

УДК 544.452.2,554.222.2

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПЛАМЕНИ И АКУСТИКА

Л. Н. Пятницкий

Объединенный институт высоких температур РАН, 127412 Москва, pyat7@mail.ru

Сильное воздействие акустических волн на структуру и форму пламени горелки было обнаружено Рэлеем. Данная работа посвящена роли акустических волн при распространении пламени в трубе. Пламя эмитирует акустические волны, создающие течение в трубе. Течение, ограниченное стенками, испытывает трение, а также дифракционную расходимость, будучи по сути дела волновым пучком. В результате возникают вторичные волны, волны возмущений течения. Они приводят к образованию ячеистой структуры пламени, а при большой скорости пламя становится турбулентным. Все эти процессы играют решающую роль при переходе дефлаграции в детонацию в трубах. Эмиссия пламенем акустических волн отвечает также за образование сферической детонации. Интерпретировать спиновую и пульсирующую детонацию можно на той же основе.

Ключевые слова: нормальная скорость пламени, структура пламени, турбулентное пламя, звуковая волна, ведущая точка, дефлаграция, детонация, переход горения в детонацию.

DOI 10.15372/FGV20190601

ВВЕДЕНИЕ

Горение принадлежит к числу тех явлений природы, овладение которыми относится к самому раннему периоду истории человечества. Овеянный мифами и легендами, огонь играл особую роль в ходе технического прогресса. Одновременно возникновение пожаров служило веским основанием для изучения условий распространения пламени. Неслучайно рудничная лампа Дэви (Н. Davy, 1815), как и горелка Бунзена (R. W. Bunsen, 1855), вошли в список важнейших технологических изобретений человечества.

Грозным стимулом к изучению безопасности горения стали катастрофы на шахтах Франции и Бельгии в конце XIX в. Одновременно Е. Малляр и А. Л. Ле Шателье [1], М. Бертелло и П. Вьей [2] установили, что в трубе (аналог шахты) при тепловом зажигании горючей газовой смеси обычное медленное горение самопроизвольно переходит в разрушительный взрыв. Далее выяснилось, что переходный процесс проходит несколько стадий, включая нормальное распространение пламени (дефлаграция), пламя турбулентного горения, которое создает ускорение пламени и ударные волны, а также детонацию. Термин «детонация» ввел А. Л. Лавуазье [3].

Поскольку каждый из этих видов распро-

странения горения существует и в переходном процессе, возникает вопрос об их различии в стационарном и нестационарном режимах. Ответ дает анализ особенностей распространения волны Римана (простой волны) в трубе [4]. Дело в том, что волна Римана предполагает неограниченное сечение. Стенки канала, формирующие сечения потока за передним фронтом его движения и самого фронта, вносят существенные изменения в условия распространения простой волны.

Во-первых, трение о стенки порождает увеличение давления у стенок, что создает волны, формирующие пространственно-временное поле акустических возмущений течения [5]. Во-вторых, течение ограниченной апертуры является волновым пучком, что означает его дифракционную расходимость. В итоге плоские элементарные волны течения, компенсирующие потери на трение, становятся сферическими сегментами [6], и процесс требует трехмерного анализа. В этих условиях простая волна (волна Римана) не существует как таковая [4]. Мы, однако, сохраним этот термин, но будем ставить его в кавычки.

1. СТАЦИОНАРНЫЕ РЕЖИМЫ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПЛАМЕНИ

Стационарный режим нормального распространения пламени основан на передаче энергии из зоны экзотермических реакций в на-

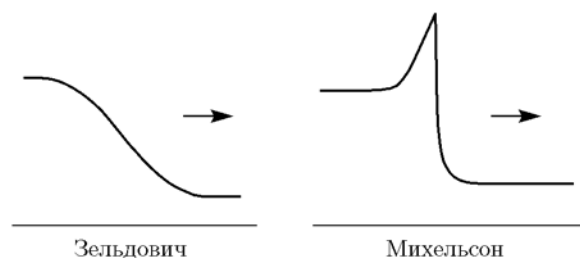


Рис. 1. Распределение давления в зоне нормального горения

правлении движения фронта по преимуществу за счет теплопроводности и диффузии активных центров реакций. Изучение этого режима затянулось. По аналогии с решением уравнения диффузии с источником [7], Я. Б. Зельдович [8] использовал задачу теплопроводности с источником для описания нормального распространения пламени. Схематически профиль температуры в волне горения приведен на рис. 1 (слева).

Теория нормальной скорости пламени имеет большое научное значение, и схема Зельдовича широко используется для интерпретации процессов горения в разных условиях. Все же некоторые сомнения в ее универсальности были высказаны К. И. Шелкиным [9]: «Но не следует переоценивать практическое значение теории. Значение нормальной скорости пламени экспериментально находится значительно легче и точнее...»

На рис. 1 (справа) показана схема распределения давления в пламени по представлениям В. А. Михельсона [10]. Различие между двумя схемами заключается в разных исходных позициях. В первой схеме давление, вызванное локальным выделением энергии, считается постоянным, поскольку темп его распределения определяется скоростью звука, превышающей скорость пламени. Во второй схеме такого предположения не делается. Соответственно давление в зоне горения не успевает выровняться. Уровень образующегося избытка давления устанавливается так же, как уровень воды в баке, в который вода поступает и одновременно вытекает. Поскольку в детонационноспособных смесях скорость пламени обычно высокая, схема Михельсона получает предпочтение. Тогда пламя необходимо рассматривать как источник акустических волн, излучаемых в пространство.

В трубе пространственно-временное поле

возмущений формирует структуру потока перед пламенем, которая отразится и на структуре пламени. Заметим, что еще Рэлей обратил внимание на сильное влияние звуковых волн на форму, структуру и скорость распространения пламени [11]. Этот вывод Рэрея, по сути дела, является основой теории турбулентного пламени. Оно распространяется значительно быстрее нормального пламени [12] и оказывается более мощным источником акустических волн.

Детонация представляет собой комплекс, который состоит из ударной волны и зоны экзотермических реакций (горения), протекающих в сжатой и нагретой среде за фронтом ударной волны. Как известно, детонация возникает при условии, что период индукции реакций не превышает длительности существования достаточно высоких параметров за ударной волной.

Взаимодействие этих компонентов детонационной волны состоит в обмене энергией между ними. Зона горения эмитирует волны сжатия. Те из них, которые движутся вперед, усиливают ударную волну. Усиление ударной волны повышает уровень параметров создаваемого ею течения, что интенсифицирует скорость горения и эмиссию волн сжатия. Детонационная волна становится стационарной, когда потери энергии на трение и теплоотдачу останавливают рост интенсивности подпитки ударной волны энергией.

С детонацией, таким образом, складывается более определенная ситуация, по крайней мере в случае одномерной задачи. Однако в трубе, где актуально трехмерное рассмотрение процессов, некоторая неопределенность возникает и с детонацией. Все указанные проблемы с особой силой дают о себе знать при переходе дефлаграции в детонацию.

2. СПОНТАННЫЙ ПЕРЕХОД ДЕФЛАГРАЦИИ В ДЕТОНАЦИЮ

Ожесточенное обсуждение Я. Б. Зельдовичем, К. И. Шелкиным, А. С. Соколикком механизма перехода нормального горения в детонацию состоялось в 1960 г. на Общесмоковском семинаре по горению под руководством Л. Н. Хитрина при Энергетическом институте им. Г. М. Кржижановского АН СССР.

Присутствовавший на дискуссии автор статьи был буквально потрясен тем, что доклады воспринимались как абсолютная истина, тогда как каждый из них противоречил ре-

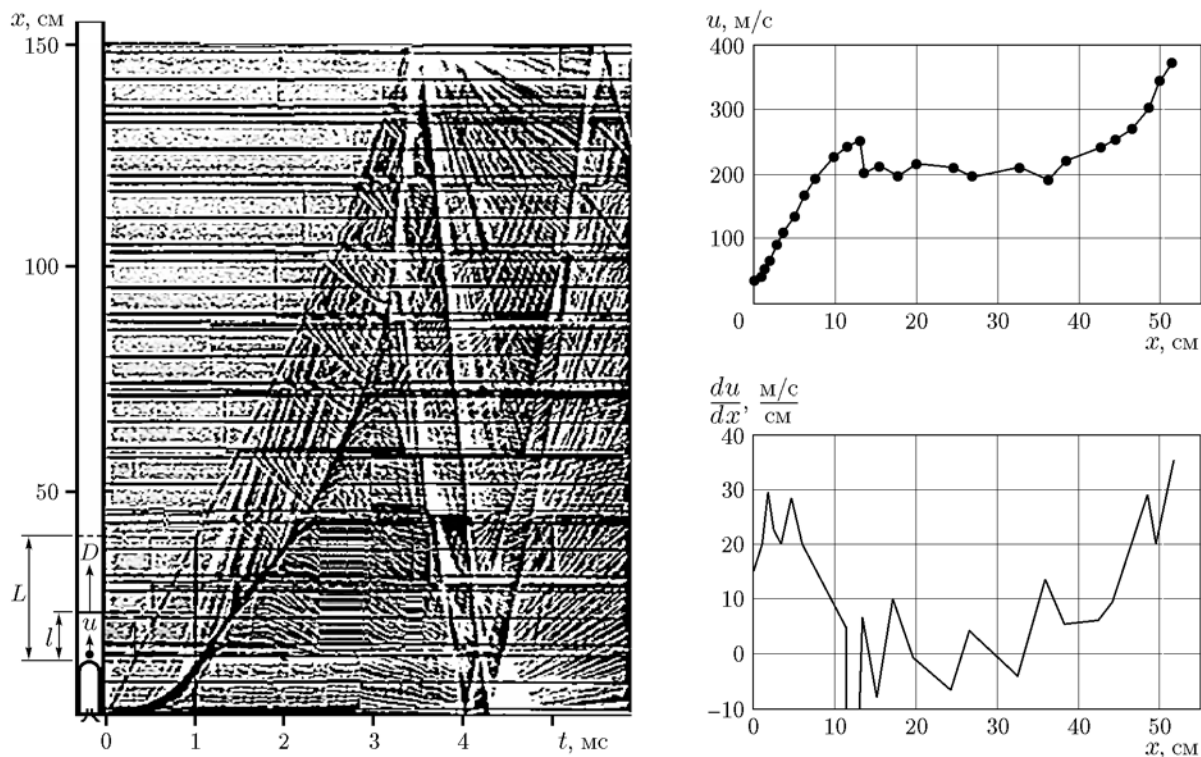


Рис. 2. Щелевая развертка процесса распространения пламени в трубе круглого сечения [16]. Зависимости скорости пламени и ее изменения от пройденного волной пути

зультатам оппонентов. Забегая вперед, с удовольствием замечу, что каждый из них оказался прав, но на разных этапах переходного процесса.

Как известно, дьявол кроется в деталях. Для изучения деталей переходного распространения пламени в работах [13–15] мною был использован накопленный опыт и выбран один вариант условий, в которых процесс всесторонне исследовался с разрешением до долей миллиметра и до долей микросекунды. Смесь $\text{CH}_4 + 4\text{O}_2$ зажигалась слабой индуктивной электрической искрой в замкнутой трубе круглого и квадратного сечений площадью 8 см^2 , длиной 155 см. Внутренняя поверхность труб полировалась. Каждая труба состояла из десяти взаимно заменяемых секций. Одна из них, называемая визуальной ($d = 3.0 \text{ см}$ со щелью размером $0.3 \times 16 \text{ см}$ или с окном $2.86 \times 20 \text{ см}$), служила для наблюдения шпирен-картины и для записи давления.

Вначале, для общего обзора процесса, применялась труба круглого сечения. На рис. 2 показана фотография щелевой развертки шпирен-изображения распространения пламени. Она смонтирована из 35 фрагментов, соот-

ветствующих десяти различным положениям визуальной секции трубы. Слева от развертки изображена схема двойного разрыва [6] длиной l в момент времени $t = 1 \text{ мс}$. На схеме скорость фронта двойного разрыва обозначена через D , пройденный фронтом путь — через L , скорость пламени — через u . Скорость газа и нормальная скорость пламени на схеме не показаны.

Горизонтальные черные полосы оставлены тремя масштабными метками визуальной секции. Штриховая наклонная линия изображает движение плоской звуковой волны, которая двигалась бы от торца трубы с момента зажигания. Она отмечает границу возмущения газа. Широкая темная полоса переменного наклона с ответвлениями в область сгоревшей смеси изображает перемещение пламени. Линии, отходящие от пламени в направлении его движения, оставляют волны сжатия, создаваемые расширением продуктов сгорания. Их частичное отражение от стыков (шероховатости) оптического стекла со щелью глубиной 0.2 мм создает линии обратного наклона. Выделяются мощные детонационная и ретонационная волны, а также волна, отраженная от дальнего торца трубы.

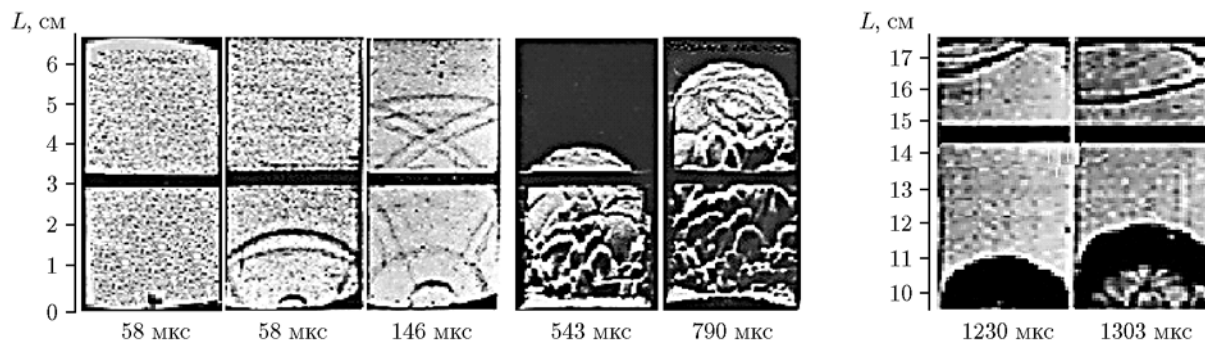


Рис. 3. Начало процесса: волны возмущения и структуры пламени

В месте соединения оптического стекла со щелью, прорезанной в корпусе трубы, имеется небольшое углубление 0.2 мм шириной 3 мм. Волны сжатия создают у этой локальной области возмущения, движение которых оставляет на развертке следы в виде изогнутых линий, направленных навстречу потоку. Зависимости скорости пламени u и ее изменения $\frac{du}{dx}$ от пройденного пути x , измеренные по фотографии развертки, приведены на рис. 2 (справа). На графиках видны этапы распространения пламени: первое ускорение $x \in [0, 12]$ см, область квазистационарного движения $x \in [12, 40]$ см, второе ускорение $x \in [40, 48]$ см и третье ускорение $x > 48$ см, которое переходит в детонацию при $x = 100$ см.

Щелевая развертка не дает исчерпывающей картины взаимодействия волн с пламенем. Кроме того, она вносит существенные ошибки в определение скорости распространения возмущений, что связано со сферической формой волн в трубе. Так, например, в случае, когда фронт такой волны пересекает щель, в момент касания кажущаяся скорость окажется бесконечной (при узкой щели и тонком фронте). Далее появятся два фронта, и их скорость будет постепенно убывать, достигая лишь в пределе истинную величину. Обратим внимание, именно это наблюдается на развертке рис. 2 в зоне зарождения детонации, где касательная к траектории вертикальна. Следовательно, детонация возникла, скорее всего, на стенке и имела отнюдь не плоский фронт, а сферический.

2.1. Начальная стадия и роль акустики

По указанным причинам круглая труба была заменена трубой квадратного сечения со стороной 2.86 см при той же длине. В ней оп-

тическое стекло было смонтировано заподлицо с металлом, и волны возмущения потока в месте соединения не возникали. Интересно отметить, что отсутствие этих малых возмущений проявилось при увеличении преддетонационной длины на $5 \div 10$ см и в затягивании процесса перехода в детонацию на доли миллисекунды. В остальном процесс перехода в обеих трубах протекал примерно одинаково. Воздействие малых возмущений на преддетонационную длину объясняет сильную зависимость процесса от шероховатости стенок трубы.

Влияние акустических волн на структуру и распространение пламени проследим, начиная с воспламенения смеси (первые три кадра слева на рис. 3). Для визуализации деталей процесса пространственное разрешение было увеличено путем ограничения поля зрения до 9 см (половина окна визуальной секции). Расстояние от торца трубы обозначено L . Время съемки кадра отсчитывалось от момента зажигания. Экспозиция составляла 2 мкс.

На первом кадре рис. 3 изображена электрическая индуктивная искра в воздухе для сопоставления с процессом зажигания и оценки ее влияния на этот процесс. Следующие два кадра получены с той же искрой, но в исследуемой смеси. На снимках видны как сама звуковая волна, так и ее отражения от ближнего торца и стенок трубы. Из фотографий следует, что источником сферических волн является выделение энергии в зоне горения и ни о каком одномерном процессе речи быть не может.

Согласно Рэлею [11] возникающая сложная структура возмущений потока передается пламени. Примером служат 4-й и 5-й кадры на рис. 3 (они получены с несколько измененной настройкой шпирен-системы). Структура пламени на этих кадрах представляет вариант так называемых ячеистых пламен [16]. Как теперь

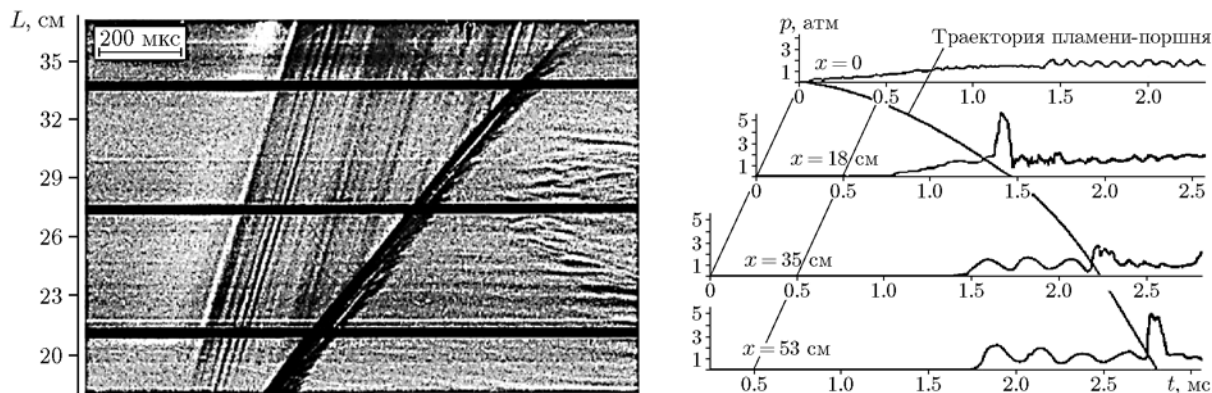


Рис. 4. Квазистационарное движение пламени и давление в сечениях $x = 0, 18, 35, 53$ см

понятно, такая структура образуется в результате прямого воздействия акустических волн. Ячеистая структура мало влияет на скорость распространения пламени на этом этапе. Значительно большую роль играет изменение формы фронта пламени. В зоне горения продукты реакции расширяются в n раз. Основной поток направлен по оси трубы, и пламя быстро вытягивается, а площадь его поверхности S увеличивается. Когда она превышает площадь сечения трубы F , средняя скорость потока перед пламенем возрастает согласно соотношению

$$\bar{W} = \frac{S}{F} (n - 1) u_0, \quad (1)$$

где $n \gg 1$, u_0 — нормальная скорость пламени, равная в данном случае 2.3 м/с.

Как видно из рис. 3, отношение S/F быстро растет, в чем и состоит причина первого ускорения распространения пламени в трубе (см. рис. 2). Ускорение длится 1.3 мс. При максимальной скорости 250 м/с пламя заполняет все сечение трубы и его огибающая поверхность резко сокращается.

Важной особенностью данного этапа является дискретность волн сжатия в двойном разрыве. В специальном эксперименте дискретность была подтверждена, на двух последних кадрах на рис. 3 зафиксирована серия волн, отраженных от малого порожка, искусственно созданного сдвигом на 0.5 мм части трубы, следующей за визуальной секцией. Дискретность может означать тот существенный факт, что пламя эмитирует не просто волны, но «простые волны», которые в своей совокупности образуют течение в двойном разрыве.

2.2. Квазиравномерное распространение пламени

Сокращение поверхности пламени снижает скорость его распространения. Но предшествовавшее сильное ускорение успевает создать на пути его движения возмущения, которые частично компенсируют сокращение поверхности пламени. Как показывает развертка на рис. 4, на участке трубы квадратного сечения $x \in [12, 40]$ см пламя в течение 2.7 мс движется почти с постоянной скоростью, совершая лишь небольшие колебания около своего среднего значения, равного 200 м/с. Эти колебания обусловлены неоднородностью распределения возмущений по длине двойного разрыва.

Следствием сокращения эффективной поверхности пламени является также снижение выделения энергии и, соответственно, уменьшение давления в зоне горения. Зависимость давления от времени и расстояния демонстрируют осциллограммы на рис. 4, зарегистрированные датчиками, установленными в разных местах. Снижение давления происходит в сечении $x = 35$ см, где как раз наблюдается квазистационарное распространение пламени.

Казалось бы, ресурсы ускорения пламени исчерпаны, интенсификация процесса невозможна, поскольку источники роста давления отсутствуют. Но осциллограмма в сечении $x = 53$ см свидетельствует об обратном, а именно: процесс ускорения возрождается и начинается второе ускорение пламени. Только механизм ускорения становится другим. В его основе по-прежнему лежит воздействие акустических волн на пламя, что наблюдал еще Рэлей, однако их происхождение связано с трением потока о стенку и с образованием волн

возмущений, в конце концов создающих турбулентность [5].

2.3. Ведущие точки и второе ускорение пламени

Согласно формуле (1) средняя скорость потока быстро нарастала, и уже при $S/F = 0.1$, т. е. вскоре после зажигания, число Рейнольдса Re превысило критическое значение. В период квазиравномерного пламени $Re = (3 \div 4) \cdot 10^5$, что в $15 \div 20$ раз больше $Re_{кр}$. Так как пламя приобретает структуру течения, его скорость u_t зависит от турбулентных пульсаций w , $u_t = u_0 + w$, а скорость распространения пламени принимает вид [12]

$$u_t = W + u_0 + w. \quad (2)$$

В работе [9] предполагалось, что второе ускорение связано с переходом к турбулентной скорости пламени. В действительности газ перед пламенем движется не во всей трубе, а лишь в пределах расширяющегося двойного разрыва. Его движение начинается в сечении трубы с приходом фронта «простой волны», а профиль скорости течения с числом Рейнольдса Re_L устанавливается на длине L , зависящей от режима течения [17]. В ламинарном течении $L = 0.04dRe_d$, а участок стабилизации турбулентного течения имеет протяженность от 40 до 100 калибров трубы. В нашем случае эта длина должна быть не меньше 120 см, тогда как на рис. 4 она не превышает 16 см, т. е. профиль скорости еще только формируется [17].

Измерения [18, 19] показали, что колебания скорости особенно интенсивны у внешнего края турбулентного пограничного слоя толщиной δ_t . Когда турбулентный пограничный слой появляется непосредственно перед фронтом горения, то согласно (2) на расстоянии δ_t от стенки локальная скорость пламени возрастает и на фронте пламени должен появиться выступ. Следуя [8], назовем локальный максимум скорости пламени ведущей точкой. Ее зарождение четко видно на кадрах с участка $L \in [27, 36]$ см на рис. 5.

Как следует из рис. 5, возникает не одна ведущая точка, а ведущее кольцо. Форма кольца неустойчива на длине $L \in [33, 42]$ см, и со временем вперед выдвигается лидирующая ведущая точка — $L \in [39, 48]$ см. С появлением единственной ведущей точки пламя теряет симметрию, его поверхность увеличивается, что сопровождается усилением эмиссии акустических возмущений. Под их воздействием

зона горения приобретает пористую структуру, $L \in [54, 63]$ см, эффективная скорость тепловыделения быстро нарастает. Зона горения имитирует волны сжатия большой амплитуды, которые начинают формировать ударные волны.

2.4. Комплекс ударная волна — зона горения, третье ускорение

Процесс слияния ударных волн демонстрирует серия кадров на участке $L \in [90, 99]$ см на рис. 5. Вновь образующаяся сильная ударная волна увеличивает скорость течения, давление и температуру перед пламенем. За повышением этих параметров следует ускорение химических реакций горения и, соответственно, нормальной скорости пламени. Между пламенем и ударной волной устанавливается обмен энергией, который проявляется в том, что ускорение реакций интенсифицирует генерацию волн, усиливающих ударную волну, а ее усиление повышает скорость реакции. Иными словами, в двойном разрыве образуется комплекс, состоящий из второй ударной волны и зоны горения, — см. $L \in [101, 110]$ см на рис. 5.

Итак, первое ускорение создает двойной разрыв, передний фронт которого во время второго ускорения оказывается впереди фронта пламени — на расстоянии $l_1 \approx 46$ см. Судя по осциллограммам рис. 4, давление за этой волной находится на уровне 2 атм. Расстояние от пламени до второй ударной волны составляет $l_2 = 4.7$ см, $L \in [101, 110]$ см. Давление за этой волной увеличивается уже до 14 атм.

Фронт этого комплекса распространяется со скоростью второй ударной волны. Однако зона реакции движется быстрее, и длина комплекса сокращается. При этом форма фронта пламени по-прежнему определяется положением ведущей точки. Объем зоны горения не возрастает, но согласно серии кадров на длине $L \in [101, 110]$ см повышается однородность горения и появляются новые ведущие точки. Отсюда следует, что обычное горение превращается в воспламенение смеси, период индукции τ_i которого соответствует длине l_2 . Смена режима горения позволяет квалифицировать данный этап распространения пламени как третье ускорение.

Заметим, что А. С. Соколик [20] рассматривал переход нормального горения в детонацию на основе подобного процесса. Предполагалось, что с уменьшением периода индукции

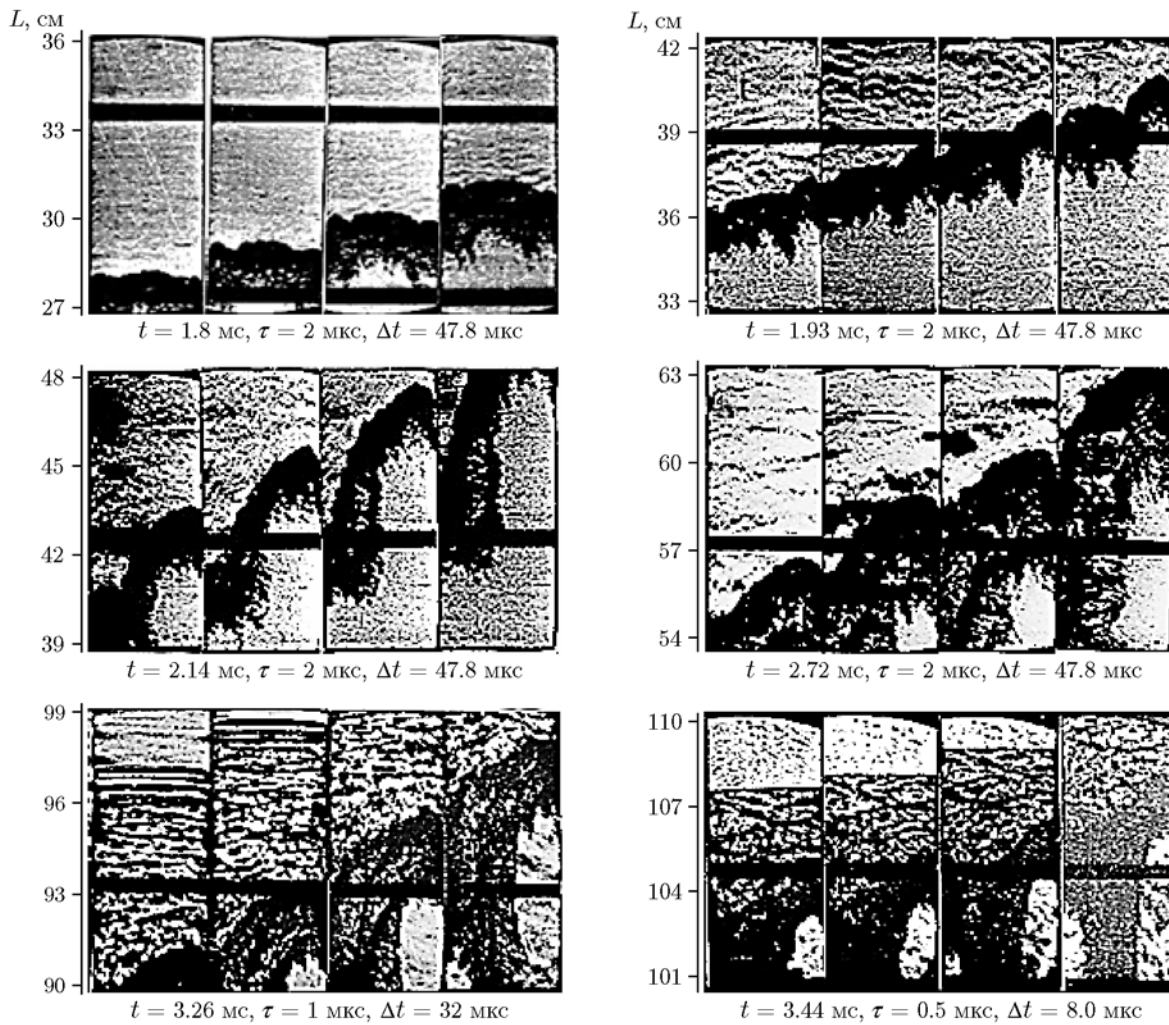


Рис. 5. Структуры и позиции пламени:

t — время (после зажигания) съемки первого кадра серии, τ — длительность экспозиции, Δt — интервал времени между приведенными кадрами

сокращается длина комплекса. В конце концов зона горения догоняет ударную волну, образуя волну детонационную. Однако серия кадров и линейная развертка на рис. 6 дают несколько иную картину.

2.5. Возникновение детонационной волны

Согласно фотографиям на рис. 6 детонация возникает внутри области l_2 , когда ее длина составляет около 2 см. Остановимся на этом важном этапе подробнее.

Нормальную скорость пламени можно представить формулой [21–23]

$$u_0 \sim \frac{T}{\sqrt{p}} \sqrt{\frac{g(T_B)}{T_B(T_B - T)}}, \quad (3)$$

где T_B — температура воспламенения, $g(T_B)$ — эффективная скорость реакций горения. Когда температура смеси приближается к температуре воспламенения, нормальная скорость пламени неограниченно возрастает и горение начинается одновременно во всем объеме нагретой смеси с задержкой на период индукции. Характер этой задержки схематически показан на рис. 7 [24].

Температура воспламенения зависит от давления. Связь этих параметров определяется соотношением Н. Н. Семенова [25], которое запишем в виде [20]

$$p_B = \left(\frac{T - \Delta T}{T} \right)^2 \exp \left(\frac{E}{2R(T - \Delta T)} \right). \quad (4)$$

При этом p_B — давление воспламенения, $T_B =$



Рис. 6. Образование детонации:

$t = 3.45$ мс, $\tau = 0.5$ мкс, $\Delta t = 4.0$ мкс; развертка — $v = 23$ м/с

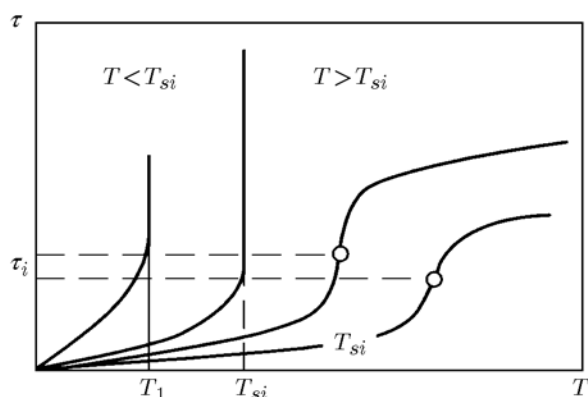


Рис. 7. Зависимость периода индукции от температуры

$T + \Delta T$, ΔT обусловлено увеличением давления с 1 атм до p , E — энергия активации ($5 \cdot 10^4$ кал/моль), R — газовая постоянная.

Время пребывания горючей смеси в зоне наибольшего сжатия можно оценить, зная из эксперимента длину зоны l_2 : $\tau = l_2 / (D_2 - W_2)$. Первая ударная волна, скорость которой $D_1 = 450$ м/с, а скачок давления $p_1/p_0 = 2$, создает течение газа со скоростью $W_1 = 175$ м/с. Вторая ударная волна в момент своего образования движется со скоростью $D_2 = 1000$ м/с, но затем быстро ускоряется до $D_2 = 1300$ м/с, и

длина l_2 зоны сжатия сокращается с 4.7 до 2 см. Оценка параметров смеси между новой волной и зоной горения приведена в таблице. Данные таблицы свидетельствуют о повышении температуры смеси перед зоной горения при одновременном сокращении времени ее пребывания в зоне сжатия. Теперь сравним полученные в эксперименте табличные данные с параметрами, которые характеризуют детонационную волну при тех же начальных условиях. По данным измерений Дж. Кемпбелла, на которые ссылаются авторы работ [22, 23], волна детонации в смеси $\text{CH}_4 + 4\text{O}_2$ при $p_i = 1$ атм, $T_1 = 293$ К характеризуется параметрами

$$D_2 = 2166 \text{ м/с}, \quad p_2/p_1 = 26, \quad T_2 = 3860 \text{ К}. \quad (5)$$

Данные таблицы более чем вдвое не дотягивают до требуемых величин. Тем не менее детонационная волна возникает, как бы преждевременно.

В связи с этим обратим внимание на структуру комплекса, образовавшегося на участке $L \in [101, 110]$ см (см. рис. 5). Его пространство длиной l_2 заполнено множеством ударных волн, осуществляющих обмен энергией между ударной волной и зоной горения. Двигаясь под углом к оси трубы и имея конечную кривизну, волны отражаются от стенок тру-

Параметры течения за ударной волной

D , м/с	W_2 , м/с	T_2 , К	$p_1 + p_2$, атм	$T_1 + T_2$, К	$D_2 - W_2$, м/с	$\sim l$, см	τ_i , мкс
1000	590	600	8.5	936	235	4.7	200
1100	685	670	10.4	1006	240	3.8	158
1200	775	756	12.4	1092	250	2.9	116
1300	850	830	14.1	1166	275	2.0	73

бы. Известно [26, § 100], что в месте отражения ударной волны давление и температура газа возрастают в несколько раз, и, следовательно, их значения оказываются на уровне и даже несколько выше, чем в (5). В этом месте возникает локальный взрыв, близкий к точечному, который распространяется как сферическая взрывная волна.

Действительно, на серии кадров на рис. 6 видны профили двух таких волн, локализованных на противоположных стенках. Волна, возникшая первой, быстро заполняет все сечение трубы и поглощает как вторую волну, так и волны, возможно возникшие на других стенках. Ограниченный диаметром трубы сегмент этой сферической волны, движущийся вперед, становится волной детонационной. Сегмент, распространяющийся по сгоревшему газу в обратном направлении, обычно называют ретонационной волной. Остальная часть взрывного фронта перемещается в поперечном направлении в среде все еще реагирующей смеси, поочередно отражаясь от стенок.

Фотография фрагмента щелевой развертки на рис. 6 дополняет информацию о процессе. На ней четко выделяются место и момент перехода горения в детонацию с образованием детонационной и ретонационной волн. Это место расположено позади ударной волны комплекса и даже позади ведущей точки зоны горения. В момент перехода к детонации скорость фронта кажется бесконечно большой, после чего движение двух частей фронта, детонационной и ретонационной волн, быстро приближается к норме. В реальности, как отмечалось в комментарии к рис. 4, скорость волны конечна с самого начала, а наблюдаемый эффект лишь подтверждает сферическую форму волны и ее возникновение на стенке трубы.

2.6. Поперечные ударные волны и их интерпретация

Фотография развертки на рис. 6 показывает, что детонационная волна догоняет ударную волну D_2 . При этом образуется большой скачок давления, который разрушает стекло визуальной камеры, оставляя на снимке горизонтальную темную полосу. Присутствие на развертке нескольких ретонационных волн говорит в пользу предположения о взрывах также и на других стенках. Еще важно отметить темные и светлые полосы в области взрывов, ориентированные почти вдоль оси. Их присутствие озна-



Рис. 8. Образование детонации:
 $t = 3.45$ мс, $\tau = 1$ мкс, $\Delta t = 8.0$ мкс

чает, что поле зрения щели наблюдения пересекает та часть сферической взрывной волны, которая движется поперек трубы, отражаясь от стенок. Поперечные волны заметны также на четвертом — шестом кадрах на рис. 6. Изображение таких волн выглядит более эффектно на кадрах съемки, сделанной с меньшей скоростью, как на рис. 8.

На эти волны обычно не обращают внимания, но на самом деле они представляют интерес, в частности при рассмотрении природы спиновой и пульсирующей детонации. С описанием этих видов детонации мы встречаемся в ряде работ, например в [9]. Но дело в том, что спиновая или пульсирующая детонация на щелевой развертке может интерпретироваться как изображение последовательности поперечных волн. При этом, когда горение протекает не очень быстро (в частности, вблизи детонационных пределов), реакции горения продолжатся и после образования детонации, частично компенсируя затухание поперечных волн.

На рис. 9 приведены отпечаток детонационной волны при отражении от торца трубы и след ее воздействия на стенку при ее распространении [27]. Внутренняя поверхность трубы покрывалась тонким слоем сажи. Локальное отслоение сажи могло вызвать отражение волны сжатия, что предполагает ее движение в направлении стенки. Как мы видели, поток

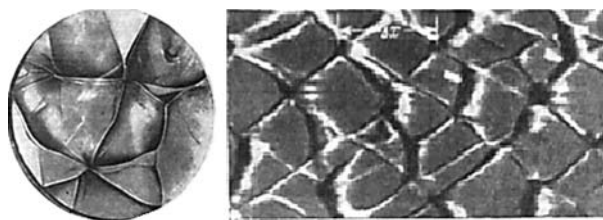


Рис. 9. Отпечатки, оставленные пульсирующей детонацией на торце и на боковой поверхности трубы [27]

газа за детонационной волной заполнен такими волнами сжатия, а структура заполнения определенно напоминает характер картины отпечатков. Поэтому можно полагать, что именно структура волн сжатия за волной является «автором» картины на стенке.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты изучения механизма перехода горения в детонацию в трубе при определенных условиях сложились в непротиворечивую последовательность известных физических процессов. Сразу может возникнуть вопрос о применимости сформулированных закономерностей, скажем, при изменении длины трубы, ее диаметра, качества поверхности, состава горючей смеси. Коррекция механизма в этих случаях потребует, но логика последовательности и взаимной связи процессов в общем должна сохраниться.

Особый случай представляет сферическая детонация, когда взрывчатая смесь зажигается в открытом пространстве. Сложность ее изучения обусловлена рядом причин. Во-первых, требуется сферическая камера большого диаметра. Для нашей смеси ее диаметр должен превышать 3 м. Во-вторых, отражение детонационной волны и сопровождающего ее потока повышает давление у стенки на два порядка, поэтому обеспечение безопасности предъявляет чрезвычайно высокие требования к прочности конструкции. Наконец, в объеме такой камеры измерения весьма затруднительны.

Особенность перехода свободного нормального горения в детонацию состоит в отсутствии тех источников ускорения пламени, которые действуют в трубе. Далее, скорость распространения сферического пламени со временем замедляется, поскольку производство продуктов горения пропорционально площади пламени $S = 4\pi r^2$, тогда как занимаемый ими объем равен $V = (4/3)\pi r^3$. Поэтому спонтанный переход пламени в детонацию кажется невозможным. Однако такой переход наблюдается [27].

По мнению Л. Д. Ландау [26, § 130], причина заключается в неустойчивости и турбулизации сферического пламени. Благоприятные условия для развития неустойчивости появляются в период медленного распространения пламени, когда размер сферы становится значительным. Но нарушение устойчивости возможно при наличии каких-либо возмущений. В

связи с этим вспомним, что зона горения является постоянным источником акустических волн. Волны, уходящие за пределы сферы, теряются в окружающем пространстве. Волны, направленные внутрь, концентрируются в центре сферы и затем быстро возвращаются к зоне горения. Каждая волна, проходящая через продукты горения, где реакция еще продолжается, испытывает разнородные возмущения, которые и нарушают устойчивость пламени.

Возможен также другой сценарий образования детонации. Концентрация волн в центре сферы создает высокие температуру и давление, формируя мощную ударную волну. Если реакции в объеме горения еще продолжаются, то эта волна способна превратиться в сферическую детонационную волну внутри зоны горения в центре сферического пламени. Несмотря на экспериментальные подтверждения этого феномена (см., например, [28]), исследователи не спешили публиковать сообщения на данную тему, по-видимому, по причине отсутствия разумных объяснений явления. Поэтому оно редко упоминается в литературе.

Многие рассмотренные здесь вопросы обсуждаются в прекрасной книге Дж. Ли [29]. Но вот каково его заключение: «Можно спросить, почему свободно распространяющаяся волна дефлаграции стремится ускориться и перейти к детонационной волне, когда это позволяют начальные и граничные условия. Этот вопрос, возможно, аналогичен вопросу о том, почему ламинарный поток в трубе переходит в турбулентный поток, когда число Рейнольдса превышает некоторое критическое значение. Вопросы такого характера универсальны и служат основной мотивацией для понимания физического мира вокруг нас». Ответ на этот и другие вопросы изложен в данной статье.

ЛИТЕРАТУРА

1. Berthelot M., Vieille P. Sur les vitesses de propagation de phenomenes explosifs dans le gaz // C. r. Acad. sci. — 1881. — V. 93. — P. 18–22.
2. Mallard E., Le Chatelier H. Sur les vitesses de propagation de l'inflammation dans les melanges gazeux explosifs // C. r. Acad. sci. — 1881. — V. 93. — P. 145–148.
3. Lavoisier A. L. de. Traité élémentaire de chimie. — Paris, 1789.
4. Пятницкий Л. Н. Волна Римана конечной апертуры // ЖЭТФ. — 2018. — Т. 154, № 4. — С. 909–918.

5. **Пятницкий Л. Н.** Уравнение Навье — Стокса и турбулентные пульсации. — М.: Граница, 2006.
6. **Пятницкий Л. Н.** Волновые бесселевы пучки. — М.: Физматлит, 2012.
7. **Колмогоров А. Н., Петровский И. Г., Пискунов Н. С.** Исследование уравнения диффузии, соединенной с возрастанием вещества, и его применение к одной биологической проблеме // Бюл. МГУ. Сер. А. Математика и механика. — 1937. — С. 1–25.
8. **Зельдович Я. Б.** Теория горения и детонации газов. — М.; Л.: Изд-во АН СССР, 1946.
9. **Щелкин К. И., Трошин Я. К.** Газодинамика горения. — М.: Изд-во АН СССР, 1963.
10. **Михельсон В. А.** О нормальной скорости воспламенения гремучих газовых смесей // Собр. соч. — М.: Новый агроном, 1930. — Т. 1.
11. **Rayleigh J. W.** Acoustical notes. Mutual reaction of singing flames // *Scient. Papers.* Cambridge Univ. Press. — 1905. — V. 5. — P. 371.
12. **Карловиц Б.** Пламя в турбулентном потоке газа // *Процессы горения.* — М., 1961. — С. 286.
13. **Пятницкий Л. Н.** О механизме ускорения пламени при переходе нормального горения в детонацию // *Докл. АН СССР.* — 1962. — Т. 144, № 6. — С. 1262.
14. **Пятницкий Л. Н.** О структуре двойного разрыва при нестационарных режимах горения // *Докл. АН СССР.* — 1967. — Т. 176. — С. 631–635.
15. **Пятницкий Л. Н.** Расчет состояния продуктов взрыва методом измерения параметров ударных волн // *Инж.-физ. журн.* — 1962. — Т. 5. — С. 21–29.
16. **Маркштейн Г.** Явления неустойчивости фронта пламени // *Вопросы горения и детонационных волн.* — М.: Оборонгиз, 1958. — С. 41–55.
17. **Шлихтинг Г.** Теория пограничного слоя. — М.: Наука, 1969.
18. **Nikuradse J.** Gesetzmässigkeit der turbulenten Stromung in glatten Rohre // *Forschg. Arb. Ing.* — 1932. — Wes. № 356.
19. **Карман Т.** Некоторые вопросы теории турбулентности // *Проблемы турбулентности: сб. переводов.* — М.; Л.: ОНТИ, 1936. — С. 35–74.
20. **Соколик А. С.** Горение и детонация в газах. — М.; Л.: Гос. техн.-теорет. изд-во, 1934; Самовоспламенение, пламя и детонация в газах. — М.: Изд-во АН СССР, 1960.
21. **Льюис Б., Эльбе Г.** Горение, пламя и взрывы в газах. — М.: Изд-во иностр. лит., 1948.
22. **Иост В.** Взрывы и горение в газах. — М.: Изд-во иностр. лит., 1952.
23. **Хитрин Л. Н.** Физика горения и взрыва. — М.: МГУ, 1957.
24. **Сербинов А. И.** Докл. АН СССР. — 1959. — Т. 129, вып. 2. — С. 627–631.
25. **Семенов Н. Н.** Цепные реакции. — Л.: Госхимиздат, 1934.
26. **Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.** Гидродинамика. — М.: Наука, 1988. — Т. VI.
27. **Щелкин К. И.** Неустойчивость горения и детонации газов // *Успехи физ. наук.* — 1965. — Т. 87, вып. 2. — С. 273–302.
28. **Полатайко М.** Исследование сферической детонации в газах. — LAP Lambert Academic Publ., 2014. — Ozon.ru/context/detail/id/31833261/.
29. **Lee J. H. S.** *The Detonation Phenomenon.* — Cambridge Univ. Press, 2008.

Поступила в редакцию 30.09.2018.

Принята к публикации 08.11.2018.