

ВОЗМУЩЕНИЯ СТРУКТУРЫ ПЛАМЕНИ, ВЫЗЫВАЕМЫЕ ТЕРМОПАРОЙ. II. МОДЕЛИРОВАНИЕ

П. А. Сковородко¹, А. Г. Терещенко², А. А. Палецкий², Д. А. Князьков²,
О. П. Коробейничев²

¹Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, 630090 Новосибирск, paskov@itp.nsc.ru

²Институт химической кинетики и горения СО РАН, 630090 Новосибирск

Для изучения возмущений, вызываемых наличием термопары в пламени, выполнено моделирование внешнего течения реагирующей смеси газов около термопары в рамках полной системы нестационарных уравнений Навье — Стокса, модифицированной для приближенного учета влияния тепловыделения вследствие химических реакций. Моделирование проводилось для изучаемого в работе газового пламени метана, а также для пламени конденсированной системы на примере гексогена применительно к условиям экспериментов, имеющих в литературе. Обнаружено, что торможение потока в окрестности термопары приводит к локальному увеличению тепловыделения вследствие химических реакций и соответствующему повышению температуры термопары относительно невозмущенного значения. Ранее в литературе данный эффект не обсуждался.

Ключевые слова: структура пламени, термопара, уравнения Навье — Стокса, температура, перегрев, метан, гексоген.

ВВЕДЕНИЕ

Работа является продолжением исследования [1], в котором приведены экспериментальные результаты, иллюстрирующие возмущающее влияние термопары на структуру изучаемого пламени (на примере пламени метана при атмосферном давлении), и посвящена теоретическому исследованию этого влияния.

Как ни странно, в литературе отсутствуют подобные исследования, что может быть связано с известными проблемами [2] моделирования течения химически реагирующей смеси газов около термопары, обусловленными низкими значениями чисел Маха, характерными для подобных течений. Так, для пламени метана, исследованного в работе [1], число Маха в потоке находится в диапазоне $4 \cdot 10^{-4} \div 10^{-3}$, т. е. поток является существенно дозвуковым, что затрудняет его описание в рамках полной системы нестационарных уравнений Навье — Стокса [2].

Другой причиной недостаточного внимания к обсуждаемой проблеме может быть большое число факторов, оказывающих влияние на корректность термопарных измерений в пламенах газовых [3, 4] и особенно конденсированных систем (КС) [5–7], на фоне которых выделить возмущения структуры пламени, вызываемые собственно термопарой, затруднительно.

Постановка данного исследования была инициирована необходимостью проверить предположение о том, что превышение измеренной термопарным методом температуры относительно ее значений в невозмущенном пламени метана при атмосферном давлении, наблюдающееся на малых расстояниях от горелки [1], не связано с погрешностями расчета или ошибками измерения температуры, а обусловлено возмущениями пламени, вносимыми термопарой. Другим источником мотивации данного исследования явилась упоминавшаяся работа [5], содержащая критический анализ результатов термопарных измерений распределений температуры в пламени КС при высоких давлениях [7].

Расчеты проведены для метан-кислород-аргонового пламени предварительно перемешанной смеси начального состава 6 % CH_4 + 15 % O_2 + 79 % Ar , стабилизированного на плоской горелке при атмосферном давлении, которое использовалось в наших экспериментах [1], а также для пламени гексогена при давлении 20 атм, экспериментальное исследование которого выполнено в работе [7].

1. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕЧЕНИЯ

Моделирование плоского внешнего течения около термопары, помещенной в поток на

некотором расстоянии от поверхности горелки (или поверхности горения — в случае пламени КС), осуществлялось в рамках полной системы нестационарных уравнений Навье — Стокса. Конечно-разностная аппроксимация исходных уравнений проводилась на гибридной (разнесенной) разностной сетке, что позволило разработать эффективный алгоритм моделирования течений вязкого газа [8–10].

Для приближенного учета влияния тепловыделения вследствие химических реакций в уравнение энергии добавлялся источниковый член Q , обеспечивающий заданное распределение температуры в плоском невозмущенном изобарическом пламени, т. е. в отсутствие термодары в пламени. Детальное описание алгоритма дано в работе [8], где он использовался для моделирования возмущений потока, вызванных осесимметричным пробоотборным зондом, помещенным в пламя. Ниже будут описаны основные особенности реализации алгоритма для моделирования существенно дозвукового плоского течения.

1.1. Уравнения Навье — Стокса

Система уравнений Навье — Стокса для двумерного течения с плоской симметрией имеет обычный вид и включает:

уравнение неразрывности

$$\frac{D\rho}{Dt} + \rho \operatorname{div} \mathbf{v} = 0, \quad (1)$$

уравнения сохранения импульса

$$\rho \frac{Du}{Dt} + \frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y}, \quad (2)$$

$$\rho \frac{Dv}{Dt} + \frac{\partial p}{\partial y} = \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yy}}{\partial y}, \quad (3)$$

уравнение сохранения энергии

$$\rho \frac{De}{Dt} + p \operatorname{div} \mathbf{v} = -\frac{\partial q_x}{\partial x} - \frac{\partial q_y}{\partial y} + \Phi, \quad (4)$$

где

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y},$$

$$\operatorname{div} \mathbf{v} = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y},$$

$$\Phi = \tau_{xx} \frac{\partial u}{\partial x} + \tau_{yy} \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\tau_{xy}^2}{\mu},$$

$$\tau_{xx} = 2\mu \frac{\partial u}{\partial x} + \left(\mu' - \frac{2}{3}\mu \right) \operatorname{div} \mathbf{v},$$

$$\tau_{yy} = 2\mu \frac{\partial v}{\partial y} + \left(\mu' - \frac{2}{3}\mu \right) \operatorname{div} \mathbf{v},$$

$$\tau_{xy} = \tau_{yx} = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right),$$

$$q_x = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x}, \quad q_y = -\lambda \frac{\partial T}{\partial y}.$$

Здесь x, y — декартовы координаты, u, v — соответствующие компоненты вектора скорости, ρ — плотность, p — давление, T — температура, e — удельная внутренняя энергия, μ — динамическая вязкость, μ' — объемная вязкость, λ — теплопроводность. Система уравнений (1)–(4) замыкается уравнением состояния и выражением для внутренней энергии, которые для совершенного газа имеют вид

$$p = \rho RT, \quad e = \frac{1}{\varkappa - 1} RT,$$

где R — газовая постоянная, \varkappa — показатель адиабаты.

1.2. Конечно-разностная схема

Основные особенности используемой конечно-разностной схемы состоят в следующем.

(а) Применяется гибридная (разнесенная) разностная сетка, суть которой заключается в том, что в прямоугольной сетке, покрывающей расчетную область, давление, плотность и температура газа, а также коэффициенты переноса определяются в центре ячейки, а компоненты скорости — в середине соответствующих границ ячейки.

(б) Разностные уравнения разрешаются неявно с помощью известного метода расщепления по физическим процессам и пространственным переменным [11]. На каждом дробном шаге обращение трехдиагональных матриц осуществляется стандартным методом прогонки.

(в) Уравнение неразрывности аппроксимируется по схеме, обеспечивающей консервативность при установлении, либо при явном разрешении уравнений.

(г) Симметричная аппроксимация дифференциальных операторов обеспечивает второй порядок точности по пространственным переменным на равномерной сетке.

(д) Алгоритм характеризуется низкой схемной вязкостью, что существенно расширяет доступную для моделирования область чисел Рейнольдса.

Гибридная сетка была предложена в работе [12] для моделирования течений несжимаемой жидкости. Для течений сжимаемого газа данная сетка не получила широкого распространения, за исключением некоторых случаев существенно дозвуковых конвективных течений [2]. Имеющийся опыт свидетельствует, однако, о высокой эффективности алгоритма, основанного на использовании гибридной сетки, для моделирования течений газа без каких-либо ограничений на скорость потока [8–10].

1.3. Численная процедура

Начальное распределение параметров в области моделирования задавалось таким же, как в невозмущенном пламени. Наличие термопары возмущает это распределение из-за присутствия твердых поверхностей в поле течения, а также теплообмена между газом и поверхностью термопары. Вследствие влияния указанных факторов поток начинает перестраиваться и спустя некоторое время достигает стационарного состояния. В качестве критерия сходимости итераций оказалось удобным использовать температуру термопары, которая обычно достигала стационарного значения (сохраняющегося с четырьмя значащими цифрами) после $10^5 \div 2 \cdot 10^5$ шагов по времени.

Как уже указывалось, расчеты проводились применительно к пламени метана [1], а также к пламени гексогена при давлении 20 атм [7].

1.4. Пламя метана

Предполагалось, что рассматриваемая смесь продуктов горения описывается моделью однокомпонентного совершенного газа с молекулярной массой 37.32 кг/кмоль и показателем адиабаты $\kappa = 1.5747$, рассчитанными по параметрам реальной смеси газов на поверхности горелки.

Температурная зависимость динамической вязкости μ газа рассчитывалась для

межмолекулярного потенциала взаимодействия Леннарда — Джонса ($6 \div 12$) с параметрами $\sigma = 3.418 \text{ \AA}$, $\varepsilon/k = 124 \text{ К}$, характерными для аргона [13]. Поскольку основным компонентом смеси является аргон, значение числа Прандтля ($Pr = \mu c_p / \lambda$) было задано тем же, что и для аргона, т. е. $Pr = 2/3$. Влиянием объемной вязкости пренебрегали ($\mu' = 0$).

Для численного решения исходная система уравнений была приведена к безразмерному виду. В качестве масштабов для давления p , температуры T и плотности ρ использовали соответствующие величины на поверхности горелки (p_0 , T_0 и ρ_0), для продольной u и поперечной v компонент скорости — скорость звука c_0 при температуре T_0 . Координаты x (перпендикулярно поверхности горелки) и y (вдоль поверхности горелки) оказалось удобным выражать непосредственно в миллиметрах.

Упомянутый выше источник член Q в уравнении энергии определялся из соотношения, записанного в безразмерном виде для невозмущенного пламени [8]:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = Q_{conv} + Q_{vis} + Q = 0, \quad (5)$$

где конвективные члены, входящие в уравнение энергии (4), обозначены Q_{conv} , а вязкие члены — Q_{vis} . Полученная зависимость $Q(x)$, приведенная в работе [8], характеризуется острым максимумом при $x = 0.5 \text{ мм}$, отражающим особенности невозмущенного метанового пламени в рассматриваемых условиях. Для более полного исследования термопарных возмущений структуры пламени, наряду с подходом с пространственно закрепленными источниками $Q(x)$, использовавшимся в работе [8], в данной работе применялся также другой подход, в котором источник член зависит не от координаты x , а от локального значения температуры в потоке $Q(T)$, что представляется более адекватным с точки зрения описания нелинейных эффектов взаимного влияния химических и газодинамических процессов. Распределение температуры, а вместе с ней и других газодинамических параметров в невозмущенном пламени хорошо воспроизводится в рамках любого из этих подходов. Зависимость $Q(T)$ приведена на рис. 1. Малые значения источника члена при низких температурах (у поверхности горелки) отражают то обстоятельство, что тепловая структура пламени в небольшой окрестности у поверхности горелки определяется в

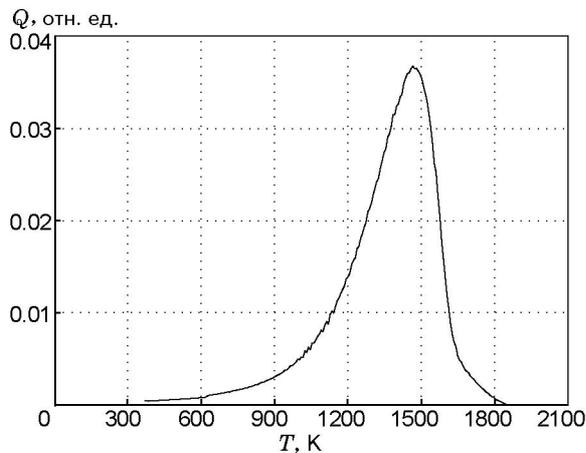


Рис. 1. Температурная зависимость источников члена в уравнении энергии для пламени метана

основном теплопроводностью продуктов горения, а не тепловыделением вследствие химических реакций. Для приведения источников члена к размерному виду (в единицах мощность/объем) величины на рис. 1 следует умножить на комплекс $e_0 c_0 \rho / h_0$, где $h_0 = 1$ мм — принятая единица измерения расстояний.

Течение моделировалось в области прямоугольной формы, при этом граничные условия ставились следующим образом. На поверхности горелки (левая граница) условия для всех величин задавались на основе расчета для рассматриваемого изобарического пламени, полученного с помощью кода PREMIX [14] ($T = 368$ К, $u = 15.68$ см/с, $v = 0$). На правой границе обе компоненты скорости, а также температуру определяли путем аппроксимации изнутри расчетной области, в то время как давление полагалось постоянным (изобарическое пламя).

В плоскости симметрии (нижняя граница области, проходящая через середину термопары) поперечная скорость, а также первые производные по y продольной скорости и температуры приняты равными нулю.

Во избежание проблем с заданием граничных условий на верхней границе области последнюю также рассматривали как плоскость симметрии, что эквивалентно предположению о наличии бесконечного ряда термопар, расположенных на одном и том же расстоянии от горелки. Шаг этого ряда, т. е. расстояние между средними точками соседних термопар, выбран достаточно большим, чтобы минимизировать

возмущения поля течения, вызванные принятым предположением.

На поверхности термопары нормальная компонента скорости полагалась равной нулю, а тангенциальная задавалась по общему алгоритму, в котором учтена возможность скольжения [8], хотя эффекты скольжения в рассматриваемых условиях очень малы. Температура поверхности термопары определялась из условия равенства суммарного теплового потока от газа к поверхности тепловому потоку от поверхности вследствие излучения с принятым значением степени черноты поверхности ε (для $\varepsilon = 0$ поверхность находилась в адиабатических условиях). Следует заметить, что изложенная процедура позволяет определять температуру термопары, которая может быть непосредственно сопоставлена с результатами измерений без введения полуэмпирических поправок для учета потерь тепла за счет излучения.

Основной массив результатов получен для расчетной области размером 2.4 мм в продольном (x) направлении и 1.5 мм в поперечном (y) направлении с шагами сетки $dx = dy = 2.5$ мкм. Для контроля внутренней точности модели некоторые варианты были рассчитаны для области размером 1 мм по оси y , при этом не обнаружено заметных отличий в распределении параметров и в значениях температуры термопары для двух этих областей. Отметим, что размер термопары вдоль оси y , для которой проводились расчеты, составлял 0.0625 мм, что соответствует половине ширины термопары ТПЗ (20×125 мкм) [1].

1.5. Пламя гексогена

Пламя гексогена (RDX) моделировалось в рамках того же подхода, что и пламя метана. Рассматриваемая смесь продуктов горения описывалась моделью однокомпонентного совершенного газа с молекулярной массой 24.642 кг/кмоль и показателем адиабаты $\gamma = 1.382$, рассчитанными по параметрам реальной смеси газов за фронтом пламени, т. е. в пренебрежении изменением состава смеси внутри фронта.

Вязкость смеси рассчитывали исходя из принятого состава смеси по соотношениям из работы [13], расчетное значение числа Прандтля составило 0.6145. Источниковый член Q для уравнения энергии находили на основе аппроксимации (4) [1] измеренного профиля тем-

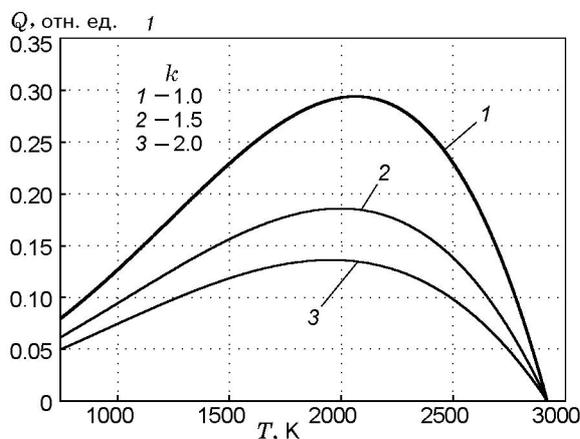


Рис. 2. Температурная зависимость источников члена в уравнении энергии для пламени гексогена при давлении 20 атм и различных значениях параметра k

пературы для давления 20 атм, приведенного в работе [7]. Зависимость $Q(T)$ представлена на рис. 2 (кривая 1; зависимости 2, 3 на этом рисунке, полученные введением постоянного коэффициента k , «растягивающего» в k раз данные по оси абсцисс, обсуждаются в конце п. 2.2). В отличие от метанового пламени, источник член в пламени гексогена не мал при низких температурах, что может быть связано с тепловыделением за счет химических реакций у поверхности горения [15]. Следует, однако, отметить, что значения источников члена, а также его профиль у поверхности горения могут существенно измениться вследствие учета термодинамических возмущений профиля измеренной температуры (см. п. 2.2).

Граничные условия на поверхности горения для рассматриваемого пламени ($T = 740.4$ К, $u = 102.32$ см/с, $v = 0$) определены из упоминавшейся аппроксимации температурного профиля, принятого значения молекулярной массы смеси и реальной скорости горения [7].

Как и для пламени метана, расчеты выполнены для двух вариантов задания источников члена, $Q(x)$ и $Q(T)$, а также для двух значений степени черноты поверхности термодипара — $\varepsilon = 0$ и $\varepsilon = \varepsilon(T)$, полученных аппроксимацией данных для вольфрама [16], для которого с повышением температуры величина ε растет, в отличие от кварца, для которого она уменьшается.

Размеры области моделирования составляли 100 мкм в продольном (x) направлении и 400 мкм в поперечном (y) направлении. Мо-

делирование проводилось на разностной сетке с шагами $dx = 0.2$ мкм, $dy = 1$ мкм.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

2.1. Пламя метана при давлении 1 атм

На рис. 3 показаны экспериментальный и расчетные профили температуры, полученные для ленточной термопары ТПЗ (здесь и ниже расчетная температура приписывается точке, соответствующей середине термопары). Для более детального анализа возмущений температуры, вызванных термопарой, все данные приведены в виде разности между возмущенной и невозмущенной температурами: $\Delta T = T - T_{\text{CH}_4}$, далее эту величину называем перегревом. Здесь, как и в работе [1], T_{CH_4} — невозмущенный профиль, полученный с помощью кода PREMIX [14] для рассматриваемого изобарического пламени.

Экспериментальный профиль дан в исходном виде без введения поправок на потери тепла излучением. Расчетные профили, полученные в рамках моделей с источником членом в виде $Q(T)$ и $Q(x)$, в целом согласуются между собой, хотя заметные различия между ними наблюдаются как для случая $\varepsilon = 0$ (кривые 1, 2), так и для случая $\varepsilon = \varepsilon(T)$ (кривые 3, 4). При $\varepsilon = 0$ в области градиента температуры перегрев достигает 109 К для модели с $Q(T)$ и 78 К для модели с $Q(x)$ при

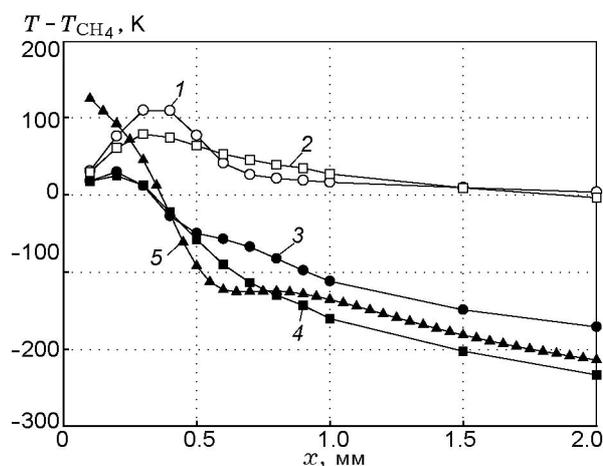


Рис. 3. Расчетные (кривые 1–4) и экспериментальный (кривая 5) профили перегрева:

1 — $Q(T)$, $\varepsilon = 0$; 2 — $Q(x)$, $\varepsilon = 0$; 3 — $Q(T)$, $\varepsilon = \varepsilon(T)$; 4 — $Q(x)$, $\varepsilon = \varepsilon(T)$

$x \approx 0.3 \div 0.4$ мм. Вследствие радиационных потерь тепла термопарой расчетные профили перегрева для $\varepsilon = \varepsilon(T)$ отрицательны почти всюду, за исключением области малых расстояний от горелки ($x \leq 0.3$ мм). Экспериментальные данные (кривая 5) близки к расчетным, полученным для случая $\varepsilon = \varepsilon(T)$ (кривые 3, 4). Причины значительного перегрева, наблюдающегося в эксперименте на небольших расстояниях от горелки, неясны. (Как отмечено в работе [1], поведение температуры здесь может быть подвержено влиянию пористости горелки, в результате которого у ее поверхности возникают струи газа с более высокой скоростью течения, чем расчетная. Проблема формирования пламени пористой горелкой, включая вопрос о взаимодействии струй и выравнивании параметров течения, нуждается в дополнительном исследовании.) Немонотонный характер экспериментального профиля с локальным максимумом в области $x \approx 0.8 \div 0.9$ мм связан, по-видимому, с дополнительным нагревом термопары вследствие каталитической рекомбинации радикалов Н и ОН на ее поверхности, который обсуждался в работе [1]. Выполненный с учетом этого эффекта анализ кривых 3–5 на рис. 3 позволяет сделать вывод о том, что реальные значения степени черноты термопары, покрытой слоем SiO_2 , должны быть несколько выше, чем используемые в этом исследовании (см. формулу (2) в работе [1]), по крайней мере в диапазоне высоких температур ($T > 1200$ К).

Поскольку разность $T(\varepsilon = 0) - T(\varepsilon)$ может рассматриваться как точное значение поправки на потери тепла излучением для проведенного численного эксперимента, расчетные результаты позволяют проверить существующие полуэмпирические формулы, широко используемые для подобных коррекций результатов термопарных измерений в пламенах. На рис. 4 соответствующие данные, полученные в моделях с источником членом в виде $Q(T)$ (кривая 1) и $Q(x)$ (кривая 2), сравниваются с двумя подходами, рекомендованными в работах [17] (кривая 3) и [18] (кривая 4). (Формула из [17] использовалась в работе [1] для коррекции результатов измерений.) Как видно из рис. 4, существующие полуэмпирические подходы хорошо согласуются между собой. Несмотря на некоторые различия в результатах, полученных в рамках моделей с источником членом в виде $Q(T)$ и $Q(x)$, причины которых нуждаются в дополнительном исследовании, обе мо-

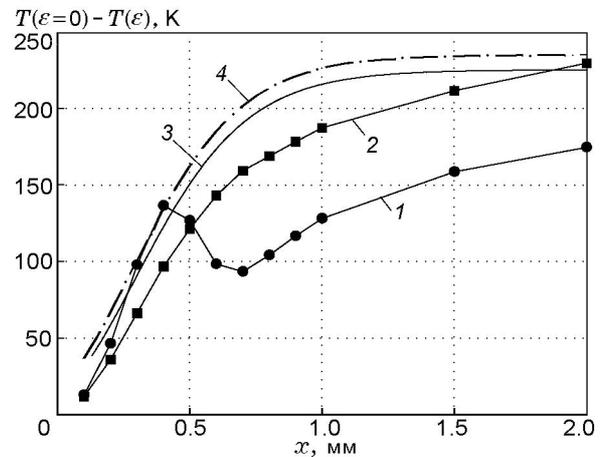


Рис. 4. Численные (кривые 1, 2) и полуэмпирические (кривые 3, 4) данные для потерь тепла излучением термопарой ТПЗ:

1 — $Q(T)$, 2 — $Q(x)$, 3 — [17], 4 — [18]

дели предсказывают меньшие значения поправки, что свидетельствует о более интенсивном теплообмене между термопарой и химически неравновесным реагирующим потоком по сравнению с аналогичным процессом в химически инертном газе (воздухе), обычно используемом в экспериментах по теплообмену [17, 18].

На рис. 5–8 представлены расчетные поля линий тока, продольных скоростей, поперечных скоростей и изотерм соответственно, полученные для случая $\varepsilon = 0$ по модели с источником членом в виде $Q(T)$ для варианта обтекания ленточной термопары ТПЗ, центр которой расположен на расстоянии 400 мкм от поверхности горелки. Этот вариант определяющих параметров соответствует перегреву термопары 108 К, близкому к максимальному (см. кривую 1 на рис. 3). Направление движения потока на этих рисунках — слева направо.

Как видно из рис. 5, где дана картина линий тока, течение представляет собой типичный ламинарный поток, обтекающий препятствие (термопару), что неудивительно, поскольку число Рейнольдса по параметрам невозмущенного потока и ширине термопары составляет около 0.4. В невозмущенном пламени, т. е. в отсутствие термопары, линии тока представляли бы собой совокупность прямых, параллельных оси абсцисс.

Приведенное на рис. 6 поле продольных скоростей иллюстрирует существенное возмущение этого поля термопарой. Так, при $y = 0$

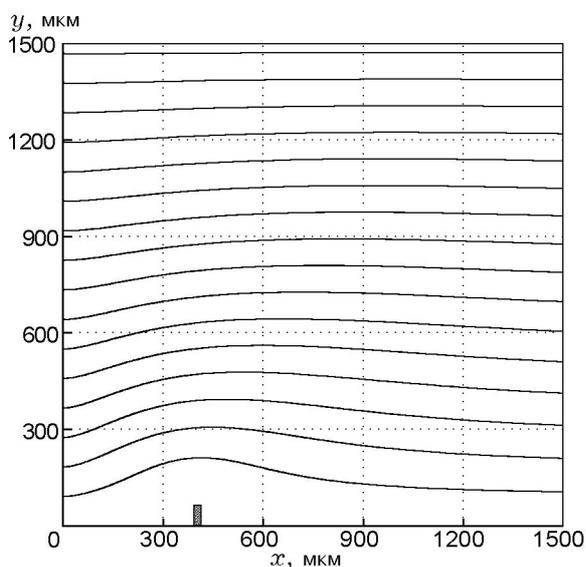


Рис. 5. Поле линий тока в пламени метана при обтекании термопары ТПЗ

скорость потока, направленного на центральную часть термопары, где находится ее спай, при приближении к поверхности термопары уменьшается от ≈ 20 см/с до нуля, а за термопарой она медленно увеличивается. Из рисунка видно также, что скорость потока за термопарой на расстоянии от нее ≈ 200 мкм составляет ≈ 26 см/с, что почти в три раза меньше, чем в слабовозмущенном пламени на этом же рас-

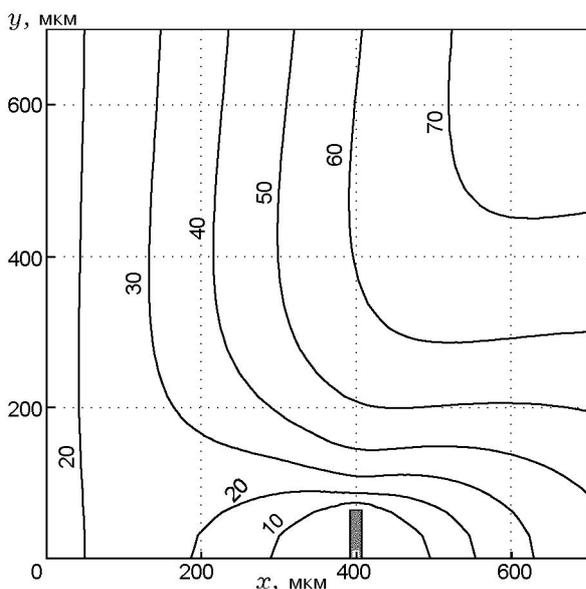


Рис. 6. Поле продольных скоростей (см/с) в пламени метана при обтекании термопары ТПЗ

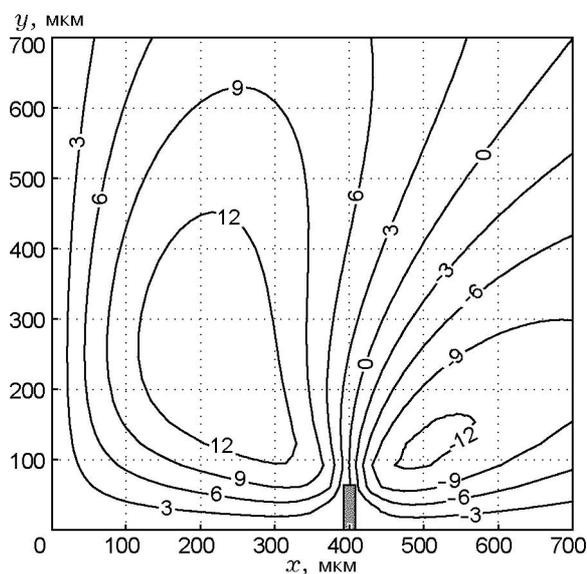


Рис. 7. Поле поперечных скоростей (см/с) в пламени метана при обтекании термопары ТПЗ

стоянии от горелки (≈ 75 см/с при $x = 600$ мкм, $y = 700$ мкм). Таким образом, на рис. 6 можно выделить область возмущений поля продольной скорости: ≈ 250 мкм до и после термопары. Размер зоны торможения потока около термопары (≈ 500 мкм) более чем в 20 раз превышает толщину термопары и близок к половине толщины фронта горения в рассматриваемом пламени (≈ 1 мм). Следует отметить, что торможение потока в окрестности термопары компенсируется увеличением его скорости на периферии течения, поскольку расход газа через каждое сечение расчетной области сохраняется постоянным. Дополнительным фактором, увеличивающим продольную скорость потока, является некоторый перегрев газа, что сопровождается уменьшением его плотности в изобарическом пламени. Так, при $y = 700$ мкм, т. е. приблизительно в середине расчетной области по оси ординат, скорость потока (≈ 60 см/с) при $x = 400$ мкм заметно выше, чем в невозмущенном пламени на этом же расстоянии от горелки (53.6 см/с). На верхней границе расчетной области ($y = 1500$ мкм) все параметры потока, включая скорость, слабо отличаются от невозмущенных, что подтверждает адекватность выбранного размера расчетной области по поперечной координате.

На рис. 7 показано поле поперечной компоненты скорости в потоке около термопары. Как

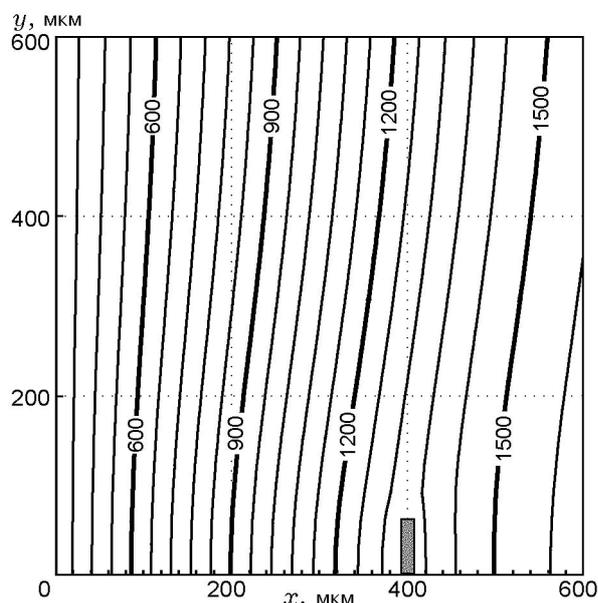


Рис. 8. Поле изотерм (К) в пламени метана при обтекании термопары ТП3

видно, термопара формирует также движение потока в поперечном направлении (вдоль поверхности горения) со скоростью, соизмеримой со скоростью потока у поверхности горелки (15.68 см/с).

Таким образом, термопара формирует зону торможения, сопровождающуюся изменением направления течения газа в исследуемом пламени, и в то же время она отражает температуру в этой возмущенной зоне. Поскольку термопара находится в газовом потоке с интенсивным тепловыделением за счет химических реакций, то в области расположения термопары нарушается баланс между тепловыделением и уносом тепла за счет оттока продуктов от поверхности горения, а также за счет теплопроводности. Нарушение этого баланса, характерного для невозмущенного пламени, приводит к возмущению поля изотерм в окрестности термопары, показанному на рис. 8. Как видно из рисунка, термопара оказывается в области с более высокой температурой (на ≈ 100 К) по сравнению с температурой невозмущенного пламени на данном расстоянии от горелки, что находит отражение в ее показаниях.

2.2. Пламя гексогена при давлении 20 атм

В настоящей работе также рассмотрены возмущения тепловой структуры пламени с

высоким массовым расходом, типичным при горении КС при повышенном давлении.

В качестве объекта исследования при изучении влияния формы термопары на измеряемую температуру выбрано пламя гексогена при давлении 20 атм с массовым потоком $0.83 \text{ г}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ [7]. Профиль температуры этого пламени, приведенный в [7], а также в первой части данной работы [1, рис. 10] в дальнейшем будет рассматриваться как невозмущенный — $T_{\text{RDХ}}$. Исследование эффекта возмущения термопарой структуры потока, в котором она находится, было проведено для термопар двух форм: ленточной с поперечным сечением 3×60 мкм — ТП4, которая наряду с другими использовалась в работе [7], а также близкой к квадратной с сечением 13×14 мкм — ТП5. Выбор формы термопары ТП5, с одной стороны, обусловлен возможностями алгоритма, которые ограничены прямоугольной формой сечения обтекаемого тела. С другой стороны, термопары ТП4 и ТП5 имеют близкую площадь поперечного сечения, поскольку на практике часто используются круглые или ленточные термопары, изготовленные из проволок одинакового диаметра. Можно надеяться, что различие результатов для термопар ТП4 и ТП5 будет подобно таковому для применяемых на практике ленточных и круглых термопар, изготовленных из проволоки одного диаметра.

Результаты расчета профилей температуры при использовании термопар ТП4 и ТП5, полученные при $\varepsilon = 0$, даны на рис. 9, где кривая 1 представляет собой невозмущенный профиль $T_{\text{RDХ}}$. Для термопары ТП4 профили температуры получены по модели с источниковым членом как в виде $Q(T)$ (профиль 2), так и в виде $Q(x)$ (профиль 3), для термопары ТП5 — только по модели с $Q(T)$ (профиль 4). Для более детального анализа возмущений температуры, вызванных термопарой, на рис. 9 приведены также перегревы ($\Delta T = T - T_{\text{RDХ}}$), соответствующие профилям 2–4 (кривые 5–7). Видно, что перегревы при измерении термопарой ТП4 существенно выше, чем при использовании термопары ТП5. Так, наибольший перегрев в первом случае оказался выше более чем в два раза: $\Delta T_{\text{ТП4}} = 442$ К и $\Delta T_{\text{ТП5}} = 198$ К. Следует отметить, что для пламени гексогена при давлении 90 атм (для ТП4), результаты исследования которого здесь не приведены, максимальный перегрев достигал 740 К.

Таким образом, для восстановления невоз-

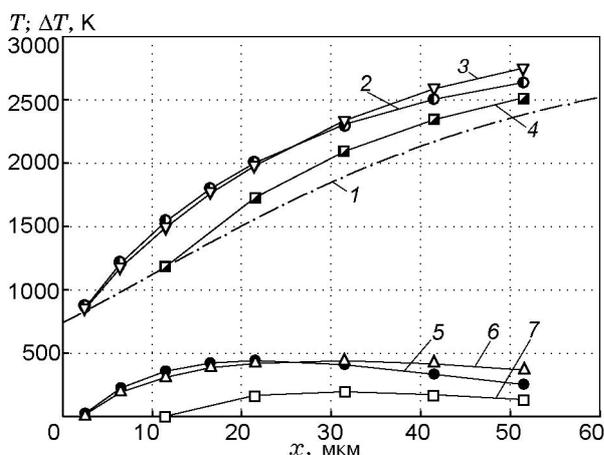


Рис. 9. Профили температуры в пламени гексогена, рассчитанные для двух термопар различной формы с близкой площадью поперечного сечения:

1 — T_{RDX} , 2 — $Q(T)$, 3 — $Q(x)$ для $T_{\text{ТП4}}$ (3×60 мкм), 4 — $Q(T)$ для $T_{\text{ТП5}}$ (13×14 мкм), 5–7 — $\Delta T_2 \div \Delta T_4$ соответственно

мушенного градиента температуры в волне горения КС с большими массовыми расходами ($0.8 \text{ г}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ и более) необходимо учитывать перегрев из-за возмущений, вносимых самой термопарой при ее обтекании потоком. В случае применения термопар с одинаковой площадью поперечного сечения перегрев растет с увеличением ширины термопары. В результате газодинамических возмущений исходного реагирующего потока, возникающих при обтекании термопары, градиенты температуры, измеряемые термопарой (особенно ленточной), превышают соответствующие значения в невозмущенном пламени.

Анализ данных рис. 9 показывает, что на расстояниях от поверхности горения, близких к толщине термопары, перегрев обращается в нуль. Это означает, что измеренный профиль температуры должен характеризоваться низким градиентом температуры у поверхности горения, а сам профиль должен иметь S-образный вид.

Представленные на рис. 9 результаты получены для адиабатических условий на поверхности термопары ($\varepsilon = 0$). Для выяснения роли потерь тепла излучением выполнялись также расчеты с ненулевыми значениями ε , при этом использовалась зависимость $\varepsilon(T)$ для вольфрама, взятая из [16]. На рис. 10 приведены значения разности $T(\varepsilon = 0) - T(\varepsilon)$ для термопары ТП4, полученные по модели с использованием

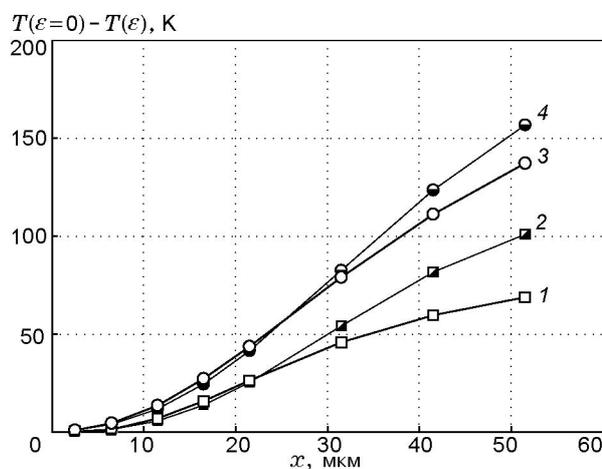


Рис. 10. Численные (кривые 1, 2) и полуэмпирические (кривые 3, 4) данные для потерь тепла излучением термопарой ТП4 в пламени гексогена:

1 — $Q(T)$, 2 — $Q(x)$, 3 — $Q(T)$ [18], 4 — $Q(x)$ [18]

источникового члена, взятого в двух рассмотренных видах: $Q(T)$ (кривая 1) и $Q(x)$ (кривая 2). Как и в случае метанового пламени (см. рис. 4), эти разности можно рассматривать как точные значения поправок на потери тепла излучением для численного эксперимента. Как видно из рис. 10, влияние излучения на показания термопары в пламени гексогена значительно ниже, чем в пламени метана: величина перегрева при учете излучения лишь немного уменьшается, но всегда остается положительной. Причины слабого влияния излучения на показания термопары в пламени гексогена обусловлены более высокими значениями числа Рейнольдса $Re = \rho u X / \mu$, определяющего теплообмен между потоком газа и телом [18] (X — отношение периметра поперечного сечения термопары к числу π). Для условий обтекания термопары ТП4 число Рейнольдса находится в диапазоне $4 < Re < 7$, для которого зависимость числа Нуссельта от числа Рейнольдса в случае теплообмена при поперечном обтекании цилиндра потоком воздуха имеет вид

$$Nu = C Re^\alpha, \quad (6)$$

где $C = 0.795$, $\alpha = 0.384$ [18]. Для вычисления поправок на потери тепла излучением с использованием формулы (6) расчетные значения температуры, полученные с учетом излучения, рассматривались как результаты измерений, нуждающиеся в поправке. Поскольку

эти результаты зависели от вида источникового члена, применяемого в модели, поправки также оказались различными, что иллюстрирует рис. 10, где они приведены для температур, полученных по модели с $Q(T)$ (кривая 3) и $Q(x)$ (кривая 4). Сопоставление между собой кривых 1 и 3, а также 2 и 4 показало, что, как и в метановом пламени, обе модели источникового члена предсказывают меньшие значения поправки, что свидетельствует о более интенсивном теплообмене между термопарой и химически неравновесным реагирующим потоком по сравнению с аналогичным процессом в химически инертном газе (воздухе), обычно используемом в экспериментах по теплообмену [18]. Для пламени гексогена в отличие от пламени метана различие точных и приближенных поправок значительно больше и может превышать 100 %, что связано, по-видимому, с различными диапазонами изменения числа Рейнольдса в этих пламенах. Подход работы [17], использованный при сопоставлении с расчетными данными для пламени метана, справедливый для $Re < 1$ (см. рис. 4), для пламени гексогена неприменим.

На рис. 11–13 представлены расчетные поля линий тока, продольной скорости и изотерм соответственно, полученные при $\epsilon = 0$ и по модели с источниковым членом в виде $Q(T)$ для варианта обтекания ленточной термопары ТП4, передняя граница которой расположе-

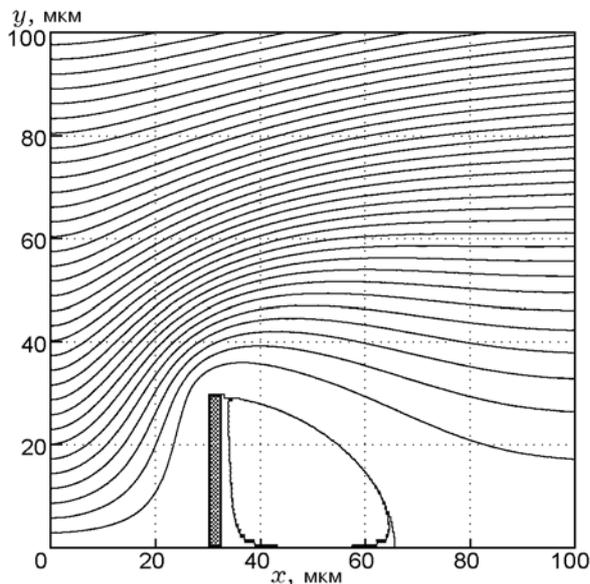


Рис. 11. Поле линий тока в пламени гексогена при обтекании термопары ТП4

на на расстоянии 30 мкм от поверхности горения гексогена. Этот вариант определяющих параметров соответствует достаточно большому перегреву (см. кривую 5 на рис. 9), близкому к максимальному (442 К), и составляет 410 К. Как и на рис. 5–8, направление движения потока на этих рисунках слева направо.

Как видно из рис. 11, где дана картина линий тока в пламени гексогена, течение существенно отличается от реализующегося в пламени метана (см. рис. 5) заметно большими возмущениями, а также формированием вихря в области за термопарой, что, безусловно, связано с большим значением числа Рейнольдса в рассматриваемом случае — $Re \approx 7$.

Анализ поля продольных скоростей вдоль оси x при $y = 0$ (рис. 12) показывает, что скорость потока, направленного на центральную часть термопары, где находится ее спай, уменьшается от ≈ 120 см/с до нуля при приближении к поверхности термопары. За термопарой в зоне вихря (см. рис. 11) продольная скорость отрицательна вплоть до расстояния $x =$

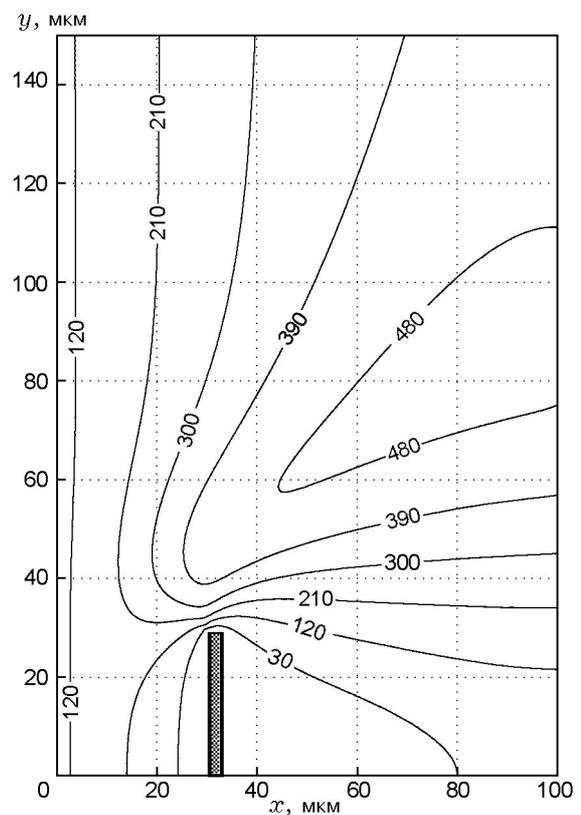


Рис. 12. Поле продольных скоростей (см/с) в пламени гексогена при обтекании термопары ТП4

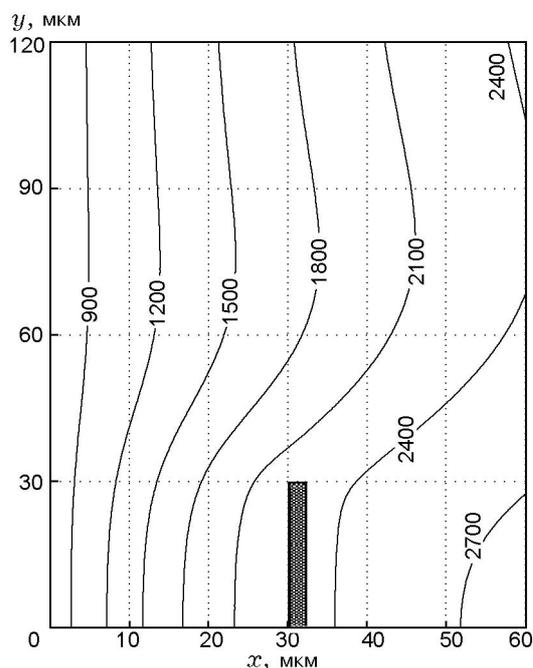


Рис. 13. Поле изотерм (К) в пламени гексогена при обтекании термопары ТП4

71 мкм, минимальное значение -15.5 см/с наблюдалось при $x = 59$ мкм. За областью вихря скорость медленно увеличивается, не достигая даже в расчетной области значения 102 см/с, реализующегося у поверхности горения. Таким образом, в окрестности термопары формируется локальная зона торможения потока газа с гораздо большими возмущениями потока, чем в случае метанового пламени (см. рис. 6). Возмущения температурного поля, вызванные термопарой (рис. 13), также весьма очевидны и подобны тем, что имеют место в пламени метана (см. рис. 8), но выражены значительно более ярко.

Обратная задача. Приведенные выше результаты, иллюстрирующие особенности течения продуктов горения гексогена около термопары и сопутствующие им перегревы термопары, означают, по существу, что термопара, как датчик температуры, обладает своеобразной аппаратной функцией, преобразующей параметры потока в значения, которые могут весьма существенно отличаться от температуры невозмущенного потока в точке расположения термопары. Задача восстановления невозмущенного профиля температуры на основании показаний термопары представляет собой типичную обратную задачу. Цель решить

данную задачу авторами настоящей работы не ставилась. Здесь намечен лишь возможный подход к ее решению, позволяющий оценить характер отличия невозмущенного профиля от измеренного.

Из анализа данных, приведенных на рис. 9, видно, что градиент температуры в рассчитанном (возмущенном) профиле (кривые 2, 3) выше такового в невозмущенном профиле (кривая 1). Таким образом, для того чтобы расчетные показания термопары соответствовали данным измерений, градиент температуры в невозмущенном профиле должен быть уменьшен. Проще всего это сделать, аппроксимируя невозмущенный профиль той же зависимостью, что использовалась ранее при аппроксимации результатов измерений [7] (кривая 1 на рис. 9), но введя при этом постоянный коэффициент k , «растягивающий» в k раз данные по оси абсцисс. Моделирование выполнялось при $k = 1.5$ и 2. Температурные зависимости соответствующих источников членов $Q(T)$ представлены на рис. 2 (кривые 2, 3 при $k = 1.5$ и 2 соответственно). Видно, что увеличение коэффициента k приводит к практически пропорциональному k^{-1} уменьшению величины $Q(T)$, что отражает соответствующее уменьшение первых и вторых производных температуры по x , определяющих источник член по соотношению (5).

На рис. 14 приведены результаты расчета для термопары ТП4, полученные при $\varepsilon = 0$ по модели с источником членом вида $Q(T)$. Здесь кривая 1 та же, что и на рис. 9 — аппроксимация результатов измерений [7], кривые 2, 3 — невозмущенные профили температуры, полученные при $k = 1.5$ и 2 соответственно. Профили 4 и 5 — расчетные показания термопары, помещенной в поток с невозмущенными профилями температуры 2 и 3 соответственно. Видно, что уменьшение в k раз градиента температуры в невозмущенном потоке существенно уменьшает расхождение между расчетными показаниями термопары (кривые 4, 5) и реально измеренным профилем (кривая 1), хотя полного согласия измеренного профиля с расчетными не наблюдается. На малых расстояниях от поверхности горения ($x \leq 20$ мкм) даже результаты расчета, полученные при $k = 2$ (профиль 5), располагаются выше измеренных, что свидетельствует о необходимости дальнейшего увеличения параметра k (т. е. уменьшения градиента температуры) для

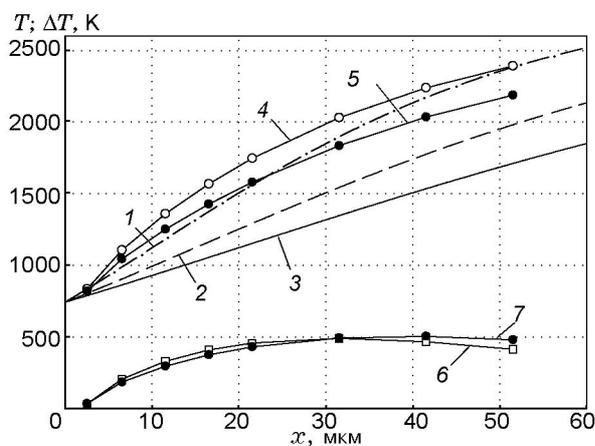


Рис. 14. Результаты восстановления невозмущенного профиля температуры в пламени гексогена при давлении 20 атм путем решения обратной задачи

этой области расстояний. На больших расстояниях ($x \geq 50$ мкм), напротив, экспериментальный профиль располагается выше расчетного, полученного при $k = 1.5$ (профиль 4), что свидетельствует о необходимости дальнейшего уменьшения параметра k (т. е. увеличения градиента температуры) для этой области расстояний. Невозмущенный профиль температуры в рамках использованной модели, таким образом, должен иметь S-образный вид с уменьшенным градиентом температуры у поверхности горения. Интересно отметить, что профили перегрева термопары, полученные для вариантов с $k = 1.5$ и 2 (соответственно профили 6 и 7 на рис. 14), мало отличаются между собой, а также от профиля перегрева при $k = 1$ (профиль 5 на рис. 9), что может упростить задачу дальнейшего уточнения невозмущенного профиля температуры в пламени гексогена при давлении 20 атм.

ВЫВОДЫ

1. Численным методом исследована корректность применения микротермопарного метода в области градиента температуры в пламенах газовых и конденсированных систем.

2. Для изучения возмущений, вызываемых наличием термопары в пламени, разработана модель внешнего течения реагирующей смеси газов около термопары, основанная на полной системе нестационарных уравнений Навье — Стокса, модифицированной для приближенно-

го учета влияния тепловыделения вследствие химических реакций путем введения в уравнение энергии источникового члена. Исследовано два подхода к указанному учету: подход с пространственно закрепленными источниками тепла $Q(x)$ и подход, в котором источниковый член определяется локальным значением температуры в потоке $Q(T)$. Распределение параметров в невозмущенном пламени хорошо воспроизводится в рамках любого из этих подходов. Учет влияния излучения с поверхности термопары позволяет получать ее температуру, которая может быть непосредственно сопоставлена с результатами измерений — без введения полуэмпирических поправок для учета потерь тепла за счет излучения.

3. Моделирование внешнего течения продуктов горения около термопары в области градиента температуры показало, что торможение потока реагирующих газов в окрестности термопары приводит к локальному увеличению тепловыделения вследствие химических реакций и к соответствующему повышению температуры термопары относительно невозмущенного значения.

4. Величина эффекта растет с увеличением массового расхода газа в пламени и ширины термопары. Ленточные термопары более существенно завышают измеряемую температуру, чем круглые, при одинаковой площади поперечного сечения термопары. Для пламени метана перегрев термопары достигал 109 К, а для пламени гексогена — 442 К при давлении 20 атм.

5. Рассмотренные модели источникового члена в уравнении энергии ($Q(x)$ и $Q(T)$) приводят к близким значениям температуры термопары, расположенной в пламени гексогена. Для пламени метана различия в предсказаниях этих моделей более существенны, причины такого расхождения нуждаются в дальнейшем исследовании.

6. При давлении 20 атм модель возмущенного течения продуктов горения гексогена около термопары предсказывает завышение в 1.5–2 раза градиента измеренной температуры по сравнению с таковым в невозмущенном пламени. Есть основания полагать, что величина этого завышения будет расти с увеличением давления.

7. Профили перегрева, полученные для вариантов $k = 1.5$ и $k = 2$ (профили 6 и 7 на рис. 14 соответственно), мало отличаются

между собой, а также от перегрева, имеющего место при $k = 1$ (профиль 5 на рис. 9), что может упростить задачу нахождения невозмущенного профиля температуры в пламени гексогена при давлении 20 атм.

8. Влияние излучения с поверхности термодпары на ее показания весьма существенно для пламени метана: эффект может достигать ≈ 200 К. Для пламени гексогена при давлении 20 атм этот эффект мал. Столь существенная разница результатов обусловлена различием коэффициентов теплоотдачи от газа к поверхности в этих пламенах, что определяется диапазоном изменения числа Рейнольдса.

9. Разработанная модель внешнего течения продуктов горения около термодпары предсказывает заметно большую интенсивность теплообмена между термодпарой и потоком химически реагирующей смеси газов по сравнению с аналогичным процессом в потоке химически инертного газа (воздуха).

10. Обнаруженные возмущения структуры пламени, вызываемые термодпарой, представляются важными и должны учитываться при интерпретации результатов термодпарных измерений профилей температуры в пламенах газовых и особенно конденсированных систем.

ЛИТЕРАТУРА

1. Терещенко А. Г., Князьков Д. А., Сквородко П. А., Палецкий А. А., Коробейничев О. П. Возмущения структуры пламени, вызываемые термодпарой. I. Эксперимент // Физика горения и взрыва. — 2011. — Т. 47, № 4. — С. 34–45.
2. Лапин Ю. В., Стрелец М. Х. Внутренние течения газовых смесей. — М.: Наука, 1989.
3. Heitor M. V., Moreira A. L. N. Thermocouple and sample probes for combustion studies // Progress in Energy Combust. Sci. — 1993. — V. 19. — P. 259.
4. Shaddix C. R. Correcting thermocouple measurements for radiation loss: a critical review // Proc. of the 33rd National Heat Transfer Conf. August 15–17 1999, Albuquerque, New Mexico. — HTD99-282. — P. 1–10.
5. Бекстед М. В. Ведущие реакции: в конденсированной или газовой фазе? // Физика горения и взрыва. — 2007. — Т. 43, № 2. — С. 134–136.
6. Зенин А. А., Финяков С. В. Исследование механизма горения гексогена и октогена различными экспериментальными методиками // Физика горения и взрыва. — 2009. — Т. 45, № 5. — С. 60–81.
7. Zenin A. A. HMX and RDX: Combustion mechanism and influence on modern double-base propellant combustion // J. Propulsion and Power. — 1995. — V. 11, N 4. — P. 752–758.
8. Сквородко П. А., Терещенко А. Г., Коробейничев О. П., Князьков Д. А., Шмаков А. Г. Исследование возмущений, вносимых в пламя пробоотборным зондом. I. Возмущения газодинамической структуры течения // Хим. физика. — 2006. — Т. 25, № 10. — С. 23–32.
9. Broc A., De Benedictis S., Dilecce G., Vigliotti M., Sharafutdinov R. G., Skovorodko P. A. Experimental and numerical investigation of an O_2/NO supersonic free jet expansion // J. Fluid Mech. — 2004. — V. 500. — P. 211–237.
10. Терещенко А. Г., Коробейничев О. П., Сквородко П. А., Палецкий А. А., Волков Е. Н. Зондовый метод отбора продуктов сгорания твердого ракетного топлива при температурах и давлениях, типичных для камеры сгорания ракетного двигателя // Физика горения и взрыва. — 2002. — Т. 38, № 1. — С. 92–104.
11. Ковеня В. М., Яненко Н. Н. Метод расщепления в задачах газовой динамики. — Новосибирск: Наука, 1981.
12. Harlow F. H., Welsh J. E. Numerical calculation of time-dependent viscous incompressible flow of fluid with free surface // Phys. Fluids. — 1965. — V. 8, N 12. — P. 2182–2189.
13. Гиршфельдер Дж., Кертисс Ч., Берд Р. Молекулярная теория газов и жидкостей. — М.: Изд-во иностр. лит., 1961.
14. Kee R. J., Grcar J. F., Smooke M. D., Miller J. A. A Fortran program for modeling steady laminar 1-D premixed flames // Sandia National Laboratories Report. — SAND85-8240. — 1985.
15. Зенин А. А., Финяков С. В. Характеристики волн горения гексогена при различных давлениях и начальных температурах // Физика горения и взрыва. — 2006. — Т. 42, № 5. — С. 32–45.
16. Физические величины: справочник / под ред. И. С. Григорьева. — М.: Энергоатомиздат, 1991. — Табл. 31.30. — С. 780–781.
17. Kaskan W. E. The dependence of flame temperature on mass burning velocity // Sixth Symp. (Intern.) on Combustion, Reinhold, 1957. — P. 134–143.
18. Wong H. Y. Handbook of Essential Formulae and Data on Heat Transfer for Engineers. — London; New York: Longman, 1977.

Поступила в редакцию 30/VI 2010 г.