

К ВЛИЯНИЮ СЖИМАЕМОЙ ГРАНИЦЫ
НА РАСПРОСТРАНЕНИЕ ГАЗОВОЙ ДЕТОНАЦИИ

К. И. Щелкин

(Москва)

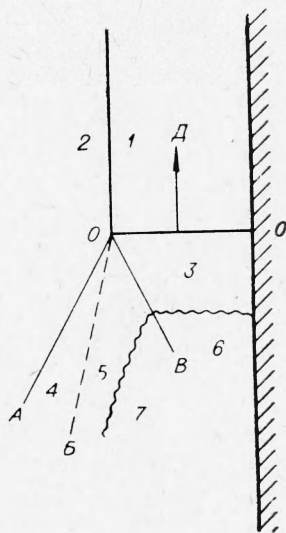
Детонация в слое газа, ограниченном с одной стороны сжимаемой границей (газом), рассмотрена теоретически и экспериментально в работе [1]. Идеализированная схема явления представлена на рисунке. От фронта детонации в точке O отходит ударная волна OA , идущая по нейтральному газу 2; OB — контактный разрыв, отделяющий сжатый в ударной волне OA нейтральный газ от расширяющегося сжатого горючего газа 5, линией OB изображена волна расширения, идущая по сжатому в ударной волне газу 3. В зонах 6 и 7 находятся продукты сгорания. В модели ЗНД (Зельдовича — Неймана — Деринга) между зонами 3 и 6 находится плоскость Чепмена — Жуге. Течение, представленное на рисунке, может быть точно рассчитано по начальным данным, если воспользоваться теорией распада произвольного разрыва [2]. Разрывом здесь является граница между сжатым газом 3 и несжатым нейтральным газом 2. Эта граница после распада разрыва превращается в контактный разрыв OB , от которого идут фронты OA и OB .

В цитированной работе [1] исследовался декремент скорости детонации. Показано, что он обратно пропорционален ширине канала (горючий газ 1) и прямо пропорционален длине зоны химической реакции.

Эти результаты хорошо согласуются с общими представлениями теории предела детонации [3], согласно которой (в одномерном расчете для гладкой трубы)

$$\frac{D_T - D}{D} \approx \frac{tD}{r},$$

где D_T — скорость детонации без потерь; D — скорость с потерями; t — время реакции; r — радиус трубы. Несмотря на иной вид потерь в рассматриваемом случае, общий характер зависимостей сохраняется. Декремент зависит также от отношения плотности нейтрального газа 2 (см. рисунок) к плотности горючей смеси 1. Для смесей водорода с кислородом после понижения скорости на 8—10% наступает затухание детонации — ударная волна уходит вперед от фронта горения. Перед затуханием детонации появляются спино-



вые явления. В работе [1] указывается на тесную связь между затуханием детонации и химическими процессами в детонационной зоне.

В настоящей статье на основе модели явления, предложенной в [1], рассматриваются условия существования детонации в слое 1 (см. рисунок).

Предел распространения детонации в этом случае можно определить по методу, предложенному Харитоном [4, 5], согласно которому предел наступает, когда время разлета продуктов детонации становится меньше времени химической реакции во фронте детонации волны.

В нашем случае, относящемся к модели ЗНД, можно воспользоваться следующими упрощениями. Вообще говоря, условия в зоне 5 (см. рисунок) зависят от свойств газов 2 и 1. Однако ввиду аррениусовской зависимости скорости реакции от температуры можно принять, что реакция обрывается, во всяком случае начинает длиться так долго, что перестает влиять на распространение детонации, как только к данному элементу газа подходит волна разрежения *OB*. Это упрощение тем законнее, чем меньше динамическая жесткость *ρa* газа 2. Во-вторых, по теории предела детонации [3] можно принять, что этот предел наступает не тогда, когда полностью прекратится тепловыделение за фронтом ударной волны, а когда скорость волны уменьшится на величину порядка $\frac{RT}{E} \cdot D$ (тепловыделение до плоскости Чепмена — Жуке уменьшается на величину $2 \frac{RT}{E} \cdot Q$).

Этот вывод теории и это предположение подтверждаются опытами [1]. Величина $\frac{RT}{E}$ имеет порядок 5—10%, как и наблюдалось на опыте.

Сравнивая время адиабатического взрыва (для простоты принят нулевой порядок реакции) с временем движения волны разрежения поперек слоя на расстояние порядка $\frac{2RT}{E} \cdot d$, приходим к критерию возможности существования детонации в виде

$$\frac{cT}{CQ} \cdot \frac{RT}{E} e^{E/RT} = \frac{2RT}{E} \cdot \frac{d}{a}, \quad (1)$$

где *c* — теплоемкость; *T* — температура; *Q* — теплота сгорания на единицу массы; *C* — предэкспонент; *E* — энергия активации; *d* — ширина слоя; *a* — скорость звука в нем; *R* — газовая постоянная (все величины относятся к зоне 3).

Слева в (1) показано время адиабатического воспламенения, справа — время распространения волны разрежения на такую глубину слоя 3, при которой для детонации теряется такая часть теплового эффекта реакции, что скорость детонации понижается на величину порядка $\frac{RT}{E} \cdot D$.

Перепиывая критическое условие (1) в форме

$$\frac{caT}{2CQd} e^{E/RT} = 1, \quad (2)$$

видим, что если левая часть больше единицы, то детонация не распространяется, если меньше — она не затухает.

Температура сжатого газа, входящая в (2), зависит от числа Маха детонации, а последняя величина — от теплового эффекта реакции.

сгорания. Тепловой эффект неявно входит в показатель экспоненты, и левая часть быстро уменьшается с увеличением теплового эффекта, хотя в явном виде он стоит в знаменателе выражения (2). Тепловой эффект и соответственно скорость детонации и скорость ударной волны, а значит и температура в ней, увеличиваются почти для всех газов с повышением давления (уменьшается диссоциация продуктов взрыва). Поэтому критическая толщина слоя уменьшается с повышением начального давления даже в тех системах, в которых скорость реакции не зависит от начального давления. Левая часть (2) сильно зависит от состава смеси. При прочих равных условиях она минимальна при составе, дающем максимальную температуру сгорания. Этому составу отвечает и минимальная толщина слоя, при котором возможно распространение детонации.

Однако существует серьезное основание сомневаться в пригодности критерия (2), поскольку детонация в модели ЗНД неустойчива [2], и в действительности плоская детонация, особенно у пределов распространения, не имеет места. У пределов наблюдаются спиновые явления. Зарегистрированы они и в работе [1].

Задача о пределе распространения спиновой детонации рассматривалась в [2]. Было показано, что средний размер неоднородностей во фронте пульсирующей или спиновой детонации равен

$$\Delta y \simeq \beta \tau D, \quad (3)$$

где

$$\beta = \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \cdot \frac{2}{1 - \sqrt{\frac{\gamma - 1}{2\gamma}}}, \quad (4)$$

а γ — отношение теплоемкостей. Величина τ в (3) — время химической реакции для газа, сжатого в ударной волне, движущейся со скоростью детонации D . Это время точно равно времени реакции в условиях модели ЗНД.

Рассмотрим сначала критическое условие для трубы. Для распространения детонации необходимо, чтобы на радиусе трубы разместилось не менее одной неоднородности. Следовательно, условие предела примет вид

$$\tau = r \frac{1}{\beta D}. \quad (5)$$

Детонация при выполнении условия (5) будет распространяться в виде одноголового спина. Подставив время адиабатического взрыва для модели ЗНД, получим условия существования детонации

$$\frac{c RT^2}{CQE} \cdot \frac{\beta D}{r} e^{E/RT} = 1. \quad (6)$$

Это выражение, вероятно, справедливо с точностью до постоянной величины, не сильно отличающейся от единицы. Следует напомнить, что для условия (6) полностью применимы рассуждения о влиянии на критический размер скорости детонации, теплового эффекта и начального давления.

Очень существенно, что предел распространения детонации получен без учета потерь, но в неявном виде они здесь учитываются. Пред-

полагается, что, если в трубе невозможно существование спиновой газодинамической конфигурации, в которой газ воспламеняется значительно быстрее, чем в плоской волне, детонация затухнет. Иначе говоря, благодаря аррениусовской зависимости времени реакции от температуры в плоской волне воспламенение будет длиться всегда так долго, что потери обязательно подавят детонацию. Пока это предположение ни разу не входило в противоречие с опытом: перед затуханием детонации всегда наблюдается спин. Разрушение спина эквивалентно разрушению детонации. Никаких исключений из этого правила не наблюдалось.

Условие (6) без поправок, конечно, нельзя применять к детонации в слое. Дело в том, что газодинамическая конфигурация, представляющая собой ядро спина (структура ее в данном случае нас не интересует), движется по поверхности ударного фронта $O'O$ (см. рисунок) примерно с такой же скоростью, с какой детонация распространяется вперед. Распространяясь в слое в сторону инертного газа 2, она будет покидать горючий газ. Если за некоторое короткое время в слое не возникнет новая конфигурация, то детонация затухнет. Конфигурации зарождаются, согласно теории, в зоне горения (линия между газами 3 и 6). Следовательно, пренебрегая временем зарождения, необходимо, чтобы время движения возмущения от фронта горения к ударному фронту $O'O$ было меньше среднего времени выхода в инертный газ конфигурации, движущейся вдоль фронта $O'O$. Только в этом случае на этом фронте всегда будет существовать хотя бы одна конфигурация и детонация в слое не затухнет.

Только что сформулированное условие записывается в виде

$$\frac{d}{2D} > \frac{\tau(D-w)}{a} \quad \text{или} \quad \tau < \frac{d}{2} \cdot \frac{a}{D(D-w)}, \quad (7)$$

где w — скорость газа 3 в лабораторной системе координат. Но условие (7) слишком слабое. В действительности детонация будет, вероятно, затухать до исчезновения конфигурации из горючего слоя. Из соображений общей теории, на основании которой выведен критерий (1), можно думать, что и в этом случае затухание наступит, когда часть слоя уже толщиной в среднем

$$\frac{2RT}{E} d, \quad (8)$$

а не d , останется без газодинамических конфигураций. Следовательно, чтобы детонация не затухала, новая конфигурация должна появляться через время, необходимое старой конфигурации для прохождения расстояния (8). Условие предела распространения детонации в слое записывается поэтому в виде

$$\frac{d}{2D} \cdot \frac{2RT}{E} > \frac{\tau(D-w)}{a}$$

или

$$\tau < \frac{d}{D} \cdot \frac{a}{(D-w)} \cdot \frac{RT}{E}. \quad (9)$$

Условие (9) по смыслу не должно противоречить условию (5) для трубы. Предельное время реакции (9) должно быть меньше времени (5), поскольку в слое существует дополнительный сильный источник

потерь — убегание спиновых конфигураций из слоя и связанное с этим неполное сгорание горючего газа.

Предельное время реакции, определяемое из (9), и в самом деле меньше времени реакции сжатого горючего газа \bar{t} (см. рисунок).

Критерий (9) можно выразить в более наглядном виде:

$$\frac{D(D-w)}{da} \cdot \frac{cT}{CQ} e^{E/RT} = 1. \quad (10)$$

Детонация в слое возможна, если левая часть (9) меньше единицы.

Для вычислений по (9) полезно иметь в виду соотношение

$$\frac{a}{D(D-w)} = \frac{1}{a_1 M} \sqrt{\frac{2\gamma M^2 + (1-\gamma)}{M^2(\gamma-1) + 2}}, \quad (11)$$

где a_1 — скорость звука в газе 1.

Критерии (2), (6) и (10), если в них подставить кинетические параметры, полученные из обычных кинетических опытов, дают неправдоподобно малые значения предельной толщины слоя и диаметра трубы, в которых еще возможно распространение детонации. Поэтому для вычисления абсолютных величин следовало бы пользоваться кинетическими данными, полученными в мощных ударных волнах или в детонации, где время реакции ограничивается релаксационными явлениями. Но, вероятно, проще экспериментально определить предельную толщину слоя и предельный диаметр, чем найти исходные данные, необходимые для их вычисления. Поэтому критерии (2) и (10) для слоя и (6) для трубы могут быть полезны только для оценки качественного влияния различных параметров на критические условия распространения детонации.

Если слой с двух сторон ограничен сжимаемой границей (вместо твердой стенки на рисунке находится тоже газ 2), то в критериях (9) и (10) вместо ширины слоя следует подставлять половину этой величины.

Возмущения в рассмотренном выше случае, зарождаясь на границе между газами 3 и 6, подходят к ударному фронту $O'O$ и становятся на нем тройными конфигурациями. Затем они уходят, двигаясь по плоскости $O'O$ в газ 2. Такая картина связана с тем, что воспламенение газа 3 — более быстрый процесс, чем воспламенение газа 6, обладающего более низкой температурой. Существенно также и то, что средняя плотность конфигураций по мере движения их к газу 2 не изменяется. Подобная схема зарождения, движения и гибели спиновых конфигураций, вероятно, хорошо описывает тонкую структуру пульсирующей и спиновой детонации [2]. В этом случае, разумеется, вместо фронта $O'O$ в модели ЗНД надо рассматривать пересжатый фронт в спиновом (пульсирующем) ядре, на котором возникает тонкая структура. Ввиду несимметричности «косой» пересжатой ударной волны конфигурации тонкая структура (мелкие конфигурации на спине) здесь возникает с большей вероятностью вблизи пересечения ударных волн и движется к «открытому» краю косого фронта.

В заключение отметим, что если рассматривать не слой, а, например, цилиндрический заряд (такая задача возникает при определении критического диаметра детонации жидких взрывчатых веществ), то конфигураций, рождающихся вблизи оси заряда может оказаться недостаточно для поддержания детонации. В цилиндрическом заряде

плотность конфигураций по мере движения по ударному фронту от оси заряда к его периферии быстро падает. В этом случае надо рассматривать воспламенение вещества вблизи периферии заряда, в так называемой примыкающей ударной волне [6] (на рисунке в газе 5).

*Поступила в редакцию
1/VIII 1967*

ЛИТЕРАТУРА

1. E. K. Dabora, J. A. Nicholls, R. V. Morrison. Tenth Symposium (International) on Combustion, 1965, 817.
2. К. И. Щелкин, Я. К. Трошин. Газодинамика горения. М., Изд-во АН СССР, 1963.
3. Я. Б. Зельдович, А. С. Компанеец. Теория детонации. М., ГИТТЛ, 1955.
4. Ю. Б. Харитон. Сб. «Вопросы теории взрывчатых веществ». Изд-во АН СССР, 1947.
5. Ю. Б. Харитон, В. О. Розинг. Докл. АН СССР, 1940, 26, 360.
6. А. Н. Дремин. Докл. АН СССР, 1962, 147, 4.