

## К ПРЕЛОМЛЕНИЮ УДАРНОЙ ВОЛНЫ НА ФРОНТЕ ПЛАМЕНИ

*Р. И. Солоухин*

(Новосибирск)

Изучение взаимодействия ударных волн и пламени как элемент анализа вибрационных процессов при нестационарном горении направлено в конечном счете на выяснение условий усиления волн давления и увеличения скорости сгорания. В этом направлении уже имеются оптические исследования картины взаимодействия волн сжатия и ударных волн [1-3] с пламенем, в некоторых деталях совпадающие с результатами описываемых ниже опытов (например, [1]). С другой стороны, существует ряд теоретических исследований, в которых усиление волн сжатия при прохождении их через пламя связывается либо с предполагаемым «релаксационным» фронтальным взаимодействием [5], либо с равновесным усилением преломленной волны [6-7]. В том и другом случае эффект усиления рассматривается только как следствие увеличения нормальной скорости пламени за счет повышения в волне сжатия температуры несгоревшего газа. С этих же позиций трактуются и экспериментальные результаты работы [8], где элементарные акты взаимодействия в опытах не наблюдались, а также опытные данные [9], в анализе которых, несмотря на более ранние результаты [2], деформация пламени не учитывается. Наконец, возможные причины усиления волн сжатия в турбулентной зоне горения рассмотрены в [8].

Для слабых волн давления термический эффект их усиления при часто повторяющемся из-за отражений фронтальном взаимодействии может оказаться наиболее вероятным, однако и этот механизм требует специального рассмотрения.

**1. О механизме усиления волн сжатия.** Согласно [1,2], усиление ударных волн при их взаимодействии с пламенем вызывается, по крайней мере, совокупностью двух различных механизмов.

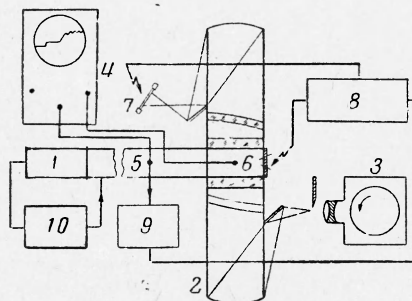
а) *Деформация пламени при столкновении с ударной волной.* Сильная деформация поверхности пламени в трубках вызывается неоднородным полем скоростей за преломленной волной. В результате происходит увеличение поверхности пламени и объемной скорости сгорания газа в трубке, что приводит к дополнительному сжатию перед пламенем [10]. Можно дать следующую приближенную оценку прироста давления в волне сжатия перед пламенем, если известно увеличение его поверхности.

Рассмотрим горение в трубке круглого сечения при поджигании у закрытого конца. Перед пламенем образуется волна адиабатического сжатия, амплитуду давления в которой можно оценить как  $\Delta p = \rho_1 u c_1 = \gamma p_1 u / c_1$ , где  $\rho_1$ ,  $p_1$ ,  $c_1$  — плотность, давление и скорость звука в несгоревшем газе, а  $u$  — скорость потока газа в максимуме волны сжатия, совпадающем с фронтом пламени [10]. Если заменить пламя одномерной зоной горения с эффективной скоростью  $S$ , скорость потока перед пламенем определится из уравнения неразрывности  $\rho_1 S = \rho_2 (S - u_2)$ . Замена для простоты поверхность пламени полусферой, найдем, что  $S = (\Sigma / \pi r^2) S_n = 2 S_n$ , где  $S_n$  — нормальная скорость пламени данной смеси,  $\Sigma$  — площадь пламени,  $r$  — радиус трубки. Можно принять следующие численные значения для параметров смеси, близко соответствующие горению стехиометрической смеси водорода с кислородом при комнатной температуре:  $S_n = 8$  м / сек,  $\rho_2 / \rho_1 = 0.1$ ,  $\gamma = 1.4$ .

Считая  $u_2 = -u$  (покой сгоревших продуктов), имеем:  $u = 144$  м / сек,  $\Delta p / p_1 = 0.38$ .

Нужно заметить, что перепад давления на фронте пламени определяется величиной порядка  $\rho_1 S_n u$ , что составляет всего несколько процентов от  $\Delta p$ . Это дает основание рассматривать пламя в первом приближении как контактный разрыв. Из приведенной оценки можно видеть, что площадь поверхности  $\Sigma$  и нормальная скорость пламени  $S_n$  являются основными параметрами, определяющими амплитуду волн сжатия, генерируемых пламенем. Перепад давления в таких волнах будет величиной одного порядка с давлением в несгоревшем газе и пропорционален  $\Sigma$  и  $S_n$ .

Фиг. 1 Схема установки: 1 — ударная трубка со смотровой секцией, 2 — теневой прибор, 3 — фоторегистр, 4 — импульсный осциллограф, 5, 6 — датчики давления, 7 — импульсная лампа, 8 — генератор искры, 9 — блок синхронизации, 10 — система наполнения

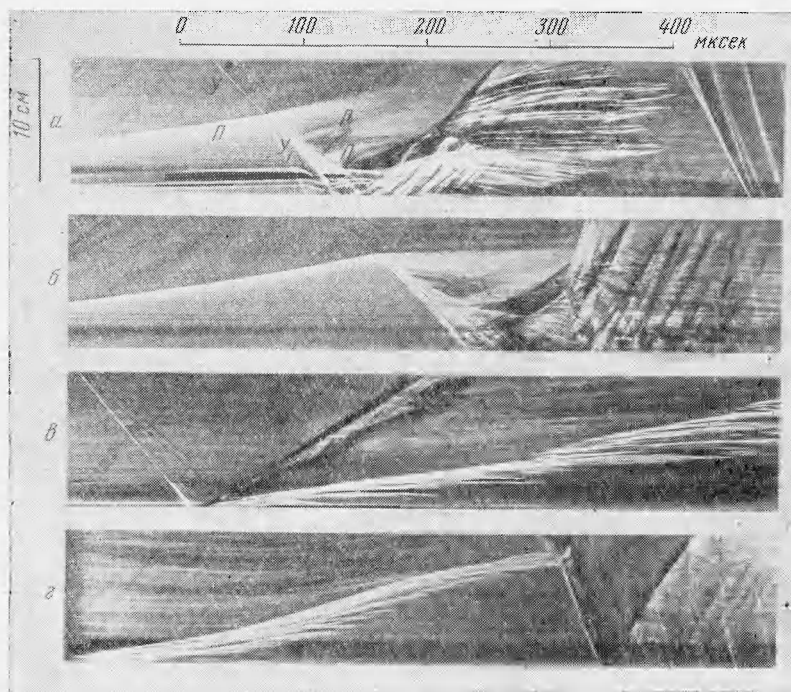


б) *Увеличение нормальной скорости пламени с ростом температуры.* Эта зависимость является предметом анализа усиления волн сжатия в расчетах [5-7]. Следуя [6], можно оценить изменение  $S_n$  в волне сжатия, например, для случая  $\Delta p = p_1$ . Соответствующее увеличение температуры газа для смеси с энергией активации 18 ккал / моль и температурой пламени 2600° К приведет к увеличению нормальной скорости пламени на 25% от  $S_n$ . Такой же порядок величины прироста нормальной скорости наблюдается и в опытах, например в смеси метана или водорода с воздухом [11] и в водородокислородной смеси [12]. Заметим, что при лобовом столкновении ударных волн с фронтом пламени изменением начального состояния перед пламенем является не скачок температуры в ударной волне, а несколько меньшая величина, так как пламя оказывается сразу в хвосте волны разрежения, отражающейся в сторону несгоревшей смеси. Во всяком случае, увеличение нормальной скорости пламени за счет повышения начальной температуры смеси также составляет величину одного порядка с  $S_n$  и может приводить к появлению волн давления с амплитудой порядка  $p_1$ , как и изменение  $\Sigma$ .

Как это видно из оптических наблюдений за изменением формы поверхности пламени в трубках [1], ударные волны с перепадом давления во фронте порядка  $0.1 p_1$  уже вызывают значительные деформации пламени и могут увеличивать  $\Sigma$  в несколько раз. Поэтому для определенного диапазона параметров ударных волн естественно считать, что эффект усиления за счет деформации поверхности пламени в трубках будет превышать усиление, вызванное изменением нормальной скорости горения. В общем случае следует учитывать совместное действие двух упомянутых выше механизмов усиления. Чтобы подчеркнуть важность учета деформации пламени при выяснении роли ударных волн в процессе перехода горения в детонацию, остановимся на некоторых данных эксперимента.

**2. Результаты опытов.** Количественные исследования системы волн, образующихся в результате столкновения ударной волны с фронтом пламени, проводились с применением ударной трубы сечением  $50 \times 50$  мм и длиной формирующей секции 3.4 м. Наблюдалось преломление ударной волны, имеющей постоянные параметры газа за фронтом, при ее столкновении с ламинарным пламенем, образованным в канале при поджи-

гании смеси у закрытого конца ударной трубы. Регистрация процесса во времени осуществлялась с применением шпирен-съемки (кадровой и развертки), а также путем записи давления на стенке трубы импульсным пьезодатчиком. Схема установки изображена на фиг. 1.



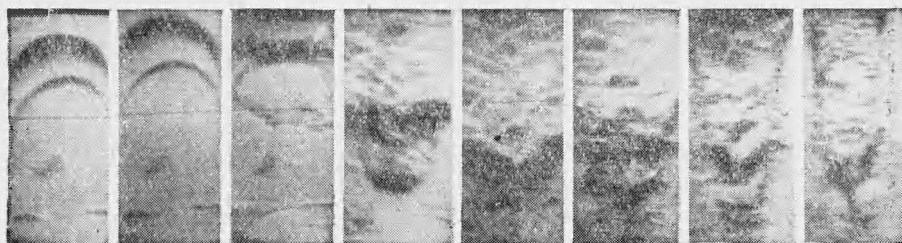
Фиг. 2. Развертки преломления ударных волн на пламени в трубке: а — смесь  $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ , б — смесь  $\text{C}_2\text{H}_2 + \text{O}_2$ , в — взаимодействие вблизи отражающей стенки, смесь  $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ , г — очаговое воспламенение сжатого газа перед пламенем (смесь  $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ , поджигается за отраженной ударной волной). Начальное давление газа во всех опытах  $0.18 \text{ атм}$

Типичные развертки преломления ударных волн в различных смесях показаны на фиг. 2, где  $У$  — след ударной волны,  $П$  — фронт пламени. После столкновения в сгоревший газ распространяется ударная волна  $У_1$ , контур пламени представляет собой расширяющийся след, а навстречу потоку за падающей ударной волной распространяется волна разрежения (светлая граница  $P$ ).

Преломленная ударная волна после отражения от закрытого конца ударной трубы вновь проходит через область горения, складываясь с волнами сжатия, излучаемыми пламенем. На фиг. 2а усиленная отраженная волна имеет амплитуду, достаточную для инициирования химической реакции за ее фронтом. На снимке отчетливо видны очаги воспламенения, возникающие на небольшом расстоянии от фронта отраженной волны (смесь  $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ ). На фиг. 2б за фронтом отраженной волны возникает взрыв газа и образуется детонационная волна (смесь  $\text{C}_2\text{H}_2 + \text{O}_2$ ). В той и другой смеси при отражении ударных волн равной интенсивности без поджигания смеси воспламенение газа за отраженной волной отсутствует.

На развертке фиг. 2в показано взаимодействие ударной волны с пламенем вблизи отражающей стенки. В этом случае эффект усиления волны

отражения мал, а ее скорость близка к скорости волны в случае, когда смесь не поджигается и пламя отсутствует. Этот снимок показывает, что для эффективного усиления ударной волны важен не только факт ее двойного преломления через фронт пламени, но также необходимо существование достаточно протяженной области сгоревшего газа, в которой могут быть достигнуты значительные деформации поверхности пламени.

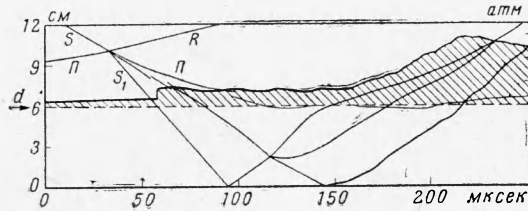


Фиг. 3. Серия искровых шпирен-снимков деформации пламени после столкновения. Частота съемки — 30 тыс. кадров в секунду

На фиг. 2г показана развертка столкновения с пламенем волны детонации, образовавшейся из очага самовоспламенения в сжатом газе. Этот снимок был получен в условиях поджигания смеси за отраженной ударной волной. На развертке заметно, что форма пламени в объеме газа, предварительно нагретом в падающей и отраженной ударных волнах, не является ламинарной. Возникновение очага воспламенения и взрыва связано с дополнительным сжатием и нагревом смеси в волне сжатия, образующейся перед пламенем. Характерно, что видимая скорость пламени на развертках 2г и 2г незначительно отличается от скорости на снимке 2а, полученном при поджигании холодного газа, в то время как температура смеси за отраженной волной составляет около  $670^{\circ}\text{K}$ . Это не означает, что здесь отсутствует увеличение нормальной скорости пламени вследствие начального подогрева смеси. Как показывают вычисления [12], в условиях данного опыта перепад плотности на фронте пламени почти вдвое меньше, чем в случае холодной смеси. Следовательно, если предположить, что площадь поверхности пламени сохранилась здесь той же, что и в холодной смеси, мы имеем увеличение нормальной скорости пламени приблизительно в два раза. Это соответствует росту нормальной скорости с температурой, ожидаемому согласно упомянутой выше расчетной схеме и опытными данными [11-12].

На фиг. 3 приведена серия искровых шпирен-снимков взаимодействия ударной волны с пламенем в смеси  $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ . Хорошо видно «обращение» контура пламени [1], излучение зоной горения волн сжатия и распространение воспламенения вдоль стенок трубки. На фиг. 4 развертка преломления ударной волны в смеси совмещена с записью давления в стенке канала ударной трубы. Если сравнить полученную запись давления с осциллограммой за падающей и отраженной ударными волнами, полученной в аналогичных условиях, но без поджигания смеси, то можно заметить уменьшение скачка давления в преломленной волне по сравнению с падающей. При этом приходится учитывать повышение давления перед фронтом падающей ударной волны, вызванное сжатием свежего газа расширяющимися продуктами горения. Ударная волна, отраженная от стенки, наоборот, испытывает значительное усиление по сравнению с давлением в опыте без взаимодействия с пламенем. Образования очагов воспламенения за отраженной волной в опыте фиг. 4 не наблюдалось.

Для более подробного выяснения зависимости эффекта усиления дважды преломленных волн от расстояния места столкновения до закрытого конца трубки (ср. развертки 2а и 2в) была проведена специальная серия опытов с различными задержками между моментом поджигания газа и мо-

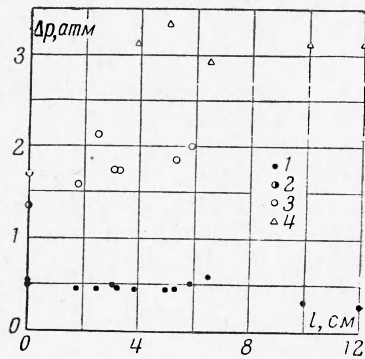


опытов с различными задержками между моментом поджигания газа и мо-

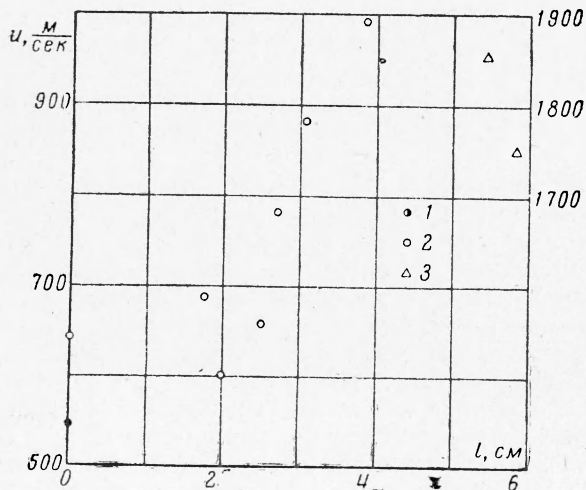
Фиг. 4. Совмещение развертки и осциллограммы давления,  $d$  — положение записывающего датчика давления

ментом столкновения пламени с ударной волной. В этих опытах изменялось давление в падающих и отраженных ударных волнах и их скорости после двойного преломления через пламя. На фиг. 5 приведены сводные данные по давлению, из которых можно видеть уменьшение давления за фронтом однократно преломленной волны (датчик давления расположен на расстоянии 60 мм от конца трубки) и рост давления в дважды преломленных волнах по мере увеличения пути, пройденного

Фиг. 5. Амплитуда давления в падающих и отраженных волнах для различных расстояний места столкновения от отражающей стенки: 1 — скачок давления в падающей волне, 2 — давление в отраженной волне, смесь не поджигается, 3 — то же, с поджиганием смеси, 4 — детонация



пламенем от искры. Аналогично давлению увеличивается и скорость отраженной ударной волны (фиг. 6) с удалением места столкновения от искры. Приведенные данные наглядно иллюстрируют влияние деформации пламени на ускорение



перехода горения в детонацию, так как термические условия распространения пламени в этих опытах практически одинаковы.

Фиг. 6. Изменение скорости отраженной ударной волны при различных расстояниях пламени от отражающей стенки. Скорость, измеряется на расстоянии 12 см от торца: 1 — без поджигания смеси, 2 — смесь поджигается, 3 — детонация

Остановимся теперь подробнее на сравнении полученных записей с одномерным равновесным расчетом преломления ударной волны на фрон-

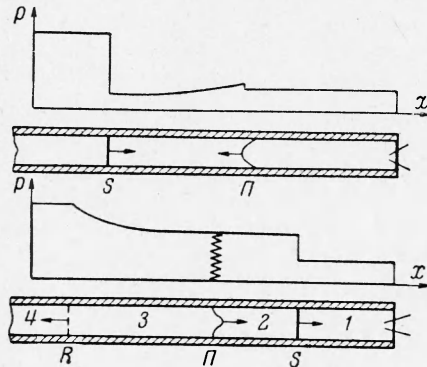
те пламени, используя в качестве примера данные опыта фиг. 4. Необходимость этого диктуется существованием различных мнений по вопросу о термодинамическом равновесии за фронтом пламени [5,7].

**3. Распад произвольного разрыва на фронте пламени.** Сравним параметры преломленных волн с их расчетными значениями, полученными из одномерной схемы распада произвольного разрыва на фронте пламени (фиг. 7). Будем предполагать, что в сгоревший газ *I* преломляется ударная волна *S*<sub>1</sub> с однородным состоянием за фронтом *2*. Пламя после столкновения считаем контактной поверхностью *3* с сохранением на ней давления и скорости состояния *2*. Переход от состояния *3* в начальное состояние *4*, соответствующее условиям за падающей ударной волной, осуществляется в волне разрежения

$$u_4 + \frac{2c_4}{\gamma - 1} = u_3 + \frac{2c_3}{\gamma - 1}$$

Здесь *u* — скорость потока, *c* — скорость звука в газе. Считая заданными *p*<sub>1</sub>, *c*<sub>1</sub> и *M*<sub>0</sub> = *D* / *c*<sub>0</sub> — число Маха падающей ударной волны, опре-

Фиг. 7. Схема распада произвольного разрыва на фронте пламени



деляем число Маха *M*<sub>1</sub> для преломленной ударной волны в виде зависимости от начального перепада давления на фронте пламени при столкновении

$$\lg \frac{p_1}{p_4} + \lg \left[ \frac{2\gamma_1 M_1^2 - (\gamma_1 - 1)}{\gamma_1 + 1} \right] = \frac{2\gamma}{\gamma - 1} \lg \left[ \frac{(\gamma - 1)(u_4 - u_2)}{2c_4} + 1 \right]$$

$$u_2 = \frac{2c_1 M_1}{\gamma_1 + 1} \left( 1 - \frac{1}{M_1} \right)$$

Здесь *p*<sub>4</sub>, *c*<sub>4</sub> и *u*<sub>4</sub> вычисляются по заданной величине *M*<sub>0</sub>. Нужно лишь учесть движение газа и сжатие, создаваемое пламенем в трубке.

Например, для опыта, представленного на фиг. 4

$$p_0' = p_0 + \gamma p_0 u / c_0 = 0.18 + 0.12 = 0.3 \text{ атм}, \quad T_1 = 2760^\circ \text{ К}, \quad \gamma_1 = 1.18, \quad \mu_1 = 17.7,$$

$$c_1 = 1230 \text{ м/сек}, \quad \gamma = 1.39, \quad u_4 = 650 \text{ м/сек}, \quad c_4 = 700 \text{ м/сек}, \quad p_4 = 3.7 p_1 \quad (M_0 = 1.84)$$

Результаты расчета

$$M_1 = 1.45, \quad p_2 / p_1 = 2.11, \quad p_2 = 0.63 \text{ атм}$$

Сравнение с опытом (принимая расчетное *c*<sub>1</sub>): *M*<sub>1</sub> = 1.2 — 1.3 (растет); *p*<sub>2</sub> = 0.65 атм. Таким образом, в пределах ошибок измерений параметры преломленной ударной волны совпадают с результатами одномерного расчета без учета каких-либо эффектов усиления преломленной волны. Отклонения от расчета для разверток, представленных на фиг. 2 и 4, составляют лишь заниженные экспериментальные значения чисел *M*<sub>1</sub> преломленных волн, что может быть связано с охлаждением сгоревшего газа и уменьшением *c*<sub>1</sub> по сравнению с расчетной величиной, определяемой по температуре горения смеси.

Из-за явной неоднородности пламени и потока в трубке после первого преломления ударной волны проведение аналогичного расчета для вторичного преломления волны через пламя после ее отражения от стенки было бы необоснованным. Здесь можно ограничиться лишь некоторыми оценками.

С этой целью рассмотрим данные опыта фиг. 4, где скачок давления газа за отраженной волной в 1.35 раза больше, чем при отражении ударной волны такой же амплитуды без пламени (ср. также фиг. 5).

Роль пламени как границы раздела двух сред сводится, прежде всего, к уменьшению энергии преломленной волны в  $4\Delta / (1 + \Delta)^2$  раз (для акустического приближения). Здесь  $\Delta$  — отношение акустических сопротивлений сред на границе раздела. Для фронта пламени в рассматриваемом случае  $\Delta = 0.264$ . Отношение прироста давления в отраженной волне, испытавшей двойное преломление через поверхность пламени, к той же величине при отражении без пламени можно оценить из отношения плотностей энергии в волне сжатия

$$\frac{\Delta p}{\Delta p'} \approx \sqrt{\frac{w'}{w}} = \frac{4\Delta}{(1+\Delta)^2}$$

(коэффициенты преломления энергии для отраженной и падающей волн считаются одинаковыми). Поэтому ожидаемое ослабление скачка давления в отраженной волне должно составлять около 0.7, в то время как в опыте наблюдается его усиление в 1.35 раза.

Получаемую разницу естественно отнести за счет волны давления, образующейся перед пламенем  $\Delta p / p = \gamma u / c$ .

Оценив таким способом скорость потока, создаваемого пламенем, и учитывая уменьшение с ростом температуры перепада плотности на пламени [12], находим для эффективной скорости следующее значение:  $S = 9.4 S_n = 75$  м / сек.

Для пламени, имеющего форму полусферы, мы имели  $S = 2S_n$ . Температурная оценка дает увеличение нормальной скорости пламени лишь в 1.9 раза. Кроме того, увеличение нормальной скорости пламени с температурой за отраженной волной можно приблизительно оценить из данных опыта. Полагая для развертки фиг. 2,  $\rho_2 / \rho_1 = 0.2$  и считая  $S = 2S_n'$ , получим  $S_n' = 19.2$  м / сек, т. е. нормальная скорость пламени увеличилась лишь в 2.4 раза.

Таким образом, наблюдаемое увеличение давления за отраженной волной оказывается почти вдвое выше прироста, вызванного только увеличением нормальной скорости пламени.

Этот результат указывает на необходимость учета деформации зоны горения в трубках при оценке усиления волн сжатия, преломляющихся через поверхность пламени.

4. Формирование детонационной волны. Полученные данные выясняют роль дополнительных волн давления в процессе перехода горения в детонацию в ограниченных объемах (например, в коротких трубках). По существу здесь подтверждается и конкретизируется схема перехода через комплекс: адиабатическая волна — пламя, описанная ранее в работе [10]. Из разверток процесса видно, что формирование детонационной волны является результатом взрывного самовоспламенения слоев газа, испытавших сжатие и нагрев как в ударных волнах (в нашем примере приблизительно до 670° К), так и в непрерывной волне сжатия перед пламенем, где температура газа постепенно доводится до взрывного предела. Действительно, согласно измерениям давления (фиг. 5), самовоспламенение за отраженной волной начинает развиваться в тех случаях, когда прирост давления  $\Delta p / p > 1.6$ . Это соответствует температурному пределу

$$T_2' = T_2 \left(1 + \frac{\Delta p}{p}\right)^{(\gamma-1)/\gamma} \approx 770^\circ \text{ К}$$

близкому к температуре самовоспламенения стехиометрической водородо-кислородной смеси ( $T \sim 800^\circ \text{ К}$ ). Важно отметить, что взрыв и детонацион-

ная волна образуются в объеме сжатого газа между ударным фронтом и пламенем (см. развертки фиг. 2), а не в результате слияния пламени с ударной волной, как это часто предполагается. Взрывной характер процесса связан с индукционными задержками и очаговым механизмом самовоспламенения газа в ударных волнах [13].

В заключение выражаю признательность Г. А. Заварзину за помощь при проведении опытов.

Поступила 12 III 1963

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Markstein G. A Shock Tube Study of Flame Front Pressure Wave Interaction. VI Symp. Combust., 1956, № 7, p. 387. Пер. сб. «Пламена и химическая кинетика», ИЛ, 1961. См. также Rudinger G. Shock Wave and Flame Interaction. III AGARD Coll. Pergamon Press, 1958, p. 153, Discussion, p. 177.
2. Саламандра Г. Д., Севастьянова И. К. Взаимодействие слабых ударных волн с фронтом пламени. ЖТФ, 1959, 24, 11.
3. Саламандра Г. Д., Севастьянова И. К. Усиление ударных волн при прохождении их через фронт пламени. В сб. «Физическая газодинамика, теплообмен и термодинамика газов высоких температур». Изд. АН СССР, 1962, стр. 199.
4. Vothe Schu. On the Generation of Pressure Waves at a Plane Flame Fronts IV Int. Symp. Combustion, Baltimore, 1953. Пер. в сб. «Вопросы горения и детонационных волн», Оборонгиз, 1958, стр. 411.
5. Когарко С. М., Скобелкин В. И. Релаксационное взаимодействие ударных волн с зоной горения. ДАН СССР, 1958, 120, № 6.
6. Когарко С. М., Скобелкин В. И., Казачков А. Н. Взаимодействие ударных волн с фронтом пламени. ДАН СССР, 1958, 122, № 6, 1046.
7. Новиков С. С., Рязанцев Ю. С. Взаимодействие слабых волн давления с фронтом пламени. ДАН СССР, 1961, 137, № 6, 1409.
8. Когарко С. М., Новиков А. С. Исследование волн сжатия при горении газовых смесей. ДАН СССР, 1960, № 1; см. также ПМТФ, 1960, № 4.
9. Щелкин К. И. О возможном механизме усиления слабых ударных волн в зоне турбулентного горения. Изв. АН СССР, ОТН, Энергетика и автоматика, 1959, № 5, 87.
10. Солоухин Р. И. Переход горения в детонацию в газах. ПМТФ, 1961, № 4, 128.
11. Хитрин Л. Н. Физика горения и взрыва. Изд. МГУ, 1957, стр. 155.
12. Зайцев С. Г. Определение и расчет некоторых характеристик процесса воспламенения газовой смеси. Тр. III совещания по теории горения, Изд. АН СССР, 1960, стр. 214.
13. Зайцев С. Г., Солоухин Р. И. К вопросу о воспламенении адиабатически нагретой газовой смеси. ДАН СССР, 1958, т. 122, № 6, 1039.