

В. Е. ГОРДЕЕВ

ПРИЧИНА РАЗМНОЖЕНИЯ ИЗЛОМОВ ДЕТОНАЦИОННОГО ФРОНТА

(Представлено академиком Л. И. Седовым 15 X 1975)

Поверхность фронта пульсирующей детонации всегда искажена изломами (неоднородностями, или пульсациями), которые представляют собой трехударные маховские конфигурации (¹, ²). Средние размеры пульсаций (или их среднее количество на единицу площади поверхности детонационного фронта) не изменяются, если детонация распространяется с постоянной скоростью. Но всякое изменение скорости немедленно отражается и на размерах пульсаций. Так, при инициировании детонации в трубах импульсным электрическим разрядом сначала образуется перескакая детонационная волна с мелкими пульсациями. По мере замедления волны размеры неоднородностей на ее фронте плавно увеличиваются вплоть до момента выхода волны на режим распространения с постоянной скоростью. И, наоборот, увеличение скорости детонации (например, при входе в более плотную газовую смесь того же состава) всегда сопровождается сокращением размеров неоднородностей.

Причина увеличения размеров пульсаций при замедлении детонации кажется понятной: при этом замедляется химическая реакция, сокращается скорость тепловыделения, и зона горения отстает от ударных скачков в маховских конфигурациях. Некоторые из них исчезают вследствие затухания.

Намного труднее найти причины образования новых изломов при увеличении скорости детонации или при выходе ее из ограниченного объема в открытое пространство, наполненное взрывчатым газом.

Происхождение пульсаций с самого начала их исследования связывалось с неустойчивостью фронта горения в плоскости Жуге по отношению к возмущению температуры (³). Первая модель пульсирующей детонации была построена на основе этого предположения. Но понятие о плоскости Жуге применимо лишь к описанию стационарного потока, тогда как пульсации существенно зависят от времени. Поэтому предпринимались новые попытки создания модели пульсирующей детонации, свободной от указанного логического противоречия.

В работе (⁴) образование пульсаций объяснялось постепенным усилением случайных возмущений ударного фронта (вперед зоны химической реакции), запертых в очень узком пространстве между этим фронтом и некоторой поверхностью в зоне реакции. Были проведены вычисления размеров неоднородностей (методами лучевой акустики) с учетом поведения потока в зоне реакции (⁵, ⁶). Такой подход позволяет получить важные выводы о границах устойчивости фронта перескакой детонации.

В качестве возможной причины появления новых неоднородностей на фронте пульсирующей детонации рассматривалось также одновременное столкновение нескольких тройных конфигураций друг с другом (⁷). Оказалось, что для размножения пульсаций таким способом их исходное количество должно быть не меньше 3 в случае детонации в трубках и не менее 5 при сферической детонации. Следовательно, эта гипотеза не может объяснить переход спиновой детонации в пульсирующую, который наблюдается, например, при входе спина в более плотную газовую смесь, где скорость химической реакции увеличивается.

Представления о природе пульсирующей детонации, развитые в работах (¹⁻⁷), оказались очень плодотворными. К сожалению, в них совершенно

пе затрагивалась еще одна и, по-видимому, главная причина размножения изломов — неустойчивость самой маховской конфигурации в газе с химической реакцией и ее собственная способность порождать новые тройные конфигурации при изменении скорости этой реакции.

Простые опыты с нерегулярным отражением воздушных ударных волн показывают, что внезапное усиление или ослабление одного из скачков тройной конфигурации (падающего или маховского) приводит к появлению новых маховских конфигураций.

Две одинаковые ударные волны, созданные электрическим взрывом тонкой вольфрамовой проволоочки, сталкивались друг с другом в узком пространстве между двумя плоскими пластинами, создавая 2 тройных конфигурации (рис. 1). Плексигласовые пластины располагались параллельно, одна над другой на расстоянии 5 мм. Они имели одинаковые размеры (ширина 100 мм, длина 200 мм). Вольфрамовая проволоочка толщиной 0.03 мм и длиной 120 мм натягивалась между пластинами таким образом, что образовывался угол 140° . Одна из внутренних поверхностей пластин слегка покрывалась слоем сажи. Взрыв проволоочки производился разрядом электрического конденсатора емкостью 12 мкф, заряженного до 4 кв. Продолжительность разряда не превышала 10 мсек. Все устройство размещалось в камере, из которой воздух откачивался до давления 40 мм рт. ст. Это позволяло получать достаточно сильные ударные волны (со скоростью около 1 км/сек) и четкие отпечатки траекторий тройных точек на законченной поверхности пластины.

На рис. 1 показано расположение проволоочки (*MON*) и расходящиеся следы движения тройных точек *A* и *B*. Классическую картину следов маховского отражения (*AE* и *BF* — падающие волны, *AL* и *BK* — отраженные, а *AB* — маховские волны) можно получить на законченной пластине, если одновременно со взрывом проволоочки произвести взрыв прямой проволоочки *CD*, расположенной напротив. Столкновение волн обоих взрывов позволяет зарегистрировать изломы фронтов при маховском отражении.

Поведение тройных конфигураций при внезапном ослаблении одних лишь падающих волн можно зарегистрировать, если опыты несколько видоизменить. В пластине с незавершенной поверхностью следует сделать вырезы по траекториям тройных точек. На рис. 2 заштрихована та часть пластины, которая остается после выпиливания. После электрического взрыва проволоочки столкновение ударных волн происходит так же, как и прежде, но при выходе падающих волн к вырезам они испытывают ослабление вследствие дифракции в открытое пространство, тогда как маховская волна, сформировавшаяся до этого, остается «прикрытой» и дифрагировать почти не может. Взаимодействие падающих волн с маховскими изменяется, и на законченной поверхности под вырезами появляются следы двух новых тройных точек с каждой стороны. На рис. 2 они обозначены изогнутыми штриховыми линиями. Таким образом, помимо прежних двух тройных точек появляются 4 новых.

Другая модификация опыта с нерегулярным отражением (см. рис. 3) позволила зарегистрировать результат ослабления маховской волны. В этом опыте пластина вырезалась только в одном месте, так что маховская волна дифрагировала и ослаблялась в самом конце своего пути. Взаимодействие ослабленной волны с падающими волнами снова приводило к образованию тройных конфигураций. Следы расходящихся траекторий новых тройных точек показаны штриховыми линиями. Взрывом проволоочки *CD* в каждом из этих опытов было подтверждено сходство взаимного расположения фронтов в новых маховских отражениях с тем, которое дано на рис. 1.

Результаты этих опытов вполне свободны от всяких подозрений, связанных с химической кинетикой, и указывают на чисто газодинамическую природу механизма размножения тройных конфигураций. Она состоит в неустойчивости тройной конфигурации относительно изменения интенсив-

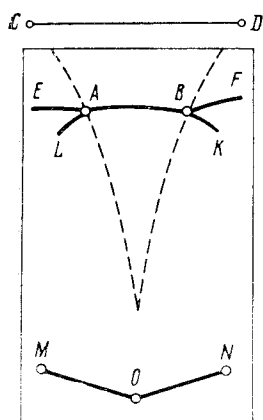


Рис. 1

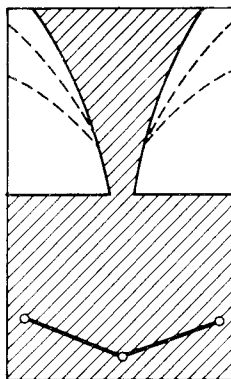


Рис. 2

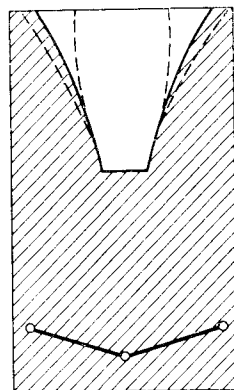


Рис. 3

Рис. 1. Нерегулярное столкновение двух ударных волн. Штриховыми линиями обозначены следы тройных точек в двух маховских конфигурациях

Рис. 2. Образование 2 новых пар тройных конфигураций при резком ослаблении падающих волн

Рис. 3. Образование новых тройных конфигураций при резком ослаблении маховской волны

пости одного из скачков независимо от другого. Но в детонирующем газе с сильной зависимостью скорости тепловыделения от температуры существуют идеальные условия для проявления такой неустойчивости.

Поясним это на примере. Пусть волна пульсирующей детонации переходит из менее плотного газа в более плотный, где химическая реакция протекает значительно быстрее. Такой переход нетрудно осуществить, если, например, один конец детонационной трубы охладить погружением в жидкий азот. Тогда плотность газа в охлажденном участке трубы станет почти вчетверо выше, чем в начальном.

При входе в более плотный газ в каждой тройной конфигурации маховские и падающие скачки будут усиливаться вследствие ускорения химической реакции. Но степень усиления этих скачков не может быть одинаковой. Маховская волна, за фронтом которой температура всегда выше, чем за падающей, испытает усиление, значительно большее, чем падающая, и это произойдет с некоторым опережением усиления падающей волны. В результате окажется нарушенным баланс, который существовал в прежней тройной конфигурации между падающей и маховской волнами. По всей вероятности, в этом случае должна возникнуть ситуация, подобная той, которая была рассмотрена для отражения воздушных ударных волн, и изображенная на рис. 2, т. е. образование двух новых тройных конфигураций.

Логично предположить, что если детонационная волна с новыми неоднородностями станет распространяться в газе, начальная плотность которого больше не изменяется, то главная причина зарождения новых неоднородностей будет отсутствовать, и их число останется практически неизменным. В том же случае, когда плотность газа в трубе парастает по мере продвижения фронта детонации, число неоднородностей должно последовательно возрастать, так что каждое новое поколение изломов будет многочисленнее предыдущего.

На рис. 4 изображена схема следовых отпечатков на законченной стенке трубы диаметром 16 мм, наполненной гремучим газом при начальном давлении 60 мм рт.ст. Инициирование спilloвой детонации в охлажденном участке трубы производилось импульсным электрическим разрядом, в котором энергия 100 дж выделялась в течение 10^{-5} сек. Отпечатки, схема которых дана на рис. 4, получались на конце трубы, который погружался

в жидкий азот, в самом начале охлажденного участка. Широкая косая полоса — след спина. Направление его движения показано стрелкой. Положение маховской и падающей волн — штриховыми линиями. Двойная линия AB — траектория двух передних тройных точек спина. Из нее выходит система одиночных, а затем ветвящихся следов, напоминающих букву V , как на рис. 4. Вблизи линии AB ветви, почти параллельные ей, располагаются очень плотно, образуя иногда сплошную широкую полосу. По мере удаления от AB расстояние между ними увеличивается. Ветви, расположенные вдоль образующих трубы, постепенно удлиняются и по мере продвижения спина в более плотный газ, сами начинают раздваиваться. Наложение друг на друга этих V -образных следов создает хорошо известную картину следов пульсирующей детонации в виде сетки с ромбовидными ячейками. След самого спина при дальнейшем распространении по плотному газу совершенно исчезает.

Схема следов новых изломов свидетельствует о том, что они зарождаются раньше всего и чаще всего вблизи траектории тройной точки спина, где скорость маховского скачка относительно неподвижного газа имеет наибольшее значение и скорость тепловыделения увеличивается особенно быстро. При выходе детонации на режим распространения с постоянной скоростью число неоднородностей перестает увеличиваться, и новые изломы почти не появляются.

Образование новых изломов в расходящихся (например, сферических) детонационных волнах происходит, вероятно, несколько иным путем. В таких волнах размеры неоднородностей сохраняются в среднем постоянными, так что их число должно пополняться по мере расширения фронта. Наиболее правдоподобной причиной зарождения новых изломов в этом случае следует считать не усиление, а, наоборот, ослабление одной из волн (падающей или маховской) вследствие расхождения конфигураций по мере расширения фронта. Такая возможность прямо следует из опытов с воздушными ударными волнами (рис. 2 и 3). Восстановление отдельных изломов, иногда исчезающих вследствие случайного затухания, происходит, вероятно, таким же образом. Аналогичный механизм образования новых конфигураций, по-видимому, имеет место и при выходе пульсирующей детонации из трубы в открытое пространство. Причина ослабления скачков начальных тройных конфигураций в этом случае — дифракция на кромке трубы.

Автор глубоко признателен В. А. Левину и Г. Г. Черному за обсуждение работы и важные замечания, а Я. К. Трошину — за постоянную поддержку.

Институт химической физики
Академии наук СССР
Москва

Поступило
10 X 1975

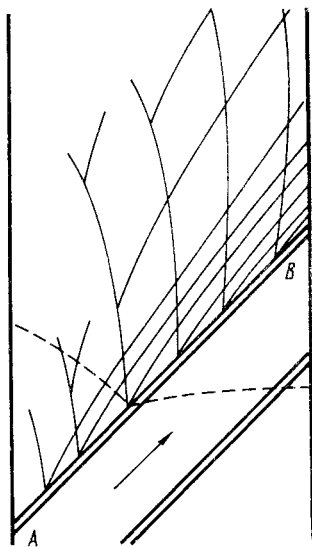


Рис. 4. Схема следовых отпечатков при переходе детонационного спина в более плотный газ

ЛИТЕРАТУРА

- ¹ Ю. Н. Денисов, Я. К. Трошин, ДАН, т. 125, № 1, 110 (1959). ² Ю. Н. Денисов, Я. К. Трошин, К. И. Щелкин, Изв. АН СССР, ОТН, Энергетика и автоматика, № 6, 79 (1959). ³ К. И. Щелкин, ЖЭТФ, т. 36, 600 (1959). ⁴ R. A. Srehlow, F. D. Fernandes, Comb. and Flame, v. 9, № 2, 109 (1965). ⁵ H. O. Barthell, R. A. Srehlow, Phys. Fluids, v. 9, № 10, 1896 (1966). ⁶ H. O. Barthell, Phys. Fluids, v. 17, № 8, 1547 (1974). ⁷ Ю. Н. Денисов, ДАН, т. 187, № 2, 357 (1969).