УДК 534.222.2+536.46

ПРЕДЕЛЫ НИЗКОСКОРОСТНОЙ ДЕТОНАЦИИ ГАЗОВЫХ СМЕСЕЙ

В. И. Манжалей

Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН, 630090 Новосибирск

Выполнено экспериментальное исследование низкоскоростных режимов детонации в смесях ацетилена с кислородом. Получены данные по кинематике детонационных волн и границам областей существования высокоскоростной, галопирующей и низкоскоростной детонаций. Показано, что в бедных смесях нижний предел по давлению для детонационных режимов в узких каналах на порядок ниже значений, принимавшихся ранее на основе утверждения, что предельной всегда является спиновая детонация. Приведены расчеты основных характеристик структуры низкоскоростной детонации. Показано, что граница между низкоскоростным и галопирующим режимами детонации почти точно соответствует равенству времени индукции в частице и времени ее движения от ударной волны до пламени. Обнаружены почти гармонические колебания пламени, период которых связан с продольным размером низкоскоростной детонационной волны.

ВВЕДЕНИЕ

В последнее время внимание исследователей привлекают детонационные волны и пламена, распространяющиеся с пониженной скоростью в гладких каналах и пористых средах. Интерес связан не только с малой изученностью структуры таких волн, но и с тем фактом, что их существование отмечается в условиях, когда распространение классических волн горения и детонации оказывается невозможным. В прикладном плане речь идет о пересмотре пределов сгорания и напрямую связано с вопросами взрывобезопасности.

В данной работе исследовались наличие и параметры низкоскоростных режимов газовой детонации в гладких капиллярах. Таких режимов два: собственно низкоскоростная детонация и галопирующая волна.

Низкоскоростная детонация газов в круглых трубках, наблюдавшаяся ранее в стехиометрической ацетиленокислородной смеси [1–5] при начальных давлениях ниже, чем у спиновой детонации, является комплексом, состоящим из ударной волны и пламени, движущегося со скоростью ударной волны за счет ухода массы газа из ядра течения в пограничный слой. В системе отсчета, связанной со стационарной ударной волной, поток газа за ней тормозится вплоть до нулевой скорости (рис. 1,*б*). Если же в этом потоке находится пламя, оно стабилизируется в сечении трубы, в котором скорость газа на оси равна нормальной скорости пламени v_n. По экспериментальным данным в смеси $C_4H_2+2{,}5O_2$ это сечение отстоит от ударной волны на 3–8 диаметров канала [2, 3]. Пламя представляет собой почти плоский диск в ядре потока с примыкающем к нему косым пламенем в пограничном слое. Скорость детонации лежит в диапазоне $0{,}45 \div 0{,}6$ от скорости детонации Чепмена — Жуге без потерь, а нагрев газа в ударном скачке такой, что частица газа при ее движении между ударным скачком и пламенем не успевает самовоспламениться. Структура низкоскоростной детонации приведена на рис. 1,*а*.

Отметим, что аналогичный механизм распространения ранее предлагался Я. Б. Зельдовичем [6] для околопродельной детонации в шероховатых трубах в условиях, когда торможение газа о стенки значительно интенсивнее теплообмена газа со стенкой.

В экспериментах со стехиометрической ацетиленокислородной смесью было обнаружено [2, 3], что при фиксированном диаметре канала области существования обычной многофронтовой детонации и низкоскоростной детонации разделены интервалом начальных давлений газа, в котором невозможна как стационарная низкоскоростная детонация (по причине окончания периода индукции для самовоспламенения частицы газа еще до фронта пламени), так и многофронтовая детонация. В этой области начальных давлений детонационное сгорание осуществляется в галопирующем режиме, представляющем собой автоколебательный процесс между состояниями низко-

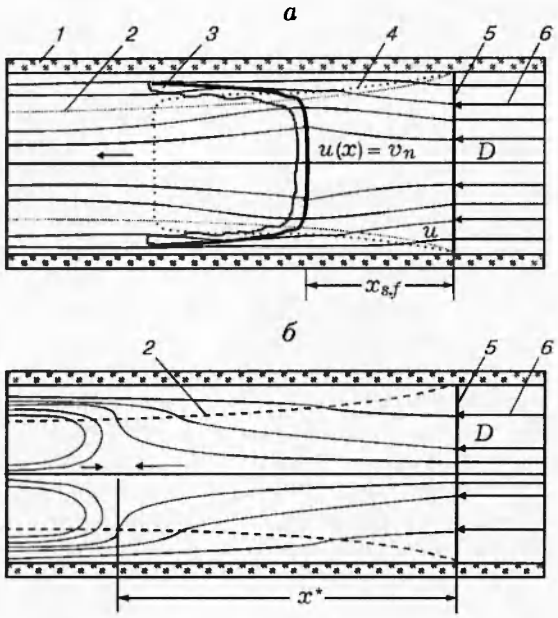


Рис. 1. Структура низкоскоростной детонации в капилляре и течение газа за стационарной ударной волной:

1 — стенка капилляра, *2* — граница пограничного слоя, *3* — пламя, *4* — звуковая линия, *5* — ударная волна, *6* — линии тока

скоростной детонации и многофронтовой детонации вне областей их существования как стационарных объектов.

ЭКСПЕРИМЕНТ

Экспериментальная установка показана на рис. 2. Детонация возбуждалась искрой в стальной трубке с внутренним диаметром 20 мм и длиной 40 см, а затем переходила в капилляр диаметром 1,0 мм и длиной 1,1 ÷ 1,3 м. Вдоль капилляра устанавливалась маска с щелями шириной 2 мм, прорезанными через каждые 40 мм. Длина косого пламени в пограничном слое по данным измерений обычно составляла 3–4 диаметра канала, а дальнейшее тепловое свечение газа было мало по сравнению с хемилюминесценцией пламени. Это позволило четко регистрировать моменты прохождения пламени мимо щелей одним фотоумножителем ФЭУ-18А, чувствительным в синей области видимого спектра. ФЭУ располагался в нескольких метрах от капилляра. Сигнал поступал на цифровой осциллограф С9-16.

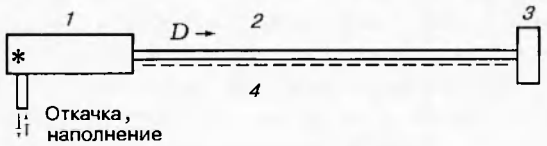


Рис. 2. Схема эксперимента:

1 — стальная трубка, *2* — капилляр, *3* — дополнительный объем, *4* — щелевая маска

Трубки перед опытом вакуумировались до остаточного давления менее 0,1 Торр, а неоткачанные остатки газа при заполнении вытеснялись в дополнительный объем. Применение цифрового осциллографа существенно снизило ошибку измерения скорости на отдельных промежутках между щелями и позволило построить зависимости скорости от координаты, в то время как в [1–3] приходилось ограничиваться измерением средней скорости на всей длине капилляра, исключая начальный переходный участок. Точность оцифровки сигнала составляла 0,5 мкс, что при скорости волны 1 км/с обеспечивало регистрацию видимой средней скорости пламени на интервале с точностью, лучшей чем 25 м/с. Опыты были выполнены с газовыми смесями $C_2H_2 + 2{,}5O_2$, $C_2H_2 + 5O_2$ и $C_2H_2 + 9{,}5O_2$.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Границы областей существования различных режимов детонации приведены в табл. 1, а скорости детонации на этих границах — в табл. 2.

На рис. 3 показаны значения средних скоростей волн в интервалах давлений, включающих три вида детонационных режимов: многофронтовую, галопирующую и низкоскорост-

Таблица 1

Области существования различных режимов газовой детонации в капилляре диаметром 1,0 мм

Смесь	$p_{0,s}$, атм	$p_{0,g}$, атм	$p_{0,l}$, атм
$C_2H_2+2{,}5O_2$	0,10	0,10–0,08	0,08–0,036
$C_2H_2+5O_2$	0,23	0,23–0,13	0,13–0,056
$C_2H_2+9{,}5O_2$	0,60	0,60–0,20	0,20–0,08

Примечание. $p_{0,s}$ — начальное давление на нижнем пределе спиновой детонации, $p_{0,g}$ — верхний и нижний пределы галопирующей детонации, $p_{0,l}$ — верхний и нижний пределы низкоскоростной детонации.

Таблица 2

Параметры низкоскоростной детонации в капилляре диаметром 1 мм на ее пределах

Газовая смесь	$C_2H_2+2{,}5O_2$		$C_2H_2+5O_2$		$C_2H_2+9{,}5O_2$	
Пределы	нижний	верхний	нижний	верхний	нижний	верхний
p_0, атм	0,036	0,08	0,056	0,13	0,08	0,20
γ_{eff}	1,30	1,282	1,330	1,315	1,350	1,342
v_0, м/с	12,16		9,0		7,0	
D, м/с	1100	1330	900	1130	≈ 800	≈ 1000
u, м/с	229	236	231	237	235	239
T, K	763	948	641	826	578	741
$\mathrm{Re}_f \cdot 10^4$	9	49	17	117	28	236
v_n, м/с	51	71	28	42	19	28
x^*/d	7,7	14,5	14,2	26,1	23,0	44,4
$x_{s.f}/d$	4,6	7,1	10,9	17,7	19,5	34,7
δ_f/d	0,118	0,089	0,167	0,124	0,203	0,153
Q_f	0,698	0,639	0,767	0,740	0,787	0,782
t/τ	0,01	0,36	0,01	0,51	0,03	0,50
Pe^*	21	—	24	—	26	—

ную детонацию. Для смеси $C_2H_2 + 5O_2$ не вся область существования галопирующей детонации покрыта экспериментальными точками. Дело в том, что средняя скорость измерялась по второй пульсации, так как кинематика движения волны в первой пульсации отличается от всех последующих, а в пропущенной области начальных давлений на длине трубки укладывалась только одна пульсация (подробные сведения о дискретном характере зависимости длины пульсации галопирующей детонации от начального давления приведены в работе [4]).

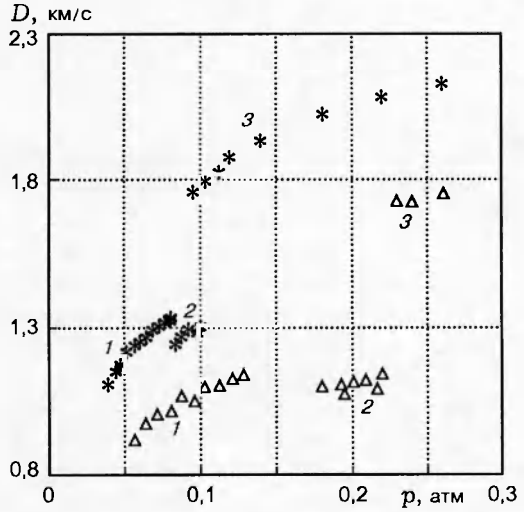
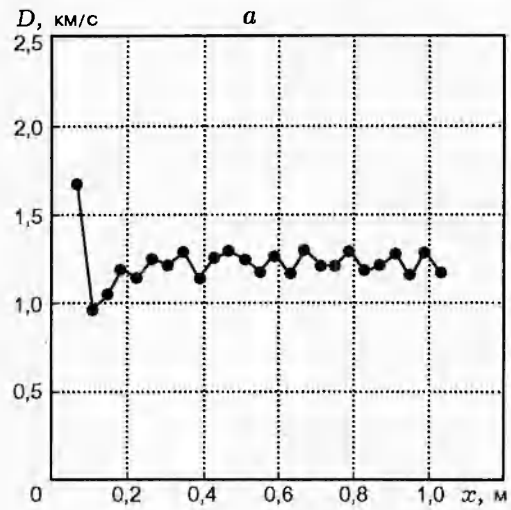
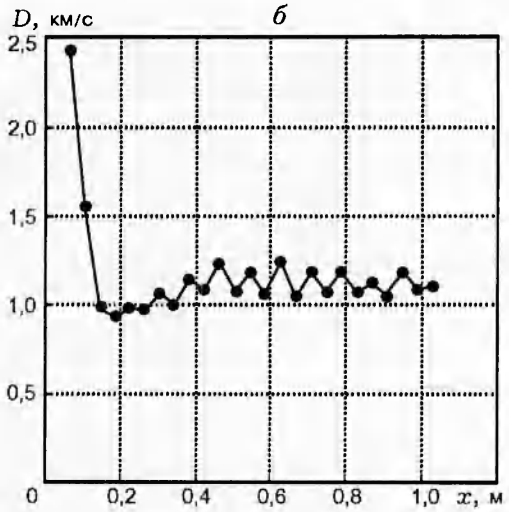


Рис. 3. Зависимости видимой скорости волны от начального давления при различных режимах детонации:

* — $C_2H_2+2{,}5O_2$, ▵ — $C_2H_2+5O_2$, *1* — низкоскоростная детонация, *2* — галопирующая, *3* — высокоскоростная (спиновая и многофронтовая)

На рис. 4 показаны скорости низкоскоростной детонации в середине областей существования. Скорости волн после начального переходного участка в смесях $C_2H_2+2{,}5O_2$ и $C_2H_2+5O_2$ в среднем постоянны, хотя прослеживаются некоторые высокочастотные колебания. Такие зависимости скорости от координаты свидетельствуют о том, что детонационный процесс в капилляре является самоподдерживающимся. В смеси $C_2H_2+2{,}5O_2$ со снижением начального давления от 0,08 до 0,036 атм минимум скорости, всегда наблюдаемый после затухания пересжатой детонации и распада детонации Чепмена — Жуге на ударную волну и пламя, слабо меняется приблизительно от 1,1 до 1,0 км/с, в то время как средняя скорость низкоскоростной детонации уменьшается от 1,33 до 1,1 км/с. В некоторых опытах на нижнем предельном давлении обрыв детонации происходил не в области минимума скорости, а ближе к середине трубы, т. е. низкоскоростная структура успевала сформироваться и релаксировать к своей стационарной скорости, а затем по каким-то





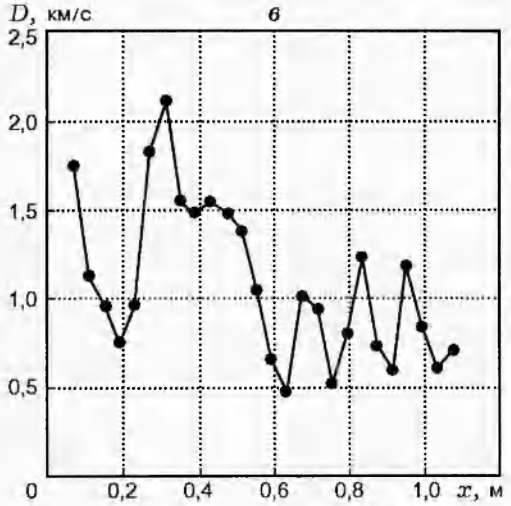


Рис. 4. Зависимости скорости низкоскоростной детонации от расстояния в различных газовых смесях:

а — C_2H_2+2,5O_2, p_0 = 0,052 атм; *б* — C_2H_2+5O_2, p_0 = 0,112 атм; *в* — C_2H_2+9,5O_2, p_0 = 0,16 атм

причинам разрушалась.

В смеси C_2H_2+9,5O_2 поведение детонации при варьировании начального давления существенно более нерегулярное. Спиновая детонация наблюдалась при $p_0 = 0{,}6$ атм и имела скорость $D = 1{,}6$ км/с. При $p_0 = 0{,}6 \div 0{,}4$ атм зафиксирована галопирующая детонация с длиной первой пульсации 0,6 м и длиной второй пульсации $\approx 0{,}3$ м. При дальнейшем снижении начального давления происходило скачкообразное увеличение длины первой пульсации примерно до 0,8 м. При $p_0 < 0{,}2$ атм второй пик скорости исчезал, а первый распадался на два пика, так что при детонации в капилляре в интервале $p_0 = 0{,}2 \div 0{,}08$ атм вначале наблюдалась одна короткая пульсация галопирующей детонации длиной $0{,}3 \div 0{,}4$ м, а затем до конца капилляра распространялась низкоскоростная детонация с постоянной средней скоростью от 1,0 до $\approx 0{,}8$ км/с (в зависимости от значения p_0).

Было обнаружено, что эта детонация пульсирует. Пульсации имели постоянную амплитуду и период. Видимая скорость пламени менялась при пульсациях от 0,5 до 1,1 км/с, а длина пульсации составляла 0,16 м, что дает период пульсации $\simeq 200$ мкс. Столь большой период пульсаций приводит к заключению, что они являются продольными. По-видимому, низкоскоростная структура представляет собой некоторый резонатор, а период пульсаций зависит в основном от продольного размера этой структуры и средней скорости звука внутри нее. Вся область от ударного скачка до холодного газа позади пламени (где средняя по сечению плотность близка к начальной плотно-

сти из-за теплоотвода в стенку) имеет акустический импеданс на порядок больше, чем газ перед детонационной волной.

В случае, когда видимая скорость перемещения детонационной волны вдоль трубы меняется медленно, можно рассчитывать положение ударной волны, которая в эксперименте не видна. В качестве характерного времени t_n естественно выбрать время возникновения низкоскоростной структуры при срыве высокоскоростной детонации. Оно примерно равно времени движения элементарного объема газа от стационарной ударной волны до пламени $t_n \approx x_{s.f}\delta/D$, где D — скорость ударной волны, $x_{s.f}$ — расстояние от ударного фронта до пламени, σ — отношение плотностей газа на ударном скачке. Если $dD/dt \ll D/t_n$, то детонационную волну можно считать квазистационарной, а положение пламени в волне определенным. Для построения положения ударной волны кривая зависимости видимой скорости пламени от координаты сглаживается, и по ней при помощи расчетов расстояния от ударной волны до пламени строятся также сглаженные зависимости положения и скорости ударной волны от координаты. Такое нахождение скорости ударной волны по кривым рис. 4 возможно, начиная от минимума кривых и до конца. Если знак неравенства обратный, положение пламени из расчета стационарного течения получить нельзя.

По измеренным скоростям по [7] с учетом поправок, данных в [8], были рассчитаны параметры пограничного слоя за ударными скачками. Так как в работе [7] отношение теплоемкостей полагается постоянным, то предварительно были выполнены расчеты ударных волн с использованием таблиц термодинамических функций [9], а затем определены эффективные отношения теплоемкостей γ_{eff} такие, чтобы за ударным фронтом получались правильные значения температуры. При расчете пограничного слоя на стенке капилляра за ударной волной число Прандтля принималось равным 0,7. Зависимость динамической вязкости ацетилена и кислорода от температуры T задавали, аппроксимируя данные [10] формулой Сазерленда

$$\eta_i(T) = \eta_i(T_0)(T/T_0)^{1/2}(1 + C_i/T_0)/(1 + C_i/T).$$

Для ацетилена $\eta_1(T_0) = 10{,}3$ (Н · с)/м^2, для кислорода $\eta_2(T_0) = 20{,}7$ (Н · с)/м^2 при $T_0 = 300$ К, а постоянные Сазерленда равны $C_1 = 270$ и $C_2 = 139$ соответственно. Вязкость смесей этих газов находили по зависимости, предложенной Хернингом и Ципперером (см. [11]):

$$\eta(T) = (y_1\eta_1(T)\mu_1^{1/2} + y_2\eta_2(T)\mu_2^{1/2})/(y_1\mu_1^{1/2} + y_2\mu_2^{1/2}),$$

где y_i — мольная доля и μ_i — молярная масса компонента.

Вначале вычислялась поперечная компонента скорости потока за ударным скачком на внешней границе пограничного слоя в зависимости от расстояния x от скачка и находилось расстояние x^*, на котором весь поток газа, прошедший через ударную волну, переходил в вязкий слой. Это точка остановки невязкого потока относительно ударного скачка. Пограничный слой полагался ламинарным, поэтому расстояние $x_{s.f}$ от ударного скачка до сечения, в котором стабилизировано пламя, связано с координатой x^* соотношением

$$x_{s.f} = x^*(1 - v_n/u)^2.$$

Здесь u — скорость потока сразу за ударным скачком, а v_n — нормальная скорость пламени, меняющаяся с температурой газа перед ним по степенному закону [12]:

$$v_n = v_0(T/T_0)^{3/2},$$

где $T_0 = 293$ К, а v_0 — нормальная скорость ламинарного пламени при температуре T_0. Значение $v_0 = 12{,}16$ м/с для смеси C_2H_2+2,5O_2 взято из [2], где оно было получено усреднением данных нескольких исследований. Для двух других смесей v_0 получено при построении зависимости нормальной скорости пламени от состава, подобной графику по данным [13].

Изоэнтропическое торможение ядра потока между ударной волной и центральной частью пламени приводило к относительно небольшому повышению температуры ($2 \div 3\,\%$) и давления. При расчете скорости пламени его не принимали во внимание, а при вычислении задержки воспламенения учитывали. Долю φ задержки воспламенения τ частицы газа при ее перемещении от ударного скачка до пламени находили по соотношению

$$\varphi = \int_0^{x_{s.f}} \frac{dx}{u(x)\tau(T)},$$

где $u(x)$ — зависимость скорости потока от расстояния до ударного скачка, а $\tau(T)$ — зависимость задержки воспламенения от температуры [14], учитывающая изменение доли горючего в газовой смеси:

$$\tau = 2{,}82 \cdot 10^{-11}[O_2]^{1/2}[C_2H_2]^{1/2}\exp(E/RT),$$

где $E = 18{,}1$ ккал/моль, а концентрация компонентов дана в молях на литр.

Результаты расчетов приведены в табл. 2 для нижнего и верхнего пределов низкоскоростной детонации. Температура газа за ведущей ударной волной примерно в 2,5 раза ниже, чем при высокоскоростной детонации тех же смесей.

Относительное расстояние от ударного фронта до пламени $x_{s.f}/d$ увеличивается при движении вдоль кривой $D(p_0)$ от нижнего предела к верхнему. Это связано с тем, что точка x^* остановки потока определяется равенством расхода массы через ударную волну и через пограничный слой и поэтому соответствует определенному отношению толщины пограничного слоя δ^* к диаметру капилляра d. Так как $\delta/x \sim \mathrm{Re}^{-1/2} \sim (p_0 x)^{-1/2}$, то при $D = \mathrm{const}$ получим $x_{s.f} \sim x^* \sim p_0$. Зависимость $x_{s.f}(D)$ при $p_0 = \mathrm{const}$ проявляется на кривой $D(p_0)$ существенно слабее и связана с ростом скорости пламени при увеличении температуры перед ним.

Снижение доли горючего в смеси ведет к уменьшению числа Маха низкоскоростной волны. Скорость пламени с обеднением смеси уменьшается и в нормальных условиях; это явление еще более выражено, когда со снижением числа Маха волны происходит падение температуры перед пламенем. Так как $x_{s.f}$ связано с нормальной скоростью пламени уравнением $x_{s.f} = x^*(1 - v_n/u)^2$, то при практически одинаковой для всех смесей скорости потока сразу за ударной волной расстояние $x_{s.f}$ увеличивается как по этой причине, так и из-за роста x^* с повышением диапазона начальных давлений p_0 при переходе к бедным смесям.

Число Рейнольдса потока в том сечении капилляра, где находится центральная часть пламени:

$$\mathrm{Re}_f = (\delta - 1)^2 D\rho_0 x_{s.f}/\eta \sim p_0 x_{s.f} \sim p_0^2$$

(ρ_0 — плотность газа перед детонационной волной), приблизительно пропорционально p_0^2 и поэтому резко возрастает при переходе от стехиометрической смеси к бедной, вплоть до значений, при которых наблюдается возникновение турбулентности в ламинарном пограничном слое на стенке трубы за ударной волной. Трудно сделать какое-либо заключение о точном значении переходного числа Рейнольдса в условиях данных экспериментов. Можно лишь предполагать, что оно несколько превышает 10^6 [15] и что взаимодействие пламени с пограничным слоем может приводить к его уменьшению. Разумеется, при турбулентном пограничном слое пламя не может оставаться гладким, и поэтому его скорость должна увеличиться. Тогда расстояние от пламени до ударной волны сократится, а движение детонации станет менее регулярным, что, возможно, имело место в опытах с низкоскоростной и галопирующей детонациями в смеси C_2H_2+9,5O_2.

По наблюдаемым почти гармоническим пульсациям ΔD видимой скорости пламени можно приближенно рассчитать амплитуду колебаний $\Delta x_{s.f}$ расстояния от ударного фронта до пламени. Скорость ударной волны полагаем постоянной, тогда ее координата $x_s = Dt$. Скорость пламени в лабораторной системе отсчета $D_f = D + \Delta D \cos\omega t$, координата пламени $x_f = Dt + \Delta D \sin\omega t/\omega - x_{s.f}$, где t — время, $\omega = 2\pi D/L$ — круговая частота, L — длина волны. Тогда

$$\Delta x_{s.f} = x_s - x_f - x_{s.f} = L \cdot \Delta D/2\pi D,$$

где $x_{s.f}$ — среднее расстояние от ударной волны до пламени. Подставляя данные эксперимента — $L = 160d$, $\Delta D = 300$ м/с, $D = 900$ м/с для низкоскоростной детонации смеси C_2H_2+9,5O_2, при $p_0 = 0{,}18$ атм получим $\Delta x_{s.f} \approx 9d$; по приведенным выше расчетам $x_{s.f} = 37d$, а о сокращении этого расстояния при турбулизации пламени и пограничного слоя уже говорилось выше.

На первый взгляд, кажется, что низкоскоростная детонация в смеси газов C_2H_2+9,5O_2 сильно пульсирует. Амплитуда колебаний видимой скорости пламени действительно высока. Грубую же оценку сверху пульсаций скорости ударной волны можно получить из расчета зависимости положения пламени в стационарной структуре от скорости ударной волны. Расчет для предыдущего примера при $x_{s.f}/d = 37 \pm 9$ дает $\Delta D_f = -119 \div +109$ м/с. Очевидно, что по фазе колебания пламени и ударной волны сдвинуты не менее чем на $\pi/2$.

Длина пульсаций в смеси C_2H_2+9,5O_2 примерно в два раза больше, чем в C_2H_2+5O_2. Примерно в таком же отношении находятся расчетные расстояния от ударного фронта до пламени, что свидетельствует о пропорциональности периода пульсаций продольному размеру низкоскоростной структуры.

Температуры газа за ударными скачками невелики: наибольшие — в стехиометрической смеси от 760 К на нижнем пределе детонации до 950 К на верхнем пределе, наименьшие — в C_2H_2+9,5O_2 от 580 до 740 К.

Вследствие снижения температуры при переходе к бедным смесям отношение скорости пламени v_n к скорости газа u за ударным скачком уменьшается, а расстояние от скачка до пламени сильно растет как из-за падения скорости пламени, так и, в большей степени, вследствие повышения начального давления. Примерно в два раза увеличивается отношение толщины пограничного слоя у пламени (δ_f) к диаметру канала. Поэтому относительный расход газа через пограничный слой около пламени растет от $Q_f = 0{,}64 \div 0{,}7$ в стехиометрической смеси до $Q_f = 0{,}79$ в наиболее бедной смеси, а доля газа, проходящего через центральную часть пламени, падает в 1,5 раза.

Расчет задержек воспламенения для исследованных смесей показал (см. табл. 2), что экспериментально определенный верхний предел низкоскоростной детонации довольно хорошо коррелирует с истечением задержки воспламенения в элементарном объеме газа за время его движения от ударной волны до пламени. Ранее такой же вывод относительно верхнего предела был получен в [2] при анализе экспериментальных данных по низкоскоростной детонации смеси C_2H_2+2,5O_2 в капиллярах диаметром 0,6 и 2 мм. Соответствие могло быть и хуже, так как формулы для задержки воспламенения и скорости горения газа неточны.

С увеличением доли кислорода в смеси область существования как галопирующей, так и низкоскоростной детонации существенно расширяется в сторону низких начальных давлений. При этом нижний предел низкоскоростной детонации в смеси C_2H_2+9,5O_2 оказался в семь раз меньше предела многофронтовых детонационных волн в газах — спиновой детонации. Последняя же еще недавно считалась ограничивающей снизу по давлению все детонационные процессы в трубах [16, 17]. Пределы по давлению для распространения пламени и спиновой детонации в трубах близки; например, в смеси C_2H_2+2,5O_2 в капилляре диаметром 1 мм спиновая детонация имеет нижний предел 0,10 атм, а предел для пламени даже несколько больше — 0,18 атм [18] и 0,14 атм [19], в то время как нижний предел низкоскоростной детонации 0,036 атм. Это означает, что теория пределов передачи взрыва в узких трубках, зазорах и т. п. в ряде газовых смесей должна быть теорией нижнего предела низкоскоростной детонации.

Новый режим детонации характеризуется малыми критическими числами Пекле $Pe^* = 21 \div 26$ по сравнению с пламенем, где при усреднении данных [18, 19] по пределу для стехиометрической смеси получается $Pe^* = 94$. Столь сильное снижение предела является следствием высокой степени самосогласованности структуры, а также относительно большой степени устойчивости структуры по отношению к немалым возмущениям, в первую очередь к продольным. В низкоскоростной детонации в результате самоорганизации структуры возникают факторы, ведущие к сильному уменьшению значений Pe^*: возрастание плотности перед пламенем в ядре потока в 3,5–4,8 раза и температуры в 2–2,5 раза при ударном сжатии газа (см. табл. 2). В отличие от распространения пламени в трубке, в структуре низкоскоростной детонации большую роль играет газодинамический компонент, поэтому объяснение столь малых значений Pe^* должно быть получено с использованием расчетных физико-математических моделей явления.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 93-013-17602 и 97-01-01073).

ЛИТЕРАТУРА

1. **Manzhalei V. I.** Gaseous detonation in capillaries // 13th IGDERS: Abstracts and Information. Nagoya, 1991. P. 49.
2. **Манжалей В. И.** Низкоскоростная детонация газа в капиллярах // Докл. РАН. 1992. Т. 324, № 3. С. 582–584.
3. **Манжалей В. И.** Режимы детонации газа в капиллярах // Физика горения и взрыва. 1992. Т. 28, № 3. С. 93–100.
4. **Manzhalei V. I., Mitrofanov V. V., Aksamentov S. M.** Investigation of galloping detonation // Proc. of Russian-Japanese Seminar on Combustion. Chernogolovka, 1993. P. 178–180.
5. **Манжалей В. И., Субботин В. А.** О возможности измерения скоростей турбулентных и ламинарных пламен при высокой начальной температуре // Физика горения и взрыва. 1996. Т. 32, № 4. С. 43–46.
6. **Зельдович Я. Б., Компанеец А. С.** Теория детонации. М.: Гостехиздат, 1955.
7. **Майрлс Г.** Затухание в ударной трубе, обусловленное действием неустановившегося пограничного слоя // Ударные трубы / Под ред. Х. А. Рахматулина, С. С. Семенова. М.: Изд-во иностр. лит., 1962. С. 286–319.
8. **Mirels H.** Test time in low-pressure shock tubes // Phys. Fluids. 1963. V. 6, N 9. P. 1201–1214.

9. **Термодинамические** свойства индивидуальных веществ / Под ред. Н. П. Глушко. М.: Изд-во АН СССР, 1967.
10. **Физические** величины: Справочник/ А. П. Бабичев, Н. А. Бабушкина, А. М. Братковский и др. / Под ред. И. С. Григорьева, Е. З. Мейлихова. М.: Энергоатомиздат, 1991.
11. **Рид Р., Шервуд Т.** Свойства газов и жидкостей. Л.: Химия, 1971.
12. **Основы** горения углеводородных топлив / Под ред. Л. Н. Хитрина, В. А. Попова. М.: Изд-во иностр. лит., 1960.
13. **Волков Е. А., Лапидус А. С.** Техника безопасности при производстве ацетилена из природного газа. М.: Химия, 1964.
14. **White D. R.** Density induction times in very lean mixture of D_2,H_2,C_2H_2 and C_2H_4 with O_2 // 11th Symp. (Intern.) on Combustion. Pittsburgh: The Combustion Inst. 1967. P. 147–154.
15. **Майрелс.** Ограничения времени работы ударной трубы из-за турбулентного пограничного слоя на стенке // Ракет. техника и космонавтика. 1964. Т. 2, № 1. С. 114–126.
16. **Войцеховский Б. В., Митрофанов В. В., Топчиян М. Е.** Структура фронта детонации в газах. Новосибирск: Изд-во СО АН СССР, 1963.
17. **Щелкин К. И., Трошин Я. К.** Газодинамика горения. М.: Изд-во АН СССР, 1963.
18. **Anagnostou E., Potter J.** Quenching diameters of some fast flames at low pressures // Combust. Flame. 1959. V. 3, N 4. P. 453–457.
19. **Gaydon A. G., Wolfhard H. G.** Flames, their structure, radiation and temperature. London: Chapman and Hall, 1953.

Поступила в редакцию 17/II 1998 г.,
в окончательном варианте — 25/XII 1998 г.