

ПОВЕДЕНИЕ ПЛАМЕН, РАСПРОСТРАНЯЮЩИХСЯ ПО ПЛЕНКАМ ЖИДКОСТИ НА МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПОДЛОЖКАХ

А. А. Коржавин, В. А. Бунев, Д. М. Гордиенко, В. С. Бабкин

Институт химической кинетики и горения СО РАН, 630090 Новосибирск

Исследовано распространение волны горения над пленками жидкого топлива (*n*-бутанола, *n*-ундекана) на подложках из меди, алюминия, молибдена, ниобия в условиях термически тонкой слоевой системы. Показано, что кромка пламени располагается над поверхностью жидкости там, где температура слоевой системы достаточна для образования в газовой фазе смеси стехиометрического состава. Пленка топлива испаряется при температурах ниже температуры кипения. Скорость пламени не зависит (в широком диапазоне изменения) от угла наклона плоскости подложки относительно горизонтали и определяется долей теплоемкости подложки в системе подложка — топливо. В механизме распространения пламени важную роль играет передача тепла по металлической подложке в предпламенную зону. Рецикл тепла по подложке приводит к увеличению энтальпии газовой фазы за счет химической составляющей, связанной с поступлением паров топлива с поверхности пленки.

Изучение распространения пламени по поверхности горючего материала (дереву, пластмассе, ткани и др.) осложнено тем, что процессу газофазного горения сопутствуют многие физико-химические процессы, связанные с превращением горючего материала: пиролиз, газификация, фазовые переходы, гетерогенная реакция и др. [1–5]. При этом вариация одних параметров при сохранении других постоянными практически невозможна. С целью расширения методических возможностей, и в частности раздельного изучения влияния теплофизических свойств системы и реакционной способности топлив, в настоящей работе рассматривается термически тонкая модельная система «пленка жидкого топлива на металлической подложке». Цель работы — изучение характера распространения пламен при различной пространственной ориентации образцов и влияния теплофизических свойств конденсированной фазы на скорость и пределы распространения пламен.

Опыты проводили на воздухе при атмосферном давлении и комнатной температуре. В экспериментах использовали металлические подложки из разных металлов и сплавов толщиной $h_s = 10 \div 100$ мкм, шириной 40 мм и длиной $0,3 \div 2$ м. На подложки наносили пленки жидкого топлива *n*-ундекана и *n*-бутанола толщиной 7 и 8 мкм соответственно. Эксперименты показали, что характерные значения скоростей пламен $2 \div 8$ см/с. Коэффициен-

ты температуропроводности жидкостей $\alpha_f \approx 10^{-3}$ см²/с, а металлов $\alpha_s \approx 0,2 \div 1,1$ см²/с. Характерные времена передачи тепла вдоль подложки, тепловой релаксации в подложках и жидких пленках равны соответственно 10^{-1} , 10^{-6} и 10^{-3} с. Следовательно, выбранная система термически тонкая, а эффективный коэффициент температуропроводности [3]

$$\alpha = \frac{\lambda_f h_f + \lambda_s h_s}{c_f \rho_f h_f + c_s \rho_s h_s} = \beta_f \alpha_f + \beta_s \alpha_s \quad (1)$$

может изменяться в широком диапазоне. Здесь λ , h , c , ρ — коэффициент теплопроводности, толщина, теплоемкость и плотность; β — доля объемной теплоемкости топлива или подложки в слоевой системе; индексы *f* и *s* относятся к топливу и подложке соответственно.

Эксперименты проводили по трем схемам ориентации плоскости образца в пространстве. По схеме А образец располагался строго вертикально, по схеме В плоскость образца располагалась под углом φ к горизонтальной плоскости, по схеме С ось симметрии подложки располагалась под углом γ к вертикали, а плоскость образца была перпендикулярна горизонтальной плоскости. Во всех случаях инициирование пламен проводилось в верхней части образцов.

В работе измеряли скорость распространения пламени и распределение температур в подложке. Проводилась покадровая фотосъемка характерных структурных элементов зоны

пламени. Для измерения температур использовали термопару медь — константан. Ее медным элементом была сама подложка, а вторым элементом — константановая проволока диаметром 100 мкм, конец которой упирался в подложку.

Эксперименты показали, что при распространении пламени сверху вниз реализуется стационарный режим. Скорость пламени сохраняется постоянной (с точностью до 2%) на образцах длиной до 2 м. Это означает, что структура волны горения представляет собой неизменную во времени пространственную совокупность фазовых, температурных, концентрационных и других профилей. В структуре пламени можно выделить следующие характерные элементы: фронт пламени в газовой фазе, клинообразный участок жидкости под фронтом, участок с утолщением пленки жидкости непосредственно перед фронтом и под ним («валик»). Перед «валиком» располагается зона течения с неровной передней кромкой в виде «язычков» длиной ≈ 50 мм и шириной $\approx 5 \div 7$ мм.

Записи температурного профиля в подложке и свечения из зоны пламени свидетельствуют о наличии достаточно протяженной (≈ 15 мм) зоны подогрева. Обработка экспериментальных данных (эксперименты по схемам А и В) показывает, что в зоне подогрева температура подложки следует уравнению

$$T - T_0 = (T_* - T_0) \exp(ux/\alpha_*), \quad (2)$$

где T_* — температура, выше которой прямолинейность в координатах $\log(T - T_0) - x$ нарушается из-за изменения характера тепловой обстановки (рис. 1). Величина α_* , определяемая из эксперимента по формуле (2), хорошо согласуется с рассчитанной по формуле (1). Это означает, что продольная передача тепла по конденсированной фазе — доминирующий тепловой процесс перед фронтом пламени. Продольная передача тепла по газу, а также затраты тепла на испарение топлива пренебрежимо малы. Линейный участок не деформируется при изменении угла наклона φ в широких пределах. При этом верхняя точка T_* линейного участка также остается неизменной. Нелинейная часть деформируется в соответствии с изменением угла наклона φ , а максимальное значение температуры подложки уменьшается при изменении φ от -90 до $+10^\circ$ и становится даже ниже температуры кипения топлива. На рис. 2 представлены зависимости скорости распространения пламени по схеме В и изменение

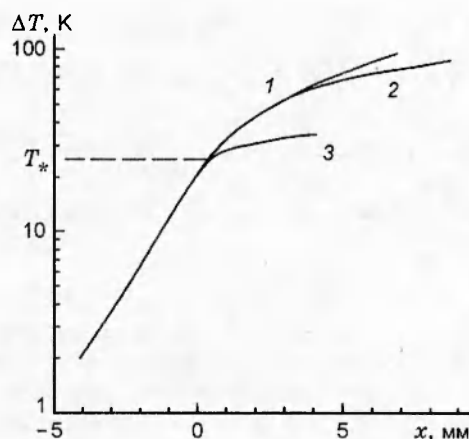


Рис. 1. Профиль температуры в медной подложке толщиной 45 мкм:

топливо — бутанол, горение с одной стороны; $\varphi = 53,1$ (1), $29,3$ (2) и $-9,4^\circ$ (3)

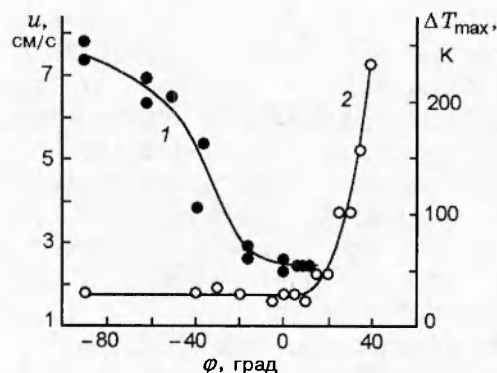


Рис. 2. Зависимости $\Delta T_{\max}(\varphi)$ (1) и $u(\varphi)$ (2):

подложка — медная фольга толщиной 45 мкм; топливо — *n*-ундекан

максимального значения температуры подложки от угла наклона. Видно, что скорость пламени не меняется при изменении φ в широком диапазоне, однако величина ΔT_{\max} сильно зависит от φ . Форма пламени и его расположение относительно плоскости подложки также сильно зависят от φ . Это указывает на то, что скорость распространения пламени по слоевой системе определяется условиями, существующими вблизи точки, где температура подложки достигает значения T_* . Обработка экспериментальных данных дает следующие значения для T_* : *n*-ундекан — 345 К (344,6; 469 К), бутанол — 316 К (318, 390 К), этанол — 315 К

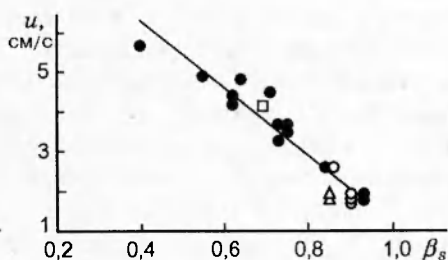


Рис. 3. Зависимость $u(\beta_s)$:

топливо — *n*-ундекан; подложки: \circ — медь, Δ — молибден, \bullet — алюминий, \square — ниобий

(295,2; 351,6 К). В скобках приведены значения температуры, при которой в равновесных условиях при атмосферном давлении образуется стехиометрическая смесь паров топлива с воздухом, и температуры кипения топлива.

На рис. 3 приведена зависимость скорости пламени от доли теплоемкости подложки в слоевой системе (β_s) для *n*-ундекана и разных материалов подложки. Видно, что все данные хорошо обобщаются единой зависимостью

$$u \text{ [см/с]} = 9,75 - 8,59\beta_s$$

с коэффициентом регрессии 0,908. Учитывая, что для наших условий

$$\alpha_* \approx \frac{\lambda_s h_s}{c_f \rho_f h_f + c_s \rho_s h_s} = \beta_s \alpha_s,$$

можно сделать важный вывод: при $\beta_s = \text{const}$ скорость пламени остается неизменной при изменении α_* за счет α_s . Другими словами, не отрицая значения теплопроводности подложки λ_s в механизме передачи реакции в волне горения, следует признать, что ее роль скрыта за более сильнодействующим фактором — теплоемкостью подложки.

Полученный вывод находит подтверждение в опытах по пространственной устойчивости волн горения. В опытах по схеме А при пространственно произвольном зажигании первоначально искривленный фронт (рис. 4,а, линия 1) со временем становится прямолинейным (см. рис. 4,а, линия 2). В опытах по схеме С при зажигании горизонтальным линейным источником (рис. 4,б, линия 1) фронт пламени со временем эволюционирует через искривленную форму к линии, перпендикулярной боковым краям подложки, как изображено на рис. 4,б (линия 2).

Эти качественные наблюдения имеют следующее объяснение. Пусть фронт пламени рас-

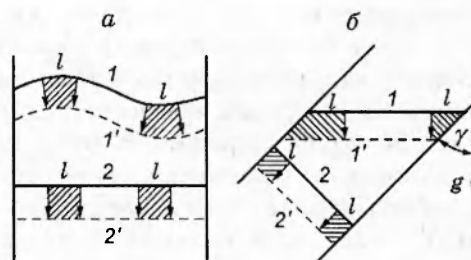


Рис. 4. Эволюция фронта пламени при зажигании в опытах по схеме А (а) и по схеме С (б):

1 — линия фронта пламени при зажигании; 2 — линия фронта в состоянии стационарного распространения пламени; 1', 2' — положение фронта пламени через промежуток времени Δt ; g — ускорение свободного падения

пространяется с постоянной скоростью u . Тогда за время Δt фронт должен сместиться на расстояние $u\Delta t$ и из положения 1 переместиться в положение 1'. В действительности этого не происходит. На выпуклых участках отрезок фронта l за время Δt должен прогреть существенно большую массу подложки, чем такой же отрезок l на вогнутом участке фронта. Следовательно, в соответствии с вышеизложенным выводом о роли теплоемкости подложки, на выпуклом участке скорость должна быть ниже, а на вогнутом — выше, чем при прямолинейном распространении. Аналогичные рассуждения объясняют эволюцию фронта из положения 1 в 2 на рис. 4,б.

Таким образом, создается следующая картина процесса: тепло из зоны горения по подложке передается вперед. Подложка подогревает жидкое топливо. Над жидкостью образуются пары топлива с парциальным давлением, соответствующим температуре жидкости и подложки. Парциальное давление паров растет по мере приближения к кромке пламени. У кромки пламени температура конденсированной фазы такова, что возможно образование стехиометрической смеси с воздухом. За кромкой пламени температура подложки продолжает расти, увеличивая скорость испарения жидкости. Наконец, на некотором расстоянии от кромки при температурах ниже температуры кипения достигается полное испарение топлива. Концентрация паров над поверхностью топлива определяется не только температурой подложки, но и градиентом концентрации паров вдоль поверхности образца, обусловленным существованием градиента температуры подложки.

Увеличение парциального давления паров топлива перед фронтом пламени приводит к увеличению энтальпии газа за счет химической составляющей до уровня, обеспечивающего существование волны горения. В этом смысле можно говорить о расширении понятия «пламена с избытком энтальпии», введенного Вейнбергом [6]. Тепло, поступающее в зону подогрева посредством рециркуляции, ведет не к простому подогреву горючего материала, как, например, в газовых пламенах в инертных пористых средах [7, 8], а идет на испарение топлива с образованием горючей газовой смеси.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 96-03-32967) и фонда INTAS (грант 96-1173).

ЛИТЕРАТУРА

1. **Wichman I. S.** Theory of opposed-flow flame spread // *Prog. Energy Combust. Sci.* 1992. V. 18. P. 553–593.
2. **Ефремов В. Л., Колесников Б. Я.** Исследование распределения температуры при распространении пламени по поверхности отвержденной эпоксидной смолы // Горение конденсированных и гетерогенных систем / Под ред. А. Г. Мержанова. Черногловка: ОИХФ, 1980. С. 38–41.
3. **Рыбанин С. С., Соколов С. Л.** Скорость и пределы горения конденсированного вещества при теплообмене с инертной средой. Черногловка, 1988. (Препр. / РАН. ОИХФ; № 993).
4. **de Ris J. N.** Spread of a laminar diffusion flame // *Twelfth Symp. (Intern.) on Combustion*. Pittsburgh, PA: The Combustion Inst., 1969. P. 241–249.
5. **Драйздейл Б.** Введение в динамику пожаров. М.: Стройиздат, 1990.
6. **Weinberg F. J.** Heat-recirculating burners: principles and some recent developments // *Combust. Sci. Technol.* 1996. V. 121. P. 3–22.
7. **Takeno T., Sato K.** An excess enthalpy theory // *Combust. Sci. Technol.* 1979. V. 20. P. 73–84.
8. **Бабкин В. С., Лаевский Ю. М.** Фильтрационное горение газов // *Физика горения и взрыва*. 1987. Т. 23, № 5. С. 49–57.

Поступила в редакцию 26/1 1998 г.