

# УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

## ДЕТОНАЦИОННЫЕ ВОЛНЫ В ГАЗАХ

*Р. И. Солоухин*

### СОДЕРЖАНИЕ

|                                                                                           |     |
|-------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| § 1. Введение . . . . .                                                                   | 525 |
| § 2. Структура детонационной волны . . . . .                                              | 526 |
| 2.1. Стационарная зона химической реакции . . . . .                                       | 526 |
| 2.2. Волна разрежения . . . . .                                                           | 528 |
| 2.3. Условие Чепмена — Жуге . . . . .                                                     | 529 |
| 2.4. Расходящиеся и сходящиеся детонационные волны . . . . .                              | 530 |
| § 3. Экспериментальные методы изучения состояния газа за фронтом детонации . . . . .      | 531 |
| 3.1. Измерение давления (импульсные пьезодатчики) . . . . .                               | 531 |
| 3.2. Измерение плотности газа . . . . .                                                   | 533 |
| 3.3. Измерение температуры газа (обобщенный метод обращения спектральных линий) . . . . . | 533 |
| 3.4. Определение химического состава и концентраций отдельных компонентов смеси . . . . . | 534 |
| § 4. Особенности воспламенения газа за ударной волной . . . . .                           | 535 |
| 4.1. Период индукции . . . . .                                                            | 535 |
| 4.2. Определение кинетических параметров реакции . . . . .                                | 537 |
| 4.3. Формирование детонационного фронта . . . . .                                         | 538 |
| § 5. Переход горения в детонацию в газах . . . . .                                        | 538 |
| 5.1. Газодинамическая схема образования детонации в трубе . . . . .                       | 539 |
| 5.2. Расчет состояния смеси перед фронтом пламени . . . . .                               | 540 |
| 5.3. Волна сжатия и адиабатическое самовоспламенение . . . . .                            | 540 |
| 5.4. Взаимодействие пламени с ударной волной . . . . .                                    | 541 |
| § 6. Колебания газа за фронтом детонации . . . . .                                        | 542 |
| 6.1. Причины появления колебательного режима горения . . . . .                            | 542 |
| 6.2. Свойства поперечных волн . . . . .                                                   | 543 |
| 6.3. Акустическая теория спиновой детонации . . . . .                                     | 544 |
| 6.4. Структура фронта спиновой детонации . . . . .                                        | 545 |
| 6.5. Состояние газа в волне детонации с учетом поперечных пульсаций . . . . .             | 546 |
| § 7. Детонация в стационарном потоке газа . . . . .                                       | 546 |
| 7.1. Горение газа за стационарной ударной волной . . . . .                                | 546 |
| 7.2. Спиновая стационарная детонация . . . . .                                            | 547 |
| 7.3. Пульсирующее горение за ударной волной в сверхзвуковом потоке . . . . .              | 548 |
| § 8. Заключение . . . . .                                                                 | 548 |
| Цитированная литература . . . . .                                                         | 549 |

### § 1. ВВЕДЕНИЕ

Детонационные волны представляют собой сложный комплекс взаимосвязанных физико-химических процессов, поэтому, кроме своей технической значимости, проблема детонации привлекает внимание многих исследователей из различных областей знания. Установление термодинамического равновесия за детонационным фронтом, колебания газа и спиновая детонация, переход медленного горения в детонацию, детонационные

пределы, горение и детонация в сверхзвуковых газовых потоках — все эти вопросы оказались тесным образом связанными с особенностями ударных волн, со скоростями и механизмом химических реакций, турбулентностью, акустическими колебаниями и другими процессами в газах. Изучение детонации вовсе не ограничилось созданием классической схемы Чепмена — Жуге. Уже давно наметились значительные отклонения от этой схемы, связанные с особенностями совместимости физико-химических и гидродинамических процессов в газовой среде.

Для исследования детонационных явлений потребовалась разработка тончайших методов импульсных микросекундных измерений различных величин: давления, плотности, температуры, испускательной и поглощательной способности газа в различных спектральных участках, химического состава и концентрации. Известный прогресс в совершенствовании техники измерений в ударных волнах в трубках <sup>1-4</sup> позволил применить многие из разработанных методов для изучения динамики воспламенения и определения состояния газа за фронтом детонации.

Ниже будут рассмотрены наиболее интересные результаты исследований быстротекущих процессов в детонационных волнах. Зарубежные обзоры <sup>5-7</sup> далеко не в полной мере освещают современное состояние этого вопроса, что в особенности относится к анализу работ советских авторов. Кроме того, в программах международных симпозиумов по горению и детонации данное направление не всегда бывает представлено достаточно широко. Например, проблема спиновой детонации, решению которой посвящены многие из исследований последних лет, обсуждается явно недостаточно. Мало внимания уделяется также изучению кинетики химических реакций при температурах, соответствующих детонационным условиям.

## § 2. СТРУКТУРА ДЕТОНАЦИОННОЙ ВОЛНЫ

Детонационные волны являются особой разновидностью разрывных газодинамических течений. В среде, способной к экзотермической реакции, образуется самоподдерживающийся ударный разрыв, за фронтом которого непрерывно инициируется химическая реакция вследствие нагрева при адиабатическом сжатии. Скорость детонации связана со скоростью ударной волны и составляет несколько километров в секунду, что в сотни раз превышает скорость пламени в газах, определяемую законами распространения теплового фронта. Подробный анализ ударной адиабаты при детонации и расчет скорости детонационных волн в различных газах приводятся, например, в <sup>7-9</sup>. Здесь будут рассмотрены лишь некоторые детали течения газа в детонационной волне.

**2.1. Стационарная зона химической реакции.** Физическая модель детонационной волны остается пока еще во многих отношениях неясной. В первую очередь это относится к структуре зоны химической реакции. Наиболее проста классическая одномерная схема процесса, предложенная Чепменом и Жуге. Согласно этой схеме, химическая реакция протекает мгновенно в ударной волне, а расширение сгоревших продуктов происходит в изэнтропической волне разрежения, следующей за фронтом детонации.

Несмотря на то, что во многих случаях достаточно ограничиться этим предположением, чтобы найти скорость детонации, ряд особенностей детонационных волн связан именно с конечной величиной скорости химической реакции. Например, если потери на трение и теплотери в зоне реакции будут превышать поступление энергии за счет химической реакции, наступает затухание детонационной волны, известное как появление «де-

тонационного предела». Вопрос о детонации с потерями подробно разбирается в <sup>8</sup> на основе предположения о стационарности зоны реакции.

Существование протяженной зоны химической реакции, как это будет видно из дальнейшего, приводит к значительным отклонениям от стационарности и одномерности течения газа за фронтом детонации. Тем не менее одномерная модель детонационной волны со стационарной зоной химической реакции за ударным фронтом (Я. Б. Зельдович <sup>10,8</sup>, впоследствии <sup>11-13</sup>) существенно уточняет схему явления и в ряде случаев правильно описывает структуру течения газа.

Последовательность процессов, развивающихся в детонационной волне, иллюстрирует рис. 1, где схематически показаны профили изменения температуры и давления газа. После ударного перехода (1—2), завершающегося в течение нескольких соударений молекул, происходит вращательная и колебательная релаксация — энергетический обмен между поступательными, вращательными и колебательными степенями свободы молекул газа. В релаксационной зоне температура газа, соответствующая энергии поступательного движения, падает, а давление и плотность газа возрастают до равновесных значений.

Благодаря применению методов, использующих ударные волны, релаксационные процессы в газах при высоких температурах достаточно хорошо изучены <sup>1,14</sup>. Если возбуждение вращений молекул завершается в течение нескольких десятков соударений, то колебательная релаксация продолжается в течение  $10^4$ — $10^6$  соударений. При атмосферном давлении и температуре 1500—3000°K время колебательной релаксации кислорода, например, составляет от 1,5 до 15 *мксек*.

Релаксационные процессы возбуждения колебаний, а также возможная диссоциация исходных продуктов предшествуют химической реакции, завершающейся в течение  $10^{12}$ — $10^{14}$  соударений. Зона реакции (3—5) имеет свои особенности. Для химических реакций с достаточно высокой энергией активации ( $E=20$ — $40$  ккал/моль) более 90 % всего времени реагирования может составлять скрытый, индукционный период реагирования <sup>15</sup>. В течение периода индукции происходит накопление активных центров реакции, а давление, плотность и температура смеси изменяются мало. Индукционная стадия реакции (3—4) завершается взрывом (4—5). Соотношение между длительностями индукционной и взрывной стадий определяется механизмом реакции. На рис. 2 показаны результаты расчета изменения давления за фронтом одномерной стационарной детонации в смеси  $2H_2+O_2$  для различных случаев зависимости скорости реакции от концентрации получающихся продуктов (реакции нулевого, первого и второго порядков) <sup>16</sup>. Расчетная зависимость давления и температуры в промежуточном состоянии зоны реакции от относительной концентрации продуктов реакции в той же смеси показана на рис. 3.

В установившейся детонационной волне профиль (1—5) предполагается стационарным. Структура зоны реакции определяется путем совместного решения гидродинамических уравнений сохранения массы, импульса и энергии в стационарном потоке и уравнений химической кинетики. Необходимо сразу же заметить, что в самоподдерживающихся детонационных

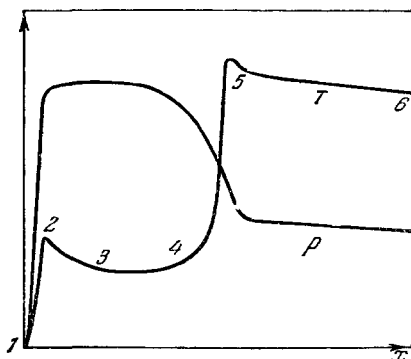


Рис. 1. Изменение давления и температуры за фронтом детонации (без соблюдения масштаба).

волнах, как правило, одномерная стационарная зона реакции не реализуется. Все большее число исследований, о которых будет идти речь в дальнейшем, убеждают в том, что течение газа в зоне реакции далеко от одномерного и сопровождается интенсивными поперечными возмущениями. Здесь особенно примечательны последние данные Д. Хорнига<sup>17</sup>, в которых обнаружены отклонения от одномерности даже в детонационных волнах в водородо-кислородных смесях при высоких начальных давлениях (до 20 ат). Значительные отклонения от одномерности наблюдаются также не только в газах, но и при детонации жидких взрывчатых веществ<sup>18</sup>. Зона реакции граничит с областью нестационарного течения — волной разре-

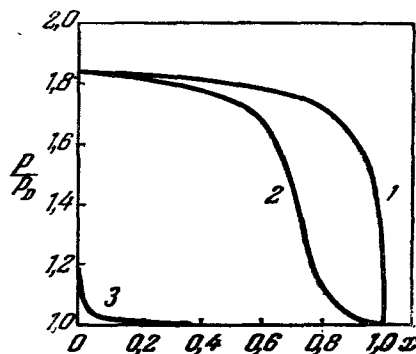


Рис. 2. Профиль давления в зоне реакции.

1 — Реакция нулевого порядка; 2 — реакция 1-го порядка; 3 — реакция 2-го порядка (по данным<sup>16</sup>).

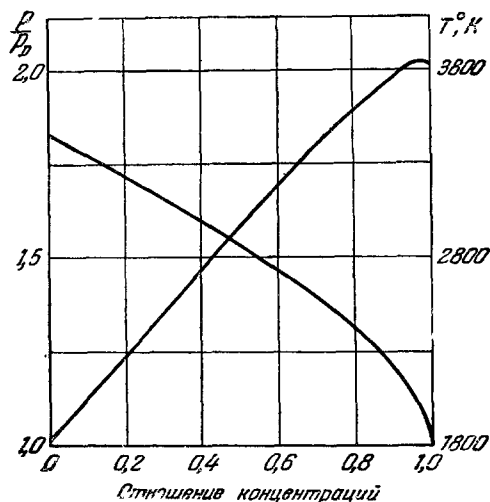


Рис. 3. Давление и температура в зоне реакции в зависимости от отношения текущей концентрации конечных продуктов к их равновесной величине<sup>16</sup>.

жения (5—6), профиль которой изменяется во времени в соответствии с граничными условиями для течения продуктов горения.

2.2. Волна разрежения. Течение сгоревшего газа в одномерной волне разрежения описывается следующими соотношениями:

$$x = (u + a)t$$

и

$$u_2 - u = \frac{2}{\gamma - 1} (a_2 - a),$$

где через  $x$  обозначена координата частицы газа,  $u$  — скорость потока и  $a$  — скорость звука. Индексом 2 обозначено состояние газа на границе зоны реакции и волны разрежения. Согласно известному условию Чепмена—Жуге, скорость детонации  $D = u_2 + a_2$  (см. п. 2.3), поэтому

$$x_2 = Dt = (a_2 + u_2)t.$$

Следовательно,

$$u_2 - u = \frac{2}{\gamma + 1} \left( \frac{x_2 - x}{t} \right).$$

Если пренебречь давлением газа перед фронтом детонации по сравнению с давлением за фронтом:  $p_2 \gg p_1$ , то из законов сохранения можно получить

$$u_2 = D - a_2 \cong \frac{a_2}{\gamma}, \quad u_2 - u = \frac{2a_2}{\gamma} \left( \frac{x_2 - x}{x_2} \right).$$

Таким образом, скорость сгоревшего газа при детонации в длинной трубке линейно падает с удалением от фронта на расстояние  $x$ . При  $x = x_2/2$   $u = 0$ , т. е., начиная с этой точки, в трубке с закрытым концом газ будет покоиться относительно стенок трубки. Если инициирование детонационной волны производится у открытого конца трубки, в точке  $x = x_2/2$  скорость газа изменит знак. Аналогично находится и распределение давления газа:

$$\frac{p}{p_2} = \left( 1 - \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{x_2 - x}{x_2} \right)^{\frac{2\gamma}{\gamma - 1}}.$$

На рис. 4 сплошной линией показано изменение давления и скорости вдоль детонационной трубки при инициировании у закрытого конца ( $x=0$ ). Пунктир соответствует течению при открытом конце трубки. Расчет

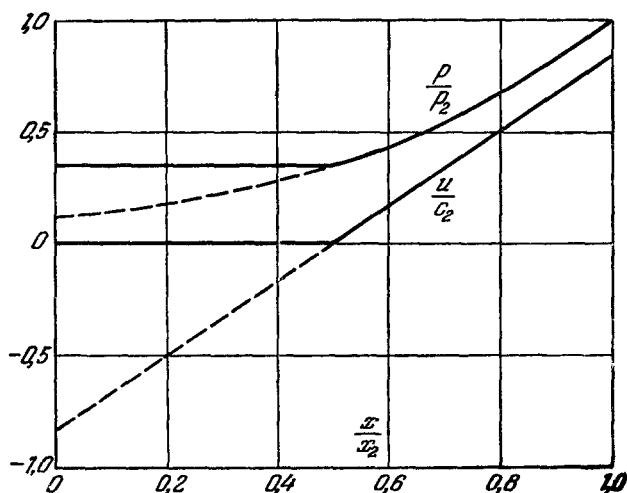


Рис. 4. Структура потока в одномерной детонационной волне.  
Пунктир — трубка с открытым концом,  $x_2$  — координата фронта детонации,  $\gamma = c_p/c_v = 1,2$

сделан для  $\gamma = 1,2$ , что близко соответствует течению продуктов детонации смеси водорода с кислородом. Экспериментальная проверка хода изменения плотности в волне разрежения при детонации в трубке имеется в работе <sup>19</sup>.

**2.3. Условие Чепмена — Жуке.** Границей между стационарной зоной реакции и волной разрежения является состояние газа, определяемое так называемым условием Чепмена — Жуке. Из уравнений, описывающих сохранение массы и импульса в одномерном изэнтропическом газовом потоке, введением переменной  $\xi = x/t$  можно получить следующее соотношение:

$$\frac{du}{d\xi} \left[ 1 - \frac{(\xi - u)^2}{a^2} \right] = 0. \quad (I)$$

Следовательно, положение границы нестационарной волны разрежения  $\left( \frac{du}{d\xi} \neq 0 \right)$  должно определяться из условия

$$\xi_{\text{Фр}} = D = u + a,$$

т. е. скорость распространения фронта детонации должна быть звуковой по отношению к частицам сгоревшего газа. К этому же соотношению приводят и термодинамические соображения<sup>8,13</sup>.

Необходимо сделать некоторые замечания относительно условия Чепмена — Жуге. Это соотношение служит основой для расчета скорости детонации в различных газах<sup>9,20</sup>, поэтому важно точно определить величину скорости звука в продуктах горения. Однако скорость звука является не вполне однозначной величиной из-за дисперсии, вызванной замедлением возбуждения колебаний молекул. Есть полное основание считать, что для высокочастотных составляющих скорость звука

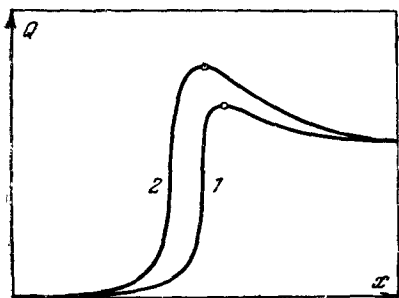


Рис. 5. Смещение кривой тепловыделения в зоне реакции, вызванное задержкой диссоциации и увеличением скорости детонации.

1 — Изменение тепловыделения за фронтом нормальной детонационной волны с расстоянием от ударного фронта, 2 — та же кривая с учетом увеличения скорости детонации и давления. Состояние Чепмена — Жуге близко к точке максимума

тепловыделению в волне по сравнению с равновесным расчетом. В результате скорость детонации окажется выше равновесной, а давление газа в состоянии Чепмена — Жуге также возрастет. Увеличение давления будет способствовать подавлению диссоциации и перемещению границы Чепмена — Жуге в область более высокого тепловыделения в пределах стационарной зоны реакции (рис. 5). Таким образом, правильный выбор скорости детонации должен учитывать смещение границы стационарной зоны реакции в соответствии с ростом суммарного тепловыделения и давления в этой зоне. На эту интересную особенность структуры детонационной волны впервые обратил внимание Я. Б. Зельдович<sup>9,10</sup>. Имеются также и опытные данные, указывающие на возможность существования таких режимов горения в волне детонации<sup>21</sup>. Однако, как уже отмечалось, такой эффект может в известной степени осложняться отклонениями от одномерности течения газа в окрестности детонационного фронта.

2.4. Расходящиеся и сходящиеся детонационные волны. Рассматривая пространственные детонационные волны в случае сферической или цилиндрической симметрии, можно получить наглядное представление как о широкой области применимости схемы Чепмена — Жуге (плоские и расходящиеся волны), так и о существовании физически обоснованных отклонений от этой схемы («фокусирующиеся», или сходящиеся, волны). Для пространственных неплоских волн соотношение (I) имеет правую часть, что само по себе уже свидетельствует о возможности отклонений от стационарности распростране-

будет больше, чем для низкочастотных. Кроме того, не всегда будет правильным вычисление термодинамического состояния продуктов реакции из условий химического равновесия и полного тепловыделения на границе Чепмена — Жуге. Например, некоторые реакции диссоциации сгоревших продуктов могут иметь меньшую скорость по сравнению со скоростью реакций, определяющих основное тепловыделение. В этом случае граница Чепмена — Жуге переместится в сторону зоны основной химической реакции, а медленные реакции уже не будут оказывать влияние на параметры стационарной зоны химических превращений. Задержка диссоциации и существование неравновесных концентраций конечных продуктов на границе Чепмена — Жуге эквивалентны более высокому

ния волны. Анализ течения газа в расходящихся детонационных волнах<sup>8, 22, 23</sup> показал, что в расходящемся потоке за фронтом изменяется лишь закон расширения газа в волне разрежения, примыкающей к зоне реакции. Стационарность движения волны при этом сохраняется, что подтверждается опытами, в которых наблюдались незатухающие сферически<sup>24</sup> и цилиндрически<sup>25</sup> расходящиеся детонационные волны. Как любопытный факт, необходимо отметить, что для стационарной расходящейся волны в состоянии Чепмена — Жуге, согласно (I), должны существовать большие градиенты скорости и других параметров газа за детонационным фронтом. Это обстоятельство послужило в свое время поводом для сомнений в возможности существования расходящихся волн без затухания (Жуге).

Если изменение закона расширения продуктов горения за фронтом детонации не оказывает влияния на скорость волны, то в отношении дополнительного сжатия это будет справедливо лишь до определенных пределов. Искусственно увеличивая сжатие за фронтом детонации, например с помощью поршня, вдвигаемого в трубку вслед за волной, можно частично или полностью скомпенсировать перепад давления в волне разрежения, следующей за зоной реакции<sup>26</sup>. В этом случае стационарность и скорость детонации сохраняются. Однако если скорость поршня сделать выше скорости потока частиц газа в состоянии Чепмена — Жуге, скорость фронта детонации увеличится, в соответствии с законами сохранения на ударном разрыве, и будет зависеть от скорости поршня. Образуется так называемая «пересжатая» детонация<sup>27</sup>.

Как показал Я. Б. Зельдович, в сходящейся волне детонации пережатие наступает самопроизвольно за счет увеличения сжатия в фокусирующемся потоке. Используя стремление детонации сохранить свою стационарность, можно рассчитать изменение давления во фронте волны в процессе ее фокусировки<sup>28</sup>. В пределе, при очень малых радиусах сходящегося фронта, поведение детонационной волны будет мало отличаться от фокусировки ударной волны, т. е. выделяющейся химической энергией можно пренебречь по сравнению с работой сжатия в сходящемся потоке. Асимптотический закон возрастания давления во фронте волны можно определить из известных решений<sup>29</sup>.

### § 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ ИЗУЧЕНИЯ СОСТОЯНИЯ ГАЗА ЗА ФРОНТОМ ДЕТОНАЦИИ

Химическая реакция за фронтом детонации завершается в течение очень коротких промежутков времени. Например, при атмосферном давлении за ударным фронтом при детонации смеси водорода с кислородом период индукции реакции составляет около 2 мксек. Следовательно, решающая способность измерений, в которых регистрируется изменение во времени различных физических величин в детонационной волне, должна составлять по крайней мере менее  $10^{-6}$  сек. Рассмотрим кратко некоторые из способов таких измерений (более подробное описание имеется в<sup>3</sup>).

3.1. Измерение давления (импульсные пьезодатчики). Наиболее точным и удобным способом измерения давления за фронтом ударных волн является применение импульсных пьезодатчиков, использующих керамические пьезоматериалы<sup>4, 30-32</sup>. Датчики из турмалина, кварца, сегнетовой соли и других естественных пьезоматериалов менее чувствительны, ненадежны в работе и обладают большей способностью к возбуждению паразитных колебаний в объеме пьезоэлемента.

Совершенствование точности воспроизведения давления и уменьшение времени разрешения датчиков проводится, по существу, двумя различными путями. В первом из них особое внимание уделяется уменьшению линейных размеров пьезоэлемента, а второй путь связан с попыткой

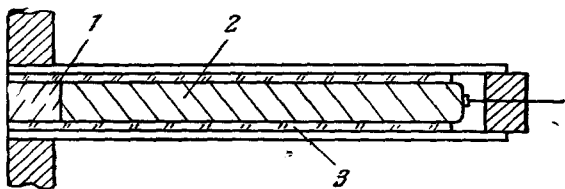


Рис. 6. Импульсный пьезодатчик давления.  
1 — Пьезоэлемент, 2 — цинковый столбик, 3 — восковая прослойка.

стенке трубки показана на рис. 6. Цилиндрический пьезоэлемент из керамики титаната бария сплавляется с длинным стержнем из цинка для отвода в стержень без отражения упругой волны, распространяющейся в пьезоэлементе при резком изменении давления в газе. Акустические сопротивления цинка и титаната бария близки по величине<sup>30</sup>. Для исключения акустической связи пьезоэлемента со стенками трубки пространство между корпусом и стержнем заливается пчелиным воском или каким-либо другим «развязывающим» наполнителем. Образцы записи давления при детонации смесей  $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ ,  $2\text{CO} + \text{O}_2$  и смеси этилового спирта с кислородом в ударной трубке показаны на рис. 7. Диаметр пьезоэлемента в такой конструкции может быть уменьшен до 1–1,5 мм при сохранении чувствительности  $\sim 10 \text{ в} \cdot \text{нф}/\text{ат}$ . Разрешающая способность датчика во времени может составлять до 0,5 мксек.

В работе<sup>31</sup> описана схема работы импульсного пьезодатчика, позволяющая получить высокую разрешающую способность во времени при сохранении большого размера пьезоэлемента. В этом случае давление  $p(t)$ , действующее на воспринимающую поверхность, восстанавливается по записанной кривой нарастания во времени заряда  $q(t)$  в пьезоэлементе по мере распространения в нем упругой волны сжатия:

$$q(t) = A \int_0^t p(t) dt.$$

Таким способом было измерено давление при нормальном отражении детонационной волны от жесткой стенки с точностью до 0,5 мксек и показано существование области повышенного давления, соответствующей зоне химической реакции.

создания в пьезоэлементе конечных размеров соответствующих условий распространения упругой волны, допускающих точное определение величины давления, действующего на воспринимающую поверхность.

Конструкция импульсного пьезодатчика для измерения давления газа на

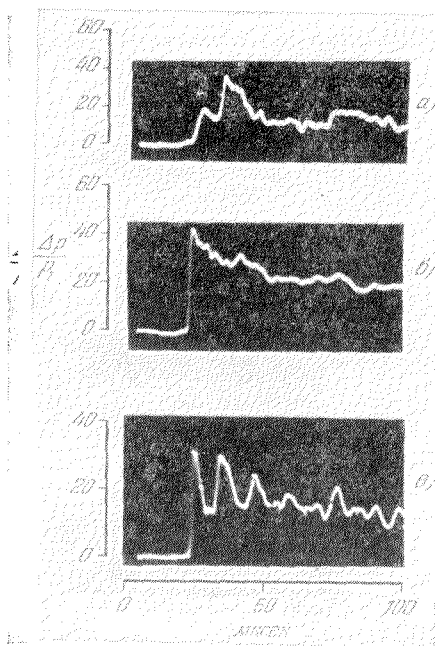


Рис. 7. Осциллограммы давления за поддерживаемой детонацией в ударной трубке квадратного сечения.

а) Смесь окиси углерода с кислородом, б) смесь паров этилового спирта с кислородом, в) смесь водорода с кислородом. Начальное давление газа 0,1 атм.

3.2. Измерение плотности газа. При измерении изменения плотности газа за фронтом ударных волн широко применяются шпирен-метод<sup>3, 4, 33</sup> и метод интерферометра<sup>34-36</sup>. Оба метода основаны на регистрации изменения показателя преломления газа и являются очень чувствительными (регистрируется изменение до 0,1%  $\rho_1$ ). На рис. 8 показана интерферограмма структуры потока за фронтом детонации в смеси  $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 0,92 \text{Xe}$  ( $p_1 = 40$  мм рт. ст.). Пропорциональным изменению плотности газа является вертикальное смещение интерференционных полос. Мелкие детали течения, фиксируемые интерференционным прибором, могут затруднить получение данных о средних значениях плотности вблизи детонационного фронта. Поэтому при изучении детонации наиболее удобным способом измерений плотности считается метод поглощения тонкого пучка рентгеновских лучей, направленных перпендикулярно движению фронта волны<sup>19, 21, 37-39</sup>. Для увеличения поглощательной способности газа в этом случае в исследуемую смесь добавляется инертный газ, обычно ксенон. Изменение интенсивности излучения регистрируется фотоумножителем, снабженным сцинтиллятором. На рис. 9 показано сравнение расчетного и измеренного профилей плотности волны детонации в смеси  $2\text{H}_2 + \text{O}_2 - 0,92 \text{Xe}$  при начальном давлении смеси 44 мм рт. ст. Наблюдаемое расхождение не может быть объяснено только ограничениями в разрешающей способности метода измерения плотности. Детонационные волны, зарегистрированные записями рис. 8 и 9, получены почти в одинаковых условиях<sup>36, 38</sup>. Как видно из рис. 8, ударный фронт детонации не является плоской поверхностью и сильно возмущен поперечными волнами (см. далее, п. 6.2). Поэтому при измерении плотности по поглощению рентгеновских лучей регистрируется не одномерная зона химической реакции, а некоторый средний по фронту профиль изменения плотности.

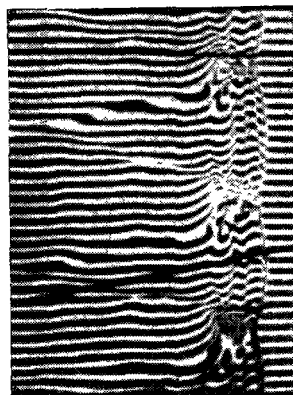


Рис. 8. Интерферограмма распространения детонации в смеси  $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 0,92\text{Xe}$ .

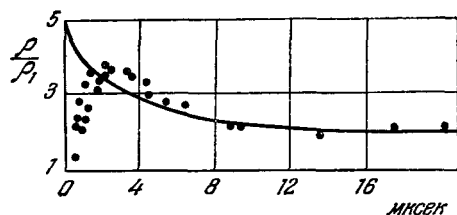


Рис. 9. Результаты опытов по измерению плотности за фронтом детонации (поглощение рентгеновского излучения).

В опытах Д. Хорнига<sup>17</sup> изменение плотности газа за фронтом детонации регистрировалось методом отражения света от поверхности фронта. Этот метод в свое время позволил с высоким разрешением (порядка длины световой волны) определить структуру ударного фронта в обычных газах<sup>40</sup>. Измерения в детонационных волнах показали, что скачок плотности газа во фронте соответствует ударному переходу без химической реакции. Однако эффективная ширина зоны реакции оказалась много больше ожидаемой. Так, например, в смеси  $2\text{H}_2 + \text{O}_2$  при начальном давлении 20 ат ширина переходной области составляет около 2,5 мм, что в сотни раз превышает ширину одномерной зоны реакции, получаемую из кинетических данных. Эти результаты свидетельствуют о значительных отклонениях от одномерности даже при высоких давлениях смеси.

3.3. Измерение температуры газа (обобщенный метод обращения спектральных линий). Этот метод

измерения оказался наиболее удобным при изучении состояния газа за фронтом ударных волн <sup>41-44</sup>. Если при определении температуры газа при детонации конденсированных ВВ бывает достаточно пирометрических измерений испускательной способности в двух участках сплошного спектра излучения <sup>45-47</sup>, то при изучении детонации в газе необходимо независимое определение как испускательной способности, так и поглощения света в спектральных участках интенсивного излучения газа или содержащихся в нем примесей. При использовании для измерения температуры газа спектральных линий излучения примесей (см. <sup>41,42</sup>, а также обзоры <sup>1,48</sup>) разрешающая способность ограничена временем, необходимым на нагрев, испарение, диссоциацию и возбуждение примесей

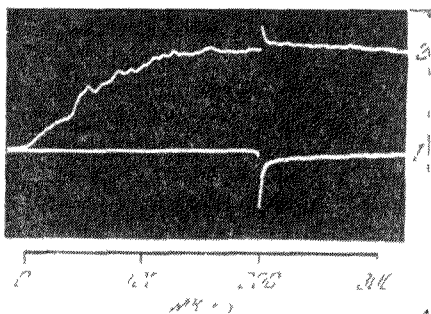


Рис. 10. Осциллограммы излучения газа за фронтом детонации в смеси  $C_2H_2 + O_2$ ,  $\lambda = 5165 \text{ \AA}$ .

(например, солей натрия) в объеме газа за ударной волной. Тем самым исключается возможность измерений вблизи ударного фронта. Так, задержка установления теплового равновесия при излучении  $D$ -линии натрия за фронтом ударной волны в воздухе может составлять несколько десятков микросекунд <sup>42</sup>.

В работе <sup>49</sup> сделана попытка измерить температуру за детонационным фронтом в ацетилено-кислородной смеси по обращению линий собственного излучения газа. Такие измерения оказываются возможными благодаря высокой концентрации промежуточного радикала  $C_2$  в зоне химической

реакции. На рис. 10 показаны осциллограммы свечения газа 1 и свечения газа с подсветкой от эталонного источника света 2. В качестве источника сравнения в этих опытах использовалась импульсная криптоно-ксеноновая лампа, цветовая температура которой может составлять до  $5000^\circ \text{ К}$ . Разрешающая способность таких измерений во времени составляет до  $0,5 \cdot 10^{-7} \text{ сек}$ . Измеренная температура газа для различных концентраций компонент ацетилено-кислородной смеси оказывается близкой к равновесному расчету.

3.4. Определение химического состава и концентраций отдельных компонент смеси. Здесь также широко применяются спектральные методы. Хорошо разработан, например, метод измерения концентрации молекулярного кислорода по его поглощению в ультрафиолетовой области (С. А. Лосев и Н. А. Генералов <sup>1,50</sup>). Если найти из опыта зависимость поглощательной способности молекулярного кислорода от температуры и концентрации, то изменение поглощения за ударным фронтом будет однозначно определять изменение абсолютной концентрации кислорода в смеси. Как указывается в работе <sup>51</sup>, слой кислорода толщиной 1 см при комнатной температуре и давлении 1 мм рт. ст. поглощает около 30% проходящего света в области  $\lambda = 1470 \text{ \AA}$ . Метод абсорбционной спектроскопии в ультрафиолетовой области успешно используется для определения скорости диссоциации чистого кислорода и кислорода в воздухе в сильных ударных волнах <sup>50</sup>.

Аналогично исследованиям в пламенах <sup>15,52</sup>, кинетику химических реакций за фронтом ударных и детонационных волн можно изучать путем наблюдения изменения во времени поглощательной способности каких-либо промежуточных продуктов реакции. Например, в работе <sup>53</sup> изучалась реакция разложения водяного пара за фронтом ударных волн.

Измерения производились при температуре 2400—3200° К в области поглощения гидроксила  $\lambda=3064 \text{ \AA}$ .

В зоне реакции за фронтом детонации в смеси  $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 2\text{CO}$  были обнаружены неравновесные концентрации окиси углерода и атомарного кислорода. Оказалось, что испускательная способность газа в отдельных спектральных участках в видимой области пропорциональна произведению концентраций  $(\text{CO})(\text{O})$  <sup>36</sup>. Амплитуда свечения в зоне реакции в этих опытах соответствовала концентрации продуктов реакции, вычисленной без учета медленных реакций рекомбинации, протекающих при тройных соударениях. Длина зоны реакции, зарегистрированной таким способом, составляла несколько миллиметров при начальном давлении газа  $p_1=0,1-0,3 \text{ ат}$ . Как показали измерения, данные о параметрах зоны реакции наиболее близки к результатам одномерного расчета лишь в «пересжатых» волнах, а самоподдерживающиеся детонационные волны имеют сильные отклонения от одномерности.

Таким образом, имея достаточно хорошо разработанные методы физических измерений в детонационных волнах, мы не располагаем пока достоверными данными о состоянии газа непосредственно за детонационным фронтом. Возникающие здесь трудности носят не методический, а принципиальный характер, так как имеющиеся ограничения связаны прежде всего с существенными отклонениями от одномерности течения газа за фронтом детонационной волны. Причины этих отклонений будут рассмотрены в следующих разделах.

#### § 4. ОСОБЕННОСТИ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ ГАЗА ЗА УДАРНОЙ ВОЛНОЙ

Термодинамическое состояние газа за ударным фронтом детонации определяется скоростью ее распространения и начальным давлением смеси. Температура газа составляет обычно 1500—2000° К, что при давлениях порядка атмосферного соответствует задержкам воспламенения около 1 мксек. Кинетика химических реакций в таких условиях изучена мало, поэтому при использовании известных механизмов реакций в высокотемпературном интервале необходима специальная опытная проверка их применимости в этом случае. Для изучения кинетики воспламенения при микросекундных задержках эффективно используются ударные волны <sup>54-62</sup>. Метод ударных волн обладает рядом преимуществ по сравнению с другими методами химической кинетики, так как в нем, по существу, исключено тепловое влияние стенок сосуда. Кроме того, температурный интервал исследований в ударных волнах гораздо шире, чем в обычных методах.

**4.1. П е р и о д и н д у к ц и и.** Для изучения зависимости периода индукции смеси от температуры и давления можно воспользоваться методом отраженных волн. Условия воспламенения смеси в этом случае задаются состоянием газа за фронтом волны в трубке после ее отражения от закрытого конца. На рис. 11 (см. вклейку между стр. 540—541) показана развертка во времени процесса воспламенения в смеси  $\text{H}_2 + \text{O}_2$ , сделанная шпирен-методом.

Исходная смесь сжимается дважды — за падающей волной 1 и отраженной 2. Состояние газа за фронтом этих волн однородно, а частицы газа за фронтом волны 2 покоятся относительно стенок трубки. Давление, плотность и температура газа обычно определяются путем газодинамического расчета. Проверка правомерности такого расчета, сделанная с помощью независимых измерений давления пьезодатчиками и плотности интерферометром и шпирен-методом, не привела к отклонениям более 1—2%. Так, например, на рис. 12 показаны результаты измерений

скорости потока газа за волной  $I$  в смеси  $2\text{CO} + \text{O}_2$ , полученные из наклона контактных линий на шпирен-снимках процесса <sup>3</sup>. Экспериментальные точки лежат обычно несколько выше расчетной кривой, что служит мерой отклонений от одномерности в ударных трубках <sup>3,63</sup>.

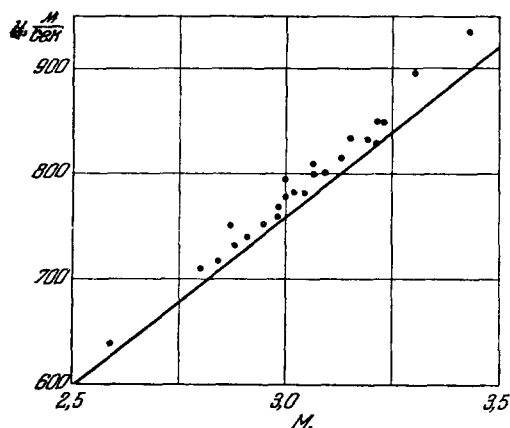


Рис. 12. Сравнение расчета и опыта для скорости потока за ударной волной  $I$  в смеси  $2\text{CO} + \text{O}_2$ ;  $p_1 = 0,15 \text{ ат}$ .

В объеме газа, нагретом ударной волной, развивается химическая реакция. Чтобы не учитывать влияния нагрева газа в падающей волне  $I$ , измерение периода индукции воспламенения относят обычно к слоям газа, примыкающим к отражающей стенке. Поскольку воспламенение газа возникает сразу в нескольких точках газового объема  $3$ , значения  $\tau$  (см. рис. 11) экстраполируются к  $\tau_{\text{ст}}$  <sup>55</sup>. Очаговое воспламенение газа, начинающееся

в виде горения из отдельных центров, завершается взрывом и образованием детонационной волны  $4$ .

На рис. 13 приведены результаты измерений задержек воспламенения в смеси  $\text{H}_2 + \text{O}_2$  при атмосферном давлении в интервале температур от 1000 до 1600° К. Кинетика реакции этой смеси при меньших давлениях и температурах достаточно хорошо известна, поэтому полученные данные можно сравнить с задержками, определяемыми по цепному механизму этой реакции <sup>15,64,65</sup>. В течение периода индукции при невысоких концентрациях продуктов реакции ее скорость определяется скоростью разветвления:

$$\frac{d(\text{H}_2\text{O})}{dt} = \frac{d(\text{H})}{dt} = 2k_2(\text{O}_2)(\text{H}).$$

Константа скорости этой реакции определена в <sup>64,65</sup>. Энергия активации находится в пределах от 18 до 16 ккал/моль. Результаты расчета зависимости

периода индукции от температуры показаны линией на рис. 13 ( $E = 18 \text{ ккал/моль}$ ). Как видно из графика, в области высоких температур наблюдается хорошее соответствие опыта и расчета по цепной теории. Аналогичные данные получены также в разбавленных смесях, где измерения менее надежны из-за влияния разбавителей <sup>57,61</sup>.

В области низких температур задержки растут быстрее, чем это можно ожидать из расчета. Из сопоставления измерений ряда исследователей такой же вывод получен в <sup>66</sup>. Приведем сводные данные по воспламенению

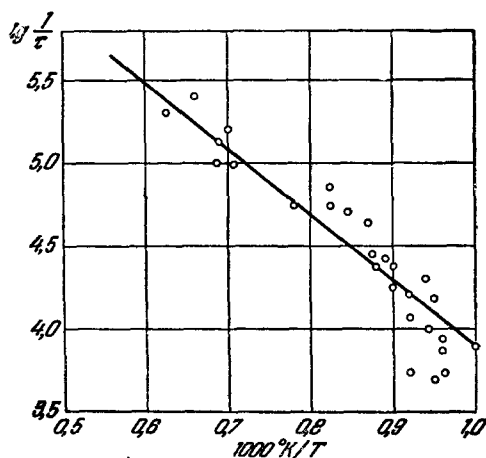


Рис. 13. Зависимость периода индукции смеси  $\text{H}_2 + \text{O}_2$  от температуры. Сплошная линия — расчет.

смеси водорода с кислородом, взятые из <sup>66</sup>, и дополним их нашими результатами <sup>55</sup> (в работе <sup>66</sup> ссылка только на опыты <sup>59</sup> в падающих ударных волнах). Как видно из графика рис. 14, имеется характерный перегиб кинетической кривой в области  $T \sim 1100^\circ \text{ К}$ . Изменение скорости реакции связано в этом случае с приближением к пределу из-за образования радикала  $\text{HO}_2$  и подавления разветвления. Качественно изменяется в этом случае и характер взрыва в газе: если далеко от предела детонация образуется, как правило, из первого возникшего очага, то возле предела наблюдается всегда относительно медленное развитие серии очагов воспламенения. В области изменения скорости ведущей реакции будет неправомерной оценка эффективной энергии активации по наклону кинетической кривой, поэтому величину  $90 \text{ ккал/моль}$ , полученную для низкотемпературной области в работе <sup>66</sup>, следует считать завышенной.

Нужно заметить, что в течение периода индукции (см. рис. 11) изменение плотности реагирующей смеси составляет менее 1%. Это наглядно показывает, что накопление активных центров реакции происходит с ничтожным тепловыделением (тепловой эффект брутто-реакции расходуется на образование высоких неравновесных концентраций атомов водорода).

Таким образом, полученные данные подтверждают справедливость цепной теории вплоть до давлений и температур порядка детонационных. Поэтому естественно ожидать, что с предельными кинетическими явлениями будут связаны и некоторые гидродинамические особенности детонационных волн (см. п. 6.4).

4.2. Определение кинетических параметров реакции. Используя результаты опытов, в которых определяется зависимость периода индукции от температуры, можно найти величину эффективной энергии активации ведущей реакции по наклону прямой в координатах  $\lg 1/\tau$  и  $1/T$ . Для ряда реакций ход экспериментальной кривой близок к прямой, а получающаяся величина энергии активации соответствует значениям, определенным другими способами (например, реакции водорода с хлором, бромом и йодом <sup>67</sup>). Однако в некоторых случаях, например при воспламенении смеси водорода, окиси углерода и некоторых углеводородов с кислородом, зависимость, как мы видели на примере водорода, оказывается более сложной. Поэтому определение энергии активации для таких реакций затрудняется.

Если механизм реакции известен, экспериментальные данные о величине периода индукции можно использовать также и для определения предэкспоненциального множителя в законе Аррениуса для зависимости скорости регулирующей реакции от температуры. Из приведенных выше данных о воспламенении смеси водорода с кислородом, например, величина  $k_2 = 1,8 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3/\text{сек}$ , что соответствует <sup>64</sup> и <sup>65</sup>.

В таблице приведены экспериментальные значения энергий активации для некоторых смесей и указан диапазон термодинамических параметров состояния газа, при которых производилось изучение воспламенения.

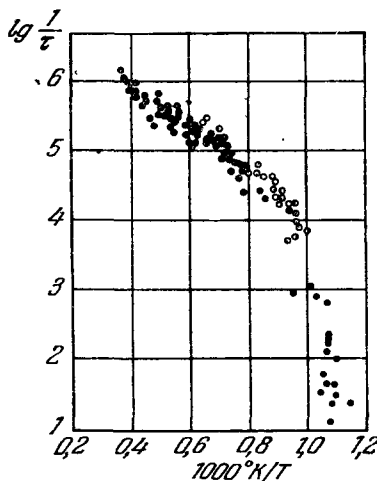


Рис. 14. Зависимость периода индукции водородо-кислородных и водородо-воздушных смесей от температуры.

● — Сводные данные <sup>66</sup>, ○ — из <sup>55</sup>

| Состав смеси                                                  | $H_2 + O_2$    | $2CO + O_2$ | $CH_4 + 2O_2$  | $C_2H_5OH + 3O_2$ | $C_7H_{16} + 11O_2 + 97\% Ag$ | $C_3H_8 + \text{воздух}$ |
|---------------------------------------------------------------|----------------|-------------|----------------|-------------------|-------------------------------|--------------------------|
| Температура газа в опытах по воспламенению, °К                | 1000—1540      | 1200—1400   | 1050—1200      | 1100—1300         | 1500—2400                     | 880—1030                 |
| Давление газа, ат                                             | $1 \pm 0,2$    | $4 \pm 0,5$ | $7 \pm 0,2$    | $3,8 \pm 0,3$     | $3 \div 20$                   | 14                       |
| Эффективная энергия активации для периода индукции, ккал/моль | $17,3 \pm 1,5$ | Изменяется  | $27,4 \pm 2,5$ | $11,5 \pm 2,0$    | 30                            | 19                       |
| Литература                                                    | 55             | 3, 56       | 3              | 56                | 58                            | 54                       |

4.3. Формирование детонационного фронта. Как видно из рис. 11, после возникновения очага воспламенения в объеме адиабатически нагретой газовой смеси образуется волна детонации. В зависимости от температуры и давления газа время формирования детонационного фронта изменяется от нескольких микросекунд до величины порядка 100 мксек. Необходимо отметить, что в неразбавленных, активно реагирующих смесях детонационная волна формируется в объеме сжатой смеси независимо от фронта ударной волны, производящей нагрев газа. В разбавленных смесях наблюдается постепенное ускорение отраженной ударной волны до детонационной скорости после слияния области воспламенения газа с ее фронтом<sup>58,61</sup>.

При поджигании смесей в условиях низких температур формирования детонации происходит в две стадии: сначала расширяющиеся продукты горения адиабатически сжимают и нагревают некоторый объем негоревшей смеси, примыкающей к фронту пламени, а затем происходит взрыв сжатого газа и образование детонационного фронта, аналогично воспламенению в ударных трубках. Такой вид воспламенения в ударных волнах получил в литературе название перехода медленного горения в детонацию.

## § 5. ПЕРЕХОД ГОРЕНИЯ В ДЕТОНАЦИЮ В ГАЗАХ

Образованию детонационных волн в результате ускорения пламени в трубках посвящена обширная литература. В большинстве своем это работы, выясняющие причины ускорения видимого движения пламени относительно стенок трубки<sup>68-75</sup>, а также попытки построить наиболее полную газодинамическую схему процесса<sup>7,76-83</sup>. Наибольший интерес представляют здесь работы К. И. Щелкина, выясняющие влияние турбулентности на изменение условий распространения пламени<sup>68,69</sup>. Не рассматривая в деталях историю вопроса, опишем последовательность отдельных стадий этого сложного нестационарного процесса. Отметим, что подробный анализ явления стал возможным лишь благодаря применению теневых методов исследования, дополненных импульсными измерениями давления в газе<sup>3, 4, 26, 83</sup>.

5.1. Газодинамическая схема образования детонации в трубке. При поджигании смеси образуется ламинарное пламя, нормальная скорость распространения которого относительно частиц несгоревшего газа составляет для различных смесей величину порядка 1—10 м/сек. Если смесь поджигается возле закрытого конца трубки, расширение сгоревших продуктов может происходить лишь в сторону несгоревшей смеси. В результате создается течение газа, подобное расширению сжатого газа в ударных трубках. Расширение сгоревшего газа приводит к образованию в несгоревшей смеси волны сжатия, в которой частицы газа вовлекаются в движение со скоростями в несколько сотен метров в секунду. Пламя также является частью этого потока, поэтому видимая скорость его значительно увеличивается.

Нужно заметить, что возникающее течение имеет сложный характер, а состояние сгоревшего газа является результирующим после перехода сначала от невозмущенного газа в сжатое состояние с последующим сгоранием во фронте пламени. Поэтому упрощенный анализ явления, например, путем замены пламени непроницаемым поршнем, движущимся с видимой скоростью пламени<sup>76, 78</sup>, не имеет достаточных оснований.

В зависимости от конкретных условий течения (размеры сечения трубки, шероховатость стенок), а также от плотности и вязкости газа в потоке смеси появляется турбулизация, следствием которой является изменение профиля пламени и увеличение его поверхности. Числа Рейнольдса для потоков перед пламенем обычно на порядок превышают критические значения, а длина участка, на котором заметно проявляется турбулизация потока смеси, составляет для гладких стенок несколько десятков диаметров трубки.

Увеличению поверхности пламени соответствует рост сжатия и более высокая скорость потока, что в свою очередь приводит к усилению турбулизации. Нагрев смеси за счет сжатия приводит также к росту нормальной скорости пламени. Процесс развивается до тех пор, пока в волне сжатия перед пламенем не будут созданы условия, необходимые для объемного адиабатического самовоспламенения газа<sup>55, 83</sup>. Развитие турбулентности может быть ускорено введением специальных препятствий в виде спиралей, сеток<sup>67, 75</sup> и т. п., а также в результате воздействия на пламя волн сжатия, отраженных от закрытого противоположного конца трубки (см. п. 5.3).

На рис. 15 шлирен-снимок описанного процесса в смеси  $C_2H_2 + O_2$  совмещен с осциллограммами давления, записанными пьезодатчиком в двух точках по длине трубки. Об объемном характере взрыва смеси перед пламенем свидетельствует форма возвратной волны сжатия (волна детонации), состоящей из нескольких возмущений<sup>83</sup>. Можно заметить,

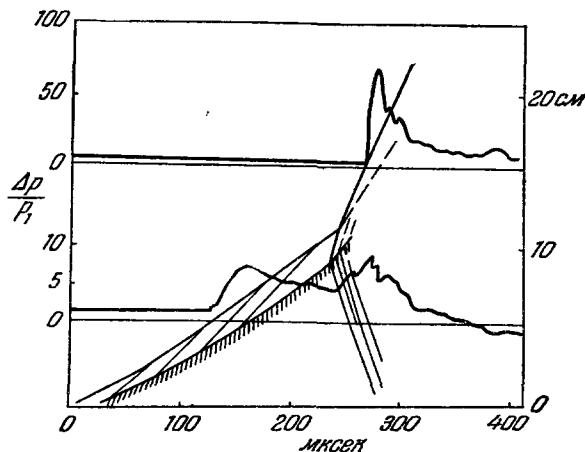


Рис. 15. Шлирен-снимок и осциллограммы давления при переходе горения в детонацию в трубке.

Смесь  $C_2H_2 + O_2$ <sup>83</sup>.

что взрыв газа развивается в волне сжатия, которая еще не успела сформироваться в ударную волну.

5.2. Расчет состояния смесей перед фронтом пламени. Существующие схемы расчета основываются на совместном решении уравнений, описывающих законы сохранения на двух разрывах — на фронте пламени и ударной волне, формирующейся перед пламенем<sup>7,77</sup>. Наиболее простая расчетная схема процесса описана в<sup>83</sup>. Как видно из рис. 15, скачок давления во фронте волны сжатия перед пламенем невелик, а основной рост давления происходит в области непрерывного адиабатического сжатия. В таких условиях целесообразно ограничиться приближенной схемой расчета: адиабатическая волна — пламя — покой продуктов горения относительно стенок трубы.

Состояние газа в волне сжатия определяется величиной скорости пламени

$$S = S_n \frac{\Sigma}{\sigma},$$

где  $S_n$  — нормальная скорость горения,  $\sigma$  — площадь сечения детонационной трубки, а  $\Sigma$  — эффективная поверхность пламени. Например, для круглой трубки, заменяя поверхность пламени полусферой, имеем  $\frac{\Sigma}{\sigma} = 2$ .

Если обозначить состояние невозмущенного газа индексом 0, газа перед фронтом пламени 1 и сгоревшего газа 2, интересую-

Рис. 16. Приближенный расчет состояния газа перед пламенем для смеси  $C_2H_2 + O_2$  (I) и  $H_2 + O_2$  (II).

1 — Температура, 2 — скорость потока газа  $u/c_1$ .

щее нас состояние сжатой несгоревшей смеси в максимуме адиабатической волны сжатия 1 в принятой схеме будет определяться из следующих законов сохранения:

$$\rho_1 S = \rho_2 (S - u),$$

$$\rho_1 S u = p_2 - p_1,$$

$$u = \frac{2}{\gamma - 1} (c_1 - c_0),$$

$$\frac{p_2}{\rho_2} = \frac{RT_2}{\mu_2} \cong \text{const.}$$

Здесь  $u$  — скорость потока,  $c$  — скорость звука,  $T_2$  и  $\mu_2$  — температура и молекулярный вес продуктов горения, которые не меняются сильно при изменении  $p_1$ . Ограничиваясь приближением  $T_2 = T_r$  (температура горения смеси), можно найти зависимость  $u$  и  $T_1$  от эффективной скорости пламени  $S$ . На рис. 16 показаны результаты таких приближенных расчетов для смесей (I)  $C_2H_2 + O_2$ <sup>83</sup> и (II)  $H_2 + O_2$ . Таким образом, условия для адиабатического взрыва будут созданы для первой смеси уже при  $S/S_n = 4,5$ , а для второй — лишь при  $S/S_n = 20 \div 25$ . Характерно, что точно в таком же отношении длина преддетонационного участка в смеси водорода с кислородом больше, чем в ацетилено-кислородной смеси<sup>4</sup>.

5.3. Волна сжатия и адиабатическое самовоспламенение. Описанный выше механизм образования детонации при взрыве адиабатически нагретой газовой смеси является наиболее

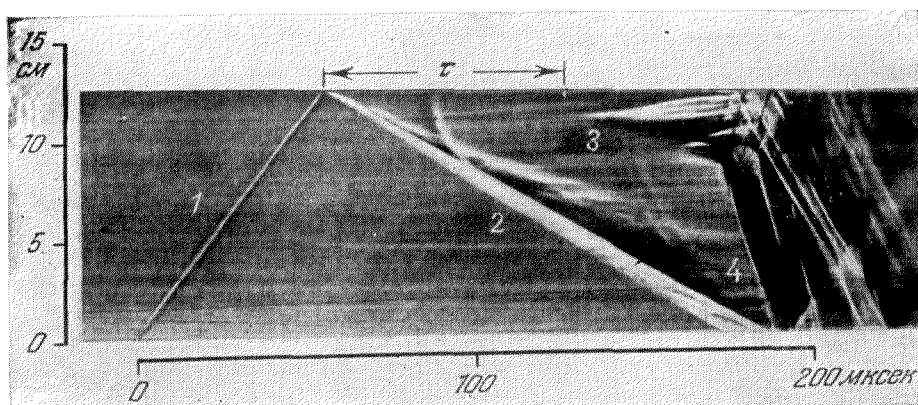


Рис. 11. Развертка воспламенения с задержкой, сделанная шпирен-методом в смеси  $H_2 + O_2$ .

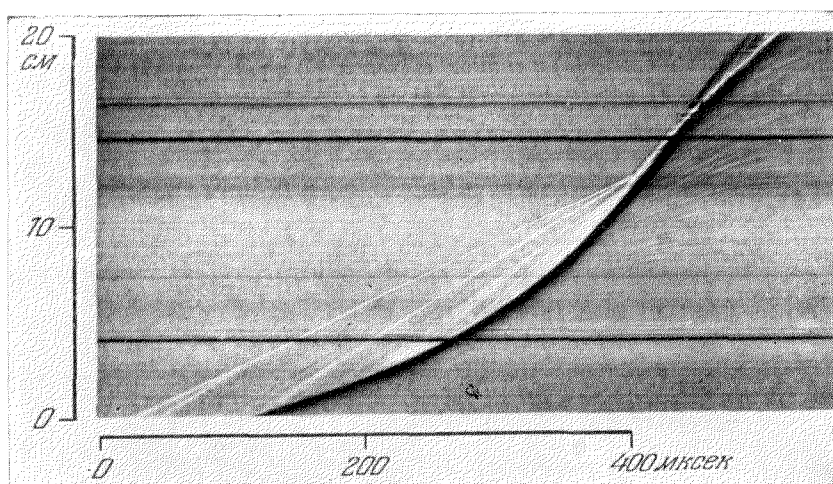


Рис. 17. Развертка движения пламени в случае образования комплекса волна сжатия—пламя (шпирен-снимок).  
Смесь  $C_2H_2 + O_2$ ;  $p_1 = 30$  мм рт. ст.

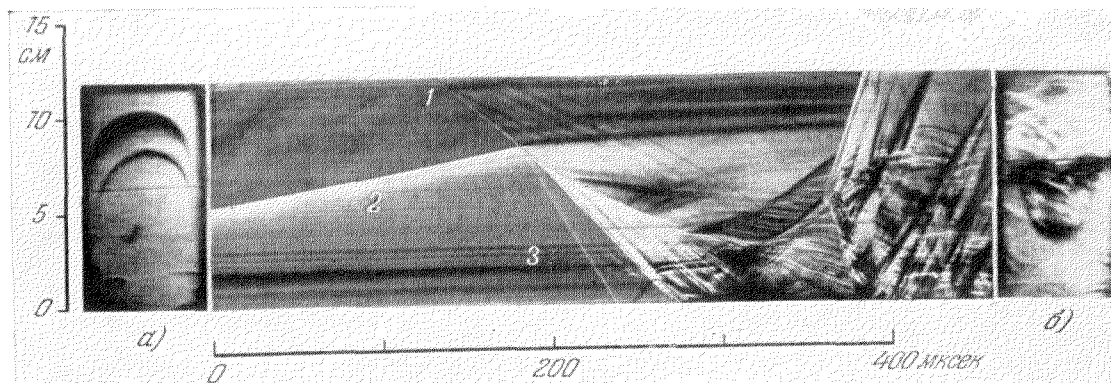


Рис. 18. Шпирен-снимок преломления ударной волны на фронте пламени (развертка).  
1 — фронт ударной волны, 2 — пламя до столкновения, 3 — преломленная волна. Рядом приведены кадровые снимки формы фронта пламени до и после столкновения.

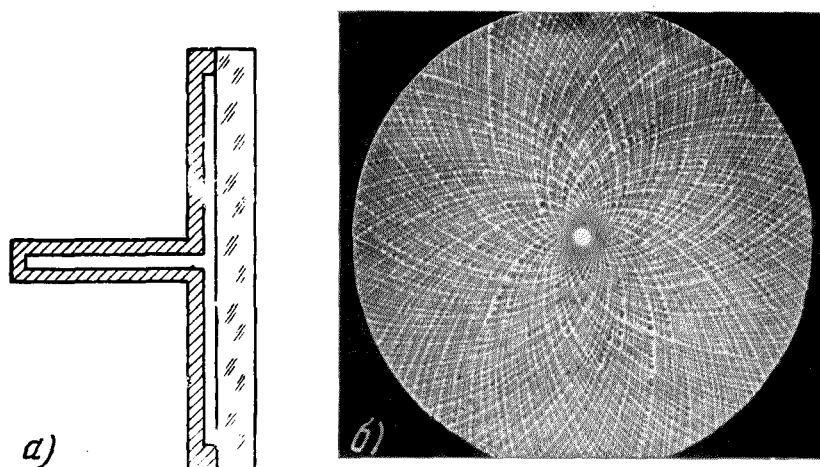


Рис. 19. Схема опыта (а) и снимок свечения (б) в расходящейся детонационной волне.

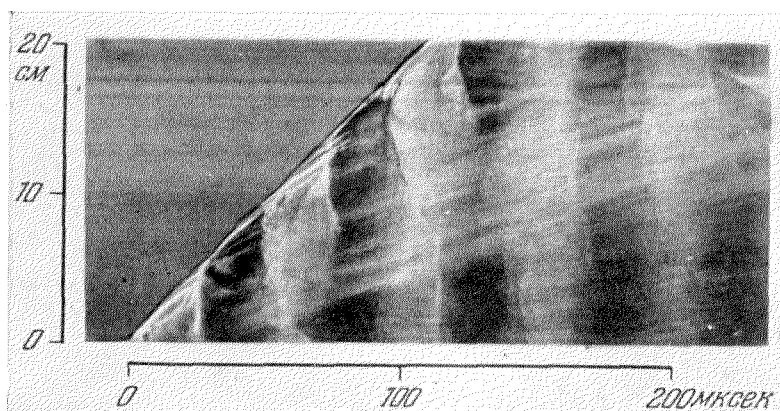


Рис. 20. Развертка спиновой детонации в смеси  $2\text{CO} + \text{O}_2$  в круглой трубке (шлирен-снимок).

общим и особенно четко проявляется в стехиометрически активных смесях. В этом случае ударный фронт волны перед пламенем не успевает сформироваться за время перехода, поэтому адиабатическая схема расчета здесь наиболее правомерна. Сравнение с опытом для смеси  $C_2H_2 + O_2$  показывает, что из-за влияния местных неоднородностей в окрестности пламени и особенно вблизи стенок взрыв газа происходит обычно при скоростях пламени на 20—30% ниже критических (разница в температуре около 100) <sup>83</sup>

В смесях с меньшей скоростью реакции и с меньшим тепловыделением в течение преддетонационной стадии может сформироваться ударный фронт волны сжатия, однако и в этом случае максимальные давления и температуры будут достигаться возле поверхности ускоренно движущегося пламени. В этом случае в схеме расчета состояния газа требуется уточнение, учитывающее появление ударного перехода. Это не означает, что при возникновении детонации формированию ударной волны перед пламенем должна быть отведена ведущая роль. Как уже отмечалось, детонационная волна возникает в результате взрыва сжатой смеси, а не после слияния пламени с ударной волной, как это иногда принято считать <sup>7, 71, 77</sup>. Интересно, что в некоторых случаях ускоряющаяся область горения может нагнать фронт волны сжатия и некоторое время распространяться вместе с ним в виде единого комплекса без образования детонации <sup>70</sup>. Развертка такого процесса в смеси  $C_2H_2 + O_2$ , сделанная шпирен-методом, показана на рис. 17.

5.4. Взаимодействие пламени с ударной волной. Исследования в этом направлении связаны с особенностями перехода горения в детонацию в ограниченных объемах. Волна сжатия, созданная пламенем в трубке конечной длины, испытывает ряд преломлений через область горения, вызывая дополнительные деформации поверхности пламени и увеличивая нормальную скорость горения за счет повышения температуры (оба эффекта увеличивают скорость  $S$ ). Увеличение скорости пламени связано с появлением дополнительного сжатия газа, что на опыте регистрируется в виде усиления преломленных волн <sup>84, 86</sup>. Для относительной оценки влияния различных причин на увеличение скорости пламени исследование взаимодействия ударных волн с пламенем целесообразно проводить в ударных трубках <sup>87, 88</sup>, когда состояние за фронтом ударной волны задается независимо и хорошо известно. На рис. 18 показана развертка столкновения ударной волны с пламенем в смеси  $C_2H_2 + O_2$ , сделанная шпирен-методом. Течение после первого столкновения волны с пламенем хорошо согласуется с одномерным газодинамическим расчетом распада произвольного разрыва, в котором пламя после столкновения считается контактной поверхностью. Основное усиление ударной волны наблюдается после ее отражения от конца трубы и вторичного преломления через область горения (взрыв газа и образование детонации за отраженной волной). Эффект усиления отраженной волны зависит в основном от деформации контура пламени, вызывающей увеличение поверхности горения. Для ударных волн небольшой амплитуды увеличение нормальной скорости пламени играет меньшую роль. Это наглядно проявляется в резком уменьшении усиления ударной волны при ее двойном преломлении через пламя при смещении места столкновения к отражающей стенке, когда практически исключена возможность неоднородных деформаций поверхности пламени <sup>88</sup>. Особенности усиления волн сжатия в турбулентной зоне горения рассматриваются в работе <sup>89</sup>.

Характерно, что для расчетных работ, в которых анализируются вопросы усиления акустических и ударных волн при их взаимодействии

с пламенем <sup>85,86,90</sup>, учитывается лишь изменение нормальной скорости горения с температурой, а влияние деформаций пламени не рассматривается. В то же время достаточно хорошо известна роль неустойчивости фронта пламени в процессах перехода горения в детонацию <sup>68,69</sup>. Так, при распространении сферического пламени <sup>24</sup> или пламени в трубках большого сечения увеличение поверхности пламени за счет проявления его внутренней неустойчивости по Л. Д. Ландау <sup>91</sup> остается, по-видимому, основной причиной увеличения скорости пламени.

## § 6. КОЛЕБАНИЯ ГАЗА ЗА ФРОНТОМ ДЕТОНАЦИИ

Одномерность течения за плоским фронтом детонации обычно нарушается из-за появления колебаний в газе. Многочисленные наблюдения <sup>92-103</sup> свидетельствуют о том, что колебательный, или «спиновый», режим детонации является наиболее распространенным видом детонационного горения. Выяснено также, что амплитуда и частота колебаний определяются не только давлением и химическим составом смеси, но также зависят и от условий течения газа за детонационным фронтом. Например, при детонации в ударных трубках дополнительное сжатие сгоревшего газа приводит к усилению колебаний <sup>26</sup> и к появлению вторичных волн давления <sup>95</sup>. Кроме того, хорошо известно, что частоты колебаний в ряде случаев могут совпадать с частотой собственных колебаний объема сгоревшего газа. Нужно сразу же подчеркнуть, что источником колебаний в газе являются слои, примыкающие к детонационному фронту, т. е. зона реакции, поэтому причины возникновения колебаний не следует искать в особенностях течения сгоревшего газа. При «излучении» колебаний детонационным фронтом иногда может лишь происходить согласование параметров излучаемых волн с частотами колебаний в сгоревшем газе. В таких случаях акустические явления наиболее четко выражены вследствие появления автоколебательных систем. На этом вопросе мы остановимся подробнее в п. 6.3.

**6.1. Причины появления колебательного режима горения.** Течение газа за фронтом детонации оказывается гидродинамически неустойчивым <sup>104-107</sup>. Эта неустойчивость связана с существованием конечной зоны химической реакции и периодом индукции воспламенения. Как показал К. И. Щелкин <sup>104</sup>, границы появления колебаний за ударным фронтом можно оценить следующим образом.

Стационарность горения в детонационной волне может быть нарушена, если изменение периода индукции смеси, вызываемое изменением температуры в возникающих возмущениях, будет величиной порядка самого периода индукции. Диапазон изменения давления за фронтом детонации можно оценить разностью между давлением несгоревшего газа и давлением Чепмена — Жуге  $p_{уд} - p_d$ . Поэтому критерий потери устойчивости можно выразить в виде

$$\frac{d\tau}{dT} (T_1 - T_{уд}) \geq \tau \quad \text{или} \quad \frac{E}{RT_{уд}} \left[ 1 - \left( \frac{p_d}{p_{уд}} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right] \geq 1,$$

где  $E$  — эффективная энергия активации для ведущей реакции периода индукции. Это условие достаточно хорошо выполняется для  $E > 15 \div 20$  ккал/моль, т. е. для большинства смесей, используемых в лабораторной практике. Устойчивость детонационного фронта к малым возмущениям исследовалась в <sup>106</sup>. Структура зоны реакции в этой работе мало отличается от упрощенной схемы К. И. Щелкина <sup>104</sup>. В. В. Пухначевым <sup>105</sup> был рассмотрен вопрос об устойчивости волны Чепмена — Жуге с одномерной

конечной зоной реакции. В этих исследованиях получена неустойчивость для всех практически интересных случаев детонации.

6.2. Свойства поперечных волн. Зона химической реакции в детонационной волне деформируется и разбивается на ряд возмущений, перемещающихся по поверхности ударного фронта. Для смесей с большой скоростью реакции возникающие колебания имеют небольшую амплитуду и высокую частоту, а в медленно реагирующих смесях и возле пределов по концентрации или по давлению амплитуда колебаний значительно возрастает, а их частота падает.

Характерный размер, определяющий частоту колебаний, связан с протяженностью зоны химической реакции. Линейные размеры сосуда, в котором распространяется детонационная волна, влияют на частоту и характер возникающих колебаний лишь в тех случаях, когда среднее расстояние между двумя последовательными возмущениями становится сравнимым с наименьшим размером сосуда, например с диаметром трубки<sup>98</sup>. Такому условию удовлетворяет, например, спиновая детонация, которая будет рассмотрена отдельно.

Частота колебаний и средний размер «ячеек», на которые разбивается детонационный фронт, зависят в основном от свойств смеси. Наиболее убедительно об этом свидетельствуют результаты опытов с расходящимся детонационным фронтом<sup>25</sup>, когда в двух или трех измерениях отсутствуют отражающие границы. В опыте, схема которого показана на рис. 19, детонационная волна создается в трубке и выходит затем в центр плоского круглого канала малой глубины. Плоскость канала сфокусирована на неподвижную фотопленку. По детонационному фронту в поперечном направлении бежит серия светящихся точек, следы которых вычерчивают на пленке траектории в виде логарифмических спиралей

$$r \frac{d\varphi}{dt} = c.$$

Светящиеся точки являются местом пересечения поперечных волн с детонационным фронтом.

Тангенциальная скорость возмущений в среднем постоянна и немного превышает скорость звука в сгоревшем газе. Среднее число поперечных волн, приходящихся на единицу длины окружности фронта, за исключением окрестности центра канала, остается постоянным и зависит только от состава и начального давления смеси. Следовые отпечатки, полученные при отражении сферически расходящихся детонационных волн от закопченной стенки, также свидетельствуют о «ячеистой» форме поверхности детонационного фронта.

Рассмотрим теперь условие существования незатухающей детонации с прерывистым воспламенением за фронтом. Горение газа за ударным фронтом такой волны локализуется в основном в области соединения поперечной волны сжатия с ударным фронтом. Поперечная волна образует с областью воспламенения устойчивую автоколебательную систему, в которой выделяемая в газе тепловая энергия частично используется на поддержание поперечной волны в соответствии с известным принципом Рэлея, требующим для возбуждения акустических колебаний в газе выделения тепла в фазе со сжатием.

Если средняя скорость области воспламенения будет выше, чем скорость звука в сгоревшем газе, она «оторвется» от акустической волны и потеряет опору на фланге. Если, наоборот, воспламенение будет иметь меньшую поперечную скорость, волна сжатия, опередив область воспламенения, потеряет энергетический источник и будет затухать. Таким образом, самоподдерживаемый режим возможен лишь в тех случаях,

когда средняя скорость поперечных волн с учетом их взаимных столкновений будет равна скорости звука в сгоревшем газе <sup>3, 108</sup>.

Связь акустических явлений с особенностями воспламенения за фронтом детонационных волн наиболее отчетливо проявляется в случае спиновой детонации в круглых трубках. В отличие от волн в плоских каналах, здесь возникает автоколебательная система, связанная с фазовой волной акустических колебаний. Интересно отметить, что фазовая волна с пучностью сжатия возле стенки имеет поперечную скорость, почти вдвое превышающую скорость звука в сгоревшем газе.

6.3. Акустическая теория спиновой детонации. Величина поперечной скорости участка воспламенения при спиновой детонации в круглых трубках определяется на опыте из наклона к образующей спирального следа, оставляемого волной на боковой поверхности законченной трубки. Для большинства смесей, в которых наблюдается устойчивое вращение единственной поперечной волны («одноголовая» детонация), угол наклона близок к  $45^\circ$ , т. е. поперечная скорость близка к скорости детонации <sup>92</sup>. Объяснение этому факту дает акустическая теория спиновой детонации, предложенная Н. Мансоном (см. <sup>109, 107, 110</sup>). Нужно заметить, что акустическая трактовка спиновой детонации в той форме, которая изложена в <sup>107, 109</sup>, указывает лишь на количественную связь поперечных скоростей зоны воспламенения с параметрами акустических волн в сгоревшем газе. Это совпадение не может служить основанием для утверждения о том, что возникновение собственных колебаний в объеме сгоревшего газа является причиной появления «спинового» горения в волне детонации. Мы имеем здесь лишь один из случаев проявления внутренней неустойчивости горения за ударным фронтом в условиях, наиболее для этого благоприятных. Поэтому физический анализ причин появления колебаний и поперечных волн при детонации следует связывать прежде всего с особенностями течения в зоне химической реакции за ударным фронтом, а не с процессами в сгоревшем газе.

На рис. 20 показана развертка течения при спиновой детонации в круглой трубке, сделанная шпирен-методом. За детонационным фронтом существует поперечная волна, вытянутая вдоль образующей трубки и периодически появляющаяся на развертке в виде светлых вертикальных полос. Эта волна, называемая иногда шлейфом, вращается вместе с воспламеняющимся участком фронта. Существование такой волны согласуется с решением волнового уравнения радиальных и тангенциальных колебаний объема сгоревшего в трубке газа. Это решение описывает вращение фазовой пучности давления сложного колебания с поперечной скоростью, определяемой из соотношения

$$v_{\text{окр}} = \lambda_k R c,$$

где  $\lambda_k$  — собственные числа функций Бесселя,  $R$  — радиус трубки и  $c$  — скорость звука.

Для первой гармоники, например, в смеси  $2\text{CO} + \text{O}_2$   $v_{\text{окр}} = 1,84c = 1780$  м/сек. Скорость детонации этой смеси  $D = 1787$  м/сек, т. е. практически совпадает со скоростью поперечной волны. Отсюда видно, что при спиновой детонации стабилизация воспламенения осуществляется фазовой волной сжатия, возникающей в сгоревшем газе.

Если внутри детонационной трубки ввести цилиндрическую вставку, поперечная скорость фазовой волны должна уменьшиться. Соответствующие опыты <sup>111</sup> показали, что наблюдаемое уменьшение поперечной скорости шлейфа вполне соответствует расчету для акустической волны в коаксиальной трубке.

6.4. Структура фронта спиновой детонации. Тщательные исследования формы ударного фронта в волне спиновой детонации в смеси  $2\text{CO} + \text{O}_2$  привели к схеме, изображенной на рис. 21<sup>32, 97, 112, 113</sup>. Изображенные на рисунке линии являются местом пересечения поверхности соответствующего ударного разрыва с поверхностью канала круглой трубки, причем внутренняя поверхность трубки развернута на плоскость. Стрелками показано направление набегающего потока газа. Область интенсивного свечения газа заштрихована. Изучение структуры фронта производилось фотографированием с применением шлирен-метода и дополнялось записью давления в стенке трубки. При фотографировании использовался метод съемки, в котором поступательное и поперечное перемещения участка воспламенения компенсировались соответствующим движением фотоленки с той же результирующей скоростью<sup>112</sup>.

Смесь сгорает в двух участках ударного фронта: в наиболее искривленной части основного ударного фронта  $AB$  и в поперечной волне  $DE$ . Такое

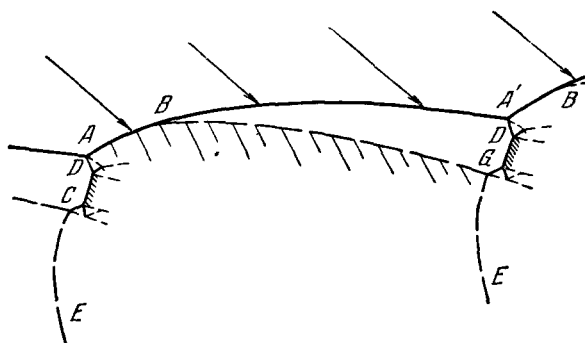


Рис. 21. Структура ударного фронта при спиновой детонации.

разделение горения связано с кинетическими особенностями воспламенения данной смеси. Газодинамический расчет показал, что отделению фронта воспламенения от основного ударного фронта (точка  $B$ ) соответствует температура за ударной волной  $T_B = 1530^\circ \text{K}$ . Необходимо учесть, что участки фронта с большей кривизной имеют более высокую температуру, а в остальной части ударного фронта  $BG$ , составляющей достаточно острый угол с линиями тока набегающего потока свежего газа, температура уменьшается. Как показали измерения в ударных волнах<sup>3</sup>, кинетическая кривая для смеси  $2\text{CO} + \text{O}_2$  в интервале  $1200^\circ < T < 1500^\circ \text{K}$  переходит из области микросекундных задержек воспламенения к задержкам порядка миллисекунды. Таким образом, раздвоение фронта воспламенения объясняется химическими свойствами данной смеси.

Несгоревшая нагретая смесь, сжатая в участке  $BG$  ударного фронта, воспламеняется в поперечной волне  $DE$ , замыкающей течение. Фланги поперечной волны образуют тройные ударные конфигурации, согласующие течение газа в этой волне с ударным фронтом и со шлейфом<sup>113</sup>.

Измерение давления импульсными пьезодатчиками с размером пьезоэлемента около  $1 \text{ мм}$  дали полное подтверждение приведенной схемы течения<sup>32</sup>. Максимальное давление, измеренное за фронтом поперечной волны, оказалось равным  $160p_1$ , что явно свидетельствует о сгорании дважды сжатой смеси. Измеренные давления существенно выше, чем максимальные давления ( $\sim 50p_1$ ), полученные расчетами с введением излома или косо́го скачка уплотнения во фронте спиновой детонации<sup>8, 103, 114</sup>. Введение тройной ударной конфигурации также не может дать величину более  $50p_1$ <sup>114</sup>. Экспериментальные данные<sup>32, 113</sup> наглядно показали, что модель Щелкина — Зельдовича<sup>8</sup> на опыте не реализуется, а за ударным фронтом спиновой детонационной волны существуют аномально высокие давления газа, связанные с двойным ударным сжатием газа перед воспламенением в поперечных волнах.

6.5. Состояние газа в волне детонации с учетом поперечных пульсаций. В условиях существенной неоднородности течения в законах сохранения на ударном разрыве необходимо учитывать пульсационные составляющие скорости, плотности и давления газа. Конечное состояние, описываемое равновесной адиабатой Гюгонио, в этом случае изменится и будет отличаться от одномерного, так как часть выделяющейся тепловой энергии трансформируется в энергию пульсационного движения, что, по существу, эквивалентно увеличению эффективной теплоемкости газа. Кроме того, пульсационное движение создает дополнительное давление в среде, причем скорость детонации в целом увеличивается. Анализ ударной адиабаты детонации в предположении

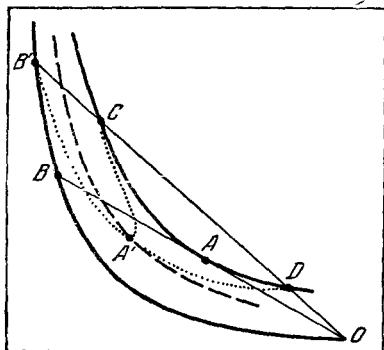


Рис. 22. Ударная адиабата детонации с учетом поперечных пульсаций за фронтом.

о возникновении пульсационного движения за ее фронтом в форме изотропной турбулентности был проведен Д. Уайтом<sup>36</sup>. Качественная картина влияния турбулентных пульсаций на течение в волне показана на рис. 22. Ударный переход переводит газ из начального состояния  $O$  в конечное (без реакции)  $B'$ , причем прямая  $OB'$  пересекает равновесную адиабату одномерной детонации  $CAD$  в двух точках  $C$  и  $D$ . Промежуточные состояния газа в зоне химической реакции будут теперь лежать не на прямой (типа  $BA$  в одномерной волне), а на некоторой кривой вида  $B'A'D$ , которая проходит через точку  $A'$ , где выполняется местное условие

Чепмена — Жуге (пунктиром показана

ударная адиабата с учетом потери части теплового эффекта на возбуждение турбулентности).

После состояния  $A'$  пульсационное движение затухает и течение переходит в одномерное, т. е. конечное состояние приближается к равновесной адиабате  $CAD$ . Здесь, по-видимому, возможны два случая: если детонация в целом самоподдерживающаяся, стационарная зона реакции закончится состоянием газа  $D$  на нижней ветви равновесной адиабаты, а в случае небольшого постороннего «пересечения» детонации будет возможен переход в точку  $C$  верхней ветви.

Предположение об изотропной турбулентности в зоне горения делает наглядной картину влияния пульсационного движения на течение газа; однако оно не вполне соответствует действительности. На самом деле за фронтом детонации существует не беспорядочное турбулентное перемешивание, а возникает система акустических волн с вполне определенными параметрами. Поэтому приведенный выше анализ имеет в основном качественный интерес и может оказаться полезным при построении более полной схемы волны детонации.

## § 7. ДЕТОНАЦИЯ В СТАЦИОНАРНОМ ПОТОКЕ ГАЗА

Ряд новых данных об условиях совместимости горения газа с воспламеняющей ударной волной был найден при изучении детонации, создаваемой в скачках уплотнения в непрерывных потоках газовой смеси. Рассмотрим основные направления, в которых проводились эти исследования.

7.1. Горение газа за стационарной ударной волной. Такой вид горения изучался в аэродинамических тру-

бах<sup>115-117</sup>. Трудности получения стационарной детонации в сверхзвуковом потоке газа связаны с высокими числами Маха для детонационных волн. Для стехиометрических смесей обычно  $M_D \sim 5-7$ , в то время как при адиабатическом торможении потока за ударной волной с  $M_1 = 3,5-4$  (см. § 4) температура газа оказывается уже достаточной для быстрого самовоспламенения. Таким образом, создание детонационных потоков для стехиометрических смесей маловероятно из-за высокой температуры торможения и воспламенения на стенках или при перемешивании.

Если скорость набегающего потока смеси ниже скорости детонации, образующаяся при торможении на препятствии детонационная волна отрывается от стабилизирующего тела и уходит вверх по потоку. На рис. 23 показаны последовательные кадры такого процесса, полученные в условиях сверхзвукового потока при торможении на уступе в ударной трубке<sup>59</sup>.

Стационарные ударные волны с воспламенением газа за фронтом были получены лишь в разбавленных водородо-воздушных смесях<sup>115, 116</sup>. При добавлении водорода в сверхзвуковой поток горячего воздуха обнаруживалось изменение формы скачка уплотнения, созданного на препятствии, а за ударным фронтом наблюдалась протяженная зона горения.

7.2. Спиновая стационарная детонация. По аналогии со спиновой детонацией Б. В. Войцеховским<sup>118</sup> была создана схема непрерывного сжигания газа с детонационной скоростью (рис. 24). В кольцевой канал в радиальном направлении непрерывно подается свежая смесь через узкий докритический зазор. Сгоревшая смесь удаляется также в радиальном направлении. В канале создается воспламеняющая ударная волна, распространение которой поддерживается за счет сгорания за ее фронтом свежей смеси, поступившей в канал за время одного оборота ударной волны. Скорость ударной волны в таком опыте оказалась меньше, чем скорость детонации, так как поступление свежей смеси и сгорание газа происходят лишь в малом участке ударного фронта. На схеме область горения заштрихована. В данном случае стационарный гидродинамический процесс с горением газа за ударной волной отличается от схемы детонации Чепмена — Жуге. Такой процесс вполне устойчив, и его длительность в описываемых опытах определялась запасом смеси и могла составлять несколько десятков секунд.

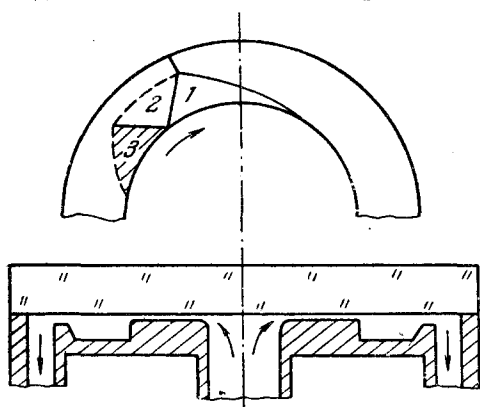


Рис. 24. Схема горения газа за ударной волной, циркулирующей в кольцевом канале.

1 — Свежая смесь, 2 — сжатый газ перед воспламенением, 3 — продукты горения.

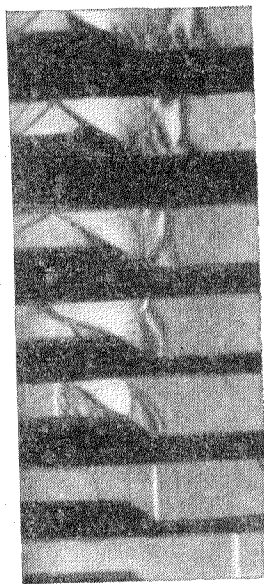


Рис. 23. Образование детонации за скачком уплотнения в ударной трубке.

Скорость набегающего потока ниже скорости детонации. Частота съемки 40 тыс. кадр/сек.

7.3. Пульсирующее горение за ударной волной в сверхзвуковом потоке. Периодическое воспламенение газа за фронтом ударной волны, образованной у поверхности тела в сверхзвуковом потоке, наблюдалось при воспламенении газовых смесей летящей пулей<sup>119</sup>. В аналогичных исследованиях<sup>120</sup> была обнаружена периодическая структура потока за воспламеняющей ударной волной. Колебания газа прекращались лишь при значительном увеличении скорости летящего тела.

Изучение этого явления, проведенное в ударной трубке<sup>121</sup>, показало, что периодичность воспламенения связана с отрывом области горения газа от фронта ударной волны при его резком расширении после воспламенения. Подобное явление отделения горения наблюдалось также в опытах<sup>122</sup> при распространении детонации в трубке, сечение которой резко увеличивалось. Разделение фронтов наблюдалось также в<sup>123, 124</sup>.

Нужно отметить эффективность применения ударных трубок в опытах по изучению воспламенения в стационарных сверхзвуковых потоках. Трубка используется в данном случае в качестве аэродинамической трубы кратковременного действия. Преимущества такого устройства заключаются в том, что получение высокой энтальпии в создаваемом сверхзвуковом потоке смеси не связано с предварительным нагревом газа перед истечением до высокой температуры, что позволяет проводить исследование на заранее составленных смесях, без перемешивания в потоке.

## § 8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В конце обзора последних достижений в области изучения детонации в газах необходимо отметить ряд вопросов, требующих дальнейшей разработки и поисков новых решений. Прежде всего, это относится к выяснению общих условий совместимости химического и гидродинамического процессов. Остается загадкой универсальность неодомерного механизма сгорания за фронтом детонации. Недостаточно полно решена задача об устойчивости течения в детонационной волне с конечной скоростью химической реакции. Не выяснен пока механизм связи акустических явлений в сгоревшем газе с процессом воспламенения за ударным фронтом. Строго говоря, при классической детонации эта связь должна была бы отсутствовать, так как возмущения не должны проникать за плоскость Чепмена — Жуке. Возможно, что здесь важную роль играют потери в детонационной волне.

Нет сомнения в том, что на структуру детонационных волн с высокими скоростями реакции должны влиять тепловые и диффузионные процессы, так как во фронте детонации существуют большие перепады температуры, плотности и концентраций. Пока в этом направлении мы имеем лишь теоретические оценки<sup>125</sup> и качественные объяснения некоторых наблюдений<sup>16</sup>.

В задаче о переходе горения в детонацию остаются невыясненными общие закономерности механизма увеличения скорости пламени при переходе к турбулентному режиму течения газа. Если будут найдены общие схемы, расшифровывающие этот процесс, газодинамический анализ явления и описание конечной, взрывной фазы процесса не должны вызвать серьезных затруднений.

Необходимо также отметить практическую важность разработки различных схем детонационного горения в непрерывных потоках газа. Стационарное горение за поддерживаемой ударной волной может, по-видимому, найти применение в двигателях или, например, в различных процессах химической переработки газов, где требуется высокотемпературный

нагрев с последующим резким охлаждением смеси в процессе реагирования.

Наконец, при изучении химических газовых реакций при высокой температуре применение детонационных волн может дополнить исследования в ударных волнах, в которых был получен ряд фундаментальных результатов в высокотемпературной кинетике<sup>1, 3, 67</sup>. В этих исследованиях важное место должно быть отведено спектроскопическим измерениям.

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. С. А. Лосев, А. И. Осипов, УФИ 74 (3), 393 (1961).
2. Х. А. Рахматуллин, С. С. Семенов, Вводная статья к переводному сборнику «Ударные трубы», М., ИЛ, 1962.
3. Р. И. Солоухин, Ударные волны и детонация в газах, М., Физматгиз, 1963; см. также УФИ 68 (3), 513 (1959).
4. Г. Д. Саламандра, Т. В. Баженова, С. Г. Зайцев, Р. И. Солоухин, И. М. Набоко, И. К. Севастьянова, Некоторые методы исследования быстротекущих процессов, М., Изд-во АН СССР, 1960.
5. R. Gross, A. Oppenheim, J. ARS 29 (3), 3, 173 (1959).
6. H. Wagner, в сб. «Fundamental Data Obtained from Shock Tube Experiments», Pergamon Press, 1961, Ch. 9, стр. 320—385.
7. G. Taylor, R. Tankin, в сб. «Fundamentals of Gas Dynamics», Princeton, 1958.
8. Я. Б. Зельдович, А. С. Компанец, Теория детонации, М., Гостехиздат, 1955.
9. Я. Б. Зельдович, С. Б. Ратнер, ЖЭТФ 11, 170 (1944).
10. Я. Б. Зельдович, ЖЭТФ 10, 542 (1940).
11. J. von Neumann, Office of Scientific Research and Development Report, 1942, стр. 549.
12. W. Döring, Ann. Phys. 43, 421 (1943).
13. Г. Н. Абрамович, Л. А. Вулис, ДАН СССР 55 (2), 111 (1947).
14. Л. В. Лесков, Ф. А. Савин, УФИ 72 (4), 741 (1960).
15. В. Н. Кондратьев, Кинетика химических газовых реакций, М., Изд-во АН СССР, 1958.
16. M. Соок, R. Keyes, Trans. Farad. Soc. 52 (3), 369 (1956).
17. D. Hornig, Prepr. Frick Chem. Lab. Princeton Univ., XII Solv. Congr., Brussel, 1962.
18. А. И. Дремин, О. К. Розанов, ДАН СССР 139, 137 (1961); 133, 1372' (1960).
19. G. Kistiakowsky, P. Kydd, J. Chem. Phys. 23 (2), 271 (1955).
20. D. Eisen, R. Gross, T. Rivlin, Combust. Flame 4 (2), 137 (1960).
21. R. Duff, H. Knight, J. Rink, Phys. Fluids 1 (5), 393 (1958); J. Chem. Phys. 25, 1301 (1956); см. также Г. Пайт, Д. Венейбл, в сб. «Ударные трубы», М., ИЛ, 1962, стр. 378.
22. Я. Б. Зельдович, ЖЭТФ 12, 389 (1942).
23. G. Taylor, Proc. Roy. Soc. A200, 235 (1950).
24. Я. Б. Зельдович, С. М. Когарко, Н. Н. Симонов, ЖТФ 26, 1744 (1956).
25. Р. И. Солоухин, Изв. АН СССР, ОТН (Механика) 6, 145 (1959).
26. Р. И. Солоухин, в сб. «Проблемы энергетики», М., Изд-во АН СССР, 1960, стр. 736.
27. Б. В. Айвазов, Я. Б. Зельдович, ЖЭТФ 17, 889 (1947).
28. Я. Б. Зельдович, ЖЭТФ 36, 782 (1959).
29. К. П. Станюкович, Неустойчивые движения сплошной среды, М., Гостехиздат, 1955.
30. С. Г. Зайцев, Приб. и техн. эксп., № 6, 97 (1958).
31. Р. И. Солоухин, Приб. и техн. эксп., № 3, 170 (1961).
32. М. Е. Топчий, Прикл. мех. и техн. физ., № 4, 94 (1962).
33. E. Resler, M. Sheibe, J. Acoust. Soc. Amer. 27, 5, 932 (1955).
34. W. Griffith, Phys. Rev. 87, 234 (1952).
35. V. Blackman, J. Fluid Mech. 1 (1), 61 (1956).
36. D. White, Phys. Fluids 4 (4), 465 (1961).
37. G. Kistiakowsky, W. Zinnman, J. Chem. Phys. 23 (10), 1889 (1955).
38. G. Kistiakowsky, P. Kydd, J. Chem. Phys. 25, 824 (1956).
39. R. Duff, J. Chem. Phys. 28, 1193 (1958).
40. D. Hornig, в сб. «Физические измерения в газовой динамике и при горении», перев. с англ., М., ИЛ, 1957, стр. 175.

41. Н. Н. Соболев, А. В. Потапов, В. Ф. Китаева, Ф. С. Файзуллов, В. Н. Алямовский, Е. Т. Антропов, И. Л. Исаев, Изв. АН СССР, сер. физ. **22**, 730 (1958).
42. Ф. С. Файзуллов, Н. Н. Соболев, Е. М. Кудрявцев, Опт. и спект. **8** (5), 585 (1960); **8** (6), 761 (1960).
43. Ф. С. Файзуллов, Н. Н. Соболев, Е. М. Кудрявцев, в сб. «Исследования плазмы», Тр. ФИАН, М., Изд-во АН СССР, 1962.
44. С. А. Лосев, Н. А. Генералов, Приб. и техн. эксп., № 3, 108 (1959).
45. F. Gibson, M. Bowser, C. Summers, F. Scott, C. Mason, J. Appl. Phys. **29** (4), 628 (1958).
46. И. Ш. Модель, ЖЭТФ **32** (4), 714 (1957).
47. И. М. Воскобойников, Прикл. мех. и техн. физ., № 1, 133 (1960).
48. Х. П. Бройда, в сб. «Температура и ее измерение», М., ИЛ, 1960.
49. Р. И. Солоухин, Т. А. Шаропова, Прикл. мех. и техн. физ., № 2, 37 (1962).
50. Н. А. Генералов, С. А. Лосев, Прикл. мех. и техн. физ., № 3, 108 (1960).
51. M. Sammas, J. Samm, S. Feldman, J. Kesk, C. Pettu, Prepr. 802, Inst. Aeron. Scient., N. J., 1958 (см. перевод в сб. «Ударные трубы», М., ИЛ, 1962, стр. 453).
52. А. Гейдон, Спектроскопия и теория горения, М., ИЛ, 1950.
53. S. Bauer, G. Shcott, R. Duff, J. Chem. Phys. **28** (6), 1089 (1958).
54. M. Steinberg, W. Kaskan, V Intern. Symp. Combust., 664, N. Y., 1955.
55. С. Г. Зайцев, Р. И. Солоухин, ДАН СССР **122**, 1039 (1958).
56. Р. И. Солоухин, Прикл. мех. и техн. физ., № 2, 91 (1960).
57. G. Schott, J. Kinsey, J. Chem. Phys. **29**, 1177 (1958).
58. А. А. Борисов, С. М. Когарко, А. Б. Любимов, Прикл. мех. и техн. физ., № 3, 175 (1960); см. также ДАН СССР **149** (4), 869 (1963).
59. T. V. Bazhenova, R. J. Soloukhin, VII Intern. Symp. Combust., London, 1959.
60. С. Г. Зайцев, Труды III Всесоюзного совещания по теории горения, М., Изд-во АН СССР, 1961.
61. R. Strehlow, A. Cohen, Phys. Fluids **5** (1), 97 (1962); **3**, 320 (1960).
62. Я. Т. Гершаник, Я. Б. Зельдович, А. И. Розловский, ЖФХ **24** (1), 85 (1950).
63. R. Strehlow, A. Cohen, J. Chem. Phys. **30** (1), 257 (1959).
64. А. Б. Налбандян, В. В. Воеводский, Механизм окисления и горения водорода, М., Изд-во АН СССР, 1949.
65. В. В. Азатян, В. В. Воеводский, А. Б. Налбандян, Кинетика и катализ **2**, 340 (1961).
66. P. Patch, J. ARS **31** (4) (1961) (см. перевод: Ракетная техника, № 1, 54 (1961)).
67. Fundamental Data Obtained from Shock Tube Experiments, A. Ferry, Editor, Pergamon Press, 1961.
68. К. И. Щелкин, ЖЭТФ **10**, 7 (1940); **24** (5), (1953).
69. К. И. Щелкин, ЖТФ **17**, 5 (1947).
70. Я. Б. Зельдович, ЖТФ **17**, 1 (1947).
71. А. С. Соколик, ЖЭТФ **21**, 10 (1951), см. также «Самовоспламенение, пламя и детонация в газах», М., Изд-во АН СССР, 1960.
72. Я. Б. Зельдович, ЖЭТФ **21**, 10 (1951).
73. С. М. Когарко, А. С. Новиков, ЖЭТФ **26**, 4 (1954).
74. Г. Д. Саламандра, Т. В. Баженова, И. М. Набоко, ЖТФ **29**, 11 (1959).
75. В. С. Бабкин, Л. С. Козаченко, Прикл. мех. и техн. физ., № 3 (1960).
76. H. Jones, Proc. Roy. Soc. A **248**, № 1254 (1958).
77. A. Oppenheim, IV Intern. Symp. Combust., Baltimore, 1953 (см. перевод в сб. «Вопросы горения и детонационных волн», М., Оборонгиз, 1958).
78. Л. Н. Хитрил, Физика горения и взрыва, Изд-во МГУ, 1957, стр. 299.
79. J. Troschin, VII Intern. Symp. Combust., London, 1959.
80. J. Martin, Phys. Fluids **1** (5), (1958).
81. A. Oppenheim, R. Stern, VII Intern. Symp. Combust., London, 1959.
82. B. Lewis, G. von Elbe, Combustion, Flames and Explosions in Gases, N. Y., 1961.
83. Р. И. Солоухин, Прикл. мех. и техн. физ., № 4, 128 (1961).
84. С. М. Когарко, ЖТФ **30**, 1 (1960); см. также С. М. Когарко, А. С. Новиков, Пробл. мех. и техн. физ., № 4, 36 (1960).
85. С. М. Когарко, В. И. Скобелкин, А. Н. Казаков, ДАН СССР **122**, 1047 (1958).
86. С. С. Новиков, Ю. С. Рязанцев, ДАН СССР **137**, 1409 (1961).
87. Д. Маркштейн, в сб. «Пламена и химическая кинетика», М., ИЛ, 1961, стр. 292.

88. Р. И. Солоухин, Прикл. мех. и техн. физ., № 4 (1963).
89. К. И. Щелкин, Изв. АН СССР, ОТН (Энергетика), № 5, 86 (1959).
90. Woа Teh Chu, IV Intern. Symp. Combust., Baltimore, 1953 (см. перевод в сб. «Вопросы горения и детонационных волн», М., Оборонгиз, 1958, стр. 411).
91. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Механика сплошных сред, М, Гостехиздат, 1954.
92. W. Bone, R. Fraser, Phil. Trans. Roy. Soc. A230, 363 (1932).
93. Х. А. Ракипова, Я. К. Трошин, К. И. Щелкин, ЖТФ 17 (12), 1409 (1947).
94. Я. К. Трошин, К. И. Щелкин, Изв. АН СССР, № 8, 142 (1957).
95. Р. И. Солоухин, Труды IV конференции Энергетического института АН СССР, М., 1957; см. также Труды V конференции, М., Изд-во АН СССР, 1960.
96. B. Greifer, J. Cooper, F. Gibson, C. Mason, J. Appl. Phys. 28 (3) 289 (1957).
97. Б. В. Войцеховский, ДАН СССР 114, № 4 (1957).
98. Б. В. Войцеховский, Б. Е. Котов, В. В. Митрофанов, М. Е. Топчий, Изв. СО АН СССР, № 9, 44 (1958).
99. Б. В. Войцеховский, Б. Е. Котов, Изв. СО АН СССР, № 4 (1958).
100. Ю. Н. Денисов, Я. К. Трошин, ДАН СССР 125, 110 (1959).
101. Ю. Н. Денисов, Я. К. Трошин, ЖТФ 30, 450 (1960).
102. К. И. Щелкин, Вест. АН СССР, № 2 (1960).
103. Б. П. Волин, Я. К. Трошин, Г. И. Филатов, К. И. Щелкин, Прикл. мех. и техн. физ., № 2, 79 (1960).
104. К. И. Щелкин, ЖЭТФ 36, 600 (1959).
105. В. Пухначев, ДАН СССР 149 (4) 798 (1963).
106. Р. М. Зайдель, ДАН СССР 133, № 5 (1961).
107. Woа Teh Chu, Symp. Aerothermochemistry, 1955, Evanston, 1956.
108. В. В. Митрофанов, Прикл. мех. и техн. физ., № 4, 100 (1962).
109. N. Manson, Propagation des detonations et des deflagrations dans les melanges gazeux, Paris, 1947; см. также C. Brochet, J. Leyer, N. Manson, Compt. rend, 253, 621 (1961).
110. J. Faу, J. Chem. Phys. 20, 61 (1952).
111. Р. И. Солоухин, М. Е. Топчий, ДАН СССР 127 (4), 772 (1959); см. также «III Всесоюзное совещание по теории горения», т. 1, М., Изд-во АН СССР, 1960, стр. 169.
112. Б. В. Войцеховский, в сб. «Исследования по физике и механике», Труды МФТИ, М., Оборонгиз, 1958, стр. 81.
113. Б. В. Войцеховский, В. В. Митрофанов, М. Е. Топчий, Прикл. мех. и техн. физ., № 3, 27 (1962); см. также стр. 45.
114. R. Duff, Phys. Fluids 4 (11), 1427 (1961).
115. R. Gross, J. ARS 29 (1), 63 (1959).
116. J. Nicholls, J. ARS 29 (8), 607 (1959).
117. J. Nicholls, E. Dabora, R. Gealer, VII Intern. Symp. Combust., 144, London, 1959, стр. 144.
118. Б. В. Войцеховский, ДАН СССР 129 (6), 1254 (1959); Прикл. мех. и техн. физ., № 3, 157 (1960).
119. Я. Б. Зельдович, И. Я. Шляпникох, ДАН СССР 65 (6) (1949).
120. F. Ruegg, W. Dorsey, J. Res. Natl. Bur. Stand., C66, 51 (1962); см. также информацию: Combustion Study at Supersonic Speeds, Engineering 190, № 4935, 690 (1960).
121. Р. И. Солоухин, Прикл. мех. и техн. физ. № 5, 59 (1961).
122. Л. Г. Гвоздева, Прикл. мех. и техн. физ., № 5, 53 (1961).
123. N. Manson, C. Brochet, J. Brossard, Y. Pujol, IX Int. Symp. Combust., Ithaca, 1962.
124. А. А. Борисов, С. М. Когарко, ДАН СССР 149 (3), 623 (1963).
125. J. Hirschfelder, C. Curtiss, J. Chem. Phys. 28 (4), 1130 (1958).

