

3. L. A. Lovachev, V. S. Babkin a. o. Combustion and Flame, 1973, 20, 259.
4. A. L. Furno, E. B. Cook a. o. Thirteenth Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, Pittsburgh, Pa., 1971, p. 593.
5. В. С. Бабкин, А. В. Вьюн. В сб. Горение и взрыв. М., «Наука», 1972, с. 289.
6. G. E. Andrews, D. Bradley. Fourteenth Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, Pittsburgh, Pa., 1973, p. 1119.
7. O. C. de C. Ellis. Fuel. 1928, 7, 195, 245.
8. A. Levy. Proc. Roy. Soc. (London), 1965, A283, 134.
9. A. G. White. J. Chem. Soc., 1922, 121, 1688.
10. E. S. Starkman, L. P. Haxby, A. G. Cattaneo. Fourth Symposium (International) on Combustion, Williams and Wilkins, Baltimore, 1953, p. 670.
11. K. N. Palmer, P. S. Tonkin. J. Appl. Chem., 1961, 11, 5.
12. L. A. Lovachev. Combustion and Flame, 1971, 17, 275.
13. H. F. Coward, F. Brinsley. J. Chem. Soc., 1914, 105, 1859.
14. R. F. Simmons, N. Wright. Combustion and Flame, 1972, 18, 203.
15. В. С. Бабкин, С. С. Хлевной. ФГВ, 1972, 8, 597.
16. Э. А. Штессель, А. Г. Мержанов и др. ФГВ, 1973, 9, 855.
17. R. A. Strehlow. Fourteenth Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, Pittsburgh, Pa., 1973, p. 413.
18. Nonsteady Flame Propagation. Ed. by G. H. Markstein, Pergamon Press, Oxford, 1964.

УДК 534.222.2

О ЗАДЕРЖКЕ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ ВО ФРОНТЕ ГЕТЕРОГЕННОЙ (газ—пленка) ДЕТОНАЦИИ

С. А. Лесняк, М. А. Назаров, А. И. Сербинов, Я. К. Трошин

(Москва)

Термин «гетерогенная детонация» будем относить к детонационным процессам в трубах, заполненных газообразным окислителем, на стенки которых нанесена пленка жидкого горючего с крайне низкой упругостью пара. Промышленным прообразом таких гетерогенных систем являются магистрали воздушных поршневых компрессоров: пары масла, используемого для смазки поршня компрессора, уносятся потоком воздуха и конденсируются на стенках магистрали. При выполнении определенных условий (достаточно толстый слой горючего на стенках, мощный инициатор) в таких системах возможно распространение детонационной волны [1—4]. Исследование процесса показало, что детонационный фронт состоит из ударного скачка и зоны химической реакции в виде обратного конуса, начинающейся на некотором расстоянии от ударного фронта и смыкающейся на расстоянии 4—7 калибров трубы [1, 3, 4]. Если во фронте гомогенной газовой детонации задержки воспламенения крайне малы, то расстояния между зоной реакции и ударным скачком при гетерогенной детонации составляют величину порядка одного сантиметра [1, 5, 6]. Физически ясно, что тепловыделению во фронте гетерогенной детонации предшествует процесс испарения и смесеобразования, поскольку концентрация паров горючего при начальных условиях, как в проводимых экспериментах, так и в условиях промышленных установок, крайне низка и лежит далеко от пределов горения. Соответственно расстояние между ударным фронтом и передней границей зоны горения включает в себя и время смесеобразования, и период индукции химической реакции. В данной работе проведен анализ влияния процессов тепломассообмена и химической кинетики на величину задержки воспламенения во фронте гетерогенной детонации.

Опыты проводились в ударных трубах квадратного сечения 2×2 и 1×1 см². Труба заполнялась кислородом при атмосферном давлении.

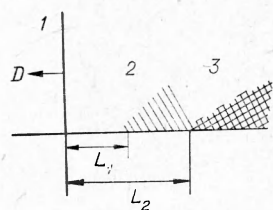


Рис. 1.

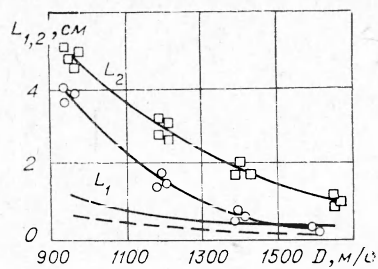


Рис. 2.

Горючее наносилось на одну, две и четыре стенки трубы; благодаря этому удавалось варьировать скорость детонационного процесса в диапазоне от 950 до 1650 м/с. Иницирование детонации осуществлялось подрывом проволоки от батареи конденсаторов емкостью 200 мкФ, заряженных до напряжения 1÷3 кВ. Были исследованы следующие горючие: вакуумное масло ВМ-1 с температурой вспышки $T_v=210^\circ\text{C}$, представляющее смесь тяжелых углеводородов в основном нафтенного ряда [7], и разветвленный предельный углеводород тридекан $\text{C}_{13}\text{H}_{28}$ с температурой вспышки $T_v=100^\circ\text{C}$.

Схематическое изображение детонационного фронта, полученное на основании тепловых фотографий [4, 6], приведено на рис. 1. На расстоянии L_1 от переднего ударного фронта 1 появляется структура волн сжатия и разрежения — M-структура 2, которая возникает над возмущениями поверхности пленки жидкости, когда амплитуда возмущений становится сравнимой с толщиной пограничного слоя за фронтом ударной волны [6]. В свою очередь сами возмущения являются следствием неустойчивости границы раздела жидкость — поток ударно-сжатого газа. На расстоянии L_2 от фронта начинается зона реакции 3, которая смыкается у оси трубы, либо достигает верхней стенки.

В опытах измерялись скорость распространения ударной волны D ; расстояние L_1 , начиная с которого поверхность пленки становится «шероховатой»; расстояние от ударного фронта до зоны горения L_2 . Результаты измерений приведены на рис. 2. Непрерывная кривая L_1 — зависимость длины участка развития возмущений на поверхности пленки вакуумного масла ВМ-1 от скорости распространения ударной или детонационной волны. Поскольку зависимость определялась в широком диапазоне изменения скоростей ударных волн, то она дана не в виде отдельных экспериментальных точек, а в виде непрерывной кривой. Штриховая кривая L_1 отвечает опытам, проведенным с тридеканом. Как видно из приведенных зависимостей $L_1(D)$, поверхность жидкости уже на близких расстояниях от фронта ударной волны становится «шероховатой». В диапазоне скоростей $D=950\div 1650$ м/с для вязкого масла ВМ-1 величина $L_1\sim 1,0$ см; для маловязкого тридекана поверхность жидкости практически сразу же за ударным фронтом перестает быть гладкой.

Величины стационарных скоростей детонации в гетерогенных системах принимают довольно дискретные значения, определяемые условиями проведения опытов. Так, если пленка горючего нанесена на все четыре стенки ударной трубы, то значения скоростей лежат в диапазоне $D=1600\div 1650$ м/с и слабо зависят от горючего. Если пленка жидкости нанесена на две стенки трубы, диапазон скоростей 1200÷1400 м/с. Когда пленка горючего нанесена лишь на одну стенку трубы скорости понижаются до 950÷1000 м/с. В широком диапазоне меняются и значения расстояний между ударным фронтом и зоной реакции L_2 . На рис. 2 квадратиками даны значения L_2 для опытов, проведенных с ВМ-1. При $D=1650$ м/с, $L_2\approx 1$ см, а когда скорость детонации понижа-

ется до 950 м/с, значение L_2 увеличивается до 5,5 см. В опытах, проведенных с тридеканом и указанных на рис. 2 кружками, величина L_2 меняется от 4,0 до 0,3 см при значениях скоростей детонации от 950 до 1600 м/с соответственно. Таким образом, результаты экспериментов показывают, что уже на близких расстояниях от фронта ударной волны L_1 поверхность пленки горючего становится «шероховатой». Величина расстояния L_2 и ее зависимость от скорости ударной волны D определяется процессом смесеобразования и скоростью протекания химической реакции. Для оценки влияния каждого из этих процессов целесообразно оценить характерные времена смесеобразования τ_1 и химической реакции τ_2 .

Время смесеобразования определено как время разогрева поверхности горючего за счет теплообмена с потоком ударно-сжатого газа от начальной температуры T_1 до температуры T_* , при которой давление насыщенных паров обеспечивает нижний концентрационный предел по горению. T_* является как бы температурой вспышки при условиях за ударной волной и может быть вычислена из концентрационных пределов по горению [8], давления за фронтом ударной волны p_2 и зависимости давления насыщенных паров от температуры жидкости. Если известна температура вспышки при атмосферном давлении T_b [7], то T_* может быть определена из уравнения Клапейрона — Клаузиуса с помощью соотношения

$$T_* = \frac{T_b}{1 - \frac{RT_b}{L} \ln p_2}. \quad (1)$$

Здесь L — скрытая теплота испарения на моль горючего; $R = 1,98$ кал/(моль·град) — универсальная газовая постоянная; p_2 — давление за фронтом ударной волны, атм. Время разогрева поверхности жидкости от T_1 до T_* за счет теплообмена с потоком ударно-сжатого газа может быть вычислено только в предположении гладкости границы раздела. Дело в том, что экспериментально и теоретически достаточно хорошо исследован теплообмен с гладкой поверхностью. Решение уравнения теплопроводности в совокупности с экспериментальными значениями коэффициентов теплообмена приведено в работе [9]. Непосредственно за фронтом ударной волны течение носит ламинарный характер. Температура поверхности жидкости T_w скачком повышается до

$$T_w = T_1 + 1,24 \sqrt{\frac{\rho_2 \mu_2 \omega}{\rho_w c_{pw} \lambda_w D}} \cdot (H_2 - H_w),$$

где $T_1 = 293$ К — начальная температура; μ_2 — коэффициент динамической вязкости, кг/(м·с); ρ — плотность, кг/м³; c_p — удельная теплоемкость ккал/(кг·град); T — температура, К; ω — скорость ударно-сжатого газа, м/с; λ_w — коэффициент теплопроводности горючего, ккал/(м·с·град); $H_w = c_{pw} T_w$ — энтальпия газа у поверхности, ккал/кг; $H_2 = c_{p2} T_2 + \frac{\omega^2}{2} \text{Pr}^{1/3}$ — энтальпия заторможенного газа; Pr — число Прандтля для газа. Индекс 2 относится к ударно-сжатому газу, ω — к горючему. Значение T_w сохраняется на всем участке ламинарного течения. Над гладкой поверхностью пограничный слой переходит из ламинарного в турбулентный при значениях числа Рейнольдса, составленного по расстоянию от ударного фронта x , $\text{Re} = \rho_2 x \omega / \mu_2 \approx 1,2 \cdot 10^6$ [10]. Теплообмен на участке турбулентного течения происходит более интенсивно, чем при ламинарном течении.

Если предположить, что течение сразу же за фронтом ударной волны принимает турбулентный характер, или рассматривать разогрев на

больших расстояниях от точки перехода, то разогрев поверхности определяется следующим выражением:

$$T_w = T_1 + \frac{4,8 \cdot 10^{-2} (\mu_2)^{1/5} (\rho_2 w)^{4/5}}{\sqrt{\rho_w c_{pw} \lambda_w D}} (H_2 - H_w) x^{3/10}. \quad (2)$$

Точное решение задачи с учетом перехода от ламинарного режима к турбулентному приведено в [9]. Следует отметить, что за исключением очень малых x , зависимость (2) хорошо описывает рост температуры поверхности.

В предположении, что течение в пограничном слое сразу же за фронтом ударной волны принимает турбулентный характер, с помощью соотношения (2) были рассчитаны длины участков разогрева поверхности x до температуры «вспышки» $T_w = T_*$, определяемой выражением (1), для исследованных жидкостей и начальном нормальном давлении кислорода. Результаты расчетов приведены на рис. 3. Для масла ВМ-1 (рис. 3, 1) в диапазоне скоростей 950–1650 м/с температура вспышки составляет 550–590 К. Из сравнения зависимости характерного времени разогрева $\tau_1 = x/D$ от скорости ударной волны и экспериментальных значений $\tau_* = L_2/D$ (указаны квадратиками) видно, что при больших скоростях величины τ_* и τ_1 примерно совпадают. С уменьшением D экспериментальное значение задержки воспламенения τ_* оказывается значительно меньшим, чем τ_1 . При скорости 950 м/с разогрев гладкой поверхности горючего до необходимой температуры T_* произошел бы спустя $\tau_1 \approx 52 \cdot 10^3$ мкс (или на расстоянии $x \sim 50$ м от фронта ударной волны), в то время как зона реакции отделена от ударного фронта временным интервалом $\tau_* \approx 58$ мкс ($L_2 \sim 5,5$ см).

Результаты расчетов τ_1 и экспериментальные значения τ_* для сравнительно легкокипящего тридекана ($T_* = 420$ – 450 К) приведены на рис. 3, 2. Для скоростей распространения 1500–1600 м/с имеет место хорошее согласие расчетных значений τ_1 с экспериментальными величинами задержек воспламенения τ_* . Но при сравнительно малых скоростях разогрев гладкой поверхности до температуры T_* имел бы место на значительно больших расстояниях от ударного фронта, чем это имеет место в реальных системах: кружки располагаются ниже расчетных зависимостей.

Чем может быть объяснено различие расчетных значений времен разогрева поверхности горючего τ_1 и экспериментальных значений τ_* , которые включают в себя и время химической реакции? Как показали опыты, а также данные [1, 4], детонация в гетерогенных системах носит пульсирующий характер: от зоны реакции в сторону переднего ударного фронта периодически движутся волны сжатия. Однако интенсивность этих волн мала [1, 4] и поэтому они не могут значительно повлиять на параметры ударно-сжатого газа. Главной причиной отличия

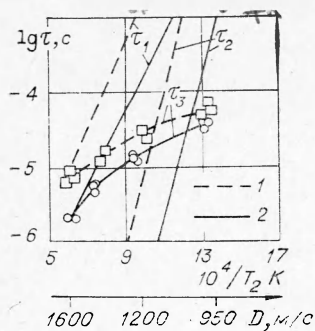


Рис. 3.

значения τ_1 , вычисленного в предположении гладкости поверхности горючего, от экспериментальной величины задержки воспламенения τ_* является неустойчивость границы раздела горючее — поток ударно-сжатого газа. Развитие возмущений на поверхности жидкости (L_1) делает обтекаемую поверхность «шероховатой».

Появление шероховатостей должно приводить к быстрому переходу от ламинарного течения к турбулентному [11]. Поскольку число Рейнольдса, составленное по длине L_1 , оказывается меньше критического $Re = 1,2 \cdot 10^6$ [10] для течения в пограничном слое за фрон-

том бегущей ударной волны, то неустойчивость поверхности раздела ускоряет переход от ламинарного течения к турбулентному. «Шероховатость» на поверхности раздела меняет характер процессов теплообмена между потоком газа и жидкостью. Нам неизвестны экспериментальные данные по измерению тепловых потоков за фронтом ударной волны, бегущей вдоль шероховатой поверхности. Опыты по обтеканию шероховатых пластинок [12] показывают, что наличие достаточно крупной шероховатости приводит к увеличению средних тепловых потоков к обдуваемой поверхности примерно в 1,5÷2 раза по сравнению с гладкой стенкой. Существенным фактором может оказаться и распределение теплового потока (а следовательно и температуры) по гребню возмущения.

Проведенные измерения локальных значений коэффициента теплоотдачи на различных участках поверхности выступов шероховатости [13] показали, что интенсивность теплообмена на верхней части наветренной стороны выступа в 4÷5 раз выше, чем у его основания. Из этих экспериментальных данных [12, 13] следует, что локальный тепловой поток, идущий к наветренной части гребня, превосходит тепловой поток к гладкой поверхности, но не более чем в 3,5 раза. Рассчитанные значения τ_1 , учитывающие увеличение теплового потока, хорошо совпадают с экспериментальными значениями τ_* при скоростях 1200÷1400 м/с. Таким образом увеличение потока тепла за счет «шероховатости» поверхности жидкости обеспечивает разогрев поверхности на близких расстояниях от фронта ударной волны при гетерогенной детонации в этом диапазоне скоростей. Однако при малых скоростях детонации ~ 1000 м/с даже учет неравномерного разогрева поверхности жидкости вдоль гребня возмущения дает расхождение примерно на порядок экспериментальных и расчетных значений τ_* и τ_1 . Так, для $D=950$ м/с горючая смесь вблизи наветренной части элементов «шероховатости» должна образоваться на расстоянии ~ 50 см от фронта ударной волны в то время, как зона горения при гетерогенной детонации располагается на расстоянии ~ 5 см от ударного фронта. Механизм смесеобразования при столь малых скоростях должен носить принципиально иной характер, чем испарение жидкости с гладкой поверхности или с поверхности гребней возмущений.

Процессу испарения при $D \sim 1000$ м/с предшествует срыв мелких капель с гребней возмущений, как это имеет место при распылении капель жидкости слабыми ударными волнами [14]. Автор [14] наблюдал появление возмущений на поверхности капли, с гребней которых в последующем срывались капли «микронных» размеров. В нашем случае диаметр срываемых капель может быть оценен на основании экспериментальных зависимостей по разрушению капель и струй жидкости, приведенных в работе [15]. При скоростях ~ 1000 м/с диаметр срываемых капель составляет ~ 1 мк, время испарения не превышает 10 мкс. Зона горения при гетерогенной детонации распространяется по объемам испаренных капель горючего, перемешанных с окислителем. Однако вопрос о том, распыляется ли жидкость на расстояниях $L_2 \sim 5$ см от ударного фронта, остается открытым. Характерные времена распыления капель жидкости [14] определяются диаметром капли, в силу чего они не могут быть использованы для оценки времен процесса распыления плоской поверхности жидкости. Предварительные данные опытов показали, что распыление наступает на расстояниях $\sim 5\div 10$ см от ударного фронта при $D \sim 1000$ м/с. В то же время авторы работы [16] наблюдали появление и развитие заметных возмущений на поверхности жидкости через ~ 300 мкс за фронтом ударной волны и срыв множества мелких капель с гребней возникших возмущений спустя еще 500 мкс. Эти времена более чем на порядок превосходят экспериментально наблюдаемые времена задержек воспламенения при гетероген-

ной детонации. Необходимо детальное изучение процесса распыления слоя жидкости за фронтом бегущей ударной волны.

Чтобы проанализировать вклад времени химической реакции τ_2 в общее время задержки воспламенения, были построены зависимости $\tau_2(D)$ для соответствующих горючих. Результаты расчетов приведены на рис. 3, 1, 2 (кривые τ_2). Время τ_2 определяется, как время термического разложения и выгорания 10% горючего при температуре ударно-сжатого газа T_2 [17]

$$\tau_2 = 10^{-14,6} \exp(E/RT_2),$$

где R — универсальная газовая постоянная; E — энергия активации. Результаты обработки экспериментальных данных по временам задержек воспламенения углеводородных топлив методом, описанным в работе [17], дают для масла ВМ-1, $E=43$ ккал/моль, а для тридекана $E=36$ ккал/моль. Как видно из рис. 3, при $D > 1100 \pm 50$ м/с время химической реакции крайне незначительно по сравнению как с расчетным значением времени задержки воспламенения, так и с экспериментальным значением τ_* , определяемым временами прогрева, испарения, смешения и химической реакции. Отметим, что при $T_2 \sim 1700$ К и $\tau_* \sim 5$ мкс энергия активации может достигать 60 ккал/моль. При такой энергии активации $\tau_2 \approx 0,1$ мкс, т. е. $\tau_* \gg \tau_2$ и при больших значениях энергии активации.

Таким образом при скоростях гетерогенной детонации, больших 1100 ± 50 м/с, величина задержки воспламенения определяется временем разогрева и испарения пленки горючего и временем смешения паров горючего с окислителем. Механизмом распространения зоны реакции в этом случае является самовоспламенение горючей смеси за фронтом бегущей ударной волны. Для $D < 1100 \pm 50$ м/с величина τ_2 превышает значение τ_* , и механизм тепловыделения в зоне реакции принципиально отличен от самовоспламенения. При таких скоростях детонации механизмом распространения зоны реакции за фронтом бегущей ударной волны, по-видимому, является механизм турбулентного распространения пламени, когда зажигание горючей смеси производится горячими продуктами сгорания. Высокую интенсивность турбулентных пульсаций в пограничном слое обеспечивают «шероховатости» поверхности жидкости [5, 6].

Таким образом неустойчивость границы раздела жидкость — поток ударно-сжатого газа делает поверхность пленки горючего «шероховатой» уже на очень близких расстояниях от ударного фронта. Возникшая «шероховатость» ускоряет переход от ламинарного течения в пограничном слое в турбулентную форму и увеличивает теплообмен между газовым потоком окислителя и жидким горючим, нанесенным на стенки трубы. Расстояние между ударным фронтом и зоной горения — задержка воспламенения во фронте гетерогенной детонации — определяется разогревом поверхности гребней возмущений. При этом усиление теплообмена за счет «шероховатости» играет определяющую роль. «Шероховатость» может повлиять и на механизм распространения зоны реакции во фронте детонации. Так, механизмом распространения зоны реакции при скоростях детонации, меньших 1100 ± 50 м/с, по-видимому, является механизм турбулентного распространения пламени.

Поступила в редакцию
8/XII 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Ф. Комов, Я. К. Трошин. Докл. АН СССР, 1965, 162, 1.
2. В. Е. Гордеев, В. Ф. Комов, Я. К. Трошин. Докл. АН СССР, 1957, 160, 4.
3. E. K. Dabora, K. W. Ragland, J. A. Nicholls. Astronautica Acta, 1966, 12, 1.

4. С. А. Лесняк, М. А. Назаров и др. Докл. АН СССР, 1968, 182, 5.
5. С. А. Лесняк, Я. К. Трошин. ФГВ, 1970, 6, 4.
6. С. А. Лесняк, М. А. Назаров и др. Докл. АН СССР, 1968, 183, 3.
7. К. К. Папок, Н. А. Рагозин. Технический словарь-справочник по топливу и маслам. М., Гостоптехиздат, 1963.
8. Е. С. Щетинков. Физика горения газов. М., «Наука», 1965.
9. Г. Майрлс. В сб. Ударные трубы. Под ред. Х. А. Рахматуллина. М., ИЛ, 1962.
10. R. A. Hartunian, A. L. Russo. J. of the Acrospace Sciences, 1960, 27, 8.
11. Г. Шлихтинг. Теория пограничного слоя. М., «Наука», 1969.
12. В. С. Авдеевский, В. Н. Калашник. Изв. АН СССР, Энергетика и транспорт, 1967, 5.
13. В. Н. Крюков, В. П. Солнцев. В сб. Тепло- и массоперенос. Т. 1, ч. 1. Минск, 1972.
14. А. А. Бузуков. ПМТФ, 1963, 2.
15. Нукияма, Таназава. В сб. Процессы горения. Под ред. Б. Льюиса, Р. Н. Пиза и Х. С. Тейлора. М., Физматгиз, 1961.
16. А. А. Борисов, С. М. Когарко, А. В. Любимов. Докл. АН СССР, 1965, 164, 1.
17. А. И. Сербинов. Докл. АН СССР, 1959, 129, 3.

УДК 662.215.1

ДЕТОНАЦИЯ ГЕТЕРОГЕННЫХ СИСТЕМ ПРЕДВАРИТЕЛЬНО НЕ СМЕШАННЫХ ФАЗ

И. Н. Зверев, В. М. Гендугов, Н. И. Зверев
(Москва)

Экспериментальное исследование детонации гетерогенных систем в трубах, когда топливо и окислитель находятся в разных фазах и заранее не смешаны, описано в [1] и в дальнейшем привлекало широкий интерес исследователей, например [2—5]. Эксперименты показали сложный неоднородный и нестационарный характер этого явления. В дальнейшем [6, 7] были построены различные теоретические модели процесса, основанные на одномерной постановке задачи. В работе [8] предложена двумерная модель при отсутствии вторичных ударных волн.

В настоящей работе предлагается неоднородная нестационарная модель возникновения и развития детонации. Приведем основные результаты известных экспериментальных исследований. Эксперименты [2] проводились в трубах квадратного поперечного сечения 20×20 мм. На одну или две противоположные стенки трубы наносился тонкий слой топлива (различные жидкие смазочные масла). Труба заполнялась газообразным окислителем: чистым воздухом, воздухом, обогащенным кислородом и чистым кислородом. Иницирование детонации проводилось у одного из концов трубы. Было установлено, что в отличие от однородных газовых смесей, где в непосредственной близости от сильного источника иницирования возникает пересжатая детонация, в изучаемых системах при иницировании возникает ускоряющееся горение, переходящее затем в детонацию.

На моментальных фотографиях [9] наблюдается сложная картина течения. Впереди идет головная ударная волна. Воспламенение топлива происходит на расстоянии, примерно равном поперечному размеру трубы от головной УВ в тонком пристеночном слое. По мере удаления от головной УВ зона горения незначительно отходит от стенок и утолщается. За головной УВ наблюдаются вторичные ударные волны дугообразной конфигурации, догоняющие головные. В местах возникновения вторичных УВ, вблизи стенок трубы происходят поперечные колебания продуктов горения.