

О РЕЗУЛЬТАТАХ ИССЛЕДОВАНИЯ СТРУКТУРЫ ДЕТОНАЦИОННОГО ФРОНТА В ГАЗАХ

(Обзор)

Б. В. Войцеховский, В. В. Митрофанов, М. Е. Топчиян
(Новосибирск)

За последние 10—15 лет достигнут значительный прогресс в исследовании структуры детонационных волн в газах. К настоящему времени экспериментально показано, что в большинстве случаев в газах не существует гладкого детонационного фронта с однородной по сечению зоной реакции; преобразование химической энергии идет посредством сложной многофронтной волны, обеспечивающей, по крайней мере локально, резкое уменьшение задержек воспламенения.

В связи с этим усилился интерес к проблеме устойчивости комплекса ударной волна — зона химической реакции, описываемого различными моделями.

Впервые вопрос об устойчивости был поставлен в работе К. И. Щелкина [1], получившего на основе качественных рассмотрений для модели с прямоугольным профилем параметров критерий неустойчивости плоской детонационной волны в виде

$$\frac{E}{p T_1} \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right] \geq 1,$$

где E — энергия активации; γ — отношение удельных теплоемкостей; p_2 — давление в точке окончания реакции, p_1 и T_1 — давление и температура за ударной волной. В таком виде этот критерий выполняется практически для всех реальных детонационных смесей.

В опубликованной в 1961 г. работе Р. М. Зайделя [2] проведено более строгое математическое исследование проблемы устойчивости для той же модели при $u_2 \leq c_2$, т. е. для пересжатой детонации и детонации Чепмена — Жуге. Поскольку условия, полученные в этой работе, являются лишь достаточными, то они не определяют границы области устойчивости. Показано, однако, что по отношению к возмущениям размера Δy , удовлетворяющим соотношениям $\Delta y \gg \lambda$ или $\Delta y \ll \lambda$, детонационный фронт с шириной зоны реакции λ устойчив.

Для детонации Чепмена — Жуге наиболее полные результаты получены В. В. Пухначевым [3—5], который исследовал устойчивость решения системы уравнений газодинамики и химической кинетики, описывающих детонационную волну, распространяющуюся в трубе радиуса r_0 , по отношению к малым возмущениям. В. В. Пухначевым доказана устойчивость в случае, если r_0 достаточно мало по сравнению с λ . Однако на практике такие режимы, по-видимому, не осуществляются, поскольку диаметр оказывается меньше критического. При реальных значениях энергии активации, порядке реакции $m=1$ и $\gamma=1,2$ расчет, произведенный на ЭВМ, показал неустойчивость во всяком случае при $\lambda < 2,15 r_0$. Аналогичный расчет при $0,35 r_0 \leq \lambda \leq 4,2 r_0$ и $E=0$ не обнаружил неустойчивости к возмущениям не слишком высокой частоты. Поскольку возбуждение колебаний с очень высокой частотой представляется физически маловероятным, можно предположить устойчивость плоской детонационной волны при малых энергиях активации.

Фундаментальное исследование устойчивости пересжатых детонационных волн было принято Дж. Дж. Эрпенбеком [6—9], исследовавшим

в аналогичной с Пужначевым постановке задачи детонационные волны при безразмерных энергиях активации $\varepsilon = \frac{E}{k T_0}$, имеющих значения 50, 10 и 0, и значениях безразмерного тепловыделения $Q = -\frac{\Delta H}{k T_0}$ от 50 до 0. Численно исследовался случай однокомпонентной необратимой реакции типа $A \rightarrow B$ при параметрах пересжатия

$$f = \frac{D^2}{\bar{D}_{\text{ч.ж.}}^2} > 1.$$

Вероятно, трудности, связанные с особенностью решений вблизи точки Жуге, не позволили Эрпенбеку исследовать этот случай, однако результаты, полученные им, чрезвычайно интересны и во многом, на наш взгляд, даже неожиданны, тем более, что параметр пересжатия менялся от очень больших значений ($f=100$) до величин, близких к единице ($f=1,05$).

Прежде всего установлено, что если величина Q превышает 11—12, то волна неустойчива при любых значениях энергии активации и практически неограниченных пересжатиях. В работе [2] величина тепловыделения не варьировалась, а в [3—5] была связана условием Жуге. Если иметь в виду обычные значения энергии активации ($\varepsilon=10-50$), то устойчивость получается лишь при $Q < 0,4$, что, конечно, слишком мало для обычных химических реакций, имеющих место в реальных детонационных процессах. Значительного стабилизирующего влияния пересжатия не обнаружено вплоть до $f=100$, а при нулевых энергиях активации пересжатие, наоборот, приводит к некоторому уменьшению области устойчивости. Устойчивость к мелкомасштабным возмущениям при $\varepsilon=50$, $Q=50$ обнаружена, когда $f > 1,76$, а при $\varepsilon=10$ с пересжатиями, приближающимися к единице ($f \approx 1,05$).

Итак, коротко результаты исследований устойчивости можно подытожить следующим образом.

1. Детонационная волна в целом неустойчива даже при больших пересжатиях, если тепловыделение превышает некоторую величину, зависящую от ε и f .

2. Детонационная волна устойчива к возмущениям, для которых $\Delta y \ll \lambda$ при не слишком больших энергиях активации и некотором пересжатии.

3. Волна в режиме Чепмена — Жуге устойчива при $\lambda \gg r_0$ и при $\Delta y \ll \lambda$ или $\Delta y \gg \lambda$.

Вывод Эрпенбека о связи устойчивости с тепловым эффектом реакции подтверждается опытами Р. И. Солоухина, наблюдавшего пересжатые одномерные детонационные волны в сильно разбавленных смесях [10].

Неустойчивость плоской детонационной волны ведет к образованию сильных поперечных возмущений. Явления, происходящие при взаимодействии большого числа таких возмущений, чрезвычайно сложны, поэтому особый интерес представляет спиновая детонация, при которой осуществляется стационарное вращение единственного возмущения.

В настоящее время механизм возникновения спиновой детонации и структура течения в области «головы» спина представляются следующими.

Температуры, возникающие за ударной волной, движущейся со скоростью детонации Чепмена — Жуге, оказываются недостаточными для

быстрого самовоспламенения газа. Сжатый, но непрореагировавший газ образует нагретый неустойчивый слой, в котором образуется детонационная волна, движущаяся по этому слою поперек направления движения первичного фронта.

На рис. 1 представлена схема течения. Рисунок представляет собой развертку на плоскость линий пересечения скачков и контактных разрывов со стенкой детонационной трубы в системе координат, движущейся вместе с точкой A . Вследствие двукратного сжатия за поперечной волной возникают очень большие давления, а дополнительный подъем температуры приводит к тому, что химическая реакция проходит практически мгновенно. Мощный разлет продуктов детонации поперечной волны приводит к возмущению переднего фронта и образованию излома. При этом возрастает нормальная компонента скорости потока, проходящего через AA_1 , увеличение температуры приводит к уменьшению задержек воспламенения и реакция здесь, как и за поперечной волной, идет практически мгновенно. С удалением от поперечной волны возмущающее действие ее ослабевает, излом постепенно выравнивается и вблизи некоторой точки O температура уменьшается настолько, что рост задержек воспламенения вызывает отделение зоны горения от первичного скачка. Таким образом, возникает слой сжатого несгоревшего газа, который впоследствии сжигается поперечной волной.

Схема течения с изломом переднего фронта была впервые предложена К. И. Шелкиным [11, 12] и рассчитана Я. Б. Зельдовичем и А. М. Бродским [13, 14], хотя причины возникновения такого излома оставались необъясненными.

Предположение о возможности возникновения поперечных волн было впервые высказано А. Н. Воиновым [15], однако оно не было подтверждено ни расчетом, ни экспериментом.

Поперечная волна, играющая основную роль в рассматриваемой структуре, была обнаружена впервые одним из авторов, применившим при фотографировании усовершенствованный метод полной компенсации [16—19]. Полученные в этих экспериментах углы наклона границы наиболее ярко светящейся области к образующей трубки резко отличались от предсказанных в [11—14].

Схема, изображенная на рис. 1, была получена при последующих подробных исследованиях с применением теневой съемки и малогабаритных датчиков давления [20—23]. Сравнение измеренных и рассчитанных в этих работах параметров течения показывает правильность этой схемы (см. таблицу).

Расчет производился в плоской схеме всего лишь по трем исходным параметрам: углу траектории точки A с образующей трубки, скорости детонации и углу линии AA_2 с потоком набегающего газа, определенному из теплеграмм. Углы наклона остальных скачков и величины

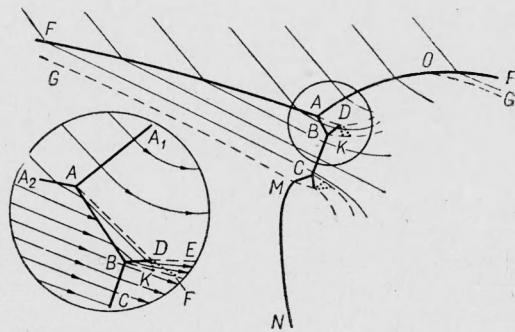


Рис. 1. Структура первого типа [22]; BC — поперечная волна, AA_1 — излом первичного фронта, AA_2 — первичная волна, AB и BD — скачки, согласующие течение за поперечной волной и изломом, ADE и BKF — контактные разрывы.

Состояния и скорости газа в области тройных точек.
Смесь $2\text{CO} + \text{O}_2$, $D = 1700$ м/сек, $P_0 = 0,1$ кг/см², $T_0 = 293^\circ\text{K}$

Скачок	Давление за скачком по отношению к начальному давлению смеси (P_0)		Температура за скачком, $^\circ\text{K}$	Плотность за скачком по отношению к начальной	Полная скорость за скачком, м/сек	Число Маха за скачком	Угол скачка с образующей детонационной трубки		Угол потока с фронтом перед скачком	Угол потока с фронтом за скачком
	теория	эксперимент					теория	эксперимент		
AA ₁ (ударная)	60,8	—	2660	—	—	—	—	—	—	—
AA ₁ (детонационная)	54,5	52±5	3550	4,88	491	0,446	48°47'	60±10	87°	75°40'
AA ₂	19,2	19±1	1140	4,92	1950	2,97	—	79°47'	35°34'	8°15'
AB	54,5	—	1500	10,48	1720	2,31	39°	—	32°32'	16°40'
BD	170,0	165±10	2020	23,76	1290	1,5	86°30'	—	47°30'	23°55'
BC (ударная)	195,0	—	2610	—	—	—	—	—	—	—
BC (детонационная)	170,0	160±10	3730	14,48	663	0,616	21°15'	21±2°	87°	84°

давления за ними получены расчетом и совпали с экспериментальными измерениями.

В пользу схемы течения с поперечной волной кроме указанных прямых измерений и расчетов говорят и другие экспериментальные факты.

На снимках столкновения спина с ударной волной, полученных следовым методом Ю. Н. Денисовым и Я. К. Трошиным [24—25], а также А. А. Борисовым и С. М. Когарко [27], хорошо видны все основные элементы рассматриваемой структуры.

В работах Р. И. Солоухина произведено измерение зависимости времени задержки воспламенения от температуры для водородо-кислородных смесей [28—29]. Обнаружено, что при определенных температурах за скачком наблюдается резкий рост задержки воспламенения.

Как показало сравнение, эти температуры хорошо соответствуют тем, которые получаются вблизи точки O , где происходит отделение зоны горения от ударного фронта (см. рис. 1).

В работе Шотта [30], исследовалась спиновая детонация в смеси 7% $\text{C}_2\text{H}_2 + 10\%$ $\text{O}_2 + 83\%$ Ar оптическими и следовыми методами, а также с помощью платиновых датчиков сопротивления. Первые два метода в основном повторяют сделанное уже ранее в работах Ю. Н. Денисова, Я. К. Трошина и авторов. Датчики сопротивления позволили установить относительное запаздывание зоны химической реакции. Положение этих зон полностью соответствует схеме с поперечной волной. Заметим здесь, что ранее подобные результаты были получены А. А. Борисовым и С. М. Когарко с применением коронного разряда [27].

В поперечном сечении трубки, как можно заключить по отпечаткам на закопченном торце [22, 31], поперечная волна представляет собой ножку маховской конфигурации, простирающуюся в радиальном направлении на расстояние порядка половины радиуса. Падающая и отраженная волны в этой конфигурации имеют значительно меньшую температуру, и, по-видимому, не сопровождаются воспламенением газа непосредственно за фронтом. Это означает, что газовая смесь, проходящая через приосевую область спиновой детонационной волны, т. е. 20—25% общего количества, сгорает со значительно большими задержками в области начального участка шлейфа.

Стационарный одноголовый спин существует только в круглой трубе в некоторой области исходных условий вблизи предела детонации. Если условия детонации менять в сторону удаления от предельных (увеличение диаметра трубки, увеличение давления смеси и т. п.), то поперечный фронт увеличивает свою протяженность в направлении центра трубы, так как появляются лучшие условия воспламенения за удаленными от стенки участками фронта. В результате наступает момент, когда падающая ударная волна маховской конфигурации достигает другим своим концом стенки раньше ножки и после отражения может возникнуть новая маховская ножка, т. е. новая спиновая «голова», движущаяся навстречу первой. Так происходит переход к двухголовому спину, при котором поперечная волна движется через все сечение трубки, образуя у стенки две маховские конфигурации — «головы» и последовательно сглапываясь и отражаясь в диаметральном противоположных точках трубки.

Кроме одноголового и двухголового спина в круглых трубах существует, по-видимому, еще только один случай строго периодического движения, когда движение поперечных волн удастся проследить полностью, а именно четырехголовый (по две «головы» того и другого направления вращения).

В квадратных трубах, как установил Д. Эдвардс [32], простейшей формой детонации являются две поперечные волны, движущиеся во взаимно перпендикулярных направлениях.

Достаточно далеко от предела, когда число поперечных волн велико и их движение весьма хаотично, стенки детонационного канала уже не оказывают существенного влияния на явления во фронте, и структуру фронта можно считать одинаковой в трубах любой формы и при сферической детонации большого радиуса. Поперечные волны испытывают при этом столкновения и отражения под различными углами со стенкой, если она есть, и между собой, образуя сложную сетку с характерным размером, определяемым вдали от пределов физико-химическими свойствами смеси. В зависимости от угла встречи отражения могут быть как регулярными, так и нерегулярными (маховскими). Следы того и другого типа отражения хорошо просматриваются на закрапленных стенках трубы после прохождения детонации.

Сильные движущиеся неоднородности во фронте детонации вдали от детонационных пределов были обнаружены Денисовым и Трошиным, применившими следовой метод [24—26]. Затем они были зарегистрированы авторами непосредственным фотографированием фронта детонации [19, 33]. Позднее аналогичные результаты получены Даффом [31].

Структура поперечных возмущений, кроме рассматриваемого выше случая одноголового детонационного спина, изучена в плоском канале, где, благодаря малости одного измерения, осуществляется двумерная картина движения, а также в квадратной трубе для двух взаимно перпендикулярных волн [22, 32, 34]. В обоих случаях обнаружена та же характерная система скачков, которая образует поперечную волну при одноголовом спине.

Отличие состоит лишь в нестационарном характере поперечных волн, испытывающих периодические столкновения между собой и со стенками канала, и в меньшей средней скорости поперечного движения. Скорость поперечного фронта относительно газа перед ним оказывается меньше, чем требует условие Жуге при полном тепловыделении. Последнее обстоятельство требует более подробного рассмотрения условий воспламенения в поперечной волне.

Одновременная регистрация траекторий поперечных волн в плоском канале на закопченной стенке и на движущейся пленке [22], а также покадровая шпирен-съемка [35] позволили построить кривые изменения температуры и давления за скачками AA_2 , AA_1 , BC поперечной волны (см. рис. 1) в зависимости от фазы движения между последовательными соударениями. Эти кривые, являющиеся результатом усреднения по большому числу волн в разных опытах на смеси $2CO + O_2 + 4\% H_2$ при $p_0 = 200-250$ мм. рт. ст., приведены на рис. 2. За время между соударениями температура за поперечным фронтом BC (кривые π_5 и T_5) меняется приблизительно от 2700 ($\tau \ll 10^{-6}$ сек) до $1550^\circ K$ ($\tau \sim 5 \cdot 10^{-6}$ сек) в скобках соответствующие задержки воспламенения, за изломом AA_1 (π_2 , T_2) от 2800 до $1600^\circ K$ и за первичным ударным фронтом AA_2 (π_1 , T_1) от 1600 до $1100^\circ K$ ($\tau \approx 4 \cdot 10^{-4}$ сек). Величины задержек воспламенения измерены Р. И. Солоухиным и приведены в работе [35].

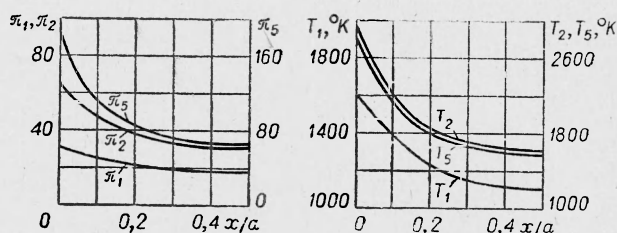


Рис. 2. Изменение параметров за скачками структуры первого типа в зависимости от фазы движения между столкновениями (x — пройденный путь, a — размер ячейки, π — отношение давления за скачком к давлению исходной смеси).

Размер поперечного фронта в плоскости канала в описанных опытах составлял около 5 мм, относительная скорость ударно сжатого газа за ним около $4 \cdot 10^4$ см/сек и протяженность индукционной зоны перед встречным соударением порядка 2 мм. Этот подсчет, так же как шпирен-снимки, показывает, что протяженность зоны химической реакции за поперечным фронтом порядка его размера. Совершенно аналогичные результаты получены Эдвардсом в квадратной трубе [32].

Таким образом, поперечные волны средней интенсивности являются предельными по условиям воспламенения. Это объясняется тем, что из-за неустойчивости ударно сжатой индукционной зоны за основным ударным фронтом число поперечных волн устанавливается максимальным [33], а их размер минимальным, при котором еще сохраняются условия для существования поперечных волн. В этих предельных условиях из-за сильно растянутой зоны реакции и действия волн разгрузки скорость поперечной волны не соответствует рассчитанной по условию Чепмена — Жуге для полного тепловыделения и плавно изменяется между последовательными встречными столкновениями. Средняя же скорость всегда коррелируется со скоростью сопровождающей акустической волны в продуктах реакции шлейфом.

Поскольку не все поперечные волны имеют одинаковую интенсивность, то за более слабыми химическая реакция полностью прекращается, причем благодаря разности температур в $50-100^\circ K$ воспламенение за поперечным фронтом прекращается раньше, чем за изломом. При затухании отдельных поперечных волн наблюдается переход к структуре второго типа без поперечного фронта [22], изображенной на рис. 3. Эта

структура близка к предполагавшейся в работах [24, 26, 36, 37], хотя детали взаимодействия конфигурации со шлейфом в этих работах не показаны. Остающийся за ней «хвост» несгоревшего газа сжигается в поперечном фронте образующейся после столкновения волны обратного направления. Часть несгоревшего газа при этом может пройти мимо (глубже) встречного фронта и догорать затем в виде изолированного островка [35]. Встречные столкновения вызывают детонацию непрореагировавшего газа и дают исходный импульс образования новой поперечной волны.

Относительно механизма воспламенения в детонационной волне и структуры поперечных возмущений в наиболее общем случае трехмерного движения при большом числе возмущений на фронте существуют различные предположения, поскольку прямой детальный эксперимент здесь очень труден.

Авторы работ [24—26, 36, 37] роль поперечных возмущений в механизме детонационного сгорания сводят к созданию очагов воспламенения в местах двойных и особенно тройных столкновений, не учитывают возможность переноса зоны горений поперечной волной вдоль фронта.

Наша точка зрения заключается в том, что механизм детонационного сгорания и структура фронта в общем случае принципиально не отличаются от наблюдаемых в плоском канале [22] и в квадратной трубе [32]. И только для наиболее ослабленных волн предполагается структура второго типа.

Во-первых, средняя скорость поперечного движения возмущений в трехмерном фронте даже больше, чем в плоском канале ($0,65 \pm 0,05$ против $0,58 \pm 0,05$ в единицах D). А большая скорость при той же структуре означает большую температуру и поджигающую способность. Предполагать структуру, отличающуюся от наблюдаемой при одномерном движении, в квадратной трубе и в плоском канале, при промежуточных скоростях поперечного движения, нет оснований. В работе [38] зафиксирована характерная спиновая структура в плоском канале в сходящейся концентрической детонационной волне при скорости поперечного движения всего $0,52 D$ (рис. 4, а).

Во-вторых, снимки детонационного фронта под углом 45° показывают (рис. 4, б), что яркое свечение распределено по фронту в виде линий, а не точек, что говорит в пользу интенсивной химической реакции на всем протяжении поперечных волн, а не только в области их пересечений.

Дафф [31] и Эдвардс [39] из того факта, что поперечная скорость возмущений при больших n близка к скорости звука в продуктах, делают вывод о слабости самих возмущений на фронте. Однако убедительных оснований для такого вывода нет. Простой газодинамический анализ, а также опыты в плоских каналах показывают, что и при звуковой поперечной скорости относительно продуктов детонации возмущения фронта могут быть сильными. В работе [39] при анализе допущена ошибка в определении направления потока за фронтом. Дафф ссылается на Левитта и Хорнига [40], обнаруживших гладкость фронта детонации в смеси $H_2 + 3O_2$ при давлениях от 0,4 до 2,8 атм методом отражения света. Однако в более поздней работе Хорнига [41] усовершенствовал аппаратуру и не подтвердил прежний вывод, зафиксировав заметное рассеяние света детонационным фронтом. Во всяком случае,

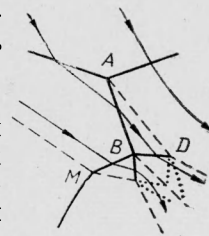


Рис. 3. Структура второго типа.

фоторегистрацией и особенно следовым методом удается обнаружить неоднородности фронта при очень больших n (порядка нескольких десятков и даже сотен) [22, 31, 37].

Денисов и Трошин [42] предполагают существование неоднородности детонационного фронта в смеси водорода с кислородом при начальных давлениях в сотни атмосфер, принимая структуру такой же, как при нормальном давлении. Само по себе такое предположение естественно, так как неоднородности детонационного фронта обнаруживаются

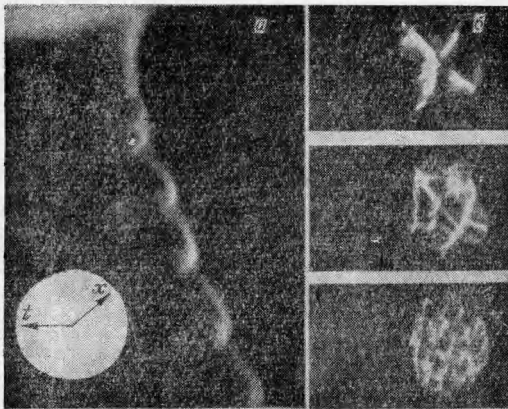


Рис. 4. Поперечные волны в сходящейся цилиндрической детонации, снятые методом полной компенсации [38] (а) и на фронте волны в круглой трубе (б) [33].

и в жидких ВВ [43], причем их поведение во многом сходно с газовыми смесями [44]. Однако проведенная в работе [42] количественная экстраполяция задержек воспламенения и размера неоднородностей от почти нормальных условий в область начальных давлений порядка нескольких сотен атмосфер не обоснована.

Общая картина газодинамических явлений при газовой детонации осталась бы неполной без рассмотрения природы шлейфов, имеющих место как при спине, так и при многофронтной детонации.

Правильное объяснение этого явления было впервые дано Мансоном [45, 46], предположившим, что шлейф представляет собой пучность трансверсальных акустических колебаний столба газа позади детонационной волны. Считая, что колебания чисто трансверсальны и происходят на собственных частотах объема газа, Мансон получил исключительное согласие экспериментально измеренных и рассчитанных частот. Это согласие неоднократно проверялось в более поздних работах [31, 47, 48], заметное нарушение обнаружено лишь для случая двухголового спина с противоположным направлением вращения.

В схеме Мансона оставались неясными механизм возникновения таких колебаний и причина их почти полной трансверсальности. Попытка получить ответ на эти вопросы была предпринята Дж. А. Фэем [49]. Решение, которое гораздо более продвинуло проблему, было найдено Чжу Бо Дэ [50], показавшим, что вращающийся на фронте источник возмущений порождает за фронтом акустическую волну, колебания в которой при определенных условиях становятся чисто трансверсальными. Таким условием оказалось совпадение или близость частот возмущения с частотами собственных трансверсальных колебаний объема позади фронта. Это объяснило хорошее совпадение теории Мансона с экспериментом, поскольку, как правило, эти частоты очень близки. С другой стороны, эта близость объясняется, по-видимому, и обратным воздействием колебаний через поперечную волну на фронт, которое проявляется в поддержке этой волны сбоку, предотвращающей ее ослабление вследствие разлета продуктов детонации. Измерения показывают, что амплитуда давления в шлейфе вблизи поперечной волны достигает величины порядка 40—50 единиц начального давления [21—23]. Введение концентрических вставок на оси детонационной тру-

бы резко изменяет частоту вращения «головы», причем частоты опять хорошо соответствуют акустической теории [22, 46—48].

В круглой трубе при одноголовом спине скорость поперечного движения с хорошей точностью совпадает с величиной $1,84c$, предсказываемой акустической теорией (c — скорость звука в продуктах детонации). В случае n «голов» поперечная скорость определяется формулой

$$v_1 = \frac{\xi_{nk}}{n} c,$$

где ξ_{nk} — k -ый корень производной функции Бесселя n -го порядка. Сравнение с экспериментом показывает, что приведенная формула дает скорости, близкие к реальным при $k=1$. Для очень больших n совпадение хуже: при $n \rightarrow \infty$ акустическая теория как в круглых, так и в квадратных трубах дает предельное значение

$$\frac{v_1}{D} = \frac{c}{D} \approx 0,56.$$

Экспериментальные же значения $\frac{v_1}{D}$ при очень больших n лежат в интервале 0,6—0,7.

В плоских каналах, когда движение практически двумерно, измеренная величина $\frac{v_1}{D}$ равна $0,58 \pm 0,05$ для детонационной волны, распространяющейся в длинном канале [22], $0,52 \pm 0,03$ для сходящейся цилиндрической волны [38] и $0,60 \pm 0,01$ для расходящейся [51].

Таким образом, имеются отклонения измеренных поперечных скоростей возмущений на фронте от предсказываемых акустической теорией, тем не менее определяющее влияние акустических свойств объема, занимаемого продуктами детонации, на эту скорость несомненно. При этом мода колебаний выбирается условиями во фронте, а именно средним размером ячейки, на которые распадается фронт вследствие неустойчивости.

Очевидно, что влияние акустических волн в продуктах (шлейфов) на фронт может осуществляться только в пределах области, заключенной между фронтом и поверхностью Чепмена — Жуге.

Поперечные волны и связанные с ним пульсации фронта порождают волновые пульсации и турбулентность в продуктах детонации, затухающие лишь на больших расстояниях от фронта. Наличие неоднородных волновых пульсаций, естественно, оказывает влияние на ход изменения усредненных термодинамических параметров в детонационной волне и на условие Жуге.

В работах [22, 52] сделан вывод о том, что эффекты, связанные с более медленным затуханием пульсаций по сравнению с химической реакцией, могут привести к осуществлению режима слабой детонации, когда в конце стационарной зоны после затухания пульсаций состояние газа определяется точкой на равновесной адиабате Гюгонио для продуктов детонации, лежащей ниже точки Чепмена — Жуге. Более строго этот результат получен в работах [53, 54], где найдено также выражение для скорости фронта волны разрежения в неоднородном потоке, определяющей положение плоскости Чепмена — Жуге. Численные оценки показывают, что поправки к детонационной скорости при этом незначительны, поправки же к давлению и плотности в конце стационарной зоны могут достигать весьма ощутимой величины ($\sim 10\%$) [53]. Еще более значительны поправки к величине давления во фронте детонации: среднее давление оказывается почти в 1,5 раза ниже, а максимальные

локальные в несколько раз выше, чем в классической модели Зельдовича [55, 56].

Реальная неоднородная зона реакции в детонационном фронте имеет также существенно измененную кинетику общего тепловыделения. Участки с очень высокой температурой, а именно поперечные фронты, приблизительно на половине пути между столкновениями инициируют воспламенение практически без задержек, что сразу обеспечивает значительную скорость тепловыделения и, следовательно, спад среднего давления и плотности.

В заключение отметим некоторые проблемы, которые, на наш взгляд, представляют интерес для дальнейших исследований. Прежде всего важны исследования детонации газов при высоких начальных давлениях смеси (порядка десятков и сотен атмосфер). В настоящее время экспериментальные данные в этой области ограничиваются, по-видимому, только измерениями скоростей детонации для смеси $2\text{H}_2 + \text{O}_2$, произведенными А. Шмидтом [57].

Другим направлением исследований, обещающим особенно интересные практические приложения, является изучение разных видов так называемых «стационарных» детонационных волн [58—64]. В последних из указанных работ обнаружен стабильный режим движения вращающейся волны со скоростями значительно более низкими, чем скорость Чепмена — Жуге.

Малоисследованной областью остается еще детонация гетерогенных систем, исследования которой важны с практической точки зрения. Представляют интерес также дальнейшие исследования химико-кинетических явлений, происходящих при детонации, особенно при учете неравновесных процессов.

*Поступила в редакцию
18/X 1963*

ЛИТЕРАТУРА

1. К. И. Щелкин. ЖЭТФ, 1959, 3, 2.
2. Р. М. Зайдель. Докл. АН СССР, 1961, 136, 5.
3. В. В. Пухначев. Докл. АН СССР, 1963, 149, 4.
4. В. В. Пухначев. ПМТФ, 1963, 6.
5. В. В. Пухначев. ПМТФ, 1965, 4.
6. J. J. Egrenbeck. Phys. of Fluids, 1962, 5, 5.
7. J. J. Egrenbeck. Phys. of Fluids, 1964, 7, 5.
8. J. J. Egrenbeck. Phys. of Fluids, 1965, 8, 6.
9. J. J. Egrenbeck. 9-th Symposium (International) on Combustion, 1963, 442.
10. Р. И. Солоухин. ФГВ, 1966, 2, 3.
11. К. И. Щелкин. Докл. АН СССР, 1945, 47, 7.
12. К. И. Щелкин. Быстрое горение и спиновая детонация газов. Воениздат, 1949.
13. Я. Б. Зельдович. Докл. АН СССР, 1946, 52, 2.
14. А. М. Бродский, Я. Б. Зельдович. ЖФХ, 1950, 24, 7.
15. А. Н. Воинов. Докл. АН СССР, 1950, 73, 1.
16. Б. В. Войцеховский. Тр. МФТИ. Т. 1., Оборонгиз, 1958.
17. Б. В. Войцеховский. Докл. АН СССР, 1957, 114, 4.
18. Б. В. Войцеховский, Б. Е. Котов. Изв. СО АН СССР, 1958, 7.
19. Б. В. Войцеховский. Сб. Ученого Совета по народнохозяйственному использованию взрыва. Вып. 10. изд-во СО АН СССР.
20. Б. В. Войцеховский, В. В. Митрофанов, М. Е. Топчиян. ПМТФ, 1962, 3.
21. М. Е. Топчиян. ПМТФ, 1962, 4.
22. Б. В. Войцеховский, В. В. Митрофанов, М. Е. Топчиян. Структура фронта детонации в газах. Новосибирск, Изд-во СО АН СССР, 1963.
23. В. В. Митрофанов, В. А. Субботин, М. Е. Топчиян. ПМТФ, 1963, 3.
24. Ю. Н. Денисов, Я. К. Трошин. Докл. АН СССР, 1959, 125, 4.

25. Ю. Н. Денисов, Я. К. Трошин. ЖТФ, 1960, 30, 4.
26. Ю. Н. Денисов, Я. К. Трошин. ПМТФ, 1960, 1.
27. А. А. Борисов, С. М. Когарко. Докл. АН СССР, 1963, 149, 623.
28. Р. И. Солоухин. ПМТФ, 1960, 2.
29. Р. И. Солоухин. Ударные волны и детонация в газах. Физматгиз, 1963.
30. G. L. Shott. Phys. of Fluids, 1965, 8, 850.
31. R. E. Duff. Phys. of Fluids, 1960, 4, 11.
32. D. Edwards, D. Perry, A. Jones. J. of fluid mechanics, 1966, 26, 10.
33. Б. В. Войцеховский, Б. Е. Котов и др. Изв. СО АН СССР, 1958, 9.
34. В. В. Митрофанов. ПМТФ, 1962, 4.
35. В. В. Митрофанов, Р. И. Солоухин. Докл. АН СССР, 1964, 159, 5.
36. Б. П. Волин, Я. К. Трошин и др. ПМТФ, 1960, 2.
37. Я. К. Трошин, К. И. Щелкин. Газодинамика горения. М., «Наука», 1963.
38. Т. П. Гавриленко, М. Е. Топчиян, В. А. Ясаков. ФГВ, 1967, 3, 4.
39. D. Edwards, D. Perry a. o. J. Appl. Phys., 1966, 17, 11.
40. V. Levitt, D. H. Hornig. J. Chem. Phys., 1962, 36, 1.
41. M. L. N. Sastri, L. M. Schwartz a. o. 9-th Symposium (International) on Combustion. N. Y. — Ld., 1963.
42. Ю. Н. Денисов, Я. К. Трошин. ПМТФ, 1967, 2.
43. А. Н. Дремин, О. К. Розанов. Докл. АН СССР, 1961, 139, 1.
44. А. Н. Дремин, О. К. Розанов. Научно-технические проблемы горения и взрыва, 1965, 2.
45. N. Manson. Compt. rend, 1946, 222, 46.
46. N. Manson. Propagation des detonation et des deflagration dans les melanges gazeux. L'office. Nat. d'Etudes et des Recherches Alronautique, Paris, 1947.
47. Р. И. Солоухин, М. Е. Топчиян. Докл. АН СССР, 1959, 127, 772.
48. Р. И. Солоухин, М. Е. Топчиян. Третье Всесоюзное совещание по теории горения. Т. I. М., 1960.
49. J. A. Fay. J. Chem. Phys., 1952, 20, 6.
50. Chu Воа-Тех. Proceeding of Symposium Aerothermochem, Evanston, 1956.
51. Р. И. Солоухин. Изв. АН СССР, ОТН, Механика и машиностроение, 1959, 6.
52. D. R. White. Phys. of Fluids, 1961, 4, 4.
53. С. С. Рыбанин. ФГВ, 1966, 2, 1.
54. В. С. Трофимов, А. Н. Дремин, О. К. Розанов. ФГВ, 1966, 2, 3.
55. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 1942, 10, 5.
56. Я. Б. Зельдович, А. С. Компанеев. Теория детонации. М., Гостехиздат, 1955.
57. A. Schmidt. J. Phys. Chem., 1941, A, B., 189.
58. J. A. Nicholls, E. K. Dabora, R. A. Gealer. VII-th Symposium (International) on Combustion and Detonation, London, 1959.
59. R. A. Gross, W. Chinitz. J. Aero/space Sci., 1960, 27, 7.
60. Р. И. Солоухин. ПМТФ, 1961, 5.
61. Б. В. Войцеховский. Докл. АН СССР, 1959, 129, 6.
62. Б. В. Войцеховский. ПМТФ, 1960, 3.
63. Б. В. Войцеховский. Сб. Ученого совета по народнохозяйственному использованию взрыва. Вып. 13, Новосибирск, Изд-во СО АН СССР, 1960.
64. В. В. Михайлов, М. Е. Топчиян. ФГВ, 1965, 1, 4.

УДК 534.222.22

К ТЕОРИИ ДЕТОНАЦИИ В ШЕРОХОВАТЫХ ТРУБАХ

С. С. Рыбанин
(Москва)

Большинство экспериментов по изучению детонации газов проводилось в трубах с гладкими стенками. Изучению же детонации в шероховатых трубах — явления очень интересного как с практической, так и с теоретической точки зрения — уделялось незаслуженно мало внимания.

Детонация в шероховатых трубах впервые исследовалась К. И. Щелкиным [1]. Затем это явление изучал П. Лаффит [2]. Как