

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 536.462

**К ВОПРОСУ ОБ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ПРОВЕРКЕ
ТЕПЛОВОЙ ТЕОРИИ ЗАЖИГАНИЯ**

В. И. Лисицкий

(Москва)

В работах [1, 2] экспериментально исследованы закономерности зажигания различных конденсированных веществ в потоке нагретого газа. Зависимость времени задержки зажигания от параметров, характеризующих условия проведения опыта, была представлена в виде

$$t_3 = C \alpha^{-m} (T_0 - T_n)^n \exp(A/R T_0),$$

где α — коэффициент теплообмена между образцом и потоком газа; T_0 — температура потока; T_n — начальная температура вещества; R — универсальная газовая постоянная.

В работах [2, 3] проведено сравнение этих экспериментальных закономерностей с расчетными, полученными на основе тепловой теории зажигания. Для величин m , n и A получено неплохое согласование экспериментальных и расчетных данных. Сравнение же абсолютных значений времен задержки показало значительное расхождение (в 2—2,5 раза) для относительно низких температур газового потока. С повышением температуры согласование улучшалось. Поскольку соотношения тепловой теории получены для полубесконечной модели вещества, а эксперименты проводились с цилиндрическими образцами, можно предположить, что указанное расхождение обусловлено неучетом влияния геометрии образцов.

В данной статье проведена проверка этого предположения на примере расчета на ЭВМ времен задержки зажигания цилиндрического образца пироксилина.

Решалось уравнение теплопроводности с химическими источниками тепла для бесконечного цилиндра:

$$c \rho \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} \right) + Q k_0 \exp(-E/RT(r, t)),$$

$$t = 0, T = T_n; -\lambda \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=R_0} = \alpha (T_0 - T); \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=0} = 0. \quad (1)$$

Здесь R_0 — радиус образца; r — координата; T — температура; t — время; λ — коэффициент теплопроводности; $Q k_0 = 6,35 \cdot 10^{21}$ кал/см³ · сек; $E = 48500$ кал/моль [4]; $\lambda = 3 \cdot 10^{-4}$ кал/см · сек · град; $c \rho = 0,465$ кал/см³ · град [1].

Уравнение (1) решалось на ЭВМ методом прогонки [5]. Диапазон изменения параметров α , T_0 , T_n и R_0 соответствовал экспериментально исследованному в [1].

На рис. 1 приведены нестационарные профили температур для двух крайних значений T_0 . Как видно из рисунка, при $T_0 = 300^\circ\text{C}$ тепловая волна за время задержки зажигания успевает дойти до центра образца и даже несколько пропечь его, в случае же $T_0 = 600^\circ\text{C}$ тепловая волна проникает на значительно меньшую глубину, а центр образца и прилегающие к нему слои остаются холодными. Прогретый слой, соответствующий падению разности температур $(T_n - T_n)$ в e раз, в момент t , близкий к t_3 , в первом случае составляет $\sim 0,36 R_0$, во втором $\sim 0,085 R_0$. Таким образом, при низких температурах толщина прогретого слоя соизмерима с радиусом образца. Поэтому в расчетах следует учитывать кривизну поверхности.

На рис. 2 приведено сравнение экспериментальных значений времени задержки зажигания при разных температурах газового потока с расчетными, полученными на

основе «плоской» теории зажигания и путем решения уравнения (1), учитывающего кривизну поверхности. Как видно из рис. 2, учет кривизны поверхности привел к хорошему согласованию экспериментальных и расчетных значений t_3 . При высоких температурах (500°C и выше) толщина прогретого слоя намного меньше радиуса образца, кривизна поверхности незначительна, и для расчетов можно пользоваться решениями, полученными для плоского случая.

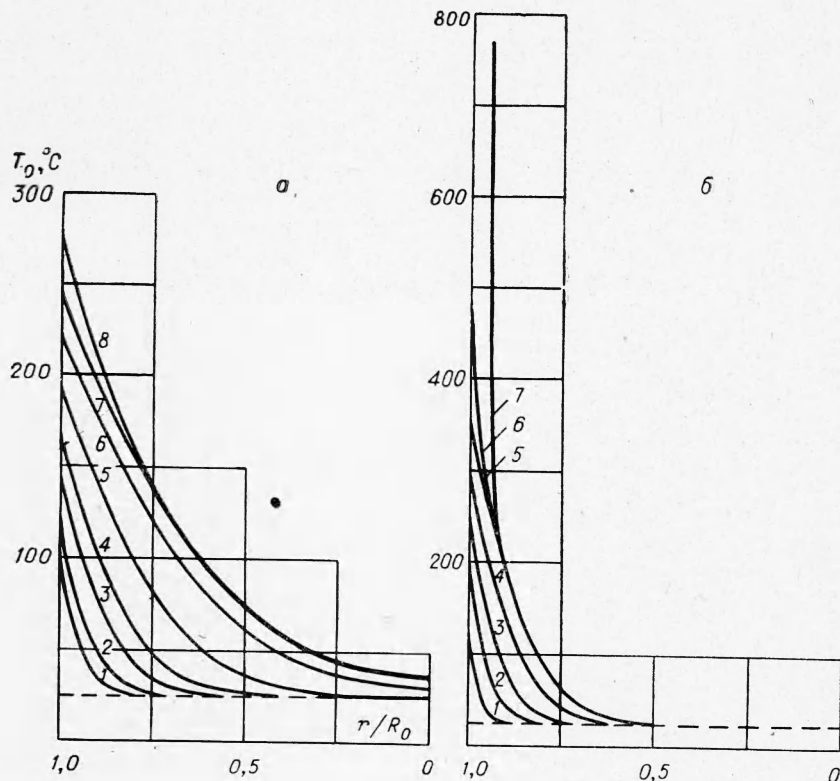


Рис. 1. Нестационарные температурные профили в цилиндрическом образце пироксилина.

а) $T_0=300^\circ\text{C}$, $T_H=25^\circ\text{C}$, $\alpha=2,55 \cdot 10^{-3} \text{ кал/см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{град}$, $R_0=0,6 \text{ см}$; t/t_3 : 1—0,033; 2—0,065; 3—0,130; 4—0,228; 5—0,456; 6—0,814; 7—0,944; 8—0,997. б) $T_0=590^\circ\text{C}$, $T_H=24^\circ\text{C}$; $\alpha=7,2 \cdot 10^{-3} \text{ кал/см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{град}$, $R_0=0,25 \text{ см}$; t/t_3 : 1—0,016; 2—0,112; 3—0,305; 4—0,642; 5—0,994; 6—0,999; 7—1,000.

В таблице приведены значения m , n и A , полученные экспериментально и расчетным путем (разными методами). Учет кривизны поверхности улучшил согласование теоретических и экспериментальных результатов.

Используя метод расчета характеристик зажигания, предложенный в [6], можно получить приближенные соотношения для цилиндрического образца в следующем виде:

$$B x^2 (T_0 - T_3)^2 = \lambda Q k_0 \frac{R T_3^2}{E} \exp(-E/RT_3); \quad (2)$$

$$T_3 = T_0 - (T_0 - T_H) \sum_{i=1}^n A_i^n J_0(\beta_i) \exp(-\beta_i^2 Fo), \quad (3)$$

где T_3 —температура зажигания; J_0 —функция Бесселя; Fo —критерий Фурье; A_i^n —коэффициенты ряда; β_i —корни характеристического уравнения.

Выражение (2) имеет смысл приближенного условия зажигания и означает, что зажигание происходит, когда тепловыделение от химической реакции становится соизмеримым с потоком тепла от внешнего источника. Время задержки рассчитывается из соотношения (3), представляющего собой решение задачи о прогреве инертного бесконечного цилиндра при граничных условиях 3-го рода [7]. Параметр B , введенный в работе [8] при рассмотрении динамических режимов зажигания, есть отношение тепловыделения за счет химической реакции во всем объеме вещества к теплоприходу от внешнего источника в каждый момент времени. В случае постоянного или нарастающего внешнего теплового потока $B=1$, а в случае падающего со временем потока $B<1$. Зная время задержки из машинного счета и используя выражение для B , полученное в [8], а также решение задачи о прогреве инертного вещества, можно оценить величину B для различных условий проведения эксперимента. Для экспериментальных условий, имевших место в [1, 2], $B \approx 0,2$. Как видно из рис. 2, времена задержки, рассчитанные по формулам (2) и (3), хорошо согласуются с экспериментальными данными во всем исследованном диапазоне температур. Несколькое лучшее согласие с экспериментом приближенного решения (по сравнению с численным счетом), по-видимому, связано с проявлением различных неучитываемых второстепенных факторов и является в какой-то мере случайным.

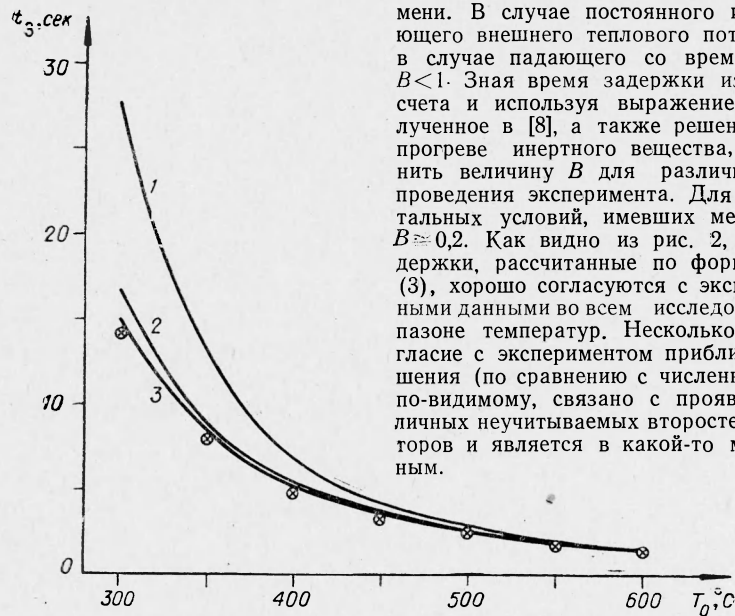


Рис. 2. Зависимость времени задержки зажигания от температуры потока ($T_n=25^\circ\text{C}$; $R_0=0,4\text{ см}$).

1 — машинный счет для плоской модели; 2 — машинный счет для цилиндра; 3 — расчет по приближенным формулам для цилиндра (точками показаны экспериментальные данные).

Автор благодарит Е. Г. Зеликман за составление программы для расчетов на ЭВМ и В. П. Федулова за помощь в проведении экспериментов.

Параметры	Эксперимент [1]	Расчет (плоскость [2])	Расчет (цилиндр)
m	1,64	1,55	1,56
n	2,00	2,54	1,94
A	8300	9900	8200

Поступила в редакцию
4/X 1968

ЛИТЕРАТУРА

1. В. И. Лисицкий, А. Г. Мержанов. Научно-технические проблемы горения и взрыва, 1965, 2.
2. Ю. М. Григорьев, В. И. Лисицкий, А. Г. Мержанов. ФГВ, 1967, 3, 4.
3. А. Э. Аверсон, В. В. Барзькин, А. Г. Мержанов. Докл. АН СССР, 1966, 1, 169.
4. Ю. М. Григорьев, Э. И. Максимов, А. Г. Мержанов. Научно-технические проблемы горения и взрыва, 1965, 1.

5. Р. Д. Рихтмайер. Разностные методы решения краевых задач. М., ИЛ, 1960.
 6. А. Э. Аверсон, В. В. Барзыкин, А. Г. Мержанов. Докл. АН СССР, 1968, 1, 178.
 7. А. В. Лыков. Теория теплопроводности. М., «Высшая школа», 1967.
 8. В. И. Розенбанд, А. Э. Аверсон и др. ФГВ, 1968, 4, 4.

УДК 536.46.532.507

ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ГАЗОВОГО ФАКЕЛА В ПЕРЕХОДНОЙ ОБЛАСТИ ТЕЧЕНИЯ

Э. А. Мартиросян, Л. П. Ярин
 (Алма-Ата, Ленинград)

Аэродинамике ламинарных и турбулентных пламен посвящено значительное число теоретических и экспериментальных исследований [1—3]. Менее изучены закономерности развития газового факела в переходной области течения, где происходит формирование турбулентного пламени и соизмеримо влияние молекулярного и молярного обмена. Опытные данные, относящиеся к таким пламенам, крайне ограничены и зачастую противоречивы [4—6]. В связи с этим было проведено экспериментальное изучение особенностей развития диффузионного факела в переходной области.

Опыты проводились на специальной горелке, снабженной сменными соплами с диаметром выходного отверстия от 0,4 до 5 мм. Факел стабилизировался с помощью кольцевого дежурного пламени, располагаемого вблизи среза сопла.

На рис. 1 приведены данные по зависимости длины факела от числа Рейнольдса (определяемого по скорости истечения газа из сопла Re_0). Из графика видно, что при малых скоростях истечения длина диффузионного факела прямо пропорциональна

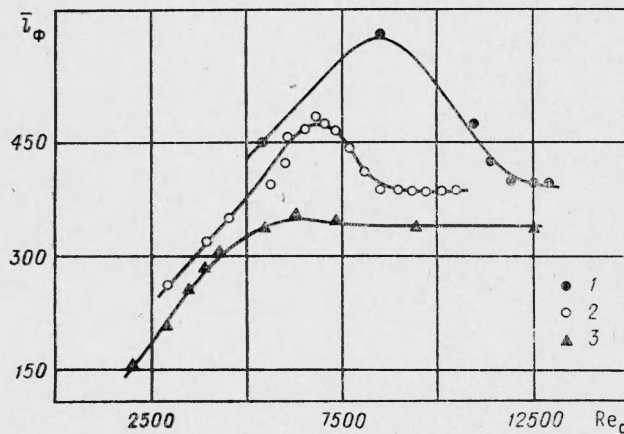


Рис. 1. Зависимость длины диффузионного газового факела от числа Рейнольдса.
 1 — $d_0 = 0,4$ мм; 2 — $d_0 = 0,8$ мм; 3 — $d_0 = 1,5$ мм.

числу Re_0 . Увеличение скорости истечения приводит к менее заметному росту длины факела. При некотором значении Re_0 в вершине пламени появляются пульсации, приводящие к разрушению ламинарного фронта и турбулизации факела. Дальнейшее повышение скорости истечения вызывает смещение точки «турбулизации» вверх по потоку и сокращению длины факела. При развитом турбулентном течении l_ϕ определяется только физико-химическими характеристиками горючих компонентов, коэффициентом турбулентной структуры струи и не зависит от скорости истечения газа. Таким образом, переходной области соответствует характерный экстремум зависимости $l_\phi = f(Re_0)$, обусловленный взаимоналожением молекулярного и молярного переноса [7, 8].