

$s = 6, 7$ колебания скачком исчезают. Варьирование Da_1 приводит к обратным зависимостям: с ростом Da_1 период и амплитуда колебаний уменьшаются (рис. 4, б).

Заключение. Для модели, предложенной в [6], проведен детальный параметрический анализ локальных бифуркаций стационарных состояний. Построены зависимости стационарных состояний от различных параметров. На основе использования специфики задачи уравнения бифуркационных кривых выписаны в явном виде. Это позволило избежать трудоемкой процедуры многократного численного решения системы нелинейных уравнений (2) и построить области множественности и устойчивости в плоскости реальных размерных параметров. Даны фазовые портреты. Исследована зависимость характеристик автоколебаний от различных параметров.

ЛИТЕРАТУРА

1. Мансуров З. А., Матафонов А. А., Пестерев В. И. Осцилляции в холодных пламенах бутана // Хим. физика.— 1988.— 7, № 8.— С. 1152.
2. Мантасян А. А., Бернатосян С. Г. Явление осцилляции при окислении пропана, пропилена и их смесей // Хим. физика.— 1983.— 2, № 8.— С. 1064.
3. Гриффитс Дж. // Колебания и бегущие волны в химических системах.— М.: Мир, 1988.
4. Грей П., Скотт С. // Там же.— С. 532.
5. Степанский Я. Ю., Яблонский Г. С., Быков В. И. Исследование зависимостей характеристик процесса холоднопламенного окисления углеводородных смесей от их октановых чисел // ФГВ.— 1982.— 18, № 1.— С. 57.
6. Быков В. И., Пушкарева Т. П., Степанский Я. Ю. Моделирование автоколебаний в процессе холоднопламенного горения смеси *n*-гептан — изооктан в реакторе идеального смешения // ФГВ.— 1987.— 25, № 2.— С. 21.
7. Быков В. И., Пушкарева Т. П. Бифуркации в простейших моделях химических осцилляций в кинетической области // Математические проблемы химической кинетики.— Новосибирск: Наука, 1989.
8. Быков В. И., Пушкарева Т. П. Параметрический анализ кинетических моделей простейших механизмов химических осцилляций // Математические методы в химической кинетике.— Новосибирск: Наука, 1990.
9. Вольтер Б. В., Сальников И. Е. Устойчивость режимов работы химических реакторов.— Л.: Химия, 1981.
10. Вольтер Б. В. Периферийная неустойчивость открытых систем // Теоретические основы химической технологии.— 1989.— 23.— С. 708.

г. Красноярск

Поступила в редакцию 27/VI 1990

УДК 536.46

*Е. А. Борисова, Н. Г. Верникова, Б. Г. Ефимов,
Л. А. Захлязьминский, С. С. Ключин, П. Н. Кузьяев*

ВЛИЯНИЕ СОСТАВА ТИТАНОВЫХ СПЛАВОВ НА ХАРАКТЕР ГОРЕНИЯ В ПОТОКЕ ВОЗДУХА

Показано, что параметром, определяющим горючесть титановых сплавов, может служить критическая скорость обдува потоком воздуха. Получено, что в режиме горения, когда скорость окисления определяется скоростью диффузии кислорода через продукты реакции, находящиеся в расплаве, зависимость скорости горения от скорости обдува качественно аналогична режиму газофазного ограничения окисления в пограничном слое воздуха. Выявлено сильное влияние растворенного в титане водорода на горение.

Преимущества титановых сплавов как конструкционного материала хорошо известны — это высокая удельная прочность и коррозионная стойкость. Однако в отличие от алюминиевых сплавов и сталей в определенных условиях они горят в воздушной среде. Например, при аварии газотурбинного двигателя может наблюдаться самозагорание титановых узлов в парах трения, которые при этом возникают.

Горючесть материалов обычно оценивают по различным критическим параметрам: концентрация кислорода (кислородный индекс), температура (температурный индекс), давление газа, предельные размеры и т. д. Выбор того или иного параметра (или группы параметров) в качестве критерия горючести определяется условиями эксплуатации материала. Так, при пожарах в компрессорах газотурбинных двигателей характеризовать горючесть (в данном случае способность к самовоспламенению при повышении температуры при трении титановых сплавов) может, например, усилие трения контактирующих элементов. Наружные обшивки, обдуваемые потоком воздуха, горят в других условиях. Соответственно нужны и другие критерии оценки горючести сплавов.

В работе [1] решена модельная задача горения титановой пластины в потоке воздуха в диффузионном режиме. Получено следующее выражение для скорости горения:

$$u = \frac{kq_x [(T_{пл} - T_0)c + 2q_{пл}] + \sqrt{[(T_{пл} - T_0)c + 2q_{пл}]^2 k^2 q_x^2 - 4q_{пл} [(T_{пл} - T_0)c + q_{пл}] \left[k^2 q_x^2 - 2(T_{пл} - T_0)^2 \frac{\alpha \lambda}{h} \right]}}{2\rho q_{пл} [(T_{пл} - T_0)c + q_{пл}]}$$

Здесь k — коэффициент формы окисляющейся поверхности; q_x — средняя плотность мощности тепловыделения; T_0 , $T_{пл}$ — соответственно начальная температура и температура плавления; c , λ , $q_{пл}$, ρ — теплоемкость, теплопроводность, теплота плавления и плотность Ti; α — коэффициент теплоотдачи; h — толщина пластины.

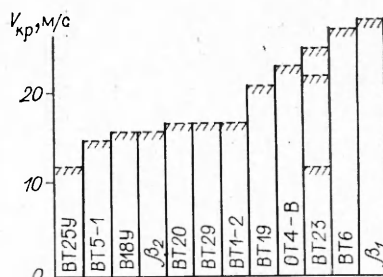
Анализ приведенного выражения показывает, что с уменьшением энерговыделения значение u монотонно падает. При некоторой скорости обдува выражение под корнем может стать отрицательным. Этот критический режим определяется тем, что растет отношение теплотеря на боковой поверхности пластины к энерговыделению, поскольку зона прогрева металла перед фронтом горения l обратно пропорциональна скорости горения: $l \sim \lambda / u \rho c$. Такой упрощенный подход позволяет сделать вывод, что скорость стационарного горения с уменьшением интенсивности обдува не может упасть до нуля, т. е. существует конечное критическое значение u , определяемое конвективными потерями тепла.

В реальной ситуации процесс горения вблизи критических режимов намного сложнее. Большую роль играет вязкость расплава, зависящая от состава и влияющая на сдвиг расплава и накопление в нем продуктов окисления.

Исследование критических режимов горения пластин из сплава ОТ4-1, связанных с малой скоростью обдува [1], показало, что в зависимости от условий проведения эксперимента срыв горения обусловлен или кондуктивным отводом тепла в стороны от направления распространения горения (малые области иницирования), или резким уменьшением скорости окисления, происходящим из-за ухудшения сдува и накопления препятствующих окислению продуктов реакции на поверхности (большие области иницирования или горение узких полосок металла, когда влияние тепловых потерь на краях фронта горения на центральные области мало). Учитывая изложенное, при горении титановых пластин в воздушном потоке за параметр, определяющий горючесть, можно принять критическую скорость обдува, которая реализуется в условиях отсутствия кондуктивного отвода в стороны от направления горения по материалу пластины.

В данной работе исследовалось горение узких полосок из различных промышленных титановых сплавов, обдуваемых дозвуковым потоком воздуха. Определялась минимальная скорость потока v , при которой еще существует самораспространяющееся горение, и зависимость значений u от скорости обдува. Пластины шириной 5 и длиной 60 мм закреплялись

Рис. 1. Диаграмма критической скорости потока воздуха.



в рабочей части газодинамической установки в плоскости симметрии потока (длинной стороной вдоль потока) так, что продольное обтекание пластин потоком воздуха проходило с двух сторон. Горение инициировалось нагревом передней области размером 5 мм непрерывным излучением электроразрядного CO_2 -лазера до температуры плавления.

Поток воздуха в рабочей части создавался дозвуковым соплом с выходным сечением 29×50 мм. Наличие сеток и хонейкомба в форкамере и плавные контуры сопла обеспечивали получение потока с равномерным полем скоростей и турбулентностью $\sim 1\%$. Температура торможения потока составляла ~ 290 К, статическое давление в рабочей части близко к атмосферному. Скорость воздушного потока изменялась с помощью дросселя в диапазоне $0-300$ м/с и определялась по отношению давлений в форкамере и на выходе сопла, измеряемых с помощью комплексов ИКД. Сигналы с ИКД регистрировались на осциллографе Н-117. Средняя скорость горения определялась за время сгорания пластины от свободного конца до зажимов (рабочая длина 50 мм) по фотоотпечаткам с киноплёнок. На рис. 1 все исследованные сплавы расположены в ряд с возрастающей критической скоростью обдува $v_{кр}$.

Рассмотрим особенности перехода к режиму самоподдерживающегося горения для этой группы сплавов с увеличением значения v до критического и несколько выше. При $v < v_{кр}$ в зоне локального нагрева пластины под действием лазерного излучения и энергии экзотермической реакции окисления металл плавится. Образуется капля, свисающая с переднего торца пластины. Далее капля полностью или частично выходит из зоны действия лазерного излучения. При этом существенно уменьшается приток энергии и дальнейшее плавление прекращается. При критической скорости обдува длина капли по мере продвижения фронта горения по пластине непрерывно увеличивается, достигает 7–12 мм, затем нижняя часть ее отрывается потоком и далее процесс повторяется.

Ряд сплавов с высоким $v_{кр}$ (ВТ6, ОТ4-1В, β_1), для которых характерно наличие в составе ванадия, ведут себя несколько по-иному. Так, при докритических режимах обдува (15–20 м/с) горение может затухать и после выхода фронта горения за зону облучения. Капли расплава менее вязкие и имеют более округлую форму. При достижении определенных размеров капли под действием сил тяжести и воздействия потока отрываются и горение затухает. Здесь надо отметить, что при отрыве капли резко уменьшается окисляемая поверхность, а следовательно, и суммарное энерговыделение. Переход у этих сплавов к самораспространяющемуся режиму горения происходит только при таком обдуве ($v \geq 23$ м/с), когда под действием потока воздуха капли частично своей боковой поверхностью прижимаются к нижней поверхности пластины.

Интересно ведет себя сплав ВТ-23, также содержащий в своем составе ванадий. Он не горит при $v < 12$ и $22 < v < 25$ м/с. При $12 < v < 22$ м/с унос расплава с фронта горения осуществляется путем образования и отрыва капель. С ростом v отрывается более значительная часть капель и при $v \approx 22$ м/с первая образовавшаяся капля полностью отрывается от поверхности пластины, горение прекращается. При $v > 25$ м/с образующаяся капля частично прижимается потоком к нижней поверхности пластины, отрывается только нижняя ее часть, поэтому горение не затухает. Средние скорости горения сплавов на критических режимах лежат в диапазоне 1–2 м/с. Если $v > 30$ м/с, расплавленный металл не свисает в виде капель, а перемещается в виде наплывов по поверхности пластины для всех сплавов. С увеличением скорости потока до 180–200 м/с значительная часть поверхности пластины покрывается

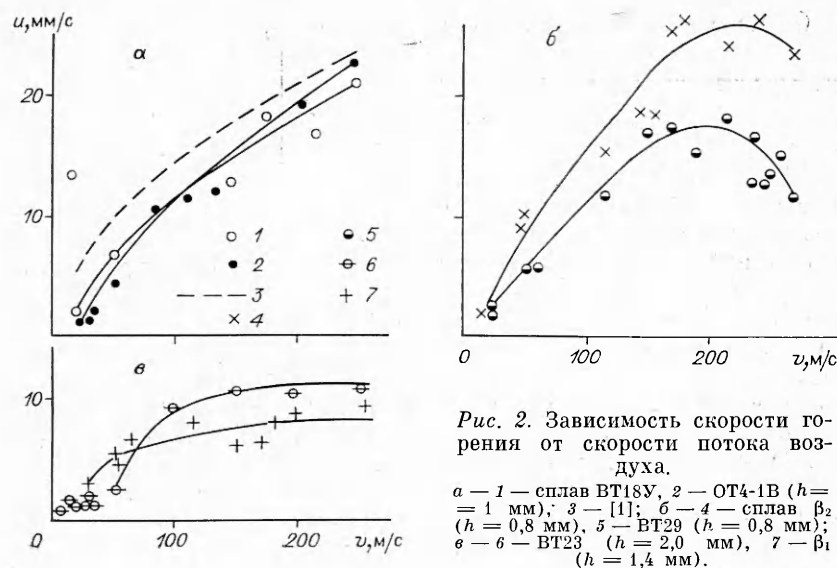


Рис. 2. Зависимость скорости горения от скорости потока воздуха.

a — 1 — сплав ВТ18У, 2 — ОТ4-1В ($h = 1$ мм); 3 — [1]; 6 — 4 — сплав β_2 ($h = 0,8$ мм), 5 — ВТ29 ($h = 0,8$ мм);
б — 6 — ВТ23 ($h = 2,0$ мм), 7 — β_1 ($h = 1,4$ мм).

относительно тонкой пленкой расплава, который уносится в виде мелких капель.

Экспериментально установленные зависимости $u(v)$ можно разбить на три группы. К первой (рис. 2, *a*) отнесены сплавы, горящие в режиме ограничения скорости горения диффузией кислорода через пограничный слой воздуха. Для сравнения на рис. 2, *a* приведена теоретическая кривая, полученная в [1]. На рис. 2, *б* нанесены кривые для сплавов, у которых при $v > 100$ м/с наблюдается постепенный переход режима окисления в кинетический. Это обусловлено наличием в сплавах ВТ29 и β_2 соответственно Си и Мо (см. таблицу), поскольку в процессе окисления поверхностные слои обогащаются этими элементами и тем самым создаются диффузионные барьеры для кислорода [3, 4].

Кривые на рис. 2, *в* отличаются от приведенных на рис. 2, *a* существенно меньшими скоростями горения. Рассмотрим причины такого характера горения. Вид зависимости $u(v)$ здесь похож на режим горения в условиях газофазного лимитирования поступления кислорода к окисляющейся поверхности, исследованному в [1], но значения u меньше. Оценим толщину расплава и силы, действующие на него, решив уравнения расхода и баланса сил, действующих на расплав. Считаем, что поверхность окисления — это круговой цилиндр (рис. 3). Тогда

$$0,5V\Delta = uh, \mu_v v/\delta + 4(p_0 - p_\infty)\Delta/\pi h = \mu_p V/\Delta.$$

Здесь V — скорость движения наружной границы расплава; μ_p , Δ — вязкость и толщина расплава; μ_v — вязкость воздуха; δ — толщина по-

Сплав	Содержание легирующих добавок, %									
	Al	Sn	Zr	Mo	V	Cu	Cr	Fe	Nb	Si
ВТ29	1	—	—	—	—	2	—	—	—	—
ВТ5-1	5	2,5	—	—	—	—	—	—	—	—
ВТ18У	6	2	4	0,5	—	—	—	—	1	0,15
ВТ25У	6	1	3	3,5	—	—	—	—	—	0,2
ВТ20	6	—	2	1	1	—	—	—	—	—
ОТ4-1В	3,5	—	—	—	1,5	—	—	—	—	—
β_2	—	4	6	10	—	—	—	—	—	—
ВТ19	3	—	1	5	3,5	—	5,5	—	—	—
ВТ6	6	—	—	—	4	—	—	—	—	—
ВТ23	5	—	—	2	5	—	1	1	—	—
β_1	3	3	—	—	15	—	3	—	—	—

граничного слоя воздуха; p_0 , p_∞ — давление торможения и статическое давление в потоке воздуха. Если взять вязкость расплава, характерную для чистых металлов ($2 \cdot 10^{-3}$ кг/(м · с)), то для $v=100 \div 200$ м/с $\Delta \approx 10 \div 20$ мкм, а силы, действующие на расплав, вызванные градиентом давления и трением, сопоставимы друг с другом. Однако наблюдения за горящими образцами и осмотр полученных образцов позволяют сделать вывод о том, что значение Δ на самом деле во много раз больше, что обусловлено влиянием на вязкость продуктов окисления. В связи с этим можно утверждать, что основную роль в процессе уноса расплава играют силы, обусловленные градиентом давления. В этом случае запишем

$$0,5V\Delta = uh, \quad 4(p_0 - p_\infty)\Delta/\pi h = \mu_p V/\Delta.$$

В случае газофазного контроля реакции окисления $u \sim \sqrt{v}$ [1]. Покажем теперь, что зависимость $u(v)$ остается такой же, если скорость окисления контролируется диффузией кислорода в слое частично окисленного расплава. Действительно, если пренебречь тепловыми потерями, средняя концентрация продуктов окисления в расплаве будет постоянной. Распределение продуктов окисления по слою расплава при разных u можно считать подобным по толщине. Диффузионный поток кислорода определяет скорость выделения тепла и, следовательно, скорость горения. А поскольку он обратно пропорционален диффузионной длине l_d , то учитывая, что $l_d = \Delta$, получаем $u \sim 1/\Delta$. Анализ этой зависимости совместно с выписанной выше системой уравнений и с учетом того, что $p_0 - p_\infty \sim v^2$, дает $u \sim \sqrt{v}$. Основную долю тепловых потерь составляют конвективные потери, для которых справедливо $Q_w \sim \sqrt{v}$. Поэтому можно теперь отбросить предположения о малости тепловых потерь, поскольку средняя концентрация продуктов в расплаве и так не будет зависеть от скорости обдува.

Сплавы титана, особенно с β -структурой, имеют способность растворять большое количество водорода (1—2 %) [2, 3]. Представляло интерес выяснить влияние H_2 на горение. Проведены эксперименты с пластинами титанового сплава β_1 , насыщенного водородом. Оказалось, в этом случае вообще нет горения. При нагреве облучаемой области до $T_{пл}$ металл сильно диспергируется. Отсутствие режима самоподдерживающегося горения можно объяснить оттеснением кислорода от поверхности металла.

Обнаружено сильное влияние на процесс диспергирования темпа нагрева. При малой скорости нагрева до температуры плавления (время нагрева $t_n \geq 5$ с) диспергирования не наблюдалось, а при $t_n < 1$ с оно сильное и может приобретать даже взрывной характер. При этом в области локального разогрева образуется большое углубление.

Отжиг образцов в вакууме ($T = 800^\circ\text{C}$, 1 ч) с целью удаления H_2 приводит к полному исчезновению эффекта диспергирования, и образцы горят в воздушном потоке.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ефимов Б. Г., Клюкин С. С., Кузьев П. Н. и др. Влияние потока воздуха на горение титановых пластин // ФГВ.— 1989.— 25, № 2.
2. Молчанова Г. К. Атлас диаграммы состояния титановых сплавов.— М.: Машиностроение, 1964.

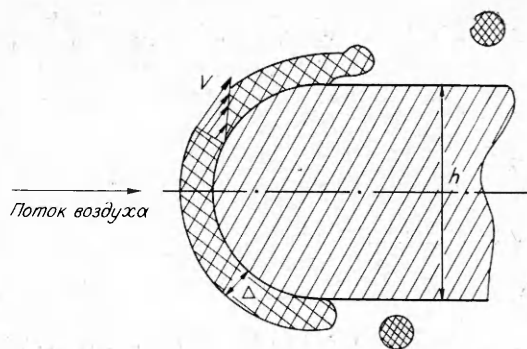


Рис. 3. Схема горения.

3. Цвиккер У. Титан и его сплавы.— М.: Металлургия, 1979.
 4. Войтович Р. Ф., Головки Э. И. Высокотемпературное окисление титана и его сплавов.— Киев: Наук. думка, 1984.

г. Жуковский

Поступила в редакцию 28/VI 1989,
 после доработки — 23/I 1990

УДК 614.841.332

А. М. Рыжов

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОЖАРОВ В ПОМЕЩЕНИЯХ С УЧЕТОМ ГОРЕНИЯ В УСЛОВИЯХ ЕСТЕСТВЕННОЙ КОНВЕКЦИИ

Плоское и осесимметричное движение вязкого, сжимаемого и теплопроводного газа при пожарах в помещениях моделируется полной системой уравнений Навье — Стокса с эффективными коэффициентами турбулентного переноса. Для учета процессов горения эта система дополнена четырьмя уравнениями переноса субстанции, записана и численно реализована на ЭВМ для случаев, когда подача паров горючих веществ в зону горения происходит в объемах, расположенных вблизи поверхностей этих веществ. Математическая модель апробирована по результатам опубликованных экспериментальных пожаров.

В работах [1—3] очаги пожара моделировались объемным источником тепла, что значительно упрощало задачу математического моделирования начальной стадии пожаров в помещениях. Распространение очагов, движение газов через проемы, выгорание горючих веществ и материалов делают невозможным априорное задание геометрии объемных зон и скоростей тепло- и массовыделения. В существующих моделях пожаров с учетом процессов горения возникает ряд проблем, например, при задании эффективных констант скоростей химических реакций [4, 5], учете коэффициента избытка кислорода в зонах горения [6, 7] и реализации нестационарных граничных условий на поверхности горючих веществ [8].

В настоящей работе горение рассматривалось как одноступенчатая необратимая брутто-реакция между топливом и окислителем.

$$c_r + s c_{ок} \rightarrow (1 + s) c_{пр},$$

где s — стехиометрический коэффициент; c_r , $c_{ок}$, $c_{пр}$ — массовые концентрации паров топлива, кислорода и продуктов реакции.

Предполагалось, что массовая скорость реакции горения \bar{R}_r определяется процессами диффузии паров горючего и кислорода, зависит от их осредненных концентраций c_r и $c_{ок}$, а также от энергии диссипации вихрей ϵ и кинетической энергии турбулентности k и выражена, в отличие от модели пожара работы [8], в виде [9]

$$\bar{R}_r = -A \rho \epsilon k^{-1} \min(c_r, c_{ок} \cdot s^{-1}). \quad (1)$$

Используя соотношения Колмогорова — Прандтля для турбулентной вязкости $\tilde{\mu}_t = c_D \tilde{\rho} k^{1/2} \tilde{l}$ и масштаба турбулентности $\tilde{l} = k^{3/2} \epsilon^{-1}$, (1) можно представить так:

$$\bar{R}_r = -A c_D^{-1} \tilde{\mu}_t \tilde{l}^{-2} \min(c_r, c_{ок} s^{-1}), \quad (2)$$

где постоянные $c_D = 0,09$, $A = 4$ [7].

Нестационарное двумерное турбулентное движение вязкого сжимаемого и теплопроводного газа от источника пожара с учетом процесса горения описывалось безразмерной системой уравнений сохранения массы ρ и количества движения ρu , ρv по двум направлениям x , y , сохранения массовой концентрации паров топлива c_r , уравнением для функции смешения паров топлива и кислорода $f = (c_{ок} s^{-1} - c_r) / (c_{ок,1} s^{-1})$, пол-