

ВЛИЯНИЕ СРЫВА ПЛАМЕНИ НА ГОРЕНИЕ МАЛЫХ ЧАСТИЦ В АКУСТИЧЕСКИ ПУЛЬСИРУЮЩЕМ ПОТОКЕ

В. Н. Корнилов, Е. Н. Кондратьев

Институт горения и нетрадиционных технологий Одесского государственного университета,
270100 Одесса

Экспериментально исследовано горение частиц магния и титана в акустически пульсирующем потоке для случая, когда размеры частиц меньше амплитуды смещения газа в акустической волне. Обнаружено увеличение времени горения частиц магния и уменьшение времени горения частиц титана при наложении акустических колебаний. Выявлены характерные особенности колебаний интенсивности светового потока горячей частицы магния как отклика парофазно горячей капли металла на внешнее акустическое воздействие. Предлагается объяснение формы регистрируемых колебаний на основе предположения о срыве фронта пламени с лобовой точки капли. Обсуждаются условия, необходимые для срыва пламени в пульсирующем потоке, а также эффекты, к которым может привести срыв пламени с капли при сжигании распыленных топлив в устройствах пульсирующего горения.

Акустические колебания сопутствуют горению диспергированного жидкого и твердого топлива во многих устройствах. В камерах пульсирующего горения акустические колебания возбуждаются специально, они интенсифицируют горение и улучшают экологические характеристики продуктов реакции. Во многих случаях акустические колебания нежелательны, однако от них нелегко избавиться и приходится учитывать возможное воздействие колебаний на горение.

Как правило, при переходе на пульсационный режим работы камеры сгорания увеличивается глубина преобразования топлива, растет теплонапряженность топочного пространства, уменьшается загрязненность продуктов реакции сажистыми частицами и оксидами азота.

В данной работе внимание сосредоточено на одном явлении, реализующемся при горении диспергированного топлива в пульсирующем потоке. Известно [1, 2], что массовая скорость горения капли жидкого топлива растет с увеличением скорости обдува капли потоком окислителя до некоторого предела, после которого пламя срывается с лобовой точки капли. При этом резко падает массовая скорость горения. Для капель углеводородных топлив размером ≈ 100 мкм в зависимости от вида топлива, температуры и концентрации окислителя относительная скорость газа, при которой происходит срыв пламени, составляет $0,3 \div 2$ м/с. Амплитуда колебаний скорости в устройствах

пульсирующего горения или камерах сгорания двигателей при акустически неустойчивом режиме работы может многократно превышать эти значения.

В наших экспериментах воздействие пульсаций потока на горение капель исследовалось на частицах магния и титана. Изучение горения металлов в пульсирующем потоке имеет самостоятельное значение для анализа акустически неустойчивого горения металлизированных составов. В то же время общность процессов горения частиц магния и капель жидких углеводородных горючих (парофазное горение испаряющихся капель), а также частиц титана и угля или углеродного остатка сгорания тяжелого углеводородного топлива (гетерогенное горение) позволяет судить о горении углеводородных горючих в пульсирующих потоках по результатам экспериментов с частицами металлов.

Цель настоящего исследования — экспериментальное определение отклика на акустическое воздействие массовой скорости горения частиц магния (горящих парофазно) и титана (случай гетерогенного горения).

МЕТОДИКА И ОБОРУДОВАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Одиночные частицы металла горели в области пучности скорости стоячей акустической волны, возбуждаемой в термоакустическом генераторе — трубе Рийке. Она представляет собой вертикально установленную, от-

крытую с обеих концов трубу со спиральным электрическим нагревателем, расположенным на $1/4$ ее длины от нижнего конца. Температура потока $100\text{ }^\circ\text{C}$. Труба Рийке генерировала акустические колебания частотой $f = 150\text{ Гц}$ и амплитудой колебаний давления $\approx 140 \div 145\text{ дБ}$. Амплитуда колебаний скорости $\approx 0,7\text{ м/с}$. Подавить генерацию акустических колебаний, не изменив остальных параметров эксперимента, можно было открыв малое отверстие, расположенное на $1/2$ длины трубы.

Частицы порошка металла подавались сверху в небольшую трубчатую печь, установленную у верхнего среза трубы. Для предотвращения воспламенения частиц внутри печи последняя продувалась азотом; расход прокачиваемого газа был незначителен, поэтому азот не влиял на горение частицы, вылетевшей из печи.

Световой поток от горящей частицы при помощи фотодиода фиксировался запоминающим осциллографом. Угол зрения фотоприемника подбирался таким, чтобы охватывалась вся траектория движения частицы. Времена горения частиц определялись по осциллограмме светимости.

Для наблюдения и исследования периодического срыва пламени с горящей магниевой капли необходимо было соблюдать ряд условий, определяющих диапазон размеров используемых частиц. С одной стороны, время горения частицы должно быть больше периода колебаний, это ограничивает размер частиц снизу значением $d \approx 80\text{ мкм}$. С другой стороны, крупные частицы могут вылететь из области пучности колебаний скорости; по оценкам и предварительным опытам длина трека не должна превышать $6 \div 8\text{ см}$, что ограничивало диаметр частиц сверху значением $d \approx 200\text{ мкм}$.

Стационарную скорость обдува частицы воздухом можно оценить, приравняв силу тяжести и силу сопротивления со стороны воздуха в форме закона Стокса. Оцененная таким образом скорость ($v_0 \approx 1\text{ м/с}$) близка к амплитуде акустических колебаний скорости газа ($v_g = 0,7\text{ м/с}$). Частицы магния размером 100 мкм практически не вовлекаются в колебательное движение воздуха с частотой 150 Гц , поэтому амплитуда колебательной составляющей скорости обдува частицы v_a равна амплитуде колебаний скорости газа v_g . Акустические колебания приводят к тому, что скорость обдува колеблется в пределах $[v_0 - v_a; v_0 + v_a]$.

Наблюдение срыва пламени с магниевой иглы диаметром 2 мм при обдуве потоком с температурой $1000\text{ }^\circ\text{C}$ и скоростью $20 \div 30\text{ м/с}$ описано в работе [3]. Известно несколько теоретически полученных зависимостей скорости срыва пламени от диаметра капли [2, 4, 5]. Одним из первых Сполдинг [2] предложил соотношение

$$v_{cr}/d = \text{const}, \quad (1)$$

где v_{cr} — скорость, при которой пламя срывается с лобовой точки капли диаметром d . Этой формулой можно воспользоваться, чтобы сравнить скорость $v_0 + v_a$ и скорость срыва с частицы магния, полученную в работе [3]. Из (1) для $d = 0,1\text{ мм}$ определяем $v_{cr} = 1,5 \div 2\text{ м/с}$, что близко значению скорости $v_0 + v_a \approx 1,7\text{ м/с}$ с учетом того, что температура в данном случае $100\text{ }^\circ\text{C}$.

Таким образом, для достижения целей данного эксперимента наиболее подходящий диапазон размеров частиц $d = 100 \div 150\text{ мкм}$; такие частицы удовлетворяют условию малости их диаметра по сравнению с амплитудой смещения газа ($v_g/2\pi f \approx 700\text{ мкм}$).

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Развертка во времени светового потока от частицы магния, горящей в потоке с наложенными акустическими колебаниями, обладает рядом характерных особенностей (рис. 1). Во-первых, это наличие острых пиков, частота следования которых вдвое больше частоты акустического воздействия. Во-вторых, чередова-

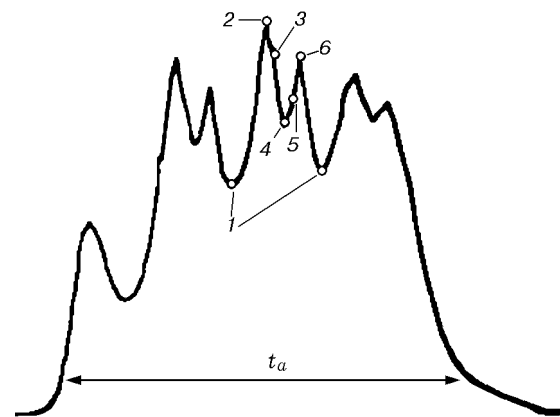


Рис. 1. Осциллограмма светимости частицы магния ($d \approx 200\text{ мкм}$), горящей в акустически пульсирующем потоке

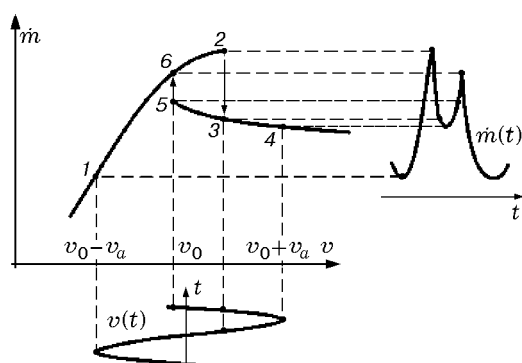


Рис. 2. Зависимость массовой скорости горения капли горючего от скорости обдува потоком окислителя

ние глубоких и мелких провалов между пиками. Ширина мелкого провала (между точками 2 и 6 на рис. 1) меньше ширины глубокого провала. Выделим также такую закономерность: после глубокого провала следует высокий пик, а после мелкого провала — меньший пик.

Световой поток от частицы связан с массовой скоростью горения, которая, в свою очередь, зависит от скорости потока окислителя, обдувающего каплю. Для объяснения наблюдаемых особенностей потока излучения от частицы в пульсирующем потоке предположим, что зависимость массовой скорости горения \dot{m} от скорости набегающего потока для магния имеет качественно такой же вид, как и зависимость $\dot{m}(v)$, полученная для капель углеводородных топлив [5]. Данная зависимость схематически представлена на рис. 2. Существенным для дальнейшего рассмотрения является наличие двух ветвей на зависимости $\dot{m}(v)$ и гистерезисный характер перехода между ними. Верхней ветви соответствует режим горения, при котором пламя полностью охватывает каплю. Нижней ветви отвечает случай, когда пламя сорвано с лобовой точки и находится в следе за каплей.

Предположим, что массовая скорость горения успевает подстроиться под текущее значение скорости обдува. Справедливость такого предположения оправдывает оценка характерного времени скорости горения в диффузионном режиме $\tau_d = d^2/D$ (D — коэффициент диффузии), которое в данном случае на два порядка меньше периода акустического воздействия τ .

В рамках предположения о квазистационарности процесса по зависимости $\dot{m}(v)$ (см.

рис. 2) можно проследить, как должен выглядеть отклик массовой скорости горения при колебании скорости обдува (колебания скорости представлены синусоидой в нижней части рис. 2). Острые пики на осциллограмме светового потока от частицы магния (см. рис. 1) свидетельствуют о резком изменении характера горения капли в некоторые моменты времени, что можно объяснить существованием двух ветвей зависимости $\dot{m}(v)$ для магния и переходов между ними. В пользу увязывания пиков на осциллограмме светового потока с переходами между ветвями зависимости $\dot{m}(v)$ говорит также то, что частота следования пиков равна удвоенной частоте воздействия. Различная высота пиков объясняется тем, что переходы 2–3 и 5–6 (см. рис. 2) не совпадают, т. е. существует гистерезис зависимости $\dot{m}(v)$ для капли магния. Характер следования пиков и провалов, а также соотношение ширин глубоких и мелких провалов свидетельствует о том, что значение $\dot{m}(v_0)$ принадлежит верхней ветви зависимости массовой скорости горения от скорости потока, обдувающего каплю данного размера.

Принималось, что массовая скорость горения капли магния и интегральный световой поток однозначно связаны. Такая связь объясняется особенностями излучения энергии из данной системы. Действительно, основными излучателями при горении магния являются субмикронные частицы оксида магния. Таким образом, большей массовой скорости горения соответствует большее число излучателей и большая выделенная энергия, а следовательно, и больший световой поток от системы.

Сравним полученные здесь результаты с известными данными численного моделирования парофазного горения капли в пульсирующем потоке.

В [6] приведена зависимость массовой скорости горения капли жидкого горючего от времени при периодически меняющейся скорости обдувающего потока. Зависимость получена в результате численного моделирования горения капли в пульсирующем потоке с учетом возможности срыва пламени с капли и гистерезисного характера связи \dot{m} с v . Приведенная в [6] кривая $\dot{m}(t)$ демонстрирует точно те же особенности, что и представленная на рис. 1 зависимость светового потока от времени. Рассчитанная [6] и экспериментальная (см. рис. 1) кривые качественно различаются точками 3 и 5

(на рис. 2 это участок 3–4–5). Это связано с тем, что в расчетах [6] температура обдувающего потока полагалась больше температуры кипения вещества капли, в связи с чем нижняя ветвь зависимости $\dot{m}(v)$ имела вид возрастающей кривой и, соответственно, участок 3–4–5 развертки $\dot{m}(t)$ был выпуклый (в отличие от вогнутого на рис. 1). В остальном расчетная и экспериментальная кривые качественно согласуются, что можно расценивать и как экспериментальное подтверждение правильности использованной в [6] модели, и как дополнительный аргумент в пользу предлагаемого объяснения особенностей парофазного горения капли топлива в пульсирующем потоке.

Из вышеизложенного объяснения характера горения капли магния в пульсирующем потоке следует, что большую часть периода колебаний мгновенное значение массовой скорости горения меньше, чем в отсутствие колебаний, т. е. меньше $\dot{m}(v_0)$. Это должно привести к тому, что осредненная за период массовая скорость горения капли меньше массовой скорости горения при осредненном значении скорости, т. е. $\langle \dot{m}(v(t)) \rangle < \dot{m}(v(t)) = \dot{m}(v_0)$ (угловыми скобками обозначено осреднение за период). Данный вывод можно проверить экспериментально, сравнив время горения двух одинаковых частиц в потоке с акустическими пульсациями и без них. Так как размеры частицы имеют некоторый разброс, заметить различие во временах горения можно лишь проведя большое количество измерений времен горения различных частиц. По известной методике [7] обработки таких данных построены интегральные функции распределения частиц по размерам и временам горения в стационарном и пульсирующем потоках воздуха (рис. 3, а). Для частиц с $d = 115$ мкм (медианный размер) соответствующие времена горения оказались равными 12 и 14 мс. Таким образом, относительная разница времен составила $\approx 17\%$ в сторону увеличения времени горения в пульсирующем потоке.

При гетерогенном горении топлива гидродинамический срыв пламени невозможен, поэтому колебания светового потока от гетерогенно горящей частицы топлива не должны наблюдаться (время тепловой релаксации частицы титана размером 100 мкм много больше периода акустических колебаний, поэтому малы колебания температуры частицы). И действительно, исследования горения частиц ти-

тана в акустическом поле, проведенные по схеме, аналогичной экспериментам с магнием, показали отсутствие колебаний светового потока. Пульсации потока, обдувающего горящую частицу, интенсифицируют обменные процессы частица — газ. Если частица горит гетерогенно в диффузионном режиме, то массовая скорость горения определяется скоростью подвода окислителя. Следовательно, ускорение процессов тепло- и массообмена, обусловленное акустическими колебаниями потока, приведет к увеличению массовой скорости горения и, соответственно, к уменьшению времени горения. Последний вывод был экспериментально проверен на примере горения частиц титана. Методика проведения опытов и обработки результатов измерений аналогична описанной выше для магния. Результат представлен на рис. 3, б. Для частиц размером 110 мкм (медиана функции распределения частиц по размерам) в условиях данного эксперимента время горения в пульсирующем потоке уменьшилось на $\approx 30\%$. Таким образом, наблюдается интенсификация процесса горения гетерогенно реагирующей частицы в пульсирующем потоке по сравнению со стационарным потоком.

СРЫВ ПЛАМЕНИ С КАПЛИ УГЛЕВОДОРОДНОГО ТОПЛИВА В ПУЛЬСИРУЮЩЕМ ПОТОКЕ

Скорость обдува, при которой происходит срыв пламени с лобовой точки парофазно горящей капли, зависит от диаметра капли. Эта скорость снижается с уменьшением диаметра. С другой стороны, с уменьшением размера частица в большей степени вовлекается в колебательное движение. Соответственно, уменьшается относительная скорость частицы. Таким образом, следует ожидать существование интервала размеров частиц, в котором амплитуда скорости обдува превышает скорость срыва пламени с капли.

В отличие от магния для углеводородных топлив срыв пламени с капли в стационарном потоке широко исследовался как экспериментально, так и теоретически. Получено несколько возможных видов связи скорости обдува, при которой наблюдается срыв пламени, с диаметром капли, параметрами топлива и среды. Характер этих соотношений варьируется в зависимости от того, какой критерий срыва пламени с лобовой точки принимался при их выводе. Эти зависимости существенно лучше, чем

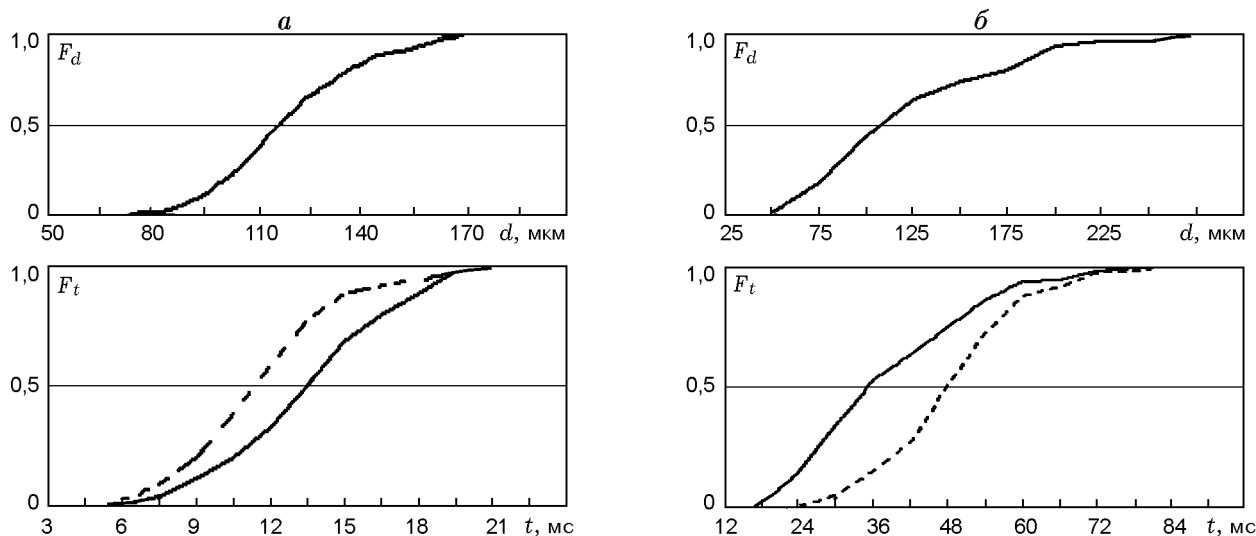


Рис. 3. Функции распределения частиц по размерам (сверху) и временам горения (снизу):

a — магний, *б* — титан; сплошные линии — горение в пульсирующем потоке, штриховые — в потоке без акустических пульсаций

простая связь вида (1), описывают результаты экспериментов. Воспользуемся связью v_{cr} с d , приведенной в [5]:

$$v_{cr} \approx dv \left[\frac{B}{2b} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{8}{Bd}} \right) \right]^2. \quad (2)$$

Здесь

$$B = \frac{u_n c_p (T_f - T_s)}{a[L + c_p(T_f - T_s)]} \ln \left[1 + \frac{c_p(T_f - T_s)}{L} \right];$$

$b = 1,114 \text{Pr}^{1/3}$ (для воздуха $\text{Pr} = 0,7$); T_f — температура во фронте горения; T_s — температура капли; c_p — теплоемкость при постоянном давлении; L — теплота испарения вещества капли; температуропроводность a и кинематическая вязкость ν взяты при $T = (T_f + T_s)/2$; u_n — нормальная скорость распространения пламени по стехиометрической газовой топливной смеси при температуре капли; Pr — число Прандтля.

Расчет зависимости относительной скорости газа от диаметра частицы предложен в [8]. В расчете было принято, что на частицу действует только сила сопротивления газа, причем коэффициент лобового сопротивления имеет вид $C_d = 30/\text{Re}$, что верно при небольших числах Рейнольдса ($\text{Re} < 100$). Для амплитуды относительной скорости газа получено выражение [8]

$$v_a = v_g(1 + A^2)^{-1/2}, \quad (3)$$

где v_g — амплитуда колебаний скорости газа;

$A = \frac{45}{4\pi} \frac{\rho_g}{\rho_s} \frac{\tau \nu}{d^2}$, ρ_g , ρ_s — плотности газа и вещества капли; $\tau = 1/f$ — период акустических колебаний.

На рис. 4 кривая 1 построена по уравнению (2), а кривые 2а и 2б — по уравнению (3) при различных амплитудах v_g .

Как видно из рис. 4, при малой амплитуде колебаний (кривая 2а) скорость обдува капли любого диаметра меньше скорости, необходимой для срыва пламени, следовательно, зо-

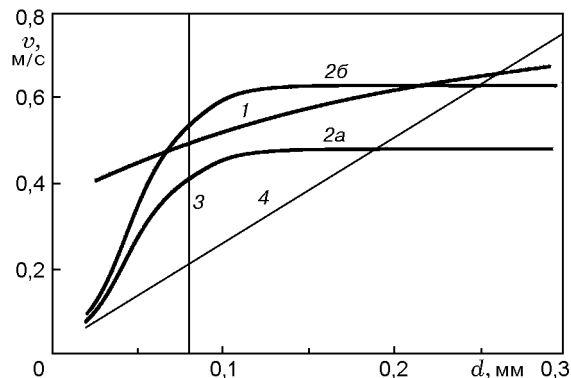


Рис. 4. Зависимости скорости, при которой происходит срыв пламени с лобовой точки капли (кривая 1), и скорости обдува капли в пульсирующем потоке (кривые 2а, 2б) от диаметра: 3 — $t_a < \tau$, 4 — $d < v_g(\tau/2\pi)$

на горения полностью охватывает каплю. При превышении амплитудой колебаний некоторой величины появляется интервал значений диаметра капли (кривая 2б), на котором $v_a > v_{cr}$. В этом случае некоторую часть периода колебаний фронт сорван с лобовой части капли и пары горючего сгорают в следе за каплей или отдельно от нее.

Из данного рассмотрения следует исключить капли, диаметр которых столь мал, что время их горения меньше периода колебаний (прямая 3 на рис. 4). Для срыва пламени с таких частиц будет иметь значение фаза колебаний скорости обдува, при которой капля воспламенилась. Рассмотрение капель большого диаметра следует ограничить диаметрами, меньшими амплитуды смещения газа в акустической волне: $d < v_g(\tau/2\pi)$ (прямая 4 на рис. 4). При горении более крупных капель возможны дополнительные эффекты, связанные с формированием стационарных акустических течений [9].

Итак, при парофазном горении капли топлива в пульсирующем потоке периодический срыв пламени с лобовой точки капли следует ожидать при амплитуде колебаний скорости газа, превышающей некоторое значение, зависящее от свойств вещества капли и параметров газа. Границы диапазона размеров капли, при котором происходит срыв пламени, определяются амплитудой колебаний скорости газа и параметрами топлива и окислителя (газовой среды).

Качественные выводы проведенного рассмотрения остаются в силе и в том случае, если обдувающий частицу поток помимо колебательной составляющей имеет стационарную часть. В данном случае кривые 2 сместятся вверх и будут характеризовать максимальное значение скорости обдува капли ($v_0 + v_a$).

Рассмотрим некоторые следствия описанных механизмов влияния колебаний на сжигание парофазно или гетерогенно горящих топлив, существенные для конструирования и эксплуатации устройств пульсирующего горения.

Частота акустических колебаний, возбуждаемых в реальных установках, как правило, находится в пределах $50 \div 500$ Гц. При этих частотах амплитуда относительной скорости начинает заметно отличаться от амплитуды колебаний скорости газа для частиц размером $d < 30$ мкм, которые сгорают за время, меньшее периода колебаний, или полностью испа-

ряются в предпламенной зоне. Это обстоятельство при анализе возможности срыва пламени с капли размером $d > 100$ мкм позволяет считать амплитуду колебаний скорости обдува равной амплитуде колебаний скорости газовой фазы. Следует отметить, что при распыле тяжелых углеводородных топлив обычными форсунками большая часть массы топлива содержится в каплях с $d > 100$ мкм.

Срыв пламени с капли парофазно горящего топлива в акустическом поле может привести к ряду последствий. С одной стороны, это увеличение времени горения, что наблюдалось, например, при горении магниевых частиц. С другой стороны, это ускорение горения коксового остатка, что особенно существенно при сжигании тяжелых углеводородных топлив, так как в последнем случае время сгорания коксового остатка составляет большую часть времени горения капли [10]. Срыв пламени может повлиять и на формирование коксового остатка. По мере выгорания тяжелого углеводородного топлива фронт горения приближается к капле, вызывая ее больший разогрев. Пиролиз наименее летучих фракций жидких углеводородов внутри оставшейся капли приводит к потере водорода и последующей полимеризации обогащенных углеродом молекул [10]. Можно ожидать, что срыв пламени предотвратит перегрев капли. Замедлятся процессы распада углеводородов в жидкой фазе, и, следовательно, после сгорания капли коксовый остаток будет меньшей массы.

Хорошо известно, что при сжигании в камерах вибрационного горения распыленного углеводородного топлива (даже тяжелого) наблюдается прозрачное пламя, т. е. практически полностью отсутствует сажеобразование [11]. Одной из причин этого является срыв пламени с капли. Действительно, когда пламя полностью охватывает каплю, в предпламенной зоне со стороны топлива отсутствует кислород. В таком случае процессы крекинга и высокотемпературного пиролиза приводят к образованию сажистых частиц. Известно, что, если в зоне прогрева топлива имеется даже небольшое количество кислорода, образование высокомолекулярных соединений и сажи подавляется. При сгорании паров топлива в следе за каплей или отдельно от нее предпламенная зона будет содержать некоторое количество окислителя, так как фронт горения в этом случае не замкнут. Таким образом, срыв пламени может

быть одной из причин уменьшения сажеобразования при сжигании углеводородов в камерах пульсирующего горения.

ВЫВОДЫ

1. Вид осциллограммы светимости частицы магнезия, горящей в пульсирующем потоке, может быть объяснен, если принять предположение о срыве пламени с лобовой точки капли магнезия на некоторой части периода колебаний.

2. Колебания потока могут привести как к увеличению, так и к уменьшению средней за период массовой скорости горения по сравнению со скоростью горения при постоянной скорости обдува. Как результат уменьшения скорости горения в проведенных экспериментах наблюдалось увеличение времени сгорания частиц магнезия в пульсирующем потоке. При гетерогенном диффузионном режиме горения интенсификация массообмена в пульсирующем потоке влечет увеличение массовой скорости горения, что объясняет экспериментально зафиксированное уменьшение времени горения частицы титана.

3. Оценки скорости срыва пламени с капли углеводородного топлива и скорости обдува частицы в пульсирующем потоке свидетельствуют о том, что при достаточно высокой амплитуде колебаний газа в топочном объеме возможен срыв пламени с капли. Горение паров топлива в следе за каплей или отдельно от нее может быть одной из причин подавления сажеобразования при пульсационном режиме горения.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Кумагаи С.** Горение. М.: Химия, 1979.
2. **Сполдинг Д. Б.** Основы теории горения. М.;Л.: Госэнергоиздат, 1959.
3. **Федосеев В. А.** О горении частиц магнезия и алюминия в различных средах // Физика аэродисперсных систем. 1970. Вып. 3. С. 61–72.
4. **Глушков В. Е., Калинин В. В.** Условия срыва пламени с горячей капли // Физика аэродисперсных систем. 1972. Вып. 7. С. 67–71.
5. **Калинчук В. В., Сручаев А. И., Орловская С. Г. и др.** Инерционные характеристики пламен углеводородов при его гистерезисе // Физика горения и взрыва. 1990. Т. 29, № 1. С. 92–97.
6. **Chiu H. H., Hwang J. S.** Transition duality and hysteresis of a combustng droplet // Proc. of the Zel'dovich memorial. Moscow, 1994. V. 2. P. 164–167.
7. **Гуревич М. А., Игнатов Г. В., Озеров Е. С. и др.** Статистический метод получения характеристик горения частиц металлов // Физика горения и взрыва. 1969. Т. 5, № 3. С. 441–444.
8. **Северьянин В. С., Кацнельсон Б. Д.** Некоторые вопросы вибрационного горения твердого топлива // Вибрационное горение в некоторых модельных устройствах. Казань: Изд-во Казан. ун-та, 1970.
9. **Накоряков В. Е.** Горение капли жидкого топлива в акустическом поле // Инж.-физ. журн. 1967. Т. 12, № 5. С. 650–656.
10. **Кулагин Л. В., Охотников С. С.** Сжигание тяжелых жидких топлив. М.: Недра, 1967.
11. **Бабкин Ю. Л.** Камеры пульсирующего горения как топочные устройства паровых котлов // Теплоэнергетика. 1965. № 9. С. 23–28.

*Поступила в редакцию 18/VIII 1997 г.,
в окончательном варианте — 22/IX 1999 г.*