

**ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ
ЗАЖИГАНИЯ КОНДЕНСИРОВАННОГО ВЕЩЕСТВА
С НЕЗАВИСИМЫМИ ЭНДО- И ЭКЗОТЕРМИЧЕСКОЙ РЕАКЦИЯМИ**

*О. Г. Глотов, В. Е. Зарко
(Новосибирск)*

В работах по тепловой теории зажигания детально исследовались процессы с единственной экзотермической реакцией [1, 2]. В итоге даны выражения для расчета энергии и времени зажигания и рекомендации по использованию измеренных экспериментальных параметров для определения кинетических характеристик экзотермической реакции. Развитие подходов тепловой теории на случай более сложных кинетических схем привело к появлению работ, посвященных анализу зажигания веществ с последовательными экзотермическими реакциями [3].

Очевидно, этим не исчерпывается многообразие практически важных случаев протекания суммарно-экзотермических реакций, обуславливающих зажигание конденсированных веществ. В частности, большой интерес представляет задача о зажигании при одновременном протекании эндо- и экзотермической реакций. По такому механизму может происходить зажигание смеси двух компонентов, разложение одного из которых сопровождается поглощением тепла. Тепловой взрыв вещества с эндо- и экзотермической реакциями рассмотрен в [4].

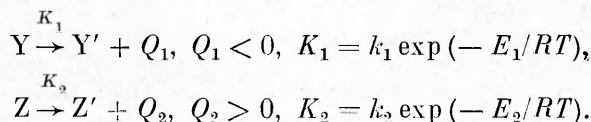
Наличие в реагирующей системе стока тепла, интенсивность которого зависит от температуры, приводит к усложнению постановки задачи и затрудняет априорный анализ закономерностей зажигания. В частности, возникают вопросы, связанные с определением границ вырождения нормальных режимов зажигания, определением кинетических констант на основе решения обратных задач и т. п. В работе [5], посвященной исследованию зажигания вещества с последовательными эндо- и экзотермической реакциями, показано, что прямое использование традиционного метода определения теплокINETических характеристик экзотермической реакции по данным о температуре поверхности тела в момент зажигания приводит к неверным результатам.

В настоящей работе с помощью численного счета изучено зажигание постоянным тепловым потоком вещества с независимо протекающими экзо- и эндотермической реакциями. На основе анализа различных способов решения обратной кинетической задачи даны рекомендации по использованию данных о поверхностном нагреве тела для определения энергии активации экзотермической реакции. Очевидно, эти рекомендации можно обоснованно применять лишь в случае, когда заранее известно, что реакции в исследуемом веществе идут по указанной схеме.

Постановка задачи

Рассмотрим полубесконечный образец, нагреваемый с поверхности постоянным тепловым потоком. Образец представляет собой однородную (в смысле осреднения тепловыделения по объему) смесь компонентов Y и Z с массовыми долями $1 - \epsilon$ и ϵ соответственно. Каждый компонент

реагирует независимо от другого. Обе реакции объемные, одностадийные. Химию процесса можно схематично представить следующим образом:



Приняты допущения о том, что продукты реакций твердые, граница тела неподвижна и непроницаема, диффузия компонентов не происходит. Теплофизические параметры компонентов смеси попарно равны и неизменны в течение всего процесса.

Одномерное закигание при отсутствии теплотерь в окружающую среду для случая реакций первого порядка можно описать следующей системой уравнений, начальных и граничных условий:

$$c\rho \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \rho Q_1 k_1 y e^{-E_1/RT} + \rho Q_2 k_2 z e^{-E_2/RT},$$

$$\frac{\partial y}{\partial t} = -y k_1 e^{-E_1/RT},$$

$$\frac{\partial z}{\partial t} = -z k_2 e^{-E_2/RT}, \quad (1)$$

$$t = 0: T = T_0, \quad y = 1 - \varepsilon, \quad z = \varepsilon,$$

$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=0} = q, \quad \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x \rightarrow \infty} = 0.$$

Здесь x — координата, отсчитываемая от поверхности в гллубь образца; t — время; y, z — текущие массовые концентрации компонентов Y и Z ; q — плотность теплового потока; k_i, E_i, Q_i — кинетические параметры i -й реакции ($i=1$ относится к компоненту Y , $i=2$ — к компоненту Z); T_0 — начальная температура; c, ρ, λ — теплофизические характеристики образца; ε — начальная массовая доля Z .

Введем безразмерные переменные

$$\tau = t/t_M, \quad \xi = x/x_M, \quad \Theta = \frac{E_2}{RT_M^2} (T - T_M),$$

используя масштабные величины

$$T_M = \frac{Q_2}{c} + T_0, \quad t_M = t_{ад}(T_M) = \frac{RT_M^2 c e^{E_2/RT_M}}{E_2 Q_2 \rho}, \quad x_M = \sqrt{\frac{\lambda t_M}{c\rho}}.$$

В этих безразмерных переменных система (1) примет вид

$$\frac{\partial \Theta}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \Theta}{\partial \xi^2} + \Phi_{\Sigma},$$

$$\frac{\partial y}{\partial \tau} = -\gamma_1 y e^{\Theta E_{12}/(1+\beta\Theta)},$$

$$\frac{\partial z}{\partial \tau} = -\gamma_2 z e^{\Theta/(1+\beta\Theta)}, \quad (2)$$

$$\tau = 0: \Theta = \Theta_0, \quad y = 1 - \varepsilon, \quad z = \varepsilon,$$

$$\frac{\partial \Theta}{\partial \xi} \Big|_{\xi=0} = w, \quad \frac{\partial \Theta}{\partial \xi} \Big|_{\xi \rightarrow \infty} = 0,$$

где $\Phi_{\Sigma} \equiv \Phi_1 + \Phi_2 = y B e^{\Theta E_{12}/(1+\beta\Theta)} + z e^{\Theta/(1+\beta\Theta)}$ — функция суммарного тепловыделения. В систему (2) вошли следующие параметры:

$$E_{12} = E_1/E_2, \quad \beta = RT_M/E_2, \quad \gamma_2 = \frac{cRT_M^2}{Q_2 E_2},$$

$$\gamma_1 = \gamma_2 \frac{k_1 e^{-E_1/RT_M}}{k_2 e^{-E_2/RT_M}}, \quad B = \frac{Q_1 k_1 e^{-E_1/RT_M}}{Q_2 k_2 e^{-E_2/RT_M}}, \quad (3)$$

$$w = \frac{qE_2 x_M}{\lambda RT_M^2}, \quad \Theta_0 = \frac{E_2}{RT_M^2} (T_0 - T_M).$$

Смысл параметров β , Θ_0 , w общеизвестен, γ_i — характеризуют глубину превращения i -го компонента, смысл новых параметров E_{12} и B следует из формы их записи.

Систему (2) численно решали на ЭВМ. В расчетах следили за температурой, концентрациями компонентов и скоростями тепловыделений реакций в зависимости от времени. Условие окончания счета $T_s \geq 1,5 T_M$, где T_s — температура поверхности. Численные значения фиксированных и интервалы вариации изменяемых параметров, при которых решали систему (2): $c = 1257$ Дж/(кг · К), $\rho = 1600$ кг/м³, $\lambda = 0,2095$ Дж/(м · с · К), $Q_2 = -Q_1 = 1,257 \cdot 10^6$ Дж/кг, $k_1 = 10^7 \div 10^{15}$ с⁻¹, $k_2 = 10^9$ с⁻¹, $E_1 = 20 \div 90$ ккал/моль, $E_2 = 30$ ккал/моль, $R = 1,987$ кал/(моль · К), $q = 0,6285 \div 6,2850$ МВт/м², $T_0 = 300$ К, $\varepsilon = 0 \div 1$. Система уравнений содержит большое число параметров. В проведенных расчетах параметры экзотермической реакции (E_2 , $k_2 \cdot Q_2$) зафиксированы, а параметры эндотермической реакции и ε варьировали в широких пределах. Это позволило выявить основные качественные особенности реагирования такой смеси.

Анализ результатов расчетов

Влияние соотношения энергий активации реакций (E_{12}). Параметр $E_{12} = E_1/E_2$ в значительной мере определяет качественное поведение решения системы (2). Для выяснения его роли «в чистом виде» решали систему (2) при $\varepsilon = 0,5$, $k_1 = k_2$.

Вариация E_{12} приводит к изменению последовательности протекания эндо- и экзотермической реакций. Расчеты показали, что при подводе тепла от внешнего источника последовательность протекания реакций с тепловым эффектом разного знака весьма существенна. От нее зависит эффективность использования тепла внешнего источника: она тем выше, чем больше разогрев поверхности образца за одно и то же время при фиксированной плотности теплового потока. Это связано со способностью экзотермической реакции к тепловому самоускорению, которая отсутствует у эндотермической реакции.

В зависимости от величины E_{12} возможны два качественно различных режима протекания процесса.

1. Типичная картина зажигания при $E_{12} > 1$ показана на рис. 1. В этом случае зажигание происходит подобно «классическому» зажига-

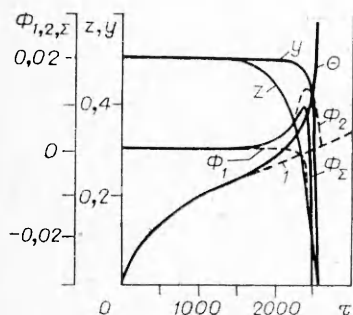


Рис. 1. Типичная картина процесса зажигания на поверхности ($\xi = 0$) при $E_{12} = 1,167$, $B = -0,144$, $\gamma_1 = 0,016$, $\gamma_2 = 0,112$, $w = 0,102$, $\beta = 0,086$, $\Theta_0 = -8,934$, $\varepsilon = 0,5$.

1 — разогрев поверхности инертного тела.

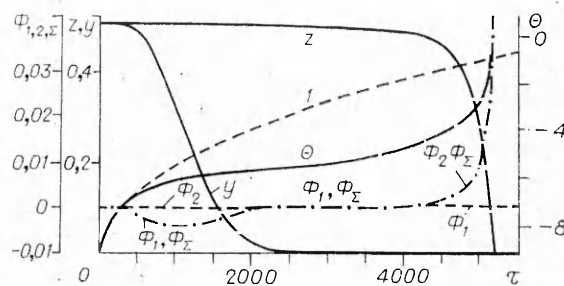


Рис. 2. Типичная картина процесса зажигания на поверхности ($\xi = 0$) при $E_{12} = 0,667$, $B = -48,0$, $\gamma_1 = 5,373$, $\gamma_2 = 0,112$, $w = 0,102$, $\beta = 0,086$, $\Theta_0 = -8,934$, $\varepsilon = 0,5$.

1 — разогрев поверхности инертного тела.

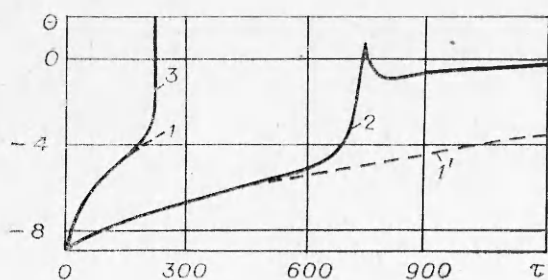


Рис. 3. Вырождение зажигания при уменьшении плотности теплового потока; $E_{12} = 1$, $B = -0,1$, $\gamma_1 = 0,011$, $\gamma_2 = 0,112$, $\beta = 0,086$, $\Theta_0 = -8,934$, $\varepsilon = 0,7$.

1 и 1' — разогрев поверхности инертного тела при соответствующих плотностях потока $w = 0,102$ (3), $0,051$ (2).

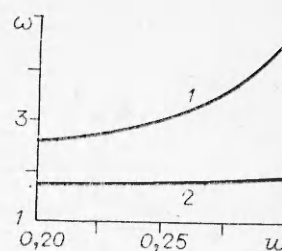


Рис. 4. Зависимость коэффициента согласования в условии (5) от w для $E_{12} = 3$ ($B = -9 \cdot 10^{-12}$, кривая 1) и $E_{12} = 0,667$ ($B = -4,8$, кривая 2).

нию с одной экзотермической реакцией. Когда поверхность образца прогреется до температуры, при которой начинает интенсивно протекать экзотермическая реакция, выделяющееся в реакции тепло обеспечивает ей возможность самоускорения. При более высокой температуре начинается интенсивное поглощение тепла в эндотермической реакции, но, благодаря постоянному подводу тепла от внешнего источника и протеканию экзотермической реакции, температура поверхности тела продолжает расти, происходит зажигание. Здесь и в дальнейшем под зажиганием будем подразумевать быстрый по сравнению с нагревом инертного тела рост температуры поверхности до большой величины ($1,5 \cdot T_m$) за счет самоускорения экзотермической реакции.

2. Типичная картина протекания процесса зажигания при $E_{12} < 1$ показана на рис. 2. Интенсивное протекание эндотермической реакции начинается при более низкой температуре, чем экзотермической реакции. Из-за этого темп нагрева поверхности замедляется по сравнению с инертным телом. При выбранных параметрах Q_i и k_i возможность зажигания появляется лишь тогда, когда большая часть эндотермического компонента у поверхности израсходуется. Тогда тепло, поступающее от внешнего источника, начинает расходоваться в основном на нагрев образца, а не на обеспечение протекания эндотермической реакции. При достижении некоторой температуры начинает интенсивно протекать экзотермическая реакция. Выделяющееся в ней тепло приводит к резкому самоускорению этой реакции, происходит зажигание (см. рис. 2). Вопрос о температуре зажигания будет рассмотрен ниже.

Вырождение зажигания. В классическом случае зажигания с одной экзотермической реакцией при отсутствии теплопотерь можно указать значение γ , разделяющее «нормальные» и «вырожденные» режимы зажигания.

Особенностью протекания процесса зажигания, осложненного присутствием эндотермической реакции, является то, что вырождение зажигания может наступить не только при изменении γ , но и других параметров. Например, рис. 3 иллюстрирует это при уменьшении плотности потока. При вырождении зажигания после окончания реакций на поверхности и перемещения зон реакций в глубь образца на поверхности восстанавливается темп нагрева, как у инертного тела.

Похожие картины вырождения можно наблюдать, если при $w = \text{const}$ уменьшать начальную долю экзотермического компонента либо параметр E_{12} и т. д. Нахождение необходимых и достаточных условий зажигания вещества при протекании эндо- и экзотермической реакций представляет значительный интерес и может составить предмет отдельной работы.

Определение энергии активации экзотермической реакции с помощью зависимости температуры поверхности от времени

Выше показано, что при равных тепловых эффектах и предэкспонентах качественный вид функции суммарного тепловыделения полностью определяет характер зажигания. Когда предэкспоненты не равны, начинают играть роль другие параметры задачи. Из результатов расчетов и качественных соображений следует, что влияние эндотермической реакции на время (и температуру) зажигания тем слабее, чем ближе Φ_2 к Φ_2 в каждый момент времени. Отношение Φ_2/Φ_2 при масштабной температуре косвенно характеризуется параметром B . Однако он не годится для построения критерия оценки влияния эндотермической реакции, так как характеризует отношение Φ_2/Φ_2 только в одной временной точке. В общем случае влияние эндотермической реакции зависит от отношения Q_1k_1/Q_2k_2 и, как показали расчеты, в большей степени от E_{12} . Не слишком сужая общность, в данном разделе ограничимся рассмотрением системы (2) при $Q_1k_1/Q_2k_2 = -0,1$.

Из результатов расчетов следует, что влияние эндотермической реакции тем слабее, чем больше E_{12} . Поэтому в случае $E_{12} \gg 1$ смесь будет загораться как вещество с одной экзотермической реакцией и подчиняться классическим закономерностям. Расчеты показали, что при вариации параметров в указанных пределах значение $E_{12} > 1,5$ уже можно считать существенно больше единицы. Как показано в [6], в этом случае энергию активации и предэкспонент можно определить путем спрямления зависимости температуры зажигания от плотности потока в специальных координатах

$$(1/T_3), \lg(T_3/q). \quad (4)$$

Эти координаты основаны на условии зажигания $q_+ = q_-$ [6, 7], которое для рассматриваемого случая можно записать в виде

$$q^2 = \omega \lambda Q_2' k_2 \frac{RT_3^2}{E_2} \exp\left(-\frac{E_2}{RT_3}\right), \quad (5)$$

где $Q_2' = Q_2 \varepsilon$. В [8] показано, что знак равенства в условии (5) можно ставить лишь с учетом коэффициента согласования ω , величина которого зависит, в частности, от энергии активации, плотности потока и других факторов. В качестве примера вычислена зависимость ω от q для $E_{12} = -3$, показанная на рис. 4, 1.

Таким образом, в случае $E_{12} \gg 1$ задача сводится к известной. При этом температуру зажигания можно рассчитать как температуру поверхности инертного тела в момент зажигания. Отметим, что уменьшения влияния эндотермической реакции можно достичь снижением доли эндотермического компонента в смеси.

В другом предельном случае $E_{12} \ll 1$ протекание обеих реакций существенно и их в принципе нельзя заменить одной эффективной реакцией. Расчеты показали, что при вариации параметров в указанных пределах уже $E_{12} < 0,667$ можно считать существенно меньше единицы. Для определения энергии активации экзотермической реакции путем решения обратной задачи необходимо определить некоторую температуру, условно называемую температурой зажигания, которая характеризует начало интенсивного протекания экзотермической реакции, приводящее к срыву теплового равновесия. Иными словами, необходимо ввести критерий зажигания. Обсудим некоторые критерии зажигания и соответствующие им способы определения температуры зажигания.

Классический способ. Критерием зажигания служит достижение на поверхности некоторой наперед заданной большой температуры Θ_K (рис. 5). Из этого условия определяется время зажигания¹. За темпера-

¹ У сильно активированных реакций всегда время зажигания $t_3 \gg t_M = t_{ад}(T_M)$ или в безразмерном виде $\tau_3 \gg 1$. Поэтому определено таким образом значение τ_3 практически не зависит от выбора Θ_K .

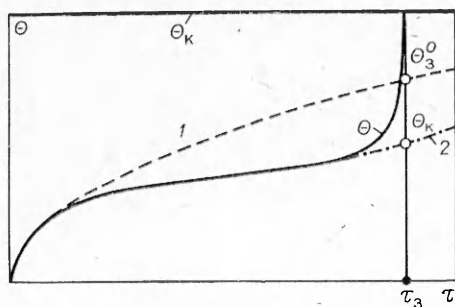


Рис. 5. Схема определения температуры зажигания классическим (Θ_3^0) и предлагаемым (Θ_3 — точка на кривой 2) способами.

1 — разогрев поверхности инертного тела; Θ — разогрев поверхности образца при наличии эндо- и экзотермической реакций, 2 — разогрев поверхности образца при наличии лишь эндотермической реакции.

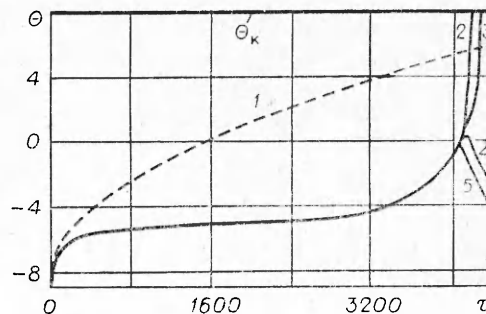


Рис. 6. Определение температуры и времени зажигания с помощью критерия «да — нет».

1 — температура поверхности инертного тела; 2—5 — температура поверхности образца при отключении светового потока: $\tau=4111$ (2), 4090 (3), 4080 (4), 4060 (5); $E_{12}=0,667$, $B=-48,006$, $\gamma_1=5,373$, $\gamma_2=0,119$, $\Theta_0=-8,934$, $\varepsilon=0,1$, $\beta=0,086$, $w=0,203$ (до отключения).

туру зажигания принимается температура на кривой разогрева инертного тела, взятая в момент зажигания (точка Θ_3^0 на кривой 1, рис. 5). Попытка использовать определенные таким образом температуры для спрямления в координатах (4) в случае $E_{12} \ll 1$ не приводит к хорошим результатам. Расчеты показали, что при вариации плотности потока в 3 раза коэффициент согласования ω изменяется более чем на порядок. Поскольку при проведении экспериментальных исследований заранее неизвестно, как именно изменяется ω , использование определенных таким образом температур для решения обратных задач не оправдано.

Критерий «да — нет». Считается, что зажигание произошло, если спустя некоторое время после отключения внешнего теплового потока температура достигает некоторой большой величины Θ_k . Θ_3 определяется как температура поверхности в такой момент времени τ_3 , что, если отключить внешний тепловой поток при $\tau < \tau_3$, зажигание не происходит, а если отключить поток при $\tau > \tau_3$, поверхность будет продолжать греться за счет тепла экзотермической реакции и произойдет зажигание. Кривые 2, 3 на рис. 6 соответствуют зажиганию, 4, 5 — отсутствию зажигания.

Определенная с помощью критерия «да — нет» температура соответствует интенсивному протеканию экзотермической реакции. Об этом косвенно можно судить по тому, что коэффициент согласования ω является величиной порядка единицы (например, для приведенного на рис. 6 варианта $\omega = 3,45$). Вместе с тем определение температуры зажигания по критерию «да — нет» не очень удобно даже в расчетах. Требуется провести счет по меньшей мере двух вариантов, чтобы указать два достаточно близких значения времени, между которыми будет заключено время зажигания.

Оптимальный способ определения температуры зажигания. Обратимся к рис. 5. Определим задержку зажигания, следуя классическому способу, по моменту времени, когда температура поверхности превысит некоторую большую величину Θ_k . Температуру зажигания определим как взятую в этот момент времени температуру поверхности модельного образца, в котором идет лишь эндотермическая реакция, а экзотермический компонент заменен инертным с такими же теплофизическими свойствами и в той же массовой доле. На рис. 5 дана иллюстрация предложенной процедуры (точка Θ_3 на кривой 2). Найденная таким образом температура действительно характеризует начало интенсивного протекания экзотермической реакции, приводящее к срыву теплового равновесия. Величина коэффициента ω и его зависимость² от параметров позволяет

² При вырождении зажигания $\omega \rightarrow 0$.

судить о том, насколько эффективно можно применять условие (5). Из рис. 4, 2 видно, что для случая $E_{12} \ll 1$ условие (5) работает не хуже, чем для классического случая с единственной экзотермической реакцией, когда для типичных значений параметров $\omega \sim 2 \div 5$. Очевидно, что если в условии (5) величина ω порядка единицы, применение координат (4) позволит определить энергию активации экзотермической реакции.

Обратим внимание на одно важное обстоятельство. В предлагаемом способе определения температуры зажигания используется найденное независимым способом время зажигания. В специальных расчетах проверена работоспособность способа при подводе тепла в режиме «да — нет». Оказалось, что и в этом варианте получают неплохие результаты. Например, если определить с помощью критерия «да — нет» время зажигания при значениях параметров, соответствующих рис. 6, и затем по этому времени ($\tau_3 = 4085$) вычислить температуру зажигания по предлагаемому способу, то в условии (5) для этой температуры $\omega = 0,80$.

В заключение отметим, что случай $E_{12} \approx 1$, который здесь не рассматриваем, самый неблагоприятный с точки зрения определения кинетических параметров из решения обратной задачи. Из опыта расчетов следует, что, когда характерные температуры протекания обеих реакций близки, вид функции суммарного тепловыделения существенно зависит от других параметров задачи (γ_i, B, ε). Простое условие в форме (5) в этом случае не работает, так как в нем не учтено поглощение тепла в эндотермической реакции. Вопрос об определении E_2 путем решения обратной задачи остается открытым. Решить обратную задачу пока удается только в предельных случаях. Анализ предельных случаев позволяет сделать следующие выводы.

1. Характер протекания процесса зажигания зависит от соотношения энергий активации реакций. Для описания зажигания для случая $E_{12} \gg 1$ достаточно учитывать лишь экзотермическую реакцию, а при $E_{12} \ll 1$ существенны обе реакции.

2. При решении обратной кинетической задачи в случае $E_{12} \gg 1$ температура зажигания определяется классическим способом (по нагреву инертного тела). При $E_{12} \ll 1$ в качестве температуры зажигания целесообразно использовать температуру (измеренную или рассчитанную по известной кинетике эндотермической реакции) модельного тела, в котором экзотермический компонент заменен инертным с теми же теплофизическими характеристиками и в той же массовой доле.

Возникает вопрос, каким именно способом следует пользоваться при обработке экспериментальных данных, поскольку величина параметра E_{12} априори неизвестна. Решить этот вопрос можно путем сравнения опытной зависимости температуры поверхности исследуемого образца от времени с расчетной для инертного тела. Если температура поверхности инертного тела на некотором интервале времени превышает температуру поверхности исследуемого образца (как на рис. 2), то следует пользоваться способом для предельного случая $E_{12} \ll 1$. Причем определенная по такой схеме величина E_2 будет тем ближе к истинному значению, чем меньше E_{12} . Это позволяет использовать найденную величину E_2 для расчета характеристик зажигания смесей с другим эндотермическим компонентом.

Если зависимость температуры поверхности от времени выглядит как в «классическом» зажигании с одной экзотермической реакцией (см. рис. 1), то следует пользоваться схемой для предельного случая $E_{12} \gg 1$. При этом может оказаться, что $E_{12} \approx 1$, поэтому определенное таким способом значение E_2 будет эффективным и его можно использовать для расчета характеристик зажигания лишь данной смеси внутри диапазона изменения параметров внешних условий, в которых проводили определение E_2 .

ЛИТЕРАТУРА

1. A. G. Merzhanov, A. E. Averson. Comb. Flame, 1971, 16, 1, 89.
2. А. Э. Аверсон.— В кн.: Тепломассообмен в процессах горения. Черноголовка, 1980.
3. И. С. Любченко, В. В. Матвеев и др. Докл. АН СССР, 1980, 254, 4, 926.
4. М. Б. Боровиков, У. И. Гольдшлегер. ФГВ, 1981, 17, 5, 106.
5. О. Г. Глотов, В. Е. Зарко и др.— В кн.: Проблемы технологического горения. Т. 1. Черноголовка, 1981.
6. А. Э. Аверсон, В. В. Барзыкин и др. ФГВ, 1968, 4, 1, 20.
7. А. Э. Аверсон, В. И. Розенбанд. ФГВ, 1968, 4, 4, 519.
8. H. H. Bradley. J. Combust. Sci. Techn., 1970, 2, 11.

К УСТОЙЧИВОСТИ ПРЕДЕЛЬНОГО ПЛАМЕНИ В АЭРОЗОЛЕ

А. Я. Корольченко, Н. Л. Полегаев

(Балашиха)

Экспериментальное исследование нижнепредельного пламени в аэрозоле тетралина [1] показало неустойчивость стационарного движения зоны горения: пламя вытягивалось в направлении распространения, самоускорялось и турбулизовалось. В цитированной работе обнаруженный эффект не нашел объяснения. Насколько известно авторам, вопрос об устойчивости движения зоны дефлаграционного горения в аэрозолях теоретически не рассматривался. В данной работе в асимптотическом приближении исследуется линейная устойчивость плоской зоны горения, рассматриваемой как поверхность газодинамического разрыва, в нижнепредельном аэрозоле. Результаты теоретического исследования иллюстрируются на примере аэрозоля тетралина. В связи с растущим вниманием исследователей к гидродинамическому анализу процессов в горящих аэродисперсных системах [2] поставленная задача представляется актуальной.

Исследование устойчивости плоской зоны горения в аэрозоле будем проводить по схеме, предложенной в [3]. Постулируя кондуктивный (тепловой) механизм распространения пламени, характерные размеры в задаче выберем таким образом, чтобы шириной зоны значительных градиентов физических параметров (область прогрева свежей смеси, область химической реакции и область релаксации мелкомасштабных — на длинах порядка расстояний между частицами — неоднородностей распределения физических величин) можно было пренебречь. В дальнейшем эту зону будем рассматривать в виде поверхности газодинамического разрыва и именовать фронтом пламени.

Предполагаем, что в невозмущенной горением аэрозвеси горючее (монодисперсные частицы) распределено равномерно по объему и находится с окислителем (воздухом) в относительном покое, т. е. действием силы тяжести пренебрегаем. Для исследования устойчивости плоского фронта пламени выберем систему координат, в которой первоначально невозмущенное пламя покоится и совпадает с координатной плоскостью (y, z) , свежая смесь $(x < 0)$ набегает на фронт пламени со скоростью $u_1 = u_s$, газообразные продукты горения $(x > 0)$ уносятся со скоростью u_2 .

Здесь и в дальнейшем символами $w, u, v, \rho, p, \nu, \kappa$ обозначены соответственно вектор скорости фазы, составляющие скорости фазы по оси x и y , плотность фазы на единицу объема аэрозвеси, давление, кинематическая вязкость и температуропроводность газовой фазы; индексами 1, 2, 3 отмечены величины, относящиеся соответственно к воздуху, частицам, фронту пламени и продуктам горения; штрихом отмечены малые нестационарные добавки — возмущения величин, характеризующих стационарное поле течения; $\alpha = (\rho_1 + \rho_s)/\rho_2$ — коэффициент расширения продуктов горения; u_n — нормальная скорость распространения пламени по аэрозвеси, величина которой принимается равной нормальной состав-