

УДК 536.46

ВЛИЯНИЕ ИЗМЕНЕНИЯ МОЛЯРНОЙ МАССЫ НА ТЕМПЕРАТУРУ ПЛАМЕНИ И СКОРОСТЬ ГОРЕНИЯ

К. О. Сабденов

Евразийский национальный университет им. Л. Н. Гумилева, 010008 Нур-Султан, Казахстан
sabdenovko@yandex.kz

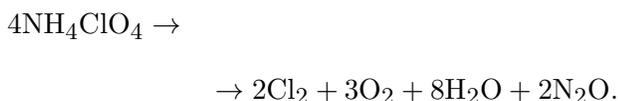
Различие молярных масс горючего газа и его продуктов горения оказывает сильное влияние на скорость горения и температуру пламени. Вместо различия молярных масс можно рассматривать различие теплоемкостей при постоянном давлении. В зоне горения существует два источника тепла. Первый из них химический. Вторым похож на выделение (или поглощение) тепла при фазовом переходе 1-го рода, но в зависимости от процесса может иметь частично химическую природу. Чем больше теплоемкость горючего по сравнению с теплоемкостью продуктов горения, тем выше скорость горения и температура пламени. Для физической полноты обсуждаемого вопроса рассмотрен идеальный термодинамический цикл и показано, что формула Карно должна содержать поправочный множитель, учитывающий изменение теплоемкости.

Ключевые слова: молярная масса, теплоемкость, тепловой эффект, скорость горения.

DOI 10.15372/FGV20210105

ВВЕДЕНИЕ

В современных моделях горения газов и конденсированных веществ изменение молярной массы в ходе химической реакции не учитывается. Только при обсуждении горения твердых взрывчатых веществ указывалось на сильное изменение молярной массы реагентов в реакции разложения твердых высокомолекулярных соединений [1–4]. Один из путей распада перхлората аммония (ПХА) представлен реакцией



Расчет молярной массы образующейся смеси четырех газов по известным методам [5] дает значение $\mu_p = 31$ кг/кмоль. Молярная масса горючего вещества составляет $\mu_c = 118$ кг/кмоль, и ее отношение к молярной массе продуктов реакции равно

$$\frac{\mu_c}{\mu_p} = \chi \approx 3.81.$$

Для нитроглицерина $(\text{ONO}_2)_3(\text{CH}_2)_2\text{CH}$ (НГ) и CL-20 $(\text{NNO}_2)_6(\text{CH})_6$ характерны большие молярные массы продуктов их распада: НГ — $\mu_p = 28.9$ кг/кмоль, CL-20 — $\mu_p =$

27.5 кг/кмоль [6]. Соответственно $\chi \approx 7.85$ для НГ и $\chi \approx 15.93$ для CL-20. Изменение молярной массы химически реагирующего газа связано с количеством образующихся простых молекул f из исходного высокомолекулярного вещества. Но включение параметра f в модель горения [1, 2] не учитывает в полном объеме изменение молярной массы, поскольку строгая корреляция между параметрами f и χ не обнаруживается.

В модели [1, 2], где основное внимание уделяется процессу газификации, в твердой фазе одновременно происходят испарение и химическая реакция. В образующемся газе содержатся как продукты распада ПХА, так и его пары. Выделяющееся в зоне газификации тепло за счет химической реакции считается произвольным параметром, его варьирование учитывает поступление тепла из газовой фазы. Поскольку основное выделение тепла осуществляется в газовой фазе и из нее поступает значительная часть тепла для поддержания газификации, то влияние параметров χ и f на горение не ограничивается твердой фазой.

Ниже анализируется влияние переменности молярной массы на процесс горения в газовой фазе. Взрывчатое вещество до начала горения находится в парообразном состоянии, в нем отсутствуют продукты химического разложения.

ФИЗИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ПРОЦЕССОВ С МЕНЯЮЩЕЙСЯ МОЛЯРНОЙ МАССОЙ

Изменение молярной массы газа сопровождается, как правило, изменением его теплоемкости. Это может привести к новым физическим явлениям или к появлению поправок к конечным теоретическим результатам, при получении которых переменность теплоемкости не учитывалась.

Рассмотрим гипотетический высокомолекулярный газ С с теплоемкостью при постоянном объеме $c_{v,C}$, способный химически разлагаться на другой газ Р с более низкой молярной массой, его теплоемкость при постоянном объеме $c_{v,P}$. Произвольный объем, где происходит химическая реакция, представляет собой смесь веществ С и Р. Первый компонент в смеси имеет относительную массовую концентрацию g , тогда внутренняя энергия смеси U массой m является суммой внутренних энергий двух ее составляющих U_C и U_P [7]:

$$U = U_C + U_P = c_{v,C}mgT + c_{v,P}m(1-g)T = mc_vT,$$

$$U_C = c_{v,C}mgT, \quad U_P = c_{v,P}m(1-g)T,$$

$$c_v = c_{v,P} + g(c_{v,C} - c_{v,P}),$$

где T — температура, U_C и U_P — внутренняя энергия соответственно веществ С и Р, c_v — теплоемкость смеси при постоянном объеме. В результате разрыва межатомных связей в молекулах сорта В высвобождается удельное тепло Q [Дж/кг], его называют тепловым эффектом химической реакции [8]. Еще один источник тепла может появиться при различии теплоемкостей $c_{v,C}$ и $c_{v,P}$. По определению теплоемкости, в среднем каждая молекула «содержит» тепловую энергию, связанную с механическими движениями самой молекулы и составляющих ее атомов. Чем больше число степеней свободы такого движения, тем выше теплоемкость. Согласно закону Авогадро, при равных температуре и давлении произвольный объем идеального газа содержит одинаковое число микрочастиц. Поэтому если в этом объеме место молекулы сорта С занимает молекула сорта Р, то должна высвободиться энергия $\Delta Q = \text{const}(c_{v,C} - c_{v,P})$. Тогда наблюдаемый на практике тепловой эффект будет складываться из Q и ΔQ . Их физическая природа различна: если Q характеризуется потенциалом взаимодействия между атомами, то для ΔQ важен не только потенциал взаимодействия, но

и сам характер движения молекулы и атомов. Ниже будет показано, что значение ΔQ зависит не только от начального и конечного состояния химически реагирующего газа, но и от самого процесса. Вначале детально рассмотрим горение на примере простой модели.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ГОРЕНИЯ ПРИ СИЛЬНОМ ИЗМЕНЕНИИ МОЛЯРНОЙ МАССЫ

Уравнение сохранения массы и вещества

Рассматривается модель горения газа с простой химической реакцией $C \rightarrow P$, где С — горючее, Р — продукт горения. Химическая реакция первого порядка (химическое разложение) протекает по закону Аррениуса с энергией активации E и предэкспоненциальным множителем k_0 .

В малом объеме v с массой $m = \rho v$ могут содержаться молекулы веществ С и Р, такая смесь имеет плотность ρ и движется со скоростью u вдоль координаты x . Все динамические параметры зависят только от координаты x и времени t . Закон сохранения массы смеси в дифференциальной форме записывается как [7, 8]

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial x} = 0. \quad (1)$$

Рассмотрим далее уравнение для g , его вид не зависит от молярных масс горючего и продуктов горения, изменение g вызвано диффузионным переносом с коэффициентом D и химической реакцией. Тогда закон сохранения горючего вещества С можно принять в виде [7, 8]

$$\rho \frac{dg}{dt} = \frac{\partial}{\partial x} \left(D \rho \frac{\partial g}{\partial x} \right) - \rho g k_0 \exp \left(-\frac{E}{RT} \right), \quad (2)$$

где R — универсальная газовая постоянная. Здесь полная производная по времени включает в себя частную производную и конвективную составляющую с производной по координате:

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x}.$$

Для бинарной смеси коэффициенты взаимной диффузии равны [9], поэтому уравнение для относительной концентрации продукта реакции g_P будет подобным уравнению (2):

$$\rho \frac{dg_P}{dt} = \frac{\partial}{\partial x} \left(D\rho \frac{\partial g_P}{\partial x} \right) + \rho g k_0 \exp \left(-\frac{E}{RT} \right).$$

Поскольку относительные концентрации g_P и g связаны между собой равенством $g_P = 1 - g$, уравнение для g_P можно не рассматривать. Равенства (1), (2) и приведенная выше связь между g_P и g дают полную информацию о движении массы смеси и составляющих ее веществ.

Уравнение энергии

Рассмотрим изменение внутренней энергии смеси ΔU , оно происходит за малое время Δt и равно

$$\Delta U = [c_v \Delta T + (c_{v,C} - c_{v,P}) T \Delta g] \rho v + c_v v T \Delta \rho. \quad (3)$$

Содержащийся здесь комплекс $(c_{v,C} - c_{v,P}) T \rho v \Delta g$ является химической работой [10]. Для упрощения задачи принято $c_{v,C} = \text{const}$ и $c_{v,P} = \text{const}$.

Согласно первому закону термодинамики изменение внутренней энергии может происходить вследствие совершения работы ΔW и выделения тепла ΔQ :

$$\Delta U = \Delta W + \Delta Q. \quad (4)$$

Газ движется только в направлении координаты x со скоростью u , и в этом случае работа равна

$$\Delta W = -p \frac{\partial u}{\partial x} v \Delta t, \quad (5)$$

где p — давление.

Тепло ΔQ состоит из трех частей: $\Delta Q = \Delta Q_1 + \Delta Q_2 + \Delta Q_3$. Часть ΔQ_1 поступает в объем v в результате химической реакции, ΔQ_2 вносится молекулярной теплопроводностью, ΔQ_3 имеет конвективную природу. Их можно записать в следующих формах:

$$\Delta Q_1 = \rho Q g k_0 \exp \left(-\frac{E}{RT} \right) v \Delta t, \quad (6)$$

$$\Delta Q_2 = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) v \Delta t, \quad \Delta Q_3 = -\rho \frac{\partial u}{\partial x} c_v v T \Delta t,$$

где Q — тепловой эффект химической реакции, λ — коэффициент теплопроводности. Подстановка определений внутренней энергии ΔU (3), работы ΔW (5) и теплоты ΔQ_1 , ΔQ_2 , ΔQ_3 (6)

в уравнение (4) и последующий переход к пределу $\Delta t \rightarrow 0$ с учетом равенства (1) дают уравнение

$$c_v \rho \frac{dT}{dt} + (c_{v,C} - c_{v,P}) \rho T \frac{dg}{dt} = -p \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \rho Q g k_0 \exp \left(-\frac{E}{RT} \right). \quad (7)$$

Используем в (7) выражение для давления из уравнения состояния идеального газа:

$$p = R_g \rho T. \quad (8)$$

Газовая постоянная смеси выражается через относительную концентрацию g [5]:

$$R_g = R \left(\frac{g}{\mu_C} + \frac{1-g}{\mu_P} \right), \quad (9)$$

где μ_C и μ_P — молярные массы горючего и продукта горения. Тогда представляющий удельную работу первый член в правой части равенства (7) можно записать в виде

$$-p \frac{\partial u}{\partial x} = -R_g T \rho \frac{\partial u}{\partial x}.$$

В правой части равенства производная от скорости выражается через производную по времени от плотности, для этого используется закон сохранения массы газовой смеси

$$\frac{d\rho}{dt} = -\rho \frac{\partial u}{\partial x}.$$

Теперь удельная работа принимает форму

$$-p \frac{\partial u}{\partial x} = R_g T \frac{d\rho}{dt}.$$

Дифференцированием уравнения (8) находим

$$R_g T \frac{d\rho}{dt} = \frac{dp}{dt} - R_g \rho \frac{dT}{dt} - \frac{p}{R_g} \frac{dR_g}{dt}.$$

С учетом этого равенства удельную работу запишем в виде

$$-p \frac{\partial u}{\partial x} = \frac{dp}{dt} - R_g \rho \frac{dT}{dt} - \frac{p}{R_g} \frac{dR_g}{dt}.$$

Используя это равенство и уравнение Майера $R_g = c_p - c_v$, где c_p — теплоемкость газовой смеси при постоянном давлении, уравнению (7) можно придать форму

$$c_p \rho \frac{dT}{dt} + (c_{v,C} - c_{v,P}) \rho T \frac{dg}{dt} = \frac{dp}{dt} - \rho T \frac{dR_g}{dt} +$$

$$+ \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \rho Q g k_0 \exp \left(-\frac{E}{RT} \right). \quad (10)$$

Дифференцированием R_g по времени получаем

$$\frac{dR_g}{dt} = R \frac{\mu_P - \mu_C}{\mu_P \mu_C} \frac{dg}{dt} = (R_{g,C} - R_{g,P}) \frac{dg}{dt},$$

где $R_{g,C}$, $R_{g,P}$ — газовые постоянные горючего и продуктов горения. С учетом этих результатов уравнение (10) принимает вид

$$\begin{aligned} c_p \rho \frac{dT}{dt} + (c_{v,C} - c_{v,P} + R_{g,C} - R_{g,P}) \rho T \frac{dg}{dt} = \\ = \frac{dp}{dt} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \rho Q g k_0 \exp \left(-\frac{E}{RT} \right). \end{aligned}$$

В левой части равенства газовые постоянные заменим разностями теплоемкостей горючего и продукта горения $R_{g,C} = c_{p,C} - c_{v,C}$ и $R_{g,P} = c_{p,P} - c_{v,P}$, тогда

$$\begin{aligned} c_p \rho \frac{dT}{dt} = \frac{dp}{dt} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \\ + \rho Q g k_0 \exp \left(-\frac{E}{RT} \right) - (c_{p,C} - c_{p,P}) \rho T \frac{dg}{dt}. \quad (11) \end{aligned}$$

Таким образом, учет изменения молярной массы эквивалентен учету в уравнении энергии разницы теплоемкостей горючего и продуктов горения. Чем сильнее изменение молярной массы, тем больше различие этих теплоемкостей. Молярные массы горючего и продуктов горения в явном виде входят в газовую постоянную смеси R_g (9). Но и здесь можно молярную массу заменить теплоемкостью, для этого уравнение (9) запишем в виде

$$R_g = g(c_{p,C} - c_{v,C}) + (1 - g)(c_{p,P} - c_{v,P}).$$

Показатель адиабаты слабо зависит от температуры, поэтому в последнем равенстве он как постоянное число вводится для обоих компонентов смеси (γ_C и γ_P):

$$R_g = g c_{p,C} \frac{\gamma_C - 1}{\gamma_C} + (1 - g) c_{p,P} \frac{\gamma_P - 1}{\gamma_P}, \quad (12)$$

$$\gamma_C = \frac{c_{p,C}}{c_{v,C}} = \text{const}, \quad \gamma_P = \frac{c_{p,P}}{c_{v,P}} = \text{const}.$$

По форме уравнение (11) отличается от известного уравнения в модели Зельдовича —

Франк-Каменецкого [7, 8] наличием члена с производной от относительной концентрации g . Кроме этого, теплоемкость смеси при постоянном давлении зависит от g :

$$c_p = g c_{p,C} + (1 - g) c_{p,P}. \quad (13)$$

РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ И ИХ АНАЛИЗ

Распространение волны горения можно изучать с помощью основных уравнений (1), (2), (8), (11), уравнения (12) и (13) являются дополнительными к ним. Скорость движения газа при медленном горении много меньше скорости звука, поэтому пространственные изменения давления малы. Будем считать давление не зависящим от времени и полагать $p = \text{const}$, тогда остаются четыре неизвестных параметра: ρ , T , g и u . Зависимость теплопроводности λ и произведения коэффициента диффузии и плотности ρD от концентрации g и температуры T не учитывается, температуропроводность $\kappa = \lambda(c_p \rho)^{-1} = \text{const}$. Эти факторы не являются принципиально важными для рассматриваемого здесь вопроса. В лабораторной системе координат, где горючий газ с начальной температурой T_0 и плотностью ρ_0 подается из бесконечности со скоростью u_0 , движение фронта пламени моделируется системой уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} = \kappa \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{Q}{c_p} g k_0 \exp \left(-\frac{E}{RT} \right) - \\ - T \frac{c_{p,C} - c_{p,P}}{c_p} \left(\frac{\partial g}{\partial t} + u \frac{\partial g}{\partial x} \right); \quad (14) \end{aligned}$$

$$\frac{\partial g}{\partial t} + u \frac{\partial g}{\partial x} = D \frac{\partial^2 g}{\partial x^2} - g k_0 \exp \left(-\frac{E}{RT} \right); \quad (15)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial x} = 0; \quad \rho = \frac{p}{R_g T}. \quad (16)$$

К ним добавляются граничные условия:

$$x \rightarrow -\infty: \quad T = T_0; \quad g = 1; \quad \rho = \rho_0; \quad u = u_0;$$

$$x \rightarrow +\infty: \quad \frac{\partial T}{\partial x} = 0; \quad \frac{\partial g}{\partial x} = 0.$$

Численные значения основных физических и химических параметров следующие: $D = \kappa = 1.1 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$; $T_0 = 293 \text{ К}$; $\gamma_C = 1.3$, $\gamma_P = 1.4$;

$c_{p,P} = 10^3$ Дж/(кг·К); $p = 1.01 \cdot 10^5$ Па; $E = 1.86 \cdot 10^5$ Дж/моль; $Q = 2.2 \cdot 10^6$ Дж/кг; $k_0 = 1.2 \cdot 10^{11}$ с⁻¹.

Исследовалась зависимость скорости u_b ($u_b = u_0$) горения и температуры пламени T_b от безразмерного параметра

$$\sigma = \frac{c_{p,C} - c_{p,P}}{c_{p,P}},$$

где теплоемкость горючего $c_{p,C}$ варьировалась от 10^3 до $1.25 \cdot 10^3$ Дж/(кг·К). Для твердых ракетных топлив $c_{p,C} > c_{p,P}$, поэтому практический интерес представляет область $\sigma > 0$.

Стационарные решения уравнений (14)–(16) находились численно методом установления с использованием неявной схемы [11], это позволяет проводить исследование в области устойчивого горения. Сетка неподвижная, на ней подбором скорости u_b получали покоящийся фронт горения. Плотность находилась из уравнения состояния, скорость — из уравнения сохранения массы после вычисления плотности на новом шаге по времени. Это уравнение записывалось в разностной форме с использованием шагов по времени τ и пространству h :

$$\frac{\rho_i - \hat{\rho}_i}{\tau} + \frac{\rho_i u_i - \rho_{i-1} u_{i-1}}{h} = 0,$$

где индекс i используется для нумерации узлов, $\hat{\rho}_i$ — плотность на предыдущем шаге по времени. Из полученного разностного уравнения находится скорость:

$$u_i = \frac{\rho_{i-1} u_{i-1}}{\rho_i} - h \frac{\rho_i - \hat{\rho}_i}{\tau}.$$

На рис. 1 приведены зависимости $T(x)$, $g(x)$ при стартовом значении $\sigma = 0$. Скорость горения $u_b = 1.35$ м/с, температура пламени $T_b = 2493$ К, что равно вычисленной по формуле

$$T_b = T_0 + \frac{Q}{c_{p,P}}. \quad (17)$$

При $\sigma \neq 0$ температура пламени не может вычисляться по уравнению (17), она повышается с ростом σ , и такой рост T_b сопровождается повышением скорости горения (рис. 2). Кривые на рис. 2 построены для двух значений k_0 . С уменьшением k_0 зависимости $u_b(\sigma)$ и $T_b(\sigma)$ ослабевают. Меньшие значения k_0 свойственны медленно горящим топливам, что видно по

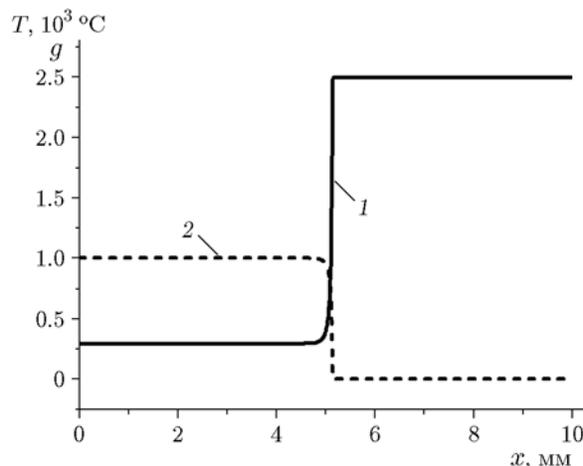


Рис. 1. Стационарные зависимости $T(x)$ (линия 1), $g(x)$ (линия 2) при $\sigma = 0$

результатам на рис. 2,а. Скорость горения таких топлив слабо реагирует на изменение теплоемкости при горении.

Из рис. 2,б видно, что температура T_b слабо зависит от k_0 , но поскольку T_b стоит в экспоненте закона Аррениуса, то скорость горения заметно меняется. Функция $T_b(\sigma)$ аппроксимируется как

$$T_b = T_0 + \frac{Q}{c_{p,P}} (1 + \sigma). \quad (18)$$

Полученные на основе этой формулы результаты отличаются от приведенных на рис. 2,б не более чем на 0.5 %.

В волне горения происходит скачкообразное изменение теплоемкости, что свойственно фазовым переходам 1-го рода [12]. В таких переходах есть теплота фазового превращения, и она связана с разностью теплоемкостей фаз. В рассматриваемом примере наблюдается изменение теплоемкости и высвобождается дополнительное тепло σQ , разница лишь в том, что горючее С и продукт горения Р состоят из разных молекул. Поэтому обнаруженное выше явление нельзя считать принятым в современной физике фазовым переходом 1-го рода.

Есть две причины сильного влияния малого параметра σ на температуру пламени и скорость горения, обе они заключаются в умножении σ на большие числа. В (18) малое число умножается на большой тепловой эффект Q , в результате получается заметный прирост температуры на величину $\Delta T = \sigma Q / c_{p,P}$. При расчете скорости горения относительно

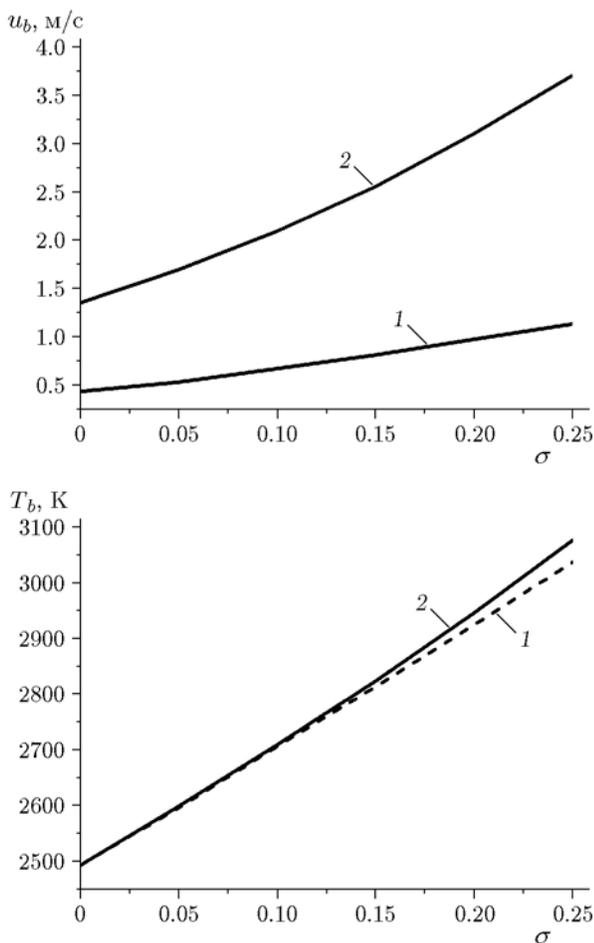


Рис. 2. Зависимость скорости горения (а) и температуры пламени (б) от параметра σ при $k_0 = 1.2 \cdot 10^{10} \text{ c}^{-1}$ (кривая 1) и $k_0 = 1.2 \cdot 10^{11} \text{ c}^{-1}$ (кривая 2)

небольшой прирост температуры умножается на большую энергию активации E , этим и объясняется сильное изменение u_b при возникновении различия теплоемкостей горючего и продуктов горения.

На практике во всех случаях, когда теплоемкости горючего и продуктов горения различаются, в экспериментально определяемый тепловой эффект химической реакции входит тепло «фазового перехода» σQ . И измеряемая в опытах скорость горения включает эту добавку. С учетом этих поправок можно получить соответствие экспериментальных данных по скорости горения теоретическим результатам, основанным на использовании моделей без учета комплекса

$$T \frac{c_{p,C} - c_{p,P}}{c_p} \left(\frac{\partial g}{\partial t} + u \frac{\partial g}{\partial x} \right)$$

в уравнении энергии. Но когда требуется теоретически исследовать сложные явления, связанные с изменениями температуры пламени и скорости горения, а также нестационарные процессы, то в уравнении энергии «фазовый переход» с теплотой σQ необходимо выделять в явном виде, как в уравнениях (11) или (14).

Существует два способа определения теплового эффекта: в математической теории горения [8] он (Q) может быть теоретически найден методами квантовой химии через энергию связи между атомами, а на практике тепловой эффект (Q_*) определяется через найденную экспериментальным путем энтальпию компонентов топлива и продуктов горения [6–8, 13]. Теоретический и экспериментальный способы отличаются: $Q_* = Q(1 + \sigma)$.

Современный уровень развития вычислительной техники и математических методов квантовой химии [14] позволяет рассчитывать энергию связи между атомами и их отдельными группами. Поэтому принципиальных трудностей с введением в физику горения теплового эффекта Q не предвидится.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Согласно модели [1, 2], где анализируются только процессы в зоне газификации твердого топлива, отношение молей при разложении и испарении вещества f слабо влияет на скорость горения. В предложенной выше модели этот параметр, как и χ , содержится в неявном виде. Теплоемкости смеси при постоянном давлении и постоянном объеме рассчитываются через индивидуальные свойства каждого вещества в продуктах горения и через количества их молей по известным уравнениям [5]. Наиболее сильное влияние переменности молярной массы на скорость горения проявляется в газовой фазе, и это влияние должно распространиться и на процессы в зоне газификации.

Для получения высоких скоростей горения и удельного импульса ракетных двигателей необходима высокая теплоемкость горючего и малая теплоемкость продуктов горения. Это позволяет высвободить в зоне горения запас тепла σQ , идущий на повышение температуры газа и совершение полезной механической работы.

Проанализированный выше пример — это не единственный случай существенного влияния переменности теплоемкости на процесс горения, другой пример приведен в [15], где по-

казано заметное изменение концентрационных пределов горения при учете зависимости теплоемкости от температуры.

Для полной ясности физической картины процессов с переменной теплоемкостью выполним расчет коэффициента полезного действия (КПД) тепловой машины η . Пусть T_1 и T_2 — соответственно температура нагревателя и холодильника. Рабочее вещество (газ) массой m с теплоемкостью при постоянном давлении $c_{p1}(T_1)$ в нагревателе имеет энтальпию $H_1 = c_{p1}mT_1$, после совершения полезной работы W рабочее вещество с теплоемкостью c_{p2} при температуре T_2 направляется в холодильник, где его энтальпия равна $H_2 = c_{p2}mT_2$. Поскольку энтальпия является термодинамическим потенциалом, то, считая весь процесс движения из состояния 1 в состояние 2 (и обратно для циклического процесса) происходящим при адиабатических условиях, можно записать $W = H_1 - H_2$. Тогда

$$\eta = \frac{W}{H_1} = 1 - \frac{c_{p2} T_2}{c_{p1} T_1}. \quad (19)$$

Отсюда при неизменной теплоемкости ($c_{p1} = c_{p2}$) получается формула Карно [5]. Теплоемкости газов растут вместе с температурой, и на практике $c_{p1} > c_{p2}$, поэтому для получения высокого КПД выгодно использовать газы с сильной зависимостью теплоемкости от температуры. В равенстве (19) снова появляется параметр σ :

$$\eta = 1 - (1 - \sigma) \frac{T_2}{T_1}, \quad \sigma = \frac{c_{p1} - c_{p2}}{c_{p1}}.$$

Физическая интерпретация данного результата следующая: в нагревателе рабочее вещество должно содержать максимально возможную тепловую энергию, эффективное преобразование этой энергии в механическую работу облегчается снижением теплоемкости с уменьшением температуры.

ЛИТЕРАТУРА

1. Манелис Г. Б., Назин Г. М., Рубцов Ю. И., Струнин В. А. Термическое разложение и горение взрывчатых веществ и порохов. — М.: Наука, 1996.
2. Струнин В. А., Манелис Г. Б., Пономарев А. Н., Тальрозе В. Л. Влияние ионизирующего излучения на горение перхлората аммония и смесевых систем на его основе // Физика горения и взрыва. — 1968. — Т. 4, № 4. — С. 584–590.
3. Гусаченко Л. К., Зарко В. Е. Анализ моделей горения энергетических веществ с полностью газообразными продуктами реакции // Физика горения и взрыва. — 2005. — Т. 41, № 1. — С. 24–40.
4. Сабденов К. О., Ерзада М. К определению коэффициентов переноса «собственной» турбулентности, возникающей вблизи зоны газификации твердого топлива. I. Двухфазная модель зоны газификации // Физика горения и взрыва. — 2017. — Т. 53, № 5. — С. 70–82. — DOI: 10.15372/FGV20170508.
5. Бэр Г. Д. Техническая термодинамика: пер. с нем. — М.: Мир, 1977.
6. Kubota N. Propellant and Explosives: Thermochemical Aspects of Combustion. — Weinheim, Germany: Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2002.
7. Бартльме Ф. Газодинамика горения: пер. с нем. — М.: Энергоиздат, 1981.
8. Зельдович Я. Б., Баренблатт Г. И., Либрович В. Б., Махвиладзе Г. М. Математическая теория горения и взрыва. — М.: Наука, 1980.
9. Майер Дж., Гепперт-Майер М. Статистическая механика. — М.: Мир, 1980.
10. Базаров И. П. Термодинамика. — СПб.: Изд-во «Лань», 2010.
11. Калиткин Н. Н. Численные методы. — М.: Наука, 1978.
12. Фольмер М. Кинетика образования новой фазы: пер. с нем. — М.: Наука, 1986.
13. Lewis B., von Elbe G. Combustion, Flames and Explosions of Gases. — 3rd ed. — New York: Acad. Press, 1987.
14. Лаборатория суперкомпьютерного моделирования Южно-Уральского ГУ. Пакет CRYSTAL. — <https://supercomputer.susu.ru/users/simulation/crystal/> (дата посещения 18.02.2020).
15. Сабденов К. О. Нахождение концентрационных пределов горения на основе анализа диффузионно-тепловой неустойчивости пламени. Смесь метан/воздух/разбавитель // Физика горения и взрыва. — 2016. — Т. 52, № 4. — С. 24–35. — DOI: 10.15372/FGV20160403.

Поступила в редакцию 23.12.2019.

После доработки 18.02.2020.

Принята к публикации 19.02.2020.