вычислительной области на  $\Delta_x$  налево и направо, соответственно (рис. 2).

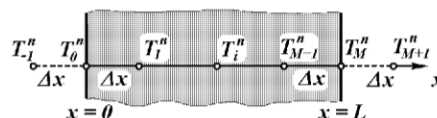


Рисунок 2 - Образование фиктивных узлов "-1" и "M+1" с фиктивными температурами  $T_{-1}^j$  и  $T_{M+1}^j$

Два дополнительных соотношения, необходимые для устранения фиктивных температур, определяются после записывания уравнения (8) для  $i = 0$  и  $i = M$ :

$$T_0^{j+1} = \left( \frac{\Delta_t}{2\Delta_x} u_0^j + \beta \right) T_{-1}^j + (1 - 2\beta) T_0^j + \left( \beta - \frac{\Delta_t}{2\Delta_x} u_0^j \right) T_1^j + \frac{Q\Delta_t}{c} w_0^j, \tag{11}$$

$$T_M^{j+1} = \left( \frac{\Delta_t}{2\Delta_x} u_M^j + \beta \right) T_{M-1}^j + (1 - 2\beta) T_M^j + \left( \beta - \frac{\Delta_t}{2\Delta_x} u_M^j \right) T_{M+1}^j + \frac{Q\Delta_t}{c} w_M^j. \tag{12}$$

Затем  $T_{-1}^j$  устраняется с помощью уравнений (9) и (11),  $T_{M+1}^j$  устраняется с помощью уравнений (10) и (12). В результате получаем:

$$T_0^{j+1} = (1-2\beta)T_0^j + 2\beta T_1^j + \frac{q}{\lambda}(\Delta_t u_0^j + 2\beta \Delta_x) + \frac{Q\Delta_t}{c} w_0^j, \quad (13)$$

$$T_M^{j+1} = 2\beta T_{M-1}^j + (1-2\beta)T_M^j + \frac{Q\Delta_t}{c} w_M^j. \quad (14)$$

Уравнения с конечными разностями (8) вместе с уравнениями (13) и (14) формируют  $M+1$  уравнений для определения неизвестных температур в узлах на каждом последующем временном слое и являются численной моделью процесса горения в одномерной пластине.

Чтобы организовать решение одномерной нестационарной задачи горения конечно-разностным методом по явной схеме, выбирается шаг временной дискретизации, величина которого определяет значение параметра  $\beta = \frac{\lambda \Delta_t}{c \rho \Delta_x^2}$ , где  $\Delta_t$  – шаг временной дискретизации,  $\Delta_x^2$  – шаг пространственной дискретизации задачи.

Для анализа устойчивости в некоторый узел с индексами  $(i, j)$  вносится малое возмущение  $\varepsilon_i^j$ . Тогда применение вычислительной схемы (8) приводит к тому, что после проведения итераций в узле с индексами  $(i, j+1)$  появляется значение, отличающееся от решения, которое появилось бы в случае отсутствия возмущения  $\varepsilon_i^j$ .

Величина возмущения, внесенного в узел  $(i, j)$ , оценивается из выражения

$$\begin{aligned} (T_i^{j+1} + \varepsilon_i^{j+1}) &= \left( \frac{\Delta_t}{2\Delta_x} u_i^j + \beta \right) T_{i-1}^j + \\ &+ (1-2\beta)(T_i^j + \varepsilon_i^j) + \left( \beta - \frac{\Delta_t}{2\Delta_x} u_i^j \right) T_{i+1}^j + \frac{Q\Delta_t}{C_p} w_i^j \end{aligned}$$

Это уравнение вычитается из уравнения (8) и определяется величина возмущения, появившаяся на следующем временном слое

$$\varepsilon_i^{j+1} = (1-2\beta)\varepsilon_i^j.$$

Математическое условие устойчивости представляется в виде

$$\left| \frac{\varepsilon_i^{j+1}}{\varepsilon_i^j} \right| < 1, \text{ или } |1-2\beta| < 1.$$

Решая неравенство, получаются условия статической  $\Delta_t > 0$  и динамической устойчивостей  $\Delta_t < \frac{C_p \rho}{\lambda} \Delta_x^2$ .

Если учесть, что начальное возмущение, внесенное в узел  $(i, j)$ , передается не только в узел  $(i, j+1)$ , но и в узлы  $(i+1, j+1)$  и  $(i-1, j+1)$ , то после преобразований получается:

$$0 < \beta < 0,5, \text{ т.е. } \Delta_t^{\max} = \frac{C_p \rho}{2\lambda} \Delta_x^2,$$

где  $\Delta_t^{\max}$  – максимальная величина шага по времени  $\Delta_t$ , в пределах которого схема является устойчивой.

## РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Для расчета реакции метана с воздухом были выбраны параметры, приведенные в [7]:  $Q=50,125$  МДж/кг,  $E=0,238$  МДж/моль,  $z=9,66 \cdot 10^{10}$  с<sup>-1</sup>. Теплофизические параметры смеси рассчитывались по стехиометрическому соотношению и равнялись:  $c=1133$  Дж/(кг·К),  $\lambda=0,026$  Дж/(м·К·с),  $\rho=1,22$  кг/м<sup>3</sup>. Адиабатическая температура  $T_a=1950$  °С. Характерное время химической реакции, рассчитанное по формуле (6), составит  $t_{ac}=6,4 \cdot 10^{-10}$  с.

Время индукции зажигания, в зависимости от плотности теплового потока, исчисляется секундами и десятками секунд. Задача имеет пограничный характер по времени: сначала происходит разогрев смеси, практически, по линейному закону, затем – в течение крайне короткого времени – резкий скачок температуры до максимальной (рис. 3).

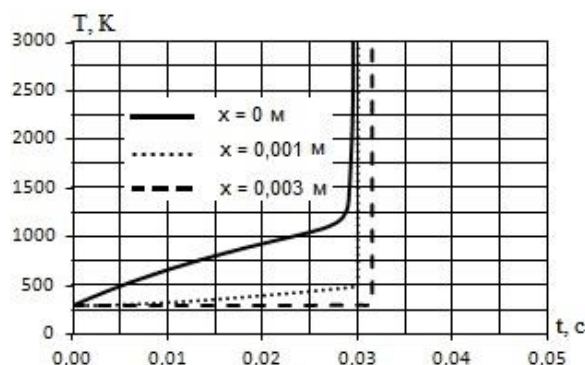


Рисунок 3 - Изменение температуры при инициировании метановоздушной смеси тепловым потоком плотностью  $30 \cdot 10^3$  Вт/м<sup>2</sup> для разных сечений лабораторной трубы

Таким образом, задача имеет пограничный характер по времени: сначала происходит разогрев смеси, практически, по линейному закону, затем – в течение крайне короткого времени – резкий скачок температуры до максимальной.

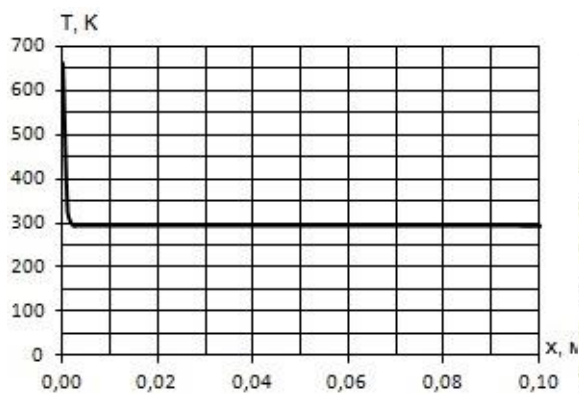


Рисунок 4 - Изменение температуры при иницировании метановоздушной смеси тепловым потоком плотностью  $30 \cdot 10^3$  Вт/м<sup>2</sup> в момент времени  $t = 0,01$  с

Скорость нормального горения, рассчитанная по формуле (4), составляет, примерно, 0,52-0,53 м/с и растет линейно в зависимости от начальной температуры.

Исследование зависимости температуры горения метановоздушной смеси от координаты трубы показывает, что максимальное значение температуры наблюдается в начале трубы, затем зависимость характеризуется резким падением температуры до температуры окружающей среды (рис.4).

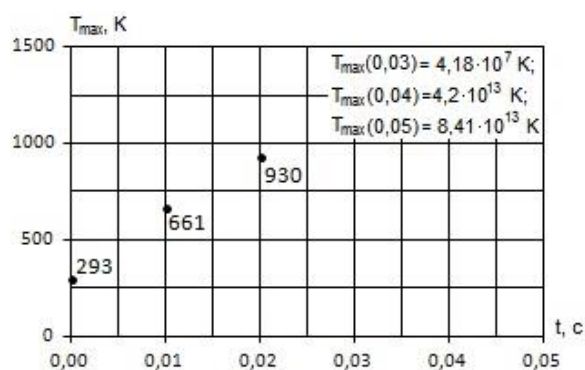


Рисунок 5 - Изменение максимальной температуры горения метановоздушной смеси от времени

На рисунке 5 представлена зависимость максимальной температуры горения метановоздушной смеси, рассчитанная в трубе в данный момент времени, в зависимости от времени. Сначала максимальная температура

растает практически линейно, затем наблюдается резкий скачок температуры (свыше 1000 К).

Время индукции зажигания  $t_z$  существенно зависит от плотности теплового потока на границе (рис. 6, в качестве  $t_z$  оценивалось время, при котором температура достигала  $T_a$ ).

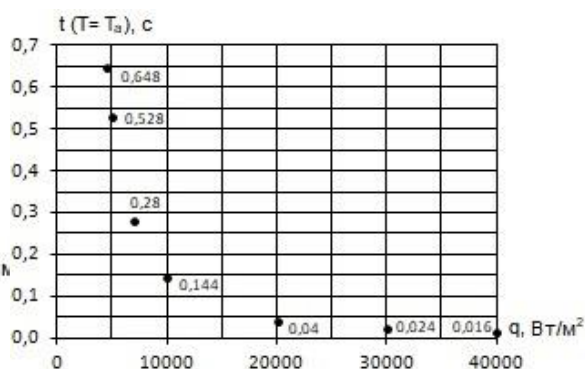
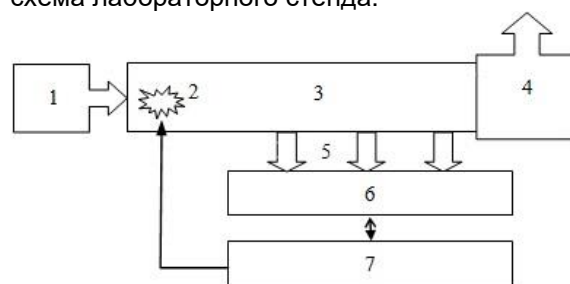


Рисунок 6 - Время индукции зажигания метановоздушной смеси в зависимости от плотности теплового потока на границе

Время индукции зажигания  $t_z$  слабо зависит от начальной температуры. Учет выгорания дает поправку не более 3-4 % в расчет времени индукции.

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Для проведения экспериментальных исследований процесса горения метановоздушной смеси предложена следующая схема лабораторного стенда:



1 - баллон с газом, 2 - система воспламенения, 3- труба с газо-воздушной смесью, 4 - вытяжная вентиляция, 5 - датчики, 6 - регистратор, 7 - система синхронизации

Рисунок 7 - Схема стенда

Следующим этапом работы предполагается проведение исследований времени индукции зажигания, температуры и скорости горения метановоздушной смеси в

зависимости от плотности теплового потока на границе и температуры окружающей среды.

### ВЫВОДЫ

Таким образом, в работе проведено математическое моделирование процесса нестационарного горения реакционноспособной газовой смеси в одномерной постановке (лабораторной трубе). На примере метановоздушной смеси определены значимые факторы, влияющие на время индукции зажигания: плотность теплового потока, начальная температура. Установлено, что учет выгорания смеси слабо влияет на результат расчетов. Определена скорость нормального горения и характерное время протекания химической реакции.

Предложено численное решение задачи определения скорости горения метановоздушной смеси применительно к лабораторной установке.

Исследовано влияние кинетических параметров газовой смеси и параметров окружающей среды на скорость фронта горения.

Предложена схема лабораторного стенда для экспериментального исследования процесса.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Зельдович Я.Б., Компанеев А.С. Теория детонации. – Москва: Гостехиздат, 1955.
2. Щелкин К.И., Трошин Я.К. Газодинамика горения. – М.: из-во АН СССР, 1963. – 256 с.
3. Войцеховский Б.В., Митрофанов В.В., Топчян М.Е. Структура фронта детонации в газах. – Новосибирск: из-во СО АН СССР, 1963. – 168 с.
4. Физика взрыва /под ред. Л.П.Орленко. – М.: Физматлит, 2002. – 832 с.
5. Льюис Б., Эльбе Г. Горение, пламя и взрывы в газах. – М.: Мир, 1984. – 448 с.
6. Бунев В.А., Коржавин А.А., Сеначин П.К. Анализ влияния различных факторов на характеристики взрывоопасности метана // Ползуновский вестник. – 2012. – № 3/1. – с. 5-16.
7. Законы горения / Под ред. Ю.В. Полежаева.– М.: УНПЦ «Энергомаш», 2006. – 351 с.
8. Зельдович Я.Б., Франк-Каменецкий Д.А. Теория теплового распространения пламени // Ж. Физ. Химии. – 1938, № 12. – с. 100.-105.

9. Лисаков С.А., Сидоренко А.И., Павлов А.Н., Сыпин Е. В., Леонов Г. В. Компьютерное моделирование горения метано-воздушных смесей на начальной стадии развития // Вестник научного центра по безопасности работ в угольной промышленности. – 2016. – № 3. – с. 32-41.

10. Зельдович Я.Б., Баренблатт Г.Ш., Либрович В.Б. и др. Математическая теория горения и взрыва. – М.: Наука, 1980. – 478 с.

**Сысоева Маргарита Олеговна**, кандидат физико-математических наук, кафедра естественнонаучных дисциплин Бийского технологического института (филиала) федерального государственного бюджетного образовательного учреждения высшего образования «Алтайский государственный технический университет им. И.И. Ползунова», e-mail: [sysoeva.mo@bti.secna.ru](mailto:sysoeva.mo@bti.secna.ru); 8-923-652-1248.

**Галенко Юрий Анатольевич**, доктор физико-математических наук, профессор, кафедра естественнонаучных дисциплин Бийского технологического института (филиала) федерального государственного бюджетного образовательного учреждения высшего образования «Алтайский государственный технический университет им. И.И. Ползунова», e-mail: [gal@bti.secna.ru](mailto:gal@bti.secna.ru); 8-902-141-5775.

**Кудряшова Ольга Борисовна**, доктор физико-математических наук, профессор, кафедра ракетных двигателей и высокоэнергетических устройств автоматических систем Бийского технологического института (филиала) федерального государственного бюджетного образовательного учреждения высшего образования «Алтайский государственный технический университет им. И.И. Ползунова», e-mail: [obk@bti.secna.ru](mailto:obk@bti.secna.ru);

**Сыпин Евгений Викторович**, кандидат технических наук, профессор, кафедра методов и средств измерений и автоматизации Бийского технологического института (филиала) федерального государственного бюджетного образовательного учреждения высшего образования «Алтайский государственный технический университет им. И.И. Ползунова», e-mail: [sev@bti.secna.ru](mailto:sev@bti.secna.ru).