

## О МЕХАНИЗМЕ И ЗАКОНОМЕРНОСТЯХ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ И ГОРЕНИЯ КАПЕЛЬ УГЛЕВОДОРОДНЫХ ТОПЛИВ

У. И. Гольдшлегер, С. Д. Амосов

Воспламенение и горение капель углеводородов интенсивно изучалось в связи с широким применением жидких топлив в различных технических устройствах. Несмотря на многочисленные теоретические и экспериментальные исследования [1, 2], применение их результатов к задачам воспламенения и горения распыленного топлива не всегда возможно. Сопоставление эксперимента с теорией показывает, что, как правило, можно говорить лишь о качественном соответствии данных. Обычно такое расхождение объяснялось незнанием теплофизических параметров газовой фазы или влиянием свободной конвекции. Значительно меньше внимания уделялось кинетике и механизму окисления углеводородов в газовой фазе, хотя известно, что он очень сложен [3, 4]. Лишь в работах [5, 6] несоответствие экспериментальных и теоретических результатов объяснялось с позиций теории газофазного окисления углеводородов.

В работе [7] показано, что при испарении капли, как и в случае окисления предварительно смешанных газовых смесей углеводород — воздух [3], может быть выделено две области, соответствующие низко- и высокотемпературному режимам воспламенения капли. В развитии результатов, полученных в [7], в данной работе исследованы закономерности воспламенения и горения капли в обоих режимах по методике [7]. Капля вещества подвешивалась к коромыслу быстродействующих весов (либо на натянутой нити) и вводилась в полость электропечи с заданной температурой среды  $T_0$ . В ходе процесса непрерывно регистрировались изменение массы  $m$  ( $D_s$ ) капли и разогрев газовой фазы  $\Delta T$  при помощи гребенки микротермопар ( $\delta \sim 5$  мкм), расположенной стационарно в полости печи, и сканирующего термопарного зонда.

### Низкотемпературный режим

Анализ нестационарных температурных полей (рис. 1) в газовой фазе показал, что при испарении капли в окислительной среде можно условно выделить три стадии процесса.

1. **Инертное испарение.** Здесь происходит прогрев капли, концентрация пара в пространстве мала и наличие тепловых источников в газовой фазе слабо сказывается на протекании процесса испарения капли.

2. **Воспламенение и формирование нестационарного фронта горения.** Вдали от капли зарождается максимум разогрева (рис. 1, 3), который увеличивается и перемещается к капле (рис. 1, 2). Процесс сопровождается резким увеличением скорости испарения ( $K = -dD_s^2/dt$ ) по сравнению с испарением в инертной среде. Окончанию этой стадии соответствует прекращение перемещения максимума разогрева к капле, который к этому моменту достигает своего наибольшего значения.

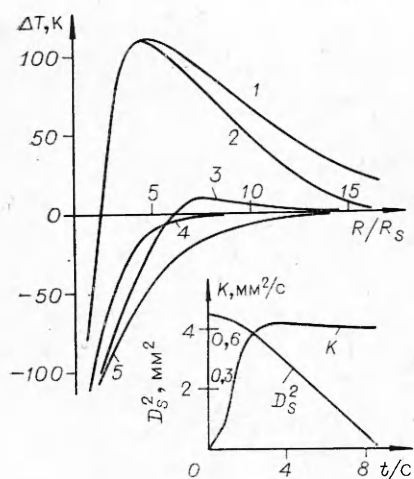


Рис. 1. Температурные профили в газовой фазе и зависимости  $K(t)$  и  $D_s^2(t)$  в низкотемпературном режиме ( $n$ -декан,  $T_0=680$  К).  
 Время, с: 1—6 ( $t_{\text{max}}=8,7$ с), 2—1, 3—0,7, 4—0,2, 5—0,6.

**3. Холоднопламенное горение капли.** Проведенные исследования показали, что при незначительном удалении от предела (по  $T_0$ ) скорость испарения на этой стадии практически постоянна (как и  $T_r$ ) и не зависит от начального размера капли. Однако по мере повышения  $T_0$  характер процесса меняется — зависимости  $D_s^2(t)$  принимают S-образный характер, а величина  $K$  проходит через максимум, абсолютное значение которого зависит от начального размера капли ( $D_n$ ). Подобная зависимость  $K(t)$  наблюдается и при испарении больших капель в слабом токе азота<sup>1</sup>, однако S-образность кривых  $D_s^2(t)$  выражена слабее, чем при испарении в воздухе.

Измерения размера пламени в горизонтальном сечении показали, что при низких  $T_0$  отношение радиуса пламени ( $R'$ ) (соответствует  $\Delta T_{\text{max}}$ ) к радиусу капли ( $R_s$ ) на стадии холоднопламенного горения остается практически постоянным. По мере повышения температуры среды расстояние, на котором прекращается перемещения  $\Delta T_{\text{max}}$  к поверхности капли, уменьшается, а отношение  $R'/R_s$  в ходе процесса возрастает тем больше, чем выше значения  $T_0$  и  $D_n$ . Например, для капли  $n$ -декана с  $D_n=2$  мм  $R'/R_s$  изменяется<sup>2</sup> от 5 до 5,5 при  $T_0=620$  К, а при  $T_0=775$  К — от 3 до 6,5.

Такая своеобразная зависимость скорости испарения и отношения  $R'/R_s$  от текущего размера капли при высоких значениях  $T_0$  объясняется как нестационарностью прогрева капли (при значительном удалении от предела капля воспламеняется, не достигнув равновесного режима испарения), так и влиянием естественной конвекции на характер протекания процесса. Следует отметить, что в режиме холоднопламенного горения конвекция появляется в основном вследствие разного молекулярного веса пара и воздуха.

С целью исследования изменения формы пламени в ходе процесса ставились специальные эксперименты, в которых температура измерялась одновременно в горизонтальном и вертикальном сечениях. Эти эксперименты показали, что на начальной стадии холоднопламенного горения изотермические поверхности в газовой фазе имеют сферическую форму. В дальнейшем капля продолжает прогреваться, скорость испарения растет, и фронт пламени движется от капли. При этом (в случае больших  $D_n$  и  $T_0$ ) происходит искажение формы изотерм, и высота нижней части пламени становится больше, чем  $R'$  в горизонтальном сечении. Именно относительным уменьшением размера зоны в горизонталь-

<sup>1</sup> Аналогичное явление было ранее замечено в [5] при испарении капель  $n$ -гептана в воздухе вблизи предела высокотемпературного воспламенения и отсутствовало при испарении в азоте. Различие в экспериментальных данных, вероятно, объясняется тем, что в [5] опыты в атмосфере азота проводились при значениях  $K$ , соответствующих скорости испарения капель в воздухе. Для этого автор был вынужден проводить эксперименты при довольно значительных скоростях азота в полости печи, что и привело к подавлению естественной конвекции.

<sup>2</sup> В данной работе рассматривается изменение  $R'/R_s$  для размеров капли  $R_s > 200$  мкм. При  $R_s < 200$  мкм наблюдается прогрессирующий рост  $R'/R_s$ , который, вероятно, обусловлен как подводом тепла по нити подвеса, так и инерционностью газовой фазы (при  $R_s \rightarrow 0$   $R'/R_s \rightarrow \infty$ ).

ном сечении, в котором сосредоточен весь перепад температур пламя — поверхность капли, обусловлено увеличение скорости испарения. При дальнейшем уменьшении  $R_s$  интенсивность свободной конвекции уменьшается (критерий Грасгофа  $G_r \sim R^3$ ), а радиальная составляющая скорости растет ( $dR_s/dt \sim 1/R_s$ ), что приводит к повышению симметрии изотерм и уменьшению скорости испарения. Даже на верхней границе низкотемпературного режима для капель с  $R_s < 0,3$  мм высота нижней части пламени практически совпадает с  $R'$  в горизонтальном сечении, а скорость испарения близка к равновесной ( $K_p$ ) и перестает зависеть от текущего размера капли.

Приведенные закономерности и качественная картина развития процесса, описанная выше, характерны для области температур  $T_0 > T_{01}$ , где  $T_{01} \approx 600$  К для *n*-декана и  $T_{01} \approx 620$  К для *n*-гептана. При  $T_0^* < T_0 < T_{01}$  (здесь  $T_0^*$  — предел низкотемпературного воспламенения) капля испаряется в режиме неустойчивого горения при периодических колебаниях температуры в газовой фазе (см. [7], рис. 1, б), которые соответствуют многократному воспламенению и погасанию реакционной смеси в пространстве, окружающем каплю. Вблизи предела капля полностью испаряется в колебательном режиме, а вблизи  $T_{01}$  вслед за несколькими пульсациями возможен переход в устойчивое горение. Частота колебаний при удалении от предела возрастает и изменяется внутри указанного диапазона температур (значения  $T_0^*$  приведены в таблице) в следующих пределах: *n*-декан — (0,9—4,5) 1/с, *n*-гептан — (0,8—5,2) 1/с.

### Высокотемпературный режим

Характерная для высокотемпературного режима последовательность во времени холоднопламенной стадии и следующей за ней стадии видимого (горячего) пламени представлена на рис. 2. Видно, что начальные стадии процесса аналогичны рассмотренным выше закономерностям испарения капли в низкотемпературном режиме — после стадии «инертного» испарения (кривая 6) происходит воспламенение, завершающееся стадией холоднопламенного горения (кривая 4). Однако, в отличие от низкотемпературного режима, здесь создаются условия, при которых холоднопламенное горение самопроизвольно переходит в горение с видимым пламенем (на некотором удалении от максимума разогрева, соответствующего температуре горения холодного пламени, зарождается еще один максимум, развитие которого и приводит к срыву теплового равновесия и появлению видимого пламени). Можно предположить (по аналогии с известными экспериментальными данными по воспламенению предварительно перемешанных газовых смесей [8, 9]), что на стадии холоднопламенного горения происходит превращение исходного вещества в CO, а появление второго температурного максимума обусловлено окислением образовавшейся CO в CO<sub>2</sub>.

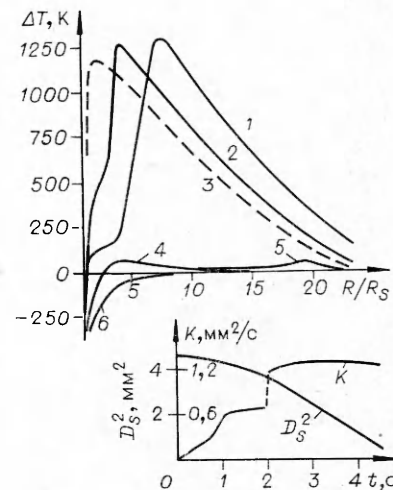


Рис. 2. Температурные профили в газовой фазе и зависимости  $K(t)$  и  $D_s^2(t)$  в высокотемпературном режиме (*n*-декан,  $T_0 = 790$  К).  
Время, с: 1—4, 2 ( $t_{ж} = 4,6$ с), 2—2,1, 3—1,95, 4—1,8, 5—1,9, 6—0,6.

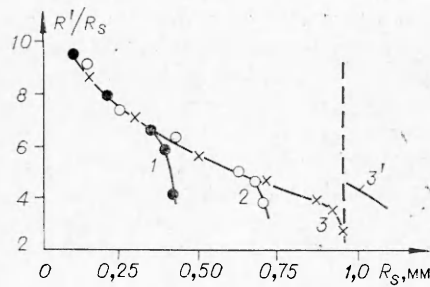


Рис. 3. Изменение отношения  $R'/R_s$  в высокотемпературном режиме (*n*-декан,  $T_0=825$  К).

1—3 — видимое пламя; 3' — холодное пламя.  
 $t_H$ , мс: 1—0,7, 2—2,1, 3—3,9.

показала, что моменту появления видимого пламени соответствует изменение направления движения  $\Delta T_{\max}$ , а внешняя граница пламени, определенная по фотографическим отпечаткам, хорошо совпадает с положением  $\Delta T_{\max}$  в пространстве (рис. 3). Перемещение внешней границы видимого пламени аналогично изменению  $R'/R_s$  в режиме холоднопламенного горения и обусловлено теми же причинами. Однако, в отличие от низкотемпературного режима видимое пламя вытянуто вверх, что обусловлено преобладающей ролью тепловой конвекции над молекулярной в этом режиме.

Характерная особенность высокотемпературного режима горения — наличие точки перегиба на температурной кривой между зоной видимого пламени и поверхностью капли, что, вероятно, свидетельствует о существовании двухстадийной реакционной зоны в пламени, окружающей каплю. Для доказательства этого предположения необходимы измерения концентрационных полей и состава продуктов в газовой фазе, так как перегиб на температурной кривой может быть обусловлен не только существованием зоны холодного пламени, но и свободной конвекцией, развивающейся в зазоре [10]. Косвенным доказательством того, что такой вид температурной кривой можно объяснить двухстадийностью реакционной зоны, являются экспериментальные данные [11] по измерению профилей температуры и концентрации продуктов между зоной видимого пламени и поверхностью пластины при горении этилового спирта на плоской горелке. В этой работе показано, что точка перегиба на температурной кривой соответствует максимум образования  $\text{CO}$ , а  $\Delta T_{\max}$  — максимум  $\text{CO}_2$ .

Как видно из рис. 2, вблизи нижней границы высокотемпературного режима обе стадии четко разделены во времени в процессе воспламенения и в пространстве — при установившемся горении. Наиболее четко реакционные зоны разделяются при горении капель с малыми  $R_s$ , когда влияние свободной конвекции, развивающейся в зазоре, становится малосущественным, и обе зоны тепловыделения разделены температурным плато (см. рис. 2, 1). Качественное соответствие экспериментальных температурных кривых с результатами теоретических расчетов [12] распространения пламени при протекании в газе двух последовательных реакций свидетельствует о том, что скорость испарения капли на стадии видимого горения при малых  $T_0$  определяется в основном тепловыделением первичной реакционной зоны.

По мере повышения температуры среды наблюдается резкое уменьшение времени протекания стадии холоднопламенного горения при незначительном изменении периода индукции низкотемпературного воспламенения (рис. 4). Расстояние между температурными максимумами в процессе перехода к высокотемпературному горению уменьшается, ха-

В процессе роста и перемещения второго температурного максимума к капле происходит слияние обоих максимумов, и при приближении к капле на расстояние  $R'/R_s \sim 2$  максимум разогрева останавливается и начинает двигаться от капли (см. рис. 2, 1—3). Примерно в это же время величина  $\Delta T_{\max}$  и скорость испарения капли достигают своего наибольшего значения и остаются затем практически постоянными в процессе высокотемпературного горения.

Синхронизация термометрических измерений с кино съемкой процесса

ракетные точки на кривых зависимостей  $K(t)$  и  $\Delta T(R, t)$  выражены менее четко и поэтому разделение холоднопламенной и высокотемпературной стадий процесса затруднено. Так, например, при  $T_0=1000$  К после «инертного» испарения наблюдается непрерывный рост максимума температуры в газовой фазе (разделение температурных максимумов в пространстве оказалось невозможным) и скорости испарения капли до значений  $\Delta T_{\max}$  и  $K$ , соответствующих температуре и скорости высокотемпературного горения. На стадии установившегося горения расстояние между реакционными зонами мало, температурное плато выражено слабо и практически сводится к наличию перегиба на температурном профиле даже при малых  $R_s$ . Следуя анализу, проведенному в [12], можно сделать вывод, что при высоких  $T_0$  имеет место взаимодействие стадий, и скорость испарения капли определяется тепловыделением от обеих реакционных зон.

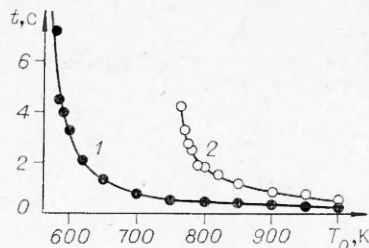


Рис. 4. Зависимость периода индукции холоднопламенного (1) и высокотемпературного (2) воспламенения от  $T_0$  ( $m_n=3,7$  мг).

#### Закономерности воспламенения капель вблизи предела

Рассмотрим некоторые закономерности воспламенения капли вблизи критических условий. Под критическими будем понимать такие условия (минимальный начальный размер капли  $D_n^*$  или минимальная температура среды  $T_0^*$ ), при которых возможен переход от «инертного» испарения к холоднопламенному горению — предел низкотемпературного воспламенения, или от холоднопламенного горения к горению с видимым пламенем — предел высокотемпературного воспламенения.

Обычно момент высокотемпературного воспламенения регистрируется визуально по вспышке видимого пламени [2] или по излому на кривой  $m(t)$  [5]. Момент низкотемпературного воспламенения обнаружить таким путем сложно. Примененная в данной работе методика позволяет фиксировать момент воспламенения по появлению максимума разогрева на температурных кривых как при высокотемпературном, так и при низкотемпературном воспламенении, благодаря чему оказалось возможным выделить предел низкотемпературного воспламенения.

Характерные для низкотемпературного режима зависимости скорости испарения, массы капли и температуры в газовой фазе от времени вблизи предела воспламенения представлены на рис. 5. Видно, что к моменту воспламенения масса капли близка к нулю, воспламенение происходит в режиме равновесного испарения и сопровождается лишь кратковременной вспышкой холодного пламени. При этом имеет место наибольший период индукции, который незначительно отличается от времени жизни капли ( $t_{ж}$ ) при испарении в атмосфере азота.

В литературе имеются две противоположных точки зрения на закономерности высокотемпературного воспламенения капли вблизи пре-

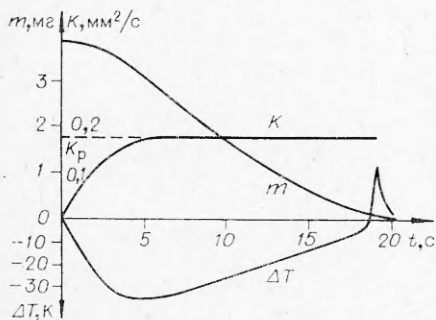


Рис. 5. Зависимости  $K(t)$ ,  $m(t)$  и  $\Delta T(t)$  вблизи предела низкотемпературного воспламенения (*n*-декан,  $T_0=570$  К).

дела. Так, в [13] ни разу не наблюдалось, чтобы капля к моменту воспламенения полностью испарилась. Этими данными авторы пытаются подтвердить корректность применения квазистационарных представлений для описания процесса воспламенения капли. В работе [14], где исследовалось воспламенение каплей размером  $\sim 200$  мкм, было обнаружено, что вблизи предела размер капли к моменту воспламенения близок к нулю. Этот экспериментальный факт, по мнению авторов работы [15], указывает на существенную нестационарность процесса и объясняется наиболее энергетически выгодными условиями воспламенения (отсутствие теплотерь на испарение при  $R_s \rightarrow 0$ ).

Таким образом, закономерностям воспламенения капли вблизи критических условий придается определяющее значение для доказательства применимости той или иной теоретической модели. Однако использование этих данных для подтверждения теоретических моделей представляется проблематичным, так как двухстадийное воспламенение характерно для широкого класса углеводородов [3, 4]. Тем не менее детальное исследование закономерностей воспламенения капли вблизи критических условий представляет интерес для построения более общей теоретической модели (учет двухстадийности) и дает возможность разобраться в причинах расхождения экспериментальных данных [13, 14].

На рис. 6 показаны типичные зависимости скорости испарения от времени вблизи предела высокотемпературного воспламенения. Видно, что высокотемпературное воспламенение происходит на растущей ветви зависимости  $K(t)$ , причем моменту воспламенения в критических условиях примерно соответствует время достижения максимума скорости испарения в опыте под пределом с  $D_{н*}$  близким к  $D_{н*}^*$ . В отличие от низкотемпературного режима к моменту воспламенения остается еще значительная масса капли, и дальнейшее испарение происходит в режиме высокотемпературного горения. Эксперименты показали также, что вблизи предела отношение массы капли к моменту воспламенения к начальной массе  $\left(\frac{m_B}{m_H^*}\right)$  зависит от температуры среды:

$T_0, K$	765	775	785	795	805	815	825	833	843	853
$\frac{m_B}{m_H^*}$	0,55	0,53	0,48	0,46	0,46	0,39	0,29	0,25	0,19	0,16

Чем выше  $T_0$ , тем больше изменение размера капли за индукционный период и тем меньше доля времени, приходящаяся на стадию высокотемпературного горения.

Анализ экспериментальных данных позволил сделать предположение, что замеченные особенности высокотемпературного воспламенения капли обусловлены влиянием свободной конвекции.

Качественный анализ процесса теплопередачи в условиях вынужденной (радиальный перенос) и естественной конвекции показал, что при переменной во времени степени сферичности формы холодного пламени наиболее выгодные условия для высокотемпературного воспламенения должны иметь место при максимальном удалении пламени от поверхности капли. Действительно, на начальной стадии холоднотемпературного горения пла-

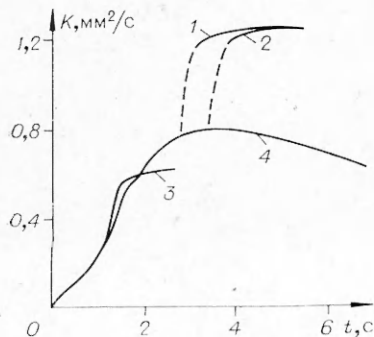


Рис. 6. Зависимость скорости испарения капли от времени (*n*-декан,  $T_0 = 775$  К).

1 —  $m_H = 3,8$  мг,  $t_{ж} = 6,4$  с; 2 —  $m_H = 3,15$  мг,  $t_{ж} = 5,4$  с; 3 —  $m_H = 0,44$  мг,  $t_{ж} = 2,6$  с; 4 —  $m_H = 3,1$  мг,  $t_{ж} = 7,5$  с.

мя расположено близко к поверхности, и кроме потерь на испарение значительная часть теплового потока идет на прогрев капли. По мере прогрева капли пламя удаляется от поверхности, интенсивность свободной конвекции возрастает, и пламя принимает овальную форму. При такой форме поверхности горения теплотери из зоны пламени, расположенной в верхней полуплоскости над каплей, больше, чем из зоны пламени, расположенной под каплей. Вследствие отличия теплотери из разных точек пламени высокотемпературное воспламенение должно иметь очаговый характер. Срыв теплового равновесия вероятнее всего произойдет в вертикальном сечении под каплей в момент наибольшего удаления холодного пламени от поверхности (этому моменту будет соответствовать и максимальная скорость испарения), так как при дальнейшем протекании процесса степень сферичности пламени возрастает, и следовательно, теплотери из этой зоны будут тоже возрастать, что снижает вероятность воспламенения в следующие моменты.

Следует отметить, что такое качественное рассмотрение не дает возможности сопоставить условия воспламенения при  $(R' - R_s)_{\max}$  и при  $R_s \rightarrow 0$ . Однако специальные эксперименты подтвердили проведенный выше анализ и показали, что период индукции и размер капли в критических условиях определяются временем достижения максимума  $(R' - R_s)$ .

Зависимость  $\frac{m_B}{m_H}$  вблизи предела от температуры среды можно объяснить следующими причинами. По мере повышения  $T_0$  уменьшается критический размер капли, а также расстояние от поверхности, на котором происходит формирование фронта холоднопламенного горения. Кроме того, в относительно равные промежутки времени скорость испарения (радиальный перенос) капли тем больше, чем выше  $T_0$ . Оба эти фактора тормозят искажение формы пламени, вследствие чего воспламенение при высоких  $T_0$  может произойти лишь при относительно большем изменении массы капли, т. е. чем выше  $T_0$ , а соответственно и скорость испарения, тем меньше влияние свободной конвекции на воспламенение. Начальный размер капли, при котором влияние свободной конвекции малосущественно и  $\frac{m_B}{m_H} \rightarrow 0$ , был определен экстраполяцией экспериментальных данных и оказался равным  $\sim 200$  мкм, что хорошо согласуется с результатами, приведенными в [14].

#### Критические условия и определение эффективных кинетических констант

Обобщение экспериментальных данных по пределам воспламенения капель *n*-декана и *n*-гептана представлено на рис. 7 и в таблице. При испарении капли в окислительной среде можно условно выделить три температурные области, которые отделены друг от друга граничными кривыми.

Исследование критических условий и временных характеристик процесса воспламенения представляет большой интерес, так как дает возможность получать информацию о кинетике химических реакций. При изучении процесса воспламенения капель углеводородного топлива для определения эффективных кинетических констант обычно используются два различных подхода: спрямление в коор-

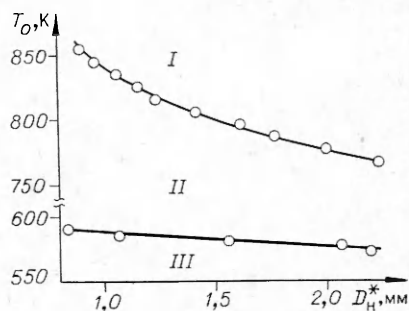


Рис. 7. Границы областей воспламенения и горения капель *n*-декана. I — горячее пламя; II — холодное пламя; III — область «инертного» испарения.

Зависимость критического диаметра капли от температуры среды

$T_0^*$ , К	$D_{кр}^*$ , мм	
	n-декан	n-гептан

Низкотемпературный режим

570	2,21	—
575	2,05	2,43
580	1,56	2,04
585	1,06	1,83
590	0,84	1,25
595	—	1,18
600	—	1,03
605	—	0,81

Высокотемпературный режим

765	2,24	—
775	2,01	2,23
785	1,77	2,02
795	1,62	1,78
805	1,42	1,52
815	1,24	1,37
825	1,16	1,28
835	1,07	1,15
845	0,95	1,05
855	0,90	1,00

динатах  $\ln D_{кр}^*$ ,  $1/T_0$  [5] или  $\ln t_{в}$ ,  $1/T_0$  [14] ( $t_{в}$  — соответствует времени появления видимого пламени).

Возможность первого метода определения кинетических констант (из условия  $\delta_{кр} = \text{const} \sim D_{кр}^* e^{-E/RT}$ ) была подтверждена теоретически для реакции первого порядка в работе [15]. Однако использование этого условия для определения энергии активации ( $E$ ) холодно-пламенного воспламенения, имеющего цепно-тепловую природу [16], требует дополнительного обоснования. Использование условия  $\delta_{кр} = \text{const}$  для определения  $E$  в высокотемпературном режиме не имеет физического смысла, и энергия активации (при таком определении), как показано в [17], для последовательных реакций должна быть функцией температуры. Это подтверждается при обработке приведенных выше экспериментальных данных и находится в хорошем соответствии с результатами [5].

Аналогичные выводы можно сделать и относительно второго метода определения энергии активации из обработки результатов в координатах  $\ln t_{в}$ ,  $1/T_0$  (см. рис. 4).

Таким образом, эффективные константы процесса, определяемые по этим схемам без учета истинного механизма процесса, не могут быть использованы для расчетов и экстраполяции в другую область параметров и отражают лишь факт экспоненциальной зависимости скорости реакции от температуры. Даже в случае построения расчетной схемы, учитывающей стадийный механизм протекания реакции, на точность определения энергии активации из опытов по воспламенению капли могут оказывать значительное влияние различные факторы, осложняющие процесс, которым, как правило, уделяется мало внимания в экспериментальных работах. Сюда относятся, например, уже обсуждавшаяся ранее в [7] зависимость  $D_{кр}^*$  от диаметра печи, влияние конвекции на смещение предела воспламенения, химическая частота исходного вещества (например, добавка перекиси в количестве  $\sim 10^{-4}$  моль/л при  $T_0 = 765$  К уменьшает критический диаметр капли с 2,2 до 1,7 мм) и другие факторы.

Отделение ИХФ АН СССР,  
Черноголовка

Поступила в редакцию  
25/VI 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Williams. Oxydation and Comb. review, 1968, 3, 1.
2. A. V. Hedley, A. S. M. Nurussaman, G. F. Martin. J. Inst. Fuel, 1971, XLIV, 360.
3. В. Я. Штерн. Механизм окисления углеводородов в газовой фазе. М., Изд-во АН СССР, 1960.
4. А. С. Соколик. Самовоспламенение, пламя и детонация в газах. М., Изд-во АН СССР, 1960.
5. Ю. М. Григорьев. — В сб.: Горение и взрыв. М., «Наука», 1972.
6. Фет, Лазар. РТК, 1972, 9, 11.
7. У. И. Гольдшлегер, С. Д. Амосов. ФГВ, 1976, 12, 6.
8. А. А. Ковальский, П. Я. Садовников, Н. М. Чирков. ЖФХ, 1933, 4, 1.
9. J. H. Burgoyne, H. Hirsch. Proc. Roy. Soc., 1954, 227, 79.
10. Э. А. Штессель, А. Г. Мержанов. — В сб.: Современные проблемы тепловой конвекции. Тез. докл. Пермь, 1975.



11. I. Nakagama, N. Nishiwaki, M. Hirata. Thirteenth Symposium (International) on Combustion. The Combustion Inst., Pittsburg, 1971, p. 813.
12. Б. И. Хайкин, А. К. Филоненко, С. И. Худяев. ФГВ, 1968, 4, 4.
13. М. А. Гуревич, Г. И. Сиркунен, Н. М. Степанов.— В сб.: Тепло- и массоперенос. Т. II, ч. II. Минск, 1972.
14. V. I. Wood, W. A. Rosser. AIAA J., 1969, 12.
15. В. Н. Блошенко, А. Г. Мержанов и др.— В сб.: Горение и взрыв. М., «Наука», 1972.
16. М. Б. Нейман. Успехи химии, 1938, 7, 2.
17. В. Г. Абрамов, Д. А. Ваганов, Н. Г. Самойленко. Докл. АН СССР, 1975, 224, 2.

## О РОЛИ ТЕПЛОПOTЕРЬ ИЗЛУЧЕНИЕМ ПРИ ЗАЖИГАНИИ БЕЗГАЗОВЫХ ГЕТЕРОГЕННЫХ СИСТЕМ ЛУЧИСТЫМ ПОТОКОМ

*В. П. Стовбун, В. В. Барзыкин, К. Г. Шкадинский*

При зажигании гетерогенных систем с конденсированными продуктами потоком лучистой энергии на конечной стадии процесса достигается высокая температура ( $T_2 \sim 1000 \div 2000^\circ\text{C}$ ) [1, 2]. Это приводит к появлению обратного потока излучения с поджигаемой поверхности. Известно, что теплотери излучением существенным образом влияют на закономерности горения таких гетерогенных систем [3] и закономерности воспламенения одиночных частиц металла [4].

В тепловой теории зажигания [5] влияние теплотери анализируется, главным образом, в связи с нахождением критических условий зажигания. Это задачи о воспламенении плоскопараллельного сосуда с разными температурами стенок [6, 7], о торцевом зажигании цилиндра с теплотерями через боковую поверхность [8, 9]. Кроме того, проанализированы случаи зажигания полупрозрачного вещества в учет конвективного охлаждения поджигаемой поверхности [10—12].

Влияние теплотери излучением на процесс зажигания ранее не рассматривалось, поскольку теория зажигания развивалась применительно к системам, реагирующим при сравнительно низких температурах (пороха, взрывчатые вещества, целлюлозные материалы и др.), а интерес к гетерогенным системам с конденсированными продуктами возник недавно, в связи с важными приложениями процессов горения этих систем [13].

В настоящей работе продолжают исследования, выполненные ранее [2, 14], и дается теоретический анализ процесса зажигания лучистым потоком систем с конденсированными продуктами при наличии обратного излучения с поджигаемой поверхности. Рассматриваемый случай близок к ситуации, реализованной в эксперименте [1, 2, 15].

### Постановка задачи

Используется упрощенная модель [16] гетерогенной системы: рассматривается смесь частиц горючего, равномерно распределенных в среде газообразного или конденсированного окислителя. Основные допущения этой модели: форма и характерный размер заданы, теплофизические свойства системы описываются эффективными константами, тепловыделение от гетерогенной химической реакции, скорость которой тормозится слоем образующегося продукта, усредняется по объему, фильтр-