

О ПРИМЕНЕНИИ УДАРНЫХ ТРУБ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ХИМИЧЕСКИХ РЕАКЦИЙ

А. А. Борисов, С. М. Козарко, А. В. Любимов

(Москва)

Ударные трубы как инструмент для исследования кинетики протекания химических реакций в условиях высоких температур за последнее время приобрели широкое распространение. Это, в свою очередь, повлекло за собой более детальное изучение всех процессов, происходящих в газах после разрыва мембраны в ударной трубе [1-4].

В настоящей работе методом скоростной полутенева фотографии с непрерывной разверткой исследовалось движение ударных волн в инертных (Ar, N₂) и реагирующих газах (97% Ar + 3% (¹¹/₁₂ O₂ + ¹/₁₂ C₇H₁₆)) в ударной трубе. Экспериментально показано, что реальное течение нереагирующего газа в ударной трубе сильно отличается от полученного из теории. Опыты с реагирующими смесями показали, что исследование кинетики экзотермических реакций в ударных трубах усложнено нарушением одномерности течения газа и отклонением параметров потока от значений, рассчитанных теоретически. В падающих волнах даже в смесях с малым удельным содержанием энергии, находящихся далеко за пределами распространения пламени и детонации, протекание реакции за фронтом ударной волны вызывает изменение его конфигурации, так что скорость реакции становится необычайно большой в отдельных местах, перемежающихся по фронту волны. В отраженных волнах исследование кинетики экзотермических реакций затруднено как сильным отклонением скоростей отраженных волн от их теоретического значения и наличием тройных ударных конфигураций около стенок трубы, так и наличием интенсивных волн сжатия, возникающих при протекании реакции за волной. Показаны области применения методики отраженных ударных волн для измерения задержек воспламенения смеси. Определены задержки воспламенения этой смеси в области температур 1500—2400° K и давлений 3—20 атм.

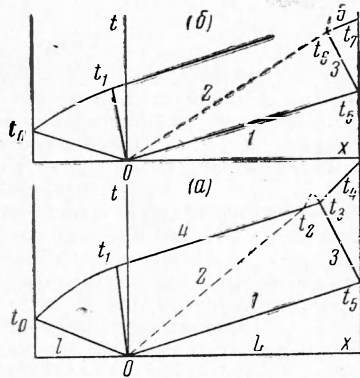
Экспериментальная установка. Опыты проводились в ударной трубе внутреннего диаметра 50 мм, сделанной из цельнотянутой стальной трубы без специальной обработки внутренней поверхности. Длина секции разрежения изменялась от 2.5 до 3 м. Фотографирование процесса движения ударных волн производилось через щели в трубе шириной 1 мм на зеркальном фоторегистре ЖФР-2 с вращающимся зеркальным многогранником со скоростью движения изображения 300 м/сек при помощи двухзеркальной шпирен-системы с импульсным источником света. Перед секцией, в которой производилось фотографирование, на трубе устанавливались два датчика, представляющие собой шпирен-системы со световым полем 1 мм и с фотоумножителями ФЭУ-19М в качестве приемников. Поток с одного из умножителей, пропорциональный градиенту плотности, записывался на осциллографе ОК-17М. Одновременно импульсы с обоих фотоумножителей поступали на электронный «ключ», который давал пакет импульсов, следующих с интервалом в 1 мксек; количество импульсов, т. е. время прохождения волной между двумя датчиками, считывалось на пересчетной схеме ПС-10000. По этому времени и расстоянию между датчиками определялись скорости волны. Точность измерения скорости по шпирен-фотографиям 5—3%, датчиками — 2%.

Результаты эксперимента. а) *Измерение времени существования стационарных условий за отраженной волной.* Для исследования протекания реакций в отраженных и падающих ударных волнах необходимо знать время, в течение которого все термодинамические и газодинамические параметры за волной не изменяются со временем в нереагирующих газах. Чтобы рассчитать это время по идеальной теории ударной трубы, рассмотрим картину движения (фиг. 1) в плоскости xt . Выражения для

времени встречи головы отраженной волны разрежения (фиг. 1) с хвостом падающей t_1 и времени встречи головы волны разрежения (фиг. 1 *a*) с контактным разрывом t_2 (фиг. 1 *a*) можно найти, например, в работе [5]:

$$t_1 = \frac{l}{c_a} \left[1 - \frac{\gamma_a - 1}{\gamma_b + 1} \frac{c_b}{c_a} \left(M - \frac{1}{M} \right) \right]^{-\chi}, \quad t_2 = 2t_1 \quad \left(\chi = \frac{\gamma_a + 1}{2(\gamma_a - 1)} \right) \quad (1)$$

Здесь M — число Маха ударной волны, c — скорость звука в исходных газах, γ — отношение теплоемкостей, l — длина камеры сжатия, L — длина камеры разрежения. Здесь и далее индекс a относится к газу, первоначально находившемуся в камере высокого давления, индекс b — к газу из камеры разрежения.



Фиг. 1. Картины движения фронтов волн в ударной трубе: 1 — падающая волна, 2 — контактный разрыв, 3 — отраженная волна, 4 — голова волны разрежения, 5 — волна, образующаяся в результате взаимодействия отраженной ударной волны с контактным разрывом

Дальнейшее движение волн и контактного разрыва можно рассчитать из соображений геометрии и условий распада произвольных разрывов. Ниже мы приводим только конечные результаты этих расчетов.

Если голова волны разрежения пройдет контактный разрыв до момента встречи отраженной ударной волны с контактным разрывом (точка пересечения линий 4 и 3 на фиг. 1 *a*), то, встретившись с отраженной ударной волной в момент времени

$$t_3 = \frac{L(1 + D_r/D_s) + c_s 2t_1}{D_r + w + c_s} \quad (2)$$

при

$$x_3 = \frac{L(w + c_s)(1 + D_r/D_s) - 2t_1 c_s D_r}{D_r + w + c_s} \quad (3)$$

голова волны разрежения придет на торец трубы в момент времени

$$t_4 = \frac{L[1 + D_r(D_s + c_r - w + c_s)/D_s c_r] - c_s 2t_1 D_r/c_r}{D_r + w + c_s} \quad (4)$$

Временем существования стационарных условий в газе на торце в этом случае является

$$t_4 - t_5 = t_4 - L/D_s \quad (5)$$

В выражениях (2) — (5) приняты следующие обозначения: скорость отраженной ударной волны

$$D_r = c_b \left(\frac{2(\gamma_b - 1)}{\gamma_b + 1} M + \frac{3 - \gamma_b}{\gamma_b + 1} \frac{1}{M} \right) \quad (6)$$

скорость газа за ударной волной

$$w = c_b \frac{2}{\gamma_b + 1} \left(M - \frac{1}{M} \right) \quad (7)$$

скорость звука за отраженной ударной волной

$$c_r = \frac{c_b}{\gamma_b + 1} \left[\left((3\gamma_b - 1) M - \frac{2(\gamma_b - 1)}{M} \right) \left[2(\gamma_b - 1) M + \frac{3 - \gamma_b}{M} \right] \right]^{1/2} \quad (8)$$

скорость звука за проходящей ударной волной

$$c_s = \frac{c_b}{\gamma_b + 1} \left(\left[2\gamma_b M - \frac{\gamma_b - 1}{M} \right] \left[(\gamma_b - 1) M + \frac{2}{M} \right] \right)^{1/2} \quad (9)$$

D_s — скорость проходящей ударной волны.

Если отраженная ударная волна встречается сначала контактный разрыв (пересечение линий 2 и 3 на фиг. 1 б), то возмущением, пришедшим на торец, будет ударная волна, когда $c_a/c_b < F$, или волна разрежения, когда $c_a/c_b > F$, при этом величина F выражается как

$$F = \frac{1}{\gamma_b + 1} \left\{ (\gamma_a - 1) \left(M - \frac{1}{M} \right) + \left[\left(\frac{\gamma_a}{\gamma_b} \right)^2 \left[(2\gamma_b - 1) M + \frac{2 - \gamma}{M} + \frac{\gamma_b}{\gamma_a} \left(M - \frac{1}{M} \right) \right] \left(M (\gamma_b - 1) + \frac{2}{M} \right) \right]^{1/2} \right\} \quad (10)$$

Время прихода волны разрежения на торец в этом случае

$$t_7' = \frac{L [D_r (D_s - w) + c_r (D_s + D_r)]}{D_s c_r (w + D_r)} \quad (11)$$

Время прихода ударной волны на торец t_7'' можно определить из уравнений

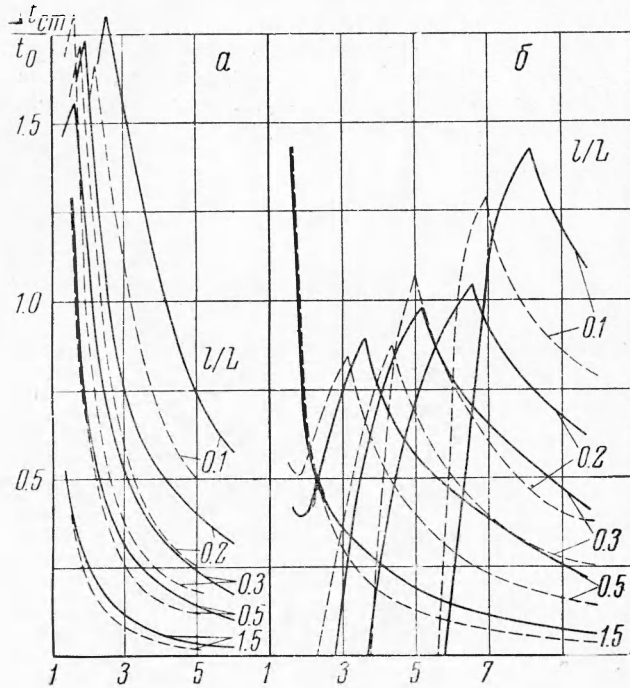
$$\begin{aligned} & \frac{c_r}{\gamma_b + 1} \left(M_2 - \frac{1}{M_2} \right) + \frac{c_b}{\gamma_b + 1} \left(M - \frac{1}{M} \right) = \\ & = \frac{1}{\gamma_a + 1} \left[c_a - \frac{\gamma_a - 1}{\gamma_b + 1} \left(M - \frac{1}{M} \right) c_b \right] \frac{AM_2^2 + B - 1}{\sqrt{AM_2^2 + B}} \\ & A = \frac{\gamma_b \gamma_a + 1}{\gamma_a \gamma_b + 1} \frac{(3\gamma_b - 1)M^2 - 2(\gamma_b - 1)}{M^2(\gamma_b - 1) + 2} \\ & B = \frac{(\gamma_b - 1) [\gamma_b + 1 - 2(\gamma_a + 1)(\gamma_b/\gamma_a)]M^2 + (\gamma_b^2 - 1) + (3 - \gamma_b)(\gamma_a - \gamma_b)/\gamma_a}{(\gamma_b + 1) [M^2(\gamma_b - 1) + 2]} \\ & t_7'' = \frac{LD_r}{D_s (w + D_r)} \left[\frac{D_s - w}{M_2 c_r} + \frac{D_s}{D_r} + 1 \right] \quad (12) \end{aligned}$$

При расчетах не принимались во внимание возможные случаи, когда возмущение в газе за отраженной ударной волной, получаемое за счет первого взаимодействия отраженной ударной волны либо с контактным разрывом, либо с волной разрежения, достигается возмущением от второго взаимодействия отраженной волны с волной разрежения или контактным разрывом соответственно. Учет этих взаимодействий, очевидно, не может сильно изменить вычисленные значения времени $t_1 - t_5$ и $t_7 - t_5$, так как числа Маха ударной волны, отраженной от контактного разрыва, не сильно отличаются от 1 (не больше 2 для комбинаций газов He, H₂, N₂ в камере сжатия и Ar, N₂, воздух в камере разрежения при числах Маха падающих волн ≤ 10).

В качестве примера на фиг. 2а и 2б приведено рассчитанное время существования стационарных условий на торце трубы для H₂ и N₂ в камере сжатия и Ar и N₂ в камере разрежения для различных соотношений длин камер (расчеты проводились без учета изменения теплоемкостей газов в зависимости от температуры).

Экспериментальные значения времени существования стационарных условий на торце и времени до начала взаимодействия отраженной ударной волны с контактным разрывом или волной разрежения, полученные из фотографий и записей фототока, пропорционального градиенту плотности газа, приведены на фиг. 3. Видно значительное расхождение экспе-

риментальных значений времени и теоретических, что связано, по-видимому, с наличием вязкости газа, торможением его у стенок и сильным замедлением падающей ударной волны по длине трубы. Действительно, скорости падающей ударной волны, определенные по фотографиям, значительно ниже значений, рассчитанных теоретически для данного перепада давлений на мембране. Скорости контактного разрыва, определенные по фотографиям, оказались, наоборот, выше теоретических значений для данного перепада давлений на мембране. Является ли это только следствием перемешивания газа на контактном разрыве, не было выяснено.



Фиг. 2. Время от начала отражения ударной волны до прихода на торец первого возмущения в единицах $t_0 = l/c_1$ в зависимости от числа Маха падающей волны; камера высокого давления заполнялась а) N_2 и б) H_2 ; камера низкого давления заполнялась Ar (сплошные кривые) и N_2 (пунктирные кривые)

Если проводить исследования химических реакций в газе за проходящей волной в какой-то точке x_l , то теоретическим временем существования стационарных условий для длинных труб (отраженная ударная волна не учитывается) будет

$$\Delta t = x_l (1/w - 1/D_s) \quad (13)$$

когда

$$x_l \leq 2t_1 w = \frac{4}{\gamma_b + 1} \frac{l}{c_a} \left(M - \frac{1}{M} \right) \left\{ 1 - \frac{\gamma_a - 1}{\gamma_b + 1} \frac{c_b}{c_a} \left(M - \frac{1}{M} \right) \right\}^{-x}$$

и

$$\Delta t = \frac{x_l - 2t_1 w}{w + c_s} + 2t_1 - \frac{x_l}{D_s} \quad \text{при } x_l > 2t_1 w \quad (14)$$

Выражения (13) и (14) трудно получить из геометрических соображений. Величины времени $\Delta t'$, полученные на опыте, оказались также гораздо меньше теоретических. Максимальным расстоянием места исследования от мембраны является расстояние, на котором волна разрежения догоняет ударную волну

$$x^* = \frac{2D_s t_1}{1 - \{(\gamma_b - 1)M + 2/M\} / \{2\gamma_b M - (\gamma_b - 1)/M\}}^{1/2} \quad (15)$$

Наивыгоднейшим соотношением длин камер трубы как для опытов в проходящих волнах, так и почти для всех опытов в отраженных волнах является следующее:

$$\frac{L}{l} = 2M \frac{c_b}{c_a} \frac{2\gamma_b M - (\gamma_b - 1)/M}{(3\gamma_b - 1)M + (3 - \gamma_b)/M} \left[1 - \frac{\gamma_a - 1}{\gamma_b - 1} \frac{c_b}{c_a} \left(M - \frac{1}{M} \right) \right]^{-x} \quad (16)$$

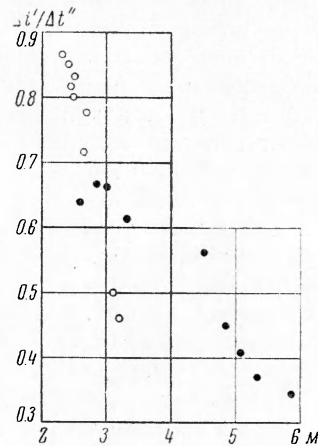
(схождение отраженной ударной волны, головы волны разрежения и контактного разрыва в одну точку). При этом наиболее выгодная в смысле времени точка для исследования в проходящей волне

$$x_1' = 2wt_1 = L \frac{2}{\gamma_b + 1} \left(1 - \frac{1}{M^2}\right) \frac{(3\gamma_b - 1)M^2 + 3 - \gamma_b}{2\gamma_b M^2 + 3 - \gamma_b} \quad (17)$$

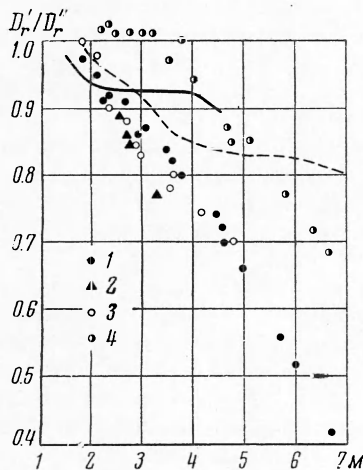
В реальных трубах, очевидно, эта точка будет смещена вниз по потоку.

б) *Измерение скоростей отраженных волн в Ag и N₂*. Анализируя взаимодействие отраженной ударной волны с пограничным слоем за падающей волной, Марк [2] приходит к выводу, что скорость отраженной волны вблизи от торца должна быть меньше расчетной величины, а форма фронта отраженной волны должна при некоторых условиях исказиться с образованием тройных ударных конфигураций около стенок трубы (раздвоение следа ударной волны на фотографиях).

Фиг. 3. Отношение измеренных значений времени $\Delta t'$ стационарного состояния Ag на торце (светлые точки) для $l/L = 0.33$ и газа в камере высокого давления N₂ и стационарного движения отраженной волны для $l/L = 0.29$ и газа в камере высокого давления N₂ (черные точки) к расчетным значениям $\Delta t''$ в зависимости от M падающей волны



Скорость отраженной волны у торца трубы в Ag оказалась много ниже расчетной величины (фиг. 4), особенно для больших чисел Маха. Кроме того, по мере удаления от задней стенки трубы волна слегка ускорялась (увеличение скорости на ~ 10%). Искажение формы отраженной волны, т. е. раздвоение ее следа наблюдалось только для чисел Маха ≥ 5 . Картина отражения ни количественно, ни качественно не зависела от начального давления в трубе ($p_0 = 300 \div 10$ мм Hg).



Фиг. 4. Отношение экспериментальных значений D_r' скорости отраженной волны к расчетным теоретическим значениям D_r'' в зависимости от M падающей волны. Непосредственно у торца: точки 1 в Ag; точки 2 в Ag со спиралью в трубе; точки 3 в N₂; сплошная кривая проведена по данным [8]. В начале раздвоения следа отраженной волны: точки 4 в N₂; пунктирная кривая соответствует расчетным значениям с учетом термодинамического равновесия за волной для N₂

Появление тройных ударных конфигураций у стенок всегда сопровождалось ускорением отраженной волны. Постановка спирали из проволоки диаметром 1 мм в трубу, т. е. увеличение количества газа, приотставленного у стенки трубы, приводило к еще большему снижению начальной скорости отраженной волны. Сравнение наших результатов с результатами работы [1] показывает, что в нашем случае отклонение от теории больше, особенно для больших чисел Маха волны.

Анализ фотографий картины отражения ударных волн в N_2 показывает, что скорость отраженной волны меняется в зависимости от расстояния, на которое ударная волна удалилась от торца. Для чисел Маха падающей волны < 5 скорость отраженной волны непосредственно вблизи торца меньше расчетной равновесной, затем наступает раздвоение следа ударной волны и ускорение ее. Для чисел Маха падающей волны ≥ 5 скорость волны на начальном после момента отражения участке развертки имеет значение больше рассчитанного с учетом изменения теплоемкости газа в зависимости от температуры (но всегда меньше, чем для $\gamma_b = 1.4$), затем сильно спадает (до величин, составляющих $\sim 50\%$ от теоретического значения, соответствующего полному термодинамическому равновесию за волной), и, наконец, снова резко возрастает с раздвоением следа ударной волны. Начальный участок с большой скоростью, вероятно, обязан неполному возбуждению колебательных степеней свободы в N_2 . Оценка времен релаксации методом, аналогичным описанному в работе [1], дала результаты, совпадающие с результатами работ [1,6].

Как видно из эксперимента, пользоваться теорией для вычисления скоростей отраженных волн, скоростей падающих волн по перепаду давления на мембране и времени существования стационарных условий за волной можно только в каких-то разумных пределах, определяемых требуемой точностью. Для чисел Маха волны > 3 отклонения этих величин от теоретических могут достигать значительных величин.

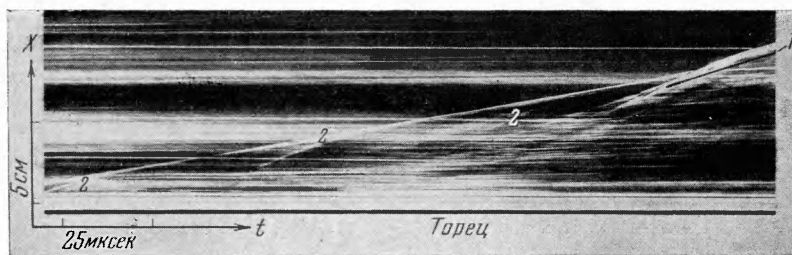
Соответствуют ли реальные параметры состояния газа за отраженной волной идеальным расчетным или нет, ответ могут дать только непосредственные измерения давления или плотности.

Если считать, что поток перед отраженной волной ничем не отличается от рассчитанного теоретически, то за счет снижения скорости волны максимально возможное уменьшение по сравнению с теорией в температуре за отраженной ударной волной в Ag для $M = 3.5$ достигает $15-20\%$. Однако встает вопрос о стационарности всех термодинамических и газодинамических величин за падающей ударной волной; вероятно, плоскость вершины профиля температур, плотности и скорости газа за ударной волной в ударной трубе нарушена. Некоторое увеличение плотности в падающей волне с расстоянием от фронта [7], нарастание давления при отражении ударной волны [4] и увеличение скорости контактного разрыва, возможно, связаны именно с наличием пограничного слоя и отклонением профиля всех величин за падающей волной от ступеньки с плоской вершиной. Как видно из эксперимента, чем меньше число Маха падающей волны, тем ближе картина движения газа к идеальной, тем лучше расчетные величины соответствуют экспериментальным. Для чисел Маха ≤ 3.5 в Ag с точностью $\leq 15\%$ можно пользоваться для расчета температуры за отраженной волной формулами идеальной теории.

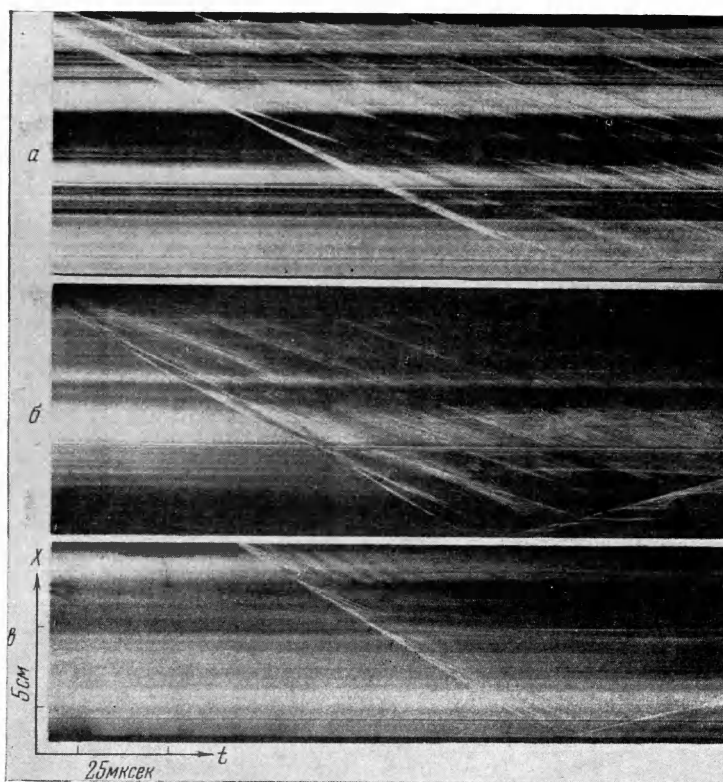
Сравнение полученных результатов с вытекающими из предположения Марка [2] показывает некоторое противоречие: по Марку получается уменьшение скорости отраженной волны при взаимодействиях с образованием тройных ударных конфигураций у стенки трубы — на опыте же в этой области взаимодействия получается, наоборот, ускорение волны. Для случая плоского фронта отраженной волны, если считать, что условия за отраженной волной однородны, что пограничный слой за падающей волной турбулентный и отсутствуют теплопотери, то можно показать, что получается действительно уменьшение скорости отраженной волны, несколько меньше величины

$$D_r' \frac{\delta/R}{1-\delta/R}$$

где D_r' — расчетная величина скорости отраженной волны; δ — полная толщина пограничного слоя; R — радиус трубы. Безусловно, что вопрос



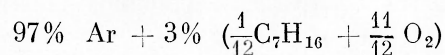
Фиг. 5. Фотография воспламенения смеси $97\% \text{Ar} + 3\% \left(\frac{1}{12} \text{C}_7\text{H}_{16} + \frac{11}{12} \text{O}_2 \right)$ в отраженной волне; 1 — вторичная ударная волна, образовавшаяся в результате воспламенения смеси, 2 — возмущения, вероятно, вызванные непараллельностью плоскости торца и плоскости ударного фронта



Фиг. 6. Фотографии воспламенения с началом реакции в падающей волне; а — слабое искажение фронта ($p_0 = 100 \text{ мм Hg}$, $M = 3.64$), б — сильное искажение фронта ($p_0 = 300 \text{ мм Hg}$, $M = 38.9$), в — «многоголовая» структура ($p_0 = 200 \text{ мм Hg}$, $M = 4.41$)

взаимодействия отраженной волны с потоком за падающей волной требует детального экспериментального и теоретического изучения.

в) *Протекание экзотермической реакции за отраженной и падающей ударными волнами.* Для того чтобы реакция за отраженной волной протекала объемно, без образования фронта пламени, распространяющегося от очага воспламенения [8,9], мы применяли смеси реагирующих газов, сильно разбавленные инертным газом:



В результате разбавления теплоемкость газа делается почти не зависящей от температуры, а фронт отраженной волны в пределах чисел Маха падающей волны 2—4 остается плоским.

Если считать, что энергия выделяется сразу равномерно во всем объеме за волной, то, зная скорость отраженной волны, можно найти и скорость реакции. Однако опыты показали, что реакция вносит сильное искажение однородности условий в газе. Поскольку у торца смесь находится при температуре отражения максимальное время, а реакция носит взрывной характер (с ярко выраженным периодом индукции и последующим бурным выделением энергии), за отраженной волной образуются интенсивные волны сжатия, которые могут дать вторичную ударную волну (фиг. 5). Таким образом, из картины отражения ударной волны в реагирующей смеси просто можно определить только период задержки воспламенения смеси, определяемый как время до резкого изменения скорости отраженной волны (фиг. 5), минус время, за которое возмущение от торца, идущее со звуковой скоростью, доходит до отраженной волны. Полученная эмпирическая формула длительности задержек воспламенения τ в сек. имеет вид:

$$\tau = 10^{-7} p^{-1.8} \exp \frac{C}{RT} \quad \left(C = 30\,000 \frac{\text{кал}}{\text{моль}} \right)$$

где p — начальное давление для реакции, изменялось в пределах от 3 до 20 атм; температура T изменялась в пределах 2400—1500° К.

Зависимость от давления немного уменьшалась с увеличением температуры, а энергия активации увеличивалась с уменьшением давления. Сравнение результатов данных опытов с результатами опытов, проведенных в воздушных смесях [9] на основании теории адиабатического теплового взрыва, показало, что задержки воспламенения, полученные приведением данных из настоящей работы к условиям концентрации топлива и окислителя воздушных смесей, оказываются на 1—2 порядка меньше, чем задержки воспламенения в воздухе.

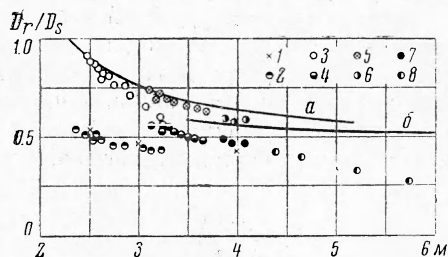
Увеличение скорости падающей волны приводило к тому, что реакция начиналась в падающей волне, о чем свидетельствовало появление контактных разрывов (объемы сгоревшего газа), искажение фронта падающей волны (фиг. 6) и характер изменения скорости отраженной волны во времени. Температуры в волне для чисел Маха, при которых начинается реакция в падающей волне, слишком низки, чтобы в наших условиях началась реакция за падающей волной. Очевидно, реакция должна идти в местах, где температура выше, чем температура основного потока, т. е. около стенок над термическим пограничным слоем, где она может повышаться как за счет отражения ударной волны от мелких неоднородностей в трубе, так и за счет подтормаживания потока. Реакция, начавшись у стенок, вызовет образование косых скачков, исказит фронт падающей волны. Образуется структура фронта, сходная со структурой спиновой детонации [10]. Анализ фотографий показал, что частота пульсаций и их масштаб несколько возрастают с числом Маха и начальным давлением. При больших числах Маха частота резко возрастает, масштаб же, наоборот, резко уменьшается (фиг. 6в). Образуется так называемая многоголо-

вая или пульсирующая пересжатая детонация. При низких начальных давлениях ~ 10 мм рт. ст. крупномасштабных искажений фронта не было получено, мелкомасштабные же пульсации проглядываются очень слабо. Число Маха, при котором фронт волны начинает искажаться, зависит от начального давления.

Скорости отраженных волн в смеси в зависимости от числа Маха падающей волны приведены на фиг. 7. Как видно, начальные скорости, когда реакция начинается в отраженной волне, ничем почти не отличаются от скоростей в чистом Ar. Конечные скорости (после взрыва) для малых чисел Маха соответствуют идеальным, рассчитанным по формуле, полученной из законов сохранения,

$$\frac{D_r}{D_s} = \frac{1}{4(\gamma+1)} \left[\frac{(\gamma+1)u\alpha_2}{z} - (3-\gamma)z + \left\{ \left[\frac{(\gamma+1)u\alpha_2}{z} - (3-\gamma)z \right]^2 + \right. \right. \\ \left. \left. + 8(\gamma+1) \left[2u \left(\gamma+1 - z + \frac{\alpha_2}{2} \right) + z(2\gamma - z) \right] \right\}^{\frac{1}{2}} \right] \\ \left(z = 1 - u + \sqrt{(1-u)^2 - \alpha_1 u}, u = \frac{1}{M^2}, \alpha_i = \frac{2q_i(\gamma^2 - 1)}{c^2} \right)$$

где q_1 — энергия, выделившаяся за падающей волной на 1 г смеси ($q_1 = 0$



Фиг. 7. Зависимость отношения скорости отраженной волны к скорости падающей волны от M падающей волны; a — расчетная кривая для случая, когда выделение энергии происходит в отраженной волне, b — расчетная кривая для случая, когда выделение энергии происходит в падающей волне, 1 — точки для чистого Ar, 2 — начальные скорости при воспламенении за отраженной волной, 3 — конечные скорости для воспламенения за отраженной волной, 4 — начальные скорости для воспламенения за отраженной волной с задержками ≤ 1 мксек (слабое искажение падающего фронта), 5 — максимальные скорости при воспламенении с малыми задержками и слабым искажением фронта падающей волны, 6 — начальные скорости для воспламенения с малыми задержками и сильным искажением фронта падающей волны, 7 — конечные скорости для воспламенения с малыми задержками и сильным искажением фронта падающей волны, 8 — скорости для «многоголовой» структуры

для случая, когда реакция идет только в отраженной волне); q_2 — энергия на 1 г смеси, выделившаяся за отраженной волной ($q_2 = 0$ для случая, когда реакция идет только в падающей волне). С увеличением числа Маха падающей волны скорости отраженной волны после взрыва становятся меньше теоретических, обнаруживая тот же характер зависимости, что и скорости в инертных газах. Когда реакция начинается в падающей волне (мелкие искажения, см. фиг. 6а), начальные скорости отраженной волны лежат на той же кривой, что и конечные скорости отраженной волны после воспламенения только в отраженной волне.

Действительно, в этом случае задержки воспламенения в отраженной волне должны быть меньше 10^{-6} сек. и не различаются на фотографиях. Однако при удалении волны от торца наблюдается увеличение скорости отраженной волны (фиг. 8), причем максимальные скорости получаются соответствующими расчетным, по-видимому, это связано с протеканием реакции в газе на периферии трубы и взаимодействием измененного потока за падающей волной с отраженной волной. Увеличение масштабов пульсаций в падающей волне приводит к увеличению начальной скорости отраженной волны и уменьшению разницы между конечной и начальной скоростью (фиг. 8). Наконец, возможны случаи, когда началь-

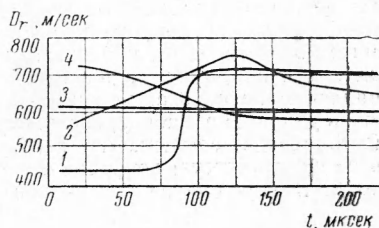
ные скорости являются наибольшими, затем происходит медленное спадание скорости (случай максимального искажения фронта).

По мере прохождения отраженной волны по зоне реакции за падающей волной химическая энергия выделяется почти мгновенно, поэтому как только волна входит в слой газа с большим выгоранием, происходит значительный спад скорости отраженной волны.

В случае «многоголовой» структуры скорость отраженной волны постоянна во времени (фиг. 8). Реакция заканчивается в падающей волне за время $< 10^{-6}$ сек., причем выгорание в косых скачках здесь идет, по-видимому, не только по периферии трубы.

Как видно, исследование протекания экзотермической реакции за фронтом отраженной волны по скорости отраженной волны усложнено, во-первых, наличием не учтенного идеальной теории взаимодействия потока за падающей волной с отраженной волной; во-вторых, тем, что взрывной характер реакции и неодинаковость времени выдерживания газа при высокой температуре за отраженной волной приводят к сильному нарушению однородности движения за отраженной волной (образованию вторичных ударных волн), и это необходимо учитывать даже при непосредственном наблюдении за реакцией с помощью каких-либо датчиков, установленных около торца трубы. Таким образом, для исследования реакций приходится ограничиваться сильным разбавлением смесей благородными газами для того, чтобы не было образования тройных ударных конфигураций около стенок и не было сильного искажения однородности состояния газа по радиусу, и небольшими числами Маха падающих волн.

При исследовании экзотермических реакций за падающими волнами всегда необходимо учитывать, что идеальной одномерной картины с плоским фронтом ударной волны и выгоранием, зависящим только от одной координаты, на самом деле не наблюдается.



Фиг. 8. Зависимость скорости отраженной волны от времени в смеси $97\% \text{ Ar} + 3\% \left(\frac{1}{12} \text{ C}_7\text{H}_{16} + \frac{11}{12} \text{ O}_2 \right)$; 1 — воспламенение в отраженной волне, 2 — воспламенение начинается в падающей волне (мелкие искажения фронта), 3 — «многоголовая» структура, 4 — воспламенение начинается в падающей волне (крупные искажения фронта)

Поступила
8 IV 1960

ЛИТЕРАТУРА

1. Strelow R. A., Cohen A. Limitation of the reflected shock technique for studying fast chemical reactions and its application to the observation of relaxation in nitrogen and oxygen. *J. Chem. Phys.*, 1959, vol. 30, № 1.
2. Mark G. The interaction of reflected shock wave with the boundary layers in shock tube. *J. Aeronaut. Sci.*, 1957, vol. 24, № 4.
3. Glass I. I., Patterson G. N. A theoretical and experimental study of shock tube flows. *J. Aeronaut. Sci.*, 1955, vol. 22, № 2.
4. Skinner G. B. Limitations of the reflected shock technique for studying fast chemical reactions. *J. Chem. Phys.*, 1959, vol. 31, № 1.
5. Стаяюкович К. П. Элементы прикладной теории неустановившихся движений газа. Оборонгиз, М., 1953.
6. Blackman V. Vibrational Relaxation in Oxygen and Nitrogen. *J. Fluid Mech.*, 1956, vol. 1.
7. Kistiakowsky G. B., Chesick J. P. Gaseous detonations. X. Study of the reaction zones. *J. Chem. Phys.*, 1958, vol. 28, № 5.
8. Зайцев С. Г., Солоухин Р. И. К вопросу о воспламенении адиабатически нагретой газовой смеси. *ДАН*, 1958, т. 122, № 6.
9. Борисов А. А., Когарко С. М. Об измерениях задержек воспламенения при высоких температурах. *Изв. АН СССР. Отд. хим. н.*, 1960, № 8.
10. Денисов Ю. Н., Трошин Я. К. Пульсирующая и спиновая детонация газовых смесей в трубах. *ДАН*, 1959, т. 125, № 4.