

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЭДС ГОРЕНИЯ КОНДЕНСИРОВАННЫХ СИСТЕМ ДЛЯ ОЦЕНКИ ПАРАМЕТРОВ ТЕПЛОПЕРЕДАЧИ ЧЕРЕЗ ПРЕГРАДУ

В. Ф. Проскудин, Е. Н. Беляев, В. Н. Тараканов, Л. А. Журавлёва,
А. Г. Лещинская

РФЯЦ, ВНИИ экспериментальной физики, 607188 Саров, Proskudin@dep19.vniief.ru

Предложен способ измерения времени задержки передачи волны горения через преграду и других параметров теплопередачи, заключающийся в непрерывной регистрации электрических сигналов, возникающих в горящей конденсированной системе. Способ применим для систем и преград, обладающих заметной электропроводностью. Представлены результаты изучения процесса передачи волны горения через танталовую преграду в системе $3Zr+2WO_3$, полученные с использованием предложенного способа.

Ключевые слова: безгазовая система, горение, механические деформации, преграда, ЭДС горения, теплопередача, теплофизические параметры.

В различных пиротехнических устройствах часто используются несколько пиротехнических зарядов, разделенных между собой стенкой (преградой), через которую в процессе работы данного устройства происходит передача волны горения от одного заряда к другому. Для оптимального проектирования и эксплуатации таких устройств необходимо совершенствовать и углублять знания об основных закономерностях протекающих процессов, что предполагает привлечение новых методов исследования.

В последнее время наметился определенный прогресс в понимании электрических явлений, возникающих в волне горения конденсированных систем [1–5], и в их использовании для изучения различных процессов в горящих образцах [6–11]. В этой связи представляется весьма перспективным применение подобных методов исследования для экспериментального изучения процесса передачи тепла через преграду при горении конденсированных систем. При этом желательно в полной мере учитывать, особенно при создании лабораторной установки, особенности этого процесса в реальных конденсированных системах, установленные к настоящему времени.

Вопросы, связанные с процессом передачи тепла через преграду в конденсированных сис-

темах, изучали ранее как в теоретических работах [12, 13], так и в экспериментах [14–17]. Однако различие условий, принимаемых в теоретических моделях, и условий горения, реализующихся в экспериментах, приводило к тому, что получаемые расчетные и экспериментальные результаты нередко оказывались несопоставимыми. Так, расчет процесса передачи волны горения через инертную преграду в конденсированной системе показывает, что при постоянстве теплофизических характеристик системы перед и за преградой зависимость времени задержки τ_s передачи волны горения через преграду от толщины δ этой преграды должна быть близка к линейной со слабой вогнутостью зависимости $\tau_s(\delta)$ [12, 13]. Экспериментальная же зависимость $\tau_s(\delta)$, полученная, например, в условиях сжигания образцов достаточно больших размеров в полузамкнутой жесткой массивной неразрушаемой оболочке, имеет совершенно иной вид [16]. Кроме того, экспериментальные результаты, в отличие от теоретически ожидаемых, показывают существенный рост времени задержки при увеличении размеров (массы) поджигающего заряда при его горении в полузамкнутой жесткой оболочке [17].

Подобные несоответствия объясняются, в первую очередь, возникновением и развитием в горящих образцах механических деформаций. Они могут проявляться в виде подвижек (перемещений) продуктов сгорания (шлаков) за фронтом горения [18, 19], в виде механических возмущений перед фронтом горения [17], а также в виде быстрой усадки шлаков после

Результаты работы частично доложены на II конференции Волжского регионального центра Российской академии ракетно-артиллерийских наук (РАРАН) «Современные методы проектирования и отработки ракетно-артиллерийского вооружения», Саров, 29 мая–1 июня 2001 г.

сторания [20]. При этом в некоторых системах может наблюдаться растрескивание еще негоревшей части прессованного пиротехнического заряда [21]. По мере увеличения высоты образцов такие деформации вызывают все большее разрыхление шлаков перед преградой в виде увеличения их пористости или степени расслоения и даже приводят к появлению зазора между шлаками и преградой, ухудшая таким образом условия передачи тепла через преграду [16, 17, 20]. Вследствие этого к времени задержки, однозначно определяемому толщиной и материалом преграды, а также теплофизическими характеристиками конденсированной системы, добавляется дополнительная, заранее труднопредсказуемая составляющая, обусловленная ухудшением условий теплопередачи вблизи преграды из-за механических деформаций в горячей системе.

Несоответствие экспериментальных результатов, получаемых при работе с реальными конденсированными системами, упрощенным теоретическим представлениям не позволяет использовать эти экспериментальные данные и для оценки теплофизических характеристик реальных конденсированных систем путем решения обратной теплофизической задачи по алгоритмам, применяемым, например, в работе [12]. Хотя это можно было бы сделать, если в теоретических моделях процесса передачи тепла через преграду достаточно корректно учесть особенности, связанные с появлением деформаций в волне горения, как это было сделано, например, в работе [22]. Но есть и другой путь — использовать такие экспериментальные приемы, которые исключали бы возникновение заметных деформаций в горящих образцах.

Основной причиной возникновения деформаций в горящих образцах является, по нашему мнению, полужамкнутая массивная металлическая оболочка вокруг образца. Во-первых, это приводит к тому, что под действием потока примесного газа, проходящего через твердые продукты реакции (шлаки), происходит смещение шлаков в сторону, противоположную направлению горения [18, 19]. Кроме того, в сильно охлаждаемых стенками оболочки периферийных областях сгоревшего образца возникает большой градиент термических напряжений, что вызывает дополнительную деформацию образующихся шлаков. Поэтому для реализации условий горения, близких к «идеаль-

ным» (т. е. к принятым в теоретических моделях [12, 13]), необходимо использовать лабораторную установку без массивных металлических стенок вокруг горящего образца, что обеспечило бы отсутствие сильного теплоотвода в радиальном направлении и свободный выход примесного газа во всех направлениях, в том числе и в радиальном. Помимо этого, в такой лабораторной установке горение образцов должно происходить в условиях поджатия торцов небольшим постоянным усилием, в результате чего расстояние между торцами образца будет практически неизменным в течение всего времени его горения¹. При выполнении этих условий горения образца и перед фронтом горения, и за ним будут возникать практически не меняющиеся по мере движения фронта горения небольшие механические напряжения, не приводящие к существенным деформациям как в волне горения, так и в ее окрестностях. Это должно обеспечить относительное постоянство теплофизических характеристик шлака, образовавшегося перед преградой после прихода к ее поверхности волны горения, в течение всего процесса передачи тепла через преграду. Последнее условие необходимо для оценки теплофизических характеристик реальных конденсированных систем по результатам экспериментов с использованием инертных преград в соответствии с теоретической моделью [12]. Это существенно повышает ценность использования такой лабораторной установки как инструмента для оценки теплофизических характеристик конденсированных систем в условиях горения.

Для проведения подобных экспериментов хорошо подходит схема расположения образцов и преграды, использованная в работах [14, 15]. Однако в этих работах не было предложено какого-либо эффективного способа регистрации времени задержки передачи волны горения через преграду. Вместе с тем для изучения конденсированных систем, обладающих заметной электропроводностью, весьма удобным и информативным способом регистрации времени задержки передачи волны горения через преграду и некоторых других параметров теплопередачи мог бы быть способ, основанный на регистрации электродвижущей силы (ЭДС) горения [2, 3].

¹В работе [21] было замечено, что с увеличением такого усилия существенно снижается также и вероятность появления трещин в образце перед фронтом горения.

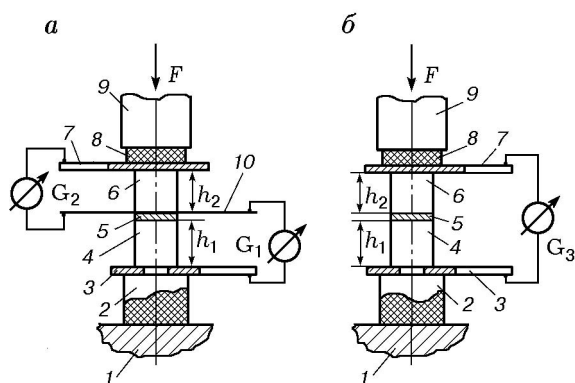


Рис. 1. Схемы экспериментальных установок:

а — с двумя регистрирующими каналами; *б* — с одним регистрирующим каналом; 1 — подставка; 2 — корпус электровоспламенителя; 3 — опорный электрод (сталь) с отверстием; 4 — поджигающий образец из смеси $3Zr+2WO_3$; 5 — преграда из тантала; 6 — поджигаемый образец из смеси $3Zr+2WO_3$; 7 — регистрирующий электрод (сталь); 8 — картонная прокладка; 9 — шток; 10 — промежуточный электрод из танталовой фольги толщиной 20 мкм; G_1 , G_2 , G_3 — гальванометры светолучевого осциллографа; F — усилие прижатия штока

Нами было использовано два варианта схемы экспериментальной установки (рис. 1). Первый вариант основан на непрерывной регистрации электрических сигналов двумя измерительными каналами, один из которых регистрирует разность электрических потенциалов на торцах горящего образца, расположенного перед преградой, а второй — на торцах образца, который зажигается тепловой волной, прошедшей через преграду.

Лабораторная сборка включала в себя установленный на подставке электровоспламенитель с пластмассовым корпусом и расположенный над ним опорный электрод в виде полоски стальной фольги толщиной 0,25 мм с отверстием диаметром 5 мм, обеспечивающим зажигание электровоспламенителем находящегося над ним образца высотой h_1 и диаметром 8 мм. На верхний торец поджигающего образца помещалась преграда диаметром 9 мм, над которой располагался промежуточный электрод, представляющий собой полоску тонкой фольги шириной 9 мм. Выше устанавливался поджигаемый образец высотой h_2 и диаметром 8 мм, над которым располагались регистрирующий электрод, изготовленный из стальной фольги толщиной 0,25 мм, и электроизолирующая картонная прокладка. Весь набор деталей прижимался друг к другу с усили-

ем ≈ 10 Н, создаваемым весом штока и установленной на нем дополнительной гирей². Время горения поджигающего образца регистрировали с помощью гальванометра G_1 , соединенного с опорным электродом и одним плечом промежуточного электрода. Гальванометр G_2 , соединенный со вторым плечом промежуточного электрода и с регистрирующим электродом, регистрировал время горения поджигаемого образца. Время задержки передачи волны горения через преграду оценивали как время между окончанием горения поджигающего образца и началом горения поджигаемого образца.

Недостаток предложенной схемы лабораторной установки состоит в том, что в ходе экспериментов некоторое количество тепла отводится от преграды к промежуточному электроду. Это может привести к систематической методической ошибке определения времени задержки τ_s , связанной с завышением истинного значения τ_s .

Второй вариант экспериментальной установки (см. рис. 1, *б*) лишен указанного недостатка, поскольку в нем отсутствовал промежуточный электрод, а параметры теплопередачи измеряли только одним регистрирующим каналом с гальванометром G_3 , соединенным с опорным и регистрирующим электродами. Однако в данном случае возможна ошибка при определении как момента начала теплопередачи от поджигающего образца к поджигаемому, так и момента воспламенения последнего.

Образцы изготавливали из стехиометрической смеси $3Zr+2WO_3$ (порошок циркония по ТУ48-4-376-76, порошок вольфрамового ангидрида по ТУ48-19-35-79). Перед прессованием в матрицу пресс-формы устанавливали трубку диаметром 8 мм, склеенную из полоски (12 × 29 мм) бумажного обеззоленного фильтра марки «белая лента» с использованием клея ПВА. В трубку засыпали смесь заданной массы и нагружали пуансоном с усилием $F \approx 3 \cdot 10^4$ Н до достижения требуемой высоты образцов (как поджигающих, так и поджигаемых), равной 7 мм. Относительная плотность образцов составила 0,7. В некоторых опытах использовали поджигающие образцы высотой 3 и 15 мм при той же относительной плотности. Равноплот-

²Необходимо отметить, что методический прием непрерывного осевого прижатия элементов горячей пиротехнической системы был использован ранее в работе [21].

ность образцов высотой 15 мм достигалась двусторонним прессованием. В результате такого прессования образцы имели открытые торцы, в то время как их боковая цилиндрическая поверхность была покрыта спрессованным слоем бумажного фильтра. Такой цилиндрический бандаж из бумаги был предназначен как для предотвращения быстрого горения по цилиндрической поверхности образца, так и для обеспечения его большей механической прочности после прессования.

Электрическое сопротивление образцов с указанными выше размерами в исходном состоянии составляло несколько десятков ом. При этом образцы из технологической партии смеси $3Zr+2WO_3$, в которой мы попытались использовать вольфрамовый ангидрид по ТУ48-19-34-80, достигали электрического сопротивления в несколько десятков килоом. Такие образцы оказались непригодными для экспериментов, предусматривающих непрерывную регистрацию ЭДС горения, поэтому эти образцы и соответствующие технологические партии смеси $3Zr+2WO_3$ в данной работе не применялись.

В качестве преграды использовали танталовые пластинки толщиной 0,1; 0,4 и 1,0 мм. Промежуточный электрод изготавливали из танталовой фольги толщиной 20 мкм. Разность электрических потенциалов U , возникающую между электродами экспериментальной установки при горении образцов, регистрировали светолучевым осциллографом Н-117, имеющим гальванометры с собственной частотой колебаний 300 и 600 Гц и внутренним сопротивлением ≈ 100 Ом.

Эксперименты проводили на воздухе.

В первой серии опытов испытывали образцы из смеси $3Zr+2WO_3$ высотой $h_1 = h_2 = 7$ мм. Преградой служила танталовая пластинка толщиной 1 мм. Образцы сжигали при постоянном воздействии осевого усилия ≈ 10 Н. Образовавшиеся шлаки, по форме незначительно отличающиеся от исходных образцов, имели волнистую боковую поверхность, причем высота таблетки из шлаков уменьшилась на $0,5 \div 1$ мм, а диаметр увеличился на $0,3 \div 0,5$ мм. Это указывает на то, что величина выбранного осевого усилия достаточна для компенсации механических деформаций, разрыхляющих горящий образец; дальнейшее увеличение усилия нежелательно, поскольку может привести к расползанию горящего образца в радиальном

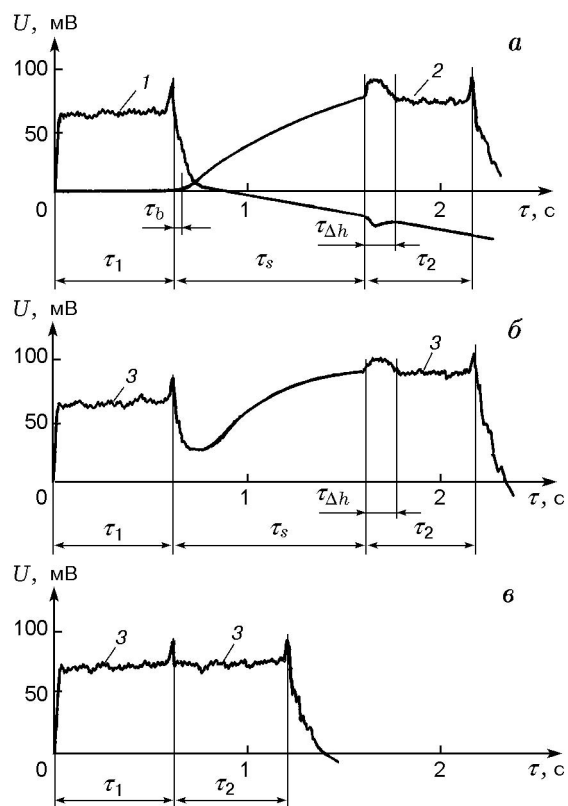


Рис. 2. Осциллограммы изменения ЭДС горения образцов из смеси $3Zr+2WO_3$ (на фоне паразитных ЭДС), получаемые на экспериментальных установках с двумя (а) и одним (б, в) регистрирующими каналами при высоте образцов 7 мм с использованием танталовой преграды толщиной 1 мм (а, б), а также без преграды (в):

1–3 — электрические сигналы, регистрируемые гальванометрами G_1, G_2, G_3 соответственно; τ_1, τ_2 — время горения поджигающего и поджигаемого образцов соответственно; τ_s — время задержки передачи горения через преграду; τ_b — время прогрева преграды; $\tau_{\Delta h}$ — время горения прогретого за преградой слоя поджигаемого образца

направлении и, следовательно, к недопустимо большому искажению его первоначальной формы.

В первой серии опытов использовали как экспериментальную установку с двумя регистрирующими каналами (см. рис. 1, а), так и установку с одним регистрирующим каналом (см. рис. 1, б). Полученные осциллограммы изменения ЭДС горения приведены на рис. 2, а, б.

Регистрируемые значения разности потенциалов U представляют собой сумму величин ЭДС горения и паразитных термоЭДС, возникающих в горячих зонах контакта разнород-

ных материалов экспериментальной установки (например, в зоне контакта опорного электрода с продуктами горения образца). Поскольку паразитные термоЭДС изменяются во времени существенно медленнее, чем ЭДС горения в характерных точках процесса горения (начало горения, конец горения и т. д.), и выступают в этих экспериментах как некий фон, можно проследить характер изменения ЭДС горения образцов в процессе их горения и передачи тепла через преграду. И действительно, на осциллограммах, регистрируемых гальванометрами G_1 и G_2 экспериментальной установки с двумя регистрирующими каналами (см. рис. 1, *a*), можно четко определить время горения поджигающего (τ_1) и поджигаемого (τ_2) образцов (рис. 2, *a*). Это легко сделать еще и потому, что горение этих образцов сопровождается характерными флуктуациями ЭДС горения, похожими по форме на локальные флуктуации физико-химических параметров в волне горения системы $3Zr+2WO_3$, обнаруженные в работе [9]. Период времени τ_s , в течение которого такие флуктуации не проявляются, а гальванометр G_2 регистрирует увеличение значения U , обусловленное ростом температуры в зоне контакта танталовой преграды (промежуточного электрода) с еще незагоревшимся поджигаемым образцом, можно однозначно трактовать как время задержки передачи волны горения через преграду.

Следует отметить, что применяемый в данном случае способ изучения процесса передачи тепла через преграду путем регистрации ЭДС горения обладает высокой информативностью. Помимо определения времени τ_s , этот способ позволяет оценить, по крайней мере, еще два важных параметра. Во-первых, это время прогрева преграды τ_b , т. е. время от момента окончания горения поджигающей таблетки до момента начала роста температуры на обратной стороне преграды, за которой расположен поджигаемый образец. Знание времени τ_b позволяет, например, по соотношению Фурье оценить эффективное значение коэффициента температуропроводности материала преграды:

$$\alpha_b = \delta^2 / \tau_b. \quad (1)$$

Во-вторых, можно определить время горения $\tau_{\Delta h}$ той части поджигаемого образца, которая расположена непосредственно за преградой. При горении этой части наблюдается яв-

ное увеличение значения ЭДС горения (кривая 2 на рис. 2, *a*), что можно объяснить повышенными температурой и скоростью горения этой части поджигаемого образца. Дело в том, что при передаче тепла через преграду за время τ_s прогревается слой поджигаемого образца толщиной Δh , находящийся в непосредственном контакте с преградой. После воспламенения поджигаемого образца этот слой с повышенной температурой сгорает с большей скоростью [12, 13]. При этом из-за дополнительного разогрева повышается также и уровень паразитной термоЭДС, действующей в зоне контакта преграды со шлаками поджигающего образца, что приводит к заметному искажению кривой 1 на рис. 2, *a* в интервале времени $\tau_{\Delta h}$. Зная стационарную скорость горения конденсированной системы, оцениваемую, например, по времени горения τ_1 поджигающего образца известной высоты h_1 , можно найти расстояние $h_2 - \Delta h$, пройденное фронтом горения в поджигаемом образце в стационарном режиме за время $\tau_2 - \tau_{\Delta h}$, и затем оценить длину пути Δh , проходимого фронтом горения в ускоренном режиме сразу за преградой. Если в первом приближении длина пути Δh действительно соответствует глубине прогрева поджигаемого образца за время теплового воздействия, равного $\tau_s - \tau_b$, то по соотношению Фурье можно оценить эффективное значение коэффициента температуропроводности материала поджигаемой конденсированной системы:

$$\alpha_2 = (\Delta h)^2 / (\tau_s - \tau_b). \quad (2)$$

Однако, как будет показано ниже, такая оценка может оказаться грубой и потребовать существенной корректировки с учетом особенностей горения в нестационарных условиях. Тем не менее эта информация может быть полезной для построения и уточнения моделей такого нестационарного горения.

Осциллограммы изменения электрического сигнала, получаемые на экспериментальной установке с одним измерительным каналом (см. рис. 2, *b*), менее информативны, чем полученные на установке с двумя каналами. По ним невозможно определить время τ_b , а время $\tau_{\Delta h}$ хотя и можно оценить, но с гораздо большей погрешностью, поскольку в этом случае подъем уровня ЭДС горения на фоне паразитных термоЭДС заметно меньше. Это вполне понятно, так как, по сути дела, осциллограмма 3 на рис. 2, *b* является суммой осциллограмм 1 и 2 на

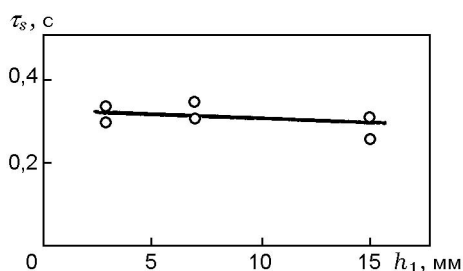


Рис. 3. Зависимость времени задержки передачи волны горения через танталовую преграду толщиной 0,4 мм в системе $3Zr+2WO_3$ от высоты поджигающего образца

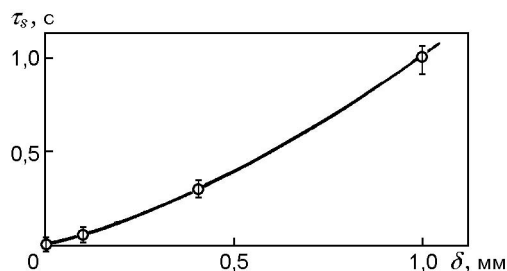


Рис. 4. Зависимость времени задержки передачи волны горения через танталовую преграду в системе $3Zr+2WO_3$ от толщины преграды

рис. 2, *a*, показывающих, что повышение температуры горения прогретого слоя поджигаемого образца, вызывая повышение ЭДС горения, одновременно приводит к увеличению паразитной термоЭДС в этой зоне, причем обратной полярности (см. кривые 1 и 2 на рис. 2, *a* в интервале времени $\tau_{\Delta h}$).

Следует отметить, что применение в системе $3Zr+2WO_3$ описанного выше промежуточного танталового электрода толщиной 20 мкм при толщине танталовой преграды 1 мм приводит к завышению измеряемого значения времени задержки передачи волны горения на $5 \div 10$ %, что вполне допустимо для наших экспериментов. Однако из-за того, что при уменьшении толщины преграды роль теплоотвода в промежуточный электрод, имеющий постоянную минимальную толщину, будет возрастать, увеличивая погрешность измерения τ_s , а также из-за большей простоты экспериментальной установки, показанной на рис. 1, *b*, именно такая установка и была использована в большинстве представленных здесь экспериментов по оценке величины τ_s .

Во второй серии опытов изменяли высоту поджигающей таблетки в интервале $h_1 = 3 \div 15$ мм при толщине танталовой преграды 0,4 мм и высоте поджигаемого образца $h_2 = 7$ мм. Время задержки передачи волны горения в этих экспериментах оставалось практически постоянным ($\approx 0,3$ с) с некоторой тенденцией к уменьшению по мере роста высоты h_1 (рис. 3). Это свидетельствует о стабильности процесса передачи тепла через преграду. Если бы в условиях использованной экспериментальной сборки имели место заметные механические деформации, вызывающие разрыхление горящего образца или образование зазоров

в зоне расположения преграды, это неизбежно проявилось бы в росте времени задержки при увеличении высоты h_1 (по аналогии с данными работ [16, 17, 20]).

В третьей серии опытов изменяли толщину танталовой преграды в интервале $\delta = 0,3 \div 1$ мм при высоте образцов $h_1 = h_2 = 7$ мм. Вид получаемой зависимости времени задержки передачи волны горения через преграду от ее толщины (рис. 4) хорошо соответствует виду данной зависимости, полученной по теоретической модели в работах [12, 13], что также свидетельствует о стабильности процесса передачи тепла через преграду в используемой нами экспериментальной установке. Сама же зависимость $\tau_s(\delta)$, полученная экспериментально для конкретной изучаемой конденсированной системы, может быть использована для оценки ее теплофизических параметров путем решения обратной задачи теплопередачи в соответствии с работой [12] и желательно с учетом методического подхода, изложенного в работе [23]. Если использовать экспериментальную установку, изображенную на рис. 1, *a*, то по формулам (1) и (2) можно предварительно оценить эффективные значения коэффициентов температуропроводности материала преграды и вещества (материала) конденсированной системы с использованием экспериментально полученных параметров τ_1 , τ_2 , τ_s , τ_b и $\tau_{\Delta h}$ (см. рис. 2, *a*), как указано выше. Очевидно, что с увеличением толщины преграды эффективность таких оценок будет увеличиваться, поскольку будут возрастать значения τ_s , τ_b и $\tau_{\Delta h}$, что облегчает их экспериментальное определе-

³ Судя по полученным осциллограммам, при отсутствии преграды ($\delta = 0$) время задержки можно оценить равным нулю (см. рис. 2, *b*).

ние по характерным особенностям получаемых осциллограмм на фоне флуктуаций и других искажений. Наилучшие результаты будут, по-видимому, при толщинах преграды, близких к критической, но при которых еще не наступают отказы в передаче горения через преграду.

Для системы $3Zr+2WO_3$ с танталовой преградой эффективные значения коэффициентов температуропроводности, оцененные таким путем для наибольшей из исследованных нами толщин преграды, оказались следующими: $\alpha_b = 2 \div 2,5 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}$, $\alpha_2 \approx 5 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$ ($h_1 = h_2 = 7 \text{ мм}$; $\delta = 1 \text{ мм}$; $\tau_1 = 0,60 \text{ с}$; $\tau_2 = 0,55 \text{ с}$; $\tau_s = 1 \text{ с}$; $\tau_b = 0,04 \div 0,05 \text{ с}$; $\tau_{\Delta h} = 0,15 \text{ с}$).

Полученные оценочные значения α_b близки к табличному значению коэффициента температуропроводности тантала, равного $2,73 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}$ [24]. При этом следует учесть, что табличное значение [24] соответствует температуре $27 \text{ }^\circ\text{C}$. Мы же оценивали значение α_b для рабочего интервала температур (от комнатной температуры до температуры, близкой к температуре горения смеси $3Zr+2WO_3$), а, как известно, с повышением температуры значение α обычно несколько изменяется [24].

Вопрос об оценке эффективного значения величины α_2 оказался более сложным. Измерение коэффициента теплопроводности λ прессованных образцов из смеси $3Zr+2WO_3$ и последующий расчет коэффициента температуропроводности по формуле

$$\alpha = \lambda / c \cdot \rho,$$

где c и ρ — теплоемкость и плотность смеси $3Zr+2WO_3$, дает значение $\approx 4 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}$. Оно на порядок меньше найденного нами значения α_2 . Такое различие можно объяснить либо резким (на порядок) возрастанием теплопроводности системы $3Zr+2WO_3$ при ее нагреве до температуры, близкой к температуре ее воспламенения, либо тем, что глубина прогрева поджигаемого образца, непосредственно примыкающего к преграде, в действительности примерно в три раза меньше расстояния Δh , которое фронт горения проходит за преградой в ускоренном режиме.

Но, несмотря на некую неоднозначность сегодняшней интерпретации величины α_2 , эта и другие характеристики, определяемые в результате экспериментов с использованием ЭДС горения, могут оказаться весьма ценными дополнительными сведениями для более глубокого

понимания процесса передачи горения через преграду. Причем использование ЭДС горения конденсированных систем для изучения процесса передачи тепла через преграду позволяет путем регистрации электрических сигналов, возникающих в горящих образцах, получить достаточно полную информацию о протекающих процессах без введения в систему датчиков-зондов или без использования зондирующих сигналов, специально генерируемых посторонним источником.

Авторы выражают благодарность сотруднику РФЯЦ-ВНИИЭФ П. Г. Бережку за постоянное внимание и поддержку этой работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Морозов Ю. Г., Кузнецов М. В., Нерсесян М. Д., Мержанов А. Г. Электрохимические явления в процессах самораспространяющегося высокотемпературного синтеза // Докл. РАН. 1996. Т. 351, № 6. С. 780–782.
2. Morozov Yu. G., Kuznetsov M. V., Merzhanov A. G. Electric fields in the processes of self-propagating high-temperature synthesis // Intern. J. SHS. 1997. V. 6, N 1. P. 1–13.
3. Морозов Ю. Г., Кузнецов М. В. Влияние магнитного поля на электродвижущую силу горения // Физика горения и взрыва. 1999. Т. 35, № 1. С. 22–26.
4. Максимов Ю. М., Кирдяшкин А. И., Корогодоев В. С., Поляков В. Л. Генерация и перенос электрического заряда при самораспространяющемся высокотемпературном синтезе на примере системы Co-S // Физика горения и взрыва. 2000. Т. 36, № 5. С. 130–133.
5. Морозов Ю. Г., Кузнецов М. В. О происхождении электродвижущей силы горения // Хим. физика. 2000. Т. 19, № 11. С. 98–104.
6. Леваков Е. В., Пелесков С. А., Сорокин В. П. Новый метод регистрации автоколебательного режима горения // Горение конденсированных и гетерогенных систем: Материалы VI Всесоюз. симпоз. по горению и взрыву. Алма-Ата, 23–26 сентября 1980. Черноголовка: ИХФ АН СССР, 1980. С. 96–99.
7. Леваков Е. В., Пелесков С. А., Сорокин В. П. Термоэлектрический метод регистрации автоколебательного режима горения // Физика горения и взрыва. 1981. Т. 17, № 3. С. 18–22.
8. Морозов Ю. Г., Кузнецов М. В. О зондовых измерениях ионизации при распространении пламени // Теплофизика высоких температур. 1998. Т. 36, № 2. С. 338–340.
9. Проскудин В. Ф. Регистрация локальных флуктуаций физико-химических параметров в

- волне горения конденсированных систем // Физика горения и взрыва. 1999. Т. 35, № 6. С. 71–75.
10. **Проскудин В. Ф.** Измерение температуры переднего фронта электропроводной зоны волны горения конденсированных систем // Физика горения и взрыва. 2000. Т. 36, № 2. С. 84–87.
 11. **Морозов Ю. Г., Кузнецов М. В.** Изучение механизма гетерогенного горения конденсированных систем методом динамической ионографии // Химическая физика процессов горения и взрыва: Материалы XII симпозиума по горению и взрыву. Черногоровка, 11–15 сентября 2000 г. Черногоровка: Ин-т проблем химической физики РАН, 2000. Ч. I. С. 114–115.
 12. **Берман В. С., Новиков С. С., Рязанцев Ю. С.** О прохождении волны горения, распространяющейся по конденсированному веществу, сквозь инертную преграду // Докл. АН СССР. 1973. Т. 211, № 5. С. 1153–1155.
 13. **Крайнов А. Ю.** Влияние теплофизических характеристик инертной преграды и теплопотерь на распространение волны горения // Физика горения и взрыва. 1987. Т. 23, № 6. С. 16–19.
 14. **Новиков С. С., Рязанцев Ю. С.** Прохождение распространяющейся по пороху волны горения сквозь инертную преграду // Докл. АН СССР. 1969. Т. 187, № 3. С. 616–618.
 15. **Novikov S. S., Ryazantsev Yu. S.** Penetration of the flame front through a fine metal layer in a solid propellant // AIAA Journal. 1970. V. 8, N 7. P. 1347–1349.
 16. **Проскудин В. Ф., Голубев В. А., Бережко П. Г. и др.** Особенности прохождения волны горения через инертную преграду в реальных конденсированных системах // Физика горения и взрыва. 1998. Т. 34, № 6. С. 43–47.
 17. **Проскудин В. Ф.** Особенности передачи волны горения через инертные преграды в конденсированных системах // Международная науч.-практ. конф. «Вторые окуневские чтения», Санкт-Петербург, 2–7 октября 2000 г.: Материалы докл. Ч. I. С. 108–109.
 18. **Голубев В. А., Бережко П. Г., Проскудин В. Ф. и др.** О перемещении вещества воспламенителя и образца при горении безгазовых систем в жесткой оболочке // Физика горения и взрыва. 1991. Т. 27, № 2. С. 94–97.
 19. **Проскудин В. Ф., Голубев В. А., Бережко П. Г.** О деформациях внутри горящих образцов // Физика горения и взрыва. 1997. Т. 33, № 4. С. 78–83.
 20. **Голубев В. А., Проскудин В. Ф., Бережко П. Г. и др.** О влиянии усадки шлаков поджигающей таблетки на параметры зажигания // Физика горения и взрыва. 1991. Т. 27, № 5. С. 41–44.
 21. **Butakov A. A., Vaganov D. A., Leonov S. N.** Study of crack appearance in porous media combustion // Combust. Sci. Technol. 1995. V. 106, N 1–3. P. 137–152.
 22. **Стельмах Л. С., Столин А. М.** Тепловые режимы уплотнения при горении порошкового материала // Докл. АН. 2000. Т. 373, № 2. С. 206–209.
 23. **Смоляков В. К.** К теории горения безгазовых систем в условиях действия постоянной нагрузки // Физика горения и взрыва. 1989. Т. 25, № 5. С. 69–74.
 24. **Тепловые свойства веществ:** Справочная таблица. М.: ЦНИИАтоминформ, 1979.

Поступила в редакцию 29/VI 2001 г.